2000年度 修士学位論文
B^0 中間子の $J/\psi\rho^0$ 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
浅井　香

2001年 2月

目 次

第 1 章　B 中間子の物理 **3**
1.1　CP の破れ 3
1.2　小林 · 益川模型と B 中間子 7
1.3　B 中間子系での CP 非保存の測定 12
1.3.1　直接的な CP の破れ 12
1.3.2　間接的な CP の破れ 14
1.4　$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の物理 19

第 2 章　実験装置 **23**
2.1　KEKB ファクトリーに求められる性能 23
2.2　KEKB 加速器 26
2.3　BELLE 検出器 27
2.3.1　粒子崩壊点測定器 (SVD) 27
2.3.2　中央飛跡検出器 (CDC) 30
2.3.3　K/π 粒子識別装置 (ACC) 31
2.3.4　飛行時間測定器 (TOF) 33
2.3.5　電磁カロリメータ (ECL) 35
2.3.6　$K_L\mu$ 粒子検出器 (KLM) 37
2.3.7　トリガーシステム 38
2.3.8　データ収集システム 39
2.3.9　KEKB 計算機システム 40

第 3 章　解析 **43**
3.1　事象選別 43
3.1.1　ハドロン事象の選別 43
3.1.2　$B\bar{B}$ 事象 の選別 43
3.1.3　荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別 44
3.1.4　電子識別 46
3.1.5　μ 粒子識別 47
3.1.6　J/ψ の再構成 48
3.1.7　ρ^0 の再構成 49

3.1.8 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象の再構成 49
3.2 バックグラウンドの見積もり 52
3.3 結果 53

第 4 章 まとめ **55**

付 録 A ECL 中における荷電ハドロンの相互作用とエネルギー損失 **57**
A.1 Single π/K MC (FLUKA) 58
A.1.1 荷電 K 中間子 59
A.1.2 荷電 π 中間子 67
A.1.3 電荷の非対称性 74
A.2 Single π/K MC (GHEISHA) 75
A.3 ハドロン事象 (シュミレーション) 76
A.4 ハドロン事象 (実験データ) 76

付 録 B 光子とバックグラウンドの分離 **79**
B.1 動機 79
B.2 方法 79
B.3 結果 81

図 目 次

1.1 ニュートリノの C、P、CP 変換 6
1.2 クォークの遷移 8
1.3 $\rho - \eta$ 平面での制限 10
1.4 小林益川ユニタリティー三角形 11
1.5 中性 K 中間子系のユニタリティー三角形 12
1.6 $B \to DK$ 崩壊における振幅の三角形 13
1.7 M_{12} のボックスダイアグラム 15
1.8 Γ_{12} のボックスダイアグラム 15
1.9 $J/\psi K_S$ 崩壊 17
1.10 レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定 18
1.11 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定 19
1.12 崩壊時間差の測定方法 20
1.13 $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊 20
1.14 $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊 21

2.1 Δz の分解に対する必要なルミノシティ 24
2.2 KEKB 加速器 28
2.3 SVD 全体図 29
2.4 SVD を支えるシステム 29
2.5 CDC 断面図 30
2.6 実験データにおける dE/dx と運動量の 2 次元分布 32
2.7 ACC 断面図 33
2.8 ACC カウンターモジュール 33
2.9 TOF/TSC モジュール 34
2.10 $CsI(Tl)$ カロリーメーター 36
2.11 $CsI(Tl)$ カウンター 37
2.12 BELLE トリガーシステム 39
2.13 データ収集システム 40
2.14 BELLE コンピューターシステム 41

3.1 $q\bar{q}$ 事象と $B\bar{B}$ 事象の R2 分布 44

3.2 シグナル事象における R2 分布 44
3.3 M_{ee} 分布 48
3.4 $M_{\mu\mu}$ 分布 49
3.5 $P^*_{\pi\pi}$ 分布 50
3.6 $M_{\pi\pi}$ 分布 50
3.7 ゆるい選別基準の M_B、ΔE 分布 51
3.8 実験データとバックグラウンドの ΔE 分布 53

A.1 エネルギー分布 (MeV) match=1 58
A.2 エネルギー分布 K^+ 60
A.3 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊における μ^+ 粒子の運動量分布 60
A.4 エネルギー分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 クラスタ/事象 . . . 61
A.5 エネルギー分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 事象にシャワーが複数個の場合 62
A.6 角度分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊 63
A.7 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊における π^0 の運動量分布 64
A.8 エネルギー分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊で 1 事象にシャワーが 1 個の場合 65
A.9 エネルギー分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊で 1 事象にシャワーが複数個の場合 66
A.10 角度分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊 66
A.11 エネルギー分布 π^+ 68
A.12 μ 粒子の運動量分布 69
A.13 エネルギー分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 クラスタ/事象 69
A.14 エネルギー分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で複数個のクラスタ/事象 70
A.15 角度分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊 70
A.16 $\pi^+ n \to \pi^0 p, \pi^0 \to 2\gamma$ における光子の運動量分布 71
A.17 エネルギー分布 $\pi^+ n \to \pi^0 p$ 1 事象にシャワーが 1 個の場合 71
A.18 エネルギー分布 $\pi^+ n \to \pi^0 p$ 1 事象にシャワーが複数個の場合 72
A.19 エネルギー分布 π^+ が崩壊または相互作用せず。1 クラスタ/事象 73
A.20 エネルギー分布 π^+ が崩壊または相互作用せず、1 事象にシャワーが複数個の場合 74
A.21 エネルギー分布 (FLUKA) 75
A.22 エネルギー分布 (GHEISHA) 76
A.23 エネルギー分布 (MC) 77
A.24 エネルギー分布 (DATA) 77

B.1 $q\bar{q}$ 事象での $\pi^{\pm}$ の運動量 82
B.2 $B^0\bar{B}^0$ 事象での $\pi^{\pm}$ の運動量 83
B.3 荷電粒子の飛跡とクラスタの距離 84
B.4 光子とクラスタの角度とエネルギーの比 84
B.5 Purity vs. Efficiency 85

表 目 次

1.1 C、P、T 変換に対する種々の物理量の固有値 5

2.1 K/π 粒子識別 25
2.2 ACC エアロジェルの屈折率 34
2.3 ECL と粒子の相互作用 35
2.4 ECL のパラメーター 36
2.5 KLM と粒子の相互作用 38
2.6 ルミノシティ$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$における断面積とトリガーレイト 38

3.1 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 選別条件 52
3.2 規格化に使用した分岐比 53
3.3 バックグラウンド 54

A.1 K 崩壊過程 59
A.2 K 崩壊過程と ECL で検出されるエネルギー 67
A.3 π 崩壊過程 67
A.4 π^+ 崩壊過程と ECL で検出されるエネルギー 75
A.5 実験を再現するハドロン相互作用のパッケージ 78

B.1 unmatched シャワーを生成する粒子 80
B.2 Efficiency と Purity 81
B.3 Efficiency と Purity, しきい値 50MeV,100MeV 81

宇宙はビッグ · バンで始まったとされる。誕生直後の宇宙は物質と反物質がバランスのとれた共存関係にあった。しかし現在の宇宙は完全に物質で構成されており、これは宇宙論における大きな謎の 1 つである。

自然界の法則は物質と反物質の間の対称性が高い。対称性の破れ、いわゆる「 CP の破れ」は、中性 K 中間子の崩壊において小さい効果で見られるのみである。しかし、この CP の破れの効果が、宇宙進化の謎を解く鍵である。

CP の破れは 30 年前に観測されたが、その正確なメカニズムはいまだ解明されていない。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 CP の破れは標準模型の枠内で説明できるとした [11]。当時知られていたクォークは 3 種類であったが、その後 SLAC,BNL で c クォークが [1, 2]、Fermilab で b クォークが [3]、そして 1994 年 Felmilab の CDF で 6 番目の t クォークが [4] 観測され、6 つのクォークが存在するという小林と益川の予言は実証された。そして現在、小林 · 益川理論は CP の破れを説明する有力な理論となっている。

1980 年、三田とカーターが B 中間子系でより大きい CP の破れが起こることを指摘した [5]。これより B 中間子崩壊を研究することで、小林 · 益川理論の検証ができることを示した。

B 中間子の崩壊の中で CP の破れを最も少ない不定性で観測できると考えられているのが $B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊による $sin2\phi_1$ 測定である。しかし、この崩壊モードですら崩壊分岐比は 10^{-3} 未満である。分岐比の小さな B 中間子崩壊モードを調べるためには B 中間子を大量に生成する必要がある。この B 中間子を大量に作るよう設計された加速器を「 B の工場 (B ファクトリー)」と呼ぶ。日本では茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) においてその実験が行われている。

$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊過程以外にも CP の破れが観測可能な崩壊過程は多数存在する。$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊も若干の制約はあるが、$sin2\phi_1$ を測定する可能性がある崩壊過程である。本研究では KEKB ファクトリーで収集されたデータを用いて $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊過程の観測を行った。

第 1 章で B 中間子の物理、特に CP 非保存及び、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の物理について述べる。第 2 章では、KEKB 加速器と BELLE 検出器の概要、第 3 章では、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊観測の方法について述べる。最後に第 4 章で、研究の結果のまとめと考察を行う。

第1章　B中間子の物理

本章では、まず 1.1 節で C,P,T 対称性とその破れ、特に K 中間子系での CP の破れについて述べる。ついで 1.2 節では CP の破れの説明として最も有力な小林 · 益川理論について述べ、1.3 節では B 中間子系で期待される CP の破れと、実際 B 中間子系でどのように CP の破れを測定するか述べる。最後に 1.4 章で本論文で取り上げる $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の物理的背景について述べる。

1.1　CP の破れ

自然界には様々な対称性が存在し、それは保存則と関係している。運動量、角運動量、エネルギーの保存則は、それぞれ空間、回転、時間変換という連続対称性に由来する。それに対し、荷電共役 (C) 変換、空間反転 (P) 変換、時間反転 (T) 変換は、離散的対称性である。この 3 つの変換を同時に行う CPT 変換においては現在のところ対称性を破る現象は未発見であるため、本論文中では CPT 不変を仮定する。

- P 変換 (空間反転変換)
  この変換は位置ベクトル $\mathbf{r}$ の符号を反転する。波動関数 $\phi(t,\mathbf{x})$ に P 変換を施すと
  $$P\phi(t,\mathbf{x}) = \phi(t,-\mathbf{x})$$
  となる。$\phi(t,\mathbf{x})$ が P 変換の固有状態 (パリティ固有状態) であれば、η_P をパリティ固有値として
  $$\phi(t,\mathbf{x}) = \eta_P\phi(t,-\mathbf{x})$$
  と書ける。P 変換を 2 度行うと、
  $$P^2\phi(t,\mathbf{x}) = \eta_P^2\phi(t,\mathbf{x}) = \phi(t,\mathbf{x})$$
  と元の状態に戻らなくてはならないため、、$\eta_P^2 = 1$、つまり $\eta_P = \pm 1$ でなくてはならない。$\eta_P = +1$ のときパリティが正 (+) 又は偶 (even)、$\eta_P = -1$ のときパリティが負 (-) 又は奇 (odd) と呼ぶ。運動量 $\mathbf{p}$ は負、角運動量 $\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ は正である。

P 変換を施してその前後で物理現象に差異がない場合、パリティは保存している。通常の物理法則ではパリティは保存である。パリティ非保存は 1956 年、リー (T.D.Lee) とヤン (C.N.Yang) が、K^+ が 2π(パリティ正) と 3π(パリティ負) の両方に崩壊する実験事実 ($\tau-\theta$ パラドックス) から予言した [6]。翌年、ウー (C.S.Wu) らが、^{60}Co の β 崩壊

$$^{60}Co \rightarrow ^{60}Ni^* + e^- + \bar{\nu_e}$$

を用いて、弱い相互作用におけるパリティの破れを実証した [7]。

- C 変換 (荷電共役変換)
  この変換は電荷の符号をはじめとして、その粒子に特有な量子数の符号を反転させる、つまり粒子を反粒子に、反粒子を粒子にする変換である。

  荷電 π 中間子に C 変換を施すと

  $$C|\pi^+>=|\pi^->\neq \pm|\pi^+>$$
  $$C|\pi^->=|\pi^+>\neq \pm|\pi^->$$

  となるので、π^+ と π^- はともに C 変換の固有状態ではない。

  光子は C 変換によって自分自身に戻るが、光子を作る電磁場の向きが反転するため、

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

  と固有値は負となる。

- T 変換 (時間反転変換)
  この変換は時間 t を-t へ変換する。

C.P,T 変換に対する物理量の固有値は 1.1 に示す。

Lederman の $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の実験より、弱い相互作用では P と C の対称性は完全に破れているが CP 変換の対称性は保たれていると考えられていた (図 1.1)。しかし、1964 年に Chiristenson らが中性 K 中間子の崩壊において CP 対称性が破れていることを発見した [8]。

中性 K 中間子には K^0、$\bar{K^0}$ の 2 種類があり、それぞれ $\bar{s}d$、$s\bar{d}$ で構成されている。K^0、$\bar{K^0}$ は CP の固有状態ではない。

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

しかし、K^0 と $\bar{K^0}$ の線型結合をとると、

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

		C	P	T
$\mathbf{r}$		$\mathbf{r}$	-$\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$
$\mathbf{p}$	(運動量)	$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$
$\mathbf{J}$	(角運動量)	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$
σ	(スピン)	σ	σ	-σ
$\mathbf{E}$	(電場)	-$\mathbf{E}$	-$\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$
$\mathbf{B}$	(磁場)	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$
$\sigma\cdot\mathbf{B}$	(磁気双極子モーメント)	-$\sigma\cdot\mathbf{B}$	$\sigma\cdot\mathbf{B}$	$\sigma\cdot\mathbf{B}$
$\sigma\cdot\mathbf{E}$	(電気双極子モーメント)	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$
$\sigma\cdot\mathbf{p}$	(ヘリシティ)	$\sigma\cdot\mathbf{p}$	-$\sigma\cdot\mathbf{p}$	$\sigma\cdot\mathbf{p}$
$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	(トランスバーシティ)	$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	-$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$

表 1.1: C、P、T 変換に対する種々の物理量の固有値

$|K_1>$、$|K_2>$ は CP 固有状態となる。

$$\begin{aligned} CP|K_1> &= +|K_1> \\ CP|K_2> &= -|K_2> \end{aligned}$$

$|K_1>$ は CP の固有値が正であるため偶数個の π に、$|K_2>$ は CP の固有値が負であるため奇数個の π に崩壊する。

一方、実験的に短い寿命と長い寿命を持つ 2 つの中性 K 中間子 K_S と K_L が発見されている。K_S と K_L の寿命はそれぞれ $\tau_S \sim 9\times10^{-11}s$、$\tau_L \sim 5\times10^{-8}s$ である。K_S は 2π に、K_L は 3π に崩壊するため、K_S は K_1、K_L は K_2 と考えられていた。ここで、K_S と K_L の寿命の違いは 2π 崩壊の位相空間が 3π 崩壊のそれより大きいためである。

ところが、1964 年、$K_L\to\pi^+\pi^-$ 崩壊が発見された。分岐比は $\mathrm{BR}(K_L\to\pi^+\pi^-)=(2.067\pm0.035)\times10^{-3}$ であり、この崩壊は CP の破れの証拠である。このことから、K_S と K_L は CP 固有状態ではなく、K_S には K_2 が、K_L には K_1 が混ざっていると考え、

$$\begin{aligned} |K_S> &= (|K_1>+\varepsilon|K_2>)/\sqrt{1+|\varepsilon|^2} \\ |K_L> &= (|K_2>+\varepsilon|K_1>)/\sqrt{1+|\varepsilon|^2} \end{aligned}$$

と表すことができる。ここで ε は複素数である。

$K_L\to\pi\pi$ と $K_S\to\pi\pi$ の崩壊振幅の比は次式のように書ける。

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{A(K_L\to\pi\pi)}{A(K_S\to\pi\pi)} \\ &= \frac{A(K_2\to\pi\pi)+\varepsilon A(K_1\to\pi\pi)}{A(K_1\to\pi\pi)+\varepsilon A(K_2\to\pi\pi)} \end{aligned}$$

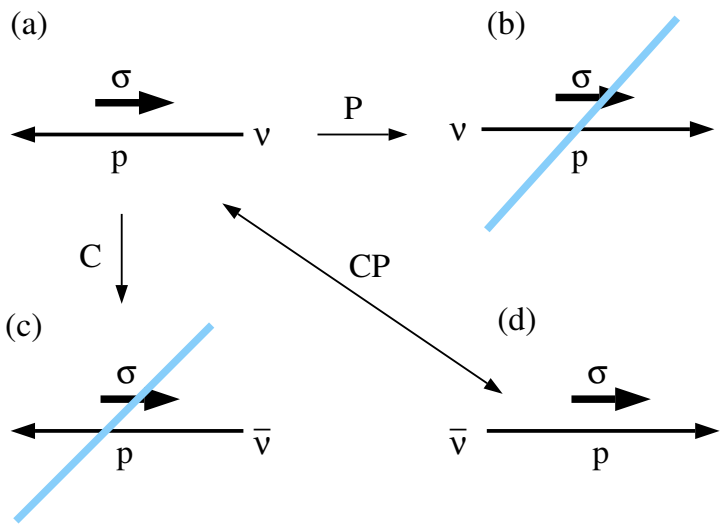

図 1.1: ニュートリノの C、P、CP 変換。(a) 左巻きニュートリノと (d) 右巻き反ニュートリノの存在は確認されている。しかし、(b) 右巻きニュートリノと (c) 左巻き反ニュートリノは未発見であるので、C、P 変換での対称性は完全に破れている。

$$= \frac{(1+\varepsilon)A(K^0 \to \pi\pi) - (1-\varepsilon)A(\bar{K^0} \to \pi\pi)}{(1+\varepsilon)A(K^0 \to \pi\pi) + (1-\varepsilon)A(\bar{K^0} \to \pi\pi)}$$

ここで、記号 A は振幅を表す。例えば、$A(K_L \to \pi\pi)$ は K_L が $\pi\pi$ に崩壊する遷移振幅である。

CP の破れの原因として、2 つの場合が考えられる。

- 間接的 CP の破れ
  $K^0 - \bar{K^0}$ 混合において $A(K^0 \to \bar{K^0}) \neq A(\bar{K^0} \to K^0)$、つまり K_1 の K_L への混合から CP の破れが起こる。これを混合による CP の破れ、又は間接的 CP の破れという。

- 直接的 CP の破れ
  $A(K^0 \to \pi\pi) \neq A(\bar{K^0} \to \pi\pi)$ である場合、$K_2(CP = -) \to \pi\pi(CP = +)$ 遷移の寄与がある。ここで、終状態 π の Isospin を I、H_W を $\pi\pi$ への崩壊を起こす弱い相互作用のハミルトニアンとして、

$$< \pi\pi, I|H_W|K^0 > = A_I e^{i\delta_I}$$
$$< \pi\pi, I|H_W|\bar{K^0} > = \bar{A_I} e^{i\delta_I}$$

と書ける。δ_I は $\pi\pi$ 散乱の位相であり、終状態 $\pi\pi$ から始状態が K^0 か $\bar{K^0}$ であったかの判別は不可能なため、I が同じであれば δ_I は等しくなる。Clebsh-Gordan 係数より、

$$\begin{aligned}
< \pi^+\pi^-|H_W|K^0 > &= \sqrt{\frac{2}{3}}A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}A_2 e^{i\delta_2} \\
< \pi^+\pi^-|H_W|\bar{K^0} > &= \sqrt{\frac{2}{3}}\bar{A}_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}\bar{A}_2 e^{i\delta_2} \\
< \pi^0\pi^0|H_W|K^0 > &= -\sqrt{\frac{1}{3}}A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}A_2 e^{i\delta_2} \\
< \pi^0\pi^0|H_W|\bar{K^0} > &= -\sqrt{\frac{1}{3}}\bar{A}_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}\bar{A}_2 e^{i\delta_2}
\end{aligned}$$

となる。I=2 の振幅は抑制されるため、η は次の式で表せる。

$$\begin{aligned}
\eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon\prime \\
\eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon\prime \\
\varepsilon\prime &= \frac{i}{2}e^{i(\delta_2-\delta_0)}\frac{ImA_2}{ReA_0}
\end{aligned}$$

ここで、$+-$、00 は π の電荷を示す。$\varepsilon\prime$ が直接的 CP の破れを表すパラメーターであり、$\varepsilon\prime/\varepsilon \neq 0$ であれば、直接的 CP の破れの存在を実証することとなる。これまでに

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)} \sim 1 - 6Re(\varepsilon\prime/\varepsilon)$$

の測定がいくつかの実験で行われてきたが、1999 年の KTeV の実験による測定値

$$\varepsilon\prime/\varepsilon \approx Re(\varepsilon\prime/\varepsilon) = (28.0 \pm 3.0 \pm 2.8) \times 10^{-4}$$

により [9]、直接的 CP の破れの存在が確かめられた。

これらの CP の破れを説明する有力な理論が小林 · 益川理論である。

1.2 小林 · 益川模型と B 中間子

通常、クォークのフレーバーは質量の固有状態

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

で表される。しかし、$W^\pm$ ボソンを介する弱い相互作用では他の世代のクォークに遷移することから、固有状態は異なる。その過程は、次式のラ

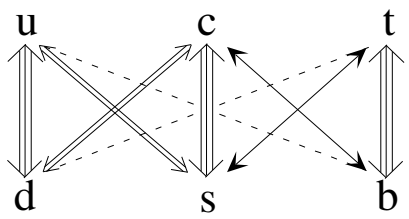

図 1.2: クォークの遷移

グランジアン $\mathcal{L}$ で表される。

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

$$\begin{aligned} g &: \text{結合定数} \\ ()_L &: \text{左巻きのクォーク} \\ \gamma^\mu &: \gamma\text{行列} \\ W^\pm &: W \text{ ボソン} \end{aligned}$$

V は小林益川行列 [11]

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

であり、$c_i = cos\theta_i$、$s_i = sin\theta_i$、$\theta_i (i = 1, 2, 3)$ は混合角、δ は複素位相、各行列要素は弱い相互作用での結合定数を表す。小林と益川は CP の破れはこの行列の複素位相 δ で説明できるとした。

小林益川行列を Wolfenstein 表示では [12]

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

と表現する。虚数部分を λ^6 のオーダーまで展開すると、次の式で表される。

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

小林 · 益川理論では、この 4 つのパラメーター λ、A、ρ、η の値を予言できないので、これらは実験によって決定しなければならない。

λ は Cabibbo 角 [13] を θ_c として、$\sin\theta_c$ である。ストレンジネス粒子の崩壊 $K \to \pi l^+ \mu$[14]、$\Sigma \to ne\bar{\nu}$[15] から V_{us}、原子核の β 崩壊から V_{ud}[16]、そしてチャーム粒子の生成 $\nu + d(s) \to \mu^- + c$、$\bar{\nu} + \bar{d}(\bar{s}) \to \mu^+ \bar{c}$[17][18] から V_{cd} が測定されていることから

$$\lambda = sin\theta_c = 0.221 \pm 0.002$$

と求められている。

このように λ が高精度で求められているので $|V_{cb}|$ の測定から A を決定できる。B 中間子のセミレプトニック崩壊 $\bar{B^0} \to X l^- \bar{\nu}$ 及び B 中間子の平均寿命 τ_B、$Br(b \to cl\nu)$ の測定 $\bar{B^0} \to D^+ l\bar{\nu}$、$\bar{B^0} \to D^{*+} l^- \bar{\nu}$ から求められる。V_{cb} の世界平均は 0.0381 ± 0.0021 であり、

$$A = 0.784 \pm 0.043$$

となる [19]。

最後に CP の破れに深く関係している ρ と η の関係式は $|V_{ub}/V_{cb}|$、B^0-$\bar{B^0}$ 混合係数 x_d、K 中間子系での CP 非保存パラメータ ε、$\varepsilon\prime$ から求められる。

$|V_{ub}/V_{cb}|$ は B 中間子のセミレプトニック崩壊 $B \to \rho l\nu$[20][21] と $B \to X_u l\nu$[22] から測定され

$$\begin{aligned} |V_{ub}/V_{cb}| &= 0.08 \pm 0.03 \\ \sqrt{\rho^2 + \eta^2} &= 0.36 \pm 0.14 \end{aligned}$$

である。

B^0-$\bar{B^0}$ 混合の強さ x_d は B^0-$\bar{B^0}$ 混合においてトップクォーク交換の寄与が支配的であるため、V_{td} を用いて

$$x_d = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{td}|^2 m_t^2 F(w_t) m_B f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_{B_d} \tau_B$$

で表される [23]。ここで、f_{B_d} は B^0 の崩壊係数、B_{B_d} はいわゆるバグ係数であり、f_{B_d}、B_{B_d} ともに不定性が大きい。また、η_B は QCD 補正による定数、、G_F はフェルミ定数、m_t、m_b、M_W はそれぞれ t クォーク、b クォーク、W ボソンの質量、$w_i = m_i^2/M_W^2$ である。また、関数 F は

$$F(x_i) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4}\frac{1}{1-x_i} - \frac{3}{2}\frac{1}{(1-x_i)^2} - \frac{3}{2}\frac{x_i^2 \log x_i}{(1-x_i)^3}$$

と書ける。

K 中間子系での CP 非保存パラメータ $|\varepsilon|$ は η に比例する [24]。

$$|\varepsilon| = 4.33A^2B_K\eta[\eta_3 S(w_c, w_t) - \eta_1 w_c F(w_c) + \eta_2 A^2\lambda^4(1-\rho)w_t F(w_t)]$$

ここで、η_i は QCD 補正による定数、B_K はバグ因子、関数 S は

$$S(x_i, x_j) = \log\frac{x_j}{x_i} - \frac{3}{4}\frac{x_j}{1-x_j}\left(1 + \frac{x_j}{1-x_j}\log x_j\right)$$

である。

$K^0 \to \pi\pi$ 崩壊過程による直接的 CP の破れの制限 $\varepsilon\prime$ から η を制限できる [25]。

$$Re(\varepsilon\prime/\varepsilon) = (0.19 \pm 0.09) \times 10^{-2} A^2\eta[1 - 0.46(\frac{m_t}{100GeV/c^2} - 0.7)^2]$$

図 1.3 がこれらの実験結果における ρ、η の制限領域である。実線が $|V_{cb}|$、$|V_{ub}/V_{cb}|$、ε、$Re(\varepsilon\prime/\varepsilon)$、$x_d$、$m_t$ を用いて求めた曲線である。点線は x_d、$Re(\varepsilon\prime/\varepsilon)$ を使用しなかった場合の曲線である。

