2001年度 修士学位論文
$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 過程の崩壊分岐比測定

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
下山　みほ

2002年 2月

目 次

第 1 章　B 中間子の物理 **3**
1.1　対称性と保存則 3
1.2　K 中間子における C P 対称性の破れ 4
1.3　小林益川理論 5
1.4　B 中間子における CP 対称性の破れ 7
1.4.1　直接的 CP の破れ 8
1.4.2　間接的 CP の破れ 9

第 2 章　実験装置 **15**
2.1　KEKB 加速器 15
2.2　Belle 検出器 19
2.2.1　SVD(粒子崩壊点測定器) 19
2.2.2　CDC(中央飛跡検出器) 21
2.2.3　ACC(K/π 粒子識別装置) 22
2.2.4　TOF(飛行時間測定器) 23
2.2.5　ECL(電磁カロリメーター) 23
2.2.6　KLM(K_L、μ 粒子検出器) 24
2.2.7　トリガーおよびデータ収集システム 24

第 3 章　$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の測定 **27**
3.1　$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の理論的背景 27
3.2　事象選別 29
3.2.1　$B\bar{B}$ 事象の選別 29
3.2.2　荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別 29
3.2.3　電子識別 30
3.2.4　μ 粒子識別 35
3.3　J/ψ の再構成 35

3.4 ρ^0 の再構成 37
3.5 $B \to J/\psi\rho^0$ 事象の再構成 37
3.6 バックグラウンドの見積もり 42
3.7 崩壊分岐比の算出 44
3.8 誤差 45
3.9 結果 47

第 4 章 まとめ **49**

図 目 次

1.1 ユニタリティ三角形 7

2.1 KEKB 加速器 18
2.2 BELLE 検出器全体像 20
2.3 SVD の構造 21
2.4 CDC の構造 22
2.5 ECL の構造 25
2.6 Data 収集システム 26

3.1 $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊 27
3.2 $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊 28
3.3 $\Delta\phi\Delta\theta$ 分布 32
3.4 matching χ^2 32
3.5 電子と π 中間子の E/p 分布 33
3.6 実験室系での運動量と E/p の分布 33
3.7 電子と π 中間子の E9/E25 分布 34
3.8 電子と π 中間子の dE/dx 分布 34
3.9 J/ψ の不変質量分布 36
3.10 ρ^0 の重心系での運動量分布 38
3.11 ρ^0 の不変質量分布 38
3.12 MC を使用した ΔE と M_{bc} の二次元プロット、ΔE 分布、M_{bc} 分布 40
3.13 Data を使用した ΔE と M_{bc} の二次元プロット、ΔE 分布、M_{bc} 分布 41
3.14 ΔE 分布 43

表 目 次

2.1 各検出器の目的 19

3.1 規格化に使用した分岐比 44
3.2 バックグラウンド 44
3.3 崩壊分岐比算出に使用する値 45
3.4 誤差 45
3.5 ハドロン事象の検出、再構成の際の誤差 45

第1章　B中間子の物理

1.1　対称性と保存則

自然界を記述する物理法則において、様々な変換とそれについての対称性は重要な役割を担っている。連続的な変換についていえば、一つの変換に対する対称性が存在すればそれに対応した一つの保存則が存在する。(ネーターの定理) 具体的には運動量、角運動量、エネルギーの保存則は、空間座標の平行移動と回転、時間原点の移動のについての対称性にそれぞれ関係している。

一方、不連続な変換として空間反転、荷電共役、時間反転の三つが知られており、それぞれ P(パリティ) 変換、C 変換、T 変換と呼ばれる。P 変換は座標の符号を入れ換えることであり、C 変換は電荷の符号など、その粒子固有の量子数の符号を反転させる。つまり粒子を反粒子に、反粒子を粒子に変換する。T 変換は時間を逆行させる変換である。この三つの変換はどれも二回行うと、元の状態に戻る。したがって一回変換した場合に固有値が存在するときは $+1$、または -1 である。ここで、変換の前後で物理法則が変わらないことを、変換に対して対称である、または保存しているといい、逆の場合は、非対称、非保存あるいは破れている、という。ほとんどすべての物理法則で C、P、T 対称性は保存する。しかし弱い相互作用においてパリティは保存しないことがわかっている。ニュートリノを例にあげると、自然界にはヘリシティ左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか存在していない。それだけでなく、左巻きのニュートリノに C 変換を施すと左巻きの反ニュートリノになるが、これも自然界では見つかっていない。つまりニュートリノの系では P 対称性と共に C 対称性も破れている。ところが C 変換と P 変換を同時に行う CP 変換に対しては上述の系でも対称であるので、これが粒子-反粒子間の対称性を議論する上で適した量子数であり、当初は CP 対称性は破れていないと思われていた。

1.2　K 中間子における C P 対称性の破れ

弱い相互作用におけるパリティの破れの発見以後も、CP 変換に対して物理法則は対称であると考えられていた。しかし 1964 年、フィッチとクローニンによって中性 K 中間子系において、CP 対称性も破れていることが発見された。本節ではそれについて論じる。

中性 K 中間子は主に次のような二つの崩壊モードで崩壊する。

$$K_1 \to \pi\pi \qquad (CP = +1)$$
$$K_2 \to \pi\pi\pi \qquad (CP = -1)$$

ここで 2π に崩壊するものを K_1、3π に崩壊するものを K_2 として区別した。K_1 は $P = +1$、K_2 は $P = -1$ で両者とも $C = +1$ なので、π 中間子は $P = -1$、K 中間子と π 中間子のスピンは 0 であることに注意すると、K_1 は $CP = +1$、K_2 は $CP = -1$ となる。このような CP 固有値を持つ K_1 と K_2 は K^0 と $\bar{K^0}$ の混合状態である。

$$|K_1> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\bar{K^0}>) \quad (C=-1、P=-1、CP=+1) \qquad (1.1)$$
$$|K_2> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\bar{K^0}>) \quad (C=+1、P=-1、CP=-1) \qquad (1.2)$$

実験では 2 個の π 中間子に崩壊する短寿命 $(0.9 \times 10^{-10}\mathrm{sec})$ のもの (K_S) と、3 個の π 中間子に崩壊する長寿命 $(0.5 \times 10^{-7}\mathrm{sec})$ のもの (K_L) が観測されるので、$K_1 = K_S$、$K_2 = K_L$ と考えられていた。ここで 2π の状態は CP=+1 であるので CP が保存されていれば、$CP = -1$ の K_L は 2π に崩壊することは許されない。しかし、1964 年にクローニンによって $K_L \to \pi\pi$ の崩壊過程が 10^{-3} 程度存在することが発見された。つまり K_L は 2π にも 3π にも崩壊でき、CP は保存しない。こうして K 中間子において CP が破れていることが示されたのである。

つまり、K_L、K_S の状態は式 (1.1)、(1.2) のような CP 固有状態ではなく、

$$|K_S> \;=\; \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1> + \epsilon|K_2>)$$
$$|K_L> \;=\; \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2> - \epsilon|K_1>)$$

と表せる。つまり K_L の状態に含まれる K^0 と $\bar{K^0}$ の比は等しくなく、粒子と反粒子が対等でないことを示している。CP が保存されているときは、$K^0 \to \pi\pi$ の効果と $\bar{K^0} \to \pi\pi$ の効果が互いに打ち消し合って $K_L \to \pi\pi$ は起き得ない。し

かし実際には CP 非保存のため、打ち消し合いきれずに $K_L \to \pi\pi$ が起きているのである。

1.3 小林益川理論

CP 対称性の破れを説明するのに最も有力なのが小林・益川理論である。弱い相互作用の荷電カレント相互作用をする場合のクォークの固有状態は通常の質量固有状態と異なっており、以下のように二重項を形成している。

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

このとき d'、s'、b' は

$$\begin{aligned} d' &= V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \\ s' &= V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \\ b' &= V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \end{aligned}$$

である。これは

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

と表すことができる。ここで

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

と定義する行列 V を小林・益川行列と呼び、荷電カレントによる弱い相互作用で、クォークのフレーバーが遷移する強さを表している。小林・益川行列はユニタリ行列であり、回転角に対応する実数のパラメータ三つと、CP の破れを引き起こす複素位相一つの合計四つが物理的に意味のあるパラメータである。

これを Wolfenstein 表示 [?] で表すと、

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

λ、A、ρ、η の 4 つのパラメータは実験によって決定される。λ は、cabibbo 角を θ_c とすると $sin\theta_c$ で精度良く測られている。

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

次に良くわかっているのが A で

$$A = 0.784 \pm 0.043$$

ρ と η は CP の破れに深く関係しているパラメータだが、まだ精度は高くない。

小林・益川行列はユニタリ行列であるので、

$$V^{\dagger}V = I$$

特にこの条件式のうち一つを取り出すと、

$$V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0 \tag{1.3}$$

は複素平面上で各項を辺とする三角形を描く。これはユニタリティ三角形と呼ばれ、この三角形を図 1.1 に示す。それぞれの辺を Wolfenstein 表示で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^{*} &= (1 - 1/2\lambda^2)\lambda^3 A(\rho + i\eta) && \sim \lambda^3 \\ V_{cd}V_{cb}^{*} &= -A\lambda^3 && \sim \lambda^3 \\ V_{td}V_{tb}^{*} &= A\lambda^3(1 - \rho^{-} i\eta) && \sim \lambda^3 \end{aligned}$$

式 (1.3) から求めたユニタリティ三角形の各辺は主に B 中間子の崩壊分岐比、各角度は CP 非対称度の測定から決定できる。ここで注目すべきは三辺の長さが同じオーダー (λ^3) なので、オーダー 0.1∼1 の大きな CP 非対称度をの測定が期待できる。

一方、K 中間子の場合は、

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

が対応するユニタリティ三角形であり、それぞれの辺は

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^{*} &= \lambda(1 - 1/2\lambda^2) && \sim \lambda^3 \\ V_{cd}V_{cs}^{*} &= \lambda(1 - 1/2\lambda^2 - i\eta A^2\lambda^4) && \sim \lambda^3 \\ V_{td}V_{ts}^{*} &= -A^5(1 - \rho - i\eta) && \sim \lambda^5 \end{aligned}$$

