Belleシリコン崩壊点検出器用の クラスタリング・アルゴリズム の性能評価

David Noel HEFFERNAN 大阪大学大学院理学研究科 山中卓研究室

平成 18 年 2 月 6 日

概 要

Belle 実験では今後予定されている加速器の改良によりルミノシティーの向上が見込まれる。しかし、 その一方で崩壊点検出器 (SVD) に対するバックグラウンドが増大することも予想される。

この研究では高いバックグラウンド状況を再現するシミュレーションを用いて、バックグラウンドが SVD の位置分解能に与える影響は崩壊点位置分解能に対して約24%の劣化であること、またその主 な原因はSVD 一層目で本来観測されるべき真のクラスターがバックグラウンドによって否められて しまうこと、を明らかにした。

さらに、SVD 一層目でのクラスタリング方法を改良することで、この劣化が回復できるかどうかも 調べた。現在使われている重心法以外に Truncated 法、Shape 最尤法を独自に考えた結果、今後更な る調整が必要ではあるが、高バックグラウンド状況下では Truncated 法が重心法より位置分解能で約 6%回復できることが分かった。

目 次

第1章	イントロダクション	1
1.1	<i>CP</i> 非保存	1
	1.1.1 小林 - 益川行列とユニタリー三角形	1
	1.1.2 <i>B</i> 中間子系における <i>CP</i> 対称性の破れ	3
1.2	崩壊点検出器の必要性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	4
1.3	バックグラウンド....................................	5
1.4	本論文の狙い	6
第2章	KEK B ファクトリー	7
2.1	KEKB 加速器	7
2.2	Belle 検出器	10
	2.2.1 ビームパイプ 1	10
	2.2.2 SVD (Silicon Vertex Detector)	11
	2.2.3 CDC (Central Drift Chamber)	13
	2.2.4 ACC (Aerogel Čherenkov Counter)	14
	2.2.5 ToF (Time of Flight)	14
	2.2.6 ECL (Electromagnetic Calorimeter)	15
	2.2.7 超伝導ソレノイド電磁石 1	15

	2.2.8	KLM ($\mathbf{K}_{\mathbf{L}}/\mu$ Hadronic Calorimeter)	16
第3章	Highe	er BG Study	17
3.1	バック	クグラウンドの原因	17
	3.1.1	シンクロトロン放射光によるバックグラウンド................	17
	3.1.2	粒子によるバックグラウンド	18
3.2	原因究	8明	20
	3.2.1	シミュレーション	20
	3.2.2	高バックグラウンドでの振る舞い............................	21
	3.2.3	SVD への影響	23
	3.2.4	悪化の原因	24
	3.2.5	間違ったクラスターが選択される原因	26
3.3	まとめ)	29
第4章	改良法	るとその性能評価	31
4.1	クラス	タリングの三つの方法.................................	31
	4.1.1	重心法	31
	4.1.2	Truncated 法	33
	4.1.3	Shape 最尤法	35
4.2	クラス	、タリング・アルゴリズムの性能評価	41
	4.2.1	評価の仕方	41
	4.2.2	結果	42

第5章 考察

48

5.1	将来展望				
	5.1.1	ハードウェアにおける改良案	49		
	5.1.2	飛跡検出器の改良....................................	49		
第6章	結論		50		
付 録 A Double Gaussian の effective RMS 5					
謝辞	5				
関連図書	関連図書				

図目次

1.1	ユニタリー三角形の概念図。底辺の長さが $ V_{cd}V_{cb}^* $ 原点から頂点への距離は $ V_{ud}V_{ub}^* $ 、 もう一方の $ ho$ 軸上の点から頂点までの距離は $ V_{td}V_{tb}^* $ である。角度は右から反時計回 りに ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 の順に名前を付ける。	3
1.2	CP 非対称度を表すパラメーター $\sin 2\phi_1$ の測定の概念。 B^0 $\overline{B^0}$ 対の崩壊による二次 粒子をまず CP 側と $ ag$ 側のどれかに分けてその崩壊過程を再構築する。それぞれの 崩壊点の距離差 $\Delta z = \beta \gamma c \Delta t$ を利用して崩壊の時間差 Δt を計算する。	5
2.1	KEKB 加速器の概要図	7
2.2	KEKBの積分ルミノシティーの推移。横軸は時間で、上のグラフの縦軸は1日ごとの 積分ルミノシティー、下のグラフの縦軸はその時点での総積分ルミノシティーである [10]。	8
2.3	Belle 検出器	10
2.4	座標軸の定義....................................	11
2.5	DSSD の概要図	12
2.6	SVD2 のアクセプタンスの図	13
3.1	バックグラウンドが現在の3倍になったときのバックグラウンドのエネルギー分布。 赤色は粒子によるバックグラウンドを表し、青色がシンクロトロン放射光によるもの を表している。	19
3.2	通常のバックグラウンド(青)とその3倍のバックグラウンド(赤)のときのオキュ パンシーをチップ(512 ストリップ単位)ごとに表したもの。	22
3.3	通常のバックグラウンド(左側)とその3倍のバックグラウンド(右側)のときの崩 壊点位置分解能。	23

3.4	クラスター範疇の定義・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	25
3.5	通常のバックグラウンド (左側) とその 3 倍のバックグラウンド (右側) のときの <i>CP</i> 側再構築時に使われた飛跡の運動量分布。各色は一層目のクラスターの範疇を意味し、 赤色はシグナルクラスター、青色は変形クラスター、緑色はバックグラウンドクラス ター、黄色は偽組み合わせクラスターを表す。	27
3.6	通常のバックグラウンド (左側)とその3倍のバックグラウンド (右側)のときの tag 側再構築時に使われた飛跡の運動量分布。各色は一層目のクラスターの範疇を意味し、 赤色はシグナルクラスター、青色は変形クラスター、緑色はバックグラウンドクラス ター、黄色は偽組み合わせクラスターを表す。	28
3.7	ー層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡が他の層ではどのようなクラスター を使ったかを表す棒グラフ。左の3本は二層目が変形クラスターの場合、右の3本は 二層目がシグナルクラスターの場合の各層のクラスターの範疇の割合を表す。	29
3.8	ー層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡が他の層ではどのようなクラスター を使ったかを表す棒グラフ。左の3本は二層目が変形クラスターの場合、右の3本は 二層目がシグナルクラスターの場合の各層のクラスターの範疇の割合を表す。	30
4.1	重心法の概念図....................................	32
4.2	truncated 法の概念図	34
4.3	SVD ローカル座標系の定義	36
4.4	入射角度 θ_x と residual Δx の定義	37
4.5	粒子が DSSD を垂直で通過した場合、0 番目のストリップに集まったエネルギーを粒子 の落とした全エネルギーで規格化したものの分布。左は residual x が $0.00 < x < 0.05$ の場合(ストリップの真上を通過)、右は $0.50 < x < 0.55$ の場合(二本のストリップ の間を通過)を表す。	38
4.6	$e^+e^- ightarrow \mu^+\mu^-$ の MC を使って、 μ の作るクラスターの形を表すグラフ。横軸は粒子の通過した位置 (ストリップ間隔単位)、縦軸は各ストリップに収集されたエネルギーをクラスター全体のエネルギで割ったもの。各色はストリップ番号を表す。左のグラフは DSSD ローカル座標でみた μ の入射角度が $0^\circ < \theta_x < 5^\circ$ の場合、右のグラフは	

 $20^{\circ} < \theta_x < 25^{\circ}$ の場合を表す。ここで、紫色がストリップ番号 = -3 または +1 のストリップ、赤色がストリップ番号 = -2 または +2 のストリップ、緑色がストリップ番号 = -1 または +3 のストリップ、青色がストリップ番号 = 0 のストリップを表す。 39

- 4.7 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B^0}$ によって生成される $B^0 (\bar{B^0})$ が $B^0 (\bar{B^0}) \rightarrow \pi\pi$ で崩壊す るシミュレーションを使って、 π の作るクラスターの形を表すグラフ。 横軸は粒子の 通過した位置 (ストリップ間隔単位)、縦軸は各ストリップに収集されたエネルギーを クラスター全体のエネルギで割ったもの。各色はストリップ番号を表す。左のグラフ は DSSD ローカル座標でみた μ の入射角度が $0^\circ < \theta_x < 5^\circ$ の場合、右のグラフは $20^\circ < \theta_x < 25^\circ$ の場合を表す。ここで、紫色がストリップ番号 = -3 または +1 のス トリップ、赤色がストリップ番号 = -2 または +2 のストリップ、緑色がストリップ番 号 = -1 または +3 のストリップ、青色がストリップ番号 = 0 のストリップを表す。 40
- 4.8 典型的なクラスターを利用して shape 最尤法でクラスターの位置を計算した結果。上の二つのグラフは入力したクラスター形であり、垂直入射の粒子が residual x = 0.0 と0.5 の場所を通過した場合に期待されるクラスターに相当するものである。その下には入力したクラスターの形から計算した log likelihood Λ(x) を x に対して表している。最尤値が期待される位置(図で赤い縦棒で示す)の近くになっていることが分かる。.44

4.9	バックグラウンドが現在の 0 倍のときの $\Delta d ho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ のときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が truncated 方法、右下は最尤法を表す。	45
4.10	バックグラウンドが現在の1倍のときの $\Delta d ho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ のときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が $truncated$ 方法、右下は最尤法を表す。	46
4.11	バックグラウンドが現在の3倍のときの $\Delta d ho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ のときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が $truncated$ 方法、右下は最尤法を表す。	47

表目次

2.1	KEKB 加速器の主なパラメータ	9
2.2	SVD の主なパラメーター	13
2.3	Belle 検出器の性能	16
3.1	現在の SVD の成分	20
3.2	現在と将来のルミノシティーとビームの電流の比較	20
3.3	図 3.2 のグラフにおける各層のオキュパンシーの値	21
3.4	図 3.3 のグラフにおける崩壊点位置分解能のシグマと事象数の値のまとめ	24
3.5	3.2.3 の 3 つの状況の下での崩壊点位置分解能と事象数の値のまとめ	25
4.1	クラスタリング方法の性能評価の求め.................................	43

第1章 イントロダクション

この章ではまず、Belle 実験が目的としている *CP* 対称性の破れの探索の意義について説明する。次に、Belle 実験になぜ崩壊点検出器が必要なのかについて説明する、そして最後に本論文の目的について述べる。

1.1 *CP* 非保存

素粒子の弱い相互作用において粒子と反粒子を交換することを C 変換 (荷電共役変換)、空間座標を 反転することを P 変換 (パリティ変換) という。またこれらの変換を同時に施すことを CP 変換とい う。これらの変換の前後で粒子が同じ波動関数に従うとき、それぞれの変換に対して対称であるとい う。P 対称性は電磁気相互作用,強い相互作用では成り立っていると考えられているが,弱い相互作 用ではこの対称性が破れていることが1957年、C.S. Wu らによって発見された [1]。同様に弱い相互 作用では C 対称性も破れていることが示された。

しかし、その後も *CP* 対称性が破れているという発見はなく、*P* 対称性、*C* 対称性が同じ分だけ破れているので *CP* 対称性は弱い相互作用でも成り立っていると考えられていた。ところが 1964 年、V. L. Fitch、J. W. Cronin らにより中性 *K* 中間子系において *CP* 対称性が破れていることが発見された [2]。彼らは *CP* 固有値が -1 であると考えられていた K_L^0 が、*CP* 固有値 +1 である $\pi^+\pi^-$ に崩壊することを観測した。一方、中性 *B* 中間子系においては *CP* 対称性の破れが大きいと I. Bigi と A. I. Sanda によって指摘され [3]、予測された大きな *CP* 対称性の破れが 2000 年に発見された [4]。

1.1.1 小林 - 益川行列とユニタリー三角形

CP 対称性の破れを説明する仮説として、1973年小林 - 益川理論 [5] が発表された。この理論によれ ば、*CP* 非保存は3世代のクォークが混合することにより生じる。この混合行列 V_{CKM} は、小林 - 益 川行列と呼ばれ、式(1.1)に表されるような 3×3 の成分をもつユニタリー行列として表される。

