2001年度 修士学位論文
π^0中間子を用いた
光子エネルギー補正に関する研究と
$B^0 \to J/\psi\,\eta$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
内田　佐知子

2002年 2月

目 次

はじめに **1**

第 1 章 CP 対称性の破れと B 中間子 **3**

1.1 C,P,T 対称性 3

1.2 K 中間子系での CP 対称性の破れ 5

1.3 小林 · 益川理論 7

1.4 B 中間子系での CP 対称性の破れ 11

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ 11

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ 12

第 2 章 KEKB/Belle 実験 **19**

2.1 KEKB 加速器 19

2.1.1 非対称エネルギー 19

2.1.2 高いルミノシティ 20

2.2 Belle 測定器 22

2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD) 25

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC) 26

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) 27

2.2.4 飛行時間測定器 (TOF) 27

2.2.5 電磁カロリメータ (ECL) 27

2.2.6 K_L、μ 粒子検出器 (KLM) 27

2.2.7 トリガー、データ収集システム 28

第 3 章 π^0 中間子を用いた光子エネルギー補正 **31**

3.1 Belle 電磁カロリーメーター (ECL) 31

3.1.1 電磁カロリメータの原理 31

3.1.2 Belle 電磁カロリメータ 32

3.1.3 読み出しのエレクトロニクス 36

3.2 シャワーの再構成 38
3.2.1 カウンター毎の較正 38
3.2.2 クラスタリング 38
3.2.3 シャワー漏れの補正 39
3.3 π^0 を用いた光子エネルギー補正 40
3.3.1 π^0 の再構成 40
3.3.2 エネルギー非線形性と補正関数 43
3.3.3 補正結果 44

第 4 章 $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の観測 **49**
4.1 $B^0 \to J/\psi\eta$ の物理 49
4.2 事象選別 51
4.2.1 ハドロン事象の選別 51
4.2.2 $J/\psi \to \ell^+\ell^-$ の再構成 52
4.2.3 $\eta \to \gamma\gamma$ の再構成 55
4.2.4 $B^0 \to J/\psi\eta$ の再構成 55
4.3 バックグラウンドの見積もり 60
4.4 崩壊分岐比の測定 63

第 5 章 まとめ **65**

図 目 次

1.1 ニュートリノにおける CP 対称性 5
1.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 混合 6
1.3 弱い相互作用によるクォークの世代間混合 7
1.4 B 中間子系におけるユニタリティ三角形 10
1.5 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 12
1.6 $J/\psi K_S$崩壊 16
1.7 崩壊時間差の測定 17
1.8 B $\overline{B}$ の時間に依存する崩壊確率の差 18
1.9 CP 非対称度 18

2.1 KEKB 加速器 21
2.2 Belle 測定器の全体図 23
2.3 Belle 測定器の断面図 24
2.4 SVD の全体図 25
2.5 CDC の断面図 26
2.6 Belle トリガーシステム 29
2.7 Belle データ収集システム 30

3.1 電磁シャワーの発達 31
3.2 CsI(Tℓ) 電磁シャワーカロリーメータ (ECL) 34
3.3 結晶の形状 35
3.4 CsI カウンターの組み立て図 35
3.5 読み出しのエレクトロニクス回路図 37
3.6 クラスタリング 39
3.7 エネルギー 20MeV の光子を用いた $E_\gamma(rec)/E_\gamma$ 分布 40
3.8 二光子不変質量分布 $(400 < E_\gamma < 560(MeV))$ 42
3.9 各エネルギー領域に対応する係数 $C(E_\gamma)$ を表す分布 45

3.10 補正後のエネルギー係数 (C_γ) 分布 46
3.11 補正後のピーク値 (上段) とピーク幅分布 (下段) 47

4.1 $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊のツリーダイアグラム 50
4.2 $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊のペンギンダイアグラム 50
4.3 レプトン対の不変質量分布 54
4.4 二光子の不変質量分布 56
4.5 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 58
4.6 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (データ) 59
4.7 シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり 61
4.8 M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり 62

表 目 次

1.1 種々の物理量に対する C、P、T 変換 4

2.1 KEKB 加速器:各パラメータの設計値 22
2.2 各検出器の役割 25

3.1 代表的なシンチレーターの特徴 33
3.2 フィットから得られたパラメータ 45

4.1 系統誤差 64

はじめに

私たちの存在する宇宙がビッグバンで始まったとすると、ビッグバン直後の宇宙は高いエネルギーの光で満たされており、そこから同等の粒子と反粒子が対生成された考えられる。もし、粒子と反粒子の間で、物理法則が厳密に等しく成り立っていれば、ビッグバンから現在に至るまでに物質と反物質は対消滅し、ついには消えてしまうはずである。しかし、現在の宇宙は物質のみから構成されており、このことは宇宙創生の大きな謎の一つである。この謎を解く鍵として、粒子と反粒子の間の物理法則の対称性「CP 対称性」の破れによって、現在の物質優勢の宇宙になったとするシナリオが有力である。この「CP 対称性の破れ」に説明を与える理論が、「小林 · 益川理論」である。1973 年、小林と益川は、少なくとも 6 つのクォークが存在すれば、その世代間混合により、CP 対称性の破れが生じうることを発見した [1]。

CP 対称性の破れは、1964 年、V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって、中性 K 中間子系において初めて実験的に観測された [2]。その後、1980 年には、三田と Carter が、B 中間子系でより大きい CP 対称性の破れが起こることを指摘した [3]。これにより、B 中間子の崩壊過程を研究することで、小林 · 益川理論を検証することが、素粒子物理学の重要課題となった。茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) における B ファクトリー実験は、KEKB 加速器を用いて大量の B 中間子を生成し、Belle 測定器によって B 中間子の崩壊過程を測定する。

Belle 測定器のうち電磁カロリメータは、主に光子や電子 (陽電子) のエネルギーを測定する。本論文では、電磁カロリメータが検出した光子のエネルギーが正当かどうか、π^0 中間子が二つの光子に崩壊する過程を用いて調べ、その結果明らかになった低エネルギー領域 (数百 MeV) の非線形性を補正する方法を確立したことについて述べる。

さらに、π^0 と同じく二つの光子から再構成される η を含む $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊過程の観測を行った。この崩壊の終状態は CP 固有状態であり、CP 対称性の破れの測定が有望視される崩壊モードである。

第 1 章では、「CP 対称性の破れ」および、B 中間子系においてどのように CP 対

称性の破れが実験的に観測されるのかについて述べる。第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 検出器について解説する。第 3 章では電磁カロリメータ、および π^0 中間子を用いた光子のエネルギー補正に関する研究について説明する。そして、第 4 章では $B^0 \to J/\psi\eta$ の観測、および崩壊分岐比を測定した結果について述べ、第 5 章で全体をまとめる。

第1章　CP対称性の破れとB中間子

1.1　C,P,T対称性

自然界には、様々な変換とそれに対する対称性が存在する。ネーターの定理が示すように、連続的な変換のもとでの対称性と保存則は密接に関係しており、空間の一様性、等方性、時間の一様性から、それぞれ運動量、角運動量、エネルギー保存則が導かれる。一方、不連続な変換として、次の3つが知られている。

- 空間反転　(P変換)
- 荷電共役　(C変換)
- 時間反転　(T変換)

空間反転とは、

$$(x, y, z) \stackrel{P}{\Longrightarrow} (-x, -y, -z)$$

のように、座標の符合を反転する変換である。これは、ある物体を鏡に映した虚像と実像との関係に対応する。ここで、Pとはパリティのことである。次式のように、この変換を2回行うと、元の状態に戻る。

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

これより、P変換は± 1の固有値を持ち、固有値が$+1$の時、パリティが正、または偶(even)であると言い、-1の時ははパリティが負、または奇(odd)である言う。鏡の中での世界と、現実の世界では同じ自然法則が成り立てば、パリティ対称性は成り立つ。そして、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は同じである。

次に荷電共役とは、粒子と反粒子を入れ替える変換である。粒子には必ず反粒子が存在し、電荷をはじめとする粒子に特有な量子数はそれぞれ逆符号である。例えば、電子陽電子の組み合わせがそうである。ある粒子 A に対しその反粒子は $\bar{A}$ と表す。B 中間子を例に挙げると、

$$B^+(\bar{b}u) \overset{C}{\Longleftrightarrow} B^-(b\bar{u})$$
$$B^0(\bar{b}d) \overset{C}{\Longleftrightarrow} \bar{B^0}(b\bar{d})$$

となる。また、光子は C 変換しても、それ自身になる。

T 変換とは、時間反転を施す変換で、$t \Longrightarrow -t$ である。

この 3 つの不連続的な変換、C、P、T 変換に対して、種々の物理量が符合をどのように変えるかを、表 1.1 に示した。また、C、P、T をすべて施す変換 (CPT 変換) に対し、即知のすべての物理法則は対称であることがわかっている。これを CPT 定理という。

		C	P	T
r		**r**	-**r**	**r**
p	(運動量)	**p**	-**p**	-**p**
J	(角運動量)	**J**	**J**	**J**
σ	(スピン)	σ	σ	-σ
E	(電場)	-**E**	-**E**	**E**
B	(磁場)	-**B**	-**B**	-**B**
$\sigma\cdot$**p**	(ヘリシティ)	$\sigma\cdot$**p**	-$\sigma\cdot$**p**	$\sigma\cdot$**p**

表 1.1: 種々の物理量に対する C、P、T 変換

1950 年前半までは、この 3 つの個々の変換に対して、対称性は保たれていると考えられていた。しかし、ストレンジ粒子の中に、質量がほぼ同じでありながら、2 個の π 中間子に崩壊するものと、3 個の π 中間子に崩壊するものが見つかったこと ($\tau-\theta$ パズル) を契機に、1956 年、T.D.Lee と C.N.yang は弱い相互作用においては、パリティが破れていることを指摘した [4]。このアイデアは、C.S.wu が $^{60}C_o$ の β 崩壊、$^{60}C_o \rightarrow ^{60}N_i^* + e^- + \bar{\nu_e}$ において生じた電子の方向が $^{60}C_o$ のスピンの向きと逆向きに多く分布する偏りを発見したことによって、実験的に検証された [5]。

この事実を受けた追従実験から、弱い相互作用における C 変換も保存していないことがわかった。μ ニュートリノのスピンと運動する方向の関係を調べると、図 1.1 に示すようにニュートリノについては、観測されるのはスピンが進行方向と逆向きのもの (左巻き) だけである。また、反ニュートリノについては、スピンが進行方

向と同じ向きのもの (右巻き) しか観測されない。この結果より、CP 変換は保存するが、C 変換、P 変換の対称性は完全に破れていることがわかる。

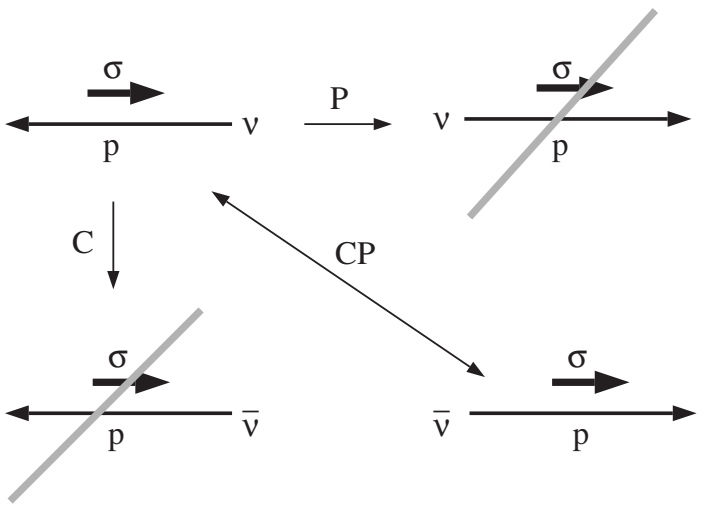

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性: 左巻きニュートリノ (上段左) と、それを CP 変換した右巻き反ニュートリノ (下段右) の存在は確認されている。しかし、左巻きニュートリノを P 変換した右巻きニュートリノ (上段右)、C 変換した左巻き反ニュートリノ (下段左) は未発見であることから、C、P 変換での対称性は完全に破れている。

1.2 K 中間子系での CP 対称性の破れ

1964 年、J.W.Cronin、V.L.Fitch らは中性 K 中間子系の崩壊において、弱い相互作用での CP 対称性の破れを発見した [2]。K 中間子は s クォークを含む中間子で、

$$K^0(\bar{s}d)\ ,\quad \bar{K^0}(s\bar{d})$$

は粒子 · 反粒子の関係である。K^0 と $\bar{K^0}$ は、図 1.2 に示すように、W ボゾンを交換する過程 (ボックスダイアグラム) により、互いの状態を行き来できる。このため、物理的に観測される中性 K 中間子は、K^0 と $\bar{K^0}$ の重ね合わせになっている。そこで、以下のような線形結合をとると、

$$\begin{aligned} |K_1> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\bar{K^0}>) \\ |K_2> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\bar{K^0}>) \end{aligned}$$

ここで、K^0、$\bar{K^0}$ ともにパリティが奇で、$C|K^0>=|\bar{K^0}>$、$C|\bar{K^0}>=|K^0>$ に注意すると、$|K_1>$ 、$|K_2>$ は

$$\begin{aligned} CP|K_1> &= -|K_1> \qquad (CP \text{ 固有値 } -1) \\ CP|K_2> &= +|K_2> \qquad (CP \text{ 固有値 } +1) \end{aligned}$$

と、それぞれ -1、$+1$ の固有値をもつ CP 固有状態である。ここで、K 中間子のようにスピン 0 の粒子が、n 個の π 中間子に崩壊したとき、その終状態の CP 固有値は $CP=(-1)^n$ で与えられるので、K_1 は奇数個の π 中間子に崩壊し (CP=-1)、K_2 は偶数個の π 中間子に崩壊すること (CP=$+1$) が分かる。事実、観測される中性 K 中間子には、2 つの π 中間子に崩壊する寿命の短いもの (K_S) と 3 つの π 中間子に崩壊する長い寿命をもつもの (K_L) の 2 種類があり、K_1、K_2 はそれぞれ K_S、K_L に対応していると考えられていた。

ここで、CP 対称性が厳密に成り立っていると、$K_L \to \pi^+ \pi^-$ は禁止されることになる。ところが、Cronin、Fitch らは、10^{-3} 程度の大きさの崩壊分岐比で $K_L \to \pi^+\pi^-$ を発見した。このことは、中性 K 中間子の崩壊過程において $\sim 10^{-3}$ の大きさで、CP 対称性が破れていることを意味する。従って、K_L は、

$$|K_L> = \frac{1}{\sqrt{2}}((1+\epsilon)|K^0> + (1-\epsilon)|\bar{K^0}>)$$

と表現することができ、K^0 と $\bar{K^0}$ の間には、大きさ ϵ の CP 対称性の破れが存在する。

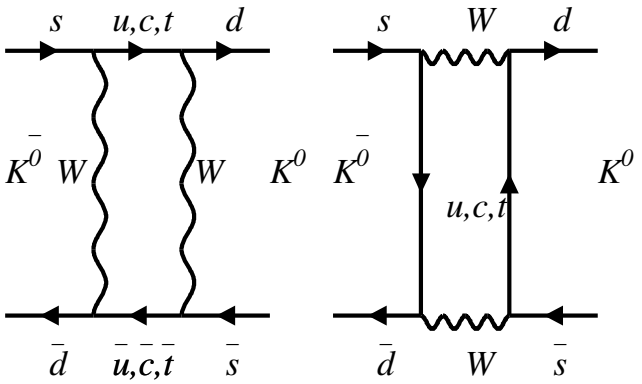

図 1.2: $K^0 - \bar{K^0}$ 混合

1.3 小林 · 益川理論

K 中間子系での CP 対称性の破れに対し、説明を与えたのが小林 · 益川理論である。当時、u, d, s の 3 種類のクォークしか発見されていなかった中で、小林 · 益川は、少なくとも三世代、6 種類のクォークが存在するとし、弱い相互作用による世代間混合が CP 対称性の破れを引き起こし得ることを発見した [1]。3 種類もの未知のクォークを導入するこの理論に対し当時は戸惑いもあったが、その後、1974 年には c クォーク、1976 年に τ レプトン、1977 年には b クォークが発見され、小林 · 益川理論は「標準模型」の中核となっている。

「標準模型」では、物質の基本構成粒子は、6 種類のクォークとレプトンであり、これらは、スピン $1/2$ を持つフェルミオンである。また、γ、$W^{\pm}$、Z^0 は $\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$ ゲージ群で表される電弱相互作用を媒介するゲージボゾンであり、強い相互作用はグルーオンによって媒介され、$\mathrm{SU}(3)$ のゲージ対称性を持つ。クォークの種類 (フレーバー) は、以下のような 2 重項をとり、三世代を形成している。

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

上段のクォークは電荷 + $2/3$、下段は電荷 $-1/3$ を持ち、$W^{\pm}$ ボゾンの吸収 · 放出による荷電カレント相互作用によって互いに移り変わることができる。この遷移は同一世代間における遷移確率が最も大きいが、世代を越えた遷移も起こり得る。これを、クォークの世代間混合と呼ぶ。

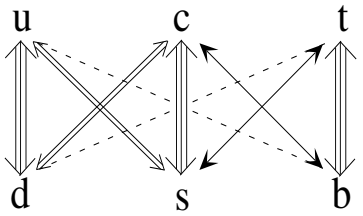

図 1.3: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合: 図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

この時の荷電カレントのラグランジアン $\mathcal{L}$ は、次式で表される。

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

$$\begin{aligned} g &: \text{結合定数} \\ \gamma^\mu &: \gamma\text{行列} \\ W^\pm &: W \text{ ボソン} \\ \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \text{ または } \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L &: \text{左巻きのクォーク} \end{aligned}$$

この式に現れる V_{KM} を小林 · 益川行列と呼ぶ。世代間混合が存在するということは、クォークの質量固有状態が、弱い相互作用によって異なる質量固有状態に変換されることを意味し、この間の変換はユニタリ変換で表現される。小林 · 益川行列とは、このユニタリ変換を表す行列である。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

