

2007年度 修士学位論文
 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 稀崩壊過程の探索

奈良女子大学大学院 人間文化研究科
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室

岩崎 麻友

2008年 2月

目次

はじめに	1
第1章 B 中間子の光子輻射崩壊	3
1.1 既知の光子輻射崩壊	3
1.2 ベクターメソンドミナンス (Vector Meson Dominance) と $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊	4
1.3 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ における CP 不変性の破れ	6
第2章 実験装置	9
2.1 KEKB 加速器	9
2.1.1 非対称エネルギー	9
2.1.2 高いルミノシティ	10
2.2 Belle 検出器	11
2.2.1 シリコンバレーテックス検出器 (SVD)	13
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)	16
2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)	17
2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)	18
2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)	20
2.2.6 超電導ソレノイド	23
2.2.7 K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM)	23
2.2.8 トリガーシステム	24
2.2.9 データ収集システム (DAQ)	25
2.2.10 KEKB 計算機システム	27
第3章 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 稀崩壊過程の探索	29
3.1 実験データの処理と選別	29
3.1.1 データ処理と解析の流れ	29
3.1.2 B 中間子対生成事象の選別	32

3.1.3	粒子の識別	33
3.2	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 事象の再構成	37
3.2.1	$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の再構成	37
3.2.2	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の再構成	39
3.3	バックグラウンドの評価と低減	42
3.3.1	ここまでの選別条件によるバックグラウンド	42
3.3.2	π^0 である確率	44
3.3.3	ECL のシャワー形状変数	46
3.3.4	ヘリシティ角度	51
3.3.5	バックグラウンド低減のための Likelihood Ratio	52
3.4	探索結果	60
3.4.1	シグナル事象の抽出	60
3.4.2	崩壊分岐比の上限	65
第 4 章 まとめ		69

目 次

1.1	ペンギン振幅による B 中間子の光子輻射崩壊のファインマンダイアグラム	3
1.2	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の一般的なファインマンダイアグラム	4
1.3	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ において VMD がある場合のファインマンダイアグラム	5
2.1	KELB 加速器の概略図	13
2.2	Belle 検出器の全体図	14
2.3	SVD の図	15
2.4	CDC の断面図	17
2.5	ACC の断面図	18
2.6	ACC カウンターモジュール	19
2.7	TOF/TSC モジュール	20
2.8	CsI(Tl) カウンター	22
2.9	CsI(Tl) カロリメーター	23
2.10	Belle トリガーシステム	25
2.11	Belle データ収集システム	27
3.1	データ処理の流れ	31
3.2	レプトン対の不変質量分布	38
3.3	MC による ΔE と M_{bc} の分布	41
3.4	モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価	43
3.5	γ が π^0 崩壊から生じたと認識される確率の分布	45
3.6	シャワー質量分布	47
3.7	シャワー幅分布	48
3.8	E9/E25 分布	48
3.9	Nhits 分布	49
3.10	最小オープニング角分布	49

3.11	シャワー質量とシャワー幅の2次元分布	50
3.12	J/ψ の崩壊で生じたレプトンのヘリシティー角度分布のコサイン	52
3.13	π^0 である確率とヘリシティー角度のPDFで構成したLikelihood Ratio 分布	53
3.14	$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンド低減のためのLR切断値とF.O.M. の関係	53
3.15	ECL シャワー形状変数とヘリシティー角度分布のPDFで構成したLikelihood Ratio 分布	54
3.16	$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド低減のためのLR切断値とF.O.M. の関係	55
3.17	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程 (シグナル) の M_{bc} と ΔE 分布 (バックグラウンド低減後の予想)	56
3.18	$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布 (バックグラウンド低減後の予想)	57
3.19	$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布 (バックグラウンド低減後の予想)	58
3.20	$J/\psi\pi^0$ 、 $J/\psi K_L^0$ 以外のバックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布 (バックグラウンド低減後の予想)	59
3.21	$2.77 \times 10^8 B$ 中間子対生成事象を記録した実験データによる ΔE と M_{bc} の分布	60
3.22	$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナルの ΔE 分布	62
3.23	ΔE 分布のフィット結果	63
3.24	M_{bc} 分布のフィット結果	65

表 目 次

2.1	KEKB 加速器:各パラメータの設計値	12
2.2	各検出器サブシステムとその役割	14
2.3	ECL と粒子の相互作用	21
2.4	ルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ における断面積とトリガーレート	26
3.1	バックグラウンドの崩壊過程の内訳	44
3.2	崩壊分岐比算出に使用する値	66
3.3	崩壊分岐比測定 of 誤差	66

はじめに

物質の究極の構成要素は何であるか、またそれらの間に働く力はどのようなものであるかについて、過去数十年にわたり、素粒子の実験的研究、すなわち、高エネルギー物理学は手がかりとなる多くの知見をもたらしてきた。

高エネルギー物理学は素粒子という極微の大きさを持つ対象を扱うゆえに、加速器を用いて GeV から TeV に及ぶ非常に高いエネルギーの粒子による衝突・散乱反応の生成と検出を行うことが研究手段の主流となっている。こうして得られた高エネルギー反応は、ビッグバン宇宙論が予言する非常に小さな高温・高密度 (高エネルギー) の状態にあった初期宇宙で起きていた反応を、実験室に再現したものと言える。

b クォークを含む中間子である B 中間子は、その崩壊が粒子・反粒子間の物理法則の違い、すなわち CP 対称性の破れの測定に向いており、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ といった崩壊過程で大きな CP 対称性の破れが観測されたことにより、弱い相互作用の理解を大きく前進させてきた。

B 中間子は陽子の 5 倍強の質量があるので、非常に多様な崩壊過程が存在する。このため、 b クォーク、 c クォークを含む系における強い相互作用についても多くの知見を得られる。そこで中性 B 中間子対生成事象のデータを用いて、 B 中間子 (B^0) が J/ψ 中間子と γ (光子) に二体崩壊する、 B 中間子の光子輻射崩壊 (Radiative Decay) 過程の探索を行った。この崩壊過程は、電弱相互作用のみが寄与する場合は $10^{-8} \sim 10^{-9}$ と崩壊分岐比が非常に小さいが、ベクターメソンドミナンス (Vector Meson Dominance、以下 VMD と略記) という強い相互作用による寄与が大きければ $10^{-6} \sim 10^{-7}$ と観測可能な程度に大きくなる可能性がある。VMD とは、クォーク・反クォーク対からなるベクトル中間子が仮想的に作られ、これが実光子へと転換する反応を言う。

これまでに観測された $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 、 $B^0 \rightarrow \rho\gamma$ 等の光子輻射崩壊は全て電弱相互作用のペンギン振幅と呼ばれる 1 ループの遷移によるものであり、VMD の寄与は確認されていない。もしも VMD が大きく寄与して、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程が観測されるとすれば、それは単に VMD の寄与を確認するにとどまらない。この終状態には B^0 、 \bar{B}^0 とともに崩壊可能なので、将来さらに高統計のデータを用いて CP 対称性の破れを測定するという新たな展開が考えられる。この場合、比較的自然と考えられるいくつかの仮定をすると、標準模型における CP 対称性の破れは 10^{-2} 程度の小さな値になると期待されるので、大きな CP 非保存があれば標準模型を超えた新しい物理の兆候と捉えられよう。このように、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊の探索は将来の B 中間子の物理に関する新しい側面を切り開く可能性の有無を判断する上で、必要不可欠と考えられる。

本論文では、KEKB 加速器/Belle 測定器を用いて収集した、 2.77×10^8 B 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊の探索を行った結果について報告する。以下、第 1 章で B 中間子の光子輻射崩壊について概説し、第 2 章で KEKB 加速器と Belle 検出器について説明する。第 3 章では、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程の探索について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

第1章 B 中間子の光子輻射崩壊

本研究の対象である $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊に関する物理的興味について、既知の光子輻射崩壊である $B \rightarrow K^*\gamma$ や $B \rightarrow \rho\gamma$ と比較し、説明する。

1.1 既知の光子輻射崩壊

これまでに研究されてきた B 中間子の光子輻射崩壊として、 $B \rightarrow K^*\gamma$ [1] や $B \rightarrow \rho\gamma$ [2] などがある。これらは図 1.1 に示すペンギン振幅と呼ばれる電弱相互作用の 1 ループ遷移によって生じる。

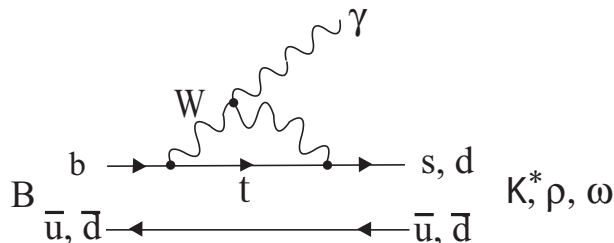


図 1.1: ペンギン振幅による B 中間子の光子輻射崩壊の
ファインマンダイアグラム

この崩壊過程は、ループ部分に標準模型を超える新しい物理の影響が量子補正を通じて現れる可能性があるため、崩壊分岐比や CP 対称性の破れが測定されてきた。

一方、これらと全く異なる過程でも B 中間子の光子輻射崩壊が生じる可能性が指摘された。それがベクターメソンドミナンス (Vector Meson Dominance) を介した光子輻射崩壊で、検出する終状態の有力なものの一つが、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ である。そこで、VMD と $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊について次節で詳しく述べる。

1.2 ベクターメソンドミナンス (Vector Meson Dominance) と $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊過程の標準理論における弱い相互作用の最低次の振幅は W ボソン交換にクォークからの光子放出を伴うものである (図 1.2)。

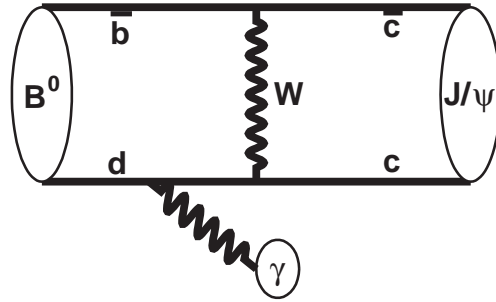


図 1.2: $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の一般的なファインマンダイアグラム

このダイアグラムだけでは崩壊分岐比は $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 程度しかないと予想され、現在までに Belle 検出器で収集されている事象の統計数 ($\sim 10^8 B$ 中間子対生成事象) では信号を見出すことは不可能である。過去 BaBar 実験によって $8.8 \times 10^7 B$ 中間子対生成事象で探索が行われた際には上限値 1.6×10^{-6} を報告している。[3]

しかし、VMD(ベクターメソンドミナンス)の介在を考えると、それとは異なる状況に至る可能性がある。VMDとは、光子が仮想的にクォーク・反クォーク対であるベクトル中間子に転換する反応過程、あるいはその逆の過程を指す。VMDが大きく寄与するなら、 $b \rightarrow c\bar{c}d$ 遷移の最低次の振幅(ツリーダイアグラム)を通じて J/ψ と $d\bar{d}$ を含むベクトル中間子である ρ^0 や ω を仮想的に形成し、この ρ^0 や ω が実光子に転じるという過程によって、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ という光子輻射崩壊の分岐比が大きくなるであろう。そのファインマンダイアグラムを図 1.3 に示した。

$B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ 過程はその崩壊分岐比が 2×10^{-5} 程度と測定されている。[10] VMDの効果により、この ρ^0 中間子(または ω 中間子)が仮想的に作られて実光子へと転換する係数は、ある理論的モデルによる計算では $0.02 \sim 0.04$ に達する。この場合は結果として、 $B \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程の崩壊分岐比が $10^{-6} \sim 10^{-7}$ 程度になり、これまでに蓄積した B 中間子対生成

1.2. ベクターメソンドミナンス(Vector Meson Dominance)と $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊⁵

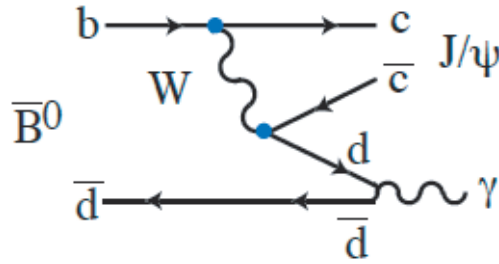


図 1.3: $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊過程において VMD がある場合のファインマンダイアグラム

事象の実験データの中に信号を見出せる可能性がある。したがって本研究では B 中間子の光子輻射崩壊に VMD が寄与しているか否かを検証すべく、 $B \rightarrow J/\psi\gamma$ の探索を行った。

さらに、 J/ψ なる終状態は B^0 から \bar{B}^0 から崩壊できる終状態であることに着目すると、将来、 $10^{35} \sim 10^{36} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と現在のものより 1 桁ないし 2 桁高い輝度の B ファクトリー実験 (スーパー B ファクトリー) に移行した場合に、 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ の崩壊分岐比があれば数十 ~ 数百事象の信号を得られる。この事象数は CP 非保存測定へと研究を展開するのに十分な統計となり、非常に興味深い。そこで、次節で $B \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊における CP 非保存測定について簡潔に記し、本章を結ぶことにする。

1.3 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ における CP 不変性の破れ

前節で述べたように、 $J/\psi\gamma$ なる終状態は B^0 から $\overline{B^0}$ から崩壊できる。このような場合は、生成時に B^0 であったものがそのまま崩壊する振幅と、 $B^0 - \overline{B^0}$ 混合の効果により $\overline{B^0}$ に変化してから崩壊する振幅が干渉する。この際に $B^0 - \overline{B^0}$ 混合が複素位相を含むので、生成時に B^0 であったものと $\overline{B^0}$ であったものの崩壊時刻分布に差が生じ得る。これを時間依存 CP 非保存と呼ぶ。

そこで、本節では比較的自然と思われる仮定のもとで、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊における時間依存 CP 非保存の標準模型の期待値の見積もりについて議論する。

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ が VMD による寄与で生じている場合、 B 中間子が J/ψ 中間子とベクトル中間子へと二体崩壊する反応の知見を入力情報として使用できる。擬スカラー粒子である B 中間子が J/ψ とベクトル中間子へと二体崩壊する反応は、角運動量保存則より J/ψ ともう一方のベクトル中間子の間の相対的な軌道角運動量を L とおくと、 $L = 0, 1, 2$ の3つの場合がありえるため、一般にはこれらの線形結合になっている。実際の B 中間子の崩壊反応を扱う際には基底となる波動関数のセットを、2つの横偏極と1つの縦偏極にとって表現する方が便利である。このうち、2つの横偏極は適当な線形結合を取り直して CP 固有値が $+1$ の成分と -1 の成分に分離できる。ここで前者を A_{\parallel} 、後者を A_{\perp} と記す。実光子は横偏極しているので、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の終状態の CP 固有値はこの2つの振幅で決まる。

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊に VMD によって最も大きく寄与しうる崩壊過程である $B \rightarrow J/\psi\rho^0$ 崩壊における終状態の偏極は、未だ測定されていない。しかし、 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移による $B \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊と、 $b \rightarrow c\bar{c}d$ 遷移による $B \rightarrow J/\psi\pi^0$ 崩壊の間で時間依存 CP 非保存の測定結果がこれまで誤差の範囲で一致していることから、 $b \rightarrow c\bar{c}d$ 遷移と $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移の間に大きな差異がないと期待できる。そこで、ここでは ρ^0 にかえてストレンジネスを含むベクトル中間子である K^* を含む崩壊過程 $B \rightarrow J/\psi K^*$ において測定された偏極の情報を用いて、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の有効な CP 固有値を見積もる。

$B \rightarrow J/\psi K^*$ においては、

$$|A_{\parallel}|^2 = 0.231 \pm 0.014$$

1.3. $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ における CP 不変性の破れ

7

$$|A_{\perp}|^2 = 0.195 \pm 0.014 \quad \text{と測定されている。}$$

これは、 $CP = +1$ と -1 の成分の寄与が互いに打ち消し合い、 CP 非保存が高々0.1程度と小さいことを示唆している。したがって、将来 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊における CP 非保存が測定できて、それが1に近い大きな値であった場合は、標準模型を超えた新しい物理の兆候をとらえたものと見なすことができよう。

第2章 実験装置

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内建設された、2リング型の電子・陽電子衝突型加速器である。この加速器は、 B 中間子と反 B 中間子の対を大量に造り出すことから、 B ファクトリーと呼ばれている。

この加速器の最大の特徴は、電子と陽電子を異なるエネルギー (非対称エネルギー) で衝突させているという点である。そのために、同長約 3km の 2 つのリングで電子と陽電子を別々にそれぞれ 8GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで蓄積し、衝突させる。電子・陽電子の重心系エネルギーは 10.58GeV であり、 b と \bar{b} クォークの 4 番目の共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ を大量に生成する。 $\Upsilon(4S)$ は、ほぼ 100% の割合で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊することから、大量の B 中間子を得ることに適している。KEKB 加速器では、 B 中間子崩壊における CP 対称性の破れを観測するために、以下のような項目を実現する必要があった。。

- ・ 非対称エネルギーでの衝突
- ・ 高いルミノシティ

以下、これらについてさらに詳しく述べる。

2.1.1 非対称エネルギー

前述したように、 CP 対称性の破れを測定するためには、 B 中間子が CP 固有状態に崩壊する時刻 t を測定しなくてはならない。しかし、 B 中間子の寿命は約 1.5psec と非常に短いため、時刻 t を直接測ることはできない。そこで、崩壊点を再構成して飛行距離を測定することにより、崩壊時刻 t を得る。

ところが、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、生じる B 中間子の質量は 5.28GeV なので、 B 中間子対と $\Upsilon(4S)$ (質量 10.58GeV) と

の質量差はわずか 20MeV である。 $\Upsilon(4S)$ から生じた B 中間子はほとんど静止しており、崩壊するまでに約 $20\mu\text{m}$ しか飛行しない。したがって、このような条件下で崩壊点の位置を測定して、時刻 t を十分な分解能で測定することは不可能である。そこでこの問題を解決するために、電子・陽電子を非対称エネルギーで衝突させることにより、実験室系において、 $\Upsilon(4S)$ を $\beta\gamma = 0.425$ でローレンツブーストする。これによって、 B 中間子は運動量を得るとともに、相対論的効果で寿命が延びるため、崩壊するまでの平均寿命の間に約 $200\mu\text{m}$ 飛行する。よって、二つの B 中間子の崩壊位置の違いから時刻 t を現在の素粒子物理学実験技術で十分な分解能で測定できる。

2.1.2 高いルミノシティ

ルミノシティ \mathcal{L} とは、ビーム強度を表す指標であり、断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R との間に、 $R = \mathcal{L}\sigma$ の関係がある。 B 中間子は他の中間子に比べて重いことから崩壊様式が多様であり、 CP 対称性の破れの測定に使用可能な崩壊過程は $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度の崩壊分岐比しかない。したがって、 CP 対称性の破れを種々の崩壊モードで測定するには年間およそ 10^8 個の $B\bar{B}$ 中間子対が必要になる。 $\Upsilon(4S)$ の生成断面積は 1.2nb ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$) なので、必要とされる年間積分ルミノシティは 10^{41}cm^{-2} ($=100\text{fb}^{-1}$) となる。このため、KEKB 加速器は $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という高いルミノシティを達成することを目標に設計された。

ここで、衝突型加速器におけるルミノシティ \mathcal{L} は次式で与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.1)$$

- E : ビームエネルギー [GeV]
- I : 蓄積電流 [A]
- ξ : ビームビームチューンシフト
(衝突時に働くビーム・ビーム力の強さを表す量)
- r : 衝突点における垂直方向のビームサイズを
水平方向のビームサイズで割った値
- β_y^* : 衝突点で垂直方向にどれだけビームを絞るか
を表すパラメータ [cm]

− は電子、+ は陽電子の場合である。また、電子・陽電子リングの場合、ビームの断面は非常に扁平なので、 r は小さく無視することができる。

る。よって、高いルミノシティを得るためには、 I を大きくし β_y^* を小さくしなくてはならない。KEKB 加速器では、 ξ を 0.05 とし、 β_y^* を 1cm まで小さくして、最大で電子リングに 1.1A、陽電子リングに 2.6A という大きな電流を蓄積し、高いルミノシティを実現する設計になっている。また、上式 (2.1) より、 E と I の積は電子リングと陽電子リングで等しくすると高いルミノシティを得る上で最適であることから、エネルギーが低い方の陽電子リングの電流を電子リングに比べて大きくしている。

