

東京大学大学院 理学系研究科

物理学専攻 修士論文

ILC実験によるチャージーノおよび
ニュートラリーノの質量同定とMSSM
パラメータの決定法の研究

森 拓晃

takuaki@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

2015年1月

目次

概要	3
第1章 Introduction	4
第2章 MSSMパラメータ決定法	7
第3章 ILC(International linear collider)	9
3.1 ILC概略	9
3.2 加速器 (acceralator)	10
3.2.1 電子陽電子源	11
3.2.2 ダンピングリング	11
3.2.3 超伝導空洞 (SuperConducting RF)	12
3.2.4 Main Linac	12
3.2.5 BDS	12
3.3 ILC検出器	12
3.3.1 ILD 検出器	13
3.3.2 レイアウト	14
3.3.3 ヴァーテックス検出器	14
3.3.4 TPC	14
3.3.5 ジェットエネルギー解像度	15
3.3.6 電磁カロリメーター	15
3.3.7 ハドロンカロリメーター	16
第4章 本解析	23
4.1 バックグラウンド	23
4.2 カット変数	24
4.2.1 $15 \leq n_p f_{on_p} f_o \leq 55$	24
4.2.2 $15 \leq n_p f_o \leq 15$	25
4.2.3 $-0.95 < \cos p_{miss} < 0.95$	27
4.2.4 $180\text{GeV} < E_{mis} < 235\text{GeV}$	28
参考文献	29

概要

超対称性模型は標準理論では解決不可能とされてた問題を解き明かすだけでなく、ダークマターの候補とされるなど様々なメリットを持つため、2013年LHCで発見された Higgs 粒子と共に、LEP や LHC において本格的に研究が行われてきた背景がある。特に LHC では JET+MET をターゲットに解析を進め、 \tilde{q} や \tilde{g} などの質量に対しては 1TeV 以上の制限を付けている。また今回のテーマである neutralino, chargino についても \tilde{l} や *neutralino chargino* に対しては LEP が 100GeV 程度の制限が付けられている。

本研究では higgsino の質量を $|\mu| = 100\text{GeV}$ 付近にとり、電弱ゲージ質量 M_1, M_2 と比べて小さくとった ($|\mu| \ll M_1, M_2$)。MSSM パラメータを以上のように取る事で、chargino と neutralino の質量が準縮退するため $|\mu| \sim M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}$ 、chargino, neutralino の崩壊粒子のエネルギーが小さくなり、LHC の制限を受けない。さらに軽い higgsino を仮定する事で、higgsino-like neutralino が WIMP 暗黒物質の候補となり観測されているエネルギー密度問題を解決できる。

今回 ILC 重心エネルギー $\sqrt{s} = 250\text{GeV}$ 、積分ルミノシティ 250fb^{-1} において、チャージーノ、ニュートラリーノの質量と反応断面積を測定し、MSSM パラメータを決定することを目的とする。偏曲率は (e,p)=(-0.8,+0.3) とし、シグナルを稼ぐ一方で WW や Z のバックグラウンドの生成量を抑えている。解析では、ISR(initial state radiation) 法を利用することで、バックグラウンドである $\gamma\gamma$ 散乱と選別している。イベントジェネレーターには Wizard、検出器シミュレーションは Geant-4 をベースとした Mokka を使用し、ILD の要求値に基づいている。パラメーター決定には minuit を使用した。

第1章 Introduction

標準理論を直接的に否定する実験結果は現在まで見つかっていないが、プランクスケール領域においては理論に不十分な点がいくつか見られる。特に有名なのはヒッグス粒子の質量項の問題（階層性問題）がある。さらには標準理論は、宇宙論の観点からも CDM(cold dark matter) や、バリオン非対称性の問題を説明できない。これを解決するモデルとして、超対称性理論が考案された。超対称性理論は、ボソンとフェルミオンの交換演算子 Q により

$$Q|Boson \rangle = |Fermion \rangle, Q|Fermion \rangle = |Boson \rangle \quad (1.1)$$

を考える。これにより \tilde{q} (スクォーク)、 \tilde{l} (スレプトン) などのスピンの異なる粒子を预言する。これによりヒッグスの質量項の問題が \tilde{t} によって解決され、またダークマターの候補として中性で安定な LSP (lightest superparticle) が预言されるなど、標準理論を超える理論 (BSM) として有力である。図 1 に超対称性模型で预言される粒子を示す。

Names		spin0	spin 1/2	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks,quarks ($\times 3$ families)	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(3, 2, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
sleptons , leptons ($\times 3$ families)	L	$(\tilde{\nu}_L \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(1, 1, 1)$
Higgs , higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$

表 1.1: super symmetry

Name	spin1/2	spin1	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino ,gluon	\tilde{g}	g	$(8, 1, 0)$
sleptons , leptons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(1, 3, 0)$
bino, B boson	\tilde{B}^0	B^0	$(1, 1, 0)$

表 1.2: super symmetry

一昨年 LHC でヒッグスらしき粒子が $m_h \simeq 126\text{GeV}$ に発見された。これが標準理論におけるヒッグス粒子か、それとも標準理論を超える模型 (BSM) でのヒッグスに対応する新粒子なのかはまだ完全には明らかにされていないが、それ以降の実験では、標準理論でのヒッグス粒子の性質と実験結果に違いは見られていない。LHC では $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ において、Multi-jet + MET モードの探索が行われ、超対称性粒子の直接探索が行われが、現在まで新粒子発見の兆候は見つかっていない。先に LHC の実験結果とその他の考察から、超対称性粒子の質量スペクトルの制限を述べておく。

1. 第一世代、第二世代の \tilde{q} : CP 破れと LHC での実験により $m_{\tilde{q}} \gtrsim 1.5\text{TeV}$ の制限を受ける。
2. 第一世代、第二世代の \tilde{l} : ミューオン g-2 の標準理論との乖離により、 $m_{\tilde{l}} \lesssim 1.0\text{TeV}$ の制限を受ける。ただし、フレーバを破る反応を仮定すればその限りではない (e.g $\mu \rightarrow e\gamma$ decay)
3. 第三世代の \tilde{l}, \tilde{q} : このセクターの粒子は湯川結合に影響される。階層性問題によれば数 TeV 以下が好まれる。B メソンの崩壊のデータからトップスクオークは TeV スケールにあるのが好ましい。
4. ゲージノ: \tilde{g} (ゲージノ) の質量は $m_{\tilde{g}}$ によらず、互いに独立にとれる。GUT モデルによれば M_{GUT} スケールで $M_1 = M_2 = M_3 \simeq m_{1/2}$ が好ましい。 M_1, M_2 は LEP の制限を大幅に超えない値だが、 M_3 については 1TeV 以上とされる。
5. ヒグシーノ: μ パラメータにより決定される。階層性問題から $|\mu| \sim 100\text{GeV}$ とされる。

