KEK B-FACTORY における BELLE-SVD トリガーのシミュレーションによる評価

大阪大学理学研究科物理学専攻長島研究室 博士課程前期2年

竹貝 朋樹

平成9 年 2 月 19 日

概 要

現在高エネルギー物理学研究所で建設中の非対称 KEK B-ファクトリーにおけるシリコンヴァーテックス検出器 (SVD) を用いたトリガーシステムのシミュレーションによる性能の評価を行なった。電子陽電子衝突事象の検出効率及びビームに起因するバックグラウンド事象の除去率 を調べ、 SVD トリガー が十分効果的であることを確かめた。

目 次

第 1 章　序論 **7**

1.1 KEK-B Factory 計画について 7

1.2 CP 非保存と小林-益川行列 7

1.3 CP 非保存の検証と中性 B 中間子崩壊点の精密測定 10

1.4 BELLE 検出器におけるシリコンバーテックス検出器 (SVD) 11

1.5 SVD の構造 18

1.6 トリガー 18

1.7 本論文のねらい 20

第 2 章　SVD トリガー **21**

2.1 BELLE トリガーシステムの概要 21

2.2 SVD トリガー の 判別方法 25

2.2.1 イントロダクション 25

2.2.2 トラックの判別方法 25

2.2.3 トリガーの判定方法 28

2.3 SVD トリガーシステムのハードウェア構成 29

2.3.1 ２重金属構造 29

2.3.2 ギャンギング 30

2.3.3 スパースデータースキャン 31

2.3.4 SVD トリガーのインプット 31

第 3 章　SVD トリガーの 1 トラックの検出効率 **36**

3.1 SVD のシミュレーション 36

3.1.1 BELLE FULL SIMULATOR 36
3.1.2 電荷分布のシミュレーション 37
3.2 トリガーの不感領域 40
3.3 結果 42

第 4 章 電子陽電子衝突事象の検出効率 46
4.1 イントロダクション 46
4.2 $B^0 \to J/\psi K_s$モード 48
4.3 $B^0 \to \pi^+\pi^-$モード 53
4.4 $B^0 \to \pi^0\pi^0$モード 55
4.5 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$モード 58
4.6 不良ストリップ の効果 60
4.7 電子陽電子衝突事象における SVD トリガー効率の結果 62

第 5 章 バックグラウンド の 除去 63
5.1 KEK-B のビーム コンフィギュレーション 63
5.2 ビームに起因するバックグラウンド 64
5.3 バックグラウンドのシミュレーション 69
5.4 バックグラウンドの評価 の結果 74
5.5 エレクトリックノイズの評価 85

第 6 章 結論 91
6.1 結果のまとめ 91

付 録 A エレクトリックノイズの評価 93

謝辞 97

参考文献 99

図 目 次

1.1 KEK-B 加速器の様子。 8
1.2 小林–益川行列のユニタリー三角形 9
1.3 B 中間子の崩壊例 13
1.4 $B^0 \to J/\psi K_s$の場合のΔz 分解能の概念図 13
1.5 BELLE 検出器 14
1.6 SVD の断面図。ビーム軸に垂直な平面で切断した図。下側の図は、SVD とベリリウムビームパイプのみの図。 15
1.7 SVD の内層及び外層の形状 16
1.8 SVD の断面図。ビーム軸に平行な面での断面図。 17
1.9 バックグラウンドの反応例 19

2.1 BELLE トリガーシステム 全体図。図中の TSC はトリガーシンチレーションカウンター、ECL はカロリメーター、EFC は超前方カロリメーター、KLM はK_L及びμ粒子測定器を表す。 22
2.2 Z トリガーのトラックの判別方法。点線はそれぞれのトリガーセグメントを表し、実線のトリガーセグメントの論理和をとりその層に粒子がヒットしたかどうかを判別する。 26
2.3 $r\phi$トリガーのトラックの判別方法。 27
2.4 トラックの判別領域。1 オクタントを読み出しに応じて 2 つの領域に分け、全体で 16 の領域ができる。実線が 1 つの領域を表す。 29
2.5 トリガーの判別図。斜線のオクタントにトラックが存在するとき、トリガーをどのように判別するかを示す例。 30

2.6 2 重金属構造 . . . 31
2.7 Z トリガーのトリガーセグメント . . . 33
2.8 SVD トリガーの読み出しの流れ . . . 34
2.9 トリガーインプットのタイミングチャート . . . 34
2.10 SVD グローバルトリガー . . . 35

3.1 $r\phi$ view における不感領域の例。図中の実線のレイヤーがそれぞれ、粒子の通過したレイヤーである。 . . . 41
3.2 SVD トリガーの不感領域 . . . 42
3.3 SVD トリガーの 1 トラック検出効率 の場所依存性。トラックロジック 2 を使用。 . . . 43
3.4 トラック検出効率の結果 . . . 44

4.1 CDC トリガーのセグメント図 . . . 49
4.2 J/ψ、K_s、B^0の崩壊点の分布 . . . 51
4.3 SVD 及び CDC トリガーによる $J/\psi K_s$モードのトラック数測定結果 . 52
4.4 $\mathrm{B}^0 \to \pi^+\pi^-$モードのトラック数計測結果 . . . 54
4.5 $\mathrm{B}^0 \to \pi^0\pi^0$モードのトラック数計測結果 . . . 56
4.6 $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-$モードのトラック数計測結果 . . . 59
4.7 3 つのモードの 不良ストリップの影響によるトリガー効率の変化 . . 61

5.1 ビーム の バンチの形状。 . . . 63
5.2 ビームパイプ付近の物質の配置。但し縦：横 = 20:1 . . . 65
5.3 衝突点付近のビームパイプの図 ($r\phi$平面で見た図) . . . 66
5.4 ビームの入射位置 . . . 67
5.5 ビームに起因するバックグラウンドの反応例 . . . 68
5.6 クーロン散乱による入射粒子の角度分布 . . . 70
5.7 制動輻射による e^+の分布 . . . 70
5.8 制動輻射による e^-の分布 . . . 71
5.9 バックグラウンドの原因となる粒子の運動量分布 . . . 72

5.10 バックグラウンド事象の発生点の z 方向の分布。SVD トリガーでは $|z| \leq 0.9(cm)$ に絞れる。 75
5.11 バックグラウンド事象の P_t 分布。上図は電子、陽電子のもので、下図は発生したハドロンのもの。 76
5.12 $z = -20(cm)$ 付近の物質の配置。 78
5.13 CDC トリガー検出事象における、CDC に入射してきたトラックの P_t 分布。上図が電子及び陽電子、下図が発生したハドロンの分布である。 79
5.14 CDC トリガー検出事象を SVD トリガーで除去した事象の反応例。実線は荷電粒子を、点線は γ 線を表す。 80
5.15 CDC トリガー検出事象を SVD トリガーでも除去できなかった事象の反応例実線は荷電粒子を、点線は γ 線を、1 点鎖線は ν を表す。 81
5.16 SVD トリガーによるトラック数の分布。図の破線は $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$ モードにおけるトラック数の分布。CDC$r\phi$トリガーでトリガーがかかった事象が母集団である。 82
5.17 トラックの検出位置の分布。 83
5.18 SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性。縦軸はログスケールで示してある。 85
5.19 SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性 2。黒丸がトリガー論理 1 によるものであり、星印がトリガー論理 2 によるものである。縦軸はログスケールで示してある。 . 87
5.20 CDC との領域一致論理の概念図 89
5.21 SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性。CDC$r\phi$トリガーとの領域の一致を要求したもの。黒丸は CDC トリガーなしのトリガー論理 1 による値を、CDC との領域一致条件を課し、トリガー論理 1 を使用したものを四角印で、トリガー論理 2 を使用したものを星印で表してある。縦軸はログスケールで示してある。 90

A.1 チャージアンプのベースラインの変化の様子。 95

表 目 次

2.1 それぞれのシグナルの断面積及びレート。但し、(a) は$\frac{1}{100}$にプリスケールしたもの。(b) は $P_t \geq 0.3(GeV/c)$ を要求したもの。 23

2.2 ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3の測定に必要なモードの例 24

4.1 CDC,SVD トリガー効率 ($J/\psi K_s$モード) 50

4.2 CDC,SVD トリガー効率 ($\pi^+\pi^-$モード) 53

4.3 CDC,SVD トリガー効率 ($\pi^0\pi^0$モード) 55

4.4 CDC,SVD トリガーの効率 ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$モード) 58

4.5 CDC,SVD トリガー効率の結果 62

5.1 ビーム 構造のまとめ 64

5.2 バックグラウンド レート。ただし、$\mathrm{barn} = 10^{-24}cm^2$ 73

5.3 バックグラウンド の評価の結果 (2624000 イベント) 77

5.4 2 つのトリガー論理による、電子陽電子衝突事象のトリガー効率 . . . 88

5.5 2 つのトリガー論理による、電子陽電子衝突事象のトリガー効率。ただし CDC$r\phi$トリガーとの領域の一致を要求したもの。 88

5.6 2 つのトリガー論理によるエレクトリックノイズの上限値。SVD トリガーのみと CDC トリガーとの領域の一致を要求した論理の 2 つについてその値を示す。 89

6.1 CDC,SVD トリガー効率の結果 91

6.2 バックグラウンド の評価の結果 (2624000 イベント) 91

第1章　序論

1.1　KEK-B Factory 計画について

日本の高エネルギー物理実験の分野における次期実験計画として、筑波高エネルギー物理学研究所の B-Factory 実験 (KEK B-Factory) がある。この実験は 8GeV の e^- と 3.5GeV の e^+を非対称エネルギーで衝突させ、多量の中性 B 中間子を発生し、その性質を精密に測定しようとするもので、中でもその CP 非保存の検証を最大の目的としている。これ等の CP 非保存の検証は、中性 B 中間子と反中性 B 中間子が同一の CP 固有状態へ崩壊する際の非対称性として観測することができる。

図 1.1 にその KEK-B 加速器の様子を示す。これは、旧トリスタン加速器を改造したもので、半径 1km、円周約 3km の加速器である。前回のトリスタンとはことなり、非対称のエネルギーを用いるので、e^-と e^+は異なったリングの中を回ることになる。この実験では世界最高の輝度 = $10^{34}/cm^2/sec$ を予定している。

1.2　CP 非保存と小林-益川行列

1964 年に V.L.Fitch, J.W.Cronin らが中性 K 中間子の崩壊の中に CP が保存しない事象を発見した [1]。 CP 非保存とは崩壊前の状態と崩壊後の状態の CP の固有状態の偶奇性が異なることを指す。この CP 非保存は CP の固有状態が奇である K_Lのうち約 0.3%が$\pi^+\pi^-$の 2 つに壊れると言う形で発見された。$\pi^+\pi^-$系は CP の固有状態が偶なので、反応の前後で CP が保存しないことを、この発見は示している。これらの実験事実は非常に強い衝撃を物理学者達に与えた。それ以来数多くの実験がおこなわれ、$\pi^0\pi^0$への崩壊 [2] [3] 等でも CP 非保存が観測された。しかし現在でも中性 K 中間子系以外での CP 非保存現象は観測されていない。

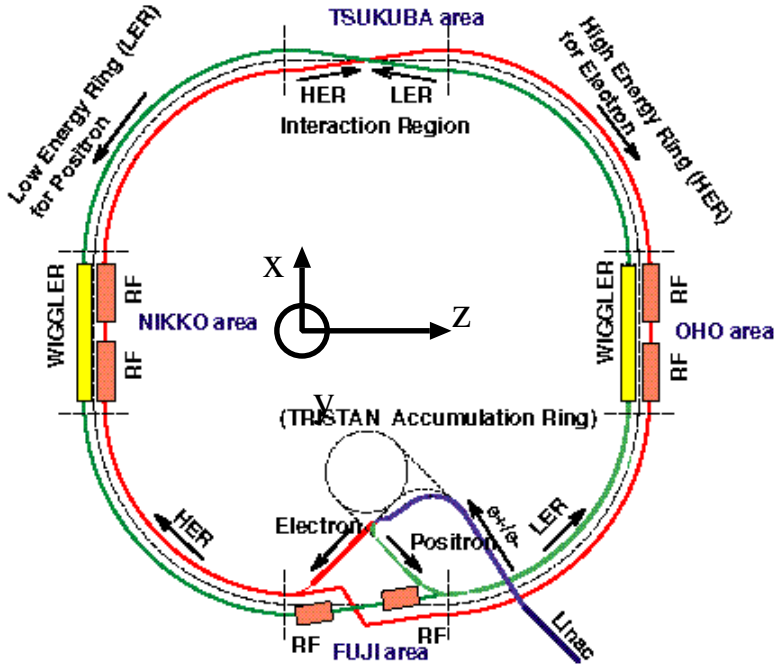

図 1.1: KEK-B 加速器の様子。

現在、CP の破れを説明する理論としてもっとも有力視されているのが「小林-益川理論」である。1973 年，小林 誠と益川 敏英は「クォークは少なくとも 3 世代必要である」と発表した [4]。これはクォークを 3 世代，つまり 6 個導入すると，クォーク間の混合の度合いを表す 3×3 の行列（小林-益川行列）の要素をすべて実数にすることはできず、少なくとも一つの虚数位相を導入する必要があるというものであった。この虚数位相が CP 非保存の原因である、という理論である。

小林-益川行列を具体的に，$\lambda = \sin\theta_c$（θ_c：カビボ角~ 0.22）を用いてλ^3 まで展開した形で書くと（Wolfenstein 表示）

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

となる。この行列はユニタリーでなくてはならないから

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

という関係が成り立たなければならない。これを複素平面で表すと、図 1.2 のように表される。この三角形の 3 辺と 3 つの角を精密に測定することが、すなわち小林-

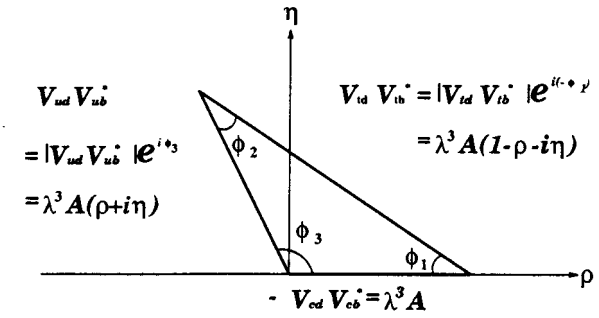

図 1.2: 小林–益川行列のユニタリー三角形

益川理論の検証になる。そのために、小林-益川行列の行列要素を精密に求めることが重要になる。しかし K 中間子系ではこれらの要素は、K 中間子の質量が小さいこ

となどにより、非常に測定することが難しかった。しかしB中間子系では、b クォークを含むためにこの行列要素をあらわに測定することができる。B 中間子系での小林-益川行列の要素の精密測定を行い、また CP 非保存の有無を測定するということは、小林-益川理論の検証さらには標準理論の検証という重要な意味をもつ。

1.3 CP 非保存の検証と中性 B 中間子崩壊点の精密測定

ここで、CP の非保存を測定するために、$\mathrm{B}^0 \to \mathrm{J}/\psi\mathrm{K_s}$と、$\overline{\mathrm{B}^0} \to J/\psi\mathrm{K_s}$の崩壊の時間依存を比較することにしてみよう。このとき CP 非対称パラメータ $\mathrm{A_{CP}}$は崩壊時刻の差Δt の関数として、

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

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

で、表される。ここで、ϕ_1は図 1.2 で定義される位相、Δm は中性 B 中間子の質量固有状態 B_1と B_2の質量差$\Delta m = M_{B_1} - M_{B_2}$である。次に、このようにして表される非対称パラメータを時間の関数として測定する方法に付いて以下に述べる。中性 B 中間子を大量に生成するため、KEK B-factory の電子-陽電子加速器の重心エネルギーは、$\Upsilon(4S)$ と呼ばれる粒子の質量、10.58GeV に合わされる。これは、b-$\overline{\mathrm{b}}$クォークが結合した中間子状態で、ほぼ 50%の分岐比で $\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}^0}$中間子対に、残りの 50% はほぼ全て $B^+ - B^-$中間子対に崩壊する。こうして生成されたもののうち $\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}^0}$ 中間子対において、まず一方が準レプトン崩壊により、D 中間子とレプトンに崩壊したとする。このときのレプトン (ここでは電子またはμ粒子をさす) の電荷は、親が B^0中間子ならば正、$\overline{\mathrm{B}^0}$中間子ならば負となるので、崩壊した粒子及びもう一方の粒子が、B^0であるか$\overline{\mathrm{B}^0}$であるかかがわかる。他方の B 中間子が、CP の固有状態である $J/\psi\mathrm{K_s}$へ崩壊し、J/ψがレプトン対に、$\mathrm{K_s}$が$\pi^+\pi^-$へ崩壊する事象は簡単に観測することができる。この一連の崩壊事象を図示すると、図 1.3 の様にかける。ここで測定するべきは、$\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}^0}$中間子対の、一方の粒子の準レプトン崩壊から、もう一方の粒子の $J/\psi\mathrm{K_s}$崩壊までの時間差Δt である。この時間差をそれぞれの粒子がと

んだ距離の差として測定するのであり、その距離の差をだすためにはそれぞれの崩壊点を精密に測定してやればよい。これにより、先の CP 非保存パラメーター A_{CP} が測定できるのであるが、そのためにどの程度の位置分解能が必要であるのか以下で考察する。

前述のように、$\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}^0}$中間子対は$\Upsilon(4S)$ の崩壊によって作られる。この$\Upsilon(4S)$ の質量は $10.58\mathrm{GeV}$、それぞれの $\mathrm{B}^0, \overline{\mathrm{B}^0}$中間子の質量は $5.28\mathrm{GeV}$ であるため、$\Upsilon(4S)$ の静止系に対して、$\mathrm{B}^0, \overline{\mathrm{B}^0}$中間子は $346\mathrm{MeV/c}$ の運動量しか持てない。$\mathrm{B}^0, \overline{\mathrm{B}^0}$中間子の寿命は約 1.6×10^{-12} 秒であるので、平均崩壊長 $30\mu m$ となり、現在の検出器の技術で崩壊点を測定することは難しい。

そこで、衝突させる電子と陽電子のエネルギーを非対称にすることにより、$\Upsilon(4S)$ の系をブーストし、$\mathrm{B}^0, \overline{\mathrm{B}^0}$中間子の平均崩壊長を延ばそうという方法がとられる。KEK B-factory ではビームエネルギーを電子は $8\mathrm{GeV}$、陽電子は $3.5\mathrm{GeV}$ にする。このとき、生成される$\Upsilon(4S)$ は電子ビームの方向に $4.5\mathrm{GeV/c}$ の運動量をもつ。こうした非対称衝突を使うことで $\mathrm{B}^0, \overline{\mathrm{B}^0}$中間子の平均崩壊長は $190\mu m$ と測定可能な値となり、前述の CP 非保存パラメータ A_{CP}を時間の関数として正確に評価することができる。

1.4 BELLE 検出器におけるシリコンバーテックス検出器 (SVD)

B-factory 計画において、BELLE 検出器の崩壊点検出器には、1.3 で述べた測定を行なうために、崩壊長を $100\mu\mathrm{m}$ 程度の精度で測定できる性能が求められる。通常位置分解能のよい検出器として用いられるのは、ドリフトチェンバー等のガスワイヤーチェンバーであるが、これらはせいぜい $100\mu\mathrm{m}$ 程度の位置分解能しか持たず、しかもビーム方向への位置測定には向いていないため必要な位置分解能を得るのは困難である。よって、もっと位置分解能の良い崩壊点検出器が必要となる。この候補としては、シンチレーションファイバー検出器、ガスマイクロストリップ検出器等もあるが、BELLE 検出器には、シリコンバーテックス検出器 (以下 SVD と略す) を組み込むことが考えられている。 SVD を使った BELLE 検出器システムでのモン

テカルロシミュレーションによると $\mathrm{B}^0 \to \mathrm{J}/\psi\mathrm{K_s}$の崩壊様式において、$83 \pm 3\mu m$ の Δz 分解能が得られることがわかっている (図 1.4)(文献 [5])。したがって、シリコンバーテックス検出器は、BELLE 検出器におけるヴァーテックス検出器として適当であるといえる。 図 1.5 に BELLE 検出器の全体像を、図 1.7,1.6,1.8 に SVD の構成及び配置図を示す。