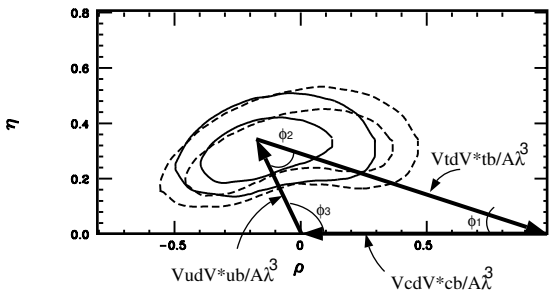

図 1.3: $\rho - \eta$ 平面での制限

現在までに得られた行列要素の絶対値は、以下のように制限されている [10]。

$$V = \begin{pmatrix} 0.9742 \sim 0.9757 & 0.219 \sim 0.226 & 0.002 \sim 0.005 \\ 0.219 \sim 0.225 & 0.9734 \sim 0.9749 & 0.037 \sim 0.043 \\ 0.004 \sim 0.014 & 0.035 \sim 0.043 & 0.9990 \sim 0.9993 \end{pmatrix}$$

小林益川行列はユニタリ行列であるので、

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

つまり、

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

の関係を満たす。そのうち V_{td} と V_{ub} を含む部分は

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

である。これは複素平面上で各々の項を辺とする三角形を描くことが出来るので、これをユニタリティー三角形と呼ぶ。この三角形を図 1.4 に示す。CP の破れが小林益川理論に従って生じているか否かは、B 中間子の

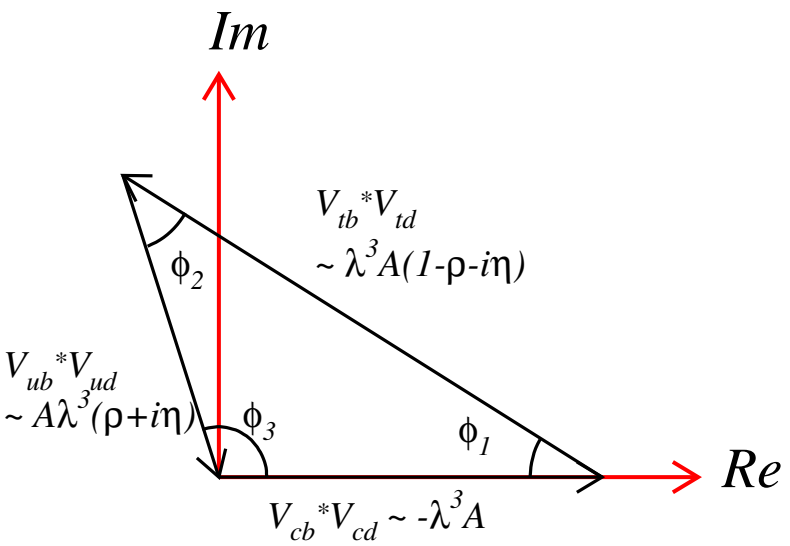

図 1.4: 小林益川ユニタリティー三角形

崩壊実験によって調べられる。ユニタリティー三角形の内角及び各辺の長さの中から、4 つ以上の量を十分な精度で測定する。そして三角形が成立する条件が満たされているかを検証すれば良い。

ユニタリティ三角形の 3 つの内角はユニタリィー角と呼ばれ、次のように定義される。

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

小林益川行列のその他のユニタリティ条件を用いても似たようなユニタリティー三角形を描くことが出来る。これら 6 つの三角形は全て面積は

等しいが、3 辺の長さが λ のオーダーが異なるため図 1.4 以外の三角形は他の 2 辺に比べ、1 辺が極めて短くなる。図 1.5 に示す中性 K 中間子の三角形

$$V_{ud}^* V_{us} + V_{cb}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} = 0$$

も $V_{ud}^* V_{us}$、$V_{cb}^* V_{cs}$ の 2 辺に比べ、$V_{td}^* V_{ts}$ は λ^4 のオーダーで小さくなる。B 中間子系の三角形は全ての辺が λ^3 のオーダーでほぼ同じ長さであるた

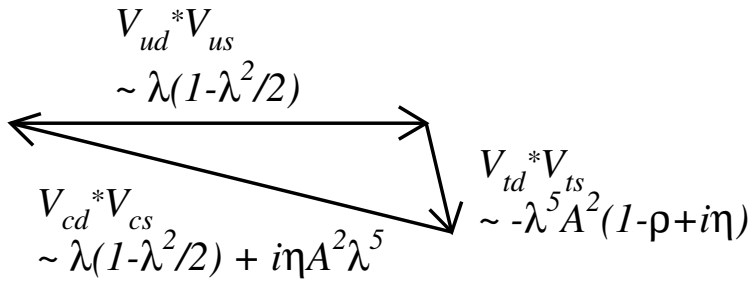

図 1.5: 中性 K 中間子系のユニタリティー三角形

め、CP の破れが大きく見えると予想される。

1.3　B 中間子系での CP 非保存の測定

B 中間子崩壊で期待できる CP の破れは K 中間子系と同様に

- 直接的 CP の破れ
  $\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$
- 間接的 CP の破れ
  $\Gamma(B^0 \to \bar{B^0}) \neq \Gamma(\bar{B^0} \to B^0)$
  $B^0 \to f$ と $B^0 \to \bar{B^0} \to f$ の干渉

に分類できる。

1.3.1　直接的な CP の破れ

B がある状態 f に崩壊する確率と、それを CP 変換した $\bar{B}$ が $\bar{f}$ に崩壊する確率が異なる場合を、直接的 CP の破れと言う。

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$$

この現象は B 中間子系では B^+、B^-、B^0、$\bar{B^0}$ の両方で観測可能であると考えられる。

これが生じるのは B 中間子が終状態 f へ崩壊する振幅 $(m(B \to f))$ に 2 つの振幅 $(m_1(B \to f)$、$m_2(B \to f))$ が寄与する場合である。

$$m(B \to f) = m_1(B \to f) + m_2(B \to f)$$

ここで、m_1 は CP 変換で位相を変えず、m_2 は位相の符号が変わる振幅である。

直接的 CP の破れの例として、$B \to D^0 K$ 崩壊における ϕ_3 測定について述べる。

B^0、$\bar{B^0}$ ともに $D^0 K$ と $\bar{D^0} K$ の両方に崩壊することができ、崩壊振幅は

$$\begin{aligned} B \to D^0 K &: A_D = |A_D| e^{i\delta} \\ B \to \bar{D^0} K &: A_{\bar{D}} = |A_{\bar{D}}| e^{i\bar{\delta}} e^{i\phi_3} \end{aligned}$$

である。ここで、δ と $\bar{\delta}$ はハドロン位相である。D^0 の CP 固有状態は

$$\begin{aligned} D_1 &= (D^0 + \bar{D^0})/\sqrt{2} \\ D_2 &= (D^0 - \bar{D^0})/\sqrt{2} \end{aligned}$$

であるから、崩壊振幅は次式で表される。

$$\begin{aligned} B \to D_1 K &: A_{D_1} = (A_D + A_{\bar{D}})/\sqrt{2} \\ B \to D_2 K &: A_{D_2} = (A_D - A_{\bar{D}})/\sqrt{2} \end{aligned}$$

振幅 $(A_D, A_{\bar{D}}, A_{D_{1,2}})$ と $(\bar{A}_D, \bar{A}_{\bar{D}}, \bar{A}_{D_{1,2}})$ は複素平面で図 1.6 の三角形を作る。それぞれの過程に寄与するダイアグラムが 1 つだけと仮定すると、

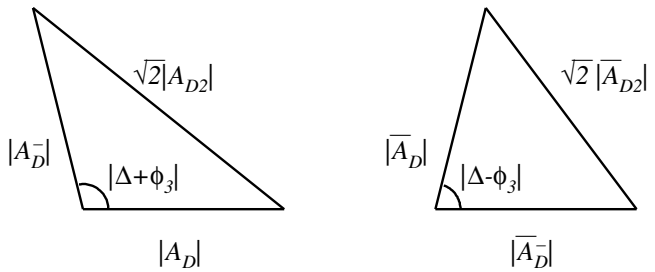

図 1.6: $B \to DK$ 崩壊における振幅の三角形。左図が $B \to D^0 K, \bar{D^0} K, D_2 K$ 崩壊、右図が $\bar{B} \to D^0 K, \bar{D^0} K, D_2 K$ 崩壊の場合である。

$|\bar{A}_D| = |A_{\bar{D}}|$、$|\bar{A}_{\bar{D}}| = |A_D|$ となる。後者の三角形で $\bar{A}_D$ と $\bar{A}_{\bar{D}}$ の角度が

$|\Delta - \phi_3|$ の場合、前者の三角形では A_D と $A_{\bar{D}}$ の角度は $|\Delta + \phi_3|$ である。ここで $\Delta = \bar{\delta} - \delta$ とした。もし、4 つの振幅の絶対値 $(|A_D|, |A_{\bar{D}}|, |A_{D_{1,2}}|, |\bar{A}_{D_{1,2}}|)$ を測定できれば、2 つの三角形が決まり、ϕ_3 と Δ が得られる。振幅の絶対値は分岐比から求める。もし、$|A_{D_{1,2}}| \neq |\bar{A}_{D_{1,2}}|$ ならば、これは直接的 CP の破れを示す。

1.3.2　間接的な CP の破れ

K 中間子系で観測されたのと同様に B 中間子系でも $B^0 - \bar{B^0}$ 混合に起因する CP の破れが期待できる。この間接的 CP の破れによる $sin2\phi_1$ 測定は B 中間子の物理において最も重要である。

$B^0 - \bar{B^0}$ 混合

まず、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合について述べる。

弱い相互作用では、「軽い」質量固有状態 $|B_L>$ と「重い」質量固有状態 $|B_H>$ はフレーバー固有状態 $|B^0>$ と $|\bar{B^0}>$ が混ざりあっている。

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

$|B^0>$ と $|\bar{B^0}>$ の時間に依存したシュレーディンガー方程式は次式で表される。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B^0} \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B^0} \end{pmatrix}$$
$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

ここで M と Γ はそれぞれ質量行列と崩壊行列である。

- M_{11} と M_{22} は質量を表す。
- $M_{12}(M_{21})$ は仮想状態における $B^0(\bar{B^0})$ から $\bar{B^0}(B^0)$ への遷移を表す。この $B^0 - \bar{B^0}$ 混合は t クォークを介する図 1.7 のダイアグラムによる。
- Γ_{11} と Γ_{22} は崩壊を表す。
- $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は B^0 と $\bar{B^0}$ に共通な崩壊過程の寄与を介する $B^0(\bar{B^0})$ から $\bar{B^0}(B^0)$ への遷移を表す。この $B^0 - \bar{B^0}$ 混合は図 1.8 のダイアグラムによる。大まかには、$|\Gamma_{12}/M_{12}| \sim m_b^2/m_t^2$ であるため、$|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ となる。

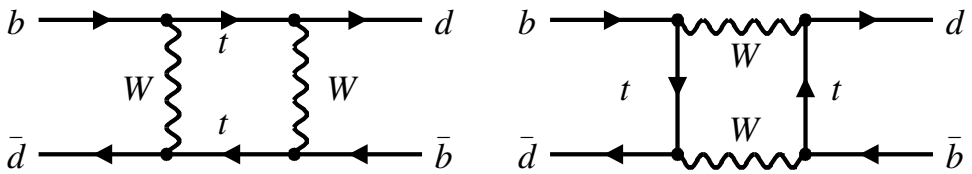

図 1.7: M_{12} のボックスダイアグラム

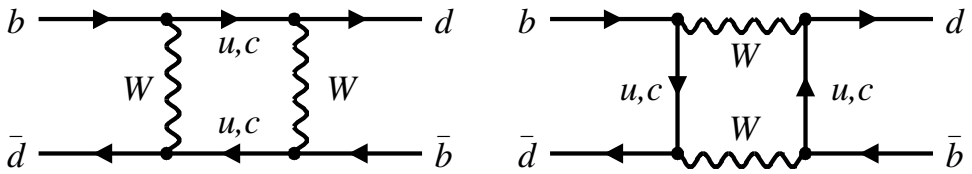

図 1.8: Γ_{12} のボックスダイアグラム

CPT 保存を仮定すると、次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned} < B^0|H|B^0 > &= < B^0|(CPT)^\dagger H(CPT)|B^0 > \\ &= < \bar{B^0}|T^\dagger HT|\bar{B^0} > \\ &= < \bar{B^0}|H|\bar{B^0} >^* \\ &= < \bar{B^0}|H|\bar{B^0} > \end{aligned}$$

この関係式を用いて、$M_{11} = M_{22}(ImM_{11} = 0)$、$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}(Im\Gamma_{11} = 0)$、$M_{21} = M_{12}^*$、$\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$ となる。よってハミルトニアン H の固有状態は、

$$\begin{pmatrix} M - i\Gamma/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & M - i\Gamma/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix} = (m_{L,H} - i\Gamma_{L,H}/2) \begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix}$$

である。ここで m_L、m_H はそれぞれ B_L、B_H の質量、Γ_L、Γ_H はそれぞれ B_L、B_H の崩壊行列である。である。混合パラメータ p, q 関係は、

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}} = -\frac{2(M_1^*2 - i\Gamma_1^*2/2)}{\Delta m - i\Delta\Gamma/2)}$$

となる。ここで、$\Delta m \equiv m_H - m_L$、$\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$ である。K 中間子の場合と同様に、$q/p \equiv (1-\tilde{\varepsilon})/(1+\tilde{\varepsilon})$ とすると、B_L、B_H 質量固有状態は

$$|B_L > \;=\; \frac{1}{\sqrt{1+|\tilde{\varepsilon}|^2}}(|B_1^0 > + \tilde{\varepsilon}|B_2^0 >)$$

$$
\begin{aligned}
|B_H> &= \frac{1}{\sqrt{1+|\tilde{\varepsilon}|^2}}(|B_2^0> + \tilde{\varepsilon}|B_1^0>) \\
|B_1> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0> + |\bar{B^0}>) \\
|B_2> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0> - |\bar{B^0}>)
\end{aligned}
$$

と表すことができ、$1-|q/p|^2$ が $B^0-\bar{B^0}$ 混合による CP の破れとして測定される。

$$1-|\frac{q}{p}|^2 \approx 2Re\tilde{\varepsilon} \sim O(10^{-3})$$

$|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ より、p、q は次のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \approx \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \equiv e^{-2i\phi_M}$$

ここで、ϕ_M は混合を表す位相である。

B^0 の時間発展

次に B^0 の時間発展について考える。時刻 t で純粋な B^0 は次式で与えられる。

$$|B^0(t=0)> = \frac{e^{-i\phi_1}}{\sqrt{2}}(|B_L> + |B_H>)$$

B_L と B_H の時間変化は、その質量 m_L、m_H と崩壊巾 Γ で与えられる。

$$
\begin{aligned}
|B_L(t)> &= exp(-i(m_L - i\Gamma/2t))|B_L(t=0)> \\
|B_H(t)> &= exp(-i(m_H - i\Gamma/2t))|B_H(t=0)>
\end{aligned}
$$

よって $B^0-\bar{B^0}$ 振動での B^0 の振動は

$$|B^0(t)> = e^{-i\bar{m}t}e^{-\Gamma t/2}[cos(\Delta mt/2)|B^0> + e^{-2i\phi_M} isin(\Delta mt/2)|\bar{B^0}>]$$

である。ここで $\bar{m}=(M_L+M_H)/2$ とした。同様に

$$|\bar{B^0}(t)> = e^{-i\bar{m}t}e^{-\Gamma t/2}[cos(\Delta mt/2)|\bar{B^0}> + e^{+2i\phi_M} isin(\Delta mt/2)|B^0>]$$

である。

CP 固有状態への崩壊での CP の破れ

B^0 と $\bar{B^0}$ がそれぞれ振幅 A と $\bar{A}$ を持つ共通の状態 f に崩壊する場合を考える。CP の破れは $B^0 \to f$ の振幅と $B^0-\bar{B^0}$ 混合を経た $B^0 \to \bar{B^0} \to f$

の振幅との干渉によって観測される。崩壊幅の時間発展は、

$$\Gamma(B^0(t)\to f) = e^{-\Gamma t}|A|^2[cos^2\frac{\Delta mt}{2} + |\bar{A}/A|^2 sin^2\frac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$
$$\Gamma(\bar{B^0}(t)\to f) = e^{-\Gamma t}|A|^2[|\bar{A}/A|^2 cos^2\frac{\Delta mt}{2} + sin^2\frac{\Delta mt}{2} + Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$

である。よって CP 非対称度は、

$$\begin{aligned} A_{CP} &= \frac{\Gamma(B^0(t)\to f) - \Gamma(\bar{B^0}(t)\to f)}{\Gamma(B^0(t)\to f) + \Gamma(\bar{B^0}(t)\to f)} \\ &= \frac{(1-|\bar{A}/A|^2)cos\frac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}}{1+|\bar{A}/A|^2} \end{aligned}$$

ここで間接的 CP の破れの場合は $|\bar{A}| = |A|$ で、弱い位相 ϕ_f と強い位相 δ を用いると振幅は以下のように書ける。

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

CP 非対称度の時間発展は、

$$A_{CP} = \begin{cases} +sin2(\phi_M+\phi_f)sin(\Delta mt) & (CP=-) \\ -sin2(\phi_M+\phi_f)sin(\Delta mt) & (CP=+) \end{cases}$$

である。

よって適当な崩壊様式について、崩壊の時間発展を観測すれば CP 非保存角 ϕ_i を測定できる。

例として $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊 (図 1.9) を用いた ϕ_1 の測定について述べる。

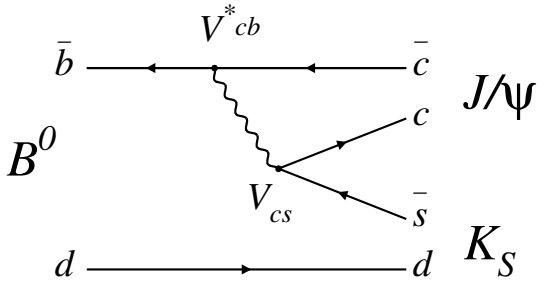

図 1.9: $J/\psi K_s$ 崩壊

B_d^0 の場合、M_{12} と小林 · 益川行列の間に

$$M_{12} \propto (V_{tb}V_{td}^*)^2$$

の関係があり (図 1.7)、次式が得られる。

$$\sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^*V_{cd}}{V_{tb}V_{cd}^*} = e^{-2i\phi_1}$$

$\phi_M = \phi_1$、$\phi_f = arg(V_{cb}^*V_{cs}) = 0$、$CP(J/\psi K_S) = -1$ である。この崩壊による CP の破れは次式で与えられる。

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \to J/\psi K_s) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \to J/\psi K_s)}{\Gamma(B^0(t) \to J/\psi K_s) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \to J/\psi K_s)} = sin2\phi_1 sin(\Delta mt)$$

$\Upsilon(4s)$ 共鳴状態から生じる 2 つの B 中間子の間には、ボーズアインシュタイン統計が成り立っているため、片方が B^0 の場合は、もう片方は必ず $\bar{B}^0$ であり、両方がともに B^0 あるいは $\bar{B}^0$ にはなりえない。B^0、$\bar{B}^0$ ともに $J/\psi K_s$ のような CP 固有状態に崩壊しうる。そこで、反対側の B の崩壊を観測してこれが B^0 であったか、$\bar{B}^0$ であったかを同定する。これをフレーバータグと言う。

以下、CP 固有状態に崩壊した側の B 中間子を CP サイド、フレーバータグされた側の B 中間子をタグサイドと呼ぶ。

フレーバー タグ

タグサイドが t=0 で B^0 ならば、その瞬間 CP サイドは $\bar{B}^0$ であったことになり、B^0 と $\bar{B}^0$ の崩壊確率の差を時間 t の関数として観測する。

フレーバータグには主に 2 つの方法が用いられている。レプトンの電荷の符号による識別法と、K 中間子の電荷の符号による方法である。

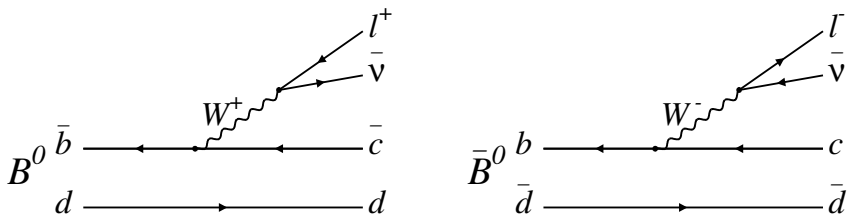

図 1.10: レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定

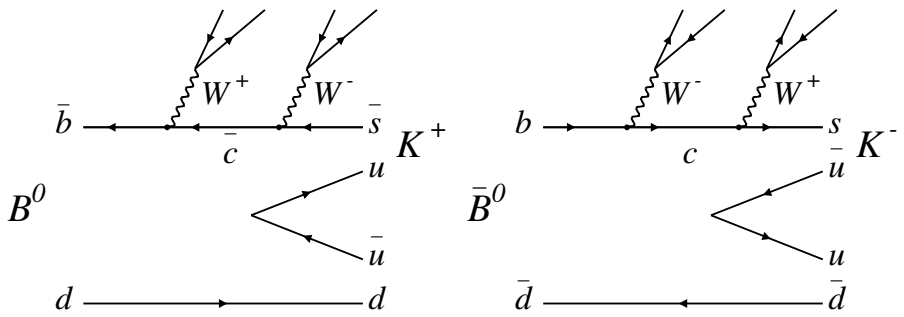

図 1.11: 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

図 1.10 に示したように、$b(\bar{b})$ クォークは $cW^-(\bar{c}W^+)$ に、$cW^-(\bar{c}W^+)$ はレプトン $l^-(l^+)$ とニュートリノ $\bar{\nu_l}(\nu_l)$ に崩壊しうる。

$$\begin{aligned} W^+ &\to l^+\nu_l \\ W^- &\to l^-\bar{\nu_l} \end{aligned}$$

ゆえに、レプトンの電荷は B 中間子のフレーバーを示す。l^+ は B^0、l^- は $\bar{B^0}$ である。図 1.10 に示した過程で生じるレプトンは B 中間子との質量差が大きいため、高い運動量を持つ。一方、チャーム粒子やストレンジ粒子の崩壊で生じるレプトンは一般に運動量が小さい。そのため、フレーバータグでは高い運動量 (重心系での運動量が $1.1\mathrm{GeV/c}$ 以上) のレプトンを選ぶ。

図 1.11 に示すように、荷電 K 中間子による方法も同様に K^+ は B^0、K^- は $\bar{B^0}$ を示す。このようにして t=0 の CP サイドのフレーバーが B^0 であったのか、それとも $\bar{B^0}$ であったのかを決定する。

崩壊時間差測定

タグサイドと CP サイドに崩壊した B の崩壊時間差 t を測定する。時間差は各々の崩壊点の差から算出する。

1.4 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の物理

$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊は $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じる。弱い相互作用の最低次のダイアグラム (ツリーダイアグラム) は図 1.13 となる。このダイアグラムが支配的であった場合に期待される観測量について述べる。

W ボソンの生成点、崩壊点に現れる小林 · 益川行列の成分は V_{cb} と V_{cd} であり、この崩壊の遷移振幅に複素位相は存在しない。また、J/ψ、ρ^0 と

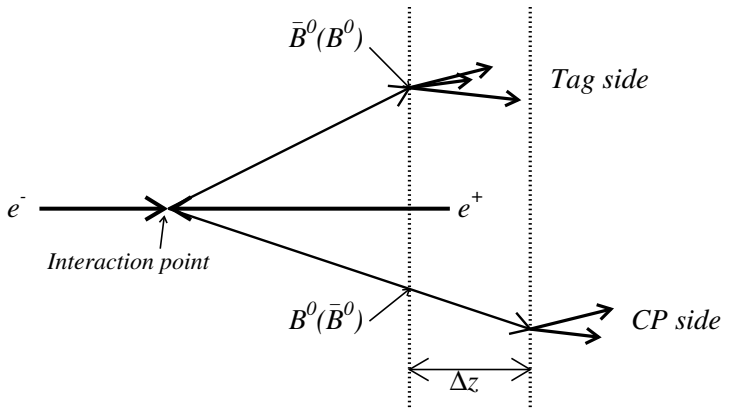

図 1.12: 崩壊時間差の測定方法

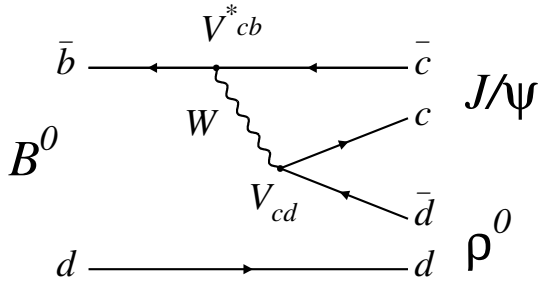

図 1.13: $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊。弱い相互作用の最低次のダイアグラム

もに $J^{PC} = 1^{--}$ のベクトル中間子である。ここで、J はスピン、P、C はそれぞれ P 変換、C 変換の固有値である。

$b \to c\bar{c}s$ 遷移で $B \to J/\psi\rho^0$ と同様に 2 つのベクトル中間子に崩壊する $B \to J/\psi K^{*0}$ のダイアグラムを図 1.14 に示す。

図 1.13 と図 1.14 を比較すると、W ボソンの崩壊点における小林 · 益川行列の成分が V_{cd} と V_{cs} で異なる。このため上記のツリーダイアグラムが支配的であれば、両者の崩壊分岐比の関係は

$$\frac{Br(B^0 \to J/\psi\rho^0)}{Br(B^0 \to J/\psi K^{*0})} \simeq \left|\frac{V_{cd}}{V_{cs}}\right|^2 \times \frac{1}{2} \simeq \frac{\lambda^2}{2} \simeq 2 \times 10^{-2}$$

程度になることが期待される。$B \to J/\psi K^{*0}$ の崩壊分岐比は $(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ [10] と測定されているので、$B \to J/\psi\rho^0$ の崩壊分岐比は 10^{-5} のオーダーになると予想される。

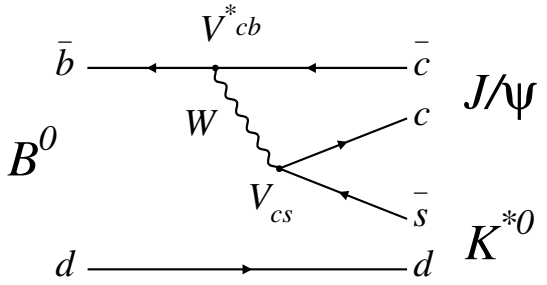

図 1.14: $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊。弱い相互作用の最低次のダイアグラム

