第 1 章

JLC における物理

1.1 物理の概観

1.1.1 標準模型の成功

高エネルギー物理学の目標は自然の究極の構成要素とその間に働く力の本質の解明にあり、また、その実証科学としての主要な研究手段は加速器実験にある。加速器技術の進歩は、より高いエネルギー領域、すなわちより短距離領域の探求を可能にし、我々をより深い自然の理解へと導いてきた。その中で、「自然が少数の物質粒子から成り、その間に美しい対称性があること、その対称性と物質粒子間に働く力との間には深い関係があること」、また、「これら基本粒子の世界が場の量子論で記述できること」が明らかになってきた。ここに言う少数の物質粒子とは、 2 種類のスピン $1/2$ の粒子、クォークとレプトンであり、また対称性とはゲージ対称性のことである。

論理を逆転させて、ゲージ対称性を出発点にして、それが物質粒子とその間の相互作用のあり方を規定していると考えることもできる。つまり、物質粒子は必ずゲージ対称性の許すいずれかの多重項に属さねばならず、また、同じ多重項に属する物質粒子は、ゲージ変換で互いに移り合い、同一粒子の異なった状態と見なされねばならないと考えるのである。すると、同一多重項に属する粒子間の区別は絶対的な意味を失ってしまう。かくして、我々はゲージ変換を時空の各点で勝手に行なっても物理が変わらないという要請に導かれる。重要なことは、この要請が、必然的にスピン 1 のゲージ粒子の存在を要求し、それによって媒介される普遍的な力 (ゲージ力) として、相互作用の形態を一意的に決定してしまうことである。これをゲージ原理と呼ぶ。

ゲージ原理を指導原理とする理論構築においては、まずゲージ対称性 (あるいは対応するゲージ群) として何を採用するのかが問題となる。このゲージ群として $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ をとる量子場の理論が標準模型 [1] である。標準模型は、自然界の 4 つの力のうち重力を除く 3 つ、すなわち、電磁気力、弱い力、強い力の統一的記述に成功し、現在までの全ての実験結果を説明する。例えば、弱い相互作用に対するゲージ原理導入の動機となった [2] クォークとレプトンの間の力の普遍性の検証は、 0.1% のレベルに達している [3]。

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9983 \pm 0.0015 \tag{1.1}$$

ここに V_{ij} は 小林 - 益川行列 [5] の要素である。クォークとレプトンの $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 量子数は電子陽電子衝突実験により精密に測定されている [6, 7]。様々な方法によって得られた、 $g_Z(m_Z^2)$ (物質粒子と Z 粒子とのゲージ結合定数) とワインバーグ角 ($\bar{s}^2(m_Z^2)$) に対する制限は、図 1.1に示したようによく一致しており、標準模型のゲージ群の妥当性を強く支持している。これはまた、物質粒子の属する多重項の基本構造の検証でもある。 TRISTAN および LEP の実験はボトムクォークの弱アイソスピンの測定から $SU(2)_L$ 二重項の相棒としてのトップクォークの存在を疑いなきものにした [11, 12]。最近では、 主として LEP や SLC における電子陽電子衝突反応の精密実験の結果、弱電相互作用の輻射補正を通して未発見粒子の量子効果を見、その質量の予言ができるまでになった [13]。かくして、トップクォークの質量は $m_t \simeq 150$ GeV と予言され、 TEVATRON において、まさに予言どうりの質量域 ($m_t \simeq 175$ GeV) にその存在が確認された [14]。このトップクォークの発見は、前回の報告 ([15]) 以降になされた、物質粒子スペクトラムの最後の空席を埋め、標準模型の物質粒子の多重項を完結する最も重要な進展である。

ゲージ群と物質粒子の属する多重項の構造の検証が進み、また数々の現象論的成功をおさめてきたにもかかわらず、標準模型がいまだ模型と呼ばれているのは、その最も本質的な部分、つまりゲージ対称性を破り質量を作り出す

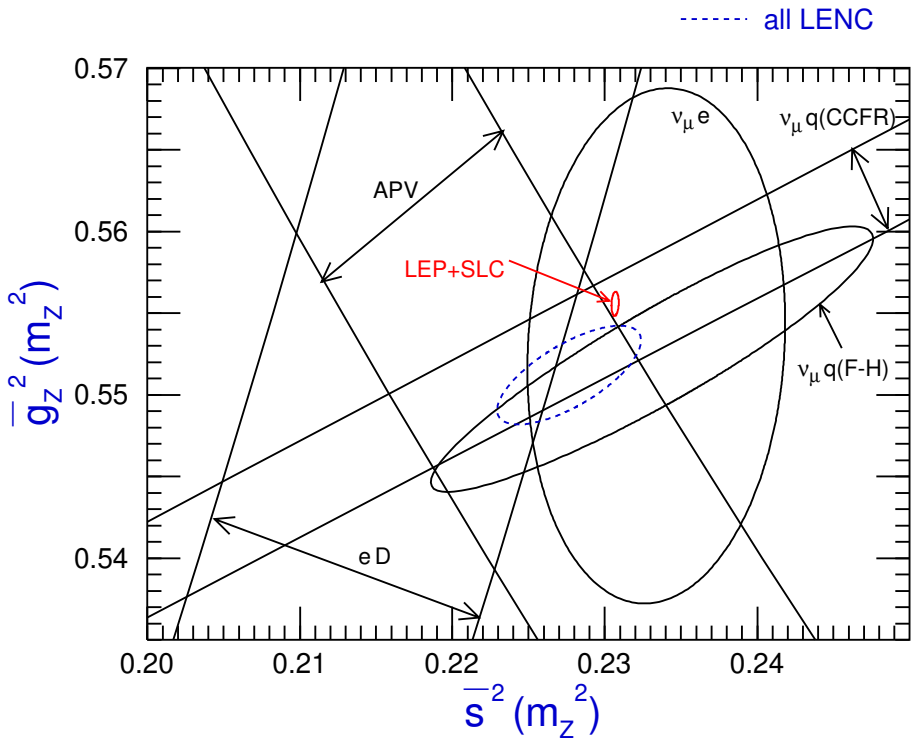

図 1.1: 色々な方法によって得られた、$g_Z(m_Z^2)$（物質粒子と Z 粒子とのゲージ結合定数）とワインバーグ角（$\bar{s}^2(m_Z^2)$）に対する 1-σ の制限 [4]。図中の実線は、ニュートリノ実験 $(\nu_\mu e,\ \nu_\mu q)$、重水素の偏極電子非対称度測定 (eD)、原子のパリティー非保存実験 (APD), 電子陽電子衝突実験 (LEP+SLC) の結果、点線は LEP+SLC 以外のデータへのフィットの結果 (all LENC) を示す。

機構が、未検証のままだからである。標準模型でこの機構を担っているのがスピン 0 の基本粒子、ヒッグスである [9]。このヒッグス粒子間に作用する新しい相互作用により、宇宙がその初期の高温状態から冷却する過程で真空中にヒッグス粒子が凝縮し、自発的にゲージ対称性が破れる。従って、力を媒介するゲージ粒子や、物質を構成する物質粒子の質量は、真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用により生じ、凝縮密度とその相互作用の強さで決まることになる。ゲージ粒子 W と Z の質量に関しては、その相互作用が普遍的なゲージ力であるため、予言が可能であった。W/Z の予言どうりの発見は、標準模型の輝かしい成功の一つである [10]。しかし、物質粒子クォークとレプトンの質量に関しては、粒子毎に異なる強さを持つ湯川力（ヒッグス粒子と物質粒子の相互作用）を仮定したに過ぎない。その結果、標準模型の 18 個のパラメータのうち半分はこの湯川力の結合定数となってしまった。

いずれにせよ、「ゲージ対称性と矛盾せずに質量を作り出すには、真空中に何者かが凝縮し、それがゲージ対称性を自発的に破っているはずだ」ということ以外何も分かっていないのが現状である。質量生成の鍵となるヒッグス力と湯川力の解明には、まず、標準模型最後の未発見粒子であるヒッグス粒子の発見、そしてそのヒッグス粒子およびトップクォークの性質の詳細な研究が不可欠である。

トップクォークの物理は、湯川力の解明の手段としてのみならず、それ自身極めて大切である。それは、この質量領域のトップクォークが大きな崩壊巾を持ち、それが強い相互作用の赤外カットオフとして働くために、摂動 QCD をもちいた信頼できる理論的予言ができるからである [16]。他のクォークにない、この特筆すべき特徴によって、摂動 QCD の明解な検証が可能となり、また、強い相互作用の結合定数 (α_s) の精密測定の道が開ける。しきい値領域におけるトップ反トップ対生成の微分および全断面積の精密測定により、$\Delta m_t < 500$ MeV、$\Delta\alpha_s < 0.002$ の精度が期待できる。これらの精密測定の結果は、量子補正の効果を通して標準模型を越える物理を探る貴重な手がかりとなるであろう。トップクォークの崩壊巾の測定も、それが未知の小林 - 益川行列の要素 V_{tb} と直接関係するため、重要な課題である。それが 1 以下ならば第四世代の存在を意味し、それが見かけ上 1 を越えれば、何か新しい崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$（荷電ヒッグス）あるいは、$t \to bP^+$（擬ゴールドストーンボソン）、が有ることになる。JLC-I

は、トップクォークを生成し、その性質を詳細に調べるための理想的な加速器である。 TEVATRON におけるトップクォークの発見は、トップファクトリーとしての JLC-I の緊急性をますます高めたと言える。

トップクォークの発見はまた、電弱相互作用の精密実験データに関する量子補正を通した、ヒッグス粒子の質量に対する実験的制限にも新たな進展をもたらした。量子補正に現れる主要な未知パラメータであったトップクォーク質量がおさえられ、より小さなヒッグス粒子の効果を見る可能性が開けてきたのである。図 1.2 は、 LEP や SLC における Z^0 実験をはじめとするさまざまな電弱相互作用の精密実験データと、 TEVATRON におけるトップクォーク質量の直接測定からえられた、トップクォークとヒッグス粒子の質量に対する制限を示したものである [4]。実験データは軽いヒッグス粒子の存在を示唆している。実験データからヒッグス粒子の質量に対する意味のある制限が得られるようになったこと。これもまた、前回の報告以降の重要な進展であり、 JLC-I の緊急性を訴えるものである。

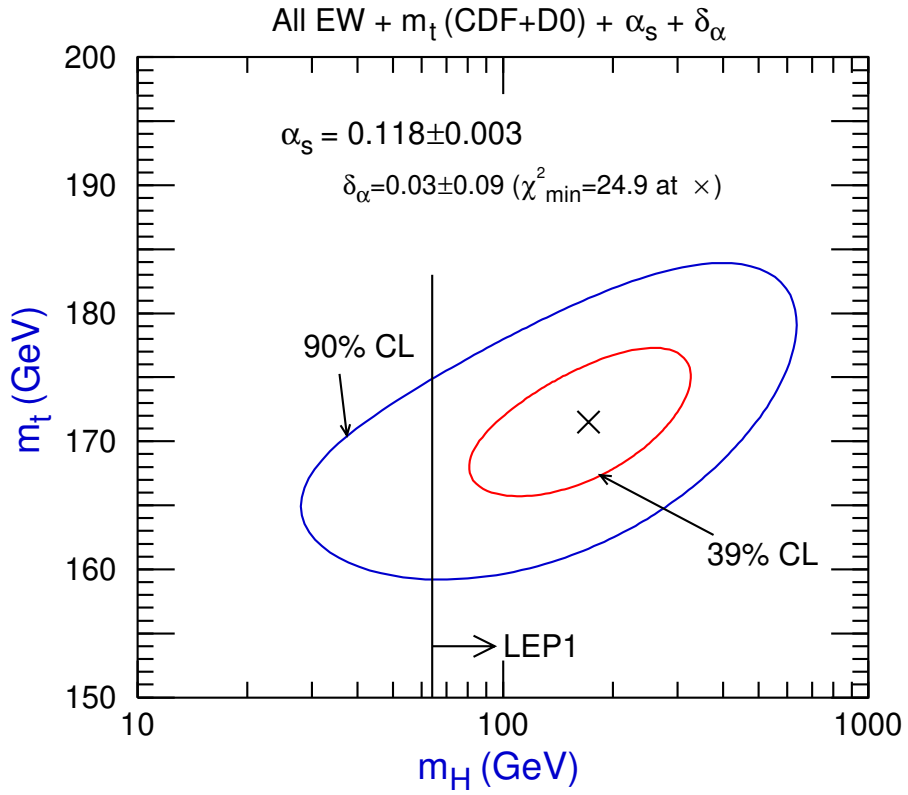

図 1.2: 電弱相互作用に関する精密実験データから得られたトップクォークおよびヒッグス粒子の質量に対する 39% (1-σ) および 90% コンフィデンスレベルでの制限 [4]。

それでは、理論からはヒッグス粒子の質量に関して何を言えるのであろうか? 標準模型の枠組の中で言えるのは、次のことのみである。まず、ヒッグス粒子の質量が、その四点相互作用と関係していることを思いだそう。この四点相互作用は、図 1.3に示したようにエネルギーとともに強くなる。 もし、ヒッグス粒子の質量が比較的重ければ、この相互作用の強さは、 TeV スケール を越えたところで発散してしまう。この特異な振舞いは、そこで標準模型が破綻することを意味している。一方、ヒッグス粒子の質量が 180 GeV 以下であるなら、四点相互作用は、プランクスケールに至るまで摂動論的である。この場合には、標準模型が超高エネルギーに至るまで成り立つことになる。電弱相互作用に関する精密実験データがまさにこの質量領域にヒッグスの存在を示唆していることは注目に値する。このようなヒッグス粒子は、 JLC-I の守備範囲にある。ヒッグス粒子の質量が 150 GeV 以下であれば、物質粒子の質量生成機構 (湯川力) の検証も可能となろう。トップ反トップ対のしきい値領域では、摂動 QCD による信頼できる理論的予言によって、それ以外の小さな効果であるトップクォークの湯川結合の測定が可能となる。また、ヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定から、湯川力が質量に比例するか否かの検証もできる。このような測定は、電子陽電子衝突実験のきれいな環境においてのみなしうる。こうして、 JLC-I は標準模型の徹底的な検証と確立を可能とするのであ

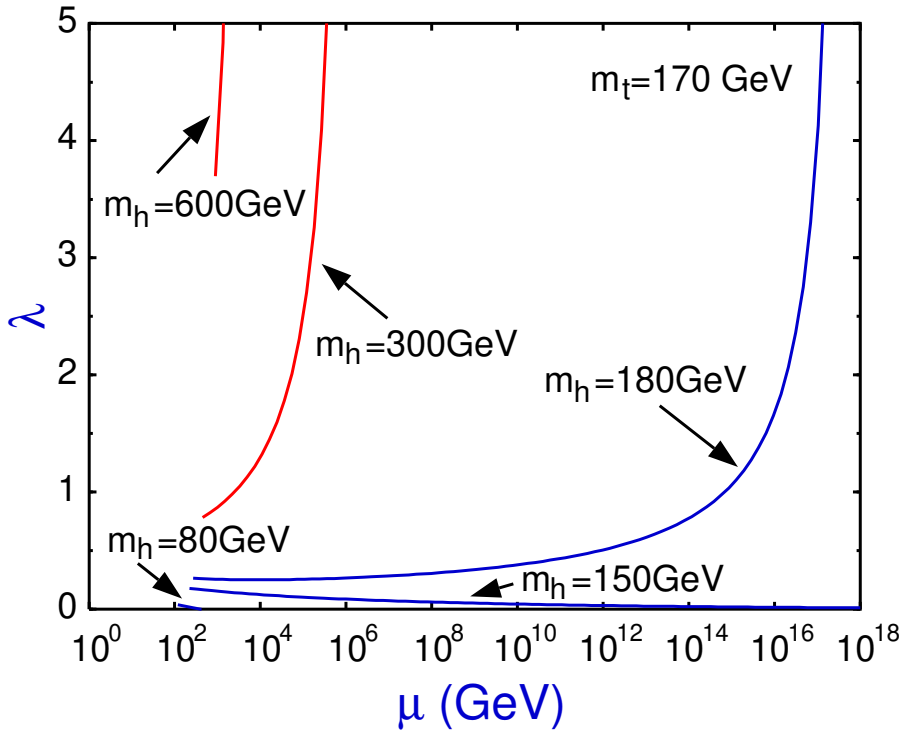

図 1.3: 標準模型での、くりこみ群によるヒッグス粒子の自己相互作用の結合定数 ($\lambda_{\rm Higgs}$) のエネルギースケール依存性。図中の数字はヒッグス粒子の質量である。トップクォークの質量は 170 GeV を仮定した。

る。

1.1.2 標準模型の問題点

JLC-I におけるトップクォークの詳細な研究によって、$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ構造が完全に確立されたならば、標準模型に内在する多くの未解決の疑問を真剣に検討できるようになる。何故、電子と陽子の電荷は正確にバランスしているのか？何故、３つのゲージ力の強さはそんなに違っているのか？何故、世代数は３なのか？何故、一見無関係に思えるクォークとレプトンの量子異常項は相殺するのか？物質粒子の質量はどこから来るのか？何故、CP 不変性は破れているのか？などなど、他にも多くの疑問がある。これらの疑問のうち、最も大切なのは、「何故、電弱対称性 ($SU(2)_L \times U(1)_Y$) が破れているのか？そして、何故それが $< H >= 246$ GeV においてなのか？」という問題であろう。標準模型はこれらの疑問に何も答えない。そしてまさにその事の故に、我々は、これらの疑問に答える標準模型を越えたより基本的な物理の存在を確信するのである。その高エネルギーにおけるより基本的な理論は、低エネルギー有効理論として標準模型を包含し、そのパラメータを導き、基本粒子の量子数を説明するであろう。特に、弱い相互作用のエネルギースケール $< H >= 246$ GeV を理論の帰結として与えるであろう。この新しいより基本的な物理のスケールは、標準模型の適用限界を示すカットオフと見なせる。このカットオフスケールの上では、標準模型は破綻し新しい物理が出現する。

すでに述べたように、標準模型においては、構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を破る。このヒッグス場の質量項のオーダーは、弱い相互作用のエネルギースケールである。一方、その自然なエネルギースケールは、理論のカットオフスケールである。ヒッグス場に対する量子補正が２次発散を持ち、従って、それがカットオフスケールの自乗に比例するからである。もし、そのカットオフスケールがプランクスケール近くにあるならば、ヒッグス場の質量項を弱い相互作用のエネルギースケールに保つため、裸の質量項を、何十桁にわたって微調整しなくてはならない。この問題、すなわち自然さの問題は、標準模型を越えるより基本的な理論を構築しようとする際の、最も大きな障害の一つである。その解決策として現在知られているのは、次の二つのみである。第一の道は、カットオフスケールを弱い相互作用のスケールのすぐ上に置き、ヒッグス粒子を複合粒子と見なすことであ

る。この場合には、そもそも構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が存在していないので、自然さの問題もない。次節で述べるテクニカラーのシナリオは、この範疇に属する。もう一つの道は、 2 次発散を除去する新しい対称性、すなわち、超対称性を導入することである。

1.1.3 テクニカラーのシナリオ

テクニカラーのシナリオでは、ヒッグス場はテクニフェルミオンセクターにおけるカイラル対称性の力学的破れに付随する南部 - ゴールドストーンボソンで置き換えられる [18]。このシナリオは、精密実験を通して検証できる。標準模型と同様に、テクニカラー模型もゲージ不変であるが、 TeV スケールでの新しい強い相互作用によって誘起された高次元の演算子によってゲージ粒子間の自己相互作用に標準模型からのずれ (異常結合) が生じる。 JLC-I では、 $e^+e^- \to W^+W^-$, $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$, $\nu_e\overline{\nu}_e Z$ 等の反応を通して、これらの異常結合を 1% 以下の精度で測定できる [75]。 JLC-I のオプションとしての Z- ファクトリーにおける超精密実験も、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性の破れの機構の解明にとても有用である [19]。テクニカラー模型の中心的アイデアである力学的対称性の破れの考えは、ゲージ粒子の質量生成には大変うまく働く。しかしながら、物質粒子の質量生成は容易でない。フレーバーを変える中性カレントに対する実験的制約と矛盾しない模型の構築が困難なのである。この問題の解決策として提案された「歩くテクニカラー」 [20] は、中性カレントの制約をかわしつつ、物質粒子に比較的大きな質量を与えることができる。この模型は、 $O(100)$ GeV 以下に擬南部 - ゴールドストーンボソン (テクニパイオン) の存在を予言する。これらのテクニパイオンは、 2 つ以上のヒッグス二重項がある場合にでてくる荷電ヒッグス粒子と似た性質を持っており、 JLC-I での発見は容易である。とは言うものの、大きな質量を持つトップクォークの存在をこの模型に組み込むことは容易でなく、この線に沿った、現象論的に問題のない模型はまだ出来ていない。このような状況下では、シナリオを実験的に検証することは困難である。一方、自然さの問題を解くもう一つのシナリオである超対称性の場合には、 JLC-I で実験的に検証できるいくつかのはっきりした予言がある。

1.1.4 超対称性のシナリオ

超対称性 (SUSY) は、ボソンとフェルミオンの間の対称性である [22]。それはまたヒッグス場のようなスカラー粒子の場の質量項に内在する二次発散を除去する、現在知られている唯一の対称性でもある。自然さの問題の根源がこの二次発散にあったことを思い起こせば、それのない超対称模型では、理論のカットオフスケールをプランクスケールまで押し上げられることが分かる [23]。このことは、次のような大変魅力的なシナリオを可能とする。つまり、弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメータが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているというシナリオである。そこでは、超対称性が、プランクスケール近くの超重力の枠組に自然に組み込まれる。逆に言えば、弱い相互作用のエネルギースケールでの実験によって、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理を調べることが可能になるのである [24]。 TeV 領域にかかった雲を払い退ければ、プランクスケールにまで至る新しい物理の眺望が開けるのである。この驚くべき可能性は、まさに超対称性が、弱い相互作用のスケールとプランクスケールの間の大きな隔たりを許すことによっている。

弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメータが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているという考えは、大統一模型 (GUT) の概念へと自然につながっていく。大統一模型では、標準模型のゲージ群を一つの半単純群に埋め込むことにより、強、電、弱、三つのゲージ力を唯一のゲージ力に統一する。つまり、これら三つのゲージ力の結合定数は、超高エネルギーにおけるただ一つのゲージ力の結合定数から導かれることになる [25]。この際、低エネルギーにおける三つのゲージ力の強さの違いは、対応する部分群の大きさの違い ($3 > 2 > 1$) として自然に理解できる。従って、大統一模型は、 $SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ ゲージ力の結合定数の比を決めるワインバーグ角を予言する。歴史的には、まず、最も単純な大統一模型 ($SU(5)$ GUT) のくりこみ群を用いた解析から、このワインバーグ角が $\sin^2\theta_W \simeq 0.2$ と予言された [26]。これは、測定値と概ね一致する。さらに、物質粒子であるクォークとレプトンも $SU(5)$ ゲージ群の多重項に組み込まれ、それらの量子数の間に関係が生ずる。この事によって、標準模型においては、偶然に過ぎなかった電荷の量子化、量子異常項の相殺が説明できる。大統一模型では、タウレプトンとボトムクォークは GUT スケールにおいて等しい質量を持つ。これから、くりこみ群で GeV スケールに降りてくると、正しい m_b/m_τ 比を与える点も示唆的である [27]。

しかしながら、一口に大統一模型と言っても、ゲージ群の取り方、 超対称か否か、等により色々可能性がありうる。従って、ワインバーグ角の予言値と実験値の比較から、これらの模型の選別をしなくてはならない。図 1.4はワインバーグ角 ($\sin^2\theta_W$) の実験値の歴史的推移である。ワインバーグ角の測定精度は LEP 実験によって飛躍的に向上

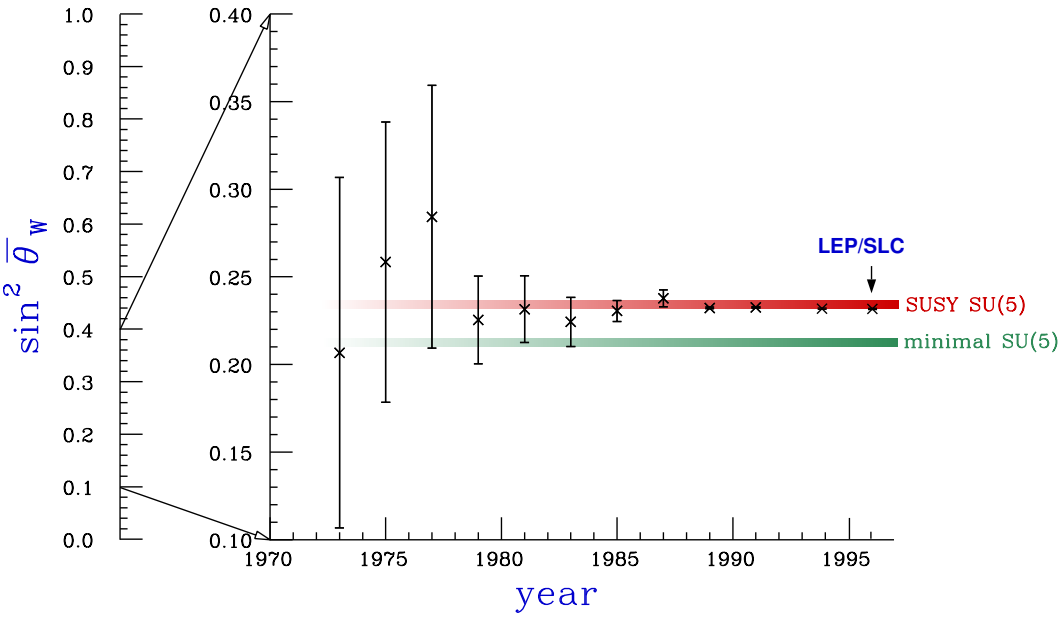

図 1.4: ワインバーグ角測定の歴史。図中には最小 $SU(5)$ 大統一模型、および、最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の予言値も示した。

し [13]、その測定値は最も単純な超対称大統一模型の予言値と驚くべき一致を示した [28]。図 1.5は、この超対称大統一模型における力の統一の様子を示している。もともと自然さの問題の解決策として導入された超対称性が、このような見事な力の大統一に導く事は注目に値する。 PEP、 PETRA、 TRISTAN がトップクォークに対し、驚くほど高い質量下限値を与える前から、超対称模型における対称性の輻射補正による破れのシナリオが、重いトップクォークを示唆していた点も見逃せない。このシナリオでは、トップクォークの湯川結合が誘起する量子効果で、ヒッグス質量の自乗が低エネルギーで負の値になる事によって電弱対称性が破れると考える [29]。そのためには、その湯川結合が十分大きい事、つまりトップクォークの質量が十分重い事が必要である。実際、このシナリオが要求するトップクォークの質量は $100 \sim 200$ GeV である。これは、まさに発見されたトップクォークの質量と合致している。

1.1.5 軽いヒッグス粒子：大砂漠からの使者

超対称性からの検証可能な第一の帰結は、軽いヒッグス粒子の存在である。早くから、最低次の計算では、超対称模型における最も軽いヒッグス粒子の質量は m_Z より小さい事が知られていた [30]。そのため、このヒッグス粒子は LEP-II 実験の主要な標的とされてきた。しかしながら、最近のより詳しい理論的解析から、このヒッグス粒子の質量上限値が、トップクォークの湯川結合による量子補正によって、かなり高くなる事が明らかになった [31]。 LEP-II 実験では可能なヒッグス粒子の質量領域の全てを覆い尽くすことが出来なくなったのである。最も簡単な超対称模型では、この質量上限値は 170 GeV であり、一重項を加えたり、二重項の数を増やすなりして、ヒッグス場の多重項の構造を変えても、 200 GeV を越えない [32]。 JLC-I は、このような超対称性の予言する軽いヒッグス粒子の探索に理想的で、それが存在するならば確実に発見できる。逆に、もし見つからなかったとしたら、超対称模型を完全に排除することが出来る。一方、ハドロンコライダーではこのような軽いヒッグス粒子の探索は一般に難しく、その発見が不可能でないとしても多くの時間を要するであろう。

ひとたび軽いヒッグス粒子が発見されたなら、その性質の詳細な研究、つまり、質量、崩壊巾、分岐比、生成断面積等の精密測定が可能となる。これらの精密測定は、電子陽電子衝突実験でのみ可能であり、発見されたヒッグス粒子が標準模型のものなのか、あるいは、超対称模型等の拡張されたヒッグス多重項に属するものなのかを区別できよう。それどころか、後者の場合には、他のヒッグス粒子の発見すらあり得る。この場合には、これら複数個のヒッグス粒子の性質を詳細に調べることによって、例えば、ヒッグス場の多重項の構造が一般の二つの二重項のそれなのか、より制限された超対称模型のそれなのかを判定できるであろう。

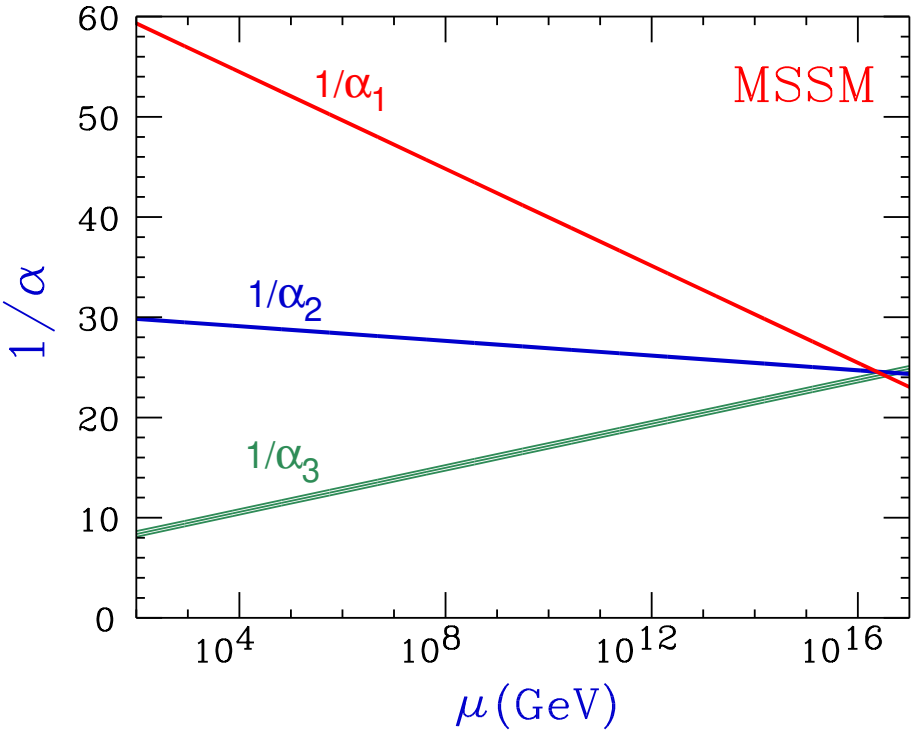

図 1.5: 最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の場合の、三つのゲージ結合定数のエネルギーによる変化。超対称性の破れのスケールは m_Z と仮定した。

軽いヒッグス粒子の存在は、超対称模型に限らず、一般に弱い相互作用のエネルギースケールと、それより遥かに高いエネルギースケール、例えばプランクスケール、 GUT スケール、あるいは中間スケール ($\gtrsim 10^{10}$ GeV)[33]、との間に大砂漠がある場合には、必然的である。これは、ヒッグス場の自己結合が、その新しい物理のエネルギースケールまで摂動論的でなくてはならず、従って、対応するヒッグス粒子の質量が 200 GeV 以下でなくてはならないからである。

こうして、重心系エネルギー 300 GeV の電子陽電子衝突型加速器は、大砂漠の有無に対し明確な判定を下せるのである。もし JLC-I で軽いヒッグス粒子が発見されたなら、それは大砂漠の存在を示唆する有力な証拠となる。もし見つからなければ、弱い相互作用のエネルギースケールの近くに新しい物理のスケールがなくてはならない事、そして、大砂漠を仮定するいわゆる大統一模型の全てが捨て去られねばならない事が結論される。この意味で、 JLC-I における軽いヒッグス粒子探索は、高エネルギー物理の今後の方向を決定する分岐点となるのである。

1.1.6 プランクスケールへの道

軽いヒッグス粒子が予言どうり存在したならば、次の課題は超対称粒子を探索することである。超対称性が自然さの問題の答である限り、超対称粒子の質量は $O(1)$ TeV より軽くなくてはならない。これらの超対称粒子のうち、スレプトン、チャージーノ、ニュートラリーノ等のカラーを持たない粒子は、他のカラーを持つ超対称粒子より軽いと期待されている。重心系エネルギー $300-500$ GeV の実験でこれらカラーを持たない超対称粒子のいくつかが見つかる可能性はかなり高い。一方、カラーを持った超対称粒子、スクォーク、グルイーノ、は一般に重く、その生成にはより高いエネルギーが必要となる。ハドロンコライダーでは、カラーを持たない超対称粒子の探索は難しいが、これらのカラーを持った超対称粒子の探索は比較的容易であり、そこでの主要な物理の標的となっている。このことを考え合わせれば、 JLC-I における超対称粒子発見の可能性は、ハドロンコライダーにおけるそれに匹敵すると言える。

超対称性はカットオフスケールをプランクスケールにまで押し上げることを可能とする。従って、その低エネルギーにおける振舞いを詳細に調べることにより、逆に、プランクスケールの物理を探る可能性が開ける。超対称性は明らかに破れた対称性であるが、その破れの起源は超重力相互作用によると信じられている。言い換えれば、超対称

粒子の質量スペクトラムは、プランクスケールでの力学の反映である。弱い相互作用のエネルギースケールにおける超対称性の破れのパラメータ決定は、プランクスケールの物理を探るうえでの最も重要な課題である。これらのパラメータが測定され、超対称性の破れの構造が理解されれば、超弦理論のような重力をも含めた自然の真に統一的記述に向かう、初めての現実的な第一歩を踏み出すことが出来る。例えば、スレプトン、あるいはチャージーノの発見のみからでも、プランクスケールにおける超対称性の破れのパラメータの多くを決定できる。これらのパラメータは、最小超重力模型の枠組の中でスクォークやグルイーノの質量に翻訳できる。これらの測定において、 JLC-I の持つ偏極電子ビームが本質的な役割を果たす事は強調されるべきである。偏極電子ビームは、スレプトンの左右のカイラリティーを選択し、チャージーノの成分に分解する事を可能とする。また、 W^+W^- 対生成等のバックグラウンドを除く強力な武器となる。これらによって、後に見るように、発見された超対称粒子の性質の詳細な研究が可能になるのである。 JLC-I が提供するきれいな環境下での、高ルミノシティー、高偏極度の実験は、自然のより深い理解に向けた全く新しい可能性を開くであろう。

1.2 ヒッグス粒子の物理

1.2.1 概要

既に述べたように素粒子の標準模型は二つの基本原理、すなわちゲージ原理とヒッグス機構に基づいている。強い相互作用と電弱相互作用が $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性に基づくゲージ力として精密に記述できることは、最近の実験によってますます確かなものとなってきた。その反面、電弱対称性の破れの機構については未だにほとんど分っていない。この電弱対称性の対称性の破れの裏に潜む力学を解き明かすことこそが現在の素粒子物理における最重要課題であり、将来計画として電子陽電子リニアコライダー実験 [37] を推進する最大の動機でもある。

ヒッグスセクターの探求が重要なのは、ヒッグス粒子が標準模型の予言する粒子の中で唯一未発見であるからというだけではなく、ヒッグス粒子が標準模型を超える物理への鍵でもあるからである。最小標準模型では、ヒッグスセクターは一つのヒッグス二重項で構成されており、ヒッグス粒子の質量が唯一の自由パラメータとなる。重いヒッグス粒子はヒッグス粒子の自己結合定数が大きいことに対応し、軽いヒッグス粒子はヒッグスセクターの力学が摂動論でうまく記述できることを示唆する。対称性の破れの力学を支配するヒッグス粒子の質量と相互作用の強さとは、標準模型から拡張されたヒッグスセクターでも、ほとんどの場合標準模型と同様な関係を持っている。例えば、大統一理論が予言するように 3 つのゲージ結合定数が摂動論的に統一されることを要求すれば、ヒッグス粒子は $200\ \mathrm{GeV}$ より重くなることはできない。一方、テクニカラー理論は、ヒッグス粒子が非常に重いスカラー粒子であるか、もしくはまったくヒッグス粒子に対応する粒子が存在しないかの、どちらかであることを予言するのである。

この章では、ヒッグスセクターの物理について議論する。ただし、少なくとも一つのヒッグス粒子が質量 $200\ \mathrm{GeV}$ 以下に存在する場合、すなわちヒッグス粒子の背後にある力学が摂動論的に扱える場合だけを扱う。そうでない場合は強結合のヒッグスセクターの物理となるが、それは別の節で議論されるであろう。

多くの実験による精力的な探索にもかかわらず、ヒッグス粒子は未だ発見されていない。標準模型のヒッグス粒子の場合、電子陽電子衝突型加速器である LEP-I 実験での直接探索により信頼度 95% で その質量が $65\ \mathrm{GeV}$ 以上という結果が得られている。現在はエネルギーを約 2 倍に増強した LEP-II 実験が進行中であり、最終的に質量約 $95\ \mathrm{GeV}$ までの標準模型ヒッグス粒子が探索可能と考えられている [38]。一方、 LEP-I におけるフェルミオン対生成の精密測定とその過程に対するトップクォークとヒッグス粒子による輻射補正の寄与の計算から、それぞれの質量に対して間接的に制限を与えることができる。さらに、 TEVATRON 実験によるトップクォーク質量の直接測定と合わせて、図 1.2に示す質量領域にヒッグス粒子がある可能性が高いことがわかっている。

電子陽電子リニアコライダー実験における軽いヒッグス粒子の探索については、文献 [37, 39, 40, 41] に詳しい。これらのシミュレーションに基づいた考察により、もし軽いヒッグス粒子が存在するならば確実に発見できることがわかっている。すなわち、標準模型のヒッグス粒子の場合、質量が $200\ \mathrm{GeV}$ 以下であれば、 $\sqrt{s} = 300\ \mathrm{GeV}$、数 ~ 数十 fb^{-1} の積分ルミノシティで (必要な積分ルミノシティは質量に依存する)、確実に発見できる。この探索に利用するヒッグス粒子の生成過程は $e^+e^- \to hZ$ であり、 $hZ \to (b\bar{b})(\ell^+\ell^-)$、 $(b\bar{b})(\nu\bar{\nu})$、 $(b\bar{b})(q\bar{q})$ の各崩壊モードをを使った 3 種類の独立な解析が可能である。一方、超対称模型ではヒッグス二重項が二つ以上必要なので、ヒッグス粒子が複数個存在しなくてはならない。最小超対称標準模型 (MSSM) では、ヒッグス二重項を二つ仮定し、その結果五つのヒッグス粒子が存在することになる。即ち二つの CP- 偶のスカラー、 h と H ($m_h < m_H$ とする)、 CP- 奇のスカラー (A)、および一対の荷電ヒッグス ($H^\pm$) である。このうち、 h か H のうち少なくとも一つのヒッグス粒

子は軽い標準模型ヒッグス粒子の場合と同様の方法で必ず発見できる。また、生成に十分なビームエネルギーさえあれば、$e^+e^- \to HA$ や $e^+e^- \to H^+H^-$ のヒッグス生成過程を通じて H、A、$H^\pm$ を発見し、その質量を決定することが可能である。

軽いヒッグス粒子がもし LEP-II で発見可能な質量領域にあり、実際に発見されたとしても、そこでの生成事象数は少なく、その性質の詳細な研究は難しい。また、ハドロンコライダーではヒッグス粒子の特定の崩壊モードしか利用できない。一方、電子陽電子リニアコライダーはビームエネルギーをヒッグスの生成量が最大になるよう最適化し、ヒッグス粒子工場として運転することで年間 $O(10^4)$ 事象ものヒッグス粒子生成ができる。また、測定不能な粒子 (例えば超対称性模型の LSP 等) へ崩壊する場合も含め、ヒッグス粒子のすべての崩壊モードの研究が可能である。よって、軽いヒッグス粒子が電子陽電子リニアコライダーで発見されたときはもちろん、LEP-II やハドロンコライダーで発見された場合でも、その性質の詳細な研究の舞台は電子陽電子リニアコライダーとなる。

発見されたヒッグス粒子の性質の精密測定を行い、標準模型の予言と標準理論を超える理論の予言と比較し、そのヒッグス粒子の正体を決定することが最重要課題である。標準理論を超える理論としては、超対称性理論、特に予言のはっきりしている最小超対称性標準模型が重要である。その鍵となる測定量としては

- ヒッグス粒子生成過程 $e^+e^- \to HZ$ の全生成断面積 σ_{tot}
- σ_{tot} と ヒッグス粒子の $b\bar{b}$ への崩壊分岐比 $Br(h \to b\bar{b})$ の積
- ヒッグス粒子の全崩壊幅
- ヒッグス粒子の 2 光子への崩壊分岐比 $Br(h \to \gamma\gamma)$
- ヒッグス粒子の $c\bar{c}$ への崩壊分岐比 $Br(h \to c\bar{c})$

などが提案され、それらについての考察や具体的なシミュレーションが行われてきている [37, 41, 42, 43]。いずれも決して容易な測定ではないが、文献 [37] で提案したような究極の加速器と測定器によって有意な結果が期待される。このような測定は、ヒッグスの性質が標準模型通りのものなのか、超対称性理論などの新しい物理を必要とするものなのかに関して、重要な指針を与えるであろう。そして、リニアコライダー の次のエネルギーを設定することになるであろう。

以下のセクションでは、ヒッグスセクターの物理に関して我々が行なってきた文献 [37] 以降の理論的研究とシミュレーションの成果について報告する。

1.2.2 拡張された超対称性模型におけるヒッグスセクター

標準模型の超対称化には、ヒッグスセクターの取り方によって、いくつかの可能性がある。最小超対称標準模型 (MSSM) は最も良く調べられた模型だが、ヒッグスセクターの構造という観点から見れば、ヒッグス粒子の自己相互作用がゲージ相互作用項からしか現れない (従って、4 点結合が完全にゲージ結合定数で決まっている) と言う点で、やや特殊な模型になっている。このことが、軽いヒッグス粒子の存在という、極めて重要な予言を導く事を考えると、MSSM 以外の模型でヒッグスセクターの現象論がどのような変更を受けるかを知っておくことは重要なことである。

ゲージ対称性を破らないように、超ポテンシャルにヒッグス超場の自己相互作用項 (超場の 3 次) を加えるには、ゲージ一重項のヒッグスボゾンを導入すればよい [44] (N をゲージ一重項の場として、$W_\lambda = \lambda N H_1 H_2$ はゲージ不変)。この模型はまた、新しく導入する粒子がゲージ量子数を持たないため、三つのゲージ結合定数の大統一スケールでの統一を壊さないと言う点でも魅力的である。

新たにつけ加えた自己相互作用項は、ヒッグスポテンシャルの中に、成分場で書いて $\lambda^2|H_1H_2|^2$ という項を生じるので、ヒッグス粒子の自己結合は最低次でもゲージ結合定数以外に λ という結合定数に依存することになる。したがって、もし λ がいくらでも大きくなり得るのであれば CP- 偶 のヒッグス粒子の質量には上限をつけることができない。しかし、もし理論に現れる次元を持たない結合定数がどれも大統一スケール ($\sim 10^{16}$ GeV) まで発散しないと仮定するならば (大統一スケールまで成り立つ理論であれば当然満足されるべき条件)、最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子の質量に上限をつけることができる [45]。図 1.6には、この仮定のもとで求められる質量の上限値をトップクォークの質量の関数として示してある。この図では ストップ粒子の質量は 1 TeV にとってある。この図から分かるように、軽いヒッグス粒子の質量の上限は、この場合 $130 \sim 140$ GeV で与えられる。また MSSM に比べてトップクォー

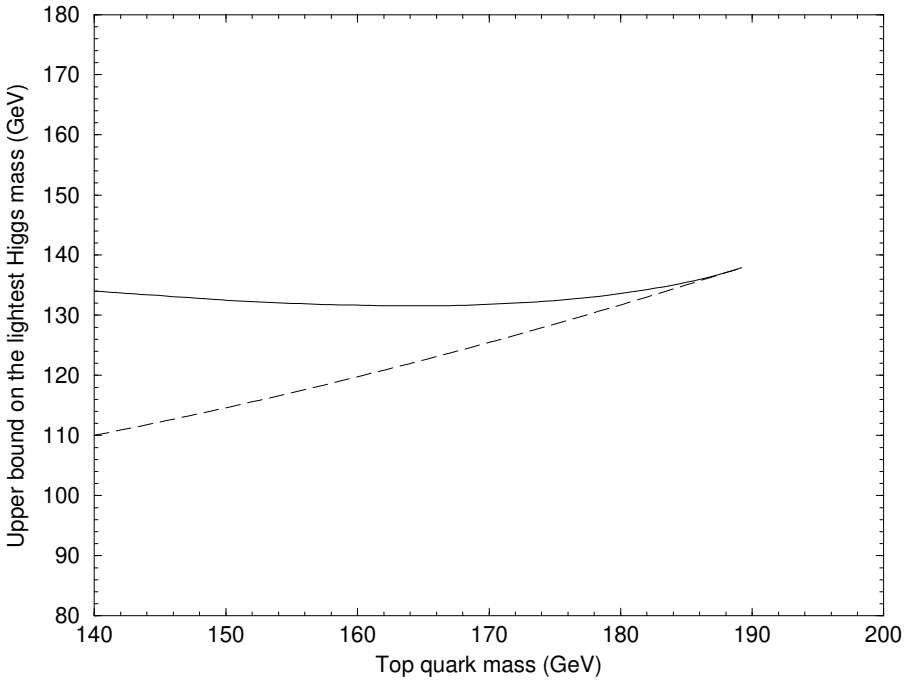

図 1.6: 軽い CP- 偶ヒッグス粒子の質量の上限をゲージ一重項のヒッグスボソンを含んだ模型 (実線) と MSSM の場合 (破線) に示す。ストップ粒子の質量は 1 TeV にとる。

クの質量の依存性が少ないのがわかるが、これはトップクォークの質量が大きい程 λ の大きさに対する制限が厳しくなるためである。

以上のように $\sqrt{s}$ が $300 \sim 500$ GeV の e^+e^- リニアコライダーでは、軽いヒッグス粒子は少なくとも質量の面からは生成可能であることがわかる。しかしこのことは、軽いヒッグス粒子が発見できることを必ずしも意味していない。つまりこの模型では最も軽いヒッグス粒子はゲージ一重項の場と二つの二重項の場の混合した状態としてできているため、もし一重項の成分が大きければこのヒッグス粒子とゲージボソンとの結合が弱くなり、e^+e^- リニアコライダーでは十分に生成されなくなる可能性がある。そのような場合には他のヒッグス粒子が生成されるかどうかを調べることが重要である。実際調べてみると、最も軽いヒッグス粒子のゲージ一重項成分が大きいときには重い方のヒッグス粒子の質量に制限をつけることがでる。そして、この模型の三つの CP- 偶 のヒッグス粒子のうち少なくとも一つは、$\sqrt{s} \sim 300 - 500$ GeV の e^+e^- リニアコライダーで $e^+e^- \to Zh_i^o$ $(i = 1,2,3)$ の過程により発見するのに十分大きな生成断面積を持つことを定量的に示すことができる [46]。このためには、ヒッグスセクターのパラメータによらず少なくとも一つはこれ以上の生成断面積という意味での最小生成断面積 σ_{min} を定義するのが便利である。σ_{min} は、この模型の最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子の質量の上限の値に等しい標準模型ヒッグス粒子の生成断面積の三分の一で与えられることが知られている。図 1.7にストップ粒子の質量を 1 TeV にした場合の σ_{min} を $\sqrt{s}$ の関数として示してある。この図から積分ルミノシティが 10 fb^{-1} あれば e^+e^- リニアコライダーで少なくともひとつの中性ヒッグス粒子が発見できることがわかる。

1.2.3 MSSM での軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比測定による重いヒッグス粒子の質量の決定

一般に 200 GeV 以下の標準模型のヒッグス粒子は $\sqrt{s}$ が $300 \sim 500$ GeV の電子陽電子リニアコライダーで発見できることは良く知られた事実である。また MSSM の場合にも少なくとも一つの CP- 偶 のヒッグス粒子は発見できる。もしヒッグス粒子が見つかったとすれば、つぎに明らかにしなくてはならないことは、この粒子が標準模型のヒッグス粒子なのか、あるいは標準模型を超える模型の粒子なのかを区別することである。このためには、生成断面積や崩壊分岐比の測定により、どの程度標準模型からのずれが決められるかを明らかにすることが重要である [37, 41, 42, 43]。MSSM の範囲に限ると、このことはヒッグス粒子に関連した様々な観測量によってヒッグスセクターのパラ

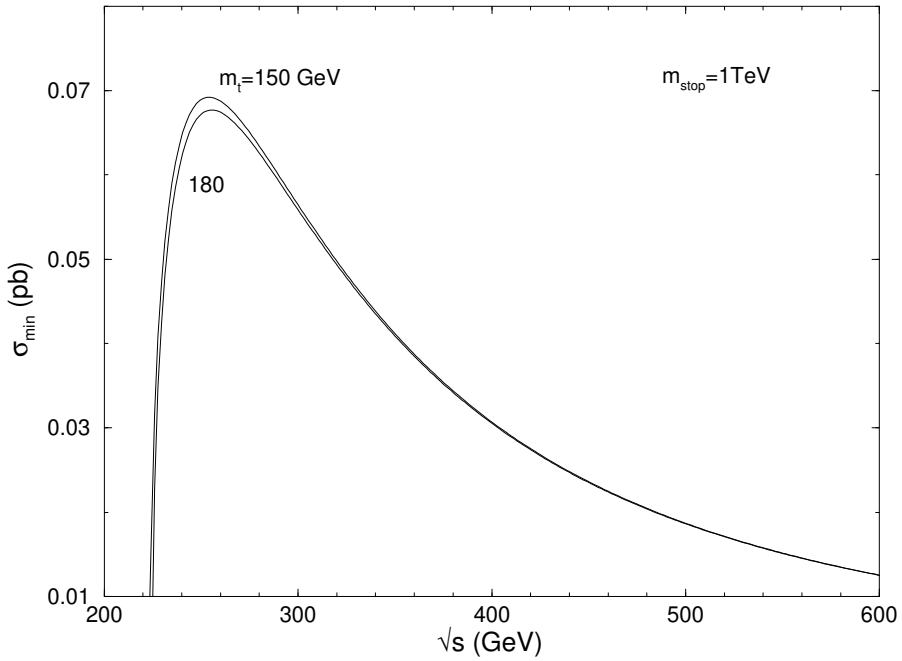

図 1.7: ゲージ一重項を含んだ超対称模型における CP- 偶 のヒッグス粒子の最小生成断面積 σ_{min} を m_t=150 と 180 GeV、 m_{stop}=1 TeV の場合に示す

メータがどのくらい決定できるかという問題に言い換えることができる。さて、リニアコライダーの実験を行なう場合、第一段階のエネルギーで MSSM のすべてのヒッグス粒子が発見できる可能性もあるが、逆に最も軽い CP- 偶 のヒッグス粒子が一つだけ発見されることも考えられる。特に後者の場合には、第二段階の実験でビームエネルギーを上げる際にターゲットとなる重いヒッグス粒子の質量のスケールについての情報が得られるかどうかは大変重要な問題である。

以下の議論では、電子陽電子リニアコライダー実験でまずひとつだけ CP- 偶 のヒッグス粒子が発見されたと仮定することにする。さて、ヒッグスセクターを指定するには、 CP- 奇 のヒッグス粒子の質量 (m_A)、二つのヒッグス場の真空期待値の比 $(\tan\beta)$、および 1 ループのヒッグスポテンシャルを計算するのに必要なトップクォークとストップ粒子の質量 (m_t, m_{stop}) の四つパラメータが必要である。今、最も軽い CP- 偶のヒッグス粒子の質量 (m_h) が良く決められていると仮定するならば、四つのうち一つ、たとえば $\tan\beta$ を他の三つによって解くことができる。さらにトップクォークの質量は電子陽電子リニアコライダーが稼働している時代には良く決められているとすれば、ヒッグスセクターの独立なパラメータとしては m_A と m_{stop} をとることができる。したがって、この二つのパラメータがヒッグス粒子に関する測定可能量によってどの程度決められるかを考えればよい。

ここでは、次のように定義された分岐比の比

$$R_{br} \equiv \frac{Br(h \to c\bar{c}) + Br(h \to gg)}{Br(h \to b\bar{b})}、 \tag{1.2}$$

が重いヒッグス粒子の質量のスケールを決めるのに特に有効であることを示す [47]。さて、もともと MSSM では二つのヒッグス場はアップ型クォークとダウン型クォークのそれぞれに結合するように導入されていた。したがってヒッグス粒子のアップ型クォークとダウン型クォークに対する結合の強さの比は、ヒッグスセクターを特徴づけるパラメータ、つまり $\tan\beta$ や二つの CP- 偶 のヒッグス粒子の混合角 (通常 α であらわされる) に依存している。またヒッグス粒子のグルーオンへの崩壊は基本的にはトップループのダイアグラムによって起こるので、ヒッグス粒子と 2 グルーオンの結合はヒッグス粒子とトップクォークの結合に比例しているとみなして良い。そのため R_{br} は結局アップ型クォークとダウン型クォークの湯川結合定数の比の自乗に比例することになる。これらの湯川結合定数は標準模型の場合に比べて、それぞれ $\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$ および $-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$ の乗数だけ異なっているので、 R_{br} は $(\tan\alpha\tan\beta)^{-2}$ に比例することになる。図 1.8では $m_{susy}(\equiv m_{stop}) = 1$、 5 TeV の場合に R_{br} を m_A の関数として示している。この図から分か

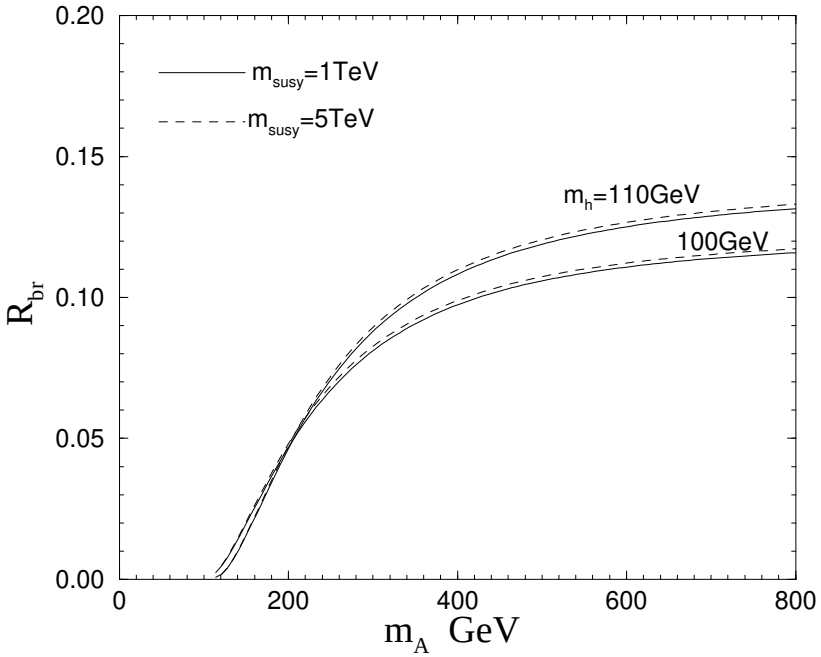

図 1.8: $m_{susy} = 1$、5 TeV、 $m_h = 100$、110 GeV に対し $R_{br} \equiv \frac{(Br(h\to c\bar{c})+Br(h\to gg))}{Br(h\to b\bar{b})}$ を m_A の関数として示す [47]。

るように R_{br} はほとんど m_{stop} には依存せず m_A だけの関数となっている。実際 MSSM と標準模型での R_{br} の比は $m_A \gg m_h \sim m_Z$ の場合に 近似的に

$$\frac{R_{br}(MSSM)}{R_{br}(SM)} \approx \left(\frac{m_h^2 - m_A^2}{m_Z^2 + m_A^2}\right)^2 \tag{1.3}$$

で与えられることを示すことができる。したがってこの量を十分な精度で測定することは重いヒッグス粒子の質量のスケールに制限を与えるのに有用である。 R_{br} は m_A が十分に大きいときには標準模型の値に近づくが、図から分かるように m_A が 400 GeV でも 20% 程小さくなっている。

節 1.2.4に示すように、チャームとグルーオンに崩壊する分岐比を別々に決めるのは簡単でないが和は比較的良い精度で決められることが分かっている [48]。この方法が有効であるためにはまた $h \to b\bar{b}$、 $c\bar{c}$、 gg の崩壊幅を理論的に精度良く計算できることが必要である。現在のところ主に強い相互作用の結合定数やチャームクォークの質量の不定性のため 20% 程度 理論的不定性があると考えられるが、この不定性は将来の理論や実験の進歩によって減らすことができると思われる [47, 49]。

1.2.4 軽いヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定 (シミュレーション)

ヒッグス粒子の崩壊分岐比測定のシミュレーションは、過去に 文献 [43] がある。しかし、このシミュレーションは R_{br} の測定に的を絞ったものではなく、標準模型のヒッグス粒子と超対称模型のヒッグス粒子を識別できる精度の結果は得られていない。そこで、われわれは R_{br} のの測定に焦点を絞り、相対的統計誤差 20 % を切ることを目標にしたシミュレーションスタディを行った [48]。このシミュレーションの特長は以下の通りである。

- ヒッグス粒子の質量は、 MSSM で好まれる質量領域で 10 GeV きざみで設定する。なお、ヒッグス粒子の崩壊分岐比は標準模型の予想値を用いる。

表 1.1: 各測定量に対して予想される相対誤差 (%)。質量 120 GeV の標準模型ヒッグス粒子と一年分の積分ルミノシティ (50 fb^{-1}) を仮定した。

	no polarization				90 % polarization			
$\frac{\Delta X}{X}$	4 jet	2 jet	2 jet+ll	combined	4 jet	2 jet	2 jet+ll	combined
σ_{tot}	—	—	24.2	—	—	—	22.7	—
$\sigma_{tot} \times Br(h \to b\bar{b})$	5.2	9.0	20.9	4.4	5.2	7.3	18.6	4.1
$\sigma_{tot} \times Br(h \to c\bar{c})$	145	161	532	105	107	127	338	79.5
$\sigma_{tot} \times Br(h \to c\bar{c}+gg)$	33.3	35.6	161	24.0	24.1	26.0	96.5	17.4
$\sigma_{tot} \times Br(h \to \tau^+\tau^-)$	13.6	—	87.2	13.4	14.9	—	95.7	14.7
$\frac{Br(h \to c\bar{c})}{Br(H \to b\bar{b})}$	70.1	77.1	159	49.3	56.0	68.6	250	42.7
$\frac{Br(h \to c\bar{c}+gg)}{Br(h \to b\bar{b})}$	33.7	36.7	162	24.5	24.6	27.0	98.2	17.9