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

これをウォルフェンシュタイン(Wolfenstein)表式[6]で三つの実数と一つの複素位相を使って近似的に表すと

$$V_{CKM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$
(1.2)

と書ける。ここに現れる複素位相(式(1.2)の η はこの複素成分の大きさを表す)が*CP* 非保存の 起源となる。

小林 - 益川行列 V_{CKM} は 3×3 のユニタリー行列であるので、九つのユニタリー条件を満たしている。そのうち、B 中間子系にとって最も大切なものとして、

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

というユニタリー条件が成立する。ウォルフェンシュタインのパラメータ化により、λの1次オー ダーで

$$V_{ud}V_{ub}^{*} = A\lambda^{3}(\rho + i\eta), \quad V_{cd}V_{cb}^{*} = -A\lambda^{3}, \quad V_{td}V_{tb}^{*} = A\lambda^{3}(1 - \rho - i\eta)$$
(1.4)

と表されるので、 $\bar{\rho} = \rho/A\lambda^3$, $\bar{\eta} = \eta/A\lambda^3$ と定義して、三辺の長さを $|V_{cd}V_{cb}^*| = A\lambda^3$ で規格化すると 図 1.1 のように底辺の長さが 1、頂点の位置が $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ の三角形を作ることになる。

この三角形をユニタリー三角形と呼ぶ。*CP* 対称性が破れている条件は、小林 - 益川行列の*i* 行 *j* 列 の行列要素に関して $V_{ij} \neq V_{ji}^*$ であるということになる。これは式 (1.2) における η が 0 でない値を持 つことを意味する。したがって、標準模型における *CP* 問題はこのユニタリー三角形の面積を求める ことに帰着される。



図 1.1: ユニタリー三角形の概念図。底辺の長さが $|V_{cd}V_{cb}^*|$ 原点から頂点への距離は $|V_{ud}V_{ub}^*|$ 、もう一方の ρ 軸上の点から頂点までの距離は $|V_{td}V_{tb}^*|$ である。角度は右から反時計回りに ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 の順 に名前を付ける。

1.1.2 *B*中間子系における*CP*対称性の破れ

ここで B^0 もしくは $\bar{B^0}$ から、ある CP 固有状態 f に崩壊する場合を考える。もし B 中間子の振動が 起こらないとすると、CP 対称性の破れが、 $B^0 \rightarrow f$ の遷移振幅 $A_f \geq \bar{B^0} \rightarrow f$ の遷移振幅 $\bar{A_f}$ の大き さの違いによってのみ生じる。この遷移振幅の絶対値の違いによる CP 対称性の破れを「直接的 CP対称性の破れ」とぶ。しかし、 $B^0 \leftrightarrow \bar{B^0}$ のように振動が起こると、 B^0 の崩壊は $B^0 \rightarrow f$ へ行くとき $\geq B^0 \rightarrow \bar{B^0} \rightarrow f$ へ行くときの二つのチャンネルの組み合わせによって進む。この組み合わせの崩壊 幅は二つのチャンネルの崩壊幅の和ではなく、振幅の和の自乗であるので、振幅の複素成分による干 渉項も起こる。干渉項は $B^0 \geq \bar{B^0}$ との間で異なることも可能なので、もし $A_f \geq \bar{A_f}$ の大きさが等 しくても、干渉項によって崩壊幅も異なることがある。この振動による CP 対称性の破れを「間接的 CP 対称性の破れ」と呼ぶ。

 $B^0 \ge \overline{B^0}$ の崩壊幅は時間依存性を持つ。二個の B中間子の崩壊の時間差を $\Delta t \ge 0$ 、それぞれの崩壊幅を $\Gamma(B^0(\Delta t) \to f)$ 、 $\Gamma(\overline{B^0}(\Delta t) \to f)$ で記述し、間接的 CP 対称性の破れ $A_{CP}(\Delta t)$ を

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(B^0(\Delta t) \to f) - \Gamma(B^0(\Delta t) \to f)}{\Gamma(\bar{B^0}(\Delta t) \to f) + \Gamma(B^0(\Delta t) \to f)}$$
(1.5)

のように定義する。最終状態 f が $J/\Psi K_S$ の場合、上記の (1.5) 式は

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(B^0(\Delta t) \to J/\Psi K_S) - \Gamma(B^0(\Delta t) \to J/\Psi K_S)}{\Gamma(\bar{B^0}(\Delta t) \to J/\Psi K_S) + \Gamma(B^0(\Delta t) \to J/\Psi K_S)} = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m \Delta t)$$
(1.6)

となる。ここで ϕ_1 はユニタリー三角形の一つの角度で $\sin 2\phi_1$ は *CP* 対称性の破れの大きさに相当 するパラメータであり、 Δm は *B* 中間子系の二つの質量固有状態の質量差で、間接的 *CP* 対称性の 破れの振動数を表すパラメータである。Belle 実験の目的の一つは、この角度 ϕ_1 を精密に測定するこ とである。

1.2 崩壊点検出器の必要性

上記の (1.6) をみればわかるように、 $A_{CP}(\Delta t)$ は正弦関数の形をしている。ユニタリー三角形のパラ メーター $\sin 2\phi_1$ を測定するためには、 $\Delta t \in \Delta m$ の精度までに測定する必要がある。

Belle 実験では KEKB と呼ばれている衝突型加速器を使っている。KEKB は電子と陽電子を衝突させ、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ のように $\Upsilon(4S)$ という粒子を作っている。ここで $\Upsilon(4S)$ は b クォークと \overline{b} 反クォークからなる励起状態であり、主に B 中間子に崩壊する。しかし $\Upsilon(4S)$ と B 中間子対の質量がほとんど変わらないため、生成された B 中間子の重心系での運動量は低い。また、B 中間子の寿命は $\tau_B = 1.5 \times 10^{-12}$ と非常に短いため、生成された B 中間子はすぐに崩壊してしまい、 B^0 と $\overline{B^0}$ の崩壊時間差を直接的に測定することが不可能となる。

この問題点を乗り越えるために KEKB では電子ビームと陽電子ビームのエネルギーを非対称にして 衝突させている。これによって、作られる B^0 と $\overline{B^0}$ が実験系においてローレンツブーストされ、

$$\Delta z = \beta \gamma c \Delta t \tag{1.7}$$

のように、二個の B 中間子の崩壊の時間差 Δt の間に二個目に崩壊するの B 中間子は距離 Δz を飛行 する(図 1.2 に参照)。ここで c は光速、 $\beta\gamma$ はローレンツ因子であり、KEKB の場合 $\beta\gamma = 0.425$ と なっている。この場合、間接的 *CP* 対称性の破れを観測するために B^0 と $\overline{B^0}$ の崩壊点の距離差の分 解能(崩壊点位置分解能)を $\sigma_{\Delta z} \sim 100 \mu m$ の精度で測ることが要求されている。

この微距離の測定を正確に行うため、Belle 実験では測定器の最内層に SVD(Silicon Vertex Detector) と呼ばれているシリコン半導体崩壊点検出器を利用している。



図 1.2: *CP* 非対称度を表すパラメーター sin $2\phi_1$ の測定の概念。 $B^0 \overline{B^0}$ 対の崩壊による二次粒子をまず *CP* 側と tag 側のどれかに分けてその崩壊過程を再構築する。それぞれの崩壊点の距離差 $\Delta z = \beta \gamma c \Delta t$ を利用して崩壊の時間差 Δt を計算する。

1.3 バックグラウンド

CP 対称性の破れを精度良く測定するためにはできるだけ多くの B^0 $\bar{B^0}$ 対を作らなければならない。 ここで単位時間あたりに生成される B^0 $\bar{B^0}$ 対の数 N は、

$$N = \mathcal{L}\sigma_{\text{int}} \tag{1.8}$$

と書ける。ここで $\sigma_{int}(cm^2)$ は粒子の反応断面積であり、 \mathcal{L} は加速器のルミノシティー (輝度、単位 は $cm^{-2}sec^{-1}$)を表す。 $e^+ + e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ の反応断面積は $\sigma_{int} \sim 1.2 fb^{-1}$ と一定であるので、 $B^0 \overline{B^0}$ 対の数を増やすためにはルミノシティーをできるだけ増やす必要がある。

将来、クラブ空洞と呼ばれている加速空洞を導入し、両ビームを少しだけ回転させることによって衝突の領域の面積を大きくするなど、KEKB加速器のルミノシティーを増やす方法が多数実施される 予定がある。しかし、ルミノシティーが増えるとともに Belle 検出器が浴びるバックグラウンドも増 える。SVD が最もビームパイプに近い検出器の最内層に設置されているため、シンクロトロン放射 光や、ビームと残留ガスの衝突によって発生される粒子バックグラウンドが特に多くなり、現在の3 倍にも到達することがわかっている。

1.4 本論文の狙い

前節の 1.2 では SVD の必要性について説明し、位置分解能が $\sigma_{\Delta z} \sim 100 \mu m$ でなければならないと述べた。現在使われている SVD の分解能は約 110 μm に達しているが、将来にバックグラウンドが増えると、この位置分解能は悪化すると考えられる。

そこで本論文の狙いは、バックグラウンドが現在の3倍になったときに、

- 1. 何が起き得るか?
- 2. もし位置分解能が悪化する場合、その原因は何か?
- 3. 崩壊点位置分解能を改良する方法はあるか?
- 4. あるならばその改良法の性能を評価し、それは解析に使用可能か?

という4つの点を明らかにすることである。以下、論文の流れとしては、

まず第2章でBelle実験で利用しているKEKB加速器とBelle検出器について簡単に説明する。

次に第3章ではSVD が受けるバックグラウンドについて説明し、バックグラウンドが現在の3倍に なったときに崩壊点位置分解能がどれほど悪化するかを調べる。そして、3倍のバックグラウンドで 悪化する原因について議論する。

第4章では高バックグラウンドでも位置分解能の悪化を減らす新しいクラスタリング方法について考え、その性能評価について報告する。

第5章では考察および将来展望について述べる。

最後に第6章では結論について述べる。

第2章 KEK Bファクトリー

この章では、KEK B-factoryの実験装置である KEKB 加速器 [7] と Belle 検出器 [8] について述べる。

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器とは、B 中間子を大量に作り出す事を目的とした、電子・陽電子衝突型の加速器であ り、茨城県つくば市にある。



図 2.1: KEKB 加速器の概要図

図 2.1 は KEKB 加速器の構成である。電子ビームリングは HER (High Energy Ring) 陽電子ビー ムリングは LER (Low Energy Ring)と呼ばれ、その周長は約 3km である。電子・陽電子は HER・ LER 中を互いに反対方向に周回し、図 2.1 上部の筑波実験棟内(Belle 検出器のある所)で衝突する。 その際両ビームは ±11mrad の角度を持って衝突させ、交差前後のビームの分離を容易にする。

KEKB 加速器の特徴は、電子 8GeV・陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つ事にある。電子 ビームのエネルギーを *E*₋、陽電子のビームのエネルギーを *E*₊ とすると衝突時の重心系エネルギー *E* が

$$E \sim 2\sqrt{E_+E_-} = 10.58 \text{GeV}$$
 (2.1)

となる。この組合せは、 $\Upsilon(4S)$ の不変質量と一致するように選ばれている。これにより $\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成された B 中間子を、実験室系において電子ビーム方向に平均約 $200\mu m$ 飛行させる事ができる。

もう一つの特徴は、高いルミノシティーであり、KEKB では最高 $16.270 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ [9] のルミノシティーを記録している。



図 2.2: KEKB の積分ルミノシティーの推移。横軸は時間で、上のグラフの縦軸は1日ごとの積分ル ミノシティー、下のグラフの縦軸はその時点での総積分ルミノシティーである [10]。