LHC はハドロンコライダーの為、カラー荷をもつ \tilde{q}, \tilde{g} の質量については $O(\text{TeV})$ の制限を掛けているが、 $m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{\chi}}$ については制限が弱く 1TeV 以下、かつ標準理論でのヒッグス粒子の質量を $m_h = 126\text{GeV}$ 付近にとることができる。十分に電弱セクターが軽い場合は、 χ_0 (ニュートラリーノ)、 χ^\pm (チャージーノ) が Drell-Yan 反応により生成されるが、十分に質量差が小さい場合は、崩壊した時に生成される物質が十分軽いため、LHC では検出できない。例を上げると、ヒグシーノの質量 μ が電弱ゲージ質量 M_1, M_2 に比べて十分に小さい場合は χ_0 (ニュートラリーノ)、 χ^\pm (チャージーノ) のみが軽くなり、殆ど質量が縮退する。よって χ_0 に崩壊と同時に生成される粒子は十分軽く、LHC では検出できない [1]。

本研究では準縮退状態にある χ_0 と χ^\pm を考え、 χ_0 に崩壊する物理を研究する。質量スペクトルは $\chi_1^0 = 100.7\text{GeV}$, $\chi_1^\pm = 117.9\text{GeV}$, $\chi_2^0 = 112.8\text{GeV}$ とし、

$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ の反応を重心系エネルギー $\sqrt{s} 250\text{GeV}$ 、積分ルミノシティ 250fb^{-1} における環境で研究した。更に、

- $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$
- $m_{\tilde{\chi}_2^0}$
- $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$
- $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$
- $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$

を求める事で、基本的な MSSM パラメーターを決定した。決定法は後に詳しく記述する。

ヒグシーノ質量は MSSM パラメータの中でも、特に重要な指標である。なぜならば

1. μ は SUSY の破れのスケールによらず、モデル依存性がない
2. $\mu \simeq -2(m_{H_u}^2 + |\mu|^2)$ と書けるので、fine-tuning を避けるためには μ は電弱スケールで必要がある。

よってヒグシーノが軽いモデルを検証する事には以上の様なメリットがある。

第2章 MSSMパラメータ決定法

ここでは、超対称性理論におけるラグランジアン $\mathcal{L}_{\text{mssm}}$ と $\tilde{\chi}_0, \tilde{\chi}^\pm$ の質量の関係に触れておく。

中性のヒグシーノ (\tilde{H}_u^0 and \tilde{H}_d^0) とゲージーノ (\tilde{B}, \tilde{W}^0) は混合され、質量固有状態を作り出す。ここで $M_{1,2}$ は U(1) bino 質量パラメータ、SU(2) Wino 質量パラメータである。 $\tan \beta \equiv v_u/v_d$, 真空期待値 $v_u = \langle H_u^0 \rangle$, $v_d = \langle H_d^0 \rangle$ である。 $\phi^0 = (\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$ を基底状態にとった質量行列は

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & m_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \beta \cos \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & m_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \beta \sin \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

質量行列 \mathbf{Y} は複素共役なので ($\mathbf{Y} = \mathbf{Y}^\dagger$)、ユニタリ一行列 \mathbf{N} によって対角化できる。よって

$$\mathbf{M}\tilde{\chi} = \mathbf{N}^* \mathbf{Y} \mathbf{N}^\dagger = \begin{pmatrix} m_{\tilde{N}_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{N}_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{\tilde{N}_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{\tilde{N}_4} \end{pmatrix}$$

同様に、チャージーノの質量は、(\tilde{W}^+, \tilde{H}^+) を基底状態にとり

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ \sqrt{2} m_Z \cos \theta_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

とかける。Bi-unitary 変換を伴って

$$\mathbf{M}_{\tilde{\chi}^+} = \mathbf{U}^* \mathbf{X} \mathbf{V}^\dagger = \begin{pmatrix} m_{\tilde{C}_1} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{C}_2} \end{pmatrix}$$

と対角化される。質量スペクトルを $|\mu| \ll |M_1|, M_2$ と仮定すると、 $M_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}, M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ はツリーレベルで

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^0} = \eta_{1,2} \left(|\mu| \mp (1 \pm) \frac{m_Z^2}{2} (1 \pm \sin 2\beta \text{sign}(\mu)) \left(\frac{\sin^2 \theta_W}{M_1} + \frac{\cos^2 \theta_W}{M_2} \right) \right),$$

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = |\mu| - \sin 2\beta \text{sign}(\mu) \cos^2 \theta_W \frac{m_Z^2}{M_2}$$

と書ける。よって質量差は

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m_Z^2}{2} \left[\sin 2\beta \left(\frac{\sin^2 \theta_W}{M_1} - \frac{\cos^2 \theta_W}{M_2} \right) + \left(\frac{\sin^2 \theta_W}{M_1} + \frac{\cos^2 \theta_W}{M_2} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\mu}{M_i^2} \right) \right]$$

特に $\tan \beta \gg 1$ の時は

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m_Z^2}{2} \left(\frac{\sin^2 \theta_W}{M_1} + \frac{\cos^2 \theta_W}{M_2} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\mu}{M_i^2}, \frac{1}{\tan \beta} \right)$$

$$M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0} = m_Z^2 \left(\frac{\sin^2 \theta_W}{M_1} + \frac{\cos^2 \theta_W}{M_2} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\mu}{M_i^2} \right)$$

第3章 ILC(International linear collider)

ILC は LHC と並んで Higgs の精密測定、さらに何度か触れているように超対称性粒子 (super symmetric particle) への貢献を期待される電子用紙線形加速器である。始めに ILC の概略を述べた後、次に加速器系 (accelerator)、検出器 (detector) の順で述べる。

3.1 ILC 概略

2013 年に LHC において、 $m_h \simeq 125\text{GeV}$ 質量のヒッグス粒子が発見され、ヒッグスの精密測定が LHC によって進められた。LHC は重心エネルギーを 1.4TeV にアップグレードした後ヒッグス粒子及び超対称性粒子を測定している。しかし LHC はハドロンコライダーの為、根本的に color-singlet なスカラー粒子に対する感度が悪く、精密測定は数%が限界である。そこで、LEP に変わるレプトンコライダーとして ILC が構想された。LHC は hadron-hadron コライダーの為、hadronic 事象が起りやすく、生成される粒子のエネルギー分布は広がりを持つ。そのため検出器は分厚く無ければいけない。さらにトリガーをかけて反応レートを低くさせる必要がある。一方 ILC はレプトンコライダーのため、反応がクリーンで飛跡検出器 (Vertex Detector) を衝突点付近まで近づけることも出来る。ゆえに、LHC に比べてトラッキングによる運動量分解は 10 倍、ジェットエネルギー分解能は約 3 倍の水準を満たす。更に ILC の利点として、トリガーを掛けてイベントを減少させる必要がなく、崩壊した後の全ての事象が観測される。そのため、全崩壊幅及び崩壊分岐比が測定可能である。