- トップクォークの対生成によるバックグラウンドを避けるため、重心系エネルギーを 300 GeV に設定する。なお、積分ルミノシティは年間 50 fb^{-1} を仮定する。

- 統計誤差を小さくするために、$e^+e^- \to hZ$ で生成される Z 粒子の崩壊モードは $Z \to q\bar{q}$ (崩壊分岐比約 70%) だけでなく、$Z \to \nu\bar{\nu}$ (崩壊分岐比約 20%) と $Z \to \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$、崩壊分岐比合計約 7%) も利用する。

- バックグラウンド事象、特に $e^+e^- \to W^+W^-$ と $e^+e^- \to ZZ$ の生成断面積を小さくするために、ビーム偏極の利用が有効かどうかを検討する。

$e^+e^- \to hZ$ 過程およびバックグラウンド過程のモンテカルロ事象生成には PYTHIA5.7 + JETSET7.4 [50] を用い、その生成断面積と角度分布は GRACE1.1 [51] を用いて確認した。測定器は JLC-I の測定器 [37] を仮定した。

崩壊分岐比の測定方法は以下の 2 段階に分けられる。

1. 3 種類のトポロジー 4- ジェット、2- ジェット + エネルギー欠損、2- ジェット + $\ell^+\ell^-$ のそれぞれに対して生成角、ジェット数、ジェット中のトラック数、ジェット間の不変質量などによるカットを用いて、$e^+e^- \to hZ$ 事象を選別する。

2. ヒッグス粒子の崩壊から生じたと考えられる二つのジェットを選び、その中の荷電粒子の飛跡に関する 3 次元インパクトパラメータを用いて $b\bar{b}$ ジェットと $c\bar{c}$、gg ジェットの識別を行う (バーテクスタギング) 。

以上のシミュレーションから、ヒッグス粒子の各崩壊モードおよびバックグラウンド事象に対する選別効率と期待される事象数を計算でき、それらに基づいて崩壊分岐比などの測定量に対する統計誤差を求めることが出来る。

質量 120 GeV のヒッグス粒子について全生成断面積、全生成断面積と崩壊分岐比の積、および崩壊分岐比の比に対して予想される相対的統計誤差を表 1.1にまとめた。このシミュレーションの主眼である R_{br} の測定に対する統計誤差をヒッグス粒子の質量の関数として示したのが図 1.9 である。

このシミュレーションで得られた結果をまとめると以下のようになる。

- 4- ジェット トポロジーと 2- ジェット トポロジーの事象数の比はもともと約 7 : 2 であるにもかかわらず、2- ジェット トポロジーの解析で得られる統計精度は 4- ジェット トポロジーのそれとほぼ同等である。さらに 2- ジェット + $\ell^+\ell^-$ を含め、Z^0 のすべての崩壊モードに対応した解析ををあわせることで崩壊分岐比測定の統計精度を高めることができる。

- ビーム偏極を利用することでバックグラウンド事象の寄与を小さくすることはできるものの、その効果は大きくない。

- 重心系エネルギー 300 GeV で 2 年間 (100 fb^{-1}) 実験を行うことで、質量 120 GeV の標準模型ヒッグス粒子に対して 17 % の統計精度で R_{br} を決定できる。

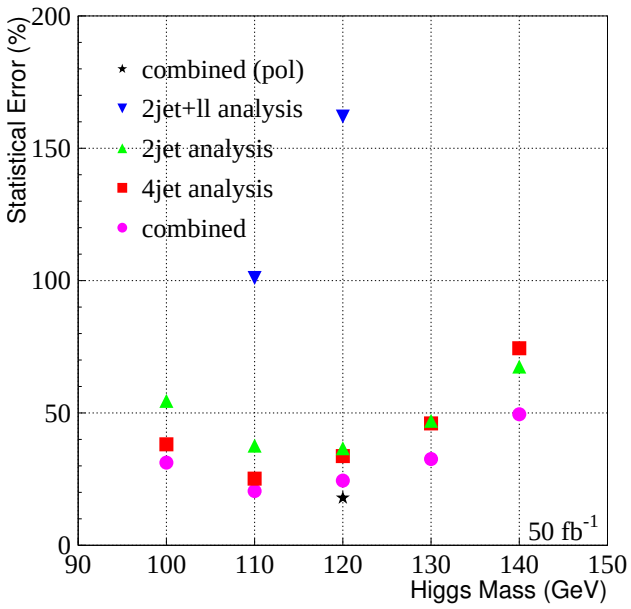

図 1.9: ヒッグス粒子の質量の関数として表した R_{br} に対する統計誤差 (%)。標準模型ヒッグス粒子と一年分の積分ルミノシティ ($50\ \mathrm{fb}^{-1}$) を仮定した。

- R_{br} の測定結果が標準模型の予言する値よりも有意に小さい場合、 MSSM の仮定のもとで、 m_A の下限値だけでなく上限値を範囲を決定することも可能である (図 1.10参照) 。

1.2.5 MSSM におけるヒッグス粒子の多重生成

ここでは $e^+e^- \to Zhh$ 過程によるヒッグス粒子の多重生成を議論する [52, 53]。標準模型ではこの過程はヒッグス粒子の 3 点結合を通じてヒッグスポテンシャルの構造を探る過程として重要である (図 1.11) 。ただし生成断面積はあまり大きくはならない。たとえば、 $m_h = 100\ \mathrm{GeV}$ の場合には、 $\sqrt{s}$ が $500\ \mathrm{GeV}$ から $1\ \mathrm{TeV}$ の領域で 断面積は $0.1\ \mathrm{fb}$ のオーダーなので、 観測できるためには $100\ \mathrm{fb}^{-1}$ 以上のルミノシティを蓄積することが必要である [54]。

MSSM では標準模型に比べて 2 通りの違いがある。つまり、 ZZh や h^3 の結合定数が異り得るし、また図 1.12に示すように重いヒッグス粒子を含むような新たなダイアグラムの寄与が加わってくる。図 1.13には $\sqrt{s} = 500\ \mathrm{GeV}$ の場合のこの過程に対する生成断面積 $\sigma(e^+e^- \to Zhh)$ を $\tan\beta = 2$ と 10 について m_A の関数として示している。この図ではトップクォークおよびストップ粒子の質量は $170\ \mathrm{GeV}$ と $1\ \mathrm{TeV}$ にとってある。比較のため、図のパラメータに対応する質量を持ったヒッグス粒子の同じ過程の生成断面積を、標準模型 (SM) の場合と標準模型からヒッグス粒子の 3 点結合をなくした模型 (NT) の場合に示してある。 m_A が比較的小さい場合には断面積は標準模型に比べて非常に大きくなる可能性がある。これは $e^+e^- \to HZ$ と $H \to hh$ が両方可能なパラメータ領域に対応している。このようにヒッグス粒子の多重生成が大きくなるのは、重いヒッグス粒子 (H、 A) の生成と引き続く崩壊 ($H \to hh$、 $A \to hZ$) が運動学的に許される場合に限られる。一方、領域によっては標準模型に比べてかなり小さくなるような場合もあり得る。

重い粒子の直接生成がおきてヒッグス粒子の多重生成が大きくなる場合には、 H-h-h の結合定数を測定できる可能性があって興味深い [53]。もしも $2m_h < m_H < 2m_t$ の関係が満たされるならば、重いヒッグス粒子は $H \to hh$ と $H \to WW$ の両方のモードにある程度の分岐比を持って崩壊する可能性がある。この場合、 H とゲージボソンの結

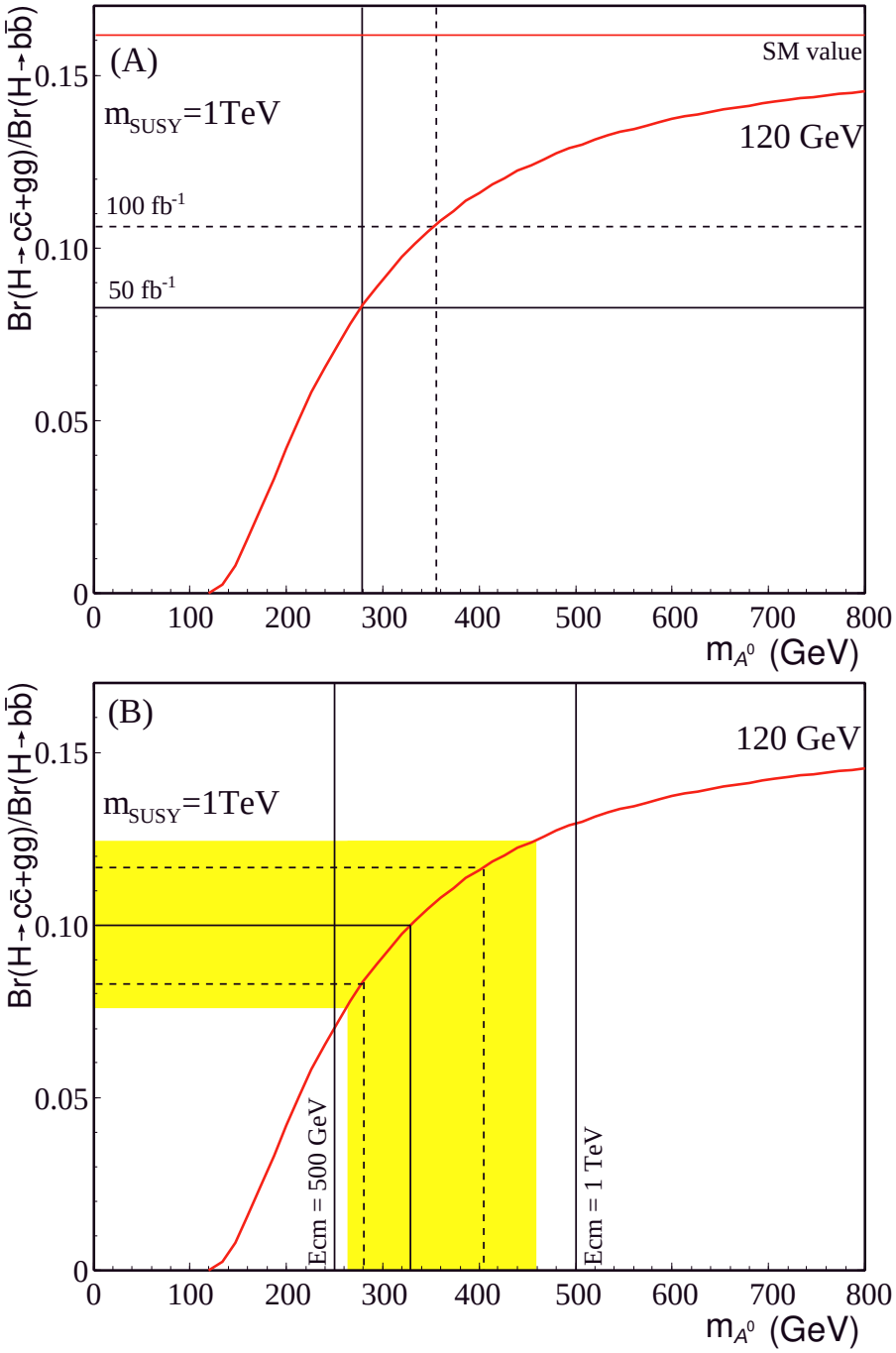

図 1.10: ヒッグス粒子が 120 GeV の場合の R_{br} と m_A との関係。(A) R_{br} が標準模型の予想通りだった場合の m_A の下限値（信頼度 95 %）。実線と点線はそれぞれ積分ルミノシティ 50 fb^{-1}、100 fb^{-1} の場合に得られる結果を示す。(B) R_{br} が標準模型の予想よりも小さかった場合（10 %）m_A に与えられる制限を示す。ハッチのかかった領域と点線で囲まれた領域はそれぞれ積分ルミノシティ 50 fb^{-1}、100 fb^{-1} の場合に得られる結果（信頼度 68%）である。A^0 の直接生成ができる質量領域も実線で示した。

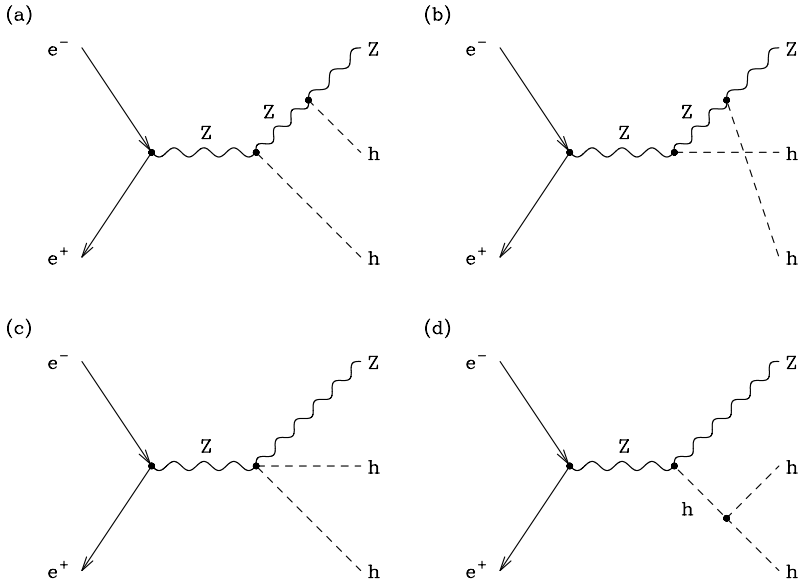

図 1.11: 標準模型の場合 $e^+e^- \to Zhh$ に寄与するファインマンダイアグラム。

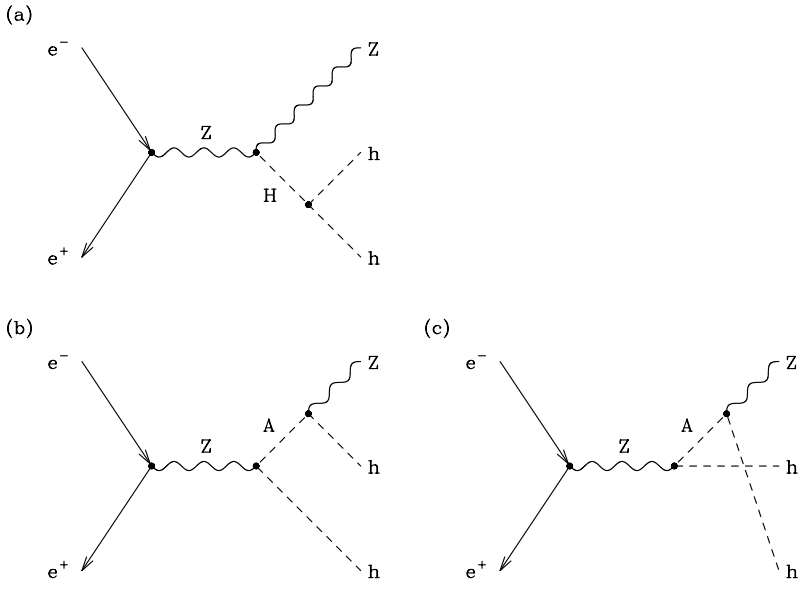

図 1.12: MSSM の場合に $e^+e^- \to Zhh$ に寄与する余分なファインマンダイアグラム。

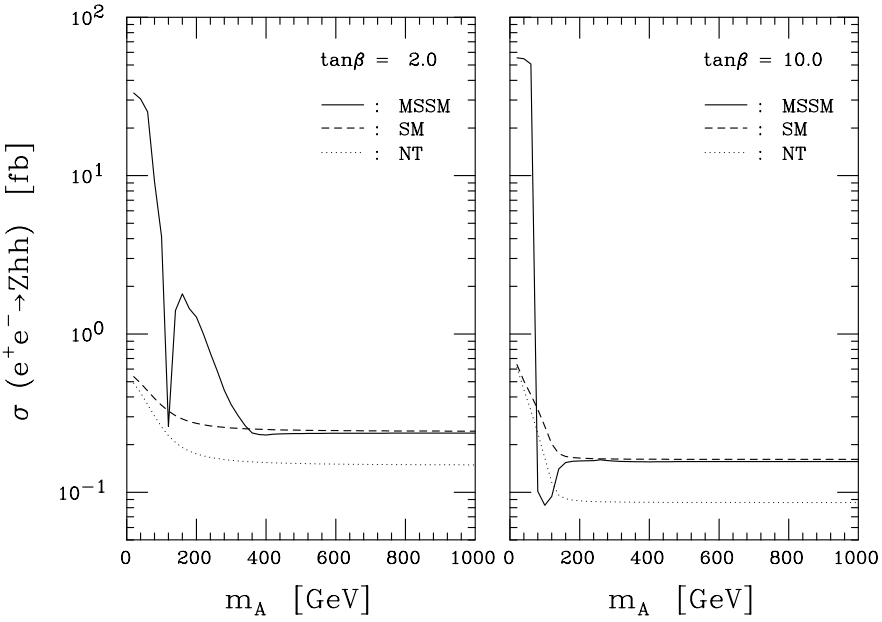

図 1.13: MSSM における $e^+e^- \to Zhh$ の生成断面積を $\sqrt{s} = 500$ GeV の場合に $\tan\beta = 2$ と 10 に対して示した（実線）[52]。トップクォークおよびストップ粒子の質量は 170 GeV と 1 TeV である。この図ではヒッグス粒子の質量は m_A とともに変わるが、比較のため同じ質量での標準模型（SM）の断面積を破線で、3 点結合をなくした模型（NT）での断面積を点線で示した。

合定数は重いヒッグス粒子の生成過程からわかるので、二つの分岐比の比をとることによって H-h-h の結合定数の大きさを決めることができる。

1.3 超対称粒子の探求

1.3.1 概要

既に述べたように、超対称性は軽いヒッグス粒子の存在を予言し、また、その JLC-I における発見は容易である。しかしながら、軽いヒッグス粒子の発見のみでは超対称性を証明したことにはならない。少くとも一つの超対称粒子を発見する必要があるのである。JLC-I においてこれら超対称粒子の 1 つを発見できる可能性が十分あることは既に強調した通りである [34]。もちろん、どの超対称粒子が最初に発見されるかは、超対称性模型に依存する。しかしながら、後に示すように、JLC-I における超対称粒子の探索方法は模型の詳細にはほとんど依らない。そして、ひとたび一つの超対称粒子が発見されれば、その性質を調べることによって、次の超対称粒子の居所が分かるのである。さらに、発見された超対称粒子の質量の測定も模型によらない方法で行なえる点も重要である。これによって、超対称模型に関する基本仮定の検証が出来るからである。もう一つ強調すべきことは、偏極電子ビームの果たす重要な役割である。電子ビームの偏極を制御することにより、超対称粒子の探索や研究が極めて能率的に出来るのである。

1.3.2 超対称模型に関する基本的な仮定

特に断らない限り、これ以降では大統一を前提とする超重力模型 (SUGRA) の枠組を想定する。この模型は、一般的に、超対称粒子の質量スペクトラムや相互作用を規定する次のパラメータを含む [35]。

$$(m_0, M_2, \mu, \tan\beta)$$

ここで、μ はヒグシーノの質量パラメータ、$\tan\beta$ は二つのヒッグス二重項の真空期待値の比、m_0 は全てのスカラー粒子に共通する普遍的なスカラー質量パラメータ (隠れたセクターにおける超対称性の破れ) である。　M_2 は、$SU(2)$ ゲージーノ質量パラメータで、$SU(3)$ および $U(1)$ ゲージーノの質量パラメータとは、大統一の条件、すなわち次の関係を持つ。

$$\frac{M_1}{\frac{5}{3}\alpha/\cos^2\theta_W} = \frac{M_2}{\alpha/\sin^2\theta_W} = \frac{M_3}{\alpha_s}$$

後に示すように、これらの SUGRA-GUT の基本仮定は、実験的に高い精度で検証できることを指摘しておく。

不必要な議論の複雑化を避けるため、さらに以下の仮定をする。まず、R パリティーは厳密に保存するとする。そうすると、超対称粒子が常に対になって生成されること、最も軽い超対称粒子 (LSP) が安定であることが言える。また宇宙論と矛盾しないように、LSP としては最も軽いニュートラリーノを想定する。これに加えて、特に断らない限り、問題とする超対称粒子は最も軽い荷電超対称粒子とする。以下に見るように、この最後の仮定は LSP への直接崩壊に対して十分な分岐比を保証する [36]。従って、超対称粒子生成の信号は、大きな横運動量損失あるいはアコプラナリティーとなる。

図 1.14-a) と -b) は、それぞれ、μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線、m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線である。この図から分かるように、一般に、カラーを持った超対称粒子はそれを持たない超対称粒子より重い。そこで、以下では、主としてチャージーノとスレプトンの対生成を扱うことにする。いずれにせよ、JLC-I における超対称粒子の発見は、そのしきい値を越えている限り容易である。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげでそれらの新粒子の性質の詳細な研究が可能である。こうして、最初に発見された超対称粒子 1 つからでも超対称性模型のパラメータに関する多くの情報を引き出せるのである。これらのパラメータに関する知識は、次の超対称粒子探索の重要な指針となろう。

1.3.3 チャージーノ

軽い方のチャージーノの一般的性質

ここでは、軽い方のチャージーノが JLC-I で発見される最初の超対称粒子である場合から始めよう。チャージーノ ($\chi_1^\pm$、$\chi_2^\pm$) は荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) の混合状態であり、次の質量行列を対角化すること

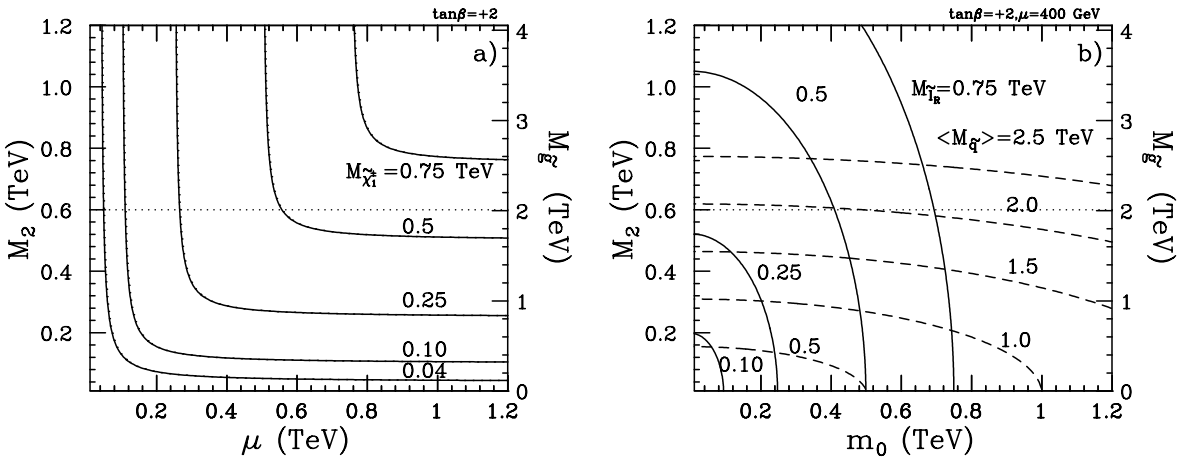

図 1.14: (a) μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線。ここでは、 $\tan\beta \equiv v_2/v_1 = +2$ とした。右の縦軸は対応するグルイーノの質量である。また、点線は ハドロンコライダーにおける探索限界である。 (b) m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線。この例では、 $\tan\beta = +2$、 $\mu = 400$ GeV とした。実線はスレプトン、破線はスクォークである。ここでも、点線はハドロンコライダーにおける探索限界である。

により得られる。

$$\mathcal{L}_{\rm mass} = (\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}^+) \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \cos\beta \\ \sqrt{2} m_W \sin\beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}^- \end{pmatrix}$$

この質量行列が 3 つの超対称性のパラメータ $(M_2, \mu, \tan\beta)$ によって規定され、特に、弱い相互作用の固有状態 ($\tilde{W}^\pm$,$\tilde{H}^\pm$) 間の混合角が主として M_2 と μ によって決まることに注意する。 M_2 と μ の差が大きければ、混合は少なく、純粋状態である荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) がほとんど質量固有状態に一致する。我々の探索対象である軽い方のチャージーノは、これらの内の軽い方、すなわち、 $M_2 \ll \mu$ か $M_2 \gg \mu$ かによって荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) か荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) かのいずれかとなる。もし、 M_2 と μ が同程度であれば、これら二つの状態間にかなりの混合があり、従って、軽い方のチャージーノは荷電ウイーノと荷電ヒグシーノの性質を合わせ持つことになる。これらのことを考慮して、純粋状態の議論から始めるのが適当であろう。そうすることにより、より一般的な、大きな混合のある場合に対する洞察も得られるからである。

i) ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$)

軽い方のチャージーノ ($\chi_1^\pm$) がほぼ純粋な荷電ウイーノ状態であれば、 LSP も ほぼ純粋なビーノ ($\tilde{B}$) 状態になる。荷電ウイーノは、 W ボソンの超対称パートナーであるので、左手型のフェルミオン - スフェルミオン対には直接結合するがビーノには直接結合しない。仮定によって、 $\tilde{W}$ は全てのスフェルミオンより軽いので、その $\tilde{B}$ への崩壊は、

$$\tilde{W}^+ \to f_u \bar{\tilde{f}}_{d_L}^{\,*} \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

または

$$\tilde{W}^+ \to \tilde{f}_{u_L}^{\,*} \bar{f}_d \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

のように仮想スフェルミオンの交換を通してのみ起こる。ここで、 f_u と f_d は それぞれ、アップ型、ダウン型のフェルミオンである。

ii) ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) あるいは 混合状態

軽い方のチャージーノが主としてヒグシーノ成分から成る場合には、 LSP もまた主にヒグシーノ成分から成り、両者の質量はほぼ縮退する。この場合には、 $\tilde{h}^+\tilde{h}^0 W$ バーテックスによって LSP への直接崩壊が許される。

$$\tilde{h}^+ \to \tilde{h}^0 W^{(*)+} \to \tilde{h}^0 f_u \bar{f}_d$$

一方、フェルミオン - 仮想スフェルミオン対への崩壊は、それが湯川結合に起因するため、一般に抑制される。同じ理由で、ウイーノの場合に有った t チャンネルのスニュートリノ交換を通した崩壊も無視できる。唯一の例外は、トップと LSP に崩壊する仮想ストップと、 b クォークへの崩壊であるが、これが許されるためには、軽い方のチャージーノと LSP との間に十分大きな質量差が必要となる。大きな質量差は、混合角がかなりの程度大きいことを要求するので、ゲージーノも軽くなくてはならない。質量差が $O(m_Z^2/(m_{\tilde{B}} - m_{\tilde{h}}))$ 程度の大きさだからである。

以上に述べた定性的な議論をより定量的なものとするため、以下では、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) の生成と崩壊をより詳しく調べよう。

チャージーノの対生成

図 1.15は、 $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積を μ-M_2 平面上の等高線として示したものである。 この図と図 1.14-a) を比較すると、断面積のパラメータ依存性はかなり大きいが、しきい値を越えさ

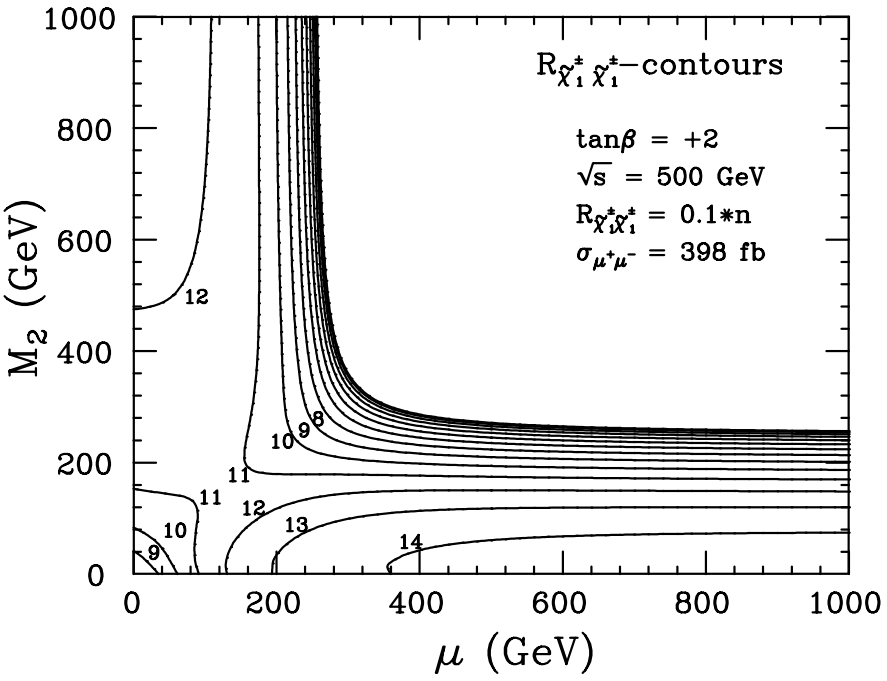

図 1.15: μ-M_2 平面上の等高線として表した $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積。断面積は R 比で、 $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV、 $\tan\beta = +2$ として計算してある。

えすれば、いたる所で十分大きいことが分かる。図 1.16-a) は、この断面積の $\sqrt{s}$ 依存性を次の三つの代表的な場合、すなわち、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合、について示したものである。ここでは、 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果が効かないように、 $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV とした。 s チャンネルのダイアグラムだけからでは、 m_0 に対する情報が得られない点に注意する。チャージーノ質量、および、それとゲージボソンの結合が、 μ、 M_2、 $\tan\beta$ から決まってしまうからである。この場合には、生成断面積の絶対値の測定から、荷電ウイーノと荷電ヒグシーノ間の混合角が得られることになる。一方、 $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV として同じ図をプロットしたのが図 1.16-b) である。 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果によって、しきい値近辺の断面積の大きさおよび振舞いが影響されているのが分かる。このようにして、 m_0 が比較的小さい場合には、 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果を通して m_0 を決める可能性が生まれる。

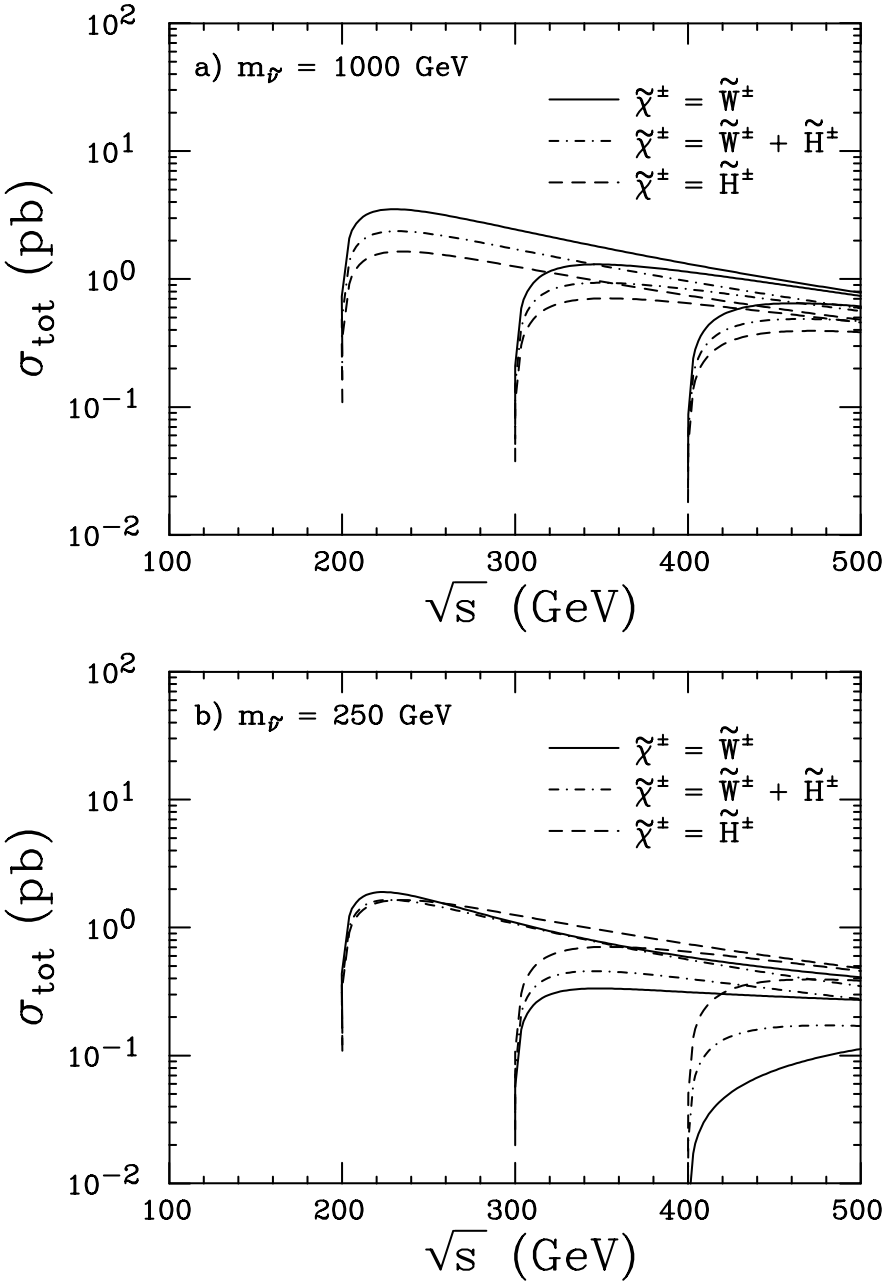

図 1.16: 軽い方のチャージーノの質量が $M_{\tilde{\chi}^{\pm}}$ =、 100、 150、 200 GeV である場合の、その対生成の断面積の $\sqrt{s}$ 依存性。ここに、 (a) $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV、 (b) $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV とした。実線、一点鎖線、破線はそれぞれ、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合である。

チャージーノの崩壊

軽い方のチャージーノ（$\tilde{\chi}_1^{\pm}$）が最も軽い荷電超対称粒子であるという仮定のもとでは、$\tilde{\chi}_1^{\pm}$ は LSP の次に軽い超対称粒子となる。ここでは、まず、$\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > M_W$ の場合には、ヒグシーノ成分が無視できるほど小さくない限り、$\tilde{\chi}_1^{\pm}$ はほとんど $\tilde{\chi}_1^0 W$ に直接崩壊することに注意する。図 1.17 は、μ-M_2 平面上の等高線としてこの質量差を示したものである。

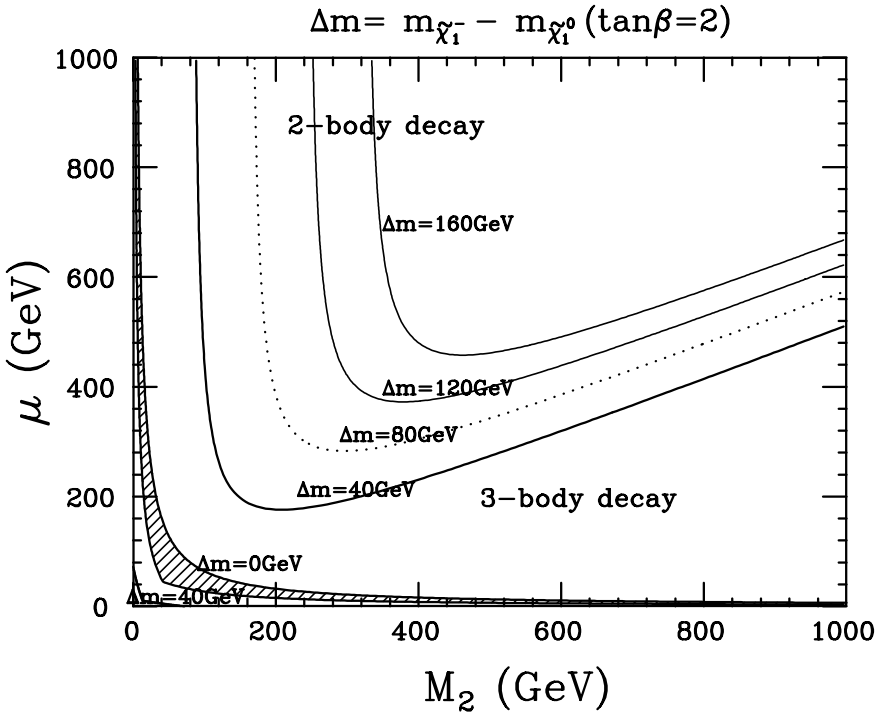

図 1.17: $\tan\beta = +2$ の場合の、μ-M_2 平面における、質量差 $\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ の等高線。斜線の部分は LSP が最も軽いニュートラリーノとなるべしという要求によって排除される領域である。

この二体崩壊過程が運動学的に禁止される場合には、上に述べた一般的な議論が適用できる。ここでは、まず、軽い方のチャージーノがほとんど純粋なウイーノ状態である場合から始めよう。超重力模型によれば、最も軽いスフェルミオンはスレプトンないしストップである。一方、ウイーノが JLC-I で発見できるためには、$\tilde{W} < 250$ GeV でなくてはならない。従って、もしスレプトンが最も軽いスフェルミオンである場合には、最も軽いスレプトンは右手型スレプトン、すなわち、$\tilde{e}_R$、$\tilde{\mu}_R$、$\tilde{\tau}_R$ となる。このうち第一・第二世代の右手型スレプトンの質量はほとんど縮退している。対応する左手型スレプトン、すなわち、$\tilde{e}_L$、$\tilde{\mu}_L$、および、$\tilde{\nu}_e$、$\tilde{\nu}_\mu$、の質量もまたほぼ縮退するが、その質量は、くりこみ群によるスレプトン質量に対するゲージーノ質量の寄与の分だけ右手型のものより重くなる。ウイーノ成分は左手型の状態にのみ結合するので、軽い方のチャージーノがほぼ純粋なウイーノであれば、その崩壊は

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \nu_l \tilde{l}_L^{+*} \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

または

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\nu}_l^* l^+ \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

のように起こる。ここで、l は e、μ、τ のいずれでもよい。従って、対生成されたチャージーノ（$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$）は、電子、ミュー粒子、タウ粒子の間の注目すべき普遍性を持つ、アコプラナーなレプトン対終状態となって現れることになる。この場合、$q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊は、スクォークの伝達関数に現れる大きなスクォーク質量と本質的に ビーノ状態にある LSP への結合の強さを決めるハイパーチャージの小ささによって、強く抑制される。

もし、ストップが最も軽いスフェルミオンであれば、ウイーノ主体のチャージーノは次のような連鎖崩壊をする。

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \bar{b}_l \tilde{t}_L^* \to \bar{b}_l \tilde{\chi}_1^0 t$$

この連鎖崩壊は、大きな横運動量損失を伴った 8 ジェット終状態を作るので、検出は容易である。

一方、ヒグシーノ成分が無視できない時には、 $f\tilde{f}^*$ 過程は強く抑制され、ベーター崩壊が支配的となる。スフェルミオンが軽い方のチャージーノより重く、従って、 W ボソンよりずっと重い場合には、スフェルミオン伝達関数の効果による抑制が強いためである。この場合には、 $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊が 主たる崩壊過程 ($67\ \%$) となる。残りはレプトン型の崩壊である。このことから、チャージーノ中のヒグシーノ成分の大小に関する情報が得られる。 $t\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$ 過程が運動学的に許されれば、このモードへの分岐比が大きくなることもあり得る。この場合の信号は、上記の軽いストップの場合に一致する。

チャージーノの探索

JLC で興味のある領域、つまり $m_0 \gtrsim 200\ \mathrm{GeV}$、 $\mu \lesssim 1\ \mathrm{TeV}$、 $M_2 \lesssim 200\ \mathrm{GeV}$ では、たとえ軽い方のチャージーノがウイーノ成分主体であってもハドロン型崩壊の分岐比が $\sim 50\ \%$ を下回ることはない。一方、レプトン型崩壊の分岐比は最低 $\sim 33\ \%$ で、ウイーノ成分の増加に伴って増加する。

実 W ボソン への崩壊 $(\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 W^-)$ が運動学的に許される時には、 4 ジェットとして再構成されたアコプラナー W ボソン対が $\tilde{\chi}_1^\pm$ 対生成の最も良い信号となる。最も大きな問題となり得るバックグラウンド $e^+e^- \to W^+W^-$ は無く、他のバックグラウンド、例えば、 $e^+e^- \to W^+W^-Z$、 $e^+e^-W^+W^-$、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp Z^0$、 $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 等は断面積が小さいからである。この場合のチャージーノ探索に大きな困難はない [36]。

そこで、ここではこの二体崩壊過程が運動学的に禁止されている場合を考えよう。 W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドを考慮すれば、この場合も、 4 ジェット終状態が最も易しいチャンネルである。しかしながら、ここでは、一方のチャージーノがハドロン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$) し、他方がレプトン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to l^-\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$) をする場合を扱う。この過程ではジェットの組合せの誤りが無く、従って、チャージーノや LSP の質量決定がし易い利点があるからである。

W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドは、高エネルギーの孤立したレプトンの存在、 2 ジェット系の不変質量が W ボソンの質量にならないこと、また、レプトンと 2 ジェット系の発生角、アコプラナリティーにカットを入れることにより、効率的に除去できる [36]。 LSP との質量差 ($\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$) が大きい限り、探すべきはアコプラナリティーの大きい高エネルギーの孤立したレプトンと、 W ボソン質量以下の 2 ジェットを持つ事象である。既に図 1.17に示したようにこの質量差はパラメータ空間の大部分で十分大きい。図 1.18はレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例である。この例では、 $\sqrt{s} = 500\ \mathrm{GeV}$ で、 $10\ \mathrm{fb}^{-1}$ (20 日) の統計を仮定した。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$ からのバックグラウンドである。 $\theta_{acop} = 30^o$ のカットをすると、後の質量測定のために十分きれいなチャージーノ事象のサンプルが得られる。ちなみに、この例では、分岐比 $30\ \%$ を含めて、検出効率 は $10.3\ \%$ である。

チャージーノの研究

チャージーノが発見されたら、次にすべきことはチャージーノと LSP の質量決定である。そのためには、チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布を調べればよい。図 1.19-a) は図 1.18に対応するエネルギー分布の例である。分布の形の詳細は、崩壊バーテックスの構造によるが、端点の位置はチャージーノと LSP の質量のみで運動学的に決まる。従って、これから、チャージーノと LSP の質量が測定できる。図 1.19-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線である。この測定で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 2.0\ \mathrm{GeV}$ および $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq \pm 1.5\ \mathrm{GeV}$ である。

軽い方のチャージーノと LSP の質量で、チャージーノ - ニュートラリーノ質量行列の三つのパラメータ $(M_2,\ \mu,\ \tan\beta)$ の内の二つが決まる。もし、チャージーノと LSP の質量比が、ほぼ $\frac{3}{5}\alpha_Y/\alpha_W$ ならば そのチャージーノの主成分はウイーノだと分かる。そうでなければ、ヒッグシーノとの混合が大きいはずで、軽いヒグシーノの存在が示唆される。

以上の解析は、チャージーノの実 W ボソンへの二体崩壊が許される場合も同様に行なえる。 2 ジェット系として再構成された W ボソンのエネルギー分布を測ればよいのである。図 1.20-a) はこうして得られるエネルギー分布の例

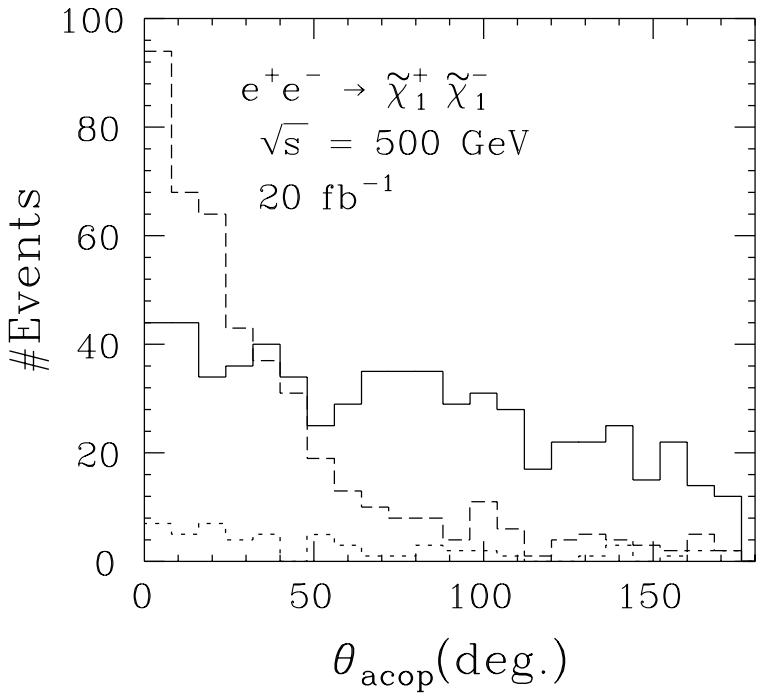

図 1.18: $m_0 = 400$ GeV、$M_2 = 400$ GeV、$\mu = 250$ GeV、$\tan\beta = +2$ の場合のレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例。モンテカルロ事象は $\sqrt{s} = 500$ GeV で 10 fb^{-1} (20 日) の統計に対応している。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。

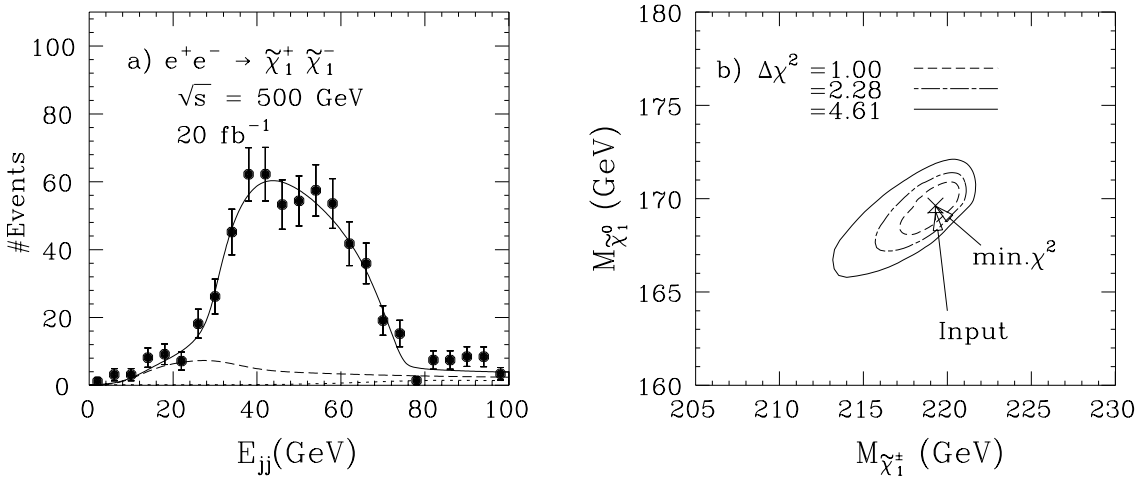

図 1.19: (a) チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1}、超対称性のパラメータは図 1.18 と同じである。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線と点線はそれぞれ期待される W 対と $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$ からのバックグラウンドの形を示している。(b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメータとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

である。また、図 1.20-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線で、この例で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 10$ GeV である。この例のパラメータでは次節で述べる右手型スレプトンの方が軽く、それから LSP 質量が事前に分かっているはずである。これを使えば、チャージーノ質量に対する統計誤差は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 5$ GeV まで小さく出来る。

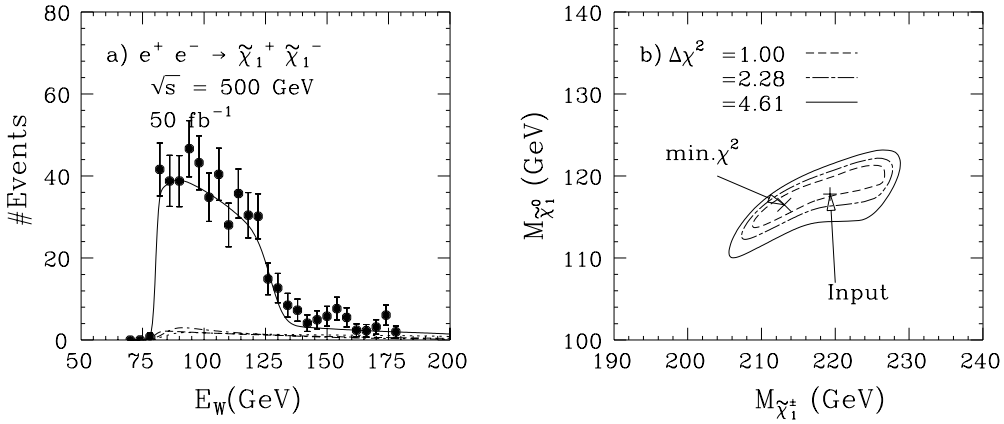

図 1.20: (a) チャージーノ崩壊で生じた W ボソンのエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 50 fb^{-1}、超対称性のパラメータは $m_0 = 70$ GeV、 $\mu = 400$ GeV、 $M_2 = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線、一点鎖線、点線はそれぞれ、 W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp Z^0$、その他 ($W^+W^-Z^0$、 $e^+e^-W^+W^-$、 $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$) のバックグラウンドの形を示している。 (b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、 $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメータとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

チャージーノが実 W ボソンへ二体崩壊する時には、 LSP と チャージーノ質量が分かっているのでチャージーノの生成角を再構成できる[1]。こうして求まる生成角は二値となるが、その両方をプロットすると図 1.21-a) が得られる。

二つの解の内、間違った方はほぼ平坦な分布をする。このバックグラウンドを差し引くと図 1.21-b) が得られる。このチャージーノの生成微分断面積は超対称性のパラメータに関する独立な情報を与える。例えば、前方に事象が多いことのみからでも、 t チャンネルのダイアグラムの寄与があることが分かる。

偏極電子ビームは、チャージーノの研究のための強力な武器である。例えば、右偏極の電子ビームを用いることにより、 t チャンネルの スニュートリノ交換の寄与をなくすことが出来る。右偏極の電子ビームはまたウイーノ成分の寄与の大部分をも殺してしまう。 $\tilde{W}^+\tilde{W}^-Z$ および $\tilde{W}^+\tilde{W}^-\gamma$ バーテックスはともに $\tilde{W}^+\tilde{W}^-W^3$ に起因するため Z^0 の質量が無視できる極限で右偏極の電子に結合しないからである。一方、ヒグシーノ成分はハイパーチャージの差から来る 4 倍程度の違いを除き、左右どちらの偏極電子にも結合する。従って、右偏極の電子ビームを用いることにより、チャージーノ中のヒグシーノ成分の割合を調べることが出来る。図 1.22 は $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ の場合の軽い方のチャージーノ対の生成断面積の偏極依存性を示したものである。しきい値近辺の振舞いが、偏極によらずに S 波の位相空間因子 β^1 で決まっている点から t チャンネルのスニュートリノ交換の寄与が小さいことが、また、偏極による断面積変化が数倍程度であることから、この場合のチャージーノがヒグシーノを主成分とするものであることが分かる。

超対称性の予言する軽いヒッグス粒子からの情報と合わせて、以上のような超対称粒子一つの研究からでも超対称性のパラメータに関する多くの情報を引き出すことが可能である。これは全て、電子陽電子反応のきれいさのおかげである。

[1] この場合 4 ジェット終状態を用いなくてはならないので、ジェットモードで W ボソンの 電荷の符合を知る必要がある。ここでは、二つの W ボソンの内少なくとも一方の電荷の符合がチャームクォークからのレプトン、あるいはチャーム中間子の再構成により決められると仮定する。

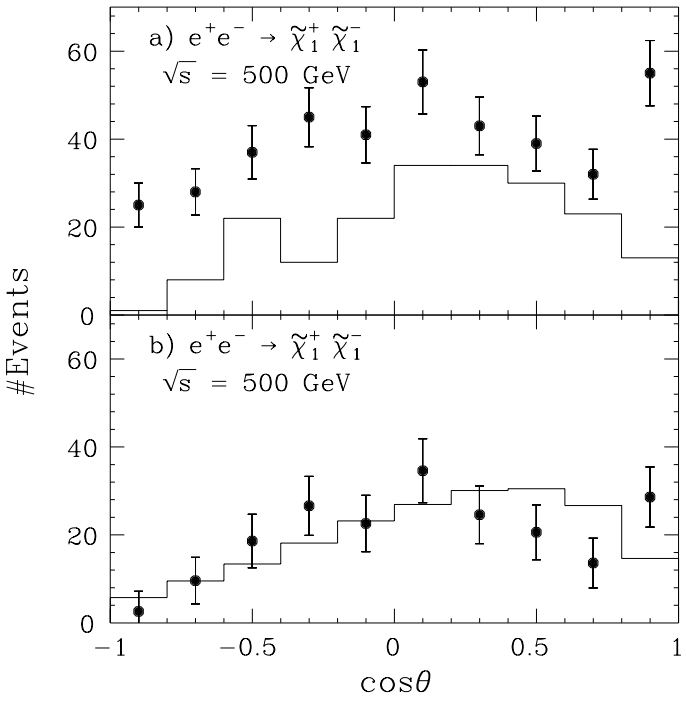

図 1.21: (a) 再構成した チャージーノの生成角の分布。モンテカルロデータ点は、図 1.20-a) に対応している。この図では、得られる二つの解を両方とも、電荷の符合が 100 % 決められるとしてプロットしている。ヒストグラムは、選ばれた事象に対する正しい生成角の分布である。 (b) 図 (a) で 間違った解から来るバックグラウンドを引いたもの。ヒストグラムは、残ったイベント数で規格化したモンテカルロ発生時の角分布。

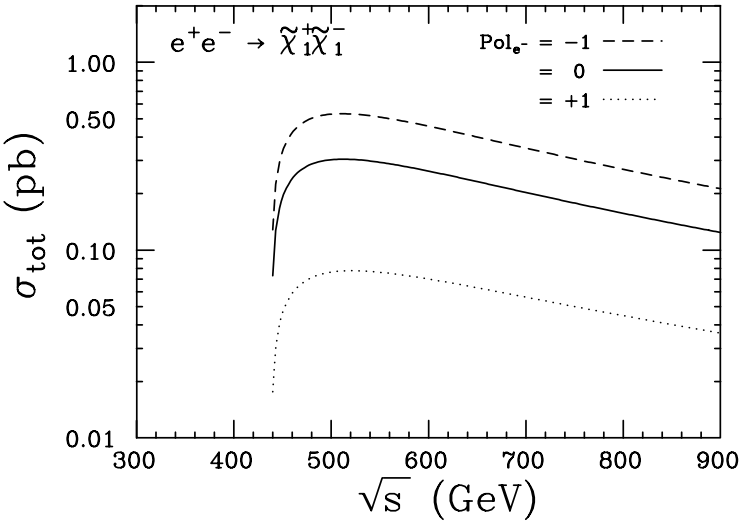

図 1.22: 軽い方のチャージーノ対生成の断面積の電子ビーム偏極依存性。ここでの超対称性のパラメータは $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。

1.3.4 スレプトンの探求

スフェルミオン質量スペクトラムに関する一般論

JLC-I におけるスレプトンの発見は超対称粒子の質量スペクトラム全体を明らかにする突破口となり得る。超重力模型では、第一・第二世代の荷電スレプトン、すなわち $\tilde{e}$、$\tilde{\mu}$ の質量はほとんど縮退するため、これらの超対称粒子の研究は同時に遂行できる。そこからは、ゲージーノやスカラー質量に関する有益な情報を引き出すことが可能である。場合によっては、μ や $\tan\beta$ に関する情報すら得られるであろう。この際だった可能性は、スフェルミオンに対する以下の質量公式に負う所が大きい:

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{l}_L} &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta(1-2\sin^2\theta_W), \\ m^2_{\tilde{\nu}_L} &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta, \\ m^2_{\tilde{l}_R} &= m_0^2 - \frac{2}{11}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W \text{。} \end{aligned}$$

$\sin^2\theta_W$ が $1/4$ に近いことによる偶然の相殺により、$\tilde{l}_L$ と $\tilde{l}_R$ の質量差は ほとんど ウイーノ質量パラメータ (M_2) のみで決まってしまう。また、普遍スカラー質量 (m_0) や真空期待値の比 ($\tan\beta$) に対する強い制限もつく。これらの質量公式は、また、右手型および左手型スレプトンの質量が各々ほぼ縮退すること、右手型の方が左手型の方より常に軽く、その質量差がゲージーノ質量で決まることを意味している。いずれにせよ、スレプトンが一つでも発見されれば、他のスレプトン発見の可能性は著しく高まる。

スレプトン対生成

スミュー対生成は電子陽電子対の仮想光子あるいは仮想 Z ボソンへの対消滅を通して起こり、その微分断面積は $\sin^2\theta$ のように振舞う。また、この生成全断面積はスミューの量子数だけで完全に決まってしまう。図 1.23は m_0-M_2 平面において $\sqrt{s}=500$ GeV でのスミュー対生成の全断面積を等高線として示したものである。 断面積の等高線が図 1.14-b) と良く似ている点に注意しよう。このことから、スレプトン対生成に対する探索限界がしきい値ぎりぎりまであることが分かる。

セレクトロン対生成は、これに比べ、より複雑である。ニュートラリーノの質量と相互作用の仕方に強く依存する t チャンネルのニュートラリーノ交換のダイアグラムの寄与があるためである。図 1.24 は図 1.23 と同様な断面積の等高線をセレクトロン対生成に対してプロットしたものである。t チャンネルダイアグラムの存在はまた、セレクトロン対生成の角分布を変える。図 1.25 はセレクトロン対生成の微分断面積の例である。

スレプトンの崩壊

既に見たように、しきい値を一旦越えればスレプトン対生成の断面積は十分に大きいので、その検出は、そのスレプトンと LSP との間の質量差が大きく、LSP へ直接崩壊の分岐比が十分に大きい限り、容易である。この条件は、LSP がある程度 ビーノ成分を持っていれば一般に満たされる。図 1.26-a) と -b) は、それぞれ、左手型、右手型のスレプトンの直接崩壊の分岐比を m_0-M_2 で示したものである。たしかに、パラメータ空間のほとんどの領域で $\tilde{\mu}_R$ は LSP に直接崩壊する。 図 1.27-a) と -b) は 対応する LSP との質量差の等高線である。パラメータ空間のほとんど全ての領域で、この質量差は検出可能な十分な大きさを持つことに注意する。従って、スレプトン対生成の信号は、ウイーノ対の場合同様アコプラナーなレプトン対である。ただしこの場合には、スレプトンの二体崩壊から来る終状態のレプトンのエネルギーは矩形分布をするため、ウイーノの三体崩壊との分離は容易である。特にスレプトン対のしきい値付近では、終状態のレプトンのエネルギーはほとんど単色である。また、しきい値領域の生成断面積の振舞いの違いからも、両者の識別が可能である。

LSP が ほぼ純粋なヒグシーノであれば、全く違った崩壊過程もあり得る:

$$\tilde{l} \to l\tilde{w}^{0*} \to l\tilde{h}^0 h^0 \text{ □。}$$

この崩壊過程は、レプトン対 + $m(jj)\sim m_h$ なる 二つのジェット対という画期的な終状態を作る。この場合、t チャンネルの寄与は無くなるので、そのことからも、LSP が ヒグシーノを主成分とすることが分かるはずである。いずれにせよ、この場合のスレプトンの検出は容易であるので、以下では LSP が ビーノ に近い場合を扱おう。