図 2.2 はこれまでの積分ルミノシティー(時間で積分したルミノシティー)の推移を表したものであ

KEKB 加速器の主なパラメータを、表 2.1 に示す。

		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	301	6.26	m
Luminosity	\mathcal{L}	$1.5 \times$	10^{34}	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Crossing angle	$ heta_x$	±	11	mrad
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039	/0.052	
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33	/0.01	m
Beam current	Ι	2.0	1.4	А
Natural bunch length	σ_z	0	.4	cm
Energy spread	$\sigma_{arepsilon}$	$7.1 imes 10^{-4}$	$6.7 imes 10^{-4}$	
Bunch spacing	s_b	0.	59	m
Particle/bunch	N	$3.3 imes 10^{10}$	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	1.8×10^{-8}	3.6×10^{-10}	m
Synchrotron tune	ν_s	0.01 ~	~ 0.02	
Betatron tune	$ u_x/ u_y$	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum	α_p	$1 imes 10^{-4}$ \sim	$\sim 2 \times 10^{-4}$	
compaction factor				
Energy loss/turn	U_o	$0.81\dagger/1.5\ddagger$	3.5	MeV
RF voltage	V_c	$5 \sim 10$	$10 \sim 20$	MV
RF frequency	f_{RF}	508	.887	MHz
Harmonic number	h	51	20	
Longitudinal	$ au_{arepsilon}$	$43^{\dagger}/23^{\ddagger}$	23	ms
damping time				
Total beam power	P_b	$2.7\dagger/4.5\ddagger$	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	$2.1 \ddagger / 4.0 \ddagger$	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending	ℓ_B	0.915	5.86	m
magnet				

†: without wigglers, ‡: with wigglers

表 2.1: KEKB 加速器の主なパラメータ

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器の概観を図 2.3 に示す。反応によって出てくる粒子が 8GeV の電子のビーム軸方向に多 く出るので、Belle 検出器もビーム軸方向の前後で非対称な構成になっている。図 2.4 に Belle 検出器 の中心部のビーム衝突点付近と、座標系の定義を示す。z軸の方向は、陽電子ビーム軸と平行で逆向 きにとってある。また、天頂角 θ はz軸に対して測った極角、方位角 ϕ はx - y 平面上でx軸に対し て測ったものである。

Belle 検出器は6つの検出器とソレノイド電磁石から構成されている。6つの検出器はビーム軸を中心 にその周囲をとりまくように配置されており、内側から SVD、CDC、ACC、ToF、ECL、KLM と 呼ばれている。

以下ではこれら個々の検出器について述べ、その性能を表 2.3 にまとめる。



図 2.3: Belle 検出器

2.2.1 ビームパイプ

粒子が崩壊した点に対する位置分解能を悪化させる原因のクーロン多重散乱を減らすために、ビーム パイプはできるだけ薄く作られており、厚さ 0.5mm、半径 15mm と 18mm の 2 本のベリリウムの円 筒からできている。2 本の間の 2.5mm の隙間に液体パラフィンの一種を通して冷却する。



図 2.4: 座標軸の定義

2.2.2 SVD (Silicon Vertex Detector)

SVD(シリコン・バーテックス検出器)は B 中間子が崩壊した点の位置を精密に測定するための検 出器である。SVD は半導体検出器なので、SVD の構造の説明の前に、まず半導体検出器の原理につ いて簡単に説明する。

半導体検出器の原理

半導体では p 型半導体と n 型半導体と呼ばれている二種類がある。ここで、p 型半導体というのはシ リコンのような 4 価の元素の結晶中に 3 価の元素の不純物を入れることによって作られるものであ り、ホールが多数存在する。これに対して、n 型半導体というのは 3 価の元素の不純物を入れること によって作られ、自由電子が多数存在する。また、不純物の濃度を高くすることによって電子とホー ルの密度が非常に大きい半導体も作ることが可能であり、それぞれ p⁺ 型半導体、n⁺ 型半導体と呼ば れる。半導体検出器は、p 型半導体と n 型半導体を組み合わせて作られる。

荷電粒子がこの半導体検出器を通過すると、周りの物質をイオン化させることによってエネルギーを 失う。このエネルギーで半導体の電子が励起され、自由電子とホールの対が生成される。普通の場合、 この自由電子とホールがすぐ再結合してしまい、その半導体は検出器としての役を果たさない。しか し、p型半導体とn型半導体の接合の外側に十分に高電圧を掛けることによって、自由電子とホール が再結合する前に検出器外側の電極に引っ張られ、これを読み出すことによって荷電粒子の落とした エネルギーが測定できる。

DSSD

両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD: Double-sided Silicon Strip Detector)はシリコンのn型 半導体の両面に p⁺型半導体とn⁺型半導体の細長い線 (ストリップ)を直交して張ることによって 作られる。このとき、荷電粒子が通過すると励起される自由電子は高電圧によって n⁺ ストリップに 引っ張られ、これを読み出すことによって粒子の通過した位置を一次元的に測定できる。同じように、 励起されたホールは p⁺ ストリップに引っ張られ、その電荷を読み出すことによって粒子の通過位置 を二次元的に測定することが可能となる。



図 2.5: DSSD の概要図

Belle の SVD の構造

2003 年夏に新しいバージョンの SVD2 がインストールされた。SVD2 は円筒形の四層構造をしてお り、各層の半径は内側から順に 20mm、43.5mm、70mm、88mm である。

ー層目から三層目までで使われている DSSD 一枚の大きさは縦 76.8mm、横 25.6mm、厚さ 300 μ m である。両面は 512 本のストリップで読み出され、ストリップピッチは p-side において 50 μ m、 n-side において 75 μ m である。一方、四層目で使われている DSSD 一枚の大きさは縦 73.8mm、横 33.3mm、厚さ 300 μ m である。一層目から三層目までで使われている DSSD と同じく両面は 512 本のストリップで読み出され、ストリップピッチは p-side において 65 μ m、 n-side において 73 μ m である。読み出 し用のチップとして、放射線に強い VA1TA を使い、DSSD 一枚あたり四つのチップを利用している。

四層構造の最内層はz軸方向に沿って2枚つないだDSSD(ラダーと呼ぶ)を6本、同様に二層目は

3枚の DSSD をつないだラダーを12本、三層目は4枚の DSSD をつないだラダーを18本、最外層は5枚の DSSD をつないだラダーを18本用いて、それらがビーム軸をとりまくように設置する。 これにより θ 方向のアクセプタンスは図2.6のように飛跡検出器(CDC)と同じく17°~150°となっている。SVD の主なパラメーターを表2.2 に層別でまとめる。

Layer	1	2	3	4
Radius (mm)	20	43.5	70	88
DSSD length (mm)	76.8	76.8	76.8	73.8
DSSD width (mm)	25.6	25.6	25.6	33.3
DSSD thickness (μm)	300	300	300	300
P-side (r/ϕ) strip pitch (μm)	50	50	50	65
N-side (z) strip pitch (μm)	75	75	75	73
DSSDs per ladder	2	3	5	6
Ladders per layer	6	12	18	18
Total channels	12288	24576	36864	36864

表 2.2: SVD の主なパラメーター



図 2.6: SVD2 のアクセプタンスの図

2.2.3 CDC (Central Drift Chamber)

CDC(飛跡検出器)は主に荷電粒子の運動量を測定するための検出器である。CDCの形状はビーム 軸を中心とした内径10.8cm、外径88.0cm、長さ238cmの円筒形であり、内部は原子番号の小さなガ ス(He (50%)とC₂H₆ (50%))で満たされている。 θ 方向のアクセプタンスは17°~150°となって いる。ここにz方向に約8300本のセンスワイヤが張られており、荷電粒子がその近傍を通過すると ワイヤから電気信号として検出され、粒子の飛跡が測定される。この飛跡の曲率半径より運動量を求 める。 後述するソレノイド電磁石による磁場 B(T)がz軸に平行に生成されるため、そこを通過する荷電 粒子は $r - \phi$ 平面内において円運動をする。その曲率半径を R(m)とすると、粒子の $r - \phi$ 平面に おける運動量 p_{\perp} (GeV/c)は

$$p_{\perp} = 0.3BR \tag{2.2}$$

の関係式により求められる。横運動量分解能は $(0.20p_{\perp} \oplus 0.29)$ %を達成している。尚、ここで \oplus は その前後の値の二乗和の平方根をとることを意味する。

CDC では、荷電粒子の電離損失 (dE/dx) の測定も行われる。これは粒子の種類を識別するために使用される。

2.2.4 ACC (Aerogel Čherenkov Counter)

ACC(シリカエアロジェル・チェレンコフカウンター)は主に π 中間子と K 中間子とを識別するための検出器である。荷電粒子が屈折率 n の媒質中での光速度 c/n よりも速い速度 v で通過する時、チェレンコフ光を発する。その光を検出するのがチェレンコフカウンターである。

いま、ある荷電粒子の運動量 p が CDC によって既知であるとすると、それが π (質量 $140 \text{MeV}/c^2$) であるか K (質量 $494 \text{MeV}/c^2$) であるかによって速度 v に差が生じてくる。粒子の質量を m とする と、チェレンコフ光の出る条件は

$$n > \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{p^2}}$$
(2.3)

なので、適当な屈折率 n の媒質を選ぶことにより、「 π ならばチェレンコフ光を出すが K ならば出さない」とすることができる。これによって $\pi - K$ 識別を行なっている。

媒質としては屈折率 n =1.010、1.013、1.015、1.020、1.028、1.030 の 6 種類のシリカエアロジェル が用いられており、それぞれに取り付けられたファインメッシュ構造の光電子増倍管を一組として、 バレル部に 960 個、前方エンドキャップ部に 228 個設置されている。

ACC によって、 $1.0 \sim 3.5 \text{GeV/c}$ の範囲で $\pi - K$ 識別が可能となっている。

2.2.5 ToF (Time of Flight)

ToF(飛行時間カウンター)は Belle 検出器全体のトリガーの役割を持ち、また ACC が識別できない 1.2GeV/c 以下の運動量領域の、 π/K 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。

電子ビームと陽電子ビームが衝突した時間と、ToF が反応した時間の差を測定することにより粒子の 飛行速度がわかり、この高精度の時間情報とCDC による飛跡の測定によって粒子識別が可能となる。 またトリガーは ToF カウンター及びトリガーシンチレーションカウンター(TSC)の同時計測によ り行われる。

5mm 厚の TSC を 1 枚、2cm の間隔を持つ 4mm 厚の ToF カウンターを 2 枚組み合わせたものを一組 として、r = 120cm の位置に 128 組設置されている。

2.2.6 ECL (Electromagnetic Calorimeter)

ECL(電磁カロリメーター)は高エネルギーの光子・電子が結晶中で起こす電磁シャワー現象を利用 して、光子のエネルギーと位置を高い検出効率・分解能で検出することを主目的としている。特に、 *B*中間子の崩壊によって生成される π^0 中間子を $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ という崩壊過程を用いて再構成するために も重要である。

ECL はシリコンピンダイオードが信号読み出し用に取付けられた CsI(Tl) 結晶 8,736 個 ($32.2^{o} < \theta < 128.7^{o}$ を覆うバレル部 6,624 個、 $12.4^{o} < \theta < 31.4.^{o}$ を覆うフォワードエンドキャップ部 1,152 個、 $130.7^{o} < \theta < 155.1^{o}$ を覆うバックワードエンドキャップ部 960 個) から構成されている。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。

エネルギー分解能 σ_E/E は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.066 \cdot E^{-1} \oplus 0.81 \cdot E^{-1/4} \oplus 1.34)$$
(2.4)

また位置分解能は、

$$\sigma_{\text{position}} = 0.27 + 3.4 \cdot E^{-1/2} + 1.8 \cdot E^{-1/4} \tag{2.5}$$

となっている。ここで E 及び σ_{position} の単位はそれぞれ GeV 及び mm である。これにより 1GeV の エネルギーをもつ光子の位置分解能は 5.5mm を達成している。

2.2.7 超伝導ソレノイド電磁石

超伝導ソレノイド電磁石は荷電粒子の運動量を測定するために、Belle 検出器内、陽電子のビーム軸 を中心とした半径 170cm 内に 1.5T の磁場をかけている。

