平成11年度 修士論文
JLC実験用崩壊点検出器の
ヒッグス粒子探索における
検出特性の研究

佐賀大学大学院工学系研究科物理学専攻
高エネルギーグループ
98sm30 中村 国夫

平成12 年 2 月 23 日

目 次

第 1 章　序論 **5**

1.1 高エルギー物理学と加速器 5
1.2 JLC 計画 7
1.3 JLC の検出器 7
1.4 CCD 崩壊点検出器 8
1.5 ヒッグス粒子 (H^0) の発生するイベントの様子 13

第 2 章　研究目的と方法 **14**

2.1 研究目的 14
2.2 研究方法 15
2.2.1 イベントの発生 15
2.2.2 ヒッグス粒子の崩壊モード 15
2.3 イベントセレクションの様子 19
2.3.1 Visible Energy 19
2.3.2 Missing Pt 22
2.3.3 Number of Jets 23
2.3.4 cosθ 23
2.3.5 Lepton Momentum 24
2.3.6 Number of Off Vertex Tracks 24
2.3.7 Invariant Mass 24
2.3.8 まとめ 25

第 3 章　解析と結果 **27**

3.1 Lepton Study 27
3.1.1 Lepton Momentum の分布 27
3.1.2 レプトンによる Mass Resolution への影響 29
3.1.3 レプトンによる S/N への影響 31
3.1.4 まとめ 35
3.2 Vertex Study 35
3.2.1 Vertex Cut の方法 35
3.2.2 Off VTX Track の分布 36
3.2.3 Vertex Cut の S/N 比・検出効率などへの影響 39

3.3 パラメータ変化による影響 42

第 4 章 結論と今後の課題 **46**

表 目 次

1.1 JLC のパラメータ。 8
1.2 Z^0 粒子の崩壊分岐比。[8] 13

2.1 JLC の磁場と崩壊点検出器のパラメータ。 15
2.2 シミュレーションにより発生させたイベント。 16
2.3 ヒッグス粒子 ($M_{H^0} = 120$ GeV) の崩壊分岐比。 16
2.4 各カットでのイベント数。 26

3.1 レプトンの存在確率。 27
3.2 W 粒子の崩壊分岐比。[8] 31
3.3 レプトンによる S/N への影響。 35
3.4 各条件ごとの各イベントの発生させた数。 42
3.5 パラメータ変化による S/N への影響。 44

図 目 次

1.1 JLC の概観。 6
1.2 JLC 測定器の概念図。 9
1.3 JLC 測定器の断面図。 10
1.4 CCD の概念図。 11
1.5 崩壊点検出器の概念図 (単位は mm)。 12

2.1 ヒッグス粒子の分岐比。 17
2.2 $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のファイマンダイアグラム。 18
2.3 Visible Energy 分布。 21
2.4 Missing Pt 分布。 22
2.5 2Jet の飛跡のようす。 23
2.6 θ の定義。 24
2.7 再構成された不変質量の分布。 25

3.1 レプトンの運動量分布。 28
3.2 b・c からレプトンが生成される様子。 29
3.3 レプトンによる Mass Resolution 違い。 30
3.4 $e^+ + e^- \to W^+ + W^-$ 過程のファイマンダイアグラム。 31
3.5 レプトンによるバックグラウンドの変化。 33
3.6 レプトンによるシグナルとバックグラウンドの変化の比較。 34
3.7 Inpact Parameter の図解。 36
3.8 Off Vertex Track の数の分布。 37
3.9 Off Vertex Track の数の分布。 38
3.10 Vertex Cut による検出効率の変化。 39
3.11 Vertex Cut による検出効率の変化。 40
3.12 Vertex Cut による S/N 比および $S/\sqrt{S+N}$。 41
3.13 Vertex Cut による各条件ごとの S/N 比の変化。 43
3.14 Vertex Cut による各条件ごとの $S/\sqrt{S+N}$ の変化。 44

第1章　序論

1.1　高エルギー物理学と加速器

高エネルギー物理学の目標は自然の究極の構成要素とその間に働く力の解明にあり、また、その実証科学としての主要な研究手段は加速器実験にある。

現在、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述する素粒子の標準模型は、LEP での精密測定を筆頭とする数多くの実験によって、その正しさが詳細に検証され、未だその破れは見つかっていない。

しかし、長く標準模型の粒子スペクトラムに残されてきた二つの空席のうちトップクォークこそ近年 TEVATRON で発見されたものの、この模型の最も重要なメカニズムである自発的対称性の破れを担うヒッグス粒子は、未だ発見されていない。また、この標準模型は実験から決めなければならないパラメータを多く含んでいることから、より基本的な理論が存在すると考えられる。

もし、標準理論のゲージ対称性を単一のより大きなゲージ群に埋め込む事ができれば、電弱相互作用と強い相互作用を統一できる。この種の理論は大統一理論 (GUT) と呼ばれている。しかし、標準理論を含む最小の GUT である SU(5) 理論は hierarchy 問題という問題をかかえている。電弱相互作用の理論では粒子に質量を与えるためにヒッグスというスカラー粒子を導入し、その結果、自発的対称性の破れで質量のないボーズ粒子 (光子) と重いボーズ粒子 (W、Z) ができた。SU(5) 対称性を破るためには SU(2) のスケールの M_W 程度ではなく GUT スケール M_X のヒッグス粒子が必要となる。結果として、軽いヒッグス粒子は重いヒッグス粒子から輻射補正をうけて、ヒッグス粒子のみでなく、W、Z 粒子の質量も不安定になる。これを逃れるためには $M_W/M_X \simeq 10^{-13}$ の精度を持った見事な打ち消しの機構を考え出さねばならない。

この問題は、さらに新しい対称性 (超対称性) を加えることで解決される。超対称性はフェルミ粒子とボーズ粒子を同一粒子の異なる状態とみなすような対称性である。これを、標準理論に導入することで強い力、弱い力、電磁気力の 3 力を統一することに決定的な役割を果たしている。標準理論のゲージ対称性に対応する 3 つの結合定数 α_3、α_2、α_1 の測定値からそれらの高エネルギーでの値を予測すると、標準理論のみでは力の統一が起こらなかったのに対して、超対称性を導入すると、10^{16} GeV 付近で見事に一致する。また標準理論では予言できなかったヒッグス粒子の質量が計算できるようになり、150 GeV 以下にそれが存在する可能性が高まっている。また、超対称性理論は 1 TeV 以下で超対称粒子が存在する可能性も示している。

以上のような背景から、重心系のエネルギーが TeV 領域に達する電子・陽電子衝突型の加速器の必要性が増大している。

現在、最大の電子・陽電子衝突型加速器は CERN の LEP である。重心系のエネルギーはアップグレードによって LEP-II では 200 GeV まで上がると言われている。しかし、世界最大の加速器でも TeV 領域には到達することは難しい。その最大の原因は円形加速器特有のシンクロトロン放射によるエネルギー損失のためである。

1 つの荷電粒子が円軌道を 1 周するときに放出するエネルギー U_{loss} は、

$$U_{loss} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_0 c^2)^3} \frac{E^4}{\rho} \tag{1.1}$$

で与えられる [3]。電子の場合について値を代入すると 4 乗の効果で損失が起こる

r_e : 古典電子半径
m_0 : 荷電粒子の質量
E : 荷電粒子のエネルギー
ρ : 曲率半径

が、リングの大きさを大きくしてもたかだか 1 乗でしか効いてこないため、極めて効率が悪い。建設費用と運転費用を考慮するならば、TeV 領域に達する電子・陽電子衝突型円形加速器の建設を実現することは極めて難しい。

このような円形加速器の弱点を克服できる装置として、線形加速器の登場となる。加速部が直線なので原理的に、シンクロトロン放射が起こらない。日本においても先に述べた物理をにらんで、次世代線形加速器の建設を目指し、JLC(Japan Linear Collider) 計画が進行中である。

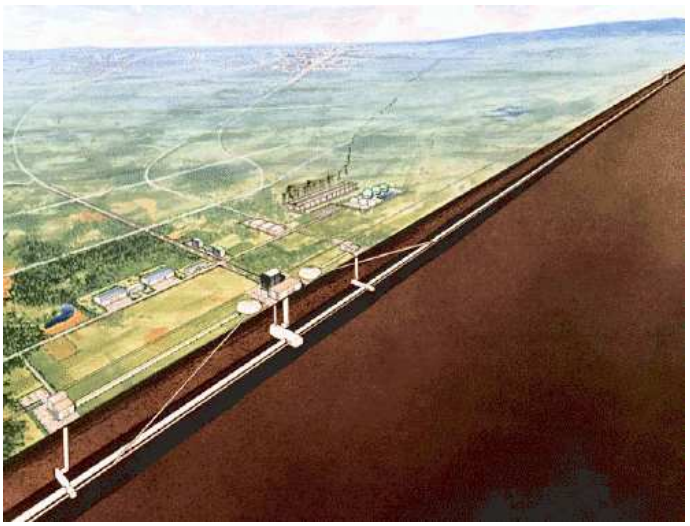

図 1.1: JLC の概観。

1.2 JLC計画

JLC 計画は、全長 30km にもおよぶ長大な線形加速器 (図 1.1) の建設とそこでの素粒子実験である。JLC は、2 台の線形加速器を対向させ、電子と陽電子を加速し衝突させる新方式の衝突型加速器である。電子・陽電子ビームは直線上を加速されるので、原理的にはシンクロトロン放射によるエネルギー損失がなく、十分に Tev 領域のエネルギーを実現することが可能である。

現在の実験計画によれば、当初重心系エネルギー 300 ~ 500 GeV (3 ~ 5 千億電子ボルト) での実験をおこない、実験完了後引き続き TeV (1 兆電子ボルト) 領域へのエネルギー増強をはかる。

最小標準模型では、ヒッグスセクターは一つのヒッグス二重項で構成されており、ヒッグス粒子の質量が唯一の自由パラメータとなる。重いヒッグス粒子は、ヒッグス粒子の自己結合定数が大きいことに対応し、軽いヒッグス粒子はヒッグスセクターの力学が摂動論でうまく記述できることを示唆する。対称性の破れの力学を支配するヒッグス粒子の質量と相互作用の強さとは、標準模型から拡張されたヒッグスセクターでも、ほとんどの場合標準模型と同様な関係を持っている。例えば、大統一理論が予言するように 3 つのゲージ結合定数が摂動論的に統一されることを要求すれば、ヒッグス粒子は、200 GeV より重くなることはできない。

電子・陽電子リニアコライダー実験における軽いヒッグス粒子の探索については、文献 [4] に詳しい。これらのシミュレーションに基づいた考察により、もし軽いヒッグス粒子が存在するならば確実に発見できることがわかっている。すなわち、標準模型のヒッグス粒子の場合、質量が 200 GeV 以下であれば、重心系エネルギー Ec = 300 GeV、数 ~ 数十 fb^{-1} のルミノシティーで (必要なルミノシティーは質量に依存する)、確実に発見できる。

そして、ひとたび軽いヒッグス粒子が発見されれば、その性質の詳細な研究、つまり、質量・崩壊巾・分岐比・生成断面積等の精密測定が可能となる。

JLC では、ヒッグス粒子の他にも、「トップクォークの詳細な研究」、「超対称粒子の発見」、「Z 粒子、W 粒子の大量生成による標準模型の超精密検証」等、極めて豊かな物理成果が期待されている。

すでに JLC 計画は、我が国で最も優先度の高い将来加速器計画として位置づけられており、我が国の高エネルギー物理学者が総力を上げて取り組むプロジェクトとなっている。加速器に関するパラメータは表 1.1 に示す。

1.3 JLCの検出器

JLC の電子・陽電子衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるために、反応の終状態を基本粒子すなわちレプトン、クォーク、ゲージボソンの単位で明確にとらえることができ、確実な新粒子探索や精密実験ができるという特徴がある。

パラメータ	JLC-I	最終アップグレード
重心系エネルギー	300 GeV	1.5 TeV
ルミノシティー	$5 \times 10^{33}/cm^2/\mathrm{s}$	$10 \times 10^{33}/cm^2/\mathrm{s}$
加速器全長	30 km	
加速電界強度	20 ~ 40 MV/m	120 MV/m
ビームの周波数	150 Hz	
ビームあたりのバンチ数	85 バンチ	
バンチあたりの粒子数	1×10^{10} 個	3×10^{10} 個
バンチ長	80 μ m	
加速器の電力	200 MW	
衝突点での R.M.S. ビームサイズ 水平方向 鉛直方向	 ~ 300 nm ~ 3 nm	

表 1.1: JLC のパラメータ。

この可能性を現実のものとし、加速器の潜在能力を 100%引き出すためには、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を効率よく検出し、精度よく測定する高性能の測定器が必要である。

また、真に終状態を基本粒子単位で再構成しようとするならば、クォークジェットの種類の識別をも目指すべきである。特に c クォークや、b クォークジェットの識別は、ヒッグス粒子、トップクォークの再構成において本質的に重要である。

このような要求を考慮して、JLC の測定器が提案された。図 1.2 に JLC の 3 次元の概念図、図 1.3 にその断面を示す。全体の体積は、ほぼ $16 \times 16 \times 16m^3$ の立方体であり、総重量は約 15,000 トンである。μ 粒子検出器を除き、カロリーメーターを含む全ての検出器は、超伝導電磁石で作られる 2T のソレノイド磁場中に設置されている。このことは、カロリーメーターのエネルギー分解能を上げ、できるだけ穴 (測定器の不感領域) のない測定器にするのに必要である。

この JLC の測定器のうち、我々佐賀大学高エネルギーグループは、最も衝突点に近い、崩壊点検出器 (Vertex Detector) の開発研究に参加している。

1.4 CCD 崩壊点検出器

崩壊点検出器は最も電子・陽電子衝突点の近くに設置されており、荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する事ができる。そして、得られた飛跡の情報から、ジェットの中の B 中間子や D 中間子の崩壊点を見つけ出すことによって、そのジェットが b クォークや c クォークから発生したことを識別することができる。