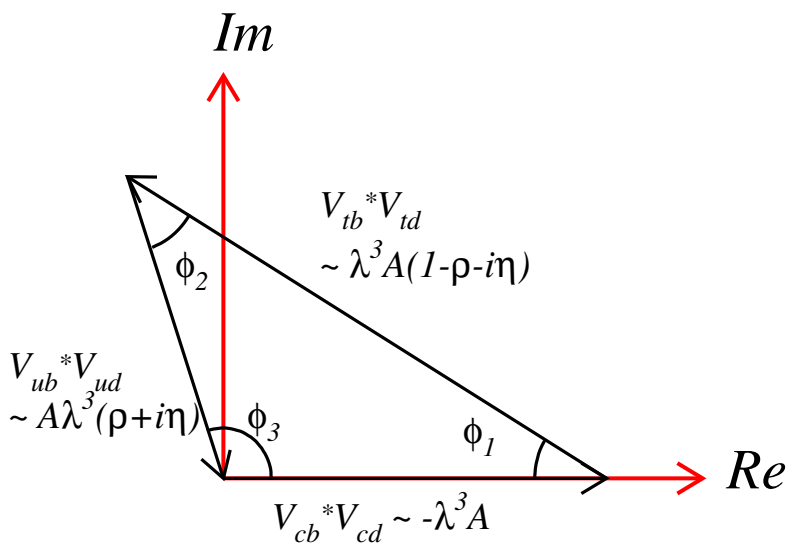

図 1.1: ユニタリティ三角形

となり、つぶれた形をした三角形になるので、B 中間子のように CP の破れは大きくないことがわかる。

したがって、ユニタリティ三角形の各辺の長さおよび各角度に対して様々な独立した測定を行い、その結果がユニタリティ三角形を形成するかどうかを確認することが小林・益川理論の検証となる。この検証を行うのに B 中間子は感度が高く、最適である。

1.4 B 中間子における CP 対称性の破れ

CP の破れは、二つの遷移振幅が干渉し、両者の間に複素位相の差がある場合に現れる。CP の破れは直接的 CP の破れと間接的 CP の破れの二つに大別できる。

1.4.1　直接的 CP の破れ

B 中間子が終状態 f に崩壊するときの崩壊振幅を A とし、反 B 中間子が $\bar{f}$ に崩壊する振幅を $\bar{A}$ とすると、

$$A(B \to f) = \Sigma A_i e^{\delta_i} = \Sigma |A_i| e^{i\phi_i} e^{i\delta_i}$$
$$\bar{A}(\bar{B} \to \bar{f}) = \Sigma A_i^* e^{\delta_i} = \Sigma |A_i| e^{-i\phi_i} e^{i\delta_i}$$

i : 異なる中間状態 (振幅) を表す

ϕ_i : i 番目の振幅の弱い相互作用の位相

δ_i : i 番目の振幅の強い相互作用の位相

と書ける。

1 つの振幅のみが寄与する場合

$$A(B \to f) = |A_1| e^{i\phi_1} e^{i\delta_1}$$
$$\bar{A}(\bar{B} \to \bar{f}) = |A_1| e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1}$$

と表せるので、崩壊確率は

$$|A(B \to f)|^2 = |\bar{A}(\bar{B} \to \bar{f})|^2$$

となり、もし複素位相が存在しても、CP の破れは現れない。

2 つ以上の振幅が寄与する場合

二つの振幅が寄与する場合は

$$\begin{aligned} A(B \to f) &= A_1 + A_2 \\ &= |A_1| e^{i\phi_1} e^{i\delta_1} + |A_2| e^{i\phi_2} e^{i\delta_2} \\ \bar{A}(\bar{B} \to \bar{f}) &= \bar{A}_1 + \bar{A}_2 \\ &= |A_1| e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1} + |A_2| e^{-i\phi_2} e^{i\delta_2} \\ |A(B \to f)|^2 - |\bar{A}(\bar{B} \to \bar{f})|^2 &= -4|A_1||A_2| sin(\phi_1 - \phi_2) sin(\delta_1 - \delta_2) \end{aligned}$$

となり、$\phi_1 \neq \phi_2$ 且つ $\delta_1 \neq \delta_2$ のとき CP の破れが現れる。これは次小節で述べる $B^0 - \bar{B}^0$ 混合がなくても生じる CP の破れであるので直接的 CP の破れと呼ぶ。つまり直接的 CP の破れを検出するには 2 つ以上の振幅の寄与が必要条件になる。

1.4.2 間接的 CP の破れ

間接的 CP の破れは、B^0、$\bar{B^0}$ がどちらも同じ終状態に崩壊できるとき、B^0 が B^0 のまま崩壊する振幅と、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合によって B^0 が $\bar{B^0}$ に変化してから崩壊する振幅が干渉することによって生じる。$B^0 - \bar{B^0}$ 混合には複素位相を含む V_{td} が寄与し、これが CP 対称性を破る。

弱い相互作用で起こる $B^0 - \bar{B^0}$ 混合状態を

$$|\psi(t)> = a(t)|B^0> + b(t)|\bar{B^0}>$$

とおくと時間に依存する Schrodinger 方程式は、B 中間子静止系で

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} &= H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.4}$$

ここでハミルトニアン H は

$$H_{ij} = m_{ij} - \frac{i}{2}\Gamma_{ij}$$

と表すことができる。

ここで B 中間子の場合、B^0 と $\bar{B^0}$ のどちらも崩壊できる崩壊モードの分岐比が非常に小さい $(\sim 10^{-3})$ ことから

$$\frac{\Gamma_{12}}{m_{12}} \sim (\frac{m_b}{m_t})^2 \ll 1$$

であるため

$$|\Gamma_{12}| \ll |m_{12}|$$

となる。

CPT 保存を前提にすると、

$$< B^0|H|B^0 >=< \bar{B^0}|H|\bar{B^0} >$$

であるので、$m_{11} = m_{22} = m$、$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$、$m_{12} = m_{21}^*$、$\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$ となる。式 (1.4) を対角化して解いた結果、得られる解を ψ_1、ψ_2 とすると

$$|\psi_1 > = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|B^0 > +q|\bar{B^0} >) \tag{1.5}$$

$$|\psi_2 > = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|B^0 > -q|\bar{B^0} >) \tag{1.6}$$

ψ_1、ψ_2 のそれぞれに対応する固有値を λ_1、λ_2 とおくと

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= H_{11} + \sqrt{H_{12}H_{21}} = m_1 - i/2\Gamma_1 \\ \lambda_2 &= H_{11} - \sqrt{H_{12}H_{21}} = m_2 - i/2\Gamma_2 \\ \frac{q}{p} &\cong \sqrt{\frac{H_{12}^*}{H_{12}}} = e^{-2i\phi_M} \end{aligned}$$

ここで ϕ_M は混合を表す位相である。

つぎに B^0 の時間発展について考える。式 (1.5)、(1.6) から $|B^0 >$ および $|\bar{B^0} >$ を求めると以下のようになり、

$$|B^0 > = \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2p}(|\psi_1 > +|\psi_2 >)$$

$$|\bar{B^0} > = \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2q}(|\psi_1 > -|\psi_2 >)$$

さらに、$t = 0$ のときに B^0 または $\bar{B^0}$ の状態だったものは、時刻 t において

$$|B^0(t) > = \frac{1}{2p}(|\psi_1 > e^{-i\lambda_1 t} + |\psi_2 > e^{-i\lambda_2 t})$$

$$|\bar{B^0}(t) > = \frac{1}{2q}(|\psi_1 > e^{-i\lambda_1} - |\psi_2 > e^{-i\lambda_2})$$

のような混合状態になる。$|\psi_1>$、$|\psi_2>$ は式 (1.5)、(1.6) で与えられているので

$$|B^0(t)> = \frac{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}{2}(e^{-i\lambda_1 t}+e^{-i\lambda_2 t})|B^0> + \frac{q}{2p}(e^{-i\lambda_1 t}-e^{-i\lambda_2 t})|\bar{B^0}> \tag{1.7}$$

$$|\bar{B}^0(t)> = \frac{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}{2}(e^{-i\lambda_1 t}+e^{-i\lambda_2 t})|\bar{B^0}> - \frac{p}{2q}(e^{-i\lambda_1 t}-e^{-i\lambda_2 t})|B^0> \tag{1.8}$$

さらに

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= \lambda_2-\lambda_1\\ &= (m_2-m_1)-\frac{i}{2}(\Gamma_2-\Gamma_1)\\ &= \Delta m-\frac{i}{2}\Delta\Gamma\\ g_\pm(t) &= \frac{1}{2}(e^{-i\lambda_1 t}\pm e^{-i\lambda_2 t})\end{aligned}$$

とおくと、式 (1.7)、(1.8) は

$$|B^0(t)> = g_+(t)|B^0> + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B^0}> \tag{1.9}$$

$$|\bar{B}^0(t)> = g_+(t)|\bar{B^0}> + \frac{p}{q}g_-(t)|B^0> \tag{1.10}$$

となる。ここで B^0 からも $\bar{B}^0$ からも崩壊でき、CP 固有状態になっている終状態 f_{CP} への振幅を
$< f_{CP}|H|B^0> = A(f)$、$< f_{CP}|H|\bar{B}^0> = \bar{A}(f)$
とすると、式 (1.9)、(1.10) は

$$\begin{aligned}< f_CP|H|B^0(t)> &= g_+(t)< f_CP|H|B^0> + \frac{q}{p}g_-(t)< f_CP|H|\bar{B^0}>\\ &= A(f)g_+(t)+\bar{A}(f)\frac{q}{p}g_-(t)\\ < f_CP|H|\bar{B^0}(t)> &= g_+(t)< f_CP|H|\bar{B}^0> + \frac{p}{q}g_-(t)< f_CP|H|B^0>\\ &= \bar{A}(f)g_+(t)+A(f)\frac{p}{q}g_-(t)\end{aligned}$$

同様に、$< \bar{f}_{CP}|H|B^0> = A(\bar{f})$、$< \bar{f}_{CP}|H|\bar{B}^0> = \bar{A}(\bar{f})$ とすると、

$$\begin{aligned}< \bar{f}_{CP}|H|B^0(t)> &= A(\bar{f})g_+(t)+\bar{A}(\bar{f})\frac{q}{p}g_-(t)\\ < f_{CP}|H|\bar{B}^0(t)> &= \bar{A}(\bar{f})g_+(t)+A(\bar{f})\frac{p}{q}g_-(t)\end{aligned}$$

