

修士論文

国際リニアコライダーにおける
ヒッグスの質量・断面積・およびCP混合の解析
～ An analysis of mass, cross section, and CP mixing of
the Higgs particle at the International Linear Collider ～

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

綿貫 峻

平成 26 年

概要

国際リニアコライダー (以下、ILC) 計画の最も重要な目的のひとつは、ヒッグス粒子の精密測定である。2012年7月にCERNが擁するLHCで発見されたヒッグス粒子は、現在の素粒子物理学の標準模型で予言された粒子に近い性質を持っていることが分かっているが、標準模型を越える新物理は数多く提起されており、それらの寄与に関しては未だ検証が必要である。新物理におけるヒッグスの、標準模型からのずれは、ヒッグスの結合定数に現れる。これを測定するためには、ヒッグスの生成断面積および崩壊分岐比を精度よく決定する必要がある。一方ヒッグスの質量も、標準模型においては自由なパラメータであるが、真空の安定性を決定するのに重要な役割を担っている。

また超対称性理論に代表される Two Higgs Doublet Model(2HDM) では、ヒッグスは5種類存在し、その内のCP偶のヒッグス h とCP奇のヒッグス A が混合した場合、ヒッグスはCPを破る。CKM行列だけでは宇宙のバリオン優位性を説明するには不足しているため、別のCPの破れとしてヒッグスのCP混合の研究が必要である。

ILCでは、電子・陽電子を衝突させるという性質上、始状態の4元運動量が既知であるため、特に $\sqrt{s}=250\text{GeV}$ の衝突エネルギーにおいて支配的なヒッグス輻射過程において、反跳という手法によってヒッグスの精密測定が可能である。すなわち、ヒッグス輻射過程においてヒッグスから崩壊した粒子に注目するのではなく、反跳である Z ボソンを再構成することにより、精密かつヒッグスの崩壊モデルに依存しない解析を行うことが出来る。

本研究ではILC実験の $\sqrt{s}=250\text{GeV}$ におけるヒッグス輻射過程の中でも検出器の不定性が比較的少ない、 Z ボソンがレプトン対に崩壊する事象を用い、反跳手法によって、ヒッグスの質量および生成断面積の測定精度を見積もった。この解析は、2012年に発表された詳細技術設計書、及び2013年に発表されたTDRに基づくフルシミュレーション解析である。またヒッグス輻射過程における Z ボソンの生成角度の非対称性を用いて、CP混合のパラメータ η にかけられる上限を、標準模型を仮定してシミュレーションした。

質量・生成断面積の統計誤差の見積もりは、 $E_{cms}=250\text{GeV}$ 、 $L=250\text{fb}^{-1}$ 、スピン偏極(e^+, e^-) $= (\pm 30\%, \mp 80\%)$ の条件で行った。また、終状態にニュートリノを含む支配的な背景事象のさらなる削減のため、可視エネルギーをカットに用いた準モデル非依存な解析も併せて行った。また、質量の誤差の見積もりについては、反跳質量分布のテールによる系統的な偏りを排するために、プレートフィット手法を採用した。その結果、ヒッグスの生成断面積の測定誤差は、左巻きスピン偏極の解析において、 $\mu\mu h$ 事象、 eeh 事象を統合して、 $\delta\sigma=3.4\%$ 、右巻きスピン偏極では、 $\delta\sigma=3.2\%$ であった。準モデル非依存な解析においては $\delta\sigma=3.1\%$ という結果を得た。またプレートフィット法により見積もったヒッグスの質量の統計誤差は、ビームスペクトラムによる偽実験解析の系統誤差を排除し、 $\delta m=21\text{MeV}$ という結果であった。また、モデル非依存な解析におけるヒッグスの主な崩壊モード別の偏りは、信号事象のカット効率値の3%以内に抑えられることが分かった。さらに標準模型を仮定したシミュレーションの結果、 η の測定には $\delta\eta=6.09\times 10^{-3}$ の上限をかけられることが分かった。

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	標準模型およびヒッグス機構	3
2.1	標準模型	3
2.2	電弱相互作用	5
2.3	ヒッグス機構	7
2.3.1	自発的対称性の破れ	7
2.3.2	湯川相互作用とクォーク・レプトン質量	10
第 3 章	標準模型を超えた理論	12
3.1	ヒッグス粒子の測定	12
3.2	Two Higgs Doublet Model	13
第 4 章	国際リニアコライダー (ILC) 実験	16
4.1	概要、稼働計画	16
4.2	加速器	21
4.2.1	電子源	22
4.2.2	陽電子源	22
4.2.3	減衰リング	23
4.2.4	RTML システム	24
4.2.5	主線形加速器	25
4.3	ILD 測定器	25
4.3.1	概要	27
4.3.2	PFA(:Particle Flow Algorithm)	28
4.3.3	飛跡検出器	28
4.3.4	カロリメータ	32
4.3.5	リターンヨーク・ミュオン検出器	35
4.3.6	前方検出器	36
第 5 章	シミュレーション	38
5.1	ソフトウェアとシミュレーションの流れ	38
5.2	ジェネレータによる事象生成	38
5.3	信号事象と背景事象	39
5.4	解析の条件	41

第 6 章	解析方法	43
6.1	概要	43
6.2	レプトン選別	44
6.2.1	選別条件	44
6.2.2	トラッククオリティ	45
6.2.3	インパクトパラメータ	47
6.2.4	制動放射リカバリ	49
6.3	背景事象排除	50
6.3.1	横運動量 p_{Tdl}	51
6.3.2	不変質量 M_{dl}	52
6.3.3	Acoplanarity	52
6.3.4	横運動量差 δp_{Tbal}	54
6.3.5	PFO 損失角度 $\cos \theta_{missing}$	58
6.3.6	反跳質量	61
6.3.7	尤度関数	63
6.3.8	可視エネルギー $E_{visible}$ (準モデル非依存解析)	68
6.3.9	選別結果	71
6.4	フィッティング	72
6.4.1	信号事象フィッティング	74
6.4.2	背景事象フィッティング	78
6.5	偽実験	78
第 7 章	結果と考察	81
7.1	偽実験解析の結果	81
7.2	偽実験解析の考察	81
第 8 章	質量テンプレート法	86
8.1	解析方法	86
8.2	テンプレートサンプル	86
8.3	フィッティング	87
8.4	解析結果	89
第 9 章	ヒッグス CP 混合解析	91
9.1	ヒッグス CP 混合 η と Z ボソン生成角度	91
9.2	解析方法	93
9.2.1	条件と手順	93
9.2.2	背景事象排除	93
9.2.3	信号事象数の見積もり	99
9.3	CP 混合解析の結果	102
第 10 章	まとめ	104

第 11 章 Appendix	106
11.1 スプリットクラスタの判別	106
謝辞	110

目次

2.1	標準模型粒子	3
2.2	粒子の質量とヒッグスとの結合定数	4
2.3	ヒッグスポテンシャル (左:相転移前、右:相転移後)	8
3.1	ヒッグスとの結合定数の標準模型からのずれ	13
4.1	ヒッグス輻射過程	18
4.2	重心系エネルギーに対するヒッグス生成事象の断面積比較	18
4.3	ヒッグス・トップ質量と真空の安定性	19
4.4	$\nu\nu h$ 事象	19
4.5	$t\bar{t}h$ 事象	20
4.6	Zhh 事象	20
4.7	ILC 外観	21
4.8	電子源	22
4.9	陽電子源	23
4.10	減衰リング	24
4.11	RTML および主線形加速器	25
4.12	ILD 測定器	26
4.13	ILD 崩壊点検出システム断面図	29
4.14	ILD 測定器の断面図とシリコン飛跡検出システム	31
4.15	主飛跡検出器	31
4.16	電磁カロリメータ (ECAL)	33
4.17	電磁カロリメータ (ECAL)	34
4.18	ハドロンカロリメータ (HCAL)	34
4.19	ミューオン検出器	35
4.20	ミューオン検出器の有無による π 中間子エネルギー分解能比較	36
4.21	前方検出器	37
5.1	信号事象	39
5.2	主な背景事象	40
5.3	ZZ or WW semi-leptonic decay	41
6.1	ミューオンモード選別条件	45
6.2	電子モード選別条件	46

6.3	トラッククオリティ選別前後の $\Delta P/P^2$ 分布 (ミュオンチャンネル)	47
6.4	トラッククオリティ選別前後の $\Delta P/P^2$ 分布 (電子チャンネル)	47
6.5	インパクトパラメータ分布	48
6.6	制動放射リカバリによる反跳質量分布の変化	50
6.7	p_{Tdl} 分布	52
6.8	M_{dl} 分布	53
6.9	acop 分布	54
6.10	$\gamma\gamma$ 中間状態	54
6.11	δp_{Tbal} 分布	55
6.12	δp_{Tbal} のヒッグス崩壊モード別の分布比較	56
6.13	δp_{Tbal} 選別の信号排除効率 (バイアス補正前後の比較)	57
6.14	PFO 光子不変質量	58
6.15	PFO 光子不変質量 VS $E_{\gamma\gamma}$ ($h \rightarrow \tau\tau$ 事象、 \parallel 背景事象)	58
6.16	$\ \cos\theta_{missing}\ $ 分布	60
6.17	$\ \cos\theta_{missing}\ $ 選別の信号排除効率	61
6.18	Z ボソン生成角度 VS $\ \cos\theta_{missing}\ $	62
6.19	反跳質量分布	63
6.20	尤度関数の入力変数分布 ミュオンチャンネル	65
6.21	尤度関数の入力変数分布 電子チャンネル	66
6.22	尤度関数分布 (ミュオンチャンネル、電子チャンネル)	67
6.23	電子チャンネル尤度関数の最適化	68
6.24	$E_{visible}$ 分布	69
6.25	$E_{visible}$ のヒッグス崩壊モード別の分布比較	70
6.26	$E_{visible}$ 選別の信号事象排除効率	70
6.27	選別バイアス	74
6.28	再構成したミュオンエネルギーのモンテカルロからのずれ	76
6.29	信号 $\mu\mu h$ 事象の終状態エネルギー分布 (モンテカルロ)	77
6.30	信号事象の GPET フィッティング	77
6.31	信号事象の GPET \otimes Novosibirsk フィッティング	78
6.32	背景事象の 3 次関数フィッティング	79
7.1	ミュオン・電子チャンネル左巻き偏極	82
7.2	ミュオンチャンネル・電子チャンネル、右巻き偏極	83
7.3	ミュオンチャンネル・電子チャンネル、準モデル非依存解析	84
7.4	信号事象数および GPET 中心値の pull 分布	85
8.1	テンプレートサンプルにおける反跳質量分布	87
8.2	$m_{Higgs}=124.85$ GeV テンプレートサンプルの χ^2 ヒストグラム	88
8.3	χ^2 プロット	89
9.1	DBD サンプルのジェネレータレベルでの $\cos\theta$ 分布	92

9.2	$\cos \theta$ と p_{Tdl} (左) および p_{dl} (右) の相関	94
9.3	p_{dl} 分布	94
9.4	$\cos \theta$ と M_{dl} の相関	95
9.5	$\cos \theta$ と $acop$ (左) および $acol$ (右) との相関	95
9.6	Acolinearity 分布	96
9.7	$\cos \theta$ と δp_{Tbal} (左) および δp_{bal} との相関	97
9.8	δp_{bal} 分布	97
9.9	$\cos \theta$ と M_{recoil} との相関	98
9.10	$\cos \theta$ と $\cos \theta_{missing}$ との相関	99
9.11	事象選別後の $\cos \theta$ 分布	100
9.12	信号事象の $\cos \theta$ の検出効率分布	101
9.13	手順 3 による $\cos \theta_{reco}$ 分布 (左)、手順 4 による $\cos \theta_{gen}$ 分布 (右)	101
9.14	偽実験による η のヒストグラム	102
11.1	$E_{e^{\pm}tracker}$ VS $E_{e^{\pm}cluster}$ (左) および $E_{e^{\pm}tracker}$ VS $E_{e^{\pm}cluster}+E_{PFO}$ (右)	107
11.2	χ VS $\chi-\chi'$ ($\delta r \in (20,30), (30,40), (40,50)$)	108
11.3	χ' 分布	108
11.4	サニティチェック	109

表 目 次

2.1	第 1 世代フェルミオンの量子数	10
4.1	ILC の衝突エネルギーシナリオと物理的目標	17
5.1	各事象の生成断面積	40
5.2	各 DBD サンプル内の事象分類の混成	42
6.1	レプトン選別条件	44
6.2	選別表 (ミューオンチャンネル、左巻き偏極)	71
6.3	選別表 (ミューオンチャンネル、右巻き偏極)	72
6.4	選別表 (電子チャンネル、左巻き偏極)	72
6.5	選別表 (電子チャンネル、右巻き偏極)	73
6.6	選別後の有意度 $S/\sqrt{S+B}$ および純度 $S/(S+B)(\%)$	73
6.7	信号事象排除効率	73
6.8	選別表 (ミューオンチャンネル、準モデル非依存解析)	74
6.9	選別表 (電子チャンネル、準モデル非依存解析)	75
7.1	偽実験解析によるヒッグス生成断面積・質量の統計誤差	81
8.1	テンプレートサンプルにおける Z_h 事象断面積	87
8.2	不均一ピニング	88
9.1	選別表 (CP 混合解析)	98
10.1	偽実験解析によるヒッグス生成断面積・質量の統計誤差	104
10.2	信号事象排除効率	105

第1章 はじめに

ヒッグス粒子は、素粒子物理学において非常に重要な立ち位置にある。標準模型は、現代の素粒子物理学の基幹となる理論体系であり、ヒッグスの質量二次発散・暗黒物質候補の不在・ニュートリノの質量などといった問題点はあるものの、実験によって概ねその正しさが証明されている。素粒子物理学が次に行うべきことは、この標準模型を超える新物理(超対称性理論、複合ヒッグスモデルなど)の検証であり、その手がかりとなるのがヒッグスである。ヒッグス粒子は標準模型でその存在が予言されていたが、唯一発見されていなかった粒子であるが、2012年7月、大型ハドロン衝突加速器(LHC)により、その存在が実証された。

LHCは欧州原子核研究機構(CERN)が擁する、2014年現在、世界最高の衝突エネルギーを生み出すことができる陽子・陽子衝突型の円形加速器である。2010年からLHC実験が開始され、2011年まで $\sqrt{s}=7$ TeVの重心系エネルギーで運転した。次いで2012年から $\sqrt{s}=8$ TeVでの運転が行われた。ヒッグス粒子の発見は、 $\sqrt{s}=7$ TeVの運転における積分ルミノシティ 5.1fb^{-1} の統計、および $\sqrt{s}=8$ TeVにおける 5.9fb^{-1} の統計をあわせた解析により成し遂げられた。最も寄与の大きい測定は、ヒッグス粒子が光子ふたつに崩壊するチャンネルであり、これは 10^{12} 回の陽子・陽子衝突に対して、1イベント以下という頻度であった。

しかしながら、LHCで発見された新粒子がヒッグス粒子であることは、LHCのその後の結果からも実証されているが、標準模型のそれと同一であるかどうかは、未だに議論の余地を残す。たとえば標準模型においてヒッグス場は、二重項ひとつにより表現されるが、これは理論的に最も単純な模型を用いているに過ぎず、超対称性理論に代表されるように、ヒッグス模型が二重項ふたつではないということは証明されていない。その他にもヒッグスが複合粒子である可能性など、標準模型を拡張したヒッグスのモデルは数多く示唆されている。これらヒッグスの検証には、ヒッグスとその他の粒子(レプトンやクォーク)との結合定数の測定が不可欠であり、結合定数の測定には、崩壊分岐比と反応断面積の精密な測定が必要となる。ヒッグス粒子の質量は125 GeV程度であることが分かっており、かつ発見されたモードからも、ZZやWWなどのウィークボソンと結合することは既に確認されている。

精密測定の手段として現在最適なのがILCである。ILCは後述するように電子・陽電子を高エネルギーで衝突させる線形加速器で、ヒッグス粒子・トップクォークなど、質量の大きな素粒子を人為的に生成することのできる装置である。このILCとLHCの最も顕著な相違点は、ILCでは衝突させる粒子が電子とその反粒子である陽電子、すなわち内部構造を持たない素粒子であることにある。

本解析においても重要な点であるが、始状態が素粒子であることにより、後述する「反跳」という手法を用いたヒッグスの測定が可能となる。反跳の手法は精密である点のみならず、ヒッグスの崩壊モデルに依存しないという利点も持つ。すなわち、ヒッグスが標準模型の枠組みを超えた、未知の、測定できない素粒子(たとえば暗黒物質など)に崩壊する可能性も存在するが、そう

した新物理の寄与を受けずに物理量を測定することができる。その他にも、LHC では陽子同士を衝突させることによる膨大な背景事象が生成されてしまい解析が困難となるのに対し、ILC では信号事象の抽出が比較的容易であり、精密な測定が可能になるといった優位性がある。このように ILC は、高い衝突エネルギーを生み出せる一方で解析が困難な LHC では不可能な実験を行うことができるため、素粒子物理の発展に不可欠な存在であると言える。

特に反跳の手法は ILC におけるヒッグス輻射過程 (すなわち $e^+e^- \rightarrow Zh$) の生成断面積測定に効果的である。本研究では ILC 実験での反跳手法におけるヒッグスの質量・生成断面積測定の統計誤差を、Z ボソンのレプトニック崩壊モード ($Zh \rightarrow l^+l^-h$) を用いてフルシミュレーションで解析した。また背景事象を除去するために用いた各カットが、ヒッグスの崩壊モードに対してどの程度の除去効率の偏りを持つのかを調べ、偏りを排する方法についても考察した。後述するように、反跳質量の計算結果はビームの衝突エネルギーの揺らぎが影響するため、ヒッグスの質量に対して系統誤差を持つ。これを排して質量を決定するために質量テンプレート法を採用し、その結果を考察した。また、ILC 実験で計画されている電子・陽電子の偏極に関して、左巻き偏極・右巻き偏極それぞれの場合における同様の結果を出し、それぞれを考察した。

本論文の構成は次の様になっている。第 2 章で標準模型およびヒッグス機構の概要を説明し、第 3 章で標準模型を超える新物理について述べる。第 4 章で国際リニアコライダー実験についての紹介をし、第 5 章でシミュレーションのツールや条件を解説する。第 6 章では背景事象の排除やモデル非依存性の確保の方法を議論し、第 7 章で結果の考察をする。第 8 章で質量テンプレート法による解析および結果を示し、第 9 章で CP 混合解析の現状を報告する。最後に第 10 章でまとめるものとする。

第2章 標準模型およびヒッグス機構

2.1 標準模型

標準模型は、現在の素粒子物理学の中でも、最も成功している理論体系であり、強い力・電磁気力・弱い力の3つのゲージ相互作用と、クォーク・レプトンからなる物質粒子、およびヒッグス機構による電弱対称性の破れを説明したものである。このモデルは物質を構成する物質粒子としてレプトンが3世代6種類、すなわち荷電レプトンが電子(e)、ミューオン(μ)、タウ(τ)の3種類と、対応するニュートリノ(ν_e , ν_μ , ν_τ)が3種類、およびクォークが3世代6種類(ダウン(d), アップ(u), ストレンジ(s), チャーム(c), ボトム(b), トップ(t))、また力を媒介するベクトルボソンとして、電磁相互作用を媒介する光子(γ)、弱い相互作用を媒介するZボソン・ W^\pm ボソン、強い相互作用を媒介するグルーオン(g)、そしていずれにも属さず素粒子の質量の起源となっているスカラーボソンであるヒッグス粒子、以上の18種類の素粒子により構成されている[1]。

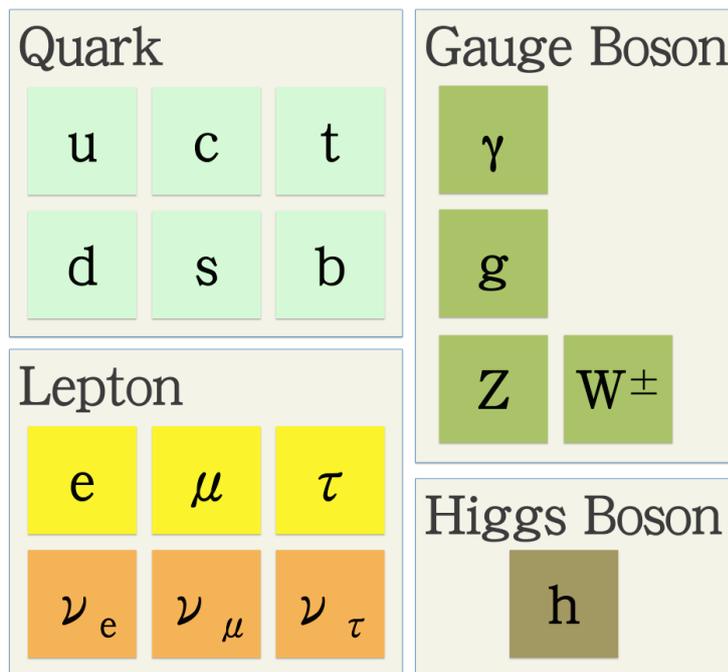


図 2.1: 標準模型粒子

図 2.1 はこれら標準模型で説明される素粒子を分類した表である。物質粒子と呼ばれるクォー

ク・レプトンは、半整数スピンを持ち、その名の通り陽子・中性子や、それらが結合した原子核、原子…といったさらに大きな物質を構成する要素である。クォーク・レプトンはそれぞれ、全く量子数の同じ粒子が3種類ずつ存在する。これを世代と呼び、たとえばクォークの第1世代はアップクォークとダウルクォーク、レプトンの第1世代は電子と電子ニュートリノである。世代同士の区別は質量、すなわちヒッグス場とフェルミオンとの結合の強さを示す湯川結合の大きさが異なるため生じるものである。世代間の質量の違いには規則性がなく、標準模型の不自然な点のひとつと言える。

またフェルミオンの質量が標準模型におけるヒッグスとの結合のみから生じている場合には、質量と湯川結合の間には比例関係が成り立っているはずである。これに関して湯川結合の精密測定が必要であり、比例関係が実験的に得られなかった場合には、何らかの新物理の寄与があるという結論になる [2]。図 2.2 は粒子の質量とヒッグスとの結合定数の関係について、ILC における測定誤差をシミュレーションした結果である。

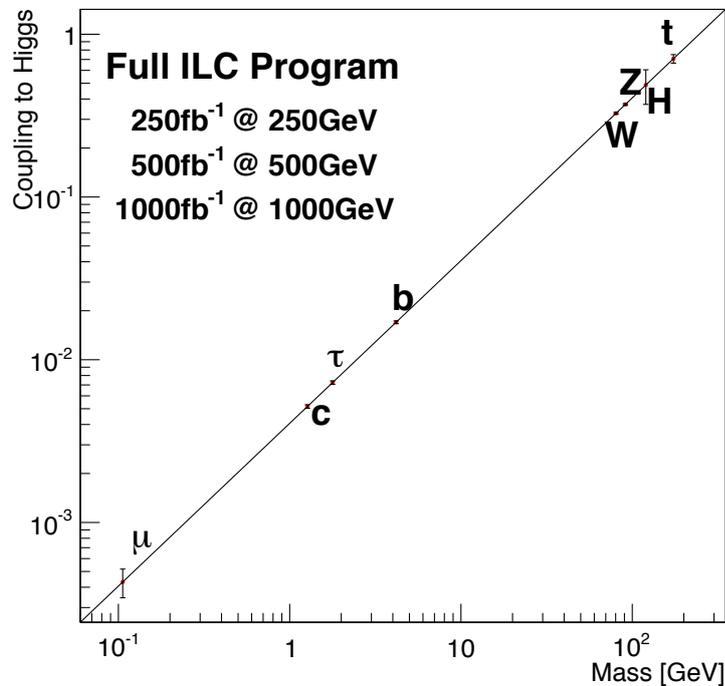


図 2.2: 粒子の質量とヒッグスとの結合定数

一方ゲージ粒子は整数スピンを持っている。自然界には4種類の力(すなわち強い力、電磁気力、弱い力、重力)があるとされ、それらはゲージ粒子によって伝えられる。

たとえば電荷を持った粒子は光子の交換により電磁相互作用をする。電荷を持つ素粒子は、荷電レプトン、クォーク、そして W^\pm ボソンである。中でもクォークは特殊で、uタイプは $+2/3$ 、dタイプは $-1/3$ といったように、素電荷の整数倍ではない電荷を持つ。

しかしクォークは単体では存在できない。これはクォークに色荷と呼ばれる、独立な3種類の物

理量 (比喩的に 3 原色である赤、青、黄などを使って表される) が存在するからである。これによりクォークは、同じく色荷を持つグルーオンを交換し、強い相互作用を持つ。4 種類の力の中でも強い力は最も強く、また漸近的自由性という性質によりクォークの閉じ込め現象が起きる。すなわちハドロンの内部からクォークのみを取り出そうとしても、取り出すためのエネルギーにより新しくクォーク対が生成され、別のハドロンを形成してしまうのである。実験的には崩壊により生じた高エネルギーのクォークが、グルーオンの放射とハドロン化を繰り返し多数のハドロンを伴う、ジェットと呼ばれる現象が、これに起因する例である。唯一トップクォークは、金原子と同程度という桁外れに大きい質量のため非常に短寿命で、ハドロン化よりも早く崩壊するため、ハドロン化の不定性の影響を受けない測定が可能である。

また β^\pm 崩壊のような放射性の崩壊などに関与するのが弱い相互作用であり、これは Z ボソン・ W^\pm ボソンの交換である。弱い相互作用は CP 対称性を破ることが知られており、たとえば SU(2) に属する W^\pm は左巻きスピンの粒子としか結合しない。これは右巻きのクォーク・フェルミオンが、弱いアイソスピンを持たないからである。詳しくは 2.3.2 節で示す。

重力を媒介する素粒子 (重力子) の存在は実証されていないが、重力は上述の力と比べて非常に小さく、加速器実験においては無視してよい。標準模型においても媒介するボソンが見つかっていないため、重力は組み込まれていない。重力子の探索は現在も続けられている。

2.2 電弱相互作用

電磁相互作用と弱い相互作用は、グラشوウ・ワインバーグ・サラム (GWS) 理論によって統一される。本節ではゲージ場の導入と、電弱相互作用の統一について簡単に説明する [3][4]。

ゲージ場はラグランジアン密度の不変性から必要となる。簡単のために本節では U(1) 対称性、つまり位相回転に対する対称性を課すことを考える。複素スカラー場 ϕ_i を用いたラグランジアン密度

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi_i^*(x) \partial^\mu \phi_i(x) - m^2 \phi_i^*(x) \phi_i(x) - \lambda (\phi_i^*(x) \phi_i(x))^2 \quad (2.1)$$

が、場の局所的変換に対して不変であることを要求する。

$$\phi_i(x) \rightarrow \phi'_i(x) = U_i^j(x) \phi_j(x), \quad U = \exp(i\theta(x)) \quad (2.2)$$

ここで θ^a は時空の座標に依存する変換パラメータである。このような変換に対してラグランジアン密度は、一般に不変ではないため、対称性を保つための新たな場 A_μ が必要になる。すなわち 2.1 式において、微分を 2.3 式のような共変微分に入れ替えることにより、上記 U(1) 対称性が満たされる。

$$D_\mu \phi(x) = (\partial_\mu + igA_\mu(x)) \phi(x) \quad (2.3)$$

不変性を保つために導入されたこの A_μ をゲージ場といい、U に対して

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \lambda \quad (2.4)$$

という変換をする。ここで λ はラグランジアン密度の不変性を満たすよう決定される。またこのとき、ゲージ場の強さは

$$F^{\mu\nu} = (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \quad (2.5)$$

で定義される。以上から U(1) ゲージ群の場合のラグランジアン密度は、

$$\mathcal{L}_{U(1)} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.6)$$

と表すことができる。

しかし $F^{\mu\nu}$ は 2.4 式の変換の下で不変であるが、 $A^\mu A_\mu$ は不変ではないため、ラグランジアン密度 2.6 式は質量項を持つことができない。この問題の解決には、ゲージ対称性が自発的に破れていることが必要であるが、ヒッグス機構を導入することにより説明される (2.3.1 節)。

ゲージ場はユニタリー変換を表す生成子の数だけ必要である。電弱相互作用では $SU(2) \times U(1)$ 対称性を満たすため、 $SU(2)$ 対称性 (パウリスピン行列 σ^a を生成子に用いる変換に対する対称性) が 3 つ、 $U(1)$ 対称性が 1 つ、合計 4 つのゲージ場を要求する。ここで $SU(2)$ の 3 重項の場を 2.7 式で表し、 $U(1)$ の場を B で表すものとする。

$$W = (W_1, W_2, W_3) \quad (2.7)$$

3 重項の場 W は弱いアイソスピン I_w 、 $U(1)$ の場 B はハイパーチャージ Y_w と関係している。

これらの場の内、中性状態である W_3 と B は混合しており、現実のゲージ粒子である Z^0 と γ が現れる。この混合を電弱相互作用の統一、その混合角をワインバーグ角 (θ_w) と呼ぶ。

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad (2.8)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w \quad (2.9)$$

また W^\pm は荷電状態である $W_{1,2}$ を用いて表される。

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.10)$$

Z 、 γ は $SU(2)$ ゲージ場と $U(1)$ ゲージ場との混合であるため、ハイパーチャージを通して両方のカイラリティの粒子と相互作用をする。一方、 W^\pm は $SU(2)$ ゲージ場のみで表されているため、弱いアイソスピンを持つ粒子としか相互作用しない。表 2.1 に示すように、右巻きのフェルミオンは弱いアイソスピンを持たないため、弱い相互作用をしない (したがって W^\pm とは結合しない) ことが分かる。

2.3 ヒッグス機構

ヒッグス機構を導入する第一の意義は、ゲージ粒子の質量を説明することにある。前節で見たように、基本的に $SU(2) \times U(1)$ ゲージ対称性の下では、ベクトルボソンの質量は禁止される。またクォーク、レプトンも同様に質量項を持たない。ゲージ粒子に質量を与えるためには、 $SU(2) \times U(1)$ 対称性が自発的に破れなければならない。またそのために導入されるヒッグス場は、クォーク、レプトンの質量をも作り出せる。

ここでは 2.3.1 節で、ヒッグス機構によるゲージ対称性の破れと、その結果としてのゲージ粒子の質量項の導出を見る。そして 2.3.2 節で、湯川相互作用とクォーク・レプトンの質量について述べる。

2.3.1 自発的対称性の破れ

ヒッグス機構を考えない場合、一般の非可換群の下でのゲージ場は、以下のラグランジアン密度で与えられる。

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \quad (2.11)$$

$$F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) - af_{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x) \quad (2.12)$$

ここで f_{abc} は群の構造定数である。ゲージ不変性より、ラグランジアン密度はゲージ場の強さのみで表され、質量項を持たない。しかしながら Z 、 W^\pm のウィークボソンは (実に陽子の 90 倍程の) 大きな質量を持っているため、ゲージ理論だけではラグランジアンが不十分であることが分かる。

この問題を解決するために導入されるのが、ゲージ対称性を自発的に破るヒッグス機構である [5][2][4]。対称性が自発的に破れるとゼロ質量の粒子 (南部ゴールドストーンボソン) が現れる。このとき対称性の方向を向いた自由度が、ゲージ粒子のスピ角運動量の縦成分として吸収され、その結果として、ゲージ粒子のラグランジアン密度に質量項が現れる。

以下では弱いアイソスピンと弱いハイパーチャージの直積群 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ を考える。ゲージ対称性を破るための $SU(2)$ 二重項 (ヒッグス場) を一般に、

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

という表記で表す。ここで Φ^+ 、 Φ^0 は複素数であり、したがって二重項 Φ は 4 つの自由度を持っている。このときヒッグスポテンシャルは、ゲージ不変かつくりこみ可能な一般形として、2.14 式のように書ける。

$$V = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.14)$$

$$\mu^2 \propto (T - T_c) \quad (2.15)$$

ただし $\|\Phi\| \rightarrow \infty$ でポテンシャルが負に発散しないよう、 $\lambda \geq 0$ が要求される。また、 T_c は臨界温度である。宇宙初期は $T \geq T_c$ であったため $\mu^2 \geq 0$ であり、真空のポテンシャルは $\Phi = \Phi_1 + i\Phi_2$ の複素平面 (2 自由度) において、図 2.3 左のようであった。この場合ポテンシャルの最小値 (: 真空の安定点) は $\Phi=0$ であり、ラグランジアンは質量項を持たない。

しかし宇宙が冷えることにより $T \leq T_c$ を満たしたとき、 $\mu^2 \leq 0$ によりポテンシャルは図 2.3 右に示すようなワインボトルに似た形を持つ。

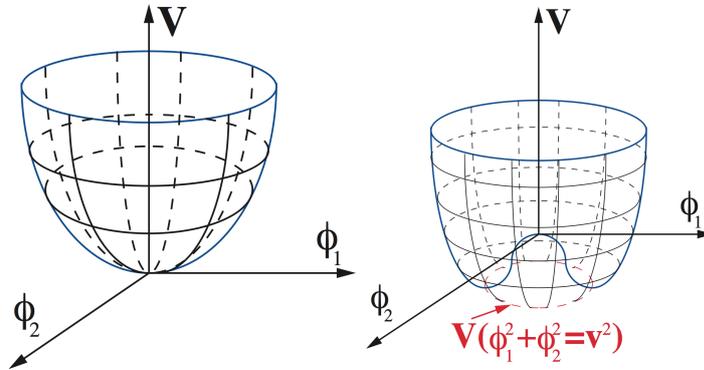


図 2.3: ヒッグスポテンシャル (左:相転移前、右:相転移後)

図 2.3 のポテンシャルは、原点では位相回転に対する不変性を持つが、真空期待値 (ポテンシャルの安定点における場の強さ) は原点から外れたところにあるため、最小となる円のいずれが安定点として選ばれても、局所的に回転対称性を破っている。2.14 式からポテンシャルの安定点 $\Phi^\dagger \Phi$ および真空期待値 v は

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2}, v = \frac{\mu}{\lambda} \quad (2.16)$$

によって与えられる。

円上のいずれを選んでよいが、2.13 式のユニタリーゲージをとることで、式が物理的に意味するところがさらに明確になる。すなわち Φ は複素数であるが、 Φ_1 と Φ_2 の表記の代わりに、4 自由度を $\xi^i (i=1,2,3)$ 、 η を用いて表すと、

$$\Phi = \exp\left(i\xi^i \frac{\tau^i}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

のように書ける。ただし τ^i はパウリスピン行列 (スピンではないため、表記 σ の代わりに τ を用いる)、 η と ξ^i (3 成分) はこの SU(2) 二重項の 4 自由度、 v は真空の安定点とする。このとき位相回転によって ξ^i の 3 自由度を、非物理的自由度としてラグランジアン密度から消し去ることができる。したがってユニタリーゲージでの安定点は

$$\Phi = \frac{v + \eta}{\sqrt{2}} \quad (2.18)$$

と表される。

安定点 (2.18) 式を代入すると、ラグランジアン密度は、場の 2 次の項までで以下のようにベクトル粒子 3 つ、ヒッグススカラー粒子 1 つの、4 項の和で表せる。

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_\eta \quad (2.19)$$

$$\mathcal{L}_W = W_\mu^+ (\eta^{\mu\nu} \partial^2 - \partial^\mu \partial^\nu) W_\nu^- - \left(\frac{g_2 v}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \quad (2.20)$$

$$\mathcal{L}_Z = \frac{1}{2} Z_\mu \left(\eta^{\mu\nu} \partial^2 - \partial^\mu \partial^\nu \right) Z_\nu - \frac{1}{2} (g_2^2 + g_1^2) \left(\frac{v}{2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad (2.21)$$

$$\mathcal{L}_A = \frac{1}{2} A_\mu (\eta^{\mu\nu} \partial^2 - \partial^\mu \partial^\nu) A_\nu \quad (2.22)$$

$$\mathcal{L}_\eta = \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \mu \eta^2 \quad (2.23)$$

ヒッグスの SU(2) 二重項の場が持っていた 4 つの自由度のうち 3 つが、ゲージボソンのスピン自由度 (縦波成分) に吸収された結果、質量項が生じた。ゲージボソンの質量は場の 2 次の項から以下のように表される。

$$m_W = g \frac{v}{2} \quad (2.24)$$

$$m_Z = \sqrt{g^2 + g_2^2} \frac{v}{2} \quad (2.25)$$

同様にヒッグス場 η もゲージ場との相互作用により質量を獲得し、

$$m_{higgs} = \sqrt{2\lambda v} \quad (2.26)$$

である。ゲージ場 A_μ には質量項がなく、これが光子に対応している。

以上がヒッグス機構とゲージ場との結合による、自発的な電弱対称性の破れである。

2.3.2 湯川相互作用とクォーク・レプトン質量

ヒッグス機構はゲージ粒子のみならず、クォーク・レプトンの質量をも作り出せることが分かっている。また弱い相互作用は CP 対称性を破る (W^\pm は左巻き粒子としか結合しない) が、これはヒッグス機構の導入による自発的対称性の破れの結果である。

表 2.1 に、レプトンとクォークの弱いアイソスピン、ハイパーチャージの分類を 1 世代分のみ示す。これらと同じ分類が 3 世代存在している。

	弱いアイソスピン		ハイパーチャージ
	大きさ I	第 3 成分 I_3	Y
左巻きレプトン ν_{eL}	1/2	+1/2	-1
左巻きレプトン e_L	1/2	-1/2	-1
右巻きレプトン e_R	0	0	-2
左巻きクォーク u_L	1/2	+1/2	1/2
左巻きクォーク d_L	1/2	-1/2	1/2
右巻きクォーク u_R	0	0	4/3
右巻きクォーク d_R	0	0	-2/3

表 2.1: 第 1 世代フェルミオンの量子数

弱いアイソスピン (の第 3 成分) とハイパーチャージの量子数を用いて、粒子の電荷は

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.27)$$

と表される。レプトンとクォークの違いは、電弱理論の範囲で言えばハイパーチャージのみである。2.2 節で説明したゲージ粒子は、クォーク・レプトンとの相互作用によって観測される。

ラグランジアンにおける、レプトン・クォークに質量を与える相互作用項は、ヒッグスとの結合から得られる。ヒッグスとフェルミオンとの結合は、湯川相互作用によって表される。この相互作用を与える結合定数は湯川結合定数と呼ばれ、各フェルミオンの世代 3 つのベクトルに掛かるために、 3×3 の行列として表記される (図 2.2 横軸)。クォークとレプトンのヒッグスに対する湯川相互作用は、2.28 式のように書ける。

$$\mathcal{L} = -y_{i,j}^u \bar{u}_{Ri} \tilde{\Phi}^\dagger Q_{Lj} - y_{i,j}^d \bar{d}_{Ri} \Phi^\dagger Q_{Lj} - y_{i,j}^l \bar{l}_{Ri} \Phi^\dagger L_{Lj} + h.c \quad (2.28)$$

$$Q_L = (u_L, d_L)^T \quad (2.29)$$

$$L_L = (\nu_L, e_L)^T \quad (2.30)$$

ここで、 y^u 、 y^d 、 y^l は 3×3 の湯川結合行列であり、それぞれアップ・ダウタイプクォーク、荷電レプトンに対する結合を表す。u、d、lはアップ・ダウタイプクォークおよび荷電レプトンの波動関数であり、 Q_L は左巻きクォーク、 L_L は左巻きレプトンである。右巻きのニュートリノは存在しないため、レプトンに関する項は第3項とそのエルミート共役項のみとなっている。 Φ はヒッグス場、h.c. はエルミート共役を意味する。ただし $\tilde{\Phi}$ は、

$$\tilde{\Phi} = i\tau^2 \Phi^\dagger \quad (2.31)$$

で定義され、SU(2) 二重項縦ベクトルである。2.28 式はフェルミオンの質量項を表していることが分かり、ヒッグスの安定点 (2.16) 式を代入することでフェルミオンの質量は、

$$m_f = \frac{y_f v}{\sqrt{2}} \quad (2.32)$$

と書くことができる。すなわちフェルミオンとヒッグスとの結合定数である湯川結合定数に比例する (図 2.2)。

第3章 標準模型を超えた理論

3.1 ヒッグス粒子の測定

標準模型を超えた理論は数多く提唱されている。電弱対称性の破れをはじめとして、実験事実をよく説明する標準模型であるが、未解決の問題も存在する [2]。実験事実との不適合で言えば、

