1997年度 修士学位論文
B 中間子の稀崩壊（$B \to K^*\gamma$）過程の検出効率に関する研究

奈良女子大学大学院理学研究科
物理学専攻
高エネルギー物理学講座
佐々木　マホ

1998年2月

目次

1 序 **1**

2 B 中間子の物理 **3**

2.1 対称性と保存則 3

2.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 系における CP の破れ 4

2.3 小林・益川理論とユニタリティー三角形 4

2.4 $B \to K^*\gamma$ 崩壊の物理 8

2.4.1 理論的背景 8

2.4.2 標準理論を越える粒子の影響 10

2.4.3 実験の現状 10

3 $B \to K^*\gamma$ 過程のシミュレーション **15**

3.1 シミュレーションの全体象 15

3.2 イベント生成について 16

3.3 BELLE 検出器 16

3.3.1 粒子崩壊点検出器 (SVD) 17

3.3.2 荷電粒子検出器 (CDC) 20

3.3.3 エアロジェル・チェレンコフ・カウンター (ACC) 22

3.3.4 飛行時間測定器 (TOF) 23

3.3.5 CsI 電磁カロリーメーター (ECL) 25

3.4 測定器シミュレーション 30

3.4.1 荷電粒子のトラッキング 30

3.4.2 γ 検出 31

3.4.3 荷電粒子識別 32

3.5 $B \to K^*\gamma$ イベントの生成及びその特徴 33

3.5.1 事象生成レベルでの $B \to K^*\gamma$ 事象の特徴 36

3.5.2 K^* 候補の再構成 37
3.5.3 γ 候補の識別 43
3.6 $B \to K^*\gamma$ イベントの再構成 45
3.6.1 $B \to K^*\gamma$ イベントの選出 45
3.6.2 ΔE によるカット 47

4 結果と考察 **50**

A C 変換と P 変換 **52**
A.1 C 変換 52
A.2 P 変換 53

B BELLE 検出器シミュレータにおける粒子同定確立の定義 **55**

図一覧

2.1 クォーク間の遷移とその強さ 5
2.2 $W^{\pm}$ によるクォーク間遷移 6
2.3 ユニタリティ三角形 7
2.4 標準理論で $b \to s\gamma$ に寄与するダイアグラム 9
2.5 ヒッグス粒子や超対称粒子の寄与がある $b \to s\gamma$。それぞれのグラフは (a) 荷電ヒッグス粒子と t クォーク、(b) チャージノ (j = 1,2) と電荷が +2/3 のスカラークォーク、(c) はグルイノと電荷が -1/3 のスカラークォークの寄与を示すダイアグラムである。 11
2.6 $\tan\beta$ に対する分岐比の分布。$m_0 = 100GeV$、$m_{1/2} = 200GeV$、$A_0 = 0$ の時のもので、a) は $\mu < 0$、b) は $\mu > 0$ についてのものである。 12
2.7 CLEO 実験で観測された $B \to K^*\gamma$ 候補のビームコンストレイントマス分布。黒塗り部分が $K^-\pi^+\gamma$、ハッチの部分が $K^-\pi^0\gamma$、白抜き部分が $K_s\pi^-\gamma$ によるものである。 13

3.1 主なバックグラウンド過程 16
3.2 BELLE 検出器 18
3.3 BELLE 測定器の 1/2 断面図 19
3.4 SVD 断面図。上段が y-z 断面、下段が x-y 断面である。 21
3.5 CDC の y-z 断面図 22
3.6 ACC バレル部 24
3.7 ACC エンドキャップ部 24
3.8 TOF/TSC モジュール 25
3.9 電磁カロリーメーター 27
3.10 カロリーメーターのエネルギー分解能。ビームテストの結果。 . . . 28
3.11 $B \to K^*\gamma$ イベント。他方の B 中間子は標準崩壊をしている。 . . . 35

3.12 γ の実験室系でのエネルギー分布 36
3.13 γ の実験室系でのエネルギーと生成方向の相関分布 37
3.14 $\Upsilon(4S)$ の重心系での γ のエネルギー分布 38
3.15 K^+ の実験室系での運動量分布 38
3.16 $\Upsilon(4S)$ の重心系での K^+ の運動量分布 39
3.17 π^- の実験室系での運動量分布 39
3.18 $\Upsilon(4S)$ の重心系での π^- の運動量分布 40
3.19 生成された粒子と粒子同定確率で識別された粒子の運動量依存性。上段が π 中間子について下段が K 中間子について。それぞれ白抜き部分が生成された粒子、ハッチの部分が識別された粒子である。 . . 41
3.20 K、π を再構成した不変質量。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。 . . 42
3.21 イベント生成時における K^* の質量 43
3.22 γ のエネルギー分布。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。 44
3.23 B の質量分布：上段は (3.1) 式で求めたもの。下段は (3.2) 式で求めたものである。それぞれ網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。一般の $B\bar{B}$ イベントのエントリーは $4GeV \sim 6GeV$ の領域に入っていないので本図にはない。 . . 46
3.24 ビームエネルギーと再構成した B の質量の差 ΔE。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。 47
3.25 B の質量。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。一般の $B\bar{B}$ イベントからのものはない。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。 48

表一覧

2.1 CLEO での $B \to K^*\gamma$ 過程の解析結果 10

3.1 各測定器の主な役割 17
3.2 エアロジェルのパラメータ 23
3.3 ECL のパラメータ 26
3.4 BELLE 検出器のパラメータ 29
3.5 TOF のパラメータ 33
3.6 生成したイベント 34
3.7 バックグラウンド除去の結果 49

第 1 章

序

現在 茨城県のつくば市にある高エネルギー加速器研究機構（KEK）において多量の B 中間子を用いた実験の為の電子·陽電子衝突型加速器（KEKB）及び検出装置（BELLE 検出器）の建設が進められている。
B 中間子を多量に生成することから B ファクトリー（B 工場）とも呼ばれる本計画の最大の目標は、これまで K^0 中間子系においてのみ観測されている「CP 非保存」の現象を、B 中間子系において観測することである。理論的には B 中間子系で大きな CP 非保存の現象が見えることが期待されており、本 B ファクトリー計画では B 中間子の様々な崩壊モードにおける CP 非保存現象を系統的に測定することにより、CP 非保存の起源の謎に迫ることを目標としている。
KEKB 加速器及び BELLE 検出器の建設は現在精力的に進行中であり、今年（1998 年）秋には加速器・検出器共に完成し、順調に行けば冬には実験が開始される予定である。

KEKB 加速器で予定されているビームの強度（ルミノシティ）は $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ でこれは現在最高のルミノシティを達成している CESR 加速器のおよそ 100 倍、トリスタンの約 250 倍である。このルミノシティで $\Upsilon(4S)$ 状態を生成すると、1 年間で 10^8 個の B 中間子を得ることが出来る。

多量の B 中間子が生成される本実験では B 中間子の稀崩壊過程の詳しい研究もまた重要な課題の一つである。
一般に、稀崩壊過程は、標準理論の枠内では電弱相互作用の最低次の過程 (ツリーレベル) で禁止されている崩壊過程に相当する。その為、標準理論を越える新しい物理を探す重要な窓として期待されている。こうした稀崩壊のうち、測定を行なうことが強く求められているものに「$B \to X_s\gamma$」崩壊 (ここで X_s は s クォークを含

む任意のハドロン終状態) または X_s として K^* を構成する「$B \to K^*\gamma$」過程の測定があげられる。この崩壊過程には初期状態に b クォークが存在し、終状態ではこれが b クォークと同じ電荷を持つ s クォークへと転換していることから FCNC(Flavor Changing Neutral Current) とも呼ばれる。これはウィークボソン $W^{\pm}$ 1 個の交換では起こり得ないので、標準理論の枠内では中にループを含む 2 次の過程が必要となる。その為、標準理論を越える何かの粒子が存在すれば、そこに同程度の寄与が期待されることになる。

本研究では、特に $B \to K^*\gamma$ 過程の事象選別条件についての研究を、実際の測定器の影響をモンテカルロ法でシミュレートすることにより行なった。
本崩壊過程の分岐比は CLEO での実験により 10^{-5} と知られており、バックグラウンドを出来るだけ落とし S/N を上げる方法を確立することが本研究の重要な課題である。

本論文では、第 2 章で B 中間子の物理、特に CP 非保存の現象の物理及び、B 中間子の稀崩壊の物理について述べる。
第 3 章で本研究の主目的である $B \to K^*\gamma$ 過程のシミュレーションについて報告する。この章ではシミュレーションの方法、イベント生成、BELLE 検出器の概要、検出器シミュレータ、及び解析方法について述べる。
最後に第 4 章で、研究の結果のまとめと考察を行なう。

第 2 章

B 中間子の物理

序章で述べたように、現在建設の進められている B ファクトリーでの主要な物理の目標は、B 中間子系における CP 非保存現象の解明との稀崩壊過程の探索である。この章では、これまでに CP 非保存現象が見つかっている唯一の系である K 中間子系についてまず述べ、つぎに標準理論において CP の破れを説明する小林・益川理論について説明する。最後に本研究の課題である B 中間子の稀崩壊過程とくに、$B \to K * \gamma$ の物理について述べる。

2.1 対称性と保存則

自然界には、様々な対称性が存在しており、相互作用においてそれらの対称性が保存されていると考えられている。ところが、原子核の崩壊によって発見された弱い相互作用において、いくつかの対称性が破れていることが知られている。

空間反転をおこなう P 変換の対称性が弱い相互作用において破れている可能性があることが 1956 年にリーとヤンによって予言され [1]、翌年ウーらによって発見された [2]。また、粒子の荷電共役をとる C 変換の場合、右巻のスピンを持つニュートリノや左巻のスピンを持つ反ニュートリノが（現在の所）存在していないことが実験によりわかっているので、ニュートリノが関わる崩壊は C 変換に対しても不変ではない。ところが、この C 変換と P 変換とを同時に行なう CP 変換を考えると、左巻きのニュートリノは右巻きの反ニュートリノになるので、この CP の変換における不変性は破られてはいないと考えられてきた。しかし、この CP 変換もわずかに破れていることが 1964 年にクリステンソン等によって中性 K 中間子の崩壊を詳しく調べることにより発見された [3]。この CP の破れを説明する最も有力な理論の一つとして小林・益川理論がある。

2.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 系における CP の破れ

中性の K 中間子は K^0 とその反粒子である $\bar{K^0}$ がある。K^0、$\bar{K^0}$ は強い相互作用の固有状態であり、$|K^0> \ (S = +1), |\bar{K^0}> \ (S = -1)$ という状態をとる (S はストレンジネス)。CP の位相を

$$CP|K^0> = |\bar{K^0}>$$

と定義すると CP の固有状態は、

$$\begin{aligned} |K_1^0> &= (|K^0> + |\bar{K^0}>)/\sqrt{2} \\ |K_2^0> &= (|K^0> - |\bar{K^0}>)/\sqrt{2} \end{aligned}$$

となる。ここで、K 中間子と π 中間子のスピン - パリティが共に $J^P = 0^-$ であることを考慮すると、K_1 は、偶数個の π 中間子に崩壊し (CP = +1)、K_2 は奇数個の π 中間子に崩壊する (CP = -1) ことがわかる。

物理的に観測される中性の K 中間子は、主に二つの π 中間子に崩壊する寿命の短い $K_S(\tau_{K_S} \sim 0.89 \times 10^{-10}$秒) と、主に三つの π 中間子に崩壊する寿命の長い $K_L(\tau_{K_L} \sim 5.17 \times 10^{-8}$秒) の二つがあり、長い間 $|K_S> = |K_1>$、$|K_L> = |K_2>$ であると考えられていた。

ところが、1964 年にクリステンソン等によって CP = -1 と考えられてきた K_L が二つの π 中間子 (CP = +1) にも崩壊することが発見され、弱い相互作用においてわずかに CP が破れていることが実験的に発見された。

2.3 小林・益川理論とユニタリティー三角形

標準理論において、クォークは質量の固有状態

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

で表される。それぞれの括弧でくくられた組の一つを世代と呼ぶ。

弱い相互作用ではウィークボソン $W^{\pm}$ を媒介してクォークのフレーバーが変わるが、その遷移の強さはカビボ角 $\lambda \equiv \sin\theta_c$ の次数に依っている。図 (2.2) にクォーク間の遷移とその強さを示す定性的な図を示す。

図中の矢印は、その遷移のおおよその強さを表していて。 $\equiv\equiv$ $O(\lambda^0)$ が一番強く、 $=$ $O(\lambda)$、 $-$ $O(\lambda^2)$、点線 $O(\lambda^3)$ の順に弱くなっていく。

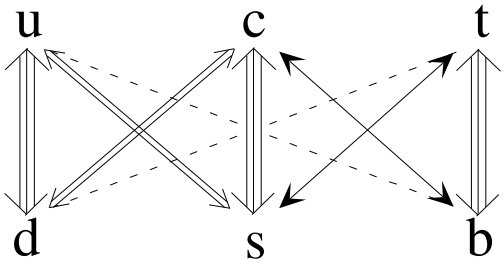

図 2.1: クォーク間の遷移とその強さ

標準理論において CP の破れは弱い相互作用におけるクォークの混合を表す小林・益川理論によって説明することが出来ることが知られている。

標準理論において、クォークは質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態が異なっており、質量の固有状態 U_L、D_L を

$$\begin{aligned} U_L &= (u,c,t)_L \\ D_L &= (d,s,b)_L \end{aligned}$$

とすると、弱い相互作用における固有状態 U'_L、D'_L は

$$\begin{aligned} U'_L &= U_L \\ D'_L &= V_{KM} D_L \end{aligned}$$

と表すことが出来る。ここで V_{KM} は小林・益川行列と呼ばれるユニタリー行列であり、

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

とする。

この行列は弱い相互作用におけるクォークの世代間の混合の状態を表すものである。$V_{qq'}(q:u,c,t\ ,\ q':d,s,b)$ はウィークボソン $W^{\pm}$ によるクォーク間の遷移の強さを表している (図 (2.1))。

小林・益川行列のユニタリー性およびクォーク間の相対的な位相の再定義により、この行列は 4 つのパラメータで表すことが出来る。これらのうち三つはクォークの世代間の混合の角度となり、残りの一つが複素位相成分となって残る。この残った複素位相成分によって、標準理論の中で CP の破れが自然に導入される。

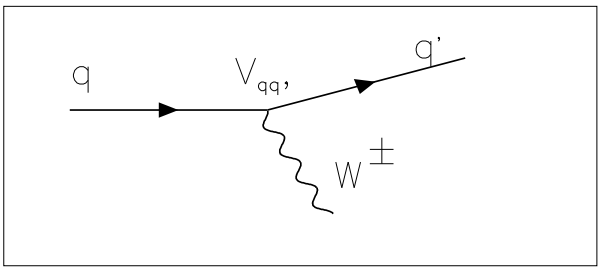

図 2.2: $W^{\pm}$ によるクォーク間遷移

小林・益川行列は $V_{us} \equiv \lambda$、$V_{cb} \equiv A\lambda^2$ とし、ρ、η というパラメータを用いて、

$$V = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + 0(\lambda^4)$$

という表現 (ウォルフェンシュタイン表現) がしばしば用いられる。このとき、ρ および η が CP の破れを起こす原因に関係する量である。

$\lambda = V_{us}$ はストレンジ粒子の崩壊や原子核の β 崩壊より、

$$\lambda = \sin\theta_c = 0.2205 \pm 0.0018$$

と測定されている。また、A は B 中間子のセミレプトニック崩壊及び B 中間子の平均寿命 τ_B から決定することができる。これらの測定より $|V_{cb}| \simeq 0.04$ なので、A は

$$A = 0.808 \pm 0.058$$

と決定されている。

小林・益川行列はユニタリー行列でなければならない。すなわち各行列要素に対し、

$$\sum_i V_{ij}^* V_{ik} = \delta_{jk}$$

の関係がある。このうち、複素数因子を持つ V_{ub} と V_{td} を含む

$$V_{td} V_{tb}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{ud} V_{ub}* = 0$$

は図 (2.3) の通り複素平面上で閉じた三角形を描く。これをユニタリティ三角形と

言う。ユニタリティ三角形の 3 つの内角は、以下のように定義される。

$$\phi_1 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right),\ \phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right),\ \phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right)$$

