2003年度 修士学位論文

$B^0 \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$ 崩壊の研究

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

井本 絢子

2004年 2月

目 次

1 CP 対称性の破れと B 中間子の物理 **3**

1.1 C, P, T 変換と CP 対称性 . . . 3
1.2 K 中間子における CP 非保存の測定 . . . 6
1.3 小林-益川理論 . . . 7
1.4 B 中間子における CP 非保存の測定 . . . 10
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 . . . 11

2 実験装置 **21**

2.1 KEKB 加速器 . . . 21
2.1.1 非対称エネルギー . . . 21
2.1.2 高ルミノシティー . . . 22
2.2 Belle 検出器 . . . 24
2.2.1 SVD (粒子崩壊点測定器) . . . 26
2.2.2 CDC (中央飛跡検出器) . . . 27
2.2.3 ACC (K/π 粒子識別装置) . . . 28
2.2.4 TOF (飛行時間測定器) . . . 29
2.2.5 ECL (電磁カロリーメーター) . . . 31
2.2.6 KLM (K_L, μ 粒子検出器) . . . 34
2.2.7 TRG (トリガーシステム) . . . 34
2.2.8 DAQ (データ収集システム) . . . 36
2.2.9 KEKB 計算機システム . . . 37

3 $B^0 \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$ 崩壊の測定 **39**

3.1 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の理論的背景 . . . 39
3.2 $B^0 \to J/\psi f_2(1270)$ 崩壊の理論的背景 . . . 41
3.3 事象選別 . . . 41
3.3.1 ハドロン事象の選別 . . . 42
3.3.2 荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の選別 . . . 43
3.3.3 電子識別 . . . 43
3.3.4 μ 粒子識別 . . . 45
3.4 再構成 . . . 46
3.4.1 J/ψ の再構成 . . . 46
3.4.2 $B^0 \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$ 事象の再構成 . . . 48
3.5 崩壊分岐比の測定 . . . 52
3.5.1 $M_{\pi\pi}$ 分布 . . . 52

3.5.2 検出効率 61
3.5.3 $M_{\pi\pi}$ 分布のフィット 63
3.5.4 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の測定結果 67
3.5.5 $B^0 \to J/\psi f_2$ 崩壊の測定結果 67
3.5.6 ノンレゾナント $B^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の測定結果 68
3.6 誤差 70

4 まとめ **75**

図 目 次

1 ニュートリノにおける CP 対称性 5
2 小林-益川ユニタリティー三角形 9
3 仮想 t クォークが寄与するボックスダイヤグラム 12
4 仮想 u クォークと仮想 c クォ- クが寄与するボックスダイヤグラム . 12
5 $J/\psi K_S$ 崩壊 15
6 レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定 16
7 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定 17
8 崩壊時間差の測定 18
9 KEKB 加速器 23
10 Belle 検出器 25
11 SVD 全体図 26
12 CDC の構造 27
13 ACC 断面図 28
14 ACC カウンターモジュール 29
15 TOF/TSC モジュール 30
16 CsI(Tl) カロリーメーター 32
17 CsI(Tl) カウンター 33
18 BELLE トリガーシステム 35
19 データ収集システム 36
20 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊のファインマンダイヤグラム 40
21 $B^0 \to J/\psi f_2$ 崩壊のファインマンダイヤグラム 41
22 電子と π 中間子の dE/dx 分布 45
23 J/ψ の不変質量分布 47
24 MC を使用した ΔE と M_{bc} の二次元分布、ΔE 分布、M_{bc} 分布 50
25 実験データを使用した ΔE と M_{bc} の二次元分布、ΔE 分布、M_{bc} 分布 51
26 $M_{\pi\pi}$ 分布 52
27 M_{bc} $0.25 \sim 0.45(GeV/c^2)$ 56
28 ΔE $0.45 \sim 0.65(GeV/c^2)$ 56
29 ΔE $0.65 \sim 0.85(GeV/c^2)$ 56
30 ΔE $0.85 \sim 1.05(GeV/c^2)$ 56
31 ΔE $1.05 \sim 1.25(GeV/c^2)$ 57
32 ΔE $1.25 \sim 1.45(GeV/c^2)$ 57
33 ΔE $1.45 \sim 1.65(GeV/c^2)$ 57
34 ΔE $1.65 \sim 1.85(GeV/c^2)$ 57
35 ΔE $1.85 \sim 2.05(GeV/c^2)$ 58
36 ΔE $2.05 \sim 2.25(GeV/c^2)$ 58

37 ビン毎のバックグラウンド分布 59
38 ΔE 分布 60
39 $M_{\pi\pi}$ の関数として示した検出効率 62
40 $M_{\pi\pi}$ 分布のフィット結果 1 64
41 $M_{\pi\pi}$ 分布のフィット結果 2 65
42 $M_{\pi\pi}$ 分布のフィット結果 3 66
43 ノンレゾナントの崩壊分岐比の上限値設定のための $M_{\pi\pi}$ 分布のフィット結果 69
44 バックグラウンドの分布関数によるフィット 72

表 目 次

1 C, P, T 変換と物理量 4
2 Belle 検出器 各検出器の目的 25
3 ACC エアロジェルの屈折率 29
4 ECL と粒子の相互作用 31
5 ECL のパラメーター 33
6 KLM と粒子の相互作用 34
7 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 35
8 バックグラウンドの崩壊過程と事象数 53
9 $M_{\pi\pi}$ のフィット結果 63
10 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 過程の崩壊分岐比算出に使用する値 67
11 $B^0 \to J/\psi f_2$ 過程の崩壊分岐比算出に使用する値 68
12 $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 過程の崩壊分岐比の誤差 70
13 $B^0 \to J/\psi f_2$ 過程の崩壊分岐比の誤差 71
14 再構成、粒子識別に関する系統誤差 71

序論

宇宙の創成がビッグバンから始まったとするなら、ビッグバン直後の宇宙は高いエネルギーで満たされており、そこから物質と半物質が対生成される。つまり物質と反物質は厳密に同量でなければならない。しかし現在の宇宙は圧倒的に物質が優勢であり、このことは宇宙創成のメカニズムを理解する上で、解かなければならない大きな謎の一つである。この謎を解く鍵は、サハロフによって提唱された「物質で構成された宇宙がつくられるためには、物質の振る舞いと反物質の振る舞いは等しくあってはならない」という定理、つまり「CP 対称性の破れ」である。この「CP 対称性の破れ」を説明する最も有力な理論が小林-益川理論である。C は荷電共役、P は空間反転で CP はこの二つを作用させたものである。この変換に対する対称性を CP 対称性と呼び、物質と反物質の対称性を意味する。1964 年に K 中間子の崩壊過程で CP 対称性が 0.2%程度破れていることが発見された。小林-益川理論では K 中間子崩壊過程での CP 対称性の破れはわずかだが、B 中間子の崩壊過程ではほぼ 100%に近いことが予言されている。

そこで、これらを検証するために、大量の B 中間子対を生成しその崩壊過程を観測する実験が考えられた。その一つが茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において進行中の”KEK B ファクトリー実験” である。B ファクトリー実験では KEKB 加速器で非対称エネルギーの電子 · 陽電子衝突を起こし、大量の B 中間子とその反粒子である $\bar{B}$ 中間子を対生成する。そして、Belle 測定器を用いてこれらの崩壊で生じる粒子を検出する。

本論文では、Belle 検出器が 2000 年から 2003 年の間に収集した 1.52×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、中性 B 中間子が $J/\psi\pi^+\pi^-$ に崩壊する過程

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

の観測結果について述べる。この $\pi^+\pi^-$ 対が ρ^0 中間子に起因する場合は、崩壊後の π 中間子の角度分布から CP 固有値が$+1$ と-1 の振幅のそれぞれの寄与を求めることにより、CP 対称性の破れを測定できる。この際に、ρ^0 のような共鳴状態を経ないで生じる $\pi^+\pi^-$ 対 (ノンレゾナント) の寄与を見積もるとともに、$\pi^+\pi^-$ 対が他の共鳴状態に起因するものがないか探索することが大変重要である。そこで、本論文では、モデルやシュミレーションに依存せずにバックグラウンドを見積もった上で、$\pi^+\pi^-$ 対の不変質量分布についてのフィットから ρ^0 および ノンレゾナントの寄与の大きさを確定し、さらに初めて $f_2(1270)$ による寄与の兆候をとらえた測定について述べる。

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 章では終状態が $B^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ である崩壊過程の観測、および崩壊分岐比を測定した結果について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

1　CP 対称性の破れと B 中間子の物理

本章では、まず自然界で既知の三種類の離散的変換である C, P, T 変換とその対称性、K 中間子における CP 対称性の破れ (CP 非保存) の測定について述べる。そして CP 対称性の破れの説明として最も有力な小林-益川理論について説明した後、この理論で予言される B 中間子における CP 非保存の測定について述べる。

1.1　C, P, T 変換と CP 対称性

自然界に存在する対称性の中で離散的な変換に対するものは三種類知られており、C(荷電共役),P(空間反転),T(時間反転) 対称性である。本節では各々の変換について説明する。

- 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、反粒子を粒子に入れ換える変換である。π^0 や光子などは、自身が反粒子でもある。

  例として、荷電 π 中間子に C 変換を施すと

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

  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、光子をつくる電磁場の向きが反転するため

  $$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle$$

  と固有値は負になる。

- P 変換 (空間反転変換)

  この変換は空間座標の符号を反転させる。位置ベクトル $\mathbf{r} = (x, y, z)$ として、

  $$\begin{aligned} \mathbf{r} &\rightarrow -\mathbf{r} \\ (x, y, z) &\rightarrow (-x, -y, -z) \end{aligned}$$

したがって、運動量 $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$ とすると

$$(p_x, p_y, p_z) \quad \rightarrow \quad (-p_x, -p_y, -p_z)$$

となる。
P 変換によって、右手系の直交座標系は左手系の直交座標系に移るので、P 変換は鏡に映すことである。
例として、π^0 中間子のパリティー固有値を考える。π^0 中間子は次のような崩壊をする。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

したがって、π^0 中間子のパリティー 固有値 (η_{π^0}) は次のように与えられる。

$$\eta_{\pi^0} = (-1)^l \eta_\gamma^2$$

ここで l は二つの光子のもつ軌道角運動量であり、η_γ は光子のパリティー固有値である。崩壊の光子-光子の角度相関の実験から、$l = 1$ であることがわかっており、$\eta_\pi^0 = -1$ であることがわかる。すなわち π^0 のパリティー固有値は-1 である。

- 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を表 1 に示す。

物理量		C	P	T
$\mathbf{r}$	位置ベクトル	$\mathbf{r}$	$-\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$
$\mathbf{p}$	運動量ベクトル	$\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$
$\mathbf{J}$	角運動量ベクトル	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$-\mathbf{J}$
σ	スピン	σ	σ	$-\sigma$
$\mathbf{E}$	電場ベクトル	$-\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$
$\mathbf{B}$	磁場ベクトル	$-\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$
$\sigma \cdot \mathbf{p}$	ヘリシティー	$\sigma \cdot \mathbf{p}$	$\sigma \cdot \mathbf{p}$	$\sigma \cdot \mathbf{p}$
$\sigma \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$	トランスバーシティー	$\sigma \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$	$-\sigma \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$	$\sigma \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$

