

次世代電子陽電子加速器におけるトップクォーク生成過程を用いた 超対称性理論モデルの検証

國府田 優作^{*1}, 近 匡^{*2}

Proving Supersymmetric Models by using Top Quark Production at Next e^+e^- Linear Colliders

Yusaku KODA^{*1}, Tadashi KON^{*2}

ABSTRACT : We investigate the top quark pair production at the next electron-positron linear colliders in the framework of the minimal supersymmetric standard model (MSSM). Typical two parameter sets (scenarios), which are consistent with all experimental constraints, are proposed. Both differential and total cross sections of the top quark pair production at 1-loop order are calculated for the two scenarios. We discuss possibilities for discovery of the signal of supersymmetry as well as for discrimination between the scenarios using the physical observables.

Keywords : High energy physics, Standard model, Higgs particle, Supersymmetry

(Received September 30, 2014)

1. はじめに

2012年、欧州原子核研究機構(CERN)の陽子衝突型加速器LHCにおいて、素粒子の標準模型(Standard model: SM)によってその存在が予言されていたヒッグス粒子が発見された[1,2]。標準模型は、高エネルギー物理の実験結果を説明することにおいて、最も成功した理論と言われており、今回のヒッグス粒子の発見でその予言する粒子はすべて存在が確認された。しかしながら後述するように、さらに高エネルギーのスケールまで標準模型を適用しようとすると理論的な困難が生じることが知られており、このことは標準模型を超える新たな物理の必要性を示唆する。

その候補として有望視されているのが超対称性理論[3]である。超対称性(Supersymmetry)と呼ばれるボゾンとフェルミオン間の新たな対称性を持つように拡張された標準模型は、超高エネルギースケールを想定した時に問題となるヒッグス粒子質量の二次発散の困難や、階層性問題、結合定数の一致問題などを解決出来る可能性

が指摘されている。この理論の重要な特徴は、標準模型に含まれる粒子に対しスピンの1/2異なる超対称パートナー粒子(SUSY粒子)の存在を予言することである。その中には、宇宙に存在する暗黒物質の候補となるものも含まれている。

超対称性理論の直接的な証拠となるSUSY粒子の探索はLHCにおいても行われてきたが、現在までその存在は確認されていない。LHCで発見できない場合、その探索は建設計画中の次世代電子-陽電子衝突型の加速器ILCに引き継がれることになる。ILC計画[4]は国際協力が進められており、日本の北上山地が建設地の有望な候補となっている。ILCではLHCよりも少ないバックグラウンドで実験できるため、トップクォークやヒッグス粒子の性質の精密測定が期待されている。

本論文ではILCでのトップクォーク対生成過程に着目し、この過程の精密測定によって、SUSY粒子の存在を示す実験的シグナルが得られるかどうかを明らかにする。なお本研究では、最小超対称的標準模型(Minimal Supersymmetric Standard Model: MSSM)を仮定して計算・解析を行う。このモデルでは、暗黒物質候補はニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ と呼ばれる粒子になる。

本論文の構成は次の通りである。2章に各種実験・観

*1: 理工学研究科博士後期課程1年次生

*2: 物質生命理工学科教授 (kon@st.seikei.a.c.jp)

測結果を説明可能なMSSMパラメータの特徴と、典型的な2つのシナリオの設定を与える。3章では計算に用いた自動計算プログラムGRACE/SUSY-loopを紹介し、4章においてトップクォーク対生成断面積の計算・解析結果を示す。最後の5章でまとめと今後の展望を述べる。

2. MSSMパラメータの設定

2.1 各種実験・観測結果からの制限

MSSMのパラメータの制限に関与する実験・観測結果の中でまず着目するのは、測定されたヒッグス粒子の質量である [5]。

$$m_h^{exp} = 125.7 \pm 0.4 \text{ GeV} \quad (1)$$

SMにおいてヒッグス粒子の質量は精密に予言可能なパラメータではないので、この値が測定されたことにより一つ任意パラメータが減ったという位置付けになる。

しかし、現在LHCが探っている数TeVより十分高いエネルギー領域までSMが適用可能だと考えると、(1)の値は理論的困難を引き起こすことになる。すなわち、SMの枠



組みにおいてヒッグス粒子の質量は、主に左図のようなトップクォークの

ループ寄与により考慮しているエネルギースケールの10分の一程度の量子論的な補正 Δm_h が加わることが知られている。従って十分高いエネルギースケールまでSMが適用可能だとすると、 $m_h^{SM} \sim \Delta m_h \gg m_h^{exp}$ となり理論の予測値と(1)の測定値の間に矛盾が生じてしまうため、このようなエネルギー領域ではSMを超えた新しい理論の必要性が指摘されている。

