

修士論文

国際リニアコライダーを用いた

ヒッグス三重項模型における荷電ヒッグス粒子の探索

A search for the charged Higgs particle in the Higgs triplet model
with the International Linear Collider

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

新崎 ゆう子

平成 26 年

概要

現在の素粒子物理学においては、物理現象をもっともよく説明する模型として標準模型が成功を取めている。しかし、標準理論では説明が出来ない物理現象がなお存在し、それらの現象を解明すべく、現在多くの新物理が考案されている。中でも拡張ヒッグス模型は複数研究されており、ヒッグスセクターの構造の決定は新物理探索の方向性を決める足掛かりとして大きな役割を果たす。

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 実験の重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb⁻¹、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ において、質量 150 GeV/c² の一重荷電ヒッグス粒子に関するシミュレーションを行った。荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する過程を用いてモンテカルロシミュレーションを行い、生成断面積と形状因子に対する上限を与える。

信号事象は、荷電ヒッグス粒子が W ボソンを伴って生成され、荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊するような事象と WZ に崩壊するような事象の2種類である。本研究では、2012年に公開された ILC の詳細技術設計書に従った条件でフルシミュレーションを行った。また、 $W \rightarrow q\bar{q}'$ の事象での反跳質量から荷電ヒッグス粒子を再構成した。

この解析から、 $\tau\nu$ 過程については最終的な信号事象の有意度が 62.6、信号事象の検出効率が 0.2662 という結果を得た。また WZ 過程については最終的な信号事象の有意度が 27.29、信号事象の検出効率が 0.0889 であった。

$\tau\nu$ 過程の場合、この結果から求められる測定精度は $\delta\sigma_{sig}/\sigma_{sig} = 1.60\%$ である。また、生成断面積の 95%信頼度の上限値は 1.92 fb と計算された。信号事象の生成断面積がこれより小さい場合には、本解析方法では測定されない。この結果を形状因子へ変換すると、形状因子の 95%信頼度での上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は **0.0974** ($|F_{95\%}^{UL}|^2 = \mathbf{0.00897}$) となる。

二つのヒッグス二重項を持つ模型のうち、レプトンに崩壊しやすいタイプ X での形状因子の上限は、 $\tan\beta = 1$ の時に $|F|^2 = 2 \times 10^{-4}$ であることから、本信号事象を用いた解析では2ヒッグス二重項模型に対して制限を与えることができないと考えられる。

WZ 過程の場合、この結果から求められる測定精度は $\delta\sigma_{sig}/\sigma_{sig} = 3.66\%$ である。また、生成断面積の 95%信頼度の上限値は 14.4 fb と計算された。この結果を形状因子へ変換すると、形状因子の 95%信頼度での上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は **0.259** ($|F_{95\%}^{UL}|^2 = \mathbf{0.0673}$) となる。

HWZ 結合がツリーレベルで可能な Georgi-Machacek 模型における形状因子の上限は $v_\Delta = 55$ GeV のとき $|F|^2 = 0.2$ であることから、本解析を用いるとこの模型で予言される荷電ヒッグス粒子を観測することが出来る可能性がある。また、観測が出来なかったとしても、Georgi-Machacek 模型に対して制限を与えることが出来ると考えられる。

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	理論背景	2
2.1	標準模型	2
2.1.1	電弱相互作用	3
2.1.2	ヒッグス機構	4
2.2	標準模型を超えた理論の必要性	6
2.2.1	2ヒッグス二重項模型	6
2.2.2	ヒッグス三重項模型	8
2.2.3	Georgi-Machacek 模型	8
2.3	拡張ヒッグス模型と HWZ 結合	8
第 3 章	国際リニアコライダー (ILC) 実験	11
3.1	物理	11
3.2	加速器	15
3.2.1	電子源	17
3.2.2	陽電子源	17
3.2.3	減衰リング	18
3.2.4	主線形加速器	19
3.3	検出器	21
3.3.1	崩壊点検出器	21
3.3.2	飛跡検出器	23
3.3.3	カロリメータ	24
3.3.4	前方検出器	27
第 4 章	シミュレーションと再構成	29
4.1	物理事象の生成	29
4.2	検出器シミュレーション	29
4.3	事象の再構成	30
4.3.1	PFA(Particle Flow Algorithm)	30
4.3.2	事象再構成	30

第 5 章	荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象の再構成	32
5.1	信号事象と背景事象	32
5.1.1	信号事象の生成	32
5.1.2	背景事象の選定	33
5.1.3	シミュレーションの条件	33
5.2	事象の再構成	35
5.3	事象選別	37
5.4	事象選別の結果	42
第 6 章	荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象の解析	46
6.1	信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差の見積もり	46
6.2	信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算	46
第 7 章	荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する場合の再構成	48
7.1	信号事象と背景事象	48
7.2	事象の再構成と事象選別	48
7.3	事象選別の結果	50
第 8 章	荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する場合の解析	54
8.1	信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差の見積もり	54
8.2	信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算	54
第 9 章	議論	55
9.1	2ヒッグス二重項模型との比較	55
9.2	Georgi-Machacek 模型との比較	56
9.3	今後の方針	57
第 10 章	まとめ	58
	謝辞	59

目次

2.1	スカラー場のポテンシャル	5
2.2	2ヒッグス二重項模型における各タイプごとのヒッグス粒子の崩壊分岐比	7
2.3	ヒッグス三重項模型における荷電ヒッグス粒子の崩壊分岐比	9
2.4	HWZ のループ	10
2.5	HWZ のツリーレベルのファインマン図	10
3.1	ILC のエネルギー領域での断面積のエネルギー依存性	12
3.2	Zh 随伴過程によるヒッグス粒子の生成	12
3.3	WW 融合過程によるヒッグス粒子の生成	12
3.4	$t\bar{t}h$ 崩壊のファインマン図	14
3.5	Zhh 崩壊のファインマン図	14
3.6	$\nu\nu hh$ 崩壊のファインマン図	14
3.7	ILC の外観	15
3.8	ILC のビーム構造	16
3.9	ILC の電子源	17
3.10	ILC の陽電子源	18
3.11	電子・陽電子のビームの広がり	18
3.12	減衰リングの構想図	19
3.13	ILC の主線形加速器における RF-ユニット	20
3.14	ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞	20
3.15	ILD の外観図	22
3.16	ILD の断面図	22
3.17	崩壊点検出器の外観図	23
3.18	シリコン飛跡検出器の外観図	24
3.19	主飛跡検出器の外観図	25
3.20	電磁カロリメータの外観図	25
3.21	ハドロンカロリメータの外観図	26
3.22	LumiCal の外観図	28
3.23	BeamCal の外観図	28
4.1	PFA のエネルギー分解能	31
5.1	$\tau\nu$ ファインマン図	32
5.2	全断面積	32

5.3	標準模型背景事象の例	34
5.4	反跳質量の計算	37
5.5	W ボソン質量と反跳質量の分布図	38
5.6	全横運動量の分布図	39
5.7	総エネルギーの分布図	40
5.8	W ボソンの生成角の分布図	40
5.9	BDT の概念図	41
5.10	TMVA へのインプット	42
5.11	BDTG の分布図	43
5.12	BDTG のカット値ごとの検出効率	44
5.13	事象選別後の反跳質量の分布図	45
6.1	生成断面積の上限値の計算	47
7.1	WWZ のファインマン図	48
7.2	W ボソン質量と反跳質量の分布図	51
7.3	全横運動量、総エネルギー、 W ボソンの生成角の分布図	52
7.4	事象選別後の反跳質量の分布図	53
9.1	2 ヒッグス二重項模型 (タイプ X) における $\tan\beta$ と形状因子の二乗 $ F ^2$ の関係	55
9.2	GM 模型における真空期待値 v_Δ と形状因子の二乗 $ F ^2$ の関係	56

表 目 次

2.1	物質粒子	2
2.2	ゲージ粒子	3
2.3	電弱相互作用の多重項	3
3.1	ILC の運転エネルギーとターゲットとなる物理事象	11
3.2	ILC の重心エネルギーごとのビームパラメータ	16
4.1	ジェット中のエネルギー組成と ILD 検出器の分解能	30
5.1	信号事象の生成	33
5.2	シミュレーション条件	33
5.3	信号事象と背景事象	36
5.4	信号事象領域	42
5.5	事象選別の結果	44
7.1	信号事象の生成	49
7.2	シミュレーション条件	49
7.3	信号事象と背景事象	49
7.4	信号事象領域	50
7.5	事象選別の結果	53

第1章 はじめに

現在の素粒子物理学においては、物理現象をもっともよく説明するモデルとして標準模型が成功を収めている。標準模型中で予言されるヒッグス粒子が、唯一の未発見粒子として多くの高エネルギー実験によって検出が試みられていた。2012年7月にCERNのLHC(Large Hadron Collider)実験で質量約126 GeVの新粒子の発見が公表され、その1年後にはこの粒子が標準模型で予言されているヒッグス粒子に近い性質を持つことが確認された。この発見により、標準模型粒子のすべてがそろったこととなり、標準模型は確立された。今後はヒッグス粒子を始めとする標準模型粒子の精密測定を行うことにより、より詳しく理論と実際の現象の評価を行っていくことが必要である。

ヒッグス粒子が発見されたLHCでは、陽子と陽子を加速するため制動放射の影響をうけにくく高エネルギーを実現することが出来る。今後LHCでは重心エネルギーを現在の8 TeVから14 TeVへあげるにより、より高エネルギーな領域における新物理の検証が期待されている。その一方、衝突粒子である陽子の内部構造が複雑であることから背景事象が多く、検出しやすい信号を用いて解析を行うのが基本となる。また、初期状態の特定も難しいため、断面積測定などに関してはその分の不確実性が現れる。以上の理由から、LHCにおいては粒子の精密測定が難しい。そこで、ヒッグス粒子の精密測定を行うための加速器が必要となる。その候補のうちの 하나가ILC(International Linear Collider)である。

ILCでは電子陽電子を衝突粒子として用いる。重心エネルギー $\sqrt{s}=250\text{ GeV}\sim 500\text{ GeV}$ (アップグレード後は $\sim 1\text{ TeV}$)での稼働を予定している。LHCほどの高エネルギーを実現することはできないが、電子陽電子の対消滅現象を観測することとなるため初期状態の把握がしやすい。また、背景事象も少ないため、より精密な粒子測定が可能となる。ILCを用いることにより、LHCでは検出が難しい事象の測定や粒子の精密測定などを行うことに期待が寄せられている。

ここまで、標準模型に関して話を進めてきたが、標準模型では説明できない現象も存在する。その例として、ニュートリノ質量の起源、暗黒物質・暗黒エネルギーの正体、粒子反粒子の非対称性などがあげられる。それらを導入するような新物理の検証を行うことが、素粒子物理学を確立するうえで必要である。これらの謎を解決すべく、現在に至るまで多くの新物理が考案されてきた。特に、ヒッグスセクターの構造の決定は新物理探索の方向性を決める足掛かりとして大きな役割を果たす。

本研究では、国際リニアコライダー(ILC)実験の重心エネルギー $\sqrt{s}=250\text{ GeV}$ において観測される可能性のある、質量が $150\text{ GeV}/c^2$ の一重荷電ヒッグス粒子が $\tau\mu$ に崩壊する事象と WZ に崩壊する事象に対してシミュレーションを行い、この事象に対する形状因子の上限を計算することで、 HWZ 結合が現れるモデルに対して制限を与えられるかを検証した。

第2章 理論背景

ヒッグス粒子が発見された現在、標準理論は素粒子物理の現象を記述する理論として完成したといえる。しかし、この世界には標準理論だけでは説明のつかない物理現象が存在する。

この章では、標準理論についてまとめたのち、標準理論を超える理論として HWZ 結合の現れる模型について概要を説明する。

2.1 標準模型

標準模型は、物質を構成する素粒子と、その素粒子間の相互作用を記述する理論である [1]。

物質粒子 (フェルミ粒子) は、質量の大きさによって3世代に分けられている。これらは、 $1/2$ のスピンをもつ。物質粒子についてまとめたのが表 2.1 である。ただし、ここで右巻きとは粒子の

表 2.1: 物質粒子は、クォークとレプトンに分類でき、クォークは電荷が $+2/3$ のアップタイプのクォーク (上段) と、電荷が $-1/3$ のダウンタイプのクォーク (下段) とがある。またレプトンは、 -1 の電荷を持った荷電レプトン (上段) と、電荷を持たないニュートリノ (下段) にわけられる。これらは質量の大きさによって3世代に分けられている。

	第一世代	第二世代	第三世代	電荷	色電荷	弱いアイソスピン (右巻き, 左巻き)
クォーク	u	c	t	$+2/3$	赤, 青, 緑	$(1/2, 0)$
	d	s	b	$-1/3$	(r, b, g)	$(1/2, 0)$
レプトン	e	μ	τ	-1	-	$(1/2, 0)$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	$(1/2, -)$

進行方向に対して粒子のスピンが同方向を向いているもの、左巻きはスピンが逆方向を向いているものを指す。

物質粒子はクォークとレプトンに分けることができ、各6種類の粒子がある。クォークには、電荷が $+2/3$ のアップクォーク (u)、チャームクォーク (c)、トップクォーク (t)、電荷が $-1/3$ のダウンクォーク (d)、ストレンジクォーク (s)、ボトムクォーク (b) がある。レプトンは -1 の電荷を持った荷電レプトンと、電荷を持たないニュートリノにわけられる。また、これら物質粒子には質量は等しいが電荷が、色電荷、弱いアイソスピンの第3成分の異なる反粒子が存在する。

素粒子間に働く力には、は重力のほか3種類の相互作用があり、それぞれ別の媒介粒子であるゲージ粒子 (ボソン) の交換により力が伝わる。ゲージ粒子とそれらが媒介する相互作用について、表 2.2 にまとめる。

表 2.2: 粒子間に働く相互作用には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の 3 種類があり、それぞれ色電荷、電荷、弱荷を持った粒子に結合する。

相互作用	ゲージ粒子	結合するもの	質量
強い相互作用	g	色電荷	0
電磁相互作用	γ	電荷	0
弱い相互作用	W^\pm, Z^0	弱荷	$\sim 100 \text{ GeV}/c^2$

強い相互作用は色電荷の組み合わせの違う 8 種類のグルーオン (g) を介して伝わる。グルーオンも色電荷を持っていることから、グルーオン同士も相互作用する。電磁相互作用は、光子 (γ) を介して伝わるが、光子の質量は 0 であるため、電磁相互作用の到達距離は無限である。弱い相互作用は、 W^\pm ボソンと Z^0 ボソンを介し伝わる。グルーオンの場合と同じく、 W^\pm ボソンと Z^0 ボソンも弱荷を持つため、ボソン同士が結合する。弱い相互作用においては、 W^\pm ボソンによってのみ、クォーク間、レプトン間の種類 (フレーバー) を変化させることが出来る。ただし、これはアイソスピンの第 3 成分 T_3 が保存するように行われる。

電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用という一つの相互作用として解釈することが出来る。

2.1.1 電弱相互作用

電弱相互作用を記述するために、弱いアイソスピン T を導入する。左巻きのフェルミ粒子は、それぞれの世代内で弱いアイソスピン $T = 1/2$ のフェルミ粒子二重項をつくる。これらは、 W ボソンのやり取りにより互いに変化することが出来る。この時の弱いアイソスピンの第 3 成分 T_3 は、表 2.3 にまとめた通りに与えられる。残った右巻きのフェルミ粒子は、弱いアイソスピン $T = 0$ のフェルミ粒子一重項を 3 つつくる。各世代ごとに、フェルミ粒子二重項 2 つと、フェルミ粒子一重項 3 つがあらわれる。

表 2.3: 電弱相互作用の多重項。各世代ごとに弱いアイソスピン $T = 1/2$ のフェルミ粒子二重項 2 つと、弱いアイソスピン $T = 0$ のフェルミ粒子一重項 3 つがあらわれる。 z_f は粒子の電荷で、反フェルミ粒子は T_3 と z_f がフェルミ粒子のものと逆になる。 d', s', b' は、小林-益川行列によるカビボ回転からつくられる。

	フェルミ粒子多重項			T	T_3	z_f
クォーク	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3
	u_R	c_R	t_R	0	0	+2/3
	d_R	s_R	b_R			-1/3
レプトン	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1
	e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1

W^\pm ボソンによる粒子変化がアイソスピンの第 3 成分 T_3 が保存するように行われることから、 W^\pm ボソンは弱いアイソスピン $T = 1, T_3 = \pm 1$ 、でなければならない。このとき、 $T = 1, T_3 = \pm 0$ の状態が存在するはずである。この状態を W^0 とする。これら、 $T = 1$ の粒子は同じ結合強度 g でフェルミ粒子二重項と結合する。ここで $T = 0, T_3 = \pm 0$ である状態 B^0 を仮定し、これの結合強度が g' であるとする。 W^0 と B^0 はフェルミ粒子の種類を変えずに粒子に結合できる。電弱相互作用の統一を考えるとときには、光子と Z^0 ボソンがこの W^0 と B^0 の線形結合で記述する：

$$\begin{aligned} |\gamma\rangle &= \cos\theta_w |B^0\rangle + \sin\theta_w |W^0\rangle \\ |Z^0\rangle &= -\sin\theta_w |B^0\rangle + \cos\theta_w |W^0\rangle \end{aligned} \quad (2.1)$$

式 2.1 中の θ_w は電弱混合角 (ワインバーグ角) とよばれ、式 2.2 で定義される。

$$\tan\theta_w = \frac{g'}{g} \quad (2.2)$$

ただし、電弱混合角 θ_w 、結合強度 (弱荷) g', g 、電荷 e は、光子はフェルミ粒子の電荷には結合するが電荷 0 のニュートリノには結合しないという条件から与えられる。

電弱相互作用統一の理論は、実験の結果とたいへんよく一致する。しかし、ゲージ対称性のもとでは、各ゲージ粒子の質量は 0 でなければならない。実際には光子は質量が 0 であるが、 W^\pm ボソンと Z^0 ボソンは大きな質量を持つ。この問題を解決するためにヒッグス機構を導入することで、 W^\pm ボソンと Z^0 ボソンの質量の起源を説明する。

2.1.2 ヒッグス機構

W^\pm ボソンと Z^0 ボソンの質量獲得には、自発的対称性の破れが関与している [2]。新粒子 (ヒッグス粒子) を導入することにより真空の対称性が破れ、これらの粒子に質量を与えるのがヒッグス機構である。この新しく導入されるヒッグス粒子は弱いアイソスピンの二重項をなす。

簡単な例として、複素数場 ϕ に対してゲージ変換の対称性を考える。この複素数場 ϕ は 2 つの実数場 ϕ_1, ϕ_2 を用いて以下のようにかける。

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$$

ラグランジアンは、ゲージ変換に対して不変であるように

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.3)$$

ととる。これを実数場 ϕ_1, ϕ_2 を用いて書き直すと、

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial_\mu \phi_1)^2 + (\partial_\mu \phi_2)^2] - \frac{\mu^2}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \quad (2.4)$$

ポテンシャル部は、 $\mu^2 > 0$ の時 $\phi_1 = \phi_2 = 0$ で極小をとるが、 $\mu^2 < 0$ の時 $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\mu^2/\lambda \equiv v^2$ の円周上で極小をとる。このときのポテンシャルの概形が図 2.1 である。

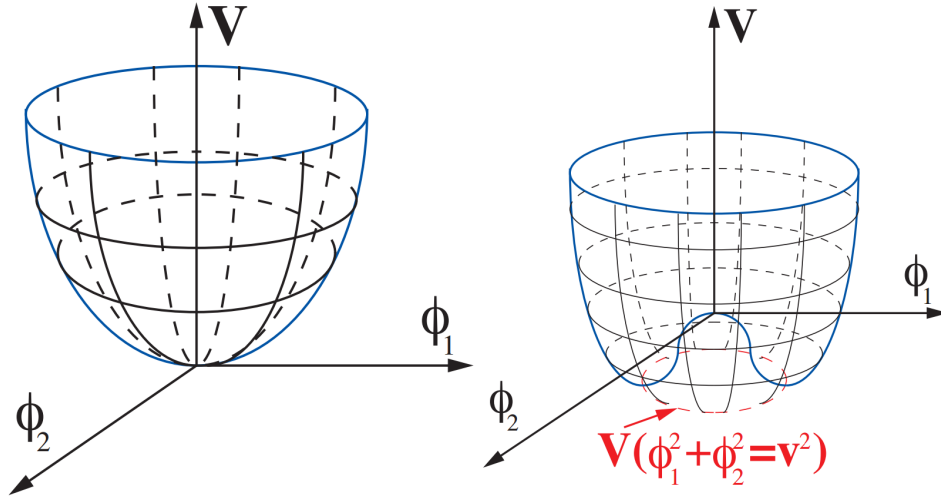


図 2.1: 左は $\mu^2 > 0$ の時の、右は $\mu^2 < 0$ の時のスカラー場のポテンシャルの概形 [3]。 $\mu^2 > 0$ の時 $\phi_1 = \phi_2 = 0$ で極小をとるが、 $\mu^2 < 0$ の時 $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\mu^2/\lambda \equiv v^2$ の円周上で極小をとる。

場のスペクトルを求めるために、 ϕ を $\phi_1 = v, \phi_2 = 0$ のまわりに以下のように展開する：

$$\phi(x) = \frac{(v + \eta(x) + i\rho(x))}{\sqrt{2}}$$

これを式 2.10 に代入すると、 C は定数として、

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu \rho)^2 + (\partial_\mu \eta)^2] + \mu^2 \eta^2 - \lambda v(\eta \rho^2 + \eta^3) - \frac{\lambda}{2} \eta^2 \rho^2 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{\lambda}{4} \rho^4 + C \quad (2.5)$$

式 2.5 から、場 η は質量項 η^2 をもち、その時の質量は $m_\eta = |\mu^2|/2$ 、 ρ は質量項 ρ^2 をもたない。このようにラグランジアンが初め持っていた対称性は、原点に対して対象な極小点のうちの一つで場を展開することで破れ、一つの場に対して質量を与えた。これが自発的対称性の破れである。

これを、ヒッグス二重項場 $\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}$ に対して同様に行うと、ポテンシャルは $-\mu^2/2\lambda \equiv v^2/2$ で極小値をとる。ここで、 v は真空期待値である。この極小値のうち的一点を選ぶと、真空 ϕ_0 は