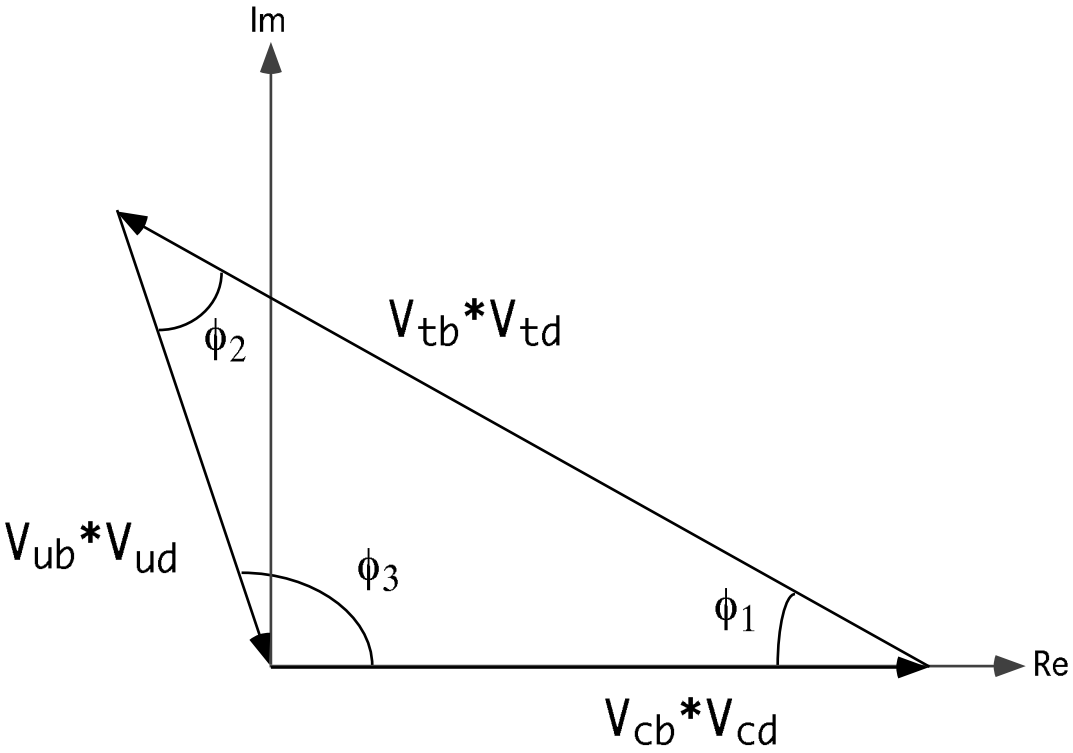

図 2.3: ユニタリティ三角形

CP 非保存が小林・益川の理論に従って生じているのならば、実験によって得られたユニタリティ三角形の内角及び各辺の長さを用いてユニタリティ三角形を再構成することが出来る。もし三角形にならないとしたら、それは小林・益川理論ではない新しい物理、すなわち標準理論を越える物理の存在を示唆する。

B ファクトリー実験は、ユニタリティ三角形の内角及び各辺を独立に測定することにより、ユニタリティ三角形を規定し小林・益川理論を検証することを第一の目的としている。

例えば ϕ_1 は $B \to J/\Psi K_S$ 過程の CP 非対称度

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(B^0(t) \to J/\Psi K_S) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \to J/\Psi K_S)}{\Gamma(B^0(t) \to J/\Psi K_S) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \to J/\Psi K_S)} = -\sin 2\phi_1 \sin(\Delta m t)$$

より求められる。

2.4 $B \to K^*\gamma$ 崩壊の物理

前章で述べた通り、B ファクトリー実験では大量 (年間 10^8) の B 中間子を生成できる。そのため、今まで検出の難しかった稀崩壊モード (分岐比が 10^{-5} 以下) も観測できる可能性がある。稀崩壊モードはその分岐比の測定自体が重要な課題であるが、いくつか興味ある物理も内包する。以下、本研究で取り上げた $B \to K^*\gamma$ に関して理論的背景と実験の現状について述べる。

2.4.1 理論的背景

前節で示したように、標準理論の枠内ではクォークのフレーバーを変えるのは電荷を持ったウィークボソン $W^{\pm}$ のみであり、直接同じ電荷でフレーバーの異なるクォーク間の遷移を媒介するボソンは存在しない。

従ってそのような過程は標準理論の枠内では、より高次のダイヤグラムから生じていると考えられる。このような過程のことを一般に FCNC(Flabor Canging Neutral Current) と呼ぶ。FCNC 過程は、このように標準理論からの寄与が押えられているので、標準理論を越える物理があればそれを見つけるのに感度の良い過程だと期待されている。

その代表的な例が、b クォークから γ を放出して s クォークに変換する過程

$$b \to s\gamma$$

である。

標準理論ではループに t クォークや W 粒子が飛ぶような電弱ペンギンダイアグラムが効く。この過程のファインマン・ダイアグラムを図 (2.4) に示す。

実験的には、B 中間子から γ を放出して s クォークを含んだ任意の終状態になる

$$B \to X_s\gamma$$

の崩壊を見ることになる。しかしながら X_s の状態を全て観測するのは難しいのでその代表的な過程

$$B \to K^*\gamma$$

を測定することがまずはじめの目標となる。

標準理論の枠内で、$B \to X_s\gamma$ の崩壊巾はセミレプトニック崩壊 $B \to X l \nu_l$ の分岐

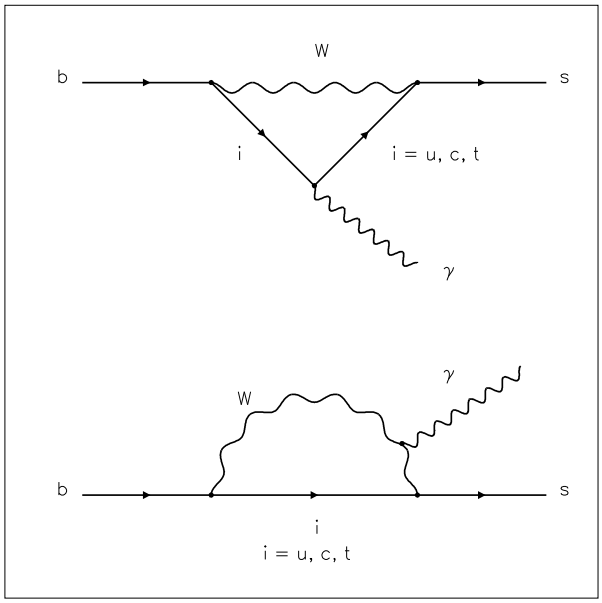

図 2.4: 標準理論で $b \to s\gamma$ に寄与するダイアグラム

比を用いて与えられる [4]。

$$\mathcal{B}(B \to X_s\gamma) = \frac{|\lambda_t|^2}{V_{cb}^2}\frac{6\alpha}{\pi f(z)}F(|D|^2 + A)\mathcal{B}(B \to Xl\nu_l) = (3.51 \pm 0.32) \times 10^{-4}$$

ここで λ_t は CKM 行列の係数 $\lambda_t = V_{tb}V_{ts}^*$ である。$f(z)$ はセミレプトニック崩壊に対する位相空間補正を与える。

$$f(z) = 1 - 8z + 8z^3 - z^4 - 12z^2 \ln z \quad , \quad z = \frac{m_{c,pole}^2}{m_{b,pole}^2}$$

$m_{b,pole}^2(m_{c,pole}^2)$ は $b(c)$ クォークのポールの位置での質量であり、$\bar{m}_b(\mu = m_b)$ は $\overline{\rm MS}$ スキームで繰り込みを行なった時の b クォークの質量である。F は

$$F = \frac{1}{\kappa(z, \bar{\mu}_b)}\left(\frac{\bar{m}_b(\mu = m_b)}{m_{b,pole}}\right)^2 = \frac{1}{\kappa(z, \bar{\mu}_b)}\left(1 - \frac{8}{3}\frac{\alpha_s(m_b)}{\pi}\right)$$

で与えられる。このウィルソン係数は繰り込み群の方法で計算することにより求められている。関数 $\kappa(z, \bar{\mu}_b)$ はセミレプトニック崩壊の崩壊巾に対する QCD 補正を表しており、$\bar{\mu}_b = O(m_b)$ の値に依存している。A は制動放射関数である。

2.4.2 標準理論を越える粒子の影響

標準理論を越えると $b \to s\gamma$ の崩壊には $W^{\pm}$ と t クォークの寄与以外に様々な未知の粒子が関与する可能性がある。これらの寄与に対して、$b \to s\gamma$ 過程は非常に感度の良い測定量となる。たとえば、ヒッグス粒子の二重項が 2 つ存在する模型 (2HDM) や超対称性理論 (SUSY) のパラメータに制限を課することが出来る [8]。これらの寄与があるファインマン図を図 (2.5) に示す。

分岐比 $B(b \to s\gamma)$ の計算に電荷を持ったヒッグス粒子 $H^{\pm}$ の寄与または SUSY 粒子の寄与を考慮した場合の計算例 [7] を図 (2.7) に示す。ここで μ、$\tan\beta$ は SUSY 理論のフリーパラメータであり、μ は超対称性ヒッグス粒子の質量、β は 2 つのヒッグス粒子の真空期待値の比を意味する。

2.4.3 実験の現状

最初の $B \to K^*\gamma$ 過程は 1993 年に CLEO で観測された。データ解析は $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態のところで収集された $1.38 fb^{-1}$ のデータサンプルを用いて、$\bar{B^0} \to \bar{K^{*0}}\gamma$ 過程と $B^- \to K^{*-}\gamma$ 過程について行なわれた。最終的に得られた $B \to K^*\gamma$ 過程のイベント数は表 (2.1) に示すように、$\bar{B^0} \to \bar{K^{*0}}\gamma$ 過程からは 8 イベント、$B^- \to K^{*-}\gamma$ 過程からは 5 イベントである。

その $B \to K^*\gamma$ 候補イベントを再構成した質量分布 [5] を図 (2.6) に示す。

	$\bar{B^0} \to \bar{K^{*0}}\gamma$	$B^- \to K^{*-}\gamma$	
	$\bar{K^{*0}} \to K^-\pi^+$	$K^{*-} \to K_s\pi^-$	$K^{*-} \to K^-\pi^0$
シグナルイベント	8	2	3
$q\bar{q}$ バックグラウンドイベント	1.1 ± 0.2	0.05 ± 0.03	0.8 ± 0.3
$B\bar{B}$ バックグラウンドイベント	0.30 ± 0.15	0.01 ± 0.01	0.10 ± 0.05
検出効率	$(11.9 \pm 1.8)\%$	$(2.0 \pm 0.3)\%$	$(3.1 \pm 0.5)\%$
分岐比	$(4.0 \pm 1.7 \pm 0.8)\times 10^{-5}$	$(5.7 \pm 3.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}$	

表 2.1: CLEO での $B \to K^*\gamma$ 過程の解析結果

$\mathcal{B}(B \to K^*\gamma)$ と $\mathcal{B}(B \to X_s\gamma)$ についてはそれぞれ 1993 年と 1994 年に CLEO でその値が測定され、

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B \to K^*\gamma) &= (4.3^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.6) \times 10^{-5} \\ \mathcal{B}(B \to X_s\gamma) &= (2.32 \pm 0.57 \pm 0.35) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

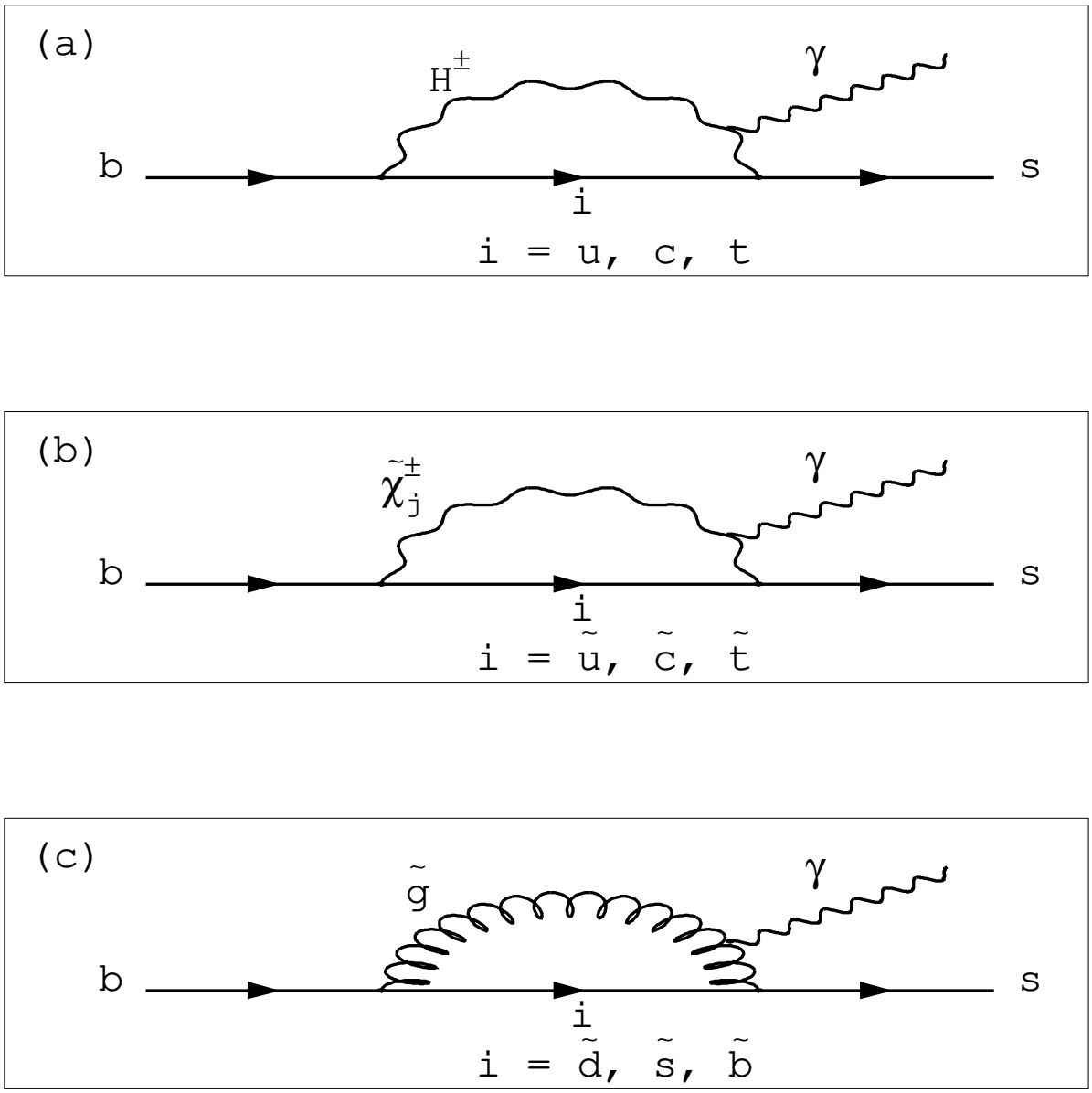

図 2.5: ヒッグス粒子や超対称粒子の寄与がある $b \to s\gamma$。それぞれのグラフは (a) 荷電ヒッグス粒子と t クォーク、(b) チャージノ (j = 1,2) と電荷が +2/3 のスカラークォーク、(c) はグルイノと電荷が -1/3 のスカラークォークの寄与を示すダイアグラムである。

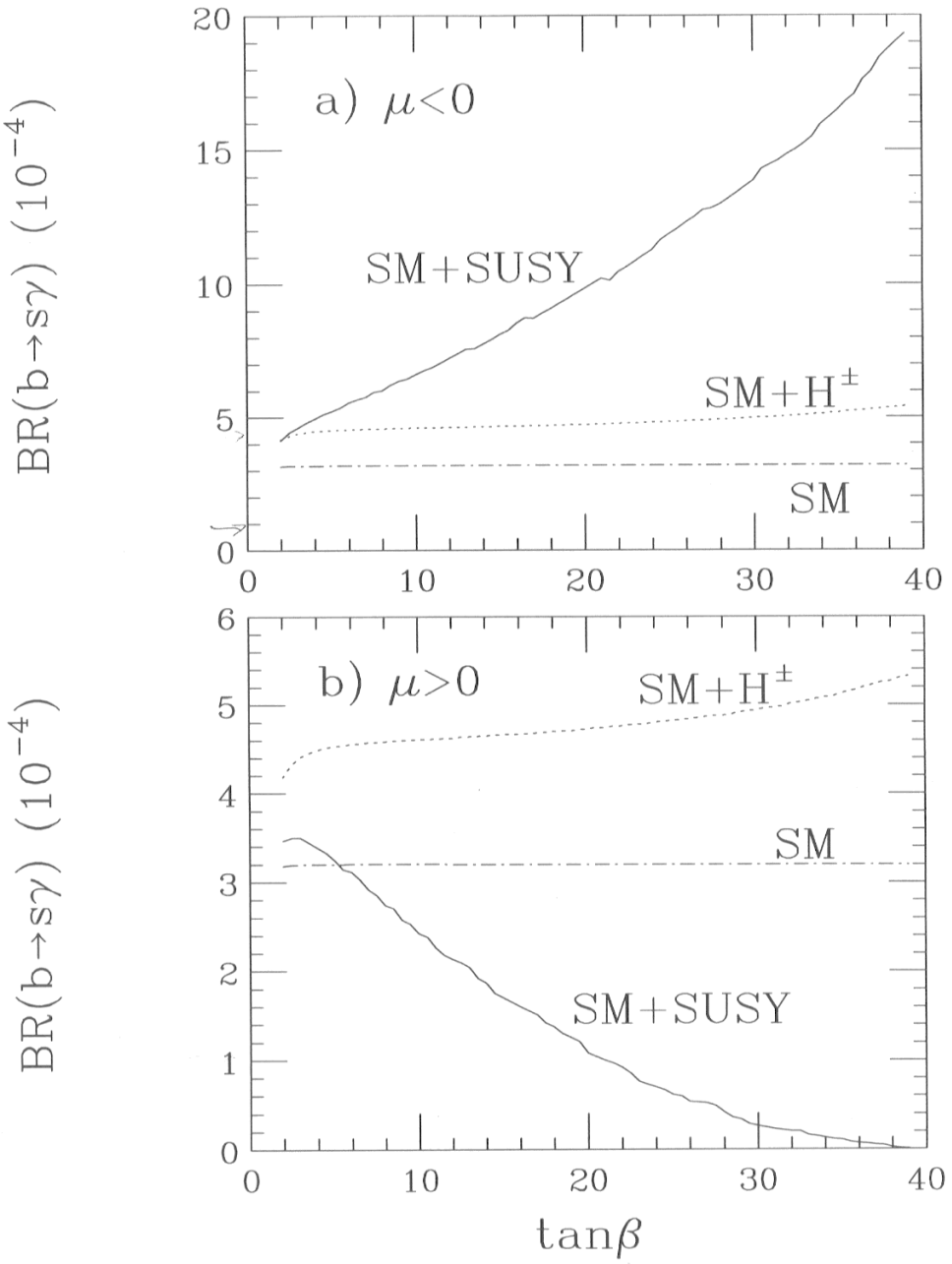

図 2.6: $\tan\beta$ に対する分岐比の分布。$m_0 = 100GeV$、$m_{1/2} = 200GeV$、$A_0 = 0$ の時のもので、a）は $\mu < 0$、b）は $\mu > 0$ についてのものである。

