

# 修 士 論 文

論 文 題 目

TRISTAN 領域に於ける荷電スカラー粒子の探索

P

Phys. Lett. B267 (1991) 309-316

平成 3 年 2 月 14 日

専 攻 名 物理学

氏 名 柚 木 季 之

大阪大学大学院理学研究科

## 概要

現在、自然界の基本粒子として、クォークとレプトン(スピン1/2)、ゲージボゾン(スピン1)の存在が確かめられている。しかし、スピン0のスカラ粒子については、幾多の理論的要求にも関わらず全く何の証拠も見つかっていない。過去、多くの基本粒子が、高エネルギー実験によって発見されてきた事から判るように、新しい基本粒子の発見には、高エネルギー実験での探索が重要である。そこで今回、筑波に在る高エネルギー物理学研究所のTRISTAN加速器、及びVENUS検出器を用いて、電子陽電子衝突型実験から荷電スカラ粒子が生成される可能性を探索した。

本解析では、荷電スカラ粒子に与える仮定を最小限に止めて解析を行った。 $e^+e^-$ からの生成散乱断面積としては $Z^0$ との結合を仮定せず、QEDからの効果のみを考慮し、崩壊先の粒子として、現在知られている全てのクォークとレプトンを考えた。解析の結果、荷電スカラ粒子の存在は認められなかった。これにより、クォーク及びレプトンへの崩壊分岐比によらず、新たに8.0 GeV~20.0 GeVの領域に荷電スカラ粒子が存在する可能性を排除した。

# 目次

## 第一章 理論及び実験の背景

### 第一節 理論的背景

### 第二節 現在までの他実験からの結果

## 第二章 測定器と加速器

### 第一節 TRISTAN加速器

### 第二節 VENUS検出器

#### 第一項 セントラル ドリフト チェンバー

#### 第二項 鉛ガラス カロリメーター

#### 第三項 液体アルゴン カロリメーター

#### 第四項 飛行時間測定器

#### 第五項 ルミノシティー モニター

### 第三節 トリガーシステム

### 第四節 データ処理の概要

### 第五節 粒子の再構成

#### 第一項 CDCによる荷電粒子のトラッキング

#### 第二項 LG, LAによる中性粒子のクラスタリング

## 第三章 荷電スカラー粒子の探索

### 第一節 荷電スカラー粒子の散乱断面積

### 第二節 ルミノシティー測定

#### 第一項 測定方法

#### 第二項 使用したデータのルミノシティー量

### 第三節 探索モードの分類

### 第四節 レプトニックモードの解析

#### 第一項 レプトニックモード探索の概要

#### 第二項 データ選別

#### 第三項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

## 第五節 ハドロニックモードの解析

第一項 ハドロニックモード探索の概要

第二項 データ選別, 及びハドロニック事象数からの探索

第三項 ハドロニック事象数からの $\phi$ 粒子への制限

第四項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

## 第六節 ミックスモードの解析

第一項 ミックスモード探索の概要

第二項 データ選別

第三項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

## 第七節 全モード総合結果

## 第四章 まとめ

謝辞

参考文献

### 付録 1 荷電スカラー粒子の散乱断面積

第一節 最低次散乱断面積

第二節  $\gamma$  輻射補正

### 付録 2 ジェットクラスタリング

### 付録 3 事象及び検出器シミュレーション

第一節 事象シミュレーション

第一項 ハドロニック事象

第二項 二光子事象

第三項 荷電スカラー粒子事象

第二節 検出器シミュレーション

第一項 精密シミュレーター-VMONT

第二項 高速シミュレーター-VITMIN

図表

# 第一章 理論及び実験の背景

## 第一節 理論的背景

今日までの素粒子物理学によって、自然界は次のような基本粒子から成り立っていると考えられる(標準理論)

物質粒子(フェルミオン $J=1/2$ )		ゲージ粒子(ボゾン $J=1$ )
クォーク	レプトン	
(u, d)	(e, $\nu_e$ )	$\gamma$
(c, s)	( $\mu$ , $\nu_\mu$ )	$Z^0$
(t, b)	( $\tau$ , $\nu_\tau$ )	$W^+, W^-$

しかしながら、最も単純なスピンを持たない基本粒子(スカラー)については、全く何の知見も得られてはいない。標準理論やそれを越える試みの中においては、これらスカラー粒子が重要な役割を担ってくる。以下にその一例を示す。

### 荷電Higgs粒子

標準理論では、媒介粒子 $Z^0, W^+, W^-$ に質量を与える機構として、複素スカラー二重項が少なくとも一つ存在する事を要求している。しかし、この二重項をただ一つに制限する理論的な制約はない。実際、二つ以上のHiggs二重項が存在する幾つかのモデルが提唱されていて(ref1.1.1~ref1.1.5), それぞれに特徴がある。

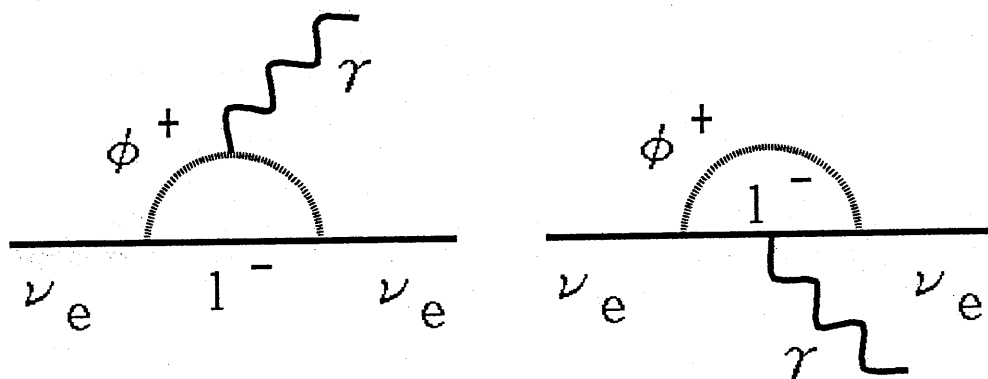
例として二つの複素Higgs二重項をもつ場合を考える(MINIMAL NON-MINIMAL EXTENSION OF STANDARD MODEL(ref1.1.6))。このモデルでは物理的なHiggsが五個存在し、その内三つは中性Higgsで、後の二つが荷電Higgs粒子である。荷電Higgs粒子の質量に対する制限は無い。この理論では、荷電Higgs粒子とフェルミオンの結合定数は $m_f^2$ に比例するので、崩壊先は主に重いレプトンとクォーク、即ち $\tau\nu, c\bar{s}(c\bar{b})$ となる。

### テクニカラー理論

電弱相互作用の対称性の破れが、Higgs粒子の様な基本的粒子の存在が原因で起きているのではなく、非摂動的な力が原因となっているとして考えられたのがテクニカラー理論(ref1.1.7)である。QCDのSU(3)<sub>COLOUR</sub>に似た新しい非アーベル的ゲージ相互作用を考えて、その新しい相互作用による結合状態として考えられるスカラー粒子がテクニパイオンである。クォークやレプトンの質量を得るためには幾つかの方法で拡張されなければならず(ref1.1.8)、その結果、副産物として数100 MeVから数100 GeVまでのテクニパイオン(ref1.1.9)が予言されている。その振る舞いはHiggs粒子と似ている。

### 太陽ニュートリノ問題

太陽ニュートリノ問題を説明する方法として、電子ニュートリノの磁気モーメントが非常に大きいとする方法(ref1.1.10)が有り、その大きな磁気モーメントの原因としてSU(2)<sub>L</sub>の一重項の荷電スカラー粒子が考えられている(ref1.1.11)。



この粒子はレプトンのみと結合し、その結合定数と質量とに自由度が与えられている。g-2の実験や(ref1.1.12)、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比の上限値からの制限(ref1.1.13)、及びニュートリノの磁気モーメントの要求により、この二つの自由度に制限が与えられていて、結合定数が一よりも小さい場合には、スカラー粒子の質量は $10^8$  GeV以下と予測される。

以上が、荷電スカラー粒子が出現する主だった模型である。更に、今後  
もスカラー粒子が重要な役割を持つ理論が現れる可能性がある。これらの  
可能性について、いちいち理論毎に結合定数や崩壊様式を仮定して解析を  
行うのは間違いでは無いが、実験的立場からすれば賢い方法ではない。理  
論の仮定によらない解析手段を用いて、可能な限り一般的な荷電スカラー  
粒子の探索をすることが実験家にとって極めて重要である。なぜなら、現  
在まだ理論的に予測されていない荷電スカラー粒子を発見できる可能性も  
あるし、又、これから理論を考える場合に大きな制限を加える事が出来る  
からである。

以上のことから、本論文の解析では荷電スカラー粒子に対する仮定を最  
小限に止めて探索を行った。具体的には次章で示すように、生成散乱断面  
積をQEDによるスピン"0"、荷電±1の粒子の散乱断面積で与え、且つ、粒  
子の崩壊先としてクォーク対、レプトン対の全てを考慮した。よってこの  
解析による結果は上述の様な特別な理論に対応するのではなく、荷電±1  
の短寿命荷電スカラー粒子の殆ど全ての可能性について探索した事になる。

## 第二節 現在までの他実験からの結果

### LEP, SLACでの解析結果

短寿命荷電スカラー粒子(以後 $\phi$ とする)の解析としては、荷電Higgs粒子、及びテクニパイオンの探索の為の解析しか行われていない。この時、荷電スカラー粒子の崩壊様式としては

$$\begin{aligned}\phi^+\phi^- &\rightarrow c\bar{s}, \bar{c}s \\ &\rightarrow c\bar{b}, \bar{c}b \\ &\rightarrow \tau\nu, \tau\bar{\nu}\end{aligned}$$

が仮定されている。この結果を本論文に於ける荷電スカラー粒子に読み換える事は出来ない。なぜなら、本論文では $\phi \rightarrow (u, \bar{d})$ と崩壊する事も、 $\phi \rightarrow (e, \bar{\nu})$ ,  $(\mu, \bar{\nu})$ と崩壊する事も可能性として残しているからである。重いクォーク(c, b)と軽いクォーク(u, d, s)ではそのジェットの発展の仕方に大きな差があり、又、異なるレプトンでは、トリガー効率や、カロリメーターエネルギー、荷電粒子数の違いなど数多くの差があり、特殊な場合を一般化する事は出来ないからである。又、LEPでは $Z \rightarrow \phi^+\phi^-$ の崩壊幅は特定のモデルを仮定して決めているの点でも、より一般的な立場の本論文の解析とは同等に扱えない。

### PEP/PETRAでの解析結果

基本的にはLEPと同じであるが、散乱断面積の計算から判るように、このエネルギー領域の方がLEPのエネルギー領域よりもS/Nが良い。その結果R比から荷電スカラー粒子の制限を求める事が可能であり、唯一この結果が一般的荷電スカラー粒子に対する制限として考えられる。CELLOグループによる探索範囲(ref1.2.2)は最終結果の図上に載せた。



## 第二章 実験環境

### 第一節 TRISTAN加速器

TRISTAN加速器とは筑波研究学園都市に在る高エネルギー物理学研究所の電子陽電子衝突型実験装置の総称である(図2.1.1). その中には長さ400mの線形加速器(LINAC), 円周337mの蓄積リング(AR), 及び円周3.018Kmの主リングが含まれる. LINACで2.5 GeVまで加速された電子と陽電子はARリングに蓄積される. ARリングで8.0 GeVまで加速された後, 主リングに投入され最高エネルギーまで加速される. 主リングには四カ所の直線部分と平均半径347mの1/4円があり, 直線部分に設置されたRFキャビティーにより25 GeVまで加速し, シンクロトロン放射によるエネルギー損失を補償している. 1988年10月より二年計画で超伝導RFキャビティーが導入され, 最高エネルギーが64.0 GeVまで拡張された. 各直線部分に衝突点があり, 富士, 大穂, 筑波, 日光の実験室がある. VENUS検出器は富士実験室の中に設置されている.

## 第二節 VENUS検出器

### 検出器の概要

VENUS検出器は電子陽電子衝突実験に用いられる一般的な検出器群によって構成されている。その主な測定器は、荷電粒子の運動量を測定するセントラルドリフトチェンバー(CDC)と中性粒子エネルギーを測定する鉛ガラス(LG)、及び液体アルゴン(LA)カロリメーターである。特に電磁カロリメーターは全立体角の99%を覆っている。LA検出器は1987年夏より導入された。この解析ではLA検出器が動き始めてから後のデータを用いている。

VENUS検出器の座標系は、図2.2.1に示すように、電子の進行方向をZ軸、主リングの中心から外側に向かう方向をX軸、地面に対して垂直方向をY軸にとる。中心は電子と陽電子の衝突点である。又、 $(R, \theta, \phi)$ 表示では、 $\theta$ と $\phi$ はそれぞれZ軸となす角度、X軸からY軸へ向けての角度である。

以下に、今回の解析で用いた測定器の簡単な解説を行う。(詳細については、ref2.2.1~ref2.2.5を参照)

#### 第一項 セントラルドリフトチェンバー

CDCは荷電粒子の運動量を測定する測定器である。内半径25cm、外半径126cm、長さ300cmで内部にHRSガス(Ar/CO<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub>の混合気体)が満たされている。CDCには7104本の信号用ワイヤーと、21312本の電場用ワイヤーがある。Z軸に平行な20層の軸方向ワイヤーと、Z軸に対して $\pm 3.3^\circ$ 傾いた9層のZ測定用ワイヤーがある。 $|\cos\theta| < 0.75$ の範囲を覆っている。平均位置分解能は270 $\mu$ mである。

#### 第二項 鉛ガラスカロリメーター(LG)

電子陽電子、及び光子のエネルギーを測定する為に、半径2m、長さ6mの円筒型のLGカロリメーターが設置されている。Z軸方向に43リング在り、各リングが120個のLGモジュールで構成されている。合計5160モジュールがいわゆる準タワージオメトリーで配置されている。これはモジュールの中心軸を衝突点に向けて、 $\phi$ 方向に $3^\circ$ 、 $\theta$ 方向に $7^\circ$ 傾ける事で測定器間の

隙間(1.5mm)による損失を取り除く為である。LGカロリメーターは  $|\cos\theta| < 0.79$  の領域を覆っていて、鉛ガラスブロック、プラスチックライトガイド、光電子増倍管から構成されている。典型的なモジュールの大きさは、断面積  $12.0 \times 11.6 \text{ cm}^2$ 、奥行30cm(18放射長)である。エネルギー分解能は28 GeVの電子に対して3.8%である。

### 第三項 液体アルゴンカロリメーター(LA)

前後方への電子陽電子、及び光子を測定するために、CDCからエンドキャップまでの  $0.80 < |\cos\theta| < 0.99$  の間をLAカロリメーターが覆っている。LAには  $2 \times 480$  個のモジュールが在り、準タワージオメトリーで衝突点から80cmの方向を向いている。各モジュールは液体アルゴンに漬けられた70枚の鉛板(1.5mm厚)より成り、20.3放射長の奥行を持つ。読み出し奥行き方向に四分割され、軸方向のシャワーの発達を記録できる。電子に対するエネルギー分解能は28 GeVで3.5%である。

### 第四項 飛行時間測定器(TOF)

TOFは96本のプラスチックシンチレーターから構成されている。各シンチレーターは長さ466cm、幅10.8cm、厚さ4.2cmで、両端に光電子増倍管が取り付けられている。粒子の飛行時間はビームのクロッシング信号を基準にとって測定され、時間分解能250psecを達成している。

### 第五項 ルミノシティーモニター(LM)

前後方の小角度部分 ( $0.988 < |\cos\theta| < 0.997$ ) に設置された電磁シャワーカロリメーターで27枚のプラスチックシンチレーターと鉛板のサンドイッチ構造を持つ。φ方向に8分割されている。

### 第三節 データ収集

#### トリガーシステム

e+e-衝突実験では多数の検出器信号を取り扱わなければならない。TRI-STAN加速器では衝突は $5\mu$  sec毎に起こり、あらゆる物理的に興味のある反応を残らず取り込まなくてはならない。しかし、pbからnbの大きさの反応は1時間に数事象程度しか起こらない。その他の事象は殆どがビーム管、及びビームガス事象、宇宙線事象である。膨大なデータ量を全て蓄積する事は出来ないので、トリガーシステムによって物理的に意義のあるデータだけを取り込む。

VENUS検出器ではトリガーシステムとして以下のものを用意している。

#### 中性粒子トリガー

LG TOTAL SUM TRIGGER

LG TOTAL ENERGY > 4.0 GeV

LA TOTAL SUM TRIGGER

LA TOTAL ENERGY > 5.0 GeV

これらは全シャワーエネルギーがある程度大きな事象を取り込む。

LG SEGMENT SUM TRIGGER

Eseg > 0.8 GeV

& TWO CHARGED TRACK IN CDC

LA SECTOR SUM TRIGGER

Esec > 4.0 GeV

ここでLGセグメントとはLGカロリメーター全体を58分割した各部分のこと。LAセクターも分割数を除いて同様。これらはある限られた領域内に高いシャワーエネルギーがある事象を取り込む。

LM TRIGGER

LM ENERGY > 10.0 GeV

ルミノシティ検出器方向へのBHABHA事象を取り込む

## 荷電粒子トリガー

### Two Track Limited TRIGGER

CDCとTOFカウンターの両方のコインシデンスで見つけられたトラック数が二本以上在る事

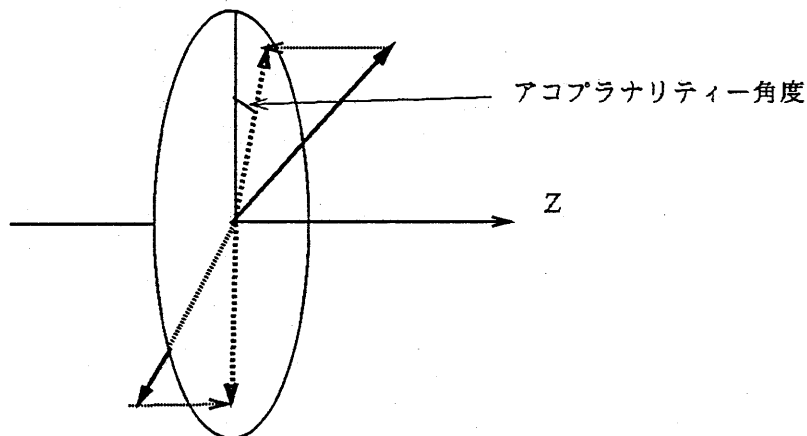
& ACOPRANARITY ANGLE  $< 60.0^\circ$

ある程度以上高い運動量を持っている荷電粒子二つ含む事象で、その荷電粒子間のアコプラナリティー角度\*が小さい事象を取り込む。この時問題になるのは、今回の探索モードの $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ 反応の様なアコプラナリティー角度の大きなトラック二本だけが存在する様な事象であって、低エネルギー側でビーム管、及びビームガス事象の混入がトリガー率が增大させてしまう事である。そのため $\theta < 60^\circ$ と制限せざる終えない。このような事象に対してはその全てを取り込むことは出来ない。

## その他のトリガー

RANDOM TRIGGER ( RATE 0.1 Hz)

\* アコプラナリティー角度とは、二つの運動量ベクトルのXY平面での余角である。



#### 第四節 データ処理の概要

物理的解析を行うためには、集められたデータ(数値化された波高、及び時間情報)から、もとの粒子を再構成する必要がある。例えば、CDCによって取り込まれたデータは空間的に飛び飛びの点であって、そこから荷電粒子の飛跡を再構成するためには、トラッキングを行う必要がある。又、LG, LAに入射した電子、光子はシャワーを起こして複数のモジュールへと広がっている為、これらを一つに足し合わす(クラスタリング)必要がある。以下に、これら解析前段階のデータ処理方法について簡単な説明を記述した。

#### 第五節 粒子の再構成

##### 第一項 CDCによる荷電粒子の再構成(トラッキング)

荷電粒子を認識する為に、まずXY平面において再構成を行う。XY平面では一様な磁場の為に飛跡は円弧を描く(図2.5.1参照)。そこで一つの円弧上に六点以上のデータ点が存在する場合に荷電粒子と判断する。この円弧の曲率よりPtが決定できる。次に、XY平面上の各点に対応するZ軸測定用ワイヤーのデータ点から荷電粒子のZ成分を決定できる。rZ平面では荷電粒子の飛跡は直線になるので、直線に仮定することで最終的な三次元の荷電粒子運動量が決定される。このときXY平面上で円弧と原点との最短距離をRmin、其の点のZ軸方向のずれをZminと定義する。

運動量の分解能は

$$\sigma_{p/P} = \{(0.008P_t)^2 + 0.013^2\}^{1/2}$$

であり、位置分解能は

$$\sigma_{xy} = 500 \mu\text{m} \quad , \quad \sigma_z = 8 \text{ mm}$$

$$\sigma_\phi = 1.3 \text{ mrad} \quad , \quad \sigma_\theta = 9 \sin^2 \theta \text{ mrad}$$

である。

## 第二項 LG, LAでの中性粒子の再構成(クラスタリング)

電子陽電子, 及び光子がLG, LA検出器に入射した場合, そのエネルギーは入射位置を中心にして幾つかのモジュールに分解されてしまう. そこでそれらを一まとめにして中性粒子を再現する必要がある. こうしてまとめられたグループを”クラスタ”と呼ぶ. ここではLG検出器でのクラスタの再構成を簡単に解説する(図2.5.2参照). LAでの方法は隣接モジュールの定義とクラスタ中心の定義を除いて同じである.