磁場の大きさは測定される運動量の大きさに直接影響するため、事前に高精度で把握しておく必要が ある。ソレノイド電磁石による磁場の大きさは衝突点付近に置かれた QCS マグネットのために場所 依存性があるが、CDC 内における磁場は 2% 以内で一様である。 KLM ($\mathbf{K}_{\mathbf{L}}/\mu$ 検出器)は $K_L \geq \mu$ を検出する事を主目的とする。 $\mathbf{K}_{\mathbf{L}}$ は内側の検出器とほとんど相互 作用せずにつきぬけてくるので、それを Belle 検出器最外殻で識別する。 μ は電子、 π 、Kなどの他の 荷電粒子と違って、検出器内部で止まらないので KLM の方で軌跡を観測することによって識別する。

KLM は 4.7cm 厚の鉄アブソーバーと 1.5cm 厚の高抵抗平板チェンバー (RPC: Resistive Plate Counter)を1組として14組、他の全ての検出器を取り囲むよう配置されている。鉄アブソーバーは ソレノイド電磁石の作る磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
	Beryllium	Cylindrical, $r=2.3$ cm		Helium gas cooled
Beam pipe	double-wall	1.0mm Be/ 2.5 mm He		
		/1.0mm Be		
	Double	$300 \ \mu\text{m-thick}, 3 \text{ layers}$		$19 \oplus 50/p\beta \sin^{3/2} \theta \mu m$: $r - \phi$
SVD	Sided	r = 3.0 - 6.0 cm		$36 \oplus 42/p\beta \sin^{5/2}\theta\mu m$: z
	Si Strip	Length = $22 - 34$ cm	81.92 K	$\sigma_{\Delta z} \sim 115 \ \mu \mathrm{m}$
	Small Cell	Anode: 50 layers		$\sigma_{r\phi} = 130 \ \mu \mathrm{m}$
CDC	Drift	Cathode: 3 layers		$\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu m$
	Chamber	r = 8 - 88 cm	A: 8.4 K	$\sigma_{p_t}/p_t = (0.30/\beta \oplus 0.19p_t)\%$
		$-79 \le z \le 160 \text{ cm}$	C: 1.5 K	$\sigma_{dE/dx} = 6.9\%$
	n: 1.01	$\sim 12 \text{x} 12 \text{x} 12 \text{ cm}^3 \text{ blocks}$		
ACC	~ 1.03	960 barrel		$\mu_{eff} \ge 6$
	Silica	/ 228 endcap		$K/\pi 1.0$
	Aerogel	FM-PMT readout	1,788	
	Scintillator	128 ϕ segmentation		$\sigma_t = 95 \text{ ps}$
ToF		r = 120 cm,	128×2	K/π up to $1.0 \text{GeV}/c$
		3 m-long		
		Towered structure		$\sigma_E/E=$
	CsI	$\sim 5.5 \text{x} 5.5 \text{x} 30 \text{ cm}^3$		$0.07\%/E\oplus$
		crystals		$0.8\%/E^{1/4} \oplus 1.3\%$
ECL		Barrel: $r =$	6,624	$\sigma_{pos}(mm) =$
		125 - 162 cm		$0.27 + 3.4/\sqrt{E} + 1.8/\sqrt[4]{E}$
		Endcap: $z =$	1,152(f)	
		-102 and +196 cm	960(b)	
MAGNET	super	inner radius $= 170 \text{ cm}$		B = 1.5 T
	conducting			
	Resistive	14layers		$\Delta \phi = \Delta \theta = 30 \text{mrad for } K_L$
		(4.7 cm Fe+4 cm gap)		
KLM	Plate c.	two RPCs		$\sigma_t = a$ few ns
		in each gap	θ :16 K	
		θ and ϕ strips	φ:16 K	
EFC	BGO	$2x1.5x12 \text{ cm}^3$	θ :5	$\sigma_E/E =$
			$\phi:32$	$(0.3 \sim 1)\% / \sqrt{E}$

表 2.3: Belle 検出器の性能

第3章 Higher BG Study

KEKB 加速器のルミノシティーの順調な増加に伴い、Belle 検出器の最内部にある SVD へのバック グラウンドが増大すると予測されている。この章では、そのバックグラウンドの原因と SVD への影 響について述べる。

3.1 バックグラウンドの原因

KEKB 加速器によるバックグラウンドは [11]

- 1. シンクロトロン放射光によるもの
- 2. 散乱された粒子によるもの

という二種類のものに大別できる。その二つの原因について説明する。

3.1.1 シンクロトロン放射光によるバックグラウンド

シンクロトロン放射光によるバックグラウンドをさらに上流で発生されるものと下流で発生されるも のの二つに分ける。

上流の電磁石によるシンクロトロン放射光

高エネルギービーム(HER)を衝突点より上流の方(検出器を通過する前のところ)で曲げるか収束 させると、シンクロトロン放射光が生成される。この放射光はSVDを直撃し、数十keV程度のエネ ルギーを落とす。 このシンクロトロン放射光のバックグラウンドは HER の電流 I_{HER} に比例する。上流の電磁石を調整することによって KEKB はこのバックグラウンドを減らすことに成功し、現在 SVD が受ける全バックグラウンドの数%程度になっている。

下流の四重極電磁石によるシンクロトロン放射光

HER の中の電子が衝突点より下流の方(検出器を通過したあとのところ)で四重極電磁石によって 収束されるときもシンクロトロン放射光が生成される。その光子が約9メートル離れた所にある電磁 石で後方散乱され、その光子が SVD に入射する。

この四重極電磁石によるシンクロトロン放射光のバックグラウンドは HER の電流 I_{HER} に比例し、現在で SVD が受ける全バックグラウンドの約三分の一になっている。

3.1.2 粒子によるバックグラウンド

二つ目の原因の散乱された粒子よるバックグラウンドを、さらに残留ガスとの散乱と、ビームのバン チの中の粒子同士で起きる散乱に分けて説明する。

残留ガスとの散乱

高エネルギービーム(HER)と低エネルギービーム(LER)の通過している空洞は完全な真空状態 になっていないため、両ビームが上流で残留ガスと衝突することによって粒子が生成される。この粒 子によるバックグラウンドを spent particle background と呼ぶ。

この spent particle background は HER と LER のビームの運動量と電流の積に比例する。このバッ クグラウンドは SVD の受ける全バックグラウンドの一番大きな成分となっている。

ビーム・ビーム散乱 (Touschek 散乱)

Touschek 散乱というのは、一つのバンチに入っている陽電子同士の間の散乱による粒子のバックグ ラウンドである。バックグラウンドはビームの密度が大きいほど起こりやすく、そのためバンチの小 さいLER で起こりやすい。このバックグラウンドはLER の電流 *I*_{LER} の自乗に比例し、現在 SVD が 受ける LER の粒子バックグラウンドの約 20%程度になっている。



図 3.1: バックグラウンドが現在の3倍になったときのバックグラウンドのエネルギー分布。赤色は 粒子によるバックグラウンドを表し、青色がシンクロトロン放射光によるものを表している。

図 3.1 に一つの事象あたりの放射光によるバックグラウンドと粒子によるバックグラウンドのエネル ギー分布を表している。さらに、現在のバックグラウンドの主な成分を表 3.1 に示す。また、現在と 将来のルミノシティーとビーム電流の比較を表 3.2 に表す。この表より今後の SVD のバックグラウ ンドが現在の 2.6 倍になることが分かる。

表	3.1·	現在の	SVD	の成分
23	0.I.		$\mathcal{D} \mathcal{V} \mathcal{D}$	

バックグラウンドの原因	SVD におけるバックグラウンドの比率
シンクロトロン放射光	$\sim 31\%$
HER からの粒子	$\sim 49\%$
LER からの粒子	$\sim 20\%$
合計	100%
放射量	$\sim 350 \text{ krad/year}$

表 3.2: 現在と将来のルミノシティーとビームの電流の比較

	2004 年	2008年	その比
ルミノシティー <i>L</i>	$13 \ /nb/s$	60 / nb/s	$\times 4.6$
HER の電流(I _{HER})	1.2A	2.0A	$\times 1.7$
LER の電流(I _{LER})	1.7A	3.0A	$\times 1.8$
SVD のバックグラウンド			$\times 2.6$

3.2 原因究明

前節の 3.1 で説明したように、Belle の崩壊点検出器が受けるバックグラウンドは今後数年で現在の約3倍となることが予想されている。このときに

- 崩壊点位置分解能は悪化するか
- その原因は何か

についてここで説明する。

3.2.1 シミュレーション

ここで、高バックグラウンド状況のときにの影響を調べるために、シミュレーションを用いることに する。Belle 実験で使用しているシミュレーションでは、実データをより現実的に再現するために、ラ ンダムトリガーで得られたバックグラウンドのみ記録した実データをシミュレーションのデータの上 に乗せることにしている。通常はこのランダムトリガーのデータを一度だけ乗せて現在の Belle 検出 器が受けるのと同じレベルのバックグラウンドを再現しているが、今回の研究では3回上乗せするこ とによって、3倍の高バックグラウンドを再現する。

3.2.2 高バックグラウンドでの振る舞い

この節では、今後数年で予測されるバックグラウンドが現在の3倍のレベルになったときにSVDに何が起こるかについて説明する。

まず、SVD で記録されるデータについて考えてみる。SVD のバックグラウンドのレベルを表すため にオキュパンシーと呼ばれる量を利用する。まず、SVD の各チャンネルで、データを使用するかしな いかを判断する敷居値を越えているチャンネルの数を数える。オキュパンシーというのは、SVD の ある読み出しチップにおいて、このような敷居値を越えているチャンネルの数をそのチップの全チャ ンネル数で割ったもので定義する。図 3.2 に SVD の各読み出しチップのオキュパンシーを示す。青 いグラフが現在のバックグラウンドレベルでのオキュパンシーを表し、赤いグラフがバックグラウン ドが現在の 3 倍となったときのオキュパンシーを表している。現在では SVD のオキュパンシーは一 層目で約 8%、二層目では約 3%、三層目と四層目では約 2% となっている。それに対して、バックグ ラウンドが現在の 3 倍となったときの SVD のオキュパンシーは一層目で約 20%、二層目では約 8%、 三層目と四層目では約 4% である。表 3.3 にこれらの値をまとめたものを示す。

SVD Layer	現在のオキュパンシー	3 倍のバックグラウンドでのオキュパンシー
1	8%	20%
2	3%	8%
3	2%	4%
4	2%	4%

表 3.3: 図 3.2 のグラフにおける各層のオキュパンシーの値

現在、一層目はオキュパンシーが約8%でも動作しているので、二層目以降は3倍のバックグラウンドのときにでも無事に動作するであろうと予想される。しかし、一層目に関してはこれまでに経験したことのなかった高オキュパンシーの状況となると予想され、これが崩壊点位置分解能の悪化などにつながると考えられる。

ここで、この研究で用いる崩壊点分解能について説明する。第1章で説明したように、B中間子系においての CP 非保存を観測するためには、生成される B^0 $\overline{B^0}$ 対の崩壊による二次粒子をまず CP 側 と tag 側のいずれかに分けてその崩壊過程を再構築する。その次に、この二崩壊点間 V_{CP} および V_{tag} の距離 V_{dif} を調べる。この距離差は CP 対称性の破れの測定結果に直接影響を与えるので、崩壊点をどの精度で測定できるかが重要となる。そこで本研究ではシミュレーションを用いて B^0 $\overline{B^0}$ の CP 側と tag 側の二つを再構築した場合、その再構築された崩壊点 V_{CP} および V_{tag} と、シミュレーショ



図 3.2: 通常のバックグラウンド(青)とその3倍のバックグラウンド(赤)のときのオキュパンシー をチップ(512ストリップ単位)ごとに表したもの。

ンを作った際に使用した本当の崩壊点との差をそれぞれ ΔV_{CP} と ΔV_{tag} で定義する。さらに、CP 側と tag 側の差 V_{dif} とそのシミュレーションの入力に使った値との違いを ΔV_{dif} と定義する。ここで は、この三つの値を崩壊点位置分解能の性能評価の指標として利用する。尚、ここでバックグラウンドの影響だけを見るため、バックグラウンドが乗せられる前のシミュレーションの事象は両者で全く 同じものを用いた。