ILC は線形加速器なので、重心エネルギーを連続的に変えられる利点がある。それぞれのエネルギーでの運用をみている。

- 91GeV and 160GeV : このエネルギー領域は Z ボソンの共鳴と $e^+e^- \rightarrow W^+w^-$ 反応の立ち上がりに相当する。電弱相互作用の精密測定と W ボソン質量の精密測定 ($\Delta M_w \simeq 10\text{MeV}$) を目指す。
- 250GeV : $e^+e^- \rightarrow Zh$ のピークに相当する。h 粒子の結合を調べる。

- 350 – 400GeV:350GeV 付近に予想される Top クォーク対生成の立ち上がりを調べることで、QCD の摂動から予想される Top クォークの質量が 100MeV 程度で求められる。top の質量を決定する事で、大統一理論や他の理論の入力パラメータに役立つ。 $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ を測定することで hWW 結合が調べられる。 $\sigma \propto \log(E/m_w)^2$ より、高エネルギーにおいてヒッグス粒子の崩壊が高統計で調べられる。
- 500GeV:超対称性粒子の対生成や、 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ の精密測定
- tp to 1000GeV ヒッグス粒子と top クォークとの結合や、ヒッグス三点結合や新粒子の発見に寄与する。

図を 3.1 に示す。

Energy	Reaction	physics Goal	Polarization
91GeV	$e^+e^- \rightarrow Z$	ultra-precision electroweak	A
160GeV	$e^+e^- \rightarrow W^-W^+$	ultra-precision W mass	H
250GeV	$e^+e^- \rightarrow Zh$	precision Higgs couplings	H
350 400GeV	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	top quark mass and couplings	H
	$e^+e^- \rightarrow WW$	precision W coupling	H
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$	Higgs coupling to top	H
	$e^-e^+ \rightarrow Zhh$	Higgs self-coupling	H
	$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$	search for supersymmetry	B
	$e^+e^- \rightarrow AH, H^+H^-$	search for extended Higgs states	B
700-100GeV	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$	Higgs self-coupling	L
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}VV$	composite Higgs sector	L
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}t\bar{t}$	composite Higgs and top	L
	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}^*$	search for supersymmetry	B

3.2 加速器 (acceralator)

まず始めに、ILC が達成目標とする性能を示す。

- 200 500GeV の連続的な重心系エネルギー
- 最高ルミノシティー $\sim 2 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と平均 75 % の主力
- ビームエネルギーの安定性、誤差共に 0.1 % 以下
- 電子偏曲率 $> 80 \%$ 、陽子偏曲率 60 %

- $e^- - e^-$ 衝突、 $\gamma\gamma$ 衝突へのオプション

以下に加速器全体の模式図を示しておく (図 3.1)

加速器のデザイン値を以下に示しておく。

Parameter	Unit	
Center-of-mass energy range	GeV	200 - 500
Peak luminosity	$cm^{-2}s^{-1}$	2×10^{34}
Average beam current in pulse	mA	9.0
Pulse rate	Hz	5.0
Pulse length (beam)	ms	1
Number of bunches per pulse		1000-5000
Charge per bunch	nC	1.6 3.2
Acceleration gradient	MV/m	31.5
RF pulse length	ms	1.6
Beam power(per beam)	MW	10.8
Typical beam size at IP(h×v)	nm	640×5.7
Total AC Power consumption	MW	230

3.2.1 電子陽電子源

ILCの電子源はGaAsPをドープした光電陰極に、GaAsPのバンドギャップである790nm波長の偏極レーザーを照射し、偏極電子が生成される。直流高電圧の電子銃によって偏極電子が生成され、常伝導、超伝導空洞により加速される。図3.2に電子銃の絵を載せておく。陽子を発生させるには、まず数100GeVの電子ビームを螺旋型アンジュレーターに通して、数MeVの円偏光したフォトンビームを出す。これを薄いチタン合金のターゲットに当てる事で陽子を生成し、電子と同様に常伝導、超伝導空洞により加速された後、ダンピングリングに行く。図3.3に陽電子発生源を載せておく。

3.2.2 ダンピングリング

ダンピングリングの役割は、超伝導空洞より加速された電子陽電子ビームを貯蔵し、低エミッタンスのビームを生成する事である。陽子ビーム、電子ビームにそれぞれに3.2kmのダンピングリングが用意され、5GeVで運転する。200msの間にウィグラー磁石により平行エミッタンスを $\gamma\epsilon_x = 5.5\mu mrad$ 、垂直エミッタンスを $\gamma\epsilon_y = 20nmrad$ にする。ダンピングリングではビームのバンチ間隔が6nsになるため、injection/Extraction部分で高速キッカーによってバンチの出し入れを行う。図3.4にイメージ図を載せる。

3.2.3 超伝導空洞 (Superconducting RF)

ILCの高ルミノシティ、重心エネルギー 250GeV~1TeVを支えるのが、1.3GHzの超伝導空洞 (SCRF superconducting radio-frequency accelerating cavities) である。図 3.5 に加速空洞を載せておく。空洞管はニオブ合金で出来ており、中にデザイン値である 31.5MV/m を満たす為には、空洞管の内部表面は高度に滑らかでクリーンであることが重要となる。そのため電界研磨と化学研磨を施して、表面を磨く。空洞の中には TM_{010} Mode の静電場を注入して、電子を加速する。1つの空洞は9つの Cell から構成され、全長は約 1 m となる。運転時は 2K まで冷やす必要がある。

3.2.4 Main Linac

ILC Main Linac はビームを 15GeV から 250GeV まで加速させる。1m の超伝導空洞は全てクライオモジュールに入れられ、超伝導空洞を冷や、収集系をサポートする。図 3.6 に載せておく。

3.2.5 BDS

BDS(Beam Delivery System) は電子陽電子のビームを絞り、 $\sigma_x^* = 474nm$, $\sigma_y^* = 5.9nm$ にまで収束させる事である。その他には衝突前後でのビームのエネルギーや偏極度を測定する、ビームハロを取り除くといった機能がある。図 3.7 に IP までの BDS を載せておく

3.3 ILC 検出器

ILC の検出器は、ILC で期待されている物理、即ち Higgs 粒子の精密測定と超対称性粒子の検出から要求される性能を満たすように作られる。物理から、ジェットエネルギー測定 of 解像度、飛跡検出器 (トラック) でのモーメント測定 of 解像度、バーテックス検出器内での衝突パラメーター解像度を高めるように要求される。マルチジェットや超対称性粒子を捉える為、検出器は全方向に機密性に優れている。ILC はレプトンコライダーの為、LHC のように多重ジェット由来のバックグラウンドが少ない利点がある。以下では、ILC で期待される物理から、ILC 検出器の特徴それぞれを述べていく。また、図 3.3 にそれぞれの検出器と物理の関係を示しておく。