- バリオン数生成
- ニュートリノ振動
- 暗黒物質の不在

などが挙げられるし、理論的な問題点では、

- 階層性問題
- 重力

などがある。こうした未解決の問題を説明するための理論 (BSM) が、数多く提唱されている [5]。新物理の多くでは、標準模型の粒子との間に差異が予想されている。中でも”自然さ”という観点から注目されているのは超対称性理論である。MSSM (:Minimal Supersymmetry Standard Model) はその名の通り最小限度の超対称性理論であるが、 hbb や $h\tau\tau$ の結合定数 (すなわちヒッグスとボトムクォーク 2 つ、あるいはタウレプトン 2 つの間の結合) が、標準模型と比較して、2HDM における重いヒッグスの質量 (m_A) に依存する大きさでずれると予想されている。

$$\frac{g_{hbb}}{g_{h_{SM}bb}} = \frac{g_{h\tau\tau}}{g_{h_{SM}\tau\tau}} \approx 1 + 1.7\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_A} \right)^2 \quad (3.1)$$

超対称性理論の他にもヒッグスとの結合定数について、標準模型からのずれを予想する新物理は多数存在する (複合ヒッグス模型など)。図 3.1 は、 $\tan\beta=5$ 、 $m_A=700 \text{ GeV}$ における MSSM と、複合ヒッグス模型それぞれの場合に、各粒子とヒッグスとの結合定数の標準模型からのずれについて、ILC で期待される精度を示したものである。

図から分かるように、ILC では結合定数の測定により、個々の模型を区別して議論することが可能である。

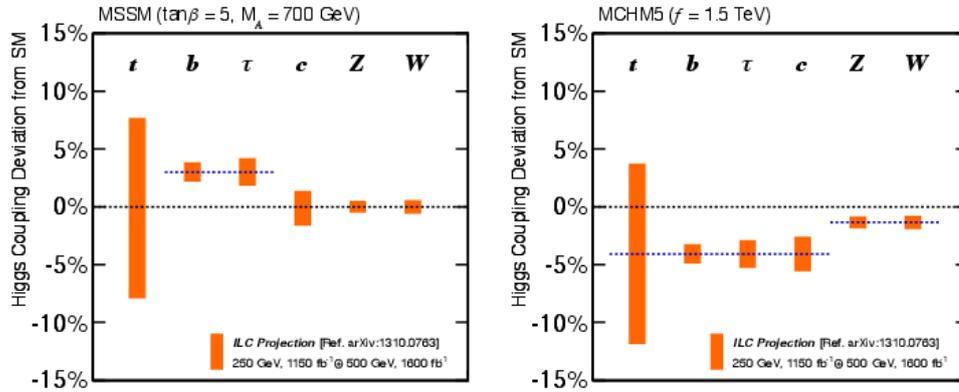


図 3.1: ヒッグスとの結合定数の標準模型からのずれ

3.2 Two Higgs Doublet Model

標準模型におけるヒッグス機構は、第 2 章で述べたように、二重項ひとつを用いて表される。これはゲージボソン Z 、 W^\pm に質量を与えるにあたって、最も単純な仮定である。

これを拡張させた理論として代表的なものに、2HDM(Two Higgs Doublet Model) がある。これはヒッグス場として、ハイパーチャージ $Y=+1$ の $SU(2) \times U(1)$ スカラー二重項を、ふたつ仮定する理論である。このときのヒッグス場を 3.2 式のように表すものとする [2]。

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} w_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + h_i + iz_i) \end{pmatrix}, (i = 1, 2) \quad (3.2)$$

その際ヒッグスポテンシャルは一般に、3.3 式のように書ける。

$$\begin{aligned} V = & \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \frac{1}{2} \left[\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right] \\ & m_{11}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \left[m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right] + m_{22}^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで4重結合の係数の内 $\lambda_1 \sim \lambda_4$ と、質量パラメータの内 m_{11}^2 、 m_{22}^2 は、ポテンシャルのエルミート性より実数である。また4重結合の内 $\lambda_5 \sim \lambda_7$ と3つ目の質量パラメータ m_{12} は、一般に複素数を取ることができる。式中の h.c. はエルミート共役を意味する。

3.2式で仮定したヒッグス場は自由度を8つ持っている。2.3.1節で示したように、ヒッグス場によって対称性が自発的に破れると、場の持つ自由度がゲージボソンに質量を与える。質量を獲得したボソンは Z 、 W^\pm の3つであるから、2HDMでは残りの自由度から、5種類のヒッグスが存在することが分かる。CP偶のヒッグス (h)、同じくCPは偶だが h より重いヒッグス (H)、CPが奇のヒッグス (A)、そして荷電ヒッグス対 (H^\pm) の計5つである。

これらのヒッグスは3.2式のパラメータの混合として、以下のように表される。

$$h = -h_1 \sin \alpha + h_2 \cos \alpha \quad (3.4)$$

$$H = h_1 \cos \alpha + h_2 \sin \alpha \quad (3.5)$$

$$A = z_1 \cos \beta + z_2 \sin \beta \quad (3.6)$$

$$H^\pm = w_1^\pm \cos \beta + w_2^\pm \sin \beta \quad (3.7)$$

ここで α および β は混合角である。 $\tan \beta$ はふたつの場の真空期待値の比として定義される ($\tan \beta = v_2/v_1$)。ただし v_1 と v_2 は、 $v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$ を満たす。 h 以外のヒッグスが重い必然性はないが、パラメータ m_{12} が大きい場合には、 h と比較して H 、 A 、 H^\pm は非常に重く、 h は標準模型のヒッグスによく似る。

$$M^2 \equiv m_{12}^2 / \sin \beta \cos \beta \gg v^2 \quad (3.8)$$

$$m_h^2 \sim \lambda_i v^2, m_\phi^2 \sim \lambda_i b^2 + M^2 \quad (3.9)$$

ここで ϕ は H 、 A 、および H^\pm を表す。

CP偶の h と H は同じ真空期待値、およびベクトルボソンとの結合定数を共有する。すなわち $hZZ \cdot hWW$ の結合定数の強さは、標準模型の場合に $\sin(\beta - \alpha)$ を補正したものであり、また $HZZ \cdot HWW$ の結合定数の強さは、 $\cos(\beta - \alpha)$ に比例する。したがって拡張されたヒッグスが標準模型のものよりも重い場合にも、結合定数の強さは標準模型からずれる。

3.3式で示されたポテンシャルの内、係数が実数の部分はCPの破れを持たないヒッグスモデルを表しているが、複素数の係数が存在することにより、ヒッグスのCPの破れが許されるように

なる。この場合、CP 偶のヒッグス h と CP 奇のヒッグス A は量子的混合状態を取ることができる (最小の超対称性理論である MSSM では、4 重結合 $\lambda_1 \sim \lambda_7$ が超対称性によって $SU(2)$ と $U(1)$ のゲージ結合と関連づけられる特殊な場合を考えるため、ツリーレベルでは CP を破らないが、1 ループを介してヒッグスの CP 混合が存在できる)。

クォークがフレーバーを変える場合の結合定数を要素とする CKM(カビボ・小林・益川) 行列は、アップタイプとダウンタイプのクォークの結合を表しており、1999 年に開始した Belle 実験などにより精力的な研究が続けられているが、CKM 行列による CP 対称性の破れだけでは、宇宙における反バリオンに対するバリオンの優位性を説明しきれない。そのためさらなる CP 対称性の破れの原因が必要とされるが、その観点からも h と A の混合によるヒッグスの CP の破れは重要なテーマのひとつである。

第4章 国際リニアコライダー (ILC) 実験

4.1 概要、稼働計画

国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) は、次世代の電子・陽電子衝突線形加速器である。全長 31 km の加速空洞を用い、重心系エネルギー 250 GeV、350 GeV、500 GeV までによる実験を行う。その後、アップグレードにより 1 TeV の実験も計画されている。

加速器実験は大きく分けてハドロンコライダーを用いるものとレプトンコライダーを用いるものがあり、それぞれに利点が存在する。ILC で期待される成果はヒッグス粒子の性質 (質量や結合定数) の精密測定、トップクォークの精密測定に加え、LHC では不可能な色荷を持たない新粒子の探索や、標準模型を超える新物理の検証などである [6]。

レプトンコライダーの最大の利点は衝突エネルギーを自由に設定できることである。すなわち目標となる粒子の共鳴にエネルギーを合わせることにより、効率的に事象を生成することができる。さらに始状態の 4 元運動量が既知であるために、反跳手法によるモデル非依存な解析を行えることや、特定の粒子の生成における閾値を走査できることも特徴である。

また ILC そのものの特徴として、電子・陽電子両方のスピン偏極率を設定できるために、信号事象の生成率向上や、背景事象の抑制が可能である点も大きなアドバンテージである [2]。スピン偏極はビーム中の粒子の左 (右) 巻きの割合で定義されるが、これを設定する利点として、以下が挙げられる。

- 電子と陽電子を逆向きに偏極させることでルミノシティを向上させる。
- ある事象は、特に高エネルギーでは左巻き偏極から有意に起きるため、信号の反応率を向上できる。例として、WW 融合によるヒッグス生成などが挙げられる。
- 弱い相互作用は左巻きの粒子にしか働かないため、新物理の検証において右巻き偏極を用いることで、標準模型由来の背景事象を抑制する。

ILC 実験の衝突エネルギーは以下のシナリオで計画されている。

250 GeV

試運転の後、ILC は 250 GeV から稼働を開始する。250 GeV はヒッグス輻射過程 $e^+e^- \rightarrow Zh$ 事象 (図 4.1) の反応断面積のピークが存在する衝突エネルギーである。

その際、Z ボソンの性質は非常によく研究されているので、再構成は比較的容易である。再構成により Z ボソンの 4 元運動量が計算されれば、始状態の 4 元運動量は、理想的には既知であるので、4.1 式によりヒッグスの質量が計算される (反跳質量) [5]。

E_{cms}	積分ルミノシティ	信号事象	目的
250 GeV	$500fb^{-1}$	$e^+e^- \rightarrow Zh$	ヒッグス精密測定
	$200fb^{-1}$	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ $e^+e^- \rightarrow Zh$ $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$	トップクォーク精密測定 ヒッグスの統計増加 hWW 結合の精密測定の開始
500 GeV	$5500fb^{-1}$	$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ $e^+e^- \rightarrow Zhh$ $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}, \tilde{\tau}\tilde{\tau}$ $e^+e^- \rightarrow AH, H^+H^-$	Z' の探索 トップ湯川結合 ヒッグス自己結合 超対称性粒子探索 拡張ヒッグス模型

表 4.1: ILC の衝突エネルギーシナリオと物理的目標

$$M_{Higgs} = \sqrt{(E_{cms} - E_{Zboson})^2 - |\mathbf{p}_{Zboson}|^2} \quad (4.1)$$

このように運動学的計算により導出された質量は、ヒッグス粒子から崩壊した粒子を用いて直接再構成した場合よりも非常に精度がよく、また、ヒッグス粒子の崩壊分岐比による不定性の影響を受けないという大きな利点がある。標準模型を超えるヒッグスの可能性は、ヒッグス粒子の結合定数測定により可否が決まり、反跳により最もヒッグスを精密に測定できるのが、この衝突エネルギーである。図 4.2 に示すように、250 GeV ではベクトルボソン融合過程よりもヒッグス輻射過程が圧倒的に有意であるため、 $Zh \rightarrow eeh$ を用いたチャンネルの解析も可能で、非常に高い精度が期待される。

測定精度については 7 章や 10 章に詳しい。

~350 GeV

350 GeV はトップクォーク対生成反応の共鳴状態にあたる衝突エネルギーである。トップクォークは寿命が短く、強い相互作用によりハドロン化するより早く崩壊する。このトップ対生成の反応断面積の閾値測定により、閾値断面積上昇効果から、トップの質量や崩壊幅、結合定数を高精度で決定することができる [7]。この値は標準模型の理論計算において重要なパラメータである。例えば図 4.3 に示すように、本解析のテーマのひとつでもある重心系エネルギー 250 GeV におけるヒッグス質量の測定と合わせて、トップ質量の精密測定によって真空の安定性を議論できる。

図は $\Delta m_{Higgs} = 30$ MeV の測定精度に準ずるものであるが、 $m_{Higgs} = 125$ GeV における真空は準安定という微妙な状態であるため、ヒッグスと共にトップクォークの質量測定は重要な問題であることが分かる。

また 350 GeV 付近では WW 融合過程による $e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$ 事象 (図 4.4) の測定が可能である。この事象では hWW 結合の測定が可能であり、さらに衝突エネルギーの上昇に伴いおおよそ

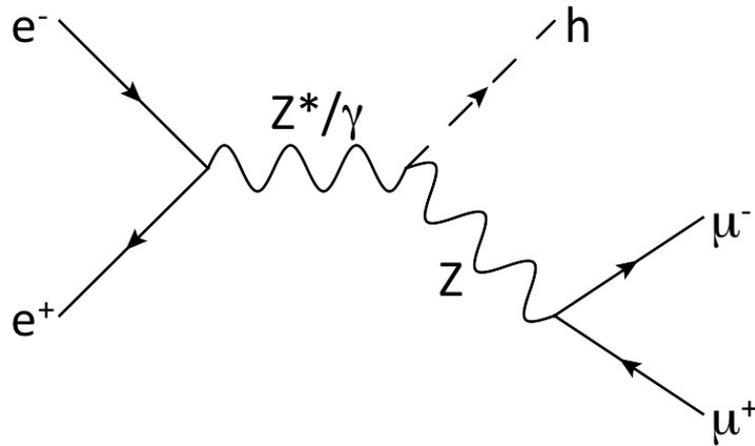


図 4.1: ヒッグス輻射過程

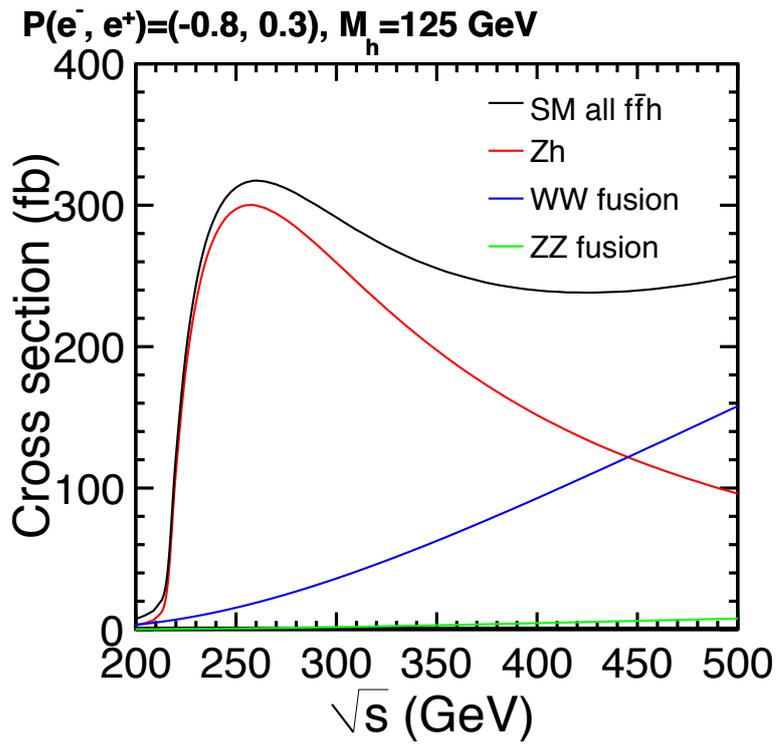


図 4.2: 重心系エネルギーに対するヒッグス生成事象の断面積比較

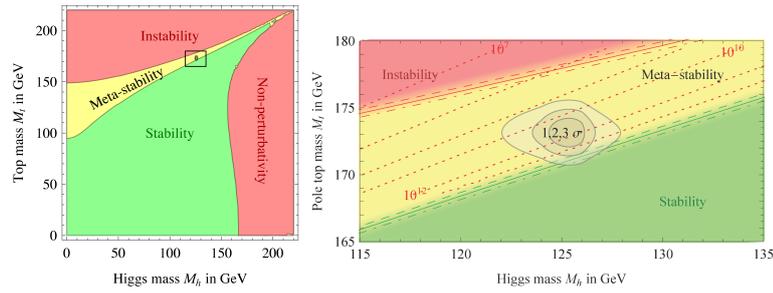


図 4.3: ヒッグス・トップ質量と真空の安定性

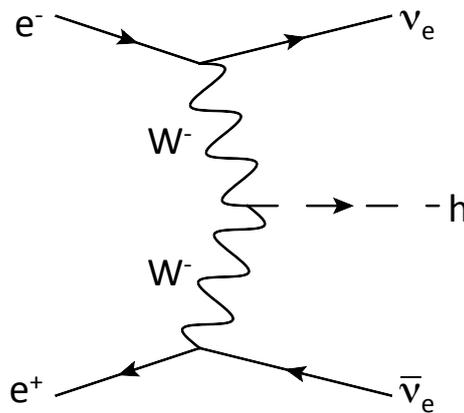


図 4.4: $\nu\nu h$ 事象

$\left(\frac{E_{CMS}}{m_h}\right)$ により反応率が上がるため、ヒッグス希少崩壊の統計を増加させるという利点も存在する。

その他、反応断面積のピークではないものの、350 GeV でもヒッグス輻射過程は WW 融合過程よりも支配的であるため、反跳によるヒッグスの精密測定が可能であり、250 GeV の結果と併せて精度を高める。

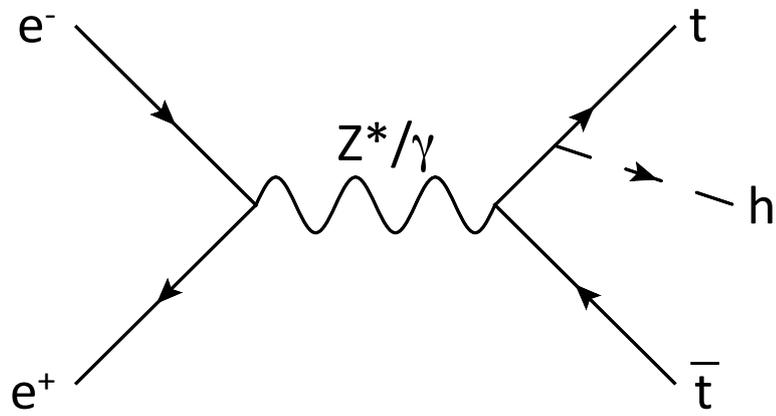
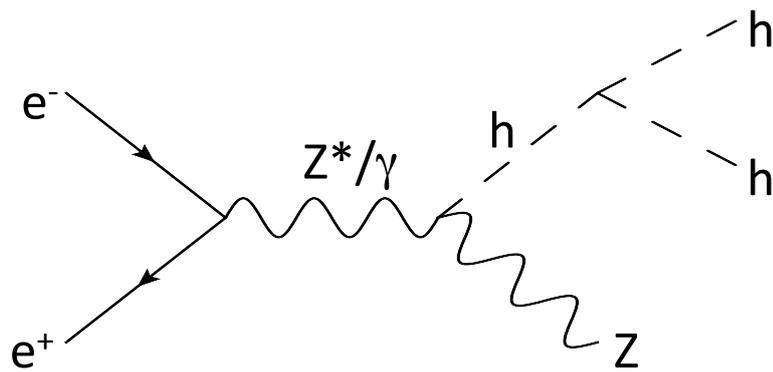
500 GeV

500 GeV はアップグレード前の ILC での最大のエネルギーである。このエネルギーでは、 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ 事象 (図 4.5) の測定が可能となり (Z からヒッグスが輻射される過程の寄与が、500 GeV では無視できる)、

ツリーレベルでのトップ湯川結合を測定できる。この値は、フェルミオンの質量の起源などを理解する際に重要なパラメータである。

また $e^+e^- \rightarrow Zh\bar{h}$ 事象 (図 4.6) の測定も、このエネルギーから開始される。

この事象はヒッグスの 3 点結合がツリーレベルで寄与している。ヒッグスの自己結合はヒッグスポテンシャルを構成する要素のひとつであり、電弱対称性の破れを理解するために、そ

図 4.5: $t\bar{t}h$ 事象図 4.6: $Zh\bar{h}$ 事象

の実験的検証が強く求められている。

その他、強い相互作用をしない超対称性粒子などの新粒子探索は、LHC では困難であるため、ILC における 500 GeV での探索が必要である。

1000 GeV 以降

1000 GeV 以上のエネルギーは、ILC の加速空洞を増設することにより到達可能である。高エネルギーではトップ湯川結合やヒッグスの自己結合、2HDM をはじめとする拡張ヒッグス模型や、ヒッグスの複合粒子模型などについて、さらに感度のある測定が可能となる。

4.2 加速器

ILC は電子・陽電子衝突型の線形加速器であるため、これを構成する要素は大別して以下の 3 点がある [8]。

- 電子・陽電子源
- 減衰リング (:Damping Ring)
- 主線形加速器 (:Main Linac)

すなわち、電子源を用いて電子を生成、減衰リングにてビームとして絞り、主線形加速器で加速し、衝突させる。図 4.7 に ILC の全体図を示す。

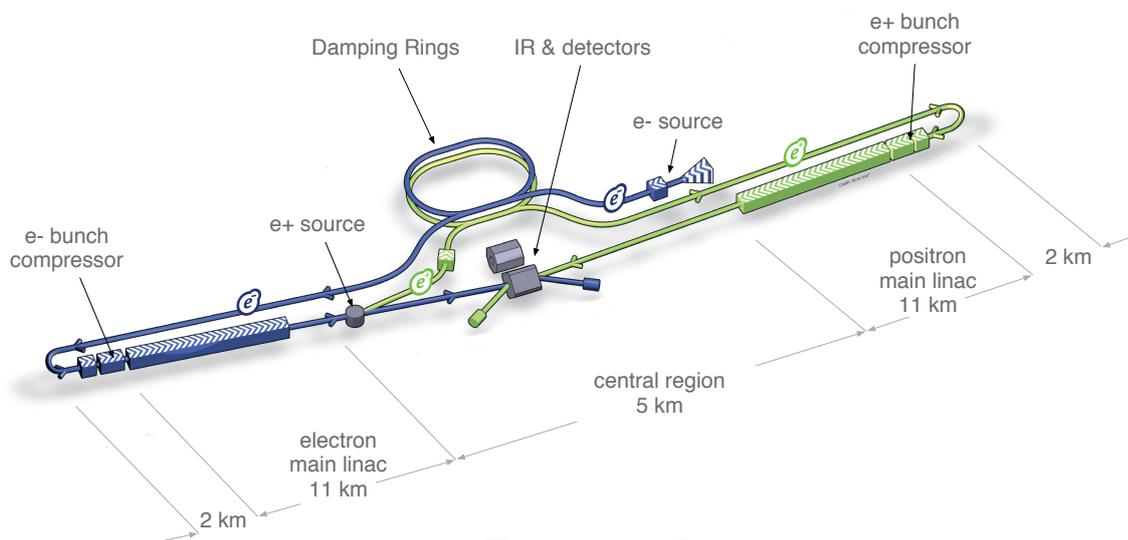


図 4.7: ILC 外観

本節では上記の ILC の加速器を構成する要素や、バンチ形状などの情報について簡単にまとめる。

4.2.1 電子源

ILC の特徴はビーム電子・陽電子を偏極させられることにある。そのために電子源では偏極したレーザーを用いる。図 4.8 に電子源の概要を示す。

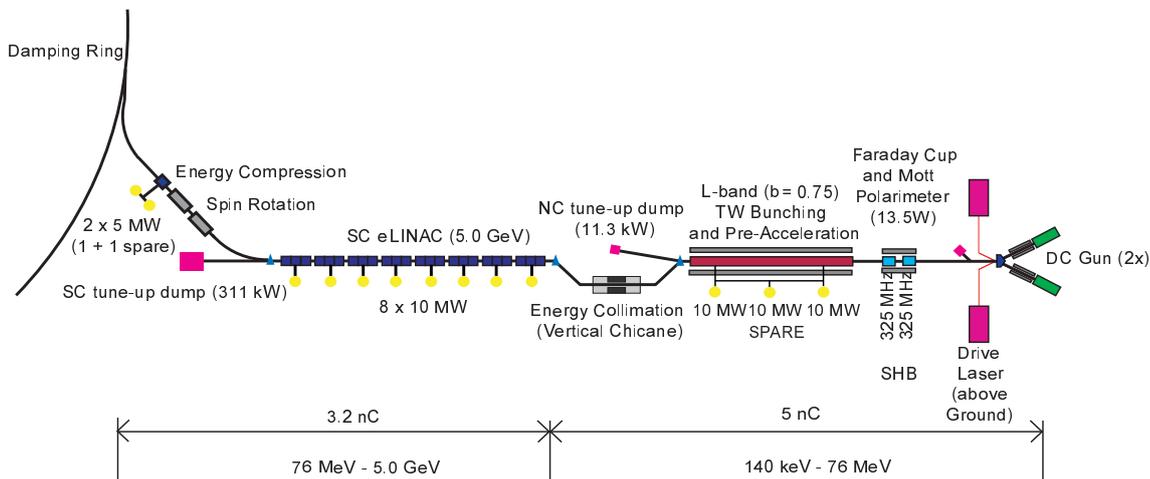


図 4.8: 電子源

DC 銃を用いて偏極したレーザーを半導体 GaAs 等に照射すると、光電効果により、140-160 keV の、同じく偏極された電子が放出される。ILC の偏極シナリオにも依るが、目標とする偏極率は $\pm 80\%$ である¹。そうして得られた偏極電子は、まず常伝導加速空洞に入れられ、バンチと呼ばれる 3×10^{10} 個程度が集まった塊を形成しながら、76 MeV まで加速、さらに超伝導加速空洞により 5 GeV まで加速される。この間、エネルギーコリメータにより偏極電子のエネルギーや入射方向は均一に揃えられ、また減衰リングに入射される前に、超伝導ソレノイドによってスピンも垂直方向に揃えられる。

4.2.2 陽電子源

一方、陽電子源は電子源で生成された偏極電子を利用している。後述するように電子は最終的に主線形加速器にて 150 GeV まで加速される。ここで電子はアンジュレータと呼ばれる螺旋状の装置を通過する。図 4.9 に陽電子源の概要を示す。

アンジュレータでは磁場の向きが交互に変わっており、これを通過した電子を蛇行させることで、制動放射によりエネルギーを持った光子 (10-30 MeV 程度) を放出させる。この光子を厚さ 1.4 cm のチタン合金の円盤に衝突させることで、電磁シャワーを発生し電子・陽電子対を大量に生成できる。これをビームとして調整し、125 MeV まで加速させた後に、磁場をかけることで電子と陽電子は分離され、陽電子ビームが得られる。得られた陽電子は電子と同じく常伝導加速空洞で加速され (400 MeV)、さらに超伝導加速空洞によって 5 GeV まで加速され、スピン方向とエ

¹ 偏極電子源の技術は SLC (Stanford Linear Colider) で確立されている。

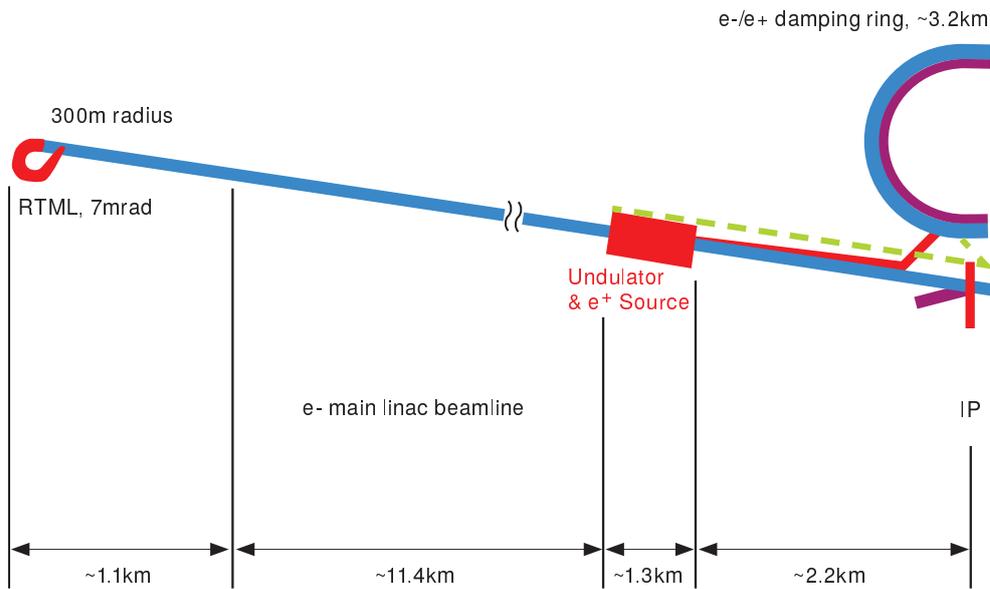


図 4.9: 陽電子源

エネルギーを揃えられた後に、キッカーシステムと呼ばれる瞬発的な磁場を発生させる装置により、減衰リングへ注入される。

基本設計の段階で $\pm 30\%$ の陽電子偏極が可能とされるが、アンジュレータ増設のスペースが確保されており、アップグレード後は $\pm 60\%$ までの偏極も可能になると予想される。ただしその場合、チタン標的前に光子のコリメータが必要となる。

4.2.3 減衰リング

5 GeV まで加速された電子・陽電子は減衰リングに入射される。減衰リングの目的はエミッタンスを小さくすることにある。加速器の性能を示すパラメータとして重要なルミノシティは、4.2式で定義される。

$$L = f_{rep} \frac{n_b N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \gamma_e \epsilon_{x,y}} \quad (4.3)$$

$$\epsilon = \Delta x_{phase} \Delta p_{phase} \quad (4.4)$$

ここで $\sigma_{x,y}$ はビームバンチの広がりを表すパラメータであり、ビーム速度に依存する量 $\gamma_e = \sqrt{1 - \beta_e^2}$ (ただし $c\beta_e$ はビーム速度、 c は光速) と、エミッタンス ϵ によって決定される。この定

義から明らかなように、エミッタンスを小さくする程バンチの広がり小さくなり、したがってルミノシティは向上する。エミッタンスを小さくするためには、バンチの位置的広がり Δx_{phase} または運動量的広がり Δp_{phase} を抑えなければならない。

図 4.10 に減衰リングの概要を示す。

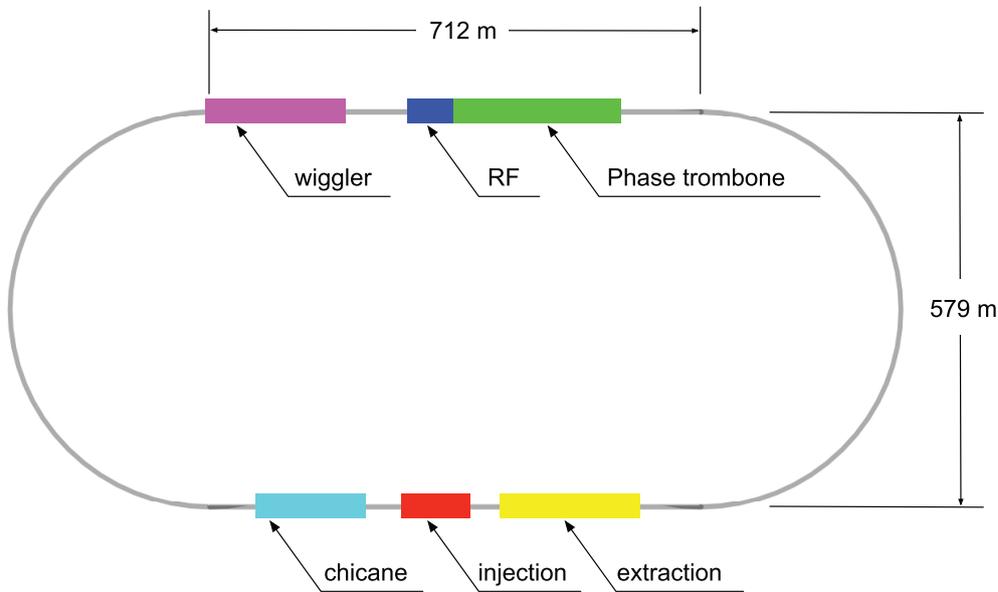


図 4.10: 減衰リング

減衰リングは 712 m の直線部分と、直径 579 m の円弧部分から構成されている。円弧部分で電子・陽電子は制動放射によりエネルギーを失うが、光子の放出は進行方向に向かって行われるので、ビームの運動量の向きは変化せず絶対値のみが減少する。直線部分の一方には高周波キャビティが備え付けられており、制動放射でビームが失ったエネルギー運動量を基準軌道方向成分に回復する。これにより、ビームの運動量的な横の広がり減衰リングを周回する毎に小さくなり、ビームを絞ることができる。

以上の原理に基づき、パルス間隔である 200 ms の間にエミッタンスを小さくし、再びキッカーによりバンチは弾き出され²、主線形加速器へと運ばれる。

4.2.4 RTML システム

ダンピングリングから弾き出されたバンチは、RTML(:Ring To Main Linac) システムで主線形加速器まで運ばれる。RTML システムは以下に示すような、いくつかの段階から構成されている。

- 5 GeV の電子バンチを輸送するライン (ELTL)
- ベータトロンおよびエネルギーコリメータ (ERTL)

²ここでのバンチの乱れは、バンチサイズの 10 % 以内に抑える必要がある。

- 180° 反転 (ETURN)
- ビーム偏極方向を整える装置 (ESPIN)
- バンチ長を数 mm から数百 μm に圧縮するコンプレッサ (EBC1EBC2)

図 4.11 に、RTML システムおよび主線形加速器の概略図を載せる。

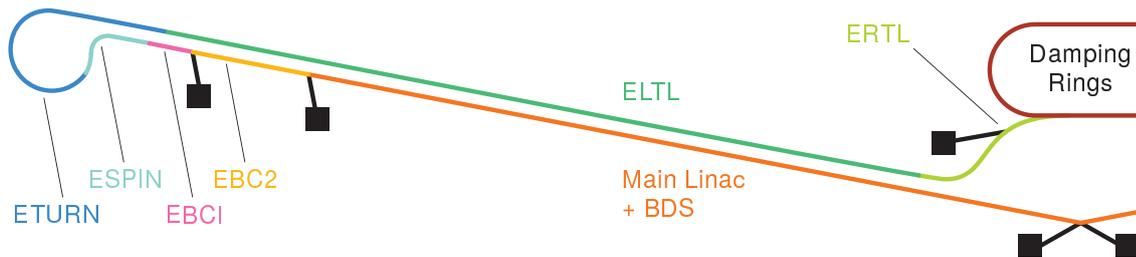


図 4.11: RTML および主線形加速器

ただし、陽電子バンチにも同様のシステムが使用され、装置の呼称には「E」の代わりに「P」が用いられる。シミュレーションに依れば、ダンピングリングを出たバンチのエミッタンス増加は、RTML システムにより許容範囲内に収まる [8]。バンチコンプレッサは 5 GeV のバンチを 15 GeV まで加速する役割も担っている。

4.2.5 主線形加速器

主線形加速器は 15 GeV のビームを、最大で 250 GeV まで加速させる役割を持っている。電子・陽電子合わせて全長 22 km の加速空洞には超伝導技術が使われており、

キャビティは 2 K の液体ヘリウム槽により冷却しつつ、およそ 1.5 GHz の周波数で運用される予定である。平均して 31.5 MV/m の加速勾配が要求される。

4.3 ILD 測定器

ILC に設置される測定器は、ILD (:International Large Detector) 測定器と SiD 測定器の 2 種類が計画されている [9]。実際の実験では、これら 2 つの測定器を並べてスライドさせ、ビームラインに設置する測定器をその都度に交換する、「プッシュプル」という方式を採用する予定である。これにより実験結果を両測定器間で比較することができ、またガレージで待機している方の検出器は、ビームラインの稼働中もメンテナンスすることができる。本解析は ILD 測定器のシミュレーションを用いたサンプルを使用しているため、本節では ILD 測定器について述べていく。

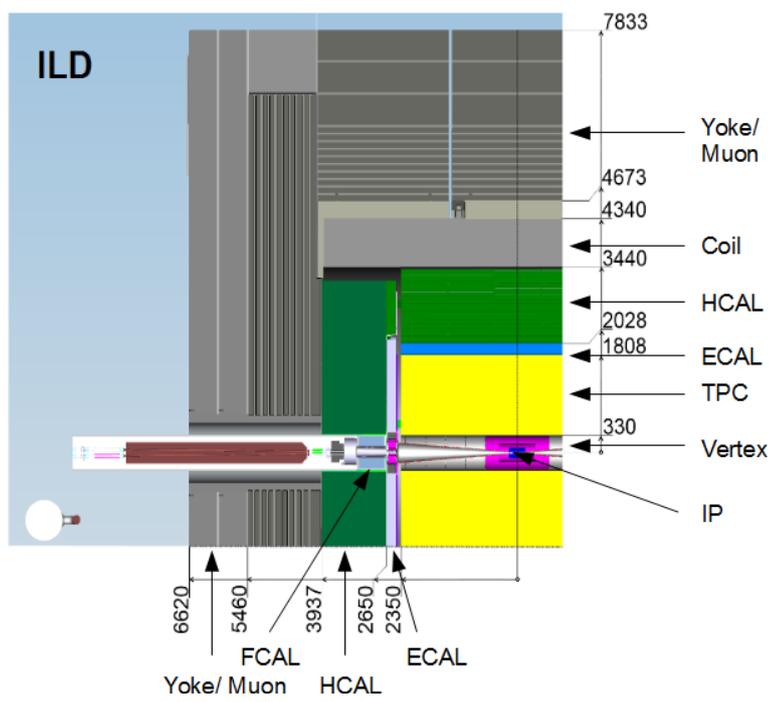
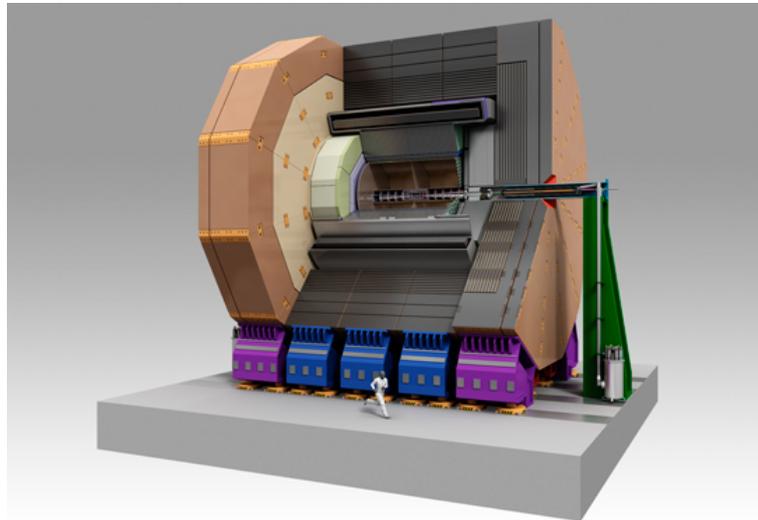


図 4.12: ILD 測定器

4.3.1 概要

図 4.12 に ILD 測定器の外観を示す。

測定器は衝突点を囲むようにビーム軸に対称に設計されており、内側から、

- 飛跡検出器
 - 崩壊点検出器
 - シリコン内部飛跡検出器
 - 中央飛跡検出器
- カロリメータ
 - 電磁カロリメータ (ECAL)
 - ハドロンカロリメータ (HCAL)
- ソレノイドコイル
- リターンヨーク / ミューオン検出器
- 前方検出器
 - LumiCal
 - BeamCal
 - ペアモニタ

という構造になっている。ILC の目指すものとして様々な物理の精密測定・検証が挙げられるため、注目する粒子の崩壊点・運動量・エネルギーを、物理解析からの要請を満たし得る解像度で測定する必要がある。ILC で用いる測定器に要求される性能は、主に以下の通りである。

- ヒッグスの反跳質量解析の精度を高めるための荷電粒子の運動量分解能 (4.3.3 節)
- ジェットの高精度なフレーバータグを可能にするインパクトパラメータ分解能 (4.3.3.1 節)
- $Z \cdot W^\pm$ ボソンの不変質量の区別を可能にするジェットエネルギー分解能 (4.3.4 節)