1. まず観測エネルギーがある程度以上あった隣接したモジュールを繋いで”隣接領域”を決定する.
2. もし, 二つ以上の粒子がこの領域内に入射した場合は, 観測されたエネルギーの分布が二山構造になる. そこで, 二つを分けるのに次のような方法を用いる. まず隣接領域内で最もエネルギーの大きなモジュールを中心と決定する.
3. 次に周りのモジュールを探して繋ぐ. その次にそれら繋がれたモジュールの周りをおある一定条件を満たす場合のみ繋いでゆく. このとき条件を満たさないモジュールが在れば別の粒子によるクラスタとみなす.
4. 以上の仮定を繰り返して, ”クラスタ”を決定した後で, エネルギーである重みを掛けて, シャワーの中心を決定する.
5. シャワーエネルギーは位置依存性を考慮に入れながら, クラスタ内のエネルギーを足し合わせて決定する.

### 第三章 荷電スカラー粒子の探索

#### 第一節 荷電スカラー粒子の散乱断面積

$e^+e^-$ 消滅反応から仮想 $\gamma$ 及び $Z^0$ を通して荷電スカラー粒子が生成される場合の散乱微分断面積, および全散乱断面積については付録(1)で解説してある. 今回の解析では,  $Z^0$ とのカップリングに含まれる不定性を取り除く為に, QEDからの効果のみを考慮した. 図App. 1.1に各重心系エネルギー毎に,  $\phi$ の質量の関数として生成散乱断面積を示した.

#### 第二節 ルミノシティー測定と積算ルミノシティー

##### ルミノシティー測定

ルミノシティー(L)と観測事象数(N), 及びその事象の散乱断面積( $\sigma$ )との間には

$$\int L dt = N / \sigma$$

の関係がある. つまりルミノシティーは, "単位時間当たりに, 何事象の反応が起きるか"を表す量である. 電子陽電子衝突実験では, ルミノシティーは

$$L = I_{e^+} I_{e^-} / (e^2 b f 4\pi \sigma_x \sigma_y)$$

で表される. ここで,  $I_{e^+}$ と $I_{e^-}$ は $e^+$ と $e^-$ のビーム電流,  $e$ は電荷,  $b$ はビーム内のバンチ数,  $f$ は回転振動数,  $4\pi \sigma_x \sigma_y$ はビームの断面積である. しかし, ここに出て来るビームの断面積を正確に測定するのは難しいので, 実際のルミノシティー測定には, 最初の式の右辺に, 良く理解されている事象の観測事象数と散乱断面積を代入する方法が用いられる.

VENUS検出器ではルミノシティー測定の方法としてBHABHA事象( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ の弾性散乱)を用いている. BHABHA事象はLG, LA, LMのを3種類の検出器



で測定される。検出器とビーム軸との間の角度が小さい程BHABHA事象の数が多く統計的な利点があるが、逆に検出器の角度精度からくる系統誤差が問題になってくる。LMはその系統誤差のために精密測定には利用できない。LA, LGを比べると系統誤差はLGの方が僅かに少ないが、統計量が減少する。故に全体としてはLAを用いるのが最も良い方法である。LAを用いた場合の代表的な誤差の大きさは2.75%である。

#### 積算ルミノシティ

今回解析に用いた積算ルミノシティは $61.1\text{pb}^{-1}$ である。この積算ルミノシティを更にエネルギー領域により6分割して解析した。

LG TOTALトリガー,及びLG SEGMENT SUMトリガーを要求する場合の積算ルミノシティは表3.2.1にまとめた。又, Two Track Limitedトリガーを要求する場合は,トリガー条件の整合性の制約から,表3.2.2にまとめたデータのみ使用する。

$\sqrt{S}[\text{Gev}]$	$N_{\text{BHABHA}}$	$\int \text{Ldt} \pm \text{STAT.} \pm \text{SYST.} [\text{pb}^{-1}]$
54.0-55.9	9975	$2.469 \pm 0.025 \pm 0.067$
56.0-57.9	38900	$10.268 \pm 0.052 \pm 0.277$
58.0-59.9	118249	$33.033 \pm 0.096 \pm 0.892$
60.0-61.9	42786	$13.112 \pm 0.063 \pm 0.354$
62.0-63.9	2109	$0.707 \pm 0.015 \pm 0.019$
64.0	4334	$1.470 \pm 0.022 \pm 0.040$
TOTAL	216353	$61.059 \pm 0.131 \pm 1.002$

表3.2.1 LG TOTALトリガー,及びLG SEGMENT SUMトリガーで検出される事象に対するエネルギー領域別積算ルミノシティ

$\sqrt{S}[\text{Gev}]$	$N_{\text{BHABHA}}$	$\int \text{Ldt} \pm \text{STAT.} \pm \text{SYST.} [\text{pb}^{-1}]$
54.0-55.9	3391	$0.819 \pm 0.014 \pm 0.022$
56.0-57.9	1043	$0.285 \pm 0.009 \pm 0.008$
58.0-59.9	118249	$33.033 \pm 0.096 \pm 0.892$
60.0-61.9	41915	$12.852 \pm 0.063 \pm 0.347$
62.0-63.9	2109	$0.707 \pm 0.015 \pm 0.019$
64.0	4334	$1.470 \pm 0.022 \pm 0.040$
TOTAL	171041	$49.116 \pm 0.199 \pm 0.958$

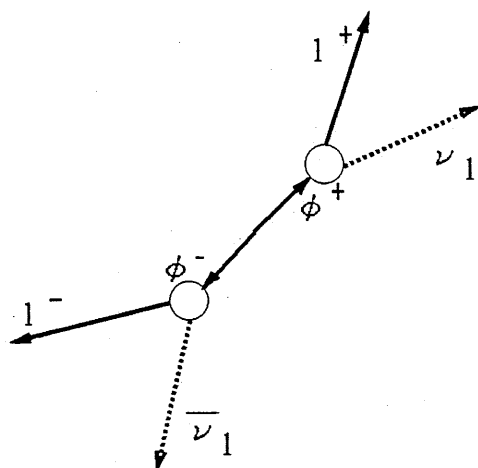
表3.2.2 Two Track Limitedトリガーで検出される事象に対するエネルギー領域別積算ルミノシティ

### 第三節 荷電スカラー粒子対の崩壊先粒子による分類

この解析では、荷電スカラー粒子( $\phi$ )に対する理論的仮定を最小限に止めているので、崩壊先の粒子には何の制約もつかない(例えば、荷電HIGGS粒子では、質量の二乗に比例した結合定数を持つので、重い粒子への崩壊が支配的である)。よって、 $\phi$ 粒子の崩壊先粒子対として、現在知られている全てのフェルミオン対 [  $[(U, \bar{D}) : (u, \bar{d}), (c, \bar{s}), (c, \bar{b})]$ ,  $[(\bar{L}, \nu) : (\bar{e}, \nu), (\bar{\mu}, \nu), (\bar{\tau}, \nu)]$  ] を仮定しなければならない。 $\phi$ 粒子に六通りの崩壊先が出来るので、 $\phi$ 粒子対としては36通りの崩壊先が有り、この36通りを最終状態の特徴から以下の三通りに分類して解析を行った。

レプトニックモード

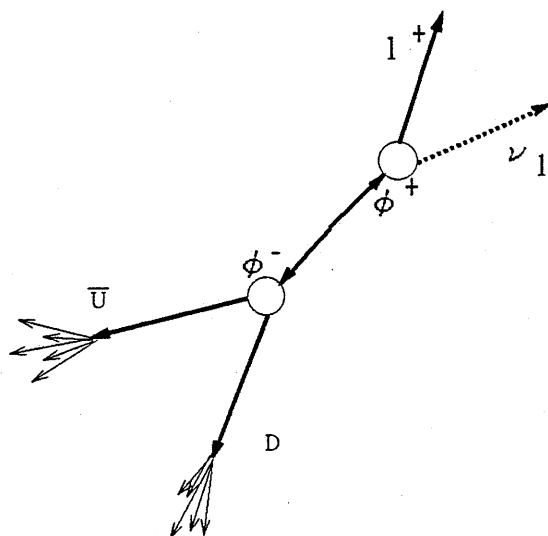
$$\phi^+ \phi^- \rightarrow (\bar{1}, \nu) (1, \bar{\nu})$$



ミックスモード

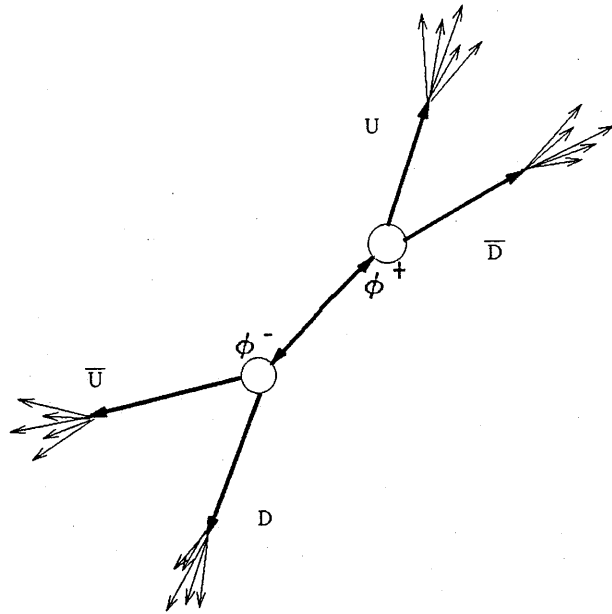
$$\begin{aligned} \phi^+ \phi^- &\rightarrow (\bar{1}, \nu) (\bar{U}, D) \\ &\rightarrow (U, \bar{D}) (1, \bar{\nu}) \end{aligned}$$

但し、U, Dはそれぞれup系、down系クォークを表す



ハドロニックモード

$$\phi^+ \phi^- \rightarrow (U, \bar{D}) (\bar{U}, D)$$



レプトニックモードはニュートリノが検出されないことによって、大きなmissingエネルギーとmissing運動量が有る。又、レプトンからは多くの荷電粒子が発生しないので、事象全体としては、荷電粒子数の少ない事象となる。これらの特徴に対してバックグラウンドになってくると思われるのは、荷電粒子の少ないアンバランスな事象全てである。例えば、検出器の感応領域が限られている事から、全粒子を捕まえばバランスの良い事象も、その一部しか捕まえられない為に、アンバランスな事象となり得るし、又、 $\tau$ 粒子の対生成の場合の様に、崩壊時に放出するニュートリノに依ってアンバランスになる事象もある。幾つかの選別条件を加える事に依って、これらバックグラウンドと探索信号を区別していく。

ミックスモードもニュートリノによる大きなmissingエネルギーとmissing運動量があるが、こちらは片側の $\phi$ 粒子がクォーク対に崩壊して、クォークジェットに発展するので、事象全体としては荷電粒子の多いハドロニック事象に似た事象となる。バックグラウンドになってくるのは、先程のレプトニックモード同様に、検出器の感応領域の制限によってアンバランスに観測されるハドロニック事象が考えられる。

ハドロニックモードは4ジェット事象で、missingエネルギーの少ない事象である。四つのジェットの内、正しい組み合わせ方で二つのジェットを

選んだ場合、そのジェット間の不変質量は $\phi$ の質量になるという特徴を持つ。バックグラウンドになるのは、 $\phi$ の質量が重い場合には、高次QCDの効果による4ジェット事象、及びQCD3ジェット事象に $\gamma$ 輻射によるジェットが加わった事象、等がバックグラウンドになり、 $\phi$ の質量が軽い場合には、高次QCDの効果と共に、通常の2ジェット事象との区別も付きにくくなる。

それぞれのモード内では基本的な特徴は一致しているので、その特徴を生かしてS/Nが最大化される様な解析手段を考えた。又、同じモード内に於いても崩壊先粒子対の違いに依り多少の差があるので、その違いは選択効率の違いとして評価した。

以下の節で、各モードに対する解析をそれぞれ独立に行って、最終的には、それらを総合して解析結果を導出する。

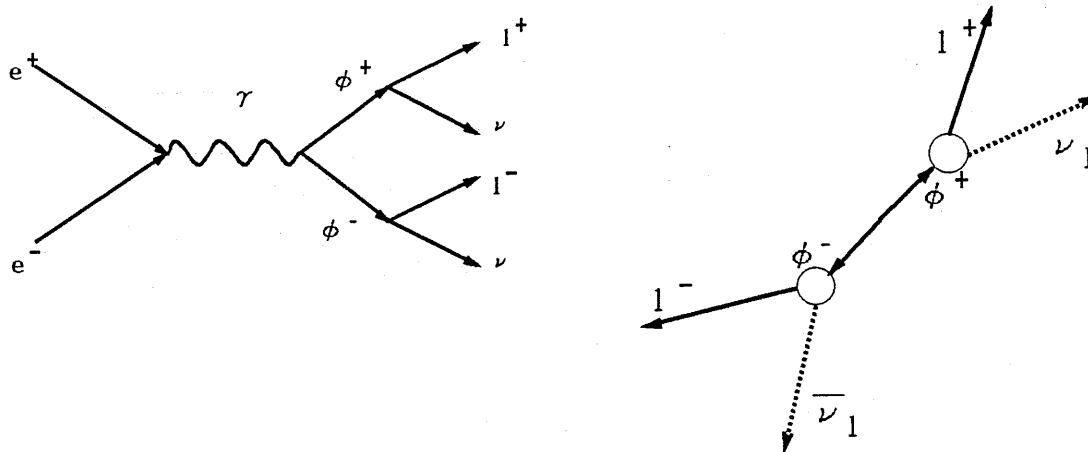
#### 第四節 レプトニックモードの解析

##### 第一項 レプトニックモード探索の概要

レプトニックモードの解析では第三節に挙げた崩壊様式の内

$$\phi^+ \phi^- \rightarrow (\bar{l}, \nu) (l, \bar{\nu}) \quad (\bar{l}, \nu) : (\bar{e}, \nu), (\bar{\mu}, \nu), (\bar{\tau}, \nu)$$

を探索する。以下の図から分かるように、このモードの特徴はニュートリノが検出されない事による大きなmissingエネルギーとmissing運動量、それに荷電粒子数が少ないという事である。



この信号に対してバックグラウンドとして考えたものを以下にあげた

BHABHA事象

$\mu$ , 及び  $\tau$  の対生成

二光子事象

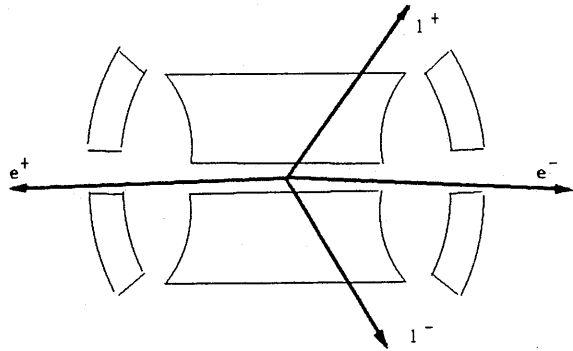
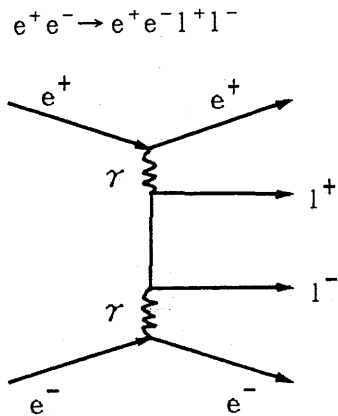
クオーク対生成

宇宙線

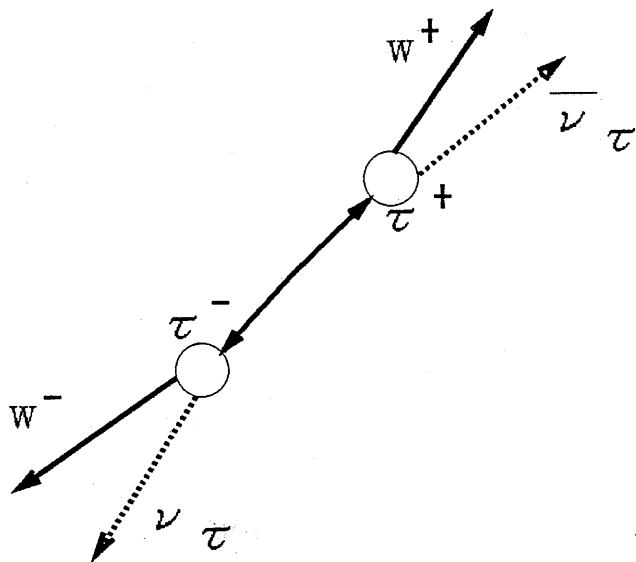
ビームガス及びビーム管事象

ここに挙げたのは荷電粒子数の少ない事象の殆ど全てである。これらの中で最も探索信号と区別が付きにくいのは、下図のように検出器にかからない粒子が存在するレプトニックな二光子事象、及び  $\tau$  粒子対生成事象である。レプトニックな二光子事象ではビーム軸方向に逃げる粒子に依って事