表 1: C, P, T 変換と物理量

- CP 対称性

CP 対称性とは、C 変換と P 変換の積に対する対称性である。ほとんど全ての物理法則において C, P, T 対称性は保存する。しかし弱い相互作用においては保存しないことがわかっている。
ニュートリノを例に挙げると、自然界には、ヘリシティー-1 のニュートリノに C 変換を施したヘリシティー-1 の反ニュートリノと、ヘリシティー-1 のニュートリノに P 変換を施したヘリシティー$+1$ のニュートリノは存在しない。すなわち、C 変換、P 変換ともに、単独ではその対称性が破れている。しかし同じくヘリシティー-1 のニュートリノに CP 変換を施したヘリシティー$+1$ の反ニュートリノは自然界に存在し、CP 変換に対する対称性 (これを CP 対称性と呼ぶ) は保たれている。つまり、粒子- 反粒子における対称性を議論するには、CP 対称性に着目すればよい。

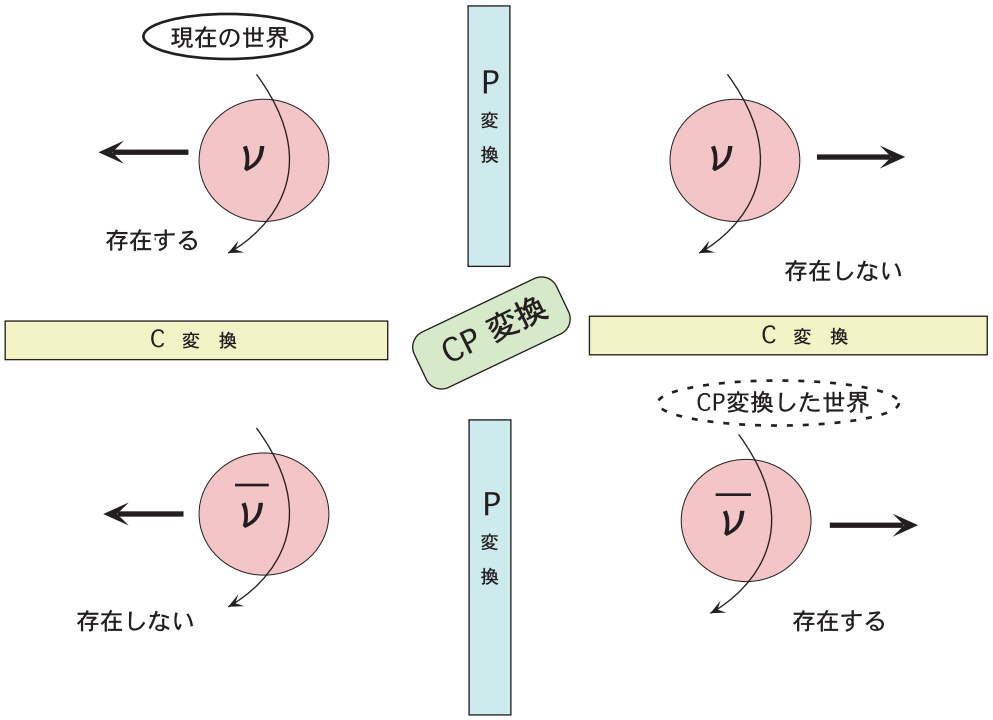


図 1: ニュートリノにおける CP 対称性

1.2 K 中間子における CP 非保存の測定

K^0 中間子は $\bar{s}$ クォークを含む中間子で、その反粒子である $barK^0$ 中間子とは、ストレンジネス (S) という量子数で区別される。つまり

$$K^0 \quad ; \quad S = +1$$
$$\bar{K^0} \quad ; \quad S = -1$$

である。

K^0 と $\bar{K^0}$ は、W ボゾンを 2 つ交換する過程により、互いの状態を行き来できる。このため、 K^0 中間子と $\bar{K^0}$ 中間子が混合し、両者の重ね合わせの状態として観測される。そこで、以下のような線形結合をとる。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle)$$
$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle)$$

ここで、$K^0, \bar{K^0}$ はともにパリティー固有値が-1 で、$C|K^0\rangle = |\bar{K^0}\rangle, C|\bar{K^0}\rangle = |K^0\rangle$ であるので、K_1 と K_2 は

$$CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (CP \text{ 固有値 } +1)$$
$$CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (CP \text{ 固有値 } -1)$$

と、それぞれ-1 と+1 の固有値をもつ CP 固有状態である。
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 は偶数個の π 中間子に崩壊し $(CP$=-1)、K_2 は奇数個の π 中間子に崩壊 $(CP$=+1) する。事実、実際観測される K^0 中間子は主に 2 つの π 中間子に崩壊する寿命の短い K_S と、主に 3 つの π 中間子に崩壊する寿命の長い K_L の 2 つがあり、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 対称性が厳密になりたっていると、$K_L \to \pi^+\pi^-$ 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、K^0 中間子の崩壊過程において CP 対称性が破れていることを意味する。これを考慮すると K_L と K_S は、

$$\begin{aligned}
|K_S\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|{K^0}_1\rangle + \epsilon|{K^0}_2\rangle) \\
&= \frac{1}{2\sqrt{1+\epsilon^2}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K^0}\rangle) \\
|K_L\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|{K^0}_2\rangle + \epsilon|{K^0}_1\rangle) \\
&= \frac{1}{2\sqrt{1+\epsilon^2}}((1-\epsilon)|K^0\rangle - (1+\epsilon)|\bar{K^0}\rangle)
\end{aligned}$$

と記述することができる。ここで ϵ は CP の破れを表す量であり、

$$|\epsilon| = (2.271 \pm 0.017) \times 10^{-3}$$

という結果が測定されている。[3]

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。提唱された当時、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、小林と益川は、CP 対称性が破れるには少なくとも 6 種類のクォークが存在するとし、弱い相互作用によるクォークの世代間混合に CP 対称性の破れを起こし得る複素位相が残ることを発見した。[4] その後、1974 年に c クォーク、1977 年に b クォーク、1994 年には t クォークが発見され、小林-益川理論は「標準理論」の中核となっている。
標準理論では、クォークのフレーバーは質量の固有状態

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

で表される。$W^{\pm}$ 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 (クォークの世代間混合) することから、このときの状態は、質量の固有状態とは異なる。したがって、このような荷電カレント相互作用のラグランジアン J_C は次式で表される。

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

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

V_{KM} は小林-益川行列

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

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。
ここで、この行列の自由度について考える。バリオン数保存より、$V_K M$ はユニタリー行列でなくてはならないので、

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

つまり、

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

となる。
このユニタリー条件は、9 個の束縛条件があることと等価である。また、各クォーク間の相対的な位相因子 (6-1=5 個) を変えても、物理的に等価な値しか与えないので、結局、意味のある自由度は 4 個である。この 4 個のうち、世代間における回転の自由度は 3 個であり、残り 1 個は結合定数に虚数部分をもたらす自由度として残るため、この最後に残った自由度が CP 対称性を破り得る。つまり、クォークが 3 世代以上存在すればクォークの世代間混合によって CP 対称性の破れが生じ得る。
　ここで、Wolfenstein によって提案された表示法 [5] を用いると、小林-益川行列は、

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

と表現される。ここで $0(\lambda^4)$ は λ の 4 次以上の項を示す。小林-益川理論自体では、これら 4 個のパラメーター λ、A、ρ、η の値を予言することができないので、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 $K \to \pi l^+ \nu$、$\Sigma \to n e \bar{\nu}$ から V_{us}、原子核の β 崩壊から V_{ud}、そしてチャーム粒子の生成 $\nu + d(s) \to \mu^- + c$、$\bar{\nu} + \bar{d}(\bar{s}) \to \mu^+ \bar{c}$ から V_{cd} がそれぞれ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。$|V_{cb}|$ は B 中間子の平均寿命 τ_B、B 中間子のセミレプトニック崩壊 $\bar{B^0} \to D^{*+} l^- \bar{\nu}$、$\bar{B^0} \to D^+ l \bar{\nu}$ の測定から求められる。$|V_{cb}|$ の世界平均は 0.0381 ± 0.0021 であり、

$$A = 0.784 \pm 0.043$$

となる。[7]

最後に CP 対称性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 $\varepsilon, \varepsilon'$ 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 $B \to \rho l\nu$[8][9] と $B \to X_u l\nu$[10] 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。
λ, A に対して 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から、これらの値を決定するための情報を得ることができる。
小林-益川行列のユニタリー 条件のうち、B 中間子の崩壊過程に関するものは、

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

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。これをユニタリティー三角形と呼ぶ (図 2)。

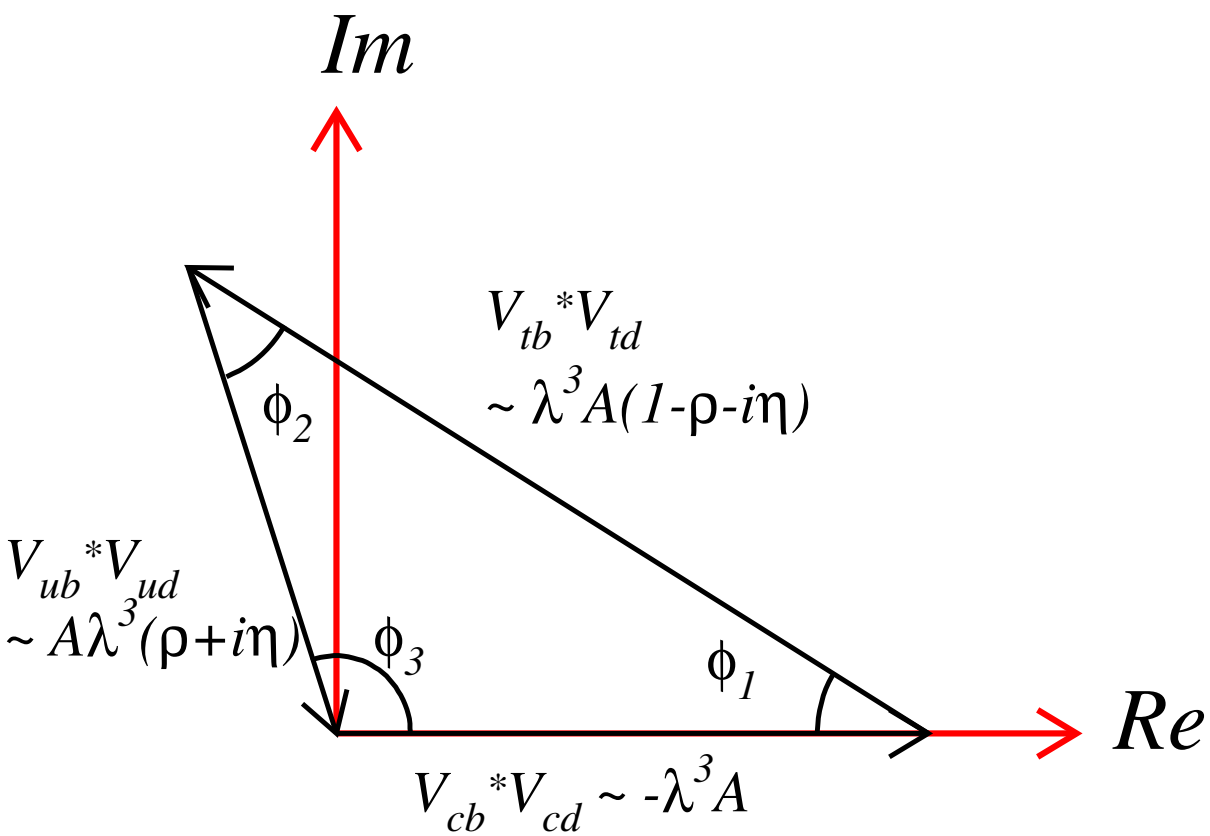


図 2: ユニタリティー三角形

各項の値を Wolfenstein 表示を用いて表すと

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

CP 対称性の破れが小林-益川理論に従って生じているか、あるいは標準模型以外の新しい物理の寄与が認められるかどうかは、B 中間子の様々な崩壊過程を用いて調べることができる。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 つ以上の量を可能な限り高い精度で測定し、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 (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) と呼ばれ、次のように定義される。