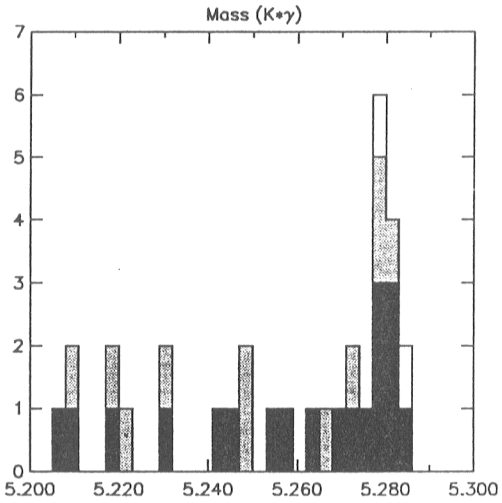

図 2.7: CLEO 実験で観測された $B \to K^*\gamma$ 候補のビームコンストレイントマス分布。黒塗り部分が $K^-\pi^+\gamma$、ハッチの部分が $K^-\pi^0\gamma$、白抜き部分が $K_s\pi^-\gamma$ によるものである。

という値が得られている [5][6]。

今までの実験値より 95% の信頼度で

$$1 \times 10^{-4} < \mathcal{B}(B \to X_s\gamma) < 4.2 \times 10^{-4}$$

が得られている。

図 (2.7) からわかるように、$\mathcal{B}(B \to X_s\gamma)$ の測定精度を上げると、このような SUSY や 2HDM のモデルに強い制限を与えられることがわかる。

第 3 章

$B \to K^*\gamma$ 過程のシミュレーション

3.1 シミュレーションの全体象

本章では B 中間子の FCNC 崩壊モードである $B \to K^*\gamma$ の BELLE 検出器での検出効率の解析方法について述べる。第 1 章でも述べたように $B \to K^*\gamma$ 過程の崩壊確率は $\sim 10^{-5}$ と小さいので、多量のバックグラウンド事象の中から目的の崩壊モードを出来る限り高い効率でかついい S/N で選び出すことが必要となる。本研究の目標はその時のこの崩壊過程の検出効率を求めること及びバックグラウンドをおとす方法を確立することである。具体的な方法としては目的の反応及びバックグラウンドイベントをモンテカルロ法で生成させ実際の BELLE 検出器の性能をシミュレートしたプログラムを通して調べた。

目的の崩壊モードに対して問題となる主なバックグラウンドとなる過程は図 (3.1) に示す
$(1) e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ （B、$\bar{B}$ は目的の反応以外に崩壊）
$(2) e^+e^- \to q\bar{q}$ （$q : u, d, s, c$）
の二つである。
ここで (1) の反応は、e^+e^- が仮想光子に消滅後 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態が生成され、そこからの崩壊で生まれた B^0、$\bar{B^0}$ 又は B^+、B^- が目的の崩壊モード以外に崩壊する全ての過程を含む。以下、この B 中間子の崩壊を標準崩壊モードへの崩壊と呼ぶ。ちなみに $\Upsilon(4S)$ の質量は $10.58GeV$、B 中間子の質量は $5.27GeV$、e^+e^- から $\Upsilon(4S)$ が生成される断面積は $1.2nb$ である。
(2) の過程は e^+e^- 消滅反応で、クォーク・反クォーク対が生成される反応である。$\Upsilon(4S)$ のエネルギーの所での断面積は、$2.8nb$ と $\Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ 反応の約 2 倍の断

面積を持つ。この反応では比較的高いエネルギーの光子 (γ) が出やすいので、後で示すように目的の崩壊モード ($B \to K^*\gamma$) に対する大きなバックグラウンドとなる。

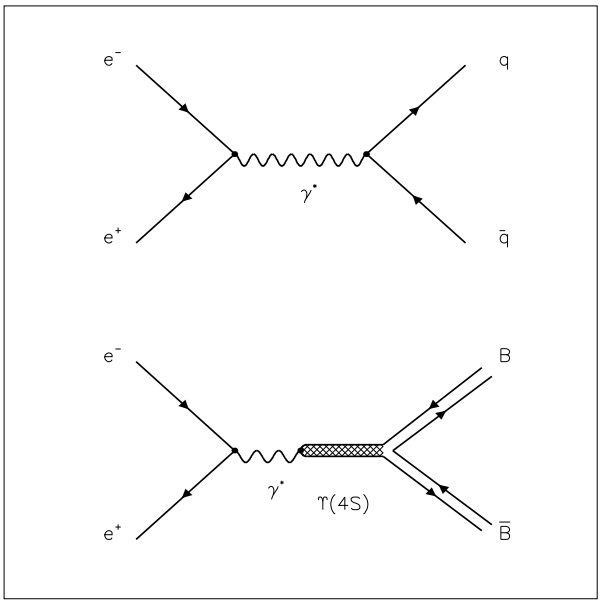

図 3.1: 主なバックグラウンド過程

以下、イベント生成について、BELLE 検出器について、そして検出器シミュレータについて述べ、その後に解析方法について順に述べていく。

3.2 イベント生成について

イベント生成はモンテカルロ法を用いたイベント生成プログラムで行なった。このプログラムにはこれまでの実験で得られた B 中間子や D 中間子の崩壊様式、分岐比などに関する最新の情報が取り込まれている。

また、崩壊様式や崩壊率、CP 非対称度などがパラメータ化されており、使用者の必要に応じて自由に設定することが出来る。

3.3 BELLE 検出器

電子・陽電子の衝突により生じた事象は多数の粒子が発生する現象として検出器で観測される。例えば $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ 反応では平均 5 個の荷電粒子と 5 個

の光子が生成される。検出器で測定される量は (1) 個々の荷電粒子の運動量 (2) 光子のエネルギー (3) 粒子の種類 (4) 粒子の崩壊点、等である。BELLE 検出器では、これらの全ての観測量について、高分解能で測定できるように最適化されている。

BELLE 検出器の全体構造を図 (3.2)、1/2 断面図を図 (3.3) に示す。全体のサイズは長さが約 $6m$、高さが約 $5m$ である。ビームのエネルギーが非対称なため、検出器も衝突点に対して非対称に作られている。BELLE 検出器の中心は、本研究で特に重要となるアクセプタンスを増す為に衝突点より電子の進行方向（+z 方向）に $47cm$ ずらして配置されている。

BELLE 検出器はその役割ごとに 7 つの測定器がベリリウム (Be) 製のビームパイプの周囲に設置されている。各測定器の主な役割を表 (3.1) にまとめた。

測定器	主な役割
SVD	B 中間子の崩壊点の測定
CDC	荷電粒子の飛跡検出
ACC	π 中間子と K 中間子の識別
TOF	800MeV 以下の π 中間子と K 中間子の識別
ECL	電子の識別、光子の検出
EFC	ルミノシティモニター
KLM	K_L、μ 粒子の検出

表 3.1: 各測定器の主な役割

以下に、特に本研究で重要となる各検出器について、その構造と特性を簡単に述べる。

3.3.1 粒子崩壊点検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) の主な役割は、B 中間子の崩壊点（バーテックス）検出である。BELLE 実験において崩壊の時間情報は、2 つの B 中間子崩壊点の相対位置によって得られる。崩壊の時間情報を得ることは B 中間子の CP 非保存の現象の研究に不可欠である。

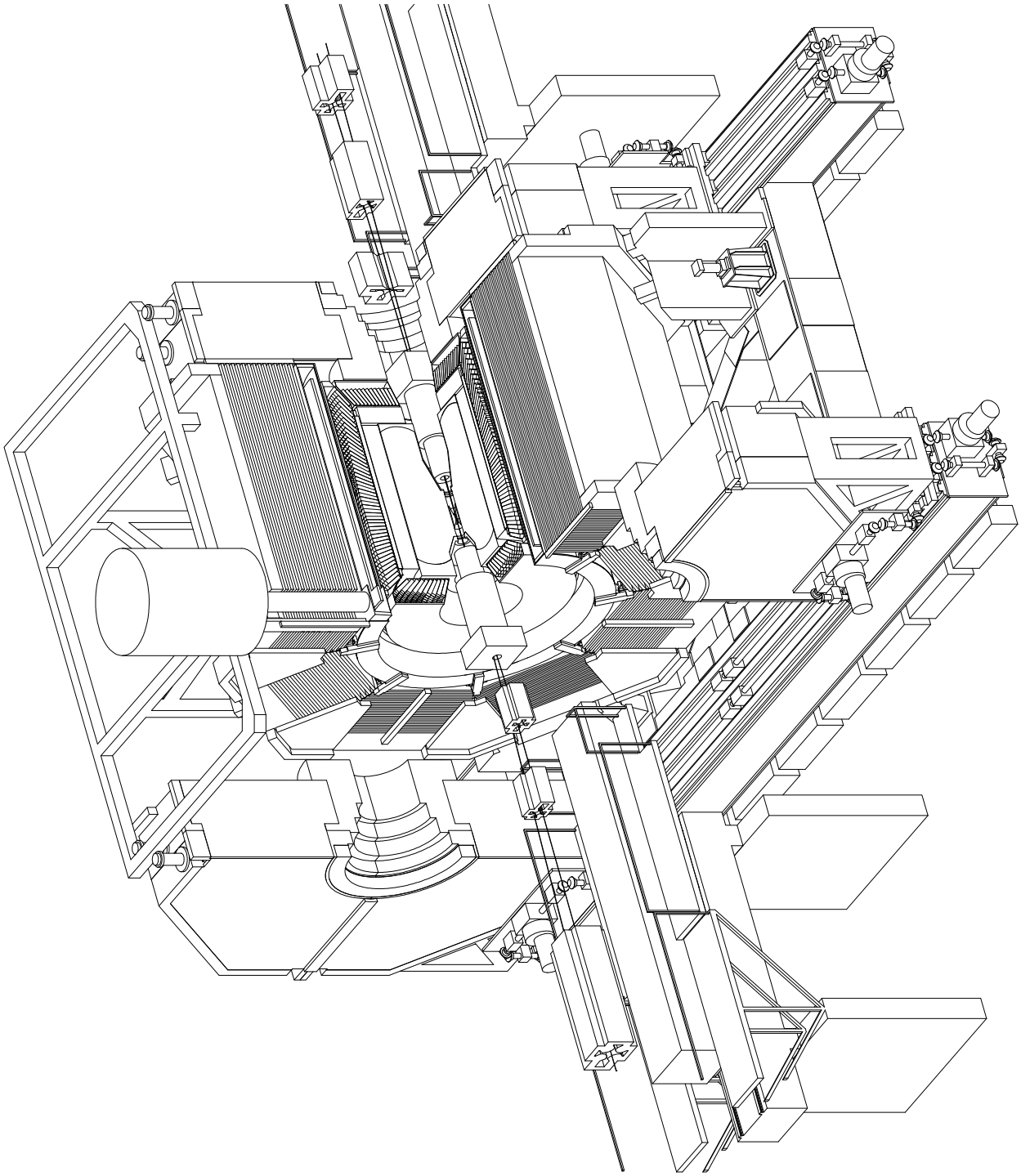

図 3.2: BELLE 検出器

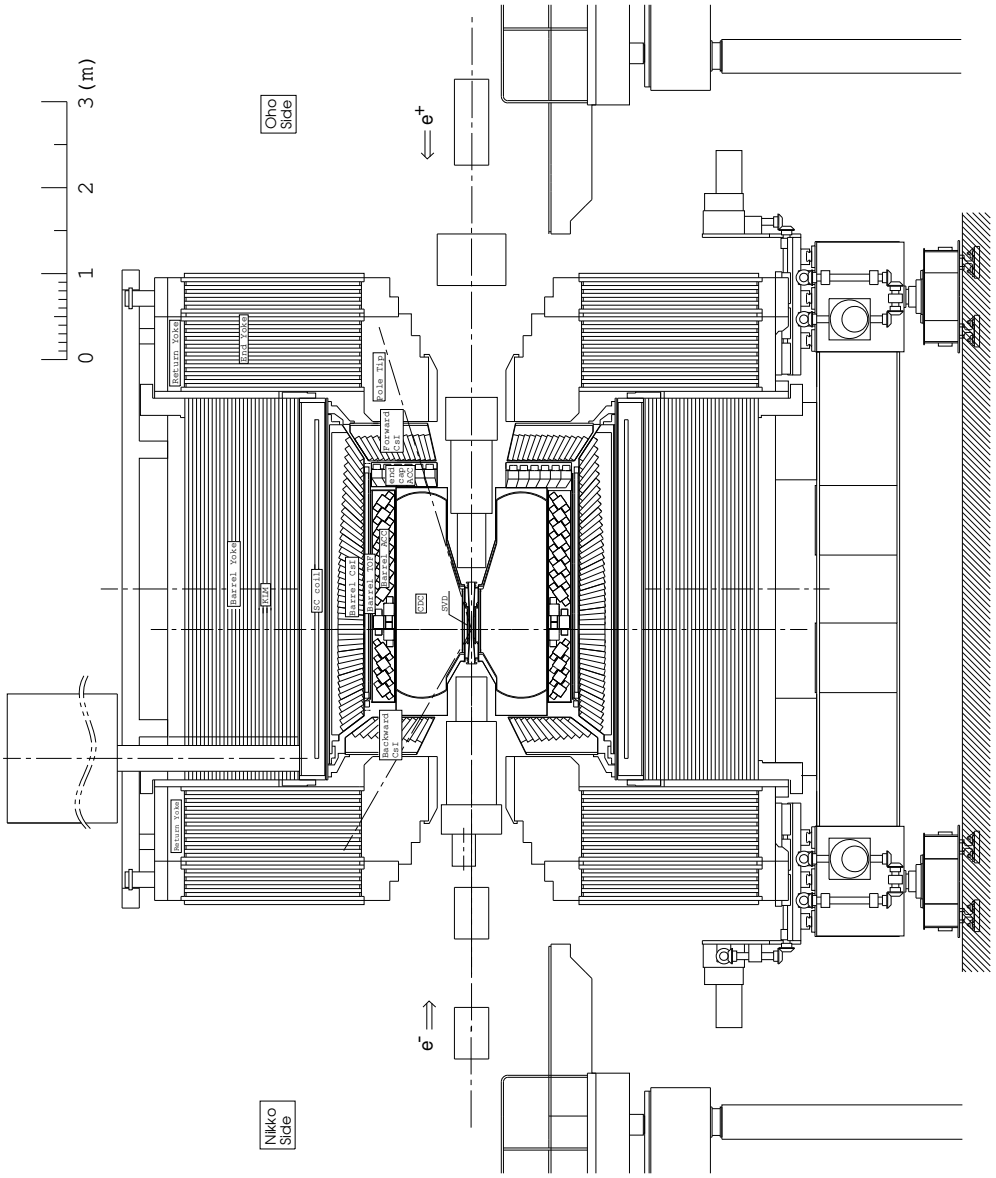

図 3.3: BELLE 測定器の 1/2 断面図

BELLE 実験では、B 中間子は平均 $200\mu m$ 飛んで崩壊するため、$100\mu m$ 以下の崩壊点検出精度が求められている。また、SVD は次に述べる中央ドリフトチェンバーの情報と合わせて粒子の運動量の測定装置としても用いられる。