また、精密実験の結果(a_μ^{exp})と標準模型からの予言値(a_μ^{SM})との有意な不一致が指摘されているものとして、ミュー粒子の異常磁気能率に注目する [5]。

$$a_\mu^{exp} = (1165920.80 \pm 0.63) \times 10^{-9} \quad (2)$$

$$a_\mu^{SM} = (1165918.41 \pm 0.48) \times 10^{-9} \quad (3)$$

つまり両者の差 $\Delta a_\mu = (1.8 \sim 3.4) \times 10^{-9}$ を新しい物理で説明する必要がある。

さらに、人工衛星Planckと探査機WMAPによる宇宙背景放射の観測結果から設定される暗黒物質密度 Ω に対する制限 [5]

$$\Omega h^2 = 0.1198 \pm 0.0026 \quad (4)$$

も重要なものとなる (ここでhはハッブル定数である)。暗黒物質の候補となれるのは、電気的に中性で物質を構成する粒子との相互作用が弱い粒子である。SMの中で唯

一可能性があるのはニュートリノであるが、ほとんど質量がゼロのニュートリノだけでは、(4)の観測値を説明できないことがわかっている。ここでもSMを超えた新しい物理の必要性が示唆されている。

2.2 制限を満たすパラメータの特徴と2つのシナリオ

理論のパラメータに後述する制限がついたMSSMであれば、前節で示したすべての実験・観測結果を定量的に説明することが可能であることがわかる。なおここでの計算には、プログラム SuSpect2 [6], SUSY-HIT[7], micrOMEGAs [8] を用いた。

まず、MSSMにおけるヒッグス粒子質量に対する量子補正について言及しておく。SMでは、ヒッグス粒子質量は基本的に任意パラメータであること、トップクォークによるループ補正が大きく効き、十分高いエネルギースケールでは測定値と矛盾する理論値が予測されることはすでに述べた。一方MSSMにおいては、超対称性の制約によってヒッグス粒子質量

には上限が設定される。例えば近似の最低次であるツリ



ーレベルでは、Z粒子質量91.187GeV以下となる。ここでSMと同様に量子補正が加わることになるが、ここではトップクォークに加え、上図のようなそのSUSYパートナー粒子であるスカラートップ (ストップ) によるループ補正が加わる事になる。興味深いことに、トップとストップはスピンの1/2異なるため、各々の寄与は符号が逆になり打ち消し合い、対称性が破れている状況では各々の質量差に依存した寄与になる。すなわち、ヒッグス粒子質量の測定値とトップとストップの質量差は、密接に関連していることに注意したい。定量的に(1)の値と矛盾しないためには、次のような制限がつくことがわかる。

- ① 軽いストップ \tilde{t}_1 質量が数100GeVで重いストップ \tilde{t}_2 は数TeV (ケース1) か、ストップ $\tilde{t}_{1,2}$ も他のスクォーク $\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{b}$ と同じように数TeVの質量を持つ (ケース2) かのいずれかである。

次に注目するのが、ミュー粒子の異常磁気能率の実験値(2)と標準理論の予言値(3)のズレである。この差をMSSMで説明するには、次のような制限が設定されることを確認した。

- ② スレプトン \tilde{t} と軽いチャージーノ $\tilde{\chi}_1^\pm$ とニュートラリーノ $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ が数100GeV以下にあることが必要である。例として、 $\mu=400\text{GeV}, \tan\beta=30$ とした時の、スレプトン質量 $m_{\tilde{t}}$ とU(1)ゲージーノ質量 M_1 パラメータの制限領域を図1に示す。1.8と3.4と明記された曲線間が許される領域である。

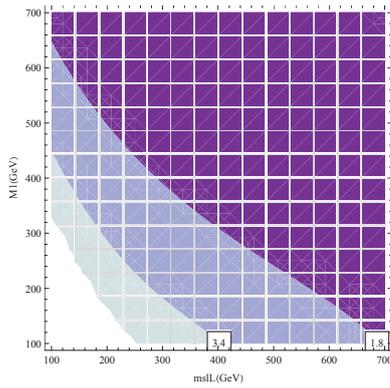


図1 ミュー粒子の異常磁気能率実験からの制限領域

以上の条件を満たし、さらにその他の実験（主にbクォークとsクォークの粒子混合に起因する稀少現象）[5]からの制限をクリアする特徴的なパラメータセットとして2つのシナリオを設定した（表1参照）。シナリオ1と2はそれぞれ前述のケース1と2に対応したものである。なお、2つのシナリオでは、ほぼU(1)ゲージノであるニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ とスタウ $\tilde{\tau}_1$ がほぼ縮退していることから協同消滅現象が生じ、これによって暗黒物質密度による制限(4)が満たされている。