JLC においては、軽いヒッグス粒子とトップクォークは最も重要な物理の研究の

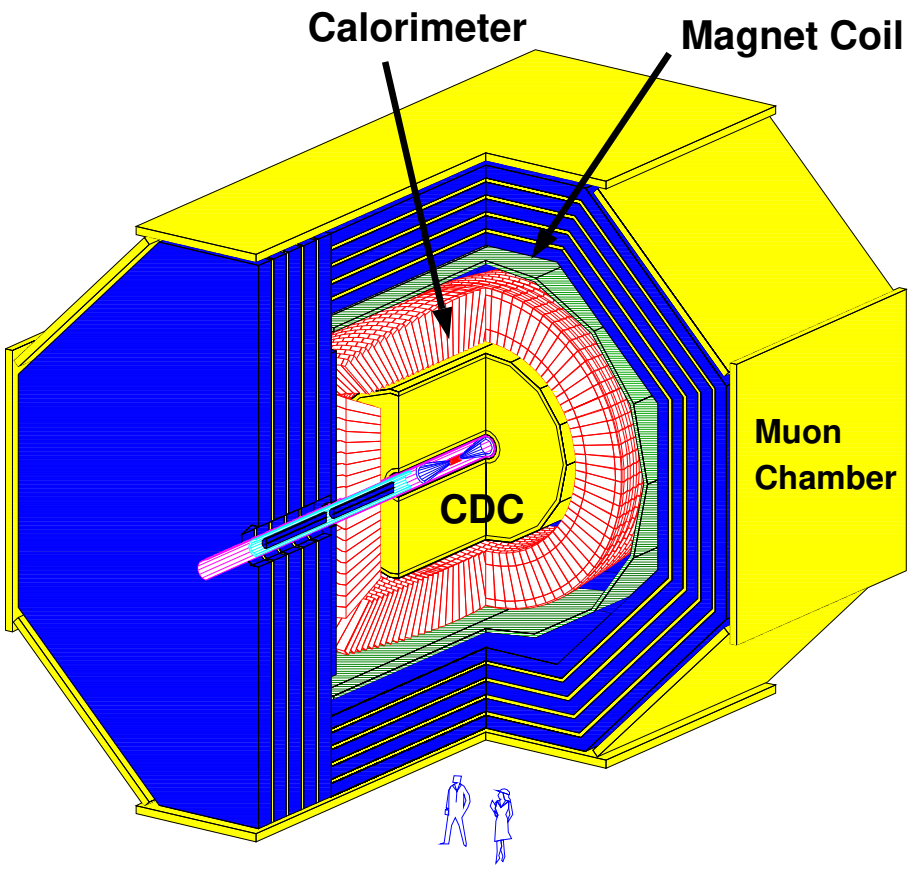

図 1.2: JLC 測定器の概念図。

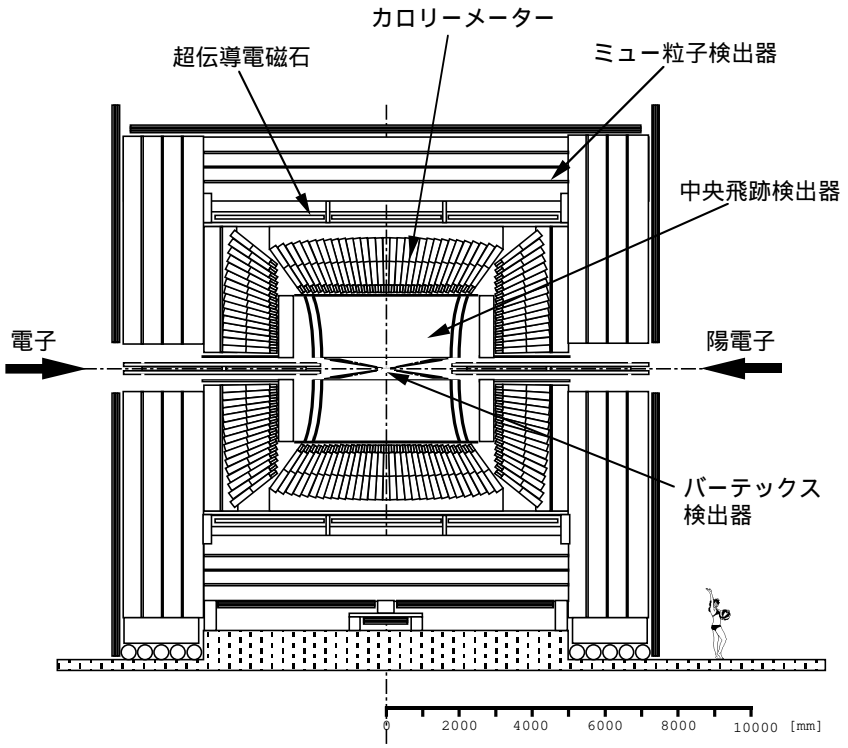

図 1.3: JLC 測定器の断面図。

対象であるが、どちらの粒子も主として b クォークに崩壊するため、崩壊点検出器による b クォークジェットの識別はバックグラウンドから本物のイベントを選びだす際に決定的に重要な役割を果たす。従って崩壊点検出器には b クォークジェットの識別効率が高く、かつ、u、d、s などの軽いクォークを効率よく排除できるだけの高い空間分解能が要求される。

また、荷電粒子の運動量の測定においても崩壊点検出器を利用することで、中央飛跡測定器 (CDC) 単独の場合に比べて、約 2 倍の運動量分解能を得ることができる。

JLC 実験では、重心系のエネルギーが高いために、ジェットは強くコリメートされる。また、衝突点近傍では、ビーム・ビーム相互作用によって生じる低エネルギーの電子・陽電子のバックグラウンドも多い。そのため、崩壊点検出器では測定される粒子の密度が非常に高いものとなる。このような状況を考慮すると、従来の加速器実験に採用されてきたストリップ型半導体検出器では、2 次元平面内での通過位置の特定をすることは、非常に困難である。このような理由から、JLC の崩壊点検出器は、ピクセル型の電荷結合素子 (CCD) が用いられる。

CCD 素子 (Charge Coupled Device:電荷結合素子) は、ピクセル型測定器であり、飛跡を 2 次元的に捕えることができる。そして、図 1.4 のように 2 層以上の CCD 素子を利用することで 3 次元的に荷電粒子の飛跡 (Track) の情報を得ることができる。そうして、 2 つの飛跡の情報から、その粒子に崩壊した点 (Vertex) を 3 次元的に決めることができる。

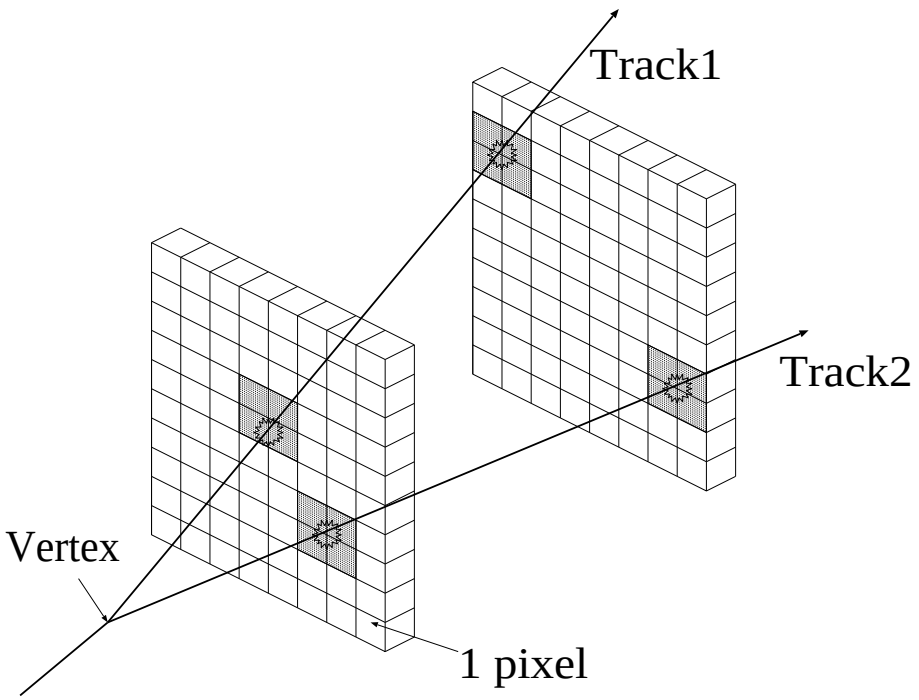

図 1.4: CCD の概念図。

CCD 素子は、ピクセル型の測定器であり、2 層以上の CCD 素子を利用する事で、粒子の飛跡 (Track) を 3 次元的に捕えることができる。そして、2 つの飛跡から前の粒子の崩壊点 (Vertex) を 3 次元的に決めることができる。

JLC の崩壊点検出器の概念図は、図 1.5 である。色のついている部分はビームパイプで、現在の設定では半径 2.0 cm となっている。CCD 素子は、この外側に円筒形に 4 層設置されている。それぞれの素子のサイズは、図で示しているように、第 1 層から順に半径がそれぞれ、2.4 cm・3.6 cm・4.8 cm・6.0 cm、ビームライン方向の長さがそれぞれ、5.0 cm・7.5cm・10.0cm・12.5cm となっている。

他の検出器と同様に、崩壊点検出器もできるだけアクセプタンス (測定可能な立体角) が大きくなるように工夫されている。この設定の場合では、図 1.5 のように衝突点からビームライン方向への立体角 θ としたコーン (円錐) の部分が、検出器のないデッドゾーン (測定不可能な領域) である。ここで、$\cos\theta = 0.9$ となるようにしてある。

また、CCD 素子の 2 次元の位置分解能は、現在までの研究開発の成果により、約 4 μ m まで向上している。

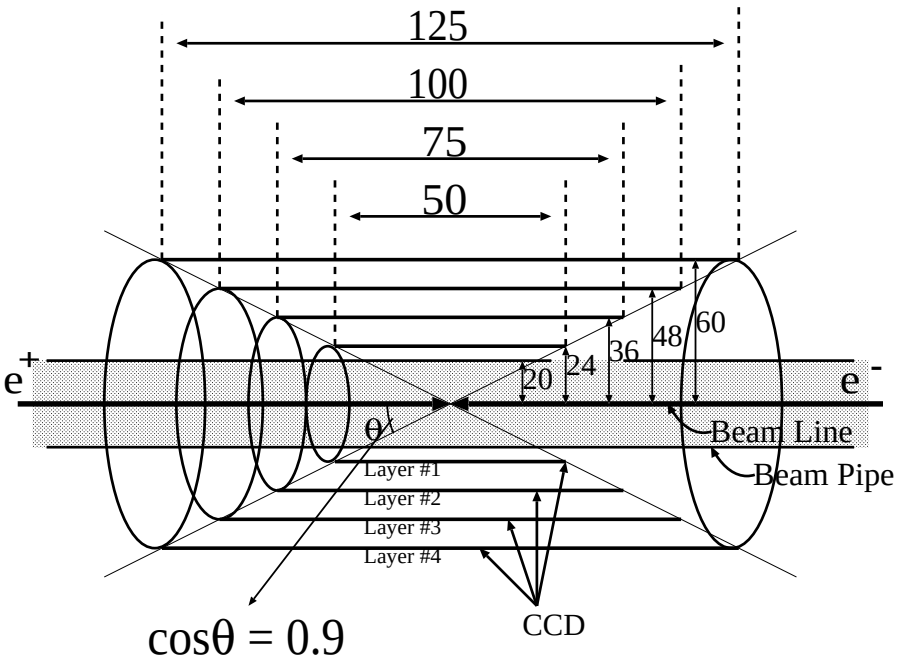

図 1.5: 崩壊点検出器の概念図 (単位は mm)。
JLC の崩壊点検出器は、CCD 素子が円筒形に 4 層配置されている。粒子の飛跡 (Track) とビームラインのなす角を θ としたとき、$\cos\theta < 0.9$ の範囲で検出することが可能である。

1.5　ヒッグス粒子 (H^0) の発生するイベントの様子

JLC では、軽い標準模型ヒッグス粒子 (H^0) は中性ゲージ粒子 (Z^0) とともに、生成されると予想されている ($e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + H^0$)。$Z^0$ 粒子は、1980 年代はじめにヨーロッパの CERN 研究所で発見された粒子で、弱い力を媒介する。質量は約 91GeV で、生成直後に、より安定な粒子へ崩壊する。その崩壊分岐比は、表 1.2 に示す。

$Z^0 \rightarrow$	$q\bar{q}$	$\nu\bar{\nu}$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
崩壊分岐比	69.9%	20.1%	3.37%	3.37%	3.36%

表 1.2: Z^0 粒子の崩壊分岐比。[8]

表 1.2 において、q は、クォークで、u、d、s、c、b の 5 種類がある。クォークは、強い相互作用により π 中間子、K 中間子、陽子 (p) などに崩壊する。測定器では、これらの π や K や p などを測定する。この時、粒子ははじめのクォークの運動量方向に集中して生成されるので、「ジェット」と呼ばれる特徴的なシグナルが測定される。

一方、e、μ、τ はそれぞれ電子、ミュー粒子、タウ粒子であり、ν は、電子ニュートリノ、(ν_e)、μ ニュートリノ (ν_μ)、τ ニュートリノ (ν_τ) である。これらは、強い相互作用を行わない。さらに ν は、電磁相互作用も行わないので、測定器で直接測定することはできない。τ は数個のハドロン粒子などに崩壊する。e や μ は、電磁カロリーメーターやミューオン測定器 (Muon Chamber) で測定されるが、Z^0 粒子からの崩壊によるものは、エネルギーが高く、対の不変質量が Z^0 の質量と等しくなるということで Z^0 からのものであることが識別される。

ヒッグス粒子は、粒子・反粒子の対に崩壊する。ヒッグス粒子の質量は 120 GeV 近辺と考えられているが、その場合には、主に $b\bar{b}$ に崩壊する事になる (崩壊分岐比は 67.78%)。その他には、$c\bar{c}$、$\tau^+\tau^-$、グルオン (gg)、W^+W^- などに崩壊する。これらは、τ 粒子対への崩壊を除き、ジェットとして測定される。

したがって、$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + H^0$ 反応によるイベントの特徴とその割合は、

- 約 60%の割合の 4Jet イベント。

  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$(分岐比 69.9%)

- 約 17%の ν による大きな運動量欠損のある 2Jet イベント

  $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$(分岐比 20.1%)

- 約 5%の 2Jet と 2 レプトン (e^+e^- または $\mu^+\mu-$)

  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ または $\mu^+\mu-$(分岐比 6.73%)

等になる。ただし、測定の難しい τ を含むイベントは除いてある。

第2章　研究目的と方法

2.1　研究目的

JLC 実験で期待されている物理の中でも、特に注目を集めているのが、標準模型ので予言されている粒子のなかで、ただ 1 つ未だに発見されていないヒッグス粒子の発見である。前章でも述べたように、ヒッグス粒子の発見とその性質の精密な測定は、標準模型の完全な検証、さらにそれを超える新現象の発見など大きな物理的成果が期待されている。

現在、JLC グループでは、ヒッグス粒子をより効率よく検出できるように、また、より精度よくその質量や崩壊分岐比などの物理量が測定できるように、最適な測定器のパラメータや最適なイベントセレクションの方法などについて、様々な議論がなされている。

このような状況の中で、実際のパラメータ変化が、どの程度ヒッグス粒子の検出効率やシグナルノイズ比に影響をあたえるのか、また、シグナルとバックグラウンドとの識別の際の最適なイベントセレクションの方法について、シミュレーションによる研究が必要不可欠となっている。

本研究では、このような要請に応えるべく、「軽い標準模型ヒッグス粒子 (H^0, M_H = 120 GeV と仮定)」に着目し、イベントジェネレーターにより軽いヒッグス粒子 (H^0) が生成される過程を発生させて、以下の二点の最適化を目指し、シミュレーションを行う。

1. イベントセレクション
   イベントセレクションの方法が、ヒッグス粒子の検出特性 (シグナル・ノイズ比や質量分可能) に与える影響を調べ、ヒッグス粒子をバックグラウンドから効率よく選別するための最適なセレクションを求める。
2. 測定器のパラメータ
   基本的な JLC 測定器の磁場・崩壊点検出器のパラメータ (内径・分解能) は 表 2.1 の通りである。
   このうち、磁場と崩壊点検出器の分解能については、セットアップの際に 自由に決めることができる。これらの条件の変化させたとき、ヒッグス粒子検出におけるシグナル・ノイズ比 (S/N 比) や統計精度 ($S/\sqrt{S+N}$、シグニフィカンス) に対する影響の傾向性を調べ、よりよいパラメータを模索する。
   そして、崩壊点検出器の分解能については、ヒッグス粒子探索に対して、分解能の向上がどの程度の影響を及ぼすのかを調べ、今後の崩壊点検出器の分解

能向上のための開発の必要性を見る。

磁場		2 T
内径	第一層	2.4 cm
	第二層	3.6 cm
	第三層	4.8 cm
	第四層	6.0 cm
分解能		4 μ m

表 2.1: JLC の磁場と崩壊点検出器のパラメータ。

2.2 研究方法

2.2.1 イベントの発生

まずイベントジェネレーターにより、JLC 計画で予定している重心系エネルギー Ec = 300 GeV で $e^+ \cdot e^-$ が衝突するイベントを発生させる。

