2000年度 修士学位論文
π^0中間子を用いた
エネルギー再構成に関する研究と
$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$崩壊の観測

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
池田　享子

2001年 2月

目 次

第 1 章　はじめに **1**

第 2 章　B の物理 **3**
2.1 CP 対称性の破れ . . . 3
2.1.1 CP 対称性 . . . 3
2.1.2 K 中間子における CP 対称性の破れ . . . 5
2.1.3 小林 · 益川理論 . . . 6
2.2 CP 対称性破れの観測 . . . 10
2.2.1 直接的 CP 対称性の破れ . . . 11
2.2.2 間接的 CP 対称性の破れ . . . 11

第 3 章　B ファクトリー実験 **17**
3.1 KEKB 加速器 . . . 17
3.2 BELLE 検出器 . . . 20
3.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD) . . . 21
3.2.2 超前方カロリーメータ (EFC) . . . 22
3.2.3 中央飛跡検出器 (CDC) . . . 23
3.2.4 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) . . . 24
3.2.5 飛行時間差測定器 (TOF) . . . 24
3.2.6 CsI 電磁カロリーメータ (ECL) . . . 24
3.2.7 K_L/μ 粒子検出器 (KLM) . . . 24
3.2.8 トリガー及びデータ収集システム . . . 25
3.2.9 オフライン解析システム . . . 26

第 4 章　π^0 を用いたエネルギー再構成に関する研究 **33**
4.1 BELLE 電磁カロリーメーター (ECL) . . . 33
4.1.1 電磁カロリーメーターの基本原理 . . . 33
4.1.2 ECL への物理的要請 . . . 34
4.1.3 CsI カウンターと構造体 . . . 34

4.1.4 読み出しのエレクトロニクス 39
4.2 電磁シャワーの再構成 40
4.2.1 カウンター毎のエネルギー較正 40
4.2.2 シャワーの再構成 (クラスタリング) 41
4.2.3 シャワーの漏れの補正 42
4.3 π^0 の不変質量分布によるエネルギー再構成の研究 43
4.3.1 π^0 の不変質量 43
4.3.2 エネルギー線形性の確認 45
4.4 光子の崩壊角度による線形性への影響 50

第 5 章 $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の観測 **53**
5.1 $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の理論的背景 53
5.2 事象選別 55
5.2.1 $J/\psi\ \to\ \ell^+\ell^-$ の再構成 55
5.2.2 $\pi^0 \to\ \gamma\,\gamma$ の再構成 58
5.2.3 $B^0 \to\ J/\psi\,\pi^0$ の再構成 59
5.3 バックグラウンドの見積もり 63
5.4 結果 65

第 6 章 まとめ **67**

図 目 次

2.1 ニュートリノにおける CP 対称性 5
2.2 弱い相互作用によるクォークの世代間混合 7
2.3 B 中間子系に関係するユニタリティ三角形 9
2.4 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 11
2.5 $B \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}_s$ 時間分布 15
2.6 $B\ \overline{B}$ の崩壊確率の時間差 16

3.1 KEKB 加速器 19
3.2 SVD の構造 22
3.3 CDC の構造 23
3.4 トリガーシステム 27
3.5 Data 収集システム 28
3.6 BELLE 検出器 30
3.7 BELLE 検出器側面図 31

4.1 33
4.2 結晶の形状 36
4.3 CsI カウンター 37
4.4 CsI(Tℓ) 電磁シャワーカロリーメータ (ECL) 38
4.5 読み出しのエレクトロニクス回路図 39
4.6 クラスタリング 41
4.7 $E_\gamma(rec)\ /\ E_\gamma$ 分布図 42
4.8 π^0 不変質量分布図 46
4.9 exp07 と exp05 のエネルギー線形性 49
4.10 4 つの領域に分けたカロリーメーターのエネルギー線形性 51

5.1 ツリーダイアグラム 54
5.2 J/ψ の不変分布 57
5.3 再構成された π^0 の不変分布 58

5.4 MC を使用した ΔE と M_{bc} の二次元プロット、ΔE 分布、M_{bc} 分布 . 60
5.5 データにおける M_{bc}、ΔE 分布と二次元プロット 62
5.6 バックグラウンドの二次元プロット 64

表 目 次

3.1 各検出器の目的 21
3.2 BELLE 検出器の各装置のパラメータ 29

4.1 CsI($T\ell$) 結晶と他のシンチレーターとの比較 35

5.1 バックグラウンド 63
5.2 CP 固有状態のイベント数とバックグラウンド数 65

第1章　はじめに

我々が存在するこの宇宙は、ビックバンと呼ばれる大爆発で始まったと考えられている。この大爆発により、現在の宇宙の基となる粒子が造り出された。これまでに明らかになった物理法則では、粒子が造り出される際にはそれと同数の反粒子 (電荷などの量子数がすべて粒子と反対) と対で生成されるはずである。しかし、現在の宇宙は、反粒子はほとんど観測されていない。粒子優勢の宇宙になったこの疑問に対してサハロフと吉村らは「 CP 対称性の破れ 」のためではないか、と指摘した。この「 CP 対称性の破れ 」を説明する最有力な理論が「 小林 · 益川理論 」である。[1] さらに「 CP 対称性の破れ 」は Carter、三田らによって小林 · 益川理論に基づく計算が行われた結果、B 中間子の崩壊において最も大きく現れると指摘された。[2]

これを検証するため、大量の B 中間子を生成し、その崩壊過程を観測する実験が考えられた。その一つが 1999 年 5 月から茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において進行中の”KEK B ファクトリー実験 ” である。B ファクトリー実験では”KEKB” という加速器を用いて非対称エネルギーの電子 · 陽電子衝突を起こし、B 中間子とその反粒子である反 B 中間子 ($\bar{B}$) を生成する。そして、”BELLE” と呼ばれる検出器で $B \cdot \bar{B}$ 中間子の崩壊二次粒子の運動量、エネルギー、電荷、崩壊位置などを測定し、粒子と反粒子の対称性 (同等性) の破れを検証する。

BELLE 検出器の中でエネルギー測定を行う電磁カロリーメーターの非常に重要な役割の 1 つは、光子を検出してそのエネルギーを測り、B 中間子の崩壊に起因する π^0 中間子を再構成することである。そのためにカロリーメーターは、広いエネルギー領域において良好なエネルギー線形性とエネルギー分解能を有することが求められる。そこで、ハドロン事象中の 35MeV から 1.6GeV の範囲の 2 つの光子から π^0 中間子を再構成し、その不変質量を用いて、電磁カロリーメーターのエネルギー線形性を調べた。

さらに、π^0 中間子を含んだ $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊過程を観測した。この崩壊の終状態は CP 固有値状態であり、「 CP 対称性の破れ 」の定量的検証を行ううえで最重要な CP 非保存角 $\sin 2\phi_1$ の測定に寄与する。

第 2 章で B 中間子の物理、特に「 CP 対称性の破れ 」について論じ、第 3 章で KEK B ファクトリーの実験装置 (KEKB 加速器と BELLE 検出器) について説明する。そして、第 4 章で π^0 中間子を用いたエネルギー再構成に関する研究について述べ、第 5 章で $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の観測について報告する。

第2章　Bの物理

2.1　CP 対称性の破れ

2.1.1　CP 対称性

自然界では、いろいろな対称性が成り立っている。物理の世界でも様々な対称性が成り立っている。ここで「対称」というのは、ある変換を施してその前とその後で法則が変化しないことをさす。変換のうちには大きく分けて二種類のものがある。その一つが" 連続的な変換" である。その例として、座標原点の平行移動、時刻の原点移動、座標軸の回転がある。また、ネーターの定理が示すように対称性はそれに対応する保存量と密接に結び付いている。これらの変換についての対称性から、それぞれ運動量、エネルギー、角運動量の保存則が導かれる。これに対して、ある量子数の符号を逆転させる" 不連続な変換" には、次の 3 つがあげられる。

1. 空間反転 (右手系 $\Longleftrightarrow$ 左手系の入れ換え)
2. 荷電共役 (粒子 $\Longleftrightarrow$ 反粒子の入れ換え)
3. 時間反転 (時間を逆に進める操作)

空間反転は P 変換とも呼ぶ。この変換は、$(x, y, z) \xrightarrow{P} (-x, -y, -z)$ のように座標の符号を入れ換えることである。P 変換の対称性は、生物の世界では人の心臓の位置が左にあることなど大きく破れていることが多い。しかし、多くの物理法則は P 変換に対して不変である。例えば、右に回るコマも、左に回るコマも、従う物理法則 (ニュートン力学) は同じである。このことを P 変換に対する対称性 (P 対称性) と呼ぶ。この変換は 2 回行うことにより元に戻る。以下の式に示すと

$$\begin{aligned} P\psi(\vec{r}) &= \psi(-\vec{r}) \\ P\psi(-\vec{r}) &= \psi(\vec{r}) \\ P^2\psi(\vec{r}) &= \psi(\vec{r}) \qquad (P = \pm 1) \end{aligned}$$

となり、± 1 の固有値を持つことが分かる。

荷電共役 (C 変換) とは電荷をはじめとした固有の量子数の符号を全て反転する、つまり粒子と反粒子の入れ換えを行うことである。
さらに、時間反転 (T 変換) は時間を逆に進めることであり、C 変換と P 変換を同時に行う変換を CP 変換、さらに T 変換も加えて 3 つの変換を同時に行う変換を CPT 変換と呼ぶ。P 変換と同様に C、T、CPT 変換、後述する CP 変換においてそれぞれ ± 1 の個有値を持つ。
CPT 変換においてはその変換を施しても、物理法則は変らない。この CPT 対称性は、理論的にも非常に基本的な保存則であるが、実験的にも疑うべき兆候は何もない。しかし、個々の対称性においては、事情が異なる。

1950 年代前半までに P 対称性は完全に成り立っていると思われていた。しかし、1956 年 Lee と Yang は弱い相互作用ではこの対称性が破れていると指摘し [3]、その後に Wu らによって行われた ${}^{60}C_o$ の β 崩壊の様子を調べる実験により P 対称性の破れが発見された。[4]

また、C 対称性も弱い相互作用において破れていることがすぐ分かった。これは、弱い相互作用にしか関与しないニュートリノで考えると理解しやすい。観測されるニュートリノ (μ) はスピンが粒子の進行方向と逆向きのもの (ヘリシティ : -1) だけである。逆に、反ニュートリノ $(\bar{\mu})$ は、ヘリシティ $+1$ のものしか観測されない。図 (2.1) に示したように、ヘリシティ -1 を持つニュートリノを C 変換すると、粒子と反粒子を入れ換えるのであるから C 変換した世界では反ニュートリノがヘリシティ -1 を持つことになり、観測事実と矛盾する。従って、C 変換すると法則が変ってしまう、すなわち、C 対称性が破れていることを示している。

弱い相互作用において P、C 対称性についてはそれぞれ破れていることが分かった。そこで、CP 変換を考える。これまでの議論と同様、ニュートリノで考えてみると、ヘリシティ -1 のニュートリノは CP 変換するとヘリシティ $+1$ の反ニュートリノとなる。両者とも、自然界に発見されていることから、この例では CP 変換に対する対称性 (CP 変換) は保たれている。つまり、粒子-反粒子の間の対称性を論ずるには、CP 対称性に着目すればよい。

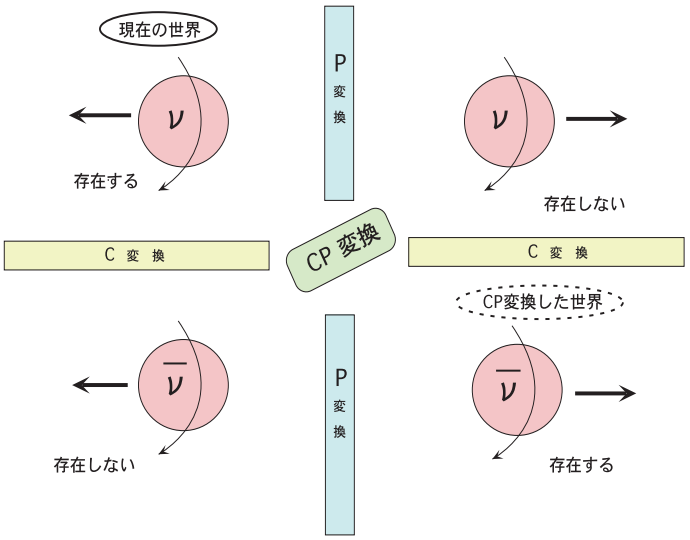

図 2.1: ニュートリノにおける CP 対称性

2.1.2 K 中間子における CP 対称性の破れ

CP 対称性も 1964 年までは成り立っていると考えられていた。しかし、その年に Fitch らによって、中性 K 中間子系の崩壊において僅かな確率で弱い相互作用において CP 対称性が破れていることが発見された。[5]

中性 K 中間子には二種類あって、ストレンジネスの固有状態は $K^0(\bar{s}\,d)$ と $\bar{K^0}(s\,\bar{d})$ であり、互いに粒子 · 反粒子の関係である。これらの線形結合をとると、CP 固有状態を作ることができる。K^0、$\bar{K^0}$ ともに、擬スカラー中間子であることから $CP|K^0> = -|\bar{K^0}>$ であることに注意すると、以下のように 2 つの CP 固有状態 K_1、K_2 を表すことができる。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K^0}) \qquad (CP\text{ 固有値 } +1)$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K^0}) \qquad (CP\text{ 固有値 } -1)$$

ここで、π 中間子のスピン (J)、パリティ (P) が共に $J^P = 0^-$ であることを考慮すると、CP 固有値を保存する限り 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 中間子に崩壊すること (CP=-1) が分かる。物理的に観測される中性 K 中間子は主に 2 つの π 中間子に崩壊される寿命の短い K_S と主に三つの π 中間子に崩

壊する寿命の長い K_L のふたつであり、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 CP = -1 と考えられてきた K_L から 10^{-3} 程度の割合で 2 つの π 中間子 (CP=+1) に崩壊している事象が発見されたのである。これが CP 対称性の破れの最初の発見である。

2.1.3　小林 · 益川理論

この現象に理論的説明を与えたのが、小林誠と益川敏秀である。この小林 · 益川理論は「自然界にクォークが 3 世代あり、弱い相互作用においてクォークの世代間混合が起こるならば、CP 対称性の破れを起こす自由度 (複素位相) が存在しうる。」というものである。

「標準模型」は素粒子の相互作用を表す理論として、これまでの実験事実を説明する上で、非常に成功を納めている。この理論では、物質の基本的な構成要素となるフェルミオンとして、6 種類のレプトン (電子、μ 粒子、τ 粒子およびそれぞれのニュートリノ) と 6 種類のクォーク (u,d,s,c,b,t) が存在する。これらの間にはたらく相互作用として、γ、$W^{\pm}$、Z^0 のゲージボゾンで媒介され SU(2)×U(1) ゲージ群で表される電弱相互作用と、クォーク間にはさらにグルーオンによって媒介され SU(3) のゲージ群で表される強い相互作用が存在する。6 種類のクォークは、弱い相互作用の SU(2) のゲージ群に従って次のように 3 つの二重項に分類できる。

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

ここで、各々の二重項の上段に入っているクォークは電荷 + 2/3、下段は電荷 $-1/3$ を持つ。以下、前者をアップ、後者をダウン系クォークと呼ぶことにする。また、各々の二重項を世代と呼ぶ。即ち、u クォークと d クォークの二重項を第一世代、c と s のそれを第二世代、t と b のそれを第三世代と呼ぶ。弱い相互作用において $W^{\pm}$ ボゾンを交換すると、アップ系クォークがダウン系クォークに遷移し、あるいはその逆がおこる。この遷移は同一世代間の遷移が支配的であるが、確率は小さくなるものの別の世代のクォークに変ることがある。これをクォークの世代間混合と呼ぶ。図 (2.2)

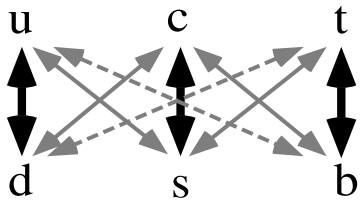

図 2.2: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合: 黒実線矢印は同一世代間の遷移なので確率が高く、灰色矢印は異世代間のそれなので、確率は低い。

この時、クォーク間の混合による荷電カレント J_C は次のように表される。

$$J_C = \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma^\mu W_\mu^+ \ \mathbf{V_{KM}} \ \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L \gamma^\mu W_\mu^- \ \mathbf{V_{KM}}^\dagger \ \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

ここで現れる、V_{KM} は小林 · 益川行列と呼ばれ、クォークの質量固有状態と、弱い相互作用に関与するときの固有状態を結び付けるユニタリー行列である。

$$\mathbf{V_{KM}} \ = \ \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

それぞれの要素、例えば V_{ud} は u クォークが d クォークに移り変わる振幅の強度 (結合定数) を表す。CP 対称性の破れとは粒子と反粒子が本質的に対等でないことである。つまり、この結合定数が複素数となっている時にその対称性が破れているのである。

このように、3 世代の混合について考えてみると、V_{KM} は 3 行 3 列の複素行列なので、全部で 18 個のパラメーターがあるユニタリー行列であるので、9 個の束縛条件がある。かつ、各クォークの間の相対的な位相因子 $(6 - 1 = 5$ 個) は、物理的に等価な結果しか与えない。よって、物理的に意味のある自由度は 4 個である。この 4 個のうち、世代間の回転の自由度は 3 個であり、残り 1 個は結合定数に虚数成分をもたらす自由度として残る。この最後に残った自由度が CP 対称性を破るので、換言すれば、3 世代以上存在すれば初めて CP 対称性の破れが生じうる。

注目する点は、この理論はまだクォークが 3 種類 (u, d, s) しか知られていなかった時に発表されたことである。つまり、間接的に残りあと 3 種類 (c, b, t) を予言したことになったのである。

この 4 個のパラメーターを用いて V_{KM} を具体的に表すと、$\lambda = |V_{us}|(= 0.22)$ による展開を用いた Wolfenstein 表示では以下のように表現できる。[6]

$$\mathbf{V_{KM}} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho\ i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

この表示では、V_{ud} と V_{ub} に複素数が含まれていることが分かる。これは、第 1 世代から第 3 世代の遷移にのみ複素位相が寄与することを示し、この位相が CP 対称性の破れの起因である。この 4 つのパラメーターは小林 · 益川理論自体に予言する能力はないので実験で決める。このうち、λ はストレンジネス粒子の崩壊から、A は B 中間子のセミレプトニック崩壊から以下のように測定されている。[7]

$$\lambda = 0.22 \pm 0.002、\quad \mathrm{A} = 0.9 \pm 0.1$$

一方、CP 対称性破れと関係の深い ρ と η についての実験による制限は、まだ精度が高くない。そこで、B 中間子の崩壊過程の観測が、ρ と η に対する制限を精度よく与えうる理由を以下に説明する。

V_{KM} のユニタリー性からくるくる制限のうち、以下の式に着目する。

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \tag{2.3}$$

この式に現れる各要素は B 中間子の物理に大きく関わる。3 つの項を Wolfenstein 表示を用いてそれぞれ求めると、

$$\begin{aligned} V_{td}V_{tb}^* &= A\lambda^3(\rho + i\eta) \\ V_{cd}V_{cb}^* &= -A\lambda^3 \\ V_{ud}V_{ub}^* &= A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \end{aligned}$$

さらに、それぞれ複素平面上にベクトルとして描くと、和が 0 であることから図 (2.3) のような三角形をなす。これを、ユニタリティ三角形と呼ぶ。三角形の各内角は各辺と次のような関係がある。

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

従って、各辺とも λ の次数が同じであるので、大きな CP 非対称を観測することができる。

一方、唯一 CP 対称性の破れが観測されている K 中間子に関わるユニタリー三角形は

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \tag{2.4}$$

で与えられ、同様に Wolfenstein 表示を用いてそれぞれ求めると、

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^* &= \lambda(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \\ V_{cd}V_{cs}^* &= -\lambda(1 - \frac{\lambda^2}{2}) - iA^2\lambda^5\eta \\ V_{td}V_{ts}^* &= -A^2\lambda^5(1 - \rho - i\eta) \end{aligned}$$

同様に、複素平面上に描くと、ひしゃげた三角形になっている。そのため、CP 対称性の破れは K 中間子よりも B 中間子の方が大きいとされている。

そこで、B-ファクトリー実験では 2.3 の三角形の各辺の長さ及び、ϕ_1 から ϕ_3 までの各内角の大きさを独立した崩壊過程を調べることで測定する。そして、これらの測定結果が、閉じたユニタリティ三角形と矛盾していなければ、「標準理論」の枠内で CP 対称性が破れていることを意味し、小林 · 益川理論が正しいということになる。逆に、実験結果がユニタリティ三角形と矛盾した場合は、小林 · 益川理論ではない新しい描像が必要であることを意味している。