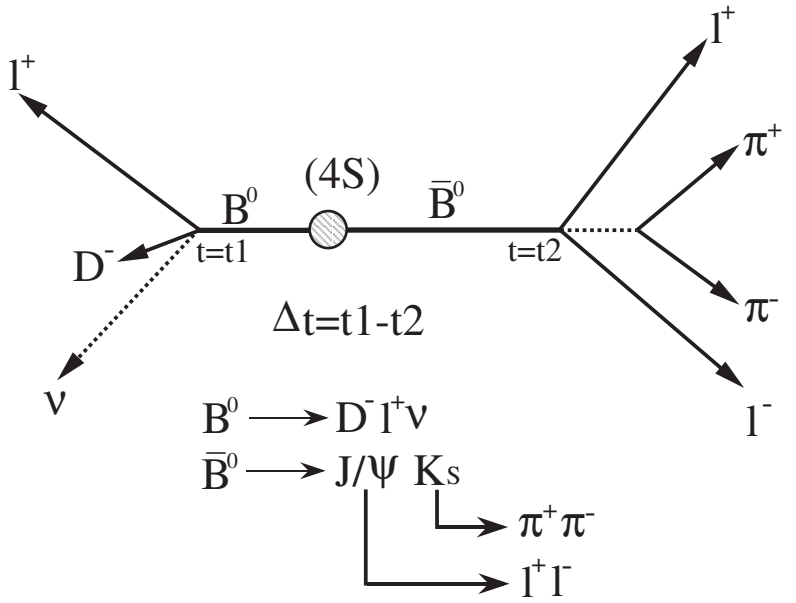

図 1.3: B 中間子の崩壊例

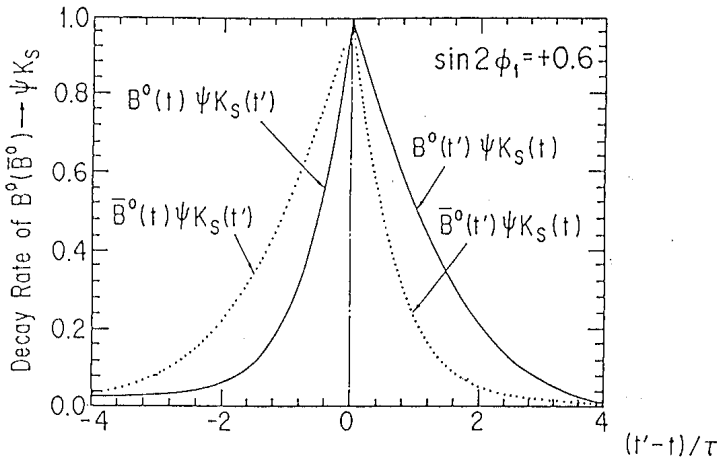

図 1.4: $B^0 \to J/\psi K_s$の場合のΔz 分解能の概念図

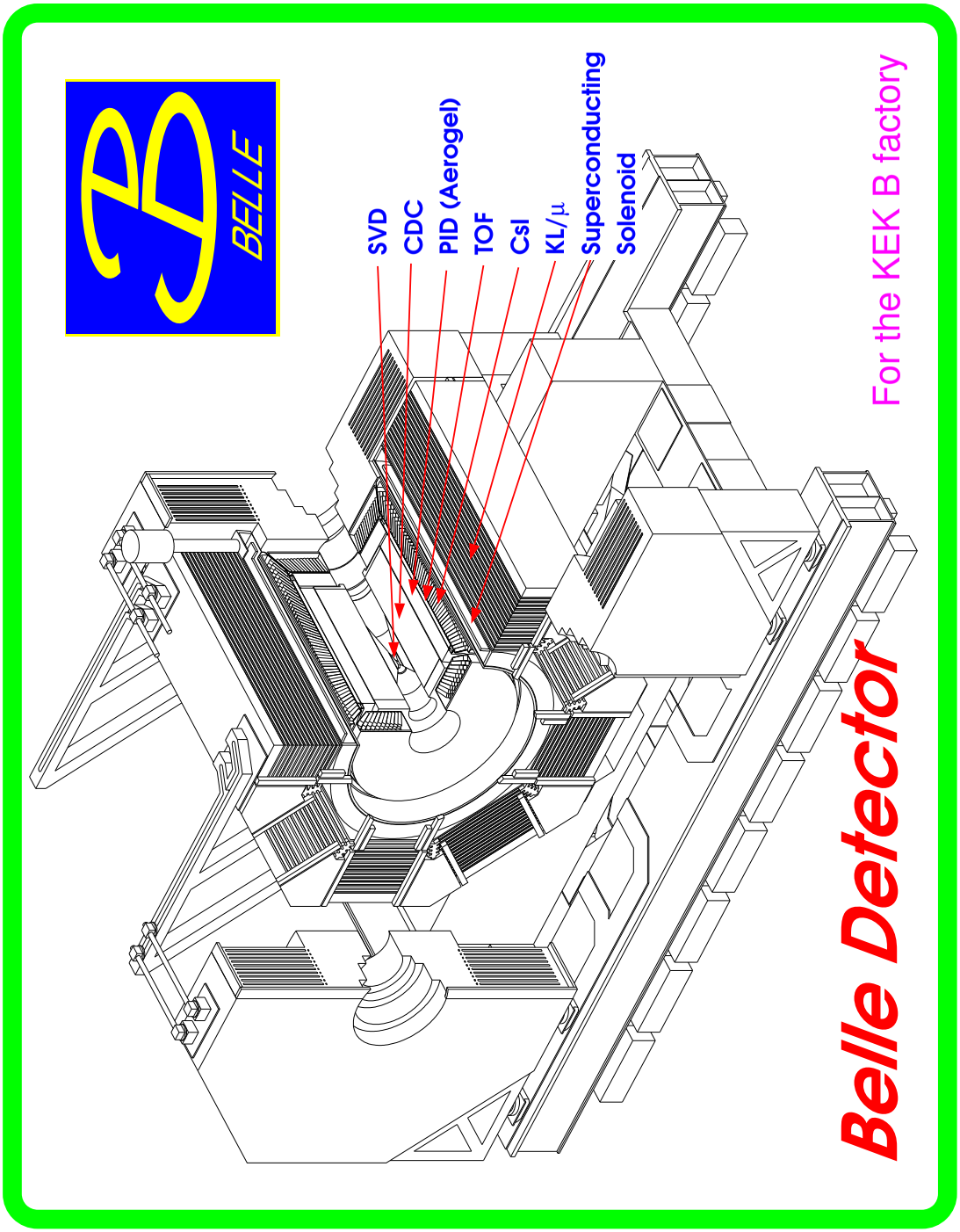

図 1.5: BELLE 検出器

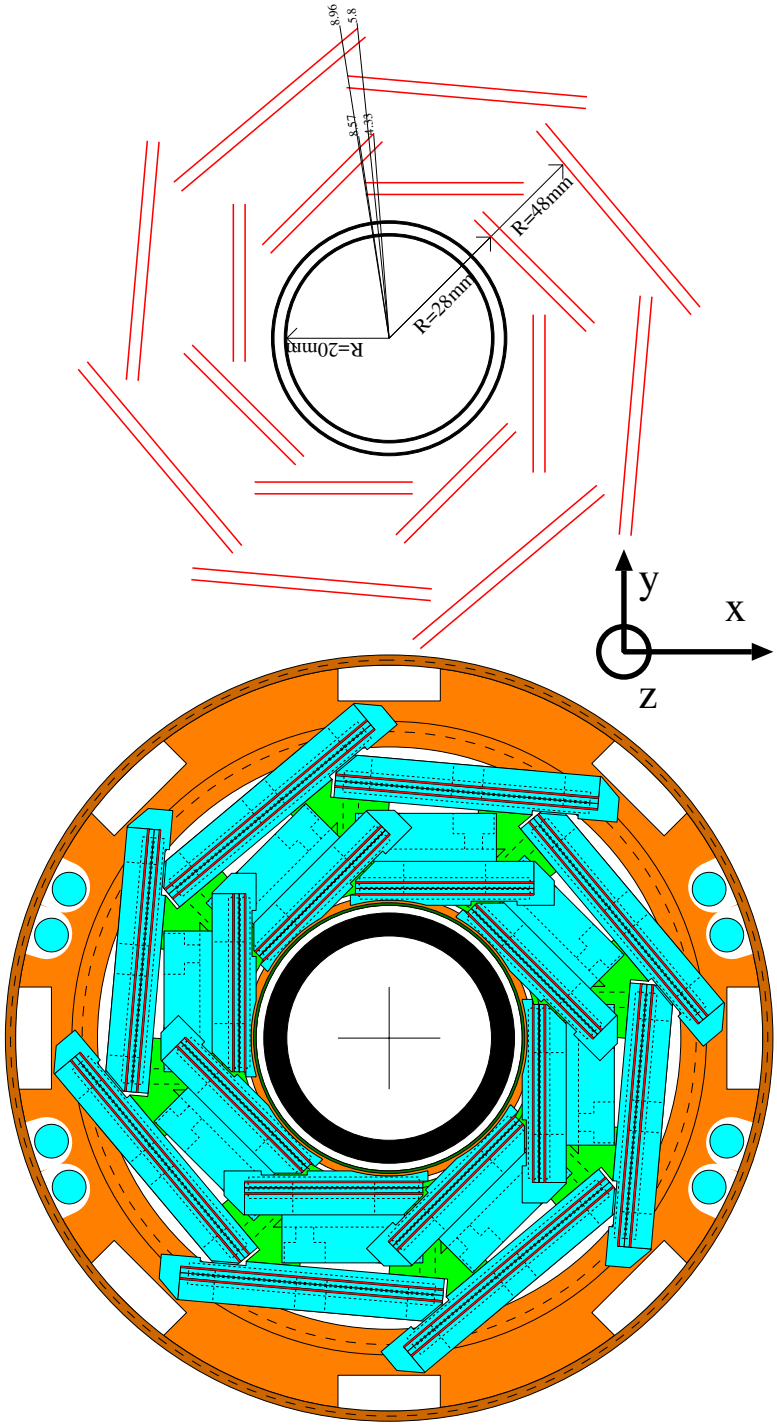

図 1.6: SVD の断面図。ビーム軸に垂直な平面で切断した図。下側の図は、SVD とベリリウムビームパイプのみの図。

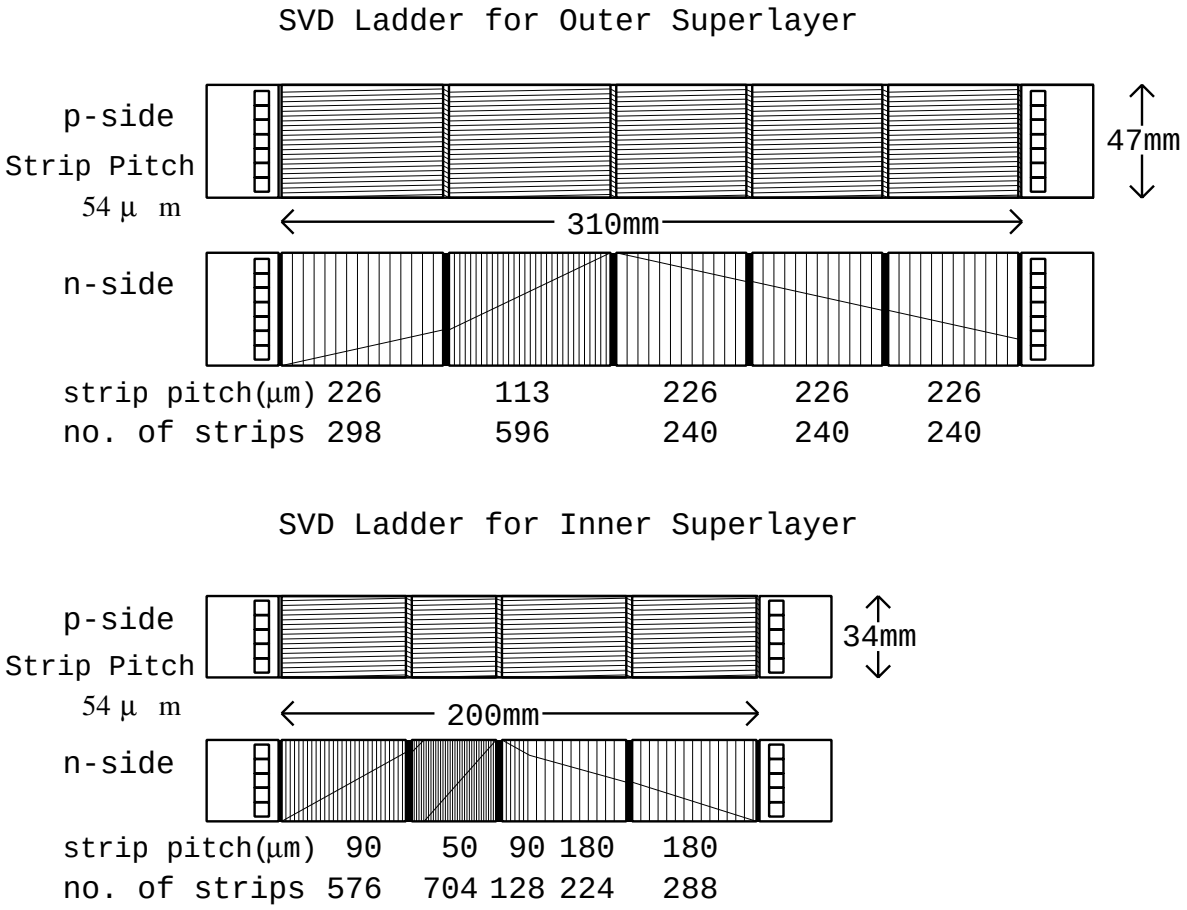

図 1.7: SVD の内層及び外層の形状

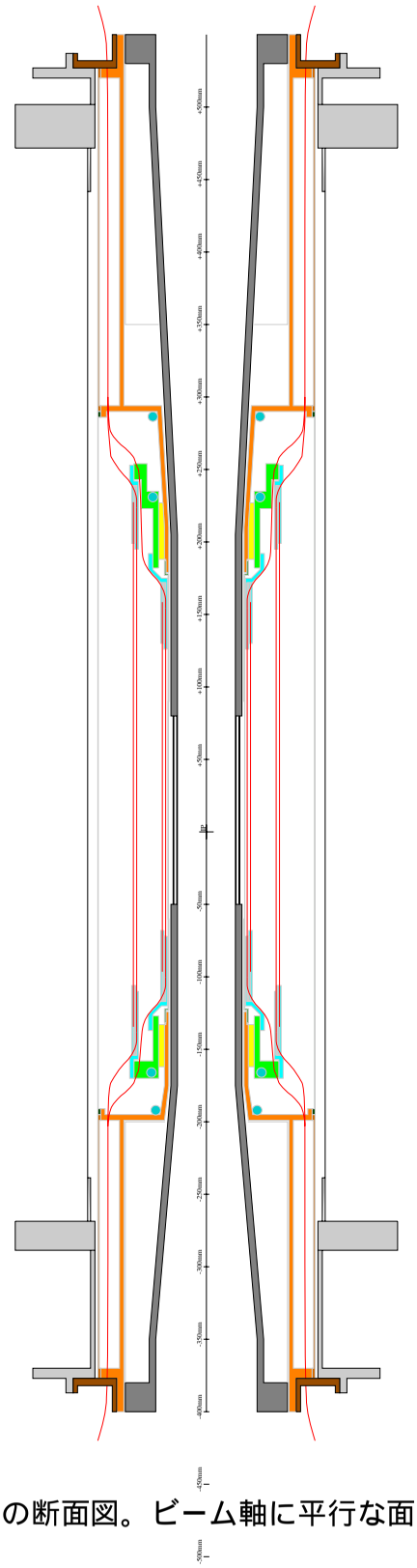

図 1.8: SVD の断面図。ビーム軸に平行な面での断面図。

1.5 SVD の構造

ここでは、SVD の構造に付いて述べる。図 1.7 にあるように、SVD は一辺が 3 ~ 6 cm 程度の長方形の両面型シリコンストリップ検出器 (以後これを DSSD と呼ぶ) を 4 、 5 枚連結した構造をしている。厚みはできるだけ多重散乱の影響を少なくするために 300μm としてある。SVD の測定可能範囲は衝突点からのビーム軸方向となす角 θについては

$$17^o \leq \theta \leq 150^o$$

、ビーム軸と直交する平面上では

$$0^o \leq \phi \leq 360^o$$

であり、立体角にして 92%の範囲を覆っている (文献 [6])。
これらの SVD は 2 層ずつの super layer 構造をなしたものが内側に 1 組、外側に 1 組の計 4 層の SVD が配置され、さらにビーム軸と直交する平面上 8 個所にビーム軸を囲むように配置されている (図 1.6,1.8)。これをオクタント構造といい、それぞれの 4 層構造をなしているものを、 1 オクタントと称する。

このように、SVD は BELLE 測定器 の最もビーム軸に近いところにおかれ、合計 95456 チャンネルの読み出しにより、粒子の通過位置を数 10μm の分解能で測定し、このデータから粒子の崩壊位置を 100μm 以下の精度で測定する。

1.6 トリガー

先に述べたように、SVD は位置分解能が数 10μm と非常によく、粒子の崩壊点 を識別する能力を持つ。これは解析段階において大いに役に立つが、これをさらに トリガー に用いようという案がある。 KEK-B 加速器は輝度 $10^{34}/cm^2/sec$ を目標としておりビーム電流も数アンペアと非常に大きくなる。これは十分な電子陽電子衝突事象頻度を保証するが、同時にビームに起因するバックグラウンド もかなり大きくなることを意味する。

図 1.9 にあるように、主要なバックグラウンド としては

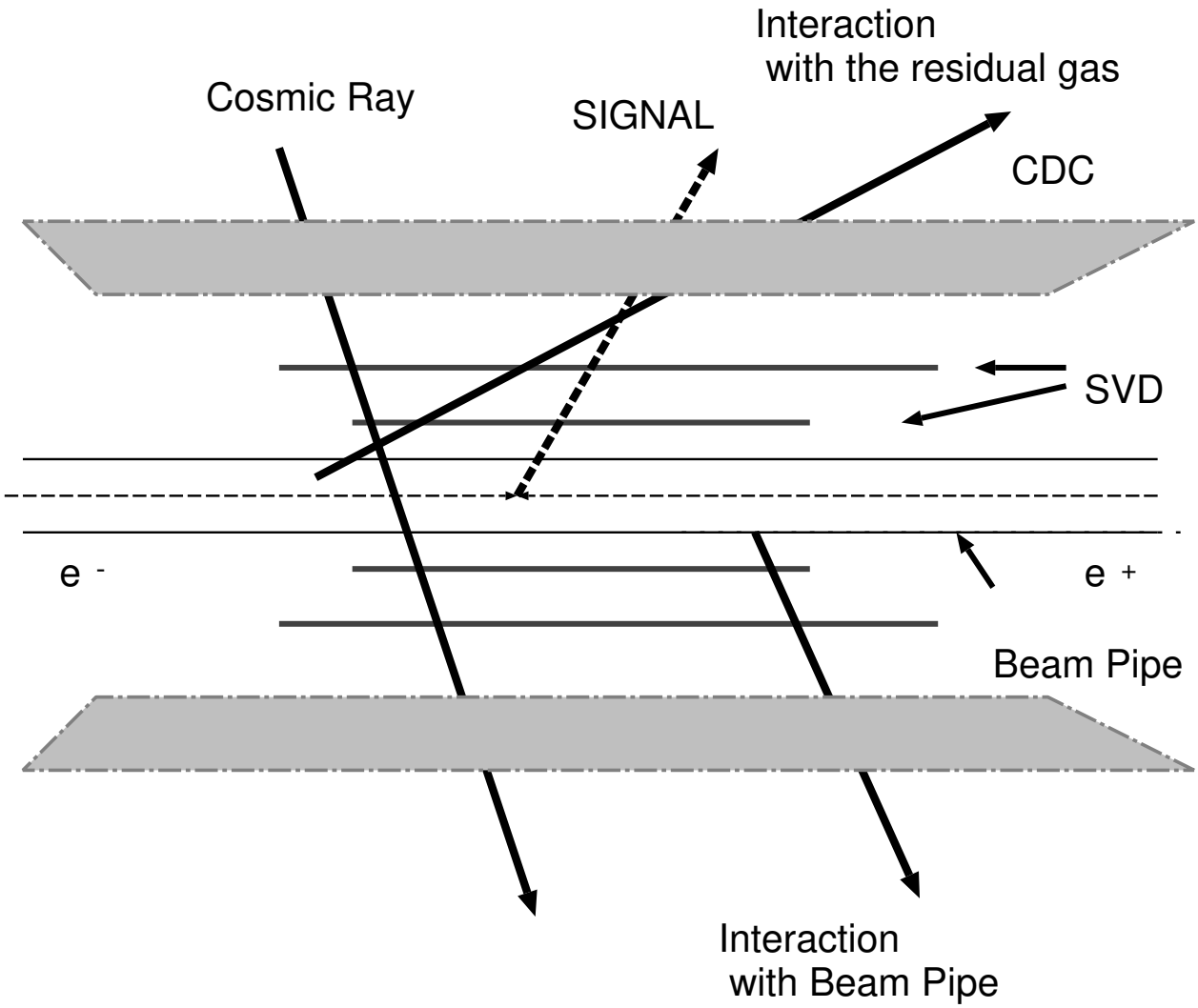

図 1.9: バックグラウンドの反応例

1. 測定器を通過する宇宙線
2. ビームパイプ内の残留ガスとの反応
3. 制動輻射などにより軌跡がずれたビームとビームパイプなどの物質との反応

がある。これらのバックグラウンドに共通しているのは、その反応位置がランダムで、衝突点付近からくる電子陽電子衝突事象と明確に区別しうる、ということである。よって優れた位置分解能を持つSVDはバックグラウンドの除去に有効であると思われる。 BELLE の トリガーシステム に付いては次章で詳しく述べるが、主要なトリガー要素としてセントラルドリフトチェンバー (以下 CDC と称す) による トラックトリガーがある。CDC は SVD のすぐ外側に位置する測定器で主に粒子の運動量を測定するためのものである。この CDC のトリガー を通過した事象に対し、より厳しい論理演算を SVD によって課すことにし、ビームに起因するバックグラウンド等をトリガー の段階で出来るだけ落とすのが目的である。

1.7 本論文のねらい

SVD をトリガー に組み込むような実験は過去行なわれた事がなく、それらの性能や実現性に付いても詳細なデータはない。よって今回シミュレーション によってこの BELLE-SVD によるトリガー の 評価 をおこない、電子陽電子衝突事象のトリガー 効率 や バックグラウンドの除去率を見積もり、SVD トリガー の実現性を考察した。

具体的には第 2 章では SVD のトリガーの論理演算について述べ、第 3 章では SVD トリガーが一本のトラックを識別する効率を調べた結果について、さらに第 4 章では電子陽電子衝突による事象のトリガー効率及び使用不可能なストリップの影響について、第 5 章ではバックグラウンドの除去及びエレクトリックノイズについて述べる。そして最後に第 6 章でまとめとして今回の研究の結果及び今後の課題について示す。

第2章　SVD トリガー

この章では KEK-B Factory 実験のトリガーシステム について、さらに SVD トリガー の詳細な説明を行なう。

2.1　BELLE トリガーシステムの概要

BELLE トリガーの主要な目的は、電子陽電子衝突事象 (シグナル) と、それ以外のバックグラウンド事象とを明確に区別することであり、それぞれの目標としてシグナル事象 100Hz、バックグラウンド事象 100Hz のトリガー頻度を目標にしている。その BELLE トリガーには主要な要素として、以下の 2 つのトリガーがある。

1. トラックトリガー
   これは、トラックの本数とその配置によって、事象を判別するもの。
2. カロリメータートリガー
   これは、全カロリメーターに落ちたエネルギーの総量及びクラスターのパターンを利用して、事象を判別するもの。

SVD および CDC のトリガーは 1. のトラックトリガーに属する。これら以外にもトリガーシンチレーターによるトリガー等も存在するが、それら全ては、図 2.1 にあるように Global Decision Logic (GDL) と呼ばれる回路に送られる [7]。ここで最終的な事象の判別が行なわれ、電子陽電子衝突事象と判断された場合には、GDL よりデータ取得の命令が出力される。また電子陽電子衝突が起こってから、この GDL の出力がでるまでの時間は 2.2 μsec と決められている。

さて、上記の電子陽電子衝突事象については、序論で述べた CP 非保存の検証の為の $B^0\overline{B^0}$の事象や B^+B^-の事象以外に、以下のようなものが存在する [7]。

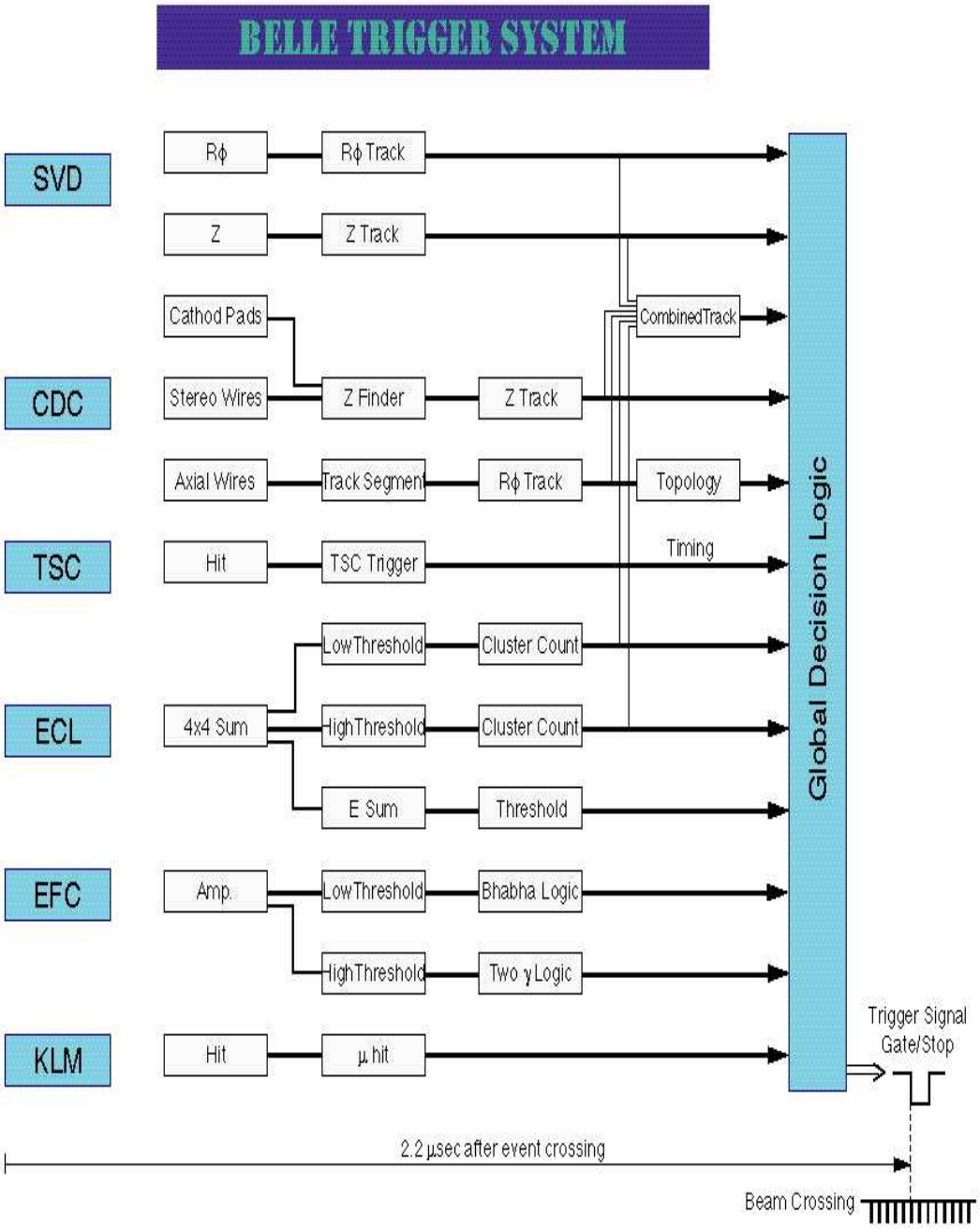

図 2.1: BELLE トリガーシステム 全体図。図中の TSC はトリガーシンチレーションカウンター、ECL はカロリメーター、EFC は超前方カロリメーター、KLM はK_L及びμ粒子測定器を表す。

1. continuum からのハドロンの生成。
2. $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$、$\tau^+\tau^-$
3. $e^+e^- \to e^+e^-(Bhabha$ 散乱$)$
4. $e^+e^- \to \gamma\gamma$
5. 2γ過程

ここで continuum とは$\Upsilon(4S)$ 共鳴を起さないハドロン事象のことであり、素過程は $e^+e^- \to q\overline{q}$(q は u,c,s,d, のどれか) と表される。これらの中には解析の際にバックグラウンドとなる事象もあるが、上記の全てに対して 100%近いトリガー検出効率を得る事が BELLE トリガーシステムに要求される。これらの事象の生成断面積と、輝度 $10^{34}/cm^2/sec$ におけるトリガー頻度を以下に示す (表 2.1)。さらに、B-factory

物理的過程	生成断面積 (nbarn)	レート (Hz)
$\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B^0}/B^+B^-$	1.2	12
continuum からのハドロンの生成	2.8	28
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$、$\tau^+\tau^-$	1.6	16
$e^+e^- \to e^+e^-(Bhabha$ 散乱$)$	44	$4.4^{(a)}$
$e^+e^- \to \gamma\gamma$	2.4	$0.24^{(a)}$
2γ過程	~1.5	$\sim 35^{(b)}$
合計	~67	~96

表 2.1: それぞれのシグナルの断面積及びレート。但し、(a) は$\frac{1}{100}$にプリスケールしたもの。(b) は $P_t \geq 0.3(GeV/c)$ を要求したもの。

の最も重要な目的である小林益川行列における CP を破る位相ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3の測定に必要なモードの例を以下の表 2.2 に挙げる。

最後に BELLE トリガーシステムへの要請をまとめると以下のようになる。

1. 電子陽電子衝突事象に対して十分高いトリガー効率を保つ。

測定するもの	必要なモードの例
ϕ_1	$B^0(\overline{B^0}) \to J/\psi K_s$
ϕ_2	$B^0(\overline{B^0}) \to \pi^+\pi^-$
ϕ_3	$B^0(\overline{B^0}) \to D^0 K_s$

表 2.2: ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3の測定に必要なモードの例

2. それぞれの電子陽電子衝突事象に対して、独立した幾つかのトリガーを作り、それらの論理和として事象を選びだす。
3. データー取得が可能なレベル (計 500Hz) までバックグラウンドレートを下げる (目標は 100Hz)。
4. 実際のバックグラウンド事象レートに対応して、トリガー論理の変更を柔軟に行なう。
5. 上記の事を、衝突後 $2.2\mu sec$ の間に行なう (したがってハードウェアトリガーシステムとなる)。

2.2 SVD トリガー の 判別方法

2.2.1 イントロダクション

SVD の読み出しは 4 層が 8 オクタント分で合計 95456 チャンネルになる。これらを 1 本 1 本判別していくのは、膨大なエレクトロニクスが必要になり、トリガー 段階では困難である。そこで、基本的に隣り合う 32 本のストリップの論理和をとることにより、最小のトリガービットとして考える。これをトリガーセグメントと呼ぶ。このようにして得た、トリガーセグメントは合計で 2992 ビット/イベントになる。これらのビットから SVD のトリガー論理を作る。以下にその方法を述べる。
トリガーの論理演算は、まず各々のオクタント内でトラック数を計測し、次にそれぞれのオクタントごとに行ないそれらを結合して SVD トリガー全体の演算結果とする。

2.2.2 トラックの判別方法

まず言葉の定義としてビーム軸に沿った方向と直交して張ってあるストリップ (以下、Z ストリップ) の情報を使用して行なうトリガーを Z トリガー、ビーム軸と平行に張ってあるストリップ (以下、$r\phi$ストリップ) を使用するものを $r\phi$トリガーと呼ぶ。 Z トリガーに付いては図 2.2 にあるように、ビームの衝突する領域 (Interaction Region) はある分布をもって広がっている。この領域の幅 (Interaction Width) は加速器の性能で決まる。KEKB のデザインではビームの長さは 0.4cm なので本研究ではこの幅を$\pm 0.9cm$ としている。この幅の左右の端から最外層の 4 層目のトリガーセグメントにそれぞれ直線を引き、内側の 3 層のうち、その直線に囲まれる数個のトリガーセグメントをそれぞれの層の候補とする。すなわち、この数個のトリガーセグメントのうちどれか一つにでもヒットがあればその層は粒子が通過したとする。例えば図 2.2 では、4 層目 = D 3 のセグメントについて、
1 層目：$A2 \cup A3 \cup A4$
2 層目：$B3 \cup B4$
3 層目：$C2 \cup C3$

となる。これらの 4 層のヒット情報からトラックと断定するロジックは後に述べる 3 通りの方法を用いた。これを 4 層目のトリガーセグメントすべて (51 個) についてスキャンし、そのオクタントのトラック数を計測する。

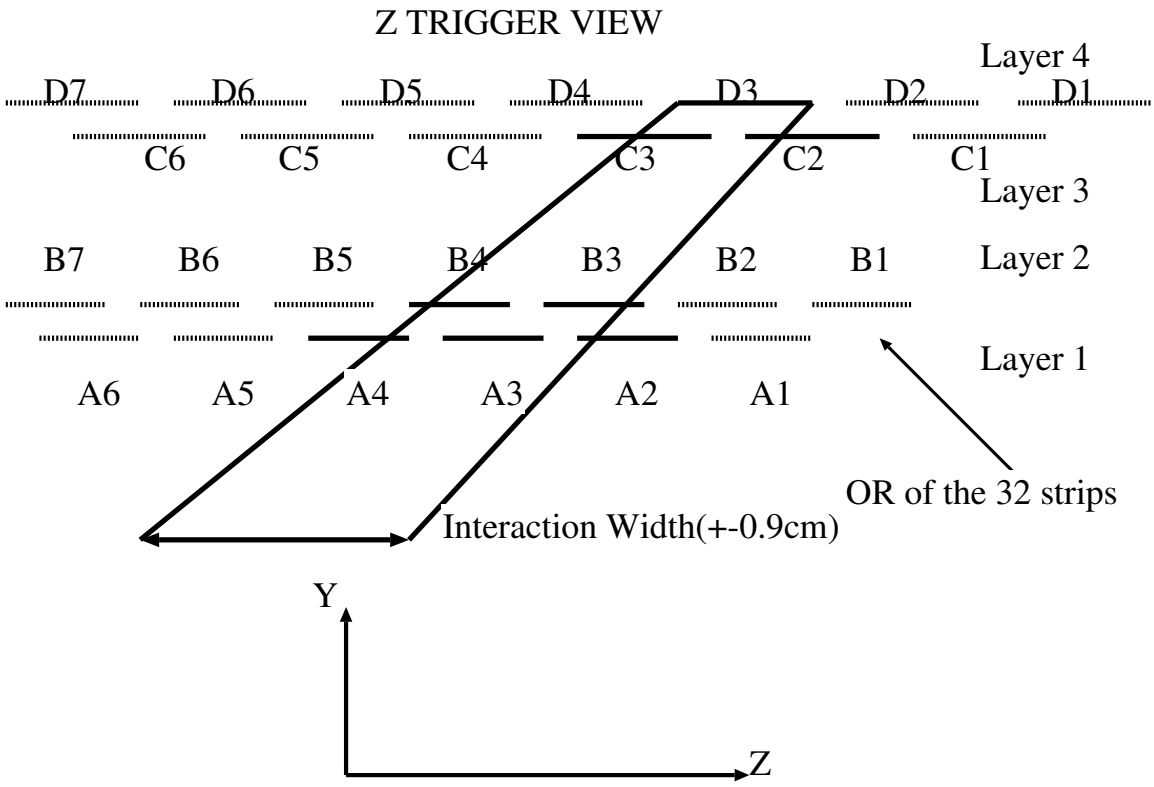

図 2.2: Z トリガーのトラックの判別方法。点線はそれぞれのトリガーセグメントを表し、実線のトリガーセグメントの論理和をとりその層に粒子がヒットしたかどうかを判別する。

次に rϕトリガーについては、基本的には Z トリガーと同じであるが、1.5 テスラの磁場が測定器内にかかっているため荷電粒子の軌跡がある曲率を持って曲がっていく。いま曲率半径をρ (cm)、粒子のビームと直交する平面上の運動量を $P_t(\mathrm{GeV})$ とすると、1.5 テスラの磁場内では

$$\rho = 222.22 \times P_t(cm)$$

となる。このために、Interaction Width から最外層にある曲率を持った線を引き (図

2.3) その樽状の領域内でトラックを探す。P_tが小さいほど曲率半径が小さいので、P_tの最小値を固定しないとこの曲線は引けない。今回は CDC からの要求と一致するように P_tの最小値を

$$P_t = 0.2(GeV/c)$$

とし、この値より大きい P_tを持つ粒子を対象としてトラックの判別を行なった。さらに、この Interaction Width の幅は Z トリガーよりも遥かに小さく、本研究ではどのオクタントについても一律$\pm 0.05(cm)$としている。それぞれの層のヒットの判定は Z トリガーと同じく、以下のような論理和を用いて行なう。図 2.3 において、4 層目=D4 のとき、

1 層目：$A3 \cup A4$

2 層目：$B3 \cup B4$

3 層目：C4

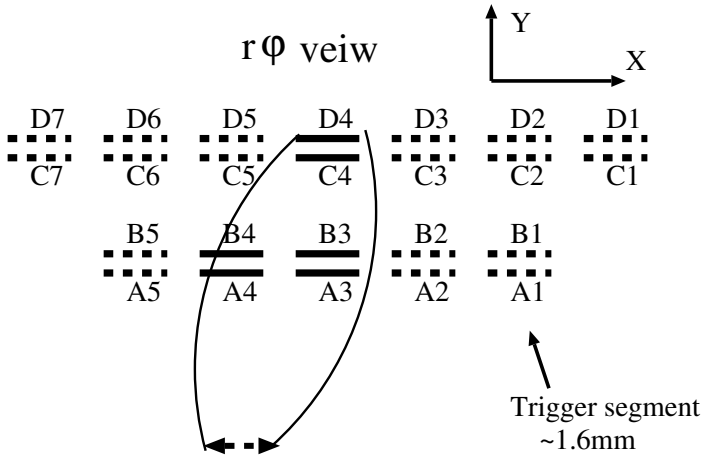

図 2.3: $r\phi$トリガーのトラックの判別方法。

さて、そのトラックの判定方法であるが $Z, r\phi$トリガーともに以下の 3 通りの方法を考えた。

1. 4 層の内、3 層以上のヒットを要求し、その 3 層はどの 3 層でもよい。論理記号

で書くと以下のようになる (但し 1 ~ 4 の数字は各々の層にヒットがあったかどうかを示すビット)。

$(1 \cap 2 \cap 3) \cup (2 \cap 3 \cap 4) \cup (3 \cap 4 \cap 1) \cup (4 \cap 1 \cap 2)$