この行列の各成分は、世代間混合での相互作用の大きさを表している。例えば、V_{ud} は u クォークから d クォークの遷移に対応する。

ここで、この行列の自由度を考える。各成分は複素数を含んでいるので、9 つの成分に対し変実数は $9 \times 2 = 18$ 個の自由度がある。ユニタリ性から、

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = I \tag{1.2}$$

つまり、

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij}^* V_{ik} = \delta_{jk} \quad (j, k = d, s, b) \tag{1.3}$$

これより 9 つの条件式が得られるので、この時点での自由度は 9 個となる。さらに、6 つのクォークに対し 6 つの位相因子があるが、1 つの位相因子が決まれば独立した物理状態を表すことができる。よって、5 個の自由度は意味のないものなので、結局 $9 - 5 = 4$ 個の自由度が許される。つまり、3 世代の世代間混合は 4 個のパラ

メータで記述することができる。この 4 つのうち 3 つは、3 次元のベクトルの回転を表すたものに対応するので実数であるが、残る 1 つのパラメータは CP 変換によって符合を変える複素位相として残り得る。この複素位相が、CP 対称性の破れをもたらす。もし、クォークが二世代、4 種類しか存在しない場合、2 行 2 列の行列の自由度を数えると、回転角を表す実数の自由度が 1 つしか残らないので、CP 対称性は破れない。

この 4 つのパラメータを用いて小林 · 益川行列を記述する代表的な表記に、Wolfenstein 表示がある [6]。

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

A, λ, ρ, η の 4 つのパラメータは、理論からの予測はできないので実験から決める。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。

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

これに対し、CP 対称性の破れに密接に関与している ρ, η の測定精度は未だ低い。しかし、B 中間子の様々な崩壊過程の観測は、これらを決定するための情報を与える。

式 (1.2) で表される条件式のうち、B 中間子の物理に関わる行列要素 V_{td} と V_{ub} を含む関係式は、

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

である。各項の値を Wolfenstein 表示を用いて表すと、

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

複素平面上にこれらのベクトルを表すと、図 1.4 のように各項を辺とする三角形を描くことができる。これをユニタリティ三角形と呼ぶ。この三角形の内角と辺の間には次のような関係がある。

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

この 3 つの内角は、B 中間子崩壊における CP 対称性の破れの大きさに対応している。ここで取り上げたユニタリティ三角形は、各辺の長さのオーダーが同じである。これは、B 中間子の崩壊において、$O(0.1) \sim O(1)$ の大きな CP 対称性の破れが期待されることを意味する。そこで、次節では B 中間子の崩壊過程において、小林 · 益川理論から期待される CP 対称性の破れが、どのように観測されるかについて述べる。

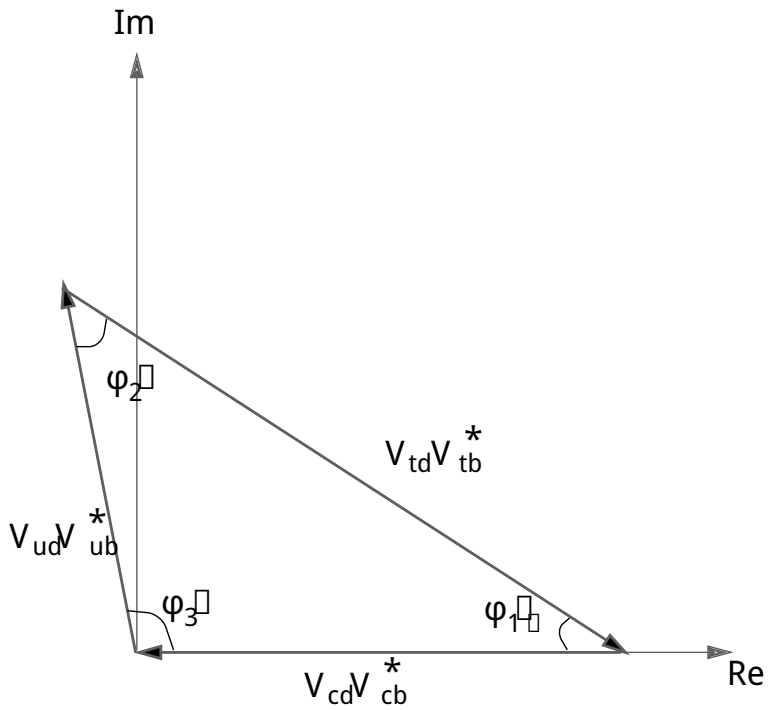

図 1.4: B 中間子系におけるユニタリティ三角形: 各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している

1.4 B 中間子系での CP 対称性の破れ

B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れには、大別して二種類あり、それぞれ「直接的 CP の破れ」と「間接的 CP の破れ」と呼ばれるている。本節では、これらについて説明する。

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ

直接的な CP の破れは、B 中間子が終状態 f へ崩壊するとき、二つの振幅が存在し、それぞれに異なる位相が寄与する場合に観測される。今、$A(B \to f)$ という崩壊過程に、振幅が $A_1(B \to f)$ のものと、$A_2(B \to f)$ が寄与し、それぞれ強い相互作用による位相 δ^1_{strong}、δ^2_{strong} 、及び弱い相互作用の位相 ϕ^1_{weak}、ϕ^2_{weak} を含んでいるとする。この崩壊確率は、

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

に比例する。ここで、δ_{strong} は CP 変換に対し不変である。また、ϕ_{weak} は CP 変換で符号を変えることに注意して、$A(\bar{B} \to \bar{f})$ を 書き下し、同様にその絶対値の自乗を計算すると、

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

となるので、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。

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

したがって、$\delta^1_{strong} \neq \delta^2_{strong}$ かつ、$\phi^1_{weak} \neq \phi^2_{weak}$ であるとき、直接的 CP 対称性の破れが現れる。

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ

中性 K 中間子系において、$K^0 - \bar{K}^0$ が弱い相互作用によって振動する様に、B 中間子でも $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が起こる。図 1.5 に示すボックスダイアグラムの内部は、t クォークが支配的であるが、B 中間子の場合、b クォークと t クォークは、同じ第三世代に属しているために、この過程による $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の確率振幅は大きい。この時、ボックスダイアグラムに V_{td} が寄与するので、これに含まれる複素位相のために、CP 対称性が破れる。そこで、以下、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によって CP 対称性が破れる原理について詳しく述べる。

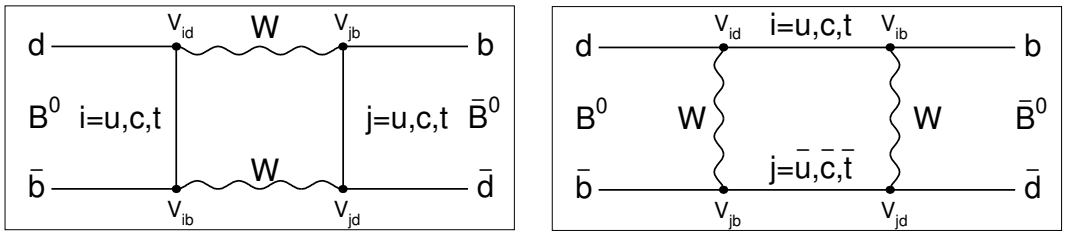

図 1.5: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

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おり、次式のように表すことができる。

$$|B(t)\ > = \ \alpha(t)\ |B^0\ > \ + \beta(t)\ |\bar{B}^0\ > \tag{1.4}$$

この状態の B の静止系における時間発展を表すシュレディンガー方程式は、ハミルトニアンを H として、以下の式で与えられる。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|B(t)\ > \ \ = \ \ H\ |B(t)\ > \tag{1.5}$$

これを書き下すと、

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} <B^0|H|B^0> & <B^0|H|\bar{B}^0> \\ <\bar{B}^0|H|B^0> & <\bar{B}^0|H|\bar{B}^0 \end{bmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \tag{1.6}$$

$$\equiv \begin{pmatrix} M_{11}-\frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21}-\frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22}-\frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \tag{1.7}$$

ここで、B^0中間子 は安定でなく崩壊することから、 2 つの Hermite 行列 M (質量行列) と Γ(崩壊行列) を用いると、ハミルトニアンは $H = M - \frac{i}{2}\Gamma$ と書ける。M_{11}、M_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の質量を表し、$M_{12}(M_{21})$ は仮想状態を経て起きる $B^0-\bar{B}^0(\bar{B}^0-B^0)$ 遷移を表す。また、Γ_{11}、Γ_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の崩壊過程を表し、$\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は、B^0 と $\bar{B}^0$ に共通の崩壊過程における $B^0-\bar{B}^0(\bar{B}^0-B^0)$ 遷移を表す。

この系において、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。そこで、シュレディンガー方程式を対角化して解き、ハミルトニアンの固有値 $\lambda_{H,L}$ を求めると、

$$\lambda_{H,L} = m_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L}$$

$$= \left(M_0-\frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \left[\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{1.8}$$

となる。B_H, B_L の質量はそれぞれ m_H, m_L、崩壊幅は Γ_H, Γ_L である。ここで、これらの固有値に対応する固有ベクトル (質量固有状態) を次のようにおく。

$$|B_H> = p|B^0> + q|\bar{B}^0>,\ |B_L> = p|B^0> - q|\bar{B}^0> \tag{1.9}$$

添え字の H, L は、「軽い」質量固有状態 $|B_L>$ と「重い」質量固有状態 $|B_H>$ を表すものであり、式 (1.9) はフレーバー固有状態 $|B^0>$ と $|\bar{B}^0>$ が混ざり合っていることを表している。この 2 つの質量固有状態の固有値は、式 (1.8) であることを用いると、これらの時間発展は次式で表すことができる。

$$|B_H(t)> = (p|B^0> + q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_H t} \tag{1.10}$$

$$|B_L(t)> = (p|B^0> - q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_L t} \tag{1.11}$$

また、式 (1.9) から逆に、質量の固有状態を用いてフレーバーの固有状態を表すこともでき、

$$|B^0> = \frac{1}{2p}(|B_H> + |B_L>)\ ,\ |\bar{B}^0> = \frac{1}{2q}(|B_H> - |B_L>) \tag{1.12}$$

となる。この関係に式 (1.10)、(1.11) を代入すると、以下の式が得られる。

$$|B^0(t)> = g_+(t)|B^0> + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0> \tag{1.13}$$

$$|\bar{B}^0(t)> = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0> + g_+(t)|\bar{B}^0> \tag{1.14}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
g_+ &= \exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\}\cos\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right) \\
g_- &= \exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right) \\
\Delta m &= m_H - m_L \\
&= 2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \\
\Delta\Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \\
&= -4Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)}
\end{aligned}$$

また、混合パラメータ p, q には

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.15}$$

の関係式が成り立つ。式 (1.13)、(1.14) は、t=0 に B^0、または $\bar{B}^0$ であった状態の、t 秒後の状態を表している。さらに、B 中間子系の特徴として二つの質量固有状態間の寿命の差はほとんど無いので ($\Delta\Gamma \simeq 0$)、$|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ とし Γ_{12} を無視すると、p、q、Δm、および $\Gamma_{L,H}$ は以下のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}}\ ,\quad \Delta m \simeq 2|M_{12}|\ ,\quad \Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma \tag{1.16}$$

B 中間子では、すでに述べたように、このダイアグラム中の中間状態において、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ことが知られているので、対応する小林 · 益川行列要素から、

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} = e^{-2i\phi_1} \tag{1.17}$$

と書けることから、以下、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合を表す位相は ϕ_1 として扱う。

次に、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合による間接的 CP 対称性の破れを、実験的に測定する方法について述べる。B^0 からも $\bar{B^0}$ からも崩壊できる CP 固有状態を、f_{CP} とする。そして、以下のように定義する $A_{CP}(t)$ を測定する。

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) \ - \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) \ + \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.18}$$

ここで、$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP})$ と $\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP})$ はそれぞれ $t = 0$ で B^0 の状態にあったものと、$\bar{B^0}$ であったものが、時刻 t に f_{CP} に崩壊する確率を表す。それぞれの崩壊確率の時間発展は、式 (1.13) と式 (1.14) に左から $< f_{CP}|H$ を作用させ、絶対値の二乗をとることから求められる。ここで、

$$A \equiv < f_{cp}|H|B^0 > \ , \ \ \bar{A} \equiv < f_{cp}|H|\bar{B^0} >$$

とおくと、

$$\begin{aligned}
&\Gamma(B^0(t) \to f) \\
&\quad = e^{-\Gamma t}|A|^2[\cos^2 \tfrac{\Delta mt}{2} + |\bar{A}/A|^2 \sin^2 \tfrac{\Delta mt}{2} + Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A) \sin \tfrac{\Delta mt}{2}]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f) \\
&\quad = e^{-\Gamma t}|A|^2[|\bar{A}/A|^2 \cos^2 \tfrac{\Delta mt}{2} + \sin^2 \tfrac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A) \sin \tfrac{\Delta mt}{2}]
\end{aligned}$$

したがって、CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f) - \Gamma(B^0(t) \to f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f) + \Gamma(B^0(t) \to f)} \tag{1.19}$$

$$= \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2) \cos \frac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A) \sin \frac{\Delta mt}{2}}{1 + |\bar{A}/A|^2} \tag{1.20}$$

となる。

ここで、弱い相互作用の位相 ϕ_f と強い相互作用の位相 δ を用いて、終状態への崩壊振幅は以下のように書くことができる。

$$
\begin{aligned}
A &= |A|e^{i\phi_f}e^{i\delta} \\
\bar{A} &= \begin{cases} -|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP=+) \\ +|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP=-) \end{cases}
\end{aligned}
$$

よって、

$$
\bar{A}/A = \begin{cases} -e^{-2i\phi_f} & (CP=+) \\ e^{-2i\phi_f} & (CP=-) \end{cases} \tag{1.21}
$$

これより、振幅中に複素位相が現れない崩壊過程、つまり $\phi_f = 0$ となる適当な崩壊過程を選べば、$|\bar{A}/A| = 1$ となり、

$$
A_{CP}(t) = \begin{cases} -\sin 2\phi_1 \sin\frac{\Delta mt}{2} & (CP=+) \\ +\sin 2\phi_1 \sin\frac{\Delta mt}{2} & (CP=-) \end{cases} \tag{1.22}
$$

で表される CP 対称性の破れを測定することができる。

その例として、間接的 CP の破れの観測が、もっとも有力であると考えられる $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊 (図 1.6) を考える。この終状態は固有値が -1 の CP 固有状態である。ダイアグラムに現れる小林 · 益川行列要素の成分、V_{cb}, Vcs ともに複素位相を含まず $(\phi_f = 0)$、

$$
\bar{A}/A = \frac{V_{cb}V^*_{cs}}{V^*_{cb}V_{cs}} = 1 \tag{1.23}
$$

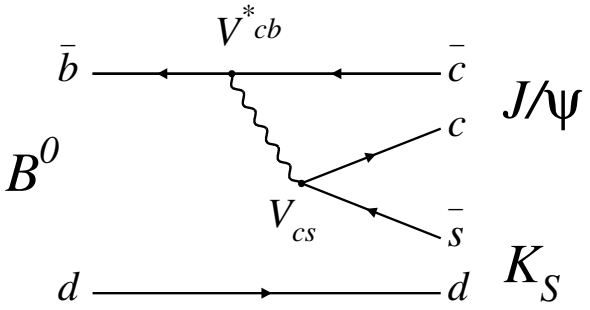

図 1.6: $J/\psi K_S$崩壊

よって、この崩壊過程における CP 非対称度は、

$$
A_{CP}(t) = \sin 2\phi_1 \sin \Delta mt \tag{1.24}
$$

となる。これは、時間に関して $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると 0 になってしまう。従って、非対称度 $A_{CP}(t)$ の測定するためには、$t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったを同定し、その崩壊確率を時刻 t の関数として求める必要がある。

$\Upsilon(4s)$ からは、ほぼ 100%の確率で B 中間子対が発生し他の粒子の発生を伴わない。よって、B 中間子対はボーズアインシュタイン統計に従い、片方が崩壊するまでの間、一方が B^0 ならば必ず他方は $\bar{B^0}$ という関係を保ったまま $B^0 - \bar{B^0}$ 混合をする。したがって、一方が $B^0(\bar{B^0})$ と識別できる終状態に崩壊すると、その瞬間、もう片方は $\bar{B^0}(B^0)$ である。この関係を用いると、ある瞬間において、どちらが B^0 か $\bar{B^0}$ かのフレーバーを識別するができる。この作業をフレーバータグ、あるいはタグと呼び、タグに用いた B 中間子をタグ側と呼ぶ。タグ側の B 中間子が崩壊した時刻を $t = 0$ とすると、その反対側の B 中間子が t 秒後に CP 固有状態に崩壊すれば、その崩壊確率から CP 非対称度の測定が可能となる。(図 1.7)

2 章で述べる KEK/Belle 実験で、$J\psi K_S$ をはじめとする CP 固有状態への崩壊を用いて測定した B^0、$\bar{B^0}$ の崩壊確率と $A_{CP}(t)$ の測定結果 [8] をそれぞれ図 1.8、図 1.9 に示す。