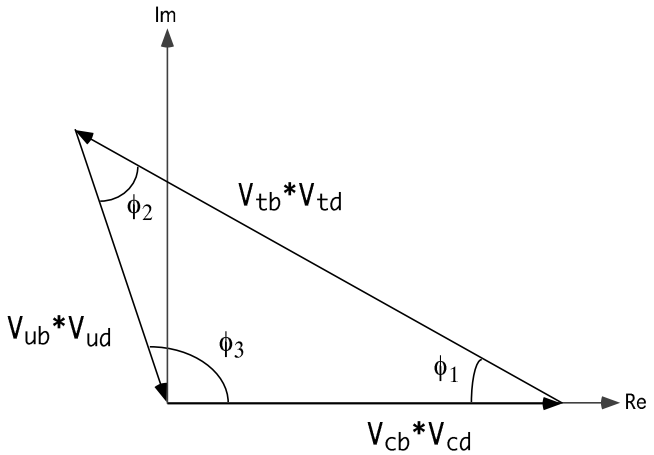

図 2.3: B 中間子系に関係するユニタリティ三角形

2.2　CP 対称性破れの観測

CP 対称性の破れとは次式のように、B 中間子が f という終状態に崩壊する確率 $(R(B \to f))$ と、これを CP 変換した反 B 中間子が $\bar{f}$ という終状態へ崩壊する確率 $\left(R(\bar{B} \to \bar{f})\right)$ の違いとして現れる。

$$R(B \to f) \ \neq \ R(\bar{B} \to \bar{f}) \tag{2.5}$$

ここで、小林 · 益川理論に現れる複素位相 ϕ_{weak} を持つ振幅 A を考える。

$$A \ = \ |A| \ e^{i\phi_{weak}}$$

これを、CP 変換すると、

$$\bar{A} \ = \ |A| \ e^{-\,i\phi_{weak}}$$

となる。この振幅のみが寄与する場合、絶対値の自乗をとると CP 変換の前後で変化がなく、CP 対称性は現れない。そこで、互いに異なる CP 位相を持つ 2 つの振幅が B 中間子が f という終状態への崩壊に寄与する場合の振幅 $A(B \to f)$ を書き下すと、

$$\begin{aligned} A(B \to f) &= A_1 + A_2 \\ &= |A_1| exp^{i(\ \phi^1_{weak} + \delta^1_{strong})} + |A_2| exp^{i(\ \phi^2_{weak} + \delta^2_{strong})} \end{aligned}$$

となる。ここで、δ_{strong} は強い相互作用のポテンシャルによる位相のずれ (phase shift) で CP 変換で不変である。崩壊確率はこの絶対値の自乗に比例する。ϕ_{weak} は CP 変換で符号を変えることに注意して、$A(B \to f)$ を 書き下し、同様にその絶対値の自乗を計算すると、

$$|A(B \to f)|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak} + \delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})$$

CP 変換の前後で崩壊確率の差は、以下の式のように与えられる。

$$|A(B \to f)|^2 - |A(\bar{B} \to \bar{f})|^2 \ = \ -\,4|A_1||A_2| \sin(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak}) \sin(\delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})$$

従って、CP 対称性の破れは 2 つの振幅が存在し、かつそれらの CP 位相と位相のずれが互いに異なる時に現れる。

以下この 2 つについて、説明していく。

2.2.1 直接的 CP 対称性の破れ

直接的 CP 対称性の破れとは、式 (2.5) にある崩壊確率の違いのことであり、2 つ (以上) の崩壊振幅が干渉してくることで現れる。

直接的な破れは、$B \to D\ K$ 過程で測定することが可能である。しかし、この過程の崩壊確率は低いので非常に高い統計量 $(\sim 600fb^{-1})$ を必要とし、さらに強い相互作用の位相など、未知数を決定するための理論計算の改良など 2 つの課題がある。

2.2.2 間接的 CP 対称性の破れ

間接的 CP 対称性の破れとは、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合のために、B^0 が B^0 のまま崩壊する寄与と、B^0 が $\bar{B}^0$ に変化してから崩壊する寄与により、崩壊過程に両者の崩壊振幅が干渉することで起こるものを言う。

$(1) B^0 - \bar{B}^0$ 混合

$B^0 - \bar{B}^0$ 混合とは図 (2.4) の様に仮想ボゾンを 2 つ交換することによって B^0 が B^0 に、また逆に $\bar{B}^0$ が B^0 に移り変ることである。

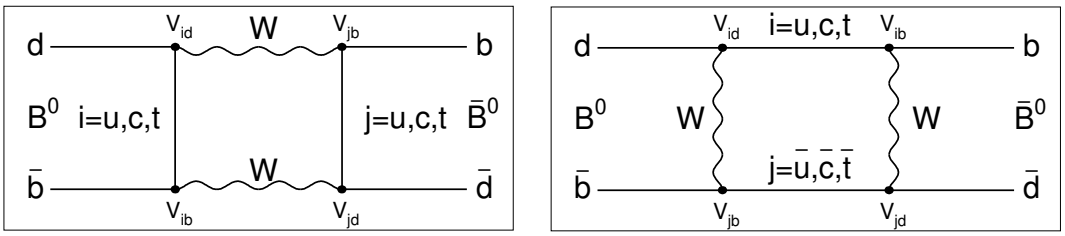

図 2.4: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

この過程のために B 中間子の時刻 t での物理状態は B^0 と $\bar{B}^0$ が混ざりあった状態になっていて次のように書くことができる。

$$|B(t)\ > = \ \alpha(t)\ |B^0\ > \ + \beta(t)\ |\bar{B}^0\ > \tag{2.6}$$

この状態の時間発展を表すシュレディンガー方程式は以下の式で与えられる。

$$i\frac{\delta}{\delta t}|B(t)\ > \ \ = \ \ H\ |B(t)\ > \tag{2.7}$$

$$\Downarrow$$

$$i\frac{\delta}{\delta t}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} <B^0|H|B^0> & <B^0|H|\bar{B}^0> \\ <\bar{B}^0|H|B^0> & <\bar{B}^0|H|\bar{B}^0 \end{bmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \tag{2.8}$$

$$\equiv \begin{pmatrix} M_{11}-\frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21}-\frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22}-\frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \tag{2.9}$$

B^0中間子 は安定でなく崩壊するので、2 つの Hermite 行列 M (質量行列) と Γ(崩壊行列) を用いてハミルトニアンを $H = M - \left(\frac{i}{2}\right)\Gamma$ と表した。
ここで、CPT 対称性が成立していることを前提とすると、粒子と反粒子の質量と寿命が等しいことから

$$<B^0|H|B^0>=<\bar{B}^0|H|\bar{B}^0>= M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0$$

とおく。ここで、このシュレディンガー方程式を対角して解くと、フレーバーの固有状態と質量の固有状態の間の関係が分かる。この対角化した結果得られる固有値 $\lambda_\pm$ は、

$$\lambda_\pm = \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.10}$$

また、各々の固有値に対応する固有ベクトル(質量固有状態)は次のように書ける。

$$|B_L> = p|B^0> + q|\bar{B}^0>\ ,\ |B_H> = p|B^0> - q|\bar{B}^0> \tag{2.11}$$

この質量固有状態 $|B_L>$、$|B_H>$ の固有値は、式 (2.10) であったことを注意すると、これらの時間発展は時刻 t として、次式のようになる。

$$\begin{aligned} |B_L(t)> &= (p|B^0> + q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_+ t} \\ |B_H(t)> &= (p|B^0> - q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_- t} \end{aligned} \tag{2.12}$$

逆に質量の固有状態を用いて、フレーバーの固有状態を表すと、

$$|B^0> = \frac{1}{2p}(|B_L> + |B_H>)\ ,\ |\bar{B}^0> = \frac{1}{2q}(|B_L> - |B_H>) \tag{2.13}$$

となり、この関係に式 (2.12) を代入すると、t = 0 に純粋に B^0、$\bar{B}^0$ であった状態の時間発展 $|B^0(t)>$、$|\bar{B}^0(t)>$ は、以下の式のように得られる。

$$|B^0(t)> = g_+(t)|B^0> + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0> \tag{2.14}$$

$$|\bar{B}^0(t)> = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0> + g_+(t)|\bar{B}^0> \tag{2.15}$$

ここで、

$$g_+ = \exp\left\{\left(-iM - \frac{\Gamma}{2}\right)t\right\}\cos\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right) \tag{2.16}$$

$$g_- = \exp\left\{\left(-iM - \frac{\Gamma}{2}\right)t\right\}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right) \tag{2.17}$$

$$\Delta M = \lambda_+ - \lambda_- = 2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \tag{2.18}$$

となる。さらに、B 中間子系の特徴として 2 つの質量固有状態間の寿命の差はほとんど無く $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ を用いて Γ_{12} を無視する近似より

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}\ , \qquad \Delta m \simeq 2|M_{12}| \tag{2.19}$$

となる。またボックスダイアグラムにおいて B^0 と $\bar{B}^0$ が相互に移り変わる過程の中間状態のアップ系クォークのうち質量が最も大きい t と $\bar{t}$ の組合わせの寄与が圧倒的に大きい。よって以下の式となる。

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \propto e^{2i\phi_1} \tag{2.20}$$

(2) 時間に依存する CP 対称性の破れの観測
純粋に t=0 の時に B^0 または $\bar{B}^0$ であった中性 B 中間子が CP 固有状態である f_{CP} に崩壊する確率に違いがあれば、CP 対称性の破れを意味する。従って、それぞれの確率は、式 (2.14) と式 (2.15) に H を弱い相互作用のハミルトニアンとして $< f|H$ を左からかけて絶対値の自乗を計算することにより求められる。

$$R(B^0(t) \to f_{CP}) \simeq e^{-\Gamma_0 t}\left[1 + Im\left(\frac{q}{p}\rho_{f_{CP}}\right)\sin\Delta mt\right] \tag{2.21}$$

$$R(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) \simeq e^{-\Gamma_0 t}\left[1 - Im\left(\frac{q}{p}\rho_{f_{CP}}\right)\sin\Delta mt\right] \tag{2.22}$$

ただし、$\rho_{f_{CP}}$ は $\bar{B}^0 \to f_{CP}$ と $B^0 \to f_{CP}$ との確率振幅の比

$$\rho_{f_{CP}} = \frac{A(\bar{B}^0 \to f_{CP})}{A(B^0 \to f_{CP})} \tag{2.23}$$

で、$|\rho_{f_{CP}}| = 1$ と仮定した。従って、CP 非対称度 A_{CP} は

$$\begin{aligned} A_{CP} &= \frac{R(B^0(t) \to f_{CP}) \ - \ R(\bar{B}^0(t) \to f_{CP})}{R(B^0(t) \to f_{CP}) \ + \ R(\bar{B}^0(t) \to f_{CP})} \\ &= Im\left(\frac{p}{q}\rho_{f_{CP}}\right)\sin\Delta mt \end{aligned} \tag{2.24}$$

となる。

ここで、f_{CP} を gold-plated mode と呼ばれる $f_{CP} = J/\psi\ Ks$ の場合について考えてみると以下のようになる。

$$\rho_{(J/\psi Ks)} = -\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\frac{V_{cd}^*V_{cs}}{V_{cd}V_{cs}^*} = -\frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{cb}^*V_{cd}} \tag{2.25}$$

負符号は $CP|J/\psi\, Ks\ >= \ -|J/\psi\, Ks\ >$ という定義のためで $V_{cd}^*V_{cs}\ /\ V_{cd}V_{cs}^*$ は $K^0 - \bar{K}^0$ 混合から来ている。従って、

$$Im\left(\frac{q}{p}\ \rho_{(J/\psi Ks)}\right) = Im\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{cb}^*V_{cd}}\right) = \sin 2\phi_1 \tag{2.26}$$

$$\Downarrow$$

$$A_{CP} = \sin\ \ 2\phi_1\ \sin\Delta mt \tag{2.27}$$

と与えられる。式 (2.27) にあるように、この時間依存性を持った CP 非対称度は $\sin\Delta mt$ に比例していて $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると、消えてしまう。そのために、この非対称度を測定するには、時間の原点を決めなくてはいけない。単純に、$\Upsilon(4s)$ から B 中間子対が発生すると、ボーズアインシュタイン統計に従うため、片方が崩壊するまでは、一方が B^0 ならば必ず他方は $\bar{B}^0$ である状態を保ちつつ両者は互いに $B^0-\bar{B}^0$ 混合をしている。ここで、一方がセミレプトニック崩壊のように、B^0 か $\bar{B}^0$ かを識別できる崩壊をしたとする。このように B^0 か $\bar{B}^0$ かのフレーバーを識別することをフレーバータグあるいは、タグと呼ぶ。そして、時間の原点にタグされた側の B 中間子が崩壊した時間をとれば、その時点ではもう一方の B 中間子はタグされた側と逆のフレーバーを持っているので、以後の時間発展を観測し、これが $J/\psi\ Ks$ のような CP 固有状態に崩壊しておれば、ここまでの議論が全て成立して、CP 非対称度を測定して $\sin 2\phi_1$ を得ることができる。図 (2.5)
図 (2.6) は、$\sin 2\phi_1 = 0.6$ を仮定し、$B^0(t)$ と $\bar{B}^0(t)$ の $J/\psi\ Ks$ への崩壊確率の理論的予測を時刻 t の関数として描いたものである。

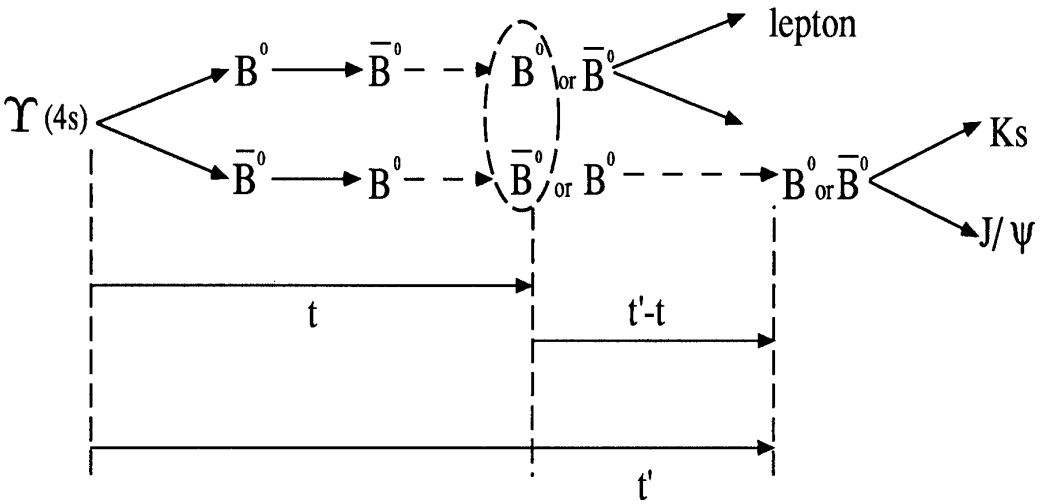

図 2.5: $B \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}_s$ 時間分布

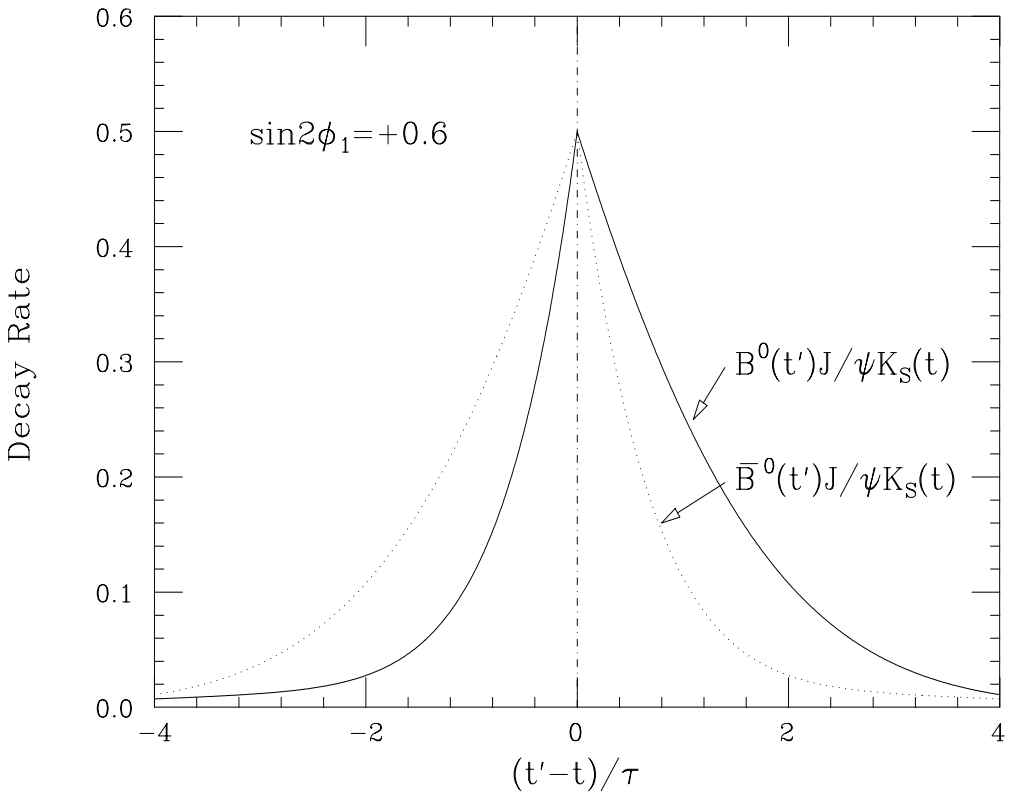

図 2.6: B $\overline{B}$ の崩壊確率の時間差

第3章　Bファクトリー実験

3.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子を衝突させ、B 中間子と反 B 中間子の対を大量に造り出すことを目的とする、非対称エネルギー・2 リング型の電子陽電子衝突型加速器である。

これまでの電子・陽電子衝突実験が等しいエネルギーの電子と陽電子を衝突させる対称エネルギーの 1 リング型衝突型加速器であったのに対し、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称エネルギー・ 2 リング型の衝突型加速器であることを特徴とする。

電子・陽電子衝突の重心系エネルギーを上げていくと、相当するしきい値を越える度に新たなクォーク対生成が始まる。しきい値から更にエネルギーを増加させていくと、この新たなクォーク対からなる共鳴状態がいくつか観測され、そこでは事象の発生頻度が非常に高くなる。これらの共鳴状態は運動学的に許されれば新たに生じた重いクォークを含んだ中間子の対に崩壊する。この重心系エネルギーを 10.58GeV のピークに合わせると、b と $\overline{b}$ クォークの 4 番目の共鳴状態 $\Upsilon(4S)$ が出来、これはほぼ 100% の割合で、B 中間子・反 B 中間子の対 ($B\overline{B}$ 中間子対) に崩壊する。

間接的 CP 対称性の破れの測定では、前述したように B 中間子、反 B 中間子の崩壊時間の差を測定することは必須条件である。しかし、B 中間子の崩壊寿命が 10^{-12} 秒と短い上、$\Upsilon(4s)$ の質量が、$B\overline{B}$ 中間子対の質量 ($5.28\,GeV/c^2$ の 2 倍) とほぼ等しいため、$\Upsilon(4s)$ が静止している系では、$B\overline{B}$ 中間子対は、ほぼ静止している。このため、対称衝突では B 中間子は実験室系においてわずかな運動量しか持てず、たった $10\,\mu m$ 程度走った後、崩壊してしまう。このような、この短い崩壊点までの距離から崩壊時間を精度良く測定することは技術的に困難である。

そこで、KEKB 加速器では、$8.0GeV$ の電子と $3.5GeV$ の陽電子ビームを衝突させることで、$\Upsilon(4s)$ に $4.5GeV/c$ の運動量を持たせる。その結果、$B\overline{B}$ 中間子対は、$2.0GeV/c$ 程度の運動量を持ち、生成後、平均約 $200\,\mu m$ という測定可能な距離まで飛行する。このため $B\overline{B}$ 中間子対の崩壊点と運動量から崩壊時間を知ることが可能になる。

一方、衝突型加速器のビーム強度の指標となるのはルミノシティとよばれる量である。ルミノシティ$\mathcal{L}$は、断面積σを持つ反応の発生頻度Rとの間に$R = \mathcal{L}\sigma$となる関係にある。