Pyhsics Process	Measured Quantity	Critical System	Physical Magnitude	Required Performance
Zhh $Zh \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ $Zh \rightarrow ZWW^*$ $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^+W^-$	Triple Higgs Coupling Higgs mass $B(H \rightarrow WW^*)$ $\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^+W^-)$	Tracker and Calorimeter	Jet Energy Resolution $\Delta E/E$	3 to 4%
$ZH \rightarrow l^+l^-$ $\mu^+\mu^-(\gamma)$ $ZH + H\nu\nu \rightarrow \mu^+\mu^-X$	Higgs Recoil Mass Luminosity Weighted E_{cm} $BR(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$	μ detector Tracker	charged pariticle Momentum Resolution $\Delta p_t/p_t^2$	$5 \times 10^{-5}(GeV/c)^{-1}$
$HZ, H \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, g\bar{g}$ $b\bar{b}$	Higgs Branching Fractions b-quark charge asymmetry	Vertex	Impact $5\mu m+$ parameter	$10\mu m/p(GeV/c) \sin^{3/2}\theta$
Susy, eg $\tilde{\mu}decay$	Tracker $\tilde{\mu}mass$ μ detector	Momentum Resolution Calorimeter	Hermeticity	

3.3.1 ILD 検出器

ILD(InternationalLarge Detector)はSiDと共に開発されたILCの検出器である。ILDはPFA(Particle flow Algorithm)によって検出器全体のデザインが決められ、最適化されている。特にトラッキングの性能に優れ、運動量の分解能が良く、第二ヴァーテックスが再構成される。殆ど全方向に検出器に覆われており、空間分解能が高い。一つ一つのセルが小さく粒度の高いカロリメーターと分解能の良いトラッカーを組み合わる事により、ジェット中の荷電粒子と中性粒子を分離し、PFAを実現させている。図3.8に全体像を示す。

ILCで解析される物理プロセスには、終状態に多重ジェットをもつものが多い。従って、W、Zボソンのハドロン崩壊を区別するだけの分解能が必要とされる。ILCではPFA (Particle Flow Algorithm)によってカロリメーターとトラッカーの情報を組み合わせて、ZボソンとWボソンの不変質量の再構成を $\sigma_m/m = 2.7\% \simeq \Lambda_w/m_w \simeq \Lambda_z/m_z, 3\sigma$ 以上の分離を達成している。PFAの概要は後に詳しく記述する。

またヴァーテックス検出器、トラッカーで粒子のエネルギー減衰を削減する為に、なるべく物質量の軽い材質を使っている。ヴァーテックス検出器では物質吸収が1レイヤー毎に0.1% X_0 以下、シリコントラッカーでは1レイヤー毎に1% X_0 以下を目標としている。さらに低物質量の検出器を構成する為に、ILCでは”power-pulsing”と言われる特別な電源モードを使用している。”Power-pulsing”とは、ビームパルスが来ている1msの時だけ検出器の電源をONにする事で、電力消費を削減する仕組みである。これにより、検出器の冷却は対流による冷却系のみで足りるので、結果として低物質量が維持される。

3.3.2 レイアウト

ILD は内側から、ヴァーテックス検出器 (VTX)、TPC、電磁カロリメーター (Ecal)、ハドロンカロリメーターの順で構成される。内部のレイアウトを図3.9に示す。各検出器の概要を述べてから、更に各検出器の詳細を述べる。

3.3.3 ヴァーテックス検出器

ヴァーテックス検出器は多層ピクセル検出器 (Multi-layer pixel-vertex detector) で実現され、二層一組を三組並立、または五層構造が考えられている。ピクセル検出器の為、点分解能がよく、各層は最小限の厚みにとどめている。各シリコンピクセルには逆電圧が掛けられ、荷電粒子が通過した点に電子-正孔対が生成し、電気信号が検出される。各層で反応したピクセルを結ぶことで、荷電粒子の飛跡が再構成される。

ILD の目指すヴァーテックス検出器の性能は、荷電粒子の衝突パラメーターとして

$$\sigma_b < 5 \oplus 10/p \sin^{3/2} \theta \mu m$$

を要求している。上記の衝突パラメータを実現する為に、

- 衝突点近くで $3\mu m$ 以下の分解能
- 0.15 %
- 最内層は半径 $r \sim 1.6cm$
- ピクセル占有率は数%を超えない

は満たすべき項目である。

図3.10 に過電粒子の運動量と、衝突パラメータの関係を載せておく。ヴァーテックス検出器を実現するセンサーとして、CPS (CMOS Pixel Sensors)、FPCCD (Pixel CCD)、DEPFET (Depleted Field Effect Transistor) が候補に上がっている。各センサーの開発と最適化には、読み出し回路の構造が関係する。CPS と DEPFET ではパワーパルス (power pulse readout) が適用される。

ヴァーテックス検出器を囲むようにして、シリコンピクセル、シリコンストリップ検出器が付けられている。バレル内部にはシリコンストリップ検出器 (SIT) が、前方にはシリコンピクセルが並んでおり、散乱角の小さい粒子を捉える。

3.3.4 TPC

TPC は円筒型の軌跡検出器で、円柱座標 (r, ϕ, z) を用いられる。荷電粒子によってイオン化されたガスが、ビーム軸方向に掛けられた電場 E_z によってエンド

プレートに到達するため、三次元的な軌跡が分かる。ビーム軸方向には電場と共に磁場も掛かっているため、ローレンツ力をうけて曲がった軌跡の曲率から運動量が導かれる。TPCはシリコン検出器に比べて空間分解能は悪いが、連続的に粒子の位置をトラッキングする事で補っている。運動量分解能の向上とバックグラウンドの減少の為に、TPCには3.5Tの強磁場が掛けられており、空間分解能に関して $\sigma_{r\phi} < 100\mu m$ 、運動量分解能に関して $\delta(1/p_t) \simeq 10^{-4}/GeV/c(TPC\text{only})$ を達成している。全体像を図3.11に示す。

TCPの両側のエンドプレートにはGEMかマイクロメガスがはめ込まれ、ガスによって信号を増幅された信号は読み込みパッドに到達する。内部ガスとして、ドラフト長が2m以上、磁場が3.5T以上の場合は、T2K混合ガス(Ar-CF₄(3%) - isobutane(2%))が使われる。エンドプレートの物質量は、カロリメータの障害にならないように25% X_0 以内におさめてある。

3.3.5 ジェットエネルギー解像度

ヒッグス粒子の精密測定には、荷電トラック運動量が高分解能で求められる必要がある。そのためLEP・SLD、LHCを超える性能をもったトラッカーが開発されている。ILCではbeamstullngによる e^-e^+ 対生成がバックグラウンドが多く、飛跡検出器(Vertex Detector)の読み出し回路が開発されている。磁場4TにおけるTCPのドリフト長と分解能の関係を図3.12に示す。