擬スカラー中間子 ($J^P = 0^-$) である B 中間子から 2 つのベクトル中間子へ崩壊するため、軌道角運動量 L の値は $L = 0, 1, 2$ の 3 通りの可能性がある。一般にはこの 3 つの状態の重ね合わせになっている。パリティ固有値は軌道角運動量を用いて、$P = (-1)^L$ と表されるので、$L = 0, 2$ の状態は $P = +1$、$L = 1$ の状態は $P = -1$ となる。また、$J/\psi\rho^0$ の C 固有値は $C = +1$ であるから、

$$\begin{aligned} CP &= +1 \quad (L = 0, 2) \\ CP &= -1 \quad (L = 1) \end{aligned}$$

となる。つまり、$J/\psi\rho^0$ は純粋の CP 固有状態ではない。

J/ψ と ρ^0 はそれぞれ

$$\begin{aligned} J/\psi &\to e^+e^-, \mu^+\mu^- \\ \rho^0 &\to \pi^+\pi^- \end{aligned}$$

に崩壊するので、最終的に現れたレプトンや π 中間子の角度分布を観測することにより CP 固有値の異なる状態間の寄与の大きさを測定できる [28, 29, 30]。

もし、特定の CP 固有値を持った状態が支配的であれば、近似的に CP 固有状態と取り扱うことができる。さらにツリーダイアグラムが支配的な場合は崩壊の遷移振幅に複素位相がないので、$J/\psi K_S$ と同様に $sin2\phi_1$ 測定を行う崩壊モードとなりうる。

第2章　実験装置

2.1　KEKBファクトリーに求められる性能

前述したCPの破れの測定を実現するために要求される性能について述べる。

ルミノシティ

CPの破れの測定に用いる崩壊過程は分岐比が$10^{-3} \sim 10^{-4}$程度であり、高い精度でユニタリティ角を測定するには大量のB中間子が必要である。代表的なϕ_1測定過程の$B^0 \to J/\psi K_S$崩壊でも測定に必要な積分ルミノシティは$30 \sim 100 fb^{-1}$と見積もられている。これより、年間の積分ルミノシティは$100 fb^{-1}$を目標とする。ここでルミノシティLは電子・陽電子のビーム強度であり、反応断面積σを持つ反応の頻度Nから、$N = L \cdot \sigma$で定義される。

電子・陽電子のエネルギー

前述したようにCPの破れを測定するにはB^0と$\bar{B^0}$中間子が崩壊する時間差の測定が必要である。

$\Upsilon(4s)$の質量は$10.58 GeV/c^2$、B中間子のそれは$5.28 GeV/c^2$と、その質量差はわずか$20 MeV$である。これは、電子・陽電子の対称衝突で$\Upsilon(4s)$を生成すると、これから生じたB中間子はほとんど静止していることを意味する。さらにB中間子の寿命は約1.7psecと非常に短いので、B中間子は崩壊するまでに$20 \mu m$しか飛行しない。従って、ここから時刻tを算出するのは困難である。

この問題を解決するために、電子を陽電子のエネルギーを非対称に衝突させる。$\Upsilon(4s)$が実験系に対して運動するため、生成したB中間子もローレンツブーストされ、実験室系において運動し、かつ寿命が延びる。

崩壊点測定

崩壊点測定の目的は片方が CP 固有状態へ崩壊した $B^0\bar{B}^0$ 対の崩壊時間差を測定することである。崩壊時間の差 Δt は 2 つの B 中間子の崩壊点の相対位置 Δz から得られる。

$$\Delta t = \Delta z / c\beta t$$

Δt の精度は Δz の分解能による。$B^0 \to J/\psi$ 崩壊モードを用いた CP 非保存測定において Δt の分解能と必要なルミノシティの関係を示したグラフが図 2.1 である。B 中間子の平均寿命を τ_B として、$\sigma(\Delta t/\tau_B)$ が 1.0 の

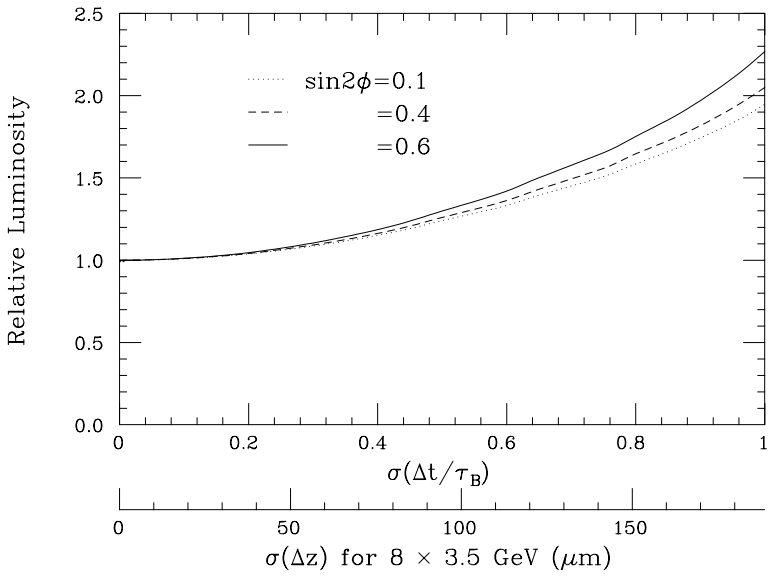

図 2.1: Δz の分解に対する必要なルミノシティ。$sin\phi_1$ が 0.1、0.4、0.6 の場合について示す。

場合、0.5 の場合に比べて CP 非保存の測定にはルミノシティを 70% 増加させる必要がある。本実験では、$\sigma(\Delta t/\tau_B) < 0.5$、つまり $\sigma(\Delta z) < 95\mu m$ の達成を目指した。

荷電粒子の飛跡測定

B 中間子の崩壊によって生成される荷電粒子の運動量は $200 \sim 400 MeV/c^2$ が最も多い。つまり低い運動量の飛跡を検出することが重要となる。磁場の強さは低い運動量の場合の curl-up(らせん運動の半径が小さくて他の検出器まで届かない) を防ぎ、高い運動量の場合の分解能を保つことを考え

物理	反応	運動量 (GeV/c)	排除する粒子	排除比
tagging	$b \to c \to s$	$0.2 \leq \mathrm{P} \leq 1.5$	$\pi^{\pm}$	100:1
ϕ_1 測定	$B^0 \to J/\psi K_S$ $B^0 \to J/\psi K_L$	-	-	-
ϕ_2 測定	$B^0 \to \pi^+\pi^-$ $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$	$1.8 \leq \mathrm{P} \leq 3.8$	$K^{\pm}$	10:1
ϕ_3 測定	$B^{\pm} \to D^0 K^{\pm}$ $B^0 \to D^0 K^0$	$1.5 \leq \mathrm{P} \leq 3.3$	$K^{\pm}$	100:1

表 2.1: K/π 粒子識別

1.5Teslta に決定した。検出効率は検出器の外形による。特に B 中間子の進行方向が重要である。加速器の部品による制限などを考慮して、飛跡検出を行う領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ とした。運動量の分解能は $B^0 \to \pi^+\pi^-$ と $B^0 \to K^{\pm}\pi^{\mp}$ の識別のため、0.5% の精度で行うこととした。

粒子識別

粒子識別は特定の B 中間子の崩壊過程を終状態から再構成するためと、フレーバータギングに必要である。

レプトンの識別では、電磁カロリメータと μ 粒子検出器も併用して行う。K/π 識別はレプトンの識別と比べて困難である。K/π 識別とは荷電 K 中間子と荷電 π 中間子を識別することを意味する。

B 中間子のフレーバータギングの検出効率は高い運動量のレプトンのみを用いた場合、11% 程度である。もし、荷電 K 中間子も含めるとその検出効率は 30% にまで増加する。

$B\bar{B}$ 事象から生成される K 中間子の 70% は 1GeV/c 未満であるので、フレーバータギングには、低い運動量の K/π 識別が必要になる。また、ϕ_3 測定を行う $B^{\pm} \to D^0 K^{\pm}$ 崩壊モードでは $B^{\pm} \to D^0\pi^{\pm}$ を排除するため、3.5GeV/c 以上での K/π 識別が要求される。さらに、ϕ_2 測定を行う $B^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊モードから $B^0 \to K^{\pm}\pi^{\mp}$ を排除するためには、4GeV/c 程度の運動量で K/π 識別が必要である。これらの要求を全て満たすには、dE/dx と TOF からの情報だけでは不十分である。そのため、チェレンコフカウンターで情報を補う。

電磁カロリメーター

B 中間子の崩壊において終状態の粒子の 3 分 1 は π^0 である。π^0 は 2 個の光子に崩壊する。このため、光子検出は B 中間子の再構成において非常に重要である。また、粒子の運動量とエネルギーから電子と荷電 π 中間子の識別を行う。電子同定はセミレプトニック崩壊を利用したフレーバータグや J/ψ の再構成において不可欠である。

電磁カロリメータには 20MeV から 8GeV のエネルギー領域において高いエネルギー分解能が要求される。B 中間子の 3 体以上の崩壊で生成された π^0 からの光子のエネルギーは低い。なかでも、$D^* \to D^0\pi^0$、$D^* \to D^0\gamma$ 崩壊の再構成には 100MeV 以下の光子検出が必要である。一方、B 中間子の 2 体崩壊 $B \to K^*\gamma, B^0 \to \pi^0\pi^0$ で生成される光子の最大エネルギーは 4GeV である。また、エネルギー補正やルミノシティの測定に用いられる Bhabha 散乱では、電子は最大 8GeV のエネルギーを持つ。

π^0 から生成された 2 個の光子を識別するには、2 個の光子が少なくとも 1 個以上離れた結晶に入射する必要がある。3GeV/c の π^0 の場合、放出される 2 個の光子間のなす角度は 5° であり、このように近接して入射した 2 個の光子を再構成する能力が必要である。

$K_L\mu$ 粒子検出

μ 粒子検出には低い閾値が必要である。$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊過程において、しきい値を 1.2GeV/c から 0.8GeV/c にすると、検出効率は 20% 増加する。

$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊過程と同様に、ϕ_1 測定が可能な $B^0 \to J/\psi K_L$ 崩壊過程の K_L は電磁カロリメータと磁場の外に配置されるハドロンカロリメーター (K_L 検出器) によって行われる。

$J/\psi \to l^+l^-$ と K_L の不変質量と B の質量から K_L の位置をフィットする。K_L の運動量を測定する必要はない。$B^0 \to J/\psi K_L$ 崩壊の主なバックグランドは $B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to \pi^0 K^0)$ である。このバックグランドを排除するためには θ、ϕ 方向ともに 30mrad の位置分解能が必要である。

2.2　KEKB 加速器

KEKB は KEK B ファクトリー加速器の名称である。

年間の積分ルミノシティは $100fb^{-1}$ を目標とする。これは B 中間子 10^8 個に相当する。衝突型加速器ではルミノシティは次式で与えられる。

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

E : ビームのエネルギー [GeV]
I : 蓄積電流 [A]
ξ : ヒームビームチューンシフト
(衝突時に働く、ビームビーム力の強さ)
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。KEKB では、ξ を 0.05、β_y^* を $1cm$ と仮定している。この場合、目標の年間 $100fb^{-1}$ 達成のためには、電流は電子側で 2.6A、陽電子側で 1.1A が必要である。1 つの粒子群 (バンチ) が持てる電流は数 mA に限られるため、各リングに 5,000 個のバンチを蓄積させる必要がある。

電子と陽電子のエネルギーの非対称度は、時間発展を精度良く測定する一方で検出器の有効領域にも考慮して $\beta\gamma$=0.425 とした。また、重心系のエネルギーが $\Upsilon(4s)$ の質量とほぼ等しくなるように、電子のエネルギーを 8GeV、陽子のエネルギーは 3.5GeV とした。$\Upsilon(4s)$ はほぼ 100%B 中間子対に崩壊する。このため大量の B 中間子が生成できる。B 中間子対は実験室系で最高 2.3GeV/c の運動量を持ち、寿命が 1.6ps であるため、B 中間子は崩壊するまでに平均 $200\mu m$ 走る。

電子と陽電子は富士実験棟近くで線型加速器 (Linac) から、メインリングに入射される。その際、電子と陽電子はエネルギーが非対称であるため、別々のリングに入射される。エネルギー 8.0GeV の電子を加速するリングを HER(High Enrgy Ring)、エネルギー 3.5GeV の陽電子を加速するリングを LER(Low Enrgy Ring) と呼び、2 本のリングは全長 3km の旧 TRISTAN トンネル内に並べて設置されている。陽子と電子の衝突は筑波実験棟一カ所であり、その場所に BELLE 検出器がある。

2.3 BELLE 検出器

2.3.1 粒子崩壊点測定器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) の主な役割は B 中間子の崩壊点を測定することである。また、次に述べる中央飛跡検出器の情報とあわせて運動量が低い荷電粒子の飛跡測定にも用いられる。

分解能を向上させるため、検出器の構造は以下のような設計にする。まず幾何学的な手法として、最も内側の層は可能な限り衝突点に近くする。次に検出器の物質量を小さくして、多重散乱を押さえる。そのために、軽

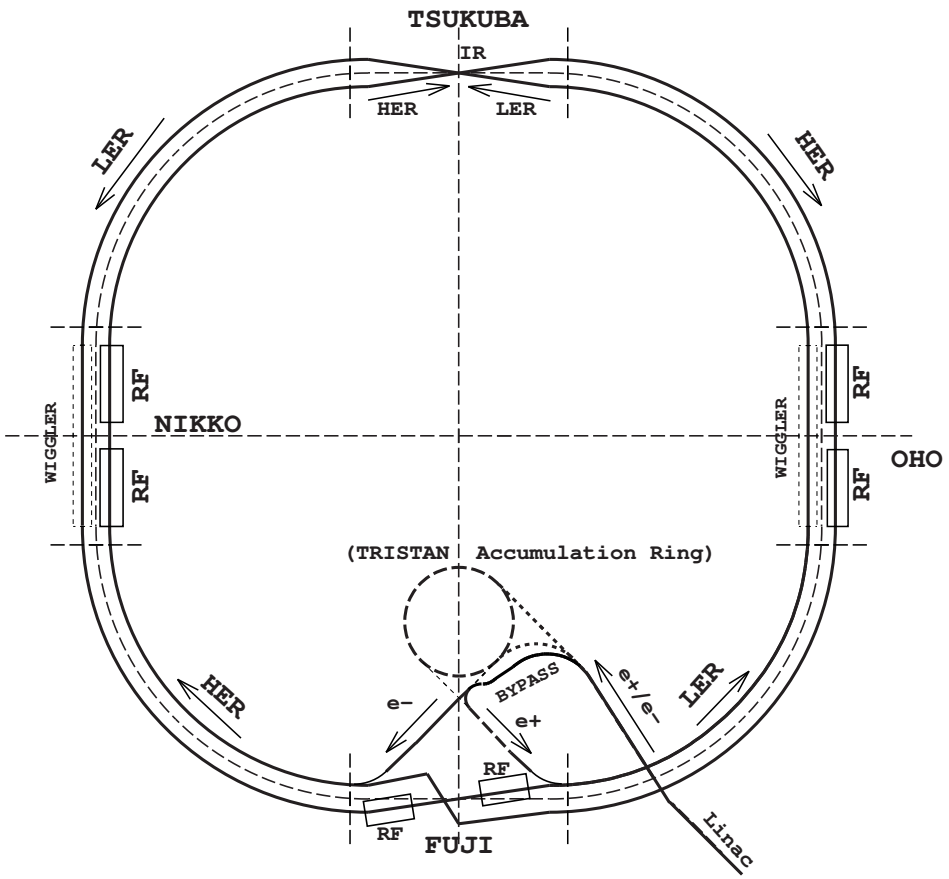

図 2.2: KEKB 加速器

い物質で検出器を支え、読み出しのエレクトロニクスは外側に置く。また、SVD は検出器の最も内側に位置し、ビームバックグランドを多く受けるため、放射線に対して耐性がなければならない。

図 2.4 が SVD の断面図である。ビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の領域をカバーする。これは全立体角の 86% とに対応する 3 層からなり、その半径は 30mm、45.5mm、60.5mm である。それぞれの層は内側から 8、10、14 個の ladder から出来ており、ladder はダブルサイドシリコンストリップ検出器 (DSSD) からなる。DSSD からの読み出しは積分回路の VA1 を基礎としている。VA1 はノイズを押さえ、200kRad の放射線に耐性がある。

DSSD は 1280 のセンス · ストリップと 6400 の読み出しパッドから成る。ストリップ · ピッチは z 方向が $42\mu m$、ϕ 方向は $25\mu m$ である。DSSD 全

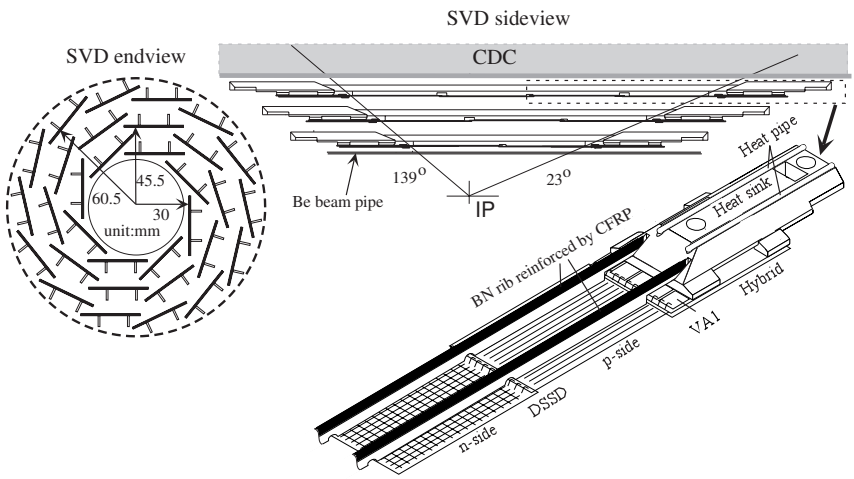

図 2.3: SVD 全体図

体の大きさは $57.3 \times 33.5mm$、厚さは $300\mu m$ である。計 102 個の DSSD が使われている。

ladder には $r-\phi$ 平面でいくつか重複した部分があり、その領域は内側の層から、それぞれ 9.7、3.8、8.7% である。

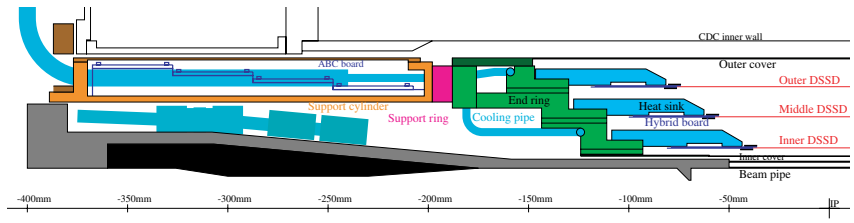

図 2.4: SVD を支えるシステム

検出器の物質量を減らすため、支える物質は最小限にしなければならない。そのため、ladder はエンドリング、シリンダー、アウトカバーで支えられている。エンドリングは物質量が低く、熱電導率が高いアルミニウムで作られ、$15C^\circ$ の水が循環する冷却チューブが埋め込まれている。エンドリングは前後とも 2.5mm 厚 CFRP のシリンダーで支えられている。それらのシリンダーは CDC で固定されている。位置分解能は $80\mu m$ である。

2.3.2　中央飛跡検出器 (CDC)

CDC の主な役割は荷電粒子の飛跡検出による運動量測定及びエネルギー損失 (dE/dx) の測定である。加えて、トリガーシステムへの情報の提供も行う。

$p_t > 100MeV/c$、$17^\circ < \theta < 150^\circ$ の全ての荷電粒子に対して運動量分解能 $\sigma_{p_t}/p_t \sim 0.5\sqrt{1+p_t^2}$ が要求される。磁場が一定の時、運動量分解能を良くするには、SVD と同様に検出器の物質量を減らせば良い。

CDC の構造を図 2.5 に示す。カバーする領域が $17^\circ < \theta < 150^\circ$ であ

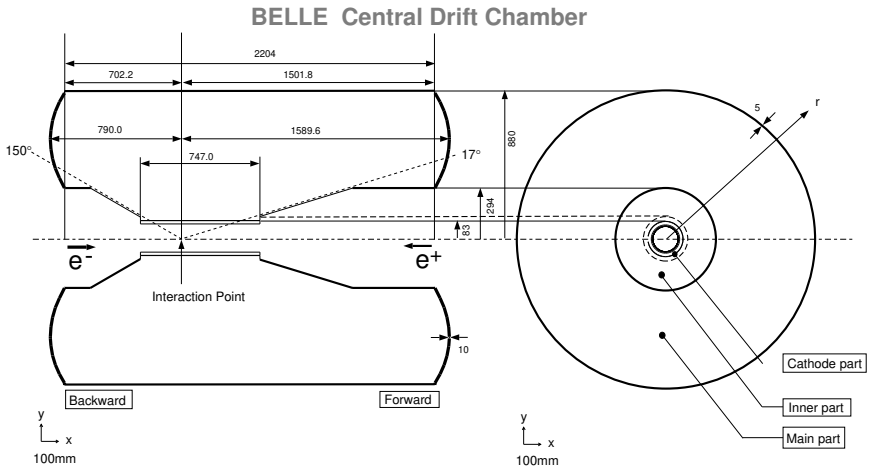

図 2.5: CDC 断面図。長さの単位は mm。

るため、z 方向に対して非対称になっている。内径は 103.5mm、外径は 874mm である。物質を薄くして低い運動量の飛跡の検出効率をあげるため、インナーパートとメインパートの境界には壁を使用していない。前方と後方の半径が小さい部分は加速器の部品を避けるために円筒形である。

チェンバーは 50 層の cylindrical レイヤーと 3 層の陰極ストリップレイヤーかで構成されている。cylindrical レイヤーは 3 層から 6 層の z 軸に平行な Axial レイヤーと平行でないステレオレイヤーからなる。ステレオ · レイヤーの角度はワイヤーの周りにおける増幅率の低下を 10% に押さえながら z 方向の測定を最大にするように決定した。

センスワイヤーは直径 $30\mu m$ の金メッキ · タングステン · ワイヤーを使用している。フィールド · ワイヤーはチェンバーの物質量を減らすために直径 $126\mu m$ のアルミニウム · ワイヤーを使用している。

CDC は全部で 8400 個のドリフトセルを持つ。個々のドリフト · セルは、

ほぼ正方形である。

検出器の物質量を減らすため、ガスも低い物質量のものを使用する。低い物質量のガスはアルゴンベースのガスよりも光子との反応断面積が低いので、シンクロトロン放射からのバックグランドを減らすことができる。ヘリウムとエタンを 1:1 の割合で混合したガスを用いている。このガスでは長い放射長 (640m) を持ち、低い電場でも $4cm/\mu sec$ のドリフト時間を満たす。物質量が低いが、エタンガスを混合しているため dE/dx の分解能は悪くならない。

エネルギー損失は粒子の種類に依存せず速さ ($\beta = v/c$) から決まるので、dE/dx から求めた β と運動量から粒子の質量、そして種類が同定できる。予想される dE/dx は Bethe-Bloch の公式より

$$dE/dx \quad \propto \frac{1}{\beta}\left[ln(\frac{\sqrt{2m_e\beta^2\gamma^2 E_{max}}}{I}) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\sigma}{2}\right]$$

I : 電磁ポテンシャル

E_{max} : 測定できる最大のエネルギー

δ : 密度に依存する係数

である。実験データにおける dE/dx 分布は図 2.6 に示す。

位置分解能は $r-\phi$ 平面で $130\mu m$、z 軸方向では $200\sim1400\mu m$ である。$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 過程を用いた解析による p_t 分解能は $4 < p_t < 5.2GeV/c$ の範囲で $1.64 \pm 0.04\%$ である。dE/dx の分解能は $K_S \to \pi^+\pi^-$ 崩壊による $0.4 < p_t < 0.6GeV/c$ の領域で 7.8%、$e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$ 事象では約 6% である。

2.3.3 K/π 粒子識別装置 (ACC)

ACC(Aerogel Čerenkov Counter) の役割は、広い運動量領域 (1.2~3.5GeV/c) での K/π 識別であり、次節で述べる TOF と相対的である。

ACC はしきい値型検出器であり、屈折率 n の物質に速度 β の荷電粒子が入射したとき、

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

ならば、チェレンコフ光を放出する。適当な屈折率の物質を用いれば、CDC で測定された運動量から、ACC がチェレンコフ光を発したか否かで粒子識別ができる。識別可能領域の上限は 2.5-3.5GeV/c であり、これは z 軸方向の角度に依存する。広い運動量領域で精度の良い K/π 識別を行うた

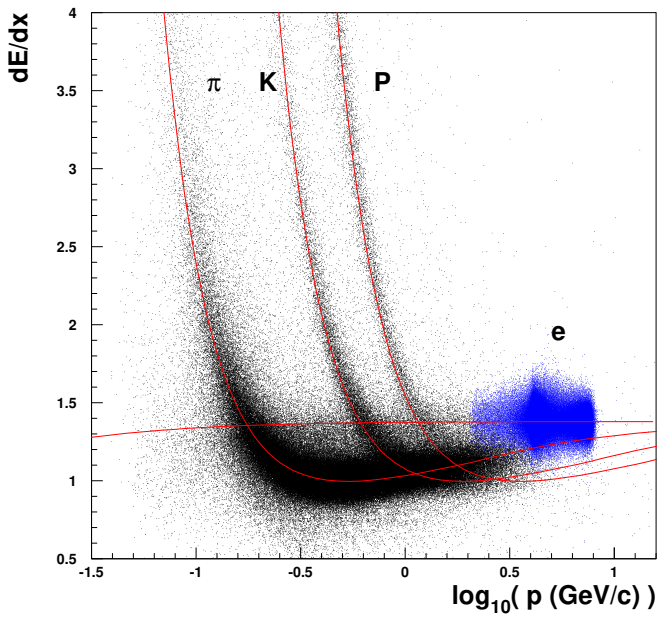

図 2.6: 実験データにおける dE/dx と運動量の 2 次元分布

め、1.01 ∼ 1.03 の屈折率を持つエアロジェルが選ばれた。屈折率は表 2.2 に示すように z 軸との角度で変えている。

図 2.8 に ACC の断面図を示す。ACC はバレル領域では ϕ 方向に 60 セルに分割した 960 個のカウンターモジュール、エンドキャップ領域では 5 つの同心円型レイヤーで配列された 228 個のカウンターから構成されている。すべてのカウンターはほぼ衝突点に向かってタワー状に配列されている。$17.0^\circ < \theta < 127.2^\circ$ の領域をカバーする。