よって終状態 f_{CP}、$\bar{f}_{CP}$ への崩壊振幅は

$$\Gamma(B^0 \to f_{CP}) = |< f_{CP}|H|B^0(t) >|^2 \propto \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 t}G$$
$$\Gamma(\bar{B^0} \to \bar{f}_{CP}) = |< \bar{f}_{CP}|H|\bar{B^0}(t) >|^2 \propto \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 t}\bar{G}$$

のように表せる。G は

$$G = e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}|A(f)|^2[\frac{1}{2}(1+|\beta|^2)e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t} + \frac{1}{2}(1+|\beta|^2)e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}$$
$$+(1-|\beta|^2)cos(\Delta mt) + 2Im[\frac{q}{p}\bar{\rho}(f)]sin(\Delta mt)]$$

ここで、

$$\beta = \frac{q}{p}\bar{\rho}(f)$$
$$\bar{\rho}(f) = \frac{\bar{A}(f)}{A(f)}$$

である。次に具体例として $B \to J/\psi K_S$ の場合を考える。

それぞれの崩壊振幅は

$$A(B^0 \to J/\psi K^0) = V_{cs}V_{cb}^*$$
$$\bar{A}(\bar{B^0} \to J/\psi \bar{K^0}) = V_{cb}V_{cs}^*$$

ところで、

$$|K^0> = \frac{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}{2p}(|K_S> + |K_L>)$$
$$|\bar{K^0}> = \frac{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}{2q}(|K_S> - |K_L>)$$

であることから、

$|A(B^0 \to J/\psi K^0)| = |\bar{A}(\bar{B^0} \to J/\psi \bar{K^0})|$

ならば、

$|A(B^0 \to J/\psi K_S)| = |\bar{A}(\bar{B^0} \to J/\psi K_S)|$

である。したがって、

$$|\bar{\rho}(J/\psi K_S)| = |\frac{\bar{A}(B^0 \to J/\psi K_S)}{A(B^0 \to J/\psi K_S)}|$$
$$= |\frac{\bar{A}(\bar{B^0} \to J/\psi K_S)}{A(B^0 \to J/\psi K_S)}| = 1$$

さらに $|\frac{q}{p}| \sim 1$ であるので

$$\frac{q}{p}\bar{\rho}(J/\psi K_S) \equiv e^{i\phi_1}$$

となり、$e^{-\Delta\Gamma t} \sim 1$ として G と $\bar{G}$ を求めると

$$G = 2|A(J/\psi K_S)|^2(1 + Im[\frac{q}{p}\bar{\rho}(J/\psi K_S)]sin(\Delta mt))$$
$$\bar{G} = 2|A(J/\psi K_S)|^2(1 - Im[\frac{q}{p}\bar{\rho}(J/\psi K_S)]sin(\Delta mt))$$

$B \to J/\psi K_S$ 崩壊の CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$\begin{aligned} A_{CP}(t) &\equiv \frac{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) - \Gamma(\bar{B^0} \to J/\psi K_S)}{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) + \Gamma(\bar{B^0} \to J/\psi K_S)} \\ &= Im[\frac{q}{p}\bar{\rho}(J/\psi K_S)]sin(\Delta mt) \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} Im[\frac{q}{p}\bar{\rho}(J/\psi K_S)] &= Im[\frac{\bar{A}(\bar{B^0} \to J/\psi K_S)}{A(B^0 \to J/\psi K_S)}] \\ &= Im(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}) \\ &= sin(2\phi_1) \end{aligned}$$

が得られる。つまり $B \to J/\psi K_S$ 崩壊の CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ の観測からユニタリティ三角形の角度 ϕ_1 を測定できる。

前節で述べたように、小林・益川理論によるとこの CP 非対称度がオーダー 0.1∼1 と、大きなものになることが期待できるのである。

特に注意すべきことは、$A_{CP}(t)$ は $-\infty \leqq t \leqq \infty$ の範囲で積分すると 0 になってしまうので、B 中間子の崩壊における CP の破れを観測するには B 中間子系の時刻 t を測り、さらに CP 固有状態 f_{CP} へ崩壊した側の B 中間子が $t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B}^0$ であったかを同定しなければならない、ということである。

このような測定を可能にするために建設された KEKB 加速器と Belle 測定器について次章で詳しく述べるが、2001 年 7 月の時点では

$$sin2\phi_1 = 0.99 \pm 0.14(stat) \pm 0.06(sys)$$

という結果が得られている。

第2章　実験装置

2.1　KEKB 加速器

KEK(高エネルギー加速器研究機構) で 1994 年 4 月から建設を開始し、1998 年 11 月に完成した B ファクトリー (KEKB) は 8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子を衝突させる、非対称エネルギー、2 リング型の電子・陽電子衝突型加速器である。電子と陽電子を重心系エネルギー 10.58GeV で衝突させることにより、b クォークと $\bar{b}$ クォークの共鳴状態である $\Upsilon(4s)$ を大量に発生させる。この $\Upsilon(4s)$ は $B\bar{B}$ 中間子対に崩壊するため、CP の破れを観測するのに必要な大量の B 中間子を作り出すことが可能となる。

さらにこの B 中間子の崩壊過程を詳しく解析することで CP の破れを測定するのが目的であることは前章で述べたとおりである。

要するに B ファクトリー実験で重要なことは、

1. できるかぎり多くの B 中間子を作り出すこと、
2. 大量に発生した事象の中から目的の CP 固有状態への崩壊を拾い出すこと、
3. CP 固有状態への崩壊が B から崩壊したのか $\bar{B}$ から崩壊したのかを決定すること (Flavor Tagging)、
4. 崩壊時間差の測定である。

1. は KEKB 加速器、2. から 4. は主に Belle 検出器の役割である。

以下、KEKB 加速器の特徴について述べる。

- 高いルミノシティ
  衝突型加速器においてビームの強度を表す量をルミノシティという。多くの B 中間子を作り出すためには高いルミノシティが要求され、これが KEKB 加速器の 1 つの特徴となっている。ルミノシティ L は次のように定義される。

$$L = 2.2 \times 10^{34} \xi (1 + r) \left(\frac{EI}{\beta_y^*} \right)_{\pm} [cm^{-2} s^{-1}]$$

E : ビームのエネルギー [GeV]
I : 蓄積電流 [A]
ξ : ビームビームチェーンシフト
(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]

$+$ は陽電子、$-$ は電子の場合である。KEKB では ξ を 0.05、β_y^* を $1cm$ と仮定している。(r は $0.01 \sim 0.03$ と小さいので無視する) 電流は目標ルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ に対し e^- リングでは 1.1A、e^+ リングでは 2.6A となる。また、式からもわかるように蓄積電流とビームエネルギーの積は両リングで等しいので、エネルギーの低い e^+ リングにより大きな電流を蓄積することになる。さらに 1 つのバンチが持てる電流は数 mA に限られるため、各リングに約 5000 個のバンチを蓄積し、電流を分散させている。

- 非対称エネルギー
まず電子と陽電子ビームのエネルギーが対称である場合を考える。$\Upsilon(4s)$ から生成された B 中間子対のの質量は $\Upsilon(4s)$ の質量とほぼ等しく、寿命が短い (約 10^{-12} 秒) ので $\Upsilon(4s)$ 静止系において $B\bar{B}$ 中間子対はほとんど静止している。つまり $B\bar{B}$ 中間子対は生成してから崩壊するまでほどんど動かないのである ($\sim 10\mu m$)。この場合 B 中間子が崩壊までに走った距離の測定は技術的に難しく、そこから崩壊時間差の測定などは無理である。そこで電子と陽電子ビームのエネルギーを非対称にし、生成する $\Upsilon(4s)$ に運動量を持たせる。すると $B\bar{B}$ 中間子対もある程度の運動量を持つことになり、崩壊するまでに約 $200\mu m$ 走る。これは十分測定可能な距離であり、崩壊時間差も測定できるのである。

- 有限角度衝突
KEKB 加速器では電子、陽電子ビームに有限の角度を持たせた有限角度衝突方式をとっている。もう一つの方法に正面衝突式がある。この場合は、衝突点まで別々のリングを走ってきたビームを偏向電磁石で軌道を曲げ、一本のダクト内で衝突させ、再び偏向電磁石によって電子と陽電子ビームに分離しなければならない。この一連の偏向電磁石による軌道変化

によって、放射光が発生しビームに悪影響を及ぼす。

一方で有限角度衝突方式の場合、角度を持たせることで自然にビーム同士は衝突し、分離していく。よって衝突点付近に電磁石を置く必要がないので放射光も発生せず、さらにバンチ間隔を詰められるという利点もある。

以上のような理由から KEKB 加速器では有限角度衝突が採用されている。図 2.1 に KEKB 加速器の全体像を示す。

まとめると、

- 2 リング型衝突加速器
  陽電子ビーム (LER) : 3.5GeV
  電子ビーム (HER) : 8.0GeV
- 重心系エネルギー 10.58GeV
- ルミノシティ
  目標 : $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$
  現在 :
- 有限角度衝突 : $\pm 11 mrad$
- ビームサイズ : $\sigma_y \sim 3\mu m$、$\sigma_x \sim 100\mu m$