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

図 2 に示したもの以外にも、小林-益川行列のユニタリティー条件の関係式それぞれに対応する三角形が存在する。全節の記述から明らかなように、ユニタリティー三角形は全部で 6 つ存在し、これらは全て面積は等しいが 3 辺の長さについては異なる部分がある。つまり、図 2 に示したもの以外の三角形は、1 つの辺の長さが他の 2 つの辺に比べ極めて短くなる。典型的な例として、中性 K 中間子の崩壊過程に関わるものは

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

であり、$V_{ud}^* V_{us}$、$V_{cb}^* V_{cs}$ の 2 辺に比べ、$V_{td}^* V_{ts}$ が λ^4 のオーダーで小さくなる。しかし 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め、CP の破れが大きく見えると予想される。

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。

1.4 B 中間子における CP 非保存の測定

CP 対称性の破れは、2 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。崩壊に 2 つの振幅が寄与して CP 対称性が破れるとき、それを直接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。一方、崩壊に 1 つの振幅しか寄与しない場合でも、終状態に B^0、$\bar{B^0}$ のいずれもが崩壊可能なものであれば、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合が 2 つの振幅として働き、CP 対称性が破れる。これを間接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。
以下これら 2 つについて述べる。

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ

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 $\bar{f}$ に崩壊する過程が生じる確率が異なる場合を、直接的 CP 対称性の破れと言う。
今、$A(B \to f)$ という崩壊過程に、2 つの振幅 $A_1(B \to f)$ と $A_2(B \to f)$ が寄与し、それぞれ強い相互作用の位相 $\delta^1_{strong}, \delta^2_{strong}$、および弱い相互作用の位相 $\phi^1_{weak}, \phi^2_{weak}$ が含まれているとする。
この崩壊の確率は

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

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、

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

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。

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

したがって、$\phi^1_{weak} \neq \phi^2_{weak}$ かつ、$\delta^1_{strong} \neq \delta^2_{strong}$ であるとき、直接的 CP 対称性の破れが現れる。この直接的 CP 対称性の破れがスーパーウィーク模型などと異なり、小林-益川理論の 1 つの特徴である。

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ

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ように、 B 中間子系においても $B^0 - \bar{B^0}$ 混合が起こり、これに起因する CP 対称性の破れが期待される。これを間接的 CP 対称性の破れという。この間接的 CP 対称性の破れのうち、B 中間子系において最も理論的不定性が少なく重要な測定量が $\sin 2\phi_1$ と呼ばれる CP 非保存パラメーターである。

$B^0 - \bar{B^0}$ 混合

まず、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合について述べる。図 3 に示すような、W ボゾンを 2 個交換する過程 (ボックスダイヤグラム) によって、フレーバーの固有状態 $|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ は混ざりあって, 2 つの質量固有状態 $|B_L\rangle$ と $|B_H\rangle$ を形成する。ここで添字 L と R はそれぞれ軽い方と重い方の状態を示す。

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

$|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ 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。

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

- M_{11} と M_{22} は $B^0, \bar{B^0}$ 中間子の質量を表す。
- $M_{12}(M_{21})$ は仮想状態を経て生じる $B^0(\bar{B^0})$ から $\bar{B^0}(B^0)$ への遷移を表す。ここでは、t クォークを介する図 3 のボックスダイアグラムの寄与が u, c クォークを介する図 4 のものより圧倒的に大きい。
- Γ_{11} と Γ_{22} はそれぞれ、B^0 と $\bar{B^0}$ の崩壊を表す。
- $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は B^0 と $\bar{B^0}$ に共通な崩壊過程の寄与の総和である。

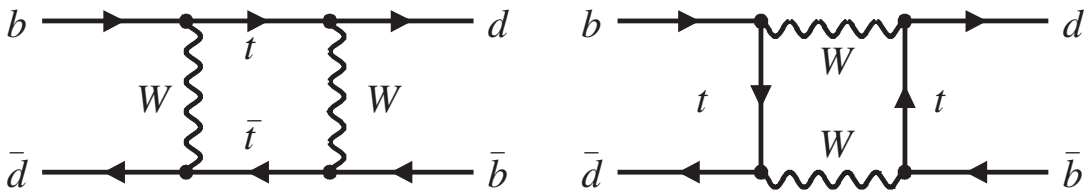


図 3: 仮想 t クォークが寄与するボックスダイヤグラム

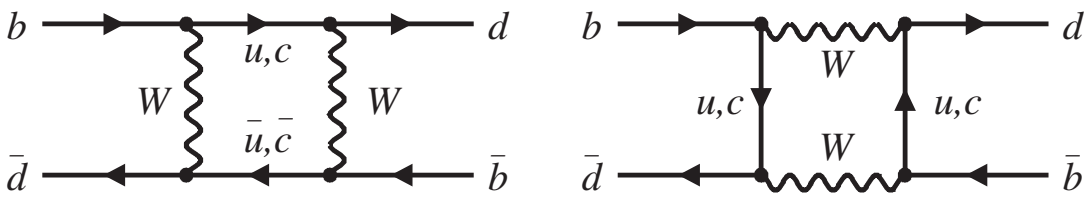


図 4: 仮想 u クォークと仮想 c クォー クが寄与するボックスダイヤグラム

ここで CPT 保存を仮定すると、次の関係式が得られる。

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

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

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

と求められる。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。
混合パラメータ p と q は

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

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

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

と表すことができ、$1 - |q/p|^2$ が $B^0 - \bar{B^0}$ 混合による CP の破れを与える。この効果は原理的には B 中間子のセミレプトニック崩壊の非対称度が感度を有するが、その値は大変小さいので系統誤差に隠れてしまい、実験的には困難である。

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

M_{12} には t クォークが大きく寄与するのに対し、B^0 と $\bar{B^0}$ の両方が崩壊できるモードの合計は高々$O(10^{-3})$ なので Γ_{12} は B 中間子の崩壊全幅を Γ_B として

$$\Gamma_{12} < \Gamma_B \times 10^{-3}$$

であるので $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ が成立するため、p と q の間には

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

が成り立つ。ここで、ϕ_M は混合を表す位相である。この ϕ_M が $O(0.1) \sim O(1)$ のおおきな CP 対称性の破れをもたらす。以下ではそれについて説明する。

B^0 の時間発展

次に B^0 の時間発展について考える。$t = 0$ で B^0 であったものの時刻 t における状態 $|B^0(t)\rangle$ は、$t = 0$ で B_L、B_H であったものの時刻 t における状態 $B_L(t)$、$B_H(t)$ の線形結合である。$B_L(t)$ と $B_H(t)$ はそれぞれ対応する質量 m_L、m_H と崩壊幅 Γ を用いて

$$|B_L(t)\rangle = exp\left(-i\left(m_L - \frac{i\Gamma}{2}\right)t\right) \cdot |B_L\rangle$$
$$|B_H(t)\rangle = exp\left(-i\left(m_H - \frac{i\Gamma}{2}\right)t\right) \cdot |B_H\rangle$$

と与えられることから

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

である。ここで $\bar{m} = (m_L + m_H)/2$ とした。同様に

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

である。

CP 固有状態への崩壊での CP 対称性の破れ

B^0 と $\bar{B^0}$ が共通の状態 f に崩壊する場合を考え、それぞれの振幅を A と $\bar{A}$ とする。また f は CP 固有値の+1 または-1 のいずれかを持つとする。この CP 固有値を以下 ξ_{CP} とおく。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生じる。$t = 0$ で B^0 あるいは $\bar{B^0}$ であったものが時刻 t で状態 f に崩壊する確率を $\Gamma(B^0(t) \to f)$ あるいは $\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f)$ とそれぞれおくと、

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

である。よって CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

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

$|\bar{A}| \neq |A|$ は直接的 CP 対称性の破れに対応するので、ここでは $|\bar{A}| = |A|$ を前提とすると、弱い位相 ϕ_f と強い位相 δ を用いるて振幅は以下のように書ける。

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

よって、

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

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前節で説明した CP 非保存角 ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3 のいずれかのうち対応するものを測定できる。例として $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊 (図 5) を用いた ϕ_1 の測定について述べる。

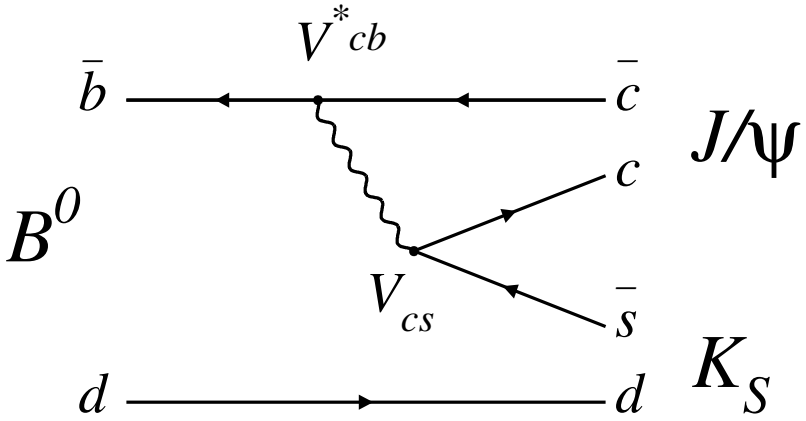


図 5: $J/\psi K_s$ 崩壊

B^0 の場合、M_{12} と小林-益川行列成分の間に

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

の関係があり (図 3)、次式が得られる。

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

したがって、$\phi_M = \phi_1$ である。図 5 に示すように $\phi_f = arg(V_{cb}^* V_{cs}) = 0$、$CP(J/\psi K_S) = -1$ である。したがってこの崩壊による CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は次式で与えられる。

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

よって、$t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかを同定し、崩壊確率を時刻 t の関数として測定すれば 、CP 対称性の破れを測定できる。

