

杉本 様

中性ヒッグズ ボソン 探索

のための イベント シミュレーション

(修士論文)

紙谷 琢哉

目次

○ 要約

○ 第1章 概説

○ 第2章 ヒッグズボソンの現象論

2.1 ヒッグズボソンの性質

2.2 ヒッグズボソンの生成

2.3 ヒッグズボソン探索の現状

○ 第3章 バックグラウンド・イベント

3.1 コンティニウム・イベントの断面積

3.2 タウ・ペア イベントの断面積

3.3 レジナンスイベント及びヒッグズイベント
の断面積

3.3.1 トポニウム の生成断面積

3.3.2 トポニウム の崩壊分岐比

3.4 イベント数値の言評価

○ 第4章 イベント・シミュレーション

4.1 イベント・ジェネレーション

4.2 デテクター・シミュレーション

。第 5 章 イベント・リコストラクション

5.1 γ, e^\pm のエネルギーの決定

5.2 荷電粒子の運動量の決定

。第 6 章 イベント・セレクション

6.1 イベント・トリガー

6.2 イベント・リダクション

6.3 トロニック・イベント・セレクション

。第 7 章 解析

7.1 ガンマ・エネルギー・スペクトル

7.2 高エネルギー領域のバックグラウンドの低減 (I)

7.3 低エネルギー領域のバックグラウンドの低減

7.4 高エネルギー領域のバックグラウンドの低減 (II)

7.5 ヒッグズ・ピークの有意性

7.6 ヒッグズ・ボソンの探索可能領域

。結論

。参考文献

要約

高エネルギー研究所で行われる TRISTAN 実験において VENUS 検出器による中性ヒッグズ・ボソンの探索の可能性について イベント・シミュレーションを行なうことにより調べた。

結果として 質量 60 GeV のトポニウム の存在を仮定し 78 pb^{-1} の積算ルミノシティ 相当のデータ量があれば、質量 51.4 GeV までのヒッグズ・ボソンの探索が可能であることがわかった。

第 1 章 概 説

1984年 CERN (ヨーロッパ原子核研究機関) の UA1 と UA2 というグループの実験によって弱い相互作用を媒介する中間ベクトルボソン (W^{\pm}, Z^0) が発見された。これによって弱い相互作用と電磁相互作用を統一的に記述するワインバーグ・サラム理論の正しさが実証された。(ref 1-1)

現在、強い相互作用を記述するのに最も成功している Q.C.D. (量子色力学) とこのワインバーグ・サラム理論を合せることにより "標準理論" というものが作られた。クォークとレプトンとその間に働く強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用はこの理論で記述できるとされている。

しかし標準理論がその存在を予言しているにもかかわらず、いまだに発見されていない粒子がいくつかある。それはトップクォーク(ボトムクォークと対をなすクォーク)、ヒッグズボソン、第4世代(がもしあれば)のクォーク・レプトンである。これらの粒子を探索するには、現在調べられているエネルギー領域よりも、もっと高いエネルギーを目指さなければならぬ。

現在電子陽電子衝突型実験で到達している最高エネルギーは DESY (ドイツ電子シンクロトロン研究所) の PETRA という加速器による。重心系エネルギー = 46.8 (GeV; ギガ電子ボルト) である。

K.E.K. (高エネルギー物理学研究所) では電子陽電子衝突型加速器の TRISTAN が建設中である。これが完成すれば、30 GeV の電子と 30 GeV の陽電子の衝突により 60 GeV の重心系エネルギーが得られる予定で PETRA よりも高いエネルギー領域を調べることが可能になる。電子のビームと陽電子のビームは4つの交差点で衝突させられ、各々に検出器 (VENUS, TOPAZ

AMY, SHIP)が設置され実験が行われる。

我々は VENUS 検出器のグループに参加して実験する予定
がある。

VENUS 検出器の特徴は汎用性をもたせるために、なるべく
広い立体角を測定器で おおって 発生した粒子のうち、できるだけ
多くの粒子を検出できるようにしあり。しかも γ や e^{\pm} に対する良いエ
ネルギー分解能を 荷電粒子に対して良い運動量分解能をもっているとい
うことである。

VENUS 検出器には

- ・ イベント・トリガー (第6章で詳説する) のための インター・トリガー
チェンバー
- ・ 荷電粒子の運動量を 決めるための センタル・ドリフト・チェンバー
- ・ 粒子の速度を測って 粒子識別をするための TOF カウンター
- ・ γ や e^{\pm} のエネルギーを測定するための ドレル鉛ガラスカロリメーター
- ・ 鉛ガラスカロリメーターに入る粒子の 入射位置を決定するための ドレル
ストリーマー・チェンバー
- ・ 前方や後方に出た γ や e^{\pm} のエネルギーを測定するための エボキャップ
液体アルゴンカロリメーター
- ・ ミューオンの識別、運動量測定のための ミューオン・チェンバー
- ・ e^{+} と e^{-} のビームの ルミネシティーを測定するための ルミネシティー・カウン
ターなどの測定器が 組み込まれる。

我々は TRISTAN 実験で 研究すべき 物理のテーマとして以下の
ものを 考へている。(ref 1-2)

(i) 標準理論の検証

- R値の測定によるワインバーグ角の測定
- ミューオン対生成反応における前後方非対称性の測定
- ジェット・イベントの解析による強い相互作用の結合定数の測定 など

(ii) 標準理論の予言する未発見粒子の探索

- トップ・クォーク探し
- 中性ヒッグズボソン探し
- 第4世代 (ガモルバ) のレプトン・クォーク探し など

(iii) 標準理論で説明のできない新現象

- 超対称性理論の予言するSUSY粒子の探索
- クォーク・レプトンの内部構造
- 荷電ヒッグズボソン探し など

どの物理を研究するにしても実際に実験のデータが出てくるまでにシミュレーションを行なって、どのような結果を得ると予想されるかについてあらかじめ知っておくことは、解析を行なう際に非常に有益である。

また検出器の性能 (例えばエネルギー分解能) が解析結果にどのように影響するかがわかれば、検出器の改良を行なうのに役立つ。

これらの理由から、イベント・シミュレーションを行なうことは、非常に重要である。

この論文では、中性ヒッグズボソンの探索をテーマとして、モンテカルロシミュレーションによるデータを解析することによりヒッグズボソンの検出可能性について調べた。

以下第2章ではヒッグズボソンの性質とその生成のメカニズムとして、どのようなイベントとして現れるかについて述べ、第3章ではヒッグズイベントのバックグラウンドとなるイベントについて検討し、それぞれの断面積を計算し、イベント数の比を求めた。

そして第4章から第6章までには、解析に用いられるシミュレーションによるデータのざきプロセスについて述べた。すなわち第4章にはいかにして検出器からのデータと同じ形の擬似データを作るかについて述べ、第5章には、そのデータから各粒子のエネルギーや運動量を求め元のイベントを再構成する方法について、第6章では解析に用いるのには不適当なイベントをカットするためのセレクションについて述べた。

最後に第7章では、データを解析して得た結果について述べた。

第 2 章 ヒッグズ ボソンの現象論

弱い相互作用を媒介するベクトルボソン (W^\pm, Z^0) の存在が実験的に検証されたことにより、電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述するワインバーグ・サラム理論は一般に認められるようになった。

ワインバーグ・サラム理論は Q.E.D. (量子電磁力学) や Q.C.D. (量子色力学) と同じく、ゲージ不変性をもつ理論である。一般に理論がゲージ不変性をもっている場合には、その理論が記述する相互作用を媒介する粒子は質量 = 0 でなければならぬ。ところが弱い相互作用の短い到達距離は、媒介粒子が大きな質量を持つと考えるならば説明がつかない。そこでゲージ不変性を保ったまま媒介粒子に質量をもたせるためにワインバーグ・サラム理論では「自発的対称性の破れ」という考え方をヒッグズ機構というものを導入した。(ref 2-1)

すなわち、ヒッグズ場というものを導入することによって、ある系を記述するラグランジアンは完全に対称 (= ゲージ不変) であるがその基底状態 (この系の真空状態) は 0 でない有限な期待値をもち対称でない [これを対称性の自発的破れという] ようにすることができ、このような系では自由度の数と同じだけ質量 = 0 のスカラー粒子が現れる。これをゴールドストーン・ボソンと呼ぶ。ワインバーグ・サラム理論では、電磁相互作用の自由度 1 (A_μ) と弱い相互作用の自由度 3 (W_μ^\pm, Z_μ^0) に対応して 4 つのゴールドストーンボソンが現れる。このうち 3 つがゲージ粒子 (W^\pm, Z^0, W) の縦偏極の自由度として吸収され、この 3 つのゲージ粒子は質量をもつ。[これをヒッグズ機構という] 残りのゲージ粒子 (γ) は質量 = 0 のまま残り 4 つ目のゴールドストーンボソンは消えず、質量をもったスカラー粒子となる。これをヒッグズボソンという。

ワインバーグ・サラム理論が正しければヒッグズボソンは存在するはずであり、これを実験的に発見することができればワインバーグ・サラム理論の正しさを裏づけることができる。

またワインバーグ・サラム理論では 2重項のヒッグズ場を1つだけ (=4つのゴールドストーンボソン) 導入したが、複数個のヒッグズ場を導入しても同じようにゲージ粒子に質量をもたせることができる。例えばヒッグズ場を2つ導入すると5つのヒッグズボソンがあらわれ、うち2つが電荷をもった荷電ヒッグズボソンになる。こうして中性の或いは電荷をもつヒッグズボソンの存在を検証すれば、どの理論が正しいのかを決定することができる。(ref 2-2)

この論文では中性のヒッグズボソンの探索に話をし、荷電ヒッグズボソンの探索についてはふれないこととする。

以下の節では、まずヒッグズボソンの一般的性質を示し、どのようなプロセスでヒッグズボソンが生成されるかについて述べた後、どのプロセスを目標としてヒッグズボソンを探索するのが最も有望であるかについて検討する。

2.1 ヒッグズ・ボソンの性質 (ref 2-3)

我々の考える ヒッグズ・ボソンは以下に述べるような性質をもつ。

- ヒッグズ・ボソンは スピン をもたない。すなわち スカラー粒子 である。

- ヒッグズ・ボソンは 中性粒子 であって、電荷 を持たない。

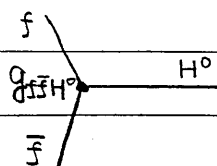
- ヒッグズ・ボソンは 有限値の質量 をもつが、その値はわからない。

ヒッグズ場を1つだけ考える場合 (これをミニマル・モデルと呼ぶ) には理論的にその質量は $0 (7\text{GeV}/c^2)$ から $0 (1\text{TeV}/c^2)$ の間であるという制限がつくが、複数のヒッグズ場を想定している理論ではこのような制限されず、その値は予測できない。

- ヒッグズ・ボソンと他の粒子とのカップリングはその質量に依存し、フェルミオンとはその質量の1乗、ボソンとはその質量の2乗に比例してカップルする。言い換れば相手の方が重い粒子であるほどカップリングは大きくなる。

Fig 2.1.1

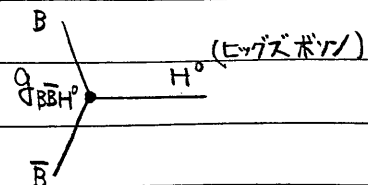
フェルミオン



$$g_{f\bar{f}H^0} = \frac{m_f}{v}$$

Fig 2.1.2

ボソン



$$g_{B\bar{B}H^0} = \frac{2m_B^2}{v}$$

(m_f, m_B はそれぞれフェルミオン・ボソンの質量)
 (v はヒッグズ場の真空期待値)

• ヒッグズ ボソン は $2M_f < M_{H^0}$ を満たすうちで最も重い
フェルミオンの 対に 主に 崩壊する。但し $M_{H^0} < 2M_W$ とする。

(ここで M_f, M_{H^0}, M_W は それぞれ フェルミオン、ヒッグズボソン
荷電ウィークボソンの 質量を表ぬす)

ヒッグズ ボソンの 質量が ボトムクォークの 質量の 2倍よりは 重く
トップクォークの 質量の 2倍よりは 軽い 場合の 崩壊分岐比を
表 2.1 に 示した。 この 場合 ヒッグズ ボソンの 約 8割
は ボトムクォークの 対に 崩壊する。

崩壊生成物	崩壊分岐比 (%)
ボトムクォーク対 ($b\bar{b}$)	82
タウレプトン対 ($\tau^+\tau^-$)	9
チャームクォーク対 ($c\bar{c}$)	8
ストレンジクォーク対 ($s\bar{s}$)	1

表 2.1 ヒッグズボソンの崩壊分岐比

・ヒッグズボソンの崩壊幅は、ヒッグズボソンが崩壊することのできるフェルミオン対の数によって決まる。すなわち崩壊幅 Γ_{tot} は

$$\Gamma_{\text{tot}} = M_{H^0} \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} \sum_{N_f} N_c m_f^2 \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_{H^0}^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

... (2-1)式

で表される。

ここで M_H は ヒッグズボソンの質量

m_f は フェルミオンの質量

N_f は $2m_f < M_{H^0}$ を満たすフェルミオンの数

N_c は カラー因子で クォークに対して $N_c=3$

レプトンに対して $N_c=1$ となる

G_F は フェルミの結合定数 である。

ここでやはり、ヒッグズボソンの質量が ボトムクォークの2倍よりは重く
トップクォークの2倍よりは軽い場合で 例えばヒッグズボソンの質量
を $40 \text{ (GeV/c}^2\text{)}$ と仮定すると Γ_{tot} は数 MeV の程度となり
非常に狭い共鳴状態と考えるよい。

これらの性質から ヒッグズボソンは重いクォークの対として観測される
そのエネルギー幅は非常に狭いであろう ということが結論される。

2.2 ヒッグズボソンの生成 (ref 2-3)

我々は電子陽電子衝突実験を行なってヒッグズボソンの探索を行なうのであるから、電子陽電子対消滅による反応でヒッグズボソンを生成するいくつかのプロセスを検討して、どれが最も有望であるかを調べることにする。以下3種のプロセスについて検討を加える。

① まず Fig 2-2-1 のような電子陽電子

対消滅で直接ヒッグズボソンが生成されるプロセスについて考える。

このプロセスは電子又は陽電子の質量が非常に小さいのでヒッグズボソンとのカップリングが非常に小さい

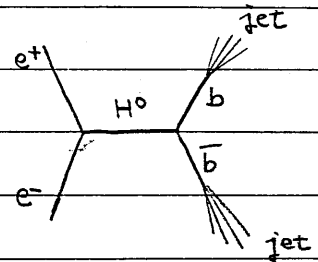


Fig 2-2-1

上にイベントとしては単なるクォーク対の生成による2ジェットに見え、電子陽電子の対消滅で仮想的な γ または Z^0 を経由してクォーク対を作る Fig 2-2-2 のようなイベント

(コンティニューム・イベントと呼ぶ) と区別がつかない。そこでヒッグズボソンの存在を知るには R 値 (ハドロニックなイベントとミュオン対生成イベントの断面積の比

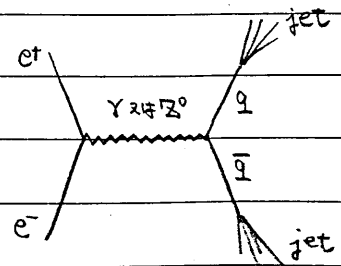


Fig 2-2-2

$$R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$$

がヒッグズボソン生成の寄与の分だけ増加

するのを測定するしかないがその増加分は非常に小さい。

例えばヒッグズボソンの質量がボトムクォークの2倍より重くトップクォークの2倍より軽いとした場合 R 値の増加分 ΔR は 2×10^{-4} の程度であるのに対して R 値の測定誤差は、一番精度の良い MAC Collaboration のデータ (ref 2-4) でも 9.2×10^{-2} であること

を考えると事実上測定不可能である。

② 次に Fig 2-2-3 のように電子陽電子対消滅で重いクォークオニウム (クォークと反クォークの束縛状態) が生成され、それがヒッグズボソンと光子に崩壊するプロセス

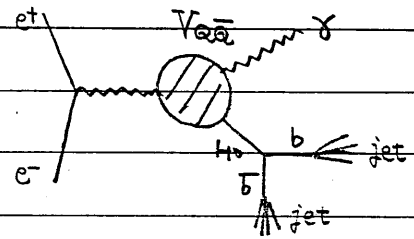


Fig 2-2-3

(Wilczek mechanism と呼ばれる)

について検討する。

イベントとしては 1つの光子 + 2つのジェットに見え特徴的である上にこの光子はクォークオニウムもヒッグズボソンも非常に狭いエネルギー幅をもっているために、エネルギーがほぼ一定になる。またクォークオニウムからの崩壊分岐比も (ヒッグズボソンの質量にもよるが) 数% 程度あり

[トポニウムが $60 \text{ GeV}/c^2$ にあると仮定した場合の崩壊分岐比の値が第3章で示される。]

断面積は十分大きいのでヒッグズボソンの生成を同定することが可能であると思われる。

TRISTAN のエネルギー領域にトポニウムが発見されればこのプロセスによるヒッグズボソンの探索が可能になる。

③ 最後に Fig 2-2-4 のように電子陽電子対消滅で Z^0 が生成されそれが仮想 Z^0 を通じたレプトン対とヒッグズボソンに崩壊するというプロセスについて考える。

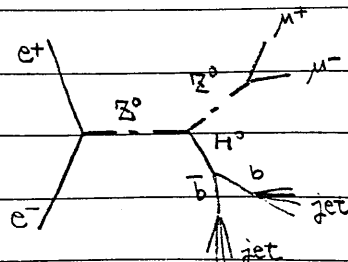


Fig 2-2-4

このプロセスはレプトン対 + 2つのジェットという非常に特徴的なイベントとなる。また電子陽電子の衝突エネルギーがZの共鳴のところまで上げれば断面積も非常に大きくなるのでヒッグスボソンの探索には最適である。

しかしながら、TRISTAN エネルギー領域ではZの生成が仮想的に行なわれるために断面積が非常に小さくなくなり、困難となる。

結論としては、TRISTAN エネルギー領域では、まずトポニウムを探索し、これが発見されればヒッグズボソン探しをすることが可能になると言える。

2.3 ヒッグズボソン探索の現状

ここで現在まで ヒッグズボソン探索による質量の下限について述べる。

ヒッグズボソンは 2.2の②で述べたように重いクォークオニウム
崩壊で一定エネルギーをもつ光子とともに生成される。現在発見され
ているクォークオニウムの内では最も重い Υ (ウプシロン) [ボトムクォークとその反粒子
からなる束縛状態] が $\Upsilon \rightarrow \gamma + H^0$ という崩壊について調べられて
いる。最新のデータは CUSB グループが出したもので (ref 2-5)
Fig 2-3-1 にあるように $\Upsilon \rightarrow \gamma + H^0$ というモードへの崩壊分岐比で
実験から決めた上限値より理論値の方が大きくなるような質量の
ヒッグズボソンはないはずということから、4.2 GeV/c² 以下の質量には
ない。すなわち。

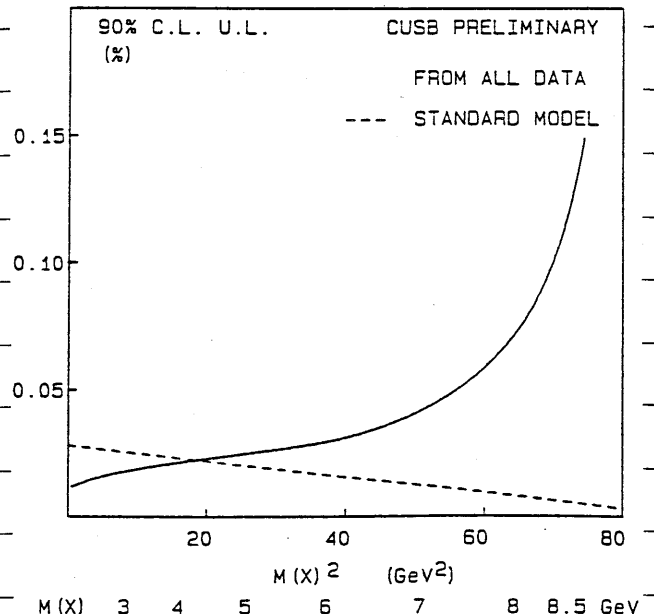
ヒッグズボソンの質量 M_{H^0} は 90% の信頼度で

$$M_{H^0} > 4.2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}$$

と結論している。

Fig 2-3-1

$\Upsilon \rightarrow \gamma + H^0$ 崩壊
の上限 (90% 信頼
性)



第3章 バックグラウンド・イベント

我々が捕まえようとしている ヒッグズ・イベントが 光子+2つのジェット
 という形の イベントに なることは 第2章で述べた。それは、同じく
 光子(γ) + 2 ジェット という イベントを作るような他のプロセスはバック
 グラウンドとなる可能性があるということも意味している。

今回の解析では、以下に述べる 3種類のプロセスをバック
 グラウンド・イベントとして考慮した。

① まず考慮しなければならないのは、
 電子陽電子対消滅で仮想的
 γ また Z^0 が出来て、それからクォーク
 対が生成されるというハドロニックな
 プロセスである。

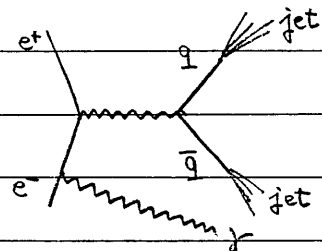


Fig 3-0-1

これがバックグラウンドに なるの
 は、Fig 3-0-1 のように 始状態の 電子 また 陽電子から 光子が放出され
 (これを 仁シアル・ラディエーションと呼ぶ)、この光子も 測定器に 捕えられた
 場合には γ + (クォーク対からの) 2 ジェット の イベントに なるから
 である。

また 仁シアル・ラディエーションが
 出ない場合でも Fig 3-0-2 の
 ように、ジェットから 離れて 高いエネ
 ルギーの π^0 が 出たような場合には、

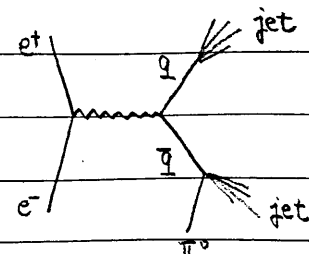


Fig 3-0-2

π^0 からの 2つの γ が 分離されずに
 1つの γ として とらえられると、 γ +
 2 ジェットの イベントの おに 見れるので、これもバックグラウンドに なる
 可能性がある。

② 次に考慮すべきなのは電子陽電子対消滅で仮想的な γ または Z^0 ができ、それからタウレプトン対が生成されるというプロセスであり、これを $\tau^+\tau^-$ イベントと呼ぶ。

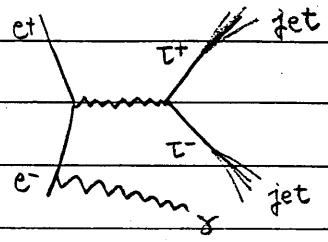


Fig 3-0-3

これも Fig 3-0-3 のようにイニシャルラダイエーションが出て、 τ^+ と τ^- がどちらもハドロニックに崩壊した場合には $\gamma + 2$ ジェット というイベントになり、バックグラウンドになる。

③ もう一つ考慮しなければならないのはヒッグズイベントと同様にトポニウム ($V_{\tau\tau}$) を経由して生成されるハドロニックプロセスであり、3つのグルーオンへの崩壊と2つのグルーオン+1つの光子への崩壊を考える。これらをレゾナンスイベントと呼ぶ。

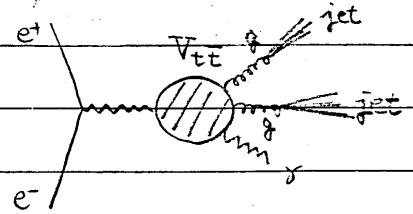


Fig 3-0-4

まず $\gamma + 2$ グルーオン崩壊については、グルーオンがそれぞれジェットになるから Fig 3-0-4 のように $\gamma + 2$ ジェット イベントになるのはすぐわかる。

それから3グルーオン崩壊については、

Fig 3-0-5 に示したようにジェットが分離して高いエネルギーの π^0 が出て、1つの γ に見えながらも3つのジェットが分離されずに、2つが重なって、2ジェットと見なされてしまうと

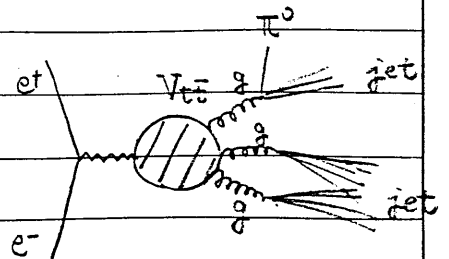


Fig 3-0-5

$\gamma + 2$ ジェット イベントに見え、バックグラウンドになる可能性がある。

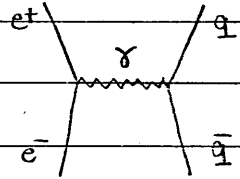
この章では上に述べた3種類のバックグラウンドと見分け
べきシグナルであるヒッグズ・イベントについて、その断面積を求め、ある
値のルミノシティを得たときに発生するイベント数を算出する。

なお 下の計算では、すべて重心系のエネルギー（電子陽電子の衝突
エネルギー）の $\sqrt{s} = 60$ (GeV) であるとし、またトポニウムの質量が
ちょうど 60 (GeV) であってトポニウムの生成断面積が最大になる
ところで実験が行なわれると想定している。

3.1 コンティニューム・イベントの断面積

コンティニューム・イベント ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) の断面積は Q.E.D. の最低次のファインマン・ダイアグラム (Fig 3-1-1) を計算すると

$$\sigma_{\text{cont}}^{(0)} = R \times \frac{4\pi\alpha^2}{3S}$$



$$= \frac{11}{3} \times \frac{86.8 \text{ (nb} \cdot \text{GeV}^2)}{S \text{ (GeV}^2)} \quad \text{(式 3-1-1)}$$

Fig 3-1-1

となる。

ここで α は微細構造定数

S は重心系エネルギーの2乗

$$R \text{ は } 3 \times \sum_{\text{u,d,s,c,b}} e_q^2 = 3 \times \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right] = \frac{11}{3}$$

である。

数値的には $\sigma_{\text{cont}}^{(0)} = 88.5 \text{ (pb)}$ at $\sqrt{S} = 60 \text{ (GeV)}$ となる。

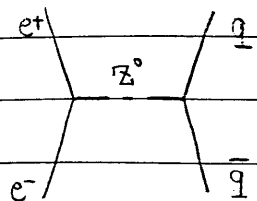
しかし実際には以下の (A). (B). (C) の3つの補正が必要となる。

(A) Q.E.D. の最低次の計算では仮想光子

の交換しか考慮しないが、Fig 3-1-2 のような

仮想 Z の効果も入れなければならぬ。

この補正を行なうと断面積は



$$\sigma_{\text{cont}}^{\text{weak}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} \times 3 \sum_f h_f^2(S) \quad \text{(式 3-1-2)}$$

Fig 3-1-2

と表せる。

但し.

$$h_f(s) = q_f^2 (1 - P_{L+} P_{L-}) - 2q_f v_f \operatorname{Re}(f(s)) \times \{v_e (1 - P_{L+} P_{L-}) - a_e (P_{L-} - P_{L+})\} + (v_f^2 + a_f^2) |f(s)|^2 \times \{(v_e^2 + a_e^2) (1 - P_{L+} P_{L-}) - 2v_e a_e (P_{L-} - P_{L+})\}$$

(式 3-1-3)

$$f(s) = \frac{1}{4 \sin^2 2\theta_w} \times \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z} \quad (\text{式 3-1-4})$$

また q_f, v_f, a_f は フェルミオンの電荷, Z^0 のベクトル結合定数, スカラー結合定数

$q_\nu = 0$	$v_\nu = +1$	$a_\nu = +1$	
$q_e = -1$	$v_e = -1 + 4 \sin^2 \theta_w$	$a_e = -1$	
$q_u = 2/3$	$v_u = +1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w$	$a_u = +1$	
$q_d = -1/3$	$v_d = -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$	$a_d = -1$	である。