ACC のモジュールを図 2.8 に示す。a)、b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロジェルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウムの箱内に重ねられている。箱の大きさは約 $12 \times 12 \times 12 cm^3$ である。チェレンコフ光を効率的に検出するために、1 つまたは 2 つのファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロジェルに直接取りつけてある。この FM-PMT は 1.5Tesla の磁場中でも使用できる。PMT は光速に近い粒子が均一の反応をするように屈折率に応じて直径 3 インチ、2.5 インチ、2 インチの 3 種類を使用した。

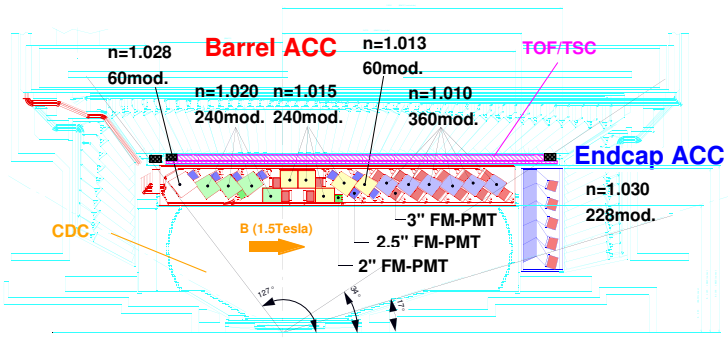

図 2.7: ACC 断面図

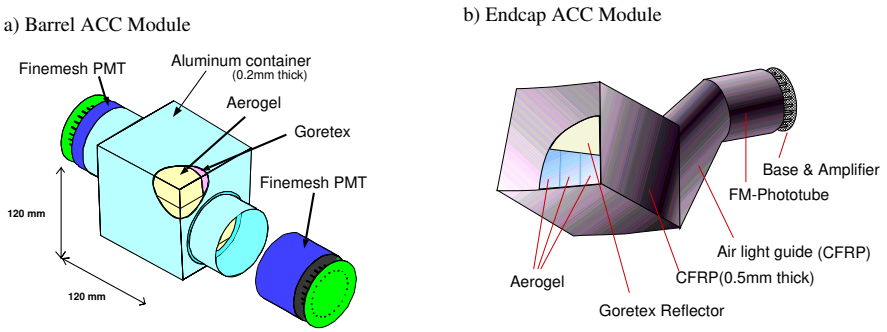

図 2.8: ACC カウンターモジュール

2.3.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF(Time of Flight Counters) はプラスチック シンチレーション カウンターである。その主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行うことである。

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

$$\beta = \frac{L_{path}}{cT_{TOF}} = \frac{P}{E} = \frac{P}{\sqrt{m^2 + P^2}}$$

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

ここで、E、P、m はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離 $1.2m$、時間分解能 $100ps$ であれば、$1.2GeV/c$

$\theta(^\circ)$			屈折率
120.4	$\sim$	127.2	1.028
91.0	$\sim$	120.4	1.020
63.8	$\sim$	91.0	1.015
57.4	$\sim$	63.8	1.013
32.2	$\sim$	57.4	1.010
17.0	$\sim$	32.2	1.030

表 2.2: ACC エアロジェルの屈折率

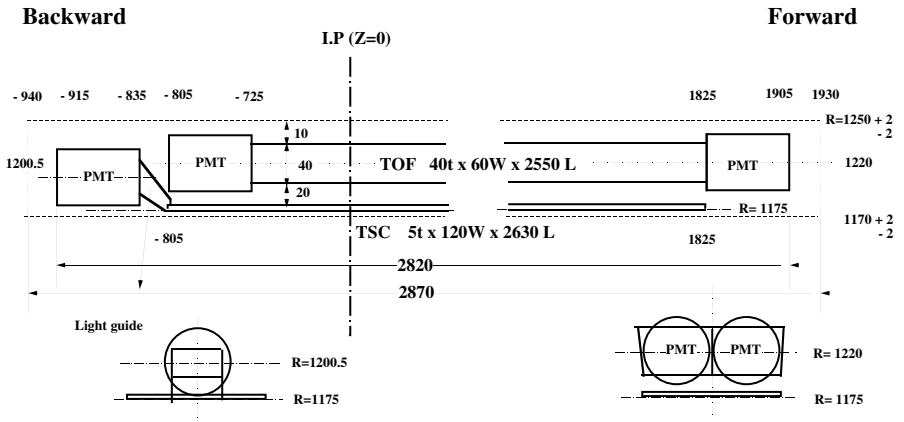

図 2.9: TOF/TSC モジュール

以下の粒子識別が可能である。これは $\Upsilon(4s)$ 崩壊で生成される粒子の 90% にあたる。

TOF は粒子識別以外にトリガーにも用いられる。QtoT 用に gete 信号を作り、TDC 用に信号を止めるトリガーシステム用のタイミングシグナルを生成する。トリガー信号の重複を防ぐため TOF トリガー信号のレイトは 70kHz 未満に保たなければならない。ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10ns の精度が必要である。トリガーレイトは 70kHz 未満、トリガー効率はほぼ 100% である。

分解能 100psec を実現するために以下のような設計にする。減衰の長さが 2m 以上の速いシンチレーターを使用する。カウンター内を伝搬するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを排除する。光子の収集を最大限にするために広いフォトカソードを持つ光電子増倍管を用いる。以上の要求を満たすために FM-PMT を TOF と TSC カウンターに直接取り付け 1.5Tesla の磁場中におく。

TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC カウンターから構成されている。台形の TOF カウンター 2 個と TSC カウンター 1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲がカバーされている。これらのモジュールは ECL の内壁に取りつけられている。TOF カウンターと TSC カウンターの間隔は 1.5cm である。1.5Tesla の磁場中ではこのギャップによって TSC レイヤーで生成された電子と陽電子が TOF カウンターにまで到達することを防ぐ。

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 事象において、時間分解能は平均 100psec であり、z 方向への依存は小さい。

2.3.5 電磁カロリメータ (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) の役割は電子と光子のエネルギー測定である。

光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを作りエネルギーを失う。光子と電子が ECL に入射した場合、その粒子が持つエネルギーの全てを ECL 内で失うが、荷電 π 中間子などのハドロンが入射した場合はそれより小さくなる。これを利用して電子と π^+ の識別が行われる。

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

表 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL の断面図を図 2.10 に示す。外径 3.0m、内径 1.25m、衝突点を基準として z 方向は $-1.02m$ から $1.96m$ の領域をカバーする。それぞれの結晶はほぼ衝突点方向に向かってタワー状に配列されている。結晶を隙間なく敷き詰めるために、バレル領域では結晶の向きが $\theta - \phi$ 方向に約 1.3° の傾きがある。同様の理由から、前方エンドキャップ領域では θ 方向に 1.5°、後方エンドキャップ領域では θ 方向に約 4°、の傾きがある。カロリーメータは $17.0^\circ \sim 150.0^\circ$ の領域をカバーする。これは全立体角 4π の 91% に相当する。ケーブルを通すために、エンドキャップとバレル間に隙間がある。この隙間の合計は θ 方向で約 3% である。ECL は計 8736 個の $CsI(Tl)$ カウンターからなり、その重量は 43 トンである。

低いエネルギー領域において、良いエネルギー分解能を得ために、光量

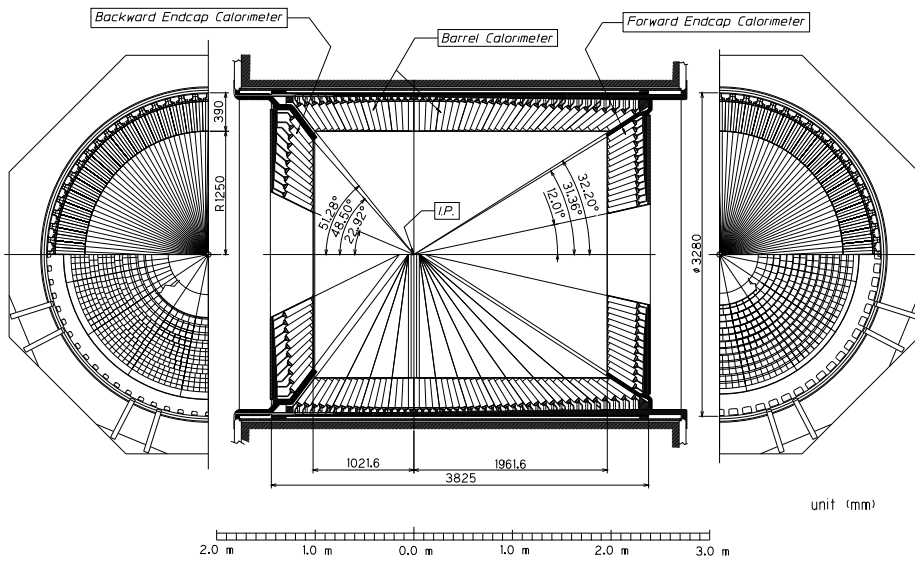

図 2.10: $CsI(Tl)$ カロリーメーター

	$\theta(^\circ)$	結晶数
前方エンドキャップ	$12.4 \sim 31.4$	1152
バレル	$32.2 \sim 128.7$	6624
後方エンドキャップ	$130.7 \sim 115.1$	960

表 2.4: ECL のパラメーター

の多い $CsI(Tl)$ シンチレーターを用いている。

2 つの光子の分解能力として 5° を要求すると、これは衝突点から最も近い結晶の表面において、11cm 離れていることになる。バレル領域では衝突点方向前方の断面が $55 \times 55mm$、後方が $65 \times 65mm$ の結晶を用いている。これによって、3GeV/c 以下の π^0 が放出する光子ならば、光子が 1 個以上離れた結晶に入射するため 1 個の光子によるシャワーでなく 2 個の光子によるシャワーと識別することができる。$CsI(Tl)$ 結晶の断面は θ 方向による。エンドキャップ領域では全面が 44.5mm から 70.8mm と、後方が 54mm から 82mm である。高い運動量の光子について、エネルギー分解能を保つため、結晶の長さは 30cm としている。

$CsI(Tl)$ カウンターを図 2.11 に示す。それぞれの結晶はシンチレーション光を効率良く集めるために反射シートで覆われている。そのシートには

光をよく反射し、扱いやすく、また耐年性があると予想されるテフロンを用いた。結晶全体が厚さ $200\mu m$ のテフロンで覆われている。さらに、厚

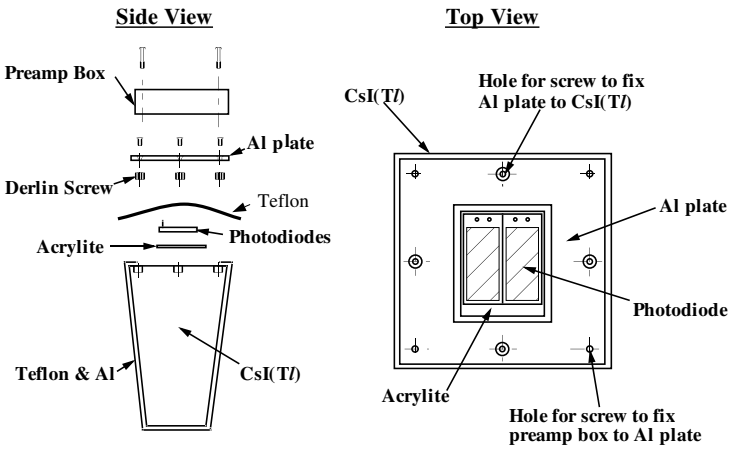

図 2.11: $CsI(Tl)$ カウンター

さ $25\mu m$ のアルミニウムと厚さ $25\mu m$ のマイラーで覆う。アルミニウムで保護されたプレアンプの箱は、ネジでアルミニウムの板に固定する。2 つのフォトダイオードが厚さ 1mm のアクリル板で結晶の後方中央に接着されている。

エネルギー分解能は 1.3%、位置分解能は $0.5\mathrm{cm}/\sqrt{E}$ である。

2.3.6 $K_L\mu$ 粒子検出器 (KLM)

KLM(K_L and Muon Detector) の役割は、${K_L}^0$ 中間子と μ 粒子の検出である。

K_L 中間子は寿命の長い中性粒子であるため、内部の検出器では測定できない。そのため、ECL や KLM で物質と強い相互作用をして崩壊し、発生するハドロンシャワーの測定により観測する。KLM では 600MeV/c 以上の K_L が測定可能である。

μ の検出と識別は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 崩壊を検出するために非常に重要である。μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 ($\geq 600\mathrm{MeV/c}$) ならば内側の検出器を通過し、KLM によって検出できる。dE/dx、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、$\mu(105MeV/c^2)$ と $\pi(140MeV/c^2)$ の識別はできない。そのため、KLM で粒子が受ける相互作用の違いによって識別をする。表 2.5 より、μ 粒子は電磁相互作用しか起こさないため、KLM を貫く層の数は μ 粒子の方がハドロンより多い。

粒子	相互作用
e, γ	(到達不能)
μ	電磁相互作用
π, K, p	電磁相互作用と強い相互作用
K_L	強い相互作用

表 2.5: KLM と粒子の相互作用

位置分解能は θ、ϕ 方向ともに 30mrad である。1.5GeV/c 以上の μ 粒子の場合、検出効率は 90% 以上、誤認率は 5% 未満である。

2.3.7　トリガーシステム

ルミノシティ $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ においてビームの衝突は 500MHz であるが、$B\bar{B}$ 事象は 1Hz、その他の物理的事象を含めても観測すべき事象は数 10Hz である。目標とするルミノシティ $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレイトを表 2.6 に示す。後述するデータ収集システムの転送能

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

表 2.6: ルミノシティ $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ における断面積とトリガーレイト。上付 $^{(a)}$ は 1/100 をかけた値を示す。Bhabha 散乱と光子対生成の事象はルミノシティの測定や検出器の較正に用いられるが、その断面積が大きいためトリガーレイトは 1/100 にする必要がある。

力は、最大 500Hz の処理能力である。そのため、物理的事象以外に発生する多数のバックグランド事象をリアルタイムで破棄し、興味ある事象を効率よく選出するトリガーシステムが求められる。

図 2.12 が BELLE トリガーシステムである。各検出器ごとのトリガーシステムがあり、その後、全体の情報をまとめて最終的な判断を GDL(Global Decision Logic) で下すシステムとなっている。

トリガーのタイミングは TOF の TSC による信号で決められる。各検出

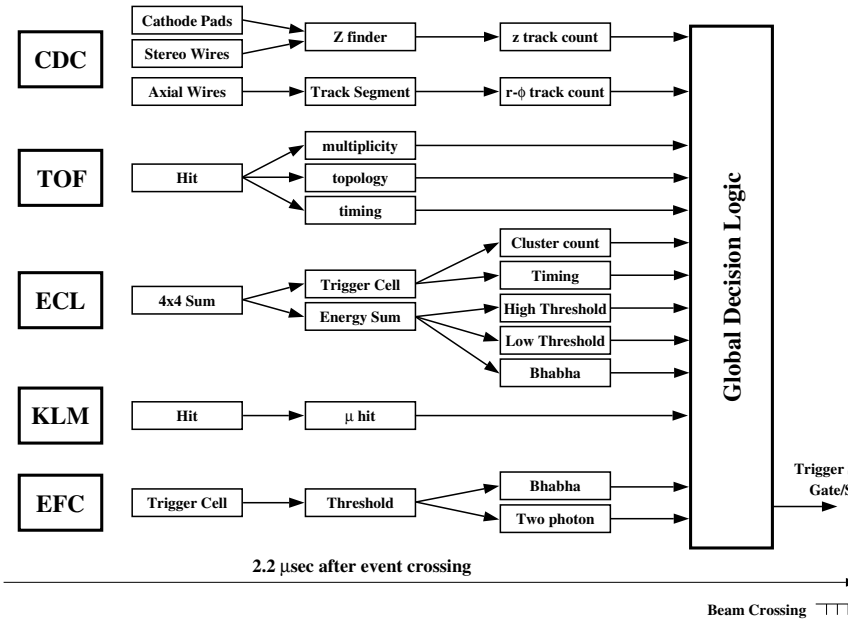

図 2.12: BELLE トリガーシステム

器のトリガーシステムは主に飛跡トリガーとエネルギートリガーの 2 つに分類される。CDC と TOF は荷電粒子からトリガー信号を生成する。ECL は検出した全エネルギーとクラスタ数でトリガーを行う。SVD からの情報はトリガーに用いられない。事象発生から $1.85\mu sec$ 後に GDL が各検出器からの情報を組み合わせ、データ収集をするか否かを判定し、収集が決定された場合、その $0.35\mu sec$ 後に各検出器に向けてトリガー信号を送る。この選別によって、平均 200Hz、最大でも 500Hz にまで絞られる。

2.3.8 データ収集システム

BELLE データ収集システムの概要を図 2.13 に示す。$B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象のデータサイズは約 30kB である。これは最大 15MB/s のデータ転送速度に相当する。トリガー信号を受け取ると、各検出器は独立にその事象のデータを読み出す。この段階では 1 事象のデータは検出器毎に分割されている。これをイベントフラグメントと呼ぶ。イベントフラグメントを作成するために用いている方法は SVD、KLM とその他の検出器では異なっている。KLM と SVD を除き、各検出器からの信号の読み出しには charge-to-time(Q-to-T) コンバーターを用いる。ADC で信号をデジタル

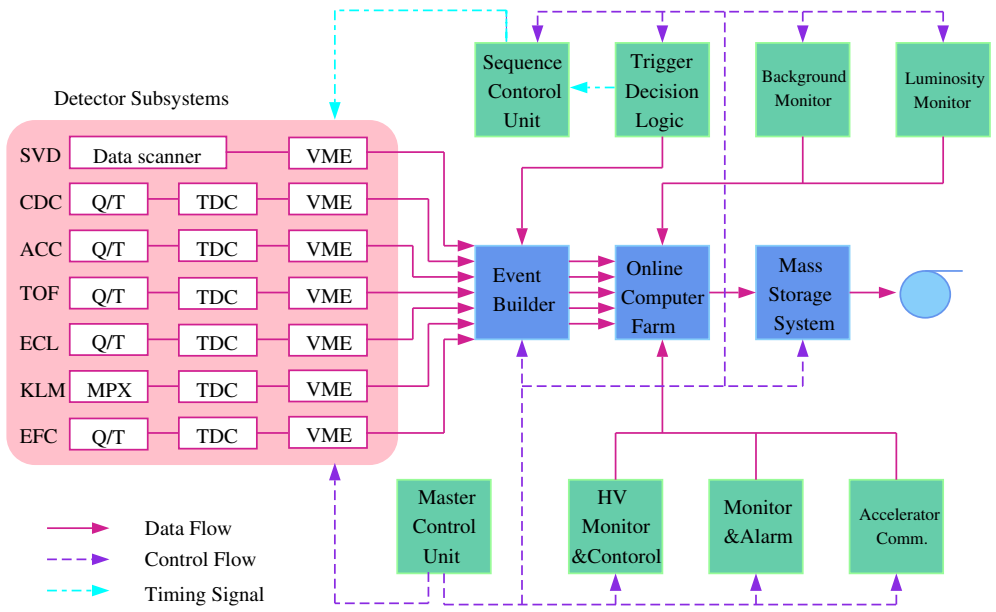

図 2.13: データ収集システム

化するかわりに、電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する。放電を始める時と終える時に 2 回パルスが発生する。2 つのパルスの時間差で入力信号のタイミングと振幅の両方が得られる。そして、TDC 読み出しシステムを用いて時間のデジタル化を行う。KLM からの情報も同じ型の TDC で読み出す。SVD からの信号はフラッシュ ADC(FADC) に送られる。この時点でデータサイズは $10 \sim 20kB$ であり、イベント · ビルダーへの転送能力を超えている。そのため、FADC で読み出したデータをイベント · ビルダーへ送るさい、VME を 4 個用いる。

データはメモリー · モジュール内で集められる。読み出したデータはイベント · ビルダーに転送され、事象のデータとしてまとめられる。次にデータはオンライン · コンピューター · ファームで事象選別、事象データの作成を行い、コンピューター · センターで Mass Strange System にデータを送る。同時にオンライン · コンピューター · ファームは測定器が正常に動作しているかを確認するためにデーター · クオリティー · モニター (DQM) とイベント · ディスプレイにも抽出した事象データを送る。

2.3.9 KEKB 計算機システム

BELLE オフラインコンピューターシステムの役割は、BELLE 検出器で収集されたデータの再構成と蓄積である。また、各ユーザーはこれを用い

て解析を行う。モンテカルロシュミレーションの作成も、このコンピューターシステムの重要な役割である。

BELLE 検出器からは最大 15MB/s のデータが転送される。これは最大トリガーレイト 500Hz かつ最大事象サイズ 30KB の場合である。400GB/day または 80TB/year の場合、ローデータは 5MB/s で蓄積される。再構成アルゴリズムによってローデータからデータ · サマリー · テープ (DST) を作成する。DST 作成とはローデータを物理量 x_μ、p_μ に変換する作業である。DST は物理的事象のみを含むため、そのサイズは $4GB/pb^{-1}$ に減少する。1999 年 10 月から 2000 年 6 月に収集された $6.8fb^{-1}$ のデータでは DST は 28TB である。

図 2.14 が BELLE オフラインコンピューターシステムである。このシ

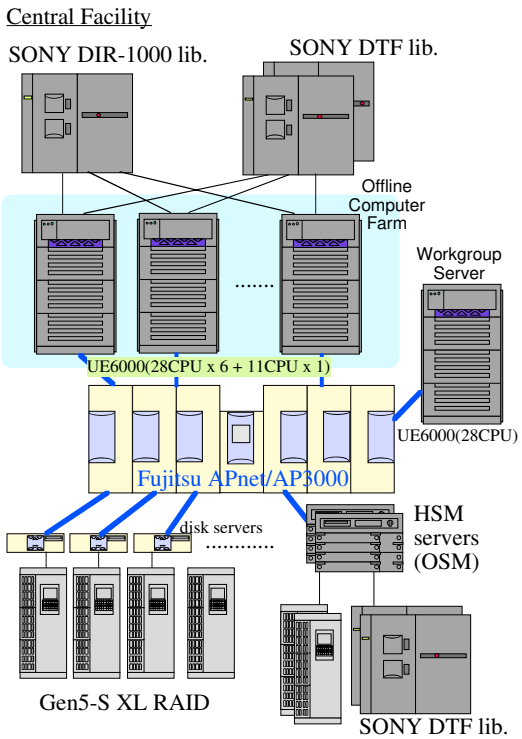

図 2.14: BELLE コンピューターシステム

ステムは、コンピューターサーバー、データ蓄積のための RAID ディスクとテープライブラリ、ワークグループサーバー、そしてそれらを結ぶ高速のネットワークシステムで構成されている。

テープライブラリシステムは (1)SONY Pate Site DMS-8800、(2)SONY

Pate Site DMS-8400、(3)SONY Pate Site DMS-8400 から成る。(1) は容量 25TB で、書き込み速度 32MB/s の DIR-1000 テープドライブ 2 つと書き込み速度 16MB/s の DIR-1000 テープドライブ 9 つで構成されている。これらはオンラインデータの書き込みや、DST 作成に用いられる。(2) は容量 75TB であり、データ転送速度 12MB/s の DTF テープドライブ 15 個で構成されている。それぞれのコンピュータサーバーは DTF ドライブに接続されている。(3) は 25TB のデータを蓄積できる。RAID システムは 6 つの Gen 5 貯蔵サーバーがあり、うち 5 つの容量はそれぞれ 640GB、残りの 1 つは 480GB である。

要求される計算処理能力は 30,000MIPS であり、これは 1 つの CPU ではまかなえない。よって、複数の CPU を並行して使用する必要がある。Symmetric Multi Processor(SMP) 構造の機械がそれに選ばれた。

データーサーバーとコンピューターサーバーは Ap-net と呼ばれる、富士通パラレルサーバー AP3000 で接続されている。Ap-Net の通信速度は 200MB/s である。Ap-Net は ATM/PDDI LAN にも接続している。別の SMP サーバーもあり、ネットワークに接続されている。CPU は合計 300 以上である。

このオフラインコンピュータシステムでは、DST プロダクションの初期段階でオフラインのトリガーを行う。ECL で検出された全エネルギーが 4GeV 以上、運動量が $p_t > 300MeV/c$ かつ $|dr| < 1.0cm$ かつ $|dz| < 4.0cm$ の飛跡が 1 本以上ある事象が選別される。$B^0 \to J/\psi K_S$、$B^0 \to K_s\pi^0$ 崩壊のシュミレーション 1000 事象を、このオフライントリガーシステムに通した場合、検出効率は 100% であった。

第3章　解析

収集したデータには電子 · 陽電子散乱で起こりうる全ての過程による事象が含まれる。その中から、観測対象とする崩壊過程の事象 (シグナル事象) を発見するには、その過程に特徴的な物理量に着目して事象を選出する。本章では $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊過程を選別する手順と、1999 年 10 月から 2000 年 7 月に収集された積分ルミノシティ $5.95fb^{-1}$ のデーターによる観測結果について述べる。

3.1　事象選別

3.1.1　ハドロン事象の選別

BELLE 実験では以下の観測量でハドロン事象の選別を行う。ただし、すべての飛跡の運動量 (P)、シャワーのエネルギー (E) は $\Upsilon(4S)$ 重心系にブーストしている。また、$P_t > 0.1GeV/c$ の飛跡、$E > 0.1GeV$ のシャワーのみを用いる。荷電粒子は π と仮定した。

飛跡の本数 ≥ 3

$\Sigma_i P_i + \Sigma_j E_j > 0.2E_{CMS}$

$|\Sigma_i P_{zi} + \Sigma_j E_{zj}| < 0.3E_{CMS}$

$0.025E_{CMS} < \Sigma_j E_j < 0.9E_{CMS}$

ここで E_{CMS} は重心系での全エネルギーである。以上の条件を全て満たす事象をハドロン事象とした。

3.1.2　$B\bar{B}$ 事象 の選別

B 中間子は重心系でほとんど静止しているため、B 中間子対生成事象 ($B\bar{B}$ 事象) の終状態に現れる粒子は等方的に分布する。つまり事象の形は球状である。それに対し、軽いクォーク (u、d、s、c) 対生成事象 ($q\bar{q}$ 事象) は生じたクォークが互いに反対方向に走っているので事象の形は線状になる。$B\bar{B}$ 事象の純度を高めるために、事象の形を表す Fox-Wolfram

moment の比 R_2 を用いた [34]。R_2 は以下の式で定義される。

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0}, H_m = \frac{\sum_{i,j} |\overrightarrow{p_i}||\overrightarrow{p_j}| P_m(cos\theta_{ij})}{(\sum_i E_i)^2}$$