電子・陽電子はリングの中を数千億個ずつの集団となって周回する。この塊をバンチと呼ぶ。一つのバンチが担える電流は数 mA なので、大きなビーム電流を蓄積するためには、多数個のバンチを取り扱う必要がある。KEKB では電子と陽電子のバンチを $\pm 11\text{mrad}$ の角度で衝突させる有限角度衝突を採用している。交差角ゼロの正面衝突の場合、異なるリングを走っている電子と陽電子を同一軌道にのせて衝突させ、再び異なるリングに分離しなければならない。これに対して、有限角度衝突の場合は、衝突点近くに分離するための偏向磁石が必要なく、バンチの間隔が短縮できる。また、偏向磁石から発生する放射光によるバックグラウンドも発生しないという利点がある。このように、有限角度衝突を採用することでより多くのバンチを蓄積できる。原理的には各リングに最大約 5000 個のバンチを蓄積できる。

現在の KEKB 加速器は、約 1300 個のバンチを蓄積することにより、1.65A(陽電子)、1.25A(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティの最高値 $1.71 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を達成している。

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器は電子と陽電子の衝突点を囲んで設置されている。 B 中間子崩壊における CP 対称性の破れを観測するために、検出器には以下のような性能が要求される。

- B 中間子の崩壊点を良い精度 ($< 100\mu\text{m}$) で測定できること。
- π^\pm , K^\pm , p , e^\pm , μ^\pm といった多岐に及ぶ終状態中の荷電粒子を正しく識別する能力を持つこと。
- 光子を伴う B 中間子崩壊を測定するために、良好なエネルギー分解能と位置分解能をもつカロリメーターを持つこと。

Ring	LER	HER
ビームエネルギー (e^+e^-)	3.5 GeV	8.0 GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11 \text{ mrad}$	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP (β_x^*/β_y^*)	0.33/0.01 m	
ビーム電流 (e^+e^-)	2.6 A	1.1 A
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

表 2.1: KEKB 加速器:各パラメータの設計値

- 効率良く興味ある事象を選別して取り込むトリガーと、高速のデータ収集システムを持つこと。

Belle 検出器はこれらの要求を満たすように設計されている。その概略図を図 2.2 に示す。非対称エネルギー衝突のためエネルギーの高い電子ビームの進行方向に、より大きな立体角を持つように、非対称に検出器を設置している。また、それぞれ違った役割をもつ複数の検出器 (サブシステム) を組み込み、それらを組み合わせて用いることにより、先に述べた要求性能を実現するようになっている。表 2.2 に検出器の内側から順に検出器サブシステムの主な役割を示す。

Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行する方向を正として z 軸をとり、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標系をとる。また、極座標系として、原点からの距離 r 、方位角 ϕ 、 z 軸からの角度 θ を用いる。以下に各検出器の目的と役割について詳しく述べる。

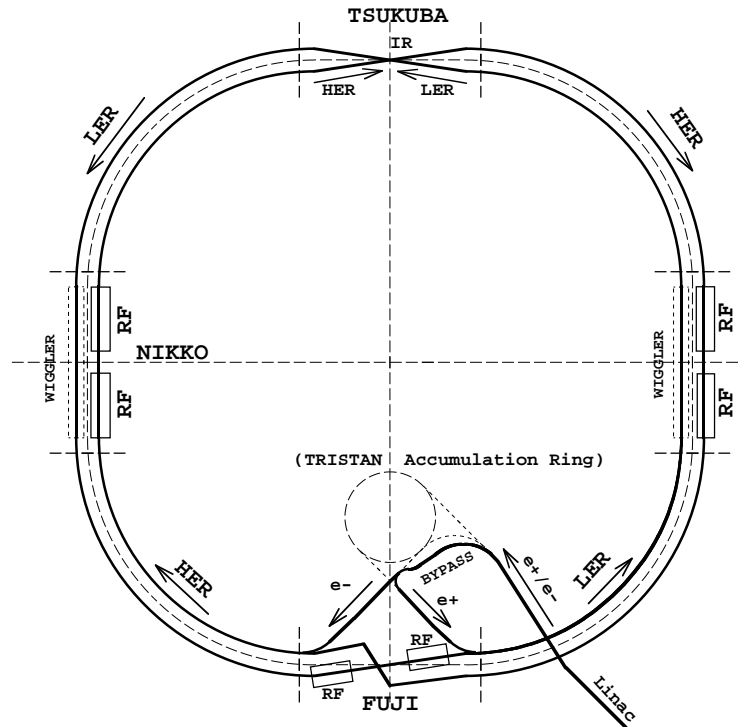


図 2.1: KEKB 加速器の概略図

2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は、Belle 検出器の一番内側に位置しており、間接的 CP 対称性の破れの測定に不可欠な、 B 中間子の崩壊点測定を行う。また、次に述べる中央飛跡検出器の情報とあわせて、運動量が低い荷電粒子の飛跡測定にも用いられる。

SVD は短冊形の半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) からできている。シリコンストリップ検出器とは、厚さ $300\mu\text{m}$ のシリコン板の両面に幅 $6\mu\text{m}$ の電極を $25\mu\text{m}$ の間隔で貼り付けたものである。片面で ϕ 方向、もう片面で z 軸方向の位置を測定する。この上下の面には、逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子とホール対を各電極に集めて信号を読み出し位置を測定する。この DSSD を多重はしご構造 (ラダー) にして、ビームラインの周りを取り囲んでいる。各層で検出された粒子の位置を組み合わせ、衝突点付近まで内挿することによって B 中間子の崩壊点測定を行う。位置分解能は約 $100\mu\text{m}$ で

検出器サブシステム	役割
EFC (超前後方カロリメーター)	ルミノシティのモニター
SVD (シリコンバーテックス検出器)	B 中間子の崩壊点測定
CDC (中央ドリフトチェンバー)	荷電粒子の運動量測定
ACC (エアロジェルチェレンコフカウンター)	粒子識別 (K 中間子/ π 中間子)
TOF (飛行時間測定器)	粒子識別 (K 中間子/ π 中間子)
ECL (CsI 電磁カロリメーター)	光子の運動量測定
ソレノイド (超伝導コイル)	1.5Tesla の磁場生成
KLM (K_L^0, μ 検出器)	K_L^0 粒子と μ 粒子の検出

表 2.2: 各検出器サブシステムとその役割

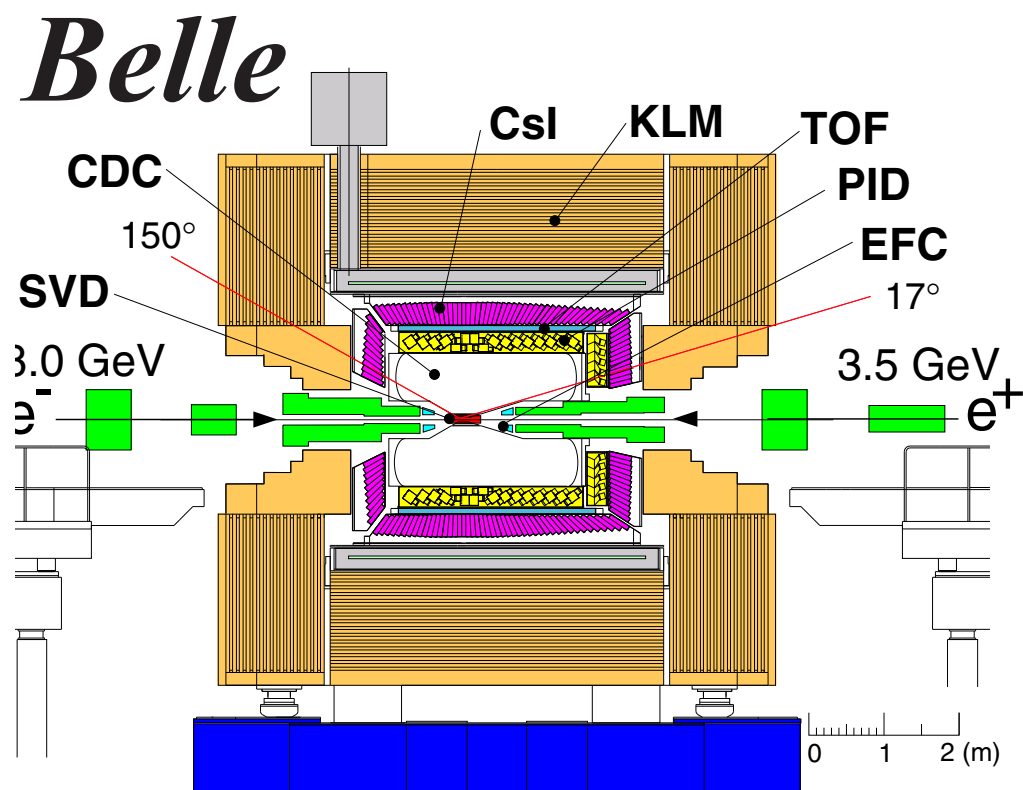


図 2.2: Belle 検出器の全体図

ある。

本研究で使用したデータのうち 2003 年夏までの実験に用いられた SVD は 3 層構造をしており、それぞれの層はビーム軸からの半径が 3.0cm、4.5cm、6.0cm の位置にある。これを SVD1 と呼ぶ。SVD がカバーする領域は、ビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ であり、これは全立体角の 86% に対応する。各層には半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) を複数枚つなげている。2003 年夏以降の実験では、4 層構造でカバーする領域を $17^\circ < \theta < 150^\circ$ まで広げた改良型に変換された。これを SVD2 と呼ぶ。

位置分解能を向上させるため、検出器の構造にも工夫がされており、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけられている。また、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは検出器有感領域の外側に置いている。さらに、衝突点の最も近くに配置されるため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすため初段エレクトロニクスの半導体プロセスの処方を改良したバージョンが作られる度に置換された。

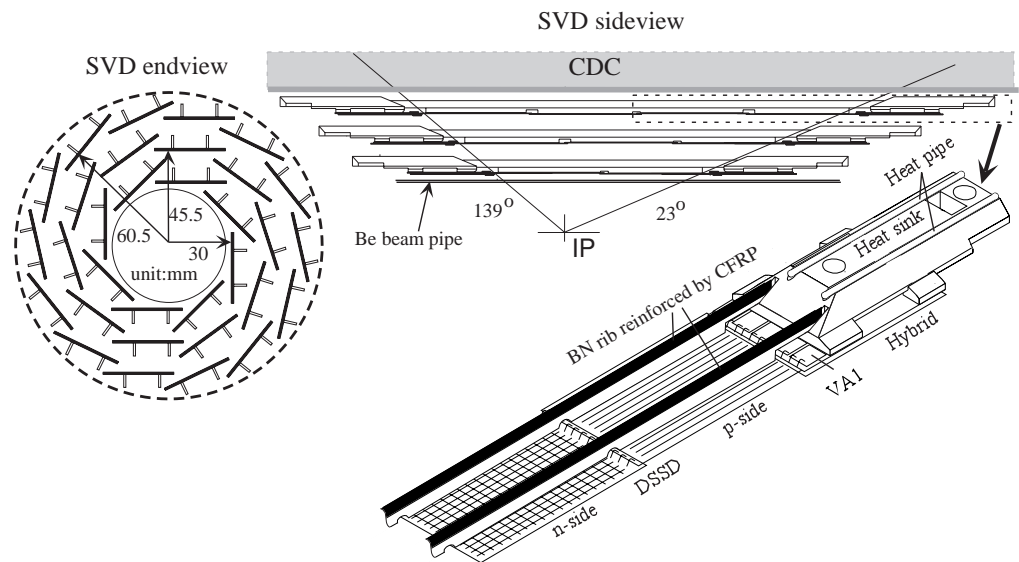


図 2.3: SVD の全体図

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC(Central Drift Chamber) は、数万本ものワイヤーを張ったドリフトチェンバーと呼ばれる装置である。CDCでは、荷電粒子の飛跡検出、およびその有感領域中のエネルギー損失 (dE/dx) を測定する。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、運動量に応じた曲線を描く。この飛跡をドリフトチェンバーで再構成し、磁場の大きさとその曲率から荷電粒子の運動量を測定する。

CDCは、1.5Teslaの磁場内に設置され、内部を1気圧のHe(50%):C₂H₆(50%)混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られている。陽極(アノードワイヤー)には直径30 μ mの金メッキタンゲステン製、陰極(フィールドワイヤー)には直径120 μ mのアルミニウム製ワイヤーを使用している。1本のアノードワイヤーを8本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されており、アノードワイヤーは50層あるため、ワイヤーの総本数は3万本にもおよぶ。荷電粒子の多重散乱の影響を押さえるために、ガス、ワイヤーともに物質量の小さいものを使用している。

荷電粒子が通過するとガスの分子がイオン化される。このとき原子から電子が分離され、その電子がワイヤーまで移動(ドリフト)する時間から、粒子の通過位置を知ることができる。位置分解能は130 μ m、運動量分解能 σ_{P_t}/P_t は $0.5\sqrt{P_t^2 + 1}\%$ である。

CDCは同時に、荷電粒子が通過した際に生じる電子を集め信号として読み出し、通過粒子のガス中での電離損失、 dE/dx を測定する。 dE/dx は、運動量が同じでも荷電粒子の種類によって異なるので、粒子識別を行うことができる。 dE/dx の分解能は6.0%である。

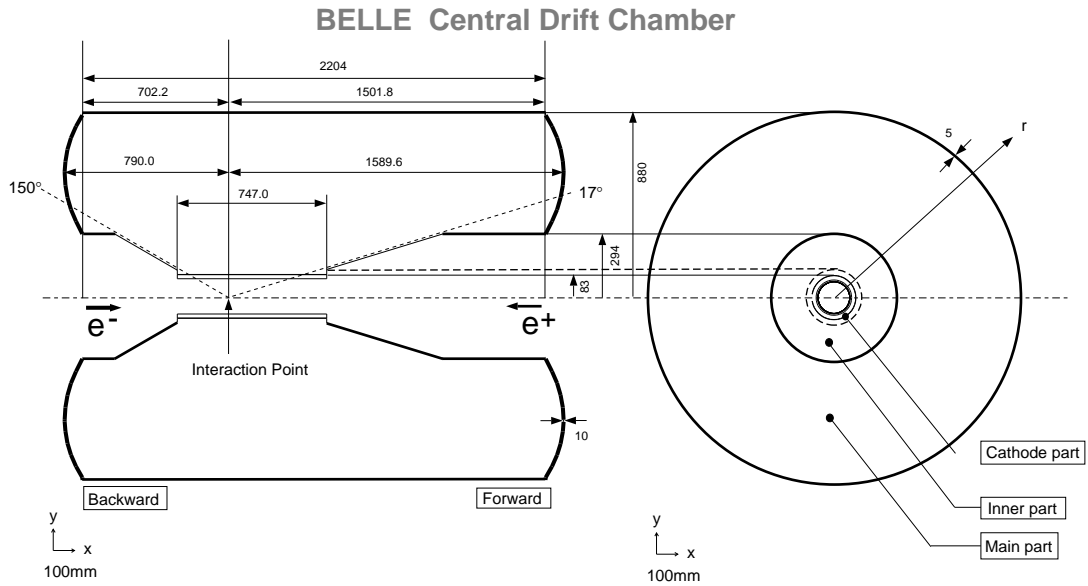


図 2.4: CDC の断面図

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 β で通過する時、

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

という条件を満たすと、物質中でチェレンコフ光を放射する。ACC(Aerogel Čerenkov Counter)はこの性質を使って、広い運動量領域(1.2 ~ 3.5GeV/c)の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を行うことを目的とする閾値型チェレンコフカウンターである。放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、特定の運動量領域では、 K 中間子と π 中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、 K 中間子と π 中間子の質量差から、 π 中間子のみがチェレンコフ光を放射する。このように、チェレンコフ光を放射したか否かで、荷電 K/π 中間子の識別を行う。放射体には、屈折率が非常に小さい($n = 1.01 \sim 1.03$) シリカエアロジェルを使用し、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出する。非対称エネルギーのビーム衝突のため、発生する粒子の運動量の大きさは、 z 軸方向からの角度 θ に依存する。そのため、それに対応して広い運動領域での高精度の K/π 中間子識

別を実現するため図 2.5 に示すように θ によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

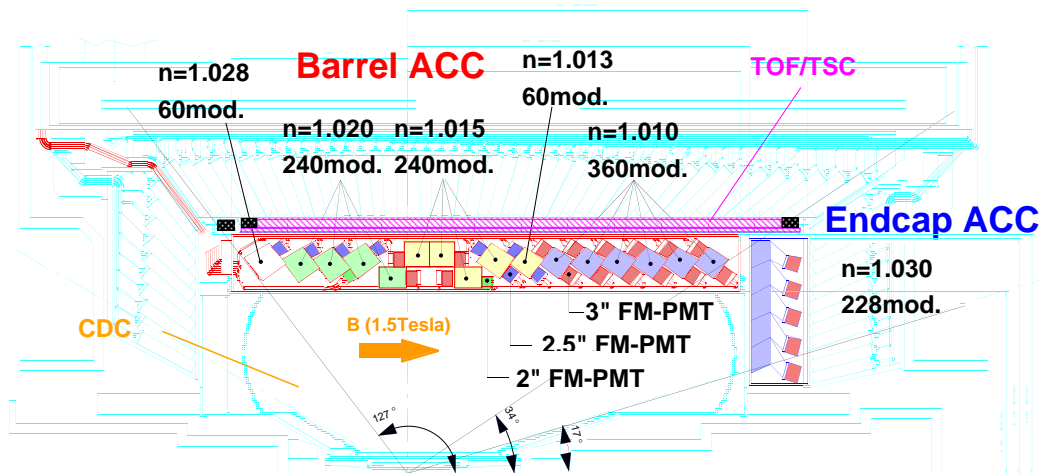


図 2.5: Belle 検出器中の ACC の配置図

ACC のカウンターモジュールを図 2.6 に示す。a)、b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロジェルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウムの箱内に重ねられている。箱の大きさは約 $12 \times 12 \times 12 \text{cm}^3$ である。チェレンコフ光を効率的に検出するために、1 つまたは 2 つのファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロジェルに直接取り付けられている。この FM-PMT は 1.5 Tesla の磁場中でも使用可能である。

2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF (Time of Flight Counter) は、粒子が検出器に入射するまでにかかる時間を測定するプラスチックシンチレーションカウンターである。その主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行うとともに、事象が発生した時刻を得るトリガー信号を発することである。粒子の種類が異なると、同じ運動量をもつ粒子でも速さが異なるので、荷電粒子の速さを測定することによって K/π 中間子の識別を行うことができる。TOF の荷電粒子の識別は主として $1.2 \text{GeV}/c$ 以下の運動量領域で有効である。

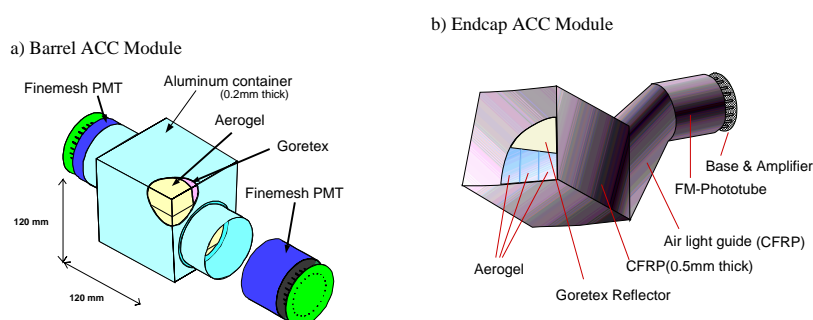


図 2.6: ACC カウンターモジュール

TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC(トリガーシンチレーター) から構成されている。台形の TOF カウンター 2 個と TSC1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲を覆う。これらのモジュールは ECL の内壁に取り付けられている。TOF カウンターと TSC の間には 1.5cm の間隔が設けてある。これはビームに起因するバックグラウンド中の光子の相互作用により、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5Tesla の磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回して TOF に届かないようにするためである。

粒子の飛行時間 T_{TOF} 、飛行距離 L_{path} には以下の関係がある。

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}}$$

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2}$$

ここで、 E 、 P 、 m はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離 1.2m、時間分解能 100psec であれば、1.2GeV/c 以下の粒子識別が可能である。これは $\Upsilon(4S)$ 崩壊で生成される粒子の 90% にあたる。

分解能 100psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 以上と十分長く、発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝搬するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを

持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けられている。これらの工夫の結果、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の z 座標にはほとんど依存せず、約 100psec を達成している。