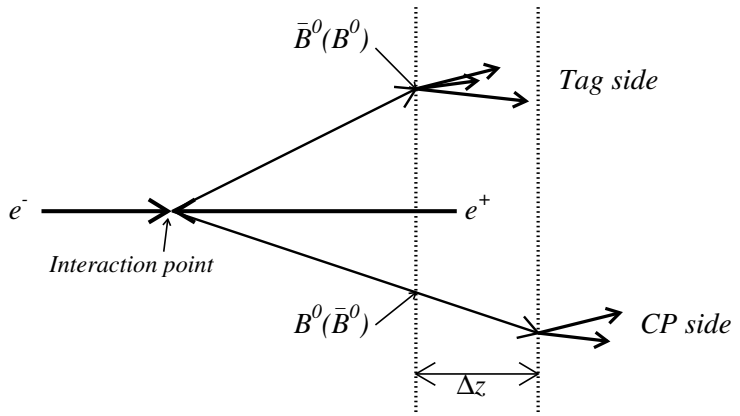

図 1.7: 崩壊時間差の測定

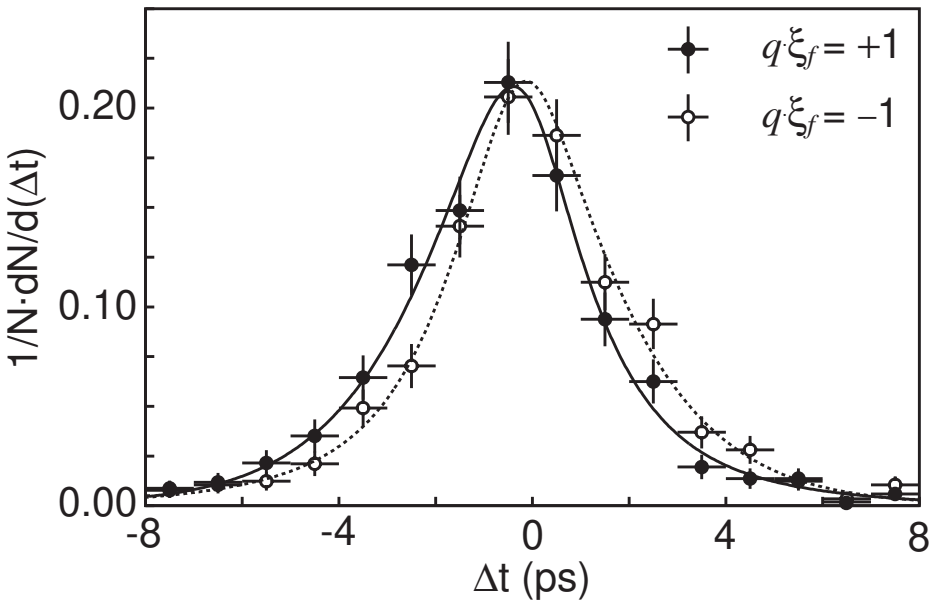

図 1.8: B $\overline{B}$ の時間に依存する崩壊確率の差: 実線は $t = 0$ で B^0、破線は $t = 0$ で $\bar{B}^0$ であったものが CP 固有状態へ崩壊する確率を表す。両者の差が CP 非対称性の破れを表している。

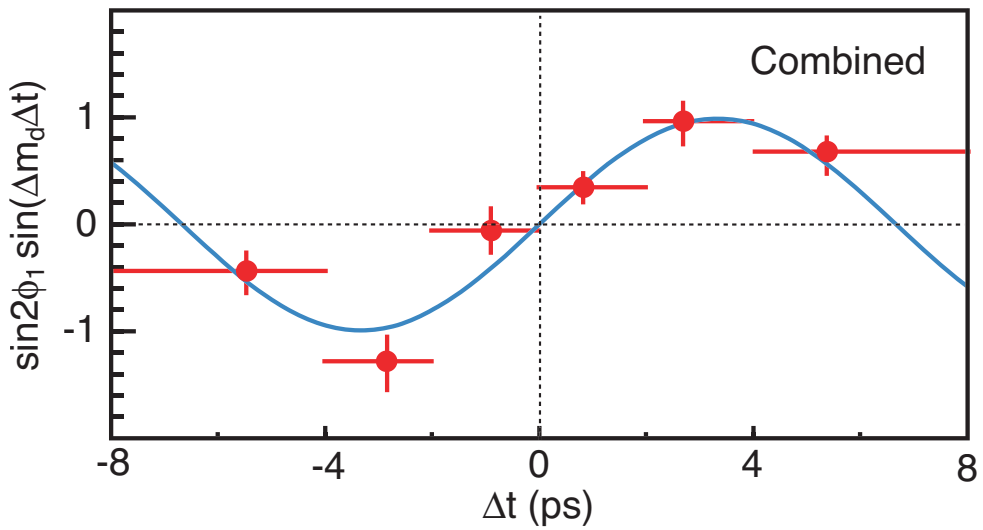

図 1.9: CP 非対称度: 図 1.8 の崩壊確率の差から式 (1.24) によって得られた CP 非対称度 A_{cp} を表す。この結果より、CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータ $\sin 2\phi_1 = 0.99 \pm 0.14$(統計誤差) ± 0.06(系統誤差) という値を得た [8]。

第2章　KEKB/Belle実験

2.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市高エネルギー加速器研究機構(KEK) に建設された周長 3km の電子 · 陽電子衝突型加速器である。KEKB は高エネルギー物理学研究所で 1986 年から稼働していたトリスタン加速器を改造したもので、1994 年から建設され 1998 年に完成、1999 年 6 月から実験を開始した。

KEKB 加速器では、電子 · 陽電子はそれぞれ 8.0GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで衝突する。電子 · 陽電子の重心系エネルギーは 10.58GeV であり、b と $\overline{b}$ クオークの 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。B 中間子崩壊から CP の破れを観測するには、

· 非対称エネルギーでの衝突

· 高いルミノシティ

を実現する必要がある。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

KEKB 加速器は、二つの加速リングをもち、電子 · 陽電子をそれぞれ 8.0GeV と 3.5GeV という異なるエネルギーで衝突させる。これは、 B^0 か $\bar{B^0}$ であるかの特定を行い、CP 非保存現象を調べるための工夫である。

前章で述べたように、CP の破れを測定するためには、B 中間子が CP 固有状態へ崩壊した時刻 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 1.6ps 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。

しかし、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、B 中間子の質量は 5.28GeV であることから、$\Upsilon(4s)$(質量 10.58GeV) から生じた B 中間子はほとんど静止している。そのため、崩壊するまでに $20\mu m$ しか飛行しない。このような分解能で崩壊点の位置を測定するのは、技術的に困難である。

そこで、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、崩壊するまでに約 $200\mu m$ 飛行するので、 2 つの B 中間子の崩壊位置の違いは十分測定可能となる。

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。CP 対称性の破れの測定に使用可能な B 中間子崩壊過程の崩壊分岐比は小さく検出効率を合わせて考えると、年間およそ 10^8 個の $B\overline{B}$ 中間子対が必要になる。$\Upsilon(4s)$ の生成断面積は $1.2nb(1b = 10^{-24}cm^2)$ なので、必要とされる年間積分ルミノシティは $10^{41}cm^{-2}(= 100fb^{-1})$ となる。このため、KEKB 加速器は $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ という高いルミノシティを達成することを前提にしている。
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。

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

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 $cdot$ 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。よって、高いルミノシティ得るためには、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、表 2.1 に示すように、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。また、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、低エネルギーの陽電子リングの I を大きくする必要があり、陽電子リングの電流が電子リングに比べて大きくなる。

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。一つのバンチが担う電流は数 mA なので、大きなビーム電流を蓄積す

るためには、電流を多数個のバンチに分散させなければならない。KEKB では各リングに最大約 5000 個のバンチを蓄積することができる。現在の KEKB 加速器は、約 1500 個のバンチを蓄積することにより、$930mA$(陽電子)、$780mA$(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティ$4.5 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ を達成している。

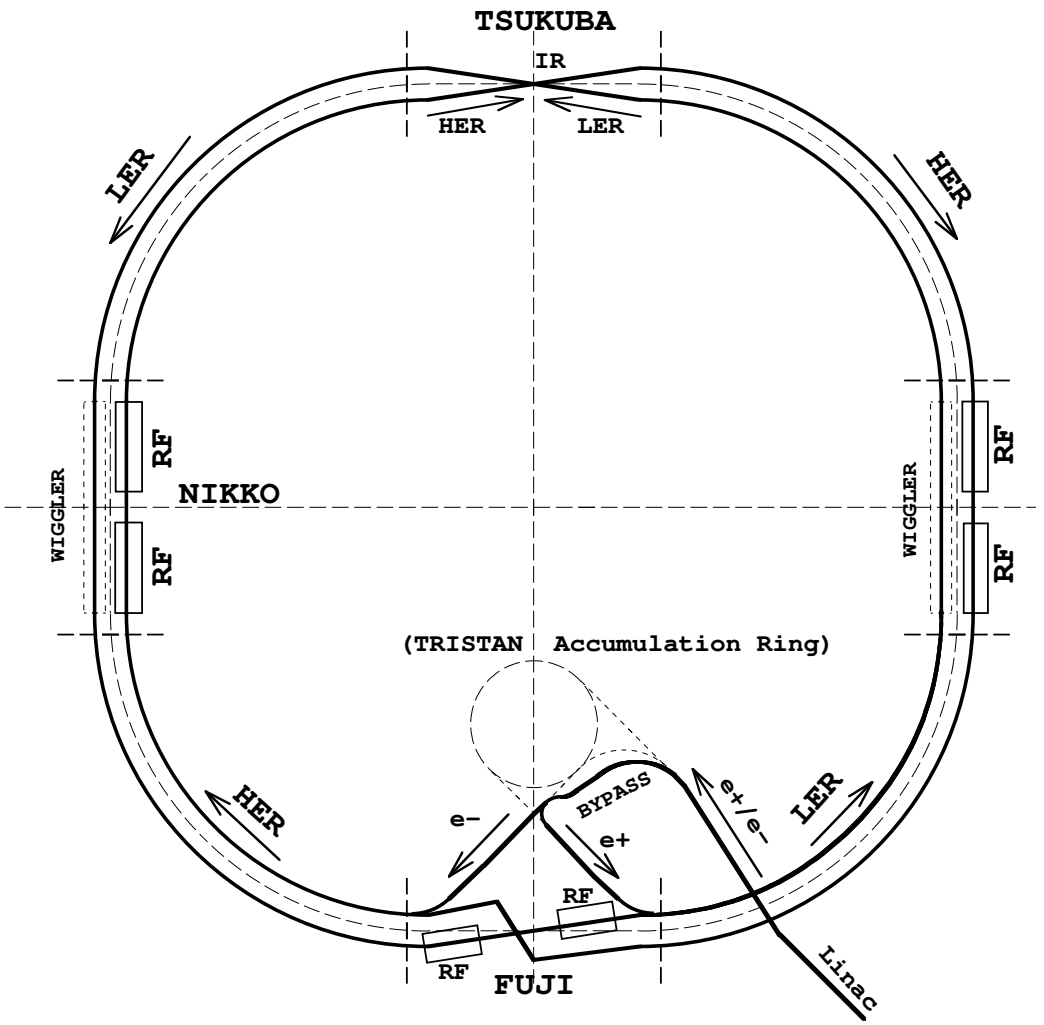

図 2.1: KEKB 加速器

Ring	LER	HER	
ビームエネルギー (GeV)(e^+e^-)	3.5	8.0	GeV
周長 (m)	3016.26		m
ルミノシティ($cm^{-2}s^{-1}$)	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$
ビーム交差角 (mrad)	± 11		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 (A) (e^+e^-)	2.6	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

2.2 Belle 測定器

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、測定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 ($< 100\mu m$) で測定すること
- $\pi^{\pm}, \pi^0, K_S, K_L$ といった多岐に及ぶ終状態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
- 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持つこと

これらの要請を満たすため、それぞれ違った役割をもつ複数の検出器から Belle 測定器は構成されている。表 2.2 に各測定器の役割を示す。そして、これらの各測定器からの情報を組み合わせることで、B 中間子崩壊を再構成していく。Belle 測定器の全体図 (2.2)、および断面図 (2.3) を示す。

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、ビーム軸からの距離 r、方位角 ϕ、角度 θ 用いる。

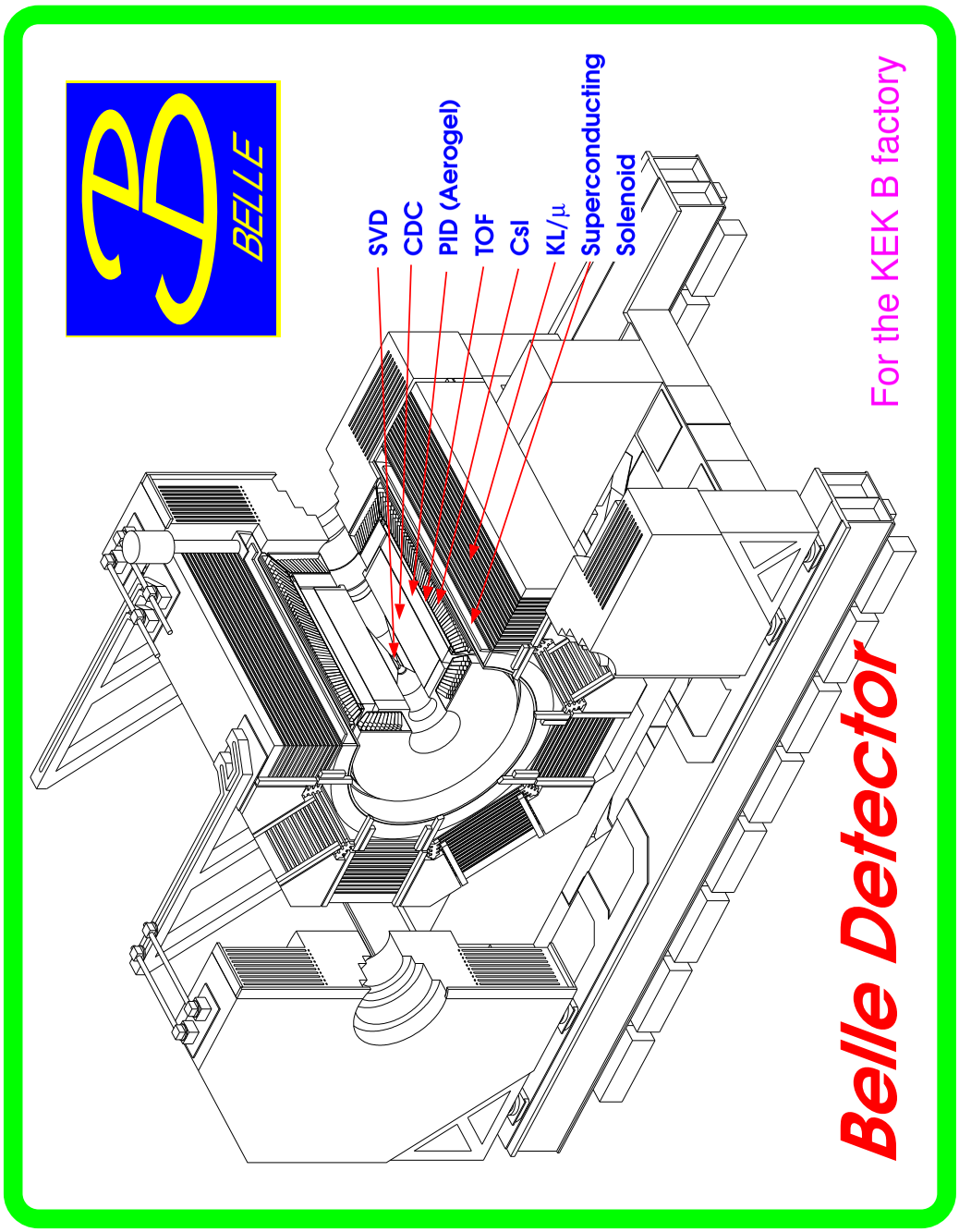

図 2.2: Belle 測定器の全体図

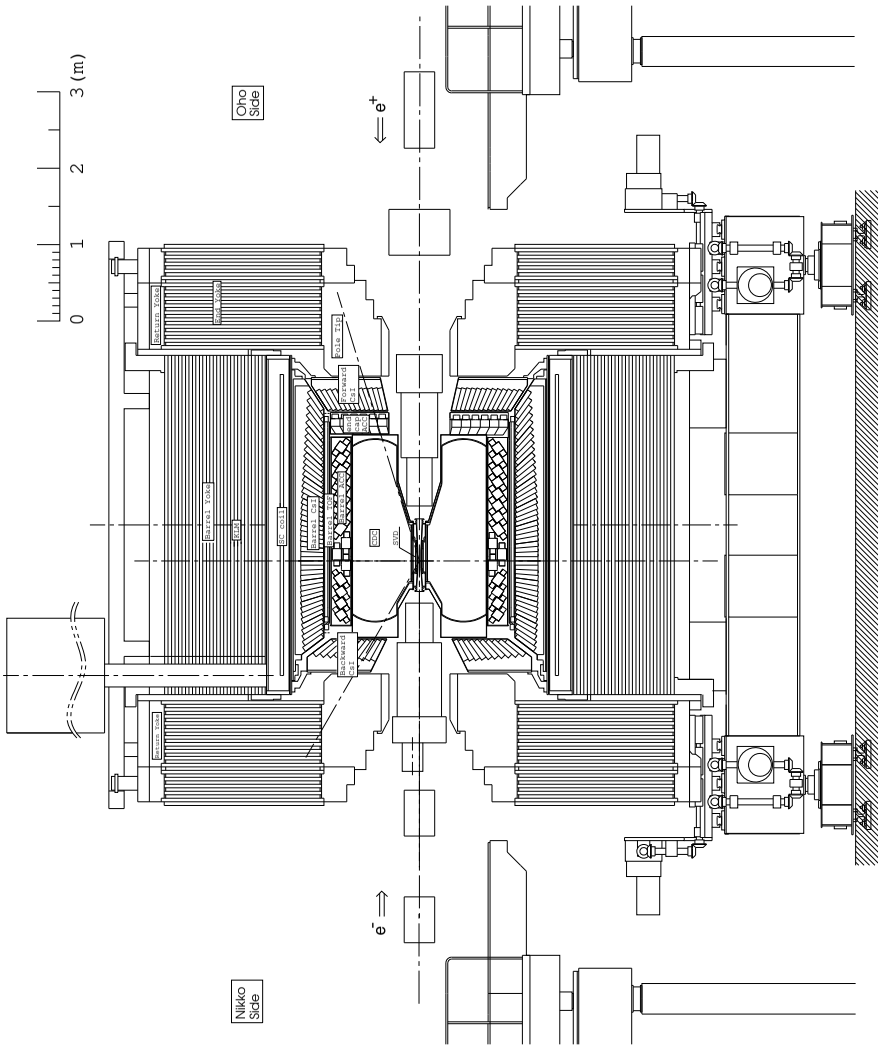

図 2.3: Belle 測定器の断面図

B 中間子の崩壊点測定	SVD(Silicln Vertex Detector)
運動量測定 · 光子 · 荷電粒子	 ECL(Electromagnetic Calorimeter) CDC(Central Drift Chamber
粒子識別 · K 中間子 $\Leftrightarrow$ π 中間子 · μ 粒子 $\Leftrightarrow$ π 中間子 · $e \Leftrightarrow \pi$ 中間子 · K_L	 ACC(Aerogel $\check{C}$erenkov Counter), TOF(Time of Flight Counter),ACC KLM(K_L and Muon Detector) ECL KLM