表1 計算に用いたMSSMパラメータ

scenario 1				scenario 2			
$\tilde{\chi}_1^+$	$\tilde{\chi}_2^+$			$\tilde{\chi}_1^+$	$\tilde{\chi}_2^+$		
336	451			388	618		
$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_4^0$
174	337	405	451	332	401	404	618
$\tilde{\ell}_1$	$\tilde{\ell}_2$	$\tilde{\nu}_\ell$		$\tilde{\ell}_1$	$\tilde{\ell}_2$	$\tilde{\nu}_\ell$	
362.5	367.9	359.6		362.4	367.9	359.6	
$\tilde{\tau}_1$	$\tilde{\tau}_2$	$\tilde{\nu}_\tau$		$\tilde{\tau}_1$	$\tilde{\tau}_2$	$\tilde{\nu}_\tau$	
181.9	272.6	221.4		335.8	392.4	359.7	
\tilde{u}_1	\tilde{u}_2	\tilde{d}_1	\tilde{d}_2	\tilde{u}_1	\tilde{u}_2	\tilde{d}_1	\tilde{d}_2
1720	1739	1740	1741	1720	1739	1740	1741
\tilde{t}_1	\tilde{t}_2	\tilde{b}_1	\tilde{b}_2	\tilde{t}_1	\tilde{t}_2	\tilde{b}_1	\tilde{b}_2
326	2083	800	2061	1762	2276	1999	2062

1章でも述べたように、超対称性理論は最も有望な標準理論の拡張であり、LHCでもSUSY粒子探索が精力的に行われている。しかし現在のところその兆候は見えないため、各粒子の質量の下限が設定されている。シナリオ1と2は、それらの制限も満たすように設定されている。特に、シナリオ1のストップ \tilde{t}_1 の質量は326GeVと他のスクォークよりかなり軽い設定になっているが、図2にあるように、ニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ との質量差が小さいストップ \tilde{t}_1 は、シグナルとしての損失エネルギーが小さくなり、探索が難しく未だ実験的に排除されていないことに注意する [9]。ちなみに、シナリオ2のストップ \tilde{t}_1 は1.8TeV程度と十分重く未だ排除されていない。

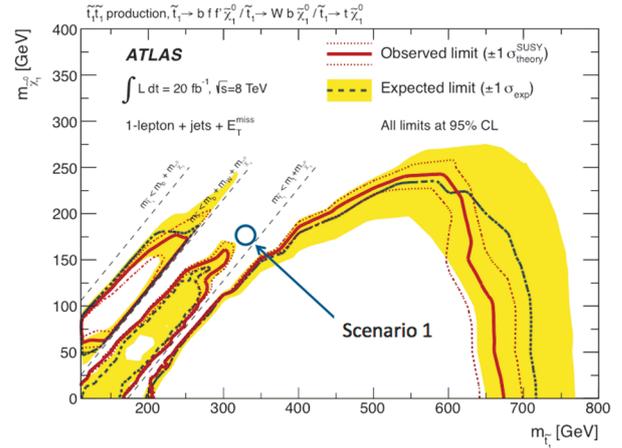


図2 LHC(ATLAS)でのストップ探索結果

3. 自動計算プログラムGARCE/SUSY-loop

MSSMに含まれる粒子の種類は標準理論の2倍以上あるため、衝突実験で可能なSUSY粒子生成過程は様々なタイプがあり得る。さらにそれぞれの生成過程の反応断面積の計算には、多数のファインマン図が寄与することになる。すなわち、SUSY粒子の検証を効率良く行うためには、正確かつ網羅的な理論的予測(シミュレーション)が必要である。これらの事実を踏まえ、高エネルギー加速器実験におけるSUSY粒子の生成断面積を標準理論と同様に計算することが可能な自動計算プログラムGRACE/SUSYが、筆者の一人(近)もメンバーである高エネルギー加速器研究機構(KEK)の現象論グループ(通称:南建屋グループ)によって開発された [10]。