$\sin \theta_w$ は ワインバーグ角

M_Z は Z^0 の質量

Γ_Z は Z^0 の幅

P_{L+} は e^+ の e^+ ビーム軸に対する縦偏極

P_{L-} は e^- の e^- ビーム " " " "

である。

(B) さらに Fig 3-1-3 のような Q.C.D. の高次の効果を補正すると断面積は

$$\sigma_{\text{cont}}^{\text{weak QCD}} = \sigma_{\text{cont}}^{\text{weak}} \times \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + (1.986 - 0.115 N_f) \left(\frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^2 \right\}$$

(式 3-1-5) と表せる。

但し、 $\alpha_s(\sqrt{s})$ は重心系のエネルギーの2乗が s であるときの強い相互作用の結合定数

N_f はフレーバーの数 (今は $N_f=5$)

である。

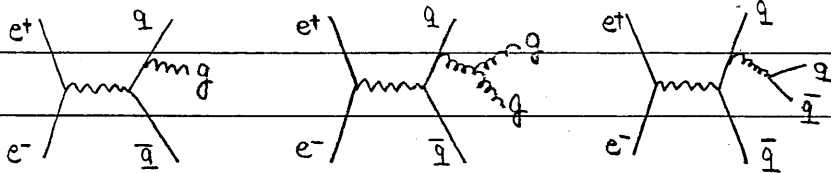


Fig 3-1-3

(c) さらに Fig 3-1-4 のような輻射補正をしなければならぬがこの計算の詳細は (ref 3-1) による。

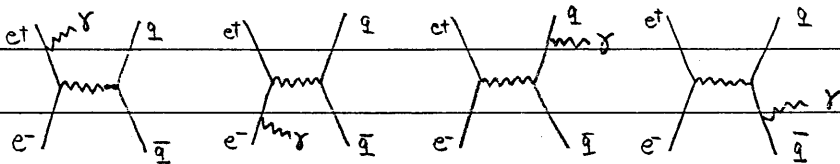


Fig 3-1-4

これら (A). (B). (C) の補正をした上での断面積は数値的に

$$\sigma_{\text{cont}} = 155.9 \text{ (pb)} \quad \text{at} \quad \sqrt{s} = 60 \text{ (GeV)}$$

となる。

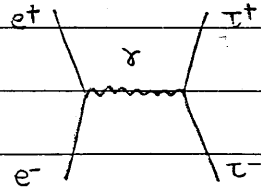
3.2 タウ・ペアイベントの断面積

$\tau^+\tau^-$ イベントの断面積はコンティニウムイベントのときとほぼ同様に計算することができ。

Q.E.D. の最低次の計算

(Fig 3-2-1 のダイアグラム) によれば

$$\sigma_{\tau^+\tau^-}^{(0)} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$



$$= \frac{86.8 \text{ (nb} \cdot \text{GeV}^2)}{s \text{ (GeV}^2)} \quad (\text{式 3-2-1})$$

Fig 3-2-1

となる。

数値的には $\sigma_{\tau^+\tau^-}^{(0)} = 24.1 \text{ (pb)}$ at $\sqrt{s} = 60 \text{ (GeV)}$ となる。

コンティニウム・イベントのときと同様に $\mathcal{O}(\alpha^3)$ の効果と輻射補正を入れなければならぬが、Q.C.D. の高次の効果の補正は不要となる。

これらの補正を加えた結果、断面積は

$$\sigma_{\tau^+\tau^-} = 34.9 \text{ (pb)} \quad \text{at } \sqrt{s} = 60 \text{ (GeV)}$$

となる。

3.3 レジナンス・イベント及びヒッグズイベントの断面積

これらのイベントはすべてトポニウムを経由したプロセスによるものである。そこでまずトポニウムの生成断面積を求め、次にトポニウムが各崩壊モードへの崩壊分岐比を求めることにより、それぞれのプロセスの断面積を求める。

3.3.1 トポニウムの生成断面積

トポニウムの積算断面積は下の式で与えられる

$$\int \sigma_{\text{all}}(\sqrt{s}) d\sqrt{s} = \frac{6\pi^2}{M_V^2} \Gamma_{ee} \quad (\text{式 3-3-1})$$

ただし、 \sqrt{s} は 重心系のエネルギー

$\sigma_{\text{all}}(\sqrt{s})$ は そのエネルギーのときのすべての崩壊モードに
ついの断面積の和

M_V は トポニウムの質量

Γ_{ee} は トポニウム から e^+e^- への崩壊幅 である

積算断面積を求めるときには M_V と Γ_{ee} の2つの値
が必要となる。

トポニウムは現在のところまだ発見されていないので
その質量 M_V はわからないが、ここでは、

$$M_V = 60 \text{ (GeV)}$$

と仮定し 以下の解析を進めることにする。

もうひとつの未知数の Γ_{ee} の値は、トポニウムを成
立しているトップクォークとその反クォークとの間に働く力のポテンシャル

を仮定すれば理論的に計算が求められるので、

いろいろな理論家が計算しているが、ここでは、

森下氏 (ref 3-2) による神戸ポテンシャル・モデル

(基本的にはクーロンリニア型で係数については

Ψ, Γ の実験値をフィットして求めたもの)

による計算値

$$\Gamma_{ee} = 3.54 \text{ (keV)} \quad \text{at } M_V = 60 \text{ (GeV)}$$

を用いることにした。

これらの M_V, Γ_{ee} の値を用いると積算断面積は

$$\int \sigma_{\text{all}}(s) d\sqrt{s} = 5.82 \times 10^{-8} \text{ (GeV}^{-1}\text{)}$$

$$= 22.7 \text{ (pb}\cdot\text{GeV)}$$

となる。

ところで我々が知りたいのは、実際にトポニウムが

生成される断面積であるが、それは、上の値の積算

断面積 \times ブライト・ウグナー型関数 にはならない。

その理由は 2つあり、それぞれについて補正しなければならない。

- ① トポニウムのエネルギー幅は非常に狭くて数十 keV 程度であるのに対して、電子及び陽電子のビーム中の各粒子のエネルギーの広がりがあるため、ビームの平均エネルギーをトポニウムの質量の半分にし、電子と陽電子の衝突エネルギーの平均をちょうどトポニウムのエネルギーに合うようにしても、トポニウムの生成に寄与するのは、重心系のエネルギーがトポニウムのエネルギーに非常に近いような電子と陽電子の衝突のみである。

このビームエネルギーの広がり効果を考えると、断面積は、それをすべてのエネルギー領域で積分するとちょうど積算断面積の値に等くなるようなガウス関数となる。

そこで断面積の最大値は

$$\sigma_{\text{peak}} = \frac{6\pi^2}{Mv^2} \Gamma_{ee} \quad (\text{式 3-3-2}) \quad \text{と表せる。}$$

但し ΔW はビームエネルギーの広がりに対する重心系エネルギーの広がりである。

TRISTAN ではこの ΔW は

$$\Delta W = 1.67 \times 10^{-5} \times \sqrt{s} \quad (\text{GeV}) \quad \text{と与えられる。}$$

(\sqrt{s} は重心系エネルギーの 2 乗である。)

例えば $\sqrt{s} = 60 \text{ (GeV)}$ のとき $\Delta W = 60 \text{ (MeV)}$ となる。

これらから、 $\sigma_{\text{peak}} = 150.9 \text{ (pb)}$ となる。

② さらに、輻射補正も考慮しなければならない。

すなわち、重心系のエネルギーがちょうどトポニウムのエネルギーとなる電子と陽電子の対があったとしても、このどちらか、或いは両方が光子を放出することによってエネルギーが減少してしまう可能性があるため、断面積は減る。

この効果を補正すると (ref 3-3)

$$\sigma_{\text{peak}} = 79.8 \text{ (pb)} \quad \text{となる。}$$

3.3.2 トポニウム の 崩壊 分岐比 (ref 3-2)

トポニウムからの崩壊モードには、シグナルである。
ヒッグズ・ボソン + γ の崩壊の他に、3グルーオンへの崩壊、2グルーオン + γ の崩壊もあり。これは前に述べたようにヒッグズ・イベントのバックグラウンドになる。

またこの他にいろいろな崩壊モードがあって、これだけでも1つの興味あるトピックなのでこの節で詳しく述べる。

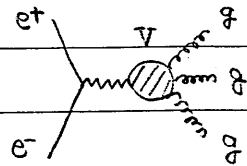
トポニウムの崩壊モードは大きく分けると、

- (A) 強い相互作用によるもの
- (B) 電磁相互作用によるもの
- (c) 弱い相互作用によるもの

の3つになる。以下それぞれについて説明しよう。

(A) 3 グルーオン 崩壊

これは Fig 3-3-1 のようにトポニウムから直接3つのグルーオンに崩壊するモードであり



トポニウムの質量が軽いと

Fig 3-3-1

この崩壊モードが主となる。

このモードの崩壊幅 Γ_{ggg} は、

$$\Gamma_{ggg} = \frac{5}{18} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2} \frac{4}{9e^2} \Gamma_\gamma \quad (\text{式 3-3-3})$$

となる。

$$\text{但し } \Gamma_\gamma = \frac{16\pi\alpha^2 |e_t|^2 |V_{tb}|^2}{M_V^2} \left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right)$$

α_s は強い相互作用の結合定数

α は電磁 "

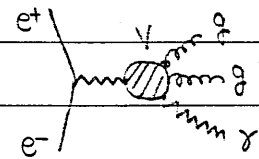
e_t はトップクォークの電荷

$\psi(0)$ はトップクォーク・反トップクォーク系の原点での波動関数の値

M_t はトポニウムの質量 である。

○ 2グルーオン + γ 崩壊

これは Fig 3-3-2 のようにトポニウムから直接 2つのグルーオンと1つの光子に崩壊するモード



ヒッグズイベントに対しシビアなバックグラウンドになる。

Fig 3-3-2

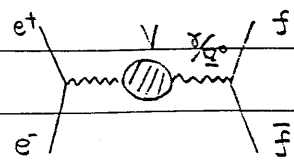
このモードの崩壊幅 $\Gamma_{gg\gamma}$ は

$$\Gamma_{gg\gamma} = \frac{36}{5} e_t^2 \frac{\alpha}{\alpha_s} \Gamma_{ggg} \quad (\text{式 3-3-5})$$

と与えられる。

(B) ○ クォーク対崩壊、レプトン対崩壊

これは Fig 3-3-3 のようにトポニウムから γ または Z^0 を経由してクォーク対、または



レプトン対に崩壊するモード

Fig 3-3-3

でトポニウムの質量が Z^0

の質量に近くなると、このモードによる崩壊が主となる。

この崩壊モードの崩壊幅 Γ_{ff} は下式で表される。

$$\Gamma_{ff} = \left[e_f^2 + \frac{M_V^2}{\{(M_V^2 - M_Z^2) + M_Z^2 \Gamma_Z^2\} (2 \sin^2 2\theta_w)^2} \right. \\ \left. \times \left\{ 2v_e v_f \left(\frac{e_f}{e_t} \right) (M_V^2 - M_Z^2) + v_e^2 (1 + v_f^2) \right\} \frac{M_V^2}{e_t^2 (2 \sin^2 2\theta_w)^2} \right] \quad (式 3-3-6)$$

ここで v_f は 3.1 節の 3-1-2 式で現れた。

フェルミオンと Z のゲル結合定数である。

その他の変数についても 3-1-2 式と同じである。

(c) 単クォーク崩壊

これは Fig 3-3-4 のように
トポニウムを成しているトップクォーク
が単独に弱い相互作用で
崩壊してボトムクォークになり

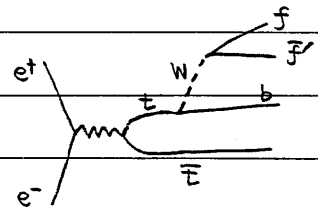


Fig 3-3-4

ウィークボソンを放出し、それから

フェルミオン対が生成される崩壊モードである。

このモードはトポニウムが重くなるにつれて分岐比
が急速に大きくなる。崩壊幅は Fig 3-3-5 の
ようなミュオンの崩壊との類推で

$$\Gamma_{SQ} = \left(\frac{M_t}{M_\mu} \right)^5 \Gamma_{\mu \rightarrow e \nu}$$

と表せる。

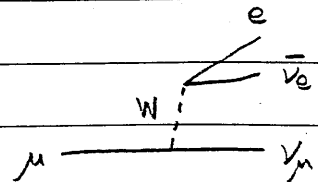


Fig 3-3-5

ここで $\Gamma_{\mu \rightarrow e \nu}$ はミュオンの
崩壊幅である。

M_t はトップクォークの質量

M_μ はミュオンの質量 である。

○ ニュートリノ対崩壊

これは Fig 3-3-6 のように
トポニウムから Z^0 を経由して
ニュートリノ対に崩壊するモード
がトポニウムが軽いならば、

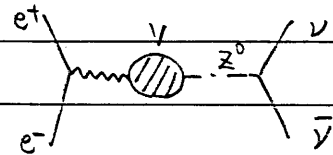


Fig 3-3-6

このモードへの分岐比は無視

できるぐらいいつさいが、重くなると、分岐比が大きくなる。

崩壊幅 $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ は

$$\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \sum \nu_i^2 \times \frac{M_V^2}{e^2 (M_V^2 - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \times \frac{1}{(2\sin 2\theta_w)^4}$$

と表せる。 (式 3-3-7)

○ ウィークボソン交換によるボトムクォーク対崩壊

これは Fig 3-3-7 のように
トップクォークと反トップクォーク
が W ボソンを交換して
それぞれボトムクォークと反
ボトムクォークになる崩壊

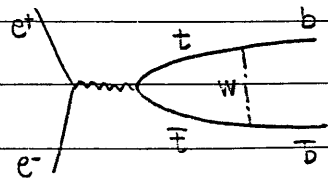


Fig 3-3-7

モードであり、その崩壊幅 $\Gamma_{b\bar{b}}$ は

$$\Gamma_{b\bar{b}} = \frac{1}{48\pi^2} \times \frac{G_F^2 M_V^4}{\alpha^2 e^2} \times \Gamma_{\gamma} \quad \text{(式 3-3-8)}$$

と表せる。

ここで G_F は フェルミの結合定数

α は 電磁相互作用の結合定数

M_V は トポニウムの質量

e は トップクォークの電荷

である。

○ ヒッグズ ボソン + γ 崩壊

これは Fig 3-3-8 のように
トポニウムから直接 ヒッグズ
ボソンと 1つの光子に崩壊
するモードである。

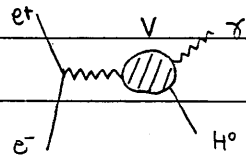


Fig 3-3-8

我々が シグナルとして

捕りたいのが このプロセスである。

崩壊幅 $\Gamma_{\gamma H^0}$ は

$$\Gamma_{\gamma H^0} = \frac{G_F^2 M_t^2}{\sqrt{2} \alpha \pi} \left[1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_V^2} \right] \Gamma_\gamma \quad (\text{式 3-3-9})$$

と表せる。

ここで G_F は フェルミの 結合定数

α は 電磁相互作用の 結合定数

M_t は トップクォークの 質量

M_V は トポニウムの 質量

M_{H^0} は ヒッグズ ボソンの 質量

である。

この式より、ヒッグズ ボソンの 質量が 小さいほど このモードへの
崩壊分岐比が 大きくなる ことが わかる。

さて これまでに 述べた 崩壊モードの 幅から 崩壊分岐比を 求める
際に 重要になる 2つの 値がある。

それは $|\psi(0)|^2$ と $\alpha_F(\beta)$ である。

$|\psi(0)|$ については 何らかの ポテンシャル モデルを 仮定し、理論計算
で 求めるしかない。ここでは 前にも 述べた ように 森下氏の 計算値を
用いる。

$$|\psi(0)|^2 = 13.47 \quad \text{at } M_V = 60 \text{ (GeV)}$$

また $\alpha_s(s)$ は Q.C.D. の 2 次までの計算により

$$\alpha_s(s) = \alpha_s^{(0)} \left[1 - \alpha_s^{(0)}(s) \cdot \frac{102 - 38N_f/3}{4\pi(11 - 2N_f/3)} \times \ln \ln \left(\frac{s}{\Lambda^2} \right) \right]$$

と表せる。

(式 3-3-10)

ただし

$$\alpha_s^{(0)}(s) = \frac{4\pi}{(11 - 2N_f/3) \ln \left(\frac{s}{\Lambda^2} \right)} \quad (\text{式 3-3-11})$$

N_f は フレイバーの数

Λ は Q.C.D. の カットオフ パラメータ である。

ここでは $\Lambda = 180 \text{ (MeV)}$ という値を用いた。

こうすると

$$\alpha_s(M_V^2) = 0.121$$

となる。

これらの値と、前述の各崩壊モードの崩壊幅の式を用いて
トポニウムの崩壊分岐比の値を計算した。

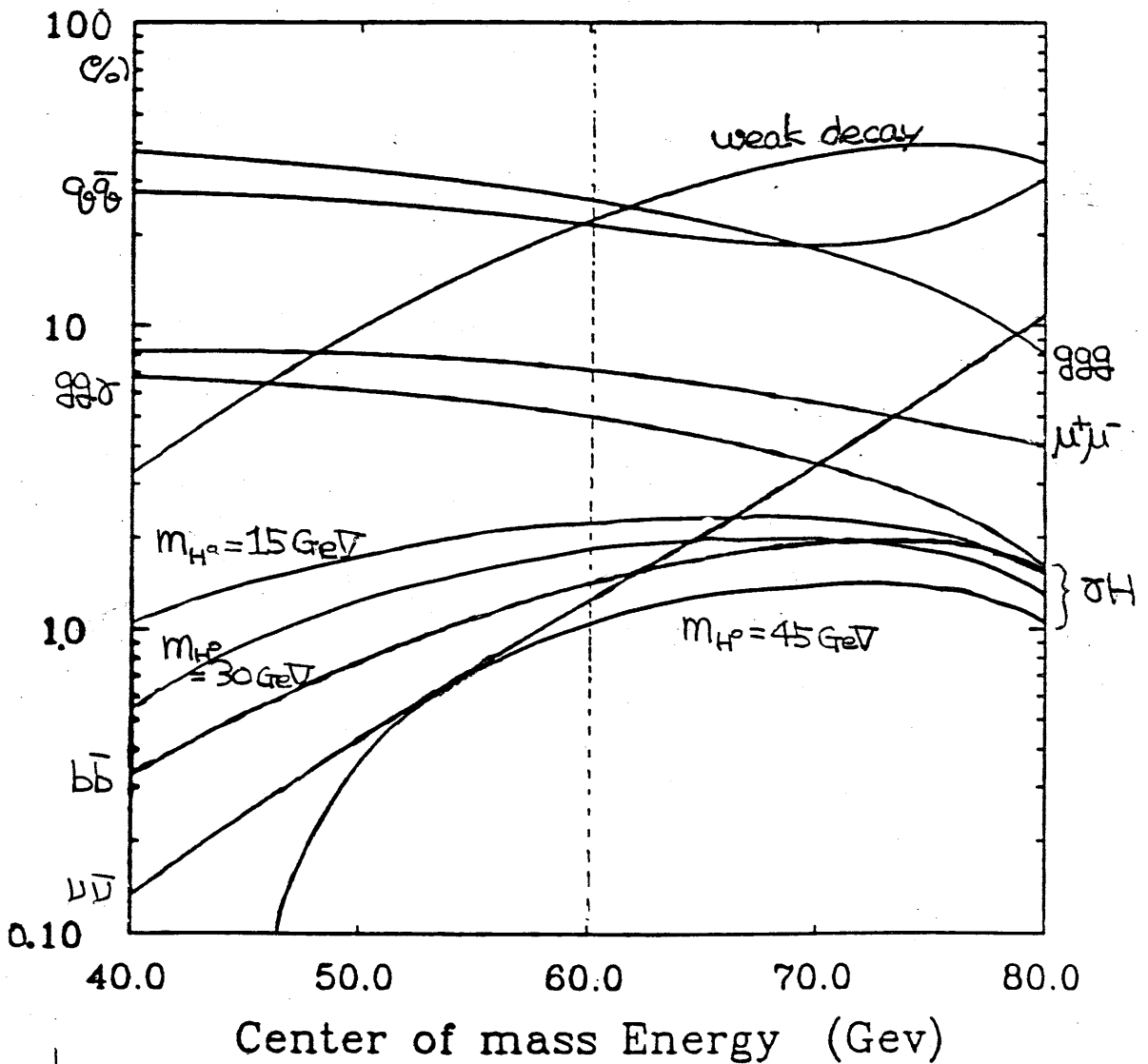
トポニウムの質量を 40 GeV から 80 GeV まで変えて、分岐比
がどう変化するかを グラフに示したのが Fig 3-3-9 であり。
トポニウムの質量が 60 GeV のときの分岐比の値を表にした
ものが表 3-3-1 である。

なお、ヒッグズへの崩壊については、ヒッグズボソンの質量が、15、
30、45 (GeV) の場合の値を求めた。

以下の解析でも ヒッグズボソンの質量が 15、30、45 (GeV)
の場合についてそれぞれ行なう。

Fig 3-3-9 トポニウムの崩壊分岐比

Toponium Decay Branching Ratio



トポニウムの崩壊分岐比

(トポニウムの質量が 60 GeV の場合)

崩壊モード	崩壊分岐比 (%)
ggg (3グルーオン)	25.9
$gg\gamma$ (2グルーオン+ γ)	5.0
$q\bar{q}$ (クォーク対)	21.4
$l\bar{l}$ (レプトン対)	21.3
$S\bar{Q}D$ (単クォーク崩壊)	22.1
$\nu\bar{\nu}$ (ニュートリノ対)	1.2
$b\bar{b}W$ (W交換による ボトムクォーク対)	1.4
(ヒッグス+ γ)	
γH^0 [$M_{H^0} = 15 \text{ GeV}$]	2.2
γH^0 [$M_{H^0} = 30 \text{ GeV}$]	1.8
γH^0 [$M_{H^0} = 45 \text{ GeV}$]	1.1

表 3-3-1

こうして トポニウム の 生成断面積 と 崩壊分岐比 が わかっ た
 ので ヒッグズ イベント と その バックグラウンド と なる ggg イベント
 $gg\gamma$ イベント の それぞれ の 断面積 を 求める こ と が でき る。
 それ が 表 3-3-2 だ ー る。

プロセス	断面積 (pb)
$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \gamma H^0$ ($M_{H^0} = 15 \text{ GeV}$)	1.78
$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \gamma H^0$ ($M_{H^0} = 30 \text{ GeV}$)	1.43
$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \gamma H^0$ ($M_{H^0} = 45 \text{ GeV}$)	0.84
$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow ggg$	20.66
$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow gg\gamma$	3.99

表 3-3-2

3.4 イベント数の評価

これまでの節で ヒッグズ イベントと バックグラウンド イベントの
断面積はすべて求めたので、あとは積算ルミノシティの値が
わかれば イベント数 がわかる。

ここで 積算ルミノシティの値を

$$\int dt L = 1.0 \times 10^{31} (\text{1/sec cm}^2) \times 100 (\text{days})$$

$$= 78 (\text{pb}^{-1})$$

と仮定し、イベント数を求めると表 3-4-1 のようになる。
これは TRISTAN が ほぼ 1年間稼動して集めたデータに相当する。

各プロセスの イベント数

プロセス	イベント数
σH^0 ($M_{H^0} = 15 \text{ GeV}$)	138
σH^0 ($M_{H^0} = 30 \text{ GeV}$)	111
σH^0 ($M_{H^0} = 45 \text{ GeV}$)	66
$q\bar{q}$	1590
$q\bar{q}$	300
$q\bar{q}$	12000
$\tau^+\tau^-$	2686

表 3-4-1

第 4 章 イベント シミュレーション

実際に実験を始めデータを取ってそれを解析する前に前もって疑似データのサンプルを作り、それを実際のデータと同じように解析してみ、どのような結果が得られるかということ調べて実験のメドをつけておくことは非常に大切なことである。

この章では、その疑似データのサンプルを作る、イベントシミュレーションについて述べる。イベントシミュレーションは i) イベント・ジェネレーションと ii) デテクター・シミュレーション という 2 段階に分けて行なわれるが、それぞれについて節を分けて説明する。

4.1 イベント・ジェネレーション

電子陽電子対消滅が起こると多数の素粒子が生成されるがどんな素粒子が、どんなエネルギー・運動量を持って、どんな方向に出るかということは何らかの分布をなす。

この分布を求めるために、例えばクォークの対生成反応でクォークがどんな角分布をもって出てくるか？などということは摂動論的 Q.C.D. で計算し、クォークが複数の素粒子となって現れる（これをフラグメンテーションという）際のことについては、これを計算で決められる理論がないので、これと得られた実験データに合うような現象論的モデルを作る。

こうしてできた分布に従って乱数を振って粒子を発生させれば、疑似イベントが作れる。こうして、どんな粒子がどんなエネルギー・運動量を持って、どんな方向に出たかという初期条件のわかっているイベントのサンプルができる。これをイベント・ジェネレーションという。

疑似イベントを作ってくれるイベント・ジェネレーターには世界的によく使われていて、その信頼性がある程度確かめられているものがいくつかある。

我々は主に LUND イベント・ジェネレーター (Version 5.3) (ref4-1) を使った。LUND は LUND string モデルという現象論的モデルを用いてフラグメンテーションを行なっている。

LUND は元々、コンティニウム・イベント ($e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$) のジェネレーターであり、これで作れないプロセス（例えばトポニウムからのヒッグズボソン γ の崩壊）については親の粒子（この場合はヒッグズボソンと γ ）の角分布や運動量分布などをこちらで与え、それがどんな角度にどんなエネルギー・運動量をもって出たというところまで決めてから LUND のフラグメンテーションの部分を利用して π, K などの素粒子へとフラグメントさせる。

このようにすれば LUND が内蔵していないイベントでも割合.容易にジェネレートすることが出来る。

こうしてイベントを作っても.これは我々が解析するのに取扱うデータとは異なる。つまり測定器から出てくるデータと同じ形にしなければならぬ。これについて次節で述べる。

4.2 デテクター・シミュレーション

イベント ジェネレーター が作るのは、どんな粒子がどんなエネルギー・運動量をもって出るかという情報であるから、これが測定器でどう捕られて、どんなデータ値を出すかについてはシミュレートしなければならぬ。

これはそれぞれ検出器固有のものであるから、それをシミュレートするプログラムもそれぞれの検出器に合せて作らなければならぬ。

我々は VMONT (ref 4-2) という デテクター・シミュレーションプログラムを使ったが、これは TRISTAN 実験で用いられる VENUS 検出器のためのものである。

さて、この デテクター・シミュレーションは、

(i) まず イベント ジェネレーター から受け取った情報をもとに各粒子をその運動量に従って電子と陽電子の衝突点から小さなステップを切って、走らせる。もし磁場があるならば、その強さに従って、荷電粒子は、その進行方向を曲げる。

(ii) 粒子を進ませている。もし粒子が物質に出会ったとある確率によって制動輻射を起したり、多重散乱されたり、 γ 線の場合、電子陽電子の対生成を起こしたりさせる。

(iii) もし粒子がある測定器の部分に入ったらその測定器がどんなデータを出すかをシミュレートする。

例えば、 γ 線が鉛ガラス電磁シャワーカロリメータのあるところまで来たら、電磁シャワーの生成をシミュレートするプログラム EGS (エレクトロン・ガンマ・シミュレーター) を走らせて、それぞれの鉛ガラスブロック

にどれだけのエネルギーをおとすかを求める。そしてそれを
エネルギー分解能の程度、乱数で振って誤差をつける。

このようにして行われる。

これで本物のデータと同じ形をした疑似データのサンプルが得られ
たことになる。

第5章 イベント・リコンストラクション

物理的を解析を行なうためには、各イベントについて、どんな粒子がどんな方向にどんなエネルギー・運動量をもって出たか？ という情報が必要になる。

そのために測定器からのデータを粒子のエネルギーや運動量に直して、イベントを再構成する必要がある。これをイベント・リコンストラクションという。

この章では、イベントリコンストラクションの中心課題となる、

- (i) 電磁シャワーカロリメーターのデータから粒子(主に μ と e^\pm)のエネルギーを求めるための"クラスタリング" と
- (ii) ワイヤーチェンバーのデータから荷電粒子の運動量を求めるための"トラッキング" について述べる。