表 2.2: 各検出器の役割

2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD は、CP 非保存現象の観測に不可欠な B 中間子の崩壊点測定を行う。SVD は 3 層のレイヤー構造をしており、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。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) が複数枚配置されている。シリコンストリップ検出器とは、厚さ $300\mu m$ のシリコン板の両面に幅 $6\mu m$ の電極を $25\mu m$ 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 の位置を測定する。上下の面には、逆バイアス電圧がかけられており、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す。位置分解能は $100\mu m$ である。

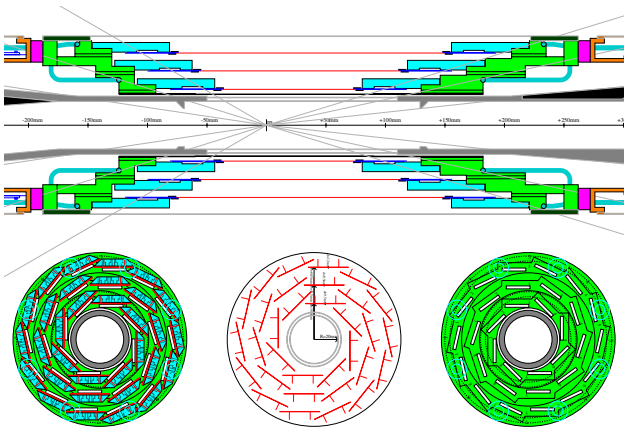

図 2.4: SVD の全体図

2.2.2　中央飛跡検出器 (CDC)

CDC は、荷電粒子の飛跡検出、およびエネルギー損失 (dE/dx) を測定する多線式ドリフトチェンバーである。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、飛跡は曲線を描くので、磁場の大きさとその曲率から荷電粒子の運動量を測定できる。CDC は、1.5T の磁場内に設置され、$He(50\%)C_2H_6(50\%)$ 混合ガス中に、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 $30\mu m$ の金メッキタングステン製、陰極 (フィールドセンスワイヤー) には直径 $120\mu m$ のアルミニウム製のワイヤーを使用している。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。

1 本のアノードワイヤーを、8 本のセンスワイヤーが取り囲むように配置されている。CDC 全体で使用されているワイヤーの総数は、3 万本にも及ぶ。

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、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。また、生成した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。CDC の運動量分解能 σ_{P_t}/P_t は $0.5\%\sqrt{P_t^2+1}$、dE/dx の分解能は 6.0%、位置分解能は $130\mu m$ である。dE/dx は、粒子の種類によって異なるので、この情報から粒子識別を行う。

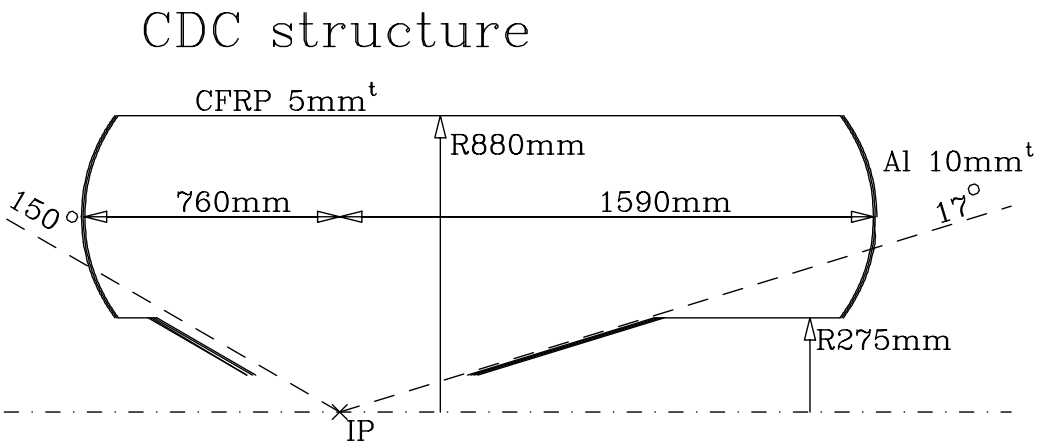

図 2.5: CDC の断面図

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

ACC は、運動量が $1.2GeV/c$ 以上の荷電 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。荷電粒子が物質を通過する速度が、その物質中の光の伝搬速度を越える時に、チェレンコフ光を放射する。放射体として適当な屈折率の物質を用いた場合、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。放射体物質として、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。

2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF は、1.2GeV/c 以下の荷電 K/π 中間子の識別を行うこと、及び CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号を出すことを目的とするプラスチックシンチレーションカウンターである。全体で 128 本のカウンターから構成されている。時間分解能 $95\mu sec$ で測定された粒子の飛行時間と、CDC で得られた運動量から、荷電 K/π 中間子の識別を行う。

2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)

ECL は光子や電子 (陽電子) のエネルギーを測定する。B 中間子の崩壊によって生成した粒子の約 1/3 は π^0 を含み、π^0 から崩壊する光子は、約 20MeV∼4GeV のエネルギーを持つ。また、Bhabha 散乱 (電子 · 陽電子弾性散乱) から生じる電子は、最大 8GeV のエネルギーを持つ。ECL は、このような広い範囲に及ぶエネルギーを測定が可能である。全体は、8736 本の CsI($T\ell$) カウンターから構成されており、総重量は 50t にも及ぶ。ECL は、第 3 章の研究テーマに深く関わる検出器なので、後ほど詳しく述べる。

2.2.6 K_L、μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は寿命の長い K_L 粒子と、μ 粒子を検出する。KLM は 4.7cm 厚の鉄プレートと resistiv plate counter(RPC) が交互に積み重ねられ、全体で 14 層を成している。ハドロンは、鉄の原子核との強い相互作用により、ハドロンシャワーを生成するので、そのシャワーを RPC で検出する。シャワーが荷電粒子によって生成されたものでなければ、このシャワーを K_L に寄るものと同定し、その方向を K_L の運動方向とする。また、μ 粒子はレプトンなので、物質との相互作用は電磁相互作用のみである。よって、μ 粒子が貫く鉄の層は、ハドロンに比べると多いので、貫いた

層の数から、μ 粒子と識別する。1GeV の μ 粒子に対する検出効率は 90% である。

2.2.7　トリガー、データ収集システム

ルミノシティー $10^{34}cm^2s{-}1$ の強度のビーム交差の頻度は、約 500MHz である。そのうち、$B\bar{B}$ の生成頻度は 10Hz 程度で、ハドロン事象、$\mu\tau$ 粒子対生成など、物理的興味のある他の反応も含めた生成頻度は、約 100Hz となる。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されるので、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、興味のあるイベントを収集する必要がある。その作業を行う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でトリガーを行う。

これらの測定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、GDL は $2.2\mu sec$ 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。GDL によって、データ収集を行うと判定されると、各測定器へ最終トリガーが発せられ、測定器からの情報をイベントビルダーに送る。イベントビルダーでは、各測定器からのデータを集めて、1 つの事象としてデータを構築し、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、事象の再構成すると同時に、不要な事象を削除する。オンラインコンピューターファームで選別された事象は 15MB/sec の高速光ファイバーでオフライン解析用の KEKB 計算機システムに送られる。1 つの事象のデータ量は約 30KB で、平均 200Hz、最大で 500Hz のトリガー頻度でデータ収集を行っている。

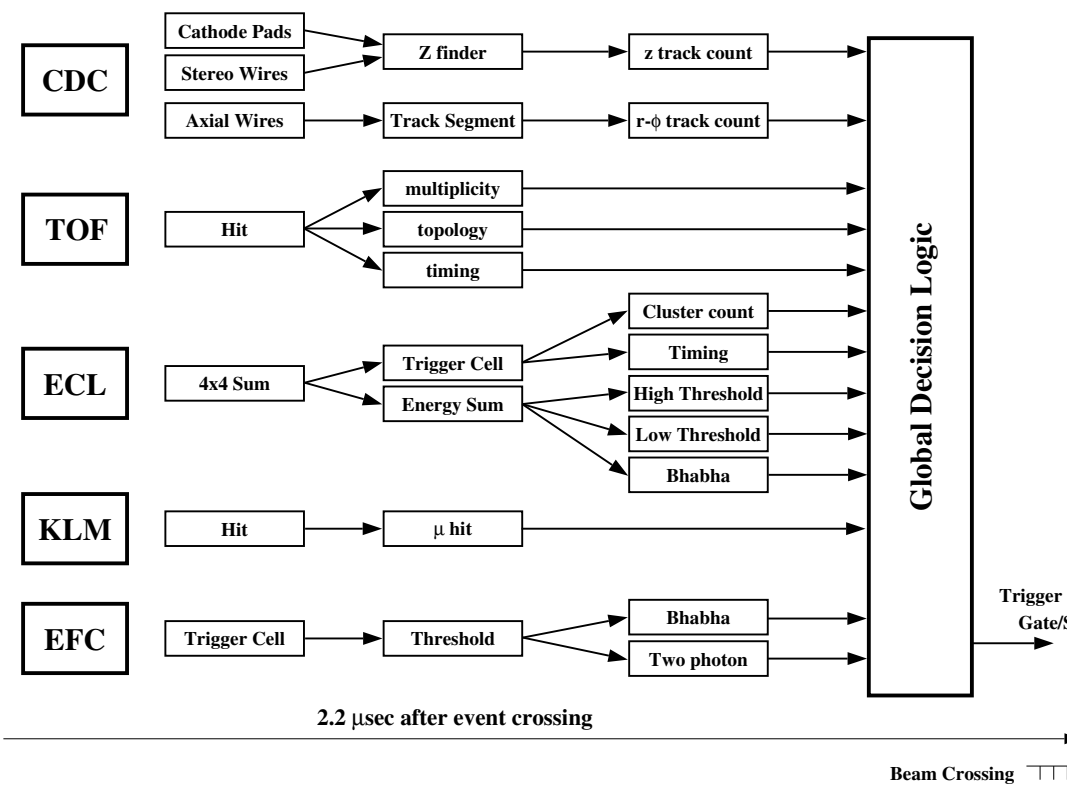

図 2.6: Belle トリガーシステム

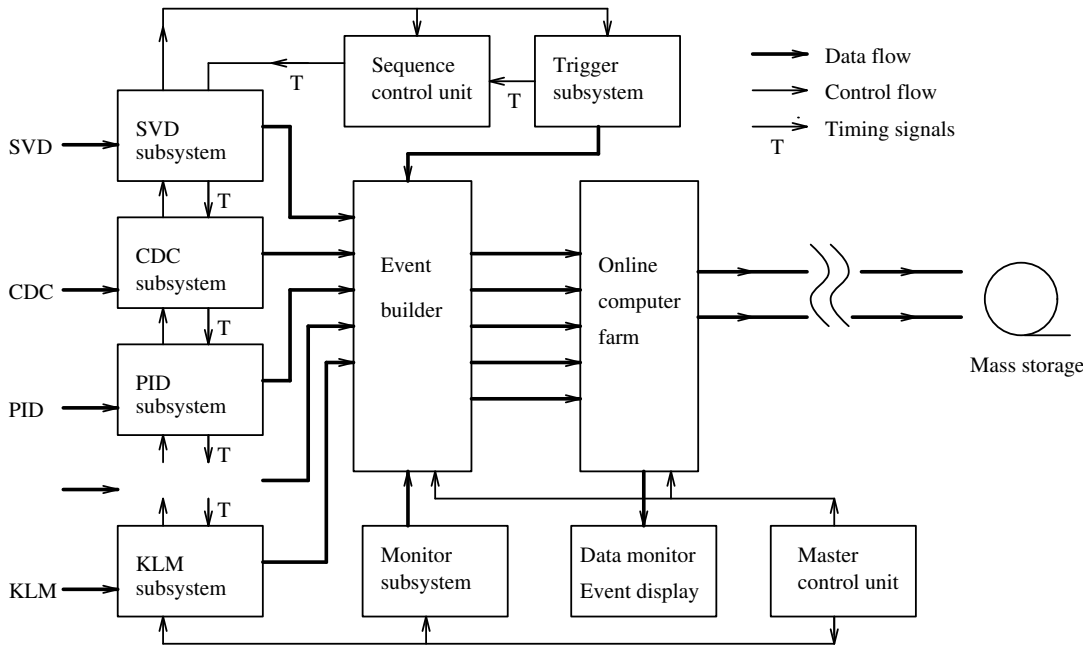

図 2.7: Belle データ収集システム

第3章　π^0 中間子を用いた光子エネルギー補正

3.1　Belle 電磁カロリーメーター (ECL)

3.1.1　電磁カロリメータの原理

電磁カロリーメータとは、おもに電子、陽電子、光子のエネルギーを測定する検出器である。物質中に飛込んだ高エネルギーの電子 (陽電子) は、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、あるいは高エネルギーで入射した電子からは、電子対生成過程により電子・陽電子が生じる。そして、これらの電子は制動放射によってさらに光子を放出する。このような過程が交互に繰り返し起こることにより、電子 · 陽電子が多数生成する。これを、電磁カスケードシャワーと呼ぶ。シャワーを発生させる物質として、CsI のような無機結晶を用いると、シャワー中の粒子のエネルギー損失により物質中の原子が励起され、定常状態に戻るときにシンチレーション光を発する。もし、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。よって、シンチレーション光の光量を測定することにより、入射粒子のエネルギーを知ることができる。また、重い物質中ではシャワーは横の広がりは小さいので、入射位置の測定も可能である。

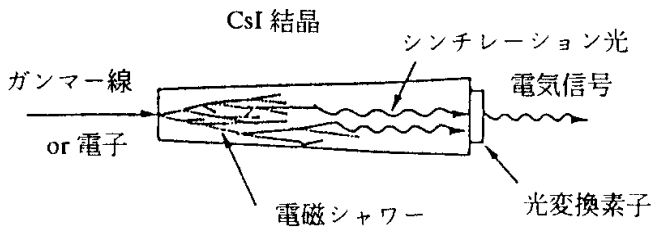

図 3.1: 電磁シャワーの発達

3.1.2 Belle 電磁カロリメータ

Belle 実験で用いられている電磁カロリーメーター (ElectroMagnetic Calorimetor : 以下 ECL) は、エネルギー全吸収型電磁カロリメーターである。ECL への物理的要請の一つとして、様々な崩壊過程から現れる光子を高い効率と良い分解能で検出することが挙げられる。

B 中間子崩壊の約 3 分の 1 は π^0 中間子を含んでおり、π^0 は二つの光子に崩壊する。そこで、これらの光子のエネルギー及び方向の測定が精度良く行わなければならない。特に、高い運動量の π^0 においては、再構成する際に、近接した光子の識別が要求されるため、それらのなす角度を正確に知る必要がある。
また、光子はいろいろな崩壊過程の終状態で現れ、それらの光子のエネルギーは 500MeV 以下である。よって、低エネルギーでの良いエネルギー分解のが要求される。一方、$B \to K^*\gamma$ や ϕ_2 の測定に必要な $B^0 \to \pi^0\pi^0$ といった崩壊過程から放出される光子は実験室系で 4GeV 以上のエネルギーになる。さらに、測定器の較正やルミノシティの算出に用いられる Bhabha 散乱においては、最大 8GeV のエネルギーの光子や電子が現れる。つまり、高いエネルギーにおいても光子の十分な測定が必要とされる。

カロリーメータには、表 3.1 に挙げられるような結晶がシンチレーターとして用いられる。上述した要請を満たすべく、ECL では CsI($T\ell$) 結晶を採用した。その理由として、第一に、光量が大きいことが挙げられる。これは、信号を増幅させる際のノイズの寄与を低くおさえることを可能にさせる。第二に、同量の発行量を持つ NaI($T\ell$) に比べ、潮解性が少ないので、扱い易いという利点も兼ね備えている。さらに、CsI 結晶はフォトダイオード読み出しが可能である点が大きな特徴である。これは、図 3.1 中での光変換素子としてフォトダイオードを用いる場合、フォトダイオードからの読み出しは磁場の影響を受けない。よって、ソレノイド内にカロリーメータを設置することができ、前方の物質量は少なくなり、より広いエネルギー領域での測定を可能にする。
ECL 全体像を図 3.2 に示す。ECL 全体は、バレル部分と前方及び後方エンドキャップ部分から構成されおり、使用されている CsI カウンターの総数は 8736 本、総重量は 43 トンに及ぶ。検出領域はビーム軸から $17^\circ - 150^\circ$ の範囲で、全立体角の 90% に対応する。バレル部分は円筒状で、その内径は $1.25m$、長さは $2.98m$、前方と後方のエンドキャップは衝突点からそれぞれ $1.96m$ と $-1.02m$ に位置する。ケーブルを通すために、バレル部と前方及び後方エンドキャップ部分の間に、それぞれ約 1° と 3° の隙間がある。

一つのカウンターの基本的なサイズは、前面断面積が約 $5.5cm \times 5.5cm$、背面断面積が約 $6.5cm \times 6.5cm$、長さは $30cm$ である。この長さは、$16.2X_o$ に対応している。

表 3.1: 代表的なシンチレーターの特徴

	$CsI(T\ell)$	CsI	$NaI(T\ell)$	BaF_2	BGO
放射長:X_o(cm)	1.85	1.85	2.59	2.06	1.11
密度 (g/cm^3)	4.51	4.51	3.67	4.89	7.13
モリエール半径 (cm)	3.8	3.8	5.1	3.4	2.3
$dE/dx_{mip}(MeV/cm)$	5.6	5.6	4.8	6.6	9.0
発光波長 (nm)	565	320	415	310_s	480
				210_f	
減衰時間 (nsec)	1000	10	230	620_s	300
				1_f	
発光量 (γ/MeV)	6×10^4	1.5×10^3	$\sim 4\times10^4$	7×10^3	$\sim 8\times10^3$
潮解性	少	少	有	無	無

