

ILCにおける ZH 随伴生成過程の $q\bar{q}H$ チャンネルを
用いた生成断面積の測定精度に関する研究

2014年度
修士論文

2SC13011N
富田 龍彦

九州大学理学府物理学専攻
素粒子実験研究室

指導教員
川越 清以 教授

2015年2月

概要

国際リニアコライダー (International Linear Collider: ILC) は、ヒッグス粒子・トップクォークの詳細な研究や、標準理論を超えた新物理の探索を目標として計画された次世代の電子陽電子衝突型線形加速器である。ILC をはじめとしたレプトンコライダーは LHC に代表されるハドロンコライダーと比較して、衝突のエネルギー全てを粒子の生成に利用でき、比較的背景事象の少ない環境を実現できるといった特徴を持ち、4 元運動量の保存則を用いる事で未知の粒子や、まだ正確に特性が解明されていない粒子の測定をおこなうことが可能である、といった利点をもっている。

実験の初期段階 (重心系エネルギー 250 GeV 運転時) において典型的なヒッグス粒子の生成過程は ZH 随伴生成過程である。この過程においては Z 粒子による崩壊生成物の再構成を精密におこなう事により、ヒッグス粒子の崩壊モードや観測の可否に関わらずにヒッグス粒子の特性を測定する事が可能である。これまで Z 粒子の再構成による解析は、背景事象が少なくシグナル事象と背景事象を弁別しやすいレプトンチャンネルでの解析がおこなわれてきた。しかしながら Z 粒子がレプトン対に崩壊する分岐比は、電子とミューオンを合計しても 7 %程度にすぎない。一方、 Z 粒子がクォーク対に崩壊する分岐比は約 70 %であり、統計精度に優れるハドロンチャンネルの解析は重要である。しかしながら、ハドロンチャンネルはレプトンチャンネルと比較すると、非常に多くの背景事象を含む事がわかつっていたため、これまで詳細な解析がおこなわれてこなかった。

そのため本研究では、 Z 粒子がクォーク対に崩壊するハドロンチャンネルでの背景事象の理解およびその低減をおこなった。背景事象低減のために、終状態で観測される粒子の質量差を用いた選別、観測される事象の形状が異なる事を用いた選別、再構成された Z 粒子の質量・横方向運動量の分布等を用いて、主要な背景事象を最大で 99 %低減させた。これによりハドロンチャンネルを用いて ZH 生成断面積の測定における統計精度を見積もった。この際、可能な限りヒッグス粒子の崩壊モードと独立な解析をおこなうための手法として、カテゴリ化を用いたイベント分類をおこないカテゴリ毎に最適な事象選別法を見積もった。これによりヒッグス粒子の各崩壊モード間における、事象選別後のイベント残存率のずれを低減した。最終的な結果として、多変量解析を用いて統計精度を最大限に追求した場合でおよそ 1.7 %の精度で、カテゴリ化を用いて事象選別手法を最適化し、可能な限りヒッグス粒子の崩壊と独立な解析をおこなった場合でも約 2.5 %の精度で、 ZH 随伴生成過程の生成断面積を決定できる事を示した。

目 次

第1章 イントロダクション	7
1.1 ヒッグス粒子の精密測定と新物理探索	8
1.2 ILC と大型ハドロン衝突型加速器 (LHC)	10
1.3 ILC における ZH 生成断面積測定について	11
1.4 レプトンチャンネルとハドロンチャンネル	12
1.5 研究課題	13
第2章 国際リニアコライダー (ILC) と ILD 検出器	14
2.1 ILC	14
2.1.1 電子源と陽電子源	15
2.1.2 ダンピングリング	17
2.1.3 ビーム輸送系と主線形加速器	18
2.2 ILD (International Large Detector)	20
2.2.1 PFA (Particle Flow Algorithm)	20
2.2.2 崩壊点検出器	22
2.2.3 飛跡検出器	23
2.2.4 カロリメータ	24
2.2.5 電磁カロリメータ	24
2.2.6 ハドロンカロリメータ	26
2.2.7 ソレノイドコイルとリターンヨーク	28
2.2.8 ミューオン検出器	28
2.2.9 前方検出器群	28
第3章 シミュレーションとイベント再構成	30
3.1 シミュレーション	30
3.2 イベントサンプルと生成方法	30
3.3 検出器シミュレーションと ILD 標準イベント再構成	32
3.4 本解析のためのイベント再構成	32
3.4.1 Initial State Radiation Finder	32
3.4.2 Isolated Lepton Finder	34
3.4.3 Tau Jet Finder	35

3.4.4	ジェットクラスタリング	36
3.4.5	フレーバータグ	38
3.4.6	Z/W 粒子の再構成	38
第 4 章	シグナル事象の選別と統計精度の導出	39
4.1	シグナル事象および主要な背景事象	39
4.2	シグナル事象の選択	42
4.2.1	4 fermion 事象の低減へ向けた事象選別	42
4.2.2	2 fermion 事象の低減へ向けた事象選別	43
4.2.3	y -fix を用いた Z 粒子の運動学的事象選別	46
4.2.4	事象選別の評価	49
4.3	ヒッグス粒子の崩壊モードによる依存性	51
4.4	カテゴリ化を用いたヒッグス粒子の崩壊モード依存性の抑制と統計精度の向上	52
4.5	多変量解析による統計精度向上の試み	59
第 5 章	現実的なシナリオに基づく統計精度および系統誤差の評価	63
5.1	ヒッグス粒子の崩壊分岐比が標準理論と同じである場合	63
5.2	特定の崩壊モードのみが標準理論からはずれた場合	63
5.3	その他の場合	65
5.4	その他の系統誤差	66
第 6 章	考察と今後の展望	67
6.1	他の解析との比較	67
6.2	レプトンチャンネルを含めた統計精度と ILC でのヒッグス結合定数測定へのインパクト	67
6.3	ILC running シナリオへの影響	68
6.4	今後の改善点	68
第 7 章	結論	69

図 目 次

1.1	素粒子標準理論の粒子	8
1.2	モデル毎のヒッグス粒子に対する結合定数	9
1.3	ヒッグス粒子の生成断面積	9
1.4	ZH 随伴生成過程のファインマンダイアグラム	12
1.5	WW fusion 過程(左)と ZZ fusion 過程(右)のファインマンダイアグラム	12
2.1	ILC 完成時の全景予想図	14
2.2	ビームトレインの構造	15
2.3	WW 生成過程	16
2.4	電子源の構造	16
2.5	陽電子源の構造	17
2.6	超伝導加速空洞(左)とクライオモジュール(右)	19
2.7	ILD 検出器(左)とSiD 検出器(右)	20
2.8	PFA のイメージ図	21
2.9	JER の違いによる Z 粒子と W 粒子の分離能の差異	21
2.10	TPC (Time Projection Chamber) の概観	24
2.11	一般的なサンプリング型カロリメータの模式図	25
2.12	シリコン半導体検出器(左)とプラスチックシンチレータ検出器(右)	26
2.13	ハドロンカロリメータの構造(2案)	27
2.14	ソレノイドコイルとリターンヨークの位置関係	27
2.15	前方検出器群	29
3.1	Initial State Radiation のファインマンダイアグラム	33
3.2	イベントディスプレイ	37
4.1	2 fermion 事象のファインマンダイアグラム	41
4.2	4 fermion 事象のファインマンダイアグラム	41
4.3	ZZ 生成事象の質量分布	42
4.4	WW 生成事象の質量分布	43
4.5	Sphericity の分布	45
4.6	Thrust 値の分布比較	46
4.7	y 値を用いてクラスタリングしたジェットより再構成された Z 粒子の質量	47

4.8 反跳質量の分布	48
4.9 再構成された Z 粒子の横方向運動量の分布	49
4.10 多変量解析に入力した変数の分布 (lepton = 1、 tau = 0 カテゴリの例)	60
4.11 BDT のイメージ図	60

表 目 次

1.1	結合定数の測定精度の比較 (LHC と ILC)	11
2.1	ILC の想定重心系エネルギーと積分ルミノシティ	15
3.1	各偏極でのシグナル事象と主要な背景事象のイベント数および重みの値	31
3.2	Initial State Radiation Finder の検出効率と検出純度	33
4.1	事象選別前の主要な事象のイベント数と生成断面積 (250 fb^{-1} の場合)	40
4.2	標準理論でのヒッグス粒子 (125 GeV) の崩壊モードとその崩壊分岐比	41
4.3	各事象に対する事象選別後に残る偏極毎のイベント数と残存率	50
4.4	各崩壊モードに対するイベント残存率と各モード間での差	51
4.5	ヒッグス粒子生成イベントの各カテゴリへの事象分類割合 (崩壊モード別)	54
4.6	選別手法調整後の各カテゴリにおける各モード間の残存率の差 ($\theta_n^i \cdot \frac{\delta\epsilon_n^i}{\epsilon^i}$ を計算したもの)	56
4.7	イベント残存率の平均からのずれを低減させた選別手法を用いてのイベント数とシグナル有意度 - 1	57
4.8	イベント残存率の平均からのずれを低減させた選別手法を用いてのイベント数とシグナル有意度 - 2	58
4.9	多変量解析による結果	61
4.10	尤度法と増強決定木をあわせてシグナル有意度を最大化した際の結果	62
5.1	各モードの崩壊分岐比を変更した場合の生成断面積のずれ	64
5.2	生成断面積が 1σ ずれるのに必要な崩壊分岐比のずれ	65

第1章 イントロダクション

素粒子物理学ではこれまでに、物質を構成する粒子とその粒子間の相互作用を記述する標準理論 [1] を発展させてきた。この理論では物質を構成する粒子であるクォークとレプトン、力を媒介するゲージ粒子、粒子の質量を生み出すヒッグス粒子の計 18 種類の粒子を最小単位としている(図 1.1)。物質を構成する粒子であるクォーク、レプトンはそれぞれ 6 種類ずつ存在し、スピン $1/2$ のフェルミオン (fermion) である。クォークには $2/3$ の正電荷をもつアップ (u)、チャーム (c)、トップ (t) と、 $1/3$ の負電荷を持つダウン (d)、ストレンジ (s)、ボトム (b) が存在する。レプトンには 1 の負電荷を持つ電子 (e)、ミューオン (μ)、タウ (τ) と、電荷を持たない電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) が存在する。これらのクォークとレプトンはそれぞれ三世代に分類され、世代によって質量が異なっている。これらの粒子間の相互作用を媒介する粒子として、電磁相互作用を媒介する光子 (γ)、強い相互作用を媒介するグルーオン (g)、弱い相互作用を媒介するウイークボソン (W^\pm , Z^0) が存在する。これらの相互作用を媒介する粒子は整数のスピンを持っておりボソン (boson) と呼ばれる。粒子の質量を生み出すヒッグス粒子は、スイスとフランスにまたがって建設された大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) [2] における ATLAS [3] および CMS [4] 実験によって、2012 年に発見された [5, 6]。このヒッグス粒子の発見をもって標準理論は完成したが、ダークマターの存在や相互作用が未統合である問題など多くの未解決課題がある。そのため標準理論を超えた新しい物理が必要とされており、これら新物理の検証および発見のために国際リニアコライダー計画への関心が高まっている。



図 1.1: 素粒子標準理論の粒子

1.1 ヒッグス粒子の精密測定と新物理探索

現在の素粒子物理学における標準理論は、先述の通りヒッグス粒子の発見をもって完成了。しかしながら、標準理論では未解決の物理事象が存在するため、標準理論を超えた TeV(テラ電子ボルト: 10^{12} eV) スケールの新物理探索は最大の関心事となっている。この新物理探索には、新粒子を直接探索する方法と、既存の粒子の結合定数の測定から間接的に新物理の徵候を探索する方法がある。標準理論を超える新物理のモデルの多くでは、拡張されたヒッグスセクターが含まれており、ヒッグス粒子と既知の粒子との結合定数が標準理論からずれることを予言している。この結合定数のずれはモデルに依存しており(図 1.2) [7]、そのため結合定数のずれを精密に測定する事により、モデルを識別することも必要とされる。新物理のエネルギー スケールとして 1 TeV 程度のエネルギー スケールを仮定した場合には、ヒッグス粒子と特定の粒子との結合定数のずれが数 % のオーダーで生じることが想定されるため、様々な粒子に対して 1 % オーダーの測定をおこなう事が重要である。

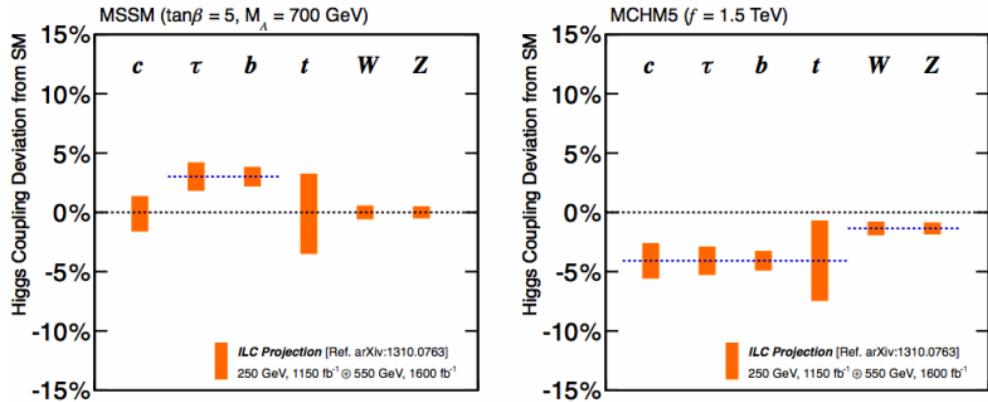


図 1.2: モデル毎のヒッグス粒子に対する結合定数(例) [7]
左: Minimal Supersymmetric Standard Model、右: Composite Higgs Model

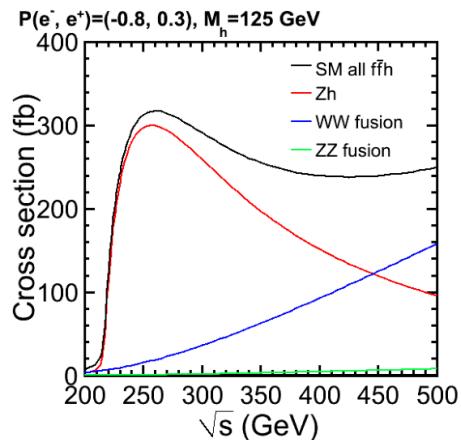


図 1.3: ヒッグス粒子の生成断面積 [8]
ヒッグス粒子の質量: 125 GeV、偏極: 左巻き電子を仮定。重心系エネルギー 500 GeV までにおいては、250 GeV 付近で最大の生成断面積を持ち、反応は ZH 随伴生成過程が主体である。

1.2 ILC と大型ハドロン衝突型加速器 (LHC)

国際リニアコライダー(以下 ILC)は次世代の電子陽電子衝突型線形加速器である[9]。超伝導加速空洞を用いた全長31～50 kmの線形加速器であり、重心系のエネルギーは250 GeV(ギガ電子ボルト: 10^9 eV)から最大で1 TeV(テラ電子ボルト: 10^{12} eV)を実現することが予定されている。ILCでは、先述の素粒子に含まれる電子とその反粒子である陽電子を衝突させるため、衝突時のエネルギーのすべてを粒子の生成に利用できる。現在世界最高のエネルギーを誇る大型ハドロン衝突型加速器(以下 LHC)[2]は陽子と陽子を衝突させる円形加速器であり、その特性を活かして14 TeVという非常に高い重心系エネルギーを実現する。しかしながら、陽子は素粒子ではなく内部構造を持つ粒子であるため、実際に衝突で使用されるエネルギーは陽子の内部にあるクォークやグルーオンが持つエネルギーに制限されてしまう。この点においてILCは、衝突の全エネルギーを粒子生成に利用できるという特徴から、LHCでは困難な衝突エネルギーをピンポイントに調整して実験をおこなうことができる。これはレプトンコライダーに特有の性質であり、トップクォークの生成閾値測定などに有用である。同様に、衝突エネルギーがすべて粒子の生成に利用されるという特徴は、生成断面積や結合定数の精密測定において、4元運動量の保存則を利用した解析を可能にする。

LHCにおいては、陽子の内部に存在する衝突に利用されなかつた粒子もQCD(Quantum ChromoDynamics)[10]に従い多数の粒子を含むジェットとして観測されるため、対象とする物理過程と同時に多くの背景事象を生成してしまう。さらに多数の衝突が同時に起こるため、複数の事象が生成され重なってしまうパイルアップと呼ばれる効果による影響も受けてしまう。これらのことから、LHCで精度の高い測定を実現することはILCと比較すると困難である。一方で電子陽電子衝突型の加速器は、先述の通り素粒子同士の衝突であるため背景事象の少ないクリーンな実験環境を実現できる。さらに素過程が電弱相互作用による過程であるため理論計算の精度も高く、精密測定に優れている。

ILCの特徴として挙げられるもう一つの利点は、偏極ビームの利用である。これは衝突に用いる電子や陽電子を偏極させる事により、衝突によって生じる過程を選択し背景事象を低減させたり、シグナル事象の生成断面積を向上させたりする事を可能とする。ILCにおいてはこれらの特徴を活かして、LHCでは到達できない1%精度でのヒッグス粒子結合定数測定をおこなう(表1.1)[7]。

	LHC 14 TeV (CMS) (3000 fb ⁻¹)	ILC 250 GeV (250 fb ⁻¹)	ILC 1 TeV (1000 fb ⁻¹)
H→ $b\bar{b}$	~7%	1.2%	0.5%
H→ gg	~5%	7.0%	2.3%
H→ WW	~5%	6.4%	1.6%
H→ ZZ	~4%	18%	4.1%
H→ $\tau\tau$	~5%	4.2%	3.1%
H→ $\gamma\gamma$	~5%	34%	8.5%

表 1.1: 結合定数の測定精度の比較 (LHC[11] と ILC[7])

1.3 ILC における ZH 生成断面積測定について

先述した通り衝突時のすべてのエネルギーが粒子の生成に利用されるため、ILC で実現できる重心系エネルギーはそのまま新粒子の探索可能エネルギー領域と一致する。また素粒子同士の衝突反応であるため、低い背景事象環境を実現することができる。ILC ではこれらの特徴を活かしヒッグス粒子・トップクォークの詳細な研究や、超対称性粒子をはじめとした新物理の探索を目標としている。特に実験初期段階である 250 GeV という重心系エネルギーは、ヒッグス粒子の生成断面積が最も高くなるエネルギーに近く(図 1.3) [8]、またその素過程もほぼすべてが ZH 随伴生成過程(図 1.4)によるものであるため、高い効率でヒッグス粒子の性質を精密に測定する事ができる。重心系エネルギーが 450 GeV 以上になると WW fusion 過程(図 1.5 左)が主要なヒッグス粒子生成事象となる。また、断面積は小さいが更に高エネルギーでの衝突においては ZZ fusion 過程(図 1.5 右)によるヒッグス粒子生成も生じる。これらのヒッグス粒子生成過程の中で、特に ZH 随伴生成過程は、4 元運動量の保存則からヒッグス粒子を直接測定する事なくヒッグス粒子の質量を再構成する事ができるという特徴を持っている。この特徴により、ヒッグス粒子の崩壊モードを仮定せずに生成断面積を測定する事ができるため、 ZH 随伴生成過程ではヒッグス粒子の観測の可否に関わらず生成断面積の測定が可能である。これは終状態に観測できない粒子を含む WW fusion 過程や、生成断面積を単独で直接測定する事のできない LHC では測定できないものであり、 ZH 随伴生成過程に特有の手法である。この手法を反跳質量法と呼び、

$$m_{\text{higgs}}^2 = (\sqrt{s} - E_Z)^2 - |\vec{p}_Z|^2 \quad (1.1)$$

でヒッグス粒子の質量(m_{higgs})を計算する。このとき \sqrt{s} は重心系エネルギーであり、 E_Z, \vec{p}_Z はそれぞれ再構成された Z 粒子のエネルギーと運動量である。

この手法を用いて ZH 生成断面積を測定する事により、 ZZH 結合¹の強さの絶対値が求められるだけでなく、ヒッグス粒子とその他の粒子との結合の強さも直接求めることができるようになる。そのため ZH 生成断面積測定はヒッグス粒子とその他の粒子との結合定数を精密に測定するために重要である。