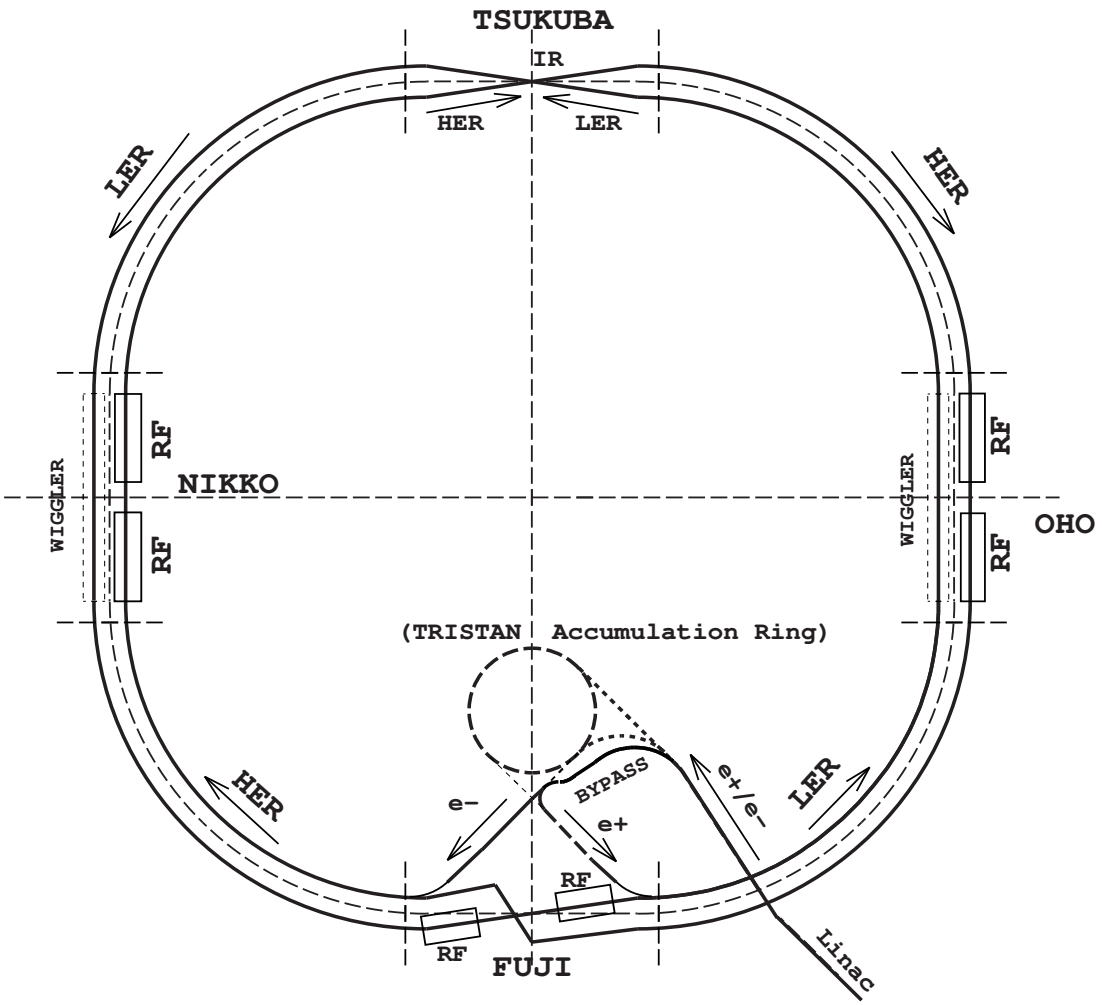
TSUKUBA
IR
HER
LER
LER
HER
RF
RF
WIGGLER
NIKKO
WIGGLER
RF
RF
OHO
(TRISTAN Accumulation Ring)
HER
e−
BYPASS
e+
e+/e−
LER
RF
RF
FUJI
Linac

図 2.1: KEKB 加速器

2.2 Belle 検出器

前小節の 2 から 4 のことを実行するには、粒子の崩壊点や粒子の種類などの情報を得るために高性能の検出器が必要となる。そのため Belle 検出器は 7 つの検出器の組み合わせで構成されている。それぞれの検出器の役割をビームパイプに近い順に表 2.1 にまとめた。

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

表 2.1: 各検出器の目的

図 2.2 は Belle 検出器の全体像である。Belle 検出器の座標系は、電子陽電子ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行方向を z 軸、これに垂直な鉛直上向きを y 軸としている。円筒形の 3 次元座標系を用いるときは、r、ϕ、θ の 3 変数で表す。r は z 軸からの距離、ϕ は z 軸まわりの角度、θ は z 軸からの角度である。以下、各検出器について詳しく述べる。

2.2.1 SVD(粒子崩壊点測定器)

SVD(Sillicon Vertex Detector) は粒子の崩壊位置を正確に測定するための検出器である。SVD には Δz の精密な測定が要求されるが、それは $\sin 2\phi_1$ 測定には $\sigma(\Delta z) 100\mu$m の分解能が必要だからである。実際には $\sim 10\mu$m のオーダーの分解能を実現させている。

SVD には DSSD(Double-side Sillicon Strip Detector) という半導体検出器が使用されている。Sillicon Strip Detector とは厚さ約 300μm でシリコン板の片面に電極が付いた検出器である。この SSD を発展させ、電極を両面に直交する方向に取り付ける。こうすることにより、1 枚で 2 方向の位置情報を得ることができるようになる。電極の方向は片面が r-θ 方向、もう片方が z 方向になって

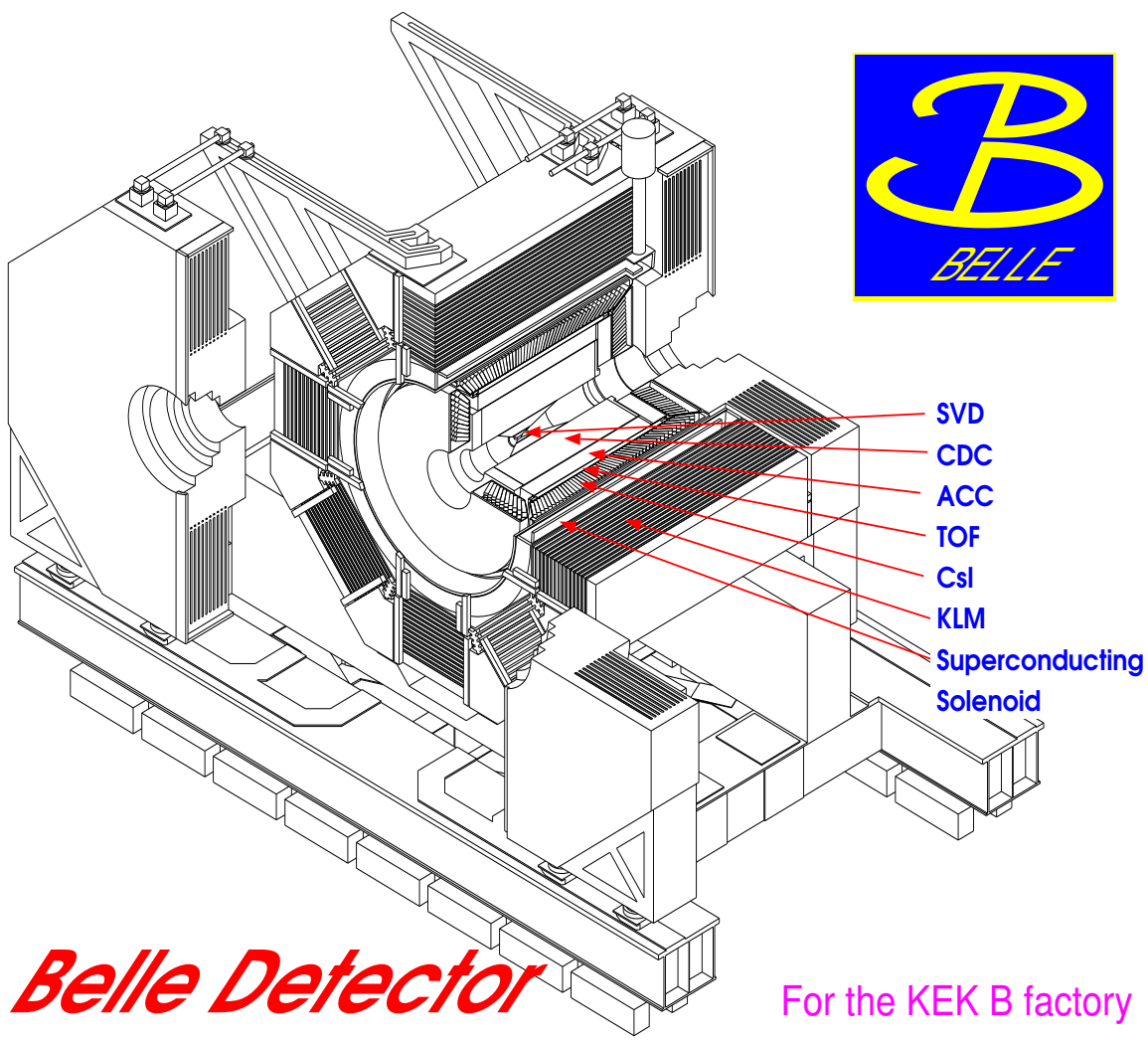

図 2.2: BELLE 検出器全体像

いる。これが DSSD である。

SVD の情報は $\sin 2\phi_1$ 測定に不可欠なほか、運動量分解能の向上にも役立つ。特に $D^* \to D\pi$ の崩壊で生じる π のような低運動量の飛跡に対しては効果が大きい。さらには background の軽減のためにも崩壊点の情報は有用である。