図 3.1 が $q\bar{q}$ 事象と $B\bar{B}$ 事象のシュミレーションにおける R2 分布である。$q\bar{q}$ 事象の場合 図 3.2 が $\bar{B^0} \to J/\psi\rho^0$ シュミレーションでの R_2 分布であ

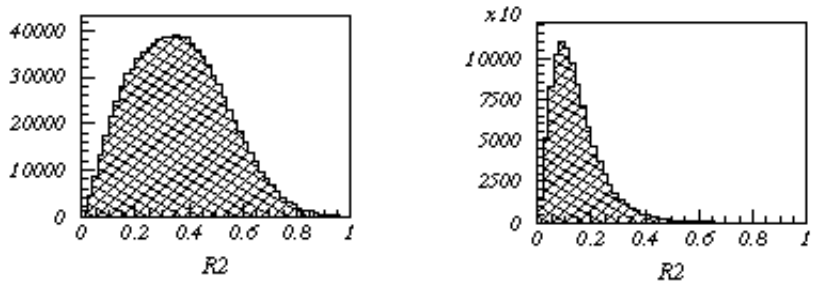

図 3.1: R2 分布。左図が $q\bar{q}$ 事象、右図が $B\bar{B}$ 事象 [35]

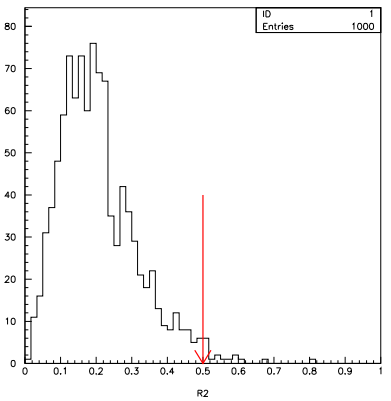

図 3.2: $\bar{B^0} \to J/\psi\rho^0$ シュミレーションにおける R2 分布。B^0 は標準崩壊。

る。これより R_2 <0.5 を要求した。

3.1.3　荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別

BELLE 検出器では、K/π 識別を CDC でのエネルギー損失 (dE/dx)、TOF、ACC でのチェレンコフ光の光量の情報を組み合わせて行う。それぞれの検出器が識別可能な運動量領域は次に示す。CDC は 1.2GeV/c 以下、TOF は 1.2GeV/c 以下、ACC は 1.2∼3.5GeV/c 領域の K/π 識別が可能である。

この 3 つの検出器の情報から粒子同定確率 $Prob(i:j)$

$$Prob(i:j) = \frac{P_i}{P_i + P_j} \tag{3.1}$$

が定義される。ここで i は選別したい粒子、j はバックグラウンドの粒子の種類で、e, μ, π, K, p のいずれかである。どちらの粒子であるか識別できない場合は $Prob(i:j)$=0.5 となる。

式 (3.1) の P_i は 3 つの検出器の情報から求めた確率の積である。

$$P_i = P_i^{dE/dx} \times P_i^{TOF} \times P_i^{ACC} \tag{3.2}$$

$P_i^{dE/dx}$、P_i^{TOF}、P_i^{ACC} は以下の方法で計算される。[36]

- dE/dx
  粒子の種類 i を仮定して、χ^2 は次の式で求められる。

  $$\chi^2 = \left(\frac{(dE/dX)_{measured} - (dE/dX)_{expected}}{\sigma_{dE/dx}} \right)^2$$

  ここで、$(dE/dx)_{measured}$ と $(dE/dx)_{expected}$ はそれぞれ dE/dx の測定値と期待値であり、$\sigma_{dE/dx}$ は dE/dx の分解能である。粒子 i である確率は、

  $$P_i = \frac{e^{-\frac{1}{2}\chi^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{dE/dx}}$$

  で与えられる。

- TOF
  dE/dx と同様に測定値と期待値から計算する。観測された時間 t_i^o と期待値 t_i^p の差は

  $$\Delta_i = t_i^o - t_i^p$$

  とかける。TOF はシンチレーターの両端に光電子増倍管を持つので前方か後方かを示す添字が i である。2 本の光電子増倍管が寄与することから、E は 2 行 2 列の誤差行列である。粒子が 1 つのカウンターのみを通過した場合は χ^2 は

  $$\chi^2 = \Delta^T E^{-1} \Delta$$

  で与えられる。2 つのカウンターを通過したときは、和をとる。確率は次式で計算される。

  $$P = \frac{e^{-\frac{1}{2}\chi^2}}{\prod_{i=1}^{ndf} \sqrt{2\pi}\sigma_i}$$

  ここで ndf は χ^2 に寄与する光電子増倍管の数である。

- ACC
  dE/dx、TOF とは異なり、ACC は閾値型の検出器である。粒子同定確率は、測定値と予想値を比較するのではなく、粒子に対する検出効率 (efficiency) から計算される。測定値 N_{pe} と閾値 N_{th} を比較し、その運動量で予想される検出効率 ϵ を用いて

$$\begin{aligned} P = &\quad \epsilon \quad (N_{pe} \geq N_{th}) \\ P = &\quad 1-\epsilon \quad (N_{pe} \leq N_{th}) \end{aligned}$$

  で与えられる。

3.1.4　電子識別

BELLE 実験では以下の 5 つの観測量から電子である確率を算出する。[37]

1 CDC で測定した飛跡の延長線と ECL のシャワーの間の角度

2 CDC と ECL で測定した運動量 (P) とエネルギー (E) の比 (E/P)

3 ECL でのシャワーの形状

4 CDC で測定した dE/dx と電子と仮定した場合の期待値との差

5 ACC で検出したチェレンコフ光の光量

6 TOF で測定した飛行時間

このうち、4∼6 は前小節の説明と同様なのでここでは割合し、1∼3 を以下に説明する。

1 飛跡とシャワーの一致
  電子はハドロンよりも ECL におけるシャワーの位置分解能が高い。$\Delta\phi$、$\Delta\theta$ をそれぞれシャワーの位置と、外挿した飛跡が ECL の表面と交わる点との θ、ϕ の差とすると、χ^2 は

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

  と定義する。$\sigma_{\Delta\phi}$ と $\sigma_{\Delta\theta}$ は ϕ と θ の誤差である。この χ^2 を変数にして、e/π 識別のための確率を算出する。

2 E/P
  2.2.5 節で述べたように、電子が ECL に入射したときのシャワーの

エネルギー (E) は、粒子の運動量 P とほぼ等しくなる。一方、π などハドロンが ECL に生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量より小さくなる。故に E/P が 1 に近いものは高い純度で電子である。特に高い運動量領域で電子とハドロン (又は μ 粒子) の分離がよくなる。

3 シャワーの形状
電磁シャワーとハドロンシャワーは縦横両方向で異なる形をする。この形の違いを評価するために、$E9/E25$ という値を用いる。$E9$、$E25$ はそれぞれシャワーの中心から 3×3、5×5 の結晶で検出されたエネルギーである。電子がつくる電磁シャワーはシャープな形をするので、広がりの大きいハドロンシャワーに比べ、$E9/E25$ は大きくなることを用いる。

それぞれの観測量から求めた確率の積で求める。

$$P_{eid} = \frac{\prod_{i=1}^{n} P(i)_e}{\prod_{i=1}^{n} P(i)_e + \prod_{i=1}^{n} P(i)_{not}}$$

ここで i は χ^2、E/P、$E9/E25$、dE/dx、ACC、TOF のいずれかを示す添字であり、P_e、P_{not} は電子、電子以外の確率である。

3.1.5 μ 粒子識別

μ 粒子識別は、SVD、CDC による飛跡と KLM からの情報を用いて行う。[38] 粒子同定確率は 2 つの量 ΔR と χ^2 を用いる。ΔR はその荷電粒子が貫いたレイヤー数の観測値 N_{expect} と期待値 $N_{mesured}$ の差である。

$$\Delta R = |N_{expect} - N_{mesured}|$$

χ^2 は KLM まで外挿した飛跡と実際 KLM で検出された点とのずれである。

$$\chi^2 = (x_{expect} - x_{mesured})^T R^{-1} (x_{expect} - x_{mesured})$$

R は誤差行列であり、χ^2 は規格化されている。

ΔR と χ^2 の確率密度はモンテカルロシュミレーションを用いて求めた。

ΔR と χ^2 はほぼ独立なので、μ 粒子同定確率は P_μ として 2 つの確率の積をとる。

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

ただし、χ^2=0 であっても、ΔR で排除された飛跡は μ 候補から除く。

3.1.6　J/ψ の再構成

2 個の荷電粒子で同種類のレプトンと同定され、かつ逆の電荷を持つ組み合わせから J/ψ を再構成する。J/ψ が電子 · 陽電子に崩壊した場合は、両方の飛跡に電子である確率 $P_{eid} > 0.01$ を要求した。[1]また、μ 粒子対に崩壊した場合は μ 粒子である確率 $P_{\mu} > 0.9$ を要求した。後者の条件が厳しいのは、μ 粒子の方が誤認率が高いため、この条件をゆるくすると ρ^0 から生じる π 中間子を μ 粒子とみなしてしまい、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ の検出効率が低くなるからである。

電子 · 陽電子は制動放射で光子を放出し、運動量を失う。これを回復するため、電子 · 陽電子が生成したときの運動量ベクトルとの間になす角が $50mrad$ 以内の ECL シャワーを制動放射による光子が生成したシャワーとみなし、その 4 元運動量を飛跡から求めた 4 元運動量に加えた。

こうして得たレプトン対の不変質量を図 3.3 と図 3.4 に示す。左図が $\bar{B}^0 \to J/\psi\rho^0(J/\psi \to l^+l^-, \rho^0 \to \pi^+\pi^-)$, 事象のシュミレーション、右図が実験データの分布である。$J/\psi \to e^+e^-$ の再構成において、制動放射した光子の運動量を加える操作を行ったが、M_{ee} 分布は $M_{\mu\mu}$ 分布に比べ低い質量領域にまで分布が及んでいる。そのため、$J/\psi \to e^+e^-$ の再構成においては $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ よりも J/ψ 候補とする不変質量の下限を低くした。

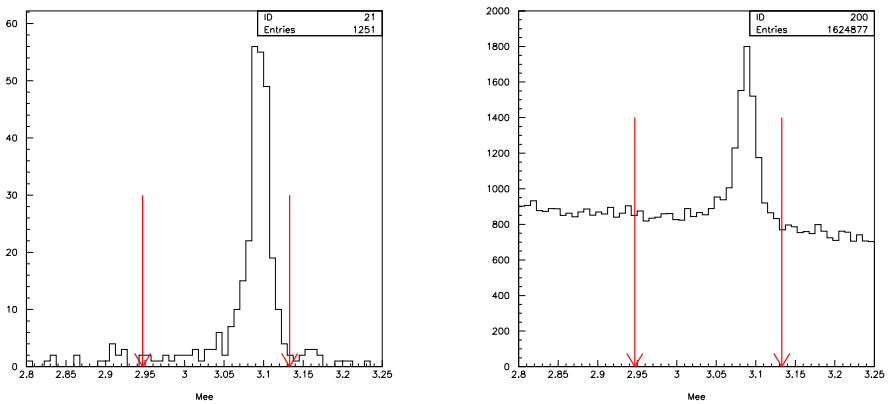

図 3.3: M_{ee} 分布。左:MC($\bar{B}^0 \to J/\psi\rho^0$)、右:実験データ

図中の矢印で示したように

$$-0.150 < \quad M_{ee} - M_{\psi} \quad < 0.036 GeV/c^2$$
$$-0.060 < \quad M_{\mu\mu} - M_{\psi} \quad < 0.036 GeV/c^2$$

を要求し、これを満たすものを J/ψ 候補とした。

[1] $B \to J/\psi X$ 崩壊に起因するレプトンは運動量が高いため、TOF の情報は用いていない。

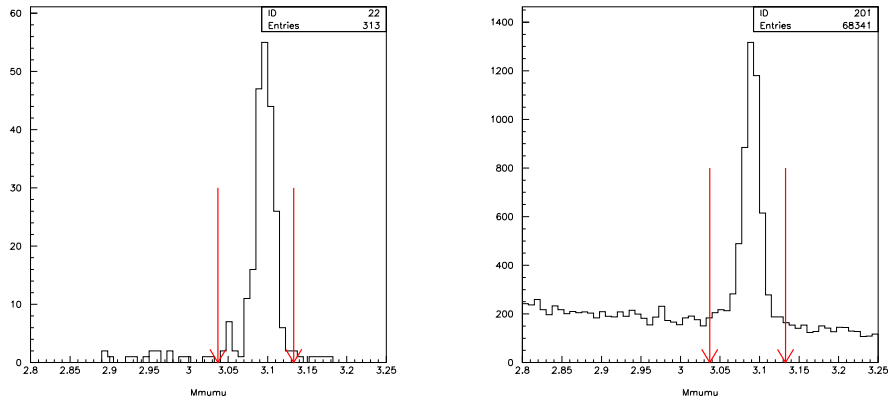

図 3.4: $M_{\mu\mu}$ 分布。左:MC($\bar{B}^0 \to J/\psi\rho^0$)、右:実験データ

3.1.7 ρ^0 の再構成

ρ^0 は π^+ 中間子対 $(\pi^+\pi^-)$ より再構成する。J/ψ の再構成に用いるレプトン候補の飛跡は除き、残り飛跡から π と識別されたものを用いる。π/K 識別の条件は検出効率を犠牲にしないことを主眼にし、K である確率 P_K に対して、$P_K < 0.9$ の飛跡を排除した。

また、$\Upsilon(4S)$ 重心系において B 中間子の運動量は高々300MeV/c であるため、ほぼ静止していると考えてよい。その B 中間子が 2 体崩壊して生成された ρ^0 の $\Upsilon(4S)$ 重心系での運動量 (P^*_ρ) は約 $1.6GeV/c^2$ である。図 3.5 が、$\bar{B}^0 \to J/\psi\rho^0(J/\psi \to l^+l^-, \rho^0 \to \pi^+\pi^-)$ のシュミレーション事象で再構成した ρ^0 の重心系での運動量分布である。巾は $\bar{B}^0$ が持つ運動量 300MeV/c による。これより $\pi^+\pi^-$ が重心系で持つ運動量 $P^*_{\pi\pi}$ が

$$1.3 < P^*_{\pi\pi} < 1.9GeV/c$$

を満たすことを要求した。図 3.6 が実験データを用いて計算した不変質量 $M_{\pi\pi}$ 分布である。ここで、

$$|M_{\pi\pi} - M_{\rho^0}| < 150MeV/c^2$$

の領域にあるものを ρ^0 候補とした。ここで ρ^0 の質量 M_{ρ^0} は $0.770GeV/c^2$ である。

3.1.8 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象の再構成

前節で選別した J/ψ、ρ^0 を用いて $B \to J/\psi\rho^0$ 事象を選出する。

$\Upsilon(4s)$ 静止系 (重心系) では、生成した B 中間子と反 B 中間子は、系全体のエネルギーを二等分し、互いに反対方向に運動している。これを利用

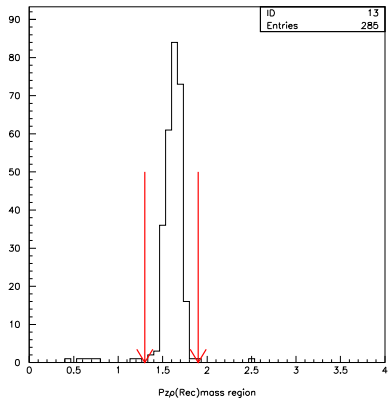

図 3.5: $P^*_{\pi\pi}$ 分布。

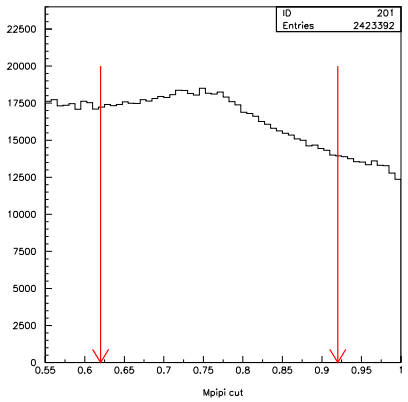

図 3.6: $M_{\pi\pi}$ 分布

して、以下の 2 変数 M_B(ビームコンストレイントマス)、ΔE(エネルギー保存変数) を定義する。

$$\begin{aligned} M_B &= \sqrt{E^2_{beam} - (\overrightarrow{P^*_{J/\psi}} + \overrightarrow{P^*_{\rho}})} \\ \Delta E &= (E^*_{J/\psi} + E^*_{\rho^0}) - E_{beam} \end{aligned}$$

ここで、E_{beam} は重心系のエネルギーの $1/2$、$\overrightarrow{P^*_{J/\psi}}$ と $E^*_{J/\psi}$ は重心系における J/ψ の運動量とエネルギー、同様に $\overrightarrow{P^*_{\rho}}$ と E^*_{ρ} は ρ^0 のそれである。

もし、J/ψ と ρ^0 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、その不変質量は B 中間子の質量と一致する。ここで、検出器で測定したエネルギーではなく、本来 B 中間子が持つべき厳密なエネルギーである E_{beam} を用いることで、不変質量の精度が向上する。また、ΔE は M_B とほぼ独立な量であり、シグナル事象であれば、測定器の分解能の範

囲内で 0 になる。

この M_B と ΔE で $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 候補の選別を行う。図 3.7 に M_B、ΔE 分布を示す。

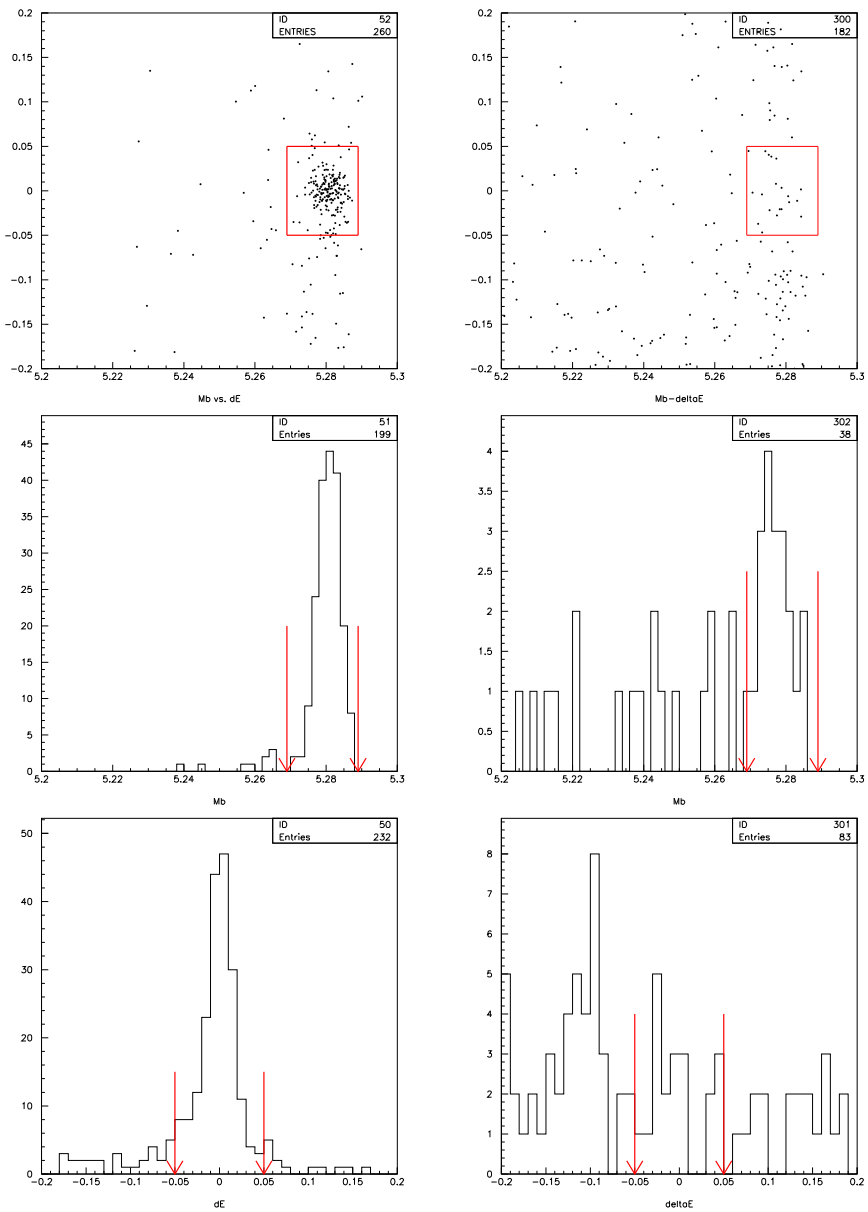

図 3.7: M_B、ΔE 分布。左側が $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象のシュミレーション、右側が実験データ、上から M_B(横軸)-ΔE(縦軸) の 2 次元プロット、M_B 分布、ΔE 分布である。2 次元プロット中に示した箱の中が $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 候補である。ここで、M_B 分布は $-0.05 < \Delta E < 0.05 GeV$、$\Delta E$ 分布は $5.269 < M_B < 5.289 GeV/c^2$ をそれぞれ満たすサンプルを用いて示した。

選別対象		選別条件
$B\bar{B}$ 事象	$R2$	0.5 未満
荷電 π 中間子	$Prob(K:\pi)$	0.9 未満
電子	$Prob(e)$	0.01 以上
μ 粒子	$Prob(\mu)$	0.9 以上
ρ^0	重心系での運動量	1.3 - 1.9 GeV/c
	$\lvert M_{\pi\pi} - M_{\rho^0}\rvert$	$150MeV/c^2$ 未満
J/ψ	$M_{ee} - M_{J/\psi}$	-0.150 - 0.036 GeV/c^2
	$M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}$	-0.060 - 0.036 GeV/c^2
$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象	M_B	5.269 - 5.289 GeV/c^2
	ΔE	-0.05 - 0.05 GeV

表 3.1: $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 選別条件

$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象のシュミレーションの分布より、

$$\begin{aligned} 5.269 < \quad M_B \quad &< 5.289 GeV/c^2 \\ -0.05 < \quad \Delta E \quad &< 0.05 GeV \end{aligned}$$

を満たす領域をシグナル領域とした。この領域には $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 候補事象が 20 事象観測された。

3.2　バックグラウンドの見積もり

図 3.7 の ΔE 分布からわかるように、シグナル領域の周辺にはバックグランドの寄与がある。最も顕著な寄与は

$$B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$$

である。この崩壊過程は J/ψ 以外に互いに異符号の電荷を持つ 2 つのハドロンが生じるという点で $J/\psi\rho^0$ と終状態が酷似しているうえ、Cabibbo 抑制がない (λ の次数が 1 つ低い) ため、2 桁多く生じるからである。

ただし、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象を再構成する際には、J/ψ 以外の 2 つの荷電ハドロンは両方とも π 中間子とみなす。そのため、K 中間子と π 中間子の質量の違いに起因して、ΔE は負の値となることが予想される。

バックグランドの規格化には表 3.2 の崩壊分岐比を用いた。また、$B^- \to J/\psi\rho^-$ の崩壊分岐比は、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ のそれと同じと仮定して計算した。

崩壊過程	分岐比
$\bar{B^0} \to J/\psi \bar{K^{*0}}$	$(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
$B^- \to J/\psi K^{*-}$	$(1.48 \pm 0.27) \times 10^{-3}$
$\bar{B^0} \to J/\psi \bar{K^0}$	$(8.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$
$B^- \to J/\psi K^-$	$(10.0 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
$B^- \to J/\psi \pi^-$	$(5.1 \pm 1.5) \times 10^{-5}$
$J/\psi \to e^+ e^-$	$(5.93 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
$J/\psi \to \mu^+ \mu^-$	$(5.88 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
$\bar{K^{*0}} \to K^- \pi^+$	0.6657
$K^{*-} \to \bar{K^0} \pi^-$	0.666
$K^{*-} \to K^- \pi^0$	0.334

表 3.2: 規格化に使用した分岐比

3.3 結果

図 3.8 が ΔE 分布である。シグナルが期待される ΔE の近傍領域で見

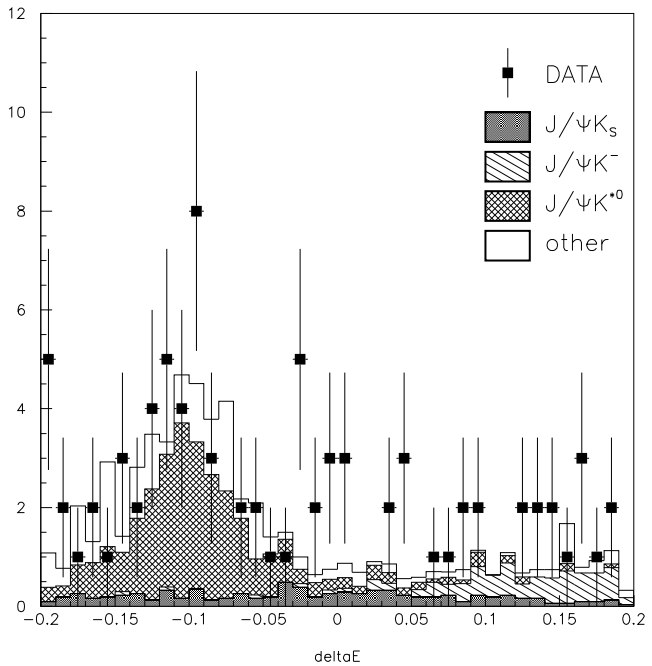

図 3.8: 実験データとバックグラウンドの ΔE 分布

積もったバックグランドからの超過が見られ、これが $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊のシグナルと考えられる。それ以外の領域では、バックグランドはモンテカルロシュミレーションでよく説明されている。

崩壊モード	事象数
$\bar{B^0} \to J/\psi \bar{K^{*0}}$　　,$\bar{K^{*0}} \to K^-\pi^+$	3.5
$B^- \to J/\psi K^-$	0.5
$\bar{B^0} \to J/\psi K_S$	2.9
$\bar{B^0} \to J/\psi K_L$	0.0
$B^- \to J/\psi K^{*-}$　　,$K^{*-} \to K^-\pi^0$	1.0
$B^- \to J/\psi K^{*-}$　　,$K^{*-} \to K_S\pi^-$	0.5
$B^- \to J/\psi K^{*-}$　　,$K^{*-} \to K_L\pi^-$	0.2
$B^- \to J/\psi \pi^-$	0.0
$B^- \to J/\psi \rho^-$	0.5
上記以外の $B\bar{B}$ 事象	0.0
$q\bar{q}$ 事象	-
計	9.1