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

のようにあらわせる。この周りでヒッグス場を展開し、ラグランジアン¹の運動エネルギー部分を計算すると、

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}\right)^2 Z_\mu^0 Z^{\mu 0} \quad (2.6)$$

ただし、 $\vec{\tau}$ は弱いアイソスピンベクトル、 Y はハイパーチャージとして、

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2}W_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu$$

ここで、ラグランジアン¹の質量項は、荷電ボソンは $m_W^2 W^+ W^-$ 、中性ボソンは $m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ の形であるため、式 2.6 から

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2}vg \\ m_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned}$$

となることがわかる。このように、光子のみが質量 0 のまま他のボソンに質量が与えられた。これがヒッグス機構である。ここで、真空期待値 v は $v \simeq 246\text{GeV}$ であり、ヒッグス場導入に伴って現れるヒッグス粒子の質量は、LHC の結果から $m_h = |\mu^2|/2 = \sqrt{2\lambda}v^2 \sim 126\text{ GeV}$ である。

2.2 標準模型を超えた理論の必要性

LHC によるヒッグス粒子の発見から、標準理論で予言される粒子はすべて発見されたこととなるが、標準理論では説明出来ない物理現象もなお存在する。その例として、ニュートリノ質量の起源、暗黒物質・暗黒エネルギーの正体、粒子反粒子の非対称性などがあげられる。それらを導入するような新物理の検証を行うことが、素粒子物理学を確立するうえで必要である。

新物理の中には、ヒッグスセクターが拡張する模型が存在し、それらは現在の実験結果から制限を受ける形で導入される。

< ρ パラメータ >

拡張ヒッグス模型を考える際に重要となるパラメータが、 ρ パラメータである。複素数スカラー場 (T_i, Y_i) と実数スカラー場 ($T'_i, Y = 0$) によってヒッグス模型が構成されるとき、 ρ パラメータはツリーレベルで以下のように表現できる。

$$\rho_{tree} \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (2.7)$$

$$= \frac{\sum_i [|v_i|^2 (T_i(T_i + 1) - Y_i^2) + u_i^2 T'_i(T'_i + 1)]}{2 \sum_i |v_i|^2 Y_i^2} \quad (2.8)$$

ただし、 v_i は複素数スカラー場の真空期待値、 u_i は実数スカラー場の真空期待値である。

ρ パラメータの実験値は $\rho_{exp} = 1.0008_{-0.0007}^{+0.0017}$ であり、ほぼ 1 に近い値を持っている [4]。つまり、 ρ パラメータの値がこの実測値に近くなるように、スカラー場を導入する必要がある。

ここで、現在考えられているいくつかの拡張ヒッグス模型について、その概要と荷電ヒッグス粒子の特徴についてまとめる。

2.2.1 2 ヒッグス二重項模型

2 ヒッグス二重項模型 (2HDM) とは、ハイパーチャージ $Y = 1/2$ の 2 つのアイソスピン二重項スカラー場 ϕ_1, ϕ_2 を考える模型である [5]。CP が保存する場合を考えると、CP が正の h, H 、CP が負の A 、電荷を持った H^\pm の 5 種類のヒッグス粒子が現れる。標準模型のヒッグス粒子は 2 つの CP が正のヒッグス粒子 h, H の混合で表され、 $\phi_{SM} \rightarrow h \cos \theta + H \sin \theta$ と書くことが出来る。

$\theta \sim 0$ である場合は h が標準模型ヒッグス粒子として振る舞い、また $\tan\beta = v_2/v_1 \sim \mathcal{O}(1)$ のとき h と H の両方が標準模型ヒッグス粒子としてふるまう。 $H^\pm W^\mp Z$ 、 $H^\pm W^\mp \gamma$ 、 AW^+W^- 、 AZZ のような結合はおこらない。

二つの二重項スカラー場に対応する真空期待値 v_1 、 v_2 は、 $v_1^2 + v_2^2 = v^2 \simeq (246\text{GeV})^2$ の関係をもつ。

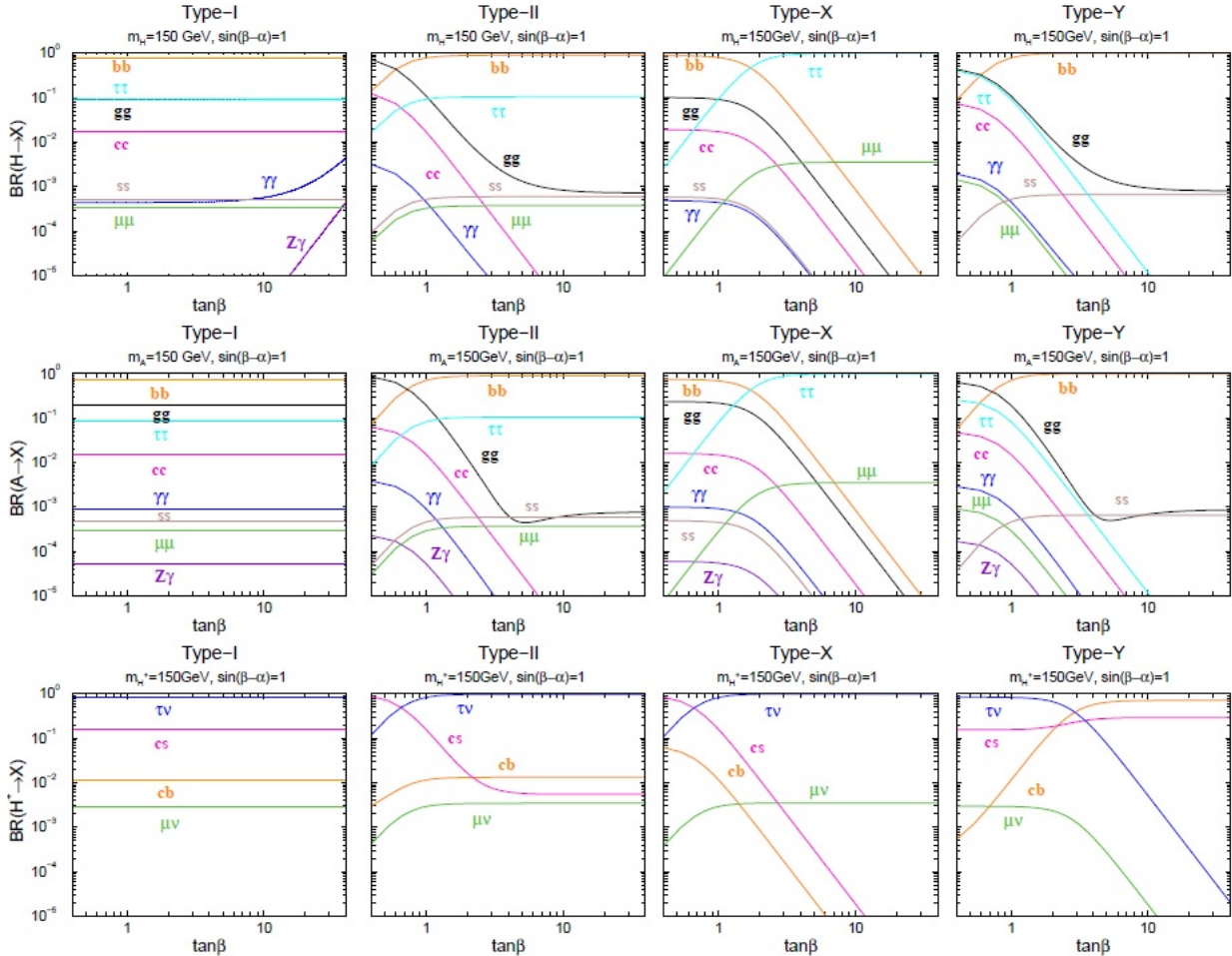


図 2.2: 2 ヒッグス二重項模型における各タイプごとのヒッグス粒子の崩壊分岐比を $\tan\beta$ の関数としてまとめた図 [6]。レプトン特化したタイプ X では、 $\tan\beta > 1$ の場合、荷電ヒッグス粒子の崩壊は $\tau\nu$ が大半を占める。

2 ヒッグス二重項模型は、各スカラー場と物質粒子の結合の仕方によりいくつかのタイプに分かれている [6]、[7]。図 2.2 は、各ヒッグス粒子の崩壊分岐比を各タイプごと、 $\tan\beta$ の関数として描いたものである。ただし、 $\tan\beta$ は 2 つのスカラー場の真空期待値の比で、 $\tan\beta = v_2/v_1$ で与えられる値である。また、ヒッグス粒子の質量は $m_H = m_A = m_{H^\pm} = 150 \text{ GeV}/c^2$ を仮定している。

最下段が荷電ヒッグス粒子の分岐比である。全てのクォークが ϕ_2 に、荷電レプトンが ϕ_1 に結合するようなタイプ X を考えると、荷電ヒッグス粒子は主にレプトンに崩壊し、特に $\tan\beta > 1$ の

場合は $\tau\nu$ への崩壊が大半を占めることがわかる。

2.2.2 ヒッグス三重項模型

ヒッグス三重項模型 (HTM) は、ヒッグス場としてハイパーチャージ $Y = 1/2$ のアイソスピン二重項のスカラー場 ϕ とハイパーチャージ $Y = 1$ のアイソスピン三重項場 Δ を考える模型である [5]。この模型においては、CP が正の h, H 、CP が負の A 、電荷を持った H^\pm のほか、二重の電荷を持った $H^{\pm\pm}$ を含めた計 7 種類のヒッグス粒子が現れる。各スカラー場の真空期待値は、 $v_\phi^2 + 2v_\Delta^2 = v^2 \simeq (246\text{GeV})^2$ の関係をもつ。

この模型においては、電弱 ρ パラメータは以下の式 2.9 のように計算され、上に示した実験値 ρ_{exp} を考慮すると、真空期待値は 95 % 信頼度で $v_\Delta \leq 8 \text{ GeV}$ でなければならない [8]。

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{1 + \frac{2v_\Delta^2}{v^2}}{1 + \frac{4v_\Delta^2}{v^2}} \quad (2.9)$$

この条件を満たすとき、 h が標準模型ヒッグス粒子としてふるまう。

図 2.3 は荷電ヒッグス粒子の崩壊分岐比を真空期待値 v_Δ^2 の関数として Δm の値ごとにまとめた図である。ここで、 $\Delta m \equiv m_{H^{\pm\pm}} - m_{H^\pm}$ である。図 2.3 を見ると、荷電ヒッグス粒子は $\Delta m = 0$ の時のみ $\tau\nu$ に崩壊することが可能である。また、 WZ へ崩壊する過程は $\tau\nu$ と分岐比が近いが $\tau\nu$ よりも分岐比が大きい。ただし最下段の条件の際には他の崩壊過程の方が分岐比が優勢である。

2.2.3 Georgi-Machacek 模型

Georgi-Machacek 模型 (GM 模型) は上記の三重項模型にさらに三重項場をひとつ導入する模型で、ハイパーチャージ $Y = 1/2$ の標準模型ヒッグス二重項に、ハイパーチャージ $Y = 1, Y = 0$ を持った 2 つの三重項場 χ (複素場)、 ξ (実場) を考える [9]。この模型においては、CP が正で電荷 0 のヒッグス粒子が 3 種類、CP が負のヒッグス粒子が 1 種類、一重の荷電ヒッグス粒子が 2 種類、二重荷電ヒッグス粒子が 1 種類と、これまでの模型より多くのヒッグス粒子が現れる。これらは、1 つの 5 重項、3 重項、2 つの 1 重項に分類できる。1 重項ヒッグスに分類されたうちの一方が、標準模型ヒッグス粒子である。真空期待値は、 $v_\phi^2 + 8v_\Delta^2 = v^2 \simeq (246\text{GeV})^2$ の関係を持つ。ただし、 $v_\chi = v_\xi \equiv v_\Delta$ である。この模型ではツリーレベルで $\rho = 1$ が要請されるため、真空期待値 v_Δ を大きくとることができる。

5 重項ヒッグス群 $\{H_5^{++}, H_5^+, H_5^0, H_5^-, H_5^{--}\}$ はゲージ場と結合し、3 重項ヒッグス群 $\{H_3^+, H_3^0, H_3^-\}$ は、フェルミ粒子とのみ結合する。

2.3 拡張ヒッグス模型と HWZ 結合

上に示したような拡張ヒッグス模型では、荷電ヒッグス粒子が何らかの方法で W, Z ボソンと結合する。2 ヒッグス二重項模型については、すでに説明した通り $H^\pm W^\mp Z$ 結合は起こらないため、 WZ ボソンと荷電ヒッグス粒子は図 2.5 のようにループを介して結合する。このことから

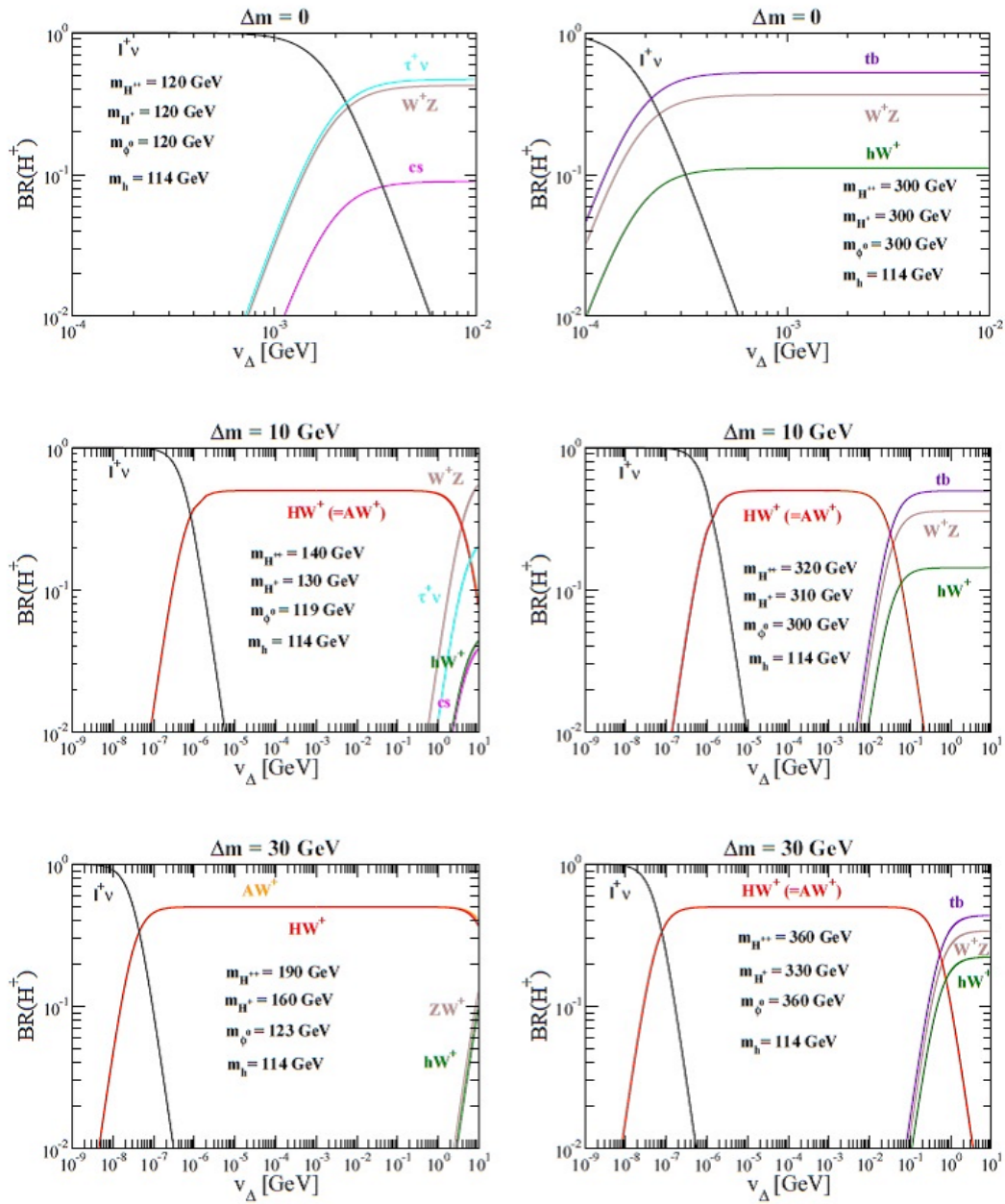


図 2.3: ヒッグス三重項模型における荷電ヒッグス粒子の崩壊分岐比を真空期待値 v_Δ^2 の関数としてまとめた図 [8]。 h の質量 m_h は全ての図において 114 GeV に固定してある。荷電ヒッグス粒子は Δm が 10 GeV より小さい場合のみ $\tau\nu$ に崩壊することが可能である。 WZ へ崩壊する過程は $\tau\nu$ と分岐比が近いが $\tau\nu$ よりも分岐比が大きい。

2 ヒッグス二重項模型では HWZ 結合の生成断面積は非常に小さくなる。このループ中にはボソンのほか、超対称性粒子などの新粒子の要素が入る可能性も考えられる。ヒッグス三重項模型と Georgi-Machacek 模型については、一重の荷電ヒッグス粒子 H^\pm について、 HWZ 結合がツリーレベルで現れる (図 2.5)。

HWV 結合のツリーレベルにおける有効ラグランジアンは、以下のように表すことができる：

$$\mathcal{L}_{eff} = gm_W f_{HWV} H^\pm W_\mu^\mp V^\mu \quad (2.10)$$

ただし、 $V = Z, \gamma$ 、 f_{HWV} は HWV 結合に対する形状因子である。

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 実験の重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV において観測される可能性のある、質量が 150 GeV/ c^2 の一重荷電ヒッグス粒子に関するシミュレーションを行い、 HWZ 結合の形状因子の上限を計算することで、上に紹介した複数の模型に対し、同時に制限を与えることができるかを検証した。特に、荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ 、 WZ に崩壊する過程に対してサンプルを作成し、解析を行った。



図 2.4: HWZ のループ図。ループ中にはボソン
図 2.5: HWZ のツリーレベルのファインマン図
のほか、新粒子の要素が入る可能性も考えられる。

第3章 国際リニアコライダー (ILC) 実験

国際リニアコライダー (International Linear Collider、以下 ILC) 実験は、全長 31 km の電子・陽電子衝突の線形加速器を用いる高エネルギー実験である。重心エネルギー 200 GeV~500 GeV(アップグレード後は~1 TeV) で稼動予定であり、その主な目的は、ヒッグス粒子の性質の精密測定、トップクォークの精密測定、標準模型を超える新物理の検証などを行うことである。表 3.1 に現在運転が考えられている重心エネルギーとそのエネルギー領域における物理ターゲットを示す。

表 3.1: ILC の運転エネルギーとターゲットとなる物理事象。積分ルミノシティのカッコ内はルミノシティアップグレード (High Luminosity ILC;HL-ILC) を採用したときの値である [7][10][11]。表中の崩壊過程以外に、全ての重心エネルギーにおいて新物理の探索が可能である。

重心エネルギー \sqrt{s}	積分ルミノシティ	主崩壊過程	目的
250 GeV	500 fb ⁻¹	$e^+e^- \rightarrow Zh$	ヒッグス粒子の精密測定
350 GeV 付近	200 fb ⁻¹	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	トップクォークの精密測定
		$e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$	ヒッグス粒子の精密測定
500 GeV	1000(4500) fb ⁻¹	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$	トップ湯川結合測定
		$e^+e^- \rightarrow Zh h$	ヒッグス自己結合測定
		$e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$	ヒッグス粒子の精密測定
1000 GeV	未定	$e^+e^- \rightarrow \nu\nu h h$	ヒッグス自己結合測定

ILC で生成されると想定される物理事象の断面積を図 3.1 に示す。

ILC の主な特徴は、重心系エネルギーを自由に設定できるため物理のモチベーションにあったエネルギーで閾値測定が可能であるという点と、電子・陽電子ともに偏極率の設定が可能のため反応率をコントロールして背景事象を抑制することが出来るという点である。

本章ではまずはじめに、ILC で観測が期待されている物理現象に関する説明と、その測定を実現させるために用いられる加速器、検出器に関する概略の説明をおこなう。検出器に関しては、現在 ILD 検出器と SiD 検出器の二種類について設計が行われているが、本研究において ILD 検出器を想定した検出器シミュレーションを行っていることから、本論文では ILD 検出器についての説明をおこなう。

3.1 物理

ILC で目指している物理のターゲットは表 3.1 にもあるように、ヒッグスの物理、トップの物理、新物理探索、QCD や電弱理論の精密測定など多岐に渡る。

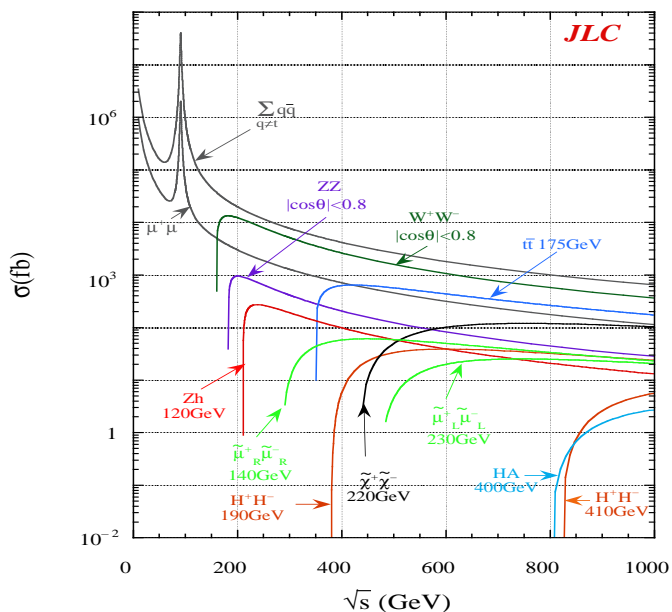


図 3.1: ILC のエネルギー領域での断面積のエネルギー依存性 [12]

< ヒッグス粒子の測定 >

2012 年 7 月に標準模型最後の粒子であるヒッグス粒子が LHC で発見された [13]。標準模型のヒッグス粒子の測定は ILC で約束された物理となり、より ILC における精密測定の重要性を増した。

ILC で見ることのできるヒッグス粒子生成過程として、図 3.2、3.3 に示すような Zh 随伴過程と WW 融合過程が主な事象である。重心エネルギー 250 GeV から 500 GeV の間では Zh 随伴過程が、500 GeV 以上では WW 融合過程が優勢となる。

