BELLE実験における
粒子崩壊点の位置分解能に関する
シミュレーション研究

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻長島研究室
博士前期課程2年

山田博資

平成11年2月10日

概要

99 年度から開始される KEK B-factory 計画において、CP 非保存が測定できる崩壊モードの崩壊点位置分解能に関するシミュレーション研究を行なった。$J/\psi K_S$、$\pi^+\pi^-$、D^+D^-モードは現在の SVD の配置で、$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を達成していることがわかった。$D^{*+}D^{*-}$モードは、SVD の最内層の半径を小さくすることによる位置分解能の改善が顕著に現れるモードで、$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を達成するためには、SVD の最内層の半径を 0.5cm 小さくすればよいことがわかった。

目 次

第 1 章　序論 **1**

1.1 KEK B-factory 計画 1
1.2 CP 非保存 1
1.3 B メソン系での CP 非保存の測定 2
1.4 KEK-B 加速器 4
1.5 BELLE 検出器とシリコンバーテックス検出器 (SVD) 5
1.6 本論文のねらい 9

第 2 章　1トラックの位置分解能 **12**

2.1 最内層の SVD の位置が決めるもの 12
2.2 SVD と衝突点付近のようす 15
2.3 トラックを記述するパラメーター 16
2.4 1 トラックのシミュレーション 18

第 3 章　$J/\psi K_S$モードの崩壊点位置分解能 **22**

3.1 崩壊点の分解能とは 22
3.2 崩壊点を再構築する手順 24
3.3 位置分解能の指標 26
3.4 $J/\psi K_S$モードの位置分解能 28

第 4 章　さまざまな CP サイドの崩壊点位置分解能 **30**

4.1 CP サイドの崩壊トポロジー 30
4.2 $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$の崩壊点分解能 32
4.3 $B_{cp} \to D^+D^-$の崩壊点分解能 33
4.4 $B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$の崩壊点分解能 35
4.5 さまざまな CP サイドのΔZ 分解能のまとめ 37

第 5 章　複雑な崩壊モードについての考察 **39**

5.1 複雑な崩壊トポロジー 39
5.2 $D^+D^- \to K^-\pi^+\pi^+$ / $K_S\pi^-\pi^-\pi^+$ の場合 40
5.3 $D^{*+}D^{*-} \to K^-\pi^+\pi^+_{slow}$ / $K^+\pi^-\pi^-\pi^+\pi^-_{slow}$ の場合 43
5.4 複雑な崩壊モードのΔZ 分解能のまとめ 46

第 6 章　結論 **48**
6.1　すべての崩壊モードのΔZ分解能の結果 48
6.2　ΔZ 分解能の SVD 最内層半径に対する依存性についての議論 50
6.3　結論 52
6.4　将来の展望 52

付 録 A　B メソンの物理 **53**
A.1　B メソン崩壊を使った CP 非保存の測定 53
A.2　直接的 CP 非保存 54
A.3　間接的 CP 非保存 55
A.4　中性 B メソンの CP 固有状態への崩壊にみられる CP 非保存 56

付 録 B　BELLE SVD について **58**
B.1　両面型シリコンストリップ検出器 58
B.2　DSSD (S6936) の仕様 60

付 録 C　崩壊点を求めるための計算方法 **61**
C.1　1 次トラックを元に崩壊点を再構築する場合 61
C.2　2 次以降のトラックを元に崩壊点を再構築する場合 63

付 録 D　香りの同定とタギングサイドの崩壊点再構築 **65**
D.1　香りの同定 (Flavor Tagging) 65
D.2　崩壊トポロジーの違い 66
D.3　K メソンでタグしたイベントの崩壊点再構築 66
D.4　タギングサイドの位置分解能の違い 69

参考文献 **70**

第1章　序論

この章では KEK B-factory 計画を、そこで研究される物理、用いられる検出器・加速器の特徴を通して概観し、本論文のねらいについて述べる。

1.1　KEK B-factory 計画

1999 年度から、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構で行われる予定の KEK B-factory 計画は、b クォークを含む B メソンを大量につくり、B メソン系の CP 非保存を精密測定する実験である。

1.2　CP 非保存

CP 非保存は、1964 年に V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって、中性 K_L^0 メソンの崩壊で観測された現象 [1] で、崩壊前の中性 K_L^0 中間子と崩壊後の 2 つの $\pi^+\pi^-$ の状態が、異なる CP 固有状態であることから発見された。これは電荷 (Charge) と空間 (Parity) の同時反転に対する対称性・同等性が破れていることを表していて、本質的に粒子に対する物理法則と反粒子に対する物理法則とに違いがあることを意味する。その後 Sakharov によって、CP 非保存は、宇宙になぜ粒子のみ存在し、反粒子は存在しないのか、という根元的な問題の解決になることが指摘された [2]。しかし CP 非保存は、未だ K メソンの崩壊でしか観測されておらず、その効果を B メソン系で精密測定することが重要と考えられている。

素粒子の多くの現象を説明することができる、いわゆる、素粒子の「 標準理論 」[3] の枠組みで、CP 非保存を説明する仮説に「 小林・益川理論 」[4] がある。1973 年に発表されたこの理論は、クォークを 3 世代、6 個導入し、3 世代のクォークが弱い相互作用で混合するとき初めて、その混合行列に CP 非保存の原因となる、虚数位相が現れることを指摘した。

小林-益川行列を $\lambda = \sin\theta_C$ (θ_C : カビボ角 [5]) を用いて λ^3 まで展開すると、

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho-i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

となる (Wolfenstein 表示 [6])。ここで、λ は原子核の β 崩壊などから、A は B メソンの寿命などから比較的よく測定されているにも関わらず、ρ や η については、あまりよく知られていない。

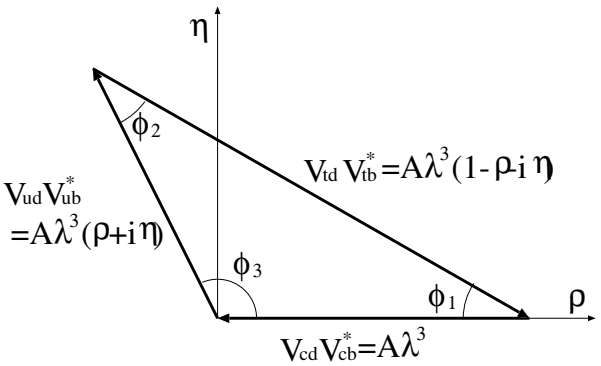


図 1.1: $\rho - \eta$の虚数平面上に示されるユニタリー三角形

小林-益川行列はユニタリー行列なので、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.2}$$

が成り立つ。これはρ-η平面上で図 1.1 のように書け、ユニタリー三角形と呼ばれる。CP 非保存を与える、小林-益川行列の虚数成分ηは三角形の内角に影響するので、標準理論での CP 問題はこのユニタリー三角形を決めることに帰着すると言える。中性 K メソン系では t クォークと b クォークの関係する項は高次の効果でしか観測できないが、B メソンを用いた実験では直接観測ができる。したがって、B メソンを用いた実験は CP 非保存の測定とともに小林-益川理論、ひいては標準理論の検証に大きく貢献する。

1.3 B メソン系での CP 非保存の測定

KEK B-factory 計画で、最も確実に CP 非保存を測定できる[1]と考えられているモードとして、$B^0 \to J/\psi K_S$と$\overline{B^0} \to J/\psi K_S$の崩壊の時間分布の違いを測定することがあげられている [7]。実験に即してこれを考えてみる。

1. 実験室系で高い運動量を持つ$\Upsilon(4S)$ を通して、中性 B メソン対を生成する。
   B^0、$\overline{B^0}$対を作るのには、$\Upsilon(4S)$ を使うのが適しているが、実験で測れるのは 2 つの B メソンが崩壊した位置である。$\Upsilon(4S)$ の重心系で B メソンは $29\mu m$ の平均崩壊長しか持たず、現在の検出器では測定が難しいため、$\Upsilon(4S)$ を実験室系で飛行させる必要がある。

2. $t = t_1$に崩壊した一方の B メソンの崩壊をとらえて、その香りを B^0か$\overline{B^0}$か同定する。
   例えば、B メソンの準レプトン崩壊 ($b \to cl^-\overline{\nu}, \overline{b} \to \overline{c}l^+\nu$) を利用すれば、電子、ミューオンの電荷が正ならば B^0、負ならば$\overline{B^0}$ とわかる。

[1] B メソンの CP 非保存に関する物理は付録 A 参照

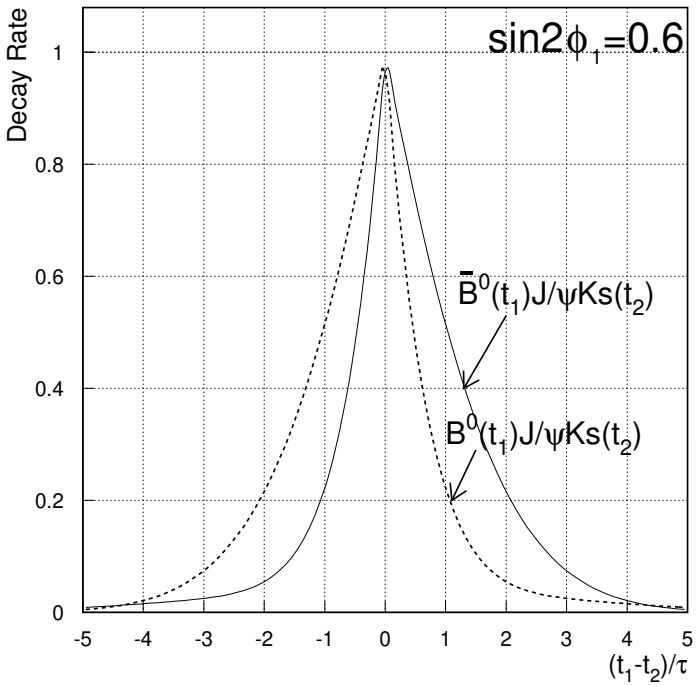


図 1.2: $B^0(\overline{B^0}) \to J/\psi K_S$崩壊の時間分布。片方の B メソンが時刻 t_1に$\overline{B^0}(B^0)$ と確定し、時刻 t_2に$J/\psi K_S$に崩壊する崩壊率が実線 (点線) で描かれている。ここでτは中性 B メソンの寿命である。

3. $t = t_2$に $J/\psi K_S$へ崩壊した他方の B メソンをとらえる。
   J/ψがレプトン対に、K_Sが$\pi^+\pi^-$に崩壊する事象は、バックグラウンドがほとんどなく、簡単に観測することができる。

4. その崩壊時刻の差$\Delta t = t_1 - t_2$の分布を作り、香りが B^0か$\overline{B^0}$かで比較する。(図 1.2)

このとき、CP 非対称パラメーター A_{CP}は、Δt の関数として、

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) - \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_S)}{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) + \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_S)} \tag{1.3}$$

$$= \sin 2\phi_1 \times \sin \Delta M \Delta t \tag{1.4}$$

と表される。ここで、ϕ_1は図 1.1 のユニタリー三角形の内角、ΔM は中性 B メソンの二つの質量固有状態の質量の差である。以上のことから、中性 B メソン系で CP 非保存を観測するには、まず、エネルギーが非対称の電子陽電子衝突型加速器を用い、高い運動量を持つ$\Upsilon(4S)$ を通して B メソン対を大量につくってやる必要がある。さらに、Δt の関数として B メソンの崩壊の非対称を測定するため、2 つの B メソンの崩壊点の間の距離を精密に測定する必要がある。

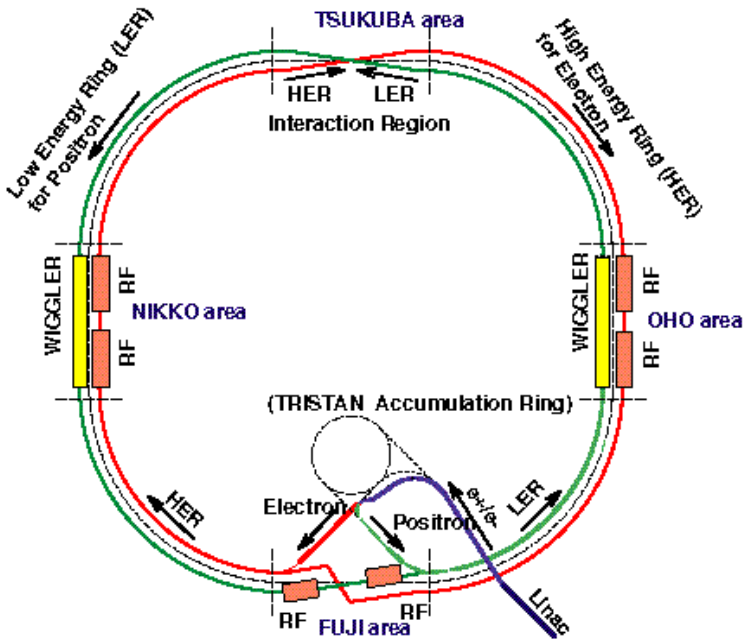


図 1.3: KEK-B 加速器。線形加速器 (Linac) で 8GeV・3.5GeV に加速された電子・陽電子が、高エネルギーリング (HER)・低エネルギー (LER) にそれぞれ貯蔵され、図の上部 TSUKUBA area で衝突する。

1.4 KEK-B 加速器

KEK-B 加速器は、次の 3 つの特徴をもつ。

- 非対称エネルギー
  電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称エネルギーの、2 リング型衝突型加速器 (図 1.3) である。衝突した際の不変質量が $\Upsilon(4S)$ の質量 ($10.58\mathrm{GeV}/c^2$) になるように、電子のエネルギーを 8GeV、陽電子を 3.5GeV とし、電子の方向へ $\Upsilon(4S)$ を飛行させている。

- 高ルミノシティ
  衝突型加速器の性能はルミノシティと呼ばれる量で表される。ルミノシティL は、断面積σを持つ反応の発生頻度 R が、R = L σとなるように定義される。次元は長さ$^{-2}$ × 時間$^{-1}$をもち、通常 $cm^{-2}s^{-1}$を単位とする。KEK-B では、ルミノシティが $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$と非常に大きく、現在世界最高のルミノシティ ($2 \times 10^{32}cm^{-2}s^{-1}$) を達成しているコーネル大学の加速器 CESR の 50 倍である。

- 有限角度衝突
  KEB-B では、測定器へのバックグラウンドを少なく衝突させるため、電子と陽電子の軌道分離を、衝突点に $2 \times 11mrad$ の交差角をつけることによって行っている。このおかげで、

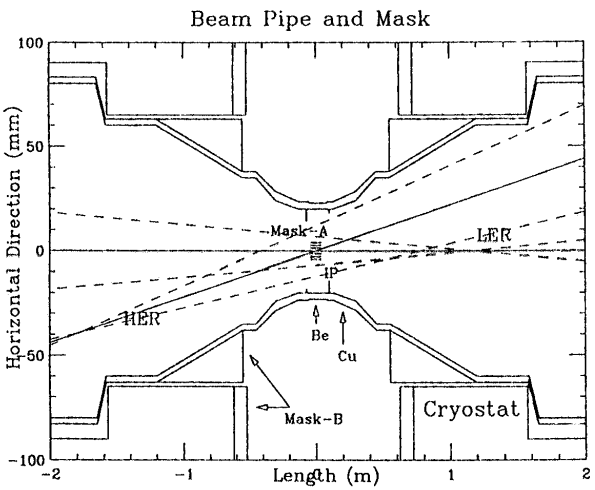


図 1.4: 衝突点近傍での放射光。左斜め下からくる電子 (HER) と右からやってくる陽電子 (LER) が最終収束磁石によって放射する光の分布を示したもの。点線が放射光の拡がりを示す。

運転時に衝突点に向って放射される放射光は、運転時のバンチ[2]内粒子のうち、中心部から 10σ 離れたものまで考慮して、衝突点付近にある半径 2cm のビームパイプにあたることがない (図 1.4)。

1.5 BELLE 検出器とシリコンバーテックス検出器 (SVD)

BELLE は、KEK B-factory 計画での共同実験グループ、及び検出器 (図 1.5) に与えられた名前である。前述したように、BELLE 検出器に課せられる第 1 の要請は、崩壊点の精密測定である。電子ビームの方向へ 4.5GeV/c の運動量をもって飛行する $\Upsilon(4S)$ からでる B メソンの平均崩壊長は、約 $200\mu m$ となるため、崩壊点の測定精度としては、その半分以下 ($\sim 100\mu m$) であることが要求される。この高い位置分解能を達成する検出器として、BELLE 検出器にはシリコンバーテックス検出器 (SVD:Silicon Vertex Detector 付録 B 参照) が組み込まれる。図 1.6 に全体の外観図、図 1.7 に断面図を示す。図 1.6 で、色がついている部分がセンサー の DSSD [3] (両面型シリコンストリップ検出器) と呼ばれる半導体検出器で、最内層は 2 枚、中間層は 3 枚、最外層は 4 枚の DSSD がつなげられる。DSSD は、円筒座標系の r-ϕ 情報を読み出す細長い線 (ストリップ) が張られた p サイドと、z 情報を読み出すストリップが張られた n サイドの両面読み出し検出器で、3 次元的な位置情報を得ることができる。SVD はこのラダー状のモジュールが内側から 8 角形、10 角形、14 角形と配置され 3 層をなしている。

[2] 数千億個集まってできた電子や陽電子のかたまり。KEK-B では各リングに 5000 個のバンチを蓄積する。
[3] 浜松ホトニクスが DELPH のマイクロバーテックス検出器のために開発したものを使用している [8]。

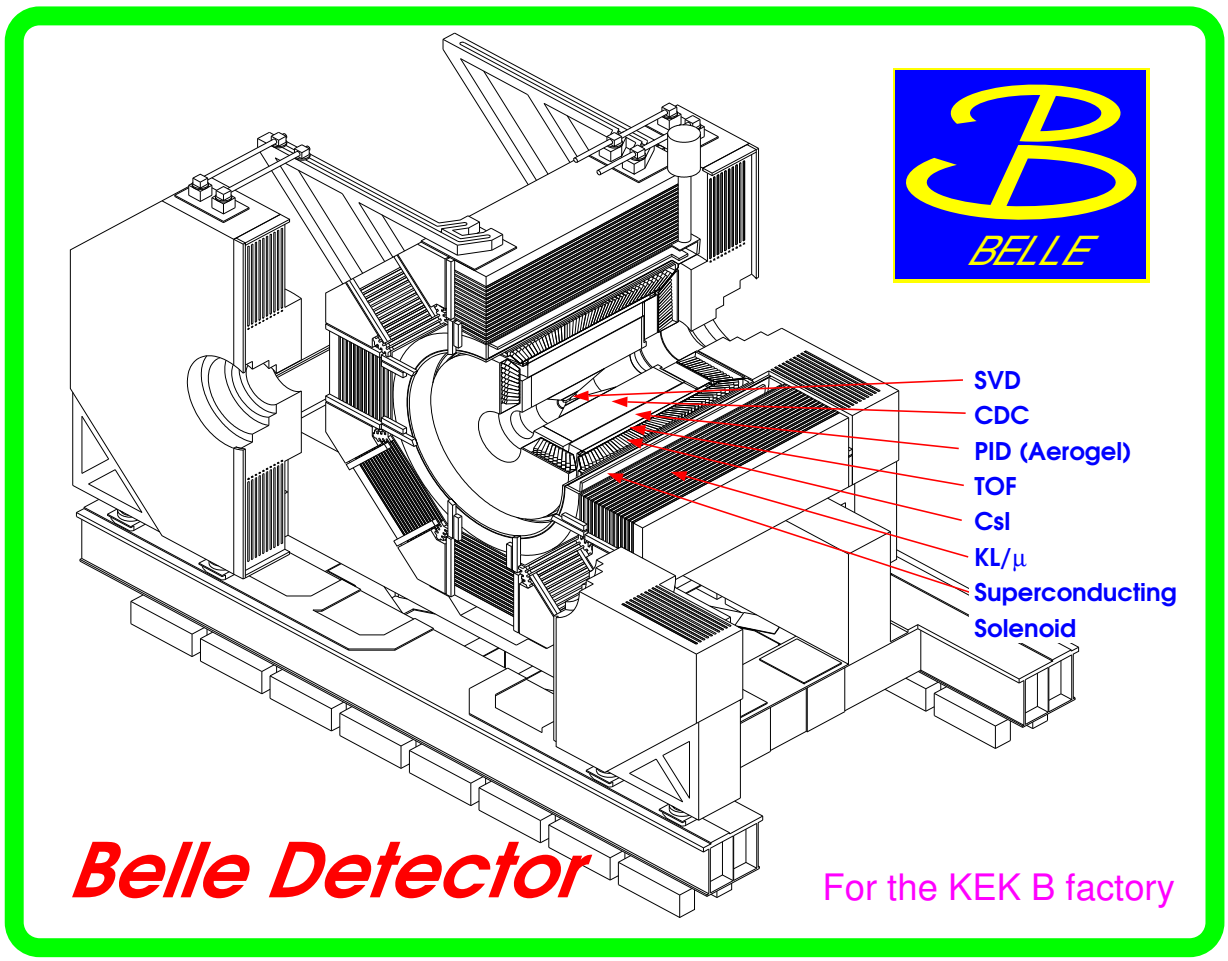


図 1.5: BELLE 検出器。内側から順に、崩壊点検出のためのシリコンバーテックス検出器 (SVD)、飛跡検出のためのセントラルドリフトチェンバー (CDC)、粒子識別 (K/π) のためのエアロジェルチェレンコフ検出器 (PID)、低エネルギーの粒子識別のための時間差検出器 (TOF)、光子・電子のエネルギー測定のための CsI カロリメター (CsI)、1.5 テスラの磁場を供給する超伝導ソレノイド、K_Lとμ検出のための K_L・μチェンバー (KL/μ) が配置されている。

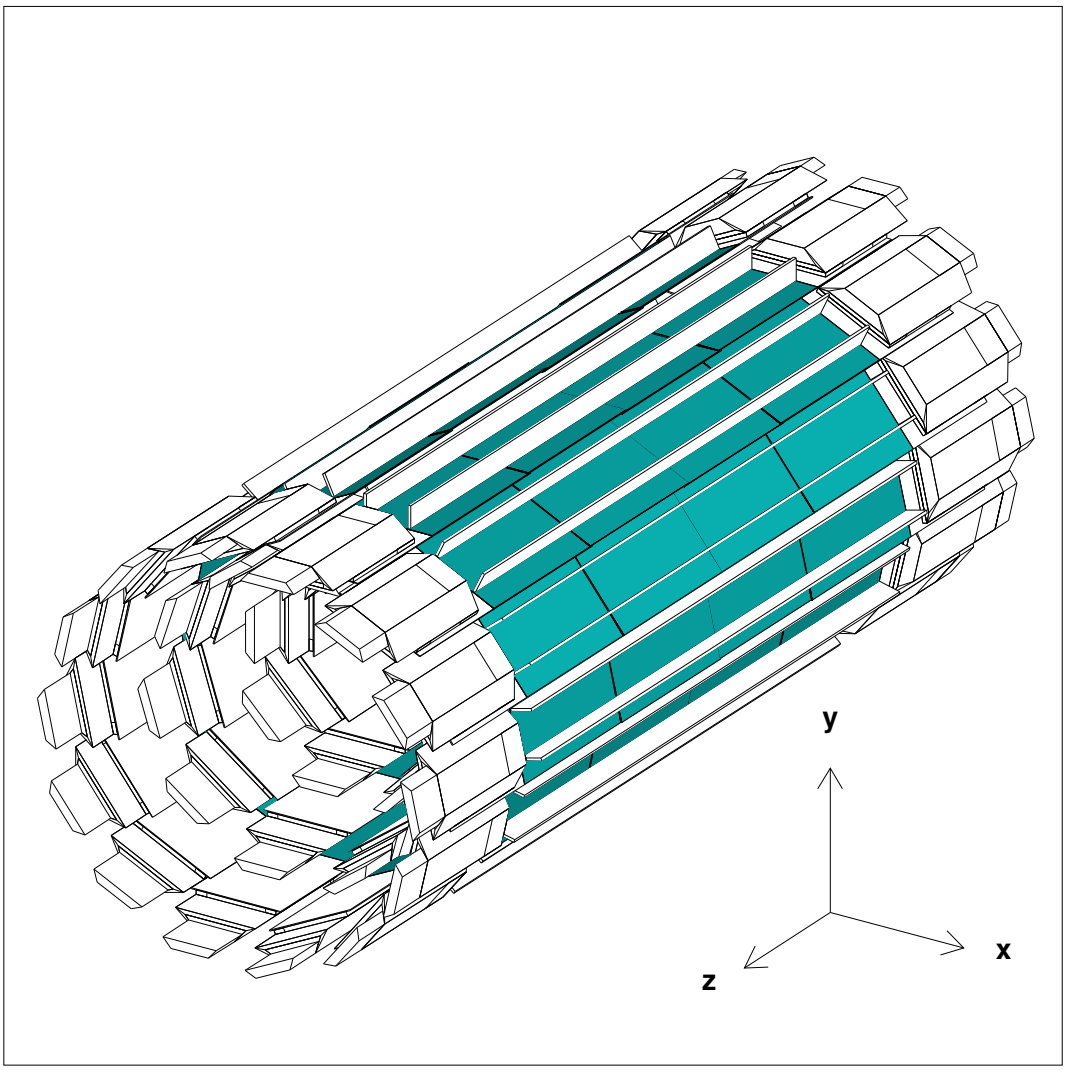


図 1.6: シリコンバーテックス検出器 (SVD)。DSSD の上にある細長い物質は DSSD を支えるリブと呼ばれる補強部品、ラダーの両端には読みだしチップがのる基板があり、その上に見えているのはヒートシンクとよばれる冷却用の部品である。