また、ILC 実験では PFA と呼ばれる検出アルゴリズムを採用している。

本節ではこの PFA と、ILD 測定器を構成する各検出器の概要を説明する。

4.3.2 PFA(:Particle Flow Algorithm)

PFA はILD 測定器においてジェットのエネルギー・運動量を測定する際に用いられる検出アルゴリズムである。ジェット中には64%の荷電ハドロン、25%の光子、11%の中性ハドロンが存在するが、その検出において最も分解能が悪いのはハドロンカロリメータ(4.3.4.2節)である。また、荷電粒子の運動量測定には、飛跡検出器が最大のパフォーマンスを持つ。そこで、荷電粒子は飛跡検出器、電磁シャワーを起こす粒子は電磁カロリメータ(ECAL)、それ以外の中性ハドロンのみをハドロンカロリメータで、それぞれ検出することにより、ジェットのエネルギー分解能を最大化することが可能となる。検出の流れとしては、

1. 飛跡検出器で荷電粒子の飛跡を再構成(運動量測定)
2. カロリメータで粒子のクラスタを再構成
3. 荷電粒子を同定し、カロリメータのヒットから除外
4. 残った中性ハドロンのクラスタを再構成
5. 以上の情報からジェットエネルギーを再構成

このアルゴリズムで重要なのは、ジェットを構成する大量の粒子を、個々に識別する必要があるということである。そのためには、飛跡検出器の精度と、細分化されたカロリメータによるクラスタリングが求められる。また低運動量のためにカロリメータに届かない荷電粒子や、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ両方でつながったクラスタを形成する中性ハドロンなどが存在する。こういった状況で粒子の取り違えをできるだけ抑えるために、飛跡やクラスタのパターン識別も重要である。

具体的な検出器の構造や要求される性能は、以下の小節で述べてゆく。

4.3.3 飛跡検出器

飛跡検出器は、崩壊点検出器・シリコン内部飛跡検出器・中央飛跡検出器・シリコン外部飛跡検出器から構成されており、これと各カロリメータが、3.5 Tのソレノイドコイルに内包されている。ソレノイドの磁場により荷電粒子は曲げられるが、本節の検出器により飛跡(曲率半径)が求められれば、磁場の強さから運動量を計算できる。

4.3.3.1 崩壊点検出器

崩壊点検出器(VTX)はILD測定器の最内層、衝突点に最も近い位置に設置される。その名の示す通り、粒子の崩壊位置を測定するのが目的である。多くの物理解析では、高いフレーバータグの性能が要求される。すなわち、 b クォーク由来のジェットと c クォーク由来のジェットを識別する必要がある訳だが、このフレーバータグの性能を決定する最も大きな要素が、崩壊点の解像度なのである。典型的な b クォークハドロン(B^0 中間子など)の崩壊長は $\sim 450 \mu\text{m}$ 、 c クォークハ

ドロン (D^0 中間子など) のそれは一般に b ハドロンよりも短く、 $\sim 60 - 300 \mu\text{m}$ であり、これを分離するだけのインパクトパラメータ分解能が求められる。

ILD 測定器で用いられる崩壊点検出器の候補はいくつかあるがいずれも、

1. 表裏に有感層を備えたダブレットレイヤーを 3 層重ねる
2. 各レイヤーで粒子の痕跡をベクトルとして取得
3. 飛跡として再構成
4. 2 つの粒子の飛跡が重なる点を崩壊点と解釈

という原理に基づいている。図 4.13 に ILD における崩壊点検出システムの断面図を示す。

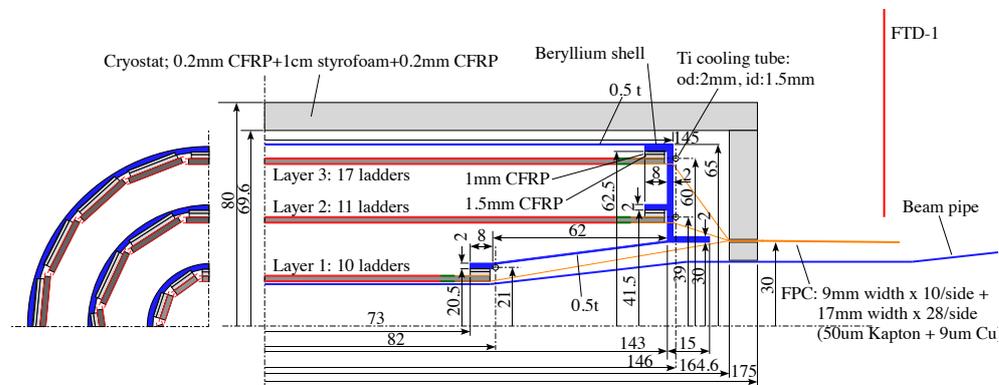


図 4.13: ILD 崩壊点検出システム断面図

崩壊点識別の解像度の指標には、飛跡のインパクトパラメータ分解能 4.5 式が用いられる。これは検出器シミュレーションにおいて、再構成した 2 つの飛跡の崩壊点の距離 (インパクトパラメータ) を表したもので、小さいほどインパクトパラメータの解像度が高いことを示す。

$$\sigma_{r\phi} = a \oplus \frac{b}{p\beta \sin^2 \theta} (\mu\text{m}) \quad (4.5)$$

ただし p は粒子の運動量の絶対値、 β は速度、 θ は粒子の初速度に関する、進行方向とビーム軸との角度である。 a は上述のレイヤー上のピクセルサイズに依存する。すなわちピクセルが小さいほど精細な飛跡再構成が可能となる。また b を含む第 2 項は、粒子の多重散乱の不定性を表しており、レイヤーに用いる物質の原子量が小さいほど、あるいはレイヤーそのものが薄いほど、分解能 b は小さくなる。ILC 実験における放射線ダメージも加味した上での要求されるパフォーマンスは、 $a=5$ 、 $b=10$ であり、これは他の加速器実験と比較してかなり高い性能となる。

崩壊点検出器の性能を決定するもうひとつの要素は、ピクセル占有率である。これは全ピクセル数と反応したピクセル数の比率であり、低ければ低いほど飛跡再構成が容易となる。バンチ衝

突の際に発生する放射光を由来とする電子・陽電子対の背景事象を、ペアバックグラウンドと呼ぶが、信号事象をこれと区別するためには、ピクセル占有率をおおよそ2-3%に抑える必要がある。

ILD測定器における崩壊点検出器の候補として、主に実用化まで考えられているのは、FPCCD(:Fine Pixel CCD)と、CMOS(:Complementary Metal Oxide Semiconductor)ピクセルセンサーである。

FPCCD

主に日本で開発が進められている崩壊点検出器がFPCCDである。これはピクセルサイズが $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ の高精細なCCDで、これによりペアバックグラウンドのピクセル占有率を下げる事ができる。格納したヒットを転送する性質上読み出しに時間がかかるため、1トレインの衝突間に読み出しを行う。その細かいピクセルサイズから、非常に高い位置分解能を有している。センサーを薄くする技術は既にできているため、放射線耐性なども含めた研究と実用化が期待される。

CMOS

フランスで開発され、CERNのALICE実験などで用いられた崩壊点検出器がCMOSである。FPCCDとは異なりピクセル毎にアンプとCCDを持つ。そのためピクセルサイズの小ささはFPCCDに劣るものの、ビーム衝突間の199msに読み出しを行うことで、ピクセル占有率を抑える事ができる。さらに比較的安価で、消費電力も抑えることができる利点がある。また既に実用化されていることもあり、実績のある検出器と言える。

この他、DEPFETセンサーなど多くの崩壊点検出器の開発が行われている。

4.3.3.2 シリコン飛跡検出器

ILD測定器の飛跡検出器には、主飛跡検出器であるTPCと、本節で説明するシリコン飛跡検出器のふたつがある。シリコン飛跡検出システムは、シリコン内部飛跡検出器(SIT:Silicon Inner Tracker)、シリコン外部飛跡検出器(SET:Silicon External Tracker)、ETD(:End cap component behind the endplate of the TPC)、そしてFTD(:Forward Tracker)の4つから構成され、全体としての役割は以下が挙げられる。

- 時間情報の取得によるバンチ識別
- 運動量分解能の向上
- TPCとの相互修正

図4.14に、ILD測定器の断面図と、シリコン飛跡検出システムの位置を示す。

SITは崩壊点検出器とTPCとの間、SETはTPCとバレル(測定器の中でもビーム軸に平行な部分)部分との間に設置されており、ETDはTPCとエンドキャップ部分の間を、FTDは飛跡検出器の内層の前方領域を、それぞれカバーする。後述するTPCはガス検出器であり、飛跡再構成までに μs オーダーの時間がかかる。これはバンチ衝突の間隔369nsに比べはるかに長く、TPCでは再構成した飛跡のバンチ識別ができない。そこでSITとSETがTPCを挟むように設置され、時間情報を取得し飛跡のタイムスタンプを行うという、非常に重要な役割を担っている。

また、シリコン飛跡検出器を併用することにより、運動量分解能が向上するという利点もある。

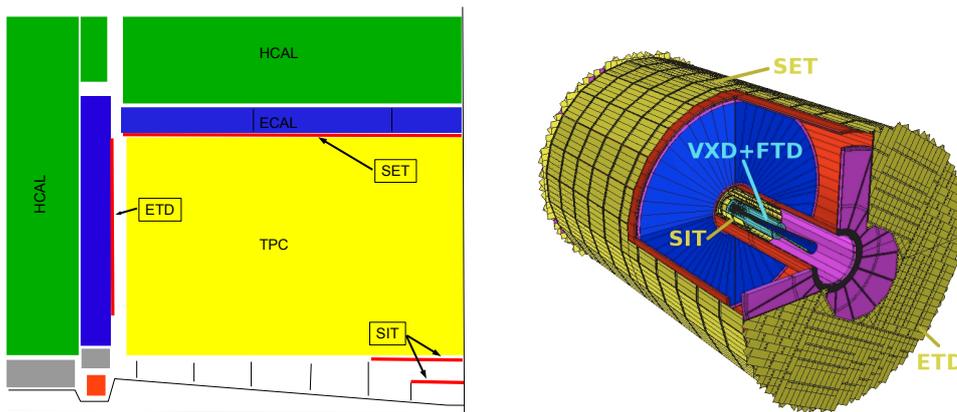


図 4.14: ILD 測定器の断面図とシリコン飛跡検出システム

4.3.3.3 主飛跡検出器

主飛跡検出器 (TPC: Time Projection Chamber) は ILD 測定器における飛跡検出器の中央に位置し、荷電粒子の飛跡の 3 次元的 (r, ϕ, z) 再構成を行う。再構成の原理は、TPC 内に充満されたガスのイオン化による。すなわち、荷電粒子の通過により分離した陽イオンと電子を、一様電場をかけることにより、エンドプレートへとドリフトする。さらにエンドプレートにはガス増幅機構として、マイクロパターンガス検出器 (MPGD: Micro-Pattern Gas Detectors) があり、電子雪崩を起こすことで信号として取り出され、エンドキャップ上の xy 平面に飛跡が投影される (図 4.15)。

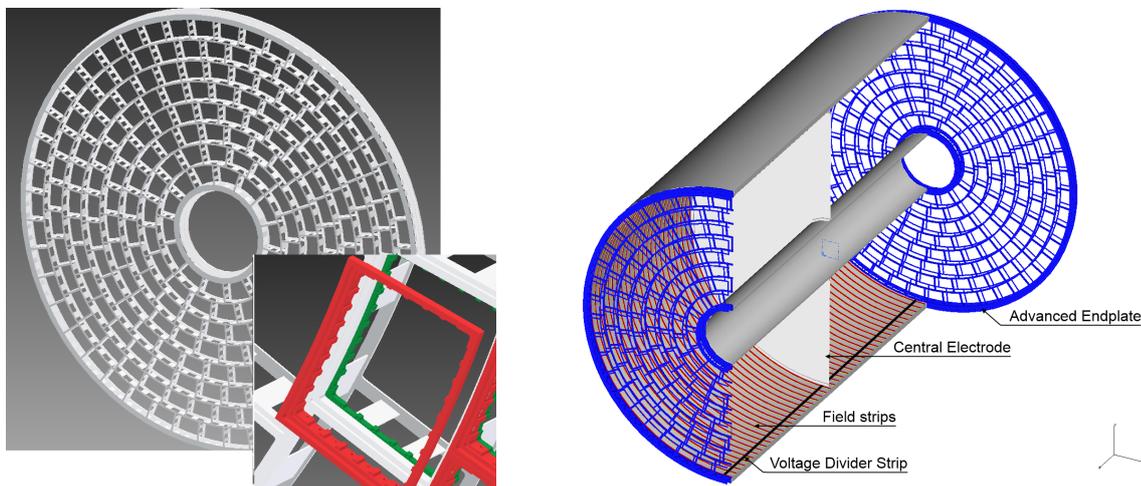


図 4.15: 主飛跡検出器

陽イオン・電子のドリフト速度はガスに依存するが、既知とすると、エンドプレート上の各反応点のドリフト時間から、 z 軸方向のドリフト距離が割り出せ、飛跡の 3 次元的再構成が完了する。

ワイヤーチェンバーと比較したときの、ガスチェンバーとしての TPC の特徴は、ILC 実験のような高磁場環境でも分解能の悪化を抑えられる点にある。すなわち、ワイヤーを用いるとワイヤー近傍において $E \times B$ の効果が大きくなり、分解能の悪化を招く虞れがあるが、ガスチェンバーであればそのようなことにはならない。

TPC を用いる最大の利点は、3 次元的再構成によるパターン認識である。前述の PFA の理念は、ジェット中のすべての荷電粒子の測定を飛跡検出器で行い、かつカロリメータにおける荷電粒子によるクラスタを一対一対応で除去することで可能となる。したがって TPC による飛跡のパターン認識は、ILD 測定器の構想そのものにおいて重要な立ち位置にある。

4.3.4 カロリメータ

ILD 測定器におけるカロリメータシステムは、内側から電磁カロリメータ (ECAL)、ハドロンカロリメータ (HCAL) と呼ばれる。また前後方向をカバーするために前方検出器も設置されている。これらカロリメータの主な目的は、通過した粒子に内部でシャワーを発生させ、エネルギーを測定することにある。電磁カロリメータは電磁相互作用による電磁シャワーを、ハドロンカロリメータは強い相互作用や原子核との衝突によるハドロンシャワーを、物質量の大きな材質で発生させる。このシャワー粒子を検出することにより、ジェット中の粒子のエネルギー損失を見積もる。この検出器の反応は実際のエネルギーと比例するよう設計される。

ただし前述のように、PFA による再構成を可能にするためには、粒子を個々に識別する必要があるため、カロリメータには高いエネルギー分解能と共に、高いパターン識別性能も求められる。さらにシャワーをすべてカロリメータで発生させるために、カロリメータはソレノイドコイルの内側に置かれる。ソレノイドコイルは大型になるとコストがかかるため、カロリメータは性能を保ちつつ、可能な限り小型化するのが望ましい。

要求されるジェットエネルギー分解能は、 Z 、 W^\pm の不変質量を区別できる程度は必要であり、

$$\frac{\sigma}{E_{jet}} \leq \frac{30\%}{\sqrt{E_{jet}}} \quad (4.6)$$

の精度を目標とする。これは、 $e^+e^- \rightarrow \nu\nu ZZ$ および $e^+e^- \rightarrow \nu\nu WW$ 事象の区別から要請される。

4.3.4.1 電磁カロリメータ

図 4.16 に電磁カロリメータの外観を示す。

電磁カロリメータに第一に求められるのは、光子や荷電ハドロン、電子のエネルギーの測定である。荷電粒子や光子は電磁カロリメータ中で、電磁相互作用による対生成と対消滅を繰り返し、電磁シャワーを発生させるが、これら以外にも多数の粒子がクラスタを形成する (たとえば中性ハドロンによるハドロンシャワーの内およそ半数は、電磁カロリメータにおいて発生を開始する)。電磁カロリメータ中で複数のシャワーが重複しては、粒子の判別が困難となってしまうため、これらを区別するために精細さが求められる。

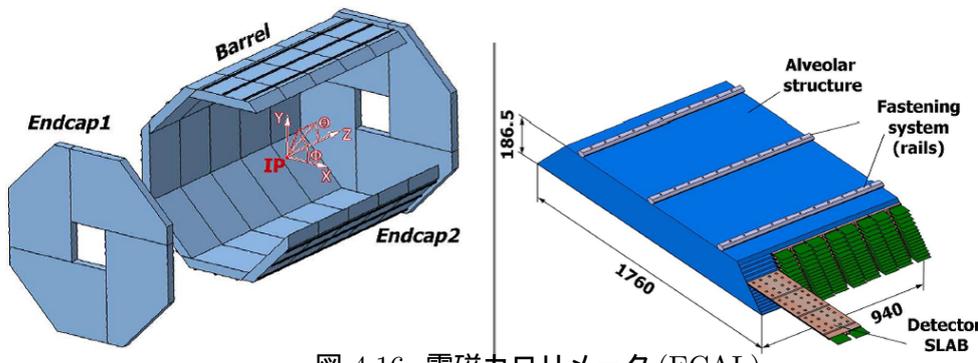


図 4.16: 電磁カロリメータ (ECAL)

電磁カロリメータはジェットを構成する粒子にシャワーを発生させる吸収層と、電磁シャワーを検出するセンサー層とを組み合わせで運用する。30層からなる吸収層の素材としてタングステンが用いられる。タングステンを使用する理由には、放射長 $X_0=3.5$ mm、およびモリエール半径 $R_M=19$ mm (:シャワー全体の90%のエネルギーが含まれる半径であり、横方向の広がりを表す指標となる) と、比較的小さいということが挙げられる。すなわち鉛などの吸収材を用いた場合と比べて、コンパクトなシャワーが発生するために、複数のシャワーが重複するのを避けられる。さらにカロリメータを小型化できる ($24X_0$) ために、外側を覆うように設計されているソレノイドコイルのサイズも含め、コストを削減できるのも利点である。

センサー層には、 5×5 mm² セルサイズのシリコンセンサーを用いるものや、短冊形シンチレータを用いるものなどが研究開発されているが、いずれにせよ密度の高い電磁シャワーを測定するために、高精細なセンサーが求められる。

図 4.17 に電磁カロリメータの構造を載せる。

図の左がシリコンオプション (SiECAL)、右がシンチレータオプション (ScECAL) の断面図となる。

4.3.4.2 ハドロンカロリメータ

一方でジェットにおける中性ハドロンエネルギーは、ハドロンカロリメータで測定される。中性ハドロンが作るハドロンシャワーは、電磁シャワーと比べて反応が複雑³であり、したがってハドロンカロリメータのエネルギー分解能は、電磁カロリメータのそれと比べて非常に悪い。

またハドロンシャワーの特徴として、ハドロン反応の相互作用長が長いためにサイズが大きくなるという点が挙げられる。このため、粒子を吸収するためには大きな体積が必要となる。

図 4.18 にハドロンカロリメータの外観を示す。

ハドロンカロリメータの吸収層には材質として鉄を用いる。これは鉄のハドロン相互作用長の小ささ (16.8 cm。放射長 $X_0=1.76$ cm に対し、およそ $10X_0$) が理由である。また検出層として、

³ハドロンシャワー中では強い相互作用だけでなく、電磁相互作用も同時に起きる。またこれらの相互作用によるエネルギー損失は異なる上、シャワー内の反応の比率が事象毎に違う。

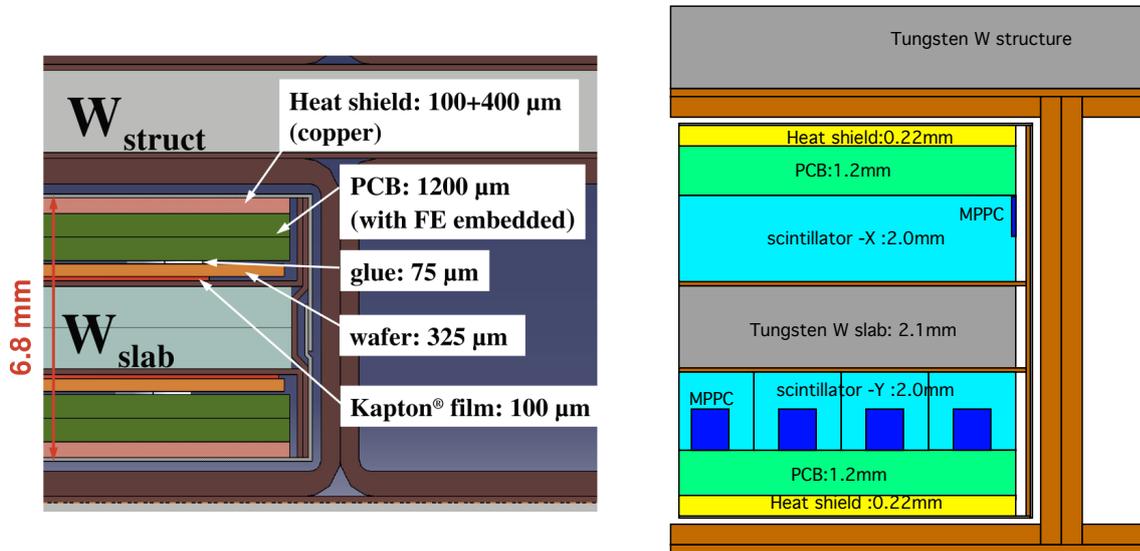


図 4.17: 電磁カロリメータ (ECAL)

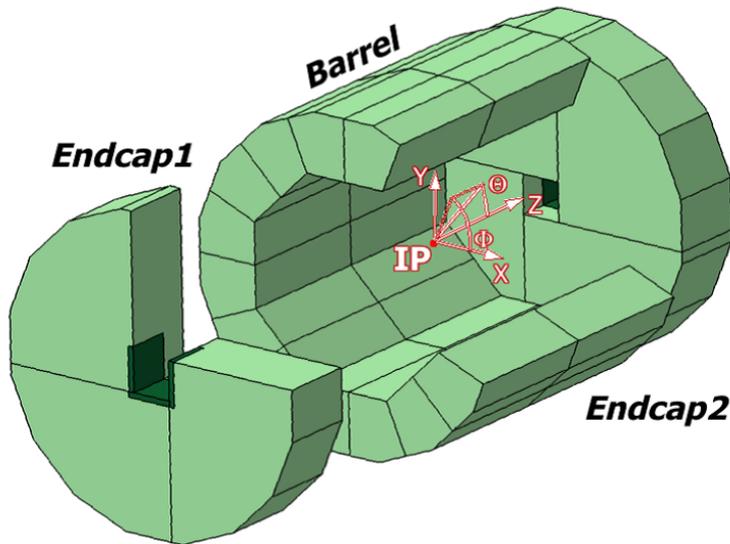


図 4.18: ハドロンカロリメータ (HCAL)

シンチレータを用いるものや、ガス検出器を用いるものなどが提案され、開発が進められている。

4.3.5 リターンヨーク・ミュオン検出器

カロリメータの外側にはソレノイドコイルが巻かれ、3.5 T の強磁場を作り出しているが、そのさらに外側、ILD 測定器の最外層にはミュオン検出システムが配置される。ミュオン検出器として用いられるシンチレータはリターンヨークとして用いられる鉄とサンドウィッチ構造で設置される。図 4.19 に、バレル・エンドキャップにおけるミュオン検出器のレイアウトを示す。

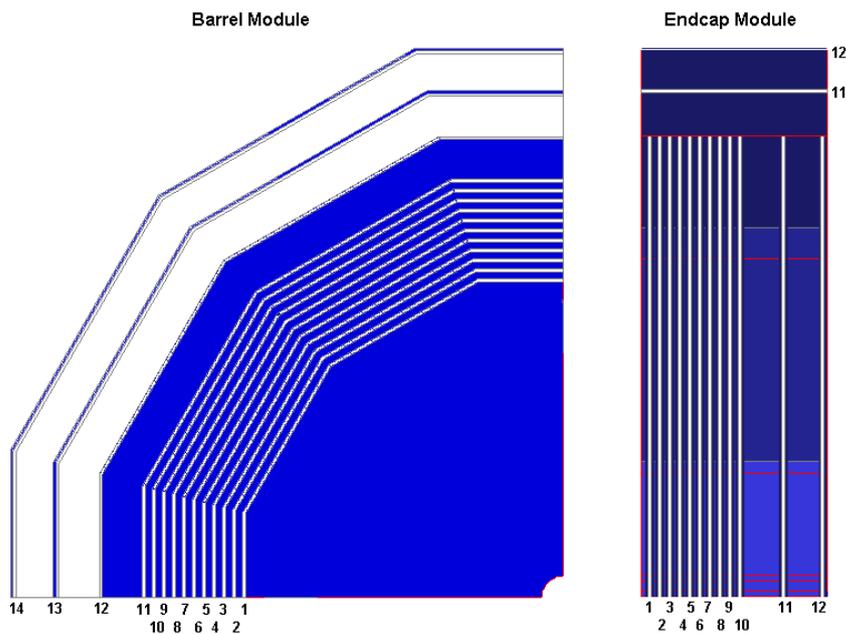


図 4.19: ミュオン検出器

ミュオン検出器の目的はミュオンの同定と、カロリメータで測定し切れず漏れ出たエネルギーの測定・回収である。主に π 中間子から崩壊したミュオンや、カロリメータで相互作用せずにミュオン検出器まで到達した π 中間子、あるいはカロリメータ中でのシャワー由来の粒子などを、事象由来のアイソレイトミュオンと区別しなければならない。そのためにミュオン検出器でのヒットに、飛跡検出器やカロリメータによる情報を合わせて解析する。シミュレーションによれば、7 GeV 以上のエネルギーであれば 97 % 以上の効率でアイソレイトミュオンを同定できる [9]。

またミュオン検出器をカロリメータと併用することにより、ジェットエネルギー分解能が向上することは、 π 中間子のエネルギー分解能を比較した図 4.20 から分かる。

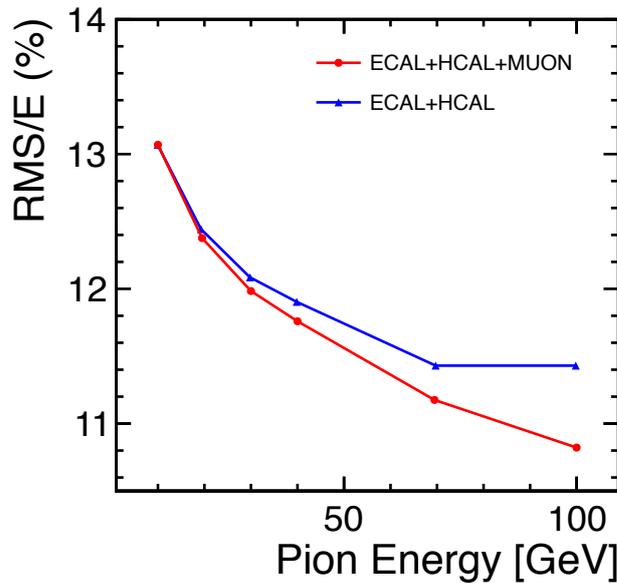


図 4.20: ミューオン検出器の有無による π 中間子エネルギー分解能比較

4.3.6 前方検出器

ビーム付近には前方検出器と呼ばれる検出器群が設置される。具体的にはルミノシティを測定する LumiCal、ビームパラメータやバンチ毎のルミノシティを測定する BeamCal およびペアモニタによって構成される。またこれらの検出器の存在は、前方領域の測定を可能にするため、損失エネルギーが重要な役割を果たす新粒子探索などの精度を向上するという利点がある。

図 4.21 に前方検出器の設置位置を図示する。

4.3.6.1 LumiCal

LumiCal の目的は積分ルミノシティの測定にある。これには、Bhabha 散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) を用いる。Bhabha 散乱の断面積は理論から精度よく分かっているので、式 4.7 の関係からルミノシティを計算することができる。

$$N_{bhabha} = L \times \sigma_{bhabha} \quad (4.7)$$

ILD 検出器では断面積 σ の計算精度から、ルミノシティ測定精度として 0.1 % を目指している。LumiCal は電磁カロリメータのエンドキャップの隙間に設置され、極角にして 31-77 mrad をカバーする。

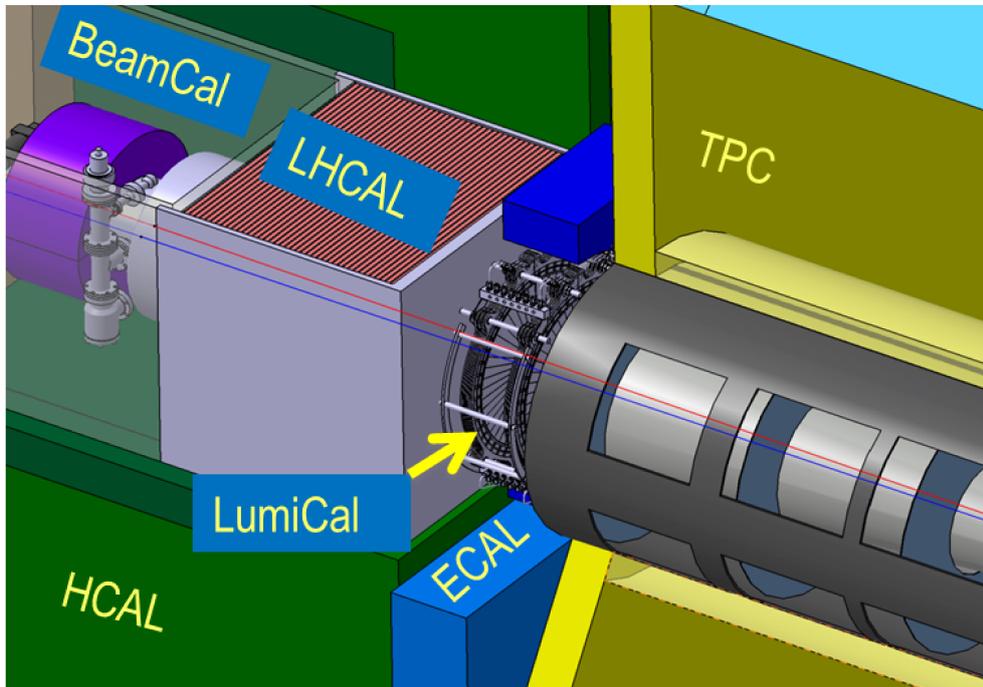


図 4.21: 前方検出器

4.3.6.2 BeamCal、ペアモニタ

BeamCal およびペアモニタの目的は、バンチ衝突毎の瞬間ルミノシティの測定と、ペアバックグラウンドを利用したビームパラメータの測定、およびこれを用いたビーム形状のフィードバックにある。

ILC のような高エネルギー加速器では、ビーム電子・陽電子は、バンチの作る強力な電磁場により制動放射 (beamstrahlung と呼ばれる) を起こし、大量の電子・陽電子ペアを発生させる。これはペアバックグラウンドと呼ばれるが、BeamCal によってこのエネルギー損失を測定することにより、バンチ衝突毎の瞬間ルミノシティの測定と、ビーム形状の測定およびそのフィードバックが可能となる。その精度は 10 % 以内であると予想されている [9]。

第5章 シミュレーション

5.1 ソフトウェアとシミュレーションの流れ

本研究では詳細技術設計書 (Detailed Baseline Design, 以下 DBD)[10] の検出器条件で作成されたイベントサンプルを使用している。

シミュレーションは大きく分けて、以下のような流れで行われる。

事象生成

モンテカルロを用いて物理事象の生成を行う。本解析で使用したモンテカルロサンプルは標準模型に従うよう生成された物理事象である。ジェネレータには WHIZARD[11] を用いており、これによりある終状態を持つイベントが、可能なファインマンダイアグラム別に生成される。さらに Pythia により、終状態粒子のその後の相互作用・崩壊過程がシミュレーションされる。

検出器シミュレーション

ジェネレータにより生成された事象を、検出器で測定した際に得られるであろう信号をシミュレーションする。ILC 実験の場合、ILD 検出器による信号をシミュレーションするのに、Mokka[12] というソフトを用いている。Mokka は GEANT4[13] に基づき検出器シミュレーションを行うためのパッケージである。この検出器シミュレーションは DBD において示される性能に従っている (バージョンは ILD_01.v05)。

信号再構成

検出器シミュレーションにより得られたデータを用いて、事象の再構成を行う。ILC 実験では Marlin というソフトが用いられている。

5.2 ジェネレータによる事象生成

「WHIZARD(W,Higgs,Z And Respected Decay)」は多粒子の散乱断面積の計算、およびシミュレーションにおけるサンプルの作成のために設計されたジェネレータプログラムの呼称である。これにより信号事象、背景事象の断面積の数値計算を効率的に行い、8 粒子を終状態とする事象の生成が可能となる。また崩壊カスケード過程を生成するオプションを用いることで、それ以上の粒子が必要な場合にも対応できる。WHIZARD は標準模型の崩壊をサポートするが、その他にも MSSM(:Minimul Supersymmetric Standard Model)、リトルヒッグス模型などの新物理への拡張も、オプションによって可能である。

一方「Physsim」[14]はHELAS(Helicity Amplitudes)により amplitude を計算し、事象を生成するジェネレータである。例えばあるモデルを仮定して、新粒子の探索や新物理の寄与を見積もる解析などで有効である。本解析では、8章で解説する質量テンプレート法において、ヒッグス質量を 125 GeV からずらしたテンプレートサンプルを作成する際に、この Physsim を使用した。

以下では上記の WHIZARD によって生成され、TDR のパラメータにしたがってシミュレーションされたモンテカルロサンプルを、単に DBD サンプル [10] と記述する。この DBD サンプルを用いて信号事象と背景事象の分離をはじめとする解析を行う。

5.3 信号事象と背景事象

本研究の信号事象は、 $E_{cms}=250$ GeV でのヒッグス輻射過程における、 Z ボソンのレプトニック崩壊モードである。この事象のファインマンダイアグラムは図 5.1 に示される (ミュオンチャンネル)。

反跳手法において注目するのは Z ボソンから崩壊した 2 レプトンのみ (本解析では $\mu^+\mu^-$ と e^+e^-) であるから、ヒッグスを伴わず、かつ終状態に荷電レプトン対を含むような事象が、背景事象となる。たとえば $Zh \rightarrow \mu^+\mu^-$ チャンネルにおける主な背景事象は、

1. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
2. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-ff$ (ただし、 f はニュートリノを除くフェルミオン)
3. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \nu\nu$

が挙げられる。これ以外の背景事象 (たとえば終状態に τ を含む事象の内、 τ が μ や電子に崩壊するような事象) は、6章で解説するカットによりほとんどが排除される。使用した DBD サンプルと各事象の 250 GeV における生成断面積の表、および代表的なファインマンダイアグラムの例を、以下に示す。

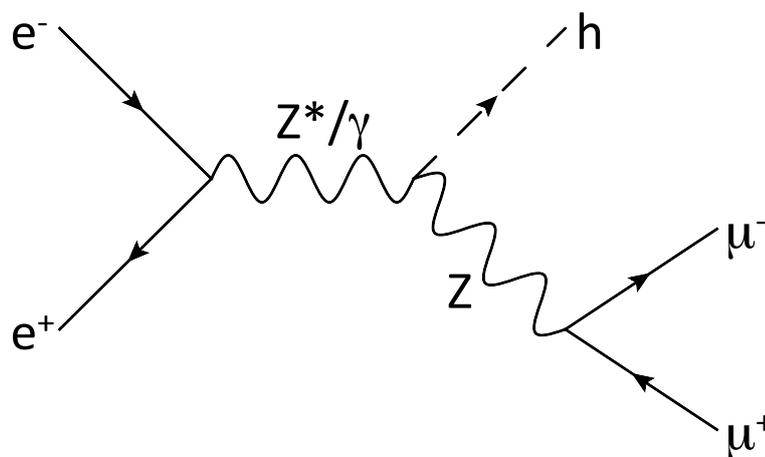


図 5.1: 信号事象

サンプル名	生成断面積 (fb)	
	$P(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$	$P(e^-, e^+) = (+0.8, -0.3)$
$\mu^+ \mu^- h$	10.4132	7.02532
$e^+ e^- h$	10.6847	7.14410
Z leptonic decay	12993.9	10377.9
WW leptonic decay	915.557	63.342
ZZ leptonic decay	95.8896	63.7397
ZZ semi-leptonic decay	856.927	467.188
Z bhabha scattering	25182.1	24599.7
single W leptonic decay	1966.97	148.916
single Zee leptonic decay	1053.52	1018.01
single Zee semi-leptonic decay	378.333	299.936
single Zee or single W leptonic decay	550.669	55.4193
single $Z\nu\nu$ leptonic decay	114.137	29.7478
ZZ or WW semi-leptonic decay	958.970	88.8252

表 5.1: 各事象の生成断面積

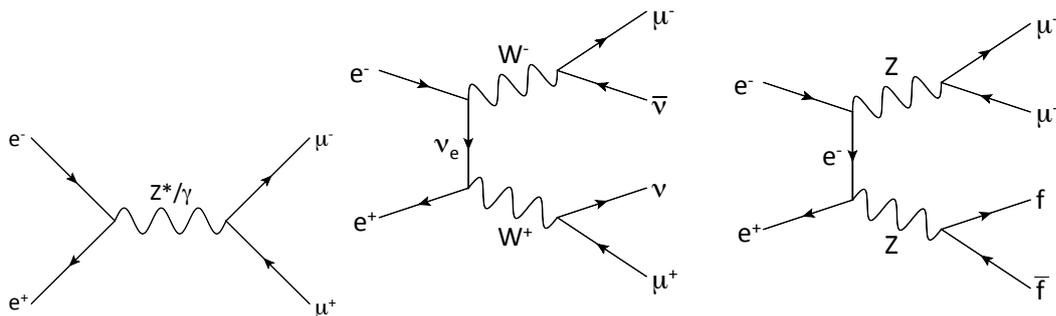


図 5.2: 主な背景事象

これら DBD サンプルは、WHIZARD_1.95 により生成されている。"ZZ or WW semi-leptonic decay"、"ZZ semi-leptonic decay" などのサンプルが特に排除しづらく、事象選別の後も残りやすい。詳しくは 6.3 節で議論する。

ただしサンプルの名前は終状態粒子の種類毎に分類されている。たとえば"ZZ or WW semi-leptonic decay" というサンプルは、終状態が $\mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ または $\tau^+ \tau^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ であるような事象を再構成したものであるが、このような事象の中間状態は、ZZ のものと WW のものが混合してできている (図 5.3)。各サンプルのダイアグラムの例は [10] のページに詳しい。

サンプル名は中間状態によって区別されるが、次章以降では終状態の種類によって、背景事象に対して以下の表記を用いるものとする。

ll または $\text{ll}\gamma$

$e^+ e^- \rightarrow l^+ l^-$ または $e^+ e^- \rightarrow l^+ l^- \gamma$ 事象。ただし「l」はレプトンであり、信号事象とする

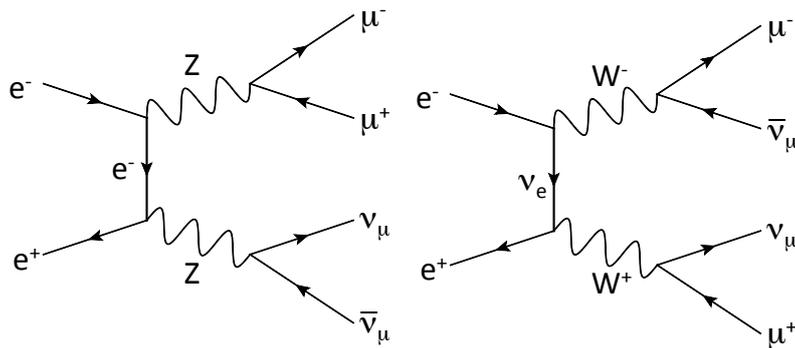


図 5.3: ZZ or WW semi-leptonic decay

チャンネルによって異なる。タウであった場合も、その崩壊先が信号事象と同じフレーバーであった場合、背景事象となる (以下同様)。また後者は ISR 光子の放射によってレプトン対のバランスが崩れているような事象を意味するものとする。

ll $\nu\nu$

$e^+e^- \rightarrow l^+l^-\nu\nu$ 、すなわち終状態にニュートリノをふたつ含む事象。大きく分けて中間状態が WW であるものと、ZZ であるものがほとんどである。前者の場合、注目するレプトン対は互いに別の粒子から崩壊しているため、不変質量や反跳質量が平坦な分布になる (6.3 章)。

llff

$e^+e^- \rightarrow l^+l^-ff$ 事象。ただし f はトップクォークとニュートリノを除くフェルミオンである。

背景事象のための DBD サンプルの中で、どの程度の混成で上記分類された事象が含まれているかを、表 5.2 に示す (ただしタウを含む場合や、ミューオン対と電子対が同時に生成される事象などがあるため、数え上げにはミューオンチャンネルと電子チャンネルで重複がある)。