衝突後の粒子生成は、ヒッグス粒子が生成されるものとバックグラウンドになるものの表 2.2 で示す 4 つの過程を発生させた。積分ルミノシティは、2 年間分である $100fb^{-1}$ に規格化している。

ここで、$e^+e^- \to Z^0H^0$ 過程およびバックグラウンド過程のモンテカルロ事象生成には「PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4」[5] を用いた。

ここで、重心系エネルギー Ec = 300GeV としたのは、トップクォークの対生成によるバックグラウンドを避けるためである。

JLC の測定器による測定のシミュレーションは、JLC 用クイックシミュレーター「JSF(JLC Study Framework)」[6] を用いた。

2.2.2 ヒッグス粒子の崩壊モード

軽い標準模型ヒッグス粒子 (H^0) は、主に $b\bar{b}, c\bar{c}, W^+W^-, g\bar{g}, \tau^+\tau^-, Z^0Z^0, \gamma\gamma$ などに崩壊するが、静止質量 (M_{H^0}) により分岐比が異なる。

今回使用したイベントジェネレーターである PYTHIA は、内部で分岐比を計算し、イベントを発生させることができる。しかし、PYTHIA 内で計算された分岐比は、標準模型の理論値とは多少ずれている。

そこで今回の解析のために、ヒッグス粒子の分岐比の理論値を計算するソフト「HDECAY」[7] を使用し、軽い標準模型ヒッグス粒子の崩壊分岐比を求めた。HDECAY によるヒッグス粒子 (H^0) の静止質量 (M_{H^0}) と分岐比の関係を図 2.1 に示す。

	channel	生成断面積	# Event
Signal	$e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$	181.8 fb	18180
Background	$e^+ + e^- \to W^+W^-$	13320 fb	1332000
	$e^+ + e^- \to Z^0Z^0$	1032 fb	103200
	$e^+ + e^- \to e^\mp\nu_e(\bar{\nu_e})W^\pm$	2264 fb	226400

表 2.2: シミュレーションにより発生させたイベント。

シグナルとなる $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$ に比べ、バックグラウンドである $e^+ + e^- \to W^+W^-$ は 2 桁、$e^+ + e^- \to Z^0Z^0$、$e^+ + e^- \to e^\mp\nu_e(\bar{\nu_e})W^\pm$ は 1 桁生成断面積が大きいことがわかる。

本研究では、静止質量 $M_{H^0} = 120$ GeV と仮定しており、その時の PYTHIA、HDECAY のそれぞれのヒッグス粒子の分岐比は表 2.3 のようになる。

HDECAY で求められた分岐比をを正しい値としてヒッグス粒子から生成された粒子数に補正を加え、解析を行った。

$H^0 \to$	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	W^+W^-	$g\bar{g}$	$\tau^+\tau^-$
PYTHIA	77.3%	3.99%	8.94%	3.55%	5.065%
HDECAY	67.78%	3.082%	13.34%	7.043%	6.852%

表 2.3: ヒッグス粒子 ($M_{H^0} = 120$ GeV) の崩壊分岐比。

補正の方法は、次の式である。

$$Ng_{HD} = Ng_P \times \frac{Br_{HD}}{Br_P} \tag{2.1}$$

$$Na_{HD} = Na_P \times \frac{Br_{HD}}{Br_P} \tag{2.2}$$

ここで、Ng_{HD} はHDECAY による補正後の生成されたイベント数、Ng_P はPYTHIA により生成されたイベント数、Na_{HD} は HDECAY による補正後の Cut 後に残ったイベント数、Na_P は Ng_P のうち Cut 後に残ったイベント数、Br_{HD}・Br_P はそれぞれ HDECAY・PYTHIA による H^0 の分岐比である。

表 2.3 より、ヒッグス粒子 ($M_{H^0} = 120GeV$) は、b クォーク対に崩壊する確率が 67.78%と、もっとも高い事がわかる。

シグナルとしてヒッグス粒子が発生する $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$ の過程からは、1.5 節でも述べたように Z^0 の崩壊の様子によって、約 60%の 4Jet イベント ($Z^0H^0 \to q\bar{q} + q\bar{q}$)、約 17%の ν による大きな運動量欠損のある 2Jet イベント ($Z^0H^0 \to \nu\bar{\nu} +$

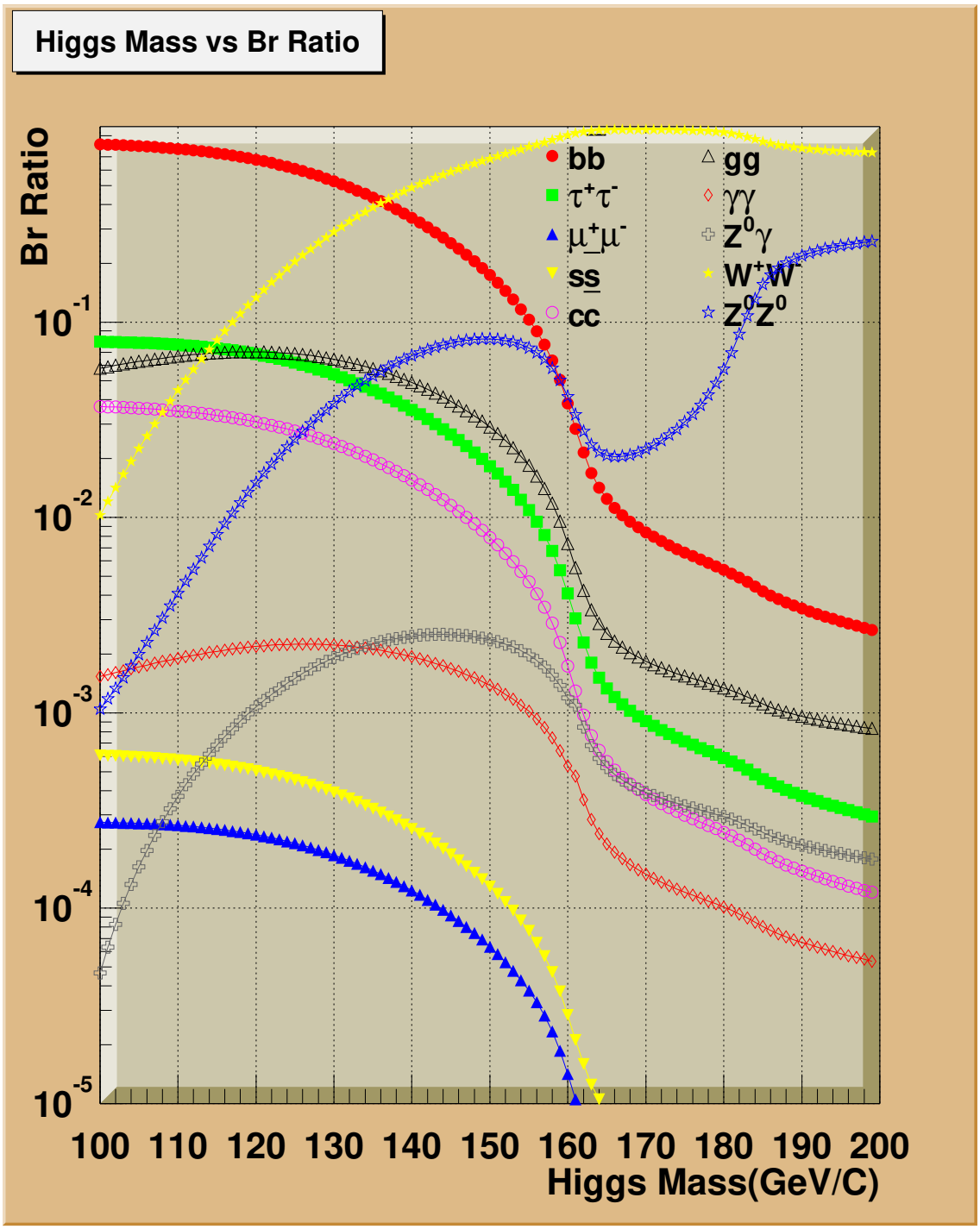

図 2.1: ヒッグス粒子の分岐比。

$q\bar{q}$)、約 5%の 2Jet と 2 レプトンのイベント ($Z^0H^0 \to l^+l^- + q\bar{q}$) の大きく分けて 3 種類のイベントがおこる。

今回は、上記の Z^0H^0 の崩壊モードの中でも、シグナルとバックグラウンドの分離の容易さから 特に $Z^0H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のモードに着目し、解析を行う。このモードのファイマンダイアグラムを図 2.2 に示す。

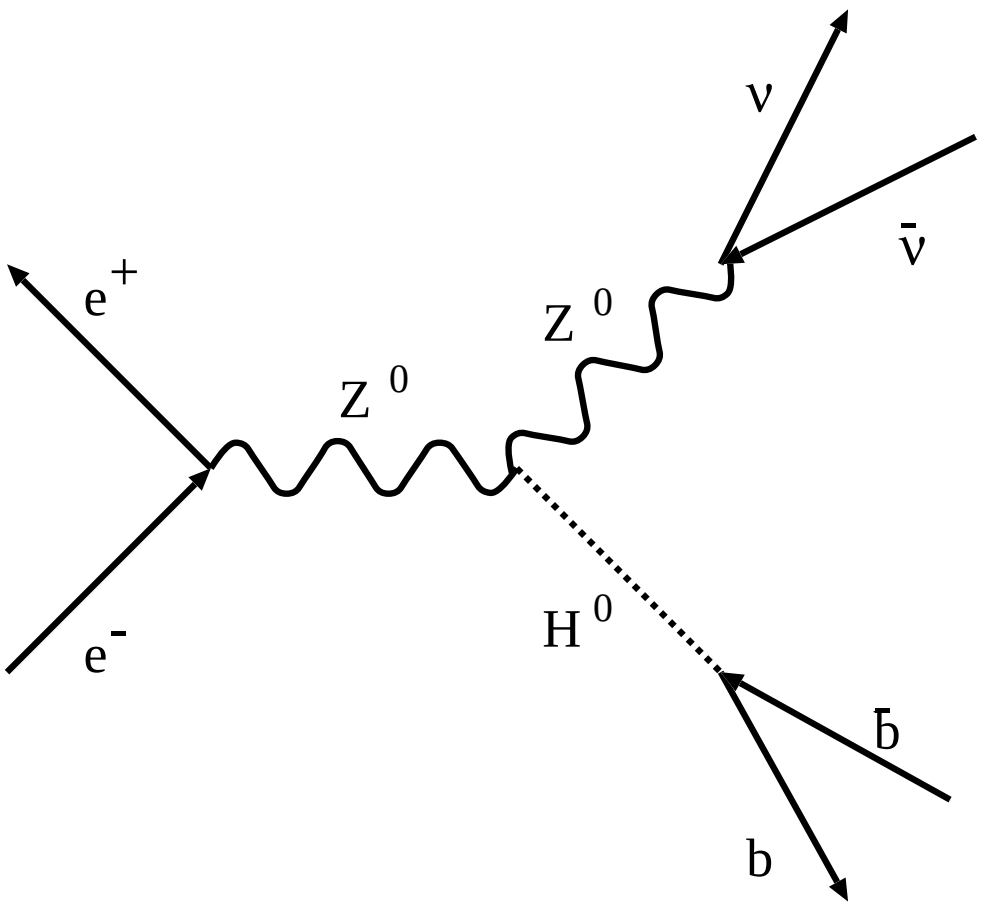

図 2.2: $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のファイマンダイアグラム。

$Z^0 \to q\bar{q}$ と $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ は、事象数の比は約 7 : 2 であり、統計的にクォーク対に崩壊するモードを検出した方が精度がいいように思われる。しかし、過去のシミュレーションより、それぞれの解析で得られる統計精度はほぼ同等であるという結果が得られており [1]、統計的にも、この $Z^0H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のモード利用することが重要となってくる。

2.3 イベントセレクションの様子

$e^+ + e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のモードをバックグラウンドから分離するため、以下のような条件でカットをかける。

2.3.1 Visible Energy

「Visible Energy」とは、直接検出器によって測定された運動量と質量の全てのエネルギーを足し合わせたものである。図 2.3 は、崩壊モードごとの Visible Energy の分布であり、横軸はエネルギー (GeV) である。ただし、各イベントの数の比 は、実際の割合とは異なる。 4 つの図はそれぞれ、

$e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$

$e^+ + e^- \to W^+ + W^-$

$e^+ + e^- \to Z^0 + Z^0$

$e^+ + e^- \to e^- + \nu_e + W^+(e^+ + \bar{\nu_e} + W^-)$

からのものである。

黒く塗ってある部分は、4Jet のイベントからのものである。

本研究では、e^+・e^- ビームの中心エネルギーを 300 GeV としているので、もし生成された全ての粒子が測定されれば、Visible Energy の分布は黒く塗った 4Jet のイベントからの分布のように 300 GeV にピークがあるだけのものになるはずである。

しかし、実際は図 2.3 の様な分布になっている。これは、ニュートリノが測定器とほとんど相互作用しないため、エネルギーが測定されず、そのために合計のエネルギーを測定した際にニュートリノの運動量分だけエネルギーが足りないためである。

ここで、今回のシミュレーションので行ったように、重心系エネルギー $\sqrt{s} = 300$ GeV で電子・陽電子を衝突させ、$Z^0 + H^0 \to q\bar{q} + \nu\bar{\nu}$ というモードで崩壊した場合を考える。

Z^0 粒子の質量 (M_{Z^0} は約 91 GeV であり、ヒッグス粒子の質量 (M_{H^0}) は 120 GeV と仮定している。

エネルギー保存則より、

$$s = E_{Z^0} + E_{H^0} M_{Z^0}^2 + M_{H^0}^2 + P_{Z^0}^2 + P_{H^0}^2 \tag{2.3}$$

という式が成り立つ。ここで、それぞれのエネルギーは

$$E_{Z^0} = M_{Z^0}^2 + P_{Z^0}^2 \tag{2.4}$$

$$E_{H^0} = M_{H^0}^2 + P_{H^0}^2 \tag{2.5}$$

と書ける。また、運動量保存則より、

$$P_{Z^0} = P_{H^0} \tag{2.6}$$

である。

これらに、

$$s = 300GeV \tag{2.7}$$
$$M_{Z^0}^2 = 91GeV \tag{2.8}$$
$$M_{H^0}^2 = 120GeV \tag{2.9}$$

を代入して解くと、

$$E_{H^0} = 162GeV \tag{2.10}$$
$$E_{Z^0} = 138GeV \tag{2.11}$$
$$P_{Z^0} = P_{H^0} = 104GeV \tag{2.12}$$
$$\tag{2.13}$$

となる。

図 2.2 の左上の図を見ると、300 GeV の所と 160 GeV の所に 2 つのピークがある。黒く塗ってある部分が 4Jet イベント ($Z^0H^0 \to q\bar{q} + q\bar{q}$) のものなので 300 GeV の方のピークが 4Jet のイベントのものであり、160 GeV の方のピークが 2Jet のイベント ($Z^0 + H^0 \to q\bar{q} + \nu\bar{\nu}$) のものであることがよく分かる。

以上より、図 2.3 にあるように「Visible Energy $<$ 170GeV」というカットをかけることによって今回のターゲットになる 2Jet のイベントである $Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + q\bar{q}$ と崩壊したものを取る事ができる。