5.1 γ , e^\pm のエネルギーの決定

5.1.1 電磁シャワーカロリメーターの測定原理

カロリメーターとは粒子のエネルギーを測るための測定器であり、VENUS検出器では、ビーム軸に対し真横に近い方向に出た粒子のエネルギーを測るための鉛ガラスカロリメーターと前方・後方に出た粒子のエネルギーを測る液体アルゴンカロリメーターが用いられる。

これらはどちらも電磁シャワーカロリメーターと呼ばれるもので、 γ や e^\pm のエネルギーを測るのに主に用いられる。その測定原理を、鉛ガラスカロリメーターを例にとって説明する。

γ や e^\pm が密度の高い物質に入射すると、電子陽電子対生成や制動輻射を起こす。これによって生成された γ や e^\pm がさらに対生成や輻射を起こすということを繰り返して、粒子の数がわずかに増え、物質中にエネルギーを放出してしまふ。これを電磁シャワーという。

鉛ガラスの中で電磁シャワーが起きると、ガラス中を走る高速の荷電粒子によってチェレンコフ輻射が出る。これを光電子増倍管で捕らえてやる。チェレンコフ光の光量は電磁シャワーで発生する粒子の数に比例し、粒子数は元の γ 或いは e^\pm のエネルギーに比例するから、入射粒子のエネルギーが測定できることになる。

粒子のエネルギーだけでなく、その入射位置の情報を得るために、カロリメーターは、ここには細分化されたモジュールを多く並べて用いるのが普通である。

例えば、VENUS検出器で用いられる鉛ガラスカロリメーターは

1つのモジュールが $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 30\text{cm}$ の大きさのものを 5120 並べ
それぞれに 1つずつ 光電子増倍管がついたものになっている。

(ref 5-1) , Fig 5-1-1

ところが、このようにモジュール化したために、困ったことが起きる。すなわち
ただ1つの γ が カリメーターに入射した場合と違い、電磁シヤワ-の
拡がりのために、いくつかのモジュールに分散して エネルギーを deposit
する。そのため我々が得るデータは、 γ のエネルギーを直接測った
値ではなく、それぞれのモジュールに deposit したエネルギーの値になる。

そこでこれらの複数のデータをまとめ上げて、元の粒子のエネル
ギーを再構成しなければならぬ。これを "クラスタリング" という。
これについて 次節で説明する。 (Fig 5-1-2 参照)

鉛ガラスカロリメーターのモジュール

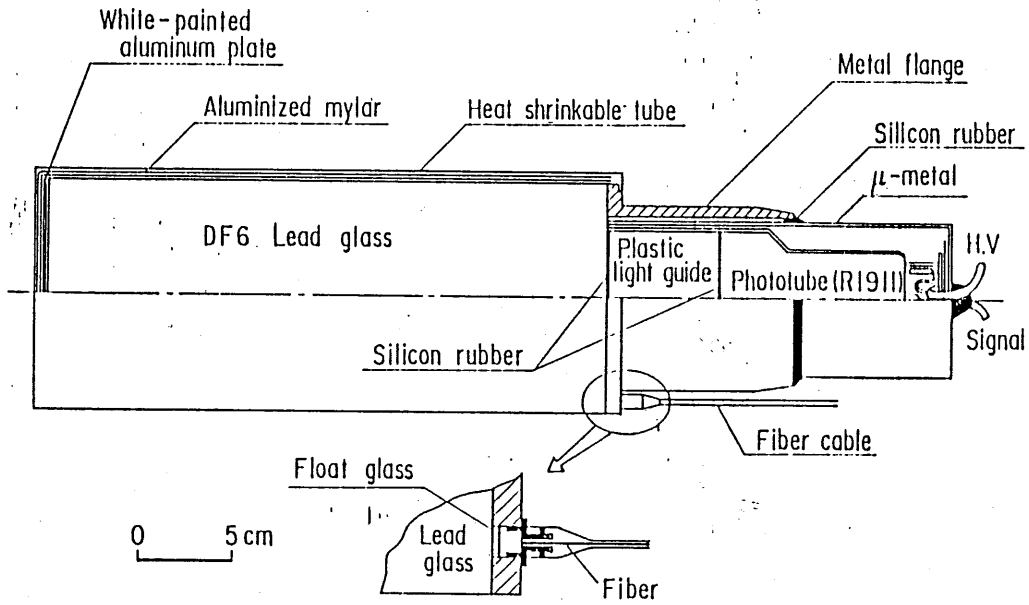


Fig 5-1-1

ガラスタの例

0	0	0	11	0	0	0
0	0	0	137	54	0	0
0	0	23	918	105	0	0
0	0	0	34	18	0	0
0	0	0	2	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0

各々の数字は、鉛ガラスモジュール1の deposit energy の値を表す。

Fig 5-1-2

5.1.2 クラスタリング

前節で述べたように、1つの γ 光子は、複数の鉛ガラスモジュールのエネルギーをおとす (= deposit する)。そこで energy deposit のあったモジュールで隣接しているものは、1つのグループとして、これを1つの粒子に対応させて考えなければならぬ。

このような energy deposit のデータのグループを "クラスタリング" といい、そのグループを "クラスター" と呼ぶ。

クラスタリングは次のような二段階に分けて行われる。

(i) まず、そのイベント中で最大の deposit energy を持つものを親とする。

そして、これに隣接するモジュールで deposit のあるものを捜し、あれば子としてクラスターのメンバーにする。次に、それらの子のまわりで deposit のあるモジュールを捜し、あればクラスターのメンバーにする (いけば孫)。

これを繰り返して隣接する deposit のあるモジュールが見つからなくなるまで続ける。見つからなくなったら、まだクラスターのメンバーにないデータの中で最大の deposit energy をもつものを親として、

次のクラスターのメンバー捜しを行なう。これを繰り返して、すべてのデータがどれかのクラスターのメンバーになるまで続ける。

(ii) 次に各クラスターの構造を見る。なぜならば、近接したいくつかのクラスターがくっついて1つのクラスターになってしまう場合があり、このようなときには、可能な限り、別のクラスターとして分割したいからである。

そのために、クラスターの各メンバーの deposit energy を調べる。

1つの粒子によるクラスターでは、一番、親であるモジュールの deposit energy をピークとして、それから離れたモジュールほど、つまり子と子系

となるほど deposit energy は減っていくのが普通である。

しかし、もし複数の粒子によるクラスターであれば、そのクラスターはピークをいくつか持っている可能性がある。そのような時には子よりも孫の方が大きな deposit を持つことがあり得る。そこで親と子の deposit energy をもとに ある設定値をもちて、(孫のエネルギー / 子のエネルギー) がその設定値より大きければ、その孫のモジュールは、クラスターに参加させないことにする。そうするとそのモジュールの先の子孫は分離されてしまう。これは別のクラスターと考えることにする。

このようにしてクラスターが分割され、それぞれが1つの粒子に対してひとつ(と思われる)クラスターができる。

5.1.3 エネルギー・入射位置の決定

クラスタリングができると、その結果を用いて、粒子のエネルギーと入射位置を求めることができる。

まず クラスタに属するすべてのモジュールの deposit energy を足し合せたもの、これを 粒子のエネルギーと考える。

$$E = \sum_i^{N_{\text{cluster}}} E_i \quad \left(\begin{array}{l} E_i \text{ は } N_{\text{cluster}} \text{-に属する } i \text{番目のモジュールの} \\ \text{deposit energy} \end{array} \right)$$

次に入射位置は、各モジュールの位置を、各 energy deposit z の重みをかけて平均して求める。

$$x = \frac{\sum_i^{N_{\text{cluster}}} E_i^\alpha x_i}{\sum_i^{N_{\text{cluster}}} E_i^\alpha} \quad \left(\begin{array}{l} E_i \text{ は } i \text{番目のモジュールの deposit} \\ x_i \quad \quad \quad \text{の中心位置} \\ \alpha = 0.34 \end{array} \right)$$

[x は r 座標 又は θ 座標 又は ϕ 座標 を表す]

なお $\alpha = 0.34$ は 最もよく、実際の粒子の入射位置を再現するように、電磁シャワーのシミュレーションのデータを元にして決定したものである。(Fig 5-1-3)

こうして粒子のエネルギーと、運動量方向を決定することが出来る。

Optimization of parameter α

$$\sigma_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(x_{\text{real}} - \frac{\sum_i E_i^\alpha x_i}{\sum_i E_i^\alpha} \right)^2$$

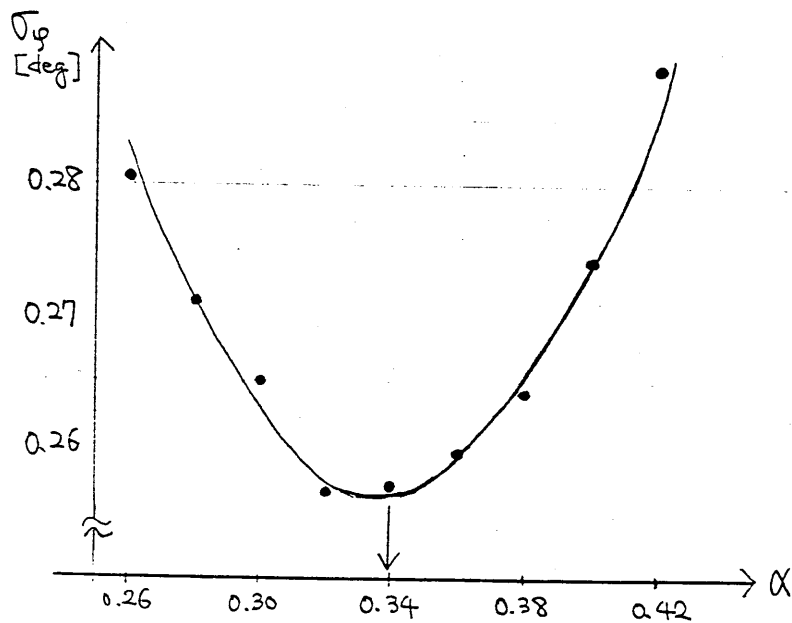
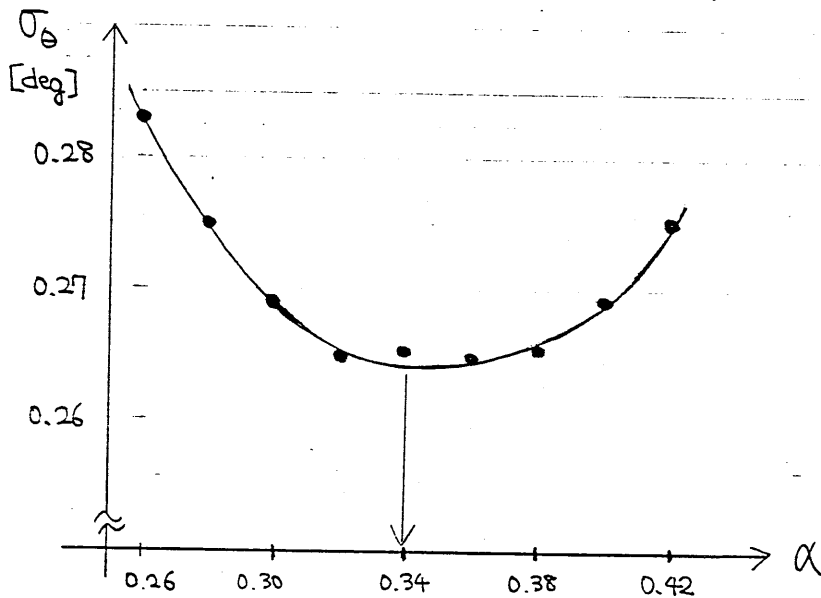


Fig 5-1-3

5.2 荷電粒子の運動量の決定

5.2.1 セントラル・ドリフト・チェンバーの測定原理

荷電粒子の運動量を決定するため測定器としてセントラル・ドリフト・チェンバーがある。この測定原理を説明する。

ドリフトチェンバー内部には、イオン化しやすいガスが密封されていて、そこに高電圧のかかった導線が平行に多数張ってある。この中を荷電粒子が通過するとその飛跡に沿ってガスのイオン化が起こり、生成したイオンが電場で力を受けて導線の方へ移動し、導線付近の非常に強い電場で“電子俘获”を起こして、加速度的にイオン化が生じ、導線に大きな電氣的パルスを誘起する。

(Fig 5-2-1 参照)

電荷の移動速度は、ガスの種類と電圧によって、だいたいわかっているから、

粒子が通ってから、電荷が導線に到達するまでの時間を測定すれば、その導線

からどのくらい離れたところを粒子が通ったかということがわかる。

こうして得られた、各導線についてのヒトの有無、ドリフト時間を基にして、元の粒子の軌跡を再構成することを“トラッキング”という。これについて次節で説明する。

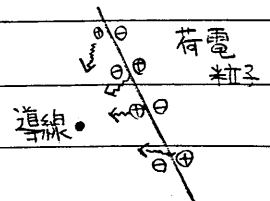


Fig 5-2-1

5.2.2 トラッキング

ヒットした導線の位置は、粒子の軌跡に沿ってならんでおり、一様な磁場がかかっている場合には、ほぼ円状に並はずである。そこでちょうど、衝突点付近を通るような円の上に並んでいるようなヒットを捜してくる。そしてこれらのヒットした導線の位置を、各ドリフト時間を考慮した上で円でフィットする。

この円が元の粒子の軌跡であるとすれば、その曲率と磁場の強さから、その荷電粒子の運動量を決定することが出来る。これを "トラッキング" という。(Fig 5-2-2 参照)

トラッキングの結果の例

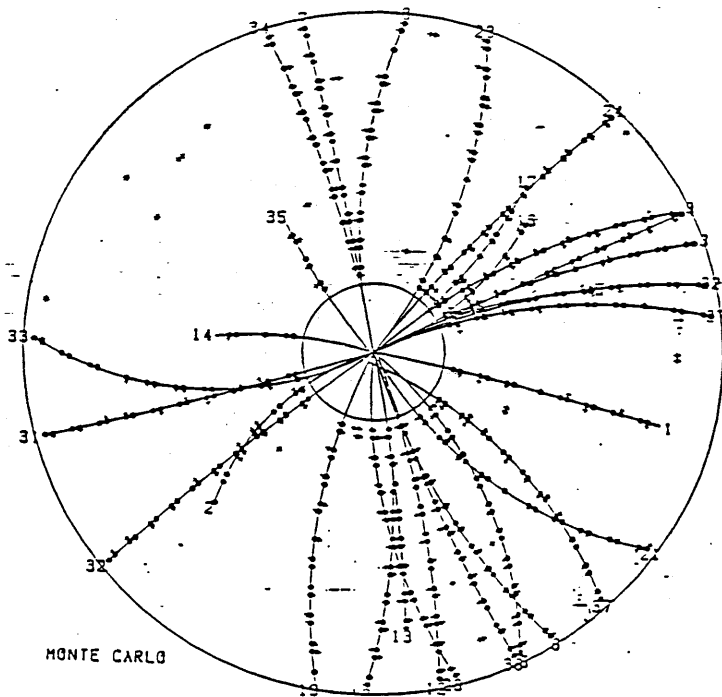


Fig 5-2-2

厳密にいうと、これだけでは、荷電粒子の運動量の二次元成分しか、再現できない。(磁場と垂直な平面内の成分のみ) ところで実際には、磁場方向の運動量成分を求めるために、VENU\$ 検出器では "ステレオ・ワイヤー" と呼ばれる、ビーム軸とは 3° 傾けて張ってある導線もある。この情報も合せると、三次的な軌跡を再構成し、運動量も三次的に決定できる。

詳しくは (ref 5-2) を参照されたい。

第6章 イベント・セレクション

これまでの章で イベント・ジェネレーション, デテクターシミュレーション, イベント・リコンストラクションについて説明したが, これらの過程を経てようやく実際のイベント・データと同じ形の解析すべき疑似データができたわけであるが, このイベントのすべてを使って解析をしてしまうと実際のデータを解析した場合と同じ条件にならない。

なぜならば, 実際のイベント・データの場合には,

- (i) 宇宙線によるイベントや電子陽電子対消滅反応によるイベント(ビーム・ガスイベント)や電子陽電子対消滅反応がビーム・パイプに当たって起こるイベント(ビーム・パイプイベント)などによる, イベントを除去して電子陽電子対消滅反応によるイベントのみ取るために, トリガー条件というものが決められている。そしてこの条件を満たすようなイベントすなわち十分電子陽電子対消滅反応らしい信号を出したイベントのみ検出器からデータを探って記録する。

これを「トリガーがかかった」という。

ところが実際に電子陽電子対消滅反応で起ったイベントでも発生した粒子のほとんどがビーム・パイプ内にぬけて測定器にかからないときには, トリガーがかからないことがある。

- (ii) トリガーが, かかったイベントでも, やはりまた, 宇宙線イベントやビーム・ガス, ビーム・パイプイベントなどが多く含まれている。それは貴重な電子陽電子対消滅反応を取りこぼさないように緩めに設定されているからである。そこで, これらの不要なイベントを

取り除くための カットを置く 必要がある。これを イベント
リダクション という。

(iii) イベント・リダクションを通過したイベントには、いろいろな種類の
のイベントが混じっているので、目的としている物理に関係のある
イベントのみ選り出す必要がある。

例えば ヒッグス・ボソン探しに関係するイベントは、ハドロンック
なイベントであるから バックグラウンドイベント ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) や ミューオン対
生成などの レプトニックな イベントや 2光子過程などの イベント
は カットする必要がある。これを イベント・セレクションという。

これら3つのセレクションがあるからである。そこでシミュレートした擬似
データ・イベントに対しても、これら3つのセレクションに通した後でなければ
実際のイベントと同じ条件にはならないのである。

この章では、以下これら3つのセレクションでのカットの条件に
ついて説明する。なお、これら3つのカットの値については、山田氏の
研究の結果 (ref 6-1) によるものである。

6.1 イベント トリガー

実際のイベント・トリガーは測定器の生の信号を用いてトリガー・ロジックというものを組んでハードウェア的にかけるので、疑似データの場合には、実際のトリガー条件と同じものを再現することはできない。

そこで再構成されたあとイベントの情報（クラスターのエネルギーやトラックの運動量など）を用いてトリガー条件と等価と思われるカット条件を作る。これをトリガー・シミュレーションという。このためのソフトウェアは山田氏 (ref 6-1) によって製作された。

以下でシミュレートされたトリガー条件について説明する。

トリガー条件には4種類あって、そのうちどれか1つでも満たせば、そのイベントはトリガーされる。

(i) エネルギー・トリガー

これは $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ のような荷電粒子の出来、イベントのための、カロリメーターで測定されたエネルギーの値のみによるトリガーで、そのトリガー条件は下のとおりである。

(鉛ガラスカロリメーターのエネルギー和 $\geq 4\text{GeV}$) or
(前方の液体アルゴンカロリメーターのエネルギー和 $\geq 4\text{GeV}$) or
(後方 " ")

ならばトリガーされる。

(ii) 低多重度イベント用トリガー (高 P_T 用)

これは $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ のようなトラック数の少ないイベントでしかも荷電粒子が大きな角度に出たものためのトリガーで、そのトリガー条件は以下のとおりである。

(インターチェンバーのヒットしたタワー*の数 ≥ 1) and

(CDC でのトラックの数 ≥ 1) and

(TOF カウンター のヒットの数 ≥ 1) and

(鉛ガラスカロリメーターのエネルギー和 $\geq 0.2 \text{ GeV}$)

ならばトリガーされる。

(iii) 低多重度イベント用トリガー (低 P_T 用)

これは $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ のようなトラック数の少ないイベントでしかも、荷電粒子が小さな角度に出たものためのトリガーで、トリガー条件は以下のとおりである。

(インターチェンバーのヒットしたタワーの数 ≥ 1) and

(CDC でのトラックの数 ≥ 1) and

(前方或いは後方の液体アルゴンカロリメーター

のどちらかのエネルギー和 $\geq 0.2 \text{ GeV}$)

ならばトリガーされる。

(iv) 高多重度 イベント用トリガー

これは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ のように 1ドロンジェットが生成され、
トラック数が多いイベントのためのトリガー。このトリガー条件
は以下のとおりである。

(C.D.C. のトラック数 ≥ 3) and

(鉛ガラスカロリメーター が

前方の液体アルゴンカロリメーター が

後 " の

どれか 1つでもそのエネルギー和 $\geq 0.2 \text{ GeV}$)

があればトリガーされる。

これら 4つのトリガー条件の どれも満たさなかった イベントは、
カットされる。

6.2 イベント・リダクション

宇宙線 イベント、ビームガス イベント、ビームパイプ イベント などを減らすのが、イベント・リダクションの目的であるが、これらのイベントと電子陽電子対消滅によるイベントの違いは何だろうか？

それは電子陽電子反応では発生した粒子が電子のビームと陽電子のビームの衝突点から出てくるのに対し、その他のイベントでは、一般にはそうではない。ということである。

さてこの違いを利用して 不要なイベントをカットするための条件において R と Δ というパラメータが用いられるのでこれらについて説明する。

- R は Fig 6-2-1 に示したようにビーム軸に垂直な平面に射影したとき、そのトラックとビーム軸の間の二次元的な距離として定義される。

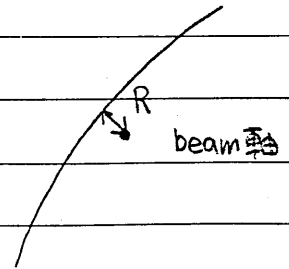


Fig 6-2-1

- Δ は Fig 6-2-2 に示したようにあるトラックについて、3次元的にみてビーム軸上でトラックに一番近い点と衝突点との間の距離として定義される。

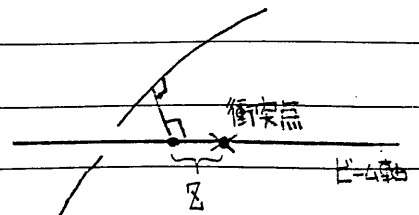


Fig 6-2-2

そしてそのイベントのすぐ下の R, Z のうちの最小値を R_{min}, Z_{min} とする。この R_{min}, Z_{min} の値を用いてカットを行なう。

また "グッド・トラック" の数 というのも カット条件に用いられるので、この定義についても説明する。

・グッド・トラック とは $(r-\varphi)$ 平面で 4つ以上のワイヤのヒットからなるトラックで、しかし $0.1 \text{ GeV}/c$ 以上の P_E をもつものと定義される。

さてこれらを用いた、イベント・リダクションのカット条件は以下の通りで

$$(Z_{min} \leq 50 \text{ cm}) \quad \text{and}$$

$$(R_{min} \leq 5 \text{ cm}) \quad \text{and}$$

$$(\text{グッドトラックの数} \geq 1)$$

であるイベントは残る。

6.3 ハドロニック イベント セレクション

目的とする物理に関係のあるイベントのみ選び出すのが、イベントセレクションだ。目ざす物理、目ざすプロセスが違えば、セレクションの条件も変ってくる。ここでは、ヒッグスボソン探索に関係しているハドロニック・イベント・セレクションについて述べる。

セレクションの際用いられるパラメータ E_{vis} (visible energy) と P_{bal} (momentum balance) について説明する。

- visible energy とは、すべてのクラスタのエネルギーの和とすべてのトラックの運動量の大きさの和を足したものをビームエネルギーで割ったものである。

$$E_{vis} = \frac{\sum E_{\text{クラスタ}} + \sum |p|_{\text{トラック}}}{E_{\text{ビーム}}}$$

- momentum balance とは、すべてのトラックの運動量のx成分の総和を visible energy で割ったものである。

$$P_{bal} = \frac{|\sum p_x_{\text{トラック}}|}{E_{vis}}$$

これらを用いてハドロニックイベントセレクションの条件は、下の通りだ

$$\left(\begin{array}{l} \text{鉛ガラス・カロリメータのエネルギー和} \geq 4\text{GeV} \\ \text{であるが、液体アルゴンカロリメータの前方・後方どちらも} \\ \text{そのエネルギー和} \geq 1\text{GeV} \end{array} \right) \text{ and}$$

$$(E_{vis} \geq 1.0) \quad \text{and}$$

$$(|P_{bal}| \leq 0.4)$$

があるイベントに残る。

以上の3つ イベント・トリガー、イベント・リダクション、イベントセクション
により シミュレーションで作った ヒッグズ イベント と ボックグラウンド
イベントの数が どのように変化するかについて 表 6-3-1 に示した。

99 イベントや 777 イベントが 大きく減るのに対し
999 イベントや 998 イベント、ヒッグズ イベントは あまり減少
しないことがわかる。

イベントセレクションの各ステップでのイベント数の減少

	セレクション前	トリガー後	リダクション後	セレクション後
$q\bar{q}$ イベント	12000	→ 11984	→ 11941	→ 9474
e^+e^- イベント	2686	→ 2608	→ 2475	→ 1084
ggg イベント	1590	→ 1590	→ 1590	→ 1529
$gg\gamma$ イベント	300	→ 300	→ 300	→ 294
γH^0 イベント ($m_{H^0} = 15 \text{ GeV}$)	138	→ 138	→ 138	→ 130
γH^0 イベント ($m_{H^0} = 30 \text{ GeV}$)	111	→ 111	→ 111	→ 103
γH^0 イベント ($m_{H^0} = 45 \text{ GeV}$)	66	→ 66	→ 66	→ 55

表 6-3-1

第7章 解析

前にも述べたように ヒッグズイベントは $\gamma + 2$ ジェット という形のイベントになり、しかもその γ のエネルギーは一定値となる。一方バックグラウンド・イベントにおける γ のエネルギーはなめかなスペクトルになると考えられるから γ のエネルギー・スペクトルを作れば、ヒッグズイベントによる γ が鋭いピークを成すはずである。

このピークのエネルギー値が γ のエネルギーであり、ヒッグズ・イベントはトポニウムの二体崩壊であるから、エネルギーと運動量の保存からすぐにヒッグズ・ボソンの質量がわかる。

我々は、すべての γ についてのエネルギー・スペクトルではなく各イベントで最大のエネルギーをもった γ のみのエネルギー・スペクトルを作った。

その理由としては、まず、第3章で述べたようにヒッグズ・イベントへの崩壊分岐比が大きくなるのは、トポニウムとヒッグズ・ボソンの質量差が十分大きいときであり、その場合ヒッグズイベントで出してくる γ は高いエネルギーを持ち、おそらくそのイベントで最大のエネルギーを持つ γ になると思われるからである。

また、そうすることによってバックグラウンド・イベントで各イベントごとに多数個発生する π^0 からの低エネルギー γ の影響がイベントあたり、せいぜい1つで済むからである。

さらに、こうすれば、このスペクトルでは γ の数 = イベントの数となりヒッグズ・イベントの崩壊分岐比をスペクトルから評価するときに、イベントあたりの γ の多重度 (1イベント当り、何個の γ が出るかの個数) の考慮をしなくても済むのである。

こういう理由で、以下の解析はイベント中で最大のエネルギーをもつ γ のエネルギー・スペクトルを基にして行なう。

なお、ここで γ のエネルギーと称しているものは、鉛ガラスカロリメーター
又は液体アルゴンカロリメーターのクラスターのうちそれに継がる
荷電粒子のトラックのないものを γ によるものと考え、そのような
クラスターのエネルギーを γ のエネルギーとしたものである。

7.1 ガンマ エネルギー スペクトル

我々はまずバックグラウンド・スペクトルの形を調べるためにバックグラウンド・イベント (99.777.888.999の4種類) を各々の断面積の比のイベント数で足し合せたデータによるスペクトルを作った。これを Fig 7-1-1 に示した。

これを見るとスペクトルはほぼなめらかであるように見えるが、よくみるとイベント数の少ない、高エネルギー領域に構造があることがわかる。そこでこれを見やすくするために縦軸のスケールを変えたものが Fig 7-1-2 である。

これを見るとエネルギーが高くなるにつれて、単調に減少していくなめらかなバックグラウンドの上に 26~29 GeV 付近に幅広く盛り上がりがあるように見える。7.2 節では、この盛り上げの原因を調べ、これを減少させるためのカットについて検討する。