象全体がアンバランスになり、 $\tau$  粒子対生成の場合は、 $\tau$  粒子が崩壊したときに放出するニュートリノの為にアンバランスな事象となる。



$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$



しかし、同じアンバランスな事象であっても、これらの事象の形の特徴には、 $\phi$  粒子の事象の形の特徴と較べると幾つかの違いが有るので、探索信号と有る程度は識別可能である。VENUS検出器で蓄えられたデータに、次項、及び次次項の条件を加えてバックグラウンドを削減し信号を取り出して行く。

## 第二項 データの選別

VENUS検出器に蓄えられたデータの大部分は、BHABHA事象、宇宙線事象、低エネルギーの二光子事象、ビーム管、及びビームガス事象であるので、まずこの四種類の事象の大部分を切り落とす条件を通した。

### 条件 1 少数荷電粒子条件

2本  $\leq$  グッドトラック  $\leq$  4本

ここでグッドトラックとは以下の条件を満たすTRACKのことを示す

$$|R_{MIN}| \leq 2.0 \text{ cm}, \quad |Z_{MIN}| \leq 6.0 \text{ cm}, \quad |\cos\theta| \leq 0.8$$

$$NXY \geq 8, \quad NRZ \geq 4, \quad Pt \geq 0.2 \text{ GeV}$$

レプトニックモード内で、最も荷電粒子数の多い $\phi^+\phi^- \rightarrow (\bar{\tau}, \nu)(\bar{\tau}, \nu)$ モードに於いても、その98%までが荷電粒子数四以下である。又、全てのレプトニックモードが荷電粒子数二以上である。故に、上記のグッドトラックの本数に対する制限をつける。少数荷電粒子事象は多数荷電粒子事象よりも、CDCに依る荷電粒子再現性が良い。それ故、 $R_{MIN}, Z_{MIN}$ (第三章に解説)の値を小さくする事が可能である。これらの値を小さくすれば、一様に分布している宇宙線事象、及びビームガス及びビーム管事象の比率を減少させることが可能である。

### 条件 2 宇宙線落とし

(二荷電粒子事象に対して)

TOF QUALITY FLAGが両トラック共にGOODであること、且つ、

$$|\text{TOF測定器の観測時刻の差}| \leq 7.0 \text{ nsec}$$

宇宙線事象では、二つのトラックの先のTOF測定器に記録された時刻に約10.0 nsecの差がある。TOF QUALITY FLAGとは、CDCに依って再構成されたトラックの先にあるTOF測定器のHITの有無を示すFLAGである。TOF TIME DIFFERENCEを知る為には、両FLAG共にGOODでなければならない。二荷電



粒子事象に対するこの条件の効率を知るために、LG TOTALトリガー条件 (LG検出器の測定エネルギー  $\geq 4.0$  GeV)でトリガーされた事象の内、グッドトラックが二本の事象を取り出し、両FLAG共にGOODである割合を荷電粒子の運動量別に調べた。  $1.0 \text{ GeV} \leq P \leq 30.0 \text{ GeV}$ の間で平均96%、最低92%の効率があった。本解析ではTOF QUALITY FLAG効率として保守的立場で最低値92%を用いた。図3.4.1に実験データのTOF検出時間差の分布を示した。左側の山が宇宙線事象からの寄与である。

条件 3 BHABHA事象落とし

$$\text{TOTAL SHOWER ENERGY} / E_{\text{CM}} \leq 0.85$$

ここでTOTAL SHOWER ENERGYは全カロリメーターエネルギーの和  
 $E_{\text{CM}} = \sqrt{S}$  (重心系エネルギー)

$\phi$ 粒子対がレプトニックモードに崩壊する場合には、 $\nu$ に依って持ち出されエネルギーが観測されないので、全シャワーエネルギーは $E_{\text{CM}}$ より小さくなる。故に、この条件は探索信号に対しては殆ど影響は無いが(数%)、BHABHA事象は $2\sigma$ レベルまで減少できる。図3.4.2に観測データとBHABHA事象のモンテカルロ、及び $\phi$ 粒子のモンテカルロによる分布を示した。上図中の実線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ 、破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ 、点線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロで縦軸は任意。下図中の実線がBHABHAモンテカルロによる分布。黒丸が実験データの分布である。

条件 4 低エネルギー二光子事象落とし

$$E_{\text{VIS}} / E_{\text{CM}} \geq 0.2$$

ここで $E_{\text{VIS}}$ とは全カロリメーターエネルギーと全荷電粒子モーメントムのスカラー和

低エネルギー側では、観測データの大半が二光子事象である。探索信号

はある程度のエネルギーを持っているので、この条件では数%しか落ちない。図3.4.3の左端に在る鋭いピークが、二光子事象から寄与である。この図から判るように劇的に減少する。上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ 、破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ 、点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$  モードのモンテカルロで、縦軸は任意。下図中の実線が実験データの分布。

以上の条件を通過してきたデータに対して、更に幾つかの条件を加えて荷電粒子対シグナルを取り出していく。以下、その条件を挙げた。

#### 条件 5 トリガー条件の要求

以下のトリガー条件の内少なくとも一つ以上満足すること

##### 1. LG TOTAL トリガー用条件

LG TOTAL エネルギー  $\geq 4\text{GeV}$

##### 2. LG SEGMENT SUM トリガー用条件

LG SEGMENT SUM エネルギー  $\geq 0.8\text{ GeV}$

&Pt  $\geq 1.0\text{ GeV}$ を満たすグッドトラックが二本以上

&上記のグッドトラック間の角度が $10.0^\circ$ 以上

##### 3. TWO TRACK LIMITED トリガー用条件

Pt  $\geq 1.0\text{ GeV}$ を満たすグッドトラックが二本

&上記のグッドトラック間のアコプラナリティー角度が

$60.0^\circ$ 以下

トリガーの詳細は第二章で記述。各々のトリガーの上記条件に対する検出効率は、LG TOTAL, LG SEGMENT SUM, Two Track Limitedの順に98.6%, 91.6%, 89.5%である。この順で優先してトリガー条件を適用した。シグナル検出に対して最も厳しい状況は、 $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+\nu)(\mu^-\bar{\nu})$ の場合や、 $\phi^+\phi$

$\tau \rightarrow (\tau^+ \nu)(\tau^- \bar{\nu})$  の場合で崩壊先の  $\tau$  が  $\mu$  に崩壊した場合等，最終状態が  $\mu$  粒子対になる場合である．この場合には Two Track Limited トリガー条件しか満たさない．Two Track Limited トリガーの検出効率自体が低いのに加えて，アコプラナリティー角度が  $60.0^\circ$  までしか検出出来ない事により，特に  $\phi$  の質量が大きい場合にこれらのモードの検出効率が低下する．

#### D-JOIN に依るジェットクラスタリング

条件 1 を通ってきたデータを，D-JOIN (ジェットクラスタリングについては付録 (2) で説明してある) の方法を用いて 2 ジェットになるまでジェットクラスタリングを行う． $\phi$  粒子対のレプトニックモードの場合，ジェットクラスタリングに依りまとめられる粒子は，主に  $\phi$  からの  $\tau$  粒子が崩壊した先の粒子である．その他 INITIAL STATE RADIATION からの  $\gamma$  もまとめられる．各ジェットのエネルギー及び運動量はジェットに含まれる粒子のエネルギー及び運動量の和となる．これにより  $\tau$  粒子を  $e, \mu$  と同様に扱う事が可能となる．以下の解析ではこのジェットクラスタリング後の二つのジェットの情報を基に解析を進める．

#### 条件 6 ジェットに含まれる荷電粒子数の制限

少なくとも片方のジェットに含まれる荷電粒子数は一つである  
ここで，荷電粒子数とはグッドトラックの数を示す

レプトンモードの場合，両ジェット共に，ジェット内に含まれる荷電粒子数が 2 である可能性は殆ど無い．このような事象を除く事で，ハドロニック事象からの寄与を低下できる．

図 3.4.4 に各ジェットに含まれる荷電粒子数 (グッドトラック数) の分布を示した．上図中の実線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ ，破線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ ，点線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$  モードのモンテカルロで，縦軸は任意．下図中の実線がレプトン対生成事象とレプトニックなニ光子事象のモンテカルロ．黒丸が観測データ．縦軸は  $\int L dt = 61.1 \text{ pb}^{-1}$  に相当する事象数

条件 7 ジェットの不変質量, 事象の不変質量の制限

各ジェットの不変質量( $M_{jet}$ )が2.5 GeV以下である事

事象全体の不変質量( $M_{evt}$ )が2.5 GeV以上である事

ここで, 不変質量の計算は以下の式を用いた

$$\text{不変質量}^2 \equiv (\sum |E_i| + \sum |P_j|)^2 - (\sum E_i + \sum P_j)^2$$

ただし $\Sigma$ はジェット, 事象に含まれる粒子全てについてとる

$E_i, P_j$ はそれぞれカロリメーターエネルギーベクトル, トラック運動量ベクトルを表す

$M_{jet}$ に対する制限は, ジェットの起源が $\tau$ 粒子(不変質量 1.7 GeV)より重い粒子でない事を要求している. 検出器によって $\tau$ の不変質量分布は広がるが, 2.5 GeV以下ではほぼ100%の $\tau$ が入る. この分布を図3.4.5に示した. 上図中の実線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ. 縦軸は任意. 下図中の実線がレプトン対生成事象とレプトニックなニ光子事象のモンテカルロ. 黒丸が観測データ. 縦軸は $\int L dt = 61.1 \text{ pb}^{-1}$ に相当する事象数. この条件は荷電粒子に対して大角度に放出されたハードな $\gamma$ が含まれるジェットを落とし, 更にクォーク対生成からの信号も落とす. 次に,  $M_{evt}$ に対する制限は,  $e^+e^-\rightarrow\tau^+\tau^-(\gamma)$ 事象で片側の $\tau$ 粒子しか検出されなかった場合で, 且つ, その $\tau$ 粒子が三荷電粒子に崩壊した事象を落とす. 一つの $\tau$ 粒子を二つのジェットに分けてしまう状況を回避する条件である.

条件 8 検出器の有感領域の限定

$$|\cos \theta_{JET}| \leq 0.75$$

ここで $\theta_{JET}$ はジェットとビーム軸との間の角度

ジェットの方向を制限することで, 事象全体が検出器で捕らえられる事を保証する. 特に荷電粒子に対する有感範囲は $|\cos \theta| \leq 0.85$ までし

かないので(軌跡検出器の有感領域), この条件が必要になる. 又, 小角度領域にハードな $\gamma$ や $e$ がある場合でLA検出器で捕らえられた場合, ジェットの角度が小さくなるので除く事が出来る.

条件 9 ジェットのエネルギー( $E_{jet}$ )の制限  
各ジェットのエネルギー( $E_{jet}$ )が5.0 GeV以上であること

エネルギーの低い $\tau$ 粒子が崩壊すると, 崩壊先粒子は $\tau$ 粒子の方向を覚えていない. 大きなエネルギー( $\beta$ が1に近い)を持った $\tau$ 粒子であれば, 崩壊先粒子は $\tau$ 粒子の方向を覚えている.  $\tau$ 粒子を含む事象のジェットの方向性を保証する為にこの条件は有効である. 又, 二光子事象で片側のジェットのエネルギーが極端に低い場合などのアンバランスな事象を除外出来る. 図3.4.6に $E_{jet}$ (GeV)の分布を示した. 上図中の実線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ. 縦軸は任意. 下図中の実線がレプトン対生成事象とレプトニックな二光子事象のモンテカルロ. 黒丸が観測データ. 縦軸は $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ に相当する事象数.

条件 10 小角度方向の電子, 及び $\gamma$ の制限  
LM検出器方向に6.0 GeV以上のエネルギーの粒子が無い

LM検出器方向にエネルギーの大きな粒子が存在しないという条件により, LA検出器より更に小角度方向への電子, 及び $\gamma$ が存在しない事を保証出来る. これによって二光子事象, 及びINITIAL STATE RADIATIONを含む事象を除外することが可能である. LM検出器はエネルギー分解能が低いので積極的な検出エネルギーの利用は出来ないが, ベトーとして用いる場合にはランダムノイズが0.1%以下なのでアクシデンタル コインシデンスによる問題は殆ど無い.  $\phi$ 粒子対生成事象に於けるINITIAL STATE RADIATIONからの影響は,  $\phi$ の質量が軽い場合に1.2%で質量が重たくなるにつれ減少する.

条件 11 XY平面への射影運動量に対する制限

$$Pt\text{-missing} \geq 4.0 \text{ GeV}$$

ここでPt-missingとは全荷電粒子のXY平面への射影運動量のベクトル和

ビナス検出器は全立体角の98%を覆っているが、それでも尚ビーム軸方向に不感応領域がある。この部分にハードな粒子が逃げた場合、Z軸方向に対しては大きなMISSINGエネルギーの原因となるが、XY平面には最大4.0 GeVのPt-MISSINGしかつけれない。故に、ニュートリノ等に依るMISSINGエネルギーを検出する場合にはXY平面内でのPt-MISSINGを調べるとよい。但し、その他の原因でPt-MISSINGがつくられる場合も在る。例えば、 $\tau$ 粒子の崩壊様式の違い、又、進行方向への $\gamma$ 放出等に依って、荷電粒子の運動量に変化した場合である。これらは条件12に依って除くことが可能である。Pt-MISSINGの分布を図3.4.7に示した。上図中の実線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ 、破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ 、点線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がレプトン対生成事象とレプトニックなニ光子事象のモンテカルロ。黒丸が観測データ。縦軸は $\int L dt = 61.1 \text{ pb}^{-1}$ に相当する事象数。

条件 12 アコプラナリティー角度に依る制限

$$\text{アコプラナリティー角度} \geq 20.0^\circ$$

ここでアコプラナリティー角度とは二つのジェットのXY平面での余角である

$\tau$ 粒子の方向性は保証済みであるし、大角度の $\gamma$ 放射も除いてある。依ってアコプラナリティー角度が大きくなる原因は、中性で検出不可能な粒子(例えば $\nu$ )がある場合等である。この分布を図3.4.8に示した。図中の一点鎖線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ 、点線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ 、破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。実線がレプトン

対生成事象, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロ. 黒丸が観測データ. 全事象共  $\int L dt = 61.1 \text{ pb}^{-1}$  相当量.

### 第三項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

$\phi$  粒子対のモンテカルロシミュレーションには, ベクターレベル(付録 3)では, BERENDS, KLEISS, AND JADACHによる INITIAL STATE RADIATION を考慮し, ハドロニックな崩壊等の再現には JETSET VER7.2 のパートンシャワーモデルを用いた.  $\phi$  対の崩壊先がレプトニックモードの場合は, フラグメンテーションモデルの違いによる影響は殆ど無視できる. 検出器シミュレーションには高速シミュレーター VITMIN を用いて解析を行い, 精密シミュレーター VMONT からのずれは, それを系統誤差として取り扱った.

シミュレーションはエネルギー領域別,  $\phi$  の質量別(1.0 GeV毎),  $\phi$  対の崩壊モード別に行った. ビームエネルギー 29.0 GeV の場合の  $\phi$  に対する崩壊モード別検出効率を図 3.4.9 に示した.  $E_{cm}=58.0$  GeV の場合のモード別検出効率  $\phi$  の質量が軽い領域では  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau^+, \nu)(\tau^-\bar{\nu})$  モードが事象全体の検出エネルギーが低いことにより, 検出効率が低くなっている.  $\phi$  の質量が重い領域では, この領域ではアコプラナリティー角度が大きくなるので, Two Track Limited トリガー条件(この条件ではアコプラナリティー角度  $60.0^\circ$  以下の事象しか検出できない)しか満たさない  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-\bar{\nu})$  モードの検出効率が低くなる. 崩壊先粒子の中に電子がある場合は, 検出効率は比較的高い.

$61.1 \text{ pb}^{-1}$  のデータ量に相当する各バックグラウンド源からの期待事象数は, 以下のようにになった.



バックグラウンド源	61.1 pb <sup>-1</sup> に対応する期待事象数
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	0.17 ± 0.17
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	0.83 ± 0.83
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	0.33 ± 0.19
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	< 0.37
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	< 5.64
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	< 0.16
$e^+e^- \rightarrow q, \bar{q}(\gamma)$	< 0.019
合計(上三源)	1.33 ± 0.87

ここで、BHABHA事象に対しての不確定性が大きいですが、このバックグラウンド源は、 $\mu$ 粒子対生成と同様にアコプラナリティー角度条件を満たすことは無いので、最終結果には影響無い。

この条件に実際の実験データを通した結果と、全バックグラウンドからの期待事象数を、各条件段階に於いて比較した。

事象選別段階	実験データ	モンテカルロ
トリガー	12003	8374.7 ± 159.8
COSθ <sub>jet</sub>	4912	4521.3 ± 88.3
E <sub>jet</sub>	4655	4279.2 ± 88.1
荷電粒子数	4470	4234.4 ± 88.0
M <sub>jet</sub> , Mevt	3736	3864.3 ± 87.1
LM検出器エネルギー	3600	3807.9 ± 87.1
Pt-MISSING	1630	1663.4 ± 60.6
アコプラナリティー角度	1	1.3 ± 0.9

バックグラウンドモンテカルロからの期待事象数と実験データからの事象数は良く一致している。φ粒子の存在の証拠は見られない。条件の前半部分で実験データの方がモンテカルロより多いのは、ここで考慮に入っていない事象(ハドロニック事象, ハドロニック二光子事象等)の影響だと考えられる。不変質量条件以後はハドロニックな事象の影響は十分小さくなり、実験とモンテカルロは統計の誤差範囲で大概一致している。

実験データの内最終的に残った事象を図3.4.10に示す。この事象はLA検出器方向に最小電離粒子が抜けて、その結果大きなPt-MISSINGとアコプラナリティー角度を持った事象である。e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>→e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>事象だと推測される。しかし、保守的立場から、この事象をφ粒子事象として扱った上で、φ粒子に与えられる制限を求めて行く。

系統誤差については、以下の誤差を考慮し、それぞれ独立な要因として、それらの二乗平均を系統誤差とした

- ・ ルミノシティ測定誤差

ルミノシティ測定 of 系統誤差は2.75%，統計誤差は各エネルギー領域毎に算出して表3.2.1及び表3.2.2にまとめた

- ・ モンテカルロ統計誤差

$\phi$  対信号に対する検出効率の統計誤差は、二項分布で各点毎に与えた。代表的な統計誤差の大きさは3%程度である

- ・ 検出器シミュレーション誤差

検出器シミュレーターとして高速シミュレーターVITMINを用いている為、精密シミュレーターVMONTとの差を検出効率の不確定要素として評価した。評価を行った点はビームエネルギー29.0 GeV,  $\phi$  粒子の質量23.0 GeV, 崩壊様式

$$\begin{aligned}\phi^+\phi^- &\rightarrow (e^+, \nu)(e^-, \nu) \\ &\rightarrow (\mu^+, \nu)(\mu^-, \nu) \\ &\rightarrow (\tau^+, \nu)(\tau^-, \nu)\end{aligned}$$