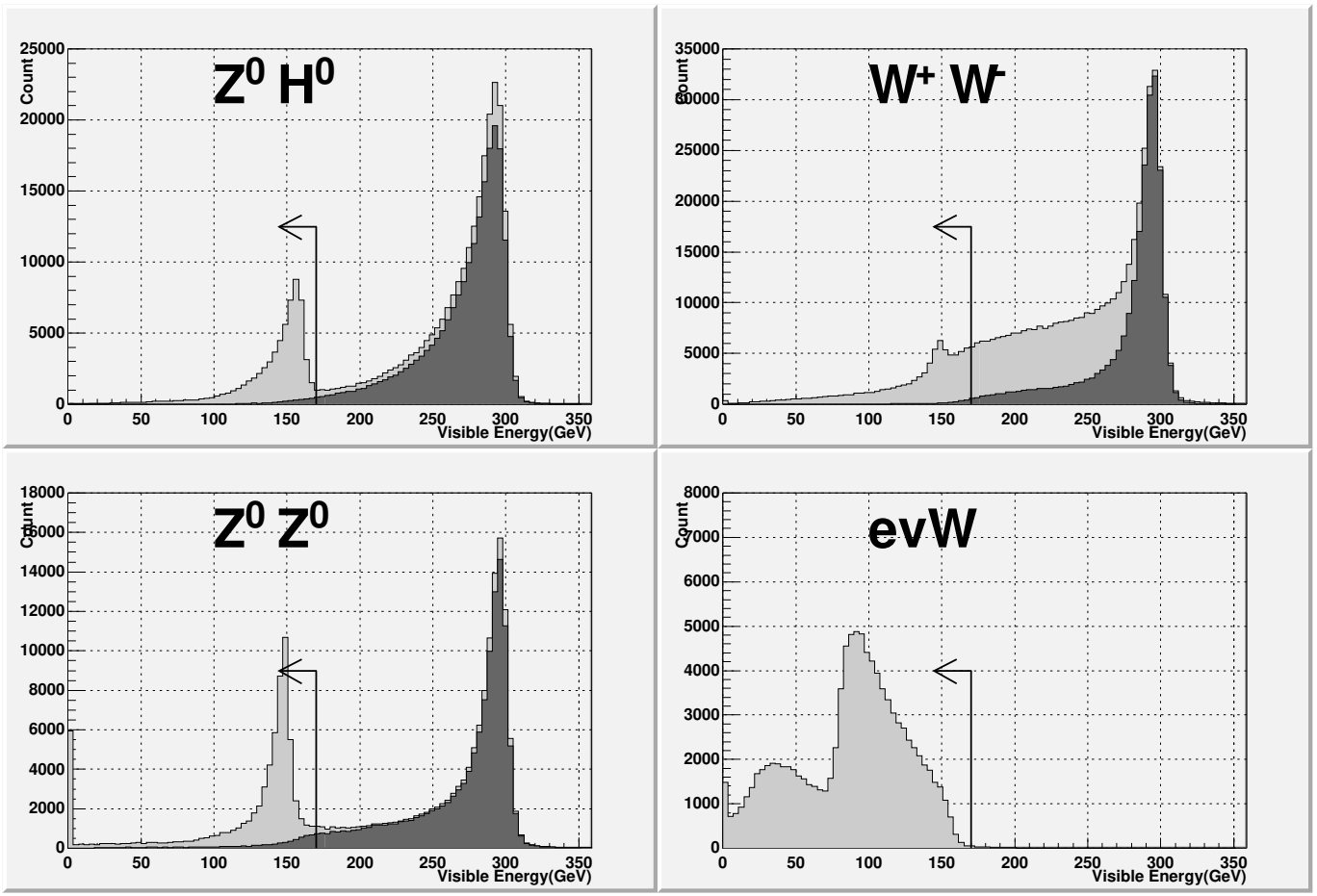

図 2.3: Visible Energy 分布。

2.3.2 Missing Pt

「Missing Pt」とは、測定された運動量の総計のビームライン方向と垂直な成分の 0 からのずれである。

本来ならば、重心系で実験を行っているので、運動量の総計は必ず 0 にならなければならない。しかし、これも先の Visible Energy と同様に Z^0 からのニュートリノが測定されずに逃げてしまうため、その分の運動量が運動量欠損として測定されるのである。

図 2.4 は、Visible Energy < 170GeV のカットをかけたあとの Missing Pt の分布である。

ここでは、「運動量欠損 (Missing Pt) > 20GeV」でカットする事で、本研究で求めている $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の崩壊モードをより確実に選び出す。また、最大のバックグラウンドとなる W^+W^-(図右上) の運動量欠損が 0 の成分が多く、しかも、運動量欠損があるものでもその大きさが小さいものが多いことから、このカットをかけることでで W^+W^- からのバックグラウンドを落とす事ができる。

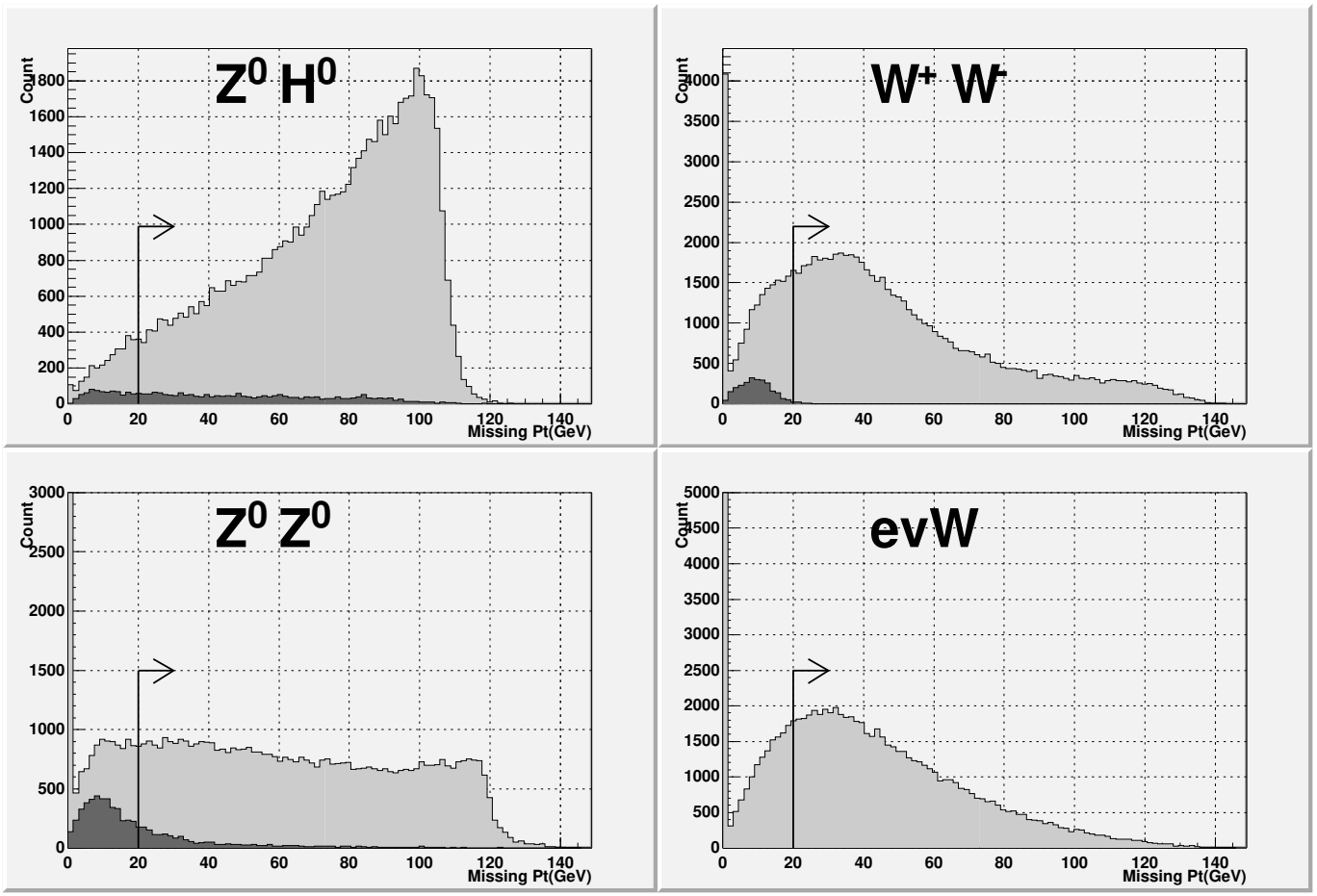

図 2.4: Missing Pt 分布。

2.3.3 Number of Jets

1.5 節で述べたように、JLC で $e^+ + e^-$ からの各種の崩壊過程の中で生成されるクォークやハドロンは、それぞれ次々と様々な粒子に崩壊していき、飛跡ははじめの粒子の運動量方向にシャワーの様なる。

一方、ニュートリノは、もうそれ以上崩壊せず、しかも、測定器ともほとんど相互作用しないので、直接測定することはできない。

よって、図 2.2 のファイマンダイアグラムの粒子飛跡の様子を模式的に示すと、図 2.5 のように 2 つのジェットとなる。

ここでは「Number of Jets = 2」というカットをかけたが、このカットも $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の崩壊モードをより確実に選ぶためのものである。

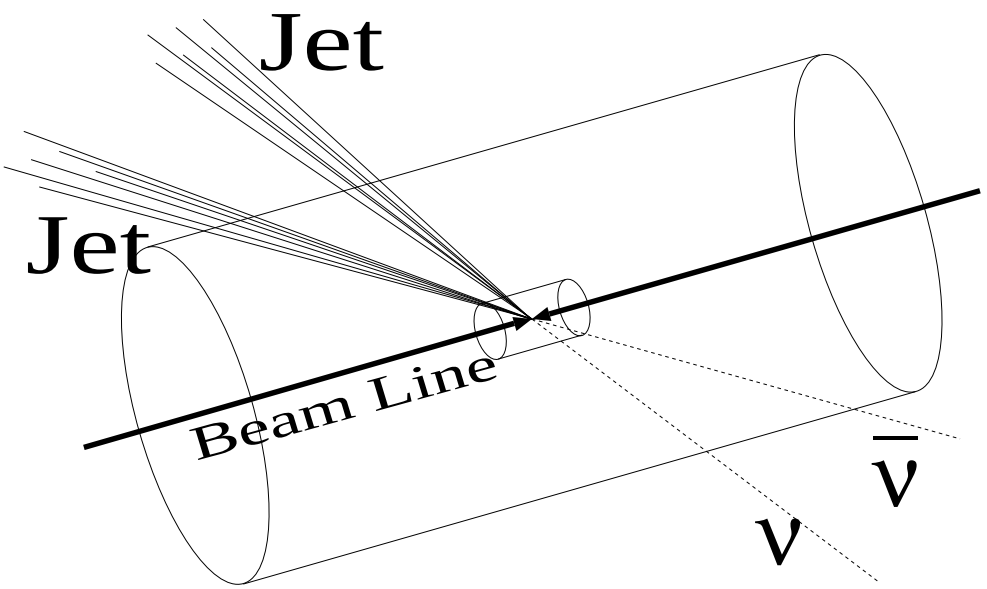

図 2.5: 2Jet の飛跡のようす。

2.3.4 cosθ

図 2.6 のように、ビームラインと飛跡とのなす角を θ を定義する。

JLC の崩壊点検出器では、測定可能な角度領域が図 1.5 のようにビームパイプとバックグラウンド対策用のマスキングシステムの設置される前後方領域を除く領域 ($cos\theta < 0.9$) となっている。

しかし、測定器の端の方 ($cos\theta = 0.9$ の近く) の Track では、たとえ測定できるところであっても、ジェットの一部が測定されていない可能性がある。そうすると、不

変質量の再構成を行う際に、逃した粒子分のエネルギーロスによって分解能が悪化してしまうことになる。

よって、少し余裕をもって、「$\cos\theta\ > 0.85$」のものは、除く事にした。

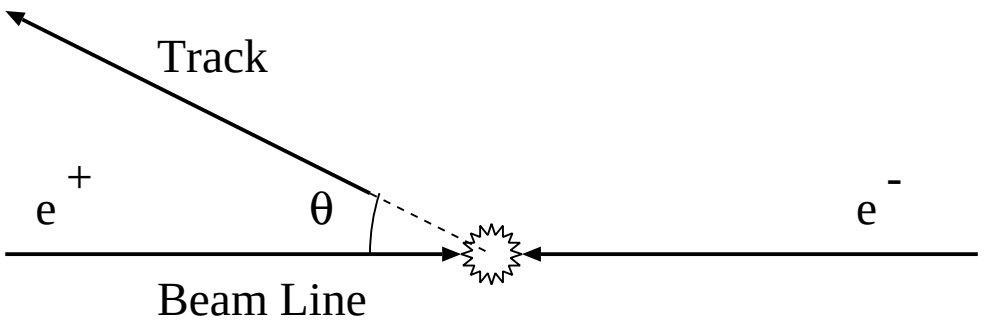

図 2.6: θ の定義。

2.3.5 Lepton Momentum

「Lepton Momentum」とは、文字どうりレプトン (e, μ) の運動量である。ここでは「レプトン運動量 $= 0$」、つまり各イベントにおいて、カロリーメーターや、ミューオンチェンバーによって測定された「e Momentum」および「μ Momentum」が 0 であるということで、レ プトンが存在しないことを要求したものである。

これは、不変質量の再構成の際に、分解能を良くするのと、バックグラウンドをこれについては、後で詳しく述べる。

2.3.6 Number of Off Vertex Tracks

「Off Vertex Track」とは、電子・陽電子衝突点からの距離が、距離の誤差の 5σ 以上離れている飛跡をいう。

b クォークは、この「Off Vertex Track」が、他の粒子に比べて格段に多い。この数でカットすることによってクォークの識別ができ、ヒッグス粒子のイベントをバックグラウンドから選びだすのに決定的な役割を担っている。

ここでは「Number of Off Vertex Tracks ≥ 6」という条件でカットをかけている。

このカットの方法については、後で詳しく述べる。

2.3.7 Invariant Mass

「Invariant Mass」とは、再構成された不変質量であり、次の 2.14 式で求められる。

今回のシミュレーションで注目している $Z^0H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ というモードの場合、ニュートリノはほとんど測定器と相互作用しない。そのため直接測定されるエネル

ギーは、全てヒッグス粒子のものであると言える。よって、2.14 式でヒッグス粒子の質量を求めることができる。

$$M_{H^0}^2 = E^2 - P_x^2 - P_y^2 - P_z^2 \tag{2.14}$$

この式で、Mh はヒッグスの不変質量、E は測定された全エネルギー (Visible Energy)、P_x・P_y・P_z はそれぞれ x 方向・y 方向・z 方向の測定された運動量の合計である。

今回のシミュレーションでは M_{H^0}(ヒッグス粒子の不変質量) = 120 GeV と仮定したので、ヒッグス粒子からのイベントでは 120 GeV 付近にピークがくる。図 2.7 にその様子を示す。