SVD 検出器には両面読み出しの Si ストリップ検出器 (Double-sided Silicon Strip Detector:DSSD) が使用されている。Si ストリップ検出器とは半導体検出器の一種である。有感領域であるキャリア空乏層に荷電粒子が通過すると、電子・ホール対が生成される。それが電極（ストリップ）に集められ信号として取り出されることにより、粒子の通過位置が検出できる仕組みである。
B 中間子はビームパイプ内で崩壊する為、SVD によって測定された位置からトラックを外挿することにより、崩壊点が決定される。Si ストリップを両面読み出しにした理由は、ここでの物質量を最小限に押える為である。

DSSD は厚さ $300\mu m$ で、ストリップ幅は r-ϕ ストリップが $50\mu m$、z ストリップは θ 依存で 50~$226\mu m$ のものが使用される。2 つの DSSD を $2mm$ 間隔で組み合わせたものが 1 つのサブレイヤーとなる。
図 (3.4) に SVD の断面図を示す。8 枚のサブレイヤーを八角形に配置し 1 レイヤーとし、全部で 3 レイヤー構造となっている。内側のレイヤー（第 1 レイヤー）はビームパイプに出来るだけ近付けて（半径 $30.0mm$）配置される。次のレイヤーは半径 $45.5cm$、外側のレイヤーは半径 $60.5cm$ の所にある。ビーム軸方向の長さは第 1 レイヤーが cm、第 2 レイヤーが cm、第 3 レイヤーが cm となっており、$17^\circ < \theta < 150^\circ$ の広い領域で検出が可能である。

ビームテスト及びシミュレーションの結果、現在崩壊点の検出精度として z 方向 ~$80\mu m$ が見込まれている。

3.3.2 荷電粒子検出器 (CDC)

BELLE の飛跡検出器には CDC(Central Drift Chamber) と呼ばれるドリフトチェンバーが使用される。ドリフトチェンバーとは、多数張られた細い電極線（ワイヤー）と内部を流れるガスによって構成された検出器である。検出器内を通過する荷電粒子は飛跡の周りのガスを電離しイオン対を作る。そこで発生した電子は信号線（アノードワイヤー）に向かってドリフトし、ワイヤー近傍の強い電場により電子なだれ現象を起こし、急激に増幅する。これが信号としてワイヤーから取り出される。

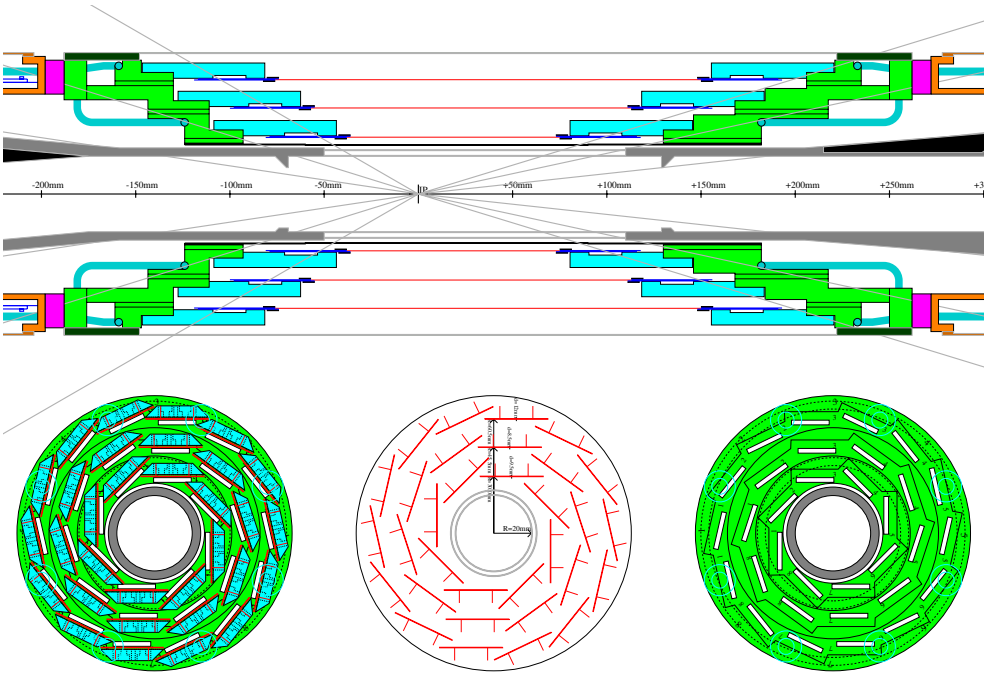

図 3.4: SVD 断面図。上段が y-z 断面、下段が x-y 断面である。

どのワイヤーから信号が来たかだけでなく、電子がドリフトした時間を測定し、そこから逆算することにより粒子の通過位置を精度良く決定することが出来る。

CDC の主な役割は荷電粒子の飛跡検出 (トラッキング) 及びエネルギー損失 (dE/dx) の測定による粒子識別である。 BELLE 検出器内を通過する荷電粒子は、ソレノイドにより作られる 1.5T の磁場中で、その運動量に応じた螺旋型の飛跡を描く。つまり粒子の飛跡を検出することで粒子の運動量 (p) を測定することが出来る。またエネルギー損失は粒子の種類に依存せず速さ $(\beta = v/c)$ で決まるので、粒子の運動量及びエネルギー損失がわかれば粒子を同定することが出来る。

図 (3.5) に CDC の断面図を示す。 CDC はビーム軸より半径 $8.5cm \sim 88cm$ に位置し、 $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ の領域をカバーする。内部は 3 層のカソードワイヤーと 50 層のアノードワイヤーで構成される。アノードワイヤーは完全にビーム軸 (z 軸) と平行な (axial) ワイヤーと、わずかに角度を持たせた (stereo) ワイヤーの 2 種類がある。これは z 方向の位置測定精度を良くする為である。個々のドリフトセルはほぼ正方形で、最大ドリフト距離は $1cm$ 程度である。内部ガスには、運動量を精

度良く測定し、なおかつ dE/dx の精度も保つことが出来るよう、 He:C_2H_6=1:1 の混合ガスが用いられる。He を用いる理由はガスの物質量を少なくして、多重散乱による分解能の低下を防ぐためである。

現在までのビームテストの結果、空間分解能 $120\mu m$、 dE/dx 分解能 5.3% 等の値が得られている。

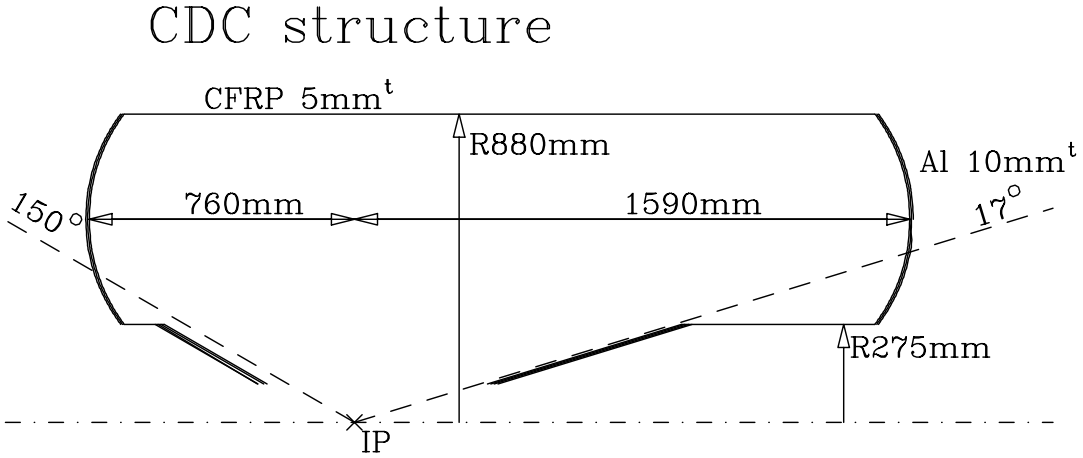

図 3.5: CDC の y-z 断面図

3.3.3 エアロジェル・チェレンコフ・カウンター (ACC)

ACC(Aerogel Čerenkov Counter) は SiO_2 エアロジェルを用いた、しきい値型チェレンコフカウンターである。TOF （後述）では識別不能な $1.2GeV/c$ 以上の K/π を識別できるように設計されている。一般に、屈折率 n の物質に速度 β の粒子が入射した時、

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}$$

ならばチェレンコフ光を発する。CDC により運動量がわかっているから、適当な屈折率 n の物質を用いれば、チェレンコフ光を発したか否かにより、その粒子を識

別することが出来る。これが ACC の原理である。

バレル部の構造を図 (3.6) に、エンドキャップ部の構造を図 (3.7) に示す。
バレル部は $33.3° \leq \theta \leq 127.9°$ の領域を 960 個のエアロジェルモジュールでカバーする。各モジュールの有感部分は $12cm$ 角の立方体をしている。エアロジェルの屈折率 n は θ によって 1.01 ～ 1.02 まで変化する。エアロジェルはサポートのアルミニウムで囲まれ、読み出し用のメッシュタイプ光電子増倍管 (FM(fine-mesh)-PMT) が 1 個もしくは 2 個取り付けられる。
FM-PMT の直径（3 インチ、2.5 インチ、2 インチ）はエアロジェルの屈折率の違いに合わせてある。エンドキャップ部は 268 モジュールで $13.6° \leq \theta \leq 33.4°$ をカバーする。
各モジュールの大きさは $11.5 \times 10 \times 10\ cm^3$ の直方体で、屈折率は 1.01 となっている。読み出し用の FM-PMT は 3 インチのものが 1 個取り付けられる。以上を表 (3.2) にまとめた。

ビームテストの結果より n=1.015 のエアロジェルは $1.0 \leq p \leq 2.8 GeV/c$、$n$=1.01 のエアロジェルは $1.3 \leq p \leq 3.6 GeV/c$ の運動量で K/π の識別が出来ると期待されている。

	カバーしている領域	屈折率	光電子増倍管の直径
バレル部	33.3° - 65.0°	1.010	$3in.$
	65.0° - 95.0°	1.015	$2.5in.$
	95.0° - 127.9°	1.020	$2in.$
エンドキャップ部	13.6° - 33.4°	1.010	$3in.$

表 3.2: エアロジェルのパラメータ

3.3.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF はプラスチック・シンチレーターを用いた検出器で、飛行時間の測定により粒子を識別することが主な役割である。粒子の飛行時間 T が測定されれば、飛行路の長さを L として、

$$T = \frac{L}{c}\sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}$$

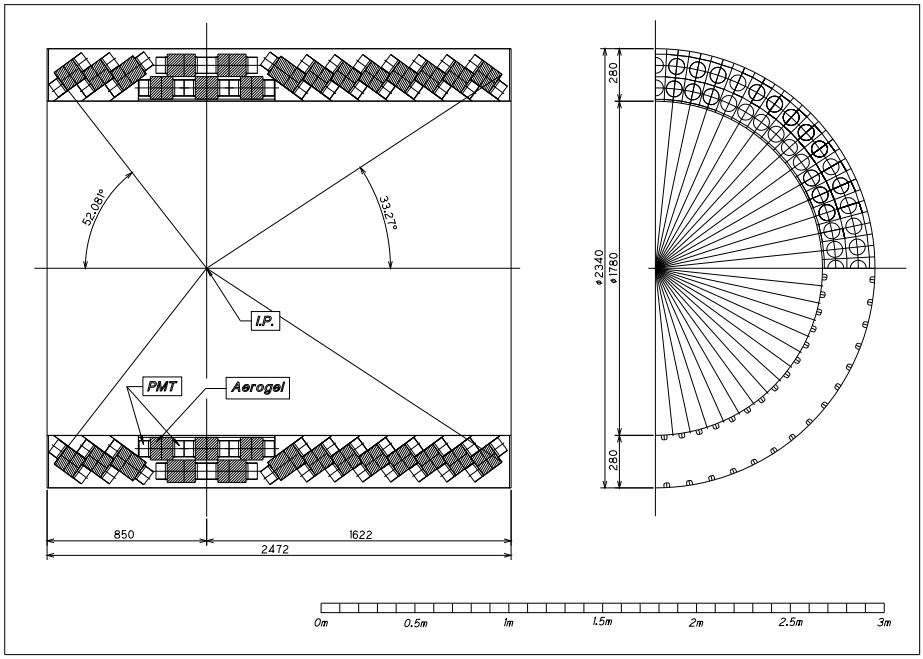

図 3.6: ACC バレル部

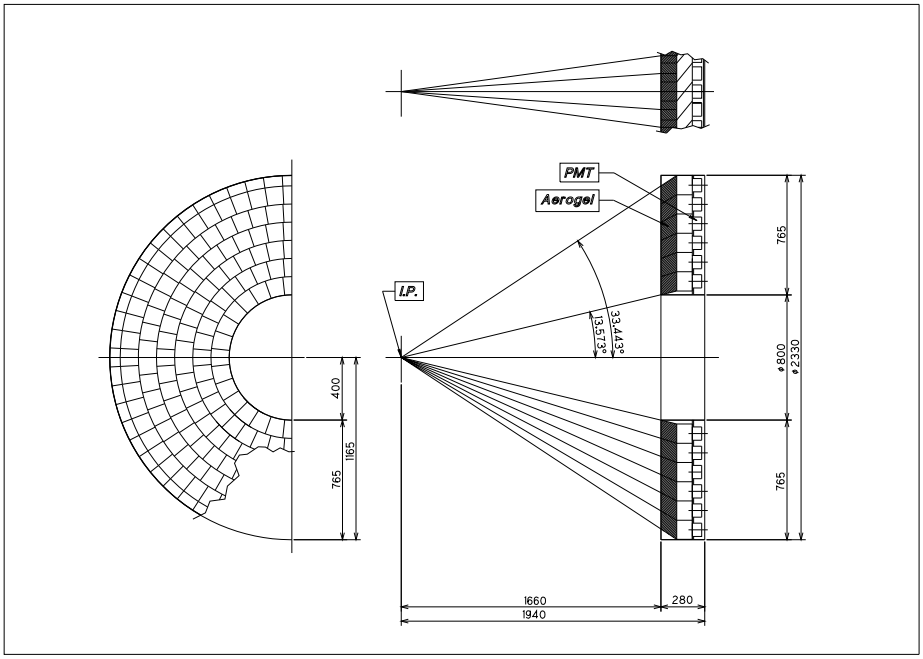

図 3.7: ACC エンドキャップ部

の関係がある。ここで、P は粒子の運動量、m は質量である。すなわち CDC によって測定された p を用いれば、上の式より粒子を同定することが出来る。

TOF の 1 モジュールを図 (3.8) に示す。モジュールは 2 つの TOF シンチレーターと 1 つの TSC(Thin Scintilation Counter) シンチレーターから構成される。TOF シンチレーターは $4 \times 6 \times 255\ cm^3$ の大きさで、両端に 2 インチの FM-PMT が取り付けられる。TSC シンチレーターは CsI カロリーメーター及び CDC のトリガー用シンチレーターで、$0.5 \times 120 \times 263\ cm^3$ のシンチレーターに 2 インチの FM-PMT が 1 個取り付けられる。このモジュール 64 個が ACC と ECL の間（ビーム軸から $1.2m$ の地点）に円筒形に配置され、TOF システムを構成する。アクセプタンスは $33.7° \leq \theta \leq 120.8°$ である。

ビームテストの結果、TOF シンチレーターテスト機の時間分解能として $75ps$ が得られている。実機でも $1.5T$ の磁場中で $100ps$ 以内はほぼ達成される見通しである。これにより $1.2GeV/c$ 以下の K/π 識別を確実に行なうことが出来る。

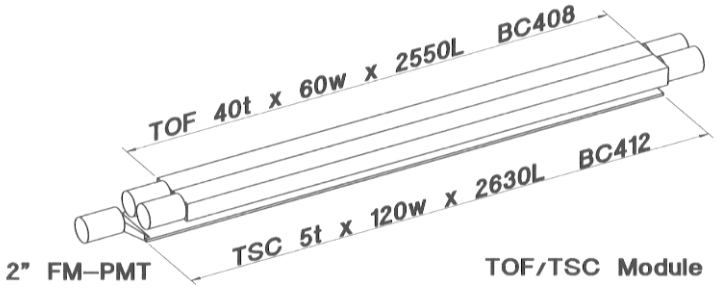

図 3.8: TOF/TSC モジュール

3.3.5 CsI 電磁カロリーメーター (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) の主な役割は、光子（γ）及び電子（e）のエネルギーの測定である。
γ や e が物質にあたると電磁シャワーを起こし、エネルギーを失う。この時、物質