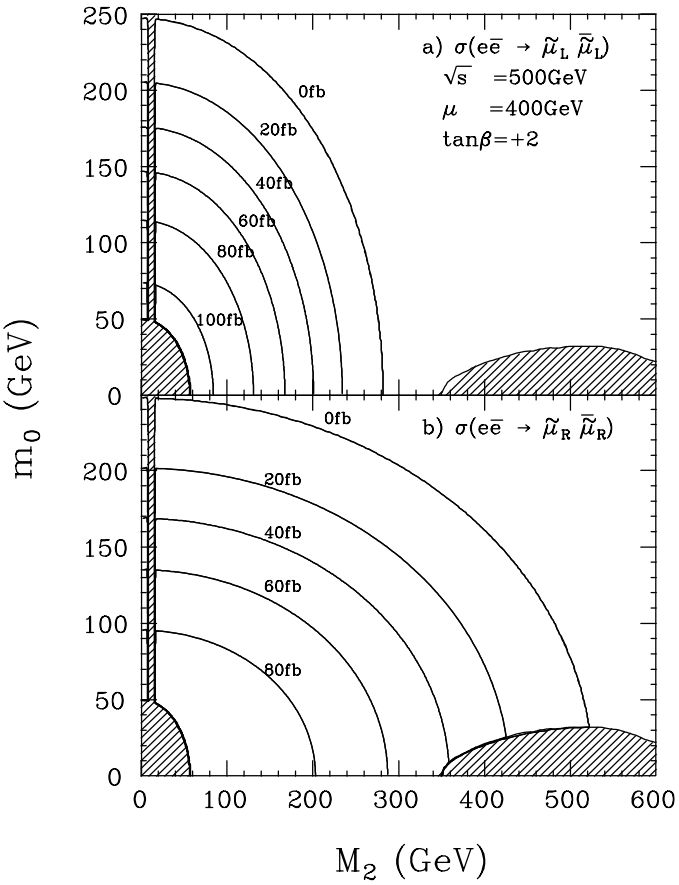

図 1.23: m_0-M_2 平面における $\sqrt{s} = 500$ GeV でのスレプトン $(\tilde{l} \neq \tilde{e})$ 対生成の全断面積の等高線。ここでは、超対称性のパラメータとして　$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ をとった。(a) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_L^+\tilde{\mu}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_R^+\tilde{\mu}_R^-$。斜線の部分は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるという仮定で排除される領域である。

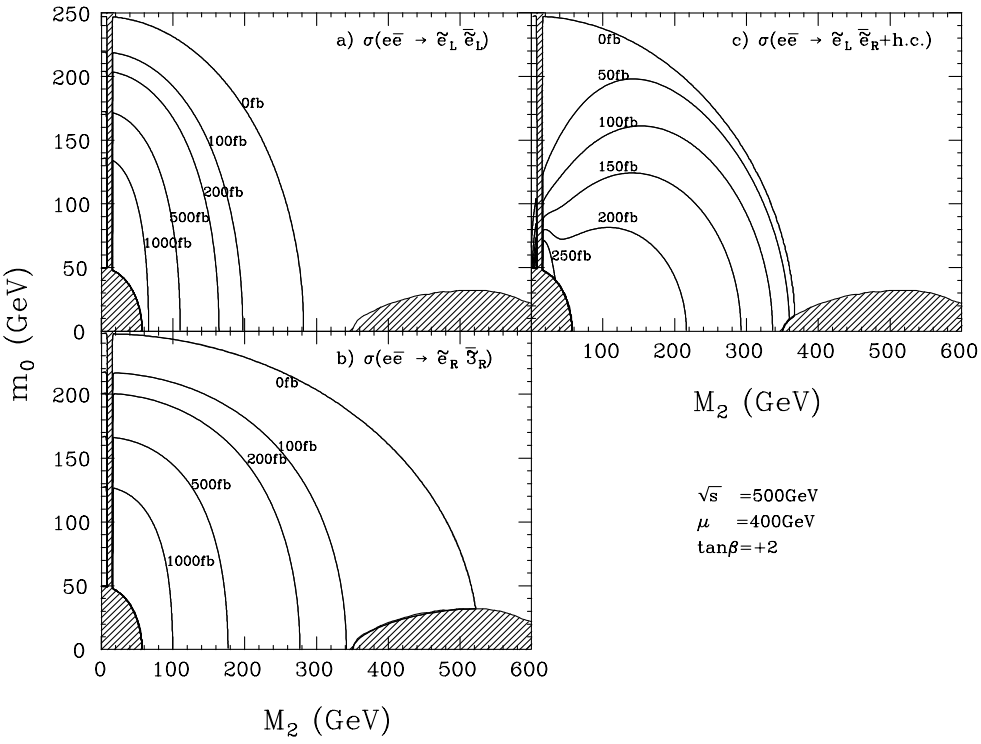

図 1.24: セレクトロン対生成に関する図 1.23 と同様なプロット。(a) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$、(c) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_R^- + \tilde{e}_R^+\tilde{e}_L^-$。

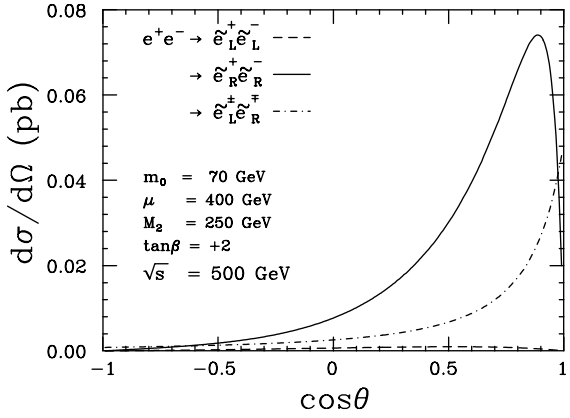

図 1.25: $\sqrt{s} = 500$ GeV でのセレクトロン対生成の微分断面積の例。超対称性のパラメータは, $m_0 = 70$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ である。3 本の曲線は $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$（破線）、$e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$（実線）、$e^+e^- \to \tilde{e}_L^\pm\tilde{e}_R^\mp$（一点鎖線）に対応している。

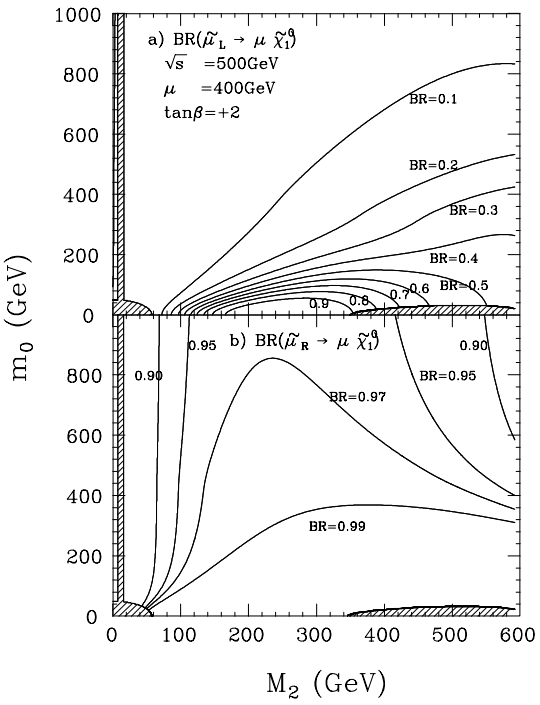

図 1.26: m_0-M_2 平面におけるスレプトンの LSP への直接崩壊に対する分岐比の等高線。(a) $\tilde{\mu}_L$、(b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメータは $\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ とした。斜線の領域は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるべしという要求で排除される部分である。

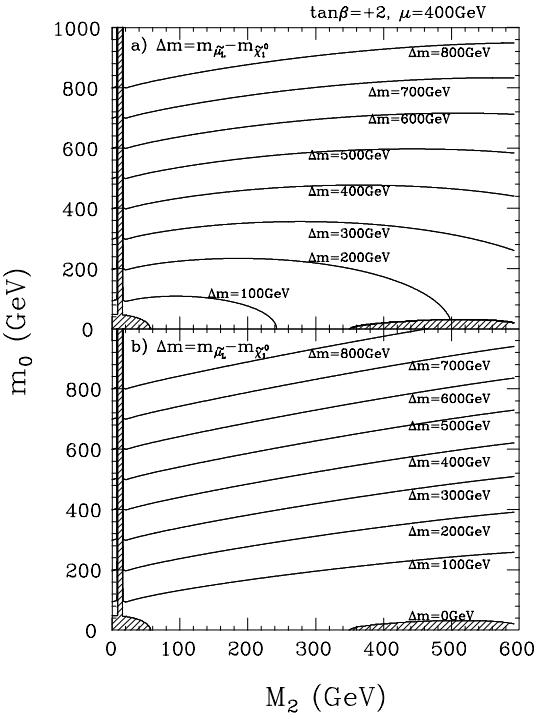

図 1.27: m_0-M_2 平面における スレプトンと LSP との質量差の等高線。(a) $\tilde{\mu}_L$、(b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメータは図 1.26と同じ、すなわち、$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ である。

スレプトンの検出

図 1.28-a) と -b) は、それぞれ、$\sqrt{s} = 350$ GeV におけるセレクトロン、スミューオン対生成の事象に対するアコプラナリティーの分布である。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1} (40 日) で、超対称性のパラメータは、$\tilde{l}_L^{\pm}$ および $\tilde{l}_R^{\pm}$ がともに $\sqrt{s} = 500$ GeV で対生成可能で、また、$m_{\tilde{l}_R^{\pm}} < M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ となるように選んである。 アコプラナリ

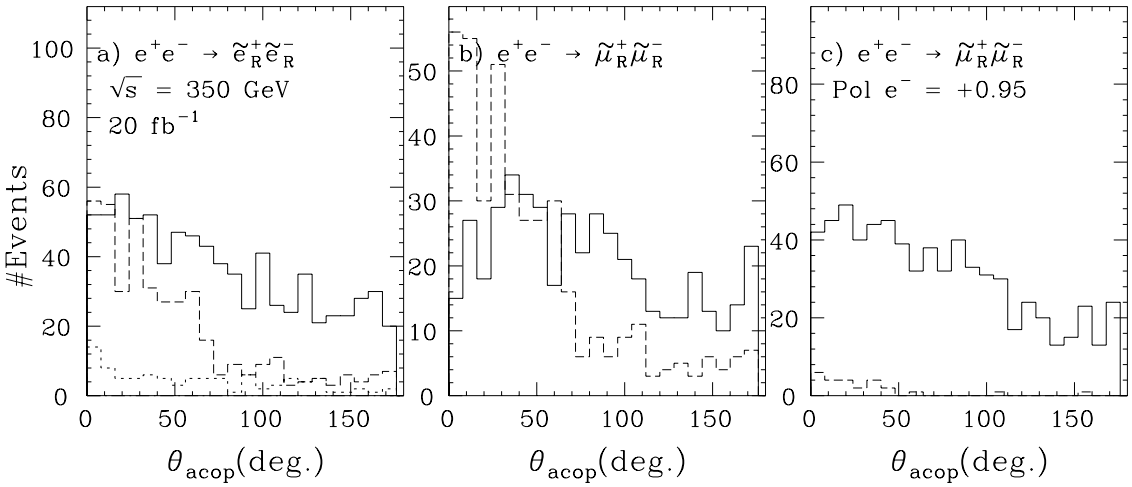

図 1.28: $\sqrt{s} = 350$ GeV における (a) セレクトロン対、 (b) スミューオン対の事象に対するアコプラナリティー分布。電子ビームの偏極度はゼロ、モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1} である。破線は W^+W^- からのバックグラウンド、点線は $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。図 (c) は 図 (b) で電子ビームの偏極度を $Pol_{e^-} = +0.95$ とした場合である。

ティーにカットを入れることにより、主として W 対からなるバックグラウンドに対して、スレプトン対生成の信号を効果的に取り出すことが出来る。スミュー対生成の場合には、断面積が小さいため、S/N 比は幾分悪くなるが、これも、右偏極の電子ビームを用いることにより、大幅に改善できる。信号の断面積がほぼ倍増し、また、バックグラウンドをほぼ完全に落すことが出来るからである。図 1.28-c) は、電子ビームの偏極度を $\mathrm{Pol}_{e^-} = +0.95$ とした時の例である。この場合の検出効率は、セレクトロンおよびスミューオン対生成の各々に対し、それぞれ 45.0% と 54.2% となり、また、バックグラウンドは無視できる程度になる。

スレプトンの研究

一旦、スレプトンが発見できれば、チャージーノの場合同様、終状態のレプトンのエネルギー分布からスレプトンおよび LSP の質量を決定できる。この場合、質量決定はチャージーノの場合より易しい。エネルギー分布の形が決まっているからである。図 1.29-a) は、電子ビームの偏極度を $\mathrm{Pol}_{e^-} = +0.95$、積分ルミノシティー 20 fb^{-1} とした時の、スミューオン崩壊からのレプトンのエネルギー分布である。スレプトンの場合は断面積がより大きいのでその測定はより簡単である。エネルギー分布は、カットの効果で、期待される矩形分布からは若干ずれてはいるが、分布の端点は十分シャープで、容易に スレプトンおよび LSP の質量を決めることが出来る。図 1.29-b) は同じモンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線である。 スミューオンおよび LSP の質量に対して期待される統計誤差は $\pm 1\%$ である。

もし LSP が ビーノを主成分とするならば、その t チャンネル交換もセレクトロン対生成に寄与する。 JLC の偏極電子ビームはここでも重要な役割を果たす。t チャンネル交換のダイアグラムは、セレクトロンのカイラリティーがビームのそれと一致する時だけに現れるからである。図 1.30 はセレクトロン対生成の断面積を $\sqrt{s}$ の関数として $\mathrm{Pol}_{e^-} = -1$、 0、 $+1$ の三つの場合について示したものである。 $\tilde{e}_R^{\pm}\tilde{e}_R^{-}$ と $\tilde{e}_L^{\pm}\tilde{e}_R^{\mp}$ の場合、t チャンネル交換の寄与がビーノ成分のみから来ることに注意する。 $\tilde{e}_L^{\pm}\tilde{e}_R^{\mp}$ は、特に興味ある過程である。この過程には s チャンネルの寄与が無く、t チャンネル交換の寄与のみを分離して調べられるからである。 LSP の質量は分かっているはずなので、これらの断面積の偏極依存性の測定から LSP が 実際 ビーノ成分をどの程度持っているのかが調べられる。エネルギーを

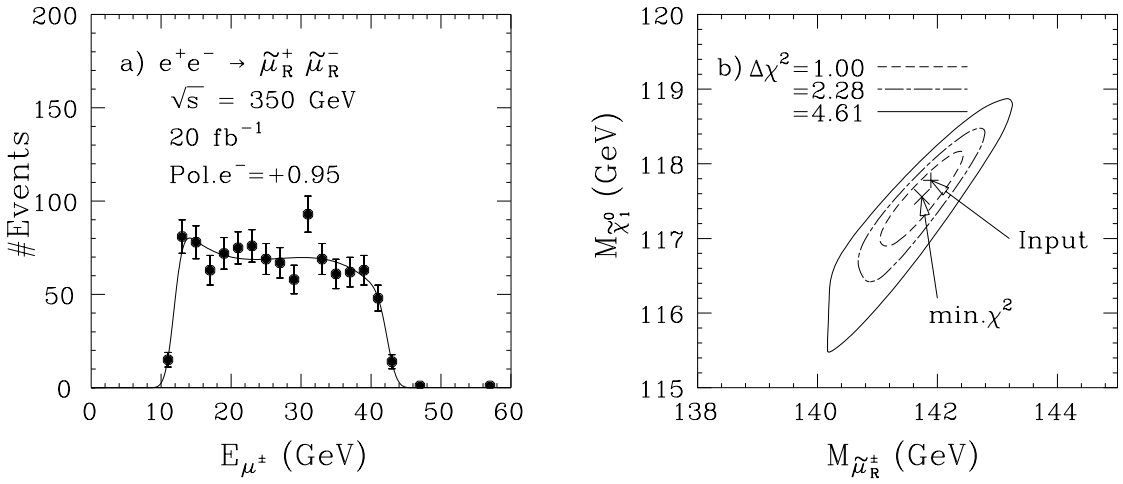

図 1.29: (a) 図 1.28-c) のモンテカルロデータに対応するスミューオン崩壊からの終状態ミューオンのエネルギー分布。実線は $m_{\tilde{\mu}}$ と $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ を自由に動かした際のベストフィット曲線である。(b) フィットから得られる $m_{\tilde{\mu}}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線。

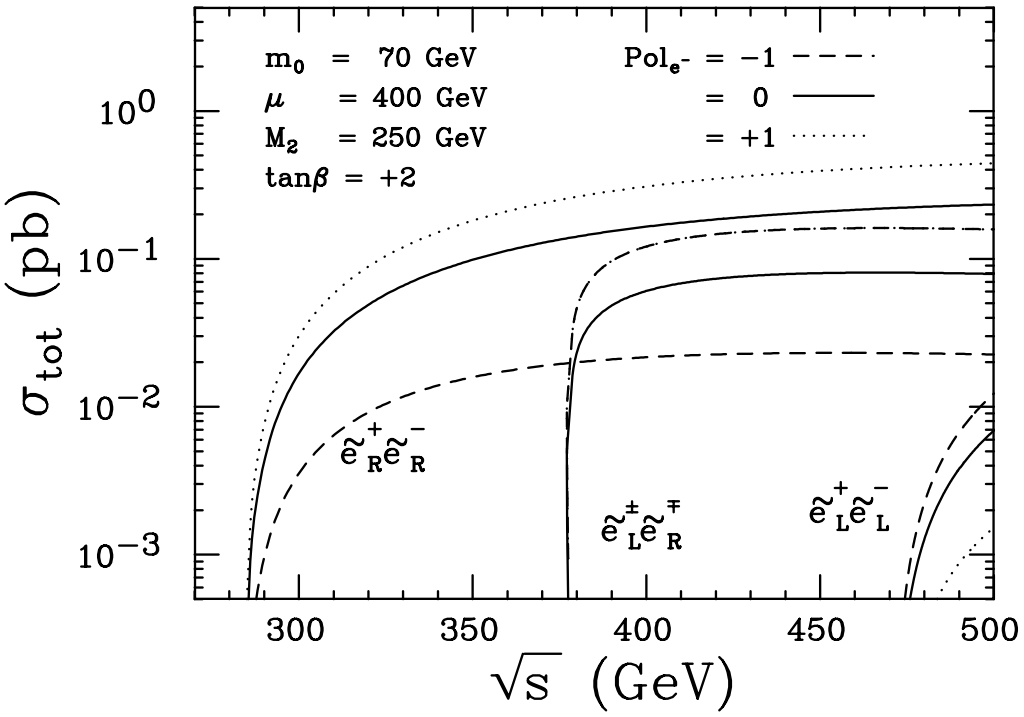

図 1.30: $\mathrm{Pol}_{e^-} = -1$、 0、 $+1$ の場合に対する $\sqrt{s}$ の関数として示したセレクトロン対生成の断面積。超対称性のパラメータは $m_0 = 70$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ とした。$\tilde{e}_L^\pm \tilde{e}_R^\mp$ 生成は電子偏極によっては禁止される点に注意する。

上げることにより $\tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$ 生成のしきい値を越えたなら、二番目に軽いニュートラリーノ、もっと正確に言えば ウイーノ成分の寄与を調べることも可能となろう。

同様の解析はスミューオン対生成についても行なえる。図 1.31 は スミューオンに関する図 1.30 に対応する図である。

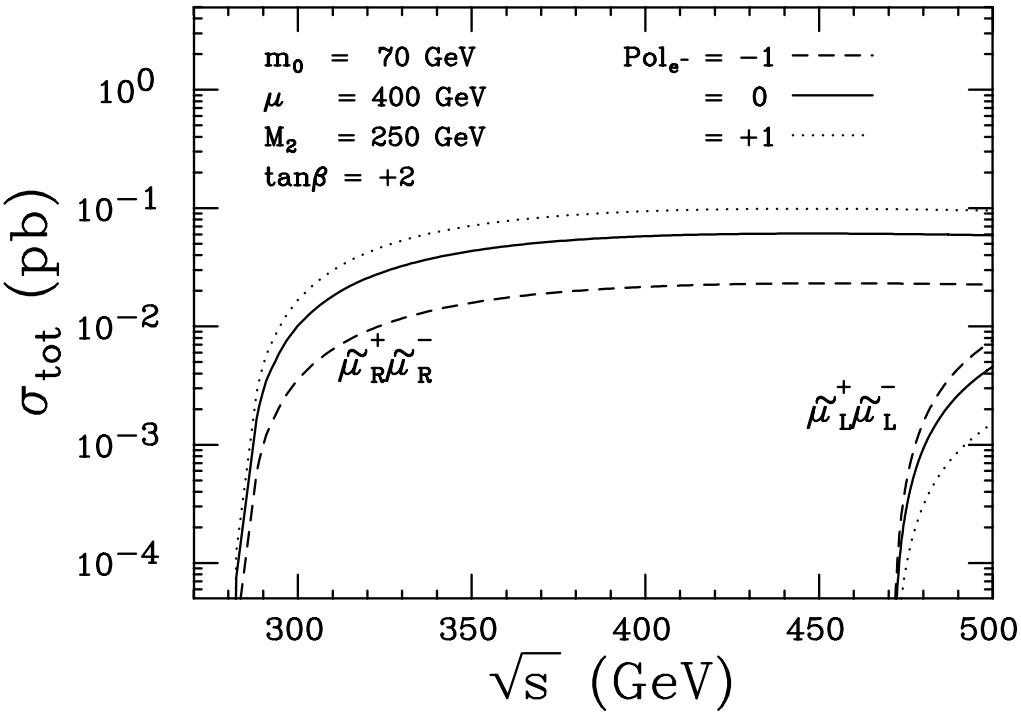

図 1.31: スミューオン対生成に対する 図 1.30 に対応する図。

スミューオン対生成の場合には、その断面積が量子数のみで決定されるため、電子ビームの偏極度依存性から生成された新粒子の量子数が確かにスミューオンのそれであることが確認できる。

微分断面積の測定も重要である。スレプトンと LSP の質量が分かれば、チャージーノの場合と同様に、終状態のレプトンの四元運動量から、親のスレプトンの生成角を再構成出来る。図 1.32-a) は、こうして得られる二つの解をスミューオン対生成に対してプロットしたものである。ヒストグラムは選ばれたスミューオン対生成の事象の正しい生成角分布である。これから、誤った方の解が平坦なバックグラウンドを作ることが分かる。このバックグラウンドを差し引いてモンテカルロデータ発生時の角分布と比較したのが図 1.32-b) である。図から、スミューオン対生成がスカラー粒子の s チャンネル生成に特徴的な $\sin^2\theta$ 型の振舞いをすること、つまり、スミューオンのスピンが確かに ゼロであることが分かる。

同様に、セレクトロン対生成に関しても角分布測定が出来る。図 1.33-a) と -b) はその例である。スミューオン対生成の場合と違って、この場合には、t チャンネルダイアグラムの効果で、前方にピークができる。このことから、この場合の LSP が ビーノを主成分とすることが結論できる。もし、LSP が ヒグシーノを主成分とするならば、t チャンネルの寄与は小さく、その分布はスミューオン対生成の場合に近づくはずだからである。こうして、微分断面積の絶対値および形の測定から、t チャンネルに交換されるニュートラリーノの素性が分かる。

ひとたびゲージーノ および スレプトンの質量が決められたなら、グルイーノやスクォークを含む他の超対称粒子の質量も予言できる。こうして、超対称粒子の系統的な探索が可能となる。

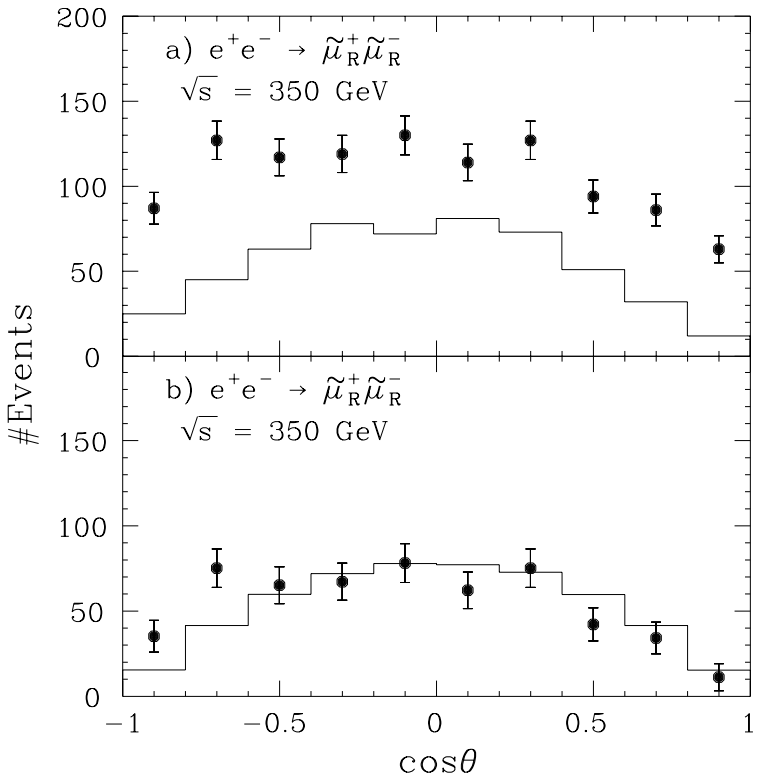

図 1.32: 終状態のミューオンの四元運動量から再構成された $e^+e^- \to \tilde{\mu}_R^+\tilde{\mu}_R^-$ 反応からの $\tilde{\mu}_R^-$ の角分布。 (a) 二つの解の両方をプロットしたもの、 (b) 間違った解からのバックグラウンドを差し引いたもの。図 (a) 中のヒストグラムは選ばれた事象の正しい角分布。また、図 (b) でのヒストグラムは発生時の角分布を規格化したもの。モンテカルロデータは図 1.28-c) と同じである。

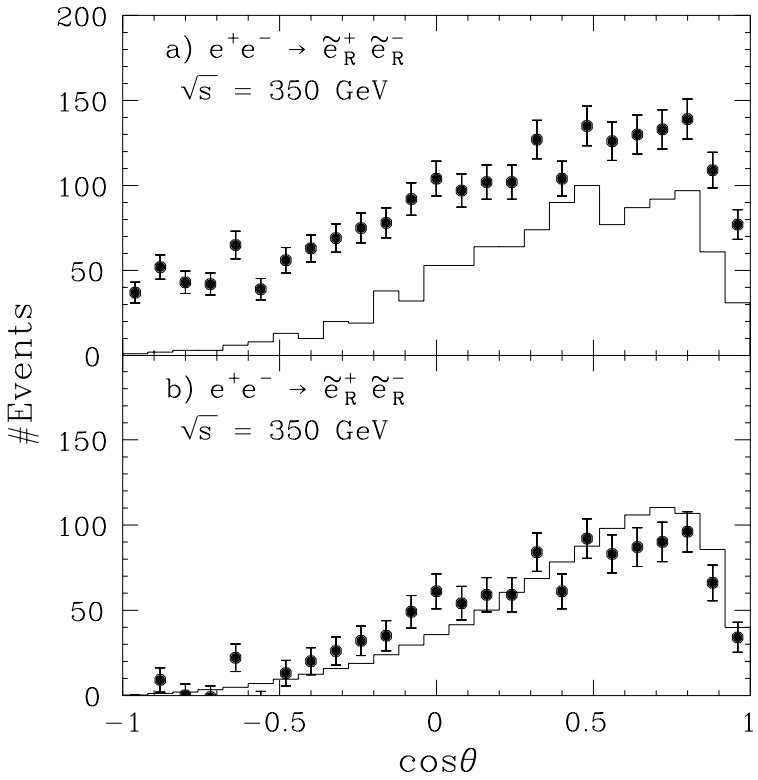

図 1.33: $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$ 反応からの $\tilde{e}_R^-$ の角分布に対する図 1.32-a) および -b) と同様の図。

1.3.5 超重力大統一模型の仮定の検証

前節で述べたように、JLC-I では 超対称粒子の探索がその運動学的な限界ぎりぎりに至るまで遂行できる。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげで、それらの超対称粒子の性質の詳細な研究が可能である。重要なことは、それらの精密測定によって超対称大統一模型あるいは超重力模型の精密な検証が可能となることである。

一旦、最も軽い荷電超対称粒子が発見されれば、その超対称粒子だけからでも、超対称粒子の質量スペクトラムに関する極めて多くの情報が得られる。その質量スペクトラムの情報を指針として次々に新しい超対称粒子の探索が出来る。一方、これらの超対称粒子の質量が測定されれば、逆に超重力模型のパラメータ、特に M_2 と m_0 に強い制限が課せられる。運が良ければ、最小超重力模型のパラメータ全て $(M_2, m_0, \mu, \tan\beta, A, B)$ が決められるであろう。それどころか、超対称粒子の質量スペクトラムが本当にこれらの数少ないパラメータのみで決まるものか否かの検証も出来ることになる。超対称性の破れを記述するこれらのパラメータが、その起源を 超重力相互作用に持つことを思い起こせば、これは、プランクスケールの物理の検証可能性を示唆していることになる。

この節では、JLC における超対称粒子の探索と研究のシナリオを、荷電スレプトンが最初に発見されるような典型的な超対称性のパラメータを例に挙げて示す [36]。

既に述べたように、超重力模型では、軽い方のチャージーノ、あるいは右手型スレプトンが最初に発見される超対称粒子の候補となる。右手型スレプトンの質量は世代間でほぼ縮退する。これらのスレプトンのうち、右手型セレクトロン ($\tilde{e}_R$) は t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換のダイアグラムからの寄与で $\tilde{\mu}_R$ あるいは $\tilde{\tau}_R$ の対生成より大きな断面積を持つ。そこで、右手型セレクトロンが、大きなアコプラナリティーを伴った電子陽電子対を終状態に持つ事象として最初に見つかるであろう。一旦、右手型セレクトロンが発見されたならば、電子ビームを右偏極させ、W 対生成等の バックグラウンドを落す。前節で述べたようにこれらのバックグラウンドが落せれば、他の右手型荷電スレプトン ($\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$) の発見も容易である。

得られたスレプトン対生成のサンプルを使って、スレプトンおよび LSP の質量決定が出来ること、また微分断面積の測定が出来ることは既に述べた通りである。この時点で、早くも最小超重力模型の最も重要な予言の一つ、つまり、スカラー粒子質量の世代間縮退の検証が出来る。もし、$\tilde{e}_R$、 $\tilde{\mu}_R$ の質量縮退が確認されれば、これは、隠れたセ

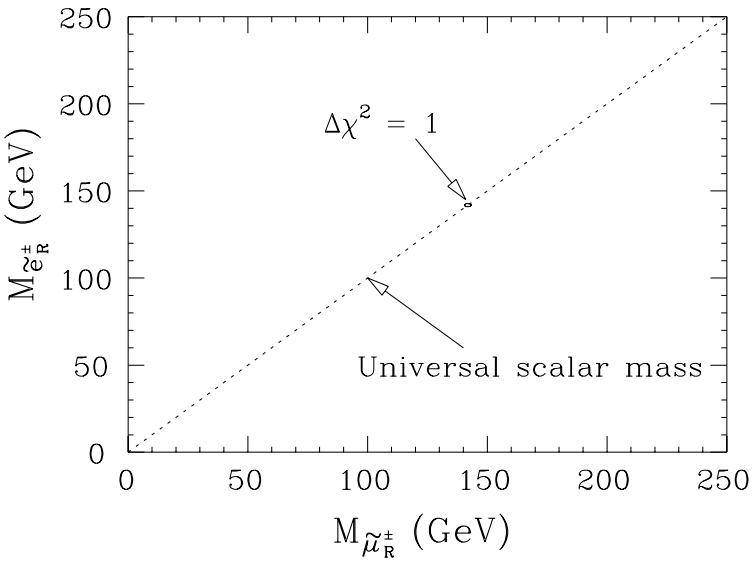

図 1.34: $m_{\tilde{\mu}_R}$-$m_{\tilde{e}_R}$ 平面における期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の 等高線。点線は隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオの予言。

クターによる超対称性の破れのシナリオに対する強い支持を与える。図 1.34は、そのようなテストの例である。 1% レベルの非常に精密な検証が出来ることが分かる。

セレクトロン対生成の場合には、t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換の寄与で、s チャンネルの γ または Z への対消滅ダイアグラムしか持たないスミュー、スタウの対生成より断面積が大きくなる。つまり、セレクトロン対生成の断面積はビーノの質量 (M_1) を反映する。 LSP の質量は レプトンのエネルギー分布から分かっているので、このことから、LSP が ビーノを主成分とするのか、あるいは ヒグシーノを主成分とするのかが判定できる。つまり、断面積が LSP の t チャンネル交換からの予測と一致すれば、ビーノ主体であるし、スミュー、スタウの場合と同じであれば、ヒグシーノ主体であることになる。中間的な場合には、ニュートラリーノ - チャージーノ質量パラメータ $(M_2, \mu, \tan\beta)$ に対する二つの制限が課せられることになる。既に述べたように、セレクトロン対生成の角分布からも同様な情報が得られる。

重要なことは、いずれの場合でも、 $m_{\rm LSP}$ のみから軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) 、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) の質量に対する上限が得られることである。図 1.35-a) と -b) はこれらの上限を LSP の質量の関数としてプロットしたものである。 LSP がヒグシーノに近い場合、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) 、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) もまたヒグシーノを主成分とし、これらの質量はほぼ縮退する。一方、 LSP がビーノに近ければ、これらはウイーノを主成分とし、その質量は LSP 質量のほぼ二倍となる。実際には、これら二つの極端な場合の中間となるので、我々の興味のある領域では、質量上限は LSP 質量の二倍以下となる。

これらの質量上限値から、次の超対称粒子探索のための加速器の衝突エネルギーとして $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ 生成、あるいは $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ 生成のしきい値を越えるエネルギーを選ぶことが出来る。これらが、そのエネルギーで発見されなければ、最小超重力模型は困難に直面することになる。 $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ 生成の断面積は一般に小さいので、超対称性のパラメータの決定には、$\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ 生成の測定の方が有利である。既に述べたように、軽い方のチャージーノは、多くの場合、 LSP+W へ直接崩壊し、その検出は容易である。パラメータ空間の特殊な領域では三体崩壊もあるが、 LSP との質量差が極端に小さくない限り、その検出に大きな困難はない。ひとたびチャージーノが発見されれば、その質量測定 ($m_{\tilde{\chi}^\pm}$) や、偏極電子ビームを用いた断面積測定 ($\sigma_R(\tilde{\chi}^\pm)$) や $\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$) も出来る。これらの測定、 $m_{\rm LSP}$、 $m_{\tilde{\chi}^\pm}$、 $\sigma_R(\tilde{\chi}^\pm)$ を組み合わせ、大統一の条件 ($M_1/M_2 = \alpha_1/\alpha_2$) を用いることにより、ゲージーノとヒグシーノの混合が比較的大きければ、ニュートラリーノ・チャージーノセクターの三つのパラメータ全て、つまり、 $(M_2, \mu, \tan\beta)$ が決まる。この場合には、重い方のチャージーノ質量が予言できる[2]。その予言どうりの発見は、ここで仮定した大統一の条件を強く支持するであろう。今考えている例では、 $M_2 < \mu$ で、チャージーノが ウイーノを主成分とするため、 μ と $\tan\beta$ を

[2]この場合、重い方のチャージーノの質量は軽い方のチャージーノと同程度のはずである。

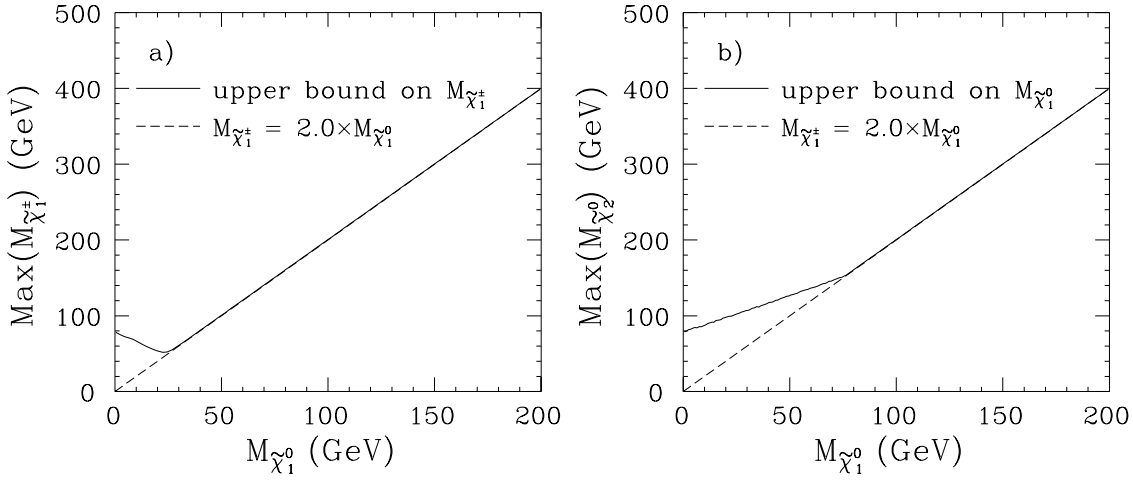

図 1.35: LSP 質量の関数として示した (a) 軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$)、(b) 二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) の質量に対する上限値。

決定するのは簡単ではない。しかしながら、この場合においてさえ、大統一の条件の検証は可能である。ビーノ質量 (M_1) がほぼ m_{LSP} に等しく、ウイーノ質量 (M_2) がほぼ $m_{\tilde{\chi}^\pm}$ に等しくなるからである。スレプトン対生成からの情報を含めたグローバルフィットにより、図 1.36に示した (M_1, M_2) 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線が得られる。ここで、点線で示したのが大統一の条件である。超対称大統一模型の最も重要な仮定の一つが、こうして検証できる。

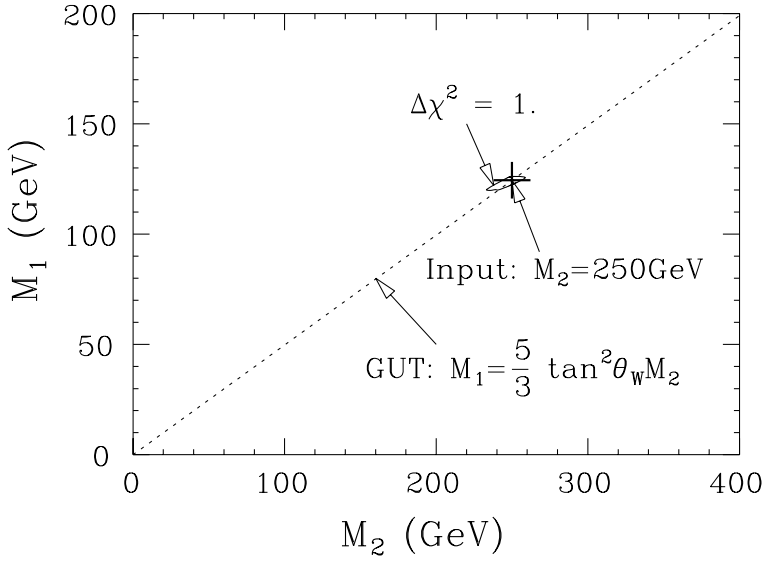

図 1.36: スレプトンとチャージーノの測定から期待される、M_2-M_1 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は超対称大統一模型の予言。

軽い方のチャージーノ対生成の測定からは、もう一つの重要な情報が引き出せる。左偏極の電子によるチャージーノの対生成の断面積 ($\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$) には t チャンネルのスニュートリノ $(\tilde{\nu}_L)$ 交換の情報が含まれているからである。ゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積を $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として図 1.37 に示した。$m_{\tilde{\nu}_L}$ が左手型荷電スレプトンの質量 ($m_{\tilde{l}_L}$) との間に持つ模型によらない関係

$$m^2_{\tilde{\nu}_L} \leq m^2_{\tilde{l}_L} = m^2_{\tilde{\nu}_L} + (1 - \sin^2\theta_W) m_Z^2 |\cos 2\beta| \leq m^2_{\tilde{\nu}_L} + (1 - \sin^2\theta_W) m_Z^2 \tag{1.4}$$

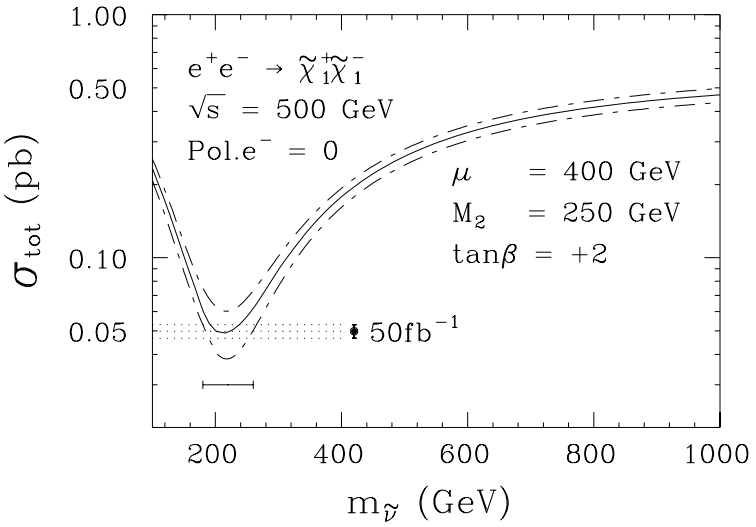

図 1.37: $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として示したゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積。一点鎖線で示したのはグローバルフィットの 1-σ 誤差限界である。

に注意しよう (ただし、ここで、 $\tan\beta \geq 1$) 。この関係から、左手型荷電スレプトンの質量に対する上限値が求まり、次に進むべきエネルギーが決まる。

左手型荷電スレプトンは、まず最初に、t チャンネルのビーノ交換によって起こる $e_R^- e^+ \to \tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^+$ 反応で探索されるであろう。それが予言された質量領域に発見されれば、スレプトンの超対称性が確認されることになる。好運であれば、上記の公式から $\tan\beta$ を決めることも出来るであろう。ここで、 $m_{\tilde{l}_L}$ 測定の持つ重要な意味について言及しておかなくてはならない。つまり、 $m_{\tilde{l}_L}$ 測定 を、右手型スレプトンと軽い方のチャージーノから得られた $m_{\tilde{l}_R}$ と M_2 に関する情報と組み合わせることにより、隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオにおける普遍スカラー質量の仮定の検証が出来ることである。超対称大統一の仮定のみから言えるのは

$$m_{\tilde{l}_L}^2 = m_5^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2 - \alpha_0^2) + \frac{1}{22}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta(1 - 2\sin^2\theta_W) \tag{1.5}$$

$$m_{\tilde{\nu}_L}^2 = m_5^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2 - \alpha_0^2) + \frac{1}{22}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta \tag{1.6}$$

$$m_{\tilde{l}_R}^2 = m_{10}^2 - \frac{2}{11}(\alpha_1^2 - \alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2\theta_W \tag{1.7}$$

という関係である。ここで m_5 と m_{10} は **5**- あるいは **10**- 次元表現各々の内に共通するスカラー質量パラメータである。普遍スカラー質量の仮定は、 m_5 と m_{10} が一致することを意味する。この場合、左手型荷電スレプトンと右手型荷電スレプトンの質量差はゲージーノ質量パラメータのみで決まる。

$$m_{\tilde{l}_L}^2 - m_{\tilde{l}_R}^2 \simeq \left(\frac{3}{2}(\alpha_0^2 - \alpha_2^2) - \frac{5}{22}(\alpha_0^2 - \alpha_1^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} \tag{1.8}$$

図 1.38は $m_{\tilde{l}_L}^2 - m_{\tilde{l}_R}^2$ と M_2^2 の平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線を普遍スカラー質量の仮定と比較したものである。 こうして、超重力模型構築の上で極めて強い制限が課せられる。

最後に、残りの左手型荷電スレプトン ($\tilde{\mu}_L$、 $\tilde{\tau}_L$) の発見は、右手型荷電スレプトンの場合同様、質量の世代間縮退の検証を可能にする。さらに、左手型荷電セレクトロンの対生成から、t チャンネルのニュートラリーノ ($\tilde{W}^0$ 成分) 交換の寄与を調べることにより、これまでの解析で測られた超対称性のパラメータの整合性の検証も出来る。

以上では、右手型荷電スレプトンが最初に発見されると仮定して議論を進めてきた。しかしながら、軽い方のチャージーノが最初に見つかる場合でも、超対称性探求の戦略は基本的に同じである。チャージーノの研究からニュートラリーノ - チャージーノセクターの三つのパラメータが決まり、また、 $\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$ から $m_{\tilde{l}_L}$ の超重力の模型の詳細によ

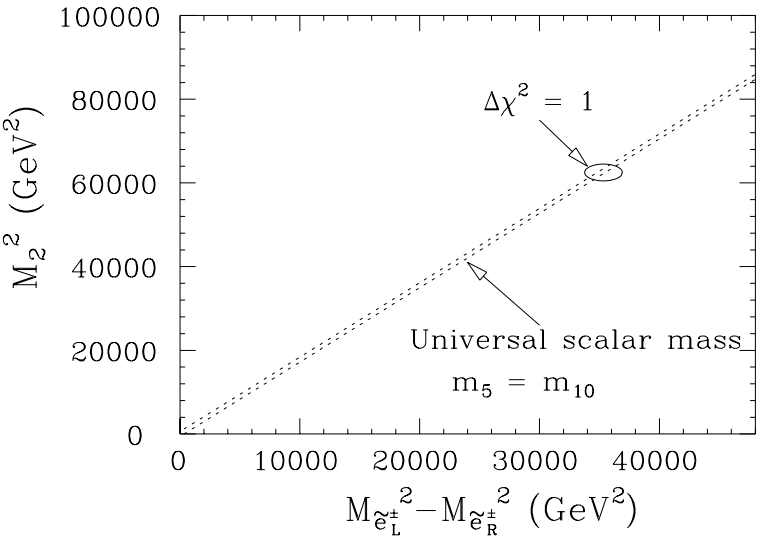

図 1.38: $m_{\tilde{l}_L}^2 - m_{\tilde{l}_R}^2$ と M_2^2 ではられる平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は $\tan\beta = 0, 30$ に対応する普遍スカラー質量の仮定の予言。

らない上限値が求まる。さらに普遍スカラー質量の仮定をすれば、 $m_{\tilde{l}_R}$ にも上限値がつく。それ以降のシナリオは上記の例と同じになる。

1.3.6 第 3 世代スレプトンの研究

第三世代のスフェルミオンと超重力・大統一理論の物理

さきに述べた通り超重力模型では第一・第二世代のスカラーレプトンの質量は m_0、 M_2 のみで表されるが、第三世代のスカラーレプトン $\tilde{\tau}$、 $\tilde{\nu}$ の質量については以下のような質量行列の固有値であたえられる。

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_{LL}^2 & m_{LR}^2 \\ m_{LR}^2 & m_{RR}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_\tau^2 + 0.27D & -m_\tau(A_\tau + \mu\tan\beta) \\ -m_\tau(A_\tau + \mu\tan\beta) & m_{\tilde{\tau}_R}^2 + m_\tau^2 + 0.23D \end{pmatrix}. \tag{1.9}$$

ここで μ は以前にあらわれた ヒグシーノの質量変数、 A_τ は スカラー三点の超対称性を破る相互作用の変数であり $D \equiv -m_Z^2\cos(2\beta)$ である。

ここで $m_{\tilde{\tau}_L}$、 $m_{\tilde{\tau}_R}$ は超重力模型では m_0、 $M_{1/2}$、 $\tan\beta$、 A_τ の関数で、 第一・第二世代のそれとことなり得ること、 $\tilde{\tau}_L$、 $\tilde{\tau}_R$ は質量の固有状態ではないことに注意する。質量の固有状態 $\tilde{\tau}_{1(2)}$ は $\tilde{\tau}_L$、 $\tilde{\tau}_R$ の混合状態で

$$\begin{pmatrix} \tilde{\tau}_1 \\ \tilde{\tau}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{\tau}} & \sin\theta_{\tilde{\tau}} \\ -\sin\theta_{\tilde{\tau}} & \cos\theta_{\tilde{\tau}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix}, \tag{1.10}$$

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[m_{LL}^2 + m_{RR}^2 \mp \sqrt{(m_{LL}^2 - m_{RR}^2)^2 + 4(m_{LR}^2)^2}\right], \tag{1.11}$$

$$\tan\theta_{\tilde{\tau}} = \frac{m_{\tilde{\tau}_1}^2 - m_{LL}^2}{m_{LR}^2}. \tag{1.12}$$

という関係で表される。

第一・第二世代の間で成り立っていた質量の縮退が第三世代について成り立たないのは、第三世代の粒子が無視できない大きさの湯川結合でヒッグス粒子と相互作用しているためである。 MSSM では τ レプトンの湯川結合は

$$Y_\tau = -gm_\tau/(\sqrt{2}m_W\cos\beta)$$

であらわされ $\tan\beta$ が大きい時には無視できない大きさになる。$Y_\tau^2 \log(M_{GUT}/M_W)$ に比例する補正は $m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$ を第一世代に比べ小さくする。さらに $\tan\beta$ が大きいと m_{LR}^2 の $\mu\tan\beta$ の項が大きくなるため、$\tilde{\tau}$ の質量はさらに小さくなる。このように超重力模型では、スタウ粒子は他のスレプトンに比べて軽くなることが予想される。

逆にスタウの二つの質量、スタウの混合角、タウの湯川結合が決定されると、$m_{\tilde{\tau}_{L(R)}}$ が決まり、超重力理論の予言を検証することができる。この値を決めることが大統一理論の模型を検証する上で特に重要であることが最近の研究で指摘されている。すなわち、大統一理論では M_{GUT} 程度の質量を持つ非常に重いカラーを持つヒッグス粒子とスタウが強い湯川結合で相互作用をしているため、$m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$ の大きさが超重力模型の予言よりさらに小さくなることが指摘されているのである。

このようにスタウ粒子は他のスレプトンに先駆けて最初に発見される可能性があり、またその性質を詳しく調べることで大統一理論の証拠を得ることができる点で重要である。

スタウの生成

スタウ粒子は e^+e^- の衝突で s- チャンネルに Z、γ 粒子が交換されることによって生成される。この生成断面積は、電子ビームが偏極されていると、スタウの混合角に大きく依存する (図 1.39)。右偏極のときには散乱断面積がほぼハイパーチャージのみで決まっており、このため $\sigma(\tilde{\tau}_1^+\tilde{\tau}_1^-)$ は $\sin\theta_\tau \sim 1$ のとき最大になる。この依存性を利用してスタウ粒子の混合角を決定することが可能である。

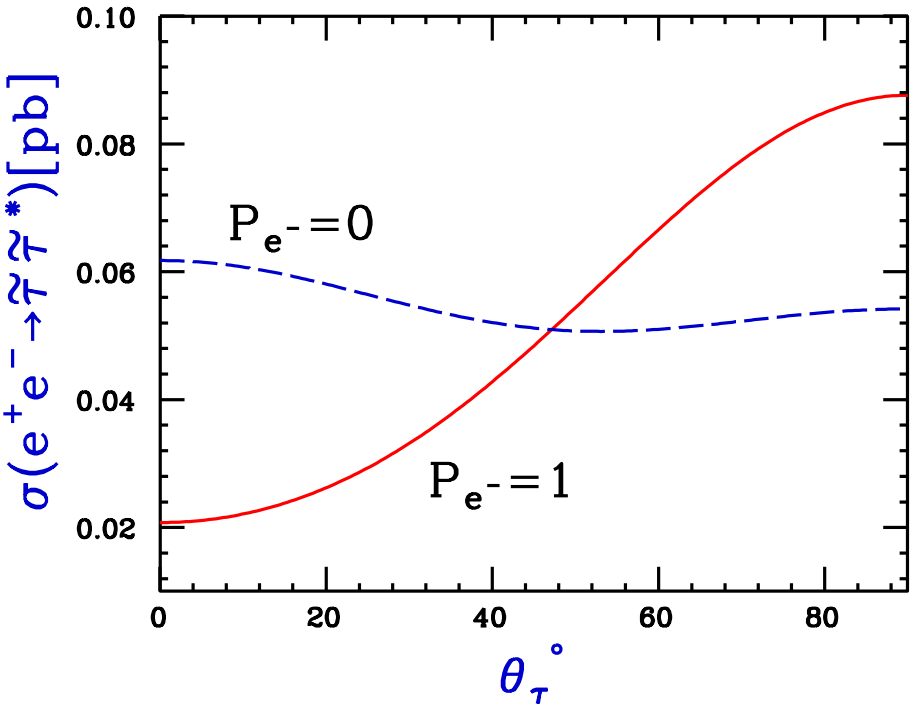

図 1.39: $\tilde{\tau}_1\tilde{\tau}_1$ の生成断面積のスタウ混合角 θ_τ に対する依存性。$m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、$\sqrt{s} = 500$ GeV とした。右偏極 $(P_e = 1)$ されたビームでは断面積は θ_τ に強く依存している。

スタウの崩壊型とその探索

スタウ粒子 $\tilde{\tau}_1$ が生成されると チャージーノ (χ_i^+) とタウニュートリノ (ν_τ)、ニュートラリーノ (χ_i^0) とタウ (τ)、などに崩壊する。このうち、ニュートラリーノとタウへの崩壊が起きると、タウ粒子が終状態に残るため、スタウ粒子が生成された信号となる。

特にスタウが一番軽い荷電超対称粒子である場合には、スタウは一番軽いニュートラリーノとタウ粒子に崩壊する。終状態に現れるタウ粒子は、さらに崩壊して $e(\mu)\bar{\nu}_{e(\mu)}\nu_\tau$、$\pi\nu_\tau$、$\rho\nu_\tau \rightarrow \pi^+\pi^0\nu_\tau$ などの粒子になる。従ってスタウの生成は、終状態にレプトンもしくはハドロンの数のすくないジェットが二つある、アコプラナーな事象を作る。

この過程の探索において最も問題となるバックグラウンドは、$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ という二光子過程である。電子・陽電子がビームパイプ内に逃げ、検出されなかった場合、スタウ生成と同様な終状態を作るためである。このバックグラウンドに対しては、横運動量損失 (ミッシング P_T) カットがそれほど有効でないことに注意する。タウ粒子が崩壊する時にタウニュートリノが出ることで、バックグラウンドにはつねに大きな P_T が期待されるからである。ジェットの角分布、$\cos\theta_{jet}$、とアコプラナリティ、θ_{acop}、の両方に対するカットは有効であるが、前方に逃げた $e^{\pm}$ が持ち得る P_T 程度のミッシング P_T をもつ事象に対するバックグラウンドは非常に大きい。図 1.40では、$\theta_{acop} > 30°$、$|\cos\theta_{jet}| < 0.8$ のカットをした時の、バックグラウンドとシグナルの P_T 分布の例を示す。測定できる前後方 (陽) 電子の発生角、θ_e^{veto}、をビーム軸から測って 150 mrad 以上とすると、$P_T < 35$ GeV までは非常にバックグラウンドが多いことが見てとれる。この角度が 50 mrad まで下げられれば、P_T カットは 15 GeV 程度で良いことが分かる。

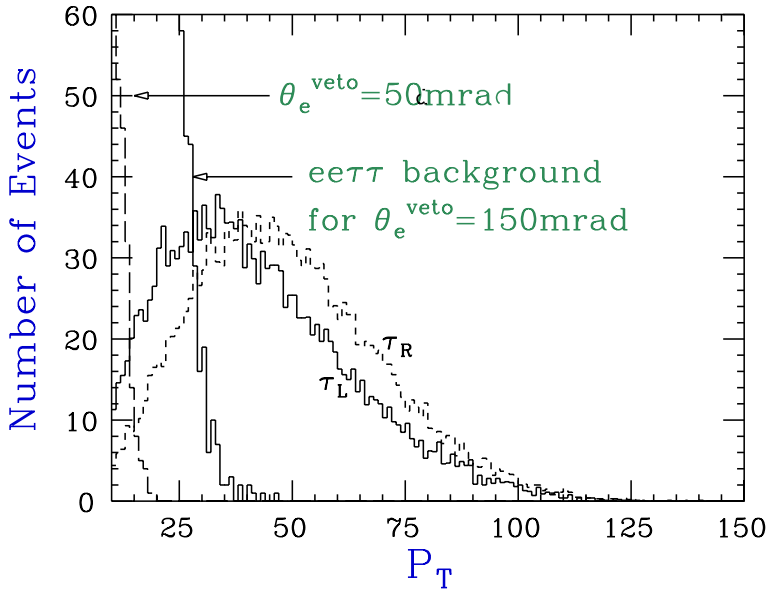

図 1.40: $|\cos\theta_{jet}| < 0.8$, $\theta_{acop} > 30°$ のカットを行なったあとの $\sqrt{s} = 500$ GeV でのシグナルと $e^+e^-\tau^+\tau^-$ 生成からくるバックグラウンドの P_T 分布。シグナルは $m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、$m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV,$\sqrt{s} = 500$ GeV で 10^4 個のスタウ対生成があった時に相当するもの。一方バックグラウンドは $\int Ldt = 100\ fb^{-1}$ に対応している。$\theta_e^{veto} = 150(50)$ mrad のときの $P_T < 35(15)$ GeV 以下のバックグラウンドが非常に大きい。

スタウの研究

タウ偏極

スタウの崩壊は二段階にわたって起こるため解析が複雑になるが、これを詳しく調べることにより第一・第二世代のスフェルミオンでは得ることができない、新しい情報を得ることができる。すなわち、スタウからくるタウ粒子の崩壊からできた粒子のエネルギー分布を調べることで、元のタウ粒子の偏極を調べることができる [55]。図 1.41では $\tilde{\tau}_1 \to \tau\tilde{\chi}_1^0$, $\tau \to \rho\nu_\tau$, $\rho \to \pi^{\pm}\pi^0$ という崩壊が起こった時の $E_{\pi^{\pm}}/E_\rho$ 分布を、中間状態のタウが右巻き左巻きに偏極している場合についてモンテカルロシミュレーションで示した。右巻きのタウは π^+, π^0 のいずれか一方にエネルギーを与えるのに対して、左巻きのタウ粒子は両方の π に均等にエネルギーを与える傾向にあることが見てとれる。スタウの対生成が 10^4 個程度ある時のモンテカルロシミュレーションの結果、タウ粒子の偏極を 8% の精度で決めることができることがわかる。

このタウ粒子の偏極の情報は、タウ粒子の持っている湯川結合を決定する上で非常に重要な働きをする。まずスタウの崩壊に関わる $\tilde{\tau}_{R(L)}$- χ_1^0-τ の結合について考察する。ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$) は 荷電をもたないビー