特にILCにおいては高精度(測定誤差が数%程度)の衝突断面積測定が可能となるため、超対称性の物理においても実験データ解析には当然それに見合う精度の理論的予測計算が必要となる。特にMSSMは、質量が決まっていない未知粒子を多数含んでいるため、高次補正のくり込み処方にも様々な手法を取り得るとともに、考慮しなければならないファインマン図の数が膨大なものとなる。例えば、トップクォーク対生成の電弱相互作用1ループ補正の計算において、寄与するファインマン図の数はSMでは150個であり、さらにMSSMでは1114個になる。このような理由から、ツリーレベル(摂動最低次)計算用のGRACE/SUSYを拡張し、1ループレベルの計算を自動で行えるようなシステムGRACE/SUSY-loopの開発を行ってきた [11]。

このシステムではくり込み条件を適切に設定することにより、ゲージ対称性を保ちつつ可能な限り多くの粒子に質量殻条件を課すことができるくり込み処方を用いている。また、自動計算で得られた結果が信頼できるかど

うかを確認するために次のようなチェックを行うことが可能である。1.紫外発散の相殺チェック 2.赤外発散の相殺チェック 3.電弱ゲージ不変性チェック[12] 4.カットオフエネルギーのチェック(詳細は後述)。これらの任意パラメータを変化させることで個々の寄与は変化するが、すべての寄与を足し合わせることによって得られる物理的な結果は数値的に変化しないことが確認でき、計算結果の信頼性を保証することになる。

4. トップクォーク対生成断面積

ツリーレベル計算に寄与するファインマン図と、全断面積の電子-陽電子衝突エネルギー \sqrt{s} 依存性をそれぞれ図3と図4に示す。

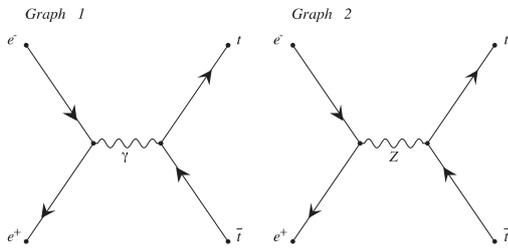


図3 ツリーレベルのファインマン図

図3から、このプロセスは始状態(各Graphの左側)の電子-陽電子が消滅して仮想的な光子(Graph1)またはZボソン(Graph2)になり、それが終状態(右側)のトップクォーク対として真空中から生じる過程であることがわかる(寄与が十分小さなヒッグス粒子交換の図は省略した)。

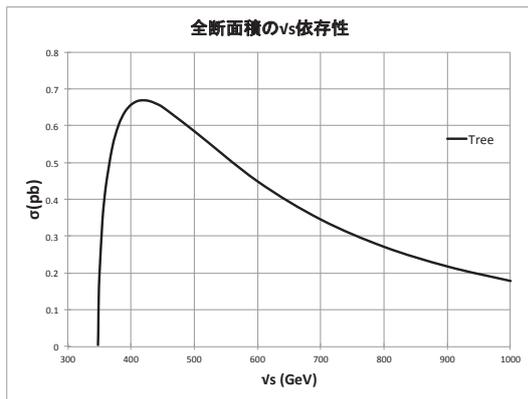


図4 全断面積の衝突エネルギー依存性(ツリーレベル)

図4から断面積が最大になるのは $\sqrt{s} = 420\text{GeV}$ 付近であることがわかるが、本研究では対生成の閾値付近ではなく非摂動的QCDの効果が無視できる $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ で解析を行った。ILCでは $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ で約 500fb^{-1} の積分ルミノシティが計画されているので[13]、ここでは約

3×10^5 の事象数が期待できることになる。

4. 1 ループ補正計算と数値チェック

計算精度を上げるためにツリーレベルの次の次数を取り入れるのが1ループ補正計算であり、1ループ補正にはQCD補正とELW補正がある。量子色力学で説明される強い相互作用をする粒子の寄与がQCD補正であり、電弱統一理論で説明される電磁気および弱い相互作用をする粒子の寄与がELW補正である。トップクォーク対生成に対するQCD補正、ELW補正の寄与を表すファインマン図の例を、それぞれ図5と図6に示す。