2. 4 層目にかならずヒットを要求し、残りの 3 層の内、2 層以上のヒットを要求する。

$4 \cap \{(1 \cap 2) \cup (2 \cap 3) \cup (3 \cap 1)\}$

3. 4 層全てに、ヒットがあることを要求する。

$1 \cap 2 \cap 3 \cap 4$

今後これらをトラックロジック 1 、 2 、 3 という言い方をする。

このようにして、Z,$r\phi$トリガーで個別にトラックを求めた結果を使いさらに、次の条件を課す。まず 1 つのオクタント内では読み出しの方向に応じて 2 つの領域 (Forward,Backward side) にわけられる。すなわち、全体で 16 の領域が出来るわけであるが、その個別の領域においてZ、$r\phi$の両方でトラックを判別したときのみ、SVD トリガーとしてトラックとみなす、ということにする。この方法により、より正確なトラックの判別を行なうことができる (図 2.4)。

2.2.3 トリガーの判定方法

次に上に述べたようなやり方で計測したトラック情報を用いて、トリガーの判別を行なうわけであるが、これは現在以下のように決定していて、これは CDC のトリガーの要求と合致している。 まずトラックの本数は 2 本以上とし、さらにビーム軸に垂直な $r\phi$ 平面上のそのトラック同士のなす角度ϕ が

$$\phi \geq 45^o$$

であるように要求している。これは SVD のオクタント 2 つ分の角度に対応し、言い換えれば 2 つ以上はなれたオクタントにトラックが 2 本以上ある、というトリガー論理を用いている。図 2.5 に 2 トラック事象のトリガーについて示す。左図はトリガーがかからず、右図はトリガーがかかった事象例である。 これらの性能および、現段階での最終的なトリガー論理は次章以降で述べる。

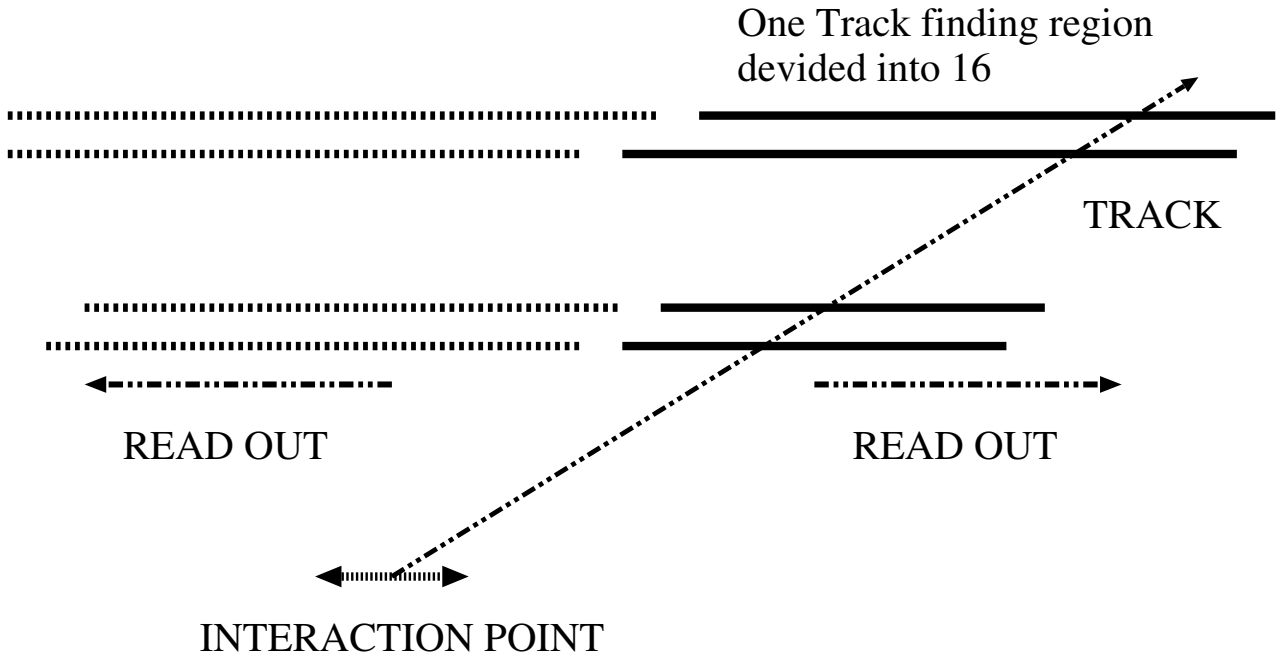

図 2.4: トラックの判別領域。1 オクタントを読み出しに応じて 2 つの領域に分け、全体で 16 の領域ができる。実線が 1 つの領域を表す。

2.3 SVDトリガーシステムのハードウェア構成

2.3.1 2 重金属構造

SVD はそれぞれの方向に張られたストリップに落ちた電荷を読み出し、その情報から粒子の通過位置を知り、さらには粒子の崩壊点を知るというものであるが、両面に張られたストリップはそれぞれ直交しているので、これを同じ方向から読み出す必要がある。BELLE SVD では Z ストリップの読み出しのために 2 重金属構造 (DML:Double Metal Layer) と呼ばれる構造を使用している。DML は図 2.6 にあるように、ストリップからの信号を誘起するための金属線 (これを 1 st-metal という) の上に、一様に薄い絶縁層を作りその上にストリップと直交した読みだし用の金属線 (これを、2nd-metal という) を張る。そして、上下 2 つの金属線を対応させてつないでいく。この構造により、両面のストリップは同じ方向に読み出すことができ

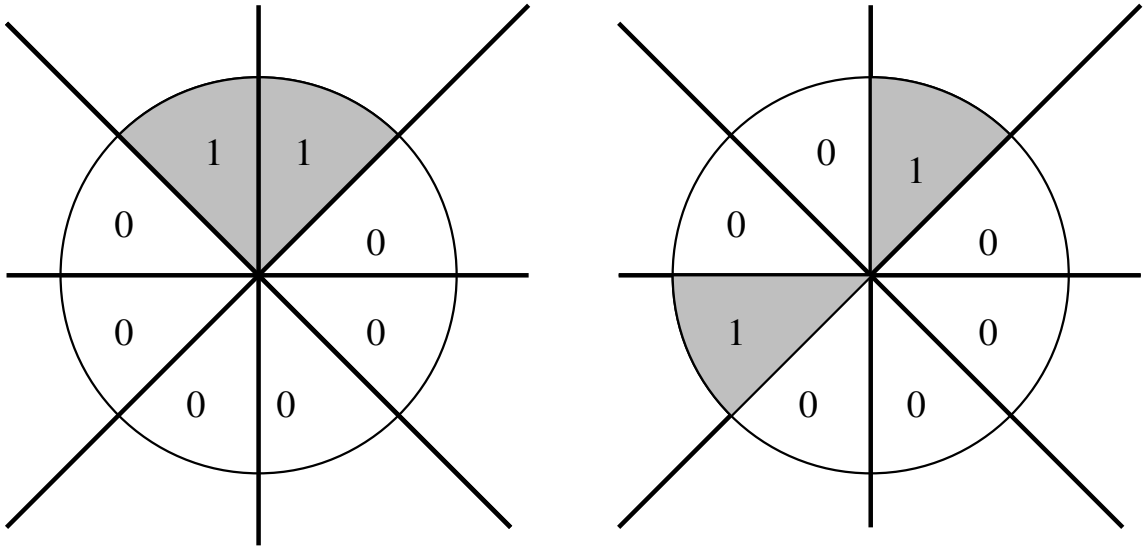

図 2.5: トリガーの判別図。斜線のオクタントにトラックが存在するとき、トリガーをどのように判別するかを示す例。

るようになる。

2.3.2 ギャンギング

2 重金属層構造を用いる場合、リードラインとなる 2nd-metal は技術上の問題から $40\mu m$ 程度以上の間隔でしか張れない。よって、正方形でない検出器の場合、ストリップの数の方が、リードラインよりも多くなってしまうことがある。このとき、1 本のリードラインで複数のストリップを読み出すことになる。これを、ギャンギングという。ギャンギングは 1 つのプリアンプに対して、複数のストリップがつながるので、単独の検出器では複数のギャンギングのどこを粒子が通ったか特定することはできなくなり、トラックの判別ミスにつながる。またアンプからみる検出器の容量は増加することになりノイズが大きくなる。

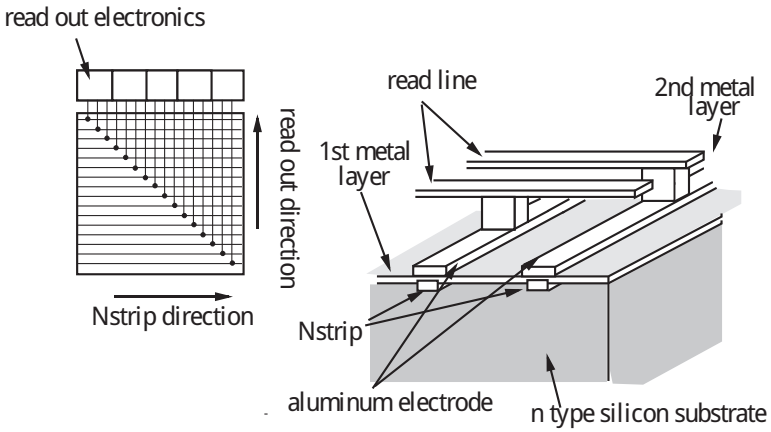

図 2.6: 2 重金属構造

2.3.3 スパースデータースキャン

SVD の読み出しは 95456 チャンネルに及ぶ。これらを全て読み出していれば、とてつもない時間がかかり、デッドタイムが多くなる。よって BELLE-SVD では、ある閾値をこえたアンプだけ読み出すというスパースデータースキャン (Sparse Data Scan) という方法をとっている。これにより高速の読み出しを可能にしている。

2.3.4 SVD トリガーのインプット

2.2.1 で述べたように、SVD のストリップ情報は基本的に 32 本ずつの隣り合うストリップの論理和をとったものを最小のトリガービットとして考えている。実際には 32 で割り切れない本数をしている DSSD もあり全て 32 本単位で構成されているわけではない。図 2.7 にその詳細な定義をのせる。図中の Forward side 及び Backward side はそれぞれの DSSD の読み出し方向を示している。

そのように読み出されたデータの流れは図 2.8 のようにしてトリガーボードに入る。まず、SVD のヒットデータは測定器の左右に付いているチャージアンプによって読み出され増幅される。そしてある閾値を越えたものについて、ビットを立てそれらを 32 本ずつ論理和をとる。これが基本的なトリガーのデータとなるわけであるが、そのトリガーのデータは 500nsec ごとに読み出される。すなわち 2MHz のク

ロックで同期して読み出されている。

次にそのようにして読み出されたデータは Multi-plexer によって、16MHz のシリアルデータに変換され SVD トリガーボードに入っていく。この入力データのタイミングチャートは図 2.9 に示すように、1 本のラインに 5 個のトリガーデータが 16MHz のクロックに同期してトリガーボードに入ってくる。トリガーボードは Z、$r\phi$のそれぞれのオクタント 1 個分のデータに付き、１つ使用することになっている。このトリガーボードの詳細は文献 [8] を参照してもらうとして、ここに要点をまとめておく。トリガーボードは Xilinx 社の製品である FPGA(Field Programable Gate Array) という、書き換え可能な LSI を内部に備えている。これはユーザーが簡単にその回路を書き換えることができる LSI で、本番では XC4000 シリーズおよび XC7000 シリーズが使用される予定である [9]。Z、$r\phi$のそれぞれについて、各オクタントに１つのトリガーボードが対応し、入力はトリガーデータが 64 ビットで出力はトラックの本数が 6 ビット (2bit×3) であらわされる。現在このトリガーボードの試作品を製作中であり、本年度中には出来上がる予定である。

そしてそれぞれのトリガーボード（ １オクタント分) からの出力は図 2.10 にあるように、全て SVD グローバルトリガーボードに入力される。ここで最終的に SVD トリガーの結果を判断するわけである。

ハードウェアーの詳細は [8],[10] に記載されている。

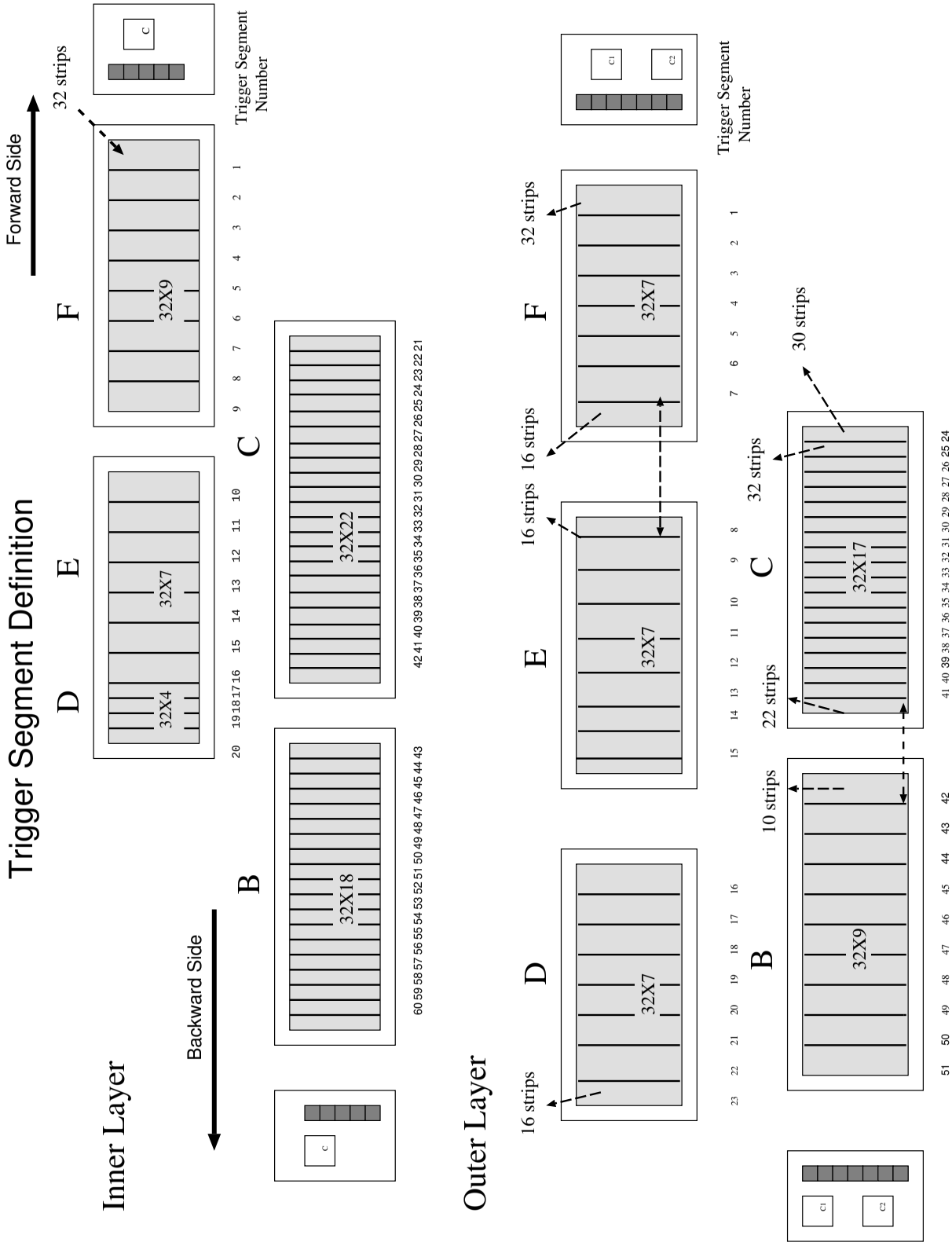

図 2.7: Z トリガーのトリガーセグメント

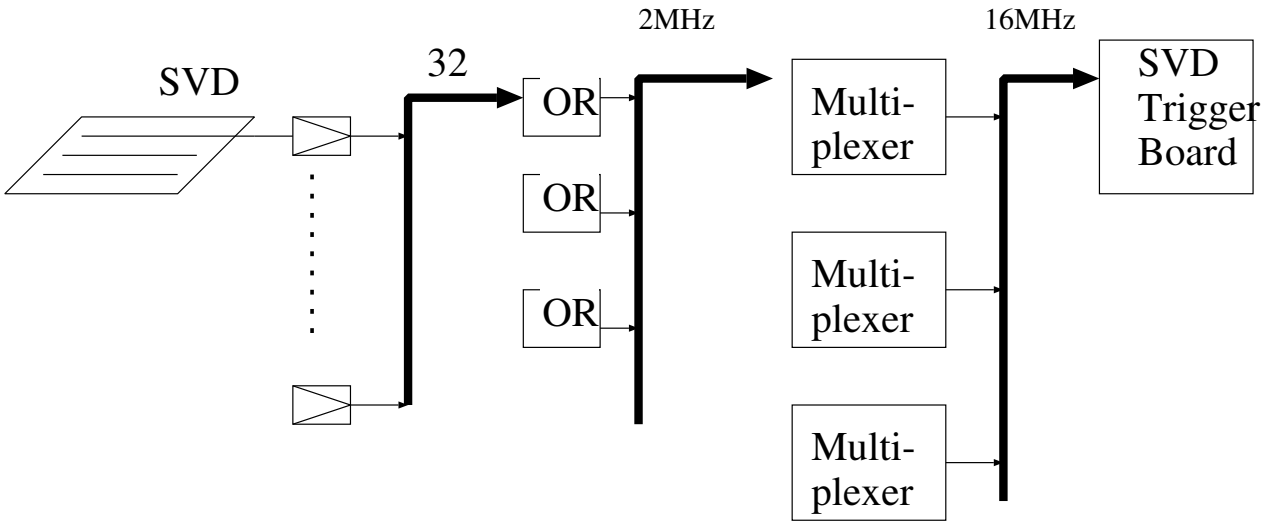

図 2.8: SVD トリガーの読み出しの流れ

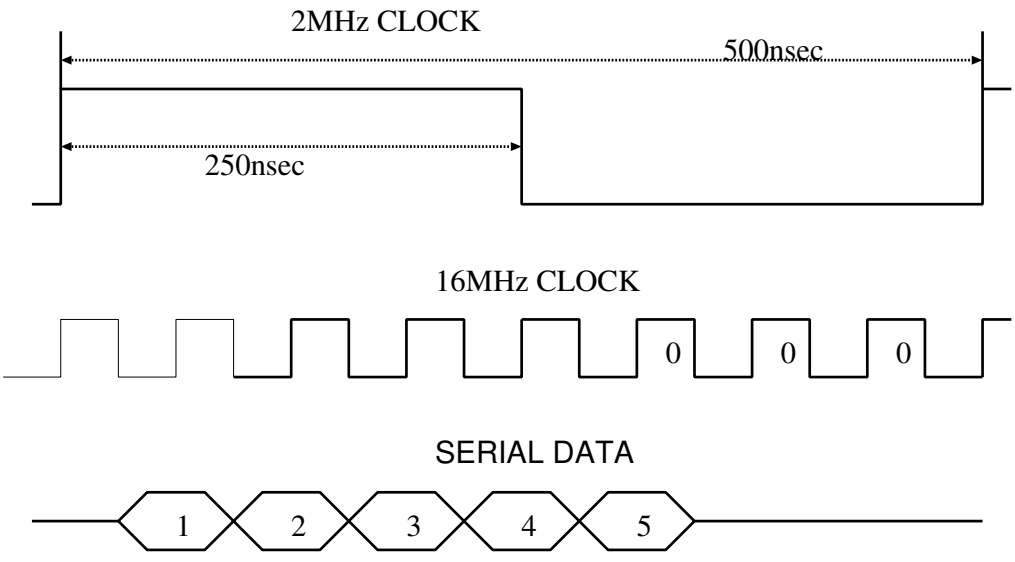

図 2.9: トリガーインプットのタイミングチャート

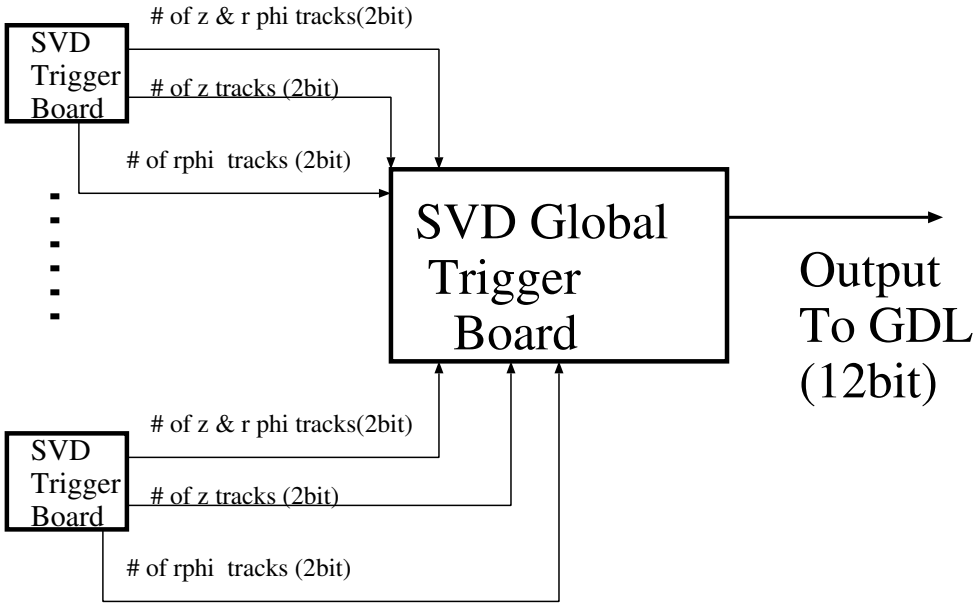

図 2.10: SVD グローバルトリガー

第3章　SVD トリガーの 1 トラックの検出効率

この章では 1 粒子の飛跡を検出する効率を調べる。3 種類の飛跡判別方法を比較し、最も良い方法を選びだした結果について述べる。

3.1　SVD のシミュレーション

3.1.1　BELLE FULL SIMULATOR

測定に先立って今回用いたシミュレーションソフトに付いて述べておく。

1. SVD のそれぞれのシグナルとノイズの大きさ (分布のピークの値) の比 S/N は 20。
2. 加速器の輝度 L は 、$L = 10^{34}/cm^2/s$。
3. ビームパイプ内の真空度は $10^{-9}torr$
4. ビームのエネルギーは e^+, e^- がそれぞれ 3.5Gev 、8.0GeV、ビームカレントはそれぞれ 2.6A、1.1A。

となっている。

また粒子と物質との反応の計算には、ガンマ線と原子核の相互作用 (photonuclear) や荷電粒子と原子核の相互作用 (electronuclear)、制動輻射などが含まれており、quasi-real γや深非弾性散乱などの効果は含まれていない。

3.1.2 電荷分布のシミュレーション

次に SVD 内に荷電粒子が入射した場合の電荷分布のシミュレーションに付いて述べる。

一般に、ある物質を荷電粒子が通過した際に、以下の式で表される Landau 分布に従うエネルギー損失を示す [11]。

$$f_L(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp[-\frac{1}{2}(\lambda + exp(-\lambda))] \tag{3.1}$$

ただし

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}$$

$$\Delta = \frac{dE}{dx}(\text{電離損失エネルギー})$$

$$\xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z}{A}(\frac{z}{\beta})^2$$

N_a : アボガド ロ数

r_e^2 : 電子の古典半径

m_e : 電子の質量

Z, z : 通過する物質の原子数と入射粒子の電荷

ρ : 通過する物質の密度 (g/cm^3)

$\beta = v/c : v$... 入射粒子の速さ、c... 光速

$\Delta_0 = \frac{dE}{dx}$ の most probable energy

Δ_0は Bethe-Bloch の式によって与えられる [12]。

$$\Delta_0 = 2\kappa[ln(\frac{2m_e e^2 \beta^2 \gamma^2}{I_{eff}} - \beta^2 - \frac{\delta}{2})] \tag{3.2}$$

ただし、

$$\kappa = \frac{1.783 \times 10^{-2}}{\beta^2} KeV/\mu m \text{ (in silicon)}$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

$$I_{eff} = 174eV[13]$$

δ : 密度補正パラメーター [14]

なお、上の数値は今回用いたπ粒子のものを示してある。

以上が一般的な電離損失の式であるが、シリコン中に荷電粒子が入射した際の電離損失エネルギーは、原子の束縛の効果のため、Landau 分布とはあまり合わない。この影響を考慮するためには、Landau 分布をガウス分布でぼかす必要がある [15]。以下にその式を示す。

$$f(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi x\delta_2}} f_L(\Delta - y) e^{-y^2/2x\delta_2} dy \tag{3.3}$$

ここで、x は荷電粒子が通過したシリコンの厚み、δ_2は文献 [15] におけるパラメーターである。よって SVD を荷電粒子が通過したさいに失うエネルギーはこの式に従うとした。

またシミュレーションでは荷電粒子が SVD を通過する際に、その軌跡を $20\mu m$ 刻みで区切って、エネルギー損失を計算するようになっている。この区間でシリコンに与えられたエネルギーは電子と正孔対を生成し、それらがストリップに集められる。このときにある程度の分散が起こりうる。いま検出器の $y = y_0$で電離損失による素電荷 q が生成され、それが y=d にある検出器まで移動する時間を t とすると、以下の関係式

$$v = \frac{dy}{dt} = \mu_e E(y) \tag{3.4}$$

を解くことによって $t = t(y_0)$ が得られる。ここでμ_eは電荷の移動度であり E(y) は検出器内部の電場である。 文献 [6] によると検出器全体を空乏化するのに必要な逆バイアス電圧を U_d, 実際にかかっている電圧を U とすると、

$$t(y_0) = \frac{d^2}{2\mu U_D} ln(1 - \frac{2U_D y_0}{(U - U_D)d}) \tag{3.5}$$

が得られる。このとき時刻 t での分散による電荷密度分布 C(x,y,z,t) は

$$C(x,y,z,t) = \frac{1}{4\pi Dtd} exp(-\frac{x^2+z^2}{4Dt}) \tag{3.6}$$

ただし

$$D = \frac{kT\mu}{q}$$

k : ボルツマン定数

q : 素電荷

T : 電荷の実効温度

d : 粒子が通過した

で与えられる。今、ストリップの方向については一様な分布だと仮定して、z について積分すると

$$C(x,y,t) = \int_{-\infty}^{\infty} C(x,y,z,t)dz = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dtd}} exp(-\frac{x^2}{4Dt}) \tag{3.7}$$

となる。さらに、電荷が作られた点の大きさが有限であることを考慮するために、$\delta = \sqrt{2Dt_0}$の r.m.s (Root Mean Square) の半径をもつような領域であるとすと x,y 方向の電荷密度分布は

$$C(x,y,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D(t+t_0)d}} exp(-\frac{x^2}{4D(t+t_0)}) \tag{3.8}$$

となる。この式をさらに y について積分すると x 方向の電荷密度分布が得られる。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dd}} \int_0^d \frac{dy}{\sqrt{t+t_0}} exp(-\frac{x^2}{4D(t+t_0)}) \tag{3.9}$$

具体的には、今回は通過する荷電粒子の飛跡を $20\mu m$ の区間にわけ、そこでのエネルギー損失を式 (3.4) の分布によって発生させ、この領域を有限の大きさとして、式 (3.8) からストリップに集まる電荷を求める。なおその際にとなりのストリップと

の静電容量を考慮し、その値にしたがった分割を行なう。そしてストリップに入った電荷はADC(Analog to Digital Counter)値として読み出され、この際にガウス分布に従うノイズを与えその和として、読み出しが得られる。

以上が電荷の発生から分布までのシミュレーションによる過程である。

3.2 トリガーの不感領域

2.2で述べた方法でトリガーの判別を行なうわけだが、それだけではまだ取得できない領域が存在する。衝突点から1本の粒子を飛ばしたとき、それらを認識しそこなう主な原因を以下に列挙する。

1. 内側のレイヤー と外側のレイヤーで粒子の通過するオクタントが異なる。
2. ビーム軸に沿った方向で読み出しが前後にわかれる。
3. DSSD 同士の継ぎ目 (不感領域) を粒子が通過する。
4. 多重散乱により粒子の軌跡がずれる。

1. は図にあるように、粒子が内側のレイヤーを通過したオクタントと、外側のレイヤーを通過したオクタントが異なることにより生じる (図3.1)。これはトラックの判別をそれぞれのオクタント内でしかやっていない為によるものであるが、 これをさけるためにはとなり同士のオクタントでもトラックの判別を行なえば良い。しかしこれはさらに多くのインプットを同時に扱うことになり、エレクトロニクス的にも困難である。よって現状ではこれに対処するために、図1.6にあるように外側のレイヤー を内側のレイヤー に対して5度回転させてある。これにより隣り合うオクタント同士のストリップのオーバーラップが増え、さらに衝突点からの直線の軌跡に対しては、内側のレイヤーと外側のレイヤーで異なるオクタントを粒子が通ることは無くなった。トリガーが扱う粒子のP_tは$P_t \geq 0.2(GeV)$であり、SVD 付近ではこれはほとんど直線的なので、この1.によるトリガー不感領域は現在ではほとんどない。