CP 対称性の破れの測定を行う終状態への崩壊分岐比は、どれも$10^{-4} \sim 10^{-5}$程度であるので、CP 対称性の破れを統計的に有意に測定するには、少なくとも年間$10^{7\sim8}$個の$B\overline{B}$中間子対を生成する必要がある。そのためには、$\Upsilon(4s)$の生成断面積が$1.2nb(1b = 10^{-24}cm^2)$であることを考慮すると、年間積分ルミノシティが$10^{40\sim41}cm^{-2}(= 10 \sim 100fb^{-1})$は必要である。このため、ルミノシティは平均$10^{33\sim34}cm^{-2}s^{-1}$を達成する必要がある。

以上、まとめると KEKB 加速器には

- 8GeV×3.5GeV の非対称衝突
- 平均$10^{33\sim34}cm^{-2}s^{-1}$の高いルミノシティ達成

の 2 つの条件を満たす必要がある。
現在 (2001 年 2 月 7 日) のところ、ルミノシティは$2.27\times10^{33}cm^{-2}s^{-1}$まで達成できている。

図 (3.1) に KEKB 加速器の全体像を示す。
この加速器は線形加速器で 8.0GeV と 3.5GeV に加速された電子と陽電子を主リングに入射し、逆方向にリング上を走らせた後、筑波エリアでビーム衝突させる。この衝突点に、後述する BELLE 測定器が設置されている。
加速リングは直径約 1km、周長 3km であり、トンネル内に電子用、陽電子用の二つを並べる。目標ルミノシティを実現するために必要な電流は、電子リングでは$1.1A$、陽電子リングでは$2.6A$という大電流となる。一つのバンチ (電子や陽電子が数千億個集まって出来た塊) が担うことの出来る電流は数mA程度なので、このような大きな電流値を得るには非常に多くのバンチを蓄積しなければならない。KEKB では、各リングに 5000 個のバンチを蓄積させている。

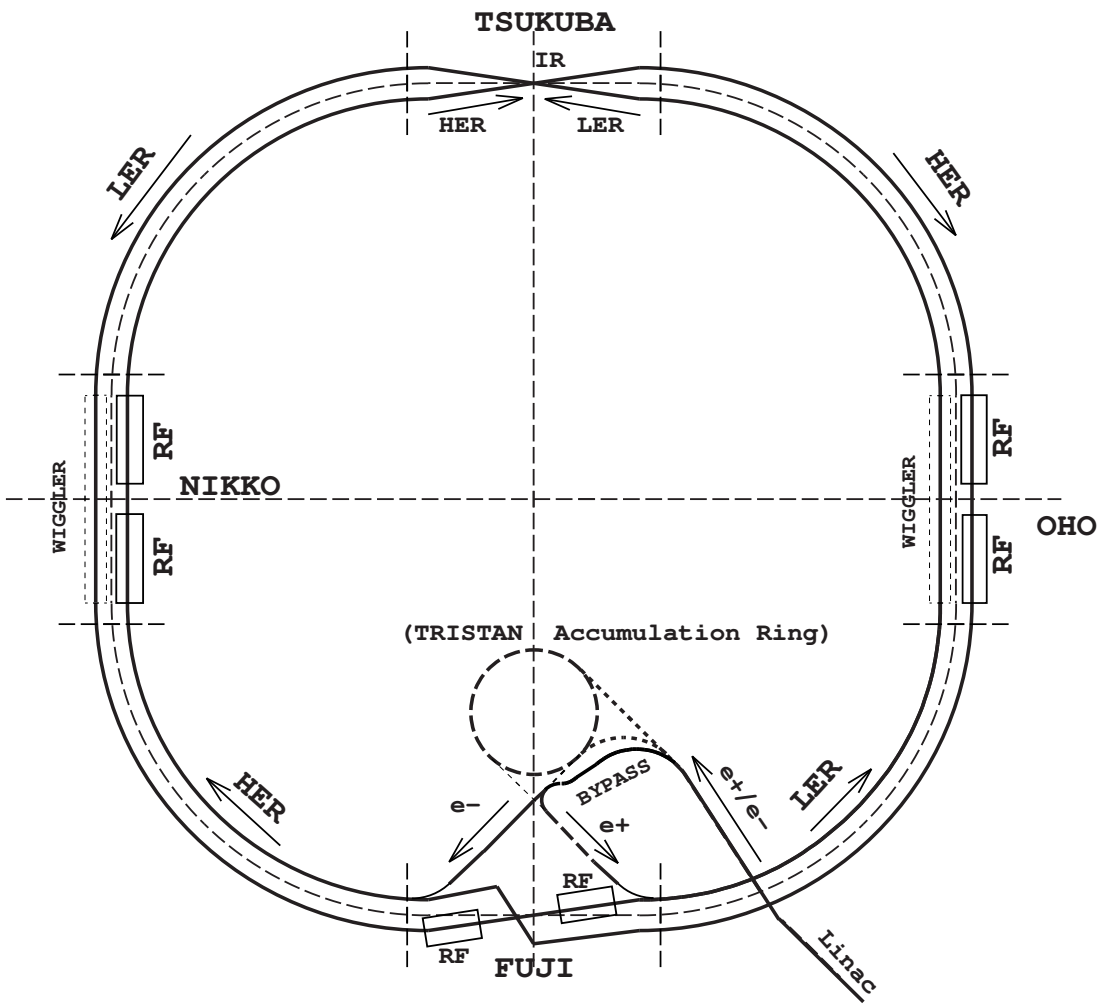
TSUKUBA
IR
HER
LER
LER
HER
RF
RF
WIGGLER
NIKKO
WIGGLER
RF
RF
OHO
(TRISTAN Accumulation Ring)
HER
e−
BYPASS
e+
e+/e−
LER
RF
RF
FUJI
Linac

図 3.1: KEKB 加速器

3.2　BELLE 検出器

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は、生成した B 中間子の運動量と崩壊までに走った距離を精度良く知る必要がある。なおかつ、着目する崩壊過程を高純度で再構成するには、良好な運動量分解能とエネルギー分解能、および粒子識別能力が必要である。また、B ファクトリー実験はビーム強度の高い粒子衝突実験であるので B 中間子崩壊事象をはじめとする物理的に興味のある事象と共に、ビームと残存ガスの相互作用など高い頻度でバックグラウンドも発生する。そのため、重要な事象のみを出来るだけ高い効率で検出し、さらに、不要なバックグラウンド事象は可能な限り排除することが検出器に求められる。以下に、測定器に要求されることをまとめる。

1. B 中間子の崩壊点を平均崩壊長の 2 分の 1 より良い精度 ($< \ 100\ \mu m$) で測定できる。
2. $\pi^{\pm}$、$K^{\pm}$、$e^{\pm}$、$\mu^{\pm}$ といった多岐に及ぶ終状態の荷電粒子を運動量を少なくとも 0.5% の分解能で測定し、かつ、その種類を正しく判別する識別能力を持つこと。
3. π^0、γ を伴う崩壊をした B 中間子を再構成するための良好なエネルギー分解能と良好な位置分解能をもったカロリーメータを持つこと。
4. 効率よく興味あるイベントを選別して取り込むトリガーと、高速 (少なくとも 15MB/sec) 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たいる。その概要を図 (3.6) と図 (3.7) に示す。図にあるように BELLE 検出器は、数種類の検出器から構成されており、その各検出器は、衝突点を取り囲むように配置されている。また、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。

なお、BELLE 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標系をとる。円筒座標系を用いるときはビーム軸 (z 軸) からの距離 r、方位角 ϕ と、z 軸からの角度 θ の 3 つの度数を用いる。

以下、各検出器の概要を説明する。
それぞれの目的とそれを果たす検出器を、ビームパイプに近いものから順に表 (3.1) に示す。さらに、説明を述べた後に各測定器のパラメータを表 (3.2) に示す。

表 3.1: 各検出器の目的

目的	検出器名
B 中間子崩壊点の検出	シリコンバーテックス検出器 (SVD)
ルミノシティモニター	超前方カロリメータ (EFC) CsI 電磁カロリメータ (ECL)
荷電粒子の飛跡測定	中央ドリフトチェンバー (CDC)
粒子識別	中央ドリフトチェンバー (CDC) エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) 飛行時間測定器 (TOF/TSC)
電磁シャワーによるエネルギー測定	CsI 電磁カロリメータ (ECL)
K_L 粒子と μ 粒子の検出	K_L, μ 検出器 (KLM)

3.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

一方の B 中間子の崩壊点と他方のそれの間の距離を測定する。

KEKB 加速器で作られる B 中間子は、崩壊までに平均約 $200\mu m$ 走る。これに対し SVD の崩壊点の位置分解能は約 $100\mu m$ である。

非常に短い距離を精度よく測定する測定器であるため、出来る限りビームパイプ内の反応点に近付けて設置される。SVD は全部で 3 層のレイヤー構造をしており、各レイヤーでそれぞれ z 軸方向に 2、3、4 分割、ϕ 方向に 8、10、14 分割して、半導体検出器であるシリコンマイクロストリップ検出器 (DSSD) が複数枚配置される。シリコンストリップ検出器とは、厚さ 300μm のシリコン板の両面に幅 6μm の電極を 25μm 間隔に貼りつけたものである。片面は $r-\phi$、他方は z 座標の測定を行う。この上下面の電極に逆バイアス電圧をかけ、電極間を荷電粒子が通過する際に生じる電子とホールの対を各電極に集め信号として読みだし、飛跡を測定する。

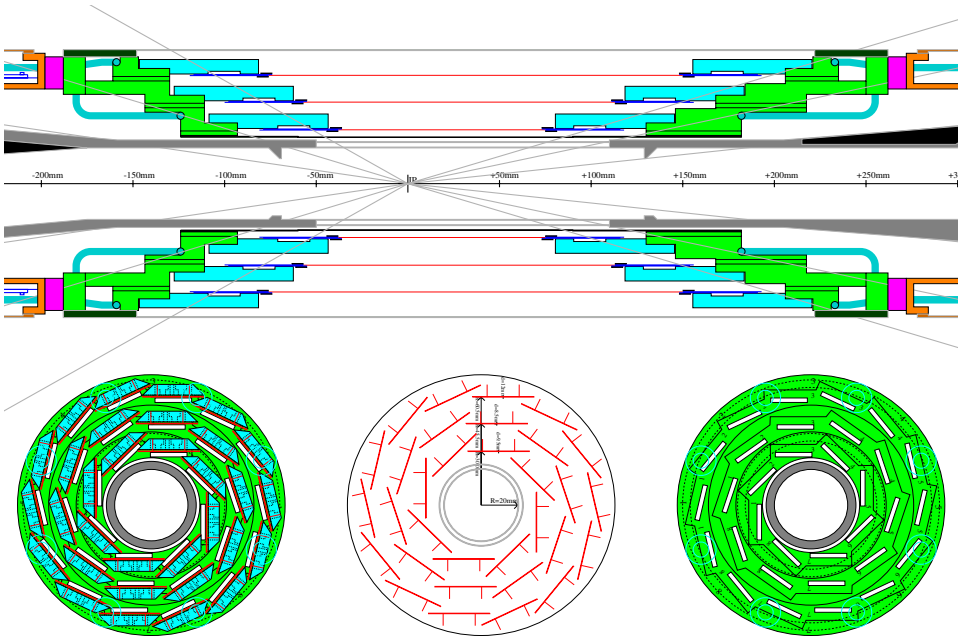

図 3.2: SVD の構造

3.2.2　超前方カロリーメータ (EFC)

EFC は BGO として知られる $Bi_4Ge_3O_{12}$ 結晶を用いた電磁カロリーメータである。後述する CsI 結晶を用いた電磁カロリーメータ (ECL) で検出できない領域をカバーするために、z 前方で $6.2^o < \theta < 11.6^o$、後方で $163.1^o < \theta < 171.5^o$ の位置に、それぞれ 160 個の結晶がビーム収束用の超伝導電磁石のクライオスタットの先頭の上に置かれる。EFC は、γ、e による電磁シャワーを検出し、前方と後方の同時計数 (コインシデンス) を用いて Bhabha 散乱事象を観測してルミノシティ測定を行う。

3.2.3 中央飛跡検出器 (CDC)

荷電粒子は、磁場中で運動量に応じた螺旋型の飛跡を描く。その飛跡をドリフトチェンバーで再構成することによって粒子の運動量を測定する。CDC は多線式のドリフトチェンバーであり、その構造は、ガス (He:50%,C_2H_6:50%) 中に細い電極線 (ワイヤー) を多数張ったものである荷電粒子が測定器の物質から受ける多重散乱などの影響による運動量分解能の悪化を極力小さくするために、ガスやワイヤーは物質量の小さいものが用いられている。ワイヤーには二種類あり、陽極となるアノードワイヤー (金メッキタングステン製、直径 30μm) と、ドリフト電場形成のための陰極となるフィールドワイヤー (アルミニウム合金製、直径 120μm) とがある。この陽極ワイヤーに正電圧をかけて、荷電粒子が通過する際ガス粒子との反応で生じる電子を集め信号として読み出す。位置分解能は 130μm である。CDC には約 50 層の陽極ワイヤーが張られ、各々の陽極ワイヤーは陰極ワイヤーで囲まれセルと呼ばれる単位を形成する。ϕ 方向に一周分のセルをレイヤーと呼び、レイヤーは z 軸に並行な軸性レイヤーとそれに対して 4° の角度をつけたステレオレイヤーがある。CDC はガス中での電離による荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を測ることで荷電粒子の識別を行う。CDC の運動量測定精度は $\sigma_{P_t}/P_t = 0.5\%$ であり、dE/dx 分解能は $\sigma_E/E = 6\%$ である。

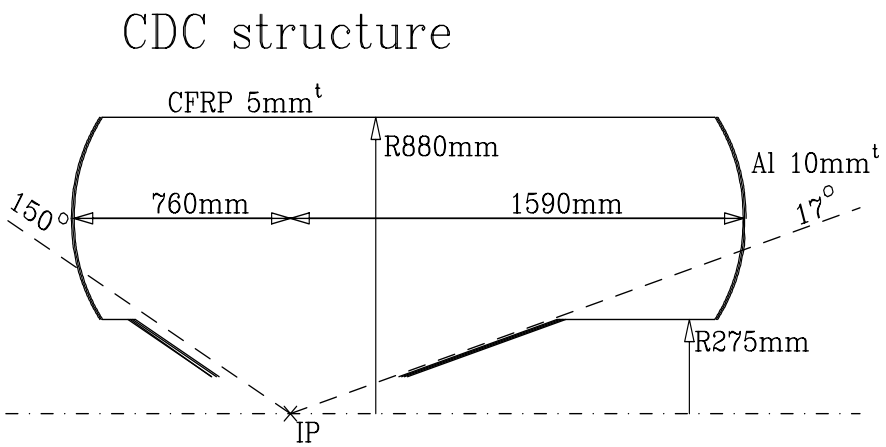

図 3.3: CDC の構造

3.2.4　エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

粒子識別、特に π 中間子と K 中間子の識別を目的とする検出器でしきい値型チェレンコフカウンターである。およそ運動量 $1.2 \sim 4GeV/c$ まで π 中間子と K 中間子の識別が出来る。荷電粒子が物質中をその物質中での光の伝搬速度を越えて通過する際生じるチェレンコフ光を検出し、粒子の速度を測定する。ラディエーター物質には非常に屈折率の小さい (~ 1.01) シリカエアロジェルを、光検出器としてファインメッシュタイプの PMT を用いている。

3.2.5　飛行時間差測定器 (TOF)

1.2GeV 以下の粒子の識別には TOF を用いる。TOF はプラスチックシンチレータを用いて 100psec の精度で飛行時間の測定を行うことができる。そしてこれは B 中間子の崩壊から生じる全ての荷電粒子の約 90% にあたっている。また、非常に速いトリガー信号にも使われる。

3.2.6　CsI 電磁カロリーメータ (ECL)

電子、光子のエネルギーを測定する。B 中間子の崩壊から生成する π^0 に起因する光子のエネルギーは約 20MeV ~ 4GeV に及ぶ。また、電子・陽電子の弾性散乱 (Bhabha 散乱) においては、電子は最大 8GeV のエネルギーを持つ。このような光子・電子の広いエネルギー領域に対応した測定器である。良いエネルギー分解能を得るためにシンチレーターとして CsI ($T\ell$) 結晶を用いる。この CsI ($T\ell$) 結晶はバレル部とエンドキャップ部あわせて 8736 本あり、全立体角の 91% を覆い、全ての結晶が近似的に衝突点を向くように設置されている。

本論文の第 4 章と第 5 章では最も重要な役割を演じる検出器であるので、第 4 章でさらに詳細について述べる。

3.2.7　K_L/μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は、K_L 粒子と μ 粒子の検出を行う。K_L は寿命が長く電荷を持たないため、また μ 粒子は π 中間子と質量が近いため、CDC、ACC、TOF では識別ができない。KLM は、14 層の 5cm の鉄の間に RPC(Resistive Plate Chamber) を挟むサンドウィッチ構造をしている。ここに K_L 粒子が入射すると、鉄の原子核と強い相互作用によりハドロンシャワーを起こすので、そのシャワーを RPC により検出しする。KLM 中に見つかったハドロンシャワーが荷電粒子に起因するものでなければ、それを K_L

粒子と識別し、そのシャワーの方向を K_L 粒子の方向とする。また、μ 粒子はレプトンであり、エネルギー損失は電磁相互作用による電離損失のみである。そのため、物質に対する貫通力がハドロンよりも高いので、KLM を何層にもわたって貫いている飛跡を μ 粒子と識別する。KLM の K_L 粒子の角度分解能は 30mrad で、μ 粒子は P > 1.5GeV で 90% 以上の識別が可能である。(第 5 章参照)

3.2.8 トリガー及びデータ収集システム

BELLE 実験では $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティ達成時、B 中間子対を含めたハドロン事象生成頻度は、約 50Hz に達し、μ、τ 粒子対生成など他の反応も含めると、100Hz を数える。さらに、この 1000 倍以上のバックグラウンド事象が発生するため、効率よくデータ収集と解析を進めるためには、このバックグラウンドをリアルタイムに除去しながら興味あるイベントのデータだけを収集しなければならない。この役割を果たすのが、トリガーシステムである。

トリガーは主として飛跡トリガーとエネルギートリガーの 2 つの論理から形成される。飛跡トリガーは、CDC のセンスワイヤーおよび、カドードストリップの信号と TOF の光電子増倍管の信号から ON/OFF 情報を取り出し、そのパターンを調べ、充分な Pt($\sim$ 200MeV/c 以上) の飛跡が 2 本、$r-\phi$ 平面内で 90^o 以上の角度をなしていると判断できる場合に発せられる。エネルギートリガーは ECL の情報を用い、ECL でとらえた全エネルギーが 3GeV 以上、あるいは 100MeV を上回るエネルギーを検出したカウンター群 (クラスター) が 4 個以上見つかった場合に発せられる。

こうして、各サブシステムより発せられた信号をもとにグローバルディシジョンロジック (GDL) では、当該事象を収集するかを $2.2\mu sec$ 以内に決定する。

GDL が当該事象のデータを収集する判断をすると、最終トリガー信号が各測定器サブシステムに届く。これを受けて各サブシステムは信号の数値化と読み出しを行い、それぞれイベントビルダーへ送る。イベントビルダーでは各測定器サブシステムから送信されたデータを集めて 1 つの事象のデータに組み上げ、これをオンラインコンピューターファームへ送る。

オンラインコンピューターファームでは、さらに単純な事象選別をしたのち、専用の高速データ転送システムを通じてオフライン計算機システムへとデータを送り込む。ここで、1 事象のデータ量は約 30KB、データ転送速度は 15MB/sec を確保し、最大 500Hz のトリガー頻度でデータの収集が可能となっている。図 (3.4)、図 (3.5)

3.2.9　オフライン解析システム

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せねばならない。この結果、得られるデータを DST(Data Summary Tape) 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。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の利用によって実現している。