から発生するシンチレーション光の光量を測定することにより入射粒子のエネルギーの測定ができる。B 中間子崩壊から生成される γ のエネルギーは $20MeV \sim 4\,GeV$、また測定器の較正、ルミノシティ測定等の目的で Bhabha 散乱を測定するために $8GeV$ に達する広いエネルギー領域をカバーしなければならない。
また衝突点から ECL までの間の物質量を最小にするため、超伝導ソレノイドの内側に設置するので、シンチレーション光をフォトダイオードで読み出す。この要請を満たす為、ECL に使用される検出器は豊富なシンチレーション光を発生する CsI(Tl) 結晶が選ばれた。大きさは、配置される位置によって微妙に異なるが、平均して前面 $5.5 \times 5.5\ cm^2$、後面 $6.5 \times 6.5\ cm^2$、長さ $30\ cm$ である。結晶 1 つに対する衝突点からの見込み角は最大で 2.5° である。このような結晶をバレル部及びエンドキャップ部に計 9000 本、重量にして約 $43t$ 配置する。その様子を図 (3.9) に示す。
バレル部はビーム軸から半径 $1.2m$ の位置に、エンドキャップ部は衝突点から $z = 2.0m$ と $z = -1.0m$ の位置に配置される。
アクセプタンスは $17.0° \leq \theta \leq 150.0°$ である。図に示されるように、バレル部とエンドキャップ部の間には、内部検出器のケーブル通路用の小さな隙間が存在する。前方は 32° 付近に約 1° のギャップ、後方は 129° の付近に 3° のギャップがある。
以上を表 (3.3) にまとめた。

ビームテストで得られたカロリーメーターのエネルギー分解能の結果を図 (3.10) に示す。もっとも最適化した条件（図の一番下の線）で、2 GeV で 1.8%、1 GeV で 1.4%、40 MeV で 2.5% と良好なエネルギー分解能が得られている。

	θ coverage	θ seg.	ϕ seg.	# of crystals
Forward Endcap	11.7° - 31.5°	13	48 - 128	1168
Barrel	32.2° - 128.7°	46	144	6624
Baclward Endcap	130.8° - 158.3°	10	64 - 144	1024

表 3.3: ECL のパラメータ

表 (3.4) に、各測定器の主なパラメータ及び期待される性能のまとめを記す。

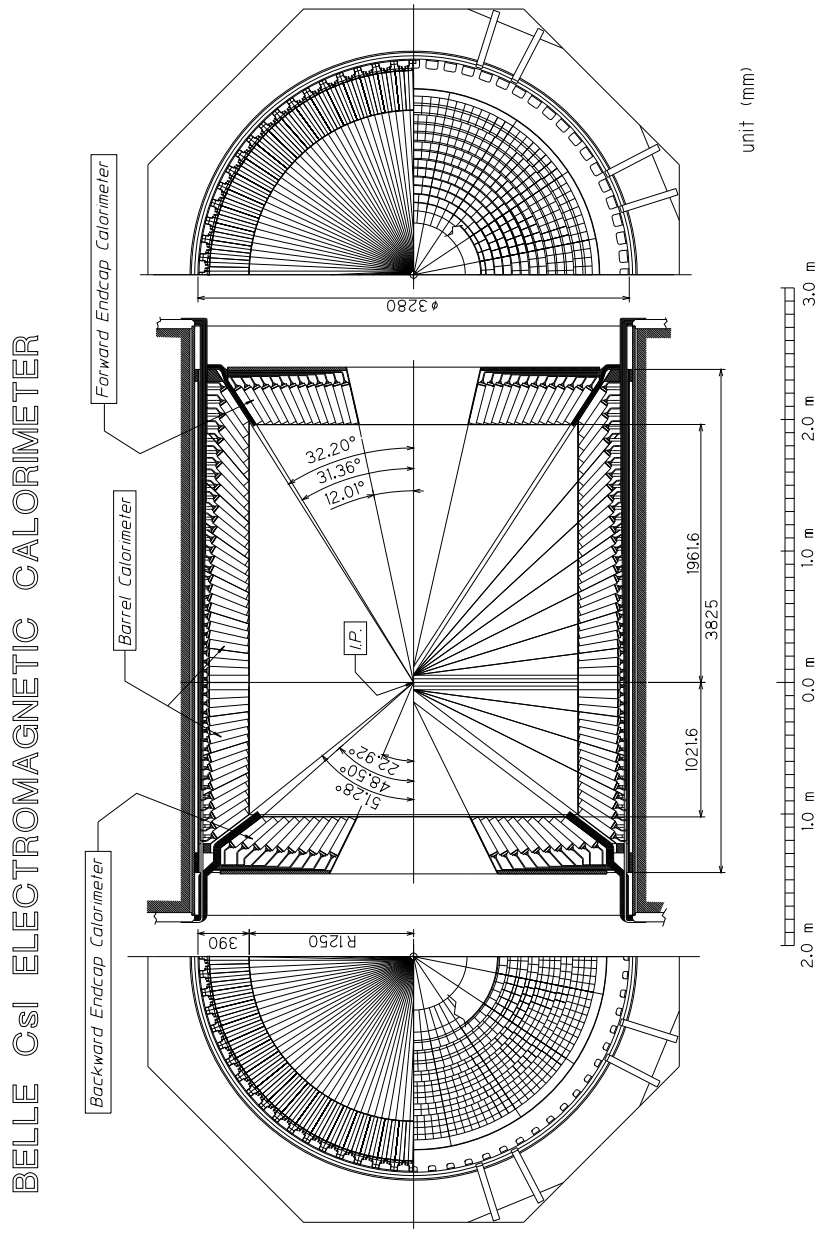

図 3.9: 電磁カロリーメーター

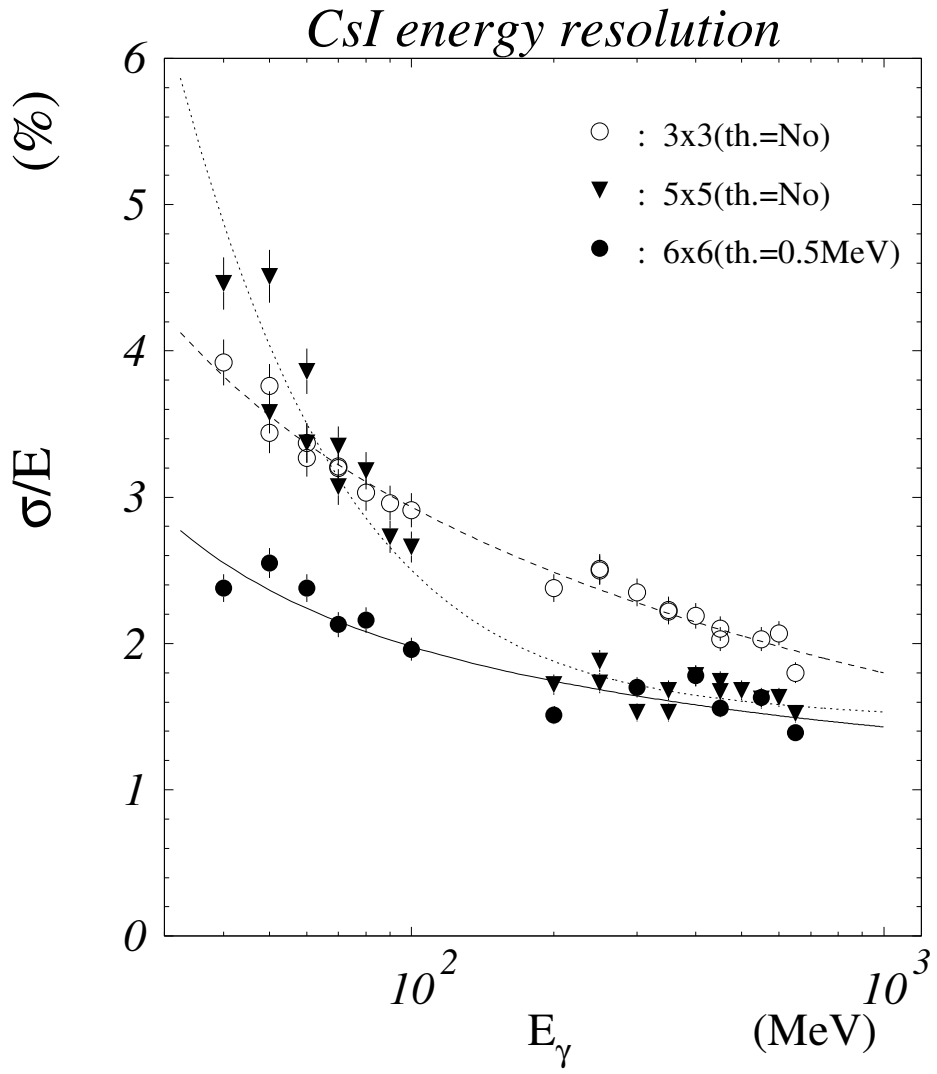

図 3.10: カロリーメーターのエネルギー分解能。ビームテストの結果。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Berylium double-wall	Cylindrical, r=2.3 cm 0.5mm Be/2mm He/0.5mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm-thick, 3 layers r = 2.7 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 45.1K z: 45.1 K	$\sigma_{r\phi}$ $\leq$10μm σ_z=7-40μm $\sigma_{\Delta z} \sim 80$ μm
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 52 layers Cathode: 3 layers r = 8.5 - 90 cm -77$\leq z \leq$ 160 cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi}$ = 130 μm σ_z = 200 $\sim$ 1400μm σ_{p_t}/p_t =0.3%$\sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx}$ = 6%
ACC	$n \simeq 1.01$ Silica Aerogel	$\sim$12x12x12 cm^3 blocks 960 barrel/268 endcap FM-PMT readout	2188	$N_{p.e.} \geq 6$ K/π 1.2<p<3.5GeV/c
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m-long	128$\times$2	σ_t = 100 ps K/π up to 1.2GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim$ 5.5x5.5x30 cm^3 crystals Barrel: r = 125 - 162 cm Endcap: z = -102 and +196 cm	6624 1216(f) 1040(b)	σ_E/E= 0.67%/$\sqrt{E}\oplus$1.8% σ_{pos}=0.5 cm/$\sqrt{E}$ E in GeV
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers(5cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ:16 K ϕ:16 K	$\Delta\phi$=$\Delta\theta$=30mr for K_L σ_t=1ns 1% hadron fakes

表 3.4: BELLE 検出器のパラメータ

3.4 測定器シミュレーション

検出器シミュレーションは B ファクトリー実験におけるイベント解析用に開発されたシミュレーションプログラムを用いて行なった。
このプログラムでは、前節で述べた BELLE 検出器の検出効率や分解能をパラメータ化することにより、高速のイベント・シミュレーションを可能にしている。
用いられたパラメータは、ビームテストや詳しいシミュレーションの結果に基づき決定されている。以下にこのシミュレーションプログラムで採用されている各種パラメータについて記す。

3.4.1 荷電粒子のトラッキング

荷電粒子のトラッキングは SVD と CDC の情報を組み合わせて行なわれる。
検出可能な領域（アクセプタンス）は、SVD について $17° < \theta < 150°$、CDC について $16° < \theta < 153°$ が仮定されている。検出可能な最小運動量は θ に依存していて $\theta = 90°$ で電子ならば $47MeV$ 程度まで検出可能となっている。運動量の低い粒子は検出効率が落ちるが、トラックが渦を巻き最外層まで到達しない為である。
検出器の端部における検出効率は、物質との相互作用が増加しトラックが最外層まで到達できないので値が低くなっている。

荷電粒子のトラックは、

$$(\kappa, d_0, \phi_0, z_0, \cot\theta)$$

の 5 つの螺旋パラメータによって表される。
ここで、$\kappa(>0)$ は螺旋の曲率で、螺旋の半径 $\rho(\propto p_t)$ の逆数である。
d_0 は螺旋と z 軸との距離で、$x-y$ 平面での螺旋の中心座標 (x_c, y_c) と、

$$d_0 = \sqrt{x_c^2 + y_c^2} - \rho$$

の関係がある。ここで z_0 は螺旋が最も z 軸に近付いたときの z 座標、
$\phi(= \tan^{-1}(p_y/p_x), 0 < \phi_0 < 2\pi)$ は、その点におけるトラックの方位角、
$\theta(\ = \tan^{-1}(p_z/p_t)\ )$ はトラックの天頂角である。
トラッキングの精度も上記の 5 つのパラメータを用いて表される。
SVD と CDC の情報を組み合わせた結果、粒子の運動量 $p(\ GeV)$、速度 $\beta(=v/c)$ 及び θ の関数として、

$$
\begin{aligned}
\frac{\sigma_{pt}}{p_t} &\simeq 0.11 p_t \oplus \frac{0.20}{\beta} \quad \%(\theta = 90^\circ) \\
\sigma_{d0} &= 19 \oplus \frac{31}{p\beta \sin^{3/2}\theta} \quad \mu m \\
\sigma_{z0} &= (13 + 67\cos^2\theta) \oplus \frac{30}{p\beta \sin^5/2\theta} \quad \mu m \\
\sigma_{\phi 0} &= 0.47 \oplus \frac{1.16}{p\beta \sin^{3/2}\theta} \quad mr \\
\sigma_{\cot\theta} &= (0.34 + 1.92\cos^2\theta) \oplus \frac{1.14}{p\beta \sin^{5/2}\theta} \times 10^{-3}
\end{aligned}
$$

で与えられている。これらの式で、$\oplus$ は 2 乗和の平方根をとることを意味し、第 1 項目は測定器の分解能に依存する項、第 2 項は荷電粒子の多重散乱による項である。

3.4.2 γ 検出

γ の検出は ECL によって行なわれ、その検出効率及び分解能は、γ のエネルギー $E_\gamma(GeV)$ と θ の関数として与えられる。ECL のアクセプタンスは $13^\circ < \theta < 153^\circ$ である。
検出効率を ϵ とおくと ϵ は、

$$
\begin{aligned}
\epsilon &= 0.0 && (E_\gamma \leq 0.02\ GeV) \\
&= 0.743 && (0.02 \leq E_\gamma \leq 0.1\ GeV) \\
&= 0.823 + 0.0349 \ln E_\gamma && (E_\gamma > 0.1\ GeV)
\end{aligned}
$$

で与えられている。
θ に対する検出効率は、$\cos\theta = 0.9$ と $\cos\theta =$ -0.6 の付近で低下するが、それはバレル部分とエンドキャップ部分の間に存在する隙間が原因である。$100MeV$ の γ に対し、60% の検出効率が見込まれている。
またエネルギー分解能は、

$$
\begin{aligned}
\frac{\sigma E_\gamma}{E_\gamma} &= 0.0126 + \frac{0.0063}{\sqrt{E_\gamma}} && (0.02 \leq E_\gamma < 1\ GeV) \\
&= 0.0189 && (E_\gamma \geq 1\ GeV)
\end{aligned}
$$

で与えられる。
θ に対するエネルギー分解能は、バレル部とエンドキャップ部間の隙間では $100MeV$ の γ に対し 1.5 倍の分解能悪化が考慮されている。
位置分解能は、

$$\sigma_x = 0.728 - 0.242 \ln E_\gamma \quad cm$$

となっている。

このシミュレーションで使われているエネルギー分解能は、実際の実験で得られている値 (図 (3.10)) より $1GeV$ 以下の領域で 2 ～ 3 倍悪い値が仮定されている。しかし本研究では、$2GeV$ 以上のエネルギーを持つ光子が問題となるので結果には大きく効かないと予想される。

3.4.3 荷電粒子識別

BELLE 検出器ではハドロンの識別を、CDC でのエネルギー損失、ACC、TOF の情報を組み合わせて行なう。

CDC におけるエネルギー損失 ΔE は粒子の速度 β を用いて次の式により計算される。

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{\alpha\rho\ t}{\beta^2}\left\{\ln\left(\frac{m_e c^2 \alpha\rho\ t}{I^2}\right) + 0.891 + 2\ln\beta\gamma - \ln\beta^2 - \beta^2 - \delta\right\} \\ \alpha\rho\ t &= 0.1536\left(\frac{Z}{A}\right)\rho\ t \quad (MeV) \end{aligned}$$

ここで m_e は電子の質量、c は光速、Z、A、ρ、t、I はそれぞれガスの原子番号、質量数、密度 (g/cm^3)、厚さ (cm)、平均イオン化エネルギーを表す。δ は密度効果の項である。エネルギー損失の精度は、粒子の β、θ、及び CDC 中でのヒット数をパラメータとする経験的な式で与えられている。この式はビームテストの結果をよく再現しており、信頼性の高いものである。$\theta = 90°$ の方向へ出た粒子に対し、ΔE の精度は 5.5% である。

TOF は前方エンドキャップ部、バレル部、後方エンドキャップ部に分けられる。それぞれ仮定されたパラメータを表 (3.5) に示す。検出効率は全ての角度について 90% である。非検出効率の約半分は TOF への多重ヒット、残りは ECL で生じたシャ

ワーの一部が TOF をヒットすることによる。

	アクセプタンス	検出効率	時間分解能
前方エンドキャップ	$13° < \theta < 31°$		$80ps$
バレル	$34° < \theta < 125°$	90%	$100ps$
後方エンドキャップ	$131° < \theta < 153°$		$100ps$

表 3.5: TOF のパラメータ

ACC は検出可能な領域 $17° < \theta < 134°$ 全てにおいて、すべて同じ性能を仮定している。エアロジェルの屈折率は 1.015 としており、これは K 中間子のしきい値 $p_{thrs} = 2.84GeV$ に対応する。しきい値以下で検出効率が 8% となるが、これはノックオン電子によるものである。