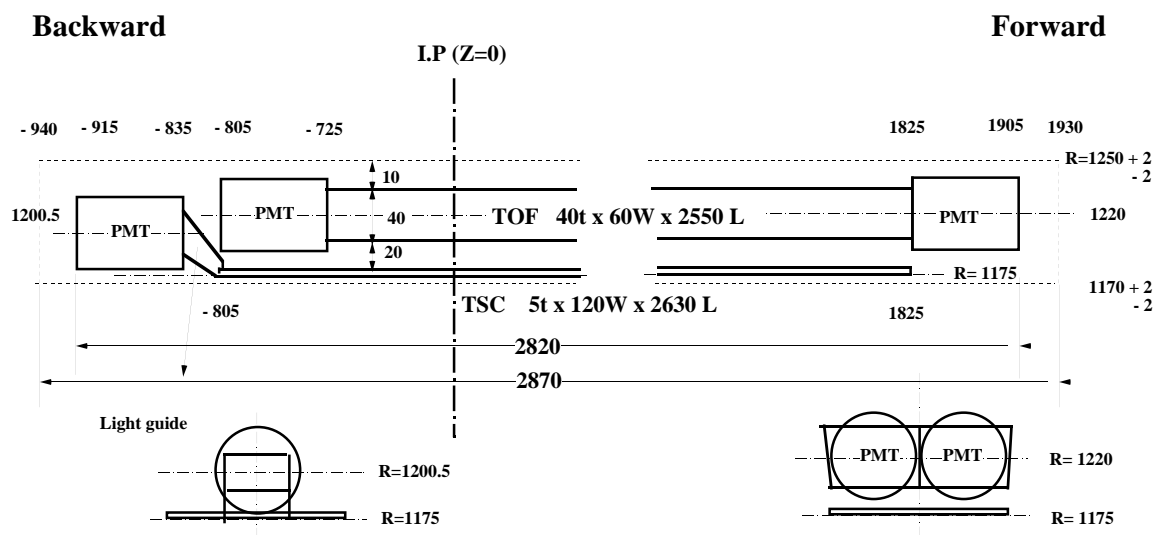


図 2.7: TOF/TSC モジュール

さらに TOF は、後述する QtoT (charge to time) 変換に必要なゲート信号を作り、かつ数値化を担う TDC のストップ信号を生成するという役割を担う。トリガー信号の重複を防ぐため TOF トリガー信号のレートは 70kHz 未満に保たなければならず、ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10nsec の精度が必要とされる。KEKB 加速器では、トリガーレートは 70kHz 以下、トリガー効率ほぼ 100% である。

2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)

ECL (Electromagnetic Calorimeter) では光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する。光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。そこで十分な量の物質を置けば、その中で入射した光子や電子はそのエネルギーのほとんど全てを失う。このエネルギー損失を電気信号に変換して読み出すことで、エネルギーを測定することができる。B 中間子の崩壊によって生成する粒子の約 $1/3$ は π^0

であり、 π^0 は2つの光子に崩壊するため光子検出は B 中間子の崩壊過程を研究する上で非常に重要である。また、表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では電子や陽電子だけが電磁シャワーを形成して ECL 中でほとんどのエネルギーを失うのに対し、他の荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを失うに過ぎない。よって、CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) は電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。

粒子	相互作用	エネルギー損失
e, γ	電磁シャワー	~ 粒子のエネルギー
μ	イオン化	~ 200MeV
π, K, p	イオン化とハドロン相互作用	\geq 200MeV < 粒子のエネルギー

表 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL は外径 3.0m、内径 1.25m、衝突点を基準として z 方向は -1.02m から 1.96m の領域を占め、 $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$ の領域を覆っている。それぞれの結晶はほぼ衝突点方向に向かってタワー状に配列されている。衝突点で発生した光子がカウンターとカウンターの境界をすりぬけるのを防ぐため、バレル領域では $r-\phi$ 平面内で約 1.3° 、前方エンドキャップ領域では θ 方向に約 1.5° 、後方エンドキャップでは θ 方向に約 4° カウンターを傾けてある。また、良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) シンチレーターを用いている。結晶の形状は長さ 30cm、前面(衝突点側)は約 $5.5 \times 5.5\text{cm}$ 、後面(信号読み出し側)は約 $6.5 \times 6.5\text{cm}$ となっており、すき間なく配置するために結晶の位置 (θ) によって形状を変えている。結晶の長さは放射長を X_0 として $16.2X_0$ に対応し、断面の大きさはモリエール半径 (3.8cm) を考慮した大きさとなっている。入射粒子のエネルギー損失によるシンチレーション光は PIN フォトダイオードで読み出すことにより、ECL を超電導ソレノイドの内側に設置することを可能にして前方物質の量を低減し、光子の検出効率を確保している。結晶はフォトダイオードにシンチレーション光が効率良く集められるように $200\mu\text{m}$ 厚の白色ゴアテックスシートで包んでいる。さらに、その上を $25\mu\text{m}$ 厚のマイラーフィルム上に $25\mu\text{m}$ 厚のアルミニウム蒸着を施したシートで包み、雑音シールドを施している。結晶後面に接着したフォトダイオードの背後にアルミニウム製ケーシングに入ったプリアンプを取り付け、フォ

トダイオードの信号が増幅される前に雑音が入ることを防いでいる(図2.8)。ECLは計8736個のCsI(Tl)カウンターからなり、カウンターの総重量は43トンにおよぶ。

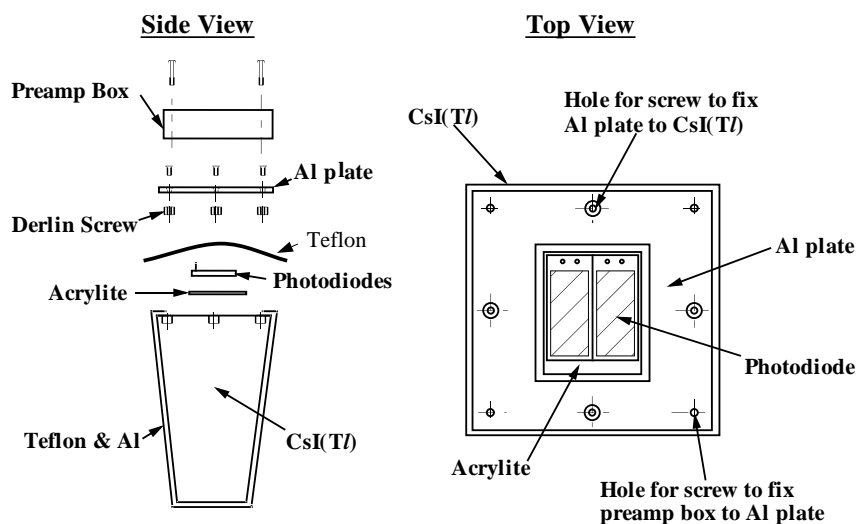


図 2.8: CsI(Tl) カウンター

電子、光子等が入射して形成するシャワーは横方向の広がりを持つため、電子や光子が直接入射したカウンターにとどまらず、その周辺を含めた複数のカウンターにも信号をもたらす。このように1つのシャワーを形成しているカウンターの集団をクラスターという。クラスターは、まず隣接するどのカウンターよりも大きい信号を検出し、その値が10MeV以上のもの(シードカウンター)を探した後、シードカウンターを中心に 5×5 に入る計25本のカウンターのうち、0.5MeV以上の信号を検出したカウンターの集団として定義する。エネルギーの測定は、クラスターに含まれるカウンターが検出したエネルギーの総和をとり、入射位置はクラスター内のエネルギーの重心から決定する。ここで、エネルギーはクラスターの範囲外やカウンターの後方にシャワーが漏れ出す寄与があるため、測定された値は実際より小さくなる傾向がある。また、入射位置はカウンターの大きさが有限であるため、測定した位置と実際の位置にはずれが生じる。そこで、モンテカルロシミュレーションが電磁シャワーの振る舞いをよく再現していることを用いて補正関数を求め、これを適用してシャワーのエネルギーと入射位置を得ている。

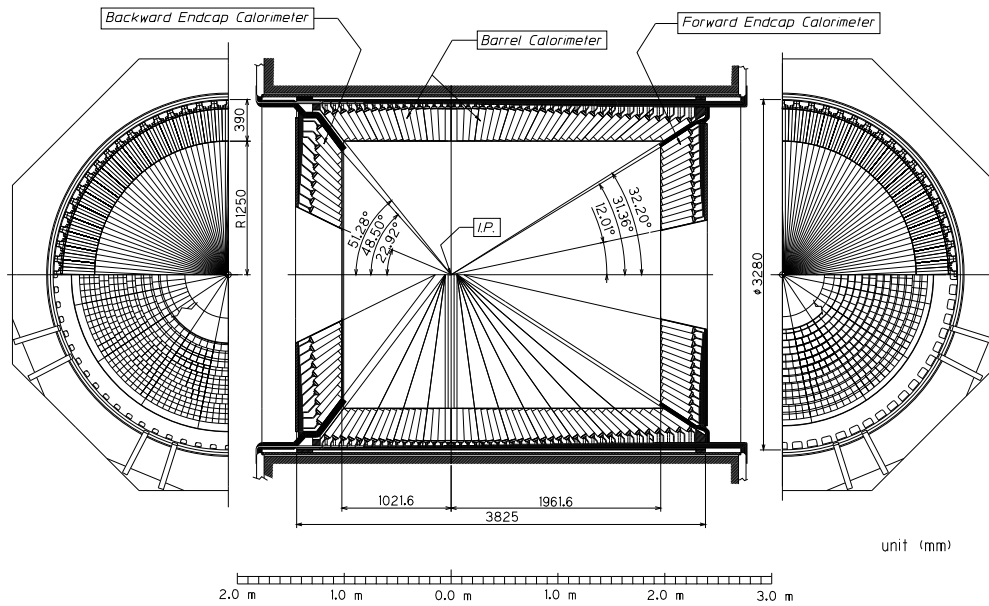


図 2.9: CsI(Tl) カロリーメーター

2.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF と KLM の間に位置し、1.5 Tesla の磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分につくる役割を担う。コイルは Nb・Ti 合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により -268°C まで冷却されて超電導状態にされている。コイル中には 4160A の大電流が断面 $3 \times 33\text{mm}$ の線材に流れている。

2.2.7 K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM)

KLM (K_L and Muon Detector) は寿命の長い K_L^0 中間子と、 μ 粒子を検出する。KLM は超電導ソレノイドの外側に位置し、4.7cm 厚の鉄プレートと resistiv plate counter (RPC) という検出器が交互に積み重ねられた構造をしており、全体で 14 層を成している。

K_L^0 中間子は寿命の長い中性の粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、ECL や KLM で物質と強い相互作用をして発生す

るハドロンシャワーの測定により検出する。KLM では $600\text{MeV}/c$ 以上の K_L^0 が測定可能である。一方で、 μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 ($\geq 600\text{MeV}/c$) ならば内側の検出器を通過し、KLM に達する。 dE/dx 、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、 μ 粒子 ($105\text{MeV}/c^2$) と π 中間子 ($140\text{MeV}/c^2$) の識別はできない。ここで KLM 中での荷電粒子のふるまいに着目すると、 π^\pm 、 K^\pm 等の荷電ハドロンは電磁相互作用に加えて強い相互作用をするので、ほとんどが KLM に達する以前に止まってしまふ。一方、 μ 粒子は電磁相互作用しか起こさないため、KLM を何層にもわたって貫いて信号を残す。この性質から、SVD、CDC で検出した飛跡を KLM へ外挿し、対応する場所に KLM を何層にもわたって貫く飛跡があれば μ 粒子と識別することができる。現在、 $1.5\text{GeV}/c$ の μ 粒子に対する検出効率は 95% 以上である。

2.2.8 トリガーシステム

現在、KEKB 加速器は最高ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を実現している。そのために約 1200 個のバンチを蓄積しており、ビーム交差の頻度は約 120MHz になる。そのうち、 $B\bar{B}$ の生成頻度は 10Hz 程度で、ハドロン事象、 μ 粒子や τ 粒子対生成など、物理的興味のある反応の生成頻度は約 100Hz である。さらに、この十数倍の頻度でバックグラウンド事象が生成するので、効率よくデータ収集を行うためには、リアルタイムでバックグラウンドを除去しつつ、かつ興味のあるイベントを効率よく収集する必要がある。これを実現するのがトリガーシステムである。トリガーには主として、飛跡トリガーとエネルギートリガーがある。飛跡トリガーは、TOF、CDC からの飛跡、時間情報を用い、エネルギートリガーは、ECL で検出された全エネルギーと、信号を検出したカウンター群の総数の情報を用いてトリガーを行う。トリガーのタイミングは主として TOF の TSC による信号で決められる。図 2.10 に Belle で採用されているトリガーシステムのブロックダイアグラムを示す。

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、グローバルデシジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器サブシステムが発生したトリガー信号の情報を総合して $2.2\mu\text{sec}$ 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後 $0.35\mu\text{sec}$ 以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDL では最終トリガー信号を発する理論判断にプログラマブルゲートアレイ (FPGA) を用いて

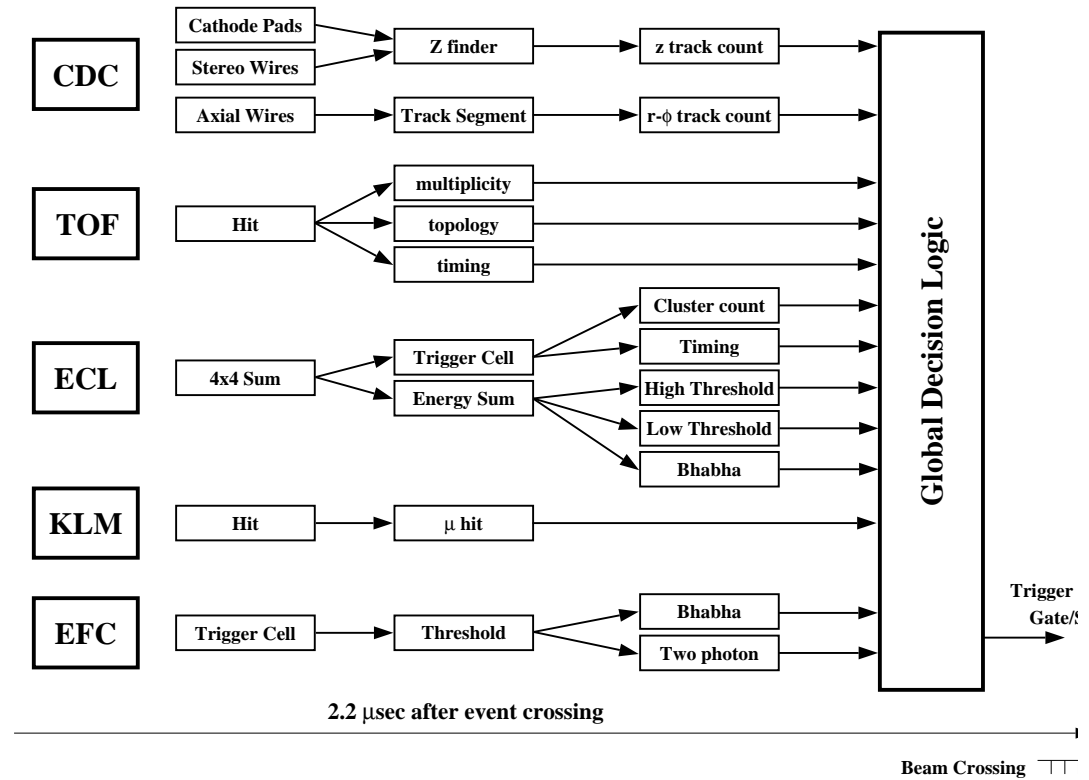


図 2.10: Belle トリガーシステム

おり、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して調整を適したものにすることで、最終トリガーレートは 400Hz 程度であり、後段のデータ収集システムの処理および転送能力の許容範囲におさまっている。ルミノシティ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレートを表 2.4 に示す。

2.2.9 データ収集システム (DAQ)

Belle データ収集システムの概要を図 2.11 に示す。 $B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象の 1 事象あたりのデータサイズは約 30kB であり、これは最大 15MB/s のデータ転送速度に相当する。

物理過程	断面積 (nb)	トリガーレート (Hz)
$B\bar{B}$ 事象	1.2	12
$q\bar{q}$ 事象	2.8	28
μ/τ 対生成	1.6	16
Bhabha 散乱	44	4.4 ^(a)
光子対生成	2.4	0.24 ^(a)
計	~ 67	~ 96

表 2.4: ルミノシティ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ における断面積とトリガーレート :
 上付 ^(a) は 1/100 をかけた値を示す。Bhabha 散乱と光子対生成の事象はルミノシティ
 の測定や検出器の較正に用いられるが、その断面積が大きすぎるため該当する事象 100
 事象当たり 1 事象のデータを収集する。

トリガー信号を受け取ると、各検出器は独立にその事象のデータを読み出す。この段階では 1 事象のデータは各検出器毎に分割されている。これをイベントフラグメントと呼ぶ。イベントフラグメントを作成するために KLM と SVD を除き、各検出器からの信号の読み出しには charge-to-time(Q-to-T) コンバーターを用いる。これは電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する際に放電を始める時と終える時に 2 回パルスが発生する回路を用いて、入力信号の電荷に比例した時間差を持つ 2 つのパルスを生成するものである。この 2 つのパルスの時間差で入力信号の振幅が得られる。この出力パルスの時間差を FASTBUS TDC(LeCroy 1877S) を用いてデジタル化する。KLM からの情報も同じ型の TDC で読み出す。SVD のデータ収集は SVD1 と SVD2 では差異がある。SVD1 の場合は、シリコン検出器ラダーの信号はフラッシュ ADC(FADC) に送られ、ここでデジタル化した時系列データをデジタル信号処理 (Digital Signal Processing : DSP) によってデータサイズを小さくした上で VME を 4 個用いて並列にイベント・ビルダーへ転送していた。SVD2 では DSP に代えて十数台におよぶ PC サーバーを並列動作させて時系列データの処理を実行している。

検出器サブシステムごとに読み出したデータはイベント・ビルダーに転送され、1 つの事象のデータとしてまとめられる。その後データを用いてオンライン・コンピューター・ファームで事象選別、事象データの作成をわれ、コンピューター・センターの Mass Storage System にデータが送られる。同時にオンライン・コンピューター・ファームは、測定器が正

常に動作しているかを確認するためにデータ・クォリティー・モニター (DQM) とイベント・ディスプレイにも抽出した事象データを送る。

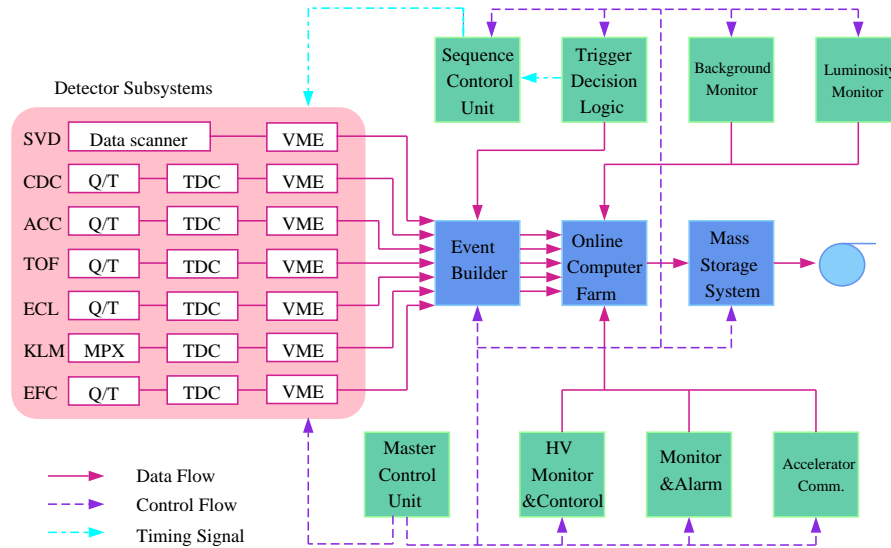


図 2.11: Belle データ収集システム

2.2.10 KEKB 計算機システム

データ収集システムが出力するデータは、測定器の電気信号が数値化されたもの (raw データ) である。これから、事象中に生じた粒子の通過位置、通過時刻、エネルギー、運動量といった物理量を再構成することが求められる。再構成の結果得られるデータを DST(Data Summary Data) と呼び、DST を得る計算処理を DST プロダクションと呼ぶ。DST プロダクションと、個々の物理解析に必要な演算処理能力は 30.000MIPS、また年間 100TB におよぶデータの記憶容量が必要である。KEKB 計算機では、これらの使用を多数個の CPU による事象ごとの並列計算処理と、大容量テープドライブシステムとマイグレーションされた多数のディスクアレイ装置で実現している。