の三点で、その結果  $(e^+, \nu)(e^-, \nu)$  モード,  $(\tau^+, \nu)(\tau^-, \nu)$  モードについては統計誤差(2.5%)以内であったが、 $(\mu^+, \nu)(\mu^-, \nu)$  モードについては15.9%程VITMINによる検出効率がVMONTよりも低かった。原因はLG検出器に対する $\mu$ 粒子の反応がVITMINでは正しく再現されていない為である。 $\mu$ 粒子のLG検出器でのエネルギー損失が低くなる為、LG SEGMENT SUMトリガーに反応しないのである。エネルギーの絶対量は数100MeVなので解析段階では、この違いは問題にならない。前述の通りLG SEGMENT SUMトリガーはTwo Track Limitedトリガーよりも検出効率が高く、更にアコプラナリティー角度に対する反応が断然良い。今回の解析ではVITMINによる検出効率を用いているので、検出効率を保守的な立場で評価した事になる。結

果として、検出器シミュレーションによる誤差は2.5%である

・カロリメータ校正誤差

カロリメータの校正精度は3.0%である。故に、最大限エネルギー校正が誤っていたとして、LG, LAそれぞれの測定エネルギーを3.0%ずつ減少させた場合の検出効率の変化を誤差として評価した。その結果、全モードに対して統計誤差(2.5%)の範囲内であった。故に誤差として2.5%を採用した

・トリガー条件に対するトリガー検出効率の誤差

LG TOTAL, LG SEGMENT SUM, Two Track Limited, 各トリガーの条件に対する検出効率の誤差はref2.3.1により与えられている。最大1%である

誤差要因	誤差
ルミノシティ測定	2.75%
モンテカルロ統計	~3.0%
検出器シミュレーション	2.5%
カロリメータ校正	2.5%
トリガー検出効率	1.0%
二乗平均	~5.5%

高速シミュレーター-VITMINで再現出来ない条件は、損失要因として以下のように考慮した

・ TOF QUALITY FLAGの要求に依る損失

選別段階で述べたように、TOF QUALITY FLAGを要求する事による損失は8.0%である。TOF TIME DIFFERENCEによる損失は無視出来る。

・ LM検出器のベトー条件による損失

ランダムノイズによる損失が0.1%。INITIAL STATE RADIATIONによる損失が1.2%。それぞれ独立に評価した。

・ トリガー効率による損失

トリガーの解説時に示した量を、各トリガー条件毎に評価した。

検出効率損失要因	損失量
TOF QUALITY FLAGの要求	8.0%
LM検出器のベトー	1.3%
LG TOTALトリガー	1.4%
LG SEGMENT SUMトリガー	8.4%
Two Track Limitedトリガー	10.5%

それぞれ独立な原因だとして評価すると、Two Track Limitedトリガーのみで検出される事象に対しては、全損失量は18.8%である。

以上の結果より、 $\phi$ 粒子の存在に対する制限が得られる。制限を求める方法としては、ある質量の $\phi$ 粒子が存在した場合の、最終結果への寄与の期待事象数が、今回観測された事象数(1事象)のポワソン分布の95%CLの

上限値(4.74事象)以上である場合、その質量の $\phi$ 粒子に対して制限を得る。この時、レプトニックモードへのブランチは分からないので、得られる制限はブランチの関数になる。極端な場合として、レプトニックモードへのブランチが0%の場合には、この解析からは全く制限が得られない。これらの場合についてはハドロニックモードの解析を行う必要がある。又、レプトニックモード内の各崩壊先粒子対毎にその分岐比を仮定して、 $\phi$ 粒子に対する制限を導く事は可能であるが、より一般的な結果を導出する為に、各 $\phi$ の質量毎に、検出効率が最低になる分岐比を求め、その検出効率を用いて $\phi$ 粒子に制限を与えた。故に、得られた結果は、崩壊先粒子対のいかなるレプトンの組み合わせに対しても有効なものである。 $\phi$ 粒子に対する制限を、 $\phi$ 粒子の質量とレプトニックモードへの崩壊割合の関数として図3.7.1に図示した。

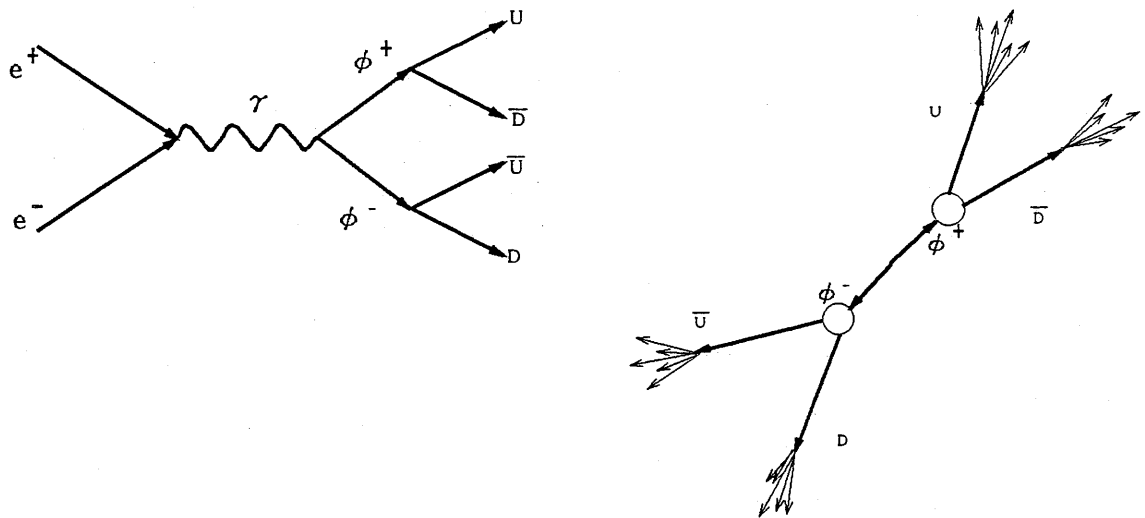
## 第五節 ハドロニックモードの解析

### 第一項 探索信号とバックグラウンド

ハドロニックモードの解析では第三節に挙げた崩壊様式の内

$$\phi^+ \phi^- \rightarrow (q, \bar{q})(\bar{q}, q) \quad (q, \bar{q}) : (u, \bar{d}), (c, \bar{s}), (c, \bar{b})$$

を探索する。このモードの特徴は荷電粒子数が多く、他のモードの様にニュートリノに依るmissingエネルギー及びmissing運動量が存在しないので、運動量バランスが良く(運動量のベクトル和が理想的にはゼロ)、観測エネルギーは理想的にはビームエネルギーの二倍になる筈である。又、 $\phi$ 粒子がそれぞれ二つのクォークジェットに崩壊するので、事象全体では4クォークジェット事象となり、正しい組み合わせ(親の $\phi$ 粒子が同じクォークジェット)で二つのクォークジェットを組んだときに、その不変質量は二つのジェットの重心系エネルギー、即ち $\phi$ 粒子の不変質量になる事である。事象内の二つの不変質量が一致するという条件は、独立なグルーオン放射によるバックグラウンドではなかなか満たされない。



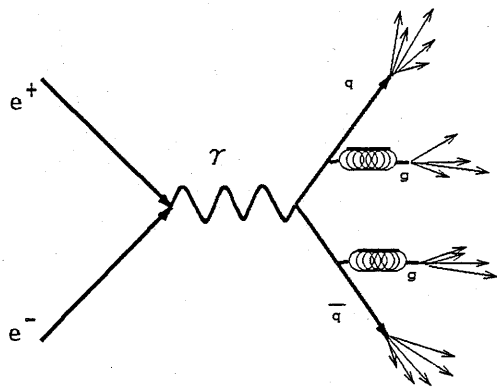
この信号に対しての主なバックグラウンドは、荷電粒子数の多いハドロニック事象で、

クォーク対生成

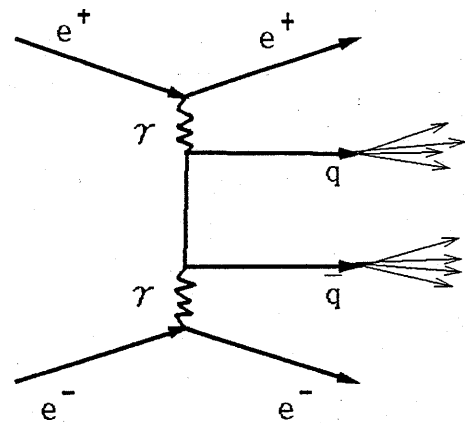
ハドロニックな二光子事象

である。これらの過程のダイアグラムの一例を以下に示した。 $\phi$ 粒子の質量が軽い場合は、通常の2クォークジェット事象や高次QCDの効果による軽い4ジェット事象、及びハドロニックな二光子事象がバックグラウンドになり、質量の重い場合は特にハードなグルーオン二つの放射等の高次QCDの効果による4ジェット事象がバックグラウンドとなる。放射されるグルーオンのエネルギーは低いもの程多いので、ハードなグルーオンが二つ、しかも両側の不変質量が等しくなるような事象は希である。依って質量の大きな $\phi$ 粒子の様な事象は少ない。 $\phi$ 粒子の質量が軽い程、通常のクォーク対生成過程からのバックグラウンドが増加していく。レプトニックモード同様に、VENUS検出器に蓄えられたデータに対して次項の条件を加えてバックグラウンドを削減し、信号を取り出して行く。

2グルーオン放射の例



ハドロニックな二光子事象の例



## 第二項 データ選別

VENUSで蓄えられたデータの大部分は、BHABHA事象、二光子事象、ビームガス及びビームパイプ事象、宇宙線事象である。ハドロニック事象はこ



れらバックグラウンドと異なり，多くの荷電粒子と，大きなカロリメーターエネルギーを有するの．以下の条件を加える事に依って，ハドロニック事象を抜き出して行く．

条件 1 Z軸方向の運動量バランス

$$|P_{bal}| < 0.4$$

$$\text{ここで } P_{bal} = \Sigma (E_{z_i} + P_{z_i}) / E_{vis}$$

$E_{z_i}$ ,  $P_{z_i}$ はそれぞれカロリメーターエネルギーと荷電粒子運動量のZ軸成分

二光子事象の特徴として，小角度方向へ大きなエネルギーを持った粒子が抜けて行く．この為Z軸方向に大きなアンバランスが出来る．故に，この条件で二光子事象の大部分を除外する事ができる．探索信号が小角度方向に出す粒子としてHARD  $\gamma$  INITIAL STATE RADIATIONがあるが，この $\gamma$ のエネルギースペクトルは付録(1)の $\delta_{HARD}$ から判るように，その大部分は低エネルギーの $\gamma$ であって，大きなバランスの崩れの原因にはならない． $|P_{bal}|$ の分布を図3.5.1に示した．上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ．縦軸は任意．下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値．黒丸が観測データ． $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量．

条件 2 荷電粒子数の制限

荷電粒子数  $\geq 5$ 個

ここで荷電粒子数とはグッドトラックの本数の事である  
グッドトラックとは以下の条件を満たすトラックの事を示す

$$|R_{MIN}| \leq 5.0 \text{ cm} , |Z_{MIN}| \leq 20.0 \text{ cm} , |\text{COS}\theta| \leq 0.85$$

$$N_{XY} \geq 8 , NRZ \geq 4 , P_t \geq 0.2 \text{ GeV}$$

$\phi$ 粒子のハドロニック事象は多くの荷電粒子を含む．その数は通常のク

オーク対生成事象(平均荷電粒子数 $\sim 13$ 個)よりも多い。故にこの条件は探索信号に対して十分緩く、荷電粒子の少ないレプトニック事象、宇宙線事象を落とす。またグッドトラック条件により検出器中心部を通っていることを要求するので、ビーム軸、ビームパイプ事象からの粒子を除くことができる。荷電粒子数の分布を図3.5.2に示した。上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

条件 3 全LGカロリメータエネルギー(ELG)に対する条件

$$ELG > 4.0 \text{ GeV}$$

ここで ELG = 全LG検出器のエネルギーの合計

LG TOTAL トリガー条件を満たす事を保証する。トリガーシステムの節で解説した様に、この条件を満たす事象に対しては、ほぼ100%の検出効率が保証される。また、LG検出器は $|\cos\theta| < 0.8$ の大角度領域を覆っているので、エネルギーの大半が小角度方向へ逃げる二光子事象を除外できる。ELGの分布を図3.5.3に示した。上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

条件 4 E VISの制限

$$E \text{ VIS} / E \text{ CM} > 0.5$$

E VISについては前述

$\phi$ 粒子のハドロニックモードでは、全ての崩壊先粒子が検出可能なので、 $E \text{ VIS}/E \text{ CM}$ は1.0を中心に分布する。二光子事象は低エネルギー側に分布

するので除外できる。E VIS/E CMの分布を図3.5.4に示した。上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

以上の条件を満たす事象から更にS/Nを上げる為にまず二つの条件を加える。第一の条件はスラストに対する条件で，第二の条件はアコプラナリティー角度に対する条件である。スラスト，及びアコプラナリティー角度の定義は以下に示す。スラスト軸に対する条件を要求した後で，ハドロニック事象数から， $\phi$ 粒子の存在の可能性を検討する。

$$\text{スラスト} = \text{MAX} [\Sigma |P_i \cdot t| / \Sigma P_i]$$

ここで $t$ はスラスト軸の単位ベクトルで，スラスト値が最大になる様に選ぶ。 $P_i$ は各観測粒子の運動量ベクトルである。スラスト軸は初期状態の粒子の方向を良く再現する

アコプラナリティー角度

スラスト軸によって事象を二つの半球に分けて，各半球について $\Sigma P_i$ を計算する。その結果つくられる二つの運動量和ベクトルのXY平面での余角がアコプラナリティー角度である

条件 5 スラスト軸とビーム軸とのなす角度に対する条件

$$|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.5$$

ここで $\theta_{\text{thrust}}$ とはスラスト軸とビーム軸とのなす角度

スラスト軸の方向は，初期状態に造られた粒子の方向を良く再現する。よってスラスト軸とビーム軸との間の角度を大きく制限する事により，ビ

ーム軸に対して大角度方向に粒子が発生した事象(つまりビーム軸方向への抜けが少ない事象)を選び出す事が出来る。これにより二光子事象を減少させる事が可能であり、又、この様な事象では、CDC検出器の有感範囲、 $|\cos\theta| < 0.85$ の領域内に殆ど全ての荷電粒子が入ると期待される。更に、 $\phi$ 粒子の生成角度分布は $\sin^2\theta$ に従うので、 $1+\cos^2\theta$ 分布に従うクォーク対生成に比べて検出効率が高くなる。 $|\cos\theta_{\text{hadrons}}|$ の分布を図3.5.5に示した。上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

条件 6 アコプラナリティー角度に対する制限

アコプラナリティー角度  $< 10.0^\circ$

事象中の全粒子を正確に測定すれば、全ての粒子が観測可能なハドロニックモードでは運動量の和は"0"になる筈である。このとき、アコプラナリティー角度も"0"になる。つまり、アコプラナリティー角度を小さく要求することで、全粒子が検出された事象を選び出す事が出来る。アコプラナリティー角度の分布を図3.5.6に示した。上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

いままでの条件までのすべての条件を満たす事象に対して、4ジェット事象と仮定して解析を行っていく。4ジェットの決定手段にはD-JOINを用いて(D-JOINについて付録(2)で解説)4ジェットになるまでクラスタリングを行った。この時、荷電粒子は $\pi$ 粒子と仮定した。又、得られた4ジェットの四元運動量に対して、各 $\beta$ ベクトル( $\beta=P/E$ )のみを束縛条件にして、

エネルギー保存，及び運動量保存の条件より補正を行った．以下の解析では，これらの手順を通して得られた補正後の4-ジェットを使用している．但し，補正を行った際に，補正因子が2.0を越えるジェットを含む事象については除外してある．ここで補正因子とは補正前のエネルギーと補正後のエネルギーの比率をRとした場合， $|\text{Log}_2 R|$ で表される量である．これはエネルギー補正があくまで検出器の解像度の範囲内で行われていることを保証する為である．この4ジェットが $\phi$ 粒子対の崩壊先ジェットだと仮定した場合，各 $\phi$ 粒子に対応するジェット対を正しく選べば，そのジェット対より $\phi$ 粒子の質量，及び運動量ベクトルが再構成できる筈である．このジェット対の選び方として，この解析では再構成された粒子の質量差が最も小さくなる様な組み合わせを選んだ．

条件 7 INITIAL STATE RADIATIONからの4-ジェット事象の除外

$$E_{\text{jet}} / E_{\text{jet}} < 0.9$$

ここで $E_{\text{jet}}=E_{\text{jet}}$ 内のカロリメーターエネルギー

$E_{\text{jet}}=$ 全ジェットエネルギー

各ジェットに対して，そのジェットがINITIAL STATE RADIATIONからの $\gamma$ からつくられたジェットでないことを要求する．これは4ジェット事象に，INITIAL STATE RADIATION+3ジェットの事象が混入する事を除外する為である．この事象の特徴は，事象中に中性粒子エネルギー比率の非常に高いジェットが存在する事である． $E_{\text{jet}}/E_{\text{jet}}$ の分布を図3.5.7に示した．上図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$ で $M_\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$ で $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ．縦軸は任意．下図中の実線がLUN D72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値．黒丸が観測データ． $\int L dt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量．分布から判るように，モンテカルロの再現性が良くない．そこで右端の部分をモンテカルロで再現出来ない要因として考え，検出効率の不確定性を6%と見積もった．

条件 8  $\phi$  粒子対の生成方向に対する制限

$$|\cos\theta_\phi| < 0.5$$

ここで $\theta_\phi$ は $\phi$ 粒子の運動量ベクトルとビーム軸との間の角度

第二段階条件に於いてスラスト軸の方向に対して制限を加えてあるので、正しく再構成された $\phi$ 粒子に対しては同種の条件となり殆ど影響が無い。この条件でスラスト軸に沿った組み合わせを採る事になる。

条件 9 再構成された二つの $\phi$ 粒子の質量差の制限

$$2 * |M_{ij} - M_{kl}| / (M_{ij} + M_{kl}) < 0.1$$

ここで $M_{ij}$ ,  $M_{kl}$ とは再構成された二つの $\phi$ 粒子の質量

探索信号の場合は、正しく再構成された二つの粒子の質量は解像度の範囲内で一致する。反対に、バックグラウンドで二つの再構成粒子の質量が一致するのは偶然である。解像度が無限に良ければ質量差を"0.0 GeV"にするのが最もS/Nが良いが、実際には $\phi$ 粒子質量の解像度は10%程度であるので、質量差を平均質量の10%以下とする。 $2 * |M_{ij} - M_{kl}| / (M_{ij} + M_{kl})$ の分布を図3.5.8に示した。上図中の破線が $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$ で $M_\phi = 12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+ \phi^- \rightarrow (u, d)(u, d)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$ 相当量。