それぞれの検出器には粒子識別可能な運動量領域がありおよそ次のようになっている。CDC の dE/dx の情報から $1\ GeV$ までの K/π の識別が出来る。TOF は $1.2\ GeV$ までの K/π の識別が出来る。ACC は $1.2 < p < 3.5\ GeV$ 領域の K/π の識別が可能である。解析ではこの 3 つの検出器の情報から π や K である確率を求め、その確率によって識別する。このことは後で詳しく述べる。

3.5 $B \to K^*\gamma$ イベントの生成及びその特徴

以上の測定器シミュレーションを通して、目的の事象がどのように観測されるか調べる。以下、$B \to K^*\gamma$ 崩壊の特徴、事象の再構成の方法、バックグラウンドの寄与など、シミュレーションの結果を順に述べていく。

目的のサンプル（$B \to K^*\gamma$）の事象は $\Upsilon(4S)$ から生成された $B^0\bar{B}^0$ 中間子の一方が $K^*\gamma$ に崩壊し、多方の B 中間子はそれ以外のモードに崩壊するとした。図 (3.11) にその模式図を示す。

$\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0$

$\downarrow \quad \hookrightarrow$ 標準崩壊

$K^*\gamma$

$\hookrightarrow K^+\pi^-$

ここで標準崩壊は B 中間子が任意のモードに、そのモードの崩壊確率に従って崩壊させたものをいう。ただし、本研究の目的である $B \to K^*\gamma$ モードは含まれていない。そこでの崩壊確率は、測定されているものはその値を使い、測定値のないものについては理論から類推される値を使っている。

他方、目的の崩壊過程に対するバックグラウンド過程として、

$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ (B、 $\bar{B}$ は共に標準崩壊)

$e^+e^- \to q\bar{q}$

の事象を発生させた。
$B \to K^*\gamma$ の分岐比が 10^{-5} のオーダーであるので、バックグラウンド過程は 10^6 のオーダーのイベントを発生させる必要がある。(表 (3.6))

	$K^*\gamma$ イベント	$B\bar{B}$ イベント	$q\bar{q}$ イベント
生成モード	$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0$ $B^0 \to K^{*0}\gamma$ $K^{*0} \to K^+\pi^-$ $\bar{B}$ は標準崩壊	$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ $B\bar{B}$ は共に標準崩壊	$e^+e^- \to q\bar{q}$ $q\bar{q} \to hadrons$
生成数	10^3	10^6	10^6

表 3.6: 生成したイベント

これらを用いて以下の解析を行なう。ただし、実際の BELLE 検出器ではビームのエネルギーが非対称なので、ビーム軸方向（e^- の進む方向）にブーストされている。本解析では、測定された運動量を $\Upsilon(4S)$ の重心系に逆にブーストした系で行なった。 $\Upsilon(4S)$ の重心系では B 中間子は殆んど静止していると見ることが出来る。

$B \to K^*\gamma(K^* \to K^+\pi^-)$ 事象を再構成する上で重要な点は、
(1) $B \to K^*\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊なので、B 中間子の静止系では γ は単一のエネルギー (2.6GeV) を持つ。実験室系で観測される γ のエネルギーも大きく、$1.8GeV$ から $4.0GeV$ である。

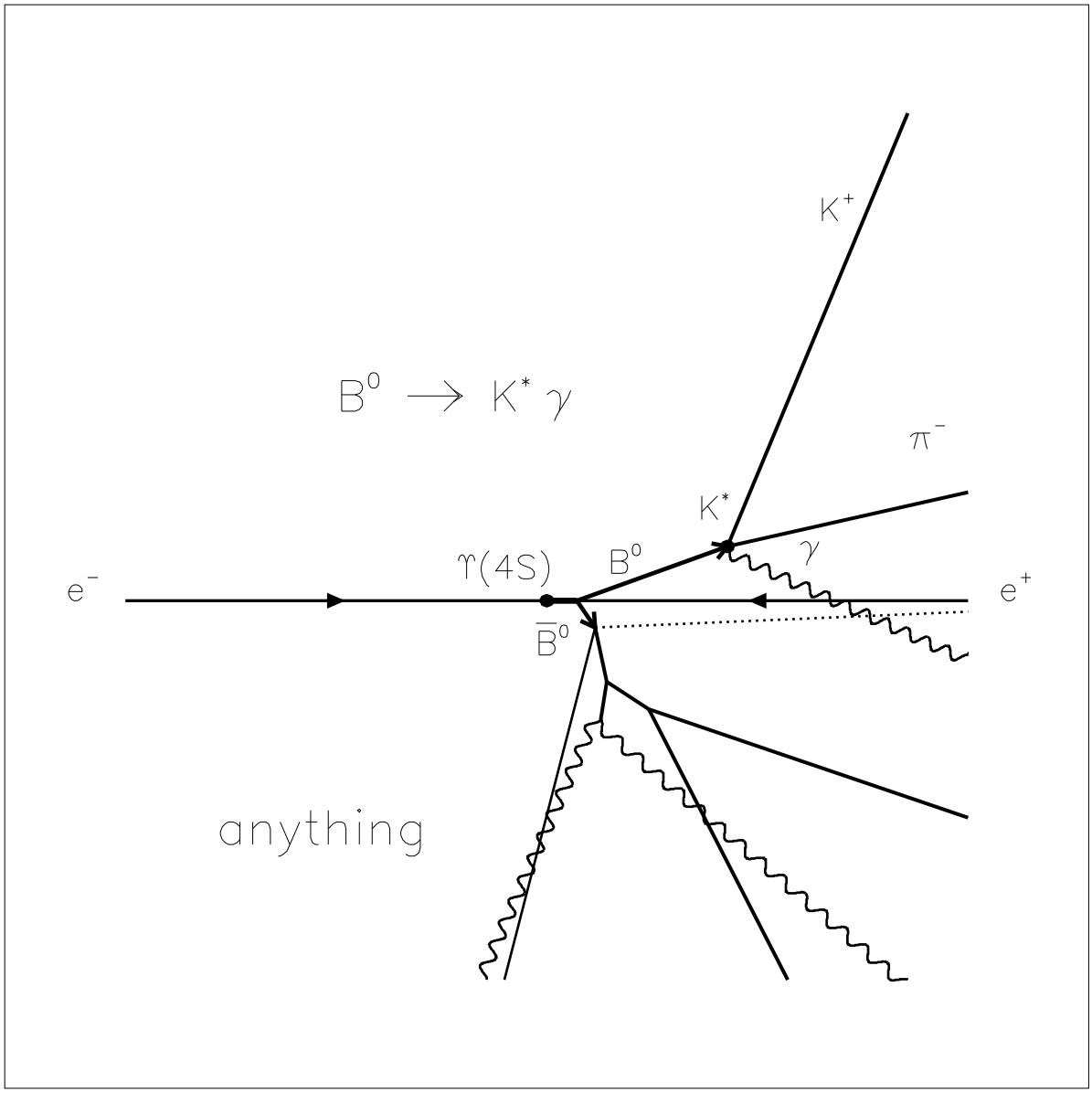

図 3.11: $B \to K^*\gamma$ イベント。他方の B 中間子は標準崩壊をしている。

(2) K^* 粒子を K^+、π^- から再構成するには、K、π を識別する検出器の能力が重要となる。
(3) 崩壊生成物が全て検出可能なため、B 中間子の全再構成が可能である。
(4)$\Upsilon(4S)$ からの 2 体崩壊で生成される B 中間子のエネルギーはあらかじめ解っている。これを使うと分解能、ひいては S/N が上げる強力な手段となる。
等である。

以下、以上の点について具体的に示していく。

3.5.1 事象生成レベルでの $B \to K^*\gamma$ 事象の特徴

$B \to K^*\gamma$ 崩壊過程で生成された γ の BELLE 検出器の実験室系でのエネルギー分布を図 (3.12) に、エネルギーと生成方向（e^- ビームに対する角度 θ ）との相関分布を図 (3.13) に示す。

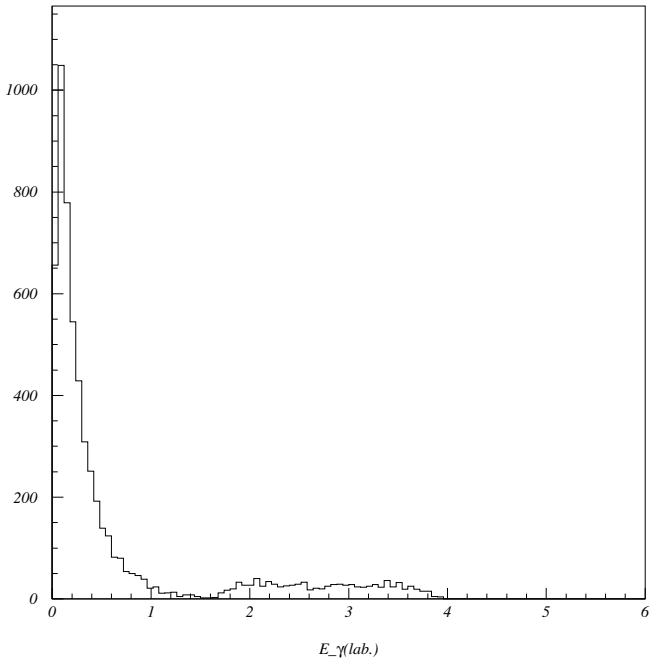

図 3.12: γ の実験室系でのエネルギー分布

図 (3.13) からわかるように実験室系での γ のエネルギーの領域は $1.8GeV$ から $4.0GeV$ であり、生成角 θ ときれいな相関を示す。
ちなみにこれらの図にある $1GeV$ 以下の γ は、もう一方の B 中間子が標準的な崩壊をした時に含まれている γ である。この γ は主に π^0 中間子の崩壊によって生成

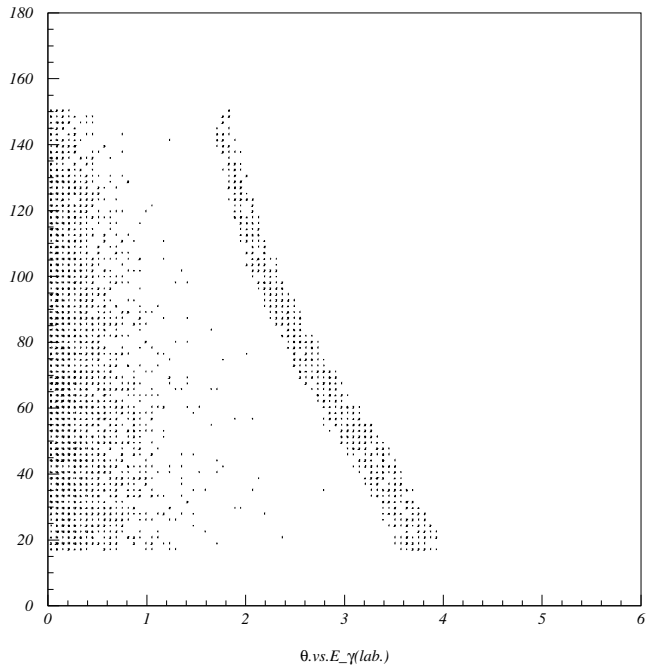

図 3.13: γ の実験室系でのエネルギーと生成方向の相関分布

されるものである。

図 (3.14) に示すように、γ 線のエネルギーは $\Upsilon(4S)$ の重心系に移ると、ほぼ $2.4GeV \sim 2.8GeV$ の狭い範囲に集中する。

$B \to K^*\gamma(K^* \to K^+\pi^-)$ 崩壊過程で生成された K^+ 中間子の運動量分布を図 (3.15) 及び図 (3.16) に示す。
図 (3.15) は実験室系、図 (3.16) は $\Upsilon(4S)$ の重心系における運動量分布である。

π に対する同様の運動量分布を、図 (3.17) 及び図 (3.18) に示す。

実験室系で K^+ 中間子は $1\ GeV \sim 4\ GeV$、π^- 中間子は $0.1\ GeV \sim 3\ GeV$ の運動量を持っている。この領域の粒子識別が重要である。

3.5.2 K^* 候補の再構成

前節で述べた通り、BELLE 検出器において K^+ と π^- の運動量は CDC で測定され、その識別ははCDC の dE/dx、TOF、ACC を用いて可能である。
粒子識別は、3 種の検出器の情報を用いて行なわれるので、解析ではそれらから粒