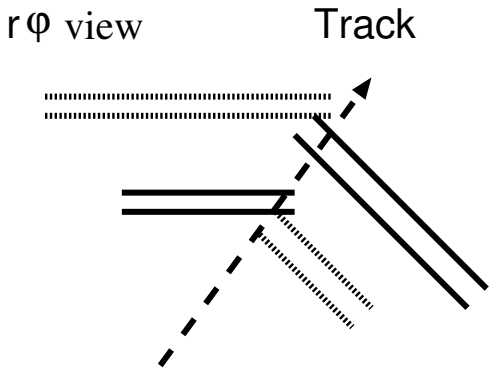

図 3.1: $r\phi$ view における不感領域の例。図中の実線のレイヤーがそれぞれ、粒子の通過したレイヤーである。

2. によるものは図 3.2 にあるようなもので、$r\phi$のトリガー論理演算でトラックが計測されず結果としてそのトラックは認識されない (2.2.2 参照)。これは Z トリガーには無関係であるが、$r\phi$トリガーにはかなり大きな不感領域であり、無視できない。よって次のような方法でその穴を埋めた。前後の読み出しが分かれる領域付近では$r\phi$トリガービットとして前後の読み出しの論理和をとったものでトリガー判別を行なう。この方法により、これに起因する不感領域もほとんどなくなった。

3 は 2.2.2 で定義したように、4 層目のヒットを要求するトラックロジック 2 、や 4 層全てのヒットを要求するトラックロジック 3 のような特定のレイヤー のヒットを要求するような論理演算では、かならずトリガー不感領域が出来てしまう。よってこれらを除くために 4 層目に継ぎ目が存在するところはその他の 3 層の 3 コインシデンスという論理演算にし、4 層目の継ぎ目を通過しても認識できるようにした。トラックロジック 3 は 4 層全ての穴を埋めるのは不可能である。

4 に起因するものについては、ある程度の余裕をもって論理演算を組んでいることからあまり大きな影響を与えないので、SVD トリガーではこれに対して特別な措置は用いていない。

以上のようにして不感領域を除いた結果を図3.3 に示す。これは、$P_t = 0.5(GeV/c)$ の π^+を一様に発生させたトラックロジック 2 の結果で、上図はθ vs. 検出効率を 下図

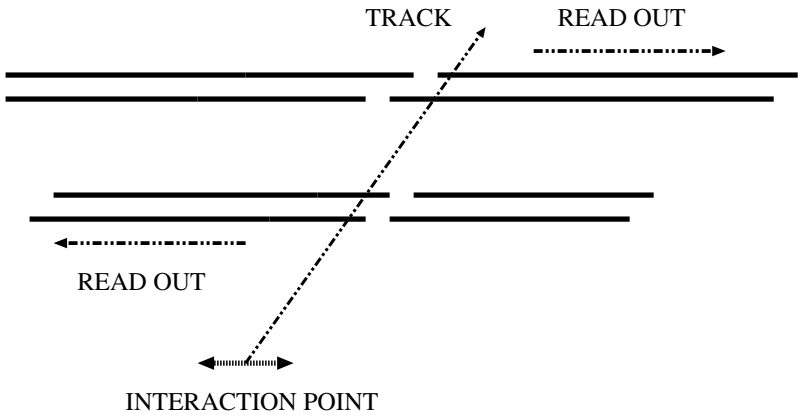

図 3.2: SVD トリガーの不感領域

は ϕ vs. 検出効率 を表している。最終的に場所による依存性はなく、アクセプタンス内では一様にほとんど 100%の検出効率を得ている。

このようにして アクセプタンス内 $(17^o \leq \theta \leq 150^o$、$0^o \leq \phi \leq 360^o)$ で一様に発生させた荷電粒子の SVD トリガーの検出効率の P_tの依存性を調べた。

3.3 結果

シミュレーションで発生させた粒子は$\pi^{\pm}$の 2 種類で、これの Pt を $0.2(\mathrm{GeV/c})$ から $0.5(\mathrm{GeV/c})$ まで変化させ、それをアクセプタンス内で一様に発生させた。結果を図 3.4 に示す。

π^+とπ^-とで検出効率 が異なるのはその曲がり方が反対になるからで、図 1.6 で分るように、この SVD は電荷が反対の粒子に対して、対称な形をしていない。よってこのような結果となるのである。

トラックロジック 3 はそれぞれの層の継ぎ目の穴を埋めていないので、それによる不感領域がある為にかなり悪い結果となっている。またやはり全てのレイヤーにヒットを要求するのはかなり厳しいので、この段階でトラックロジック 3 は使用しないことにした。

次にトラックロジック 1 と 2 はほぼ同じ取得効率を得られたが、トラックロジッ

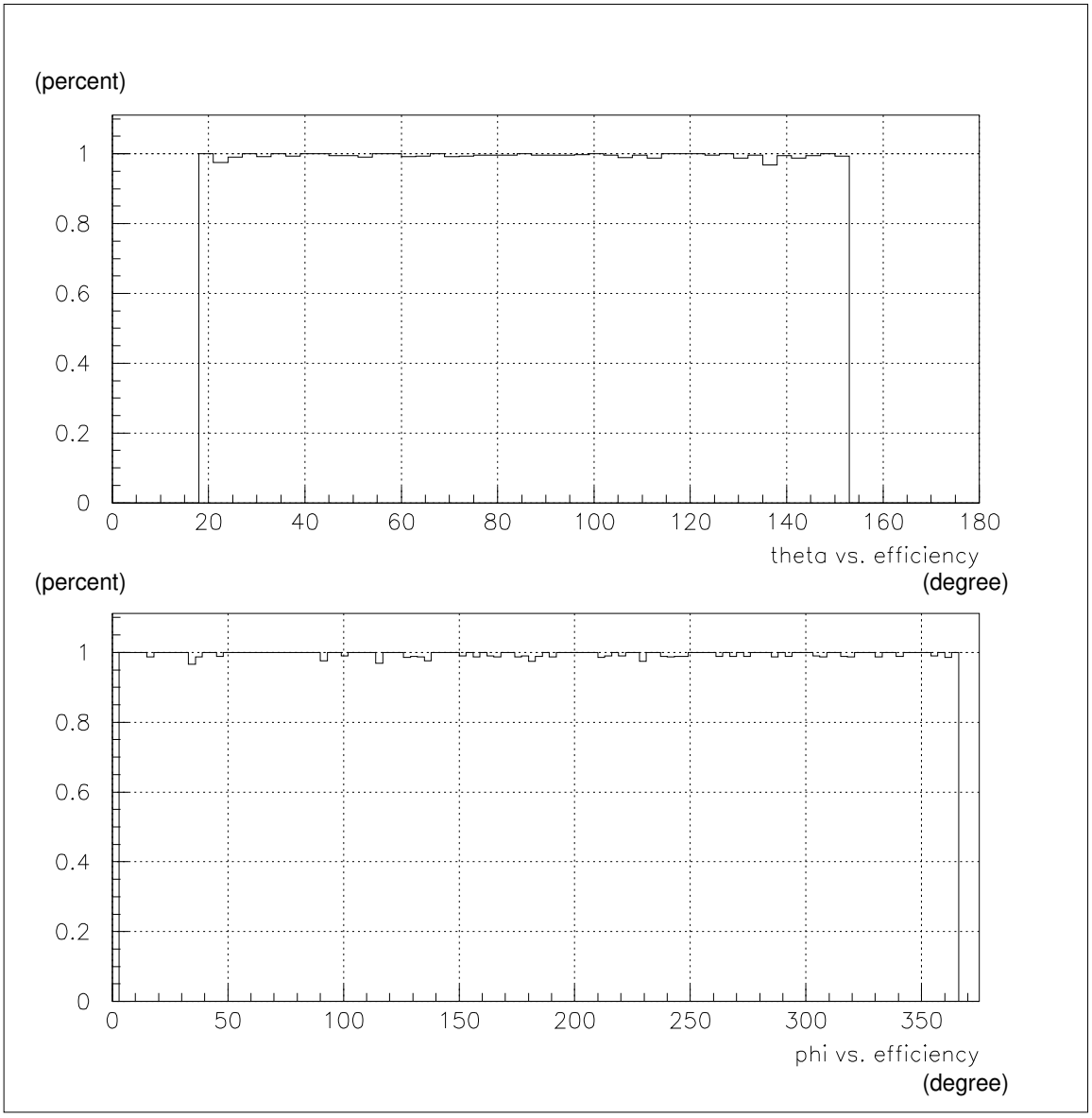

図 3.3: SVD トリガーの 1 トラック検出効率 の場所依存性。トラックロジック 2 を使用。

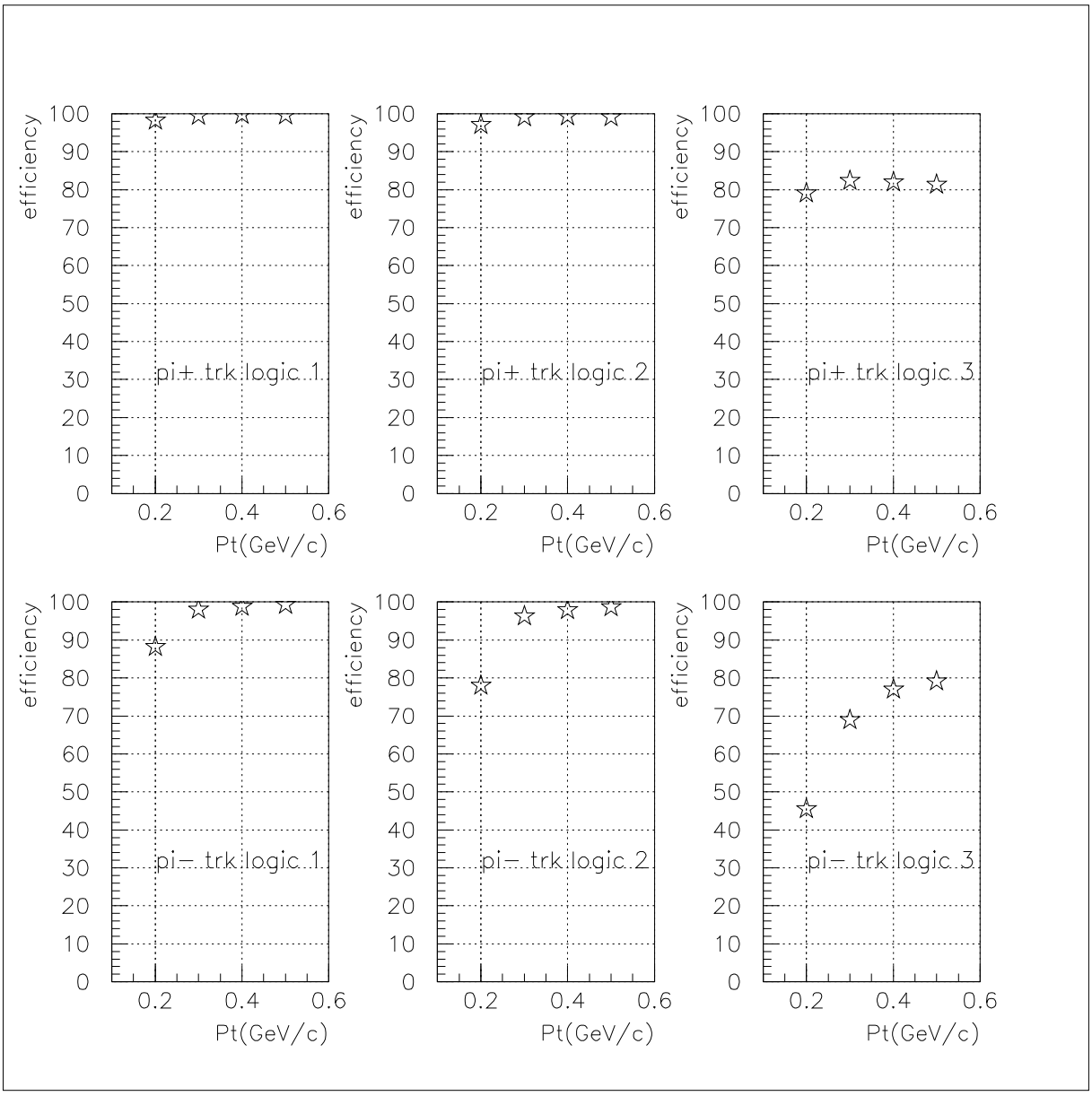

図 3.4: トラック検出効率の結果

ク 1 では特定の層を指定しないために、1 本のトラックを 2 本以上と計測することがほとんどである。よってバックグラウンドの除去を考えた際に、これも使用しないことにした。最終的に SVD のトラック判別の論理演算として、4 層目のヒットを要求し、さらにその他の 3 層のうち 2 層以上のヒットを要求するトラックロジック 2 を用いることにした。今後はすべてこの論理演算で見積もりを行なった。

第4章　電子陽電子衝突事象の検出効率

ここではB-factory実験における電子陽電子衝突の結果生じる種々の反応事象に付いて分類し、さらにそれらに付いて十分高いトリガー検出効率を持つかどうかを調べ、その結果に付いて述べる。

4.1　イントロダクション

2.1で述べたようにシグナルには以下のような種類がある。

1. $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^0\overline{B^0}/B^+B^-$
2. continuum からのハドロンの生成。
3. $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$、$\tau^+\tau^-$
4. $e^+e^- \to e^+e^-(Bhabha$ 散乱)
5. $e^+e^- \to \gamma\gamma$
6. 2γ過程

これらの全ての反応に対して、トリガー効率が十分高いことが望ましいのであるが、B中間子の全ての崩壊様式に対してシミュレーションを行なうことは計算量を考慮すると適当でない。そこで今回はこれらのうち終状態のトラック数に着目して、幾つかを選びそのトリガー効率をシミュレーションを用いて調べてみた。まず、1.のCP非保存の検証の為のシグナルであるが、これはB-factory実験での主要な目的でもあり、極めて重要なので、以下の3つのモードに対して調べた。ちなみにもう片方のB^0はそれぞれの分岐比に基づいた崩壊をする。

- $B^0 \to J/\psi K_s$

- $B^0 \to \pi^+\pi^-$
- $B^0 \to \pi^0\pi^0$

$J/\psi K_s$はϕ_1(図 1.2 参照) の測定の為のモードであり、最もトラック数が多いモードの 1 つであると思われる。$\pi^+\pi^-$はϕ_2の測定の為のモードで、こちらの B^0からは 2 本の荷電粒子が飛ぶことになる。最後の$\pi^0\pi^0$のモードは、こちら側の B^0からは荷電粒子が飛ばず、$e^+e^- \to B^0\overline{B^0}$というモードのうちでは最もトラックトリガーがかかりにくいイベントである。すなわち、その他のさまざまなモードはすべて、$\pi^0\pi^0$のモードよりもトラック数が多く (すなわちトラックトリガーがかかりやすく)、最もトリガーがかかりやすいものでも $J/\psi K_s$モード程度であろうと思われる。よってこの 3 つのモードを調べることにより、その他のモードのトリガー効率も保証される。

次に CP 非保存の検証以外のモードであるが、上の表のうち、$e^+e^- \to \gamma\gamma$ のイベントはトラックトリガーでは測定出来ないので、これは考慮に入れていない (カロリメータートリガーが用いられる)。残りのモードのうち、最も測定しづらくまた代表的なものとして、$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$を選んだ。これは、その他の 2 トラックのイベント ($e^+e^- \to \tau^+\tau^-$、e^+e^-) と同じく最もトラック数が少ないものの一つ、すなわち最もトラックトリガーについてトリガー効率が悪いと思われるからである。2γ過程についてはすでに十分なトリガー効率が得られることがトラックトリガーについて示されている [18]。

結果として今回調べたモードは

1. $B^0 \to J/\psi K_s$
2. $B^0 \to \pi^+\pi^-$
3. $B^0 \to \pi^0\pi^0$
4. $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$

の 4 つであり、これらに対して十分高いトリガー効率があれば、その他のモードに対しても高い効率が保証されることになる。

SVD トリガー の目的は CDC $r\phi$ トリガー を通った事象に対して、さらに厳しいロジック を課し、電子陽電子衝突事象の検出効率はそのままにビームバックグラウ

ンド事象はより厳しく落とすことにあるのだが、そのCDCトリガーに付いてここで詳しく述べておく。CDCはSVDのすぐ外側に位置し、半径約90cmの円筒形をしている。その中に50層以上のワイヤーが張られ、荷電粒子の運動量を測定するのが主な目的である。そのワイヤーにはアノードとカソードのワイヤーがあり、$r\phi$トリガーではこのうちアノードワイヤーの情報を用いる。図4.1にあるように、それぞれのアノードワイヤーは幾層か集まって6層のスーパーレイヤー構造をしている。これらのスーパーレイヤーの中のワイヤーは18 ~ 20本をひとかたまりとしてTrack Segment Finder(TSF)と呼ばれる、最小のトリガービットをなしており、それぞれのスーパーレイヤーに内側から32、32、48、64、80、96個のTSFが存在する。そしてCDCを$r\phi$平面上で均等に16個の領域にわけ、それぞれの領域でトラックが存在するかどうかを判別する。(文献[7]) その後、トラックが2本以上存在し、なおかつそのトラック同士の角度が45度以上開いている事象に対してトリガーをかける。

今回、シミュレーションでこれらについて調べてみた。

4.2 $B^0 \to J/\psi K_s$モード

このモードは1.3で述べたように、小林益川行列におけるCPを破る位相ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3のうちϕ_1の測定に必要なモードであり、分岐比が比較的高くバックグラウンドがほとんどないため、最も有望なモードである。非常に綺麗な信号となる。このモードのトリガー効率を調べた。発生させた事象は以下のような崩壊をする。

$$\text{片方の } B^0 \to \text{generic}$$
$$\text{もう一方の } B^0 \to J/\psi K_s$$
$$J/\psi \to l^+ l^-$$

K_sについてはなんら制限をつけず、PDG(文献[16])に乗っている分岐比どうりの崩壊をさせた。genericというのは一般的な崩壊と言う意味で、それぞれの分岐比にしたがって崩壊すると言う意味である。

結果は表4.1に示す。誤差は統計誤差のみ付けてある。

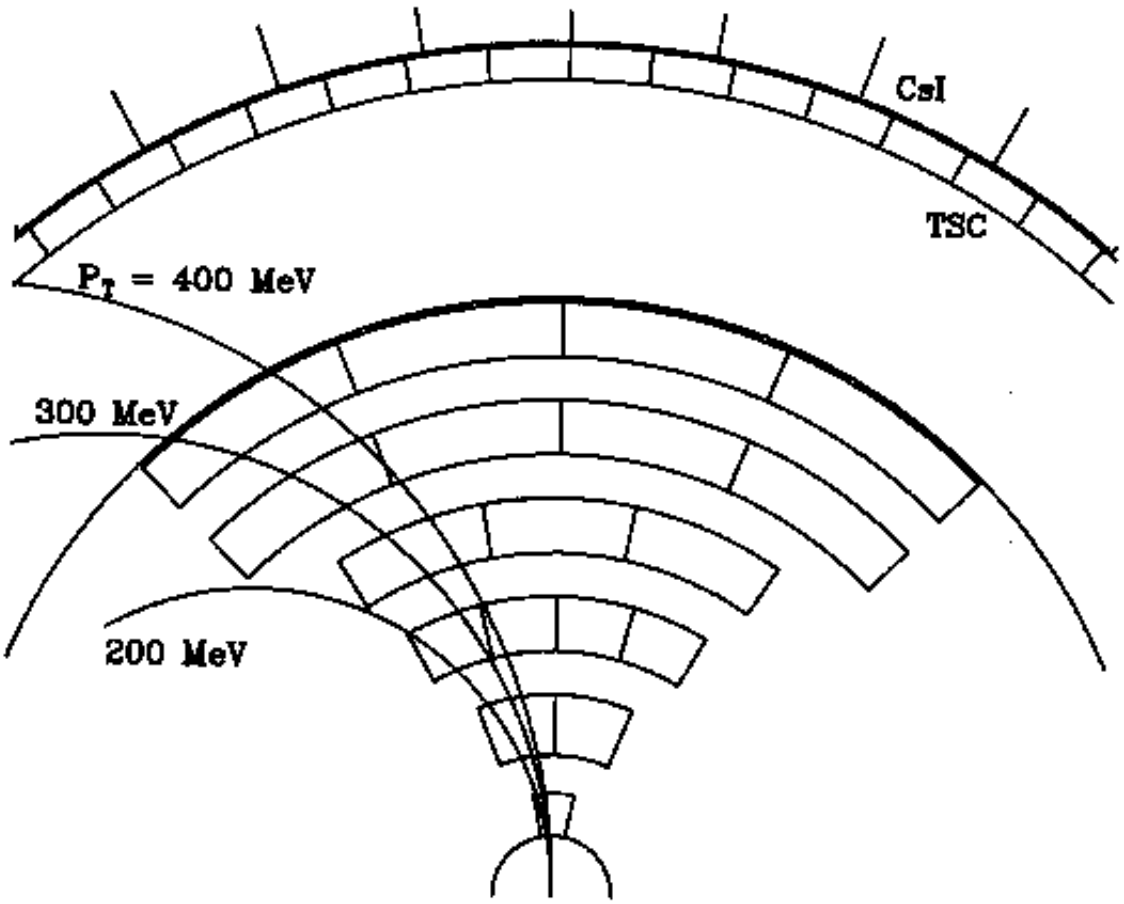

図 4.1: CDC トリガーのセグメント図

	CDC	SVD
トリガー効率	99.66 ± 0.06 %	99.45 ± 0.08 %

表 4.1: CDC,SVD トリガー効率 ($J/\psi K_s$モード)

発生させた事象は 10000 イベントで、表中の CDC という値は 10000 イベント中 CDC トリガーを通過した効率 で、SVD の方はその CDC トリガーを通過した事象に対する SVD のトリガー効率を表している。このモードに対してはかなり良い結果を得ている。発生させた事象に付いてもう少し詳しくみてみると、図 4.2 のような分布をしている。

これからわかるように、K_sからの荷電粒子はほとんど SVD トリガーの測定可能範囲 ($|Z| \leq 9mm$、$|r| \leq 0.5mm$) 外からでている。J/ψも範囲外で崩壊するものもあるが、generic な B^0からのトラックもあるので、ほとんど測定することが出来ている。

図 4.3 に SVD および CDC トリガーが測定したトラック数の分布を示す。以後この章でのトラックの本数の分布は、CDC トリガーがトリガーを検出した事象を母集団とし、上図が CDC トリガーによる下図が SVD トリガーによるトラック数の計測結果を示す。もともとトラックの多いモードであり、10 本近くのトラック を測定していることもあり、このモードに対しては SVD 及び CDC トリガーは十分有効であると言える。

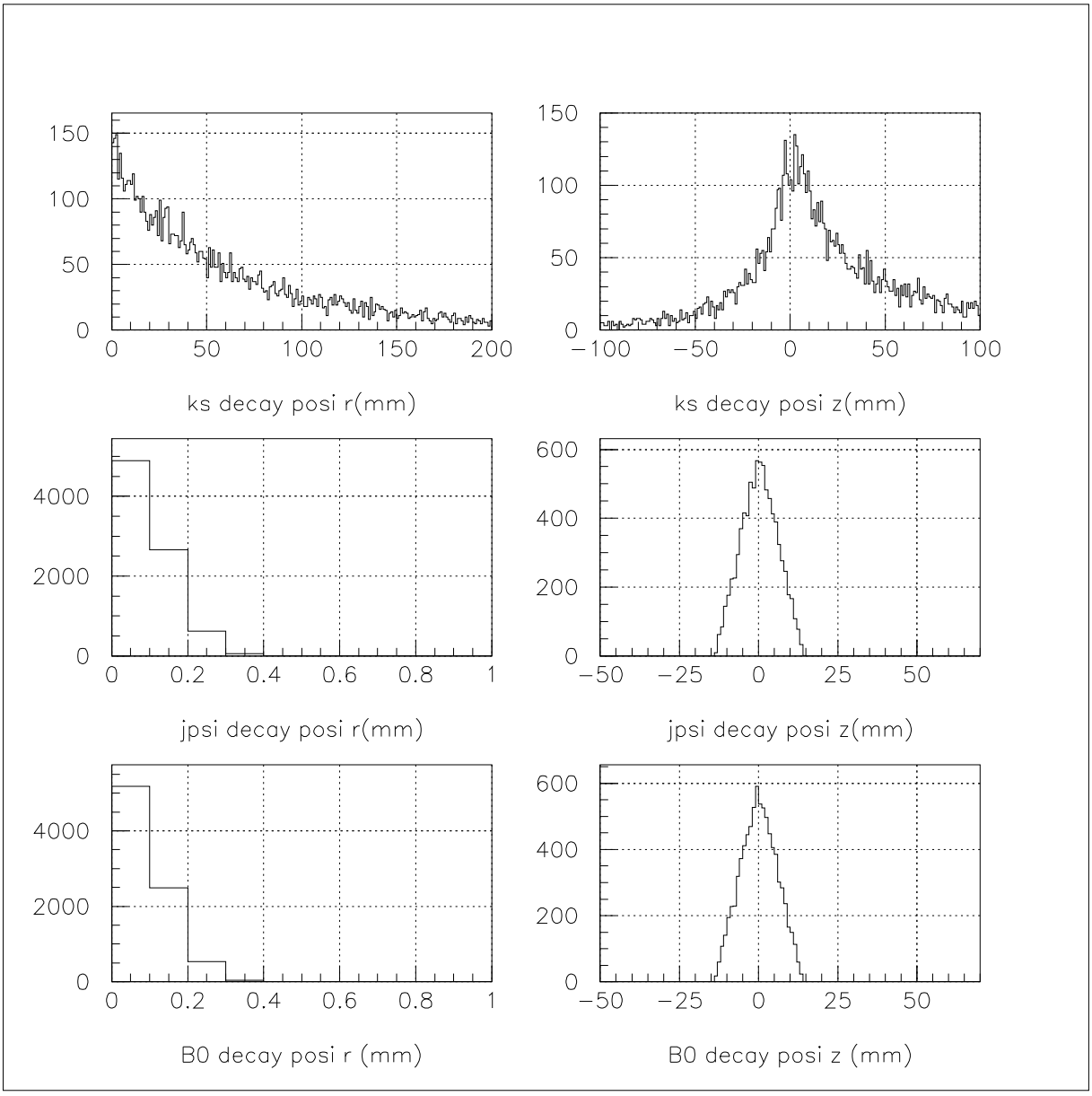

図 4.2: J/ψ、K_s、B^0の崩壊点の分布

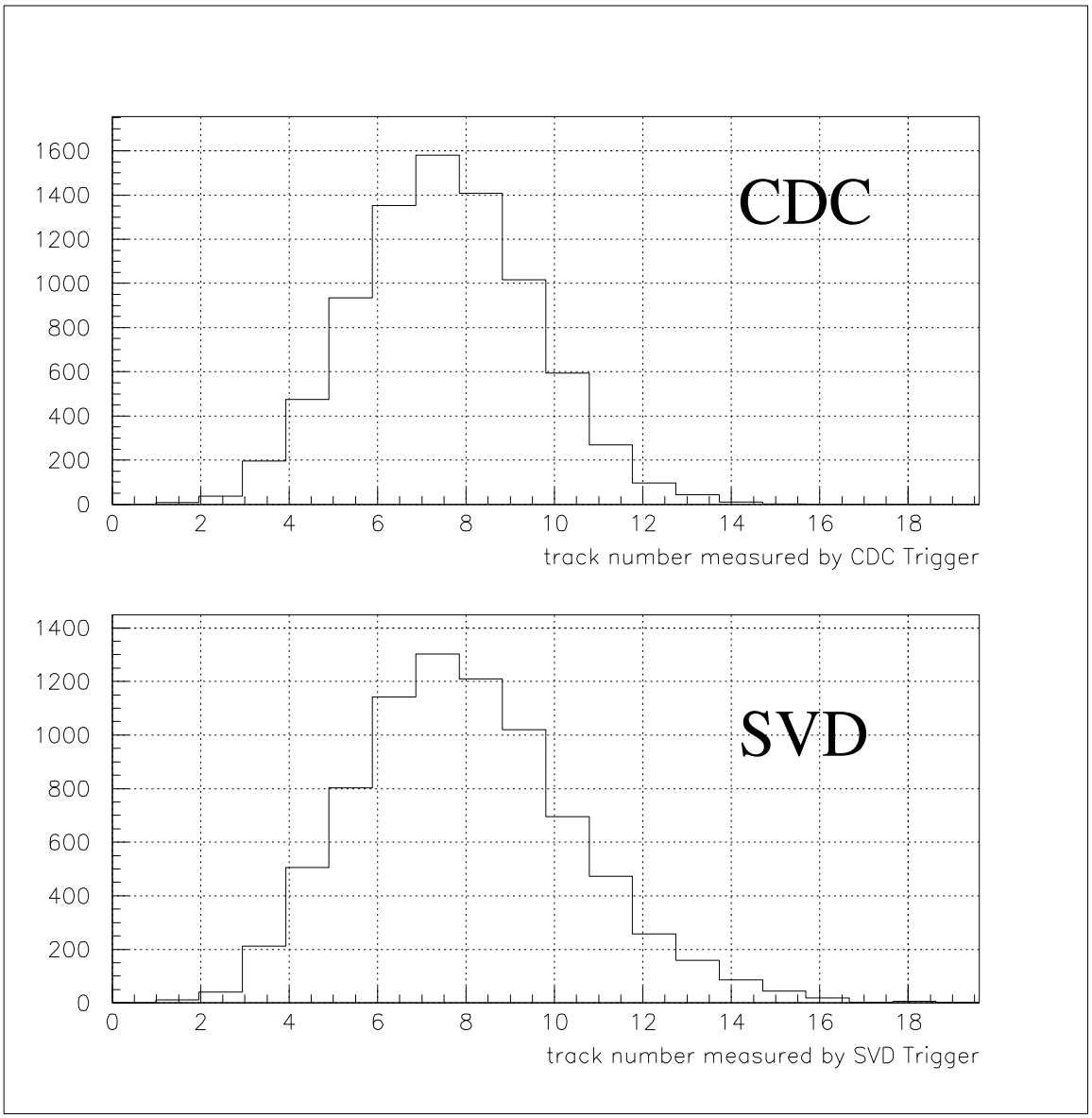

図 4.3: SVD 及び CDC トリガーによる $J/\psi K_s$モードのトラック数測定結果

4.3 $B^0 \to \pi^+\pi^-$モード

このモードは、ϕ_2を測定するのに必要なモードである。10000 イベントを解析した結果を表 4.2 に示す。

これも先のモードと同じく非常に良い結果を得ている。それぞれのトリガーで測定

	CDC	SVD
トリガー効率	99.42 ± 0.08 %	99.42 ± 0.08 %

表 4.2: CDC,SVD トリガー効率 ($\pi^+\pi^-$モード)