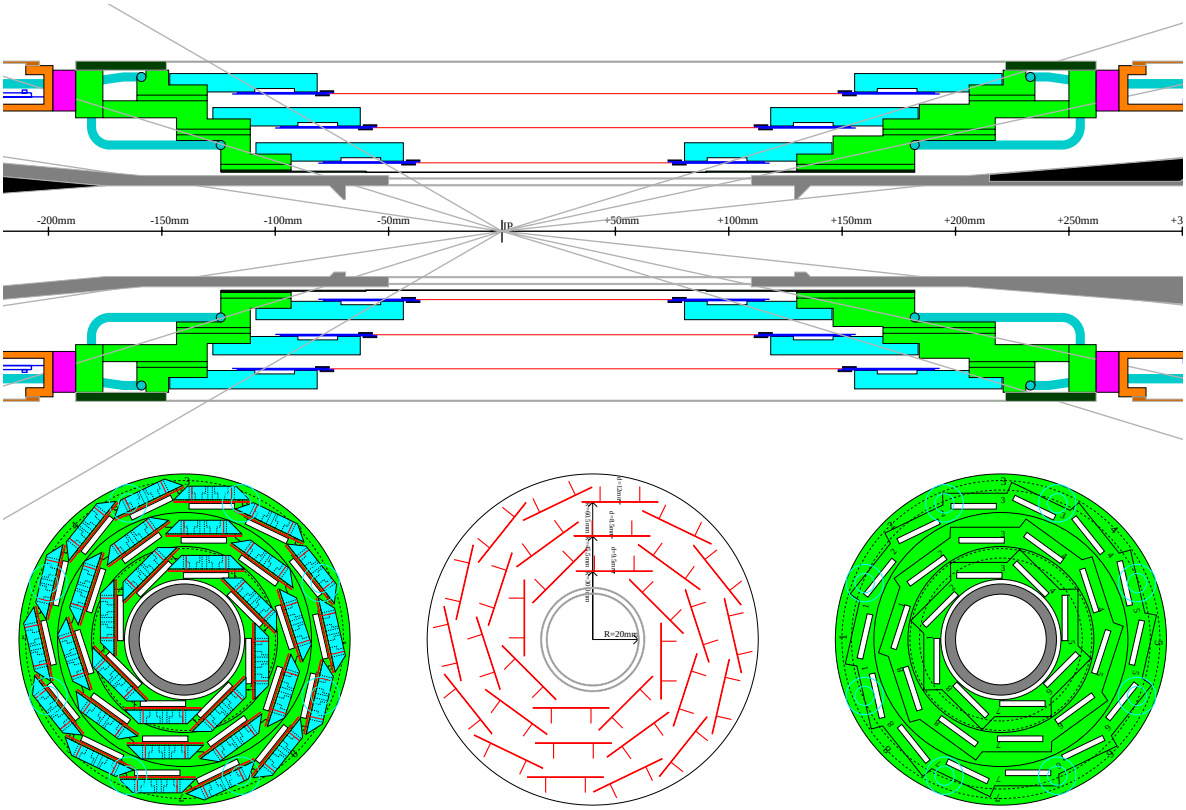


図 1.7: シリコンバーテックス検出器(SVD)の断面図。上図はビーム軸に平行な面での断面図で、DSSD が内から順に 2 枚、3 枚、4 枚つなげられて衝突点からみる立体角をカバーしている。下図(中)は衝突点でビーム軸に垂直な面で切った断面図。DSSD とリブ、ビームパイプが見える。下図(右・左)は、ラダーを支えるための構造体である。

1.6　本論文のねらい

実験では B メソン崩壊の時間差が位置の差として観測されるため、CP 非保存の測定には、精度の良い位置分解能が必要不可欠である。つまり、実験によって得られる非対称のΔt 分布 (図 1.2) は、SVD が達成する位置分解能$\sigma(\Delta z)$ によって不鮮明になり、CP 非保存の測定の感度を悪くする。図 1.8 に $J/\psi K_S$モードを用いた場合のΔz の分解能と非対称検出に必要となるルミノシティを示す [9]。

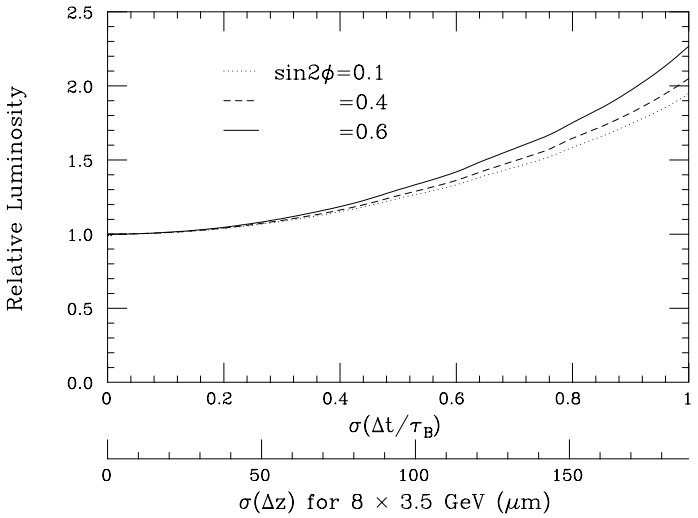


図 1.8: Δz 分解能と必要になるルミノシティ。縦軸は相対比で、分解能が $0\mu m$ を基準にとってある。

SVD の位置分解能が $0\mu m$、つまり無限に良い精度を持つときを基準にすると、位置分解能が $100\mu m$ のとき、必要なルミノシティは約 1.3 倍になる。位置分解能がほぼ $200\mu m$ となったときには 2.0 倍以上、逆に位置分解能が $50\mu m$ となったときには約 1.1 倍のルミノシティが必要なことがわかる。この CP 非保存の測定に重要なΔZ 分解能の評価と、SVD の配置の変更による改善が、本論文の動機である。

つまり、本論文の目的をまとめると、次の 2 点である。

- 現在の、実験の解析に使われる再構築プログラムとモンテカルロシミュレーターを用いて、さまざまな崩壊モード のΔZ 分解能について調べ、$100\mu m$ を基準に評価する。

- 将来の、**SVD** の可能性の一つとして、その最内層の位置に注目し、各崩壊モード のΔZ 分解能が $100\mu m$ を達成するのに必要な **SVD** 最内層の半径について言及する。これは、将来の **SVD** に位置分解能という観点から指標を与えることになる。

これを、SVD の衝突点付近での断面図を使ってわかりやすく図で示すと、図 1.9 から図 1.10 のように SVD の配置を変えて、再構築された崩壊点の位置分解能をさまざまな崩壊モードで調べるということになる。

また、本論文では、次の 2 つのことを仮定してシミュレーションを行なった。

- SVD は最も衝突点に近いことから、放射線による損傷を受けやすく、定期的に取り替えてやる必要がある。近年、放射線耐性の高いチップや検出器が研究開発されているため、検出器の放射線耐性はハードウェアの問題として達成されるとして、考慮に入れなかった。

- 現在 SVD の最内層の位置は、電子・陽電子衝突点付近のビームパイプの半径[4] によって規定されている。KEK-B 加速器が、衝突点におけるすぐれた収束と低いバックグラウンドを達成するものとし、このシミュレーションではビームからのバックグラウンドについての研究は行なわない。

本論文の構成として、第 2 章では、SVD の最内層を衝突点に近づける意味について考え、1 本のトラックの分解能がどのくらいよくなるかを見る。第 3 章では、CP 非保存の観測が最も簡単にできると期待されている $J/\psi K_S$ モードを例にとり、崩壊点位置分解能を求める手順について説明し、SVD 最内層の位置の依存性との関連を見る。第 4 章では、3 章で行ったことの拡張として、さまざまな CP サイドの崩壊点位置分解能を調べる。第 5 章では、さらに複雑な崩壊点の再構築と 4 章での結果の比較を通して、複雑な崩壊モードについての考察する。そして最後に第 6 章で結論を示す。

[4] ビームパイプは円筒状に 2 層構造をしており、ここではその外側の外径をさす。

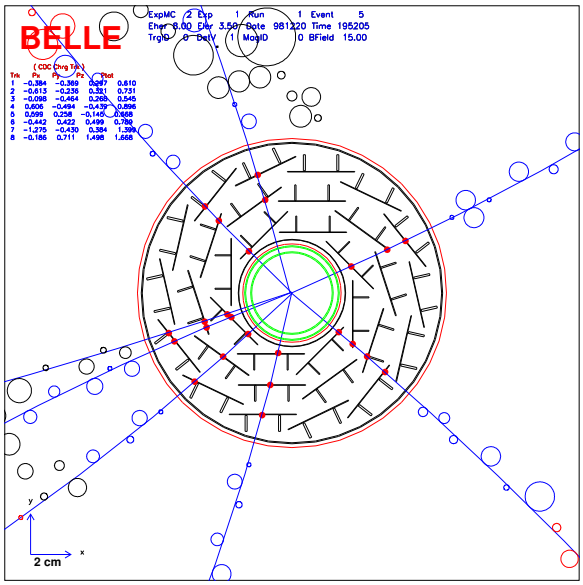


図 1.9: 現在の SVD とビームパイプをつかったシミュレーション。泡のように描かれている円の中心が CDC のヒットした位置を、又、大きさがそのドリフト時間を表わす。CDC で再構築されたトラックが SVD のヒットとマッチングされ、それらのトラックから衝突点近傍の粒子崩壊点を再構築する。

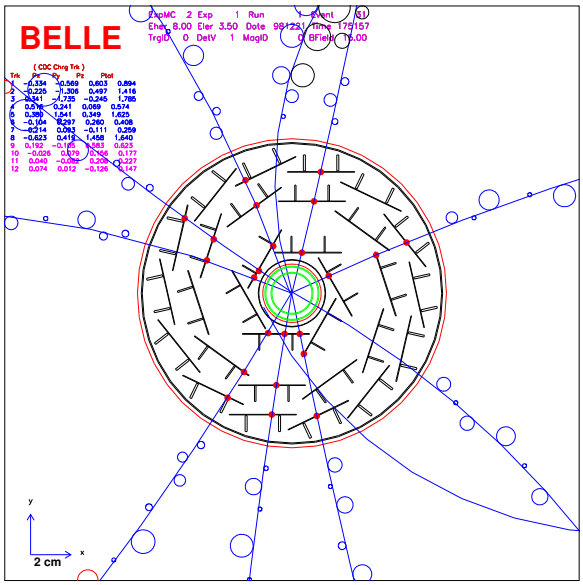


図 1.10: ビームパイプの半径を小さくし、SVD の最内層を近づけて行うシミュレーション。より崩壊点に近い点での情報をえることにより、位置分解能がよくなることが期待される。

第2章　1トラックの位置分解能

この章ではSVDの最内層とビーム軸の間の距離をパラメーターにとることの意味を考え、SVD周辺の物質の配置と、トラックを記述する5つのパラメーターについて説明した後、1トラックのz方向の分解能をシミュレーションによって調べる。

2.1　最内層のSVDの位置が決めるもの

SVDの最内層をビーム軸に対してより近くに置くと、荷電粒子の軌跡に対して、より発生点に近い情報を得ることができる。そのため、粒子の崩壊点をより正確に知ることができると予想される。磁場がなく、2層のSVDだけを考える簡単なモデルで、定量的に考えてみる。

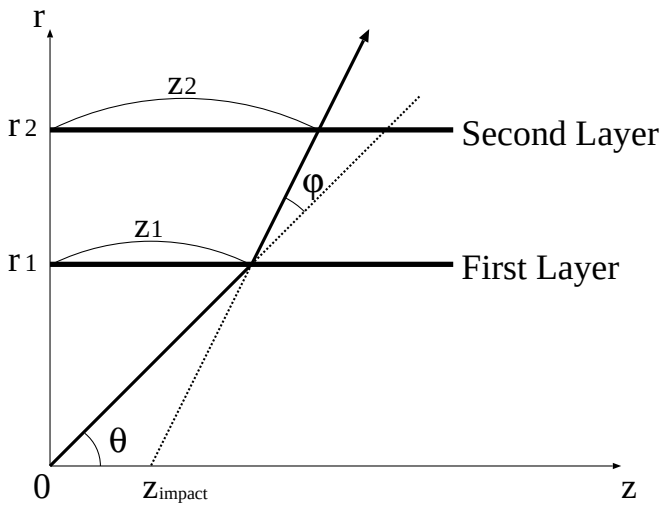


図 2.1: 1トラックのz方向の分解能を見積もる簡単なモデル

図2.1のように、ビーム軸をz方向、それに垂直な方向にrをとり、r-z平面を考える。原点から角度θでやってくる粒子が、SVDの1層目で角度φの多重散乱をうけ、SVDの2層目に入射したとする。1層目は$r = r_1$に、2層目は$r = r_2$にあるとし、荷電粒子が1層目の$z = z_1$と、2層目の$z = z_2$に信号を残したとする。

このとき、再構築された軌跡から知りうる z 座標、Z_{impact}は、

$$
\begin{aligned}
Z_{impact} &= \frac{r_2}{r_2 - r_1} z_1 - \frac{r_1}{r_2 - r_1} z_2 && (2.1) \\
&\simeq \frac{r_2}{r_2 - r_1} r_1 \cot\theta - \frac{r_1}{r_2 - r_1} r_2 \cot\theta - \frac{r_1 \varphi}{\sin^2\theta} && (2.2)
\end{aligned}
$$

と表される。ただし、最後の式のために ($\theta \gg \varphi$) と近似した。その標準偏差$\sigma_{Z_{impact}}$は、

$$
{\sigma_{Z_{impact}}}^2 = (\frac{r_2}{r_2 - r_1})^2 {\sigma_{int_1}}^2 + (\frac{r_1}{r_2 - r_1})^2 {\sigma_{int_2}}^2 + (\frac{r_1}{\sin^2\theta})^2 {\sigma_\varphi}^2 \qquad (2.3)
$$

と表される。ここで、σはそれぞれ、

$$
\begin{array}{rcl}
\sigma_{int_1} & : & 1 \text{ 層目の検出器から決まる固有の位置分解能} \\
\sigma_{int_2} & : & 2 \text{ 層目の検出器から決まる固有の位置分解能} \\
\sigma_\varphi & : & \text{多重散乱による角分布の広がり}
\end{array}
$$

を意味する。多重散乱は、荷電粒子が物質を通過するとき、原子核により小角散乱を何度も受けることによって、入射角が変化する現象で、散乱角が小さいときは、広がり (標準偏差) σ_φをもつガウス分布をする [10] 。

$$
\sigma_\varphi = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}] \qquad (2.4)
$$

$$
\begin{array}{rcl}
\beta c & : & \text{粒子の速度 } [m/sec] \\
p & : & \text{粒子の運動量 } [MeV/c] \\
z & : & \text{粒子の電荷} \\
x & : & \text{物質の厚み } [cm] \\
X_0 & : & \text{物質の放射長 } [cm]
\end{array}
$$

式 2.3 の第 1 項と第 2 項は、検出器の固有の位置分解能で決まる項で、r_1を小さくすることによって、レバーアームと呼ばれる $(r_2 - r_1)$ を大きくとることができ、$\sigma_{Z_{impact}}$に有利であることがわかる。多重散乱の寄与からでてくる第 3 項についても、r_1を小さくすることが有利であることがわかる。DSSD を $300\mu m$ の厚さの Si とし、粒子は垂直に入射するとして、

$$
\begin{array}{rclrcl}
r_2 & = & 6cm, & \sin\theta & = & 1 \\
x & = & 3 \times 10^{-2} cm, & z & = & 1 \\
X_0 & = & 9.36cm, & \beta & = & 1 \\
\sigma_{int1,2} & = & 2 \times 10^{-3} cm &&&
\end{array}
$$

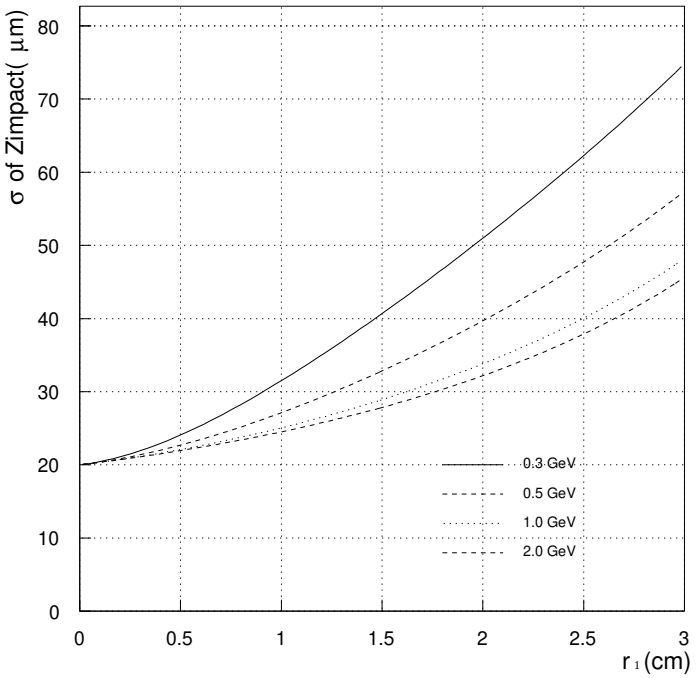


図 2.2: r_1の関数としての$\sigma_{Z_{impact}}$をプロットした図。$r_1 \to 0$の極限で、検出器の固有の分解能$\sigma_{int} = 20\mu m$がみえている。

を代入し、運動量が $2\mathrm{GeV/c}$、$1\mathrm{GeV/c}$、$0.5\mathrm{GeV/c}$、$0.3\mathrm{GeV/c}$ の場合について r_1の関数としてグラフを描いてみると図 2.2 のようになる。

これから、低い運動量をもつ粒子ほど大きく多重散乱を受けるため、1 層目をビーム軸に近づける効果が、より大きく見られることが予想される。また、1 層目を $3\mathrm{cm}$ から、半分の $1.5\mathrm{cm}$ にすることによって、どの運動量でも約 40%の改善が期待される。

一方、運動量分解能についてはどうであろうか。粒子の軌跡は CDC (セントラルドリフトチェンバー) によって再構築され、3 層の SVD のヒットを取り込むように外挿される。数が $40 \sim 50$ にもなる CDC のヒットにくらべて SVD の最内層は、たかだか 1 つのヒットを与えるにすぎない。したがって、最内層の位置を変えることは、再構築されたトラックの運動量分解能にはほとんど影響をおよぼさないと考えられる。

1 トラックを発生させるシミュレーションでは、最内層の位置を変えることによる z 方向の位置分解能を調べ、シミュレーションの正当性のチェックを兼ねて、r-φ 方向の位置分解能と、運動量分解能も調べることにする。

2.2 SVD と衝突点付近のようす

シミュレーションにはいる前に、まず、現在の SVD の配置と、衝突点付近に物質がどのように配置されているかを示す。

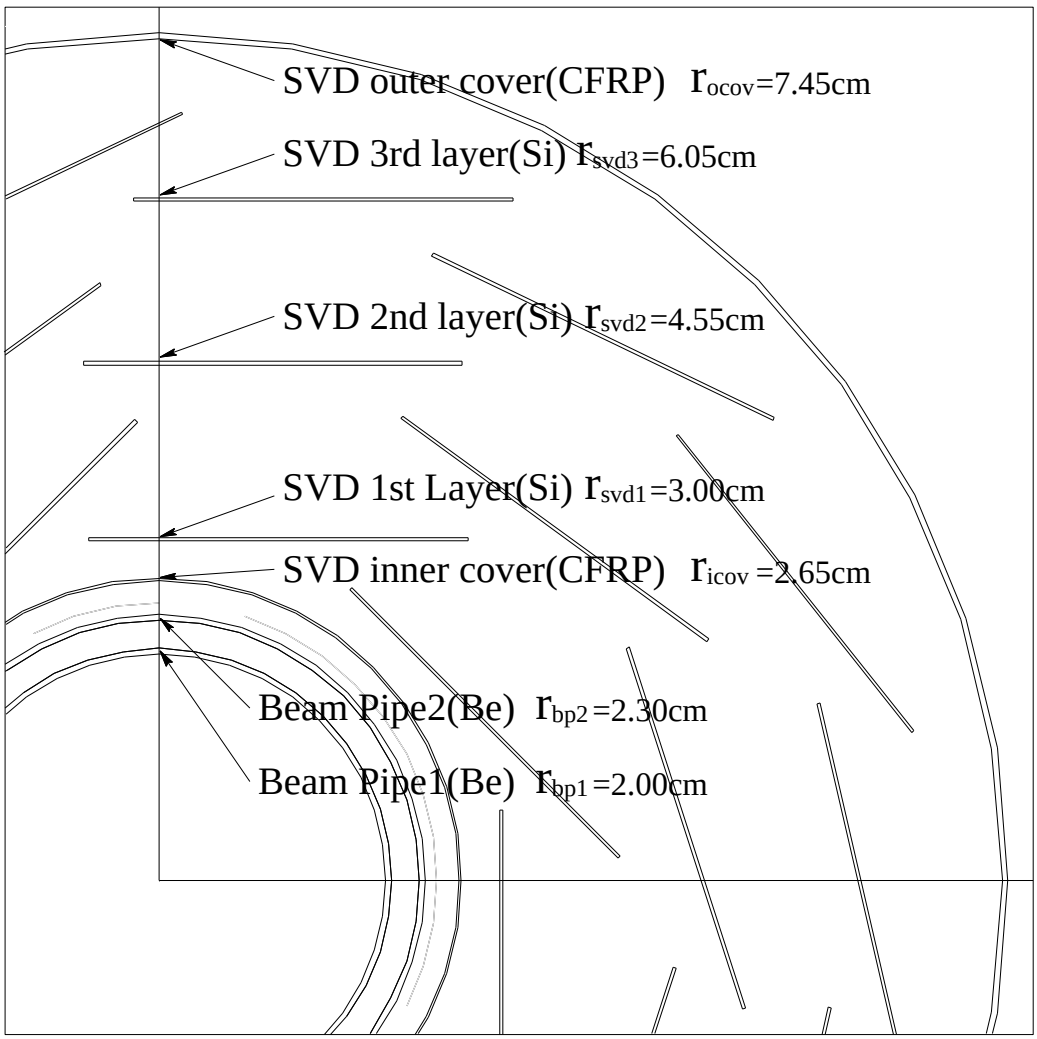


図 2.3: SVD の領域と衝突点付近の物質の配置。( ) の中には物質名を示してある。

図 2.3 は SVD をビーム軸に垂直な面で切った断面図である。ビーム軸から、ビームパイプが 2 層、SVD の内側のカバー、3 層の SVD、SVD の外側のカバーと物質が配置されている。また、2 層のビームパイプの間には、冷却のためヘリウムガスが流されている。2 層のビームパイプ、SVD の内側のカバー、SVD の外側のカバーの半径をそれぞれの物質の厚さの中点で定義し、r_{bp1}、r_{bp2}、r_{icov}、r_{ocov} (単位は全て cm) とする。図 2.4 は SVD をビーム軸に平行な面で切った断面図である。DSSD は n サイドと n サイドがつなげられたときの S/N の悪さ (~ 15) を避けるた

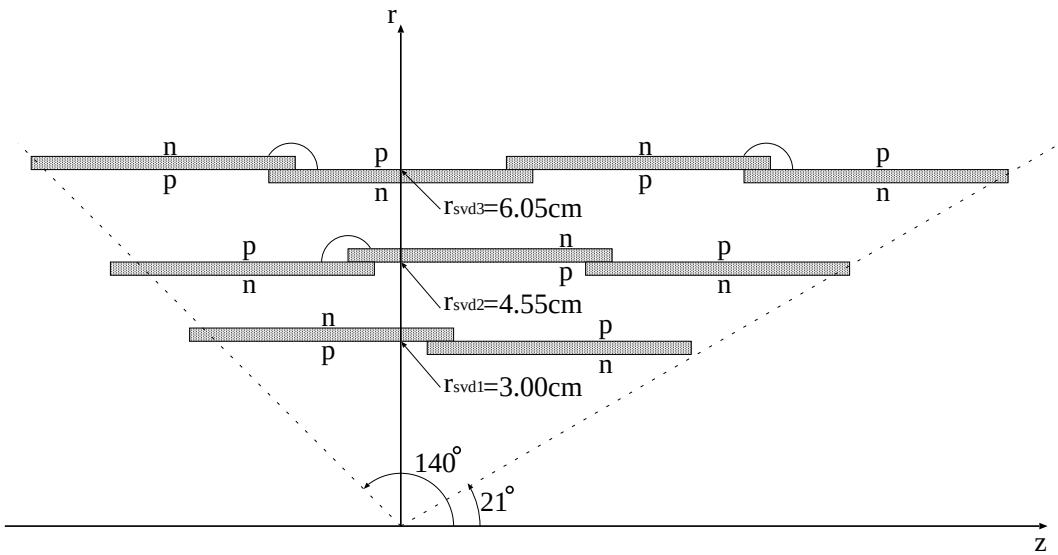


図 2.4: SVD をビーム軸に平行な面で見た模式図。p (n) の文字は DSSD のどちらの面が p 側 (n 側) かを示している。中間層は後方の 2 枚の DSSD が、最外層は前後 2 枚ずつがつなげてある。信号の読み出しは両端から行なう。

め、p サイドと n サイドがつなげられている。1 ~ 3 層目の SVD の半径を図 2.4 の矢印がさす点での r で定義し、r_{svd1}、r_{svd2}、r_{svd3} (単位は全て cm) とする。

2.3 トラックを記述するパラメーター

実験において、荷電粒子の軌跡はビーム軸に平行な磁場のため、螺旋 (ヘリックス) として検出される。つまり軌跡は、ビーム軸に垂直な面 ($x-y$ 平面) では円、平行な面 ($x-z$ 平面) ではサインカーブを描く。ヘリックスは、ピボットと呼ばれる基準点にたいして相対的に参照される。ピボットは目的に応じて、さまざまな位置に置かれる。例えば、粒子の質量を再構築するする時には粒子の崩壊点に、そのトラックのビーム軸に対するインパクトパラメーターを知りたいときには、電子・陽電子衝突点である原点に置かれる。そのヘリックスを記述するパラメーター (ヘリックスパラメーター) として、BELLE では次のような 5 つの量を使う [11]。

d_r	:	$x-y$ 平面でピボットからヘリックスへの符合付き最短距離 (ピボットが原点にあるとき、インパクトパラメーターを意味する)
ϕ_0	:	ヘリックスの中心に対してピボットを指定する方位角
κ	:	$1/P_t$、運動量のビーム軸に垂直な成分 P_tの逆数 (符合はトラックの電荷を表す)
d_z	:	d_rを与える点の z 座標
$\tan\lambda$	:	トラックの勾配、P_z/P_t