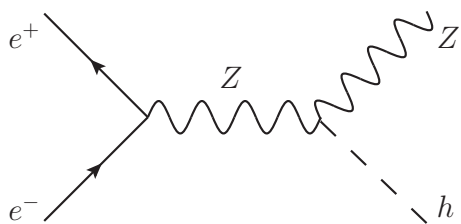


図 3.2: 反跳を用いたヒッグス解析の主要崩壊過程である Zh のファインマン図。重心エネルギー \sqrt{s} が 250 GeV から 500 GeV の間はこの反応が優勢となる。

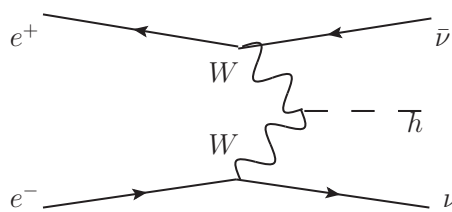


図 3.3: 重心エネルギー \sqrt{s} が 500 GeV 以上の高エネルギー領域で優勢となる WW 融合過程のファインマン図。

Zh 随伴過程については、反跳質量法と呼ばれる手法でヒッグス粒子の崩壊過程に依存しない解析が可能である。ILC は始状態が電子・陽電子対のため Zh 随伴過程では始状態のエネルギーがす

べて Zh の生成に使われる。そのため Z ボゾンを再構成し、その反跳質量を用いることによりモデルに依存せずヒッグス粒子の質量を測定できる (第 5 章)。特に有効な崩壊過程は Z ボゾンが 2 つの荷電レプトン (電子もしくはミューオン) に崩壊するものである。ジェットよりレプトンの方が正確にエネルギーと運動量を測定することができるため、 Z の正確な再構成ができる。

これまでのシミュレーションの結果によると $\sqrt{s}=250$ GeV のみの解析では、 $Z \rightarrow \mu\mu$ 過程で $\delta m_h = 40$ MeV/ c^2 、 $Z \rightarrow ee$ 過程で $\delta m_h = 80$ MeV/ c^2 の統計誤差でヒッグス粒子の質量を測定することが可能であると見積もられている。また断面積は $\delta\sigma/\sigma = 3.0\%$ の統計誤差で測定可能とされている。

< トップクォークの測定 >

トップクォークは物質粒子の中で質量が 173 GeV/ c^2 と最も重く電弱スケールに近いので、電弱対称性の破れに深く関与している可能性がある。トップクォークの質量を精密に測定することにより、電弱対称性の破れと真空の安定性について調べることが出来る。

ILC は重心エネルギー $\sqrt{s}=350$ GeV での運転も計画されており、このエネルギーはトップクォーク対生成の閾値付近である。この領域においては、生成されたトップクォーク対が運動量をほとんど持たないことから、グルーオンによる共鳴状態により閾値断面積上昇という現象が起き、その結果トップクォーク対の生成断面積が大きくなる。また、このときトップクォークは弱い相互作用によりハドロン化する前に bW に崩壊するため、低エネルギー領域の QCD の不定性を受けることなく、測定することが可能である [14]。

現時点で、トップクォーク対生成の閾値領域をエネルギースキャンすることを想定したシミュレーション結果によると、トップクォークの質量は $\delta m_t = 18$ MeV/ c^2 の統計誤差で測定できるとされている [15]。

< ヒッグス結合定数の測定 >

$\sqrt{s}=500$ GeV 以上の領域で期待されるのが $t\bar{t}h$ 過程 (図 3.4) を用いたトップ湯川結合の直接測定と $Zhh, \nu\bar{\nu}hh$ 過程 (図 3.5、3.6) を用いたヒッグス自己結合の測定である。

トップ湯川結合の測定によって標準理論とのずれを検証し、新しい物理モデルの可能性を調べることが出来る。また、ヒッグス粒子の自己結合の測定はヒッグスポテンシャルの構造の解明、自発的対称性の破れ、ヒッグス場の凝縮などを説明するために不可欠である。

トップ湯川結合については、重心エネルギー $\sqrt{s}=1$ TeV の運転において高精度の測定が期待されている。積分ルミノシティが大きいこと、このエネルギーではトップクォーク対は共鳴状態を作らずに崩壊するため理論の予言がしやすくなること、 $t\bar{t}h$ の断面積が大きいこと、断面積の大きな背景事象である $t\bar{t}$ の断面積が $\sqrt{s}=500$ GeV に比べ大きく下がっていることが大きな要因で、これにより感度が高くなる。簡易シミュレーションでは 6% の統計誤差でトップ湯川結合を決定できるとしている [10]。

ヒッグス粒子の自己結合の測定に用いられる図 3.5、3.6 のような反応は、断面積が非常に小さく、かつ背景事象に埋もれやすいためハドロンコライダーでは難しい解析となっているが、ILC のように背景事象が少ない環境では可能である。現在フルシミュレーションの結果、ILC の $\sqrt{s}=500$ GeV では 46%、 $\sqrt{s}=1$ TeV との統合で 21% の統計誤差で測定されることが期待されている。また HL-ILC の $\sqrt{s}=500$ GeV と 1 TeV との統合で 13% の精度が期待されている [10]。

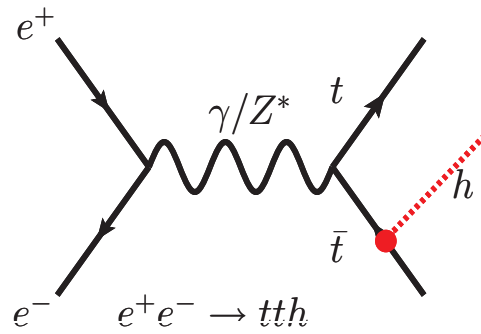


図 3.4: トップ湯川結合の測定に有効な崩壊過程である $t\bar{t}h$ 崩壊のファインマン図。

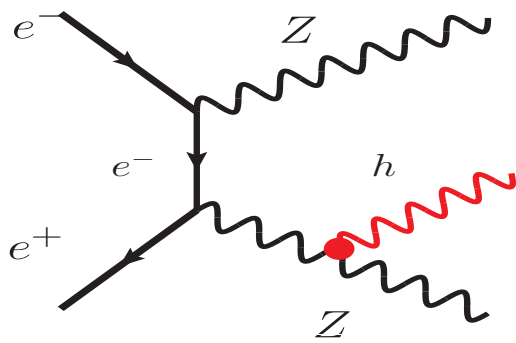


図 3.5: ヒッグス自己結合の測定に有効な崩壊過程の一つである Zhh 崩壊のファインマン図。

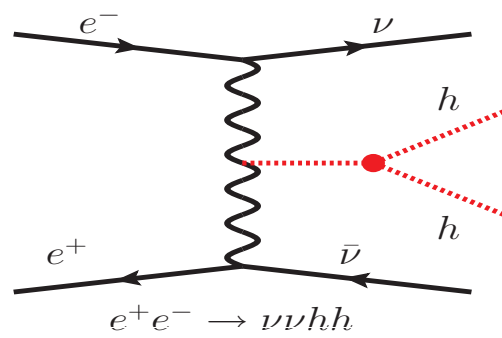


図 3.6: ヒッグス自己結合の測定に有効な崩壊過程の一つである $\nu\nu hh$ 崩壊のファインマン図。

< 新粒子探索 >

ILC は背景事象が少ないことから、特に色荷を持たない新粒子に対する感度がハドロンコライダーに比べて高く、LHC で棄却しなかった物理に関しても存在の真偽を確かめることが可能である。

先ほど説明したヒッグス結合定数の測定は、標準理論での予言からのずれ具合を見ることで、超対称性理論 (MSSM) や複合ヒッグス模型などの新物理に対して存在の可能性を調べることが出来る。暗黒物質の測定に対しては複数の観測過程が検証されているが、1 光子過程を用いることにより重心エネルギーの半分の質量まで探索することが可能である。

3.2 加速器

ILC は、超伝導加速技術を用いた電子陽子衝突型の線形加速器で、重心エネルギーの制御が可能であること、偏極ビームを生成することができること、高ルミノシティであることが特徴である。ILC は電子だけではなく陽電子のスピンのについても偏極させることができ、それにより、背景事象を抑えたり新物理の研究が可能になる。ILC の加速器は大きく分けて、

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

から構成される。ILC の外観を (図 3.7) に示す。DC 銃をもととした電子源で偏極電子を生成したのち、アンジュレータ法を用いて偏極陽電子を生成する。生成した偏極電子・陽電子を減衰リングに移しビームの広がりを抑え、主線形加速器で加速し、衝突させる。

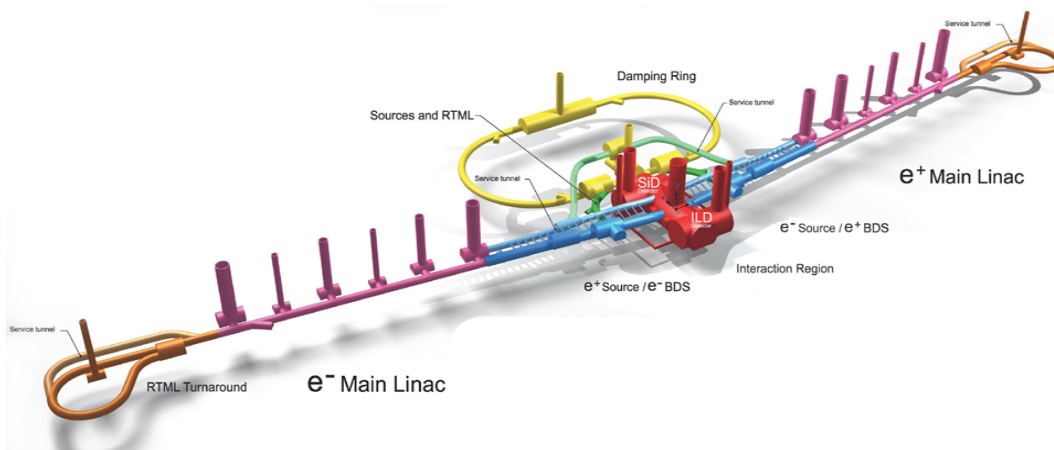


図 3.7: ILC の外観。図中青の箇所では偏極電子・偏極陽電子を生成する。黄色で示したものが減衰リングで、ここでビームの広がりを抑える。赤で示した主線形加速器へビームを移動させて加速し、衝突させる。

衝突させるビームの構造は、図 3.8 のようになっている。粒子の塊 (バンチ) を複数束ねた状態 (トレイン) にし、衝突させる。この図 3.8 は重心エネルギーが低い場合の例であり、エネルギー

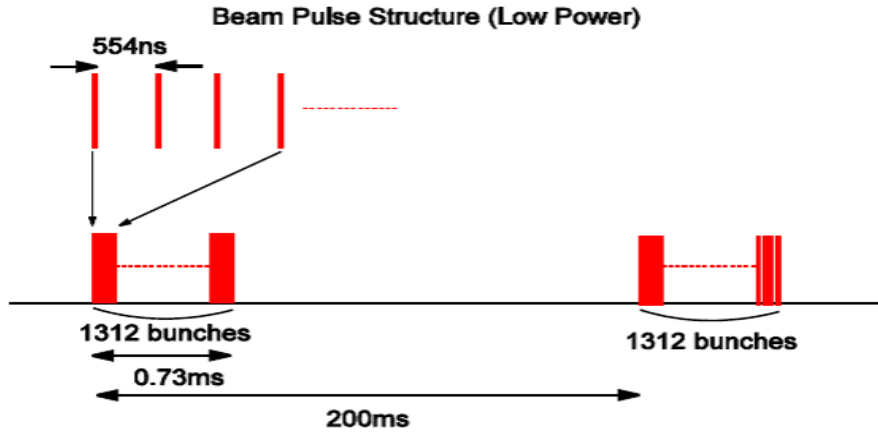


図 3.8: ILC のビーム構造。バンチは粒子の塊のことで、トレインはバンチをひとまとめにしたものである。トレイン間隔は約 200 ms あり、その間に一部の検出器ではデータの読出しが行われる。[16]

によってバンチ間隔やトレインあたりのバンチ数を変更する。表 3.2 に ILC のデザインパラメータを重心系エネルギーごとに示す。

表 3.2: ILC 加速器の重心エネルギーごとのビームパラメータ。HL-ILC とあるものはルミノシティアップグレード後の値である。これらの値は、消費電力や物理的なパフォーマンスを総合的に考えた上で、決定されている。[17]

\sqrt{s}	GeV	250	350	500	500 HL-ILC	1000	1000 HL-ILC
衝突頻度	Hz	5	5	5	5	4	4
1 トレインあたりのバンチ数		1312	1312	1312	2625	2450	2450
バンチ内の粒子数	$\times 10^{10}$	2.0	2.0	2.0	2.0	1.74	1.74
バンチ長	mm	0.3	0.3	0.3	0.3	0.250	0.250
e^- 偏極率 / e^+ 偏極率	%	80/30	80/30	80/30	80/30	80/20	80/20
平均エネルギー損失	%	0.97	1.9	4.5	4.5	4.5	10.5
ルミノシティ	$\times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	0.75	1.0	1.8	3.6	3.6	4.9

これらビームのパラメータは、ルミノシティに大きくかかわってくる。ルミノシティの定義を式 (3.1) に示す。

$$\mathcal{L} = f_{rep} \frac{n_b N^2}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (3.1)$$

f_{rep} は衝突頻度、 n_b は 1 トレイン内のバンチ数、 N は 1 バンチ内の粒子数、 σ_x^* 、 σ_y^* はそれぞれ衝突点での水平方向と垂直方向のビームサイズを表している。

この節では加速器の構成要素について概要を説明する。

3.2.1 電子源

ILCでは図 3.9 で示した電子源を用いて偏極電子を生成する。まず DC 銃で偏極されたレーザーを生成し、GaAs/GaAsP の光電陰極板に照射する。これにより光電効果を起こし 140~160 keV の偏極電子を生成する。電子の偏極は $\pm 80\%$ が目標である。偏極電子源の技術は既に SLC (Stanford Linear Collider) で確立されており、実現可能である。その後常伝導加速空洞で 76 MeV に加速しつつバンチを形成する。レーザー照射時は 3×10^{10} 個の電子で形成されるバンチできているが、ここで 2×10^{10} 個からなる衝突に適したバンチに整える。最終的には超伝導加速空洞を用いて 5 GeV にし、電子のスピンを垂直方向に整え減衰リングに入射する [17]。

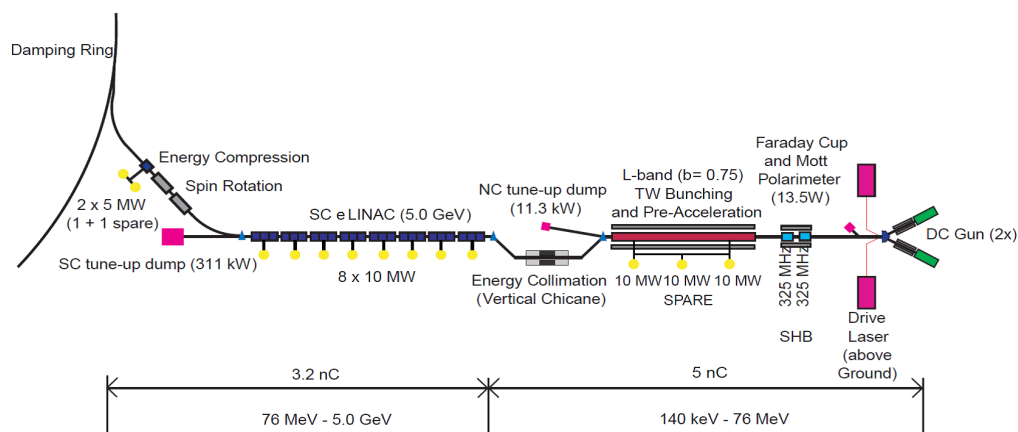


図 3.9: ILC の電子源。偏光レーザーを光電陰極板に照射することにより偏光電子を生成し、常伝導加速空洞、超伝導加速空洞の順で 5 GeV まで加速する。

3.2.2 陽電子源

ILC では電子源同様に、「アンジュレータ法」という手法を用いることで陽電子にも偏極が可能である。陽電子源の外観を図 3.10 に示す。

主線形加速器を通る電子を「アンジュレータ」という真空管に通す。アンジュレータでは、磁場の向きを交互に変えて電子を蛇行させることで制動放射を起こし、10 MeV 程度の円偏光した光子を放出させる。その後電子は主線形加速器に戻され、光子は 100 ms で回転する薄い金属の回転標的（構想では厚さ 1.4 cm の Ti の円盤）に向かう。この標的との衝突で電磁シャワーが起こり、大量の電子・陽電子が生成されるので、その中から陽電子を抽出する。分離された陽電子は常伝導の加速管で加速され (400 MeV)、さらに超伝導の加速管で加速される (5 GeV)。150 m 長のアンジュレータを用いることにより 30 % の偏極が可能であるが、アンジュレータを長くすると

60%まで偏極可能とされている。ただしアンジュレータ法は150 GeV以上の電子ビームを必要とするので、ILCが完成するまでR&Dが十分にできない。また、アンジュレータで蛇行させた電子はBeam Energy Spread(BES)というエネルギーの広がりを持ちエネルギーが落ちる現象も起こる(図3.11)[17]。図3.11に示すように、BESは陽電子にも生じる。

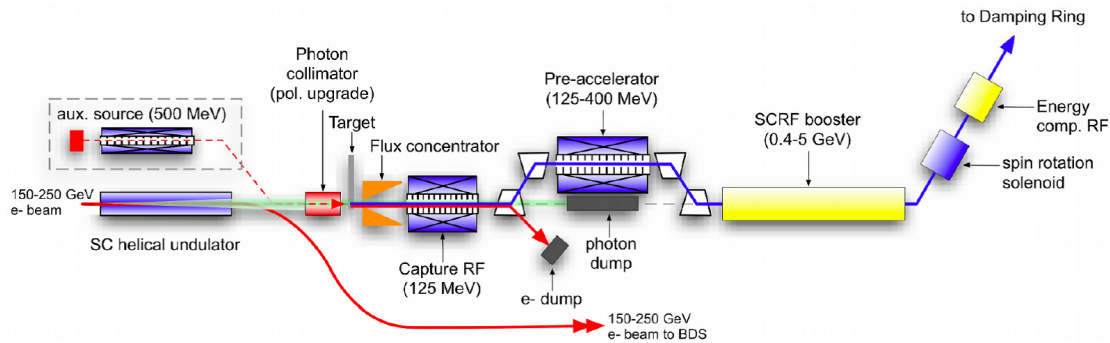


図 3.10: ILC の陽電子源。電子をアンジュレータによって蛇行させ、制動放射により光子を生成する。その光子を回転標的に衝突させることにより偏極陽電子を生成する。

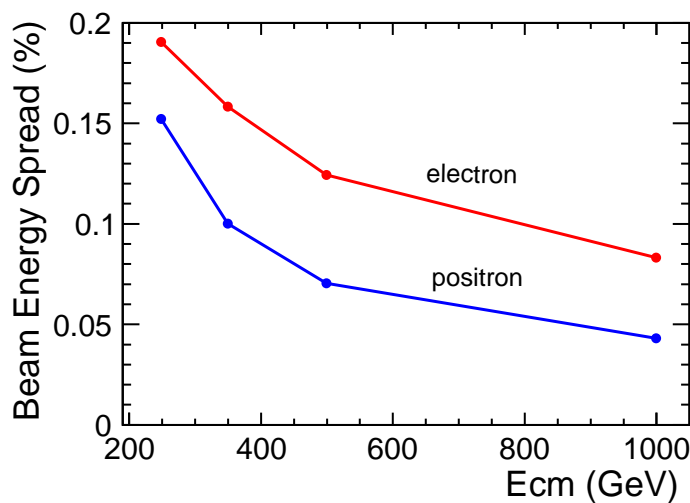


図 3.11: 電子・陽電子のビームの広がり。赤色が電子、青色が陽電子を表している。アンジュレータで蛇行させた電子は BES というエネルギーの広がりを持ちエネルギーが落ちる

3.2.3 減衰リング

減衰リングの目的はビームの広がりを抑えることである。減衰リングの構想図を図 3.12 に示す。ILC は円形コライダーと違い衝突機会が1度しかないため、衝突点でビームを小さく絞り、 luminositi をあげられるかはこの部分に懸かっている。ビームの広がり $\sigma_{x,y}$ は、

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \gamma_e \epsilon_{x,y}} \quad (3.2)$$

$$\epsilon = \Delta x_{\text{phase}} \cdot \Delta p_{\text{phase}} \quad (3.3)$$

で定義される。ここで β は加速器パラメータのベータ関数、 γ_e は $\gamma_e = \sqrt{1 - \beta_e^2}$ ($c\beta_e$: ビーム速度、 c : 光速) で表される。 ϵ はエミッタンスと呼ばれ、位置と運動量の位相空間におけるビームの位置の広がり (Δx_{phase}) と運動量の広がり (Δp_{phase}) の積で表される。

電子・陽電子源で生成されたそれぞれのビームは、周長 3.2 km の減衰リングに入射され 5 GeV で周回する。その間に、減衰リングの円弧部分で制動放射により光子を放出し、直線部分で制動放射により損失したエネルギー分だけ加速される。制動放射によって放出した光子はビームの進行方向 (接線方向) に出るためビームの運動量の大きさは減るものの、方向はかわらない。したがって高周波加速を受けることにより、基準軌道方向の成分だけ速度が回復するのでビームのエミッタンスが小さくなり、ビームの広がりも抑えることができる。この様にして減衰リングを周回することによって電子・陽電子ビームのエミッタンスが小さくなる [17]。