B 中間子が $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態から対生成した場合、生じた 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、片方が崩壊するまでは、一方が B^0 のとき他方は必ず $\bar{B^0}$ 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。$J/\psi K_s$ に代表される CP 固有状態には B^0 と $\bar{B^0}$ のどちらも崩壊しうるので、$t = 0$ での状態を同定する (これをフレーバータグという) には反対側の B の崩壊で生じた粒子を用いる。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 と同定できれば、その瞬間 CP サイドは $\bar{B^0}$ であったことになる。したがって、タグサイドの B 中間子が崩壊して生じた粒子からそのフレーバー (B^0 か $\bar{B^0}$) を判定する方法を考える。

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。

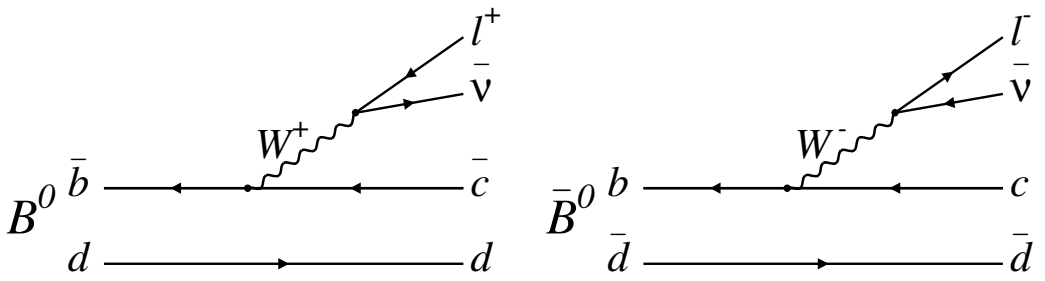


図 6: レプトンによる $B^0\bar{B^0}$ 同定

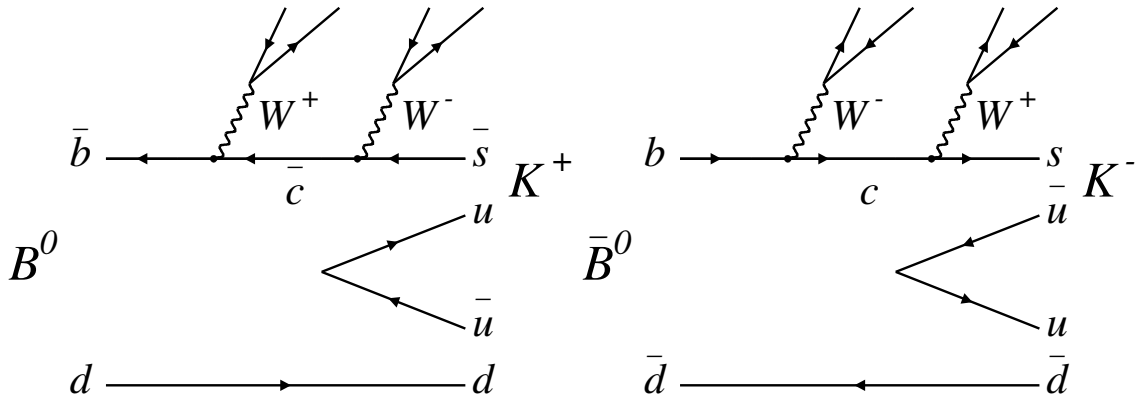


図 7: 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

図 6 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。

$$\begin{aligned} W^+ &\rightarrow l^+\nu_l \\ W^- &\rightarrow l^-\bar{\nu}_l \end{aligned}$$

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 6 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 1.1GeV/c 以上) のレプトンを選ぶと高純度でフレーバータグすることができる。

図 7 に示すように、B 中間子がチャームハドロンを経由してカスケード崩壊した場合、K^+ は B^0、K^- は $\bar{B}^0$ を示す。これ以外にも途中のチャームハドロンが $D^{*\pm}$ 中間子であったとき、その崩壊で生じる低い運動量の π 中間子の電荷、$B^0 \rightarrow D^-\pi^+, D^-\rho^+$ 等の 2 体崩壊から直接発生する高い運動量の π 中間子の電荷も、純度はやや下がるがフレーバータグに用いることができる。こうして、タグサイドに含まれる荷電粒子の種類と電荷によって、多次元 likelihood 法により適切な重みづけを行い、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。

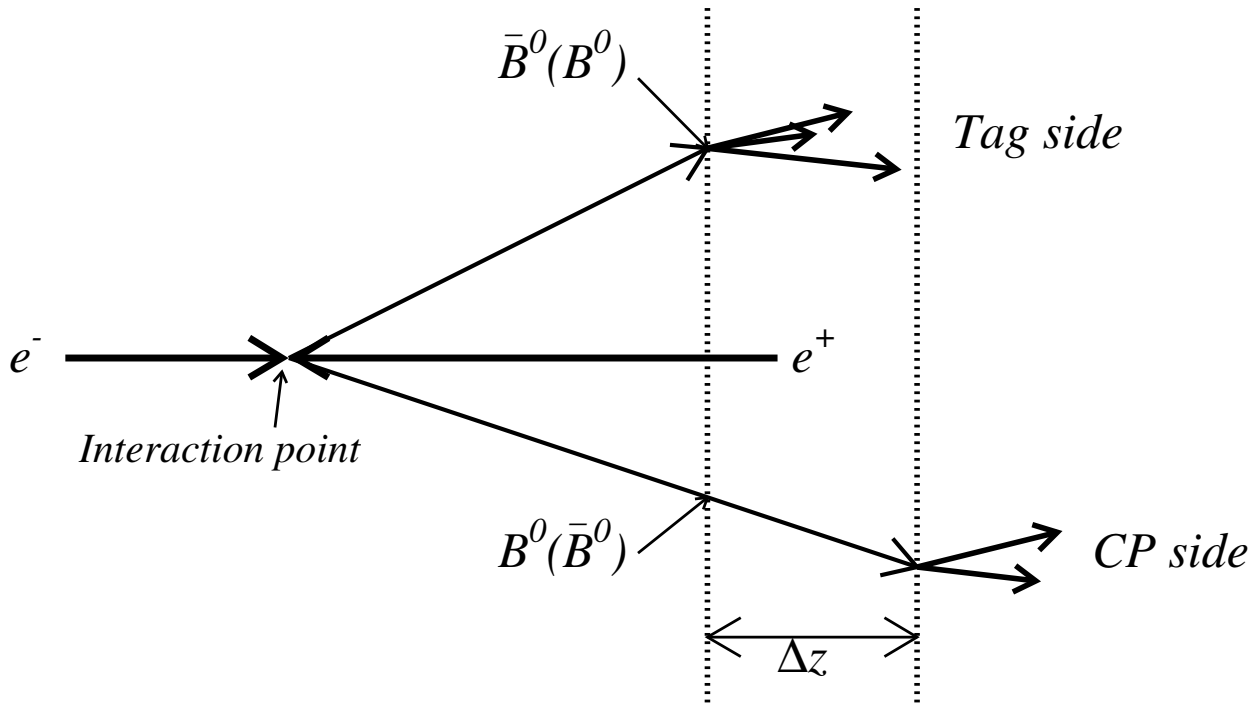


図 8: 崩壊時間差の測定

ここで、達成しなければならない実験技術上の要点をまとめる。第一に、加速器の重心系エネルギーを B 中間子対の大量生成に適した $\Upsilon(4S)$ 粒子の質量 $(10.58GeV)$ に設定することである。B 中間子は他の中間子と比べて重いことから崩壊様式が多様であり、CP 非対称度の測定に用い得る崩壊過程は $10^{-4} \sim 10-^{-6}$ 程度の分岐比しかない。したがって、第二に加速器のルミノシティーは $10^{33} \sim 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ という在来の電子 · 陽電子衝突型加速器の 1000 倍にあたる高いものでなくてはならない。第三に、高検出効率かつ、低バックグラウンド CP サイドの B 中間子を再構成するために、エネルギー、運動量分解能に優れ、粒子識別能力の高い測定器が必要である。また、これらの要件は同時にタグサイドの B 中間子のフレーバーを識別する際に、レプトンや K 中間子を高検出効率かつ、高純度で同定するためにも必要不可欠である。

ここで、通常の電子 · 陽電子衝突型加速器で $\Upsilon(4S)$ を生成すると、B 中間子は崩壊まで $20\mu m$ 程度しか走らず、崩壊点の差を検出することは困難である。そこで、電子と陽電子のビ– ムエネルギーを違えて衝突させる。例えば、次章でも説明するように $8GeV$ の電子ビームと $3.5GeV$ の陽電子ビームを衝突させると、生成した B 中間子対は $\beta\gamma \sim 0.425$ で実験室系に対して運動する。この場合相対論的効果によって、B 中間子の寿命が延び、崩壊までに約 $210\mu m$ 飛行する。この条件下であれば、

崩壊点を $100\mu m$ 程度の分解能で検出して CP 非対称度を崩壊時刻の関数として測定することが可能となる。

以上のことから、重心系のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ 粒子の質量に合わせ、$10^{33} \sim 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ の高いルミノシティーを非対称衝突で達成する。大強度の電子 · 陽電子衝突型加速器と $100\mu m$ 程度の良好な崩壊点検出の分解能と、可能な限り高い運動量分解能を有する測定器が必要となる。次章ではこのような性能を達成すべく設計、建設されて現在運転中の KEKB 加速器と Belle 検出器について説明する。

2　実験装置

本章では、B 中間子の CP 対称性の破れの測定や、未発見の崩壊過程を測定するために建設された、KEKB 加速器と Belle 測定器の設計上の特徴と性能について説明する。

2.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構内に建設された、2 リングからなる非対称エネルギーの電子 · 陽電子衝突型加速器である。B 中間子と $\bar{B}$ 中間子を大量に作り出すので B ファクトリーと呼ばれる。異なるエネルギーの電子と陽電子を衝突させるため、2 リングが必要となり、周長 3km のトンネルの中に、電子を蓄積する $8GeV$ のリングと陽電子を蓄積する $3.5GeV$ のリングを左右に並べて設置している。2 つのリングは 1ヶ所で交差し (この点を衝突点という)、そこで電子と陽電子が衝突する。電子 · 陽電子の重心系エネルギーは $10.58GeV$ であり、b と $\bar{b}$ クォークの 4 番目の共鳴状態である $\Upsilon(4s)$ を生成する。$\Upsilon(4s)$ はほぼ 100%の割合で B 中間子と反 B 中間子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 中間子の崩壊から CP の破れを測定するには、

- · 非対称エネルギーでの衝突
- · 高いルミノシティー

を実現する必要がある。以下、これらについて詳しく述べる。

2.1.1　非対称エネルギー

前述したように CP 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 $10.58GeV/c^2$、B 中間子のそれは $5.28GeV/c^2$ と、その質量差はわずか $20MeV$ である。これは、電子 · 陽電子の対称エネルギー衝突で $\Upsilon(4s)$ 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平均 $20\mu m$ しか飛行しない。したがって、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、電子と陽電子を非対称なエネルギーで衝突させる。そうすると、$\Upsilon(4s)$ が実験室系に対して運動するため、生成した B 中間子と反 B 中間子もローレ