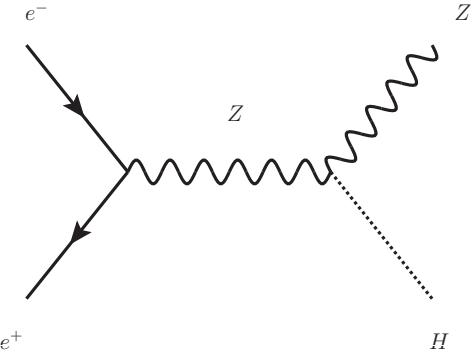


図 1.4: ZH 随伴生成過程のファインマンダイアグラム

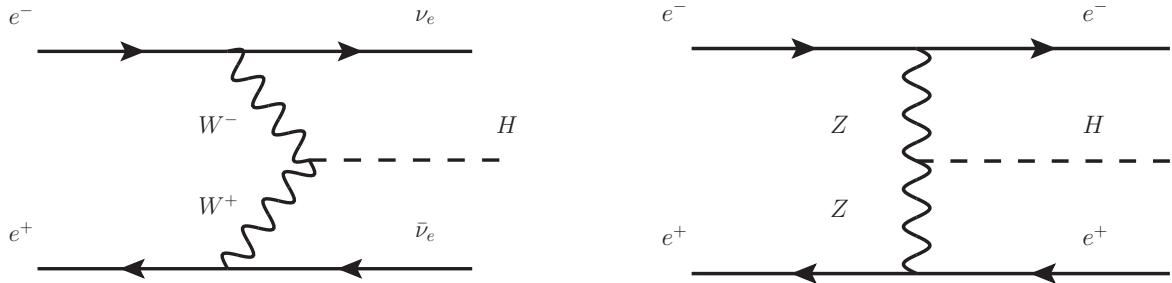


図 1.5: WW fusion 過程(左)と ZZ fusion 過程(右)のファインマンダイアグラム

1.4 レプトンチャンネルとハドロンチャンネル

終状態に含まれる Z 粒子は荷電レプトン(電子・ミューオン・タウ)対に合計約 10 % の分岐比で崩壊し、検出不可能なニュートリノ対におよそ 20 % の分岐比で崩壊する。特にミューオンや電子に崩壊するモードは検出しやすく、そのエネルギーと運動量が高い精度で決定できるという特徴により Z 粒子の質量をきわめてよく再構成できる。しかしながら、 Z 粒子が電子やミューオンに崩壊する分岐比はそれぞれ全体の 3.4 % 程度と少ないため統計量が制限されてしまう。一方、本研究において用いる Z 粒子がクォーク対などの

¹図 1.4 における右の交点。左の交点はこれまでにおこなわれてきた実験から精度よく求められている。

ハドロンに崩壊する分岐比は、全体の事象の約 70 %を占めているため統計の面で大きなアドバンテージを持っている。

クォーク対などのハドロンへの崩壊モードは、検出器におけるジェットのエネルギー分解能やジェット識別の不定性により Z 粒子の正確な再構成が困難である。そのためヒッグス粒子の崩壊モードの影響を受けやすく、また背景事象もレプトンチャンネルよりもいためこれまで詳細な解析がおこなわれてこなかった。そこで本研究ではヒッグス粒子の崩壊モードによる影響を最小限に抑えつつ背景事象を効果的に抑制する事象選別法を研究し、ハドロンチャンネルにおける ZH 生成断面積の測定手法の開発を目指した。

1.5 研究課題

本研究では、先述の ZH 随伴生成過程において、 Z 粒子がクォーク対に崩壊するチャンネルを用いて同過程の生成断面積の測定精度を評価した。ILC は稼働前の加速器であるため、本研究は ILC のビーム特性や検出器の詳細を踏まえたモンテカルロシミュレーションを用いて生成したイベントを解析することによりおこなった。本研究では、背景事象とシグナル事象の弁別方法の確立、ヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析手法の確立、および解析に必要な諸プログラム群の開発をおこなった。最終的にハドロンチャンネルを利用した解析において、既に解析がおこなわれているレプトンチャンネルと同等以上の測定精度 ($\sim 2.6\%$)[7] が達成できることを確認した。

第2章 国際リニアコライダー(ILC)と ILD検出器

2.1 ILC

ILC(図 2.1) [9, 12] は超伝導加速空洞を用いた全長 31 km (アップグレード時: 50 km) の線形加速器であり、これまで主流であった円形加速器と異なる特性を持っている。線形加速器は衝突の機会が加速後の一回に限られるという特徴を持っており、高い衝突輝度(ルミノシティ)を保つために高度に収束されたビームを必要とする。そのため ILC での実験においては、鉛直方向が約 5 nm、水平方向が約 600 nm という非常に絞られた扁平ビームを用いることが計画されている。また、高いルミノシティを達成するためにビームの方向をそろえる必要があるため、きわめて運動量の広がりが小さなビームを利用する。

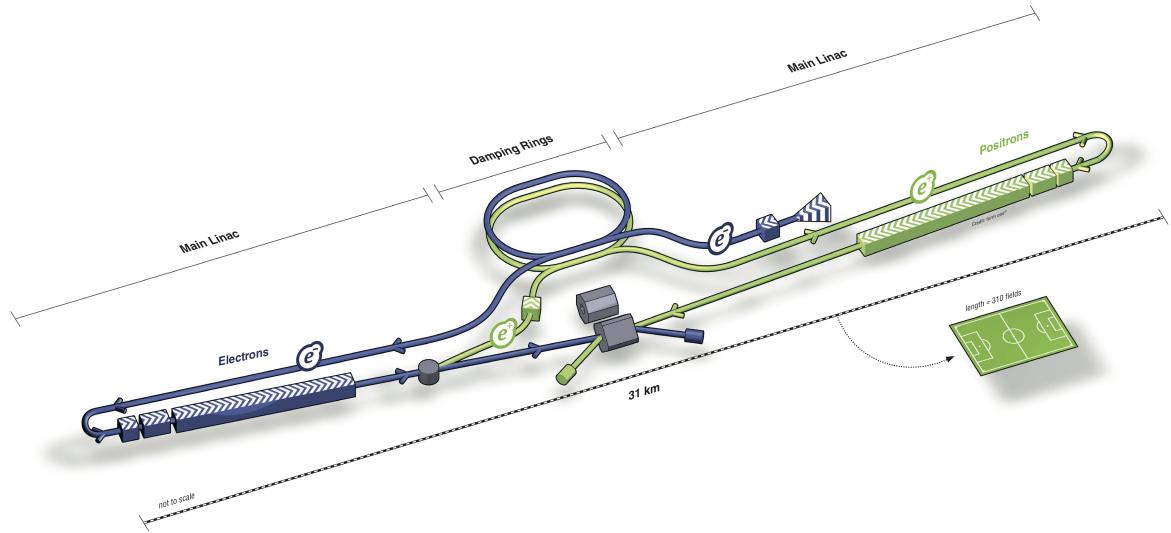


図 2.1: ILC 完成時の全景予想図 [9]

重心系エネルギー	250 GeV	350 GeV	500 GeV	1 TeV (upgrade)
積分ルミノシティ	250 fb^{-1}	333 fb^{-1}	500 fb^{-1}	1000 fb^{-1}

表 2.1: ILC の想定重心系エネルギーと積分ルミノシティ

表 2.1 は、ILC 計画の詳細技術設計書 (DBD) [13] に記載されていた ILC の運転プランとその時の積分ルミノシティであるが、現在 LHC で発見されたヒッグス粒子の質量や、新粒子への情報をもとに運転プランの再検討がおこなわれている。本研究ではこのプランの初期段階、重心系エネルギー 250 GeV (250 fb^{-1}) を想定した研究をおこなった。

ILC は主に、電子・陽電子源、ビームの成形を行うダンピングリング、最終収束系を含む主線形加速器により構成される。後の節においてそれぞれについて詳しく述べる。ILC で利用されるビームはトレインと呼ばれる構造をとっており、これは後で述べるバンチという構造が 2650 個詰まったビーム集合体であり、それぞれのトレインは 200 ms の間隔でビームパイプ中に配置されている (図 2.2)。

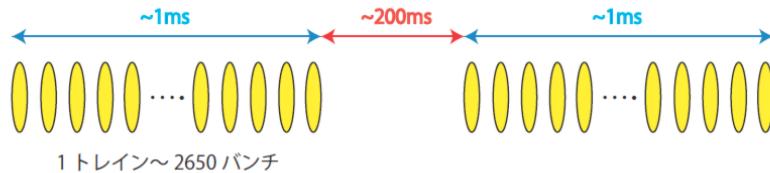


図 2.2: ビームトレインの構造

2.1.1 電子源と陽電子源

ILC では偏極した電子・陽電子ビームを用いる事が予定されている。これは(陽)電子の偏極を用いる事によって、発生するイベントを選択する事が可能となるためである。すなわち異なる偏極を用いる事で、スピン偏極に対する生成断面積の依存性や電弱力の結合の強さなどの測定が可能となる。偏極ビームの利点の例として、 ZH 随伴生成過程における主要な背景事象の一つである WW 生成過程 (図 2.3) の低減が挙げられる。これは、 $SU(2)_L$ の対称性から W 粒子が左巻きレプトンにのみ結合するためであり、電子の右巻き偏極を用いる事で WW 生成による背景事象 (図 2.3 右) を効率的に低減する事が可能となる。

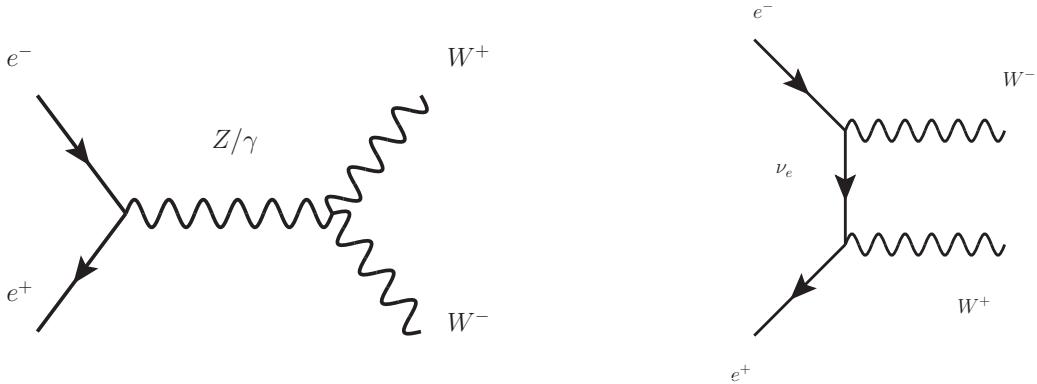


図 2.3: WW 生成過程

電子源(図 2.4)としては、偏極したレーザーを GaAs²標的に照射した際に生じる光電効果により生成される偏極電子を利用する。この時に生成される電子は約 80 % の偏極度を持っており、生成された偏極電子は常伝導加速管において多数の偏極電子の集合体であるバンチと呼ばれる構造に成形される。このバンチの中には 2×10^{10} 個の電子(陽電子)が詰まっている。その後ビームの品質を向上させるために後方のダンピングリングへと超伝導加速空洞によって加速しながら輸送される。

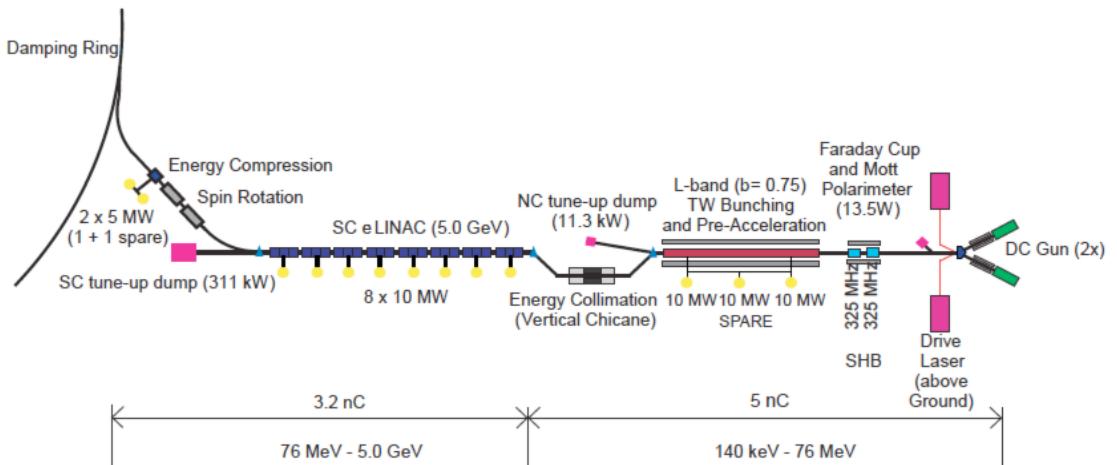


図 2.4: 電子源の構造 [12]

電子は自然界に一般的に存在し、生成するのも保持するのも比較的容易である。一方、陽電子は反粒子であり自然界には存在しない。また一度生成した後も通常の状態では周囲の電子と対消滅により消えてしまう。そのため陽電子源の開発は技術的にも挑戦的な課題のひとつである。現在 ILC ではいくつかの陽電子生成源のコンセプトが提案されている

²ガリウムヒ素。シリコンよりも電子移動度が高い半導体。一般的に高い抵抗率をもつ。

が、本論文の中では基本デザインであるアンジュレータ（磁場の向きを周期的に変えて電子の軌道を蛇行させる機構）と標的を利用したコンセプト（図2.5）について述べる。まず、主線形加速器により 150 GeV 程度に加速された電子を 147 m のアンジュレータに通過させる事で、制動放射により円偏光した光子を放出させる。これにより最大で 30 MeV 程度の光子を生成する事が可能である。この光子をチタン標的（厚さ 0.4 放射長の円盤）に入射する事で電子と陽電子を対生成させる。このとき生成された陽電子は磁場により選択的に分離され、その後常伝導加速管と超伝導加速空洞を用いて加速されたのち、品質向上のためにダンピングリングへと入射される。円偏光した光子によって生成される陽電子は 30 % 程度の偏極を実現する事が可能である。

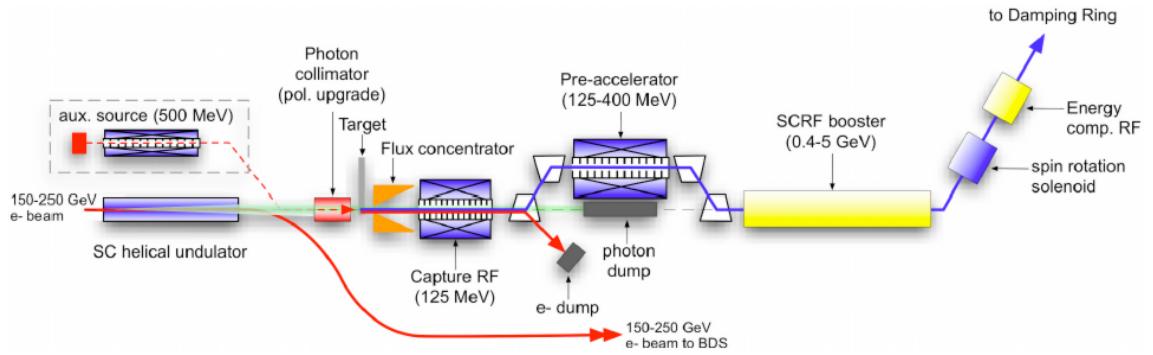


図 2.5: 陽電子源の構造 [12]

2.1.2 ダンピングリング

電子・陽電子源で生成されたバンチビームは様々な運動量方向を持っているため、そのまま衝突に利用してもルミノシティが低くなってしまう。そのため、ここで述べるダンピングリングにおいて運動量方向をそろえるためのビーム成形をおこなう必要がある。ビームの運動量の広がりは、 x と y をビームの進行方向に対してそれぞれ垂直な軸とした時、エミッタス

$$\epsilon_x \equiv \sqrt{\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle \langle (x' - \langle x' \rangle)^2 \rangle - \langle (x - \langle x \rangle)(x' - \langle x' \rangle) \rangle^2} \quad (2.1)$$

によって定義される。ここで x, x' はそれぞれ粒子の位置と方位角 ($x' = p_x/p_s$ で p_s はビームの接線方向への運動量) を表しており、 $\langle \rangle$ は全粒子の平均を表す。 y も x と同様に計算可能である。ビームのルミノシティは

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

によって定義される。 f はビームの周波数 (ILC では 5 Hz)、 n_1, n_2 はそれぞれバンチに含まれる電子・陽電子の数である。 $\sigma_{x(y)}$ はビームサイズに対応する数であり、高いルミノシティを達成するためには小さなビームサイズが必要とされることがわかる。

ビームサイズを減少させるためにはエミッタスを低く保つ事が重要であり、ILC ではこのエミッタスを減少させるためにダンピングリングと呼ばれる機構を用いてビームの横方向運動量を減衰させる手法を用いる。ダンピングリングは一周 6.7 km の加速器であり、ビームの周期は約 22 μs となっている。電子・陽電子は軌道を曲げることで制動放射により光子を放出する。このとき光子は電子・陽電子がもつ運動量の接線方向に放出されるため、ビーム自身の横方向運動量が一部減衰する。その後ダンピングリング中に設けられた直線加速部分において、ビームが失った全運動量と等しくなるように縦方向の運動量のみを補充する。これによりビームの全運動量を保持しつつ、横方向の広がりを減衰させる事が可能となる。

最終的なビームサイズは以下の式に示すように決定される。

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x \gamma_e \epsilon_x} \quad (2.3)$$

ここで $\gamma_e = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 、 $\beta_x \equiv \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle / \langle J_x \rangle$ (ただし $\langle J_x \rangle$ は全運動量の平均) となっている。エミッタスと同じく σ_y も同様に計算可能である。式 (2.3) から、衝突点におけるビームサイズはエミッタスに依存する事がわかり、ダンピングリングでエミッタスを小さくする事が必要不可欠であるとわかる。

ILC では最終的に x 軸方向: 10 μm 、 y 軸方向: 35 nm のエミッタスを達成するためにダンピングリング中でおよそ 1 万回の周回を重ねる。

2.1.3 ビーム輸送系と主線形加速器

ダンピングリング中で十分にエミッタスを小さくされたビームは、キッカーによりバンチ構造を保ったままビーム輸送系へと運ばれる。この輸送系により 15 GeV 程度まで加速されたビームは主線形加速器によって目標となる重心系エネルギーに達するまで加速される。ILC 計画の基本デザインでは重心系エネルギーは 500 GeV に達するため、11 km の超伝導加速空洞は平均加速勾配 31.5 MeV/m を達成する必要がある。この加速勾配を達成するために ILC では、電子・陽電子ビーム系で合わせて約 16,000 本の加速空洞 (図 2.6 左) が必要とされる。これらの超伝導加速空洞はクライオモジュール (図 2.6 右) に挿入される。超伝導加速空洞はニオブを用いて作られ、それぞれ 8 または 9 個のセルを持っている (図 2.6 左)。超伝導加速空洞の各セルは、内部をビームバンチが通過する際に、常に前向きの電場がかかるよう 1.3 GHz の高周波を用いた RF(Radio Frequency) ユニットによって制御され、粒子を加速する。先に述べたように、陽電子の生成には 150 GeV 程度に加速された電子を必要とするため、この陽電子生成に使用するエネルギー分を補充するために電子ビーム側の加速ユニット数が多くなっている。



図 2.6: 超伝導加速空洞 (左) とクライオモジュール (右)

主線形加速器により加速されたビームは、ビーム輸送系 (BDS: Beam Delivery System) によって縦 5.6 nm × 横 639 nm の大きさにまで収束され衝突する (ビームの長さ: 0.3 mm)。ILCにおいてはビームの衝突角度は 14 mrad であるため、ビームの入射パイプと通過後のビームの引き出し系を分離する事が可能である。通過したビームは引き出し系によりビームパイプや検出器群に衝突しないよう制御を受けながら、ビームダンプまで輸送される。

ILCではルミノシティを向上させるために衝突点の直前にクラブ空洞と呼ばれる機構を備えることが予想されている。このクラブ空洞はビームを磁場でキックすることにより、衝突点においてそれぞれのビームが正面衝突するように回転させることができる。

2.2 ILD (International Large Detector)

ILC 計画には現在、ILD (International Large Detector) と SiD (Silicon Detctor) の二つの検出器が提案されている(図 2.7) [13]。これらの検出器は次節に述べる PFA (Particle Flow Algorithm) という事象再構成法に最適化された検出器であり高度に細分化されている。本研究においては、ILD 検出器のモデルを利用したシミュレーションに基づいて生成されたイベントを用いて解析をおこなったため、2.2.2 節以降では ILD 検出器の構成と特徴について述べる。