表 3.3: バックグラウンド

また、シュミレーションによるバックグラウンドは前小節で予測した ΔE 分布を裏付けている。$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ の寄与が $\Delta E \simeq -100MeV$ 付近に顕著に現れている。また、$B^- \to J/\psi K^-$ に相方の崩壊で生じた低運動量の π^+ が加わる寄与が $\Delta E \geq +100MeV$ の領域に認められる。

第4章　まとめ

BELLE 検出器で収集された $5.95fb^{-1}$ のデータから $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の候補事象を 20 事象観測した。そのうちモンテカルロシュミレーションで見積もったバックグランドは 8.9 事象である。シグナル領域にバックグラウンドから明らかな超過が認められた。今後、データの統計量の増加にともない、バックグラウンドを低減する解析方法の工夫を加えることにより、崩壊分岐比や偏極の測定を行う可能性を示した。

付 録A　ECL中における荷電ハドロンの相互作用とエネルギー損失

電磁カロリーメーター (ECL) は電子、光子のエネルギー測定が主な目的であるが、他の粒子もECLと反応を起こし、エネルギーが検出される。カロリーメータ中における荷電ハドロンのエネルギー損失について調べた。

まず、本章で用いる言葉の定義について説明する。

- クラスタリング、クラスタ
  入射粒子が損失したエネルギーは、複数本の結晶で検出したエネルギーの和をとって求める。この作業をクラスタリングと言い、エネルギーが検出された結晶の集合をクラスタと呼ぶ。クラスタリングの方法を具体的に述べる。最初に周りの8つの結晶よりも高いエネルギーが検出された結晶'seed'を見つける。seedのしきい値は10MeVである。次にseedの周りの5×5マトリックスのエネルギーを足しあわせる。これがクラスタである。それぞれ結晶のしきい値は0.5MeV/cである。5×5マトリックス内に2つのseedが存在する場合は2つのクラスタに再構成する。

- シャワーの分類 (match)
  荷電粒子によって作られたシャワーか、中性粒子によるものかを区別するために、シャワーは3つの種類に分類される。CDCでの飛跡の延長線がシャワーのどの部分に位置するかを基準にして以下のように分類する。
  1: 5×5マトリックス内
  → 荷電粒子が生成したシャワー
  2: 5×5マトリックス外であるが、hitのある結晶が交点の結晶までつながっている
  0: それ以外
  → 中性粒子が生成したシャワー

- FLUKA、GHEISHA
  シュミレーションでハドロンの相互作用を担うプログラムにはFLUKA

とGHEISHA(Gamma,Hadron and Electron Interaction and SHower Algorithm) の 2 種類がある。荷電 π では、FLUKA が GHEISHA よりも実験データと一致している。[32]

A.1　Single π/K MC (FLUKA)

500MeV/c の運動量を持つ荷電 π/K 中間子を 1 事象につき 1 つ発生させるモンテカルロシュミレーションをそれぞれ 1 万事象生成した。粒子は衝突点から z 方向との角度 $17 < \theta < 150°$ の範囲で $cos\theta$ 方向、ϕ 方向において一様に生成した。図 $A.1$ が ECL に生成したシャワーのうち match が 1 に分類されたシャワーのエネルギー分布である。π/K はそれぞれエ

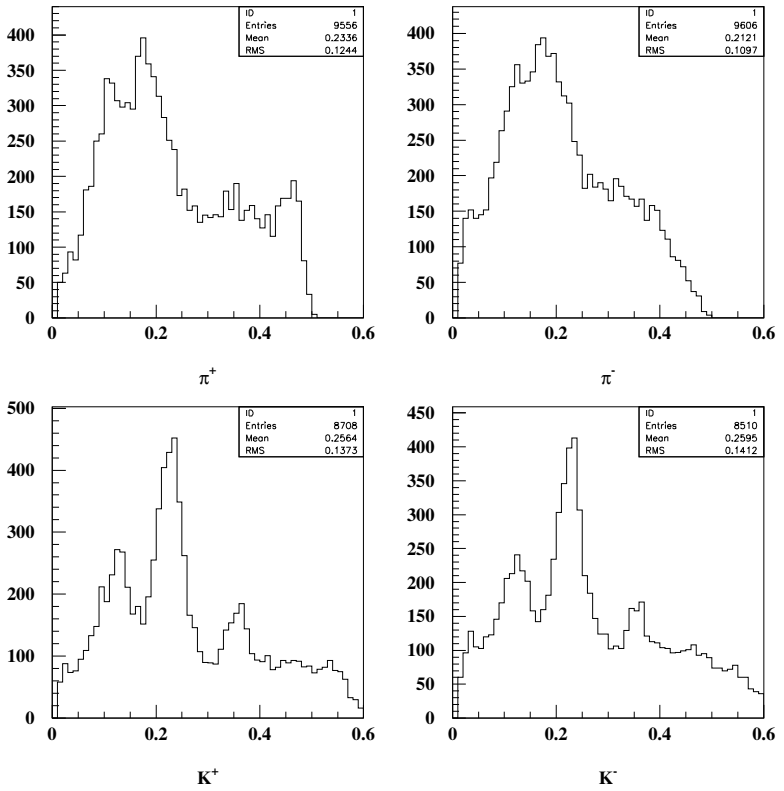

図 A.1: エネルギー分布 (MeV) match=1

ネルギー分布に特徴的なピークがあらわれる。このピークの原因について正の電荷を持つ π^+ と K^+ についてのみ A.1.1,A.1.2 節で詳しく述べる。

A.1.1 荷電 K 中間子

K 中間子が生成したシャワーのエネルギー分布では match が 1 に分類されたシャワーのエネルギー分布に主に 3 つのピークがみられる。このピークは K が様々な崩壊過程をとることによる。

以下、K の崩壊位置、K が崩壊する粒子の種類で、生成されるシャワーの数で分類し、説明する。

K^+ の平均寿命は $\tau_{K^\pm} = 1.2 \times 10^{-8} sec$ である。そのため、500MeV/c の $K^\pm$ ならば、多くが崩壊せずに ECL にまで到達する。そのため、K が ECL に崩壊せずに到達した場合のみ考える。

ECL 内で K^+ がとりうる崩壊過程は主に 3 通りが考えられる。$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$、$K^+ \to \pi^+\pi^0$、$K^+ \to 3\pi(\pi^+\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^+\pi^-)$ である $(A.1)$。

崩壊位置	崩壊モード	(%)
ECL 到達前	$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$	21
	$K^+ \to \pi^+\pi^0$	8
	$K^+ \to 3\pi$	2
ECL 内	$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$	37
	$K^+ \to \pi^+\pi^0$	13
	$K^+ \to 3\pi$	4
その他		15

表 A.1: K の崩壊過程

まず、$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊した場合について述べる。

図 $A.3$ が μ^+ 粒子の generater level での運動量分布であり、$240 MeV/c$ にピークがある。静止した K^+ が $\mu^+\nu_\mu$ に崩壊する場合を考える。

$$\begin{aligned} E_K &= E_\mu + E_\nu \\ M_K &= \sqrt{P_\mu^2 + M_\mu^2} + \sqrt{P_\nu^2 + M_\nu^2} \end{aligned}$$

$M_K \sim 494 MeV/c^2$、$M_\mu \sim 106 MeV/c^2$、$M_\nu \sim 0$、また、$P_\mu = P_\nu$ より

$$P_\mu \sim 236 MeV/c$$

となる。これは図 $A.3$ と一致する。従って K^+ は ECL 結晶内で静止してから崩壊していると言える。

1 事象で 1 つのクラスタのみが生成された事象と、複数個生成された事象とに分類してエネルギー分布をみる。クラスタが 1 個の事象では 97% のクラスタが正しく match=1 に分類されている。また、360MeV 付近に

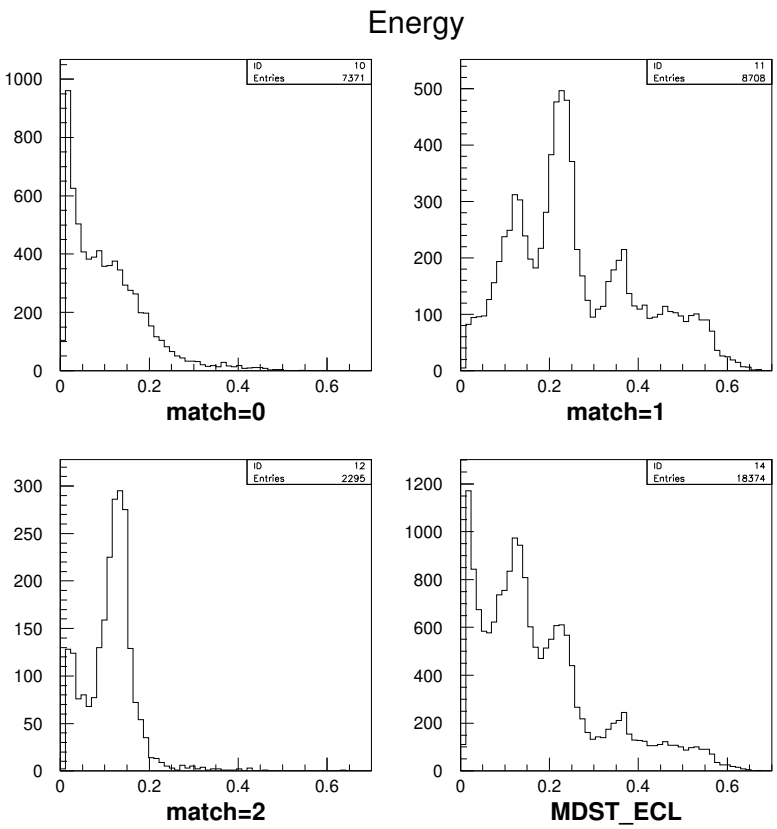

図 A.2: エネルギー分布 K^+

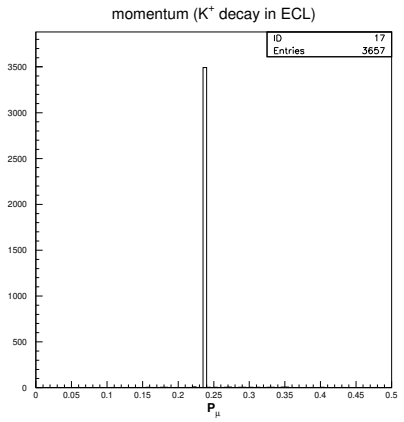

図 A.3: $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊における μ^+ 粒子の運動量分布

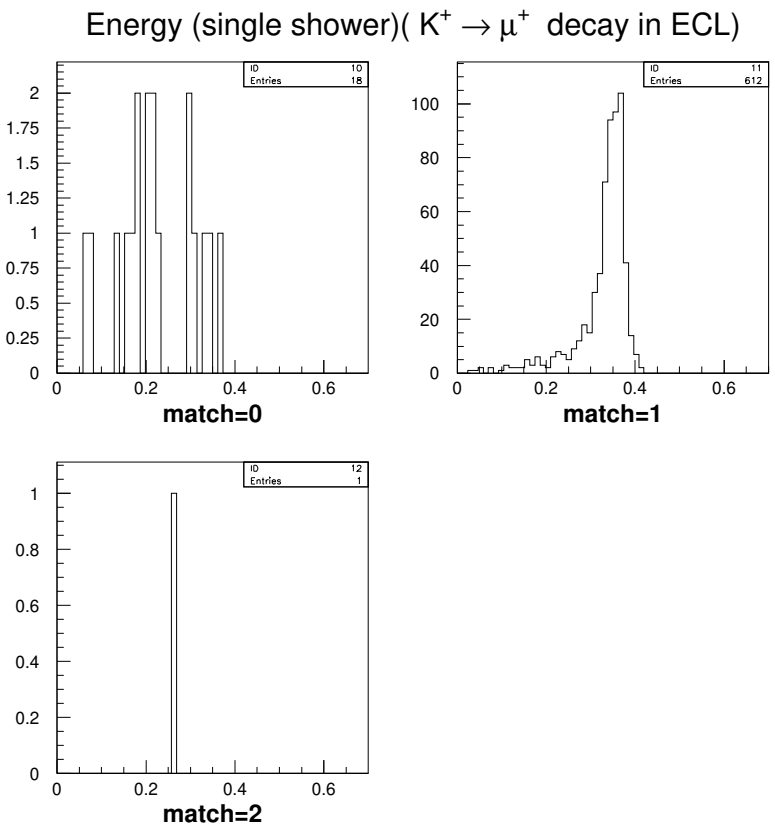

図 A.4: エネルギー分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 事象にシャワーが 1 個の場合。

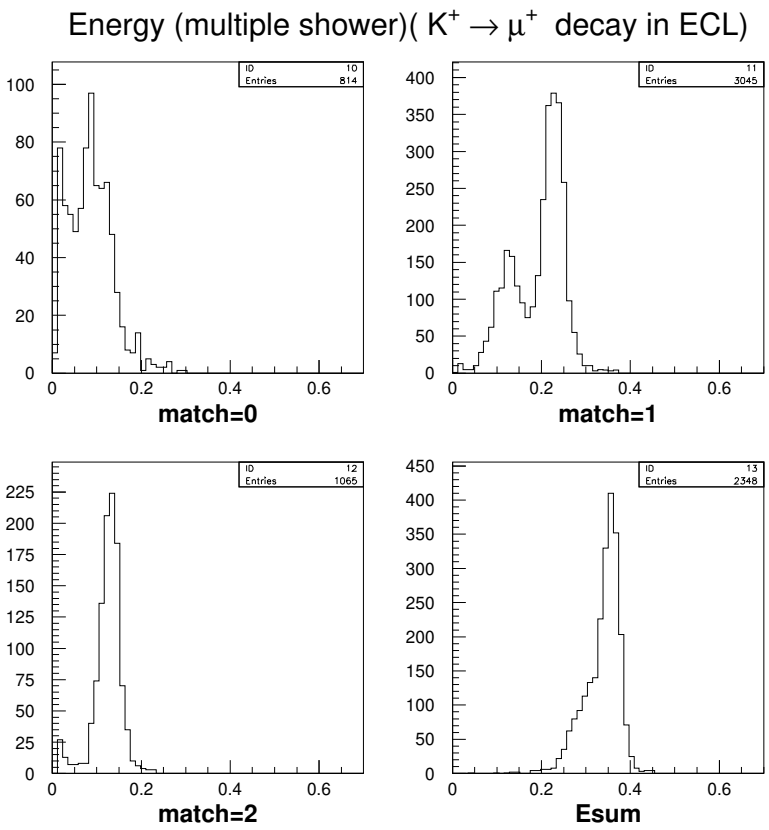

図 A.5: エネルギー分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 事象にシャワーが複数個の場合

ピークができる。クラスタが複数個の事象では match が 1 のクラスタは 120MeV と 240MeV に、match が 2 のクラスタは 120MeV にピークをつくる。しかし 1 事象で生成されたシャワーのエネルギーを全て足し合わせると、$\sum_i E_i$ は 360MeV にピークができ、この分布はクラスタが 1 個の事象と一致する。従って、120MeV と 240MeV のピークは 360MeV のクラスタを 2 つのクラスタにクラスタリングしたことが原因と言える。

この 360MeV のエネルギーは μ^+ 粒子が持つエネルギー

$$\begin{aligned} E_\mu &= \sqrt{P_\mu^2 + M_\mu^2} \sim 259 MeV \\ P_\mu &\sim 236 MeV/c \\ M_\mu &\sim 106 MeV/c^2 \end{aligned}$$

と K^+ が結晶中心に進むまでに Minimam Ionization で損失するエネルギー 100MeV である。

また、1 事象に生成されるシャワーの個数は μ^+ 粒子の進行方向に依存している。近似的に μ^+ の位置ベクトル ($\mathbf{r}$) を ECL 結晶の長軸方向と考える。そして、$\mathbf{r}$ と μ^+ の運動量ベクトル $\mathbf{P}$ のなす角を α とする。

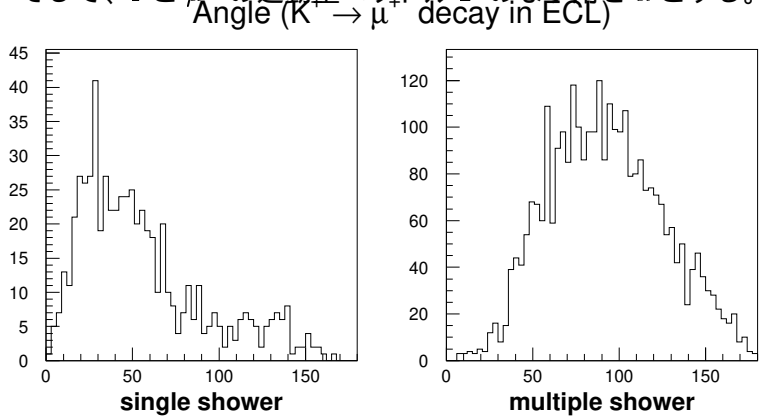

図 A.6: 角度分布 $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊

図 $A.10$ が、その α 分布である。左図がクラスタが 1 個のみの事象、右図が複数個の事象である。1 個のクラスタしか生成されない事象では、α は小さくなる。つまり、μ^+ 粒子は結晶長軸方向に進んでいる。一方、複数個クラスタが生成される事象では α は 90 度、つまり μ^+ 粒子は結晶長軸とは垂直方向に進んでいる。μ^+ 粒子が結晶とは垂直方向に進んだ場合、5×5 マトリックス内にシャワーが収まらず、複数個のクラスタにクラスタリングされると考えられる。

同様に $K^+ \to \pi^+\pi^0$ に崩壊した場合について述べる。

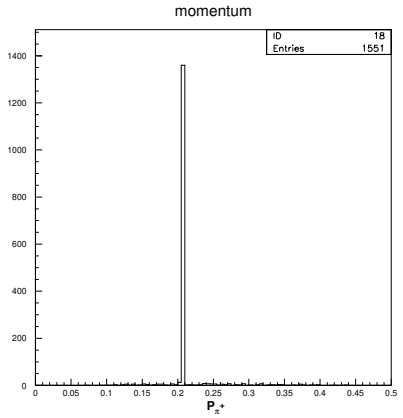

図 A.7: $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊における π^0 の運動量分布

図 $A.7$ が π^+ 中間子の運動量分布である。静止した K^+ から生成される π^+ の運動量は、計算より $205\mathrm{MeV/c}$ である。これは図 $A.7$ と一致する。従って、$K^+ \to \pi^+\pi^0$ においても K^+ は結晶内で静止してから崩壊している。

図 $A.8$ が 1 事象にクラスタが 1 個の事象、図 $A.9$ が複数個の事象におけるクラスタのエネルギー分布である。検出効率 (?) は 98% である。また、1 事象で検出されたエネルギーの総和は、クラスタの個数によらず、同様の分布をし、$550\mathrm{MeV/c}$ 付近にピークを作る。この $550\mathrm{MwV}$ は Minimam Ionization で K^+ が損失するエネルギー $100\mathrm{MeV}$ と π^+、π^0 のエネルギー $245\mathrm{MeV}$、$248\mathrm{MeV}$ の和から $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊における ν_μ の運動量 $30\mathrm{MeV/c}$ を差し引いて説明できる。

図 $A.10$ は π^+ の進行方向と結晶長軸方向の角度分布である。前述の $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊と同様に $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊においても、複数個のクラスタが生成される事象では角度 α は 90 度にピークを作る。しかし、クラスタが 1 個の事象では、それほど特徴的な傾向は見られない。これは、π^+ の運動量が低く、結晶と垂直方向に進んだ場合でも 1 個しかクラスタを生成しないためと考えられる。

K 中間子が生成するエネルギーは表 $A.2$ でまとめられる。

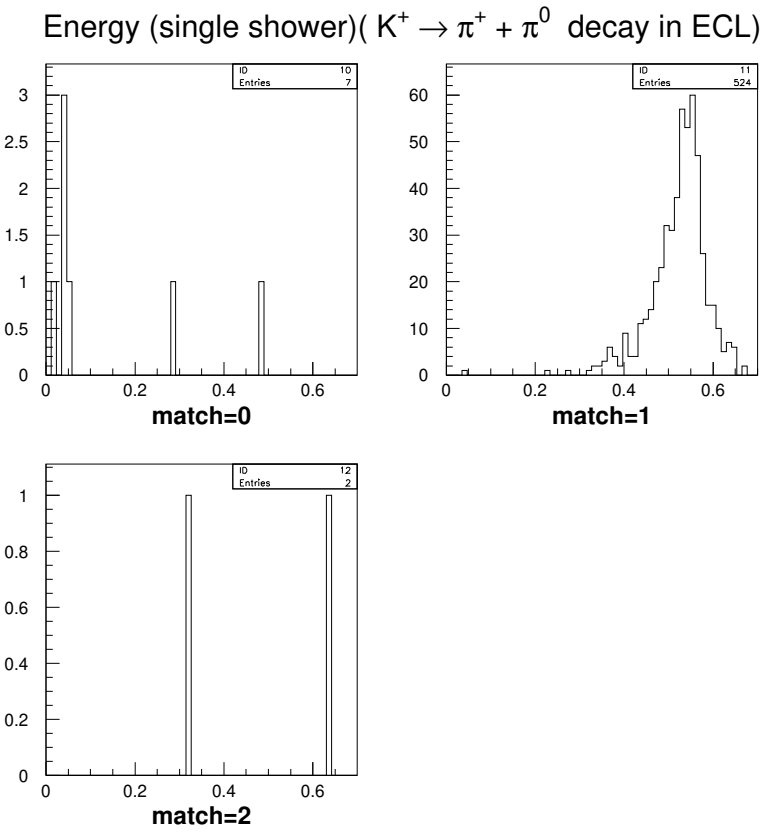

図 A.8: エネルギー分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊で 1 事象にシャワーが 1 個の場合

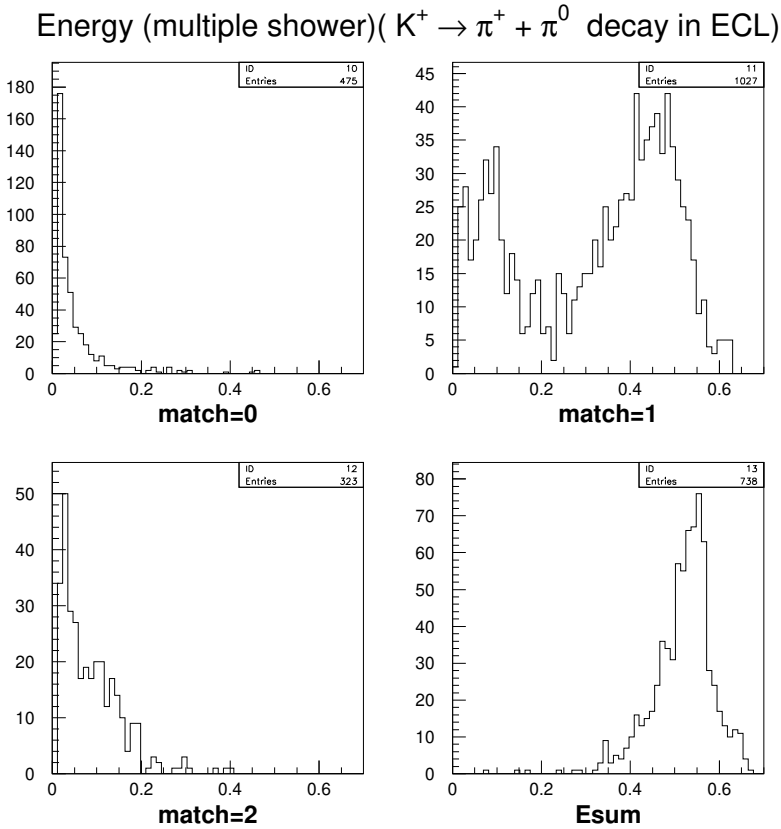

図 A.9: エネルギー分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊で 1 事象にシャワーが複数個の場合

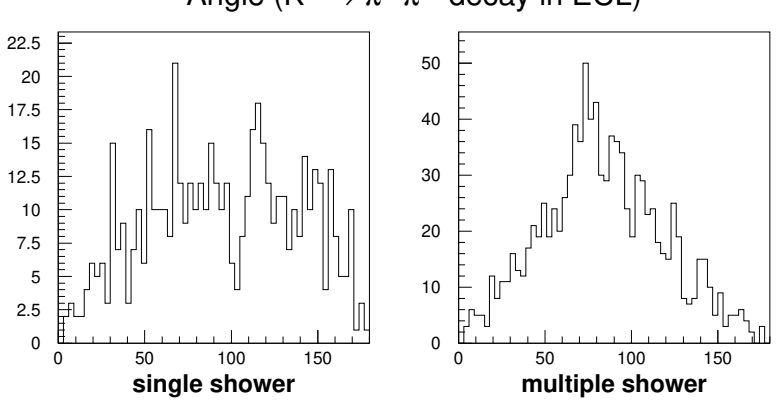

図 A.10: 角度分布 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊

ピーク	崩壊過程	1 事象に生成される クラスタ数
120,240MeV	$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$	複数
360MeV	$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$	1 個
405 - 500MeV	$K^+ \to \pi^+\pi^0$	

表 A.2: K 崩壊過程と ECL で検出されるエネルギー

崩壊位置	崩壊モード	(%)
ECL 到達前	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$	8
	$\pi^+ n \to \pi^0 p$	5
ECL 内	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$	39
	$\pi^+ n \to \pi^0 p$	30
崩壊せず		18

表 A.3: π の崩壊過程

A.1.2 荷電 π 中間子

π 中間子が生成したシャワーのエネルギー分布では、match=1 に分類されたシャワーのエネルギー分布に約 4 つのピークが見られる。このピークは π が様々な崩壊過程をとることによる。

以下、π の崩壊位置、π が崩壊する粒子の種類で、生成されるシャワーの数で分類し、説明する。

$\pi^\pm$ の平均寿命は $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \times 10^{-8} s$ である。500MeV/c の $\pi^\pm$ ならば、多くが崩壊せずに ECL にまで到達する。そのため、π が ECL に崩壊せずに到達した場合のみ考える。

ECL 内で π^+ がとりうる崩壊過程は 3 通り考えられる。(1)$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊、(2)π^+ が検出器内の中性子と相互作用して π^0 と陽子になり、その π^0 が直ちに 2γ に崩壊する場合、そして (3) 崩壊せずに ECL を π^+ のまま突き抜ける過程である。

崩壊場所、崩壊過程の割合は表 $A.3$ に示す。

まず、最も多い ECL 中で $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊した場合について調べる。