また右巻きスピンの場合、信号事象は先述の表 5.1 のように減少するが、ミューオンチャンネルにおいてはそれ以上に弱い相互作用による背景事象が抑制される影響が大きいので、生成断面積測定の結果は向上する。この議論については第 6 章と第 7 章で詳しく述べる。

5.4 解析の条件

シミュレーション解析をするにあたって設定した条件として、以下が挙げられる。

- ヒッグス粒子の質量 : $m_{Higgs} = 125 \text{ GeV}/c^2$
- 積分ミノシティ : $L = 250 \text{ fb}^{-1}$
- スピン偏極 : $P(e^-, e^+) = (\mp 0.8, \pm 0.3)$

	$\mu\mu$	$\mu\mu\nu\nu$	$\mu\mu\text{ff}$	ee	ee $\nu\nu$	eeff
Z leptonic	3243982	0	4485	1542834	0	2148
WW leptonic	0	228598	0	0	0	0
ZZ leptonic	0	10673	13137	0	3689	7965
ZZ semi-leptonic	1321	0	121610	460	0	41093
Z bhabha	0	0	0	6286794	0	8674
single W leptonic	0	0	0	0	245068	0
single Zee leptonic	0	0	250808	0	9827	250808
single Zee semi-leptonic	0	0	0	992	0	93591
single Zee or single W leptonic	0	0	0	0	137486	0
single $Z\nu\nu$ leptonic	0	28483	0	0	6819	0
ZZ or WW semi-leptonic	0	239411	0	0	117736	0

表 5.2: 各 DBD サンプル内の事象分類の混成

ただし、第 8 章で述べるように、質量テンプレート法では m_{Higgs} を 125GeV から少しずらしたテンプレートサンプルを使用している。その影響でテンプレートサンプルでは、 Zh の生成断面積が上記とは若干 ($O(10^{-2})\text{fb}$) 異なる。

積分ルミノシティ 250fb^{-1} は TDR における正規プログラムに則った統計量である。稼働後のおよそ 3 年の統計にあたり、ILC 計画の全容においてはこれ以上の統計が想定される。

またスピン偏極も TDR にしたがった偏極率を採用している。なお使用した DBD サンプルは完全 (100 %) 偏極のものである。すなわち $P(e^-, e^+) = (\pm 1.0, \mp 1.0)$, $(\pm 1.0, \mp 1.0)$ の 2 種類のサンプルを同時に用いて、上述の偏極を作り出している。したがって本解析における左巻き偏極、右巻き偏極の解析における統計は、同じモンテカルロサンプルの混成のみ変えたものである。

第6章 解析方法

6.1 概要

この章では反跳質量を用いた、ヒッグスボソンの解析方法について述べる。測定したい物理量は、ヒッグス輻射過程の反応断面積、およびヒッグスの質量である。本解析では前章で述べたモンテカルロシミュレーションにより、ILC 実験におけるこれらの物理量の測定の統計誤差を見積もる。解析の流れは以下の通りである。

1. 終状態のレプトン対の選別 (6.2 節)
2. 背景事象の排除 (6.3 節)
3. フィッティング (6.4 節)
4. 偽実験を用いた統計誤差の見積もり (6.5 節)

4 章でも触れたように、ヒッグス生成断面積測定の解析で重要な点は、モデル非依存性と測定の精密さである。ヒッグスの崩壊については標準模型が正しいとは限らず、直接再構成する際には、モデルに依存した不定性が存在してしまう。一方で Z ボソンの崩壊は非常に正確に分かっているため、反跳手法であればこの不定性を排除した解析が可能となる。

しかし実際には、ヒッグスの崩壊により生成した粒子の影響を完全に無視することは不可能である。特に背景事象の排除の際に、いくつかの物理量は有用である一方で、ヒッグスの崩壊モードに対し依存性を持っているため、排除されやすいモードとされにくいモードが偏ってしまう。すなわちモデル非依存性が崩れる虞れがある。

このため事象の主なヒッグスの崩壊モードに対して、排除効率が可能な限り一定になるよう、事象選別を工夫する必要がある。これによりある程度、背景事象の排除を妥協することにもなる。本解析の事象選別方法は、基本的には $m_{Higgs}=120$ GeV とした先行研究 [15] を参考にしているが、DBD の条件への最適化や、モデル非依存性を満たすための条件付けを行っている。また事象排除効率のヒッグス崩壊モードに対する均一性については、6.3.9 節で議論する。

ただし、6.5 節で述べるように、質量の誤差の見積もりに関しては、偽実験による手法が系統誤差を含んでしまう。質量と断面積は独立であるために、この影響が断面積の測定に及ぶことはないが、質量測定には質量テンプレート法という手法がより効果的である。これについては後に 8 章で詳しく述べる。

6.2 レプトン選別

前章で述べた通り、信号事象として注目する終状態には、ミューオン対を用いるモード (以下、ミューオンチャンネル) と、電子・陽電子対を用いるモード (以下、電子チャンネル) がある。一般に電子とミューオンを比較した場合、ミューオンの方がエネルギー・運動量分解能が格段に高い。これは電子のエネルギー測定がカロリメータに依存することと、電子が高磁場で曲げられた際に、制動放射で光子を放出することに起因する。制動放射の問題に関しては、6.2.4 節で解説するように制動放射リカバリを行うが、光子のエネルギー分解能はレプトンのそれと比べて決定的に悪い。そのため電子チャンネルとミューオンチャンネルの反跳質量分布は、ミューオンチャンネルの方が明確なピークを得られ、反応断面積・質量のいずれの測定にも高い精度を持つ。

6.2.1 選別条件

ミューオンと電子を選別する条件のうち、最も基本的なものを表 6.1 にまとめる。この条件を課し、PFO (particle flow object、PFA により再構成された粒子) の中から終状態レプトンの候補を選び出す。

ミューオン	電子
運動量 $p \geq 15 \text{ GeV}$	運動量 $p \geq 15 \text{ GeV}$
$E_{ECAL}/E_{total} \leq 0.5$	$E_{ECAL}/E_{total} \geq 0.6$
$E_{total}/p_{track} \leq 0.3$	$E_{total}/p_{track} \geq 0.9$

表 6.1: レプトン選別条件

この条件による事象選別効率は 6.3.9 節で述べる。ここで E_{ECAL} はこの PFO が ECAL で落としたエネルギー、 E_{total} は総エネルギー、 p_{track} は飛跡検出器で測定された運動量である。すなわちこれらの条件は、ミューオンはカロリメータでエネルギーを落とすににくい、電子はカロリメータでエネルギーを落とすにしやすい、という事実を使用している。図 6.1 および 6.2 にこれらの条件に用いた物理量の分布を示す。

図中で、 E_{ECAL}/E_{total} および E_{total}/p_{track} は、信号事象サンプルにおける任意の荷電粒子 (黒いライン) と、表 6.1 で示した条件によるミューオン・電子候補 (赤いライン) に関して、検出器シミュレーション後の分布をプロットしている。また p_{track} の分布はモンテカルロ情報を用いて、任意のミューオン・電子 (黒いライン) と、信号ミューオン・電子 (Z 終状態における Z ボソンから崩壊したレプトン対、赤いライン) を比較したものである。

次に、こうして得られたいくつかのレプトン候補に対し、任意の対を選び不変質量を計算する。信号事象における終状態のレプトン対であれば、これらは Z ボソンから崩壊しているので、不変質量は Z ボソンの質量 $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$ に近い値を持つはずである。そこで以降の小節で説明するさらなる選別条件の後に、可能なレプトン対の組み合わせのうち、不変質量が最も M_Z に近い対を、以後の解析に用いる。

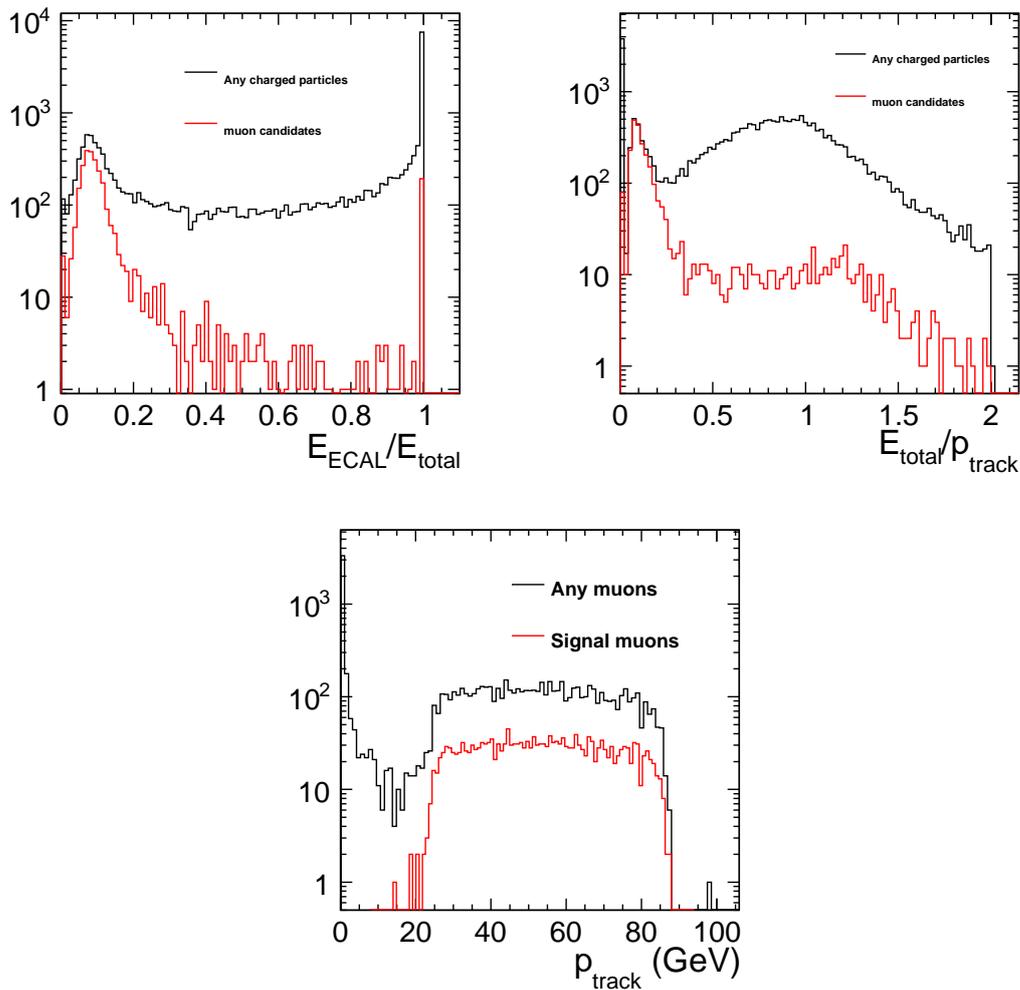


図 6.1: ミューオンモード選別条件

6.2.2 トラッククオリティ

前節で述べた選別条件により、レプトンを高い精度で参照できる。しかし反跳質量や、選別に用いる種々の物理量は、レプトン対のエネルギー・運動量を用いて計算されるため、4.3.3章で述べた飛跡検出器や、4.3.4節で述べたカロリメータの精度に大きく依存する。たとえば粒子が前方または後方に行った場合(粒子のビーム軸からの角度が小さい、 $\|\cos\theta\|$ が大きい)には、ILD測定器のエンドキャップ部分で検出することになるが、バレル部分よりも精度が落ちる。そこで $\cos\theta$ に依存するような条件を用いて、検出された粒子の中からトラッククオリティの低いものを除く。

ここでは図 6.3 および図 6.4 に示すような、 $\Delta p/p^2$ をエラーの大きさを表す指標として用いる。なお Δp はトラックの運動量のエラーであり、共分散行列を用いて計算される。レプトン選別に用いる上限は式 6.2 のように定義される。すなわち上限も $\cos\theta$ と運動量に依存させている。

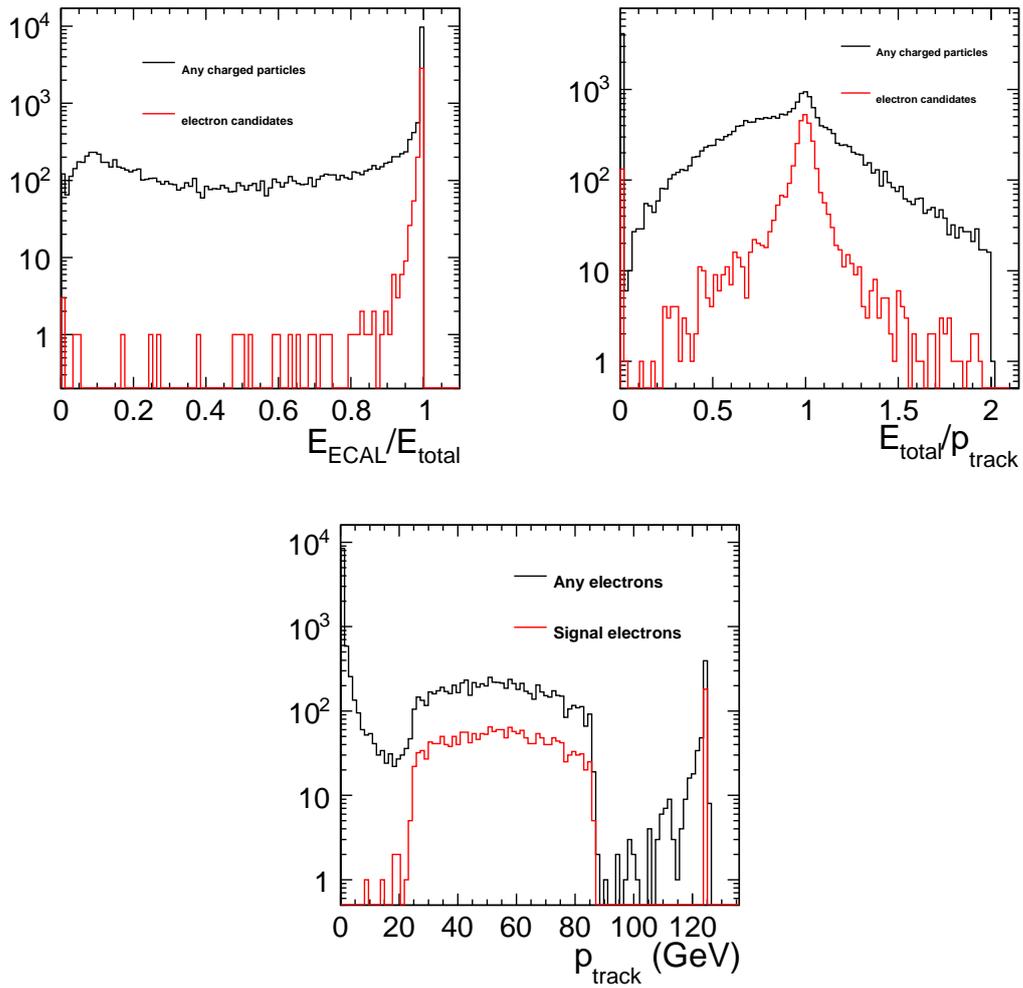


図 6.2: 電子モード選別条件

$$\frac{\delta p}{p^2} \leq 2 \left(a \oplus \frac{b}{p} \right), \quad (6.1)$$

$$a = 2.5 \times 10^{-5} \text{ (GeV}^{-1}\text{)},$$

$$b = 8 \times 10^{-4}$$

ミュオンは精度よく検出できるため、図 6.3 上のようにほとんどが条件内に収まるが、電子は制動放射の影響によりエラーが大きくなるため、この工程により解析に用いる粒子の質を厳選できる。

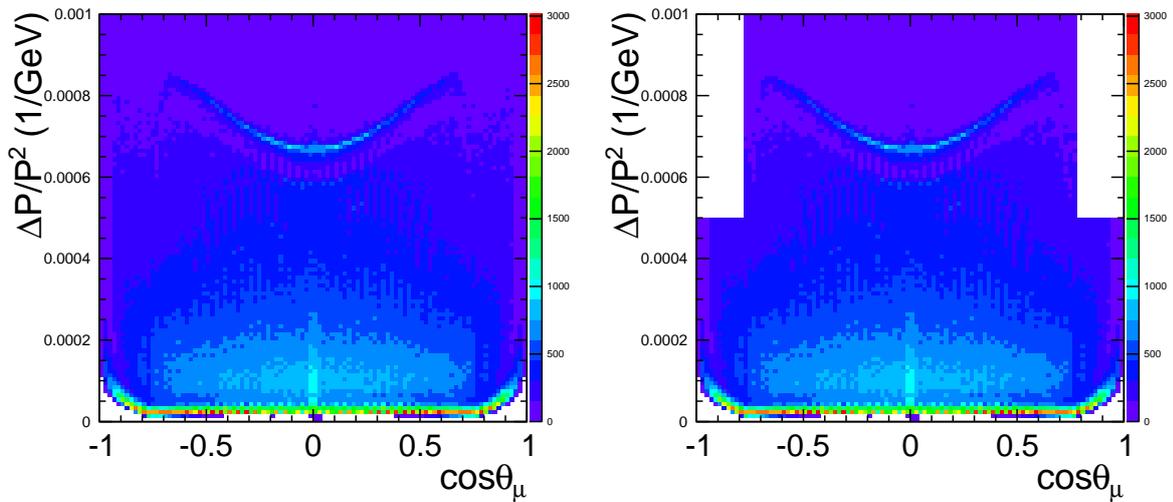


図 6.3: トラッククオリティ選別前後の $\Delta P/P^2$ 分布 (ミューオンチャンネル)

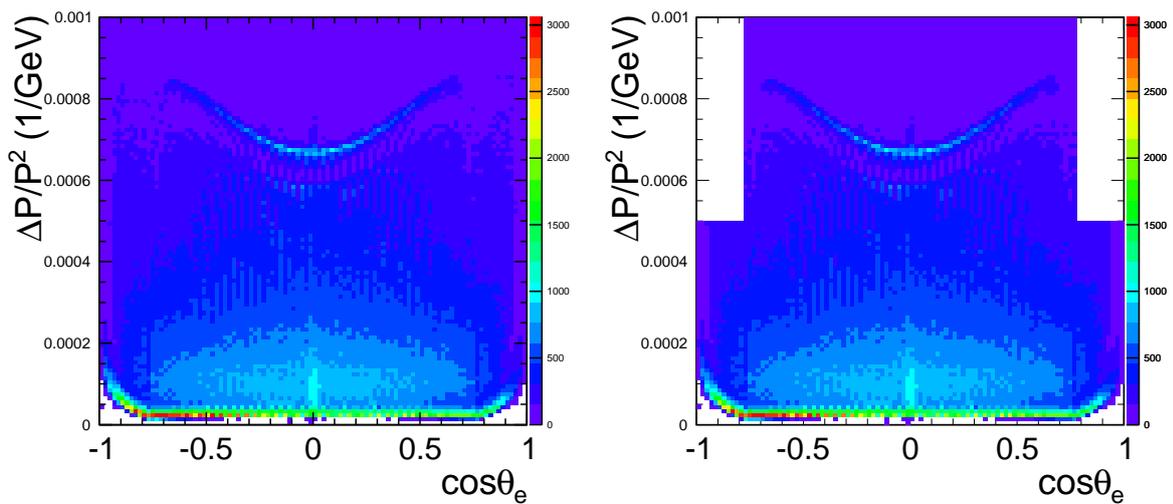


図 6.4: トラッククオリティ選別前後の $\Delta P/P^2$ 分布 (電子チャンネル)

6.2.3 インパクトパラメータ

τ レプトンの崩壊分岐比は、 $\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ が 17.4 %、 $\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ が 17.8 % である。そのため、終状態に τ を含むような事象は、信号と同じレプトンに崩壊することがあり、背景事象たり得る。また信号事象の中でも、分岐比は低いヒッグスから崩壊した τ 由来のレプトンを拾ってしまい、 Z ボソン由来のレプトンと取り違える虞れがある。これら为了避免するために、 τ から崩壊したレプト

ンを上述の PFO から取り除く。

この選別にはレプトン候補のインパクトパラメータを用いる。ここでインパクトパラメータは、粒子の飛跡と衝突点の距離として定義される。再構成された飛跡は 5 つのパラメータを持ち、その中でインパクトパラメータに関するものは、 r - ϕ 平面での距離 D_0 と r - z 平面での距離 Z_0 の 2 種類が存在する。しかしビームバンチが z 方向に長い (4.2 節) ため、 Z_0 は事象毎の誤差が大きくなるので、 D_0 を用いる方がよく分離できる。

注目するレプトンが τ から崩壊していた場合、 τ が飛行する分だけ、インパクトパラメータは大きくなる。図 6.5 は、6.3 節で述べる事象選別後の、インパクトパラメータ分布を、信号事象と背景事象に分けてプロットしたものである。 τ の寿命は 2.9×10^{-13} 秒であるため、インパクトパラメータの差はそこまで顕著ではないが、図から分かるように、背景事象の τ から崩壊したレプトンはインパクトパラメータが大きくなる傾向を持つため、この選別により除外することができる。

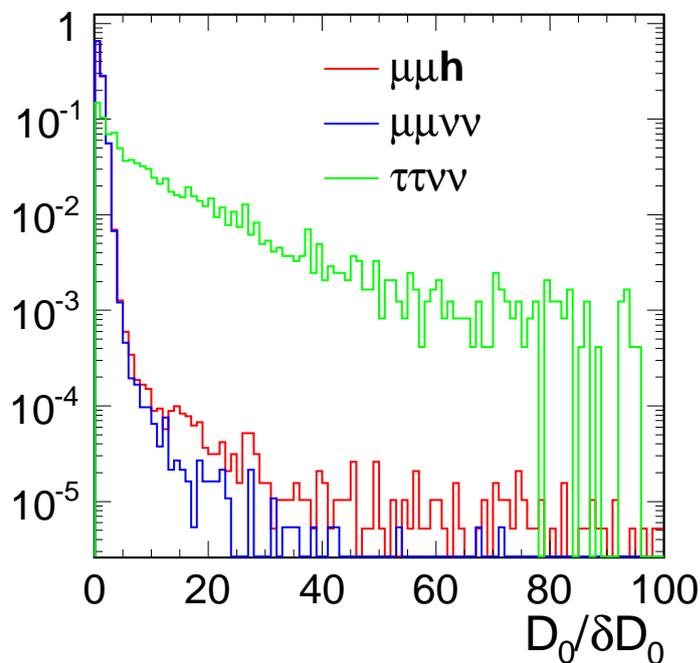


図 6.5: インパクトパラメータ分布

ここでは $D_0 \leq 5$ を条件として用いた。この選別は信号事象のミュオンを 99.6 % 保持する。ただし電子チャンネルの場合、飛跡検出の誤差がミュオンよりも大きいため、インパクトパラメータによる選別を行っても有意度が改善されない。そのためこの選別は、ミュオンチャンネルのみで行った。

6.2.4 制動放射リカバリ

飛跡検出器内で、電子は高磁場により曲げられる。その際に光子を放出するのが制動放射と呼ばれる現象である。この光子はしばしば大きなエネルギーを持ち去るため、検出された電子のエネルギーは、 $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow e^+e^-h$ におけるそれよりも低くなる傾向にある。この事実は、反跳質量分布においては、質量の高い方に伸びるテールとして現れる。すなわち電子のエネルギーを過小評価することにより、反跳側のヒッグス質量を過大評価してしまう。

そこで制動放射リカバリを行う。これは、前節で得られた信号電子対の周囲で光子を探し、その4元運動量を電子対に加えるものである。基本的な発想として電子の周囲に円錐を想定し、その中に入っている光子を対象とする(すなわち電子に近い方向に飛んだ光子)が、飛跡検出器での制動放射以外により生成された光子を拾ってしまった場合、リカバリ過多になる虞れがある。

そこでPFOの中で測定器のレプトンIDが光子を示すものの内、以下の条件を満たしたのみを飛跡検出器において放出された光子とみなし、リカバリを実行する。

粒子間の角度に関する条件

注目するPFOが制動放射光子であれば、電子との間の角度 $\cos \theta$ は十分小さいはずであるため、電子の周囲に想定した円錐内に入った光子をリカバリの候補とする。ここでは必要条件として、 $\cos \theta \geq 0.999$ を用いる。

円錐内でのエネルギー条件

上記の円錐の中に、さらに細い円錐 ($\cos \theta \geq 0.99995$) を作る。この細い円錐内に入った光子は、後述するスプリットでない限りリカバリされる。上記の円錐には入っているが、この細い円錐からは外れている光子には、電子とのエネルギー比が3%以上であるというさらなる条件を課す(6.2式)。

$$\cos \theta \geq 0.99995 \text{ または } E_\gamma / E_{e^\pm} \geq 3\% \quad (6.2)$$

スプリットされた光子でないこと

粒子がカロリメータに侵入した際に形成するクラスタを、ふたつの別のものと誤認することがある。これをスプリットといい、スプリットされたクラスタは非常に近い方向に飛んだふたつの粒子に見える。スプリットクラスタを候補から除くため、クラスタ間の距離について条件を設ける。ここでは電子と注目するPFOのクラスタ間の距離が、誤差と見なせるほど近かった場合に、このPFOをスプリットによるものと判断する。スプリットクラスタを判別する方法は、11章11.1節に詳しい。

リカバリの前後における反跳質量分布を、図6.6に示す。

制動放射前の、本来の電子のエネルギーに近づいたため、分布のテールが改善され、ピークが明瞭になることが分かる。実際この行程により、電子チャンネルにおける断面積測定精度は格段に向上する。

しかし前述の通り、光子のエネルギー分解能は電子のそれと比較して非常に悪い。すなわち、リカバリによって反跳質量のテールは改善されるが、代わりにエネルギー不定性が大きくなり、分

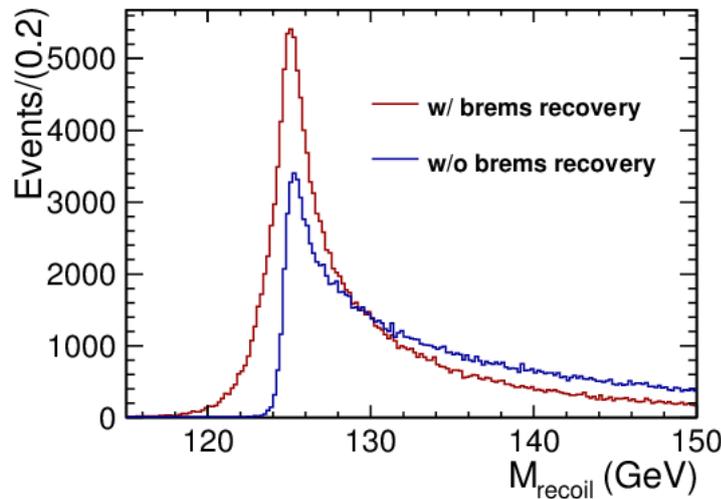


図 6.6: 制動放射リカバリによる反跳質量分布の変化

分布の幅はむしろ大きくなる。これはピーク位置 (ヒッグス質量) の不定性が増すことを意味する。反跳質量測定の精度はほぼミュオンチャンネルが決定するため、電子チャンネルでさほど過敏になる必要はないが、以上の理由から制動放射リカバリは、反応断面積測定に関する解析でのみ実行する。

なおミュオンチャンネルでは、光子の低エネルギー分解能によるスミアの影響の方が大きいいため、リカバリは行わない。

6.3 背景事象排除

本節ではレプトン対を用いた背景事象の排除の方法について説明する。前章で述べたように、レプトン対を終状態に含むような事象が背景事象となる。反跳手法では基本的にレプトン対以外の情報を選別に用いることができない。しかしモデル非依存性が保証される場合はその限りでない。本解析で用いる選別は、以下の通りである。

- レプトン対の横運動量 $p_{Tdl} \geq 20 \text{ GeV}$
- レプトン対の不変質量 $M_{dl} \in (80, 100) \text{ GeV}$
- xy 平面におけるレプトン対の角度 (acop : Acoplanarity $\in (0.2, 3.0)$)
- レプトン対と高エネルギー光子との横運動量差¹ ($\delta p_{Tbal} \notin (-10, 10)$)

¹パイアスを避けるため特殊な計算方法を用いる。詳しくは 6.3.4 節を参照

- PFO の損失角度 $^2(\|\cos\theta_{missing}\| \leq 0.99$ または $\cos\theta \leq 0.8$ 、ただし $\cos\theta$ は Z ボソンの生成角度)
- 反跳質量 ($M_{recoil} \in (115, 150)$)
- 尤度関数 (ミューオンチャンネルと電子チャンネルで定義と選別範囲が異なる)

5章の表 5.1 で示したように、本解析 (ミューオンチャンネル・電子チャンネルどちらも) の背景事象の内、最も反応断面積の大きな事象は、 $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ または $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ である。ここで γ は ISR (Initial State Radiation)、すなわちビームの電子と陽電子が電磁相互作用を起こし、衝突前に放出された光子である。しかしこれらの事象におけるレプトン対は特徴的 (back-to-back) であり、上記の選別のいくつかで非常によく排除される。

なおこの他に、PFO の可視エネルギーを用いた事象選別も背景事象がニュートリノを含んでいる場合に有効であるが、ヒッグスの不可視崩壊モードに対してバイアスを持つため、ここでは除外している。可視エネルギーについては、6.3.8 節で述べる。

6.3.1 横運動量 p_{Tdl}

粒子の持つ運動量の内、z 軸 (ビーム軸) に垂直な成分、すなわち運動量ベクトルの xy 平面への射影を、横運動量 (p_T : Transverse Momentum) と呼ぶ。 p_{Tdl} はレプトン対の横運動量を合成したものであり、レプトン対が Z ボソンから崩壊した場合は、Z ボソンの横運動量である (6.3 式)。

$$p_{Tdl} = \sqrt{(p_x^{l^+} + p_x^{l^-})^2 + (p_y^{l^+} + p_y^{l^-})^2} \quad (6.3)$$

信号事象では Z ボソンはヒッグスボソンと共に生成される。重心系では Z ボソンとヒッグスボソンの運動量の和はゼロになるので、Z ボソンはある程度以上の横運動量を持つ。一方、終状態がレプトン対のみであるような背景事象 $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ では、レプトン対は back-to-back に飛ぶ³ため、Z ボソンの横運動量は小さくなる傾向にある。図 6.7 に信号事象と主な背景事象の p_{Tdl} 分布を示す。

ここで図中の ll は $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ 、llnn は $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\nu\nu$ 、llff は $e^+e^- \rightarrow l^+l^-ff$ を意味する。ただし、f はニュートリノ以外のフェルミオンである。

以下の選別項目でも同様であるが、選別の有効性の指標として、有意度 (significance、6.4 式) を用いる。

$$significance = \frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{signal} + N_{BG}}} \quad (6.4)$$

すなわち、それぞれの選別後の有意度が最大となるよう、選別値を決定する。ここでは、 $p_{Tdl} \geq 20 \text{ GeV}$ が最も効果的と考えられる。

²これもバイアスを持つため、Z ボソンの生成角度と組み合わせて選別に用いる。詳しくは 6.3.5 節を参照

³実際には ISR が横運動量を持つことがあり、それに対応して l^+l^- 事象も、図 6.7 に示すように有限の横運動量を持つ。こうした $l^+l^-\gamma$ 事象を排除するには、6.3.4 節で解説する δp_{Tbal} を用いた選別が有効である。

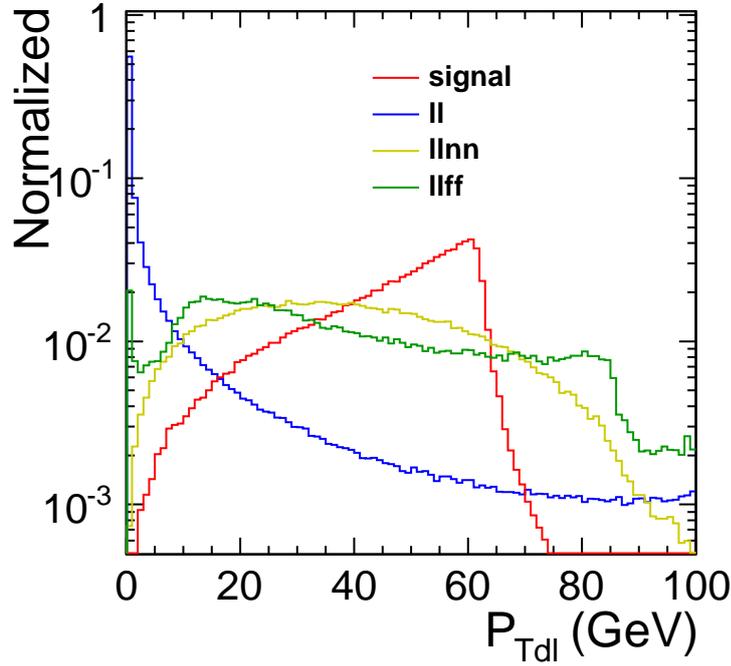


図 6.7: p_{Tdl} 分布

6.3.2 不変質量 M_{dl}

信号事象のレプトン対は Z ボソンから崩壊するので、不変質量は Z ボソンの質量 $m_Z=91.2$ GeV にピークを持つ分布となる。一方、レプトン対が Z ボソンから崩壊していないような背景事象は、不変質量分布は Z ボソン質量付近以外にも広がる。

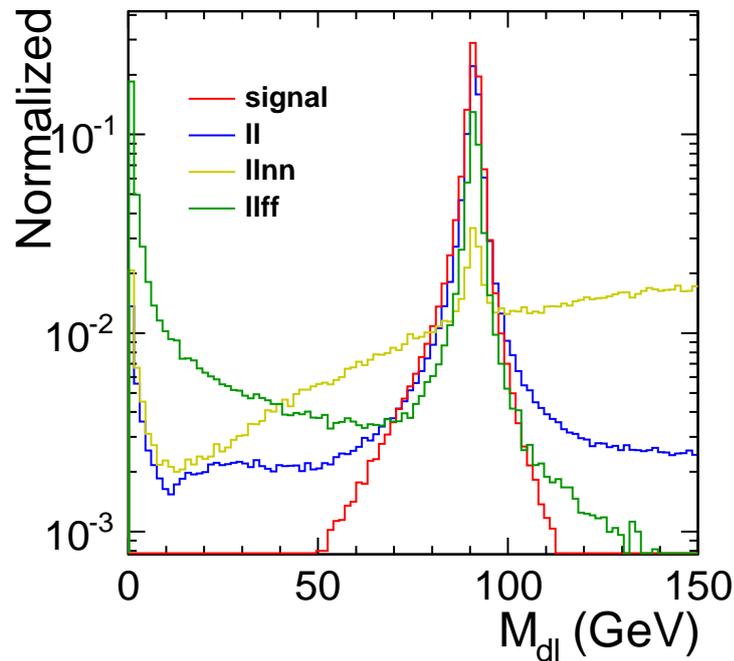
図 6.8 に不変質量分布を示す。

$l^+l^-\nu\nu$ を終状態とする背景事象は、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ や $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$ が挙げられる。そして前者はレプトン・反レプトンが、それぞれ異なる W ボソンから崩壊しているので、本選別 $M_{dl} \in (80, 100)$ GeV により効果的に排除されるまた l^+l^-ff を終状態とする背景事象にも、中間状態が ZZ のもの、 $Z\gamma$ のもの、 $\gamma\gamma$ のものなどがある。レプトン対が光子から崩壊していた際に、不変質量 M_{dl} は Z 質量から外れる。

6.3.3 Acoplanarity

レプトン対のベクトルを xy 平面に射影した際の、間の角度 (Rad.) を、Acoplanarity と呼ぶ。

$$acop = \cos^{-1} \frac{\mathbf{p}_{xy}^{l^+} \cdot \mathbf{p}_{xy}^{l^-}}{|\mathbf{p}_{xy}^{l^+}| |\mathbf{p}_{xy}^{l^-}|} \quad (6.5)$$

図 6.8: M_{dl} 分布

信号事象では、 Z ボソンはヒッグスと共に生成されるため、ある程度の運動量を持つ。この場合、崩壊したレプトン対は Z ボソンの運動の方向にブーストされ、結果として重心系で計算された a_{cop} は、 Z ボソンの運動量の大きさに対応した値を持つ。図 6.9 に各事象別の a_{cop} 分布を示す通り、信号事象では $a_{\text{cop}}=2$ 付近が最も典型的である。

一方で中間状態として Z ボソンを想定した $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ の背景事象では、レプトン対が back-to-back に飛ぶため、 a_{cop} は π に近い値を持つはずである。このため、 a_{cop} に上限を設けることで、そのような背景事象を排除できる。

また $e^+e^- \rightarrow ZZ$ 事象においては、ふたつの Z ボソンは前方・後方方向に強くブーストされる。このとき Z ボソンの横運動量は小さくなるため、 a_{cop} は π に近い値を持つ。単なるレプトン対の 3 次元的な角度ではなく、 xy 平面への射影を考える意義がこれである。

これに対して図 6.10 に示すような、レプトン対が光子から崩壊する背景事象では、相対論的運動学の要請からレプトン対は同方向の運動量を持つ。

すなわち a_{cop} は 0 に近い値を持つ。このような背景事象は、 a_{cop} に下限を設けることで排除できる。

以上を踏まえ、有意度を最大にする選別として、 $a_{\text{cop}} \in (0.2, 3.0)$ を用いた。

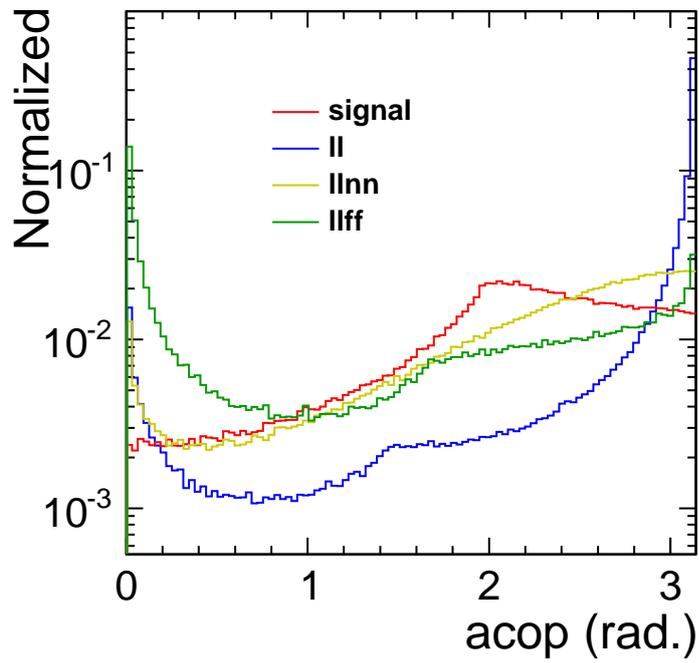
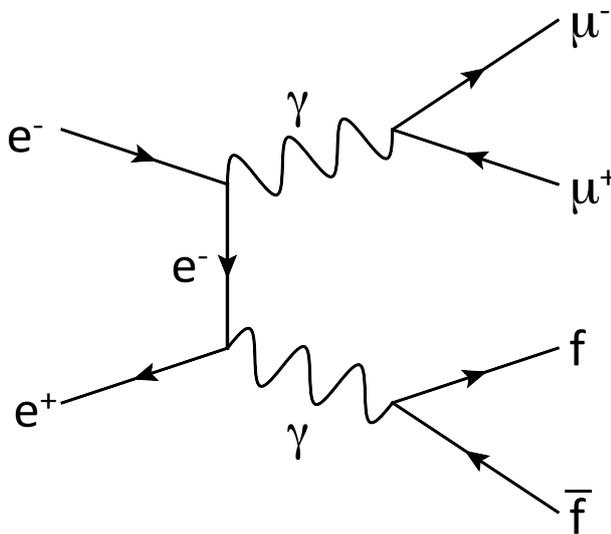