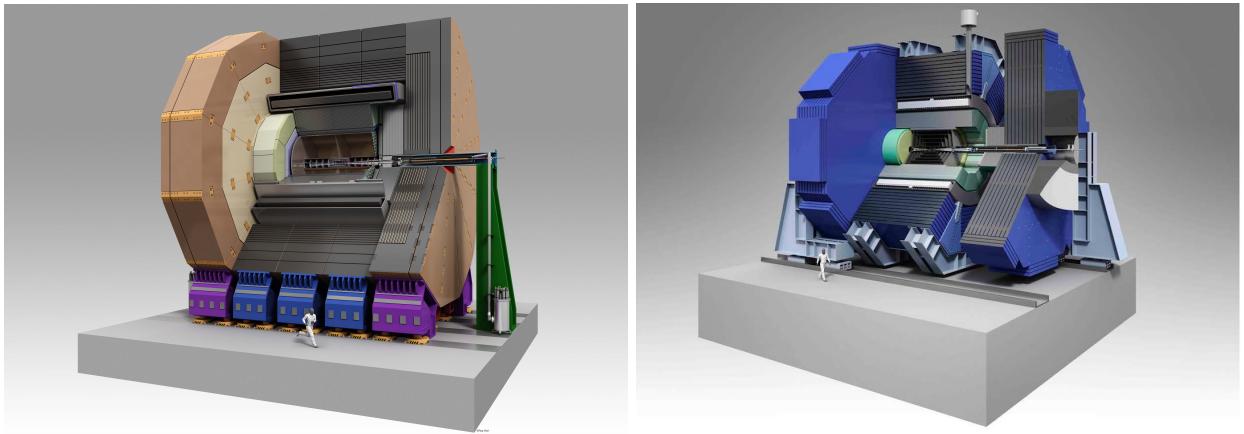


図 2.7: ILD 検出器(左)と SiD 検出器(右) [13]

2.2.1 PFA (Particle Flow Algorithm)

Z 粒子が崩壊した後に生じるクォーク対は QCD に従い多数の粒子を含むジェットを生成する。そのためハドロンチャンネルを利用するにあたっては、これら複数の粒子を検出し正確に再構成する事で元となる Z 粒子の質量を再構成する必要がある。ILC での実験においては PFA (Particle Flow Algorithm) [14] と呼ばれる事象再構成法を利用する事でジェットに対するエネルギー分解能を大幅に向上させる計画があり、本研究においてもシミュレーションで生成された事象を PFA に基づいて解析している。

PFA はジェット中に含まれる粒子の一つひとつをそれぞれ正確に再構成し、ジェット全体の測定精度を向上させるために考案された事象再構成方法である(図 2.8) [14]。この手法によりこれまでの 2 倍 (LEP: Large Electron Positron [15] 比) の精度 ($50 \sim 500$ GeV のジェットに対して Jet Energy Resolution (JER): $\sim 3.5\%$) でジェットを再構成する事が可能となる。この事象再構成法を用いる事で、 Z 粒子と質量の近い W 粒子による背景事象を Z 粒子の質量と切り分ける事が可能となり(図 2.9) [16]、より高いシグナル/背景事象弁別が可能となる。PFA を有効に活用するためには、細かく分割されたカロリメータと

高精度な飛跡検出器が必要不可欠であり、ILC の検出器としては PFA に最適化された検出器が利用される予定である。

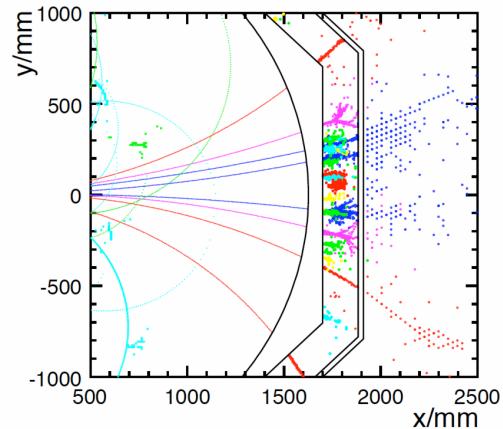


図 2.8: PFA のイメージ図 [14]

一つひとつの色が別種の粒子を表しており、ジェット中の粒子が個別に再構成されている様子がうかがえる。

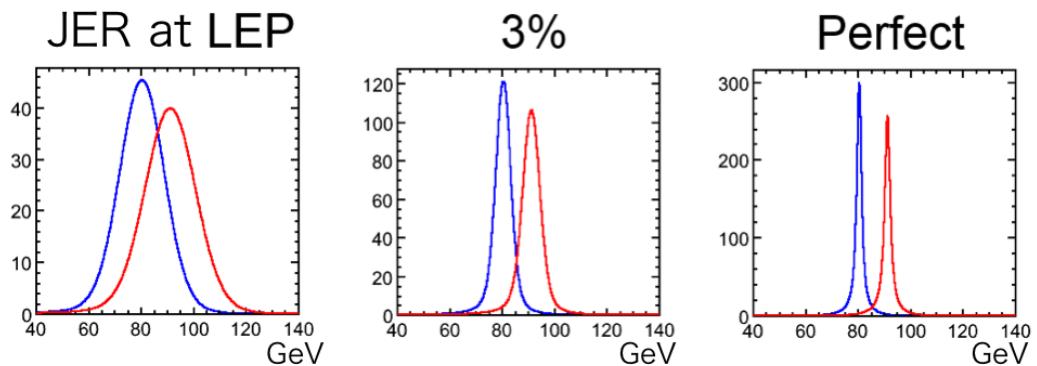


図 2.9: JER の違いによる Z 粒子と W 粒子の分離能の差異 [16]

Z 粒子と W 粒子の分離能が向上する事で背景事象の切り分けが容易になる。

2.2.2 崩壊点検出器

崩壊点検出器は検出器群の中で衝突点に最も近い位置に設置されるものであり、粒子の崩壊点と荷電粒子の飛跡を正確に再構成するための検出器である。ILC での実験においては世代の異なるクォーク (特に比較的長寿命である b クォーク: 崩壊長 $\sim 500 \mu\text{m}$ と c クォーク: 崩壊長 $\sim 300 \mu\text{m}$) の同定を行う事が要求されるため、崩壊点検出器は以下の位置分解能を持つ事が必要とされる。

$$\sigma \leq 5 \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2} \theta} (\mu\text{m}) \quad (2.4)$$

ここで p は粒子の運動量 (GeV/c)、 β は粒子の速度、 θ はビーム軸方向に対する角度である。また $a \oplus b$ は $\sqrt{a^2 + b^2}$ を意味する。この高い位置分解能を達成するためには崩壊点検出器をできるかぎり衝突点および崩壊点の近傍、すなわちビームパイプ付近 (ビーム軸の中心から $15 \sim 16 \text{ mm}$) に配置する事が必要となるが、ビームパイプ付近ではビームからの電子・陽電子ペアバックグランドが崩壊点検出器に影響を及ぼす。現在の試算では 1 トレイン中の全てのイベントによるヒット情報を蓄積した場合、従来型の崩壊点検出器ではピクセル占有率が 10 % を超えてしまう。占有率が高くなってしまうと、崩壊点検出器のヒット情報と後述の飛跡検出器で得られた飛跡情報との対応関係が曖昧になり飛跡の再構成能力が低減してしまう。そのためピクセルの占有率を低く抑える必要があり、現在 ILD 検出器開発グループ内では占有率を低減させる方法として次の二つの提案がなされている。一つ目はピクセルサイズをさらに細かく細分化することでトレイン中の全ヒット情報を蓄積した場合でもピクセル占有率を低く保つ方法であり、二つ目はトレイン通過中に適宜ヒット情報を読み出しピクセルの占有率を低く保つ方法である。

前者は高精細 CCD バーテックス検出器と呼ばれるものであり、FPCCD (Fine Pixel CCD)³を用いたものである。この FPCCD は 1 ピクセルのサイズが $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ ときわめて小さいという特徴を持っている。これにより 1 トレイン中の全てのヒット情報を蓄積した場合においてもピクセルの占有率を低く保つ事が可能となる。データの読み出しはトレインが通過した後、次のトレインが到着するまでの 200 ms の間に行う事が可能である。

後者は CMOS⁴や DEPFET⁵とよばれるピクセル型シリコン半導体検出器であり、1 ピクセルの大きさは DEPFET で $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ となっている。この手法においてはトレイン通過中に適宜各ピクセルに保持されている情報を読み出す事でピクセルの占有率を下げる事が可能である。

³CCD は Charge-Coupled Device の略。デジタルカメラの受光部などに用いられる半導体素子である。

⁴Complementary Metal-Oxide-Semiconductor の略。金属酸化膜半導体電界効果トランジスタを相補的に配置したゲート構造を持つ。

⁵DEPleted Field Effect Transistor の略。全空乏型のシリコン半導体検出器である。

2.2.3 飛跡検出器

ILD 検出器には主飛跡検出器として TPC (Time Projection Chamber) を用いる事が提案されている。また崩壊点検出器と主飛跡検出器の間を補完するために中央のバレル領域に SIT (Silicon Internal Tracker)、前方領域に FTD (Forward Tracking Detector)、さらに電磁カロリメータへの入射位置と時間の測定のために SET (Silicon External Tracker) と ETD (End-cap Tracking Detector) が設置されている。

主飛跡検出器である TPC は荷電粒子の飛跡を三次元的に再構成する事が可能なガス検出器である。検出器の構造は 図 2.10 に示す通りであり、後置のカロリメータ群にて正確なエネルギーを測定することを妨げないよう、できる限り低物質量なガス検出器が採用されている。荷電粒子は TPC 内部を通過する事でガスを電離し、その際に生じた電子はビーム軸に平行な電場により端面のマイクロパターンガス検出器へ向けてドリフトする。端面付近で電子は雪崩を起こし増幅されてから検出される。ドリフトに要した時間の情報とマイクロパターンガス検出器上の二次元位置情報から荷電粒子の飛跡は三次元的に再構成される。TPC 内部でのエネルギー損失 (dE/dX) から粒子識別が可能であり、また $p_T = 0.3B\rho$ (p_T は横方向運動量、 B は磁場、 ρ は飛跡の曲率半径を表す) により粒子の運動量を再構成する事も可能である。この時の運動量分解能は、崩壊点検出器・SIT・FTD・SET・ETD・TPC を用いて、

$$\delta(1/p_T) \leq 2 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (2.5)$$

となる。

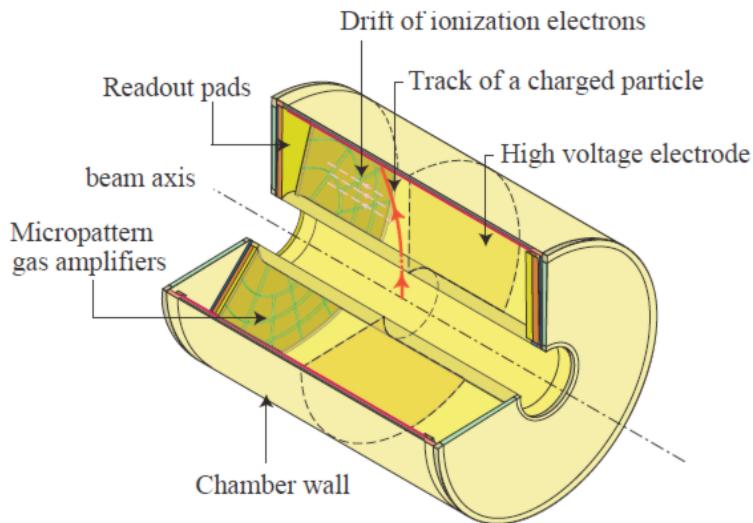


図 2.10: TPC (Time Projection Chamber) の概観

2.2.4 カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを測定する検出器である。ILD 検出器においては電磁相互作用によるシャワーを測定する電磁カロリメータ (ECAL: Electromagnetic Calorimeter) とハドロンシャワーを測定するハドロンカロリメータ (HCAL: Hadron Calorimeter) の二種類が使用される。ILD 検出器で利用されるカロリメータ群は前述の PFA により高い位置分解能やパターン認識能力が要求されているため、高度に細分化されている。カロリメータは中央のバレル部分と両端のエンドキャップ部分に設置されている。

2.2.5 電磁カロリメータ

電磁シャワーを生成する粒子 (電子と光子) のエネルギーを測定することを目的とする検出器である。ILD 検出器のカロリメータはサンプリング型カロリメータ (図 2.11) と呼ばれるもので、シャワーを起こさせる吸収層と粒子を検出する検出層とが交互に重なり合った構造をしている。高い細分度を維持するために吸収層には放射長 X_0 (入射粒子のエネルギーが $1/e$ となるまでに必要な平均距離) が短くモリエール半径 R_M (シャワーのエネルギーの 90 % が入る半径) の小さいタンクステン ($X_0 = 3.5$ mm, $R_M = 9.3$ mm) が利用

される。検出層としてはシリコン半導体検出器とプラスチックシンチレータの2つの提案がある。以下でその2つの提案の特徴について述べる。

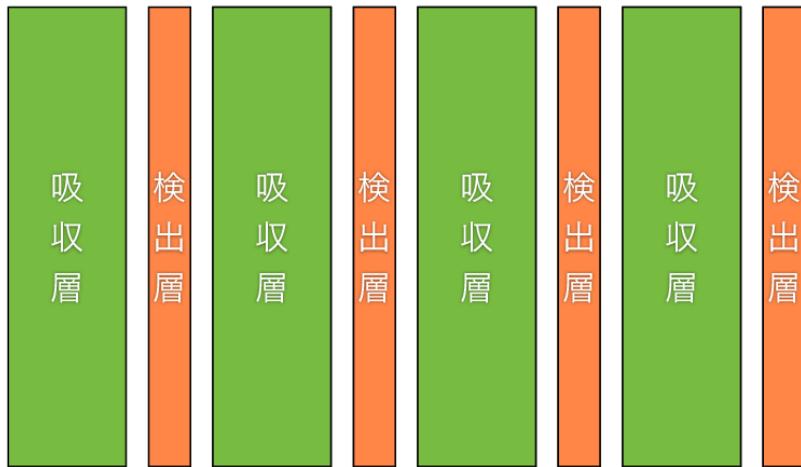


図 2.11: 一般的なサンプリング型カロリメータの模式図：検出層と吸収層が交互に配置され、吸収層で発達したシャワーを検出層にて検出する。

Si-W 電磁カロリメータ

現在の ILD 検出器の基本設計において、電磁カロリメータの検出層にはシリコン半導体検出器を利用する事が提案されている。30 層の検出層と 29 層の吸収層を持つ構造であり、吸収層の初め 20 層は $0.6X_0$ (2.1 mm)、後方 9 層に $1.2X_0$ (4.2 mm) のタンゲステンを用いる。検出層に用いられるピクセル型シリコン半導体検出器(図 2.12 左)はそれぞれのピクセルが $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ の正方形となっており、検出器全体では 10^8 個の読み出しチャネルを有する。シリコン半導体検出器は一般的に電子–ホール対を生成するために必要なエネルギーが 3 eV と小さく、高いエネルギー分解能を得られる。ただしシンチレータ検出器と比較すると Landau-Pollak 型の不確定性⁶ [17] は大きくなってしまう。

Sc-W 電磁カロリメータ

ILD 検出器には検出層のオプションとしてプラスチックシンチレータ(図 2.12 右)を利用する提案がある。こちらは $45 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ のストリップシンチレータを縦横交互に配

⁶任意の種類の測定において測定値を確定的に得られない事を示唆する関係式

置する事で仮想的な $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ のセルを実現する。この構造ではシリコン検出器を用いた場合に比べて読み出しチャンネルを減少させることができ、プラスチックシンチレータがシリコン半導体検出器よりも安価であることも相まって、シリコン検出器を用いる場合よりも安価に製造する事が可能である。しかしながら図 2.12 (中央) に示すような特定の状況において、入射粒子の位置が同定できない場合が存在する。シンチレーション光の読み出しには MPPC (Multi Pixel Photon Counter)⁷ [18] を用いる。

ハイブリッド電磁カロリメータ

ハイブリッド電磁カロリメータは、先に述べたシリコン検出器とシンチレータ検出器を併用する事によりパフォーマンスを維持しつつコストを削減することを目的としたオプション案である。現在シミュレーションを用いた研究により、コストとパフォーマンスの関係の調査がおこなわれている。

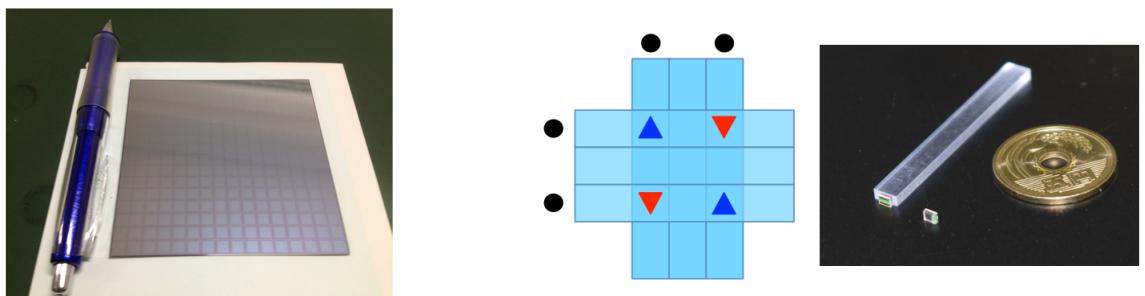


図 2.12: シリコン半導体検出器 (左) とプラスチックシンチレータ検出器 (右)

2.2.6 ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは中性ハドロンのエネルギーを正確に測定するものである。ILD 検出器におけるハドロンカロリメータは電磁カロリメータと同様サンプリング型カロリメータであり、検出層にはシンチレータタイルもしくはガス検出器が用いられ、吸収層にはステンレス鋼が使用される。ステンレス鋼はハドロンに対する相互作用長 ($\lambda = 170 \text{ mm}$) と放射長 ($X_0 = 18 \text{ mm}$) の比が適度な割合であるため奥行き方向の詳細なサンプリングが可能であるという特徴を持つ。ハドロンカロリメータにもいくつかのオプション案が存在するがそれら全てが検出層にシンチレータ、あるいはガス検出器のどちらかを選択して装備することが可能である (図 2.13)。

⁷複数のガイガーモード APD(アバランシェ・フォトダイオード) のピクセルから成り、光子を一つひとつ数える事ができる小型の半導体光センサー。

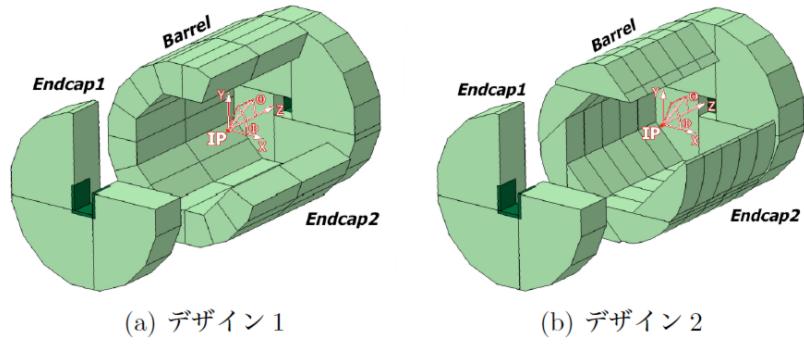


図 2.13: ハドロンカロリメータの構造。バレル部の構造の異なる 2 つのデザインがある。

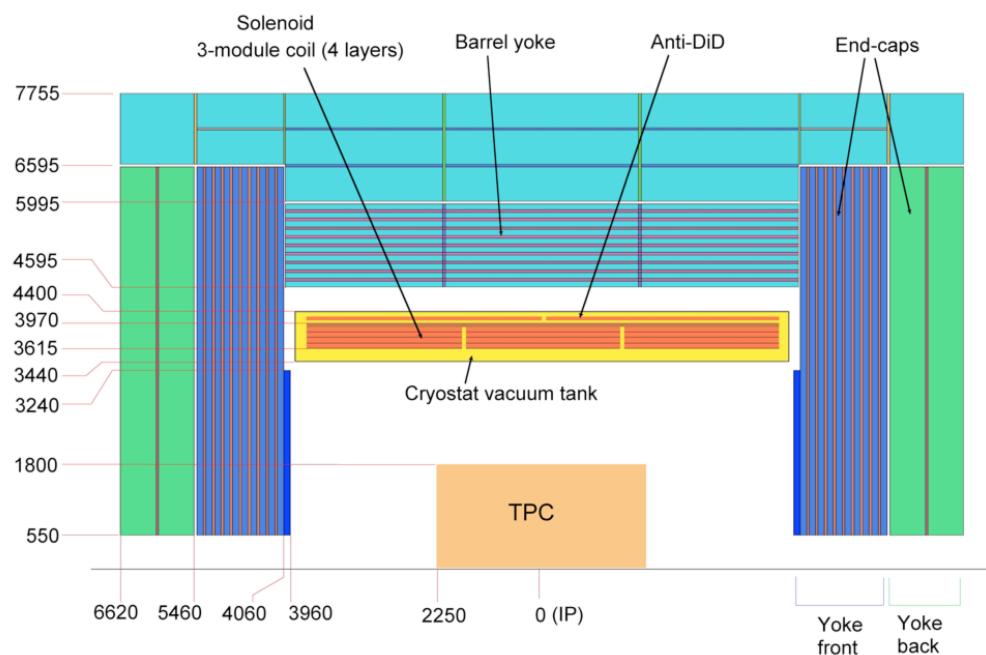


図 2.14: ソレノイドコイルとリターンヨークの位置関係

2.2.7 ソレノイドコイルとリターンヨーク

カロリメータ群の外側にはソレノイドコイルとリターンヨークが配置される。ソレノイドコイルはその内部に 3.5 T の磁場を発生させており、リターンヨークはソレノイドコイルにより生じた磁場が外部に漏出することを防ぐための機構である。ソレノイドコイルの全長は 7.4 m であり、内径 3.6 m、外径 4.1 m の 5 つのモジュールにより構成される。