条件 10  $X t'$  (射影エネルギー積)に対する制限

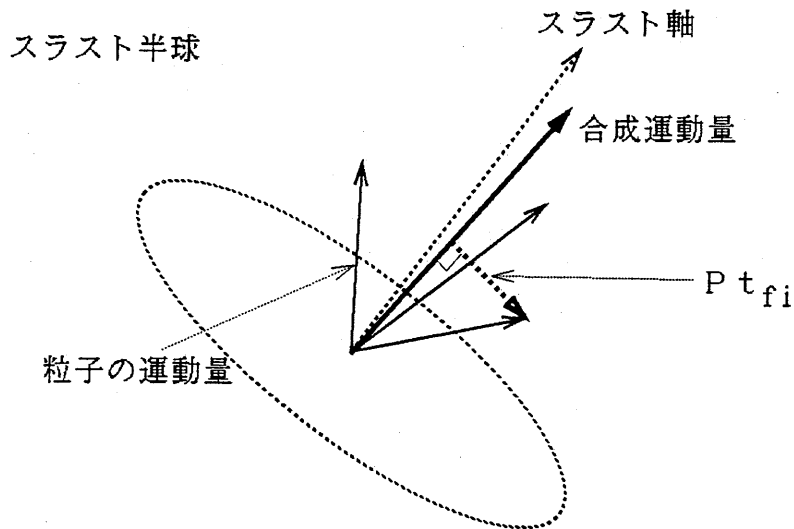
$$2 * X t' / (M_{ij} + M_{kl}) > 0.85$$

ここで射影エネルギー積とは以下の式で定義される量である

$$X t' = \sqrt{(\sum P_{t, i} \cdot \sum P_{t, b})} \cdot (E_{CM} / E_{VIS})$$

$P_{t, i}$ はスラスト半球内粒子の、 $(\sum P_{t, i})$ に対する垂直成分を表す。添え字bは反対側半球を表す

$X_{t'}$  が大きい事を要求する事により，両半球共に粒子が広がった事象を取り出すことになる．この広がり方は生成される  $\phi$  粒子の質量に依存しているのので， $\phi$  粒子の平均質量で規格化してある．これによって本来は軽い平均質量の事象が，ジェットの組み間違えで，重い平均質量の事象になった場合を取り除く事が出来る．又，この条件は  $\phi$  粒子が，その運動方向に対して垂直方向付近に崩壊する事を要求しているので，各ジェットのエネルギーバランスの良い事象のみを取り出す事になる．図3.5.9にこの分を示した．上図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M_\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$  で  $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ．縦軸は任意．下図中の実線が LUND72 によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値．黒丸が観測データ．縦軸は  $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$  相当量．



条件 11 再構成された  $\phi$  粒子の質量分布上での制限

$$|(M_{ij} + M_{kl}) - 2.0 * M_\phi| < 4.0 \text{ GeV}$$

バックグラウンドは質量分布上に広く分布するが， $\phi$  粒子が生成された場合には，その質量付近に鋭いピークを持つ．上下幅を大きめに採って有

るのはクォークのフラグメンテーションの効果, 及びジェットクラスタリ  
 ングの効果により, ピーク値が変動するからである. 各  $M_\phi$  について, こ  
 の幅でピークサーチを行って  $\phi$  粒子の存在を検討した. 図3.5.10にこの分  
 布を示した. 図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ , 実  
 線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M_\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ , 一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)$   
 $(u,d)$  で  $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ. 点線がLUND72によるハドロ  
 ニック事象のモンテカルロからの期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は,  $\int$   
 $Ldt=61.1 \text{ pb}^{-1}$  相当量. 又, 図3.5.11に  $(M_{ij}+M_{kl})/2(\text{GeV}/c^2)$  と  $2 * X_T$   
 $^*/(M_{ij}+M_{kl})$  の二次元分布を示した. 上図中の黒丸が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,$   
 $b)$  で  $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ , 三角が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M_\phi=12.0(\text{GeV}/$   
 $c^2)$ . 下図中の黒丸が観測データ.  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$  相当量.



### 第三項 ハドロニック事象数からの制限

条件5までの選別を行ったところで、この段階まで残ったハドロニック事象数から、 $\phi$ 粒子の存在の可能性を評価する。評価の方法としては、まずモンテカルロに依って上記の条件を満たすハドロニック事象の期待事象数を求める。この時、ルミノシティの値は中心値を用いて、モンテカルロに使用したJETSETのパラメータはOPALで与えられた数値を使う。系統誤差は後で考慮する。この期待事象数と観測事象数を比較して、 $\phi$ 粒子による寄与が有るかどうか調べる。もし期待事象数と観測事象数が良く一致する場合には、系統誤差を考慮して、保守的立場で $\phi$ 粒子の存在に与えられる制限を求める。この方法で最も重要になるのは、ハドロニック事象数の計算が正しく行われているかどうかである。これに付いては、この解析では $\gamma$ 輻射補正を一次の項までしか考えず、更に高次の項まで考慮すれば散乱断面積は増加する筈なので(この量はQCD補正の大きさ(4%)よりも多いと思われる)、保守的立場としては正しく評価している事になる。

ハドロニック事象の生成散乱断面積はINITIAL STATE RADIATIONからの寄与とクォーク質量の効果を除けば以下の式で与えられる。

$$\sigma_{\gamma} = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} R_{QCD} \sum_{q=1}^5 e_q^2$$

$$\sigma_{\gamma+Z0} = -\frac{4\pi\alpha^2}{3S} R_{QCD} \frac{S(S-M_Z^2)}{(S-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} 2 \sum_{q=1}^5 e_q C_V C_V'$$

$$\sigma_{\gamma+Z0} = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} R_{QCD} \frac{(C_V^2 + C_A^2) S^2}{(S-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \sum_{q=1}^5 (C_V'^2 + C_A'^2)$$

$$C_V = \frac{1-4\sin^2\theta_w}{4\sin\theta_w \cos\theta_w}$$

$$C_V' = \frac{-2(T_{3L} + T_{3R}) + 4Q\sin^2\theta_w}{4\sin\theta_w \cos\theta_w}$$

$$C_A = \frac{-1}{4\sin\theta_w \cos\theta_w}$$

$$C_A' = \frac{2(T_{3L} - T_{3R})}{4\sin\theta_w \cos\theta_w}$$

添え字はそれぞれ媒介粒子として、 $\gamma$ ,  $\gamma$  と  $Z^0$  の干渉、 $Z^0$  の場合の散乱断面積に対応している。ここで  $R_{QCD}$  とは終状態でのグルーオン放射による補正因子である。

$$R_{QCD} = 1 + (\alpha_s/\pi) + 1.41 * (\alpha_s/\pi)^2 + 64.84 * (\alpha_s/\pi)^3$$

で与えられる。LEPの実験によって、 $M_z$ ,  $\Gamma_z$ ,  $\sin^2\theta$  は精度良く測定されたので、ここではそれらの値を用いて計算した(91.2GeV, 2.4GeV, 0.23)。 $R_{QCD}$  の計算中に出てくる  $\alpha_s$  についても、LEPの結果( $\alpha_s(M_z^2) = 0.115 \pm 0.015$ )を用いて  $\Lambda_{\overline{MS}}$  を算出して(0.17  $\pm$  0.12GeV), TRISTAN領域の  $\alpha_s$  に直した後に  $R_{QCD}$  を求めた。 $\gamma$  の INITIAL STATE RADIATION による補正は付録と同じ方法で考慮した。

$\sqrt{s}$ GeV	最低次散乱断面積	$\gamma$ 輻射補正	QCD補正	合計
54.0	127.6 (pb)	30.4 (%)	4.38 (%)	173.7 (pb)
56.0	123.5 (pb)	28.7 (%)	4.34 (%)	165.8 (pb)
58.0	120.9 (pb)	27.0 (%)	4.33 (%)	160.2 (pb)
60.0	119.9 (pb)	24.9 (%)	4.31 (%)	156.2 (pb)
62.0	120.7 (pb)	22.2 (%)	4.28 (%)	153.8 (pb)
64.0	123.6 (pb)	19.5 (%)	4.26 (%)	154.0 (pb)

$\sqrt{s}$ GeV	58.0	56.0	58.0	60.0	62.0	64.0
検出効率 %	36.5	37.0	37.5	37.2	37.5	37.9

各実験エネルギー領域毎に、この生成散乱断面積と積分ルミノシティー、及びモンテカルロによる検出効率から、期待事象数を求めた結果

$$3659.3 \pm 38.1(\text{STAT.}) \pm 134.1(\text{SYS.}) \text{ 事象}$$

であった。系統誤差については後述してある。

実験データを解析した結果、上記の条件を満たす事象は3680事象あった。この結果は期待事象数と良く一致している。 $\phi$ 粒子からの寄与は見られなかった。これより、 $\phi$ 粒子の存在に与えられた制限を求めて行く。

ハドロニック事象数のモンテカルロ期待値の系統誤差の要因としては、ルミノシティー測定誤差と、散乱断面積の誤差(QCD補正の誤差のみ考慮)、カロリメーターの較正誤差、JETSETパラメーターに含まれる不確定性、モンテカルロの統計誤差を考慮に入れた。これらからの寄与を、独立な要素として二乗平均した結果、系統誤差は3.8%であった。

この系統誤差の量だけ期待事象数を減らした後で、観測事象数から引いた残りの事象(160.1事象)を保守的立場で $\phi$ 粒子の存在からの寄与だと仮定して、161事象のCONFIDENSE LEVEL 95%の上限、185.9事象以上の寄与がある場合について制限を与えた。この時 $\phi$ 粒子からの寄与にも、同様に系統誤差を考える(散乱断面積の誤差はQCD補正を行っていないので考慮しない)。この結果得られた制限は図3.7.1に示してある。

第四項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

モンテカルロシミュレーションの方法はレプトニックモードの場合とほぼ同じである。但し, レプトニックモードに比べてフラグメンテーションモデルやフラグメンテーションパラメータ, QCD補正による不確定性が増加するので, これらについての影響を考慮した。基本的にはJETSET VER 7.2パートンシャワーモデル, LEPのOPALグループによって最適化されたパラメータでシミュレーションを行った。 $\phi^+\phi^-\rightarrow(c, \bar{b})(\bar{c}, b)$ モードの検出効率曲線を図3.5.12に示した。最も検出効率が低いのが $\phi^+\phi^-\rightarrow(c, \bar{b})(\bar{c}, b)$ モードで, これは重いクォークからのジェットは拡がり方が大きく, その方向精度が軽いクォークジェットに比べると低い為に,  $\phi$ 粒子を再構成した場合の質量の解像度も悪くなるからである。(図3.5.8or3.5.10参照)

バックグラウンド源としてはクォーク対生成事象のみを考えた。各段階でのハドロニック事象からの期待値と実際の実験データを以下に示した。

選別条件	観測事象数	期待事象数
アコプラナリティー角度	3518	3548.4 ± 37.5
$E_{njet}/E_{jet}$	1668	1871.5 ± 27.2
$ \cos\theta_\phi $	1493	1674.1 ± 25.7
$2 *  M_{ij} - M_{k1}  / (M_{ij} + M_{k1})$	270	309.9 ± 11.0
$2 * X_{t'} / (M_{ij} + M_{k1})$	9	9.1 ± 1.9
$ (M_{ij} + M_{k1}) - 2 * M_\phi $	9	9.1 ± 1.9

バックグラウンドモンテカルロからの期待事象数と実験データからの事象数は良く一致している。 $\phi$ 粒子の存在を示唆する様なEXCESSは見られない。最終的に残ったデータを図3.5.13に示した。

以上の結果より、この解析によって与えられた $\phi$ 粒子の存在に対する制限を求めていく。

系統誤差として以下に挙げた要因を考慮して、それぞれ独立な要因としてその二乗平均を系統誤差とした。

- ・ルミノシティ測定誤差  
レプトニックモードと同じ。

- ・モンテカルロ統計誤差, 検出器シミュレーション誤差, カロリメーター較正誤差

それぞれの方法についてはレプトニックモードと同様である。それぞれの結果は下表に示した。

- ・フラグメンテーションの誤差

今回の解析ではフラグメンテーションモデルとしてJETSET VER. 7.2 パートンシャワーモデルを用いている。このモデルをインディペンデントモデルに代えた場合の検出効率の変化を考慮に入れた。

又、フラグメンテーションのパラメータ変化に対する検出効率の変化も考慮した。この時パラメータの変化として、MARK II, TASSOの各検出器で決定されたパラメータを入れた。

- ・高次QCDの補正方法の誤差

基本的にはパートンシャワー(LLA)を用いて解析しているが、 $\alpha_s$ の二乗までの摂動計算による場合との違いを系統誤差として考慮した。

誤差要因	誤差
ルミノシティ測定	2.7%
モンテカルロ統計	~8.0%
検出器シミュレーション	9.1%
カロリメーター較正	3.5%
JETSETパラメーター	10.0%
QCD補正方法	16.6%
二乗平均	23.3%

モンテカルロで上手く再現出来ない要因を不確定要因として評価し、検出効率をその分だけ低く見積もる。

検出効率不確定要因	損失量
Enjet/EJET	6.0%

レプトニックモードの場合と同様に、 $\phi$ 粒子の質量毎に崩壊先の分岐比を変えて、検出効率が最低になるような崩壊モード比率をもって検出効率として、その検出効率から、上述の系統誤差を考慮に入れながら、 $\phi$ 粒子に

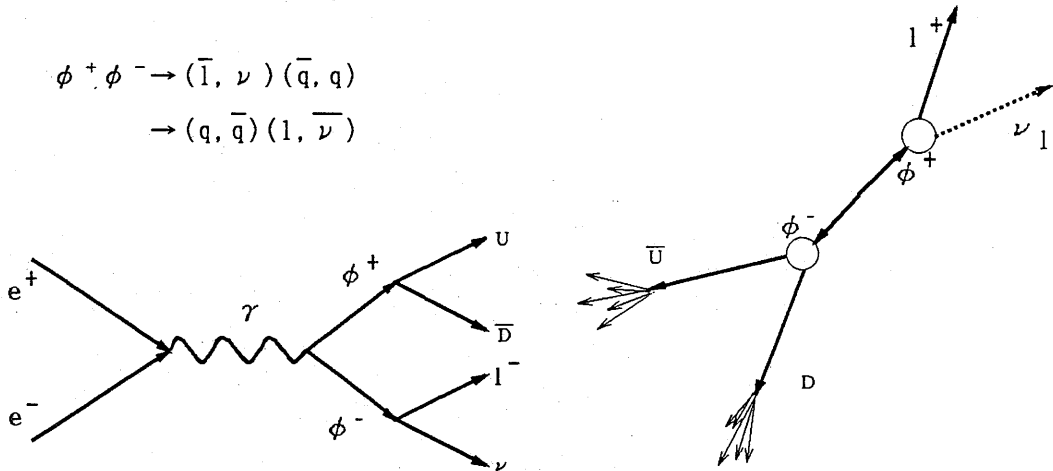
対する制限を導いた。制限を導く方法はレプトニックモードの場合と同じである。これを $\phi$ 粒子の質量とレプトニックモードへの崩壊分岐比の関数として図3.7.1へ図示した。100%ハドロニックモードへ崩壊する場合、 $\phi$ 粒子の質量として8.0 - 20.0 GeVの範囲に $\phi$ 粒子がある可能性を排除した。

## 第六節 ミックスモードの解析

### 第一項 探索信号とバックグラウンド

ミックスモードの解析では第三節に挙げた崩壊様式の内

$$\begin{aligned} \phi^+ \phi^- &\rightarrow (\bar{l}, \nu) (\bar{q}, q) \\ &\rightarrow (q, \bar{q}) (l, \bar{\nu}) \end{aligned}$$



を探索する。このモードの特徴は、崩壊時に放出されるニュートリノに依ってアンバランスな事象になる事と、クォークジェットに依って荷電粒子数の多い事象になる事である。このモードに対する主なバックグラウンドはハドロニックモードと同じく

クォーク対生成  
二光子事象

である。これら荷電粒子の多い事象が、感応領域外に荷電粒子が存在したり、 $\pi$ 粒子を荷電粒子運動量測定器と電磁シャワーカロリメーターで二重測定したりで、元々はバランスの良い事象で在ったものが、アンバランスな事象として測定されてバックグラウンドとなる。しかし、このモードは、ニュートリノが検出されない事による大きなmissingエネルギーとmissing運動量によって、これらバックグラウンドと区別が付き安い。要求する条件は、ハドロニックモードの前半部分と殆ど同じで、ほんの少し変更しただけである。以下に変更した部分とその理由を挙げた。



## 第二項 データ選別

ハドロニックモードの場合に比べて、ミックスモードは運動量バランスが悪い、荷電粒子数が少ない、検出されるエネルギーが低い等の特徴がある。そこでハドロニックモードの条件1と条件4を以下のように緩めて、ミックスモードの信号が効率良く検出出来るようにする。

$$\begin{array}{c} \text{条件 1'} \\ |P_{bal}| < 0.6 \end{array}$$

$$\begin{array}{c} \text{条件 4'} \\ E_{vis}/E_{cm} > 0.35 \end{array}$$

それぞれバランスが悪い事と、検出されるエネルギーが低い事に対応した変更である。条件2は少荷電粒子数事象からのバックグラウンドの混入を避けるために変更できない。条件3はトリガー検出効率を保証する為に変更できない。条件1,4の変更によって二光子事象の混入量が増加する。条件2'には上限が設定出来そうだが、 $\phi$ 粒子の崩壊先レプトンが電子の場合、電子はCDC検出器とLG,LAカロリメーターの両方で検出されるためにエネルギーを二重評価して、見かけ上、全測定エネルギーの高い事象になってしまうので上限は付けられない。

スラスト軸に対する条件5はハドロニックモードと同じである。条件1から条件5に対応する、ミックスモード信号の分布を図3.6.1から図3.6.5に示した。図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$ で、実線 $\phi^+\phi^-\rightarrow(e,\nu)(c,b)$ 、点線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu,\nu)(u,d)$ でそれぞれ $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。

異なるのはアコプラナリティー角度に対する条件で、この条件は

条件 6'

アコプラナリティー角度  $> 50.0^\circ$

と変更する。ハドロニックモードの場合は出来る限りバランスの良い事象を取り出す為にこの条件を用いたが、ミックスモードの場合はその逆で、バランスが悪い領域を探索する事で $\phi$ 粒子を取り出す。

以上の条件によって十分バックグラウンドと $\phi$ 粒子事象を区別する事が可能である。図3.6.6にアコプラナリティー角度の分布を示した。図中の破線が $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$ で、 $M_\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。点線がJETSET72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。縦軸は、 $\int Ldt=61.1 \text{ pb}^{-1}$ 相当量。

### 第三項 モンテカルロとの比較, 及び荷電スカラー粒子への制限

モンテカルロシミュレーションの方法はハドロニックモードの場合に準ずる。検出効率の内, レプトン側を( $e, \mu, \tau$ )と換えて, クォーク側はcbモードに固定した場合の検出効率を図3.6.7に示した。モードの違いによる検出効率の差は少ない。

バックグラウンドからの期待値と実験データ数を以下に示した。

選別条件	観測事象数	モンテカルロ期待事象数
$ \cos\theta_{\text{thrust}} $	3895	$3749.1 \pm 34.9$
アコプラナリティー角度	0	$0.0 \pm 0.3$

スラスト軸条件までで, バックグラウンドモンテカルロの方が実験データより少ないのは, 条件1,2を緩めた事によって, 実験データにハドロニックな二光子事象が混入した為と考えられる。アコプラナリティー角度条件まで全てを満たす事象は無かった。アコプラナリティー角度の最も大きかった( $41^\circ$ )事象を図3.6.8に示した。この事象はCDCの外側に荷電粒子が存在する事で, 比較的大きなアコプラナリティー角度を持った事象だと推測される。なぜなら, ICの小角度方向に荷電粒子が通り抜けた痕跡があり, その方向が正にPt-MISSINGの方向になっているからである。 $\phi$ 粒子の存在の証拠は見あたらない。