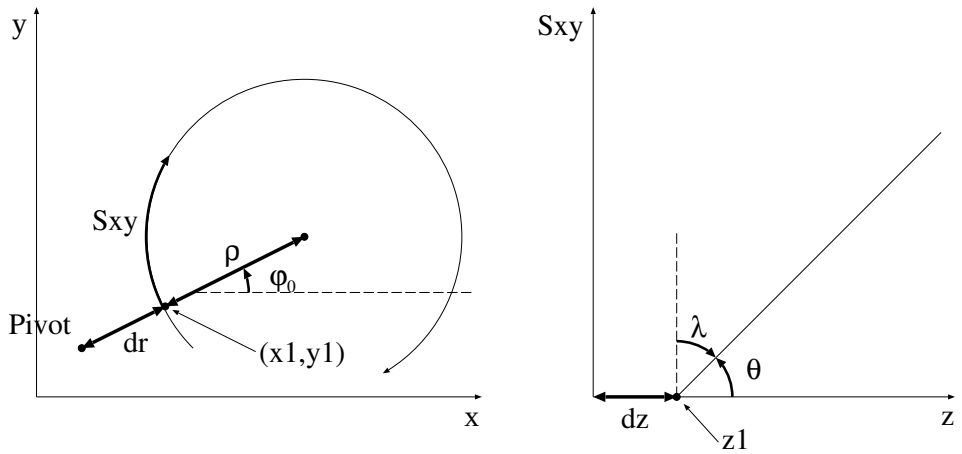


図 2.5: ヘリックスパラメーターを模式的に示した図。左が $x-y$ 平面に関係する量を図示した図。右がビーム軸に平行な z 方向に関係する量を示した図。

κ、$\tan\lambda$はピボットに依らない、そのヘリックス固有の量である。ピボットの位置から、$x-y$ 平面で最もピボットに近い、ヘリックス上の点 (x_1, y_1, z_1) が決まり、d_r、ϕ_0、d_zが求まる。電荷が正のトラックの場合について模式的に図示したのが、図 2.5 である。左の図は、$x-y$ 平面でのパラメーターの関係を図示している。点 (x_1, y_1, z_1) からヘリックスにそった距離を S_{xy}とし、それを z の関数として表わすと傾きが P_t/P_zになる。右の図はその関係と d_zを図示したものである。ここで、κや運動量 P は次のような関係にある。

$$\kappa = \frac{1}{|P_t|} \quad , \quad (P_t = 0.1cB\rho) \tag{2.5}$$

$$P_x = -P_t \sin\phi_0 \tag{2.6}$$

$$P_y = P_t \cos\phi_0 \tag{2.7}$$

$$P_z = P_t \tan\lambda \tag{2.8}$$

ただし、c は光速 [m/sec]、B は磁場 [tesla]、ρは図 2.5 の曲率半径 [m] である。これらの関係からわかるように、P_tはピボットによらないが、P_xや P_yはピボットによって変化する量である。これが、粒子の質量を再構築する際に、ピボットを粒子崩壊点に置く理由である。

今回の 1 トラックのシミュレーションでは、ピボットを粒子の発生点に置き、再構築されたトラックの d_z、d_r、そして P の残差

$$\Delta d_z = d_z^{recon} - d_z^{gen} \tag{2.9}$$

$$\Delta d_r = d_r^{recon} - d_r^{gen} \tag{2.10}$$

$$\Delta P = P^{recon} - P^{gen} \tag{2.11}$$

を調べることになる。ここで $recon$ は「再構築された (reconstructed)」量であることを示し、gen は「発生させられた (generated)」量であることを示している。

2.4　1トラックのシミュレーション

以上のことをふまえ、次のようなシミュレーションを行った。

1. 決められた運動量をもつπ^+を 1 つ、衝突点から検出器の覆う立体角内へ発生させる。
2. 再構築された 1 トラックのヘリックスパラメーターから d_z、d_r、P の残差の分布を求め、ガウス分布でフィットし、分解能を得る。
3. これを、ビームパイプ ~ SVD の最内層の位置を変化させた 4 つの配置について行い、得られた分解能σ_{d_z}、σ_{d_r}、σ_Pを評価する。

シミュレーションには、ヨーロッパの CERN という研究所で作られた GEANT[12] というパッケージを用いた。GEANT は、物質と荷電粒子・光子の相互作用を通して、粒子のエネルギー損失を計算するプログラムで、その正当性は過去の様々な実験から証明されている。また、今回のシミュレーションの本質的な部分は、センサー部分である DSSD の位置にあるので、物理に関係ない構造物は除いて行った。

r_{bp1}(cm)	r_{svd1}(cm)	r_{svd2}(cm)	r_{svd3}(cm)	1 層目のユニット数
2.00	3.00	4.55	6.05	8
1.50	2.50	4.55	6.05	6
1.00	2.00	4.55	6.05	6
0.50	1.50	4.55	6.05	6

表 2.1: SVD・衝突点付近の物質の配置の変更

物質の配置は表 2.1 のように、変化させた。図 2.6 ~ 2.9 が、それらの衝突点における $x-y$ 平面の断面図である。SVD の最内層とそれより内側にある全ての物質に対して、ビーム軸からの距離を 0.5cm、1.0cm、1.5cm 縮め、現在の SVD とあわせ 4 通り調べた。SVD の最内層以内を全て一緒に動かすのは、最内層より内側にある物質による多重散乱が、最内層におよぼす影響をほぼ等しくするためである。また、ユニット数を減らすのは、検出器が重なりあって物質量が増えるのを避けるためである。$r_{svd1} = 1.5cm$ では、検出器が重なっているが、例えば 4 枚のラダーで検出器を組むと粒子の入射角が大きくなるため、6 枚でシミュレーションを行なうことにした。以後、この配置の変更を SVD の最内層の半径 r_{svd1} を使って議論する。

運動量を 200MeV/c から 2.2GeV/c まで変化させ、それぞれの SVD の半径で得られた、d_z、d_r、P の分解能を図 2.10 ~ 2.12 に示す。横軸に SVD の半径 r_{svd1}、縦軸にその分解能をとり、調べたπ^+の運動量ごとに異なる点で示してある。

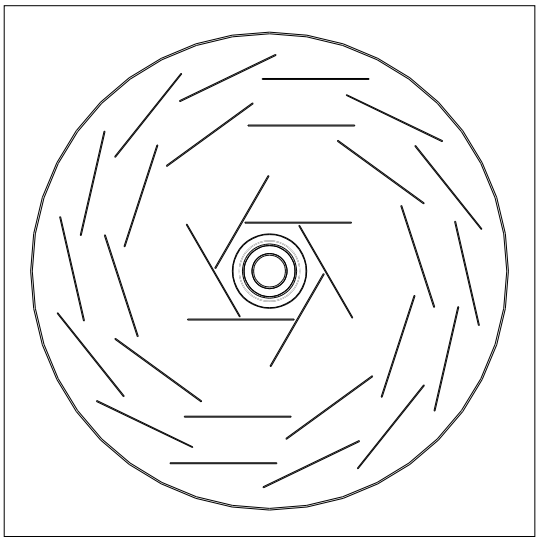


図 2.6: r_{svd1}=1.5cm

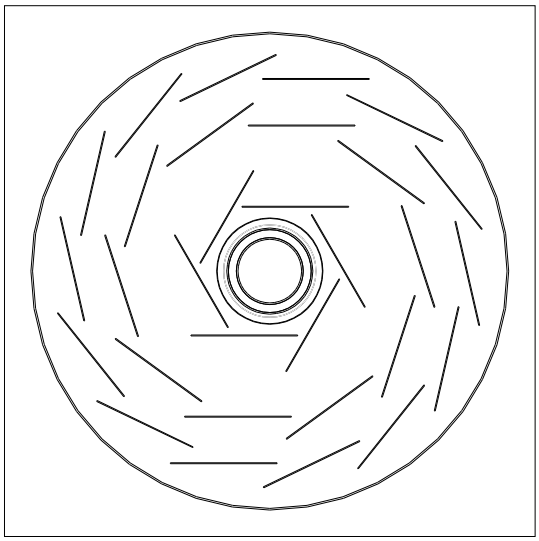


図 2.7: r_{svd1}=2.0cm

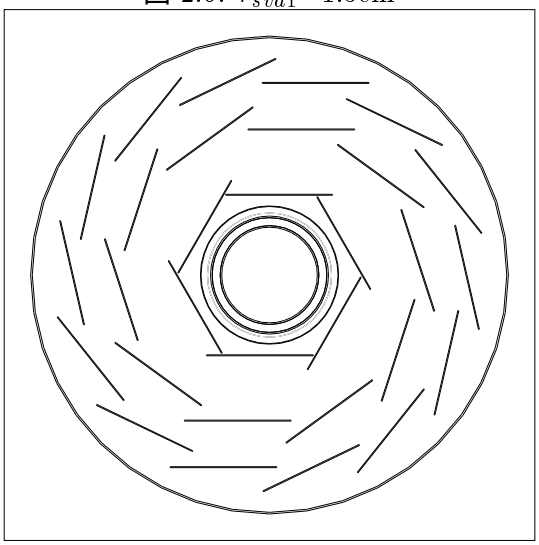


図 2.8: r_{svd1}=2.5cm

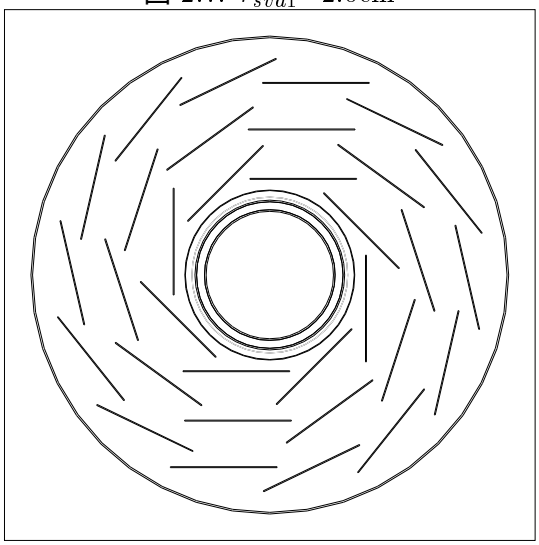


図 2.9: r_{svd1}=3.0cm

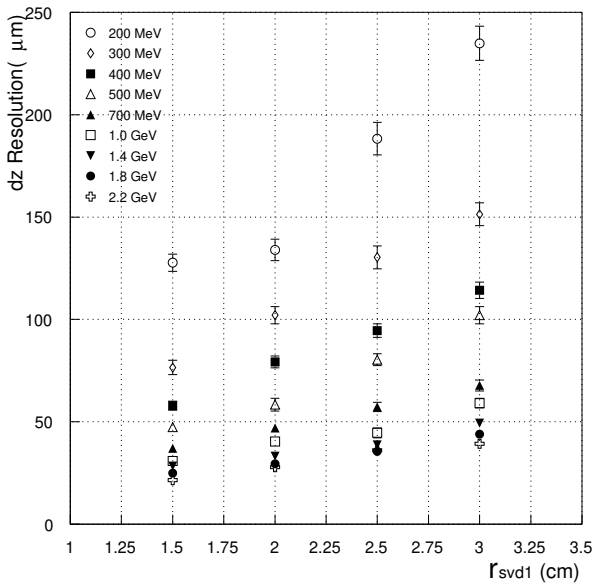


図 2.10: d_zの分解能

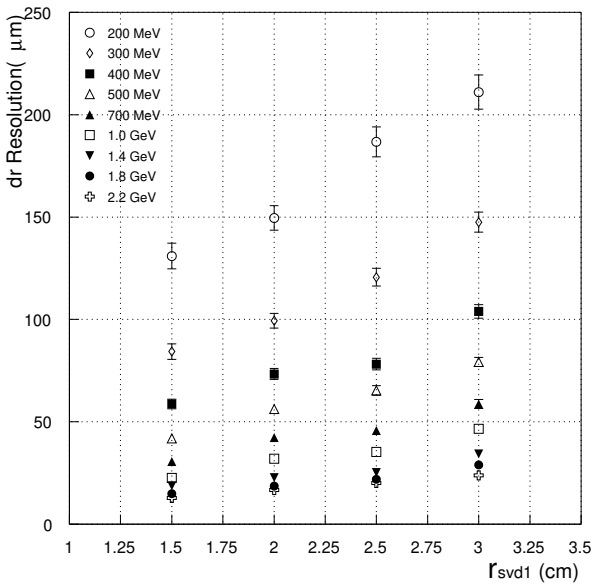


図 2.11: d_rの分解能

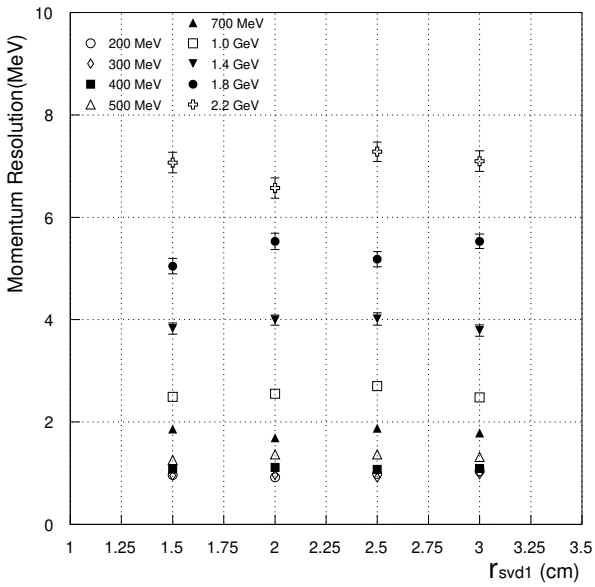


図 2.12: P の分解能

これらの図からわかることは、以下の四点である。

- d_zの分解能σ_{d_z}（図 2.10）に関しては、簡単なモデルで見積もった通り、効果は低い運動量でよく現われ、分解能は 200MeV から 300MeV にかけて特によくなる。

- r_{svd1}を 3cm から 1.5cm に縮めると、σ_{d_z}について、500MeV までは約 50%の改善が、1GeV 近辺からは約 40%の改善が見られた。

- d_rの分解能σ_{d_r}（図 2.11）についても同様の結果が得られた。σ_{d_z}と比べると、全体的に少し良い分解能が出ている。これは、$r-\varphi$ 方向の情報を読みだす p サイドの固有の分解能が、z 方向の情報を読み出す n サイドの固有の分解能に比べて、良いためであると考えられる。

- P の分解能σ_P（図 2.12）については、有意な改善は見られない。これについても最初に予想してたのと矛盾しない結果である。

1 トラックを使ったシミュレーションからの結論として、**SVD** の最内層を近づけることによる **z** 方向の位置分解能の改善は、低い運動量のトラックほど効果があることがわかった。これは式 2.4 からわかるように、低い運動量の粒子ほど受けやすい多重散乱の影響を、SVD 最内層半径を小さくすることによって改善できるためだと考えられる。

第3章　$J/\psi K_S$モードの崩壊点位置分解能

この章では、KEK B-factory 計画で CP 非保存を観測するのに最も有望と期待されている $B \to J/\psi K_S$を例にとり、ΔZ の分解能$\sigma_{\Delta Z}$を得るまでの解析の手順を説明する。そして、最後にΔZ 分解能が SVD の最内層の位置にどのような依存性をもつか示す。

3.1　崩壊点の分解能とは

イントロダクションで述べたように、KEK B-factory 計画において CP 非保存を観測する一つの方法に、中性 B メソン崩壊のΔt 分布を見る手段がある。そのためには B^0と$\overline{B^0}$のどちらからも崩壊できる CP 固有状態を観測し、それが B^0から来たものか、$\overline{B^0}$から来たものかを特定することが必要となる（付録 A）。図 3.1 が $B \to J/\psi K_S$を観測するときの模式図である。

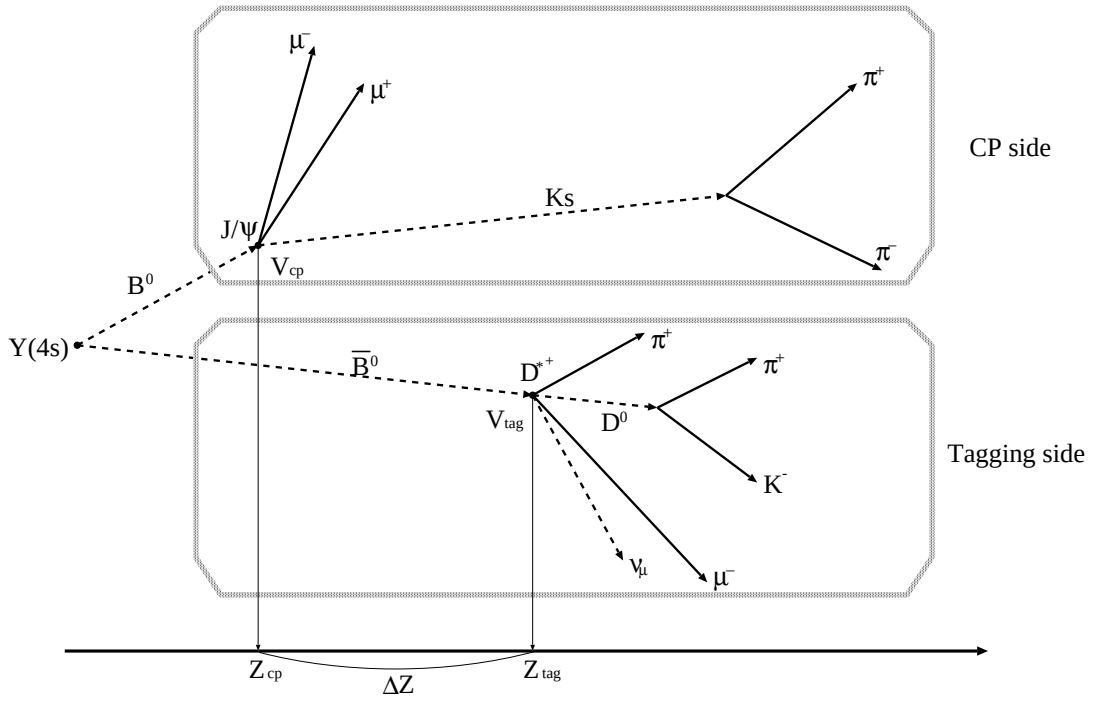


図 3.1: $B^0 \to J/\psi K_S$を例にした、崩壊点の再構築の模式図

実験では、崩壊の時間差Δtを崩壊点の位置の差として測定するため、B メソンを z 方向に飛行させている。$\Upsilon(4S)$からの中性 B メソンのうち、CP 固有状態へ崩壊する側を CP サイドと呼ぶ。一方、その CP サイドの B メソンがB^0か$\overline{B^0}$だったか香りを同定する (タグする) ため、もう一方の崩壊は香りがわかる崩壊をしている必要がある。こちらの側をタギングサイド (tagging side) と呼ぶ。それぞれの B メソンが崩壊した位置をV_{cp}、V_{tag}と表すことにする (図 3.1)。

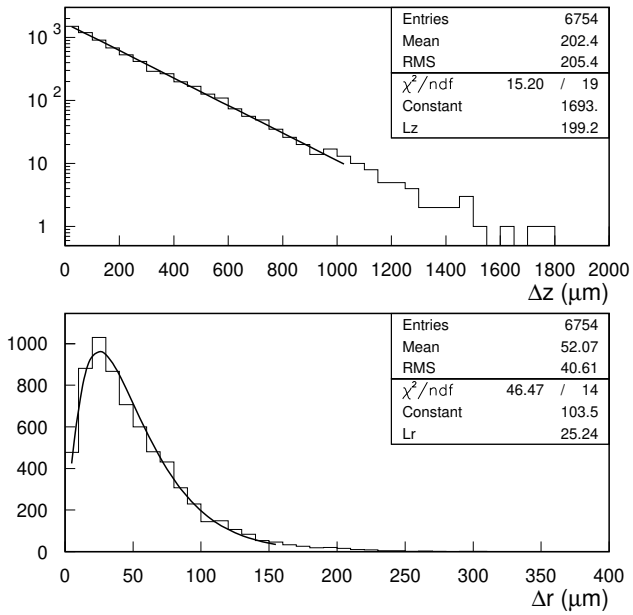


図 3.2: B メソンの崩壊点の差の分布。上図が z 方向の分布で、フィットは$y = (Constant) \times \exp[x/(Lz)]$で行なった。下図が r 方向の分布で、フィットは$y = (Constant) \times x \times \exp[x/(Lr)]$で行なった。$Lz$と$Lr$がそれぞれの方向への「平均飛行距離差」を与える。

図 3.2 はB^0と$\overline{B^0}$の崩壊点の z 方向の差と、r 方向の差の分布である。フィットの結果から、それぞれの方向で B メソンがどの程度離れるかがわかり、z 方向に約$200\mu m$、r 方向には約$25\mu m$ほど分離することがわかる。ビーム軸に垂直な飛行距離差は平行な飛行距離差に比べて小さいため、興味あるΔt分布を得ることは、精度よく CP サイドとタギングサイドの崩壊点の z 成分Z_{cp}、Z_{tag}を決め、$\Delta Z = Z_{cp} - Z_{tag}$を求めることに他ならない。そこで、以下の 3 つの残差分布

$$\Delta Z_{cp} = Z_{cp}^{recon} - Z_{cp}^{gen} \tag{3.1}$$

$$\Delta Z_{tag} = Z_{tag}^{recon} - Z_{tag}^{gen} \tag{3.2}$$

$$\Delta(\Delta Z) = (Z_{tag}^{recon} - Z_{cp}^{recon}) - (Z_{tag}^{gen} - Z_{cp}^{gen}) \tag{3.3}$$

をフィットすることによって、位置分解能$\sigma_{Z_{cp}}$、$\sigma_{Z_{tag}}$、$\sigma_{\Delta Z}$を求める。ここで、$recon$は「再構築された (reconstructed)」量であることを示し、genは「発生させられた (generated)」量であることを示している。

3.2 崩壊点を再構築する手順

SVD の最内層の半径 r_{svd1}を現行の 3.0cm で、事象は以下のように発生させたとする。ただし、$generic$ は全ての崩壊モードに行くことを表わす。タギングサイドの B メソンが$\overline{B^0}$のときは、その荷電共役な崩壊を考える。

$$\begin{array}{rcrcl} B_{cp} & \rightarrow & J/\psi K_S & & \\ & & J/\psi & \rightarrow & \mu^+\mu^- \\ & & K_S & \rightarrow & \pi^+\pi^- \\ B^0_{tag} & \rightarrow & D^{*-}\mu^+\nu_\mu & & \\ & & D^{*-} & \rightarrow & generic \end{array}$$

1. CP サイド
   (a) 質量でカットする
   J/ψと K_Sから来るμ^+、μ^-、π^+、π^-がトラックとして再構築され、その 4 つのトラックの 4 次元運動量からそれぞれ組まれた、J/ψ、K_S、B_{cp}の質量が、それぞれの分布の 3σ以内に入っていることを要求する。(図 3.3)。

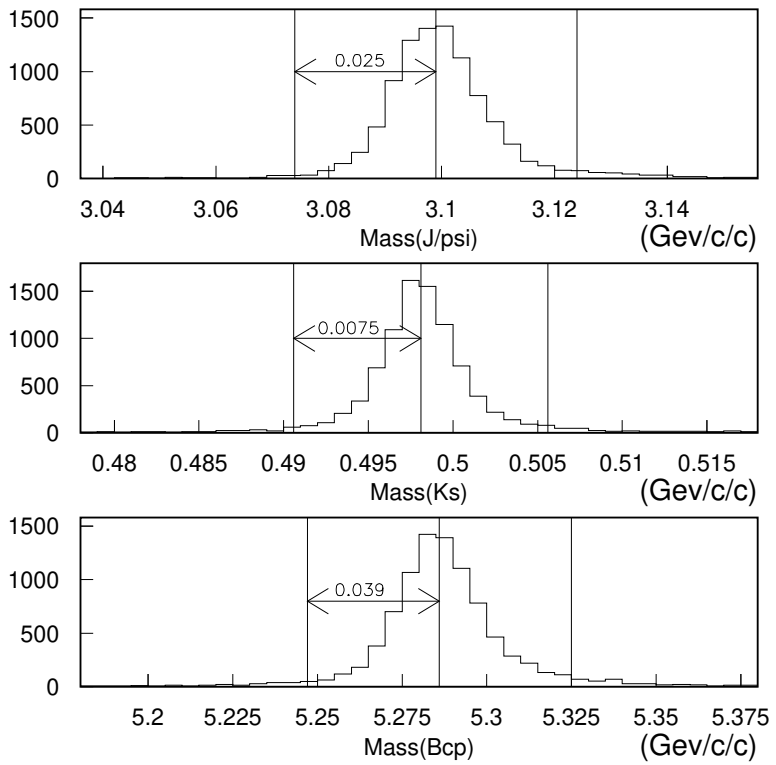


図 3.3: J/ψ、K_S、B_{cp}の質量分布。それぞれガウス分布でフィットし、得られた平均値から 3σ以上はなれているイベントはカットする。

(b) 崩壊点 V_{cp}を求める

まず、J/ψからのμ^+、μ^-のうち、SVD の全ての層にヒットをもつトラック (これを「 SVD トラック 」と定義する) を選ぶ。そして、その SVD トラックとビーム軸を用いて崩壊点を再構築する。J/ψは共鳴状態で寿命が短く、崩壊点の位置分解能 ($\sim 100\mu m$) にくらべてほとんど飛行しないので、J/ψの崩壊点を求めるべき B_{cp}の崩壊点と等しいと見なすことができる。また、J/ψ からのμ^+、μ^-は、高い運動量を持つため (図 3.4) 、多重散乱を受けにくく、SVD にヒットを持つ精度の良いトラックとして観測される。

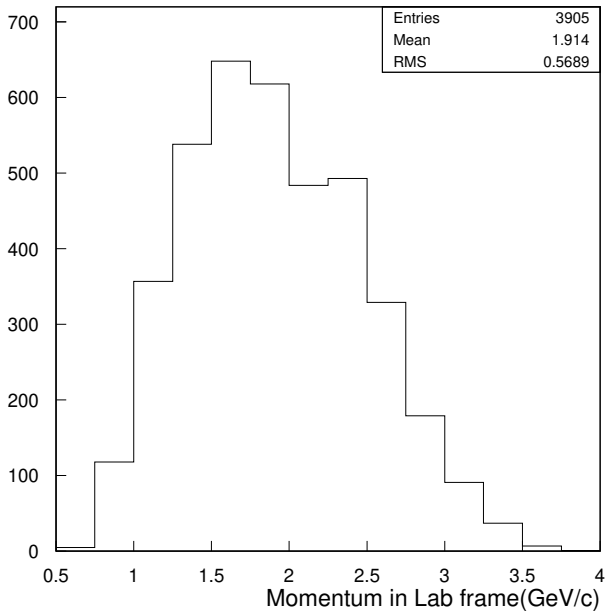


図 3.4: J/ψから出るミューオンの運動量分布 (実験室系) 。平均して約 $1.9\mathrm{GeV/c}$ の高い運動量をもつ。

2. タギングサイド

(a) 香り (Flavor) をタグする[1]

再構築された荷電トラックのリストの中から、CP サイドの 4 粒子を除き、そこから準レプトン崩壊によるμを探す。その際、$\Upsilon(4S)$ の重心系で $1.4\mathrm{GeV/c}$ 以上の運動量をもつμに限る (図 3.5) 。

(b) 崩壊点 V_{tag}を求める

香りをタグするのに使ったμが SVD トラックであることを要求し、それとビーム軸とで崩壊点を再構築する。これは、B_{tag}の崩壊点から来たと思われるトラックが、最近接する z の位置を求めているといえる。

[1] タギングサイドで香りをタグする方法は他にもあり、崩壊点再構築までの手順と密接に関連している。付録 D に別の方法と、今回レプトンによるタグを選んだ理由について記す。