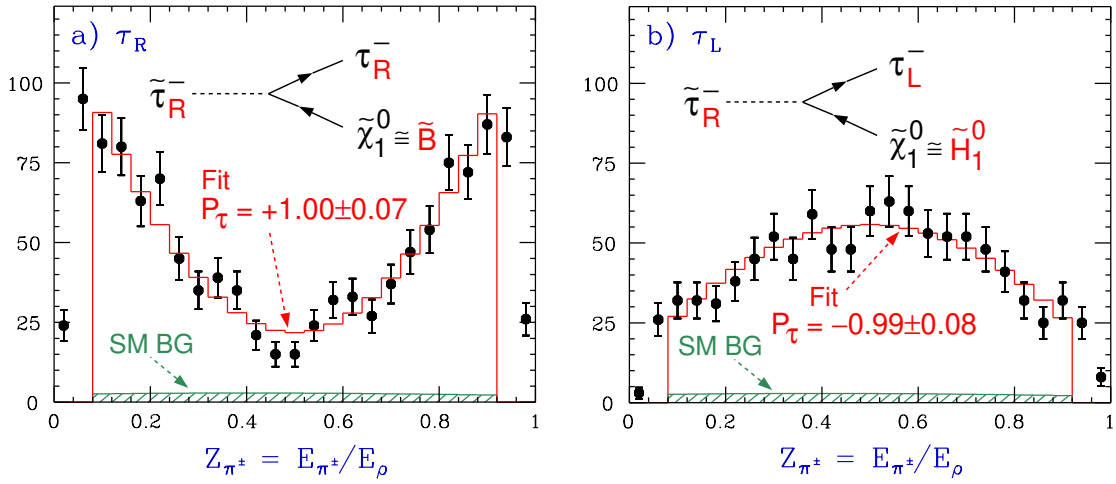

図 1.41: モンテカルロデータは 10^4 のスタウの対生成における $\tilde{\tau}_1 \to \tau\tilde{\chi}_1^0, \tau \to \rho\nu$、$\rho \to \pi^+\pi^0$ 崩壊候補の $z_c = E_{\pi\pm}/E_{jet}$。ヒストグラムはそのベストフィット。

ノ ($\tilde{B}^0$)、ウイーノ($\tilde{W}_3^0$)、二つのヒグシーノ $\tilde{H}_1^0$, $\tilde{H}_2^0$ の混合状態でである。その質量行列は

$$\mathcal{M}_N(\tilde{B}^0, \tilde{W_3}^0, \tilde{H_1}^0, \tilde{H_2}^0) = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

であり、質量の固有状態は

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{i1}\tilde{B}^0 + N_{i2}\tilde{W}^3 + N_{i3}\tilde{H}_1^0 + N_{i4}\tilde{H}_2^0$$

で表される。

図 1.42は $\tilde{\tau}_R$ とニュートラリーノの成分との相互作用を摸式的にしめしたものである。ビーノに対する場合と、ヒグシーノに対する場合とでは、単に結合の強さが異なるばかりでなく、終状態のタウ粒子の偏極が逆になっていることに注意する。

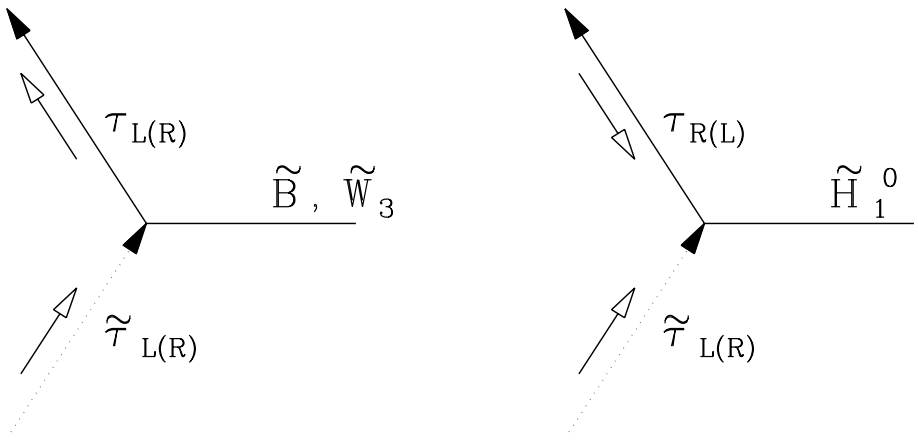

図 1.42: $\tilde{\tau}_R$、タウとビーノ ($\tilde{B}^0$)、ヒグシーノ ($\tilde{H}_1^0$) のファイマンダイアグラム。白矢印はカイラリティの流れをしめす。

一般に、ゲージー粒子の相互作用が粒子の偏極を保存するのに対して、ヒッグス粒子の相互作用は偏極を逆にする。このため超対称粒子間の相互作用についても、 $\tilde{\tau}_{R(L)}$ が ゲージーノ (ヒグシーノ) と相互作用すると、 $\tau_{R(L)}(\tau_{L(R)})$ となる。タウ粒子の偏極はニュートラリーノの混合角 N_{ij}、 スタウ粒子の混合角 $\theta_{\tilde{\tau}}$、タウの湯川結合によって決まっており、ニュートラリーノ がビーノである極限、スタウが $\tilde{\tau}_R$、 $\tilde{\tau}_L$ であるそれぞれの極限について、以下の様な式で表される。

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_1 \to \tilde{B}\tau\right) = \frac{4\sin^2\theta_{\tilde{\tau}} - \cos^2\theta_{\tilde{\tau}}}{4\sin^2\theta_{\tilde{\tau}} + \cos^2\theta_{\tilde{\tau}}} \tag{1.14}$$

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_R \to \tilde{\chi}_1^0\tau\right) = \frac{\left(\sqrt{2}N_{11}\tan\theta_W\right)^2 - \left(Y_\tau N_{13}\right)^2}{\left(\sqrt{2}N_{11}\tan\theta_W\right)^2 + \left(Y_\tau N_{13}\right)^2} \tag{1.15}$$

$$P_\tau\left(\tilde{\tau}_L \to \tilde{\chi}_1^0\tau\right) = \frac{\left(\sqrt{2}Y_\tau N_{13}\right)^2 - g^2\left(N_{12} + N_{11}\tan\theta_W\right)^2}{\left(\sqrt{2}Y_\tau N_{13}\right)^2 + g^2\left(N_{12} + N_{11}\tan\theta_W\right)^2} \tag{1.16}$$

ここでニュートラリーノがビーノである極限以外では、スタウの偏極に湯川相互作用に対する依存性があることに注意する。ニュートラリーノの混合角、スタウの混合角に制限が付けられる状況では、タウの偏極の測定が湯川結合の決定に大きな役割を果たすことを後ほど議論する。

質量の決定

第一・第二世代のスレプトン・ニュートラリーノの質量は、スレプトンの崩壊から出てくるレプトンの矩形なエネルギー分布の両端を測ることで決定できた。しかしスタウについては、その崩壊から出てきたタウ粒子がさらにニュートリノとハドロンに崩壊するため、質量の測定をするには、タウの崩壊からきた粒子のエネルギー分布から、元のタウ粒子のエネルギー分布を決定する必要がある。

図 1.43ではジェットのエネルギー分布の例をタウ粒子の π, ρ の崩壊について示した。ジェットのエネルギー分布の上限はタウ粒子のエネルギー分布の上限と同じ所であり、 ρ のエネルギー分布はタウ粒子のエネルギーの下限にピークをもっている。この二つの値が決定できれば、第一・第二世代のスレプトンの場合と同様にスタウとニュートラリーノの質量を決めることができる。エネルギー分布はタウの偏極によって大きく異なっているが、この偏極は先に述べた方法で抑えることが可能であることに注意する。

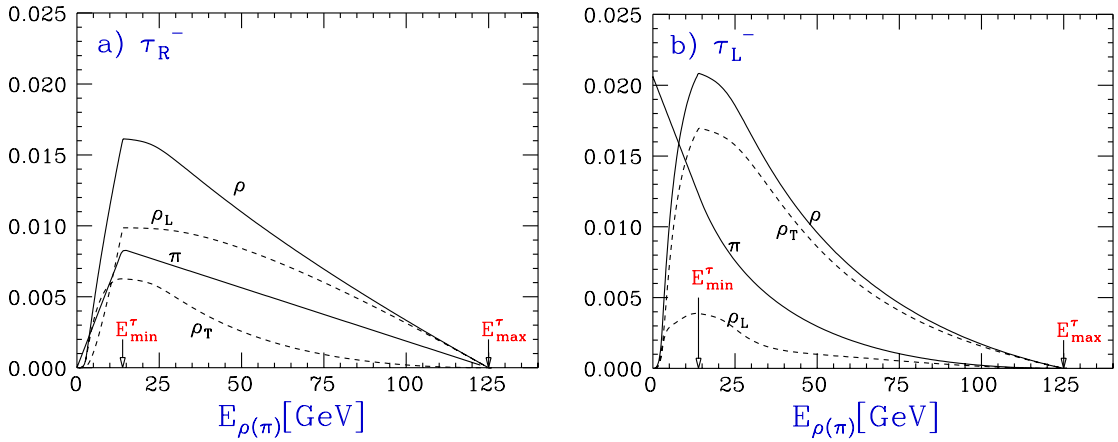

図 1.43: $\tilde{\tau} \to \tau_{L(R)}$、 $\to \rho(\pi)$ 崩壊の $\rho(\pi)$ エネルギー分布。 E^τ_{max}、 E^τ_{min} はタウ粒子エネルギーの上下限値。 $m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV,$\sqrt{s} = 500$ GeV とした。

図 1.44-a) では実際にバックグラウンドを含んだモンテカルロデータでのエネルギー分布とスタウの質量の決定のの程度をスタウ対生成が 10^4 個あった場合について示した。スタウの質量の決定精度は 2.6%、同時に決定される $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の精度は 2.8% であった。この精度は他のスレプトンの質量の決定精度と比較すると多少見劣りするが、これはタウ粒子の崩壊によってタウエネルギーの分布の端点が求めにくくなっていることによっている。

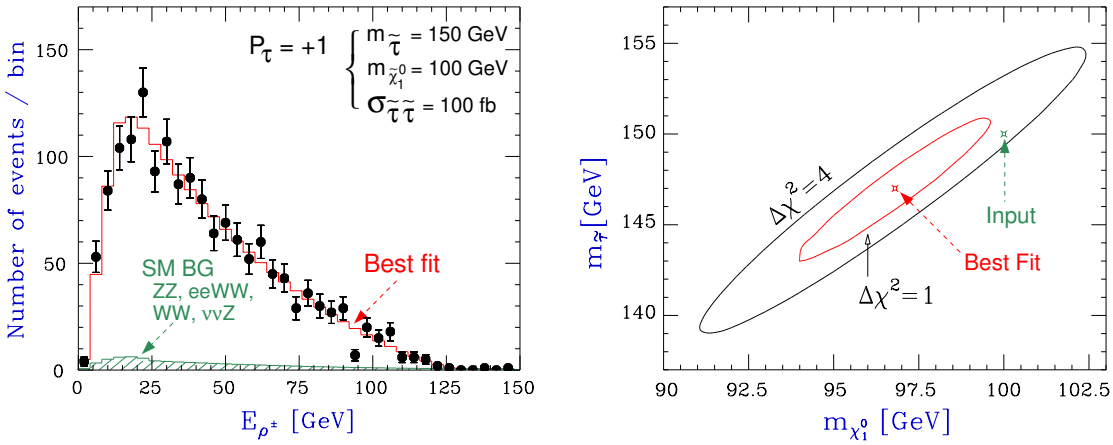

図 1.44: a)10^4 $\tilde{\tau}_1$ の対生成があり、全て $\tilde{\chi}_1^0\tau_R$ に崩壊した場合のモンテカルロデータのタウジェットのエネルギー分布とベストフィット。 b) $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{\tau}_1}$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1, 4$ の等高線。

このモンテカルロでは θ_e^{veto} として 50 mrad がとれることを仮定した。先に述べたように 150 mrad の場合 $P_T > 35$ GeV というカットをおかねばならず、これがジェットのエネルギー分布を大幅に変えるからである (図 1.45)。この図から 50 mrad 程度の θ_e^{veto} が実現できなければこの方法でタウのエネルギー分布の下限を決めることが難しくなることがわかる。このときには χ_1^0 の質量を他のスレプトンの探索などから決める必要がある。

散乱断面積とスタウの質量とを決定できれば、スタウの混合角を決めることができる。図 1.46ではスタウの質量が 150 GeV、生成断面積が 50 fb (混合角が $\sin\theta_{\tilde{\tau}} = 0.7526$ に対応) の時の決定精度を積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} のときについて示した。この場合には $\sin\theta_{\tilde{\tau}}$ は 6.5% の精度で決まることが分かった。

湯川結合の決定

スタウの偏極にはタウ粒子の湯川結合の情報が入っていることはすでに述べた。ここから湯川結合の情報を引き出すために、タウの混合角・ニュートラリーノの混合角を決定する必要がある。このうちタウ混合角についてはタウの生成断面積から決定できるが、他のスレプトン生成から来る情報も用いれば、ニュートラリーノの混合角を決定し、タウの湯川結合の情報を取り出すことができる。

図 1.47では特に $\tilde{\tau}_R$ が 100 GeV のニュートラリーノに崩壊したときのタウ偏極を、 M_1-$\tan\beta$ 平面で示した。M_1、 M_2 に関しては大統一を仮定した。ここでニュートラリーノの質量行列は M_1、 M_2、 μ、 $\tan\beta$ で完全に決定されることに注意する。ニュートラリーノの質量を仮定すればニュートラリーノの性質は二つの変数だけで決まってしまうのである。

次にタウ粒子の偏極・セレクトンの生成断面積などの情報があった場合に $\tan\beta$ がどの程度決まるかを、 M_1-$\tan\beta$ 平面で示す (図 1.48)。この図を書くにあたっては、モンテカルロシミュレーションで得られた検出効率が正しいとし、統計誤差のみでセレクトロンとスタウの生成断面積が決定できると仮定した。またセレクトロン・タウ・ニュートラリーノの質量の誤差がモンテカルロシミュレーションで得られた質量の誤差を統計的にスケールしたものと一致することを仮定した。さらに M_1、 $M2$ の間に大統一理論の関係を仮定した[3]。

この図では点で示される場所に模型のパラメータがある時に予想される $\Delta\chi^2 = 1$ の誤差が等高線で示されている。ニュートラリーノ、スタウ、セレクトロンの質量は、各々 100 GeV、 150 GeV、 200 GeV とした。図で左にいくほど $\tan\beta$ が決まらないのは、 $M_1 \sim m_{\tilde{\chi}_1^0}$ の時には $\tilde{\chi}_1^0$ が $\tilde{B}$ にちかくタウ粒子の偏極に $\tan\beta$ 依存性がないためである。一方 M_1、 $\tan\beta$ がある程度大きい領域では、 $\tan\beta$ を良い精度で決めることができることが分かる。

$\tan\beta$ は他の方法からも決めることが可能であるが、スタウからの決定は $\tan\beta$ が 10 以上の領域で特に有効である。一方 $\tilde{e}_L$、 $\tilde{\nu}_L$ の質量の差・チャージーノの前後方の非対称性などは、 $\tan\beta \sim 5$ 以下で非常に有効であり、 ヒッグス粒子生成を調べることは $\tan\beta \sim 10$ 程度まで有効である (図 1.49)。

[3] M_2 はチャージーノの生成を調べることによって M_1 と独立に決定できるが、ここでは簡単のため大統一を仮定した。

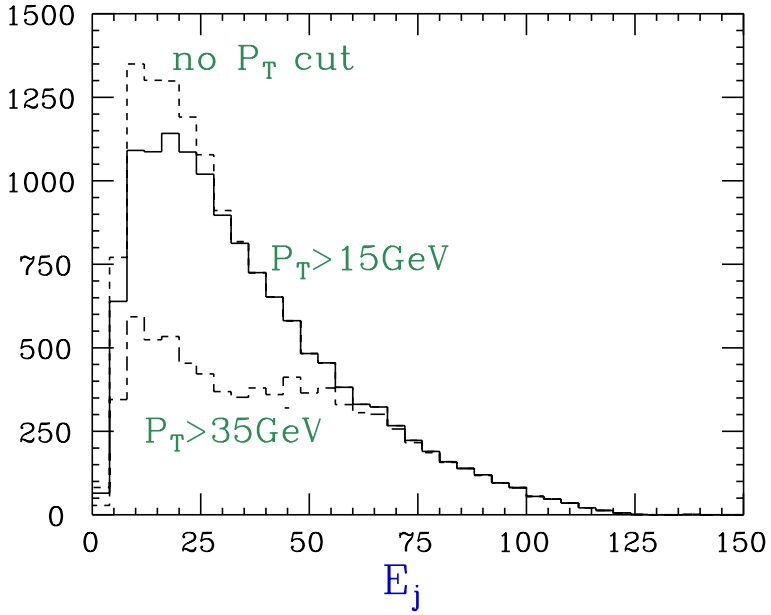

図 1.45: P_T カットによるジェットのエネルギー分布の変化。 $P_T < 35$ GeV では分布のピーク付近での信号の検出効率が著しく低いことがわかる。

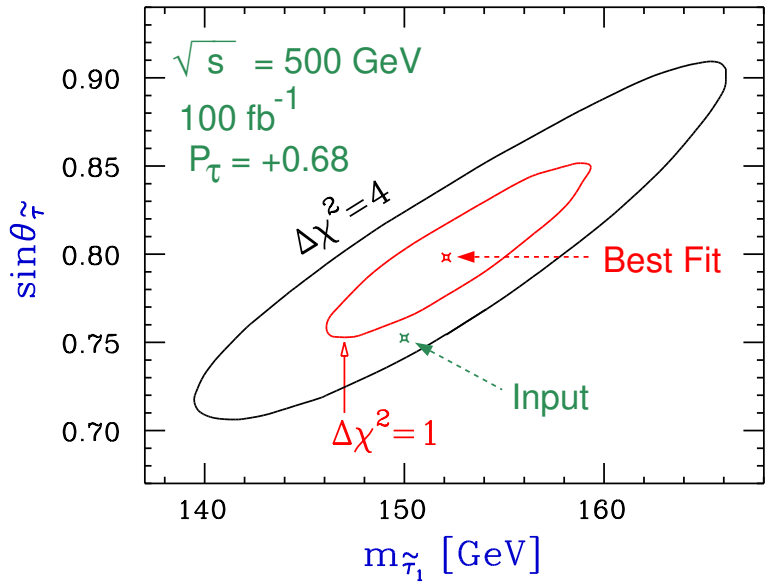

図 1.46: モンテカルロデータのフィットで得られた $m_{\tilde{\tau}_1}$-$\sin\theta_{\tilde{\tau}}$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1,4$ の等高線。 $m_{\tilde{\tau}} = 150$ GeV、$m_{\tilde{\chi}^0_1} = 100$ GeV、$\sqrt{s} = 500$ GeV $P_\tau = 0.6788$、$\sin\theta_{\tilde{\tau}} = 0.7526$ とし、$\int \mathcal{L}dt = 100\text{fb}^{-1}$ に相当する 5000 のスタウ対生成をおこなった。またタウの偏極はスタウがビーノに崩壊した時の偏極に相当する。

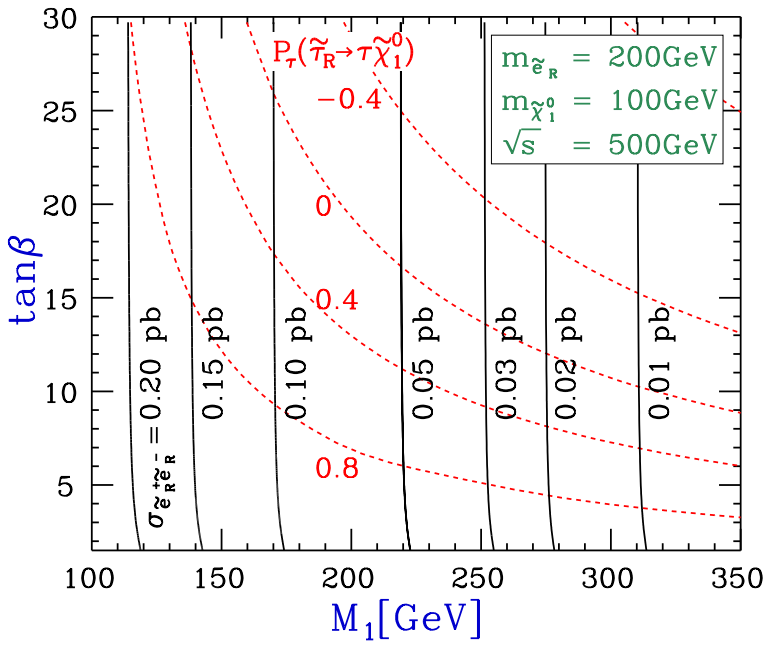

図 1.47: $\tilde{\tau}_1 \to \tau\tilde{\chi}_1^0$ 崩壊における、タウ偏極のニュートラリーノ混合角に対する依存性。ニュートラリーノ混合角は $(M_1, M_2, \mu\tan\beta)$ の四つの変数で決まるが、大統一の仮定 $M_1 = 5/3 \cdot \tan^2\theta_W M_2$、$m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV とし、$M_1 - \tan\beta$ 平面で示す。

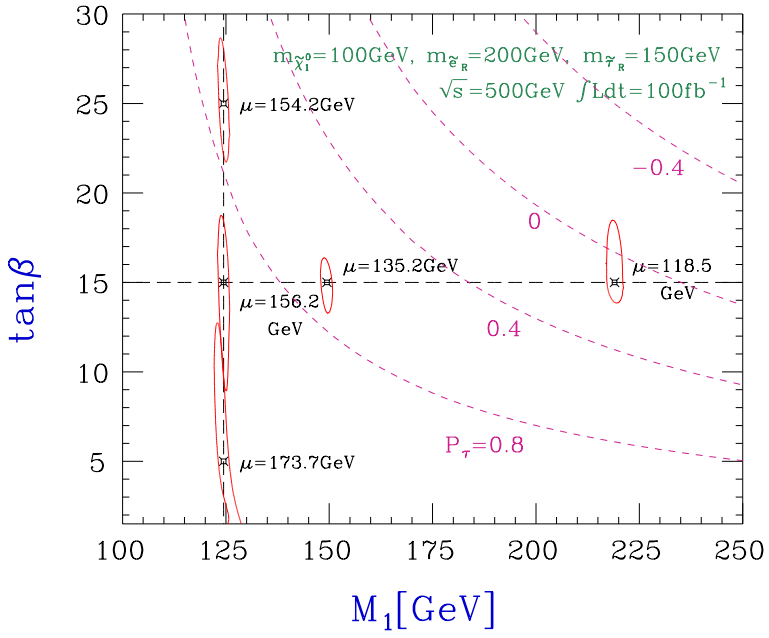

図 1.48: セレクトロン、スタウ生成から得られる $M_1, \tan\beta$ に対する 1σ の誤差。$m_{\tilde{\tau}_1} = 150$ GeV、$\sin\theta_{\tilde{\tau}} = 1$ $(\tilde{\tau}_1 = \tilde{\tau}_R)$、$m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV$(\mu > 0)$、$m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV とした。

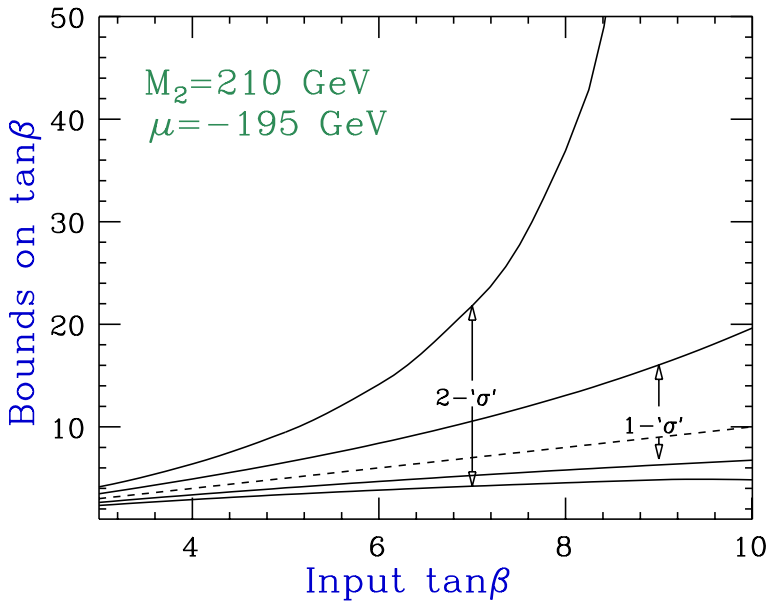

図 1.49: チャージーノ生成の前後方非対称性からえられる $\tan\beta$ に対する制限。インプットは $M_2 = 210\,\mathrm{GeV}$、 $\mu = -195$ GeV、 $m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV とし二つのチャージーノの質量の誤差はともに 2% と仮定した。

1.3.7 超対称理論の予言の検証

いままでの議論では超対称模型の独立変数である m_0、 M_1、 M_2、 μ、 $\tan\beta$ 等の決定について議論してきたが、この節では理論が超対称性理論の結合定数の関係をみたしていることを検証する方法を議論する。

超対称理論では粒子に対して超対称粒子が存在するだけでなく、粒子間の結合とそれに対応する超対称粒子間との結合は超対称性によって関係づいていることが要請される。このために、例えばヒッグス・ヒグシーノ・ゲージーノの結合と ヒッグス・ヒッグス・ゲージ粒子 の結合定数フェルミオン・スフェルミオン・ゲージーノ (ヒグシーノ) の結合定数に (摂動の最低次では) 以下のような関係が成り立っている。

$$g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e_R} = \sqrt{2} g \tan\theta_W = \sqrt{2} g', \tag{1.17}$$

$$g_{e_R \tilde{H}_1^0 \tilde{e}_R} = g_{H_1^0 e_R e_L} = Y_\tau, \tag{1.18}$$

$$\cdots\cdots \tag{1.19}$$

超対称粒子が発見された場合、この関係を実験的に検証できれば、自然界に超対称性があることが定量的に検証されたことになる。ヒッグス・ヒグシーノ・ゲージーノのの結合はチャージーノの質量行列の非対角成分と関係しており、その測定は文献 [56] の中で議論されている。ここではセレクトロンの生成を調べることによって e-$\tilde{e}_R$-$\tilde{B}$ の結合がどの程度調べられるかについて考える。

仮にセレクトロンの結合のゲージ結合からのずれを

$$g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e_R} = \sqrt{2} g' Y_{\tilde{B}}$$

とし、 $Y_{\tilde{B}}$ に対する $\tilde{e}_R \tilde{e}_R$ 生成からの制限について考える。ビームエネルギーが高く、またニュートラリーノの混合が無視できる極限 M_1、 $\mu \gg m_Z$ では $\tilde{e}_R$ の生成振幅は

$$\mathcal{M} \propto \sin\theta \left[1 - \frac{4 Y_{\tilde{B}}^2}{1 - 2\cos\theta\beta_f + \beta_f^2 4 M_1^2/s} \right]$$

という形で書ける。ここで θ は、電子ビーム軸から計ったセレクトロンの生成角である。右巻きセレクトロンの生成に関与する t- チャンネル に交換される粒子はビーノだけであり、 $s \gg m_Z$ は s- チャンネル の粒子交換もハイパーチャージだけに依存することに注意する。

この式から、セレクトロンの生成角分布 $d\sigma(e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-)/\cos\theta$ を測定すれば、 $Y_{\tilde{B}}$ に制限がつくことが分かる。このセレクトロンの生成角分布は、セレクトロン崩壊からくる電子・陽電子の方向とエネルギーから再構成することができることはすでに議論した。 $100\ \mathrm{fb}^{-1}$ のルミノシティとモンテカルロシミュレーションで得られた検出効率を仮定した時に、 $Y_{\tilde{B}}$ に対して得られる制限を図 1.50で示す。ここでは実験から得られる制限として、セレクトロンの質量、ニュトラリーノの質量、セレクトロン生成の角分布を用い、ニュートラリーノの質量行列については、 M_1、 M_2 の間の大統一の条件を仮定した。

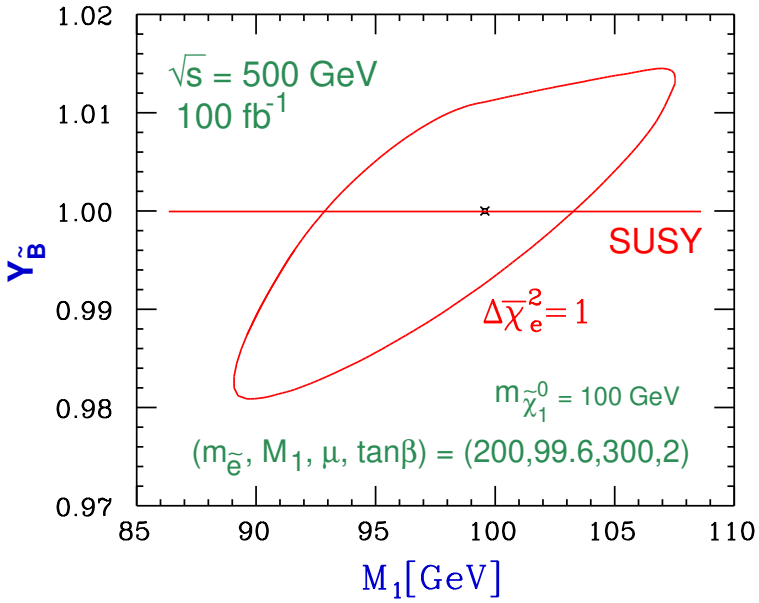

図 1.50: $\sqrt{s} = 500\ \mathrm{GeV}$ $\int Ldt = 100 fb^{-1}$ で質量 200 GeV の $\tilde{e}_R$ の対生成があった時の $g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e}$ に対する制限。インプットは $\mu = 300\ \mathrm{GeV}$、 $M_1 = 99.57$, $\tan\beta = 2$ とし、 M_1-$Y_{\tilde{B}}(\equiv g_{\tilde{B}\tilde{e}_R e}/g'\sqrt{2})$ 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線を示した。

他のニュートラリーノやチャージーノの質量・相互作用の情報を、ここでは全く使っていないことに注意する。このような情報を組み合わせてイーノの質量行列が制限されれば、最終的には $Y_{\tilde{B}}$ や他の結合定数に対する制限は、粒子生成からくる統計から期待される精度に達し得る。一方、超対称理論では摂動の最低次では $Y_{\tilde{B}} = 1$ であるが、輻射補正の効果があると 1 からずれることが知られている。 $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{l}}$ の場合にはこの補正の効果は

$$\delta Y_{\tilde{B}\tilde{e}_R e} \sim 0.007 \log_{10}(m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{l}}) \tag{1.20}$$

$$\delta Y_{\tilde{W}\tilde{\nu}e} \sim 0.02 \log_{10}(m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{\nu}}) \tag{1.21}$$

程度であり、予想される生成断面積への効果は $m_{\tilde{q}}/m_{\tilde{\nu}} \sim 10$ で各々 2.8%、 8.2% である。 $\tilde{e}_{L,R}$, $\tilde{\nu}_L$ 生成に十分な統計があれば、輻射補正の大きさを決定し、 $m_{\tilde{q}}$ に制限をつけることが可能なのである。

1.4 トップクォークの物理

1.4.1 概要

トップクォークに関連する詳細な実験は、リニアコライダーでの最も重要な研究テーマの一つである。近年トップクォークは TEVATRON で発見され、その後のデータの蓄積により、現在その質量は、

$$m_t = 176 \pm 8 \pm 10 GeV \tag{1.22}$$

と報告されている [57]。

従って、 JLC-I は、確実にトップクォークを対生成し、バックグラウンドの大きいハドロンコライダーではできない多くの重要な物理を可能にする。この質量域にあるトップクォークは、電弱相互作用をとおして bW に崩壊し、標準模型においては、その分岐比は実質的にほぼ 100% となる。そうでない場合でも、 bW モードが主たる崩壊過程となる。この二体モードが支配的であるために、一般にトップクォークは大きな崩壊巾を持ち、 $m_t = 170$ GeV の場合で $\Gamma_t = 1.4$ GeV、にまでなる。この大きな崩壊巾こそが、トップクォークの持つ他のクォークにない新しい特徴であり、 JLC-I におけるトップクォークの物理をユニークなものとする。トップ対のしきい値付近では、トップクォークの大きな崩壊幅が赤外発散を止めるようにはたらくため、その生成過程は QCD の長距離における振舞いには依存しない。その結果、生成断面積に対して、摂動 QCD による信頼できる理論的予言が可能となる [58]。このことは、しきい値領域のトップクォーク対を用いて極めて明解な摂動 QCD の検証が出来ることを意味している。さらに重要なことは、 QCD による寄与が正確に計算できるため、それ以外のより小さな効果、例えばヒッグス粒子の交換の効果、を抜き出す可能性が生まれることである。

しきい値領域でのトップクォークの物理を記述する基本的なパラメータは、その質量、崩壊幅、および、強い相互作用定数である。さらに、ヒッグス粒子の交換の効果が大きければ、トップ湯川結合を加える必要が出てくる。こうした状況のもとに近年、電子・陽電子によるトップクォーク対生成は極めて興味深い重要な物理課程であることが認識されるようになってきた。まず、トップクォーク対生成の全断面積に関する理論的な考察が行われ [59]、引き続きその実験的側面が検討された [60, 61, 62, 63]。さらに、微分断面積、トップクォークの運動量分布、前後方非対称度の理論的検討を進め [64, 65, 66]、全断面積から得られる情報とは全く独立な情報が得られることが解ってきた。一方、これらの検討を進めるなかで、実験から信頼できる物理量を得るためには、高次効果が無視出来ないことも解ってきた。そこで、リニアコライダーでの実験で目指す実験精度に対応した理論計算の精度を得る努力がなされ、最近、この主たるトップクォークの生成、崩壊過程にたいし、完全な $O(\alpha_s)$ の計算が完了した [67, 68, 69]。この計算には、グルーオンの放出を含め、終状態での相互作用 (t と $\bar{b}$、 $\bar{t}$ と b、および、 b と $\bar{b}$ の間のグルーオン交換) が含まれている。これらの新しく計算された高次効果は大きく、例えば、終状態相互作用は $\sqrt{s} = 2m_t$ でのトップクォークの運動量を約 5 %減少させる。これはトップクォークの運動量分布から α_s を導出する際に α_s が約 $\Delta\alpha_s \simeq 0.01$ 変位することに対応している。トップクォーク対生成の全断面積にたいしては、これらの補正効果は互いに打ち消しあい影響をおよぼさない。ここ数年、これらの進展を踏まえ、高次補正を考慮したフォーマリズムをもちいて、実験からどのような情報を引き出すことが出来るかといった検討を進めてきた [70, 71]。

この報告書では、トップクォーク対生成の全断面積の測定に加え、トップクォークの運動量と前後方非対称度の測定の重要性を示す。特に、トップクォークの運動量測定に関しては、詳細なモンテカルロシミュレーションに基づき、トップクォーク対生成の全断面積の情報を使う事により、実際に運動量測定が可能となり、そこから重要な情報が引き出せる事を示す。これはまた同時に、トップクォークの物理実験に関し、その手順を含めた研究シナリオを示したものである。

1.4.2 理論的背景

しきい値領域で電子陽電子衝突によって生成された t と $\bar{t}$ は、互いにグルーオンを交換しつつゆっくりと遠ざかり、 $\sim (m_t\Gamma_t)^{-1/2}$ の距離で電弱相互作用によって各々 bW^+ と $\bar{b}W^-$ に崩壊する (図 1.51) 。この崩壊が QCD の非摂動領域に達する前に起こる点がトップの場合の著しい特徴である。従って、ここでは QCD の低エネルギー効果によらない摂動論的 QCD の明瞭なテストが可能となる。

しきい値領域では、 t、 $\bar{t}$ ともに速度が遅い ($\beta \ll 1$) ので、お互いに近くにとどまる時間が長く、何度もグルーオンを交換できる (図 1.52) 。これがしきい値領域で $t\bar{t}$ 振幅が増幅される主たる要因である。 この効果は、摂動論ではしきい値特異性 ($\propto 1/\beta$) として知られている。グルーオン交換一回毎にかかる強い相互作用の結合定数 (α_s) は、この $1/\beta$ 因子によって打ち消されてしまう。そこで、 n 回グルーオン交換の寄与 ($O(\alpha_s/\beta)^n$) は n によらず $O(1)$ の補正となる。この主要な寄与を足し合わせたものを主要次近似と呼ぶことにするが、これは $t\bar{t}V$ ($V = \gamma, Z$) ベクトルバーテックス、 $\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V}$、に増幅因子として寄与する[4]。

図 1.52に示した Γ の定義式の両辺にグルーオンを一つつけ加えてみれば分かるように、 $\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V}$ は、図 1.53に図示

[4] ここでの議論から、しきい値領域での適切な摂動展開パラメータは $\alpha_s \simeq \beta$ であり、次の次数の補正は

$$O(\alpha_s) \simeq \alpha_s(\alpha_s/\beta)^n \simeq \beta(\alpha_s/\beta)^{n+1} \simeq O(\beta)$$

となることが分かる。

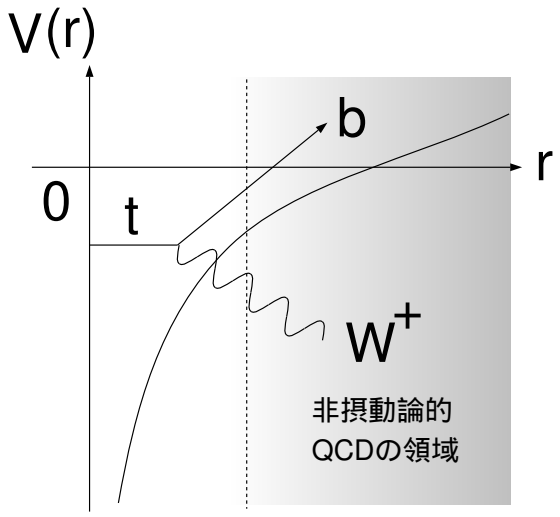

図 1.51:　　しきい値領域でのトップクォークの崩壊

したベーテ・サルピータ方程式を満足する。 この方程式は、

$$\begin{aligned}\Gamma^{\mu}_{t\bar{t}V} &= -\left(\frac{1}{D_t}+\frac{1}{D_{\bar{t}}}\right)\cdot\tilde{G}(\mathbf{p};E)\cdot\gamma^{\mu} \\ \tilde{G}(\mathbf{p};E) &= \int d^3\mathbf{x}\, e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}G(\mathbf{x};E)\end{aligned} \tag{1.23}$$

（ただし、 D_t および $D_{\bar{t}}$ は t および $\bar{t}$ の伝達関数、 $\mathbf{p}$ はその運動量、 $E=\sqrt{s}-2m_t$ はしきい値を基準に取った重心系エネルギー）とおくと、非相対論的近似（$\beta \ll 1$）の元に、グリーン関数（$G(\mathbf{x};E)$）に対する以下のシュレーディンガー方程式に帰着する:

$$\left[-\frac{\nabla^2}{m_t}+V(r)-\left(E+i\frac{\Gamma_\Theta}{2}\right)\right]G(\mathbf{x};E)=\delta^3(\mathbf{x})。 \tag{1.24}$$

ここで $V(r)$ は、グルーオンの多重交換の効果を足し合わせたものに対応する QCD ポテンシャルであり、 $r=|\mathbf{x}|$ は t と $\bar{t}$ クォークの相対的距離を表している。また、右辺の δ 関数は t、 $\bar{t}$ が 1 点で対生成されることを示している。 Γ_Θ はエネルギー運動量に依存したトップニウムの幅で、トップクォーク幅 Γ_t のおよそ 2 倍である。

大雑把にいってここに現れる QCD ポテンシャルは、運動量のスケール $\mu\sim 1/r$ の所で評価した結合定数 $\alpha_S(1/r)$ を持つクーロンポテンシャルである：

$$V(r)\sim -C_F\frac{\alpha_s(1/r)}{r}。 \tag{1.25}$$

各々のトップニウム共鳴状態中のトップおよび反トップクォークは、その波動関数の大きさ（空間的広がり）に従って決まる $\alpha_s(\mu)$ に対応した引力を受けることになる。典型的な波動関数の大きさは $\mu\sim\alpha_s m_t\sim(\text{Bohr radius})^{-1}$ である。トップクォークは重いので、 $t\bar{t}$ 束縛状態の中での運動エネルギーは、軽いクォークの束縛状態でのエネルギーを遥かに越える。従って、トップクォークは QCD ポテンシャルのより深い部分の探索を可能にする。

さて、上記のグリーン関数（$\tilde{G(\mathbf{p};E)}$）は、式（1.24）で右辺をゼロとおいた斉次シュレーディンガー方程式の共鳴エネルギー E_n をもった解 $\psi_n(\mathbf{x})$ と、そのフーリエ変換 $\phi_n(\mathbf{p})$ を用いて、以下で与えられる点に注意する：

$$\tilde{G}(\mathbf{p};E)\simeq-\sum_n\frac{\phi_n(\mathbf{p})\psi_n^*(\mathbf{x}=0)}{E-E_n+i\Gamma_n/2}。 \tag{1.26}$$

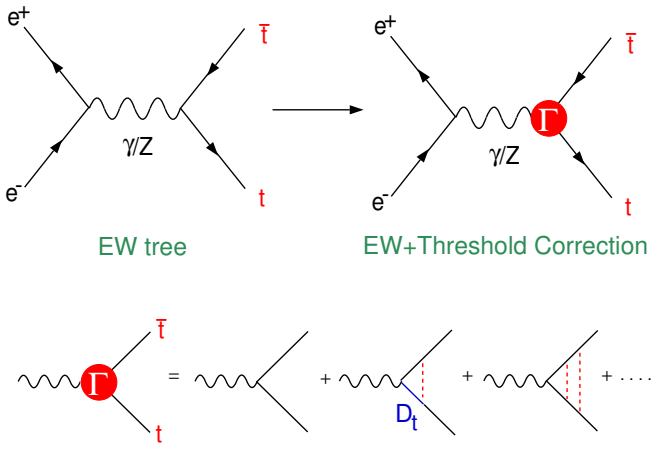

図 1.52: $t\bar{t}$ 対生成のダイアグラム。破線はクーロン的グルーオンである。

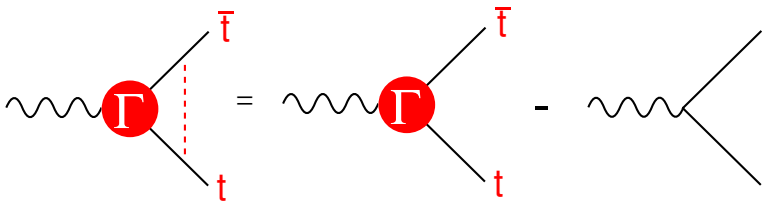

図 1.53: しきい値補正因子 (Γ) の満足するベーテ・サルピータ方程式。

全断面積と運動量分布

$e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応の全断面積は光学定理を用いて得られる：

$$\sigma_{tot} \propto Im\, G(\mathbf{x}=0;E) \simeq -Im \sum_n \frac{|\psi_n(\mathbf{0})|^2}{E - E_n + i\Gamma_n/2}。 \tag{1.27}$$

全断面積は、重心エネルギーの関数として共鳴スペクトラムを示す。共鳴状態のレベル間隔は $\Delta E \sim \alpha_s^2 m_t$ の程度で、共鳴状態の幅は $\Gamma_n \simeq 2\Gamma_t$ である。 $m_t \gtrsim 170$ GeV の場合には、 ΔE と Γ_n が同程度になり、共鳴状態は互いに重なり合い、個々の共鳴状態の構造は薄れてしまう。そこで、しきい値領域では個々の共鳴状態が重なりあったものとして取り扱わなければならない。全断面積が波動関数の原点での値にしか依存しない点に注意する。

一方、しきい値領域でのトップクォークの運動量分布は、トップクォークの運動量 $\mathbf{p}$ を bW- ジェットの運動量から再構成する事により得られる。主要次近似では、トップクォークの運動量は運動量空間でのグリーン関数の二乗に比例する：

$$\frac{d\sigma}{d|\mathbf{p}|} \propto |\tilde{G}(\mathbf{p};E)|^2。 \tag{1.28}$$

そこで、式 (1.26) によって、トップクォークの運動量分布を使って、運動量空間での波動関数を測定する可能性が生まれる。この様にして、運動量分布の測定は全断面積の測定とは独立な情報を与えるものとして、物理のパラメータ決定に使われる。

前後方非対称度

しきい値近傍のトップクォーク対生成での前後方非対称度測定が議論されるようになった。主要な次数では、トップクォークは前後方対称に分布することが知られているが、次の次数まで考慮すると、以下の二つを源とし前後方非対称が現れることが明らかになったからである。

前後方非対称をもたらす主たる源は、ベクトルバーテックスと軸性ベクトルバーテックスの干渉である。$e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応過程では、$t\bar{t}V\ (V = \gamma, Z)$ ベクトルバーテックスは S 波と D 波の共鳴状態を作る。一方、$t\bar{t}Z$ 軸性ベクトルバーテックスは P 波の共鳴状態を生成するが、全断面積に対する P 波振幅の寄与は $O(\beta^2)$ で押さえられる。したがって、P 波の寄与は、主要な S 波との干渉効果としてのみ現れ、断面積への $O(\beta)$ の補正となる。この補正はベクトル結合と軸性ベクトル結合の干渉から現れるので $\beta\cos\theta$ に比例し、従って、$O(\beta) \simeq O(\alpha_s)$ の前後方対称性が現れる。

終状態相互作用もまた前後方非対称に寄与するが (図 1.54) 、この効果は大きくなく $1 \sim 2\%$ 程度である。

従って、前後方非対称度の測定により、S 波と P 波が重なりの度合の測定が可能になる。

従来の軽いクォーク系では一般に、S 波と P 波の共鳴状態は分離していて、異なったエネルギースペクトルを示す。そして、どちらか一方の共鳴状態に重心エネルギーを固定すると、もう一方の共鳴状態からの寄与はなかった。しかし、トップクォーク質量の増大に伴って幅は急速に広がり、S 波と P 波の干渉が現れる。これが前後方対称性をもたらす最大の要因で、前後方対称度の測定結果は共鳴状態が混在する全断面積の測定では得られない共鳴状態の構造についての情報を与える。

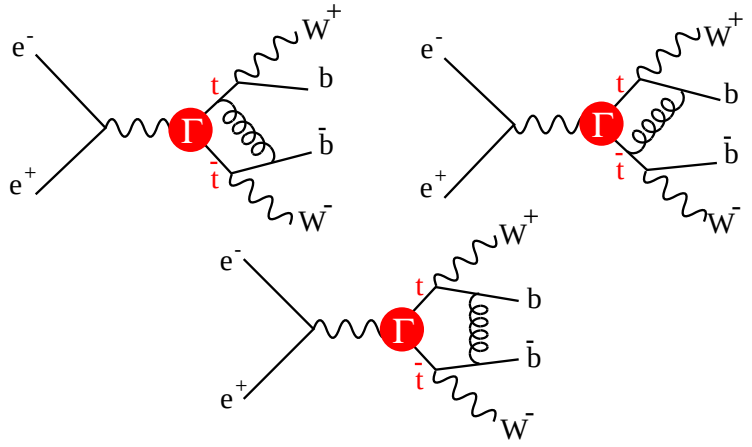

図 1.54: トップクォーク対生成終状態相互作用

1.4.3 しきい値領域での断面積測定

全断面積のパラメータ依存性

しきい値領域におけるトップクォーク対の生成断面積は次のパラメータに依存する。

$$(\sqrt{s}; m_t, \Gamma_t, \alpha_s(m_Z), m_H, \beta_H)$$

ここに、β_H は、標準模型の場合に規格化したトップクォークの湯川結合である。従って、しきい値領域の断面積測定によって、これらのパラメータを決定することが出来る。ここではまずビームの影響を無視して、しきい値領域で断面積がどのようにパラメータに依存するかを見る。

図 1.55-a) に示されるとおり、α_s の増加に伴い最初の S 波ピークの高さは増すが、ピーク位置は下方にシフトする。

これは、ポテンシャルが深くなるにつれて、結合エネルギーと原点での波動関数が大きくなるからである。この様にして、全断面積は二つの異なった状況、(a) m_t を固定し α_s を増加した場合、(b) α_s を固定し m_t を減少した場合、において、同様の振る舞いを示す。

一方、図 1.55-b) に見られるとおり、m_t とトップクォークの幅 Γ_t との相関は小さい。幅が小さくなるとピークの高さは上昇し、裾の部分はわずかに減少する。また、図 1.55-b) にある $|V_{tb}|^2$ の定義は

$$|V_{tb}|^2 = \Gamma_t/\Gamma_t(SM), \tag{1.29}$$

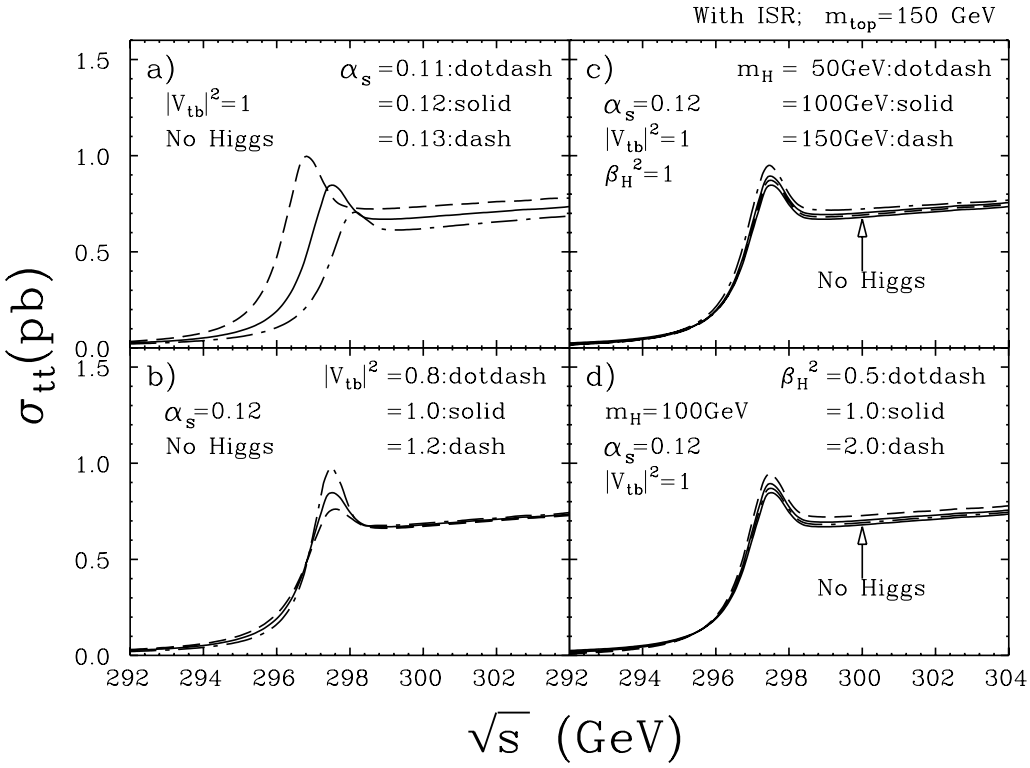

図 1.55: しきい値領域での断面積のパラメータ依存性。 (a) $\alpha_s(m_Z)$、 (b) $|V_{tb}|^2$、 (c) m_H、および (d) β_H （規格化された湯川結合）。 $m_t = 150$ GeV の場合で、始状態輻射が考慮されている。

ただし、$\Gamma_t(SM)$ は 標準模型で $t \to bW$ への分岐比が 100% としたときの崩壊幅である。標準理論を越える $t \to bH^+$ や $t \to \tilde{t}\tilde{X}^0$ の新しい崩壊過程が現れた場合には 1 を超える。

トップクォークに関連する最も興味深い新現象はヒッグスの効果である。第一近似では、この効果は湯川ポテンシャル (引力)

$$V_H(r) = -\frac{\sqrt{2}G_F}{4\pi}(\beta_H m_t)^2 \frac{\mathrm{e}^{-m_H r}}{r}, \tag{1.30}$$

によって与えられるので、ヒッグス交換の効果は m_H が小さくそして β_H が大きい場合に大きくなると期待される。このポテンシャルの到達距離はヒッグスの質量によってコントロールされ、QCD に比べて小さい。従って、湯川ポテンシャルが共鳴状態の位置を大きく変えることはないが、原点での波動関数を大きくし、しきい値領域全般にわたって断面積を増大させる。

以上、定性的な理解のためにポテンシャル近似を用いたが、この近似は $m_H > 50\ \mathrm{GeV}$ での定量的な議論には不適切で、過剰なヒッグス効果をあたえる。

そこで、摂動論による補正因子 F_{Higgs}、

$$F_{Higgs}\left(m_H^2/m_t^2\right) = 1 + \frac{\alpha\beta_H^2}{4\pi\sin^2\theta_W}\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right)\left(f_{th}\left(m_H^2/m_t^2\right) - \pi\frac{m_t}{m_H}\right)、 \tag{1.31}$$

を用いて Green 関数を補正する:

$$Im\ G(0;E) \to |F_{Higgs}(m_H^2/m_t^2)|^2 \cdot Im\ G(0;E)。 \tag{1.32}$$

ここで関数 f_{th} は、

$$f_{th}(r) = -\frac{1}{12}\left[-12 + 4r + (-12 + 9r - 2r^2)\ln r + \frac{2}{r}(-6 + 5r - 2r^2)l_4(r)\right] \tag{1.33}$$

で

$$l_4(r) = \begin{cases} \sqrt{r(4-r)}\arccos(\sqrt{r}/2) & r \le 4 \text{ の時} \\ -\sqrt{r(r-4)}\frac{1}{2}\ln\frac{1+\sqrt{1-4/r}}{1-\sqrt{1-4/r}} & r > 4 \text{ の時} \end{cases} \tag{1.34}$$

である。

図 1.55-c) と -d) はそれぞれ m_H と β_H に対する依存性を示す。ポテンシャル近似に基づく定性的な議論はそのまま生きていることが解る。

中間距離ポテンシャルに対する依存性

ここでは、しきい値の形状が摂動論的 QCD から導かれるポテンシャルの短距離部分によってのみ決定され、中間距離あるいは長距離部分にはよらないという最も重要な点を確認しておく。中間距離ポテンシャルを変えたときに、形状がどのように変化するかを見る。チャーモニウムやボトモニウムの共鳴状態は、中間距離ポテンシャルとして r の対数関数を用いることによって見事に再現されることが知られている。ここで使うポテンシャルの中間距離部分はチャーモニウムやボトモニウムのデータを使って $r = r_0$ で短距離部分にスムーズにつながるように決定された。r_0 は中間距離ポテンシャルに大きな影響を与えるので、これを ± 5 標準偏差分動かし、その時の変化を見る。

図 1.56-a) に見られるように、中間距離ポテンシャルを変えてもしきい値形状は全く変わらない。トップクォークの幅を $1/10$ にすると、高い共鳴状態に対しては、中間距離ポテンシャルの変化の影響が現れる。この様にして、トップクォークの広い崩壊幅が赤外発散を止め、しきい値形状が中間距離ポテンシャルに依存しないことをはっきりと見ることが出来る。

ビームの効果

電子陽電子リニアコライダー実験で実際に観測できるものは、上で述べたしきい値形状にビームエネルギースペクトル (図 1.57) の重みをつけて積分したものである。

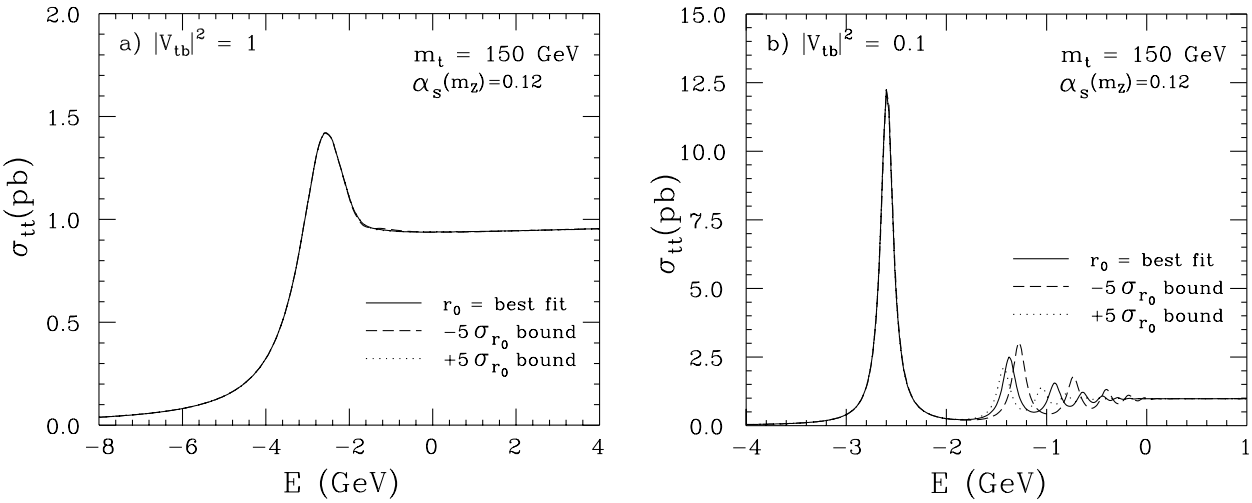

図 1.56: しきい値形状の中間距離ポテンシャルに対する依存性 a) $|V_{tb}|^2 = 1$ で b) $|V_{tb}|^2 = 0.1$ である。始状態輻射、ビーム効果は含まれていない。

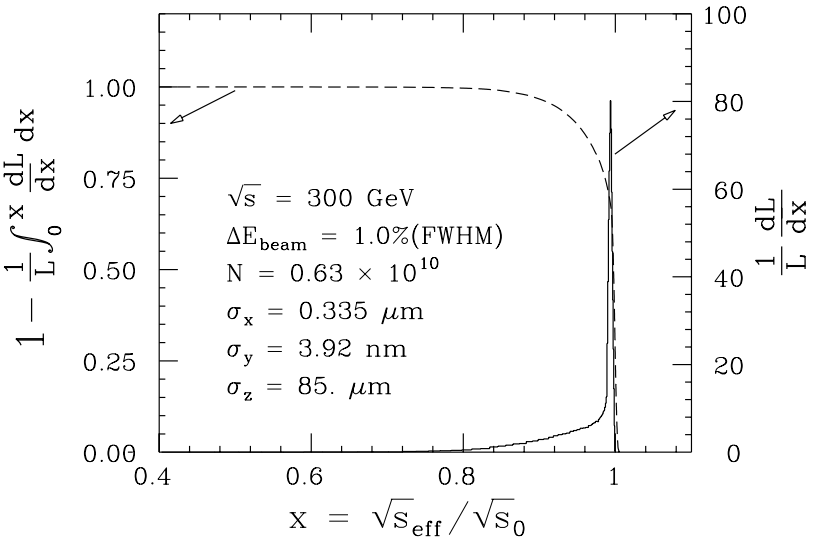

図 1.57: 重心系エネルギーの関数としての微分ルミノシティー。ビームエネルギーの広がりおよびビームシュトラールングが考慮されている。

従って、ビームエネルギーの広がりとビームシュトラールングがどのように影響するかを見ておくことは、コライダーとそこでの実験をデザインする上で極めて重要である。ビームシュトラールングの影響は始状態輻射の効果と類似しているので、以下の三つのステップによって断面積がどのように変化するかを見る： i) 始状態輻射 (ISR)、ビームの影響、ともになし、 ii) ISR のみ考慮、ビームの影響なし、 iii) ISR、ビームの影響、ともにあり。