図 6.9: acop 分布

図 6.10: $\gamma\gamma$ 中間状態

6.3.4 横運動量差 δp_{Tbal}

6.3.4.1 定義

6.3.1 で説明した p_{Tdl} は、主に l^+l^- 事象を排除するのが目的であったが、横運動量を持った ISR 光子を伴った場合、 p_{Tdl} はこの光子と同じ大きさの横運動量を持つ。すなわち p_{Tdl} は、 $l^+l^-\gamma$

事象に対して効果が薄くなる。

これを補填するための選別が δp_{Tbal} であり、6.6 式のように、レプトン対と高エネルギーの光子との、横運動量の差として定義される。

$$\delta p_{Tbal} = p_{Tdl} - p_{T\gamma} \quad (6.6)$$

ここで $p_{T\gamma}$ は PFO 光子の内、最もエネルギーが高いものの p_T である。図 6.11 に、この定義における δp_{Tbal} 分布を示す。

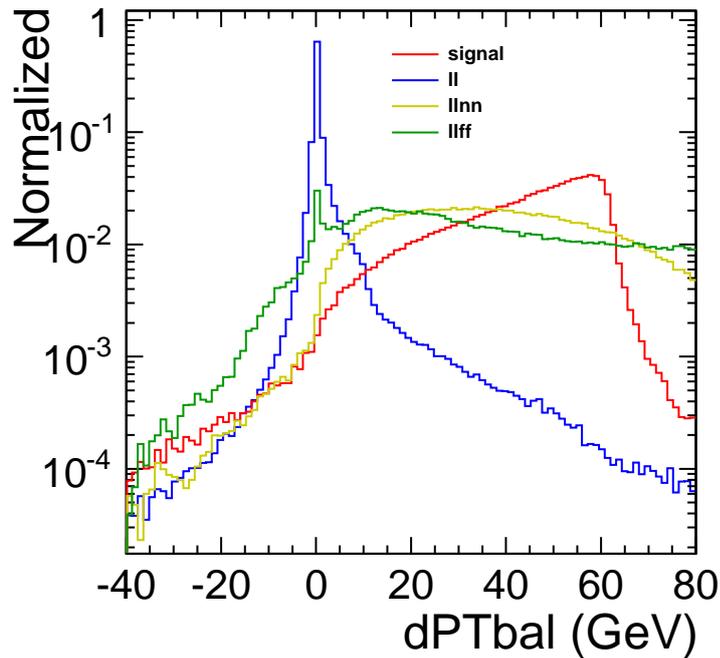


図 6.11: δp_{Tbal} 分布

$l^+l^-\gamma$ 背景事象の p_{Tdl} が大きな値を持つのは、必ず ISR 光子が同程度の横運動量を持ち去るときであるため、レプトン対と ISR 光子の横運動量は、向きが反対で大きさが等しくなるはずである。したがってそのような背景事象では、 δp_{Tbal} は 0 にピークを持つ。

一方、信号事象では p_{Tdl} と $p_{T\gamma}$ の間には相関がないため、単に図 6.7 の分布をシフトさせたような分布となる。したがって $l^+l^-\gamma$ 事象のみが持つ $\delta p_{Tbal}=0$ 付近を排除することで、 p_{Tdl} 選別の漏れをフォローできる。

6.3.4.2 バイアス除去

しかしながらこの物理量の計算には、レプトン対のみでなく光子が用いられる。先述した通り、反跳の解析では基本的に、レプトン対以外の情報を用いると、モデル非依存が崩れる虞れがある。

実際、図 6.12 の青いラインは最も崩壊分岐比の高い $h \rightarrow bb$ 崩壊モード、青い破線は $h \rightarrow \tau\tau$ 崩壊モードについて、単に 6.6 式で δp_{Tbal} を計算した場合に得られる分布の比較であるが、明らかに分布の違いが認められる。

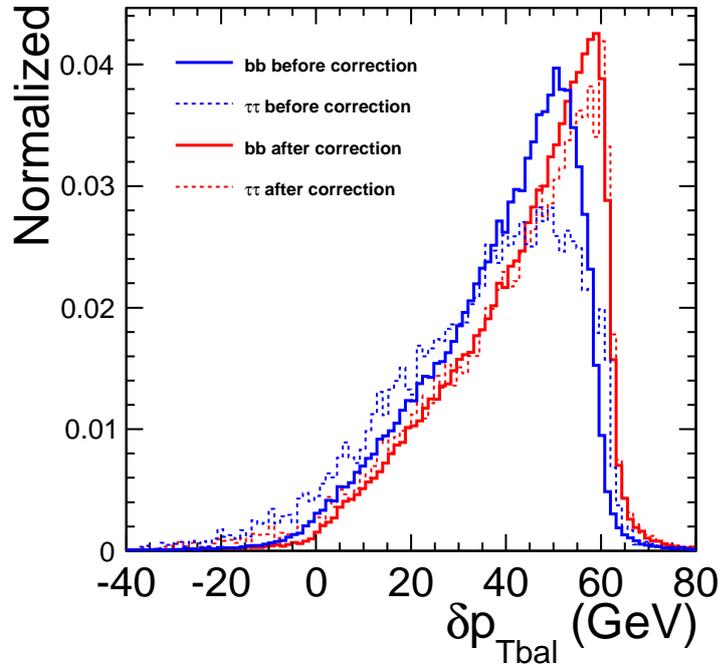


図 6.12: δp_{Tbal} のヒッグス崩壊モード別の分布比較

すなわち $h \rightarrow \tau\tau$ モードの分布は、他のモード ($h \rightarrow bb$) と比べて低い方に偏っている。この影響によりこのモードは、他のモードと比べてやや排除されやすい。図 6.13 の黒いプロットは、ヒッグス崩壊モード別の δp_{Tbal} 選別の排除効率である。

$h \rightarrow bb$ モードの、本選別に対する選別効率が 99.4 % であるのに対し、 $h \rightarrow \tau\tau$ モードの選別効率は 94.3 % となる。このバイアスは最終的な信号事象数の統計誤差 (およそ 3 %) に対して無視できないほど大きいため、可能な限り他モードの選別効率と近づける必要がある。以下ではこのバイアスを排除する方法について議論する。結果として、ヒッグス崩壊モード別の信号排除効率は図 6.13 の赤いプロットのように改善される。

ここでは δp_{Tbal} の計算に用いる光子に、条件を加えることを考える。問題のバイアスは、 δp_{Tbal} を計算する際に、 $h \rightarrow \tau\tau$ 由来の π^0 中間子から崩壊した光子を、ISR と誤認して使用していることによる。実際、図 6.14 は PFO 光子の任意の組み合わせの不変質量をプロットしたものであるが、 $h \rightarrow \tau\tau$ モードでは τ 崩壊に由来の π^0 が生じるため、 m_{π^0} 付近に鋭いピークを持っている。

また、図 6.15 は PFO 光子の不変質量と、光子のエネルギーとの 2 次元分布を、 $h \rightarrow \tau\tau$ 信号事象と l^+l^- 背景事象について比較したものである。

ここから分かるように、 $h \rightarrow \tau\tau$ 由来の光子は、そのほとんどが $E_\gamma \leq 60 \text{ GeV}$ のエネルギーを

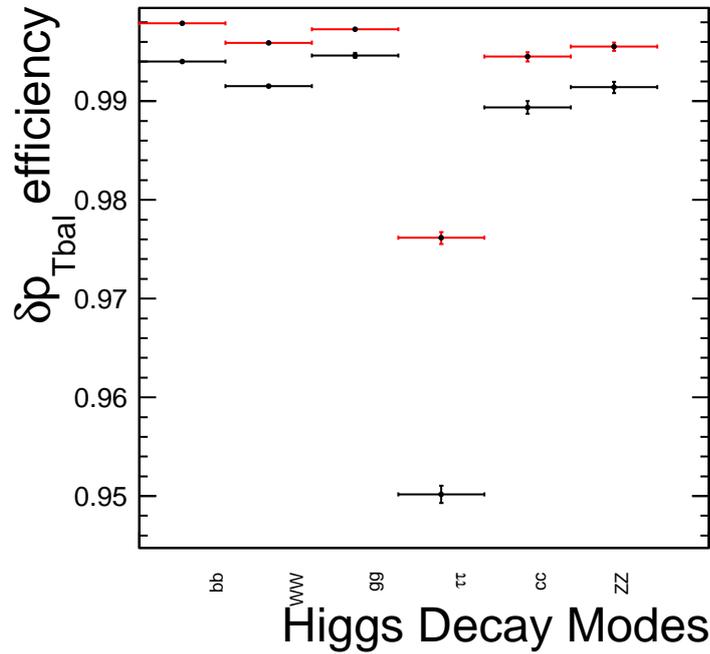


図 6.13: δp_{Tbal} 選別の信号排除効率 (バイアス補正前後の比較)

持つに留まっている。一方、2 レプトン背景事象は終状態の粒子の質量が比較的小さいため、ISR 光子が持つエネルギーに制限がなく、しばしば大きなエネルギー、然るに横運動量を持つ。 p_{Tdl} で排除されない背景事象はそういった、ISR 光子が大きな横運動量を持つ場合であるから、使用する光子のエネルギーに下限を設けることで、ヒッグス崩壊由来の光子を誤って使用するのを防ぎつつ、背景事象の ISR 光子を用いた計算も妨げないようにできる。

以上の理由により、6.6 式の計算に用いる光子は、

- $m_{2\gamma} \geq 0.2 \text{ GeV}$
- $E_{\gamma} \geq 60 \text{ GeV}$

を満たすものの内、最もエネルギーの高いものとする。

その結果として、ヒッグス崩壊モード別の δp_{Tbal} 分布は、図 6.12 の青いプロットから赤いプロットのように変化する。(実線が $h \rightarrow bb$ 崩壊モード、破線が $h \rightarrow \tau\tau$ 崩壊モード) それに伴って信号事象の排除効率も、図 6.13 の赤いプロットのように大きく改善される。ただし、以上の光子選別の導入により、背景事象の排除効率は若干悪化する。すなわち光子選別導入前の 14.5 % に対し、導入後は 22.2 % となる。事象選別後の最終的な結果の中で、この手法が及ぼす影響については、6.3.9 節で見る。

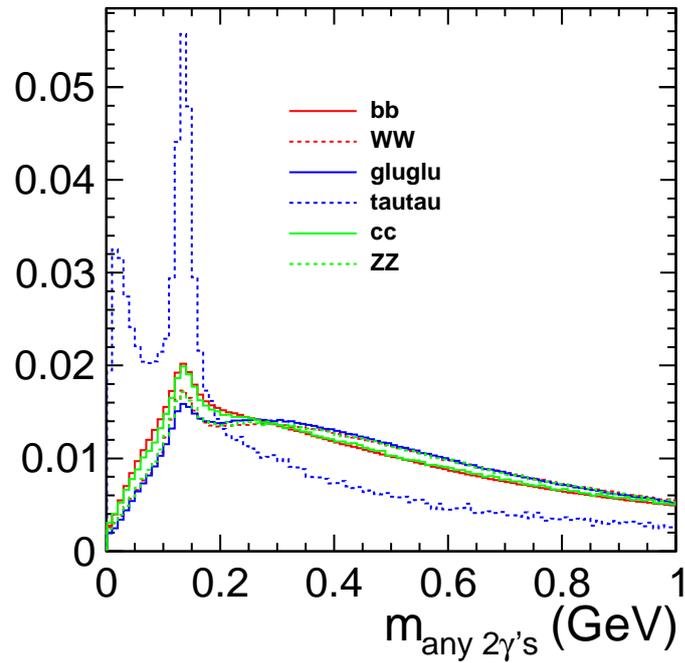


図 6.14: PFO 光子不変質量

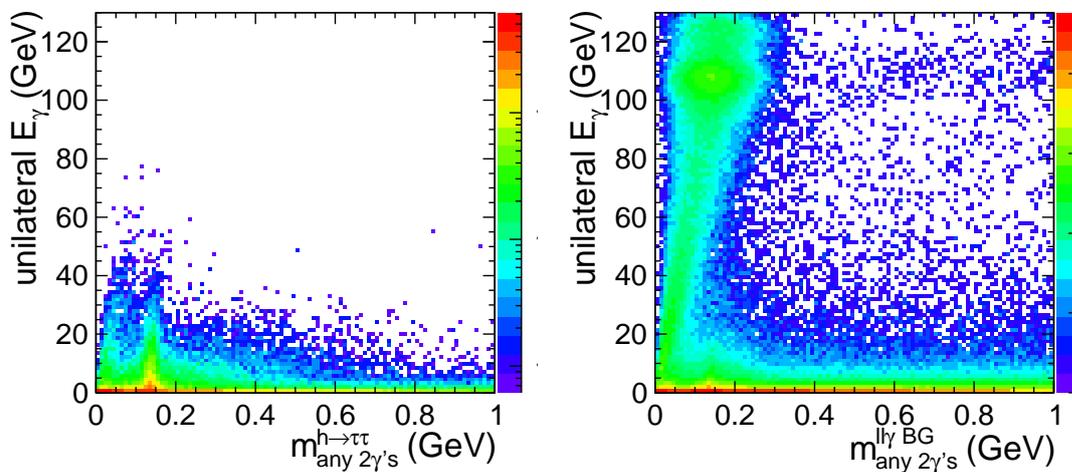


図 6.15: PFO 光子不変質量 VS E_{gamma} ($h \rightarrow \tau\tau$ 事象、ll 背景事象)

6.3.5 PFO 損失角度 $\cos \theta_{\text{missing}}$

6.3.5.1 定義

測定された PFO の運動量をすべて合成した運動量の角度を $\cos \theta_{\text{missing}}$ と定義する。

$$\cos \theta_{missing} = \Sigma \cos \theta_{PFO} = \frac{(\Sigma P_{PFO})_z}{\|\Sigma \mathbf{P}_{PFO}\|} \quad (6.7)$$

ILC では始状態の運動量は、重心系ではゼロベクトルであるから、6.7 式は、検出されない粒子の運動量の和の角度を意味する。

この分布には、主にふたつの効果が影響する。

終状態にニュートリノを含む場合

ニュートリノは検出されないため、損失角度に強く影響を及ぼす。すなわち、終状態にニュートリノを含むような事象では、ニュートリノが様々な方向に運動量を持つために、 $\cos \theta_{missing}$ 分布は平坦になる傾向がある。

粒子がビームパイプに入射し検出されない場合

このパターンの粒子は、ISR 光子が支配的である。ビームパイプには検出器を置くことができないので、前後方向に飛びやすい ISR 光子が入射した場合、 $\|\cos \theta_{missing}\|$ は 1 にピークを持つようになる。

$\|\cos \theta_{missing}\|$ 分布は、以上のふたつの効果の優勢具合によって、平坦であるか 1 にピークを持つかが決まる。また ISR のエネルギーについては、終状態の粒子の質量に大きく依存する。すなわち、終状態粒子が軽いものばかりであれば、ISR が大きなエネルギーを持つことが許容されるが、信号事象のように重い粒子が生成される事象は、ISR が小さいような場合でしか発生しない。したがってこのふたつの効果の優勢具合は、終状態のニュートリノの数と、終状態粒子の質量によって決定される。

例えば $l^+l^-\nu\nu$ 背景事象は、ニュートリノによる効果が大きいために、全体として平坦な分布を持つし、一方で $\mu^+\mu^-\gamma$ または $e^+e^-\gamma$ 背景事象は、ニュートリノの寄与がない上に、ISR にかかる制限が非常に小さいため、1 に強いピークを持っている。この他にも $\tau^+\tau^-\gamma$ 背景事象は、終状態にニュートリノを含むことがあるものの、終状態の質量は軽いために、ISR 光子による影響の方が大きく、結果として 1 にピークを持つようになる。

事象毎の $\|\cos \theta_{missing}\|$ 分布を、図 6.16 に示す。

信号事象は、後述するように $h \rightarrow \tau\tau$ モードを除けば、ニュートリノは出ない、または出る確率が小さいため、ISR 光子の影響で 1 にピークを持っている。しかしながら他の背景事象と比べ、 E_{ISR} にかかる制限が大きいために、比較的小さなピークを持つに留まっている。そこで、 $\|\cos \theta_{missing}\| \leq 0.99$ の選別により、背景事象を大きく削減することができる。

図 6.16 と合わせて分かるように、本選別は $l^+l^-\gamma$ と l^+l^-ff の背景事象に対し有効である。

6.3.5.2 バイアス除去

以上のように本選別は背景事象を大きく削減することが期待されるが、 δp_{Tbal} と同じく、レプトン対以外の情報を使っているために、ヒッグス崩壊モードに対してバイアスを持つ。すなわち $h \rightarrow \tau\tau$ モードでは、 τ が ν に崩壊するために、 $\|\cos \theta_{missing}\|$ が平坦になってしまう。その結果、

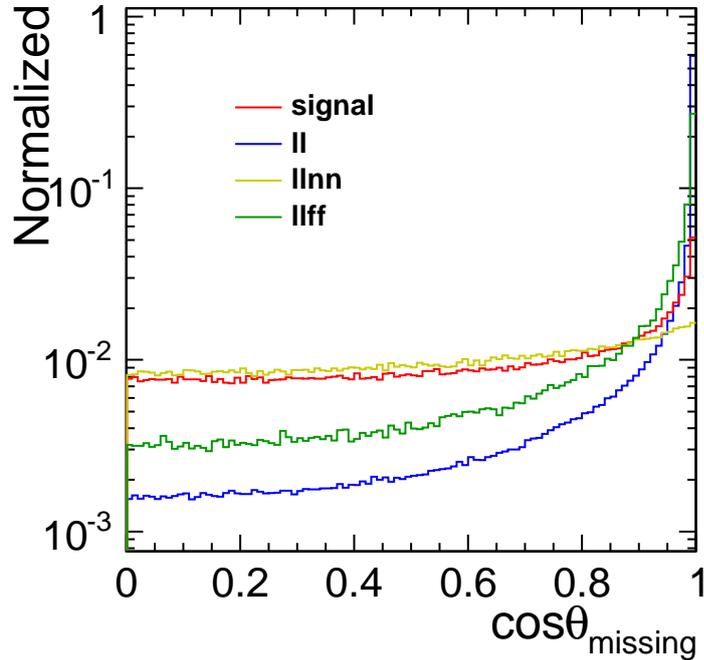


図 6.16: $\|\cos \theta_{missing}\|$ 分布

本選別における $h \rightarrow \tau\tau$ モードの選別効率、他の崩壊モードと比較して高くなる傾向にある。図 6.17 の黒いプロットに、単に $\cos \theta_{missing}$ のみで選別を行った際の、各モード毎の効率を示す。

このバイアスは、やはり最終的な断面積の統計誤差と比較して大きいため、選別に条件を加える必要がある。

バイアス排除に用いるのは、 Z ボソンの生成角度 $\cos \theta$ との相関である。図 6.18 に、信号事象の中でも主要なヒッグス崩壊モード ($h \rightarrow bb, WW, gg, \tau\tau, cc$)、および背景事象の内最終状態が 2 レプトンであるもの (ll) について、 Z ボソンの生成角度 $\cos \theta_{Zboson}$ と損失角度 $\cos \theta_{missing}$ との相関を見たものである。

図から分かるように、信号事象の分布の中で $h \rightarrow \tau\tau$ モードの事象のみ、 $\cos \theta$ と $\cos \theta_{missing}$ が相関を持っている。すなわち損失角度は Z ボソンの生成方向と同じ方向を持つ傾向にある。

この事実からバイアスの原因として、 $h \rightarrow \tau\tau$ 由来のニュートリノが、様々な方向に運動量を持っていることが支配的であると推測できる。よってこれらのニュートリノが前後方向に運動量を持つような場合のみを考えればバイアスを軽減することができる。信号事象においては、 Z ボソンが前後方向に生成されれば、輻射されるヒッグスもまた前後方向の運動量を持つはずであり、したがってヒッグスの崩壊に由来するニュートリノも、前後方向に強くブーストされることが期待される。

一方、 ll 背景事象における $\cos \theta_{missing} \approx 1$ のピークは、前後方向に発生した ISR 光子がビームパイプに入射することが原因であった。この場合レプトン対の運動量和の方向は、ISR 光子のそ

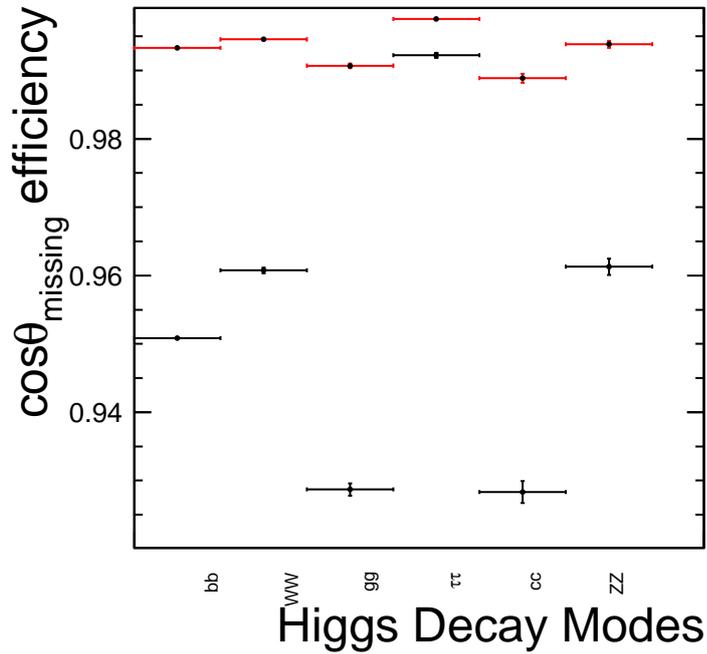


図 6.17: $\|\cos \theta_{missing}\|$ 選別の信号排除効率

れと逆向きになるため、 $\|\cos \theta\| \approx 1$ 付近に集中しやすい。この事実は図 6.18 から読み取れる。

以上を踏まえ、 $\|\cos \theta_{missing}\| \leq 0.99$ の選別を、Z ボソンが前後方向に生成された場合のみに採用すれば、バイアスを削減しつつ背景事象の排除効率の悪化も抑えられることが分かる。そこで選別を、以下のように緩和する。

- $\|\cos \theta_{missing}\| \leq 0.99$
- または $\|\cos \theta\| \leq 0.8$

選別が緩和されたことにより排除される信号事象は減るが、背景事象についてもやはり多く残るようになる。具体的には、緩和前後で背景事象の排除効率は、41.1 % から 74.6 % へと悪化する。しかしこれにより本選別の信号事象排除効率は、図 6.17 の黒いプロットから、赤いプロットのように変わり、ヒッグス崩壊モードに対する均一性が保たれることが分かる。

6.3.6 反跳質量

反跳質量は 4.1 式で計算される。反跳質量はヒッグス質量および生成断面積の測定精度を見積もるために見る分布であるため、選別と言うよりはむしろ、注目する分布の範囲を決定するものである。

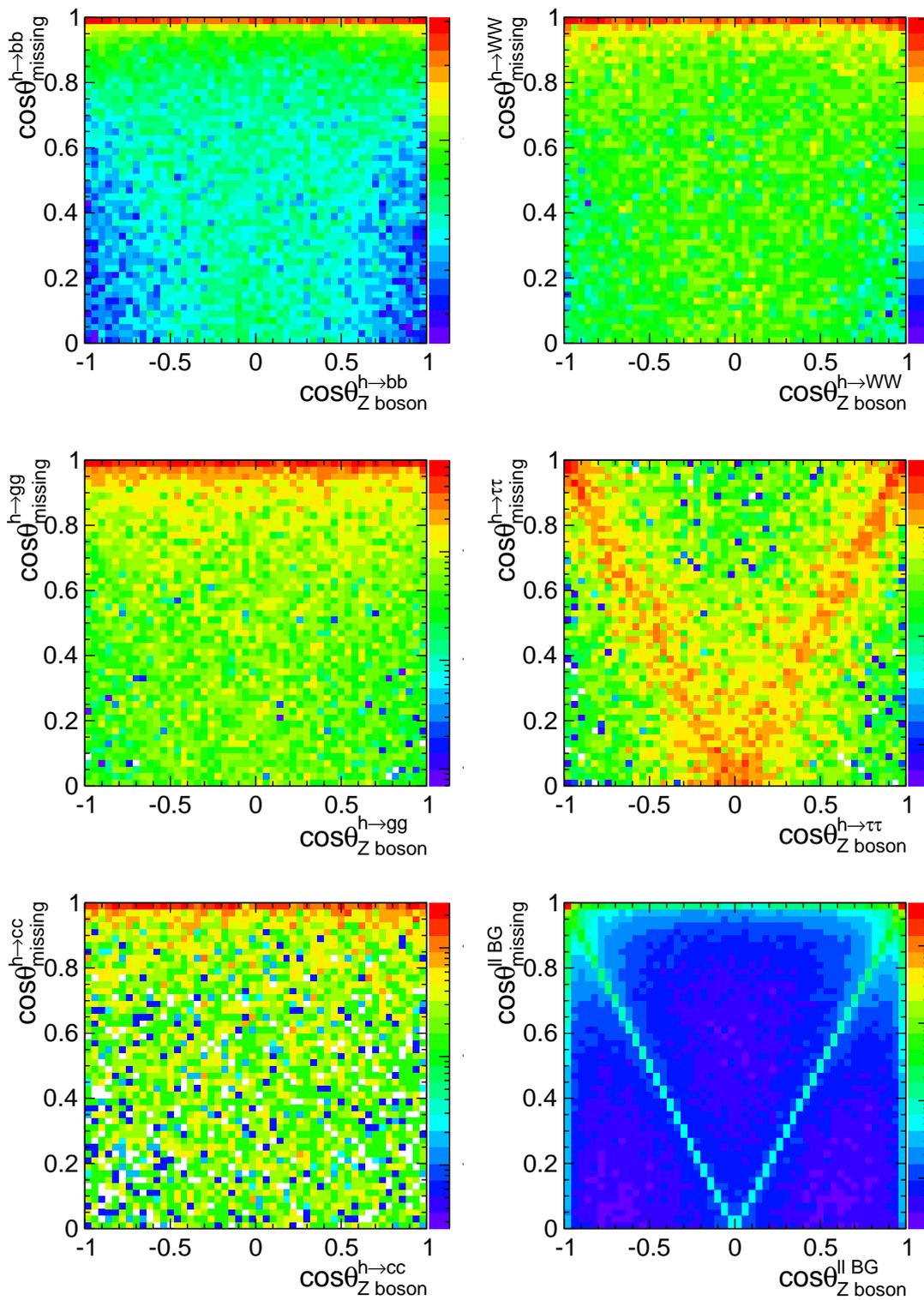


図 6.18: Z ボソン生成角度 VS $\|\cos\theta_{\text{missing}}\|$

背景事象を排除した後に、フィットにより事象数を見積もるが、背景事象の分布を正しくフィットするためには、信号事象がほぼゼロになる領域を、低質量側、高質量側それぞれに確保する必要がある。これはフィットの際、両端の背景事象数を正しく見積もるためである。

図 6.19 に、各事象の反跳質量分布を示す。ここでは注目する範囲として、 $M_{recoil} \in (115, 150)$ を設定する。

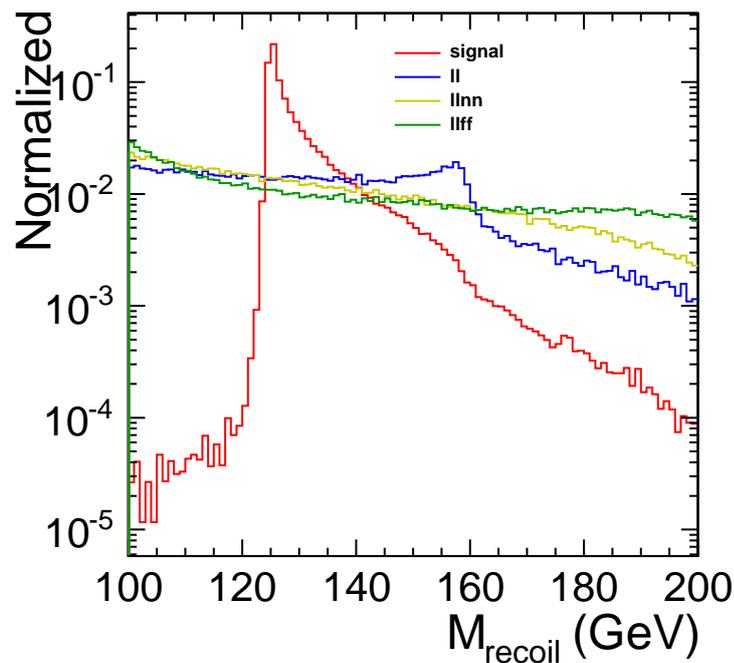


図 6.19: 反跳質量分布

また、6.4 式の有意度を計算する際は、この領域は単に有意度を下げるだけであるため、 $M_{recoil} \in (120, 140)$ として行う。

6.3.7 尤度関数

6.3.7.1 定義

尤度 (Likelihood) 関数による事象選別は、多変量解析 (MVA: Multivariate Analysis) の手法のひとつである。モンテカルロにより信号事象と背景事象が分離された複数の規格化された分布 (PDF) を入力変数として、入力変数がある値を持った事象が信号となる確率を学習させ、実際にひとつひとつの事象がどの程度「信号事象らしさ」を持っているかを計算する。本解析における尤度関数の計算には TMVA[16] という、MVA を ROOT で行うためのツールを用いた。

尤度関数は複数の入力変数の PDF を用いて計算される。本解析では 5 章で述べた DBD サンプルにおいて、生成した事象の半数をトレーニングとして用いた。この半数は以後の解析では用い

られず、残り半数に対して尤度関数選別を行い、解析をする。一般に k 番目の入力変数 x_k の規格化された PDF を $p_{S(B),k}$ (S は信号、 B は背景事象を意味する) とすると、ある事象 i の尤度比 $y_{\mathcal{L}}$ は 6.8 式で与えられる。

$$y_{\mathcal{L}}(i) = \frac{\mathcal{L}_S(i)}{\mathcal{L}_S(i) + \mathcal{L}_B(i)} \quad (6.8)$$

ただし尤度 $\mathcal{L}_{S(B)}$ は、

$$\mathcal{L}_{S(B)}(i) = \prod_{k=1}^{n_{var}} p_{S(B),k}(x_k(i)) \quad (6.9)$$

で与えられる。これにより尤度比は 0 から 1 の範囲を動く変数として定義され、値が 1 に近いほど、信号の尤度が高いことを意味する。

この尤度関数の計算は、6.3.7.2 節で説明する理由により、ミューオンチャンネルと電子チャンネルで入力変数や条件が異なる。

ミューオンチャンネル

ミューオンチャンネルにおける尤度関数の入力変数は、

- レプトン対の横運動量 p_{Tdl}
- レプトン対の不変質量 M_{dl}
- レプトン対間の角度 $\cos \theta_{dl}$
- レプトン対間の角度 (rad.) $Acolinearity$

の 4 つを用いる。尤度関数の計算に使用する反跳質量の範囲は (115, 150) である。

電子チャンネル

電子チャンネルにおける尤度関数の入力変数は、

- レプトン対の不変質量 M_{dl}
- レプトン対間の角度 $\cos \theta_{dl}$
- レプトン対間の角度 (rad.) $Acolinearity$

の 3 つを用いる。尤度関数の計算に使用する反跳質量の範囲は (120, 140) である。

尤度関数の計算に用いる入力変数は前節までの選別をかけた後の分布であり、図 6.20(ミューオンチャンネル) および図 6.21(電子チャンネル) に示すようなものとなる。

またこの定義で尤度関数を計算した結果、事象毎の分布は図 6.22 のようになる。

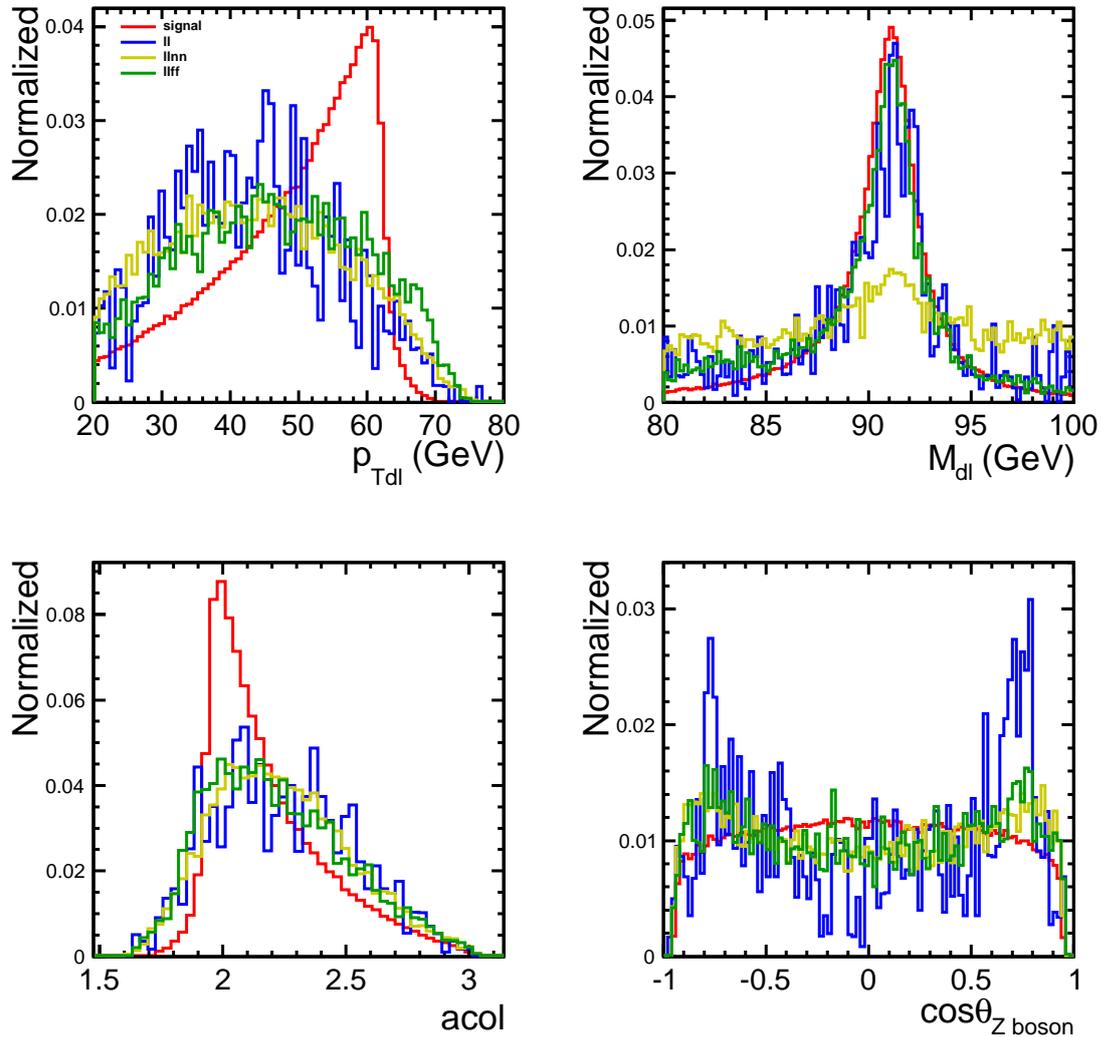


図 6.20: 尤度関数の入力変数分布 ミューオンチャンネル

6.3.7.2 尤度関数のバイアスについて

尤度関数は複数の変数を入力して計算されるため、反跳質量分布と相関のある変数を定義に用いた場合、出力される尤度もまた反跳質量にバイアスを持つ虞れがある。すなわち尤度関数を用いた選別により、信号事象の関数形が変化してしまったり、背景事象が信号事象に似たピーク（あるいは「こぶ」の様な分布）を持ってしまったりする。後者の場合フィットによる事象数の見積もりを行う際、背景事象を信号事象と取り違えてしまう危険性を持つ⁴。また、6.4章で述べるフィッティングによる関数の決定に、系統誤差を生じる要因となる。

⁴偽実験による事象数の見積もり時に信号事象と背景事象を取り違えると、信号事象数に関する pull 分布の中心値が、0 からシフトする。したがってバイアス排除は、pull 分布の中心値を 0 に保つことが目標である。

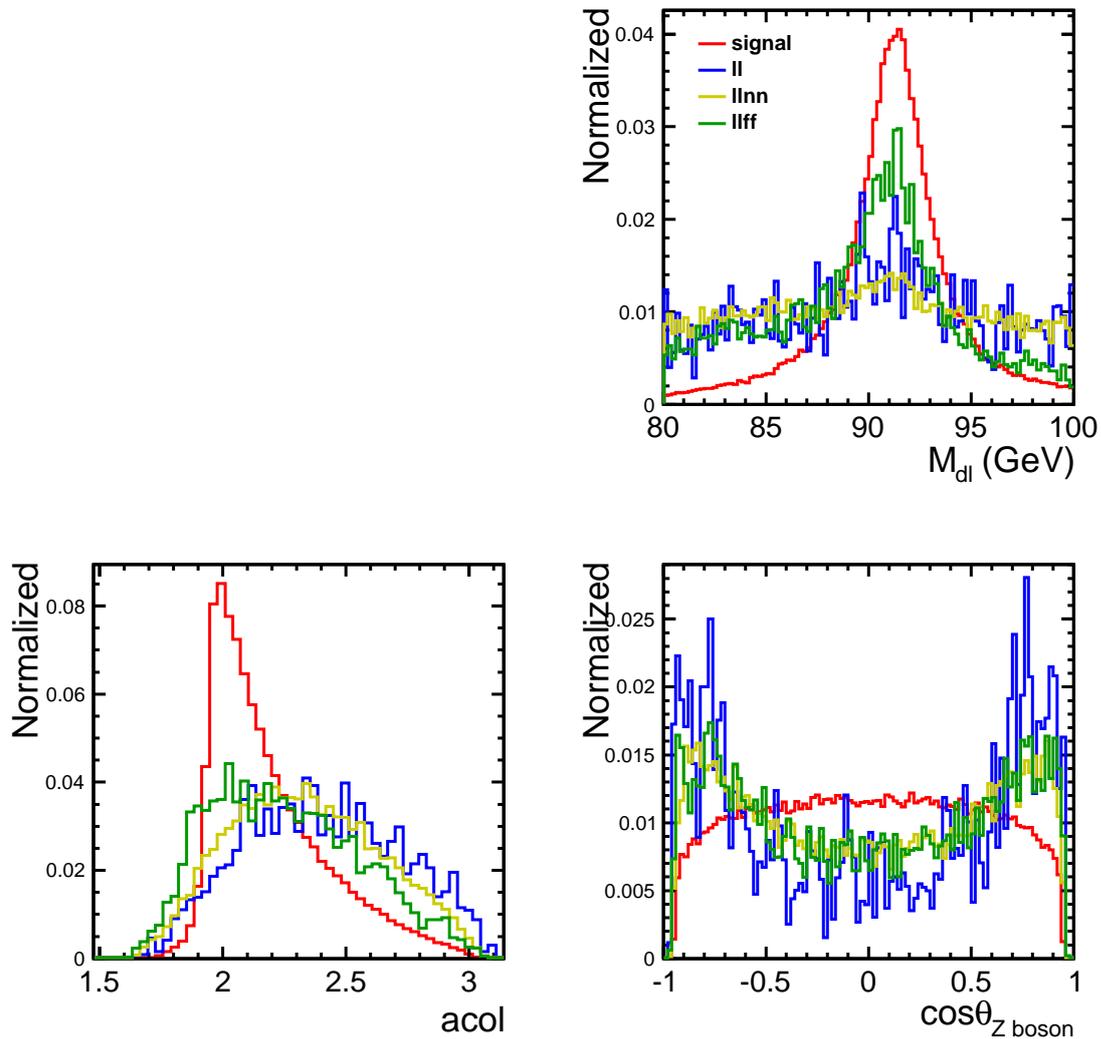


図 6.21: 尤度関数の入力変数分布 電子チャンネル

ここで電子チャンネルの尤度関数を計算する際、 p_{Tdl} を用いず、かつ $M_{recoil} \in (120, 140)$ を条件として追加することにより、選別後の背景事象の反跳質量分布における、125 GeV 付近の「こぶ」を排することができる。