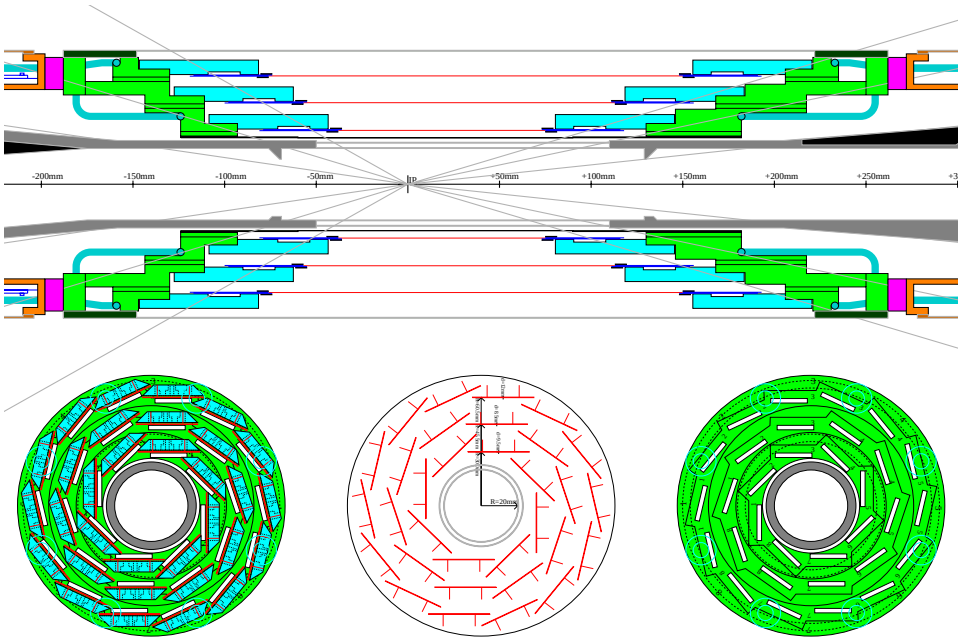

図 2.3: SVD の構造

2.2.2 CDC(中央飛跡検出器)

CDC(Central Drift Chanber) は荷電粒子の飛跡を捕らえることや、運動量の測定、dE/dx の測定が主な役割である。荷電粒子はソレノイドによって作られる 1.5T の磁場によって、粒子の運動量に応じた曲率で軌道が曲げられる。つまり飛跡を検出することで粒子が持っていた運動量を測定することができるのである。また、エネルギー損失 (dE/dx) は粒子の種類によらず速さで決まるので、dE/dx と粒子の運動量がわかれば、粒子の種類を判別できるのである。

CDC は小セル型ドリフトチェンバーで、使用されているワイヤーは陽極となる anode wire と電場を作るための陰極となる field wire の 2 種類がある。anode wire は field wire で囲まれて cell と呼ばれる単位をつくる。ϕ 方向に 1 周分の

cell 群を layer と呼び、これが 50 層ある。この 50 層の layer は z 軸に平行な layer と、z 軸に ±40∼70mrad の角度を持った layer から成っている。さらにこの 50 層のレイヤーと垂直な方向に、陰極となる strip layer が配置されており、これによって 3 次元的な位置情報を得ることができる。

内部ガスは運動量や dE/dx が精度良く測れるように He:C_6H_6=50:50 になっている。

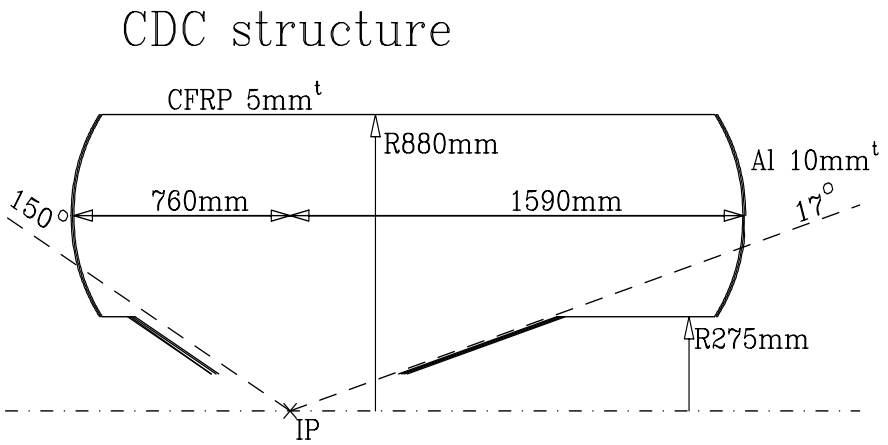

図 2.4: CDC の構造

2.2.3　ACC(K/π 粒子識別装置)

ACC(Aerogel Cerenkov Counter) の主な役割は K 中間子と π 中間子の識別である。最初でも述べたように、CP 固有状態へ B から崩壊したのか $\bar{B}$ から崩壊したのかを決定すること (Flavor Tagging) が非常に重要なのだが、荷電 K 中間子が終状態に現れた場合は K の電荷を特定できれば、始状態が B であったか $\bar{B}$ であったか知ることができる。

ACC はシリカエアロジェルを用いた、閾値型チェレンコフカウンターである。一般に屈折率 n の物質に速度 β の粒子が入射した場合、

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

ならばチェレンコフ光を発生する。CDC によって運動量がわかっているので、適当な屈折率の物質を選べば、ACC がチェレンコフ光を発生したか、しなかったかで、粒子の識別ができる。広い運動量領域で精度良い K/π 識別を行うために、エアロジェルの屈折率は 1.01∼1.03 となっている。1.2∼3.5GeV/c の運動量の K/π 識別が可能である。

2.2.4 TOF(飛行時間測定器)

TOF(Time of Fright Counters) はプラスチックシンチレーションカウンターであり、主な役割はビーム衝突点からの粒子の飛行時間を測定することによって、粒子識別を行うことである。TOF の時間分解能は 100psec で、識別可能領域は 1.2GeV/c 以下である。また、非常に速いトリガー信号にも使われる。

2.2.5 ECL(電磁カロリメーター)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) の役割は電子と光子のエネルギー測定である。光子は CDC 内に飛跡を残さないので光子の入射およびエネルギー測定は ECL でのみ行うことができる。

高エネルギーの電子や光子が物質に入射すると電磁シャワーを生成し、エネルギーを失う。このとき発生するシンチレーション光を電気信号に変換して読み出すことにより、入射粒子のエネルギーを測定できるのである。

B 中間子の崩壊から生じる光子のエネルギーは約 20MeV から 4GeV になる。さらに測定器の較正やルミノシティの算出に、Bhabha 散乱や $e^+e^- \to \gamma\gamma$ 反応が用いられるため、ECL は最高 8GeV までの広いエネルギー領域をカバーしなければならない。このような事情により ECL ではシンチレーターとして CsI(Tl) 結晶を用い、そのシンチレーション光をフォトダイオードで読み出す方法を採用している。CsI(Tl) 結晶は断面積約 $6cm \times 6cm$、長さ $30cm$ で、全部で 8736 本が衝突点を囲むように配置されており、検出領域は $17 < \theta < 150$ である。ECL の全体図を図に示す。

2.2.6　KLM(K_L、μ 粒子検出器)

KLM(K_L and Muon Detector) は K_L 中間子と μ 粒子の検出を行うのが目的である。K_L は電荷を持たないため、物質と強い相互作用をして荷電粒子を放出したときにのみ検出でき、μ 粒子は透過力が強いため、飛程が長いことを利用して検出する。このため、検出器層と吸収材層を交互に配置した多層構造が採用されている。検出器層には Resistive Plate Counter(RPC) を使用し、これは平行平板スパークカウンターを原型とした粒子検出器である。吸収材層は鉄板で、バレル部は鉄 14 層、検出器 15 層、エンドキャップ部は鉄、検出器ともに 14 層から構成されている。検出領域は $25 < \theta < 145$ である。

2.2.7　トリガーおよびデータ収集システム

Belle 実験では非常に小さな崩壊分岐比の事象を観測するため、$10^{34}cm^{-2}s-1$ の高いルミノシティでビームを衝突させる。このときビームの交差率は 508MHz におよぶ。その内、中性 B 中間子対を含むハドロン事象の生成率が約 50Hz、Bhabha 散乱や $e^+e^- \to e^+e^-$、$e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ などを合わせると約 100Hz になる。一方で Background としてビームと残留ガスとの衝突や宇宙線によるものなどが 1000 倍以上発生する。この莫大な事象の中から物理的に興味のある事象だけを効率よく抽出するためのシステムがトリガーシステムである。

データ収集システム (DAQ) は、事象読みだし、データ転送、タイミングコントロールなどを行うのが主な役割である。読み出しは各検出器それぞれ平行して行われており、読み出されたデータはイベントビルダーに転送される。その後 Online Computer farm で事象の選択、処理が行われ、最終的には Strage system に蓄積される。

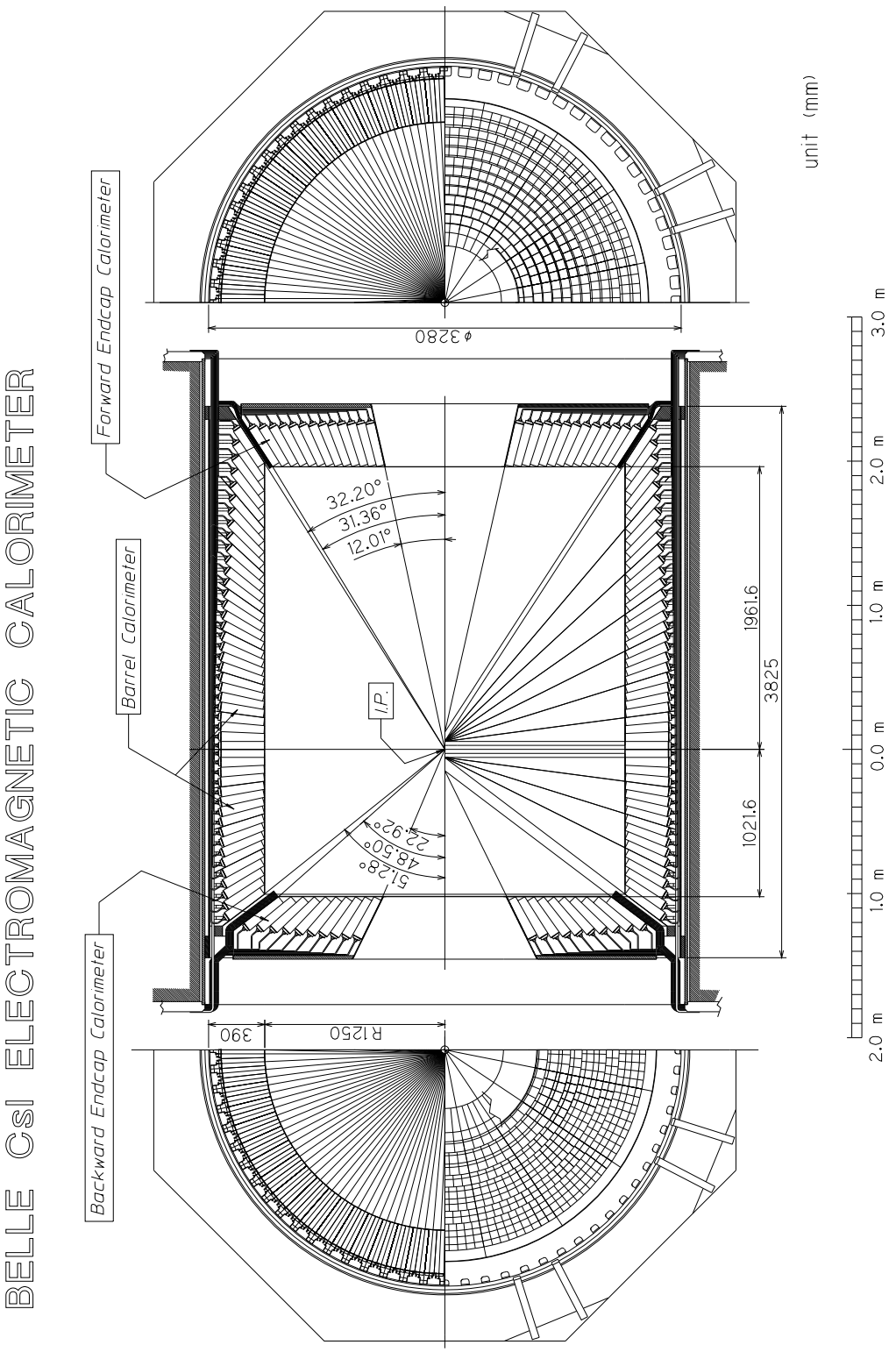
BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER
Forward Endcap Calorimeter
Barrel Calorimeter
Backward Endcap Calorimeter
unit (mm)
φ3280
32.20°
31.36°
12.0°
I.P.
1961.6
3825
1021.6
51.28°
48.50°
22.92°
390
R1250
3.0 m
2.0 m
1.0 m
0.0 m
1.0 m
2.0 m