ンツブーストされるため、運動し、かつ寿命が延びる。このことによって崩壊するまでに約 $200\mu m$ 飛行するので、2 つの B 中間子の崩壊位置の差の測定は十分可能となる。

2.1.2 高ルミノシティー

ルミノシティー $\mathcal{L}$ とは、ビーム強度の指標となる量である。
CP 対称性の破れの測定を行う終状態への崩壊分岐比は、どれも $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度であるので、CP 対称性の破れを統計的に有意に測定するには、少なくとも年間 $10^7 \sim 10^8$ 個の $B\bar{B}$ 中間子対を生成する必要がある。そのためには、$\Upsilon(4s)$ の生成断面積が $1.2nb(1b = 10^{-24}cm^2)$ であることを考慮すると、年間の積分ルミノシティーが $10^{40} \sim 10^{41}cm^{-2}$ は必要である。このため、ルミノシティーは平均 $10^{33\sim34}cm^{-2}s^{-1}$ を達成する必要があり、$100fb^{-1}$ が設計目標値である。現在のルミノシティーは世界記録を更新中であり、本解析では $140fb^{-1}$ のデータを用いている。
ルミノシティは次式で与えられる。

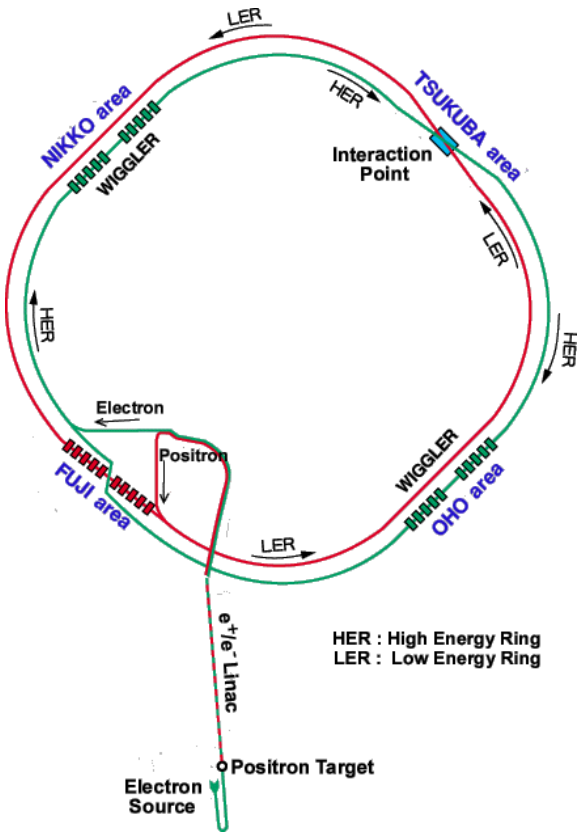
$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1 + r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm}$$

E	:	ビームのエネルギー [GeV]
I	:	蓄積電流 [A]
ξ	:	ビームビームチューンシフト (衝突時に働く、ビームビーム力の強さ)
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− ムの断面は非常に偏平なので、r は小さく無視することができる。よって、高ルミノシティーを得るためには、I を大きくし β_y^* を $1cm$ まで小さくしなければならない。KEKB 加速器では、ξ を 0.05 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、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ー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。このかたまりをバンチと呼ぶ。1 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 1200 個のバンチを蓄積することにより、$1.6A$(陽電子)、$1.1A$(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティー $1.1 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ を達成している。



Arrangement of two rings

図 9: KEKB 加速器

2.2 Belle 検出器

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

- B 中間子の崩壊点を良い精度 $(< 100\mu m)$ で測定できること。
- $\pi^{\pm}, K^{\pm}, e^{\pm}, \mu^{\pm}$ といった多岐に及ぶ終状態の荷電粒子の運動量を少なくとも 0.5% の分解能で測定し、かつ、その種類を正しく判別する識別能力を持つこと。
- π^0, γ を伴う崩壊をした B 中間子を再構成するための良好なエネルギー分解能と良好な位置分解能をもつカロリーメータを持つこと。
- 効率よく興味あるイベントを選別して取り込むトリガーと、高速 (少なくとも $15MB/sec$) のデータ収集システムを持つこと。

Belle 検出器は、これらの要求を満たすように設計されている。その概要を図 10 に示す。図 10 にあるように Belle 検出器は、数種類の検出器から構成されており、各検出器は、衝突点を取り囲むように配置されている。また非対称エネルギー衝突のため、エネルギーの高い電子ビームの進行方向により大きな立体角を持つように非対称に検出器を設置している。
なお、Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標をとる。円筒座標系を用いるときはビーム軸 (z 軸) からの距離 r、方位角 ϕ、z 軸からの角度 θ の 3 つの変数を用いる。
各検出器の目的とそれを果たす検出器を、衝突点に近いものから順に示し、それぞれについて詳しく述べる。

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

表 2: 各検出器の目的

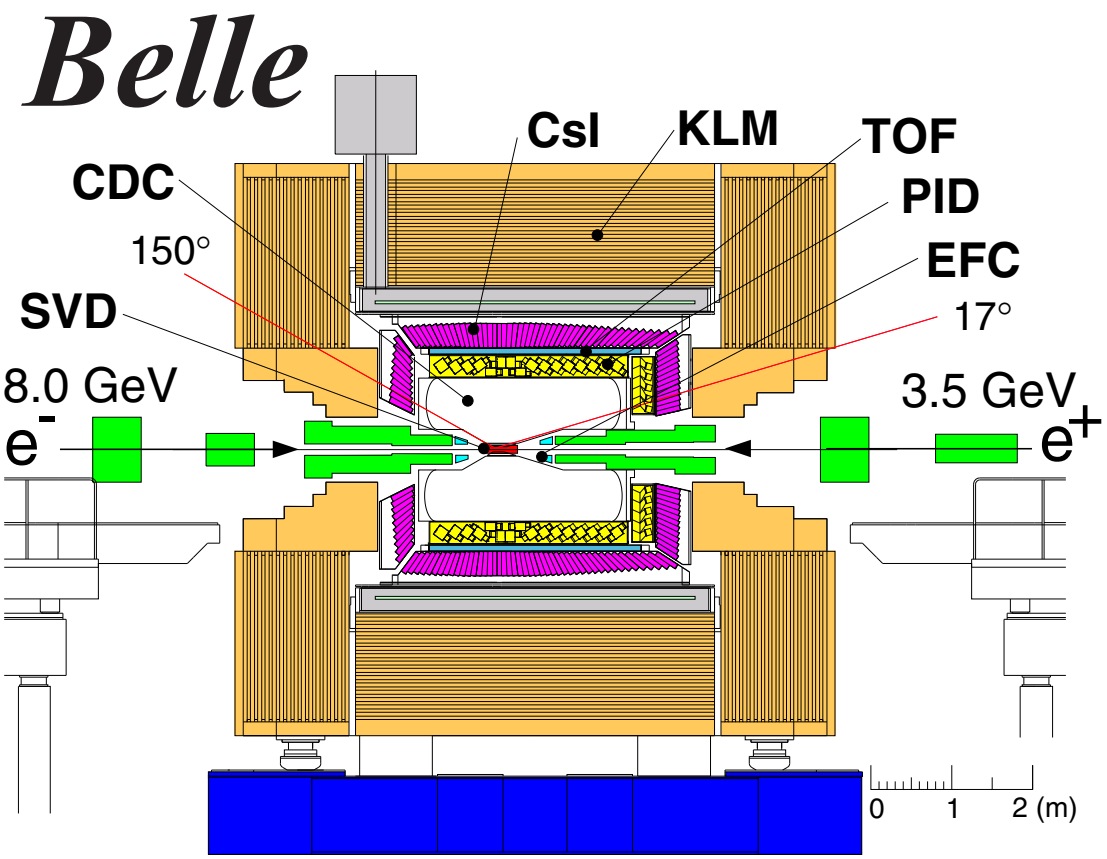


図 10: Belle 検出器

2.2.1 SVD (粒子崩壊点測定器)

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。位置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なっている。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、多重散乱を抑える。そのために、軽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、放射線に対して十分な耐性がなければならない。図 11 が SVD の断面図であある。

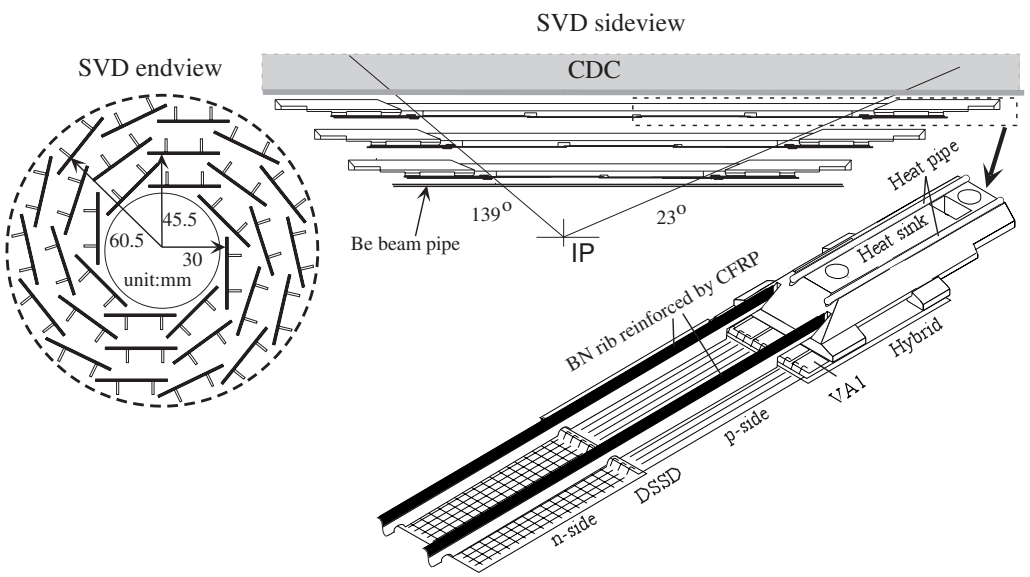


図 11: SVD 全体図

ビーム軸との角度 $23° < \theta < 139°$ の領域をカバーする。これは全立体角の 86% に対応する。

SVD は全部で 3 層のレイヤー構造をしており、それぞれが置かれている位置は $r = 30mm, 45.5mm, 60.5mm$ である。z 軸方向に必要な長さを確保するため、半導体検出器であるシリコンマイクロストリップ検出器 (DSSD) をつなげた SVD ラダーと呼ばれるものを組み上げている。複数枚配置されている。シリコンマイクロ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 $25\mu m$ 間隔に張り付けたものである。片面は $r-\phi$、他面は z 座標の測定を行う。この上下面の電極に逆バイアス電圧をかけ、電極面を荷電粒子が通過する際に生じる電子とホールの対を各電極に集め信号として読みだし、飛跡を測定する。