ここで、X_o は放射長 (Rasiation lemgth) である。また、カウンターの平均的な断面積を円の面積に換算すると、半径は $3.4cm$ となり、これはシャワーの横の発達を示すモリエール半径 $3.8cm$ に対応している。シュミレーションによると、光子が結晶のほぼ中心に入射した時、入射エネルギーの約 80% がその結晶から検出される。

また、結晶はシンチレーション光を反射させて効率良く集めるために、$200\mu m$ の厚さの白色のテフロンシートで覆われている。さらに、周辺からの電気的ノイズを遮断する目的で、厚さ $25\mu m$ のアルミニウムをマイラーに添着したアルミナイズドマイラーのシートで包まれている。信号を読み出す二つの PIN フォトダイオードは、結晶の後方中央に厚さ $1mm$ のアクリル板を介して接着されている。また、各フォトダイオードには、プレアンプが取り付けられている。

各々のカウンターは図 3.2 のように、衝突点を取り囲むように隙間なく配置される。そのため、結晶の形状は配置される場所により異なる。

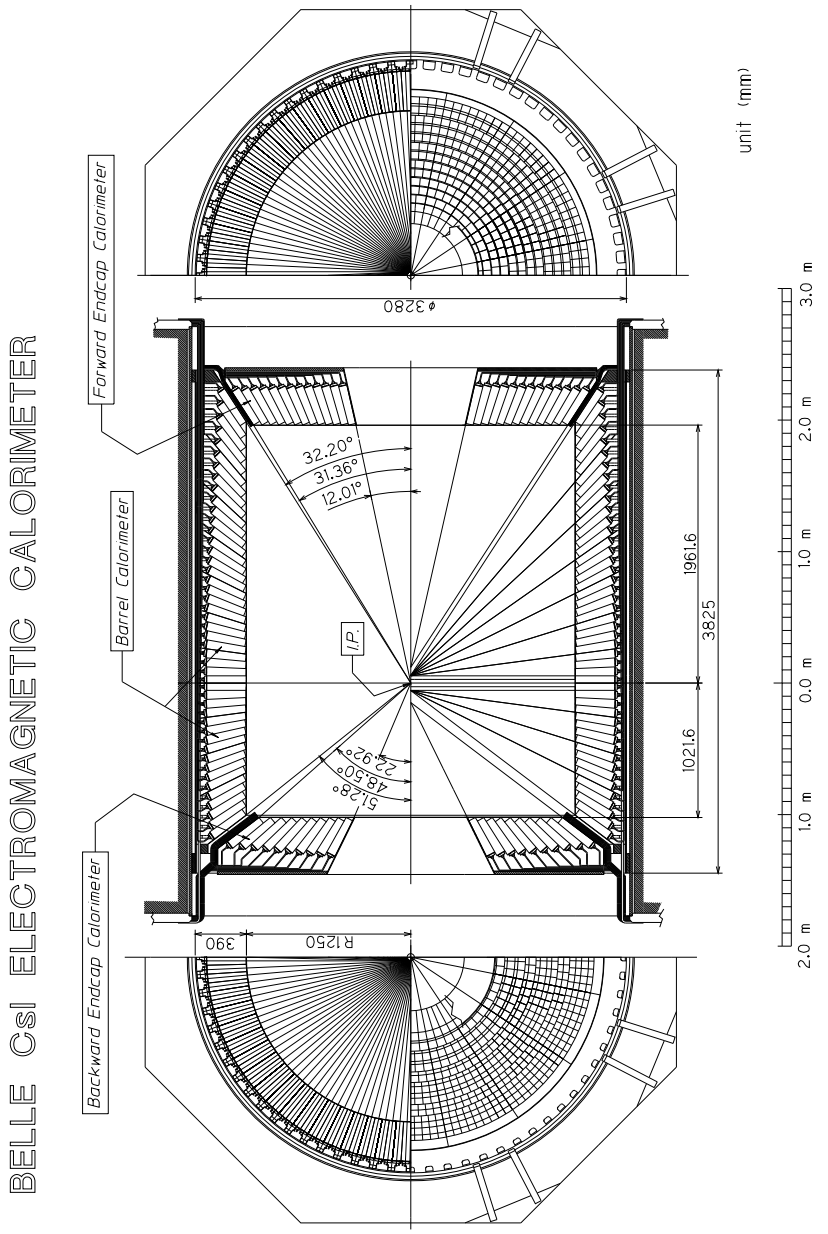

図 3.2: CsI(Tℓ) 電磁シャワーカロリーメータ (ECL)

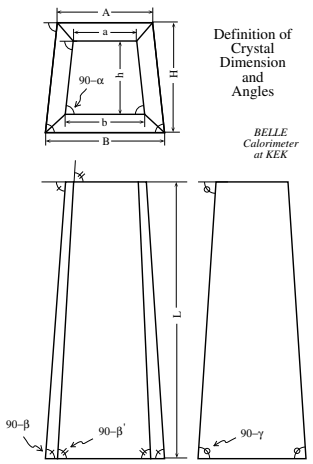

図 3.3: 結晶の形状：L=30cm は全ての結晶について共通であるが、ECL 内で占める位置によって、角度 α、β、γ が異なる。

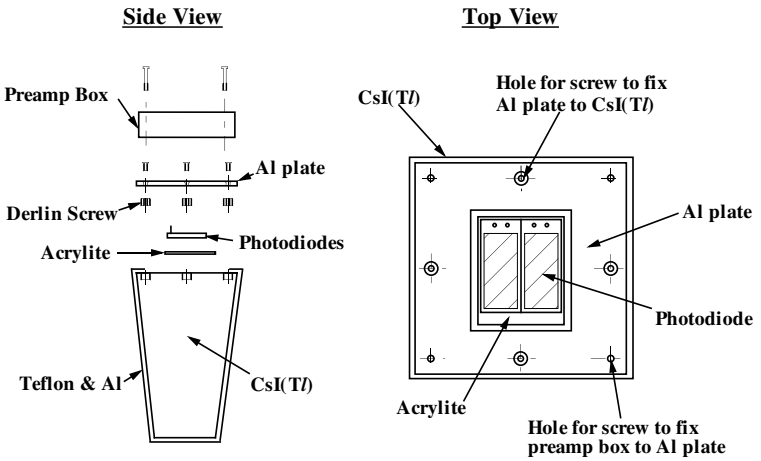

図 3.4: CsI カウンターの組み立て図

3.1.3 読み出しのエレクトロニクス

各 CsI カウンターからの信号を、図 3.5 に示すようなエレクトロニクスを用いて読み出す。シェーパー QT モジュールでは、各カウンターに取り付けられた二つのプレアンプからの信号のアナログ和をとった後、エネルギー測定用とトリガー信号生成用の 2 系統の信号に分け、それぞれ時定数 1μsec と 200nsec の時定数で波形整形する。そして、エネルギー測定用の信号は MQT300A という QtoT コンバーターに送られ、電荷に比例した時間差でリーディング端とトレーディング端を持つ規格化パルスに変換される。同時に、16 本のカウンターからのトリガー信号生成用の信号についてもアナログ和をとり、これをトリガー信号を生成するエレクトロニクスへ送る。ここまでの処理は、TKO 規格 [11] によって制作された装置を用い、ノイズの影響を小さくするために、その装置は Belle 検出器近くに設置されている。さらに、MQT300A が出力したエネルギー測定のための信号は、TDC によって数値化される。TDC は FASTBUS 規格 LeCroy1877S 型で、検出器の脇に設置されたエレキハット内に設置されている。

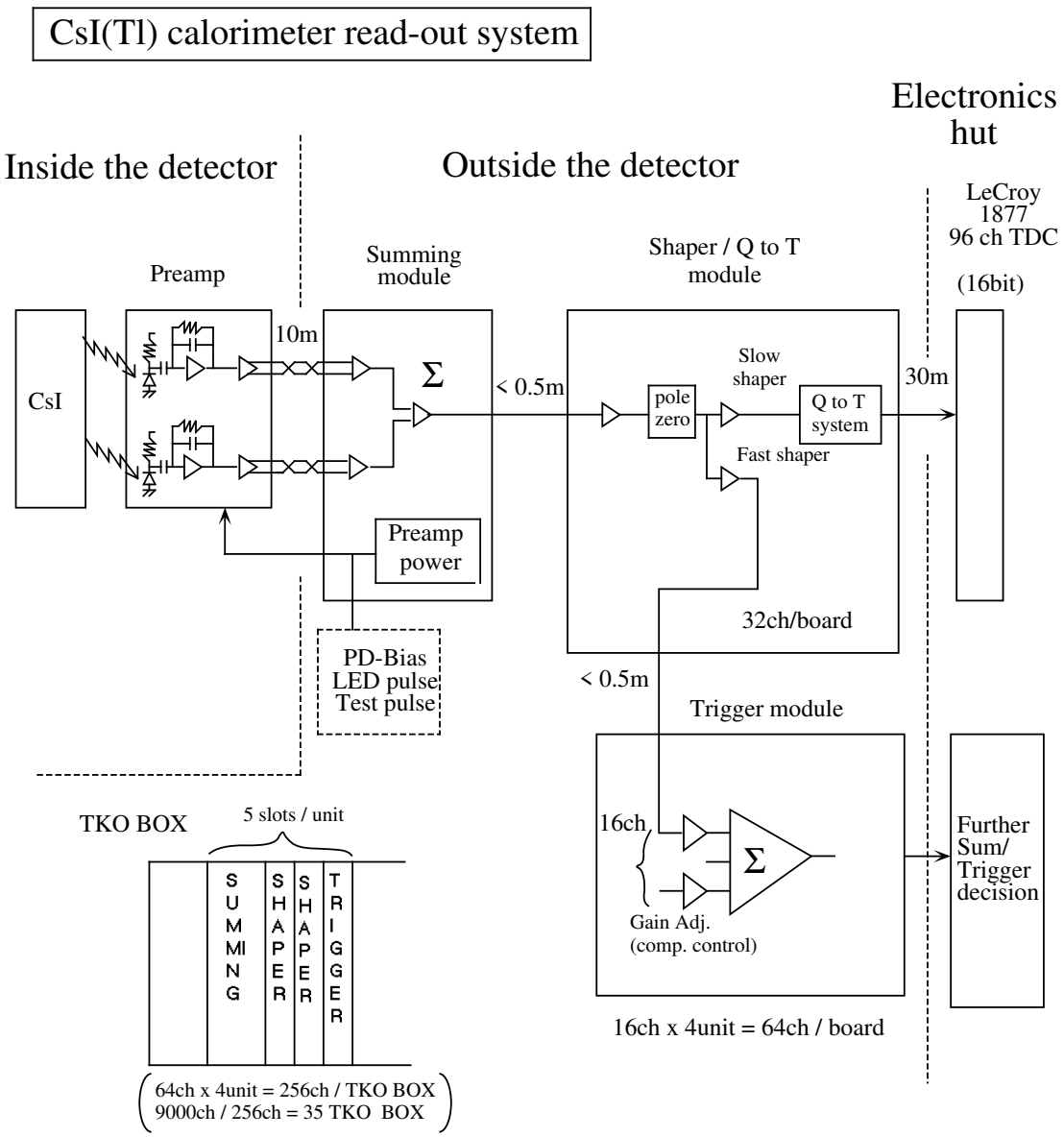

図 3.5: 読み出しのエレクトロニクス回路図 : エレクトロニクスのゲインとペデスタルは実験期間中、テストパルスを用いてモニターする。

3.2 シャワーの再構成

ECL で光子や電子のエネルギーを精度良く測定するためには、8736 本に及ぶ CsI カウンターを、それぞれ正しく較正することと、各カウンターが検出したエネルギー損失から適切な方法でシャワーの再構成を行うことが必要である。そこで、本節ではカウンター較正とシャワーの再構成の方法について述べる。

3.2.1 カウンター毎の較正

TDC によって数値化された i 番目のカウンターからの信号 TDC_i は、以下の式によってそのカウンターが検出したエネルギー値 E_i に換算される。

$$E_i = \frac{TDC_i - PED_i}{e_i \times C_i} \tag{3.1}$$

PED_i : ペデスタル
e_i : エレクトロニクスのゲイン
C_i : カウンター毎の較正定数

ペデスタルとゲインは実験期間中、テストパルスを用いてモニターする。また、C_i は Bhabha 散乱から決める。シミュレーションによって、Bhabha 散乱における電子または陽電子の結晶中でのエネルギー損失は、精度良く予測できる。したがって、シュミレーションによって ECL 中のエネルギー損失の期待値を求めることができる。そこで、観測された Bhabha 散乱データから得られたエネルギー損失が、期待値を再現するように各カウンターの C_i を求める。具体的には、

$$\chi^2 = \sum_j \left(\sum_i E_i^j - E_{exp}^j \right)^2 \tag{3.2}$$

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 i 番目のカウンター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。

3.2.2 クラスタリング

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から信号を検出する。そこで、一つのシャワーを形成しているカウンターの集合 (クラスター) を見つけ、エネルギーの総和をとる。その作業をクラスタリングと呼ぶ。クラスタリングでは、まず初め

にシード カウンターを探す。シード カウンターとは、隣接するどのカウンターよりも大きい信号を検出し、かつその値が 10MeV 以上のものである。シード カウンターを中心に 5×5 の範囲に入る計 25 本のカウンターのうち、0.5MeV より大きい信号を検出したものを選ぶ。こうして得られたカウンターの集合をクラスターと呼ぶ。そして、入射粒子のエネルギーと入射位置を得るために、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と、その重心をとる。

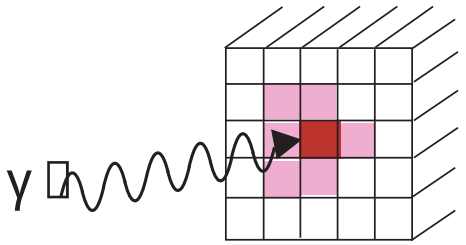

図 3.6: クラスタリング:もっとも色の濃い部分がシード カウンター。クラスター内の信号を検出したカウンターの信号を足し合わせて、一つのシャワーを再構成する。

3.2.3 シャワー漏れの補正

クラスタリングによって、求められた光子のエネルギーは、実際に入射した粒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、クラスターの範囲外のカウンターや、カウンターの後方にシャワーが漏れだすためだと考えられる。実際に、モンテカルロシミュレーションを使って、再構成されたシャワーのエネルギー $(E_\gamma(rec))$ と入射光子のエネルギー (E_γ) の比をとると、図 3.7 のハッチがかかっている分布が示すように、両者にわずかなずれが生じていることがわかる。したがって、光子のエネルギーを正確に得るためには、単純にクラスター中のカウンターが検出したエネルギーの総和をとるだけでなく、このシャワーの漏れの寄与を補う必要がある。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良く再現していることを利用してシャワーの漏れに対する補正を行う。この補正には、一事象中に光子一個だけが発生している事象のシュミレーションを用い、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うことで求められている。補正後の分布のピークは 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)

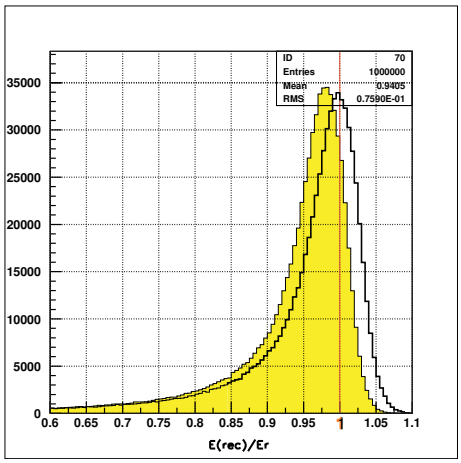

図 3.7: エネルギー 20MeV の光子を用いた $E_\gamma(rec)/E_\gamma$ 分布。ハッチがかかっている分布は補正前、白抜きの部分が補正後の分布である。補正後は分布のピークは 1 と一致している。

3.3　π^0 を用いた光子エネルギー補正

前節で述べたように、カウンター毎の較正、クラスタリングとシャワーの漏れの補正によって、ECL に入射した光子のエネルギーを測ることができる。しかし、ここで注意したいのは、カウンター毎の較正は、Bhabha 散乱を使っているため、4∼8GeV という高いエネルギー領域で較正を行っている。したがって、低いエネルギー領域においても、再構成した光子のエネルギーが、線形性を保っているか否かを、独立な物理過程を用いて確認しなくてはならない。ハドロン事象中に多く現れる π^0 は、99%の確率で 2 つの光子に崩壊し、その不変質量は検出したエネルギーの線形性を確認する感度が高い。そこで、Belle 実験の当初から、ハドロン事象中の π^0 崩壊を利用し、その確認作業を行っている。その結果、低いエネルギー領域においては非線形性を示すことを確認した。そこで、本研究ではその非線形性からエネルギーに依存する補正関数を求め、その領域での補正を行った。まずは、π^0 の再構成について、次に π^0 を用いた光子エネルギー補正関数の求め方と、補正を行った結果についてまとめる。

3.3.1　π^0 の再構成

π^0 を再構成するには、ECL で検出された二つの光子の組み合わせから不変質量を求めればよい。二つの光子のエネルギーを E_1、E_2、両者のなす角を α とおくと、不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ は

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - cos\alpha)} \tag{3.3}$$

となる。
図 3.8 は、ハドロン生成事象中の $M_{\gamma\gamma}$ 分布である。ただし、1 つの光子のエネルギーが $400 < E_\gamma(\mathrm{MeV}) < 560$ を満たす組み合わせのみを用いた。

次に、こうして得られた不変質量分布を次式のような分布関数でフィットし、そのピーク値 (M_o)、ピーク幅 (σ_M)、非対称度 (a) を求める。シグナル部分は Logarithmic Gaussian を用いてフィットする。
Logarithmic Gaussian；

$$f(x) = \frac{N}{(\epsilon - x)\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\sigma_0}\ln\left(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - M_o)e^{\sigma_0^2}}\right)\right)^2\right) \tag{3.4}$$