さて次にバックグラウンド・イベント + ヒッグズ・イベントのデータを用いてスペクトルを作った。これが Fig 7-1-3 に示されている。

このスペクトルには、ヒッグズの質量が 15, 30, 45 GeV の3つの場合のピークを合せて示した。ヒッグズの質量が 15 GeV の場合には、分岐比が大きいためピークの高さも高いが、バックグラウンド自体少し盛り上げのあるところにピークがあるので、ピークのうちどれだけが本当にヒッグズ・イベントによる寄与なのかを区別するのが困難である。

逆にヒッグズの質量が 45 GeV の場合には、バックグラウンドに埋もれてしまってほとんどピークに見えない。この低エネルギー部分のバックグラウンドについては 7.3 節で述べる。

Background イベントのみによるガンマ線エネルギースペクトル

(Events)

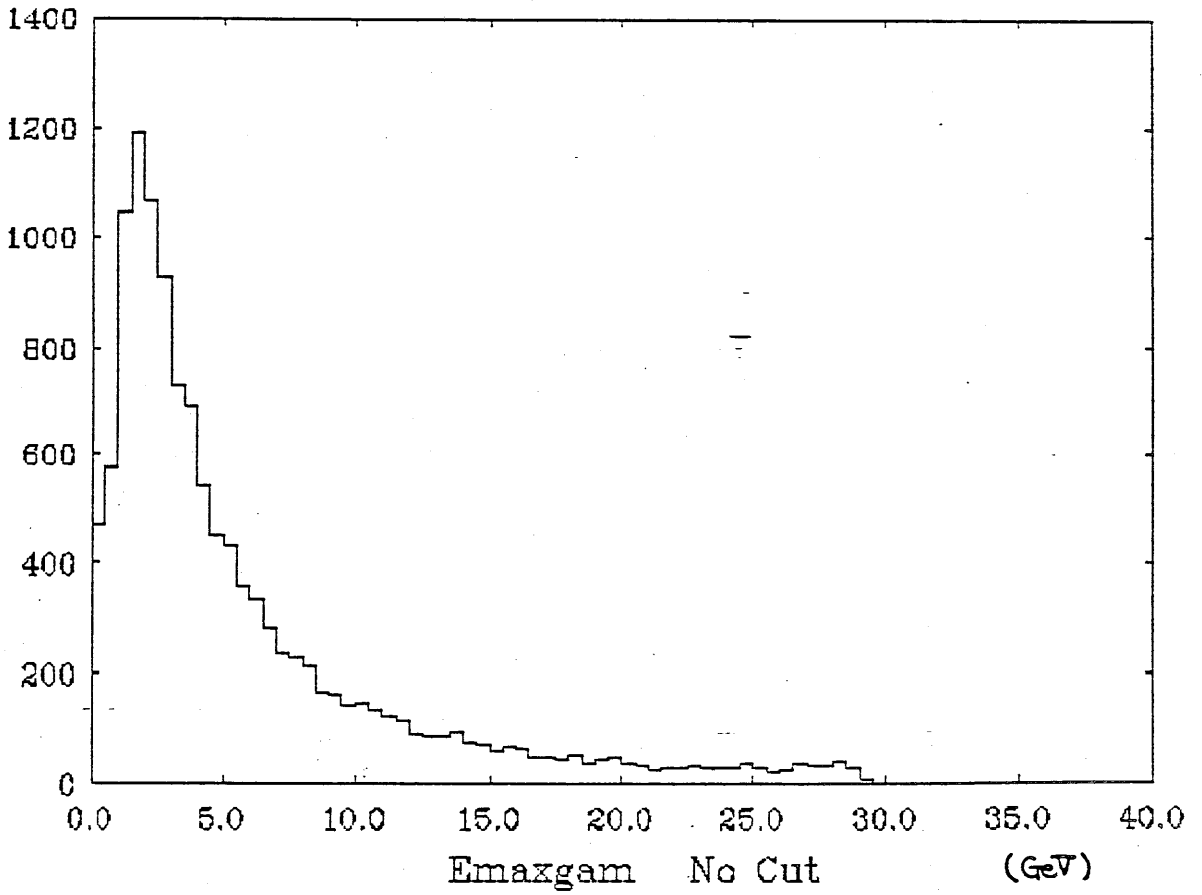


Fig 7-1-1

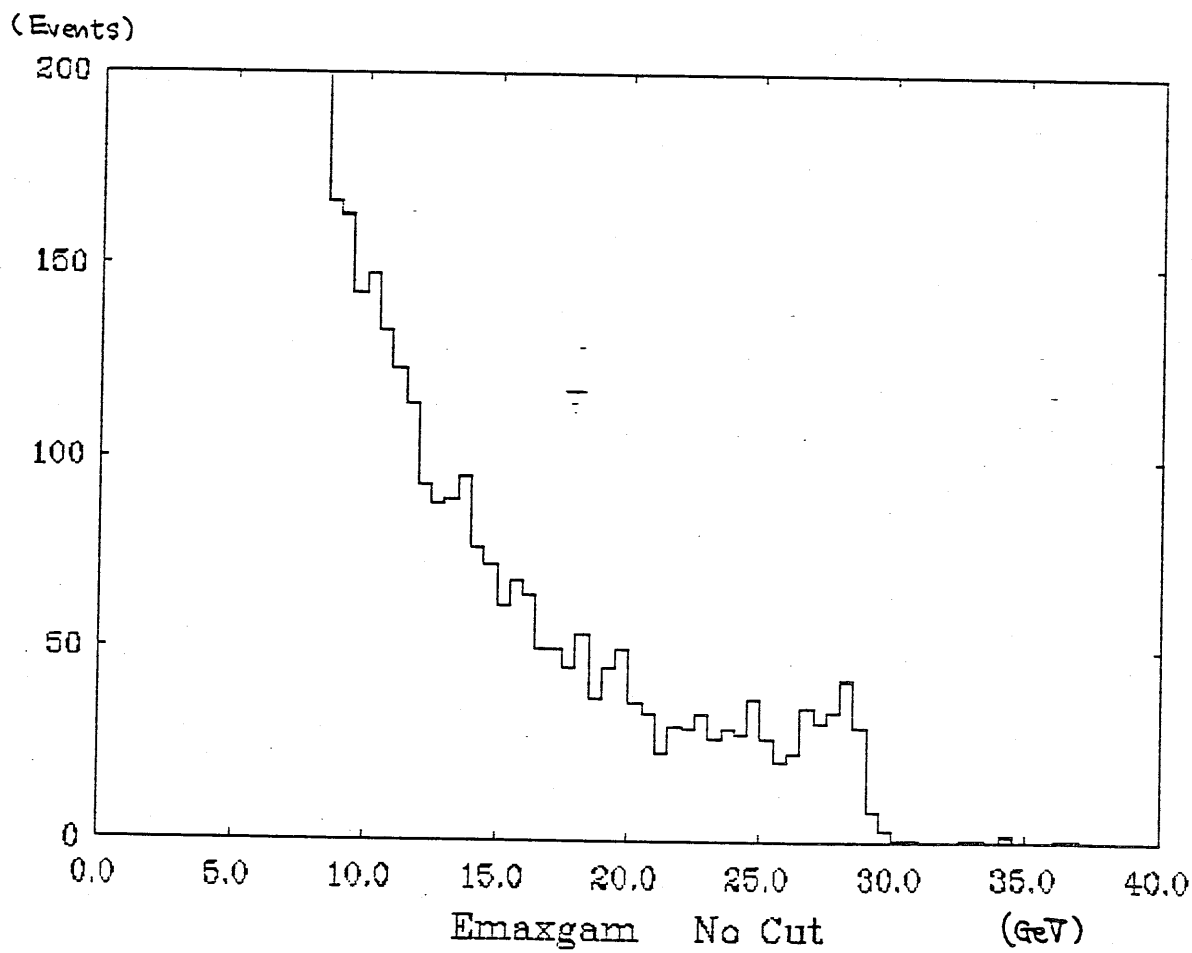


Fig 7-1-2

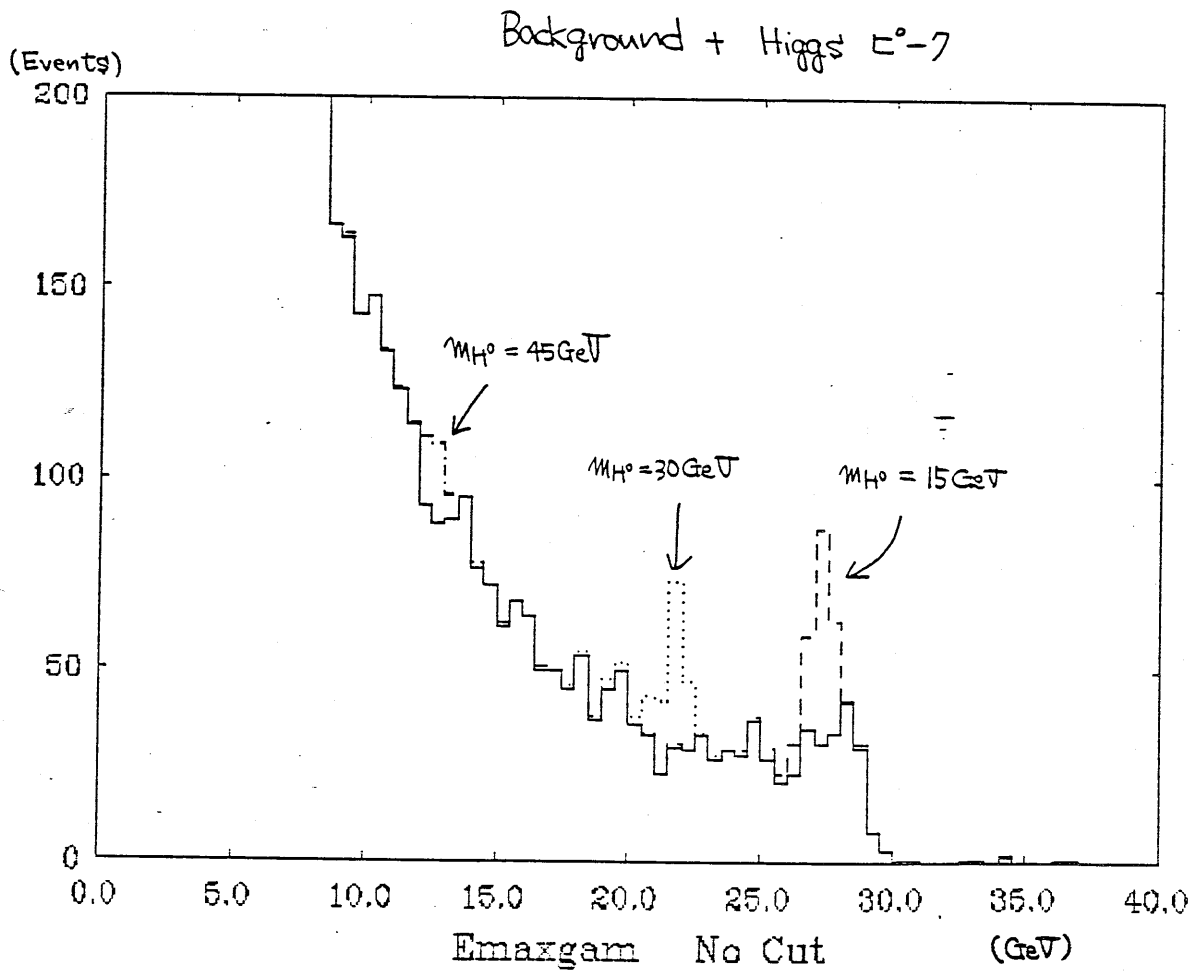


Fig 7-1-3

7.2 高エネルギー領域のバックグラウンドの低減 (I)

この節ではスペクトルの 26~29 GeV 付近にあった分布の盛り上りの原因とそれを減らす方法について検討する。

まず各種のバックグラウンド・イベントのうち、どれが主に寄与しているかを見るために、各々イベントの種類別にスペクトルを作ったのが Fig 7-2-1, 2, 3, 4 であり、各々 $q\bar{q}$, e^+e^- , ggg , $gg\gamma$ の各イベントによるものである。

このスペクトルより、 ggg イベントは、ほとんどが低エネルギー領域 ($< 15 \text{ GeV}$) に分布していて全く寄与しないことがまずわかる。

さらに e^+e^- イベントは高エネルギーのところにも分布があるが、そのスペクトルはなめらかでしかも減少しているのので、特にこの盛り上りの原因とは寄与しないことがわかる。

そして $gg\gamma$ イベントは、高いエネルギーになるほど分布も大きくなっていくので寄与はあるが、特に 26~29 GeV の領域のみならず、もっと全体的に高エネルギー側の分布を持ち上げているといえる。

さて残る $q\bar{q}$ イベントであるが、明らかに 26~29 GeV に分布の盛り上がりが見られる。こうして、この分布の盛り上りの主な寄与は $q\bar{q}$ イベントによるものであることがわかった。

そこで次にこの高エネルギー γ の由来を調べ、それを減らすのに有効なカットを考へることにする。

$q\bar{q}$ イベントで発生する γ 線のうち、クォーク・ジェット中の π^0 からのものが、高いエネルギーを持つ確率は低い。26~29 GeV 付近に集中する理由も特に見あたらない。

$q\bar{q}$ イベントのみによる
 E_{γ}^{\max} スペクトル

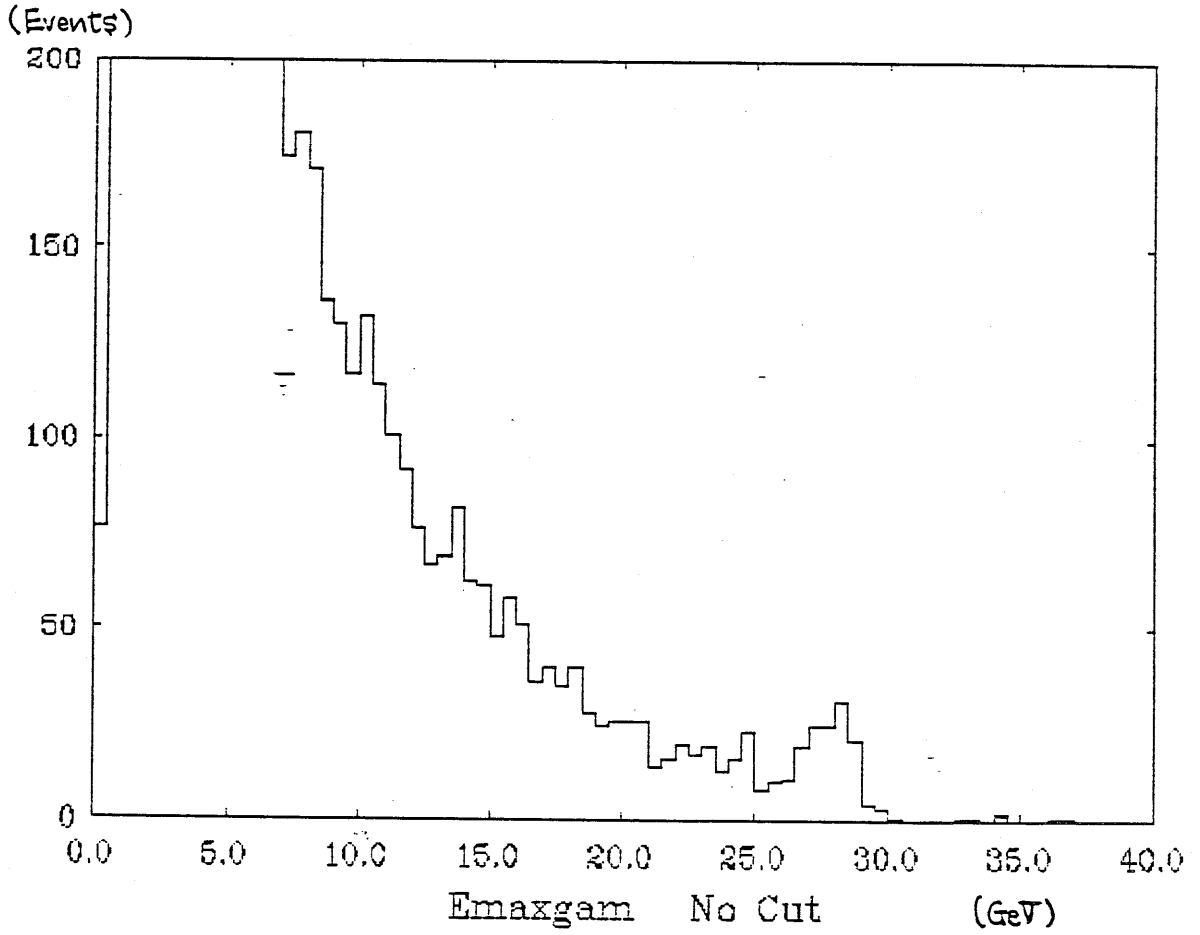


Fig 7-2-1

e^+e^- イベントのみによる
 E_{γ}^{\max} スペクトル

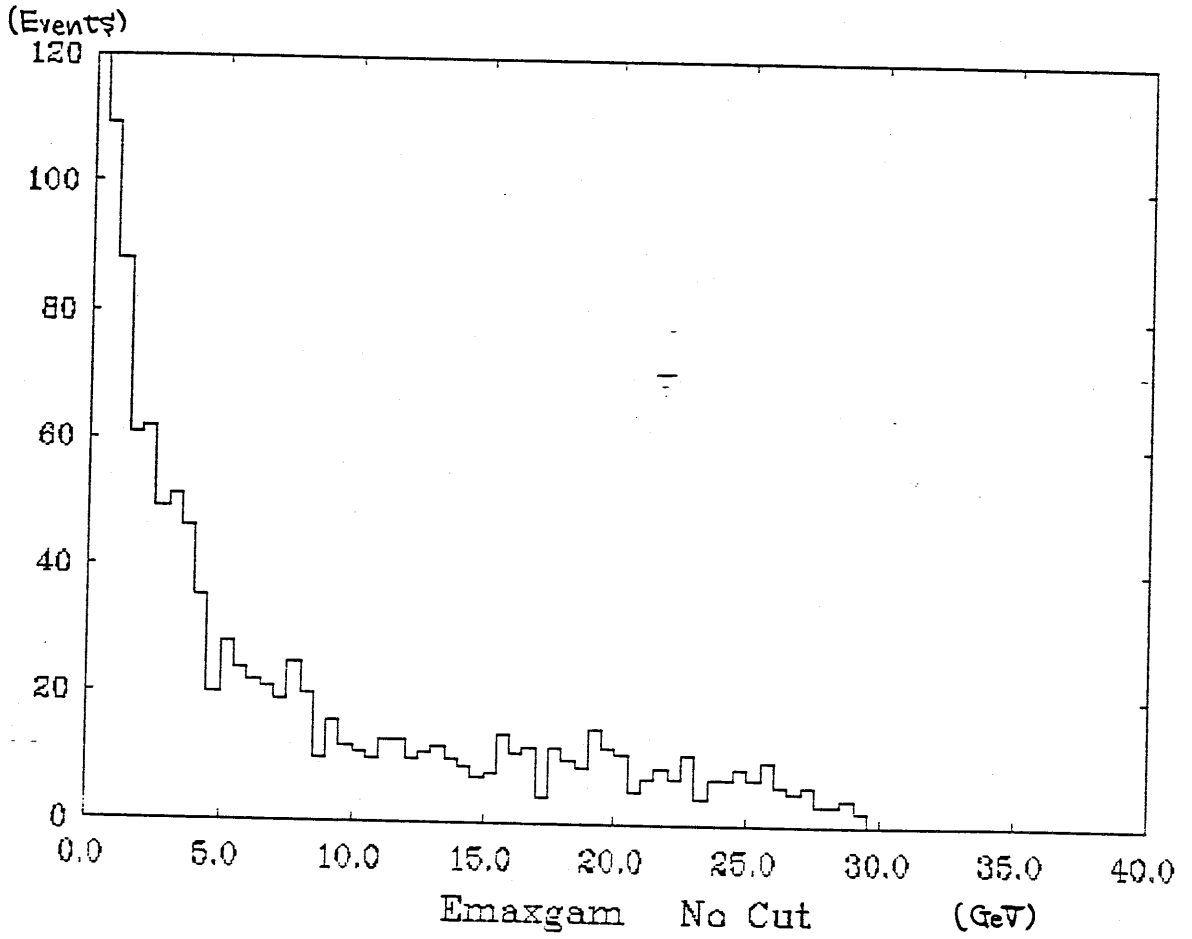


Fig 7-2-2

γγγ イベントのみによる
 E_{γ}^{\max} スペクトル

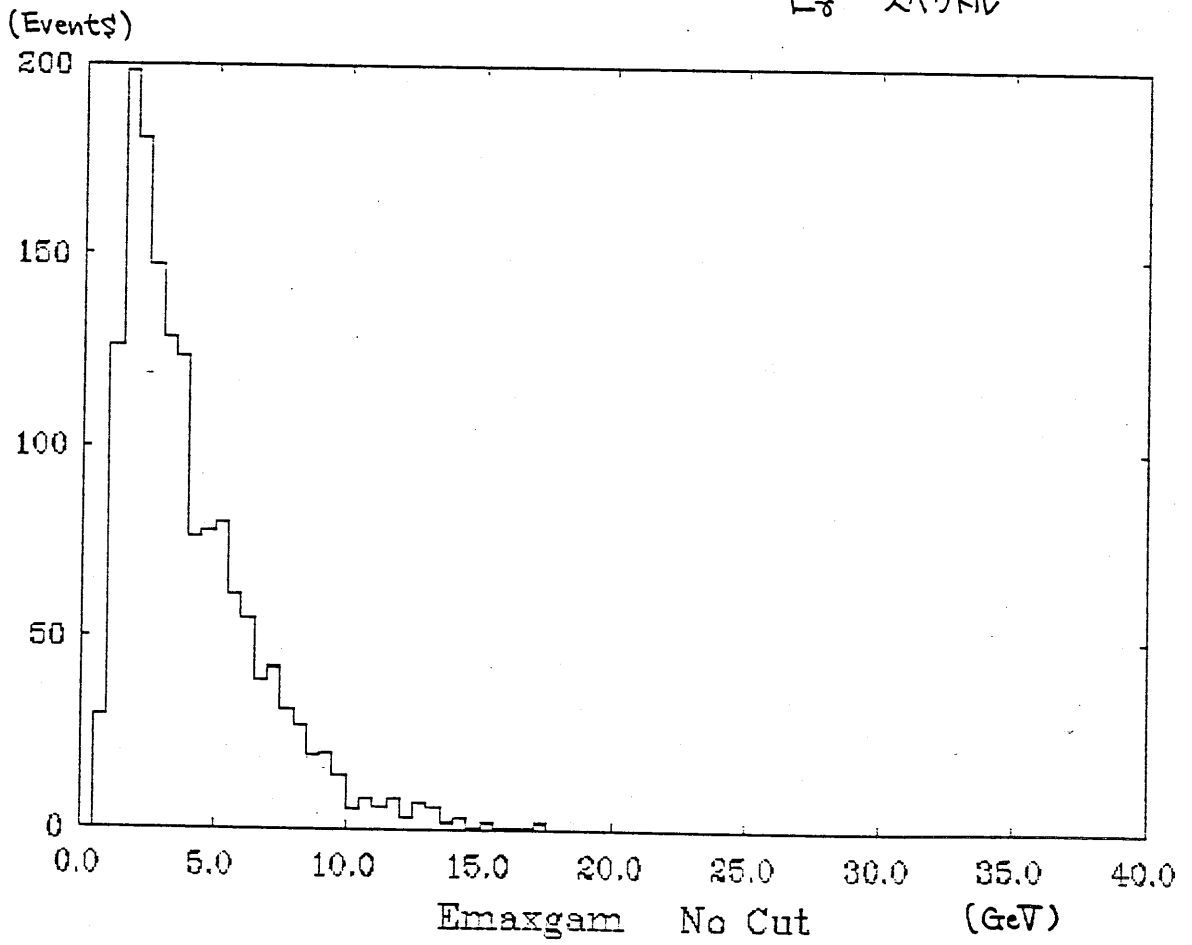


Fig 7-2-3

γγ イベントのみによる
 E_{γ}^{\max} スペクトル

(Events)

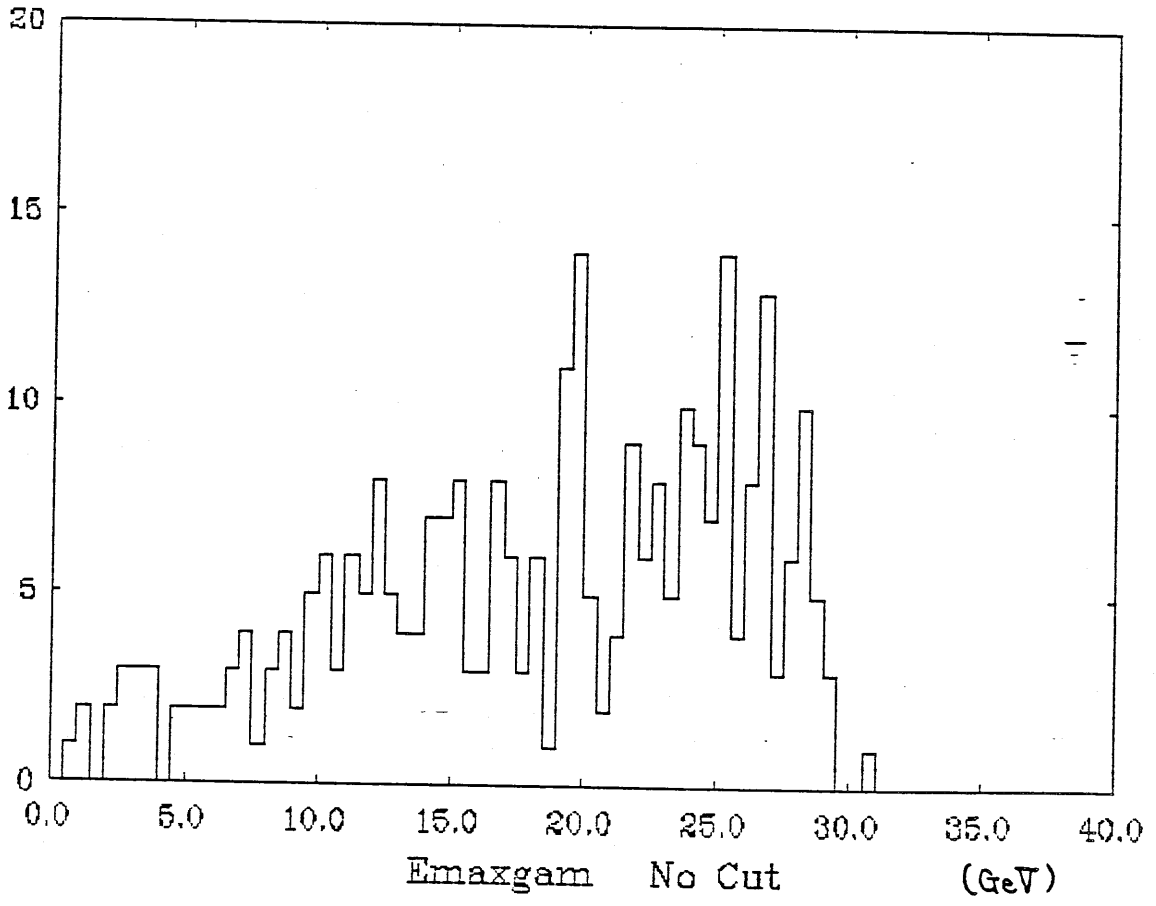


Fig 7-2-4

一方、これがイニシアル・ラディエーションによる γ であれば、そのエネルギーはビームのエネルギーに近いところには存在せずであるから、これはイニシアル・ラディエーションによるものではないと思われる。

もしイニシアルラディエーションであれば、その角分布は、ビーム軸に近い角度（超前方又は超後方）に集中する。そこでこの最大エネルギーの角度分布（ビーム軸との角度 $\cos\theta$ の分布）を各種イベントごとに作ってみたのが Fig 7-2-5, 6, 7, 8, 9 であり、各々 $q\bar{q}$, $t\bar{t}$, $g\bar{g}$, $g\bar{g}\gamma$, γH^0 の各イベントによるものである。但し、高いエネルギーの γ のみ注目するため 10 GeV 以上の γ のみを用いた。