3.3.6 電磁カロリメーター

ハドロンカロリメーターの役割は荷電粒子が残した寄与と中性粒子の寄与を分離し、中性粒子のエネルギーを正確に測定する事になる。中性粒子はジェットの約10%を構成するので、PFOの分解能に影響を与える。ハドロンカロリメーターの吸収層にはステンレスが選ばれる。ILDの前方向には、LumiCal(Luminosity Monitor0、BeamCal(beamstrahlungsmonitor)、LHCAL(neutral hadrons)の3つの検出器が、非常に小さい散乱角の粒子を捉える。

シャワーの形を表す数値に、放射長 X_0 とシャワーの横方向の広がりを表すモリエール半径 R_M が与えられる。近くのシャワーと分離しやすくする為に、モリエール半径 R_M は小さい方が好ましい。また、核力相互作用は電磁カロリメーターでも生じるので、ハドロンカロリメーターでのエネルギー揺らぎを抑える為に、放射長 X_0 と核力相互作用が大きく異なる方が良い。以上の理由から電磁カロリメーターの吸収物質にはタングステンが選ばれている。(radiation length $X_0 = 3.5mm$, Moliere Radius $R_M = 9mm$ interaction length=99mm) 検出層はシンチレーターとシリコンパッドの二通りがあり、パターン認識を最適化する為に検出層は5mmのセルに分解される。シリコンパッドの方が感度が良くコンパクトな反面、シンチレーターに比べ値段が高いという欠点がある。検出層として、両方組みあわせたハイ

ブリッド電磁カロリメーターが開発されている。図3.13にハイブリッド Ecal のエネルギー分解能を示す。

3.3.7 ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターは荷電ハドロンと中性ハドロンを分け、正確に中性粒子のエネルギー寄与を測定する役割を担う。ジェットへの寄与は平均して10%程になり、測定の精度がPFAの精度に直接関わってくる。そのため、エネルギー測定をパターン認識が重要である。吸収層には鉄を使う。鉄はハドロン相互作用長が $\lambda_I = 17\text{cm}$ に対して、放射長が $\lambda_0 = 1.8\text{cm}$ とハドロンカロリメーター内でも適度に電磁相互作用を測定も可能である。

検出層には、シンチレータータイル (analogue HCAL) とガスデバイス (semi-digital HCAL) の2つが候補として上がっている。AHCALは厚さ3mmのシンチレーターを使い、PPDで読み出す仕組みである。エネルギー分解能と位置分解能を有し、コンパクトである。シンチレータのサイズは $30 \times 30\text{mm}^2$ であるが、小さくする事で2粒子の分離がより正確に行える。図3.14にセルサイズとエネルギー分解能の関係を示す。一方でSHDCALはガス検出器を用いて分割度を $10 \times 10\text{mm}^2$ まで小さくし、それぞれのバイナリー情報を用いてハドロンシャワーを再構成する。SDHCALは一樣で粒度の細かい読み出しを可能にする。厚みは3mm以下でコンパクト化できる。図3.15にセルサイズとエネルギー分解能を示す。

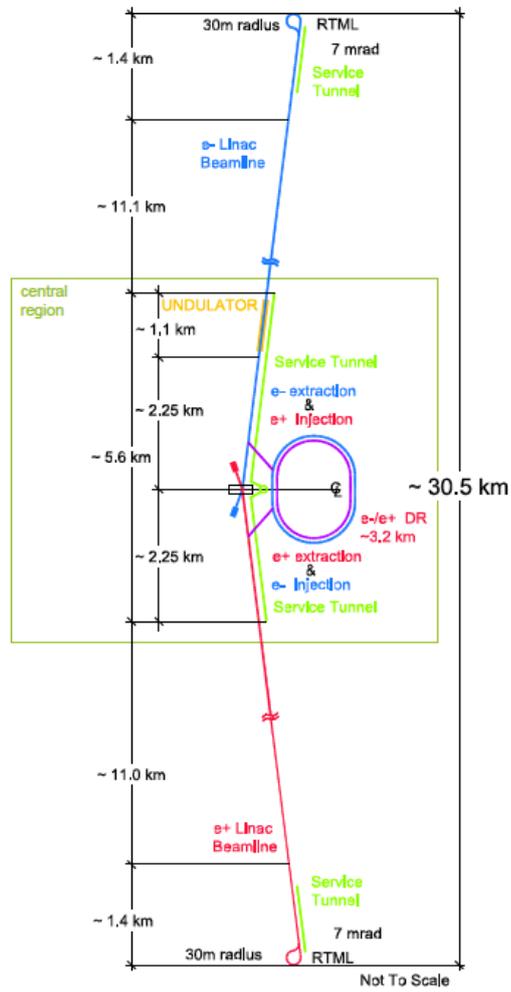


図 3.1: ILC レイアウト

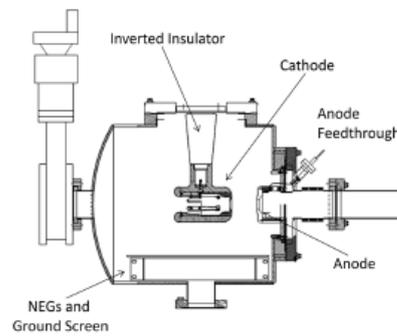
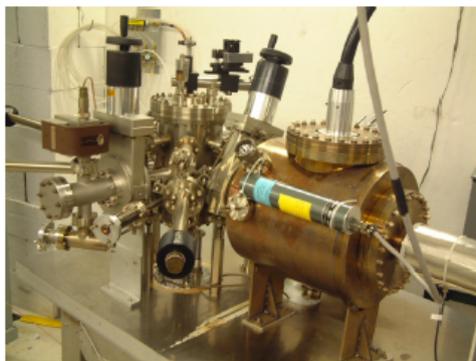