リターンヨークは十二角形状をしており、それぞれの部分は 10 cm 厚の鉄の板 10 枚により構成されている。図 2.14 にコイルとヨークの概略図を示す。

2.2.8 ミューオン検出器

ソレノイドコイルの外側に配置されたヨークは先述の通り層状に構成されており、それぞれの間にミューオンを識別するための検出器が設置されている。ミューオン粒子は物質に対する貫通力が高いため、内部のカロリメータ群やコイル・ヨークをも通過し検出器の外へと到達する。ILD 検出器においてはおよそ 3 GeV 以上の運動量を持つミューオンはこのミューオン検出器に到達する。ミューオン検出器により検出されたミューオンの飛跡は容易に内部の TPC や崩壊点検出器の情報と対応づける事が可能であり高い精度で測定する事ができる。ミューオン検出器にもシンチレータを用いるものとガス検出器を用いるものの 2 つの提案がある。どちらの場合においてもミューオン検出器は非常に多くの領域を覆う必要があるため安価な検出器である必要がある。

2.2.9 前方検出器群

バレル・エンドキャップ領域の検出器群とは別にビーム軸方向にも LumiCal と BeamCal と呼ばれる二つの特別なカロリメータが設置されることが計画されている(図 2.15)。どちらも円筒形をしたカロリメータであり、検出器の前方部分をおおっている。

LumiCal は Bhabha 散乱 ($e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$)⁸を利用してルミノシティを測定するためのカロリメータである。この検出器は 500 GeV の重心系エネルギーでの衝突において 10^{-3} の精度でルミノシティを決定する事ができる。構造はシリコンとタンゲステンからなるサンプリング型カロリメータであり、ビーム軸から 31 ~ 77 mrad の角度領域をカバーしている。

BeamCal は Beamstrahlung⁹による低エネルギーの電子・陽電子ペアを検出するものである。この検出器により、バンチ毎のルミノシティの見積もりやビームサイズの同定が可能となる。この領域には非常に多くの粒子が衝突し、その放射線量は 1 年間で数 MGy¹⁰ に

⁸電子陽電子の散乱と e^-, e^+ の対消滅後に e^-, e^+ が対生成される事象の 2 通りを合わせたもの。

⁹Beam + Bremsstrahlung による造語。ビームが作る電磁場により粒子の軌道が曲げられることで生じる制動放射

¹⁰1 Gy は 1 kg の物質につき放射線が 1 J の仕事を相当するエネルギーを与えた時の吸収線量

も及ぶため、放射線に強いセンサーが必要とされる。このカロリメータもサンプリング型カロリメータである。BeamCal はビーム軸から 5 ~ 40 mrad の角度領域を覆っている。

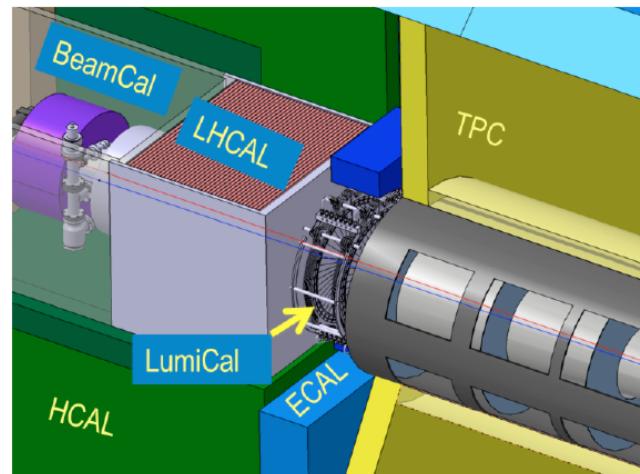


図 2.15: 前方検出器群

第3章 シミュレーションと イベント再構成

3.1 シミュレーション

本研究は次世代加速器実験へ向けた研究であり、モンテカルロシミュレーションを用いて生成された事象の解析をおこなう。シミュレーションにおいては実際の実験において観測が期待される事象を再現するために、ビーム特性や検出器の詳細をシミュレーション上に構築する必要がある。そのため ILC における物理・検出器シミュレーションには、KEKCC [19] と呼ばれる計算機システム上に存在する ILCsoft [20] を用いる。ILCsoft は ILC での実験時に想定されるビーム特性や、検出器の詳細を導入したシミュレーション・解析ソフトウェアのパッケージであり、本研究もこの ILCsoft を使用しておこなった。

3.2 イベントサンプルと生成方法

本研究に用いたイベントサンプルは重心系エネルギー 250 GeV、ヒッグス粒子の質量 125 GeV を仮定したものである。ILC での実験の特徴として衝突に利用する電子・陽電子をそれぞれ偏極させる事が可能である。そこで本解析においては左巻き偏極(電子, 電子)=(-0.8,+0.3) と右巻き偏極(電子, 陽電子)=(+0.8,-0.3) の両方を用いてシミュレーションおよび解析をおこなった。

解析に利用した統計量は重心系エネルギー 250 GeV 運転時に想定されている 250 fb^{-1} を用いた。物理シミュレーションにおいては 100 % 偏極した場合のイベントが生成されているため、解析の際には必要な偏極にするために左巻き偏極のイベントと右巻き偏極のイベントを適切な割合で混合し、偏極を考慮した際のイベント数を計算するための重み

$$\text{weight} = \frac{\sigma_{eve} \times \mathcal{L}}{N_{eve}} \quad (3.1)$$

を付ける必要がある。ここで σ_{eve} は事象の生成断面積(偏極を考慮したもの)、 \mathcal{L} は積分ルミノシティ(250 fb^{-1})、 N_{eve} は生成された事象の数である。物理シミュレーションで生成された主要な事象のイベント数と重みの値を表 3.1 にまとめた。

事象	シミュレータ での生成断面積	生成した イベント数	σ_{eve} と重み (-0.8,+0.3)	σ_{eve} と重み (+0.8,-0.3)
シグナル事象	左:346 fb 右:222 fb	左:346,336 右:222,351	210 fb 0.146 8.74×10^{-3}	142 fb 8.74×10^{-3} 0.146
$ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	左:1,402 fb 右:605 fb	左:350,647 右:151,328	841 fb 0.585 3.50×10^{-2}	403 fb 3.50×10^{-2} 0.585
$ZZ \rightarrow q\bar{q}ll \text{ or } q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	左:1,422 fb 右:714 fb	左:356,465 右:178,638	857 fb 0.584 3.41×10^{-2}	467 fb 3.49×10^{-2} 0.584
$ZZ \rightarrow llll \text{ or } ll\nu\bar{\nu}$ <i>or</i> $\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$	左:158 fb 右:100 fb	左:40,000 右:30,000	96 fb 0.578 0.029	64 fb 0.035 0.485
$WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	左:14,874 fb 右:136 fb	左:1,074,479 右:34,576	8,706 fb 2.03 3.50×10^{-2}	600 fb 0.121 0.577
$WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$	左:18,781 fb 右:173 fb	左:1,919,148 右:56,562	10,993 fb 1.43 3.47×10^{-2}	758 fb 8.56×10^{-2} 0.581
$WW \rightarrow l\nu l\nu$	左:1,564 fb 右:15 fb	左:399,207 右:10,000	915 fb 0.573 1.29×10^{-2}	64 fb 3.42×10^{-2} 0.215
ZZ/WW $\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	左:12,383 fb 右:225 fb	左:1,064,452 右:34,576	7,252 fb 1.70 3.48×10^{-2}	565 fb 0.101 0.581
ZZ/WW $\rightarrow llll \text{ or } l\nu l\nu$	左:1,636 fb 右:54 fb	左:410,208 右:20,000	959 fb 0.583 2.36×10^{-2}	89 fb 3.49×10^{-2} 0.395
$Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	左:129,149 fb 右:71,273 fb	左:1,747,094 右:1,426,200	78,047 fb 10.8 0.437	46,214 fb 0.647 7.31
$Z/\gamma \rightarrow ll$	左:21,226 fb 右:16,470 fb	左:2,125,992 右:1,646,769	12,994 fb 1.46 0.087	10,378 fb 0.087 1.46
$e\gamma$ $\rightarrow 1 \text{ or } 3 \text{ fermion}$	3,402,950 fb	50,579,915	$3,402,950 \text{ fb}$ $10^{-3} \sim 160$	$3,402,950 \text{ fb}$ $10^{-3} \sim 160$

表 3.1: 各偏極でのシグナル事象と主要な背景事象のイベント数および重みの値。重みの計算は式 (3.1) を用いておこなった。

実際に解析で用いたイベント数は、表 3.1 内のイベント数と各偏極での重みを掛け合わせた数に等しい。表には代表的な一部の背景事象しか記載していないが、シグナル事象に対し背景事象が非常に多い事がわかる。背景事象の低減方法については 4 章で述べる。イベントの生成は Whizard (ver.1.95) [21] を用いて位相空間の計算と hadronization 前までの生成をおこない、PYTHIA (ver.6.4.22) [22] を用いて hadronization、Tauola [23] を用いて τ 粒子の崩壊計算をおこなった。ヒッグス粒子の質量は 125 GeV を仮定しており、ILC の DBD に記載されている解析の際に用いた標準サンプルと同じサンプルを用いて解析をおこなった。

3.3 検出器シミュレーションと ILD 標準イベント再構成

先述したイベント生成により生成された事象は、GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) [24] ベースの Mokka と呼ばれる検出器シミュレータによって検出器へのヒット情報へと変換される。このとき検出器の情報として DBD に記載されている ILD 検出器のモデルを Mokka でのシミュレータに導入した。

検出器シミュレーションにおいては、物理シミュレータにより生成された粒子のエネルギーや運動量を、実際に検出器モデルの中へと入射し、その粒子と検出器との相互作用をシミュレーションすることで各検出器にヒット情報として蓄積させる。このヒット情報はデジタイザーにより検出器の効果 (検出効率や分解能等) をシミュレーションされ、その後各検出器に残った情報を用いて飛跡の再構成や崩壊点の再構成等がおこなわれる。カロリメータの情報は PandoraPFA [14] によってクラスタリングと飛跡との接続がおこなわれ、各粒子の対応付けがなされる。

以上は ILC DBD の標準的な解析手法であり、ILD グループが提供しているソフトウェアを使用している。

3.4 本解析のためのイベント再構成

解析に際しては、シグナル事象選別のためにいくつかの解析オプションを導入し、イベントの再構成を行った。次に付加したオプションについて説明する。

3.4.1 Initial State Radiation Finder

Initial State Radiation Finder は、衝突前に電子・陽電子から直接光子が放出される事で、始状態のエネルギーの一部が損失する ISR (Initial State Radiation) (図 3.1) を同定するため本解析のために開発した解析ソフトウェアである。ISR は電子・陽電子の進行方向に放出されやすいという特徴を持っているため、このソフトウェアにおいては検出器の前方方向に放出された比較的高いエネルギーを持つ中性粒子のうち、その粒子が持つエネ

ルギーの多くを電磁カロリメータにおいて損失した粒子を ISR として同定する事にした。

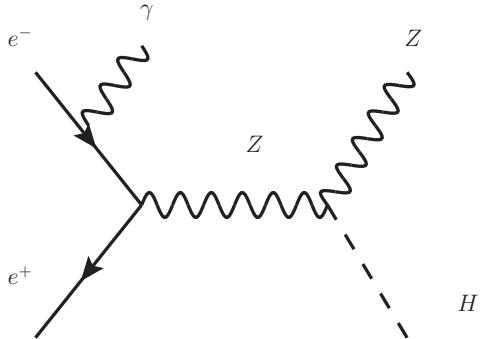


図 3.1: Initial State Radiation のファインマンダイアグラム

○ ISR の判定条件

(エネルギーの条件が①の時は角度条件も①を用いる。②の時はどちらも②を用いる。)

- 粒子の電荷 = 0
- 粒子のエネルギー $> 80 \text{ GeV}$ ① ($> 30 \text{ GeV}$ ②)
- ビーム軸に対する生成角度 $|\cos \theta| > 0.85$ ① ($|\cos \theta| > 0.95$ ②)
- 電磁カロリメータでのエネルギー損失/カロリメータ全体でのエネルギー損失 ≥ 0.9

今回の解析ではエネルギーと生成角度に二つの条件を用いた。これは高いエネルギーを持つ ISR は角度条件を緩める事で許容領域を増やし、低いエネルギーの粒子に対しては角度条件を厳しく設定する事で誤って ISR と判定される粒子を減らすためである。

検出効率	検出純度
92.1 %	70.7 %

表 3.2: Initial State Radiation Finder の検出効率と検出純度

このソフトウェアを用いて、ISR の生成されやすい 2 fermion 事象を解析した場合の検出効率と検出純度は表 3.2 の通りであった。ここでの検出効率はモンテカルロシミュレーション上で ISR が生成されていたイベントのうち、本ソフトウェア上で発見された ISR の割合である。正誤率はソフトウェア上で ISR を見つけたイベントのうち、実際にモンテカルロシミュレーション上で ISR が生成されていたものの割合を示している。

3.4.2 Isolated Lepton Finder

ISR を除外した残りの粒子から、さらに Isolated Lepton (以下: 孤立レプトン) を除外するために Isolated Lepton Finder を利用した。これは ILCsoft に標準で内包されているソフトウェアであり、イベント内で観測された粒子の中で、孤立しているレプトンを発見するために使用される。今回の解析においては、最終的に再構成したいイベントの大多数が終状態にハドロンジェットを含むため、ジェットクラスタリングの精度を向上させる必要があった。そのためジェットクラスタリングに不要な孤立レプトンを取り除いた。

○孤立レプトンを発見する手順

1. 飛跡検出器中で観測されたトラックの中から最もエネルギーの高いトラック (最低でも 15 GeV 以上) を seed として選択する。
2. この seed を中心として円錐を作成し (開角: $\cos \theta > 0.98$ まで) その中の粒子を調べる。
3. seed を中心として作成された円錐の中にその他に粒子がなければこの粒子は他の粒子から孤立していることになる。粒子がいた場合はジェット中の 1 粒子であるため他の seed を選択し 2. へ戻る。
4. 孤立条件を満たした粒子が飛跡検出器内やカロリメータでどれくらいのエネルギーを損失しているか、ハドロンカロリメータと電磁カロリメータでのエネルギー損失の比などを検証する。
5. カロリメータでのエネルギー損失の比などから対象の粒子がミューオンであるか電子であるかの判定をおこない、これを記録する。

ミューオンの判定条件は、

- ECAL でのエネルギー損失と HCAL でのエネルギー損失の比 < 0.4
- TPC でのエネルギー損失 < 0.3 GeV

電子の判定条件は、

- ECAL でのエネルギー損失と HCAL でのエネルギー損失の比 > 0.9
- TPC でのエネルギー損失 < 1.4 GeV かつ > 0.7 GeV

この Isolated Lepton Finder により選別された孤立レプトンの数を後の解析で使用する。

3.4.3 Tau Jet Finder

ISR と孤立レプトンを除外したイベントの中から、さらに τ 粒子により生成されたジェットを除外するために Tau Jet Finder [25] と呼ばれるソフトウェアを使用した。 τ 粒子はそれぞれ約 17 % の確率でミューオンや電子に崩壊し、これはレプトニック崩壊過程と呼ばれる。この過程ではジェットは生成されず、先述の Isolated Lepton Finder で識別される事が期待される。残り 66 % の確率で τ 粒子はハドロンを含む崩壊をし細いジェットを生成する。これをハドロニック過程と呼び Tau Jet Finder において識別する。本研究ではタウ粒子候補のトラックが持つエネルギーやタウジェット中に含まれる粒子が持つエネルギーの割合などの変数を用いてタウジェットを同定した。このソフトウェアも後述のジェットクラスタリングの精度を向上させるために用いるものである。Tau jet Finder は基本的に Isolated Lepton Finder と同様の手法を用いており、seed となる粒子とその周りの粒子の情報を判定に利用している。Isolated Lepton Finderとの大きな差異は、円錐に設定する条件が二つあることで、円錐の内側は τ 粒子の判定条件を満たすか、円錐の外側は Isolation 条件を満たすかどうかの判定に使用される。

Tau Jet Finder に用いた条件としては飛跡検出器で測定された飛跡のエネルギー・タウジェット候補のジェットのエネルギー・タウジェット候補の円錐の広がり・タウジェット中に含まれる粒子の持つエネルギー等がある。 τ 粒子の崩壊は多岐にわたるため、タウジェットに含まれる飛跡の数、中性粒子の数等に応じて、利用される変数が取捨選択されるようになっている。以下は今回の解析に用いた条件である。

○ Tau Jet Finder の条件

- seed となる粒子の飛跡の最小エネルギー $> 3 \text{ GeV}$
- Isolation 条件に用いる円錐の開角 $\cos \theta > 0.9$
- タウジェットの候補が持つエネルギー $> 5 \text{ GeV}$
- タウジェットのつくる円錐の開角 $\cos \theta > 0.98$
- タウジェットの質量 $< 2 \text{ GeV}$
- Isolate した円錐内の粒子がもつエネルギーの合計がタウジェットのエネルギーに対して $< 5 \%$

τ 粒子により生成されるジェットは、クォークやグルーオン等の QCD 粒子が生成するハドロンジェットよりも比較的細いジェットであり、またそのエネルギーのほぼすべてをタウジェットの中心となる seed が持つという特徴があるため、検出条件もこれらの特性に適したものとなっている。ここで得られたタウジェットの数も後の解析において使用する。

3.4.4 ジェットクラスタリング

ISR と孤立レプトン、そして τ 粒子によるジェットを取り除いた後のイベントに対し、ジェットクラスタリングを行いイベントの再構成を行った(図3.2)。ジェットは、衝突点において生成されたクォークやグルーオン等の粒子が時間発展していく上で、複数の粒子の束を構築する事により生じる。そのためジェットの中には複数の粒子が含まれており、それら全ての粒子のエネルギーと運動量を正確に再構成する事で、ジェットを生成した親粒子のエネルギーと運動量を同定する必要がある。

解析においてはこのジェットのエネルギー分解能を向上させるためにPFAというアルゴリズムを用いる。ジェットクラスタリングではこのPFAにより識別された各粒子がどのジェットに属するのかという判定をおこなう。このクラスタリングによりひとつのジェットに含まれる粒子の数やエネルギー、運動量などが決定されるため、ジェットクラスタリングの精度はヒッグス粒子の質量の測定精度などに直接的な影響を与える。先述したいくつかの解析オプションにより、孤立レプトンやISRといった不純物をイベントから取り除き、可能な限り純粋なジェットのみを選別したのもこのジェットクラスタリングの精度向上のために他ならない。ジェットクラスタリングのアルゴリズムはDurham Algorithm [26]と呼ばれるものであり、これはジェットの中心と考えられるseedからその隣の粒子までの距離を式(3.2)で定義し、この計算結果の値が要求値を満たす範囲内で粒子を同一のジェットとして集めるという手法である。

$$y = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{CM}^2} \quad (3.2)$$

ここで、 E_i, E_j は基準となるseedのエネルギーとその隣にある粒子のエネルギー、 $\cos \theta_{ij}$ はseedと粒子間の角度、 E_{CM} は重心系のエネルギーを表している。ジェットクラスタリングには、強制的に要求した本数のジェットにイベントをクラスタリングする手法と、式(3.2)によって計算される y 値に閾値を設定しその値になるまで粒子をクラスタリングしていく手法の二つがある。