一見して明らかのように $g\bar{g}$, $g\bar{g}\gamma$ のイベントがほぼフラットな分布に存在しているのに対し $q\bar{q}$ イベントでは前方、後方へ集中する。 $t\bar{t}$ イベントも $q\bar{q}$ イベントほど極端ではないが、前後方への分布が多い。

これと比較して、ヒッグズ・イベントもほぼフラットな角分布をしているから、 γ が非常な前方、或いは後方に出現したイベントをカットすればヒッグズ・イベントをあまり減らすことなく、 $q\bar{q}$ イベントのイニシアルラディエーションによるバックグラウンドを減少させることができはずである。

max γ の角度分布
($q\bar{q}$ イベント)

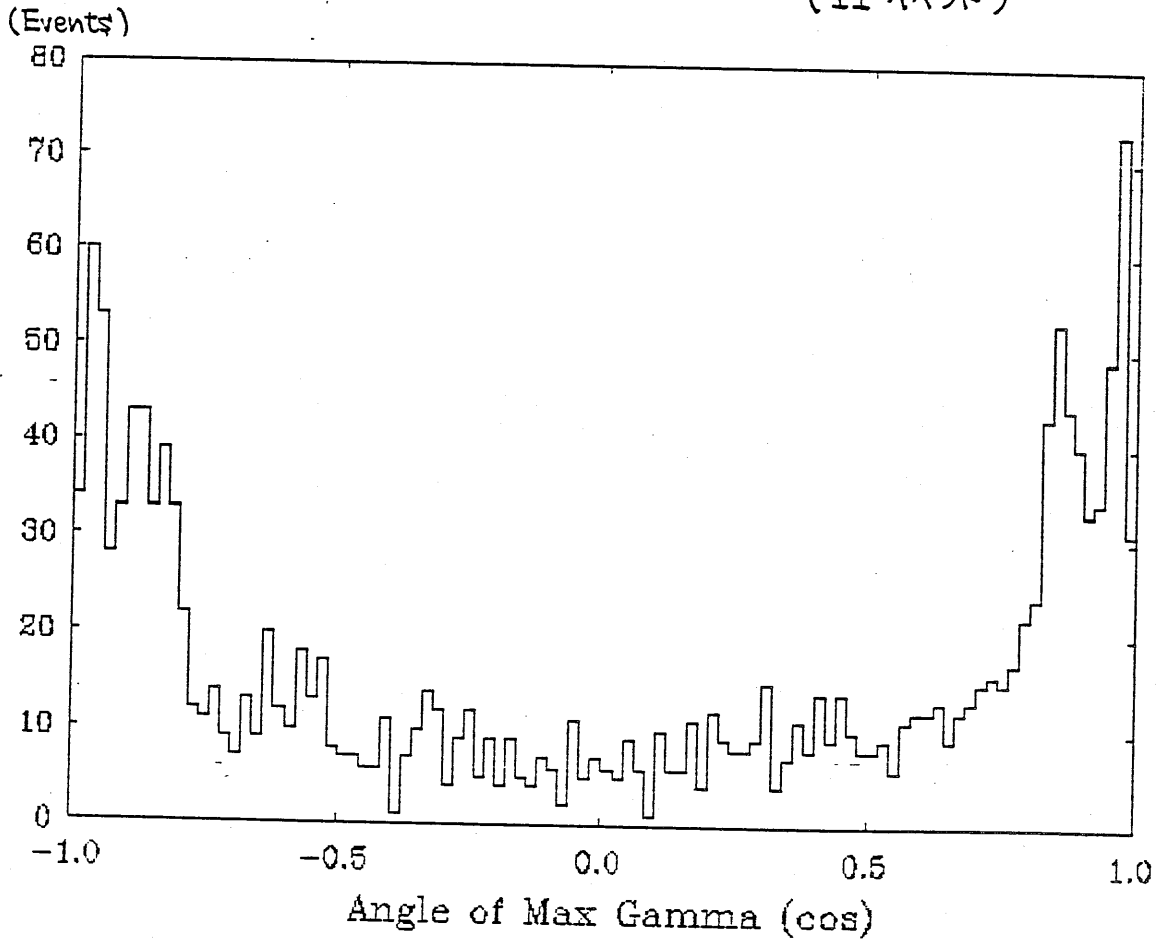


Fig 7-2-5

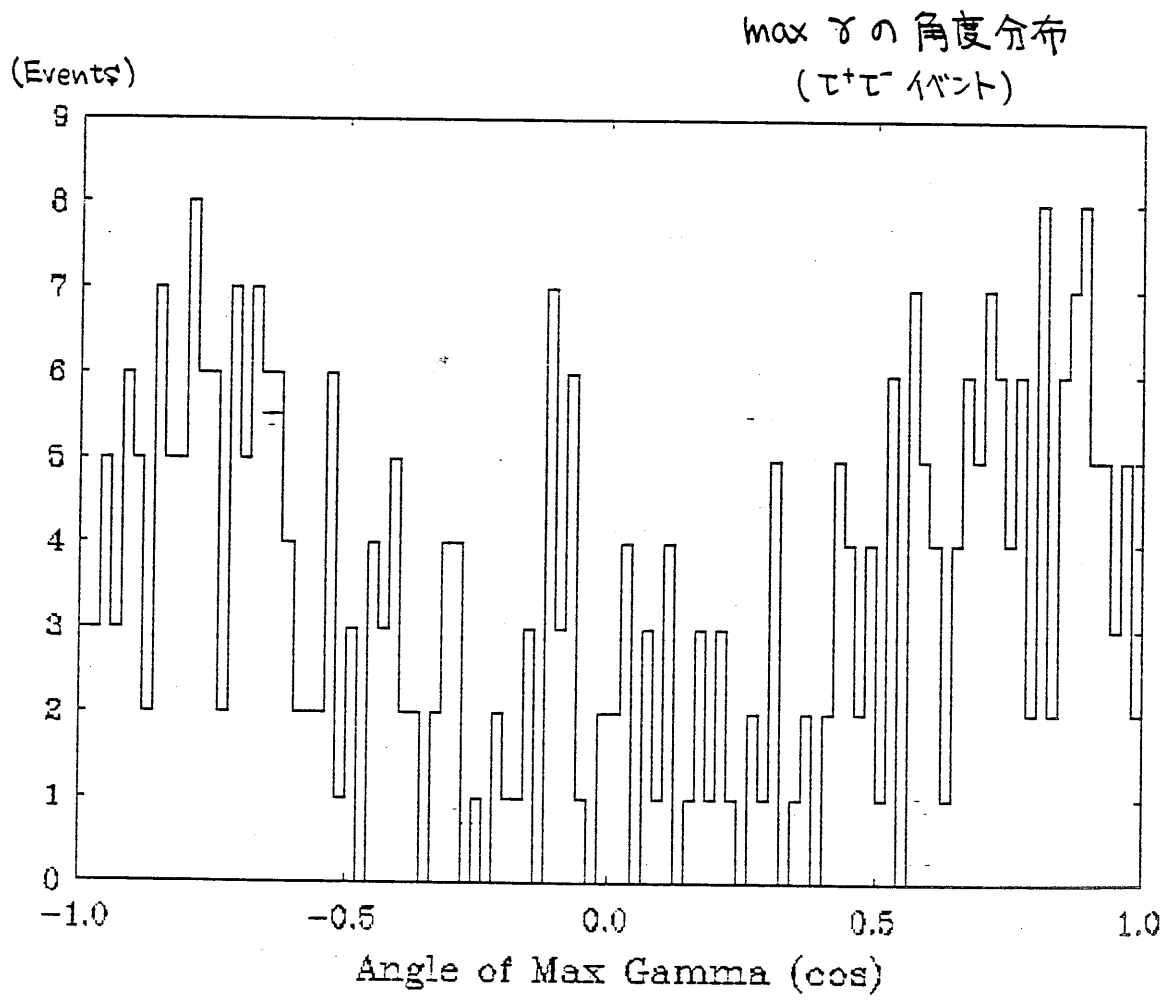


Fig 7-2-6

max γ の角度分布
(988 イベント)

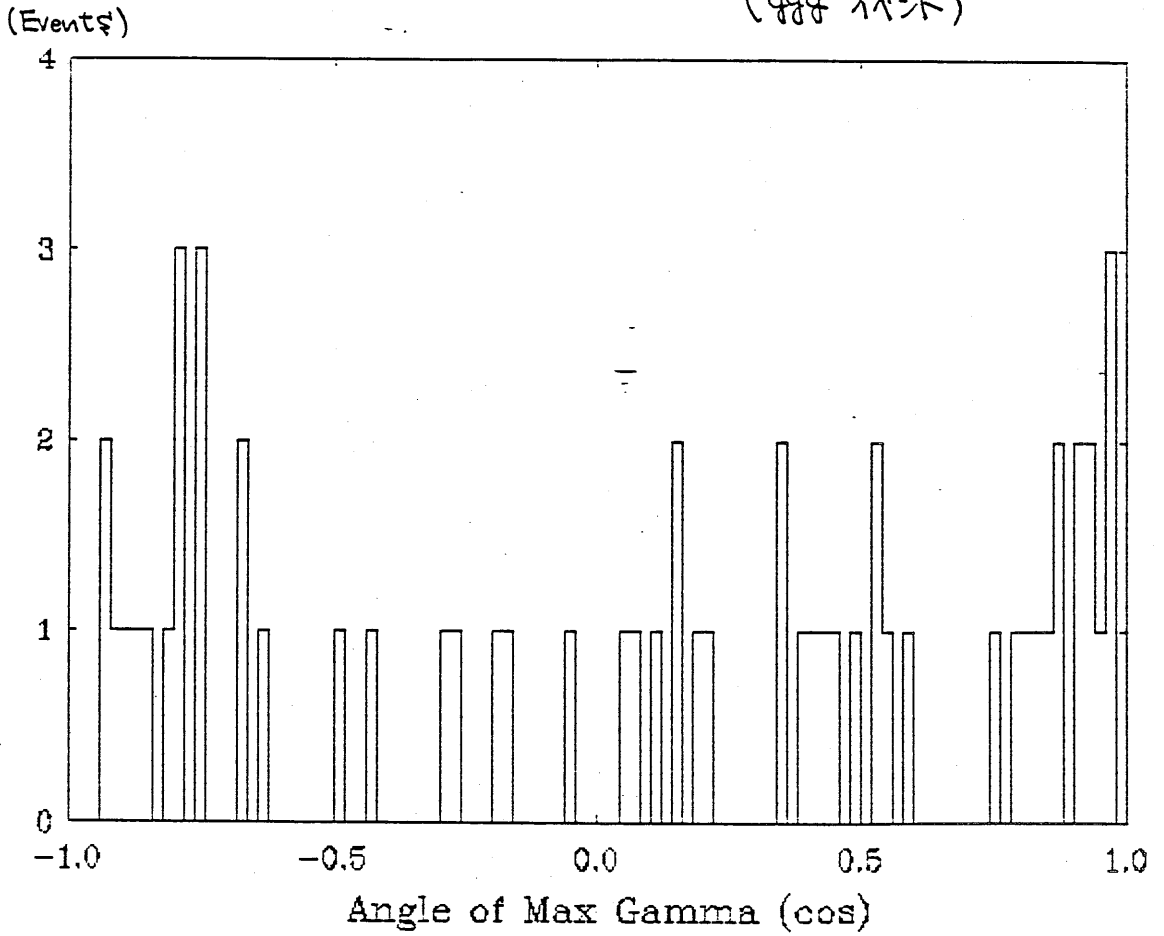


Fig 7-2-7

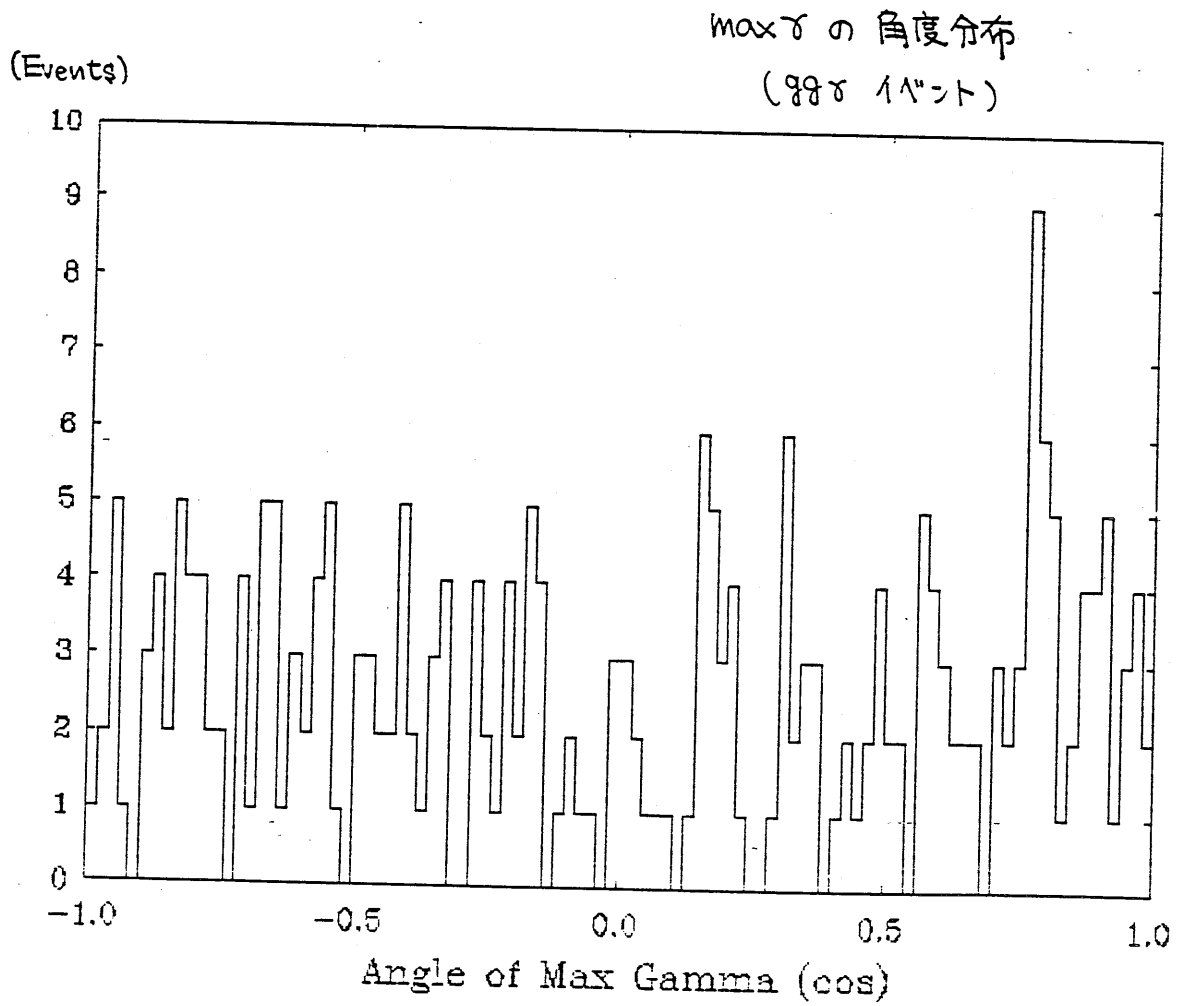


Fig 7-2-8

max γ の角度分布

(γH^0 対して $M_{H^0} = 15 \text{ GeV}$ の場合)

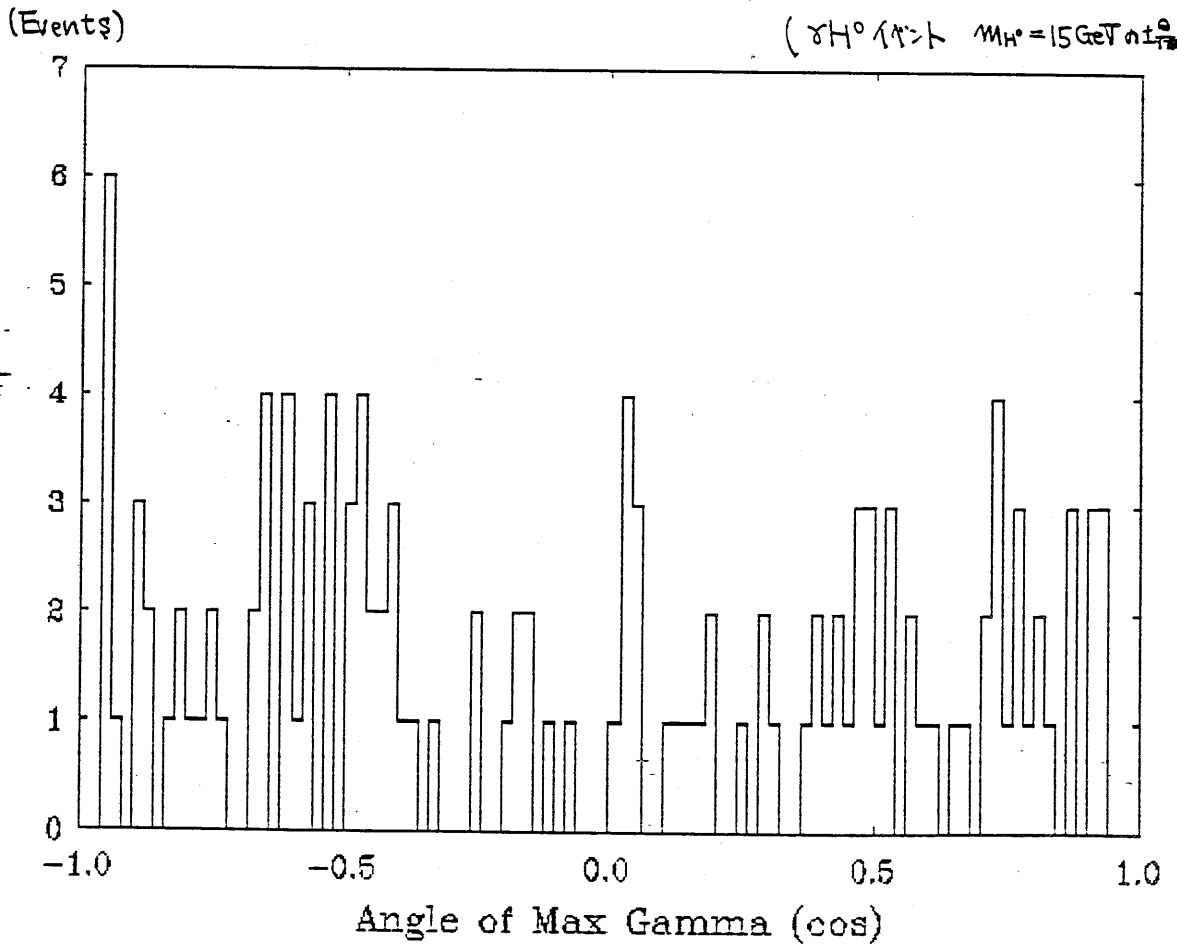


Fig 7-2-9

θ の角度におるカットの条件を決定するために S/N 比を次のように定義する。

$$\frac{S}{N}(\cos\theta_{cut}) = \frac{|\cos\theta| < |\cos\theta_{cut}| \text{ を満たすヒッグズ・イベント数}}{\text{バックグラウンドイベント数}}$$

それとカットの値 $|\cos\theta_{cut}|$ を変えたときの S/N 値の変化を示したものが Fig 7-2-10 である。

これを見ると、カット値を 1.0 から下げていくにつれ、 S/N 値は大きくなるが、 $|\cos\theta_{cut}| \sim 0.78$ 付近であまり大きくなりなくなる。そこでなるべくヒッグズ・イベントを多く残し、しかも S/N 比をよくするために

$$|\cos\theta_{cut}| = 0.78$$

と定めて、それよりも小さな角度で、最大エネルギー θ が出ている イベントはカットすることにした。

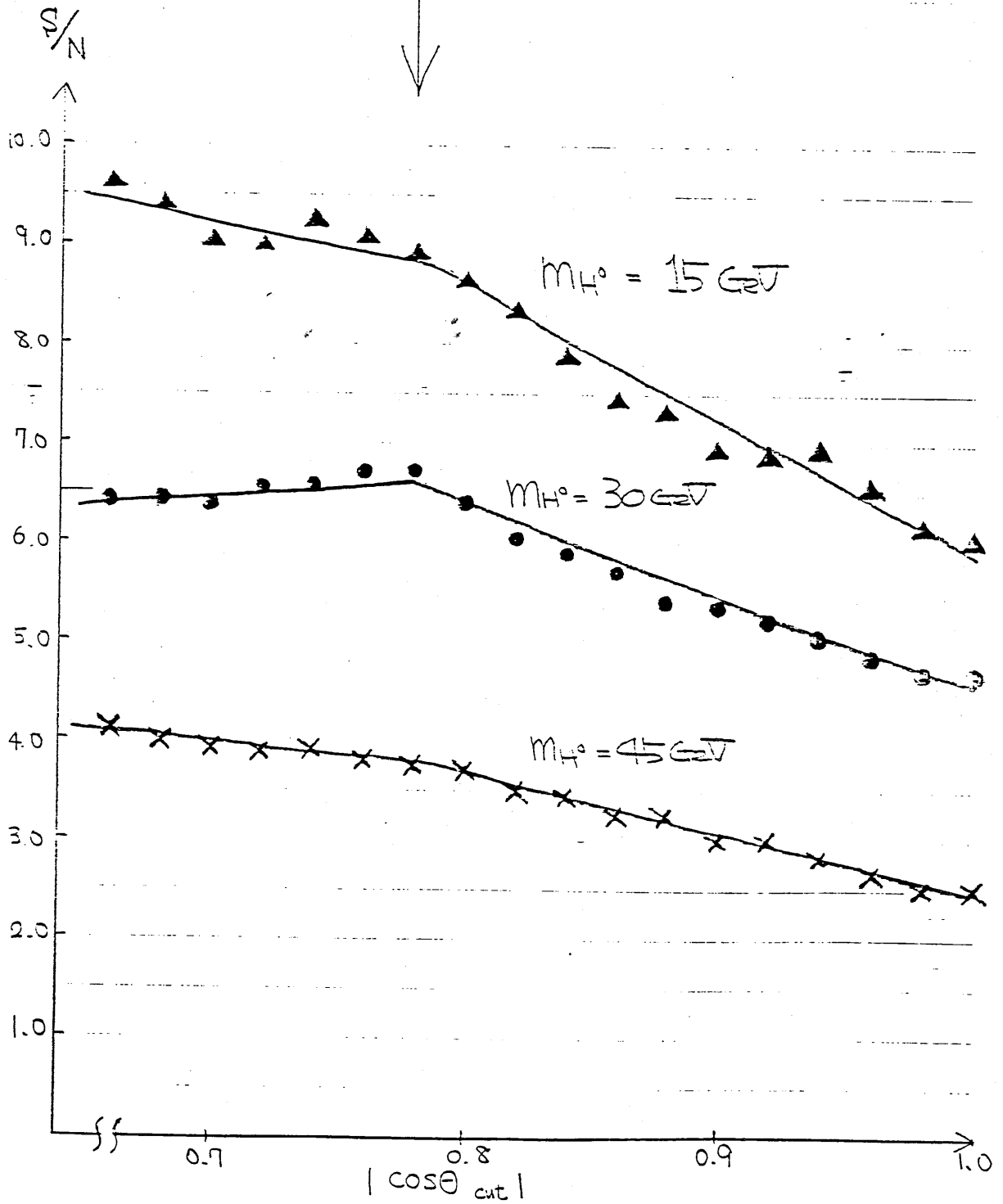
このカットをしたのちのスペクトラムが Fig 7-2-11 である。26~29 GeV の盛り上りが減少し、この領域のバックグラウンドがフラットになったのがわかる。

しかし、低エネルギー側は依然としてバックグラウンドが大きくシグナルが埋もれている。これを減少させるのに有効なカットについて次節で検討する。

Angle Cut による S/N の変化

Fig 7-2-10

$|\cos \theta_{cut}| = 0.78$
に決定



max γ の角度が $|\cos\theta| < 0.78$
 のイベントのみによる
 E_{γ}^{\max} スペクトル

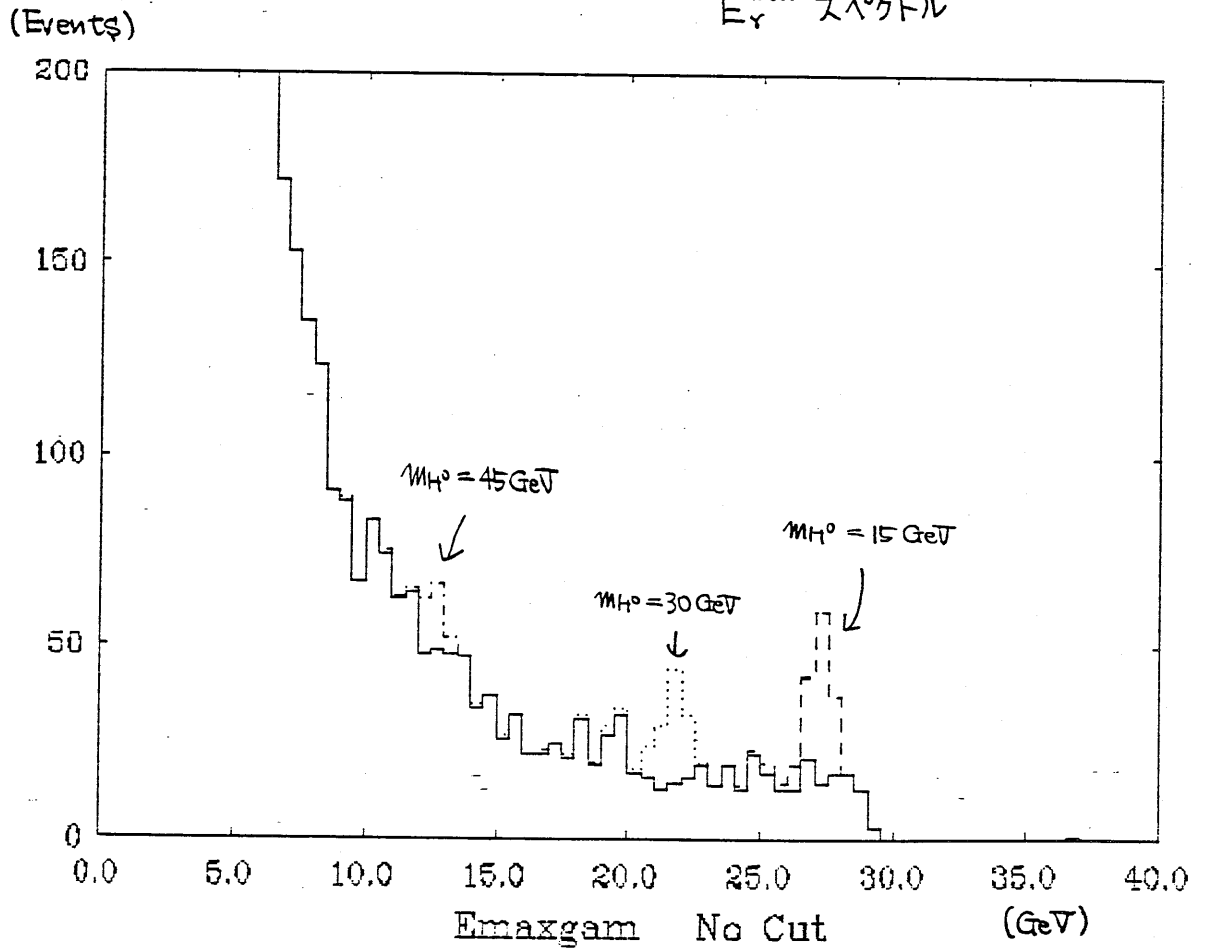


Fig 7-2-11

7.3 低エネルギー領域のバックグラウンドの低減

この節では低エネルギー側のバックグラウンドを減らす方法について考える。

ヒッグズ・イベントでは、 $\gamma + 2jet$ という形になり、一般に γ が他の粒子とは離れて出ていると思われる。一方、 $q\bar{q}, ggg$ イベントによる γ はジェット中の π^0 の崩壊からのものが大部分であり、これらの γ は他の粒子とはあまり離れていないはずである。