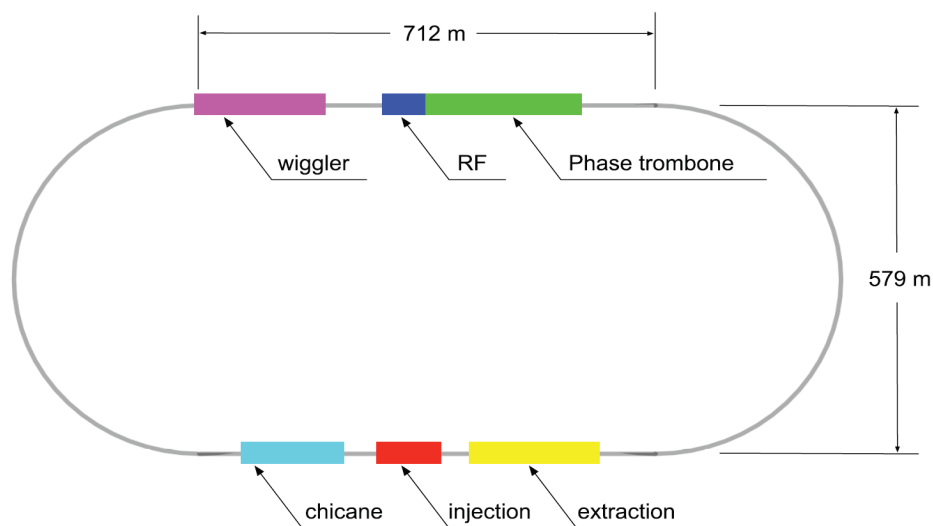


図 3.12: 減衰リングの構想図。円弧部分で制動放射によりエネルギーを一度落とし、直線部で高周波加速を受けることにより、基準軌道方向だけ速度が回復し、結果エミッタンスが小さくなる。

3.2.4 主線形加速器

減衰リングで広がりや抑えられた電子陽・電子ビームは、RTML(Ring To Main Linac) で 5 GeV から 15 GeV に加速され主線形加速器に運ばれる。主線形加速器は 15 GeV で運ばれてきた電子・陽電子を第一期で最高 250 GeV まで低エミッタンスを保ちながら加速させる。主線形加速器の全長は電子・陽電子合わせて 22 km で、平均加速勾配は 31.5 MV/m である。ただ ILC は線形加速器のため、距離を延ばすことで重心系エネルギーを大きくすることができるという特徴がある。そ

のため $\sqrt{s} = 1$ TeV で運転するために主線形加速器を電子陽電子の空洞を合わせて 20 km 延ばし、全長 50 km にするアップグレード計画がある。主線形加速器は高周波電力 (1.3 GHz) を加速空洞に供給して、発生する加速電場により粒子を加速する。ニオブ製の加速空洞を 2 K の液体ヘリウムで冷却すると、加速空洞内面が超伝導状態になり、供給された高周波電力は効率よく高い加速電場を生成する。ILC 加速器の超伝導加速空洞は RF-ユニット (図 3.13) と呼ばれるクライオモジュールで構成され、電子ビームには 285 個、陽電子ビームには 282 個の RF-ユニットが必要となる。RF-ユニットは周期的構造を持つ 3 つの加速空洞で構成され、それぞれの加速空洞は 8 もしくは 9 個のセルを持ち (図 3.14)、RF-ユニットは合計 26 (9+8+9) 個のセルを持つ。こうして加速されたビームは最終収束系に運ばれ、衝突する [17]。

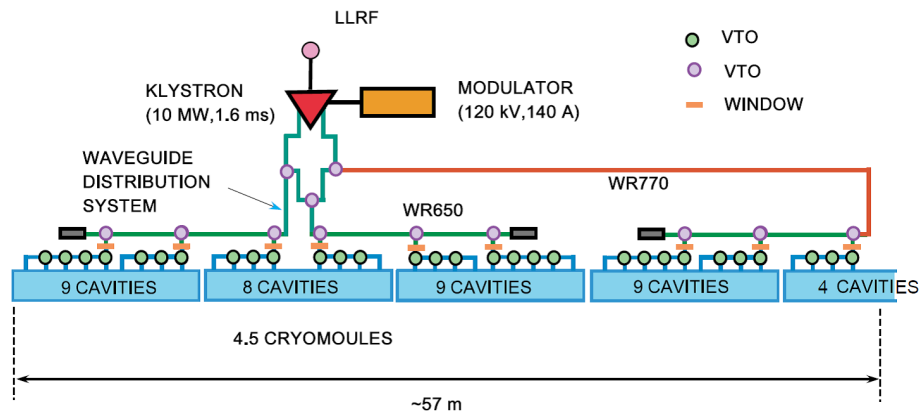


図 3.13: ILC の主線形加速器における RF-ユニット (DKS 方式)

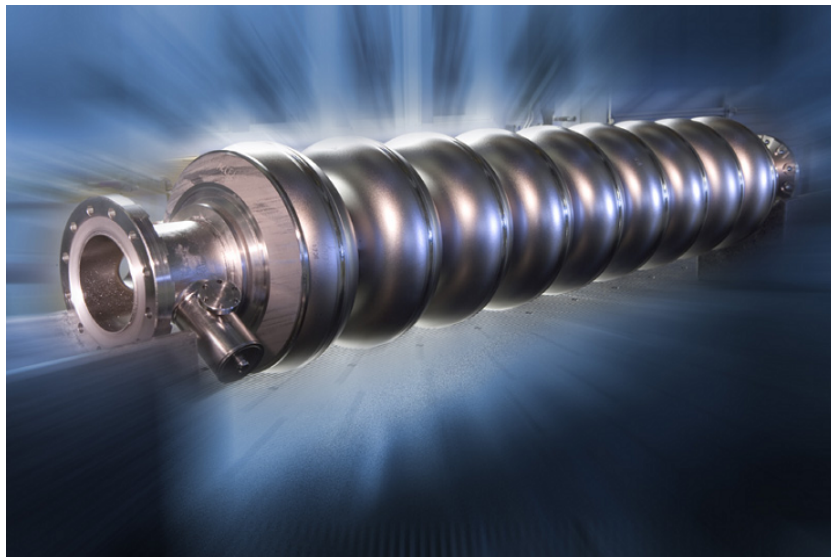


図 3.14: ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞

3.3 検出器

ILC の検出器は、加速器の性能を最大限に発揮するために従来の電子陽電子衝突実験の検出器の性能をはるかに越えなければならない。検出器に求められている性能として主に、

- W ボゾンと Z ボゾンの不変質量を分離できるだけの高いジェットエネルギー分解能：

$$\sigma/E_{\text{jet}} \leq 30 \% / \sqrt{E_{\text{jet}}} \text{ (GeV)}$$

- 粒子同定のための高い衝突動径数分解能：

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

- 荷電粒子に対する高い運動量分解能：

$$\sigma/p_t^5 \leq 5 \times 10^{-5} (\text{GeV})^{-1}$$

の三点が挙げられる。ここで p, β は粒子の運動量と速度、 θ はビーム軸との角度である。

これらの性能を満たす ILC の検出器として「ILD」と「SiD」の二つの検出器が検討されている。これらは、プッシュ・プル方式で同一の衝突点を共有する予定である。ILD はアジアとヨーロッパが中心となって開発し、SiD はアメリカが中心となって開発している。本研究においては ILD を想定したシミュレーションを行っているため、本節では ILD についてのみ説明する。

図 3.15 に ILD の外観図、図 3.16 に ILD の断面図を示す。ILD は円筒型の検出器で、内側から、崩壊点検出器、飛跡検出器 (シリコン飛跡検出器、主飛跡検出器)、カロリメータ (電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ)、ソレノイドコイル、ミューオン検出器兼リターンヨークが設置される。またビーム軸方向前方には、ルミノシティやビームパラメータを測定するカロリメータとシリコン検出器が設置される。

ILC では解析の方法として PFA (Particle Flow Algorithm) を用いる。これは、高いジェットエネルギー分解能を達成するための手法で、ジェット中の粒子を荷電粒子は飛跡検出器で、中性粒子はカロリメータで重複なく測定するという方法である。この手法で特に重要なのはジェット中粒子の同定と分離であり、各検出器において 3 次元方向に高精細であることが要求される。PFA に関しては第 4 章にまとめる。

本章では、ILD の崩壊点検出器、飛跡検出器、カロリメータについて、概要を説明する。

3.3.1 崩壊点検出器

崩壊点検出器の主な目的は、 b, c クォークの識別をし、他の軽いクォーク (u, d, s クォーク) とグルーオンから分離することである。これは VTX の衝突径数分解能に大きく依存している。クォーク識別のために崩壊点検出器に要求される性能は、

- 位置分解能が $3 \mu\text{m}$
- 多重クーロン散乱を抑えるために一層あたりの物質量が $0.15X_0$ 以下
- ピクセル占有率が数%

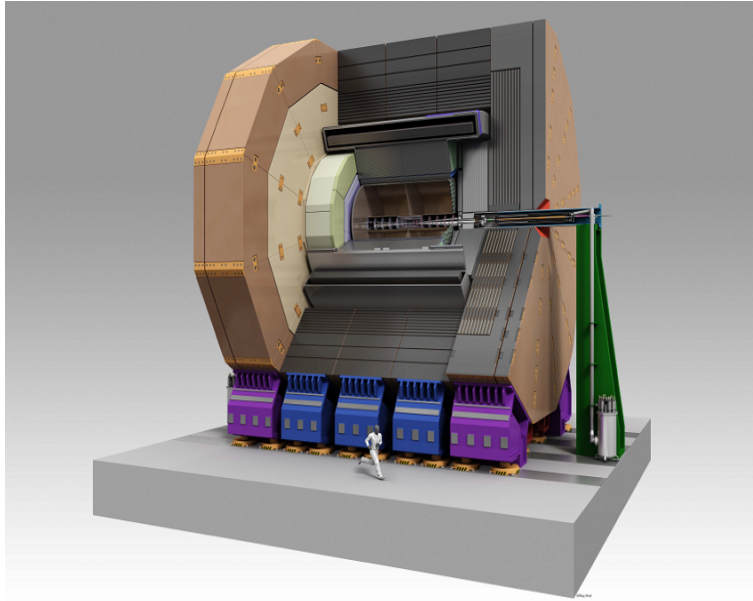


図 3.15: ILC の完成イメージ図。直径 m、幅 m の円筒型で、内側から崩壊点検出器、飛跡検出器、カロリメータ、リターンヨークの順で設置される。

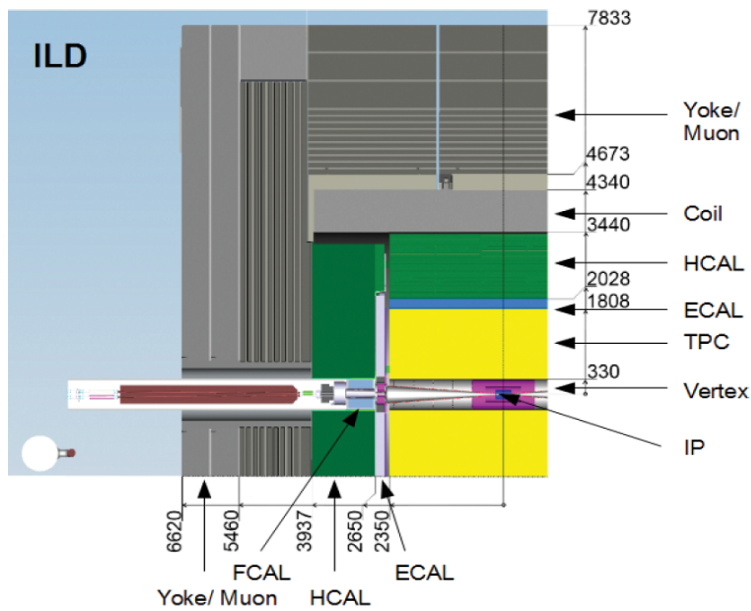


図 3.16: ILC の断面図。衝突点は図の右下である。図中の数字の単位は mm。

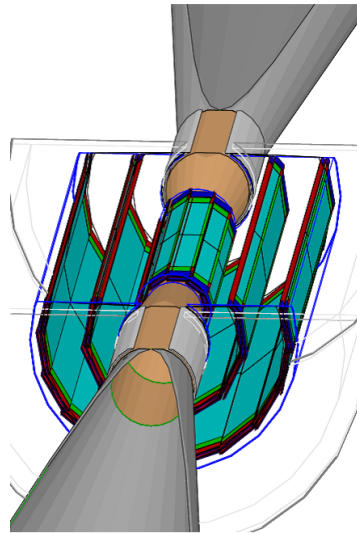


図 3.17: 崩壊点検出器の外観図。最内層は衝突点から 1.6 cm の位置にある。

であることである。

崩壊点検出器は 2 層を 1 組とした計 6 層構造で、図 3.17 のような形状をしている。最内層の半径は 1.6 cm、最外層の半径は 6.0 cm である。

上に示した通り、崩壊点検出器にはピクセルの占有率を低く保つことが要求される。占有率を低く保つ方法としては 2 つの信号読み出し方法が考えられている。1 つはピクセルを細かくし、チャンネル数を増やすことで、トレイン中の全ヒットを蓄えてもピクセル占有率を低く保つ方法であり、アメリカで開発が行われている Chronopixel や、日本で開発が行われている FPCCD (Fine Pixel CCD) はこの方式を用いている。2 つ目はトレイン中に 10~100 回程度データの読み出しを行い、ピクセル占有率を低く保つ方法で、フランスの MIMOS/AROM やドイツの DEPFET が採用している。

3.3.2 飛跡検出器

飛跡検出器は荷電粒子の飛跡を検出し、その飛跡の曲率を粒子のエネルギーを決定するために用いる。

< シリコン飛跡検出器 (Sillicon Tracker) >

シリコン飛跡検出器は、崩壊点検出器 (VTX) と主飛跡検出器 (TPC) の間を補完し飛跡検出器全体の運動量分解能を向上させること、粒子の電磁カロリメータ (ECAL) への入射位置と時間を測定することを目的とした検出器である。VTX と TPC の間を補完するために、バレル部にストリップ型の SIT (Sillicon Internal Tracker)、エンドキャップ部にピクセル型の FTD (Forward Tracking Detector) がある。また、ECAL への粒子入射位置と時間の測定のためにバレル部にストリップ型の SET (Sillicon External Tracker)、エンドキャップ部にストリップ型の ETD (End cap Tracking

Detector) がある。またシリコン飛跡検出器は「タイムスタンプ」機能を備えている。タイムスタンプ機能とは1バンチの衝突があるごとにその情報を記録していくシステムである。特に FPCCD は1トレインごとの読み出しという遅い読み出しなのでタイムスタンプ機能が重要となる。シリコン飛跡検出器の外観図を図 3.18 に示す。

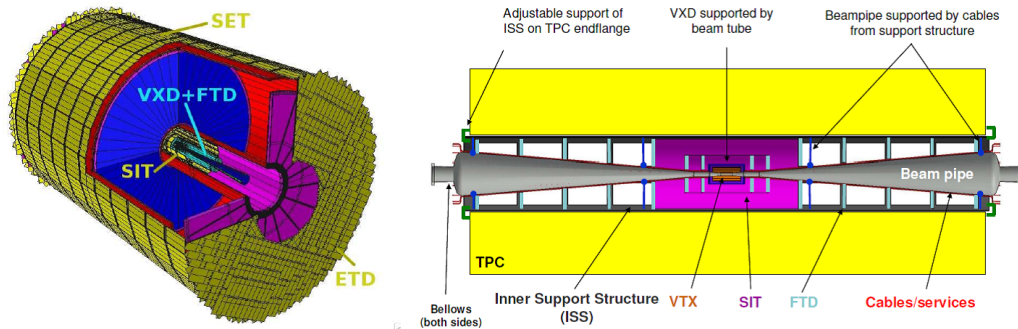


図 3.18: シリコン飛跡検出器の外観図。VTX と TPC の間を補完するための SIT と FTD、ECAL への粒子入射位置と時間測定のための SET と ETD がある。

< 中央飛跡検出器 (TPC, Time Projection Chamber) >

ILD では大体積の中央飛跡検出器 (TPC) を用いることで荷電粒子の飛跡を得る。ILD の TPC ではアルゴン主体の混合気体が用いられており、このガス中を荷電粒子が通過するとその飛跡に沿ってガスがイオン化する。この時に生じた電子を z 軸 (ビーム軸に平行な) 方向にドリフトさせ、エンドキャップ部にある読み出し回路で読み出す。この時の読み出し位置とドリフト時間の差から、それぞれ (x 、 y) 方向、 z 方向の位置を決定する。TPC の外観図を図 3.19 に示す。

TPC の特徴は、

- バレル部に読み出し回路がないため、物質量を大幅に削減できる
- 一飛跡あたりの測定点が 200 点以上と多いため、トラックの検出効率が高い
- ドリフト電場とコイル磁場が平行であるため、ドリフト中の電子拡散を抑えることが出来る

ことなどが挙げられる。これらの特徴から、高い位置分解能 ($100 \mu\text{m}$ 以下) を達成することが出来る。

3.3.3 カロリメータ

カロリメータではエネルギーの測定を行うため、ここでの性能は PFA の性能を大きく左右する。PFA におけるジェットエネルギー分解能は、カロリメータのエネルギー分解能とジェット中の粒子分解能に左右されるため、ILC のカロリメータは縦横方向に細分化されたサンプリングカロリメータとなっている。電磁シャワー (γ 、電子) を測定する電磁カロリメータと、中性ハドロン、荷電ハドロン、ジェットを測定するハドロンカロリメータ、ビーム軸前方に設置されるフォワードカ

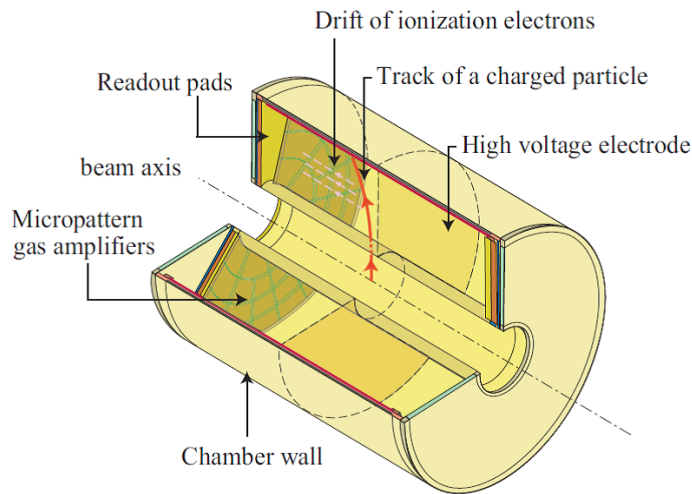


図 3.19: 主飛跡検出器の外観図。アルゴン主体の混合気体を用いたガス検出器で、エンドキャップ部に読み出し回路がある。

ロリメータに分類される。この節では電磁カロリメータとハドロンカロリメータの二つについて概要を説明する。

< 電磁カロリメータ (ECAL, Electromagnetic Calorimeter) >

電磁カロリメータ (以下 ECAL) は電磁シャワー (γ 、電子) のエネルギーを測定するための検出器である。30 層のタングステン吸収層とセンサー層の組によって構成されており、粒子分解能を上げるために微細分割されているのが特徴である。ECAL の外観を図 3.20 に示す。センサー層のオプションとしては、シリコンセンサーや有機シンチレータとピクセル化光子検出器 (PPD)、またこれらのセンサー技術を組み合わせたハイブリット構造が考案、研究されている。

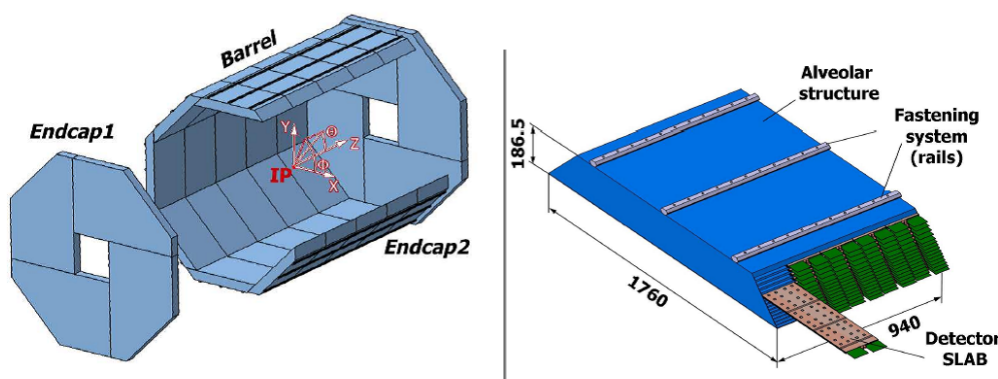


図 3.20: 電磁カロリメータの外観図。30 層のタングステン吸収層とセンサー層の組によって構成される。厚さは約 30 cm。

シリコンセンサーを用いるシリコン ECAL(SiECAL) は、 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ のセルを並べたシリコンパッドをセンサー層とする。パッドの厚さは $325 \mu\text{m}$ が基本のデザインで、現在の ILD の大きさでは ECAL 全体で計約 1 億セルを有する。SiECAL の層構造を図に示す。1 層のタングステンと 2 枚のセンサー層で挟んだものが基本構造となっている。

最新のビームテストの結果によると、現段階における SiECAL のエネルギー分解能は、6-45 GeV の電子に対しては $(16.53 \pm 0.14 \pm 0.50) \% / \sqrt{E_{cm}(\text{GeV})} + (1.07 \pm 0.07 \pm 0.10) \%$ 、4-20 GeV の陽電子に対しては $(16.67 \pm 0.30 \pm 0.44) \% / \sqrt{E_{cm}(\text{GeV})} + (1.75 \pm 0.24 \pm 0.39) \%$ となっている。ただし、誤差の第 1 項目は統計誤差、第 2 項目は系統誤差である。[18]

シンチレータ ECAL(ScECAL) においては、小さな短冊形のプラスチックシンチレータ ($45 \times 5 \text{ mm}^2$) を層毎に直交するように並べ、センサー層とする。シンチレータの発光を、 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ の有感面積を持つ PPD で読み出す。ScECAL で用いるシンチレータと PPD の例を図に示す。ScECAL のエネルギー分解能は、 $(12.8 \pm 0.1 \pm 0.4) \% / \sqrt{E_{cm}(\text{GeV})} + (1.0 \pm 0.1 (+0.5 / -1.0)) \%$ である。[19]

< ハドロンカロリメータ (HCAL, Hadron Calorimeter) >

ハドロンカロリメータ (以下 HCAL) では中性ハドロン、荷電ハドロン、ジェットのエネルギーを測定する。中性ハドロンはエネルギー損失の揺らぎが大きく、これを正確にはかることは PFA を採用する上で大変重要である。中性ハドロンの相互作用長は長いため、物質量が大きく、大型の検出器が必要になる。HCAL の外観を図 3.21 に示す。