された結果を図 4.4 に示す。これもかなりのトラックが生成され、トリガーとしては比較的測定しやすいモードである。

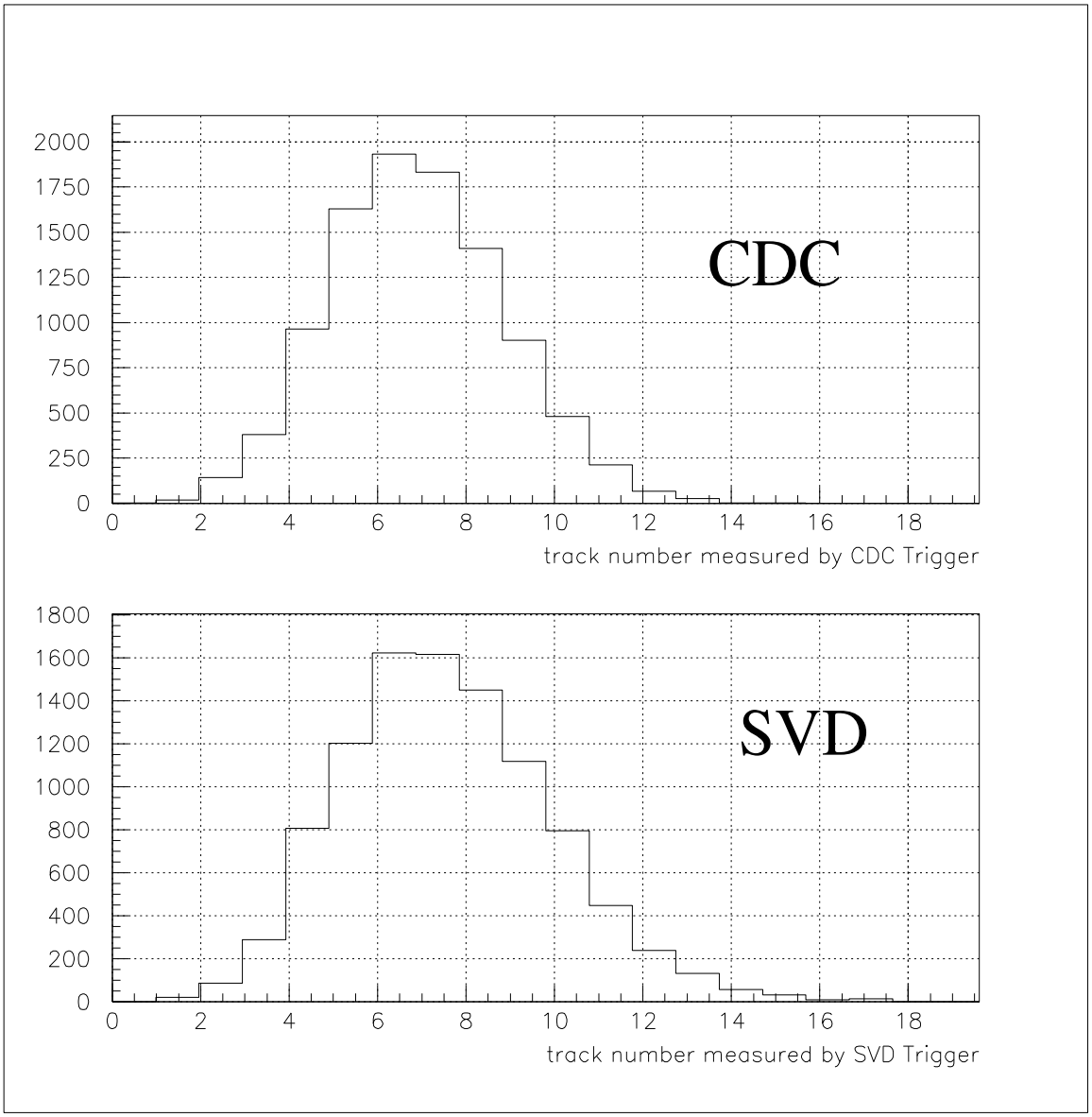

図 4.4: $B^0 \to \pi^+\pi^-$モードのトラック数計測結果

4.4 $B^0 \to \pi^0\pi^0$モード

このモードは先の$\pi^+\pi^-$モードの精度をあげるために行なわれるアイソスピン解析 [17] の為のモードで、これから直接、小林益川行列における CP を破る位相が測定出来るわけではない。生成された$\pi^0\pi^0$は電気的に中性であり、さらにこれらはほとんどが 2 つのγに崩壊するので、SVD で測定しうるトラックはこちら側からはほとんどない。よってもう一方の generic な崩壊をする B^0からのトラックが全てであるという、SVD トリガーにとって非常に測定しづらいモードの一つである。これも 10000 イベントを解析した結果を表 4.3 に示す。

	CDC	SVD
トリガー効率	$94.43 \pm 0.24\%$	96.35 ± 0.20 %

表 4.3: CDC,SVD トリガー効率 ($\pi^0\pi^0$モード)

このモードについても十分高いトリガー効率が得られている。図 4.5 にトラック数の分布を示す。

$J/\psi K_s$や$\pi^+\pi^-$のモードに比べると、やはりトラックは少なく、トラック数が 2 本以下のところは無条件に切られているのでこれらがトリガー効率を下げていると思われる。しかし実際にはそれ以上に$\Delta\phi \geq 45^o$という条件の方が効いていると思われる。このモードでは片一方の B 中間子からしか荷電粒子が発生しないこと、及びその B 中間子がブーストされていることを考慮すると、ある程度同じような方向に荷電粒子が飛んで行くことが予想される。しかし、SVD トリガーでの母集団は CDC トリガーを通過した事象であり、この$\Delta\phi \geq 45^o$というカットは通過しているはずであるが、その条件に当てはまるトラックが SVD トリガーの測定範囲に必ず入っているわけではなく、それらを取り損なうと結果として SVD トリガーでは$\Delta\phi \geq 45^o$というカットを通過できずにトリガーが検出されないと思われる。

だが実用的には十分な性能であり、B^0の崩壊モードの中ではこれが最低のトリガー

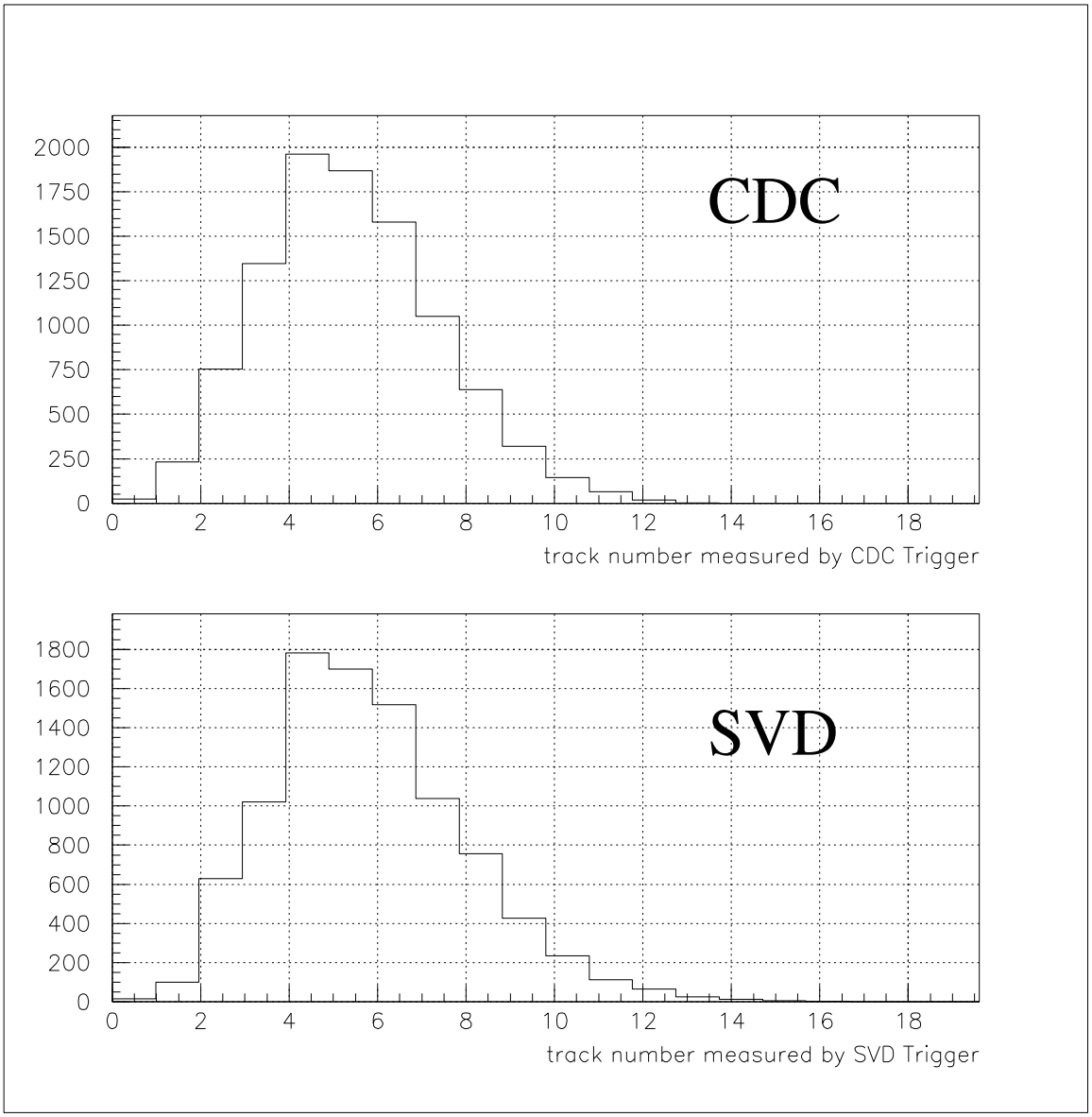

図 4.5: $B^0 \to \pi^0\pi^0$モードのトラック数計測結果

効率 であると思われるので、その他の CP 非保存のモード はこれ以上のトリガー効率 が期待される。

4.5 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$モード

このモードは$\Upsilon(4S)$を経由して$B^0\overline{B^0}$に崩壊するモードではなく、e^+e^-が直接$\mu^+\mu^-$へ行くモードで、これらは、測定器の性能の評価の際に用いらる等の利用価値があり、トリガー段階で落としてはいけない事象の1つである。このモードは$r-\phi$平面上で2本のトラックのなす角が180^oであることを利用できるので必ずしもSVDトリガーを使用せずともバックグラウンド事象の頻度を小さくできる。しかしトラックが2本のみという厳しい条件下でのSVDトリガーの性能を確かめるために、シミュレーションを行なった。10000イベント発生させた後の解析結果を表4.4に、トラック計測数を図4.6に示す。

	CDC	SVD
トリガー効率	61.20 ± 0.78 %	97.70 ± 0.19 %

表 4.4: CDC,SVDトリガーの効率 ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$モード)

結果としてはまずまずの値を示していると思われる。このモードはトラックが2本しかないのでとても厳しいモードであるが、この程度のトリガー効率であればSVDトリガーの使用も不可能ではないと思われる。トラックの計測数も2本を示しているが、それよりも多い本数はトリガーセグメントの重複のために1本を2本と数えてしまうものである。CDCトリガーでは特にこの傾向にあり4本のトラックにピークが見られるのである。SVDのロジックでは4層目を固定しているので、基本的には重複する領域はないのであるがセグメントの継ぎ目付近では電荷が広がり、となりのセグメントも鳴ってしまう。よって1本のトラックを2本と数える現象が起きる。またCDCトリガーの取得効率が低く、トラックの分布に0本のピークがあるのは、アクセプタンスの外にμ粒子が飛んで行ったものが主な原因と考えられる。

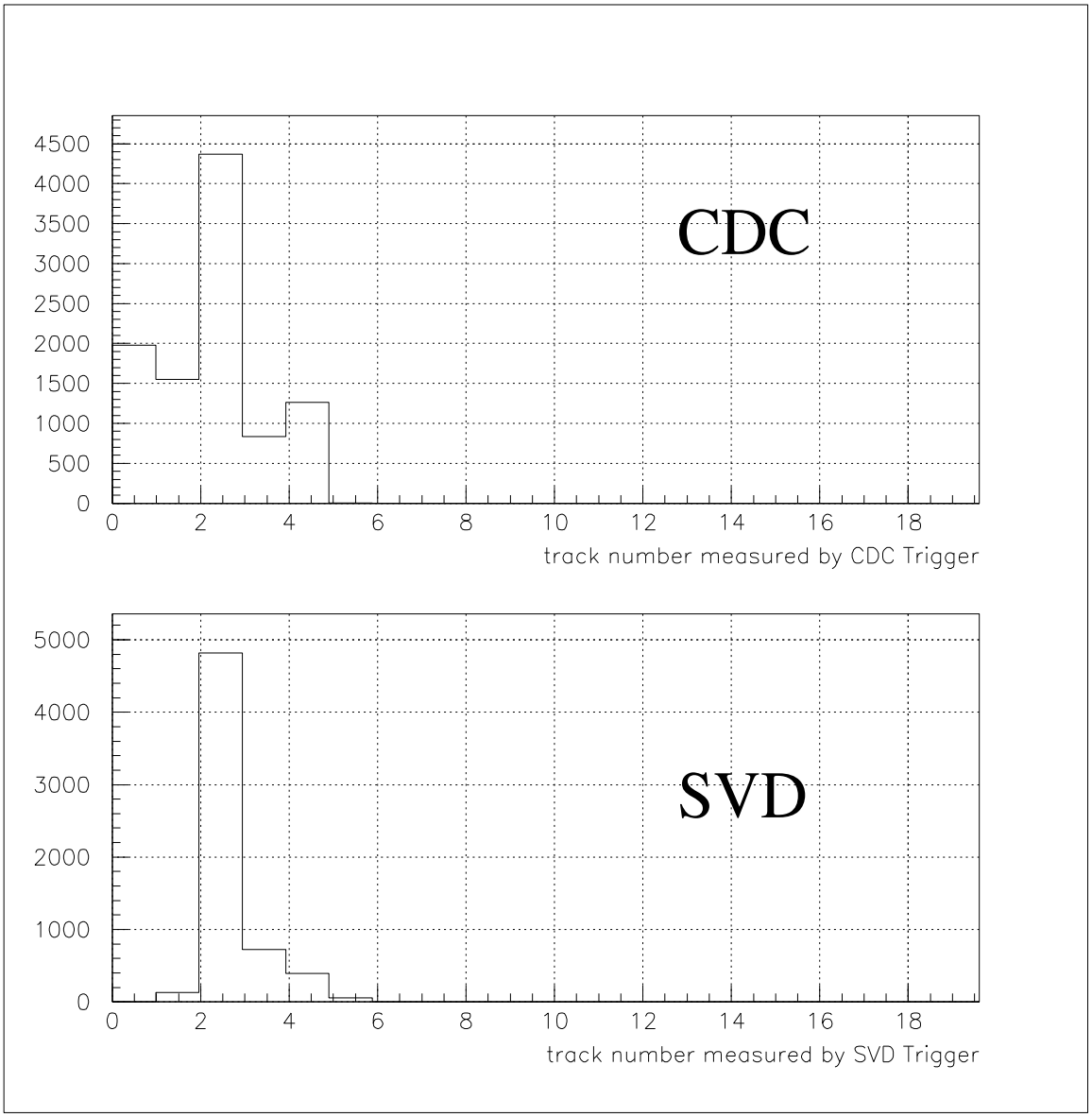

図 4.6: $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$モードのトラック数計測結果

4.6 不良ストリップ の効果

電子陽電子衝突事象のトリガー取得効率を評価する際に、重要になってくるのが使用不可能なストリップの影響である。SVD のストリップの内、何本かは継ぎ目が切れたり、絶縁が破れたりして使用出来ないものが必ず存在する。これを不良ストリップ (dead channel) と呼ぶのであるが、このようにストリップが使用できない場合、それにつながっているプリアンプを使用できなくする。その結果、ギャンギング (2.3.2 参照) や $r\phi$の読み出しなどで 1 つのアンプに複数のストリップがつながっているものでは、あるストリップ 1 本が壊れると他のものも使用できなくなるということが起き、またその頻度も高くなる。BELLE 測定器では SVD のストリップの使用信頼性を 97%以上とメーカーに要求している。これはすなわち 1 つの DSSD 内で 3%(かそれ以下) のストリップが使用出来ないことを意味している。

この不良ストリップの影響はトリガーがかかりにくくなる方向に働くので、電子陽電子衝突事象のトリガー効率の低下につながる。この影響を先のモードに付いて調べてみた。図 4.7 に結果を示す。調べた値は 0%、3%、5%の 3 つの確率で DSSD 内のストリップが使用不可能なときのそれぞれの SVD トリガー効率であり、$B^0 \to J/\psi K_s$、$\pi^0\pi^0$及び $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$の 3 つのモードで行なった。

やや効率の低下が見られるものの、十分使用可能な範囲であると思われる。

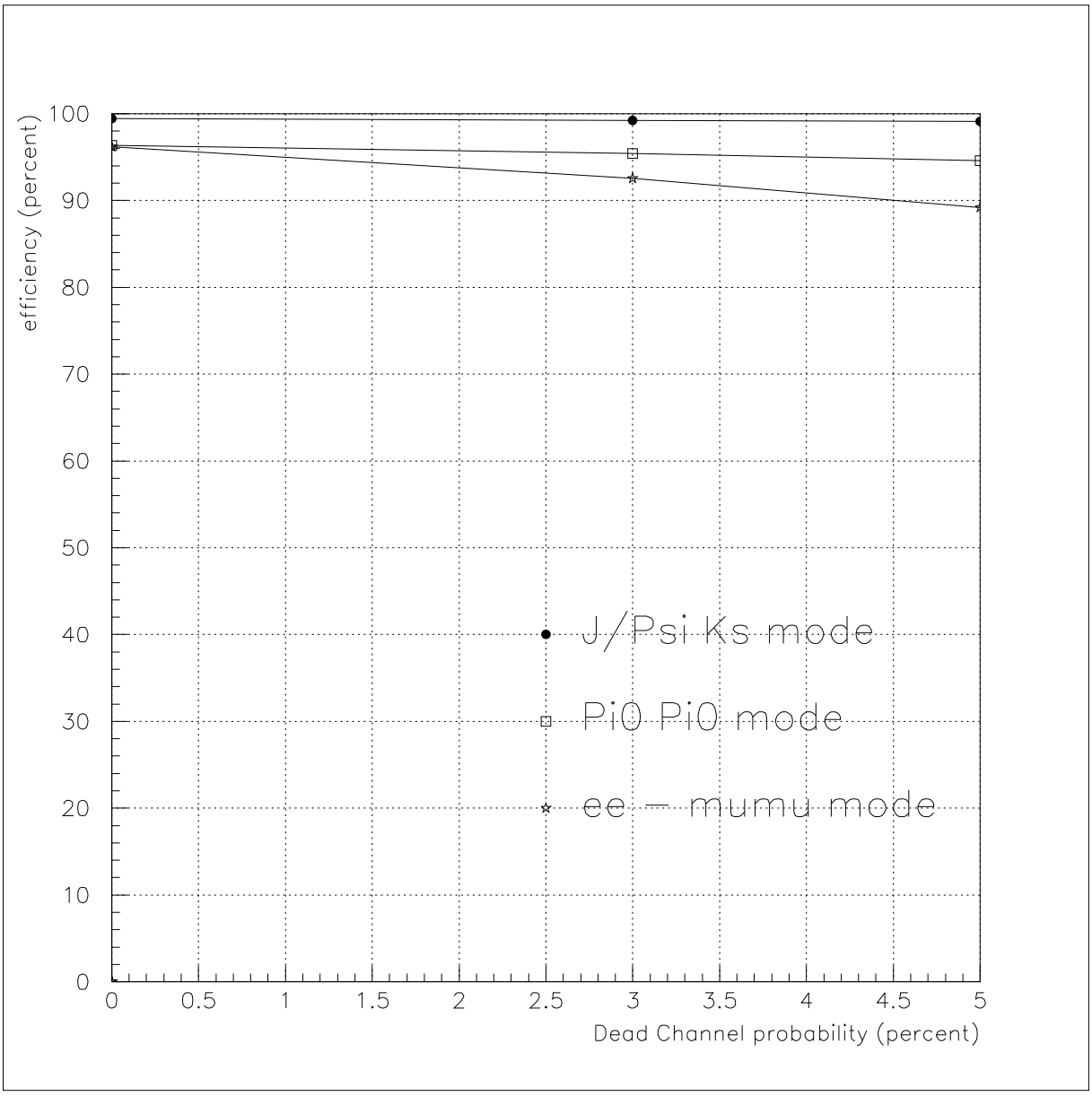

図 4.7: 3 つのモードの 不良ストリップの影響によるトリガー効率の変化

4.7 電子陽電子衝突事象における SVD トリガー効率の結果

この章のまとめとして、それぞれのモード の結果を以下の表 4.5 に示す。

	CDC	SVD
$B^0 \to J/\psi K_s$	99.66 ± 0.06 %	99.45 ± 0.08%
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	99.42 ± 0.08%	99.42 ± 0.08%
$B^0 \to \pi^0\pi^0$	94.43 ± 0.24%	96.35 ± 0.20%
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	61.20 ± 0.78 %	97.70 ± 0.19%

表 4.5: CDC,SVD トリガー効率の結果

我々が要求する他の電子陽電子衝突事象のトリガー効率 はおそらく、CP 非保存の検証の為のモード では $B^0 \to \pi^0\pi^0$よりも良く、その他のモード では $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ よりも良いであろうと思われる。また 不良ストリップの影響も、もし規格どうり 3% 以下のものが得られれば無視できるほどであり、5%程度までは大丈夫であることが分った。

以上のことより、電子陽電子衝突事象における SVD のトリガー効率は十分 CDC トリガーの検出効率を損なわないことが分った。次はこれらの論理演算がどの程度バックグラウンド を除去できるかどうかであり、これは次章で述べる。

第5章　バックグラウンド の 除去

この章では、SVD トリガーの主要な目的であるビームに起因するバックグランド の除去について述べる。

5.1　KEK-B のビーム コンフィギュレーション

バックグラウンド の解析に先だって、まず KEK-B のビームの細かな説明を行なう。1.3 で述べたように、KEK-B では $3.5GeV$ の e^+ と $8.0GeV$ の e^- を衝突させ、重心系のエネルギーで 10.58GeV を得ることができる。この e^+e^- は図 5.1 にあるように、バンチとよばれる幾つかの粒子の固まりを 1 つの単位として、加速器のなかを回っている。一つのバンチのサイズは約 4mm まで絞る予定で、バンチとバンチの間は 60cm しか離れていない。さらにこれらが加速器のなかに 5000 個ほど存在し、2nsec に一回の衝突を繰り返す。1 つのバンチのなかに含まれる粒子の数は e^+ で 3.3×10^{10} 個、e^- で 1.4×10^{10} 個であり、ビームカレントはそれぞれ 2.6 A、1.1 A に及ぶ (表 5.1

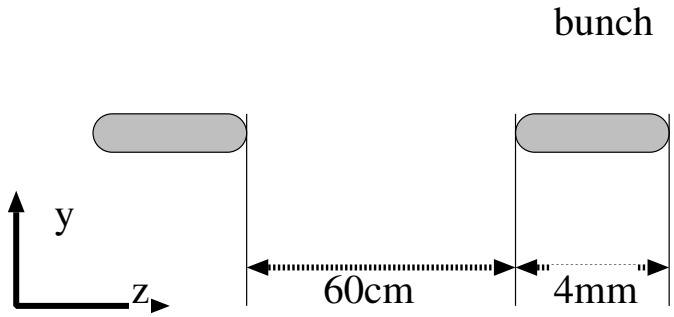

図 5.1: ビーム の バンチの形状。

にまとめて列挙する)。またe^+のビームとe^-のビームは$\pm 11mrad$の角度を持って衝突点に入射する。

	e^+	e^-
エネルギー	3.5 GeV	8 GeV
バンチのサイズ	4mm	4mm
バンチ間の距離	60 cm	60 cm
粒子数/バンチ	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}
ビーム電流	1.1 A	2.6 A

表 5.1: ビーム 構造のまとめ

このようにして、KEK-B は世界最高の輝度 $=10^{34}/cm^2/sec$ を達成しようとしている。この輝度は十分な事象頻度を保証するが、その反面ビームによって引き起こされるバックグラウンド (beam induced background) が非常に大きなものとなる。1.6 で述べたように、このバックグラウンドを 100 Hz 程度にまで押さえることが BELLE トリガー の目標である。そのなかでもこれは CDC、SVD のトラックトリガーに負うところが大きく、この段階で 100Hz に近い値を達成しないと、BELLE としては満足な結果を得ることが困難になってくる。

5.2 ビームに起因するバックグラウンド

ここでビームに起因するバックグラウンドの発生に付いて述べておく。まずビームパイプ及びその周りにある SVD 付近の物質は図 5.2 にあるように配置されている。ただし縦:横 =20:1 の縮尺で表示している [19]。図中の MASK,MAS2,MAS3,MAS4 はそれぞれビームからのシンクロトロン放射によるγ線からそれぞれの測定器を守る役目をしているもので、それぞれタングステンで出来ている [5],[7]。ビームパイプは衝突点付近 ($|z| \leq 5cm$) では、多重散乱の影響を出来るだけおさえるために、物質の通過量を少なくする目的で、図 5.3 のように、二重の構造をしている。それぞ

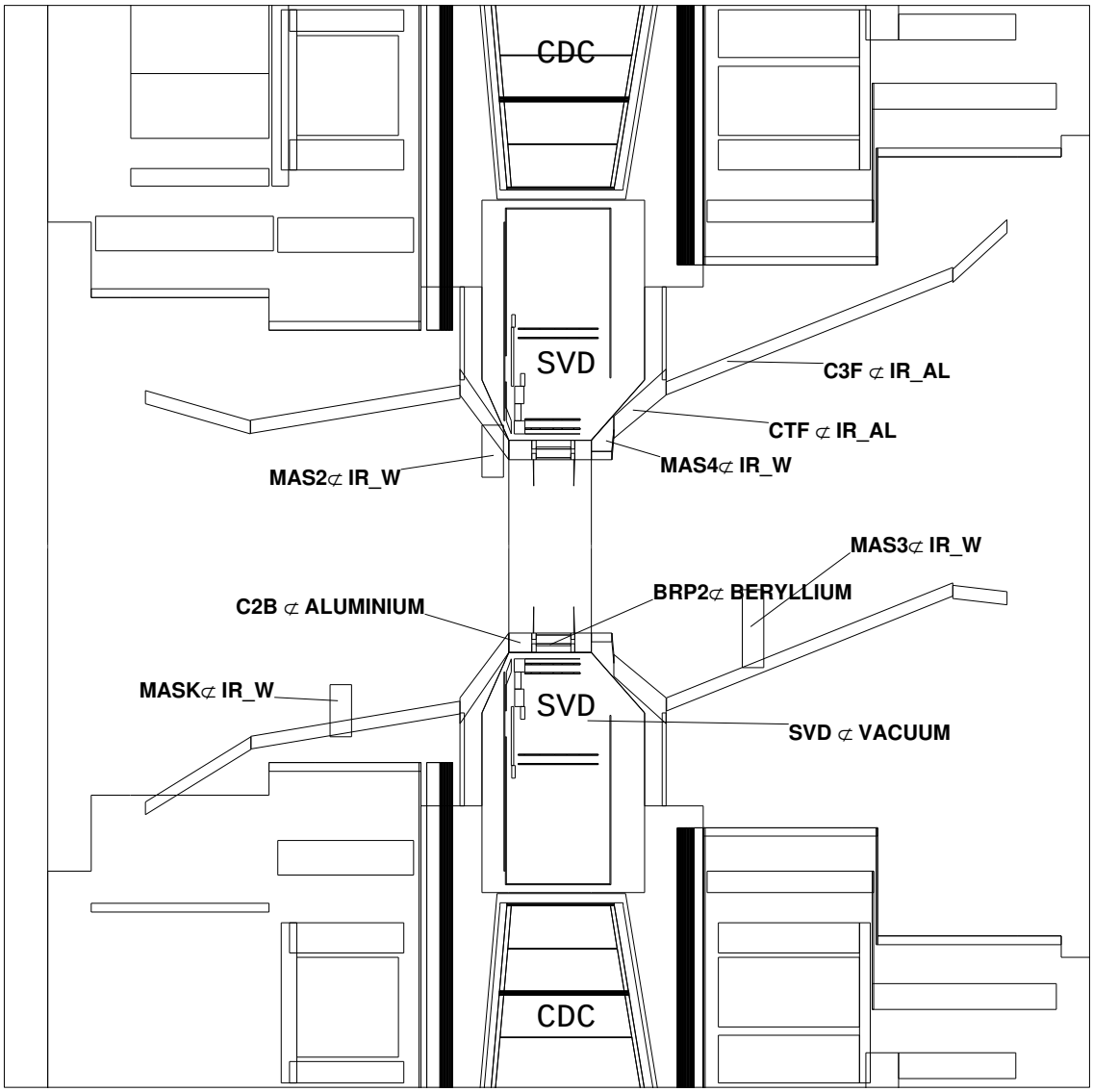

図 5.2: ビームパイプ付近の物質の配置。但し縦：横 = 20:1

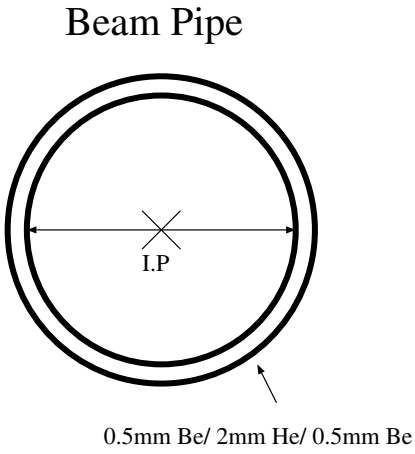

図 5.3: 衝突点付近のビームパイプの図 ($r\phi$平面で見た図)