ここでは、そのピークの 2σ である「111.8 GeV から 123.6 GeV」で Cut をかけた。

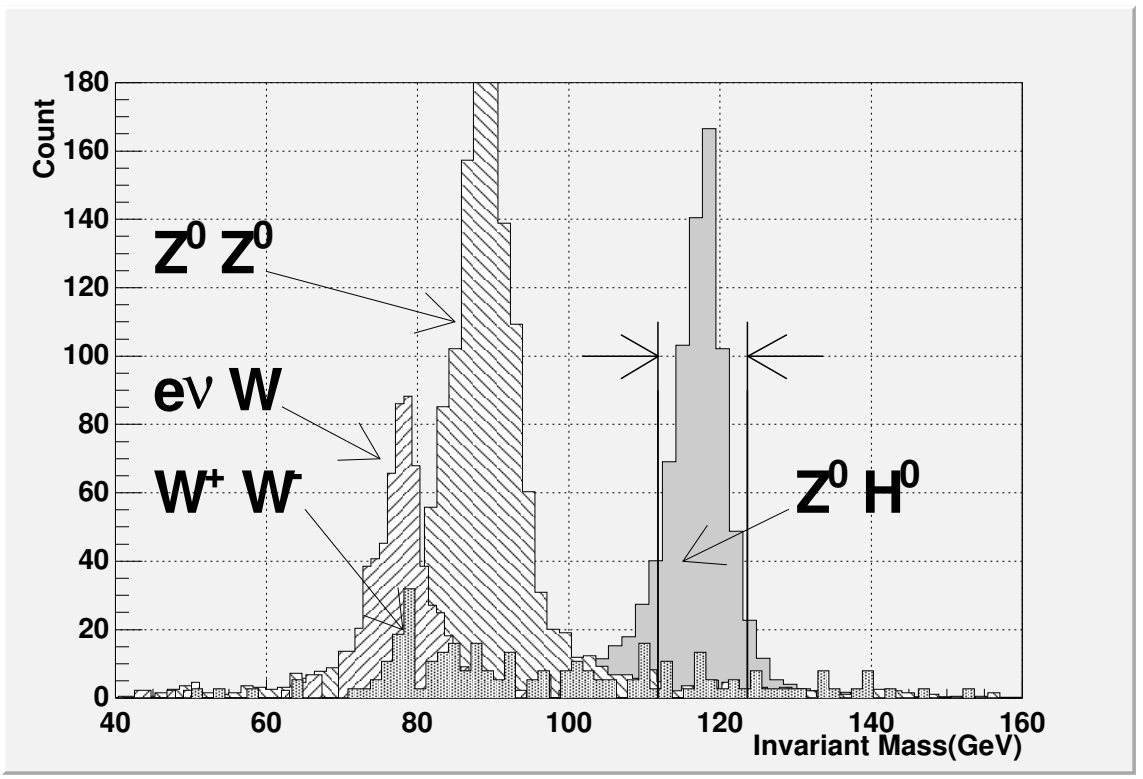

図 2.7: 再構成された不変質量の分布。
それぞれ Z^0H^0、W^0W^0、Z^0Z^0、$e\nu W$ からのものを示した。縦に入っている線は、Z^0H^0 のピークの 2σ。

2.3.8 まとめ

それぞれのカットによって、イベント数がどのように減少するかを表 2.4 に示す。

	H^0 Origin		Others		
Cut の方法	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	W^+W^-	Z^0Z^0	$e\nu W$
All Event	100%	100%	100%	100%	100%
Visible Energy < 170 GeV	20.3%	20.1%	15.9%	34.7%	99.8%
Missing Pt > 20 GeV	19.6%	19.4%	12.2%	26.1%	62.1%
Number of Jets $= 2$	18.6%	18.5%	10.1%	23.7%	54.1%
$\cos\theta < 0.85$	16.2%	16.3%	7.1%	18.9%	43.7%
Electron Momentum $= 0$	10.2%	13.1%	4.2%	15.5%	40.5%
Muon Momentum $= 0$	7.2%	11.5%	2.3%	13.5%	39.2%
Number of Off VTX Tracks ≥ 6	6.5%	1.4%	0.26%	1.5%	0.30%
Invariant Mass	4.4%	1.1%	0.0031%	0.025%	0.0019%

表 2.4: 各カットでのイベント数。

第3章　解析と結果

3.1　Lepton Study

表 2.4 を見ると、$b\bar{b}$ からのイベントと $c\bar{c}$ とで、「Visible Energy」、「Missing Pt」、「Number of Jets」、「$\cos\theta$」のところまでのカットによるイベント数の減少のしかたは、ほとんど同じである。

しかし、レプトンカットの所では、明らかに b クォークよりも c クォークが多く残っている事がわかる。

ここでは、その違いが起こる原因とレプトンカットによる影響を調べる。

3.1.1　Lepton Momentum の分布

図 3.1 は、各イベント毎のレプトンの運動量をプロットしたものである。

上が電子・陽電子、下がμ 粒子であり、b クォークからのものと c クォークからのものを重ねてある。右上は拡大図である。

この図を見ると、c クォークよりも b クォークの方がレプトンが生成される確率が高い事が明らかである。

これをまとめたものが表 3.1 である。検出された数で見たとき、レプトンがないもの (e, μ ともにないもの) は b クォークからのものでは 45.2% 、c クォーク からのものでは 69.2%となっており、表 2.4 でのレプトンカットの際、b クォークよりも c クォークが多く残っていることが納得できる。

	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	e あり	e なし	e あり	e なし
μ あり	8.5%	18.5%	1.2%	11.0%
μ なし	28.0%	45.2%	18.6%	69.2%

表 3.1: レプトンの存在確率。

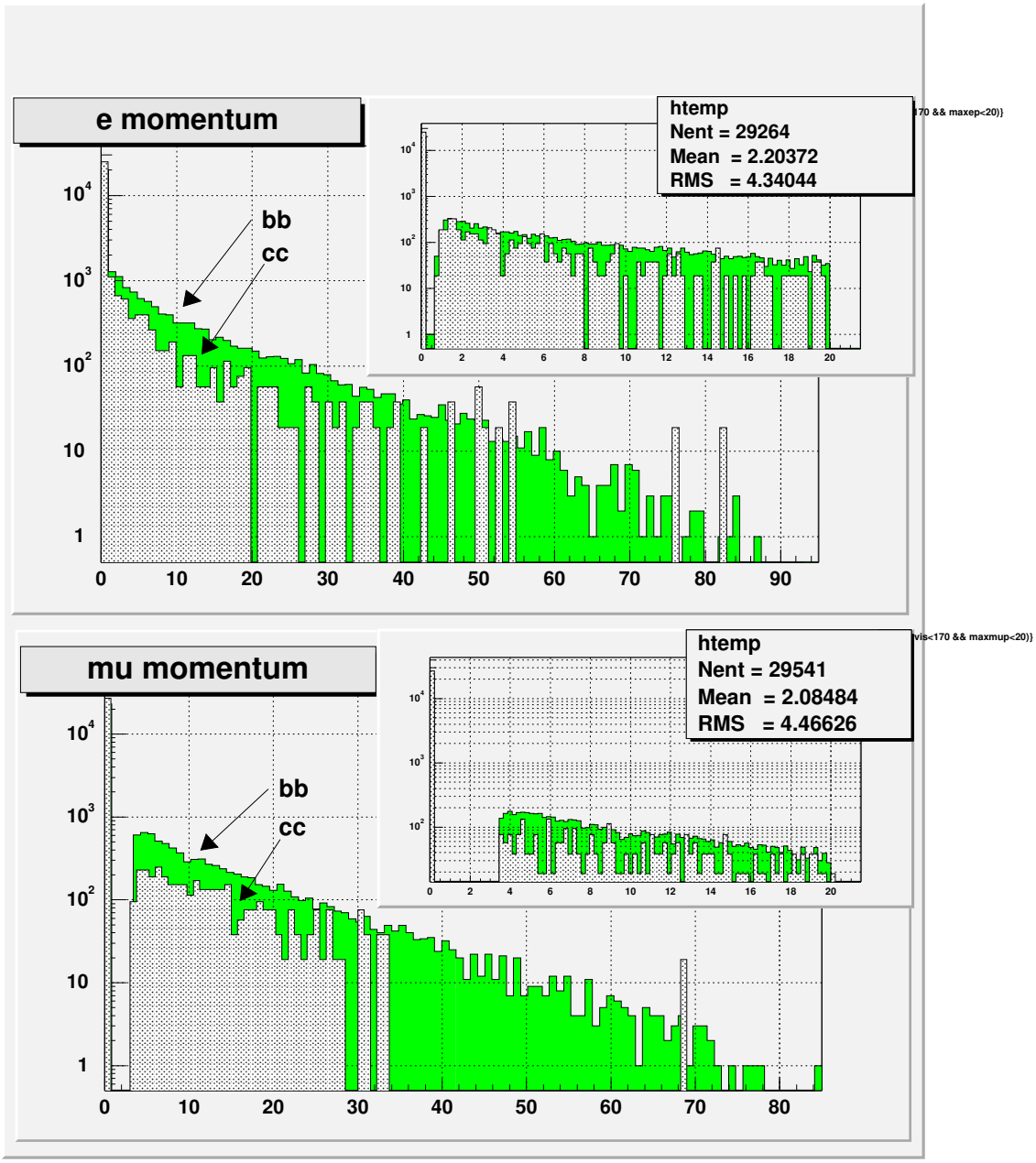

図 3.1: レプトンの運動量分布。

3.1.2 レプトンによる Mass Resolution への影響

ヒッグス粒子から生成された b クォークや c クォークからレプトンが生成されると、図 3.2 のように対になってニュートリノも生成される。

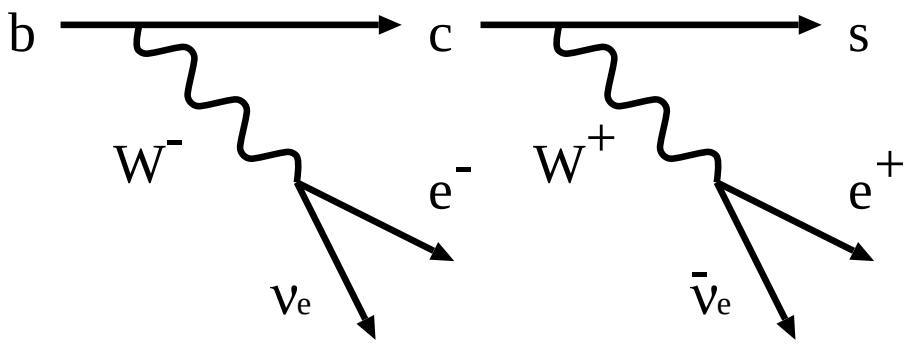

図 3.2: b・c からレプトンが生成される様子。

ニュートリノは測定器では測定されないので、その結果、ニュートリノが持っているエネルギー分だけ、(2.14) 式の E の値が少なくなる。ゆえに、(2.14) 式により不変質量を再構成した際に、正しい値とのずれが生じてしまい分解能が悪くなってしまう。

図 3.3 は、レプトンが生成されたイベントを全て除いた時と、レプトンが生成されたイベントも含めた時の $Z^0H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ モードから再構成した不変質量分布を重ねたものである。

明らかにレプトンが存在するイベントを含めたときは、不変質量分布が左へ流れて分解能が悪化しており、レプトンを除いた時の方が分解能が良い事がわかる。

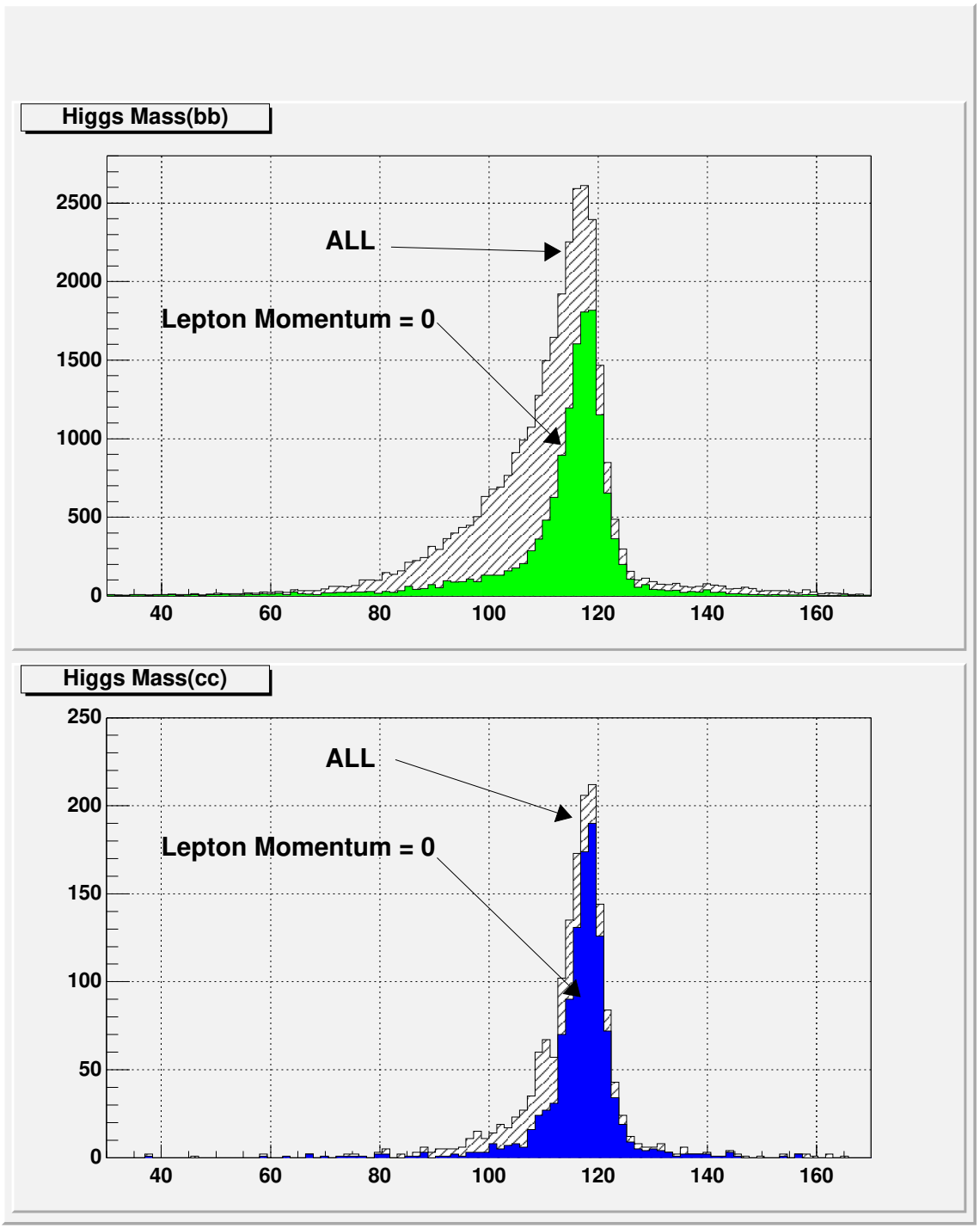

図 3.3: レプトンによる Mass Resolution 違い。

3.1.3 レプトンによる S/N への影響

ここでは、レプトンのあるイベントを除いた場合と、含めた場合のシグナル・ノイズ比への影響について考察する。

表 3.1 を見ると、レプトン (e, μ) がなしのイベントのみを選ぶとイベント数は全体の 45.2% になってしまう。しかし、バックグラウンドをそれ以上の割合で落とすことができるならば、結果としてシグナル・ノイズ比をよくすることができる。

表 2.2 を見るとわかるように、バックグラウンドの中でも特に $e^+ + e^- \to W^+ + W^-$ 過程の生成断面積は、13,320 fb であり、ヒッグス粒子が生成される $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$ 過程の生成断面積 181.8 fb に比べて 2 桁大きい。他のバックグラウンドである $e^+ e^- \to Z^0 Z^0$ 過程の生成断面積 1032 fb、$e^+ e^- \to e^{\pm}\, \nu_e W^{\pm}$ 過程の生成断面積 2264 fb と比べても 1 桁大きい値となっている。