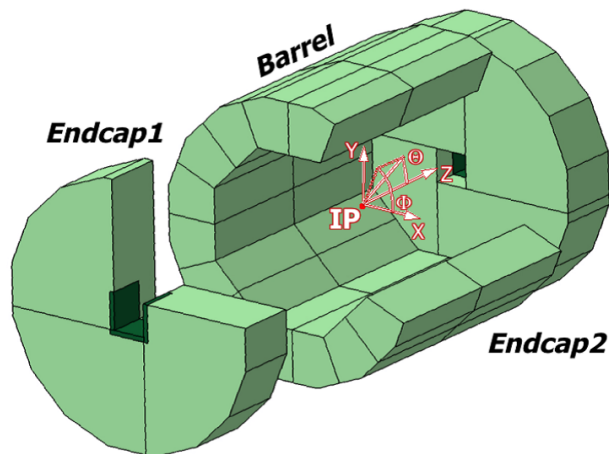


図 3.21: ハドロンカロリメータの外観図。48 層の鉄吸収層とセンサー層の組から成る。厚さは約 1 m。

HCAL 1 m 厚あたり 48 層、各層に 20 mm の吸収層を用いる。HCAL の吸収層には鉄が使われ、センサー層には 2 つの提案がなされている。一つがシンチレータ ($30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^2$) と MPPC を組み合わせたもので、もう一つがガス検出器を用いるものである。

3.3.4 前方検出器

ビーム近くに置かれる検出器は前方検出器と呼ばれる。これらは測定器全体の検出範囲の向上、ルミノシティの測定、ビームサイズの測定の役割がある。前方検出器には主に LumiCal、BeamCal、ペアモニタがある。

< LumiCal >

LumiCal はルミノシティの精密測定を行うカロリメータである。ルミノシティ \mathcal{L} は反応断面積 σ の大きいバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) のイベント数を測定して、以下の式から見積もられる。

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{bhabha}}}{\sigma} \quad (3.4)$$

ここで N_{bhabha} はバーバー散乱のイベント数である。ルミノシティの測定は、0.1%以下の測定精度が要求されている。バーバー散乱事象の選択の最には、衝突点を挟んで置かれる2つの LumiCal に、電子と陽電子が同時にヒットするという条件を用いるため、LumiCal の2つの測定器の位置を正確に把握する必要がある。LumiCal は、シリコンとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 32~72 mrad の範囲をカバーしている。LumiCal の外観を図 3.22 に示す。

< BeamCal >

BeamCal はルミノシティを素早く見積もることと、ビームパラメータの測定を目的としたカロリメータである。外観図を図 3.23 に示す。ビーム衝突時に光子から生成される大量の電子・陽電子対 (ペアバックグラウンド) が BeamCal に衝突する。BeamCal はペアバックグラウンドのエネルギー損失の分布から、ルミノシティ、ビームパラメータを見積もる。BeamCal は、センサーとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 5~40 mrad の範囲をカバーする。ただし、放射占領が最大で数 MGy/year を越えるため、高放射線耐性のセンサーが必要で、開発が進められている。

< ペアモニタ >

ILC ではビームをナノメータサイズまで絞るため従来の方法ではビーム形状の測定をすることができない。そのためビーム同士の相互作用によって大量に生成されるペアバックグラウンドを用いてビームサイズを測定することが考案されたのがペアモニタというシリコンピクセル検出器である。

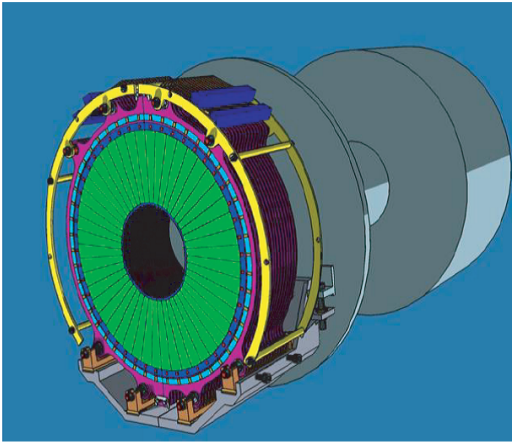


図 3.22: LumiCal の外観図

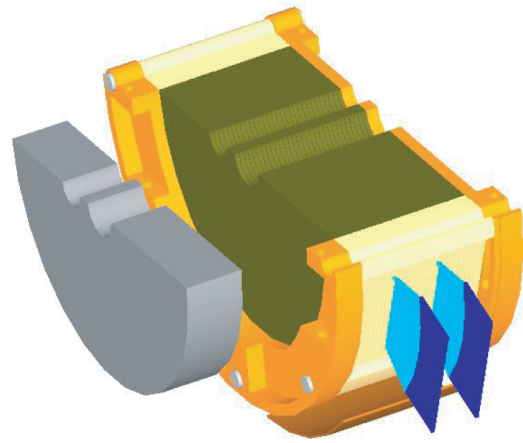


図 3.23: BeamCal の外観図

第4章 シミュレーションと再構成

本研究では、ILCの詳細技術設計書(DBD)に従った条件でシミュレーションを行った[20]。シミュレーションのおおまかな流れは、

1. イベントジェネレータによる事象生成
2. 検出器シミュレーション
3. 検出器情報からの事象再構成

の三段階である。この章では、シミュレーションと再構成の流れについて、各行程で使用したソフトウェアに関する情報も含め、簡単に説明する。

4.1 物理事象の生成

物理事象の生成にはPhyssim[21]を使用した。Physsimの構成は以下の通りである。

- HELAS [22] ... ヘリシティ振幅の計算
- BASES [23] ... モンテカルロ積分(微分反応断面積の計算)
- SPRING [23] ... 基本粒子の生成
- JSFHadronizer[24] ... 粒子の時間発展

HELASでは、tree-levelのファインマン図についてヘリシティ振幅の計算を行う。次に、ヘリシティ振幅の情報から、生成したい物理事象の微分生成断面積をBASESによって計算する。その結果から、SPRINGで基本粒子を生成し、その基本粒子の時間発展をJSFHadronizerで決定する。JSFHadronizerは、クォーク・グルーオンのパートンシャワーとハドロン化の計算をおこなうPYTHIA6.4[25]と、 τ 粒子のヘリシティを考慮した崩壊の計算が可能なTAUOLA[26]をもとに作られている。

4.2 検出器シミュレーション

検出器シミュレーションには、Mokka[27]を用いる。MokkaはGeant 4 [28]ベースの検出器シミュレーションソフトで、検出器内の粒子-物質間の反応やそれに伴う粒子のエネルギー損出等の計算を行う。インプットする情報は粒子の力学変数とID、親子関係などで、アウトプットは、トラック、カロリメータのヒット情報(RawData)である。本研究では、ILCの詳細技術設計書(DBD)に従ったものを用いている。

4.3 事象の再構成

Mokka で得た RawData を用いて検出器のデジタル情報へ変換、PFA による粒子の再構成を行うのが Marlin(Modular Analysis and Reconstruction for the LINear collider) である。

4.3.1 PFA(Particle Flow Algorithm)

PFA は、高いジェットエネルギー分解能を達成するための手法である [19]。

ILC 実験で観測される現象の多くは多数のジェットを含んでおり、ジェット中の粒子のエネルギー分解能は粒子識別のために重要である。LEP 実験の結果によると、ジェット中のエネルギー組成は荷電粒子が約 60 % を占めていることがわかっている (表 4.1)。

表 4.1: ジェット中のエネルギー組成と ILD 検出器の分解能。ジェットエネルギーの大半を占める荷電粒子のエネルギーを飛跡検出器で得ることにより、高いジェットエネルギー分解能を実現することが出来る。

ジェット要素	ジェットに占める割合	検出器	σ_E/E
荷電粒子	60%	飛跡検出器	$0.00002 \times E$
光子	30%	ECAL	$0.2/E$
中性ハドロン	10%	HCAL	$0.6/E$

従来の実験では、荷電粒子のエネルギーをカロリメータで測定していたが、表 4.1 からわかる通り、飛跡検出器によって測定する方がエネルギー分解能が高い。荷電粒子のエネルギーを飛跡検出器のみで測定することにより、高いエネルギー分解能を達成することが出来る。また、飛跡検出器で検出されなかった光子や中性ハドロンを、それぞれ ECAL、HCAL で重複なく測定することで、ジェットのエネルギー分解能をさらに上げることが出来る。

ILC に求められるエネルギー分解能は、第 3 章でも示した通り $\sigma/E_{\text{jet}} \leq 30 \% / \sqrt{E_{\text{jet}} \text{ (GeV)}}$ で、この性能を達成するためには PFA が不可欠である。このエネルギー分解能を達成することが出来れば、4 ジェットに崩壊するときの WW と ZZ の識別が可能になる。ILD がこの要求性能を満たす場合の WW 、 ZZ の識別結果が図 4.1 である。

4.3.2 事象再構成

PFA によりジェットのエネルギーを決めることができると、Durham アルゴリズムを用いることによりジェットを再構成することが出来る。Durham アルゴリズムでは、以下に示す Y 値が最小になるようにジェットペアを生成し、目的のジェット数まで再構成をおこなう。

$$Y_{ij} = \frac{2 \min(E_i, E_j)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (4.1)$$

ここで、 E_i 、 E_j はペア組みする 2 ジェットのエネルギー、 $\cos \theta_{ij}$ は 2 ジェットの間の角である。

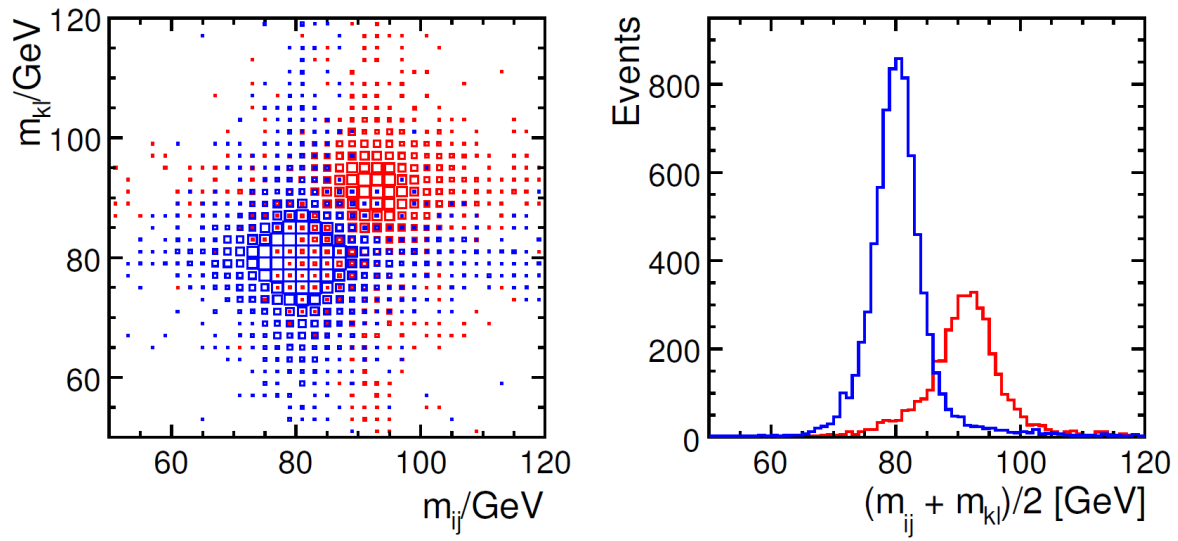


図 4.1: PFA のエネルギー分解能。青が WW 、赤が ZZ の 4 ジェット過程で 2 本のジェットを再構成したものを表している。[19]

この研究では Durham アルゴリズムを用いて 3 ジェットの再構成を行った。その後の詳しい再構成の条件に関しては、第 5 章で説明する。

第5章 荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象の再構成

この章では、荷電ヒッグス粒子が Z ボソンを介し W ボソンを伴って生成され、荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に 100 %崩壊することを仮定した事象を ILC で測定したときの再構成の方法についてまとめ、その結果を示す。

5.1 信号事象と背景事象

この節では、本研究で用いた信号事象の事象サンプル生成の条件や背景事象として用いた事象に関する説明をする。

5.1.1 信号事象の生成

本研究の信号事象は図 5.1 に示したような、 Z ボソンを介し W ボソンを伴って生成された荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象である。つまり、式 2.10 に示した HWZ の有効ラグランジアン内の形状因子について、 $F_{HWZ} = 1$ 、 $F_{HW\gamma} = 0$ としている。Physsim を用いて計算した荷電ヒッグス粒子が 100 % $\tau\nu$ に崩壊すると仮定した場合の全生成断面積を図 5.2 に示す。

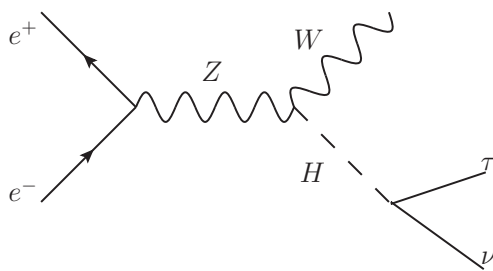


図 5.1: $\tau\nu$ のファインマン図

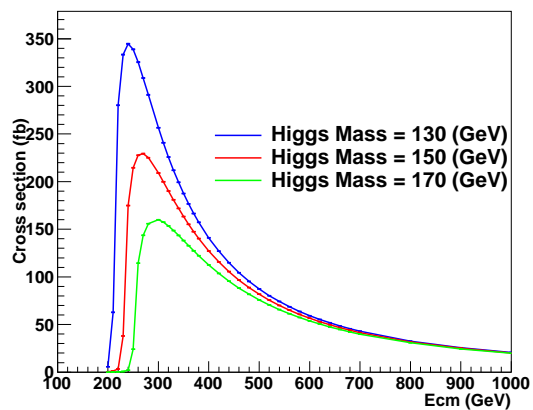


図 5.2: 全断面積

このうち、本研究では重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、荷電ヒッグス粒子質量 $m_H = 150$ GeV/ c^2 の場合に対して、シミュレーションを行った。信号事象の生成条件について、表 5.1 にまとめる。この条件のもとでは、ヒッグス三重項模型で予言される二重荷電ヒッグス粒子の対生成は現れない。

表 5.1: 信号事象サンプルの生成条件。事象生成には第 4 章で説明した Physsim を用いた。

事象生成ソフト	Physsim[第 4 章]
重心エネルギー	$\sqrt{s} = 250$ GeV
荷電ヒッグス粒子質量	$m_H = 150$ GeV/ c^2
形状因子	$F_{HWZ} = 1$ $F_{HW\gamma} = 0$
電子陽電子偏極	$P(e^+, e^-) = (-100\%, +100\%)$ $P(e^+, e^-) = (+100\%, -100\%)$

5.1.2 背景事象の選定

重心エネルギーが 250 GeV のとき、本研究の信号事象の背景事象として挙げられるのは、断面積が非常に大きい事象である $Z \rightarrow jj$ (Di-jet) や、ジェットとレプトンが生成される事象 ($e\nu W \rightarrow e\nu jj$ や $WW \rightarrow jjl\nu$ など)、また 4 ジェット終状態の事象である。図 5.3 は、本解析における主な背景事象のファインマン図である。解析に用いた全背景事象の詳細については、シミュレーション条件について説明したのち表 5.5 にまとめる。

5.1.3 シミュレーションの条件

以下の表 7.2 は、シミュレーションを行った際の条件をまとめたものである。検出器シミュレーションには DBD を考慮した最新版のソフトウェア ILD_01_v05 を使用した。

表 5.2: シミュレーションの条件。検出器シミュレーションには DBD を考慮した最新版のソフトウェアを使用した。

検出器シミュレーション	ILD_01_v05 (DBD バージョン)
積分ルミノシティ	$\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$
電子陽電子偏極	$P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$

< 積分ルミノシティ >

ILC 実験では、重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV の場合、積分ルミノシティ 250 fb $^{-1}$ での運転を予定している (表 3.1)。本解析においても、この積分ルミノシティを想定し、サンプルを重みづけした。重みづけに用いた定数は、式 5.4 の通りである。

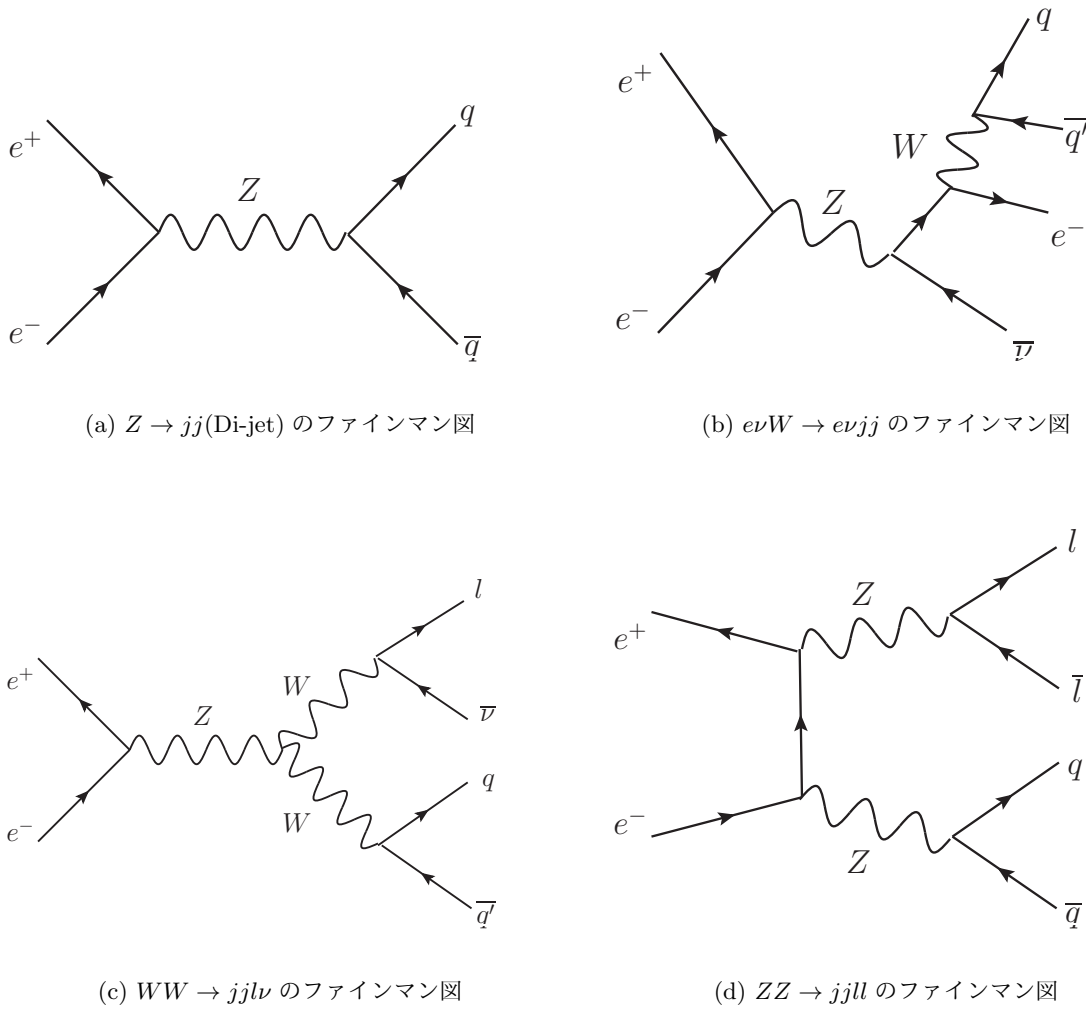


図 5.3: 標準模型背景事象の例。生成断面積の大きな $Z \rightarrow jj$ 、信号事象と終状態の似ている $\nu W \rightarrow \nu jj$ 、 $WW \rightarrow jjl\nu$ などが、主な背景事象である。

$$\frac{\sigma \times \mathcal{L}}{N_{sample}} \quad (5.1)$$

ただし、 σ は事象の断面積、 \mathcal{L} は積分ルミノシティ、 N_{sample} はサンプル中の全事象数である。

< 偏極率 >

重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV では、電子を 80 %、陽電子を 30 % の偏極率で偏極させることが可能である。偏極率 P は以下の式 5.2 で定義される。

$$P = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (5.2)$$

ここで N_R はスピンの進行方向に向いている「右巻き」電子 (陽電子) の数、 N_L はスピンの進行方向と反対に向いている「左巻き」電子 (陽電子) の数を表す。

本論文では、電子の偏極が右巻きの時には「右偏極」左巻きの時には「左偏極」と表現することとする。

本解析における主要な背景事象として W ボソンが生成される事象が含まれるが、これは左偏極の時に大きな断面積を持つ。これらの事象の生成を抑えるため、本解析においては右偏極を採用する。つまり、偏極率 P を $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ とする。

事象サンプルはすべて、電子陽電子に対して完全偏極された状態であるため、右偏極を採用するにあたり重みづけを行う必要がある。式 5.2 を考慮すると、右偏極の場合、電子は右巻きが 90 %、左巻きが 10 % の割合で混合し、陽電子は左巻きが 65 %、右巻きが 35 % で混合していることがわかる。

このことから、右偏極を考える際には、各サンプルに対して

$$\begin{aligned} P(e^+, e^-) = (-100\%, -100\%) \text{ のサンプル} &: 0.65 \times 0.01 \\ P(e^+, e^-) = (-100\%, +100\%) \text{ のサンプル} &: 0.65 \times 0.9 \\ P(e^+, e^-) = (+100\%, -100\%) \text{ のサンプル} &: 0.35 \times 0.01 \\ P(e^+, e^-) = (+100\%, +100\%) \text{ のサンプル} &: 0.35 \times 0.9 \end{aligned}$$

のように重みづけする。

表 5.5 に、本研究で用いた信号事象と標準模型の背景事象のシミュレーション条件を考慮した生成断面積と事象数をまとめる。

5.2 事象の再構成

前節の検出器シミュレーションを行った後、信号事象抽出のための事象再構成を行った。これから示す手順は、「信号事象中の W ボソンが 2 ジェットに崩壊し、荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する」ような事象を再構成するためのものである。

表 5.3: 解析に用いた信号事象と背景事象の生成断面積と事象数。重心エネルギーは 250 GeV、荷電ヒッグス粒子の質量は $150 \text{ GeV}/c^2$ を仮定している。偏極は、 W ボソン生成事象を抑えるために、右偏極を採用した。

