修士論文

中性 B 中間子の DK^{*0} 希少崩壊の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

根岸　健太郎

平成 22 年

概 要

本研究では B 中間子の崩壊 $B^0 \to DK^{*0}$ の崩壊について述べる。D は D^0 もしくは $\overline{D^0}$ であり、$K^+\pi^-$ を用いて再構成される。この崩壊は CP 非保存角 ϕ_3 の測定に重要な情報を与える。データサンプルは、Belle 実験で収集された 772×10^6 の $B\overline{B}$ ペアを用いた。シグナルのイベント数を導出した結果、崩壊分岐比 $Br(B^0 \to \overline{D^0}K^{*0}) = (4.02 \pm 0.47(stat.) \pm 0.22(syst.)) \times 10^{-5}$ と求まった。

目 次

表目次

図 目 次

第1章　はじめに

宇宙が誕生した瞬間には、物質と反物質が同量生成されたと考えられている。しかし、現在の宇宙はほとんどが物質からできており、反物質はほとんど存在しない。標準理論は多くの実験で検証されているが、この謎には未だ答えを与えてくれない。CP 対称性の破れは物質と反物質の非対称性を説明し、消滅した反物質の謎を解く鍵となる。カビボ、小林、益川によって CKM 機構 [1][2] が考案される。これは 3 世代クォークが存在し遷移することによって CP 対称性の破れは起こりうるというものである。

また標準理論では、粒子の質量や混合角などの実験によって決まる定数が多い。このようなパラメータの測定や、標準理論を超える物理の探究を目指すのがフレイバー物理である。質量に起源を持つフレーバーの混合パラメータを精密に測る事は、CP 対称性の破れをはじめとする本質的な疑問に答える上で重要なステップとなる。標準理論からのずれが測定されれば、標準理論を超える物理の手がかりが得られる。この章では CP 対称性の破れのパラメータ、CP 非保存角 ϕ_3 の測定について述べる。

1.1　CKM 機構

1.1.1　CKM 行列

CP 対称性の破れは、3 世代のクォークの混合により自動的に導かれる。標準理論において、W ボソンを介した弱い相互作用は、以下のラグランジアンで記述される。

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}}(x) = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{U}_L\gamma_\mu D_L W_\mu^+ + \overline{D}_L\gamma_\mu U_L W_\mu^-) \tag{1.1}$$

ここで g は普遍結合定数、U_L,D_L はクォークフレーバーの状態であり、

$$U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

である。添字 L は左巻き部分を意味する。クオークの質量の固有状態 U'_L,D'_L は、(1.2) をユニタリ行列 S^u,S^d によって変換することにより得られる。

$$U_L = S^u U'_L \tag{1.3}$$

$$D_L = S^d D'_L \tag{1.4}$$

したがってラグランジアン (1.1) は

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\rm int}(x) &= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{U'}_L S^{u\dagger}\gamma_\mu S^d D'_L W^+_\mu + \overline{D'}_L S^{d\dagger}\gamma_\mu U'_L S^u W^-_\mu) & (1.5)\\ &= (V_{CKM}\overline{U'}_L\gamma_\mu D'_L W^+_\mu + V^\dagger_{CKM}\overline{D'}_L\gamma_\mu U'_L W^-_\mu) & (1.6)\end{aligned}$$

とかける。ただし

$$V_{CKM} = S^{u\dagger}S^d \tag{1.7}$$

である。V_{CKM} はCKM行列と呼ばれ、その成分はクォーク間の遷移の結合定数に掛かる。例えば V_{ud} は u から d へと遷移する際に結合定数に掛かる。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

(1.7) と S^u,S^d のユニタリティーから V_{CKM} はユニタリ行列である。

ここでクォークが 3 世代であると CKM 行列に CP を破る複素位相が出現することを確認する。一般に $n\times n$ 複素行列の自由度は $2n^2$ である。まずユニタリティーを課すことにより、対角成分で n 個、その他の成分が $n(n-1)$ の自由度を持つ事から、ユニタリ行列では n^2 の自由度がある。このうち回転変換の自由度より $n(n-1)/2$ のは実数空間の回転角で表す事ができて、残りが位相角となる。しかし $2n$ 個のクォーク場は位相変換の自由度があり、全体に共通な 1 つの位相以外の $(2n-1)$ 個の位相はクォーク場に吸収できる。したがって n 世代の CKM 行列の位相の数は

$$n^2 - \frac{n(n-1)}{2} - (2n-1) = \frac{(n-1)(n-2)}{2} \tag{1.9}$$

となる。$n \leq 2$ の場合、CKM 行列は全て実数でかけることになる。CP を破る複素位相が現れるためには、3 世代以上のクォークが必要である。

1.1.2 ユニタリティー三角形

CKM 行列はクォークの混合角 θ_{ij} と複素位相 δ によって表せる。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

ここで $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}, c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$ である。標準模型からの要請により、V_{CKM} はユニタリ行列である。

$$V_{CKM}^{\dagger} V_{CKM} = 1 \tag{1.11}$$

(1.11) の b 列、d 列を含む部分をかくと、

$$V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0 \tag{1.12}$$

である。CKM 行列は複素成分を持つので、(1.12) は複素平面上に三角形を描く。

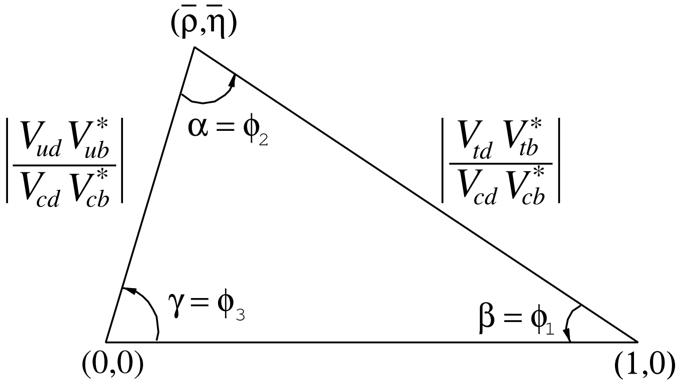

図 1.1: ユニタリティー三角形

CP 対称性の破れが生じるためには、CKM 行列が 0 でない複素位相をもつこと、つまりこの三角形の面積が 0 でないことが必要である。実験でよく用いられる Wolfenstein による表記 [4] を用いて CKM 行列をかくと、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{1.13}$$

となる。(1.10) と (1.13) の関係は

$$s_{12} \equiv \lambda,\ s_{23} \equiv A\lambda^2,\ s_{13} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \tag{1.14}$$

である。ここで λ, A, ρ, η は実数、$\lambda = \sin\theta_c \sim 0.22$ で θ_c はカビボ角である。$|A|, |\rho|, |\eta|$ は全て 1 程度の大きさである。さらに

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \tag{1.15}$$

$$\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \tag{1.16}$$

とすると

$$V_{td} = A\lambda^3(1-\overline{\rho}-i\overline{\eta}) \tag{1.17}$$

とかけるので (1.12) は $\overline{\rho},\overline{\eta}$ を用いて図 1.1 のようになる。
三角形の辺の長さは、

$$\begin{aligned} R_b &\equiv \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{\overline{\rho}^2+\overline{\eta}^2} && (1.18) \\ &= \frac{1-\frac{\lambda^2}{2}}{\lambda}\frac{|V_{ub}^*|}{|V_{cb}|} && (1.19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_t &\equiv \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{(1-\overline{\rho})^2+\overline{\eta}^2} && (1.20) \\ &= \frac{1}{\lambda}\frac{|V_{td}^*|}{|V_{cb}|} && (1.21) \end{aligned}$$

と表され、三角形の角度は

$$\phi_1 \equiv arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \tag{1.22}$$

$$\phi_2 \equiv arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \tag{1.23}$$

$$\phi_3 \equiv arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{-V_{cd}V_{cb}^*}\right) \tag{1.24}$$

となる。本論文では ϕ_1,ϕ_2,ϕ_3 と表記するが、慣例的に ϕ_1 を β、ϕ_2 を α、ϕ_3 を γ と表記する場合もある。これら $R_b,R_t,\phi_1,\phi_2,\phi_3$ は B 中間子の崩壊を用いて測定することができる。様々な現象からこれらの量を測定して矛盾がないことを確かめることは、標準理論の検証となる。ϕ_1,ϕ_2,ϕ_3 の測定結果は PDG(Particle Data Group)[3] では以下のようになっている。

- $\sin 2\phi_1 = 0.681 \pm 0.025$
- $\phi_2 = 88^{+6}_{-5}$
- $\phi_3 = 77^{+30}_{-32}$

本論文と関係する ϕ_3 は、これらの角度のうちで最も測定が困難である。

1.2 CP 非対称性

1.2.1 $B^0-\overline{B}^0$ 混合

B 中間子の CP の非対称性を考えるにあたり、二つのフレーバーの固有状態 B^0 と $\overline{B}^0$ の混合を考える。まず、フレーバーの固有状態の任意の線形結合を

$$a\left|B^0\right\rangle+b\left|\overline{B}^0\right\rangle \tag{1.25}$$

とかくと、この時間発展は

$$i\hbar\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}a\\b\end{pmatrix}=\mathcal{H}\begin{pmatrix}a\\b\end{pmatrix}\equiv(M-i\Gamma)\begin{pmatrix}a\\b\end{pmatrix} \tag{1.26}$$

とかける。ここで M,Γ は 2×2 のエルミート行列である。今、質量の固有状態 $|B_H\rangle$,$|B_L\rangle$ は

$$|B_H\rangle=p\left|B^0\right\rangle+q\left|\overline{B}^0\right\rangle \tag{1.27}$$

$$|B_L\rangle=p\left|B^0\right\rangle-q\left|\overline{B}^0\right\rangle \tag{1.28}$$

で与えられ、その固有値は $\lambda_{H,L}$ は

$$\lambda_H=m_H-\frac{i}{2}\gamma_H \tag{1.29}$$

$$\lambda_L=m_L-\frac{i}{2}\gamma_L \tag{1.30}$$

で与えられる。ただし p、q は複素数、$m_{H,L}$と$\gamma_{H,L}$ は実数である。以上より質量の固有状態の時間発展は

$$i\hbar\frac{d}{dt}\left|B_{H,L}(t)\right\rangle=\lambda_{H,L}\left|B_{H,L}(t)\right\rangle \tag{1.31}$$

とかけるので

$$|B_{H,L}(t)\rangle=e^{-i\lambda_{H,L}t}\left|B_{H,L}(0)\right\rangle \tag{1.32}$$

である。(1.27)～（1.32）より $B^0,\overline{B}^0$ の時間発展は

$$\left|B^0(t)\right\rangle=f_+(t)\left|B^0(0)\right\rangle+\frac{q}{p}f_-(t)\left|\overline{B}^0(0)\right\rangle \tag{1.33}$$

$$\left|\overline{B}^0(t)\right\rangle=f_+(t)\left|\overline{B}^0(0)\right\rangle+\frac{p}{q}f_-(t)\left|B^0(0)\right\rangle \tag{1.34}$$

となり、これは $B^0-\overline{B}^0$ 混合を表している。ただし

$$f_+(t)\equiv\frac{1}{2}(e^{\lambda_H}+e^{\lambda_L})=e^{-i\frac{\overline{m}}{2}t}e^{-i\frac{\gamma}{2}t}\cos\frac{\Delta m}{2}t \tag{1.35}$$

$$f_-(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{\lambda_H} - e^{\lambda_L}) = -ie^{-i\frac{\overline{m}}{2}t}e^{-i\frac{\gamma}{2}t}\sin\frac{\Delta m}{2}t \tag{1.36}$$

$$\Delta m \equiv m_H - m_L,\ \overline{m} \equiv \frac{m_H + m_L}{2} \tag{1.37}$$

$$\gamma \simeq \gamma_H \simeq \gamma_L,\ \Delta\gamma \equiv \gamma_H - \gamma_L \simeq 0 \tag{1.38}$$

である。

1.2.2 崩壊分岐比の導出

$B^0, \overline{B}^0$ が終状態 f へ崩壊する振幅 $A_f, \overline{A}_f$ は

$$A_f \equiv \left\langle f|H|B^0 \right\rangle \tag{1.39}$$

$$\overline{A}_f \equiv \left\langle f|H|\overline{B}^0 \right\rangle \tag{1.40}$$

とかける。時刻 t で $B^0, \overline{B}^0$ であった状態が微小時間の間に f へ崩壊する振幅は (1.33)、(1.34)、(1.40)、(1.40) より、

$$A_f(t) = \left\langle f|H|B^0(t) \right\rangle = A_f(f_+ + \frac{q}{p}f_-\overline{\rho}_f) \tag{1.41}$$

$$\overline{A}_f(t) = \left\langle f|H|\overline{B}^0(t) \right\rangle = A_f(f_+\overline{\rho}_f + \frac{p}{q}f_-) \tag{1.42}$$

ただし、

$$\overline{\rho}_f \equiv \frac{\overline{A_f}}{A_f} = \frac{1}{\rho_f} \tag{1.43}$$

である。(1.41),(1.42) より時刻 t での $B^0, \overline{B}^0$ から f への崩壊分岐比は

$$\Gamma(B^0(t) \to f) = |A_f|^2 \left(|f_+|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2 |\overline{\rho}_f|^2 |f_-|^2 + 2Re\Big(\frac{q}{p}\frac{1}{\overline{\rho}}_f f_+\overline{f_-}\Big)\right) \tag{1.44}$$

$$\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f) = |A_f|^2 \left(|\overline{\rho}_f|^2||f_+|^2 + \left|\frac{p}{q}\right|^2 |f_-|^2 + 2Re\Big(\frac{p}{q}\overline{\rho}_f f_+\overline{f_-}\Big)\right) \tag{1.45}$$

となる。

1.2.3　直接的な CP の破れ

今、荷電 B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れを考えるため、$B \to f$ と $\overline{B} \to \overline{f}$ の過程を考える。これらの過程の振幅、A_f と $\overline{A}_{\overline{f}}$ は、一般に崩壊により生じる強い相互作用の位相 δ と、CKM 行列の複素成分から生じる弱い相互作用の位相 ϕ を用いて

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)} \tag{1.46}$$

$$\overline{A}_{\overline{f}} = \sum_i \overline{A}_i e^{i(\delta_i - \phi_i)} \tag{1.47}$$

とかける。δ は強い相互作用起源の位相なので CP 変換で符号が不変だが、ϕ は弱い相互作用起源なので、V_{CKM} が複素位相を含むので、CP 変換で符号が逆になる。

CP 非対称性度は

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f &= \frac{\Gamma(B \to f) - \Gamma(\overline{B} \to \overline{f})}{\Gamma(B \to f) + \Gamma(\overline{B} \to \overline{f})} && (1.48) \\ &= \frac{1 - |\overline{A}_{\overline{f}}/A_f|^2}{1 + |\overline{A}_{\overline{f}}/A_f|^2} && (1.49) \end{aligned}$$

である。したがって

$$\left|\frac{\overline{A}_{\overline{f}}}{A_f}\right| \neq 1 \tag{1.50}$$

つまり

$$|A_f|^2 - |\overline{A}_{\overline{f}}|^2 = -2 \sum_{i,j} A_i A_j \sin(\phi_i - \phi_j) \sin(\delta_i - \delta_j) \tag{1.51}$$

が 0 でない場合 CP 対称性の破れが生じる。これは直接的な CP の破れと呼ばれる。CP 対称性が破れるためには、同じ終状態へ二つ以上の崩壊過程があり、大きさが違いすぎない振幅、0 でない強い相互作用の位相差、そして 0 でない弱い相互作用の位相差が必要である。

1.3　ϕ_3 の測定

(1.24) のうち複素成分は V_{ub} だけであるので

$$\phi_3 \sim \arg(V_{ub}^*) \tag{1.52}$$

となる。すなわち ϕ_3 の測定は V_{ub} の位相の測定であるといえ、$b \to u$ の遷移を含む崩壊を用いて行われる。代表的なものは $B \to DK$ であり、こ

の崩壊はループの影響が小さく、ツリーレベルで扱える。この論文では $B^0 \to D^0 K^{*0}$ と $B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0}$ を用いる。この崩壊で D^0 と $\overline{D}^0$ が同じ終状態へ崩壊し、二つの経路は干渉を起こす。干渉により、直接的な CP の破れが生じる。$B^0 \to D^0 K^{*0}$ は $b \to u$ の遷移を、$B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0}$ は $b \to c$ の遷移を含む。

1.3.1 GLW 法

GLW(Gronau - London - Wyler) 法 [5]、[6] は $B \to \tilde{D}K$ 過程を用いる。$\tilde{D}$ は CP 固有状態の D であり、以下 D_1, D_2 をそれぞれ CP-even、CP-odd の固有状態とし

$$D_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(D^0 \pm \overline{D}^0) \tag{1.53}$$

である。D_1 としては D^0 が $K^+K^-, \pi^+\pi^-$ へ、D_2 としては D^0 が $K_s^0\pi^0, K_s^0\omega, K_s^0\phi$ へ崩壊する過程などがある。図 1.2、図 1.3 に $B^0 \to D^0 K^{*0}$、$\overline{D^0} \to K^+K^-$ と $B^0 \to \overline{D^0} K^{*0}$、$\overline{D^0} \to K^+K^-$ のダイアグラムを示す。

$B \to D_{1,2}K$ の振幅は (1.46)、(1.53) より

$$A(B^0 \to D_1 K^{*0}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A(B^0 \to D^0 K^{*0})e^{i(\phi_3+\delta_1)} + A(B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0})\right) \tag{1.54}$$

$$A(\overline{B^0} \to D_1 \overline{K^{*0}}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A(\overline{B^0} \to \overline{D}^0 \overline{K^{*0}})e^{i(-\phi_3+\delta_1)} + A(\overline{B^0} \to D^0 K^-)\right) \tag{1.55}$$

$$A(B^0 \to D_2 K^{*0}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A(B^0 \to D^0 K^{*0})e^{i(\phi_3+\delta_2)} - A(B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0})\right) \tag{1.56}$$

$$A(\overline{B^0} \to D_2 \overline{K^{*0}}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(-A(\overline{B^0} \to \overline{D}^0 \overline{K^{*0}})e^{i(-\phi_1+\delta_2)} + A(\overline{B^0} \to D^0 \overline{K^{*0}})\right) \tag{1.57}$$