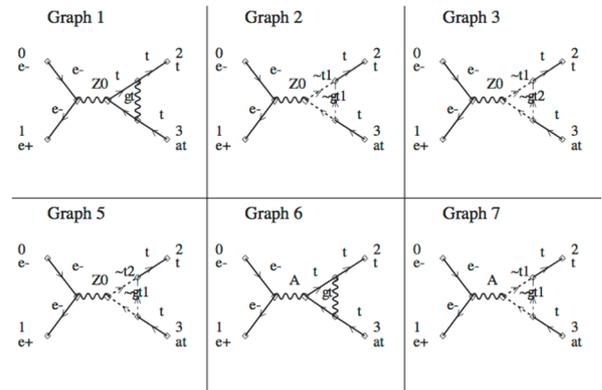


図5 1ループQCD補正のファインマン図の例

図5では、始状態の電子-陽電子(各図の左側)は電弱相互作用のみで強い相互作用はしないため、終状態のトップクォーク対側のみに1ループQCD補正の寄与があることが確認できる。Graph1と6はグルーオン交換のSMの寄与であり、それ以外はストップ $\tilde{t}_{1,2}$ とグルイーノ \tilde{g} が関与するMSSMの寄与である。

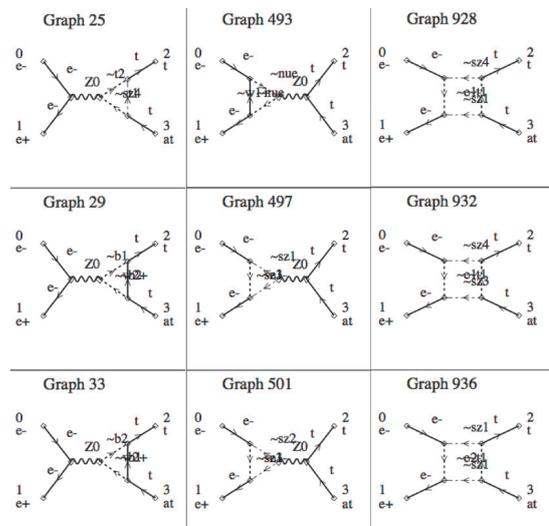


図6 1ループELW補正のファインマン図の例

一方、図6においては、始状態(Graph 493,497,501)、終

状態 (Graph 25,29,33) への補正のみならず, ボックス図 (Graph 928,932,936) と言われる 1 ループELW補正の寄与が存在することが確認できる。ここではストップ $\tilde{t}_{1,2}$, スボトム $\tilde{b}_{1,2}$, ニュートラリーノ $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$, チャージノ $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, セレクトロン $\tilde{e}_{1,2}$ そしてスニュートリノ $\tilde{\nu}_e$ が関与している。つまり, これらの粒子の質量および結合定数に関するMSSMパラメータに, 1 ループELW補正は依存していることがわかる。

1 ループ振幅には, 3 章で述べた紫外発散および赤外発散が含まれている。紫外発散を打ち消すためにはくり込み処法に基づいたカウンター項を, 赤外発散を打ち消すためには実グルーオンないしは実光子放出の寄与を 1 ループ振幅に加える必要がある。後者の寄与のファインマン図を図 7 と図 8 に示す。

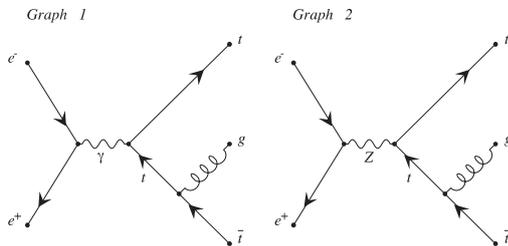


図 7 実グルーオン放出のファインマン図の例

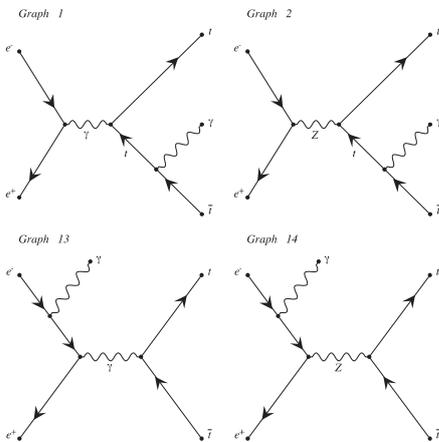


図 8 実光子放出のファインマン図の例

計算の便宜上, 実グルーオンと実光子は, 赤外発散を打ち消す放出エネルギーが十分小さなソフトな寄与と, エネルギーは大きいビームパイプに入る, あるいは終状態粒子と同一方向に散乱されて区別できない, などの理由で観測されないハードな寄与に分けて考える。ちなみに, 便宜上導入したソフトとハードの寄与のつなぎ目のエネルギーの値が, 3 章で述べたカットオフエネルギーである。