図 2.5: ECL の構造

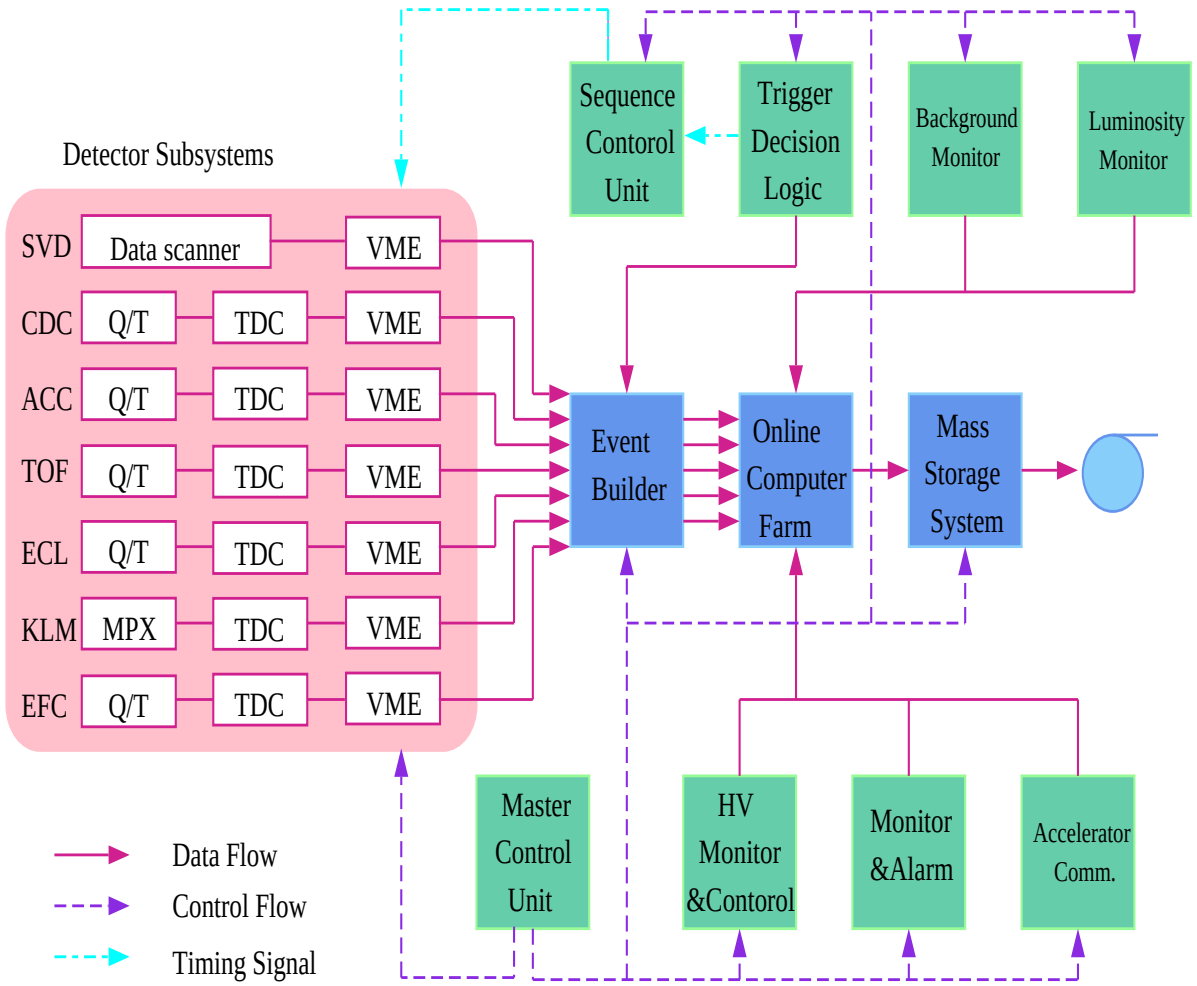

図 2.6: Data 収集システム

第3章　$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の測定

3.1　$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の理論的背景

崩壊分岐比について

$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊は $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じ、この tree diagram は図 3.1 のようになる。

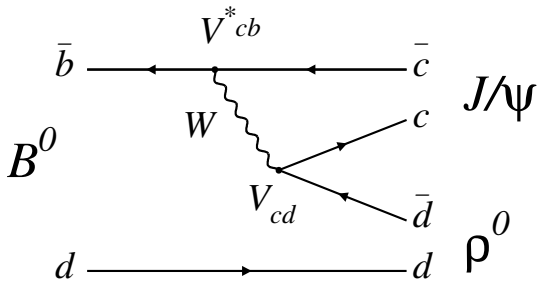

図 3.1: $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊

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、J/ψ と ρ^0 はともに $J^{PC} = 1^{--}$ のベクトル中間子である。ここで J はスピン、P と C はそれぞれ P 変換、C 変換の固有値である。

ところで、$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊と同様に 2 つのベクトル中間子に崩壊する過程が $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊である。こちらは $b \to c\bar{c}s$ 遷移で生じ、この tree diagram は図 3.2 のようになる。

これも $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊と同様に遷移振幅に複素位相は存在しない。$B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊の分岐比はすでに測定されているので、これを用いると $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の分岐比を見積もることができる。

$$\begin{aligned} \frac{Br(B \to J/\psi\rho^0)}{Br(B \to J/\psi K^{*0})} &\sim \frac{|\frac{V_{cb}^* V_{cd}}{\sqrt{2}}|^2}{|V_{cb}^* V_{cs}|^2} \\ &= \frac{1}{2}|\frac{V_{cd}}{V_{cs}}|^2 \sim \frac{\lambda^2}{2} \sim 2 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

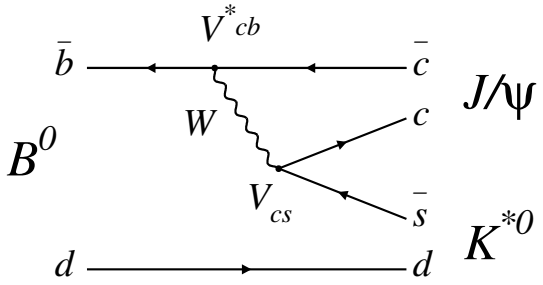

図 3.2: $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊

ここで $B \to J/\psi\rho^0$ の係数 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ は Clebsh-Gordan 係数である。$B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊の分岐比は $(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ であるので $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の分岐比は 10^{-5} のオーダーになると予想できる。

polarization について

$B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊は、擬スカラー中間子 $(J^{PC} = 0^{--})$ 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 間の軌道角運動量は L =0、1、2 の 3 通りがあり、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。C 固有値は $C = -1$ なので、

$$\begin{aligned} CP &= +1 \\ CP &= -1 \end{aligned}$$

となり、$J/\psi\rho^0$ は CP 固有状態ではなく、この 2 つの状態の重ね合わせと考えられる。このままでは $B \to J/\psi K_S$ のように $sin2\phi_1$ 測定に用いることはできないが、それぞれの CP 固有値の寄与の大きさがわかれば、$sin2\phi_1$ 測定を行える可能性がでてくる。

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

のように崩壊するので終状態に現れるレプトンと π 中間子の角度分布を観測することにより $CP = +1$ 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 $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊では角度分布の観測等が行われており、$sin2\phi_1$ 測定を行うモードとして取り扱われていることから、$B \to J/\psi \rho^0$ 崩壊においても同様に polarization を測定することを目指す。

本研究では以上のことをふまえて、第一段階として崩壊分岐比の測定を行うことが目的である。

3.2 事象選別

本解析は、1999 年 10 月から 2001 年 7 月までに収集された積分ルミノシティ $29.4fb^{-1}$ のデータを用いた。これは 31.3×10^6 個の $B\bar{B}$ 事象の生成に対応する。

3.2.1 $B\bar{B}$ 事象の選別

J/ψ 粒子を含む崩壊過程の再構成のためにハドロン事象は次のような条件より選ばれる。

- ビーム軸に最も近いところで、$|r| < 2.0cm$、$|z| < 4.0cm$
- xy 平面に投影した運動量が 0.1GeV/c 以上

この 2 つの条件を満たす飛跡が 3 本以上あり、この飛跡が ECL につくるシャワーのエネルギーは 0.1GeV 以上とする。さらに、

$$0.1E^* < E^*_{ECL} < 0.8E^*$$
$$P^* + E^*_{ECL} > 0.2E^*$$
$$|P^*_z + E^*_{zECL}| < 0.5E^*$$

ここで E^*_{ECL}:全シャワーのエネルギー、P^*:全飛跡の運動量、E^*:全重心系エネルギーである。以上の条件をすべて満たす事象をハドロン事象とした。モンテカルロシュミュレーションによると上の条件で選別されたハドロン事象の 99% 以上が $B\bar{B}$ 事象と J/ψ 粒子を含んだ事象となっている。