つまり、$e^+ + e^- \to W^+ + W^-$ からのバックグラウンドを少しでも多く落とすことがシグナル・ノイズ比をよくすることにつながる。

$W \to$	$l + \nu$	hadorons
崩壊分岐比	約 32%	約 68%

表 3.2: W 粒子の崩壊分岐比。[8]

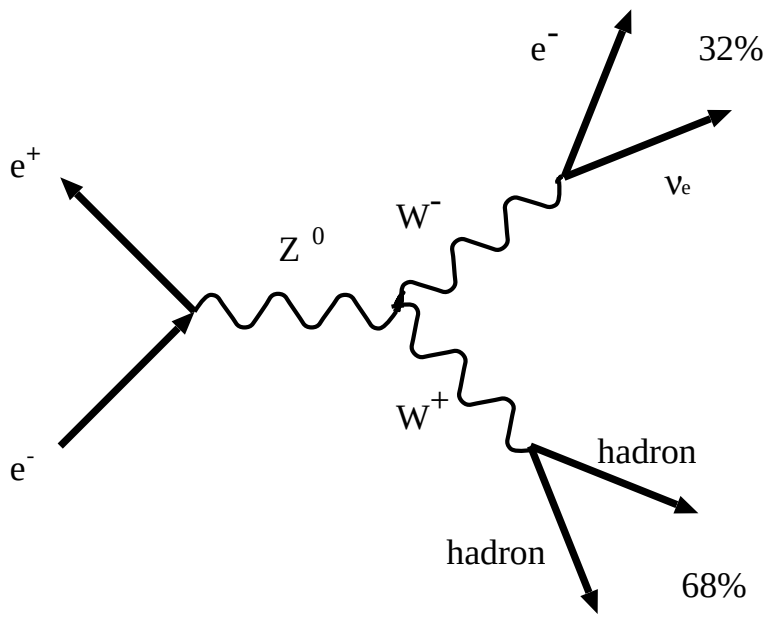

図 3.4: $e^+ + e^- \to W^+ + W^-$ 過程のファイマンダイアグラム。
レプトン + ニュートリノへの崩壊分岐比は約 32%、ハドロンへの崩壊分岐比は約 68%である。これは、1 つの W 粒子がレプトン + ニュートリノへ、もう 1 つがハドロンへ崩壊した場合のファイマンダイアグラム。

ここで、表 3.2 に示した W 粒子の崩壊分岐比を見てみる [8] と、レプトン (e, μ, τ)+ニュートリノに崩壊するものが約 32%となっている。単独の W 粒子から約 32%がレプトンに崩壊するということは、これが W^+W^- 対になると、そのどちらかの W 粒子からレプトンが生成される確率は、全体からレプトンが全く生成されない確率を引けばよいので、 $1 - 0.68 \times 0.68 =$ 約 0.54 となり、約 54% となる。(図 3.4 は、$W^+ + W^-$ 過程のファイマンダイアグラム)

よって、レプトンなしという条件は $W^+ + W^-$ からのバックグラウンドを落とす上で有為と思われる。

図 3.5 は、W^+W^-、Z^0Z^0、$e\nu W$ のそれぞれのバックグラウンドについてレプトンが生成されたイベントを除いた場合と、レプトンが生成されたイベントも含めた場合の不変質量分布を重ねたものである。

ちなみに、これにはそれぞれ Off Vertex Track、Invariant Mass の Cut 以外の全カットをかけている。

この図 3.5 を見ると、やはり $W^+ + W^-$ で大きな違いが出ている。しかも、今回のシミュレーションでヒッグス粒子の質量を仮定した 120GeV 付近で特に大きく $W^+ + W^-$ からのイベントを落とすことができており、レプトンありのイベントを除くことによって、大きくバックグラウンドを減らすことができると予想される。

シグナルとバックグラウンドを重ねた絵が、図 3.6 である。左がレプトンなし、右がレプトンありも含めたものである。これは、先の図 3.5 とは異なり、Off Vertex Track の Cut もかけている。

レプトンありのイベントを含めると、シグナルも増加しているが、バックグラウンドもそれ以上に増加している様子が見られる。

レプトンのあり・なしでの S/N の変化をまとめたのが、表 3.3 である。ここで $b\bar{b}$ の場合の検出効率は、カットしたあとのイベント数を $Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ のモードの全イベント数で割ったものを 100 倍したものである。W^+W^-、Z^0Z^0 の場合は、カットしたあとのイベント数を全イベント数で割ったものを 100 倍したものである。

レプトンを含めると、シグナルよりもバックグラウンドの増加の方が多くなる傾向にある。以上より、S/N という面で見たときは、レプトンが存在するイベントは除いた方がよいと結論できる。

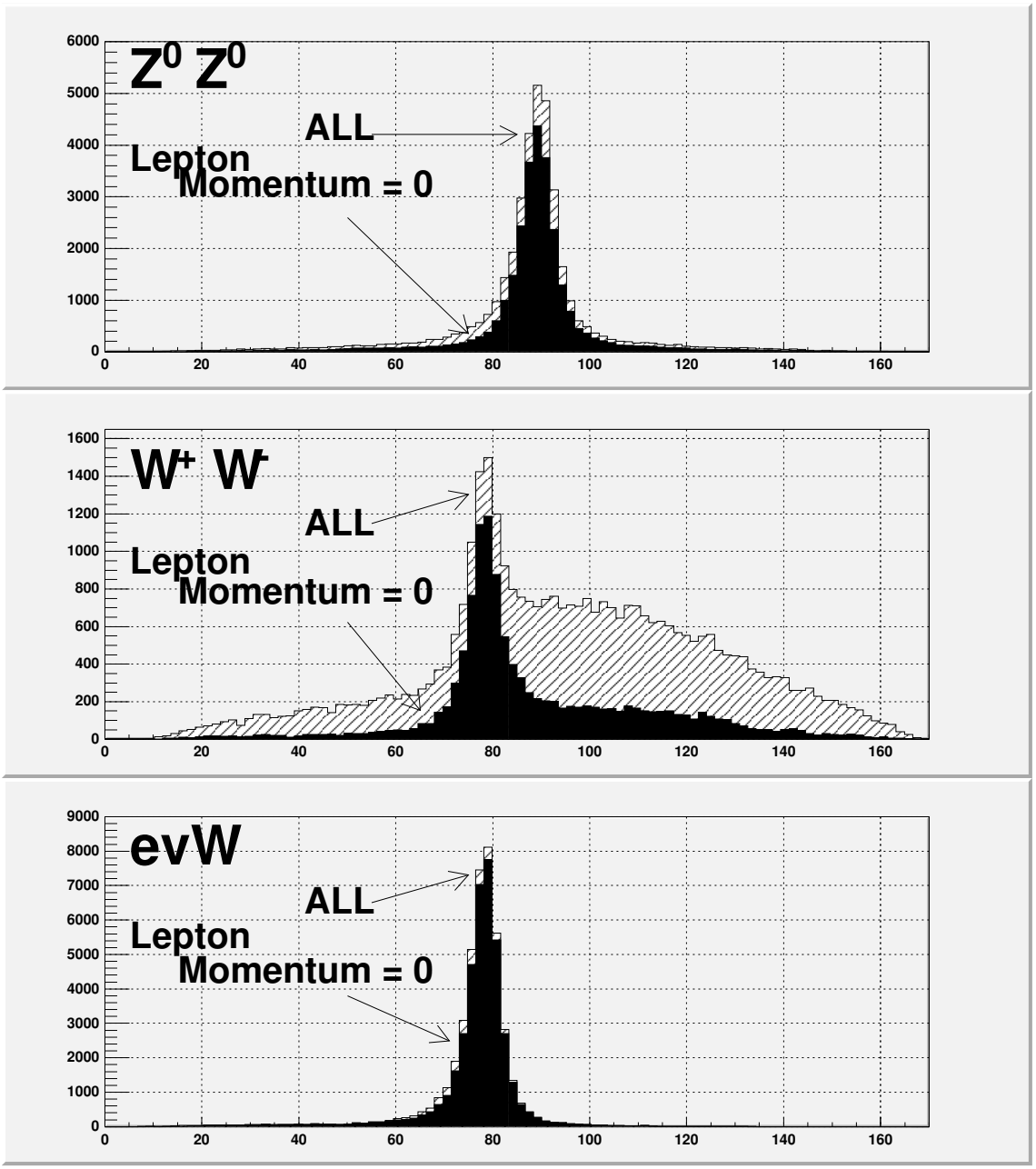

図 3.5: レプトンによるバックグラウンドの変化。
W^+W^-、Z^0Z^0、$e\nu W$ のそれぞれのバックグラウンドについて、 レプトンが生成されたイベントを除いた場合と、レプトンが生成されたイベントも含めた場合の不変質量分布を重ねたもの。特に W^+W^- 対のイベントの場合、レプトンが生成されたイベントを除くことで、大幅に落とすことできているのがわかる。

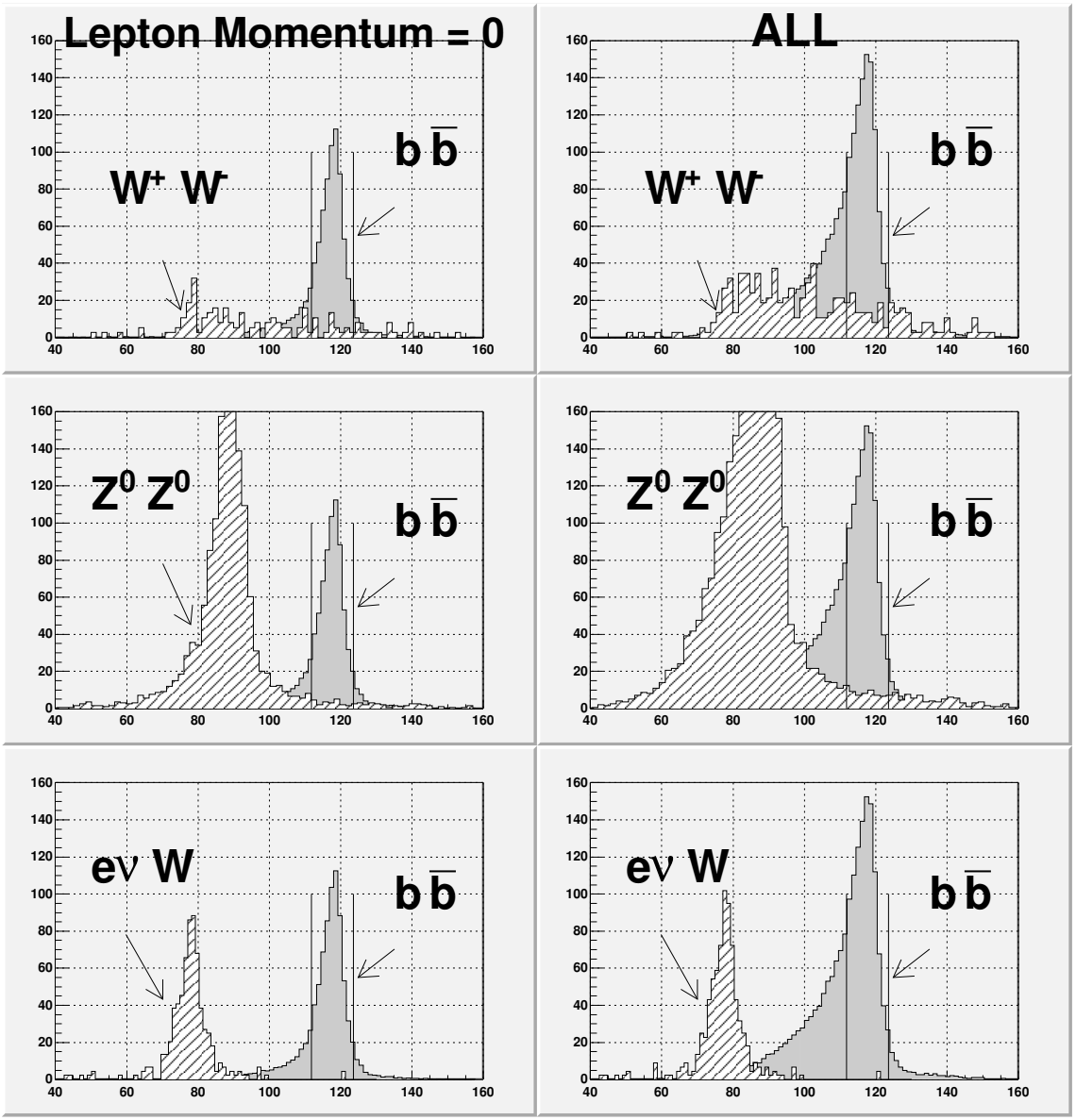

図 3.6: レプトンによるシグナルとバックグラウンドの変化の比較。

	レプトンなし		レプトンあり	
	Event 数	検出効率	Event 数	検出効率
$b\bar{b}$	548.92	22.1%	858.61	34.5%
W^+W^-	41.86	0.00314%	102.18	0.00767%
Z^0Z^0	25.28	0.00245%	54.18	0.00525%
その他	19.78	—	30.63	—
BG 合計	86.92	—	187.08	—
S/N	6.315		4.590	

表 3.3: レプトンによる S/N への影響。

3.1.4 まとめ

一般的には、レプトンは b クォークの同定に使われているようであるが、以上のように、不変質量の分解能・S/N 比 ともにレプトンが存在するイベントは除いた方がよいという結果であった。

特に、不変質量の分解能に関しては、本研究ではヒッグスの質量を 120 GeV と仮定しているが、100 GeV などになった場合、バックグラウンドである Z 粒子と質量が近くなり、イベントの選別の際、より高い分解能を必要とする。

よって、今回はあえてレプトンの存在するイベントを除き、分解能を高める方向で解析を行った。

しかし、イベント数を多くし、統計をためるという点と、クォークの同定という点では、レプトンを含めた方がいいという可能性もあるので、そこは今後の課題である。

3.2 Vertex Study

ここでは、崩壊点検出器によるイベントセレクションがどのようにヒッグス粒子の同定およびバックグラウンドの除去に役立っているかを考察し、最適なカットの方法を調べる。

3.2.1 Vertex Cut の方法

各イベントのそれぞれの飛跡 (Track) について CDC (中央飛跡検出器) と崩壊点検出器を用いて再構成された飛跡について、それと電子・陽電子衝突点からの距離を Impact Parameter と名付ける (図 3.7) 。そして、この Inpact Parameter が誤差の 5σ 以上離れている飛跡を「Off Vertex Track」と定義する。

この「Off Vertex Track」の数は、生成された粒子によって、特徴的な分布をしており、この数で Cut することにより、b クォークや c クォークなどの同定をすることができる。

つまり、この「Off Vertex Track」の数での Cut (Vertex Cut と呼ぶ) が、ヒッグス粒子のバックグラウンドからの選別に決定的に重要な役割を持つ。