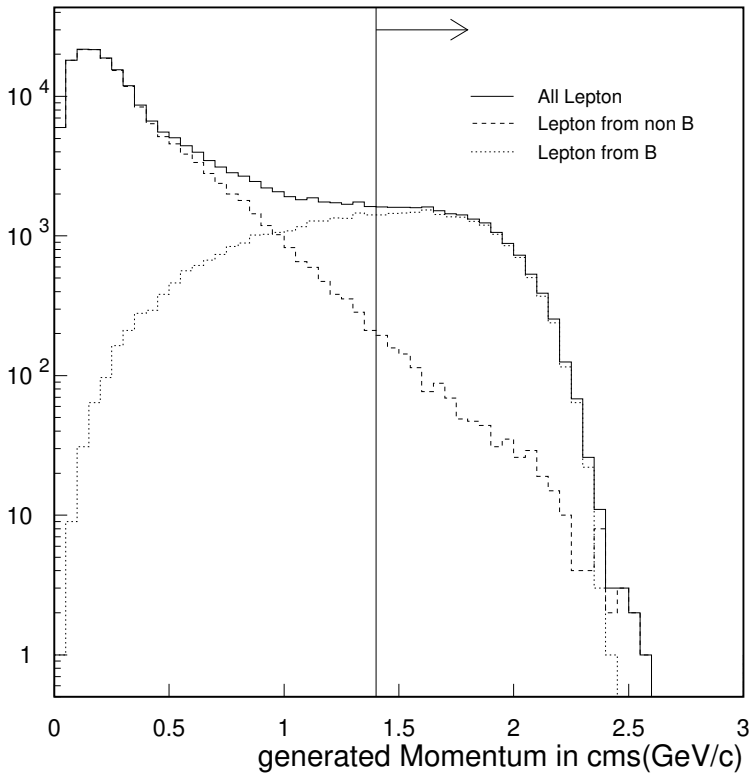


図 3.5: $\Upsilon(4S)$ を通る崩壊モードからでる全てのレプトンの運動量分布 ($\Upsilon(4S)$ の重心系)。$1.4\mathrm{GeV/c}$ 以上を要求すると、B メソン以外からのレプトンをよく除けることがわかる。

今回調べたいことは崩壊点の位置分解能なので、CP サイドの 4 つの粒子種の同定はシミュレーションで発生させたときの情報を使い、崩壊点を求めるためのヘリックスパラメーターはすべて再構築された情報を使った。また、崩壊点 V_{cp}、V_{tag}を求める計算方法については、付録 C に示す。

3.3 位置分解能の指標

図 3.6 に、$r_{svd1} = 3.0cm$ のとき得られた、$\Delta_{Z_{cp}}$、$\Delta_{Z_{tag}}$、$\Delta_{\Delta Z}$の分布を示す。得られた分布は σの小さい成分と大きい成分が見られ、1 つのガウス分布では合わせられないため、2 つのガウス分布の和でフィットしてある。これは、ガウス分布に従わない物理過程によって分解能が低下させられ、広いσ_{wide}を形成するためと考えられる。

$$F = A_{narrow} \times \exp\left(-\frac{(x-\mu_{narrow})^2}{2\sigma_{narrow}^2}\right) + A_{wide} \times \exp\left(-\frac{(x-\mu_{wide})^2}{2\sigma_{wide}^2}\right) \qquad (3.4)$$

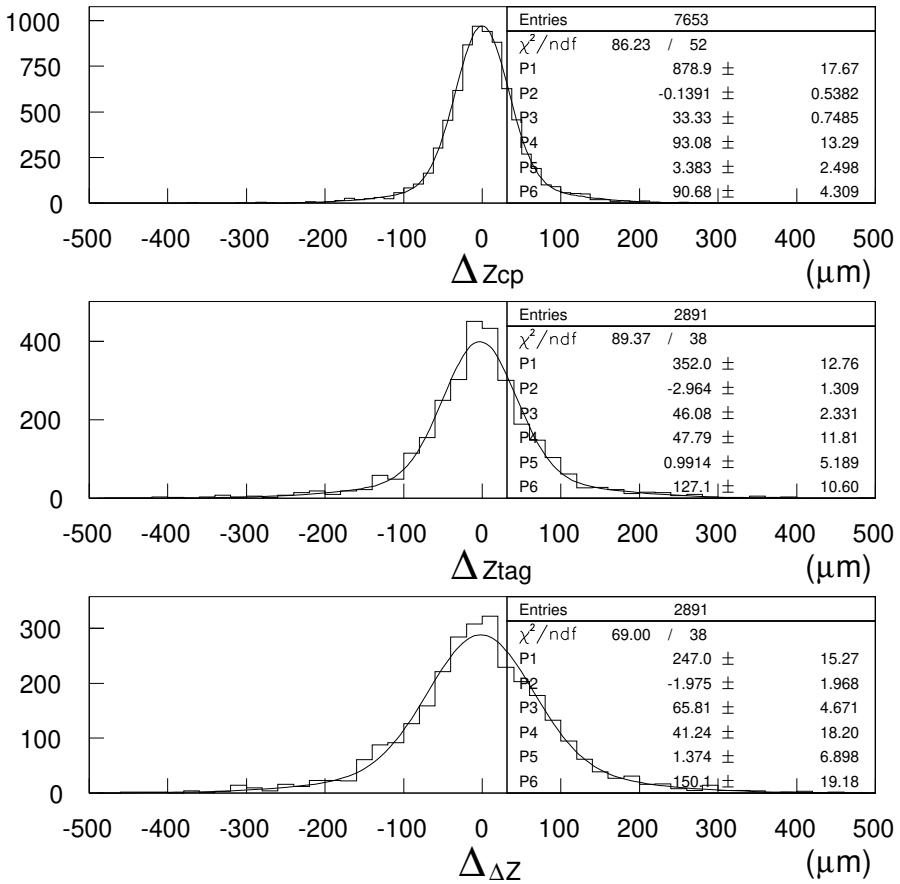


図 3.6: $\Delta_{Z_{cp}}$、$\Delta_{Z_{tag}}$、$\Delta_{\Delta Z}$ の分布。変数 P1 ~ P6 は、それぞれ式 3.4 の A_{narrow}、μ_{narrow}、σ_{narrow}、A_{wide}、μ_{wide}、σ_{wide}に対応する。

図3.6 の中のフィットの結果としてσ_{narrow}、σ_{wide}の 2 つを得るが、実効的なσを rms(root mean square) の意味で次のように定義し、分解能の評価に用いる指標とする。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{narrow}^2 f + \sigma_{wide}^2 (1-f)} \tag{3.5}$$

ここで、f は狭いガウス分布の面積の、全面積に対する比である。

$$f = \frac{A_{narrow}\sigma_{narrow}}{A_{narrow}\sigma_{narrow} + A_{wide}\sigma_{wide}} \tag{3.6}$$

3.4 $J/\psi K_S$モードの位置分解能

前章の表 2.1 と同じように SVD の最内層以内の位置を変化させることによって、以上の解析を繰り返して得た結果を表 3.1、図 3.7 に示す。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	36.7 ± 0.8	38.2 ± 0.6	43.4 ± 0.7	52.9 ± 0.8
$\sigma_{Z_{tag}}$ (μm)	56.6 ± 1.9	60.0 ± 1.4	66.8 ± 1.7	77.1 ± 1.9
$\sigma_{\Delta Z}$ (μm)	65.1 ± 1.9	74.4 ± 1.7	82.7 ± 1.7	96.7 ± 2.7

表 3.1: 位置分解能$\sigma_{Z_{cp}}$、$\sigma_{Z_{tag}}$、$\sigma_{\Delta Z}$の r_{svd1}依存性。

これからわかることは、次の三点である。

- $\sigma_{\Delta Z}$が現在の SVD の配置 ($r_{svd1} = 3.0cm$) で、$100\mu m$ 以下を達成している。
- r_{svd1}を 3.0cm から 1.5cm にすることによって、$\sigma_{\Delta Z}$が約 30%改善される。
- $\sigma_{Z_{cp}}$に関しては、r_{svd1}が 2.0cm と 1.5cm とではそれほど変っていないことがわかる。これは、多重散乱からくる分解能の寄与が小さくなり、検出器の固有の分解能が見えはじめていることを意味する。

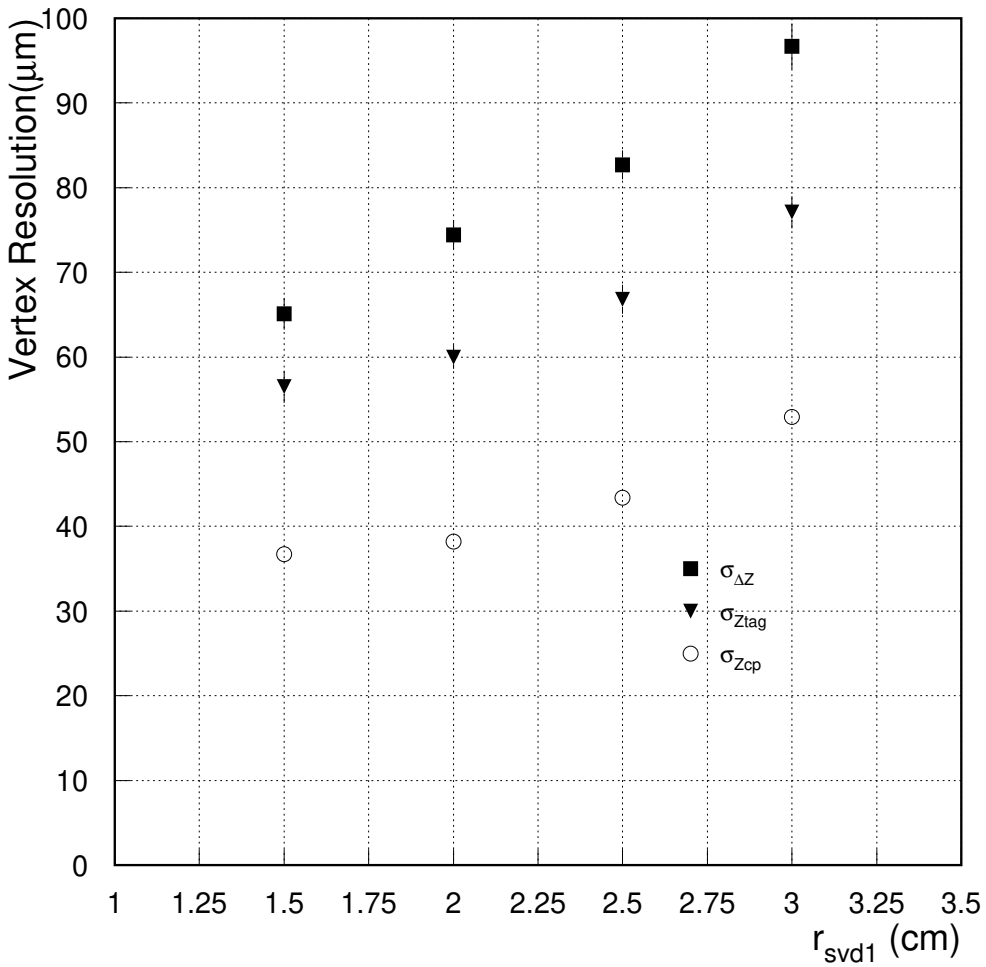


図 3.7: r_{svd1} と再構築された崩壊点の位置分解能のプロット。■ で記されているのが$\sigma_{\Delta Z}$、▼ で記されているのが$\sigma_{Z_{tag}}$、○ で記されているのが$\sigma_{Z_{cp}}$である。

第4章　さまざまなCPサイドの崩壊点位置分解能

第 3 章では、$B_{cp} \to J/\psi K_S$、$B_{tag} \to D^* \mu \nu_\mu$の崩壊点を再構築し、$\Delta Z$ 分解能と SVD 最内層の半径 r_{svd1}との間の関係を見た。その結果、$B_{cp} \to J/\psi K_S$モードは、現在の $r_{svd1} = 3.0cm$ で良いΔZ 分解能を達成していた。この章では、タギングサイドは、前章と同様、準レプトン崩壊を再構築するものとし、CP サイドの対象を広げる。その崩壊トポロジーや平均運動量という観点から、SVD の最内層の半径を小さくすることで、CP サイドの分解能$\sigma_{Z_{cp}}$を詳しく評価し、その改善が大きく見られるモードを探す。そのあと、$J/\psi K_S$のモードで得たタギングサイドの分解能$\sigma_{Z_{tag}}$を使って、ΔZ分解能を見積もる。

4.1　CPサイドの崩壊トポロジー

まず、KEK B-factory 計画で小林-益川行列の角度を測ることができると考えられている (付録 A 参照)、CP サイドのトラックが作る崩壊点の形 (トポロジー) について考えてみる。トポロジーとは何かを定義するため、B メソンからの崩壊に現れる粒子を次の 3 つに分類する。

- 再構築されたトラックのうち、崩壊点を求めるのに使うトラック
- 再構築されたトラックのうち、崩壊点を求めるのに使わないトラック
- 再構築されない粒子

終状態に再構築されたトラックとして観測される粒子は、電子、ミューオン、π^+メソン、K^+メソン、陽子の 5 種類とこれらの反粒子である。再構築されない粒子には、光子、K_Sなどの中性粒子や、D^+などの中間状態の粒子が該当する。ここで知りたいのは、崩壊点を求めるのに使うトラックがどのようなトポロジーなのか、である。

図 4.1 にあげた崩壊モードは、B メソンの崩壊点の情報を持った、高い運動量を持つトラックが期待できる CP サイドである。$J/\psi K_S$モードは、J/ψの崩壊点を B メソンの崩壊点と見なせるので、K_Sのトラックの情報は崩壊点再構築に使わない。これらの崩壊トポロジーをもつときは、崩壊点を求めるのに付録 C.1 の計算方法をもちいる。

一方、図 4.2 にあげた崩壊モードで、上図の崩壊には B メソンの崩壊点から直接のトラックがない。下図の崩壊に出てくる D^*メソンは寿命が短いため、その崩壊粒子である荷電πメソンは B メソンの崩壊点から来たと見なせる。しかし、D^*メソンと中性 D メソンの質量差が $145\mathrm{MeV}/c^2$

とわずかなため、十分な運動量を持たず、トラックの精度が良くない。そのため、図 4.2 のような崩壊トポロジーをもつイベントは、すべてのトラックの情報を使って、D メソンの崩壊点と、D メソンの持つ運動量を使って求められる B メソンの崩壊点を再構築しなければならない。崩壊点を求める時には、付録 C.2 の計算方法をもちいる。

以上のことから、$B_{cp} \to D^{(*)+}D^{(*)-}$モードの崩壊点は分解能が悪くなると考えられる。次の節から、各モードについて詳しく調べていくことにする。

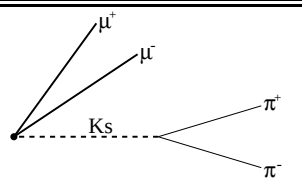
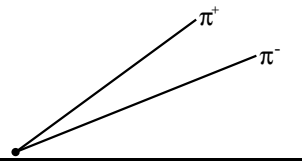
崩壊モード	分岐比 [10]	崩壊トポロジー
$B_{cp} \to J/\psi K_S$ $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ $K_S \to \pi^+\pi^-$	4.5×10^{-4} 0.06 0.67	
$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$	$< 10^{-5}$[14]	

図 4.1: B メソンの崩壊点からのトラックが望め、それが高い運動量を持つイベントの崩壊トポロジー。黒点が B メソンの崩壊点、太い実線は崩壊点を求めるのに使う粒子のトラック、細い実線は崩壊点を求めるのに使わない粒子のトラック、点線はトラックにならない粒子を示す。

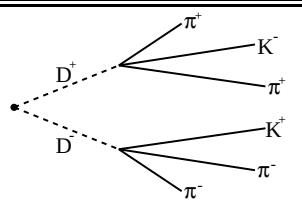
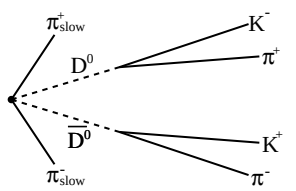
崩壊モード	分岐比 [10]	崩壊トポロジー
$B_{cp} \to D^+D^-$ $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ $D^- \to K^+\pi^-\pi^-$	$\sim 2.5 \times 10^{-4}$† 0.09 0.09	
$B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$ $D^{*+} \to D^0\pi^+$ $D^{*-} \to \overline{D^0}\pi^-$ $D^0 \to K^-\pi^+$ $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$	6.2×10^{-4}[15] 0.68 0.68 3.9×10^{-2} 3.9×10^{-2}	

図 4.2: B メソンからの崩壊点から来たと見なせるトラックが皆無か、あっても運動量が低く精度が悪いイベントの崩壊トポロジー。D メソンの崩壊点も再構築しなければならない。

†$D^{*+}D^{*-}$モードの分岐比を 2.5 で割ったものである。このファクター 2.5 は、スカラー・スカラー崩壊に対するベクター・ベクター崩壊の典型的な比である。

4.2 $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$の崩壊点分解能

$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$は、図 1.1 のϕ_2 を測定することができるモードと考えられている。ただし、$B \to \pi^{\pm}\pi^0$、$B \to \pi^0\pi^0$ を用いて、ペンギンダイアグラムによる寄与を見積もる必要がある [13]。分岐比が低く、$\Upsilon(4S)$ を通らないクォーク・反クォーク生成からくるイベントが大きなバックグラウンドになるため、イベントを再構築するのが難しいモードである。しかし、高い運動量 (図 4.3) を持つため、崩壊点の再構築の観点からは、非常に有利なモードであると考えられる。したがって、$J/\psi K_S$モード同様、r_{svd1}に関わらず、よい分解能が得られることが期待される。

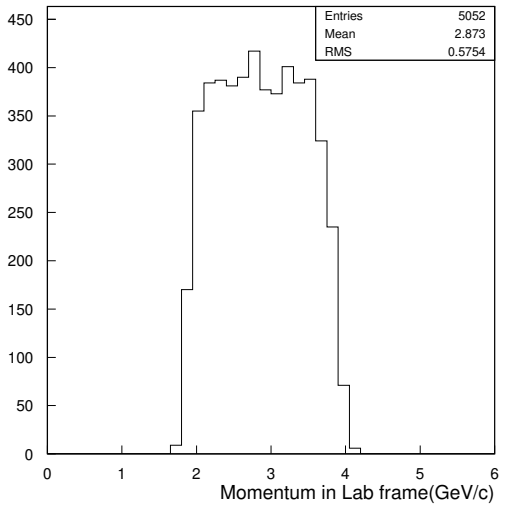


図 4.3: B_{cp}からでるπの運動量分布 (実験室系)。平均して約 $2.9\mathrm{GeV/c}$ の高い運動量をもつことがわかる。

解析の流れは、次の通りである。

1. 発生させたシミュレーションの情報を使って、B からきたπ^+、π^-を探す。
2. B_{cp}の質量を、得られた分布の 3σ以内に入っていることを要求する。
3. 2 本のπのトラックのうちの SVD トラックと、ビーム軸を使って CP サイドの B メソン崩壊点 V_{cp}を求める (付録 C.1)。

得られた$\sigma_{Z_{cp}}$を表 4.1 に記す。これからわかるように、$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$モードでは $B_{cp} \to J/\psi K_S$ モードの$\sigma_{Z_{cp}}$ (表 3.1) より良いことがわかる。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	30.5 $\pm$ 0.4	37.4 $\pm$ 0.6	43.1 $\pm$ 0.6	48.5 $\pm$ 0.7

表 4.1: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$モードにおける位置分解能$\sigma_{Z_{cp}}$の r_{svd1}依存性。

4.3 $B_{cp} \to D^+D^-$の崩壊点分解能

$B_{cp} \to D^+D^-$は、$J/\psi K_S$同様、図 1.1 のϕ_1 を測定することができ、小林-益川行列の要素を決めるのに重要なモードと考えられている。図 4.2 のトポロジーからわかるように、D メソンがすべて荷電粒子にいくモードでさえ、2 つの D メソンの崩壊点再構築と B メソンの崩壊点再構築を全て行わなければならない。図 4.4 に、終状態に残るπと K の運動量分布を示す。$B_{cp} \to J/\psi K_S$ モードに比べると平均運動量が半分程度なのがわかる。

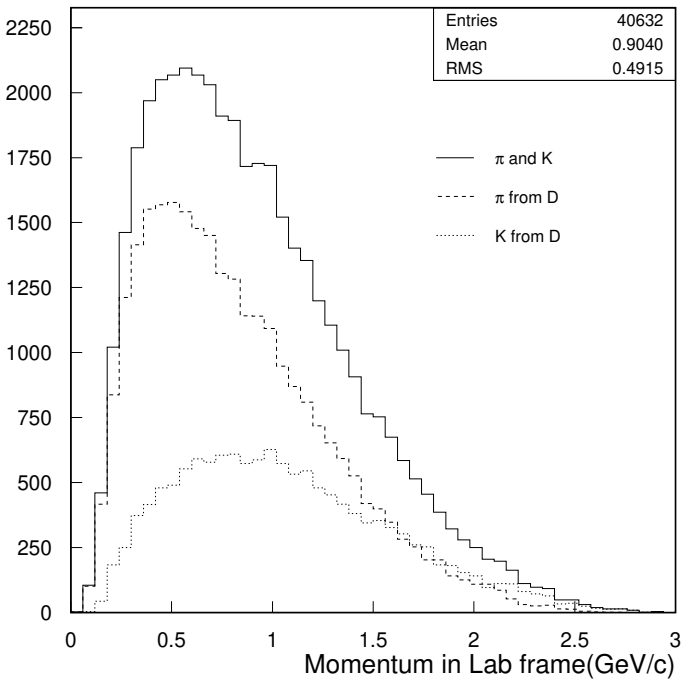


図 4.4: D メソンからでるπと K の運動量分布 (実験室系)。平均して約 $0.9\mathrm{GeV/c}$ の運動量をもつ。

解析の流れは、次の通りである。

1. 発生させたシミュレーションの情報を使って、D からでた 6 本のπ、K を探す。
2. D^+、D^-、B_{cp}の質量が、得られた分布の 3σ以内に入っていることを要求する。
3. D^+側と D^-側にそれぞれ 2 本以上の SVD トラックがあることを要求し、崩壊点を求める計算の中で D^+、D^-、B_{cp}の質量のχ^2を考慮し、V_{cp}を求める (付録 C.2)。再構築する崩壊点は B_{cp}、D^+、D^-の 3 つである。

ここで、最初の質量カットは再構築されたトラックの質が極端に悪いものを除くためである。次に、崩壊点を求めるために質量のχ^2を考慮したのは、トラッキングをはじめとする再構築のプログラムの中での系統的なズレを補正するためである。崩壊トポロジーの節 (ふし) にあたる崩壊点で、質量を正しく組むようにヘリックスパラメーターを動かすことによって、そのような影

響を矯正することができる。これは、それぞれの質量に束縛条件を課していると言える。また、要求する SVD トラックの数は、探し出したトラックのうち何本が SVD トラックであるかという分布を見て、その分布のピークとなる本数以上を要求した。これは、SVD トラックの要求によって、イベントが減少する割合をほぼ等しくするためで、以後の解析においても同様に決めるものとする。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{D^+}}$ (μm)	41.6 ± 0.8	48.7 ± 1.0	52.8 ± 0.8	64.0 ± 1.0
$\sigma_{Z_{D^-}}$ (μm)	39.9 ± 0.7	46.7 ± 1.1	54.9 ± 1.3	65.0 ± 1.1
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	35.3 ± 0.7	40.3 ± 0.9	47.6 ± 0.9	58.6 ± 1.1

表 4.2: 位置分解能$\sigma_{Z_{cp}}$、$\sigma_{Z_{D^+}}$、$\sigma_{Z_{D^-}}$の r_{svd1}依存性。

再構築された、CP サイドの 3 つの崩壊点の位置分解能を表 4.2、図 4.5 にまとめる。B メソンの崩壊点が、その下流にある 2 つの D メソンの崩壊点にくらべ、よい精度で再構築されていることがわかる。また、r_{svd1}を小さくするにしたがって、$\sigma_{Z_{cp}}$、$\sigma_{Z_{D^+}}$、$\sigma_{Z_{D^-}}$が同じように良くなっていくのがわかる。

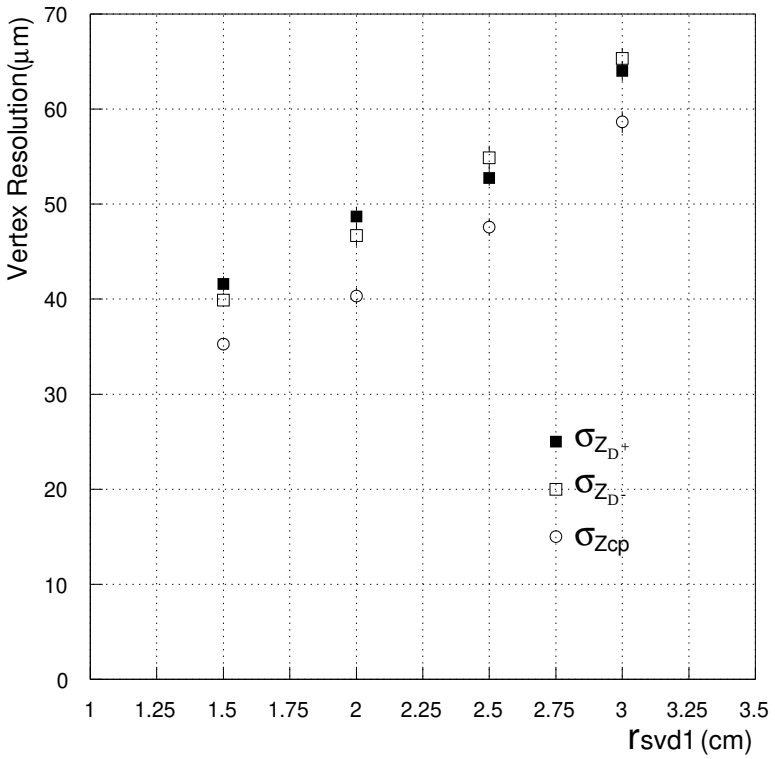


図 4.5: $\sigma_{Z_{D^+}}$ (■) $\sigma_{Z_{D^-}}$ (□) $\sigma_{Z_{cp}}$ (○)の r_{svd1}依存性。

4.4 $B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$の崩壊点分解能

$B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$は、D^+D^-と違って完全な CP 固有状態ではない。しかし、部分波解析を用い CP が 1 と-1 の状態に分離すれば、D^+D^-同様、ϕ_1への感度をもつモードと考えられている。図 4.2 のトポロジーからわかるように、D^*メソンが荷電πをだして、中性 D メソンに行くモードを考えると、終状態には D からの荷電トラックが 4 本と、D^*からの運動量が低い荷電π(π_{slow})のトラックが 2 本期待される。図 4.6 に、終状態に残るπと K の運動量分布を示す。