図 3.3 に ΔV_{CP} 、 ΔV_{tag} 、 ΔV_{dif} の分布を表し、その結果をまとめたものを表 3.4 に示す。ここで *CP* 側として $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ に、tag 側として B を標準の崩壊モードに従って崩壊させたシミュレーション 事象を用いて、崩壊点位置分解能を評価した。図の左側が現在のバックグラウンドのときの分布、図 の右側がその 3 倍の高バックグラウンド状況のときに期待される値である。この分布を二つの正規分 布の和でフィットして付録 A で説明するように effective RMS を求め、これを崩壊点位置分解能とし た。このとき、崩壊点位置分解能 ΔV_{dif} は約 24% 悪化していることが分かる。また、全イベント数 は 1 万であるが、正しく再構築できるイベントの数が 6% 程度減少している。このことから、バック グラウンドの影響が確かに存在することが分かった。



図 3.3: 通常のバックグラウンド(左側)とその3倍のバックグラウンド(右側)のときの崩壊点位 置分解能。

3.2.3 SVD への影響

次に、このバックグラウンドによって SVD のどこが最も影響される部分なかを下記の手順で調べた。 まず、シミュレーションで使用する崩壊モードは先と同じく *CP* 側で $B \to \pi^+\pi^-$ 、tag 側で *B* を標

表 3.4: 図 3.3 のグラフにおける崩壊点位置分解能のシグマと事象数の値のまとめ

バックグランド	ΔV_{CP}		$\Delta V_{ m tag}$		$\Delta V_{\rm dif}$	
	σ [μ m]	事象数	$\sigma[\mu m]$	事象数	σ [μ m]	事象数
通常バックグラウンド	40	7734	96	5346	112	5346
3 倍の高バックグラウンド	56	7355	119	4996	139	4996

準の崩壊モードに従わせたものである。この説明に移る前に、簡単に Belle 実験におけるトラッキン グの方法を紹介する。荷電粒子の飛跡を再構築する場合、基となるのは CDC で得られた情報である。 この CDC で再構築された飛跡を SVD まで内挿し、SVD の各層毎にヒットした点を取り込んでいく。 このとき、物質中でのクーロン多重散乱やエネルギー損失等の影響も考慮する。そして、最終的に衝 突点までこの作業を繰り返す。つまり、SVD での飛跡再構築は最外挿の四層目から、最内層の一層 目に遡るようにして行われる。

そこで、バックグラウンドの SVD 層別の効果を探るために、上乗せするバックグラウンドの状況として、

- 1. 一層目だけで現在のバックグラウンドレベルを利用する。二層目、三層目、四層目はその3倍 のバックグランドレベル。
- 2. 一層目、二層目では現在のバックグラウンドレベルを利用する。三層目、四層目はその3倍の バックグランドレベル。
- 3. 二層目、三層目、四層目では現在のバックグランドレベルを利用する。一層目だけはその3倍 のバックグランドレベルを利用する。

の三つの異なる組み合わせを利用して、崩壊点位置分解能に与える影響を調べることにした。

結果をまとめたものを表 3.5 に示す。上記の状況 1 および状況 2 における崩壊点位置分解能 ΔV_{dif} は 表 3.4 の全層に現在の通常のバックグランドレベルの場合の結果から悪化はするが、その違いは小さ い。しかし、上記の状況 3 の場合では、その悪化が激しい。この結果から、SVD の一層目における バックグランドの影響が、検出器全体の崩壊点位置分解能に影響を与えていると考えられる。これは 図 3.2 に示した一層目で期待される約 20% のオキュパンシーが関係しているためである。

3.2.4 悪化の原因

ここで一層目のオキュパンシーが高くなると何が起こるかについて考えてみる。SVDを使って、飛跡を再構築するときには、SVDで作られたクラスターを使用することになる。よって、オキュパンシーが高くなると真のシグナル起因のクラスター以外にビームバックグランドによるクラスターが増

バックグランド	ΔV_{CP}		$\Delta V_{ m tag}$		$\Delta V_{ m dif}$	
19999221	σ [μ m]	事象数	$\sigma[\mu m]$	事象数	σ [μ m]	事象数
状況 1	44	7429	105	5072	115	5072
状況 2	42	7452	102	5075	116	5075
状況 3	51	3381	116	1568	131	1568

表 3.5: 3.2.3 の 3 つの状況の下での崩壊点位置分解能と事象数の値のまとめ

える。これが図 3.4(a) の (B,B) のヒットに相当する。さらに、SVD では z 軸方向と r/ϕ 軸方向のク ラスターは独立に読み出されるが、飛跡を再構築する場合では z 軸方向に一つのクラスターと r/ϕ 軸 方向に一つのクラスターを組み合わせて二次元的なヒットを作らなければならない。そのため、例え ば z 軸方向は真のクラスターを選択しても、 r/ϕ 軸方向ではバックグランド起因のクラスターを選択 してしまう、という誤った組み合わせを選んでしまう可能性もある。これが図 3.4(a) の (B,S) または (S,B) に相当する。また図 3.4(b) の (S+B,S) のように、シグナル起因とバックグランド起因のクラス ターが同じ読み出しストリップ上にあるとき、バックグラウンド起因のクラスターがシグナル起因の クラスターに重なってしまい、真のクラスターの情報を汚してしまうこともある。

- (S, S) シグナルクラスタ
- (B, B) バックグラウンドクラスタ

図 3.4: クラスター範疇の定義

以下、簡単のため、それぞれのクラスターを

シグナル起因のクラスターを「シグナルクラスター」

- バックグラウンド起因のクラスターを「バックグラウンドクラスター」
- ・ z 側もしくは r/φ 側の一方はシグナルクラスターで、もう一方はバックグラウンドクラスター であるものを「偽組み合わせクラスター」
- シグナルクラスターにバックグラウンドクラスターが被ってしまい、本来のクラスターの形が 変形されるようなクラスターを「変形クラスター」

と定義する。再構築された飛跡に関して、SVD の一層目でどの種類のクラスターが使われているか を調べる。但し、変形クラスターの具体的な定義として、あるクラスターのエネルギーがビームバッ クグランドを乗せる前の元のクラスターと乗せた後のクラスターとで 1000 電子以上の違いがあるも のとする。ここで、minimum ionizing particle が SVD を通過したときには z 側と r/ϕ 側ともに約 18,000 電子に相当するエネルギーを落とすようゲインが調整されている。

図 3.5(a) に現在のバックグラウンド状況下での、また図 3.5(b) に 3 倍のバックグラウンド状況下での、 *CP* 側再構築時に使われた飛跡の運動量分布を表す。 3 倍バックグラウンド状況の下では変形ク ラスターと偽組み合わせクラスターの割合が大きくなっていることが分かる。Tag 側の飛跡の運動量 についても同じように調べた結果を図 3.6 に示す。図 3.6 の Tag 側を調べた結果、*CP* 側と同様に変 形クラスターと偽組み合わせクラスターの割合が増えている。このことから *CP* 側または Tag 側の 崩壊点再構築に使われる飛跡では、変形クラスターおよび偽組み合わせクラスターが問題になってい ることが分かった。

3.2.5 間違ったクラスターが選択される原因

さらに原因を切り分けるため、一層目で変形クラスター、または偽組み合わせクラスターを選んでし まった飛跡について、他の層ではどのようなクラスターが使われているか調べてみる。

まず、一層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡が他の層ではどのようなクラスターを使った かについてまとめたものを図 3.7 に示す。

図 3.7 の左側の棒グラフは二層目に使われたクラスターの種類の分布を表している。そのうち、二層 目にも変形クラスターを使った飛跡が三層目で使ったクラスターの種類の分布を、次のグラフに表し ている。さらに三層目で一番多いシグナルクラスターを使った飛跡が四層目に使ったクラスターの種 類の分布が次に挙げられている。このような、三層目と四層目ではシグナルクラスターを使い、一層 目と二層目では変形クラスターを使った飛跡は、一層目で変形クラスターを使用した飛跡全体の約 13% を占めている。

同様に図 3.7 の右側三つの棒グラフは、二層目でシグナルクラスターを使い、その中から三層目でも シグナルクラスターを使った飛跡の種類の分布を表している。このように二層目、三層目、四層目で シグナルクラスターを使い、且つ一層目で変形クラスターを使ってしまった飛跡は、一層目で変形ク ラスターを使用した飛跡全体の約 70% を占めている。

図 3.5: 通常のバックグラウンド(左側)とその3倍のバックグラウンド(右側)のときの *CP* 側再 構築時に使われた飛跡の運動量分布。各色は一層目のクラスターの範疇を意味し、赤色はシグナルク ラスター、青色は変形クラスター、緑色はバックグラウンドクラスター、黄色は偽組み合わせクラス ターを表す。

つまり、図 3.7の内容をまとめてみると、一層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡の中で

- 1. 四層目、三層目、二層目で利用しているクラスターが全てシグナルクラスターである事象が約 70%である
- 2. 四層目、三層目で利用しているクラスターがシグナルクラスターであるが二層目から変形クラ スターを利用する事象が約13%である
- その他、四層目だけでシグナルクラスターを利用するか、全層でシグナルクラスターでないものを利用する事象が残りの約17%である

という結果が得られる。結局、一層目で変形クラスターを使っている飛跡の多くはSVD 二層目、も しくは三層目まではシグナルクラスターを正しく使っているにも関わらず、一層目で変形クラスター を使用してしまっている。言い換えれば、CDC やSVD 二層目までの飛跡再構築には問題がなく、一 層目の変形クラスターを使用してしまうことで飛跡自体の質が悪くなってしまっていることになる。 そもそも変形クラスターはシグナルクラスターを含んでいるものなので、このようなことを防ぐため には SVD 一層目におけるクラスタリング自体を改良する必要があると思われる。

一方、図 3.8 には一層目で偽組み合わせクラスターを使用したものをまとめている。この場合、まず 二層目で使われたヒットがないものとシグナルクラスターが使われたものとに大別し、それぞれ図 3.8

図 3.6: 通常のバックグラウンド(左側)とその3倍のバックグラウンド(右側)のときの tag 側再 構築時に使われた飛跡の運動量分布。各色は一層目のクラスターの範疇を意味し、赤色はシグナルク ラスター、青色は変形クラスター、緑色はバックグラウンドクラスター、黄色は偽組み合わせクラス ターを表す。

の左側の三つの棒グラフと右側の三つの棒グラフで表す。

まず左側で二層目ではクラスターを使わなかった飛跡が三層目、四層目ではどの範疇のクラスターを 使用したのかを示している。一層目で偽組み合わせクラスターを使った飛跡全体のおよそ37%が二層 目、三層目ではクラスターを使わず、さらに四層目で使ったクラスターも偽組み合わせクラスターで あったことを表している。(物理解析においては飛跡に要求される条件として、少なくともSVDでは 二層以上にヒットがあったことを要求している。そのため、二層目、三層目でクラスターが使われな かった飛跡は必ず一層目と四層目にクラスターを使わなければならない。)つまり飛跡検出器のCDC で再構築された飛跡自体の質が悪いため、SVDに飛跡が内捜されても初めから正確なクラスターが 見つかっていないことが分かる。

一方、図 3.8 の右側の三つのグラフは二層目でシグナルクラスターを使った飛跡が、三層目、四層目 ではどのようなクラスターを使ったかを示している。この場合、三層目、四層目ともにシグナルクラ スターを用いたものが多い。このような飛跡は一層目に偽組み合わせクラスターを用いた飛跡全体の 約 22%を占めている。そしてこれらは前者と違い、CDC での飛跡再構築は問題なく、SVD の一層目 で飛跡の質が悪くなっていることになる。

図 3.8 の内容をまとめてみると、一層目に偽組み合わせクラスターを使用してしまった飛跡の中で

1. 四層目の段階で飛跡の再構築が既に間違っていて、三層目、二層目でクラスターを利用せずに、

図 3.7: 一層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡が他の層ではどのようなクラスターを使ったかを表す棒グラフ。左の3本は二層目が変形クラスターの場合、右の3本は二層目がシグナルクラスターの場合の各層のクラスターの範疇の割合を表す。

一層目で偽合わせクラスターを選んでいる事象が約37%である

- 2. 四層目、三層目、二層目で利用しているクラスターが全てシグナルクラスターであるが、SVD の一層目では使うクラスターを間違う事象が約 22%である
- 3. その他、SVD の途中で飛跡の再構築が失敗するなどが残りの約 41%である