第3章 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 稀崩壊過程の探索

本研究では Belle 検出器が収集した 2.77×10^8 B 中間子対生成事象のデータを用いて、 B 中間子 (B^0) が J/ψ 中間子と光子 (γ) に二体崩壊する、 B 中間子の光子輻射崩壊 (Radiative Decay) 過程の探索を行った。以下、実際の解析手順について述べる。

3.1 実験データの処理と選別

ここでは、第2章で述べた Belle 検出器で収集した実験データを処理した $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊事象の選別を行うためのデータサンプルについて説明する。さらに、実験データとの比較検討が不可欠であるモンテカルロシミュレーションについても述べる。

3.1.1 データ処理と解析の流れ

図 3.1 にデータ処理と解析の流れの概略を示す。Belle 検出器の各サブシステムが発する電気信号は 2.2.9 に記述したようにデータ収集システムで数値化して記録される。この段階のデータを Raw Data(生データ)という。これに必要な較正を加えたデータをもとにしてその事象中に発生した粒子の四元位置ベクトルと四元運動量を再構成する。ここまで処理が進んだものをデータサマリーテープ (DST) と呼ぶ。

また、モンテカルロシミュレーションの事象生成プログラムはイベントジェネレーターと呼ばれ、電子・陽電子衝突で発生する粒子の四元運動量を、理論の予言や既知の確率分布にしたがって擬似乱数を用いて生成する。イベントジェネレーターとして、Evtgen プログラム [16] を使用した。これは B 中間子が崩壊する際に終状態の粒子のスピンと軌道角運動量の保存を考慮した運動学的モデルを必要に応じて選択でき、かつ CP

対称性の破れの効果を取り扱えるようになっている。それゆえに現在、 B ファクトリー実験のデータ解析に使用するイベントジェネレーターとして最も広く使われている。こうして生成した事象中の粒子が検出器を構成する物質とどのような相互作用を行い、その結果得られる信号をシミュレートするのが検出器シミュレーターである。検出器シミュレーターのうち、粒子と検出器を構成する物質との相互作用はGEANT[17]を用いて計算した。GEANTはモンテカルロ法により電磁相互作用(物質のイオン化、制動放射、等)と強い相互作用の効果による粒子のエネルギー損失と二次粒子の生成を取り扱う。これに検出器の雑音の影響を加味してRaw Data形式で出力する部分はBelleグループの共同実験者が自作したものである。検出器シミュレーターの出力はRaw Dataと同じ書式なので以後のデータ処理および解析処置は、実験データの処理に用いるソフトウェアと同じものを使用して比較できる。次の節以降では、DSTから B 中間子対生成事象の選別を行う方法とレプトン同定について述べる。

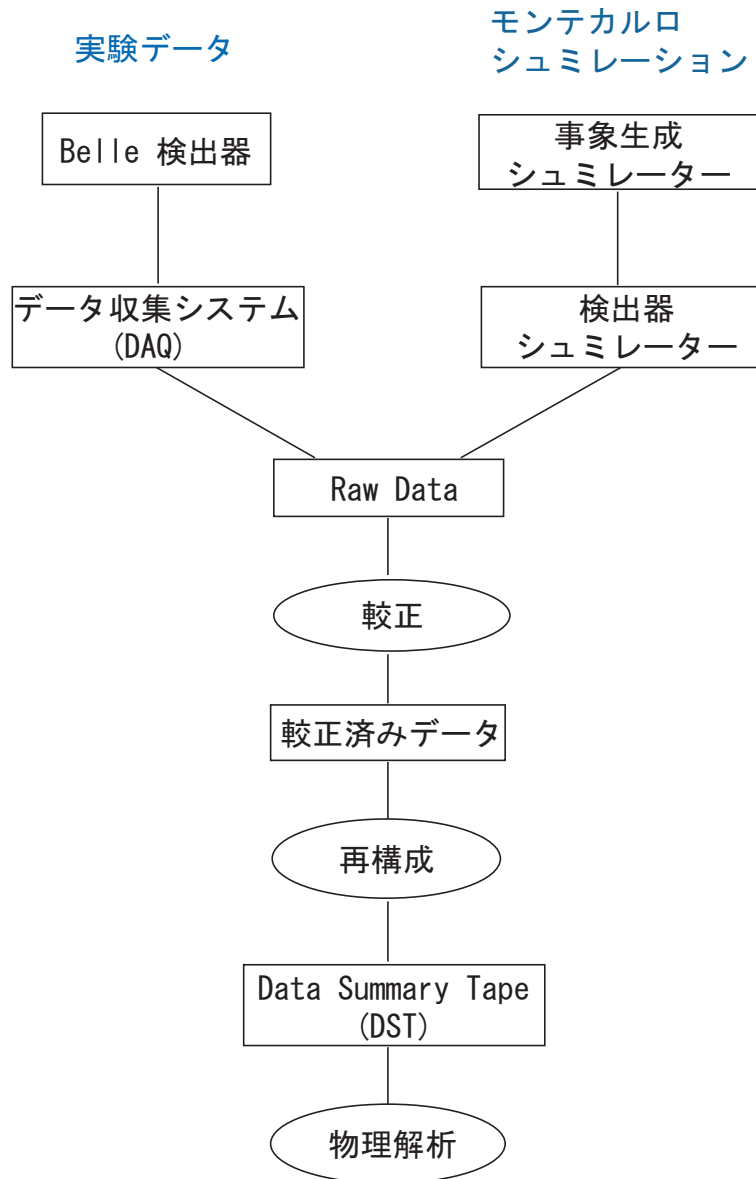


図 3.1: データ処理の流れ

3.1.2 B 中間子対生成事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、 B 中間子対生成反応を含むハドロン事象の他に、Bhabha 散乱、 μ 粒子、 τ 粒子生成事象などがある。そこで、ハドロン事象以外の反応やビームガス事象等のバックグラウンドを排除し、主として B 中間子対生成反応からなるハドロン生成事象を選別する必要がある。

そのために、まず始めに以下に条件を満たす荷電粒子の飛跡と、ECL で測定されたクラスターを選ぶ。

- 飛跡の条件
 - ★ 飛跡の運動量のビーム軸に垂直な成分： $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$
 - ★ 飛跡の衝突点に対する最近接点とビーム軸との距離： $|dr| < 2.0 \text{ cm}$
 - ★ 飛跡の衝突点に対する最近接点と衝突点間の z 座標の差： $|dz| < 4.0 \text{ cm}$
- クラスターの条件
 - ★ クラスターのエネルギー： $E > 0.1 \text{ GeV}$

こうして選んだ飛跡とクラスターに以下の条件を与える。

- 飛跡から再構成された事象生成点の衝突点からの xy 平面内の距離 (V_r) とその z 方向の位置 (V_z) がそれぞれ、 $V_r < 1.5 \text{ cm}$ かつ $|V_z| < 3.5 \text{ cm}$ であること。
- 上記の条件を満たす飛跡が少なくとも 3 本以上存在すること。
- クラスターが実験室系において $-0.7 < \cos\theta < 0.9$ の範囲に 2 つ以上存在すること。

さらに、 $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツブーストし、以下の条件を与える。

- 荷電粒子のエネルギーの総和にシャワーのエネルギーの総和を加えた visible energy (E_{vis}) が

$$E_{\text{vis}} > 0.2 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。 E_{tot} は $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギー (10.58 GeV) である。この条件を課すことにより、二光子衝突反応から来るバックグラウンドを効率的に除くことができる。

- 飛跡の z 成分の運動量総和 (P_z) が

$$|P_z| < 0.5 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。これは二光子衝突反応やビームガス事象によるバックグラウンドを除くための条件である。

- ECL で測定されたエネルギーの総和 (E_{sum}) が

$$0.1 < \frac{E_{\text{sum}}}{E_{\text{tot}}} < 0.8$$

を満たすこと。これは Bhabha 散乱 (電子・陽電子の弾性散乱) が非常に大きな反応断面積を持つため、電子あるいは陽電子が測定器を構成する物質と相互作用して 1 事象中に 3 本以上の飛跡を残したバックグラウンド事象を除くためである。

- 事象の形状を表す変数 R_2 が

$$R_2 \equiv H_2/H_0 < 0.5$$

であること。ここで、 H_2 、 H_0 は Fox-Wolfarm モーメントの第 2 成分 (2 次) と第 0 成分 (0 次) である [9]。これは終状態の粒子が空間的に等方的に分布していることを要求しており、 B 中間子対生成以外のハドロン事象 (Continuum バックグラウンド) を減らす目的がある。

以上の条件を全て満たす事象を B 中間子生成ハドロン事象とする。これらの条件を課した場合の B 中間子対生成事象の検出効率は 99% 以上である。

3.1.3 粒子の識別

電子識別

電子識別は本研究において $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ の再構成のために必要であるばかりでなく、一般に B^0 か \bar{B}^0 かの識別 (フレーバータグ) やセミレプトニック崩壊による $|V_{cb}|$ 、 $|V_{ub}|$ の測定においても非常に重要である。電子の識別には、以下のような 6 つの物理量を用いる [18]。

1. CDC で測定された飛跡の延長線と ECL で測定されたシャワーの位

置との合致

2. ECL で測定したエネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の運動量 p との比 (E/P)
3. ECL でのシャワーの形状
4. CDC で測定した dE/dx
5. ACC で検出したチェレンコフ光の光量
6. TOF で測定した粒子の飛行時間

(1) シャワーの位置と外挿した飛跡の位置との合致

電子識別において最も重要な役割を演じるのは E/p である。これを正確に得るために、CDC で飛跡として検出された荷電粒子と、これが ECL に達して生成したシャワーの正しい組み合わせを見つけないといけない。ハドロンよりも電子の方が ECL で検出したシャワーの位置分解能が良いので、外挿した飛跡とシャワーの位置は電子のほうがよく一致する。このことから、外挿した飛跡とシャワーの位置の ϕ と θ の差をそれぞれ $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ とし、電子を識別するために χ^2 を

$$\chi^2 \equiv \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_{\Delta\phi}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{\sigma_{\Delta\theta}} \right)^2$$

と定義する。ここで $\sigma_{\Delta\phi}$ と $\sigma_{\Delta\theta}$ は電子の $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ 分布をそれぞれ Gaussian でフィットして得られる標準偏差である。それぞれの飛跡について、最小の χ^2 を持ち、 χ^2 が 50 以下のシャワーを合致したシャワーと定義する。合致するシャワーが検出されなかった飛跡の場合は、 E/p 、 $E9/E25$ 以外の情報だけを用いて電子である確率を計算する。

(2) E/p

電子が ECL に生成するシャワーのエネルギー E は、電子の運動量 p とほぼ等しい ($E \sim p$)。これに対してハドロンの場合、ECL に生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量よりも小さくなる ($E < p$)。したがって E/p が 1 に近いものは電子である確率が高い。この分布から電子とハドロン (または μ 粒子) が容易に区別できる。

(3) シャワーの形状

電磁シャワーとハドロンシャワーとは異なった形状をするので、この違いから電子とハドロンを区別することができる。横方向の

シャワーの形状を比較するために、 $E9/E25$ を定義する。ここで $E9$ はシャワーの中心を取り囲む 3×3 の計 9 本の結晶、 $E25$ は同じく 5×5 の計 25 本の結晶で検出されたエネルギーである。 π 中間子は電子よりも $E9/E25$ が低い領域を占める割合が多い。これは radiation length と nuclear interaction length の違いのために、電磁シャワーの方がハドロンシャワーよりも広がり小さいためである。

- (4) dE/dx
CDC でのエネルギー損失 dE/dx は、電子とハドロンを効果的に選別することができる。
- (5) チェレンコフ光
電子は質量が小さいのでほとんどの場合 ACC 内でチェレンコフ光を発する。
- (6) 飛行時間
TOF が測定した飛行時間が電子の場合の飛行時間と矛盾が無いことを要求する。

これらの物理量から電子である確率 P_{eid} は

$$P_{eid} = \frac{\prod_i P_e(i)}{\prod_i P_e(i) + \prod_i P_h(i)}$$

と定義される。ここで i は上記 (1)~(6) のそれぞれの物理量を表し、 $P_e(i)$ は物理量 i からその粒子が電子であると同定される確率密度、 $P_h(i)$ はハドロンであると同定される確率密度である。

電子または陽電子を選ぶ場合はこの P_{eid} の値に適切な切断を入れる。この際の検出効率が、もしも実験データとモンテカルロシミュレーションで異なるならば、それを検出効率の補正として取り入れねばならない。この電子識別の効率は、後述するように電子・陽電子対から J/ψ を再構成する際に、1 本の飛跡にだけ電子であるという要求をしたもの (single tag) と 2 本とも電子であると要求したもの (double tag) の個数を比較することにより求めることができる。この識別効率について実験データとモンテカルロシミュレーションの間で比をとったところ、 1.02 ± 0.01 となり、顕著な差ではなかった。

μ 粒子識別

μ 粒子の識別には、CDC、KLM からの情報を用いる。荷電粒子の飛跡を CDC から出た位置から KLM 内に外挿し、以下の量を計算することでその飛跡がハドロンであるか μ 粒子であるかを識別をする [19]。

- KLM まで外挿した飛跡と、実際に KLM で検出されたヒット位置との差 (χ^2)
- 飛跡が μ 粒子であったときに貫く KLM 層の数の期待値と、実際に飛跡が貫いた層の数の差 (ΔR)

ΔR と χ^2 の確率密度分布はモンテカルロシミュレーションで求める。 ΔR と χ^2 は、ほぼ独立な物理量なので、検出された飛跡が μ 粒子である確率密度 $p(\Delta R, \chi^2)$ は、2つの確率分布関数、 $P_{\mu}^{\Delta R}$ 、 $P_{\mu}^{\chi^2}$ の積をとる。

$$p(\Delta R, \chi^2) = P_{\mu}^{\Delta R} \times P_{\mu}^{\chi^2}$$

この確率密度にもとづいて μ 粒子である likelihood L_{μ} を求める。

さらに、この L_{μ} の値に適切な切断を入れることにより、 μ 粒子の選別を行う。電子の場合と同じく、この識別の効率が実験データとモンテカルロシミュレーションの間で異なるならば、それを検出効率の補正として取り入れなくてはならない。single tag および double tag で再構成した J/ψ の個数による方法の他、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ や $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 過程で、片方の μ 粒子を識別して、他の μ 粒子が L_{μ} の要求を満たすか否かを調べて μ 識別の効率を実験データとモンテカルロシミュレーションで求めたところ、その比は μ 粒子 1 個あたり 0.959 ± 0.012 となった。そこで、崩壊分岐比を得る際にこの補正を検出効率の見積もりに取り入れた。

本研究での J/ψ を再構成するために選別されるレプトンの条件は

- 飛跡の最も衝突点 (IP) に近づいた点の z 成分 (Δz) が 5cm 以内であること。
- 電子 : $P_{eid} > 0.01$
- μ 粒子 : $L_{\mu} > 0.1$

であるとした。

3.2 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 事象の再構成

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊は $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ および γ から再構成する。ここで l は e または μ を総称したものである。この章では前節までに述べた条件を課して選別した粒子の組み合わせをとって B 中間子を再構成するアルゴリズムとバックグラウンドの見積もりについて述べる。

3.2.1 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の再構成

J/ψ は以下に示すような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する [10]。これにより、実験的には J/ψ の明瞭な信号を容易に得ることができる。

$$J/\psi \rightarrow e^+e^- : (5.94 \pm 0.06) \%$$

$$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^- : (5.93 \pm 0.06) \%$$

この崩壊過程を利用するには、同フレーバーのレプトンと同定され、かつ互いに逆符号の電荷を持つ 2 本の飛跡の組が持つ不変質量を用いる。前章で既に述べたように、荷電粒子の中から電子対と μ 粒子対を選別するため、 J/ψ が電子と陽電子の対に崩壊した場合、両方の飛跡に電子である確率 $P_{eid} > 0.01$ を要求し、 J/ψ が μ 粒子対に崩壊した場合は、 μ 粒子である likelihood $L_\mu > 0.1$ を要求した。ここで、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ の崩壊過程においては、電子または陽電子が制動放射で γ を放出して、運動量を失う場合がある。このとき、再構成した飛跡から得た運動量は、実際よりも低く測定されてしまうので、その分を再構成の際に補う必要がある。そこで電子または陽電子の生成点における運動量ベクトルから 50mrad 以内に検出された γ の運動量を飛跡から得たレプトン対の運動量に加えて、不変質量を計算し、これを不変質量を $M_{ee(\gamma)}$ と書き、 μ 粒子対の不変質量を $M_{\mu\mu}$ と書く。

$$M_{J/\psi} - 0.15\text{GeV}/c^2 < M_{ee(\gamma)} < M_{J/\psi} + 0.036\text{GeV}/c^2$$

$$M_{J/\psi} - 0.06\text{GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} < M_{J/\psi} + 0.036\text{GeV}/c^2$$

を満たすものを J/ψ 候補とした。ここで $M_{J/\psi}$ は J/ψ の質量である [10]。

さらに後に述べる ΔE の分解能を向上するため、この J/ψ の候補にバーテックスフィット (vertex fit) とマスコンストレイントフィット (mass constraint fit) を適用した。

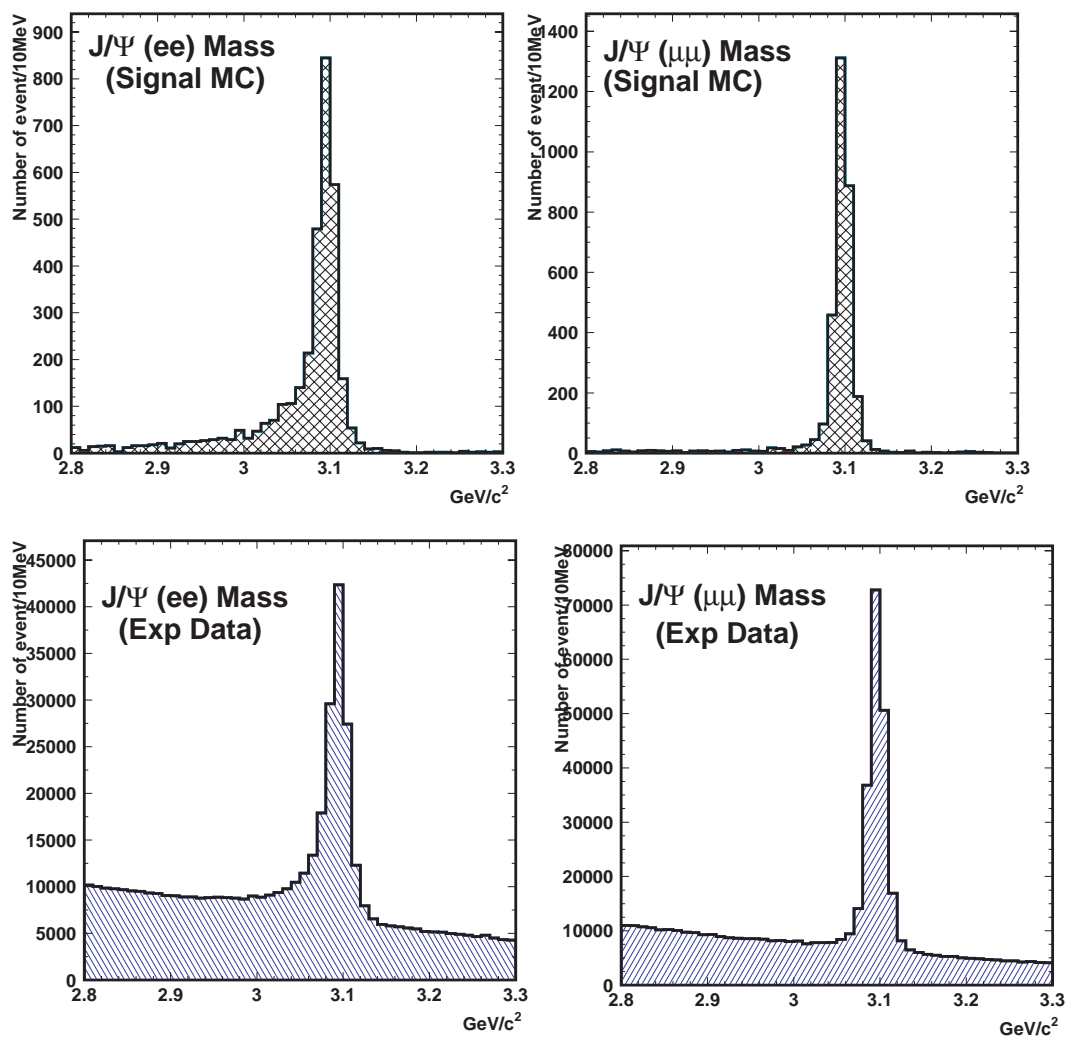


図 3.2: レプトン対の不変質量分布:

上段は $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC)、下段は実験データ。

左側: e^+e^- 対、右側: $\mu^+\mu^-$ 対。

- vertex fit
2本の飛跡が同じ崩壊点から発生していることを束縛条件として、その条件の下で最小二乗法を実行して J/ψ の崩壊点と運動量を最適化する。
- mass constraint fit
再構成する粒子の質量が既知の値と一致することを束縛条件として、その条件の下で運動量ベクトルに最小二乗法を実行して J/ψ の運動量を最適化する

3.2.2 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の再構成

以上より得られた J/ψ と、検出された γ の候補を組み合わせることによって同一の B 中間子から来た候補となる組み合わせを探す。これを B^0 の再構成と呼ぶ。 B^0 の再構成のためには以下の2つの運動学的変数、ビームコンストレイントマス (M_{bc}) とエネルギー差 (ΔE) を用いる。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - |\vec{P}_{J/\psi}^* + \vec{P}_\gamma^*|^2} \quad (3.1)$$

$$\Delta E = (E_{J/\psi}^* + E_{\text{gamma}}^*) - E_{\text{beam}} \quad (3.2)$$

この式に現れる物理量は、すべて $\Upsilon(4S)$ 静止系におけるもので、

$$E_{\text{beam}}^* : \text{ビームエネルギー (重心系エネルギーの } 1/2 : \frac{M_{\Upsilon(4S)}}{2})$$

$$\vec{P}_{J/\psi}^*, E_{J/\psi}^* : J/\psi \text{ の運動量とエネルギー}$$

$$\vec{P}_\gamma^*, E_\gamma^* : \gamma \text{ の運動量とエネルギー}$$

である。もし、 J/ψ と γ が同一の B 中間子から崩壊した事象 (シグナル事象) であれば、 J/ψ と γ を組み合わせた不変質量 M_{bc} は、 B 中間子の質量 ($5.279\text{GeV}/c^2$) と一致する。ここで、式 (3.1) では検出器で測定した終状態のエネルギーではなく、 $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギーの半分である $E_{\text{beam}}^* = 5290\text{MeV}$ を用いた。これは、本来 B 中間子が持つべき厳密なエネルギーなので、この値を用いることで測定器のエネルギーや運動量測定の誤差の影響を排除でき、不変質量の精度が向上する理由からである。ここで、加速器のビームエネルギーの広がりによる不定性の寄与は残るが、これは測定器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。また、 ΔE は、 $\Upsilon(4S)$ 静止系において、本来 B 中間子が持つべきエネルギーと、終

状態に現れた J/ψ と γ が持つエネルギーの総和の差である。もし、選別した J/ψ と γ の組み合わせが正しければ ΔE は測定器のエネルギー分解能の範囲で 0 と一致する。

このような M_{bc} と ΔE を用いて、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 事象を選別する。10,000 個の $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナルのモンテカルロシミュレーションによる M_{bc} と ΔE 、および $\Delta E - M_{bc}$ の二次元分布を図 3.3 に示す。

ここで、 ΔE 分布は、低い方に尾を引いた非対称な分布を示す。これは、二体崩壊で出てくる γ は高い運動量を持っているため、シャワー中の電子、陽電子、光子のうち ECL の検出体である CsI シンチレーターの外へ逃げるもの (シャワーの漏れ) の影響が顕著になるからである。このシミュレーションの結果から、 ΔE の下限を低めにとり、

$$\begin{aligned} -0.1 < \Delta E < 0.05 & \quad [\text{GeV}] \\ 5.270 < M_{bc} < 5.290 & \quad [\text{GeV}/c^2] \end{aligned}$$

をシグナル領域とした。

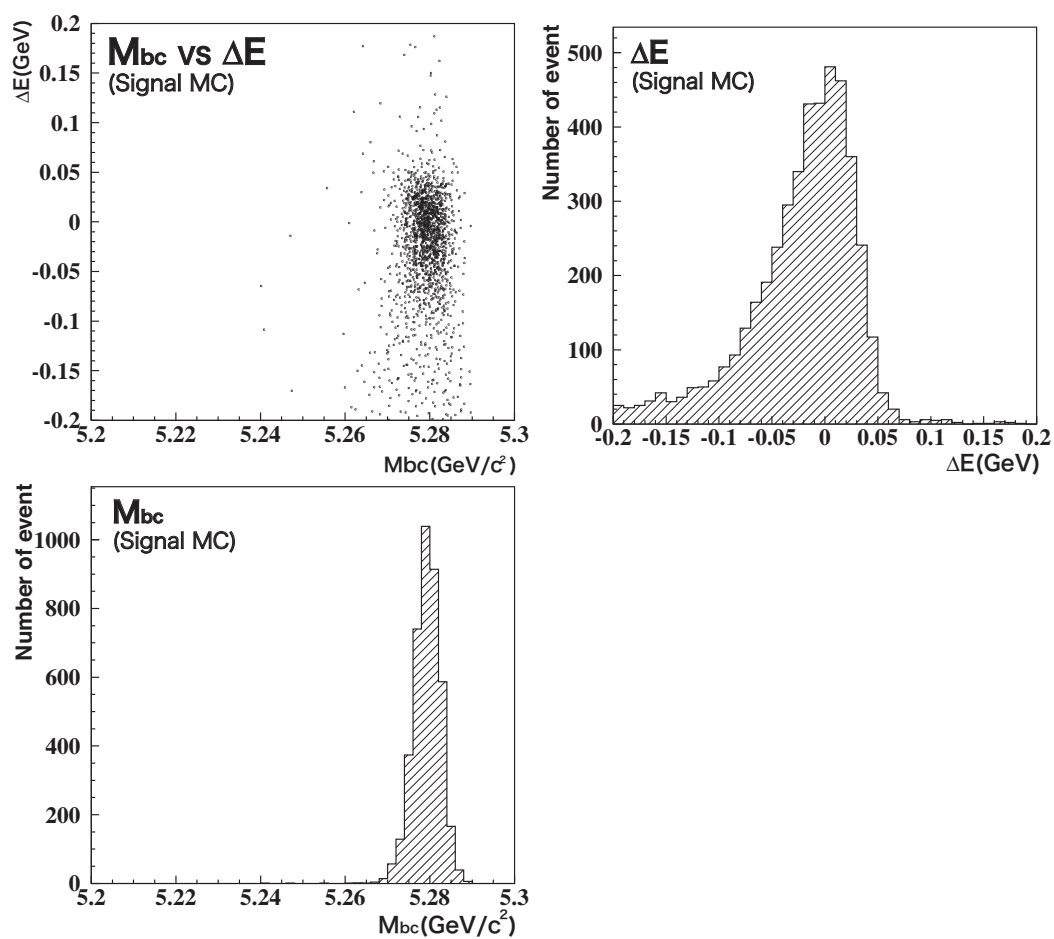


図 3.3: $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC) による M_{bc} と ΔE の分布:

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

3.3 バックグラウンドの評価と低減

3.3.1 ここまでの選別条件によるバックグラウンド

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 以外の過程が、前節に記した選別条件を満たしてしまったものがバックグラウンドである。

予想できる主なバックグラウンドとして、 $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ と、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ の寄与がある。 π^0 は99%の確率で2つの γ に崩壊し、そのうち一方の γ のエネルギーが高かった場合に、 J/ψ と組み合わせられてシグナル事象と識別されてしまう。また、 K_L^0 はECLのCsIシンチレーター中でハドロニック相互作用を起こして生じるエネルギー損失が γ と誤認される場合がある。

J/ψ がレプトン対に崩壊する過程は極めて特徴的なものであり、したがって主たるバックグラウンドは B 中間子対生成のうち少なくとも片方の B が J/ψ を伴う崩壊をした事象である。そこで J/ψ を伴う B 中間子の崩壊でシグナル($B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$)を含まないモンテカルロシミュレーションデータを大量(実験データの140倍)に作成し、これを用いて

$$\begin{aligned} 5.20 < M_{bc} < 5.30 & \quad [\text{GeV}/c^2] \\ -0.20 < \Delta E < 0.20 & \quad [\text{GeV}] \end{aligned}$$

の領域で M_{bc} 分布と ΔE 分布を作成してバックグラウンドの評価を行った。得られた M_{bc} 分布と ΔE 分布を図3.4に示す。

表3.1より、バックグラウンドのうち $J/\psi\pi^0$ と $J/\psi K_L^0$ の2つの崩壊過程による寄与が9割以上を占めることがわかる。

そこで、 $J/\psi\pi^0$ と $J/\psi K_L^0$ によるバックグラウンドを低減するために $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 候補事象の中の γ が π^0 と認識される確率、ECLで検出したシャワーの形状変数、 J/ψ の崩壊により生じるレプトンの角度分布を用いて、Likelihood Ratio(以下LRと略記)を構成し、適切な値に切断を入れる手法をとった。次小節以降に、それについて詳しく述べる。

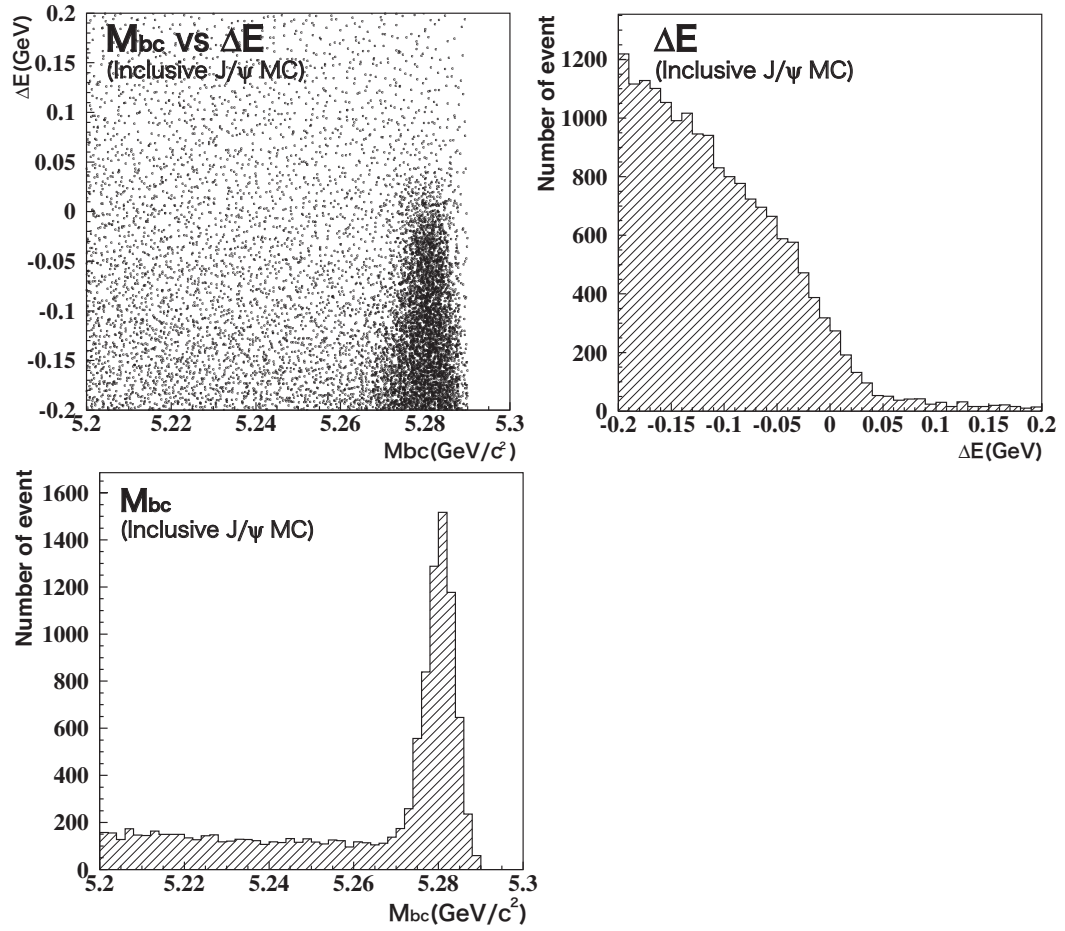


図 3.4: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価:
バックグラウンド事象の $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

J/ψ を含むモードに崩壊した事象数	46 事象
崩壊モード	事象数
$J/\psi\pi^0$ に崩壊したもの	26 事象
$J/\psi K_L^0$ に崩壊したもの	15 事象
$J/\psi K_S^0$ に崩壊したもの	1 事象
$J/\psi K^\pm$ に崩壊したもの	1 事象
その他の崩壊モード	3 事象

表 3.1: $5.27 < M_{bc} < 5.29$ かつ $-0.10 < \Delta E < 0.05$ の領域におけるバックグラウンドの崩壊過程の内訳:

モンテカルロシミュレーションによって見積もった、 $5.27 < M_{bc} < 5.29$ かつ $-0.10 < \Delta E < -0.05$ の領域に見出されたバックグラウンドの崩壊モード。シミュレーションでは実際の実験データの 140 倍の事象生成を行っているため、実験データに合わせて規格化した。

3.3.2 π^0 である確率

$B \rightarrow J/\psi\pi^0$ 崩壊過程からくるバックグラウンドを減らすには、 $B \rightarrow J/\psi\gamma$ 候補事象の γ を同じ事象中の他の γ と組み合わせて、 π^0 から生じたと認識されたものを排除すればよい。この際、単純に 2 つの γ の不変質量を用いるのみでは、偶然 π^0 の質量に近い組み合わせになったものを全て排除することになり、検出効率の損失が大きすぎる。 $B \rightarrow J/\psi\gamma$ のような光子輻射崩壊から生じた γ は、電子・陽電子の非対称エネルギー衝突のため、そのエネルギーと z 軸 (陽電子ビームの反対向き) からの角度 θ の間に相関関係がある。そこで、光子を検出する ECL を前方、中央バレル部、後方と θ で 3 つの領域に分け、 B 中間子から直接生じたと考えられる γ のエネルギー、他の γ と組み合わせた不変質量の関数として、 π^0 である確率分布をモンテカルロシミュレーションによって求める。これをもとに、 π^0 から生じたと認識される確率のうち、当該事象の中で最も高いものの分布を調べた結果を図 3.5 に結果の分布を示す。

シグナルは 0 付近に集中する一方、 $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ からくるバックグラウンドで π^0 から生じた 2 つの γ が ECL で検出されたものは 0.8 ~ 0.9 付近に集中することがわかる。それでも、片方の γ が ECL に到達以前に測定器を構成する物質と相互作用して検出されなかったものが 0 付近に集

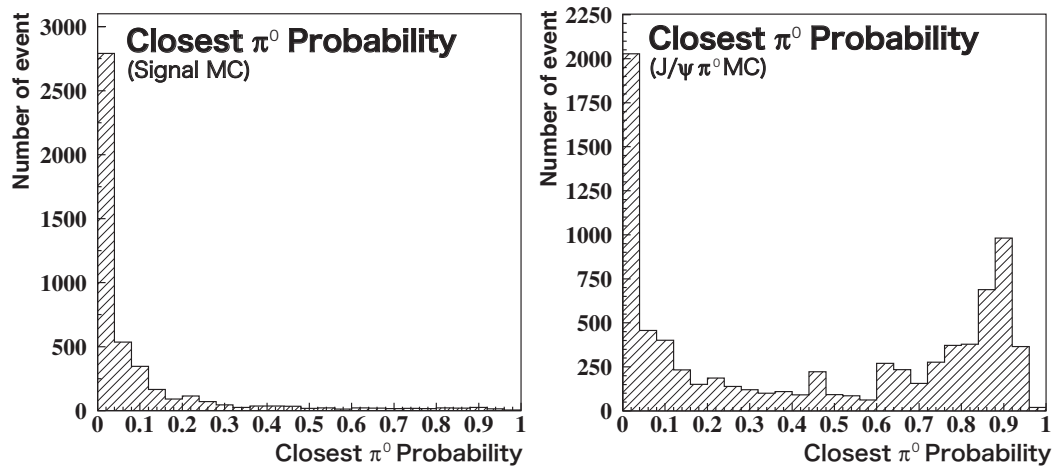


図 3.5: γ が π^0 崩壊から生じたと認識される確率の分布:
シグナル ($B^0 \rightarrow J/\psi \gamma$) について期待される分布 (左) $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ からくるバックグラウンド (右)。

まっている。これらをさらに低減する方法については、3.3.4 で述べる。

3.3.3 ECLのシャワー形状変数

$B \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊からくるバックグラウンドは、 K_L^0 の ECL 中でのハドロニック相互作用によるエネルギー損失が γ の入射と誤認されるものである。ハドロニック相互作用と γ が入射して生じる電磁シャワーでは、複数本の CsI カウンターへのエネルギー損失の広がり方が異なる。これをシャワーの形状と呼び、適切な変数を導入することにより定量的に取り扱い可能である。そこで本小節ではシャワーの形状を記述する変数の分布について、シグナルとバックグラウンドの違いを説明する。

シャワーの形状を記述する変数として、以下の5つの量を検討した。

1. シャワー質量 (Shower mass)
2. シャワー幅 (Shower width)
3. E9/E25
4. シャワー中のカウンター本数 (Nhits)
5. 最小オープニング角

ここで、シャワー質量とは、CsI カウンター毎に検出したエネルギー損失と、これを各カウンターの位置ベクトルと同じ向きの単位ベクトルに乗じたベクトルで四元運動量を作り、再構成されたシャワーを構成するカウンター (ECL クラスター) について総和をとって得られる不変質量を指す。

シャワー幅とは、再構成されたシャワーの中心位置から、その ECL クラスター中の各カウンターまでの距離にカウンター毎に検出したエネルギーで重みをつけ、root mean square(rms) をとって再構成したシャワーの横方向の広がり表現した変数である。

E9/E25 とは、2.2.5 で既に説明したように、シャワーの再構成をシードカウンターを囲む 5×5 の 25 本のカウンターで行うが、シードカウンター近傍の 3×3 つまり 9 本のカウンターで検出したエネルギーと 25 本全体で検出したエネルギーの比である。

ECL を構成する CsI カウンターは、固有の雑音の影響を除くため、0.5 MeV 以上のエネルギーを検出したものだけ、その信号を読み出して記録する。25 本のうち、信号を読み出す条件を満たしたカウンターの本数を Nhits と呼ぶ。

さらに、 K_L^0 がハドロニック相互作用でエネルギー損失する際は中性のハドロン (中性子や中性 K 中間子など) の生成を伴うのが普通で、これら

中性のハドロンがもとの K_L^0 の入射位置からそれほど離れていない場所でエネルギー損失し、それが別のシャワーとして再構成される (スプリットオフ現象) のに対し、シグナルは γ が単一のシャワーとして再構成されるのではないかと期待される。そこで、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊から生じた γ 候補の運動量ベクトルと、0.1 GeV 以上のシャワーのうち最も近傍に発見されたものの位置ベクトルとがなす角を最小オープニング角と名付けた。

以上5つの変数について、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ からくるバックグラウンドとシグナルについて分布を図 3.6 から 3.10 に示す。

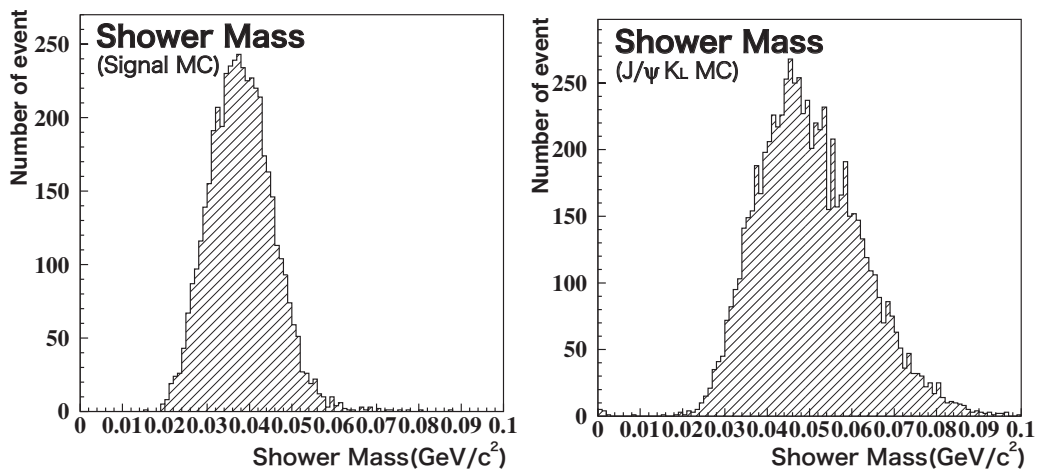


図 3.6: シャワー質量分布:

シグナルの分布 (左) と、シャワー質量の $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの分布 (右)。

これらの変数の分布からそれぞれに対応する確率密度関数 (Probability Density Function、以下 PDF と略記) を作成して、Likelihood Ratio(LR) を構成するのに用いる。この際、互いに強い相関があるものは、その片方のみを選ぶ必要がある。そこで、以上5つの変数から2つを選ぶ全ての組み合わせをとって、相互の相関の有無を検討した。その結果、シャワー質量とシャワー幅には相関が見られた (図 3.11)。シグナルに対して、シャワー幅の方がより分布の広がりが小さいことがわかったので、シャワー幅を選ぶことにした。

LR を構成するのに用いる4つの変数の中で、シャワー幅と E9/E25 の分布はシグナルと $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドとの違いが大きく、そのためこれらの量が LR の分離に大きく寄与することがわかる。

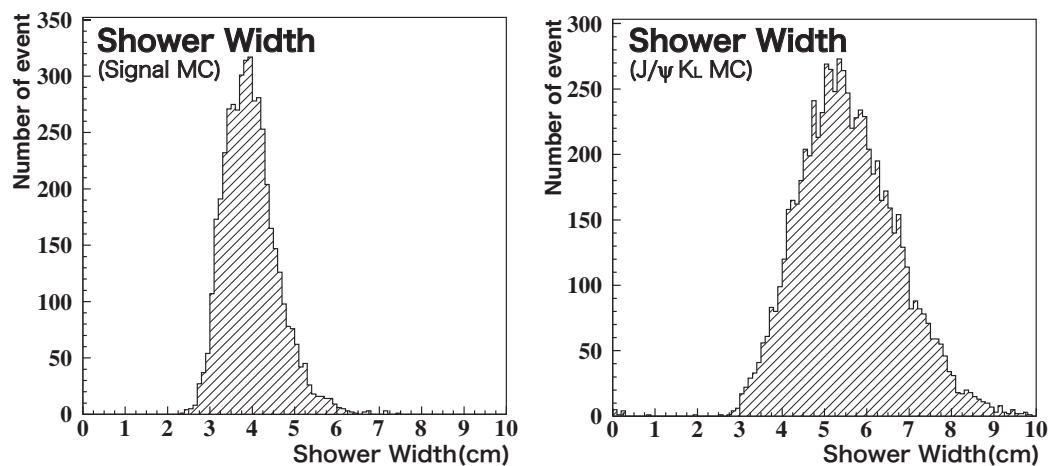


図 3.7: シャワー幅分布:

シグナルの分布 (左) と、シャワー幅の $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの分布 (右)。

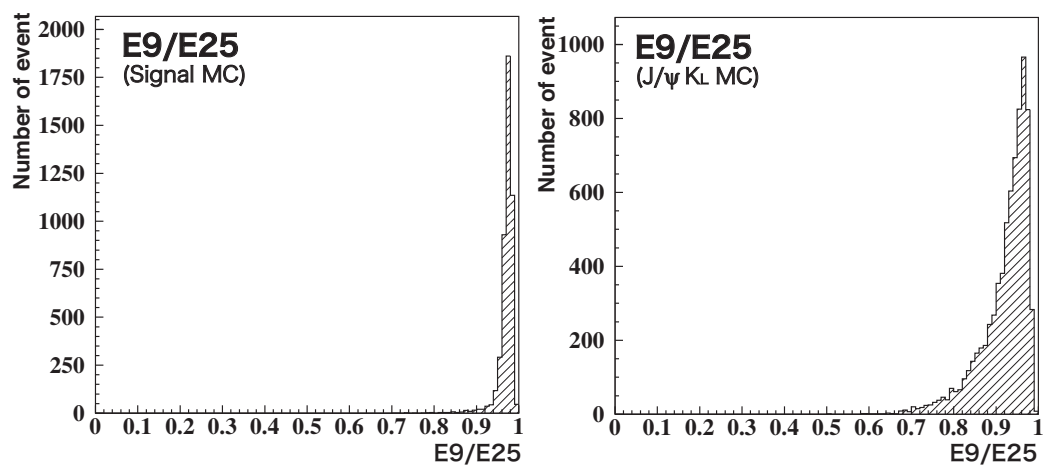


図 3.8: E9/E25 分布:

シグナルの分布 (左) と、E9/E25 の $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの分布 (右)。

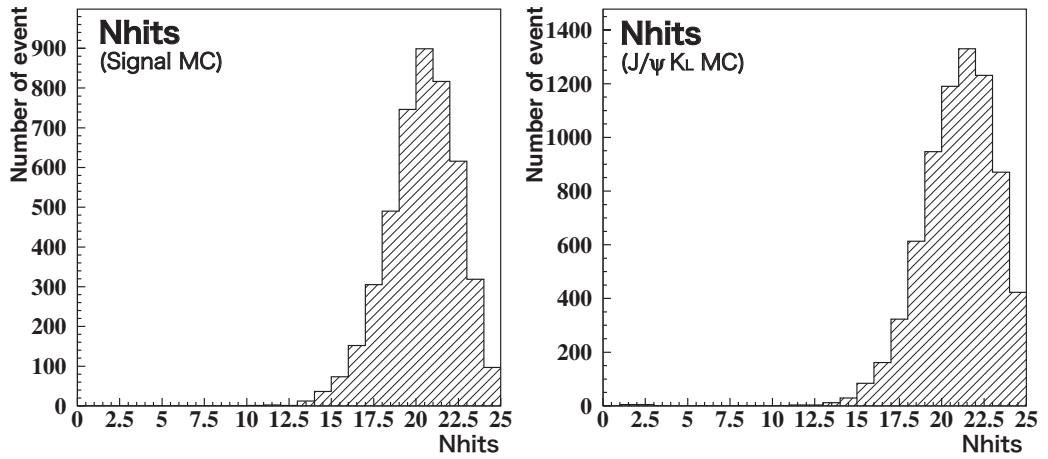


図 3.9: Nhits 分布:

シグナルの分布 (左) と、Nhits の $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの分布 (右)。

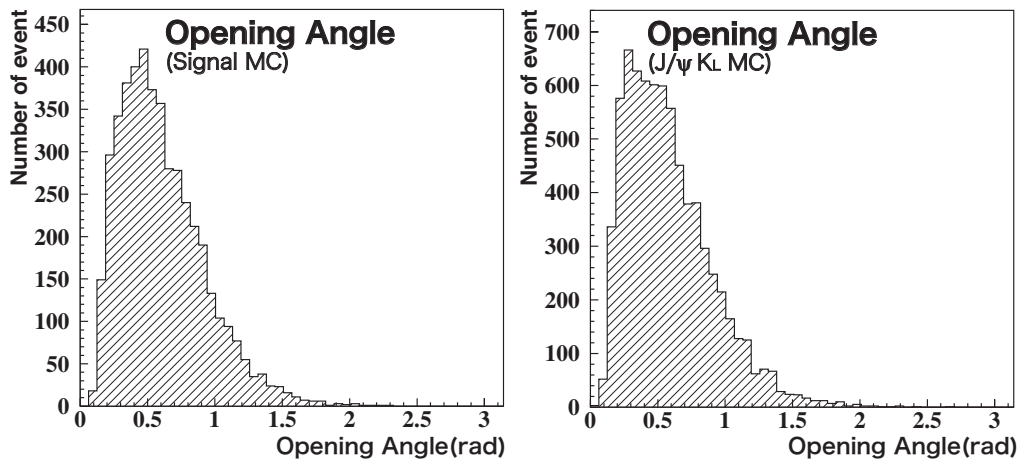


図 3.10: 最小オープニング角分布:

シグナルの分布 (左) と、最小オープニング角の $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの分布 (右)。

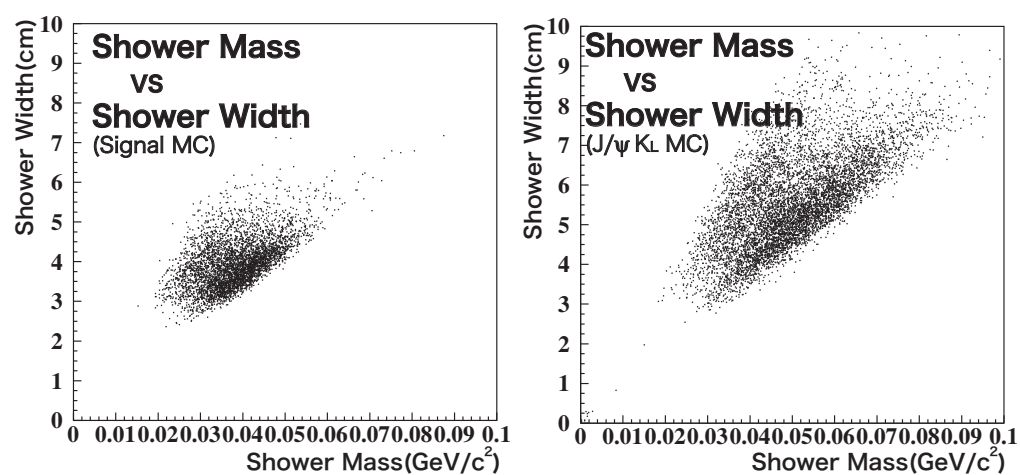


図 3.11: シャワー質量とシャワー幅の2次元分布:

シグナルが示す分布 (左) と、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ からくるバックグラウンド事象の分布 (右)。

3.3.4 ヘリシティー角度

シグナル事象 ($B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$) は光子輻射崩壊である。 γ (光子) は縦波成分を持たず横波成分のみしか持たないため、 J/ψ も横偏極している。一方、主要なバックグラウンドである $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ はともにスピン0の B 中間子がスピン1の J/ψ とスピン0の中間子に二体崩壊するので、両者の間の軌道角運動量 L は1になっている。ことため、バックグラウンド事象中の J/ψ はシグナルとは異なる状態に偏極している。この違いは、 J/ψ の崩壊で生じるレプトンの角度分布の違いとなって現れる。

そこで、 J/ψ の静止系において、 B 中間子の運動量ベクトルと、 J/ψ から崩壊した正電荷を持つレプトンの運動量ベクトルの間のなす角(ヘリシティー角度 (θ_{hel}) と呼ばれる) の分布を、シグナル事象と主要なバックグラウンドである $J/\psi\pi^0$ や $J/\psi K_L^0$ についてモンテカルロシミュレーションを用いて調べた。得られた分布を図 3.12 に示す。

シグナルは横偏極のために $1 + \cos^2 \theta_{\text{hel}}$ 、バックグラウンドは $L = 1$ の偏極のために $1 - \cos^2 \theta_{\text{hel}}$ にそれぞれ比例する分布を示す。そこで、ヘリシティー角度分布については、PDF をそれぞれ

$$\begin{aligned} \text{シグナル} &: \frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta_{\text{hel}}) \\ \text{バックグラウンド} &: \frac{3}{4}(1 - \cos^2 \theta_{\text{hel}}) \end{aligned}$$

とした。

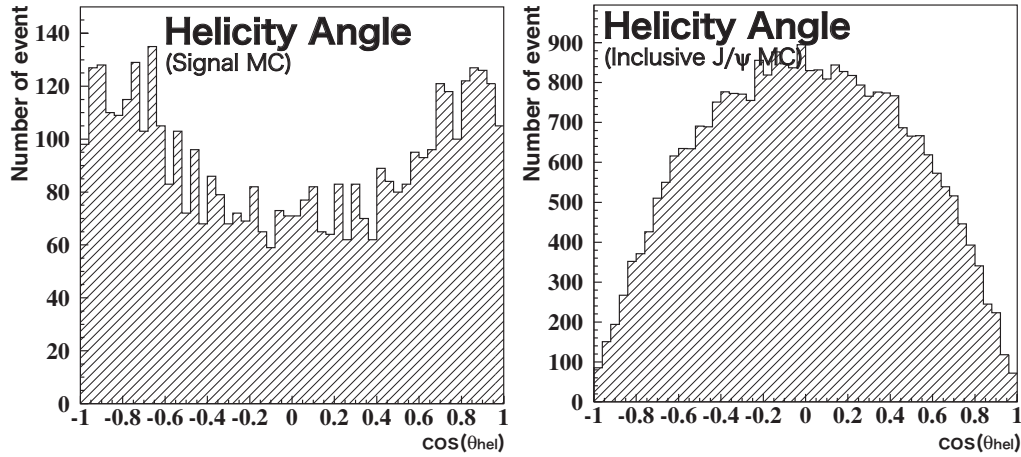


図 3.12: J/ψ の崩壊で生じたレプトンのヘリシティー角度分布のコサイン:
シグナル (左) と、バックグラウンド (右)。

3.3.5 バックグラウンド低減のための Likelihood Ratio

$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンド低減のための Likelihood Ratio

$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ からくるバックグラウンド低減のため、3.3.2 で述べた π^0 と認識される確率 (P_{π^0}) と、3.3.4 で述べたヘリシティー角度分布の PDF を用い、シグナルとバックグラウンドの Likelihood をそれぞれ

$$L_{\text{sig}} = (1 - P_{\pi^0}) \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_{\text{hel}})$$

$$L_{\text{bg}} = P_{\pi^0} \frac{3}{4} (1 - \cos^2 \theta_{\text{hel}})$$

として、

$$LR = \frac{L_{\text{sig}}}{L_{\text{sig}} + L_{\text{bg}}}$$

の分布をシグナルとバックグラウンドについて図 3.13 に示す。

この LR で切断を入れる位置を最適化するため、次式で定義する Figure Of Merit (以下 F.O.M. と略記) が最大となる LR の値を探した。

$$F.O.M. = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$

S : 期待されるシグナル事象数

B : $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ からくるバックグラウンド事象数

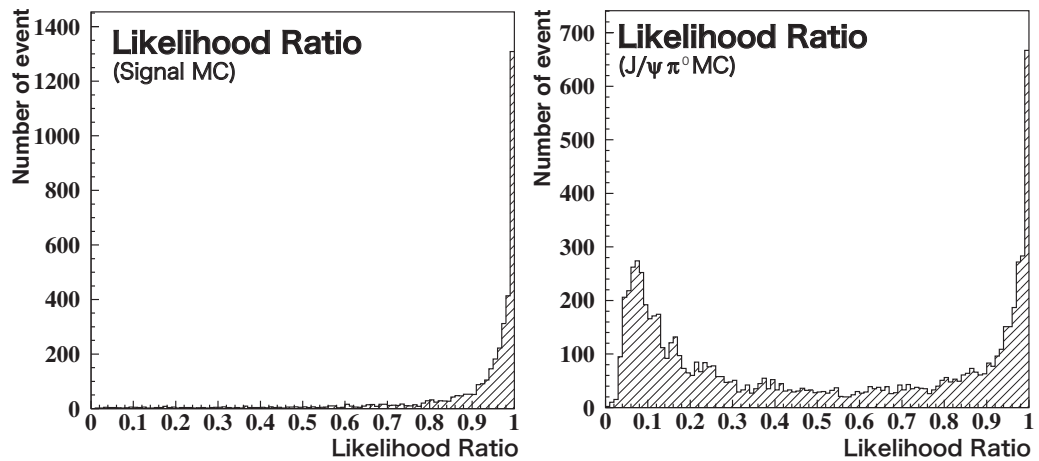


図 3.13: π^0 である確率とヘリシティ角度の PDF で構成した Likelihood Ratio 分布:

シグナル (左) と $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンド (右)。

ここで、シグナルである $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の崩壊分岐比は 1×10^{-6} を過程した。図 3.14 に示すように、LR の切断は 0.7 で F.O.M. が最大値となる。そこで、この小節で論じた $LR > 0.7$ を事象選別条件に加えることにした。

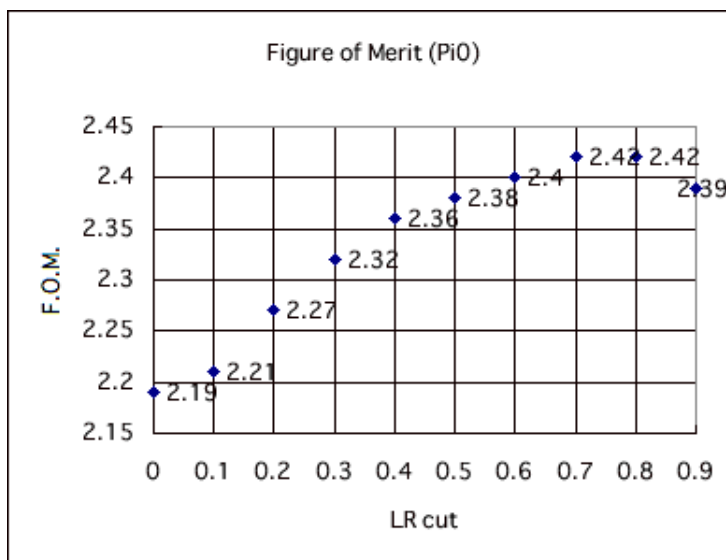


図 3.14: $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンド低減のための LR 切断値と F.O.M. の関係:

縦軸 : F.O.M. 横軸 : シグナルである Likelihood Ratio

$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド低減のための Likelihood Ratio

$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドを低減するために、3.3.3で述べたECLシャワー形状変数のPDFと、ヘリシティ角度のPDFを用いてLRを構成し、シグナルと $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドに対して図3.15に示す分布を得た。

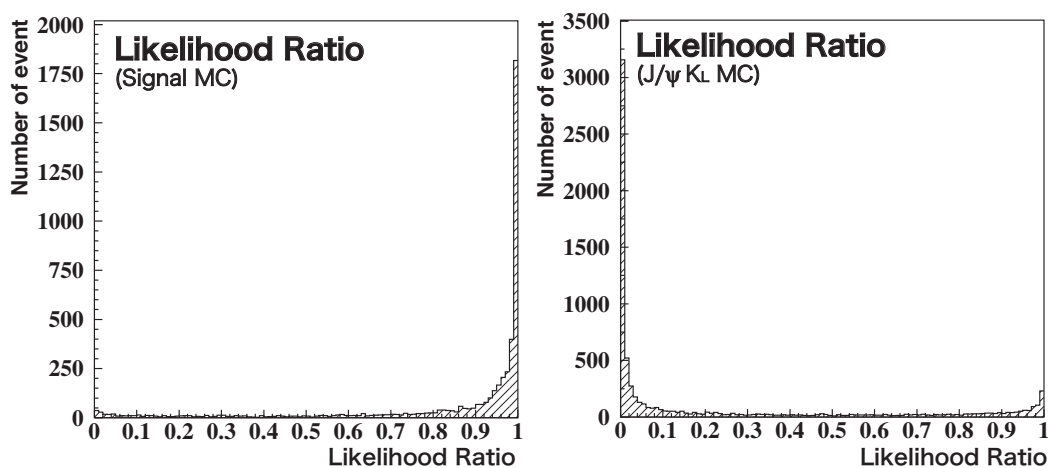


図 3.15: ECL シャワー形状変数とヘリシティ角度分布のPDFで構成した Likelihood RatioLR 分布:

シグナル(左)と、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド(右)。

このLRに切断を入れる値を最適化するために、前小節で説明したF.O.M.に、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド事象数を代入して、これを最大にするLRの条件を求めた。その結果、図3.16に示すように $LR > 0.3$ から $LR > 0.7$ の範囲でF.O.M.がほぼ平坦な振る舞いを示すことがわかった。この範囲でF.O.M.の最大を与える $LR > 0.4$ を事象選別条件に加えることにした。

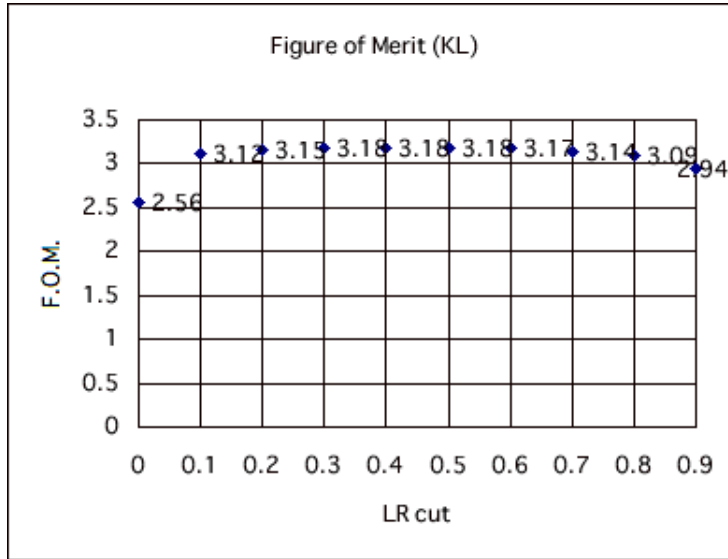


図 3.16: $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド低減のための LR 切断値と F.O.M. の関係:

縦軸 : F.O.M. 横軸 : シグナルである Likelihood Ratio

バックグラウンド低減後の M_{bc} と ΔE の分布

前小節までで述べたように、 $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ バックグラウンド低減のための $LR > 0.7$ 、かつ $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンド低減のための $LR > 0.4$ を要求して、シグナルとバックグラウンドについて予想される M_{bc} と ΔE の分布を図 3.17 から 3.20 に示す。

$B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ と $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ は、 M_{bc} 分布でシグナルと同じところにピークを作ってしまうことがわかる。一方、 ΔE 分布では $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ が $\Delta E < 0$ の領域にやや集中した分布を示すが、それ以外はピークを持たない分布であることがわかる。そこで、実験データ中からシグナルの抽出を行う際は ΔE 分布を用いることにした。

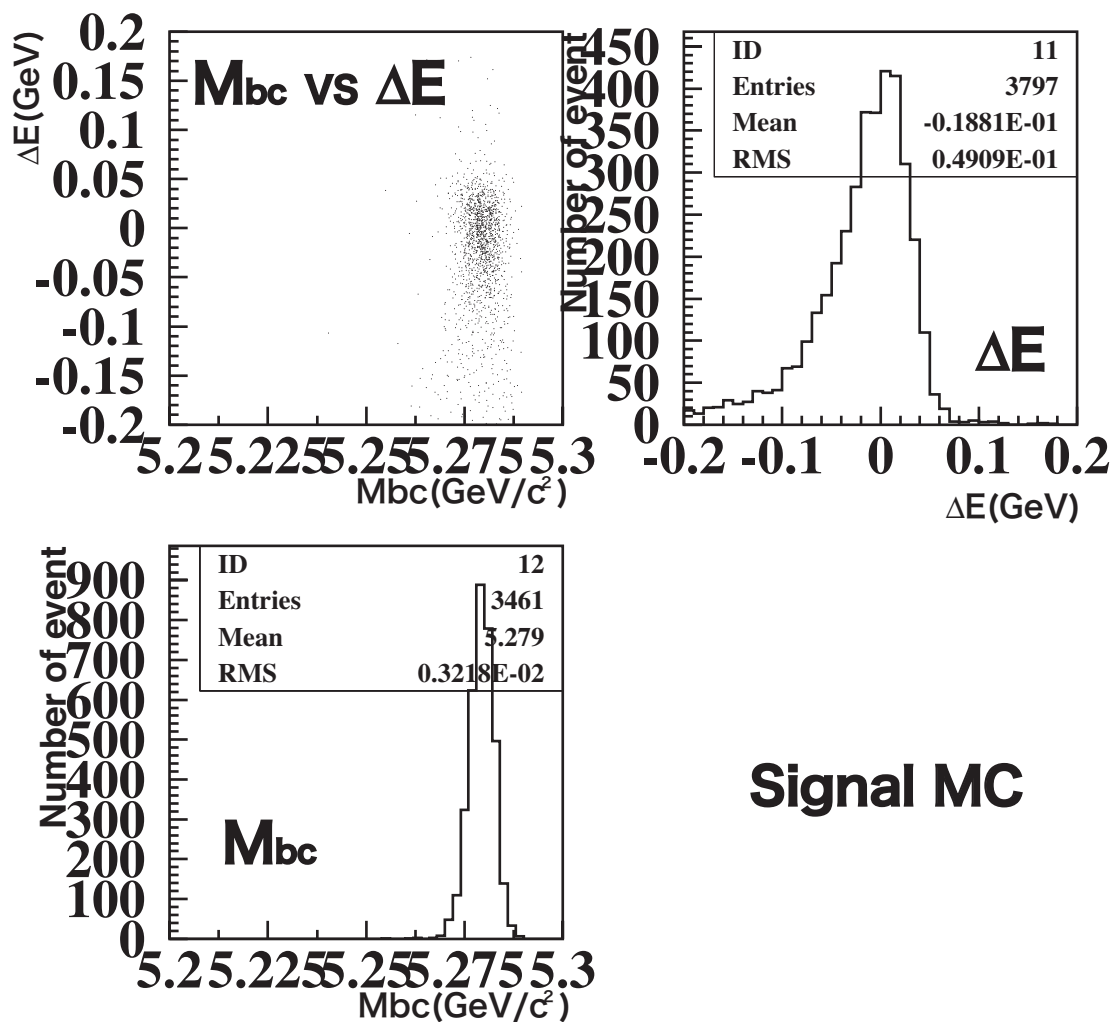


図 3.17: $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 過程 (シグナル) の M_{bc} と ΔE 分布

(バックグラウンド低減後の予想):

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

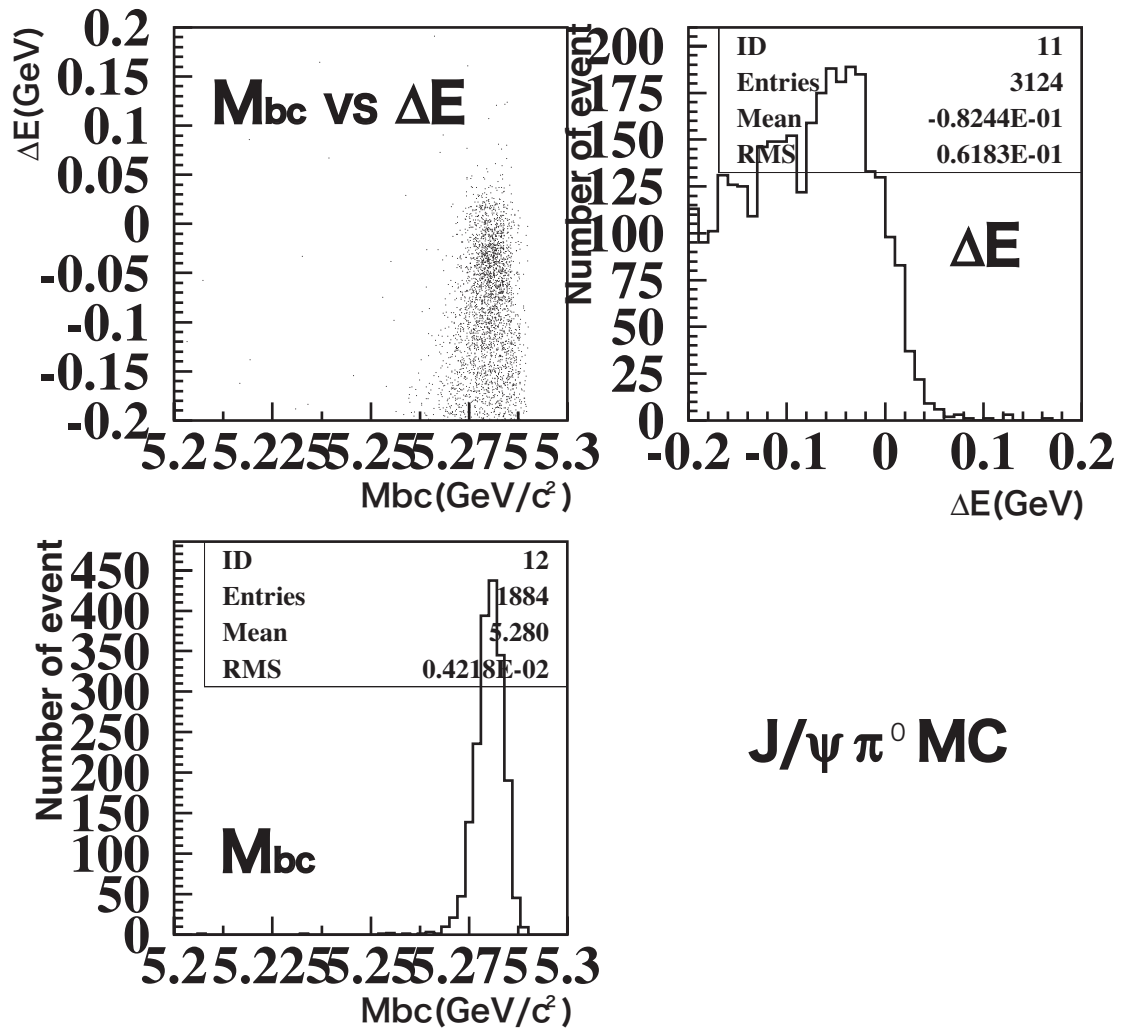


図 3.18: $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布
(バックグラウンド低減後の予想):

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

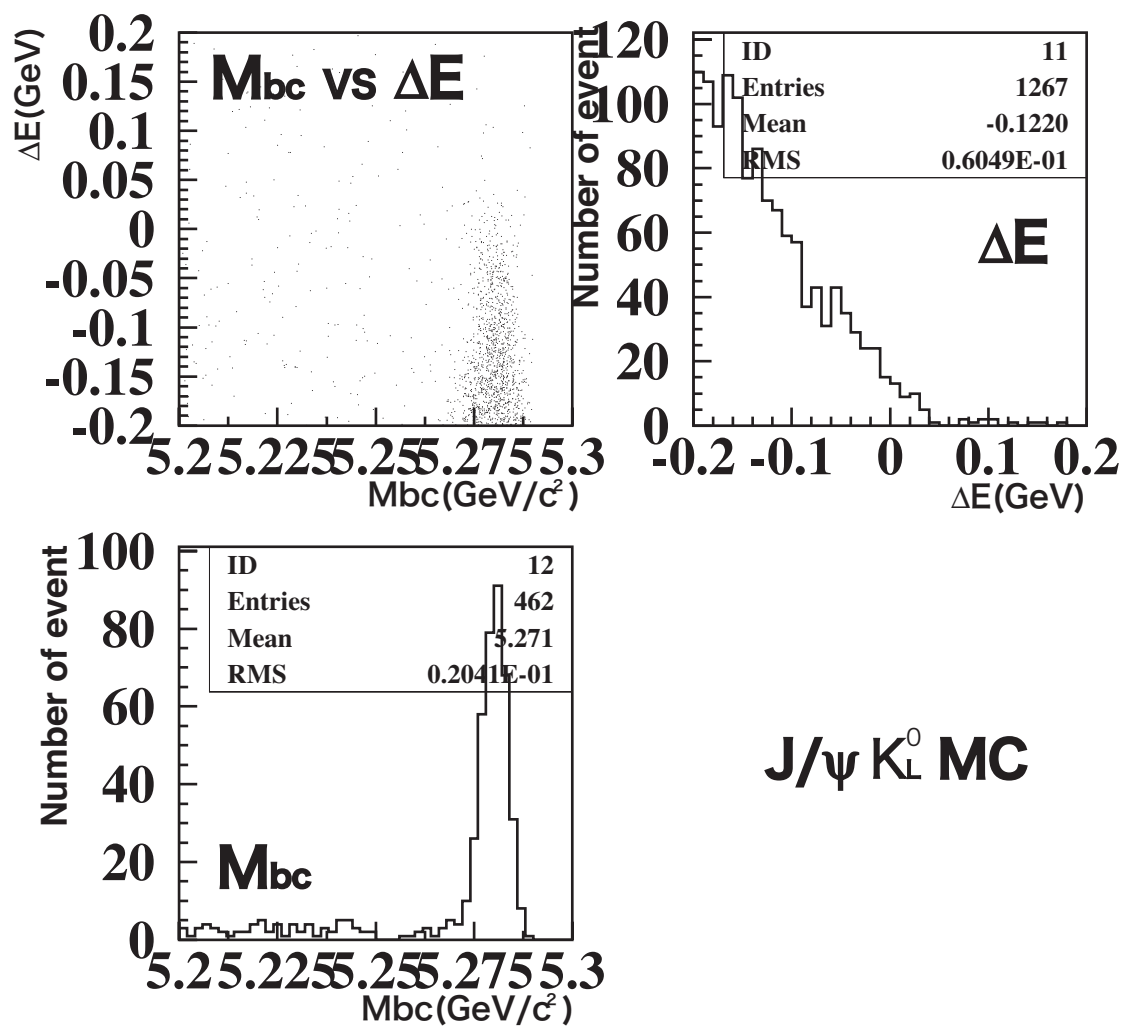


図 3.19: $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ バックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布

(バックグラウンド低減後の予想):

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

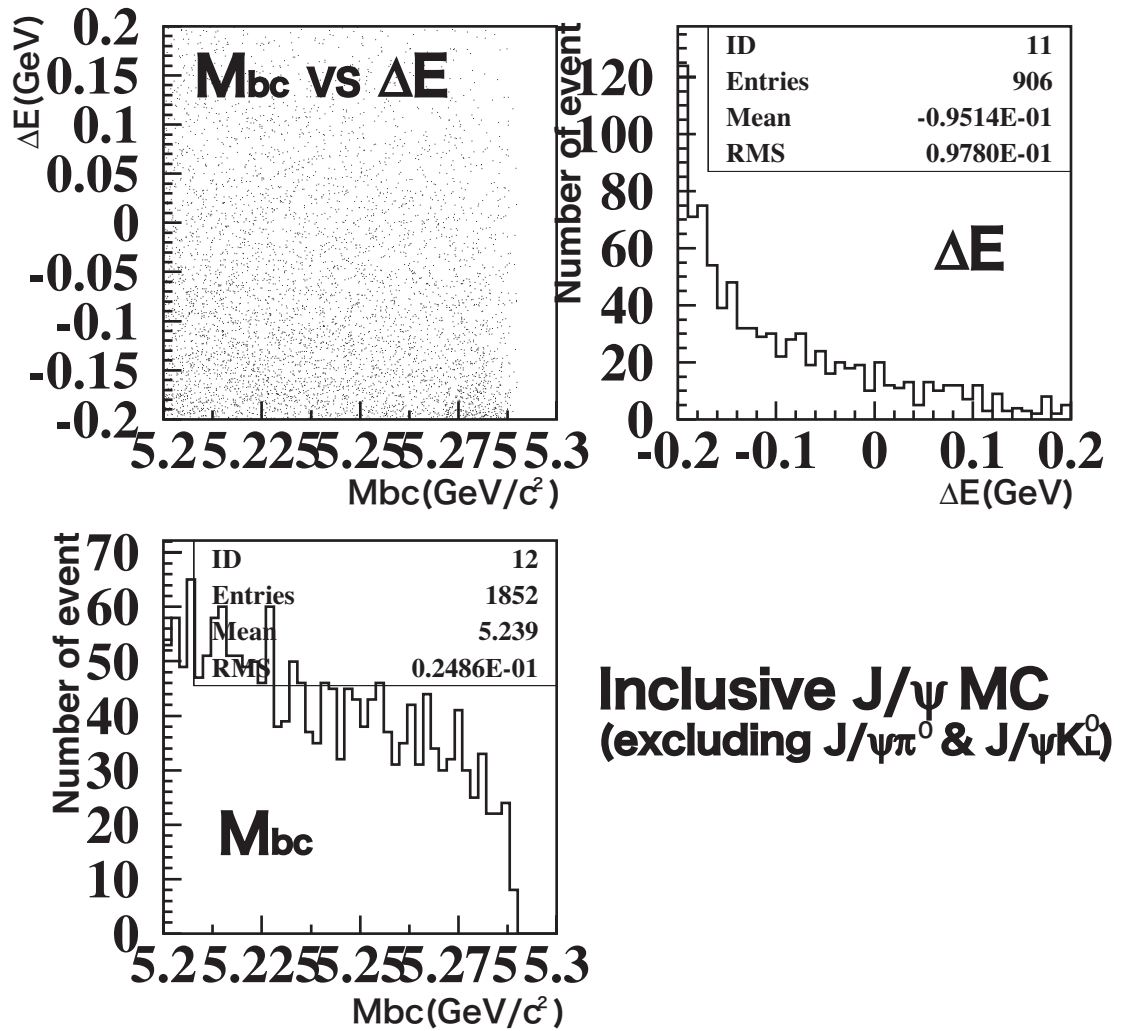


図 3.20: $J/\psi\pi^0$ 、 $J/\psi K_L^0$ 以外のバックグラウンドの M_{bc} と ΔE 分布 (バックグラウンド低減後の予想):

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

3.4 探索結果

3.4.1 シグナル事象の抽出

前節までに説明した選別条件を用いて、 2.77×10^8 B 中間子対生成事象を記録した実験データから $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 候補事象を再構成した結果を図 3.21 に示す。

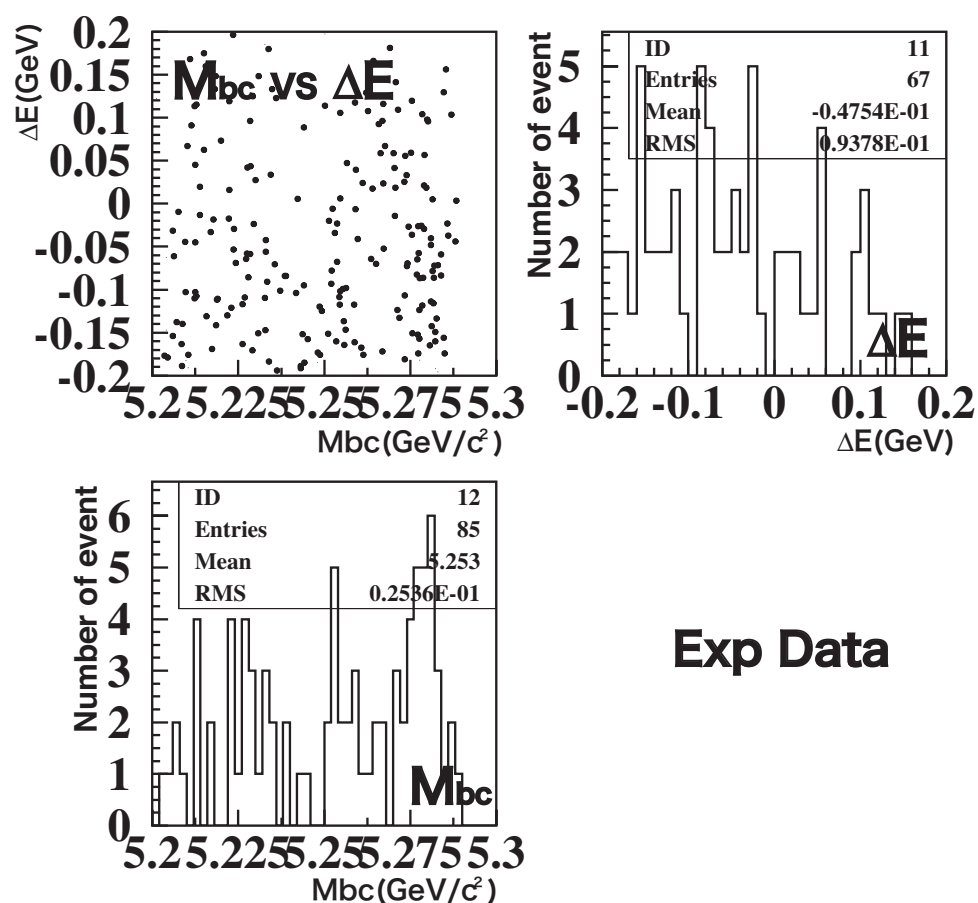


図 3.21: 2.77×10^8 B 中間子対生成事象を記録した実験データによる ΔE と M_{bc} の分布:

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)

この候補事象の ΔE 分布に適切な関数を用いたフィットにより、シグナルの事象数を得る。そこで以下に ΔE 分布のフィットに使用した関数を

説明する。

- シグナル ($B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$) : Logarithmic Gaussian[23]

$$f(x) = \frac{N}{(\epsilon - x)\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - \mu)e^{\sigma_0^2}}\right)\right)$$

ここで、

$$\epsilon = \frac{\sigma}{a} + \mu, \quad y = a\sqrt{2\ln 2}, \quad \sigma_0 = \frac{\ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2\ln 2}$$

また、フィッティングパラメーターは次の4つである。

N : 規格化定数

μ : 平均値

σ : 標準偏差

a : 非対称度

安定なフィットを実行するには、全てのパラメーターをフリーにすることが難しかったため、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナル事象のモンテカルロシミュレーションの ΔE 分布から平均値 $\mu = 0.005$ GeV、幅を $\sigma = 0.034$ GeV、非対称度 $a = 0.42$ と固定し、規格化定数 N のみはフリーパラメーターとした (図 3.22)。

- バックグラウンド ($B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$) : スムージングした関数

図 3.18 より、 $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ の ΔE 分布は一次式で表すことはできない。しかし $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 過程は崩壊分岐比が既知であり、したがってその ΔE 分布はモンテカルロシミュレーションの期待値が崩壊分岐比の誤差の範囲で信用に足るということである。そこで、この分布を表現する関数を得るためにスムージングという手法を利用した。