$\phi$ 粒子の存在の証拠は無かったので, 他のモード同様に $\phi$ 粒子に与えられた制限を求めていく。

系統誤差の評価方法はハドロニックモードの場合と同じである。以下にその結果だけを示す。

誤差要因	誤差
ルミノシティ測定	2.75%
モンテカルロ統計	~5.0%
検出器シミュレーション	5.0%
カロリメーター較正	3.3%
LUNDパラメーター	5.5%
フラグメンテーション	6.8%
QCD補正方法	5.4%
二乗平均	13.1%

先の二モードと同じく、検出効率が最低になるレプトンとクォークの分岐比を用いて制限を与えた。図3.7.1にその範囲を示した。レプトニックモードへの崩壊比率が50%の場合、 $\phi$ 粒子の質量は8.0 - 24.5 GeVの範囲を除外した。ここで下限は $\phi$ 粒子がcbモードへ崩壊出来るエネルギーまでとして与えた。

## 第七節 全モードの総合結果

各モード別に得られた結果は、それぞれ独立に $\phi$ 粒子の存在に制限を与えている。故に、これらをまとめて取り扱う事によって、個別に扱っていた時には制限を与えられなかった各モード間の隙間の部分についても、制限を与える事が出来る。CL95%で与えた結果を図3.7.1に示した。但し、まとめて取り扱う時に、ハドロニック事象数からの解析は除いた。これは、その他の解析がバックグラウンドを保守的立場で扱っているのに対して、ハドロニック事象数の解析は積極的立場で扱っている為である。図3.7.1に示したCELLOのRからの制限は、これと同様に積極的立場で解析されたものである。

全てのモードを合わせ考えた場合、崩壊様式に関係なく、 $\phi$ 粒子の質量にして8.0 GeV $\sim$ 20.0 GeVまでの領域に対して新たに制限を加えた。100%レプトニックモードに崩壊する場合には、これは今回の解析で初めて制限を加えた領域で、崩壊先のレプトンの種類に無関係に、5.7 GeV $\sim$ 25.0 GeVの領域に制限を与えた。

## 第五章 まとめ

$e^+e^-$ 衝突実験において荷電スカラー粒子の探索を行った。現在までに LEPやPEP/PETRAの他グループで行われている解析は、ある特定のモデルだけを対象にした解析であったが、今回の解析では、荷電スカラー粒子に対する仮定を最小限に止めて、殆ど全ての可能性について解析をした。その結果、存在の証拠は見つけれず、荷電スカラー粒子の存在の可能性として、質量8.0 GeV $\sim$ 20.0 GeVの領域を崩壊先分岐比によらず排除した。解析の結果得られた制限は、モデルによらない一般的な荷電スカラー粒子として最も広範囲に制限を与えているので、今後新しい実験、解析及び理論を考えて行く場合に大きな制限を与える事となるだろう。

## 謝辞

この修士論文を書くに当たり、まず最初にVENUSグループに参加する機会と研究への的確な指導、及び素粒子物理学全般の知識を与えて下さった長島順清教授に感謝の意を表します。又、常に暖かい目で見守って下さった杉本章二郎助教授、無知な私に解析の基本から現状まで指導して頂いた幅淳二助手、有益な助言を与え続けて下さった滝田正人助手の大阪大学のスタッフの方々に心からお礼申し上げます。

紙谷氏、長部氏、兼松氏、坂本氏、及びその他の阪大博士課程OBの方々には、いつも細かな疑問まで親切に面倒を見て頂き本当に有り難う御座いました。

阪大博士課程在学中の皆様、及び阪大修士課程OBの方々には、いろいろ御迷惑をおかけした事を御詫びしておきます。又、物理から日常生活に至るまで様々な面倒を見て頂き、感謝の念に絶えません。

VENUSグループの各位には、皆様の御指導の御陰で、筑波での研究、生活、及び実験環境が大変恵まれたものであった事に厚く御礼申し上げます。

修士同学年の方々には、お陰様で学生生活を大変楽しく過ごせた事、ゼミや授業でお世話になった事、研究室で迷惑を掛けた事、お金の無いときも食事出来た事等、数え挙げたらきりが無いほど、有り難く思っています。

修士一年、及び学部四年生の皆様には、研究室がとても楽しい雰囲気であった事を感謝すると共に、至らない先輩であった事を御詫び申し上げます。皆様がこれからの長島研を支える立派な物理実験家になられる事を御祈りします。

## 参考文献

- ref 1.1.1 T. D. Lee, Phys. Rev. D8(1973)1226; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 37(1976)657
- ref 1.1.2 R. D. Reccei and H. r. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38(1977)1440
- ref 1.1.3 P. B. Pal and L. Wolfenstein, Phys. Rev. D25(1982)766
- ref 1.1.4 H. -P. Nilles, Phys. Rep. 110C(1984) 1
- ref 1.1.5 V. Barger, H. Baer, W. Y. Keung and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D26(1982)218
- ref 1.1.6 A. Grifols and A. Mendez, Phys. Rev. D22(1980)1725
- ref 1.1.7 E. Farhi and L. Susskind, Phys. Rep. 74C(1981)277
- ref 1.1.8 S. Dimopoulos and L. Susskind, Nucl. Phys. B155(1981)237
- ref 1.1.9 S. Chadha and M. E. Peskin, Nucl. Phys. B185(1981)61 and B187(1981)541
- ref 1.1.10 M. B. Voloshin and M. I. Vysotsky, Institute for Theoretical and Experimental Physics(Moscow)Report No. 86-1, 1986
- ref 1.1.11 M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Rev. Lett. 58(1987)1807
- ref 1.1.12 T. Kinoshita, B. Nizic, and Y. Okamoto, Phys. Rev. Lett. 52, 717(1984)
- ref 1.1.13 W. W. Kinnison et al., Phys. Rev. D25, 2846(1982)
- ref 1.2.1 CELLO Collaboration, Phys. Lett. B193, 376(1987)
- ref 2.2.1 Atsushi Taketani, Doctor. Thesis, Hiroshima Univ(1990).
- ref 2.2.2 Takuya Kamitani, Doctor. Thesis, Osaka Univ(1989)
- ref 2.2.3 Nobuyuki Kanematu, Doctor. Thesis, Osaka Univ(1990)
- ref 2.2.4 Takeshi Watanabe, Doctor. Thesis, Tokyo Metro. Univ(1990)
- ref 2.2.5 Toru. Fukui, Doctor. Thesis, Tokyo Metro. Univ(1990)
- ref App. 1.1 N. H. Christ, R. Friedberg and T. D. Lee, Nucl. Phys. B202(1982)296
- ref App. 1.2 F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. B202(1982)63
- ref App. 3.1 B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand,



Phys. Rep. 97C(1983)31

ref App. 3.2 F.A. Berends, P. H. Daverveldt, and R. Kleiss, Nucl. Phys. B25  
3(1985)441

付録 1. 荷電スカラー粒子の散乱断面積

第一節 最低次散乱断面積

$e+e^-$ 消滅反応から仮想 $\gamma$ および、 $Z^0$ を介して荷電スカラー粒子対が生成される場合の散乱断面積は以下のように与えられる (ref App.1.1).

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\beta^3}{4} \frac{4\pi\alpha^2}{3S} Q^2$$

$$\sigma_{\gamma+Z^0} = \frac{-\beta^3}{4} \frac{4\pi\alpha^2}{3S} 2QC_V C_{V'} \frac{S(S-M_Z^2)}{(S-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

$$\sigma_{Z^0} = \frac{\beta^3}{4} \frac{4\pi\alpha^2}{3S} \frac{(C_V'^2 + C_A'^2)(C_V^2 + C_A^2)S^2}{(S-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

$$C_V = \frac{1-4\sin^2\theta_W}{4\sin\theta_W \cos\theta_W}$$

$$C_V' = \frac{-2(T_{3L} + T_{3R}) + 4Q\sin^2\theta_W}{4\sin\theta_W \cos\theta_W}$$

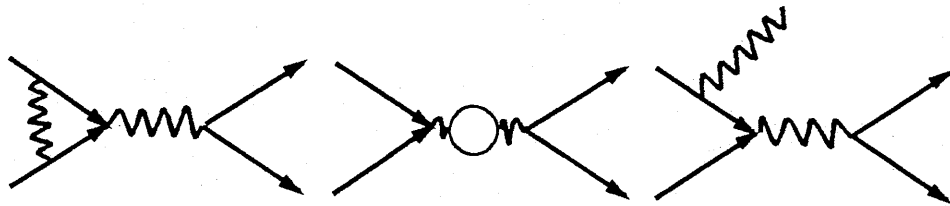
$$C_A = \frac{-1}{4\sin\theta_W \cos\theta_W}$$

$$C_A' = \frac{2(T_{3L} - T_{3R})}{4\sin\theta_W \cos\theta_W} = 0$$

ここで、 $C_V, C_A, C_V'$ はそれぞれ電子のベクトル、疑ベクトル結合、および、生成される粒子のベクトル結合である。 $T_3$ はウィークアイソスピンの第三成分、 $\beta$ は生成される粒子の重心系での速さ、 $S$ は重心系エネルギーの二乗、 $Q$ は生成される粒子の電荷である。この式から判るように、荷電スカラー粒子対の生成散乱断面積はウィークアイソスピンの第三成分の仮定によって変化する。そこで、今回の解析では、 $Z^0$ とのカップリングを仮定しないために、QEDによる散乱断面積のみを用いた。

第二節 高次QEDの効果、及び高次補正

高次補正は重要である。その効果は数十パーセントに及ぶ。この解析では高次補正の方法としてBERENDS, KLEISS, AND JADACHに依る方法(ref App. 1.2)を用いた。この方法では以下のダイアグラムが考慮されている



対生成される粒子の質量に依る数居値効果を見捨てた場合、最低次の全散乱断面積  $\sigma_0$  は次の様に補正される

$$\sigma = (1 + \delta) \sigma_0$$

$$\delta = \delta_{\text{VERTEX}} + \delta_{\text{VACUUM}} + \delta_{\text{SOFT}} + \delta_{\text{HARD}}$$

ここで  $\delta_{\text{VERTEX}}$ ,  $\delta_{\text{VACUUM}}$ ,  $\delta_{\text{SOFT}}$ ,  $\delta_{\text{HARD}}$  はそれぞれバーテックス補正, 真空偏極, SOFT INITIAL STATE RADIATION, HARD INITIAL STATE RADIATION に依る効果を表す。これらの補正量は  $\sqrt{s} = 60 \text{ GeV}$  に於けるクォーク対生成に対して  $\delta_{\text{VERTEX}} = 0.0844$ ,  $\delta_{\text{VACUUM}} = 0.0845$ ,  $\delta_{\text{SOFT}} = -0.4793$ ,  $\delta_{\text{HARD}} = 0.5654$  である。しかし HARD INITIAL STATE RADIATION の場合には,  $\beta^3$  の数居値効果が見捨てできない。この効果はモンテカルロ積分の方法を用いて補正した。図 App. 1.1 に  $E_{\text{cm}}$  別の荷電スカラー粒子生成散乱断面積を示した。

## 付録 2. ジェットクラスタリング

ハドロニック事象の終状態における各粒子は、QCDフラグメンテーションの効果によって最初のパートンから分かれて発生して来た粒子である。よって、終状態の粒子を、対応する各初期パートンについて全てまとめる事によって、最初のパートンの四元運動量を得る事ができる。しかし、実際の実験では終状態しか観測できないので、各初期パートンに対応する終状態粒子を選び出すのは容易ではない。この作業をジェットクラスタリングと呼び、この方法の一つに、LUNDのD-JOINによる方法がある。これは終状態粒子間の”距離”として以下に示すD-JOINを用いて、”距離”の近い粒子同士をまとめて行く方法である。この”距離”は、ハドロンのフラグメンテーションが、 $P_t$ が小さく、軸方向のエネルギー分配がアンバランスに行われる事と対応している(次付録参照)。

$$D\text{-JOIN}_{ij} = M_{ij} * 2\sqrt{(E_i E_j) / (E_i + E_j)}$$

ここで $M_{ij}$ は二つの粒子間の不変質量

$E_i, E_j$ は各粒子のエネルギー

全ての粒子の組み合わせに対して、このD-JOINを計算して、最も小さい粒子の組を、四元ベクトル和で一つのジェットにまとめる。そして、例えば4ジェット事象を再構成する場合には、ジェット数が4になるまでこの作業を繰り返す。この方法でまとめられるジェットは、エネルギーバランスの悪い組、或いは、系の $P_t$ の小さい組で、これらは同じクォークからフラグメンテーションによって分かれたジェットであると考えられる。

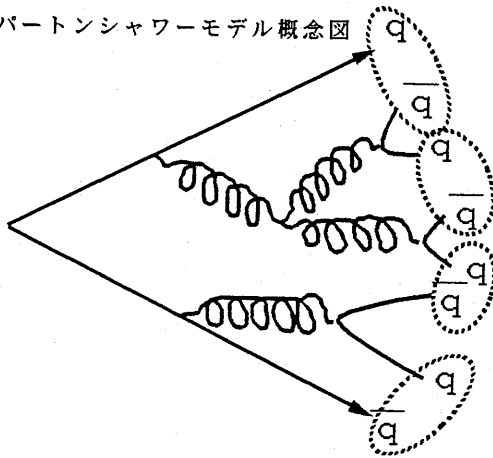
付録 3. 事象生成と検出器シミュレーション

第一節 事象生成

第一項 クォーク対生成

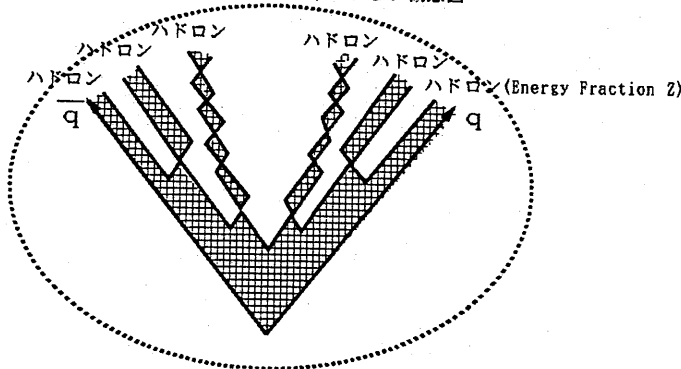
この解析で用いたプログラムはJETSETである。電子陽電子衝突型実験で用いられる一般的なモンテカルロプログラムで、様々な実験で、その再現性が実証されている。使用したのは6.3版、及び7.2版であり、この二つには標準的な使用に於いては殆ど差が無い。6.3版で可能な全ての物理現象が7.2版で再現可能である。

パートンシャワーモデル概念図



QCD補正は通常パートンシャワーモデルで行われる。このときシャワーの発展は $\alpha_s$ に比例し、 $\alpha_s$ はスケール変数 $\Lambda$ で決定される。低 $q^2$ 領域では摂動的扱いが出来なくなるので、CUT-OFF変数 $Q_0$ に依って、それ以下の仮想質量の反応は行わない。

ストリングフラグメンテーション概念図



各パートンがハドロンにフラグメントする低エネルギー領域でも、摂動計算は使用できない。そこで、この過程を再現する幾つかのモデルが考えられている。その一つがストリングフラグメン

テーションモデルである (ref App. 3.1)。このモデルでは図に示したようにクォーク、反クォーク間にストリングを張って、ある時点でストリングが切れて、そこにクォーク、反クォークの対が出来るという図式を採用

している。モンテカルロでは例えば、まずクォークを含むハドロンをエネルギー分配量 $Z$ でフラグメントさせる。そうすると残った系が、先ほどの系よりもフラグメンテーションに費やした分だけエネルギーが低くなった、新しいクォーク反クォーク対の系となり、そこでまた新たにクォークを含むハドロンのフラグメンテーションを行う。これを繰り返して行くと最終的にはすべてハドロンになる。この作業はクォークから始めても、反クォークから始めても同じ結果にならないといけないが、一般には低エネルギーで質量の大きなハドロンが出来ると対称にはならない。これを対称にすることは可能であるが、分配量 $Z$ の分布を決定するフラグメンテーション関数はかなり制限される。今回用いたのはLUNDシンメトリック関数で、

$$F(Z) = 1/Z * (1-Z)^a * \exp(-b * mt^2 / Z)$$

で表される。ここで $Z$ はクォークの進行方向のハドロンへのエネルギー分配量である。この関数には任意定数 $a, b$ が含まれる。変数 $a$ は高エネルギー側、変数 $b$ は低エネルギー側でのフラグメンテーションを制御する。変数 $a$ を小さくすると、エネルギーの大きな粒子が増加して、粒子数が減少する。変数 $b$ を小さくすると、エネルギーの小さな粒子が増加して、粒子数が増加する。又、 $mt$ は $mt^2 = m^2 + pt^2$  ( $m$ はハドロンの質量、 $pt$ はハドロンのクォークの進行方向に垂直な運動量成分)で表されるが、これは、標準偏差 $\sigma$   $q$ のガウス分布で決定される。この指数の項によって、エネルギーが低く質量の大きなハドロンになればなるほど生成され難くなっている。この他にインディペンデントモデルやクラスターモデル等がある。

各変数は各実験に依って最適値が決定されている。今回の解析では基本的には、OPALグループによる変数を用いて、他グループ(TASSO, MARK2)との違いを系統誤差として考慮した。

7.2版では $W^+$ などが崩壊した後のクォーク間でのパートンシャワーの発展も可能になっている。これにより $\phi$ 粒子の崩壊後のクォーク間でもパートンの発展が可能である。即ち、崩壊バーテックスに於ける高次QCDの効果が考慮に入れられる。6.3版との大きな違いはこの点である。

## 第二項 二光子事象の生成

二光子事象の生成には, Berends et al. によって発展された事象生成プログラムを使用している (ref App. 3. 2). ハドロニックな二光子事象については  $ee\mu\mu$  生成プログラムを改良したものを使用した. このプログラムには  $\alpha^4$  の項までが入っている. フラグメンテーションについては JETSET プログラムを使用した.

## 第三項 荷電粒子対生成

フラグメンテーションと崩壊については JETSET 7. 2 版で, QCD 補正を行うにはパートンシャワーモデル, フラグメンテーションにはストリングモデル (OPAL パラメーター) を用いた. 散乱断面積は付録 (1) で示した方法で与えた.