図 6.23 の青いプロットはミュオンチャンネルと同様の条件で尤度関数の計算を行った場合、赤いプロットは上述の条件で計算した場合を示す。

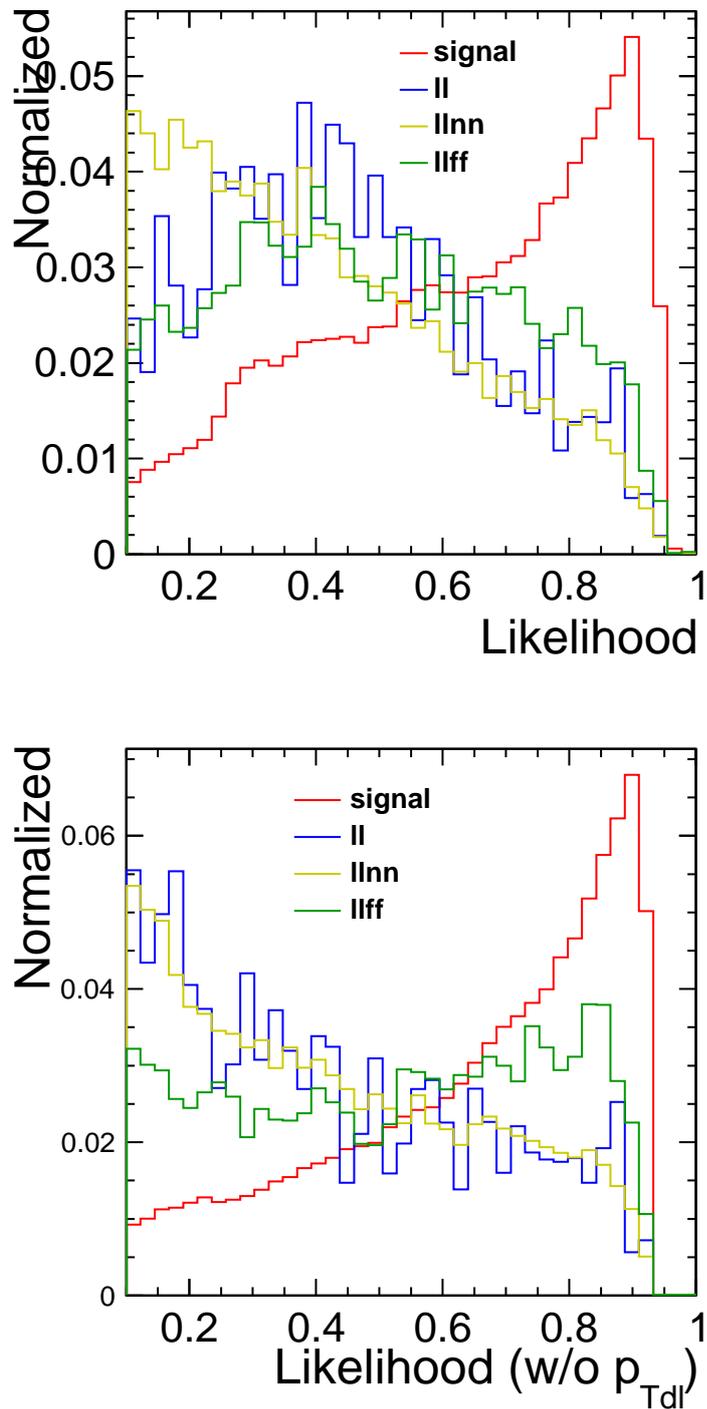


図 6.22: 尤度関数分布 (ミューオンチャンネル、電子チャンネル)

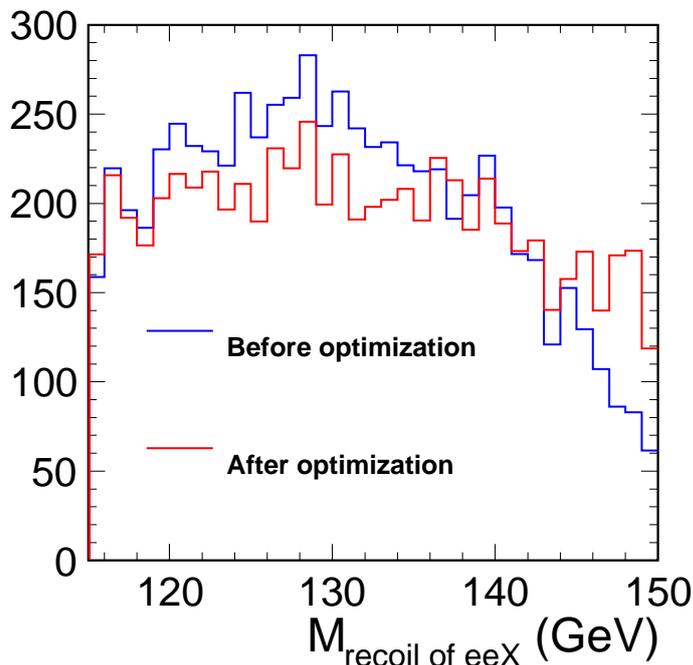


図 6.23: 電子チャンネル尤度関数の最適化

6.3.8 可視エネルギー $E_{visible}$ (準モデル非依存解析)

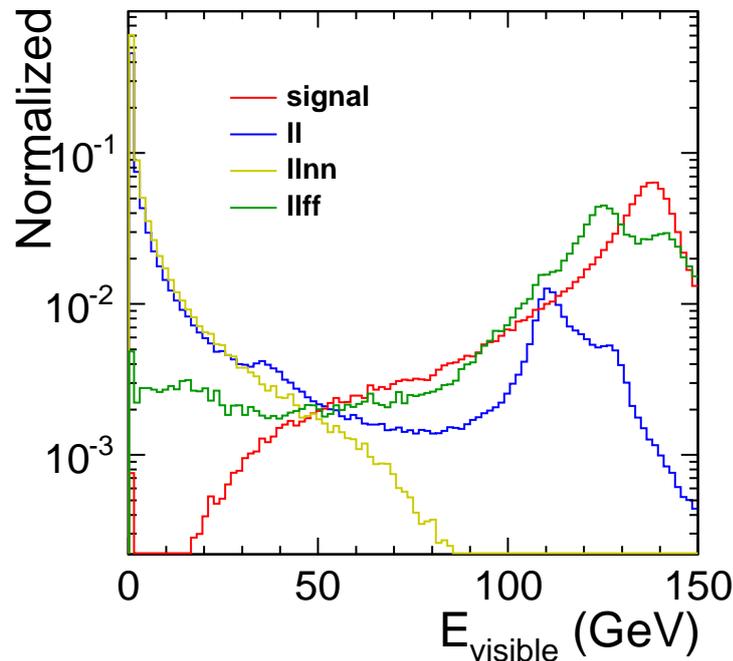
6.3.8.1 定義

次節で述べるように、最終的に支配的となる背景事象は、左巻き偏極ではニュートリノを含むような事象 (すなわち $\ell\nu\nu$) である。そのような背景事象を有効に排除できる物理量として、可視エネルギー ($E_{visible}$) を考える。定義は 6.10 で与えるように、測定された粒子のエネルギーの総和と、レプトン対のエネルギーとの差である。

$$E_{visible} = \sum E_{PFO} - E_{dl} \quad (6.10)$$

$\ell\nu\nu$ 背景事象では、レプトン対の他の粒子は主にニュートリノである。したがってそのような事象では $E_{visible}$ は 0 に近い値をとる。図 6.24 に、各事象別の $E_{visible}$ 分布を示す。

また 2 レプトン背景事象 ($\ell\ell$) も 0 にピークを持つ。それ以外の事象は、レプトン対以外の崩壊が可視的である限り、大きな値を持つことが可能である。本選別では $E_{visible} \geq 5 \text{ GeV}$ によって $\ell\nu\nu$ 背景事象の排除を行う。この選別値は次小節で説明する理由により、非常に緩いものである。

図 6.24: E_{visible} 分布

6.3.8.2 バイアスについて

本選別はヒッグスの不可視崩壊モードに対してバイアスを持つ。すなわち、ヒッグスが可視的に崩壊するモードの排除効率は非常に小さいのに対して、不可視崩壊をする場合には排除されてしまう。

ニュートリノ ν は検出されないため、 $h \rightarrow \tau\tau$ モードにおいて τ が ν を生じるような場合と、 $h \rightarrow ZZ$ モードにおいて $Z \rightarrow \nu\nu$ と崩壊したような場合に、ヒッグス崩壊からの生成粒子のエネルギーに損失が現れる。特に $h \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu\nu\nu$ 事象はヒッグスが完全に不可視崩壊するため、本選別で排除されてしまう。また超対称性理論に代表される新物理では、ヒッグスが測定できない新粒子に崩壊する可能性を持つため、本選別はモデル依存性が強い。この事実から、本解析の主旨とは外れてしまう。

しかしながら、新物理におけるヒッグスの不可視崩壊モードの崩壊分岐比は、LHC の結果から上限が付けられている [17]。また ILC 実験でもヒッグス不可視崩壊の解析ができ、その結果を外挿することにより本選別で排除された信号事象を補正することが可能である。さらに本選別ではバイアスを最小限にするため、 $ll\nu\nu$ 背景事象を有意に排除しつつ、信号事象のバイアスを可能な限り削減するよう、選別値を非常に緩く設定している ($E_{\text{visible}} \geq 5 \text{ GeV}$)。

図 6.25 にヒッグス崩壊モード別の E_{visible} 分布を、図 6.26 にその排除効率の比較を示す。

最も分岐比の大きい $h \rightarrow bb$ モードにおける効率が 100 % であるのに対し、 $h \rightarrow ZZ$ モードの効率はおよそ 96.6 % である。これは、標準模型で $Z \rightarrow \nu\nu$ の分岐比がおよそ 20.0 %、すなわち

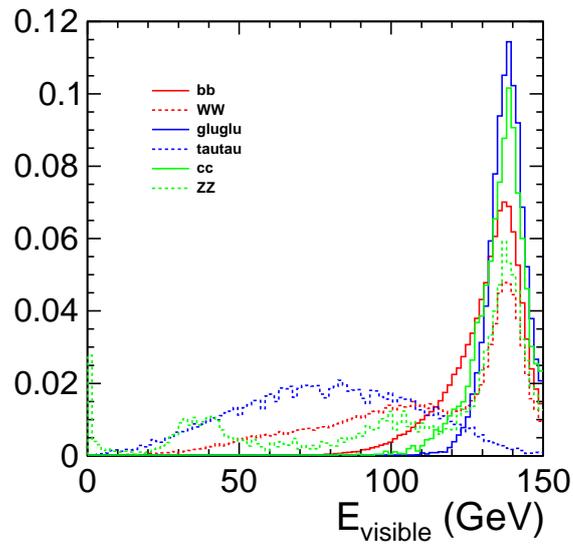


図 6.25: E_{visible} のヒッグス崩壊モード別の分布比較

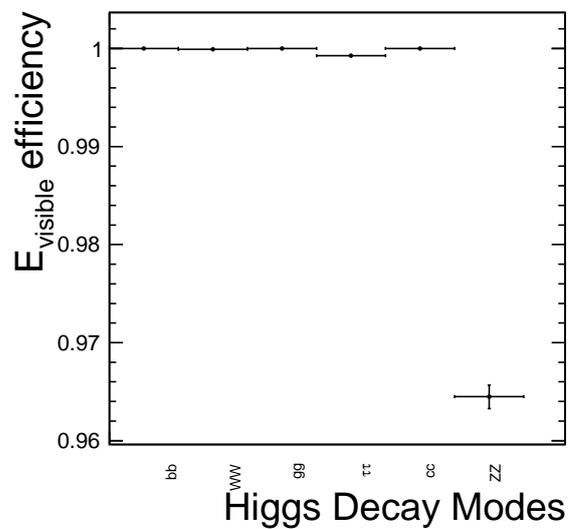


図 6.26: E_{visible} 選別の信号事象排除効率

$h \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu\nu\nu$ が 4% 程度である事実と、無矛盾である。

このように E_{visible} 選別におけるバイアスは非常に小さくすることができるが、これを用いた場合は準モデル非依存解析として、本解析の結果とは区別して扱うものとする。なお、本選別の目的はニュートリノを含む背景事象の排除であるが、右巻き偏極の場合には WW を中間状態とする

事象が抑制されるため、考慮しない。

6.3.9 選別結果

表 6.2 から表 6.5 に、背景事象排除による事象数の推移を示す。なお背景事象は終状態の粒子によって分類され、事象数は積分ルミノシティ 250 fb^{-1} にスケールされている。ll の分類には 2 レプトン終状態の背景事象と合わせて、ISR 光子を伴うもの (6.3.4 等で議論した ll γ) も含まれる。また表中の「背景事象」の項目は、これら分類されたものの和を意味する。「precut」と表記された選別項目は、扱う事象数を予め小さくするためのものであり、上述の事象選別と同じものを、以下のように緩くかけている。

$$p_{Tdl} \geq 10 \text{ GeV}$$

$$M_{dl} \in (71.18, 111.18) \text{ GeV}$$

$$M_{recoil} \in (105, 165) \text{ GeV}$$

選別項目	信号事象 $\mu\mu h$	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	2603	11266736	3245302	507166	390041	7124227
μ selection	2406	1498071	1304146	127360	65825	740
precut	2278	41430	17200	16286	7874	70
$p_{Tdl} \geq 20 \text{ GeV}$	2161	30972	9965	14095	6852	59
$M_{dl} \in (80, 100) \text{ GeV}$	2036	21883	7891	8147	5808	37
$acop \in (0.2, 3.0)$	1903	19824	6825	7659	5306	33
$\delta p_{Tbal} \notin (-10, 10) \text{ GeV}$	1894	14490	1751	7518	5189	33
$\cos \theta_{missing} \leq 0.99 \vee \cos \theta \leq 0.8$	1882	13621	1257	7517	4815	30
$M_{recoil} \in (120, 140) \text{ GeV}$	1730	5239	536	3116	1575	12
Likelihood ≥ 0.25	1588	3752	427	2049	1269	7

表 6.2: 選別表 (ミュオンチャンネル、左巻き偏極)

選別後の背景事象数は、信号事象数と同程度まで削減できることが分かる。また左巻き偏極ではニュートリノを含む背景事象が支配的であるが、右巻き偏極ではそれらが抑制され、ミュオンチャンネルの場合の有意度 (6.4 式) が左巻き偏極の場合と比べ向上している。ただし信号事象も抑制される (5 章)。本解析におけるスピン偏極の意義は、信号事象と背景事象の抑制のバランスに依存するが、表 6.6 に示すように、電子チャンネルでは有意度には大差がないことが分かる。

信号事象排除効率のヒッグス崩壊モード依存性の排除方法に関しては、各選別項目の小節で既に述べた。選別後のモード別効率の比較を、図 6.27 および表 10.2 に示す。

モード別の効率のふらつきは 3 % 以内に抑えられている。7 章で述べるように、本解析では 3 % 程度の統計誤差でヒッグス生成断面積を決定することができるため、モデル依存性よりも統計誤差が支配的な解析と言ってよいことが分かる。

選別項目	信号事象 $\mu\mu h$	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	1756	9303174	2591926	51768	330876	6328604
μ selection	1627	1077417	1017274	13545	46201	397
precut	1540	18118	12073	1883	4137	26
$p_{Tdl} \geq 20$ GeV	1461	12289	7110	1659	3504	16
$M_{dl} \in (80,100)$ GeV	1375	9538	5560	1125	2843	9
$acop \in (0.2,3.0)$	1285	8433	4766	1052	2607	8
$\delta p_{Tbal} \notin (-10,10)$ GeV	1278	4739	1155	1039	2537	8
$\cos \theta_{missing} \leq 0.99 \vee \cos \theta \leq 0.8$	1270	4214	853	1039	2313	8
$M_{recoil} \in (120,140)$ GeV	1166	1486	345	391	747	3
Likelihood ≥ 0.18	1113	1263	287	323	650	3

表 6.3: 選別表 (ミュオンチャンネル、右巻き偏極)

選別項目	信号事象 eeh	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	2729	11266736	7831081	520624	404279	2510752
e selection	2169	3767540	3443775	154387	160969	8409
precut	1998	144342	104825	27701	11663	152
$p_{Tdl} \geq 20$ GeV	1889	88263	55029	24213	8897	124
$M_{dl} \in (80,100)$ GeV	1736	52283	32214	13532	6468	68
$acop \in (0.2,3.0)$	1622	43514	25160	12430	5868	56
$\delta p_{Tbal} \notin (-10,10)$ GeV	1601	28287	10524	12137	5573	53
$\cos \theta_{missing} \leq 0.99 \vee \cos \theta \leq 0.8$	1592	26254	8904	12137	5162	52
$M_{recoil} \in (120,140)$	1448	10558	3601	5228	1714	15
Likelihood ≥ 0.44	1101	3873	1256	1781	833	4

表 6.4: 選別表 (電子チャンネル、左巻き偏極)

??節で述べた、可視エネルギー $E_{visible}$ の選別を用いた準モデル非依存な解析では、可視エネルギーの選別をかけた後に尤度関数の計算を行い、表 6.8 および表 6.9 のように背景事象を排除できる。

信号事象の排除は最小限に抑えつつ、弱い相互作用による ll $\nu\nu$ 事象を効果的に排除できていることが分かる。

6.4 フィットティング

前節で述べた事象選別の後、反跳質量分布をフィッティングすることにより、生成断面積と比例関係にある信号事象数を見積もる。すなわち、得られた反跳質量分布を、「信号事象の関数 (PDF) $F_s +$

選別項目	信号事象 eeh	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	1844	9303174	7343955	52853	358595	1547771
e selection	1449	3483563	3318161	16634	143414	5354
precut	1333	107353	96541	2947	7814	52
$p_{Tdl} \geq 20$ GeV	1267	58037	49907	2562	5534	34
$M_{dl} \in (80,100)$ GeV	1168	33979	28687	1576	3697	19
$acop \in (0.2,3.0)$	1091	27875	23072	1463	3325	15
$\delta p_{Tbal} \notin (-10,10)$ GeV	1076	13779	9258	1432	3077	12
$\cos \theta_{missing} \leq 0.99 \vee \cos \theta \leq 0.8$	1069	12232	8003	1431	2787	11
$M_{recoil} \in (120,140)$ GeV	975	4816	3292	567	952	5
Likelihood ≥ 0.50	742	1551	927	230	393	1

表 6.5: 選別表 (電子チャンネル、右巻き偏極)

有意度 / 純度 (%)	左巻き偏極		右巻き偏極		準モデル非依存解析	
ミューオンチャンネル	21.7	29.7%	22.8	46.8%	25.3	40.4%
電子チャンネル	15.6	22.1%	15.5	32.4%	17.7	28.5%

表 6.6: 選別後の有意度 $S/\sqrt{S+B}$ および純度 $S/(S+B)$ (%)

ヒッグス 崩壊モード	ミューオンチャンネル		電子チャンネル	
	左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極
bb	65.1 \pm 0.1%	67.9 \pm 0.1%	44.9 \pm 0.3%	45.6 \pm 0.4%
WW	64.9 \pm 0.2%	67.6 \pm 0.2%	44.3 \pm 0.5%	45.0 \pm 0.6%
gg	64.5 \pm 0.3%	67.7 \pm 0.4%	44.2 \pm 0.8%	44.5 \pm 1.0%
$\tau\tau$	64.3 \pm 0.3%	66.4 \pm 0.4%	43.7 \pm 0.9%	45.9 \pm 1.1%
cc	64.9 \pm 0.5%	67.2 \pm 0.7%	44.6 \pm 1.4%	43.5 \pm 1.7%
ZZ	64.7 \pm 0.5%	66.7 \pm 0.7%	44.7 \pm 1.4%	43.5 \pm 1.7%

表 6.7: 信号事象排除効率

背景事象の関数 (PDF) F_b でフィッティングし、 F_s の面積 (=yields) から事象数を抽出する。

$$F = Y_{signal}F_s + Y_{BG}F_b \quad (6.11)$$

本解析では、信号事象のフィッティング関数には、GPET(:Gaussian Peak with Exponential Tail) と Novosibirsk 関数の畳み込みしたものを、背景事象のフィッティング関数には三次関数を、それぞれ用いるものとする。本節ではこれらの関数の妥当性を議論する。

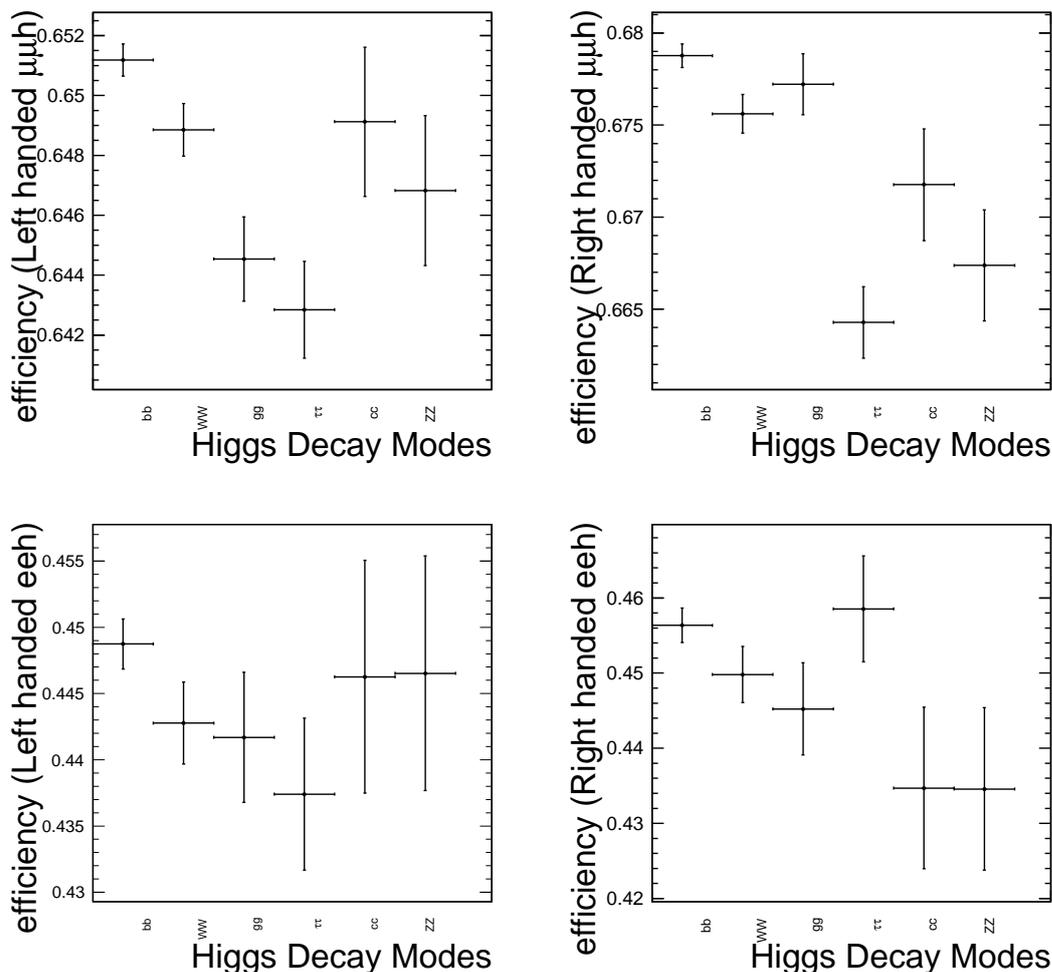


図 6.27: 選別バイアス

選別項目	信号事象 $\mu\mu h$	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	2603	11266736	3245302	507166	390041	7124227
モデル非依存選別	1588	3752	427	2049	1269	7
$E_{visible}$	1586	2344	427	641	1269	7

表 6.8: 選別表 (ミュオンチャンネル、準モデル非依存解析)

6.4.1 信号事象フィッティング

反跳質量は 4.1 式のように、レプトン対のエネルギー運動量から計算される。信号事象の反跳質量の分布を決定する要素には、以下が存在する。

選別項目	信号事象 eeh	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff	others
No Cut	2729	11266736	7831081	520624	404279	2510752
モデル非依存選別	1101	3873	1256	1781	833	4
$E_{visible}$	1100	2764	1256	671	833	4

表 6.9: 選別表 (電子チャンネル、準モデル非依存解析)

レプトン検出の不定性

事象再構成に用いるミュオン、電子のエネルギーは飛跡検出器によって決定するが、その不定性はガウス関数で表される。したがって反跳質量分布にもガウス関数として影響する。

制動放射

終状態制動放射 (FSR:Final State Radiation) によって、レプトン対のエネルギーを過小評価することがある。その場合、反跳質量は過大評価されることになり、分布が持つテールの原因のひとつとなる。電子の場合は特に制動放射の影響が大きいため 6.2.4 節で議論したように制動放射リカバリを行う。検出器シミュレーション後の再構成されたミュオンエネルギーと、モンテカルロにおけるミュオンエネルギーとの差を、図 6.28 に示す。

ビームスペクトラム

ISR によって、ビームの衝突エネルギーは $E_{cms} = 250 \text{ GeV}$ から低くなる傾向にある。すなわち 4.1 式における 250 GeV は過大評価であることを意味しており、したがって反跳質量が高質量側にテールを引く原因のひとつである。図 6.29 に、モンテカルロでの信号事象 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-h$ における、終状態 $\mu\mu h$ のエネルギーの分布 (すなわちビームスペクトラムとレプトン検出の不定性に関する分布) を示す。

以上の効果により、信号事象の反跳質量分布はガウス関数で近似されるピークと、高質量側に引くテールのふたつから構成されることが分かる。フィッティング関数の候補はいくつか考えられるが、ガウス関数と指数関数を接続させた GPET や、ガウス関数とべき関数を接続させた Crystal Ball などがしばしば用いられる。または Kernel Function などをフィッティングに用いることもある。

本解析では GPET に Novosibirsk 関数を畳み込みしたものを用いる。GPET 関数はパラメータを 4 つ持っている。ガウス関数の中心値 \bar{x} 、幅 σ に加え、境界値 k 、接続値 b である。GPET の定義は 6.12 式で表される。

$$GPET(x) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2} & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq k\right) \\ be^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2} + (1-b)e^{-k\frac{x-\bar{x}}{\sigma}} e^{\frac{b^2}{2}} & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} > k\right) \end{cases} \quad (6.12)$$

すなわち、低質量側は単一のガウス関数であるが、ある境界値を超えるとガウス関数を指数関数で鈍らせた関数が接続される。この関数のみで反跳質量をフィッティングした場合を、図 6.30 に示す。

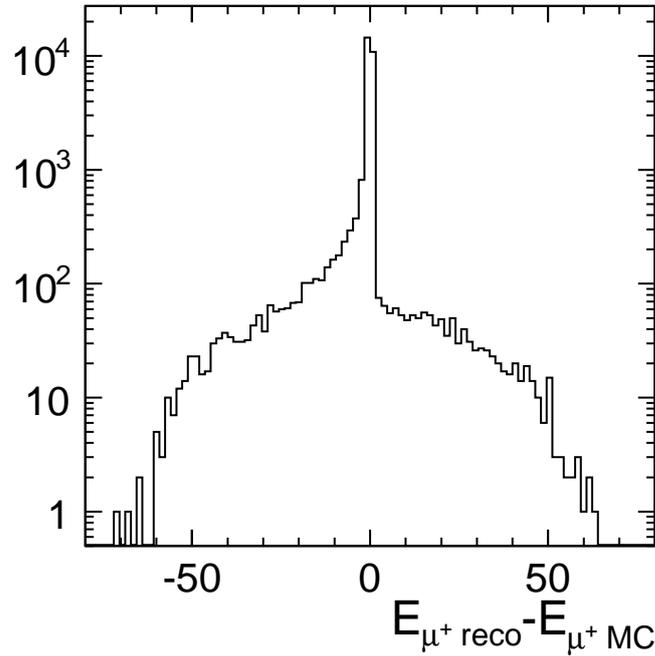


図 6.28: 再構成したミュオンエネルギーのモンテカルロからのずれ

GPET は反跳分布を概ね表現できるが、特に電子チャンネルの場合に、ピーク位置が上手くフィットできないことが分かる。実際には GPET のピークは純粋なガウス関数であるため、特にテールの効果が強い電子チャンネルにおいてテールを表せていないことが原因である。ピークを過小評価することは信号事象数の過小評価を導く。

これを補正するためには、ISR の効果による E_{CMS} 分布 (図 6.29) を物理的に解釈して関数で表現するのが最適であるが、これには多数のパラメータを擁する複雑な関数が必要となるため、ここでは簡易的に Novosibirsk 関数を用いて補正することを考える。

Novosibirsk 関数 [18] は原子核の分野等で用いられる関数のひとつであり、パラメータを 3 つ持っている。これをピーク位置 p 、テール値 t 、幅 w と呼ぶことにすると、Novosibirsk 関数の定義は 6.13 で表される。

$$Novosibirsk(x) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-p}{w}\right)^2} & (t \leq 10^{-7}) \\ e^{-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{\log q}{t}\right)^2 + t^2\right)} & (t > 10^{-7} \text{ かつ } q > 10^{-7}) \\ e^{-15} & (t > 10^{-7} \text{ かつ } q \leq 10^{-7}) \end{cases} \quad (6.13)$$

$$q = 1 + \frac{\sinh t\sqrt{\log 4}}{\sqrt{\log 4}} \frac{x-p}{w}$$

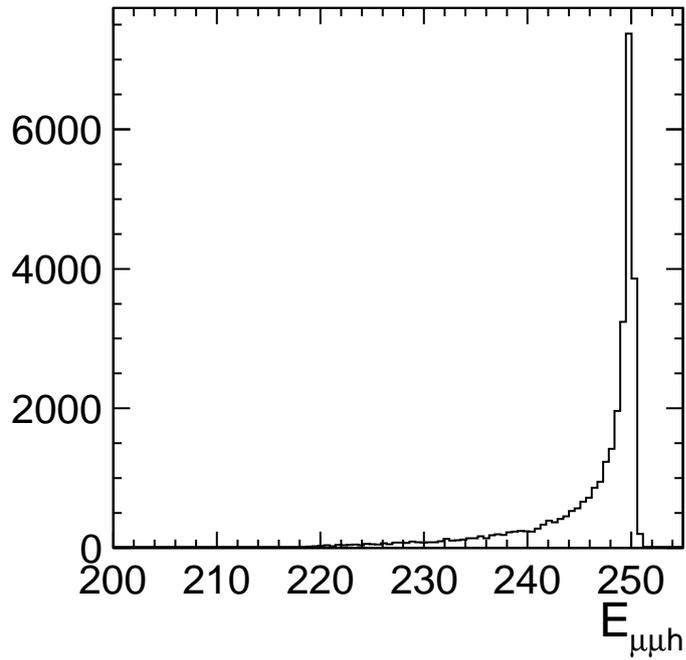


図 6.29: 信号 $\mu\mu h$ 事象の終状態エネルギー分布 (モンテカルロ)

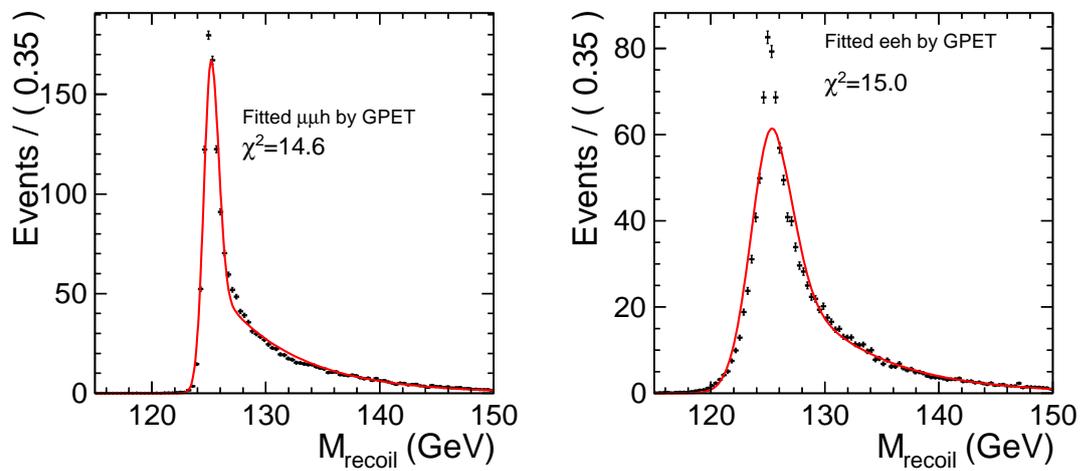


図 6.30: 信号事象の GPET フィッティング

GPET と Novosibirsk の畳み込み関数 F_s で信号事象の反跳質量分布をフィッティングした結果を、図 6.31 に示す。

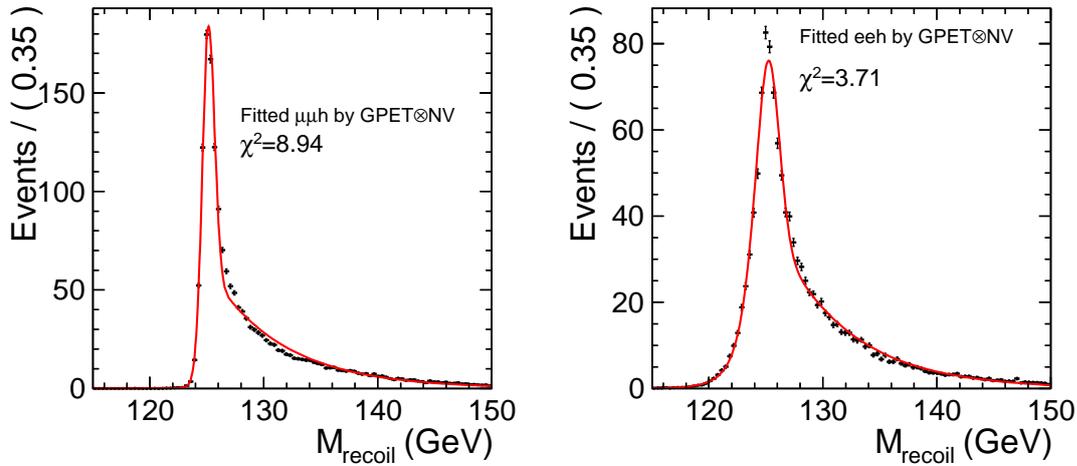


図 6.31: 信号事象の GPET@Novosibirsk フィッティング

特に電子チャンネルにおいて、ピーク部分のフィットが格段に向上したことが分かる。なおヒッグス質量に対応するパラメータは GPET の中心値 \bar{x} であり、Novosibirsk のピーク位置 p の値は、 $p=0$ に固定するものとする。

6.4.2 背景事象フィッティング

背景事象の反跳質量分布は、前述した ll 、 $ll\nu\nu$ 、 $llff$ 等の混成となるが、 WW 中間状態の場合はピークを持たないなだらかな分布、 ZZ 中間状態の場合は $M_{recoil}=91.2$ GeV を中心値とするガウス関数の、高質量側の裾が、信号事象付近の分布に寄与する (図 6.19)。

基本的に $M_{recoil} \in (115, 150)$ の範囲ではピークを持たない分布であるため、本解析では 3 次関数を用いてフィッティングを行う。図 6.32 に 3 次関数でのフィッティング結果を示す。

6.5 偽実験

前節で説明したフィッティングにより、ある 1 回の実験 (250 fb^{-1} の統計) における信号事象数およびヒッグス質量の見積もりが可能である。本節では偽実験を用いてこれらの物理量の統計誤差の見積もりを行うことを考える。

偽実験とは、ある Probability Density Function (PDF) を元に、その分布にしたがうよう重み付けされた乱数を用い、簡易的に生成された実験を指す。すなわち前節のようなフィッティングが、正しくその物理事象を表現できているのであれば、PDF から、同一条件下での実験を擬似的に行うことができる。例えば図 7.1 におけるプロットが、あるひとつの偽実験分布である。こうして行われた偽実験ごとにフィッティングを行うことで、「信号事象数の見積もり」を擬似的に何度も繰り返す。これにより事象数抽出の統計誤差を見積もることができる。

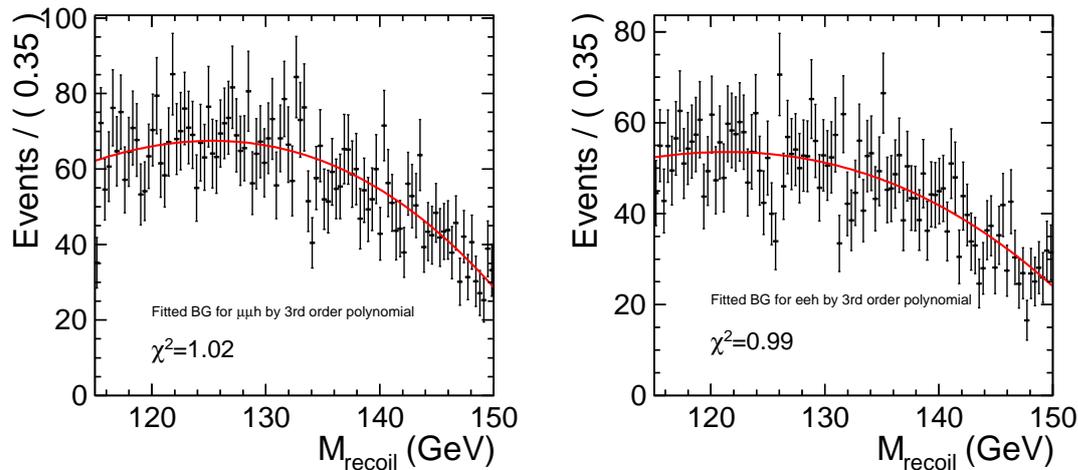


図 6.32: 背景事象の 3 次関数フィッティング

個々の偽実験の事象数には統計的ふらつき⁵を持たせる。また、フィッティングによる事象数選別を行う際は、モンテカルロから推定できる事実以外の条件は、実際の実験に準拠し未知とする。例えば本解析におけるフィッティングパラメータは、GPET の中心値 \bar{x} 、幅 σ 、境界値 k 、接続値 b 、Novosibirsk の中心値 p 、テール値 t 、幅 w 、および信号事象数 Y_{signal} 、背景事象数 Y_{BG} であるが、この内、分布の形状に関するパラメータ (σ 、 k 、 b 、 p 、 t 、 w) はモンテカルロから推定できるものとし、偽実験解析ではその値を常に固定して用いる。その他のパラメータ、すなわちピーク位置 \bar{x} 、信号事象数 Y_{signal} 、背景事象数 Y_{BG} の 3 つは実際の実験では未知であるため、個々の偽実験解析でも自由パラメータとしてフィッティングを行う。

偽実験による統計誤差の見積もりの過程を以下に示す。

1. 信号事象、背景事象を表す PDF の元に偽実験を生成
2. 分布を 6.11 式の関数でフィッティング
3. 測定したいパラメータの値を取得
4. 1-3 を N_{toy} 回繰り返す、パラメータの値のヒストグラムを得る
5. ヒストグラムの中心値が測定値、幅が統計誤差に相当する

N_{toy} は偽実験を行う回数であり、多いほど偽実験解析の精度が向上する。すなわち統計誤差の誤差が減少する。

フィッティング関数が物理事象を表せていない、フィッティングに失敗する、などの理由により、偽実験の結果がなんらかの系統的なバイアスを持つ場合がある。例えばフィッティング関数の形状パラメータが実際の事象を表せていない場合、GPET のピーク位置がヒッグス質量の値からずれ

⁵ポアソン分布にしたがうふらつきを用いるのが一般的である。

る結果になる。pull 分布を確認することにより、バイアスの有無を把握できる。pull 値はひとつの偽実験に対して、6.14 式を定義として計算される。

$$pull = \frac{P_{toy} - P_{true}}{\delta P_{toy}} \quad (6.14)$$

ここで P_{toy} は偽実験における測定値、 P_{true} は真値である。物理事象が正しく表現されており、かつフィッティングが正しく行われていれば、pull 値の分子は偽実験のふらつきの範囲内であるため、pull 分布は中心値 0、幅 1 のガウス関数にしたがうはずである。