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 は規格化定数である。図 3.8 からわかるように、この不変質量分布は完全に対称ではない。これは、前節で示した図 3.7 より、それぞれの光子について再構成する際に低い側にテールを引くため、2 つの光子の組み合わせにおいても、その効果が現れるためである。よって、フィットには正規部分布関数 (Gaussian) ではなく、Logarithmic Gaussian を用いた。また、バックグラウンドは 2 次の多項式で近似した。

ここで、不変質量の再構成における不定性について考える。式 (3.3) にあるように、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、質量分布のピーク幅 σ_M は次式で与えられる。

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{\sin\alpha}{1-\cos\alpha}\sigma_\alpha\right)^2 \tag{3.5}$$

ここで、σ_{E_1}、σ_{E_2}、σ_α は、各パラメータの分解能である。2 つの光子のなす角の最小値 α_{min} は次式で与えられる。

$$\alpha_{min} = \cos^{-1}(2\beta - 1) \tag{3.6}$$

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。ここで、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_{min} を α がとる典型的な値として考える。

今、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 800MeV をとり、これが 2 つの 400MeV の光子に崩壊した場合を考えると、$\alpha_{min} = 19^o$ となる。さらに、ECL の光子の入射位置の分解能が 7mm 程度であるので、衝突点からの距離として 125cm(バレル部内半径) をとると

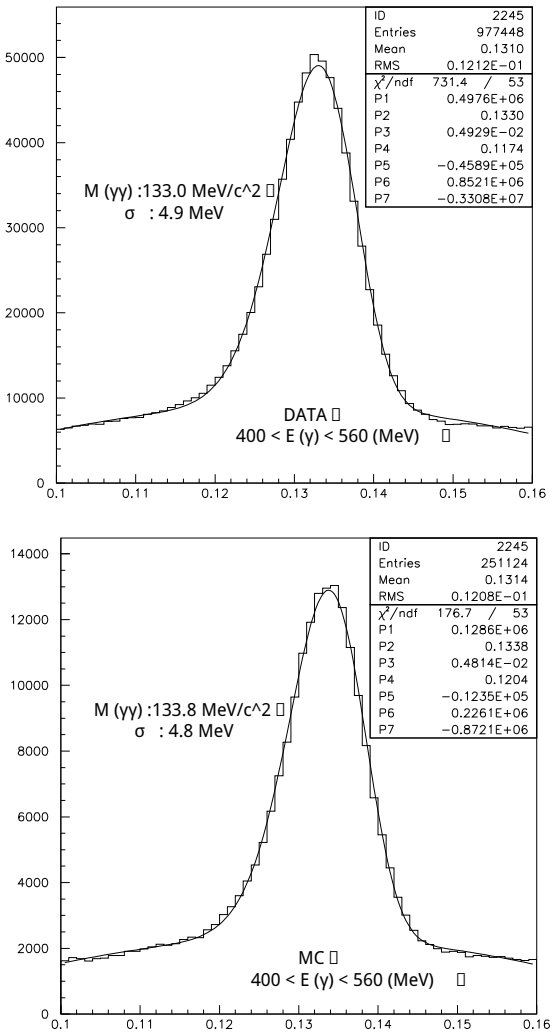

図 3.8: ハドロン事象において、エネルギーが $400 < E_\gamma < 560(MeV)$ 満たす二つの光子の組み合わせの不変質量分布: 上段は実験データ、下段はモンテカルロシュミレーション。各図上段右のパラメータは、フィットの結果を表しており、P2 はピーク値 (GeV/c^2)、P3 は標準偏差 (GeV/c^2)、P4 は分布の非対称度に対応している。

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

となる。この結果、式 (3.5) の第 3 項は

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

となる。これは、観測された質量分解能、

$$\frac{\sigma_M}{M_{\gamma\gamma}} \;=\; \frac{5.2(MeV)}{133.1(MeV)} \;=\; 3.9\%$$

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を考えた場合、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。つまり、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ので、低いエネルギー領域においても、再構成した光子のエネルギーが線形性を保つか否かを検証できるのである。

3.3.2 エネルギー非線形性と補正関数

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) の関係を次のようにおく。

$$E_{rec} = C(E_{rec})\times E_\gamma \tag{3.7}$$

もし、シャワーのエネルギーが正しく再構成されていれば、$C(E_{rec}) = 1.0$ となる。3.2.3 節で記述したように、モンテカルロシュミレーション (以下：MC) が、電磁シャワーの振る舞いを良く再現していることから、$C(E_{rec}) = 1.0$ という前提が可能となる。

不変質量分布 $M_{\gamma\gamma}$ において、$0.1 \sim 0.16\mathrm{GeV}/c^2$ 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、20MeV$\sim$1.6GeV の範囲において 12 個のエネルギー領域[2]に区切り、E_1、E_2 が、それぞれどの領域に含まれるかによって分類し、不変質量分布からピーク値 (M_{π^0}) と、ピーク幅 (σ_M) を求める。

ここで、π^0 の候補として再構成された光子のエネルギー E_1 が i 番目のエネルギー領域、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入射エネル

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

ギー E_i、E_j との関係は、

$$\begin{aligned} E_1 &= C(E_i) \cdot E_i \\ E_2 &= C(E_j) \cdot E_j \end{aligned} \tag{3.8}$$

となる。ここで、$C(E_i) = Ci$、$C(E_j) = Cj$ と書き、式 (3.3) に代入すると、実験データ中の π^0 の不変質量分布のピーク値について得られる M_{π^0} は、

$$M_{\pi^0}(DATA) = \sqrt{2C_iC_jE_iE_j(1 - cos\alpha)} \tag{3.9}$$

となる。一方、MC による期待値は

$$M_{\pi^0}(MC) = \sqrt{2E_iE_j(1 - cos\alpha)} \tag{3.10}$$

であるので両者の比をとることにより

$$\frac{M_{\pi^0}(DATA)}{M_{\pi^0}(MC)} = \sqrt{C_iC_j} \tag{3.11}$$

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

$$\frac{M_{\pi^0}(DATA)}{M_{\pi^0}(MC)} = C_i \tag{3.12}$$

となり、データと MC の間で M_{π^0} 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求めることができる。

ここでは、前方物質の量が少なく、ECL で検出した π^0 のうち、統計量の大部分を占める 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。

それぞれのエネルギー領域に対応する係数 $C(E_\gamma)$ を求めると、図 3.9 のように、エネルギー非線形性を示す。1GeV 以下の領域においては、データと MC の間に 0.5%〜4.0%の違いが結果として現れるため、データがモンテカルロシミュレーションに一致するように補正を加える。

そのために、この係数 $C(E_\gamma)$ に関する分布をフィットし、補正関数のパラメータを求める。フィットには 3 次の多項式を用いた (図 3.9)。それぞれの実験期間毎 (EXP.7〜EXP.13) にこの作業を行い、補正の際には実験毎の補正関数を用いることが可能な形にした。フィットから得られたパラメータを表 3.2 に示す。

3.3.3 補正結果

このようにして得た光子のエネルギーに関する補正関数を用いて、ECL で測定した個々の光子のエネルギーに対し、補正を行った。その結果を図 3.11 に示す。また、補正後のピーク幅を表す分布から、この補正は光子のエネルギーを的確に補正し、ピーク幅には影響を与えていないことを確認した。

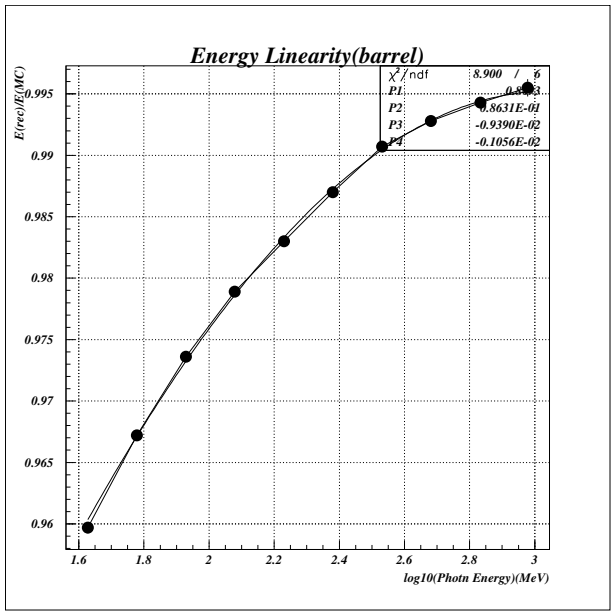

図 3.9: 各エネルギー領域に対応する係数 $C(E_\gamma)$ を表す分布：フィットには 3 次の多項式を用いた。

	P1	P2	P3	P4
EXP.7	8.5445×10^{-1}	8.9162×10^{-2}	-9.6202×10^{-3}	-1.0944×10^{-3}
EXP.9	8.3416×10^{-1}	9.3534×10^{-2}	-7.1632×10^{-3}	-1.9072×10^{-3}
EXP.11	8.4927×10^{-1}	8.6308×10^{-2}	-9.3898×10^{-3}	-1.0557×10^{-3}
EXP.13	7.8138×10^{-1}	1.7899×10^{-1}	-4.8821×10^{-2}	-4.3692×10^{-3}

表 3.2: フィットから得られたパラメータ：P1,P2,P3,P4 は 3 次式 $y(E_\gamma) = P1 + P2 \cdot x + P3 \cdot x^2 + P4 \cdot x^3$ の係数。ここで、$x = \log_{10} E_\gamma$ である。データ収集を行った期間毎に、それぞれの実験番号を EXP7(2000 年 1 月 ∼7 月)、EXP9(2000 年 10 月 ∼12 月)、EXP11(2001 年 1 月 ∼4 月)、EXP13(2001 年 4 月 ∼7 月) としている。

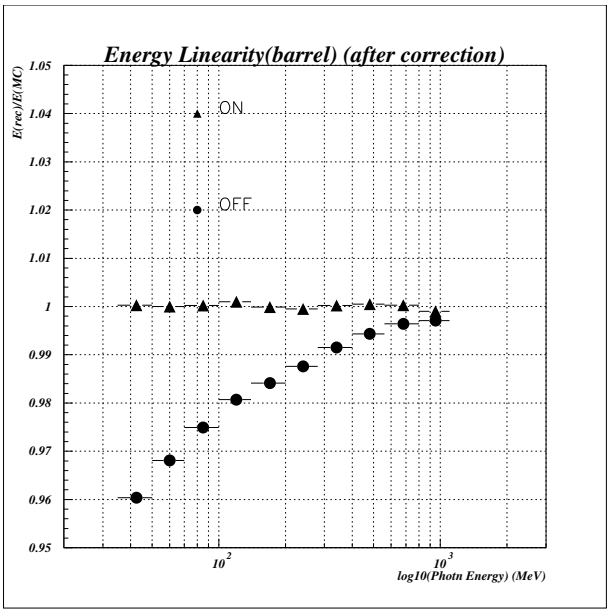

図 3.10: 補正後のエネルギー係数 (C_γ) 分布: 「 ON 」は補正後、「 OFF 」は補正前の値である。

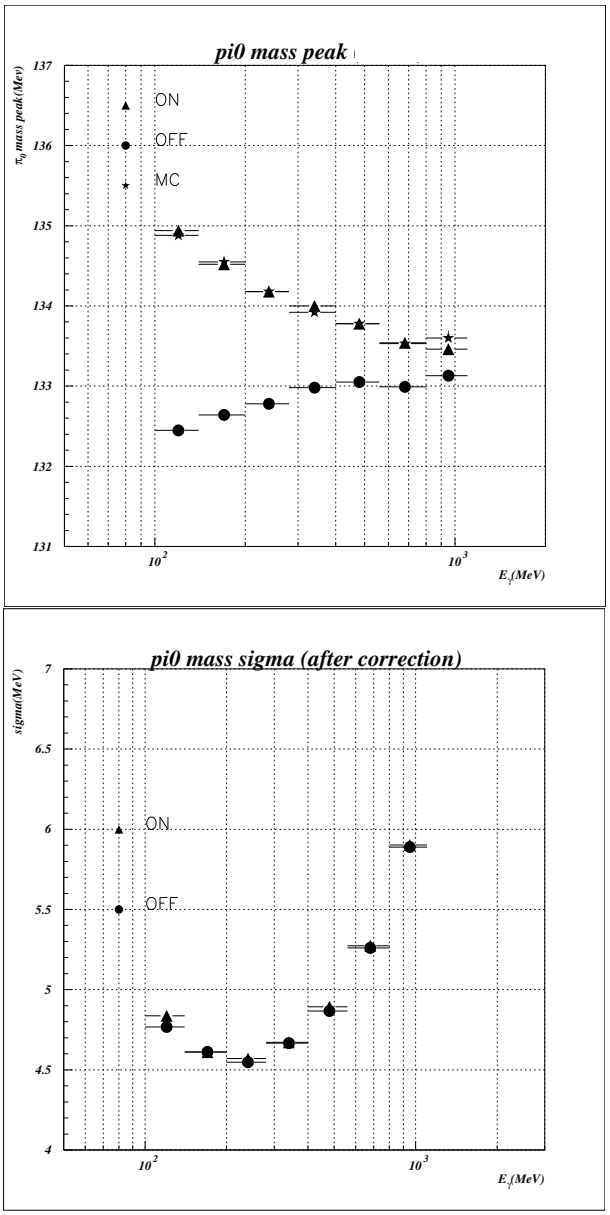

図 3.11: 補正後のピーク値 (上段) とピーク幅分布 (下段):「 ON 」は補正後、「 OFF 」は補正前、「 MC 」はモンテカルロシュミレーションの値である。

第4章　$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の観測

CP 対称性の破れを表すパラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定に用いる代表的な崩壊過程 $B^0 \to J/\psi\ K_s$ は、$b \to c\ \bar{c}\ s$ 遷移によって生じる。この、s クォークを d クォークに置き換えた $b \to c\ \bar{c}\ d$ 遷移で現れる崩壊過程に、$B^0 \to J/\psi\pi^0, J/\psi\eta$ などがある。$B^0 \to J/\psi\pi^0$ の崩壊分岐比は、すでに Belle,Babar,CLEO の各実験において観測されている。これを受けて、本研究では同じダイアグラムから生じる $B^0 \to J/\psi\eta$ の観測を行った。

4.1　$B^0 \to J/\psi\eta$ の物理

$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊過程における、弱い相互作用の最低次のファインマンダイアグラム (ツリーダイアグラム) と高次のペンギンダイアグラムをそれぞれ図 4.1、4.2 に示す。J/ψ のスピン (J)、パリティ (P)、荷電共役 (C) は $J^{PC} = 1^{--}$、η は $J^{PC} = 0^{-+}$ である。また、角運動量保存則から、J/ψ と η の間の軌道角運動量は $L = 1(p-wave)$ である。$p-wave$ のパリティ固有値は -1 であることから、$J/\psi\eta$ は固有値が $+1$ の CP 固有状態である。

$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊のツリーダイアグラムには、複素位相は現れない。よって、ツリーダイアグラムが支配的であると考えると、第 1 章で述べた $J/\psi\ K_s$ と同様の議論が成り立ち、$\sin 2\phi_1$ の測定が可能となる。つまり、V_{cb} にも V_{cd} にも複素位相は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振幅と、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によってフレーバーを変えて崩壊した振幅の干渉によって CP 対称性の破れが現れる。

$B^0 \to J/\psi\ \eta$ について、式 (1.24) を用いて CP 非対称度を求めると、$B^0 \to J/\psi\ K_s$ と同様の議論が成り立つので、

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

$J/\psi\ K_s$ の CP 固有値は -1 なので、$B^0 \to J/\psi\ K_s$ と逆符号の CP 非対称度となる。

一方、ペンギンダイアグラムの寄与を考えると、図のように崩壊振幅中に複素位

相 (V_{td}) が現れる。この場合、式 (1.20) の $\cos\Delta mt$ の寄与により、t=0 における CP 非対称度を求めることができる。これは、直接的 CP 対称性の破れを観測する可能性を示唆している。

以上のような CP 対称性の破れの測定に先立ち、本研究では、崩壊分岐比を測定した。以下、$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊分岐比の測定について詳しく述べる。

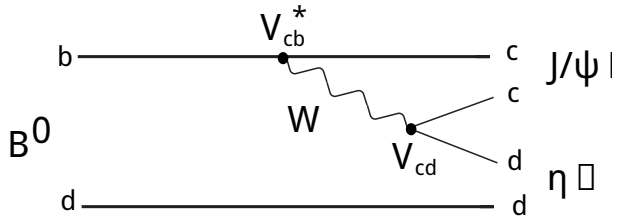

図 4.1: $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊のツリーダイアグラム

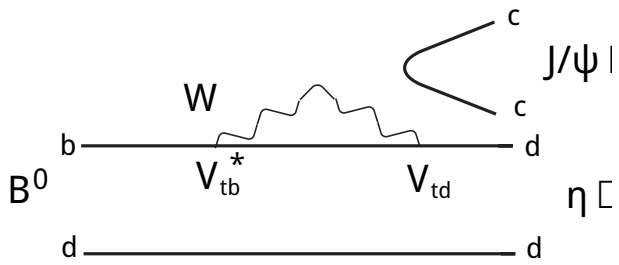

図 4.2: $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊のペンギンダイアグラム

4.2 事象選別

2 章で述べた Belle 検出器で収集された様々な情報から粒子を再構成して識別し、事象選別を行っていく。ここでは、その選別条件について順を追って説明する。解析には、積分ルミノシティ $\int \mathcal{L}\, dt = 29.7\ fb^{-1}$ のデータを用いた。

4.2.1 ハドロン事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、B 中間子を含むハドロン事象の他に、Bhabha 散乱、μ, τ 生成事象などがある。そこで、ハドロン以外の事象やビームからのバックグランドを削除し、ハドロン生成事象を選別する必要がある。