となる。ϕ_3 が CP 変換で位相が反転していることが CP 対称性の破れを引き起こす。$\delta_{1,2}$ は $\overline{B^0} \to \overline{D}^0 \overline{K^{*0}}$ と $\overline{B^0} \to D^0 \overline{K^{*0}}$ の強い相互作用起因の位相の差であり、以下の関係がある。

$$\delta_2 = \delta_1 + \pi \tag{1.58}$$

(1.54)、(1.55) の関係を複素平面上に図 1.4 のように描くことができ、ϕ_3 が振幅の間の角として出現する事が分かる。

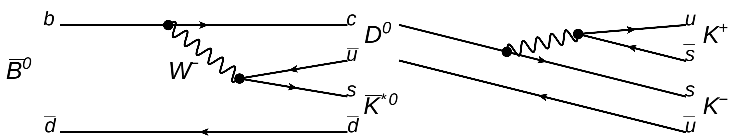

図 1.2: $\overline{B^0} \to D^0 \overline{K^{*0}}$、$D^0 \to K^- K^+$ のダイアグラム

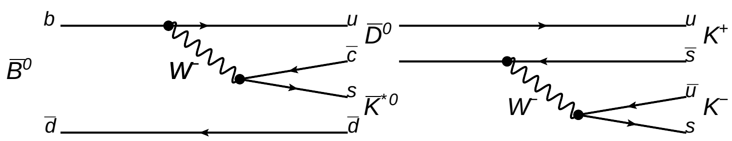

図 1.3: $\overline{B^0} \to \overline{D}^0 \overline{K^{*0}}$、$\overline{D}^0 \to K^- K^+$ のダイアグラム

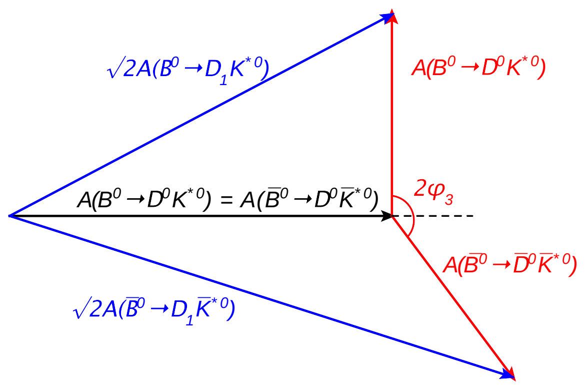

図 1.4: (1.54)、(1.55) の振幅の関係

(1.54)~(1.57) より CP 非対称度 $\mathcal{A}_{1,2}$、$B \to D_{1,2}K^*$ と $B \to D^0 K^*$ の崩壊分岐比の比 $\mathcal{R}_{1,2}^{DK^*}$ は

$$\mathcal{A}_{1,2} \equiv \frac{\Gamma(\overline{B^0} \to D_{1,2}\overline{K^{*0}}) - \Gamma(B^0 \to D_{1,2}K^{*0})}{\Gamma(\overline{B^0} \to D_{1,2}\overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to D_{1,2}K^{*0})} \quad (1.59)$$

$$= \frac{2r_B \sin\phi_3 \sin\delta_{1,2}}{1 + r_B^2 + 2r_B \cos\phi_3 \cos\delta_{1,2}} \quad (1.60)$$

$$\mathcal{R}_{1,2}^{DK^*} \equiv \frac{\Gamma(\overline{B^0} \to D_{1,2}\overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to D_{1,2}K^{*0})}{\Gamma(\overline{B^0} \to D^0\overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to D^0 K^{*0})} \quad (1.61)$$

$$= 1 + r_B^2 + 2r_B \cos\phi_3 \cos\delta_{1,2} \quad (1.62)$$

となる。ただし

$$r_B \equiv \frac{|A(\overline{B^0} \to \overline{D}^0\overline{K^{*0}})|}{|A(\overline{B^0} \to D^0\overline{K^{*0}})|} \quad (1.63)$$

である。

(1.54) から (1.57) に現れる全ての崩壊の崩壊分岐比が測定できた場合、$r_B, \mathcal{A}_{1,2}, \mathcal{R}_{1,2}^{DK^*}$ は全て求めることができる。したがって二つの未知変数 $\phi_3, \delta_{1,2}$ に対して、二つの方程式 $\mathcal{A}_{1,2}, \mathcal{R}_{1,2}^{DK^*}$ が得られるので、ϕ_3 をもとめることができる。

しかしこの方法には欠点がある。(1.63) より

$$r_B = \frac{|A(\overline{B^0} \to \overline{D}^0\overline{K^{*0}})|}{|A(\overline{B^0} \to D^0\overline{K^{*0}})|} \approx \frac{|V_{ub}^* V_{cs}|}{|V_{cb}^* V_{us}|} \approx |R_b| \sim 0.3 \quad (1.64)$$

であるので、崩壊分岐比にして約１０倍異なるものを精密に測定しなければならない。図 (1.4) の三角形は、実際にはもっと潰れた形となる。

さらにこの方法にはもうひとつ大きな問題がある。$\Gamma(\overline{B^0} \to D^0\overline{K^{*0}})$ の測定に D^0 のハドロニック崩壊を使うとする。典型的に $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊を使うとして、単純にこの崩壊分岐比の積は $O(10^{-7})$ よりも小さいものであるという事である。

D^0 と $\overline{D}^0$ と区別する方法として、$D^0 \to l^-\overline{\nu_l}X$ のようなセミレプトニック過程を用いることが考えられる。しかしバックグラウンドとして $B \to l^-\overline{\nu_l}X$ といった過程があり、これらはシグナルと比べ $O(10^5)$ 倍程度大きい。したがってハドロニック崩壊、セミレプトニック崩壊のいずれを用いても、GLW 法で ϕ_3 を測定する事は非現実的である。

1.3.2 ADS 法

ADS(Atwood-Dunietz-Soni) 法 [7] では、GLW 法の欠点の原因でもある、B が同じ終状態へ崩壊した場合に起こる干渉を利用して ϕ_3 を求める。

D の崩壊過程としては $D^0 \to K^-\pi^+, \overline{D}^0 \to K^-\pi^+$ などを用いる 1.5 1.6。
 終状態を f とし、B と D の崩壊の振幅を

$$
\begin{aligned}
A_B &= A(\overline{B^0} \to D^0 \overline{K^{*0}}) = A(B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0}) && (1.65)\\
\overline{A}_B &= A(\overline{B^0} \to \overline{D}^0 \overline{K^{*0}}) = A(B^0 \to D^0 K^{*0}) && (1.66)\\
A_D &= A(\overline{D}^0 \to f) && (1.67)\\
\overline{A}_D &= A(D^0 \to f) && (1.68)
\end{aligned}
$$

とすると、$\overline{B^0}$ が $D\overline{K^{*0}}$ を介して $f\overline{K^{*0}}$ へと崩壊する崩壊分岐比は

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\overline{B^0} \to [f]_D \overline{K^{*0}}) &= |A(\overline{B^0} \to [f]_{D^0} \overline{K^{*0-}}) + A(\overline{B^0} \to [f]_{\overline{D}^0} \overline{K^{*0}})|^2 && (1.69)\\
&= |A_B|^2 |A_D|^2 \left(r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos(-\phi_3 + \delta_B + \delta_{D_f}) \right) && (1.70)
\end{aligned}
$$

とかけ、B^0 が DK^{*0} を介して $\overline{f}K^{*0}$ へと崩壊する崩壊分岐比は

$$
\begin{aligned}
\Gamma(B^0 \to [\overline{f}]_D K^{*0}) &= |A(B^0 \to [\overline{f}]_{D^0} K^{*0}) + A(B^0 \to [\overline{f}]_{\overline{D}^0} K^{*0})|^2 && (1.71)\\
&= |A_B|^2 |A_D|^2 \left(r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos(\phi_3 + \delta_B + \delta_{D_f}) \right) && (1.72)
\end{aligned}
$$

と書ける。ただし

$$
r_B = \frac{|\overline{A}_B|}{|A_B|},\ r_D = \frac{|\overline{A}_D|}{|A_D|} \qquad (1.73)
$$

で δ_B, δ_{D_f} は B、D の崩壊における強い相互作用起因の位相の差である。r_D は CLEO などで測定されている。δ_{D_f} は終状態 f に依存する。以上より CP 非対称度 $\mathcal{A}_f$ と崩壊分岐比の比 $\mathcal{R}_f$ は

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}_f &\equiv \frac{\Gamma(\overline{B^0} \to [f]_D \overline{K^{*0}}) - \Gamma(B^0 \to [\overline{f}]_D K^{*0})}{\Gamma(\overline{B^0} \to [f]_D \overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to [\overline{f}]_D K^{*0})} && (1.74)\\
&= \frac{2 r_B r_D \sin\phi_3 \sin\delta_1}{r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos\phi_3 \cos(\delta_B + \delta_{D_f})} && (1.75)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{R}_f &\equiv \frac{\Gamma(\overline{B^0} \to [f]_D \overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to [\overline{f}]_D K^{*0})}{\Gamma(\overline{B^0} \to [\overline{f}]_D \overline{K^{*0}}) + \Gamma(B^0 \to [f]_D K^{*0})} && (1.76)\\
&= r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos\phi_3 \cos(\delta_B + \delta_{D_f}) && (1.77)
\end{aligned}
$$

とかける。今 r_D が分かっている i 個の終状態 f_i があるとする。$\delta_{f_i} \equiv \delta_B + \delta_{D_{f_i}}$ として $\mathcal{A}_{f_i}$、$\mathcal{R}_{f_i}$ の式の未知変数 $r_B, \phi_3, \delta_{f_i}$ をかくと、r_B と ϕ_3

はどの終状態についても共通なので、

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}_{f_1} &= \mathcal{A}_{f_1}(r_B, \phi_3, \delta_{f_1}) && (1.78)\\
\mathcal{R}_{f_1} &= \mathcal{R}_{f_1}(r_B, -\phi_3, \delta_{f_1}) && (1.79)\\
\mathcal{A}_{f_2} &= \mathcal{A}_{f_2}(r_B, \phi_3, \delta_{f_2}) && (1.80)\\
\mathcal{R}_{f_2} &= \mathcal{A}_{f_2}(r_B, -\phi_3, \delta_{f_2}) && (1.81)\\
&\vdots
\end{aligned}
$$

となり、n 個の終状態では $2n$ の方程式と $n+2$ の未知変数があることになる。したがって 2 つの終状態があれば原理的には ϕ_3 を測定することができる。また、多くの終状態 f を用いればより強い制限をかけることができる。

K^{*0} 崩壊による B フレイバータグ

中性 B 中間子のフレイバーは一般的に、$B^0\overline{B^0}$ の混合のため一意に決まる事は無い。Belle では標準的に、イベント毎の全トラックのうち目的のモードの B を再構成するために使っていないトラックを利用して、再構成していない目的のモードとして再構成された B では無い側の B のフレイバーを見積もり、B の崩壊点情報を併せて再構成した B のフレイバーを見積もる。しかしこのモードでは、$B^0 \to [f]_{D^0}K^{*0}$ と $B^0 \to [f]_{\overline{D}^0}K^{*0}$ を用いる事で、まず K^{*0} は $K^+\pi^-$ と $K^0\pi^0$ に 2 対 1 で崩壊するので、K^{*0} を荷電 K 荷電 π より再構成し、K^{*0} の再構成に使用した K の電荷を見る事で、K^{*0} のフレイバーが決まり、また B^0 の崩壊について K^{*0} のフレイバーによって B^0 のフレイバーも一意に決まる。一般的に GLW、ADS 法は荷電 B で用いられる解析手法であるが、これにより同様の方法で解析出来る事になる。

また、この K^{*0} を使用すると、K^* を経由しないモード、$B^0 \to DK^+\pi^-$ の寄与を考慮しなければならない。この時、(1.77)、(1.75) を

$$
\mathcal{R}_f = r_S^2 + r_D^2 + 2kr_S r_D \cos\phi_3 \cos(\delta_S + \delta_{D_f}) \tag{1.82}
$$

$$
\mathcal{A}_f = \frac{2kr_S r_D \sin\phi_3 \sin(\delta_S + \delta_D)}{\mathcal{R}_f} \tag{1.83}
$$

と書き換え、ここで、

$$
r_S^2 \equiv \frac{\Gamma(B^0 \to D^0 K^+\pi^-)}{\Gamma(B^0 \to \overline{D^0} K^+\pi^-)} = \frac{\int dp A_u^2(p)}{\int dp A_c^2(p)} \tag{1.84}
$$

$$ke^{i\delta_S} \equiv \frac{\int dp A_c(p) A_u(p) e^{i\delta(p)}}{\sqrt{\int dp A_c^2(p) \int dp A_u^2(p)}} \tag{1.85}$$

となり、$0 \leq k \leq 1$、$\delta_S \in [0, 2\pi]$。$A_c(p)$ と $A_u(p)$ はそれぞれ実数で正となる $b{\to}c$、$b{\to}u$ 遷移のアンプリチュード、$\delta(p)$ は強い相互作用の位相である。p は $DK^+\pi^-$ のダリツ平面での位置を表す。この k はよく測られており [22]、$k \sim 1$。

f として $D^0{\to}K^+\pi^-$ を用いた場合、崩壊分岐比は小さいが、干渉効果は大きい。したがって測定は困難であるが ϕ_3 に対する感度はよい。$D^0{\to}K^+\pi^-$ を終状態として用いた場合、振幅の関係は図 1.7 となる。

一方 f として GLW 法で用いた D_1 を用いることもできる。この場合 (1.64)、$D^0, \overline{D}^0$ の崩壊分岐比が同程度であることから $|r_B||r_D|$ は小さく、干渉効果は小さい。したがって ϕ_3 に対する感度は悪くなるが、崩壊分岐比は大きいので $D^0{\to}K^-\pi^+$ に比べ精密に測定を行え、ϕ_3 の情報を得るのに非常に有効だと考えられる。ADS 法に D_1や D_2 といった GLW 解析の崩壊過程も含め、ADS+GLW 法と呼ぶことがある。崩壊分岐比と ϕ_3 に対する感度が異なる崩壊を組み合わせるこの方法は、今後の ϕ_3 測定の有望な方法の一つとして考えられている。

この論文の解析では $B^0{\to}[K^+\pi^-]_D K^{*0}$ を解析し、崩壊分岐比を測定する。この崩壊分岐比の測定は、ϕ_3 測定にとって非常に有用なものである。また今後の展望として、D の終状態としてより ϕ_3 に感度のある $K^-\pi^+$ 等の解析も進んでおり、このモードは現時点でモンテカルロでの解析はほぼ完成している事を示す。

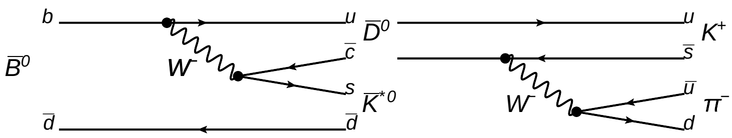

図 1.5: $\overline{B^0}\to\overline{D}^0\overline{K^{*0}}$、$\overline{D}^0\to K^-\pi^+$ のダイアグラム

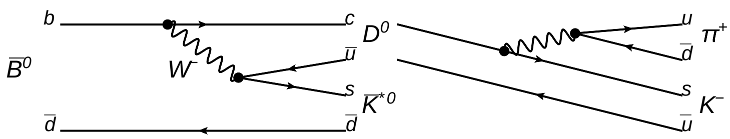

図 1.6: $\overline{B^0}\to D^0\overline{K^{*0}}$、$D^0\to K^-\pi^+$ のダイアグラム

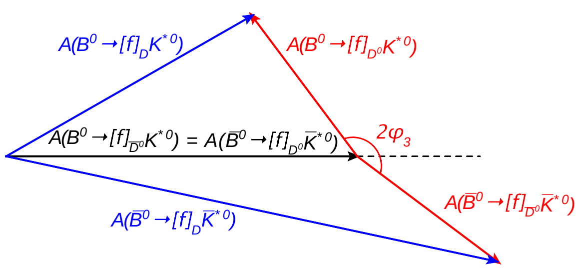

図 1.7: (1.67)∼(1.68) の振幅の関係

第2章　Belle実験

B 中間子系での CP 対称性の破れを測定するには、大量の B 中間子を生成し、崩壊現象を精密に測定しなければならない。この目的のために行われているのが Belle 実験である。実験は茨城県つくば市の高エネルギー研究機構（KEK）で行われている。Belle 実験は世界最高のルミノシティを誇る KEKB 加速器と、B 中間子の CP 対称性の破れを測定するために最適化された、Belle 検出器によって行われている。この章では KEKB 加速器と、Belle 検出器についてのべる。

2.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器 [8] は円周 3km のリングと線形加速器からなる、電子陽電子非対称衝突型加速器である。加速器の全体像を図 2.1 に、主なパラメータを表 2.1 に示す。線形加速器で電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV に加速された後、リングに入射した電子と陽電子はそれぞれ電子リング (High Energy Ring : HER) と陽電子リング (Low Energy Ring : LER) を経て、Belle 検出器のある衝突領域 (IR) で衝突する。重心エネルギー 10.58GeV であり、これは $b\bar{b}$ からなる粒子 $\Upsilon(4S)$ ができる閾値である。衝突した電子と陽電子は $\Upsilon(4S)$ を経て、$B^0\bar{B}^0$ に約 50%, B^+B^- に約 50%, とほぼ 100%$B\bar{B}$ ペアに崩壊する。

KEKB 加速器の特徴としては

- 世界最高のルミノシティ
- 非対称エネルギー
- 有限交差角

があげられる。以下これら三つについて簡単に説明する。

2.1.1　世界最高のルミノシティ

ルミノシティは（相互作用／単位反応断面積）であり、加速器の性能を表す。KEKB は 2009 年にピークルミノシティ$2.1083 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を達