そこで、この γ の“単離の程度”を定量化してイベントをカットすればバックグラウンドを減らせるはずである。我々が実際に使った

パラメータは $\cos \theta_{nn}$ という量

であり、Fig 7-3-1 に図示したよ

うに、最大エネルギーの γ に対し

それと一番近接して出ている

(nearest neighbor) 粒子と

作る角度を θ_{nn} としたとき、

その余弦をとったものである。

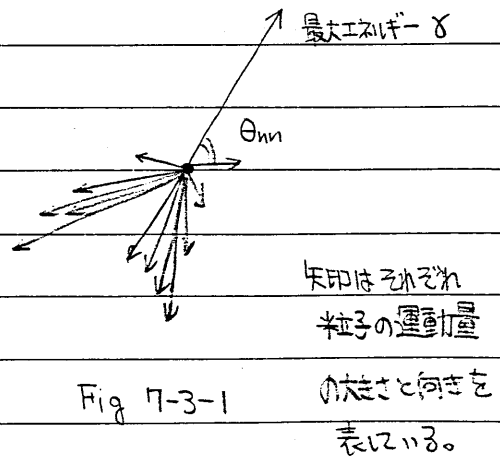


Fig 7-3-1

このパラメータを用いて各種イベントの特徴を調べることにする。

イベントの種類ごとに最大エネルギー γ のエネルギー E_γ^{\max} と上の $\cos \theta_{nn}$ の2次元プロットをとったのが、Fig 7-3-2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 でありそれぞれ $q\bar{q}$, ggg , ggg , ggg イベントと γH^0 イベントの $M_{H^0} = 15, 30, 45 \text{ GeV}$ の各場合である。

$E_{\gamma}^{\max} - \cos\theta_{\text{min}}$ 分布
($q\bar{q}$ event)

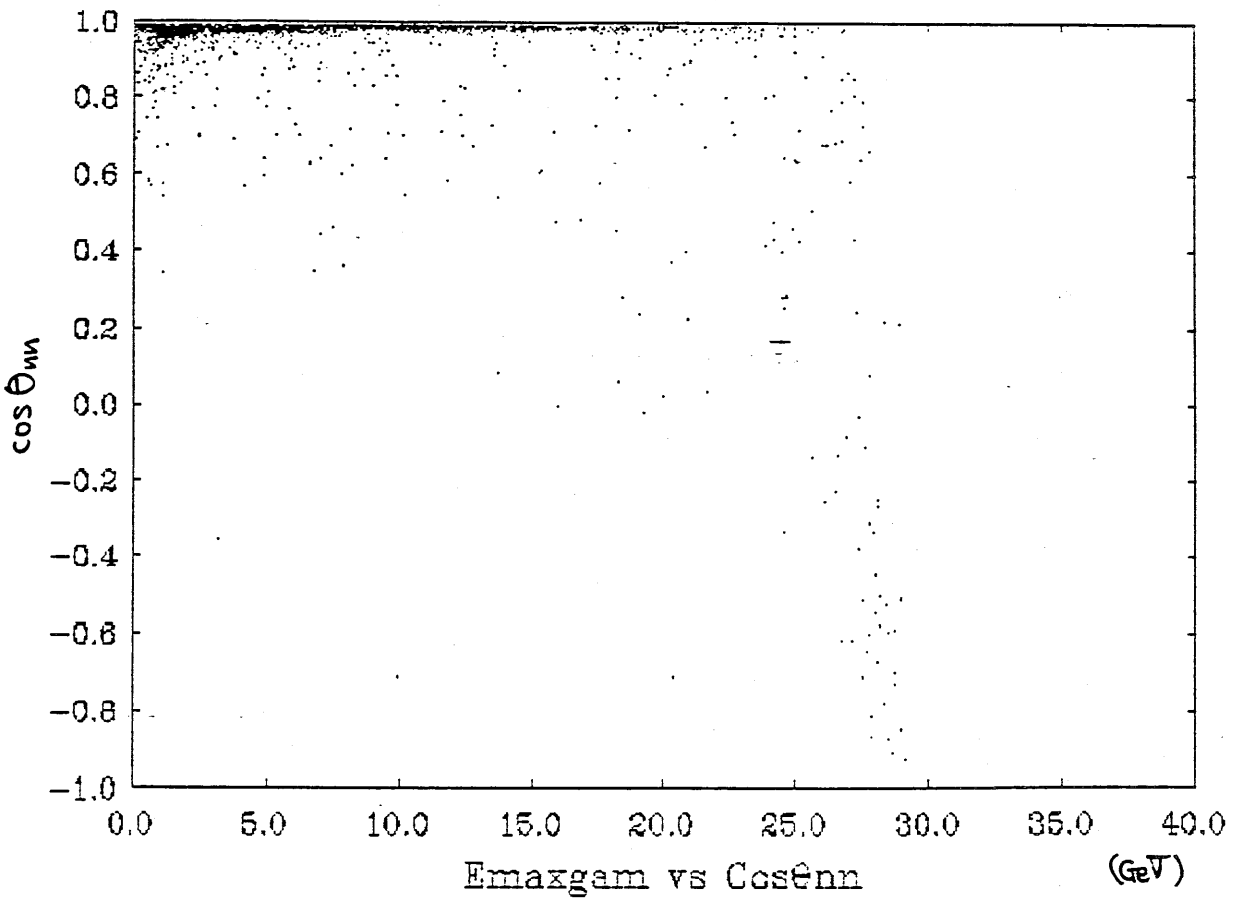


Fig 7-3-2

$E_{\delta}^{\max} - \cos\theta_{nn}$ 分布
($\tau^+\tau^-$ イベント)

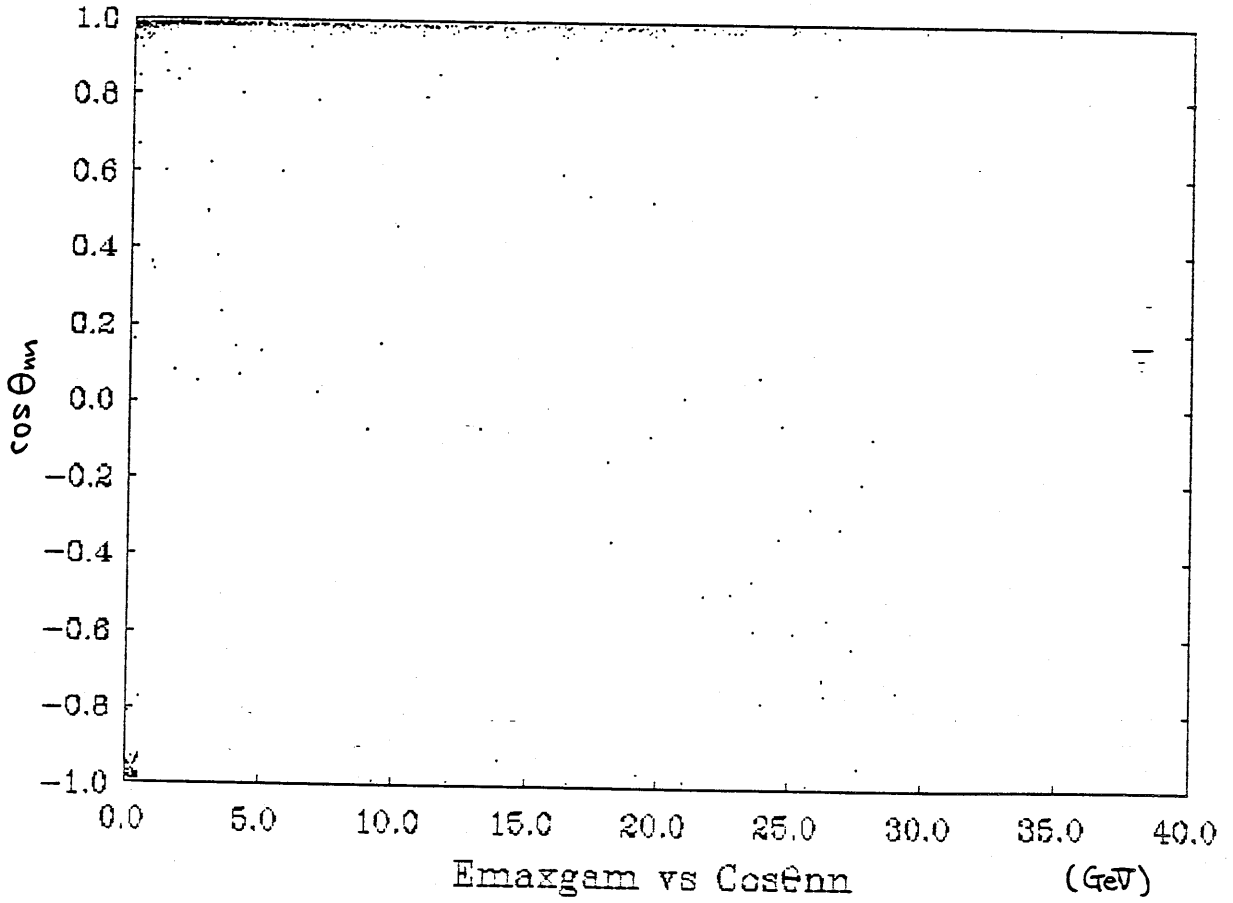


Fig 7-3-3

$E_{\gamma}^{\max} - \cos \theta_{nn}$ 分布
($ggg \rightarrow \gamma \rightarrow t$)

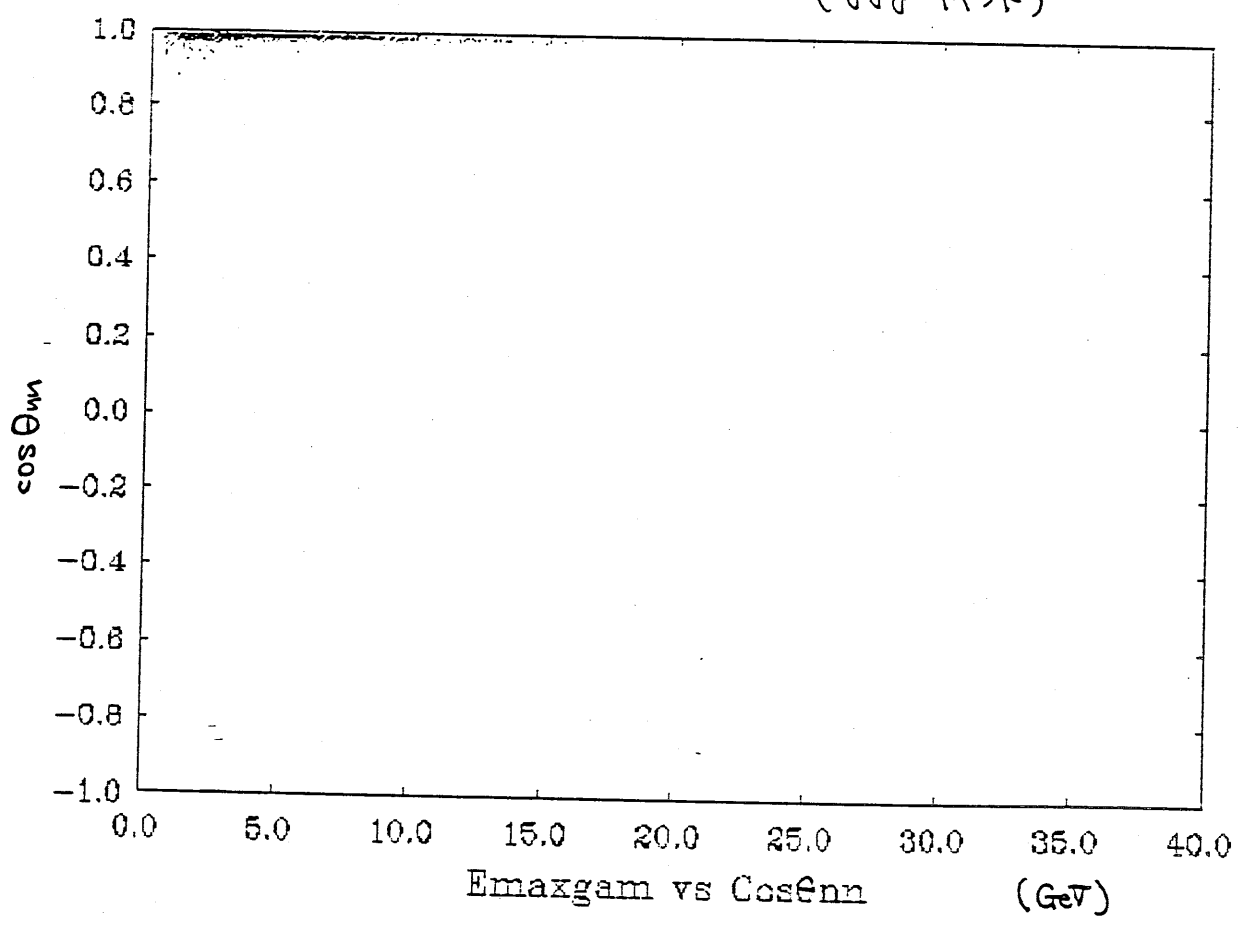


Fig 7-3-4

$E_r^{\max} - \cos\theta_{nn}$ 分布
(888 イベント)

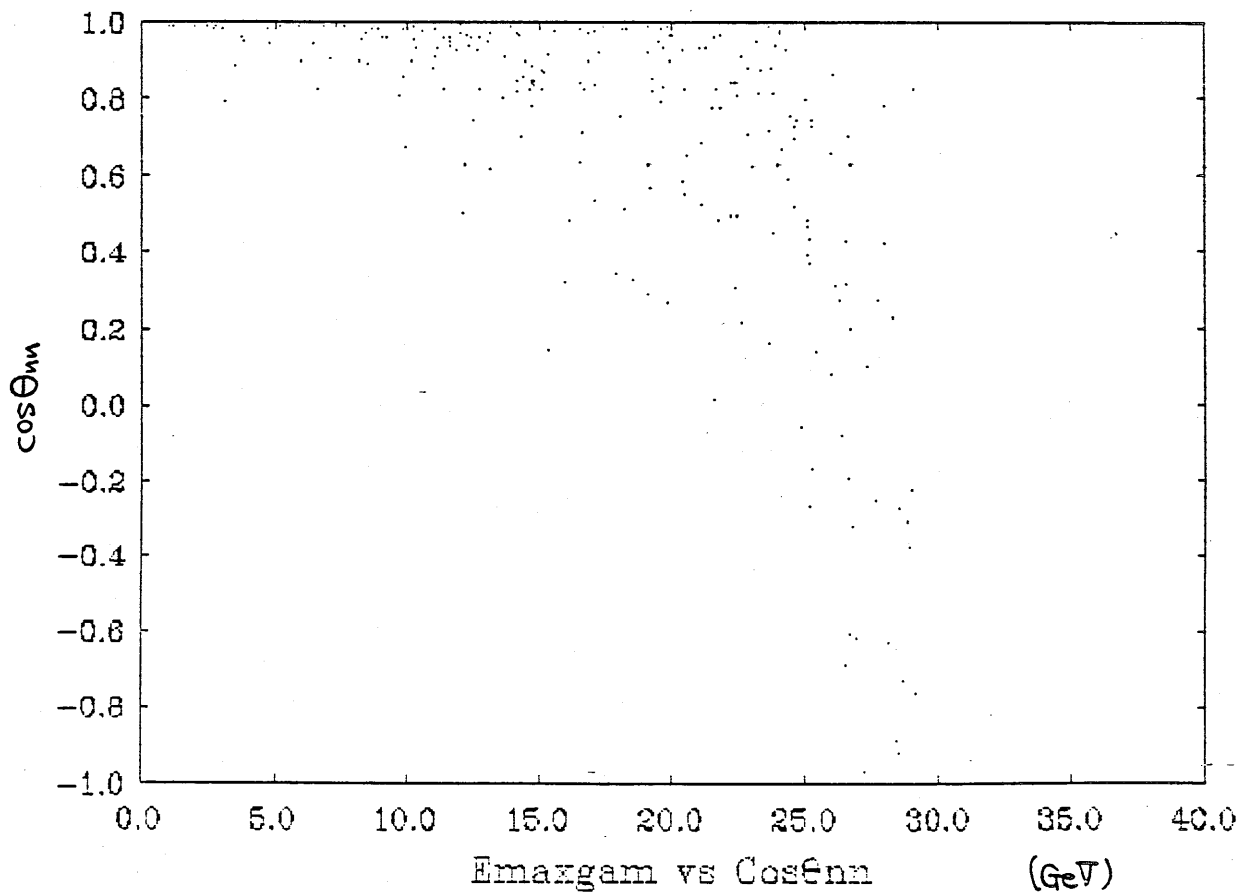


Fig 7-3-5

$E_{\gamma}^{\max} - \cos\theta_{nn}$ 分布
 (γH^0 11% ト $M_{H^0} = 15 \text{ GeV}$)

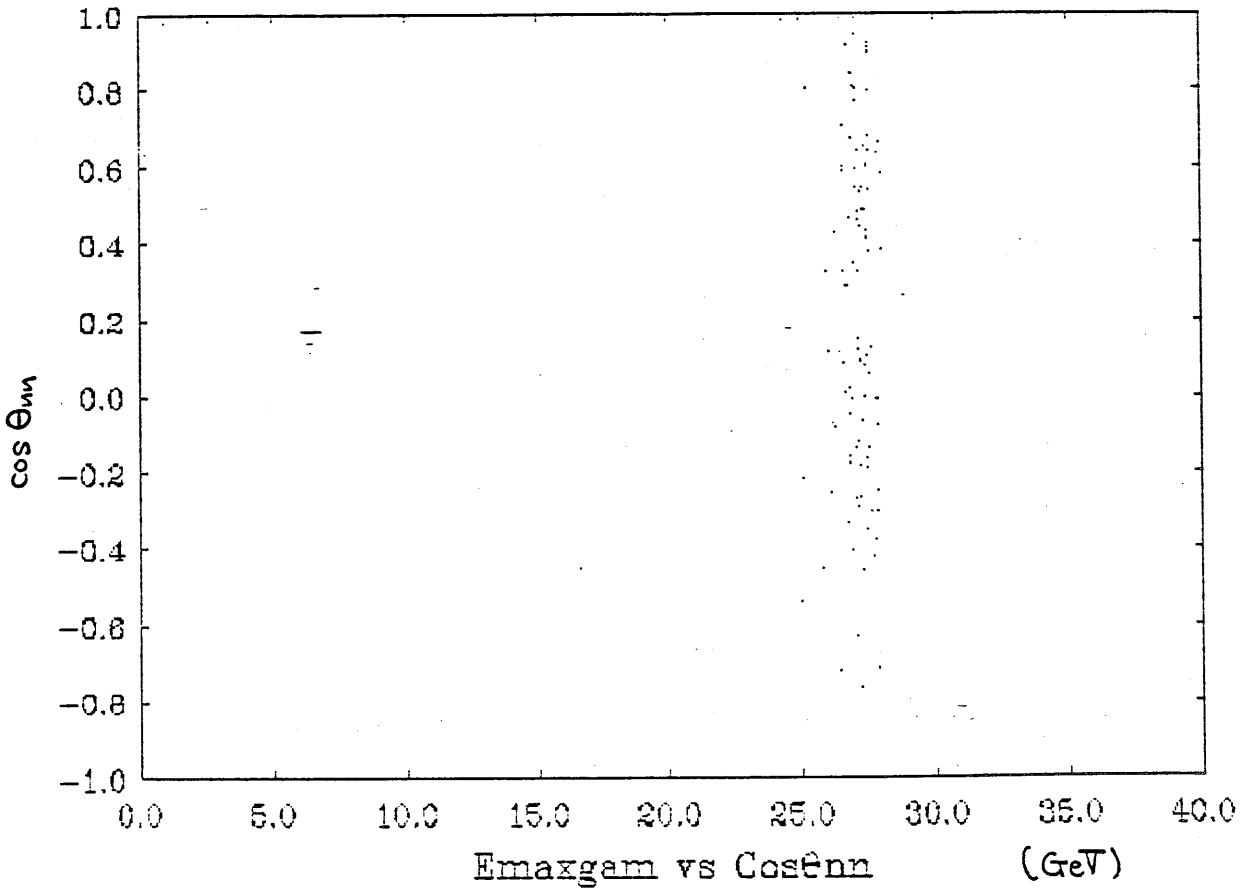


Fig 7-3-6

$E_{\gamma}^{\max} - \cos\theta_{nn}$ 分布

(γH^0 11 \rightarrow 1 $M_{H^0} = 30 \text{ GeV}$)

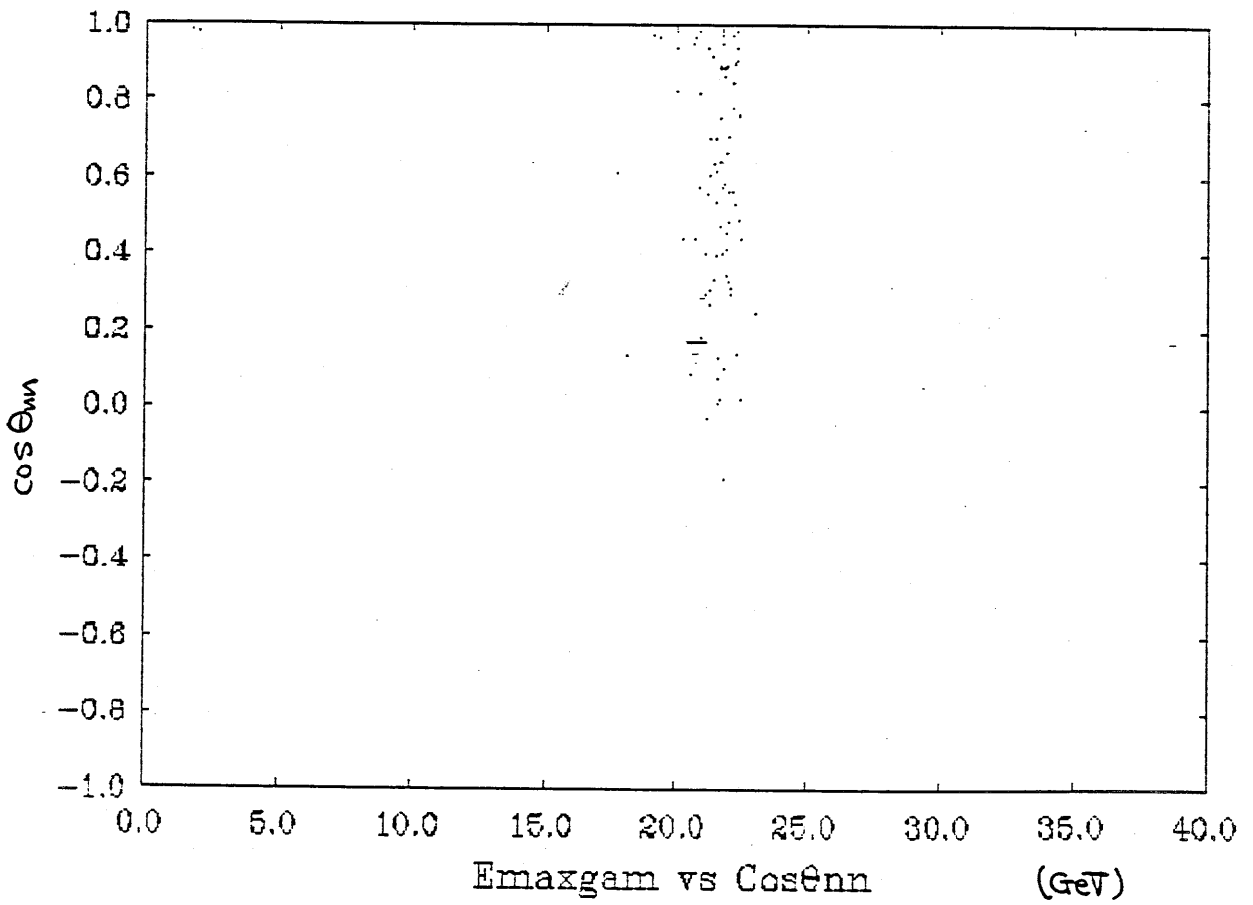


Fig 7-3-7

$E_{\gamma}^{\max} - \cos \theta_{nn}$ 分布

(γH^0 衰变 $M_{H^0} = 45 \text{ GeV}$)

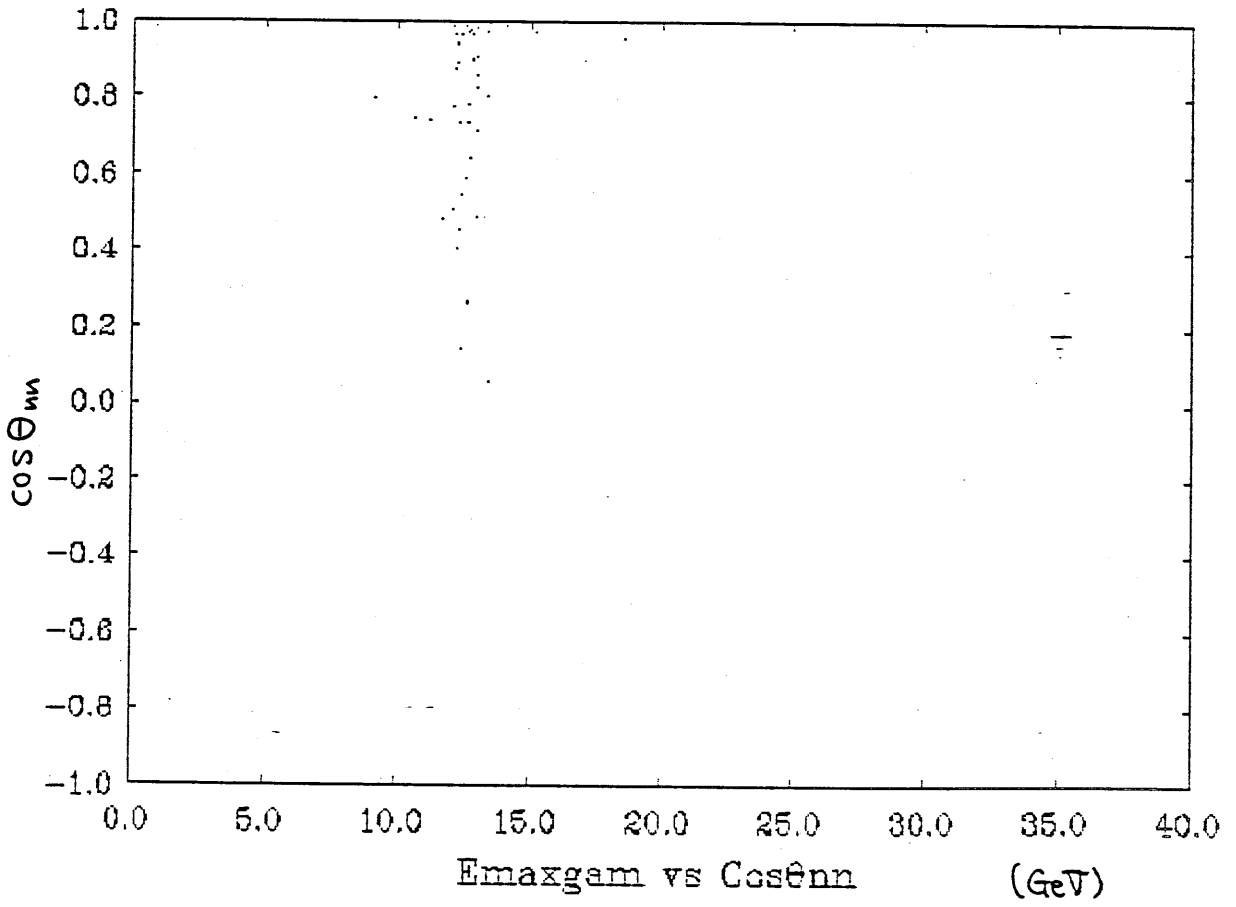


Fig 7-3-8

$E_\gamma^{\max} - \cos\theta_{nn}$ 分布を見ると、 $9\bar{9}$ イベントは、 $\cos\theta_{nn} \sim 1$ に大部分が分布しているが $\cos\theta_{nn}$ が 0 よりも小さいような単離した γ でのエネルギーがビームエネルギーの 30 GeV に近いものも少しあるのがわかる。これはイニシャルラディエーションによるものと思われる。