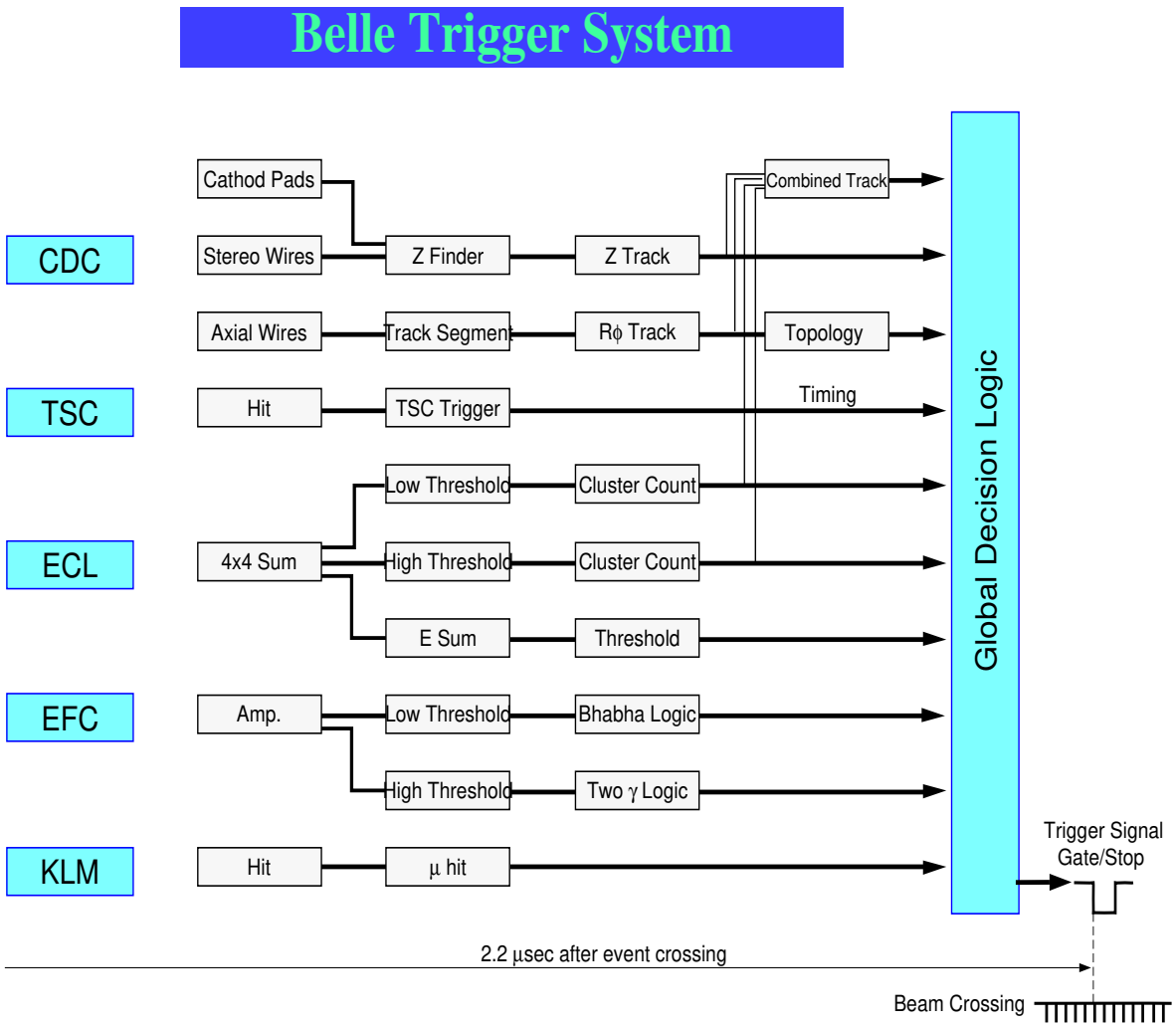

図 3.4: トリガーシステム

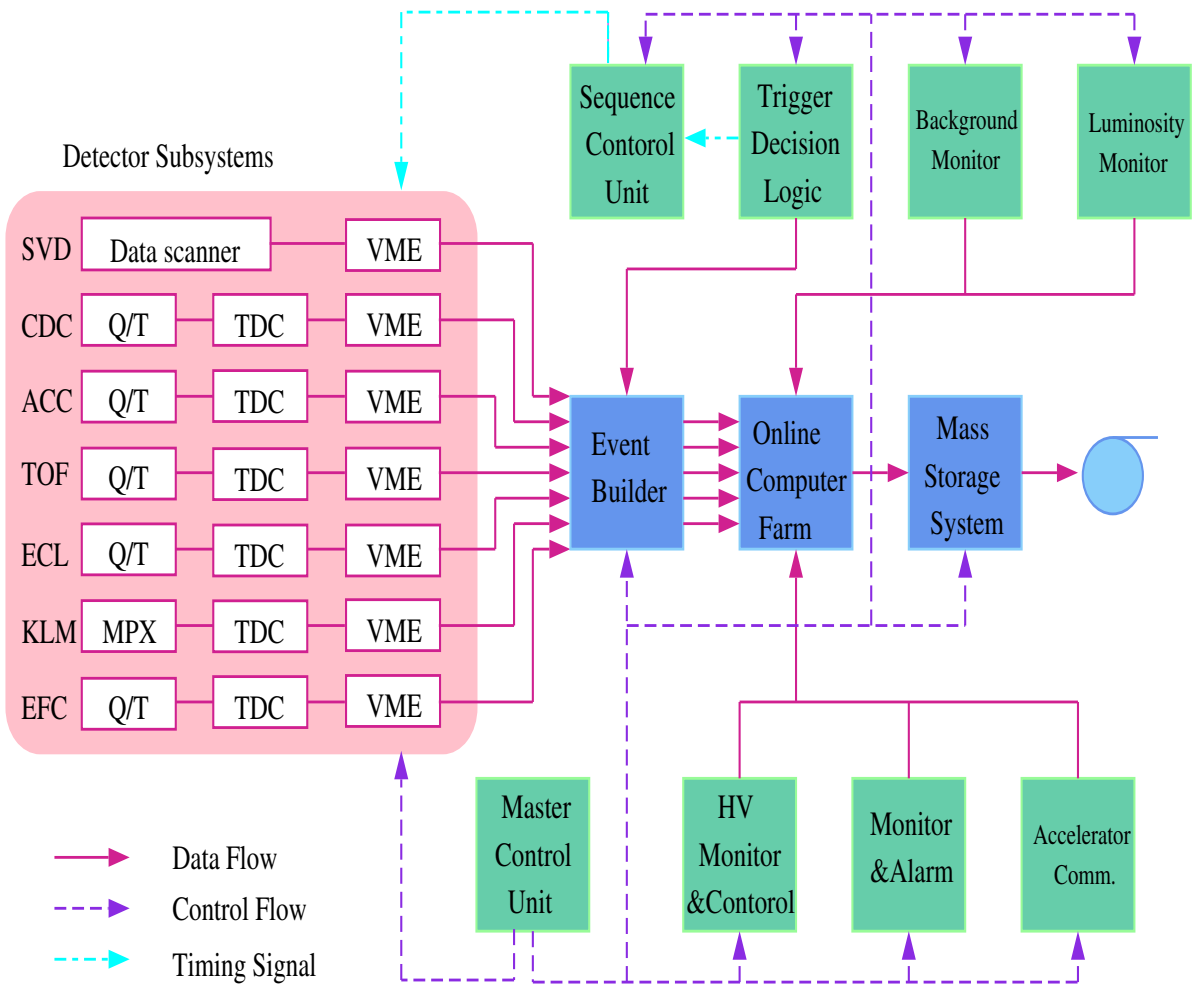

図 3.5: Data 収集システム

表 3.2: BELLE 検出器の各装置のパラメータ

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Berylium double-wall	Cylindrical, r = 2.3 cm 0.5 mm Be/ 2 mm He /0.5 mm Be		
SVD	Double sided Si strip	300 μm thick, 3 layers r = 3.0 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 41k θ: 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105$ μm
EFC	BGO	2 cm × 1.5 cm × 12 cm	θ : 5 ϕ : 32	
CDC	Small cell drift chamber	Anode : 52 layers Cathode : 3 layers r = 8.5 - 90 cm -77 $\leq$ z $\leq$ 160 cm	A: 8.4k C: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1{,}400$ μm $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3$ % $\sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6$ %
ACC	n : 1.01 $\sim$ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12$ cm ^{3} blocks 960 barrel / 228 endcap FM - PMT readout	1,788 ch	$\mu_{eff} = \geq 6$ K/π 1.2 $\leq$ p $\leq$ 3.5 GeV/c
TOF	Plastic Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m long	128 × 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps K/π =up to 1.2 GeV/c
ECL	CsI	Tower structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30$ cm^3 crystals Barrel : r = 125 - 162 cm Endcap : z = -102 and +196 cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	σ_E/E $= \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5$ cm / $\sqrt{E}$ E in GeV
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive plate counter	14 layers (5 cm Fe + 4 cm gap) 2 RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ: 16k ϕ: 16k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30$ mrad for K_L $\sigma_t = 1$ ns 1 % hadron fakes

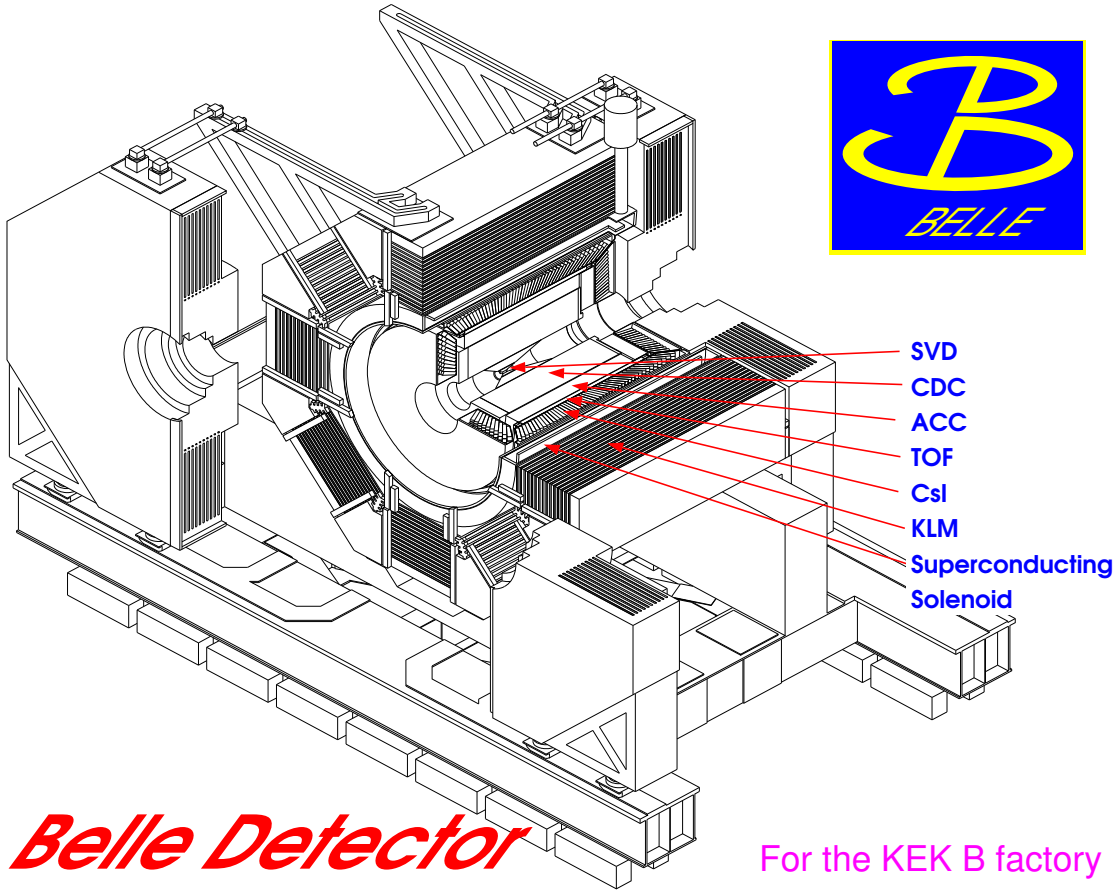

図 3.6: BELLE 検出器

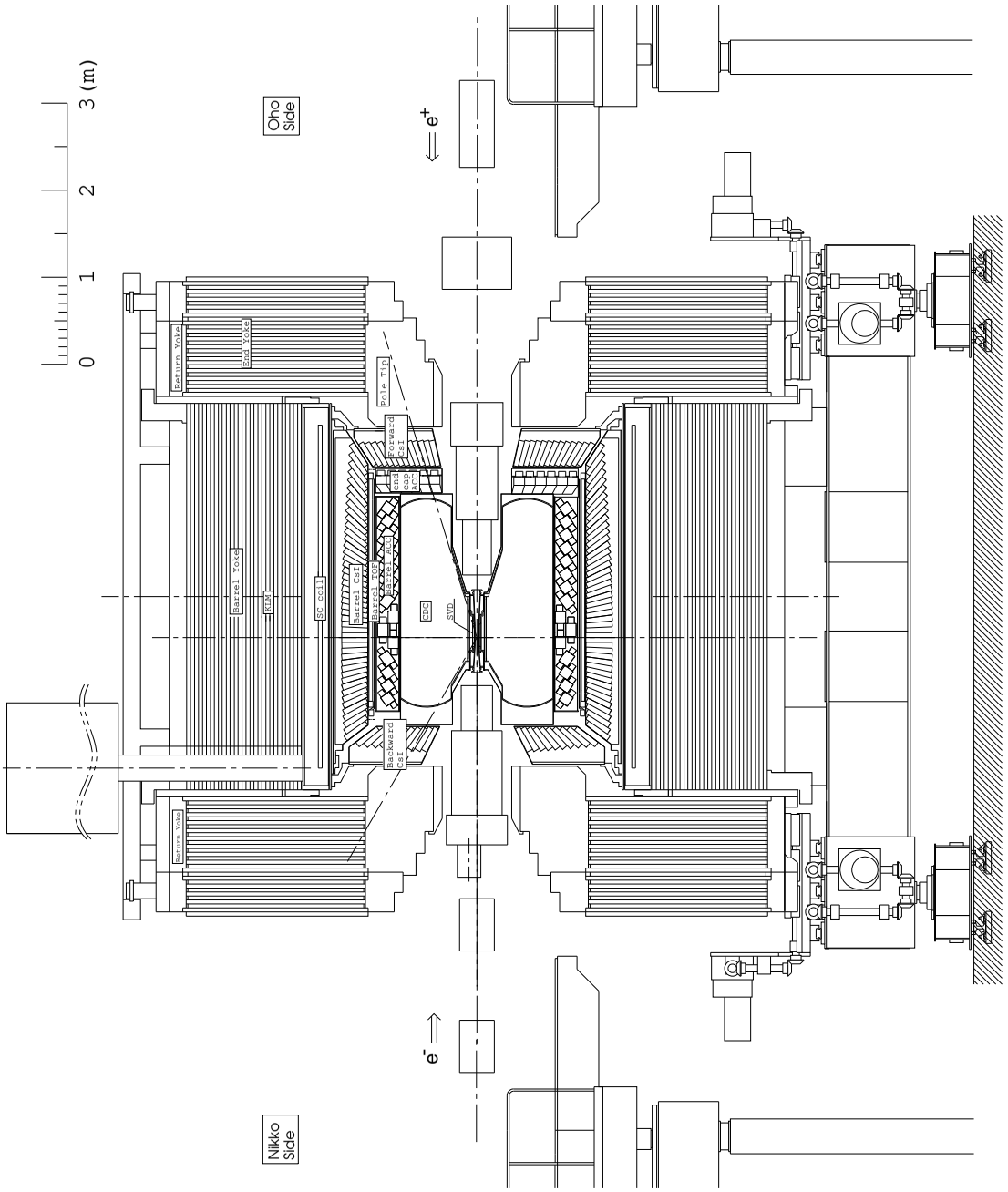

図 3.7: BELLE 検出器側面図

第4章　π^0を用いたエネルギー再構成に関する研究

4.1　BELLE 電磁カロリーメーター (ECL)

4.1.1　電磁カロリーメーターの基本原理

電磁カロリーメーターとは主として電子、陽電子、光子のエネルギーを測定する検出器である。物質中に、高エネルギーの電子、陽電子が入射すると、制動放射によって光子を放出する。こうして発生した光子や高いエネルギーで入射した光子からは、電子対生成が生じる。そこで生成された、電子、陽電子は制動放射によって光子を放出し、これがさらに再び電子対生成を起こす。この過程を繰り返すことによって多くの二次粒子を生成する現象を、電磁カスケードシャワーと呼ぶ。物質が十分な厚みをもっていれば、シャワー中の電子、陽電子、光子はそのエネルギーのほとんど全てをその物質中で失う。シャワーを発生させるための物質として、CsI のような無機結晶を用いた場合は、シャワーの生成による結晶中のエネルギー損失により結晶中の原子が励起され、これが緩和される際に光を発する。この現象をシンチレーションと呼ぶ。この光を電気信号に変換して読み出すことにより、入射した粒子のエネルギーを測定する。図 (4.1)

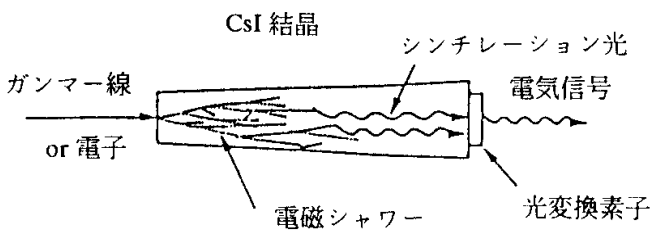

図 4.1:

4.1.2　ECL への物理的要請

B 中間子の崩壊過程のうち、約 3 分の 1 は π^0 を含む。π^0 は 2 つの光子に崩壊するので、これらの光子を検出することによって π^0 を再構成する。この過程で生じる光子は 100MeV∼200MeV 程度のエネルギーのものが支配的なので、π^0 の再構成には 100MeV の光子のエネルギーを 5% 程度以上のエネルギー分解能で測定しなくてはならない。π^0 から生じた光子の片方のエネルギーが低い場合にも充分な検出効率を確保するには、光子を検出するエネルギーの下限を 20MeV 程度まで下げることが必要である。

一方、B 中間子の崩壊で生じる光子や π^0 のうち、$B \to K^* \gamma$、$B \to \pi^0 \pi^0$ と言った二体崩壊によるもののエネルギーは実験室系で 4GeV に達する。さらに、測定器の較正やルミノシティの算出には Bhabha 散乱や $e^+e^- \to \gamma\gamma$ 反応が用いられるが、これらの過程で生じる電子や光子のエネルギーの最大値は 8GeV であるため、この領域までエネルギー測定能力を確保していなくてはならない。
以上をまとめると、ECL には

- 広いエネルギー領域 (20MeV∼8GeV) で動作すること。
- 良好なエネルギー分解能 (100MeV の光子に対して $\sigma_E/E \leq 5\%$) を有すること。

が求められる。

4.1.3　CsI カウンターと構造体

以上の要請を満たすものとして、ECL ではシンチレーターとして CsI($T\ell$) 結晶を選び、そのシンチレーション光をフォトダイオードで読み出す方法を採用した。
特徴として

- CsI($T\ell$) 結晶は光量が多く、良好なエネルギー分解能が期待できる。
- 比較的放射性損傷に強く、潮解性も少なく扱いやすい。
- フォトダイオード読み出しは、磁場の影響を受けないので、ECL をソレノイドの内側に設置でき、前方物質の量を低減できる。

といった利点が挙げられる。CsI($T\ell$) 結晶と他のシンチレーターとの比較を表 (4.1) に示す。CsI 結晶の寸法は、断面積は約 $6cm \times 6cm$ で、長さは 30cm である。この長さは、$16.5X_o$ に対応している。この寸法は、1 つの光子が結晶前面の中心に入射してシャワーを作った時、その結晶 1 つはシャワーのエネルギーの約 80 % を含むものとなっている。結晶の軸をビーム衝突点に向けて配置するため、個々の結晶の形状は少しずつ異なっている。(図 (4.2) 参照)

表 4.1: CsI($T\ell$) 結晶と他のシンチレーターとの比較

	$CsI(T\ell)$	CsI	BaF_2	BGO	$NaI(T\ell)$
放射長:X_o(cm)	1.85	1.85	2.06	1.11	2.59
密度 (g/cm^3)	4.51	4.51	4.89	7.13	3.67
モリエール半径 (cm)	3.5	3.5	3.4	2.3	5.1
$dE/dx_{mip}(MeV/cm)$	5.6	5.6	6.6	9.0	4.8
発光波長 (nm)	565	320	310_s	480	415
			210_f		
減衰時間 (nsec)	1000	10	620_s	300	230
			1_f		
発光量 (γ/MeV)	6×10^4	1.5×10^3	7×10^3	$\sim 8 \times 10^3$	$\sim 4 \times 10^4$

CsI 結晶は読み出せる光量を増やす目的で白色のテフロンシートで覆われ、さらに外来の電磁気的ノイズを遮断する目的でアルミナイズドマイラーで包まれている。さらに、後方読み出し面には、シンチレーション光検出のためのフォトダイオード 2 枚が接着され、これを覆うようにネジ止めされたアルミケース内のプレアンプで増幅した信号を取り出せるようになっている。この状態まで組み立てられたものを CsI カウンターと呼ぶ。(図 (4.3) 参照)