図 1.58に見られるように、 $1S$ のピークは見えるものの、 ISR は見かけの断面積を極端に減少させる。

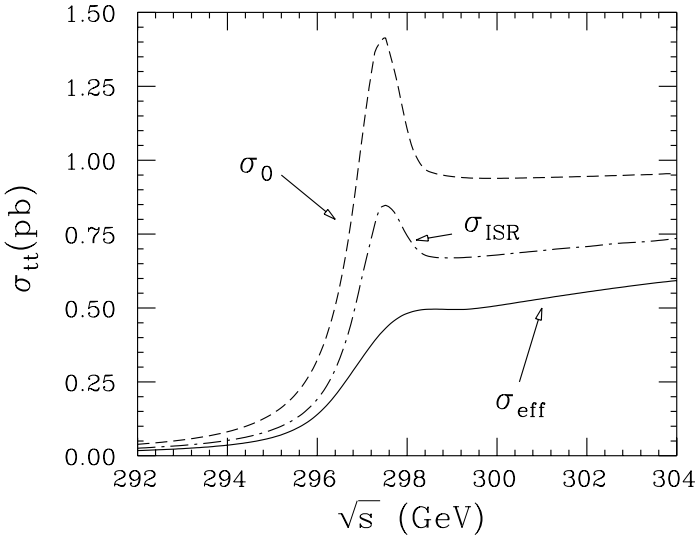

図 1.58: しきい値形状に対する始状態輻射、ビームエネルギーの広がり、ビームシュトラールングの影響。始状態輻射 (ISR)、ビームの影響、ともになし (破線)、 ISR のみ考慮、ビームの影響なし (一点鎖線)、 ISR、ビームの影響、ともにあり (実線)

ビームの影響は大きく、特にビームエネルギーの広がりは $1S$ のピークを不鮮明にしてしまう。

ビームエネルギーの広がりは、トップクォークの詳細な研究において大きな問題となりそうなので、 δ 関数の中に存在するビームのエネルギー構造による影響も調べておく。この影響をはっきり見るために、ビームシュトラールングはないものとしておく。ビームエネルギーの広がりとして二つのスペクトルを考える。一つは平坦な分布を、もう一つはより現実に近いと思われる二山の分布を仮定する。その各々の場合にしきい値形状がどのように変わるかを見る。

二つのスペクトルに対してビームエネルギーの広がりを変えた時に、 δ 関数部分がどのように変わるかを拡大して示したのがであり、これに対応するしきい値形状を示したのが図 1.59-b) である。この図から、ビームエネルギーの広がりが 0.4 % 以上になると、 δ 関数部分の内部構造がしきい値形状に影響をおよぼすことがわかる。当然、トップクォークの詳細実験に際しビームエネルギーの広がりを 0.4 % 以下に制御出来ない場合には、そのエネルギー分布の情報が必要となる。

事象の選別

既に述べたように、トップクォークは主として bW に崩壊する。従って、トップ対生成の信号は、終状態における二つの b クォークと二つの W ボソンの存在である。 W ボソンは、 $q\overline{q'}$、または $l\overline{\nu}$ に崩壊するので、終状態は i) 二つの b ジェットと W からの四つのジェット (45%)、 ii) 二つの b ジェット、二つのジェットと一つの荷電レプトン (44%)、 iii) 二つの b ジェットと二つの荷電レプトン (11%) の三つの場合に分けられる。 i) は全断面積およびトップクォーク運動量分布の測定に有用である。また、 ii) は荷電レプトンから t と $\bar{t}$ の向きを決めることができるので、前後方非対称度の測定が可能となる唯一のチャンネルである。

事象の選別に使われる基本的なカットは以下の三つにグループ分けすることができる。 a) 事象形状カット (荷電粒子数、ジェットの数、スラストなど)、 b) 質量カット (ジェット不変質量法によってパートン質量を再構成し、 W や t を選別)、 c) 荷電レプトン (ii) および iii) に対し荷電レプトンの存在を要求)。ここで、 b クォークのタギ

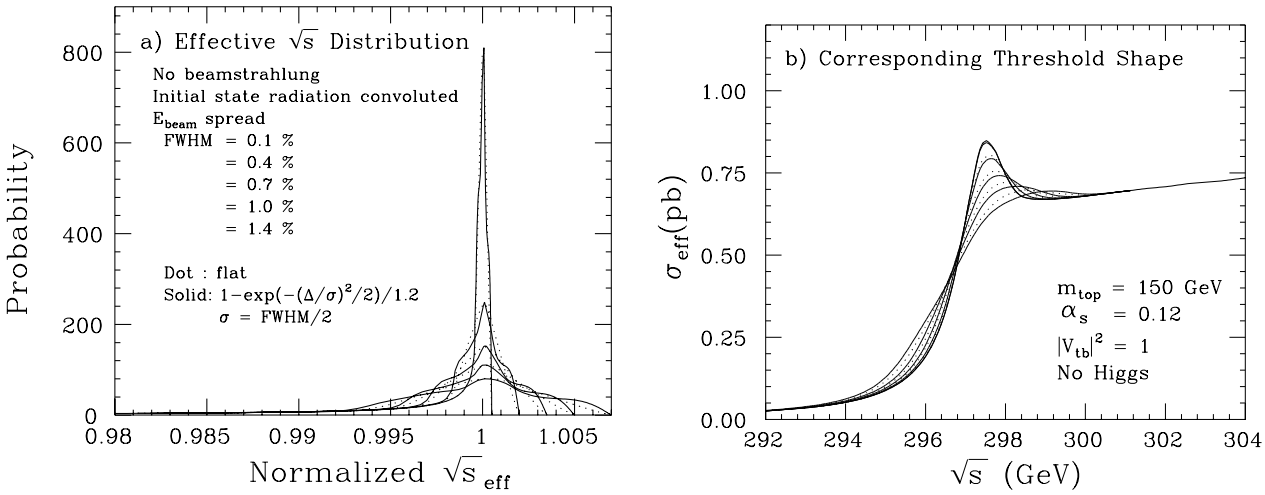

図 1.59: (a) 有効重心エネルギーの分布 (b) 対応するしきい値形状

ングはジェット不変質量法によってパートン質量を再構成する際、ジェットの間違った組み合わせをさけるために重要な役割を果たす。

しきい値スキャンによって、全断面積を正確に測定するには、トップ対生成事象を高い S/N 比で、しかも効率良く選び出さなくてはならない。トップクォークの質量が $m_t = 150$ GeV の場合、しきい値領域でのトップ対の生成断面積は、約 0.5 pb である。一方、最も大きなバックグラウンドは W 対生成で、その生成断面積は 14 pb である。従って、このバックグラウンドを $1/1000$ 程度に落さなくてはならない。

ここでは、この様な選別の例として、 i) の場合について述べる。トップ対および様々なバックグラウンドはモンテカルロシミュレーションにより生成される。図 1.60にモンテカルロで生成された 6 ジェット事象の一例を示す。 図 1.61-a) は生成された 20,000 事象について測定器で観測されるエネルギーを、また、図 1.61-b) はビーム軸に対して横方向の運動量を示したものである。斜線で塗りつぶした部分は、最終的に選別された事象の分布である。 図 1.62は、最終的に選ばれる $t\bar{t}$ サンプルにおいて W 候補に対応した 2 ジェット不変質量分布を示している。 W 候補は、図に示した四角い領域の内部にあるものとして切り出される。 図 1.63は、 bW 候補の 3 ジェット不変質量分布である。図中の実線は m_t カットの位置を示している。 この様にして選別されてきた $t\bar{t}$ の候補のスラスト分布を図 1.64に示す。斜線を施した部分は主たるバックグラウンドである W^+W^- を示している。 この場合、分岐比を含めた検出効率は 29%、 S/N 比は 10 以上である。この検出効率は、分岐比を除けば 63% に対応する。

$\alpha_s(m_Z)$ および m_t の測定

トップ対のしきい値領域でこのような 6 ジェット解析を行なうことにより得られる全断面積測定の例を 図 1.65-a) に示す。ここでは、各々 1 fb^{-1} のエネルギー点 11 点を仮定した。モンテカルロデータは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、 $|V_{tb}|^2 = 1$、 $m_t = 150$ GeV に対応し、ヒッグス交換の効果は入れていない。曲線で示したのは、三つの異なる $\alpha_s(m_Z)$ の値に対して期待されるしきい値領域でのトップ対生成全断面積である。 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、結合エネルギーが増加し、第一共鳴の位置 (肩の所) が下がる。と同時に、原点での波動関数の絶対値が大きくなるため、全断面積は上がる。図 1.65-b) は、 $\alpha_s(m_Z)$ と m_t を自由に動かして、モンテカルロデータをフィットした際に得られる χ^2 の等高線である。 $\alpha_s(m_Z)$ と m_t との間の強い相関は、第一共鳴の位置を固定しようとすると、 $\alpha_s(m_Z)$ を大きくした場合には、 m_t も大きくしなくてはならない事によっている。もし、 $\alpha_s(m_Z)$ が知られていれば、 $\Delta m_t \simeq 0.1$ GeV、そうでなくても、 $\Delta m_t \simeq 0.2$ GeV が期待できる。一方、強い相互作用の結合定数については、 m_t に対する他の情報がなくても、統計誤差として $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.005$ の測定が可能である。 ここでの $\alpha_s(m_Z)$ 測定には、これまでの事象形状解析に依るものと違って、非摂動論的 QCD からの 不定性が無い点を強調しておく。この信頼できる $\alpha_s(m_Z)$ の精密測定は、超対称性の場合その重要性を増す。 $\alpha_s(m_Z)$ が、弱い相互作用のエネルギースケールと GUT スケールを結ぶ鍵となるからである。この場合、 m_t の精密測定の意義もより大きくなる。 m_t は、様々の量子補正を計算する際の重要なパラメータであるばかりでなく、それがトップクォークの湯川結合を決めるために、ヒッグス粒子の質

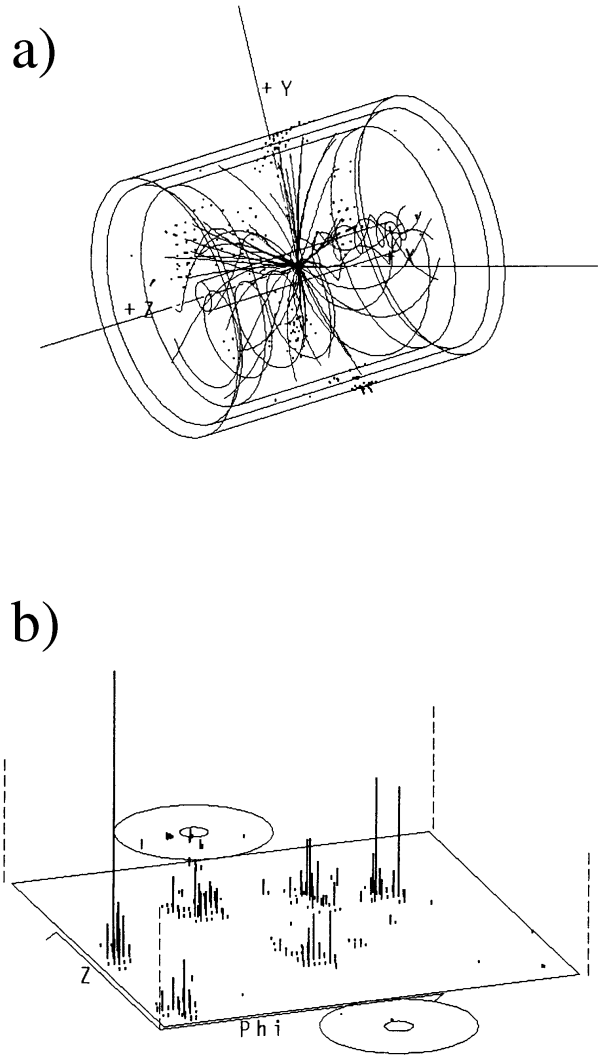

図 1.60: モンテカルロシミュレーションで生成された 6 ジェット事象。

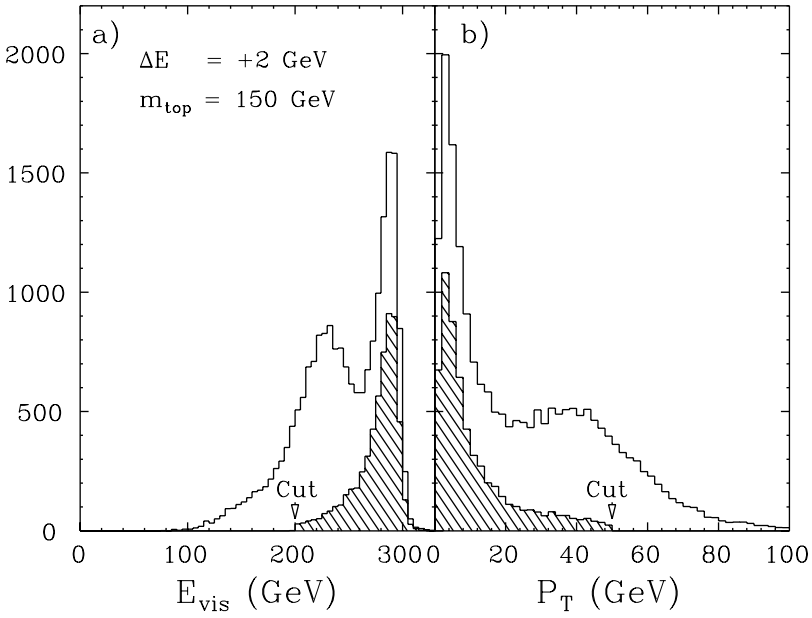

図 1.61: 生成された 20,000 事象の、測定器で観測されるエネルギーと横方向の運動量の分布。

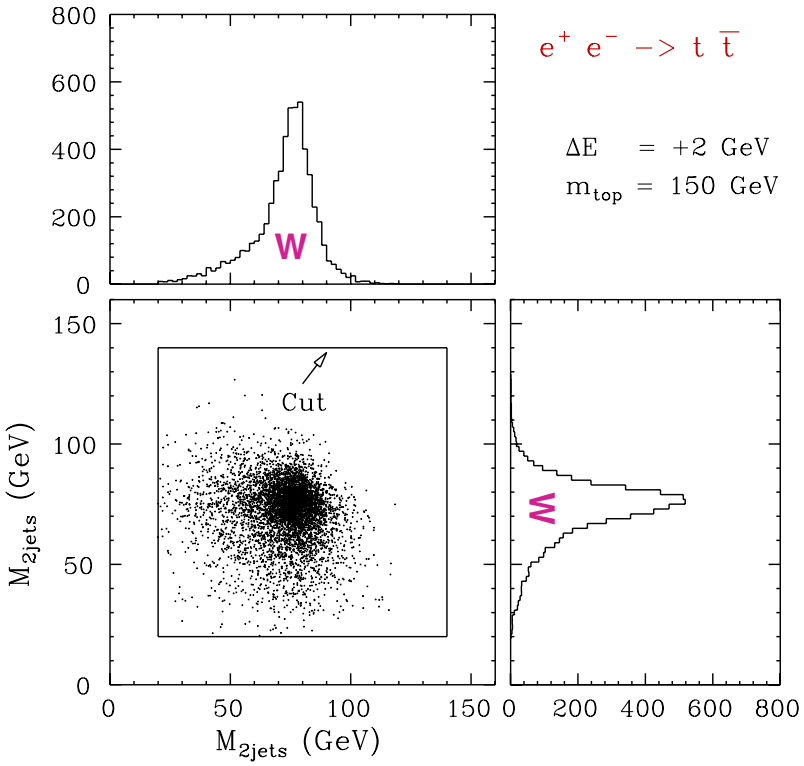

図 1.62: $t\bar{t}$ サンプルにおいて W 候補に対応した 2 ジェット不変質量分布。

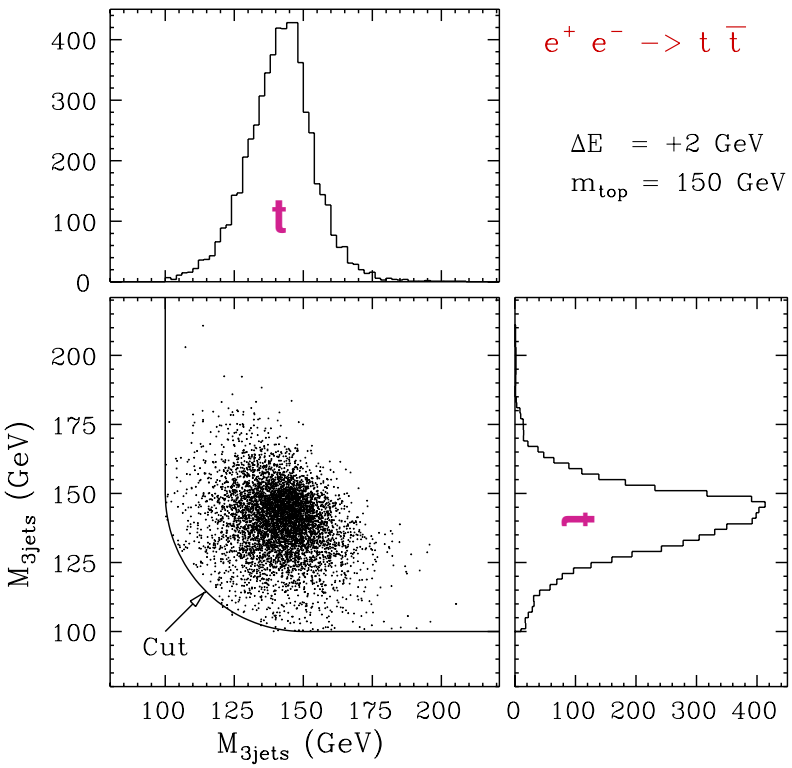

図 1.63: bW 候補の 3 ジェット不変質量分布。

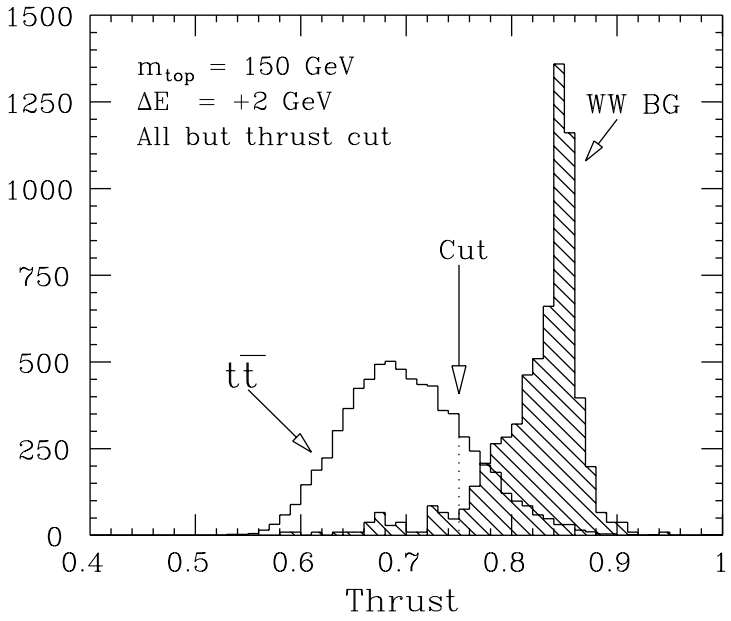

図 1.64: 6 ジェット終状態の場合のトップ対事象に対するスラストカットを除く全てのカット後のスラスト分布。斜線のヒストグラムは 対応する W 対生成のバックグラウンド。

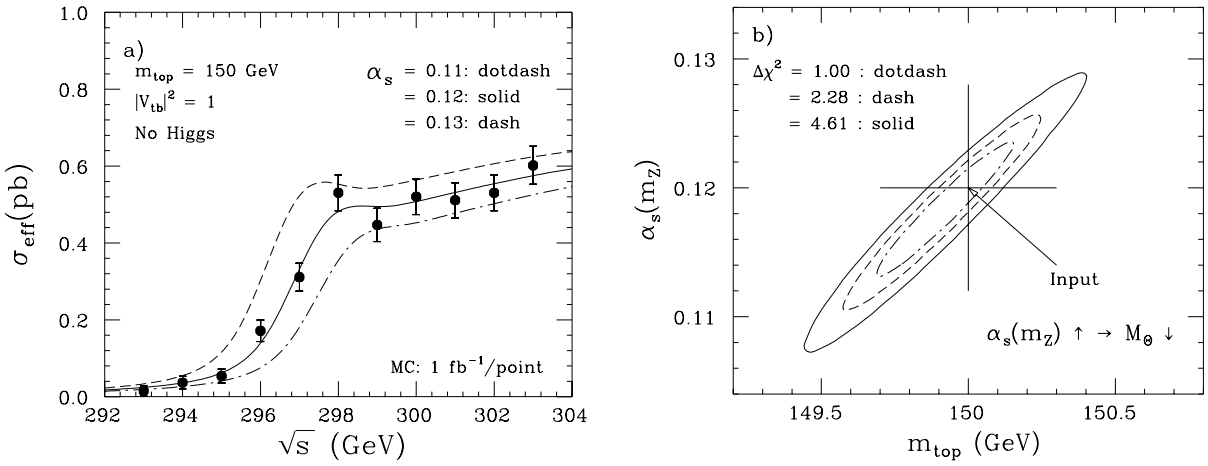

図 1.65: (a) しきい値スキャンの例。モンテカルロデータの統計は各点 1 fb^{-1} である。(b) $\alpha_s(m_Z)$、m_t を自由に動かしてフィットした場合の χ^2 の等高線。

量や崩壊巾を計算する際の不可欠のパラメータであるからである。

トップクォークの崩壊巾の測定

しきい値スキャンによって、トップクォークの崩壊巾を測定することも出来る。図 1.66-a) は、図 1.65-a) と同じモンテカルロデータを三つの異なった崩壊巾に対する理論の予言と比較したものである。崩壊巾が小さくなると、第一共鳴の巾が小さくなり、そこでの断面積が大きくなり、一方、すその部分では、断面積が減少する。図 1.66-b) は、m_t と $|V_{tb}|^2$ をパラメータとしてモンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線である。ここで、$|V_{tb}|^2$ は、標準模型の場合で規格化したトップクォークの崩壊巾である。崩壊巾の変化では、第一共鳴の位置は変わらないので、m_t と $|V_{tb}|^2$ の間に相関はない。期待される崩壊巾に対する統計誤差は $\Delta|V_{tb}|^2 = 0.15 \sim 0.20$ である。この誤差は、エネルギー点の最適化と、もちろん、統計の向上によって改善できる。$|V_{tb}|^2 < 1$ ならば、第四世代の存在が、また、$|V_{tb}|^2 > 1$ ならば、何か未知の崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$ または $t \to \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$、が示唆される。

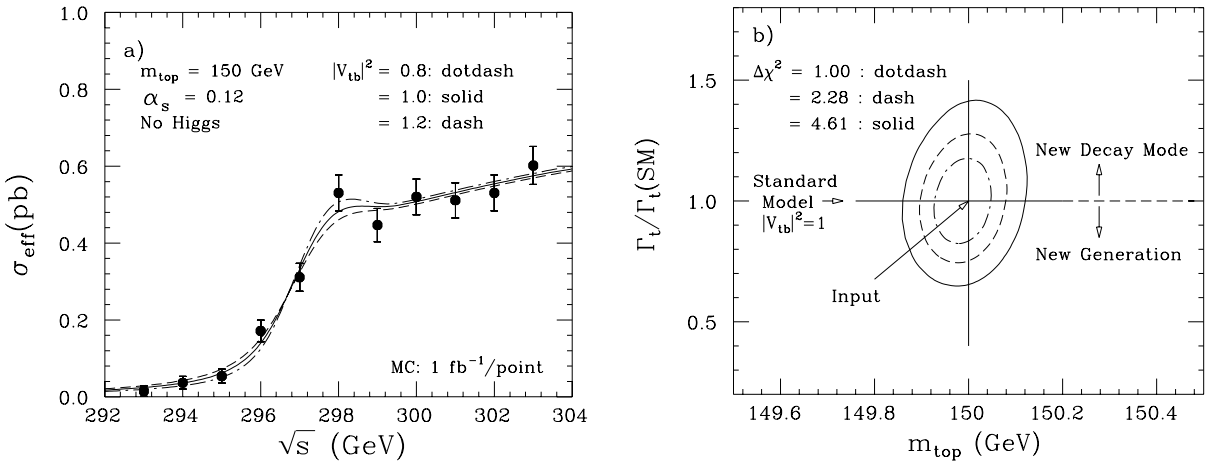

図 1.66: (a) m_t と $|V_{tb}|^2$ を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは、図 1.65-a) と同一である。(b) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

トップの湯川結合の測定

トップクォークが重いこと、つまり、その湯川結合が大きいことによって、それを直接測定する可能性が出てくる。その一つの方法は、しきい値領域の全断面積を詳細に調べることである。トップと反トップ間に交換されるヒッグス粒子の効果を見るのである。このヒッグス粒子交換は引力として働き、一般に、しきい値領域全体にわたって全断面積を増加させる。そして、その効果はヒッグス粒子の質量が小さいほど、また、トップクォークの湯川結合が大きいほど大きい。図 1.67-a)、 -b) は、前述のモンテカルロデータを色々なヒッグス質量 m_H と 規格化された湯川結合 β_H に対する理論の予言と比較したものである。ヒッグス粒子交換の効果は小さいが、 m_H が比較的小さければ、測定可能な範囲にある。これは、トップクォークの大きな崩壊巾のために、 QCD の寄与が正確に評価できることにより、初めて可能となったことである。 m_H と β_H^2 を自由パラメータとして、モンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線を図 1.67-c) に示している。 $\beta_H = 1$ (標準模型) の場合、この統計 ($1\,\mathrm{fb}^{-1}$/ 点) で $m_H \lesssim 100\mathrm{GeV}$ ならばヒッグス粒子交換の効果を調べることが出来る。逆に、 $m_H = 100$ GeV ならば、湯川結合に対する統計誤差は $\Delta\beta_H \simeq 0.2$ である。トップクォークの湯川結合は $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の断面積測定からも得られる。この場合の湯川結合に対する統計誤差も同程度である。

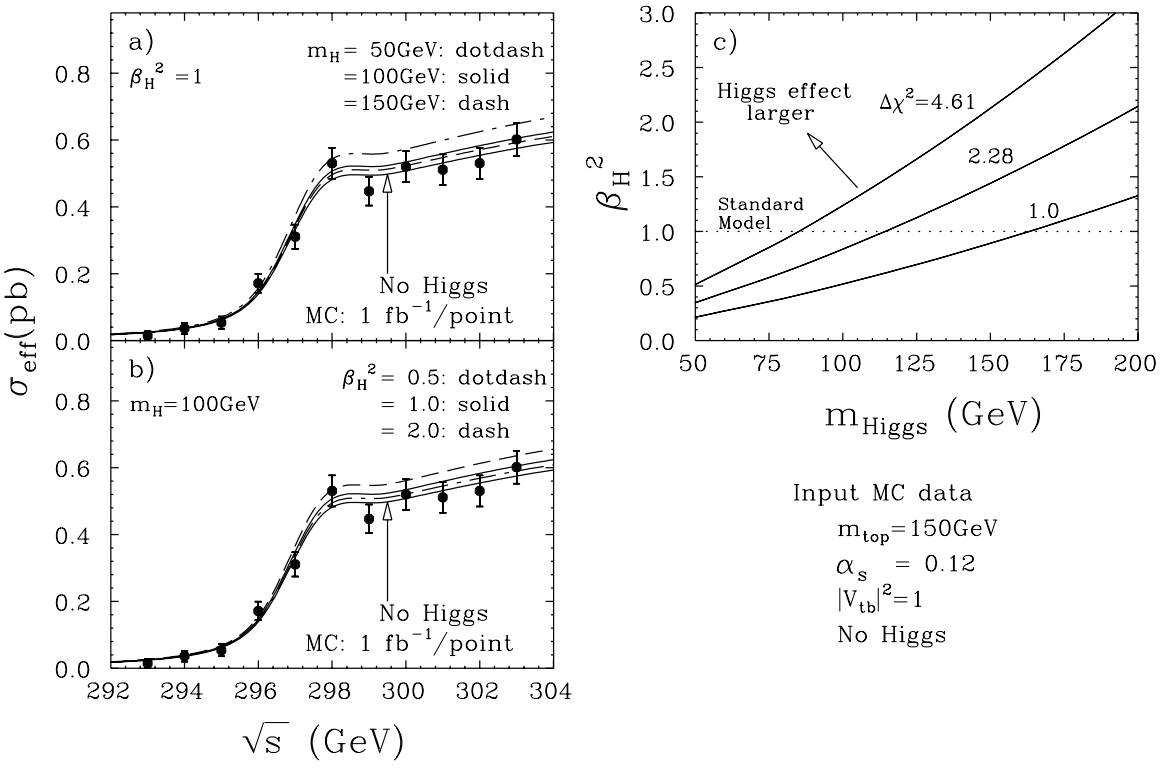

図 1.67: (a) m_H と β_H^2 を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは図 1.65-a) のものと同じで、異なったヒッグス質量に対する理論の予言と比較してある。 (b) 同じモンテカルロデータの異なった湯川結合の値に対する理論の予言との比較。 (c) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

1.4.4 トップクォークの運動量測定

全断面積の測定は、トップ反トップ系の波動関数の原点での絶対値を決定することに対応する。一方、トップクォークの運動量が測定できたならば、運動量空間での波動関数そのものを調べることが出来る。これによって、全断面積の測定からでは得られない新たな情報を引き出すことが可能となる。トップクォークの場合には、その大きな崩壊巾のおかげで、崩壊で生じた３ジェットの運動量の和として親のトップクォークの運動量を測ることが出来る。これは、対消滅過程によって崩壊するチャーモニウムやボトモニウムの場合には不可能であった著しい特徴である。つまりトッポニウムに至って初めて運動量空間での波動関数の測定が可能となるのである。ここでは、この新しい可能性に関して概観する。

トップクォークの運動量測定から得られる情報に関する定量的な議論を始める前に、どの重心系エネルギーでこの測定をすべきかを決めておかねばならない。これは、測定したい基本的な物理パラメータに対する感度をなるべく高くするように、また、測定の際の実験的、理論的な不定性をなるべく小さくするように決めなくてはならない。一方、エネルギーを決める際の基準点の問題もある。いわゆるトップ反トップ対のしきい値エネルギーは、この基準点として適当でない。それは、全断面積によるトップクォークの質量測定が、強い相互作用の結合定数と強い相関があること、また、その質量そのものの定義に QCD ポテンシャルの定数項から来る $O(300\ \mathrm{MeV})$ の理論的不定性があるためである。この困難は、基準点として第一共鳴の位置 $(\sqrt{s_{1S}})$ をとることにより避けられる。第一共鳴の位置は、原理的には、実験的にいくらでも正確に決定出来るからである。詳しい解析によると、運動量測定に最も適したエネルギーは第一共鳴の上、$\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 2\ \mathrm{GeV}$ である。以下では、簡単のため、第一共鳴の位置が正確に知られていると仮定し、この最適エネルギーにおけるトップクォークの運動量測定について考える。

トップクォークの運動量の再構成

トップクォークの運動量を測定するには、まず正しく再構成されたトップクォークの 3 ジェット崩壊の事象を選び出さなくてはならない。これらの事象は当然少なくとも一つの 3 ジェット崩壊を含まなくてはならないので、使い得る終状態は、前節の i)、ii)、となる。6 ジェット過程は、トップ、反トップ両方が運動量測定に使える点で統計的に有利であるが、誤った組合せによるバックグラウンドの影響を受け易い。この点、4 ジェット + 荷電レプトン過程はよりきれいなサンプルを得易いという利点がある。そこで、ここでは、過程 ii) に重点を置いて述べる。事象選択は、まず、一つの孤立した高エネルギーの荷電レプトンと、四つのジェットを要求することに始まる。これら四つのジェットの内二つは、バーテックス検出器により、重いクォーク (ボトムまたはチャーム) と判定されなくてはならない。これら、2 本のジェットは b クォークの候補である。残り 2 本は W からのジェットの候補であり、その不変質量は W ボソンの質量にならねばならない。この要求によって、W ボソンの候補が得られる。三つのジェットに崩壊したトップクォークを再構成するには、この W ボソン候補と 2 本の b ジェット候補の内の 1 本を組み合わせなくてはならない。これは、しきい値領域では、トップクォークの速度が小さく、その崩壊で生じた W ボソン と b クォークがほぼ反対方向に走ることに注意すれば簡単である。このようにして、トップの崩壊から来る 3 ジェットを選び出すことが出来る。しかし、トップクォークの運動量測定のためには、これだけでは十分ではない。これら 3 本のジェットがニュートリノを含む可能性があるからである。検出されないニュートリノによる運動量の誤差を最小限に押えるため、3 ジェットの不変質量にカットを入れる[5]。

図 1.68-a) は、モンテカルロ事象に対して、こうして再構成されたトップクォークの運動量分布 (データ点) を生成時の 運動量分布 (ヒストグラム) と比較したものである。同じ図中の四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる、誤ったジェットの組合せによるバックグラウンドである。正しい 3 ジェットが選ばれていること、また、再構成された運動量が、よく生成時のそれを再現していることが分かる。ちなみに、この例における検出効率は、4 ジェット + 荷電レプトン終状態への分岐比を含めて、約 4% である。

図 1.68-b) は、同様の比較を 6 ジェット終状態に対して行なったものである。6 ジェット過程の解析は、基本的に、しきい値スキャンの場合と同じで、ただ、カットがよりきつくなるだけである。すでに指摘したように、この場合、間違ったジェットの組合せから来るバックグラウンドが無視できない。このバックグラウンドは、チャームの混入の少ないより洗練された b ジェット判定により大幅に減らし得るが、以下では、4 ジェット + 荷電レプトン終状態のみが使えるとして議論を進める。

$\alpha_s(m_Z)$ および 崩壊巾の測定

トップクォークの運動量分布は、一般に、トップクォークの質量 (m_t)、崩壊巾 (Γ_t)、強い相互作用の結合定数 $(\alpha_s(m_Z))$、および測定点のエネルギー $(\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}})$ に依存する。ここに、ヒッグス交換に関するパラメータを含めなかったのは、その効果が短距離のみに現れるため、断面積全体にかかる規格化定数にしか効かず、運動量分布の形には影響を与えないためである。これは、未知のヒッグス交換の効果を分離して、他のパラメータを決定できることを意味している。問題となるパラメータ $(m_t、\ \Gamma_t、\ \alpha_s(m_Z))$ に対する運動量分布の依存性を示すために、運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ を第一共鳴から測ったエネルギー (ΔE) の関数としていくつかのパラメータ値に対してプロットしたのが図 1.69-a) から -c) である。図 1.69-a) から分かるように、$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、$\Delta E = 2\ \mathrm{GeV}$ では $|p|_{peak}$ が小さくなる。これは、一見、ビリアル定理からの予測に反するようであるが、エネルギーを第

[5] このカットは、運動量測定に悪影響を与えないように、十分緩くなくてはならない。

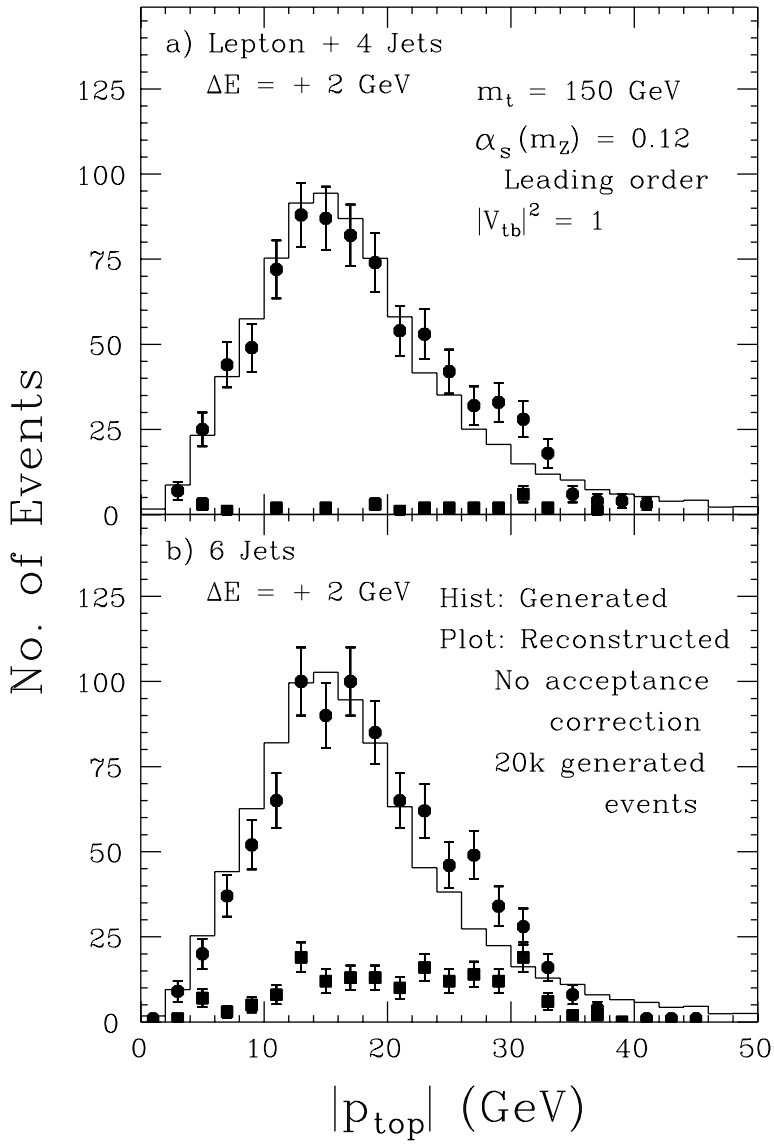

図 1.68: 再構成されたトップクォークの運動量分布（データ点）と 生成時の 運動量分布（ヒストグラム）との比較。四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる誤ったジェットの組合せによるバックグラウンド。(a) 4 ジェット + 荷電レプトン終状態。(b) 6 ジェット終状態。

一共鳴の位置から測っているためである。ΔE を固定した時、$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、しきい値から測ったエネルギーが減少する。この効果で $|p|_{peak}$ が小さくなる割合が、ビリアル定理に従って $|p|_{peak}$ が大きくなる割合を上回るのである。一方、図 1.69-b) に示した Γ_t に対する依存性は、素朴な直観に一致する。崩壊巾が大きくなると、トップクォークがポテンシャルのより深い所で崩壊するため、$|p|_{peak}$ が大きくなるのである。エネルギーを第一共鳴の位置から測ることにより、m_t に対する依存性が無視できるほど小さくなること (図 1.69-c)) も注目に値する。これにより、$\alpha_s(m_Z)$、Γ_t を決定する際の m_t との相関を除去できることになる。

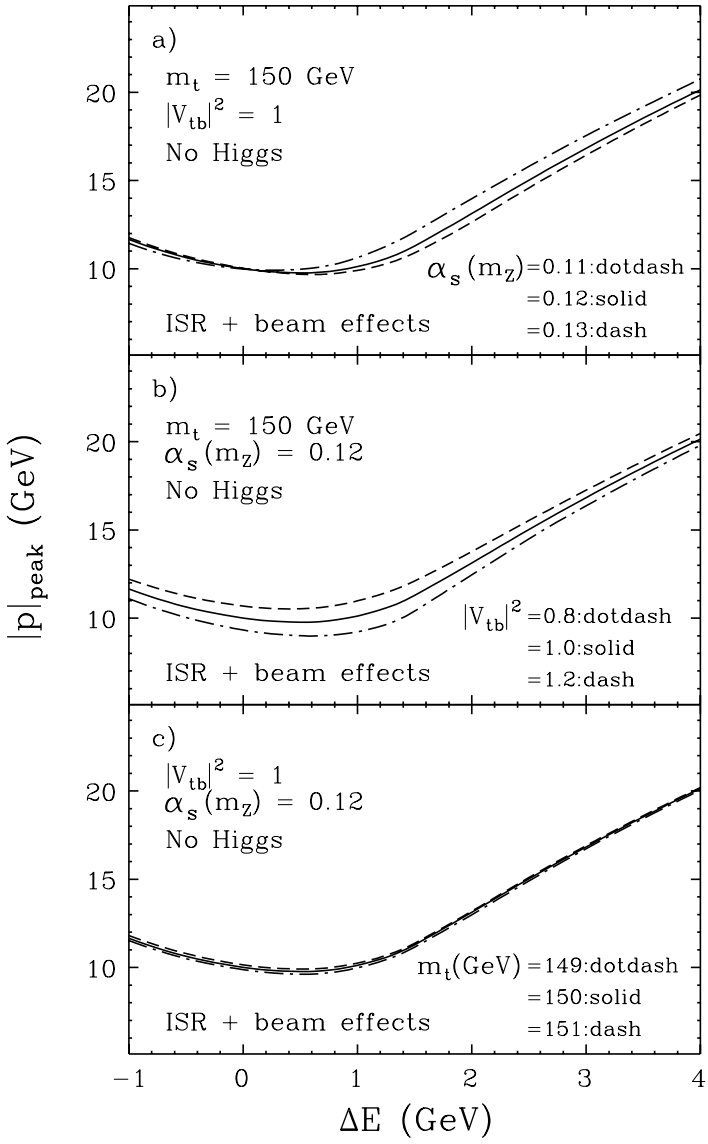

図 1.69: トップクォークの運動量分布のピーク値 ($|p|_{peak}$) を $1S$ 共鳴状態から測ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。(a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。(b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。(c) m_t 依存性。

図 1.70-a) は、$\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布を、$|V_{tb}|^2 = 1$、$\alpha_s(m_Z) = 0.11$、0.12、0.13 の場合について示したものである。図 1.70-b) は、同じエネルギーで $|p|_{peak}$ が $\alpha_s(m_Z)$ にどう依存するかを示している。図中、点線で示したのは、100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置が知られていて、かつ、$|V_{tb}|^2 = 1$ の場合、これは 強い相互作用の結合定数に対する統計誤差 $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.0015$ に対応する。

図 1.71-a) は、$\alpha_s(m_Z) = 0.12$、$|V_{tb}|^2 = 0.8$、1.0、1.2 の場合の、$\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運

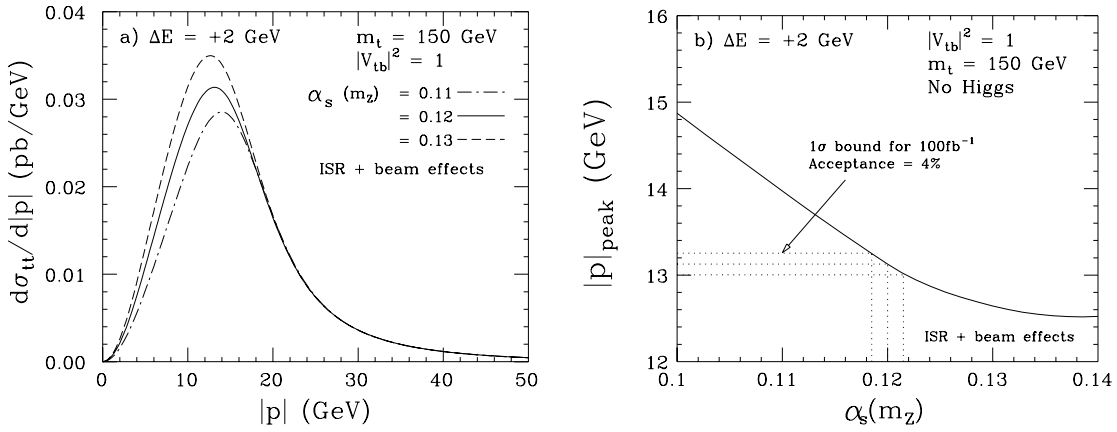

図 1.70: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメータは $|V_{tb}|^2 = 1$、$\alpha_s(m_Z) = 0.11$（一点鎖線）、0.12（実線）、0.13（破線）である。(b) 運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。点線は 100 fb^{-1} に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

動量分布である。$|p|_{peak}$ は、図 1.71-b) に示したように、$|V_{tb}|^2$ とともに増大する。点線は、100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。この例では、第一共鳴の位置および $\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、100 fb^{-1} の統計で、崩壊巾に対する統計誤差 $\Delta|V_{tb}|^2 \simeq 0.04$ の測定が出来ることになる。

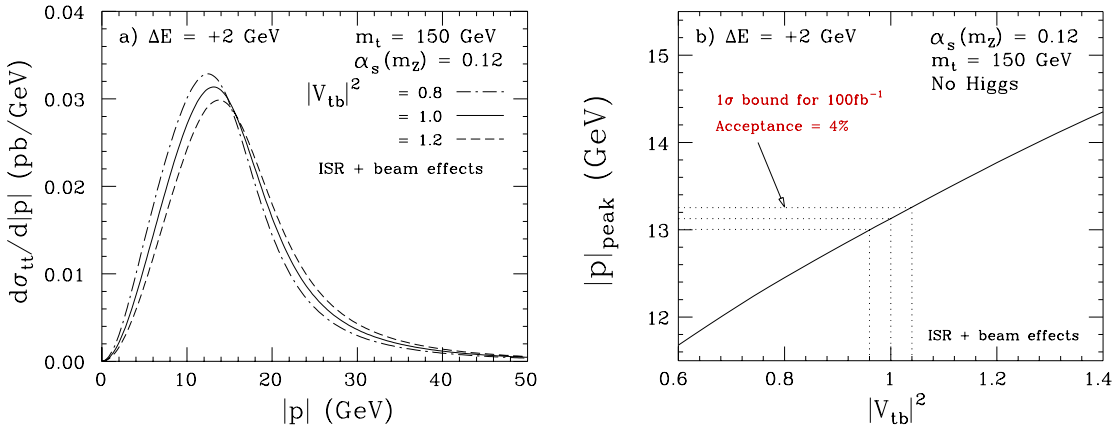

図 1.71: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメータは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、$|V_{tb}|^2 = 0.8$（一点鎖線）、1.0（実線）、1.2（破線）である。(b) 運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ の $|V_{tb}|^2$- 依存性。点線は 100 fb^{-1} に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

1.4.5 トップクォークの前後方非対称度の測定

ここまでは、しきい値領域における S 波の寄与のみを考察してきた。全断面積、および運動量分布に対する P 波の寄与はトップクォークの速さを β とした時、$O(\beta^2)$ の量なので、無視できたわけである。しかし、P 波の寄与は、S 波との干渉を通して前後方非対称度を生じ、トップ対の微分断面積に対して $O(\beta)$ の補正を与える。これは、トップクォークの崩壊巾が大きく、異なったエネルギーレベルにある S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態が重なり合うために生ずるトップクォークで始めて現れる現象である。図 1.72は S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態の位置を模式的に示したものである。S 波の第一共鳴状態 $(1S)$ は孤立しているが、それより上の共鳴状態 $(nS; n \geq 2)$ では各々の S 波の共鳴状態に P 波の共鳴状態が隣接している。ポテンシャルが厳密にクーロン型であれば、$n \geq 2$ の S 波の共

鳴状態と P 波の共鳴状態は縮退する。現実の QCD 型ポテンシャルでは漸近自由性のため、より遠距離領域に達する P 波状態はより強い引力を受けその質量が若干下がるのである。

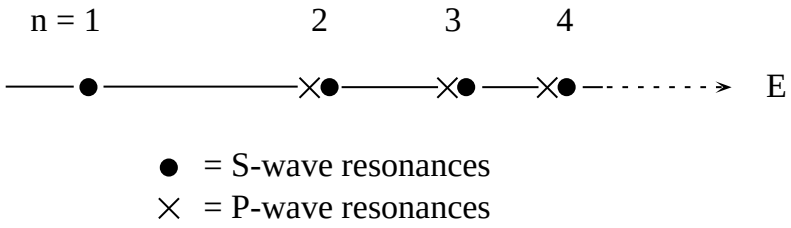

図 1.72: S- 波の共鳴状態と P- 波の共鳴状態の位置の摸式図。

もし、 $1S$ 状態に座ったとすると、 $1S$ と $2P$ のエネルギーレベル間隔が共鳴状態の崩壊巾に比べてずっと大きければ、干渉は生じず、従って前後方非対称度も生じない。つまり、前後方非対称度の測定によって、共鳴状態の崩壊巾とレベル間隔の相対的な大きさを決定できることが分かる。共鳴状態の崩壊巾が主としてトップクォークの崩壊巾で決まること、また、レベル間隔が主として $\alpha_s(m_Z)$ で決まることを考えれば、前後方非対称度の測定から Γ_t と $\alpha_s(m_Z)$ に関する情報が引き出せることになる。

図 1.73-a) から -c) に前後方非対称度を ΔE の関数として、それぞれ、 $\alpha_s(m_Z)$、 $|V_{tb}|^2$、 m_t のいくつかの値に対して示した。図 1.73-a) から、 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、レベル間隔が大きくなり、従って前後方非対称度が小さくなること、また、図 1.73-a) からは、 $|V_{tb}|^2$ が大きくなると、すなわち、崩壊巾が大きくなると、 S 状態と P 状態の重なりが大きくなり、前後方非対称度も増加することが分かる。一方、前後方非対称度のトップクォークの質量に対する依存性は、測定を決まった ΔE で行なう限り、無視できる。

ここで、前後方非対称度の測定をどのエネルギーで行なうかが問題となるが、パラメータに対する感度、理論的実験的不定性の大小を考慮した詳しい解析によると、 $m_t = 150$ GeV の場合、 $\alpha_s(m_Z)$ の決定に最も適したエネルギーは $\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 1$ GeV である。

さて、前後方非対称度の測定では、再構成された 3ジェット系の電荷を知る必要がある。その最も直接的な方法は、 4ジェット + 荷電レプトン終状態を用いることである。事象選択は、運動量測定の場合と同様にすれば良い。ただし、期待される前後方非対称度が小さいので、統計を稼ぐためカット値を大幅に緩める必要がある。 m_t が大きくなれば、前後方非対称度が大きくなるので、測定は、幾分楽になる。 6 ジェット終状態の使用の可能性もある。チャームあるいはボトムを含む重い中間子の準レプトン崩壊過程は当然のこととして、二次バーテックスの検出が出来れば、D 中間子の使用も有り得る。いずれにせよ、これらの可能性の検討は詳細なモンテカルロ計算を必要とし、従ってまた、測定器の詳細にも強く依存する。ここでは、これらの詳細に立ち入らずに、単に、 40k 事象が再構成されたと仮定して測定の統計誤差のみを議論しよう[6]。期待される前後方非対称度が小さいので、当然、測定器の持つ前後方非対称度による系統誤差も大きな問題となり得るが、これに関しては、 Z ポール上での較正が有益であろう。

図 1.74は、 $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度を $\alpha_s(m_Z)$ の関数としてプロットしたものである。点線は、 40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、 $|V_{tb}|^2$ が知られているとすると、強い相互作用の結合定数に対する統計誤差は $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.003$ である。

同じエネルギーにおける前後方非対称度を $|V_{tb}|^2$ の関数としてプロットしたものが図 1.75である。点線は、 40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、 $\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、 $\Delta|V_{tb}|^2 \simeq 0.07$ が期待される。

1.4.6 トップ湯川結合の直接測定

JLC の第二期計画でエネルギーを増強し、 $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応のしきい値をこえると、トップ湯川結合の直接測定が可能となる。 $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の主なダイアグラムは二種類ある。第一は終状態のトップクォークまたは反トップクォークから軽いヒッグスが放出されるもので、これはトップクォーク湯川結合に比例する。第二は S- チャンネ

[6] この統計は、検出効率が 40% とした時、 200 fb^{-1} に対応する。

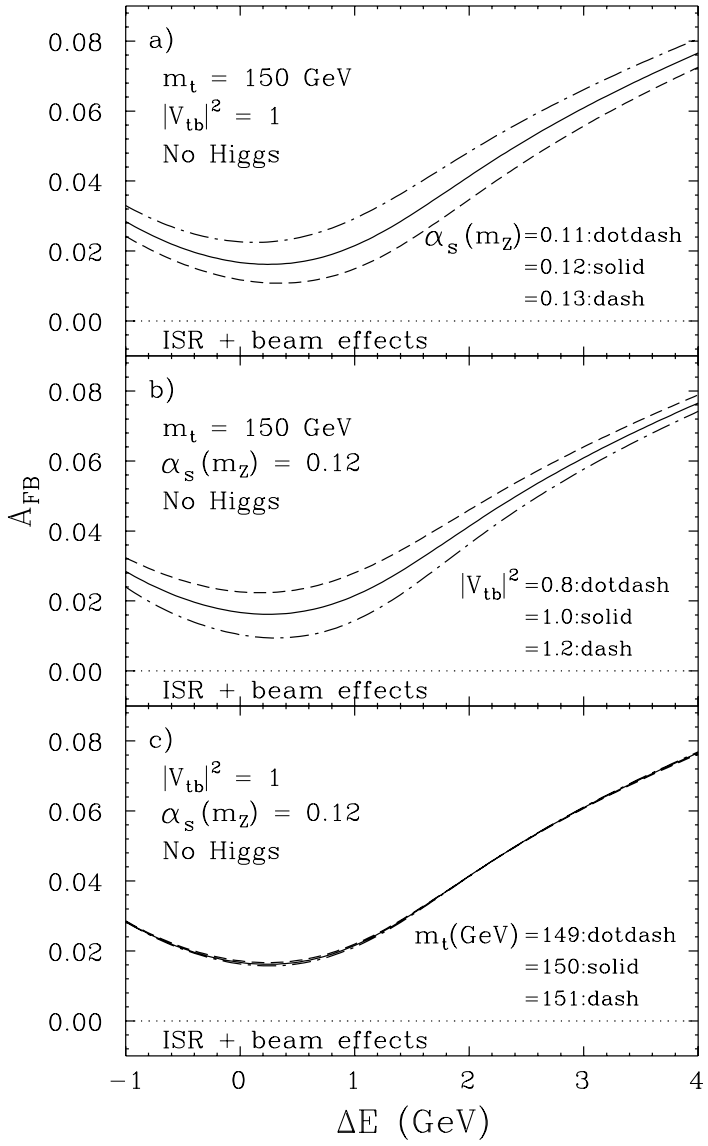

図 1.73: トップクォークの前後方非対称度を $1S$ 共鳴状態から計ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。(a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。(b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。(c) m_t 依存性。

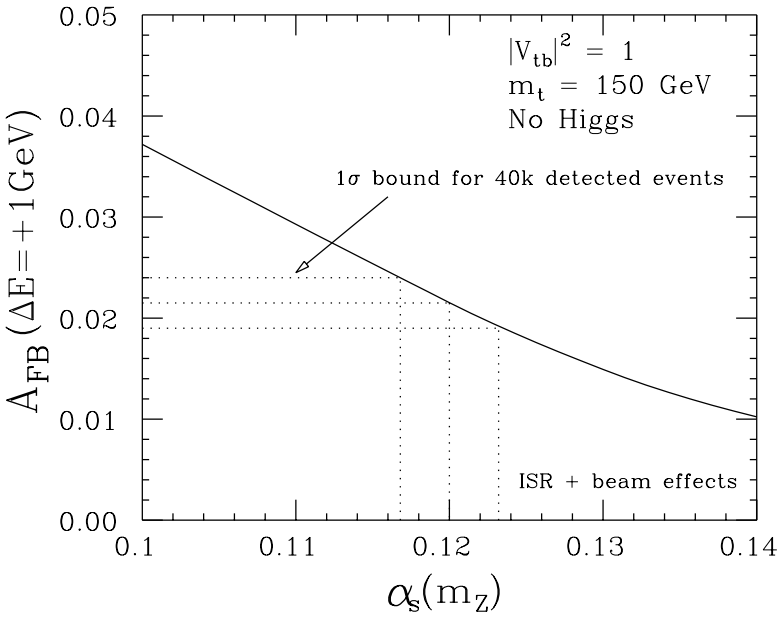

図 1.74: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。

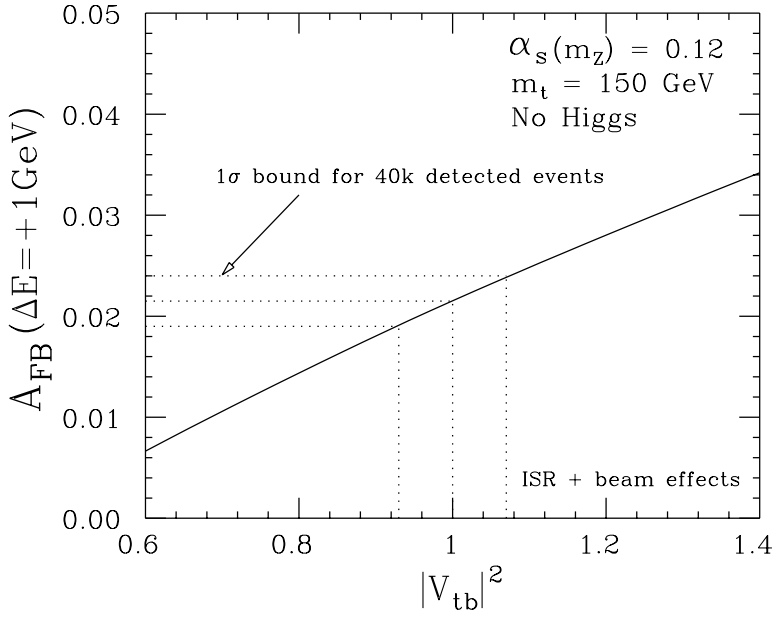

図 1.75: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $|V_{tb}|^2$- 依存性。

ルの Z からヒッグスが現れる場合で、これはトップクォーク湯川結合に関する情報を担わない。図 1.76-a) および -b) は、これらの二つのダイアグラムがそれぞれどの様に断面積に寄与しているかを示したものである。図 1.76-a) は $m_H = 100$ GeV、図 1.76-b) は $m_H = 150$ GeV の場合に対応している。断面積は、始状態輻射補正を考慮し、$m_t = 170$ GeV として計算したものである。

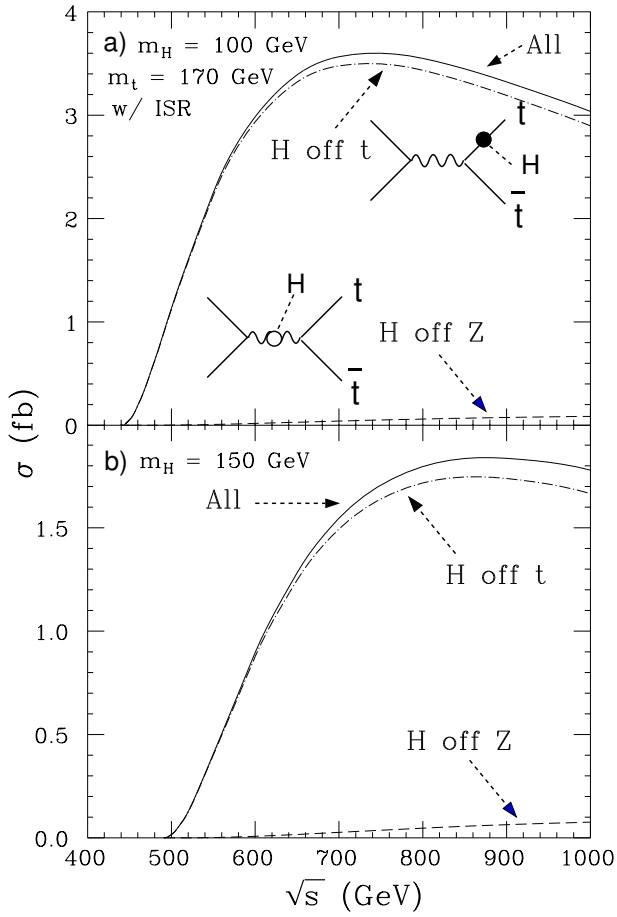

図 1.76: $m_H = 100$ GeV(a)、 $m_H = 150$ GeV(b) に対する生成断面積。始状態輻射補正を考慮し、 $m_t = 170$ GeV として計算している。