今回のシミュレーションでは、この「Vertex Cut」が、実際にどの程度ヒッグス粒子の選別に役立つのか調べる。

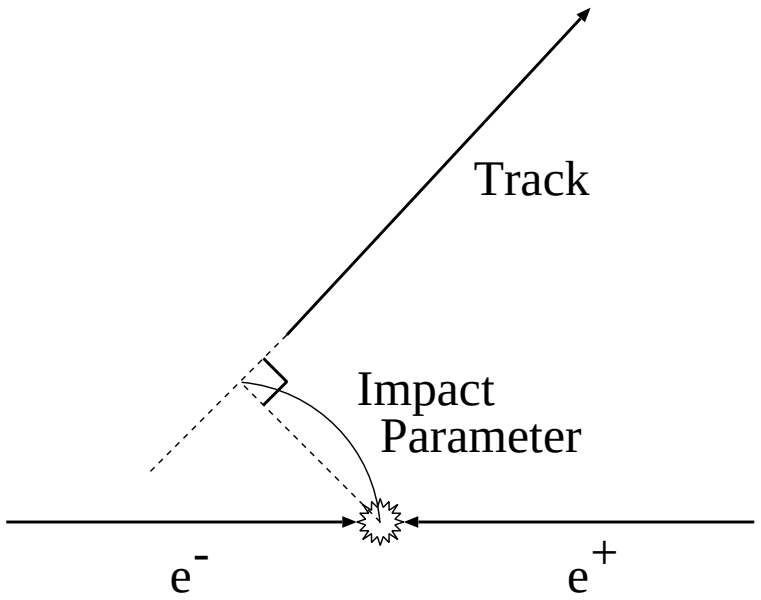

図 3.7: Inpact Parameter の図解。

3.2.2 Off VTX Track の分布

ここでは、Off Vertex Track の数の分布を調べ、そこから粒子の選別の際の最適なカットの方法を考察する。

まず、ヒッグス粒子からの $H^0 \to b\bar{b}$、$H^0 \to c\bar{c}$、$H^0 \to g\bar{g}$(グルオン) という 3 つの崩壊過程からのそれぞれの Off Vertex Track の分布を図 3.8、図 3.9 に示す。図 3.8 は、各粒子の総数の比をヒッグス粒子の分岐比 (図 2.3) に合わしている。図 3.9 は、総数を全て同じ数に規格化している。

図 3.9 を見ると、Off Vertex Track の数が、

- $g\bar{g}$ からのジェット $\to$ 0
- $c\bar{c}$ からのジェット $\to$ 1 ~ 5
- $b\bar{b}$ からのジェット $\to$ 6 ~

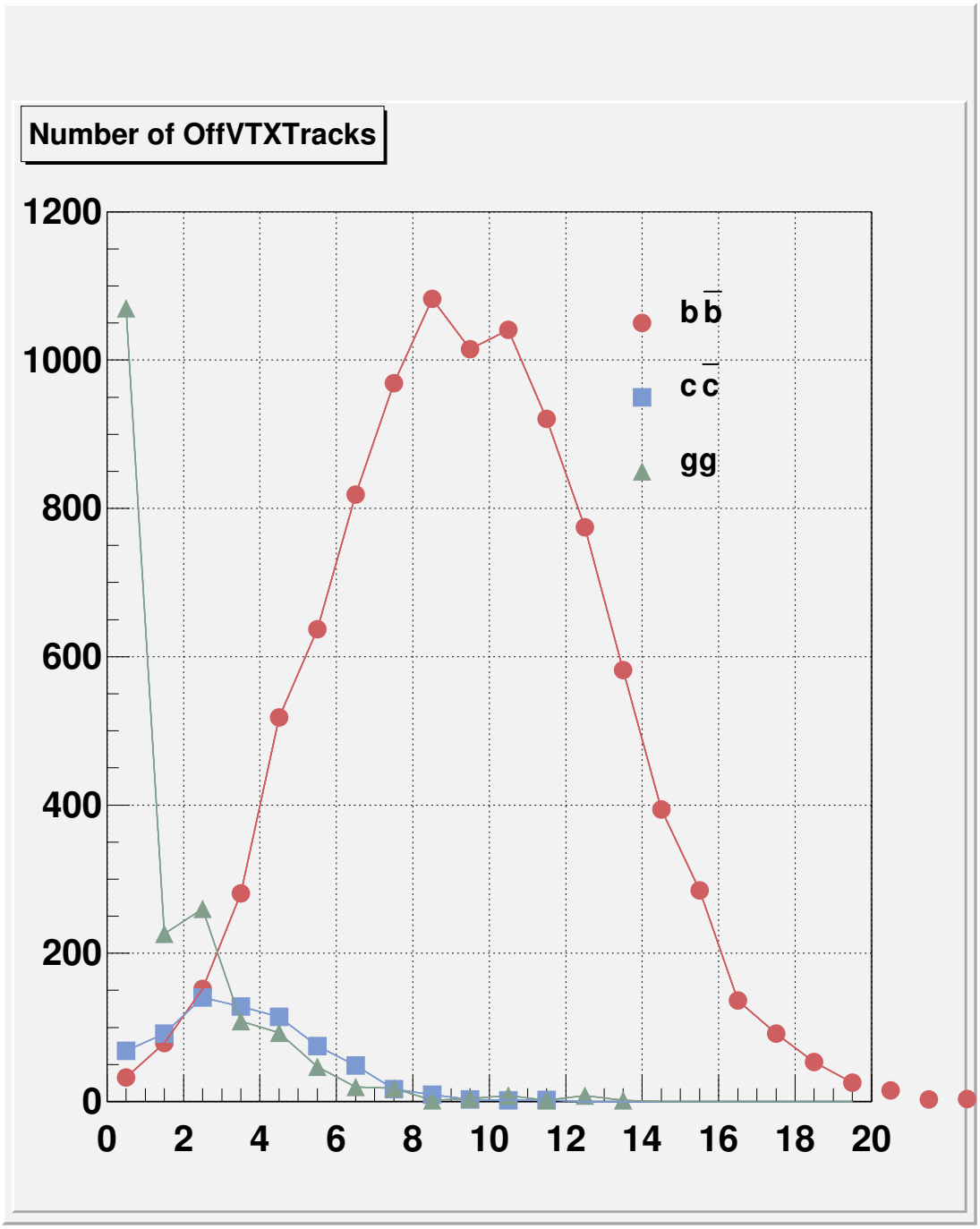

図 3.8: Off Vertex Track の数の分布。

各粒子の総数の比は、ヒッグス粒子からの分岐比に合わしている。

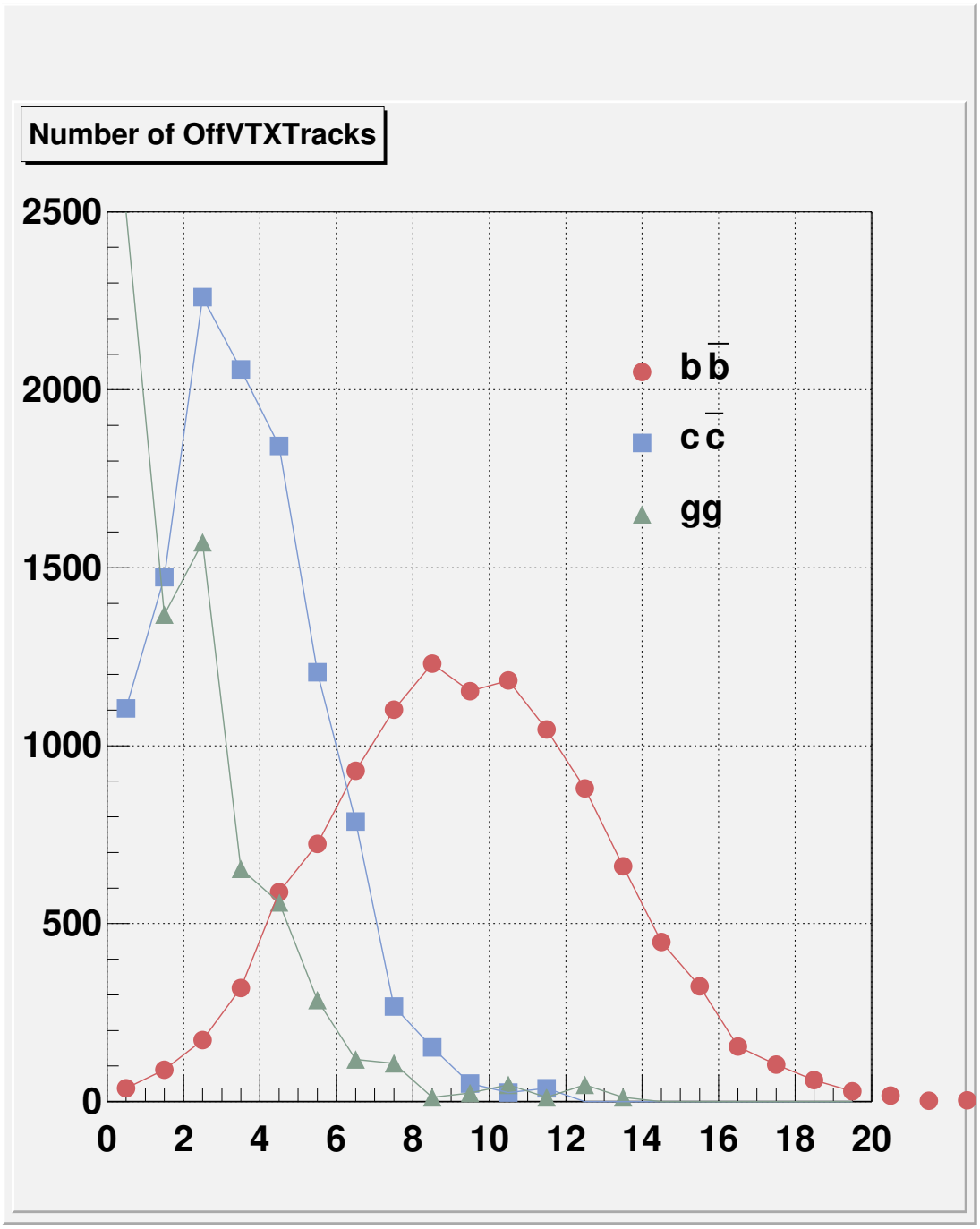

図 3.9: Off Vertex Track の数の分布。

各粒子の総数は同じ数に規格化している。

の所で多くなっていることがわかり、Vertex Cut によって粒子の同定が可能であることが予想される。

今回の場合は、ヒッグス粒子からの b クォークを検出することによって、ヒッグス粒子の生成されたイベントを選別する方法をとったので、Vertx Cut としては、「Number of Off Vertx Tracks ≥ 6」というカットが割合的に言うと最善であるといえる。

3.2.3 Vertex Cut の S/N 比・検出効率などへの影響

ここで、Vertex Cut による検出効率、シグナル・ノイズ (S/N) 比、統計精度 ($S/\sqrt{S+N}$) への影響を調べ、ヒッグス粒子を検出する際の最適な Vertex Cut を求める。

まず、Vertex Cut による検出効率 (Efficiency) の変化を図 3.10、図 3.11 に示す。

図 3.10 は、$e^+e^- \to Z^0H^0$ のヒッグス粒子から崩壊したもののうち $b\bar{b}, c\bar{c}, gg$ に崩壊したものについてのものである。

図 3.11 は、$e^+e^- \to W^+W^-$、$e^+e^- \to Z^0Z^0$、$e^+e^- \to e\nu W$ のそれぞれのものである。

グルオンや、バックグラウンドのものが Vertex Cut が上昇するにつれて急激に検出効率が悪化しているのに対して、b クォークは下がり方が緩やかであることがよく分かる。

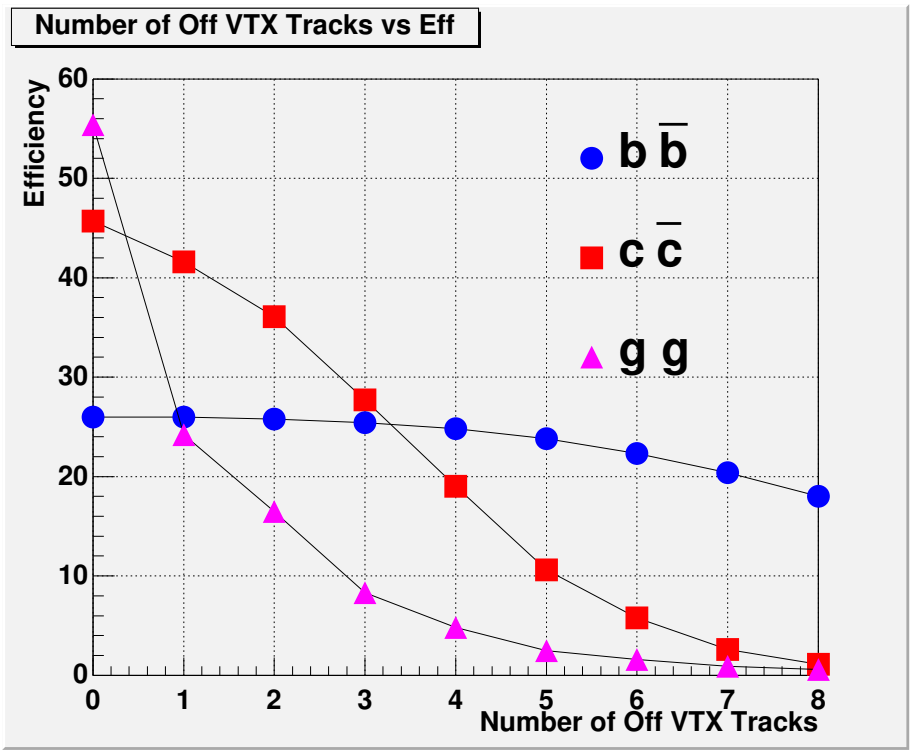

図 3.10: Vertex Cut による検出効率の変化。

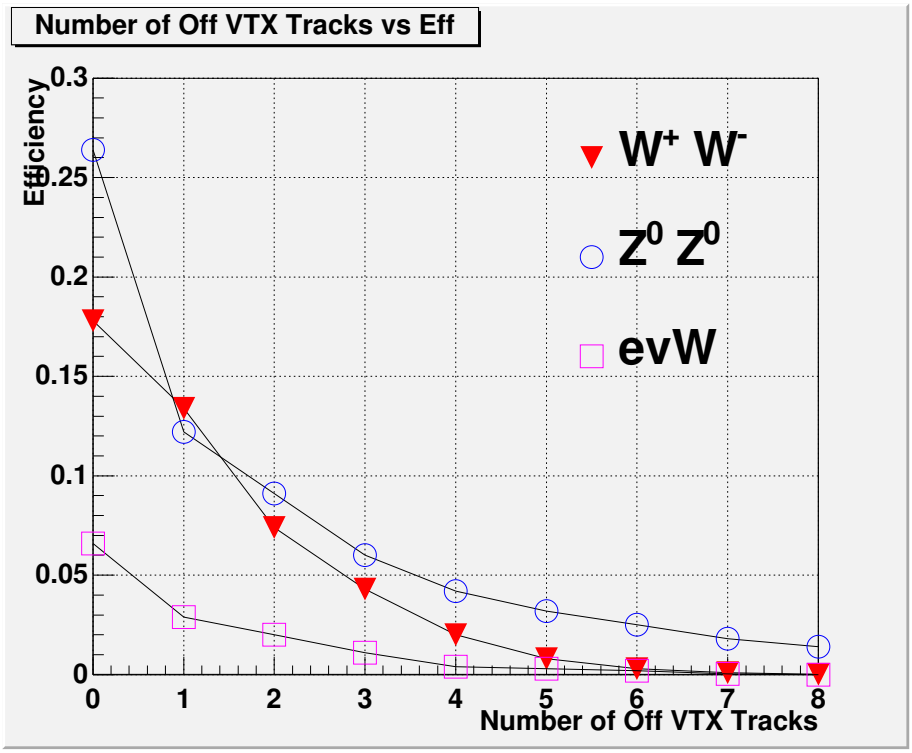

図 3.11: Vertex Cut による検出効率の変化。

次に、Vertex Cut によるシグナル・ノイズ (S/N) 比および統計精度 $(S/\sqrt{S+N})$ の変化を図 3.12 に示す。

ここで、シグナルとは、

- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$

の崩壊モードのみであり、バックグラウンドは、

- $e^+e^- \to W^+W^-$
- $e^+e^- \to Z^0Z^0$
- $e^+e^- \to e\nu W$

と、それに加えて、$Z^0 + H^0$ からのものでもシグナルとした崩壊モード以外の

- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to q\bar{q} + XX$
- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to l\bar{l} + XX$
- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + c\bar{c}$
- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + g\bar{g}$
- $e^+e^- \to Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + W^+W^-$