図 $A.12$ は、π 崩壊で生成された μ 粒子の運動量分布であり、ほとんどが 30MeV/c である。これは π が結晶内で静止し、μ 粒子に崩壊したことを意味する。

検出されたエネルギーは、何個のクラスタにクラスタリングされたかによるが、1 事象あたりのエネルギーはクラスタの数に関係なく、およそ

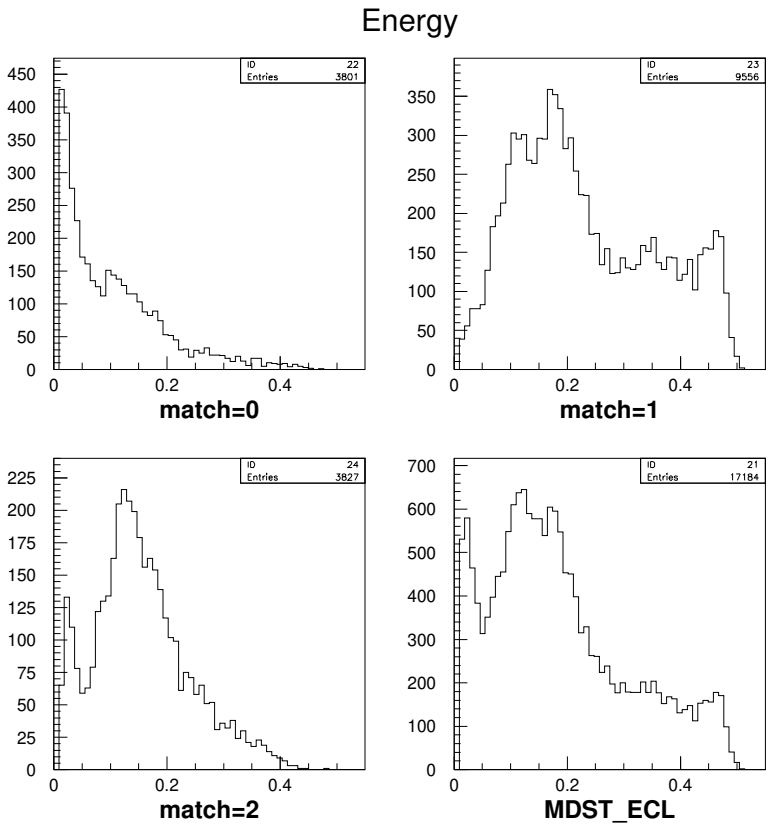

図 A.11: エネルギー分布 π^+

350MeV となる。 クラスタの数は μ 粒子の進行方向に依存しない。これは、前述の $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 崩壊と同様に μ 粒子の運動量が $P_\mu \sim 30MeV/c$ と極めて低いためである。

次に、$\pi^+ n \to \pi^0 p$、つまり π^+ が検出器内の中性子が相互作用し、π^0 と陽子が生成された場合について考える。図 $A.16$ は π^0 の崩壊によって生成された光子の運動量分布である。1 事象あたりのエネルギーは 450MeV と $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊過程より 100MeV ほど高くなる。π^0 は直ちに 2γ に崩壊するため、π^0 の進行方向とシャワーの数に相互関係はない。

π^+ が ECL 内で崩壊せずに通過した場合は、Minimam ionization のみのエネルギー損失であり、200MeV になる。

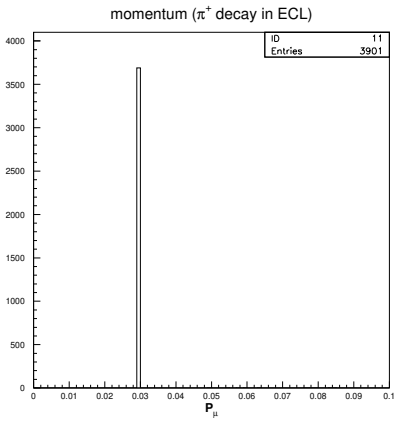

図 A.12: μ 粒子の運動量分布 generatel level

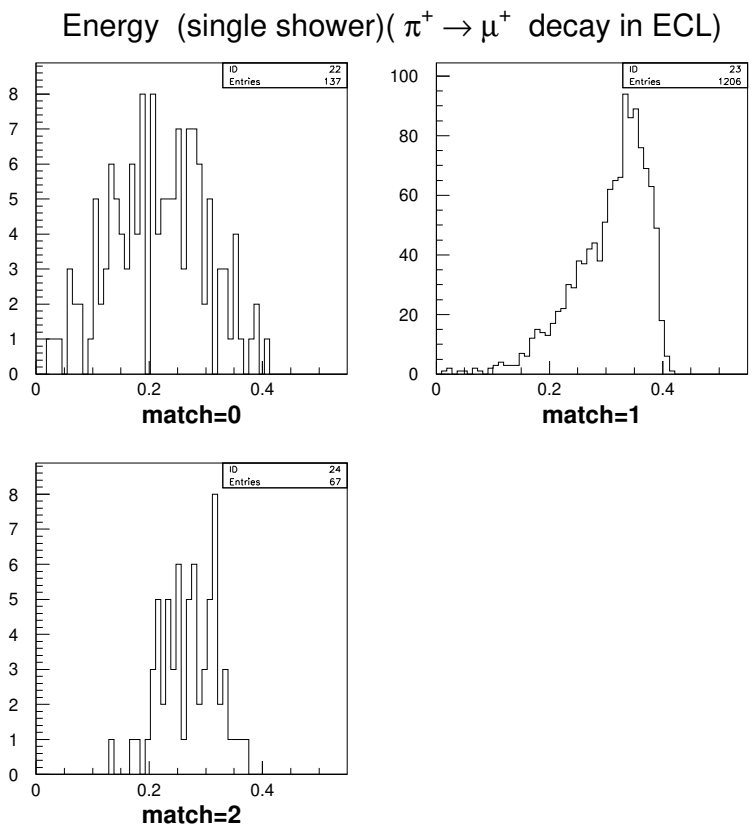

図 A.13: エネルギー分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 事象にシャワーが 1 個の場合。350MeV 付近にピークができる。matching efficiency は 85% である。

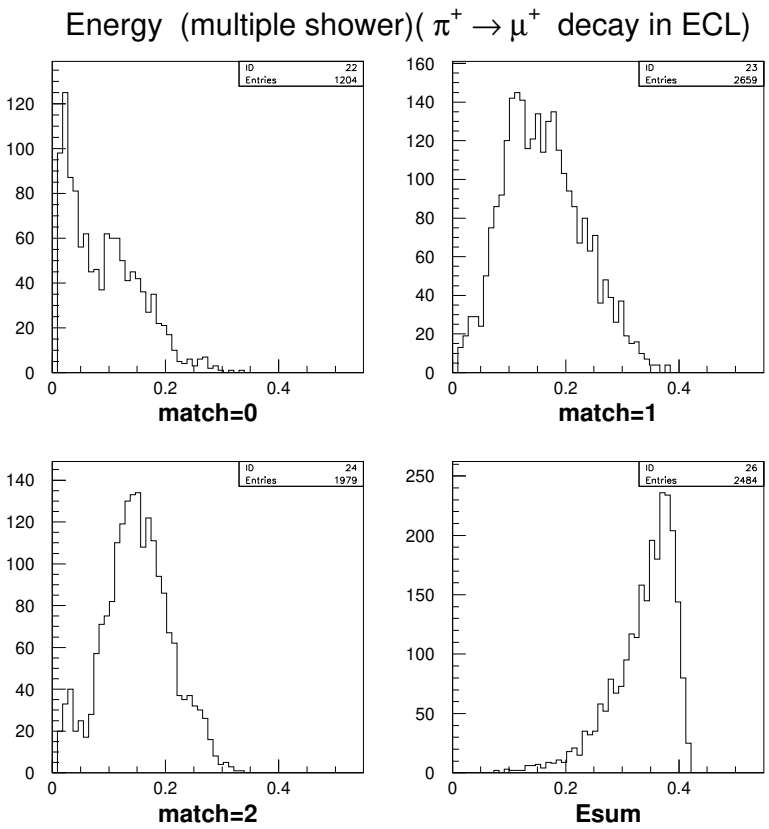

図 A.14: エネルギー分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊で 1 事象にシャワーが複数個の場合。

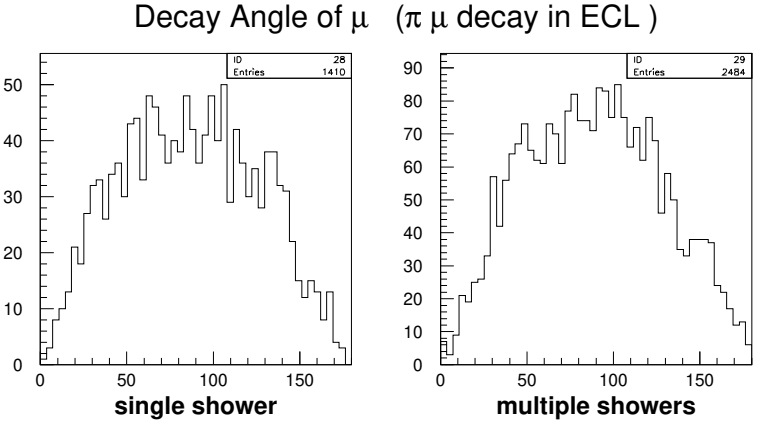

図 A.15: 角度分布 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 崩壊

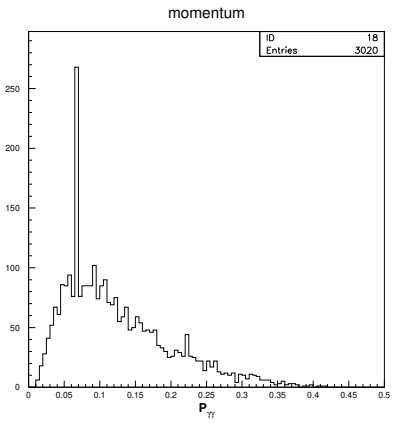

図 A.16: $\pi^+ n \to \pi^0 p, \pi^0 \to 2\gamma$ における光子の運動量分布

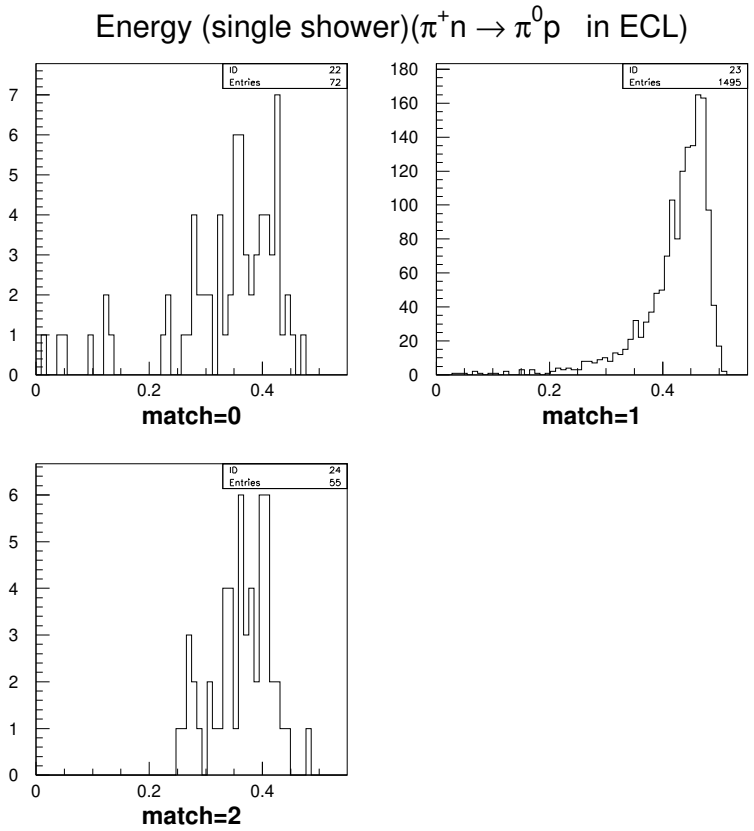

図 A.17: エネルギー分布 $\pi^+ n \to \pi^0 p$ 1 事象にシャワーが 1 個の場合

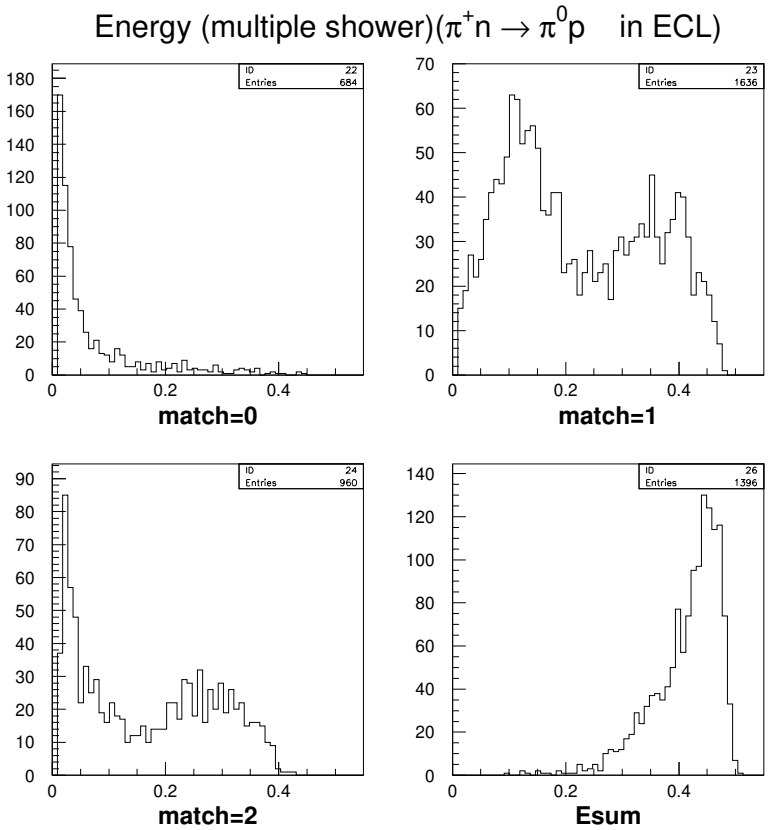

図 A.18: エネルギー分布 $\pi^+ n \to \pi^0 p$ 1 事象にシャワーが複数個の場合

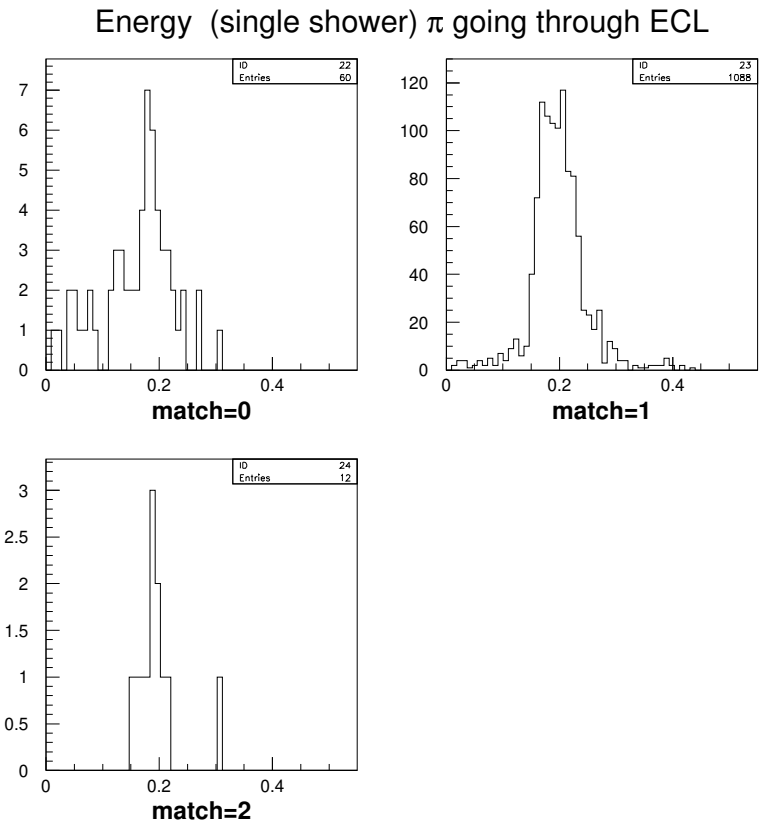

図 A.19: エネルギー分布 π^+ が崩壊または相互作用せず、1 事象にシャワーが 1 個の場合。Minimam Ionization のみ。

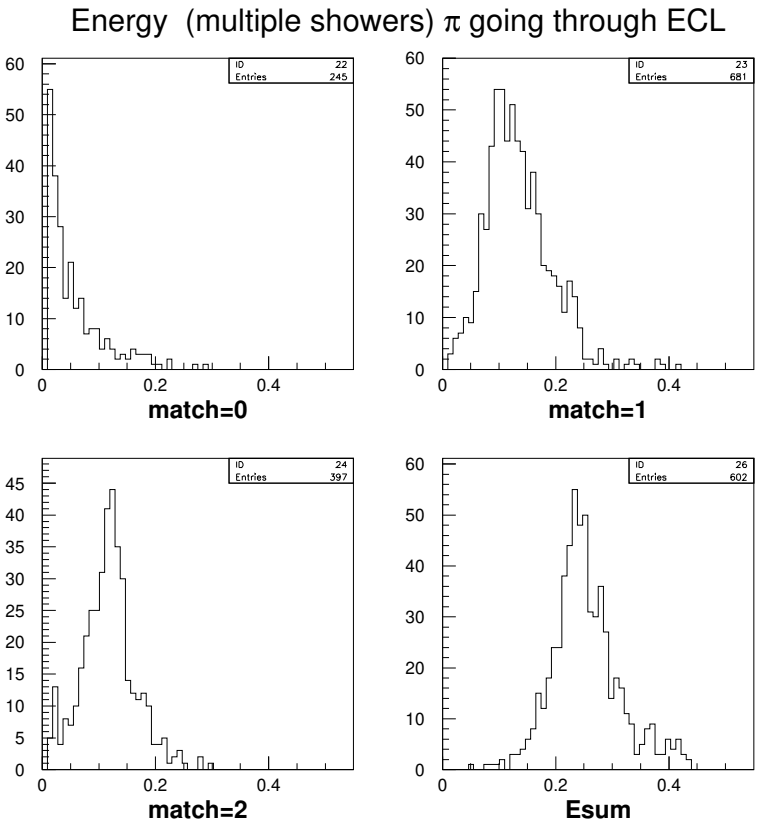

図 A.20: エネルギー分布 π^+ が崩壊または相互作用せず、1 事象にシャワーが複数個の場合

π^+ 中間子が生成するエネルギーは表 $A.4$ でまとめられる。

A.1.3　電荷の非対称性

図 $A.21$ は図 $A.1$ のエネルギー分布を重ね合わせたものである。左図が π、右図が K であり、実線が正の電荷、点線が負の電荷を持つ粒子の場合である。

π 中間子では、π^+ が生成するクラスタと π^- が生成するクラスタのエネルギー分布は高いエネルギー領域で差が見られる。これは π^+ が検出器と相互作用し、π^0 と陽子が生成される過程によるピークであるため、π^- の場合はそのピークはあらわれない。

一方、K 中間子では、エネルギー分布は電荷によらない。

ピーク	崩壊過程	1 事象に生成される クラスタ数
100 - 200 MeV	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$	複数個
350MeV	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$	1 個
450MeV	$\pi^+ n \to \pi^0 p$	1 個
100,300-450MeV	$\pi^+ n \to \pi^0 p$	複数個
200MeV	崩壊せず	

表 A.4: π^+ 崩壊過程と ECL で検出されるエネルギー

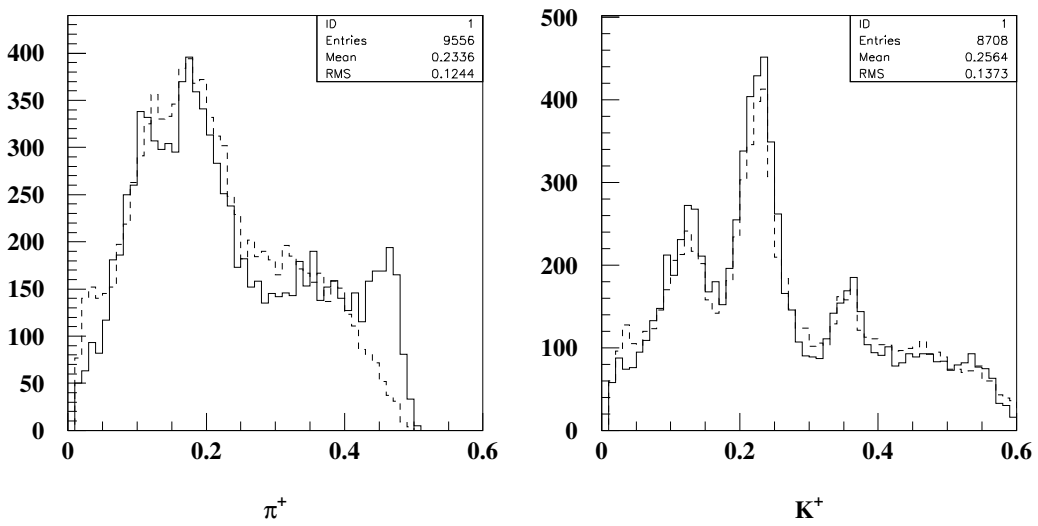

図 A.21: エネルギー分布 (FLUKA)

A.2 Single π/K MC (GHEISHA)

シュミレーションでハドロン相互作用を担うパッケージを FLUKA から GHEISHA に変えて、同様に $\pi^{\pm}$、$K^{\pm}$ を 1 つ発生させるモンテカルロシュミレーションを 1 万事象発生させた。そのシュミレーションにおいて、$\pi^{\pm}$、$K^{\pm}$ が ECL に生成したクラスタのエネルギー分布が $A.22$ である。FLUKA を使用した場合とは反対に π では電荷の非対称は見られず、K では著しく分布が異なる。これは、GHEISHA では $K^- p \to \pi^+\pi^-\Lambda$ が考慮されているからである。

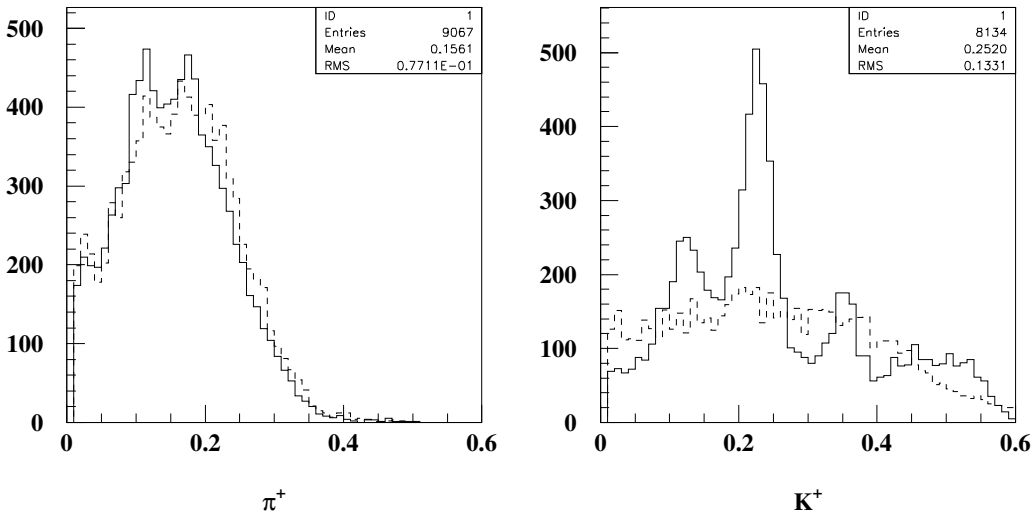

図 A.22: エネルギー分布 (GHEISHA)

A.3　ハドロン事象 (シュミレーション)

ハドロン事象のモンテカルロシュミレーションで同様に荷電 π/K 中間子が ECL に生成するクラスタのエネルギー分布を調べた。このシュミレーションでは FLUKA が用いられている。

π 中間子、K 中間子の選別条件を以下に示す。

運動量が 450MeV/c から 550MeV/c の荷電粒子を選ぶ。粒子識別は πK ともに、3.2.2 節で述べた粒子同定確率を用いて行う。

$$Prob(Signal : X) > 0.9$$

ここで Signal が π のとき、$X = e, K, p, \mu$、Signal が K のとき $X = e, \pi, p, \mu$ である。

以上の方法で選別した飛跡の外挿と一致するクラスタのエネルギー分布が図 $A.23$ である。

エネルギー分布は Single π/K MC (FLUKA) とよく似た傾向を示す。非常に良い精度で行われていることがわかる。

A.4　ハドロン事象 (実験データ)

前節と同じ選別条件を用いて、ハドロン事象の実験データでも同様の解析を行った。

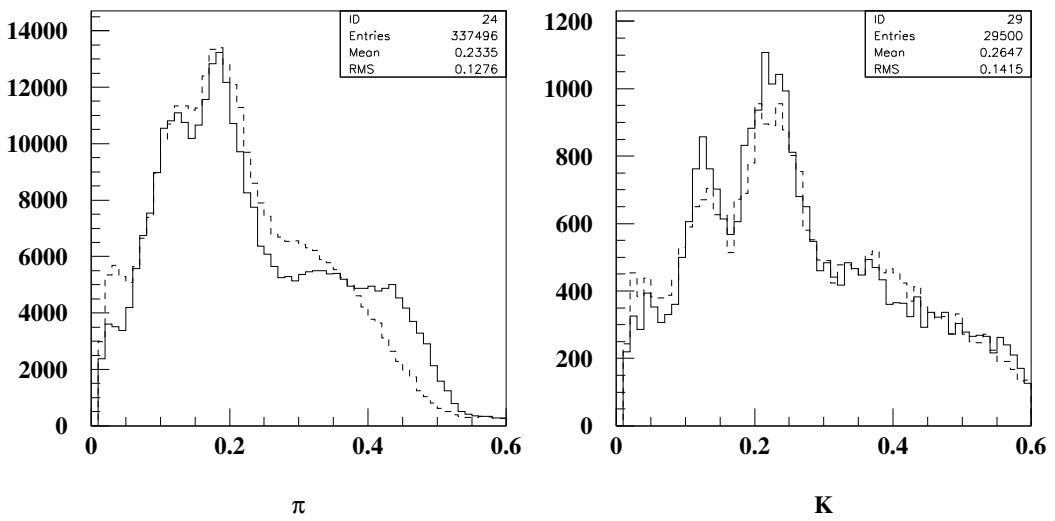

図 A.23: エネルギー分布 (MC)