結晶は 8736 本使用されており、総重量は 43t に及ぶ。ECL の全体では図 (4.4) に示すように、バレル部の長さは 2.98m で内径が 1.25m、前方と後方のエンドキャップ部は衝突点からそれぞれ $Z = +1.96m$ と $-1.02m$ に位置する。検出器は衝突点を取り囲むように設計されており、検出領域はビーム軸から 17° から 150° の範囲である。

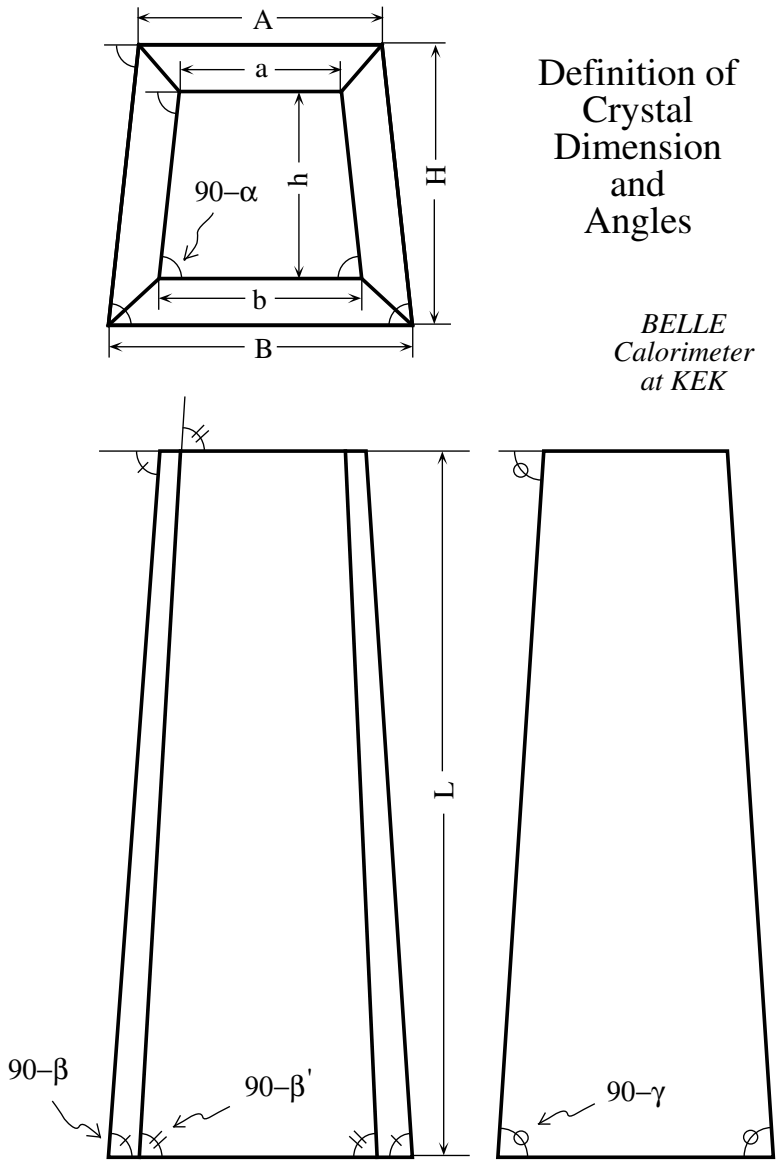

図 4.2: 結晶の形状：L=30cm は全ての結晶について共通であるが、ECL 内で占める位置によって、角度 α、β、γ が異なる。

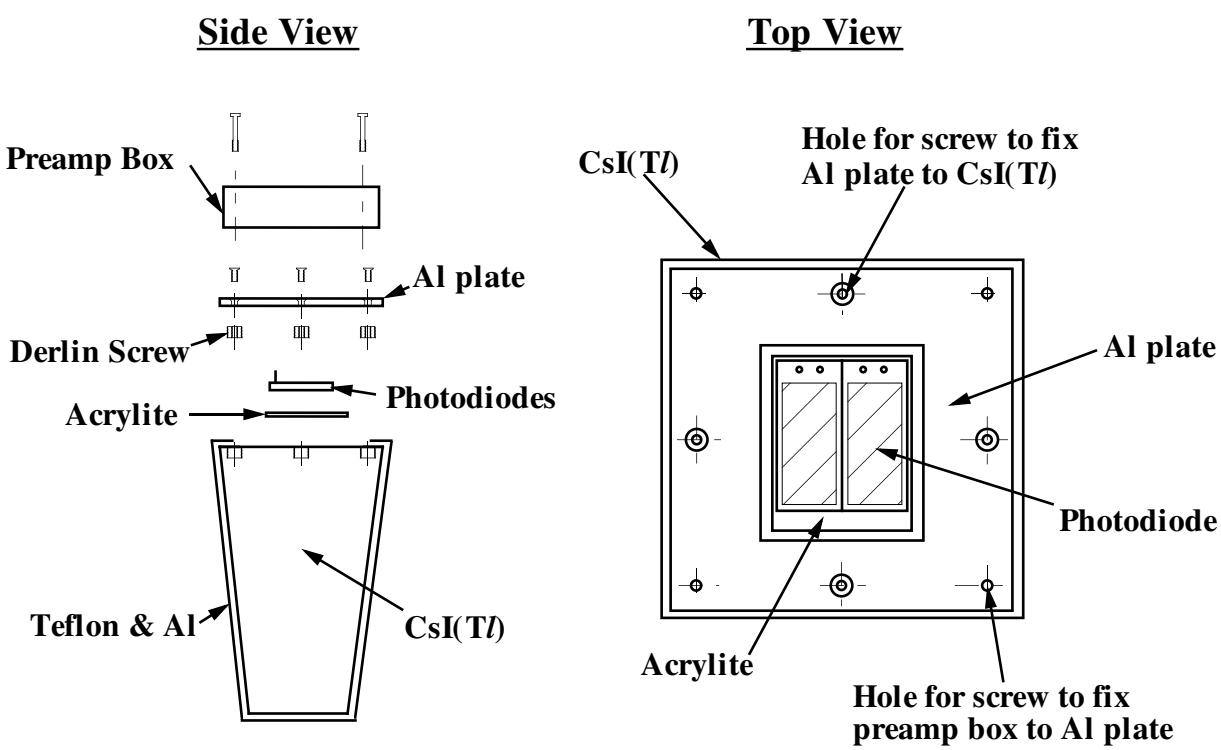

図 4.3: CsI カウンター

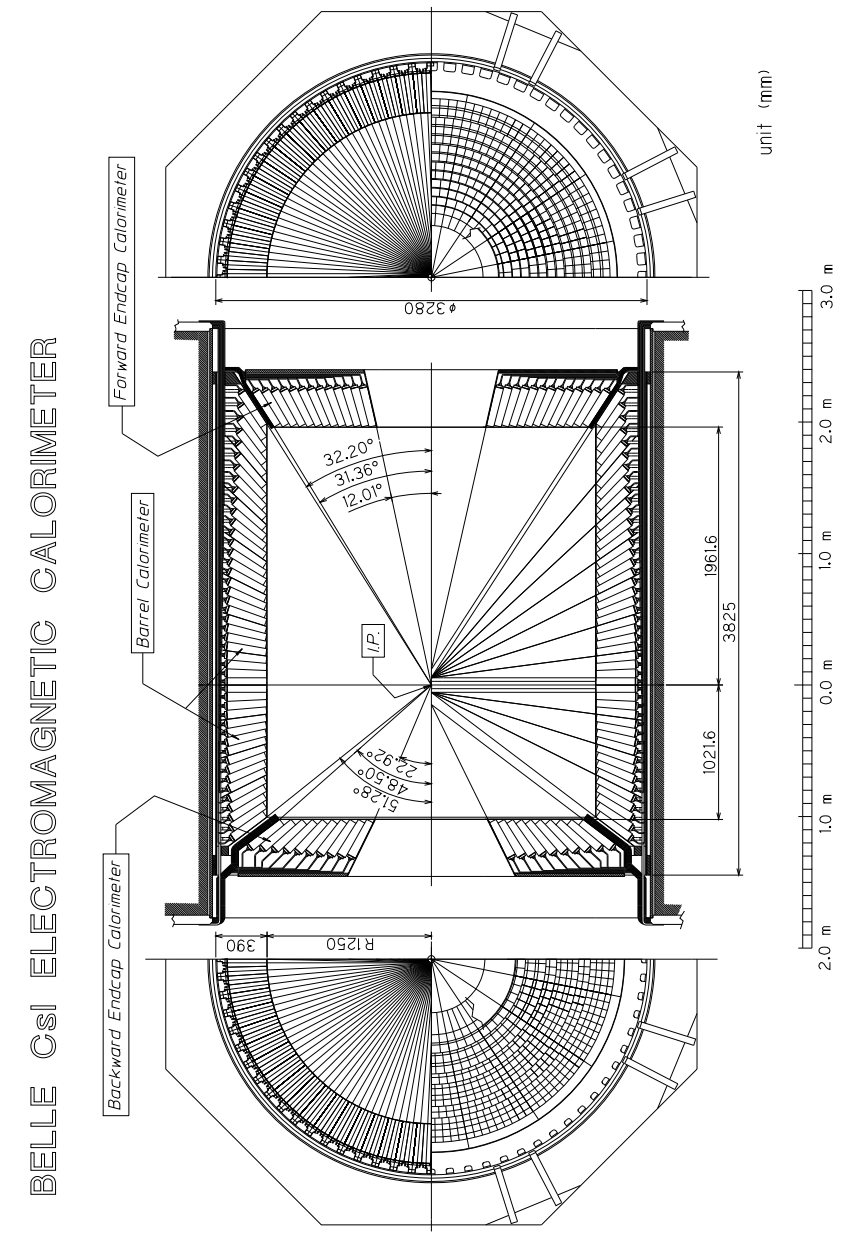

図 4.4: CsI(Tℓ) 電磁シャワーカロリーメータ (ECL)

4.1.4 読み出しのエレクトロニクス

CsI カウンターで発した信号は、エネルギー測定とトリガー信号生成のため、図 (4.5) に示すように以下に述べるエレクトロニクスで処理される。1 つの CsI カウンターには 2 個のフォトダイオードと 2 個のプリアンプが各々独立に取りつけられているので、まずこの寄与をカウンター毎にアナログ和をとる。その後、この信号を二系統に分け、片方は時定数 $1\mu sec$、他方は時定数 $200ns$ のシェーパーで波形整形する。前者はエネルギー測定のため電荷 – 時間 (Q-to-T) 変換器を通して TDC で数値化する。後者はさらに 16 本のカウンターの信号のアナログ和をとり、この情報をもとにトリガー信号を生成する。カウンター毎の信号のアナログ和から、エネルギー測定のための Q-to-T 変換までとトリガーのための回路は TKO 規格 [12] で製作され、ノイズの影響を小さくするため BELLE 測定器構造体に固定する形で設置されている。TDC は FASTBUS 規格 LeCroy1877S 型でエレキハット内に設置されている。これらのエレクトロニクスのゲインとペデスタルは、テストパルス入力に対する応答を記録、解析することによって実験期間を通じてモニターする。

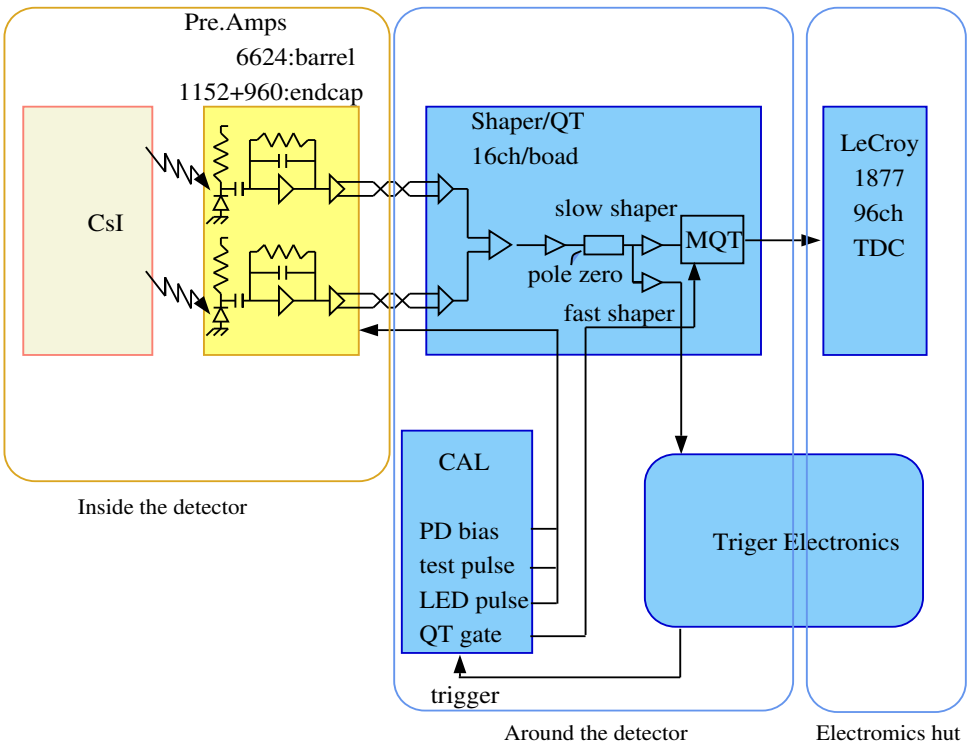

図 4.5: 読み出しのエレクトロニクス回路図

4.2 電磁シャワーの再構成

ECL において、入射粒子のエネルギーを正確に測定するためには、8736 本に及ぶ CsI カウンターの各々を正しく較正することと、カウンター毎に検出したエネルギー損失の情報から入射粒子のエネルギーを適切な方法で再構成する必要がある。ECL の最重要な役割は光子の検出とそのエネルギー測定であるので、この 2 つの手順は特に光子の再構成に最適化されていなくてはならない。再構成した結果が、入射光子のエネルギーを正しく再現しているか否かを確認する手段として有力なのが、π^0 の不変質量を再構成することである。これについては次節で詳しく述べるので、本節では CsI カウンターの較正とシャワーの再構成について説明する。

4.2.1 カウンター毎のエネルギー較正

ある事象中で、TDC によって数値化されたカウンターの信号を、TDC_i とする。ここで添字 i は個々の CsI カウンターにつけた通し番号 (i=1,2,...8736) である。TDC_i を該当するカウンターのエネルギーに変換する式は以下のように与えられる。

$$E_i \quad = \quad \frac{TDC_i - PED_i}{e_i \times c_i} \tag{4.1}$$

PED_i はそのカウンターに対応したペデスタル値で、e_i はエレクトロニクスのゲインである。前述したように、PED_i と e_i はテストパルスを用いて得ることができる。これで、エレクトロニクスのチャンネル間の相対的な特性の差を知ったことになるので、精度良くふるまいを予測できる物理的な反応過程を用いて、結晶の発光量とフォトダイオードの量子効率の個体差をエネルギー測定の絶対値とともに較正すればよい。ECL では多くの電子 · 陽電子衝突実験がそうであるように、Bhabha 散乱を用いる。

KEKB 加速器は、8GeV(e^-)× 3.5GeV(e^+) の非対称衝突型なので、BELLE 測定器で観測される電子 · 陽電子はその生成したビーム軸からの角度 θ によってエネルギーが異なる。

θ とエネルギーの関係は二体散乱の運動学で決っているので、これを解いて入射した電子 (または陽電子) のエネルギーを求める。これに基づいて、シミュレーションによって各 CsI カウンター中のエネルギー損失の期待値を求め、Bhabha 散乱のデータから観測したエネルギー損失の和が期待値を再現するよう、各カウンターの c_i を求める。具体的には

$$\chi^2 \quad = \quad \sum_j \left(\sum_i E_i^j - E_{exp}^j \right)^2 \tag{4.2}$$

が最小になる条件を求める。ここで、E_i^j は j 番目の事象におけるカウンター i でのエネルギー損失、E_{exp}^j は当該事象の電子 (または陽電子) の ECL 中のエネルギー損失の期待値である。

4.2.2 シャワーの再構成 (クラスタリング)

光子が ECL に入射した際、生じたシャワーは一個の CsI カウンターにとどまらず、周辺のカウンターにも広がるので、互いに近接した複数個のカウンターに信号が生じる。このように、一群となって信号が生じているカウンターの集団をクラスターと呼び、クラスターを見つける操作のことをクラスタリングと呼ぶ。光子が直接入射したカウンターでのエネルギー損失が周囲のカウンターと比べて最も大きくなるため、まず周辺のカウンターと比べ、最大のエネルギーを検出し、かつそれが 10MeV より大きなカウンターを探す。このカウンターをシード カウンターと呼ぶ。シード カウンターを中心とした計 25 本 (5×5) の領域に含まれるカウンターのうち、その信号が 0.5MeV より大きなもののみ選ぶ。こうして得られたカウンター集団がクラスターであり、そこに含まれる CsI カウンターが検出したエネルギーの総和をクラスターのエネルギーとする。

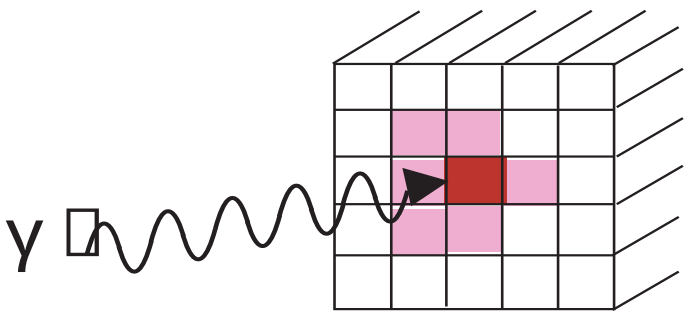

図 4.6: クラスタリング

4.2.3 シャワーの漏れの補正

前小節で説明した手順で得たクラスターのエネルギー $E_\gamma(rec)$ は、入射した光子のエネルギーよりも若干小さくなる傾向を示す。それは、結晶の後方あるいはクラスタリングの範囲外のカウンターへシャワーが漏れ出すためである。図 (4.7) に示すように、クラスターのエネルギー分布のピークはもとの光子のエネルギーと一致しない。そこで電磁シャワーの振る舞いがモンテカルロシミュレーションで精度良く予言できることを利用して、この不足部分を補正する。補正後のクラスターのエネルギー分布もともに図 (4.7) に示した。この補正量は ECL 全体を θ で 3 個の領域に分け、各領域ごとにエネルギーで 10MeV から 8GeV までの 18 点[1]についてシミュレーションを行って求めた。

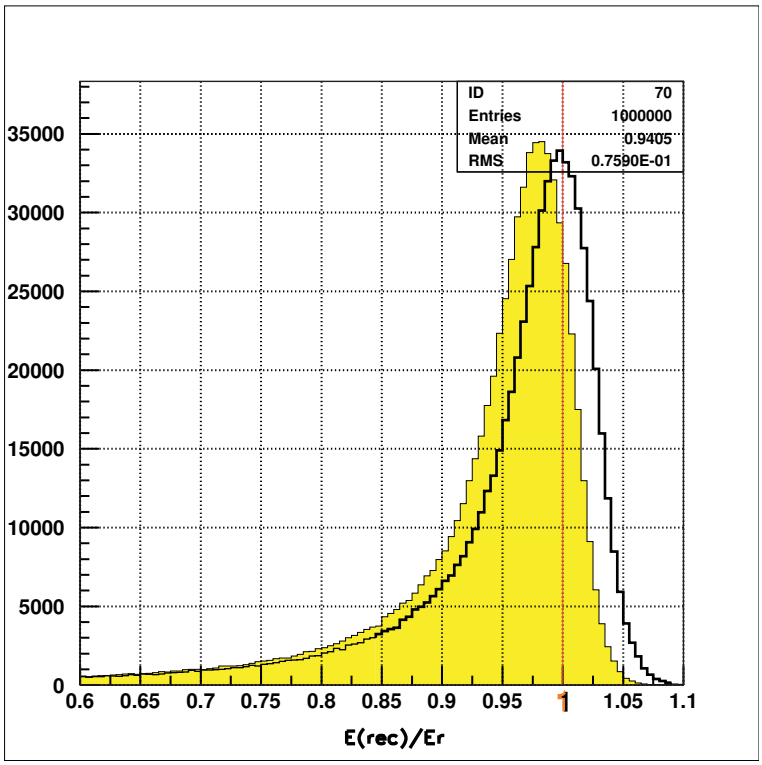

図 4.7: 20MeV の光子のシャワーを使用した $E_\gamma(rec)$ / E_γ 分布図。ハッチがかかっている方 (左側) が補正前、右側が補正後の分布図である。補正後は分布のピークが 1 と一致している。