すべての寄与を加え, 位相空間因子を乗じることによってトップクォーク対生成過程の散乱微分断面積が得ら

れる。この物理量に対し, 3 章で述べたGRACE/SUSY-loopに準備された各種計算チェックを行った。例として, 1 ループ (LP) とカウンター項 (CT), そしてソフトな光子の寄与 (SF) を加えた微分断面積 $d\sigma \equiv d\sigma/d\cos\theta$ が, 赤外発散を正則化するために導入された人為的パラメータである光子質量 λ の値に依存しないことを以下に示す。計算はシナリオ 1 を用い, $\cos\theta = 0$ に対し行った。ここで θ はトップクォークの散乱角度を表す。

$\lambda = 10^{-24}\text{GeV}$ のとき

$$d\sigma_{LP+CT} = -1.846260969663068386684401 \text{ pb}$$

$$d\sigma_{SF} = 1.466259772387378936308605 \text{ pb}$$

$$d\sigma_{LP+CT} + d\sigma_{SF} = -0.3800011972756894503757965 \text{ pb}$$

$\lambda = 10^{-27}\text{GeV}$ のとき

$$d\sigma_{LP+CT} = -2.084946686023170497409813 \text{ pb}$$

$$d\sigma_{SF} = 1.704945488747481047034021 \text{ pb}$$

$$d\sigma_{LP+CT} + d\sigma_{SF} = -0.3800011972756894503757925 \text{ pb}$$

つまり 23 桁の精度で一致していることがわかる。この他のチェック結果の精度 (一致桁数) を表 2 に示しておく。

表 2 GRACE/Susy-loopによる数値チェック一致桁数

	QCD補正	ELW補正
紫外発散	32	29
赤外発散	27	23
ゲージ不変性	-	23
カットオフエネルギー	2	2

紫外発散, 赤外発散, ELWゲージ不変性については, 運動学的に扱うのはツリーレベルと同じ始状態の電子・陽電子そして終状態のトップ対のみなので, 位相空間の 1 点を指定して値を求めることができ, 20 桁以上の一致が確認できている。一方, カットオフエネルギー依存性を確認するためには, ハードな実グルーオン (または実光子) の運動量積分を数値的に実行する必要があるため, この計算誤差によって 2 桁程度の一致となっている。

また 1 ループ補正を異なったりくり込み処法を用いて計算した先行研究との比較も行った [14]。くり込み処法の違いを考慮し, 結合定数やトップとW粒子の質量と崩壊幅の値を変化させることによって, 補正された微分断面積の文献値との一致を確認することができた。

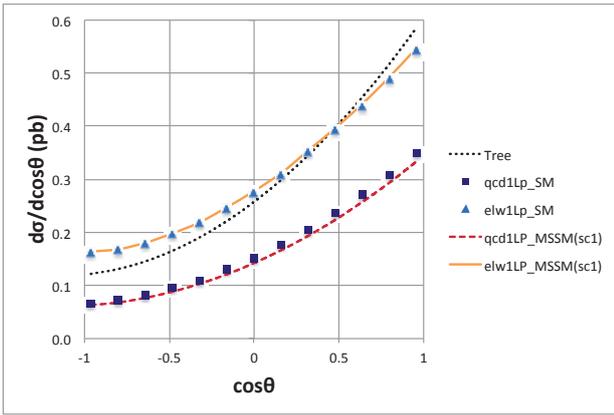


図9 トップクォークの角度分布 (1)

ツリーレベルおよびSMとMSSM (シナリオ1) で1ループQCD補正と1ループELW補正をそれぞれ別々に加えた微分断面積のトップクォーク角度分布を図9に示す。まず、QCD補正は一律に負の寄与-(40~45)%を与えるのに対し、ELW補正は後方では正(0~30%)、前方では負の寄与-(0~10%)になることがわかる。図10にQCDとELW補正を加えた1ループ補正の値を示す。