図 3.2: 電子銃

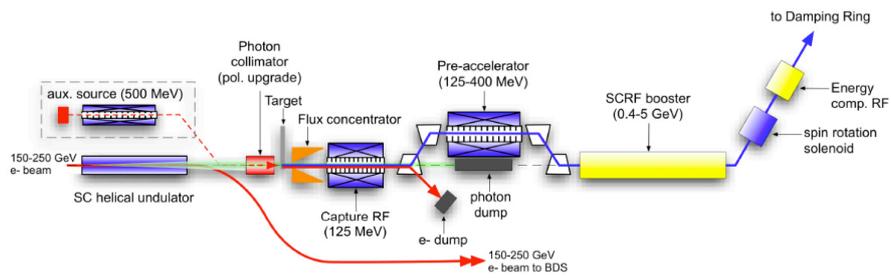


图 3.3: 陽電子発生源

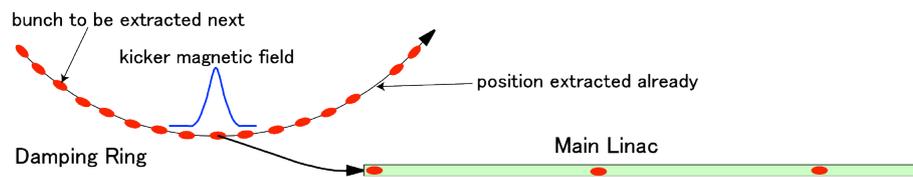


图 3.4: injection/extraction



图 3.5: superconducting niobium cavity

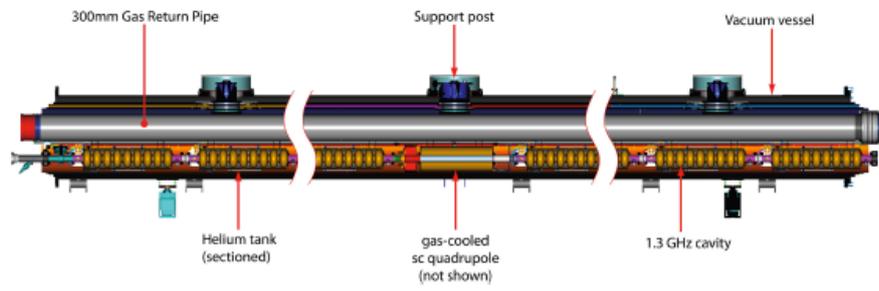


図 3.6:

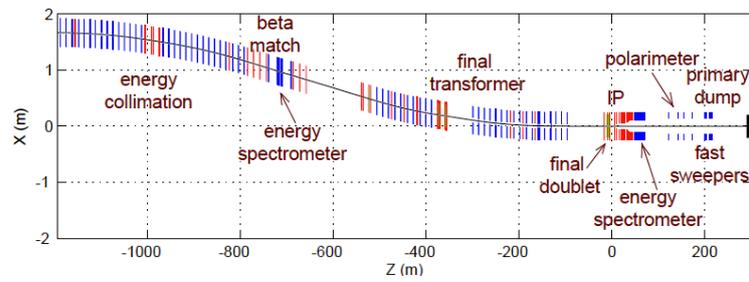


図 3.7:

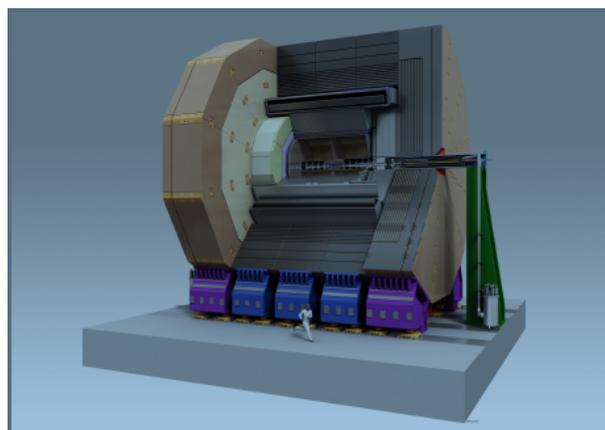


図 3.8: ILD

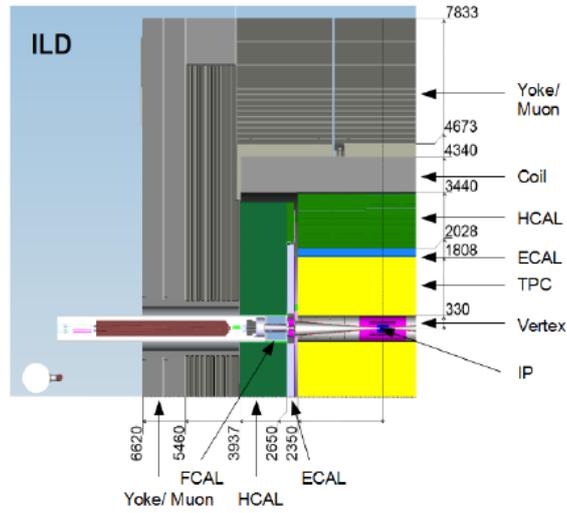


図 3.9: 検出器の構成

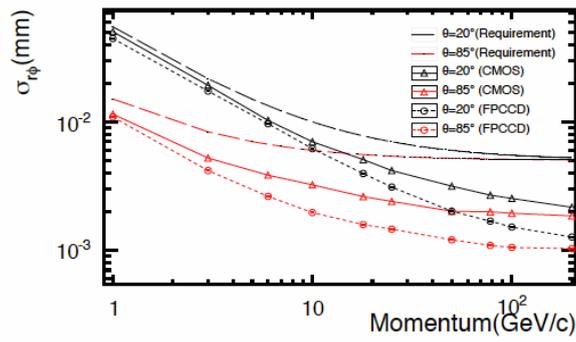


図 3.10: 衝突パラメータ分解能

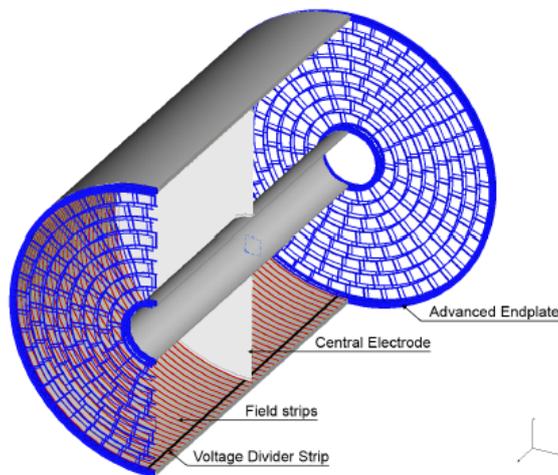


図 3.11: TPC

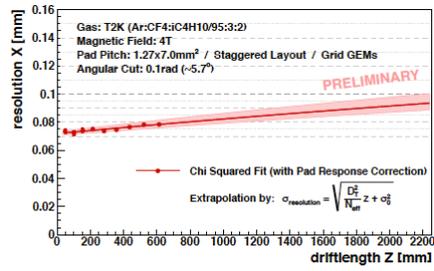


図 3.12: 空間分解能

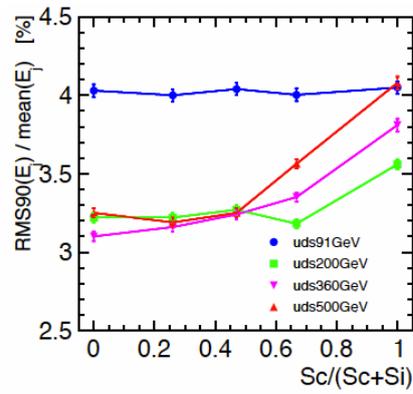


図 3.13: エネルギー分解能

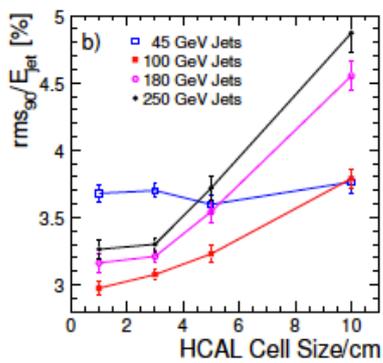


図 3.14: AHCAL エネルギー分解能

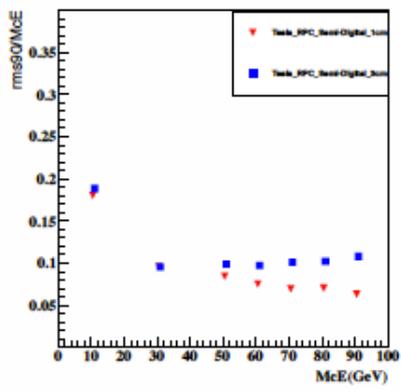


図 3.15: SDHCAL エネルギー分解能

第4章 本解析

本研究では、 $\sqrt{s}=250\text{GeV}$ 、ルミノシティ $=250\text{fb}^{-1}$ で解析をした。シグナル $e+e- \rightarrow \tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-$ は Wizard generator で生成し、検出器シミュレーションは mokka に依った。検出器シミュレーションによって出力されたデータを、Marlin というによって PFA (particle flow algorithmnii) に基づいて 飛跡や検出器に落としたエネルギーを再構成した。Wizard generator では超対称性模型のモデルとして、入力パラメータを与える。以下にその入力パラメータを与える。

Standard Model Input		Susy breaking input parameter	
α_{em}^{-1}	1.28×10^2	m_0	7.025×10^3
$G_{F\text{elmi}}$	1.166×10^{-5}	$m_{1/2}$	5.683×10^2
$\alpha_s(M_z)$	1.19×10^{-1}	$\tan \beta$	1.00×10^1
$m_Z(\text{pole})$	$9.12 \times 10^{+1}$	sign_μ	1.0×10^0
m_b	4.199×10^0	A_0	-1.143×10^4

シグナルには s-channel だけでなく、t-channel、u-channel も含まれるが、スレプトンとヒグシーノの湯川結合定数は小さいので、殆ど寄与しない。シグナルをファインマンダイアグラム (図:?? と (図:??) で示す。

また、ビームの偏極は $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$, $(e^-, e^+) = (+0.8, -0.3)$ としてクロスセクションを測定した。また $m_{\tilde{\chi}_0^+} = 112\text{GeV}$ 、 $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 117\text{GeV}$ なので、 $\sqrt{s} = 250\text{GeV}$ においてクロスセクションは 230GeV を付近に立ち上がりを見せる。 $m_{\tilde{t}}$ 偏極とクロスセクションの分布を (図: 4.1) と (図:4.2 に載せておく。図より、電子の偏極を左巻き、陽子の偏極を右巻きに取る方がシグナルの生成断面積が大きくなる。

4.1 バックグラウンド

この章では、シグナル $e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^-$ と $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ のトポロジーと、考えられるバックグラウンドについて考察する。

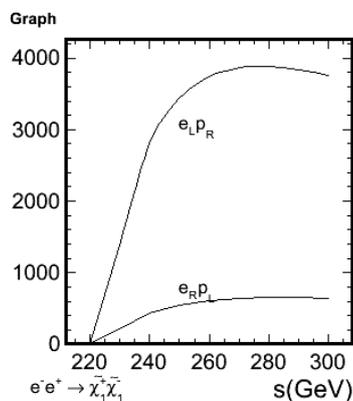


図 4.1: $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+$

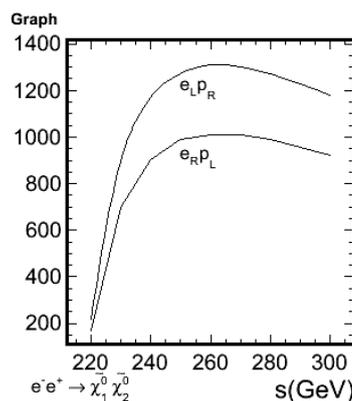


図 4.2: $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$

まず始めに、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_0^0$ の崩壊分岐比について示しておく。

崩壊比の分布から、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊については、レプトン崩壊が 33 %、 π などへのハドロン崩壊が 66 % である。また $\tilde{\chi}_2^0$ の崩壊については、殆どが $\tilde{\chi}_1^\pm$ を経由せず、直接 $\tilde{\chi}_1^0$ に崩壊し、残りの生成物についてはレプトン崩壊が 33 %、ハドロン崩壊が 66 % である。

4.2 カット変数

シグナルは $\tilde{\chi}_1^0$ が大きな欠損エネルギーをもち、 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\pm$ からはソフトなレプトンもしくはジェットが生成される。よって同じトポロジーをもつ $\gamma\gamma \rightarrow ll$ がバックグラウンドとなる。バックグラウンドは数 nb となる。以下にシグナルとバックグラウンドの、クロスセクションを示す。

4.2.1 $15 \leq n_{\text{pfo}} \leq 55$

下に PreCut のみを掛けた場合 (図:4.3) と今まで述べた Cut を掛けた場合 (図:4.4) の分布を示す。

$e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^-$	
崩壊生成物	崩壊分岐比 (100 %)
$\tilde{\chi}_1^0$	
$+u, \tilde{d}$	33.3
$+c, \tilde{s}$	33.3
$+e^+, \nu_e$	11.1
$+\mu^+, \nu_\mu$	11.1
$+\tau^+, \nu_\tau$	11.1

$e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$	
崩壊生成物	崩壊分岐比 (99 %)
$\tilde{\chi}_1^0$	
$+u, \tilde{u}$	16.6
$+d, \tilde{d}$	12.9
$+s, \tilde{s}$	16.6
$+c, \tilde{c}$	12.9
$+b, \tilde{b}$	6.15
$+e, \tilde{e}$	3.77
$+\nu_e, \tilde{\nu}_e$	7.51
$+\mu, \tilde{\mu}$	3.77
$+\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$	7.51
$+\tau, \tilde{\tau}$	3.27
$+\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$	7.51