[1] 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.07, 0.1, 0.15, 0.2, 0.5, 0.7, 1, 1.5, 2, 3, 5, 8 (GeV)

4.3 π^0 の不変質量分布によるエネルギー再構成の研究

前節ではカウンター毎のエネルギー較正とシャワーの再構成について述べた。しかし、こうしてビーム衝突事象中の光子のエネルギーを再構成したとき、その正当性は別な物理過程で確認しなくてはならない。特に、それぞれのカウンターは動作領域のうち最も高いエネルギーで較正されている。ハドロン生成事象中の光子は低いエネルギーのものが支配的で、その領域まで内挿しても線形性を保つかどうかは自明ではない。

そこで、ハドロン事象中の π^0 の崩壊

$$\pi^0 \ \rightarrow \ \gamma\,\gamma$$

を利用して、エネルギー再構成の正当性を検証した。これにより、網羅できるエネルギー領域は、終状態の光子のエネルギーで $35\mathrm{MeV}\sim1.6\mathrm{GeV}$ の範囲である。

4.3.1 π^0 の不変質量

π^0 は約 99% の確率で二つの光子に崩壊するので、これを再構成するには、2 つの光子を検出し、その不変質量を計算すれば良い。この不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ は、2 つの光子のエネルギーを E_1、E_2、両者のなす角を α とおいて

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1-cos\alpha)} \tag{4.3}$$

となる。

ハドロン生成事象中の $M_{\gamma\gamma}$ 分布を図 (5.3) に示す。ただし、$400 < E_\gamma(\mathrm{MeV}) < 560$ を満たす組み合わせのみを用いた。

得られた $M_{\gamma\gamma}$ 分布は、そのピーク値 M_o を分布の幅 σ_M、分布の非対称度 a とともに算出するため、以下に説明する分布関数でフィットした。

シグナルの寄与は Logarithmic Gaussian；

$$f(x) = \frac{N}{(\epsilon-x)\sigma_0\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\sigma_0}\log\left(\frac{\epsilon-x}{(\epsilon-\mu)e^{\sigma_0^2}}\right)\right)^2\right) \tag{4.4}$$

ここで、$\epsilon = \frac{\sigma_M}{a} + M_o, \quad y = a\sqrt{2\ln 2}, \quad \sigma_0 = \frac{\ln(y+\sqrt{1+y^2})}{2\ln 2}$, N は規格化定数。

バックグラウンドは、一次式で近似した。シグナルの寄与を記述するのに通常の正規分布 (Gaussian) でなく Logarithmic Gaussian を用いるのは、各々の光子につい

て再構成したエネルギー (E_1, E_2) が低い側に長く尾をひく分布となるため (図 (4.7) 参照) 2 光子のエネルギーの相乗平均に比例する $M_{\gamma\gamma}$ も低い側により長い尾をひく非対称な分布となるからである。

また、非対称な分布をしている E_1 と E_2 について任意の組み合わせを取るため、分布のピーク値 M_o も π^0 の質量 $(134.98\ MeV/c^2)$ よりも若干小さな値となる。そこで、信頼に足る M_o の期待値を求め、実験データから得られた M_o がそれと一致するか否かを検証すればよい。M_o の期待値はモンテカルロシミュレーションによるハドロン事象を用いて見積もった。

式 (4.3) に示したように、π^0 の不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ は E_1、E_2 とそれらがなす角 α の関数である。従って、誤差の伝搬法則を用いると、質量分布の幅 σ_M は次式で与えることができる。

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sin\alpha}{1-\cos\alpha}\sigma_\alpha\right)^2 \tag{4.5}$$

ここで、$E_1 \simeq E_2$ である場合、これを E とおくと

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sin\alpha}{1-\cos\alpha}\sigma_\alpha\right)^2 \tag{4.6}$$

α は、2 つの質量が 0 である光子への崩壊の運動学の特殊性から、とり得る最小値 α_{min} の近傍に分布が集中する。そこで、以下では α を α_{min} で代表して議論を進めることにする。α_{min} は次式で与えられる。

$$\alpha_{min} = \cos^{-1}(2\beta - 1) \tag{4.7}$$

ただし、$\beta = P_{\pi^0}/E_{\pi^0}$ で、P_{π^0} と E_{π^0} はそれぞれ π^0 の運動量とエネルギーである。観測対象としている π^0 のエネルギーの典型的な値として $800\mathrm{MeV}$ をとり、これが 2 つの $400\mathrm{MeV}$ の光子に崩壊した場合は $\alpha_{min} = 19^o$ となる。

さらに、ECL の光子の入射位置の分解能が $7\mathrm{mm}$ 程度であるので、衝突点からの距離として $125\mathrm{cm}$(バレル部内半径) をとると

$$\sigma_\alpha \simeq 5.6mrad$$

となる。この結果、式 (4.6) の第 2 項は

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{\sin\alpha}{1-\cos\alpha}\sigma_\alpha \;\simeq\; \frac{1}{2}\cdot\frac{\sin 19^o}{1-\cos 19^o}(5.6\times10^{-3}) \;=\; 1.7\%$$

となり、観測された質量分解能

$$\frac{\sigma_M}{M} \;=\; \frac{5.2}{133.1} \;=\; 3.9\%$$

と比較して半分以下の寄与である。従って、不変質量の再構成の不定性には、二光子間の角度 α の寄与は小さく、エネルギー測定の精度が支配的である。換言すると、再構成された π^0 の不変質量は、光子のエネルギー測定に対して感度が高い。

そこで、次節では、π^0 の不変質量を用いて、再構成した光子のエネルギーが入射光子のそれに対して線形性を保っているか否かを検証する。

4.3.2 エネルギー線形性の確認

再構成したシャワーのエネルギー分布のピーク値 (E_{rec}) と入射光子のエネルギー (E_γ) が一致しているかを検証する目的で、次式のように $C(E_{rec})$ を導入する。

$$E_{rec} = C(E_{rec})\times E_\gamma \tag{4.8}$$

もし、シャワーが正しく再構成されていたら、$(4.2.3)$ 節の説明から明らかなように、$C(E_{rec}) = 1.0$ となる。モンテカルロシミュレーション (以下 : MC) においては、$C(E_{rec}) = 1.0$ である。

不変質量が $0.1 \sim 0.16\mathrm{GeV}/c^2$ の範囲に入る 2 つの光子の組み合わせを、ピーク周辺のバックグラウンド (サイドバンド) まで含めた π^0 の候補とする。そして、2 つの光子のエネルギーのうち高い方を E_1、低い方を E_2 と定義する。さらに、E_1 あるいは E_2 を $20\mathrm{MeV}\sim1.6\mathrm{GeV}$ の範囲において 12 個の領域[2]に区切る。そして、この 12 領域のうち π^0 候補を、E_1、E_2 がどの領域に対応するかによって分類し、$E_1 - E_2$ の二次元空間で同じ領域に分類された組合わせを集めて M_o と σ_M を得る。その結果を表 (4.1) に示す。

[2] 35∼50, ∼70, ∼100, ∼140, ∼200, ∼280, ∼400, ∼560, ∼800, ∼1100, ∼1600 (MeV)

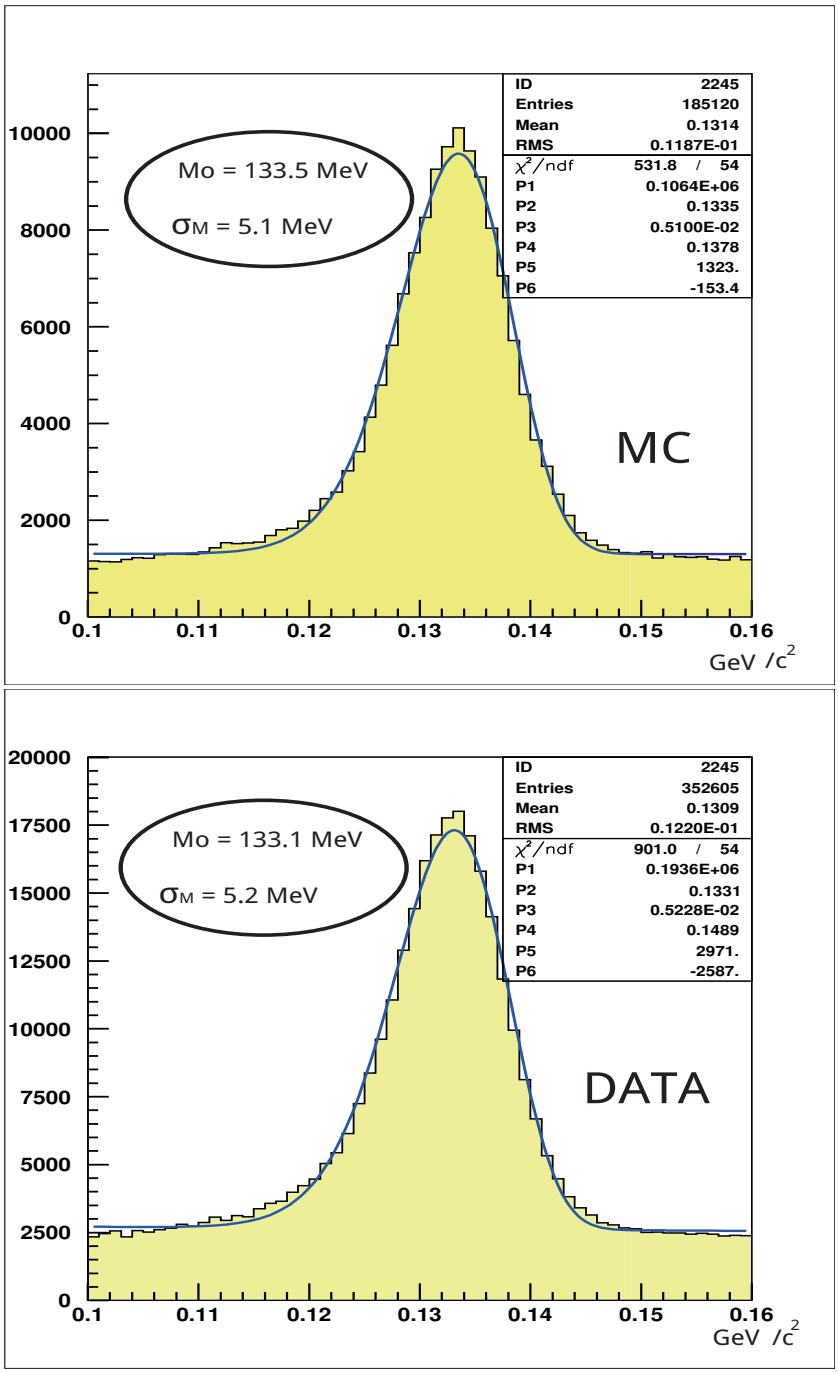

図 4.8: ハドロン事象中の両方の光子が $400< E_\gamma <560(\mathrm{MeV})$ を満たす場合の不変質量分布図:上段はモンテカルロシミュレーション (MC)、下段は実験データ (DATA)。
各図の右上に示したパラメーターは、P2 がピーク値 (GeV/c^2)、P3 が標準偏差 (GeV/c^2) で、P4 が非対称度 a となっている。

```
E2(MeV)
1600-
1100-                                                          0.957
 800-                                                  1.727
 560-                                          1.889
 400-                                  1.857
 280-                          2.005
 200-                  2.238   2.126
 140-           2.489  2.374   2.265
 100-    2.791  2.635  2.560   2.410
  70-    2.934  2.814  2.726   2.660
  50-           3.092  3.132   3.061
  35-                  3.508   3.522

      70-  100-  140-  200-  280-  400-  560-  800-  1100-  1600-   E1(MeV)
               [The mass shift(MeV) of pi0 in E1 vs E2 space.]
```

```
E2(MeV)
1600-
1100-                                                          7.522
 800-                                                  6.429
 560-                                          5.733
 400-                                  5.228
 280-                          4.913
 200-                  4.803   4.859
 140-           4.905  4.885   4.888
 100-   5.123   4.951  4.914   4.931
  70-   5.482   5.115  4.964   5.065
  50-           5.477  5.138   5.150
  35-                  5.841   5.304

      70-  100-  140-  200-  280-  400-  560-  800- 1100- 1600-   E1(MeV)
               [The mass width(MeV) of pi0 in E1 vs E2 space.]
```

表 4.1:上段は π^0 の質量とフィットで得たピーク値の差；$M_{\pi^0} - M_o$(mass shift)。下段は質量分布の幅 σ_M

こうして、$E_1 - E_2$ 空間内の領域ごとに得られた M_o から、以下のように $C(E_{rec})$ を算出する。再構成された各々の光子のエネルギー E_1 が i 番目の領域、E_2 が j 番目の領域に入ってきたとき、それぞれに対応する光子のエネルギー E_i、E_j との関係は

$$\begin{aligned} E_1 &= C(E_i) \cdot E_i \\ E_2 &= C(E_j) \cdot E_j \end{aligned} \tag{4.9}$$

となる。ここで、$C(E_i) = Ci$、$C(E_j) = Cj$ と書き、式 (4.3) に代入すると、実験データ中の π^0 に対して

$$M_o(DATA) = \sqrt{2C_iC_jE_iE_j(1 - cos\alpha)} \tag{4.10}$$

を得る。一方、MC による期待値は

$$M_o(MC) = \sqrt{2E_iE_j(1 - cos\alpha)} \tag{4.11}$$

であるので両者の比をとることにより

$$\frac{M_o(DATA)}{M_o(MC)} = \sqrt{C_iC_j} \tag{4.12}$$

を得る。さらに、E_1も E_2 も同じ i 番目のエネルギー領域に分類された場合は $i = j$ なので

$$\frac{M_o(DATA)}{M_o(MC)} = C_i \tag{4.13}$$

となり、データと MC の間で M_o を比較することにより、再構成されたシャワーの線形性を確認することが出来る。

図 (4.9) に 2000 年 1 月から 2 月の間に BELLE で収集されたデータ (exp07：積分ルミノシティ$3.8\ fb^{-1}$) と、1999 年 10 月から 12 月の間に収集されたデータ (exp05：積分ルミノシティ$0.25 fb^{-1}$) から求めた $C(E_{rec})$ を E_γ の関数として示した。

ここでは、前方物質の量が少なく豊富な統計を得られることから、2 つの光子がともにバレル部に入射した組合わせを使用した。

この図から異なる時期に収集したデータが、同じ線形性の振る舞いをしていることが分かる。このことにより、ECL は安定して稼働していることが確認できた。また、光子のエネルギーが下がるとゆるやかに非線型な応答をしている兆候を示しており、その量は 100MeV の光子に対して 2% 程度である。

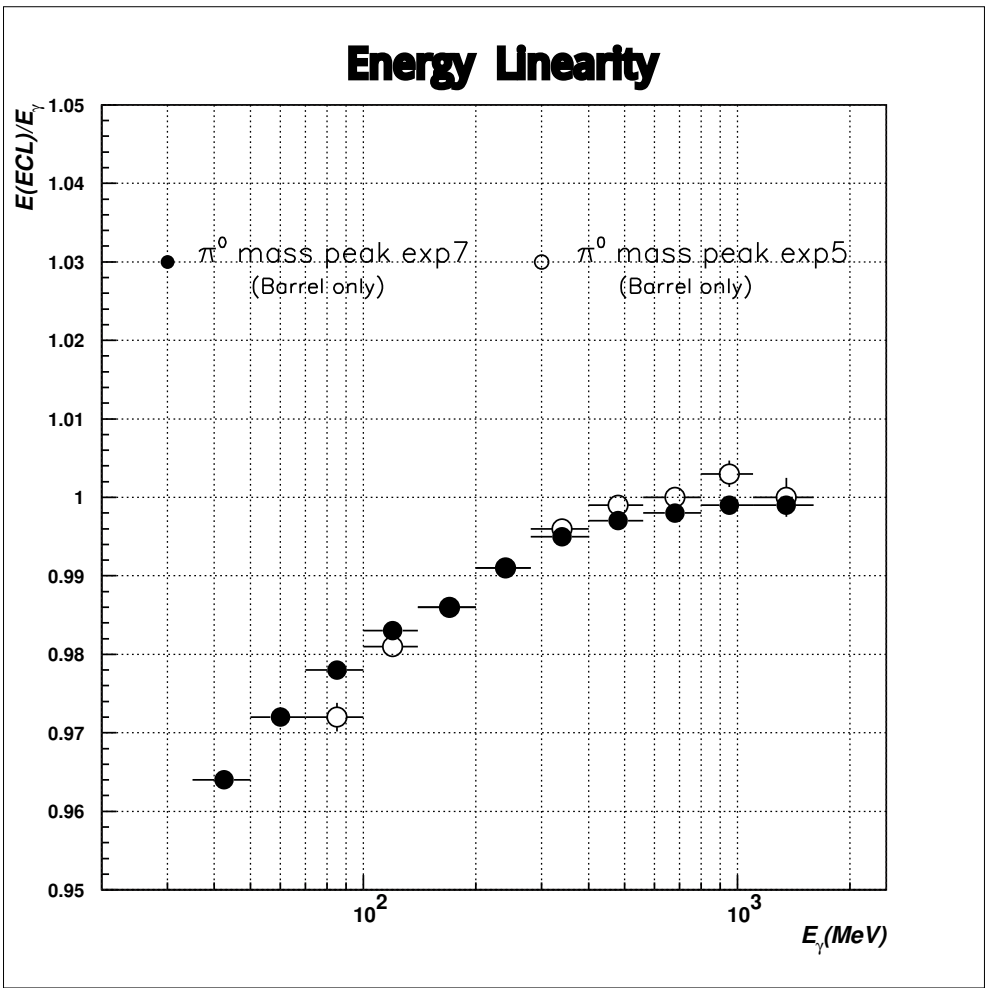

図 4.9: exp07 と exp05 のエネルギー線形性

4.4　光子の崩壊角度による線形性への影響

第 4 章 2 節で述べたように、非対称衝突からくる Bhabha 散乱によるカウンターごとのエネルギー較正は、ビーム軸からの角度 θ に依存している。そのため、較正に使うエネルギーは角度ごとに変化する。この事実との相関を調べるため、カロリーメーターを以下のように 4 つの領域に分けた。(図 (4.4) 参照)

		θ
前方エンドキャップ	F.E	$12.01^0 \sim 31.36^0$
バレル (前方半分)	F.half.B	$32.2^0 \sim 90^0$
バレル (後方半分)	B.half.B	$90^0 \sim 128.7^0$
後方エンドキャップ	B.E	$131.5^0 \sim 155.03^0$

そして、exp07(積分ルミノシティ:$3.8 fb^{-1}$) のデータから、E_1、E_2 がそれぞれの θ 領域に飛込む全 16 通りの組合わせのうち、2 つの光子が同じ領域に入射した以下の 4 つの組み合わせについて調べた。

E_1	E_2	E_1	E_2
F.E	F.E	F.half.B	F.half.B
B.half.B	B.half.B	B.E	B.F

その結果を図 (4.10) に示す。
両方とも F.half.B の組合わせた時 (図 (4.10) 右上)、同じく両方とも B.half.B の組み合わせた時 (図 (4.10) 左下) は、全体で求めた $C(E_{rec})$ と良く一致している。
さらに、両方とも B.E の組み合わせは、統計量が少ないものの、バレル部と誤差の範囲で一致した振る舞いを示している。
最後に、両方とも F.E の組み合わせについては、E_γ=200MeV の時、$C(E_{rec}) = 0.98$ であることから分かるように、再構成したエネルギーの非線形なふるまいが他の領域よりも大きい兆候がある。現在、これまでに述べてきたエネルギー測定に関する特性の補正を準備中である。