## 第二節 検出器シミュレーション

### 精密シミュレーター-VMONT(Venus MONTe carlo simulator)

精密シミュレーター-VMONTは、微小単位でのVENUS検出器の反応を全て再現事で検出器のシミュレーションするプログラムである。事象生成プログラムで創られた終状態の粒子が、検出器を通り抜ける時に受ける数々の反応、長寿命粒子の崩壊、クーロン散乱、 $\gamma$ 放射、電子陽電子対転換、コンプトン散乱、エネルギー損失、核力によるハドロンの吸収、を再現する。これらの反応後のデータは、実際のデータと同じように扱われ、各検出器の解像度が再現される様に調整されている。カロリメーター内での電磁シャワーのシミュレーションには、EGS4プログラムが用いられている。ハドロンと検出器物質との反応はビーム実験での結果から得られた関数を使用している。

### 高速シミュレーター-VITMIN(Venus Instant Tracer by MINami)

上記のVMONTは時間がかかりすぎる。上記のVMONTを通した後、データ解析プログラムを通してはじめて解析用のデータができるが、これには通常のハドロニック事象で、FACOM M780/30を用いた場合、一事象6秒前後かかってしまう。故に、多統計の解析を行う事は事実上不可能である。VITMINはベクター段階から直接解析用のデータを創るプログラムである、CDC, LG, LA検出器での反応は解像度の範囲で振り、CDCで開角の小さい2トラックはある関数で消して、トラックの再較正は行わず直接解析データを作成する。LG, LAに関しても同様で、ある範囲内に粒子が二つ以上入射した場合には、それらをまとめてクラスターを創る。

VITMINによる解析は、VMONTによる解析と比較して、約200~500倍速い。ハドロニック事象でVMONTと比較した場合、各グローバル変数(スラスト、スフェリシティー等)の分布は良く一致している。この解析では、VITMINを用いて解析を行ったので、VMONTとの違いを検出器シミュレーションの不確定性として考慮に入れた。



図2.1.1 TRISTAN全景

図2.2.1 VENUS検出器

図2.5.1 CDCによるトラッキング

図2.5.2 カロリメーターのクラスタリング

図3.4.1 TOF検出時間差(nsec)の分布

実験データの分布。左側の山が宇宙線事象からの寄与である。

図3.4.2 全カロリメーターエネルギー/重心系エネルギーの分布

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がBHABHAモンテカルロによる分布。黒丸が実験データの分布。

図3.4.3 EVIS/ECM

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線が実験データの分布。

図3.4.4 各ジェットに含まれる荷電粒子数(グッドトラック数)の分布

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がレプトン対生成, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロによる  $\int L dt = 61.1 \text{ pb}^{-1}$ に相当する期待値。黒丸が観測データ。縦軸は事象数

図3.4.5 各ジェットの不变質量( $M_{\text{jet}}$ )(GeV/ $C^2$ )の分布

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ モードのモンテカルロ。縦軸は

任意.

下図中の実線がレプトン対生成, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロによる  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$  に相当する期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は事象数

#### 図3.4.6 最小ジェットエネルギー ( $E_{\text{jet}}$ ) (GeV) の分布

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$  モードのモンテカルロ. 縦軸は任意.

下図中の実線がレプトン対生成, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロによる  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$  に相当する期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は事象数.

#### 図3.4.7 Pt-missing(GeV/C) の分布

上図中の実線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$  モードのモンテカルロ. 縦軸は任意.

下図中の実線がレプトン対生成, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロによる  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$  に相当する期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は事象数.

#### 図3.4.8 アコプラナリティー角度 (DEGREE) の分布

図中の一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e^+, \nu)(e^-, \bar{\nu})$ , 点線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$ , 破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu^+, \nu)(\mu^-, \bar{\nu})$  モードのモンテカルロ. 実線がレプトン対生成, レプトニックなニ光子事象のモンテカルロによる期待値. 黒丸が観測データ. 全事象共  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$  相当量.

#### 図3.4.9 レプトニックモードに於ける $\phi$ 粒子の検出効率曲線

$E_{\text{cm}}=58.0$  GeV の場合のモード別検出効率

#### 図3.4.10 最終的に残った実験データ

LA検出器方向に $\mu$ 粒子が通り抜けた痕跡が残っている。これより、この事象は $ee \rightarrow ee\mu\mu$ 事象だと推測される。しかし、今回の解析では、この事象を $\phi$ 事象だと仮定して解析を行った。

#### 図3.5.1 $|P_{bal}|$ の分布

上図中の破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (u,d)(u,d)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$ 相当量。

#### 図3.5.2 荷電粒子数(グッドトラック数)の分布

上図中の破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (u,d)(u,d)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$ 相当量。

#### 図3.5.3 LG検出器の全エネルギー( $E_{lg}$ )(GeV)の分布

上図中の破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (u,d)(u,d)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。 $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$ 相当量。

#### 図3.5.4 $E_{VIS}/E_{CM}$ の分布

上図中の破線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ 、実線 $\phi^+\phi^- \rightarrow (c,b)(c,b)$ で $M_\phi = 12.0(\text{GeV}/c^2)$ 、一点鎖線が $\phi^+\phi^- \rightarrow (u,d)(u,d)$ で $M_\phi = 18.0(\text{GeV}/c^2)$ のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

### 図3.5.5 $|\cos\theta_{\text{br,u,d}}|$ の分布

上図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

### 図3.5.6 アコプラナリティー角度(degree)の分布

上図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

### 図3.5.7 $E_{\text{jet}}/E_{\text{jet}}$ の分布

上図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

### 図3.5.8 $2.0*(M_{ij}-M_{kl})/(M_{ij}+M_{kl})$ の分布

上図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$ ，実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(c,b)(c,b)$  で  $M\phi=12.0(\text{GeV}/c^2)$ ，一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(u,d)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。  $\int Ldt=61.1\text{pb}^{-1}$ 相当量。

図3.5.9  $2.0 * X T' / (M_{ij} + M_{kl})$  の分布

上図中の破線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$ , 実線  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 12.0 (\text{GeV}/c^2)$ , 一点鎖線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (u, d)(u, d)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ. 縦軸は任意.

下図中の実線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は  $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$  相当量.

図3.5.10  $(M_{ij} + M_{kl}) / 2.0 (\text{GeV}/c^2)$  の分布

図中の破線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$ , 実線  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 12.0 (\text{GeV}/c^2)$ , 一点鎖線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (u, d)(u, d)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ. 点線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値. 黒丸が観測データ. 縦軸は,  $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$  相当量.

図3.5.11  $(M_{ij} + M_{kl}) / 2 (\text{GeV}/c^2)$  VS  $2 * X T' / (M_{ij} + M_{kl})$

上図中の黒丸が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$ , 三角が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (c, b)(c, b)$  で  $M_\phi = 12.0 (\text{GeV}/c^2)$ .

下図中の黒丸が観測データ.  $\int L dt = 61.1 \text{pb}^{-1}$  相当量.

図3.5.12 ハドロニックモードに於ける  $\phi$  粒子の検出効率曲線

図3.5.13 最終的に残った事象で,  $M_\phi$  が  $22.0 (\text{GeV}/c^2)$  の事象

図3.6.1  $|P_{bal}|$  の分布

図中の破線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (\tau, \nu)(c, b)$  で, 実線  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (e, \nu)(c, b)$ , 点線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (\mu, \nu)(u, d)$  で  $M_\phi = 18.0 (\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ. 縦軸は任意.

図3.6.2 荷電粒子数(グッドトラック数)の分布

図中の破線が  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (\tau, \nu)(c, b)$  で, 実線  $\phi^+ \phi^- \rightarrow (e, \nu)(c, b)$ , 点線

が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu,\nu)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

### 図3.6.3 全LGエネルギー (GeV) の分布

図中の一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$  で、実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e,\nu)(c,b)$ 、破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu,\nu)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

### 図3.6.4 E VIS/ECM の分布

図中の一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$  で、実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e,\nu)(c,b)$ 、破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu,\nu)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

### 図3.6.5 $|\cos\theta_{\text{thrust}}|$ の分布

図中の一点鎖線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$  で、実線  $\phi^+\phi^-\rightarrow(e,\nu)(c,b)$ 、破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\mu,\nu)(u,d)$  で  $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。縦軸は任意。

### 図3.6.6 アコプラナリティー角度の分布

図中の破線が  $\phi^+\phi^-\rightarrow(\tau,\nu)(c,b)$  で、 $M\phi=18.0(\text{GeV}/c^2)$  のモンテカルロ。点線がLUND72によるハドロニック事象のモンテカルロからの期待値。黒丸が観測データ。縦軸は、 $\int Ldt=61.1 \text{ pb}^{-1}$ 相当量。

### 図3.6.7 ミックスモードに於ける $\phi$ 粒子の検出効率曲線

### 図3.6.8 アコプラナリティー角度 $41^\circ$ の事象

アンバランスな3ジェットに見えるのは荷電粒子を捕らえきれなかった為だと推測される。この事象のICのヒットを見るとトラック11よりも更に小角度方向に荷電粒子の通った痕跡があり、その方向に大きなmissingエネルギーの原因になっていると思われる。

### 図3.7.1 荷電スカラー粒子の存在に与えられた制限

横軸は $\phi$ 粒子の質量, 縦軸はレプトニックモードへの崩壊分岐比. 図中の上部の実線はレプトニックモードから, 一点鎖線はミックスモードから, 破線はハドロニックモードから, 下部の点線はハドロニック事象数からの制限. 両側の点線は3モードを結合した場合得られる制限, 下部の実線はCELLOグループのRレシオによる制限. レプトンの分岐比によらず8.0GeV $\sim$ 20.0GeVの領域に $\phi$ 粒子が存在する可能性を排除した.

### App. 1.1 各重心系エネルギーに於ける荷電スカラー粒子の生成散乱断面積.

ここで考慮に入れたのは, 最低次QEDからの寄与と付録1で示した $\gamma$ 放射補正である.

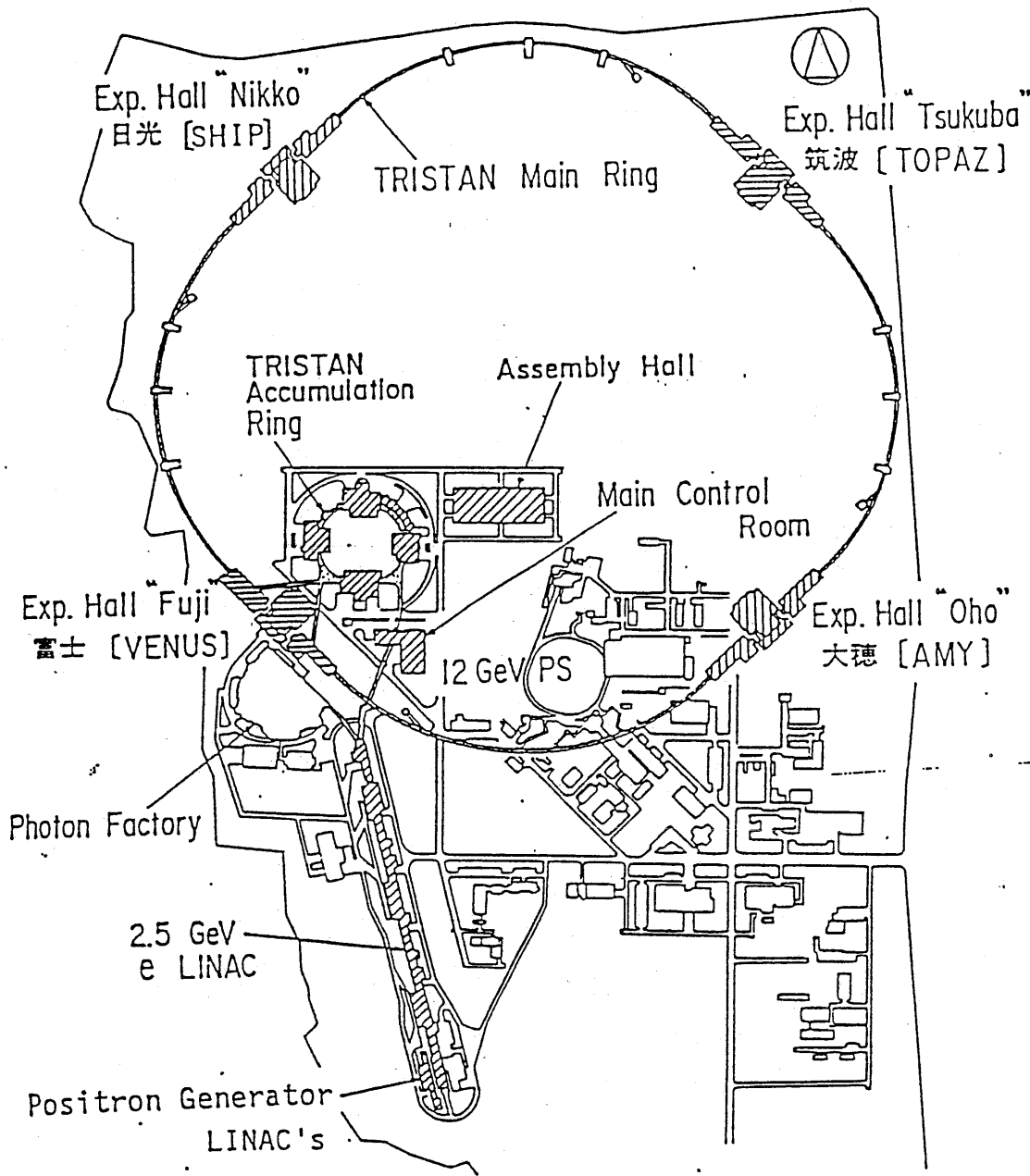
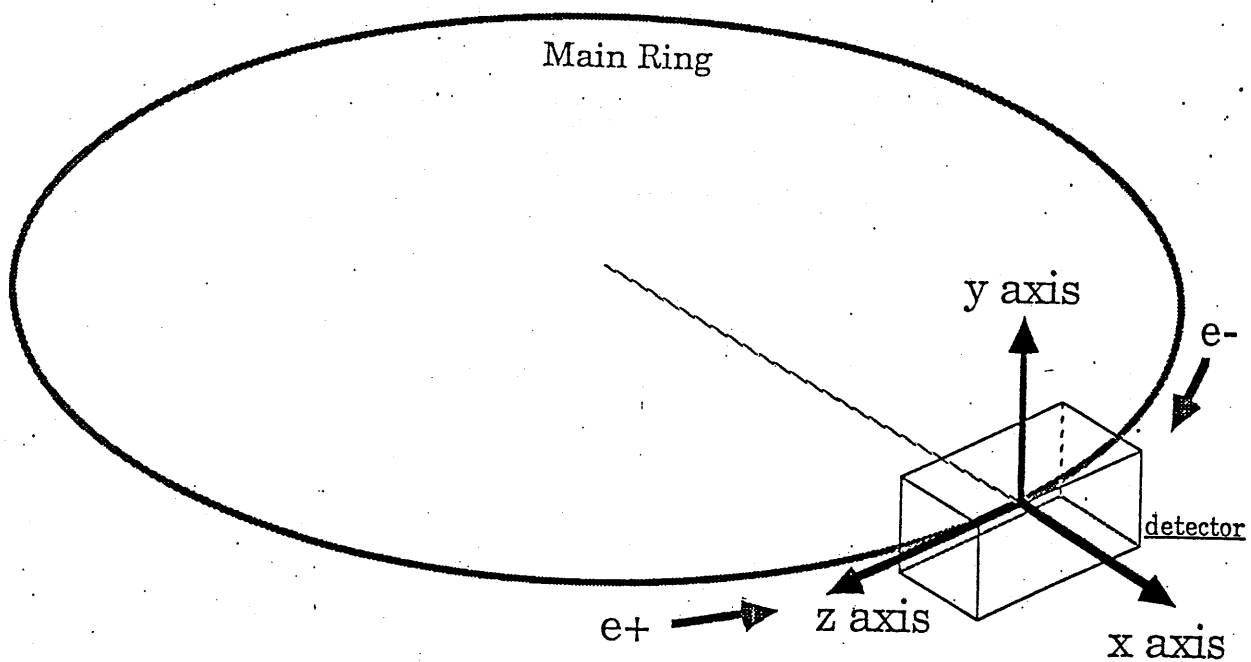
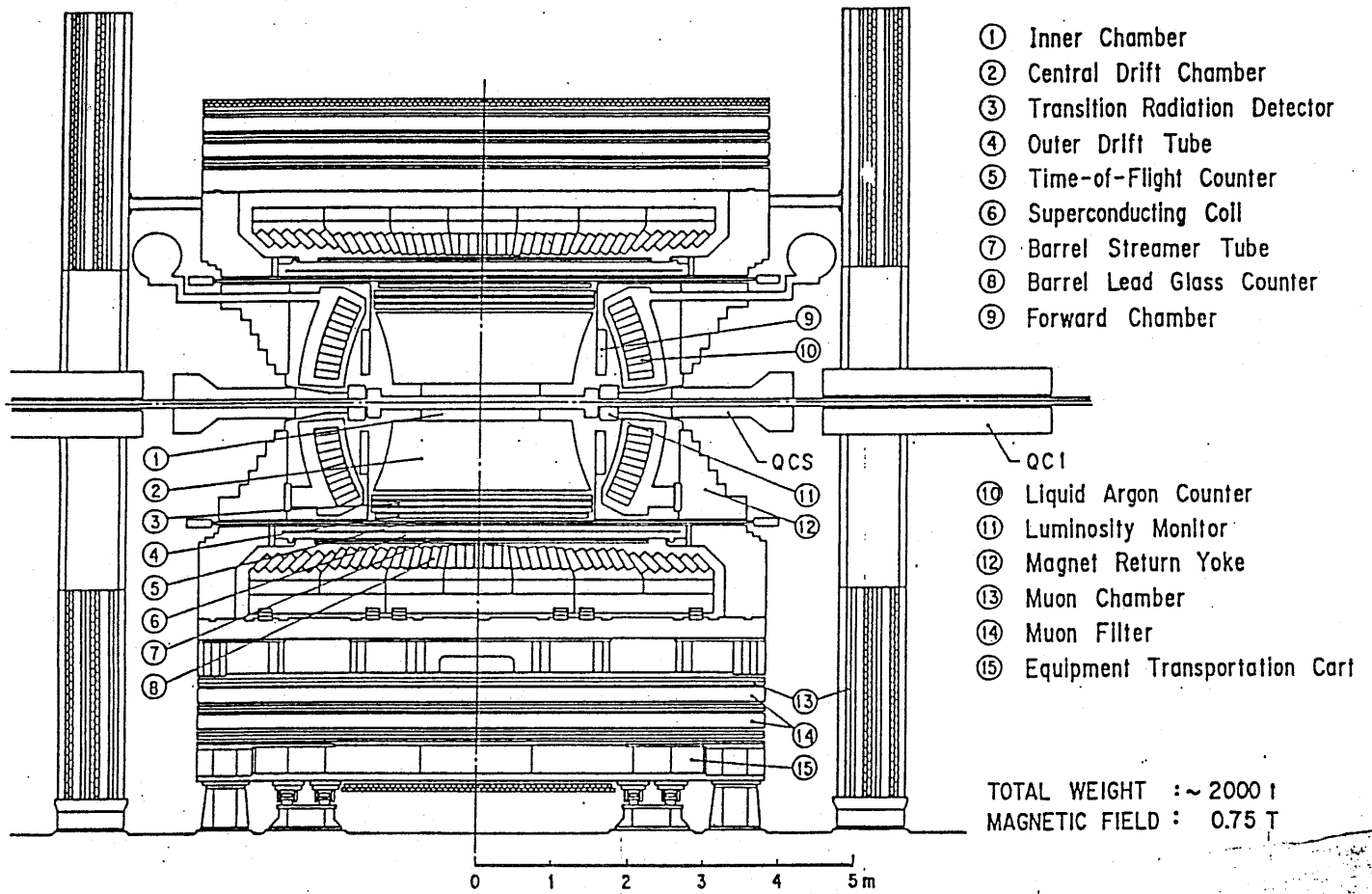