E^+E^- イベントも大部分が $\cos\theta_{nn}$ の 1 付近に集中している。しかし、非常に低いエネルギーで $\cos\theta_{nn} \sim -1$ のところにも分布している。すなわち、 $9\bar{9}$ と同じような単離した γ も少しある。

999 イベントは $\cos\theta_{nn} \sim 1$ 付近にのみ分布がありしかも 17 GeV 以下の低いエネルギーの γ のみである。

998 イベントは $9\bar{9}$ や 999 イベントと比較するとそれほど $\cos\theta_{nn} \sim 1$ 付近に集中しているわけではなく、単離した、しかもエネルギーも高い γ も割合としてはかなりある。

これらの分布は予想通り、低いエネルギーの γ は、ほとんどジェットの中にあつて他の粒子と近接に出ていることを示している。ということは $\cos\theta_{nn}$ が 1 に近いようなイベントをカットすれば、低エネルギー領域でのバックグラウンドを大きく減らすことができると思われる。

一方ヒッグズイベントについての同じプロットを見ると、 $\cos\theta_{nn}$ の小さい値のところまで、ほぼ一様に分布しているのが $\cos\theta_{nn} \sim 1$ 付近のイベントをカットしてもイベント数はあまり減少しない。それはバックグラウンドが減った分、ヒッグズイベントによるピークが見えやすくなるはずである。

但し、ヒッグズボソンの質量が重くなるほど分布が全体的に $\cos\theta_{nn}$ の 1 の近くへ集ってくるので、このカットで切り取られてしまうイベントの割合が増える。

$\cos\theta_{nn}$ の値でカットをスweepしてスペクトルを作り、ヒッグズによるピークの見え方の変化を示したものが Fig 7-3-9, 10, 11, 12, 13, 14 である。

E_{γ}^{\max} のスペクトル

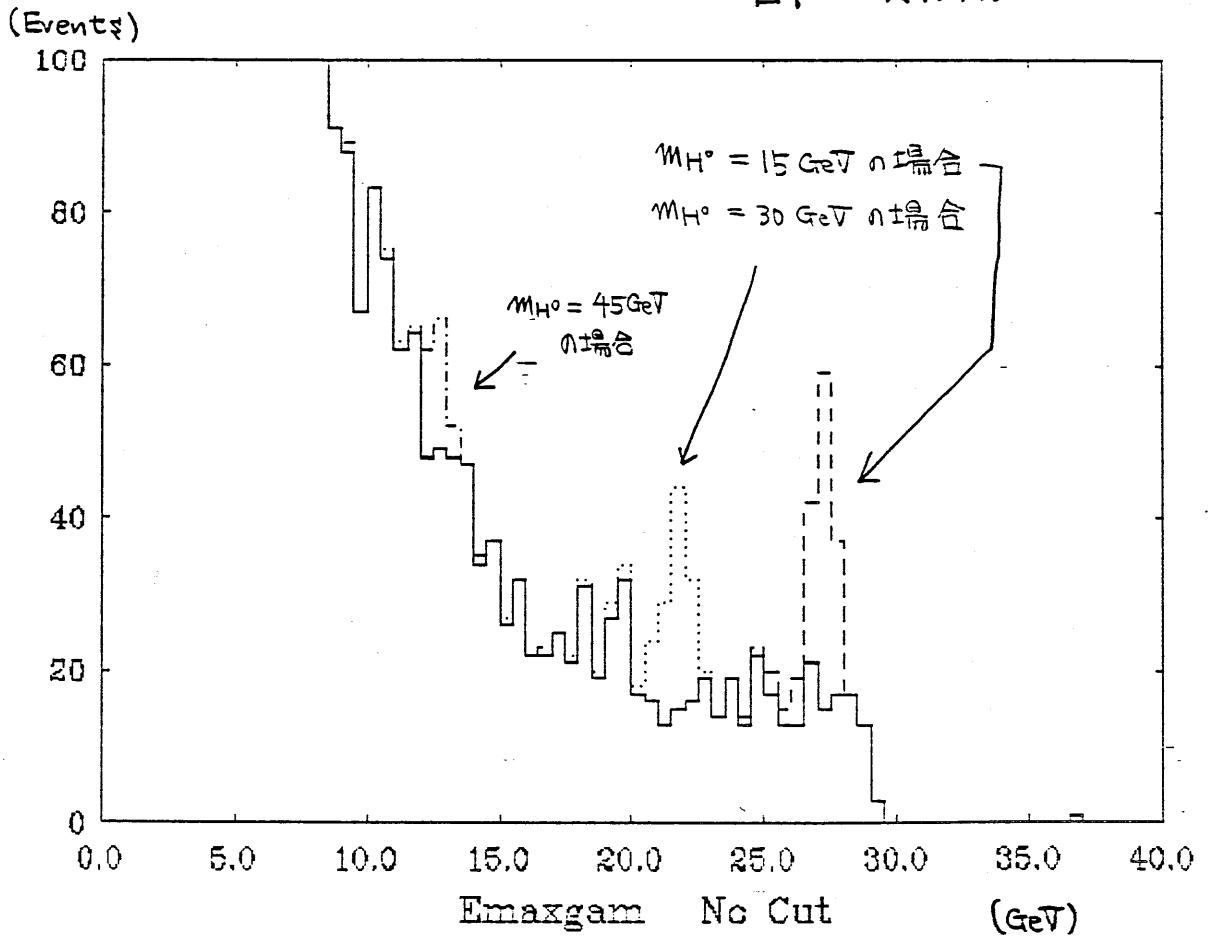


Fig 7-3-9

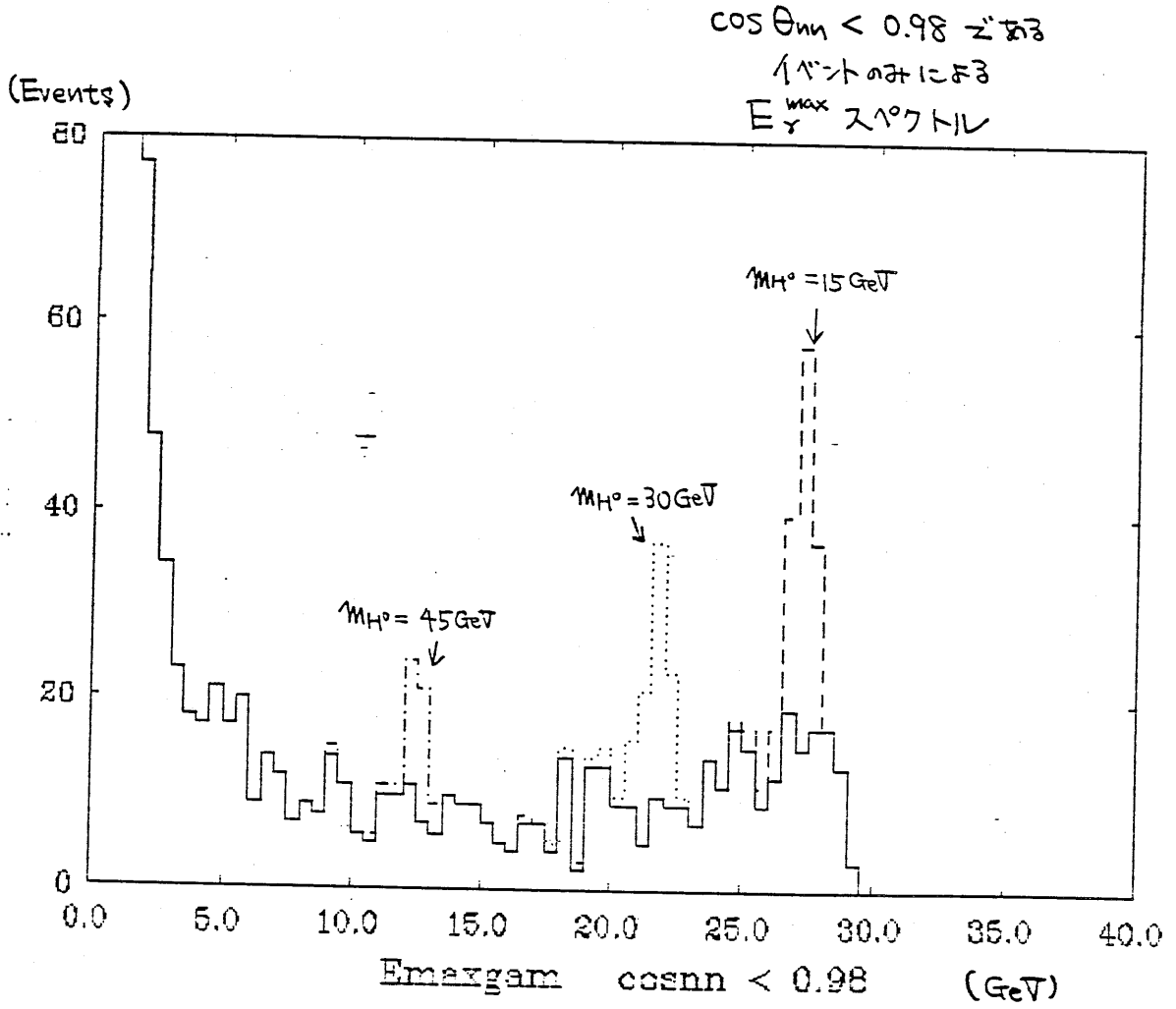


Fig 7-3-10

$\cos \theta_{nn} < 0.96$ である
 イベントのみならず
 E_{γ}^{\max} スペクトル

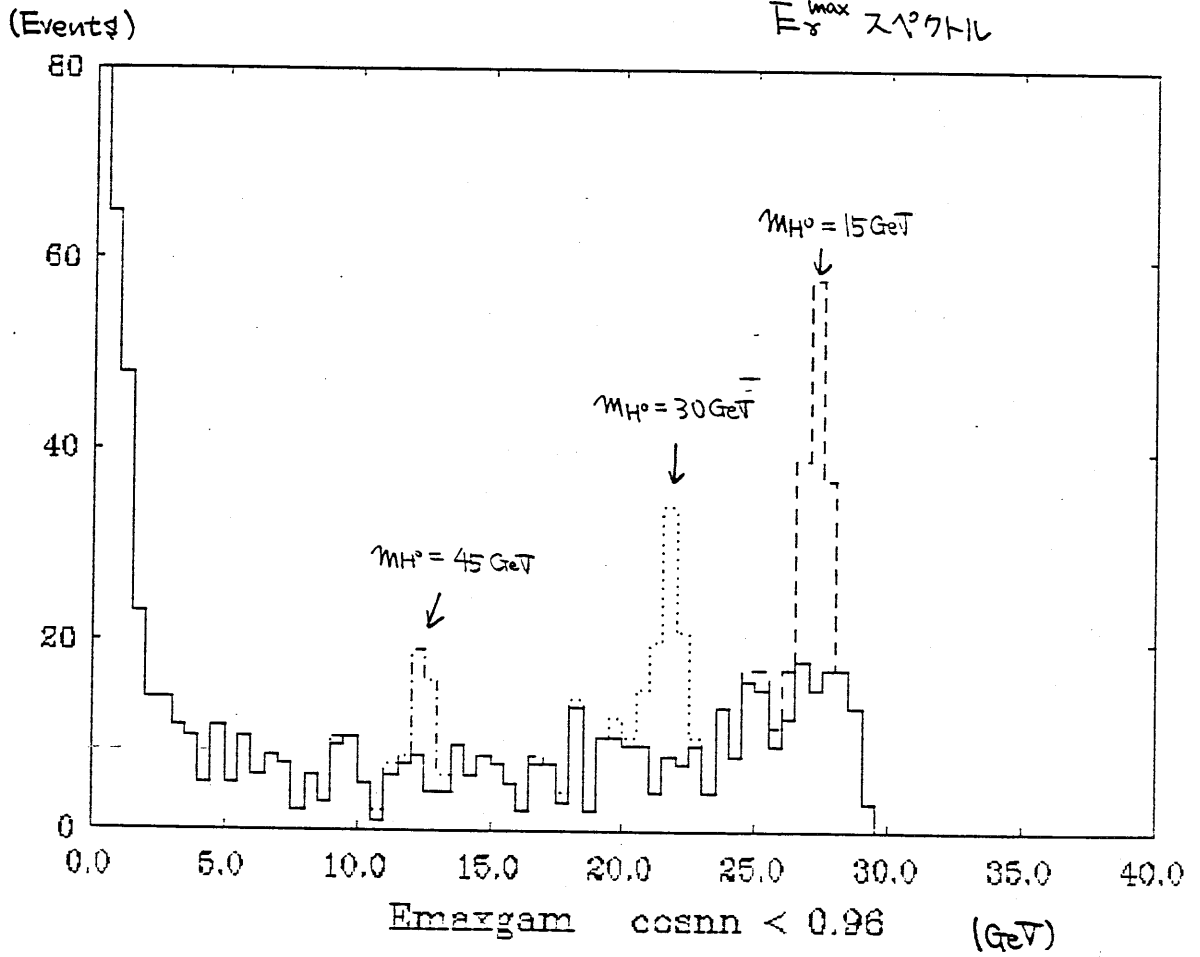


Fig 7-3-11

$\cos\theta_{nn} < 0.94$ である

イベントのみによる

E_{γ}^{\max} スペクトル

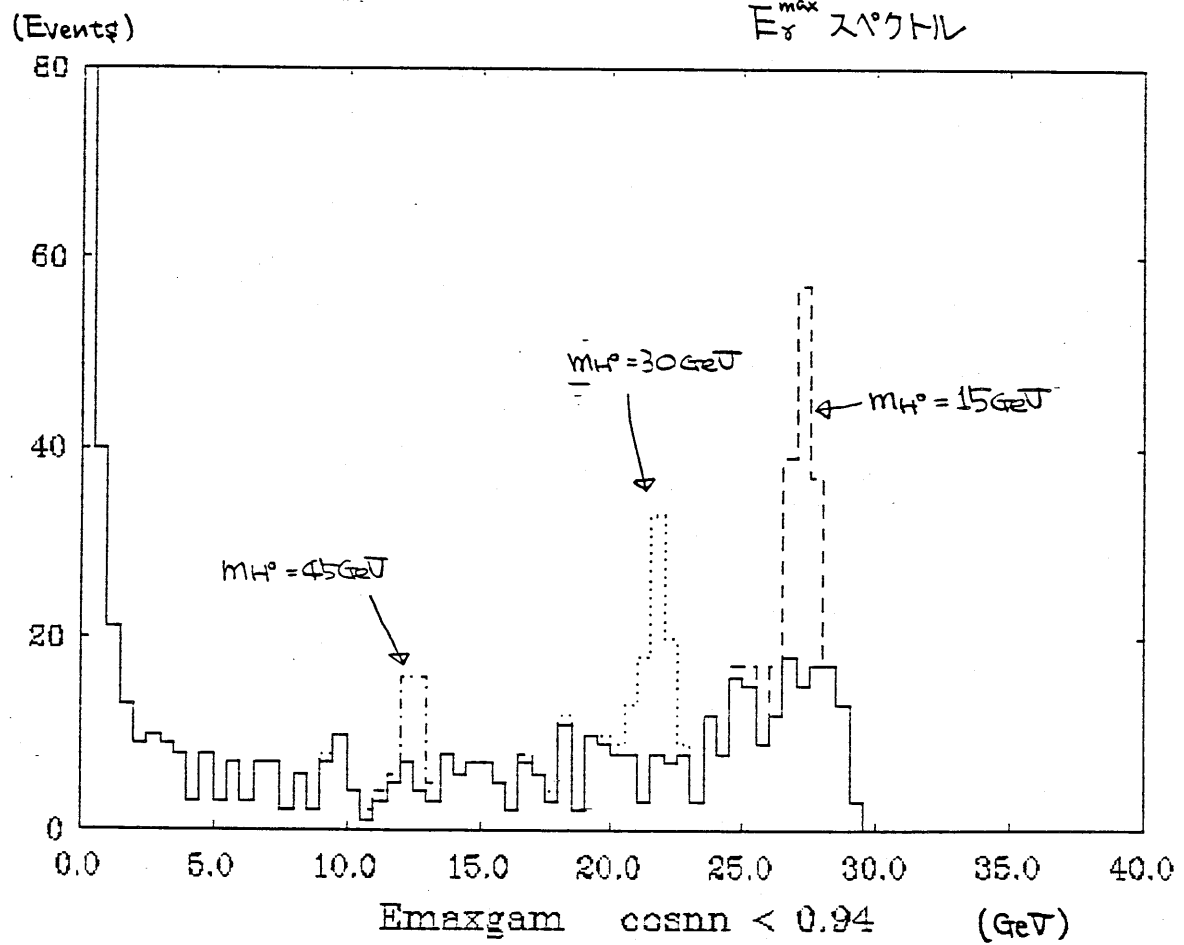


Fig 7-3-12

$\cos \theta_{nn} < 0.92$ における
イベントのみによる
 E_r^{\max} スペクトル

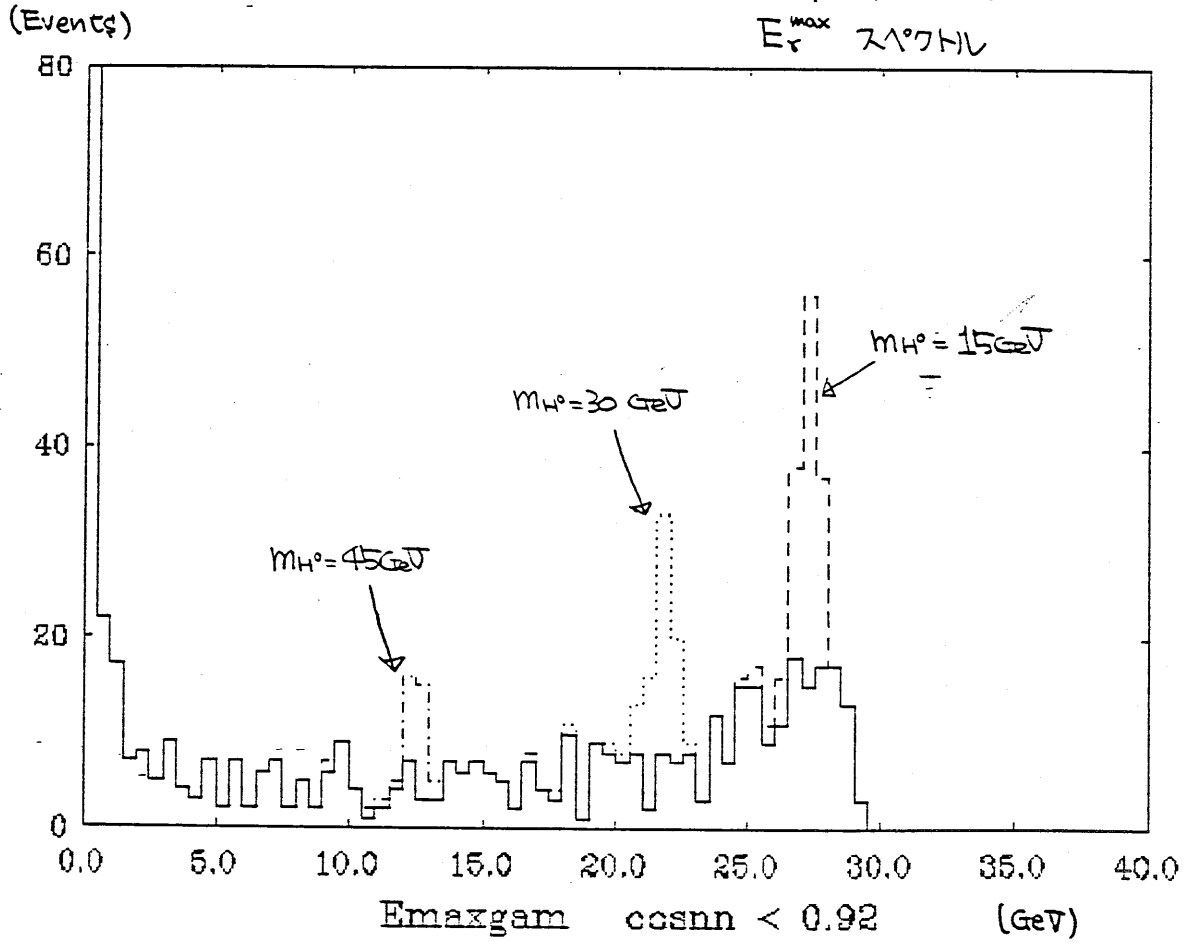


Fig 7-3-13

$\cos\theta_{nn} < 0.90$ である

1イベントのみには

E_{γ}^{\max} スケール

(Events)

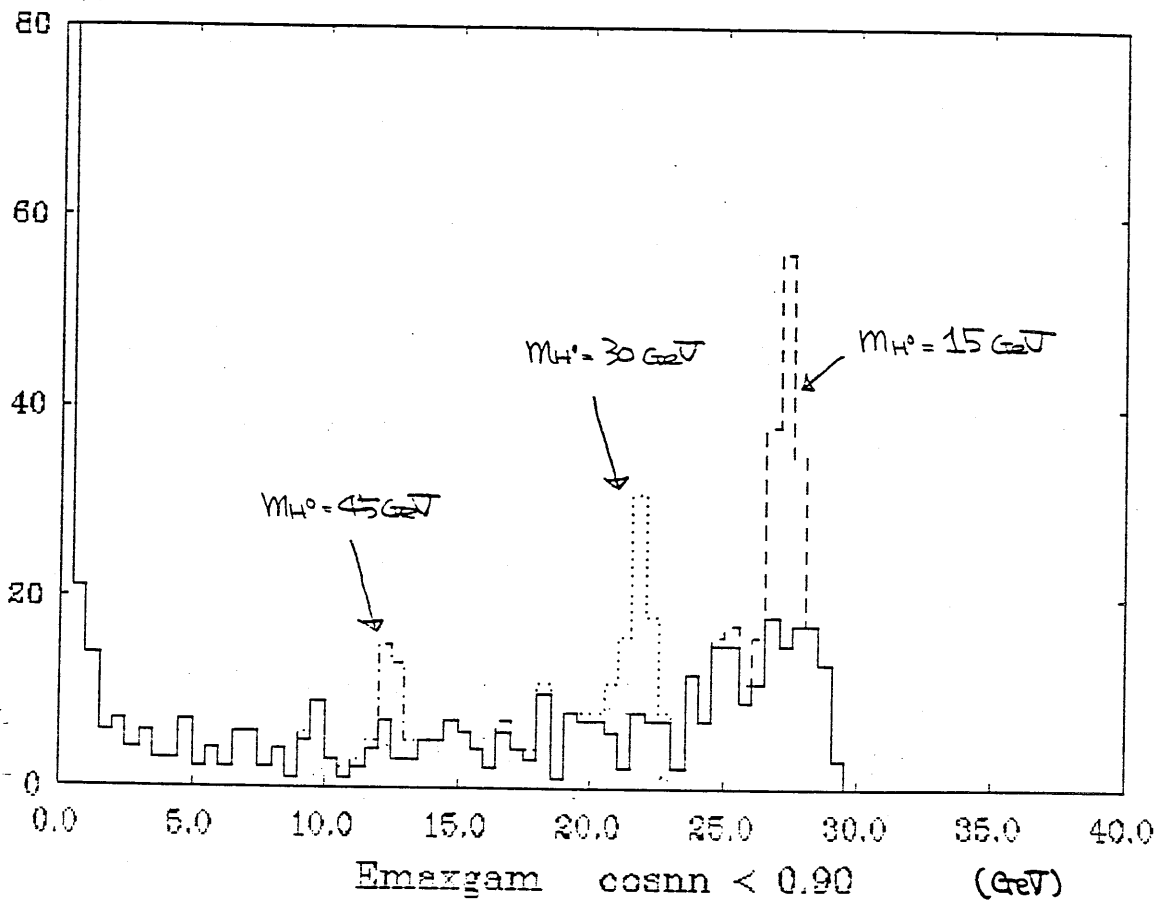


Fig 7-3-14

$\cos\theta_{nn}$ によるカットの値を下げて行くに従って、ヒッグズのピーク (特に $M_{H^0} = 45 \text{ GeV}$ の場合) が、バックグラウンドに埋もれていったものが、きれいなピークに存するのがわかる。

ところが、いくらきれいなピークに存してもヒッグズのイベント数も大きく減ってしまったのでは、そのピークの統計的有意さが減ってくる。そこで最適なカット値を決めなければならぬ。

何かのスペクトルで、なめらかなバックグラウンドの上にピークらしきものがあつた場合に、そのピークが統計的ゆらつきではなく、有意なものかどうかを判断するには以下のようにする。

そのバックグラウンドでピークのあつたところの下にあるイベント数が N であるとき、統計的ゆらつきは \sqrt{N} 程度あると考えられている。そこでピークの部分のみのイベント数を S と求めて S/\sqrt{N} が 3 以上であればそのピークは有意であるとするのが普通である。

それだ、この場合も S/\sqrt{N} に相当する量を決め、 $\cos\theta_{nn}$ によるカットの値を変えたとき S/\sqrt{N} の値が最も大きくなるところにカット値を決めればよい。 S と N の求め方として、大ざっぱではあるがヒストグラムで、ヒッグズ・ピークのあつた付近の 4 つの bin ($\pm 1 \text{ GeV}$ の幅に相当) に入るイベントについてヒッグズ・イベントの数を S 、バックグラウンド・イベントの数を N とすることにする。なぜならば、ヒッグズ・イベントの σ のエネルギー幅は非常に狭いので、スペクトル上のヒッグズ・ピークの幅は、カリメーターのエネルギー分解能だけで決まり、その値 $\sigma_{E/E} = 7\%/\sqrt{E} + 2\%$ を考えると、4 bin 幅 ($\pm 1 \text{ GeV}$ 幅) は $E_{\gamma} = 10 \sim 30 \text{ GeV}$ になつて $(2 \sim 4) \times \sigma_{E/E}$ 程度にあり、ヒッグズ・ピークを十分に含む幅になつているからである。

$\cos \theta_{nn}$ の cut 値 : $\cos \theta_{nn}(\text{upper limit})$ を変えたときの $\frac{dN}{N}$ の値の変化を Fig 7-3-15 に示した。このグラフより cut の最適値は

$$\cos \theta_{nn}(\text{upper limit}) = 0.92$$

と決定された。

$\cos\theta_{nn}$ の cut 値 (upper)
 を変化したときの S/\sqrt{N} 値

$\cos\theta_{nn} = 0.92$

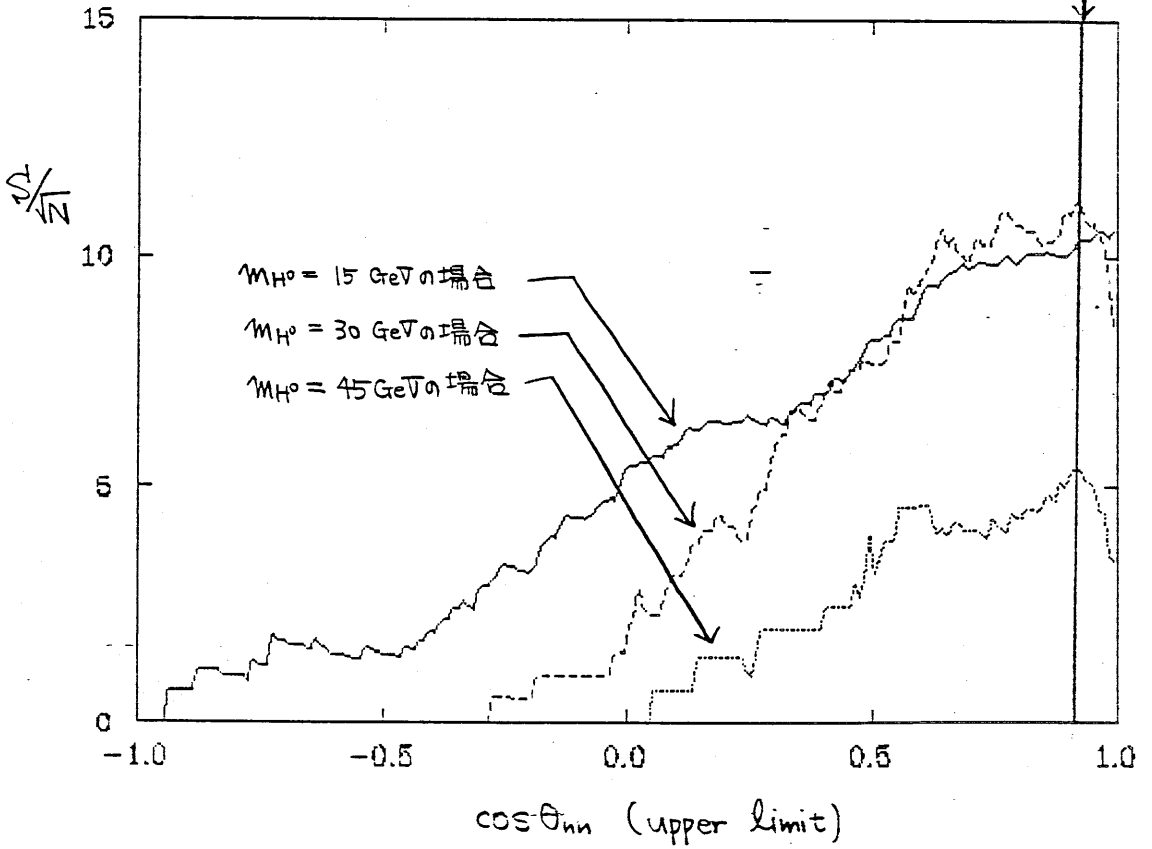


Fig 7-3-15

7.4 高エネルギー領域のバックグラウンドの低減 (II)