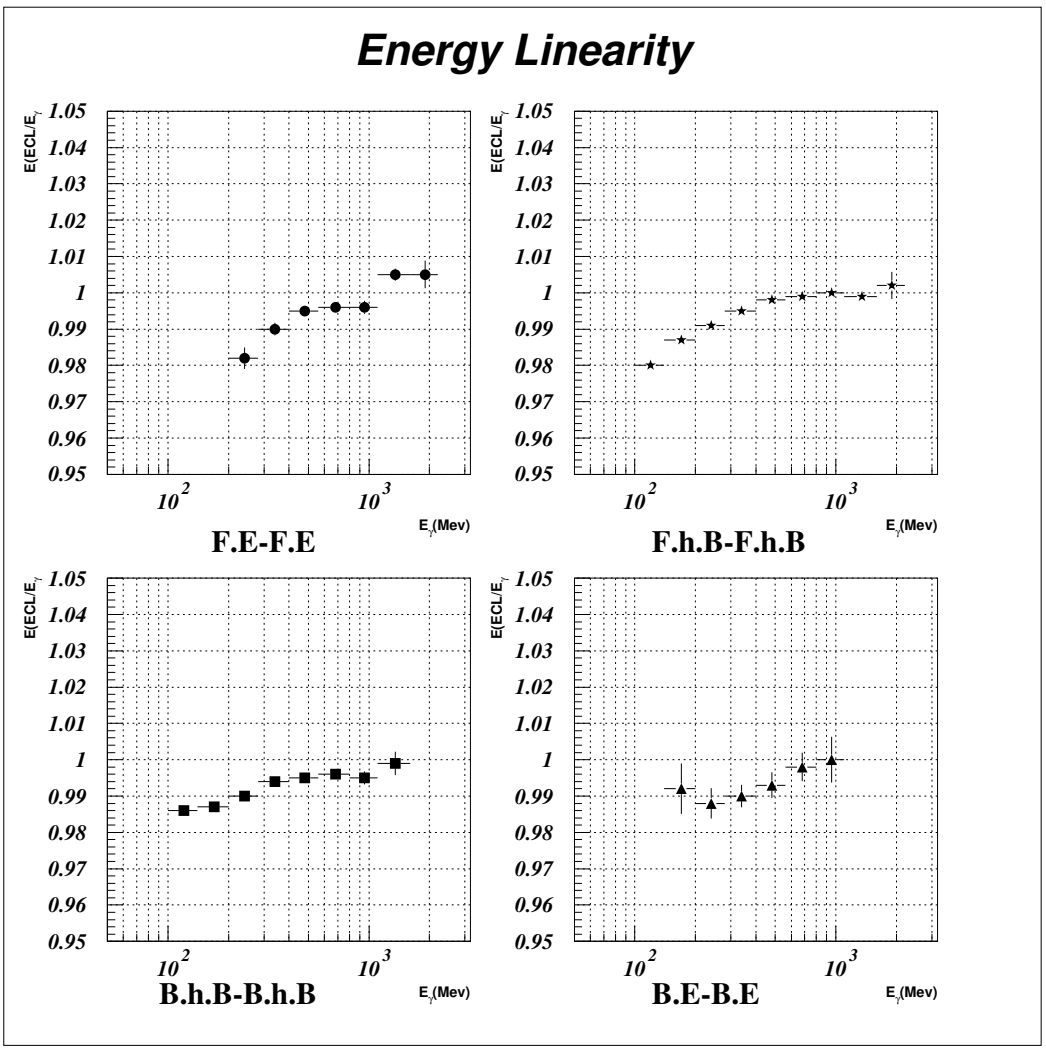

図 4.10: 4 つの領域に分けたカロリーメーターで 2 つの光子が同じ領域に入射した時のエネルギー線形性:上段左が前方エンドキャップ、上段右がバレル前半分、下段右がバレル後半部、下段右が後方エンドキャップ

第5章　$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の観測

B ファクトリー実験 の主たる物理的興味は、B 中間子の崩壊過程の中に CP の破れを観測することである。特に、間接的 CP 対称性の破れの観測には、CP 固有状態への崩壊が重要である。前章で述べたように、ECL は広いエネルギー領域で π^0 を再構成することに成功している。そこで、π^0 を含む CP 固有状態の 1 つである $J/\psi\ \pi^0$ への崩壊；

$$B^0\ \to\ J/\psi\ \ \pi^0$$

という崩壊過程を観測した。

本章では、この崩壊過程の $\sin 2\phi_1$ の測定への寄与について述べ、次いで事象選別及びバックグラウンドの見積もりと観測結果について報告する。

5.1　$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の理論的背景

$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊過程の J/ψ と π^0 のスピン、パリティ、荷電共役は以下の表のようになっている。また、$B^0(\bar{B}^0)$ が擬スカラー中間子であるため、角運動量の保存から J/ψ と π^0 の間の軌道角運動量 L = 1 (P 波) である。

	J/ψ	π^0
J^{PC}	(1^{--})	(0^{-+})

軌道角運動量：$\mathrm{L} = 1$

よってこの崩壊の終状態は、固有値が + 1 の CP 固有状態であることが分かる。また、反応の始状態と終状態を比較すると、$b \to c\,\bar{c}\,d$ という遷移で起こる崩壊である。この遷移に対応する弱い相互作用の最低次のファイマンダイアグラム (ツリーダイアグラム) は図 (5.1) のようになる。以上のことから、CP 固有状態である $B^0 \to J/\psi\ K_s$ と比較すると固有値が逆符号であり、さらに s クォークと d クォークを置き換えたのみであることが分かる。

よって、$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ の CP 非対称度は式 (2.24) と同様の議論から以下のようになる。

$$\begin{aligned} A_{CP} &= Im\left(\frac{V_{td}^*\ V_{tb}}{V_{td}V_{tb}^*}\cdot\frac{V_{cd}^*\ V_{cb}}{V_{cd}\ V_{cb}^*}\right)\times\sin(\Delta mt) \\ &= -\sin 2\phi_1\times\sin(\Delta mt) \end{aligned}$$

ここで、結果に現れた負符号は $J/\psi\ Ks$ と CP 固有値の符号が逆であることに起因する。$B^0 \to J/\psi\ Ks$ の場合と同様、V_{cb} にも V_{cd} にも位相をずらす複素数成分が含まれていないため、B^0 と $\bar{B}^0$ がそのフレーバーを変えずに崩壊する寄与は打ち消されてしまい、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によってフレーバーを変えて崩壊した寄与の差のみが残る。そのため、$B^0 \to J/\psi\ K_s$ と逆符号の CP 非対称度を測定することができる。

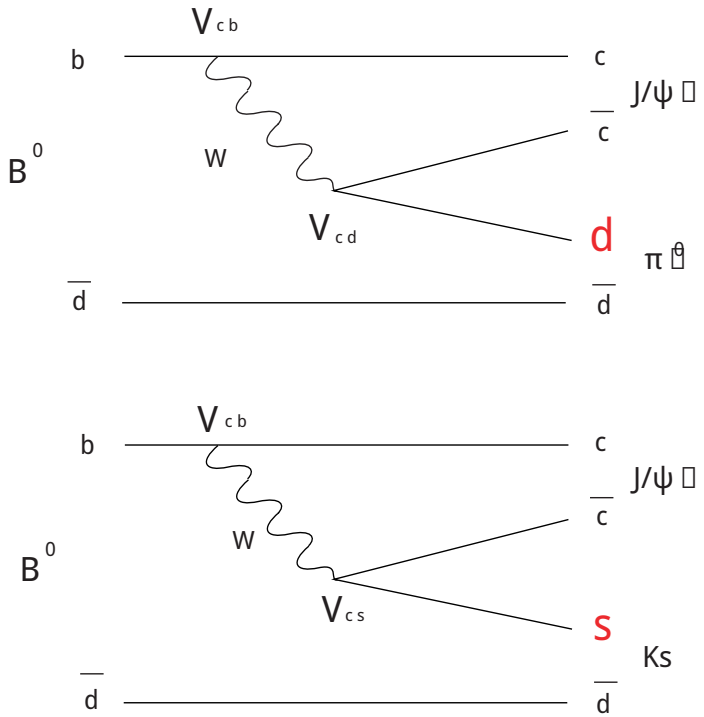

図 5.1: (上段)$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊を起こさせる $b \to c\ \bar{c}\ d$ 遷移、(下段)$B^0 \to J/\psi\ Ks$ 崩壊を起こさせる $b \to c\ \bar{c}\ s$ 遷移のツリーダイアグラム

5.2 事象選別

この節では、事象選別の手順について述べる。母集団のデータは積分ルミノシティ: $\int \mathcal{L}\, dt = 6.2\ fb^{-1}$、これは約 600 万個の B 中間子対生成事象に対応する。

5.2.1 $J/\psi \ \rightarrow \ \ell^+\ell^-$ の再構成

J/ψ 粒子は以下の確率でレプトンに崩壊する。[13]

- $J/\psi \rightarrow e^+\ e^-:\ (6.02\ \pm 0.19)\ \%$
- $J/\psi \rightarrow \mu^+\ \mu^-:\ (6.01\ \pm 0.19)\ \%$

よって、J/ψ を再構成するためには、荷電粒子の中から電子、μ 粒子を識別する必要がある (Lepton-ID)。

電子識別

電子 (あるいは陽電子) の際立った特徴は、SVD、CDC 中に飛跡を残し、ECL 中で電磁シャワーを形成することにある。そこで、電子識別には、(1) 外挿した飛跡と ECL が検出したシャワーの間の距離、(2)CDC で測定した運動量 P と ECL で測定した測定したシャワーのエネルギー E の比 ; E/P、(3)ECL 中のシャワーの形状、(4)CDC での dE/dx、(5)ACC でのチェレンコフ光の光量、(6)TOF による飛行時間、の 6 種類の物理量を用いる。
各々の物理量に添字 i をつけ $(i = 1, 2, \ldots, 6)$、それぞれの電子である確率分布関数 $P_e(i)$ から、以下のように定義する電子同定確率 P_{eid} を算出する。

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

ここで、$P_h(i)$ は物理量 i から、その粒子が電子でなくハドロンであると判定する確率である。

μ 粒子識別

μ 粒子識別は、第 3 章でも説明したように、KLM の情報を用いる。CDC で測定した飛跡を KLM まで外挿し、その周辺で KLM 中を何層かにわたって貫いている信号 (ヒット) を探す。そして、(1) 外挿した飛跡と KLM のヒットの間の距離、(2) 飛跡が μ 粒子であったときに貫く層の数の期待値と実際にその飛跡が貫いた層の数の

差、からその飛跡が μ 粒子である Likelihood、$L_{\mu id}$ を算出する。

これら Lepton-ID を使用してハドロン事象中の荷電粒子に以下の条件を課した。

1.	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。
2.	$P_{eid} > 0.01$ であれば 電子とする。
3.	$L_{\mu id} > 0.1$ であれば μ 粒子とする。

そこで、互いに電荷の符号が逆で、かつ同じ種類のレプトンと同定された 2 個の荷電粒子の組について不変質量を計算する。その不変質量分布を図 (5.2) に示す。

上段の分布は、B 中間子対のうち、一方が $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\ \pi^0$ に崩壊し、他方が既知の崩壊分岐比に従って崩壊する MC を 10,000 事象使用して求め、下段はデータから求めたものである。矢印で示した範囲の内側を J/ψ の候補とした。

さらに、$J/\psi \to e^+\ e^-$ の再構成においては、電子または陽電子が制動放射をおこすと、飛跡から求めた運動量が真の値よりも小さくなってしまう寄与がある。これを可能な限り回復するために、電子 · 陽電子の生成時の運動量ベクトルから 50mrad 以内の光子の運動量も加える。

それでも、制動放射による損失は完全には回復しないので図 (5.2) に示すように $J/\psi \to e^+\ e^-$ の不変質量分布は、$J/\psi \to \mu\ \mu$ と比較して低い方に尾を引いている。そのため、不変質量の下限を $J/\psi \to \mu\ \mu$ よりも低く設定した。

J/ψ の検出効率は 59.7% である。以下にその内訳を表に示す。

MC (10,000 事象数)	選別された事象数
$J/\psi \to e^+\ e^-$	2860
$J/\psi \to \mu^+\ \mu^-$	3110
$J/\psi \to \ell^+\ \ell^-$	5970

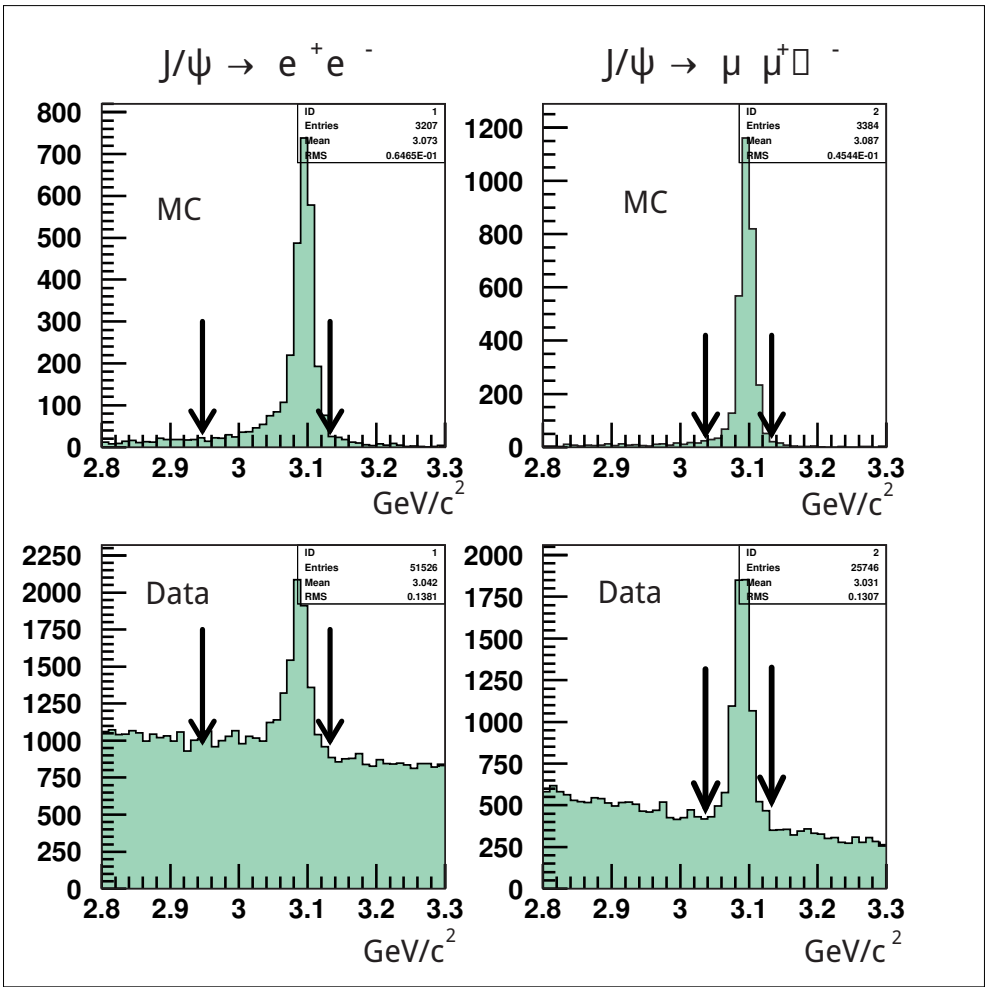

図 5.2: 上段：$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ の MC 10,000 事象を使用した分布、下段：データを使用した分布。

5.2.2 $\pi^0 \to\ \gamma\ \gamma$ の再構成

π^0 の再構成においては、以下のように光子のエネルギー閾値を設定した。

バレルに入射した光子	50 MeV 以上
エンドキャップに入射した光子	100 MeV 以上

以上の条件を満たす光子を、2 個任意に組み合わせて得た不変質量分布を図 (5.3) に示す。左側は、$B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\ \pi^0$ に崩壊する MC を 10,000 事象、右側はデータから求めた。
各図、矢印で示した範囲の内側を π^0 の候補とした。

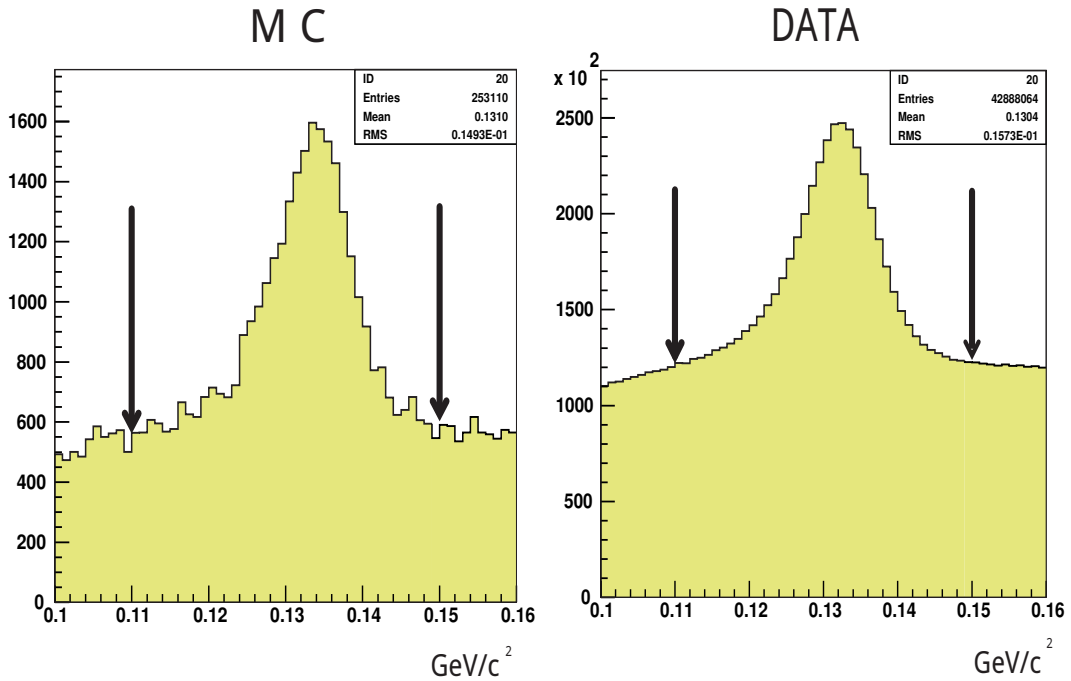

図 5.3: 左側が MC、右側がデータを使用した分布

5.2.3 $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ の再構成

こうして、再構成した、J/ψ と π^0 を用いて、両者が同一の B 中間子からきたものを探す。この段階で、重要な役割を果たす運動学的変数は、ビームコンストレイントマス (M_{bc}) と、エネルギー保存変数 (ΔE) である。両者の定義を以下に示す。

$$M_{bc} = \sqrt{(E^*_{beam})^2 - |\vec{P^*_1} + \vec{P^*_2}|^2} \tag{5.1}$$
$$= \sqrt{\left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right)^2 - |\vec{P^*_1} + \vec{P^*_2}|^2}$$
$$\Delta\ E = \left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right) - (E^*_1 + E^*_2) \tag{5.2}$$

ここで、E^*、P^* は $\Upsilon(4s)$ の重心系での粒子のエネルギー、運動量であり、添字の 1、2 は J/ψ、π^0 に対応する。M_{bc}、ΔE ともに重心系では、B 中間子と反 B 中間子が厳密に同じエネルギーをもって互いに反対方向に運動していることを利用している。

M_{bc} は、J/ψ と π^0 の親の B 中間子の不変質量である。ここで、エネルギーとして検出した終状態の粒子から測定した値でなく、かわりに $\Upsilon(4s)$ 重心系でのエネルギーの半分、$E_{beam} = 5290 MeV$ を代入する。これは、本来 $\Upsilon(4s)$ の重心系で B 中間子が持つエネルギーの厳密な値だからである。もちろん、加速器のビームエネルギーの広がりが寄与するが、これは測定器のエネルギー分解能よりもずっと小さい。従って、J/ψ と π^0 が、同一の B 中間子からきた、シグナル事象ならば M_{bc} はこのわずかな広がりの範囲内で B 中間子の質量に一致する。

$\Delta\ E$ は、Υ の重心系で B 中間子が持つべきエネルギー (E^*_{beam}) と、終状態として現れた J/ψ と π^0 のエネルギー測定値の総和との差である。ここで E^*_1、E^*_2 は、実験室系で測定された粒子のエネルギー E_1、E_2 を Υ の重心系に変換したものである。もし粒子が正しく同定されていれば $\Delta\ E$ は測定器の分解能の範囲で 0 となり、そうでない場合は 0 からずれる。

$B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\ \pi^0$ の MC を 10,000 事象使用した M_{bc} と ΔE の分布、さらに ΔE と M_{bc} の二次元プロットを図 (5.4) に示す。