本研究の解析では、

- 強制的に4つのジェットにクラスタリングをする forced 4 jet clustering
(以下 4-jet クラスタリング)
- y 値の閾値を $y = 0.0025$ に設定したクラスタリング
(以下 y -fix クラスタリング)

を用いた。

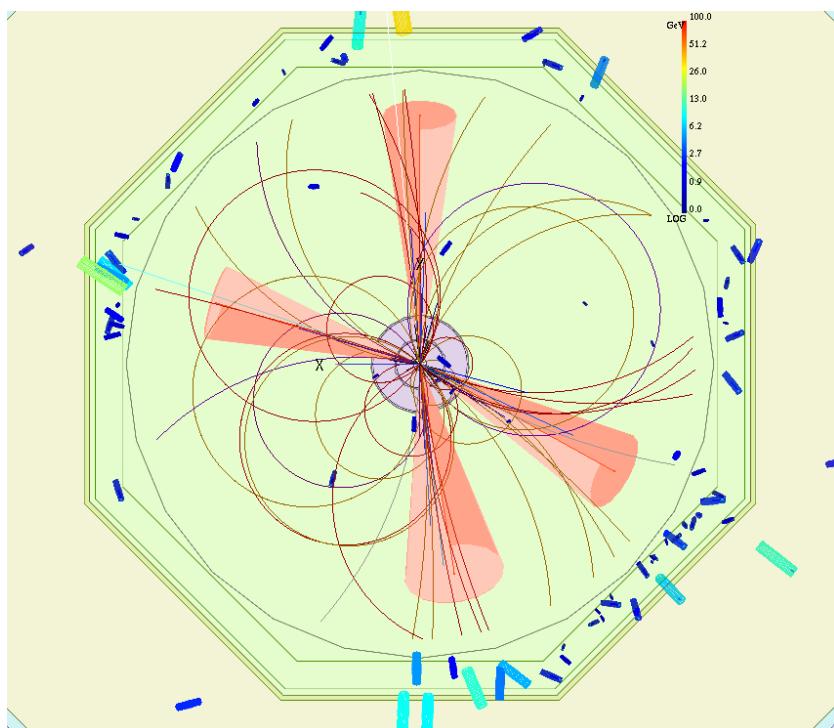


図 3.2: WW 生成事象のイベントディスプレイ

一本ずつの線がそれぞれ個別の粒子を示しており、赤い円錐が一つひとつのジェットを表している。この例では 2 つの W 粒子がそれぞれハドロンに崩壊し 4 つのジェットを生成した事象をジェットクラスタリングを用いてクラスタリングした結果を示している。

3.4.5 フレーバータグ

ILC での実験では比較的長寿命なクォークを同定するために最内層に設置された崩壊点検出器の情報を利用する。寿命の短い粒子は衝突点で生成された後にすぐに崩壊するため、衝突点と崩壊点はほぼ一致し崩壊点検出器において検出される崩壊点の数は一つと期待される。一方、 b 、 c クォークは生成された後それぞれ崩壊までにある程度の距離 ($\sim 100\mu\text{m}$) 飛行することがある。そのため衝突点で観測される最初の崩壊点とは別に、衝突点から離れた位置に別の崩壊点を生成する。この二次的な崩壊点を崩壊点検出器により検出する事で、 b クォークや c クォークが生成されていた事実を同定する事がフレーバータグである。

本研究ではジェットクラスタリングで再構成されたジェットがどのクォーク (あるいはグルーオン) により生成されたかを同定するためにフレーバータグを行った。このフレーバータグにより b クォーク由来のジェットおよび c クウォーク由来のジェットと、それ以外のジェットを区別する事が期待できる。

解析には ILCsoft に含まれる LCFIPlus [27] というソフトウェアを用いた。LCFIPlus は、各粒子の飛跡から再構成された二次崩壊点の数・位置・質量等の情報と、各飛跡の原点からのずれ (二次粒子の飛程に対応する) をあわせて BDT (Boosted Decision Tree) を用いた多変量解析により各ジェットのフレーバーを識別している。LCFIPlus の出力は各ジェットに対する b クウォークらしさ、 c クウォークらしさであり、 b クウォークらしさが 0.6 以上のジェットが 1 つ以上あった場合に b クウォークを含むイベントと同定した。ここで同定した b クウォーク由来のジェットに関する情報は後の解析に利用する。

3.4.6 Z/W 粒子の再構成

解析において背景事象の選別、シグナル事象の再構成のために Z 粒子および W 粒子を再構成する必要がある。そのため、先述したジェットクラスタリングの結果を用いて適切にジェットを組み合わせ、 Z 粒子あるいは W 粒子の質量を再構成する。4-jet クラスタリングを用いた場合は、4 つのジェットのうち 2 つのジェットを用いて $Z(W)$ 粒子の質量に最も近くなるように質量を再構成する。残りの 2 つのジェットは、そのまま質量を再構成する。 y -fix クラスタリングは、主にシグナル事象の解析のために利用する。そのため y 値を用いて再構成された複数のジェットから、最も Z 粒子の質量に近い質量を再構成するような 2 つのジェットの組み合わせを選び、質量を組む。このとき Z 粒子の質量のみならず、エネルギーと運動量も再構成し、これは反跳質量の計算に用いる。

第4章 シグナル事象の選別と統計精度の導出

4.1 シグナル事象および主要な背景事象

シグナル事象 ($e^+e^- \rightarrow ZH$) の断面積測定のために、まず全イベントから背景事象を取り除くための事象選別をおこなった。このとき用いた選別手法の詳細に関しては後の節で述べることとする。事象選別後のイベントを用いてシグナル有意度と統計精度の計算をおこなう。シグナル有意度 (σ) の計算は、

$$\sigma = \frac{N_{sig}}{\sqrt{N_{sig} + N_{bkg}}} \quad (4.1)$$

を用いておこなった。ここで N_{sig} はシグナル事象の観測数、 N_{bkg} は背景事象の観測数を表している。統計精度の計算はこのシグナル有意度の逆数によって計算した。

シグナル事象は、これまでに述べた通り ZH 随伴生成である。本研究ではこの ZH 随伴生成過程のハドロンチャンネルの解析をおこなったため、 Z 粒子がクォーク対に崩壊したイベントを解析に用いた。また反跳質量法を用いて解析をおこなったため、ヒッグス粒子の崩壊モードは仮定していない。1章で述べた通りヒッグス粒子の崩壊分岐比に関しては標準理論とのずれを測定する事が必要となる。崩壊分岐比が標準理論の予想から大きすぎる場合は LHC または ILC においてそれが直接測定されると期待できる。一方、標準理論の予想からのずれがわずかである場合は、本解析の生成断面積測定が重要となるため、本解析は標準理論における崩壊分岐比(表 4.2)を基準として最適化をおこなう。

本解析において問題となる主要な背景事象は 表 4.1 に示すとおりである。この中で $ZZ(WW)$ 生成事象 (4 fermion 事象) は終状態に観測されるジェットの数が 4つであると期待される事象であり、また生成されるジェットを用いて再構成する粒子の質量が、 ZH 随伴生成過程に含まれる Z 粒子の質量と近いため適切に事象選別をおこなう必要がある。2 fermion 事象に関しては終状態のジェット数は 2つと少ないが、この事象においても Z 粒子が生成されており、またイベント数も多いため、無視できない背景事象となっている。

事象	(e^-, e^+) $(-0.8, +0.3)$	(e^-, e^+) $(+0.8, -0.3)$
シグナル事象	5.3×10^4	3.5×10^4
$ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	2.1×10^5	1.0×10^5
$ZZ \rightarrow q\bar{q}ll$	2.7×10^5	2.3×10^5
$WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	2.2×10^6	1.5×10^6
$WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$	2.7×10^6	1.9×10^5
$ZZ/WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	1.8×10^6	1.3×10^5
$Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	1.9×10^7	1.2×10^7

表 4.1: 事象選別前の主要な事象のイベント数と生成断面積 (250 fb^{-1} の場合)。 ZZ/WW は ZZ と WW の中間状態が干渉するため両者をわける事ができない終状態を表す。

事象選別手法

本研究において考慮されるべき主要な背景事象は先述の通り、2 fermion 事象 (図 4.1)、4 fermion 事象 (図 4.2) である。事象選別をおこなう際は、選別手法が特定のチャンネルにバイアスしてしまわないように使用する変数を考慮し、なおかつ可能な限りヒッグス粒子の崩壊生成物を利用しない変数を使用する事とした。

なお 表 3.1 で挙げたもののうち、シグナル事象と主要な背景事象の事象選別前のイベント数は 表 4.1 の通りであった。

本研究の解析にあたっては、

- 4-jet クラスタリングを用いた質量による事象選別
- イベントの形状 (丸み・ジェットの細さ) を用いた事象選別
- y -fix クラスタリングを用いて再構成した Z 粒子の質量、
横方向運動量を用いた事象選別
- 反跳質量分布による事象選別

を用いた。

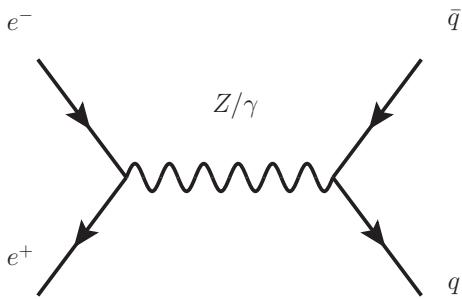


図 4.1: 2 fermion 事象のファインマンダイアグラム

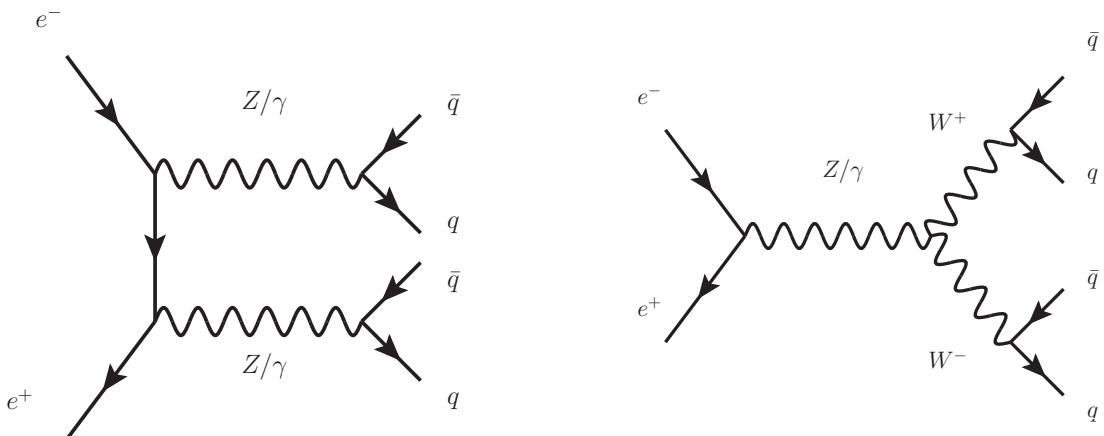


図 4.2: 4 fermion 事象のファインマンダイアグラム: ZZ 生成過程(左)と WW 生成過程(右)

崩壊モード	崩壊分岐比
$H \rightarrow b\bar{b}$	57.7%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	2.3%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	9.5%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	9.8%
$H \rightarrow gg$	8.6%
$H \rightarrow \tau\tau$	6.3%
$H \rightarrow ZZ$	2.6%
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.9%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.2%

表 4.2: 標準理論でのヒッグス粒子(125 GeV)の崩壊モードとその崩壊分岐比 [28]

4.2 シグナル事象の選択

事象選別時に用いた変数は、4-jet クラスタリングで再構成された Z 粒子の質量、 W 粒子の質量、事象の形状を表す Sphericity と Thrust、 y -fix クラスタリングにより再構成された Z 粒子の質量・横方向運動量・反跳質量である。事象選別がヒッグス粒子の崩壊モードへバイアスをもたないようにするために、どの変数にもヒッグス粒子を再構成した変数は用いていない。

4.2.1 4 fermion 事象の低減へ向けた事象選別

ハドロンに崩壊する 4 fermion 事象は終状態において 4 つのジェットを生成することが期待される。そのため、イベントのすべてを 4-jet クラスタリングし、クラスタリングされた 4 つのジェットのうち最も Z 粒子の質量に近くなる 2 つのジェットの組を探す。その後、残りの 2 つのジェットの質量を組む。このとき 4 fermion 事象の中でも ZZ 生成事象は、残りの 2 つのジェットの質量も Z 粒子の質量に近い部分に分布する事が期待される。一方でシグナル事象である ZH 随伴生成過程では、残りの 2 つのジェットはヒッグス粒子の質量である 125 GeV 付近に分布する事が期待されるため、シグナルと背景事象の分離が可能である。4 fermion 事象のうち WW 生成事象に関しては、はじめに探す 2 つのジェットの組の質量が W 粒子に近いものとなるように調整する事で対応した。図 4.3 にその結果を示す。

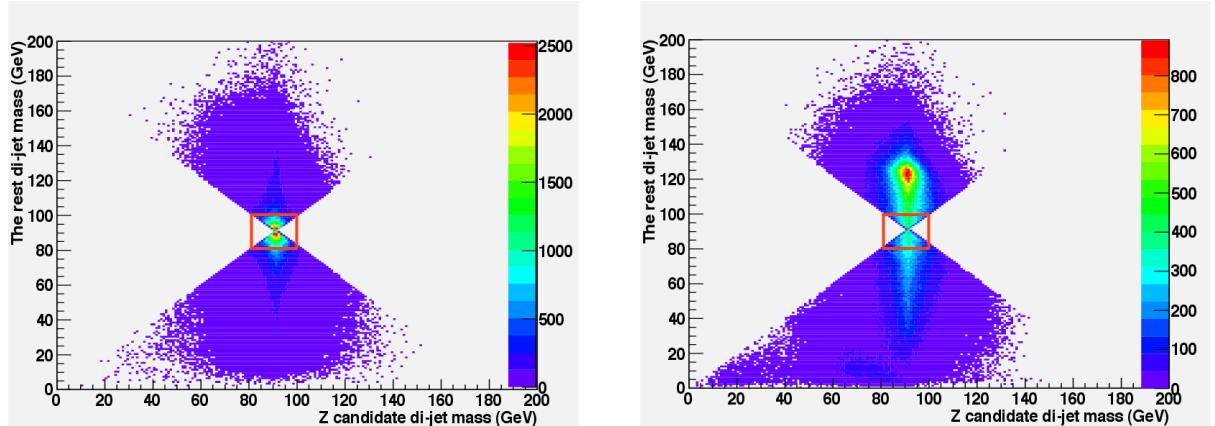


図 4.3: ZZ 生成事象の質量分布 ($250 \text{ GeV } 250 \text{ fb}^{-1}$) – ZZ 生成事象 (左) と ZH 随伴生成過程事象 (右)

横軸は Z 粒子の質量に最も近くなるように再構成された 2 つのジェットの組、縦軸は残りの 2 つのジェットを用いて再構成した質量。図中の赤枠内部にあるイベントを排除した。

図 4.3 は横軸に Z 粒子の質量に近くなるように再構成した 2 つのジェットの質量を取り、縦軸に残りの 2 つのジェットで再構成した質量を取っている。 ZZ 生成事象では Z の質量

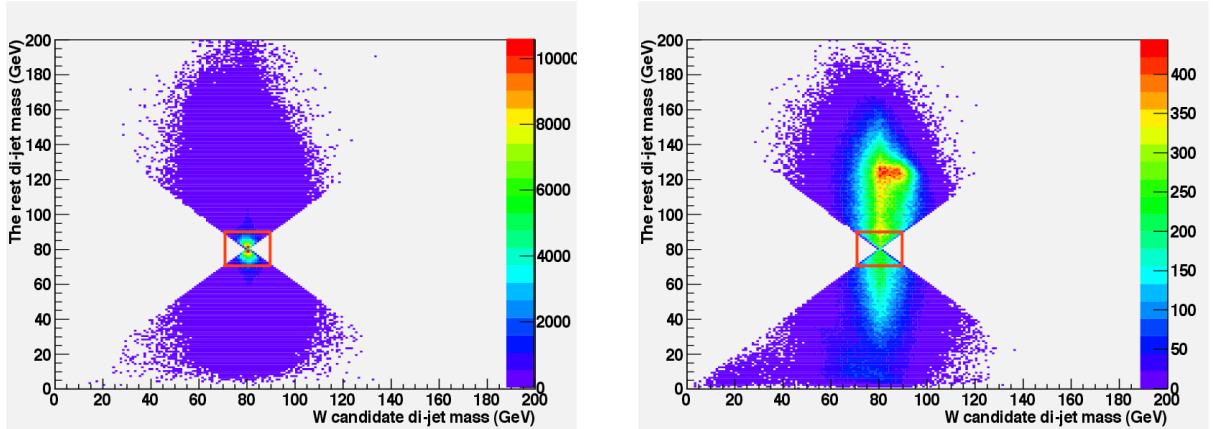


図 4.4: WW 生成事象の質量分布 ($250 \text{ GeV} 250 \text{ fb}^{-1}$) – WW 生成事象(左)と ZH 随伴生成過程事象(右)

横軸は W 粒子の質量に最も近くなるように再構成された 2 つのジェットの組、縦軸は残りの 2 つのジェットを用いて再構成した質量。図中の赤枠内部にあるイベントを排除した。

領域である 91 GeV 付近に明らかなピークが見られる。一方で ZH 随伴生成過程では、はじめに Z 粒子の質量に近い 2 つのジェットを再構成すると、残りの 2 つのジェットによる質量がヒッグス粒子の質量である 125 GeV 付近に再構成される事がわかる。この質量分布の違いを用いて図 4.3 中の赤枠内部にあるイベントを排除した。また図 4.4 には WW 生成事象の場合を示している。この場合には最初に選ぶ 2 つのジェットの質量が W 粒子に近づくように要求したため W 粒子を生成しない ZH 随伴生成過程において質量分布が歪んでしまっている。しかしながらこの場合においてもシグナル事象と背景事象は良く分離されている事がわかる。そのため WW 生成事象の低減に際しては図 4.4 中の赤枠内部にあるイベントを排除した。この選別により、4 fermion 事象のうち約 40 % の事象が排除され、シグナル事象への影響は 20 % 程度であった。

4.2.2 2 fermion 事象の低減へ向けた事象選別

2 fermion 事象は 4 fermion 事象と異なり終状態に生成されるジェットは 2 つと少なく、シグナル事象と分離するにあたっては先ほどの 4 fermion 事象への事象選別で用いた質量による選別手法は使えない。そのためここでは 2 fermion 事象に特化した選別方法を適応する事とした。

2 fermion 事象は、衝突の前に電子あるいは陽電子が光子を放出する (Initial State Radiation) 可能性が他の事象と比較して高い。これは終状態に生成する Z 粒子の 4 元運動量よりも衝突時に電子と陽電子が持っている重心系エネルギーの方が高いために起こる現象であり、終状態に单一の Z 粒子を生成するために余分なエネルギーを捨てる必要があるからである。これにより実際には 2 ジェットイベントとなるはずの事象であるが、放出さ

れる光子がジェットとして検出された場合には3ジェット以上のイベントを生み出してしまう。これは2 fermion 事象が大きな生成断面積を持っているため、無視できない背景事象となる。ISR をとり除けば、2 fermion 事象はほぼ静止して生成された单一のZ粒子の崩壊によるものであると期待されるため、Z粒子由来の2つのジェットが生成される(図4.1)。そのため ISR Finder により ISR を排除した後のジェットクラスタリングにおいて、ジェット数が2つであると判定されたイベントのうち、その2つのジェットの質量を組んでZ粒子の質量に近かったものは、2 fermion 事象であれば横方向運動量が0付近に分布する事が期待される。ここで用いるジェットクラスタリングは先述の Durham アルゴリズムを用いたものである。

また2 fermion 事象はシグナル事象と比較して比較的細い事象の形状をしているため、これを比較する事でも事象数を低減させる事が可能となる。そのため2 fermion をターゲットとした事象選別には事象の形状を評価する Sphericity と Thrust と呼ばれる変数を使用した。

○ Sphericity

Sphericity は観測されたイベントの球度を測る指標である。Sphericity を計算するための行列は、観測された粒子それぞれの運動量を用いて以下の式で計算される。

$$S^{ab} = \frac{\sum_i p_i^a p_i^b}{\sum_i |\vec{p}_i|^2} \quad a, b = x, y, z \quad (4.2)$$