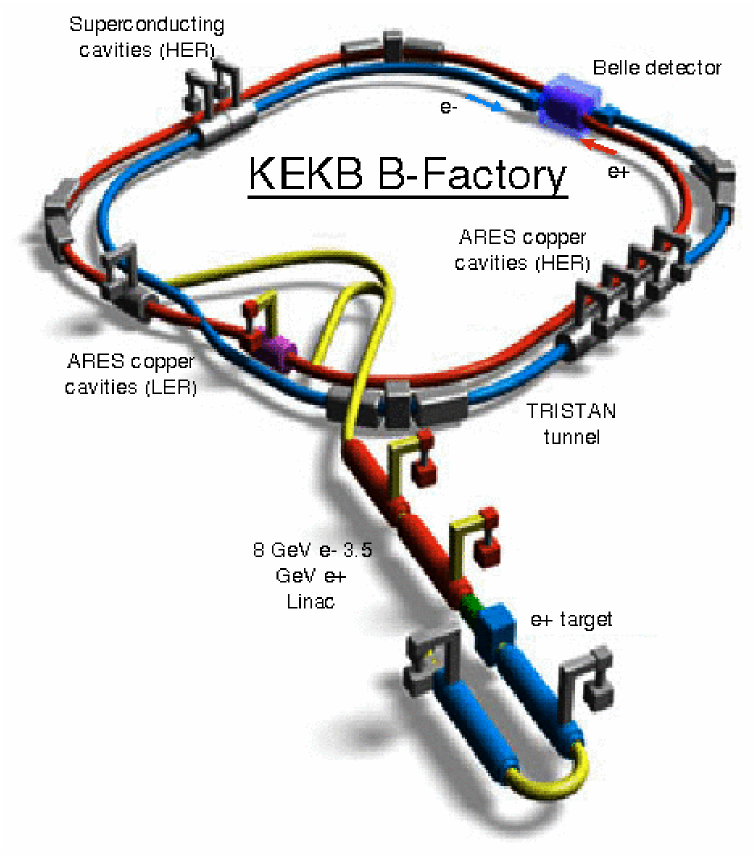

図 2.1: KEKB 加速器の全体像

パラメータ	陽電子リング	電子リング	単位
円周	3016		m
RF 周波数	508.88		MHz
ビーム電流	1605	934	mA
バンチ数	1585		
バンチ電流	1.01	0.590	mA
バンチ間隔	2.1		m
バンチトレイン数	1		
全 RF 電圧	8.0	13.0	MV
ビームの寿命	94(1605)	158(934)	min(mA)
ルミノシティ	21.083		$10^{33}/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}$
ルミノシティ記録 日/7 日/30 日	1.4794/8.4277/30.208		fb^{-1}

表 2.1: KEKB マシンパラメータ

成した。また 2011 年までの積分ルミノシティは 1040.863 fb^{-1} である。これらはともに世界最高である。ピークルミノシティと積分ルミノシティの年ごとの変化を図 2.2、図 2.3 に示す。なお図 2.3 には比較のため PEPII の値を示した。PEPII はアメリカ、スタンフォードで行われている BaBar 実験の加速器であり、KEKB と同様に大量の B 中間子を生成している。

ルミノシティ Lum は

$$Lum \propto \frac{I_+ I_-}{\beta_{y*+}\beta_{y*-}} \tag{2.1}$$

との関係がある。ただし $I_\pm$ は電子、陽電子のビーム電流、$\beta_{y*\pm}$ は衝突点でのベータ関数であり、垂直方向にどれだけビームを絞るかを表すパラメータである。ルミノシティ増加のためには、(1) ビーム電流 $I_\pm$ を大くし、(2)$\beta_{y*\pm}$ を小さくしてビームサイズを絞る必要がある。

(1) はビームにパワーを供給する RF の増強によって達成される。しかしビーム電流の増加によって、真空機器などの装置が破壊やビーム自身の電場による不安定性の増加が生じる。これらの問題は装置の保護や、ビームのフィードバックシステムにより対処されている。

(2) については四重極磁石を組み合わせることにより、ビームを小さく絞って $\beta_{y*\pm}$ を小さくしている。絞り込んだビームを広げてしまう要因としては電子雲現象などがある。電子雲とは陽電子ビームからでた放射光が装置と反応して光電子をつくり、この電子が陽電子ビームに引かれて雲のようになる現象である。電子雲はリングにソレノイドをまいて磁場をつくり、ビームに集まらないようにすることで対処されている。

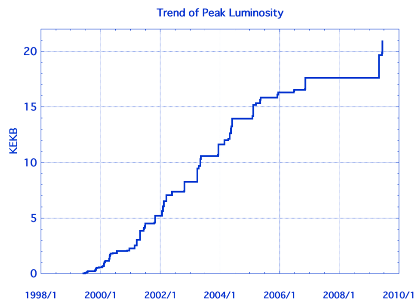

図 2.2: KEKB、PEPII のピークルミノシティ

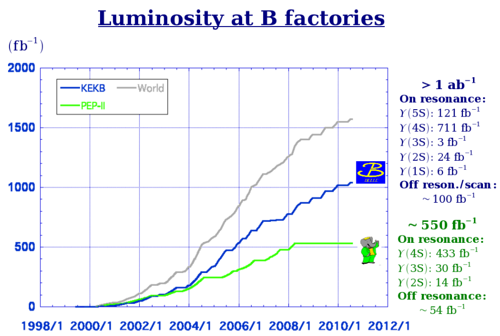

図 2.3: KEKB の積分ルミノシティ

2.1.2 エネルギーの非対称性

電子と陽電子のエネルギーが非対称であるのは、B 中間子の崩壊時間を測定するためである。時間に依存した CP の破れを測定するためには、B 中間子の崩壊時間を精密に測定する事が必要である。B 中間子の崩壊時間は飛距離から求める事ができる。もし、電子と陽電子のエネルギーを対称にして衝突させた場合、$\Upsilon(4S)$ は静止してつくられる。この場合、実験室系での B の飛距離は 30μm 程度である。これを測定することは実験的に困難である。一方、電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV の非対称エネルギーで衝突させた場合、$\Upsilon(4S)$ はブーストされた状態でつくられる。実験室系での B の飛距離は 200μm 程度となり、これは測定可能である。

エネルギーの非対称度を大きくすれば、B 中間子の飛距離は大きくなり時間分解能もよくなる。しかし崩壊現象がブーストされると、検出器の有効領域が小さくなる。また電子リングではイオントラッピングといって、イオン化した真空容器内の残留ガスが電子軌道周辺に補足され、ビームを撹乱する現象がある。ビームが低エネルギーであるほどこの現象の影響は大きい。これらの観点などからエネルギーは電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV となっている。$B\bar{B}$ ペアのローレンツブースト因子は $\beta\gamma = 0.43$ である。

2.1.3 有限交差角

ビームの交差角は 22mrad である。この理由は衝突点付近の設計が簡単になるためである。電子と陽電子は別のリングを走るので、衝突後に二つのビームを分ける必要がある。正面衝突の場合、磁石を設置して衝突後のビームを分離する必要があるが、有限交差角の場合はそれが必要なく設計をシンプルにできる。また磁石が少ない分、ビームサイズの増大も起こりにくい。

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器 [9] はビームの衝突点に設置され、B 中間子の崩壊現象を測定する。Belle 検出器の概観を図 2.4 に、イベントが測定される様子を図 2.5 に示す。また各検出器の主な役割を表 2.2 に示す。以下図 2.4 で示すように、ビーム軸を z 軸、z 軸からの角度を θ と定義する。検出器のカバーする領域は、$17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。領域が非対称なのは、電子と陽電子のエネルギーが非対称だからである。以下の節では各検出器の概要を述べる。

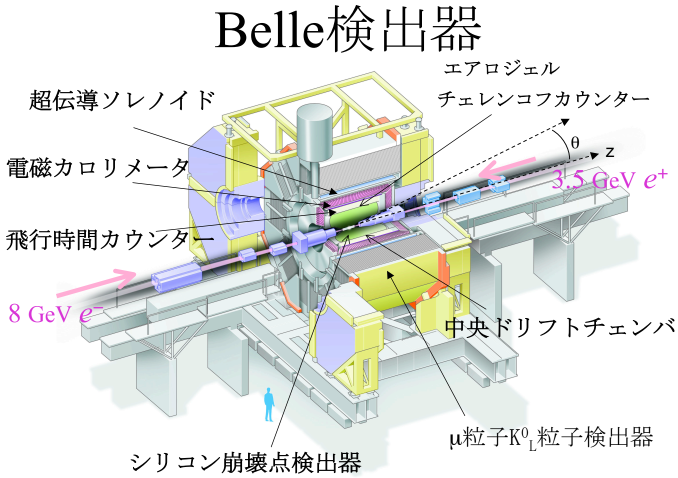

図 2.4: Belle 検出器の全体像

検出器	役割
崩壊点検出器（SVD）	崩壊点検出
中央ドリフトチェンバ（CDC）	運動量測定、粒子識別
エアロジェルチェレンコフカウンター（ACC）	粒子識別 $(1.2 < p < 3.5[\mathrm{GeV}]\ )$
飛行時間カウンター（TOF）	粒子識別 $(p < 1.2[\mathrm{GeV}])$
電磁カロリメータ (ECL)	電子、光子のエネルギー測定
超伝導ソレノイド	1.5T 磁場の発生
$K_L^0 \mu$ 粒子検出器（KLM）	K_L^0 と μ 粒子の検出
超前方カロリメータ (EFC)	ルミノシティ測定

表 2.2: 各検出器の役割

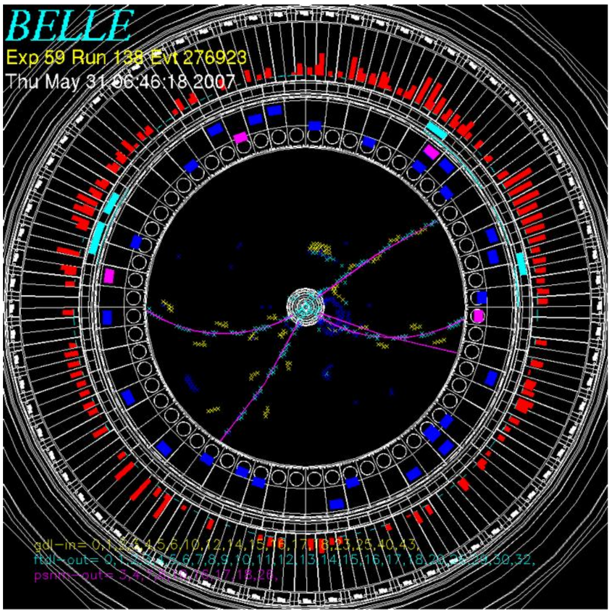

図 2.5: Belle 検出器でイベントが測定される様子

2.2.1　シリコン衝突点検出器：SVD

シリコン衝突点検出器 (Silicon Vertex Detector:SVD) は衝突点の検出、および後述する中央ドリフトチェンバの情報と合わせて荷電粒子の飛跡の検出を行う。時間に依存した CP 非保存の研究には、B 中間子の崩壊時間を測定するために、z 方向の分解能が高いことが要求される。また衝突点に最も近いため、放射線耐性が高く作られている。

荷電粒子の通過により電離がおきると、シリコンに自由電子とホールが生じる。電磁場内をドリフトしたこれらの自由電子とホールを読み出すことで、粒子の通過位置を測定することができる。各層での粒子の通過位置をつなぎ合わせることで崩壊点を測定することができる。位置分解能をあげるために SVD はできるだけ衝突点近くに設置されている。

SVD は 2002 年までは SVD1 を使っていたが、2003 年以降は SVD2 にアップグレードされた [10][11] 。SVD1 の概観を図 2.6 に示す。SVD1 は３層構造をもち、各層の半径は 30、45.5、60.5mm である。それぞれの層は 8、10、14 個の独立したラダーからなる。各ラダーには両面シリコンストリップ検出器 (DSSD：Double-sided Silicon Strip Detector) が取り付けられている。SVD1 は合計で 102 の DSSD を使用している。DSSD とは厚さ 300μm のシリコン板に 57.5×33.5mm のチップを貼付けたものである。位置分解能は $\sigma_{\Delta Z} \sim 80\mu$m 程度である。 検出器の有効角度は

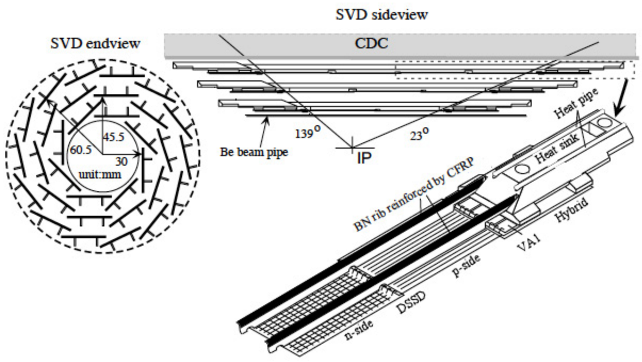

図 2.6: SVD1 の全体像

$23° < \theta < 139°$ であり、全立体角の 86% にあたる。

SVD2 の概観を図 2.7、図 2.8 に示す。SVD2 は放射線耐性が強化されたほか、いくつかのアップグレードがなされた。大きな変化としては 4 層構造となったことである。各層で 6,12,18,18 個のラダーを使っている。ビームパイプを細くできた事で一番内側の層は半径 20mm となり、より衝突点に近くなった。使用している DSSD は 246 個になる。有効な角度領域は $17° < \theta < 150°$ と改善された。

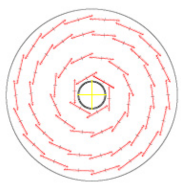

図 2.7: SVD2 の断面図

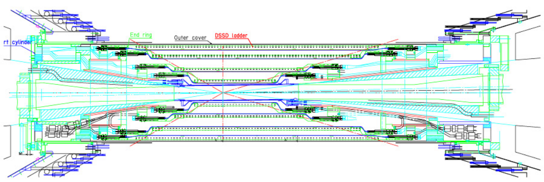

図 2.8: SVD2 の側面図

2.2.2 中央ドリフトチェンバ：CDC

中央ドリフトチェンバ (Central Drift Chamber)[12] は荷電粒子の飛跡の検出を行う。飛跡の曲率から運動量の測定、電離損失 (dE/dx) から粒子の同定を行う。運動量の測定は運動量 p、磁場 B、軌道の半径 ρ の関係 : p[GeV/c]=0.3B[T]ρ[m] から求まる。ガス中を荷電粒子が通り、電離したガスから生じた電子がドリフトする時間から、粒子の位置を知る事ができる。

dE/dx は

$$\frac{dE}{dx} = \Big(\frac{e^2}{4\pi\epsilon^0}\Big)^2 \frac{4\pi N_A}{m_e c^2} \frac{\rho Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \Big(\ln(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\Big) \tag{2.2}$$

として近似される。ただし通過する物質の密度、原子量、原子番号を ρ, A, Z、アボガドロ数を N_A、I はイオン化ポテンシャル、β, γ は粒子のブーストパラメータである。dE/dx は β に依存するので、同じ運動量であっても粒子の質量によって β が変わる事から、dE/dx と運動量の測定することにより粒子の識別が可能となる。粒子の種類と dE/dx の関係を図 2.9 に示す。運動量が低い領域での粒子による dE/dx の分布の差が見られる。

図 2.10 に CDC の構造を示す。CDC は 32 層のビーム軸方向のワイヤーレイヤー、18 層のステレオワイヤーレイヤーからなる 50 層のアノードワイヤーレイヤーと、3 層のカソードレイヤーからなる。アノードワイヤーは直径 30μm の金メッキのタングステン製、フィールドワイヤーは直径 126μm のアルミニウム製である。図 2.11 のように一つのドリフトセルは、一本のアノードワイヤーを 8 本のフィールワイヤーが囲むことによって形成されている。全ワイヤーの数は 3 万以上になる。ガスには He 50%C_2H_6 50%の混合気体を用いる。多重クーロン散乱を防ぐために原子番号が小さい気体が選ばれた。

CDC は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の領域をカバーする。位置分解能は 130μm、垂直方向運動量 p_t の分解能は $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\%\sqrt{p_t^2+1}$、$dE/dx$ の分解能は $\sigma_{dE/dx} = 6\%$ である。垂直方向の運動量と運動量分解能の関係を図 2.12 に、電離損失の分解能を図 2.13 に示す。

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター：ACC

エアロジェルチェレンコフカウンター（ACC : Aerogel Cherenkov Counter）[13] はチェレンコフ光を利用して $K^\pm$ 中間子と $\pi^\pm$ 中間子の区別を行う。$K^\pm$ 中間子と $\pi^\pm$ 中間子は B 中間子の崩壊で非常に多く作られるので、これらを区別する事は解析に重要な役割を果たす。

チェレンコフ光は、屈折率 n の物質中を質量 m、運動量 p、速度 β の荷電粒子が通過する際、

$$n \geq \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \Big(\frac{m}{p}\Big)^2} \tag{2.3}$$

の条件をみたすと放射される。同じ運動量でも K と π では質量が異なるので、π のみチェレンコフ光が放射されるような屈折率の物質を選べば、K と π が区別できる。