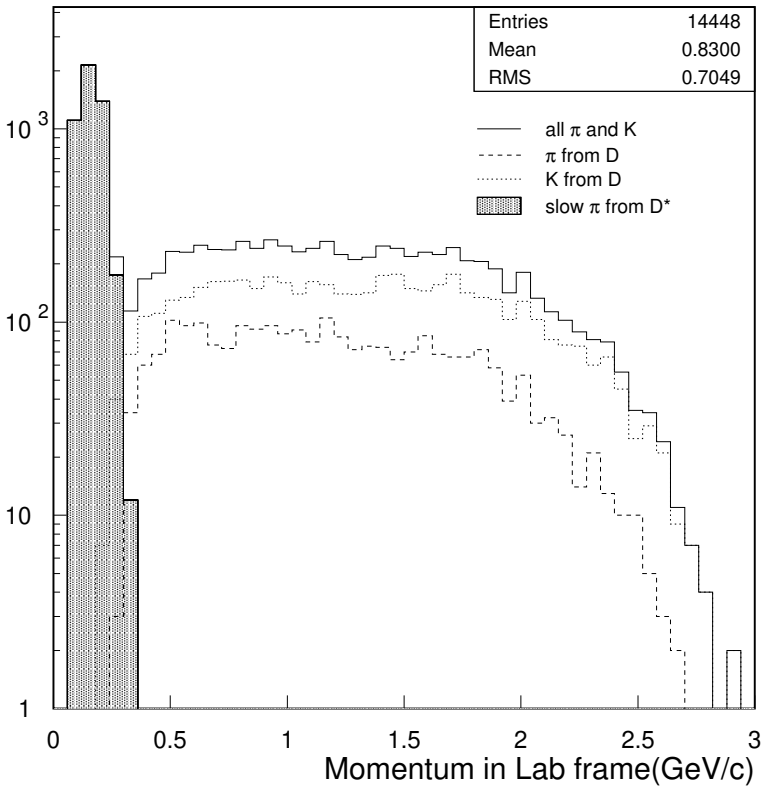


図 4.6: D メソンからのπ、K と D^*メソンからのπ_{slow} の運動量分布(実験室系)。π_{slow}は平均して約 160MeV/c という低い運動量しか持たず、崩壊点再構築の精度を悪くすると考えられる。

解析の流れは、次の通りである。

1. 発生させたシミュレーションの情報を使って、D^*からでたπ_{slow}、D からでたπ、K を探す。
2. D^0、$\overline{D^0}$、D^{*+}、D^{*-}、B_{cp}の質量が、得られた分布の 3σ以内に入っていることを要求する。
3. D^{*+}側と D^{*-}側にそれぞれ 2 本以上の SVD トラックがあることを要求し、崩壊点を求める計算の中で D^0、$\overline{D^0}$、D^{*+}、D^{*-}、B_{cp} の質量を束縛条件として、V_{cp}を求める(付録 C.2)。

ここで、D^*メソンは寿命が短く、その崩壊位置はBメソンと同じと考えられる。そのため、再構築する崩壊点の数はD^0、$\overline{D^0}$、B_{cp}の3つである。D^+D^-モードの解析と同じ理由で、それぞれ5つの質量に対する条件を加えた。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{D^0}}$ (μm)	54.0 ± 2.4	62.5 ± 2.4	72.6 ± 3.2	87.8 ± 3.6
$\sigma_{Z_{\overline{D^0}}}$ (μm)	58.8 ± 2.8	62.0 ± 2.5	79.0 ± 3.3	93.2 ± 4.0
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	40.3 ± 1.3	46.9 ± 1.6	60.8 ± 2.0	76.0 ± 3.6

表 4.3: 位置分解能$\sigma_{Z_{D^0}}$、$\sigma_{Z_{\overline{D^0}}}$、$\sigma_{Z_{cp}}$の$r_{svd1}$依存性。

再構築された、CPサイドの3つの崩壊点の位置分解能を表4.3、図4.7にまとめる。3つの位置分解能の間には、$B_{cp} \to D^+D^-$モードに見られたのと同じ関係がある。

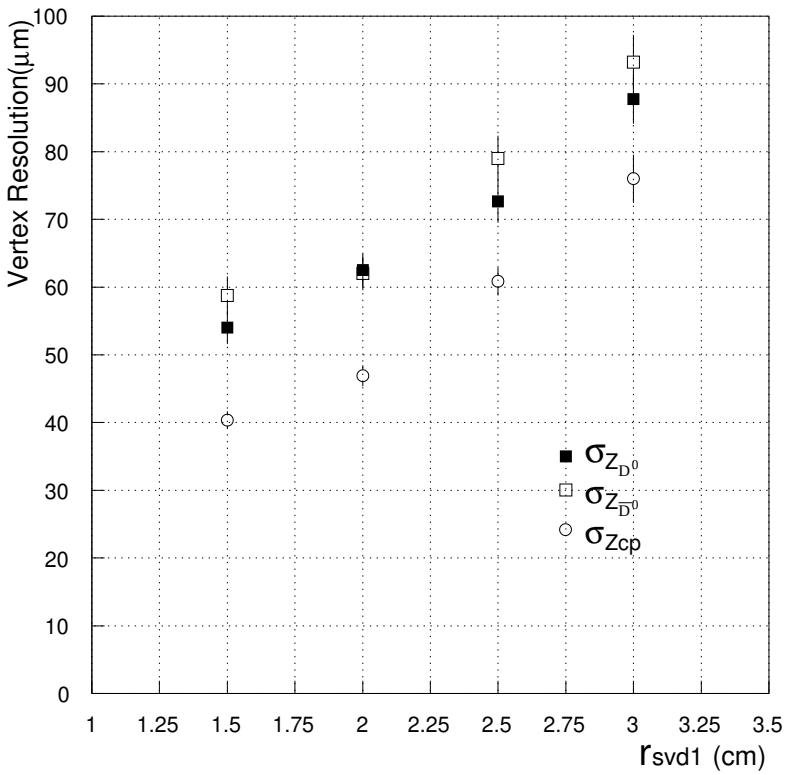


図 4.7: $\sigma_{Z_{D^0}}$(■)、$\sigma_{Z_{\overline{D^0}}}$(□)、$\sigma_{Z_{cp}}$(○)の$r_{svd1}$依存性

4.5 さまざまなCPサイドのΔZ分解能のまとめ

以上の解析で得られたCPサイドの崩壊点位置分解能を、前章の解析で得た準レプトン崩壊の$\sigma_{Z_{tag}}$と2乗和でたし合わせ、ルートをとり$\sigma_{\Delta Z}$を見積もる。

$$\sigma_{\Delta Z} \quad = \quad \sqrt{{\sigma_{Z_{cp}}}^2 + {\sigma_{Z_{tag}}}^2} \tag{4.1}$$

表4.4、図4.8にその結果をまとめる。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{\Delta Z}(B_{cp} \to J/\psi K_S)$ (μm)	67.4 ± 1.7	71.1 ± 1.2	79.7 ± 1.5	93.5 ± 1.6
$\sigma_{\Delta Z}(B_{cp} \to \pi^+\pi^-)$ (μm)	64.2 ± 1.7	70.7 ± 1.2	79.5 ± 1.5	91.1 ± 1.7
$\sigma_{\Delta Z}(B_{cp} \to D^+D^-)$ (μm)	66.6 ± 1.7	72.3 ± 1.3	82.0 ± 1.5	96.8 ± 1.7
$\sigma_{\Delta Z}(B_{cp} \to D^{*+}D^{*-})$ (μm)	69.4 ± 1.7	76.2 ± 1.5	90.3 ± 1.8	108 ± 3

表4.4: 各モードのΔZの位置分解能。タギングサイドを準レプトン崩壊と仮定して、$J/\psi K_S$モードのときに得た$\sigma_{Z_{tag}}$から見積もったものである。

図4.8の結果からわかることをまとめると、以下の三点である。

- $J/\psi K_S$や$\pi^+\pi^-$モードに関しては、Bメソンから高い運動量を持つトラックが期待でき、現状の$r_{svd1} = 3.0cm$で$\sigma_{\Delta Z}$が$100\mu m$以下を十分達成している。

- D^+D^-モードでも、$r_{svd1} = 3.0cm$で$\sigma_{\Delta Z}$が$100\mu m$以下を達成している。r_{svd1}を小さくすることにより、$J/\psi K_S$のモードにくらべて位置分解能の改善が大きく見られ、$r_{svd1} = 2.0cm$で、$J/\psi K_S$の位置分解能とほぼ同じになる。

- $D^{*+}D^{*-}$モードでは、$\sigma_{\Delta Z}$が$100\mu m$程度になるためにはr_{svd1}を約$2.8cm$にする必要がある。位置分解能の改善を最も顕著に見ることができ、r_{svd1}を3.0cmから1.5cmにすることにより、約36% $\sigma_{\Delta Z}$が良くなる。

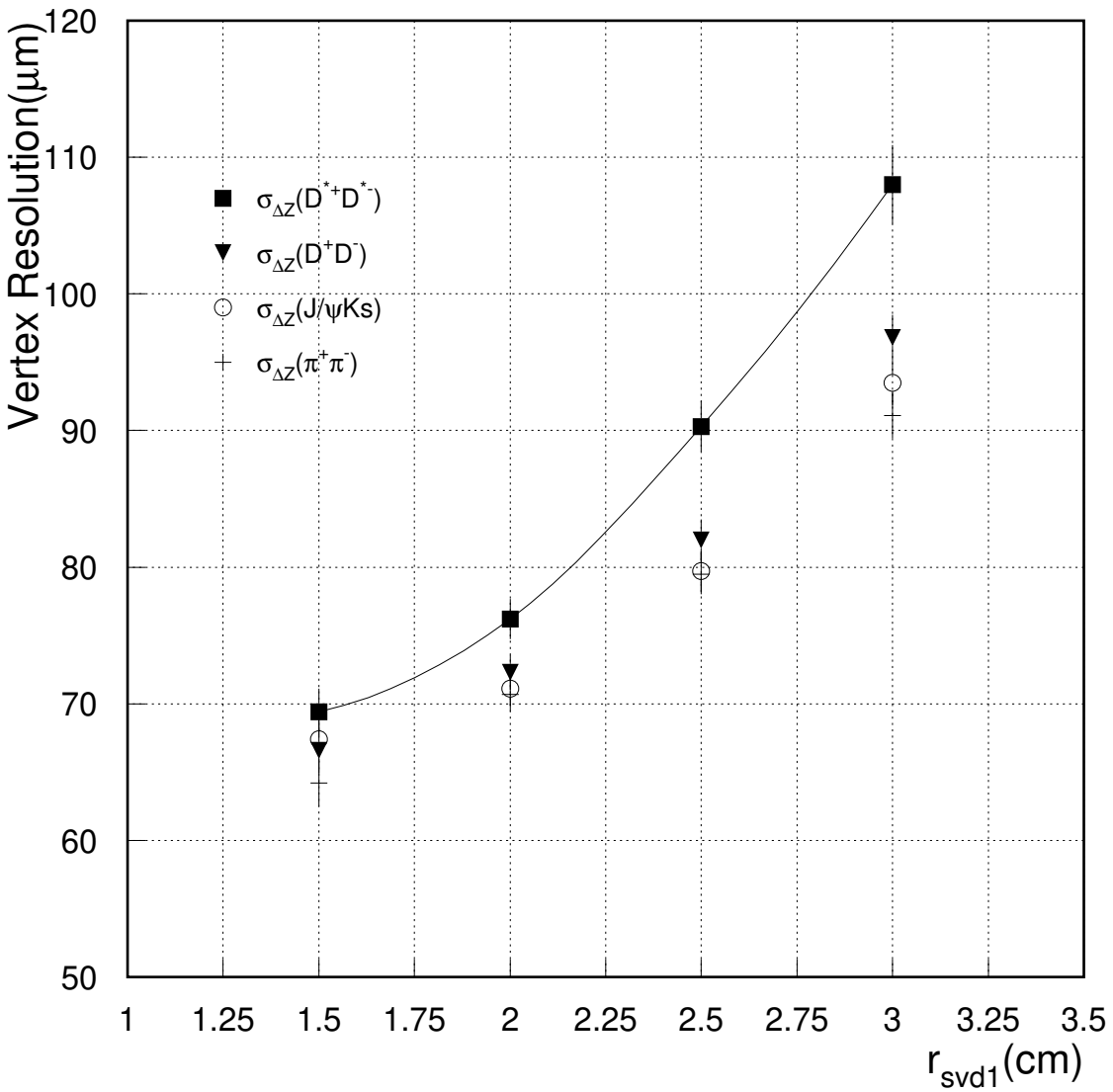


図 4.8: 各モードのΔZ 分解能と r_{svd1}の関係。$D^{*+}D^{*-}$モードの分解能に大きな改善が見られるのがわかる。

第5章　複雑な崩壊モードについての考察

これまで見てきたCPサイドの崩壊モードは、再構築する崩壊点の数、使用するトラックの運動量、といった観点からは、比較的よい位置分解能を期待できるモードであったといえる。$D^{(*)+}D^{(*)-}$モードからCP非保存を引き出すためには、Dメソンの崩壊モードを最大限有効利用する必要がある。この章では、$D^{(*)+}D^{(*)-}$モードがより複雑な崩壊をするとき、その位置分解能がどうなるかを、前章の結果と比較し考察する。

5.1　複雑な崩壊トポロジー

$D^{(*)+}D^{(*)-}$モードのDメソンがより複雑な崩壊をするときの、トポロジーを図5.1に示す。

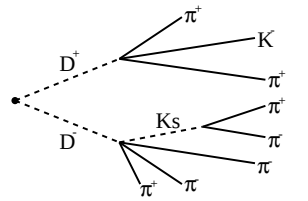
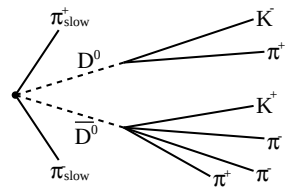
崩壊モード	分岐比	崩壊トポロジー
$B_{cp} \to D^+D^-$ $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ $D^- \to K_S\pi^-\pi^-\pi^+$ $K_S \to \pi^+\pi^-$	$\sim 6\times10^{-4}$ 0.09 3.5×10^{-2} 0.69	
$B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$ $D^{*+} \to D^0\pi^+$ $D^{*-} \to \overline{D^0}\pi^-$ $D^0 \to K^-\pi^+$ $\overline{D^0} \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	6.2×10^{-4} 0.68 0.68 3.9×10^{-2} 7.6×10^{-2}	

図5.1: 複雑な崩壊モードのトポロジー。D^-および$\overline{D^0}$が図4.2と異なる崩壊をする。

図4.2と比較すると、$D^{(*)-}$メソンの終状態が5本のトラックになっていることが、まずわかる。このため、1本のトラックが持つ運動量が低くなり、その影響が崩壊点の位置分解能に反映されると考えられる。さらに個別に見ていくと、上図D^+D^-モードは、D^-側に再構築する崩壊点がK_Sのため1つ多くなっていることがわかる。下図$D^{*+}D^{*-}$モードは、$\overline{D^0}$からのトラックの数が2本から4本になっていることがわかる。これらの崩壊トポロジーの特徴が位置分解能のr_{svd1}依存性にどう関連するのかを詳しく調べていくことにする。以下、これら複雑なモードを$D^{(*)+}D^{(*)-}_{complex}$のように表わし、前章の$D^{(*)+}D^{(*)-}$モードを$D^{(*)+}D^{(*)-}_{simple}$のように表わす。

5.2 $D^+D^- \to K^-\pi^+\pi^+$ / $K_S\pi^-\pi^-\pi^+$ の場合

D^+D^-の D^-が $K_S\pi^-\pi^-\pi^+$にいくモードは、4.3 節で調べたモードを D^+の側は同じモードに崩壊させ、D^-側だけ変えたものである。K_Sの崩壊点の再構築が一つ増えることで、CP サイドの位置分解能にどのような影響を及ぼすかを見るのが、このモードを調べる狙いである。まず、トラックが持つ運動量について図 5.2 に示す。D^+ メソンからでるトラックが平均 $0.90\mathrm{GeV/c}$ の運動

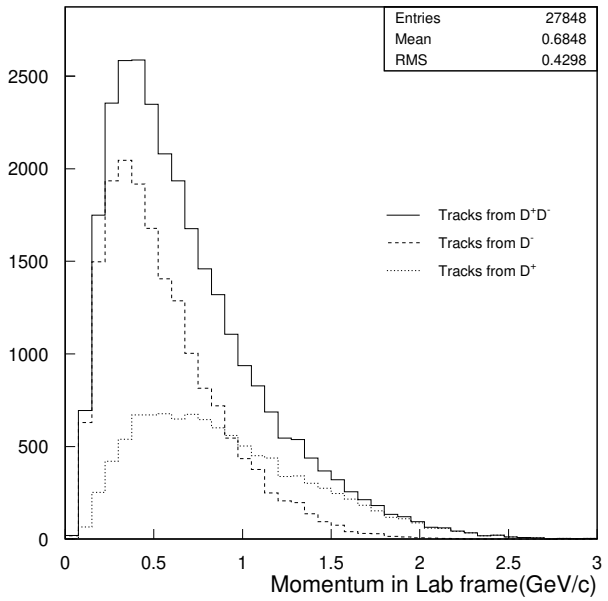


図 5.2: D^+ メソンからでるトラックの運動量分布と D^- メソンからでるトラックの運動量分布。

量を持つのに対して、D^- メソンからでるトラックは平均 $0.55\mathrm{GeV/c}$ の運動量しか持たない。そのため、全トラックでは $0.68\mathrm{GeV/c}$ の平均運動量になる。このことから、この $D^+D^-_{complex}$モードで得られる CP サイドの分解能の絶対値は、$D^+D^-_{simple}$モードに比べて悪くなると考えられる。

また、この崩壊モードの特徴を粒子の平均飛行距離に見ることができる。表 5.1 にそれぞれの粒子が親の粒子から生成されて、平均寿命の間に実験室系でどれだけ z 方向に進むかをまとめる。

	平均飛行距離 $= c\tau\beta_z\gamma$
$B^0(\overline{B^0})$	$200\ \mu m$
$D^\pm$	$160\ \mu m$
K_S	$1.4\ cm$

表 5.1: 各メソンの平均飛行距離。K_Sという粒子が B メソンや D メソンにくらべて、cm のオーダーの飛行距離を持つ長寿命な粒子であることがわかる。

解析の流れは、次の通りである。

1. 発生させたシミュレーションの情報を使って、D メソン及び K_Sからでた計 8 本のπ、K トラックを探す。
2. K_S、D^+、D^-、B_{cp}の質量が、得られた分布の 3σ以内に入っていることを要求する。
3. D^+側に 2 本以上、D^-側に 3 本以上の SVD トラックがあることを要求し、K_S、D^+、D^-、B_{cp}の質量を束縛条件として V_{cp}を求める。再構築する崩壊点の数は 4 つである。

表 5.2 と図 5.3 に、得られた各崩壊点の分解能をまとめる。図 5.3 には、$D^+D^-_{complex}$ モードにおける各崩壊点の位置分解能の推移と、$D^+D^-_{simple}$モードの B_{cp}の位置分解能を示す。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{K_S}}$ (μm)	151.4 ± 5.4	148.6 ± 4.9	155.4 ± 5.7	160.3 ± 5.1
$\sigma_{Z_{D^+}}$ (μm)	40.7 ± 1.2	48.0 ± 1.6	55.2 ± 1.3	69.4 ± 1.4
$\sigma_{Z_{D^-}}$ (μm)	55.6 ± 1.6	70.8 ± 2.4	75.8 ± 2.1	97.5 ± 2.8
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	55.6 ± 1.9	61.8 ± 2.0	68.5 ± 2.2	80.6 ± 2.6

表 5.2: 位置分解能$\sigma_{Z_{K_S}}$、$\sigma_{Z_{D^+}}$、$\sigma_{Z_{D^-}}$、$\sigma_{Z_{cp}}$の r_{svd1}依存性。

図 5.3 から、$D^+D^-_{complex}$モードの B_{cp}の位置分解能が、SVD 最内層の位置によらず $D^+D^-_{simple}$モードより悪くなっていることが、まずわかる。これは、平均運動量の観点から予想されたことである。次に、それぞれの r_{svd1}依存性について見てみると、D^+、D^-、B_{cp}の崩壊点分解能は、r_{svd1} が小さくなるにつれて改善していくのがわかる。しかし、K_Sの崩壊点分解能は r_{svd1}に依存していない。これは、長寿命の K_Sが、SVD の内層にヒットを残すことが少ないためと考えられる。このため、r_{svd1}を小さくすることによる崩壊点分解能の改善のされ方は、$D^+D^-_{simple}$モードとほとんど変わっていない。

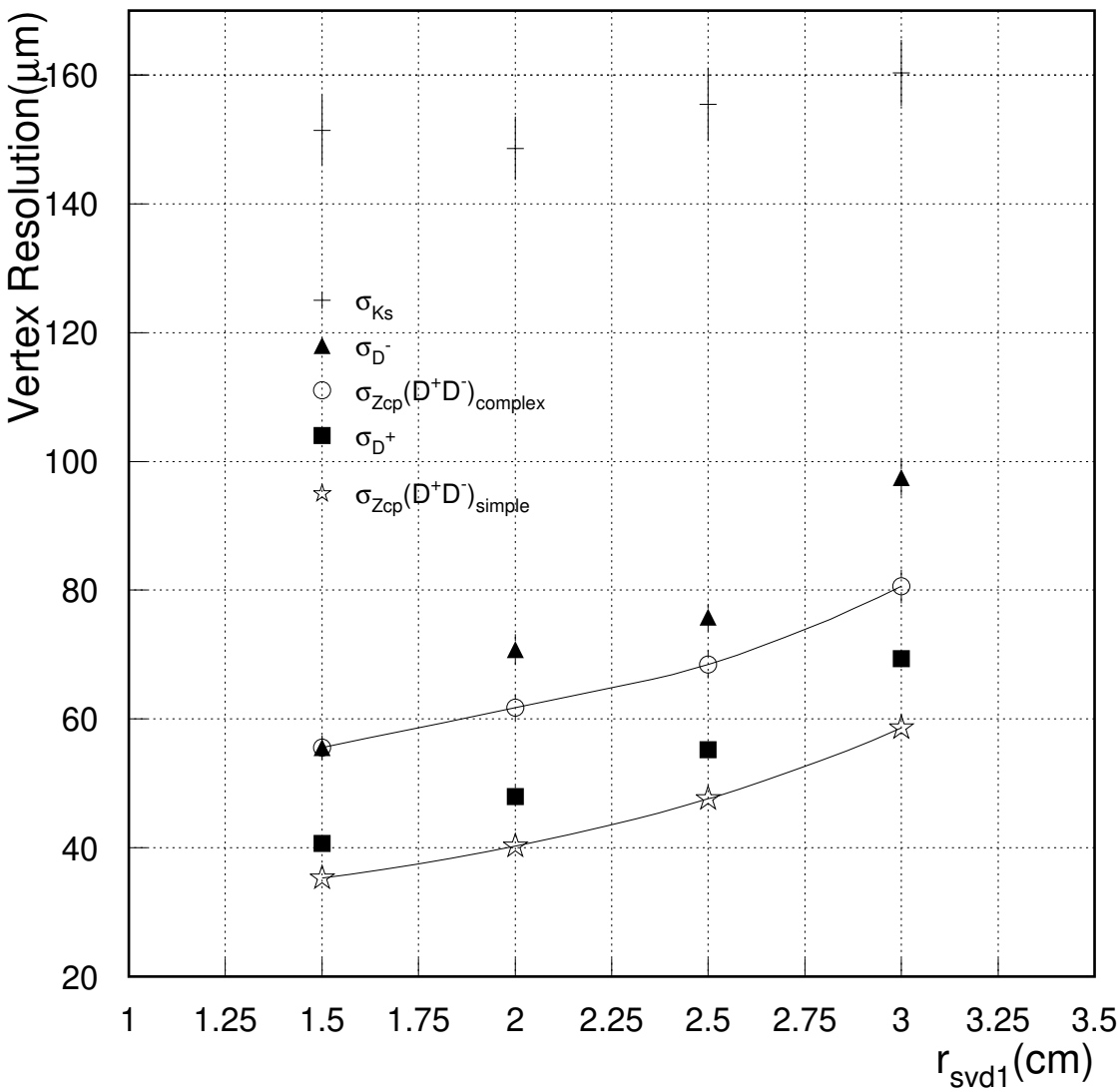


図 5.3: K_S、D^-、D^+、B_{cp} のそれぞれの崩壊点の位置分解能。$\sigma_{Z_{cp}}(D^+D^-)_{complex}$は D^+D^-モードの D^-が $K_S\pi^-\pi^-\pi^+$に崩壊するモードの$\sigma_{Z_{cp}}$を表わす(○)。$\sigma_{Z_{cp}}(D^+D^-)_{simple}$は D^+D^-モードの D^-が $K^+\pi^-\pi^-$に崩壊するモードの$\sigma_{Z_{cp}}$を表わす(☆)。D^-(▲)、D^+(■)、B_{cp}(○)の位置分解能には r_{svd1}とともに改善が見られるのに対し、K_Sの位置分解能(+)は r_{svd1}に依存していないことがわかる。

5.3 $D^{*+}D^{*-} \to K^-\pi^+\pi^+_{slow}$ / $K^+\pi^-\pi^-\pi^+\pi^-_{slow}$ の場合

$D^{*+}D^{*-}$の D^{*-}が $K^+\pi^-\pi^-\pi^+\pi^-_{slow}$にいくモードは、$4.4$ 節で調べたモードで、D^{*+}の側は同じモードに崩壊させ、D^{*-}側だけ変えたものである。$K^+\pi^-\pi^-_{slow}$にいくモードとの違いは、$\overline{D^0}$の崩壊点を 2 本のトラックで再構築していたところが、4 本のトラックになったことである。まず、トラックが持つ運動量について図 5.4 に示す。D^{*+} メソンの側からでるトラックが平均 $0.90\mathrm{GeV/c}$

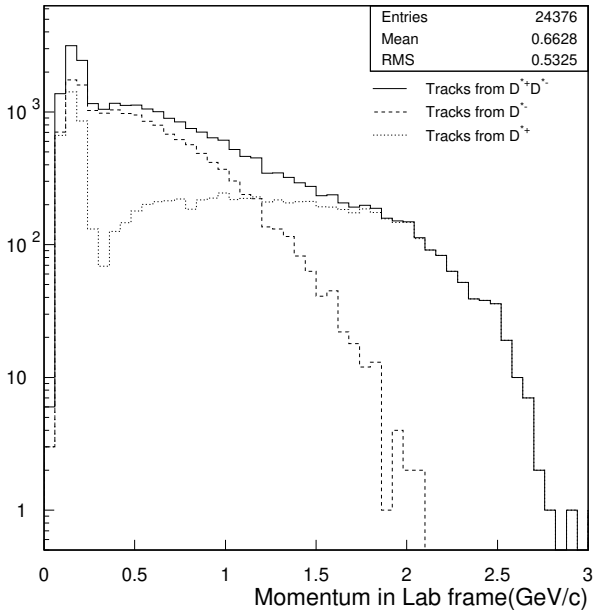


図 5.4: D^{*+} メソン側からでるトラックの運動量分布と D^{*-} メソン側からでるトラックの運動量分布。

の運動量を持つのに対して、D^- メソンの側からでるトラックは平均 $0.52\mathrm{GeV/c}$ の運動量しか持たない。そのため、全トラックでは $0.66\mathrm{GeV/c}$ の平均運動量になる。平均運動量に関して低くなったことで、多重散乱による分解能の悪化が考えられるが、トラックの本数に関しては多くなるため、より崩壊点の位置をよい精度で求められると考えられる。どちらの影響が強いかは自明ではなく、それがこのモードを調べる狙いである。