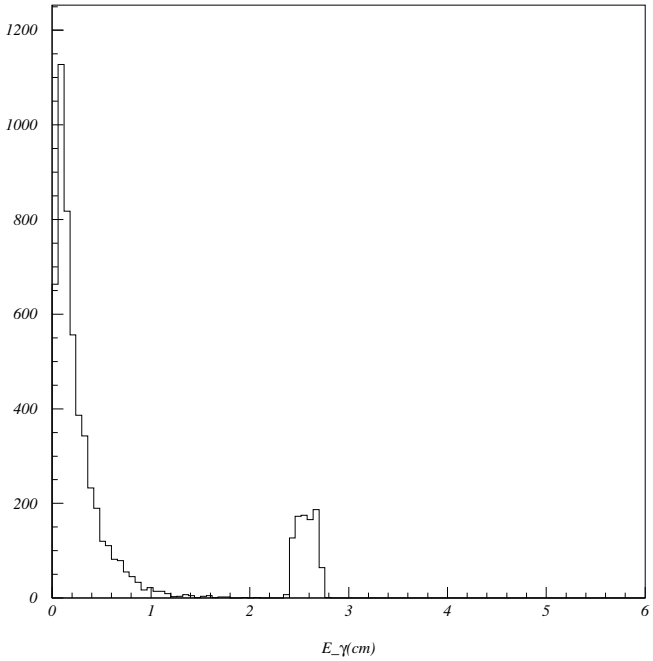

図 3.14: $\Upsilon(4S)$ の重心系での γ のエネルギー分布

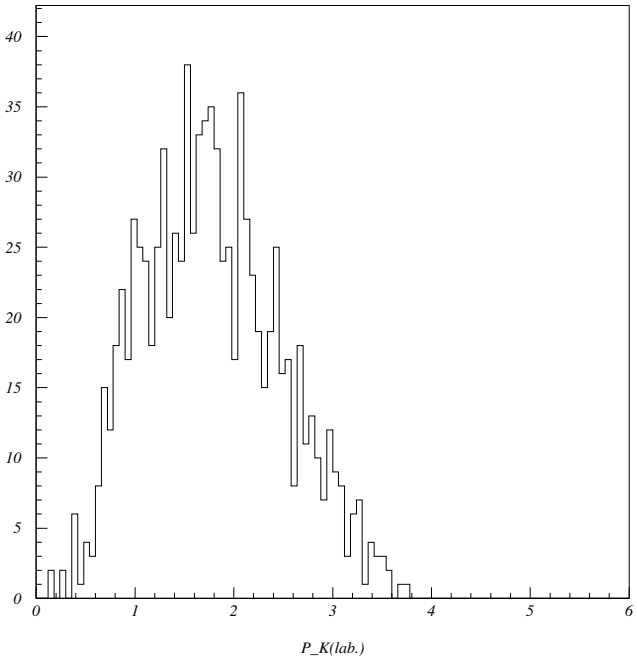

図 3.15: K^+ の実験室系での運動量分布

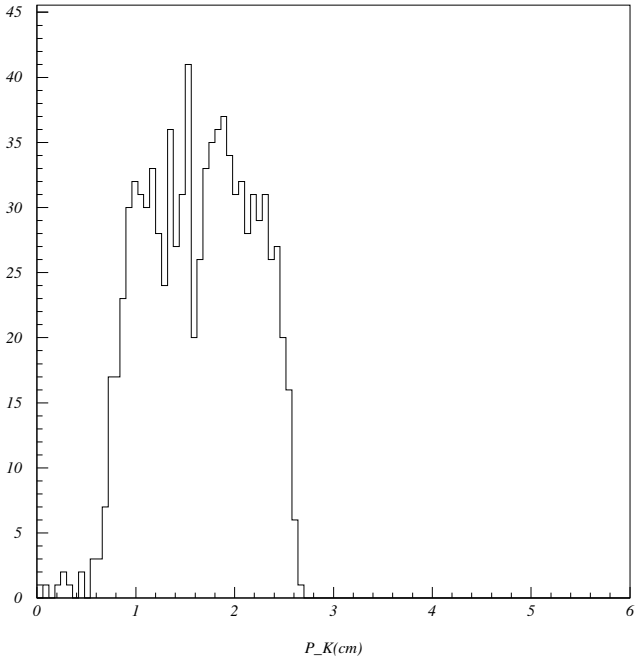

図 3.16: $\Upsilon(4S)$ の重心系での K^+ の運動量分布

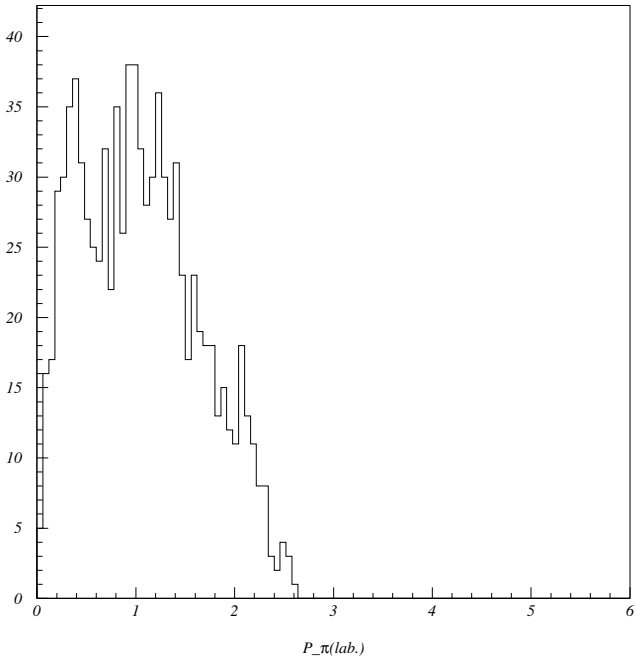

図 3.17: π^- の実験室系での運動量分布

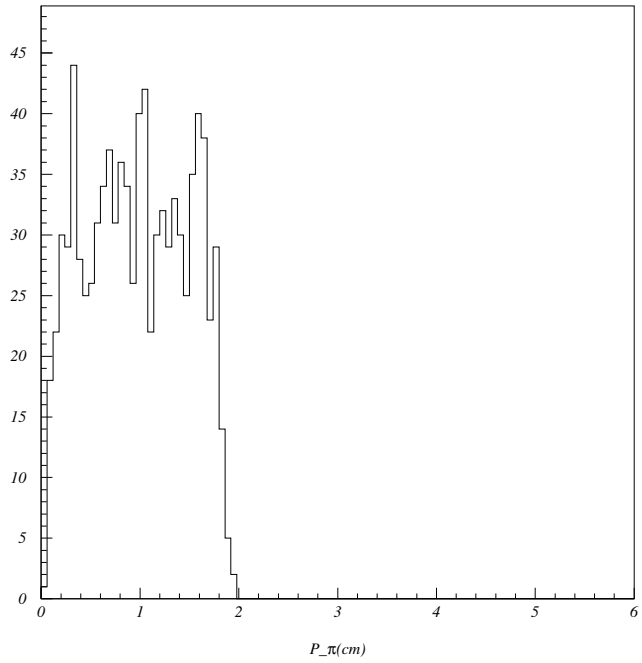

図 3.18: $\Upsilon(4S)$ の重心系での π^- の運動量分布

子同定確率 $P_i(i = e, \mu, \pi, K, p)$ を定義する。この確率 P_i は、CDC の dE/dx、TOF、ACC の情報とその分解能から求められる量で、例えば その粒子の π らしさ、K らしさの確率を表したものである。

以下、本解析では K らしさの確率が最も高いものを K、π らしさの確率が最も高いものを π と識別されたとして用いる。

図 (3.19) に、目的とする反応（ $B\bar{B} \to K^*\gamma X$ ）で生成された全ての π 及び K 粒子の運動量分布と、そのうちシミュレータを通して π 又は K と同定されたものの分布を示す。ここでハッチの部分が、π 又は K と同定された部分である。

$B \to K^*\gamma(K^* \to K^+\pi^-)$ からの K^+、π^- の運動量はそれぞれ $1 \sim 4GeV$、$0.1 \sim 3GeV$ に分布するので、その領域ではそれぞれ 80%、70% の割合で識別できる。

K^* は、粒子同定確率を用いて識別された K^+、π^- をもって再構成する。

K、π のエネルギー (E_K, E_π) 及び運動量 $(\overrightarrow{p_K}, \overrightarrow{p_\pi})$ を用いると、不変質量 $(M_{K\pi})$

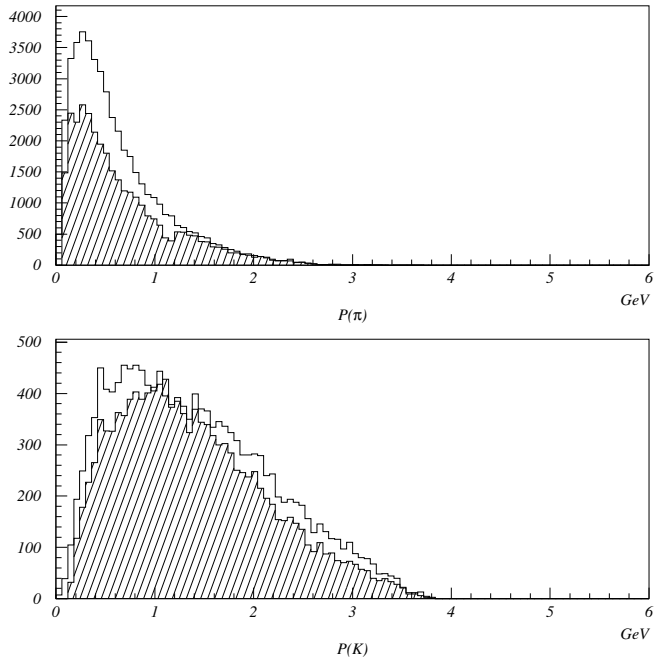

図 3.19: 生成された粒子と粒子同定確率で識別された粒子の運動量依存性。上段が π 中間子について下段が K 中間子について。それぞれ白抜き部分が生成された粒子、ハッチの部分が識別された粒子である。

は以下の式で計算出来る。

$$\begin{aligned} M_{K\pi} &= \sqrt{(E_K + E_\pi)^2 - (\overrightarrow{p_K} + \overrightarrow{p_\pi})^2} \\ &= \sqrt{m_K^2 + m_\pi^2 + 2\sqrt{m_K^2 + p_K^2}\sqrt{m_\pi^2 + p_\pi^2} - 2\overrightarrow{p_K}\overrightarrow{p_\pi}} \end{aligned}$$

ここで m_K、m_π はそれぞれ K^+、π^- の質量で、

$$m_K = 0.4937 \ \ GeV/c^2$$
$$m_\pi = 0.1350 \ \ GeV/c^2$$

を用いた。

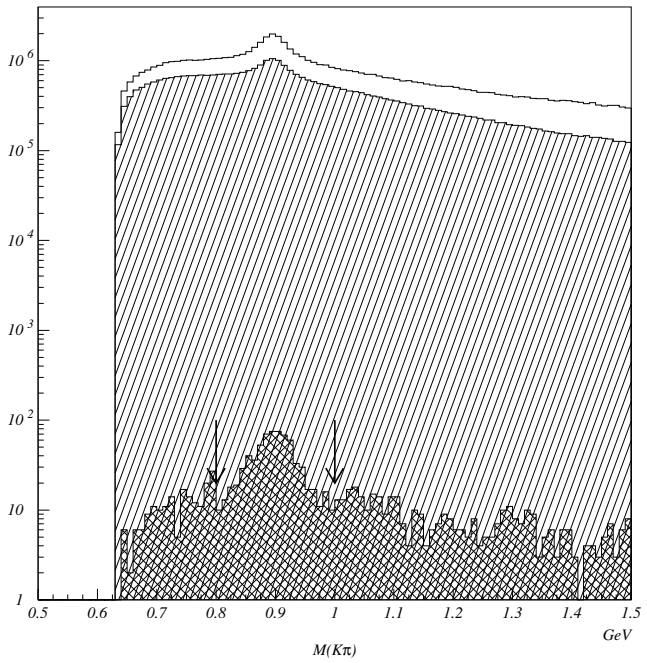

図 3.20: K、π を再構成した不変質量。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。

図 (3.20) は K^+、π^- から計算した不変質量 $(M_{K\pi})$ の図である。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。ここでエントリー数はルミノシティで規格化したものである。この図からわかるように、どの反応においても、$K^*(892)$ のピークが見える。しか

し目的の崩壊モードはバックグラウンドの中に深く埋もれている。

$K^*(892)$ 共鳴の巾は、の共鳴の固有の巾 ($\Gamma = 50.5 \pm 0.6\ MeV$) 及び検出器の分解能より広がりを持つ。この場合、広がりは主に共鳴の巾で決まっている。
この $M_{K\pi}$ 分布について、

$$0.8 \leq M_{K\pi} \leq 1.0 \quad GeV$$

のカットを行ない、K^* 候補とした。図中の矢印はカット領域を表す。このカット領域は $B \to K^*\gamma$ モード生成時における K^* の質量分布（図 (3.21)）より決定した。

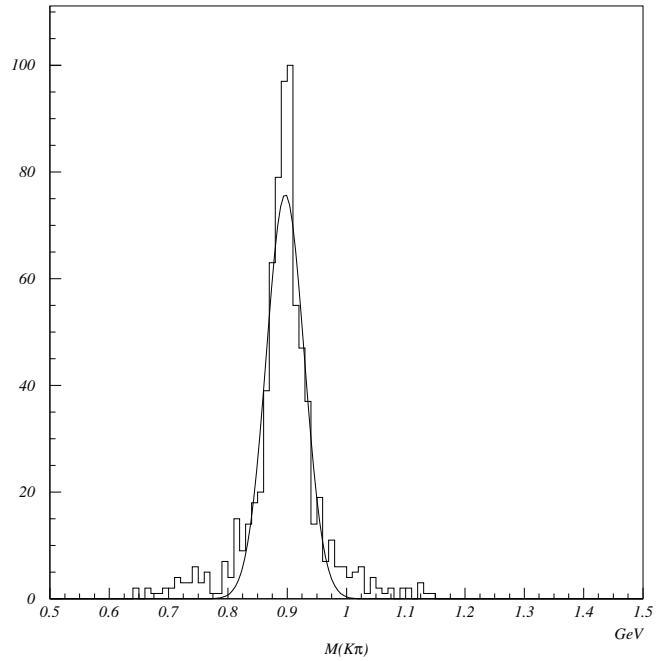

図 3.21: イベント生成時における K^* の質量

3.5.3 γ 候補の識別

次に $B \to K^*\gamma$ 崩壊過程で生成された γ の候補を識別する。BELLE 検出器において γ は CDC に飛跡が無く、エネルギーが ECL で測定された粒子として識別される。前述したように B 中間子が K^* と γ の 2 体に崩壊するので、γ のエネルギーは高い（$\Upsilon(4S)$ の重心系で 2.4 ～ 2.8Gev）。検出器シミュレータを通した γ のエネルギー (E_γ) 分布を図 (3.22) に示す。

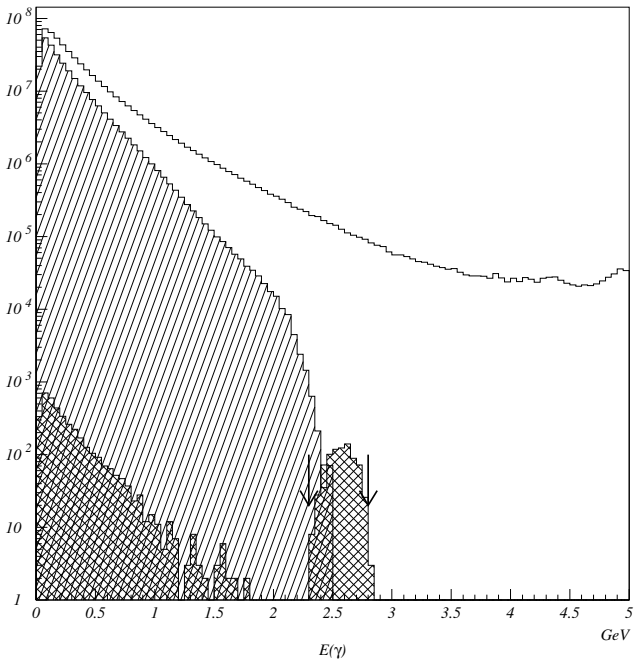

図 3.22: γ のエネルギー分布。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。

この図において網掛け部は $K^*\gamma$ イベント、斜線部は $B\bar{B}$ イベント、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントを示す。一般的な $B\bar{B}$ イベントでは、$E_\gamma \geq 2\ GeV$ である γ を出す反応は少ないが、$q\bar{q}$ イベントからは高いエネルギーの γ が多く生成されることがわかる。この E_γ について、

$$2.3 \leq E_\gamma \leq 2.8 \quad GeV$$

のカットを行ない、$K^*\gamma$ イベントの γ 候補とした。

ただし、同じ事象で生成された他の γ と再構成して不変質量が π^0 の質量 ($0.125 \sim 0.145\ GeV$)、又は η の質量 ($0.53 \sim 0.57\ GeV$) の領域に入るものは γ の候補から除いている。

3.6 $B \to K^*\gamma$ イベントの再構成

3.6.1 $B \to K^*\gamma$ イベントの選出

先ほど選んだ K^* 候補、γ 候補を両方とも含むイベントについて、B 中間子から崩壊したと思われるイベントを選出する。
K^* 候補、γ 候補のエネルギー $(E_{K\pi}, E_\gamma)$ 及び運動量 $(\overrightarrow{p_{K\pi}}, \overrightarrow{p_\gamma})$ を用いると、不変質量 $(M_{K\pi\gamma})$ は以下の式で計算出来る。

$$M_{K\pi\gamma} = \sqrt{(E_{K\pi} + E_\gamma)^2 - (\overrightarrow{p_{K\pi}} + \overrightarrow{p_\gamma})^2} \tag{3.1}$$

ところで、$B \to K^*\gamma(K^* \to K^+\pi^-)$ 崩壊では $E_{K\pi} + E_\gamma = E_B$ であり、また B 中間子は $\Upsilon(4S)$ からの 2 体崩壊で生成されるので、B 中間子のエネルギーは重心系のビームのエネルギーと等しいと置くことが出来る。このことを利用して、新たに B 中間子の質量を次のように定義しなおすことにする。

$$M_B = \sqrt{E_{beam}^2 - (\overrightarrow{p_{K\pi}} + \overrightarrow{p_\gamma})^2} \tag{3.2}$$

重心系のビームのエネルギーは、e^- の 4 元運動量を $\mathbf{p}_{e^-} = (E^1, p_x^1, p_y^1, p_z^1)$、$e^+$ の 4 元運動量を $\mathbf{p}_{e^+} = (E^2, p_x^2, p_y^2, p_z^2)$ とすると、次式により得ることが出来る。

$$
\begin{aligned}
(2E_{beam})^2 &= s = M^2_{\Upsilon(4S)} = (\mathbf{p}_{e^-} + \mathbf{p}_{e^+})^2 \\
&= (E^1 + E^2)^2 - (p_z^1 - p_z^2)^2 \\
&\approx (E^1 + E^2)^2 - (E^1 - E^2)^2 \\
&= 4E^1E^2 \\
E_{beam} &= \sqrt{E^1E^2}
\end{aligned}
$$

ここで、$p_z^1 \approx E^1$、$p_z^2 \approx E^2$ と近似した。E^1、E^2 は実験室系のビームエネルギーである。$E^1 = 8.0GeV$、$E^2 = 3.5GeV$ とすると、$E_{beam} = 5.2915GeV$ となる。図 (3.23) に、(3.1) 式と (3.2) 式で求めた質量分布を示す。

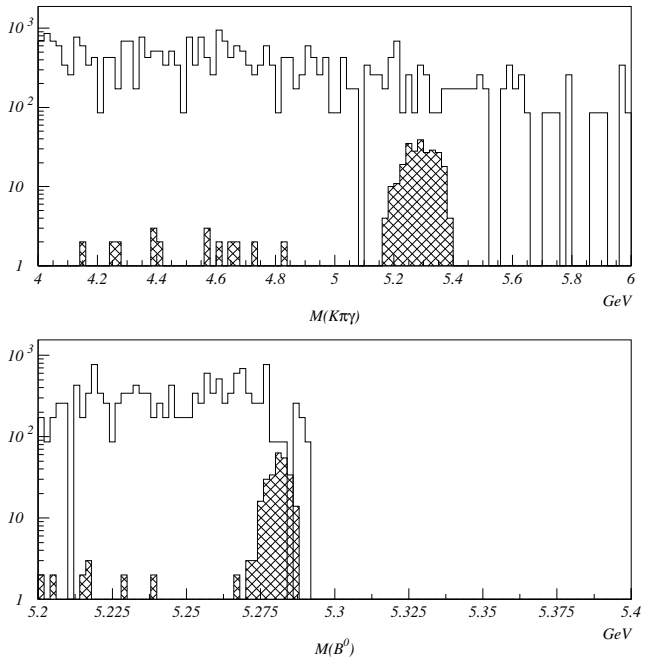

図 3.23: B の質量分布：上段は (3.1) 式で求めたもの。下段は (3.2) 式で求めたものである。それぞれ網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。一般の $B\bar{B}$ イベントのエントリーは $4GeV \sim 6GeV$ の領域に入っていないので本図にはない。

これらの図において網掛け部は $K^*\gamma$ イベント、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントを示す。