という結果が得られる。まとめると、一層目の偽組み合わせクラスターを使った飛跡は CDC での飛 跡再構築の質を改善するべきものと、SVD 一層目のクラスターを改良するべきものとに帰着する。

3.3 まとめ

以上のことから

- 1. シンクロトロン放射光と spent particles によってバックグラウンドが現在の3倍になる
- 2. 3 倍バックグラウンド状況の下では崩壊点分解能が悪化する

図 3.8: 一層目に変形クラスターを使用してしまった飛跡が他の層ではどのようなクラスターを使ったかを表す棒グラフ。左の3本は二層目が変形クラスターの場合、右の3本は二層目がシグナルクラスターの場合の各層のクラスターの範疇の割合を表す。

3. 崩壊点位置分解能が悪化する原因は、主に CDC や SVD 二層目までの飛跡再構築には問題ないが、SVD 一層目の変形クラスターを使ってしまうことで飛跡の質が悪くなってしまうものと、CDC で再構築される飛跡の質自体が悪いため、SVD の情報を組み込んでも飛跡の質自体が向上しないものとに分けることができる

という三つのことが分かった。

この章では崩壊点分解能悪化の原因を調べてきた。ここで、原因としてはSVDのみならず、CDCにおける飛跡再構築にもあると考えられるが、この研究では、以下、SVDにおけるソフトウェアの改良、とくに一層目におけるクラスタリングを改良することで、どれほど崩壊点位置分解能が改善されるか調べる。

第4章 改良法とその性能評価

この章では、前章で説明された崩壊点位置分解能の悪化を改良する方法の候補と、それぞれの性能評価について述べる。

4.1 クラスタリングの三つの方法

この解析では重心法、truncated 法、shape 最尤法という三つの方法について議論する。ここではこれらの方法とそれぞれの利点、および欠点について説明する。

4.1.1 重心法

各ストリップ*i* に対してのノイズレベル n_i を、粒子が通過していないときに検出される電子 (ホール) 数の分布の RMS で定義する。粒子が SVD の DSSD を通過したときに各ストリップに収集される電 子数を q_i とし、これをある敷居値 $3n_i$ と比較する。こうしたときに $q_i \ge 3n_i$ の条件を満たす連続し ているストリップをクラスターという。この過程を図 4.1 で模式的に表し、クラスターエネルギーお よびクラスターの位置をそれぞれ式 4.1、式 4.2 で定義する。

$$E = \sum_{i=a}^{b} q_i \tag{4.1}$$

$$x = \frac{\sum_{i=a}^{b} i \cdot q_i}{\sum_{i=a}^{b} q_i} = \frac{1}{E} \sum_{i=a}^{b} i \cdot q_i$$
(4.2)

ここで使われている変数は

i; ストリップの番号

 n_i ; i 番目のストリップのノイズレベル

図 4.1: 重心法の概念図

- q_i ; *i*番目のストリップに記録された電子(ホール)数
- *a*; クラスターの一番左のストリップ番号
- b; クラスターの一番右のストリップ番号
- w; クラスター幅 (= b a + 1)

を意味する。重心法の利点としてはパラメータが少ないことと、計算の速さが挙げられる。このよう にクラスターを計算した場合、その中にはバックグラウンドの粒子からのものと電気的なノイズに よって起きるものも含まれている。しかし、飛跡検出器からのトラックを SVD に内挿した時点で、 バックグラウンドクラスターと電気的なノイズによるクラスターはトラックが通過する位置から離れ ているため、使われないことが多く、最終的に崩壊点分解能に影響を与えることがほとんどない。

一方、問題点としては、3章で説明した変形クラスターと呼ばれるものがある。これは B⁰ または B⁰ からの崩壊粒子が起こすシグナルクラスターのすぐ隣にバックグラウンド粒子が通過すると、バック グラウンド粒子の作るクラスターがシグナルクラスターと重なる場合がある。こうした場合、計算し たクラスターの位置は真の位置から、バックグラウンド粒子が通過した位置の方向へ引っ張られる。 この変形クラスターがトラックのパラメーターの計算で使われれば、崩壊点の位置の計算の結果が大 きくずれることがある。

今までの SVD であれば、重心法は分解能が十分良かったが、バックグラウンドが現在の約3倍となった時点で、変形クラスターの割合が増えてくるため、分解能への影響が懸念される。

4.1.2 Truncated 法

Truncated 法は変形クラスターによる SVD の分解能の悪化を押さえるために考えられた方法であり、 重心法に基づいている。基本的に真のクラスターがバックグラウンドのクラスターと重なると、敷居 値を越えている連続ストリップ数が増え、クラスター幅が広くなることが多い。バックグラウンド粒 子からの寄与が少ない場合、クラスターがシグナルクラスターに比べて右方向または左方向へ広がる ことがある。このときに敷居値を超えている連続したストリップの中で、最左のもの、もしくは最右 のものを無視してクラスターの位置を計算することにより、場合によっては重心法を使うことに比べ て比較的に真の位置に近い値を得られることがあると考えられる。

この考え方に基づいて、重心法と同じく $q_i \ge 3n_i$ の条件を満たしている連続したストリップ $a \sim b$ を 一つのクラスターにし、エネルギー E_1 と位置 x_1 を

$$E_1 = \sum_{i=a}^{b} q_i \tag{4.3}$$

$$x_1 = \frac{\sum_{i=a}^{b} i \cdot q_i}{\sum_{i=a}^{b} q_i} = \frac{1}{E_1} \sum_{i=a}^{b} i \cdot q_i$$
(4.4)

のように定義する。さらに、クラスター幅 $(b - a + 1) \ge 3$ のとき、最左のストリップをバックグラウンドによるものだと仮定して無視した場合のクラスターのエネルギー E_2 と位置 x_2 を

$$E_2 = \sum_{i=a+1}^{b} q_i \tag{4.5}$$

$$x_2 = \frac{\sum_{i=a+1}^{b} i \cdot q_i}{\sum_{i=a+1}^{b} q_i} = \frac{1}{E_2} \sum_{i=a+1}^{b} i \cdot q_i$$
(4.6)

と、また最右のストリップをバックグラウンドによるものだと仮定して無視した場合のクラスターの エネルギー E_3 と位置 x_3 を

$$E_3 = \sum_{i=a}^{b-1} q_i \tag{4.7}$$

$$x_3 = \frac{\sum_{i=a}^{b-1} i \cdot q_i}{\sum_{i=a}^{b-1} q_i} = \frac{1}{E_3} \sum_{i=a}^{b-1} i \cdot q_i$$
(4.8)

のように定義する。この過程を図 4.2 で表している。この三つのクラスターの情報を保存して、CDC からのトラックを SVD に内挿した時点でどれを使うか、最適なものを選ぶ。

図 4.2: truncated 法の概念図

Truncated 法の利点として重心法と同じようにパラメーターが少ないことと、計算の速さが挙げられる。また、シグナルクラスターがバックグラウンドの粒子によるクラスターと重なっても、比較的に 真の位置に近い値を計算するのも可能となる。

問題点としては、クラスターの数が約3倍になることが挙げられる。この方法ではあるクラスターが 実際にバックグラウンドと重なったものなのかどうかは一切考えずに、最左最右のストリップを除い て位置を計算したものを保存している。CDC からのトラックをSVD に内挿した時点で、この三つの 中から正しいものかどうかに関わらずトラックにとって一番都合の良いクラスターを選んでしまう危 険性があり、トラックが間違った方向へ引っ張られる可能性も現れる。

4.1.3 Shape 最尤法

Shape 最尤法は上記で述べた二つの方法とは異なった考え方である。ここではクラスターの形、つま リクラスター幅や電荷の広がり方などが粒子の入射位置と入射角度により違いがあることを利用し て、いろいろな場所に対して粒子がそこを通過した確率を計算する。この確率が一番大きくなるとこ ろをクラスターの位置とする。

DSSD のローカル座標系

shape 最尤法でクラスターの位置を計算するためには、まず荷電粒子がある DSSD を通過したとき、 その DSSD に対しての入射角度によってクラスターの形がどう変わるかを調べる必要がある。その ために DSSD のローカル座標系を利用する。

DSSD はビームパイプに近い面に p ストリップを張り z 座標を、ビームパイプから遠い面に n スト リップを張り r/ϕ 座標を測定する。y 軸は DSSD の面の法線方向でとり、向きはビームパイプから外 向きで定義する。z 軸は n ストリップに平行で検出器全体の座標系の z 軸と逆向きで定義する。x 軸 は n ストリップに平行であり、ローカル座標系が右手系となるように定義する。この座標系を一枚の DSSD に対して図 4.3 で表す。

入射角度と residual の定義

CDC での飛跡再構築の段階で見つかったトラックに対して、通過する DSSD 毎にその DSSD のローカル座標系における入射角度 $\theta_x(\theta_z)$ と左方向の一本目のストリップとの残差 $\Delta x(\Delta z)$ を次の手順で定義する。

- 1. 粒子が DSSD の真ん中を通過した位置の座標を x(z) とする。
- 2. 入射角度 $\theta_x(\theta_z)$ はトラックを DSSD の座標系で見たときの運動量成分 $p_y \ge p_x(p_z)$ から $\tan \theta_{x(z)} = p_{x(z)}/p_y \ge \sigma_s$
- 3. ストリップの基準点は、x(z) に対して左方向にある一番目のストリップにとる。
- 4. 基準点に対して、-2 番目のストリップから+3 番目のストリップまでのストリップの全電子 (ホール)数を粒子の落としたエネルギーと解釈する。
- 5. 基準点である0番目のストリップから、粒子の当たった位置x(z)までの距離を、ストリップピッ チ単位で測り、それを residual とする。

この過程を図 4.4 で表す。

図 4.3: SVD ローカル座標系の定義

クラスターの形を調べる

このように荷電粒子の入射角度と residual を定義したときに期待されるクラスターの形、つまり粒子の落とすエネルギーによって励起された電子とホールの広がり具合を調べる。このときに、バックグランド粒子によるクラスターの影響をできる限り押さえることが大事である。ただし、この論文ではシミュレーションのみの研究について書くが、最終的にこの shape 最尤法を実データに適用しなくてはならない。そのため、ここでは実データで使える事象をシミュレーションで作り、その実データのバックグラウンドを再現して計算を進めることが必要である。そこで、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ のように2個のミューオンだけが生成されるイベントのシミュレーションを利用することにした。これを選んだ理由は三つある。

- 1. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ の反応でトラックが必ず2本作られるので、バックグランド粒子が入ったイベントを簡単に見分けることができる。
- 2. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ の反応がハドロン事象に比べて力学的に簡単なので、 $\mu^+\mu^-$ の横方向の運動量が一致するかどうか、飛跡の飛ぶ方向が正反対方向になっているかどうかなど、トラッキングの段階で間違いがないか確かめることができる。

図 4.4: 入射角度 θ_x と residual Δx の定義

 e⁺e⁻ → µ⁺µ⁻ は2体崩壊なので実験系においてミューオンは2本とも運動量が高く、低エネ ルギー粒子と比べて検出器の物質とほとんど多重散乱をしない。よって、トラック情報から入 射角度を計算するときにその結果が真の値と一致すると考えられる。

以上で説明したような力学的なカットを通った事象を多数集めて、電荷の広がり方を調べた。エネル ギーによらないクラスターの形を調べるために、各ストリップのエネルギーをクラスターの全エネル ギーで規格化した。このとき、i番目のストリップに集まったエネルギーと全エネルギーの比を s_i で 記述し、「strip *i* proportional charge」と呼ぶ。それから、入射角度別、residual 別、ストリップ別で このような proportional charge 分布を作る。例えば、垂直入射の場合、粒子が基準点としているス トリップの真上から入射したときと、基準点と右方向に一本離れたストリップの間に入射たとき、と いう二つの場合を考える。そしてそれぞれにおいて、基準点となるストリップの proportional charge 分布を図 4.5 に表す。このとき、粒子がストリップの真上から入射した場合、落とすエネルギーの約 9割がそのストリップに集まる。一方、二本のストリップの間に入射するとき、落とすエネルギーの 約 45%が基準点となるストリッップの方に集まることが分かった。