崩壊過程	生成断面積 (fb^{-1})	事象数
$e^+e^- \rightarrow WH(\rightarrow \tau\nu)$	214	54 k
$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow jj$	46.2 k	12 M
$e^+e^- \rightarrow e\nu W \rightarrow e\nu jj$	445	100 k
$e^+e^- \rightarrow Zee \rightarrow jjee$	300	74 k
$e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow jjl\nu$	758	190 k
$e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow jjjj$	600	150 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow jjll$	467	120 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow jjjj$	402	100 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \text{ or } WW \rightarrow jjjj$	565	140 k
$e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow ffh$	205	51 k

τ も 1 本のジェットとみなすと、この事象では 3 本のジェットが発生することになる。ゆえに、測定された全粒子を 3 ジェットに再構成することにより、目的の事象を得ることが出来る。以下が、実際に行った再構成の手順である：

1. Durham アルゴリズムを用いて、全生成粒子を強制的に 3 ジェットに再構成する。
2. χ^2 が最小になるように 2 つのジェットを選択し、 W ボソン粒子として選ぶ。

$$\chi^2 = \left(\frac{M_{jetpair} - M_W}{\sigma_W} \right)^2$$

3. 荷電ヒッグス粒子の質量を反跳質量法により求める。

< 反跳質量の計算 >

ILC の衝突粒子が電子・陽電子であることから、初期状態を正確に把握することが出来る。そのため、ILC 実験ではデータ解析の際、ヒッグス粒子などの直接観測が出来ない粒子に対して反跳質量法を用いることによって質量を計算することが出来る。本研究においても、反跳質量法を用いて荷電ヒッグス粒子の質量を求める。

反跳質量法とは、実測できない粒子と対に生成された粒子を再構成し、その 4 元運動量から不変質量の計算を用いて、実測できない粒子の質量を求める手法である。反跳質量の計算のイメージ図が、図 5.4 である。

また、反跳質量の計算に用いるのが、以下の式である：

$$m_H^2 = (P_{Ecm} - P_W)^2 \quad (5.3)$$

ただし、 P_{Ecm} は初期状態の 4 元運動量、 P_W は W ボソンの 4 元運動量、 m_H は荷電ヒッグス粒子の質量である。

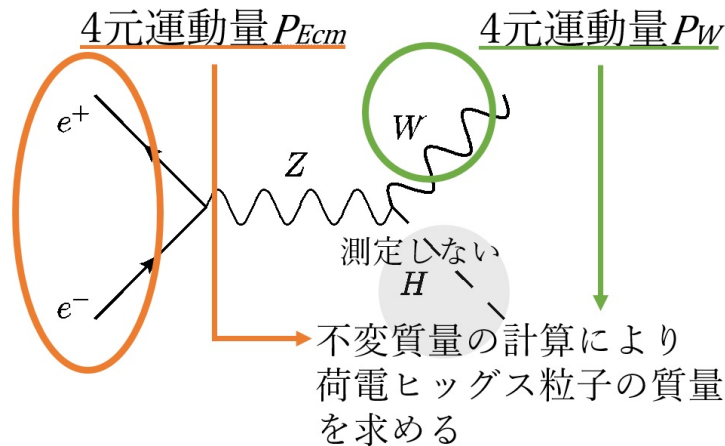


図 5.4: 反跳質量の計算方法。初期状態の 4 元運動量 P_{Ecm} と W ボソンの 4 元運動量 P_W を取得し、式 5.3 から荷電ヒッグス粒子の質量 m_H を計算する。

反跳質量法を用いることによって、荷電ヒッグス粒子の崩壊に依存せずに荷電ヒッグス粒子の質量計算を行うことが出来る。また、本研究では特に荷電ヒッグス粒子が 100 % $\tau\nu$ に崩壊すると仮定しているため、 ν によるエネルギー欠損を考慮することなく荷電ヒッグス粒子質量を導出できる。

5.3 事象選別

全事象の中から信号事象を抽出するために、以下のようなカットを用いた。まずは、先に紹介した断面積が非常に大きい事象である $Z \rightarrow jj$ (Di-jet) を積極的に選別するよう、カットを施した。

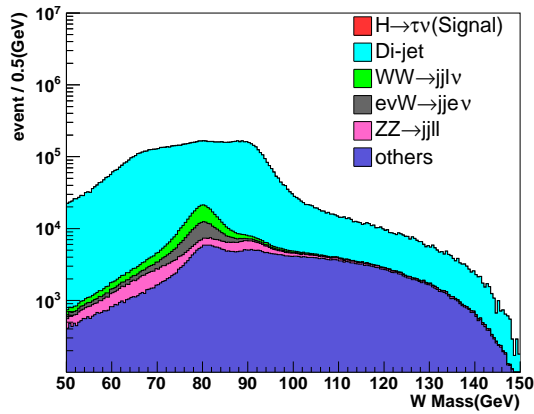
初めに、信号事象とは明らかに異なる事象を選別するため、再構成した W ボソン質量 m_W とその反跳質量 m_{rec} によるカットをおこなった。それぞれの分布図を図 5.5 に示す。 W ボソン質量 m_W は、 $60 < m_W < 90 \text{ GeV}/c^2$ の外側の領域をカットし、反跳質量 m_{rec} については $110 < m_{rec} < 190 \text{ GeV}/c^2$ の外側をカットする。

< 全横運動量 (total Pt) によるカット >

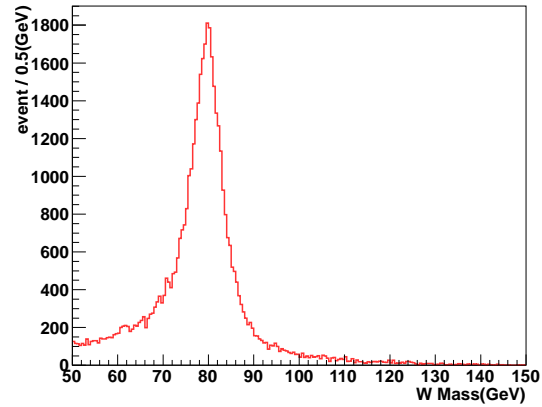
衝突により生成した全ての粒子を測定することが出来れば、全粒子の運動量の和は運動量の保存から 0 になる。しかし、信号事象は ν を含むため、運動量の和は 0 にはならない。この物理量のカットを用いることにより、 ν を含まないような Di-jet 事象や 4 ジェット終状態の事象などを選別することが出来る。図 5.6 は W ボソン質量 m_W と反跳質量 m_{rec} のカットを施した後の全横運動量の分布図で、 $Pt < 15 \text{ GeV}$ の領域をカットする。

< 可視エネルギー (visible energy : E_{vis}) によるカット >

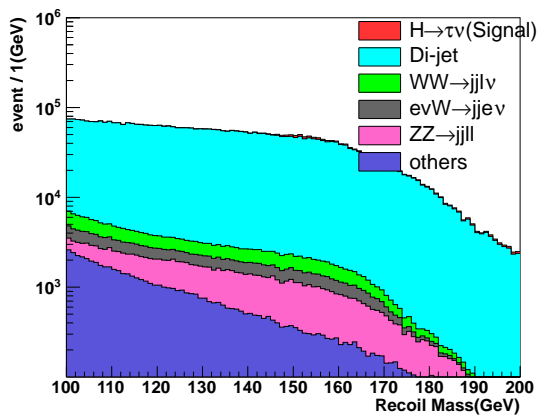
可視エネルギー (visible energy) は、測定された粒子のエネルギー和のことで、定義は以下の通



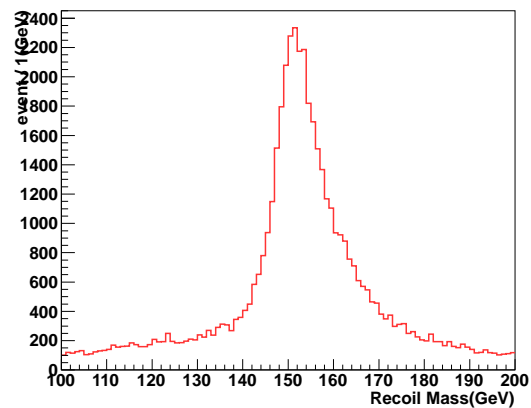
(a) 全事象の W ボソン質量の分布図



(b) 信号事象の W ボソン質量の分布図



(c) 全事象の反跳質量の分布図



(d) 信号事象の反跳質量の分布図

図 5.5: W ボソン質量と反跳質量の分布図。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 ZZ or $WW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。明らかに信号事象とは異なる事象を選別するため、 W ボソン質量 m_W は、 $60 < m_W < 90 \text{ GeV}/c^2$ の外側の領域をカットし、反跳質量 m_{rec} については $110 < m_{rec} < 190 \text{ GeV}/c^2$ の外側をカットする。

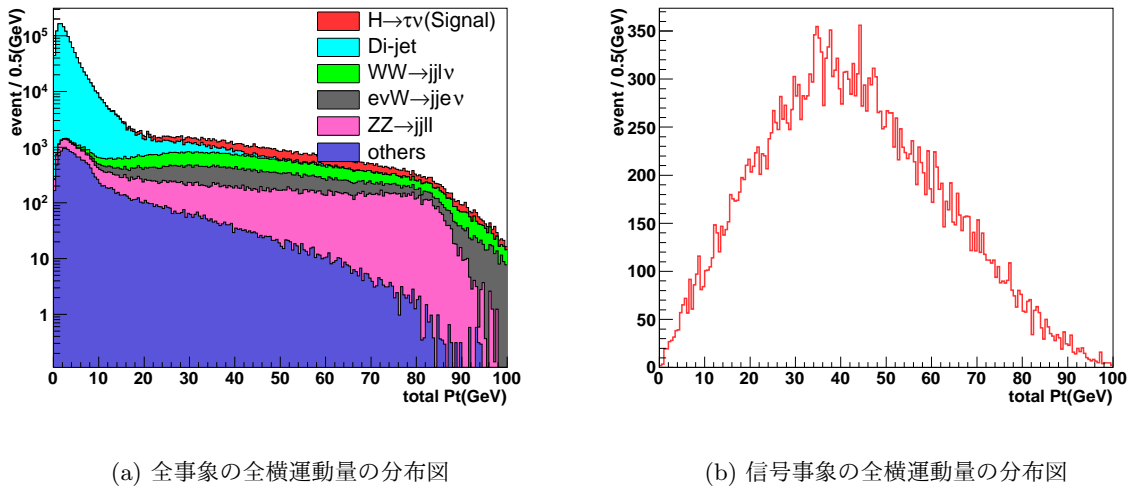


図 5.6: W ボソン質量 m_W 、反跳質量 m_{rec} のカットを施した後の全横運動量の分布図。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 $ZZorWW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。 ν を含まない事象を選別するため、 $Pt < 15$ GeV の領域をカットする。

りである。これに関しても、全横運動量の場合と同じ理由から、 ν を含まないような事象を選ぶことが出来る。図 5.7 が、これまでのカットを施した後の可視エネルギーの分布図である。信号事象の可視エネルギーは初期エネルギーは 250 GeV より小さい領域でピークを持つような分布になっていることがわかる。 $E_{vis} > 170$ GeV をカットすることにより、Di-jet 事象や 4 ジェット終状態の事象などを選別する。

$$E_{vis} = \sum E_{PFO}$$

< W ボソンの生成角 ($\cos\theta_W$) によるカット >

これは、再構成された W ボソン粒子のビーム軸方向 (z 軸方向) に対する生成角のことである。 W ボソン粒子の実験室系における運動量を $\vec{p}_W = (p_1, p_2, p_3)$ とすると、 W ボソンの生成角 $\cos\theta_W$ の定義は、

$$\cos\theta_W = \frac{p_3}{|\vec{p}_W|}$$

で与えられる。 W ボソン生成角 $\cos\theta_W$ の、これまでのカットを施した後の分布図を図 5.8 に示す。スピンの関係から、Di-jet 事象で生成されるジェットはビーム軸方向に崩壊するため $|\cos\theta_W| \sim 1$ に分布を作り、信号事象については WH は等方的に崩壊するため横ばいの分布になる。この W ボソン生成角 $\cos\theta_W$ に対して $|\cos\theta_W| > 0.95$ 領域のカットをかけることにより、Di-jet 事象を選別することが出来る。

ここまでのカットにより、Di-jet 事象や 4 ジェット終状態の事象を積極的に選別するようなカッ

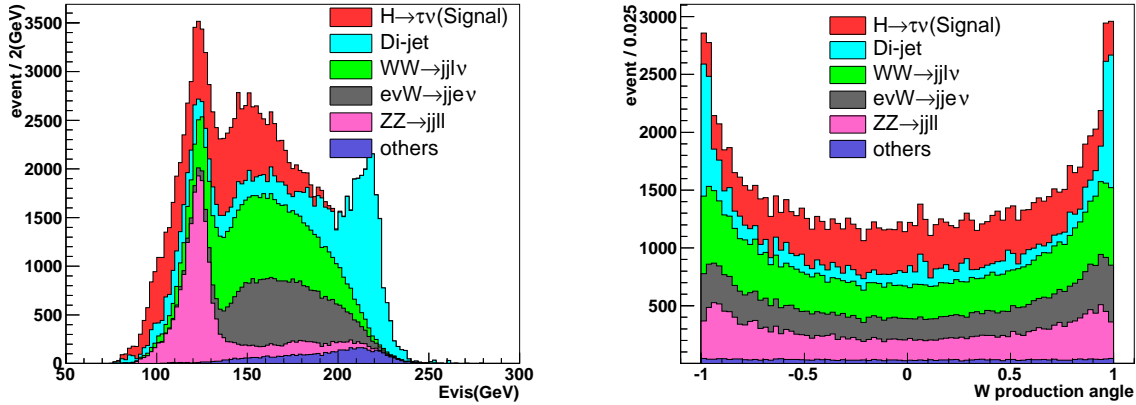


図 5.7: 総エネルギーの分布図。others に含まれる事象は、上の図 5.6 と同様である。 $E_{vis} >$ に含まれる事象は、上の図 5.6 と同様である。170 GeV のカットをかけることにより、Di-jet 事象 $|\cos\theta_W| > 0.95$ 領域のカットをかけることにより、象や 4 ジェット終状態の事象などを選別する。 Di-jet 事象を選別することが出来る。

ト条件を考えてきた。次に $evW \rightarrow evjj$ や $WW \rightarrow jjlv$ など、信号事象と似た事象の選別として BDTG によるカットを考える。

< TMVA((Gradient) Boosted Decision Trees : BDTG) によるカット >

信号事象と似た事象の選別のため、TMVA というソフトウェアを用いる [29]。これは膨大なデータの中から規則性を探し、信号・背景事象の多変数分類を行うソフトである。本解析では、その中でも BDTG((Gradient) Boosted Decision Trees) という分類方法を用いる。

BDT による分類の概念図を図 5.9 に示す。学習サンプル中(事象サンプルのうちの一部を、BDT の分類型作成用に用いる)のある変数 x_i に対して信号事象らしさ、背景事象らしさを判断し、その二つが最適に分類される x_i の値を決定する。これを複数の変数 $x_j, x_k \dots$ に対して実行し、信号事象と背景事象を分類する型を作成する。解析用の事象サンプル(学習サンプルとして用いたものとは異なるサンプル)を分類型に通し、信号・背景事象らしさを-1(背景事象らしさ 100 %) から+1(信号事象らしさ 100 %) の間で数値化する。

今回、TMVA へインプットした変数は図 5.10 の 6 種類である。ただし、図 5.10 中の変数の定義は以下の通りである：

y_{23}

3 本のジェットを 2 本に再構成する際の Y 値 (式 4.1)

$pthrust$

事象形状を数値化したもの。定義式は、 $T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$ である。ただし、 p_i は再構成された粒子の運動量、 n は単位ベクトルで T が最大化するように決定される。1/2 に近いほ

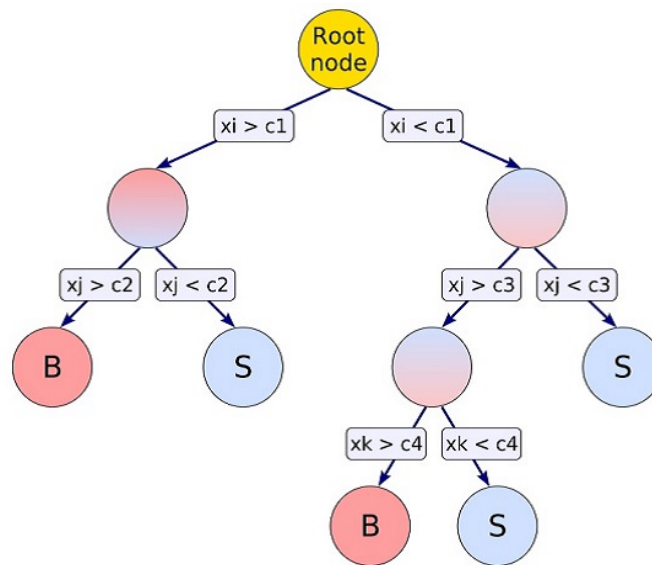


図 5.9: BDT による事象分類の概念図 [29]。学習サンプル中の変数 x_i に対して信号事象らしさ、背景事象らしさを判断し、その二つが最適に分類される x_i の値を決定する。これを複数の変数 x_j 、 x_k ... に対して実行し、信号事象と背景事象を分類する型を作成する。

ど円形に近い形状、1 に近いほど細長い楕円形の形状を表す

$pfoj3$

W ボソンとして再構成されなかった残りのジェット (以降 3rd ジェットと表す) 中に含まれる PFO(Particle Flow Object) 数。PFO には荷電粒子と中性粒子の両方が含まれる

$trackj3$

3rd ジェット中の荷電粒子の数

mm

質量欠損 (Missing Mass)。エネルギー欠損と運動量欠損から計算する

$maxE_{pfo}/ej3$

3rd ジェット中の PFO のうち最大のエネルギーを持つ粒子のエネルギーを 3rd ジェット全体のエネルギーで割った値

学習サンプルにおける BDTG の値の分布図と、BDTG のカット値ごとの検出効率を表した図がそれぞれ図 5.11 と図 5.12 である。両図ともに、青色が信号事象、赤色が背景事象を表している。また、これまで説明したカットを施した後の図になっている。BDTG の値に対して $BDTG > -0.675$ のカットをかけることにより、背景事象をカット前の 8 割除去することができ、信号事象については 7 割弱残すことが出来る。

< 信号事象領域の定義 >

以上のカット条件を用いることで、背景事象を大幅に除去することが出来る。ここで、各カッ

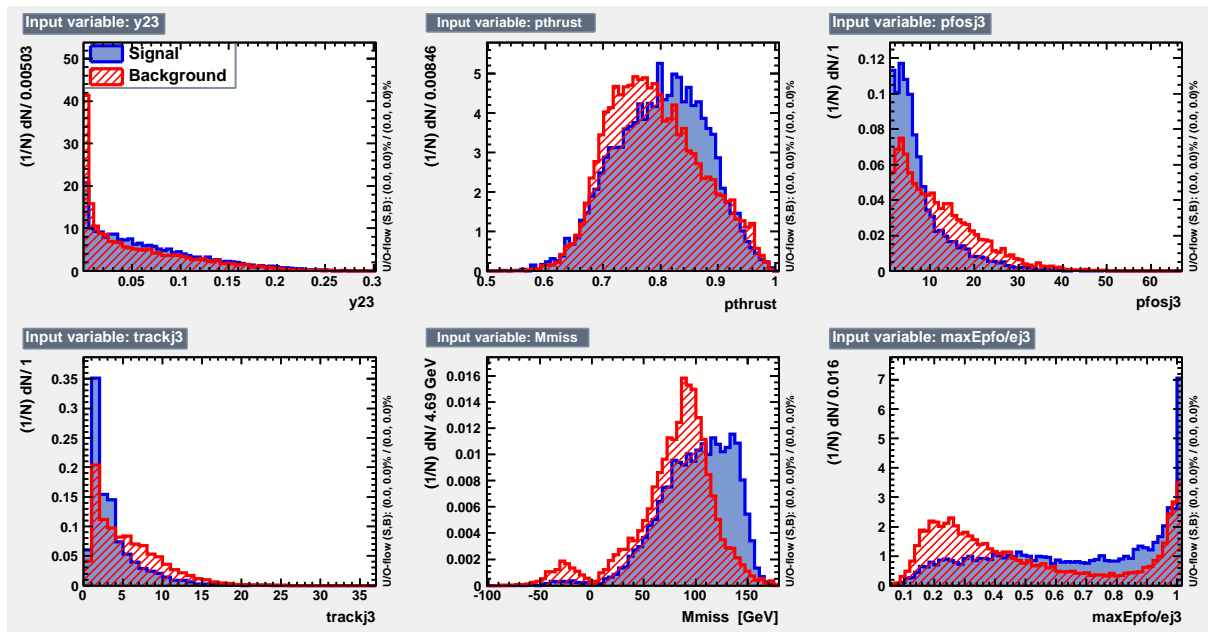


図 5.10: TMVA ヘインプットした変数の分布図。青色が信号事象、赤色が背景事象の分布図を表している。

ト条件ごとに信号事象を含む領域として採用した値を、以下の表 5.4 にまとめる。ただし、反跳質量 m_{rec} に関しては全カットを行った後にさらに条件を厳しくし、信号事象の定義域とした。

表 5.4: 信号事象領域の定義。

カット項目	信号事象の領域
m_W	$60 < m_W < 90 \text{ GeV}/c^2$
$totalPt$	$Pt > 15 \text{ GeV}$
E_{vis}	$E_{vis} < 170 \text{ GeV}$
$cos\theta_W$	$ \cos\theta_W < 0.95$
BDTG	$BDTG > -0.675$
m_{rec}	$140 < m_{rec} < 160 \text{ GeV}/c^2$

5.4 事象選別の結果

前節で説明した各カット条件ごとの事象数の変化を、表 5.5 に、事象選別後の反跳質量分布を図 5.13 に示す。この結果は、重心エネルギー $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ 、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250 \text{ fb}^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ を仮定している。