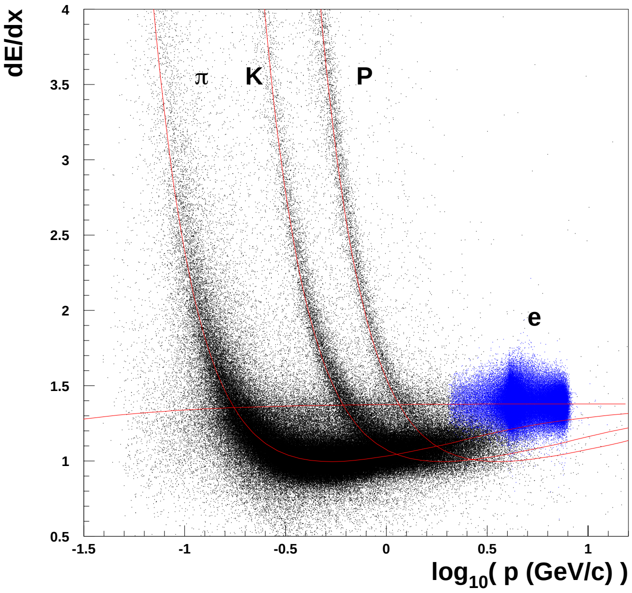

図 2.9: dE/dx と運動量の関係

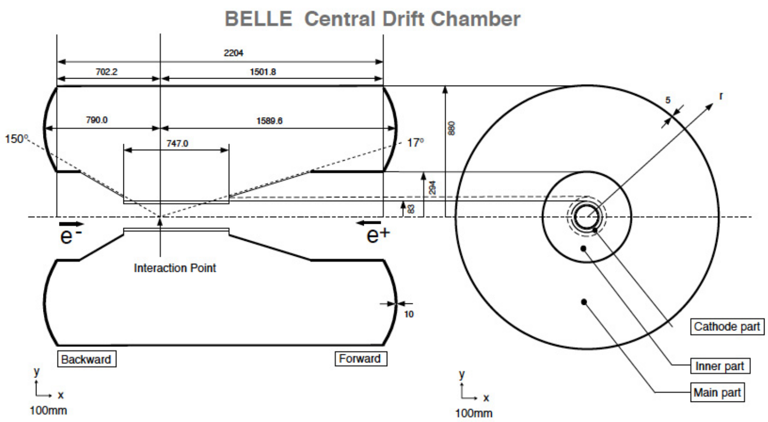

図 2.10: CDC の全体像

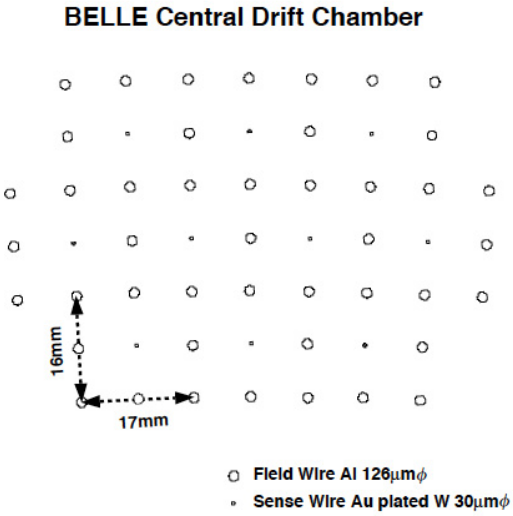

図 2.11: ドリフトセル

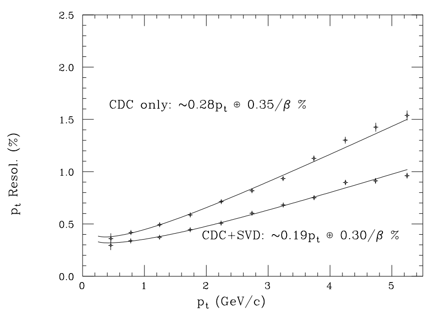

図 2.12: 垂直方向運動量 p_t の分解能

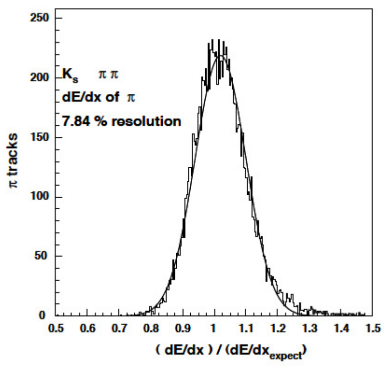

図 2.13: π に対する dE/dx

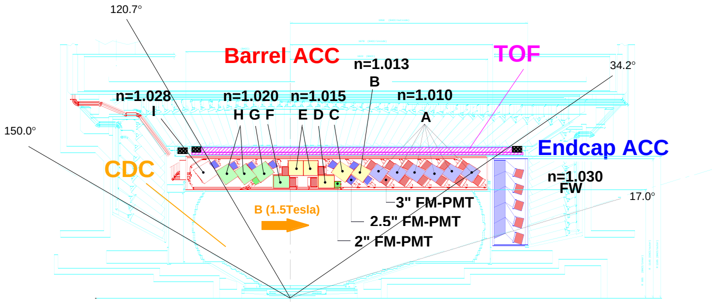

図 2.14: ACC、TOF の全体像

図 2.14 に ACC の概観を示す。ACC は CDC の外側に設置されており、バレル部 960 個、エンドキャップ部 228 個の ACC モジュールからなる。モジュールはチェレンコフ光をとらえるため、衝突点の方向を向くように設置されている。バレル部とエンドキャップ部の ACC モジュールを図 2.15, 図 2.16 に示す。ACC モジュールは、5 枚のエアロジェルのタイルをつめた $12 \times 12 \times 12\mathrm{cm}^3$ 程のアルミニウムの箱に、ファインメッシュタイプの PMT（FM-PMT）を取り付けたものである。シリカエアロジェルの屈折率は 1.010~1.030 であり、ほとんど 1 に近い値である。非対称エネルギー衝突により、角度によって区別したい運動量が異なるため、角度領域ごとに粒子の識別に最適な屈折率のエアロジェルを使用している。また、一般に PMT は磁場中でゲインが落ちるため使えないが、この FM-PMT は 1.5T の磁場中でも $10^5 \sim 10^6$ 程度ゲインを保持するので使用が可能である。FM-PMT の概観、磁場中でのゲインの変化をそれぞれ図 2.17、2.18 に示す。

ACC は運動量 p が $1.2 < p < 3.5$GeV、角度 $17^\circ < \theta < 127^\circ$ の領域において粒子識別を行う。後述するが粒子の識別は CDC、ACC、TOF の情報を組み合わせて行われる。

2.2.4 飛行時間カウンター：TOF

飛行時間カウンター（Time Of Flight:TOF）[14] は粒子の飛行時間を測定して、粒子の識別を行うプラスチックシンチレーションカウンターである。質量 m、運動量 p、速度 β の粒子の飛行距離 L と飛行時間 T の関

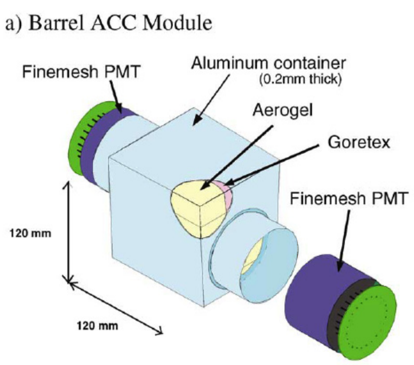

図 2.15: バレル部の ACC モジュール

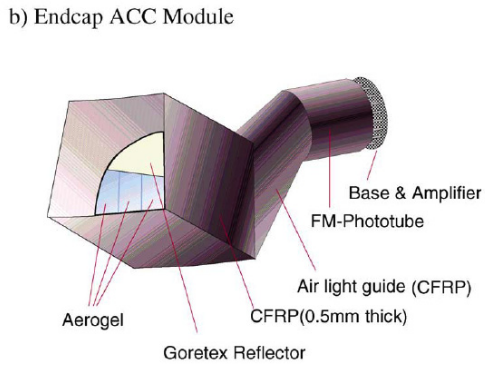

図 2.16: エンドキャップ部の ACC モジュール

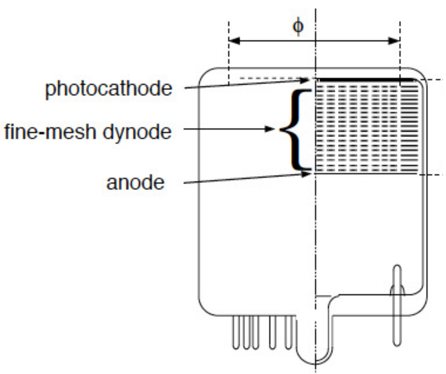

図 2.17: ファインメッシュPMT

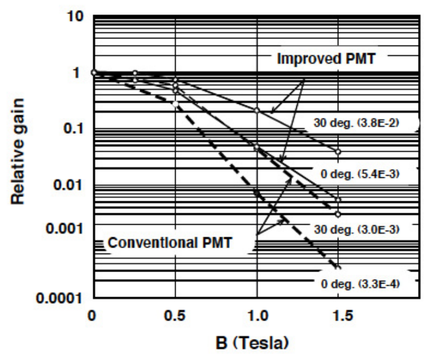

図 2.18: 磁場中におけるファインメッシュPMT のゲインの変化

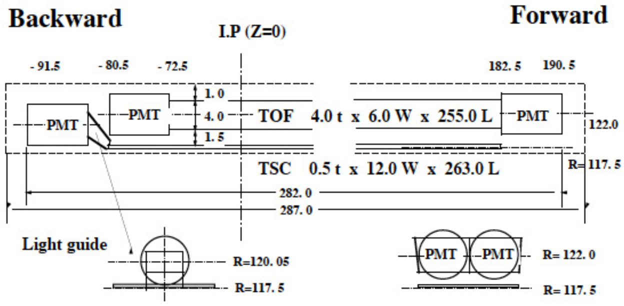

図 2.19: TOF の全体像

係は

$$T = \frac{L}{c\beta} = \frac{L}{c}\sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \tag{2.4}$$

である。CDC からの情報である運動量 p と、TOF で測定された飛行時間 T を合わせて粒子の質量を求め、荷電粒子の識別を行うことができる。

図 2.14 および図 2.19 に TOF の概観を示す。TOF は電磁カロリメータの内壁、衝突点から 1.2m の場所に設置され、128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC（Trigger Scintillation Counter）という、二つのカウンターから構成される。TOF カウンターは長さ 255cm の BC408 プラスチックシンチレータの両端に FM-PMT が取り付けられている。シンチレータの光減衰長は約 3.9m である。ライトガイドを使用せずに FM-PMT を直接取り付けることにより、ライトガイド中での光の余分な分散、損失をなくすことができる。

TOF は運動量が 1.2GeV 以下の粒子の識別を行い、時間分解能は 100ps である。この運動量は $\Upsilon(4S)$ の崩壊では 90% を占める。有効な角度領域は $34^\circ < \theta < 120^\circ$ である。図 2.20 に TOF の時間分解能、図 2.21 に粒子識別性能を示す。1.2GeV 以下の π、K、p の識別ができている。

2.2.5 電磁カロリメータ：ECL

電磁カロリメータ（Electromagnetic CaLorimeter : ECL）[15] は光子や電子のエネルギーと入射位置を測定する。電子や光子が物質中へと入射すると、電磁シャワーが発生する。電子や光子のエネルギーが物質中で全て失われるようにすれば、電磁シャワーを読み出す事により、入射した電子や光子のエネルギーを測定できる。

図 2.22 に ECL の概観を示す。ECL は超伝導ソレノイドの内側に設置され、外径 3.0m、内径 1.25m のバレル部と、衝突点から前方に 2.0m、後方

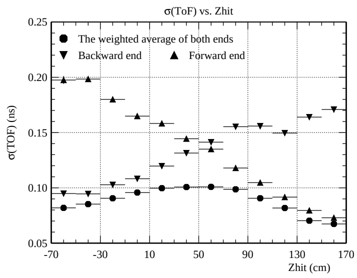

図 2.20: TOF の時間分解能

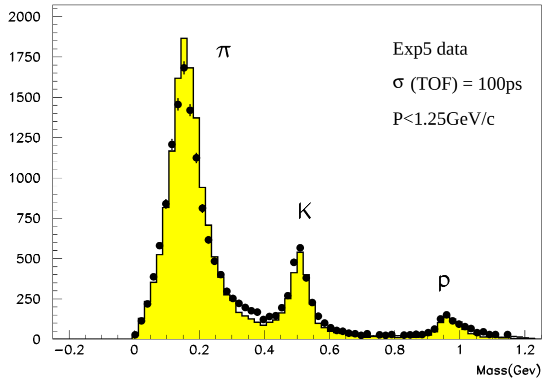

図 2.21: 運動量 1.2GeV 以下での TOF による粒子の識別

に 1.0m に設置されたエンドキャップ部から成る。バレル部とエンドキャップ部を合わせて $17° < \theta < 150°$ の領域を覆う。ECL は 8736 個の CsI(Tl) 結晶カウンターを用いている。カウンターの概観を図 2.23 に示す。CsI(Tl) 結晶カウンターはタワーのような形をしており、長さ 30cm、衝突点側は約 5.5×5.5cm、読み出し側は 6.5×6.5cm である。読み出しはフォトダイオードで行う。

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

2.2.6 超伝導ソレノイド

超伝導ソレノイドは、ECL と KLM の間に設置され、1.5T の強磁場を測定器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の領域につくる。コイルは NbTi/Cu 合金の超伝導素材で、液体ヘリウム冷凍機により $-268°C$ に冷却されて超伝導状態となっている。コイルには 4160A の大電流が流れている。

2.2.7 K_L^0 中間子 μ 粒子検出器：KLM

K_L^0中間子μ 粒子検出器 ($K_L^0\mu$ detector : KLM)[16] は電気的に中性な K_L^0 中間子の検出と、透過力の強い μ 粒子の同定を行う。μ 粒子（質量 105MeV）は π 中間子（質量 140MeV）と質量が近いので、CDC、ACC、TOF での情報から識別するのは困難だからである。

図 2.24 に KLM の全体像を示す。KLM は超伝導ソレノイドの外側に設置され、図 2.25 のように交互に並べた高抵抗電極カウンター（RPC）と厚さ 4cm の鉄板からなる。バレル部では 15 層、エンドキャップ部では 14 層

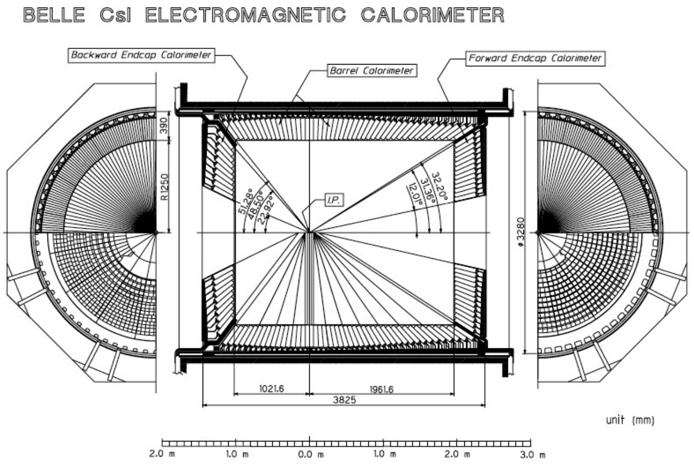

図 2.22: ECL の全体像

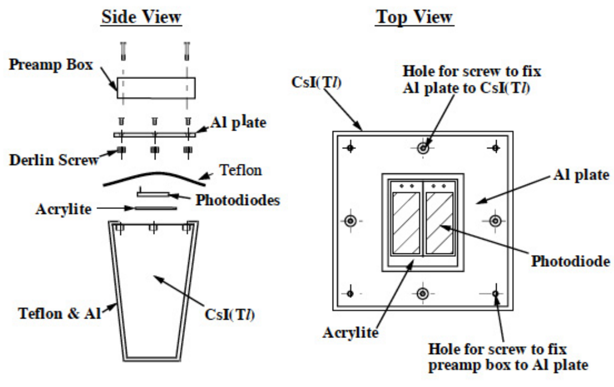

図 2.23: ECL カウンター

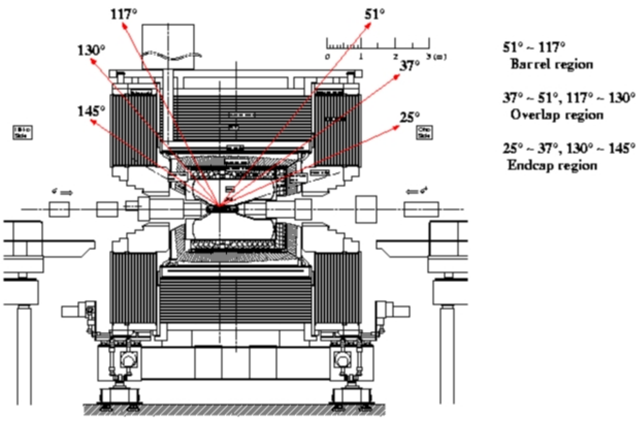

図 2.24: KLM の全体像と有効な角度領域

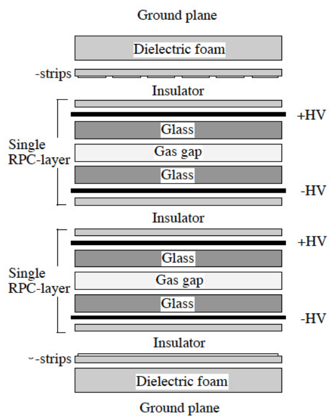

図 2.25: KLM の層構造

で構成される。図 2.26 にバレル部、図 2.27 にエンドキャップ部のモジュールを示す。K_L^0 中間子は、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から検出できる。μ 粒子は強い相互作用をしないため、KLM を貫く枚数はハドロンより多くなる。このことから μ 粒子と π 中間子を識別できる。

KLM は運動量が 600MeV 以上の K_L^0 中間子μ 粒子を検出する。有効な角度領域は図 2.24 で示すように $20^\circ < \theta < 150^\circ$ である。

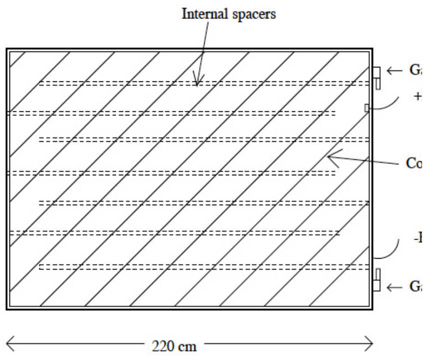

図 2.26: バレル部の RPC モジュール

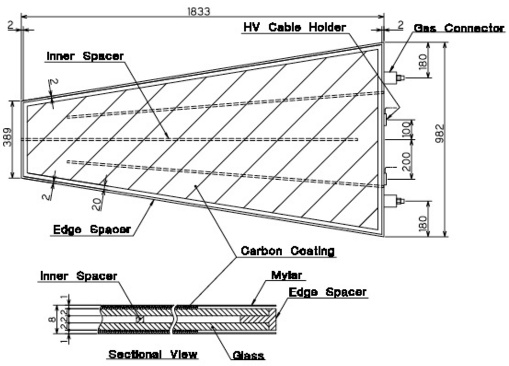

図 2.27: エンドキャップ部の RPC モジュール

2.2.8　超前方カロリメータ：EFC

超前方カロリメータ（Extreme Forward Calorimeter : EFC）[17] は ECL のカバーできない超前方、後方において電子と光子のエネルギーを測定を行い、ルミノシティモニタの役目を果たす。EFC は衝突点から前方 60cm と後方 43.5cm に設置されており、放射線耐性が高い BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$) 結晶を用いている。EFC のカバーする領域は $6.4° < \theta < 11.5°$（前方）、および $6.4° < \theta < 11.5°$（後方）である。エネルギー分解能は 8GeV で 7.3%、3.5GeV で 5.8% である。