次にこの分布の形が正規分布で近似できると仮定する。このとき、proportional charge 分布を正規 分布でフィットした結果の中心値 $\mu_i(x)$ と標準分散 $\sigma_i(x)$ を求める。例えば、図 4.5 の左の方の場合、 グラフから $\mu_i(0.00 < x < 0.05) = 0.90$ 、 $\sigma_i(0.00 < x < 0.05) = 0.05$ となる。それから、この平均 値 $\mu_i(x)$ が粒子の通過位置によってどう変わるかを調べた。図 4.6 で入射位置 x に対してこの $\mu_i(x)$ を二つの入射角度で表している。左の図の方は入射角度 $0 < \theta_x < +5$ の場合、右の方は入射角度 $+20 < \theta_x < +25$ の場合を表す。このグラフから、荷電粒子の入射角度が浅いほど、基準としている ストリップに集まるエネルギーの割合が減り、クラスターの形が広がることが分かる。尚、このグラ フにおいて各色は各ストリップの proportional charge を表す。横軸は粒子の通過位置をストリップ ピッチ単位で測ったものであり、見やすくするため residual x = 0 から 1 までの範囲の結果をずらし て $x = -3 \sim +3$ の領域を示している。

図 4.5: 粒子が DSSD を垂直で通過した場合、0 番目のストリップに集まったエネルギーを粒子の落 とした全エネルギーで規格化したものの分布。左は residual x が 0.00 < x < 0.05 の場合(ストリッ プの真上を通過) 右は 0.50 < x < 0.55 の場合(二本のストリップの間を通過)を表す。

このような分布はクラスターのエネルギーで規格化しているので、粒子の種類や単位距離あたりのエネルギー損失、クラスターの全エネルギーなどによらない。例えば、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B^0}$ によって生成される B^0 ($\bar{B^0}$)が B^0 ($\bar{B^0}$) $\rightarrow \pi^+\pi^-$ に崩壊するシミュレーションを使って、その π^\pm の作る クラスターの形を同様に表したものが図 4.7 である。このグラフは図 4.6 と形がほぼ一致していることが分かる。

Likelihood の計算

ここではクラスターの位置を決める際に用いる likelihood の計算について説明する。前節で説明した proportional charge 分布の結果によると、荷電粒子の通過する位置と入射角度によって落とされるエ ネルギーの広がり方が異なることが分かる。最尤法はこの違いを利用して、クラスターの形が予測さ れるものと一致するかどうかを判断することによってクラスターの位置を決める。但し、このときに

図 4.6: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ の MC を使って、 μ の作るクラスターの形を表すグラフ。横軸は粒子の通過した位置 (ストリップ間隔単位)、縦軸は各ストリップに収集されたエネルギーをクラスター全体のエネルギで割ったもの。各色はストリップ番号を表す。左のグラフは DSSD ローカル座標でみた μ の入射角度が 0° < θ_x < 5° の場合、右のグラフは 20° < θ_x < 25° の場合を表す。ここで、紫色がストリップ番号 = -3 または +1 のストリップ、赤色がストリップ番号 = -2 または +2 のストリップ、緑色がストリップ番号 = -1 または +3 のストリップ、青色がストリップ番号 = 0 のストリップを表す。

入射角度 θ_x は自由パラメーターではなくて、粒子の飛跡の情報から計算した入射角度を利用する。こ こで前述したようにある入射位置に対して、*i* 番目のストリップに集まったエネルギーの分布をフィッ トして得られた中心値を $\mu_i(x)$ 、標準分散を $\sigma_i(x)$ とする。

このとき、そのストリップに記録されたエネルギーの割合が s_i となったとすると、その確率 $P_i(x)$ は入射位置の関数として

$$P_i(x) = \frac{1}{\sigma_i(x)\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(s_i - \mu_i(x))^2}{2\sigma_i(x)^2}\right)$$
(4.9)

の方程式に帰着する。この確率の計算を利用して、 $i = -2 \sim +3$ の各ストリップ s_i に集まるエネル ギーが独立していると仮定すると、クラスター全体の log likelihood $\Lambda(x)$ を

$$\Lambda(x) = \log\left(\prod_{i=-2}^{3} P_i(x)\right) \tag{4.10}$$

図 4.7: $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \overline{B^0}$ によって生成される $B^0 (\overline{B^0})$ が $B^0 (\overline{B^0}) \rightarrow \pi\pi$ で崩壊するシミュ レーションを使って、 π の作るクラスターの形を表すグラフ。 横軸は粒子の通過した位置 (ストリップ 間隔単位)、縦軸は各ストリップに収集されたエネルギーをクラスター全体のエネルギで割ったもの。 各色はストリップ番号を表す。左のグラフは DSSD ローカル座標でみた μ の入射角度が $0^\circ < \theta_x < 5^\circ$ の場合、右のグラフは $20^\circ < \theta_x < 25^\circ$ の場合を表す。ここで、紫色がストリップ番号 = -3または +1のストリップ、赤色がストリップ番号 = -2または +2のストリップ、緑色がストリップ番号 = -1または +3のストリップ、青色がストリップ番号 = 0のストリップを表す。

$$= \sum_{i=-2}^{3} \log P_i(x)$$
 (4.11)

$$= \sum_{i=-2}^{3} \left(-\log \sigma_i(x) - \frac{(s_i - \mu_i(x))^2}{2\sigma_i(x)^2} \right)$$
(4.12)

のように定義できる。入射位置を意味するパラメーター x を変えることによって、この $\Lambda(x)$ が最大 となる位置を探す。

Shape 最尤法は他の方法と異なってクラスターの形状を考慮して位置を計算している。クラスターの 片方だけにバックグラウンドが重なってしまうとしても、これはクラスター全体の形への影響が少な い。もしこのバックグラウンドを正しく見積もることができれば、クラスターの位置をより分解能よ く計算できる可能性がある。しかし、このために、バックグラウンドが重なるときにクラスターの形 がどう変わるかを確率的に取り扱う必要がある。これは困難であり、このクラスタリング方法の大き いな問題点である。ここでは、重なるバックグラウンドがクラスターのエネルギーに比べて小さく、 クラスターの形がほとんど変わらない場合、クラスターの位置の計算は大きく影響されないと仮定し ている。現在のバックグラウンドではこの仮定をしても良いが、高バックグラウンドの状況下で位置 分解能がどうなるかをまず調べる必要がある。

この方法のもう一つの問題点は計算の速さである。上の4.12式が最尤となる位置 x を探すために、いろいろな x の値に対して計算を行う必要がある。この計算のために shape 最尤法が他のクラスタリン グ方法に比べて圧倒的に遅い。例えば、ひとつのクラスターあたりの計算時間が現在使われている重 心法に比べて、約100倍遅くなっている。しかし、この方法を利用した場合、すべてのクラスターに 対して位置の計算をするのでわなく、トラックの再構築に使われているクラスターのみに対して行う ので、最終的に3倍から5倍遅くなっていることが分かる。

最尤法のテスト

この方法で本当にクラスターの位置を計算できるかを次のように調べた。まずは、典型的なクラス ターを作り、現在と同じようなバックグラウンドを上乗せする。このクラスターに対して shape 最尤 法を利用して位置を計算したときに、その結果が予測した値と一致するかどうかを調べる。二つのク ラスターに対して計算した結果を図 4.8 で表す。上の二つのグラフは入力したクラスター形であり、 垂直入射の粒子が residual $x = 0.0 \ge 0.5$ の場所を通過した場合に期待されるクラスターに相当する ものである。その下には入力したクラスターの形から計算した log likelihood を x に対して表してい る。最尤値が期待される位置(図で赤い縦棒で示す)の近くになっていることが分かる。よって shape 最尤法で位置を計算することができ、トラッキングに使用可能であると思われる。

4.2 クラスタリング・アルゴリズムの性能評価

上の 4.1 節で述べた重心法と、敷居値を $3n_i$ から $5n_i$ にした場合、truncated 法 (敷居値は $3n_i$ で現在の重心法と同じ)、そして shape 最尤法の合計四つのクラスタリング方法を用いた場合について、それらの位置分解能を $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ のシミュレーションによって次のように性能評価を行った。

4.2.1 評価の仕方

性能評価を行うために $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ のように 2 個のミューオンだけが生成されるイベントのシミュ レーションを利用することにした。性能評価をする際に、できる限りきれいな $\mu^+\mu^-$ のイベントを 使いたいので、クラスタリングとトラックの再構築などを行った後、次のカットを掛けて、それらを 通ったイベントのみで分解能を評価する。

1. *µ*⁺ のトラックが一本と*µ*[−] のトラックが一本の条件を要求することによって、バックグラウン ド粒子が検出されたイベントを除く。 2. μ^+ のトラックの運動量のビーム軸に垂直成分 $p_{\perp+}$ と μ^- のトラックの運動量のビーム軸に垂直 成分 $p_{\perp-}$ が

$$0.97 < \frac{p_{\perp +}}{p_{\perp -}} < 1.03 \tag{4.13}$$

の条件を満たした、飛跡が正しく再構築された事象のみを残す。

3. 物理解析と同じく、両方のトラックはSVD で二層以上のクラスターを利用していると要求する。

この条件を通ったイベントに対して、位置分解能をその $\mu^+ \geq \mu^-$ のトラックの残差で求める。シミュレーションで使われた μ の生成点において、 r/ϕ 平面でそれぞれの軌跡までの距離を $d\rho_+ \geq d\rho_-$ とする。再構築が正しくできていればこの値の差 $\Delta d\rho$ が0となるはずである。この $\Delta d\rho$ の分布を二つの正規分布の和でフィットして付録Aで説明するように effective RMS を求め、クラスタリングの r/ϕ 方向の位置分解能の性能評価の指標として用いた。

同様に、生成点において μ^+ と μ^- の軌跡までの z 軸の沿った距離を dz_+ と dz_- とする。その値の差 Δdz をの分布を二つの正規分布の和でフィットしたときの effective RMS を z 軸方向の位置分解能の 指標として利用した。

尚、このシミュレーションでは使っているイベントと上乗せするバックグラウンドが全く同じもので あり、クラスタリング方法しか違いがない。イベント数はいずかの場合も合計4万イベントである。

4.2.2 結果

 μ の生成点における $\Delta d\rho$ と Δdz の分布を、四つのクラスタリング方法について図 4.9、図 4.10、図 4.11 に示す。バックグラウンドの量は、それぞれ現在の 0 倍、 1 倍、 3 倍である。また、 $\Delta d\rho$ と Δdz の effective RMS を表 4.1 に示す。

現在使われている重心法では、バックグラウンドが現在の1倍と現在の3倍とで、 r/ϕ 側の位置分解 能が約19%程悪化している。一方、物理解析にとって重要なz側位置分解能は約35%程悪化している。

$\Delta d_{ ho}$ (則	0 倍バックグラウンド	1 倍バックグラウンド	3 倍バックグラウンド	
重心法:	重心法: $\sigma[\mu m]$ 18.5		21.11	25.13	
動民病 2	事象数	9712	9334	8505	
	検出効率	24.28%	23.24~%	21.26%	
重心法:	$\sigma[\mu m]$	20.06	21.69	25.63	
	事象数	9616	9396	8481	
	検出効率	24.04%	23.49%	21.20%	
truncate 法	$\sigma[\mu m]$	19.36	21.24	25.37	
	事象数	9688	9480	8480	
	検出効率	24.22%	23.7%	21.20%	
shape 最尤法	$\sigma[\mu m]$	19.23	21.46	25.71	
	事象数	9581	9172	8293	
	検出効率	23.95%	22.93%	20.73%	