この S^{ab} を標準対角化することにより x, y, z の組み合わせで3つの固有値 $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ を得る。この固有値の間には $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ という関係が成り立つ。

Sphericity の値は固有値を用いて $Sphericity = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$ を計算する事によって求まる。この値はイベントの形状が完全な球に近いほど1に近づき、逆に0に近いほど直線状のイベントであることを示す。

図 4.5 は各背景事象とヒッグス粒子生成事象の Sphericity の値の比較である。終状態に多数の粒子を含むと予想されるシグナル事象や 4 fermion 事象は Sphericity の値が大きくなっている事がわかる。分布の違いから、 $Sphericity \leq 0.15$ の領域に含まれるイベントを排除した。

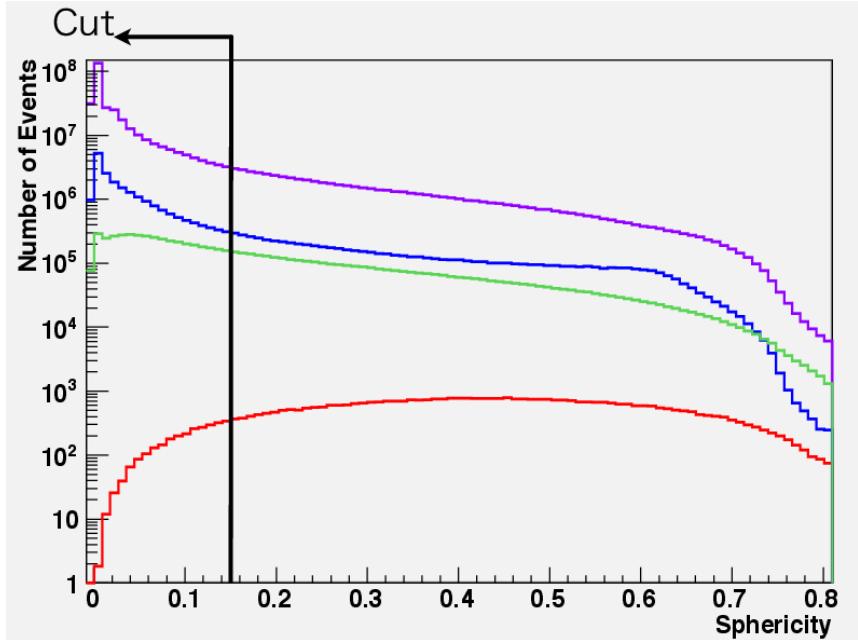


図 4.5: Sphericity の分布 (縦軸 log スケール 250 GeV 250 fb⁻¹): 2 fermion 事象 (青)、4 fermion 事象 (緑)、シグナル事象 (赤)、その他背景事象 (紫)、図は左巻き偏極での例。Sphericity の値が 0.15 以下の領域を排除した。

○ Thrust

Thrust は観測されたジェットの細さを表す指標である。観測されたイベントに対して、ある軸を決めその軸に対して各粒子の運動量から内積を計算し、この内積の和が最大となるような軸を Thrust 軸として採用する。その時の結果が Thrust 値となる。

計算に用いる式は次のとおりである。

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.3)$$

\vec{p}_i は再構成された粒子の運動量、 \vec{n} は単位ベクトルであり T を最大とするように決定されるものである。Thrust 値は 1 で直線状に放出された細いジェット対が観測されていることを示し、1/2 で全方向に均等に広がるようなジェットが生成されていることを示す。今回の解析においては、この Thrust 軸に対して垂直な軸を考えて計算した Major Thrust(式 4.4)

と、Thurst 軸にも Major Thrust 軸にも直交するように取った軸を用いて計算した Minor Thrust(式 4.5) の値を用いた。

$$T_{major} = \max_{|\vec{n}'|=1, \vec{n}' \cdot \vec{n}=0} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}'|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.4)$$

$$T_{minor} = \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}''|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \text{ with } \vec{n}'' \cdot \vec{n} = \vec{n}'' \cdot \vec{n}' = 0 \quad (4.5)$$

\vec{n}' は決定された Thrust 軸に直交する単位ベクトルであり、 \vec{n}'' は \vec{n} と \vec{n}' のそれぞれに直交するように取った単位ベクトルである。Major Thrust の値は 3 ジェット以上のジェットが生成されているかを判定するのに有用で、2 ジェットであれば 0 付近に、3 ジェット以上であれば 0 から離れた位置にピーカを持つ事になる。また Minor Thrust の値は、Thrust 軸にも Major Thrust 軸にも直交するような軸を用いて計算される値であり、これはジェットが 4 つ以上生成されているかを判定する際に有用な値である。これも 0 に近づく程 4 ジェット以下の可能性が高く、ジェットが 4 つ以上生成されていれば値が大きくなる傾向を持つ。

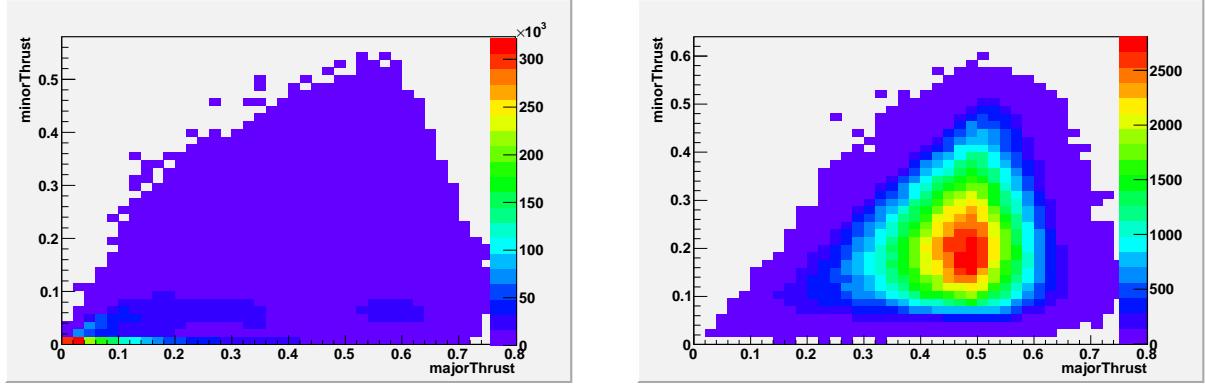


図 4.6: Thrust 値の分布比較 (250 GeV 250 fb^{-1})、2 fermion 事象 (左) とシグナル事象 (右) 横軸は Major Thrust と呼ばれる値でジェットが 3 ジェット以上かの指標、縦軸は Minor Thrust と呼ばれ 4 ジェット以上かを判定する指標となる。

図 4.6 は 2 fermion イベントとヒッグス粒子生成事象の Thrust の値の比較である。 ZH 随伴生成過程では多くのジェットが生成されるため Major Thrust と Minor Thrust の値が大きくなっていることがわかる。一方で 2 fermion 事象は生成されるジェットの数が少ないのでどちらの値も小さくなり、グラフの左下に集中している。

Thrust 値の分布の違いから、Major Thrust 値 ≤ 0.3 、かつ Minor Thrust 値 ≤ 0.1 の領域に存在するイベントを排除した。

4.2.3 y -fix を用いた Z 粒子の運動学的事象選別

シグナル事象と背景事象を切り分けるために更なる事象選別をおこなった。先述した y -fix クラスタリングによって再構成されたジェットのうち 2 つのジェットを用いて質量を

組む。この質量が 70 GeV から 110 GeV の領域にあり、同時に反跳質量が 110 GeV から 150 GeV の領域内にあるものをシグナル事象として選別した。またこの時に再構成された Z 粒子の横方向運動量は 15 GeV 以上であるものをシグナル事象として解析する事とした。この運動学的事象選別は 4 fermion、2 fermion、その他背景事象を問わず大きく背景事象を低減する事を目的として導入した。

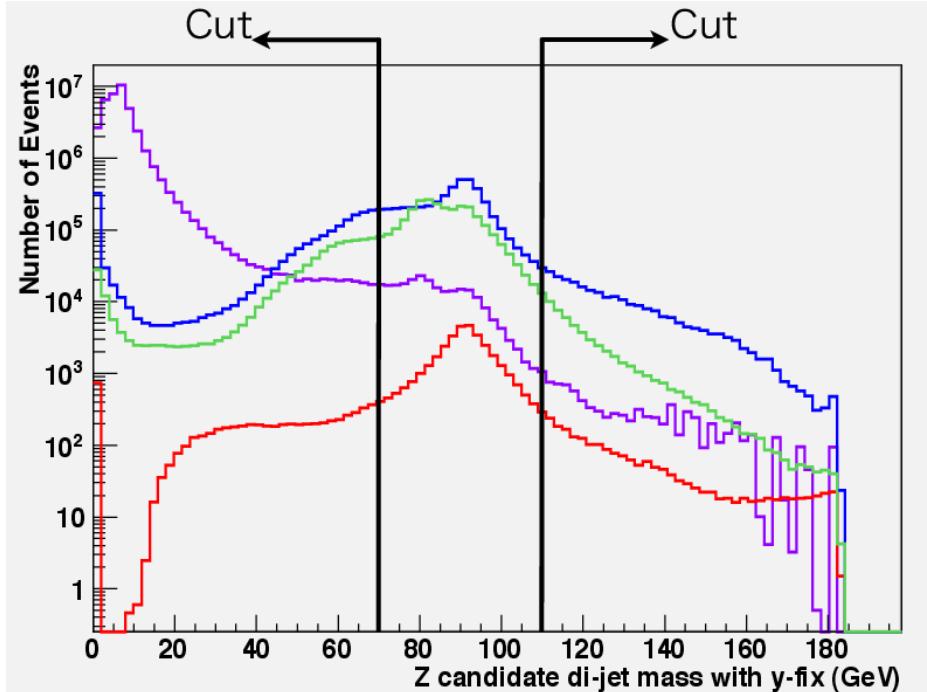


図 4.7: y 値を用いてクラスタリングしたジェットより再構成された Z 粒子の質量 (250 GeV 250 fb $^{-1}$): 2 fermion 事象 (青)、4 fermion 事象 (緑)、シグナル事象 (赤)、その他背景事象 (紫)、図は左巻き偏極での例。

図 4.7 は y -fix クラスタリングを用いて再構成した Z 粒子の質量分布である。 Z 粒子や Z 粒子に近い質量を持つ W 粒子が生成される 2 fermion 事象 (図中: 青) と 4 fermion 事象 (図中: 緑) はシグナル事象 (図中: 赤) と同じく Z 粒子の質量付近にピークを持つ事がわかる。 Z 粒子を生じないような背景事象は異なる構造を持つため (図中: 紫)、70 GeV ~ 110 GeV の領域にあるイベントを解析に用いる事とした。

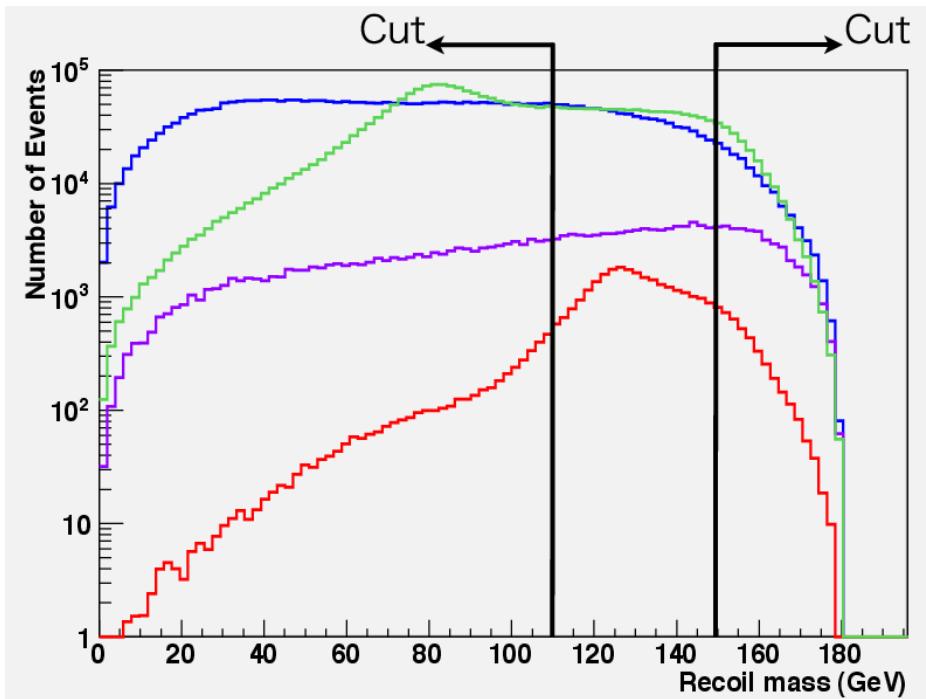


図 4.8: 反跳質量の分布 ($250 \text{ GeV } 250 \text{ fb}^{-1}$): 2 fermion 事象 (青)、4 fermion 事象 (緑)、シグナル事象 (赤)、その他背景事象 (紫)、図は左巻き偏極での例。

図 4.8 は反跳質量の分布である。シグナル事象 (図中: 赤) はヒッグス粒子の質量領域である 125 GeV 付近に明らかなピークを持つ事がわかる。一方でその他の背景事象は全て、 125 GeV 付近ではほぼ平坦な構造を持つ事がわかる。そのためヒッグス粒子の質量 125 GeV を中心として $110 \text{ GeV} \sim 150 \text{ GeV}$ の領域に存在するイベントを解析に用いる事とした。

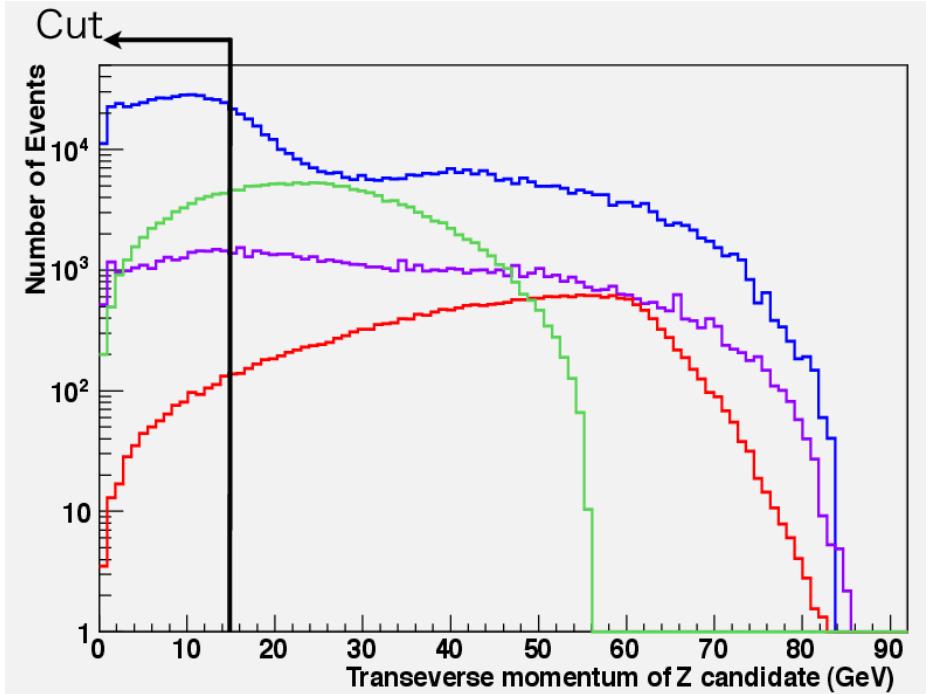


図 4.9: 再構成された Z 粒子の横方向運動量の分布 ($250 \text{ GeV } 250 \text{ fb}^{-1}$): 2 fermion 事象 (青)、4 fermion 事象 (緑)、シグナル事象 (赤)、その他背景事象 (紫)、図は左巻き偏極での例。

図 4.9 は y -fix クラスタリングを用いて再構成された Z 粒子の横方向運動量の分布である。 Z 粒子の質量を用いた事象選別を適用した後であるため、おおむね似た形状を持っているが、2 fermion やその他背景事象をさらにシグナル事象と分離するため、15 GeV 以上の領域を解析に用いる事とした。

4.2.4 事象選別の評価

ここまで述べたすべての選別手法を用いて得られたシグナルと背景事象のイベント残存率を表 4.3 に示す。すべての事象選別を適用した後では、事象選別のターゲットとした 4 fermion 事象は約 92 %、2 fermion 事象は 99 %程度削減することができ、一方でシグナルは 54 %程度の低減に抑えることができた。

選別手法	シグナル	4 fermion	2 fermion	その他	σ
4 fermion 選別 ZZ (81,101) GeV WW (70,90) GeV	84.0% (左) 4.3×10^4 (右) 2.9×10^4	61.8% (左) 6.9×10^6 (右) 8.3×10^5	98.7% (左) 1.7×10^7 (右) 1.1×10^7	99.9% (左) 1.4×10^8 (右) 1.5×10^8	3.3σ 2.3σ
Sphericity 選別 $Sphericity > 0.15$	79.0% (左) 4.1×10^4 (右) 2.7×10^4	40.3% (左) 3.7×10^6 (右) 4.1×10^5	28.0% (左) 5.6×10^6 (右) 3.6×10^6	24.1% (左) 4.5×10^7 (右) 4.5×10^7	5.5σ 3.9σ
Thrust 選別 Major Thrust > 0.3 Minor Thrust > 0.1	78.5% (左) 4.0×10^4 (右) 2.7×10^4	36.5% (左) 3.5×10^6 (右) 3.8×10^5	23.3% (左) 5.2×10^6 (右) 3.3×10^6	21.5% (左) 3.9×10^7 (右) 3.9×10^7	5.8σ 4.2σ
Z 質量による選別 (70,110) GeV	64.4% (左) 3.3×10^4 (右) 2.2×10^4	26.3% (左) 2.6×10^6 (右) 2.8×10^5	13.7% (左) 3.5×10^6 (右) 2.1×10^6	1.1% (左) 2.1×10^5 (右) 1.5×10^5	13.2σ 13.9σ
反跳質量分布による選別 (110,150) GeV	48.3% (左) 2.5×10^4 (右) 1.7×10^4	8.9% (左) 7.9×10^5 (右) 1.0×10^5	3.0% (左) 8.8×10^5 (右) 4.4×10^5	0.4% (左) 7.8×10^4 (右) 4.9×10^4	18.6σ 21.5σ
横方向運動量による選別 > 15 GeV	46.2% (左) 2.4×10^4 (右) 1.6×10^4	8.3% (左) 8.2×10^5 (右) 9.3×10^4	1.4% (左) 3.9×10^5 (右) 1.9×10^5	0.3% (左) 5.9×10^4 (右) 3.4×10^4	20.9σ 28.0σ

表 4.3: 各事象に対する事象選別後に残る偏極毎のイベント数と残存率: 右端の数字は各選別段階でのシグナル有意度を表している。

4.3 ヒッグス粒子の崩壊モードによる依存性

ILCにおける測定の特徴としてヒッグス粒子の崩壊分岐比を仮定しない ZH 生成断面積の直接測定があげられるが、これを実現するためには解析においてヒッグス粒子の特定の崩壊モードに対して、各選別手法がバイアスを持っていない必要がある。そのためここでは本解析のバイアスについて考察する。ヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析ができているかは、ヒッグス粒子の各崩壊モードの事象選別後に残っているイベント残存率の差で評価した。今回考慮したヒッグス粒子の崩壊モードと標準理論における崩壊分岐比は表 4.2 [28] のとおりである。

崩壊モード	選別後の イベント残存率	$\delta\epsilon_n/\epsilon$
全モードでの平均残存率	46.2%	—
$H \rightarrow b\bar{b}$	43.3%	-6.3%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	45.3%	-2.0%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	46.9%	+1.4%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	54.5%	+17.7%
$H \rightarrow gg$	55.2%	+19.5%
$H \rightarrow \tau\tau$	45.3%	-2.1%
$H \rightarrow ZZ$	48.6%	+5.1%
$H \rightarrow b\bar{c}$	47.1%	+1.8%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	43.8%	-5.2%

表 4.4: 各崩壊モードに対するイベント残存率と各モード間での差

$\delta\epsilon_n (= \epsilon_n - \epsilon)$ は平均の残存率からのずれ、 ϵ は平均の残存率を表す。添字の n はヒッグス粒子の各崩壊モードに対応する。 $\delta\epsilon_n/\epsilon$ が統計精度より十分に小さければヒッグス粒子の崩壊モードに依存しない解析となる。