2.2.9　トリガーシステム、データ収集システム

B 中間子の生成する反応断面積は、バックグラウンドである $e^+e^- \to q\bar{q}(q = u, d, c, s)$ やバーバー散乱などに比べて小さい。したがって B 中間子である可能性が高いイベントのデータを効率よく取得するには、トリガーが必要となる。トリガーシステムの概要を図 2.28 に示す [18] 。CDC、TOF、ECL、KLM、EFC の各検出器から主に飛跡、エネルギーの情報に基づいてトリガー信号が発せられる。発せられたトリガー信号は、グローバルディシジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器からのトリガー信号を総合し、2.2μsec 以内にデータ収集の是非を判断する。表 2.3 に物理過程と断面積、トリガーレートを示す。

データ収集システムは、高いトリガーレートでもデッドタイムが少なくなるように、並列化された構造となっている。図 2.29 はデータ収集システムの概要である。各検出器はトリガー信号を受け取ると、それぞれ検出器毎に読み出した情報をイベントビルダーに送る。各検出器毎の情報は、イベントビルダーで一つのイベントのデータとしてまとめられる。まとめ

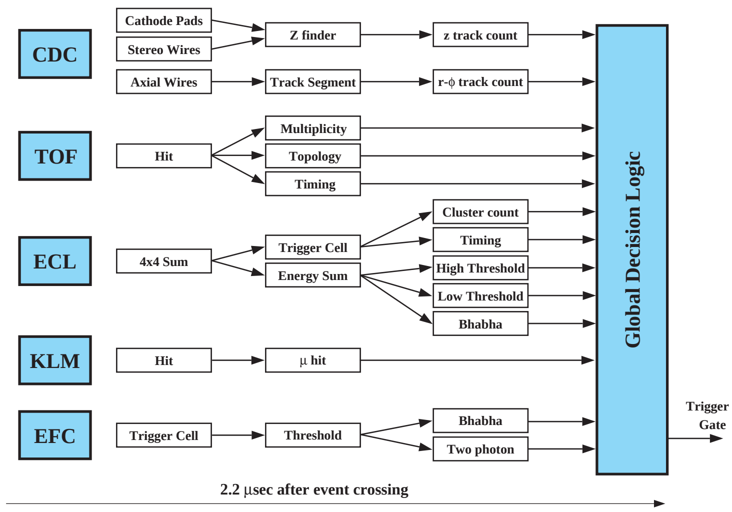

図 2.28: トリガーシステム

られたデータはオンラインコンピュータファームでさらにイベント選別され、高速磁気テープ装置に記録される。

2.3 モンテカルロ

Belle 実験のモンテカルロは、Geant3 ベースの Gsim 用いたフルシミュレーションによって生成される。モンテカルロには、既に測定されたほとんど全ての崩壊をその崩壊分岐比に従って含む BB ジェネリックモンテカルロ、$e^+e^- \to q\bar{q}(q = u, d, c, s)$ の qq モンテカルロ、特定の崩壊過程しか含まないシグナルモンテカルロがある。これらはシグナルの検出効率を測定したり、バックグラウンドの評価に用いられる。

2.4 K と π の識別：PID

ここでは本解析に重要な K と π の識別（Particle IDentification:PID）について述べる。K と π の区別は CDC での dE/dx 測定と、ACC、TOF での情報から行われる。図 2.30 に各検出器の粒子識別が可能な運動量領域を示す。まず、K と π それぞれにについて、各検出器での測定量に対する確率密度関数を作る。次にトラックごとに確率密度関数から K と π を区別する尤度を求める。最後に各測定での尤度を掛け合わせることにより、K と π をに対する尤度 $L_{K,\pi}$ と尤度比 $LR(K/\pi)$ が求まる。

$$L_K = L_K^{CDC} \times L_K^{ACC} \times L_K^{TOF} \quad (2.5)$$

物理過程	反応断面積 (nb)	トリガーレート (Hz)
$\Upsilon(4S) \to B\bar{B}$	1.2	12
$q\bar{q}$ によるハドロン生成	2.8	28
$\mu^+\mu\ + \tau^+\tau^-$	1.6	16
バーバー散乱	44	4.4
光子対生成	2.4	0.24
2 光子過程	$\sim$15	$\sim$35
計	$\sim$ 67	$\sim$ 96

表 2.3: ルミノシティ $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ における各物理過程の反応断面積とトリガーレート。バーバー散乱と光子対生成は反応断面積が大きいので、トリガーレートを 1/100 にしている。

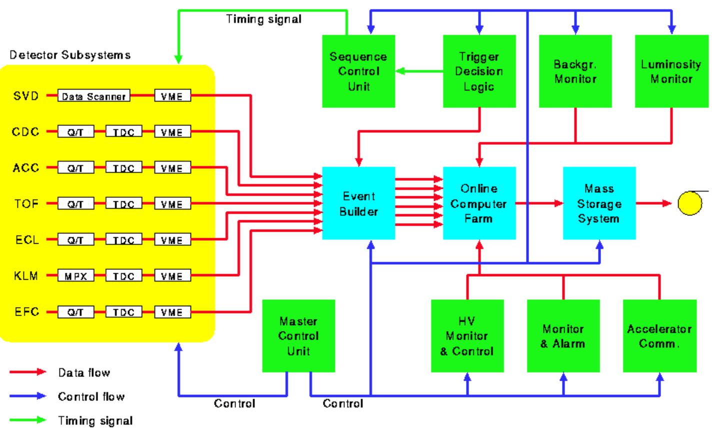

図 2.29: データ収集システム

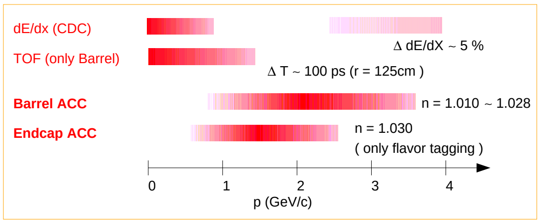

図 2.30: 各検出器の粒子識別を行う運動量領域

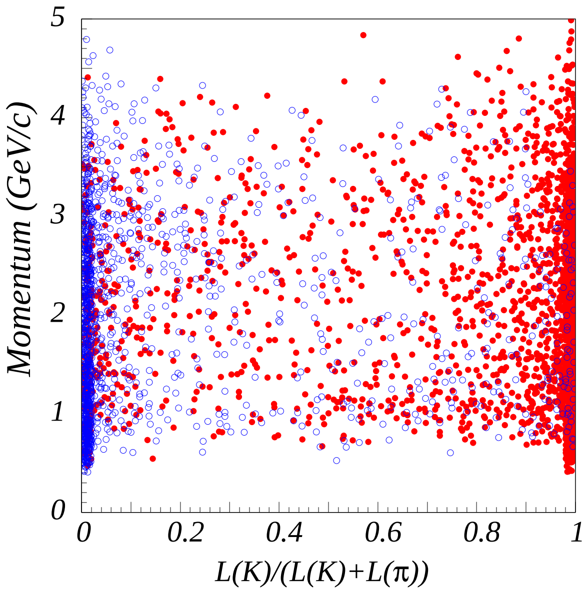

図 2.31: 運動量と尤度比の関係。赤が K で青が π である。

$$L_\pi = L_\pi^{CDC} \times L_\pi^{ACC} \times L_\pi^{TOF} \tag{2.6}$$
$$LR(K/\pi) = \frac{L_K}{L_K + L_\pi} \tag{2.7}$$
$$\tag{2.8}$$

$LR(K/\pi)$ が 1 に近ければ K、0 に近ければ π である可能性が高い。K と π の識別性能は $D^* \to D^0\pi^+, D^0 \to K^-\pi^+$ という崩壊過程によって評価できる。この崩壊は D^* と D^0 の質量が非常に近いために π^+ が遅い速度で生成されることや、$D^0 \to K\pi$ の崩壊分岐比が大きいことなどから、粒子識別を行わなくてもシグナルを抽出できるからである。図 2.31 に K と π についての尤度比 $LR(K/\pi)$ と運動量の関係を示す。4GeV 以下で K と π が分離されている。

第3章　$B^0 \to DK^{*0}$ の解析

この論文では ϕ_3 測定に有用と考えられる $B^0 \to DK^{*0}$ の解析を行う。中性 D 中間子は $D \to K^+\pi^-$ から再構成する。それぞれに対し D の崩壊まで含めた過程を $B^0 \to [K^+\pi^-]_{D_{sup.}}K^{*0}$、$B^0 \to [K^-\pi^+]_{D_{fav.}}K^{*0}$ と書き、それぞれサプレストモード、フェイバードモードと呼ぶ。特に断りがない場合、共役な崩壊も含むものとする。ここではフェイバードモードを解析し崩壊分岐比を測定する。解析を行う際はバイアスがかかるのを防ぐため、シグナル領域での分布を見ずに、イベントの選択基準やシグナルの導出方法を決定する。こういった解析手法はブラインド解析と呼ばれる。以下この章ではイベントの選択基準、シグナルの抽出方法、シグナルのイベント数の測定について述べる。

シグナルモンテカルロの解析	$\to$ イベント選択の決定、 シグナルの検出効率の測定
$\Downarrow$	
バックグラウンドの除去	$\to$ KAFW、NeuroBayes (コンテニウムバックグラウンド)、 ピーキングバックグラウンド
$\Downarrow$	
モンテカルロのフィット	$\to$ フィットファンクションの決定
$\Downarrow$	
データのフィット	$\to$ シグナル数の導出
$\Downarrow$	
誤差の考察	

表 3.1: 大まかな解析の流れ

3.1　データサンプル

この解析では Belle 実験で収集された 711fb^{-1} のデータを用いる。これは 772×10^6 個の $B\overline{B}$ ペアに相当する。

3.2　イベントの再構成

シグナルのイベント数の測定は、検出器で測定される粒子から崩壊を再構成することによって行われる。B、D、K^{*0} はすぐに崩壊するので、この解析で終状態の粒子は $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ であり、全て荷電粒子である。飛跡の測定から運動量を求め、粒子識別によって K や π であるとして固定される質量からエネルギーを求める。ここで求まった 4 元運動量足し合わせることによって、崩壊前の粒子を運動学的に再構成する。

3.3　イベントの選択

3.3.1　荷電粒子の飛跡

- $|\mathrm{dr}| < 1\mathrm{cm}$
- $|\mathrm{dz}| < 5\mathrm{cm}$

ビームからのバックグラウンドを減らすために、荷電粒子の飛跡はビームパイプの近くを通ることが要求される。衝突点を原点としてビーム方向を z 軸とし、飛跡と z 軸との最近接距離 dr が 1cm 以内、最近接点での z 座標 dz が 5cm 以内であることを要求する。

3.3.2　D^0 の再構成

- $K^{\pm}$：$LR(K/\pi) > 0.4$
- $\pi^{\pm}$：$LR(K/\pi) < 0.7$
- 再構成した D^0 の不変質量：$|M_{D^0}^{rec} - M_{D^0}^{nominal}| < 15\mathrm{MeV}$

D^0 は電荷の異なる二つの荷電粒子から再構成される。D から崩壊した K に対しては尤度比:$LR(K/\pi) > 0.4$、π に対しては尤度比:$LR(K/\pi) > 0.6$ であることを要求する。

再構成に用いる粒子に粒子識別の条件を課した後、D^0 の不変質量を再構成する。再構成した D^0 の不変質量の分布を二つのガウシアンの和でフィットすると、分解能が 5MeV 程度であった。再構成した D^0 の不変質量と、D^0 粒子の静止質量 ($M_{D^0}^{nominal}$) の差に、分解能の 3 倍以内である 15MeV 以内であることを要求する。(図 3.1 左上を参照)

3.3.3 K^{*0} の再構成

- $K^{\pm}$: $LR(K/\pi) > 0.7$
- $\pi^{\pm}$: $LR(K/\pi) < 0.6$
- 再構成した K^{*0} の不変質量 : $|M_{K^{*0}}^{rec} - M_{K^{*0}}^{nominal}| < 50\text{MeV}$

K^{*0} は電荷の異なる二つの荷電粒子から再構成される。K^{*}から崩壊した K に対しては尤度比:$LR(K/\pi) > 0.7$、π に対しては尤度比:$LR(K/\pi) > 0.6$ であることを要求する。K^{*0} レゾナンスは広い質量幅を持つため、再構成した K^{*0} の不変質量の分布で K^{*0} のピークの下に多くのバックグラウンドが入ってくる。そのため、K^{*0} を再構成するための K に厳しい選択基準を課している。

再構成に用いる粒子に粒子識別の条件を課した後、K^{*0} の不変質量を再構成する。再構成した K^{*0} の不変質量と、K^{*0} 粒子の静止質量 ($M_{K^{*0}}^{nominal}$) の差に、K^{*} の持つ質量幅である 50MeV 以内であることを要求する。(図 3.1 右上を参照)

3.3.4 B^{0} の再構成

- $|M_{bc} - M_{B^0}^{nominal}| < 8\text{MeV}$

B^0 は再構成した D と K^{*0} から再構成される。B^0 のイベントであることを特定するためには、エネルギー差 ΔE とビームコンストレイント質量 M_{bc} という、e^+e^- の重心系で計算される二つの量を用いる。D、K^{*0} のエネルギーをそれぞれ E_D、$E_{K^{*0}}$、ビームのエネルギーから求めた B が持つべきエネルギーを E_{beam} とすると、ΔE は

$$\Delta E = E_D + E_{K^*} - E_{\text{beam}} \tag{3.1}$$

と定義される。これは再構成した B のエネルギーと B が持つべきエネルギーの差であり、エネルギーの保存を意味する。正しく崩壊が再構成された場合、ΔE は 0GeV にピークを持つ。

M_{bc} は D、K^* の運動量をそれぞれ $\vec{p}_D$、$\vec{p}_{K^*}$ とすると、

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - (\vec{p}_D + \vec{p}_{K^*})^2} \tag{3.2}$$

と定義される。これは B のエネルギーをビームのエネルギーで置き換えたものであり、運動量の保存を意味する。正しく崩壊が再構成された場合、M_{bc} は B 中間子の質量である 5.28GeV にピークを持つ分布となる。

再構成された M_{bc} の分布を二つのガウシアンの和でフィットすると、分解能が 2.7MeV 程度であった。再構成した M_{bc} の不変質量と、B^0 粒子の静止質量 ($M_{B^0}^{nominal}$) の差には、分解能の約 3 倍以内である 8MeV 以内であることを要求する。(図 3.1 左下を参照)

$B\overline{B}$ ペアは一つのイベントで二つ以上生成されない。したがって一つのイベントに対して、選択条件を満たす二つ以上の B の候補がある場合、

$$\chi^2 = \frac{(M_{bc}^{rec} - M_{B^0}^{nominal})^2}{\sigma_{M_{bc}}^2} \tag{3.3}$$

によって定義される χ^2 が一番小さいものだけを B^0 の候補として選択する。ここで $\sigma_{M_{bc}}$ は M_{bc} から求まる分解能である。

イベントの選択に用いる M_D、M_{K^*}、M_{bc} の分布と、δE の分布を図 3.1 に示す。青い線は選択条件であり、この領域の外のイベントは除去する。

3.3.5 D^* イベントの除去

- $\Delta M > 0.15$GeV

$e^+e^-{\to}c\overline{c}$ の中で $D^{*\pm}{\to}D\pi^\pm$ 崩壊は大きな寄与を与える。これを除去するために、B の再構成で使った D と B の再構成に使用していない荷電 π を用いて再構成した $D^{*\pm}$ と D 候補の質量差 ΔM を定義。この時、D^* 崩壊からの $\pi^\pm$ は典型的に低い運動量を持つので、$\pi^\pm$ は粒子識別の要求をしない。D^{*0} イベントはほぼ荷電 π の静止質量に鋭いピークを持つ事になる。$\Delta M > 0.15 GeV$ でカットする。

3.3.6 キネマティック　フィット

ΔE の分解能を良くするため、バーテックスフィット、マスコンストレイントフィット、マスバーテックスコンストレイントフィットを試した。バーテックスフィットは崩壊後の粒子が一点から崩壊したという制限を課して、運動量を計算し直す方法である。マスコンストレイントフィットは崩壊後の粒子の運動量の総和から求まる不変質量が、崩壊前の粒子の質量に一致するという制限を課して、運動量を計算し直す方法である。マスバーテックスコンストレイントフィットはその両方を兼ねた方法である。D^0、K^{*0} それぞれの崩壊において崩壊点を固定、質量を固定、崩壊点質量共に固定した場合の ΔE 分布を図 3.2 に示す。D^0 のマスバーテックスコンストレイントフィットした場合の ΔE が最も分解能が良くなっているが、D^0 のマスコンストレイントフィットした ΔE を見ると D^0 のマスコンストレイントはさほど効いていない事が解る、そこでここでは D^0 の質量を固定する D マスコンストレイントフィットのみ用いる。