第7章 結果と考察

この章では偽実験解析による信号事象数、およびヒッグス質量の測定結果について議論する。

7.1 偽実験解析の結果

図 7.1、図 7.2 に、それぞれ左巻き偏極ミュオンチャンネル・電子チャンネル、右巻き偏極ミュオンチャンネル・電子チャンネルの、偽実験反跳質量分布、およびフィット結果を示す。また図 7.3 は $E_{visible}$ カットを用いた準モデル非依存解析における分布とフィッティングである。

これにより得られる信号事象数・ヒッグス質量のパラメータを、 N_{toy} 回の試行によりヒストグラムとする。これにより生成断面積の統計誤差は、 $\delta Y_{signal}/Y_{signal}$ で計算される。ここで、ミュオンチャンネルと電子チャンネルは独立な解析であるため、統計誤差を統合することができる。それらを含めた解析結果を表 7.1 にまとめる。

$\mu\mu h, eeh$ @250 GeV		$\mu\mu h$		eeh		combine	
		左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極
モデル非依存	$\Delta\sigma/\sigma$	4.2 %	3.8 %	6.2 %	6.2 %	3.4 %	3.2 %
	Δm_h	34 MeV	31 MeV	117 MeV	125 MeV	32 MeV	30 MeV
準モデル非依存	$\Delta\sigma/\sigma$	3.8 %		5.5 %		3.1 %	
	Δm_h	33 MeV		107 MeV		31 MeV	

表 7.1: 偽実験解析によるヒッグス生成断面積・質量の統計誤差

表 6.6 で示したように、有意度が高いほど統計誤差が抑えられるため、ミュオンチャンネルに関しては右巻き偏極の方が高精度で生成断面積を決定できることが分かる。

7.2 偽実験解析の考察

前章 6.14 式で表した pull 分布の結果を、図 7.4 に示す。

信号事象数の pull 分布は、中心値 0、幅 1 のガウス関数となっていることが分かる。すなわちフィッティングは問題なく動作しており、バイアスはない。

しかしながら GPET の中心値パラメータ (ヒッグス質量) の pull 分布は、明らかに正方向にバイアスを持ってしまっている¹。これはフィッティングの結果、GPET の中心値が、実際のピーク

¹信号事象数 Y_{signal} とピーク位置 \bar{x} との間に相関はないため、このバイアスが断面積測定に影響することはない。

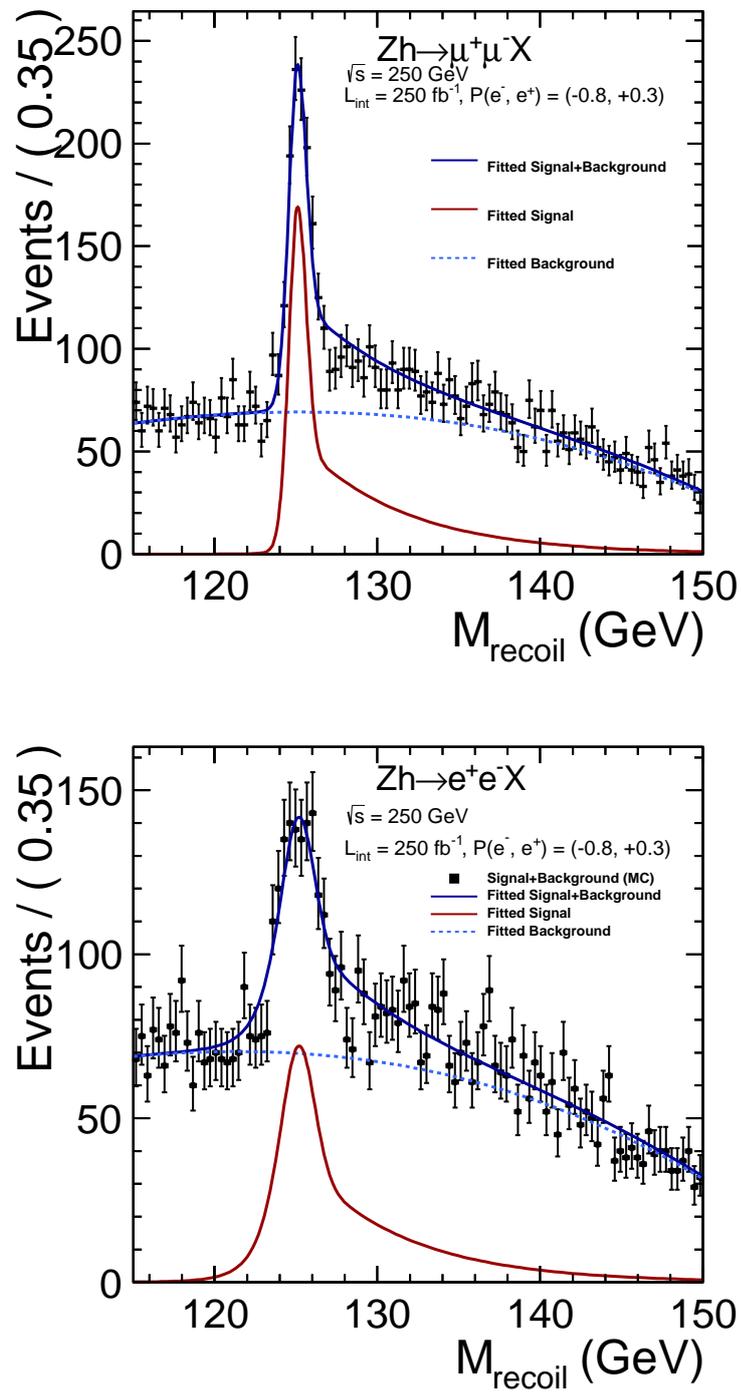


図 7.1: ミューオン・電子チャンネル左巻き偏極

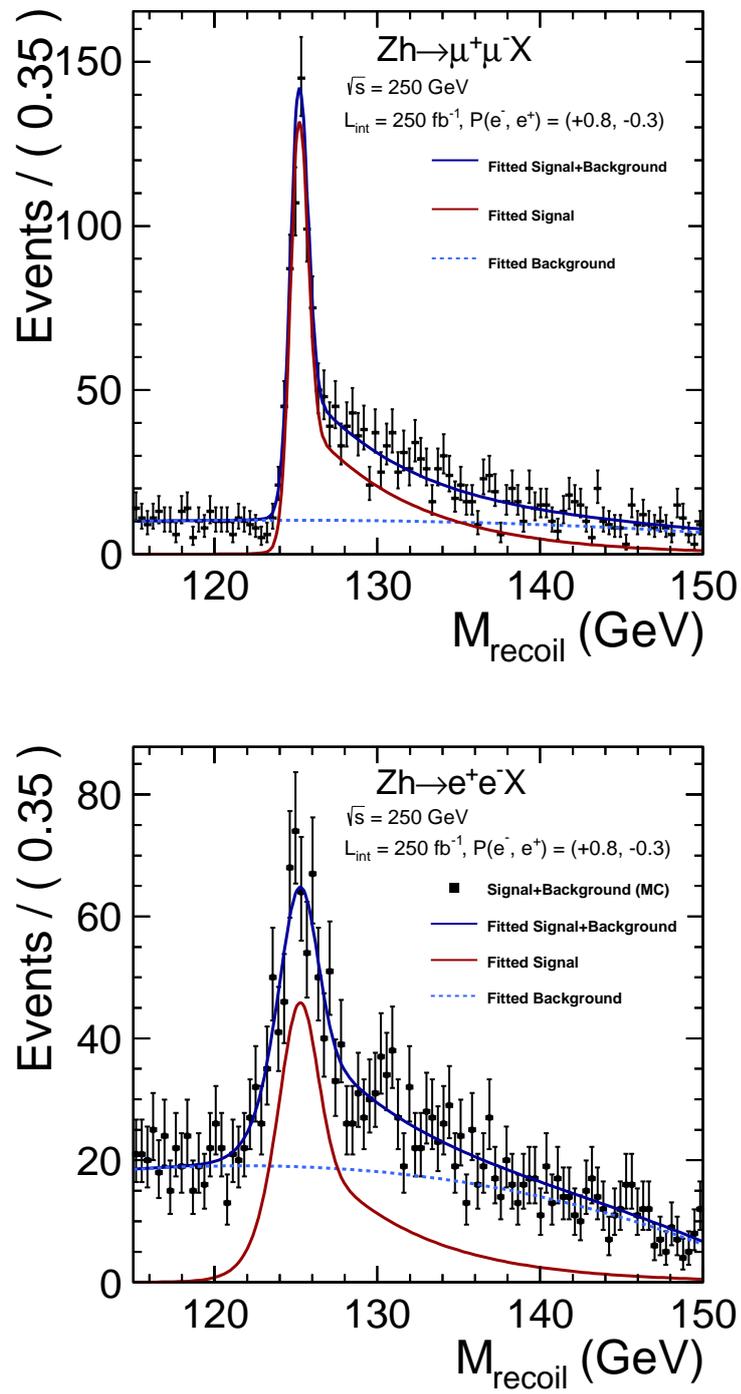


図 7.2: ミューオンチャンネル・電子チャンネル、右巻き偏極

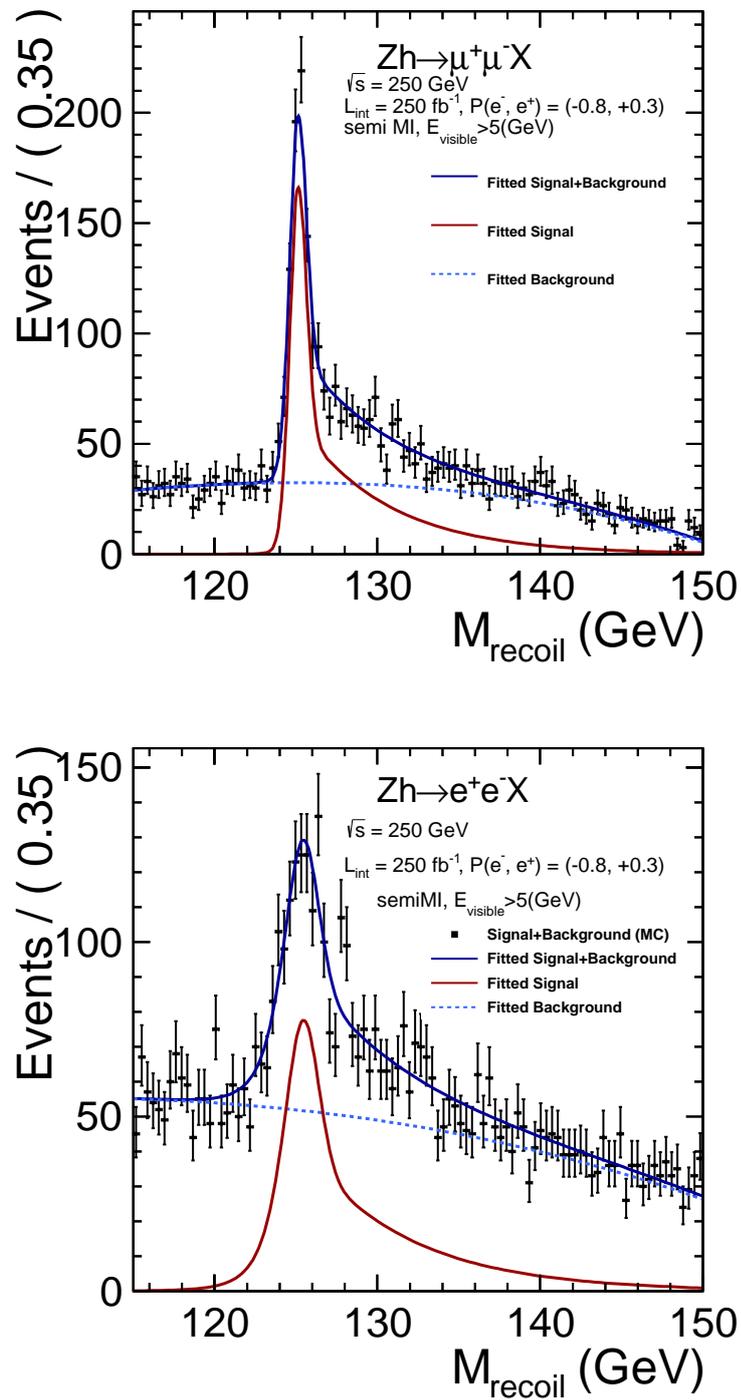


図 7.3: ミューオンチャンネル・電子チャンネル、準モデル非依存解析

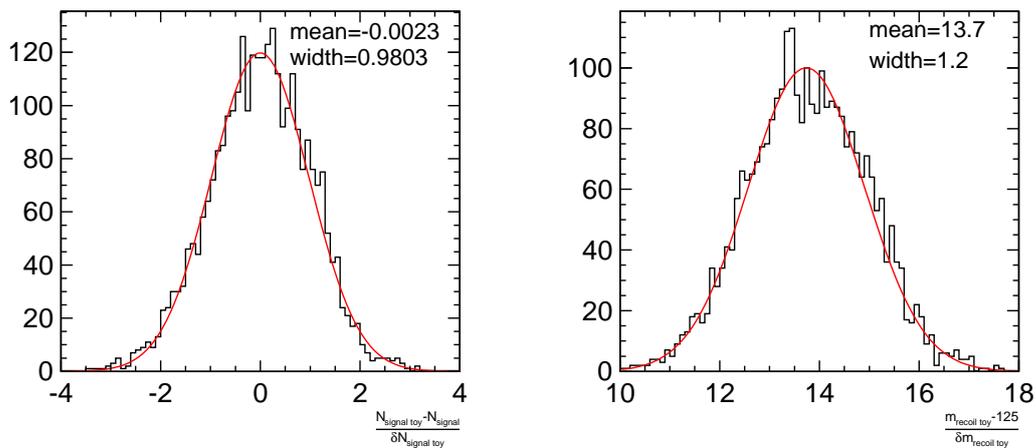


図 7.4: 信号事象数および GPET 中心値の pull 分布

位置 $M_{\text{recoil}}=125$ GeV よりも過大評価されていることを示す。

この質量解析のバイアスの原因として、ビームスペクトラムの影響が考えられる。偽実験は DBD サンプルにおける反跳質量分布をフィッティングして得られた PDF を元に生成されるが、その際、テールを含め PDF の形状は固定される。しかしヒッグス質量が 125 GeV からずれた場合、終状態粒子の質量が DBD サンプルとは異なるために、ISR 光子にかかる制限が変化する。これはビームスペクトラムがヒッグス質量依存性を持つということであり、すなわち反跳質量分布のテール形状はヒッグス質量によって異なることを意味する。したがって形状の固定された PDF から生成された偽実験では、ヒッグス質量の測定にバイアスを持ってしまう。

この問題を解決するためには、ビームスペクトラムの効果をすべて含んだような解析が必要となる。そこで 8 章で解説する質量テンプレート法を採用した。

第8章 質量テンプレート法

この章では、前章で確認した偽実験解析におけるヒッグス質量のバイアスを排するための方法と、その解析結果を議論する。

8.1 解析方法

前章で述べたように、バイアスを排するには、ビームスペクトラムの効果が完全に考慮されているような解析が必要となる。

そこで質量テンプレート法を導入する。すなわち、5章で説明したDBDサンプル ($m_{Higgs}=125$ GeV) 以外に、ヒッグス質量を少しずらしたテンプレートサンプルを、Physsim[14] のツールを用いて作成する。テンプレートサンプルのビームスペクトラムは、はじめに設定したヒッグス質量にしたがって決定されている。図 8.1 に、 $m_{Higgs}=124.85$ 、 125.00 、 125.20 GeV の3つのテンプレートサンプルにおける、再構成後の反跳質量分布を示す。

これらの分布を用いることにより、ヒッグス質量の変化に依存する反跳質量分布の形状を、決定することができる。

質量テンプレート法は以下のような流れで行われる。

1. 作成したいいくつかのテンプレートサンプルを、6で議論したものと同一解析方法で再構成し、反跳質量分布を得る。
2. 得られた分布に背景事象を加えたヒストグラムをPDFとして、DBDサンプルの反跳質量分布をフィッティングし、ヒッグス質量と一対一対応で χ^2 の値を得る。
3. m_{Higgs} と χ^2 の対応関係をプロットし、 m_{Higgs} の2次関数としてフィッティングする。

すなわちテンプレートサンプルで想定したヒッグス質量が、真値(DBDサンプルの場合は125 GeVである)から大きくずれているほど、そのテンプレートの χ^2 は大きくなる。したがって χ^2 プロットの最小点に対応する m_{Higgs} が、ヒッグス質量の真値であると判断できる。またこの測定方法の誤差は、 χ^2 の値を1だけ上昇させる幅として定義される。

8.2 テンプレートサンプル

テンプレートサンプルは5で述べたPhyssimというツールを用いて作成した。ヒッグス質量は50 MeV刻みで変化させ、124.85、124.90、124.95、125.00、125.05、125.10、125.15、125.20 GeVの合計8種類のテンプレートサンプルを用いた。これ以外の情報はDBDサンプルと同様である。

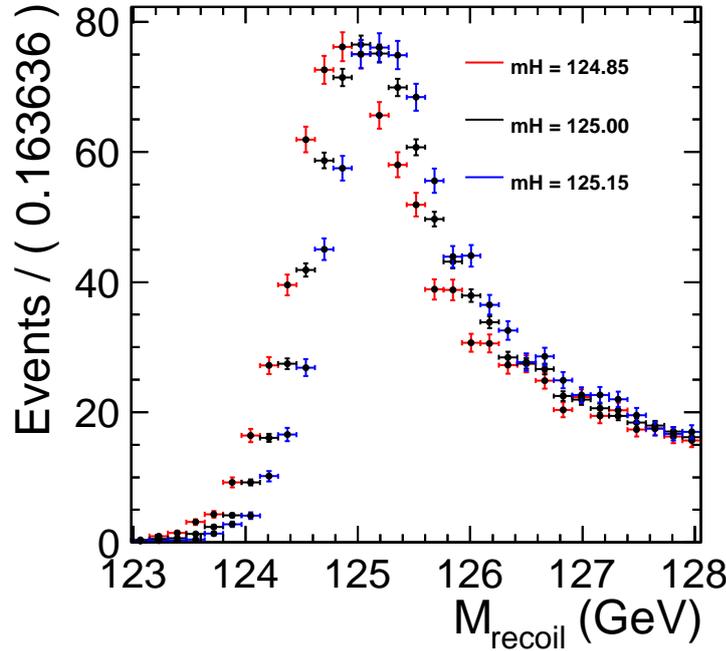


図 8.1: テンプレートサンプルにおける反跳質量分布

ヒッグス質量が異なると、ヒッグス輻射過程の反応断面積も異なる。例えば $E_{CMS}=250$ GeV であれば、ヒッグス質量が 125 GeV から大きくなるほど断面積は小さくなる。したがってテンプレートサンプルも、DBD サンプルとは異なる断面積で生成している。表 8.1 にテンプレートサンプル毎の生成断面積を載せる。

ヒッグス質量 (GeV)	124.85	124.90	124.95	125.00	125.05	125.10	125.15	125.20
Zh 事象断面積 (fb)	10.46	10.45	10.44	10.43	10.41	10.40	10.39	10.38

表 8.1: テンプレートサンプルにおける Zh 事象断面積

ただし左巻き偏極を前提として計算している。5.3 節における DBD サンプルの断面積と比較すると、Physsim を用いたサンプルの断面積は 10^{-2} fb のオーダーで大きいことが分かる。これはジェネレータ内における断面積の計算方法が異なるからである。しかしこのずれは、 250 fb^{-1} の積分ルミノシティで計算すると、数イベント程度の違いしかないため、結果には有意に影響しない。

8.3 フィッティング

テンプレートサンプルを前章までで議論した解析にかけ、反跳質量分布 (図 8.1) を得る。このヒストグラムを PDF として用いる。すなわち式 6.11 において、 F_s をテンプレートサンプルのヒ

ストグラム PDF に置き換え、DBD サンプルにおける反跳質量分布をフィッティングする。信号事象分布に関するフィットパラメータは、信号事象数である。

この分布において、特にピーク位置が最も形状の相違の現れる要素である。そこでフィッティングの際には、ヒストグラムに対して以下のような定義の不均一ビニングを用いることで、DBD サンプルとの相違を見やすくする。

反跳質量領域 (GeV)	(122,124)	(124,127)	(127,140)
ビン数	10	50	50
ビン幅 (MeV)	200	60	260

表 8.2: 不均一ビニング

また、背景事象には DBD サンプルを用いるが、その統計誤差が χ^2 に与える影響は無視できないため、式 6.11 における F_b を元に偽実験を行う。 χ^2 の値は作成した偽実験の数だけ得られるが、その中心値を用いることにより、背景事象が持つ統計誤差を排除することができる。 $m_{Higgs}=124.85$ GeV のテンプレートサンプルを用いた場合の背景事象の偽実験による χ^2 ヒストグラムを、図 8.2 に示す。

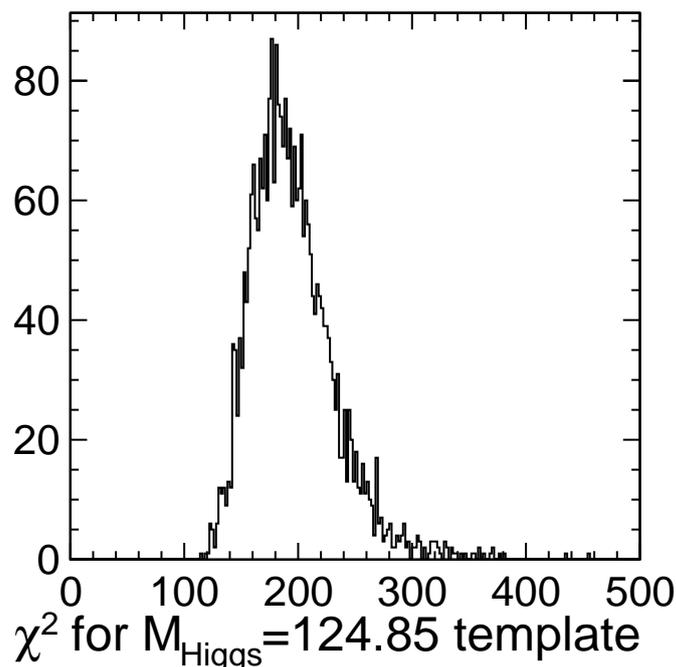


図 8.2: $m_{Higgs}=124.85$ GeV テンプレートサンプルの χ^2 ヒストグラム

これを 8 つのテンプレートサンプルそれぞれについて行い、得られた χ^2 中心値をヒッグス質量

の関数としてプロットする。

8.4 解析結果

図 8.3 に χ^2 プロットとフィッティングの結果を示す。

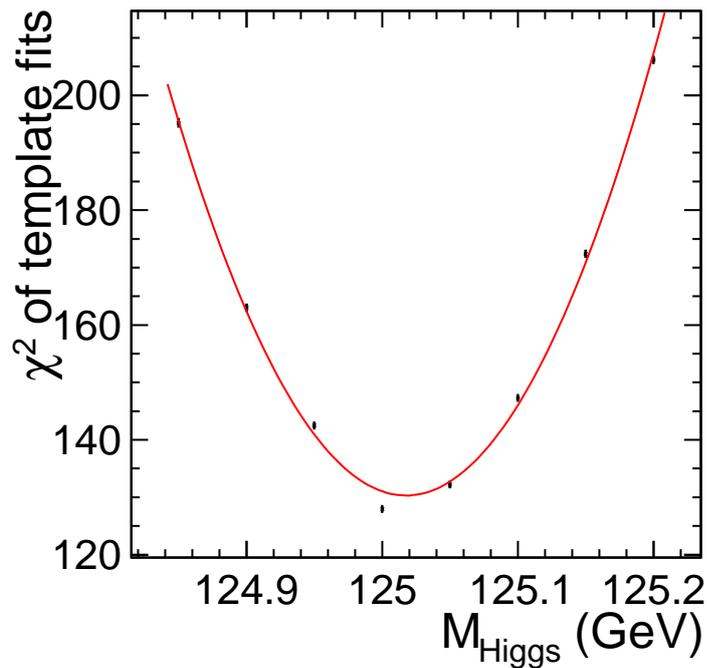


図 8.3: χ^2 プロット

2 次関数の最小点が最もフィッティングの合っている点、すなわちヒッグス質量であると考えられる。また、その統計誤差は χ^2 を +1 だけ上昇させる幅として定義されるから、質量テンプレート法を用いることにより 10.1 式に示すように、統計誤差 21 MeV でヒッグス質量を決定することができる。

$$m_{Higgs} = 125.018 \pm 0.021 \text{ GeV} \quad (8.1)$$

LHC におけるヒッグス質量の解析は、陽子・陽子衝突の 25 fb^{-1} の統計を用いて、 $h \rightarrow \gamma\gamma$ および $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ チャンネルを再構成することで行われ、

$$m_{Higgs} = 125.36 \pm 0.37 \pm 0.18 \text{ GeV} \quad (8.2)$$

という結果が得られている [19]。ただし第 1 の誤差は統計誤差、第 2 の誤差は系統誤差である。10.1 式、8.2 式を比較すると、ILC において質量テンプレート法を用いれば、LHC の現行の結果と比べ、非常に高い精度でヒッグスの質量を求められることが分かる。

第9章 ヒッグス CP 混合解析

本章ではヒッグスの CP 混合の解析の現状についてまとめる。バリオン優位性を説明するにあたって、ヒッグスモデルの CP の破れは重要なテーマである。標準模型のヒッグス CP は完全に偶であるが、第 3 章で述べた 2HDM に代表される拡張ヒッグスモデルでは、CP 奇のヒッグス A が存在し、これが CP 偶の軽いヒッグス h と量子的混合状態を取った場合に、ヒッグスの CP 対称性は破れる。

ヒッグスの CP 混合の解析方法は、 $h \rightarrow \tau\tau$ 事象の角度相関を見るものや、断面積の閾値測定などが挙げられる [2] が、ここでは $e^+e^- \rightarrow Zh$ 事象を用い、ヒッグスの崩壊モデルに非依存に解析する方法を考える。すなわち前章までの反跳解析で信号事象として扱った $e^+e^- \rightarrow Zh$ 事象における、Z ボソンの生成角度 (本章ではこれを単に $\cos\theta$ と表すものとする) が前後非対称性を持つ。そこで $\cos\theta$ の角度分布から、CP 奇のヒッグス A と Z ボソンとの振幅の強度 η が得られる。この η の測定精度を求めることが本解析の目的である。

まず 9.1 節で Z ボソンの角度分布を表す理論式を説明した後、9.2 節で偽実験を用いた η の測定精度の求め方を議論し、9.3 節で解析の結果を示す。なお、本解析で用いた DBD サンプルは標準模型にしたがうように作成されているため、ジェネレータレベルでヒッグスの CP は完全に偶である。したがってここで得られた結果は、標準模型の場合における η の上限となる。

9.1 ヒッグス CP 混合 η と Z ボソン生成角度

ヒッグス CP 混合 η は以下のように、ZZh 結合における CP 奇の p 波振幅 M_{AZ} の結合の強さとして定義される [20]。

$$M_{\Phi Z} = M_{hZ} + \eta M_{AZ} \quad (9.1)$$

すなわち $\eta=0$ であれば ZZA 結合は存在せず、標準模型のヒッグスとして扱われる。一般に 2HDM のような拡張ヒッグスモデルでは、 η は値を持つことが可能であり、そのような場合には Zh 事象の断面積が 9.2 ような形で書ける。

$$\sigma_{total} = \frac{G_F^2 M_Z^6 \beta}{16\pi} \frac{1}{D_Z(s)} (v_e^2 + v_a^2) \left(2 + \frac{s\beta^2}{6M_Z^2} + \eta^2 \frac{s^2\beta^2}{M_Z^2} \right) \quad (9.2)$$

$$D_Z(s) = (s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2 \quad (9.3)$$

ただし β は Z の速度であり、

$$\beta = \frac{\sqrt{\left[s - (M_Z + M_\Phi)^2\right] \left[s - (M_Z - M_\Phi)^2\right]}}{s} \quad (9.4)$$

で計算される。また M_Φ は h と A の混合したヒッグスの質量、 $M_Z \cdot \Gamma_Z$ はそれぞれ Z ボソンの質量・崩壊幅、 G_F はフェルミ結合定数、 $v_e \cdot a_e$ は電子の Z ボソンに対するベクトル・軸性ベクトル結合である。このとき、 Z ボソンの生成角度 $\cos \theta$ に対する Zh 事象の微分断面積は、

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} = & \frac{G_F^2 M_Z^6 \beta}{16\pi} \frac{1}{D_Z(s)} (v_e^2 + a_e^2) \left[1 + \frac{s\beta^2}{8M_Z^2} \sin^2 \theta \right. \\ & \left. + \eta \frac{v_e a_e}{v_e^2 + a_e^2} \frac{2s\beta}{M_Z^2} \cos \theta + \eta^2 \frac{s^2 \beta^2}{4M_Z^4} \left(1 - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (9.5)$$

という式で表される。9.5 式は η の 2 次式であり、 η の 0 次の項が CP が完全に偶の項、すなわち標準模型の微分断面積に対応する。式はまた $\cos \theta$ の 2 次式にもなっており、 η が 0 でない値を持った場合には、 $\cos \theta$ 分布が前後非対称性を持つことが分かる。図 9.1 に DBD サンプルにおける、ジェネレータレベルでの $\cos \theta$ 分布を示す。

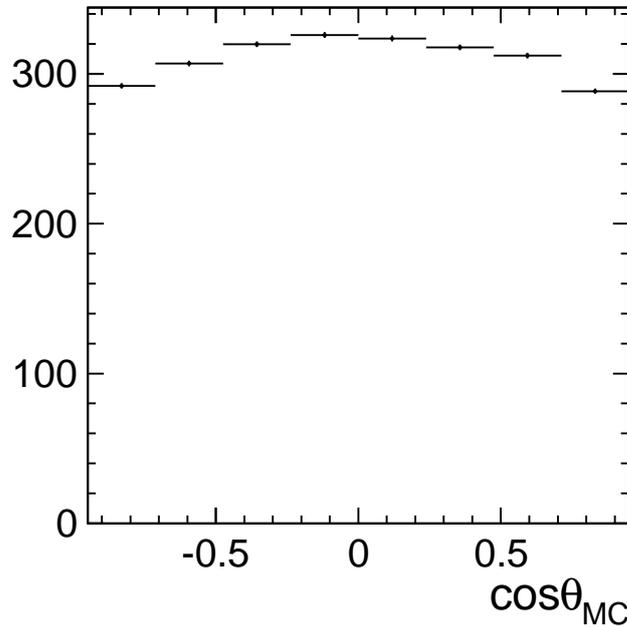


図 9.1: DBD サンプルのジェネレータレベルでの $\cos \theta$ 分布

DBD サンプルは標準模型にしたがうので、前後非対称性のない分布になっていることが分かる。解析によってこの分布を得て、9.5 式から η を計算する方法を次節で述べる。

9.2 解析方法

9.2.1 条件と手順

本解析では標準模型にしたがう DBD サンプルを用いて、 $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow \mu^+\mu^-h$ 事象から Z ボソンを再構成することで $\cos\theta$ 分布を得、9.5 式から η を計算する。主な解析の条件は前章までの反跳質量を用いた断面積・質量の解析と同様だが、スピン偏極は左巻きとして解析を行った。

- ヒッグス粒子の質量 : $m_{Higgs} = 125 \text{ GeV}/c^2$
- 積分ルミノシティ : $L = 250 \text{ fb}^{-1}$
- スピン偏極 : $P(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$
- 検出器シミュレーション : ILD_01_v05

背景事象もまた第 5 章で述べた $\mu\mu$ 、 $\mu\mu\nu\nu$ 、および $\mu\mu ff$ である。ここでミュオンの選別方法も、6.2 で述べたものと同じ条件を用いた。

本解析の手順は以下のようにまとめられる。

1. 背景事象の排除 (9.2.2 節)
2. 反跳質量分布のフィットによる、 $\cos\theta$ の領域毎の信号事象数の見積もり (9.2.3 節)
3. MC を用いた検出効率の補正
4. $\cos\theta$ 分布のフィットと η の計算 (9.3 節)

ここで反跳質量分布の事象数に乱数を用いることで、 η の見積もりの統計誤差を見積もることが可能となる。

9.2.2 背景事象排除

本解析でも可能な限りヒッグス崩壊モードに対するバイアスを生じないように、基本的にミュオン対から計算される物理量を選別に用いる。ただし 6.3 節で述べた事象選別は、信号事象の反跳質量分布を選別の前後で変えないという条件で選択されたものである。本解析ではさらに、信号事象の $\cos\theta$ とも相関を持たない物理量を選ばなければならない。

まず 6.3.1 節で示したミュオン対の横運動量 p_{Tdl} であるが、Z ボソンの横運動量が小さくなるのは、Z ボソンが前後方向に強くブーストされている場合であるため、明らかに p_{Tdl} は $\cos\theta$ 分布を変えてしまう。これは信号事象における $\cos\theta$ と p_{Tdl} の相関を示した図 9.2 左からも読み取れる。

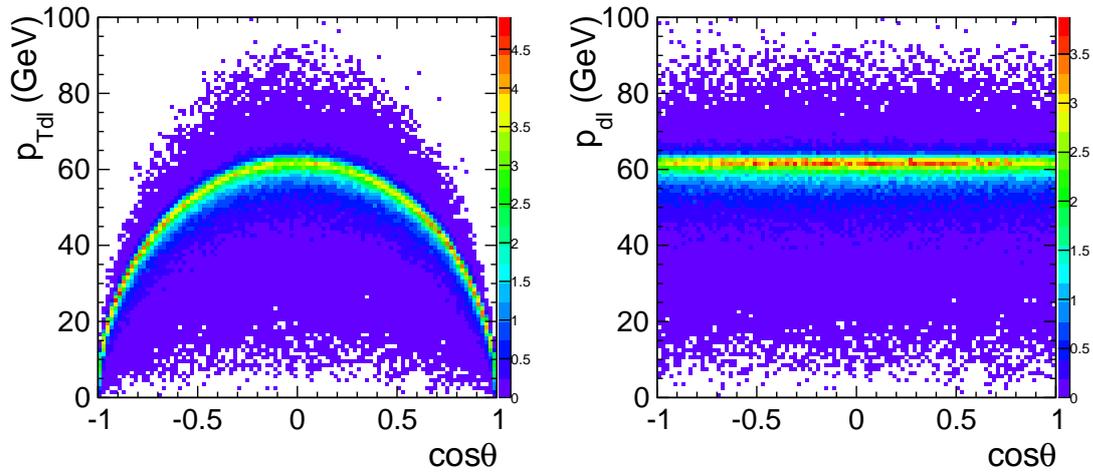


図 9.2: $\cos\theta$ と p_{Tdl} (左) および p_{dl} (右) の相関

そこで xy 平面への射影ではなく、ミュオン対の 3 次元の運動量 p_{dl} を用いて選別を行う。 p_{dl} は図 9.2 右に示すように、 $\cos\theta$ の分布を変えず、また図 9.3 分布に示すように、ミュオン対が反対方向に生成される $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を排除することができる。

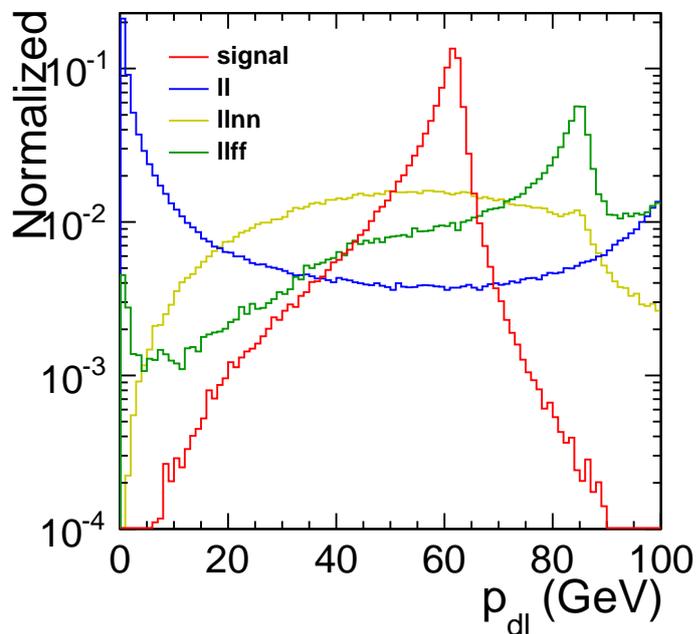


図 9.3: p_{dl} 分布

次にミューオン対の不変質量 $M_{d\bar{l}}$ (6.3.2) は、図 9.4 に示すように、 $\cos\theta$ 分布を変えないため、反跳質量解析と同様に背景事象の排除を行える。

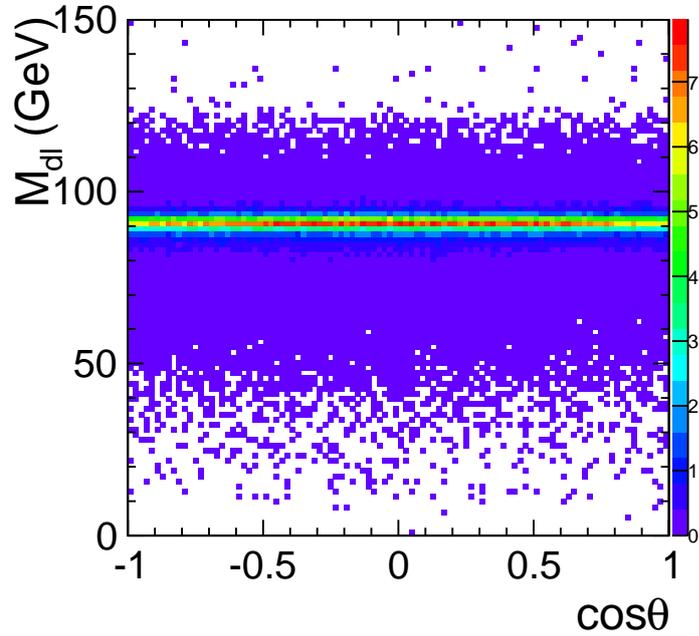


図 9.4: $\cos\theta$ と $M_{d\bar{l}}$ の相関

しかしミューオン対の方位角差 acop (6.3.3) は、図 9.5 左のように $\cos\theta$ と相関を持つ。

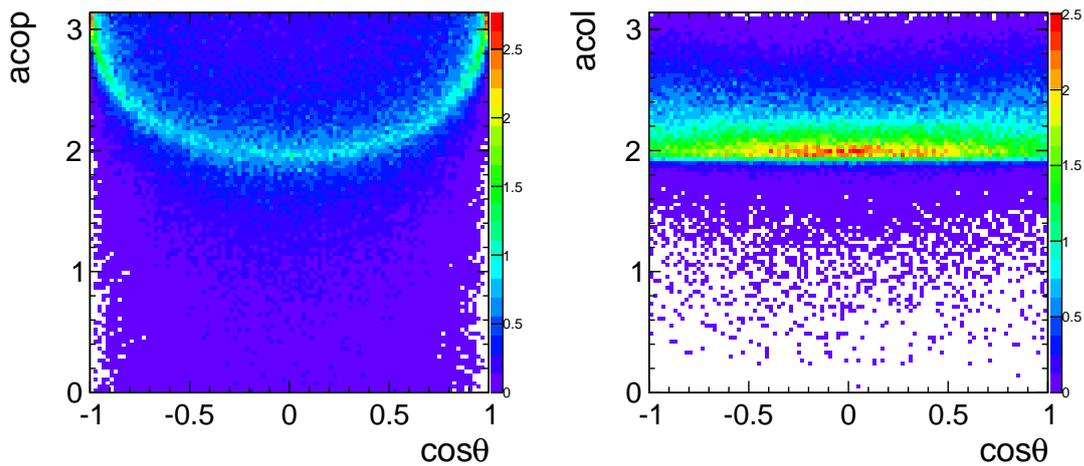


図 9.5: $\cos\theta$ と acop (左) および acol (右) との相関

これは Z_h が前後方向にブーストされた場合 (すなわち $\|\cos\theta\|$ が大きい場合)、ミューオン対の運動量ベクトルの xy 平面への射影は、 π にピークを持ってしまうためである。そこで xy 平面への射影である p_{Tdl} の代わりに、3次元の運動量 p_{dl} を採用したのと同じように、 $acop$ の代わりにミューオン対の間の3次元の角度である $Acolinearity$ を選別に用いる。6.3.3でも触れたように、 $Acolinearity$ では $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-f\bar{f}$ 事象を排除できなくなるが、図 9.5 右に示すように、選別によって $\cos\theta$ の分布は変わらない。図 9.6 に $Acolinearity$ の分布を示す。