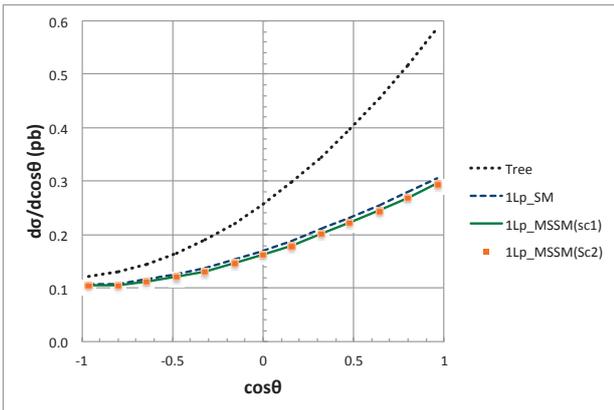


図10 トップクォークの角度分布 (2)

後方では、QCDとELW補正が打ち消し合う一方、前方では両方の負の寄与が加わって補正された断面積の値は小さくなることがわかる。 $\cos\theta = 1$ 付近では最大-48%程度にもなっている。但しここでの結果は、トップクォークの崩壊幅に敏感に依存することに注意しておく。いずれにせよ、数%の測定精度が期待できるILCにおいては、測定値と1ループ補正を加えた理論値を比較しなければならないことは明白である。なお、図9にMSSMとしてシナリオ1のみの結果をプロットした理由は、図10から分かるように、微分断面積における比較ではその違いが現れてこないからである。また微分断面積においては、SMとMSSMの違いもあまり明確でない。MSSMの検証とシナリオの区別の可能性について次に議論する。

4.2 MSSMの検証とシナリオの区別

前節で示した1-loop補正を含む微分断面積(角度分布)を組み合わせて、次の比を定義する。

$$\delta_{Susy} \equiv \frac{d\sigma_{1loop}^{MSSM} - d\sigma_{1loop}^{SM}}{d\sigma_{tree}} \quad (5)$$

実際の実験においては $d\sigma_{1loop}^{MSSM}$ には測定値を、 $d\sigma_{1loop}^{SM}$ と $d\sigma_{tree}$ には理論値を用いることを想定している。この量を考えることにより、計算誤差が大きなハードな実グルーオンや実光子断面積の寄与が分子の組み合わせでキャンセルするので、正確に計算できる量だけで、MSSMの寄与を見積もることがきる。

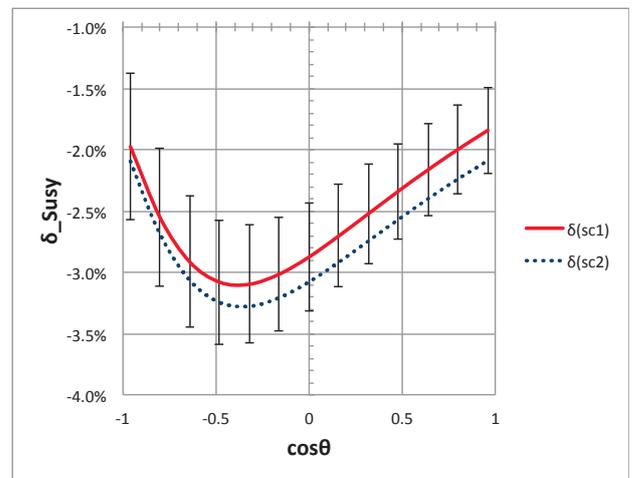


図11 補正比の角度依存性 (L=500fb⁻¹)

それぞれのシナリオに対する δ_{Susy} を図11に示した。またここでは、現在のILC実験で計画されている積分ルミノシティ 500 fb^{-1} を仮定したときの統計誤差もプロットした。2つのシナリオともに、補正比 δ_{Susy} は-(2~3)%の大きさとなり、これがMSSMとSMの差に対応している。この値は、全域にわたり統計誤差(0.5~1.0)%を上回っていることから、いずれのシナリオにおいてもSMからのズレを実験的に検証可能であることがわかる。なおこの差に最も大きく寄与するのは、荷電ヒッグス粒子ループに加え、 $(\bar{b}, \tilde{\chi}^+)$ および $(\bar{t}, \tilde{\chi}^0)$ のループダイアグラムであった。一方、主に $(\bar{b}, \tilde{\chi}^+)$ と $(\bar{t}, \tilde{\chi}^0)$ のループダイアグラムの違いによって生じている2つのシナリオの差は(0.1~0.3)%であり、これらの区別は積分ルミノシティ 500 fb^{-1} では難しいことがわかる。2つのシナリオを区別するには少なくとも約 2500 fb^{-1} の積分ルミノシティが必要であることを図12に示した。