この図から、断面積に主に寄与するのは第一のダイアグラムであって、従って、 $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の全断面積は β_H^2 に比例しているといえる。単純にこの反応の頻度を計れば、トップ湯川結合の直接測定がおこなえることになる。

$e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の全断面積はさほど大きくないので、問題はどの様にバックグラウンドを落とすかという事になる。$t\bar{t}H$ 生成のシグナルは、二つの W と四つの b である。W が $q\bar{q}'$ または $l^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$ に崩壊する場合によって、終状態は 1) 8 ジェット (38%)、2) レプトン + 6 ジェット (37%)、そして残り全てが 2 レプトン +4 ジェットとなる。ここでは、1) および 2) の場合を考える。バックグラウンドは削減不能と削減可能の二種類に分けられる。削減不能なものは、$e^+e^- \to t\bar{t}Z$ 反応で Z が $b\bar{b}$ に崩壊したものである。もちろん、ヒッグスと Z の質量が十分異なる場合には分離可能である。また、すでに述べたとおり、S- チャンネルの Z からヒッグスが現れるものも分離できない。削減可能なバックグラウンドで最も大きいものは、$e^+e^- \to t\bar{t}$ でグルーオンの放出を伴うものである。

シグナル事象を選別する基本的なカットは、終状態に 8 または 6 ジェットを要求しさらにスラストが小さい (thrust < 0.8) ことを要求するシェイプカットと、$m_{2J} \simeq m_W/m_H$ および $m_{3J} \simeq m_t$ を要求する質量カットである。8 ジェットの場合には、四元運動量の保存、$P_T < 50$ GeV および $\Delta E_{vis} < 200$ GeV を要求する。さらに、終状態に b ジェット候補が三つ以上存在するという重要な要求を加える。重いフレーバー (c, b) 同定の効率は、JLC-I グリーンブック [37] の値を用い、b ジェットに対して $\epsilon_b = 0.78$、c ジェットに対して $\epsilon_c = 0.38$ を仮定した。

$t\bar{t}H$ に加え、バックグラウンドの $t\bar{t}$ および $t\bar{t}Z$ をモンテカルロにより生成した。重心系エネルギーは $\sqrt{s} = 700$ GeV で、$m_t = 170$ GeV、$m_H = 100$ GeV とし、ビームエネルギーの広がりおよびビームシュトラールングが考慮されている。生成されたこれらの事象は、さらに JLC-I 測定器シミュレーターを通した後、解析の対象となる。

以上のカットにより選別した後に残った事象における W および H 候補の 2 ジェット不変質量分布を図 1.77-a) および -b) に示す。　a) は 8 ジェット、b) はレプトン +6 ジェットの場合である。

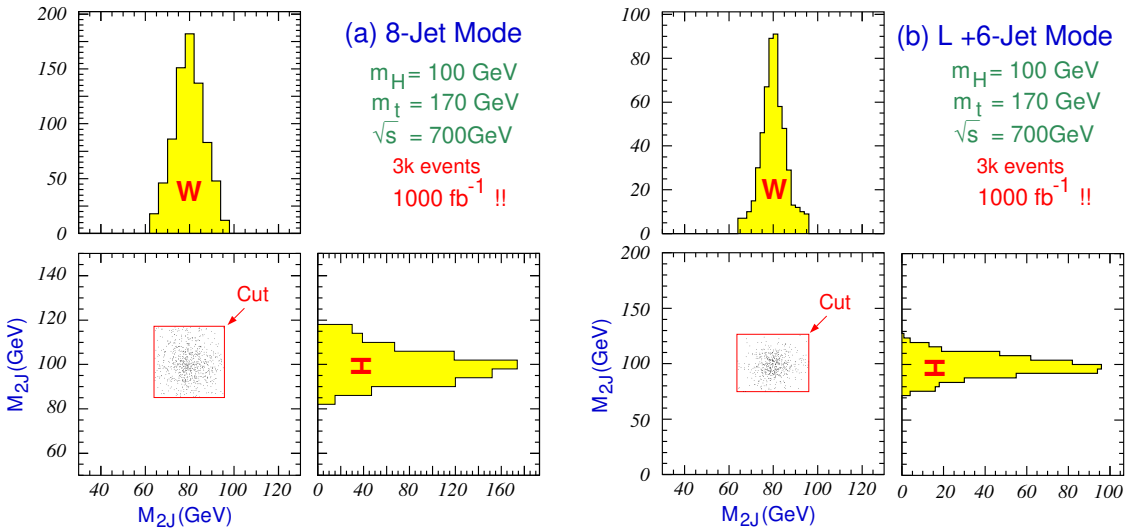

図 1.77: 選別した後に残った事象における W および H 候補の 2 ジェット不変質量分布。a) 8 ジェット、b) レプトン +6 ジェット。

図 1.78-a) および -b) は、信号事象 $(t\bar{t}H)$ およびバックグラウンド事象 $(t\bar{t})$ のスラスト分布を示したものである。a) は 8 ジェット、b) はレプトン +6 ジェットの場合である。

図からわかるとおり、シグナルはバックグラウンドに比べより球面的に広がっていて、スラストの小さい方に分布している。従って、スラストが 0.8 以下という要求は、極めて有効にバックグラウンドを削減する。バーテックス検出器の性能を上げ、b を 100 近くの純度でタグすることができればこの $t\bar{t}$ バックグラウンドは無視できるレベルに減少する。

重心系エネルギー $\sqrt{s} = 700$ GeV での断面積は $\sigma_{t\bar{t}H} \simeq 3.0$ fb である $(m_t = 170$ GeV、$m_H = 100$ GeV$)$。分岐比を含めて総合的な選別効率は、8 ジェット、レプトン +6 ジェットに対して各々、0.23、0.16 である。従って、検出効率、$\epsilon_{t\bar{t}H}$、は全体として以下のようになる。

$$\epsilon_{t\bar{t}H} = 0.23(8\text{ジェット}) + 0.16(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.39。$$

一方、実効的なバックグラウンド断面積は、$\sigma_{t\bar{t}Z} \simeq 4.2$ fb および $\sigma_{t\bar{t}} \simeq 402$ fb で、バックグラウンドの検出効率は以下のようになる:

$$\begin{aligned} \epsilon_{t\bar{t}Z} &= 0.088(8\text{ジェット}) + 0.048(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.14、 \\ \epsilon_{t\bar{t}} &= 0.0009(8\text{ジェット}) + 0.0010(\text{レプトン}+6\text{ジェット}) = 0.0019。 \end{aligned}$$

100 fb^{-1} のデータで期待されるシグナル数は $S = 114$ であり、バックグラウンドは $B = 133$ である。従って、S/N 比は 0.86 である。シグナル数は規格化されたトップ湯川結合の二乗 (β_H^2) に比例しているので、これらの数をトップ湯川結合の決定精度に変換すると、$\Delta\beta_H/\beta_H \simeq 0.14$ $(\sqrt{s} = 700$ GeV, 100 fb$^{-1})$ となる。

以上見てきた様に、$t\bar{t}$ の対生成では、様々な方法で重要な物理量を引き出す事ができる。$m_t = 150$ GeV の場合を一例にとり、トップクォークの物理実験に関し、その手順を含めた研究シナリオを示し、定量的な検討を進めてきた。結果は以下の様にまとめられる。

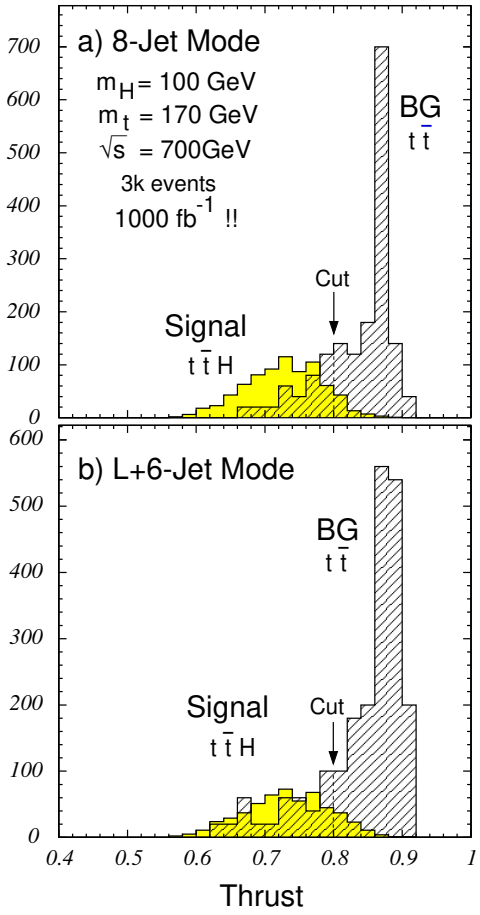

図 1.78: 信号事象 $(t\bar{t}H)$ およびバックグラウンド事象 $(t\bar{t})$ のスラスト分布。 a) 8 ジェット、 b) レプトン +6 ジェット。

表 1.2: $m_t = 150$ GeV、 $m_t = 170$ GeV に対するパラメータの決定精度。しきい値近辺で、各々 1 fb^{-1} で 11 点の測定をした場合。

m_t (GeV)	150	170
Δm_t (GeV)	0.20	0.35
$\Delta\Gamma_t/\Gamma_t$	0.18	0.16
$\Delta\alpha_s(m_Z)$	0.005	0.007
$\Delta\beta_H$ (m_H=100GeV)	0.43	0.25

表 1.3: 表 1.2と同様。ただし、積分ルミノシティー 100 fb^{-1} で運動量分布の測定をした場合。

m_t (GeV)	150	170
$\Delta\Gamma_t/\Gamma_t$	0.04	0.03
$\Delta\alpha_s(m_Z)$	0.0015	0.0020

しきい値形状はエネルギースキャンによって決定される。各々 1 fb^{-1} の統計で測定された 1 1 点のデータを使って、 α_s になんらの制限がつかない場合でも、トップクォークの質量を $\Delta m_t = 0.2$ GeV の統計精度で決定することができる。一方、 α_s は、トップクォークの質量の制限なしに、 $\Delta\alpha_s(m_Z) = 0.005$ の精度で決定される。上の精度で α_s が決定されているとすると、トップクォークの幅は $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t = 0.2$ の統計精度で決定される。

$m_H = 100$ GeV の標準模型ヒッグスの場合には、規格化されたトップ湯川結合の決定精度は $\Delta\beta_H = 0.43$ となる。この場合、各測定点での積分ルミノシティーを二倍にするか、あるいは、 6 ジェットモードに加えてレプトン + 4 ジェットモードを併用することにより、その精度は $\Delta\beta_H = 0.29$ に改善される。しかしこの場合には、ビームエネルギーの広がりを $\Delta E_{beam} \lesssim 0.4$ %(FWHM) に制御するか、あるいは、ビームスペクトラムの詳細な測定が必要となる。

しきい値でのトップクォーク運動量分布の測定は、ビーム効果にあまり影響されない。しきい値での運動量分布の測定は、従来の軽いクォーク系では不可能で、重いトップクォークに至ってはじめて可能となり、全断面積の測定とは独立な情報を与えるという特徴的な点を再度強調しておく。しきい値エネルギースキャンによって決定された $1S$ ピーク位置の情報を使って、 $\alpha_s(m_Z)$ の詳細決定をおこなうことができる。この場合、トップクォークの質量に関する不定性は、 $\alpha_s(m_Z)$ の精度に影響しない。 100 fb^{-1} のトップクォーク運動量分布の測定から、 $\alpha_s(m_Z)$ は 0.0015 の精度で決定される。また、 $\alpha_s(m_Z)$ が他の測定から得られているとすると、トップクォーク幅は $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t \simeq 0.04$ の精度で決定される。トップクォーク運動量に対するはヒッグス交換の影響は小さいので、ここで得られたパラメータは、全断面積から湯川結合を引き出す際の有用なインプットとなり得る。

前後方非対称度の測定は、 $\alpha_s(m_Z)$ とトップクォーク幅の決定のためのもう一つの情報源である。 $1S$ ピーク位置と $|V_{tb}|^2$ が測定されている場合には、検出された 40 k $t\bar{t}$ 事象から $\alpha_s(m_Z)$ を $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.003$ の統計精度で決めることができる。一方、 $1S$ ピーク位置と $\alpha_s(m_Z)$ が解っている場合には、トップクォーク幅を $\Delta\Gamma_t/\Gamma_t \simeq 0.07$ の精度で決定できることになる。しかしこの場合には、ビームエネルギー幅の制御、あるいは、ビームスペクトラムの詳細な測定が必要となる

より高いエネルギーではトップ湯川結合の直接測定も可能となる。重心系エネルギーが $\sqrt{s} = 700$ GeV で $m_t = 170$ GeV、 $m_H = 100$ GeV とすると、 100 fb^{-1} の統計で、 $\Delta\beta_H/\beta_H \simeq 0.14$ の精度で決定できる。

ここで記述された多くの成果が TEVATRON でのトップクォークの発見及び質量の測定以前に進められて来たものであり、 $m_t = 150$ GeV でおこなったシミュレーションの結果をもとにしている。 $m_t = 170$ GeV とした場合にも本報告の本質的内容は変わらないが、両者の比較を表 1.2、表 1.3に示しておく。

1.5 電弱相互作用の精密研究

1.5.1 概要

TRISTAN/SLC/LEP-I など従来の電子陽電子コライダーでは s チャンネルの γ/Z を経由したフェルミオンの対生成反応が主な粒子生成反応であった。この事情は JLC では一変し、図 1.79に示すように、ゲージ粒子の生成反応の断面積が粒子生成反応の中で最も大きな寄与をするようになる。大量に生成されるこれらの粒子をバックグラウンドが少ないきれいな環境であるという電子陽電子衝突反応の特徴を生かして精密測定することは、他ののコライダーではできない、JLC 特有の課題である。

ヒッグス粒子が JLC-I($\sqrt{s} \sim 500$ GeV) で見つからなかったときにはこれらの測定は特に重要である。標準模型では、W 粒子の質量は、量子補正によりトップクォークと共にヒッグス粒子の質量と関係付けられている。したがって、ヒッグスが JLC-I で見つからなかった場合、トップクォークと W 粒子の質量の精密測定を組み合わせることにより、高い精度でヒッグス粒子の質量を推定できる。その推定値が 1 TeV 程度以下であれば、それを指針に JLC-I のエネルギーアップを行い、W フュージョン反応 ($e^+e^- \to \nu\bar{\nu}W^+W^-$) を利用して、ヒッグスを確認できる。

一方、推定値が 1 TeV 程度以上であれば、ヒッグスの巾は" 粒子" というには大きくなり過ぎ、「ヒッグス粒子の自発的対称性の破れによりゲージ粒子が質量を持つ」という標準模型の考え方の訂正が必要になる。この場合には、JLC-I での W/Z 粒子の精密測定が特に重要である。

標準模型は現在、現象論的には大きな成功を納めているが、実験的な精密な検証は主にゲージ粒子ーフェルミオンー反フェルミオン相互作用によるものである。標準模型の他の部分、ゲージ粒子の自己相互作用、についても精密な検証が必要である。自己結合作用のうち、WWV の 3 点バーテックスの直接測定は今、LEP-II においてその端緒についたばかりである。ただし、LEP-II ではエネルギーが低くルミノシティーも高くないので、高精度の測定 (1% 程度以下) は期待できない。JLC ではルミノシティーが大きく、高エネルギーのためゲージキャンセレーションの効果も大きいので、より高い精度 (1% 程度以下) で 3 点バーテックスを測定することができる。W の質量が TeV 領域にある新しい物理による時にでも、低エネルギーでその効果がカイラル結合定数に顕かになる場合がある。$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応では、新しい相互作用によるベクターボソンが s チャンネルで交換される効果が、異常自己相互作用として見られる場合がある。JLC でのこれらの測定により、TeV 領域での新しい物理のヒントが得られる。

さらに、重心系 エネルギーが 1 TeV 程度以上になると t チャンネルに交換される W や Z 粒子の散乱振幅の系統的な研究ができるようになる。この場合には、入射電子の偏極や散乱後の電子・陽電子の測定等により散乱振幅のスピン・アイソスピン構造の研究ができる。かつてハドロン粒子の研究が散乱振幅の部分波解析により強い相互作用の力学を明らかにしたように、JLC における W や Z 粒子の散乱の研究は、新しい強い相互作用の解明の端緒となるであろう。

以下、これらの課題についての詳細を述べる。

1.5.2 量子効果に現われる重いヒッグス粒子の効果

標準模型では、ヒッグス粒子、W 粒子、およびトップクォークの質量は、図 1.80に示すように、量子補正により相互に関係づけられている。従って、W ボソン とトップクォークの質量を精密測定すれば、ヒッグスの質量を推定することが出来る。また、ヒッグス粒子が既に発見されている場合でも、3 つの粒子の間の関係を精密に測定し、標準模型の計算との比較を行えば、新しい物理のヒントが得られる可能性もある。トップクォークの質量測定に関しては既に前節で述べた。JLC-I では、その非常に高い統計精度を活用することにより、W ボソンの質量測定の精度向上も期待できる。

$\sqrt{s} = 500$ GeV での W の質量の測定のためには、$e^+e^- \to e\nu W$ 反応を使うことが、断面積の大きさと測定された全粒子を W 崩壊によるものとして扱える、という点で最適である。W が十分測定器の立体角に入ることを要求するために、$|\cos\theta| < 0.8$ という条件を課して行ったシミュレーションの結果によると [75]、積分ルミノシティーが 100 fb^{-1} の時、約 80k 事象の W の測定が可能であると推定される。一方、$e^+e^- \to \gamma Z$ 反応は同じ条件で、40k 事象の測定が可能である。この反応は測定器の較正に利用することができる。我々が想定している測定器では、4 GeV 以下の精度で 100 GeV 近辺のヒッグスの測定ができるので、W の質量は十分 20 MeV 以下の統計精度で測定できるであろう。この測定では、ただ一つの W 崩壊からの全粒子の不変質量をとるので、LEP-II で想定されている 4 ジェット解析で問題となるジェット・クラスタリングやカラークロストークによる系統誤差は生じない。測定器は同時に発生する Z 粒子を利用して較正できるし、必要とあればビームエネルギーを調整して Z ポール上で較正するこ

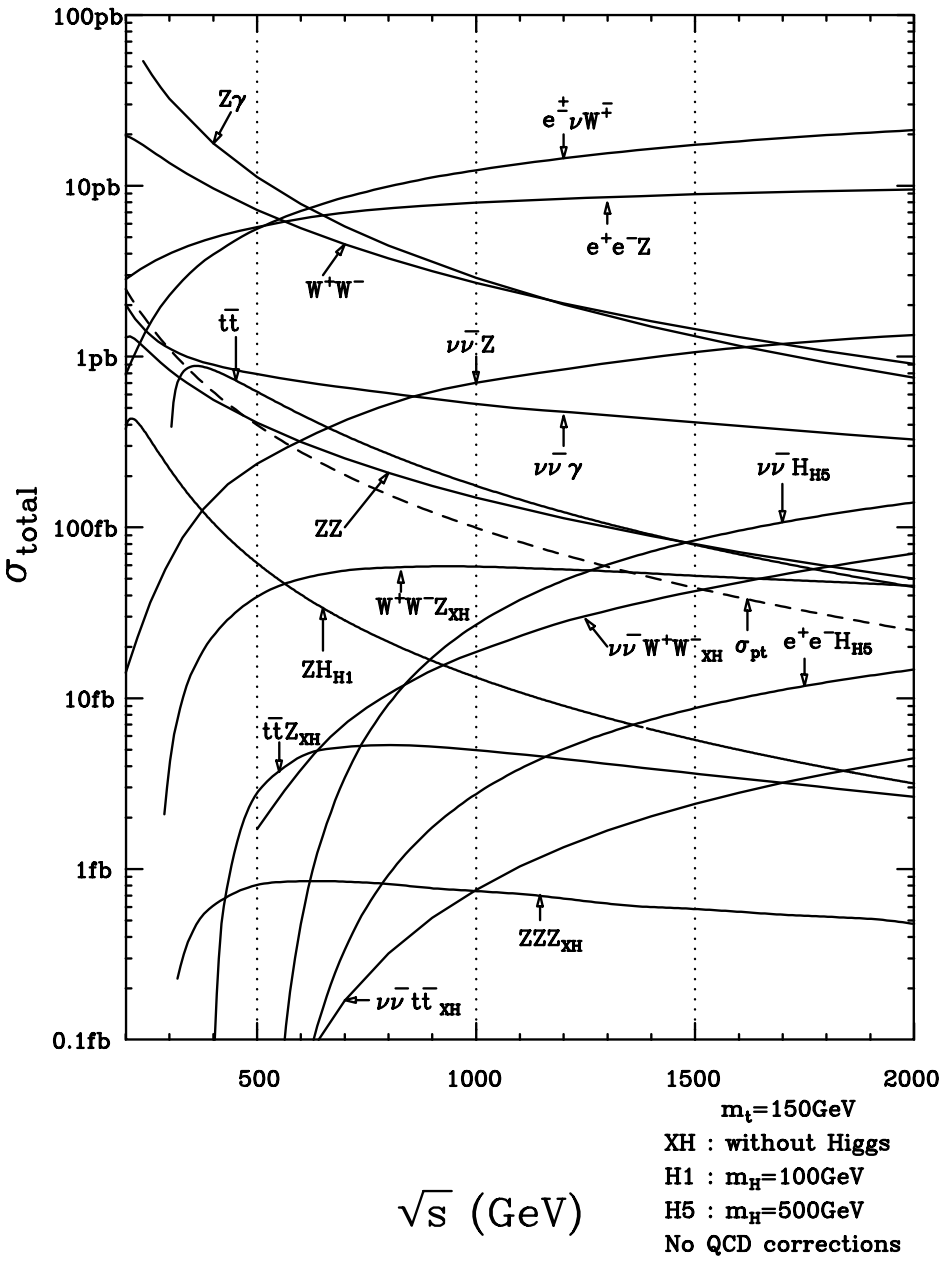

図 1.79: 2 TeV 以下のエネルギーでの標準模型反応の全断面積。

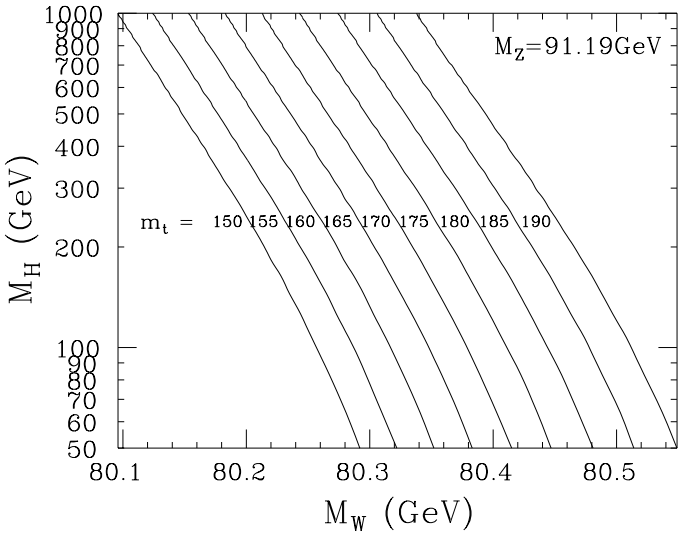

図 1.80: W 粒子の質量の関数として、標準模型のヒッグスの質量をいくつかのトップクォークの質量の場合について示す。

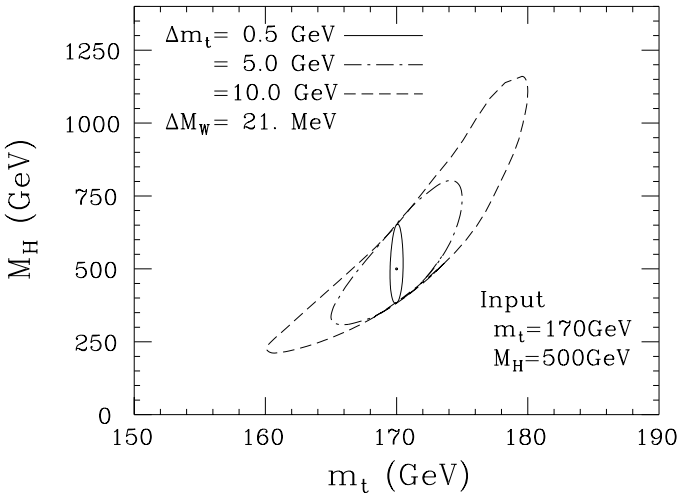

図 1.81: m_t-M_H 面上における 1σ 等高線のトップクォーク質量の測定誤差依存性。中心値は $m_t = 150$ GeV、 $M_H = 500$ GeV とした。

とも出来る。系統誤差の詳しい検討は今後の課題であるが、JLC-I が W 粒子の質量測定の精度をさらに向上させる可能性は十分に高い。

W とトップクォークの質量の高精度での測定は、図 1.80に示した標準模型における量子補正により導かれた関係により、可能なヒッグス粒子の質量に対する制限を与えることになる。図 1.81には m_t-M_H 面上での 1σ の等高線が m_t の誤差と共にどのように変わるかを示している。この図から、トップクォークの質量の精密測定がいかに重要であるか分かる。前節で示したように、JLC-I ではトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で決定することが出来るので、ヒッグス粒子の質量の推定値の誤差は W の質量の誤差で決まることになる。

図 1.82には W の質量の誤差が 21 MeV の時ヒッグスの質量の推定値の誤差が質量と共にどのように変わるかを示している。図から分かるように、JLC-I は現在のヒッグスの質量の推定値の誤差を大きく改善すると共に、次に目指すべきエネルギー領域を指し示すことになる。JLC-I はトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で測定できるが、それは図 1.80 では線の幅程度に相当することになる。従って、W の質量が 20 MeV 以下の精度で測定できれば、ヒッグスの質量が、その質量に依存して $50 \sim 200$ GeV の精度で推定できることになる。

このように、たとえヒッグス粒子の質量が JLC-I で到達できないほど重かったとしても、W の質量の精密測定から次に目指すべきエネルギーが決まるのである。また一方で、ヒッグス粒子が見つかった時には、ヒッグス、W、トップの間の質量の関係が標準模型が予想するものかどうかを調べることにより、新しい物理への手かりが得られることであろう。

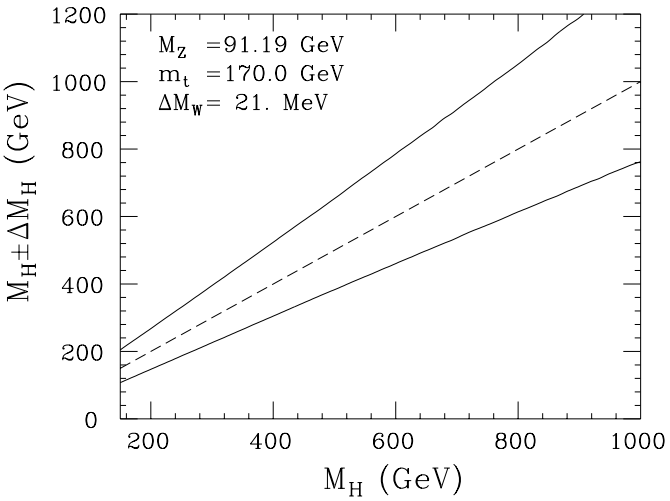

図 1.82: W 質量の精度が 21 MeV の場合，ヒッグス粒子の関数として表わしたヒッグス粒子の質量推定値の 1σ 範囲。

1.5.3 ゲージ粒子の自己結合とカイラルラグランジアン

標準模型では、「ゲージ対称性により本来は質量を持たない W や Z 粒子が、ヒッグスポテンシャルの自発的対称性の破れにより生じた南部・ゴールドストーンボソンを縦波成分とすることにより質量を持つ」、と考えられている。この模型の検証にはヒッグス粒子を発見し、その性質を調べることが最も直接的である。この事は、既に前節 (1.2) にまとめられている。ここでは、ヒッグス粒子が見つからなかった場合、W や Z 粒子の精密測定により、ヒッグスセクターについてどのようなことが分かるかを議論する。

ヒッグス粒子の質量より低いエネルギー領域での現象を調べる際にはカイラルラグランジアンを用いた解析が適切である。そこで、ヒッグス二重項を $\Phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$ とし、$M(x)$ を

$$M(x) = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \phi^{0*}(x) & \phi^+ \\ -\phi^-(x) & \phi^0(x) \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

とおいて、標準模型のヒッグスセクターのラグランジアンを次式のように書き直す：

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{4}\mathrm{tr}\left(D_\mu M^\dagger(x) D^\mu M(x)\right) - \frac{M_H^2}{8v^2}\left[\frac{1}{2}\mathrm{tr}(M(x)^\dagger M(x)) - v^2\right]^2。 \tag{1.36}$$

ここで、M_H はヒッグスの質量、v は真空期待値である。$M(x)$ にはヒッグス粒子場と南部・ゴールドストーン場 (ω^a) になる合計 4 つのスカラー場が含まれている。ヒッグス粒子が重い場合には、ヒッグスポテンシャルが $|\phi^0|^2 + |\phi^+|^2 = v^2/2$ に深い谷を持ちヒッグス粒子場の自由度が実質的に失われる。そこで、

$$M(x)^\dagger M(x) = 2(|\phi^0|^2 + |\phi^+|^2) = v^2 \tag{1.37}$$

という拘束条件のもとで、南部・ゴールドストーン場の振る舞いを考察することが適切となる。そのために、$M(x)$ を真空期待値 v で規格化した無次元の場、$U(x)$、を定義する:

$$\frac{1}{v}M(x) \overset{M_H\uparrow\infty}{\longrightarrow} U(x) \equiv \exp\left(\frac{i\tau^a\omega^a}{v}\right)。 \tag{1.38}$$

$U(x)$ を用いると、ゲージ粒子およびヒッグス二重項の運動エネルギーのラグランジアンは以下で与えられる:

$$\mathcal{L}_{sm} = \frac{v^2}{4}\mathrm{tr}(D_\mu U^\dagger D^\mu U) - \frac{1}{2}\mathrm{tr}(\mathcal{W}_{\mu\nu}\mathcal{W}^{\mu\nu}) - \frac{1}{2}\mathrm{tr}(\mathcal{B}_{\mu\nu}\mathcal{B}^{\mu\nu})。 \tag{1.39}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_\mu &\equiv \frac{\tau^a}{2}W_\mu^a、\\
\mathcal{W}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu\mathcal{W}_\nu - \partial_\nu\mathcal{W}_\mu + ig_2\left[\mathcal{W}_\mu, \mathcal{W}_\nu\right]、\\
\mathcal{B}_\mu &\equiv \frac{\tau^3}{2}B_\mu、\\
\mathcal{B}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu\mathcal{B}_\nu - \partial_\nu\mathcal{B}_\mu、\\
D_\mu U &\equiv \partial_\mu U + ig_2\mathcal{W}_\mu U - ig_Y U\mathcal{B}_\mu。
\end{aligned} \tag{1.40}$$

ただし、W_μ^a、B_μ はそれぞれ、$SU(2)_L$ および $U(1)$ ゲージ場である。式 (1.39) はヒッグス粒子が重い場合のゲージ粒子を記述するラグランジアンである。

ところで、高エネルギーにあるヒッグスセクターの物理が低エネルギーでゲージ粒子の振る舞いに何らかの影響を与えてるとすると、式 (1.39) の以外の別の項が存在すると考えられる。一般的には高エネルギーの物理と低エネルギーの物理は切り放されているが、エネルギー次元が 4 以下の項は低エネルギーでも有意な大きさを持ち得る。そこで、式 (1.40) および $U(x)$ の場から生成されるエネルギー次元 4 以下のオペレーターを書き下すと次のようになる:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= +\beta_1\frac{v^2}{4}\mathrm{tr}(V_\mu T)\mathrm{tr}(V^\mu T) + \alpha_1 g_2\mathrm{tr}\left(\mathcal{W}^{\mu\nu}U\mathcal{B}_{\mu\nu}U^\dagger\right)\\
&+ i\alpha_2 g_Y\mathrm{tr}\left(U^\dagger\left[V_\mu, V_\nu\right]U\mathcal{B}^{\mu\nu}\right) + i\alpha_3 g_2\mathrm{tr}\left(\left[V_\mu, V_\nu\right]\mathcal{W}^{\mu\nu}\right)\\
&+ \alpha_4\mathrm{tr}(V_\mu V_\nu)\mathrm{tr}(V^\mu V^\nu) + \alpha_5\mathrm{tr}(V_\mu V^\mu)\mathrm{tr}(V_\nu V^\nu)\\
&+ \alpha_6\mathrm{tr}(V_\mu V_\nu)\mathrm{tr}(TV^\mu)\mathrm{tr}(TV^\nu) + \alpha_7\mathrm{tr}(V_\mu V^\mu)\mathrm{tr}(TV_\nu)\mathrm{tr}(TV^\nu)\\
&+ \frac{1}{4}\alpha_8 g_2^2\mathrm{tr}(T\mathcal{W}_{\mu\nu})\mathrm{tr}(T\mathcal{W}^{\mu\nu}) + \frac{i}{2}\alpha_9 g_2\mathrm{tr}(T\mathcal{W}_{\mu\nu})\mathrm{tr}(T\left[V^\mu, V^\nu\right])\\
&+ \frac{1}{2}\alpha_{10}\mathrm{tr}(TV_\mu)\mathrm{tr}(TV^\mu)\mathrm{tr}(TV_\nu)\mathrm{tr}(TV^\nu) + \alpha_{11}g_2\epsilon^{\mu\nu\rho\lambda}\mathrm{tr}(TV_\mu)\mathrm{tr}(V_\nu\mathcal{W}_{\rho\lambda})。
\end{aligned} \tag{1.41}$$

ただし、$V_\mu \equiv D_\mu U\cdot U^\dagger$、$T \equiv U\tau^3U^\dagger$、また $\epsilon_{0123} = -\epsilon^{0123} = 1$ である。上式で、第 1 項はエネルギー次元が 2、それ以外は 4 である。カイラル結合定数は β_1 および $\alpha_1 \sim \alpha_{11}$ である [77]。

ところで、標準模型ではゲージ結合を 0 とおいたとき、$SU(2)$ 対称性がもう一つ余分に表われる。それは、式 (1.35) を縦ベクトルと見たときと横ベクトルと見たとき 2 つの対称性があるからである。そのため $SU(2)_L$ 対称性が破れた後でもヒッグスセクターには余分な $SU(2)$ 対称性が残る。これはカストディアル対称性と呼ばれている。ラグランジアン (1.41) のうち T の入っているオペレーターはこの対称性を破っている $(\beta_1、\ \alpha_6 \sim \alpha_{10})$。また、$\alpha_{11}$ は CP 保存 P 非保存の結合定数である。

高エネルギーでの新しい物理によりこれらの結合定数が 0 でない値を持っていると、 W や Z 粒子の相互作用が標準模型の場合と異なる振る舞いをすることになる。したがって、 W や Z 粒子の精密測定を通じて新しい物理へのヒントが得られることになる。

ゲージ粒子の 3 点、 4 点バーテックスとそこに含まれる結合定数、およびその測定に適した反応を表 1.4に示す。

表 1.4: ゲージボソンの 3 点および 4 点結合とそこに含まれるカイラル結合定数。含まれる場合は ○ で示した。右端の列には測定に適したプロセスを示す。

vertex	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}	α_{11}	β_1	processes
$WW\gamma$	○	○	○					○	○				$\to WW$, $e\nu W$
WWZ	○	○	○					○	○		○	○	$\to WW$, $e\nu W$
$ZZWW$	○		○		○		○					○	$\to WWZ$
$ZWZW$	○		○	○		○						○	$\to WWZ$
$Z\gamma WW$	○		○									○	$\to WW\gamma$
$ZZZZ$				○	○	○	○			○			$\to ZZZ$

これらのカプリングのうち、 α_1、 α_8、 β_1 は二点関数にも含まれており、 S、 T、 U パラメーター [72] とは

$$\alpha_1 = -\frac{1}{16\pi}S、 \quad \alpha_8 = -\frac{1}{16\pi}U、 \quad \beta_1 = \frac{1}{2}\alpha_{em}T \tag{1.42}$$

という関係がある。 LEP-I 等の実験により得られた、 S、 T、 U の値を使うと [73] 2σ で、

$$|\alpha_1| < 0.0060、 \quad |\alpha_8| < 0.019、 \quad |\beta_1| < 0.0013 \tag{1.43}$$

である。ここで S、 T、 U の中心値の 0 からのずれは無視している。これ以外の結合定数は一部 LEP-II や TEVATRON での測定が行われているが、今のところ α_1 等に比べて二桁以上精度が悪い。これらのコライダーはエネルギー的にも不十分であり、 JLC での実験が待たれる所以である。

ところで、ゲージ粒子の 3 点自己結合の解析には κ、 λ を使った解析が良く用いられている。それらとカイラル結合定数の関係について最後に述べておく。

電磁相互作用のゲージ対称性、ローレンツ不変性、および C と P 変換不変性を仮定したときに、 W/Z 粒子の 3 点自己結合を表す最も一般的な相互作用ラグランジアンは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} &= ig_1^V(W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu V^\nu - W_\mu^\dagger V_\nu W^{\mu\nu}) + i\kappa_V W_\mu^\dagger W_\nu V^{\mu\nu} \\ &+ \frac{i\lambda_V}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^\dagger W_\nu^\mu V^{\nu\lambda}、 \end{aligned} \tag{1.44}$$

ここで、 V は Z または γ であり、 $W_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$、 $V_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$、 $g_{WW\gamma} = -e$ および $g_{WWZ} = -e\cot\theta_W$ である。 $g_1^\gamma = 1$ なので、このラグランジアンでは 5 つの結合定数があることになる: $\Delta\kappa_\gamma(\equiv \kappa_\gamma - 1)$、 $\Delta\kappa_Z(\equiv \kappa_Z - 1)$、 $\Delta g_1^Z(\equiv g_1^Z - 1)$、 λ_γ、 および λ_Z。このうち、 λ_V 結合定数はエネルギーの次元が 6 次のオペレーターの係数なので、式 (1.41) のラグランジアンに対応しているものはない。カイラル結合定数のうち、二点関数にも含まれている α_1、 β_1、 を α_8 は S、 T、 U の測定でほぼ 0 なので無視すると、 $\Delta\kappa_\gamma$、 $\Delta\kappa_Z$、 Δg_1^Z は α_2、 α_3、 α_9 と次のような関係がある。

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_\gamma &= \frac{e^2}{s^2}(\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_9) \\ \Delta\kappa_Z &= \frac{e^2}{c^2}\alpha_2 + \frac{e^2}{s^2}(\alpha_3 + \alpha_9) \\ \Delta g_1^Z &= \frac{e^2}{s^2c^2}\alpha_3 \end{aligned} \tag{1.45}$$

ただし、 $s^2 \equiv \sin^2\theta_W$、 $c^2 = 1 - s^2$。 α_9 結合定数はカストディアル $SU(2)$ 対称性を破るので、この対称性を要求すると、 3 点結合固有の結合定数としては、 α_2 と α_3 の 2 つの自由度があることになる。 β_1、 α_1、 α_8 を無視しないときには、 G_F や M_Z の高精度な測定と矛盾しないように、実効的な結合定数を再定義する必要がある。そのために、式 (1.45) はもう少し複雑な形になるが煩雑なのでここでは省略する。詳しくは参考論文 [74] を参照されたい。

向上させることができる。

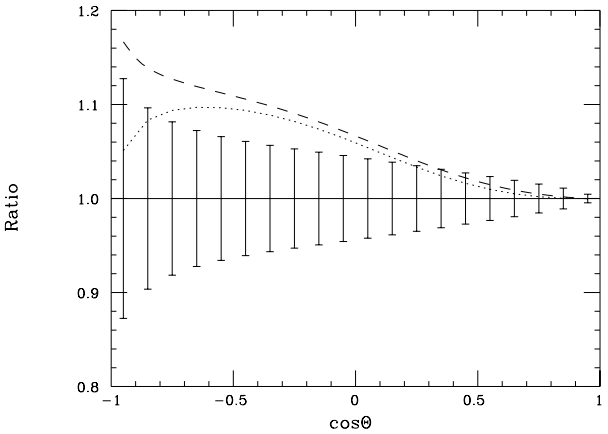

図 1.85: $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の微分断面積を α_2 と α_3 がそれぞれ 0.01 の場合について標準模型で規格化して示す (破線) 。点線は、$W^\pm$ どちらも縦偏極したものだけを選んだ場合。誤差棒は積分ルミノシティー $100\ \mathrm{fb}^{-1}$ のデーターを収集したときに予想されるデーターの統計精度を示す。

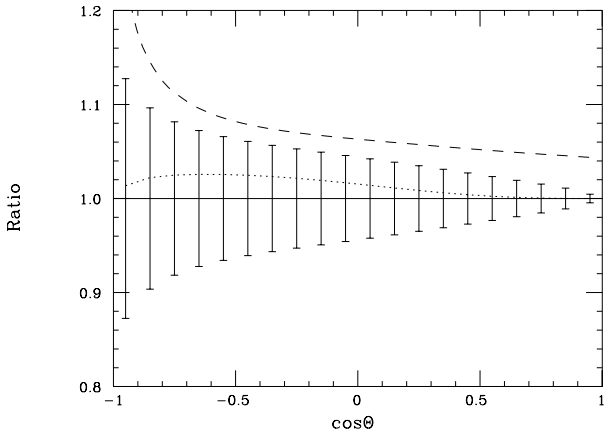

図 1.86: 図 1.85 と同様。ただし $\alpha_1 = 0.05$ でそれ以外のカイラル結合定数は 0。

一方、α_1 が 0 と異なると、横偏極 W の生成にも標準模型からのずれが生じる。前方の横偏極 W の生成はこの反応の全断面積に大きく寄与しているので α_1 の測定には、ルミノシティーの高精度の測定が欠かせない。

JLC での実験で予想されるカイラル結合定数の測定精度として、まず始めに個々の結合定数に対する感度をルミノシティーの関数として図 1.87に示す。ただし、電子ビームの偏極度は 90%、ルミノシティーの測定誤差 1% を仮定し、$|\cos\Theta_W| < 0.8$ に生成した $W^\pm$ のレプトン + 2 ジェットモードを を 10% の検出効率で測定できるとした [75]。α_1 と α_8 の決定に対してはルミノシティーの測定精度が重要であり、その測定精度が 2% になると α_1、α_8 に対する感度はそれぞれ 20% と 40% 悪くなる。図からわかるように、$50\ \mathrm{fb}^{-1}$ の統計があれば α_2、α_3、および α_9 は 1% 以下の精度で測定できるが、0.3% 以下の精度にするには $500\ \mathrm{fb}^{-1}$ 以上のルミノシティーが必要である。これらの結合定数の測定精度は後方に生成された W 対の統計精度に支配されており、ルミノシティーの測定精度の寄与は少ない。これ以外の結合定数、α_1、α_8、α_{11} は $500\ \mathrm{fb}^{-1}$ 以上のルミノシティーがあっても感度は 1% 以上である。

標準模型では (輻射補正を無視した場合) カイラル結合定数は 0 なので、図 1.87に示された結合定数の測定のどれか一つでも 0 以外の値を示せばそれは標準模型を越える物理の出現を意味することになる。しかし、一般にカイラル結合定数を引き起こすような、新しい物理を想定した場合、どれか特定の一つの結合定数のみ 0 でなくなるというのは不自然であり、幾つかの結合定数が同時に 0 からずれると考える方が自然である。したがって、結合定数の各々の測定が独立であるか否かを調べる必要がある。

その例として、まず α_2 と α_3 の相関を図 1.88に、α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ の相関を図 1.89に示す。$\alpha_2 = \alpha_3$ は α_2 と α_3 の値を等しくして同時に変えることを意味している。W と Z 粒子の質量生成の要因として新しい強い相互作用を仮定するテクニカラーモデルでは、アップ型テクニフェルミオンとダウン型テクニフェルミオンの質量差が無い場合には、α_2 と α_3 が等しくなると予想されている [76] ので、ここでは $\alpha_2 = \alpha_3$ の場合について示した。図より α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ に負の強い相関があることが分かる。

一方、α_1 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面での感度の等高線が図 1.90の点線である。図より、$\alpha_2 = \alpha_3$ の測定精度に比べて $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の α_1 に対する測定精度は 1 桁以上悪いことが分かる。これは、既に述べたようにルミノシティーの測定精度を 1% としたためである。

ところで、α_1、β_1 に関しては、既に LEP 等のデータにより式 (1.43) の制限がつけられている。この制限と、JLC-I での $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の測定で得られる制限とを合わせた感度の等高線を図 1.90の実線 ($\beta_1 = 0$ とした場合) および破線と 1 点鎖線 ($\beta_1 = \pm 0.0013$) で示す。S と T の測定の中心値は 0 からずれているが、ここでは感度の大きさだけを示すために $S = T = 0$ としてある。また、JLC-I の測定がない場合には、α_2、α_3 に意味のある制

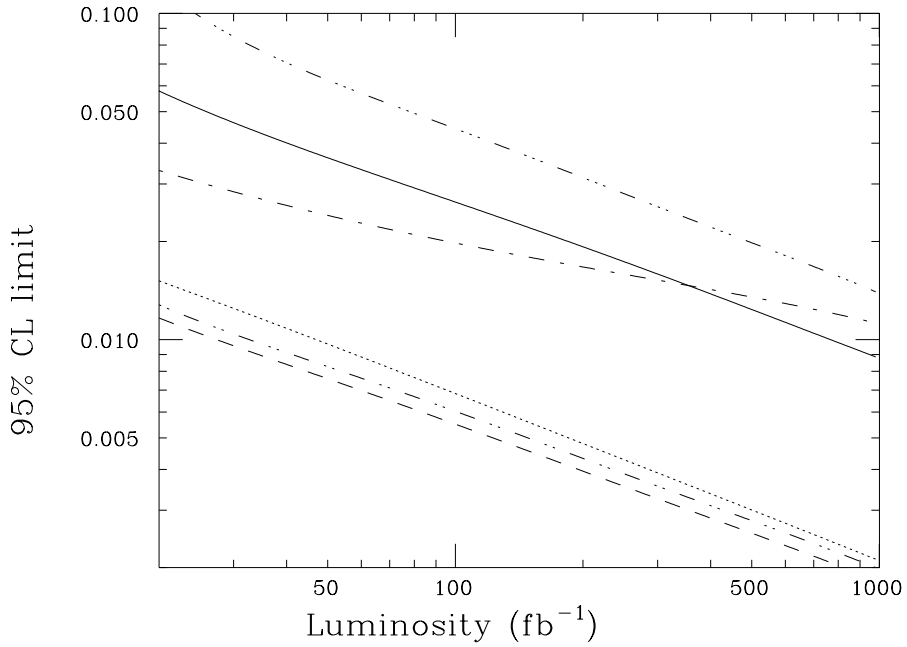

図 1.87: $\sqrt{s} = 500$ GeV におけるカイラル結合定数に対する感度 (95%) をルミノシティーの関数として示す。実線は α_1、 破線は α_2、点線は α_3、 1 点鎖線は α_8、 2 点鎖線は $\alpha_9 3$ 点鎖線は α_{11} を示す。

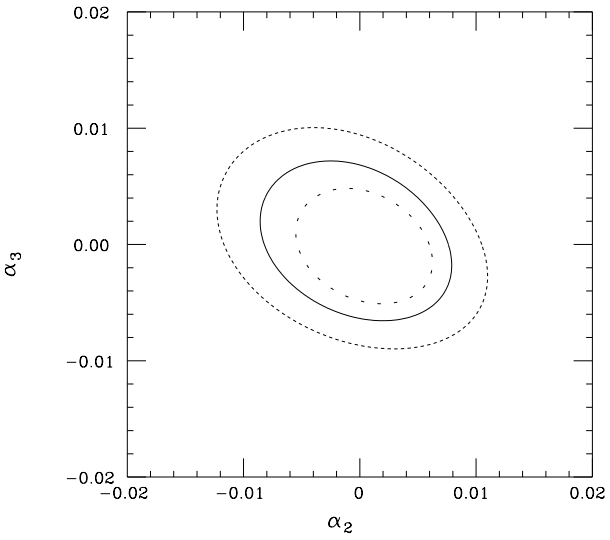

図 1.88: α_2 と α_3 面上における感度の等高線 (95% CL)。$\sqrt{s} = 500$ GeV とし、積分ルミノシティーは各々 50 (点線)、 100 (実線)、 200 (破線) fb^{-1} とした。

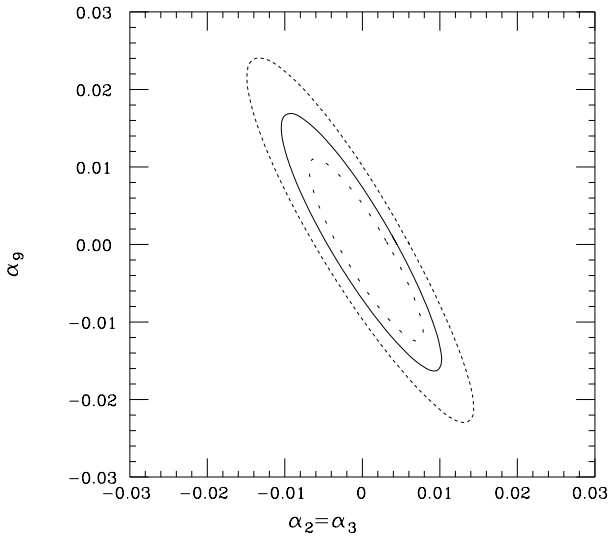

図 1.89: α_9 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面における図 1.88と同様の感度の等高線。

限がつかず、図の縦方向の制限がなくなる点に注意してほしい。 JLC-I での測定により、別の角度から強い相互作用をするヒッグスセクターの振る舞いを調べることができることになる。モデルの例として、 QCD 的なテクニカラーモデルの場合 [78] に予想されるカイラル結合定数の大きさを、テクニ ρ メソンの質量が幾つかの場合について図に示しておく。

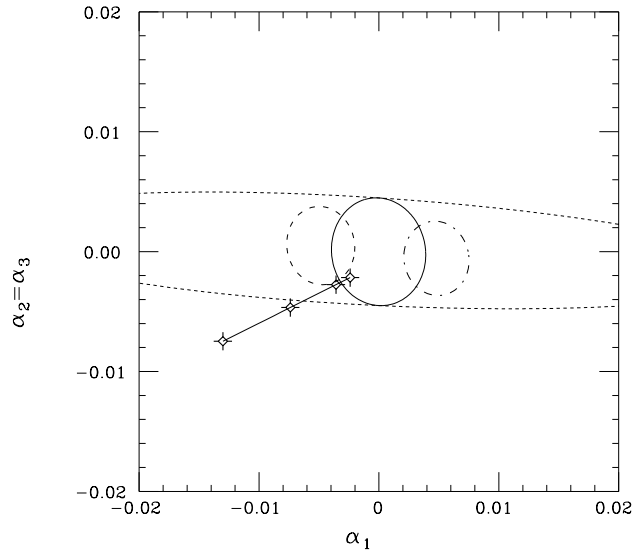

図 1.90: α_1 と $\alpha_2 = \alpha_3$ 面上における 95% CL の感度の等高線点線は $\sqrt{s} = 500$ GeV にてルミノシティーが 100 fb^{-1} の時のもの。低エネルギーデーターの制限を加えると、実線 ($\beta_1 = 0$)、 破線 ($\beta_1 = 0.0013$)、 1 点鎖線 ($\beta_1 = -0.0013$) となる。図中の星印は QCD-Like テクニカラーモデルで予想されるカイラル結合定数の値を示す [78]。テクニ ρ メソンの質量が、図中左から右へ 1.5、 2.0、 3.0 および 4.0 TeV である。

1.5.5 $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ によるゲージ粒子 4 点結合の測定

ヒッグス粒子の質量が $2 \times M_W$ よりも大きいときにはヒッグスの崩壊巾は W^+W^- へのものが最大となる。この場合、 $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応を測定することにより、 $e^+e^- \to HZ^0$ 反応で生成されたヒッグスを見ることが出来る。また、 $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ には、 W と Z の 4 点結合が含まれているのでカイラル結合定数のうち α_4、 α_5、 α_6、 α_7 を調べることも出来る。

$\sqrt{s} = 500$ GeV ではこの反応の全断面積は約 39 fb である。しかし、この反応では W と Z が主に前方に生成されるので、 $W^\pm$ と Z が中心部 ($|\cos\theta_V| < 0.8$) に生成された反応を選ぶと断面積は約 15 fb になる。一方、 $W^+W^-Z^0$ の崩壊モードのうち実験で測定可能なものは表 1.5に示したものに限定される。このうち始めの 2 つのモードでは、 2 つのレプトンを検出しその不変質量が Z と一致することを要求することにより、ほとんどのバックグラウンドを除去し、かつ信号事象を高い効率で検出できる。残りの 3 つのモードに関しては、崩壊巾は大きいがバックグラウンドも大きく、詳細なモンテカルロによる検討が必要である。ここでは、モンテカルロによる検討の結果の詳細は参考論文 [79] にゆずり、概略のみを述べる。

6 ジェットモード

6 ジェットモードの解析では、ジェットクラスタリングにより 6 ジェット事象を選んだ後に、不変質量が W や Z に一致するように正しいジェットの組み合わせを決める。ジェット対の W と Z への割当は不変質量法のみにたよって行うので、高精度のカロリーメーターと飛跡検出器が不可欠である。図 1.91に全ての 2 ジェット対に対する不変質

量の分布を示す。 $W^+W^-Z^0$ サンプルには W と Z の分布が見えていることがわかる。解析において、各々のジェットの W と Z への割当は χ^2 を定義し最適なジェットの組み合わせを選ぶようにした。その結果は図 1.91の塗りつぶしたヒストグラムに示されている。 $t\bar{t}$ 過程の場合 t と $\bar{t}$ の崩壊で出てきた b と $\bar{b}$ の不変質量が Z の質量に等しくなる

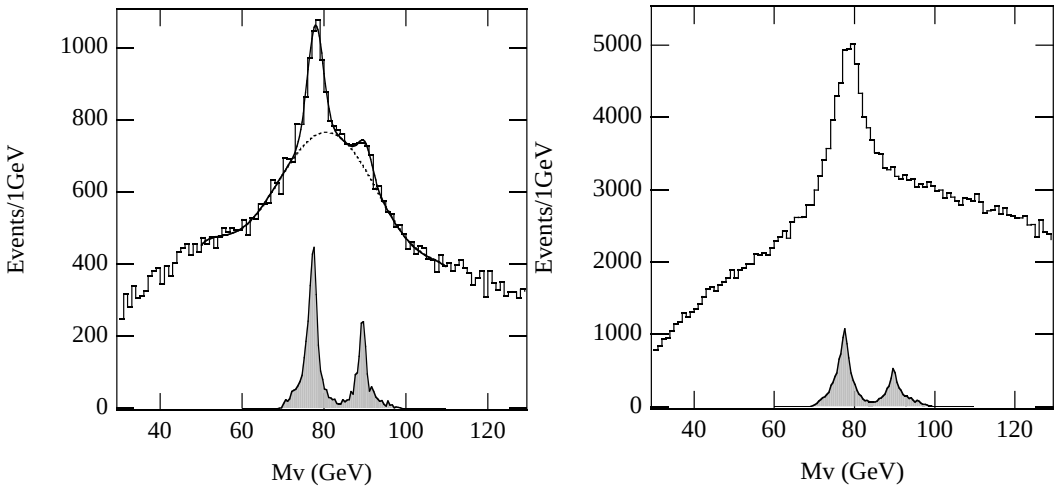

図 1.91: $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応 (a) および $t\bar{t}$ 反応 (b) の 6 ジェット事象の、すべての 2 ジェット対の不変質量分布。左側の図の実線と点線はヒストグラムへのフィット。 χ^2 フィットで生き残った事象は塗りつぶしたヒストグラムで示す。

場合があるので、不変質量を組むだけでは除去しきれない。 $t\bar{t}$ バックグラウンドを除去するためにバーテックス測定器により b クォークが生成されていないことを要求する。 b クォーク候補が全く存在ないことを要求すると $W^+W^-Z^0$ 事象を S/N 1.56、 検出効率 50% で選び出せた。 W と Z が中心部 ($|\cos\Theta_V| < 0.9$) に生成したものを選ぶと S/N は 1.9 になった。積分ルミノシティー 100 fb^{-1} の時、 $W^+W^-Z^0$ はこのモードで 93 事象、これに対して $t\bar{t}$ のバックグラウンドは 49 事象となった。ジェットが前後方に出た場合 b クォークがバーテックス測定器をヒットしない確率が高くなる。 $t\bar{t}$ イベントを効率よく落とすためには、バーテックス測定器が十分前方まで覆っていることが重要である。

$\ell\nu$ + 4 ジェットモード

$\ell\nu$ + 4 ジェットモードの特徴は、エネルギーの大きなレプトン、大きなエネルギー損失、および、不変質量が W と Z となる 4 つのジェットの存在である。このモードは、大きなエネルギー損失のある事象の中からエネルギーの大きな e か μ のあるものを選びだし、残りの粒子を 4 ジェットにクラスターしたときに、不変質量が W と Z になることを要求すると、比較的容易に選別できる。ただし、この選別条件だけでは $t\bar{t}$ イベントの混入は避けがたいので、バーテックス測定器により b ジェット候補の入っている事象を排除する必要がある。バーテックス測定器による、 b クォークの排除を行った場合、積分ルミノシティー 100 fb^{-1} の時、 $W^+W^-Z^0$ は 81 事象、これに対して $t\bar{t}$ のバックグラウンドは 31 事象であった。

表 1.5: $e^+e^- \to W^+W^-Z^0$ 反応の終状態のうち実験的に測定可能なモードと、分岐比およびバックグラウンド反応。 ℓ は e または μ.