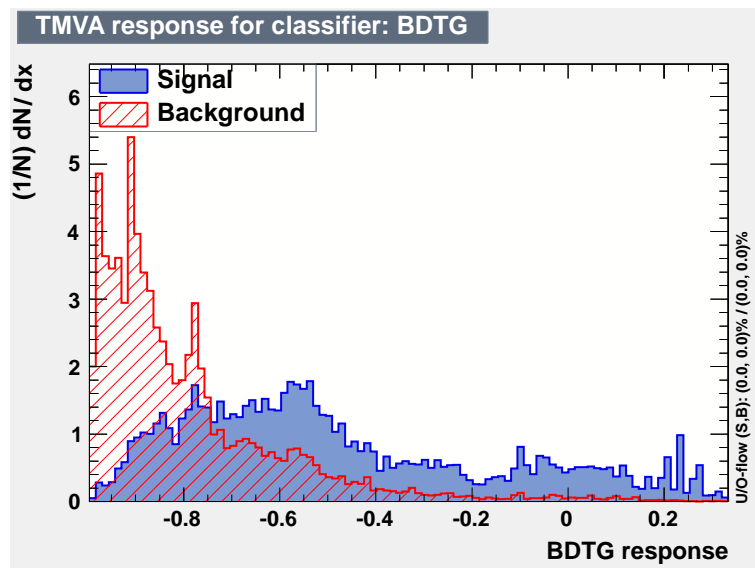


図 5.11: BDTG の分布図。青色が信号事象、赤色が背景事象の分布図を表している。信号・背景事象らしさが、-1(背景事象らしさ 100 %) から +1(信号事象らしさ 100 %) の間で数値化されている。

カット領域については、式 5.4 のように定義される信号事象の有意度 S を最大化するように決定している。

$$S = \frac{N_{sig}}{\sqrt{N_{sig} + N_{bg}}} \quad (5.4)$$

ここで、 N_{sig} は信号事象数、 N_{bg} は背景事象の数で、最終的な信号事象の優位度 S は、 $S = 63.5$ であった。またこの時の信号事象の検出効率 ε は、表 5.5 より、 $\varepsilon = 7136/26803 = 0.2662$ である。

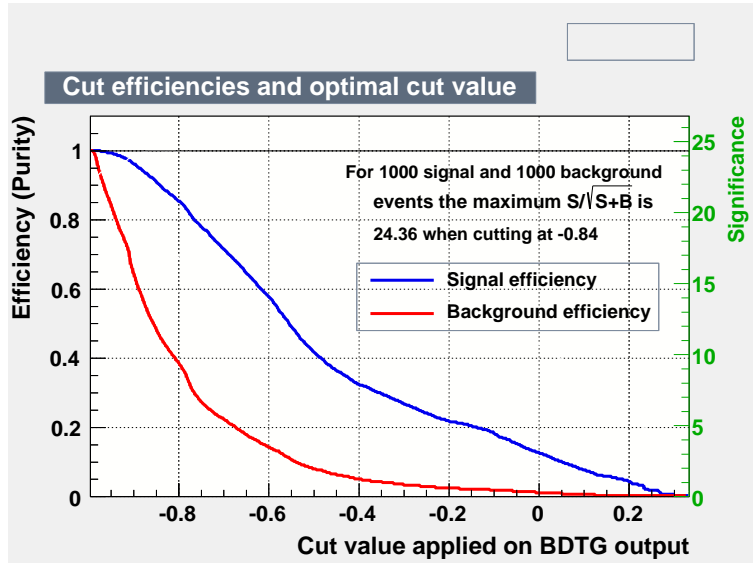


図 5.12: BDTG のカット値ごとの検出効率。青色が信号事象の検出効率、赤色が背景事象の検出効率を表している。BDTG の値に対して $\text{BDTG} > -0.675$ のカットをかけることにより、背景事象をカット前の 8 割除去することができ、信号事象については 7 割弱残すことが出来る。

表 5.5: 各カット条件ごとの事象数の変化。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \text{ or } WW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシテ $\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150$ GeV/ c^2 を仮定している。この時、最終的な信号事象の優位度は $S = 63.5$ 、信号事象の検出効率は $\varepsilon = 0.2662$ である。

カット項目	$WH(\rightarrow \tau\nu)$	$Z \rightarrow jj$	$e\nu W \rightarrow evjj$	$WW \rightarrow jjl\nu$	$ZZ \rightarrow jjll$	others
no cut	26803	11553700	111356	189596	116797	518315
m_W , & m_{rec}	15975	1307060	23795	35671	28561	18920
$totalPt$	14809	31281	22005	32323	21021	4873
E_{vis}	13624	9375	11437	21191	18580	1219
$\cos\theta_W$	13085	5421	10423	19408	17205	1147
BDTG	8979	1459	2131	5025	1834	230
m_{rec}	7136	581	837	1729	863	95

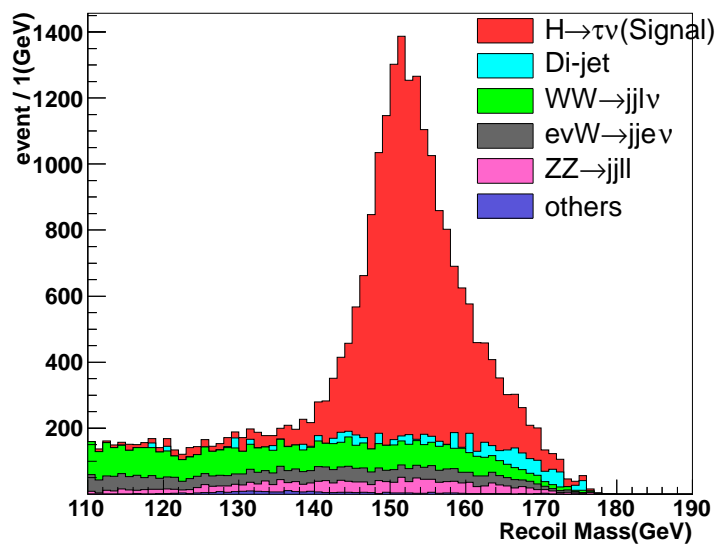


図 5.13: 事象選別後の反跳質量の分布図。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250 \text{ fb}^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ を仮定している。

第6章 荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象の解析

第5章にまとめた結果から、荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に100%崩壊する事象の生成断面積 σ_{sig} の測定精度を見積もった。また、信号事象に対し σ_{sig} の上限を計算し、形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ を見積もった。

6.1 信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差の見積もり

信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差 $\delta\sigma_{sig}/\sigma_{sig}$ は、以下の式6.1に示した変換から、式5.4で定義した信号有意度 S の逆数に近似できることがわかる。

$$\begin{aligned} \frac{\delta\sigma_{sig}}{\sigma_{sig}} &= \frac{\delta N_{sig}}{N_{sig}} = \frac{\delta(N_{obs} - N_{bg})}{N_{sig}} \sim \frac{\delta N_{obs}}{N_{sig}} = \frac{\sqrt{N_{obs}}}{N_{sig}} \\ &\sim \frac{\sqrt{N_{sig} + N_{bg}}}{N_{sig}} = \frac{1}{S} \end{aligned} \quad (6.1)$$

式6.1より計算される信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差 $\delta\sigma_{sig}/\sigma_{sig}$ は、1.57%となった。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150$ GeV/c 2 、荷電ヒッグス粒子が100% $\tau\nu$ に崩壊する場合を仮定している。

6.2 信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算

次に、信号生成断面積に対して上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ を見積もる。このために、信号事象の生成断面積 $\sigma_{sig} = 0$ の状況を考える。

同統計数 N_{obs} をためる実験を繰り返すと、統計学的に背景事象数 N_{bg} はある中心値 $\langle N_{bg} \rangle$ 周りに分布をつくる。この背景事象分布がガウス分布になると仮定すると、その標準偏差 σ は $\sqrt{\langle N_{bg} \rangle}$ である。統計数 N_{obs} は一定であるから、 $N_{obs} - \sqrt{N_{bg}}$ も同じ標準偏差 $\sigma = \sqrt{\langle N_{bg} \rangle}$ のガウス分布をつくる。ただし、信号事象は存在しないと仮定しているため、このガウス分布の中心値は0になる。

$N_{obs} - \sqrt{N_{bg}}$ のガウス分布を模式的に描いたのが図6.1の赤実線である。ただし、 $N_{obs} - \sqrt{N_{bg}} < 0$ の領域は物理的に有意でないため省略している。この分布のうち、95%の面積を占める領域を赤斜線で塗りつぶしている。赤斜線領域の右端(図6.1で $N_{95\%}^{UL}$ と記したところ)を $N_{obs} - \sqrt{N_{bg}}$ の上限値とする。 $N_{95\%}^{UL}$ はガウス分布の 2σ の位置にあたるため、今回は $N_{95\%}^{UL} = 2\sqrt{\langle N_{bg} \rangle}$ の関

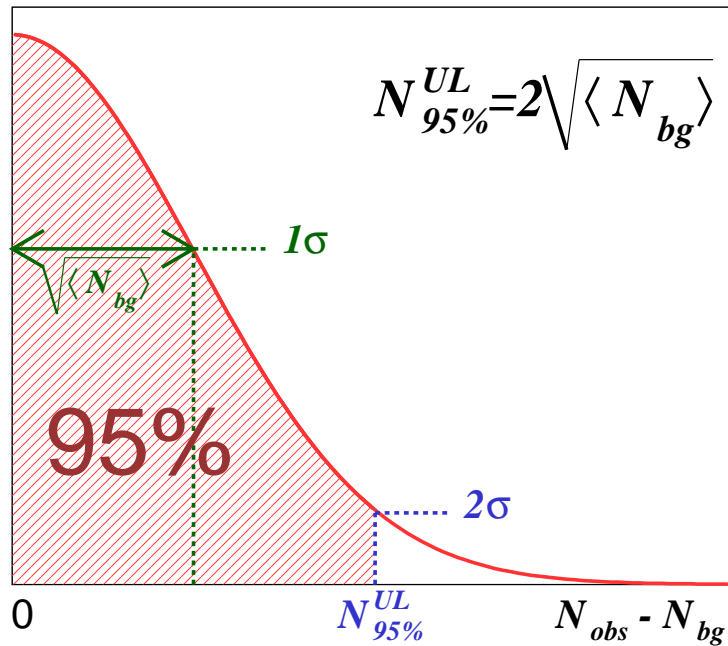


図 6.1: 生成断面積の上限値は、 $N_{95\%}^{UL}$ に対して生成断面積を計算することで得られる。 $N_{95\%}^{UL}$ はこの分布のうち 95 % の面積を占める領域の、 $N_{obs} - \sqrt{N_{bg}}$ の最大値である。

係式を得る。この $N_{95\%}^{UL}$ に対して生成断面積を計算することで、信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ を導出する。

$\sigma_{95\%}^{UL}$ の導出に用いる式は、

$$\sigma_{95\%}^{UL} = \frac{N_{95\%}^{UL}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}} = \frac{2\sqrt{\langle N_{bg} \rangle}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}} \quad (6.2)$$

である。 ε は信号事象の事象選別後の検出効率、 \mathcal{L} はルミノシティである。

第 5 章に示した本解析の結果から、事象選別後の最終的な背景事象の数 N_{bg} は 4015 (表 5.5)、信号事象の検出効率 ε は 0.2662 であった。この 2 つの値と、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250 \text{ fb}^{-1}$ を式 6.2 に代入すると、信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ は以下のように計算される：

$$\begin{aligned} \sigma_{95\%}^{UL} &= \frac{2\sqrt{\langle N_{bg} \rangle}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}} \\ &= \frac{2\sqrt{4105}}{0.2662 \times 250} = 1.92 \end{aligned} \quad (6.3)$$

信号事象の生成断面積 σ_{signal} がこれ以上小さい場合には、本解析方法では測定されない。

形状因子 $F = 1$ のとき、信号事象の生成断面積は 214 fb であったので (図 5.5)、生成断面積が形状因子に比例することを考慮すると、 $\sigma_{95\%}^{UL}$ を形状因子へ変換すると、形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は約 $0.0974 (|F_{95\%}^{UL}|^2 = 0.00897)$ となる。

第7章 荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する場合の再構成

この章では、第5章で行った解析を、荷電ヒッグス粒子が100% WZ に崩壊する事象に対して行った結果を示す。

7.1 信号事象と背景事象

本解析の信号事象は図7.1に示したような、荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する過程である。第5章と同様の再構成、事象選別をこの事象に対して行うことにより、 $WH \rightarrow jjl\nu\nu\nu$ 終状態の過程を選出することができる。

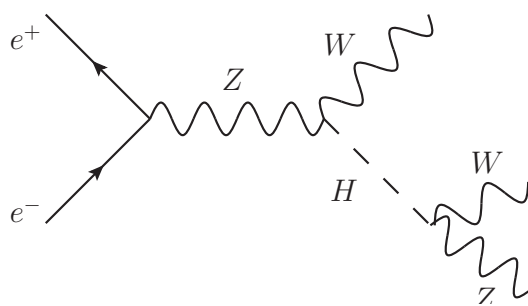


図 7.1: WWZ のファインマン図

信号事象の生成条件を表7.1にまとめる。条件は $\tau\nu$ 過程の時のものと同様で、重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、荷電ヒッグス粒子質量 $m_H = 150$ GeV/ c^2 を仮定した。また、シミュレーションの条件は表7.2に示した通り、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$ 、右偏極を採用している。この条件を考慮した際の各サンプルにおける重みづけの値については、第5章「シミュレーションの条件」でまとめたものと同じである。積分ルミノシティと偏極の条件による重みづけをした後の、各事象サンプルの生成断面積と事象数を表7.5にまとめる。

7.2 事象の再構成と事象選別

< 再構成 >

信号事象の再構成の際には、 $\tau\nu$ 過程の場合と同じ手順を用いた。

表 7.1: 信号事象サンプルの生成条件。事象生成には第 4 章で説明した Physsim を用いた。

事象生成ソフト	Physsim[第 4 章]
重心エネルギー	$\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$
荷電ヒッグス粒子質量	$m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$
形状因子	$F_{HWZ} = 1$ $F_{HW\gamma} = 0$
電子陽電子偏極	$P(e^+, e^-) = (-100 \%, +100 \%)$ $P(e^+, e^-) = (+100 \%, -100 \%)$

表 7.2: シミュレーションの条件。検出器シミュレーションには DBD を考慮した最新版のソフトウェアを使用した。偏極は右偏極を採用している。

検出器シミュレーション	ILD_01_v05 (DBD バージョン)
積分ルミノシティ	$\mathcal{L} = 250 \text{ fb}^{-1}$
電子陽電子偏極	$P(e^+, e^-) = (-30 \%, +80 \%)$

表 7.3: 解析に用いた信号事象と背景事象の生成断面積と事象数。重心エネルギーは 250 GeV、荷電ヒッグス粒子の質量は 150 GeV/c² を仮定している。偏極は、W ボソン生成事象を抑えるために、右偏極を採用した。

崩壊過程	生成断面積 (fb ⁻¹)	事象数
$e^+e^- \rightarrow WH(\rightarrow WZ)$	214	54 k
$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow jj$	46.2 k	12 M
$e^+e^- \rightarrow e\nu W \rightarrow e\nu jj$	445	100 k
$e^+e^- \rightarrow Zee \rightarrow jjee$	300	74 k
$e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow jj\nu$	758	190 k
$e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow jjjj$	600	150 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow jjll$	467	120 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow jjjj$	402	100 k
$e^+e^- \rightarrow ZZ \text{ or } WW \rightarrow jjjj$	565	140 k
$e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow ffh$	205	51 k

1. Durham アルゴリズムを用いて、全生成粒子を強制的に 3 ジェットに再構成する。
2. χ^2 が最小になるように 2 つのジェットを選択し、W ボソン粒子として選ぶ。

$$\chi^2 = \left(\frac{M_{jetpair} - M_W}{\sigma_W} \right)^2$$

3. 荷電ヒッグス粒子の質量を反跳質量法により求める。

信号事象サンプル中ではすべての崩壊を考慮に入れているが、この再構成によって主に $WH \rightarrow jjl\nu\nu$ 終状態の過程を選出することができる。ただしこの過程は崩壊分岐比が約 4 % と小さいため、 $\tau\nu$ 過程の場合よりは検出効率が悪くなることが予想される。

< 事象選別 >

信号事象の選別には、第 5 章と同様の変数を用いた。ただし、信号事象をカットしすぎないよう、総エネルギー E_{vis} によるカットの値を変更している。また、BDTG によるカットは同様の理由により行っていない。以下の表 7.4 に信号事象領域の定義域をまとめる。また、図 7.2、7.3 にカットに用いた変数ごとの分布図を示す。

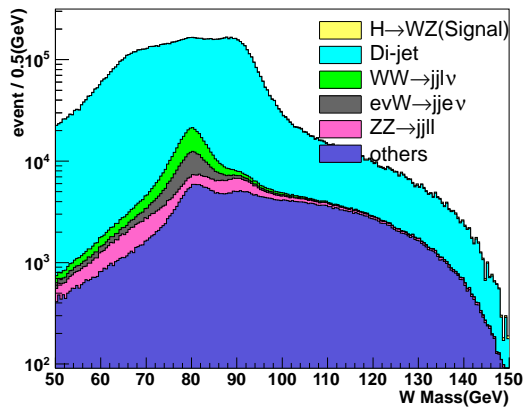
表 7.4: 信号事象領域の定義。

カット項目	信号事象の領域
m_W	$60 < m_W < 90 \text{ GeV}/c^2$
$totalPt$	$Pt > 15 \text{ GeV}$
E_{vis}	$E_{vis} < 200 \text{ GeV}$
$\cos\theta_W$	$ \cos\theta_W < 0.95$
m_{rec}	$140 < m_{rec} < 160 \text{ GeV}/c^2$

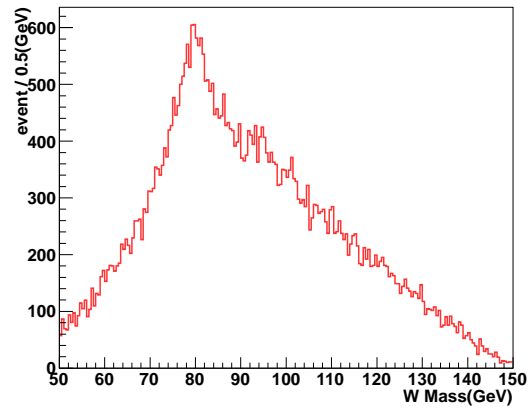
7.3 事象選別の結果

各カット条件ごとの事象数の変化を、表 7.5 に、事象選別後の反跳質量分布を図 7.4 に示す。この結果は、重心エネルギー $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ 、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250 \text{ fb}^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30 \%, +80 \%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ を仮定している。

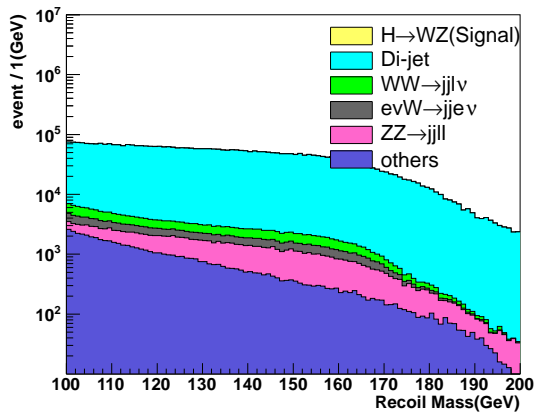
この再構成による信号事象の検出効率 ε は、表 7.5 より、 $\varepsilon = 4768/53613 = 0.0889$ である。また、式 5.4 から計算される信号優位度は $S = 27.29$ である。



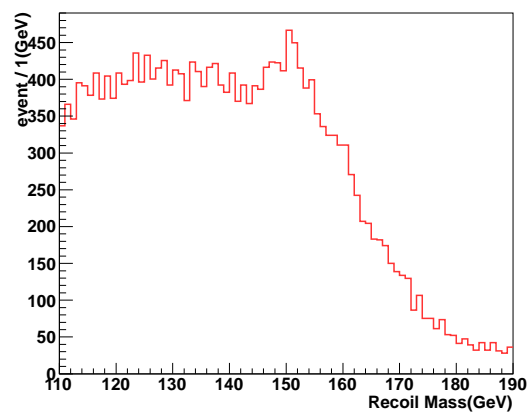
(a) 全事象の W ボソン質量の分布図



(b) 信号事象の W ボソン質量の分布図

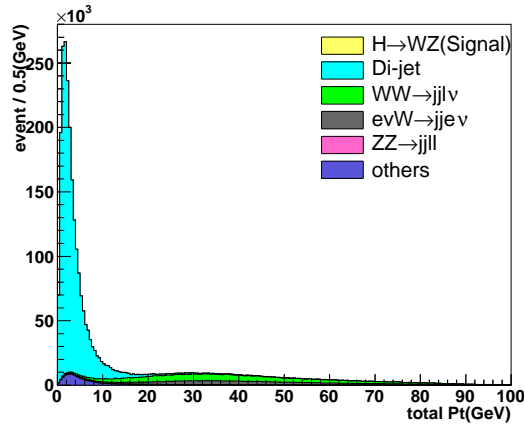


(c) 全事象の反跳質量の分布図

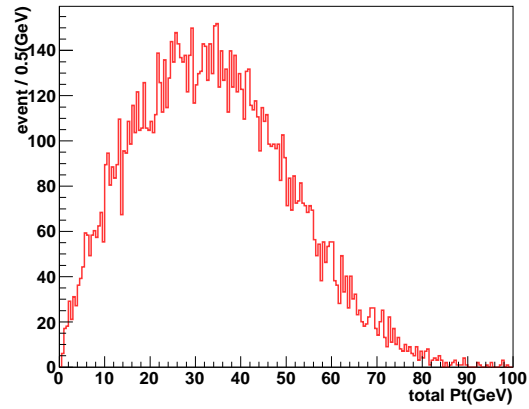


(d) 信号事象の反跳質量の分布図

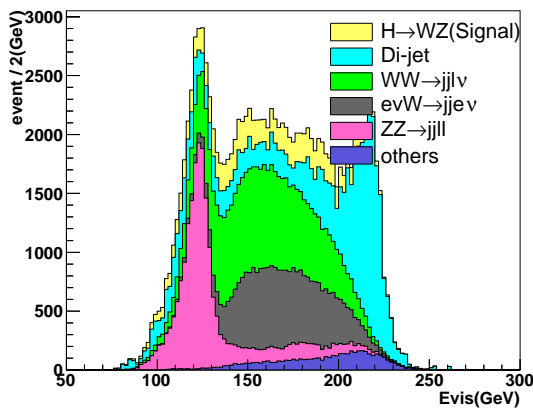
図 7.2: W ボソン質量と反跳質量の分布図。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \text{ or } WW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。明らかに信号事象とは異なる事象を選別するため、 W ボソン質量 m_W は、 $60 < m_W < 90 \text{ GeV}/c^2$ の外側の領域をカットし、反跳質量 m_{rec} については $110 < m_{rec} < 190 \text{ GeV}/c^2$ の外側をカットする。