これまでに述べた選別手法をすべて適用した場合の各崩壊モードに対するイベント残存率は、表 4.4 に示すとおりである。統計精度の範囲内でヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析をおこなうためには、各崩壊モード間での残存率の差が統計精度より十分小さい必要があり、現在の事象選別法を用いた場合はいくつかのモードにおいて大きく要求を満たしていないことがわかった。

4.4 カテゴリ化を用いたヒッグス粒子の崩壊モード依存性の抑制と統計精度の向上

先述した各崩壊モード間での残存率の差を減少させるため、全事象をその事象に含まれる孤立レプトンとタウジェットの数を用いて分類するカテゴリ化をおこなうこととした。これはヒッグス粒子の崩壊モード間においてもレプトンを含むイベント、含まないイベントの双方が含まれており、どちらに対しても同じ選別法を用いてしまっていることが崩壊モード間の残存率の差に繋がっていると考えたからである。そのためレプトン数やタウジェット数によりカテゴリ化されたイベントの各カテゴリに対して、最適な事象選別手法を導入することでこれらの差を低減させる。なお、孤立レプトン・タウジェットの双方を含まないカテゴリに関しては b -tag を利用した分類を用いてカテゴリを 2 分割することとした。カテゴリ化を用いることで、事象の特性に適した選別法を適用する事が可能となり、またシグナル事象と背景事象の分離も良くなるため(たとえば W 粒子が生成する背景事象には b クォークによるジェットは生成されないため、 b -tag カテゴリには W 背景事象は存在しない事が期待される等)、統計精度も向上する事が期待される。

実際の測定においては観測されるイベント数を用いて生成断面積を測定するが、測定数と生成断面積の間に成り立つ関係は次の式のように表される。

$$N = \sigma_{tot} \sum_n BR_n \cdot \epsilon_n \quad (4.6)$$

ここで N は観測された事象数であり、 σ_{tot} は生成断面積、 BR_n はヒッグス粒子の崩壊分岐比、 ϵ_n はイベント残存率を表している。添字 n はそれぞれヒッグス粒子の崩壊モードを表しており、すべての n すなわち崩壊モードについて足し合わせると $\sum_n BR_n = 1$ である。この時、残存率 ϵ がすべての崩壊モードにおいて等しいとすると生成断面積は、

$$\sigma_{tot} = \frac{N}{\epsilon} \quad (4.7)$$

と書き表すことができる。仮に各崩壊モード間での残存率が一定でなかった場合、生成断面積は平均の残存率からのずれ $\delta\epsilon_n = \epsilon_n - \epsilon$ を用いて、

$$\sigma_{tot} = \frac{N/\epsilon}{1 + \sum_n BR_n \delta\epsilon_n / \epsilon} \quad (4.8)$$

と表すことができる。表 4.4においてヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析であるかの評価を“平均の残存率からのずれ/平均の残存率”で求めたのはこのことによる。この場合、 $\delta\epsilon_n/\epsilon$ の値が統計精度よりも十分に小さければ分母の項は無視できるため、残存率が等しい場合と同じ結果を得ることができる。

次にカテゴリ化を導入した場合を考える。観測される事象数は、

$$N^i = \sigma_{tot} \sum_n BR_n \cdot \theta_n^i \cdot \epsilon_n^i \quad (4.9)$$

と書き直される。ここで導入した θ_n^i は各崩壊モードがあるカテゴリにどれくらいの割合で分類されるかを表す変数である。また添字 i はカテゴリの種類を表す。この場合もすべてのカテゴリで各崩壊モード間の残存率が一定であった場合は $\sum_i \sum_n BR_n \cdot \theta_n^i = 1$ であるから、

$$\sigma_{tot} = \frac{N}{\epsilon} \quad (4.10)$$

と書き表すことができる。しかしながら各カテゴリの中において残存率が各崩壊モードに対して一定でない場合は、各カテゴリにおいて平均の残存率からのずれ $\delta\epsilon^i = \epsilon_n^i - \epsilon^i$ を定義して、

$$\sigma_{tot} = \frac{\sum_i N^i / \epsilon^i}{1 + \sum_i \sum_n BR_n \theta_n^i \delta\epsilon^i / \epsilon^i} \quad (4.11)$$

と書き表すことができる。 $\sum_n BR_n = 1$ であるからこの式が残存率が一定である場合と同様にヒッグス粒子の崩壊モードに依存しない解析を可能とするためには、

$$\theta_n^i \cdot \frac{\delta\epsilon_n^i}{\epsilon^i} \ll \text{統計精度} \quad (4.12)$$

である必要がある。

そのため各カテゴリにおいて各崩壊モード間の残存率の差とそのカテゴリへ分類される事象の割合との積が統計精度より十分小さくなるようにカテゴリ内で選別手法を最適化することとした。各カテゴリへ事象が分類される割合は表 4.5 に示すとおりである。

崩壊モード/カテゴリ名	lepton = 0 tau = 0 b tagged	lepton = 0 tau = 0 not b tagged	lepton = 0 tau = 1 $E_{\text{vis}} > 180 \text{ GeV}$	lepton = 0 tau = 1 $E_{\text{vis}} \leq 180 \text{ GeV}$
$H \rightarrow \text{any decay}$	60.2%	21.6%	3.5%	4.6%
$H \rightarrow b\bar{b}$	92.0%	4.8%	2.3%	0.5%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	2.2%	6.1%	0.04%	11.4%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	7.5%	22.2%	8.9%	10.9%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	25.4%	66.5%	6.8%	0.4%
$H \rightarrow gg$	26.9%	69.8%	2.7%	3.0%
$H \rightarrow \tau\tau$	3.9%	8.4%	2.8%	42.9%
$H \rightarrow ZZ$	34.4%	43.8%	5.0%	3.4%
$H \rightarrow c\bar{c}$	28.3%	68.0%	2.9%	0.5%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	25.3%	65.7%	3.1%	2.1%
崩壊モード/カテゴリ名	lepton = 0 tau ≥ 2	lepton = 1 tau = 0	lepton = 1 tau ≥ 1	lepton ≥ 2 tau ≥ 0
$H \rightarrow \text{any decay}$	2.7%	5.5%	1.3%	0.75%
$H \rightarrow b\bar{b}$	0.04%	0.33%	0.01%	$\sim 0.0\%$
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	6.9%	24.1%	26.3%	23.0%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	1.4%	45.4%	3.4%	0.2%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	0.3%	0.5%	0.07%	0.0%
$H \rightarrow gg$	0.06%	0.3%	0.01%	0.0%
$H \rightarrow \tau\tau$	35.4%	2.4%	4.2%	0.1%
$H \rightarrow ZZ$	1.5%	3.2%	2.7%	6.0%
$H \rightarrow c\bar{c}$	0.05%	0.3%	0.01%	0.0%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.5%	0.7%	0.5%	1.9%

表 4.5: ヒッグス粒子生成イベントの各カテゴリへの事象分類割合(崩壊モード別)

表4.5よりヒッグス粒子が b クォークや c クォークなどのQCD粒子に崩壊するモードのほぼすべてがレプトン数なしのカテゴリに存在し、 WW に崩壊した後にレプトニックな崩壊をするものの大半がレプトン数が1以上のカテゴリに存在していることがわかる。また τ 粒子に崩壊するモードの大多数がレプトン数0のカテゴリのうち、Tau Jet Finderにて τ 粒子が検出されたカテゴリに存在していることがわかる。

このように全事象をその特徴において分類し、このカテゴリの中で選別手法の調整をおこなった。今回の解析で調整したものとしては各事象選別に採用されている変数の値と、使用する変数の取捨選択のみである。カテゴリ化と選別手法の調整を通して、レプトン数0かつタウ数0のカテゴリ以外においては崩壊モード間での残存率のずれはすべて統計精度より十分に小さくなっている。またレプトン数0かつタウ数0のカテゴリにおいてもいくつかのモードを除いて残存率の差を統計精度以内に保つことができていることがわかる(表4.6)。

崩壊モード/カテゴリ名	lepton = 0 tau = 0 b tagged	lepton = 0 tau = 0 not b tagged	lepton = 0 tau = 1 $E_{\text{vis}} > 180 \text{ GeV}$	lepton = 0 tau = 1 $E_{\text{vis}} \leq 180 \text{ GeV}$
$H \rightarrow \text{any decay}$	—	—	—	—
$H \rightarrow b\bar{b}$	-0.6%	-0.1%	-0.2%	-0.03%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	+0.5%	+0.9%	~0.0%	-0.3%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	-0.1%	-2.7%	-0.2%	-0.9%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	+0.7%	+0.9%	+0.9%	+0.1%
$H \rightarrow gg$	+4.1%	+3.7%	-0.2%	+0.08%
$H \rightarrow \tau\tau$	-0.3%	-1.7%	-0.3%	+0.5%
$H \rightarrow ZZ$	+1.2%	-0.2%	-0.6%	+0.3%
$H \rightarrow c\bar{c}$	-3.8%	+1.1%	-0.4%	-0.2%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	+0.2%	-4.0%	+1.0%	-0.1%

崩壊モード/カテゴリ名	lepton = 0 tau ≥ 2	lepton = 1 tau = 0	lepton = 1 tau ≥ 1	lepton ≥ 2 tau ≥ 0
$H \rightarrow \text{any decay}$	—	—	—	—
$H \rightarrow b\bar{b}$	~0.0%	-0.05%	~0.0%	~0.0%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{leptonic}$	-0.2%	-0.9%	-0.8%	-0.05%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{semi-leptonic}$	-0.2%	+0.7%	-0.2%	+0.02%
$H \rightarrow WW \rightarrow \text{hadronic}$	+0.03%	-0.07%	~0.0%	~0.0%
$H \rightarrow gg$	~0.0%	-0.05%	~0.0%	~0.0%
$H \rightarrow \tau\tau$	-0.3%	+0.02%	-0.2%	-0.02%
$H \rightarrow ZZ$	-0.1%	-0.3%	+0.4%	+0.4%
$H \rightarrow c\bar{c}$	~0.0%	-0.08%	~0.0%	~0.0%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	+0.1%	-0.4%	+0.2%	+0.6%

表 4.6: 選別手法調整後の各カテゴリにおける各モード間の残存率の差 ($\theta_n^i \cdot \frac{\delta \epsilon_n^i}{\epsilon^i}$ を計算したもの)

カテゴリ	イベント数 (-0.8,+0.3)	イベント数 (+0.8,-0.3)	統計精度 有意度 (σ) (-0.8,+0.3)	統計精度 有意度 (σ) (+0.8,-0.3)
0 lepton, 0 tau, b tagged			2.6%	2.4%
シグナル	13,564	9,076	38.3 σ	41.3 σ
2 fermion	66,641	28,100		
4 fermion	44,050	10,183		
その他	1,222	832		
0 lepton, 0 tau, not b tagged			15.6%	11.6%
シグナル	5,855	4,014	6.4 σ	8.6 σ
2 fermion	295,454	144,934		
4 fermion	501,435	52,044		
その他	38,706	15,260		
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} \geq 180$			26.3%	14.5%
シグナル	767	510	3.8 σ	6.9 σ
2 fermion	3,340	1,285		
4 fermion	36,917	3,563		
その他	91	68		
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} < 180$			30.3%	17.5%
シグナル	1,094	737	3.3 σ	5.7 σ
2 fermion	5,901	3,616		
4 fermion	96,956	8,816		
その他	4,219	3,702		
0 lepton, ≥ 2 tau			12.3%	11.2%
シグナル	581	392	8.1 σ	8.9 σ
2 fermion	292	263		
4 fermion	4,277	1,250		
その他	49	40		

表 4.7: イベント残存率の平均からのずれを低減させた選別手法を用いたイベント数とシグナル有意度。イベント数とシグナル有意度は反跳質量が 110 GeV から 150 GeV 内に観測されたイベントのみを用いて計算している。

カテゴリ	イベント数 (-0.8,+0.3)	イベント数 (+0.8,-0.3)	統計精度 有意度 (σ) (-0.8,+0.3)	統計精度 有意度 (σ) (+0.8,-0.3)
1 lepton, 0 tau			27.0%	16.9%
シグナル	1,310	890	3.7 σ	5.9 σ
2 fermion	2,097	1,160		
4 fermion	113,417	9,542		
その他	11,600	10,949		
1 lepton, ≥ 1 tau			30.3%	29.4%
シグナル	288	201	3.3 σ	3.4 σ
2 fermion	1,738	1,082		
4 fermion	5,279	2,084		
その他	147	143		
2 lepton			58.8%	62.5%
シグナル	170	120	1.7 σ	1.6 σ
2 fermion	2,418	1,643		
4 fermion	7,595	3,812		
その他	35	31		
全カテゴリの合計	—	—	2.5%	2.2%
統計精度	—	—	40.3 σ	44.6 σ
シグナル有意度	—	—		

表 4.8: イベント残存率の平均からのずれを低減させた選別手法を用いたイベント数とシグナル有意度。イベント数とシグナル有意度は反跳質量が 110 GeV から 150 GeV 内に観測されたイベントのみを用いて計算している。

この残存率の差を低減させた選別手法を用いて得られた各カテゴリでのイベント数とシグナル有意度を 表 4.7、4.8 に示している。カテゴリ化を用いることにより、ヒッグス粒子の崩壊モード間における残存率の差を低減するのみならず、統計精度も向上している事がわかる。

4.5 多変量解析による統計精度向上の試み

統計誤差の精度を最大化するために尤度法 (Likelihood 法) と増強決定木 (Boosted Decision Tree: BDT) を用いた解析を行った。Likelihood 法は 式 (4.13) によって計算される尤度比率を用いてイベント i がシグナルらしいか、背景事象らしいかを判定する手法である。

$$y(i) = \frac{\mathcal{L}_S(i)}{\mathcal{L}_S(i) + \mathcal{L}_B(i)} \quad (4.13)$$

なお $y(i)$ は尤度比率 (シグナルらしさ) であり、 $\mathcal{L}_{S(B)}(i)$ は i 番目の事象に対するシグナル (背景事象) の確率密度関数を表す。このとき用いる確率密度は実際のシグナル (背景事象) の分布を TMVA [29] という多変量解析用ソフトウェアに学習させ、そのデータを用いて経験的に近似されたものである。今回 TMVA に学習させた分布は、

1. y -fix クラスタリングによるジェットを用いて再構成された Z 粒子の質量分布
2. 1. の時の Z 粒子の横方向運動量の分布
3. Sphericity の値
4. 反跳質量の分布

の計 4 種類である。入力変数の分布を図 4.10 に示す。

増強決定木は二分木の構造を利用している (図 4.11)。一変数毎に (Yes/No) の判断がされ、停止条件に達すると判断が止まる。この時の停止条件は学習した入力サンプルによりシグナルと背景事象に分類されており、最終的にそのイベントがシグナル (背景事象) のどちらの停止条件にたどり着くかでイベントのシグナルらしさを判定する手法である。

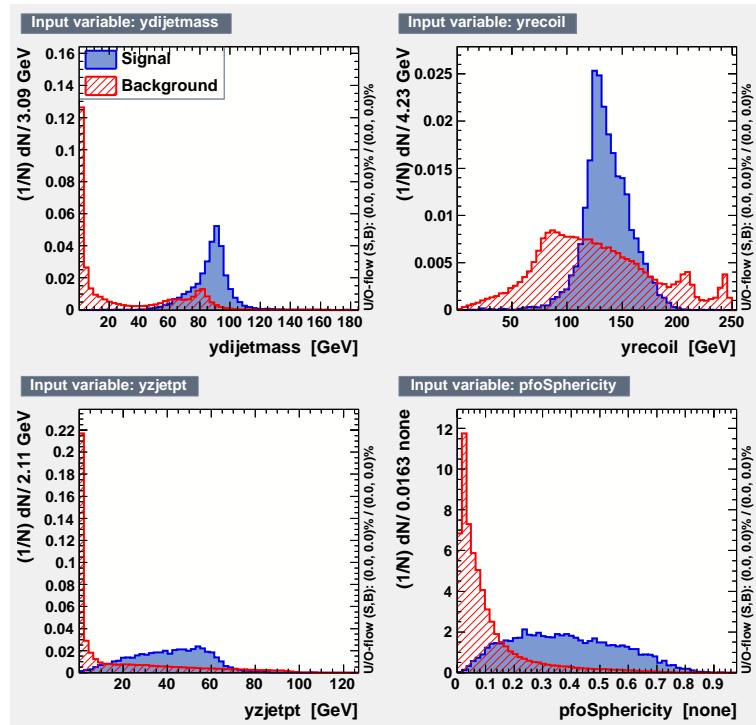


図 4.10: 多変量解析に入力した変数の分布 (lepton = 1、 tau = 0 カテゴリの例)

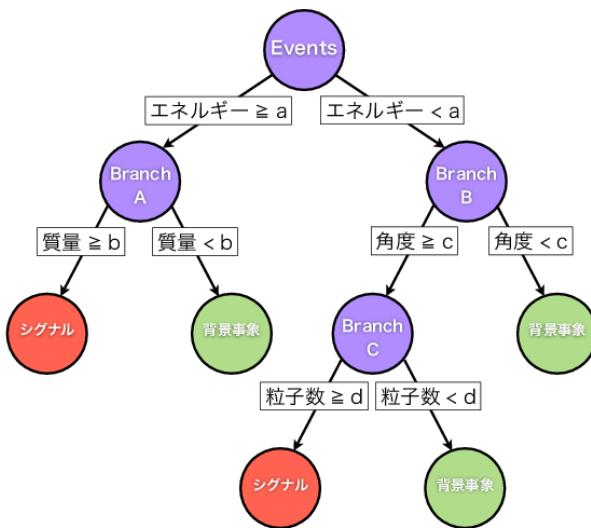


図 4.11: BDT のイメージ図

尤度法と増強決定木を用いておこなった多変量解析の結果を次表に示す。

カテゴリ	(-0.8,+0.3)	(+0.8,-0.3)
0 lepton, 0 tau, b tagged	34.1σ	35.9σ
0 lepton, 0 tau, not b tagged	7.9σ	11.8σ
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} \geq 180$	4.7σ	8.3σ
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} < 180$	5.2σ	5.4σ
0 lepton, ≥ 2 tau	8.4σ	8.1σ
1 lepton, 0 tau	5.9σ	7.1σ
1 lepton, ≥ 1 tau	3.8σ	3.5σ
2 lepton	1.8σ	1.7σ
合計	37.4σ	40.7σ
統計精度	2.7%	2.5%

カテゴリ	(-0.8,+0.3)	(+0.8,-0.3)
0 lepton, 0 tau, b tagged	52.0σ	56.7σ
0 lepton, 0 tau, not b tagged	8.3σ	11.8σ
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} \geq 180$	5.1σ	8.9σ
0 lepton, 1 tau, $E_{vis} < 180$	5.5σ	7.6σ
0 lepton, ≥ 2 tau	11.4σ	11.9σ
1 lepton, 0 tau	5.5σ	4.1σ
1 lepton, ≥ 1 tau	4.3σ	3.5σ
2 lepton	2.2σ	1.9σ
合計	54.9σ	60.5σ
統計精度	1.8%	1.7%

表 4.9: 多変量解析による結果 : (上) 尤度法、(下) 増強決定木

表 4.9 での結果から、各カテゴリで尤度法と増強決定木の良い方を選択して統計精度を求めた場合を表 4.10 に示す。

	(-0.8,+0.3)	(+0.8,-0.3)
シグナル有意度	54.9σ	60.8σ
統計精度	1.8%	1.6%

表 4.10: 尤度法と増強決定木をあわせてシグナル有意度を最大化した際の結果

表 4.10 の結果から、多変量解析を用いた場合は 1.6 %の統計精度で生成断面積を決定できることがわかる。しかしながら、多変量解析では残存率の差は最適化されておらず、ヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析が実現できないため、この結果は後の解析には用いない。

第5章 現実的なシナリオに基づく 統計精度および系統誤差の評価

この章ではヒッグス粒子の崩壊分岐比についていくつかの仮定をおいた上で、統計精度の評価を行い、系統誤差を見積もる。

5.1 ヒッグス粒子の崩壊分岐比が標準理論と同じである場合

この場合は、ヒッグス粒子の崩壊分岐比は表 4.2 に示しているものと同じとなるため、解析上の系統誤差は生じない。そのためこの場合の測定精度は表 4.7、4.8 で求めたように、ビーム偏極度 $(-0.8, +0.3)$ で 2.5 %、 $(+0.8, -0.3)$ で 2.2 % となる。