3.2.2 荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別

Belle 検出器では荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別は、CDC、TOF、ACC の 3 つの検出器の情報を組み合わせて行う。すなわち、CDC でのエネルギー損失 (dE/dx)、TOF での飛行時間、ACC での光電子数 (N_{pe}) の情報の組み合

わせであり、識別可能な運動量領域はそれぞれ 0.8GeV/c 以下、1.2GeV/c 以下、1.2~3.5GeV/c となっている。以上 3 つの検出器の情報から粒子同定確率 $(Likelihoodratio)$、$Prob(i:j)$ は、

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

のように定義される。ここで i は選別したい粒子、j は background の粒子で、e, μ, π, K, p のいずれかで、P_i、P_j は i、j それぞれの粒子の Likelihood である。$Prob(i:j)$ は粒子 i と測定される確率のようなものであり、$Prob(i:j)$ の区間は [0,1]、どちらの粒子かわからない場合は $Prob(i:j) = 0.5$ となる。P_i は 3 つの検出器の情報から求めた確率の積で、

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

となっている。

3.2.3 電子識別

電子識別は $J/\psi \to e^+ e^-$ の再構成のために必要であるが、この他にも flavor tagging や $b \to c(u)e\nu$ 崩壊に関する解析などにとっても非常に重要である。電子の識別には次の 6 つの観測量を用いる。

1. ECL における、cluster の位置と外挿した飛跡の位置との Matching
2. ECL で測定された cluster のエネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の飛跡の運動量 p との比
3. ECL での shower の形状 (E9/E25)
4. CDC による dE/dx
5. ACC によるチェレンコフ光の収量
6. TOF で測定される粒子の飛行時間

(1) Matching

電子識別において最も重要なのは matching、つまり E/p の正しい値を得るために、ECL でのシャワーの位置と飛跡が ECL と交わる位置との正しい組み合わせを見つけることである。ハドロンよりも電子の方が ECL での位置分解能が良いので、電子の方が matching の質が高くなる。図 3.3 は ECL でのシャワーの位置と外挿した飛跡の位置の ϕ、θ の差を $\Delta\phi$、$\Delta\theta$ として、電子と荷電 π について示している。

電子を識別するために $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ を用いて matching χ^2 を

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

と定義する。ここで σ は電子の $\Delta\phi$、$\Delta\theta$ 分布を Gaussian で fit して得られる σ である。電子と荷電 π 中間子の χ^2 分布を図 3.4 に示した。それぞれの飛跡について、最小の χ^2 をもつシャワーを match したシャワーと定義する。さらに χ^2 は E/p や E9/E25 を算出するためにも用いられる。もし χ^2 が 50 以下ならば、その飛跡はシャワーを形成しなかったと見なし、この場合 ECL の情報は電子識別に用いられない。

(2) E/p

電子が ECL に生成するシャワーのエネルギー E は、電子の運動量 P とほぼ等しい (E∼p)。これに対してハドロンの場合は、ECL に生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量よりも小さくなる ($E < p$)。したがって E/p が 1 に近いものは電子である確率が高い。図 3.5 は電子と π 中間子の E/p 分布である。運動量領域は実験室系の運動量で $0.5 \sim 3.0$GeV/c となっている。この分布から電子とハドロン (又は μ 粒子) の区別が容易にできる。図 3.6 は実験室系での運動量と E/p の分布である。これから特に運動量が高い領域で電子とハドロンが良く分離できることがわかる。

(3) shower の形状

電磁シャワーとハドロンシャワーとでは縦横両方向で異なった形状をするので、この違いから電子とハドロンを区別することができる。まず横方向の shower の形状を比較するために、E9/E25 を定義する。ここで E9 は 3×3、E25 は 5×5 の結晶で検出されたエネルギーである。3.7 に電子と π 中間子の E9/E25 を示した。3.7 からわかるように、π 中間子は電子よりも低い領域を占める割合が多い。これは radiation length と nuclear interaction length の違いのために、電磁シャワーはハドロンシャワーよりも速く生成するからだ。さらに π 中間子の分布の E9/E25=1 付近の鋭いピークは、nuclear interaction をせずに ECL を突きぬける π 中間子に相当する。

(4) dE/dx

CDC でのエネルギー損失は dE/dx として測定される。dE/dx で電子とハドロンを効果的に選別することができる。3.8 は電子と π 中間子の dE/dx 分布である。

図 3.3: 上段：電子と π 中間子の $\Delta\phi$ 分布下段：電子と π 中間子の $\Delta\theta$ 分布

図 3.4: 電子と荷電 π 中間子の χ^2 分布

図 3.5: 電子と π 中間子の $\mathrm{E/p}$ 分布

図 3.6: 実験室系での運動量と $\mathrm{E/p}$ の分布

図 3.7: 電子と π 中間子の E9/E25 分布

図 3.8: 電子と π 中間子の dE/dx 分布

3.2.4 μ 粒子識別

μ 粒子識別には、CDC、SVD、KLM の情報を用いる。荷電粒子の飛跡は、CDC から出た位置と KLM に入った位置から外挿して再構成し、その飛跡がハドロンであるか μ 粒子であるか識別するために次の二つの量を用いる。

ΔR : 飛跡が貫いたレイヤーの数の測定値と期待値との差

χ^2 : RPC まで外挿した飛跡と実際に KLM で観測された点との偏差

ΔR と χ^2 はほとんど独立なので確率密度は

$$p(\Delta R, \chi^2) = p_1(\Delta R) \times p_2(\chi^2)$$

となる。

3.3 J/ψ の再構成

J/ψ 粒子は

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

このように崩壊するので、荷電粒子の中から電子と μ 粒子を選別し、再構成していく。まず J/ψ が電子・陽電子に崩壊した場合、両方の飛跡に電子である確率 $P > 0.01$ を要求し、J/ψ が μ 粒子対に崩壊した場合は、μ 粒子である確率 $P > 0.1$ を要求した。

以上のようにして得たレプトン対の不変質量を図 3.9 に示す。上段が実験データ、下段が MC シュミレーションで、左側が電子・陽電子対から再構成したもの、右側が μ 粒子対から再構成したものである。　J/ψ が電子・陽電子対に崩壊した場合、電子・陽電子は制動放射を起こし運動量を失うため、その分を再構成の際に補わなければならない。よって、電子・陽電子対が生成したときの運動量ベクトルとのなす角が 50mrad 以内の光子の運動量を補う。しかしそれでも運動量の損失は補いきれないため、図 3.9 に示すように $J/\psi \to e^+\ e^-$ の不変質量分布は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ のそれよりも低い方に尾を引いている。そこで不

変質量の下限を $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ よりも低く設定した。不変質量の領域は、

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

を要求し、この条件を満たすものを J/ψ の候補とした。

図 3.9: 上段：$B^0 \to J/\psi\ \rho^0$ の MC 10,000 事象を使用した分布、下段：データを使用した分布。

3.4 ρ^0 の再構成

ρ^0 粒子は $J/\psi \to \pi^+\pi^- : \sim 100\%$ のように崩壊するので、π 中間子対から再構成する。そして、

$$\begin{aligned} P_{eid} &< 0.1 \\ P_{\mu} &< 0.9 \\ P_{K} &< 0.4 \end{aligned}$$

を満たすものを π と識別した。また、$\bar{B^0} \to J/\psi\rho^0(J/\psi \to l^+l^-, \rho^0 \to \pi^+\pi^-)$ の MC 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が図 3.10 である。これからもわかるように $\Upsilon(4S)$ 重心系での運動量 P^*_ρ は約 $1.6GeV/c^2$ である。そこで $\pi^+\pi^-$ の重心系運動量 $P^*_{\pi\pi}$ が

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

を満たすことを要求した。以上のような条件で実験データを用いて再構成した ρ^0 の不変質量 $M_{\pi\pi}$ 分布を図 3.11 に示した。ここで、

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

の領域中のものを ρ^0 の候補とした。ρ^0 の質量 $M_{\rho^0} = 0.770GeV/c^2$ である。

3.5 $B \to J/\psi\rho^0$ 事象の再構成

これまでに再構成した J/ψ と ρ^0 事象を用いて J/ψ と ρ^0 が同じ B 中間子から崩壊した事象をさがす。B^0 の再構成のためには、beam constrained mass(M_{bc}) と、エネルギー差 (ΔE) を定義する。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right)^2 - |\vec{P}^*_{J/\psi} + \vec{P}^*_{\rho}|^2} \tag{3.1}$$

$$\Delta\ E = \left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right) - (E^*_{J/\psi} + E^*_{\rho}) \tag{3.2}$$

- M_{bc}
  $\Upsilon(4s)$ 重心系での B 中間子の不変質量、エネルギー、運動量をそれぞれ M_B、E_B、P_B とすると

$$M_B^2 = E_B^2 - P_B^2$$

図 3.10: ρ^0 の重心系での運動量分布

図 3.11: ρ^0 の不変質量分布

という関係が成り立つ。そこで E_B は $\Upsilon(4s)$ 重心系のエネルギー $M_{\Upsilon(4s)} = 10.58GeV$ の半分と厳密に一致するので $E_B = M_{\Upsilon(4s)}/2$ とし、P_B は前節で再構成した J/ψ と ρ^0 から測定した値を用いると、

$$M_B = \sqrt{\left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right)^2 - |\vec{P}^*_{J/\psi} + \vec{P}^*_{\rho}|^2}$$

のようになるが、このときの B 中間子の不変質量 M_B を beam constrained mass、M_{bc} と定義する。したがって J/ψ と ρ^0 が同じ B 中間子から崩壊した事象であれば、M_{bc} は B 中間子の質量と一致する。

- ΔE
  ΔE は $\Upsilon(4s)$ 重心系で B 中間子が本来持つべきエネルギー $M_{\Upsilon(4s)}/2$ と、終状態に現れた粒子 (J/ψ と ρ^0) の全エネルギー測定値との差である。すなわち、J/ψ と ρ^0 が同一の B 中間子から崩壊したのであれば、ΔE は測定器の分解能の範囲で 0 になる。