解析の流れは、次の通りである。

1. 発生させたシミュレーションの情報を使って、D^*からでたπ_{slow}と、D からでたπ、K を計 8 本探す。
2. D^0、$\overline{D^0}$、D^{*+}、D^{*-}、B_{cp}の質量が、得られた分布の 3σ以内に入っていることを要求する。
3. D^{*+}側に 2 本以上、D^{*-}側に 3 本以上の SVD トラックがあることを要求し、D^0、$\overline{D^0}$、D^{*+}、D^{*-}、B_{cp} の質量を束縛条件として V_{cp}を求める。再構築する崩壊点の数は 3 つである。

表 5.3 と図 5.5 に、得られた各崩壊点の分解能をまとめる。図には、$D^{*+}D^{*-}_{simple}$モードの B_{cp} の崩壊点分解能も比較のためプロットする。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{D^0}}$ (μm)	59.2 $\pm$ 2.1	67.5 $\pm$ 2.4	81.8 $\pm$ 3.2	98.0 $\pm$ 3.6
$\sigma_{Z_{\overline{D^0}}}$ (μm)	77.0 $\pm$ 2.9	80.0 $\pm$ 2.9	94.7 $\pm$ 3.2	102 $\pm$ 2.8
$\sigma_{Z_{cp}}$ (μm)	62.2 $\pm$ 3.0	62.8 $\pm$ 2.2	68.8 $\pm$ 2.4	82.3 $\pm$ 3.0

表 5.3: 位置分解能$\sigma_{Z_{D^0}}$、$\sigma_{Z_{\overline{D^0}}}$、$\sigma_{Z_{cp}}$の r_{svd1}依存性。

図 5.5 から、B_{cp}の崩壊点分解能が $D^{*+}D^{*-}_{simple}$にくらべて悪いことがわかる。これは、多数のトラックで崩壊点を再構築するとき、それら全てが「SVD トラック」であることを要求しないため、トラックが低い運動量をもつ影響のほうがでているためと考えられる。一方、SVD の最内層の半径に対する依存性に関しては、r_{svd1}が 2.0cm と 1.5cm のときで、分解能に改善があまり見られない。この原因は、$\overline{D^0}$の崩壊点分解能が同様の振る舞いをしていることから、4 本の低運動量トラックで崩壊点を再構築するところにあると考えられる。原因を探るため、D^{*-}側の 5 本のトラックすべてに「SVD トラック」であることを要求してみる。すると、B_{cp}の位置分解能は表 5.4 のようになる。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{Z_{cp}}$(D^{*-}側の SVD トラック 3 本) (μm)	62.2 $\pm$ 3.0	62.8 $\pm$ 2.2	68.8 $\pm$ 2.4	82.3 $\pm$ 3.0
$\sigma_{Z_{cp}}$(D^{*-}側の SVD トラック 5 本) (μm)	28.7 $\pm$ 0.5	32.7 $\pm$ 1.0	36.9 $\pm$ 1.5	49.0 $\pm$ 2.0

表 5.4: CP サイドの位置分解能と D^{*-}側に要求する SVD トラックの数との関係。

この表から、D^{*-}側のトラック全てに「SVD トラック」であることを要求すれば、崩壊点分解能の絶対値が良くなり、r_{svd1}を小さくすることによる崩壊点分解能の改善が飽和しないことがわかる。しかし、再構築するのに使うトラック全てに「SVD トラック」であることを要求するのは、イベント数を極端に少なくすることにつながるため現実的ではない。結局、多数の低運動量トラックを使って崩壊点を再構築するときは、SVD にヒットを持たない精度の悪い低運動量トラックの影響のため、崩壊点分解能の改善が、ある r_{svd1}から見られなくなると言える。

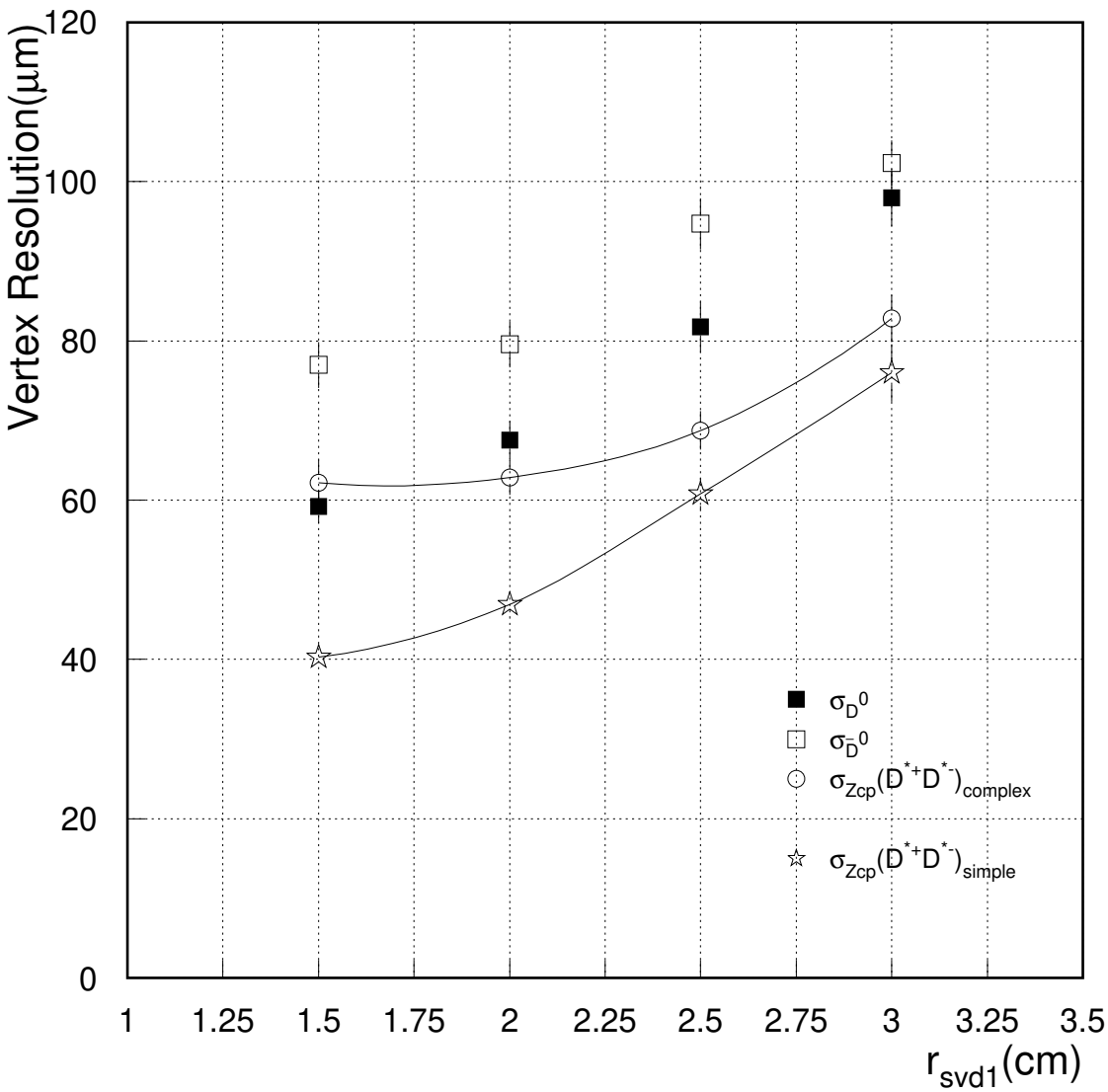


図 5.5: $\overline{D^0}$、D^0、B_{cp} のそれぞれの崩壊点の位置分解能。$\sigma_{Z_{cp}}(D^{*+}D^{*-})_{complex}$は $D^{*+}D^{*-}$モードの$\overline{D^0}$が $K^+\pi^-\pi^-\pi^+$に崩壊するモードの$\sigma_{Z_{cp}}$を表わす(○)。$\sigma_{Z_{cp}}(D^{*+}D^{*-})_{simple}$は $D^{*+}D^{*-}$モードの$\overline{D^0}$が $K^+\pi^-\pi^-$に崩壊するモードの$\sigma_{Z_{cp}}$を表わす(☆)。D^0の分解能(■)には崩壊点の改善が見られるのに対し、$\overline{D^0}$(□)、B_{cp}(○)の分解能には飽和があることがわかる。

5.4 複雑な崩壊モードのΔZ分解能のまとめ

以上の複雑な崩壊モードの考察で得た CP サイドの位置分解能と、準レプトン崩壊の$\sigma_{Z_{tag}}$を使って、$\sigma_{\Delta Z}$を見積もる。

表 5.5、図 5.6 にその結果をまとめる。

r_{svd1} (cm)	1.5	2.0	2.5	3.0
$\sigma_{\Delta Z}(D^+D^-)_{complex}$ (μm)	79.3 $\pm$ 1.9	86.1 $\pm$ 1.7	95.7 $\pm$ 2.0	112 $\pm$ 2.3
$\sigma_{\Delta Z}(D^{*+}D^{*-})_{complex}$ (μm)	84.0 $\pm$ 2.6	86.9 $\pm$ 1.9	95.9 $\pm$ 2.1	113 $\pm$ 2.6

表 5.5: 複雑なトポロジーを持つ崩壊モードの位置分解能。

以上の複雑な崩壊点の再構築を通してわかったことをまとめると、次の二点である。

- D^+D^-モードで、 D^-が $K_S\pi^-\pi^-\pi^+$に崩壊するモードを調べると、K_Sの崩壊点の再構築が 1 つ増えることによる$\sigma_{\Delta Z}$への影響がわかる。どの r_{svd1}でも、$D^+D^-_{simple}$モードのときの $\sigma_{\Delta Z}$ (表 4.4) とくらべて、位置分解能が約 $15\mu m$ 悪くなった。$\sigma_{\Delta Z}$が約 $100\mu m$ という基準を達成するためには、r_{svd1}を約 $2.5cm$ にすればよいことがわかる。

- $D^{*+}D^{*-}$モードで、D^{*-}が $K^+\pi^-\pi^-\pi^+\pi^-_{slow}$に崩壊するモードを調べると、多数の低運動量トラックで崩壊点を再構築することによる$\sigma_{\Delta Z}$への影響がわかる。r_{svd1}を小さくしていくと、$r_{svd1} = 2.0cm$ で位置分解能に改善が見られなくなった。$\sigma_{\Delta Z}$が約 $100\mu m$ という基準を達成するためには、r_{svd1}を約 $2.5cm$ にすればよいことがわかる。

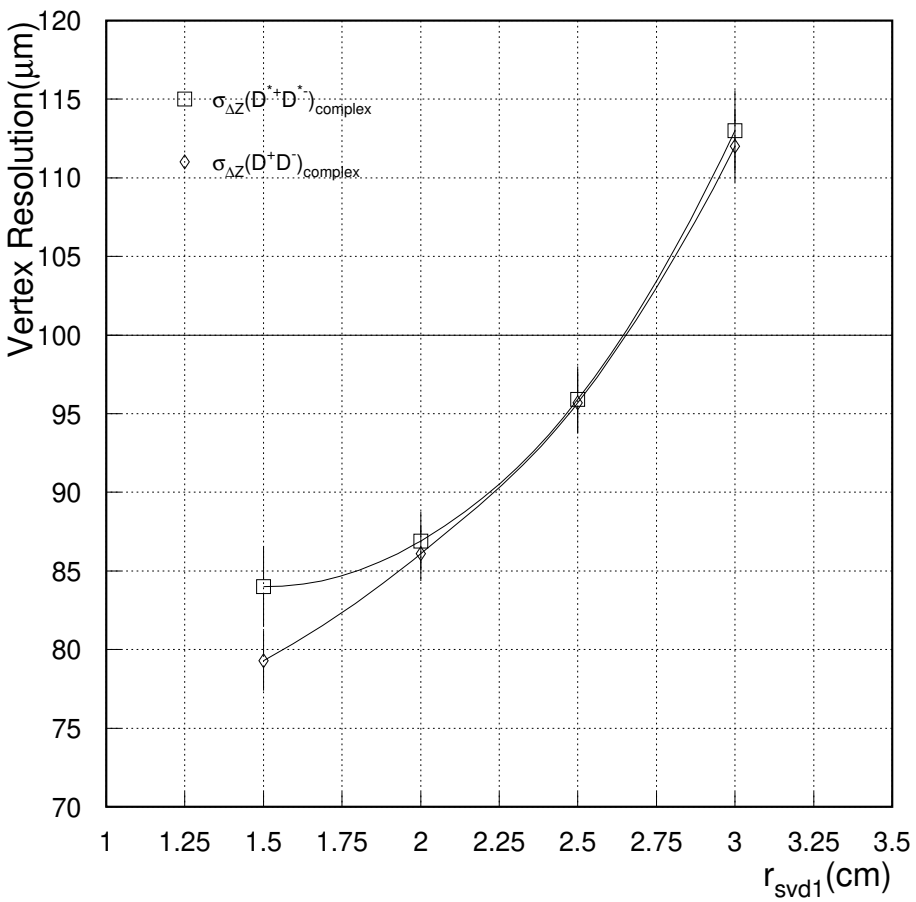


図 5.6: 複雑な崩壊モードの$\sigma_{\Delta Z}$。$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を基準にとると、約 $2.5\mathrm{cm}$ でそれを満たすことがわかる。

第6章　結論

この章では、第 3 章、第 4 章、第 5 章の結果をまとめ、それを議論し、結論を述べる。

6.1　すべての崩壊モードのΔZ分解能の結果

KEK B-factory 計画で B^0と$\overline{B^0}$ の崩壊位置の z 方向の差の分布を求めることにより、CP 非保存がひきだせる崩壊モードについて、その分解能$\sigma_{\Delta Z}$を求めた。その際、SVD の最内層の半径r_{svd1}を変化させ、表 6.1 を得た。ただし、タギングサイドは準レプトン崩壊の$\sigma_{Z_{tag}}$ を用い、各 CP サイドの$\sigma_{Z_{cp}}$から$\sigma_{\Delta Z}$を見積もった。表 6.1 の結果をプロットしたものが、図 6.1 である。

崩壊モード	r_{svd1}(cm)			
	1.5	2.0	2.5	3.0
$B_{cp} \to J/\psi K_S$, $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, $K_S \to \pi^+\pi^-$	67.4 ± 1.7	71.1 ± 1.2	79.7 ± 1.5	93.5 ± 1.6
$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$	64.2 ± 1.7	70.7 ± 1.2	79.5 ± 1.5	91.1 ± 1.7
$B_{cp} \to D^+D^-$, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, $D^- \to K^+\pi^-\pi^-$	66.6 ± 1.7	72.3 ± 1.3	82.0 ± 1.5	96.8 ± 1.7
$B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$, $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^{*-} \to \overline{D^0}\pi^-$, $D^0 \to K^-\pi^+$, $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$	69.4 ± 1.7	76.2 ± 1.5	90.3 ± 1.8	108 ± 2.9
$B_{cp} \to D^+D^-$, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, $D^- \to K_S\pi^-\pi^-\pi^+$, $K_S \to \pi^+\pi^-$	79.3 ± 1.9	86.1 ± 1.7	95.7 ± 2.0	112 ± 2.3
$B_{cp} \to D^{*+}D^{*-}$, $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^{*-} \to \overline{D^0}\pi^-$, $D^0 \to K^-\pi^+$, $\overline{D^0} \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	84.0 ± 2.6	86.9 ± 1.9	95.9 ± 2.1	113 ± 2.6

表 6.1: 各モードのΔZ の位置分解能$\sigma_{\Delta Z}$。単位はμm である。

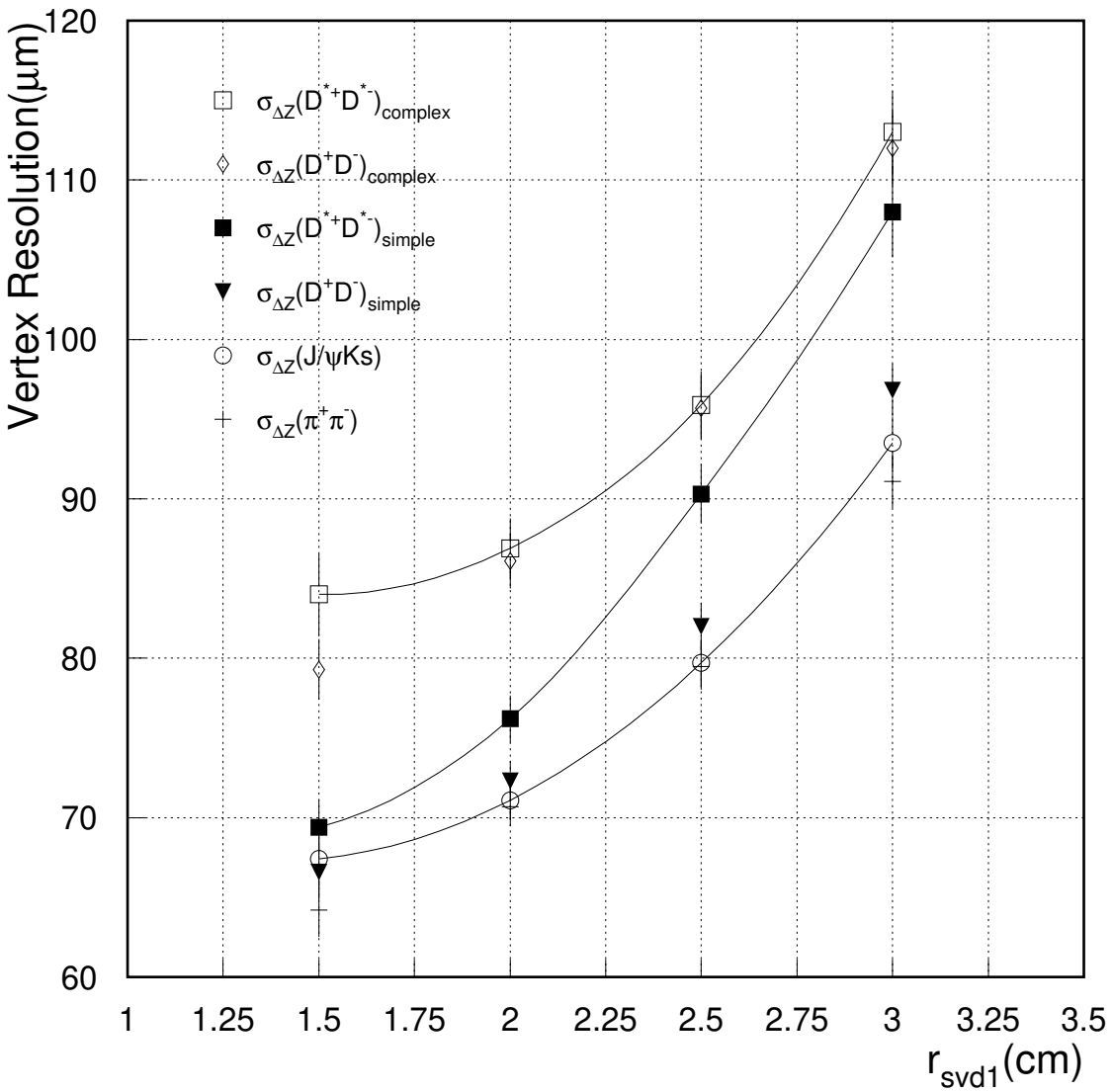


図 6.1: 各モードのΔZの位置分解能$\sigma_{\Delta Z}$。$D^{*+}D^{*-}_{comlex}$、$D^{*+}D^{*-}_{simple}$、$J/\psi K_S$の 3 つのモードが特徴的な傾向をもっていると思われたため、なめらかな線で結んである。

図 6.1 から次の三点のことがわかる。

- $D^+D^-_{simple}$、$\pi^+\pi^-$、$J/\psi K_S$の$\sigma_{\Delta Z}$は、現在の SVD の配置 $r_{svd1} = 3.0cm$ で、$100\mu m$ 以下を良く満たしている。このことは、崩壊点再構築に使うアルゴリズムによらず、精度の良い SVD トラックが望めるモードでは、良い位置分解能を達成できることを示している。

- $D^{*+}D^{*-}_{simple}$モードは、r_{svd1}を小さくすることによる$\sigma_{\Delta Z}$の改善が最もよく見られるモードであることがわかる。これは、運動量の低いπ_{slow}のトラックの寄与と考えられる。

- $D^+D^-_{complex}$、$D^{*+}D^{*-}_{complex}$を含めたすべてのモードで、基準として$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を考えると、r_{svd1}を約 2.5cm にすることによって、それが達成される。$D^{*+}D^{*-}_{simple}$モードの改善を考えると、r_{svd1}をさらに小さくすることは有効であると考えられる。しかし、複雑なモードの$\sigma_{\Delta Z}$を考えると、r_{svd1}を 2.0cm より小さくしても、あまり改善が期待できない。

6.2 ΔZ 分解能の SVD 最内層半径に対する依存性についての議論

この節では、前節の結果を受け、各モードの$\sigma_{\Delta Z}$の r_{svd1} 依存性が何によって決まっているかについて議論する。本論文で崩壊点の分解能を求める際に、その平均運動量と崩壊トポロジーに注目してきた。まず、崩壊トポロジーが比較的簡単な、$J/\psi K_S$、$\pi^+\pi^-$、$D^+D^-_{simple}$、$D^{*+}D^{*-}_{simple}$ の 4 つのモードについて考える。この 4 つのモードを再構築するときに用いたトラックの特徴的な運動量として、それぞれの解析のときに調べた平均運動量がある。それを表 6.2 にまとめる。

	$J/\psi K_S$	$\pi^+\pi^-$	$D^+D^-_{simple}$	$D^{*+}D^{*-}_{simple}$
運動量 (GeV/c)	1.9	2.9	0.90	0.16

表 6.2: 各モードの特徴的な運動量。$D^{*+}D^{*-}_{simple}$モードはπ_{slow}の平均運動量、他のモードは再構築に使ったトラック全ての平均運動量である。

前節の結果からわかるように、$D^{*+}D^{*-}_{simple}$は最もΔZ 分解能の改善が見られたモードである。第 2 章では、低い運動量を持つトラックほどσ_{d_z}の改善がよいことがわかった。つまり、r_{svd1}を小さくすることによって、崩壊点分解能がどれだけ改善するかと、そのモードの特徴的な運動量をもつトラックのσ_{d_z}の改善について関連が見られるのではないだろうか。

そこで、表 6.2 にあげた運動量を持つトラックを 1 本発生させて、r_{svd1}を 3.0cm から 1.5cm に変化させるときの、σ_{d_z}の改善 $I_{\sigma_{d_z}}$ (%) と、

$$I_{\sigma_{d_z}} = \frac{\sigma_{d_z}(r_{svd1} = 3.0cm) - \sigma_{d_z}(r_{svd1} = 1.5cm)}{\sigma_{d_z}(r_{svd1} = 3.0cm)} \times 100 \qquad (6.1)$$

表 6.1 から求めた各モードのΔZ 分解能の改善 $I_{\sigma_{\Delta Z}}$

$$I_{\sigma_{\Delta Z}} = \frac{\sigma_{\Delta Z}(r_{svd1}=3.0cm) - \sigma_{\Delta Z}(r_{svd1}=1.5cm)}{\sigma_{\Delta Z}(r_{svd1}=3.0cm)} \times 100 \tag{6.2}$$

を調べる。ここで、1 トラックのシミュレーションは 2.4 節と同じ条件で行なった。1 トラックのシミュレーションの結果を図 6.2 に示す。

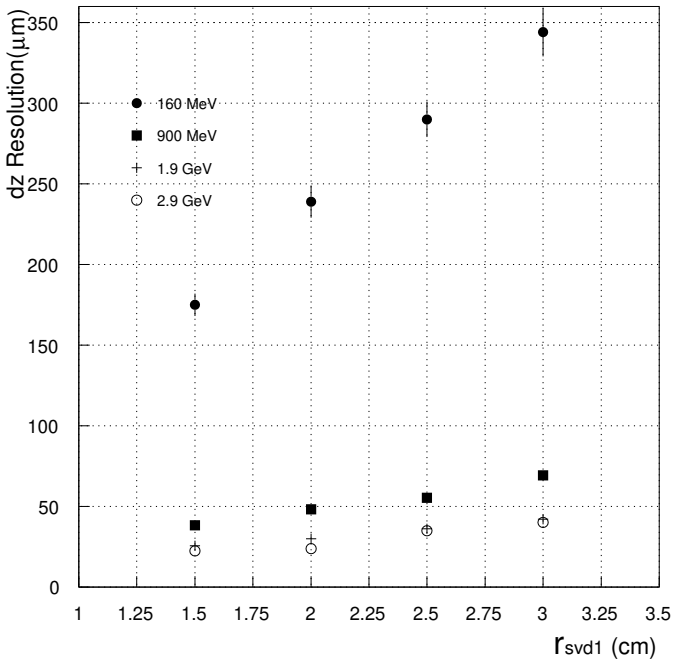


図 6.2: 各モードの特徴的な運動量を持つ 1 トラックの z 方向の位置分解能。

それぞれの改善 $I_{\sigma_{d_z}}$ と $I_{\sigma_{\Delta Z}}$ を表 6.3 にまとめる。これから、1 トラックの z 方向の分解能の改善が、崩壊点の分解能の改善に反映されていることがわかる。

	$J/\psi K_S$	$\pi^+\pi^-$	$D^+D^-_{simple}$	$D^{*+}D^{*-}_{simple}$
$I_{\sigma_{d_z}}(\%)$	39	44	45	49
$I_{\sigma_{\Delta Z}}(\%)$	26	30	31	36

表 6.3: 各モードの特徴的な運動量を持つ 1 トラックの改善 $I_{\sigma_{d_z}}(\%)$ と 崩壊点分解能の改善 $I_{\sigma_{\Delta Z}}(\%)$ の関係。1 トラックの改善が大きいものほど、崩壊点分解能の改善も大きい。

それに対し、第 5 章で調べた複雑なモードに関しては、K_Sの離れた崩壊点や、再構築に使うトラックの本数といった崩壊トポロジーの特徴が、r_{svd1}依存性に反映していた。