(3.1) 式で再構成される B 中間子の質量分解能は $\sigma = 50.6MeV$ である。(3.2) 式を使うとそれを $\sigma = 3.0MeV$ まで向上させることが出来る。実に分解能を 1/16 に

出来たことになる。

3.6.2 ΔE によるカット

前小節において K、π、γ の再構成で得られた B 中間子のエネルギーがビームのエネルギーに等しいと置いた。今、ビームのエネルギー (E_{beam}) と再構成した B のエネルギー $(E_{K\pi\gamma})$ の差 (ΔE) を

$$\Delta E = E_{beam} - E_{K\pi\gamma}$$

のように定義する。この ΔE が測定器の分解能程度の時には前小節のように $E_{beam} = E_{K\pi\gamma}$ とおいて問題ない。
ΔE の分布を図 (3.24) に示す。

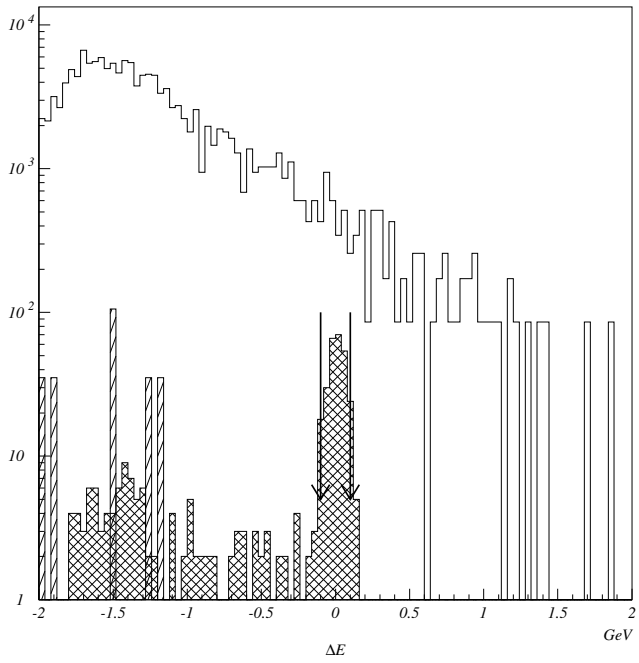

図 3.24: ビームエネルギーと再構成した B の質量の差 ΔE。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、斜線部は一般の $B\bar{B}$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。

この図において網掛け部は $K^*\gamma$ イベント、斜線部は $B\bar{B}$ イベント、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントを示す。ΔE が小さいことを保証するためにカットの領域として、

$$-0.1 \leq \Delta E \leq 0.1 \quad GeV$$

を要求した。図中の矢印はカット領域を表す。これにより、一般の $B\bar{B}$ イベントは殆んど取り除くことが出来る。

最後に、以上のカットで残ったサンプルに対する M_B 分布を図 (3.25) に示す。

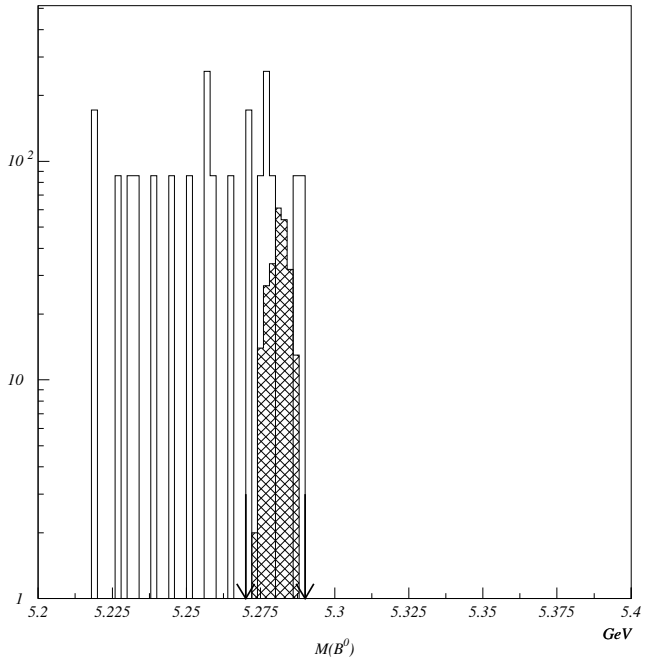

図 3.25: B の質量。網掛け部が $K^*\gamma$ イベントから、白抜き部は $q\bar{q}$ イベントから生成したものである。一般の $B\bar{B}$ イベントからのものはない。同図は同じ積分ルミノシティに規格化されている。

この図において上図の網掛け部は $K^*\gamma$ イベント、斜線部は $B\bar{B}$ イベント、下図は $q\bar{q}$ イベントを示す。$B\bar{B}$ イベントのバックグラウンドはほとんど見えない。この分布において、

$$5.27 \leq M_B \leq 5.29 \quad GeV$$

の範囲にあるイベントを最終的な $B \to K^*\gamma$ サンプルとする。

以上の一連のバックグラウンド除去の結果を表 (3.7) に示す。

この表からわかるように、目的の反応 $B \to K^*\gamma$ 過程の K^* の検出効率は 70%、γ の検出効率は 50% となっている。K^* の検出効率はほぼ K^+、π^- を識別できる効率で決まっている。γ の検出効率が低いのが気になる。これの理由の研究は今後の課題である。さらに、$K^*\gamma$ が B 中間子より崩壊していることを要求することにより、最終的な検出効率は 24% となった。

	$K^*\gamma$ イベント	$B\bar{B}$ イベント	$q\bar{q}$ イベント
発生させたイベント数	10^3	10^6	10^6
$K^+\pi^-$ 対の数	1437	1191822	965442
$0.8 < M_{K\pi} < 1.0(GeV/c^2)$	700	426495	295755
γ 候補	4598	7680115	5768967
$2.1 < E_\gamma < 2.9(GeV)$	561	16	8715
$K^*\gamma$ 候補	394	7	1664
$-0.1 < \Delta E < 0.1(GeV)$	250	0	30
$5.27 < M_B < 5.29(GeV/c^2)$	239	0	9
検出効率	0.24	$< 10^{-6}$	9×10^{-6}

表 3.7: バックグラウンド除去の結果

一方、バックグラウンドの $B\bar{B}$ イベントは ΔE のカットによりほとんど落ちる。その結果、このバックグラウンドは以上のカットで $< 10^{-6}$ まで落とすことが出来る。$q\bar{q}$ イベントのバックグラウンドは同じカットで 1×10^{-5} まで落とせることがわかった。

第 4 章

結果と考察

以上の結果をもとに、来る B ファクトリー実験で期待される $B \to K^*\gamma$ 過程の観測数 $N^{K^*\gamma}$ 及び信号の S/N を計算する。

B ファクトリー実験でルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ で 1 年間 (10^7 秒) データを貯めれば、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 100fb^{-1}$ 得られるので、ここではその値を仮定する。

期待される事象数 $N^{K^*\gamma}$ は次式で与えられる。

$$N^{K^*\gamma} = \mathcal{L}\cdot\sigma(e^+e^- \to \Upsilon(4S))\cdot\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0)\cdot 2\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma)\cdot\mathcal{B}(K^{*0} \to K^+\pi^-)\cdot\eta_{eff}$$

ここで $\mathcal{L}$ は積分ルミノシティ、$\sigma(e^+e^- \to \Upsilon(4S))$ は $\Upsilon(4S)$ の生成断面積、$\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0)$、$\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma)$、$\mathcal{B}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$ はそれぞれ $\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0$、$B^0 \to K^{*0}\gamma$、$K^{*0} \to K^+\pi^-$ の分岐比、η_{eff} は $B \to K^*\gamma$ イベントの検出効率を表している。$\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma)$ の係数の 2 は、B^0 及び $\bar{B}^0$ の両方から $K^{*0}\gamma$ 崩壊が可能なことを意味している。それぞれの値は、

$$\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \to \Upsilon(4S)) &= 1.15nb \\
\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0) &= 0.5 \\
\mathcal{B}(K^{*0} \to K^+\pi^-) &= 0.66
\end{aligned}$$

である。また、$\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma)$ としては CLEO の測定値

$$\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma) = 4.3 \times 10^{-5}$$

を仮定した。

以上の値を代入することにより、目的の信号 $B \to K^*\gamma$ はルミノシティ $100fb^{-1}$ で $\underline{N^{K^*\gamma} = 783}$ イベント観測されると期待できる。

一方、$q\bar{q}$ イベントがバックグラウンドとして観測される数 $N^{q\bar{q}}$ と $B\bar{B}$ イベントがバックグラウンドとして観測される数 $N^{B\bar{B}}$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} N^{q\bar{q}} &= \mathcal{L}\cdot\sigma(e^+e^-\to q\bar{q})\cdot\eta^{q\bar{q}}_{rej.} = 2520 \\ N^{B\bar{B}} &= \mathcal{L}\cdot\sigma(e^+e^-\to \Upsilon(4S)\to B\bar{B})\cdot\eta^{B\bar{B}}_{rej.} \leq 115 \end{aligned}$$

となる。ここで $\sigma(e^+e^-\to\bar{q})$ は、$e^+e^-\to q\bar{q}$ の生成断面積である。但し、

$$\sigma(e^+e^-\to q\bar{q}) = 2.8nb$$

の値を使用した。

従って S/N は、

$$S/N = \frac{783}{2520+115} = 0.30$$

となる。

今後の課題としては、真のイベントを落とさずに如何に S/N を向上させるかにある。現在考えられることは、イベントの形状による識別方法を行なうことである。B 中間子は $\Upsilon(4S)$ の重心系ではほぼ静止して生成される。2 つの B 中間子の崩壊は互いに独立に起こる。それゆえ $B\ \to\ K^*\gamma$ のイベントの形状は球形で生成される。これに対し、$q\bar{q}$ イベントは 2 つのハドロンジェットが両極に生成される。このことを利用すればバックグラウンドの除去に役立つことは間違いないと言える。今後さらなる研究が必要である。

付録 A

C 変換と P 変換

この付録 A で C 変換及び P 変換の定義と特徴についてまとめておく。

A.1 C 変換

C 変換は荷電共役変換とも言い、時間座標と空間座標は変えずに、粒子の電荷と磁気モーメンとの符号を反転させる演算である。
相対論的量子力学ではこの変換は粒子と反粒子の変換を意味している。
粒子に作用させる C 変換を C で表すと

$$C|\text{粒子}>=\eta_c|\text{反粒子}>$$

となる。ここで $\eta_c = \pm 1$ である。
例えば荷電 π 中間子については $C|\pi^{\pm}>=|\pi^{\mp}>$ となる。
光子（γ）は C 変換によって自分自身に戻る自己共役粒子であるが、ベクトル・ポテンシャル A_μ （$\mu = 0,1,2,3$）に対しては

$$A_\mu \xrightarrow{C} -A_\mu$$

と表せるので、

$$C|\gamma>=-|\gamma>$$

となる。
一方、中性 π 中間子 π^0 も自己共役粒子であるが、2 つの光子に崩壊するので

$$C|\pi^0>=+|\pi^0>$$

である。
π^0 は電磁相互作用が C 変換で不変ならば奇数個の光子に崩壊しない筈である。実際に、実験値では 3γ に崩壊する分岐比は 2γ に崩壊する分岐比に比べると 10^{-8} 未満となり、電磁相互作用では C 変換に対して不変であることが示される。

A.2 P 変換

P 変換はパリティ変換のことであり、空間座標の符号を変える演算である。
$\mathbf{x}$ を空間の三成分ベクトルとし、t をそのままにして

$$t \to t, \mathbf{x} \to -\mathbf{x}$$

としたものとなる（右手系空間から左手系空間への変換とも鏡映変換とも言われる）。
いま P 変換に対する演算子 P を波動関数 $\phi(t, \mathbf{x})$ に作用させると

$$P\phi(t, \mathbf{x}) = \phi(t, -\mathbf{x})$$

となる。
この波動関数がハミルトニアンの固有状態であり、固有値は縮退していないとすると、

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \eta \cdot \phi(t, -\mathbf{x})$$

である。
η は本来複素数であるが、空間反転を 2 度行なうと元の状態に戻るので $\eta^2 = 1$ で、$\eta = \pm 1$ しか存在しないことになる。$\eta = 1$ のときこの波動関数のパリティは正、-1 のときパリティは負であるという。
運動量ベクトル $\mathbf{p}$ に対してパリティ変換を施すと

$$\mathbf{p} \xrightarrow{P} -\mathbf{p}$$

となり、パリティは負である。従って運動量ベクトルは極性ベクトルである。これに対し角運動量のように二つのベクトルのベクトル積 $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ として表せる軸性ベクトル $\mathbf{A}$ に対しては

$$\mathbf{A} \xrightarrow{P} (-1)\mathbf{r} \times (-1)\mathbf{p} = (-1)^2 \mathbf{r} \times \mathbf{p} = (-1)^2 \mathbf{A}$$

となり、パリティは正である。つまり軸性ベクトルはP変換の際に符号を変えない。古典力学系では右手系と左手系は対称で、同等に存在すると考えられ、量子力学系でも左右を区別する理由はないと考えられていた。しかし1950年代前半に中性K中間子の崩壊において二つのπ中間子に崩壊するもの（シータ粒子と名付けられた）と三つのπ中間子に崩壊するもの（タウ粒子と名付けられた）が見い出された。π中間子のパリティが負であることと角運動量の保存とを考えるとθ粒子とτ粒子のパリティが異なることになる。しかしながらθ粒子とτ粒子の質量は一致しているので同一粒子と考えるのが自然である。

このジレンマ（$\theta-\tau$パズル）を解決する為にリーとヤンは「弱い相互作用ではパリティは破れている」という理論を提唱した。それを証明する為にウー達は1957年にスピンの向きをそろえたコバルト60（^{60}Co）核のβ崩壊におけるパリティ非保存を確認する実験を行ない、見事にパリティ保存則の破れを実証するに至った。

付録 B

BELLE 検出器シミュレータにおける粒子同定確立の定義

BELLE 検出器全体での粒子同定確立は各検出器の粒子同定確立の積で表される。CDC で測定されたエネルギー損失 (x_{mea}) による粒子同定確立は、次のように定義される。

$$P^i(CDC) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x^i} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_{mea} - x_{exp}^i}{\sigma_z^i}\right)^2\right\}$$

ここで、x_{exp}^i、σ_x^i は、粒子 $i(i = e, \mu, \pi, K, p)$ を仮定した時に期待されるエネルギー損失及び誤差である。

TOF においても、測定された時間に対し同様に $P^i(TOF)$ を定義する。

ACC の粒子同定確立は、ACC で検出された場合、

$$P^i(ACC) = eff_{exp}^i$$

検出されなかった場合、

$$P^i(ACC) = (1 - eff_{exp}^i)$$

で定義される。ただし、eff_{exp}^i は、粒子 i に対する ACC の検出効率である。

これらを用いると、BELLE 検出器全体での同定確立は、

$$P^i = P^i(CDC) \cdot P^i(ACC) \cdot P^i(TOF)$$

で与えられる。

一般に、あるトラックを K と識別するには、上式を用いて、

$$P^K > P^{others}$$

を要求すれば良い。

謝辞

本研究を行なうにあたり、数多くの方々に大変お世話になりました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

本研究の機会を与えて下さった野口先生には心から感謝しております。時には厳しく、時にはやさしく励まして下さいましたこと忘れません。また何も知らない私に直接御指導下さった林井先生には、物理や解析法に関する知識を丁寧に教えて頂きました。本当にありがとうございました。宮林先生には解析の指針や助言など、ありがたいお言葉を数多く頂きました。お忙しい中いろいろとご迷惑をかけて申し訳ありませんでした。

また、解析に関する相談に乗って下さったKEKの岩崎さん、中尾さんにおいても大変感謝しております。

そして、修士の2年間、苦楽を共にした杉山さん、高田さん、横井さん、本当にありがとう。みんなと過ごした2年間はとても実のあるものになりました。

その他、陰になり日向になり私を支えて下さった奈良女子大学高エネルギー物理学講座の皆様にも感謝致します。

参考文献

[1] T.D.Lee and C.N.Yang,Phys.Rev.104(1956)254

[2] C.S.Wu et al.,Phys.Rev.105(1957)1413.

[3] J.M.Christenson et al.,Phys.Rev.Lett

[4] A.Ali,THEORY OF RARE B DECAYS,DESY 97-192,September 1997

[5] R.Ammar et al.(CLEO Collaboration),Phys.Rev.Lett.71(1993)674

[6] M.S.Alam et al.(CLEO Collaboration),Phys.Rev.Lett.74(1995)2885

[7] Howard Baer et al.,$b \to s\gamma$ CONSTRAINTS ON THE MINIMAL SUPERGRAVITY MODEL WITH LARGE

[8] Toru Goto and Yasuhiro Okada,Charged Higgs mass bound from the $b \to s\gamma$ process in the minimal supergravity model,KEK-TH-421,KEK Preprint 94-159,HUPD-9417,December 1994,H $\tan\beta$,FSU-HEP-971104,UH-511-887-97,UM-TH-97-19