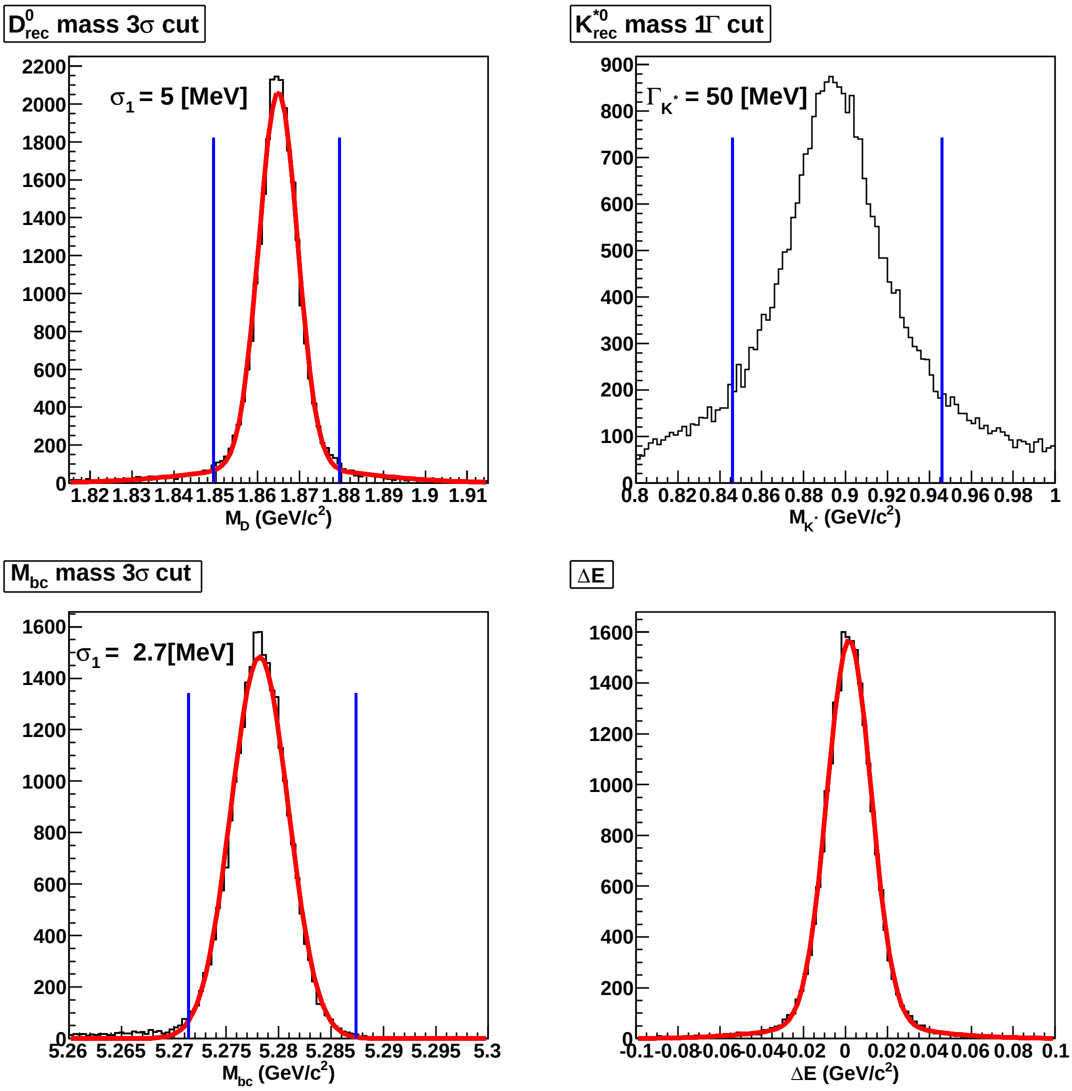

図 3.1: シグナルモンテカルロに対する M_{D^0}(左上)、$M_{K^{*0}}$(右上)、M_{bc}(左下)、ΔE(右下) の分布

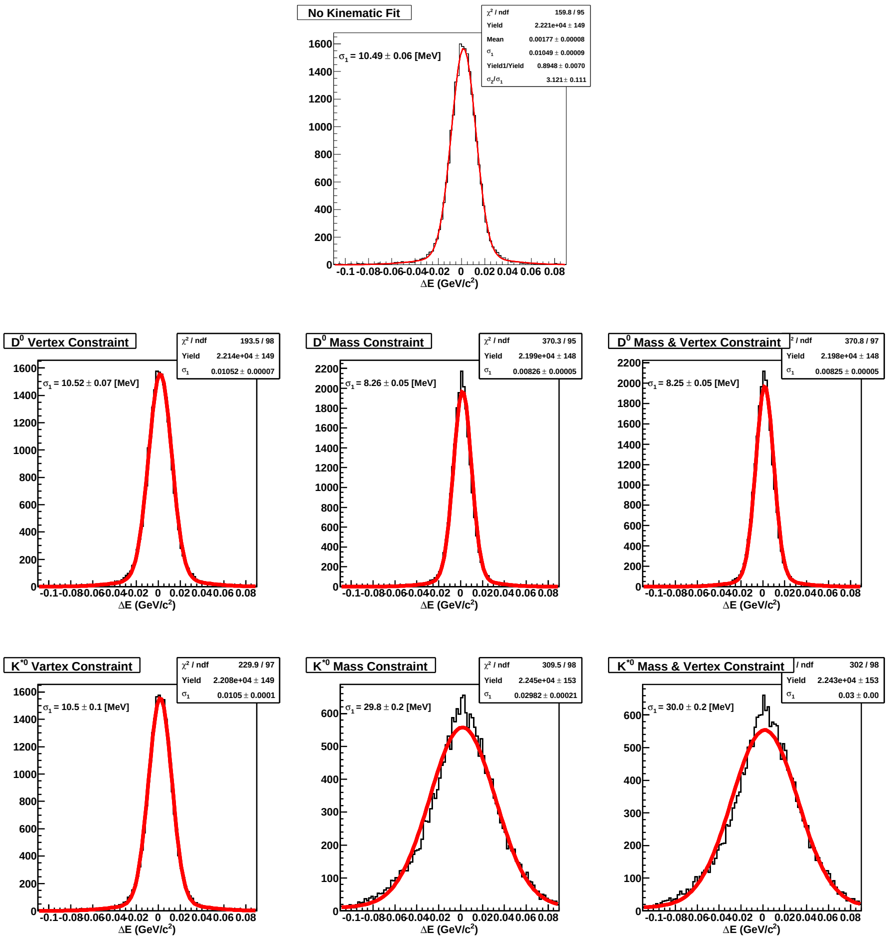

図 3.2: シグナルモンテカルロにおける D^0、K^{*0} のマスコンストレイントフィット、バーテックスコンストレイントフィット、マスバーテックスコンストレイントフィット後の ΔE 分布。それぞれ固定無し (上)、D^0 の崩壊点を固定 (中左)、D^0 の質量を固定 (中)、D^0 の崩壊点と質量を固定 (中左)、固定無し (上)、K^{*0} の崩壊点を固定 (下左)、K^{*0} の質量を固定 (下中)、K^{*0} の崩壊点と質量を固定 (下左)

3.3.7 コンティニュウムバックグラウンドの除去

$\Upsilon(4S)$ は非常に細い共鳴状態である (図 3.3)。そのため共鳴状態エネルギーからずれた場合、$e^+e^-\to q\overline{q}(q = u, d, c, s)$ の過程がほとんどとなる。総じて見るとこのイベントは反応断面積が大きく、ΔE に一様に分布するので、解析において大きなバックグラウンドとなる。このバックグラウンドはコンティニュウムバックグラウンドと呼ばれる。

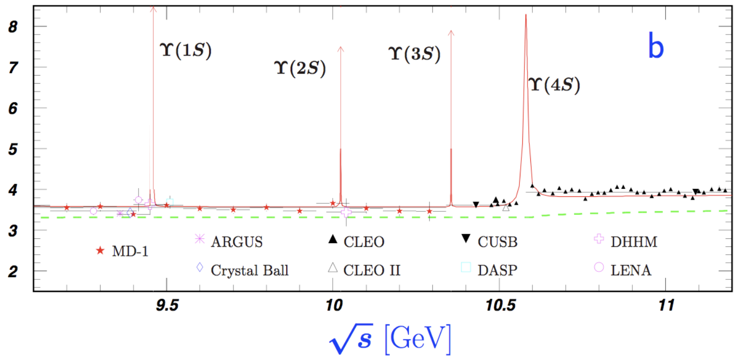

図 3.3: e^+e^- 衝突における反応断面積。$\sqrt{s}$ は衝突の重心系エネルギー、縦軸は反応断面積に対応する値

KSFW によるイベントの区別

B イベントとコンティニュウムバックグラウンドの区別は、イベントの形状を用いて区別することが出来る。B イベントは、B がほぼ静止して生成されるため、B から崩壊してできる粒子は球形の形状になる (図 3.4 左)。

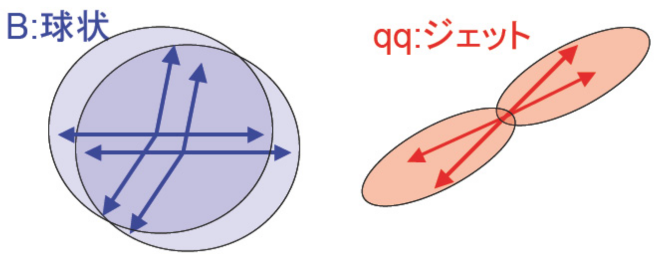

図 3.4: B イベントとコンティニュウムバックグラウンドのイベントの形状

一方コンティニュウムイベントは、クォーク対が大きな運動量を持って生成されるので、真逆の方向を向いたジェットの形状となる (3.4 右)。

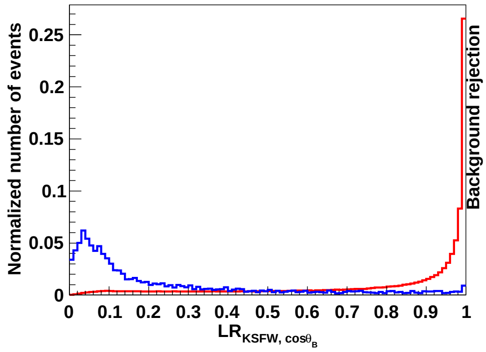

図 3.5: NB アウトプット分布。赤色がシグナルモンテカルロ、青色がコンテニウムイベントのモンテカルロに対して

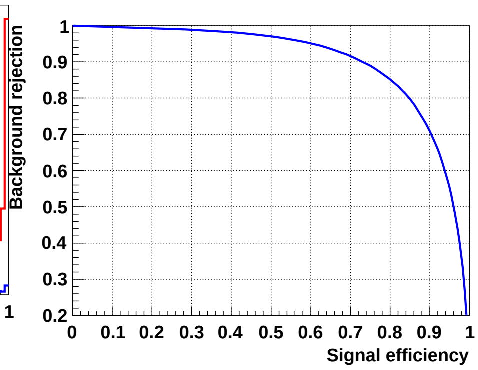

図 3.6: NB をカットする事によるコンテニウムバックグラウンド除去率対シグナルの保持率

イベントの形状はスーパーフォックスウォルフラムモーメントを用いた、KSFW(Kakuno's Super Fox Wolfram moments) によって表すことが出来る [19][20][21]。これを用いて B イベントとコンティニュウムイベントに対して、KSFW の尤度比 Lr_{KSFW} が求まる。さらに $e^+e^- \to \Upsilon(4S)$ の反応はベクター結合である事と、$\Upsilon(4S)$ はスピン 1 なので、$B\overline{B}$ ペアは軌道角運動量が 1 で生成される事から、B の球面調和関数は $Y_{1,\pm1}$ である。従って $\Upsilon(4S)$ の静止系においてビーム軸と B の飛行方向の間の角を θ_B とすると、B の角度分布は $\sin^2\theta_B$ に比例する。
Belle の解析では標準的にこの $KSFW$ と $cos\theta_B$ を合わせ、尤度比をカットすることでコンテニウムイベントの除去をしている。ここに $KSFW$ と $cos\theta_B$ を合わせた尤度比 $Lr_{KSFW,cos\theta_B}$ と、$Lr_{KSFW,cos\theta_B}$ でカットした場合のコンテニウムイベントの除去率対シグナルの保持率を出す。

NeuroBayes 法

よりいっそうのコンテニウムイベントの除去のために、KSFW、$cos\theta_B$ の他に次の変数を用い、B イベントとコンティニュウムイベントを分離する。

- $|cos\theta_{thr}|$:重心系における B 崩壊のスラストアングルの絶対値。ここで、シグナルとして再構成した B と反対側の B の再構成には荷電粒子には全て π の質量を仮定、γ は 0.1GeV 以上のエネルギーの

ものを使用する。

- Δz :シグナルとして再構成した B と反対側の B の崩壊点との距離。B イベントでは、B 中間子の寿命により絶対値は大きくなる。

- $cos\theta_D^K$:D の静止系での娘粒子の K と B と反対の運動量の方向のなす角。B イベントではフラットな分布であり、コンティニュウムイベントでは極端な値になりやすい。

- $|qr|$:フレイバータグ情報の絶対値。ここで、q は b のフレイバーを示し、r はタグの質を示す。qr を求めるのに、基本的なマルチディメンショナルライクリフッド法を使う。

- ΔQ :D の飛行方向の半球と逆の半球内での粒子のもつ荷電の総和の差、ここで B の再構成に使った粒子は除いている。B イベントでは 0 の付近に分布し、コンティニュウムイベントではジェットの形状となるため 0 になりにくい。

- DK^* の距離 :再構成した D と K^* のトラックの最近接距離。シグナルイベントでは 0 付近に分布し、$c\overline{c}$ バックグラウンドでは大きな値を持ちやすい。

- $cos\theta_B^D$:B の静止系での娘粒子の D と $\Upsilon(4S)$ と反対の運動量の方向のなす角。シグナルイベントと $c\overline{c}$ バックグラウンドで分布が異なり、幾分か分離することが出来る。

これら全てのシグナル、コンティニュウムイベントの分布は図 3.7 である。

これら変数を結合するため、NeuroBayes というニューラルネットワークのパッケージを利用する [23]。NeuroBayes はデータに関係する多変数を扱う解析でとても洗練されたツールである。ベイズ統計に基づき、樹状で層になった (インプット、ヒドゥン、アウトプットレイヤー) ニューラルネットワークにより自動的にプリプロセスされたインプット変数を結合する。

トレイニングの結果は図 3.10

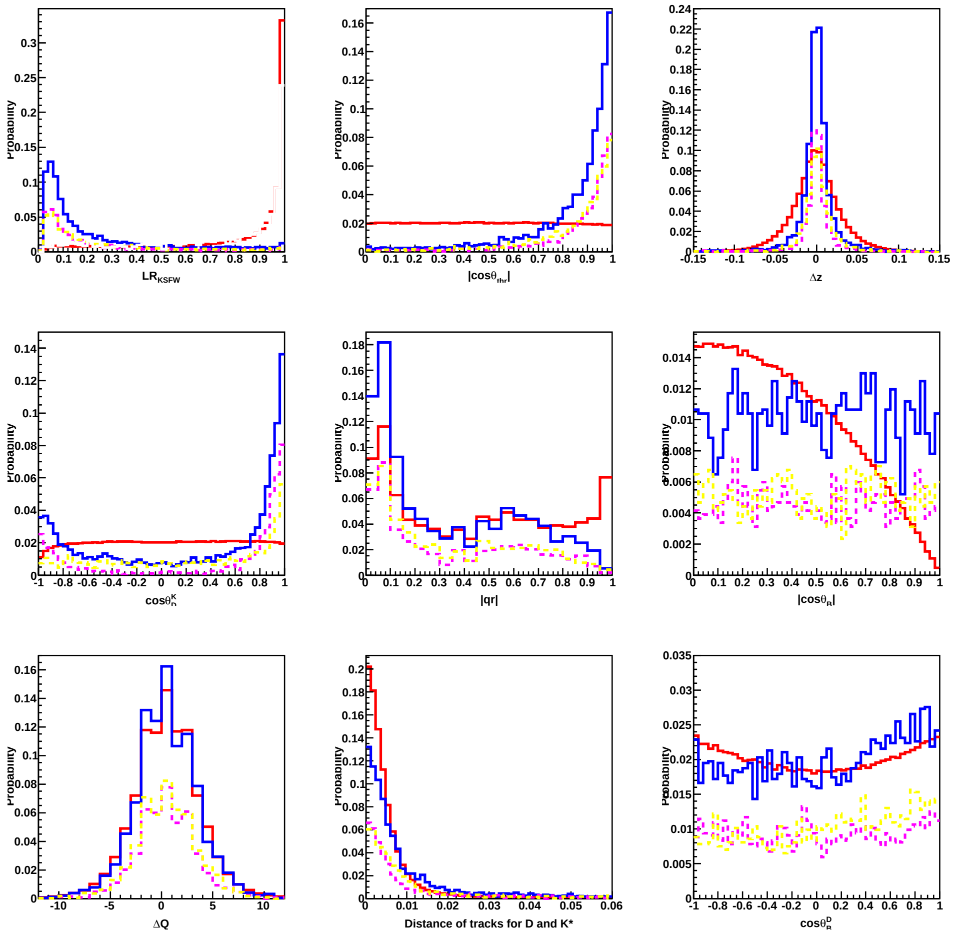

図 3.7: NeuroBayes のインプットパラメターの分布。赤色がシグナルモンテカルロ、青色がコンテニウムバックグラウンド、緑色が $(q = c)$、紫色が $(q = u, d, s)$ 成分。

Background rejection (%)	Signal efficiency (%)		Rate for signal efficiency
	Likelihood (2 Pars.)	NeuroBayes (9 Pars.)	
99	27.1	52.0	1.92
95	60.5	77.4	1.28
90	73.1	86.4	1.18
80	84.8	93.4	1.10