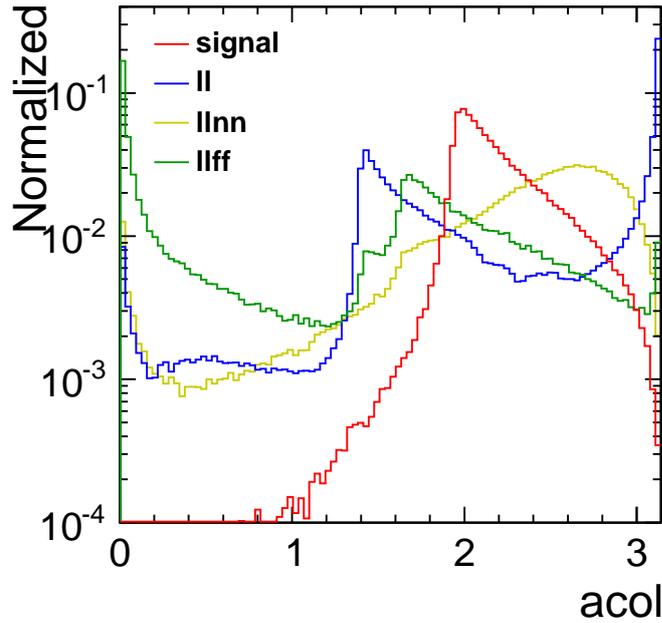


図 9.6: Acolinearity 分布

また p_{Tdl} と同じ理由で、ミューオン対と高エネルギー光子との横運動量差 δp_{Tbal} (6.3.4) も $\cos\theta$ 分布を変えてしまう (図 9.7 左)。

ここでは3次元の運動量の差を用いる。すなわち、

$$\delta p_{bal} = p_{dl} - p_{\gamma} \quad (9.6)$$

で定義される δp_{bal} を選別に用いる。これは図 9.7 右に示すように $\cos\theta$ 分布を変えない。また図 9.8 は δp_{bal} の事象別の分布であるが、なお $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ 事象に有効であることが分かる。

反跳質量 M_{recoil} は図 9.9 に示すように $\cos\theta$ の分布を変えないので、6.3.6 節で述べたのと同様に選別を行う。

ただし後述するように、信号の $\cos\theta$ 分布の抽出には 6.4 節の反跳質量分布のフィットを用いるため、ここでも反跳質量の選別はフィットに適した領域を指定するのが目的である。

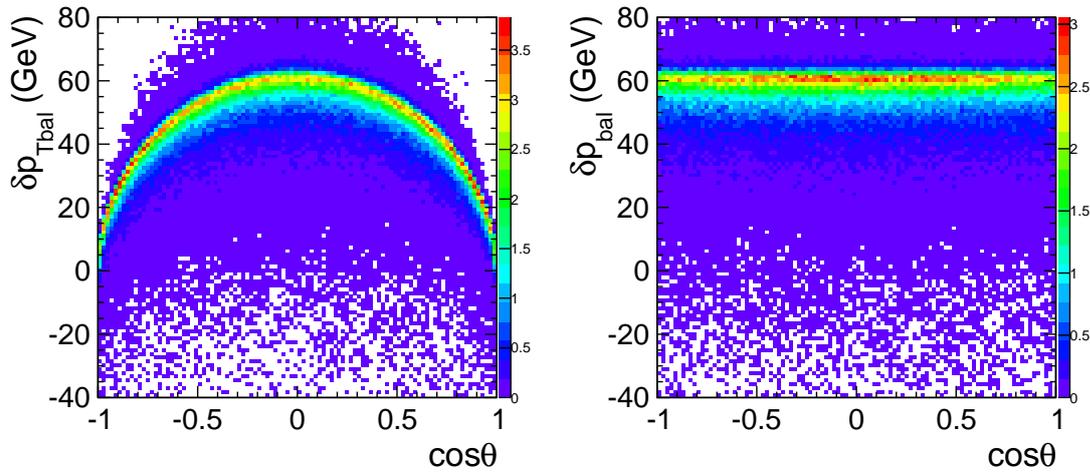


図 9.7: $\cos\theta$ と δp_{Tbal} (左) および δp_{bal} との相関

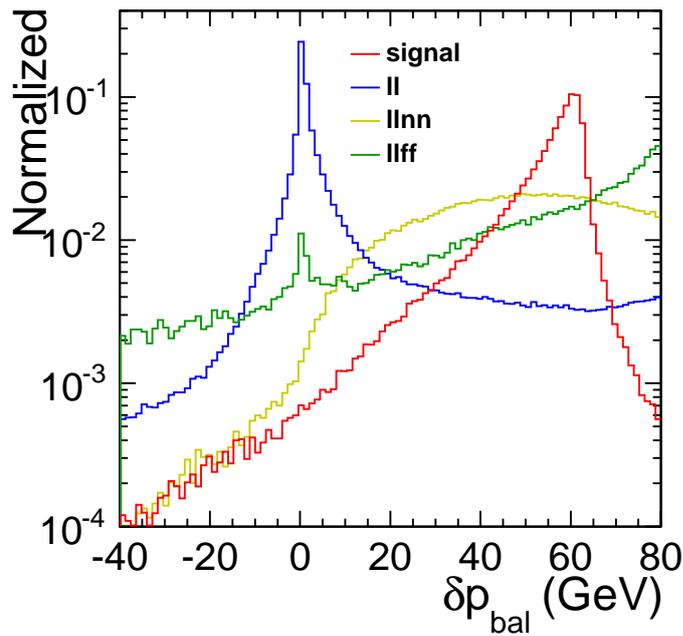


図 9.8: δp_{bal} 分布

尤度関数を除けば、反跳質量解析では他に、PFO の $\cos\theta_{missing}$ を選別に用いたが、図 9.10 に示すように、これは $\cos\theta$ 分布と相関を持つ。

この相関は 6.3.5.2 節で述べた理由によるものである。

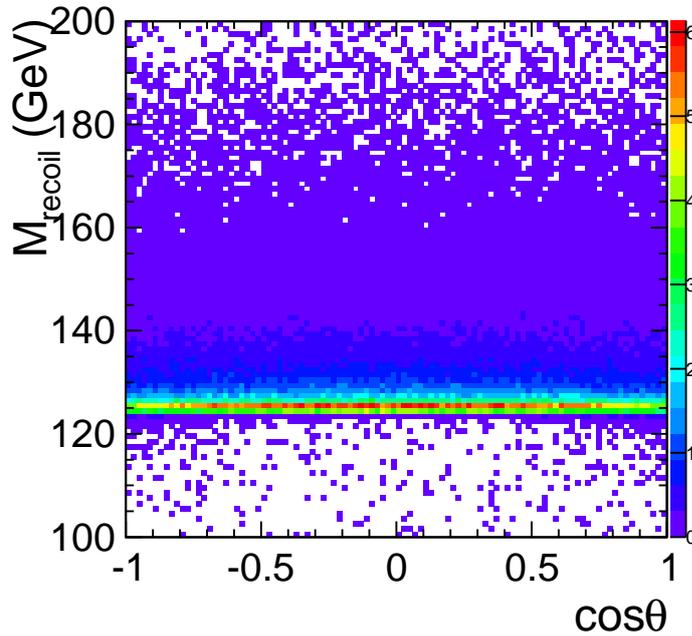


図 9.9: $\cos\theta$ と M_{recoil} との相関

また 6.3.8 節で説明した $E_{visible}$ は $\cos\theta$ 分布を変えないが、前述したように $h \rightarrow ZZ$ モードに対しバイアスを持つ。モデル非依存性は断面積の精密測定解析と比べてそこまで重要視されないが、ここではモデル非依存な選別のみを用いることにする。

以上の選別による事象数の推移を、表 9.1 に示す。

選別項目	信号事象 $\mu\mu h$	背景事象	ll	ll $\nu\nu$	llff
No Cut	2603	11266736	3245302	507166	390041
μ selection	2406	1498071	1304146	127360	65825
$p_{dl} \geq 20$ GeV	2390	1006455	822650	119014	64162
$M_{dl} \in (80, 100)$ GeV	2170	544574	500783	17170	26505
$acol \in (1.8, 3.0)$	2149	187113	158453	12927	15658
$\delta p_{bal} \geq -10$ GeV	2133	153200	125361	12582	15189
$M_{recoil} \in (120, 140)$ GeV	1939	16186	10463	3564	2140
$\cos\theta \in (-0.95, 0.95)$	1856	5908	787	3249	1856

表 9.1: 選別表 (CP 混合解析)

またこれらの選別後の $\cos\theta$ 分布を、図 9.11 に示す。

なお次節で述べるフィットの精度を向上させるために、本解析では $\cos\theta \in (-0.95, 0.95)$ の領域の

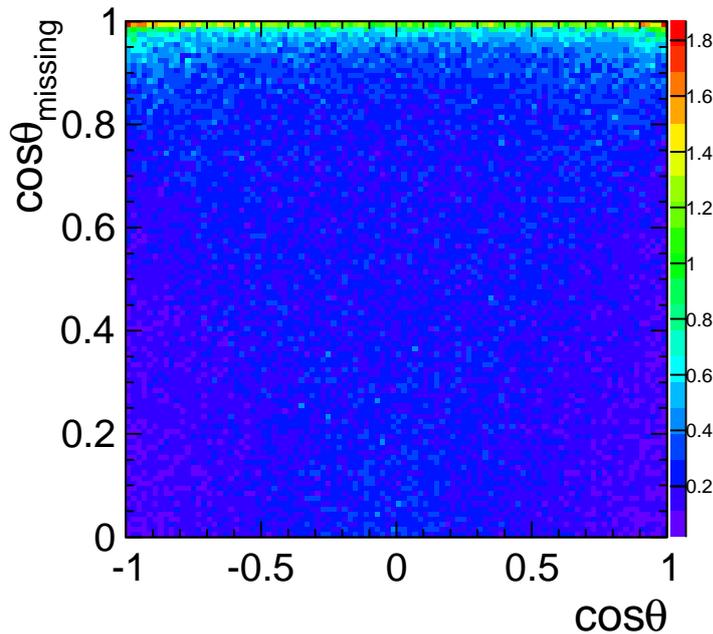


図 9.10: $\cos \theta$ と $\cos \theta_{missing}$ との相関

みを用いるものとする。

また 9.5 式が成り立つのは事象選別前の分布であるため、図 9.11 における信号事象分布を次節で説明する方法で抽出した $\cos \theta_{reco}$ 分布に、検出効率分布を用いた補正が必要となる。図 9.12 は $\cos \theta_{reco}$ 分布を、モンテカルロにおける $\cos \theta_{MC}$ 分布 (すなわち事象選別を行う前のジェネレータレベルでの分布) で割ったもので、これにより補正が可能となる。

前述の通り事象選別は $\cos \theta$ に独立となるように行ったので、図 9.12 の形はほぼ検出器シミュレーションの結果によるものである。たとえばエンドキャップにおける検出効率は、バレルのそれと比べて低くなっている。

9.2.3 信号事象数の見積もり

得られた図 9.11 の $\cos \theta$ 分布から、信号事象の分布を取り出すために、反跳質量分布のフィットを用いる。すなわち $\cos \theta$ 分布を 8 つのビンに区別する (以下、このビンを $\cos \theta$ の低い方から、インデックス $i=1,2,\dots,8$ で表す)。これらのビンに含まれる事象の反跳質量分布を、6.4 節で解説したフィット関数を用いてフィットする。ただし本解析ではヒッグス質量も既知として、信号事象数 Y_{sig} と背景事象数 Y_{BG} 以外のすべてのフィットパラメータを固定する。

求めたいものは η の統計誤差 $\delta\eta$ であるため、6.5 節と同じく偽実験を生成する。ある偽実験における η を求めるための手順を以下に示す。

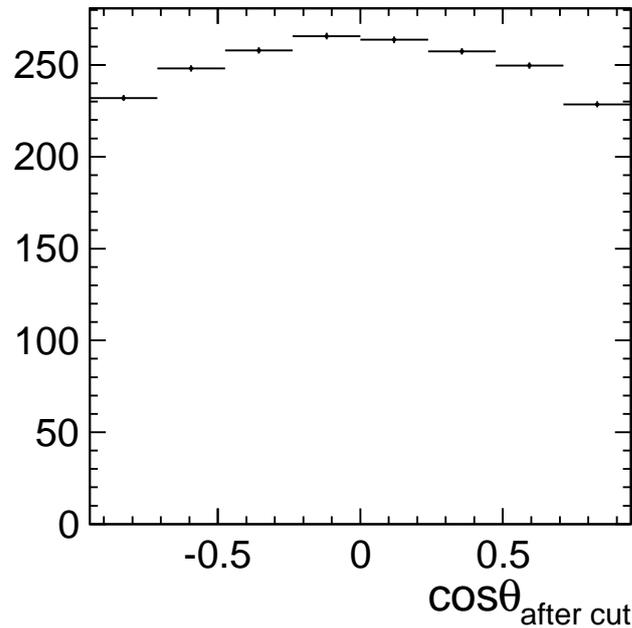


図 9.11: 事象選別後の $\cos \theta$ 分布

1. i 番目の領域内における信号・背景事象の反跳質量分布を表す PDF を、6.4 の関数でフィットすることにより取得する。
2. 信号事象数の見積もりに適当な回数だけ手順 1 の PDF の偽実験を作成し、フィットにより信号事象数 Y_{sig}^i を得る。
3. 手順 2 の Y_{sig}^i の平均値を領域 i の信号事象数と見なす。全てのビンで手順 2 を実行することにより、8 ビンの $\cos \theta_{reco}$ 分布が得られる (図 9.13 左)。
4. 手順 3 より得られた再構成分布をジェネレータレベルに補正するため、これを図 9.12 に示したモンテカルロによる検出効率分布で割り、 $\cos \theta_{gen}$ 分布を得る (図 9.13 右)。
5. 手順 4 より得られたジェネレータレベルの分布を 2 次関数でフィットし、パラメータを 9.5 と比較することにより、CP 混合の測定値 η_{obs} を得る。

手順 1~3 では背景事象による事象数見積もりの悪化を軽減するために、反跳質量分布の偽実験を作成している。ここでは 1000 回の偽実験によって、数イベント程度の誤差で信号事象数の抽出を行った。また手順 5 における η の計算は、 $\cos \theta$ の 1 次および 2 次の係数 p_1 、 p_2 の比を用いて、9.7 式として行った。

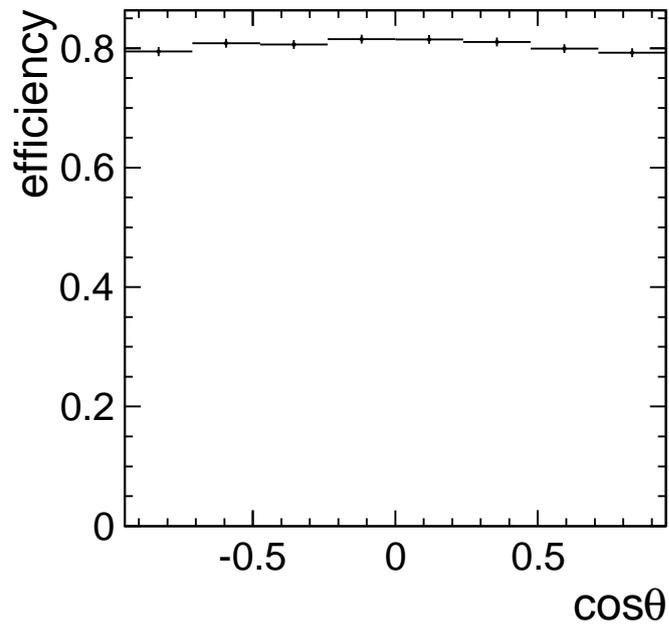


図 9.12: 信号事象の $\cos \theta$ の検出効率分布

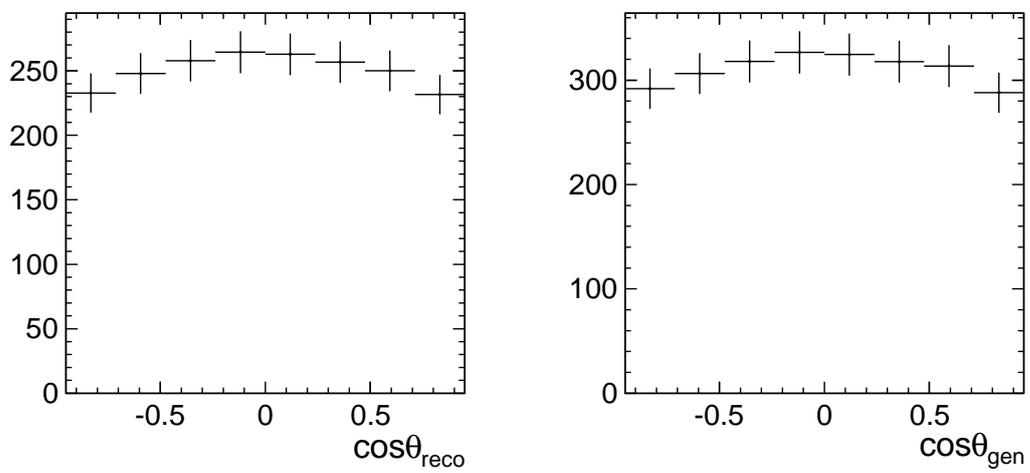


図 9.13: 手順 3 による $\cos \theta_{reco}$ 分布 (左)、手順 4 による $\cos \theta_{gen}$ 分布 (右)

$$\eta_{obs} = \frac{-b_1 \pm \sqrt{b_1^2 + 4b_2c_0 \frac{p_1}{p_2}}}{2b_2} \quad (9.7)$$

ただし $d\sigma/d\cos\theta = A[(a_0 + a_2\eta^2) + (b_1\eta + b_2\eta^2)\cos\theta + c_0\cos^2\theta]$ として、

$$b_1 = \frac{2v_e a_e s \beta}{(v_e^2 + a_e^2) M_Z^2} \quad (9.8)$$

$$b_2 = \frac{s^2 \beta^2}{8M_Z^4} \quad (9.9)$$

$$c_0 = -\frac{s\beta^2}{8M_Z^2} \quad (9.10)$$

と置いた。なお $\eta \geq -\frac{b_1}{2b_2} \sim -0.16$ であれば、9.7 式中の \pm はプラスである。

9.3 CP 混合解析の結果

上記の手順を N 回繰り返すことによって、 N 個の η_{obs} が手に入る。これをヒストグラムに詰めたものを、図 9.14 に示す。

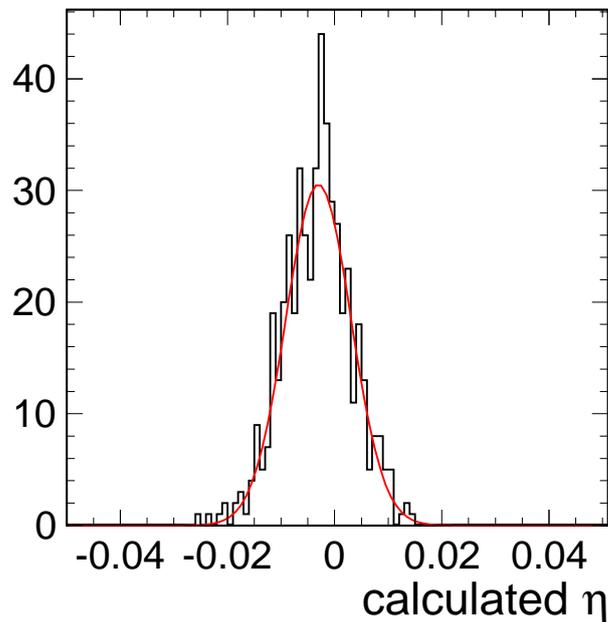


図 9.14: 偽実験による η のヒストグラム

図では $N=500$ として解析を行った。これをガウス関数でフィットした結果、標準模型の場合における CP 混合 η の測定値は、

$$\eta_{obs} = (-3.03 \pm 6.09) \times 10^{-3} \quad (9.11)$$

という精度で求められることが分かった。

第10章 まとめ

素粒子物理学の次なる展望は、超対称性理論、複合ヒッグスモデル等に代表される新物理の検証であり、そのためにはヒッグスと他の粒子との結合定数の絶対値の測定が必要不可欠である。そしてこの測定には、ヒッグスの全崩壊幅と崩壊分岐比が必要であり、これはヒッグスの生成断面積を測定することにより精密に決定できる。これらの測定はLHCなどの既存の加速器では不可能である。

またヒッグス質量は標準模型においては自由パラメータであるが、真空の安定性等の議論で重要な役割を持つ [21]。

上記物理量の測定に適した加速器計画がILCである。ILCではレプトンコライダー特有の解析方法である反跳手法を用い、ヒッグスの崩壊モデルに依存しない解析が可能である。本解析ではILCにおけるヒッグス質量および生成断面積の測定精度を、TDRに基づくフルシミュレーションにより見積もった。想定する条件として、ビーム電子・陽電子のスピンの偏極 $P(e^-, e^+) = (\pm 0.8, \mp 0.3)$ 、可視エネルギーを用いた準モデル非依存解析などとの比較を行った。また本解析の事象選別法が、ヒッグスの崩壊モード別の排除効率に対して持つ依存性を確認し、統計誤差と比較して影響が小さいことを示した。そしてヒッグス質量の測定において質量テンプレート法が有効であり、ビームスペクトラムの影響を排除して解析できることを確かめた。

表 10.1 に偽実験解析を用いたヒッグス生成断面積・質量の統計誤差をまとめる。

$\mu\mu h, eeh$ @250 GeV		$\mu\mu h$		eeh		combine	
		左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極
モデル非依存	$\Delta\sigma/\sigma$	4.2 %	3.8 %	6.0 %	6.0 %	3.4 %	3.2 %
	Δm_h	34 MeV	31 MeV	231 MeV	214 MeV	34 MeV	31 MeV
準モデル非依存	$\Delta\sigma/\sigma$	3.8 %		5.6 %		3.1 %	
	Δm_h	33 MeV		89 MeV		31 MeV	

表 10.1: 偽実験解析によるヒッグス生成断面積・質量の統計誤差

また本解析の事象選別による、ヒッグス崩壊モード別の信号事象排除効率は表 ?? のようになる。これらの結果から、本解析は統計誤差が支配的と言える。

さらに質量テンプレート法を用いることにより、ヒッグス質量はビームスペクトラム由来の系統誤差を排除し、

$$m_{Higgs} = 125.018 \pm 0.021 \quad (10.1)$$

ヒッグス 崩壊モード	ミューオンチャンネル		電子チャンネル	
	左巻き偏極	右巻き偏極	左巻き偏極	右巻き偏極
bb	65.1±0.1%	67.9±0.1%	44.9±0.3%	45.6±0.4%
WW	64.9±0.2%	67.6±0.2%	44.3±0.5%	45.0±0.6%
gg	64.5±0.3%	67.7±0.4%	44.2±0.8%	44.5±1.0%
$\tau\tau$	64.3±0.3%	66.4±0.4%	43.7±0.9%	45.9±1.1%
cc	64.9±0.5%	67.2±0.7%	44.6±1.4%	43.5±1.7%
ZZ	64.7±0.5%	66.7±0.7%	44.7±1.4%	43.5±1.7%

表 10.2: 信号事象排除効率

で決定できる。これは LHC の 25 fb^{-1} 陽子衝突の結果 (統計誤差 370 MeV、系統誤差 180 MeV) と比較して高い精度である [19]。

また Z ボソンの生成角度の非対称性から、2HDM などの拡張ヒッグスモデルにおけるヒッグスの CP 混合 η を測定することができる。ここで η は、CP 奇ヒッグスと Z ボソンの結合における振幅の強さとして定義される。標準模型を仮定したシミュレーションの結果、 η の測定には、

$$\delta\eta = 6.09 \times 10^{-3} \quad (10.2)$$

の上限をかけられることが分かった。

第11章 Appendix

11.1 スプリットクラスタの判別

あるPFOが電子(陽電子)のスプリット(6.2.4章)であるかどうかを評価する条件を以下に示す。

- $\delta r \leq 20.0$ mm
- $\delta r \leq 30.0$ mm かつ $\chi \geq 4.0$ かつ $\|\chi'\| \leq \chi$
- $\delta r \leq 40.0$ mm かつ $\chi \geq 5.0$ かつ $\|\chi'\| \leq \chi$
- $\delta r \leq 50.0$ mm かつ $\chi \geq 7.0$ かつ $\|\chi'\| \leq \chi$

これらが真である場合にPFOのクラスタはスプリットと見なされ、リカバリの対象から除外する。ただし、

$$\|\chi\| \leq 2.0 \text{ かつ } \chi'^2 - \chi^2 \geq 5.0 \quad (11.1)$$

を満たす場合にはスプリットではないと判断する。

ここで δr は電子(陽電子)のクラスタと注目するPFOのクラスタの位置ベクトルとの距離であり、評価に使用する χ はそれぞれ

$$\chi = \frac{E_{e^{\pm}tracker} - E_{e^{\pm}cluster}}{\sqrt{\sigma_{E_{e^{\pm}cluster}}^2 + \sigma_{E_{e^{\pm}tracker}}^2}} \quad (11.2)$$

$$\chi' = \frac{E_{e^{\pm}tracker} - E_{e^{\pm}cluster} - E_{PFO}}{\sigma_{E_{e^{\pm}cluster}}} \quad (11.3)$$

$$\sigma_{E_{e^{\pm}cluster}} = 0.18 \times \sqrt{E_{e^{\pm}cluster}} \quad (11.4)$$

$$\sigma_{E_{e^{\pm}tracker}} = \frac{E_{e^{\pm}tracker} \delta\Omega}{\|\Omega\|} \quad (11.5)$$

と定義する。 Ω は電子(陽電子)の飛跡パラメータである。

スプリットクラスタは電子のクラスタが分割されることにより生じるものであるため、電子のクラスタと、注目する PFO のクラスタは、エネルギーの誤差の範囲で近くなる。ここでまず、 $\delta r \leq 20.0$ mm という、クラスタの距離が非常に近い場合には、11.1 式を満たさない限りスプリットと見なすものとする。

δr が $20 \text{ mm} \leq \delta r \leq 50 \text{ mm}$ の範囲にあった場合には、10 mm 毎に異なる条件でスプリットであるかどうかを判断する。図 11.1 に $E_{e^\pm \text{ tracker}}$ と $E_{e^\pm \text{ cluster}}$ の相関、図 ?? に $E_{e^\pm \text{ tracker}}$ と $E_{e^\pm \text{ cluster}} + E_{PFO}$ の相関を示す。

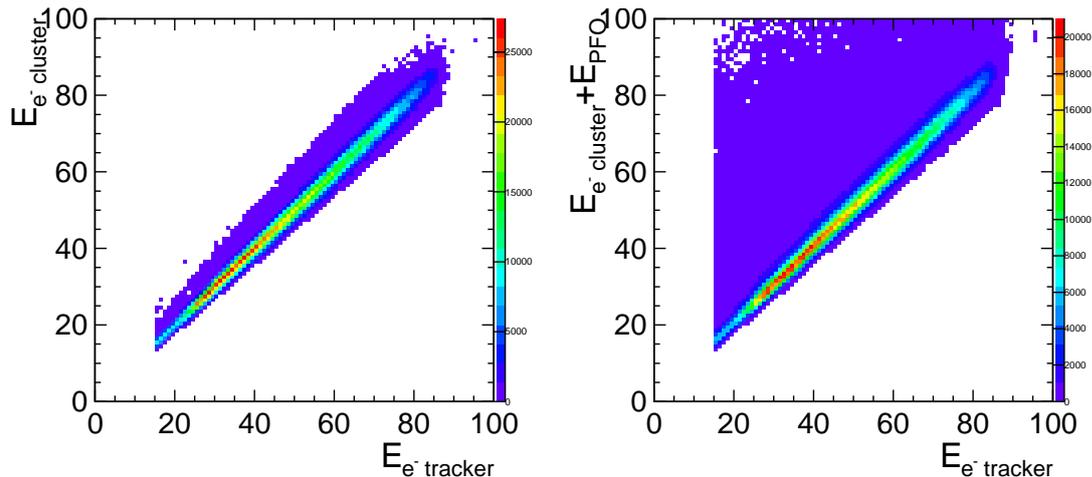


図 11.1: $E_{e^\pm \text{ tracker}}$ VS $E_{e^\pm \text{ cluster}}$ (左) および $E_{e^\pm \text{ tracker}}$ VS $E_{e^\pm \text{ cluster}} + E_{PFO}$ (右)

PFO が作るクラスタはスプリットでないものの方が多いが、図より分かるように、PFO がカロリメータで落としたエネルギーを、電子がカロリメータで落としたエネルギーに加えた場合、飛跡検出器で測定した電子エネルギーよりも大きくなる傾向にある。したがって 11.2 式で計算される χ は、一般に 11.3 式の χ' よりも小さくなるはずである。

逆に、注目する PFO がスプリットだった場合には、スプリットクラスタのエネルギーを電子のクラスタに加えたとき、新たに計算された χ' はより改善されるものと期待される。ただし χ がもともと十分小さい場合には、この判別方法の蓋然性は低くなるため、 δr の大きさに依存して χ に関する条件をきつくる。

図 11.2 に、 $\delta r \in (20, 30)$, $(30, 40)$, $(40, 50)$ mm における χ と $\chi - \chi'$ の相関を示す。すなわちそれぞれの δr における χ の条件を満たす範囲で、縦軸が正であるような領域では、PFO クラスタをスプリットであると判断する。

図より分かる通り、特に $\chi \geq 7.0$ の条件は厳しいため、この条件でスプリットと見なされる PFO は少ない。

また、 χ' の計算では、しばしば図 11.3 に示すように大きな負値を取ることがある。

これは通常の PFO がたまたま電子クラスタの近くで大きなエネルギーを落とした場合などによる。こうした状況で正しい PFO までスプリットクラスタと見なすことを避けるため、11.1 式の

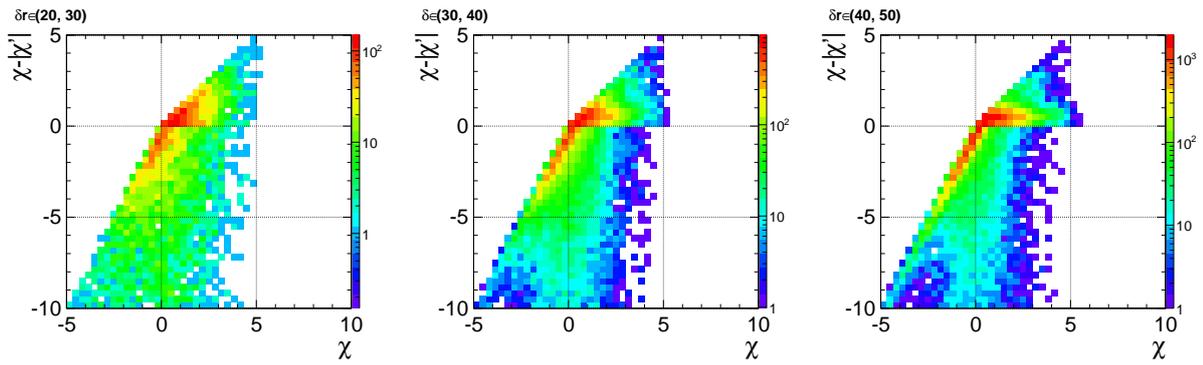


図 11.2: χ VS $\chi-\chi'$ ($\delta r \in (20,30), (30,40), (40,50)$)

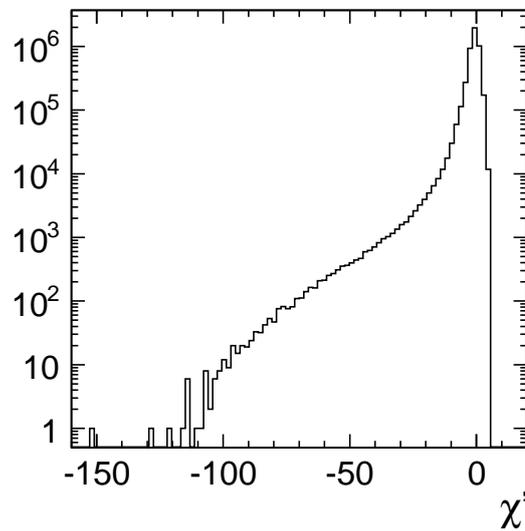


図 11.3: χ' 分布

ようなサニティチェックを行う。図 11.4 に $\|\chi\|$ に対する $\chi'^2-\chi^2$ の分布を示す。

χ' の挙動が不自然であれば、この条件の下でスプリットクラスタの候補から除外される。

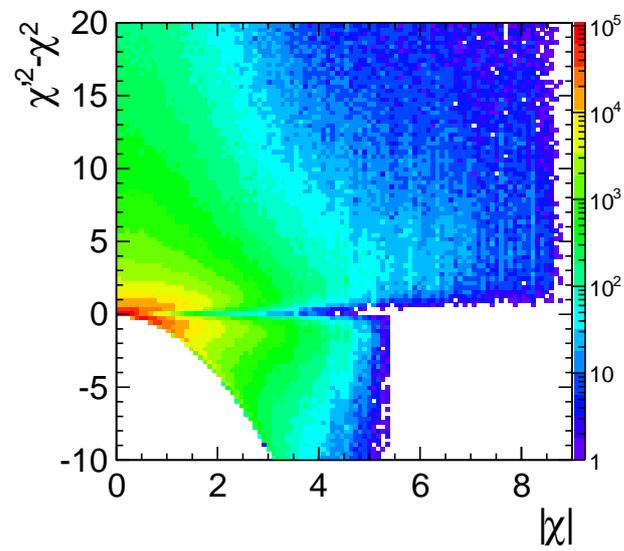


図 11.4: サニティチェック

謝辞

最後に本研究を行うにあたりサポートをしてくださった方々への感謝の意を表します。本研究は東北大学素粒子実験研究室の方々だけでなく、ILC 物理解析グループ等、様々な方のご助力を得て行われました。

指導教員である山本先生には様々な面でお世話になりました。グループミーティングで相談に乗って頂いたこともそうですが、学部4年次のILC加速器のセミナーでの詳しい説明は本当にためになりました。また助教の石川さんには、研究のステータスについて定期的に相談させて頂きました。解析方法の確認や問題の解決方法など、まずは石川さんに是非を問うてから方針を決定するという面も強く、その都度とても詳しく教えてくださりありがとうございました。物理解析をする上でのものの考え方を学ぶことができました。それだけでなく学振書類や各種会議のスライドの添削もして頂きまして、感謝の気持ちは筆舌に尽くし難いものがあります。九州大学の末原さんには、東北大学に所属されていた頃にとってもお世話になりました。修士1年次の不慣れな私に、大変親身になって解析のいろはを教えて頂きました。またスノーマスに向けた反跳質量解析のお話を、最初に伺ったのも末原さんからでした。本当にありがとうございました。また末原さんが九州大学に移られた後に、東北大学に来られたのがJanさんです。Janさんには解析手順の相談はもちろん、私の研究で不可欠であったPhyssimサンプルの作成から、研究で便利なソフトの存在を教えて頂くなど、何から何までお世話になりました。またゆとり世代で英語力に乏しい私にも分かりやすいよう、時にはジェスチャーや筆談を交えて教えて頂きました。Janさんとの会話を通じて英語に対する苦手意識がなくなったように思います。本当にありがとうございました。Danke schön.

東北大学のスタッフのみならず、KEKなど各方面の先生方にもお世話になりました。藤井さんには、物理一般会議などの機会に解析方法について、問題点の指摘や解決策の提案を頂きました。Junpingさんには制動放射リカバリについて、私が半年以上悩んでいた問題の解決方法を提案して頂いたり、週に一度のフューズミーティングでもお世話になりました。

また先輩方や同期、後輩の皆様にも本当に感謝しています。堀口さんは、ひとつ上で私と同じくILCの解析をやっていたということもあり、iLCSOFTやROOTの使い方など基礎的なところから、物理的な知識など、様々な質問をさせて頂きました。ご自分の研究で忙しい中、私のために貴重な時間を割いて頂いた上、大変分かりやすい説明をして頂きまして、ありがとうございました。また修論を書くにあたりフォーマットを頂いたり、ドル札を持たずにシカゴへ飛んだ私に両替をして頂いたり、返す返す多方面でお世話になりました。根岸さんにはRooFitをはじめとしたROOTのテクニカルな質問を、よくさせて頂きました。その他にも各種書類の書き方を教えて頂いたりしました。中野さんには物理の解釈についてレクチャをして頂きました。特にBelleでの物理についての講義は、これからBelleの解析をしようとしている私にとって、大変貴重なものでした。また、今も使わせて頂いているMacのディスプレイ、大画面でとても見やすいです。これ

が無ければ私の研究の進捗は3割遅くなっていたと思います。本当に偉大な先輩方に囲まれ、恵まれているなど実感します。同期の伊藤君、新崎さんとは、各々の研究についてよく話をしました。伊藤君の手伝いとして参加したビームテストですが、人生で初めてと言っていい得難い経験となりました。また研究の合間にチーム玉露で飲むお茶は私の癒しでした。新崎さんにはROOTの問題の解決策など、よく教えてもらいました。ベオグレードでは方向音痴な私を案内して頂きました。後輩の皆さんにもとても感謝しています。特に牛木君にはCP混合の解析に必要な計算を手伝ってもらいました。面倒な計算を押し付けてしまいましたが、非常に丁寧かつ明瞭な解答をありがとうございました(ダツツ遅れてごめん)。

最後になりましたが、両親に心からの感謝の気持ちを述べたいと思います。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38:090001, 2014.
- [2] Howard Baer, Tim Barklow, Keisuke Fujii, Yuanning Gao, Andre Hoang, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics. 2013.
- [3] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008.
- [4] Sakai Norisuke. 場の量子論. 裳華房, 2002.
- [5] D.M. Asner, T. Barklow, C. Calancha, K. Fujii, N. Graf, et al. ILC Higgs White Paper. 2013.
- [6] Ties Behnke, James E. Brau, Brian Foster, Juan Fuster, Mike Harrison, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary. 2013.
- [7] K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino. Physics at t anti- t threshold in $e^+ e^-$ collisions. *Phys.Rev.*, D50:4341–4362, 1994.
- [8] Chris Adolphsen, Maura Barone, Barry Barish, Karsten Buesser, Philip Burrows, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design. 2013.
- [9] Ties Behnke, James E. Brau, Philip N. Burrows, Juan Fuster, Michael Peskin, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors. 2013.
- [10] <http://ilcsoft.desy.de/dbd/generated/>.
- [11] <http://whizard.hepforge.org>.
- [12] P. Mora de Freitas and H. Videau. Detector simulation with MOKKA / GEANT4: Present and future. pages 623–627, 2002.
- [13] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [14] <http://acfahep.kek.jp/subg/sim/softs.html>.
- [15] H. Li et al. HZ Recoil Mass and Cross Section Analysis in ILD. 2012.

-
- [16] P. Speckmayer, A. Hocker, J. Stelzer, and H. Voss. The toolkit for multivariate data analysis, TMVA 4. *J.Phys.Conf.Ser.*, 219:032057, 2010.
- [17] Georges Aad et al. Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a Z Boson in ATLAS. *Phys.Rev.Lett.*, 112:201802, 2014.
- [18] H. Ikeda et al. A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4-GeV. *Nucl.Instrum.Meth.*, A441:401–426, 2000.
- [19] Georges Aad et al. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data. *Phys.Rev.*, D90(5):052004, 2014.
- [20] M. Schumacher. Determination of the cp quantum numbers of the Higgs boson and test of cp invariance in the higgs-strahlung process at a future e+ e- linear collider. 2001.
- [21] Giuseppe Degrandi, Stefano Di Vita, Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, et al. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP*, 1208:098, 2012.