2.2.2 CDC (中央飛跡検出器)

CDC(Central Drift Chamber)は、荷電粒子の検出、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。荷電粒子は磁場中で運動量に応じた螺旋を描く。この飛跡をドリフトチェンバーで再構成することにより粒子の運動量を測定する。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$30\mu m$の金メッキしたタングステン、陰極(フィールドワイヤー)には直径$120\mu m$のアルミニウム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本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されており、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、生成した電子がワイヤーにまで移動(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。また同時に、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だし、通過粒子のガス中での電離損失、dE/dxを測定する。dE/dxは、運動量が同じでも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。CDCの位置分解能は$130\mu m$、運動量分解能σ_{P_t}は$0.5\%\sqrt{P_t^2+1}$、dE/dxの分解能は6.0%である。

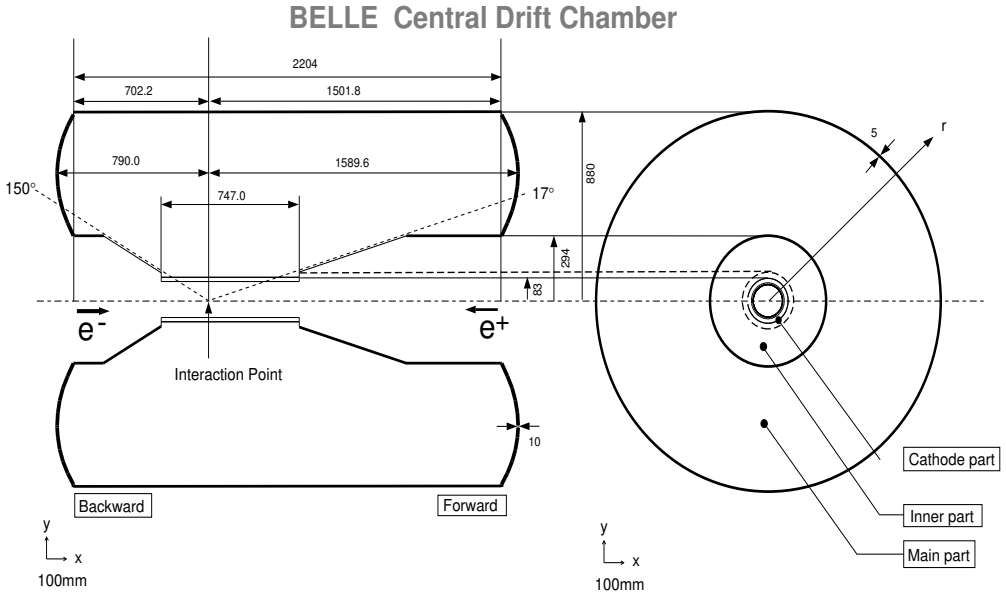


図 12: CDCの構造

2.2.3 ACC (K/π 粒子識別装置)

ACC(Aerogel Čerenkov Counter) の役割は、広い運動量領域 ($1.2\sim 3.5\mathrm{GeV}/c$) での K/π 識別であり、次節で述べる TOF と相補的な役割を果たす。屈折率 n の物質に速度 β の荷電粒子が入射したとき、

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1+\left(\frac{m}{p}\right)^2} \tag{2.1}$$

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 $2.5\text{-}3.5\mathrm{GeV}/c$ であり、これは z 軸方向からの角度 θ に依存する。広い運動量領域で精度の良い K/π 識別を行うため、表 3 に示すように θ によって異なる屈折率のものを用いて性能を最適化している。

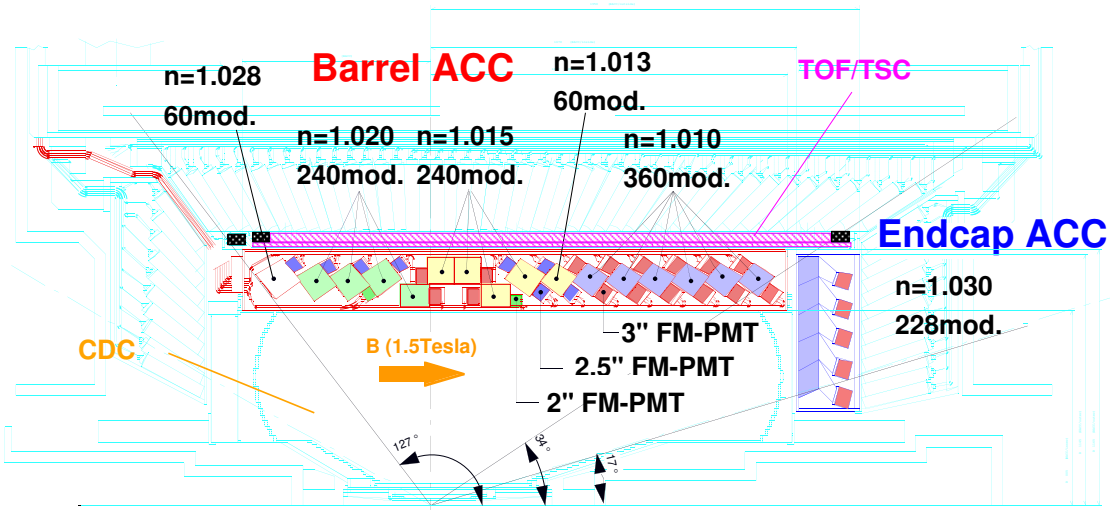


図 13: ACC 断面図

図 13 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。ACC 全体で $17.0^\circ < \theta < 127.2^\circ$ の領域を覆っている。

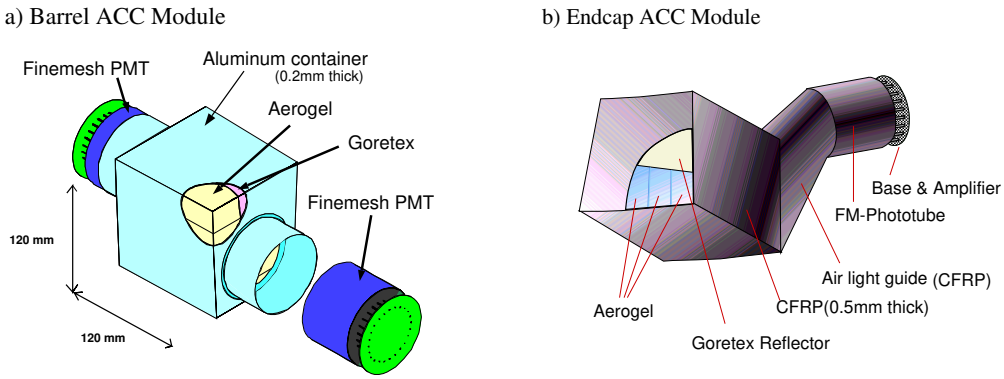


図 14: ACC カウンターモジュール

ACC のカウンターモジュールを図 14 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。

$\theta(^\circ)$			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 3: ACC エアロジェルの屈折率

2.2.4 TOF (飛行時間測定器)

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とともに、、事象が発生した時刻を得るトリガー信号を発することである。

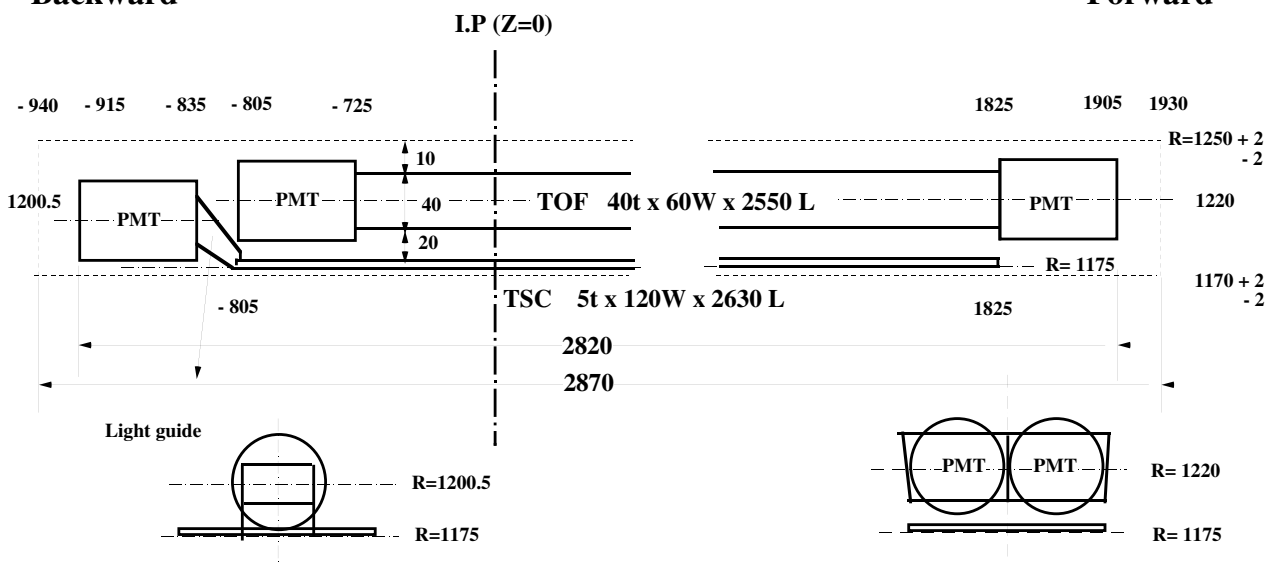


図 15: TOF/TSC モジュール

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

$$\beta = \frac{L_{\rm path}}{cT_{\rm TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2+p^2}} \tag{2.2}$$

$$T_{\rm TOF} = \frac{L_{\rm path}}{c}\sqrt{1+\left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \tag{2.3}$$

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 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。

時間分解能 $100ps$ を実現するために、光の減衰の長さが 2m 以上で、発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用し、シンチレー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、ライトガイドを用いず、シンチレ- タ-にファイン メッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) を直接取り付けるとともに、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ている。

TOF が発するトリガー信号の役割は、後述する QtoT 変換のためにゲート信号を作り、かつ TDC 用にストップ信号を与えるためのトリガーシステム用のタイミングシグナルを生成することである。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 以下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 以下、トリガー効率はほぼ 100% である。

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。TOF カウンターと TSC カウンターの間は $1.5cm$ 離してあり、これによって $1.5Tesla$ の磁場中では光子の相互作用によって生じたごく低いエネルギーの電子と陽電子が、TOF カウンターにまで到達することを防いでいる。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲をカバーしている。これらのモジュールは ECL の内壁に取りつけられている。

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 事象において、$100ps$ の時間分解能を達成している。

2.2.5 ECL (電磁カロリーメーター)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) の役割は光子や電子のエネルギーと入射位置を測定することである。光子や電子は物質の中で電磁シャワーを作りエネルギーを失うが、この物質が十分な厚みを持っていれば入射した光子や電子はそのエネルギーのほとんど全てを失うので、最終的にこれを電器信号に変換して読み出すことによりエネルギーの測定をする。B 中間子の崩壊モードのうち約 $1/3$ は終状態に π^0 を含み、π^0 は 2 つの光子に崩壊する。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。また表 4 に示すように、荷電粒子の中では電子や陽電子だけが電磁シャワーを生成して ECL 中でほとんど全てのエネルギーを失うのに対して、他の荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを ECL 内で失うにすぎないので、CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) は、電子 (あるいは陽電子) の識別をする上で最も重要な測定量である。なお、電子識別については後に 3.3.3 電子識別で詳しく述べる。