以上から、$\sigma_{\Delta Z}$のr_{svd1}依存性は、各モードの特徴的な運動量を持つトラック精度の改善と関連があることがわかる。そして、複雑な崩壊トポロジーをもつモードでは、平均運動量よりそのトポロジーの特徴でr_{svd1}依存性が決まっていることがわかる。これらの定性的な理解で、図 6.1 を捉えることができると言える。

6.3 結論

99 年度から開始される KEK B-factory 計画において、CP 非保存が測定できる崩壊モードの崩壊点位置分解能$\sigma_{\Delta Z}$について調べた。

$J/\psi K_S$、$\pi^+\pi^-$、D^+D^-モードは現在の **SVD** の配置で、$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を達成していることがわかった。$D^{*+}D^{*-}$モードは、**SVD** の最内層の半径を小さくすることによる位置分解能の改善が顕著に現れるモードで、$\sigma_{\Delta Z} \sim 100\mu m$ を達成するためには、**SVD** の最内層の半径を **0.5cm** 小さくすればよいことがわかった。

6.4 将来の展望

今回のシミュレーションでは、純粋に、SVD の最内層の位置と$\sigma_{\Delta Z}$の関係について、さまざまな崩壊モードで調べた。今後は、将来の SVD のハードウェア的な要請を加味し、シンクロトロン放射などのビームバックグラウンドの見積もりや、崩壊点分解能を積極的にイベント再構築のアルゴリズムにとりいれた、総合的な評価が望まれる。

付 録A　Bメソンの物理

ここでは、B メソンの物理と CP 非保存について、KEK B-factory 計画で測定できるユニタリー三角形の角度という観点から簡単に説明する。

A.1　B メソン崩壊を使った CP 非保存の測定

B メソンの崩壊を用いた CP 非保存の研究は、標準理論の枠組みで、CP 非保存の起源が小林-益川行列の位相にあるというメカニズムを正しいかどうかテストすることができる。つまり、B-factory では多くの B メソン崩壊から独立に図 A.1 のユニタリー三角形の辺と角を測定することができる。小林-益川行列がユニタリー行列であることから、3 つの角は次のように定義される。

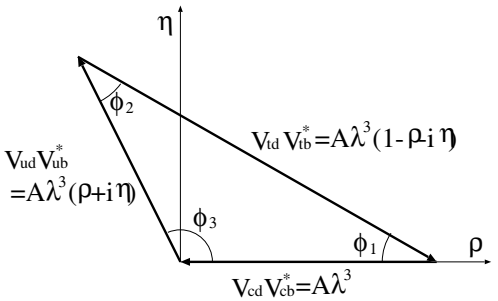


図 A.1: 小林-益川行列のユニタリー三角形

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad \text{(A.1)}$$

$$\phi_1 \equiv arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad \text{(A.2)}$$

$$\phi_2 \equiv arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad \text{(A.3)}$$

$$\phi_3 \equiv arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad \text{(A.4)}$$

CP 非保存は、それが何によって引き起こされているかで 3 つのタイプに分けられる。

- 直接的 CP 非保存 (Direct CP violation)
- 間接的 CP 非保存 (Indirect CP violation)
- 中性 B メソンの CP 固有状態への崩壊にみられる CP 非保存

ここであげた最後のタイプこそ、小林-益川行列からのパラメータであるユニタリー三角形の角をきれいに求めることができる CP 非保存である。以下にそれぞれ簡単に説明する。

A.2　直接的 CP 非保存

小林-益川行列の位相のために崩壊振幅の中に現れる位相は、弱い相互作用の位相 (weak phase ; δ_{weak}) と呼ばれる。それに対して、終状態にクォークがハドロン化するときにのる位相は、強い相互作用の位相 (strong phase ; δ_{strong}) と呼ばれる。CP 固有状態へ崩壊する振幅 A と、その CP 共役な過程の振幅$\overline{A}$を比較すると、δ_{weak}は符合を変えるが、δ_{strong}は符合を変えない。

$$A = \sum_i A_i e^{i(\delta_{strong}+\delta_{weak})} \tag{A.5}$$

$$\overline{A} = \sum_i A_i e^{i(\delta_{strong}-\delta_{weak})} \tag{A.6}$$

ここで、i は終状態への行き方が何通りあるかという過程の数である。標準理論では、次の二つの主要な過程が寄与する (図 A.2)。

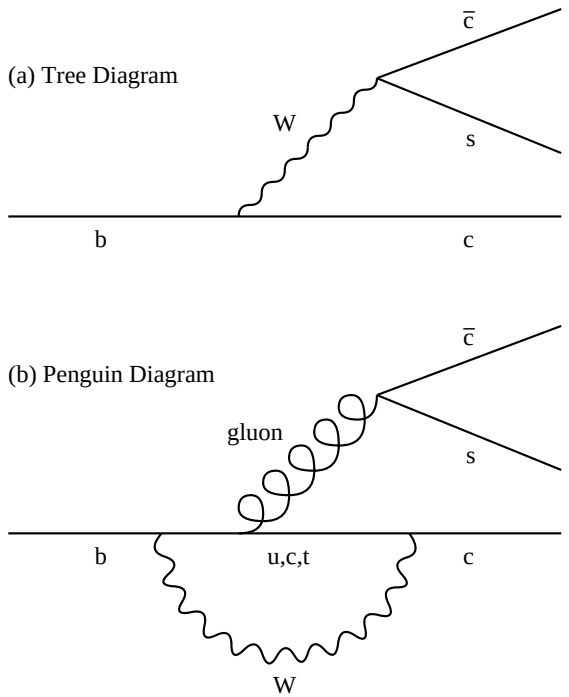


図 A.2: 上図 (a) がトゥリーダイアグラム (Tree diagram)。一度でた W ボソンはもう一度そのクォークに結び付くことはない。下図 (b) がペンギンダイアグラム (Penguin diagram)。一度でた W ボソンがもう一度同じクォークに吸収される。

直接的 CP 非保存とは、$B \to f$ と$\overline{B} \to \overline{f}$の間の崩壊率の違い $|A| \neq |\overline{A}|$ に現れる CP 非保存のことをいう。そして、それはトゥリーダイアグラムとペンギンダイアグラムの干渉によって引き起こされている。例えば、$B^+ \to D_1^0 K^+$と $B^- \to D_1^0 K^-$の崩壊率の違いは直接的 CP 非保存の観測になる [16]。ここで、D_1^0は CP=+1 の状態、$\frac{1}{\sqrt{2}}(D^0 + \overline{D^0})$ である。

A.3 間接的 CP 非保存

中性 B メソンはアイソスピン$\frac{1}{2}$、スピン 0、パリティ-1 をもつ擬スカラー粒子で、CP 共役な状態 $B^0 = \overline{b}d$、$\overline{B^0} = \overline{d}b$ が存在する。B メソンに働く強い相互作用に、弱い相互作用を摂動として与え、2 次までとり対角化してやると、2 つの質量の固有状態 $|B_{Light}>$、$|B_{Heavy}>$ができる。それらは、B^0と$\overline{B^0}$の混合状態として書き表されるが、

$$|B_{Light}> = p|B^0> + q|\overline{B^0}> \tag{A.7}$$

$$|B_{Heavy}> = p|B^0> - q|\overline{B^0}> \tag{A.8}$$

$$\Delta M = M_{Heavy} - M_{Light} \tag{A.9}$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{Heavy} - \Gamma_{Light} \tag{A.10}$$

CP 固有状態ではない ($|q/p| \neq 1$)。その起源を考えたとき、B^0から$\overline{B^0}$へとボトムの量子数を 2 変化させるような相互作用 ($\Delta b = 2$) は標準理論にはない。そのため小林-益川理論では、弱い相互作用の 2 次の項にでてくるボックスダイアグラム (図 A.3) による混合の中で CP 非保存の位相が生じた結果、$|q/p| \neq 1$ になると考える。

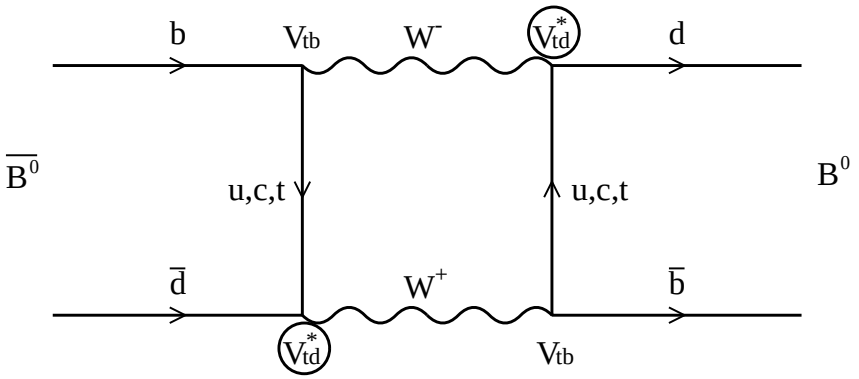


図 A.3: ボックスダイアグラムと呼ばれるファインマンダイアグラム。このダイアグラムを通して、B^0と$\overline{B^0}$は互いに移り変われる。その振動の強さは中間状態の質量に比例し、t クォークの寄与が一番大きい。

図 A.3 の中の V_{td}には、弱い相互作用の位相からくる虚数成分ηが含まれている。K メソン系で初めてみつかった、この混合の中に現れる $|q/p| \neq 1$ を与える CP 非保存を、間接的 CP 非保存と呼ぶ。B メソン系では、$|B_{Light}>$と $|B_{Heavy}>$にほとんど等しい崩壊モードが開けており$\Delta\Gamma$は 0 とみなせ、$|q/p| \approx 1$ がよい近似となる。p は$\overline{B^0}$から B^0へボックスダイアグラムを通して移る振幅、q は B^0が$\overline{B^0}$へ移る振幅を表わすので、

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{tb}V_{td}^*} \tag{A.11}$$

となる。ここで、ボックスダイアグラムの中間状態の寄与は t クォークからが最も大きいことを使った。

A.4　中性 B メソンの CP 固有状態への崩壊にみられる CP 非保存

この 3 つ目の CP 非保存のタイプは、与えられた終状態への行き方が 2 通りあるような、中性 B メソン崩壊の干渉にみられる CP 非保存である。

$$B \to f, \quad B \to \overline{B} \to f \tag{A.12}$$

このように混合があるときと、ないときの崩壊の干渉は、B メソンが CP 固有状態へ崩壊する崩壊率と、$\overline{B}$が CP 固有状態へ崩壊する崩壊率の間に差をつくりだす。終状態が CP 固有状態である、f_{CP}への崩壊振幅を、

$$A_{f_{CP}} \equiv < f_{CP}|B^0 > \tag{A.13}$$

$$\overline{A}_{f_{CP}} \equiv < f_{CP}|\overline{B^0} > \tag{A.14}$$

と定義し、後の議論に便利な量$\lambda_{f_{CP}}$を次のように導入する。

$$\lambda_{f_{CP}} \equiv \frac{q}{p}\frac{\overline{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} \tag{A.15}$$

$\lambda_{f_{CP}}$は、CP 非保存がないという極限で± 1 となる量である (符合は終状態 f_{CP}の CP 固有値)。KEK B-factory 計画に即して考えるため、$\Upsilon(4S)$ から B^0と$\overline{B^0}$の対が生成したとする。タギングサイドが崩壊した時間を $t = t_{tag}$とし、CP サイドが f_{CP}に崩壊した時間を $t = t_{cp}$とすると、CP 非対称パラメータ $a_{f_{CP}}$は、$\Delta t = t_{cp} - t_{tag}$の関数として次のように書ける。

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) = \frac{\Gamma(B^0(\Delta t) \to f_{CP}) - \Gamma(\overline{B^0}(\Delta t) \to f_{CP})}{\Gamma(B^0(\Delta t) \to f_{CP}) + \Gamma(\overline{B^0}(\Delta t) \to f_{CP})} \tag{A.16}$$

$$= \frac{1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}\cos\Delta M\Delta t - \frac{2Im(\lambda_{f_{CP}})}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}\sin\Delta M\Delta t \tag{A.17}$$

つまりこの CP 非保存は、直接的 CP 非保存がなくて ($|A_{f_{CP}}/\overline{A}_{f_{CP}}|$=1)、間接的 CP 非保存もなくても ($|q/p| \approx 1$)

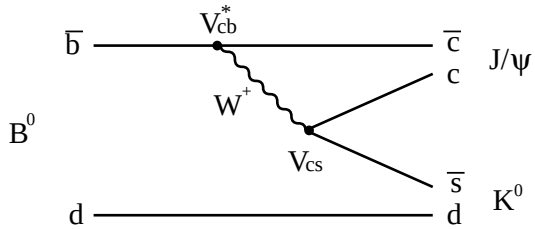
$$a_{f_{CP}}(\Delta t) = -Im(\lambda_{f_{CP}})\sin\Delta M\Delta t \tag{A.18}$$

$$= \pm\sin 2(\phi_M + \phi_D)\sin\Delta M\Delta t \tag{A.19}$$

となり、混合による q/p の位相ϕ_Mと f_{CP}への崩壊にでてくる位相ϕ_Dの和を見ることができる。ここで、いくつかの f_{CP}を考え、最も寄与が大きいダイアグラムだけ見て評価し[1]、ユニタリー三角形のどの角に感度があるか見てやる。

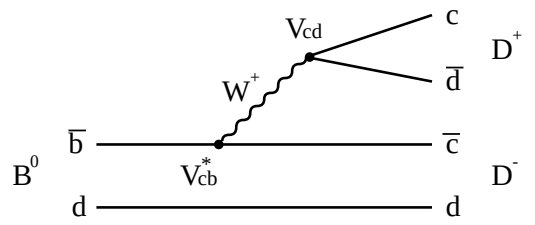
[1] 厳密には、ハドロン相互作用の位相や、ペンギンダイアグラムによる汚染等について考えなくてはならない。

- $J/\psi K_S (CP = -1, b \to c\bar{c}s)$ †



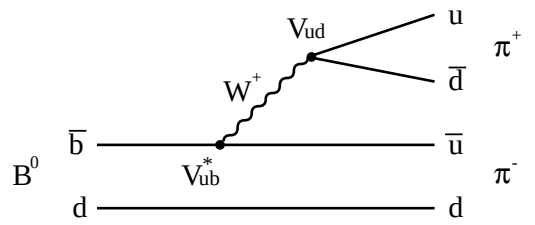
$$\begin{aligned} \lambda(J/\psi K_S) &= \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{\overline{A}_{J/\psi K_S}}{A_{J/\psi K_S}}\right) \left(\frac{q}{p}\right)_K \\ &= \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{tb}V_{td}^*}\right) \left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) \left(\frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cd}V_{cs}^*}\right) \\ a_{f_{CP}}(\Delta t) &= -\sin 2\phi_1 \sin \Delta M \Delta t \end{aligned}$$

- $D^+ D^- (CP = +1, b \to c\bar{c}d)$



$$\begin{aligned} \lambda(D^+D^-) &= \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{\overline{A}_{D^+D^-}}{A_{D^+D^-}}\right) \\ &= \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{tb}V_{td}^*}\right) \left(\frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \\ a_{f_{CP}}(\Delta t) &= \sin 2\phi_1 \sin \Delta M \Delta t \end{aligned}$$

- $\pi^+ \pi^- (CP = +1, b \to u\bar{u}d)$



$$\begin{aligned} \lambda(\pi^+\pi^-) &= \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{\overline{A}_{\pi^+\pi^-}}{A_{\pi^+\pi^-}}\right) \\ &= \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{tb}V_{td}^*}\right) \left(\frac{V_{ub}V_{ud}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \\ a_{f_{CP}}(\Delta t) &= \sin 2\phi_2 \sin \Delta M \Delta t \end{aligned}$$

以上のことをまとめると、次のことが言える。
$B_{cp} \to J/\psi K_S$、$B_{cp} \to D^+D^-$、$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$のモードについて、崩壊の時間分布を調べることによって、小林-益川行列から予言されるユニタリー三角形の内角であるϕ_1、ϕ_2を知ることができる。

† K メソンの混合も考慮する。

付 録B　BELLE SVDについて

BELLE 検出器での崩壊点の精密測定には高い精度が要求される。そのためにシリコンストリップ検出器が用いられるが、生成された $B^0 - \overline{B^0}$ メソン系では、その崩壊粒子はそれほど高い運動量を持たない。そこで、多重散乱の影響を抑えるため検出器の物質量はできるだけ小さくしなくてはならない。そのため、BELLE SVD は次のような構造をとることにしている。

B.1　両面型シリコンストリップ検出器

BELLE 検出器では、物質量の増加を避けるため 1 枚のシリコンの両面に互いに直行するようにストリップをはった両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD:Double-sided Silicon Strip Detector) を用いている (図 B.1)。

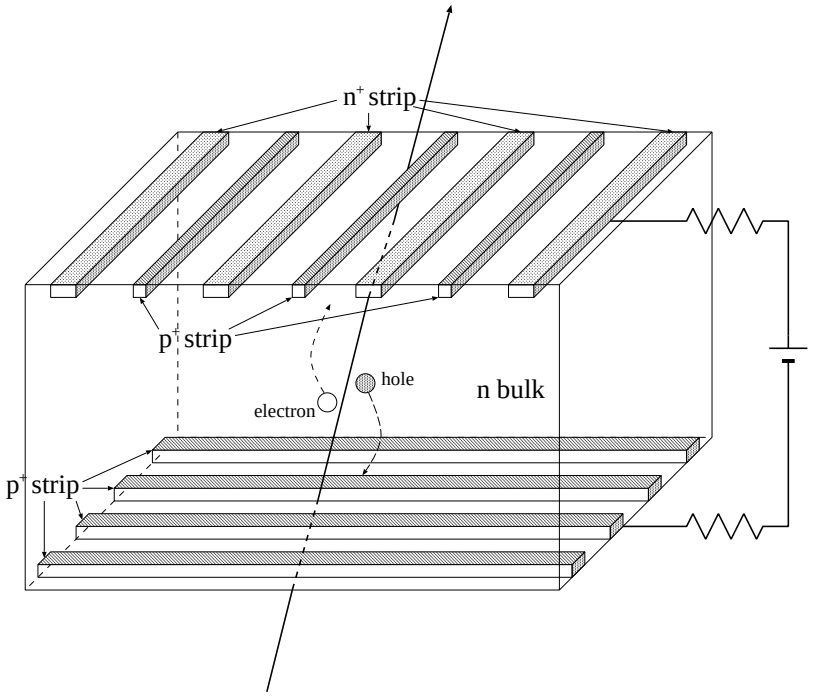


図 B.1: 両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD) の模式図。p^+ の+は、3 価の不純物が多く添加してあることを表している。

半導体検出器としての pn 接合が、p^+ストリップと基板である n バルクの境界面にできる。逆バイアス電圧をかけることによって、そこから空乏層がバルク全体に広がり、入射した荷電粒子が電子・正孔対をつくる。生成された電子を n^+ストリップで、正孔を p^+ストリップで集めてやることで、直行する 2 次元の情報を読み出すことができる。pn 接合がもともと存在しない n^+ストリップと n バルクの側は、p ストップと呼ばれる p^+ストリップによって、各 n^+ストリップの分離が可能になっている。

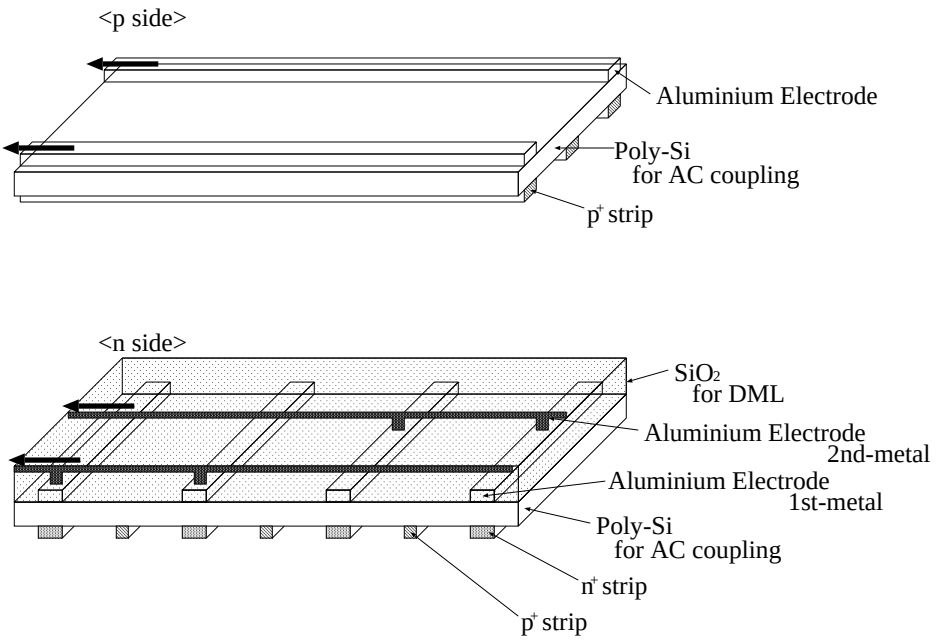


図 B.2: 両サイドの読み出しに関連した部分の模式図。上図がストリップと読み出しが平行な p サイド。下図がストリップと読み出しが垂直になる n サイド。

ストリップが形成された基板の表面には絶縁層 ($Poly - Si$) があり、読み出し線がストリップと AC カップリングすることによって、信号が読み出される (図 B.2)。DSSD は SVD の内層から順に 2 枚、3 枚、4 枚とラダー状に構成され、ビームパイプを囲むように配置され、読み出し用のアンプはラダーの両端に取りつけられる。このため、ビーム軸に平行に張られる p^+ストリップの信号は読み出せるが、それに垂直な n^+ストリップはそのままでは読み出せない。そのため、n サイドでは二重金属構造 (DML:Double Metal Layer) を用いている。DML はストリップからの信号を誘起する金属線 (1st-metal) の上に絶縁層 (SiO_2) を作り、その上から読み出し用の金属線 (2nd-metal) を張ることによって作られる。また、n^+ストリップの読み出しに使われる 2nd-metal は、技術上の問題から $50\mu m$ の間隔でしか張ることができない。このため正方形ではない今回の DSSD では、1 本の読み出し線に複数のストリップをつなぐことによって、信号を読み出している。ストリップの数と読み出し線の数は両サイドとも同じではなく、図 B.2 からわかるように、p サイドは 1 本おき、n サイドは 2 本を 1 本の読み出し線で読んでいる。

B.2 DSSD (S6936) の仕様

BELLE SVD に使われる DSSD (S6936) の仕様が表 B.1 である。なお、ノイズを小さくする目的で、バイアス抵抗が 25MΩから 35MΩに変更されている。

パラメーター	p サイド	n サイド
DSSD の大きさ	57.5mm×33.5mm	
検出器として働く領域	54.5mm×32.025mm	53.76mm×32.04mm
DSSD の厚さ	300 ± 15μm	
読み出し方法 (バイアス)	AC(Poly-Si)	AC(Poly-Si)
ストリップの間隔	25μm	42μm
ストリップの数	1281	1280
読み出し線の数	641	640
ストリップの幅	8μm	8μm
読み出し線の幅	8μm	14μm
DML のための絶縁体と厚さ	-	SiO_2, 5μm
DML の間隔と幅	-	48μm,8μm
検出器を全て空乏化するのに必要な電圧 (Vfd)	80V	
検出器が絶縁破壊を起こす電圧	100V	
Vfd での漏れ電流	2μA Max	
バイアス抵抗	25MΩ Min	25MΩ Min
10kHz でのカップリング容量	55pF	40pF
カップリングコンデンサが絶縁破壊を起こす電圧	50V	50V
1MHz での負荷容量 (検出器の容量)	8pF	20pF
NG チャンネルの数	19 Max	19 Max
DSSD の保護皮膜	SiO_2	SiO_2

表 B.1: S6936 の仕様

付 録C　崩壊点を求めるための計算方法

崩壊点を再構築するためには、その崩壊点の情報を持ったトラックが有力な手がかりとなる。今回の解析で用いた崩壊点の計算方法は 2 種類あり、χ^2を最小にする点を探すという意味で同じ原理に基づいている。その 2 種類の方法を物理事象の形によって使い分けた。

中性 B メソンはビーム軸に垂直な方向にはあまり飛ばないため、B メソンからでた荷電粒子が良い精度でトラックとして観測されているなら、それらのトラックとビーム軸を束縛条件として、崩壊点を求めることができる。それに対して、B メソンから良い精度を持ったトラック (1 次トラック) が望めない場合は、B メソンの崩壊によって生成された 2 次粒子からのトラック (2 次トラック) によって B メソンの崩壊点を求めることになる。例えば具体的には、前者が $J/\psi K_S$ の崩壊点を組むとき、後者が $D^{(*)+}D^{(*)-}$の崩壊点を組むときである。以下に 2 つの方法について述べる。

C.1　1 次トラックを元に崩壊点を再構築する場合

$J/\psi K_S$の崩壊点や、タギングサイドの準レプトン崩壊から来るミューオンを元に、その崩壊点を求めるとき、SVD にヒットを持つそれらの 1 次トラックは B メソンが崩壊した位置に関する情報を正確に持っていると考えられる。そこで、それらのトラックと、1 本のトラックとみなしたビーム軸から、χ^2を最小にする 3 次元的な点を決めることができる (図 C.1)。

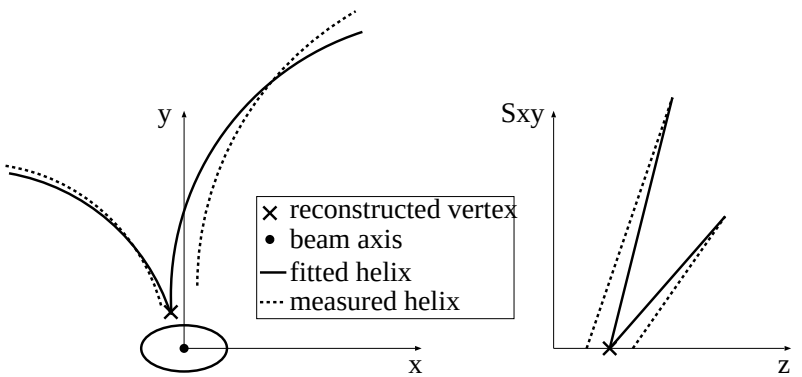


図 C.1: ビーム軸を束縛に使った崩壊点の再構築。左図はビーム軸に垂直な座標系、右図はヘリックスにそった距離と z 方向をもちいた座標系である。

フィットに使う入力は、螺旋 (ヘリックス) のトラックを記述する 5 個のパラメーター (ヘリックスパラメーター) と、その 5×5 のエラー行列、それにビーム軸の x 座標、y 座標、とそれらのエラーである。そのとき χ^2 と自由度 (ndf:Number of Degree of Freedom) は、次のように書ける。

$$\chi^2 = \chi^2_{helix} + \chi^2_{beam} \tag{C.1}$$

$$\chi^2_{helix} = \sum_n \sum_i \sum_j \Delta H^n_i W^n_{ij} \Delta H^n_j \tag{C.2}$$

$$\chi^2_{beam} = \sum_k \sum_l \Delta P_k V_{kl} \Delta P_l \tag{C.3}$$

$$ndf = 2 \times N_t - 3 + 2 \tag{C.4}$$

ここで、i と j は 5 つのヘリックスパラメーターのインデックス、ΔH^n_i は n 番目のトラックのヘリックスパラメーターの変分 $H^{fitted}_i - H^{measured}_i$、$W^n_{ij}$ は n 番目のトラックの重み行列 (5×5) である。また、k と l は 2 つの位置座標 x、y を表すインデックス、ΔP_k はその位置座標の変分 $P^{fitted}_k - P^{beamaxis}_k$、$V_{kl}$ はビーム軸のエラーから計算された重み行列 (2×2) である。ここで、重み行列とは、エラー行列と逆行列の関係にある行列である。5 つのヘリックスパラメーターの中で、トラックと崩壊点の $x - y$ 平面での距離を与える d_r、z 方向の距離を与える d_z は常に 0 に保たれる。つまり、トラックは常に d_r と d_z によって崩壊点に結び付けられる。そのとき、残りの 3 つが χ^2 を与える変数となり自由度としては $2 \times N_t$ が出てくる。-3 の 3 は求める崩壊点の 3 次元座標、最後の $+2$ はビーム軸が与える自由度である。