(a) 全事象の全横運動量の分布図



(b) 信号事象の全横運動量の分布図



(c) 総エネルギーの分布図

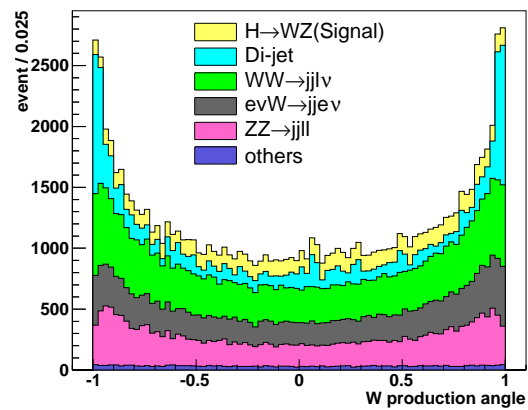
(d) W ボソンの生成角の分布図

図 7.3: 全横運動量、総エネルギー、 W ボソンの生成角の分布図。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 $ZZorWW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。 $Pt < 15$ GeV、 $E_{vis} > 200$ GeV のカットをかけることにより、Di-jet 事象や 4 ジェット終状態の事象など ν を含まない事象を選別する。また、 $|\cos\theta_W| > 0.95$ 領域のカットをかけることにより、Di-jet 事象を選別することが出来る。

表 7.5: 各カット条件ごとの事象数の変化。others の中には、 $Zee \rightarrow jjee$ 、 $WW \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \rightarrow jjjj$ 、 $ZZ \text{ or } WW \rightarrow jjjj$ 、 $Zh \rightarrow ffh$ が含まれている。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150$ GeV/ c^2 を仮定している。この時、最終的な信号事象の優位度は $S = 27.29$ 、信号事象の検出効率 $\varepsilon = 0.0889$ である。

カット項目	$WH(\rightarrow WZ)$	$Z \rightarrow jj$	$e\nu W \rightarrow e\nu jj$	$WW \rightarrow jj\nu\nu$	$ZZ \rightarrow jjll$	others
no cut	53613	11553700	111356	189596	116797	518315
m_W , & m_{rec}	13399	1307060	23795	35671	28561	18920
$totalPt$	11575	31281	22005	32323	21021	4873
E_{vis}	10435	14339	19568	30155	20351	2677
$\cos\theta_W$	9938	10048	17827	27496	18853	2511
m_{rec}	4768	4792	837	8697	5438	987

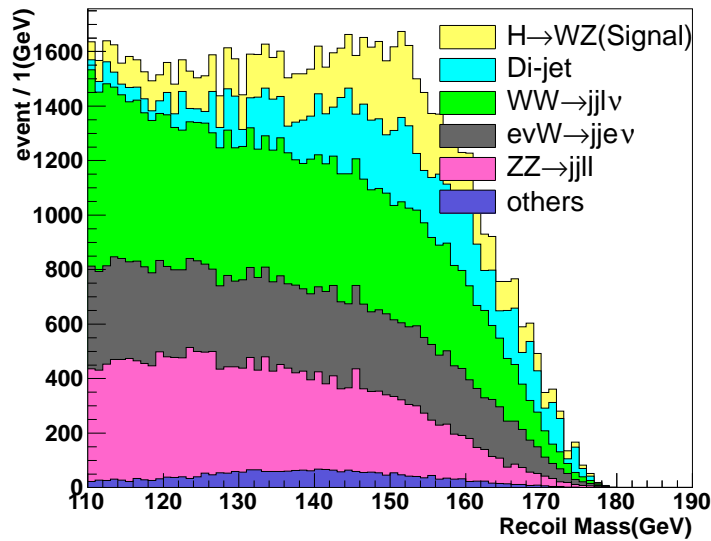


図 7.4: 事象選別後の反跳質量の分布図。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb $^{-1}$ 、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150$ GeV/ c^2 を仮定している。

第8章 荷電ヒッグス粒子がWZに崩壊する場合の解析

第7章で得られた結果をもとに、信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差の見積もりと、信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算を行った。

8.1 信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差の見積もり

生成断面積 σ_{sig} の統計誤差については、式 6.1 から見積もることが出来る。式 6.1 より計算される信号事象の生成断面積 σ_{sig} の統計誤差 $\delta\sigma_{sig}/\sigma_{sig}$ は、3.66 % となった。重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 250$ fb⁻¹、電子陽電子偏極 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ 、荷電ヒッグス粒子の質量は $m_H = 150$ GeV/c²、荷電ヒッグス粒子が 100 % WZ に崩壊する場合を仮定している。

8.2 信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算

信号事象の生成断面積の上限値 $\sigma_{95\%}^{UL}$ の計算には、式 6.2 を用いる。第7章の結果より、事象選別後の最終的な背景事象の数 N_{bg} は 25749、信号事象の検出効率 ε は 0.0889 であることから、

$$\begin{aligned}\sigma_{95\%}^{UL} &= \frac{2\sqrt{\langle N_{bg} \rangle}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}} \\ &= \frac{2\sqrt{25749}}{0.0889 \times 250} = 14.4\end{aligned}\tag{8.1}$$

を得る。この $\sigma_{95\%}^{UL}$ を形状因子へ変換すると、形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は約 **0.259** ($|F_{95\%}^{UL}|^2 = 0.0673$) となる。

第9章 議論

この章では、第6章、第7章から得られた結果をもとに議論を行う。本研究では荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ と WZ に崩壊する過程に対して結果を得た。第2章で説明したうち、 $\tau\nu$ 過程に対しては2ヒッグス二重項模型と形状因子の上限値に関する議論を行う。また、 WZ 過程に対してはGeorgi-Machacek模型と形状因子の上限値に関する議論を行う。

9.1 2ヒッグス二重項模型との比較

2ヒッグス二重項模型においては、 HWZ はループを介して現れるため断面積は小さい。しかし、他のヒッグス粒子(CPが負の A など)と質量が近い場合、輻射補正より断面積は大きくなる。この効果を踏まえた上で計算された、 $\tan\beta$ と形状因子の二乗 $|F|^2$ の関係を表したグラフが図9.1である。文献[30]によると、 $\tan\beta < 1$ の領域は厳しい制限がかかっており、この図9.1のうち $\tan\beta > 1$ についてのみ評価する意味がある。

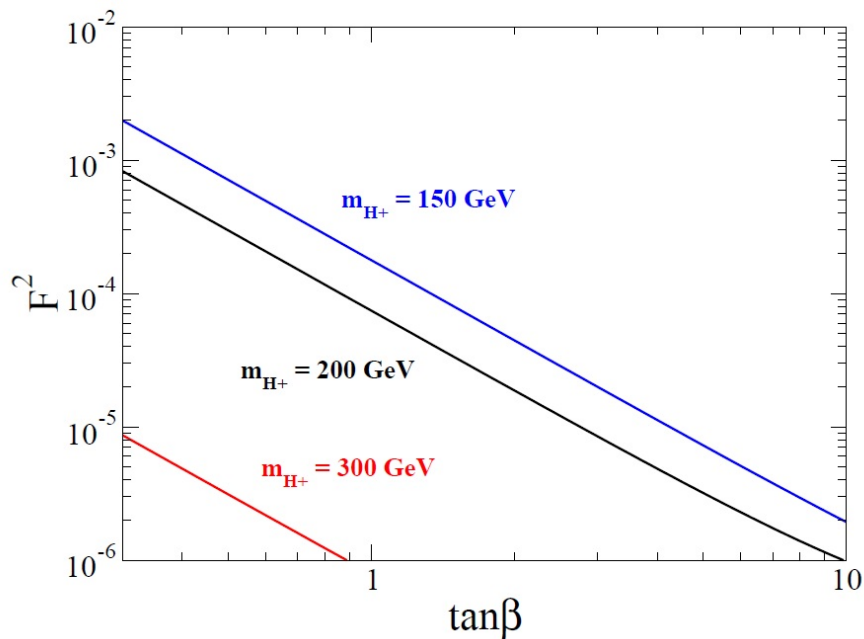


図 9.1: 2ヒッグス二重項模型 (タイプ X) における $\tan\beta$ と形状因子の二乗 $|F|^2$ の関係を表した図。(富山大学兼村准教授から)

ここで、 $\tau\nu$ 過程の解析の結果 (第 6 章) 得られた形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は 0.00897 であった。 $\tan\beta = 1$ の時の $|F|^2 = 2 \times 10^{-4}$ であることから、本解析では測定することができないことがわかる。

9.2 Georgi-Machacek 模型との比較

GM 模型では HWZ はツリーレベルで現れる。また、この結合を持つ荷電ヒッグス粒子はほぼ 100 % WZ の崩壊する。GM 模型において、 HWZ 結合の形状因子と真空期待値には以下の式 9.1 のような関係がある ([31];TABLE1)。

$$|F|^2 = \frac{4v_\Delta^2}{\cos^2\theta_W(v^2 + 4v_\Delta^2)} \quad (9.1)$$

また、GM 模型における真空期待値 v_Δ と形状因子の二乗 $|F|^2$ の関係を表した図が図 9.2 である。

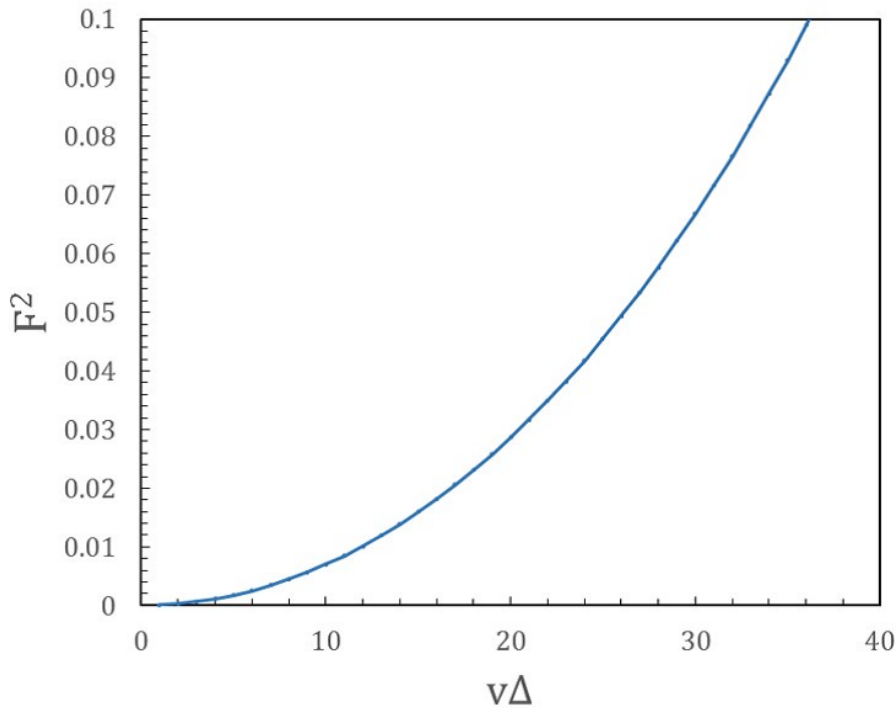


図 9.2: GM 模型における真空期待値 v_Δ と形状因子の二乗 $|F|^2$ の関係を表した図。

現在、真空期待値 v_Δ には LHC 実験により制限がかかっており、 $v_\Delta = 70$ GeV 以上の領域は棄却されている [32]。

今回行った WZ 過程の解析の結果、形状因子の上限値として $|F_{95\%}^{UL}|^2 = 0.0673$ を得た。このことから、 $ILC\sqrt{s} = 250$ GeV において本解析手法を用いると、荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する過程を測定することにより、Georgi-Machacek 模型で予言される荷電ヒッグス粒子を観測する

ことが出来る可能性がある。また、観測が出来なかったとしても、Georgi-Machacek 模型に対して制限を与えることが出来ると考えられる。

9.3 今後の方針

第 2 章でも触れたとおり、ヒッグス三重項模型や GM 模型においては荷電ヒッグス粒子の分岐比は $\tau\nu$ 過程のものより WZ 過程の方が大きい。これらの理由から、荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する過程についての解析をより詳しく行う必要がある。

この WZ 過程に関しては今回、 $\tau\nu$ 過程のものと同じ 3 ジェットの再構成を用いて、主に $j\bar{j}l\nu\nu\nu$ 終状態を選別するような解析を行ったが、他の崩壊を考慮した解析も行うべきである。本解析のほかに、すべての粒子がハドロンに崩壊する過程を再構成することを目的とした 6 ジェット再構成の解析を行ったが、重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV、荷電ヒッグス質量 $m_H = 150$ GeV/ c^2 を仮定した場合、解析が難しい。その原因としては、1. 荷電ヒッグス粒子から生成される WZ のうち、どちらかがオフシェルになることにより、再構成の χ^2 の計算の際にこれらの質量情報を組み込みにくいこと、2. W 、 Z ともにブーストが不十分であることから解析ソフト中の 6 ジェット組みが難しいことなどが挙げられる。

今後、この過程を用いて解析を行う場合には、重心エネルギー $\sqrt{s} = 350$ GeV の事象サンプルを用いることで再構成が容易になる。

第10章 まとめ

ヒッグス粒子が発見された現在、標準理論は素粒子物理の現象を記述する理論として完成したといえる。しかし、標準模型では説明できない現象も存在することから、そういった現象を導入するような新物理の検証を行うことが、素粒子物理を確立するうえで必要である。その中でも、ヒッグスセクターの構造の決定は新物理探索の方向性を決める足掛かりとして大きな役割を果たす。

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 実験の重心エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV において観測される可能性のある、質量が $150 \text{ GeV}/c^2$ の一重荷電ヒッグス粒子が $\tau\nu$ に崩壊する事象と WZ に崩壊する事象に対してシミュレーションを行い、これらの事象に対する形状因子の上限を計算することで、 HWZ 結合が現れるモデルに対して制限を与えられるかを検証した。

反跳質量法による解析の結果、 $\tau\nu$ 過程を解析することにより得られた形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は 0.0974 ($|F_{95\%}^{UL}|^2 = 0.00897$) であった。図 9.1 において $\tan\beta = 1$ の時の $|F|^2 = 2 \times 10^{-4}$ であることから、本解析では 2 ヒッグス二重項モデルに対して制限を与えることができないことがわかる。

また同様に、 WZ 過程を解析することにより得られた形状因子の上限値 $F_{95\%}^{UL}$ は 0.259 ($|F_{95\%}^{UL}|^2 = 0.0673$) であった。本解析により Georgi-Machacek モデルで予言される荷電ヒッグス粒子を観測することが出来る可能性がある。また、観測が出来なかったとしても、Georgi-Machacek モデルに対して制限を与えることが出来ると考えられる。

今後は、荷電ヒッグス粒子が WZ に崩壊する過程を用いた解析を行う必要がある。その際には、重心エネルギー $\sqrt{s} = 350$ GeV、荷電ヒッグス粒子の質量が $m_H = 175 \text{ GeV}/c^2$ より大きくなるよう変更した事象サンプルを用いることで再構成が容易になると予想される。

謝辞

研究室では、先生方や先輩、同期からの支えがあって、この二年間研究を進めていくことが出来ました。山本先生からは、研究テーマを与えていただきました。また、顔を合わせた際に研究の様子について質問していただいたりなど、面倒を見ていただきました。

末原さん、石川さん、Janさんには、実際の解析の方法やソフトの使い方を教えていただきました。大学院に入学し研究室に入った後、隣の席だった末原さんから ILC ソフトの使い方などについて教えていただいて、とても安心したことを覚えています。石川さんには理論的なことや具体的な解析の手法、考え方などを私が納得するまで説明していただきました。この論文の添削や発表のための練習も何度となく行っていただきました。Janさんは常に私の様子を気にかけてくださって、笑顔で声をかけてくださいました。英語が理解できない時には私ができる表現に変えたり、話の内容が呑み込めない時には絵や文字で書き起こしたりと、私の理解に合わせて、丁寧に教えていただきました。

堀口さんには、まだ研究になれていないような時に、自身の研究の合間や休日を利用して ILC の解析について教えていただきました。突然の質問にもやさしく対応してくださって、とても心強かったです。根岸さんはプログラミングで行き詰っているときにアドバイスをいただいたほか、論文発表の練習の際には的確なコメントを数多くいただきました。加藤さんは、解析にしか目を向けていなかった私に、私の研究に関係のある論文を紹介してくださったり、事象生成ソフトの基礎について教えていただいたりしていただきました。紹介していただいた論文は本論文を書くにあたってとても参考になりました。綿貫くんは同じ学年で話しやすいということもあり、解析コードでわからないことについて気軽に質問することが出来ました。また、論文執筆中は理論、解析に関することでお互いに質問し合い、良い刺激になりました。伊藤くんには検出器のことでわからないことを教えてもらいました。愚痴の言い合いや自分の考えの語り合いなどもよくしました。

ILC グループの皆様には、毎週の解析ミーティングや内部会議、国際会議などの際に多くの助言をいただきました。KEK の藤井さんは、普段の会議のほか、 $H \rightarrow \tau\nu$ のジェネレータ作成の際には特にお世話になりました。藤井さんの援助がなければ、ここまで解析を進められなかったと思います。同じく KEK の宮本さん、Junping さん、Tino さんは、解析ミーティングや内部会議の休憩中などの際に、質問していただいたり助言をいただいたりしました。富山大学の兼村先生には、発表資料を見ていただいたほか拡張ヒッグス模型に関して多くのことを教えていただきました。本論文を書くにあたっては、2HDM の形状因子の計算を行っていただき、とても感謝しています。

ILC について研究している他大学の学生の皆さんにも、とてもお世話になりました。国際会議や勉強会などの場面で研究について話したり世間話をしたりなど、違う環境で学んできた人たちの話を聞くのは刺激的でとても面白かったです。東京大学のジャクリンさんは、研究に行き詰って

いるときに何度も相談に乗ってくださいました。信州大学の寺田くんは、カロリメータに関する質問に答えてくれたほか、修士論文の間違いを指摘してくれました。九州大学の富田くんは解析で躓いたところについて一緒に考え、解決に導いてくれました。

来年度以降はこの研究から離れ、違う分野で仕事をしていくことになります。ここで学んだプログラミングの技術に関しては今後も使っていくことになると思うので、この研究室で得た知識をもとに精進していこうと思います。二年間という短い時間でしたが、とても充実した時間を過ごすことが出来ました。ここで関わったすべてのみなさまに感謝いたします。ありがとうございました。

参考文献

- [1] Bogdan Povh, Martin Lavelle, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Particles and nuclei: an introduction to the physical concepts*. Springer, 2008.
- [2] 高エネルギー物理学実験. パリティ物理学コース。 . 丸善, 1997.
- [3] 吉田幸平. 国際リニアコライダーにおけるヒッグス粒子の崩壊分岐比測定の研究. Master's thesis, Tohoku University, 2010.
- [4] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J.Phys.*, G37:075021, 2010.
- [5] Kei Yagyu. *Studies on Extended Higgs Sectors as a Probe of New Physics Beyond the Standard Model*. PhD thesis, University of Toyama, 2012.
- [6] Mayumi Aoki, Shinya Kanemura, Koji Tsumura, and Kei Yagyu. Models of yukawa interaction in the two higgs doublet model, and their collider phenomenology. *Phys. Rev. D*, 80:015017, Jul 2009.
- [7] Howard Baer, Tim Barklow, Keisuke Fujii, Yuanning Gao, Andre Hoang, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics. 2013.
- [8] Mayumi Aoki, Shinya Kanemura, and Kei Yagyu. Testing the higgs triplet model with the mass difference at the lhc. *Phys. Rev. D*, 85:055007, Mar 2012.
- [9] Howard Georgi and Marie Machacek. Doubly charged higgs bosons. *Nuclear Physics B*, 262(3):463 – 477, 1985.
- [10] Sally Dawson, Andrei Gritsan, Heather Logan, Jianming Qian, Chris Tully, et al. Working Group Report: Higgs Boson. 2013.
- [11] <http://pages.uoregon.edu/jimbrou/temp/main.pdf>.
- [12] <https://www-zeuthen.desy.de/ILC/physics/>.
- [13] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [14] K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino. Physics at $t\bar{t}$ threshold in e^+e^- collisions. *Phys. Rev. D*, 50:4341–4362, Oct 1994.

- [15] 堀口 朋裕. 国際リニアコライダーにおけるトップクォーク対生成閾値領域の研究. Master's thesis, Tohoku University, 2014.
- [16] <https://agenda.linearcollider.org/event/6329/contribution/3/material/slides/1.pdf>.
- [17] 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.
- [18] C. Adloff, Y. Karyotakis, J. Repond, J. Yu, G. Eigen, et al. Response of the CALICE Si-W electromagnetic calorimeter physics prototype to electrons. *Nucl.Instrum.Meth.*, A608:372–383, 2009.
- [19] 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.
- [20] <http://www.linearcollider.org/ILC/physics-detectors/Detectors/Detailed-Baseline-Design>.
- [21] <http://acfahep.kek.jp/subg/sim/softs.html>.
- [22] H. Murayama, I. Watanabe, K. Hagiwara, KEK-91-11, (1992) 184.
- [23] T. Ishikawa, S. Kawabata, Y. Kurihara, Y. Shimizu. GRACE User's manual version 2.0. <http://minami-home.kek.jp/grace/gracedoc.pdf>.
- [24] <http://acfahep.kek.jp/subg/sim/simtools/html/doc/JSFHadronizer.html>.
- [25] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006.
- [26] <http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html>.
- [27] P. Mora de Freitas and H. Videau. Detector simulation with MOKKA / GEANT4: Present and future. pages 623–627, 2002.
- [28] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [29] <http://tmva.sourceforge.net/docu/TMVAUsersGuide.pdf>.
- [30] Farvah Mahmoudi and Oscar Stal. Flavor constraints on the two-Higgs-doublet model with general Yukawa couplings. *Phys.Rev.*, D81:035016, 2010.
- [31] Shinya Kanemura, Kei Yagyu, and Kazuya Yanase. Testing Higgs models via the $H^\pm W^\mp Z$ vertex by a recoil method at the International Linear Collider. *Phys.Rev.*, D83:075018, 2011.

- [32] Cheng-Wei Chiang and Koji Tsumura. Properties and searches of the exotic neutral Higgs bosons in the Georgi-Machacek model. 2015.