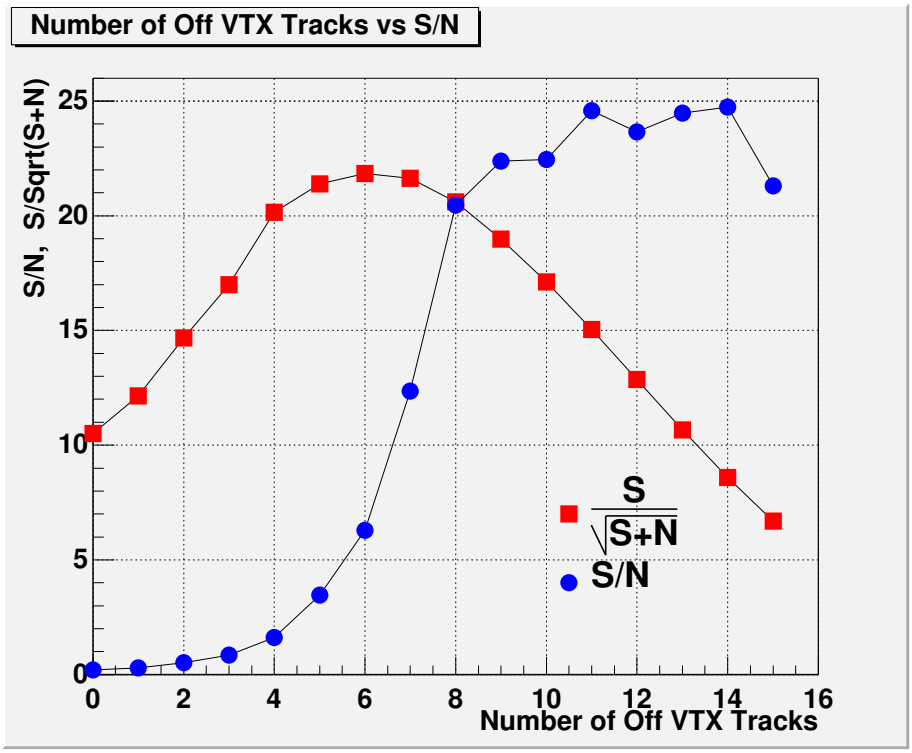

図 3.12: Vertex Cut による S/N 比および $S/\sqrt{S+N}$。

などのモードもバックグラウンドとして扱った。

S/N 比は、0 から 8 まで急激によくなり、それ以上大きいカットでは横ばいである。それに対し、$S/\sqrt{S+N}$ は、6 でピークとなり、それ以上は下降している。

このように、現在のパラメータの下では、S/N 比の場合は「Off Vertex Track ≥ 8」が最もよく、$S/\sqrt{S+N}$ では「Off Vertex Track ≥ 6」という Cut が適当であると言える。

3.3 パラメータ変化による影響

ここでは、磁場・内径・分解能のそれぞれのパラメータを変化させたとき、検出特性にどの程度の影響を与えるのかについてシミュレーションの結果を述べる。

変化させたパラメータは、以下である。

1. 測定器にかけた磁場 : 2 T → 3 T
2. 崩壊点検出器の内径
   Layer 0(Beam Pipe):2.0 cm → 1.0 cm
   Layer 1 : 2.4 cm → 1.4 cm
   Layer 2 : 3.6 cm → 2.6 cm
   Layer 3 : 4.8 cm → 3.8 cm
   Layer 4 : 6.0 cm → 5.0 cm
3. 崩壊点検出器の分解能 : 4μm → 8 μm

発生させたイベント数を、各モード、各条件ごとに表 3.4 にまとめた。表中で「標準」としたのは表 2.1 の条件のものである。

	Z^0H^0	W^+W^-	Z^0Z^0	$e\nu W$
標準	500,000	1,082,000	400,000	262,000
磁場 2 T → 3 T	500,000	700,000	500,000	189,000
内径 -1 cm	600,000	500,000	200,000	198,000
分解能 4 μm → 8μm	600,000	533,000	200,000	166,000

表 3.4: 各条件ごとの各イベントの発生させた数。

次に図 3.13 は、それぞれの条件で S/N 比 と Vetex Cut の相関図、図 3.14 は同じく統計精度 $(S/\sqrt{S+N})$ と Vetex Cut の相関図である。これらの図中で「Normal Mode」は表 2.1 の値、「Independent of Lepton」はレプトンを含めたもの、「B:2T→3T」は磁場を 3T にしたもの、「Radius → -1cm」は崩壊点検出器の内径をそれぞれ 1cm づつ小さくしたもの、「Resolution → ×2」は崩壊点検出器の分解能を 2 倍悪化させたものである。

これらの図を見ると、全体的な傾向としては、次のような事が言える。

- 磁場を大きくすると S/N はよくなる傾向が見られるが、統計精度はあまり変わらない。
- 内径を小さくすると S/N はよくなる傾向にあり、統計精度の分布は、ピークの位置が Vertex Cut = 7 のところにシフトしている。
- 分解能を悪化させたときは S/N はよくなる傾向あ見られるが、統計精度は変わらない。

ただし、ここで分解能を悪化させたのものに関しては、S/N 比がよくなっているが、これは分解能を悪化させたために Vertex Cut が他の条件の場合と少し違ってしまったためではないかと考えられる。

Vertex Cut の際に Impact Parameter が誤差の 5σ 以上のものを Off Vertex Track と定義したが、誤差が大きくなっているため、σ も同様に大きくなってしまう。そして、Off Vertex Track をその 5σ で定義してしまうため、分解能がよい場合に比べてカットがきつくなっているのだと考えられる。そのため、全体的に検出効率は悪化するが、バックグラウンドの方が落ち込みが激しいので、結果として S/N 比はよくなってしまうので、この値は分解能が 2 倍よい値であるほかの条件のものとは直接的には比較できない。

しかし、この結果は Off Vertex Track の定義もパラメータとして変化させて検出特性への影響を研究すれば、よりよい S/N 比・統計精度が得られる可能性があることを示唆している。

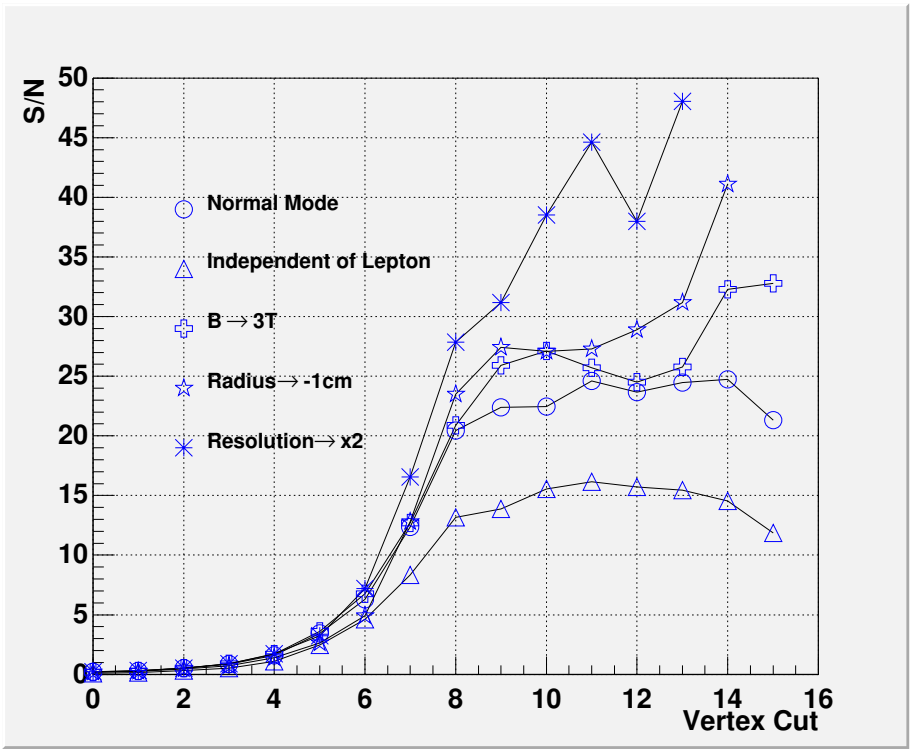

図 3.13: Vertex Cut による各条件ごとの S/N 比の変化。

表 3.5 にパラメータを変化させたときの S/N 比を示す。ただし、ここで Vertex Cut は、もっとも統計精度がよくなる様に、つまり、内径を小さくしたものについては、「Vertex Cut = 7」で、それ以外は「Vertex Cut = 6」と設定した。

これをみると磁場を上げるとバックグラウンドをより多く落とすことができており S/N 比がよくなっているのがわかる。

内径を小さくすると、図 3.14 で見たように統計精度の分布のピークが 7 にシフトしているため、全体的に検出効率は下がっているが、バックグラウンドを決定的に

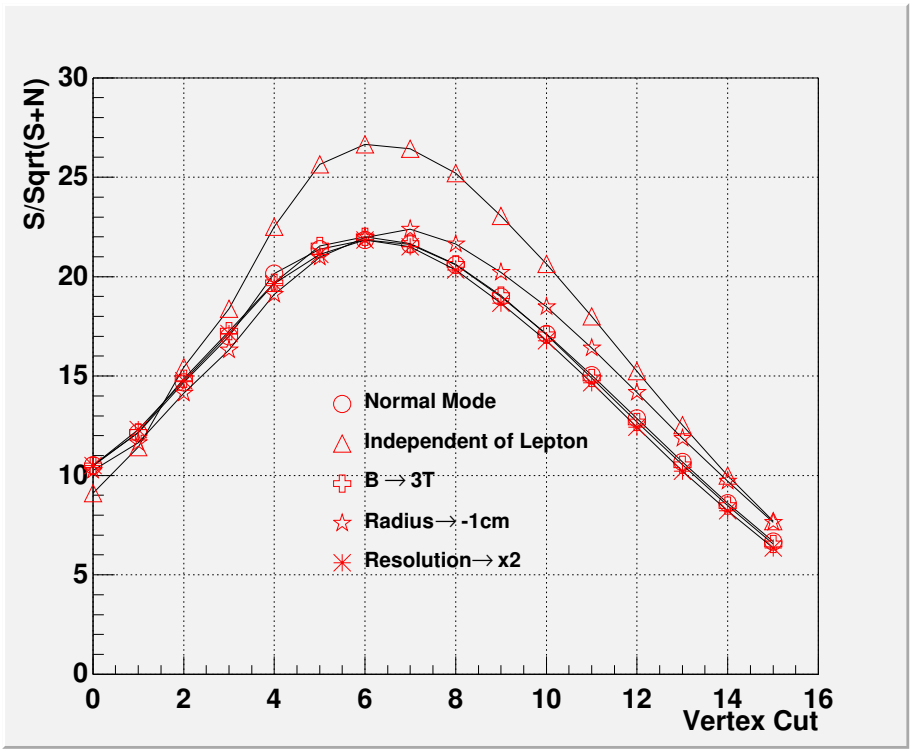

図 3.14: Vertex Cut による各条件ごとの $S/\sqrt{S+N}$ の変化。

	標準		磁場（３Ｔ）		内径（ー１ cm）		分解能（２倍悪く）	
	Event	検出効率	Event	検出効率	Event	検出効率	Event	検出効率
$b\bar{b}$	553.14	22.3%	556.10	22.5%	540.35	21.8%	543.03	21.9%
W^+W^-	41.86	0.00314%	45.67	0.00343%	13.32	0.0010%	37.88	0.00284%
Z^0Z^0	25.28	0.0245%	21.26	0.0206%	18.06	0.0175%	19.09	0.0181%
BG 合計	88.06	–	82.39	–	34.41	–	75.33	–
S/N	6.281		6.750		12.786		7.209	

表 3.5: パラメータ変化による S/N への影響。

落とすことに成功しており、 S/N 比は飛躍的に上昇している。
　分解能の分解能を悪化させたのものに関しては、S/N 比がよくなっている。これは、先に述べたように分解能を悪化させたために Vertex Cut が他の条件の場合と少し違ってしまったためではないかと考えられる。

第4章　結論と今後の課題

まず、今回の解析においてのイベントセレクションでのStudyからの結論から述べる。

レプトンの扱いについては、質量分解能をよくするためにはレプトンの存在するイベントを除いた方が、決定的によい事が結論される。特に、もしヒッグス粒子がZ^0の質量91 GeVに近い場合、Z^0からのバックグラウンドとの識別に高い質量分解能が必要とされる。このため、ヒッグス粒子探索のためには、より質量分解能がよくなるよう、レプトンの生成されるイベントを除くカットをすることが重要となる。

しかし、図3.13を見るとS/N比では、レプトンを含めたカットは、やはりS/N比が悪くなっていることが明らかであるが、図3.14の統計精度はレプトンの生成されたイベントを含めた方がよくなるという結果が出ている。今回は、質量分解能をよくするためもあり、レプトンを落としたが、ヒッグス粒子発見後の実験で統計精度をよくする必要が出てきた場合には、レプトンが生成されるイベントも含めた方がよいことがわかる。

Vertex Cutについては、図3.14を見るとほとんどの条件の場合で「Number of Off Vertex Tracks ≥ 6」でカットした方が統計精度が最もよくなっているが、磁場を3 Tにしたものについては、ピークの位置が7のところにきている。

つまり、現在は「Number of Off Vertex Tracks ≥ 6」のカットでよいが、今後、パラメータを変化させる場合は、このプロットに基づいてVertex Cutを決めるべきであると言える。

パラメータ変化については、現在までの結果としては、3.3 節に述べたように大まかな傾向性は見られた。

今後、最適なパラメータを求めるためにも、もっと様々なパラメータの条件でやってく必要がある。

また、今回のシミュレーションでは、 $e^+ + e^- \to Z^0 + H^0$ からの崩壊モードのうち $Z^0 + H^0 \to \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ というモードにのみに絞って解析を行った。しかし、統計精度を上げるという意味からも、今後は、違ったモードでの解析も必要が必要不可欠である。

参考文献

[1] 平成 8 年度科学研究費補助金研究成果報告書「電子陽電子リニアコライダー実験における測定器の開発研究」(1997)

[2] 国谷俊夫、修士論文「JLC 用崩壊点検出器の開発のための CCD 素子に関する研究」、佐賀大学 (1998)

[3] 亀井亨、木原元央「加速器科学」、丸善

[4] JLC Group, KEK Report 92-16(1992)

[5] *TorbjörnSjöstrand*,"PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual",Department of Theoretical Physics,University of Lund,Sweden(1994)

[6] http://www-jlc.kek.jp/subg/offl/jsf/

[7] A.Djouadi, J.Kalinowski and M.Spira, "HDECAY:a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension", Universite de Montpillier II, France(1997)

[8] Particle Data Group, "REVIEW OF PARTICLE PHYSICS", The European Physical Journal C Volume 3(1998)

謝 辞

大変にやりがいのあるテーマを与えてくださり、また、日頃からの適切なご指導など、塚本先生には深く感謝いたします。

KEK の宮本先生には、多忙であるにもかかわらず、シミュレーションにおける全面的なご指導を頂き、深く感謝いたします。

佐賀大学高エネルギーグループの国谷さんをはじめ、皆さんにも様々助言を頂き、感謝いたします。

その他、陰で支えた下さった、皆様に深く感謝いたします。