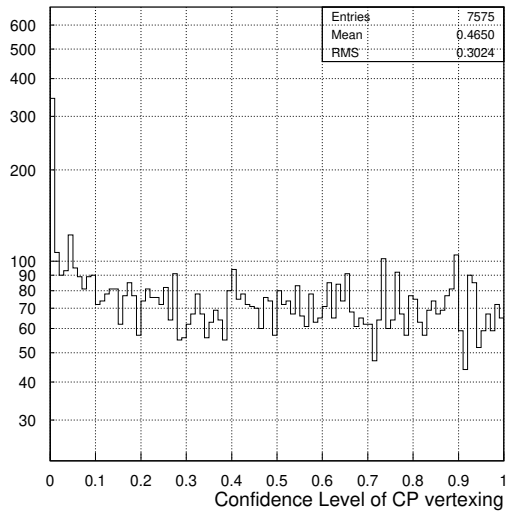


図 C.2: $J/\psi K_S$ モードの V_{cp} の信頼度

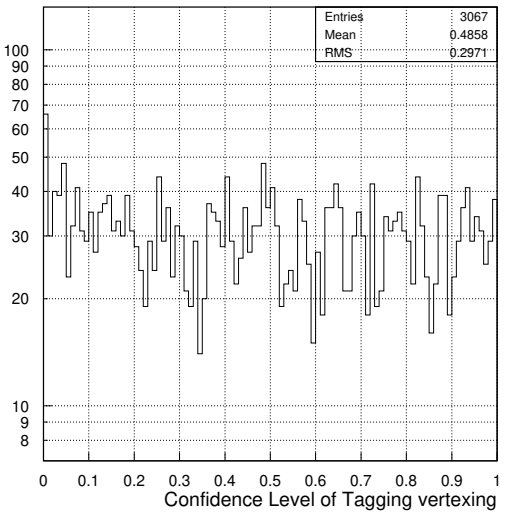


図 C.3: レプトンでタグされた V_{tag} の信頼度

図 C.2、C.3 は、CP サイドが $J/\psi K_S$ モードに、タギングサイドが準レプトン崩壊したイベントで、それぞれの崩壊点をフィットした結果得た χ^2 と自由度から求めた信頼度 (CL:Confidence

Lebel) である。信頼度は、自由度 n をもつχ^2分布の確率密度関数 $f(z;n)$ の終端部分を積分して得られる [17]。

$$CL(\chi^2) \quad = \quad \int_{\chi^2}^{\infty} f(z;n)dz \tag{C.5}$$

この分布をみることにより、χ^2分布の検定をすることができる。フィットのχ^2が正確にχ^2分布に従えば、信頼度の分布は 0 から 1 で平らになる。しかし実際は、$\delta - ray$ などの非ガウス分布に従う物理過程のため、0.01 以下のビンにピークがある。フィットが悪かったイベントのχ^2も 0.01 以下にピークを持つため、バックグラウンドを除くためには信頼度のカットをするが、今回は異なる SVD の位置によって、信頼度の形の違いがあり、調べたい分解能やイベント数へバイアスがかかるため、カットは行わなかった。ただし、荷電 K メソンを用いたタギングサイドの再構築の際には、再構築する手順の中で信頼度のカットを用いた (付録 D)。

C.2　2 次以降のトラックを元に崩壊点を再構築する場合

1 次トラックが皆無の時、もしくは、あっても非常に運動量が低くトラックの質が悪いときは、B メソンの崩壊点を求めるのに 2 次以降のトラックを使わなければならない。CP サイドが $D^{(*)+}D^{(*)-}$に崩壊するときが、この場合にあたる。この場合には、B メソンからの 2 次粒子以降の下流の崩壊点から、B メソンの崩壊点を求める (図 C.4)。

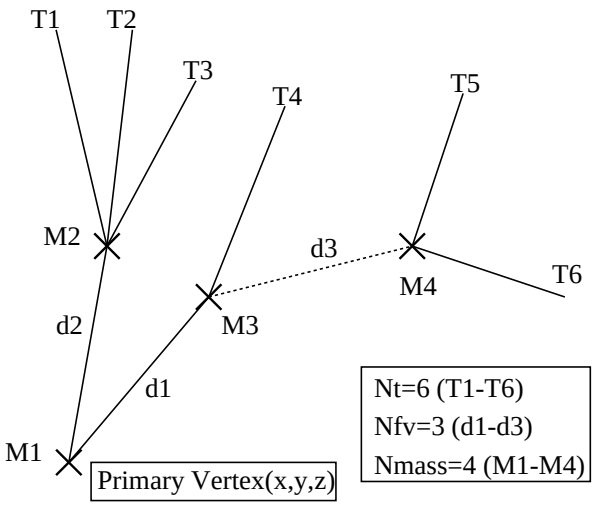


図 C.4: 2 次以降のトラックからの崩壊点の再構築。各崩壊点は親粒子からの距離で特徴づけられる。

フィットに使う入力は、トラックの 5 つのヘリックスパラメーターと 5×5 のエラー行列である。各崩壊点はその親粒子の崩壊点からの距離 ($d1$、$d2$、$d3$) によって特徴づけられ、各崩壊点の合成運動量が計算される。再構築された崩壊点での粒子種を束縛条件に使うと、χ^2と自由度は、

次のように書ける。

$$\chi^2 = \chi^2_{helix} \oplus \chi^2_{mass} \tag{C.6}$$

$$\chi^2_{helix} = \sum_i \sum_j \Delta H_i W_{ij} \Delta H_j \tag{C.7}$$

$$\chi^2_{mass} = \frac{(m_{measured} - m_{expected})^2}{\Delta m^2} \tag{C.8}$$

$$ndf = 2 \times N_t - N_{fv} - 3 + N_{mass} \tag{C.9}$$

χ^2_{helix}は式 C.3 式でトラック間の相関まで考慮したχ^2で、インデックスiとjは$5 \times$トラック数 の大きさをもつ。$m_{measured}$は実験で測定された質量、$m_{expected}$は仮定される粒子種の質量、Δm^2は文献 [10] で与えられる粒子質量のエラー、もしくは、共鳴状態なら Breit-Wigner の半値幅に比例する量である。式 C.6 の$\oplus$は、質量を束縛するとトラック間の相関ができ、大きな行列をつかって計算する必要があることを表わしている。N_tはフィットに使ったトラックの数、N_{fv}は飛行距離のある崩壊点の数である。下流の崩壊点の数だけフィットしなければならないパラメーターが増えるので、自由度は減る。N_{mass}は質量を束縛条件にしたために増える自由度である。

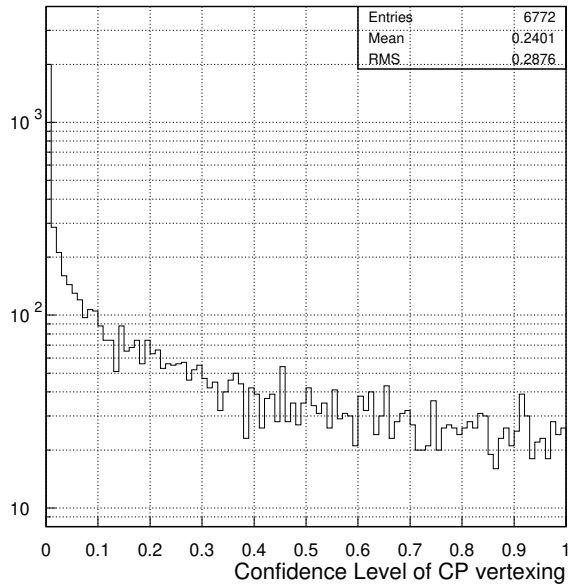


図 C.5: D^+D^-モードのV_{cp}の信頼度

図 C.5 は、$D^+D^- \to K^-\pi^+\pi^+K^+\pi^-\pi^-$モードにおける、崩壊点のフィットの$\chi^2$と自由度から求めた信頼度である。0.01 以下のビンにピークがあるのは、$J/\psi K_S$モードのときと同じであるが、合計三つからなる崩壊点と質量の束縛条件があるため、より大きなピークができているのがわかる。$J/\psi K_S$のモード同様、調べたい分解能やイベント数へバイアスがかかるため、カットは行わなかった。

付 録D　香りの同定とタギングサイドの崩壊点再構築

観測された CP サイドに崩壊したのが B^0だったか$\overline{B^0}$ だったかを知るために、タギングサイドでは B^0、$\overline{B^0}$の同定をしなければならない。準レプトン崩壊を用いたタグの方法の他に、荷電 K メソンを使ったタグの方法がある。ここでは、荷電 K メソンでタグしたイベントの再構築を説明し、レプトンでタグしたイベントの再構築と比較し、その違いを調べる。

D.1　香りの同定 (Flavor Tagging)

$b \to c\mu\nu_\mu$の準レプトン崩壊を利用して香りをタグする以外に、その c クォークがさらに $c \to s\overline{u}\overline{d}$ のように崩壊するようなイベントの s クォークの生成物からも、B メソンの香りを知ることができる (図 D.1)。

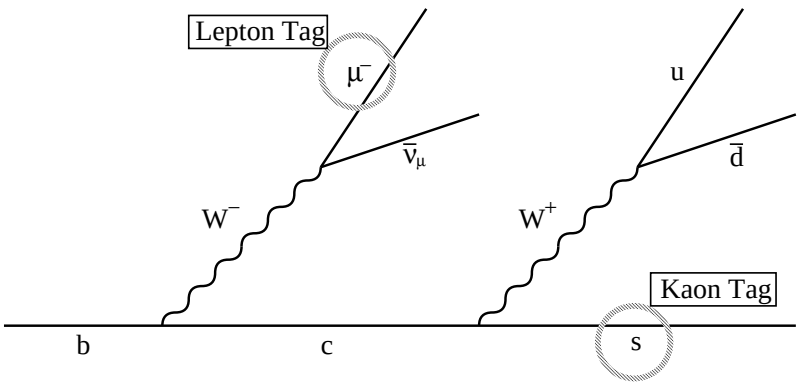


図 D.1: b クォークの崩壊を表わしたファインマンダイアグラム。「b」という量子数を知るためには、準レプトン崩壊からのレプトンの電荷か、$b \to c \to s$ 崩壊による s クォークの生成物の電荷を見る。

つまり、レプトンによるタグの場合は、高い運動量を持ったレプトンの電荷が正なら B^0、負なら$\overline{B^0}$ とわかる。K メソンによるタグの場合は、イベントに現れる荷電 K メソンの電荷をたし合わせたものが正なら B^0、負なら$\overline{B^0}$とわかる。

D.2　崩壊トポロジーの違い

高い運動量をもつレプトンのトラック 1 本とビーム軸から B の崩壊点を再構築するのと違い、K メソンでタグしたイベントには、どの粒子が B メソンから来て、どの粒子が B メソン以外から来たかという情報が何もない。つまり、崩壊点を再構築する際に使うトラックのトポロジーは、図 D.2 のようになる。

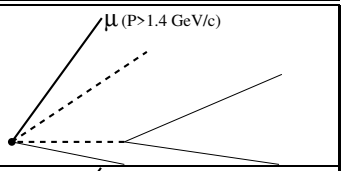
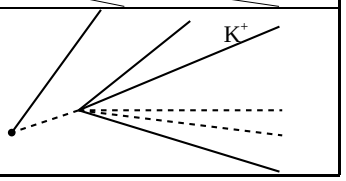
崩壊モード	分岐比	崩壊トポロジー
$B^0_{tag} \rightarrow D^{*-}\mu^+\nu_\mu$ $D^{*-} \rightarrow generic$	4.6×10^{-2}	
$B^0_{tag} \rightarrow K^+ anything$	0.78	

図 D.2: 香りのタグの方法の違いによる、崩壊点再構築でつかうトラックのトポロジーの違い。$K^+ anything$ は、K^+とそれ以外にどんな粒子があってもよい、という意味である。太い実線が崩壊点を求めるのに使うトラック、細い実線は終状態に残るが崩壊点を求めるためには使わないトラック、点線は終状態に残らない粒子を表わす。

これからわかるように、レプトンタグのイベントで求めた、タギングサイドの z 方向の残差 $\Delta_{Z_{tag}}$の分布は中心が 0 にあるガウス分布になると考えられるが、K メソンタグのイベントで求めた$\Delta_{Z_{tag}}$の分布は、B メソンの下流の崩壊点から来たトラックの影響でガウス分布の中心が系統的にシフトすると予想される。

D.3　K メソンでタグしたイベントの崩壊点再構築

$B^0_{tag} \rightarrow K + anything$ モードの崩壊点を再構築するときは、イベントの崩壊モードの特定もせず、どのトラックが B メソンから来たかもわからない。そこで、タギングサイドの崩壊点の z 成分 Z_{tag}を求めるための解析として、次のようなものが考えられている。

1. CP サイドの再構築をする。
2. 高い運動量を持つレプトンによるタギングを失敗したイベントに対し、荷電 K メソンの電荷の和によって香りをタグする。
3. CP サイドの再構築に使ったトラックを除き、残った全ての SVD トラックのうち、インパクトパラメーター d_rの絶対値が 0.05cm 以内にあるものを選ぶ。

4. 選んだトラックにビーム軸の束縛条件を課し、崩壊点 V_{tag}を求める。その際、最も大きいχ^2を与えたトラックを 1 本取り除いて、繰り返し V_{tag}を求める (図 D.3)。

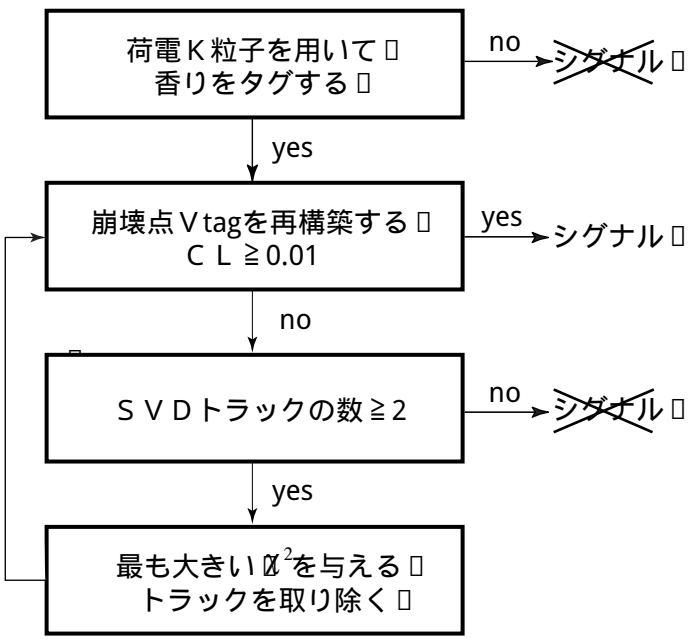


図 D.3: K メソンでタグしたイベントの崩壊点再構築の流れ。信頼度 (CL:Confidence Level) がある閾値を越えるまで、繰り返しフィットの悪かったトラックを除いてゆき、崩壊点のフィットを行なった。

解析の特徴としては、トラックセレクションとして $d_r \leq 0.05cm$ を要求し、K_Sなどの長寿命粒子からくるトラックを除くことである。例えば K_Sに関しては、このカットによって、B メソンからでる一連のトラックの 97%を保持したまま、K_Sからのトラックの 70%をカットできる (図 D.4)。さらに、これまでは使っていなかった信頼度[1]によるカットを再構築の手順の中に組み入れた。

[1]付録 C 参照

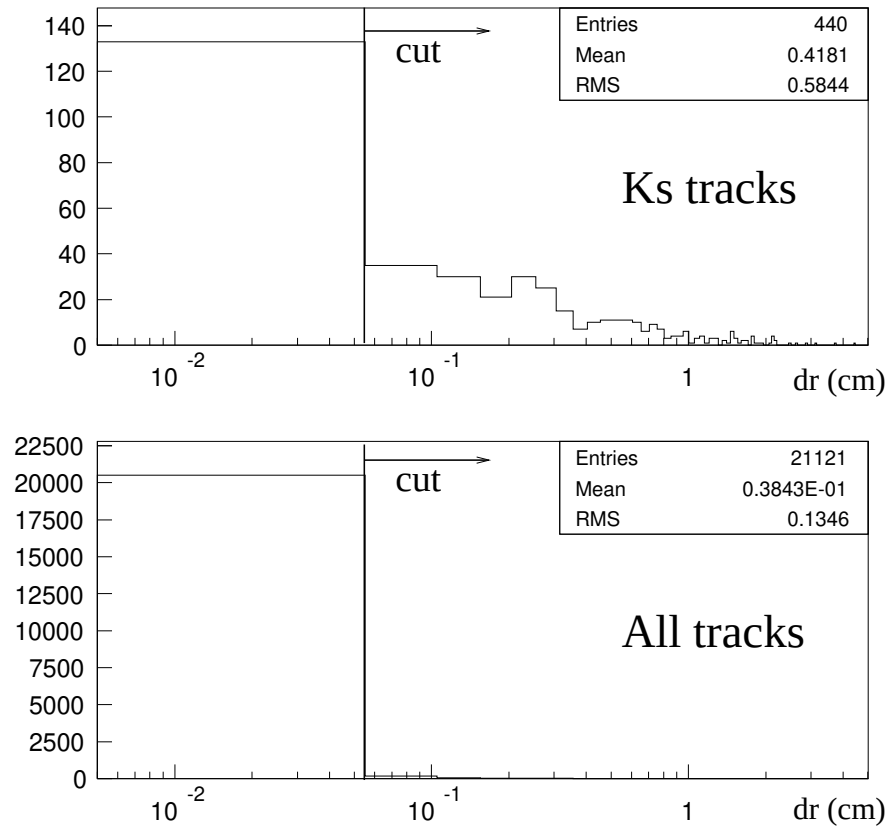


図 D.4: generic に発生させたイベントの、K_Sからでたトラックの d_r (上図) と B メソンからでたトラックの d_r (下図)。

D.4　タギングサイドの位置分解能の違い

$r_{svd1} = 3.0cm$ のときの、$\Delta_{Z_{tag}} = Z_{tag}^{recon} - Z_{tag}^{gen}$ の分布を図 D.5 に示す。ここで、$recon$ は「再構築された (reconstructed)」、gen は「発生させられた (generated)」を意味する。

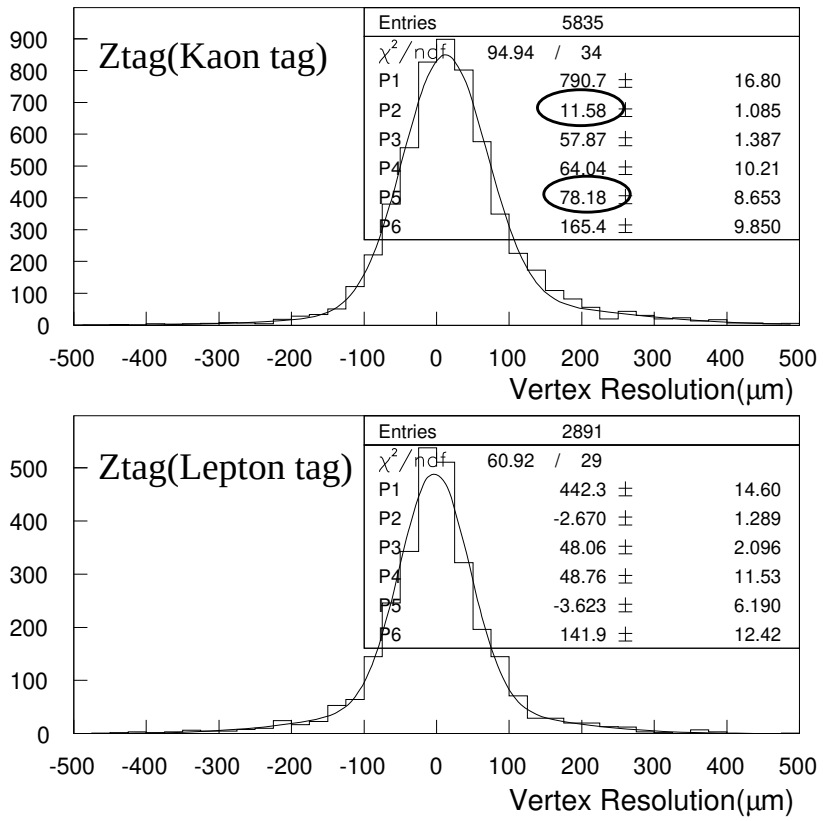


図 D.5: $B_{tag}^0 \to K^+ anything$ と $B_{tag}^0 \to D^{*-}\mu^+\nu_\mu$の Z_{tag}の残差分布。変数 P1 ~ P6 は、狭いガウス分布の高さ A_{narrow}、平均値μ_{narrow}、標準偏差σ_{narrow}、広いガウス分布の高さ A_{wide}、平均値μ_{wide}、標準偏差σ_{wide}に対応する。$B_{tag}^0 \to K^+ anything$ モードには、P2 と P4 にシフトが見られる。

$B_{tag}^0 \to K^+ anything$ モードは、Z_{tag}^{recon}が真の B の崩壊点 Z_{tag}^{gen}にくらべ、常に大きく再構築されていることがわかる。これは、予想された D メソン等の 2 次粒子の崩壊点からきたトラックに Z_{tag}が引きずられている影響だと考えられる。

以上のことからわかるように、K メソンでタグしたイベントの崩壊点再構築は、信頼度のカットを含み、得られる分解能に系統的なズレを持っている。本論文の目的は、σ_{Δ_Z}の r_{svd1}依存性を見ることであるから、そのような再構築の方法からくる不定性は望ましくない。したがって本章では、純粋に r_{svd1}依存性をみるために、レプトンタグによる 1 本のトラックから求めた$\sigma_{Z_{tag}}$ を評価することにした。

参考文献

[1] J.H.Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] A.D.Sakharov, Pis7ma Zh. Exp. Teor. Fiz. **5**, 32 (1967).
English Translation JETP Lett. **5**, 24 (1967).

[3] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
A.Salam, Elementary Particle Theory, Proc. 8th Nobel Symp., N.Svartholm, ed.,
Wiley-Interscience(1968)

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

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

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

[7] A.I.Sanda and I.I.Bigi, Note on the observability of CP violations in B decays Nucl. Phys.
B **193**, 85 (1981).

[8] V.Chabaud *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A368**, 314 (1996).

[9] BELLE Technical Design Report KEK Report 95-1 April, (1995).

[10] The European Physical Journal C **3**, 1-4 (1998).

[11] Y.Ohnishi, Track Parametrization BELLE note #148, Revised 17 June, (1997).

[12] The CERN GEANT team, GEANT version 3.21, (1994).

[13] M.Gronau and D.London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990)

[14] M.Battle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3922 (1993).

[15] Prereliminary print of CLEO, hep-ex/9901008 10 Jan (1999).

[16] M.Gronau and D.Wyler, Phys. Lett. **B265**, 172 (1991).

[17] P. R. Bevington and D. K. Robinson
DATA REDUCTION AND ERROR ANALYSIS FOR THE PHYSICAL SCIENCES

謝辞

本論文を書き終えるにあたって、3 年間にわたり高エネルギー物理学を学ぶ「場」を与えてくださった長島順清教授に心から感謝します。また、高エネルギー物理学に関してはもちろん、ある側面だけにとらわれない、修士学生としての一般教育をしてくださったことに深く感謝します。

原隆宣先生には、大学の学部 4 年生の頃から 3 年間、コンピューターに関することから実験についてまで、本当の最初からもっとも多くのことを教えていただきました。私の研究が遅々として進まないときも辛抱強くご指導していただきました。本当にありがとうございました。

羽澄昌史先生には、ご多忙の中 BELLE 実験についてのゼミをしていただいたり、研究に関して鋭い意見をいただいたりと大変お世話になりました。その高エネルギー物理に対する情熱は、研究者の望む姿勢を私に教えてくださいました。ありがとうございました。

山中卓先生には、少ない機会でしたがゼミをしていただいたり、院の授業でお世話になりました。常に純粋な好奇心をもち、おなじ目線に立っていろいろ考えてくださったこれらの機会は、とても有意義で、とにかく楽しかったです。ありがとうございました。

瀧田正人先生には、物理に関することから、日常の会話まで、どんなときも気軽に話かけてくださいました。私のどんな質問に対しても、快く公正な立場から示唆し、例をあげて丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。

秘書の続木佐知子さんには、煩雑な事務に関する手続きを全てお世話になりました。また、続木さんの研究室への細い気配りがなくては快適な研究室生活を送ることができなかったと思います。心から感謝します。

川崎健夫さん、Karim Trabelsi さん、お二人の力なくしては、この論文はなかったと思っています。気軽にいろいろなことが聞ける先輩として、私の研究に関する極めて実際的な助言を数多くいただきました。本当にありがとうございました。

鈴木一郎さん、山口さん、花垣さん、貞本さん、千代さん、住澤さん、日高さん、香山さん、柳幸さん、吉田さん、持田さん、紅林君、火口君、北條君、森君、新田君、原君、真鍋君、三宅君、梶山さん、田子森君、松田君、研究室での楽しい生活を送る中で、コンピューターや高エネルギー物理学についての良き相談相手として、そして日常生活のなくてはならない話相手として大変お世話になりました。ありがとうございました。

BELLE SVD グループ、ソフトウェアグループの方々には、研究を行う上で快適な環境をいつも提供していただきました。ありがとうございました。

最後に、各個人が「場」に働きかける、全員が独立したこの研究室で 3 年間学べたことを感謝するとともに、もう一度みなさまに心から深くお礼を申し上げ、本論文を終わりたいと思います。