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

表 4: ECL と粒子の相互作用

ECL は図 16 に示すように、外径 $3.0m$、内径 $1.25m$、衝突点を基準として z 方向は $-1.02m$ から $1.96m$ の領域を占め、$17^\circ < \theta < 150^\circ$ の領域を覆うために、前方エンドキャップ、バレル、後方エンドキャップからなっている。良好なエネルギー分解能を得るために、シンチレーション発光量の多い CsI(Tl) 結晶シンチレーターを使用している。

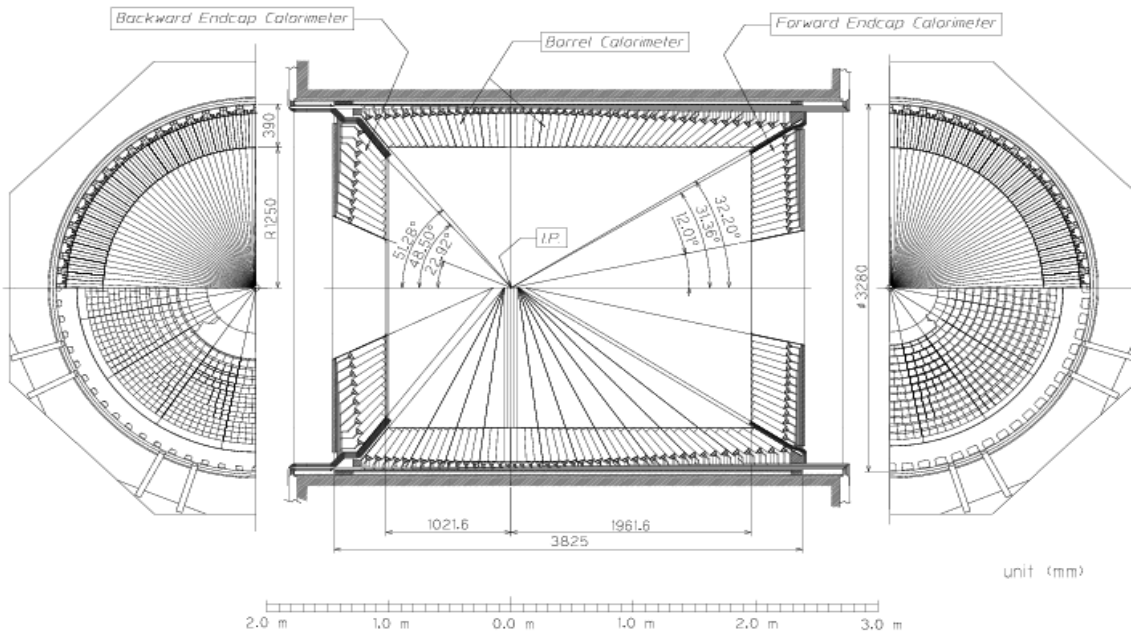


図 16: CsI(Tl) カロリーメーター

最大で $8GeV$ の電子や光子が入射するので、これに対してシャワーの漏れを十分小さくするために結晶の長さを $30cm$ としており、これは放射長を X_0 として $16.2X_0$ に対応する。結晶の断面の大きさは、CsI のモリエール半径 $(3.8cm)$ を考慮して、バレル部では結晶の衝突点に向いた前面が約 $5.5{\times}5.5cm$ で、後面が約 $6.5 \times 6.5cm$、エンドキャップでは結晶前面が約 $4.4 \times 5.4cm$ から約 $5.5 \times 7.0cm$、後面が約 $4.4cm \times 5.4cm$ から約 $5.5cm \times 7.0cm$ となっている。

この CsI(Tl) 結晶の後面には、2 つの $1cm \times 2cm$ の有感領域を持った PIN フォトダイオードを厚さ $1mm$ のアクリル板を介して透明なエポキシ樹脂系接着剤で接着されている。さらに、ネジでアルミニウムのシールド箱内にマウントしたプリアンプを取り付ける。その上で、フォトダイオードにシンチレーション光が効率良く集めるために $100\mu m$ 厚のテフロンシートで結晶を包み、その上から $25\mu m$ 厚のマイラーシート上にアルミニウムを厚さ $25\mu m$ まで蒸着したラミネートシートで包んで雑音シールドを施したものが図 17 に示した CsI(Tl) カウンターである。

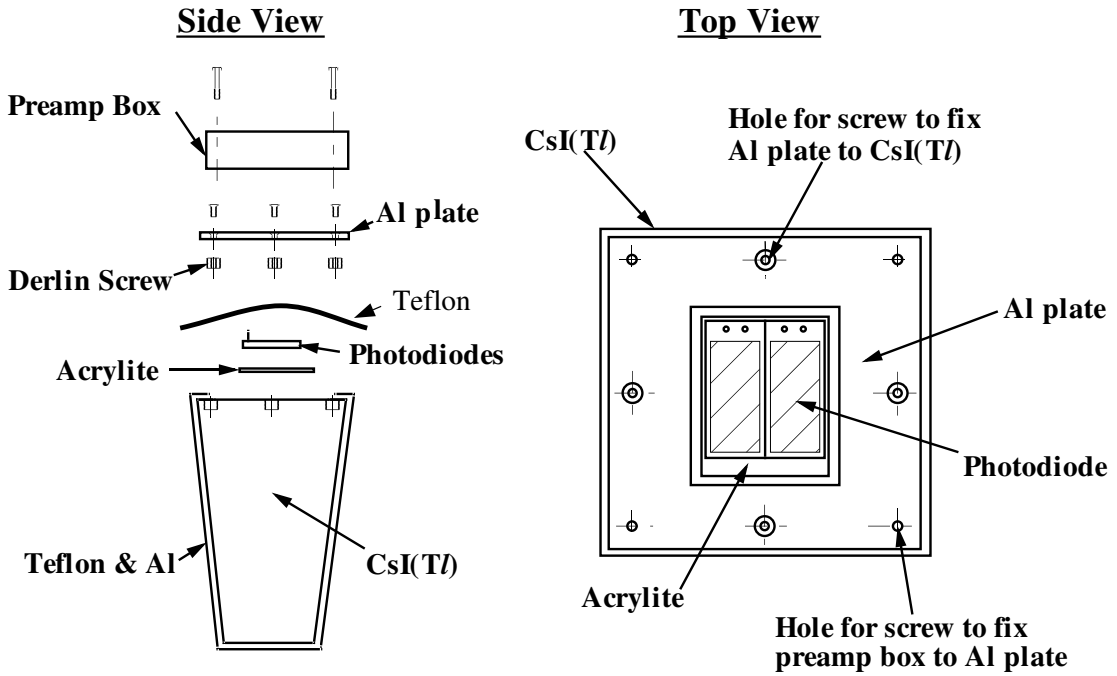


図 17: CsI(Tl) カウンター

それぞれの CsI(Tl) カウンターはほぼ衝突点方向に向かってタワー状に配列されている。衝突点で発生した光子がカウンターとカウンターの境界をすりぬけるのを防ぐため、バレル領域では $r-\phi$ 平面内で約 $1.3°$、また前方エンドキャップでは θ 方向に $1.5°$、後方エンドキャップでは θ 方向に約 $4°$、カウンターを傾けてある。ECL は計 8736 個の $CsI(T\mathrm{l})$ カウンターからなり、カウンターの総重量は 43 トンにおよぶ。前方エンドキャップ、バレル、後方エンドキャップがそれぞれ覆っている領域と使用されているカウンター (結晶) の数の内訳を表 5 に示した。$\theta-\phi$ 方向に約 $1.3°$ の傾きがある。

	$\theta(°)$	結晶数
前方エンドキャップ	$12.4 \sim 31.4$	1,152
バレル	$32.2 \sim 128.7$	6,624
後方エンドキャップ	$130.7 \sim 115.1$	960

表 5: ECL のパラメーター

光子の入射位置分解能は実器と同じ構成の試作器で $1GeV$ の光子に対して $6mm$、エネルギー分解能は実器において $e^+e^- \to \gamma\gamma$ 反応の全エネルギーに対して 1.7%、ハドロン事象中の π^0 の質量分解能として $4.8MeV$ を達成している。[18][19][20]

2.2.6 KLM (K_L, μ 粒子検出器)

KLM(K_L and Muon Detector) の役割は、K_L 中間子と μ 粒子の検出である。KLM は超伝導ソレノイドの外側に位置し、14 層の $5cm$ 厚の鉄の間に RPC(Resistive Plate Chamber) をはさんだ構造をしている。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発生するハドロンシャワーの測定により測定する。KLM では 600MeV/c 以上の K_L が測定可能であり、K_L 検出の角度分解能は θ、ϕ 方向ともに $30mrad$ 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 ($\geq$ 600MeV/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、$\mu(105\mathrm{MeV}/c^2)$ と $\pi(140\mathrm{MeV}/c^2)$ 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 6 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ことを利用して μ 粒子の識別をする。

粒子	相互作用
$e^{\pm}, \gamma$	(到達不能)
$\mu^{\pm}$	電磁相互作用
$\pi^{\pm}, K^{\pm}, p$	電磁相互作用と強い相互作用
K_L	強い相互作用

表 6: KLM と粒子の相互作用

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% 以下である。

2.2.7 TRG (トリガーシステム)

2003 年現在で、KEKB 加速器は約 1200 個のバンチを蓄積しているので、ビームの衝突は約 100MHz であるが、ルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ において、$B\bar{B}$ 事象は約 10Hz、その他の物理的事象を含めても観測すべき事象は数 100Hz に満たない。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 7 に示す。後述するデータ収集システムの転送能力は、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排除し、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 18 に Belle で採用されているトリガーシステムを示す。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。

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 7: 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 $1/100$ にしている。