そこで、M_{bc} と ΔE から $B \to J/\psi\rho^0$ 候補の事象選別を行う。$B \to J/\psi\rho^0$ のモンテカルロシミュレーション、10,000 事象を用いた ΔE と M_{bc} の二次元プロット、ΔE と M_{bc} 分布が図 3.12 で、データを用いた ΔE と M_{bc} の二次元プロット、ΔE、M_{bc} 分布が図 3.13 である。

シミュレーション分布より、

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

この両方を満たす領域をシグナル領域とした。

データによる ΔE 分布は、シグナル領域から低い方に外れた所にも大きなピークが見える。これは

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

の寄与である。これについては次節で詳しく述べることにする。モンテカルロシミュレーションから、$B \to J/\psi\rho^0$ 候補の検出効率は 22.9% である。

図 3.12: $B \to J/\psi\rho^0$ の MC 10,000 事象を使用した $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、ΔE 分布 (上段:右)、M_{bc} 分布 (下段)

図 3.13: $B \to J/\psi\rho^0$ の Data を使用した $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、ΔE 分布 (上段:右)、M_{bc} 分布 (下段)

3.6　バックグラウンドの見積もり

バックグランドとして最も寄与の大きいものは、

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

である。この崩壊モードは

- 終状態が J/ψ と、異符号の荷電ハドロン 2 つであり、これは $B \to J/\psi\rho^0$ の終状態とよく似ている
- Cabibbo 抑制がない (λ の次数が 1 つ低い) ので $B \to J/\psi\rho^0$ よりも 2 桁多く生じる

この 2 つの要因から $B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$ が最も顕著なバックグランドとして現れる。$B \to J/\psi\rho^0$ を再構成するときには J/ψ と 2 つの荷電ハドロンを用いるが、式 () の条件を満たす荷電ハドロンは両方とも π 中間子と見なしている。このため、$B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to \underline{K}^+\pi^-)$ の終状態に現れる K 中間子に π 中間子の質量を与えてしまった場合、再構成された事象の ΔE は 0 よりも低い方に分布することになる。したがって図の低い方にピークを作っているのは、$B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$ の寄与であることが予想できるのである。

図 3.14 はモンテカルロシミュレーションから見積もったバックグランドと、データの ΔE 分布である。

ヒストグラムがバックグランドに、エラーバー付きの点がデータに対応している。シグナルが期待される領域ではバックグランドの寄与は少ない。逆にシグナル領域以外についてはモンテカルロから見積もったバックグランドとデータがほぼ同じような描像をしている。さらに色分けからもわかるように $\Delta E \sim 100MeV$ 付近には $J/\psi K^{*0}$ の寄与が多く、前に述べた予測が正しかったことを示している。

また、$\Delta E \geq 0.05MeV$ の領域に見られる $J/\psi K^-$ の寄与は $B^- \to J/\psi K^-$ 崩壊のときに反対側の B^+ の崩壊から低運動量の π^+ が生じていた場合、この π^+ と K^- を組み合わせて $B^0 \to J/\psi K^-\pi^+$ のように間違えて再構成してしまったものである。よって、ΔE は高い方に分布する。

バックグランドの規格化には表 3.1 の崩壊分岐比を用いた。さらに規格化したバックグランドのそれぞれの事象数をまとめたものが表 3.2 である。

図 3.14: ΔE 分布

崩壊過程	分岐比
$\bar{B}^0 \to J/\psi\bar{K}^{*0}$	$(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
$B^- \to J/\psi K^-$	$(10.0 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
$\bar{B}^0 \to J/\psi K_s$	$(8.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$
$\bar{B}^0 \to J/\psi\bar{K}^{*0}(1430)$	$(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
$J/\psi \to l^+l^-$	$(5.93 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
$\bar{K}^{*0} \to K^-\pi^+$	0.6657

表 3.1: 規格化に使用した分岐比

崩壊モード	事象数
$\bar{B}^0 \to J/\psi\bar{K}^{*0}(\bar{K}^{*0} \to K^-\pi^+)$	$8.2 \pm 1.7 \pm 0.9$
$B^- \to J/\psi K^-$	$1.1 \pm 0.6 \pm 0.1$
$\bar{B}^0 \to J/\psi K_S$	$3.9 \pm 0.8 \pm 0.5$
$\bar{B}^0 \to J/\psi\bar{K}^{*0}(1430)(\bar{K}^{*0}(1430) \to K^-\pi^+)$	$0.5 \pm 0.2 \pm 0.6$
$B \to J/\psi X$	11.0 ± 1.0
計	$24.7 \pm 2.2 \pm 1.2$

表 3.2: バックグラウンド

3.7 崩壊分岐比の算出

約 $31.9 \times 10^6 B\bar{B}$ 事象中から $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 事象を 57 事象観測し、そのうちモンテカルロシミュレーションで見積もったバックグランドは 24.7 事象であった。この結果を受け、以下では $B^0 \to J/\psi\rho^0$ の崩壊分岐比を求めていく。

崩壊分岐比は次のように定義できる。

$$Br(B^0 \to J/\psi\rho^0) = \frac{N_{obs} - N_{BG}}{\epsilon Br(J/\psi \to l^+l^-)N_{BB}} \tag{3.3}$$

ここで式 (3.3) で用いられる値は表 3.3 にまとめてある。

崩壊分岐比を計算すると、

$$Br(B^0 \to J/\psi\rho^0) = (3.74 \pm 0.87(stat.) \pm 0.50(sys.)) \times 10^{-5} \tag{3.4}$$

(stat.) とは statistic error(統計誤差)、(sys.) とは systematic error(系統誤差) である。これらについては次節で詳しく述べていく。

$B^0 \to J/\psi\rho^0$ の観測数	N_{obs}	57 事象
バックグランド数	N_{BG}	24.7 事象
検出効率	ϵ	22.9 %
$B\bar{B}$ 事象数	N_BB	31,921,066 事象
$J/\psi \to l^+l^-$ の崩壊分岐比	$Br(J/\psi \to l^+l^-)$	$(11.18 \pm 0.14)\%$

表 3.3: 崩壊分岐比算出に使用する値

3.8 誤差

以下の表 3.4 に各誤差の値を示す。表 3.4 のハドロン事象の検出、再構成の際の誤差については表 3.5 に詳細を示した。

statistical error	**22.7 %**
systematic error	**13.5 %**
検出効率 ϵ	2.1 %
Background の見積もり	7.7 %
ハドロン事象の検出、再構成	10.8 %
$Br(J/\psi \to l^+l^-)$	1.2 %
$N_{B\bar{B}}$	1.0 %

表 3.4: 誤差

ハドロン事象の検出、再構成	
tracking	2 %
Lepton ID	3 %
High momentum $\pi^{\pm}$ID	2 %
計	10.8 %

表 3.5: ハドロン事象の検出、再構成の際の誤差

ここで、表 3.5 は tracking、Lepton ID、High momentum $\pi^{\pm}$ の効率についての誤差を示しており、それぞれ 1 本の飛跡あたりの誤差である。

- tracking efficiency
  荷電飛跡をどの程度正しく再現できているかが tracking efficiency である。

この見積もり方は

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

$$\eta \to \gamma\gamma$$

の崩壊過程を用いる。2 つの崩壊のシグナルの個数を比較し、

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

を求める。$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 はほぼ 100%、$\pi^0 \to \gamma\gamma$ となるので、2 つの比をとると $\eta \to \pi^+\pi^-$ の寄与だけが残ることになる。そこでデータとモンテカルロシミュレーションの δN を比較すれば、荷電粒子の飛跡でどれだけシミュレーションを再現できているかがわかるのである。

- Lepton ID efficiency
  J/ψ を再構成するためにレプトンを用いるが、このレプトンの識別効率が Lepton ID efficiency である・。これは J/ψ を再構成するときに 1 本の飛跡にだけレプトンであるという条件を付け、J/ψ を再構成したもの–single tag (このときもう 1 本の飛跡は荷電粒子であれば何でも良い) と 2 本ともレプトンと識別された飛跡を用いて再構成した J/ψ –double tag のシグナルの個数を比較する。こうすることで荷電粒子の飛跡 1 本あたりの識別効率が求められる。

- High momentum $\pi^\pm$ ID efficiency
  これは高い運動量を持った $\pi^\pm$ が検出器の性能上、精度良く識別できないために考えなければならない誤差である。この誤差を見積もるためには

$$D^{*0} \to D^0\pi^+(D^0 \to K^-\pi^+)$$

の崩壊過程を用いる。この場合、D^{*0} の質量と D^0 の質量はほとんど同じであるために、π^+ の運動量は低く、D^0 の運動量は高い。したがって D^0 から生じた π^+ は高い運動量を持つ。そこでデータで $D^{*0} \to D^0\pi^+$ の再構成を行った結果と、モンテカルロシミュレーションでの結果とを比較すれば、どの程度高運動量の π^+ を識別できていたかがわかるのである。

3.9 結果

Belle が収集した $\int \mathcal{L}dt = 29.7fb^{-1}$ のデータから $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊のシグナル事象を観測し、崩壊分岐比は

$$Br(B^0 \to J/\psi\rho^0) \quad = \quad (3.74 \pm 0.87(stat.) \pm 0.50(sys.)) \times 10^{-5}$$

となった。PDG2000 では CLEO の値、

$$Br(B^0 \to J/\psi\rho^0) \quad < \quad 2.5 \times 10^{-4} @ 90\% CL$$

となっているのでおよそ一桁更新している。

第4章　まとめ

以上のように $B \to J/\psi\rho^0$ 崩壊の崩壊分岐比を測定することができた。しかし崩壊分岐比の算出はこれから先の物理的展望からみれば、まだ始めの一歩にすぎない。将来的には $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊と同様に偏極 (polarization) の測定が可能であり、さらには $b \to c\bar{c}d$ 遷移による崩壊、$B \to J/\psi\pi^0$、$B \to J/\psi\eta$、$B \to J/\psi\rho^{\pm}$ とともに CP 非対称度の測定が期待できる。