表 4.1: クラスタリング方法の性能評価の求め

Δd_z (則	0 倍バックグラウンド	1 倍バックグラウンド	3 倍バックグラウンド	
重心法:	$\sigma[\mu m]$	36.53	48.00	64.93	
動民値 2~	事象数	9712	9294	8260	
一	検出効率	24.28%	23.24~%	20.65%	
重心法:	重心法: σ[μm]		48.34	63.90	
敷居値 = 5n _i	事象数	9615	9372	8290	
	検出効率	24.04%	23.43%	20.73%	
truncate 法	$\sigma[\mu m]$	40.80	48.63	61.21	
	事象数	9688	9442	8235	
	検出効率	24.22%	23.61%	20.59%	
shape 最尤法	$\sigma[\mu m]$	36.60	50.05	65.48	
	事象数	9581	9158	8209	
	検出効率	23.95%	22.90%	20.52%	

図 4.8: 典型的なクラスターを利用して shape 最尤法でクラスターの位置を計算した結果。上の二つ のグラフは入力したクラスター形であり、垂直入射の粒子が residual $x = 0.0 \ge 0.5$ の場所を通過し た場合に期待されるクラスターに相当するものである。その下には入力したクラスターの形から計算 した log likelihood $\Lambda(x)$ を x に対して表している。最尤値が期待される位置(図で赤い縦棒で示す) の近くになっていることが分かる。

図 4.9: バックグラウンドが現在の 0 倍のときの $\Delta d\rho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ の ときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が truncated 方法、右下は最尤法を表す。

図 4.10: バックグラウンドが現在の1倍のときの $\Delta d\rho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ のときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が truncated 方法、右下は最尤法を表す。

図 4.11: バックグラウンドが現在の3倍のときの $\Delta d\rho$ と Δdz のグラフ。左上の二つは敷居値が $3n_i$ のときの重心法、右上は敷板が $5n_i$ のときの重心法、左下が truncated 方法、右下は最尤法を表す。

第5章 考察

敷居値を 3n_i とした重心法は現在のバックグラウンドレベルでは位置分解能が一番良いが、検出効率 が他の方法に比べて少し悪くなっている。現在のバックグラウンドではこのクラスタリング方法が おそらく一番良いものだと判断する。しかし、高バックグラウンドでは分解能が悪化することが分 かった。

敷居値を 5n_i としたときの重心法は低バックグラウンドでは位置分解能が敷居値を 3n_i としたものに 比べて悪くなっている。これはおそらくバックグラウンドが少ない場合では、敷居値を上げることで クラスタリングに役に立つ情報を捨てているからだと考えられる。しかし、バックグラウンドが増え ると、敷居値が 3n_i のクラスタリング方法に比べて z 側の位置分解能はよくなっている。このことか ら、バックグラウンドによる変形くらすたーの効果を減らすために、敷居値を上げることは意味があ ると判断んする。

Truncate 法が低バックグラウンドで分解能が悪くなっているのは、ストリップを削ることによって クラスタリングで使える情報を無視しているからである。しかし、高バックグラウンドで変形クラス ターなどを効率よく削ることに成功しているので、3倍バックグラウンド状況下では、四つの方法の 中では一番分解能が優れている。現在のバックグラウンドでも、重心法と同じクラスターを保存して いるので分解能が悪くなるのは少し予想外であるが、これは4.1.2で述べたように、トラックにとっ て一番都合の良いクラスターを正しいかどうかに関わらず選んでしまい、トラックが間違った方向へ 引っ張られているからだと解釈する。

Shape 最尤法がむしろバックグラウンドに弱く、バックグラウンドの乗っていないクラスターに対し て位置を正しく計算できるが、バックグラウンドが大きくなれば位置分解能が他の方法に比べて激し く悪化することが分かった。これはおそらくバックグラウンドによる効果を正しく考慮できていない からだと判断する。Shape 最尤法を今のままで使うことは難しく、クラスターの形の運動量による依 存性などをさらに考慮しなくてはならないと思われる。

イベント数が少なくなっているのは、低バックグラウンドで使えたクラスターが使えなくなったり、 もしくは変形クラスターまたは偽組み合わせクラスターを使うことによって飛跡の半径と運動量の計 算が間違っていることが挙げられる。

結果として、現在のバックグラウンドでは現在使っている重心法が最も簡単で性能が良い。しかし、 バックグラウンドが現在の3倍のレベルになるとイベント数は今に比べて2.1%減るが、truncate法 に移るのが有利であると考える。

5.1 将来展望

これまではSVDにおけるソフトウェアの改良に重点を置いてきた。しかし、これ以外にもハードウェアや、SVD以外の検出器において改良を進めている。

5.1.1 ハードウェアにおける改良案

実験にはハードウェアの改良によっても崩壊点位置分解能の向上に努力している。現在 SVD で使用 されている読み出しチップには VA1TA と呼ばれるものが使われている。この読み出し時における shaping time は 800 ns で使用されており、トリガーが掛かってから 1.5 μ s の time window が開かれ ている。この間に入ったものはシグナルであれ、ビームバックグランドであれ記録されてしまう。つ まり、この time window を狭くすることができれば、それだけビームバックグランドを入り込む余地 を少なくすることができるはずである。そこで SVD グループでは少なくとも一層目の読み出しチッ プを APV25 と呼ばれるものに交換しようと計画している。この APV25 は shaping time を 50 ns に することができ、それに対応して timing window も狭くすることができる。これによって、変形ク ラスターが起きる可能性を低くすることができ、崩壊点位置分解能の劣化を押さえられるのではない かと期待されている。

5.1.2 飛跡検出器の改良

SVD における崩壊点位置分解能の劣化のもう一つの原因として、CDC で再構築された飛跡自体の質が悪いというものがある。そのため CDC でも SVD 同様ハードウェアを改良したり、drift time のカットを厳しくしたりすることでビームバックグラウンドの入り込む余地を少なくしようとしている。特に CDC で低運動量の飛跡がこの改良により、より正確に再構築できれば、SVD まで内挿したときにシグナルクラスターを使って飛跡再構築ができる可能性がある。より質の良い飛跡が増えれば、崩壊点を構築する際にもより正確に決定できると思われる。

第6章 結論

Belle 実験で今後予定されている加速器の改良によりルミノシティーの後方が見込まれている。しかし、その一方で崩壊点検出器(SVD)二対するバックグラウンドが現在の約3倍に増大することも予想されている。本研究では、このバックグラウンドが3倍になったときSVDにて、本論文の狙いは、バックグラウンドが現在の3倍になったときに、

- 1. 何が起き得るか?
- 2. もし位置分解能が劣化する場合、その原因は何か?
- 3. 崩壊点位置分解能を改良する方法はあるか?
- 4. あるならばその改良法の性能を評価し、それは解析に使用可能か?

という四つの点を調べた。

まず始めに、高バックグラウンドを再現するシミュレーションを用い、現在のバックグラウンドレベルと3倍バックグラウンド状況下での崩壊点位置分解能を比較した。その結果、24%の劣化が観測され、高バックグラウンド状況下での劣化が大きいことが判明した。

そこで、なぜ高バックグラウンドになると位置分解能が劣化するかを調べたところ、主に飛跡再構築 時に SVD 最内層で使われるクラスターの位置の情報が否められているためだと分かった。この否め られたクラスターは本来観測するべき真のクラスターにバックグラウンドによるクラスターが重なっ てしまって、位置の情報が本来の値からずれてしまったようなものである。

このことから、高バックグラウンド状況下でのクラスター位置を算出する方法をいくつか考え出して 評価した。

現在使用されている方法は、クラスターエネルギーの重心の値をクラスター位置とするもので重心法 と呼び、これ以外に左右どちらかの一本のストリップを除外したクラスターを用いてエネルギーの重 心を取る Truncated 法、またクラスターの形は入射位置および入射角度によって変わることを利用 した Shape 最尤法などを調べた。その結果、現在のバックグラウンドレベルでは重心法が最も優れ ていることが分かった。一方、3倍バックグラウンド状況下では今後更なる調整が必要ではあるが、 Truncated 法が重心法より位置分解能で約6%回復できることが分かった。

付録A Double Gaussianのeffective RMS

この論文ではクラスタリングの位置分解能をいろいろな方法で評価している。例えば、3章の図 3.3 のように ΔV_{CP} 、 ΔV_{tag} 、 ΔV_{dif} の分布から求めるか、もしくは4章の図 4.10 のように $\mu^+ \ge \mu^-$ の トラックの残差から計算する $\Delta d\rho \ge \Delta dz$ のパラメーターの分布から求める。どちらかの場合でも、 得られた分布は σ の小さい成分 (ピーク成分) $\ge \sigma$ の大きい成分 (テイル成分)の組み合わせた形 をし、一つのガウス分布で形を説明することが不可能である。これはクーロン多重散乱など、ガウス 分布に従わない物理過程によって分解能が悪化させられ、テイル成分が形成されるためだと考えられ る。このため、分布を二つのガウス分布の和でフィットすることに決める。

この分布を記述するためのの六つのパラメーターとしてピーク成分の高さ(イベント数 $N/\sqrt{2\pi\sigma}$)、 平均値、RMS(二乗平均平方根)とテイル成分の高さ、平均値、RMS、の値を使うことにして、そ れぞれ A_p 、 μ_p 、 σ_p 、 A_t 、 μ_t 、 σ_t で表す。このとき、崩壊点位置分解能の分布の形を表す関数 f は

$$f = A_p \times \exp\left(-\frac{(x-\mu_p)^2}{2\sigma_p^2}\right) + A_t \times \exp\left(-\frac{(x-\mu_t)^2}{2\sigma_t^2}\right)$$
(A.1)

で計算される。ここで狭いガウス分布に含まれるイベント数を分布全体のイベント数に対しての割 合 r を

$$r = \frac{N_p}{N} = \frac{A_p \sigma_p}{A_p \sigma_p + A_t \sigma_t} \tag{A.2}$$

のように定義する。

式(A.1)のフィットの結果として、 σ_p 、 σ_t の二つを得るが、崩壊点位置分解能の評価として一つの 指標に求める必要がある。そのため、関数の RMS を表す実効的な幅としてピーク成分とテイル成分 の σ を(A.2)式を使って、それぞれの面積比(イベント数の比)で平均を取ることにする。具体的 に、フィットした関数の幅 σ を

$$\sigma = \sqrt{\sigma_p^2 r + \sigma_t^2 (1 - r)} \tag{A.3}$$

のように定義して、崩壊点位置分解能の評価の指標として用いる。

謝辞

Firstly I would like to thank Yamanaka-san for introducing me to high energy physics, and for always having the time to talk me through problems, or to discuss physics or anything else interesting that came up during our tutorials.

Thanks to all the members of KEKB and Belle, especially the SVD group who offered me countless advice, and help with this research, over the last year and a half.

Thanks to all the staff, senpais and kouhais in the Yamanaka Lab, from the undergrads through to those that have since left. I would especially like to thank to Kakehashi, Miyakesan, Kotera-san and Sakashita-san. The five of us have been practically living here together since the start of the year, and I think that due to their support the experience was not quite as unpleasant as it otherwise might have been. I wish them luck with their own thesis or studies.

Special thanks to Emi and the whanau for all your encouragement over the last few years, and especially for providing emotional support over the last couple of months as I struggled to get this thesis written, in spite of a dead laptop, a broken computer at varsity, and everything else that could have gone wrong. (Backup your data people! Seriously).

Last but not least, I would like to give special thanks to Hara-san, who has looked after me from the time I joined the Yamanaka Lab as an undergraduate three years ago. Ever since he has provided help with the computers, guided our physics tutorials, and most of all helped me with my work on the Belle SVD software and hardware. This thesis would never have been finished without his support.

Cheers team.

関連図書

- [1] C. S. Wu et al., Phys. Rev.105, 1413 (1957).
- [2] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys. **193**, 851 (1981).
- [4] Belle Collaboration K.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 87, 091802 (2001).
- [5] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [6] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [7] "KEKB B-Factory Design Report", KEK Report 95-7 (1995).
- [8] Belle Collaboration, "Technical Design Report", KEK Report 95-1 (1995).
- [9] S.-W. Lin, "Records on the Luminosity Value" : http://belle.kek.jp/bdocs/lum_record.html, (Dec. 19, 2005).
- [10] Belle Collaboration, "Offline+Online Luminosity": http://belle.kek.jp/bdocs/lum_day.gif, (Jan. 30, 2005).
- [11] O. Tajima, for the Belle Collaboration, KEKB Review (February 2005).