Decay mode	branching	possible background
$\ell\bar{\nu}$+ 2 jets + $\ell\bar{\ell}$	0.019	
4 jets + $\ell\bar{\ell}$	0.031	
4 jets + $\nu\bar{\nu}$	0.092	$\to e\bar{e}W\bar{W}$(~ 220 fb)
$l\bar{\nu}$+ 4 jets	0.20	$\to t\bar{t} \to WWb\bar{b}$(~ 580 fb)
6 jets	0.32	$\to t\bar{t} \to WWb\bar{b}$(~ 580 fb)

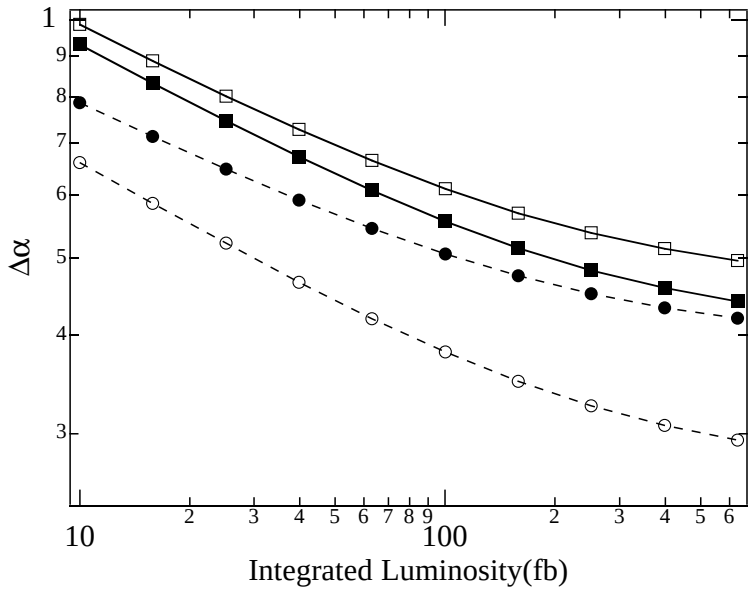

図 1.93: 積分ルミノシティーの関数として表わした、α_4 と α_5 の感度 $(95\%\ \mathrm{CL})$。α_4 の感度は正側を□で、負側を■で、α_5 の感度は正側を○で、負側を●で示してある。

場合は、その質量のヒッグス粒子を十分に作り得るだけのエネルギーとルミノシティーを持つように JLC を増強すればよい。質量が W ボソンの 2 倍を越えるヒッグス粒子の探索は、図 1.94 に示されるような W フュージョンを主な生成過程として行われる [81, 82]。

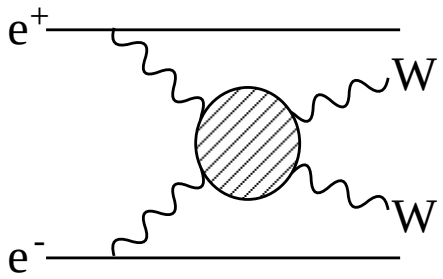

図 1.94: W フュージョン反応

バックグラウンドとしては以下の様な反応が考えられる。

$$
\begin{aligned}
e^+e^- \quad &\to e^+e^-W^+W^- \\
&\to \nu_e\bar{\nu}_e Z^0 Z^0 \\
&\to e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e} W^{\mp} Z^0 \\
&\to e^+e^- Z^0 Z^0 \\
&\to W^+W^-
\end{aligned}
$$

これらの散乱断面積は GRACE[83] を利用して計算した。ここで注意しなければいけないのは、ヒッグス粒子の質量が 800 GeV を越える場合、単純な計算では散乱振幅のユニタリティが破れてしまうことである。これを避けるための便宜的方法として、ここでは散乱振幅がユニタリティを壊さない程度に最小限ヒッグス粒子の崩壊巾を拡げるという方法をとった。これにより少なくともヒッグス粒子からの信号を大きく見積りすぎるという心配はなくなる。

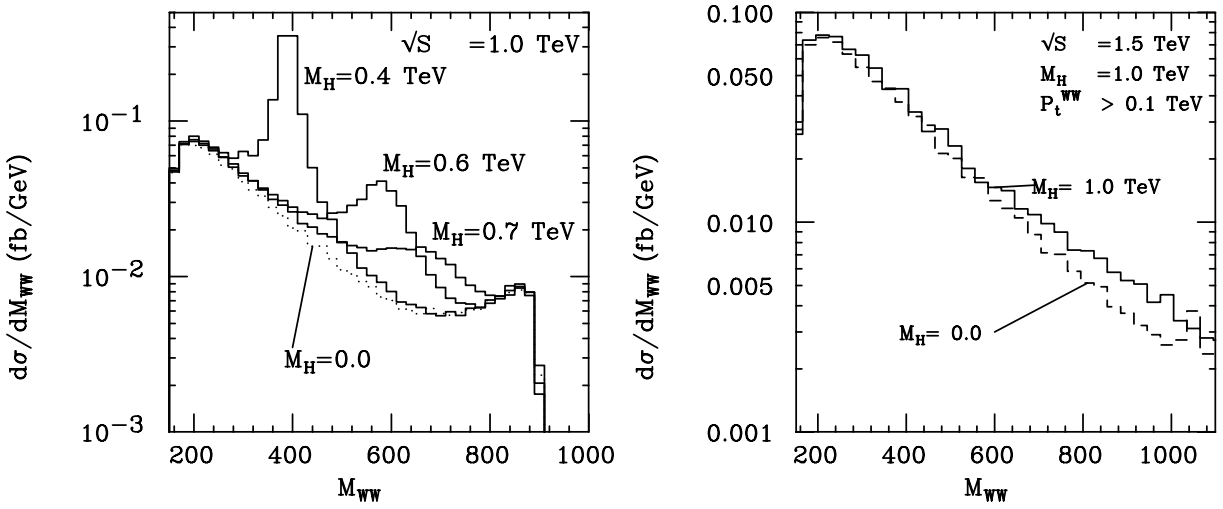

図 1.95: (a) $\sqrt{s} = 1$ TeV でヒッグス の質量が 0、 400、 600、 または 700 GeV の場合、および (b) $\sqrt{s} = 1.5$ TeV でヒッグス の質量が 0 または 1.0 TeV の場合において、 WW の不変質量の関数として表した WW フュージョン反応の微分断面積。

この質量のヒッグス粒子は W 対に崩壊するので、 W 対の質量分布をみればヒッグス粒子の共鳴状態を探すことができる。いくつかの場合について W 対の質量分布を図 1.95に示す。ヒッグス粒子の質量が増すにつれて崩壊巾が広くなり、質量 1 TeV のヒッグス粒子はもはやはっきりとした共鳴状態をつくらない事がわかる。このような場合におけるヒッグス粒子探索の可能性を調べるため、重心系エネルギー 1 TeV、ヒッグス粒子の質量 0.7 GeV、および重心系エネルギー 1.5 TeV、ヒッグス粒子の質量 1.0 TeV の二つの場合について、バックグラウンドも含めたモンテカルロ事象を発生させ、次章で述べる測定器を仮定してシミュレーションを行なった。信号としては W ボソンが二つともクォーク対に崩壊する過程を使い、まず測定器内に四つのジェットが観測される事象を選ぶ。次に、これら四つのジェットを二組のジェット対に分け、各々の不変質量が W の質量近辺にあることを要求する。この段階では、二光子過程である $e^+e^- \to e^+e^-W^+W^-$ と $e^+e^- \to e^+e^-Z^0Z^0$ が最大のバックグラウンドとなる。これらのバックグラウンドを落すため、まず高いエネルギーの (陽) 電子が観測されないことを要求する。 (陽) 電子がビームパイプ内に逃げた場合には、 W 対は大きな横運動量を持ち得ない。そこで、 W 対が大きな横運動量を持つことを要求すれば、これら二光子過程から来るバックグラウンドの大部分を落すことが出来る。さらに、ヒッグス粒子の崩壊で作られた W ボソンは縦偏極しているのに対し、他の場合には横偏極している確率が高いことを利用してバックグラウンドを落とすことができる。それには、 W ボソンの静止系でのジェットの角分布を見て、大角度にジェットが出ている事象を選べば良い (我々のモンテカルロ・プログラムは、それぞれの W ボソンの崩壊粒子の角度の相関も含めて正しい角分布を与える) 。

最終的に 200 fb^{-1} の積分ルミノシティーのデータを集めた場合に期待される W 対の質量分布を図 1.96に示す。ヒッグス粒子の質量 0.7 TeV、 1.0 TeV それぞれにつて、 3σ の統計的有意さでその存在を確認できる [82]。つまり、重心系のエネルギーで 1.5 TeV の JLC では標準模型のヒッグス粒子は必ず発見することができるといえる。

JLC におけるこうした探索でヒッグス粒子が検出されなかった場合、少くとも W/Z ボソンの縦偏極成分は新しい強い相互作用で結合された複合粒子的なものと考えざるを得なくなる。もし、横偏極成分も 複合粒子的であれば、 W/Z ボソンの自己相互作用に異常結合が現れる。これらの異常結合は、 1.5.3 ~ 1.5.5節で議論したように、既に JLC-I で調べられているはずである。そこで、 W/Z ボソンの横偏極成分が ゲージ粒子的であることが確認されている場合には、残された可能性は、 W/Z ボソンは本来 ゲージ粒子で、その質量は 新しい強い相互作用に起因する対称性の自発的破れから来るとすることである。つまり、縦偏極成分のみを複合粒子とする可能性である。この場合には、その複合粒子を構成する新しい強い相互作用が、スピン 0 の共鳴状態以外にウイークボソン対に結合するスピン 1 の共鳴状態を作ると期待できる。ここでは、このようなスピン 1 の共鳴状態が存在する場合について考える。この場合、 $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ と $e^+e^- \to \nu_e e^+ Z^0 W^-$ の二つのチャンネルに共鳴状態が現われる。この場合の

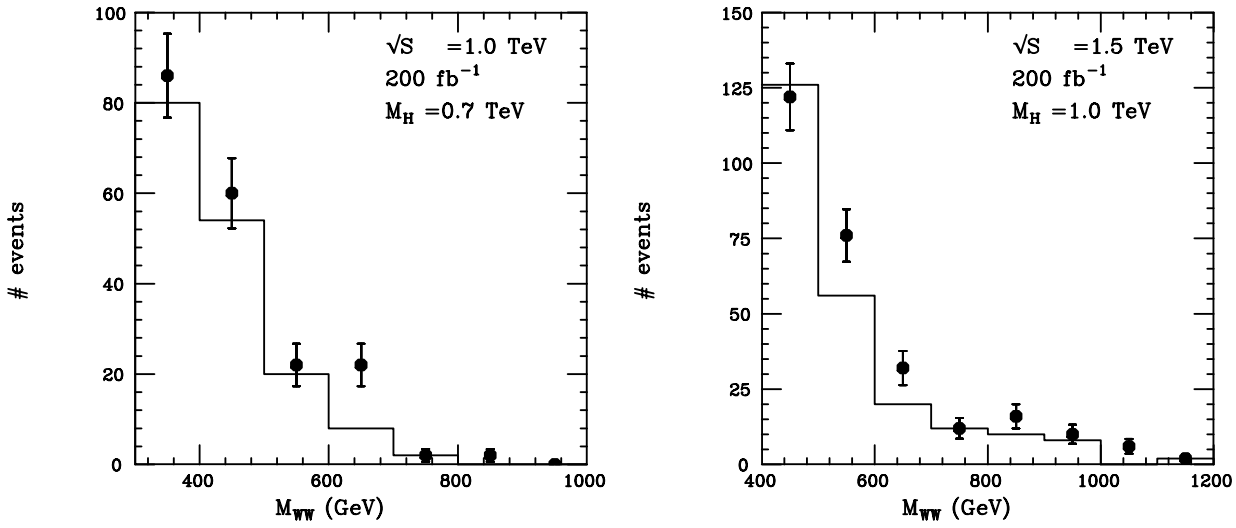

図 1.96: $\sqrt{s}$=1.0 TeV (1.5 TeV)、積分ルミノシティー 200 fb^{-1} の時の、W 対の不変質量分布。データー点は、ヒッグス の質量が 0.7 TeV (1.0 TeV) で、ヒストグラムは質量が 0 の場合である。

完全なモデルはまだできていないので、以下のような近似計算に頼らざるをえない。まず W フュージョン反応を二つの部分に分ける。(陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分と、W ボソンどうしの散乱の部分である。縦偏極した W ボソン散乱を等価定理 (Equivalence Theorem) によりゴールドストン・ボソンの散乱に置き換える。共鳴状態の存在する場合のその散乱振幅は単純 N/D 法 [84] によるものを使用しする。この散乱振幅はユニタリティーと解析性を満足している。一方、(陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分については、改良された等価粒子近似 [85] を使う。こうすれば、縦偏極した W ボソン散乱に関する全ての散乱振幅を、ヘリシティー振幅計算プログラム (HELAS[86]) を使って数値化できる。

横偏極した W ボソンの散乱については、共鳴状態とは関係ないので、$e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu_e}$、$W_T^+W_T^-\nu_e e^+ Z_T^0 W_T^-$ の散乱断面積を GRACE を使って標準模型の範囲での最低次の正確な散乱振幅に基づいて計算すれば良い。バックグラウンドについても同様である。

重心系エネルギーで 1.5 TeV の JLC での、共鳴状態の質量 0.7、1.0、1.2 TeV の場合の散乱断面積を図 1.97に示す。質量 1.0 TeV まで十分に発見することができる [87]。

ところで、W^+W^- チャンネルに スピン 1 の共鳴状態がある場合には、$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応でも見ることができる。W^+W^- 系のエネルギーはこちらの方が高いので、スピン 1 の共鳴状態の探索には適している。フュージョン反応の利点は、ヒッグス粒子が期待されるスピン 0、おそらくは共鳴状態を持たないスピン 2 等のスピン 1 以外のチャンネルや、弱アイソスピンの異なった状態の研究も同時に出来る点にある。これら複数のチャンネルを調べることが、新しい強い相互作用の性質を解明するために不可欠なのである。

最後にヒッグス粒子 $(J = 0)$ が全く存在せず、他のチャンネル $(J = 1)$ にも共鳴状態が存在しない場合を考える。ウイークボソンの縦偏極成分間の新しい強い相互作用がいわゆる低エネルギー定理に従う場合である。問題は、ヒッグス粒子の質量がゼロの場合とヒッグス粒子の質量が無限大の場合 (ヒッグス粒子の存在しない場合) とを、$e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu_e}W^+W^-$ の反応断面積を測定することで区別できるか否かである。この場合も縦偏極した W ボソンに最も違いが現われるので、それを利用する。W ボソンが測定器の中央部に出ていて、W 対の質量が比較的重い領域を選ぶ。詳しい解析の結果、両者の区別には少なくとも重心系エネルギー 2 TeV 以上が必要で、その場合 3σ で区別するのに 310 fb$^-$1 の積分ルミノシティーが必要であることが分かった [88]。

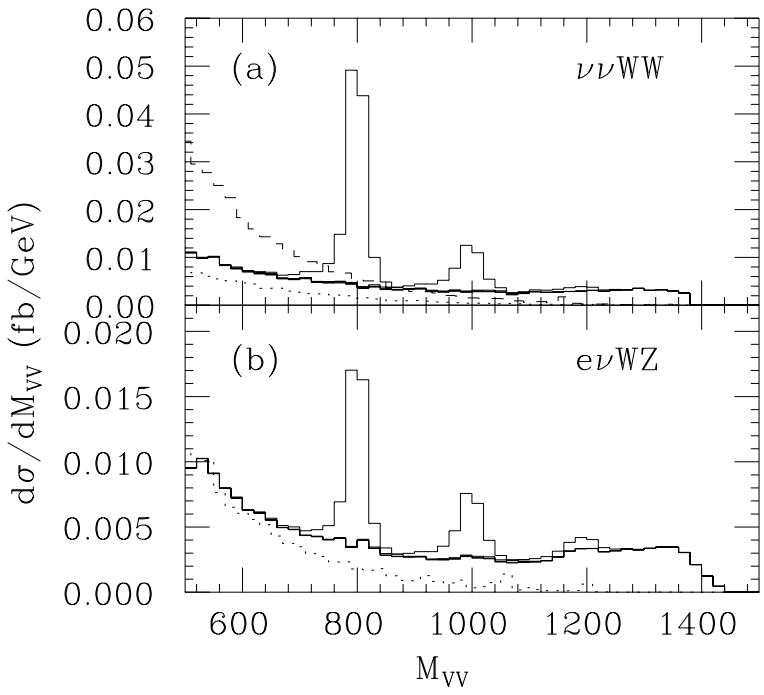

図 1.97: (a) $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応の W 対質量分布 (実線) と　バックグラウンド反応である $\overset{(-)}{\nu}_e e^{\mp}Z^0W^{\pm}$ 反応 (破線) と $\nu_e\bar{\nu}_e Z^0Z^0$ 反応 (点線) の $WZ(ZZ)$ 質量分布。重心系エネルギーは 1.5 TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70 GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下を要求している。(b) $\overset{(-)}{\nu}_e e^{\mp}Z^0W^{\pm}$ 反応の WZ 質量分布 (実線) と　バックグラウンド反応である $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応 (点線) の W 対質量分布。重心系エネルギーは 1.5TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70 GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下、さらに 10 GeV 以上の (陽) 電子がコサインで 0.98 以下に観測されることを要求している。

1.6 偏極ビームの物理

1.6.1 概要

リニアコライダーでは、従来のリング型加速器と異なり、電子または陽電子をその偏極を損なうことなく衝突点まで加速することが出来る。従って、高偏極の電子または陽電子源があれば、偏極ビームを利用した種々の興味深い実験が可能となる。偏極電子に関しては、既に SLC 実験において使用実績が有り、ワインバーグ角の精密測定 [90] では、統計量において勝る LEP 実験と同程度かそれ以上の高精度測定が実現している。次世代リニアコライダーの偏極電子源に関しても、偏極度 $70\% \sim 80\%$ 程度なら、マルチバンチビームの取出しを実証するという課題を別にすれば、既に実用化されていると言って良い [89]。これに対し陽電子の偏極に関しては、従来電子を偏極させれば自動的に選択されるものとして、あまり真剣に議論されることがなかった。しかし、弱い相互作用がパリティーを 100% 破っている (W 粒子は左巻きの物質粒子としか相互作用しないし、ニュートリノには左巻しか存在しない) という理由により、電子・陽電子の両方を偏極させることで、種々の散乱断面積の大きさをより効率的にコントロールすることが出来る点は注目に値する。これにより信号の統計量をあげたり、バックグラウンドを減らしたりと、目的とする物理に合わせて実験条件を制御することが可能となるからである。そこで我々は、偏極陽電子に関してもその実用的な生成法の検討を行うとともに、実験的な開発研究にも着手した。

この節では、前節までとは少し趣を変え、偏極電子・陽電子ビームを利用した物理について、横断的に眺めてみたい[7]。初めに、散乱断面積の偏極依存性に関する一般論のおさらいをし、続いて、偏極の違いによる非対称性等を利用した、偏極が本質的な役割を演じる物理の具体例のいくつかについて、これまで触れなかったものを中心に述べる。

1.6.2 散乱断面積の偏極依存性

偏極ビームの物理に関するキーポイント

偏極ビームが本質的な役割を果たす理由は、標準模型およびその拡張のいずれもがラグランジアンのレベルではカイラルであることにある。つまり、右巻の粒子と左巻の粒子とは本来別々の粒子である点が本質的である。このことは、標準模型のゲージ群

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{1.46}$$

にはっきりと現れている。これに加えて、 JLC のエネルギーでは、低エネルギーで自発的対称性の破れによって隠れていたこのゲージ対称性が回復してくるために、本来のカイラルな性質がより一層顕在化する。そこで、多くの場合[8]、 Z 粒子や光子 (γ) などの質量固有状態の代わりに、 W_3、 B などの $SU(2)_L$、 $U(1)_Y$ ゲージボソンを直接扱う事が正当化される。

右巻電子 (左巻陽電子) は B とのみ結合し、左巻電子 (右巻陽電子) は B、 W_3 のいずれとも結合する点、また、右巻電子のハイパーチャージが左巻電子のそれの 2 倍である点に注意する。また、ゲージボソンの自己結合は、非アーベル群からしか出て来ないので、 B は WWZ バーテックスには寄与しない点も注目に値する。これらの留意点は、標準模型を超対称化した場合、超粒子を含んだバーテックスにも一般化できる。例えば、 $\tilde{e}_R^{\pm}$ は B あるいは $\tilde{B}$ としか結合しないが、 $\tilde{e}_L^{\pm}$ は W_3、 $\tilde{W}_3$ にも結合するとか、 B は $\tilde{W}\tilde{W}Z$ バーテックスには寄与しないとか言った具合にである。

一方、二光子過程の場合に出てくるような、ほとんど実光子に近い ($q^2 \simeq 0$) 仮想光子の関与するバーテックスでは、 W_3 や B に基づいて偏極の効果を考えることは出来ない。この場合には、今まで通り質量固有状態である光子が主役である。光子は電荷で決まる大きさで右巻き粒子にも左巻き粒子にも同じ強さで結合するので、このようなバーテックスをビーム偏極で制御することは出来ない。

以上の点は、後に見るように、断面積の振る舞いの半定量的議論にとても有用である。

偏極陽電子の役割

既に超対称性の物理の節 (特にスタウの場合) で強調したように、ゲージ相互作用はカイラリティーを保存し、カイラリティーを保存しないヒッグス粒子との湯川相互作用は質量に比例する。電子・陽電子の場合は質量が小さいの

[7] 偏極電子の果たす役割に関しては既に折に触れ議論してきた。特に超対称粒子の研究におけるその重要性に関しては、かなり詳しく扱った。各々の過程に対する詳細はそちらを参照していただくとして、ここではそれらに共通する一般的な事項をまとめることにする。

[8] 正確には $|q^2| \gg m_Z^2$ の場合。

で、実質的にゲージ相互作用しかしない。そこで、一般に反応のダイアグラムで、始状態の電子と陽電子が直接または電子かニュートリノ（あるいはそれらの超対称の相棒）の内線でつながっている場合は、電子のヘリシティー（$\simeq$ カイラリティー）を与えると陽電子のそれは（電子のヘリシティーの逆に）自動的に決まってしまう。従って、仮に 100% 偏極した電子ビームがあったとすれば、このような反応に対する陽電子の偏極制御の意味は次の点に絞られる。

(i) 陽電子の実効ビーム強度を倍にする（無偏極陽電子ビームの場合はその半分が使われない）ことで、断面積を倍にする。

(ii) 該当する反応の断面積をゼロにする（この反応に対し陽電子ビームが全く使われないようにする）。

もちろん、二番目の項目に関しては、問題の反応がバックグラウンドになり、かつ、信号反応が始状態の電子と陽電子がつながっていないようなダイアグラムを持つ場合を想定している。このような場合で特に興味深いのは、t チャンネルにニュートラリーノなどのマヨラナ粒子が交換される場合である。

さて、実際には 100% 偏極の電子ビームは存在しない。従って、以下に見るように陽電子ビームの効能はさらに広がることになる。始状態の電子と陽電子がつながっているようなダイアグラムの反応に対しては、電子ビームのみが偏極している場合に焼きなおした、実効電子偏極度（P_{comb}）を定義すると便利である:

$$P_{comb} \equiv \frac{P_- - P_+}{1 - P_- P_+}。 \tag{1.47}$$

ここで、P_- と P_+ は電子および陽電子の偏極度で、右巻 100% が $P_\pm = +1$ に、また、左巻 100% が $P_\pm = -1$ に対応している。この式から明らかなように、電子ビームが 100% 偏極していれば、$P_{comb} = P_- = \pm 1$ で、陽電子ビームの偏極は関係ないが、$|P_-| < 1$ の場合には、陽電子の偏極が実効電子偏極度を高める効果があることが分かる。また、偏極度測定の系統誤差も減らせることも分かる [91]。つまり、電子ビームの偏極度が 100% でない場合、陽電子の偏極はさらに

(iii) 実効電子偏極度の増強、

(iv) 実効電子偏極度誤差の改善、

をもたらすことになる。実効電子偏極度とその誤差が陽電子の偏極によってどのように改善するかを、電子ビームの偏極度が 90% の場合に関して図 1.98に示した。陽電子の偏極が 50% あるだけで、実効電子偏極度は、約 97% まで改善する。80% であれば、実に 99% にまでなる。この、陽電子の偏極による実効電子偏極度の増強という実験手法は、電子ビームの偏極度の 100% からのわずかなずれが S/N 比に大きな影響を及ぼすような、断面積の小さな信号事象を扱う場合にはとても重要になるであろう。

さて以下では、ここまでの一般論をふまえて、JLC における代表的な反応のいくつかについて、偏極ビームによる断面積制御の具体例を見ていくことにする。

W ボソン対生成反応

数百 GeV から TeV 領域の物理を考える場合、信号反応としてもまた他の信号に対するバックグラウンドとしても、W ボソン対生成反応は最も重要な反応の一つである。この反応はまた、偏極ビームの威力が最も典型的に発揮される例でもあり、この節で最初に取り上げるのに最適である。この反応には図 1.99に示した 3 つのダイアグラムの寄与があるが、既に強調したように、s チャンネルの 2 つのダイアグラムは、ゲージ粒子の自己結合を含むので、高エネルギーでは W_3 交換のダイアグラム一つと等価であり、左巻電子にしか結合しない。一方、t チャンネルのダイアグラムは、ニュートリノの交換を含むのでこれまた左巻電子にしか結合しない。従って、図からすぐ見て取れる様に、左巻電子による生成断面積に対して右巻電子によるそれは、たいへん小さいものになる（約百分の一）[9]。また、右巻どうし・左巻どうしの断面積はゼロである（表 1.6参照）。

無偏極ビームには右巻と左巻粒子が半々に混じっているので、実際に W ボソン対生成反応に使われるビーム強度は 4 分の 1 となってしまう。しかし左巻偏極電子ビームを使うことにより（陽電子は無偏極）そのむだを減らし、断

[9] 厳密には、$W^\pm$ の縦波成分はヒッグス場を起源とするので、$U(1)_Y$ ゲージ粒子である B とも結合する。従って、高エネルギー極限でも右巻電子に対する生成断面積は完全にはゼロにならない。

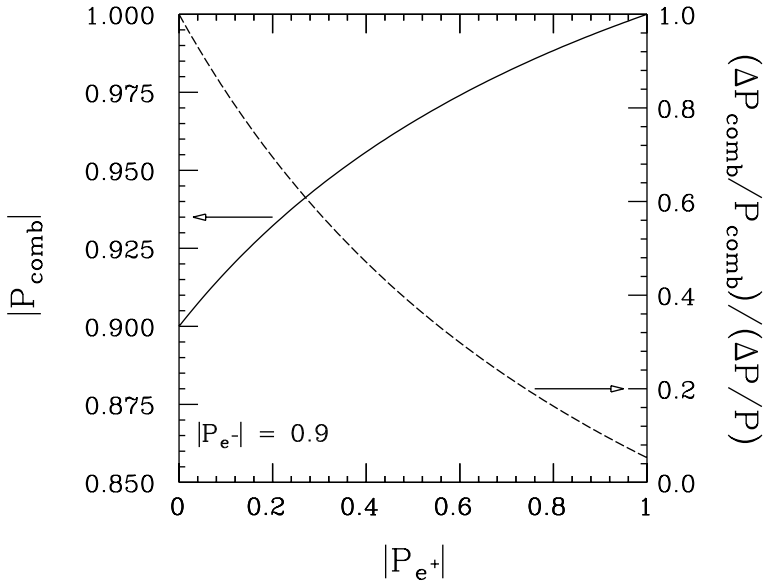

図 1.98: 電子・陽電子ともに偏極させた場合の実効的偏極度（実線）と、その誤差を陽電子の偏極度を横軸にとって表したもの。電子の偏極度は 90% を仮定。

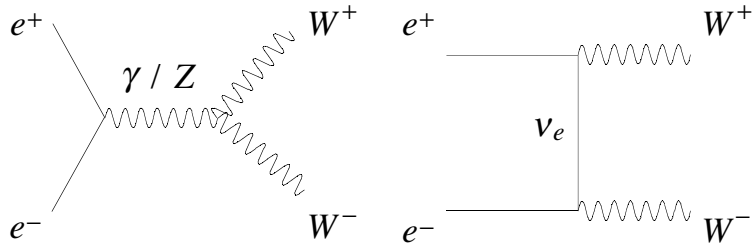

図 1.99: W ボソン対生成反応に寄与するファイマンダイアグラム

表 1.6: W ボソン対生成反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	0
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	$O(\sigma/100)$
$e^-_R e^+_R$	0
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	$\sigma/4$
$e^-_L e^+_{unpol}$	$\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	$O(\sigma/100)$

面積を 2 倍にすることができる。さらに陽電子も偏極させることにより、原理的には生成断面積を無偏極の場合の 4 倍まで稼ぐことができる。

逆に右巻電子ビームを使えばこの反応を殺すこともできる。これは、既に強調したように、超対称粒子の精密測定において決定的に重要である。特に、信号となる超粒子の生成断面積が小さいときには、電子ビーム偏極度の 100% からのずれが S/N 比に大きく効いてくる。この場合には陽電子の偏極の重要性が増す。

電子・陽電子消滅反応

いわゆる s チャンネル過程、つまり、電子・陽電子が消滅して仮想 Z ボソン / 光子となり、それから終状態粒子が生成される反応 (図 1.100参照) は、トップクォークや超対称粒子の対生成、 Z ボソン・ヒッグス粒子対生成等、リニアコライダー建設の動機となる多くの重要な物理過程を含んでいる。

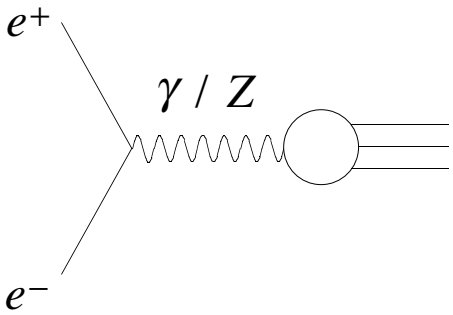

図 1.100: 電子・陽電子消滅反応

先に述べたように、これら s チャンネル過程では、始状態の電子・陽電子がつながっているために、一般的に $e^-_L e^+_R$ か $e^-_R e^+_L$ の組み合わせしか許されない。従って、電子ビームの偏極が十分 100% に近ければ、陽電子の偏極の役割は、断面積を 2 倍稼いだり、無くしたりすることである (表 1.7参照)。 また、電子ビームの偏極が十分でないとき

表 1.7: 電子・陽電子消滅反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	0
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	$\sigma' \neq \sigma$
$e^-_R e^+_R$	0
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	$(\sigma + \sigma')/4$
$e^-_L e^+_{unpol}$	$\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	$\sigma'/2$

には、実効電子偏極度を上げるのに役立つ。そこで、ビーム偏極の果たす本質的な役割を考えるには、 100% 偏極した電子ビームの場合を考えれば十分である。

既に強調したように、 Z ボソン質量が無視できるような高エネルギーの s チャンネル過程では、電弱相互作用の固有状態である B や W_3 で話を進めると分かり易い[10]。手始めに、これまでの電子・陽電子コライダーで良く調べられてきた $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 反応を考えてみよう。始状態の電子が右巻であれば、 s チャンネルに交換される状態は $U(1)_Y$ ゲージボソン (B) しか許されず、始状態の電子・陽電子消滅バーテックスにかかる結合定数は $g' Y_R = g_W \tan\theta_W Y_R$ (ただし、 $Y_R = -1$ は右巻電子のハイパーチャージ) である。終状態に関しては、 $\mu^+_L \mu^-_R$ であれば同

[10]ただし、$e^+e^- \to ZH$ のように、s チャンネルに Z ボソンしか交換されない場合は別である。この反応では、ダイアグラムはこれだけで、ビーム偏極依存性はほとんどないが、これは後で見るように、ヒッグス粒子の同定に使える。

様、 $\mu^+_R\mu^-_L$ であれば、 $Y_R=-1$ が $Y_L=-1/2$ で置き換わる。従って、散乱振幅で言えば

$$\begin{aligned}\mathcal{A}(e^+e^-_R\to\mu^+_L\mu^-_R) &\propto (g_W\tan\theta_W)^2Y_R^2\\ \mathcal{A}(e^+e^-_R\to\mu^+_R\mu^-_L) &\propto (g_W\tan\theta_W)^2Y_RY_L\end{aligned}\tag{1.48}$$

となり、断面積にすると、右巻ミュー粒子は左巻のものより 4 倍多く生成されることになる。

始状態の電子偏極を左巻に取ると、事情は反転する。左巻電子から右巻きミュー粒子を作る場合は、右巻電子から左巻きミュー粒子を作るのと全く同じである。

$$\mathcal{A}(e^+e^-_L\to\mu^+_L\mu^-_R)\propto(g_W\tan\theta_W)^2Y_LY_R\tag{1.49}$$

左巻電子からから左巻ミュー粒子を作る場合は、 s チャンネルに中性の $SU(2)_L$ ゲージボソン (W_3) の寄与が付け加わる。 W_3 と レプトン対とのバーテックスには、結合定数として g_WT_3 がかかるので、すぐに分かるように

$$\mathcal{A}(e^+e^-_L\to\mu^+_R\mu^-_L)\propto(g_W\tan\theta_W)^2Y_L^2+g_W^2T_3^2\tag{1.50}$$

となる。ワインバーグ角をおおざっぱに $\sin^2\theta_W\simeq 1/4$ とすると、 $\tan^2\theta_W\simeq 1/3$ となり、左巻電子からは左巻のミュー粒子が右巻のものより約 4 倍多く生成されることになる (足したものは右巻電子ビームの時と $\sin^2\theta_W\simeq 1/4$ とすれば同じ) 。

この反応の場合、全断面積という意味ではビーム偏極の効果は小さいが、終状態に生成される粒子のカイラリティーに大きな非対称性が生まれることに注意する。ミュー粒子の場合そのヘリシティー ($\simeq$ カイラリティー) の測定は容易でないが、タウ粒子やトップクォークの生成では、この非対称性が様々な測定に応用できる。また、クォークの場合にはレプトンの場合に比べて、右巻電子からは右巻粒子が、左巻電子からは左巻粒子がより多く生成されるというカイラリティー選択の効果がより一層大きいことに注意しておく。

超対称性が存在すれば、以上の議論は、スクォーク・スレプトンにも一般化される。これら物質粒子の超対称の相棒はスカラー粒子であるが、右巻・左巻の区別を持っている。これはもともと右巻の物質粒子と左巻の物質粒子は、別々の粒子だったからである。クォーク・レプトンの場合とスクォーク・スレプトンの場合の著しい違いは、後者の場合は一般に右巻と左巻は異なる質量を持つ事である[11]。そこで、この場合生成断面積自体が電子ビームを右に偏極させるか左に偏極させるかによって大きく (例えばスミューオンで約 4 倍、左巻のダウン型スクォークの場合には約 16 倍) 変化することになる。これは、何かスピンゼロの新粒子を見つけた際、その量子数 (ハイパーチャージ、弱アイソスピン) を決定し、超対称粒子であることを示すのに決定的に重要である。また超対称性の節で議論したように、ストップやスタウのように右巻と左巻が混合していると期待される場合には、その混合角を決定する決め手となる。

超対称粒子の探索における主要な信号は、大きな横運動量損失やアコプラナリティーである。これは、終状態に検出不能な LSP ができる事によっている。そこで、この LSP と間違えやすいニュートリノを出す標準模型の反応は、超対称粒子探索のバックグラウンドになる。このようなバックグラウンドの代表選手が、先に述べた W 対生成過程である。これは、右巻電子を使えば落す事ができる。超対称性の節の右巻スレプトンの精密測定では、この実験手法が威力を発揮しいる。

さて、超対称粒子はスレプトン・スクォークなどの物質粒子の超対称の相棒だけではない。既に超対称性の節で述べたように、一般に $W^\pm$ 粒子の超対称の相棒のウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒッグス粒子 ($H^\pm$) のそれであるヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) は、互いに混合しチャージーノと呼ばれる質量固有状態を作るが、この粒子の対生成は電子ビーム偏極が本質的役割を果たす例として特に興味深い。それは、一口で言ってしまえば、 W ボソン対生成における場合の超対称版である。つまり、右巻電子は、 $\tilde{W}^\pm$ に結合しないので、この場合の断面積は、チャージーノのヒグシーノ成分だけを見ることになる。そこで、生成断面積の偏極依存性からチャージーノの混合状態の成分構成が調べられることになる (超対称性の節を参照) 。

このように、電子・陽電子消滅反応では、電子ビーム偏極は、終状態のカイラリティーや混合状態の成分を選択するための強力な武器となるのである。

シングル W 生成反応

W ボソンが 1 つと 2 つのフェルミオンが生成される反応のうち、ここでは特に図 1.101に示される様な終状態が $e^\pm\overset{(-)}{\nu}_e W^\mp$ となる反応を考える。この反応は、ゲージボソンの 3 点結合を調べる上で、特に $WW\gamma$ のみを見ることが

[11] 超対称性の節で述べたように、普遍スカラー質量の仮定が正しければ右巻の方が左巻より軽い。

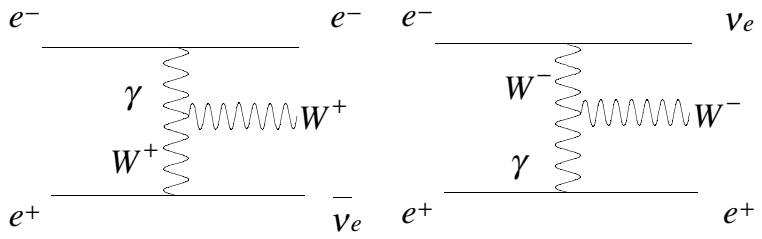

図 1.101: シングル W 生成反応

できるので重要である [92]。また、 JLC での W 質量の超精密測定のための反応としても重要である (電弱相互作用の精密研究の節を参照) 。

この反応の断面積に主要な寄与をするダイアグラムの内、左巻電子・右巻陽電子の組み合わせの場合は、図 1.101の両方のダイアグラムが寄与するのに対して、右巻どうしや左巻どうしの場合にはどちらか一方しか寄与せず、また右巻電子・左巻陽電子の組み合わせでは、どちらのダイアグラムも寄与しないという構造になっている (表 1.8参照) 。そ

表 1.8: シングル W 生成反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	σ
$e^-_L e^+_R$	$\simeq 2\sigma$
$e^-_R e^+_L$	0
$e^-_R e^+_R$	σ
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	σ
$e^-_L e^+_{unpol}$	$3\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	$\sigma/2$

のため、電子のみを偏極させた場合左巻にすると無偏極の 1.5 倍、右巻にすると半分になる。

この反応を利用した $WW\gamma$ 3 点結合の測定の際にバックグラウンドとなる W 対生成の場合を見ると、左巻で 2 倍、右巻で約 100 分の一となるので、左巻電子ビームを使えば信号の統計は上がるが、バックグラウンドが増え、右巻を使えば信号は半分になるが、バックグラウンドを大幅に落とせることなる。陽電子を偏極させた場合も同様に、信号は 2 倍になるがバックグラウンドは 4 倍になる。どちらの偏極を使うべきかは実験条件によるので、詳しいシミュレーション計算が必要である。一方、質量測定には WW からの $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}$ も信号として使えるので、なるべく統計を稼ぐよう偏極を選ぶことになる。

シングル W 生成反応は W 対生成反応同様、超対称粒子、特にセレクトロン ($\tilde{e}^{\pm}$) の対生成の際にバックグラウンドとなりうる。既に述べたように、 W 対生成反応は右巻電子ビームの使用で落とせるが、シングル W 生成反応は落とせない[12]。従って、実験の目的によりこのバックグラウンドを完全に落とす必要がある場合には、陽電子の偏極が重要になってくる。

WW 散乱反応

WW 散乱反応は、電子と陽電子から放出された W ボソンが散乱する反応で、図 1.102の様なダイアグラムによって表される。

この反応は重たいヒッグス粒子の探索や、 TeV エネルギー領域での電弱対称性の破れの物理の研究に使われる重要な反応である (電弱相互作用の精密研究の節を参照) 。この散乱は、図からも解るように左巻電子と右巻陽電子との散乱の場合のみ起こりうる。そのため電子のみを偏極させた場合で無偏極の 2 倍、陽電子も偏極させた場合 4 倍の

[12]実際には、終状態に電子が二つ検出されることを要求すると、主要な寄与は図 1.101 ではなく、 t チャンネルに W が交換されるダイアグラムから来る。これは、右巻電子ビームで落ちる。

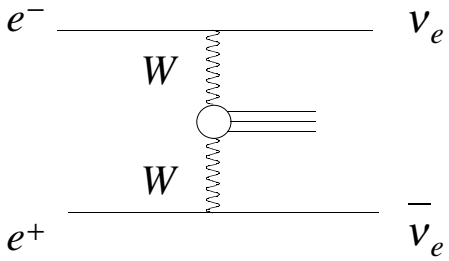

図 1.102: WW 散乱反応

断面積を与える (表 1.9)。 しかし、 W 対生成反応からくるバックグラウンドとの関係を考えた場合、 W 対生成反

表 1.9: WW 散乱反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	0
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	0
$e^-_R e^+_R$	0
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	$\sigma/4$
$e^-_L e^+_{unpol}$	$\sigma/2$
$e^-_R e^+_{unpol}$	0

応の断面積の偏極依存性が WW 散乱反応のそれと全く同じであるため、 S/N 比を改善することはできない。ただし、次に述べる二光子過程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$ が、終状態の電子・陽電子に対する前後方の検出可能領域が十分でなく横運動量カットで十分落としきれない場合には、偏極が S/N の向上に役立ちうる。

二光子反応

二光子反応は図 1.103に示される様な、二つの光子の散乱反応である。

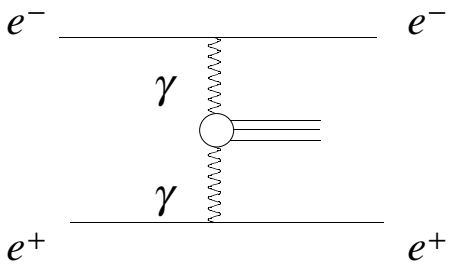

図 1.103: 二光子反応

この過程によるハドロン生成反応は、光子のハドロン構造の研究等に利用されているが、 JLC では、超対称粒子等の探索におけるように、総じてバックグラウンドとしての色彩が濃い。この反応は、断面積が電子・陽電子の偏極によらず一定であるので (表 1.10)、偏極ビームを利用して断面積を制御することはできないが、逆に言えば、ビーム偏極で信号反応の断面積を大きくすることが出来れば、二光子過程に対する S/N 比は常に改善されることを意味する。

表 1.10: 二光子反応

偏極	散乱断面積
$e^-_L e^+_L$	σ
$e^-_L e^+_R$	σ
$e^-_R e^+_L$	σ
$e^-_R e^+_R$	σ
$e^-_{unpol} e^+_{unpol}$	σ
$e^-_L e^+_{unpol}$	σ
$e^-_R e^+_{unpol}$	σ

1.6.3 偏極電子・陽電子ビーム固有の物理の具体例

ここまでは散乱断面積のビーム偏極依存性について、散乱振幅に寄与するダイアグラムの偏極依存性の観点から、いくつかの典型的な例を使って一般論を展開してきた。この節の残りでは、ビームの偏極が本質的な役割をはたす今まで述べなかった具体例のいくつかを補足する。

B 中間子の物理

JLC では、その高いルミノシティーを利用し、重心系のエネルギーを Z ボソンの質量に合わせ、大量の Z ボソンを生成する Z ファクトリーとしての運転も可能である [93]。 Z ファクトリーで作られた Z ボソンからの崩壊によって生成される b クオークを使って B 中間子の物理を行うことができる。

この場合、偏極電子ビームを使うことにより、b クオークの生成角に大きな非対称を作ることができる。左巻電子ビームの場合、b クオークは前方 (電子ビームの方向) に偏る。よって前方には反 B メソンが多く生成され、後方には B メソンが多く生成されることになる。 95% の偏極度のビームを使い、 $\cos\theta$ で 0.22 から 0.94 をとることにより、 76% の非対称性が実現できる。この性質を利用して、 B_d 中間子の CP 対称性の破れや、 B_s 中間子の混合角の測定をおこなうことができる [94]。

ヒッグスボソンの同定

JLC において、主に b クオーク対に崩壊するスカラー粒子を発見したとする。この粒子がヒッグスボソンであること、つまり、自発的対称性の破れによって W や Z に質量を与えている場の粒子であることを確認するためには、どのような物理量を測定すれば良いであろうか。生成断面積や種々の崩壊率の測定も考えられるが、それらの量はヒッグス 2 重項の数やその混合角によってしまう。それに対して、ヒッグスボソンと Z ボソンとの結合定数とヒッグスボソンと W ボソンとの結合定数との比は、それらの量によらず一定となるので、ヒッグスボソンの同定に使うことができる。

ヒッグスボソンの生成機構は、図 1.104に示されるように、 Z- ヒッグス生成と WW 散乱反応の 2 種類があって、先に述べたようにそれぞれ電子の偏極に対する依存性が異なる。図 1.105に右巻電子ビームと左巻電子ビームを使った場合のヒッグスボソンの生成断面積の様子を示す。 左巻電子場合は Z- ヒッグス生成と WW 散乱反応の両方が起こりうるが、右巻電子の場合 WW 散乱反応は起こらない。この性質を利用して、散乱断面積の偏極非対称性を測定し、それをヒッグスボソンであるならば満たすべき値と比べることによって、ヒッグスボソンの同定を行うことができる [95]。

ワインバーグ角の精密測定

最後に陽電子の偏極が重要な役割を果たす例をあげる。 SLC 実験では、重心系のエネルギーを Z ボソンの質量にあわせ、 Z ボソンの生成断面積の電子のスピン偏極依存性からワインバーグ角を精密に測定する実験を行っている。 JLC では同様の実験をさらに高い精度で行うことが可能である (電弱相互作用の精密研究の節参照) 。その場合高いルミノシティーに加え、陽電子の偏極が、測定精度をあげるのに重要な役割を果たす [96]。これは、既に述べたよう

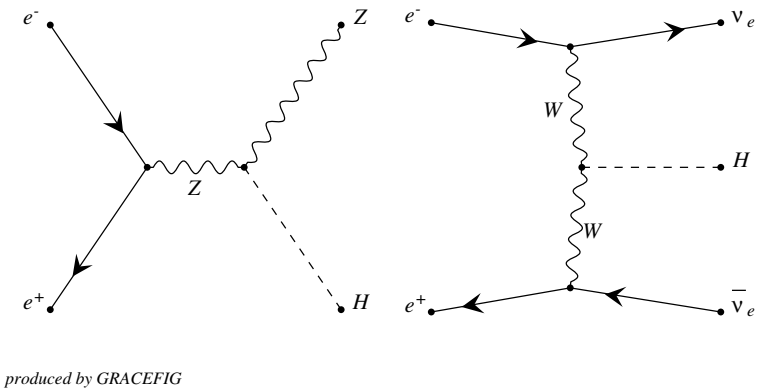

図 1.104: ヒッグス粒子生成に寄与するファイマンダイアグラム

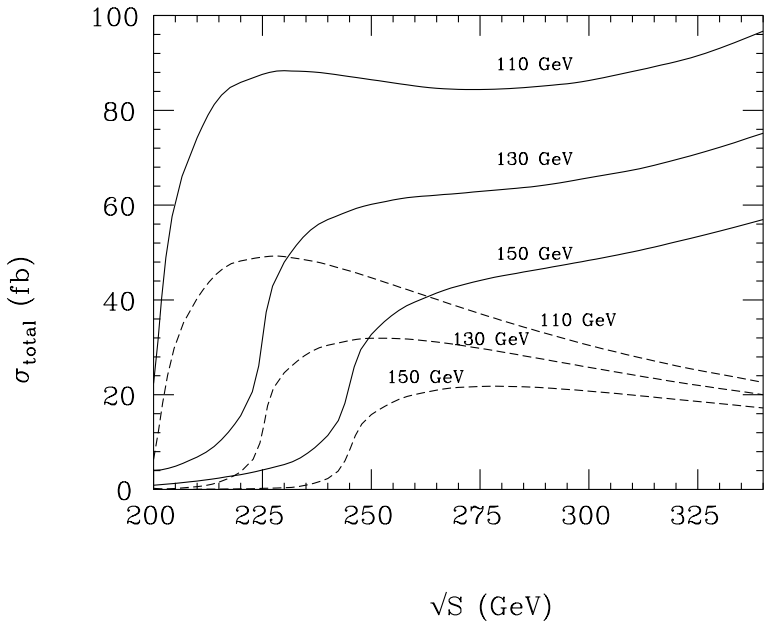

図 1.105: ヒッグスボソン生成断面積の重心系エネルギー依存性。実線は左巻電子、破線は右巻電子ビームによる生成を表す。

に、電子の偏極に加え陽電子も偏極させることによって実効的な偏極度を向上させ、偏極度の測定誤差からくるワインバーグ角測定の系統誤差を大幅に改善するものである (図 1.98,1.106参照) 。

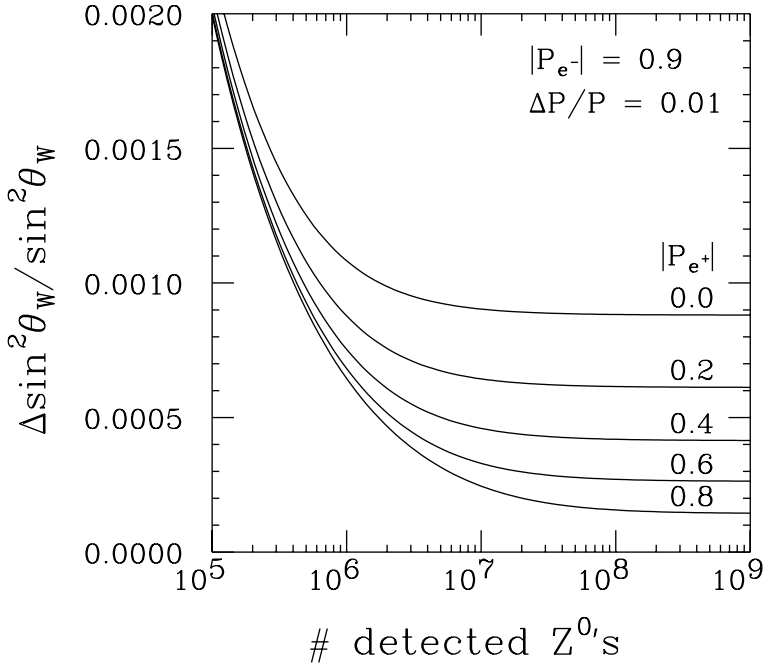

図 1.106: ワインバーグ角の測定精度と Z ボソンの統計の関係。陽電子の偏極度によって到達精度が改善されることがわかる。

1.7 光子光子衝突の物理

1.7.1 概要

電子線形加速器より引き出されたビームにレーザー光を照射すると逆コンプトン散乱により高エネルギー光子を生成することができる [104, 139, 113]。この方法により生成した高エネルギー光子は、以前より高エネルギー実験で使用されてきた [97]。同様の方法を JLC に適用すると、電子光子衝突あるいは光子光子衝突の実験が可能になる。

逆コンプトン散乱では、電子とレーザーの偏極度を調整することにより、生成される光子のエネルギー分布と偏極度を制御できる。図 1.107にその様子を示す。例えば、レーザーの偏極と電子の偏極を逆にすると、最大エネルギーにピークを持つ分布になり、生成エネルギーの定まった粒子の研究に適した分布となる。光子の最大エネルギーは入射電子エネルギーの約 80% である。一方、レーザーと電子の偏極をそろえると、偏極度の高い光子の衝突を行うことができる。このように、実験の目的に応じて光子のエネルギーと偏極度の分布を最適化できることが光子光子コライダーの特徴の一つである。

JLC で光子光子コライダー実験を行う際にはビーム集束系のパラメータの変更や衝突点回りにレーザーシステムを設置することなどが必要である。 JLC では衝突点を 2ヶ所設置することになるので、電子陽電子コライダー実験と平行して、光子光子や電子光子コライダー実験をすることが可能である。このように、電子陽電子コライダーの最低限の改良で光子光子コライダーを実現する場合でも、ルミノシティーは電子陽電子コライダーの $1/10 \sim 1/3$ が達成できるであろうと推定されている。

光子のスピン・パリティー量子数は $J^P = 1^-$ であるので、光子光子衝突では s チャンネルで生成される粒子状態は $J^P = 0^\pm, 2^\pm, 3^+, 4^\pm, \cdots$ である。 $J^P = 1^-$ が生成される電子陽電子衝突と異なり、 $J^\pm = 0^\pm$ が生成されることが 特筆されるべきである。標準模型で最後に残された未発見の粒子、ヒッグス粒子、や超対称性模型でもっとも軽い共鳴状態であると考えられるストッポニウムはスピンが 0 なので光子光子衝突によってのみ s チャンネル生成が可能である。 t チャンネルに交換される粒子を考えると、電子陽電子散乱の場合は電子と結合する任意の中性粒子が交換

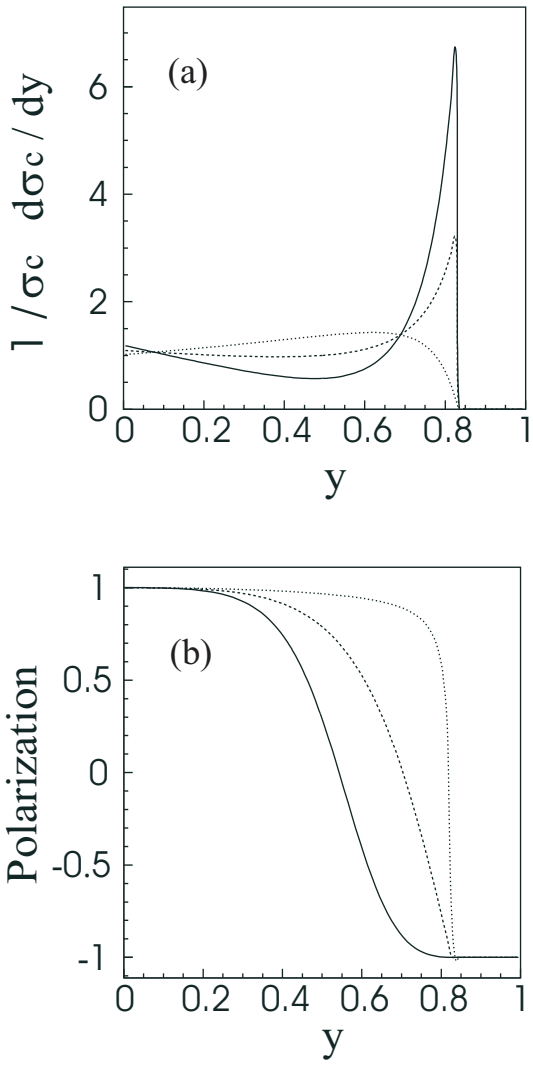

図 1.107: 逆コンプトン散乱によって生成された光子のエネルギー (a) および偏極度 (b) の分布。横軸は $y = E_\gamma/E_e$。$x = 4.75$ で、レーザーの偏極は $+1$ とした。電子の偏極は -1 の場合が実線、 0 が破線、 1 が点線である。

されるが t チャンネル交換される荷電粒子は電子のみである。光子光子衝突反応では t チャンネルに交換されうる中性粒子は存在せず、一方荷電粒子は運動学的に許される限り、t チャンネルに交換されて生成される。そのため、電子陽電子衝突における荷電粒子の対生成の断面積は重心系エネルギーの 2 乗で低下していくが、光子光子衝突におけるそれは、生成角は前後方に集中するが、低下しない。

これらの特徴を生かし光子光子コライダーでは次のような物理が考えられる。

ヒッグス粒子のポール上での生成と二光子崩壊巾の測定

既にのべたように、光子光子コライダーではヒッグス粒子が s チャンネルで生成される。この場合、ヒッグス粒子の質量はもととなる電子陽電子コライダーのエネルギーの約 8 割まで探索可能である。

ところで、ヒッグス粒子と光子は直接に結合しないので、中間状態にできた荷電粒子に媒介されて、ヒッグス粒子と二光子の結合が生じる。この時、中間状態の崩壊巾に対する寄与の大きさは、その粒子の重さにはよらず量子数だけできまってしまう、という特筆すべき特徴がある。従って、ヒッグス粒子の二光子崩壊巾 $(\Gamma(H \to \gamma\gamma))$ を測定する事で、加速器の到達可能エネルギーをはるかに超えた重い粒子の存否を知ることができる。光子光子衝突では、二光子崩壊巾 $(\Gamma(H \to \gamma\gamma))$ はヒッグスの生成断面積に比例しており、ヒッグス生成数より、これを直接測定できる [136, 128]。電子陽電子コライダーによる測定では崩壊分岐比の測定は可能であるが、巾の測定はできなし、ハドロンコライダーでは生成量の不定性がつきまとう。二光子崩壊巾の精密測定は、光子光子コライダーでなければ出来ない実験と言う事ができる。

W 粒子の異常結合

光子光子衝突における W 粒子の生成は、衝突のエネルギーが W の対生成のしきい値より十分高い (200GeV 以上) 場合、その断面積が非常に大きくかつほぼ一定で、約 90pb である。この値は、その次に生成断面積の大きいフェルミ粒子の対生成に比べて 1-2 桁ほど大きく、また電子陽電子コライダーのおける W 対生成に比べてもやはり 1-2 桁大きい。このように高エネルギーの光子光子コライダーは W 工場の側面をもっており、高い統計による W 粒子の性質の精密な測定が期待できる。

入射粒子が標準模型でゲージ粒子とされている光子なので、光子光子コライダーは、ゲージ対称性の検証に独特の威力を発揮する。特に、γWW、$\gamma\gamma WW$ の異常結合の検証については、光子と Z 粒子の影響が混ざり合って観測される電子陽電子コライダーでの実験と相補的な役割を果たす [138, 112, 101]。

トップクォークの物理

光子光子コライダーは、トップクォークも大量に生成できる。軽い他のクォークと違ってトップクォーク自身が非常に短寿命なので、しきい値近傍でのエネルギーでクォーク対結合状態の共鳴を明確に見る事は出来ないが、生成断面積のエネルギー依存性を解析する事によって、結合状態の振幅に対する寄与を抜き出す事が出来ると考えられている。光子光子衝突の場合、電子陽電子衝突と違い、$J = 0$ である η_t の情報を抜き出せる。

また、電弱対称性の破れが動的に起きるテクニカラー模型で、トップクォークがその破れに深く関与して質量を獲得している場合、トップクォーク対結合状態は非常に強く結合していると考えられ、光子光子コライダーで特異な信号として観測される可能性がある。トップクォーク対の生成断面積にもテクニフェルミオンの影響が現れ、$SU(3)$ テクニカラー、 世代数 1、 スケール 3 TeV の模型では、$J = 0$ 衝突断面積に $\sqrt{s}_{\gamma\gamma} = 1$ TeV で 1 割弱の減少が見える [99]。

新粒子の生成とその量子数の確定

超対称模型を始めとする多くの標準模型を超える物理で予言される新粒子は、それが電荷を持っていてエネルギー的に許される限り、光子光子コライダーで作り出せる。

重要なのは、光子光子衝突での対生成断面積は電荷の 4 乗に比例し、光子と Z 粒子の混合状態を媒介して対生成する電子陽電子衝突の場合と異なる電荷依存性を示す。言い換えれば、光子光子コライダーは、新粒子の結合定数 (電荷) を確定する上で、独立な情報を与える事になる。例えば、超対称性理論で予言されるスフェルミオンに対しては、電磁相互作用結合定数のみ異なった共通の断面積が得られるので、スレプトンの質量ユニバーサリティや、高いエネルギースケールの理論から予言されるスレプトンとスクォークの質量関係を確証することが可能である。