表 3.2: 2 パラメータを用いた尤度比と 9 パラメータを用いた NeuroBayes のアウトプットのパフォーマンスの比較。誤差はそれぞれ約 1% 程度

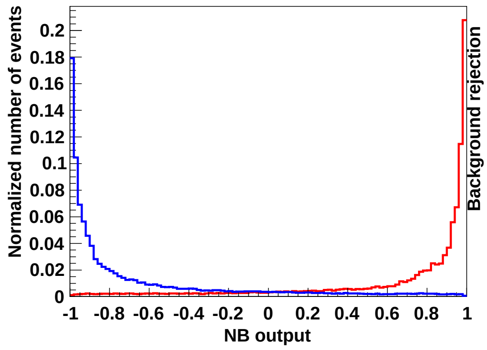

図 3.8: NB アウトプット分布。赤色がシグナルモンテカルロ、青色がコンテニウムイベントのモンテカルロに対して

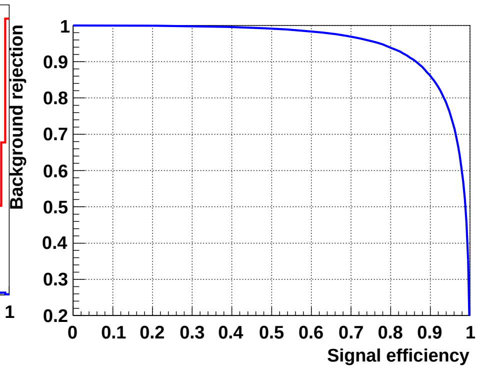

図 3.9: NB をカットする事によるコンテニウムバックグラウンド除去率対シグナルの保持率

図 3.10: 9 パラメータによる NeuroBayes のアウトプットとパフォーマンス

それぞれの変数の寄与

確認のため、それぞれの変数の分離する力を表す、表 3.3 ”Only this” とは一つの変数でのシグニフィカンスであり、この値が高い変数ほどきれいに分離出来る。”Without this” とは一つの変数を除いた時のシグニフィカンスの損失である。これら二つの値は相対的な大きさを表している。”Corr. to others” は他の変数とのリニアコリレィションファクターである。”Without this” は ”Only this” と関係しているが、”Corr. to others” が高くなるほど ”Without this” は低くなる。これら全ての値は NeuroBayes パッケージの基本的なアウトプットで、変数の関係から求めている。

オーバートレイニングの確認

オーバートレイニング (統計的な揺らぎすらも含めてトレイニング) していないか確認するため、トレイニングに使用したモンテカルロサンプルとは独立なモンテカルロサンプルからアウトプットを得る。モンテカルロサンプルのイベント数は 100,000 イベントづつ、M_{bc} の要求はトレイニングサンプルと同様のものを用いた。図 3.11 が結果であり、矛盾無い結果が得られており、オーバートレイニングはされていないものと考えられる。

また、今後 NB のアウトプット-0.6 以下のコンティニュウムバックグラウンドらしいイベントはそれぞれのモードで全てカットするものとする。

Variable	Only this (σ)	Without this (σ)	Corr. to other
$LR(KSFW)$	274.32	89.69	75.40
$\lvert cos\theta_T \rvert$	251.47	57.09	74.00
δz	144.22	78.43	26.80
$cos\theta_D^K$	173.54	77.43	33.00
$\lvert qr \rvert$	105.70	43.56	20.90
$\lvert cos\theta_B \rvert$	100.29	46.82	19.10
δQ	19.57	3.04	10.30
$distanceDK^*$	131.60	64.17	27.70
$cos\theta_B^D$	54.89	31.20	13.60

表 3.3: 各パラメータ毎の分離する力と相関

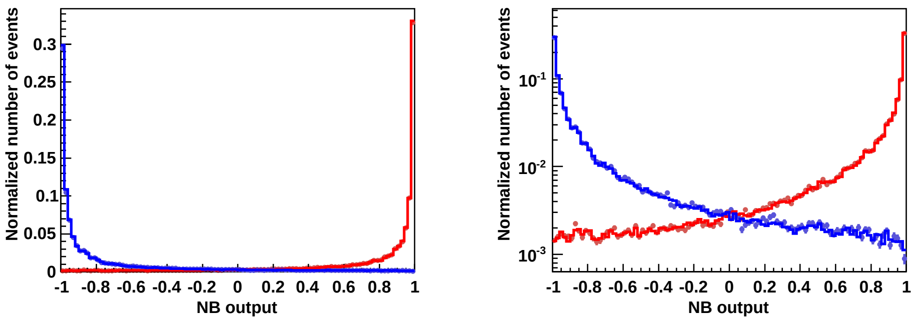

図 3.11: トレイニングの結果 (ヒストグラム) とトレイニングとは独立なモンテカルロを使用したモンテカルロサンプル (誤差棒付きドット) の結果。赤色がシグナル、青色がコンテニウムイベント。右の図では縦軸が対数目盛りになっているのみ。トレイニングとテストでは有為な差は見られない。

3.4 シグナルのイベント数の導出

シグナルの抽出は、前節のイベントの選択基準を満たす ΔE と NB のアウトプットの分布を 2 次元フィットして行う。フィットは最大尤度法（Extended maximum likelihood method）で行う。

3.4.1 ピーキングバックグラウンド

フィット時に入ってくるシグナル以外の B イベントを考える。ΔE の値は中間状態に依存しないため、シグナルと終状態が同じ崩壊は、シグナルと同じく $\Delta E = 0$ にピークを持つバックグラウンドとなる。

$B^0 \to [\overline{D^0}\pi^-]_{D^{*-}}K^+$ バックグラウンド

- $B^0 \to [K^+\pi^-]_{D_{sup.}}K^{*0}$: 0.026 ± 0.001
- $B^0 \to [K^+\pi^-]_{D_{fav.}}K^{*0}$: 6.7 ± 0.2

$B^0 \to [\overline{D^0}\pi^-]_{D^{*-}}K^+$ は $\overline{D^0}$ の崩壊によりサプレストモード、フェイバードモード共に同じ終状態となりうる。この過程のイベントはシグナル CM を生成し、最終的に要求を満たすイベント数を数え、測定されている崩壊分岐比から ΔE 分布中のイベント数を見積もる。サプレストモードにおいては無視出来る程度、フェイバードモードにおいては 6.7 ± 0.2 イベント程度と予想される。このモードはシグナルと干渉するので、系統誤差に得られたイベント数分のエラーを含むものとして扱う。

$B^0 \to [K^{*0}K^-]_{D^-}\pi^+$ バックグラウンド

- $|M_{K^{*0}K} - M_{D^0}^{nominal}| < 0.018\mathrm{GeV}$: $B^0 \to [K^+\pi^-]_{D_{fav.}}K^{*0}$: 0.08 ± 0.02

$B^0 \to [K^{*0}K^-]_{D^-}\pi^+$ はフェイバードモードと同じ終状態となりうる。再構成した K^{*0} と D の再構成で使用した K を合わせた不変質量を $M_{K^{*0}K}$ と定義し、これを D の静止質量の差が 0.018GeV 以内のイベントを除去する。この後、上記と同様に ΔE 分布中のイベント数を見積もると、フェイバードモードに 0.08 ± 0.02 イベント程度が予想される。これは無視出来る程度のイベント数である。

$B^0 \to \overline{D^0}[\pi^+\pi^-]\rho^0$ バックグラウンド

$B^0 \to \overline{D^0}[\pi\pi]\rho^0$ は ρ から崩壊する $\pi^\pm$ を一つ K と誤識別することによりサプレストモード、フェイバードモード共に同じ終状態となりうる。π を一つ K と誤識別しているので、ΔE 分布ではおよそ +0.07GeV ずれた位置にピークを持つ。

$B^+ \to \overline{D^0}\pi^+$ バックグラウンド

$B^+ \to \overline{D^0}\pi^+$ は B^- 側の π を含み、かつ B^+ 側の π を K とご認識する事で ΔE 分布では＋側に大きくずれてピークを持つ。$B^+ \to \overline{D^0}\pi^+$ のモンテカルロを生成し、フィットする関数に含める事でこのバックグラウンドを扱う。

$B^+ \to \overline{D^0}K^+$ バックグラウンド

$B^+ \to \overline{D^0}K^+$ は B^- 側の π を含む事で ΔE 分布では＋側に大きくずれてピークを持つ。$B^+ \to \overline{D^0}K^+$ のモンテカルロを生成し、フィットする関数に含める事でこのバックグラウンドを扱う。

$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$ バックグラウンド

$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$ は B^- 側の π を含み、かつ B^+ 側の π を K とご認識し、$D^{*0} \to D^0\pi^0$ もしくは
$D^0\gamma$ の π^0 か γ を見逃す事で ΔE 分布では比較的シグナルに近い値で、かつ広い分布を持つ。$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$ のモンテカルロを生成し、フィットする関数に含める事でこのバックグラウンドを扱う。

$B^+ \to \overline{D^{*0}}K^+$ バックグラウンド

$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$ は B^- 側の π を含み、かつ B^+ 側の π を K とご認識し、$D^{*0} \to D^0\pi^0$、もしくは $D^0\gamma$ の π^0 か γ を見逃す事で ΔE 分布では比較的シグナルに近い値で、かつ広い分布を持つ。$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$ のモンテカルロを生成し、フィットする関数に含める事でこのバックグラウンドを扱う。

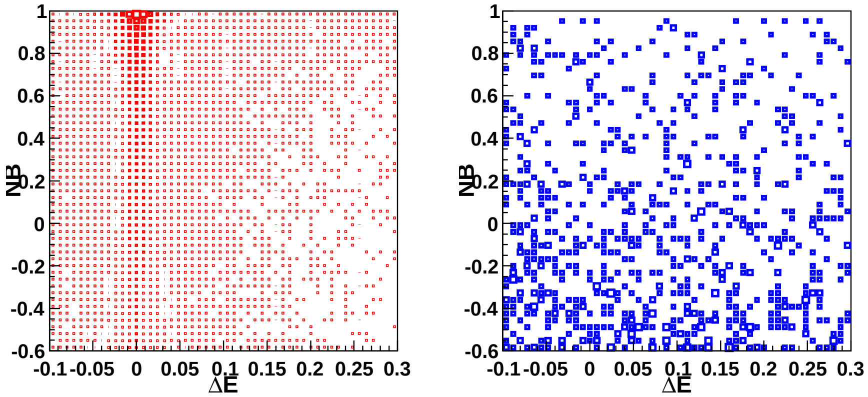

図 3.12: モンテカルロより求めた、ΔE と NB 二次元のシグナル (左) とコンテニウムイベント (右) 分布。それぞれコリレーションファクターは-1.9%、-1.5%。また、全ての NB のインプットパラメターと ΔE は相関が無いためその他成分も相関を持たない。

3.4.2 確率分布関数

フィットのための 2 次元の確率分布関数は ΔE、NB のアウトプットの 1 次元の関数を掛け合わせて作る。この方法は図 3.12 の様に ΔE と NB のアウトプットに相関が無いことによる。フィット範囲は

- $-0.1\mathrm{GeV} < \Delta E < 0.3\mathrm{GeV}$
- $NB > -0.6$

である。

ΔE の関数

ΔE の関数について以下で説明する。

- シグナル :幅の異なる二つのガウシアンの和。シグナルモンテカルロをフィットした、二つのガウシアンの幅の比と面積の比で固定。
- $B\overline{B}$ バックグラウンド :$B\overline{B}$ バックグラウンドとは、シグナル、前述のピーキングバックグラウンド以外の B の崩壊であるとする。π や γ を検出できなかった場合、ΔE の負の領域にピークを持つ。パラメータを全て固定しないエクスポネンシャルによってフィットする。
- コンティニュウムバックグラウンド :ΔE のシグナル領域で一様に分布しているので直線でフィットする。パラメータは全て固定しない。

NB のアウトプットの関数

NB のアウトプットの関数について以下で説明する。全ての成分はデータもしくはモンテカルロから得たヒストグラム分布を使用している。

- シグナル :シグナルモンテカルロより得る。
- $B\overline{B}$ バックグラウンド :モンテカルロより得る。サプレストモードとフェイバードモードで異なる分布を使用している。
- コンティニュウムバックグラウンド :M_{bc} のサイドバンド ($5.23\text{GeV} < M_{bc} < 5.27\text{GeV}$) での分布より得る。ここで、$B\overline{B}$ イベントの寄与を差し引いている。

3.4.3 シグナル数の導出

前述の方法で確率分布関数を得て、データサンプルよりシグナル数を導出する。ここで、772×10^6 個の $B\overline{B}$ ペア相当の、全ての $\Upsilon(4S)$ データサンプルを使用する。

フェイバードモードのフィット

フェイバードモードに対するフィットの結果を図 3.13 〜 3.18 に示す。フィットの成分はシグナル (赤)、$B^0 \to \overline{D^0}\rho^0$、$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$、$B^+ \to \overline{D^{*0}}K^+$(緑色)、$B^+ \to \overline{D^0}\pi^+$、$B^+ \to \overline{D^0}K^+$(黄色)、その他 $B\overline{B}$ イベント (明るい緑)、コンテニウムイベント (紫色) である。得られたシグナルのイベント数より崩壊分岐比を見積もった。

ここで、フェイバードモードは $B^0 \to [K^+\pi^-]_{D^0}K^{*0}$ と $B^0 \to [K^+\pi^-]_{\overline{D^0}}K^{*0}$ の重ね合わせである。しかしアンプリチュード比にして $B^0 \to \overline{D^0}K^{*0}$ の方が二桁大きく、$B^0 \to D^0K^{*0}$ の寄与は無視出来るレベルであり、[25] より K^{*0} のレゾナンスを経由しないモードの効果もほぼ無視出来るとして、ここでは $B^0 \to D_{fav}K^{*0} \sim B^0 \to \overline{D^0}K^{*0}$ とみる。本解析で得られた崩壊分岐比、PDG、前回の Belle の結果 [26] の比較、PDG からの本解析の標準偏差を表 3.4 に示す。ここでは誤差にはイベント数の統計誤差を考慮している。

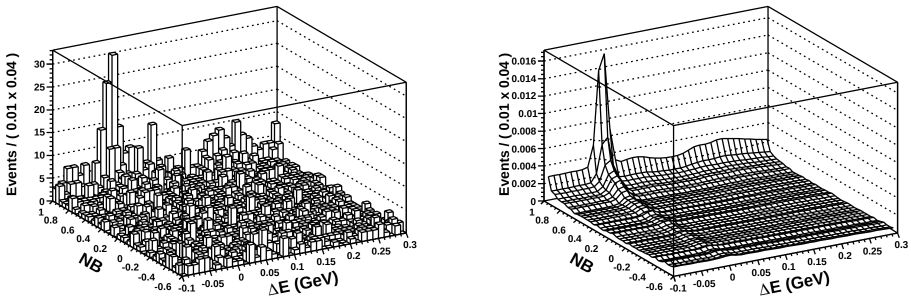

図 3.13: モンテカルロサンプルの 2 次元分布 (左) と、フィットの結果の確率分布関数 (右)

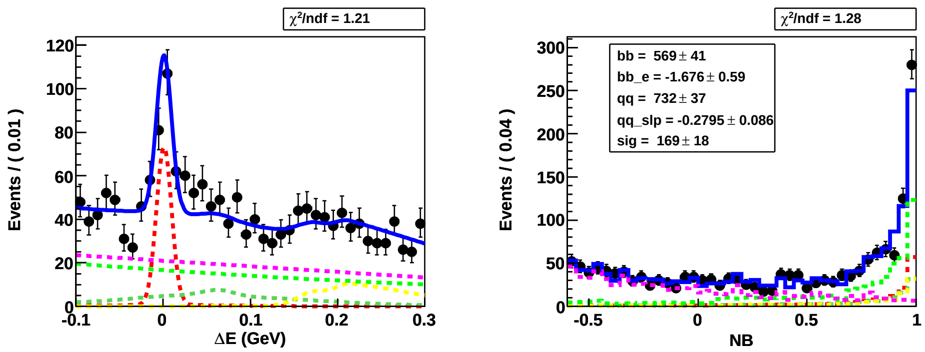

図 3.14: それぞれ ΔE 分布 (左) と NB アウトプット分布 (右) を全てのフィット領域で投影した。誤差棒付きのドット (モンテカルロサンプル)、青いライン (確率分布関数全体)、緑色の破線 ($D^0\rho^0$ と $D^{*0}\pi^+$、$D^{*0}K^+$)、黄色の破線 ($D^0\pi^+$ と D^0K^+)、明るい緑色の破線 (それ以外の $B\overline{B}$ イベント)、紫色の破線 (コンテニウムイベント)

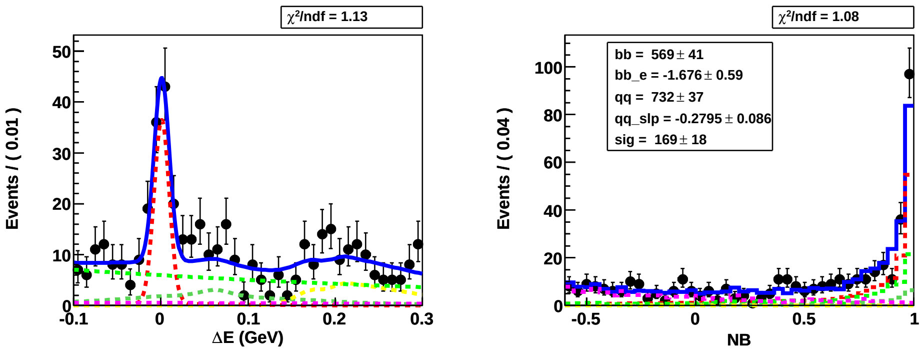

図 3.15: モンテカルロサンプルに対してのフィット、ΔE 分布に対しては $0.9 \leq NB \leq 1.0$ で (左)、NB 分布に対しては $-0.03 \leq \Delta E \leq 0.03 GeV$(右) で投影

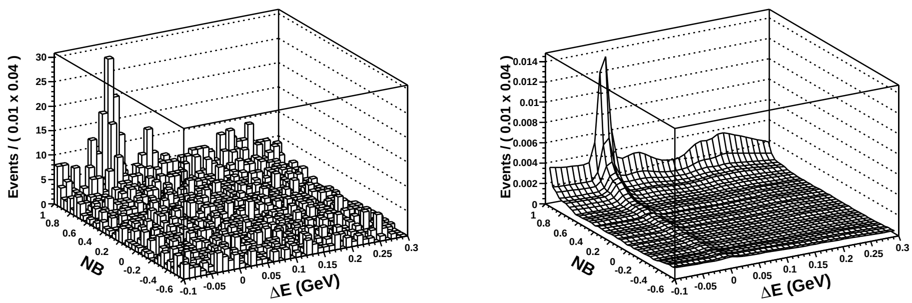

図 3.16: データサンプルの 2 次元分布 (左) と、フィットの結果の確率分布関数 (右)