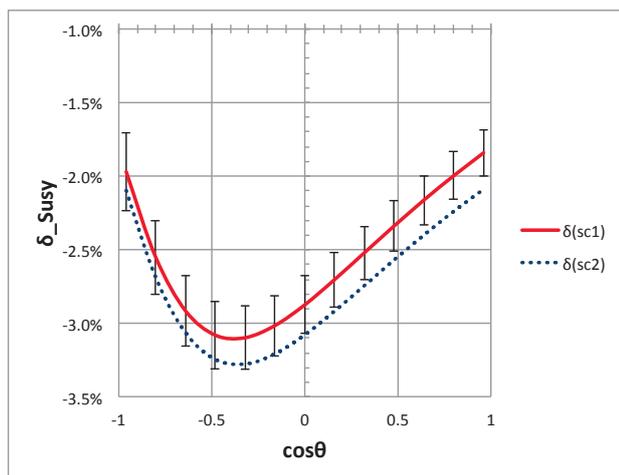


図 12 補正比の角度依存性 ($L=2500\text{fb}^{-1}$)

5. まとめと今後の展望

本研究ではまず、ヒッグス粒子の質量とミュー粒子の異常磁気能率の実験結果および暗黒物質密度の観測結果を説明でき、かつLHC実験におけるSUSY粒子直接探索でいまだに排除されていないMSSMパラメータセットを2つ設定した。ここでは、300GeV程度の軽いストップ粒子を含むものをシナリオ1、2TeV程度の重いストップ粒子を含むものをシナリオ2とした。次世代加速器ILCにおけるトップクォーク対生成断面積をそれらのパラメータセットのもとで計算した結果、いずれのシナリオにおいてもMSSMとSMの差は実験で検証可能であるが、2つのシナリオの区別のためには、現在ILCで計画されている積分ルミノシティの約5倍以上が必要となることを明らかにした。

本論文で検討した2つのシナリオは、前述のストップ \tilde{t}_1 の質量の違い以外に、スボトム \tilde{b}_1 、チャージーノ $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ 、ニュートラリーノ $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ そしてスタウセクター($\tilde{\tau}_{1,2}, \tilde{\nu}_\tau$)に差がある。これらのうち、トップクォーク対生成で(5)式の補正比 δ_{Susy} のような観測量に影響を及ぼすのは、 $(\tilde{b}, \tilde{\chi}^+)$ と $(\tilde{t}, \tilde{\chi}^0)$ のループダイアグラムを通じた違いであることに注意する。つまり、第3世代スクォークセクターとチャージーノ、ニュートラリーノに関するMSSMパラメータにこのプロセスは感度がある。別の言い方をすると、このプロセスを用いてスタウセクターのパラメータへの知見は得られない。スタウセクターをILC実験で探るためには、シナリオ1であれば軽いスタウの対生成過程 $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^-$ が最も有望であろう。スタウセクターが重いシナリオ2のようなケースでは、タウ粒子対生成 $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ の精密測定が重要となる可能性がある。これらについては今後解析を進めていく予定である。

謝 辞

本論文をまとめるに当たり、共同研究者として有益な助言とご助力をいただいた、高エネルギー加速器研究機構の栗原良将先生、石川正先生、明治学院大学の黒田正明先生、千葉商科大学の神保雅人先生、工学院大学の加藤潔先生に感謝いたします。

参考文献

- [1] G. Aad et al., [ATLAS Collab.], Phys. Lett. B716, 1 (2012).
- [2] S. Chatrchyan et al., [CMS Collab.], CMS Collab., Phys. Lett. B716, 30 (2012).
- [3] S. P. Martin, "A Supersymmetry Primer", hep-ph/9709356v6 (2011)
- [4] ILC PROJECT, <http://aaa-sentan.org/ILC/>
- [5] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [6] J.-L. Kneur et al., arXiv:hep-ph/0211337.
- [7] A. Djouadi et al, Acta Phys. Polon. B36, 635 (2007).
- [8] G. Belanger, et al., micrOMEGA, Comput. Phys. Commun.149, 103 (2002).
- [9] ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D90, 052008 (2014)
- [10] J. Fujimoto et al., Comput. Phys. Commun.153,106 (2003). ; <http://minami-home.kek.jp/>.
- [11] J. Fujimoto et al., Phys. Rev. D75, 113002 (2007).
- [12] G.Belanger et al., "Automatic Calculations in High Energy Physics and GRACE at One-Loop", Physics Reports vol.430, 117, (2006).
- [13] H.Baer et al., "The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics", hep-ph/1306.6352 (2013)
- [14] W. Hollik et al., Nucl.Phys.B545, 98 (1999)