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
  - xy 平面に投影した飛跡の運動量：$P_t > 0.1GeV/c$
  - 飛跡とビーム軸の最近接距離：$|dr| < 2.0cm$
  - 最近接距離での z 方向の位置：$|dz| < 4.0cm$
- クラスター
  - クラスターのエネルギー：$E > 0.1GeV$

こうして選んだ飛跡の運動量、クラスターのエネルギーを $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツブーストし、以下の条件を与える。

- 飛跡の本数が 3 本以上
- 飛跡運動量とクラスターのエネルギーの総和が重心エネルギー (10.58GeV) の 20%以上
- 飛跡の z 成分の運動量総和が重心エネルギーの 50%以下
- 飛跡から再構成された事象生成点のビーム軸からの距離 (Vr) とその z 方向の位置 (Vz) がそれぞれ、$Vr < 1.5cm$、$|Vz| < 3.5cm$ であること
- ECL で測定されたエネルギーの総和が重心エネルギーの 2.5%以上 90%未満
- $R_2 \equiv H_2/H_0$ で定義される R_2 が 0.5 以下であること。ここで、H_2、H_0 は Fox-Wolfarm モーメント [12] の第 2 成分と第 0 成分である。

以上の条件を全て満たす事象をハドロン事象とする。

4.2.2 $J/\psi \to \ell^+\ell^-$ の再構成

J/ψ 粒子はレプトン対に崩壊する。その崩壊分岐比を以下に示す。

- $J/\psi \to e^+ e^-$: (6.02 ± 0.19) %
- $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$: (6.01 ± 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 (レプトン同定)。

電子識別

電子を識別するために、以下のような 6 つの物理量を用いる。

- CDC で測定された飛跡の延長線と ECL のクラスターの位置との角度
- ECL でのシャワーの形状
- CDC で測定した運動量 P と ECL で測定したエネルギー E の比:E/P
- CDC で測定した dE/dx
- ACC で検出したチェレンコフ光の光量
- TOF で測定した飛行時間

これらの物理量に添字 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、その粒子がハドロンである確率である。

μ 粒子識別

μ 粒子の識別には、KLM,CDC からの情報を用いて、以下の量を用いる。

- KLM まで外挿した飛跡と、実際に KLM で検出された位置との差 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) の確率密度は分布はモンテカルロシュミ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 $(L_{\mu id})$ は、2 つの確率分布関数、$P_\mu^{\Delta R}$、$P_\mu^{\chi^2}$ の積をとる。

$$L_{\mu id} = P_\mu^{\Delta R} \times P_\mu^{\chi^2}$$

これらの電子 ·μ 粒子識別を用いて、以下の条件を満たすものをレプトンであると同定する。

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

これらの条件から同じ種類のレプトンと同定され、かつ互いの電荷が逆符号の 2 本の飛跡の組について不変質量を求める。ここで、$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ の再構成においては、電子または陽電子が制動放射で光子を放出して、運動量を失うため、再構成した飛跡から得た運動量が、実際よりも低く検出される影響を受ける。これを可能な限り回復するために、電子 · 陽電子の運動量ベクトルから 50mrad 以内の光子の運動量も加える。

図 4.3 にレプトン対の不変質量分布を示す。上段が e^+e^- 対、下段が $\mu^+\mu^-$ 対の分布となっており、それぞれ左側がモンテカルロシュミレーション、右側がデータを使用した結果を表す。$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ の不変質量分布では、制動放射による損失を完全に回復していない影響から、$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と比較して低い方に尾を引いている。よって、不変質量の下限を $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ よりも低く設定した。

$$\begin{aligned} 2.947 < \quad M_{ee} \quad &< 3.133 GeV/c^2 \\ 3.037 < \quad M_{\mu\mu} \quad &< 3.133 GeV/c^2 \end{aligned}$$

これを満たすものを J/ψ の候補とする。さらに、このような組み合わせに対し、vertex constrain fit、及び mass constrain fit を施す。レプトンの組合わせが、一つの J/ψ 粒子からきたものであれば、それぞれのレプトンの飛跡は、同じ崩壊点から発生していなくてはならない。この条件を束縛条件として、両方の運動量ベクトルに対し、最小二乗法を施して最適化する。これを、vertex constrain fit という。また、mass constrain fit では、不変質量の組合わせが J/ψ の質量 $(3.1 GeV/c^2)$ と一致するように、同じくレプトンの運動量ベクトルを、束縛条件付き最小二乗法を用いて最適化する。

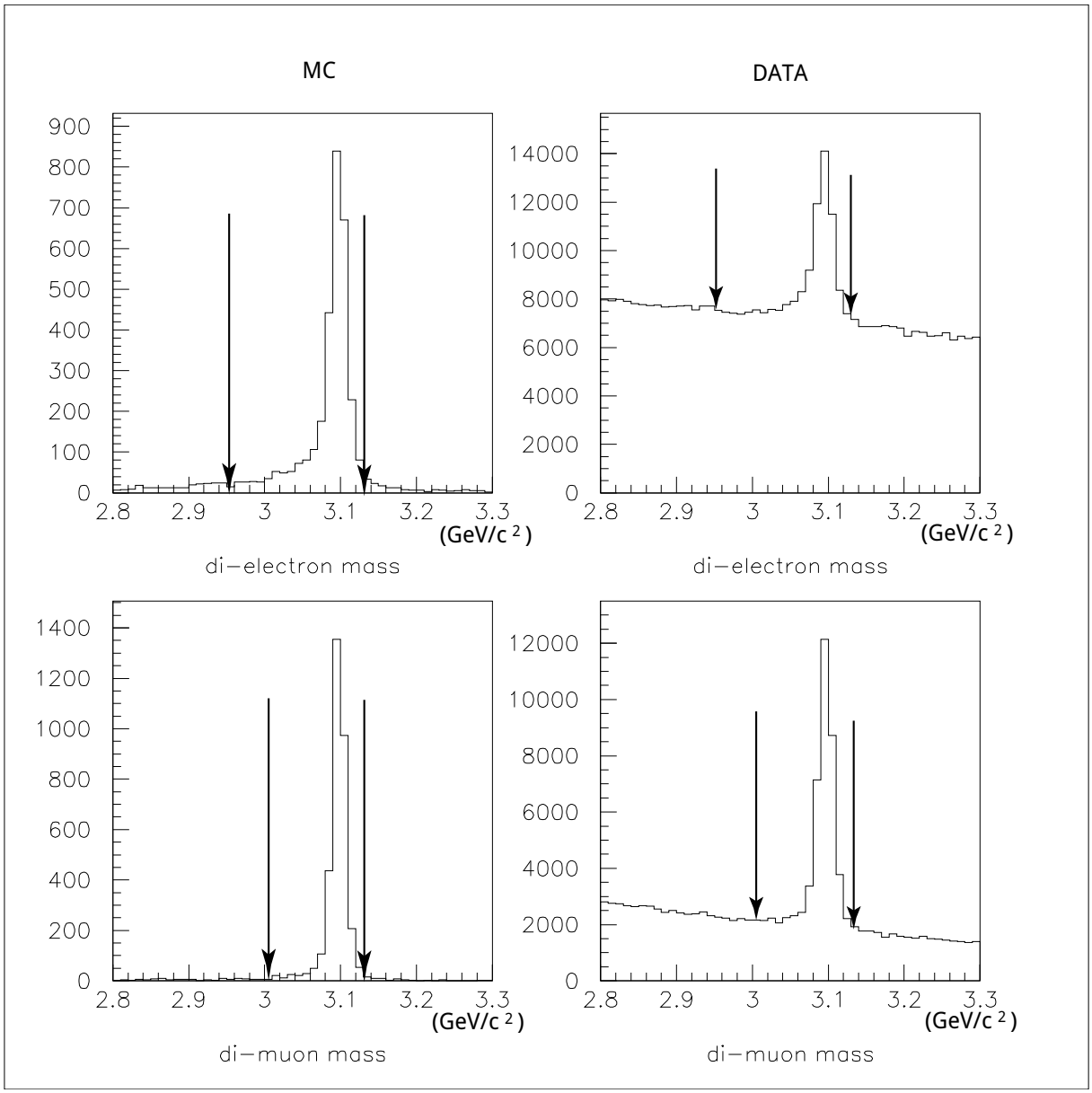

図 4.3: レプトン対の不変質量分布:上段が e^+e^- 対、下段が $\mu^+\mu^-$ 対。それぞれ左側がモンテカルロシュミレーション、 右側がデータを表す。

4.2.3 $\eta \to \gamma\gamma$ の再構成

η はの約 40% の確率で二つの光子に崩壊する。η を再構成には、$50\mathrm{MeV}$ よりもエネルギーの高い光子を用いた。また、バックグラウンドを排除するために、次に挙げる条件を課した。

(1) 2 つの光子のエネルギーバランス

2 つの光子のエネルギーを、それぞれ E_1, E_2 として、エネルギーバランス A_E を $A_E \equiv \frac{|E_1-E_2|}{E_1+E_2}$ と定義し、A_E <0.8 を満たすの光子の組み合わせから η を再構成する。これは、2 つの光子のエネルギーに極端な差があるものは誤った二光子の組合わせによるバックグラウンドからの寄与が大きく、それらを排除するために用いる。

(2) π^0 の排除

3 章で述べたように、π^0 は 99%の確率で 2 つの光子に崩壊するので、π^0 から崩壊した光子は η 再構成におけるバックグラウンドとなる。したがって、もし二つの光子の不変質量分布が、

$$0.125 < M_{\gamma\gamma} < 0.140 GeV/c^2$$

を満たすとき、これらの光子は $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊からきたものとして除く。

以上のような条件を要求した二つの光子の不変質量分布を図 4.4 に示す。上段がモンテカルロシュミレーション、下段がデータの分布である。第 3 章で示した π^0 の不変質量分布と同様に、低い方に尾を引いている。よって、図に示す矢印のように下限を低くとり、

$$0.47 < M_{\gamma\gamma} < 0.58 GeV/c^2$$

を満たす領域の組み合わせを η の候補とし、J/ψ の再構成と同様に、mass constrain fit を施す。

4.2.4 $B^0 \to J/\psi\eta$ の再構成

こうして得た J/ψ 候補と η 候補の組み合わせをとり、B 中間子を再構成する。$\Upsilon(4s)$ 静止系 (重心系) では、B 中間子と反 B 中間子が同じエネルギーを持ち、互いに反対方向に運動することを利用して、次の 2 つの変数、M_{bc}(ビームコンストレイントマス) と ΔE(エネルギー保存変数) を定義する。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(E^*_{beam}\right)^2 - |\vec{P^*_{J/\psi}} + \vec{P^*_{\eta}}|^2} \tag{4.1}$$

$$\Delta E = (E^*_{beam}) - (E^*_{J/\psi} + E^*_{\eta}) \tag{4.2}$$

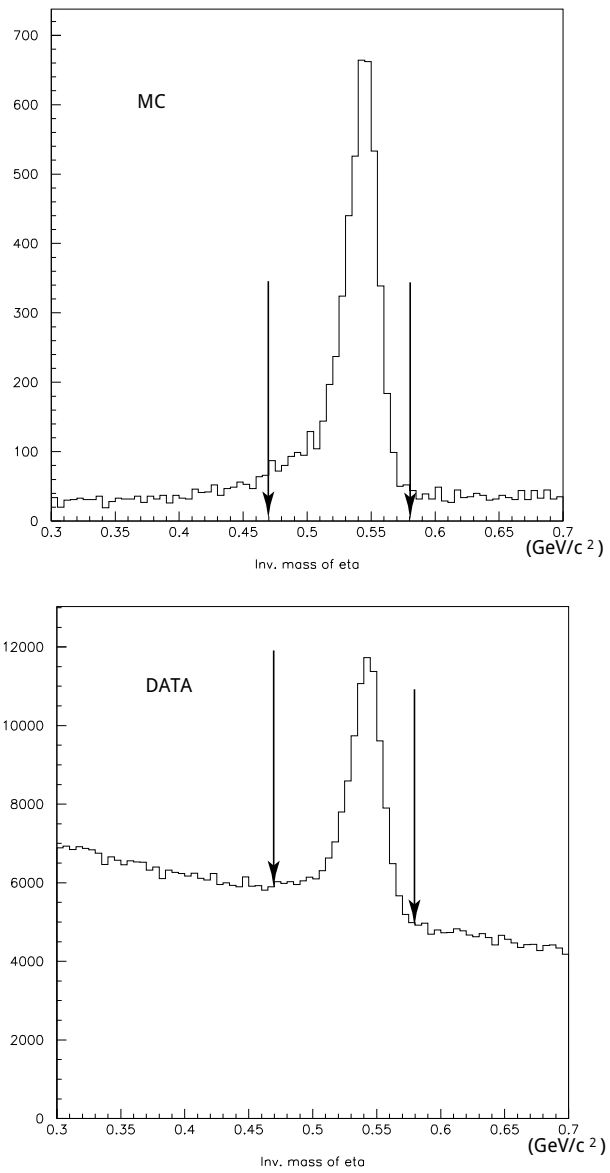

図 4.4: 二光子の不変質量分布: 上段がモンテカルロシュミレーション、 下段がデータを表す。

ここで、この式に現れる物理量は、すべて $\Upsilon(4s)$ 静止系において定義されており、

$$\begin{aligned} E^*_{beam} &: \text{ビームエネルギー (重心エネルギーの } 1/2) \\ \vec{P^*_{J/\psi}}, E^*_{J/\psi} &: J/\psi \text{ の運動量とエネルギー} \\ \vec{P^*_{\eta}}, E^*_{\eta} &: \eta \text{ の運動量とエネルギー} \end{aligned}$$

である。もし、J/ψ と η の組み合わせが、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、その不変質量である M_{bc} は、B 中間子の質量 $(5.279GeV/c^2)$ と一致する。ここで、(4.1) 式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 $E^*_{beam} = 5290MeV$ 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不変質量の精度が向上する。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あるが、これは、測定器のエネルギー分解能に比べ、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る J/ψ と η が持つエネルギーの総和の差である。もし、選別した事象が本物であれば 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、$B^0 \to J/\psi\eta$ 事象を選別する。
1 万個の $B^0 \to J/\psi\eta$ 事象のシュミレーションによる $M_{bc}, \Delta E$、および ΔE と M_{bc} の二次元分布を図 4.5 に示す。ΔE 分布では、低い方に尾を引いた非対称な分布をしている。これは、2 体崩壊で出てくる η は高い運動量を持っているため、ECL におけるシャワーの漏れが生じているためである (第 3 章参照)。このシュミレーションの結果から、ΔE の下限を低めにとり、

$$-0.1 < \Delta E < 0.05GeV$$
$$5.270 < M_{bc} < 5.290GeV/c^2$$

をシグナル領域とし、この範囲に入った組み合わせを、シグナル事象とする。この結果、シュミレーションから求められた検出効率は 25.2%である。

図 4.6 に、$29.7fb^{-1}$ のデータを用いた結果を表す。この時、シグナル領域に 9 事象の $B^0 \to J/\psi\eta$ 候補を観測した。

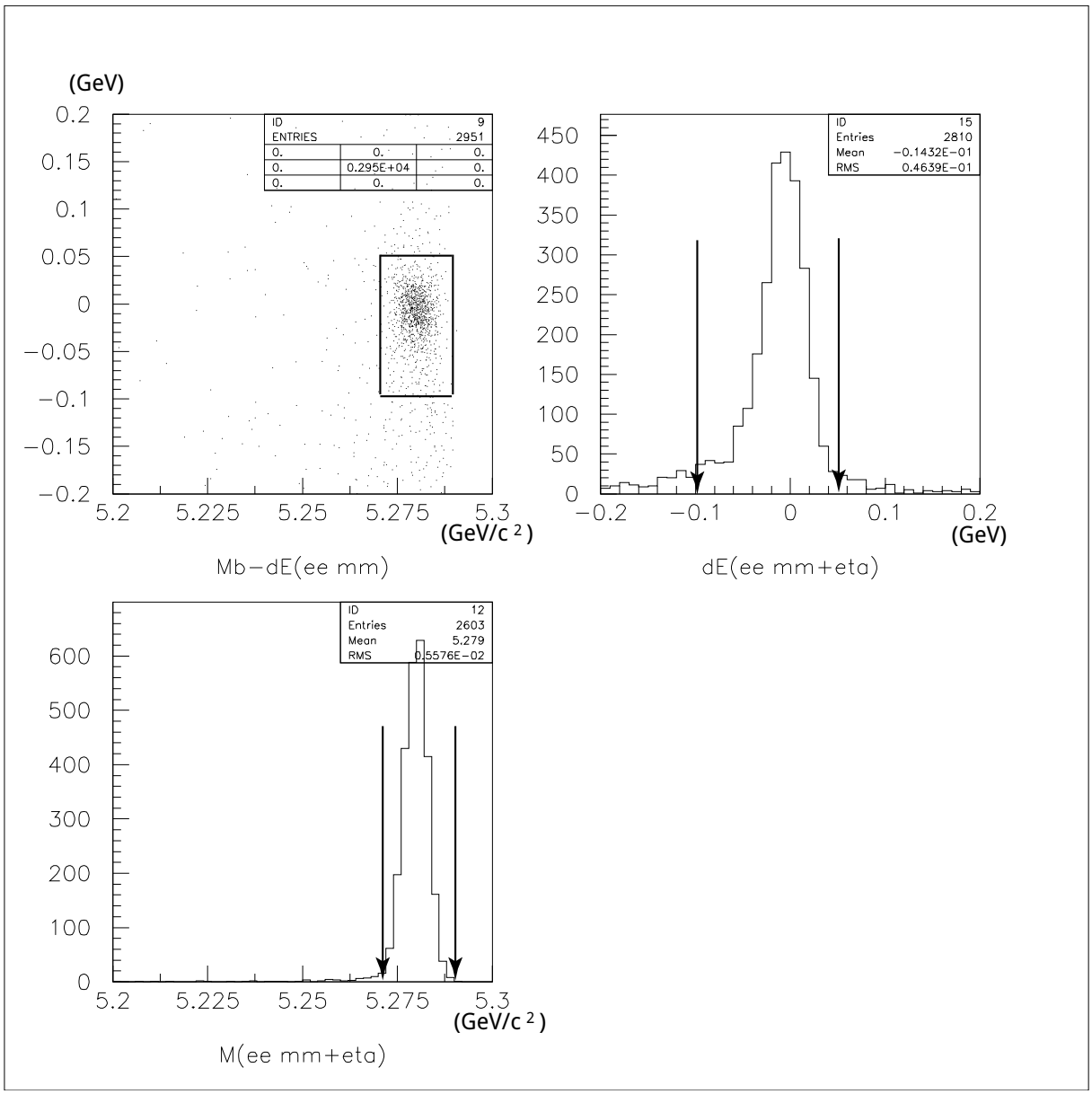

図 4.5: $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\eta$ のモンテカルロシュミレーションによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、ΔE 分布 (上段:右)、M_{bc} 分布 (下段)