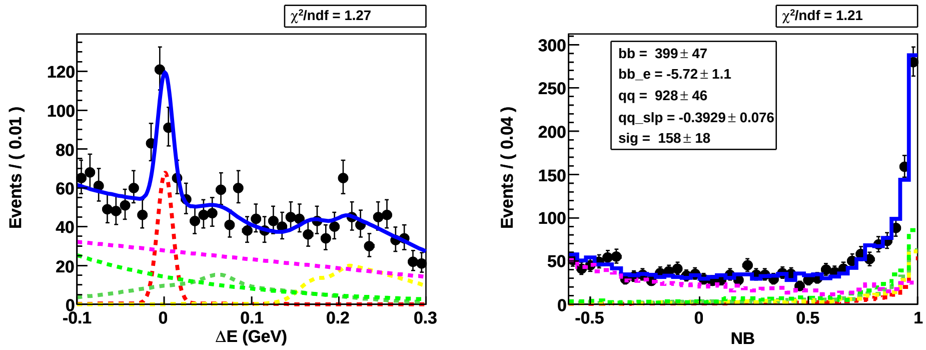

図 3.17: それぞれ ΔE 分布 (左) と NB アウトプット分布 (右) を全てのフィット領域で投影した。誤差棒付きのドット (データサンプル)、青いライン (確率分布関数全体)、緑色の破線 ($D^0\rho^0$ と $D^{*0}\pi^+$、$D^{*0}K^+$)、黄色の破線 ($D^0\pi^+$ と D^0K^+)、明るい緑色の破線 (それ以外の $B\overline{B}$ イベント)、紫色の破線 (コンテニウムイベント)

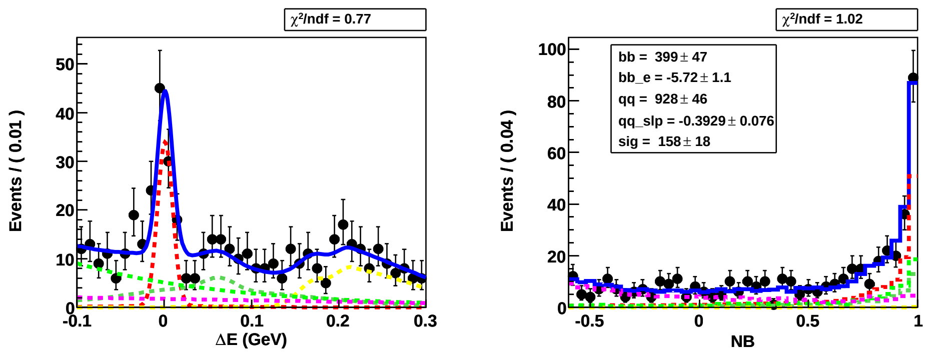

図 3.18: データサンプルに対してのフィット、ΔE 分布に対しては $0.9 \leq NB \leq 1.0$ で (左)、NB 分布に対しては $-0.03 \leq \Delta E \leq 0.03 GeV$(右) で投影

崩壊分岐比（測定）	$(4.02 \pm 0.47) \times 10^{-5}$
崩壊分岐比（PDG）（$B^0 \rightarrow \overline{D^0} K^{*0}$）	$(4.2 \pm 0.6\ ) \times 10^{-5}$
崩壊分岐比 (Belle 85M $B\overline{B}$)	$(4.8^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.5) \times 10^{-5}$
標準偏差	-0.2 σ

表 3.4: 崩壊分岐比

第4章　結果

統計的な誤差以外の誤差を見積もった。ここで系統誤差はデータに含まれる $B\overline{B}$ の数とトラック一つ当りの検出効率、シグナルの検出効率、$D^0 \to K^-\pi^+$ の崩壊分岐比、フィットによるバイアスの誤差と $[\overline{D^0}\pi^-]_{D^{*-}}K^+$ による寄与を見積もっている。各系統誤差の値とそれらを総合した結果を表 4.1 に示す。
トラック一つ当りの検出効率による誤差はモンテカルロとデータの粒子識別の差によって生じ、[24] を参考に評価する。シグナルの検出効率による誤差はシグナルモンテカルロを 2,000,000 生成し、フィットした結果の誤差から評価した。フィットによるバイアスの評価はデータのフィット後の確率分布関数から正規分布で振れる様に擬似的なデータを 1,000 回作り、それを実際のデータと同様にフィットし、そこで見積もられたシグナル数に依り評価した。この時のシグナルのイベント数、それを実際のデータのフィットで得たシグナルのイベント数で差を取り誤差で割ったプロットは図 4.1。ここからフィットバイアスからの系統誤差は無視出来る程度と定まった。

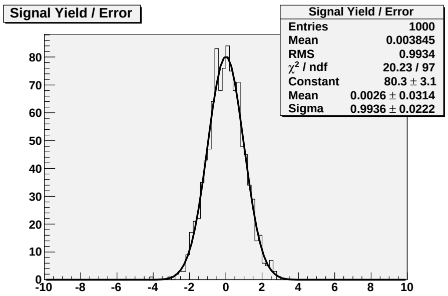

図 4.1: プルディストリビューション

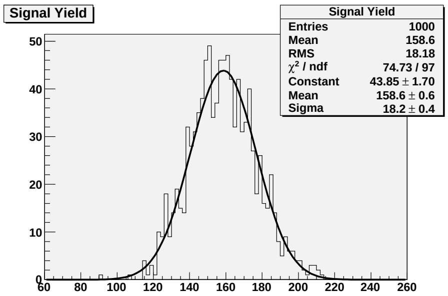

図 4.2: 1,000 回フィットしたシグナルのイベント数

系統誤差	%
$B\overline{B}$ の数	± 1.4
トラック一つ当りの検出効率	± 2.0(トラック一つ当り ± 1.0)
シグナルの検出効率	± 0.2
D^0 の崩壊分岐比	± 1.3
$[\overline{D^0}\pi^-]_{D^{*-}}K^+$ の寄与	$\pm$ 4.7
フィットによるバイアスの誤差	0.0
合計	± 5.5

表 4.1: $Br(B^0 \to D_{fav}K^{*0})$ の系統誤差

第5章　議論

ここでは本解析の展望を議論する。特に、崩壊分岐比を求めたフェイバードモードより干渉の効果が大きく ϕ_3 に感度が良いサプレストモードの探索を考えている。サプレストモードは崩壊分岐比がフェイバードモードより小さく、現在測定されていない。[25] より見積もられたサプレストモードとフェイバードモードの崩壊分岐比の比について中心値を使用し、モンテカルロについて、フェイバードモードと同様の解析を行った。この時見積もられるシグナルのイベント数は 12 イベント程度である。Nuerobayes のインプットパラメターはフェイバード、サプレストモードによって差異は無い。また、サプレストモードでは有為に入って来ないと思われるピーキングバックグラウンド ($B^+ \to \overline{D^0}\pi^+$、$B^+ \to \overline{D^0}K^+$、$B^+ \to \overline{D^{*0}}\pi^+$、$B^+ \to \overline{D^{*0}}K^+$) は考慮していない。

図 5.1 ～ 5.3 のようにサプレストモードについては未だに観測できるシグナルを期待出来ない。ここで、よりバックグラウンドを抑制するための手段として、いくつかの方法が考えられるが、特に期待しているものに $cos\theta^K_{K*}$ というパラメータがある。

- $cos\theta^K_{K*}$:K^* の静止系での娘粒子の K と B と反対の運動量の方向のなす角。K^* の球面調和関数は $Y_{1,0}$ となることからシグナルイベントの K の角度分布は $cos^2\theta^K_{K*}$ に比例する。

このパラメータは Belle 実験での前回の解析 [26] ではシグナルの少ない $|cas\theta^K_{K*}| \leq 0.3$ でカットする事により、よりバックグラウンドを抑制している。本解析ではこのパラメータを使用していないが、これはこのパラメータを NeuroBayes のインプットにする構想があるためである。しかし、コンテニュウムサプレッションのためのパラメータと比べ、$cos\theta^K_{K*}$ は K^{*0} のレゾナンスを経由しないモードに対しても分離する能力があると考えられ、また、その他 $B\overline{B}$ バックグラウンドのイベントは運動学的理由により分布が極端な値を取りうるのでフェイバード、サプレストモードで扱いを変える必要がある可能性もある。これら事情により、一度データの解析が終わり次第、データ、モンテカルロサンプルでの $cos\theta^K_{K*}$ の分布を確認し、さらに研究を重ねこのパラメータの扱いを決定したい。

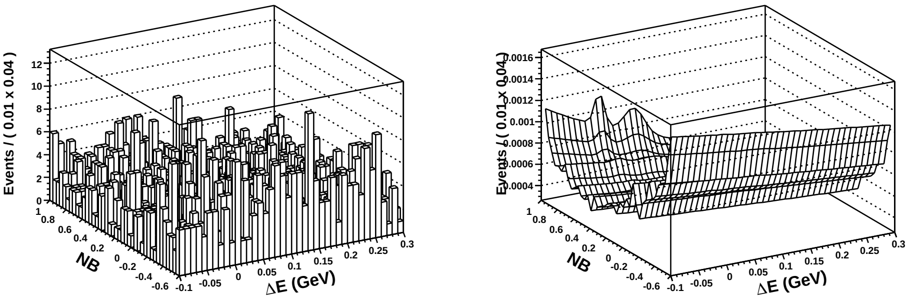

図 5.1: モンテカルロサンプルの 2 次元分布 (左) と、フィットの結果の確率分布関数 (右)

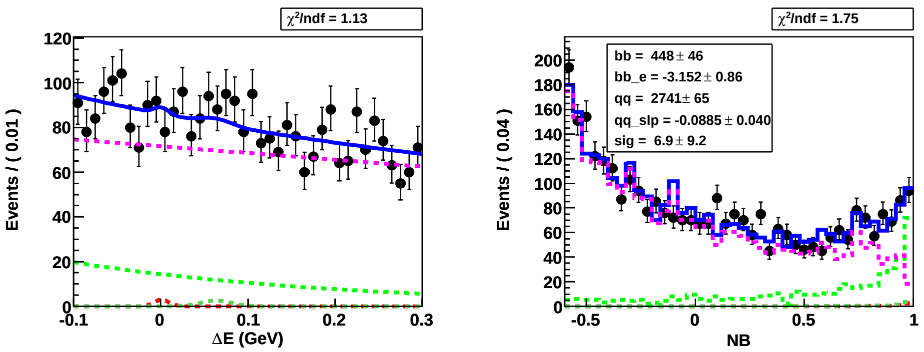

図 5.2: それぞれ ΔE 分布 (左) と NB アウトプット分布 (右) を全てのフィット領域で投影した。誤差棒付きのドット (モンテカルロサンプル)、青いライン (確率分布関数全体)、緑色の破線 ($D^0\rho^0$ と $D^{*0}\pi^+$、$D^{*0}K^+$)、黄色の破線 ($D^0\pi^+$ と D^0K^+)、明るい緑色の破線 (それ以外の $B\overline{B}$ イベント)、紫色の破線 (コンテニウムイベント)

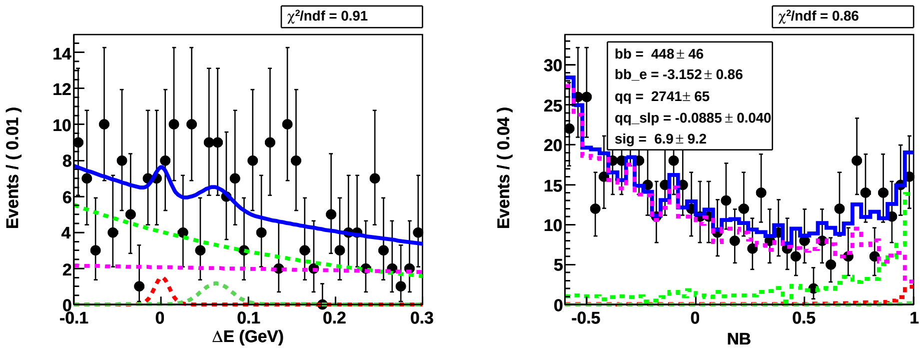

図 5.3: モンテカルロサンプルに対してのフィット、ΔE 分布に対しては $0.9 \le NB \le 1.0$ で (左)、NB 分布に対しては $-0.03 \le \Delta E \le 0.03 GeV$(右) で投影

第6章　結論

$B^0 \to DK^{*0}$ は ADS 法で用いる崩壊と比べ崩壊分岐比はあまり大きくないが、干渉の効果が大きく、ϕ_3 の精密な測定が可能であると考えられる。本解析では Belle 実験で収集された 772×10^6 の $B\bar{B}$ ペアを用いた。解析の結果、フェイバードモードの崩壊分岐比が $Br(B^0 \to D_{fav} K^{*0}) \sim Br(B^0 \to \overline{D^0} K^{*0}) = (4.02 \pm 0.47(stat.) \pm 0.22(syst.))$ と求まった。この結果は、以前の 85×10^6 個の $B\overline{B}$ を使用した Belle 実験の結果 [26]($(4.8^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.5) \times 10^{-5}$) や世界平均と矛盾しないものであった。また、前回の Belle 実験の結果、世界平均と比較して、本解析の結果は系統誤差、統計誤差共により小さく抑えられた。統計誤差については Belle 実験により集めた大きな統計に依る所が大きい。系統誤差については前回の Belle 実験の結果と比較して、B イベントからのピーキングバックグラウンドについてモードごとにモンテカルロを生成し寄与をフィットに加えるといった丁寧な扱いと、NeuroBayes を用いた新しい解析手法によりバックグラウンドの抑制に大きな力を与えた事による。このモードの研究は ϕ_3 測定にとって有用であり、本解析は ϕ_3 の精度向上に大きく貢献すると考えられる。

謝辞

まずはじめに指導教官である佐賀智行先生には、世界最高水準の研究環境で物理のパラメータを直接測定するという、素晴らしい研究テーマを与えてくれたことに深く感謝いたします。難解だった解析を進めて行く際に、いつも的確な助言を頂きました。山本均先生にはグループ会議などでたくさんのアドバイスを頂きました。長嶺さんには計算機などの技術的な面において多くのサポートをしてもらいました。小貫さんには解析グループのコンビナーだったこともあり、解析の詳細から、発表の細やかなアドバイスにわたり多いにアドバイスを頂きました。田窪さんには分かりやすく情報を伝える技術、結果を外へ発信する重要性を教わりました。堀井さんには解析全般や物理のアドバイス、スライドのチェック他、数々の相談や質問に親身になって対応してくれたことに、書き表せられないほど感謝しています。草野さんには、何も解らなかった頃、解析について基礎からご指導頂き、また卒業後までも多くのアドバイスを頂きました。ニュートリノセンターの皆様には、研究環境や研究発表会などグループの枠を超えた協力を頂きました。Karim Trabelsi san、堺井義秀さん、Pavel Krokovny san、宮林謙吉さん、岩渕真也さんら ϕ_3 グループの方々には会議等で、多くの素晴らしいアドバイスを頂きました。Belle 実験に尽力された、Belle コラボレーションや KEKB の方々には感謝の意を表します。最後に陰ながらいつも私を支えてくれた家族と友人に、深く感謝いたします。

関連図書

[1] N. Cabbibo, "Unitary Symmetry and Leptonic Decays", *Phys.Rev.Lett.* **10**, 531(1963).

[2] M.Kobayashi and T Maskawa, "CP violation in the renormalizable theory of weak interaction," *Prog.Theor.Phys* **49**, 652(1973).

[3] Particle Data Group, C. Amsler, *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* B**667**, 1(2008). http://pdg.lbl.gov/.

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

[5] M. Gronau and D. London, *Phys.Lett.* B 253 483(1991).

[6] M. Gronau and D. Wyler, *Phys.Lett.* B 265 172(1991).

[7] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, *Phys.Rev.Lett.* **78**, 3257(1997);D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, *Phys.Rev.D* **63**, 036005(2001).

[8] S. Kurokawa and E. Kikutani, "Overview of the KEKB accelerators," *Nucl.Instrum.Meth* A**499**, 1(2003).

[9] Belle Collaboration, A. Abashian *et al.*, "The Belle detector," *Nucl.Instrum.Meth* A**479**, 117(2003).

[10] Belle Collaboration, G. Alimonti *et al.*, "The BELLE silicon vertex detector," *Nucl.Instrum.Meth* A**453**, 71(2000).

[11] Y. Ushiroda, "BELLE silicon vertex detectors," *Nucl.Instrum.Meth* A**551**, 6(2003).

[12] H. Hirano *et al.*, "A high resolution cylindrical drift chamber for the KEK B-factory," *Nucl.Instrum.Meth* A**455**, 322(2000).

[13] T. Iijima *et al.*, "Aerojel Cherenkov counter for the BELLE detector," *Nucl.Instrum.Meth* A**453**, 321(2000).

[14] H. Kichimi *et al.*, "The BELLE TOF system," *Nucl.Instrum.Meth* A**453**, 315(2000).

[15] H. Ikeda *et al.*, "A detailed test of the CSI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4GeV," *Nucl.Instrum.Meth* A**441**, 401(2000).

[16] Belle Collaboration, A. Abashian *et al.*, "The K_L/μ detector subsystem for the Belle experiment at the KEK B-factory," *Nucl.Instrum.Meth* A**449**, 112(2000).

[17] R. Akhmetshin *et al.*, "Survey of the properties of BGO crystals for the extreme forward calorimeter at BELLE," *Nucl.Instrum.Meth* A**455**, 324(2004).

[18] Y. Ushiroda *et al.*, "Development of the central trigger system for the BELLE detector at the KEK B-factory," *Nucl.Instrum.Meth* A**438**, 460(1999).

[19] G. C. Fox and S. wolfram, *Phys.Rev.Lett.* **41**, 1581(1978).

[20] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **87**, 101801(2001).

[21] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* B**511**, 151(2001).

[22] W. N. Yao *et al.*, (Particle Data Group), J. Phys. G**33**, 1(2006).

[23] M. Fiendt, U. Kerzel, *Nucl.Instru.andMeth.* A**559**, 190-194(2006).

[24] P. Koppenburg, "A Measurement of the Track finding Efficiency Using Partially Reconstructed D^* Decay" *Bellenote* **621**.

[25] B. Aubert, *et al.*, *Phys.Rev.D.* **80**, 031102(2009).

[26] P. Krokovny, *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **90**, 141802(2003).