4.2.2 $15 \leq n_p f o \leq 15$

下に PreCut のみを掛けた場合 (図:??) と今まで述べた Cut を掛けた場合 (図:4.6) の分布を示す。

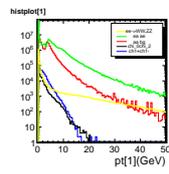


図 4.3: before pt cut

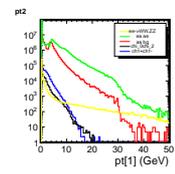


図 4.4: after pt cut

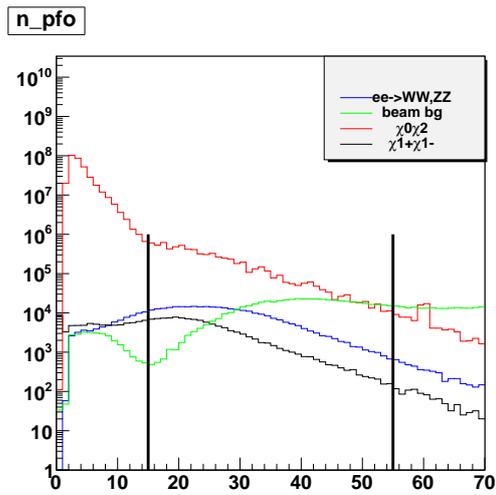


図 4.5: before npfo cut

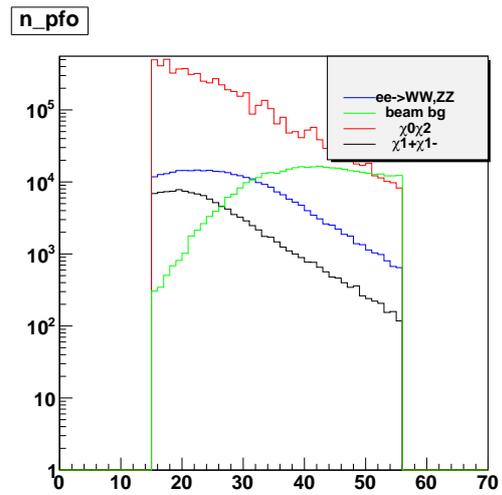


図 4.6: after npfo cut

4.2.3 $-0.95 < \cos p_{\text{miss}} < 0.95$

下に PreCut のみを掛けた場合 (図:4.9) と今まで述べた Cut を掛けた場合 (図:4.10) の分布を示す。

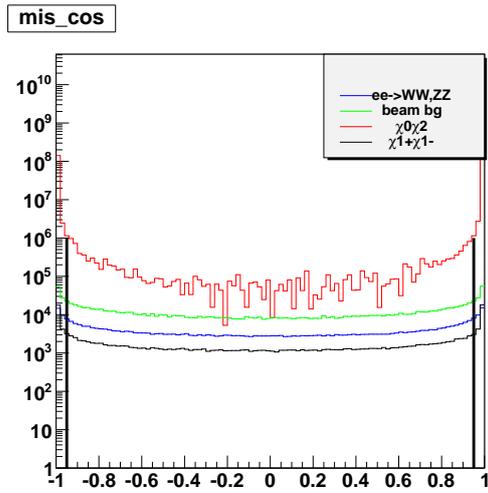


図 4.7: miscos only

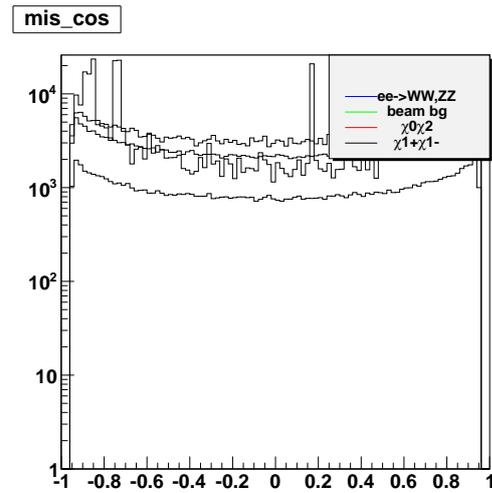


図 4.8: after miscos cut

4.2.4 $180\text{GeV} < E_{mis} < 235\text{GeV}$

下に PreCut のみを掛けた場合 (図:4.9) と今まで述べた Cut を掛けた場合 (図:4.10) の分布を示す。

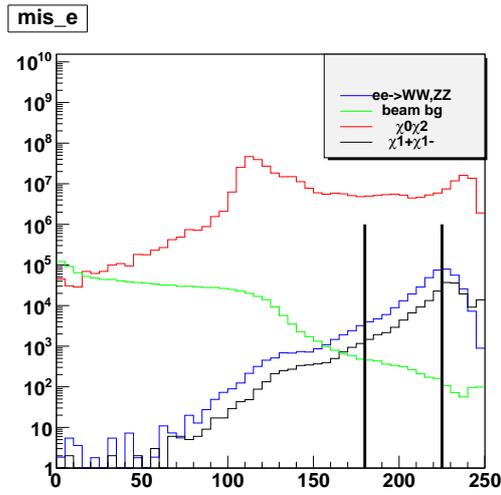


図 4.9: miscos only

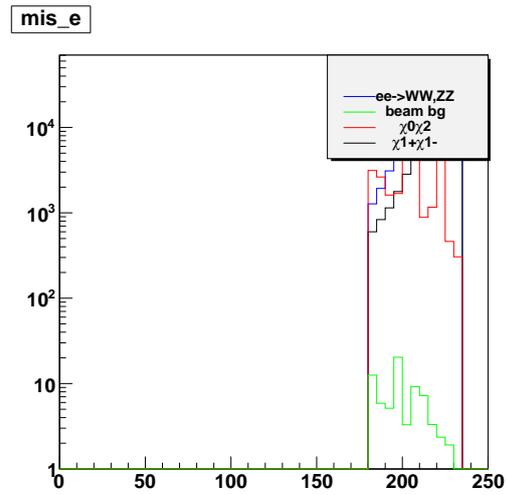


図 4.10: after miscos cut

以下にシグナルとバックグラウンドを分離した時のカットテーブルを示す (図: ??)。

表 4.1: シグナルとバックグラウンドを分けるセレクション

	$e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$ シグナル 1	$e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0$ シグナル 2	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ バックグラウンド	$e^-e^+ \rightarrow WW$ バックグラウンド
1 カットなし	392693	194188	350811136	1194991
2 $p < 30\text{GeV}$	3926666	194157	251670008	995643
3 $15 \leq N_{\text{pfo}} \leq 55$	313164	113877	5898824	404239
4 $-0.95 < p_{\text{mis}} < 0.95$	265875	94763	395762	362173
5 $180\text{GeV} < E_{\text{mis}} < 235\text{GeV}$	256188	86473	74572	71

参考文献

参考文献

- [1] Search for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons using leptonic final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ (CMS PAS SUS-12-022)
- [2] THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Vol:1
- [3] THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Vol:2
- [4] THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Vol:3-Part
- [5] THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Vol:3-Part
- [6] THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Vol:4
- [7] Tackling light higgsinos at the ILC : arXiv:1307.3566v2
- [8] Neutralinos and Charginos in the light of the Higgs boson - ILC Study