スムージングとは、解析で得られたヒストグラムを近似するなめらかな曲線を得ることを言う。これにより得た関数で $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドを表現することにした。フィットの過程ではこの関数は固定している。

- バックグラウンド ($B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 以外のもの) : 一次式

$$f(x) = ax + b$$

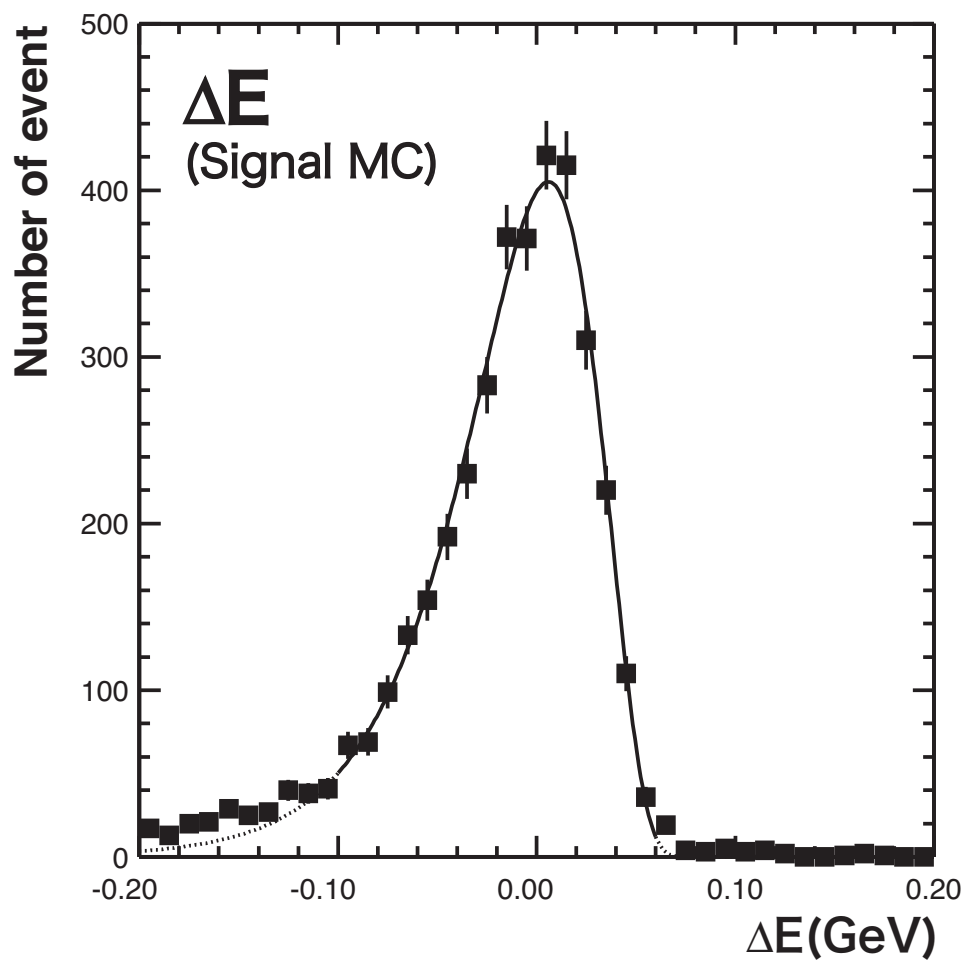


図 3.22: $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナルの ΔE 分布シグナルのフィット結果:
Logarithmic Gaussian でよく表現されている。

$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 以外のバックグラウンド ($B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ を含む) は、図 3.19、図 3.18 より、 ΔE 分布でピークを持たず、実験データがシミュレーションデータの $1/140$ 以下の統計であることを考慮すると、 ΔE の一次式 (直線) で充分表現されうると考えられる。傾き a 、切片 b とともにフリーパラメーターとした。

以上の関数を用いて実験データの ΔE 分布をフィットした結果を図 3.23 に示す。この結果より、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナル事象数は 0.1 ± 6.5 事象と得られた。すなわちシグナル事象は見出せず、ゼロ事象であることと無矛盾である結果となった。

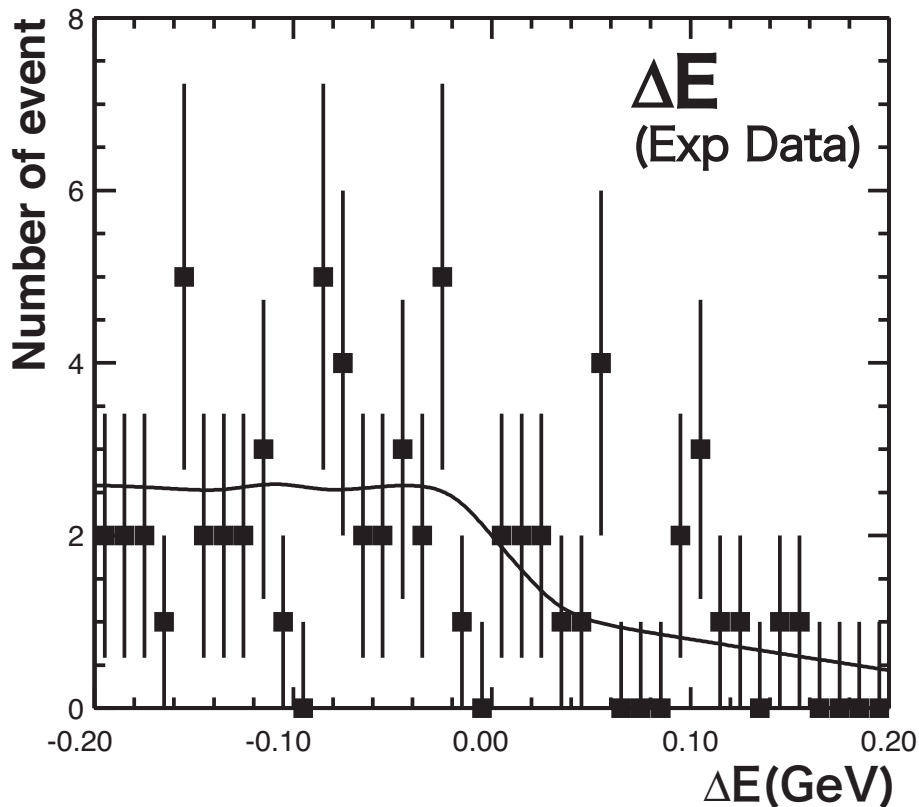


図 3.23: ΔE 分布のフィット結果：

エラーバー付きの点が実験データ、実線はフィット結果を表している。 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ シグナル事象数は 0.1 ± 6.5 事象であり、分布はバックグラウンドで説明可能である。

M_{bc} 分布による追試

前小節で述べた通り、 ΔE 分布に対するフィットにより $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊のシグナルは見出せず、ゼロであることと無矛盾な結果となった。さらに追試として、図 3.21 に示す M_{bc} 分布で $5.28\text{GeV}/c^2$ 付近に見られるピークがバックグラウンドで説明可能か検証した。

シグナルの $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊と同様、主たるバックグラウンドである $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ も B 中間子の二体崩壊である運動学的類似性から、 M_{bc} 分布では $5.28\text{GeV}/c^2$ を中心に正規分布にしたがうピークを作る。

その他のバックグラウンドは J/ψ と同一事象中の γ を組み合わせたもののうち、偶然選別条件を満たしたものであるから、位相空間分布を表現する ARGUS バックグラウンド関数

$$f(x) = Nx \sqrt{1 - \left(\frac{x}{E_{\text{beam}}}\right)^2} \exp\left(\epsilon \left(1 - \frac{x}{E_{\text{beam}}}\right)^2\right)$$

で表現できる。ここで N と ϵ はフリーパラメーターで、それぞれ規格化定数と分布の傾きである。また、 $E_{\text{beam}} = 5.29\text{GeV}/c^2$ である。

こうしてシグナルとバックグラウンドの関数の和を用いてフィットした結果を図 3.24 に示す。その結果、正規分布で表現されるピークを構成する事象数は 16.3 ± 5.7 事象であった。一方、モンテカルロシミュレーションによる $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの期待値は 13.5 事象、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ のそれは 3.3 事象であり、その和 16.8 事象はデータの M_{bc} 分布に見られるピークをよく説明する。よって、シグナル事象がゼロであるという ΔE 分布のフィット結果と無矛盾であることがわかった。

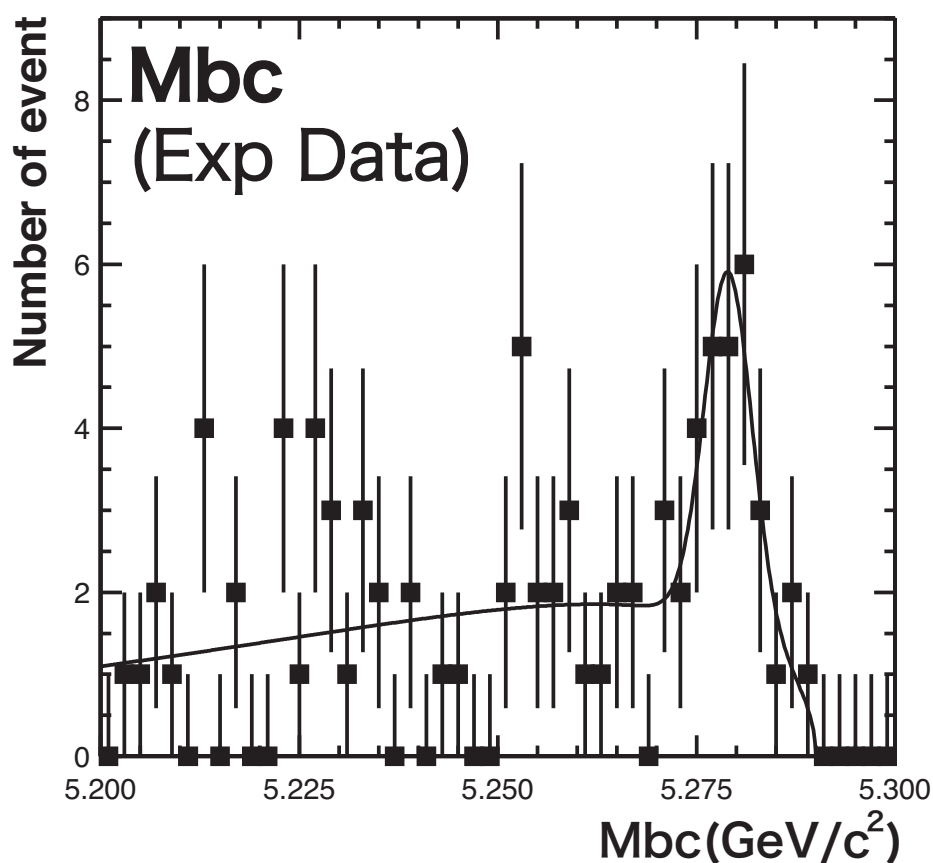


図 3.24: M_{bc} 分布のフィット結果：

エラーバー付きの点が実験データ、実線はフィット結果を表している。5.28 GeV/c^2 近傍のピークは正規分布関数、それ以外は位相空間分布を表現する ARGUS 関数として、これら 2 つの和をとった関数でフィットした。(詳細は本文参照)

3.4.2 崩壊分岐比の上限

以上の結果から $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の崩壊分岐比の上限を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^0 \rightarrow J/\psi\gamma) = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{B^0} \cdot Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-) \cdot \epsilon}$$

ここで式に用いられる値を表 3.4.2 にまとめた。

ここで、 N_{sig} に関して $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ 過程の崩壊分岐比の不定性を誤差

$B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ の事象数	N_{sig}	0.1 ± 6.5 事象
検出効率	ε	35.4 ± 0.6 %
B^0 の数	N_{B^0}	$(2.77 \pm 0.03) \times 10^8$ 事象
$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の崩壊分岐比 $Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$		$11.87 \pm 0.12\%$

表 3.2: 崩壊分岐比算出に使用した値

として考慮した。最新の世界平均 [10] によれば

$$Br(B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0) = (2.05 \pm 0.24) \times 10^{-5}$$

であるので、相対誤差で 11.7% の不定性がある。よって、 $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの不定性は、モンテカルロシミュレーションによる期待値にこの不定性を乗じて、1.6 事象と見積もった。

次にその他の系統誤差 (systematic error) について表 3.3 にまとめるとともに、それらについて説明する。

$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの不定性	1.6 事象
系統誤差	5.3 %
シグナルのモンテカルロの統計	1.6 %
飛跡の再構成	2.0 %
レプトンの同定	3.9 %
γ の検出効率	2.0 %
$Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$	1.0 %
N_{B^0}	1.1 %

表 3.3: 崩壊分岐比測定 of 誤差

- 飛跡の再構成

荷電粒子の飛跡に対する検出効率の不定性によるものである。この不定性は

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$$

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma$$

の崩壊過程を用いて見積もった。2つの崩壊モードで得られる η の個数の比をとり、

$$R_N = \frac{N(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))}{N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

を求める。 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 過程と分母の $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ 過程とが同じ終状態となるので、2つの比をとると $\pi^+\pi^-$ の検出効率のみが寄与する。そこでデータとモンテカルロシミュレーションの R_N を比較し、両者の差を荷電粒子2個の検出効率の不定性とする。よって荷電粒子1個あたりの不定性はその半分である。

その他にもいくつかの方法がとられている。その1つが、 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ 過程において、 $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ が起こり、さらに $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ が生じる過程の利用である。最後に生じる2つの荷電 π 中間子のうち、片方を無視しても、 K_S^0 と D^0 の質量を束縛条件として使うことにより、無視した荷電 π 中間子の運動量を算出することができ、 D^{*+} を再構成することができる。これを部分再構成と呼ぶ。通常よく行われる D^{*+} の事象数と荷電 π 中間子を無視せずに全ての粒子を捕まえて再構成した場合に得られた D^{*+} の事象数の比は、 K_S^0 から生じた荷電 π 中間子1個の再構成の効率となる。これを実験データとモンテカルロの場合で比較し、その差を荷電粒子1個あたりの不定性として見積もっても、 η を用いた場合と無矛盾な結果を得る。

- レプトンの同定

J/ψ を再構成するレプトンの識別効率の不定性である。第三章に既に詳細な記述をしたので、重複を防ぐためここでは割愛する。

- γ (光子)の検出効率

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ 反応を用いて、高エネルギーの光子の検出効率について、実験データとシミュレーションデータの間には差が見られるかを調べた結果、1.5GeV以上の光子の検出効率の不定性は2%と見積もった。[26]

- $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の崩壊分岐比

$Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-) = 11.87 \pm 0.12 \%[10]$ であり、相対誤差は1.0%である。

- N_{B^0}

ハドロン事象の形状を表現するパラメータの分布から B 中間子対

生成事象数を決定しているが、この際 Bhabha 散乱や μ 粒子対生成事象の数を比較して事象数の規格化定数の不定性を見積もるとともに、ビームガス事象の混入している割合の不定性を算出し、これらを合わせて相対誤差 1.1% と見積もられている。

以上、統計誤差と $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの不定性と比べ、その他の系統誤差は十分に小さいと言える。統計誤差と $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ バックグラウンドの不定性の和をとり、 N_{sig} の不定性を 8.1 事象とした。90% C.L. (Confidence Level) の上限値は平均値を μ 、不定性を σ とおいて、 $\mu + 1.28\sigma$ で与えられるので、

$$0.1 + 8.1 \times 1.28 = 10.5 \text{ 事象}$$

が N_{sig} の 90% C.L. 上限値となる。これを本小節冒頭の崩壊分岐比を与える式に代入し、

$$Br(B^0 \rightarrow J/\psi\gamma) < 9.0 \times 10^{-7} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

を得た。

第4章 まとめ

Belle 検出器が収集した $2.77 \times 10^8 B$ 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊事象を再構成し、シグナル事象数 N_{sig} を

$$N_{\text{sig}} = 0.1 \pm 6.5 \text{ 事象}$$

と得た。この結果はシグナル事象は見出せずゼロ事象であったことと無矛盾である。系統誤差も考慮した上で得た崩壊分岐比の上限値は、

$$Br(B^0 \rightarrow J/\psi\gamma) < 9.0 \times 10^{-7} \text{ (90\%C.L.)}$$

であった。

今回の測定は、これまでに BaBar 実験によって行われた探索で得られた上限値 1.6×10^{-6} を 2 倍近く更新するものである。

関連図書

- [1] M.Nakao et al, Belle collaboration, Phys.Rev.D69 112001(2004)
B.Aubert et al, BaBar collaboration, Phys.Rev.D70 113006(2004)
- [2] D.Mohapatra et al, Belle collaboration, Phys.Rev.Lett.96, 221601(2006)
B.Aubert et al, BaBar collaboration, Phys.Rev.Lett.92, 111801(2004)
- [3] B.Aubert et al, BaBar collaboration, Phys.Rev.D70 091104(2004)
- [4] A.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45,952(1980);Phys.Rev.D23,1567(1981)
- [5] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor.Phys49,652(1973)
- [6] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R Turlay,
Phys.Lett.13,138(1964)
- [7] L.Wolfenstein,Phys.Rev.Lett,51,1945(1983)
- [8] N.Cabibbo,Phys.Rev.Lett,10,531(1963)
- [9] G.Fox and S.Wolfram, Phys.Rev.Lett,41,1581(1978).
- [10] Particle Data Group,The European Physical Journal (2005)
- [11] Heavy Averaging Group,<http://www.slac.stanford.edu/xorg/htag>
(2006)
- [12] Y.Chao,et al,Belle Collaboration,Phys.Rev.Lett,93,191802(2004)
- [13] Physical Rev.D,67,032003(2003)
- [14] 井本絢子, $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2004)

- [15] 岡田葉子, $B^\pm \rightarrow J/\psi \rho^\pm$ 過程の観測, 修士学位論文 (2003)
- [16] Anders Rydberg, BAD 522 v6
- [17] R. Brun et al, GEANT321 CERN Report No. DD/EE/84-1 (1987)
- [18] K. Hanagaki and et al, BELLE Note 312(2000)
- [19] E. Nakano, BELLE Note 338(2000)
- [20] M. C. Chang, BELLE Note 884(2007)
- [21] Rajeev K Sharma and et al, BELLE Note 876(2006)
- [22] B. Aubert et al, Phys. Rev. Lett, 91, 061802(2003)
- [23] A Fitting and Plating Package Using MONUIT
- [24] J. Yashima and et al, BELLE Note 491(2002)
- [25] Belle Collaboration, BELLE-CONF-0201(2002)
- [26] H. W Kim, M. Nakao, S. Nishida, H. Ikeda, Y. Ushiroda, R. S. Lu, Belle Note 499(2002)
- [27] P. Koppenberg, Belle Note 665(2004)
- [28] 小林誠, 消えた反物質 (1997)
- [29] 長島順清, 高エネルギー物理学の発展 (1999)
- [30] 渡辺靖志, 素粒子物理入門 (2002)
- [31] 横山広美, よくわかる素粒子の基本と仕組み (2006)
- [32] 内田佐知子, π^0 中間子を用いたエネルギー再構成に関する研究と $B^0 \rightarrow J/\psi \eta$ 崩壊の観測, 修士学位論文 (2000)
- [33] 藤田真由子, $B^0 \rightarrow J/\psi \chi_{c1} \pi^0$ 過程の観測, 修士学位論文 (2003)
- [34] 藤野智美, $B^{pm} \rightarrow J/\psi \pi^{pm}$ 過程の崩壊分岐比および荷電非対称度の測定, 修士学位論文 (2007)

謝辞

本研究を行なうに当たり、お世話になりました方々に紙面を借りてお礼申し上げます。

はじめに、このような素晴らしい実験に携わる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に感謝致します。

野口先生は、日頃から色々な話を聞いてくださり、先生のお言葉にいつも励まされていました。

林井先生は、質問に対して1つ1つ丁寧に教えてくださいました。

そして、直接ご指導いただきました宮林先生には、大変お世話になりました。解析の方法をはじめ、研究に携わる心構えなど、たくさんのご指導していただきました。本当にありがとうございました。

また、日々の疑問や質問にいつも親切に答えてくださった片岡先輩、関谷先輩、藤野先輩をはじめ研究室の皆様、KEKの皆様から心から感謝致します。

最後に、何もわからなかった私がこのように研究に携わり、高エネルギー物理学のおもしろさを肌で感じる事ができたのは、私を支えてくださった皆様のおかげです。私の研究生活を支えてくださったすべての方々に感謝致します。