5.2 特定の崩壊モードのみが標準理論からずれた場合

標準理論において考慮されている崩壊モードの中のみで分岐比がずれる場合は、現在考慮されている崩壊モード間で崩壊分岐比をやり取りするだけであるため、複数の崩壊分岐比が同時にずれた場合においても、一つの崩壊モードがずれた場合の線形結合によって生成断面積を記述する事が可能である。そのためこの解析は、仮に複数の崩壊モードの分岐比がずれた場合でも、一つの崩壊モードがずれた場合の線形結合のみを計算すればよいので、崩壊モードのずれの個数や割合によらず、汎用的に用いる事が可能である。

ある特定の崩壊モードの分岐比を標準理論からずらし、そのときその他のモードは一様にずれる(例: $b\bar{b}$ が 3.6 % 増えた場合に他のチャンネルを一様に減少させて、全体の崩壊分岐比が 1 となるように調整する等)とする。この場合の生成断面積を次の式で計算し、その結果を標準理論の場合の生成断面積と比較する事で評価した。

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{eve} \times \text{weight}}{\mathcal{L} \times \epsilon} \quad (5.1)$$

このとき weight は(表 3.1)に示した重み、ルミノシティ \mathcal{L} は 250 fb^{-1} 、 ϵ は平均の残存率を用いた。この手法を用いて、今回の解析で考慮した全ての崩壊分岐比をずらし、それぞれの場合で生成断面積が標準理論の場合からどの程度ずれるかを評価した結果を表 5.1 に示す。

このときヒッグス粒子の崩壊分岐比をずらす量としては ILC Higgs White Paper [7] において計算された、250 GeV (250 fb^{-1}) での各崩壊モードの結合定数の測定精度を 3 倍した量を用いた。

崩壊モード	生成断面積 (-0.8,+0.3)	生成断面積 (+0.8,-0.3)	σ_{tot} のずれ (-0.8,+0.3)	σ_{tot} ずれ (+0.8,-0.3)
変更なし	210.16 fb	141.59 fb	—	—
$b\bar{b} +3.6\%$	210.23 fb	141.57 fb	~0.0%	~0.0%
$b\bar{b} -3.6\%$	210.10 fb	141.61 fb	~0.0%	~0.0%
$c\bar{c} +24.9\%$	210.11 fb	141.55 fb	~0.0%	~0.0%
$c\bar{c} -24.9\%$	210.22 fb	141.63 fb	~0.0%	~0.0%
$gg +21.0\%$	210.07 fb	141.59 fb	~0.0%	~0.0%
$gg -21.0\%$	210.26 fb	141.59 fb	~0.0%	~0.0%
$WW +19.2\%$	210.07 fb	141.63 fb	~0.0%	~0.0%
$WW -19.2\%$	210.26 fb	141.55 fb	~0.0%	~0.0%
$\tau\tau +12.6\%$	210.28 fb	141.66 fb	+0.1%	+0.1%
$\tau\tau -12.6\%$	210.05 fb	141.51 fb	-0.1%	-0.1%
$ZZ +57.0\%$	210.33 fb	141.71 fb	+0.1%	+0.1%
$ZZ -57.0\%$	210.00 fb	141.47 fb	-0.1%	-0.1%
$\gamma\gamma +100.5\%$	210.52 fb	141.86 fb	+0.2%	+0.2%
$\gamma\gamma +100.5\%$	209.83 fb	141.32 fb	-0.2%	-0.2%

表 5.1: 各モードの崩壊分岐比を変更した場合の生成断面積のずれ

表 5.1 からわかる通り、ある粒子とヒッグス粒子との結合定数が測定精度の 3 倍ずれた場合でも生成断面積は十分に 1 % 以内のずれの中に収まっているため、崩壊分岐比による系統誤差は無視できると考えられる。次に、できる限りヒッグス粒子の崩壊モードと独立な事象選別法を用いた解析で得た統計精度 (表 4.7、表 4.8) を用いた場合に、実際の測定で生成断面積が 1σ ずれるために必要な崩壊分岐比のずれを求めた (表 5.2)。この解析では先ほどとは異なり、一つの崩壊モードがずれた場合でもその他の崩壊モードは標準理論の分岐比の値のままであると仮定した上で生成断面積を計算し、標準理論との差が 1σ となる時の分岐比のずれを求めている。

崩壊モード	崩壊分岐比のずれ
$H \rightarrow b\bar{b} (-0.8, +0.3)$	± 1.7%
$H \rightarrow b\bar{b} (+0.8, -0.3)$	± 1.6%
$H \rightarrow c\bar{c} (-0.8, +0.3)$	± 4.0%
$H \rightarrow c\bar{c} (+0.8, -0.3)$	± 3.2%
$H \rightarrow gg (-0.8, +0.3)$	± 3.7%
$H \rightarrow gg (+0.8, -0.3)$	± 3.0%
$H \rightarrow WW (-0.8, +0.3)$	± 3.7%
$H \rightarrow WW (+0.8, -0.3)$	± 2.7%
$H \rightarrow \tau\tau (-0.8, +0.3)$	± 0.9%
$H \rightarrow \tau\tau (+0.8, -0.3)$	± 0.8%
$H \rightarrow WW (-0.8, +0.3)$	± 3.4%
$H \rightarrow WW (+0.8, -0.3)$	± 3.1%
$H \rightarrow \gamma\gamma (-0.8, +0.3)$	± 3.8%
$H \rightarrow \gamma\gamma (+0.8, -0.3)$	± 3.1%

表 5.2: 生成断面積が 1σ ずれるのに必要な崩壊分岐比のずれ

表 5.2 の結果から、 τ 粒子や b クォークに崩壊するモードに関してはわずかなずれを検出する事ができているが、その他のチャンネルに関しては事象選別法の最適化、統計精度の向上をおこないさらにわずかなずれでも検出できるよう、解析を向上させる必要がある事がわかった。

5.3 その他の場合

ヒッグス粒子が標準理論で考慮されている粒子以外のものに崩壊する場合 (exotic な崩壊やダークマター等) は、崩壊分岐比に対する仮定ができないため評価は困難であり、現状では評価がおこなわれていない。しかしながら、本研究の解析では特定の崩壊モードを選択する選別手法を用いていないため、ほとんどの場合で章 5.2 と同程度の結果が得られると考えられる。

5.4 その他の系統誤差

ヒッグス粒子の崩壊に関するもの以外で考えられる系統誤差には、

1. 測定器および加速器関連

- ビーム偏極度や Luminosity といった加速器運転時のパラメタ
- 測定器のアライメント
- フレーバータグの性能
- ジェットのエネルギー・スケール
- Hadronization

2. 解析関連

- イベント残存率の均一性
- 背景事象の見積もり
- ジェットクラスタリングの性能

が挙げられるが、このうち測定器や加速器に関する系統誤差に関しては、特性の良くわかっている粒子をコントロールサンプルとして、測定された結果をモンテカルロシミュレーション内で正確に再現できるようにシミュレーションを調整する事で 1 % 以内に押さえる事ができると考えられる。解析に関する系統誤差であるイベント残存率の均一性に関しては、今後カテゴリ化の更なる細分化・選別手法の最適化を行い、各崩壊モードでのずれを統計精度より十分に小さくすることにより排除できると考えられる。ジェットクラスタリングの性能に関しては、現状クラスタリングの精度を向上させるために孤立レプトンや ISR を全事象から排除しているため大きな問題はないと考えられる。背景事象の見積もりに関しても、標準理論はこれまでに良く検証されており、シミュレーションと実験との乖離は小さいことが LHC 等の実験を通してわかっているため、大きな問題にはならないと考えられる。

第6章 考察と今後の展望

6.1 他の解析との比較

現在、 ZH 随伴生成過程のハドロンチャンネルを用いた解析として、ケンブリッジ大学の M.Thomson 氏がおこなっている解析 [30] が存在する。これは ILC と同じく次世代の線形加速器である CLIC (Compact LInear Collider) [31] を用いたシミュレーション研究であり、重心系エネルギー 350 GeV (500 fb^{-1})においてハドロンチャンネル単体で 1.7 % の統計精度で ZH 生成断面積を測定できることを示したものである。この解析ではヒッグス粒子の崩壊モードを仮定し、それぞれにあったジェット数で質量を定め解析をおこなうことで結果を求めており、各崩壊モード間でのイベント残存率の差もおよそ 3 % 以内であるとしたものであるが、M. Thomson 氏の解析ではクォークのフレーバー間とグルーオンに対するイベント残存率がまとめられており、フレーバー間での差異が考慮に入れられていない。またヒッグス粒子の崩壊モードを仮定しているために exotic なヒッグス粒子の崩壊や、ダークマター等によって崩壊分岐比が全体としてずれた場合に、解析に不備が生じてしまう可能性をはらんでいる。この点において、本解析ではヒッグス粒子の崩壊による生成物を制限していないために、よりヒッグス粒子の崩壊モードによらない解析が可能となっていると考えられる。

6.2 レプトンチャンネルを含めた統計精度と ILC でのヒッグス結合定数測定へのインパクト

これまでに解析がおこなわれてきたレプトンチャンネルでの測定精度は、先述の通り 2.6 % であった。今回の解析の結果からハドロンチャンネルを用いた場合の生成断面積測定の統計精度は $(+0.8, -0.3)$ で 2.2 % であるため、これらをまとめると全体として統計精度 1.7 % で ZH 随伴生成過程の生成断面積を測定することが可能となる。そのため、ILC Higgs White Paper [7]において計算された $\sigma_{tot} \cdot \text{BR}$ の測定精度(表 1.1)はおよそ 3 割改善される事が見込まれる。これによりヒッグス粒子が b クォークに崩壊するモードでは 250 GeV のみの運転で 1 % 以下の精度で、 τ 粒子に崩壊するモードでは約 3 % の精度で結合定数を測定する事が可能となる事がわかる。

6.3 ILC running シナリオへの影響

現在の ILC (500 GeVまでの基本計画)では、初め重心系エネルギー 250 GeVで5年間運転し、その後 500 GeVへとアップグレードしさらに5年間運転する事が見込まれている。しかしながら、トップクォークの対生成エネルギー閾値と期待される 350 GeVを 250 GeVと 500 GeV 運転の間に挿入したり、最大エネルギーを 550 GeV に拡張したり(トンネルの拡張ではなく加速空洞の性能強化により十分到達可能とされる)、500 GeV 運転の後にもう一度 250 GeV 運転をおこない統計を蓄えたりといったいくつかのオプションが考案されている。

そのため 250 GeV 運転で ZH 随伴生成過程の生成断面積がどの程度精密に測定できるかは、最初の 250 GeV 運転の必要期間を定めるためにも、重要な要素の一つである。また、350 GeV、500 GeVにおいてもこの ZH 随伴生成過程の生成断面積の測定精度を見積もる事は、運転プラン決定のためにも必要であると考えられる。少ない統計をもって十分な精度を到達することが可能であれば、早い段階で高いエネルギー領域の探索をおこなう事が可能となり、一方で十分な精度に到達しない場合においても、他のエネルギー段階で補填できるかどうかを判定するためにも異なる重心系エネルギーで同様の解析が必要とされている。

6.4 今後の改善点

今後の課題として真っ先に取り組むものは、各崩壊モード間でのイベント残存率の平均からのずれを低減することである。これは更なるカテゴリの細分化、選別手法の最適化を通して実現可能であると考えられる。

その他には Tau Jet Finder や Isolated Lepton Finder などの諸プログラムの改良も更なる精度向上のためには必要であると考えられる。また、異なる重心系エネルギーでも同様の解析をおこない、どの程度の測定精度が出せるかの評価もおこなう。

最終的に ZH 随伴生成過程のハドロンチャンネルを用いた解析は、各エネルギーステップにおける ZH 随伴生成過程の生成断面積測定精度を見積もることで、レプトンチャンネルでの結果と合わせて ILC の運転プランやヒッグス粒子の結合定数測定の精度決定に寄与できると考えられる。

第7章 結論

ILCにおける重心系エネルギー 250 GeV (250 fb^{-1}) での ZH 随伴生成過程の生成断面積を、ハドロンチャンネルを用いて 2.2 % ~ 2.5 % の統計精度で求める事ができた。このときヒッグス粒子の崩壊分岐比がずれる事による系統誤差は無視できるほど小さい事を確認し、その他の系統誤差においても現在の統計精度を考慮すると大きな問題にはならない事を確認した。この結果は、既存のレプトンチャンネルを用いておこなわれた解析の結果(統計精度 ~ 2.6 %)と同等以上の精度である事から、解析が困難であったハドロンチャンネルを用いても ZH 随伴生成過程の生成断面積を十分に測定できることを示した。レプトンチャンネルの結果とあわせた場合の統計精度は約 1.7 % となることがわかった。この結果により、これまでに計算されてきたヒッグス粒子とその他の粒子との結合定数の測定精度が約 3 割改善される事となり、今後の ILC 計画の運転プランの検討や、到達可能な物理の考察が進められる。

また現在の測定精度を用いて生成断面積測定をおこなった場合、ヒッグス粒子の崩壊分岐比が 0.8 % ~ 4.0 % ずれた場合(崩壊モードによって異なる)に分岐比のずれを 1σ の有意度で求めることができる事がわかった。特にヒッグス粒子と τ 粒子との結合の強さは 1 % 以下、 b クォークとの結合の強さは 2 % 以下の精度で測定ができる事を示した。

謝辞

本研究を遂行するにあたって、本当にたくさんの方にお世話になりました。この場をお借りして感謝を述べさせていただきたく思います。

まず指導教員である川越清以先生におかれましては、お忙しい中にも関わらず常に気にかけていただき、また研究をサポートしてくださいました事、とても感謝しております。本当にありがとうございました。吉岡瑞樹先生におかれましては、今回の研究内容のみならず、今後の研究活動についていろいろとご指導頂きありがとうございます。末原大幹先生には、本研究を遂行するにあたって必要な事を1から懇切丁寧に教えていただきました事、とても感謝しております。不甲斐ない学生で大変申し訳ありませんでしたが、ここまで研究を遂行できたのも末原先生のご助力あってこそだと痛感しております。誠にありがとうございました。また吉岡先生・末原先生には、学振の書類作成にあたって非常に丁寧に添削をしていただき納得のいくまで練り直しをおこなう事ができました。お忙しい中時間を割いていただき本当にありがとうございました。

東城順治先生、織田勸先生、音野瑛俊先生には異なる実験グループにも関わらず、研究に関する事やスライドの校正など貴重なご助言を頂き、ありがとうございました。

須藤裕司さん、山口博史さんには研究につまづいてしまった時に、基本的なことでも丁寧にご指導頂きました事、感謝しております。ありがとうございました。

スタッフの皆様のみならず、先輩である上野翔さん、大石航さん、松本悟さん、宮崎陽平さんには、研究活動に関する内容はもちろんの事、研究外に至るまで様々なお話を聞かせていただき見識を広めることができました。本当に感謝しております。上野さん、宮崎さんの行動力。大石さんの大膽さ、松本さんの知識の深さと集中力は見習っていきたいと考えております。

同輩である、古浦新司くん、調翔平くん、田中元気くん、中居勇樹くんとはここまで一緒に研究してこれたことをとてもうれしく思っております。古浦くんの豪快な人柄にはただただ驚かされるばかりでした。調くんの知識の広さ、見識の深さ、食通などころには敵う術もありません。一割でもいいので分けてください。田中くんはいつも何かと笑わせてくれた事により、研究活動をおこなう楽しみが増えました。中居くんは学部3年の時より一緒に研究し、苦節(おもにインド)をともにできた事、本当に感謝しております。同輩の皆様、ありがとうございました。調くん、中居くんとはこれからも研究生活でお世話に、古浦くん、田中くんには研究生活外でお世話になると思いますので、何卒よろしくお願ひいたします。

また平井寛人くん、高田秀佐くん、住田寛樹くんや同室であった田中聰一くんをはじめとした後輩の皆様、いつも適当な事ばっかりいって申し訳ありませんでした。与太話にいろいろとつきあってくれたこと本当に感謝しております。ありがとうございました。

九州大学内のみならず、信州大学の竹下徹先生、東京大学の陳詩遠さん、小坂井千紘さん、山田崇人さんにはいろいろとご助言頂きました。この場をお借りして感謝を述べさせていただきます。

加えて、常に心の支えであった水樹奈々さんにこの場でお礼を申し上げたいと思います。ライブや楽曲・ラジオを通じて多くの力をいただきました。本当にありがとうございました。

最後になりますが、ここまで私を育て支援してくださった両親に、感謝してもし尽くせないとは思いますが、最大の感謝の気持ちを記してこの論文の結びとさせていただきます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Review of Particle Physics, J. Beringer *et al.*, (2012) Physical Review D 86 (1).
- [2] LHC Machine, L. Evans and P. Bryant, 2008 JINST 3 S08001.
- [3] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, ATLAS Collaboration, 2008 JINST 3 S08003.
- [4] The CMS experiment at the CERN LHC, CMS Collaboration, 2008 JINST 3 S08004.
- [5] Latest Results from ATLAS Higgs Search,
<http://www.atlas.ch/news/2012/latest-results-from-higgs-search.html>
- [6] Observation of a New Particle with a Mass of 125 GeV,
<http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>
- [7] ILC Higgs White Paper, D. M. Asner *et al.* arXiv:1310.0763 [hep-ph].
- [8] ILC Technical Design Report — Volume2 Physics, H. Bear *et al.* arXiv:1306.6352 [hep-ph].
- [9] ILC Technical Design Report — Volume1 Executive Summary, T. Behnke *et al.* arXiv:1306.6327 [Accelerator Physics].
- [10] Quantum Chromodynamics, S. Bethke, G. Dissertori, G. P. Salam, Review of particle physics, Particle Data Group (2014).
- [11] Projected Performance of an Upgraded CMS Detector at the LHC and HL-LHC: Contribution to the Snowmass Process,
CMS Collaboration, CMS Note 30/09/2013 arXiv:1307.7135 [hep-ex].
- [12] ILC Technical Design Report — Volume3 Accelerator, C. Adolphsen *et al.* arXiv:1306.6353 [Accelerator Physics].
- [13] ILC Technical Design Report — Volume4 Detector, T. Behnke *et al.* arXiv:1306.6329 [Instrumentation and Detectors].

- [14] Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm, M. Thomson, NIM A (2009) 611 25.
- [15] Search for the standard model Higgs boson at LEP, LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations (R. Barate *et al.*). Phys. Lett. B565 (2003) 61-75
- [16] Cambridge Linear Collider Group - Home Page.
<http://www.hep.phy.cam.ac.uk/linearcollider/physics>
- [17] Prolate Spheroidal Wave Function, Fourier Analysis and Uncertainty - Part 2, H. J. Landau, and H. O. Pollak, The Bell System Technical Journal, p65-84, (1961).
- [18] 浜松ホトニクス株式会社 MPPC 製品ページ,
<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/4004.html>
- [19] KEK Wiki System, <http://wiki.kek.jp/display/kekwiki/KEK+Wiki+System>
- [20] ILC soft, <http://ilcsoft.desy.de/portal>
- [21] Whizard - Simulating Multi-Particle Proceses at LHC and ILC, W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, arXiv:0708.4233 [hep-ph].
- [22] PYTHIA 6.4 physics and manual, T.Sjöstrand, S. Mrenna, and O. Skands, JHEP 05 (2006) 026.
- [23] Universal Interface of TAUOLA, N. Davidson, G. Nanava, T. Przedzinski, E. Richter-Was, Z. Was, IFJPAN-IV-2009-10.
- [24] GEANT4 Working Group, <http://geant4.web.cern.ch/geant4>
- [25] Higgs Boson Decays to Tau Pairs at the ILC with the ILD Detector, S. Kawada *et al.*, Proceedings of the 12the Asia Pacific Physics Conference.
- [26] Yu. L. Dokshitzer, in Proc. Workshop on Jet Studies at LEP and Hera, Durham, 1990, J. Phys. G 17 (1991) 1572ff.
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Trunock and B. R. Webber, Phys. Lett. B269 432.
N.Brown, W.J.Stirling, Z.Phys. C53 (1992) 629.
- [27] LCFIPlus, <https://confluence.slac.stanford.edu/display/ilc/LCFIPlus>
- [28] Handbook of LHC Higgs cross sections: 3.Higgs Properties, LHC Higgs Cross Section Working Group, arXiv:1307.1347v2 [hep-ph].

- [29] Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT, <http://tmva.sourceforge.net/>
- [30] Hadronic Recoil Mass at 350 GeV and 420 GeV, M. Thomson, CLICdq Working Group Analysis Meeting. (15/01/2015).
- [31] A Multi-TeV Linear Collider based on CLIC Technology: CLIC Conceptual Design Report, M.Aicheler *et al.*, CERN (2012) 007.