れの物質は内側と外側に $0.5\mathrm{mm}$ のベリリウム、その間にヘリウムの冷却用ガスを満たしている。これが図 5.2 中の $\mathrm{BRP2}$ に当たる。

次に実際のビームの通り道は図 5.4 に示すようにそれぞれのビームが、先に述べたように$\pm 11mrad$ の角度を持って衝突する。通常はこのような経路を通ってビームの衝突を行なうのであるが、ビームの中には制動輻射によってγを放出したり、ビームパイプ内の残留ガスとのクーロン散乱により、進行方向が変わるものがある。そしてこれらの粒子が電磁石の電場内をふらつくことによりさらに軌跡がずれ、図 5.2 にあるような物質に衝突してしまう。その際に何らかの反応を起して、さらに 2 次的な粒子を発生させる。これがビームに起因するバックグラウンドの原因であり、このようなものを出来るだけ除くのがトリガーの目的の 1 つである。実際の反応例を図 5.5 に示す。

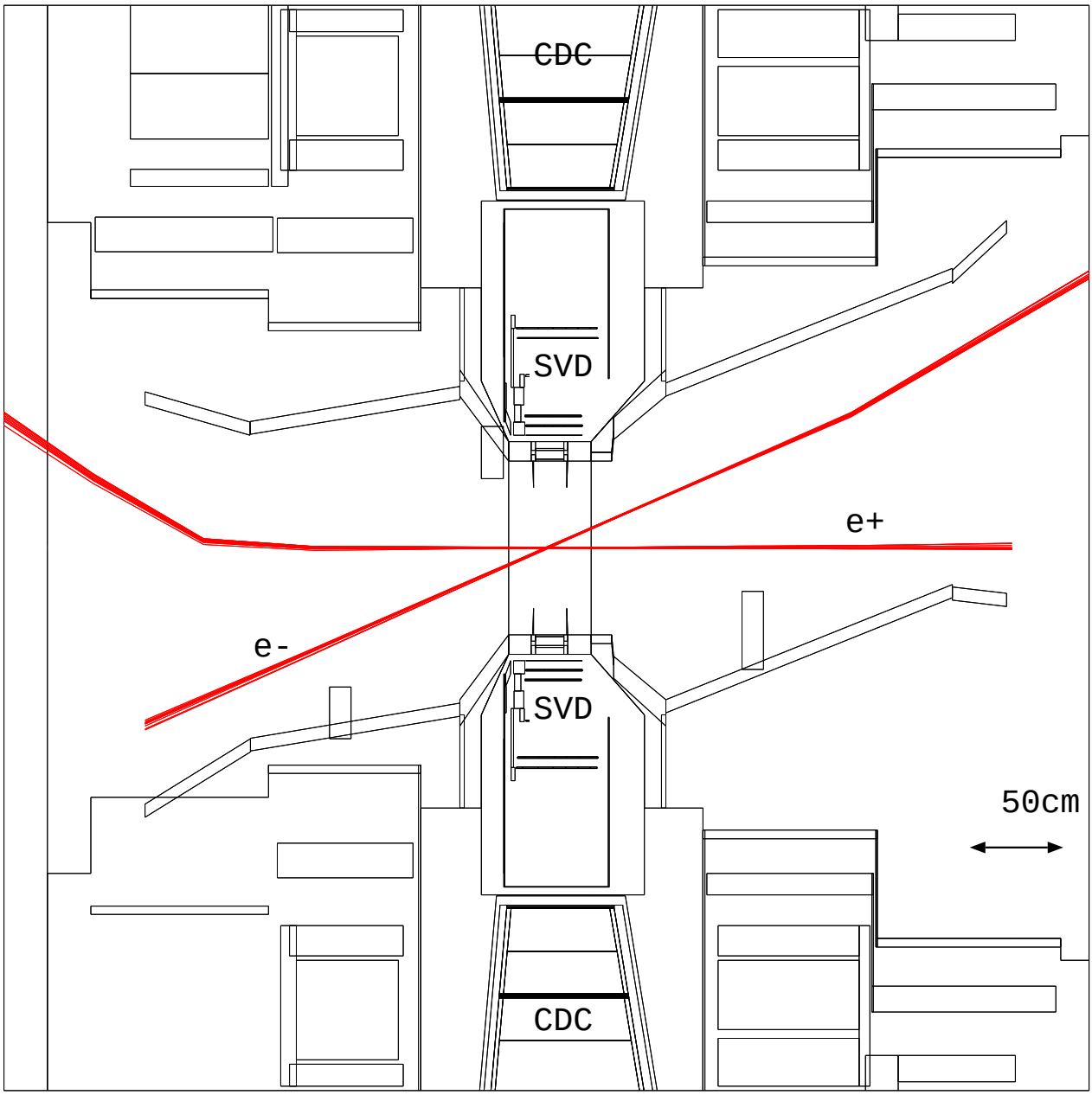

図 5.4: ビームの入射位置

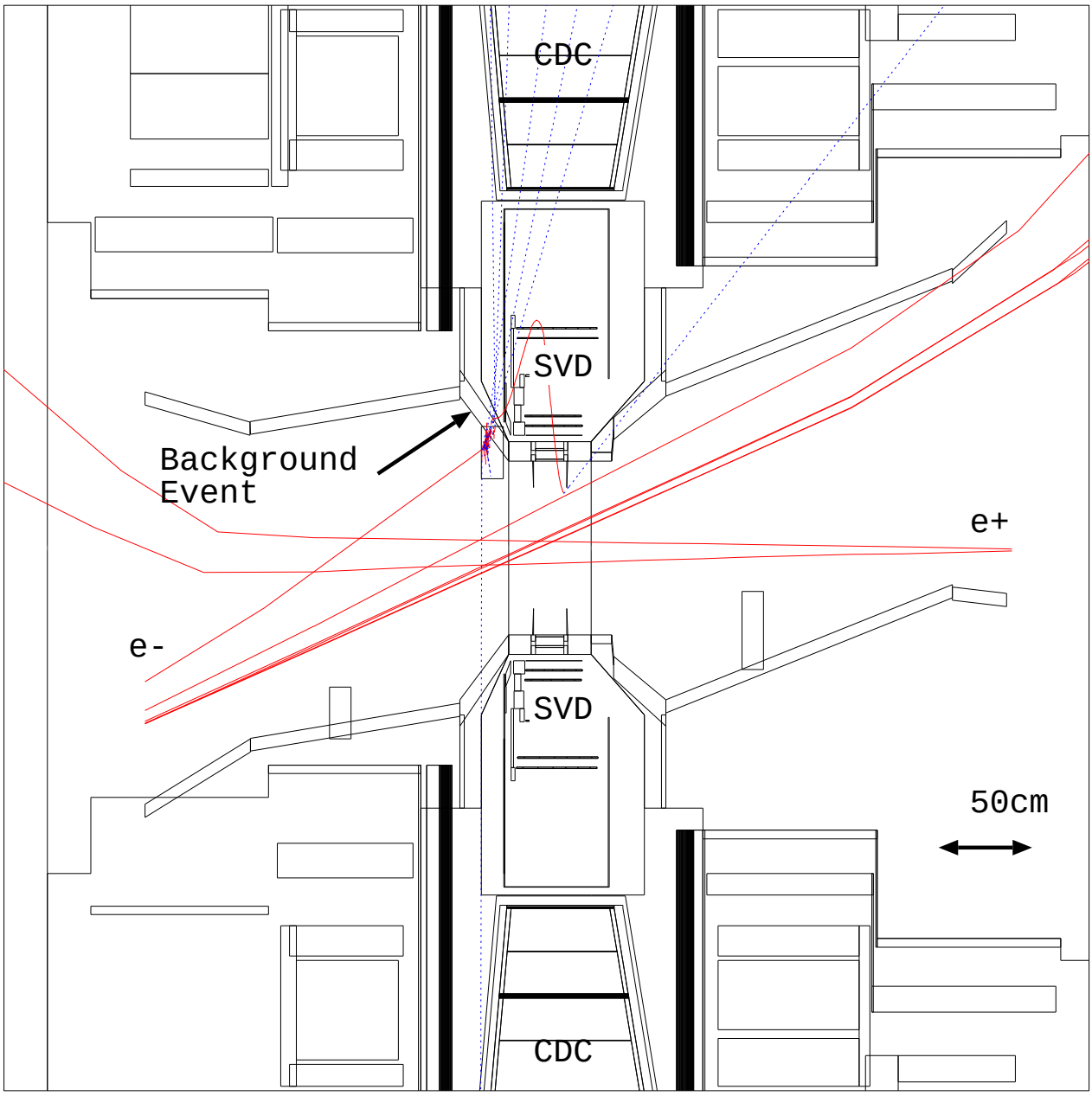

図 5.5: ビームに起因するバックグラウンドの反応例

それぞれの測定器を通過している粒子及びγ線の生成点は衝突点とは全く関係なくランダムに生成されている。SVD トリガーでは粒子の発生点を $|Z| \leq 0.9(cm)$、$|r| \leq 0.05(cm)$ に絞っているので、かなりのバックグラウンドを除去出来るものと思われる。

5.3 バックグラウンドのシミュレーション

シミュレーションでは先のビームのパラメーターはすべて入っており、測定器の配置もほとんど完全に入力されている。そして先に述べたようにバックグラウンドを引き起こす要因は、高エネルギー領域では以下の 2 種類が大きな影響をもつ。

- ビームパイプ内の残留ガスとのクーロン散乱により軌跡がずれる。
- 制動輻射などによって粒子の軌跡がずれる。

以下にこれらの要因によるバックグラウンドを引き起こす粒子 (spente electron(positoron)) の運動量と角度分布に付いて考察する。まずクーロン散乱であるが、これは以下の式でその角度分布が表される [20]。

$$\frac{d\sigma}{\theta d\theta} = 2\pi \left(\frac{2Ze^2}{pv}\right)^2 \frac{1}{(\theta^2 + \chi_\alpha^2)^2} \tag{5.1}$$

ここで、p と v はビームの $e^{\pm}$の運動量と速度であり、Z はターゲット (ここでは残留ガス) の原子番号、χ_αは遮蔽効果の為の補正ファクターである。高エネルギーではこの補正ファクターは無視できるぐらい小さいので、ここではこのファクターは考えない。すると上の式は、ラザフォード散乱の式となる。この反応は完全に弾性散乱と考えて良く、よってビームのエネルギーはこの反応の前後で変化しないとする。B-factory でのこの反応の角度分布を以下の図 5.6 に示す ([22] から採用)。

次に、もう 1 つの大きな要因である制動輻射であるが、これはエネルギーが変化しうる。Bethe-Heitler の方程式 [21] を近似した式 [22] を用いた計算結果を以下の図 5.7,5.8 に示す。これはビームパイプに衝突した $e^{\pm}$及びγの運動量およびその散乱角度の分布である。 この制動輻射ではγ線を放出することにより、自分の運動量 (エネルギー) は減少するが、その進行方向にはほとんど変化がなく、近似的に 0 である

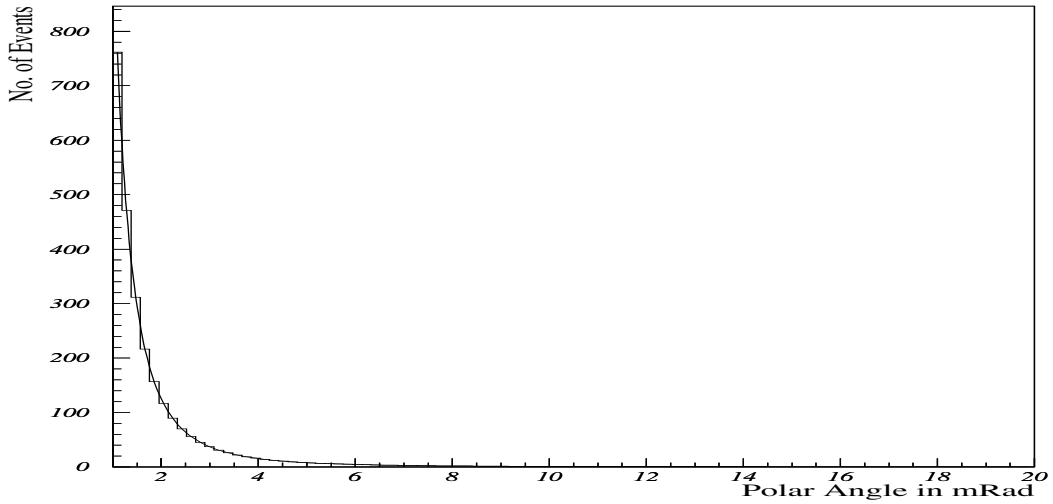

図 5.6: クーロン散乱による入射粒子の角度分布

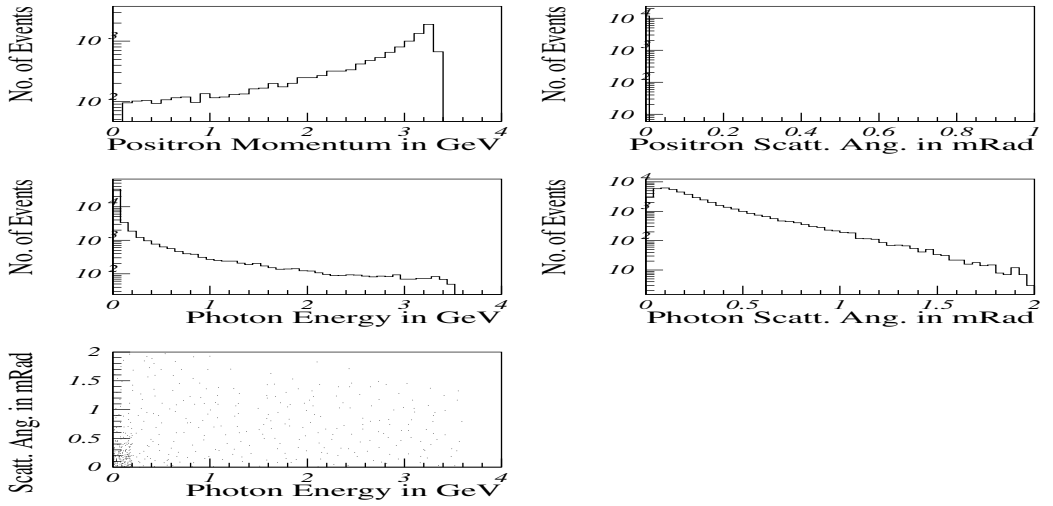

図 5.7: 制動輻射による e^+の分布

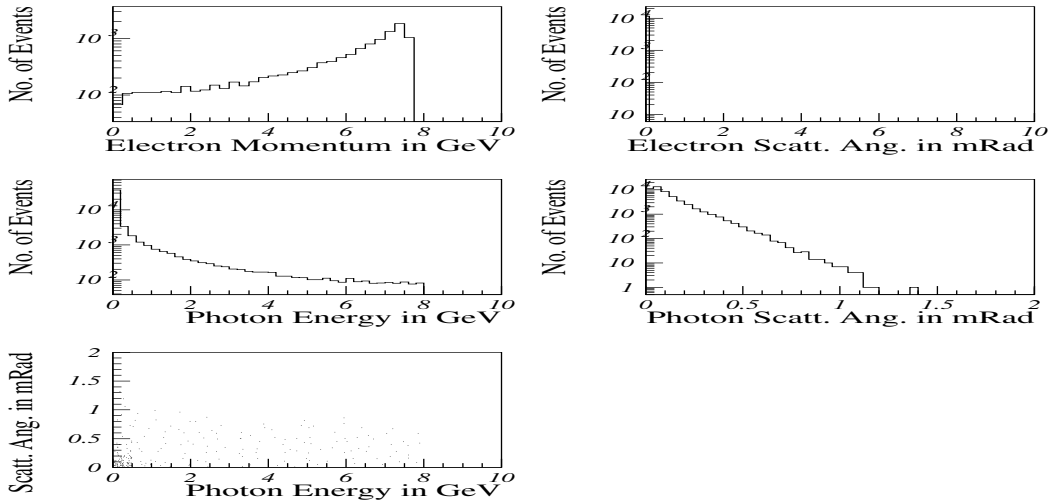

図 5.8: 制動輻射による e^- の分布

としてもよい。しかし、運動量が減少しているので、電磁石の磁場の影響がより大きくなり、よけいに曲げられることになる。その結果、最終的にビームパイプ等の物質に衝突しバックグラウンド事象の原因となる。先の図の分布はシミュレーションの粒子の入力として使用されている。すなわち先の図の分布に従う粒子をシミュレーションに与え、そこから電磁石等の影響を計算し、最終的に粒子がどこに向かい、どのような相互作用を起すかを計算している。

次に上で述べた計算の結果、シミュレーション内で実際にバックグラウンド事象となる粒子の運動量分布を図 5.9 に示す。

この図から分かるようにそれぞれの運動量は $e^{\pm} = \sim 5\mathrm{GeV/c}$、$1\mathrm{GeV/c}$ がピークになっており、シミュレーションでの計算もこの領域を扱うようになっている。

そして上の制動輻射とクーロン散乱が起こりうる頻度及び反応断面積は計算の結果以下の表 5.2 に示すような値となっており、この値がシミュレーションに入っている。

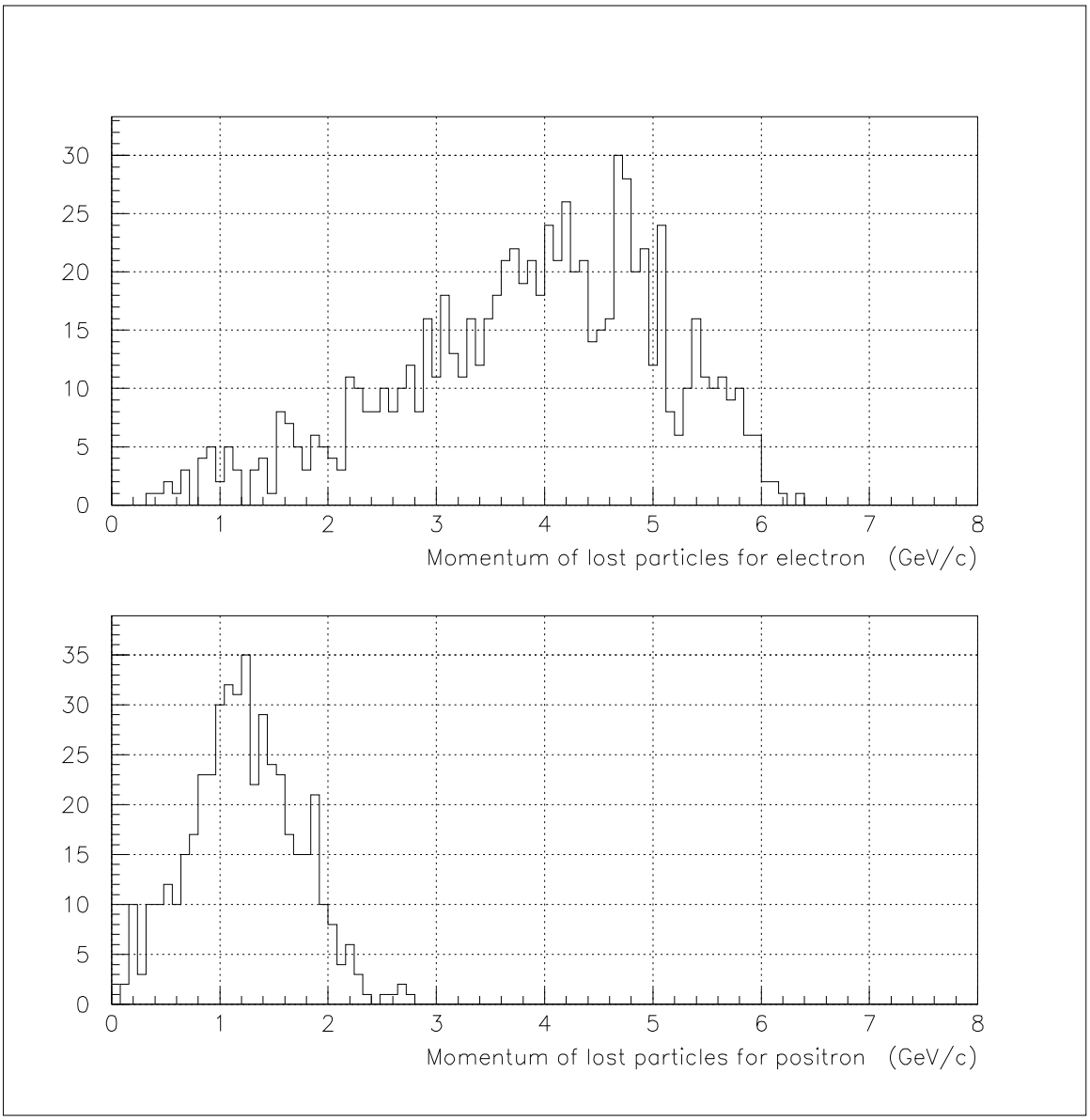

図 5.9: バックグラウンドの原因となる粒子の運動量分布

	e^+	e^-
制動輻射	1.9985 barn	1.9815 barn
	4.059 MHz	4.276 MHz
クーロン散乱	1.042 barn	0.1994 barn
	2.116MHz	0.4303 MHz

表 5.2: バックグラウンドレート。ただし、barn $= 10^{-24}cm^2$

また、シンクロトロン輻射の影響はシミュレーションには含まれていないが、現在までに行なわれた研究の結果、SVD に衝突する頻度は ~ 5 イベント / $1\mu sec$ であり、そのエネルギーは荷電粒子の最小電離損失よりも小さく、ほとんど影響がないという結果が得られている。よって今回はシンクロトロン輻射の影響は無視している [23]。以上がシミュレーションでのバックグラウンド事象に付いての説明であるが、次にシミュレーションでの計算に含まれている相互作用について述べておく。おおまかに言って、バックグラウンドに関係する相互作用については以下の 3 つに分類できる。

1. γと原子核の相互作用 (Photonuclear)、荷電粒子と原子核の相互作用 (Electronuclear)
2. Quasi-Real γ
3. 深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering)

現在シミュレーションに含まれているのは 1 と制動輻射の効果で、2,3 はまだ含まれていない。しかし、KEK-B のエネルギー領域で最も効いてくるのは 1 であり、2、3 については 1 よりもその影響ははるかに少ない。1. のうち原子核とγ線の相互作用は GELHAD と呼ばれるソフトによって計算されており、詳細は [24] にある。

最後にこのシミュレーションはヨーロッパにある CERN のグループが作った GEANT([25]) というシミュレーションソフトを組み込んでおり、これによるシミュレーションの結果は実際の実験とよく合致することが、過去のさまざまな実験から証明されている。

ビームに起因するバックグラウンドによるトリガー検出頻度のシミュレーションは過去に幾つか行なわれており、ここではBaBarの研究に付いて紹介しておく[26]。これはアメリカのスタンフォード大学にあるPEP-2という加速器を用いたBaBarという実験での研究であり、このBaBarグループの主要な目的もKEK-Bと同じくB中間子を多量に生成しその性質を調べることにある。PEP-2のビームのエネルギーは$9\mathrm{GeV}(e^-)$と$3.1\mathrm{GeV}(e^+)$であり、KEK-Bとはやや異なるものの非常に良く似た実験である。この実験ではトラックトリガーとして2トラックトリガーだけでなく、ドリフトチェンバーの一番外層まで届かない短いトラックを1本と普通のトラック1本の1.5本のトラックトリガーも考えている。この1.5トラックトリガーの結果としてビームパイプ内の真空を10^{-9}torrとして、ビームに起因するバックグラウンドによるトリガーレート$=370\mathrm{Hz}$という値を得ている。これはバーテックス検出器のトリガーを考えずにドリフトチェンバーのトリガーだけでの結果である。

以上のことを考慮してこのBELLE SVDトリガーでのバックグラウンドの除去について調べてみた。

5.4 バックグラウンドの評価 の結果

今回発生させたイベントは2624000イベントで、これは実際の実験において1.312secに対応する。次節で述べるが、現在SVDのエレクトリックノイズに対しての計算が行なわれ、1ストリップあたり１.1KHzと言う値を得ているので今回はこの１.1KHzという値で評価を行なった。

まず発生させた事象におけるバックグラウンドとなるトラックについて、そのz方向の位置の分布を図5.10に、P_tの分布を図5.11に示す。それぞれ、CDCに入射したトラックの分布であるが、ビームからの電子、陽電子とそれらが相互作用を起してできたハドロンとに分けて分布をとってある。これは今回のシミュレーションで得られたものであるが、文献[27]、[28]において得られた結果と矛盾しない。

zの分布はCDCへの入射位置からビーム軸上に変換した値であり、$z=\pm 20(cm)$のところにピークがある。これはSVDを支えるサポートの物質があるところを示す(図5.12)。これはビームが衝突点付近に入ってくるところであり、それ以前に軌道