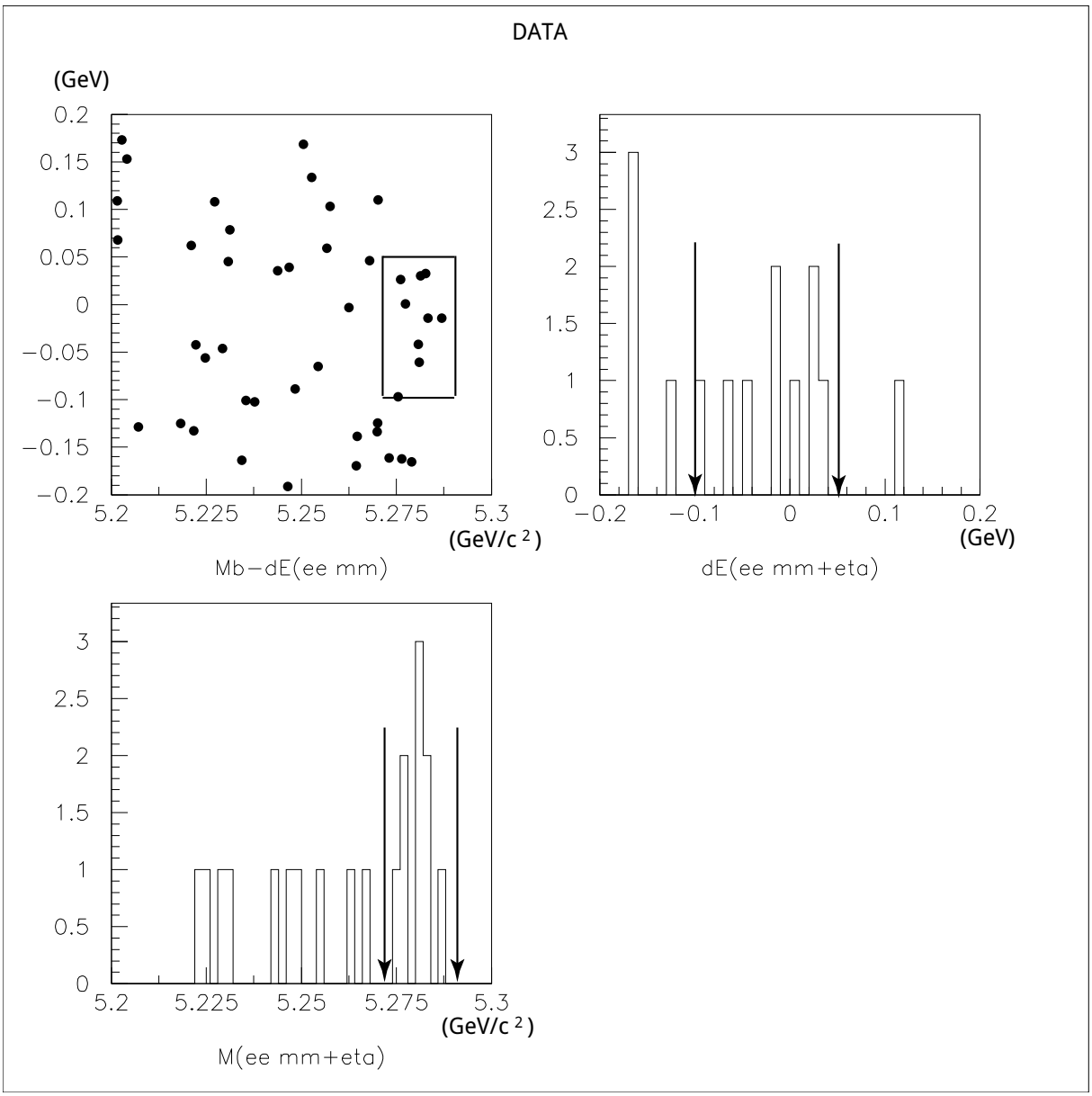

図 4.6: データを使用した $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (上段：左)、ΔE 分布 (上段：左)、M_{bc} 分布 (下段)

4.3 バックグラウンドの見積もり

シグナル領域に含まれるバックグラウンド事象を、B 中間子対生成のうち、少なくとも片方が J/ψ を伴う崩壊をしたシュミレーションを用いて見積もった。片方の B 中間子から生じた J/ψ と、終状態に現れた二つの光子の組合わせが、偶然シグナル領域に入る時、バックグラウンドとなり得る。図 4.7 中のヒストグラム部分がシュミレーション、点はデータを表している。これより、バックグラウンドは 3.0 イベントと見積もった。

これを裏付けるために、M_{bc} 分布について、シグナル部分を Gaussian、バックグラウンドを以下に示す ARGUS バックグラウンド関数でフィットしバックグランドを見積もった。

ARGUS バックグラウンド関数:

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

ここで、N は規格化定数、E_{beam} はビームエネルギー、a はこの関数の傾きを表すパラメータである。このフィットの結果を図 4.8 に示す。

この結果、シグナル事象は 6.3 ± 2.8 事象となった。これは、シグナル事象から、シュミレーションで見積もったバックグラウンド事象数を差し引いた値と、誤差の範囲で一致してる。

以上より、シグナルの 9 事象中、3 事象をバックグランドと見積もった。

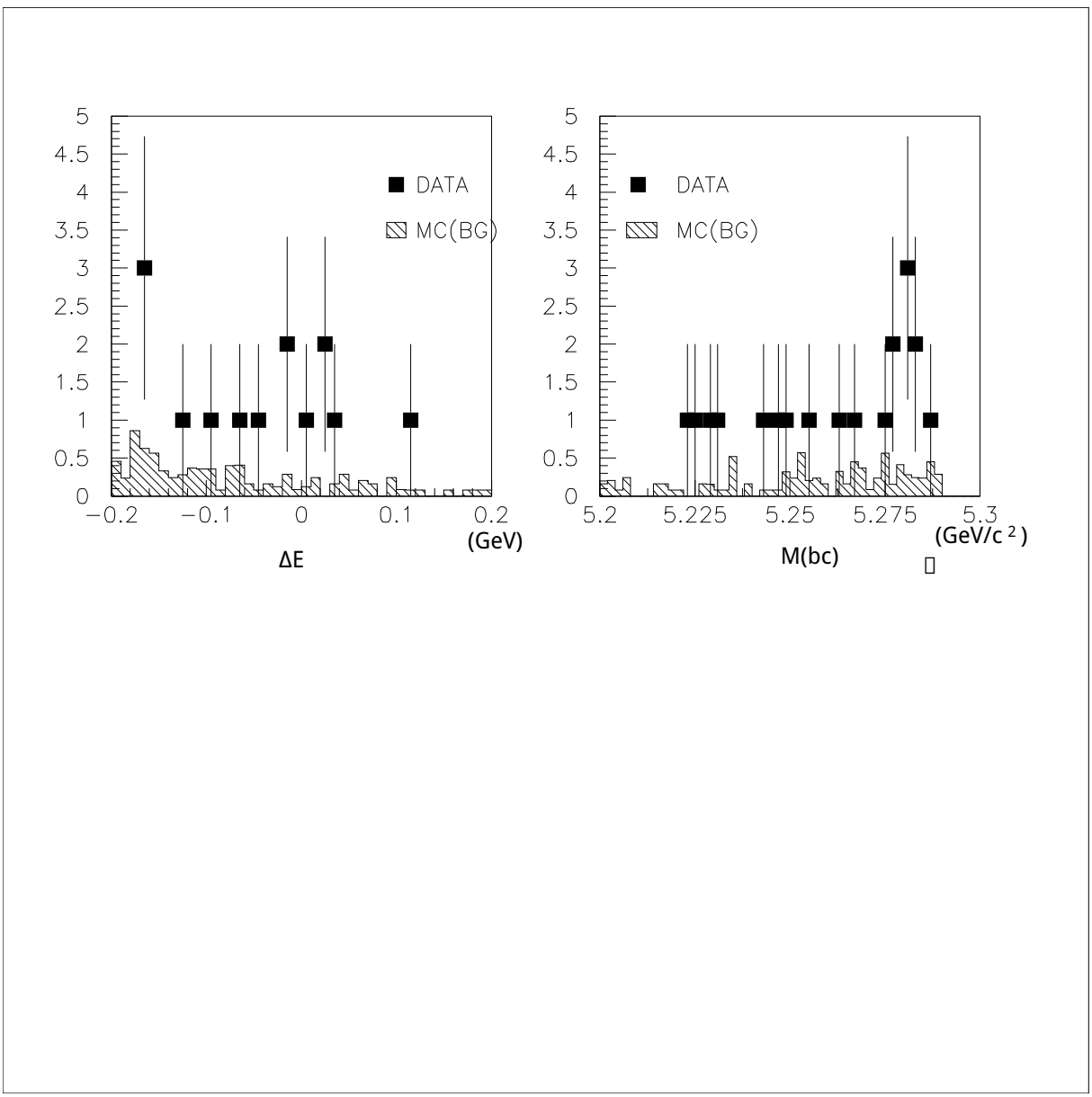

図 4.7: シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり: ヒストグラム部分がシュミレーション、点はデータを表している。

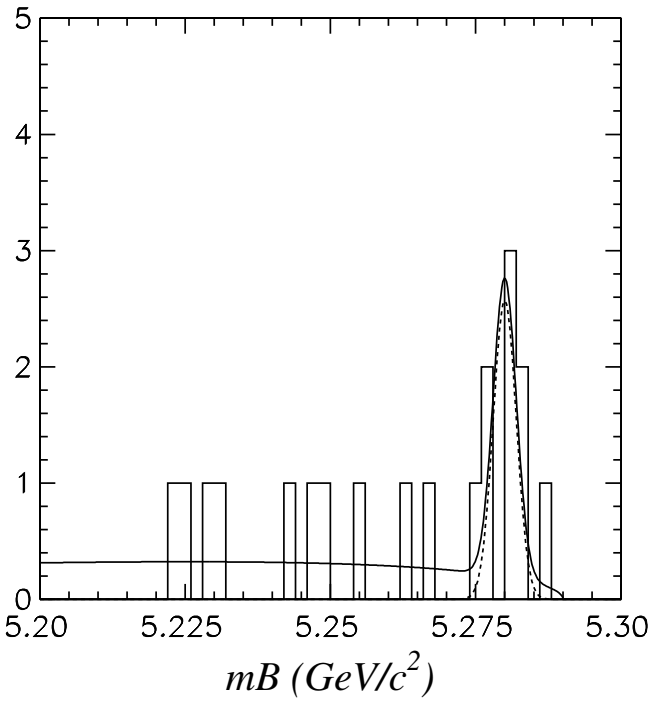

図 4.8: M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり: M_{bc} を Gaussian(シグナル) と ARGUS バックグラウンド関数でフィットし、バックグラウンドを見積もった。

4.4 崩壊分岐比の測定

積分ルミノシティー $29.7fb^{-1}$ のデータを用いて、$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊事象を観測した結果を以下に示す。

シグナル事象	9 事象
見積もった バックグラウンド	3 事象
検出効率	25.2%

この結果から、次に定義される式を用いて、$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊分岐比、$\mathrm{Br}(B^0 \to J/\psi\eta)$ を求める。

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) = \frac{N_{obs} - N_{B.G}}{\epsilon \cdot Br(J/\psi \to l^+l^-) \cdot Br(\eta \to \gamma\gamma) \cdot N_{B^0}} \tag{4.3}$$

ここで、N_{obs} は観測したシグナル事象数、N_{BG} はバックグラウンド事象数、$Br(J/\psi \to l^+l^-), Br(\eta \to \gamma\gamma)$ は、それぞれの崩壊分岐比である。ϵ は検出効率、N_{B^0} は $29.7fb^{-1}$ のデータ中に含まれる B^0 の数を表す。これらの値は、それぞれ以下のようになる。

$$\begin{aligned} N_{obs} - N_{B.G} &= 6.0 \text{ イベント} \\ Br(J/\psi \to l^+l^-) &= 0.1181 \pm 0.020 \\ Br(\eta \to \gamma\gamma) &= 0.3933 \pm 0.0025 \\ \epsilon &= 25.2\% \\ N_{B^0} &= 31,921,066 \text{ 個} \end{aligned} \tag{4.4}$$

これより、$B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の分岐比と統計誤差 $(stat.)$ を求める。

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) = (1.6 \pm 0.8(stat.)) \times 10^{-5}$$

次に、系統的な誤差について考察する。式 (4.5) の $J/\psi \to l^+l^-$、および $\eta \to \gamma\gamma$ の崩壊分岐比の誤差の寄与は、それぞれ 1.2%、0.3% であった。検出効率の算出では、1 万事象のモンテカルロシュミレーションを用いた。よって、その統計誤差は、2.0% である。また、バックグラウンドの見積もりにおける統計誤差は 8.5% である。

さらに、再構成に用いた情報の検出効率、

- レプトン同定
- 荷電粒子の飛跡検出

- 光子の検出

の不定性を考慮した [14]。J/ψ の再構成をするときに、レプトンの同定を行った。この不定性は、片方の荷電粒子にだけレプトンと同定されることを要求した場合と、両方の荷電粒子にレプトン同定されることを要求した場合で、観測される J/ψ の数の差から、レプトン同定の検出効率を求めた。その結果、e に対する検出効率は 96%、μ に対しては 94% となり、シュミレーションで見積もった期待値との差 3.0% であった。この差を、レプトン同定の不定性とした。

荷電粒子の飛跡検出における不定性は、$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊と、$\eta \to \gamma\gamma$ 崩壊の分布から独立に得た η の数を比較して求める。π^0 は 2 つの光子に崩壊するので、前者の崩壊の終状態には 2 つの光子と 2 つの荷電粒子が現れる。よって、両者の比をとることで、光子の検出効率の不定性がキャンセルされ、荷電粒子の飛跡の検出効率を求めることができる。シュミレーションとデータを比較した結果、1 本の飛跡に対し、2.0% の不定性を伴うことが判った。これを、荷電粒子の飛跡検出における不定性とした。

光子の検出効率は $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ と $D^0 \to K^-\pi^+$ の二つの崩壊モードを用いて得た D^0 中間子の数の比から見積もった。先ほどの飛跡検出の場合とは逆に、この二つを比較することにより、荷電粒子の飛跡検出からの不定性はキャンセルされる。その結果、1 つの光子の検出では、2.0% の不定性が伴う。

また、B 中間子数の算出に伴う誤差は、1.0% である。以上をまとめると、次の表になる。

表 4.1: 系統誤差

検出効率測定における統計誤差	2.0%
バックグラウンド見積もりにおける統計誤差	8.9%
$J/\psi \to l^+l^-$ 崩壊確率の誤差	1.2%
$\eta \to \gamma\gamma$ 崩壊確率の誤差	0.3%
B 中間子対数の不定性	1.0%
再構成に関する不定性	1.0%
合計	12.4%

よって、系統誤差 $(sys.)$ を含めた結果は、

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) = (1.6 \pm 0.8(stat.) \pm 0.2(sys.)) \times 10^{-5} \tag{4.5}$$

である。これを 90% Confidence Level の崩壊確率の上限として表すと、

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) < 3.2 \times 10^{-5} \quad (90\% C.L) \tag{4.6}$$

である。

第5章　まとめ

(1)π^0 中間子を用いた光子エネルギー補正

光子のエネルギー 1GeV 以下の領域におけるエネルギー非線形性に対し、補正関数を求め、補正を行った。その結果、実験データ中の π^0 の不変質量分布のピーク値は、モンテカルロシュミレーションのピーク値とよく一致した。

(2)$B^0 \to J/\psi\ \eta$ 崩壊の観測

Belle で収集された 31.9×10^6 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^0 \to J/\psi\ \eta$ 崩壊事象を探索し、9 候補事象 (うちバックグラウンド、3 事象) を観測した。この結果、崩壊分岐比

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) = (1.6 \pm 0.8(stat.) \pm 0.2(sys.)) \times 10^{-5} \tag{5.1}$$

を得た。これは 90% Confidence Level の崩壊分岐比の上限として表すと、

$$Br(B^0 \to J/\psi\eta) < 3.2 \times 10^{-5} \quad (90\% C.L) \tag{5.2}$$

となる。

また、この崩壊過程の周状態は、$B^0 \to J/\psi\pi^0$ と同様、$b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じる CP 固有状態である。両者をあわせて、今後、2∼3 年間に Belle 測定器が蓄積するデータから CP 非対称度を測定し、小林 · 益川理論の精密検証を行う見通しを確立した。

関連図書

[1] M.Kobayashi and T.Maskawa ,Prog.Theor.Phys.**49** ,652 (1973).

[2] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R.Turlay, Phys.Rev.Lett.**13** ,138 (1964).

[3] A.B.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.**45**,952(1980), Phys.Rev.**D23**, 1567 (1981).

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

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

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

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

[8] K.Abe *et al.*(BELLE Collaboration),Phys.Rev.Lett.**87,**(2001).

[9] H.Ikeda et,al Nuclear Instruments & Methods In Physics Research **A441**, 401(2000).

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

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

[12] G.Fox and S.Wolfram, Phys. Rev. Lett **41** 1581(1978).

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

[14] K.Abe *et al.*(Belle collaboration), Mesurement of Branching Fractions for Tow-Body B Meson Decays with Charmonium at Belle,BELLE-CONF-0101 (2001).

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

[16] 小林誠 , 消えた反物質.