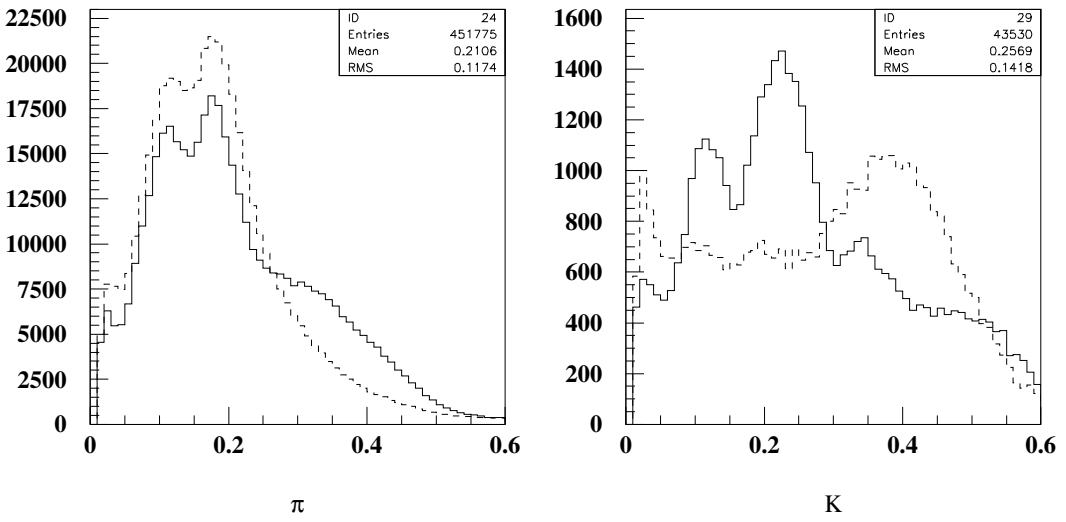

図 A.24: エネルギー分布 (DATA)

シュミレーションとは異なり、π/K ともに電荷の非対称性がみられる。実験データのエネルギー分布は、π^+, K^+ は FLUKA を用いたシュミレーションに、$\pi^-, K^\pm$ は GHEISHA と一致する。

粒子	実験データと一致する ハドロン相互作用のパッケージ
π^+	FLUKA
π^-	GHEISHA
K^+	FLUKA,GHEISHA
K^-	GHEISHA

表 A.5: 実験を再現するハドロン相互作用のパッケージ

付 録B　光子とバックグラウンドの分離

B.1　動機

現在、光子選別は good gamma selection と呼ばれる方法が用いられている。この識別法では、match の flag が 0 又は 2 のシャワーの中から

$$E > 20MeV$$
$$E9/E25 > 0.75$$
$$width < 6cm$$
$$17 < \theta < 150$$

の条件を全て満たすシャワーを選別している。ここで、$width$ はシャワーの幅、θ はビーム軸との角度である。

この選別方法を用いても多くのバックグランドが混入する。原因の 1 つは荷電ハドロンが作るハドロンシャワーである。このことは、前章の荷電 π/K 中間子を 1 つ発生させるモンテカルロシュミレーションにおいても、飛跡と一致しないシャワーが、多数生成されたことから明らかである。この原因によるバックグラウンドは、内部検出器で再構成された飛跡を ECL へ外挿し、その交点付近のシャワーを除くことで、排除できると考えた。

本章では、その距離による選別方法の効果を good gamma selection と比較して行った。

B.2　方法

まず、飛跡の外挿と ECL の交点から何 cm 以内のシャワーを除けばよいか調べる。

シュミレーションでは、$q\bar{q}$ 事象、$B\bar{B}$ 事象ともに最大のバックグラウンドは荷電 π 中間子が生成するシャワーである (表 $B.1$)。

ハドロン事象で生成される π^+ の運動量は 450MeV/c が最も多い。しかし、光子のバックグランドを作る $\pi^{\pm}$ は、それよりやや低い 350MeV/c で

粒子の種類	match=0			good gamma selection		
	$q\bar{q}$	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-	$q\bar{q}$	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
光子	55.5	56.2	57.7	62.7	63.2	64.6
$\pi^{\pm}$	25.7	26.8	25.5	21.9	22.7	21.4
$K^{\pm}$	5.3	6.4	6.7	4.7	5.7	5.8
K_L	4.0	5.5	4.4	3.1	3.7	3.4

表 B.1: unmatched シャワーを生成する粒子 (%)

ある (図 $B.1$、図 $B.2$)。

これより、最も高い確率でバックグランドの原因となる運動量350MeV/cの π をモンテカルロシュミレーションで一つ発生させ、この π^+ が飛跡から何 cm の位置にシャワーを生成するかを調べた。

図 $B.3$ が光子と誤認されたクラスタと π^+ の飛跡の延長線との距離である。白抜き部分が match が 0 又は 2 からの距離で、網掛け部分は左図が match が 0、右図が good gamma selection で選別されたクラスタからの距離である。どちらとも、40cm 以内に多く分布している。従って、飛跡から 40cm 以内のクラスタを除けば、バックグランドを排除できると考えられる。

その効果を評価するために、検出効率 (efficiency) と Purity を以下の手順で定義する。

(1) ECL 内に飛び ($12.01 \leq \theta_\gamma \leq 155.03$)、エネルギーがしきい値以上 ($E_\gamma \geq 20$MeV) の光子の総数を N_{GEN} とする。

(2) クラスタのエネルギーがしきい値以上 ($E_{REC} \geq 20$MeV) で、match の flag が 0、2 のクラスタ、good gamma selection を通過し、match が 0、2 のクラスタの数をそれぞれ、N^0_{REC}、N^2_{REC}、N^{G0}_{REC}、N^{G2}_{REC} とする。そして、N^i_{REC} で最寄りの飛跡までが 40cm 以上のクラスタ数を $N^i_{REC}{}'$ とする。

(3) (2) の条件を満たし、さらに生成された光子とクラスタの方向、エネルギーがほぼ一致する (opening angle$\leq$3、$0.9 \leq E_{REC}/E_\gamma \leq 1.05$) のクラスタ数を $N^i_{CORRESPOND}$、飛跡までの距離が 40cm 以上のクラスタ数を $N^i_{CORRESPOND}{}'$ とする。この条件は図 $B.4$ より決定した。

$$Efficiency = \frac{N^i_{CORRESPOND}(\prime)}{N_{GEN}}$$

$$Purity = \frac{N^i_{CORRESPOND}(\prime)}{N^i_{REC}(\prime)}$$

	match=0 or 2	match=0	good gamma selection	
			match=0 or 2	match=0
Efficiency	75	72	72	69
→カット後	70	69	67	65
Purity	35	39	49	50
→カット後	41	42	52	52

表 B.2: Efficiency と Purity(%)

	match=0 or 2	match=0	good gamma selection	
			match=0 or 2	match=0
Efficiency	76	72	73	69
→カット後	70	69	68	66
Purity	45	50	58	60
→カット後	52	53	62	62

表 B.3: しきい値をバレル領域で 50MeV、エンドキャップ領域で 100MeV にした場合の Efficiency と Purity(%)。

以上の方法で求めた検出効率と Purity が、表 $B.2$ と図 $B.5$ である。

次にしきい値を ECL のバレル領域で 50MeV、エンドキャップ領域で 100MeV として、同様に検出効率と Purity を求めた。その結果を表 $B.3$ に示す。カット前と比較すると、検出効率に変化はないが、Purity が飛躍的に向上している。

B.3 結果

内部検出器で再構成された荷電粒子の飛跡を外挿し ECL の表面と交わった点と ECL の検出点との距離が 40cm 以上離れている要求を加えて、光子の検出効率と purity の変化を調べた。

ハドロン事象中では、既存の good gamma selection が検出効率を犠牲にせず、可能な限り高い purity を達成していることが確認できた。また、エネルギーのしきい値を適切に設定することによって、さらに purity を 20∼30% 向上できることが確かめられた。

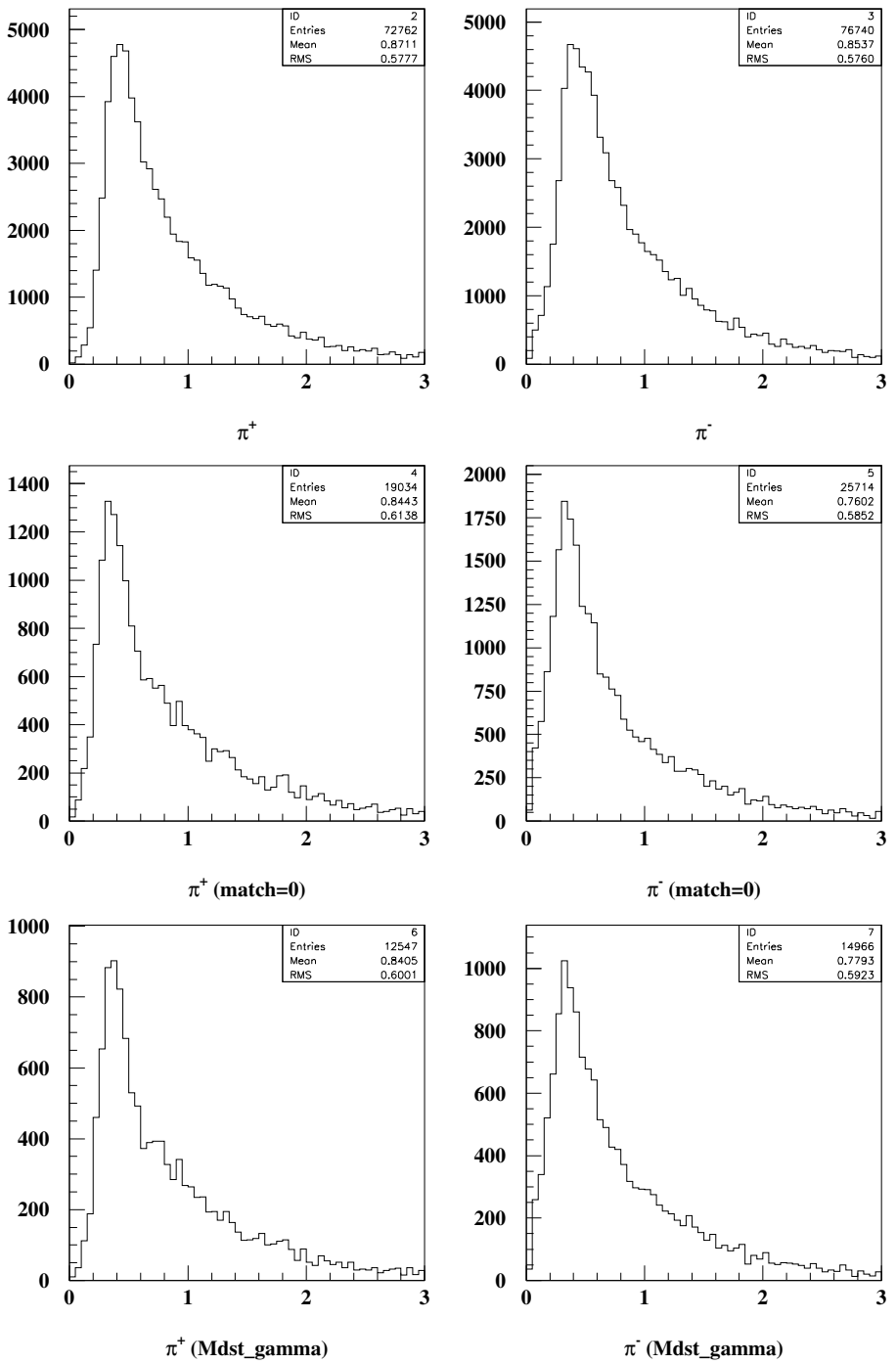

図 B.1: $q\bar{q}$ 事象での $\pi^{\pm}$ の運動量分布。上段が $q\bar{q}$ 事象で生成された $\pi^{\pm}$、中段がその中で $\mathrm{match}{=}0$ のシャワーを生成した $\pi^{\pm}$、下が $\mathrm{good\ gamma\ selection}$ で選別されたシャワーを生成した $\pi^{\pm}$ の運動量分布である。$450\mathrm{MeV/c}$ の $\pi^{\pm}$ が最も多く生成されるが、バックグラウンドを作る $\pi^{\pm}$ に限ると、$350\mathrm{MeV/c}$ のものが最も多い。

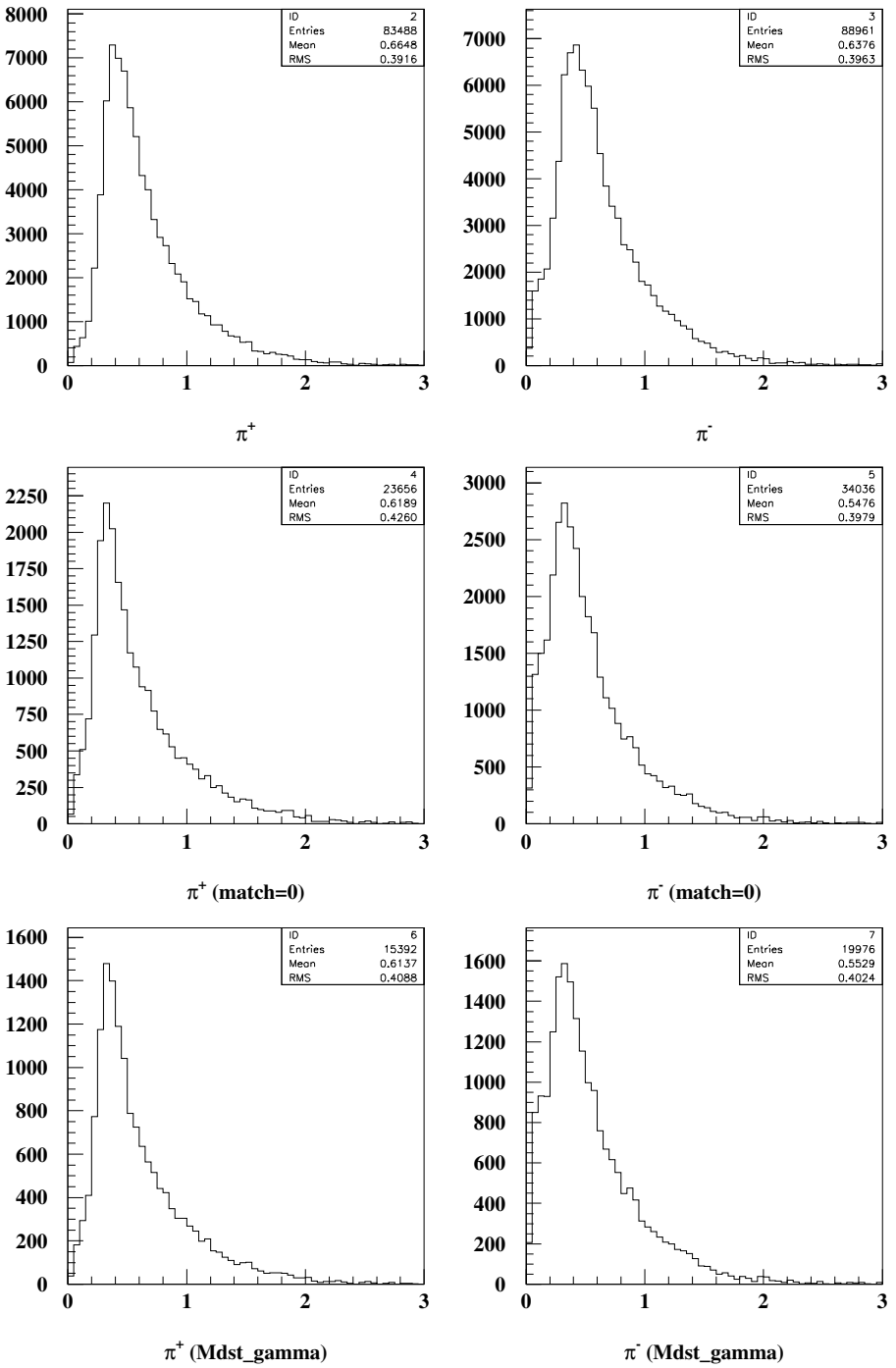

図 B.2: $B^0\bar{B}^0$ 事象での $\pi^{\pm}$ の運動量分布。上段が $B^0\bar{B}^0$ 事象で生成された $\pi^{\pm}$、中段が match=0 のシャワーを生成した $\pi^{\pm}$、下が good gamma selection で選別されたシャワーを生成した $\pi^{\pm}$ の運動量分布である。$q\bar{q}$ 事象と同様の傾向がみられる。

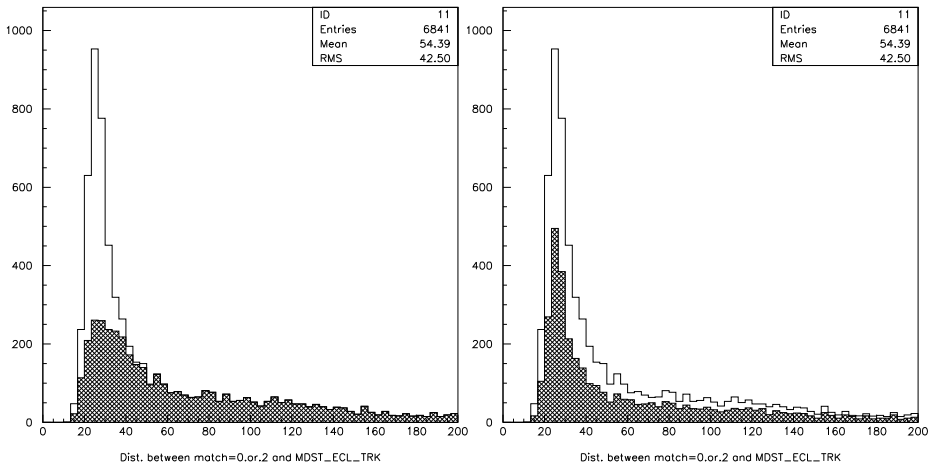

図 B.3: 運動量 350MeV/c の $\pi^{\pm}$ のを 1 つ発生させたシュミレーションにおける、荷電粒子の飛跡の外挿とクラスタの距離。全体が match=0 または 2 のシャワーからの距離、網掛け部分は左図が match=0、右図が good gamma selection で選別されたシャワーからの距離である。

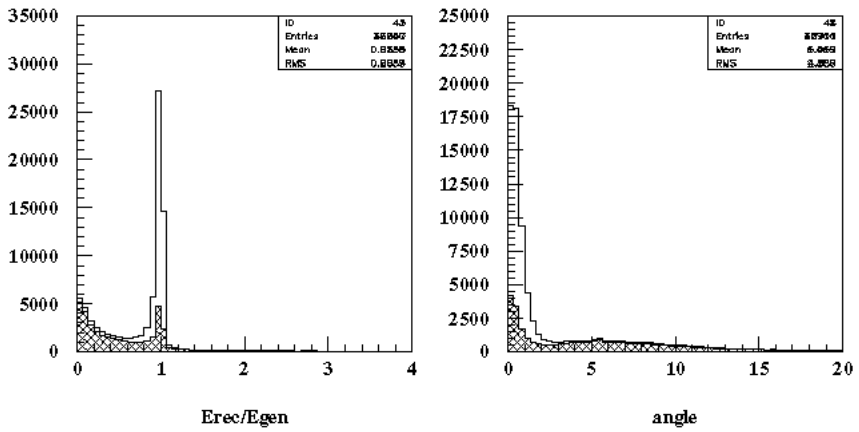

図 B.4: 光子とクラスタの角度とエネルギーの比。左図が ECL で再構成されたクラスタのエネルギー (E_{REC}) /光子のエネルギー (E_{γ}) の分布である。右図が光子の運動量ベクトルとクラスタの位置ベクトルの opening angle(α) の分布である。なお、斜線部は電子対生成などにより 1 つの光子が複数個のシャワーを作った場合である。従って、$0.9 \leq E_{REC}/E_{\gamma} \leq 1.05$、$\alpha \leq 3$ の光子を正しく再構成できた光子とみなす。

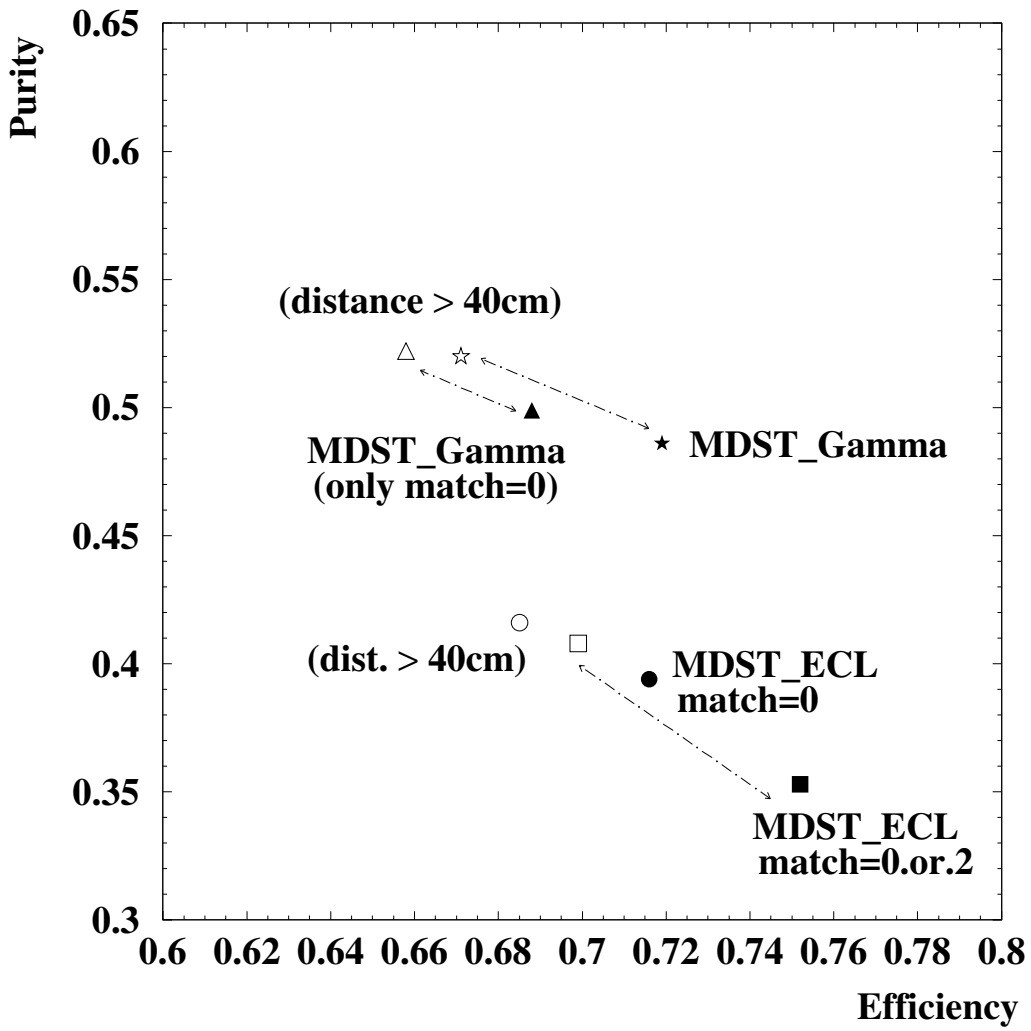

図 B.5: Purity vs. Efficiency

関連図書

[1] J.E.Augustin el al,Phys.Rev.Lett.**33**,1406(1974)

[2] J.J.Aubert et al,Phys.Rev.Lett.**33**,1404(1974)

[3] S.W.Herb et al,,Phys.Rev.Lett.**39**,252(1977)

[4] F.Abe el al., The CDF Collaboration,Phys.Rev.**D50**,2988(1994)

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

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

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

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

[9] A.Alari-Harati et al(Felmilab E791 Collaboration) Phys.Rev.Lett.**83**,22(1999)

[10] C.Caso el al.,The European Physical Journal **C15**,1(2000)

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

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

[13] N.Cabibbo,Phys.Rev.Lett,**10**,531(1963)

[14] H.Leutwyler and M.Roos,Z.Phys.**C25**,91(1984)

[15] M.Bourquin et al.,Z.Phys.**C21**,27(1983)

[16] A.Sirlin,Phys.Rev.**D35**,3423(1987)

[17] H.Abramowicz et al,Z.Phys.**C15**,19(1982)

[18] M.Shaeritz,Nevis Report No.1415,1989

[19] S.stone,"Semileptonic B decays-Experimental"in the book "B decays", edited by S.Stone

[20] R.Fulton el al.,Phys.Rev.Lett.**64**,16(1999)

[21] H.Albrechet el al.,Phys.Lett.**B234**,409(1990)

[22] S.Stone "Semileptonic B Decay" World Scientific,Sigapore,349(1994)

[23] A.Buraus,W.Slomiski and H.Stegar,Nucl.Phys.**B238**,529(1984); **B245**,369(1984)

[24] J.L.Rosner,A.I.Sanda,and M.P.Schmidt, in Proceeding of the Workshop on Hig-Sensitivity Beauty Physics at Fermilab,Fermlab,Nov.11-14,1987

[25] G.Buchalla,A.J.Buras and M.K.Harlander, Nucl.Phys.**B337**,313(1990)

[26] CLEO Collaboration,Phys.Lett.**369**,186(1996)

[27] Shunsuke Ichizawa,Ph.D Dissertation(2000)

[28] Ryosuke Itoh,BELLE Note.344(2000)

[29] G.Kramer and W.F.Palmer,Phys.Rev.**D46**,2969(1992)

[30] W.Ponce,Phys.Rev.**D23**,1134(1981)

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

[32] The BELLE Collaboration, Technical Design Report for th BELLE Detector (1995)

[33] C.S.Jessop et al.(CLEO Collaboration),Phys.Rev.Lett.**79**,4533(1997);CLEO Collaboration. CLEO CONF 96-24(1996)

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

[35] B.C.K.Casey BELLE Note 296(2000)

[36] KID Group, BELLE Note 321(2000)

[37] K.Hanagaki and et al, BELLE Note 312(2000)

[38] E.Nakano, BELLE Note 338(2000)

謝辞

本論文を仕上げるにあたり、お世話になりました諸先生方にこの場を借りてお礼申し上げます。

なかでも、野口誠之教官、宮林謙吉教官には指導教官として数々の御講義、御指導をいただきましたことに感謝致します。そして、貴重な助言を数多く頂きました林井久樹助教授に感謝の意を表します。先生方の暖かく辛抱強いご指導によってこうして形にまとめることができました。

さらに，高エネルギー研究講座の皆様にはいつもお世話になりました。心より御礼申し上げます。