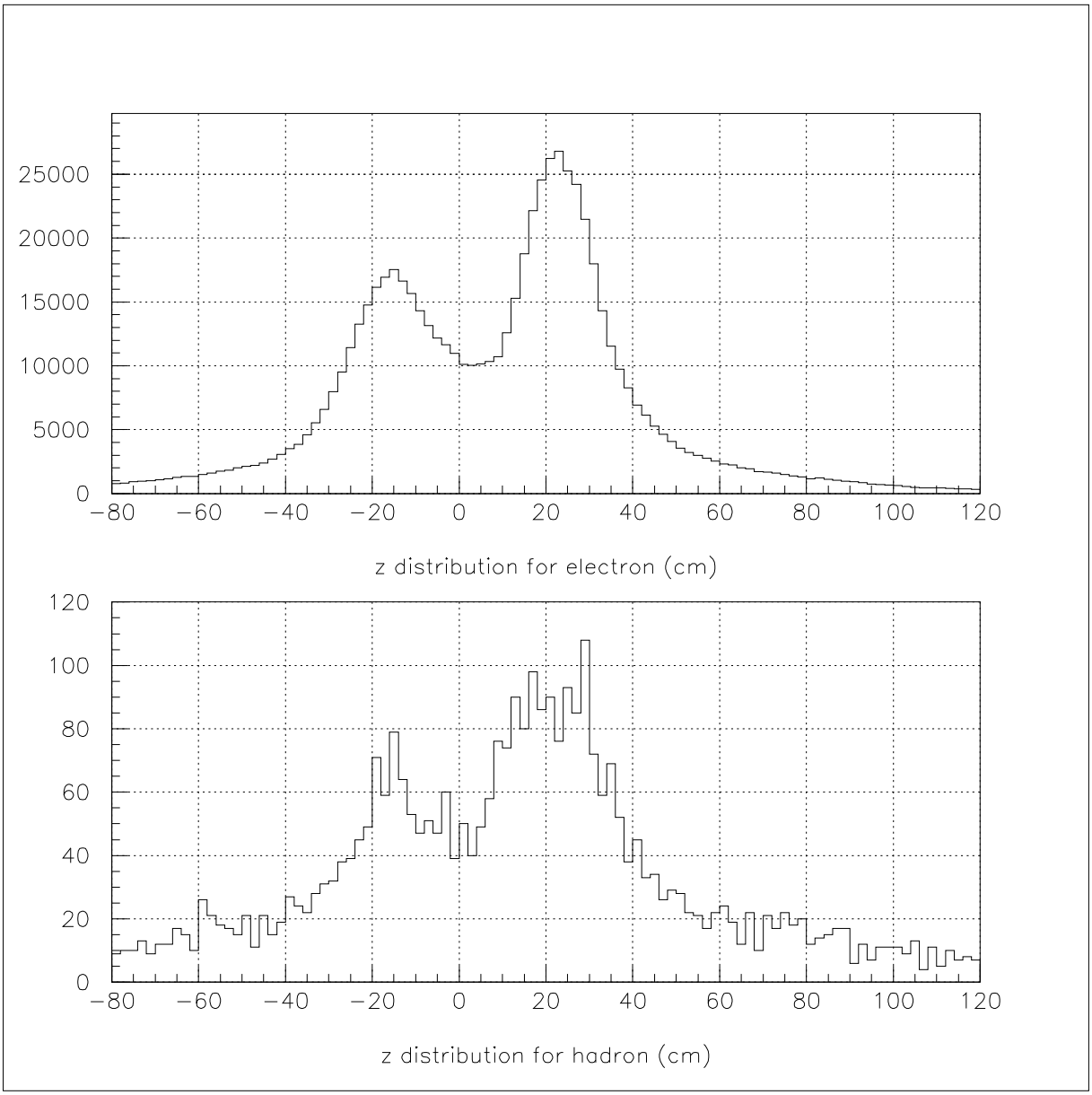

図 5.10: バックグラウンド事象の発生点の z 方向の分布。SVD トリガーでは $|z| \leq 0.9(cm)$ に絞れる。

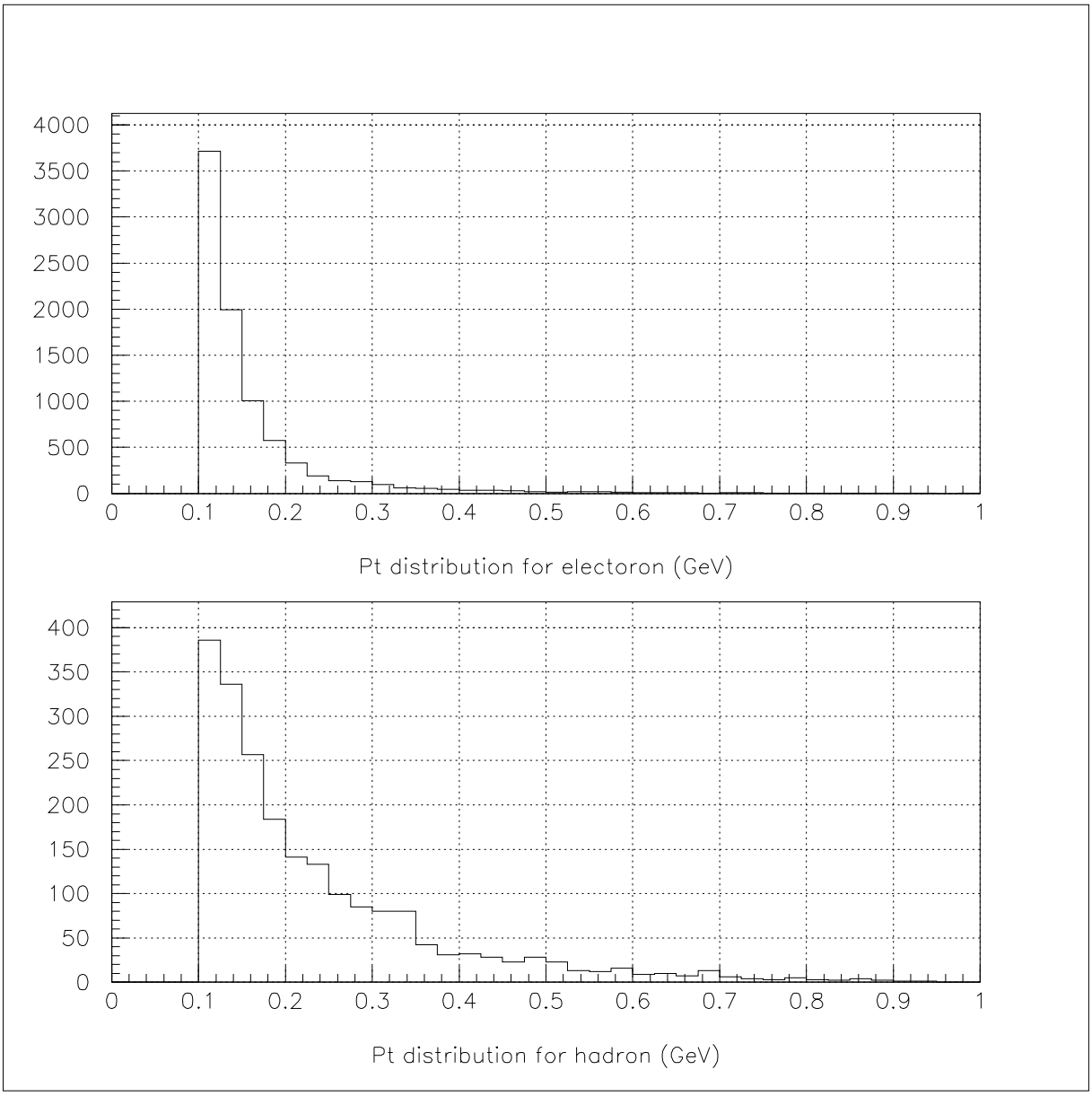

図 5.11: バックグラウンド事象の P_t分布。上図は電子、陽電子のもので、下図は発生したハドロンのもの。

がずれた粒子がここで相互作用を起すと思われる。P_tの分布は $P_t \geq 0.1(GeV/c)$ のものだけ示してあるが、ハドロンの方が、やや大きな P_tを示している。

次にSVDトリガーのバックグラウンドトリガー検出事象の結果に付いての結果を表5.3に示す。

	CDC	SVD
事象数	222	42
レート	169 ± 11 Hz	32 ±5Hz

表 5.3: バックグラウンドの評価の結果 (2624000 イベント)

以上のような結果を得た。SVDのトリガーの性能としては、CDCのトリガーを通過した事象を$\frac{1}{5}$に落とせるので、かなり強力であることが分かる。図5.13にCDC$r\phi$トリガーがトリガーを検出した事象について、CDCに入射してきたバックグラウンドによるトラックのP_t分布をしめす。上図は電子の、下図は発生したはハドロンのものである。ハドロンのほうはかなり高いP_tを持ってCDCに入射している。すなわち、これらの高いP_tをもったハドロンはその発生位置にもよるが、CDC$r\phi$トリガーでは比較的トラックが検出しやすく、よってこれらがバックグラウンドによるトラックの主な原因であろうと思われる。以下の図5.14にCDCトリガーがトリガーを計測し、SVDトリガーでそれを除去できた事象例を示す。

下図を見ると、バックグラウンド事象が衝突点からかなり離れたところで発生しているのが分かる。SVDトリガーでは $|z| \leq 0.9cm$,$|r| \leq 0.05cm$ に絞れるので、この事象ではトリガー検出していない。

またCDCトリガーでトリガーを検出し、SVDトリガーでも除去出来なかった事象例を図5.15に示す。

この図をみると、バックグラウンドとなるトラックはかなりの数にのぼり、その中で発生点が衝突点付近のものもあり、またそれらのトラックがたとえ1本ではトラックと判別されなくても数本が同じオクタントに入射することによりトラックと判別してしい結果としてSVDトリガーでも除去できない、ということが考えられる。こ

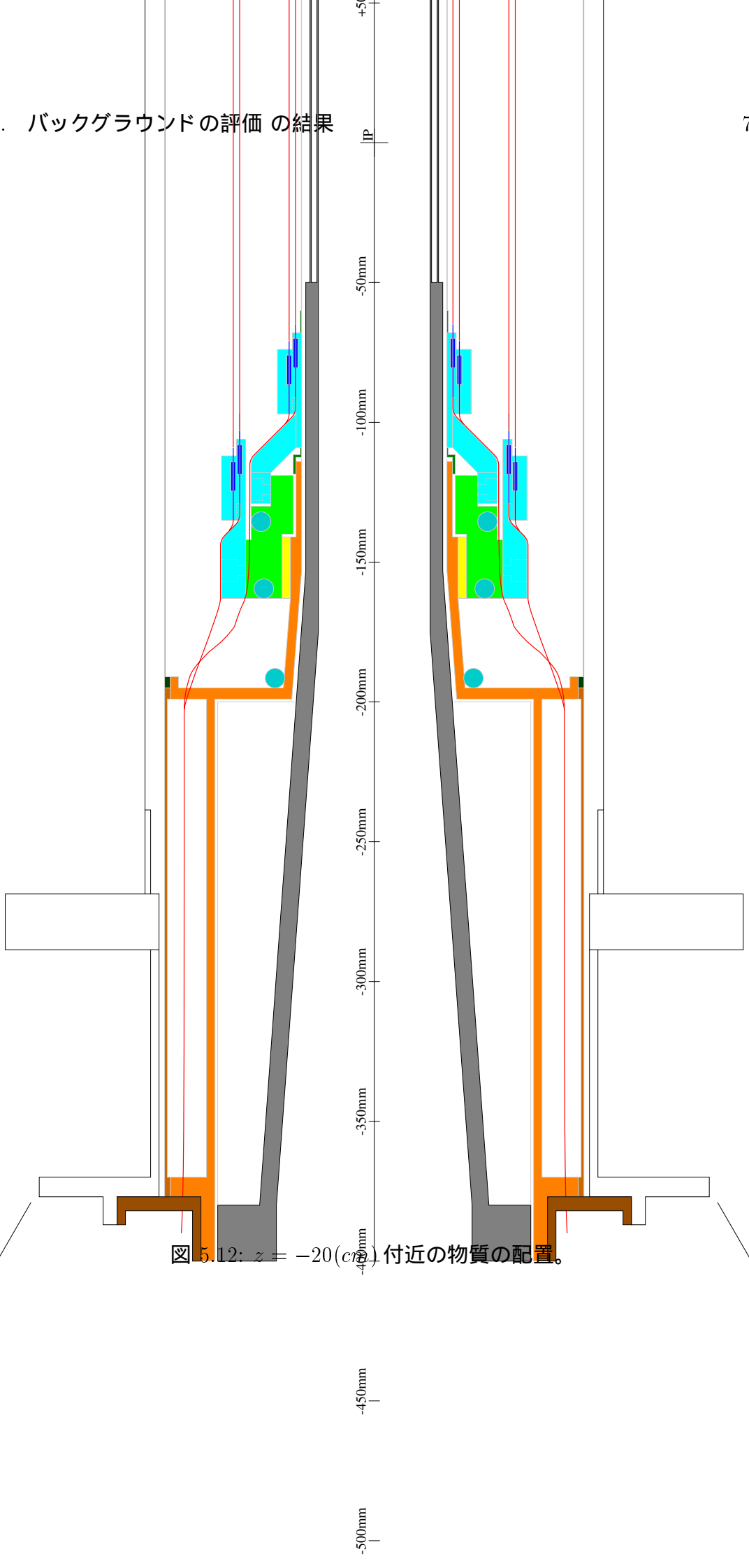

図 5.12: $z = -20(cm)$ 付近の物質の配置。

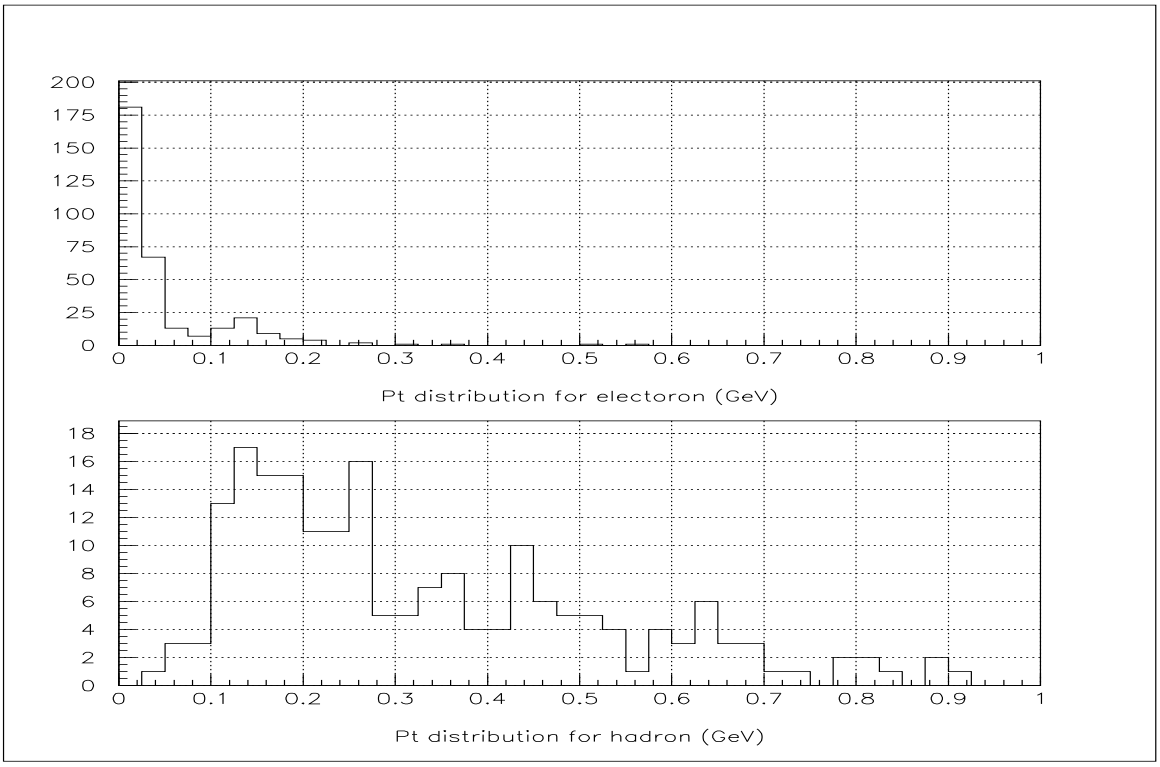

図 5.13: CDC トリガー検出事象における、CDC に入射してきたトラックの P_t 分布。上図が電子及び陽電子、下図が発生したハドロンの分布である。

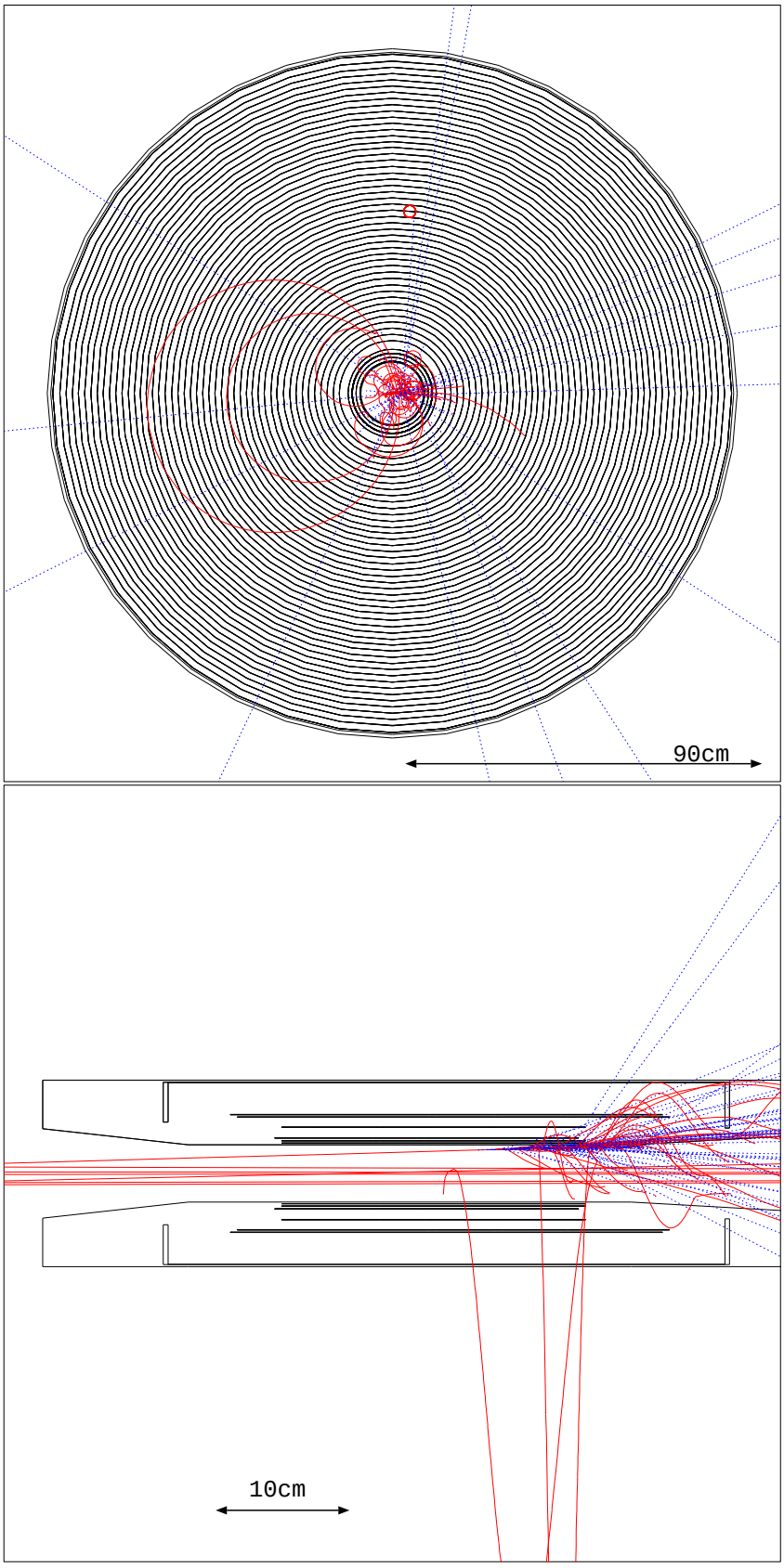

図 5.14: CDC トリガー検出事象を SVD トリガーで除去した事象の反応例。実線は荷電粒子を、点線はγ線を表す。

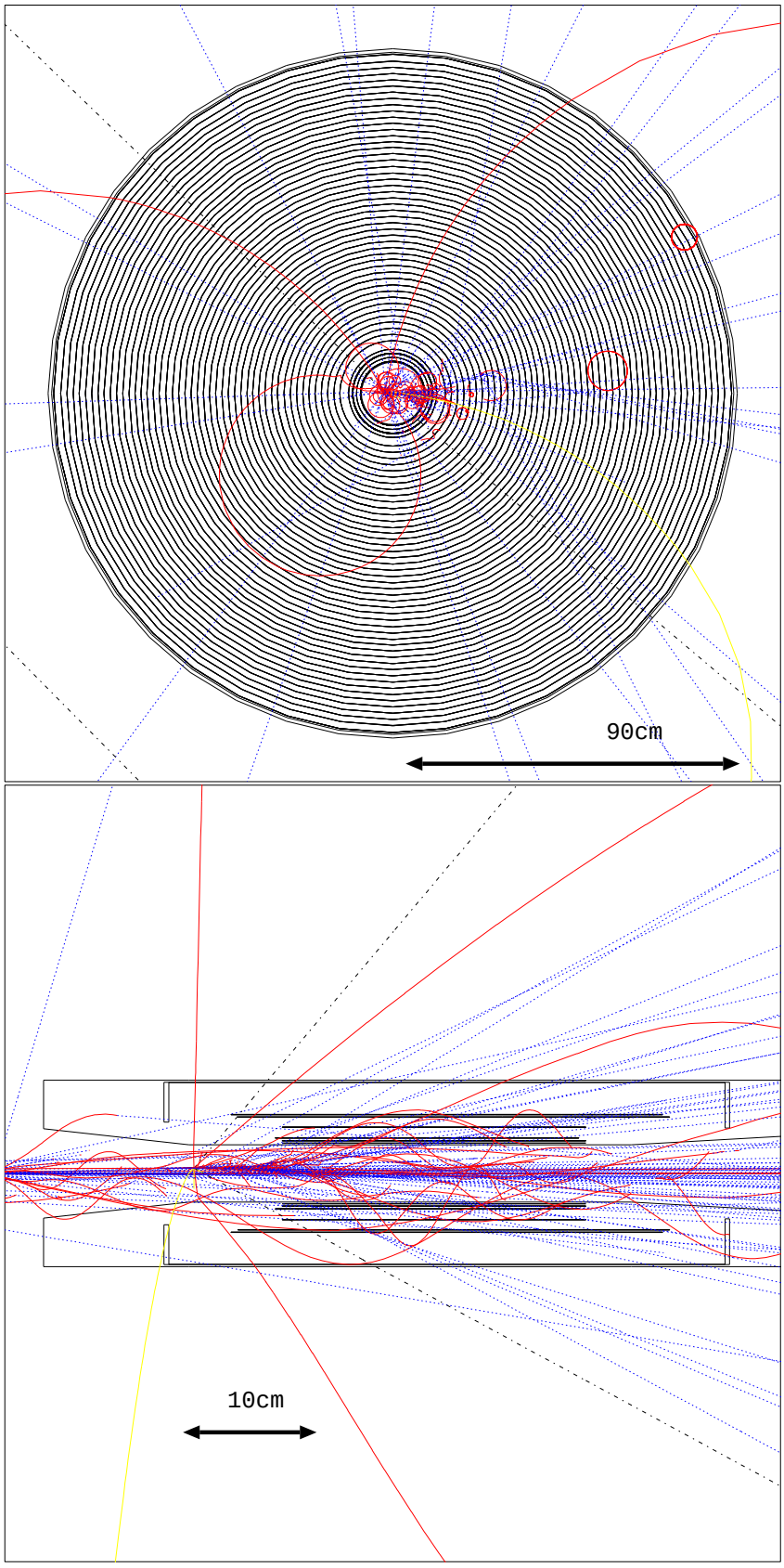

図 5.15: CDC トリガー検出事象を SVD トリガーでも除去できなかった事象の反応例実線は荷電粒子を、点線はγ線を、1 点鎖線はνを表す。

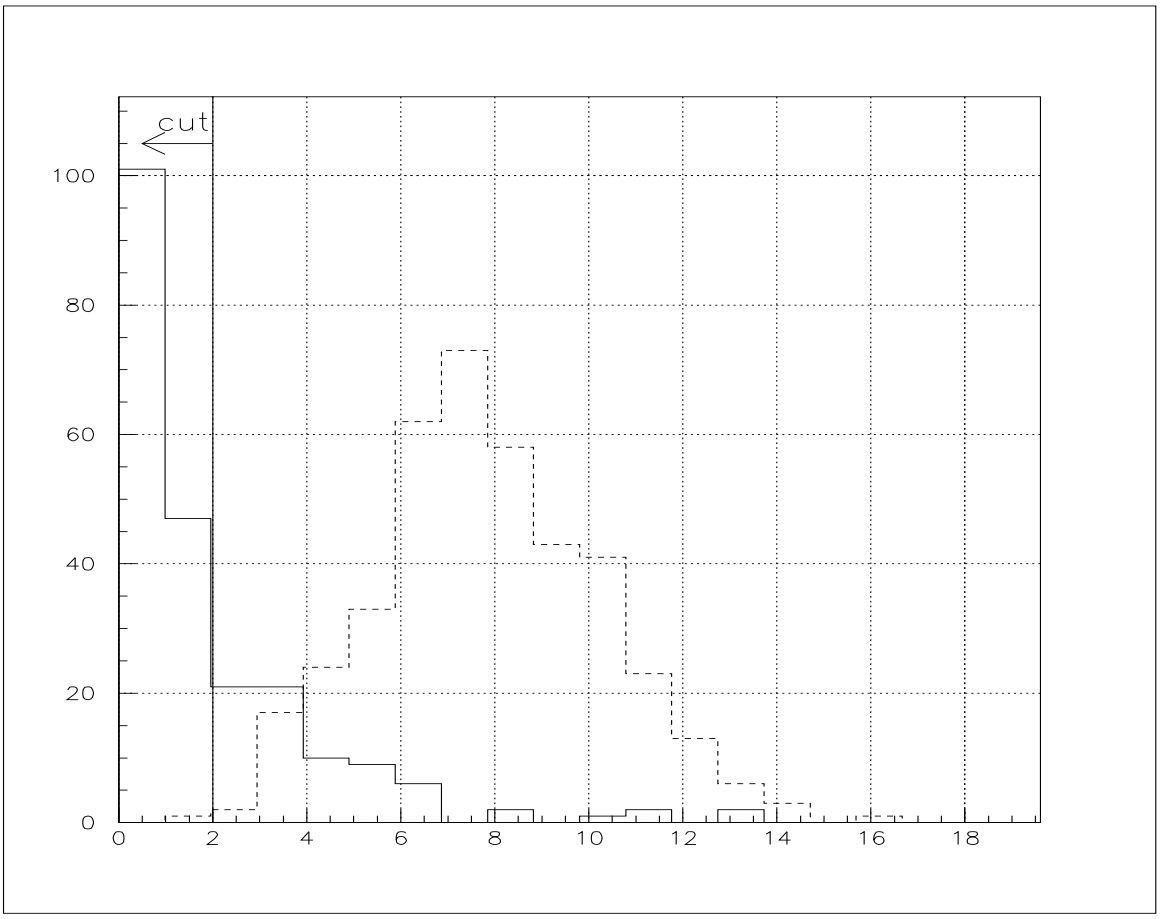

図 5.16: SVD トリガーによるトラック数の分布。図の破線は $B^0 \to J/\psi K_s$ モードにおけるトラック数の分布。CDC$r\phi$トリガーでトリガーがかかった事象が母集団である。

れらの事象を除去する為にはさらに強力なトリガー論理を用いる必要がある。

次に図 5.16 に計測されたトラック数の分布を示す。上図は CDC トリガーで 1 本でもトラックが計測された事象における SVD トリガーでのトラック分布であり、下図はその中でも CDC トリガーでトリガーがかかった事象についての SVD トリガーでのトラック数の分布である。また上図の斜線の分布は $B^0 \to J/\psi K_s$のモード における SVD トリガーでのトラック数の分布である。結果として電子陽電子衝突事象とバックグラウンド事象の区別はよく出来ていると思われる。

最後にこのトラックが SVD 上のどの位置で検出されたかを調べた結果を図 5.17 に

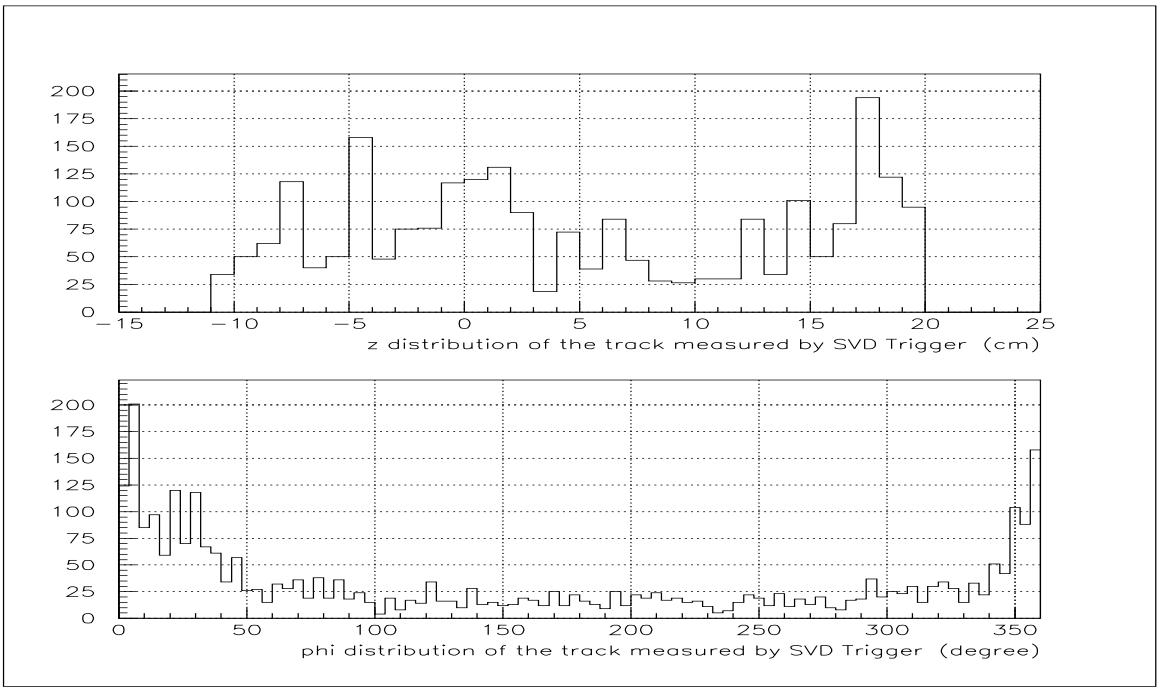

図 5.17: トラックの検出位置の分布。

示す。これは 4 層目の検出位置として定義している。z 方向ではやや前方にピークがあり、$r\phi$方向では$\phi = 0^o$付近にピークがある。これらのトラックは SVD トリガーで測定されたものであるので、発生点は衝突点付近であるが、これらの方向にバックグラウンドが多いのは非常に興味深い。この結果は [19] による結果と一致しているが、原因としては以下のようなものである [23]。まず衝突点付近のビームバンチの形は、その直前にあるビーム集極用の電磁石が y 方向にビームを集極するためのものであるために、x 方向に長軸のある楕円形をしている。この為に x 方向 $(\phi = 0^o, 180^o)$ にバックグラウンドによるトラックが多く存在する。しかし加速器の内側方向はマスクにより、かなりのバックグラウンドを防ぐことが可能であるが、外側方向はあまり防げていない。この結果加速器の外側方向 $(\phi = 0^o)$ にバックグラウンドによるトラックが極在する。

もしバックグラウンド事象に対するより強力なトリガー論理を考えるなら、このことを利用して、最もヒットの多いオクタントだけより厳しいトリガー論理 (例えば衝突点の幅を小さくする等) を課してもよいかもしれない。しかしその際にも電