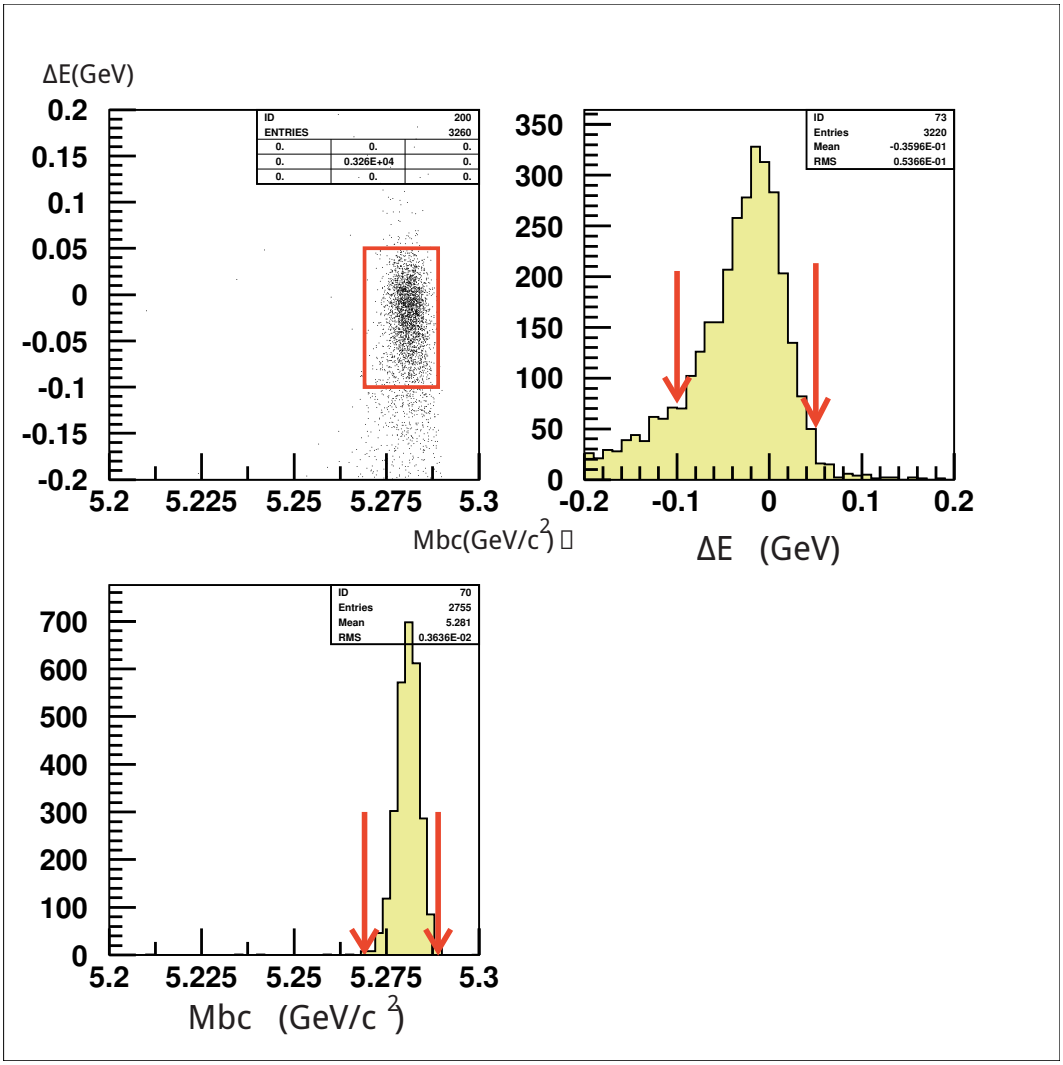

図 5.4: $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\ \pi^0$ の MC による $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、ΔE 分布 (上段:右)、M_{bc} 分布 (下段)

図 (5.4) に示したように、$5.269 < M_{bc} < 5.289$ GeV/c^2 の範囲をシグナル領域とした。また ΔE 分布より、低い方により長く尾を引いた非対称な分布をしていることが分かる。これは、二体崩壊から出てくる高い運動量を持った π^0 を捕らえているため ECL においてシャワーの漏れが生じているからである。(第 4 章参照) よって、このことを考慮して ΔE の範囲の下限 $(-100\mathrm{MeV})$ を上限 $(+50\mathrm{MeV})$ の 2 倍にとった。ΔE 分布に現れた事象のうち、この要求を満たさないものは 15% であった。

また、$-100\mathrm{MeV} < \Delta E < +50\mathrm{MeV}$ の条件を満たさない事象の割合を、J/ψ の崩壊モード別に数えると、$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ では 19%、$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の場合は 13% であった。この違いは、$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ においては J/ψ の再構成のときにも述べたように (陽) 電子が制動放射で失ったエネルギーを完全には回復できないためである。ここで、J/ψ、π^0 を含めた全ての検出効率は 27.6% である。

MC (10,000 事象数)	選別された事象数
$B^0 \rightarrow J/\psi(e^+ e^-)\ \pi^0$	1232
$B^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)\ \pi^0$	1523
$B^0 \rightarrow J/\psi(\ell^+ \ell^-)\ \pi^0$	2755

データー ($\int \mathcal{L}\ \mathrm{dt} = 6.2^{-1}$) から、以上の選別条件を通過したサンプルの分布を図 (5.5) に示す。シグナル領域の中に、10 事象が観測された。

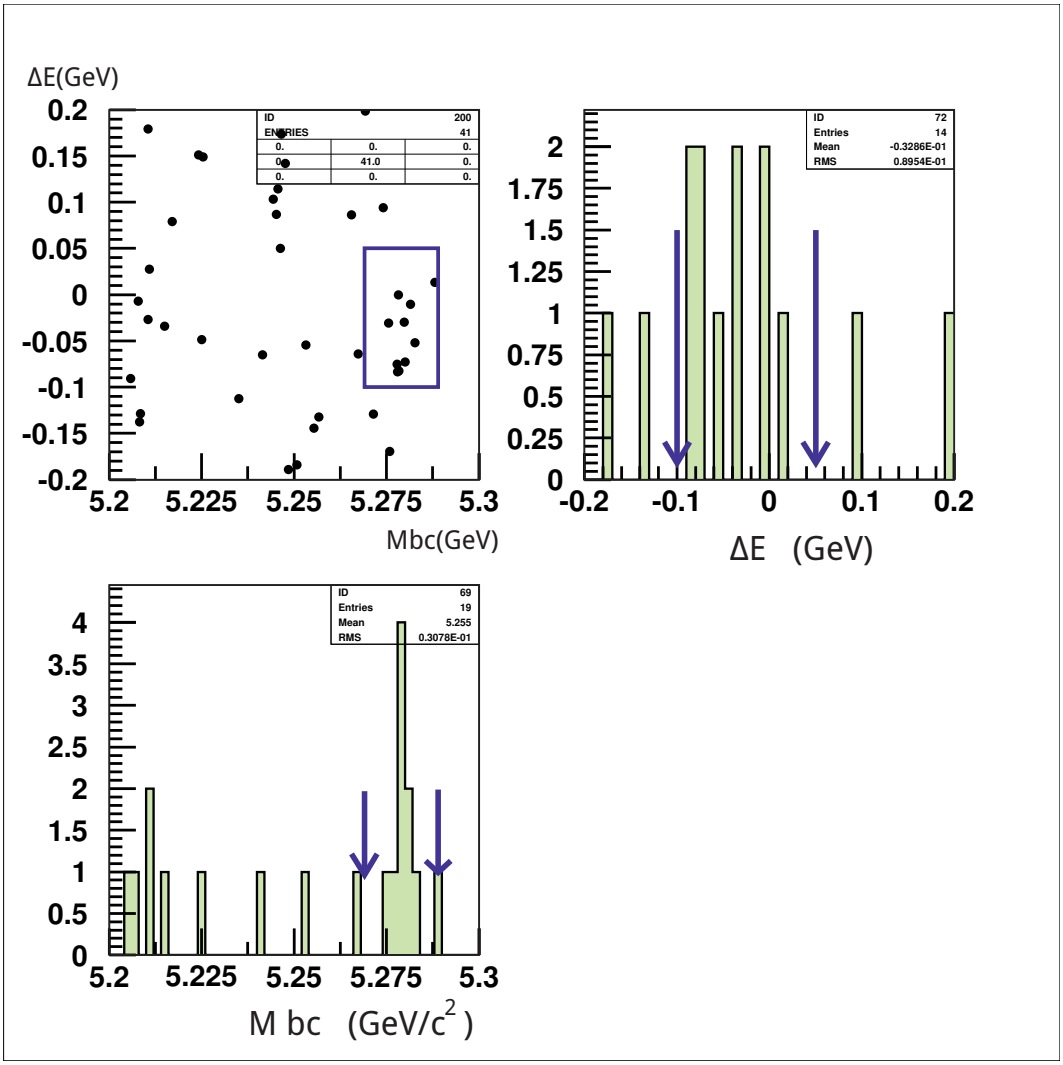

図 5.5: データを使用した $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (上段 : 左)、ΔE 分布 (上段 : 左)、M_{bc} 分布 (下段)

5.3 バックグラウンドの見積もり

バックグラウンドを見積るため、終状態に π^0 を含む次の 2 つの崩壊過程の寄与を MC シミュレーションで調べた。

- $B^0 \rightarrow J/\psi\ K_S(\pi^0\ \pi^0)$
- $B^- \rightarrow J/\psi\ \rho^-(\pi^-\ \pi^0)$

さらに、偶然シグナル領域に現れるバックグラウンドの寄与を見積もるため

- Generic $B\ \bar{B}$
- コンティニウム $(q\ \bar{q})$

の MC シミュレーションを用いた。generic $B\ \bar{B}$ とは既知の崩壊分岐比に従って B 中間子が崩壊する B 中間子対生成事象 ($B^0\ \bar{B}^0$ と $B^+\ B^-$)、コンティニウムは、軽いクォーク (u, d, s, c) の対生成による MC シミュレーションである。以下に結果を表 (5.1) に示す。

表 5.1: バックグラウンド

M C	イベント数	$6.2\ fb^{-1}$
$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ K_S\ (\pi^0\ \pi^0)$	10,000	0.3 ± 0.20
$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ \rho^-\ (\pi^-\ \pi^0)$	1,000	——
generic $B\ \bar{B}$	12 million	0.35 ± 0.12
コンティニウム	12 million	——

コンティニウムについては、無視しうる量であった。そこで、それ以外の崩壊過程の ΔE と M_{bc} 二次元プロットを図 (5.6) に示す。これを見ると、シグナル領域の ΔE の下限をさらに下げると $B^0 \rightarrow J/\psi\ K_S(\pi^0\ \pi^0)$ の影響が急激に増える。

Generic $B^0\ \bar{B}^0$ については、シグナル領域に入ってきたイベントは無かったが、シグナルを含めたサイドバンド領域 ($\Delta E : -0.2 \sim 0.2GeV$ 、$M_{bc} : 5.2 \sim 5.3GeV$) とシグナル領域の面積比をとり、$\int \mathcal{L}\ \mathrm{dt} = 6.2\ fb^{-1}$ で見積もった量を示した。

以上、バックグラウンドの合計は 0.65 ± 0.23 事象であった。ここから、バックグラウンドの 90%CL の上限 1.0 事象と見積もった。

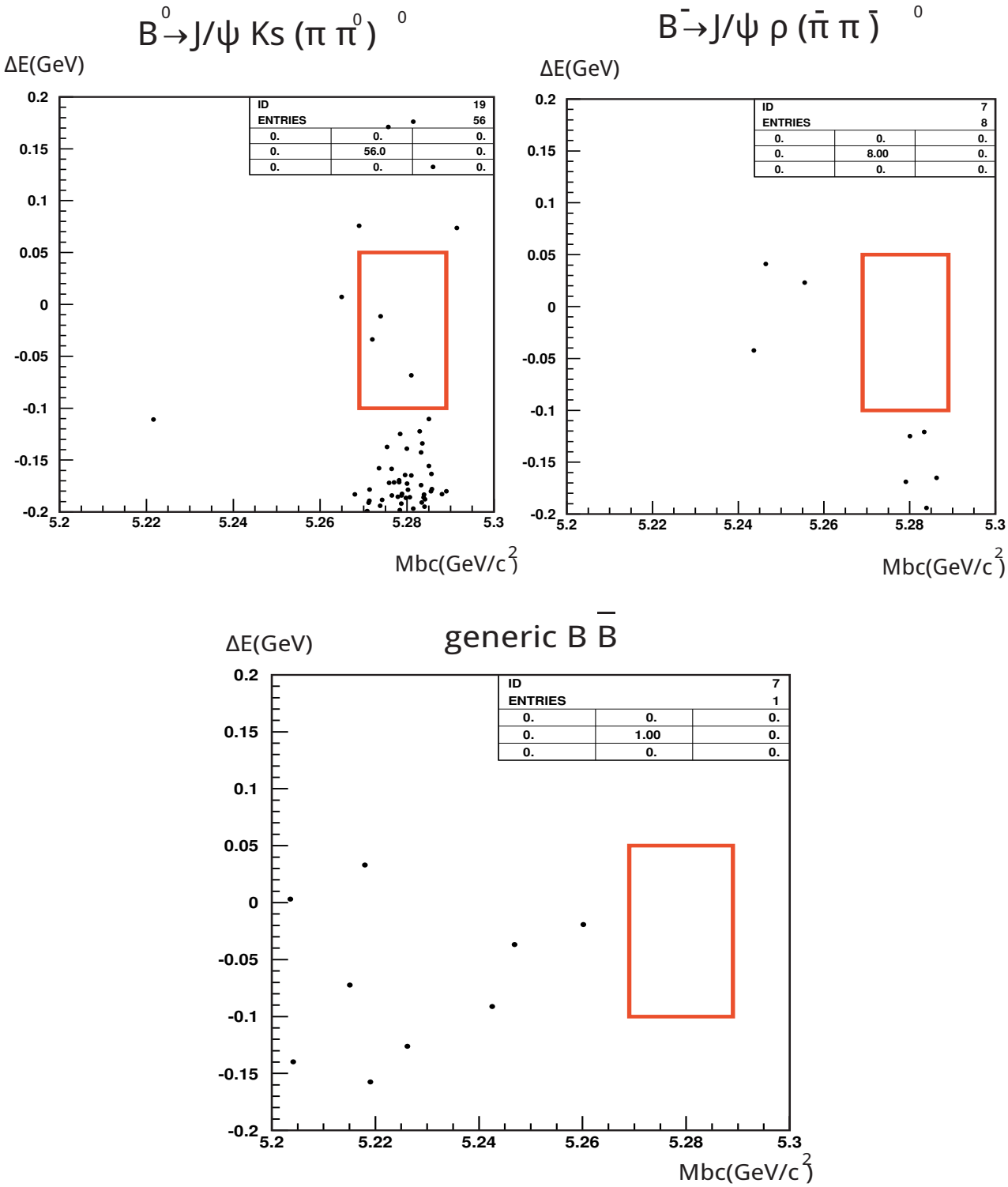

図 5.6: 上段左：$B^0 \to J/\psi\ K_S(\pi^0\ \pi^0)$、上段右：$B^- \to J/\psi\ \rho^-(\pi^-\ \pi^0)$、下段 ： generic $B\ \bar{B}$ の $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット。

5.4 結果

$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ サンプルと同様、$\sin 2\phi_1$ を算出できる CP 固有状態のサンプルを固有値ごとにまとめ、さらに BELLE で収集されたデータ中 ($\int \mathcal{L}dt = 6.2\, fb^{-1}$) に観測された、事象の数とバックグラウンドの数を以下の表 (5.2) に示した。そしてこの結果は 2000 年 8 月の高エネルギー国際会議 (ICHEP2000) で発表されたものである。

表 5.2: BELLE で最初に観測された CP 固有状態サンプルの各事象数とバックグラウンド数

CP 固有値	崩壊過程	イベント数	バックグラウンド
- 1	$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ K_S\ (\pi^+\ \pi^-)$	70	3.4
	$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ K_S\ (\pi^0\ \pi^0)$	4	0.3
	$\psi\prime\ (\ell^+\ \ell^-)\ K_S\ (\pi^+\ \pi^-)$	5	0.2
	$\psi\prime\ (J/\psi\ \pi^+\ \pi^-)\ K_S\ (\pi^+\ \pi^-)$	8	0.6
	$\chi_{c1}\ (J/\psi\ \gamma)\ K_S\ (\pi^+\ \pi^-)$	5	0.75
+ 1	$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ K_L$	102	48
	$J/\psi\ (\ell^+\ \ell^-)\ \pi^0\ (\gamma\ \gamma)$	10	1

今回観測した、$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ サンプルの 10 事象とバックグラウンド < 1 事象という数は、同じ CP 固有値が $+1$ である $B^0 \to J/\psi\ K_L$ のサンプルと比較すると、バックグラウンドが非常に少ないことが分かる。

第6章　まとめ

(1)π^0 を使用したエネルギー再構成の研究
収集時期の違うデータを比較しながら、ECL におけるエネルギー測定の線形性を調べた。その結果、現在のところ ECL は安定して稼働していることが分かった。光子のエネルギー 100MeV に対して 2% 程度の非線形性が認められるので、その補正関数を準備中である。

(2)$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊の観測
BELLE で収集された $\int \mathcal{L}dt = 6.2 fb^{-1}$ 中に、

- $B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊 ：**10** 事象
- バックグラウンド ： < **1** 事象

を観測することが出来た。
今回観測したこの事象と表 (5.2) で示した他の CP 固有状態の事象も合わせて (フレーバータグできたものの合計：98 事象)、2000 年夏に開催された高エネルギー国際会議で以下のように $\sin 2\phi_1$ が発表された。

$$\boxed{\sin 2\phi_1 \ = \ 0.45^{+0.44}_{-0.45} \quad \text{(BELLE preliminary)}}$$

さらに、CP 固有値 $= +1$ である事象のみ (46 事象) を使用したものについては
$\sin 2\phi_1 = -0.61^{+0.87}_{-0.78}$ (BELLE preliminary) と発表された。

今後、充分な量のデータが蓄積され次第、$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ のみを用いた $\sin 2\phi_1$ の測定を行う可能性を確立した。

関連図書

[1] M.Kobayashi and T.Maskawa ,Prog.Theor.Phys.**42**(1973)652.

[2] A.B.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45(1980)952,Phys. Rev.D23(1981)1567.I.I.Bigi and A.I.Sanda,Nucl.Phys.B193(1981)85.

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

[4] C.S. Wu, E.Amblrt, R.Hayward, D.Hoppes,and R.Hudson, Phys. Rev 105,1413(1957)

[5] Phys.Rev.Lett.vol.13(1964)138-140pp

[6] L.Wolfenstein , Phys,Rev.Lett.**51**(1983)1945.

[7] The BELLE Collaboration, Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays (1994)

[8] 岩田正義 , 日本物理学会誌 Vol49,No9,(1994)718

[9] H.Ikeda et,al Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A 441 (2000)401-426

[10] H.Ikeda, Development of CsI(Tl) Calorimeter for the Measurement of CP Violation at KEK B-Factory,99-1

[11] 大嶋康伸 , B ファクトリー電磁シャワーカロリメータのテストビームによる性能評価。1994 年度 修士学位論文

[12] T.K.Ohska et,al TKO SPECIFICATION.KEK DATA ACQUISITION DEVELOPMENT WORKING GROUP.

[13] D.E.Groom et,al The European Physical Journal **C15, 1** 2000

[14] CLEO Collaboration,Report No. CLNS 00/1671

[15] 小林誠 , 消えた反物質

謝辞

本研究を行うにあたって、多くの方々に大変お世話になりました。この場をお借りして、心から感謝の意を表したいと思います。

野口誠之先生には、研究に対して分かりやすく丁寧に説明して下さり、さらに様々な場面において随時、的確なアドバイスをして下さいました。忘れずにこれからの人生の糧にしていきたいと思います。ありがとうございました。
林井久樹先生には、卒業研究の際に大変お世話になりました。そして、多大なる助言や、研究室のミーティングでの鋭い質問のおかげでたくさんのことを学ぶことができました。直接ご指導下さった宮林謙吉先生には、研究について右も左も分からない状態の私に対して、本当に根気よく丁寧に教えて頂きました。先生のおかげで研究に対する姿勢、さらにその面白さを知ることができたと心から感謝しております。
そして諸先生方には、B ファクトリー実験という大規模なプロジェクトにたずさわる機会を与えてくださったことに感謝します。ありがとうございました。

さらに、KEK で研究をされている池田仁美先輩ならびに他大学のみなさまにも大変お世話になりました。
また、研究室に先輩がいない状態で、お互い手を取り合って協力しあった仲間である浅井香さん、岡崎知子さんにも本当にお世話になりました。素晴らしい仲間に出会えたと心から喜んでおります。さらに、忙しい時などいろいろと協力をして下さった良き後輩である、内田佐知子さん、片岡真由子さん、下山みほさん達にも心から感謝します。そして、これからの研究に期待します。
最後に、大学院にまで進学させてくれた両親に深く感謝します。