実は、 $\cos\theta_{nn}$ によるカットは高エネルギー領域のバックグラウンドを減らすのにも役立つ。それについて述べる。

Fig 7-3-2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 について。今度は、 $\cos\theta_{nn} \sim -1$ の付近に注目する。ヒッグズ・イベントについては、 γ と反対方向に出るヒッグズ・ボソンは、大きな質量をもつから、それから生じるジェットは、ヒッグズ・ボソンの運動量の軸に対し、横方向にもかなり広がる。そしてその広がりも、ヒッグズ・ボソンの質量が重いほど、大きい。

それを反映し、ヒッグズ・イベントでは $\cos\theta_{nn} = -1$ 付近には、分布がない。すなわち、ヒッグズ・ボソンから発生した粒子が、ほとんどすべて、 γ と正反対方向に出るということはない。しかもその傾向は、ヒッグズ・ボソンの質量が 15, 30, 45 GeV と重くなるほど顕著になり、 $\cos\theta_{nn}$ の小さな値のところの分布がなくなってくる。

これに対し、99 イベントのインシール・ラディエーションによると思われる高エネルギー γ や、980 イベントの高エネルギー γ の場合は、 $\cos\theta_{nn}$ が -1 に近いところにもかなり分布がある。つまり、 γ 以外の粒子が、ほとんど γ と反対方向に集中してしまっていることを示している。

そこで 7.3 節でのカットとは逆に $\cos\theta_{nn}$ の小さいところにかットを入れる。つまり、 $\cos\theta_{nn}$ の lower limit をつけることで、高エネルギー領域でのバック・グラウンドを減らせると思われる。7.3 節と同様に $\cos\theta_{nn}$ のカット値を変えて、 S/\sqrt{B} の値の変化を示したのが Fig 7-4-1 である。

$\cos\theta_{nn}$ の cut 値 (lower)
を変えたときの $\frac{S}{\sqrt{N}}$ 値

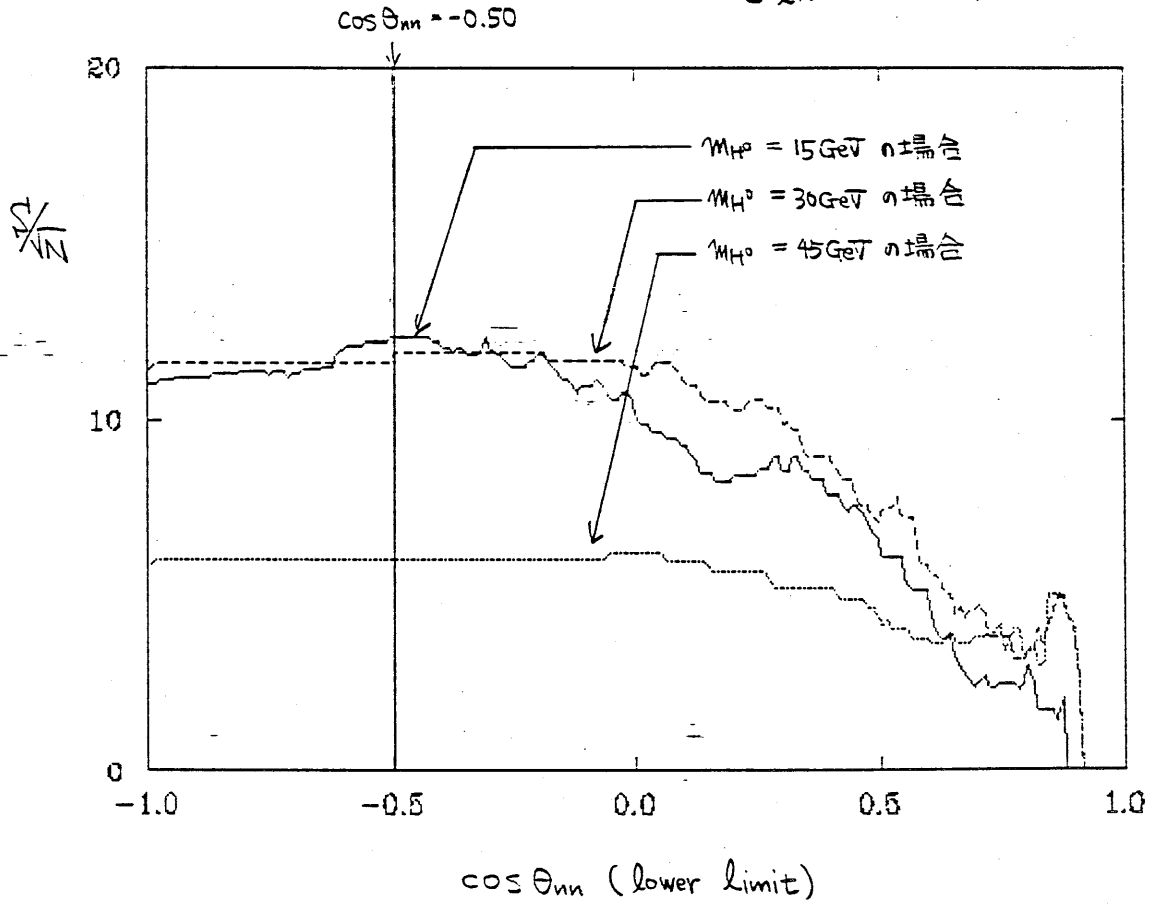


Fig 7-4-1

Fig 7-4-1 にも示されているとおり、カットの最適値は

$$\cos \Theta_{\text{min}} (\text{lower limit}) = -0.50$$

と決定した。

このカットの効果を見るために、この lower limit でカットした
もの (実線) と カットしなかったもの (破線) の比較を Fig 7-4-2
に示した。明らかに 25 GeV 以上の部分のバックグラウンドが、
大幅に減少している。

このカットを行った後のスペクトルについて、バックグラウンドと
シグナルを合せたものを Fig 7-4-3 に示した。

ヒッグズ・ボソンの質量が 30 GeV と 45 GeV のピークについては変化
はないが、15 GeV のときのピークは、右側のすそが鋭くなっ
ている。

E_{γ}^{\max} スペクトル

[$\cos\theta_{nn}$ (lower limit)
によるカットの効果]

点線 : カット前

実線 : カット後

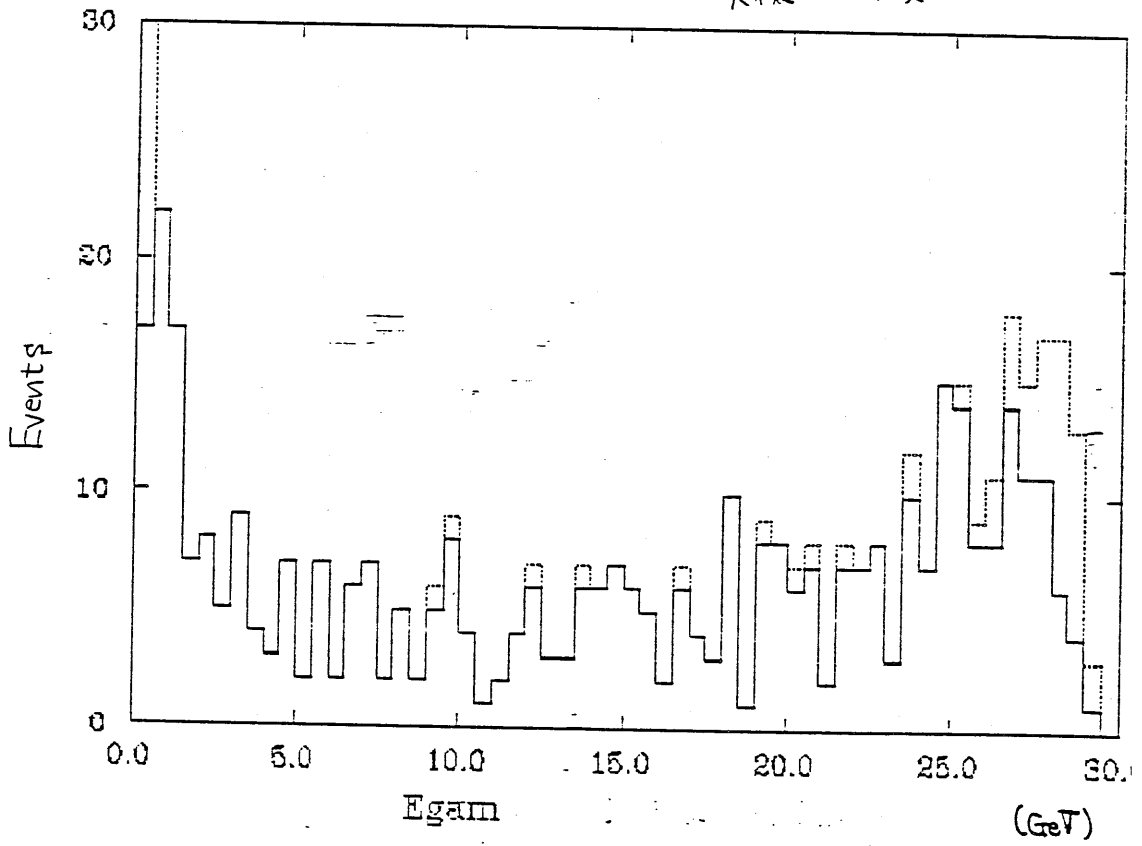


Fig 7-4-2

$\cos\theta_{nn}$ (lower limit) によるカット
を行った後の
 E_{γ}^{\max} スペクトル

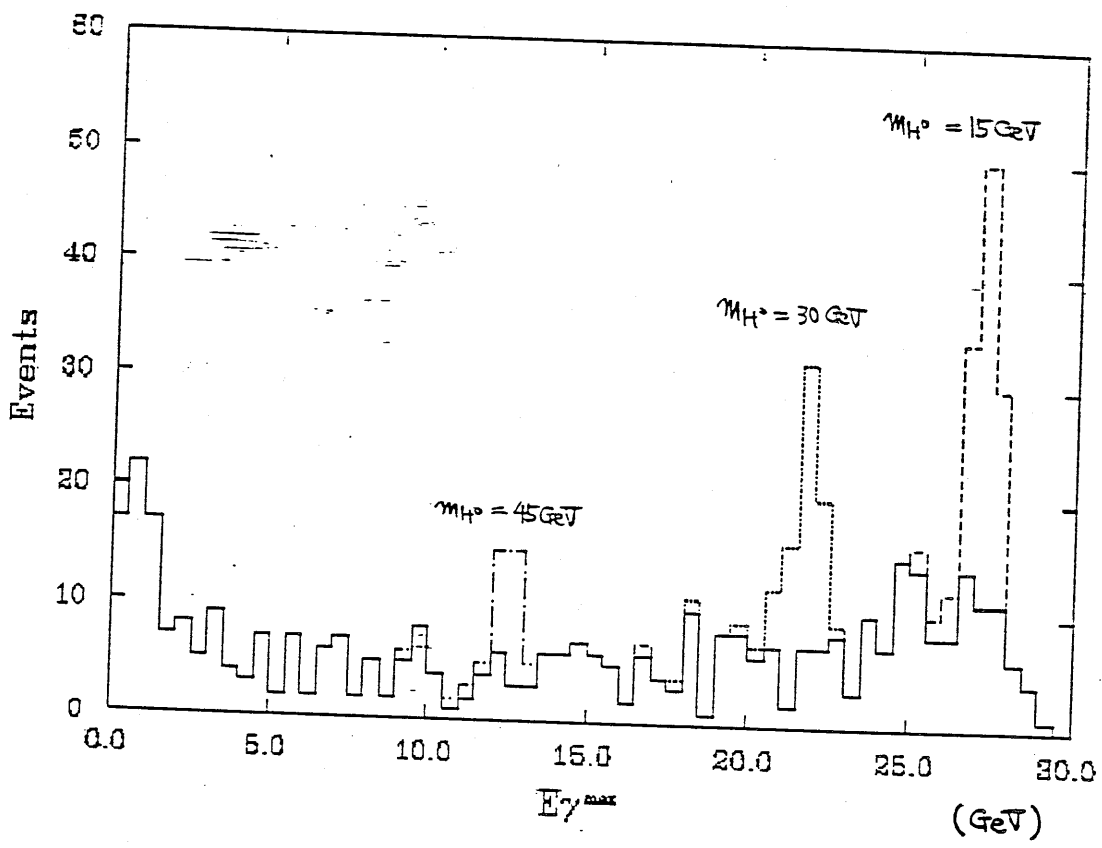


Fig 7-4-3

7.5 ヒッグズ・ピークの有意性

7.2節, 7.3節, 7.4節 で述べたようなカットを行った後のスペクトル (Fig 7-4-3) において S/\sqrt{N} の値はそれぞれ

$$S/\sqrt{N} \sim 12.4 \quad (M_{H^0} = 15 \text{ GeV の場合})$$

$$S/\sqrt{N} \sim 11.9 \quad (\quad " \quad 30 \text{ GeV} \quad " \quad)$$

$$S/\sqrt{N} \sim 6.0 \quad (\quad " \quad 45 \text{ GeV} \quad " \quad)$$

となり、どれも十分に有意なピークであるといえる。

但しこの S/\sqrt{N} の値は、バックグラウンドの統計的ふるつきにおける値が大きく変わってくる。Nの値を求める際、4つのbinのイベント数を足し合わせることで、ある程度、ふるつきは相殺されているはずであるが、上のように求めた S/\sqrt{N} の値が妥当であるかどうか、どうかをチェックするために、バックグラウンドをなるべく関数でフィットして平均的なバックグラウンドを求め、それをもとに S/\sqrt{N} を求めてみることにする。

バックグラウンドの形は、2 GeV 以下のところと、23 ~ 29 GeV のところを除いてフラットである。まず、非常に低エネルギーのところは考慮しないことにする。5 GeV から 29 GeV までのデータ点について、直線 + 広いガウス関数 (23 ~ 29 GeV の盛り上りを表すため) でフィットする。

その結果を示したものが Fig 7-5-1 である。

E_γ スペクトルのバックグラウンド
をフィットした結果

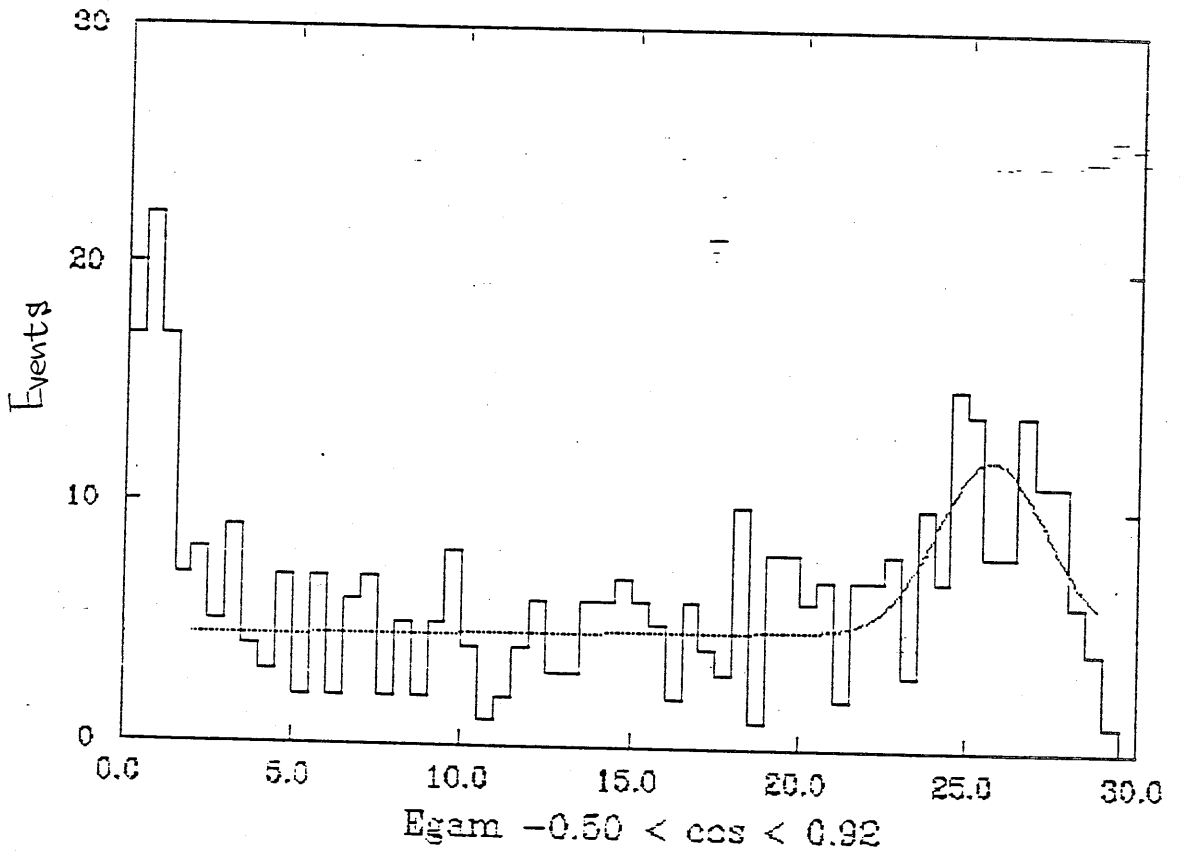


Fig 7-5-1

こうして求められた。 スムーズ・バックグラウンドの形を用いて、
ヒッグズ・ピーク付近の 4 bin に入るバックグラウンドイベントの数を
求めると、 S/\sqrt{N} の値は、

$$S/\sqrt{N} \sim 13.0 \quad (m_{H^0} = 15 \text{ GeV の場合})$$

$$S/\sqrt{N} \sim 12.6 \quad (30 \text{ GeV} \quad \text{''} \quad \text{''})$$

$$S/\sqrt{N} \sim 5.6 \quad (45 \text{ GeV} \quad \text{''} \quad \text{''})$$

となり、やはり、十分有意なピークであると言える。

7.6 ヒッグズ・ボソンの探索可能領域

この節では、これまでに解析したヒッグズ・ボソンの質量が 15 GeV, 30 GeV, 45 GeV の場合の結果をもとに、その質量がどのくらいのところまで探索することが可能であるかについて評価を行うことにする。

7.5 節で 15 GeV, 30 GeV, 45 GeV のそれぞれの場合について有意なピークが観測できることを示した。その領域でバックグラウンドは急激には変化しないから、15 GeV ~ 45 GeV の間の質量をもつ場合には、十分観測可能である。

次に 15 GeV よりも軽い場合について考える。15 GeV の場合にヒッグズ・ピークは、ちょうど、バックグラウンドの盛り上りの頂上付近に来ている。15 GeV より軽ければ γ のエネルギーは高くなっていく。そこで、バックグラウンドは減少していく。しかもヒッグズ・ボソンが軽ければ、軽いほど、トポニウムからヒッグズ・ボソンへの崩壊分岐比が大きくなるから、ヒッグズ・イベント数は増える。

つまり 15 GeV の場合より \sqrt{s} の値は、さらに良くなると思われる。そのため、15 GeV より軽い方については、探索可能領域に特に制限はつかない。

逆に 45 GeV よりも重い場合について考える。ヒッグズ・ボソンが重くなれば、ヒッグズ・イベントの分岐比は減る。一方バックグラウンドは、ほぼ一定だが、 \sqrt{s} の値は小さくなっていく。 \sqrt{s} が 3 以下になっしまうようなヒッグズの質量を、測定限界値であるとする。この値を定めることにする。

まずバック・グラウンドレベルを評価する。

7.5節でのバック・グラウンドのフィットの結果をみると、低エネルギー領域では、ほぼフラットになっているから、45 GeV のヒッグズ・ボソンがあった場合のバック・グラウンドレベル：4bin幅内で $N = 18.7$ という値を用いる。

このとき $S/\sqrt{N} \geq 3$ になるのは、 $S \geq 13.0$ の場合である。そこで $S = 13.0$ となるときのヒッグズの質量を求める。

実際に、Fig 7-4-3 のようなスペクトル上でヒッグズ・ピークとして観測されるイベントは、生成したイベント数が、さまざまなセレクション・カットにより減された残りである。そこで、ヒッグズ・ボソンの質量がある値のときに、生成したイベントのうちどれだけが観測されるかの割合 (efficiency) を考える。

ヒッグズの質量が 15, 30, 45 GeV の場合の、各カットによる efficiency を表 7-6-1 に示した。

まずイベントセレクションによる efficiency は、ヒッグズ・ボソンが重くなるほど下がる。おそらくその値は 99 イベントの場合の値 0.79 に近づいていくと思われる。それは γ のエネルギーが大きくなると、ほとんど 99 イベントに似てくるからである。

次に γ の角度によるカットの efficiency は、ヒッグズ・ボソンの質量にはあまり依存しない。それは γ (及び H^0) の角分布が同じだからである。

次に $\cos\theta_{\text{min}}$ の upper limit によるカットの efficiency はヒッグズの質量が、15, 30, 45 GeV と増えるにつれて、0.85, 0.72, 0.59 と直線的に減少しているのぞ、ひとまず、これを延長して考える。

最後に $\cos\theta_{\text{min}}$ の lower limit によるカットであるが、これは、ヒッグズの質量が重いところでは、ほとんど効がないのぞ、考慮しない。

カットによるヒッグズ イベントの減少

	生成した イベント数	イベント セレクション後	δ の角度に よるカット後	$\cos\theta_{nn}(\text{upper})$ によるカット後	$\cos\theta_{nn}(\text{lower})$ によるカット後
δH^0 イベント ($M_{H^0} = 150\text{ GeV}$)	138	130	101	86	82
		94%	78%	85%	
δH^0 イベント ($M_{H^0} = 30\text{ GeV}$)	111	103	79	57	57
		93%	76%	72%	
δH^0 イベント ($M_{H^0} = 45\text{ GeV}$)	66	55	43	24	24
		83%	78%	59%	
gg イベント	12000	9474	6883		
		79%	57%		

表 7-6-1

さて、生成するヒッグズ・イベントの数を求める。

ヒッグズ・イベントの分岐比 $\Gamma_{\gamma\gamma}$ は $(M_V^2 - M_H^2)$ [M_V, M_H はそれぞれトポニウムとヒッグズ・ボソンの質量である] に比例する。そこでヒッグズ・ボソンが 15 GeV のとき生成されるイベント数が 138 であるから、一般の場合については、

$$N_{\text{event}} = 138 \times \frac{60^2 - M_H^2}{60^2 - 15^2}$$

と表せる。

これを考慮すると、ヒッグズ・ボソンの質量が M_H のとき、観測されるイベント数 S は

$$S = 138 \times \frac{60^2 - M_H^2}{60^2 - 15^2} \times \underbrace{0.79}_{\text{イベントセレクション}} \times \underbrace{0.78}_{\gamma \text{ の角度によるカット}} \times \underbrace{\left(0.59 - \frac{0.13}{15} (M_H - 45)\right)}_{\cos\theta_{\text{min}} \text{ の upper limit によるカット}}$$

と表せる。

$S \geq 13.0$ とする M_H の値の範囲を求めると、

$$\underline{M_H < 51.4 \text{ GeV}}$$

となる。

ヒッグズ・ボソンの質量が 51.4 GeV 以下であれば、十分に有意なピークとして観測可能であることがわかった。

結論

トポニウムが 60 GeV の質量で存在し、
積算ルミノシティ 78 pb^{-1} のイベントデータ
が蓄積されれば

i) ヒッグズ・ボソンの質量がそれぞれ 15, 30, 45 (GeV)
の場合 エネルギースペクトル上に十分に有意なピークと
して観測可能である。

ii) i)の結果を外挿することによって ヒッグズ・ボソンの質量
が 51.4 (GeV) 以下であれば観測可能である。

という結論を得た。

参考文献

1-1)	Arnison, G et al	Phys. Lett. 122B (1983) 103
		Phys. Lett. 129B (1983) 273
1-2)	VENUS Proposal	TRISTAN-EXP-001 (1983)
2-1)	Glashow, S.L,	Nucl. Phys. 22 (1961) 579
	Weinberg, S.,	Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
	Salam, A.,	Proc. 8th Nobel Symp. (Stockholm), ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p367
2-2)	Commins, E.D. and P.H. Bucksbaum :	Weak interactions of lepton and quarks, Cambridge University Press, 1983
2-3)	Schwarz, A.S.,	SLAC-PUB-3665 (1985) 3
	Ellis, J et al	Nucl. Phys. B106 (1976)
2-4)	MAC Collaboration, Fernandez, E. et al	SLAC-PUB-3479 (1984)
2-5)	Komamiya, S.,	Proc. 1985 Intern. Symp. on Lepton and photon interactions at high energies
3-1)	Berends, F.A.,	Nucl. Phys. B178 (1981) 14
3-2)	Morishita, J.	トリスラン II
3-3)	Jackson, J.D.	Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 13
4-1)	Sjöstrand, T.	Comput. Phys. Commun. 28 (1983) 229
	"	" 27 (1982) 243
4-2)	VENUS Offline group	VENUS-OFFLINE-NOTE 003
5-1)	Ogawa, K. et al	KEK Preprint 85-33 (1985)
5-2)	Nakagawa, Y. et al	KEK Internal 85-6 (1985)
6-1)	Y. Yamada	Private Communication

謝 辞

この研究を行なうにあたり、長島順清教授に御助言、激励を頂きました。感謝致します。杉本章二郎助教授には、全般にわたって御指導頂きました感謝致します。

鈴木洋一郎助手と幅淳二助手には、解析結果についての参考に存御意見を頂きました感謝致します。

また高エネルギー物理学研究所の尼子勝哉氏、神前純一氏には Software 開発の面々御世話になりました。感謝致します。同じく高エネルギー物理学研究所の高崎史彦氏、小川和男氏、住吉孝行氏、松井隆幸氏には、解析を進めるにあたり御意見を頂きました。感謝致します。

神戸大学の森下淳世氏には、その計算結果を使用させて頂きました感謝致します。

また解析の Software につきまして、東京都立大学の中川祐治氏と神戸大学の野口義栄氏には、C.D.C. のトラックングのプログラムを使用させて頂きました感謝致します。京都大学の山田善一氏には、代木セクションのプログラムを使用させて頂きました感謝致します。

大森恒彦氏、藤谷武夫氏、山口慶剛氏には、高エネルギー物理学研究所におきまして御世話になりました。感謝致します。

また VENUS グループの学生の皆様には、セミナーを通じて、

有益な御意見を頂きました。感謝致します。大阪大学のMI
の諸君、特に坂本静生氏には、図表の作成に際して、御世話
になりました。感謝致します。

最後に、お互い協力し合いながら、それぞれの研究を進めた
山下俊弘氏、長部均氏に感謝致します。