子陽電子衝突事象のトリガー検出効率を落とさないようにしなければならない。

5.5 エレクトリックノイズの評価

SVD の読み出しは膨大な数にのぼり、エレクトリックノイズの影響は SVD トリガーには無視できないものになる。本番で使う SVD は現在まだ開発中であり、測定は出来ていないが、[30] によると、1 ストリップに付き 1 KHz という値がエレクトリックノイズ頻度として得られている。この計算については付録 A にのせる。しかしハード的に予想する値が得られればよいが、静電容量等の値が付録 A の計算で使用した値よりも悪くなるとエレクトリックノイズの頻度が 1KHz よりも高くなり、結果として SVD トリガーのバックグラウンド除去率も低下することになる。そこで、この SVD トリガーがどの程度エレクトリックノイズに耐えうるのかを調べてみた。図 5.18 に、CDC のトリガーが取得した事象に対する、SVD トリガーのバックグラウンド除去因数 (rejection factor:$\frac{CDC\ \text{のトリガー検出事象数}}{SVD\ \text{のトリガー検出事象数}}$で定義される) のエレクトリックノイズ頻度の依存性を示す。

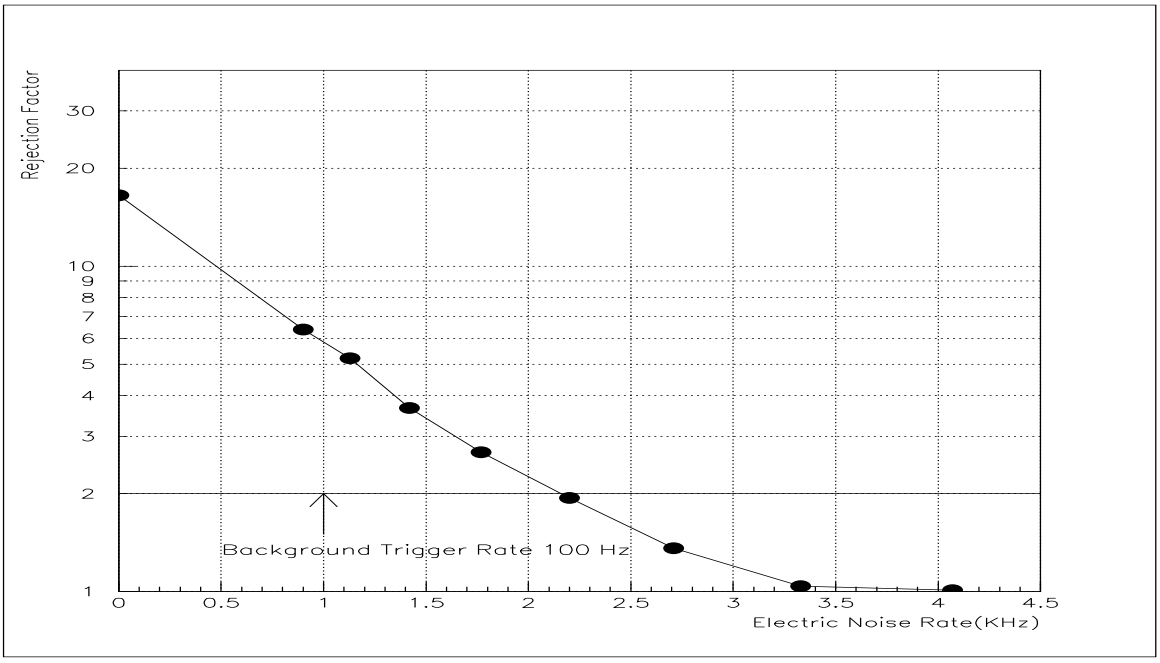

図 5.18: SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性。縦軸はログスケールで示してある。

エレクトリックノイズ頻度の増加に伴って除去因数が低下し、2KHz では除去率は

半分程度になっている。もし、このような頻度でエレクトリックノイズが発生すればSVDトリガーの性能も期待されるほどではなくなり、結果としてバックグラウンドの除去が十分でなくなってしまう。現在得られている値として、CDCトリガーによるバックグラウンド検出頻度は~200Hzであるから、SVDトリガーとして100Hzを達成しようとすると、バックグラウンド除去因数は2以上を要求される。このトリガー論理ではSVDのエレクトリックノイズ頻度~2.2KHzに対応する。すなわちSVDトリガーはエレクトリックノイズ頻度が$2KHz$程度までは十分性能を発揮できるが、それ以上では厳しくなってくる。これを回避するために、今回より強力なトリガー論理として以下のような論理を考察してみた。

- 今までの論理に加えて、検出したトラックのうち、少なくとも1本は4層のコインシデンス(トラックロジック3)があることを要求する。

以下これを、トリガー論理2とし、これまでのトリガー論理をトリガー論理1と呼ぶ。このトリガー論理2はトリガー論理1よりやや厳しい論理であり、これを用いたSVDトリガーのバックグラウンド除去率とエレクトリックノイズの頻度をグラフにしたものを、図5.19に示す。

やはり、エレクトリックノイズの増加によるバックグラウンドの除去因数の低下は大きいが、今までの論理演算よりは全体に除去因数が大きくなっている。この論理演算ではバックグラウンド検出頻度100Hzを達成するには、SVDエレクトリックノイズ頻度が~2.8KHz以下であることが要求される。

次にこのトリガー論理による電子陽電子衝突事象のトリガー効率を以下に示す(表5.4)。

これらについてはほとんどトリガー効率が低下せず、なかなか良い結果を得ている。

結果として、エレクトリックノイズの頻度が1KHz程度ならば、現在のトリガー論理で十分であるが、2.5KHz程度であればやや厳しいトリガー論理(トリガー論理2)を課す必要があり、エレクトリックノイズの頻度が2.5KHz程度を越えるようであれば、さらに強力なトリガー論理を使用する必要がある。さらなるトリガー論理の改良案としては、現在使用しているSVDの$r\phi$トリガーとCDCの$r\phi$トリガーを使

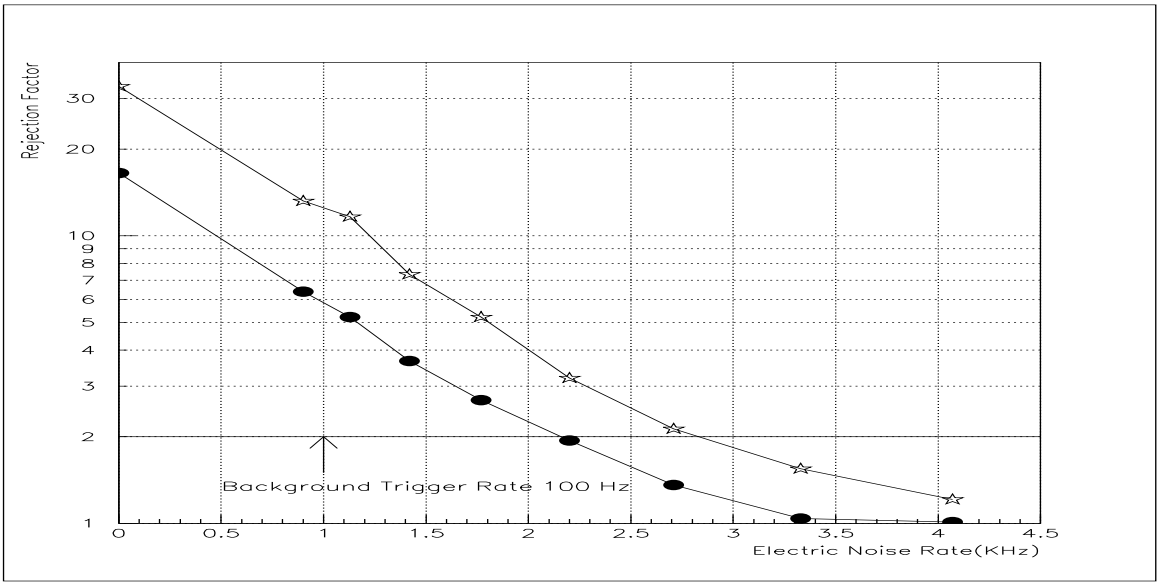

図 5.19: SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性 2。黒丸がトリガー論理 1 によるものであり、星印がトリガー論理 2 によるものである。縦軸はログスケールで示してある。

用し、SVD の Z トリガーとのコインシデンスをとることが考えられる。現在トラックの判別は 16 分割したトリガー領域において、Z トリガーと $r\phi$トリガーの両方がトラックを判別したときのみ、トラックと見なす (2.2 参照)、という論理を用いているが、さらに SVD のオクタント 1 つ分に対応する CDC の 16 分割の領域のどこかに CDC$r\phi$トリガーでトラックが判別されるという論理を課すというものである。図 5.20 にその概念図を示す。 論理式で書くと

$$(\text{SVD Z トリガー}) \cap (\text{SVD } r\phi\text{トリガー}) \cap (\text{C2} \cup \text{C3})$$

となる。ただし C2,C3 は図 5.20 中の 16 分割された CDC $r\phi$ 領域での計測されたトラックのビットを示す。この論理演算により得られた結果を図 5.21 に示す。

このトリガー論理はかなり強力であり、現在のシミュレーションでは CDC のエレクトリックノイズは含まれていないが、SVD のエレクトリックノイズによる誤トラックはほとんど除去される。このトリガー論理では SVD エレクトリックノイズ頻度はトリガー論理 1 で ~ 3.1KHz、トリガー論理 2 で ~ 3.8KHz 以下であれば、トリガー

	トリガー論理 1	トリガー論理 2
$B^0 \to J/\psi K_s$	99.45 ± 0.11 %	99.26 ± 0.12 %
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	99.42 ± 0.08 %	99.15 ± 0.10 %
$B^0 \to \pi^0\pi^0$	96.35 ± 0.20 %	95.27 ± 0.23 %
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	97.70 ± 0.19 %	96.21 ± 0.30 %

表 5.4: 2 つのトリガー論理による、電子陽電子衝突事象のトリガー効率

頻度 100Hz 以下を達成できる。このトリガー論理は今後ハードウェアーのことも含めて検討していく必要があると思われる。次にこのトリガー論理による電子陽電子衝突事象の SVD トリガー効率を以下の表 5.5 に示す。

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$のモードについてはややトリガー効率が低下するものの、他のモードについては十分な効率を保っている。結果として CDC$r\phi$トリガーとの領域の一致を要求するトリガー論理演算は非常に優れたトリガーとして使用できることが分かった。

	トリガー論理 1	トリガー論理 2
$B^0 \to J/\psi K_s$	99.20 ± 0.09 %	99.01 ± 0.11 %
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	98.88 ± 0.08 %	98.50 ± 0.09 %
$B^0 \to \pi^0\pi^0$	95.27 ± 0.28 %	94.64 ± 0.23 %
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	97.70 ± 0.26 %	96.19 ± 0.30 %

表 5.5: 2 つのトリガー論理による、電子陽電子衝突事象のトリガー効率。ただし CDC$r\phi$トリガーとの領域の一致を要求したもの。

最後にまとめとして今回調べた新たなトリガー論理によるエレクトリックノイズの上限値を以下の表 5.6 に示す。これらのトリガー論理は電子陽電子衝突事象のトリガー効率を考慮しても十分に使用可能であり、現在のトリガー論理より強力な結果が得られた。

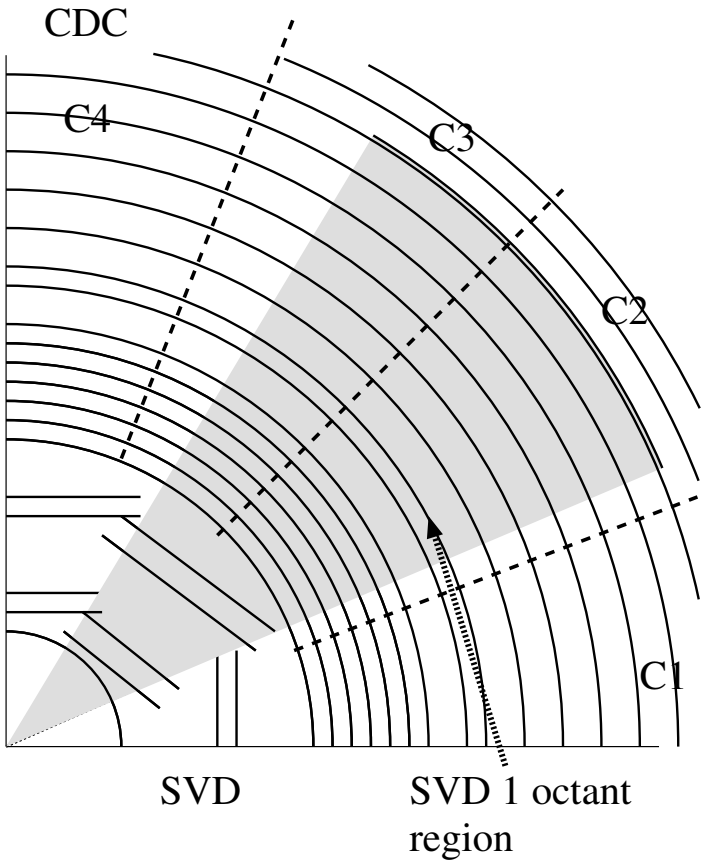

図 5.20: CDC との領域一致論理の概念図

	トリガー論理 1	トリガー論理 2
SVD のみによるトリガー	2.2 KHz	2.8KHz
CDC との領域の一致を課したトリガー	3.1 KHz	3.8KHZ

表 5.6: 2 つのトリガー論理によるエレクトリックノイズの上限値。SVD トリガーのみと CDC トリガーとの領域の一致を要求した論理の 2 つについてその値を示す。

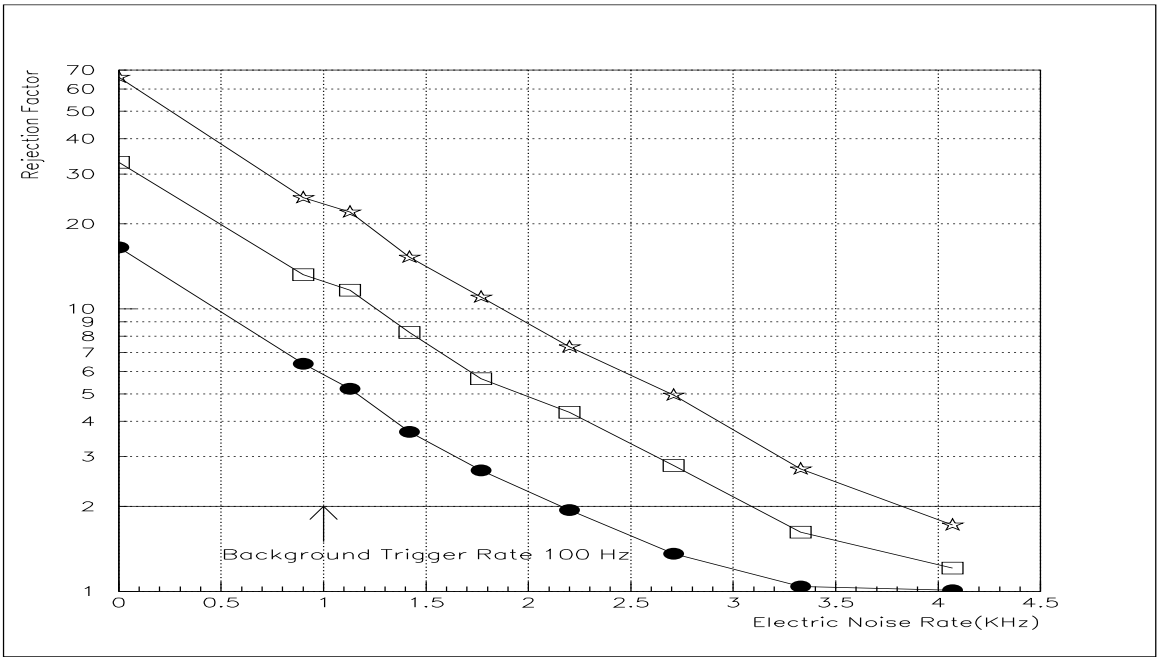

図 5.21: SVD トリガーのバックグラウンド除去因数のエレクトリックノイズ頻度依存性。CDC$r\phi$トリガーとの領域の一致を要求したもの。黒丸は CDC トリガーなしのトリガー論理 1 による値を、CDC との領域一致条件を課し、トリガー論理 1 を使用したものを四角印で、トリガー論理 2 を使用したものを星印で表してある。縦軸はログスケールで示してある。

第6章　結論

6.1　結果のまとめ

今回のシミュレーションによるSVDトリガーの評価では、以下のことが分かった。

- 電子陽電子衝突事象に対するSVDトリガー効率は十分高く、CDCを通過した事象のCDCトリガー効率を損なわない (表6.1)。

	CDC	SVD
$B^0 \to J/\psi K_s$	99.66 ± 0.06 %	99.45 ± 0.08%
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	99.42 ± 0.08%	99.42 ± 0.08%
$B^0 \to \pi^0\pi^0$	94.43 ± 0.24%	96.35 ± 0.20%
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	61.20 ± 0.78 %	97.70 ± 0.19%

表 6.1: CDC,SVDトリガー効率の結果

- バックグラウンドの除去に付いても十分役立ち得ることが分かった (表6.2)。

	CDC	SVD
事象数	222	42
レート	169 ± 11 Hz	32 ±5 Hz

表 6.2: バックグラウンドの評価の結果 (2624000イベント)

- しかしSVDのエレクトリックノイズの増加にたいしては、2kHz程度が限

界であり、これ以上ならばさらに厳しい論理演算を課して対応することが必要である。CDC との領域の一致を要求することにより、このことは実現可能である。

以上のことより、SVD トリガーは十分に BELLE トリガーとして役立つことが分かった。

また今後は今年の 4 月には完成する、プロトタイプのトリガーボードを使用してこれらのロジックを実際のエレクトロニクス上で調べてみることが、予定されている。また実際の SVD の試作品及び読み出しのシステムが完成すれば、それらを測定することにより、実際のエレクトリックノイズのレベルが分かり、その値を使って SVD トリガーの性能の評価をもう一度行なうことが必要である。

付 録A　エレクトリックノイズの評価

ここでは、[30] にある尾崎先生 (KEK) による、ノイズの計算について簡単に述べる。

SVD トリガーとしての読み出しに乗ってくるノイズには以下のようなものがある ([31] 参照)。

- ショットノイズ
  トランジスタのコレクタ電流など、平均電流 I の統計的変動の為に生ずるもので、一般にノイズ電流の 2 乗平均値が

$$\frac{i_p^2}{df} = 2qI \tag{A.1}$$

$$\tag{A.2}$$

(q:電子の電荷)

  となるものである。
- 熱雑音
  入力回路の抵抗器の中の自由電子が熱により不規則運動を行なうために発生するもので、抵抗 R_L と直列に存在する雑音電圧の 2 乗平均値 V_t^2 は単位周波数幅について

$$\frac{V_t^2}{df} = 4kTR_L \tag{A.3}$$

$$\tag{A.4}$$

(k : ボルツマン定数 $= 1.38 \times 10^{-23} J/KT$: 絶対温度 (K), f : 周波数 (Hz))

となる。

- $\frac{1}{f}$ノイズ
  一般に周波数に逆比例した電力雑音スペクトルを有するもので、

$$\frac{V_t^2}{df} = const/\omega \tag{A.5}$$

  のようになる。const は受信用真空管の場合では$2\pi \times 10^{-13}$となり、一般に非常に小さいノイズであり、無視しうるものである。

これらのノイズをその特性によって、以下のように分類する。

- パラレルノイズ
  これはシグナルと平行に乗ってくるノイズで、ショットノイズ、熱雑音などがこれにあたる。このノイズの分布の幅をσ_pとすると、

$$\sigma_p^2 = i_p^2 \times |H(\omega)|^2 \tag{A.6}$$

$$i_p^2 = 2qI_L + 4kT/R_B、H(\omega) = \frac{1}{j\omega t_0(jw + \frac{1}{t_0})} \tag{A.7}$$

  となる。
- シリーズノイズ
  これはシグナルに付随して乗ってくるノイズで、シリコンの相互コンダクタンスをg_mとして、σ_sは以下のように与えられる。

$$\sigma_s = C_{tot}^2 v_s^2 |H(\omega) j\omega|^2 \tag{A.8}$$

$$v_s^2 = 4kT(R_S + R_g) + \frac{8kT}{3g_m} \tag{A.9}$$

- $\frac{1}{f}$ノイズ
  これは先に述べたように非常に小さいが、今回はこの値も見積もってみた。$\sigma_{\frac{1}{f}}$は次のようになる。

$$\sigma_{\frac{1}{f}}^2 = I_{\frac{1}{f}}^2 |H(\omega)|^2 \tag{A.10}$$

$$I_{\frac{1}{f}}^2 = C_{tot}^2 \omega^2 v_{\frac{1}{f}}^2 = 2\pi C_{tot}^2 K_{\frac{1}{f}} |\omega| \tag{A.11}$$

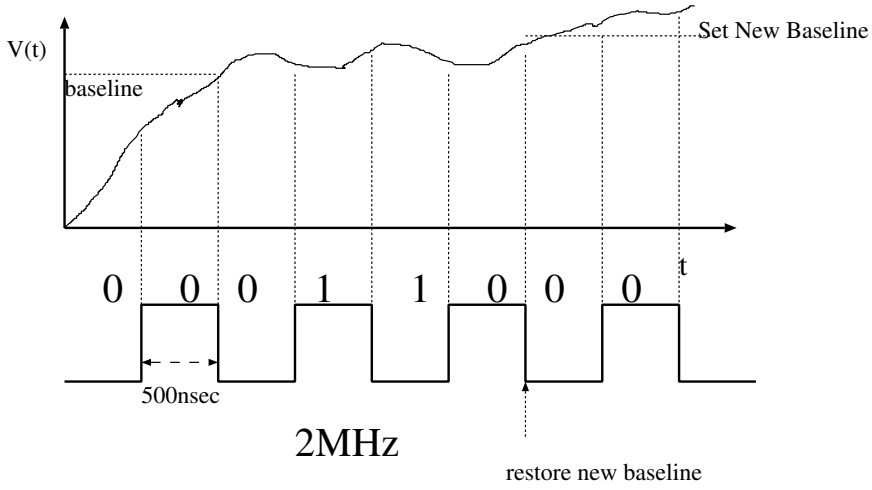

図 A.1: チャージアンプのベースラインの変化の様子。

そしてこれらのノイズを、[32] にしたがって時間発展させ、最終的にどの程度の大きさになるかを調べた。このチャージアンプは時間が立つ毎に電荷をどんどん貯めるのであるが、その電荷のレベルがスレッショルドを越えると、その電荷をクリヤーするのではなく、あらたにその位置にベースラインを設定し、その値を 0 としてまた電荷を貯めていく。この方法ではいずれチャージアンプがサチレーションをおこしてしまうが、グローバルトリガーがオンになった後、もしくは 1msec 経過した後にクリヤーされ、全ての電荷を放電し、また新たに電荷を貯めはじめる (図 A.1)。図中にあるようにトリガーのデータは 2MHz のクロックに同期して読み出される (2.3.4 参照)。これが実際の SVD での読み出しであるが、これをシミュレーションで調べてみた。使用した値は次のようなものである [33]。

- $\tau = 500nsec$
- $t_0 = 250nsec$
- $g_m = 2.5mS$
- $R_s = 200\Omega$
- $R_g = 43\Omega$
- $T = 20^oC$
- $R_B = 20M\Omega$

- $C_{detector} = 20, 30pF$
- $C_{tot} = C_{detector} + 3.35pF$
- $I_L = 2.5nA$
- interval-reset time =1 msec
- $thrs = 4000electrons$

この結果を以下にしめす。1 ストリップ当りのノイズのヒットレートの平均を$< hit - rate >$とすると以下のようになる。

$< hit - rate >= 1.11 \pm 0.09kHz(C_d = 30pF)$

$< hit - rate >= 0.93 \pm 0.07kHz(C_d = 20pF)$

実際の測定器のキャパシタンス (C_d) は $20 \sim 30$ pF と計算されており、今回はこの値で調べてみた。結果として約 1kHz と得られた。しかしこれは先の測定器のパラメーターの値を実現出来たときであり、もしリークカレント I_L が 4 倍の 10 nA 程度になると、~ 2kHz 程度になることも有り得る。よってこのエレクトリックノイズのヒットレートは先の測定器のパラメーターを実現出来るかどうかにかかっている。

謝辞

本論文を書き終えるにあたり、研究の機会を与えて頂いたこと、物理学全般に渡る知識を与えてくださり、また暖かい目で我々の研究を見守って戴いたことを長島順清教授に心から感謝致します。

羽澄先生には、私の 4 年生及び修士 2 年間にわたり常に研究を指導してくださり、実験や物理に対する基本的な姿勢を教えて頂きました。また、私の見当違いな質問にも付き合って頂き、なにも分かっていなかった私をここまで導いて頂き本当に感謝致しております。ここに深くお礼申し上げます。

山中先生には、私の自分勝手な意見にも静かに耳を傾けて頂き、また主にミーティング等の発表の場面で非常に有益な御助言や知識を頂き大変有難うございました。

瀧田先生には、4 年生、修士 2 年間と実験や物理学に対する基本的な知識を与えて頂き、また研究の上で見逃しやすい点について鋭く指摘して頂き、非常に広範な勉強をさせて頂きました。有難うございました。

原先生には、先生が在学中から学生の指導者としてなにも分かっていなかった私に付き合っていただき、本当に有難うございました。時には夜中まで私の質問や疑問に答えて頂き、また助手になられてからも、私のわがままな意見やまとはずれな質問に最後まであきらめずに付き合って頂き、本当に感謝致しております。

冒頭で述べたように、勉学を始め様々な面で 4 年生在学中の 1 年及び修士在学中の 2 年間を有意義で、実り多く過ごせたことは、優秀な先生方のおかげであることをここで改めて申し上げ、お礼を述べさせて頂きますとともに、改めて至らぬ学生であったことを心からお詫び申し上げます。

また、続木佐知子さんには事務上のことや、それ以外のことで何度もお世話になり、助けて頂いたこと感謝しております。おかげで楽しい学生生活が送れました。本

当に有難うございました。

現在高エネルギー物理学研究所に在職中の幅先生には、阪大在職中から現在まで、常に研究を指導して頂きました。また、分野にかかわらず、豊富な知識でいろいろな質問や相談に助言して頂きました。有難うございました。また、松田先生、尾崎先生、池田先生、坪山先生、A.Bozek 先生、SVD グループの方々や、堺井先生、岩崎先生、CDC グループの方々、そして高エネルギー物理学研究所のみなさんにも大変お世話になりましたこと、心から感謝致します。

博士過程在学中の花井さん、辰巳さんには KEK 常駐という忙しい中、いろいろな相談を受けて頂いたり、物理的、技術的な質問にも答えて頂いたり、なにかと分からないことの多い私に親切に御教授頂いたことを心から感謝いたします。また、花垣さん、山口さんには、加藤さん、貞本さんには実験など数多くの点で質問をしてもいつも優しく教えて頂き、大変お世話になりました。有難うございました。八木さん、川崎さん、千代さんには、実験上で分からないことに答えて頂いたり、実際に手伝って頂いたりし、もっともお世話になったのではないかと思います。本当に有難うございました。

また、2 年間ともに学んできた十河君、草野君、住澤君、日高君にはいろいろな面で迷惑をかけたことと思います。この場をお借りしてお詫び致します。

さらに修士 1 年の香山君、持田君、吉田君、柳幸君には至らない先輩であったことをお詫びします。

もう一度、皆様に心からの感謝を述べ、 2 年間のお礼とさせて頂きます。最後に劣等生であった私に学ぶことの楽しさを教えて頂き、この物理学へ誘って下さった、故・朝倉先生にお礼を言わせて頂き、学生生活の締め括りとさせて頂きたいと思います。

参考文献

[1] Chrustenson et al. *Phys. Rev. Lett.*,Vol.13,p.138(1964)

[2] Gaillard et al. *Phys. Rev. Lett.*,Vol.18, p.20(1967)

[3] Cronin et al. *Phys. Rev. Lett.*,Vol.18,P.25 (1967)

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

[5] BELLE Letter of Intent. (1994)

[6] K.Adachi. Master's thesis, Osaka Univ.,1995

[7] BELLE Technical Design Report (1995)

[8] M.Hazumi ,Belle Note 103 (1996)

[9] Xilinx, The Programmable Logic Data Book (1994).

[10] Belle Progress Report (1996)

[11] K.A.Ispirilm , *NIM* 117(1974)125 .

[12] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,Springer - Verlag.

[13] H.Bichel, *Rev. Mod. Phys.*,Vol60, No.3,663

[14] R.M. Sternheimer,M.J. Beger, S.M. Seltzer: At. Data and Nucl. Data Tables 30, 262 (1984)

[15] G,Hall, *Nucl. Instr. Meth.* 220 (1984) 356.

[16] Particle Data Groupe ,Review of Particles *Phys. Rev. D50(1995)*

[17] M. Gronau and D. London ,*Phys. Rev. Lett.* 65 (1990)3381 , H.Lipkin, Y. Nir, H. Quinn and A. Snyder , *Phys. Rev.* D44 (1191)1454

[18] Prof.S.Uehara(KEK),Belle Note 125 (1996)

[19] A.Bozek(KEK),Background Study Report,(now on his www-homepage)

[20] GEANT CERN Libraray Long Writeup W5013 (1993)

[21] H. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146(1934)83.

[22] S.K.Sahu ,*et al*,Belle Note 90 (1995)

[23] Private comunication with A.Bozek(KEK) (1997)

[24] S.Uehara,Belle Note 115 (1996)

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

[26] BABAR Technical Design Report (1995)

[27] S.K. Sahu,Belle Note 151 (1996)

[28] Belle Progress Report (1996)

[29] D.Cinabro (Harvard Univ.) ,CLEO IR Workshop Report(1994)

[30] Private communication with Prof.H.Ozaki(KEK)

[31] M. Tukuda , 放射線計測のエレクトロニクス , 岩波書店

[32] H. Ikeda ,NIM A360 P598 (1995)

[33] NIM A372 125 (1996)