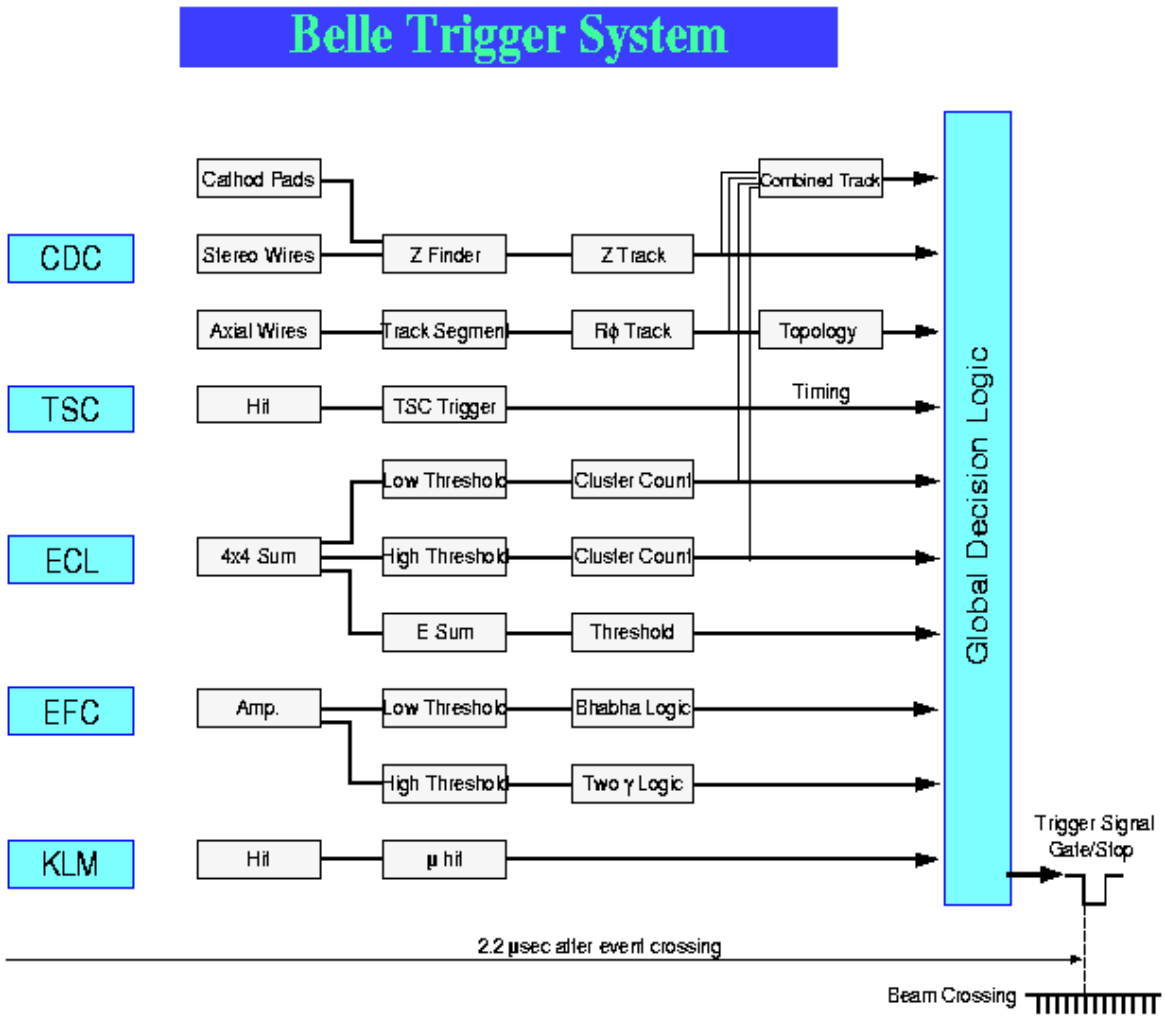


図 18: BELLE トリガーシステム

トリガーのタイミングは主として TOF の TSC による信号で決められる。各検出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。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、トリガーレートは平均 200Hz、最大でも 500Hz 以下になっている。

2.2.8 DAQ (データ収集システム)

Belle データ収集システムの概要を図 19 に示す。$B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象の 1 事象あたりのデータサイズは約 30kB である。これは最大 15MB/s のデータ転送速度に相当する。

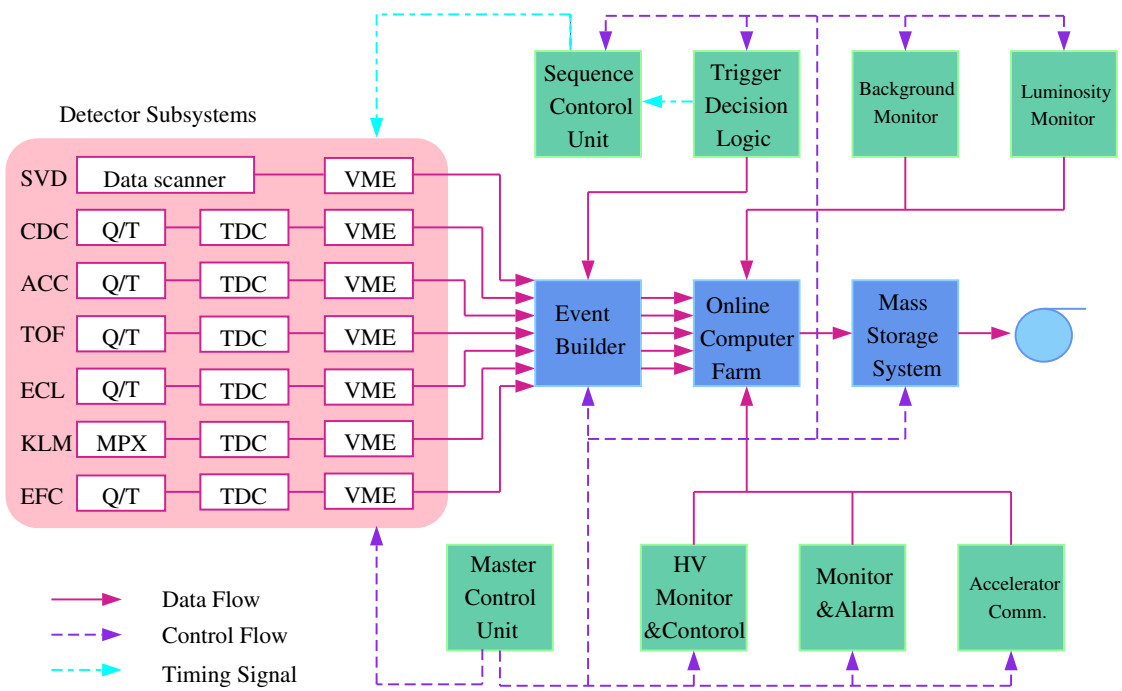


図 19: データ収集システム

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。このとき放電を始める時と終える時に 2 回パルスを発生する回路を用いるので、2 つのパルスの時間差で入力信号の振幅が得られる。これを、TDC 読み出しシステムを用いてデジタル化する。KLM からの情報も同じ型の TDC で読み出す。SVD 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 ∼ 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、デジタル信号処理 (Digital Signal Processing:DSP) によって不必要なデータをふるい落した上でイベント · ビルダーへ送る際、VME を 4 個用いて並列に転送する。

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、1 つの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 Storage 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 · 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。

2.2.9 KEKB 計算機システム

データ収集システムが出力するデータは、測定器の電気信号が数値化されたもの (raw データ) である。これから、事象中に生じた粒子の通過位置、通過時刻、エネルギー、運動量といった物理量を再構成しなければならない。この結果得られるデータを DST(Data Summary Data) と呼び、DST を得る計算処理を DST プロダクションと呼ぶ。DST プロダクションと、個々の物理解析に必要な演算処理能力は 30.000MIPS、また年間 100TB におよぶデータの記憶容量が必要である。これらの使用を多数個の CPU による事象ごとの並列計算処理と、大容量テープドライブシステムの利用によって実現している。

3　$B^0 \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$ 崩壊の測定

$B^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊は、原則として $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じ、$\pi^+\pi^-$ 対がある共鳴状態から生じるもの (レゾナント) と共鳴状態を経ないで生じるもの (ノンレゾナント) が存在する。
レゾナントの代表的なものは、

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

である。
ここで、$K^0_S \to \pi^+\pi^-$ という崩壊過程が存在するため、例外的に $b \to c\bar{c}s$ 遷移による $B^0 \to J/\psi K^0_S$ という崩壊過程も顕著に寄与する。この崩壊過程はゴールデンモードともよばれ CP 対称性の破れを表すパラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定に用いられる代表的な崩壊過程である。本解析ではこれらに加えて

$$B^0 \to J/\psi f_2(1270)$$

の兆候をはじめてとらえ、ノンレゾナントの寄与についても調べた。
本章では、まず上記の崩壊過程について解説し、事象選別の手順と $B^0 \to J/\psi\rho^0, B^0 \to J/\psi f_2(1270)$ 過程の崩壊分岐比、ノンレゾナントの寄与を測定した結果について述べる。

3.1　$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の理論的背景

$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊は $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じ、このツリーダイヤグラムは (図 20) のようになる。V^*_{cb} と V_{cd} に複素成分は含まれないので、この崩壊の遷移振幅に複素位相はなく、B^0、$\bar{B}^0$ ともにこの終状態に崩壊可能、つまりフレーバーを特定しない崩壊モードである。したがって、間接的 CP 対称性の破れが生じ得る。かつその値は標準理論の枠内では $B^0 \to J/\psi K_S$ に代表される $b \to c\bar{c}s$ 遷移におけるものと一致する。J をスピン、P と C をそれぞれ P 変換、C 変換の固有値とすると、J/ψ と ρ^0 はともに $J^{PC} = 1^{--}$ のベクトル中間子であることから、CP 非対称度の測定に特有の工夫が必要なので、次にそれを説明する。

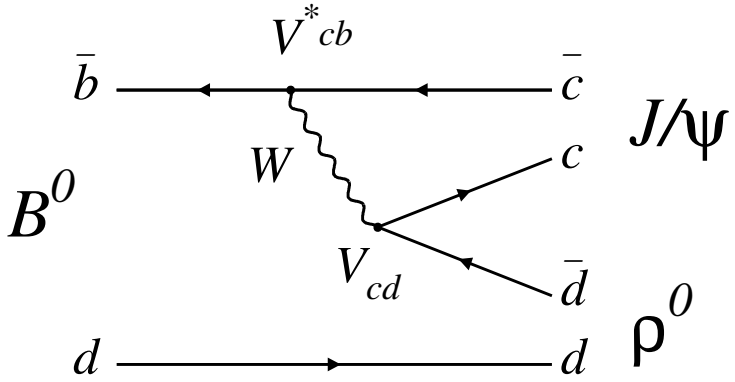


図 20: $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊

Polarization について

$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊は、擬スカラー中間子 $(J^P = 0^-)$ から 2 つのベクトル中間子への崩壊であるので、J/ψ と ρ^0 間の軌道角運動量 L は L =0、1、2 の 3 通りがあり、一般的にはこの 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 $P = (-1)^L$ と表されるので $L = 0$、2 の状態は $P = +1$、$L = 1$ の状態は $P = -1$ である。また $C = +1$ である。したがって

$$CP = +1 \quad (L = 0, 2)$$
$$CP = -1 \quad (L = 1)$$

となる。これは $J/\psi\rho^0$ は単純な CP 固有状態ではなく、$CP = +1$ と -1 の状態の重ね合わせになっていることを意味する。そこで $CP = +1$ と -1 の大きさを測り、どちらかが支配的であれば CP 非対称度の測定が可能となる。

$$J/\psi \quad \to \quad e^+e^- \quad or \quad \mu^+\mu^-$$
$$\rho^0 \quad \to \quad \pi^+\pi^-$$

のように崩壊したとき、終状態に現れるレプトンと π 中間子の角度分布から $CP = +1$ と $CP = -1$ の寄与の大きさが測定できる。これを polarization measurement という。すでに $B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊では polarization measurement が行われており、この結果から CP 固有値に重みをつけた解析を実行することにより CP 非対称度を測定し、$\sin 2\phi_1$ および $\cos 2\phi_1$ の決定が試みられている。$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊においても同様に polarization measurement を行って CP 非対称度が測定できる。これらの値は $B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊と同じになると予想されるが、$b \to c\bar{c}d$ 遷移に特有な新しい物