又、角運動量についても同様で、 $J = 1$ の電子陽電子コライダーとは異なる角運動量 $J = 0$ や $J \geq 2$ にもアクセスして独立な情報を与える。例えば、超対称性理論ではトップクォークより軽いストップというパートナー粒子の存在が予言されるが、光子光子衝突実験ではこの粒子 2 つの S 波結合状態を作り出すことが可能である。電子陽電子コライダーでは P 波状態しか作り出すことができないのに比べ、より詳細に結合状態「ストッポニウム」の性質を明らかに出来ると期待される。

これらの様に、光子光子コライダーは、新粒子の発見・検証においても独特で重要な働きをする。

直線偏極の利用

既に、上記の幾つかの項目でもビーム偏極の重要性を強調したが、光子ビームの偏極を直線偏極に選ぶ事によって、 CP 不変性の破れの検証等で独特の力を発揮する事ができる。

現在観測されている CP 不変性の破れはクォーク質量に関する小林 - 益川行列の複素性に由来しており、この標準模型での CP 対称性を破る項の大きさは非常に小さい。新しい物理で頻繁に予言される大きな CP 対称性の破れが、様々な新しい観測に掛かる可能性が期待されている。

電子陽電子コライダーでは、電子の非常に小さい質量の為にヘリシティ保存が働き、電子のヘリシティと陽電子のヘリシティが逆でなければ消滅反応しない。よって始状態の CP は偶で CP 不変の破れに感度が無く、従って終状態の複雑な分布を検討しなければならない。これに対して、光子光子衝突ではこの様な制限はなく、任意の方向に自由に偏極を制御して CP 奇の始状態を用意でき、簡単に高精度の CP 対称性の破れの測定が出来る。

例えば、縦偏極光子による $\gamma\gamma \to W^+W^-$ 過程では、比較的単純な解析で CP 対称性を破る異常結合の高精度観測が行える事が知られている [103, 111]。

又、 T 対称性を破るトップクォークの電気双極能率は、やはり縦偏極光子ビームでの $\gamma\gamma \to t\bar{t}$ 過程で、崩壊粒子全ての細かい角度情報を組み合わせる事無く、単純に高精度測定が出来る [110]。

他にも、ヒッグスの CP の測定が縦偏極光子光子衝突実験で出来る事が報告されている [118, 126, 119]。

電子光子コライダー実験

光子光子コライダーと同一マシンで実現できる、電子光子コライダー実験でも、高い発見・検証能力を持つ重要な物理がある事が指摘されている。

例えば、電子光子コライダーでは、入射粒子が非対称である事が効いて、電子陽電子コライダーや光子光子コライダーに比べて、超対称粒子等の新粒子を生成できる運動学的領域が一部広くなる事が指摘されており、理論のパラメータ領域をより広く探索する上で重要である。例えば、電子光子衝突でのセレクトロン生成では、 1 対で生成されるもう一方の超対称粒子は最も軽いニュートラリーノであるため、同じ衝突エネルギーをもつ電子陽電子コライダーや光子光子コライダーに比べて、質量しきい値が十分小さく、より重いセレクトロンの探索が可能となる [117]。

複合模型の場合のレプトン (電子) の励起状態の探索には、電子光子衝突実験は最適である。実際、電子の励起状態が存在しその質量が電子光子衝突エネルギーより小さければ、基本的な電子光子散乱過程で明確な断面積の増加が現われ、その同定は非常に容易である [125]。

1.7.2 ヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定

光子光子衝突におけるヒッグス粒子の探索能力の検討は、これまで $\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$ 過程に着目して、質量領域 $M_W < M_H < 2M_W$ のヒッグス粒子について行なわれてきた。その結果、電子陽電子コライダーやハドロンコライダーに匹敵する発見能力をもっていることが示された [105, 107, 101, 102]。また、光子光子コライダーにおけるヒッグス粒子の二光子崩壊巾 $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ の精密測定は前節で述べたとおり、ループ効果 (図 1.108) を通して加速器のエネルギーでは生成できない重い荷電粒子の情報が得られることが期待される [135, 136, 128]。

例えば、超対称性標準模型 (MSSM) の軽い中性ヒッグス粒子と標準模型 (SM) のヒッグス粒子の二光子崩壊巾の比 $\Gamma(h^0 \to \gamma\gamma;\mathrm{MSSM})/\Gamma(H \to \gamma\gamma;\mathrm{SM})$ は、ヒッグス粒子の質量が 120 GeV のときおよそ 1.2 となる [106]。したがって、ヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定は、素粒子模型の選択の可能性を十分もっていることがわかる。

シミュレーションの方法

ここでは、特に 120 GeV 標準模型ヒッグス粒子を仮定し、シミュレーションプログラムを用いてヒッグス粒子の二光子崩壊巾の測定可能性を調べる。この測定では、ヒッグス粒子の質量のところでルミノシティーが最大になるよ

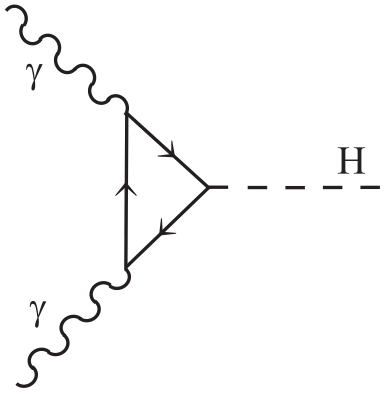

図 1.108: ヒッグス粒子と二光子の結合を表す図。ループの中を質量をもった荷電粒子がまわる。

うに光子光子コライダーのパラメータを調整することと、$b\bar{b}$ クォーク対に多く崩壊することから、終状態の $b\bar{b}$ クォーク対の同定を行うことが重要である。図 1.109に、標準模型ヒッグス粒子の分岐比を示す。

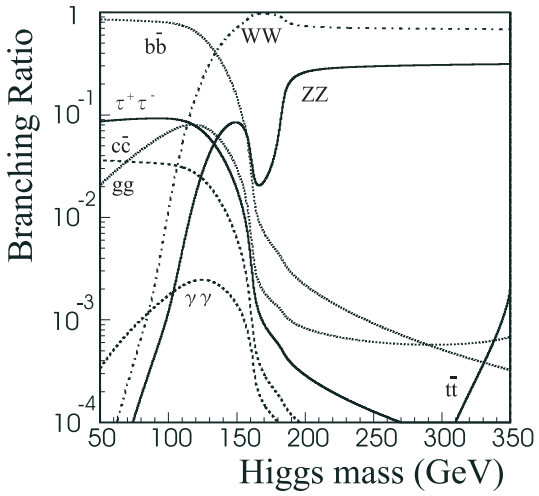

図 1.109: 標準模型ヒッグス粒子の分岐比。ここでトップクォークの質量を 176 GeV と仮定した。

この解析では、P_L、 P_e をそれぞれ、レーザー、電子ビームの偏極度としたとき、$P_L P_e = -1$ として、光子光子コライダーのルミノシティー分布を計算した。図 1.110にその分布を示す。ヒッグス粒子は $J = 0$ の光子衝突で生成されるの対して、バックグラウンド過程である $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ は、$J_z = 2$ で生成されるほうが支配的なので、S/N 比をあげるために $J_z = 0$ のルミノシティーが高エネルギーでピークとなるような偏極の組合わせを選ぶことが重要である。表 1.11に $\sqrt{s_{ee}}$=150 GeV 光子光子コライダーのビームパラメータを示す。この場合、光子光子衝突の最大エネルギー ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$) は約 120 GeV になる。使用後の電子ビームは、3 テスラの磁場を距離 5mm の間にかけて取り除いた。これらのルミノシティ分布は CAIN[108, 109, 127] を用いて計算され、以下に述べる生成事象の断面積計算において光子光子衝突エネルギーと角運動量に対する重みとして用いた。

ヒッグス粒子生成の断面積は Breit-Wigner 近似を用いると、

$$\sigma_{\gamma\gamma\to H\to b\bar{b}} = 8\pi \frac{\Gamma(H\to\gamma\gamma)\Gamma(H\to b\bar{b})}{(s_{\gamma\gamma} - M_H^2)^2 + M_H^2\Gamma_H^2}(1+\lambda_1\lambda_2)、 \tag{1.51}$$

で与えられる。ここで、$\sqrt{s}_{\gamma\gamma}$ は光子光子衝突エネルギー、$\Gamma(H \to b\bar{b})$、Γ_H は、ヒッグス粒子の $b\bar{b}$クォーク対 崩壊巾及び全崩壊巾である。λ_1、λ_2 は、衝突光子のヘリシティーである。この断面積の位相空間での積分と事象の生

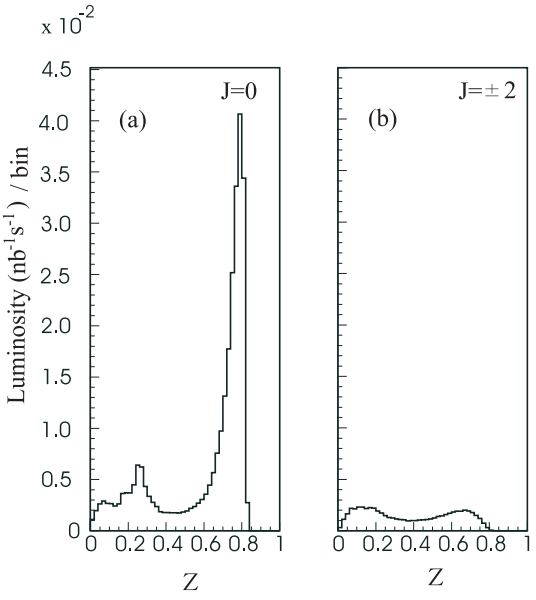

図 1.110: $\sqrt{s}_{ee}$=150 GeV 光子光子コライダーのルミノシティ分布。(a) $J_z = 0$ 成分のルミノシティ分布。(b) $J_z = \pm 2$ 成分のルミノシティ分布。

成には BASES/SPRING[124] というモンテカルロ積分、事象生成プログラムを用いた。質量 120 GeV のヒッグス粒子の分岐比 $Br(H \rightarrow b\bar{b})$、$Br(H \rightarrow c\bar{c})$、$Br(H \rightarrow gg)$ はそれぞれ、ヒッグス粒子崩壊巾計算プログラム、HDECAY[130]、を用いて計算した値、64、2.7、8.3% を用いた。

一方、バックグラウンドである $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ 過程の振幅は HELAS[86] を用いて計算した。位相空間の積分と事象の生成は同上である。最近、$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ 過程に対して高次の QCD 補正の効果を考慮すると深刻なバックグラウンドとなることが報告された [107, 122, 123]。したがって、今回の解析にはこの効果による影響も考慮にいれた。QCD 補正の効果としては、軟グルオン放出、硬グルオン放出、バーチャル補正の効果が断面積の重みとしてはいっている [123]。

光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた断面積を図 1.111に示す。この図から、$\sqrt{s}_{\gamma\gamma}$=120 GeV あたりで QCD 補正の効果を考慮にいれた過程が増加しているのがわかる。今回の解析では、バーテックス検出器による $b\bar{b}$ クォーク対の同定を行なったので、$c\bar{c}$ クォーク対を $b\bar{b}$ クォーク対として誤同定を行なう可能性があるため $c\bar{c}$ クォーク対の生成の計算も行なった。$c\bar{c}$ クォーク対が $b\bar{b}$ に比べて断面積が大きいのは、粒子の電荷による。QCD 補正を考慮することにより、$c\bar{c}$ 事象が $b\bar{b}$ に比べて $\sqrt{s}_{\gamma\gamma} = 120$ GeV で、大きく増加しているのがわかる。

表 1.12にルミノシティ分布の重みをつけた断面積及び事象発生数を示す。ヒッグス粒子からの $b\bar{b}$ クォーク対崩壊は、10 fb^{-1} で 5080 と大きいことがわかる。一方、バックグラウンドとしては、$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}g$ 事象が非常に大きいことがわかる。よって、2 ジェット事象の選別と $b\bar{b}$ クォーク対の同定は、この解析にとって非常に重要である。

生成されたクォーク対は、JETSET7.3[129] を用いてパートンシャワー QCD 補正を含めたハドロン化がおこなわれた。ここでは、$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}g$ のような硬グルオン放出の空間分布はパートンシャワー QCD により補正されている。

測定器シミュレーションにおいては、JLC-I 測定器 [37] を想定した。$b\bar{b}$ クォーク対の同定に際してバーテックス検出器を用いた。バーテックス検出器による衝突パラメータの測定誤差は、

$$\sigma_d^2 = 11.4^2 + (28.8/p\beta)^2/\sin^3\theta \ (\mu\mathrm{m}^2)。 \tag{1.52}$$

で与えた。ここで、p (eV/c) は荷電粒子の運動量、θ は荷電粒子の散乱角である。

解析と結果

$b\bar{b}$ クォーク対事象の選別は、2 ジェット事象の選択及び $b\bar{b}$ クォーク対のバーテックス検出器による同定からなる。まず、マルチハドロン事象を選ぶために、主飛跡検出器においてトラックが 10 以上であることを要求した。次に、

表 1.11: $\sqrt{s_{ee}}$=150 GeV 光子光子コライダーのビームパラメータ

Electron beam parameters			
Number of electrons per bunch	N_e	0.63×10^{10}	
Number of bunches per pulse	m_b	85	
Repetition rate	f_{rep}	150	Hz
Normalized emittance	$\gamma\epsilon_{x,e}$	3.3×10^{-6}	m
	$\gamma\epsilon_{y,e}$	4.8×10^{-8}	m
R.m.s. bunch length	$\sigma_{z,e}$	90	μm
Beta functions at I.P.	$\beta^*_{x,e}$	0.30	mm
	$\beta^*_{y,e}$	10.0	mm
Beam size at I.P. without conversion	$\sigma^*_{x,e}$	82	nm
	$\sigma^*_{y,e}$	57	nm
Beta functions at C.P.	$\beta^{CP}_{x,e}$	0.33	m
	$\beta^{CP}_{y,e}$	20	mm
Beam size at C.P.	$\sigma^{CP}_{x,e}$	2.7	μm
	$\sigma^{CP}_{y,e}$	81	nm
Laser beam parameters			
Wavelength	λ_L	0.297	μm
Photon energy	$\hbar\omega_L$	4.18	eV
R.m.s. pulse length	$\sigma_{z,L}$	300	μm (1ps)
Laser beam size at C.P.	$\sigma^{CP}_{x,L}$	5	μm
	$\sigma^{CP}_{y,L}$	5	μm
Number of laser photons in a pulse	N_L	1.1×10^{19}	
Energy per pulse	$\hbar\omega_L N_L$	7	Joule
Laser peak power (effective rectangular pulse)	P_L	2.0	TW
Maximum electric field (Gaussian peak)	$\mathcal{E}_{L,max}$	2.2×10^{12}	V/m
Nonlinear QED parameter at Gaussian peak	ξ_{peak}	0.20	
γ beam			
Number of photons per electron bunch	N_γ	0.41×10^{10}	
Beam size at I.P.	$\sigma^*_{x,\gamma}$	107	nm
	$\sigma^*_{y,\gamma}$	89	nm
γ-γ luminosity	$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$	3.4×10^{32}	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Distance between C.P. to I.P.	L	1.0	cm

表 1.12: 光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた有効断面積と発生事象数。

	$\sigma_{\lvert\cos\theta\rvert<0.95}$ (pb)	発生事象数 ($10\ \mathrm{fb}^{-1}$)	擬似発生数
シグナル			
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	0.508	5080	10000
バックグラウンド ($\sqrt{s} > 75$ GeV)			
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	0.0210	210	10000
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.0633	633	10000
$\gamma\gamma \to b\bar{b}$	0.502	5020	10000
$\gamma\gamma \to c\bar{c}$	7.19	71900	50000
$\gamma\gamma \to b\bar{b}(g)$	0.727	7270	10000
$\gamma\gamma \to c\bar{c}(g)$	15.1	151000	50000

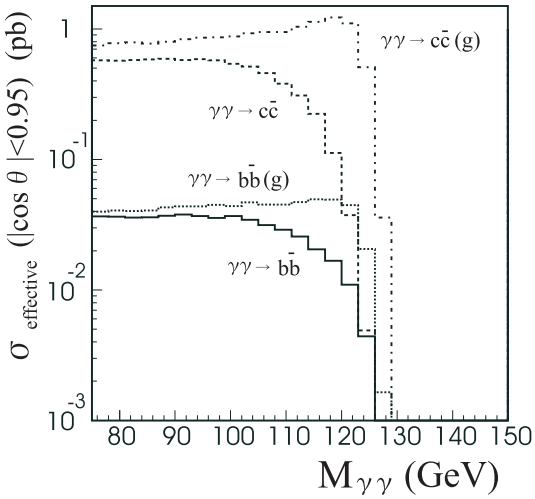

図 1.111: 光子光子コライダーのルミノシティ分布の重みをつけた有効断面積。横軸は光子光子衝突エネルギー。クォークの散乱角を θ とした。ここで、実線は $\gamma\gamma \to b\bar{b}$、破線は $\gamma\gamma \to c\bar{c}$、点線は QCD 補正を含んだ $\gamma\gamma \to b\bar{b}$、破 - 点線は QCD 補正を含んだ $\gamma\gamma \to c\bar{c}$ を示す。

表 1.13: 同定効率と事象数

	同定効率 (%)		事象数	
	$b\bar{b}$ 同定	$c\bar{c}+gg$ 同定	$b\bar{b}$ 同定	$c\bar{c}+gg$ 同定
シグナル				
$H \to b\bar{b}$	59.5	40.5	582	397
バックグラウンド				
$H \to c\bar{c}$	19.7	80.3	7.85	32.0
$H \to gg$	6.17	93.8	1.58	24.1
$\gamma\gamma \to b\bar{b}$	56.5	43.5	185	143
$\gamma\gamma \to c\bar{c}$	13.8	86.2	715	4470
$\gamma\gamma \to b\bar{b}(g)$	60.0	40.0	278	185
$\gamma\gamma \to c\bar{c}(g)$	14.9	85.1	1320	7530

JADE クラスタリング法 [100] を用いてジェットのクラスタリングをおこない、2 ジェット事象のみを選び出した。このとき、ジェットのクラスタリングパラメータ y_{cut} は 0.02 とした。ヒッグス粒子崩壊からの 2 ジェット事象と $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ からのものでは散乱後の空間分布が異なるので、S/N 比をあげるために $|\cos\theta_{jet}| < 0.70$ を満たしていることを要求した。

次に、選別された 2 ジェット事象の中から $b\bar{b}$ ジェット事象を選別した。ここでは、$b\bar{b}$ ジェット事象の同定に際してバーテックス検出器を用いた。d を衝突パラメータとしたとき、$b(\bar{b})$ クォークジェット事象は、$d/\sigma_d > 2.5$ でかつ $d < 1.0\text{mm}$ を満たすトラックが 5 以上であるとした。ここで、$b\bar{b}$ ジェット事象の同定効率は、

$$\varepsilon_{tag} = \frac{\text{同定事象数}}{\text{2ジェット事象数}}、 \tag{1.53}$$

である。表 1.13に同定効率と事象数を示す。$b\bar{b}$ ジェット事象の同定に関して単純なアルゴリズムを用いた。したがって、アルゴリズムの改良によりより高い効率での $b\bar{b}$ ジェット事象の同定が可能である。

次に、S/N 比が高くなるように質量領域を選択した。$\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のバックグラウンドを最低次で計算した場合には、$106 < M_{jj} < 126$ GeV の質量領域を、QCD 補正を含む場合は、$106 < M_{jj} < 130$ GeV を選択した。このとき検出効率は、

$$\varepsilon_{sel} = \frac{\text{検出事象数}}{\text{発生事象数}}、 \tag{1.54}$$

表 1.14: 検出効率と事象数。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみの場合。

	ε_{sel} (%)	事象数 (10 fb^{-1})
シグナル		
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	7.54	383
バックグラウンド		
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	3.23	6.79
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.230	1.46
$\gamma\gamma \to b\bar{b}$	0.540	27.1
$\gamma\gamma \to c\bar{c}$	0.154	111
S/N 比 （最低次の計算）		383 / 146

表 1.15: 検出効率と事象数。バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した。

	ε_{sel} (%)	事象数 (10 fb^{-1})
シグナル		
$\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$	7.48	380
バックグラウンド		
$\gamma\gamma \to H \to c\bar{c}$	3.16	6.65
$\gamma\gamma \to H \to gg$	0.230	1.46
$\gamma\gamma \to b\bar{b}(g)$	0.790	57.4
$\gamma\gamma \to c\bar{c}(g)$	0.260	394
S/N 比 （QCD 補正を含む）		380 / 459

で定義される。表 1.14と 1.15に検出効率を示す。バックグラウンドに対してシグナルの検出効率が高いことがわかる。特に、 $\gamma\gamma \to c\bar{c}, c\bar{c}(g)$ 過程の除去が効率的であることがわかる。

図 1.112は、ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布である。ただし、バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみしか考慮されていない。ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象のピークが、 116 GeV あたりに見られる。 M_H=120 GeV から数 GeV 程度の下方へのずれは、 ν によって失われたエネルギーによる。また、 $\gamma\gamma \to c\bar{c}$ 過程のバックグラウンドが多いことがわかる。

図 1.113は、ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布である。ただし、バックグラウンドとしては、 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した場合である。 QCD 補正によって $\gamma\gamma \to c\bar{c}$ 過程が大きく増加したことがわかる。

検出されたシグナル及びバックグラウンドの事象数を表 1.14と 1.15に示す。この解析方法により、シグナル事象数は $383(106 < M_{jj} < 130$ GeV) であった。 $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ のバックグラウンドを最低次で計算した場合、 S/N 比は $383/146$ であり、従来の同様のバックグランド計算による結果と同じく、高い S/N 比得られている。一方、 QCD 補正まで含めた場合の S/N 比は、 $380/459$ であり 3 倍程度バックグラウンドが増加する。

標準模型ヒッグス粒子の二光子崩壊巾と分岐比の測定誤差を表 1.16に示す。ヒッグス粒子の質量は M_H=120 GeV を仮定し、積分ルミノシティが 10 fb^{-1} の場合である。バックグラウンドを最低次の計算とした場合は、二光子崩壊巾と $b\bar{b}$ クォーク対分岐比の測定誤差が、 6.0% となった。バックグラウンドに QCD 補正まで含めた場合、 7.6% という結果を得た。積分ルミノシティを 20 fb^{-1} とすれば、 S/N 比は $760/918$ で測定誤差は 5.4% となる。この結果は、前述の $\Gamma(h^0 \to \gamma\gamma, \mathrm{MSSM})/\Gamma(H \to \gamma\gamma, \mathrm{SM})$ はヒッグス粒子の質量が 120 GeV のときおよそ 1.2 となるということと考えあわせれば、素粒子模型の選択の可能性を改めてもっていることを指し示すものである。

1.7.3 W 粒子の異常結合の測定

光子光子衝突における W 粒子の生成は、衝突のエネルギーが W の対生成のしきい値より十分高い (200GeV 以上) 場合、その断面積が非常に大きく、かつ、ほぼ一定で約 90 pb である。この値は、その次に生成断面積の大きい

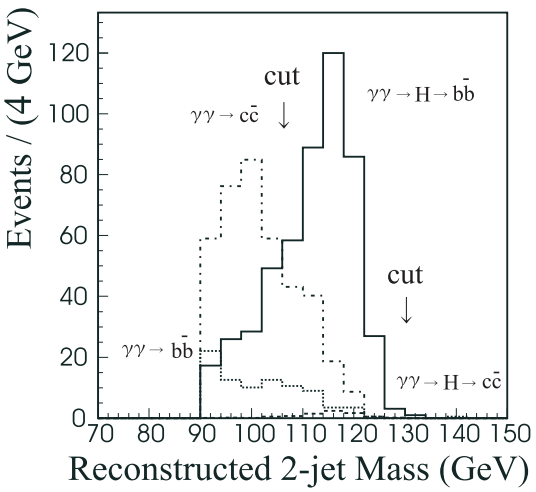

図 1.112: ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布。バックグラウンドとしては、$\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程のみの場合。

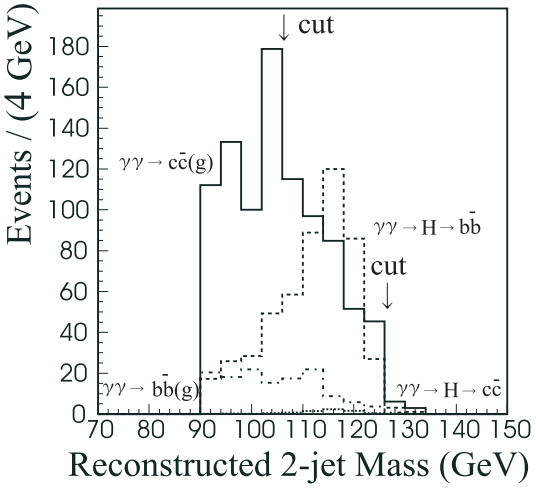

図 1.113: ヒッグス粒子崩壊からの $b\bar{b}$ ジェット事象を再構成したときの質量分布。バックグラウンドとしては、$\gamma\gamma \to q\bar{q}$ 過程の QCD 補正も考慮した。

表 1.16: 標準模型ヒッグス粒子の二光子崩壊巾と分岐比の測定誤差。積分ルミノシティが $10\ \mathrm{fb}^{-1}$ の場合。ヒッグス粒子の質量は M_H=120 GeV を仮定した。

$\triangle X/X$	tree level (%)	QCD correction (%)
$\Gamma(H \to \gamma\gamma) \times Br(H \to b\bar{b})$	6.0	7.6

フェルミ粒子の対生成に比べて、 $1 \sim 2$ 桁ほど大きく、また電子陽電子コライダーのおける W 対生成に比べてもやはり $1 \sim 2$ 桁大きい。このように高エネルギーの光子光子コライダーは、 W 工場の側面をもっており、高い統計による、 W 粒子の性質の精密な測定が期待できる。

W 粒子のゲージ結合常数の精密測定は、 W 粒子が真に標準理論のゲージボゾンであるかどうかを検証するための、非常に重要な項目の一つである。電子陽電子コライダーにおいてもこの精密測定は重要な物理の一つであり、 W 粒子の異常結合に対する研究の可能性が、シミュレーションを用いて正確に見積もられている [75]。光子光子衝突においては、生成断面積が大きいことに加えて、その全断面積が W 粒子の光子に対する異常結合定数 $\Delta\kappa_\gamma$ に敏感であることが指摘されている [112, 101]。その感度は、

$$\delta\Delta\kappa_\gamma \approx \left.\frac{\delta\sigma_{WW}}{\sigma_{WW}}\right|_{J=0}$$

である。即ち、 $\Delta\kappa_\gamma$ を 1% の精度で測定するには、 W 対生成の断面積を 1% の誤差で測定すればよい。

この精度を達成するには、統計的には、 10^4 個の W 対生成事象を蓄積すればよい。前述の電子の重心系エネルギー 0.5 TeV の光子光子コライダーでは、年間約 $10\mathrm{fb}^{-1}$ の全積分ルミノシティが得られると予想されるので、後述するように、ルミノシティのエネルギー分布や、測定効率を考慮しても十分な統計量を得るのは容易である。

ここでは、 CAIN を用いて生成したルミノシティ分布により、 W 粒子やバックグランドとなる、クォーク対の生成を現実的に見積り、測定器の影響をシミュレーションによって考慮することにより、 W 粒子対生成による、 W 粒子の異常結合の、測定可能性を考察した。

測定方法

W 対生成の研究においては、電子の重心系のエネルギーが $0.5\mathrm{TeV}$ の光子光子コライダーを想定した。この加速器のパラメータを表 1.17に示す。電子と光子の偏極は、生成された光子が、その最大エネルギー付近にピークを持つ

表 1.17: W 対解析に用いた電子とレーザービームのパラメーター

Beam energy	$\mathcal{E}_b$	GeV	250
Number of Particles/bunch	N		0.63×10^{10}
Repetition rate	f_{rep}	Hz	150
Number of bunches/pulse	n_b		85
Bunch length	σ_z	μm	90
Bunch sizes (I.P.)	σ_x^*/σ_y^*	nm	45/31
Beta functions (I.P.)	β_x^*/β_y^*	mm	0.3/9.
Geometric emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	10^{-12}m·rad	6.75/0.0981
C.P-I.P distance	d	mm	20
Geomitric luminosity	$\mathrm{L}^{ee}_{geom.}$	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	2.7×10^{33}
Laser parameters			
Wave length	λ_L	μm	1.053
Pulse energy	E_L	J	2.1
Pulse length	σ_z^L	mm	300
r.m.s spot size	σ_r^L	μm	5
Peak power density	P_d	W/m^2	5.33×10^{21}
Maximum ξ parameter	ξ^2		0.21

ように $P_L P_e = -1$ とし、また生成された光子が、 $J_z = 0$ の光子光子状態をつくる様にした。ここで P_L、 P_e はそれぞれ、レーザー、電子ビームの偏極度である。この解析では、コンプトン散乱後の電子は、外部磁場によって相互作用領域から掃き出されていると仮定し、コンプトン散乱の光子のみが作るルミノシティを考慮した。図 1.114に CAIN によるシミュレーションによって得られた、ルミノシティ分布を示す。全ルミノシティは $6.9 \times 10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$、 W 対生成のしきい値から上の部分に対しては、 $3.7 \times 10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ であった。

W 粒子対生成については、光子光子の始状態の角運動量が 0 と 2 の場合各々についてその崩壊まで含んだ完全なヘリシティ振幅を計算した。またこのときに、 CAIN を用いてシミュレーションしたルミノシティ分布に従って、光

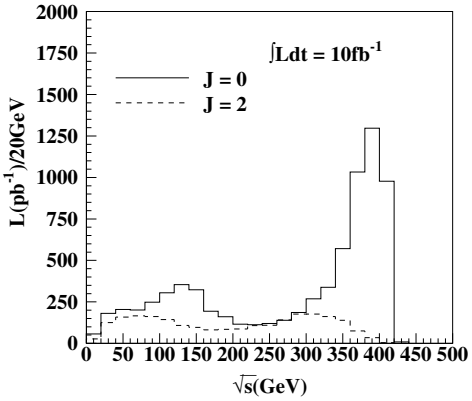

図 1.114: CAIN を用いて計算されたルミノシティ分布、実線は $J_z = 0$、 点線は $J_z = 2$ の成分をしめす。

子光子の重心系のエネルギーと角運動量の重みをつけた振幅を計算した。振幅計算には、 HELAS[86] を用い、位相空間の積分と事象の生成は BASES/SPRING[124] という、モンテカルロ積分、事象生成プログラムを用いた。これによって求めた、 W 粒子対生成のルミノシティ荷重平均断面積は:

$$\widehat{\sigma}_{WW} \equiv \sum_{J_z=0,2} \int \frac{dL^{J_z}_{\gamma\gamma}}{d\sqrt{s}} \sigma^{J_z}_{WW} d\sqrt{s} \approx 50\mathrm{pb}$$

であった。

シミュレーションに際して想定した測定器は、 JLC-I 測定器 [37] である。この解析において主に用いた測定器はカロリメーターであり、その分解能は、電磁カロリメーターで $\sigma_E/E = 20\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus 1\%$、ハドロンカロリメーターで $\sigma_E/E = 40\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus 2\%$ である。

解析と結果

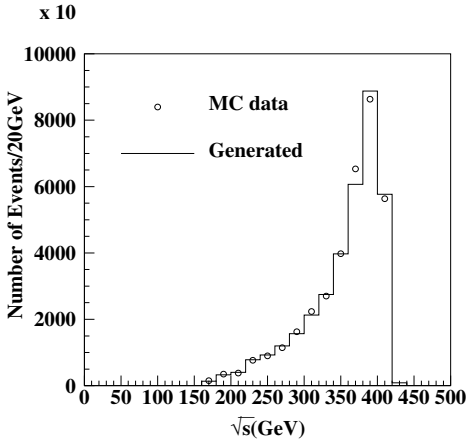

図 1.115: 検出効率を補正したあとの、 W 粒子数と、イベントジェネレーターによって生成した数の比較。ルミノシティの絶対値は、全ルミノシティ $10\mathrm{fb}^{-1}$ に相当している。

W 対事象の選別は、両方の W 粒子がクォーク対に崩壊した、 4 ジェット事象を選ぶことによって行った。

まずマルチハドロン事象を選ぶために、主飛跡検出器においてトラックが 10 以上であることを要求した。次に、 JADE クラスタリング法 [100] を用いてジェットのクラスタリングを行い、 4 ジェット事象のみを選びだした。このときジェットの選別パラメーター $\mathrm{y_{cut}}$ は 0.04 とおいた。以上の選別後、 W 対事象の 28%(ハドロン崩壊モードの 60%) が残った。

この 4 ジェット事象に対し、 χ^2_W を次の用に定義した:

$$\chi^2_W \equiv \frac{(m_{ij} - m_W)^2}{\sigma_m^2} + \frac{(m_{kl} - m_W)^2}{\sigma_m^2}。$$

ここで m_{ij} は i 番目と j 番目のジェットによる不変質量、 m_W は W 粒子の質量、 σ_m は、この測定器による W の質量再構成の分解能であり、シミュレーションによって $5\ \mathrm{GeV}$ と求められている。この χ^2_W を 4 ジェットによる 3 つの組み合わせに対して計算し、これが最も小さくなるジェットの組み合わせが、正しい W 粒子の崩壊からのジェットの組であるとした。

再構成された W 粒子に対して、これらが精度良く測定されているための条件として、対生成事象の両方の W 粒子の質量が、 $65\ \mathrm{GeV}$ 以上 $95\ \mathrm{GeV}$ 以下であること、また W 粒子の飛跡のビーム軸からの角度 θ_W が $|\cos\theta_W| < 0.9$ を満たしていることを要求した。以上の結果最終的に W 対生成事象に対する検出効率は 15% であった。前項で述べたように、ルミノシティを考慮にいれた W 対生成の断面積は $50\ \mathrm{pb}$ であるので、光子光子コライダーの 1 年分のルミノシティ $10\mathrm{fb}^{-1}$ では、約 $75\mathrm{k}$ 事象が得られることになる。

以上によって得られた W 粒子対事象に対し、 WW の不変質量毎に検出効率を補正して、もとの W 対生成事象の発生数に直したものが図 1.115である。検出効率の補正は $20\mathrm{GeV}$ 毎のエネルギービンに対して行った。

補正後の、 W 粒子数と、 W 粒子の異常結合パラメーター λ_γ を含む断面積を用いて以下のように χ^2 を定義した。

$$\chi^2 \equiv \sum_i \left(\frac{N^i - L_0^i\sigma_0^i - L_2^i\sigma_2^i}{\delta N^i} \right)^2 .$$

ここで、 N^i、 L_0^i、 σ_0^i、 L_2^i、 σ_2^i、は i 番目のエネルギービンにおける、 W 対事象の数、 J_z = 0 のルミノシティと断面積、 J_z = 2 のルミノシティと断面積である。また、 δN^i は i 番目のビンにおける W 対事象数の誤差であり、後述するルミノシティの測定誤差 δL_J^i を用いて、

$$\delta N^i = \sqrt{N^i + \left(\frac{dL_0^i}{L_0^i}\sigma_0^i\right)^2 + \left(\frac{dL_2^i}{L_2^i}\sigma_2^i\right)^2}$$

と表わされる。

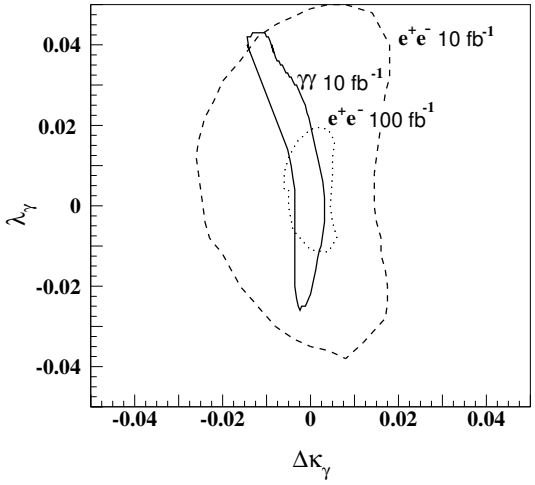

図 1.116: W 粒子の異常結合定数 $\delta\kappa_\gamma$、 λ_γ に対する 90%C.L. の制限の予想。実線はこの解析によるもの、点線は電子陽電子衝突によるもの。

この χ^2 から全積分ルミノシティが $10\mathrm{fb}^{-1}$ の時の異常結合定数に対する制限を $\Delta\kappa_\gamma$、 λ_γ の 2 次元空間において求めた。その結果を図 1.116に示す。図には、比較のため、電子陽電子衝突から得ることができると予想される結果も示している [75]。

これからわかるように、光子光子衝突による W 対生成は $\Delta\kappa_\gamma$ に対してより敏感である。また電子陽電子コライダーに比べて少ないルミノシティでほぼ同様の結果を得ることができる。加えて、文献 [75] による電子陽電子コライダーの解析は、W 粒子の崩壊に関する情報も使って、総合的な解析を行って得た結果であるのに対し、この解析においては、全断面積を用いたのみである。光子光子衝突においても同様な総合的解析を行えば、W 粒子の性質に対してより詳しい情報を得ることができると期待される。

1.7.4 ルミノシティ測定

光子光子コライダーにおいては、衝突する光子のエネルギーと偏極が一定でないため、ルミノシティの重心系エネルギー、ラピディティ分布を、衝突する光子のスピンの組み合わせ、すなわち光子光子始状態のスピン毎に測定しなければならない。ルミノシティの測定に使うことのできる反応に対しては、

- 反応の断面積が大きいこと、
- 検出効率が良く、バックグランドの少ない測定方法があること、

が要求される。

$\gamma\gamma \to e^+e^-$、$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$、は、生成断面積も大きく測定も容易であるため、ルミノシティ測定のための良い過程となりえる。しかしこの過程は始状態の角運動量が 0 の場合、反応のエネルギーが生成される粒子の質量に比べて高い時は、生成断面積がほとんど 0 である。そのため、始状態の角運動量が 0 の場合は、他の方法でルミノシティを測定することが必要である。

$\gamma\gamma \to W^+W^-$ は、重心系のエネルギーが $200\mathrm{GeV}$ 以上においては、生成断面積が非常に大きい (約 $90\mathrm{pb}$) ため、ルミノシティ測定のための非常に良い過程となりえる [137]。しかし、当然のことながら、この場合は、W 粒子を標準模型のものと仮定することを必要条件としなければならず、光子光子コライダーの重要な物理の一つである、W 粒子の異常結合等の研究には使うことができない。

電子対生成を用いた、ルミノシティの測定

電子対生成を用いたルミノシティの測定方法の評価を、電子エネルギー $0.5\ \mathrm{TeV}$ の場合について行った [131]。前述のようにこの過程は $J_z = 2$ の場合のみ感度がある。よって、なんらかの方法で全ルミノシティか、または、$J_z = 0$ のルミノシティを測定しなければならない。ここでは、レーザーと電子の偏極を用いた他の方法を試みた [134]。

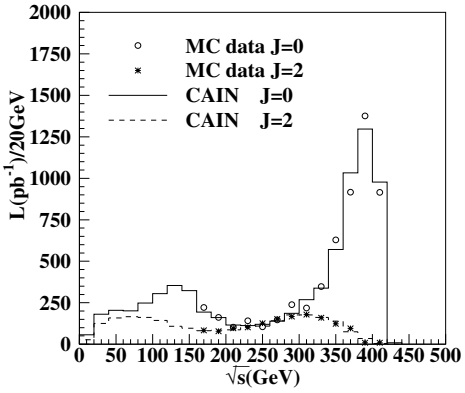

図 1.117: シミュレーションよる測定と生成されたルミノシティの比較。円と米印は測定された $J_z = 0$ と 2 のルミノシティを、実線と点線は生成された $J_z = 0$ と 2 のルミノシティをしめす。ルミノシティの絶対値は、全ルミノシティ $10\mathrm{fb}^{-1}$ に相当している。

いま、電子とレーザーの偏極の選択により、$J_z = 0$ が主なルミノシティ分布が生成されているとする。この時に、一方の電子ビームとレーザーの偏極を同時に変える。すると、電子とレーザーの偏極の積は変化しないので、生

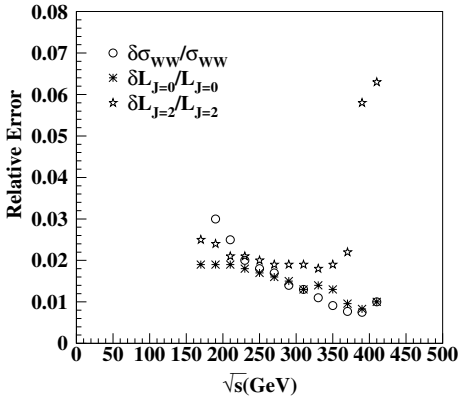

図 1.118: ルミノシティ測定の統計誤差。アスタリスクと星は、電子対生成による測定で、 J_z = 0、 2 のルミノシティに対するもの、丸は W 対生成の全断面積に対する誤差。

成される光子のエネルギー分布（即ち、ルミノシティのエネルギー分布）は変化しないが、生成される光子のヘリシティは反転するので、ルミノシティは $J_z = 2$ が主な分布となる。このヘリシティ反転の前後において、生成光子のエネルギー、偏極分布が全く変化しないと仮定すると、この状態で電子対生成をもちいることによりヘリシティ反転後の $J_z = 2$ のルミノシティ分布を測定することができ、これは即ち、ヘリシティ反転前の $J_z = 0$ のルミノシティ分布と等しい。

図 1.117は、この方法を用いたルミノシティ測定のシミュレーション結果である。全積分ルミノシティは $10\mathrm{fb}^{-1}$ を仮定している。図 1.118には、この方法による測定の統計誤差をエネルギーの関数として示してる。図に示されているように、重心系のエネルギー $200\mathrm{GeV}$ 以上において約 $1 \sim 2\%$ の統計精度が得られている。

この方法によるルミノシティ測定における系統誤差としてまず第一に考えられるのは、電子とレーザーの偏極を変えることによる、生成光子のエネルギー、偏極分布の変化である。これを見積もるのは、現時点では困難であるが、間接的な指標として、現在稼働している SLC における、左偏極と右偏極ビームの差を引用しておく。彼等は、 SLD の稼働中に、左右偏極のルミノシティの違いを測定し、その差、 $O(10^{-4})$ を得ている [98]。光子光子コライダーにおいても、同様な方法によって電子のスピンを変えるので、この方法による系統誤差は十分に小さくすることができると期待できる。

また図 1.118には、前項の解析による W 粒子対生成の全断面積の測定誤差も示している。これは、そのまま、 W 対生成を用いたルミノシティ測定の誤差を示している。

参考文献

[1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264; A. Salam, Proc. 8th Nobel Sympos., Stockholm, ed. by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.

[2] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.

[3] K. Hagiwara, S. Matusmoto, and Y. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3605.

[4] K. Hagiwara, D. Haidt, and S. Matsumoto, *KEK-TH 512* (1997).

[5] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

[6] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 613, *KEK Preprint 92-49*; VENUS collaboration, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 499, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 393; AMY collaboration, *Phys. Lett.* **B218** (1989) 112, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 983.

[7] DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 240; L3 collaboration, *Z. Phys.* **C51** (1991) 179; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B264** (1991) 269.

[8] P. Langacker, Pennsylvania preprint, *UPR-0492T* (1992).

[9] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345; P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.

[10] UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 103, **126B** (1983) 398; UA2 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 476; **129B** (1983) 130.

[11] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 457.

[12] ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 325; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 311.

[13] LEP collaborations, *Phys. Lett.* **B276** (1992) 247.

[14] CDF collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626; D0 collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632;

[15] 平成 5 年度科学研究費補助金（総合研究 A）研究成果報告書、研究課題番号 03302016, 研究代表者 梶川良一。

[16] V.S. Fadin and V.A. Khoze, *JETP Lett.* **46** (1987) 525; M.J. Strassler and M.E. Peskin, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 1500; Y. Sumino, K. Fujii, K. Hagiwara, H. Murayama and C.K. Ng, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 56; H. Murayama and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82; K. Hikasa, S. Ishihara, and Y. Sumino, in preparation; Y. Sumino, Ph.D. Thesis, Univ. of Tokyo Preprint, *UT-655* (1993).

[17] The LEP collaborations EW working group and the SLD heavy flavour group, *CERN-PPE/96-183.*

[18] E. Farhi and L. Susskind, *Phys. Rep.* **74** (1981) 277, およびその中の参考文献参照のこと。

[19] B. Holdom and J. Terning, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 88; M. Golden and L. Randall, *Nucl. Phys.* **B361** (1991) 3; M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 964; W.J. Marciano and J.L. Rosner, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2963; G. Altarelli and R. Barbieri, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 161.

[20] B. Holdom, *Phys. Lett.* **B150** (1985) 301; T. Akiba and T. Yanagida, *Phys. Lett.* **B169** (1986) 432; T. Appelquist, D. Karabali and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 957; *Phys. Rev.* **D35** (1987) 2605; K. Yamawaki, M. Bando and K. Matsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335; *Phys. Lett.* **B178** (1986) 308.

[21] CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 3921.

[22] D.V. Volkov and V.P. Akulov, *Phys. Lett.* **46B** (1973) 109; J. Wess and B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39.

[23] M. Veltman, *Acta Phys. Pol.* **B12** (1981) 437; L. Maiani, *Proc. Summer School of Gil-sur-Yvette* (Paris, 1980) p. 3.

[24] H. Sugawara, talk presented at *the Symposium on the Electroweak Symmetry Breaking and Accelerator Projects*, in 47th Annual Meeting of the Physical Society of Japan, March, 1992.

[25] H. Georgi and S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438.

[26] H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 451.

[27] A.J. Buras, J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B135** (1978) 66.

[28] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D24** (1981) 1681; S. Dimopoulos and H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150; N. Sakai, *Z. Phys.* **C11** (1981) 153.

[29] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 927; L.E. Ibanez and G.G. Ross, *Phys. Lett.* **110B** (1982) 215; K. Inoue, A. Kakuto and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 348; L. Alvarez-Gaumé, J. Polchinski and M.B. Wise, *Nucl. Phys.* **B221** (1983) 495; J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos and K. Tamvakis, *Phys. Lett.* **125B** (1983) 275.

[30] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982) 1889.

[31] Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 54; J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83; H.E. Haber and R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815.

[32] T. Moroi and Y. Okada, Tohoku preprint, *TU-405* (1992).

[33] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi and P. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B158** (1979) 295.

[34] R. Barbieri and G. Giudice, *Nucl. Phys.* **B296** (1988) 75; T. Kon and M. Jimbo, *Proceedings of the First Workshop on Japan Linear Collider, KEK, 1989*, ed. by S. Kawabata, *KEK Report* 90-2 (1990) 280; K. Inoue, M. Kawasaki, M. Yamaguchi, and T. Yanagida, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 328.

[35] K. Hikasa, "JLC Supersymmetry Manual", in preparation.

[36] T. Tsukamoto, *KEK Preprint 92-34* (1992); K. Fujii, *KEK Preprint 92-206* (1993); T. Tsukamoto, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 814; S. Orito, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 230; T. Tsukamoto, K. Fujii, H. Murayama, M. Yamaguchi, and Y. Okada, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3153.

[37] JLC Group, *KEK Report 92-16* (1992).

[38] "Physics at LEP2", edited by G. Altarelli *et al.*, *CERN-96-01.*

[39] P. Janot, *LAL Preprint 91-61* and *92-27*.

[40] K. Kawagoe and S. Orito, *UT-ICEPP 92-06*.

[41] P. Janot in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

[42] K. Kawagoe in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, Wokoloa, Hawaii, 1993 edited by F. Harris *et al.* (World Scientific, Singapole, 1993).

[43] M.D. Hildreth, T.B. Barklow and D.L. Burke, Phys. Rev. **D49** (1994) 3441.

[44] M. Drees, *Int. J. Mod. Phys.* A **4** (1989) 3635; J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, Phys. Rev. **D39** (1989) 844; L. Durand and J.L. Lopez, Phys. Lett. **B217** (1989) 463; J.R. Espinosa and M. Quirós, Phys. Lett. **B279** (1992) 92.

[45] P.Binétruy and C.A. Savoy, Phys. Lett. **B277** (1992) 453; T. Moroi and Y. Okada, Phys. Lett. **B295** (1992) 73; G. Kane, C. Kolda and J. Wells, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2686; W.T.A. ter Veldhuis, Purdue preprint, *PURD-TH-92-11*; J.R. Espinosa and M. Quirós, Phys. Lett. **B302** (1993) 51; U. Ellwanger, Phys. Lett. **B303** (1993) 271; P.N. Pandita, Phys. Lett. **B318** (1993) 271; Z. Phys. **C359** (1993) 575; T. Elliot, S.F. King and P.L. White, Phys. Lett. **B305** (1993) 71; Phys. Rev. **D49** (1994) 4435.

[46] J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, Phys. Lett. **B328** (1994) 67.
また、 S.F. King and P.L. White, Phys. Rev. **D53** (1996) 4049 も参照.

[47] J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996); Phys. Lett. **B391** (1997) 124.

[48] I. Nakamura and K. Kawagoe, in *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996); Phys. Rev. **D54** (1996) 3634.

[49] A. Djouadi, M. Spira and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C70** (1996) 427.

[50] Torbjörn Sjöstrand, *CERN-TH.7112/93 W5053/W5044*.

[51] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu and H. Tanaka, "GRACE manual" *KEK Report 92-19* (1993).

[52] J. Kamoshita, Y. Okada, M. Tanaka and I. Watanabe, *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan 1995 edited by A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996).

[53] A. Djouadi, H.E. Haber and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B375** (1996) 203.

[54] G.J. Gounaris, D. Schildknect and F.M. Renard, *Phys. Lett.* **83B** (1979) 191; errata *ibid.* **89B** (1980) 437; V. Barger, T. Han and R.J.N. Phillips, Phys. Rev. **D38** (1988) 2766; V. Barger and T. Han, *Mod. Phys. Lett.* A **5** (1990) 667; V.A. Ilyin, A.E. Pukhov, Y. Kurihara, Y. Shimizu and T. Kaneko, Phys. Rev. **D54** (1996) 6717.

[55] M. Nojiri, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 6281; M. Nojiri, K. Fujii, and T. Tsukamoto, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 6756.

[56] J. Feng, M. Peskin, H. Murayama, and X. Tata, *Phys.Rev.* **D52** (1995) 1418.

[57] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.

[58] V. Fadin and V. Khoze, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** (1988) 309.

[59] M. Strassler and M. Peskin, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 1500.

[60] S. Komamiya, *Proceedings of the 1990 Summer Study on High Energy Physics*, 1990, Snowmass, edited by E. Berger, World Scientific p459; *ibid. SLAC-PUB-5324* (1991).

[61] K. Fujii, *Proceedings of the Second Workshop on JLC*, 1990, KEK, edited by S. Kawabata, *KEK Proceedings 91-10* (1991) p271; *ibid. KEK Preprint 90-187* (1991).

[62] K. Fujii, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Saariselkä, Finland, September 1991, edited by R. Orava, P. Eerola, and M. Nordberg, World Scientific, p203; *ibid. KEK Preprint 92-6* (1992).

[63] R. Miquel, talk given at *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Saariselkä, Finland, September 1991; *ibid. DESY 92-123A* (1992), p327.

[64] Y. Sumino, K. Fujii, K. Hagiwara, H. Murayama, and C. Ng, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 56.

[65] M. Jeżabek, J. Kühn, and T. Teubner, *Z. Phys.* **C56** (1992) 653.

[66] H. Murayama and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82.

[67] K. Melnikov and O. Yakovlev, *BUDKERINP-93-18*, 1993; V. Fadin, V. Khoze, and A. Martin, Univ. of Durham Preprint, *DTP-93-18*, 1993; *DTP-93-64* (1993).

[68] Y. Sumino, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Waikoloa, Hawaii, April 1993, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, S. Pakvasa, and X. Tata, World Scientific, p439; *ibid.* Univ. of Tokyo Preprint, *UT-651* (1993).

[69] Y. Sumino, Ph.D. Thesis, Univ. of Tokyo Preprint, *UT-655* (1993).

[70] K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82.

[71] http://www-jlc.kek.jp/subg/top/index-j.html

[72] M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 381.

[73] K. Abe, et.al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1995) 25. K. Hagiwara, *KEK-TH-461* (1995).

[74] K. Hikasa, M. Tanabashi and A. Miyamoto *in preparation.*

[75] A. Miyamoto, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume I*, ed. F.A. Harris *et al.* (World Scientific, Singapore, 1993), p.141 ; A. Miyamoto, *KEK-Preprint 93-116* (1993).

[76] T. Appelquist and G.-H. Wu, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3235.

[77] S. Dawson and G. Valencia, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 2188.

[78] M. Tanabashi, A. Miyamoto and K. Hikasa, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume II*, ed. A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996), p.493.

[79] A. Miyamoto, in the proceedings of the *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders - Volume II*, ed. A. Miyamoto *et al.* (World Scientific, Singapore, 1996), p.654.

[80] A. Dobado, *et al*, *Phys. Lett.* **B352** (1995) 400.

[81] V. Barger, K. Cheung, B. Kniehl, R.J.N. Phillips, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 3725.

[82] Y. Kurihara and R. Najima, *Phys. Lett.* **B301** (1993) 292.

[83] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, and H. Tanaka, *KEK Report* 92-19 (1993).

[84] K. Hikasa, K. Igi, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3055.

[85] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama, and Z. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 544.

[86] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *KEK Report 91-11* (1992).

[87] Y. Kurihara, *in Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, P. Pakvasa, X. Tata (World Scientific, 1993), vol.II, p.880.

[88] Y. Kurihara, R. Najima, *KEK Preprint 93-90* (1993).

[89] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith, and J. D. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2351; T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata, and M. Yoshioka, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3291; T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, and M. Tsubata, *Phys. Lett.* **A158** (1991) 345.

[90] 最新の結果については(BE.Torrence, *SLAC-PUB-7307*, 1996, を参考にせよ。

[91] K. Flöttmann, *DESY 95-064*, 1995.

[92] T.Tsukamoto, Y.Kurihara, *Phys. Lett.* **B389** (1996) 162-168.

[93] T. Omori, *Proceedings of the Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, Waikoloa, Hawaii, April 26-30 (1993) 791 (World Scientific, Singapore, 1993).

[94] T. Omori, Y. Kurihara, Y. Sugimoto, *Proceedings of 2dn JLC workshop*, KEK, Nov. 6-8, (1990).

[95] M. Dubinin, Y. Kurihara, hep-ph/9603319 (1996).

[96] K. Fujii, T. Omori, *KEK-Preprint 95-127* (1995).

[97] K. Abe, et.al., *Phys. Rev.* **D30** (1984) 1.

[98] K. Abe, et.al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1995) 25.

[99] T. Asaka, Y. Shobuda, Y. Sumino, N. Maekawa and T. Moroi, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 470.

[100] W. Bartel, et.al., *Z. Phys* **C33** (1986) 23.

[101] M. Baillargeon, G. Bélanger, F. Boudjema, *ENSLAPP-A-473/94* (1994).

[102] M. Baillargeon, G. Bélanger, and F. Boudjema, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 4712.

[103] G. Bélanger and G. Couture, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 5720.

[104] *Proc. of Workshop on Gamma-Gamma Colliders*, Berkeley, CA, USA, 1994 published in *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995).

[105] D.L. Borden, D.A. Bauer, and D.O. Caldwell, *SLAC-PUB-5715* (1992).

[106] D.L. Borden, D.A. Bauer, and D.O. Caldwell, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4018.

[107] D.L. Borden, V.A. Khoze, W.J. Stirling, and J. Ohnemus, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 4499.

[108] P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W. Weidemann, K. Yokoya, *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 107.

[109] P. Chen, T. Ohgaki, A. Spitkovsky, T. Takahashi, K. Yokoya, in preparation.

[110] S.Y. Choi and K. Hagiwara, *Phys. Lett.* **B359** (1995) 369.

[111] S.Y. Choi, K. Hagiwara and M.S. Baek, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 6703.

[112] S. Y. Choi and F. Schremmpp, *Phys. Lett* **B272** (1991) 149.

[113] *JLC Design Reprot* in preparation.

[114] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Pizma ZhETF* **34** (1981) 514; *JETP Lett.* **34** (1982) 491; *Prep. INP* 81-50, Novosibirsk.

[115] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth.* **205** (1983) 47; *Prep. INP* 81-92, Novosibirsk.

[116] I. Ginzburg, G. Kotkin, V. Serbo, V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth.* **219** (1984) 5.

[117] A. Goto and T. Kon, *Europhys. Lett.* **19** (1992) 575: T. Kon and A. Goto, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 324.

[118] B. Grazadkowski and J.F. Gunion, *Phys. Lett.* **B291** (1992) 361.

[119] J.F. Gunion and J.G. Kelly, *Phys. Lett.* **B333** (1994) 110.

[120] R. Hollebeek, *Nucl. Instr. Meth.* **184** (1981) 333.

[121] *Proc. of INS Workshop 'Physics of* e^+e^-*,* $e^-\gamma$ *, and* $\gamma\gamma$ *collisions at Linear Accelerators'* Tokyo, Japan, 1994 published in *INS-J-181* (1995).

[122] G. Jikia and A. Tkabladze, *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 81.

[123] G. Jikia and A. Tkabladze, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 2030.

[124] S. Kawabata, *Comp. Phys. Comm.* **41** (1986) 127.

[125] T. Kon, I. Ito and Y. Chikashige, *Phys. Lett.* **B287** (1992) 277.

[126] M. Krämer, J. Kühn, M.L. Stong and P.M. Zerwas, *Z. Phys.* **C64** (1994) 21.

[127] T. Ohgaki and T. Takahashi, *Nucl. Instr. Meth.* **A373** (1996) 185.

[128] T. Ohgaki, T. Takahashi and I. Watanabe, in preparation.

[129] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

[130] M. Spira, *5th International Workshop on New Computing Techniques in Physics Research: Software Engineering, Neural Nets, Genetic Algorithms, Expert Systems, Symbolic Algebra, Automatic Calculations (AIHENP 96)*, Lausanne, Switzerland, 2-6 Sep 1996.

[131] T. Takahashi, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 681.

[132] T. Tauchi, K. Yokoya and P. Chen, *Part. Acc.* **41** (1993) 29.

[133] V. Telnov, *Nucl. Instr. Meth* **A294** (1990) 72.

[134] V. Telnov, *Proc. of Workshop on Gamma-Gamma Colliders*, Berkeley, CA, USA, 1994 published in *Nucl. Instr. Meth.* **A355** (1995) 3.

[135] I. Watanabe, in *Proc. of INS Workshop on the Physics of e^+e^-, $e^-\gamma$ and $\gamma\gamma$ Collisions at Linear Accelerators*, Tokyo, 1994.

[136] I. Watanabe, in *Proc. of Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka-Appi, Iwate, Japan, Sep. 8–12, 1995, eds. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui and S. Iwata, World Scientific (1996), pp. 689.

[137] Y. Yasui, I. Watanabe, J. Kodaira, and I. Endo, *Nucl. Instr. Meth.* **A335** (1993) 385.

[138] E. Yehudai, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3434.

[139] *Zeroth-Order Design Report for the Next Linear Colliders SLAC-474* (1996).