図 2.1.1

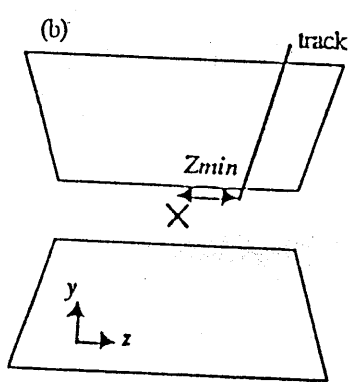
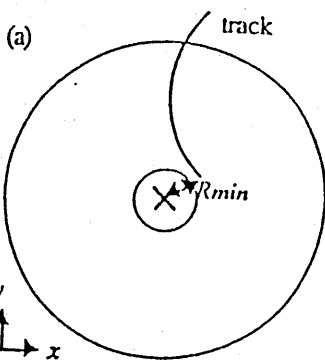
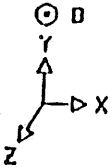
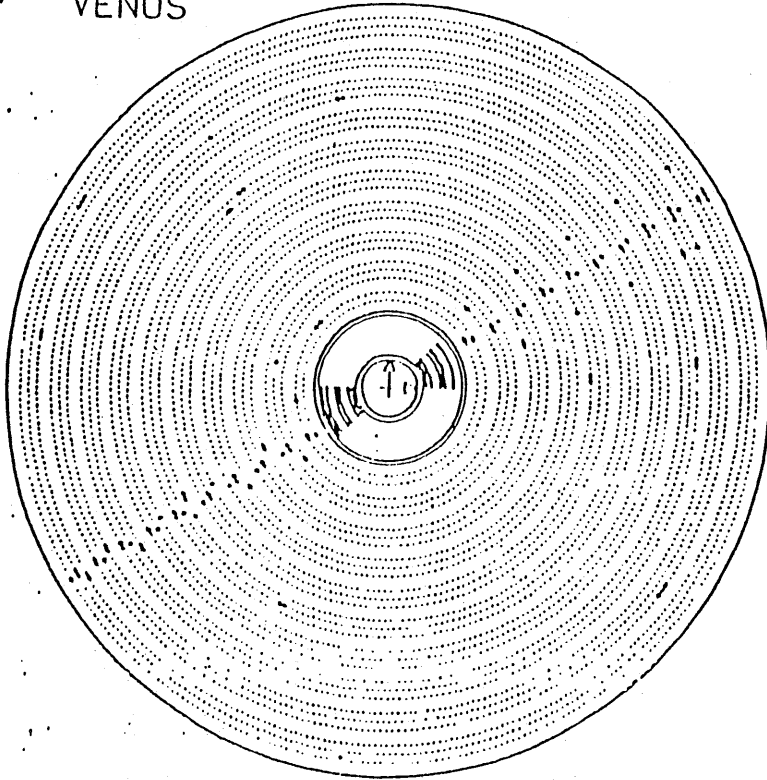


# VENUS - DETECTOR

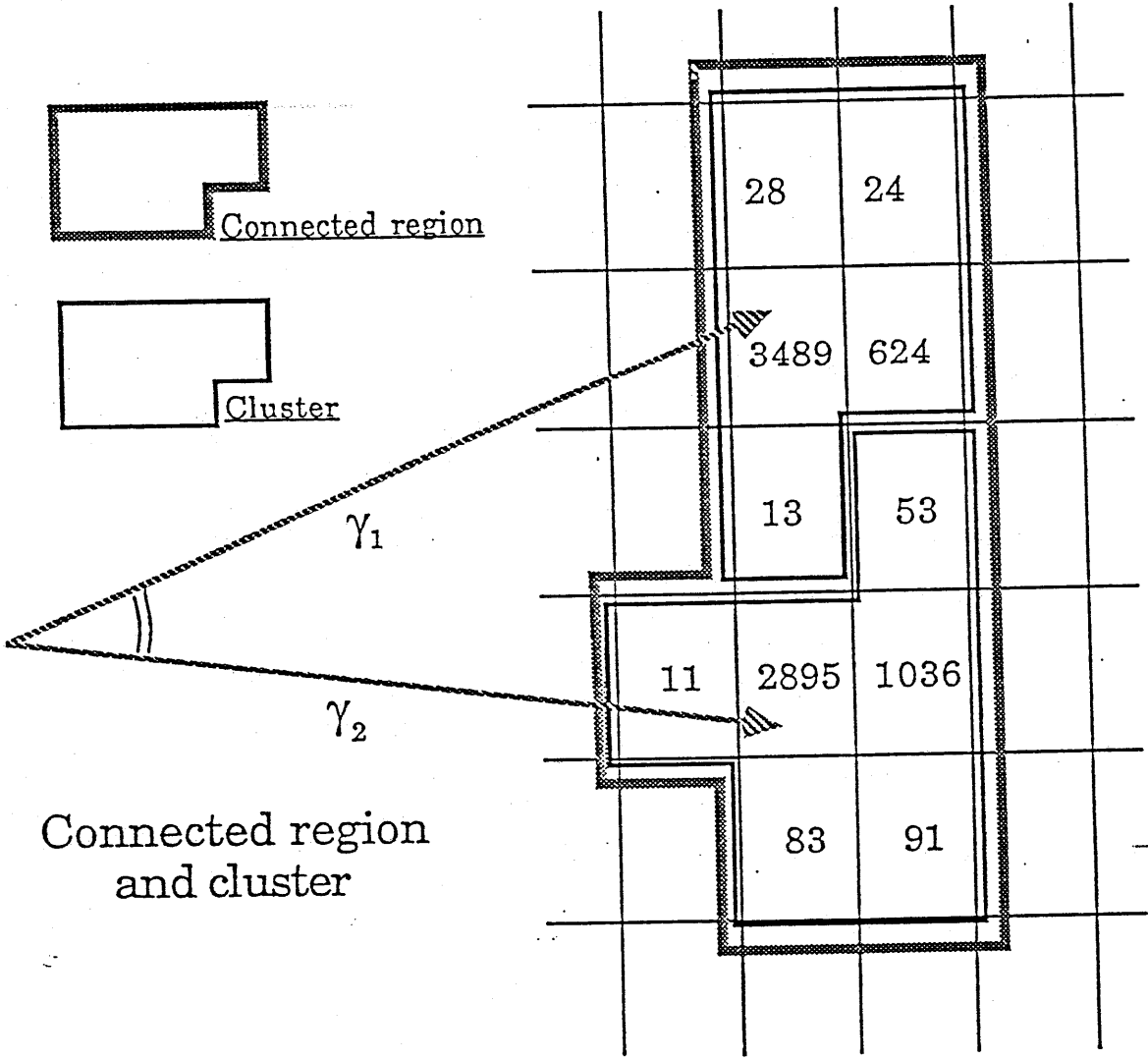
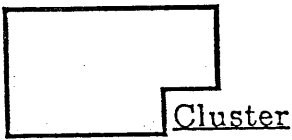


DO-01-18 17:00:14 RP2 Z-radius Mode Ebeam - 30.000 GeV D - 7.50 kg 1008-12-10 7147117  
 OSN YNAD,NADEEL.EE.V80000 Trigger - 0100101111  
 2301 8523 830  
 IC1var,ped1 10 10  
 DC1totall 02  
 10 88.187  
 LA 0.104

VENUS

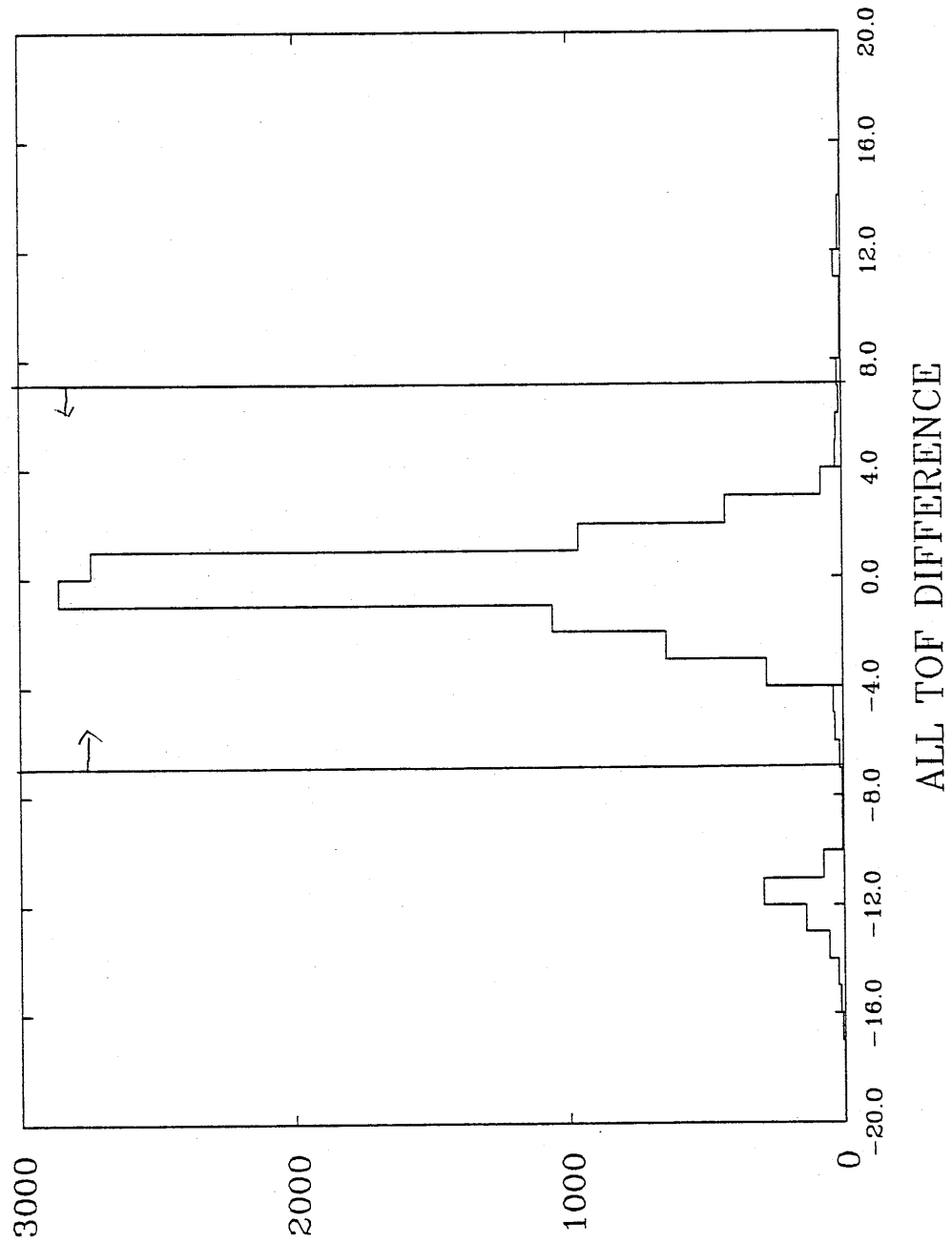


2.5.1

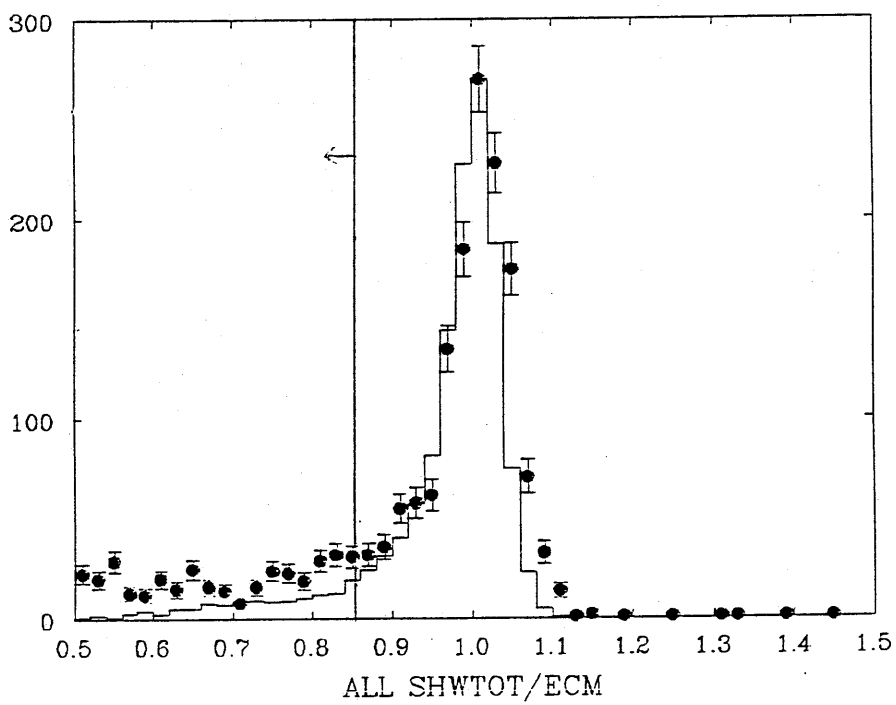
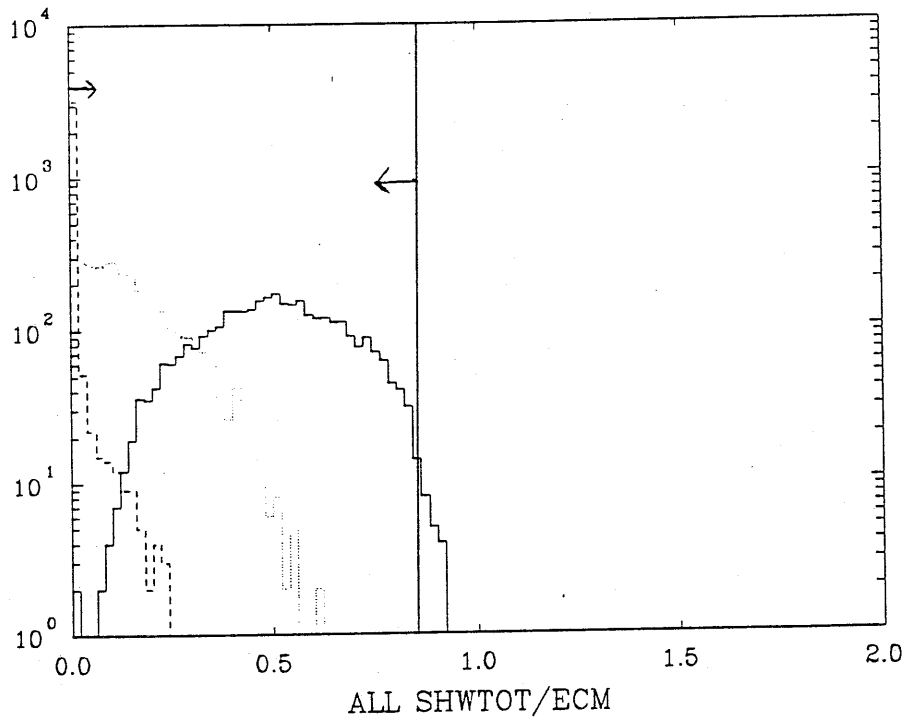


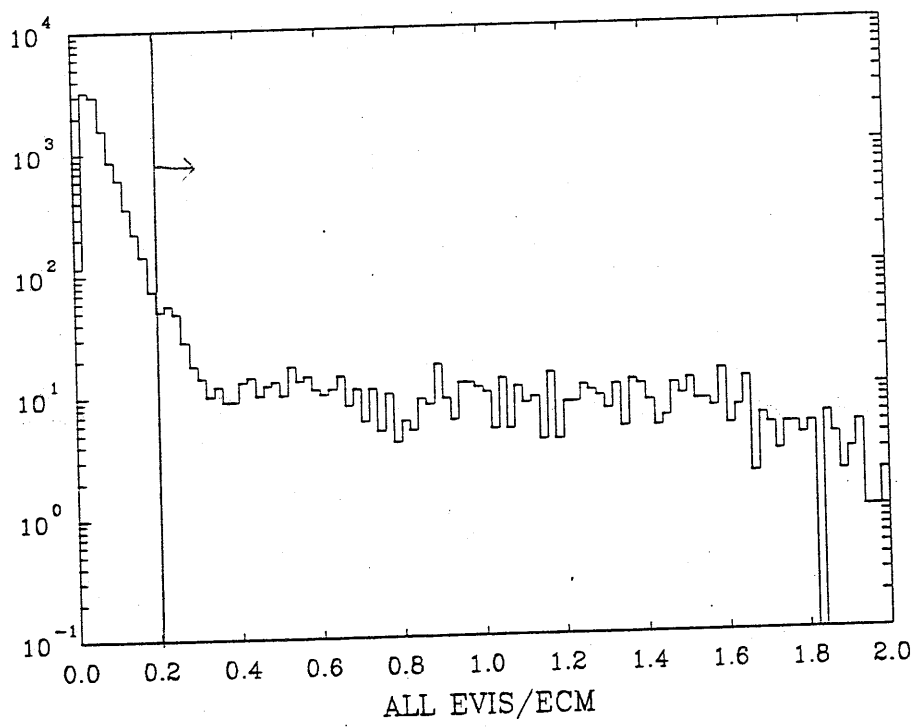
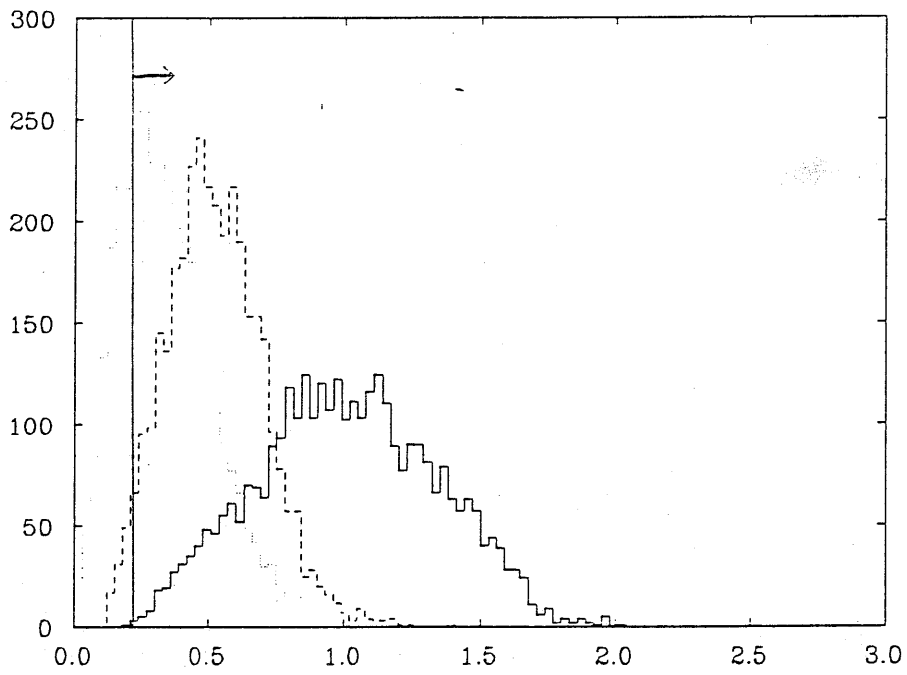
Connected region and cluster

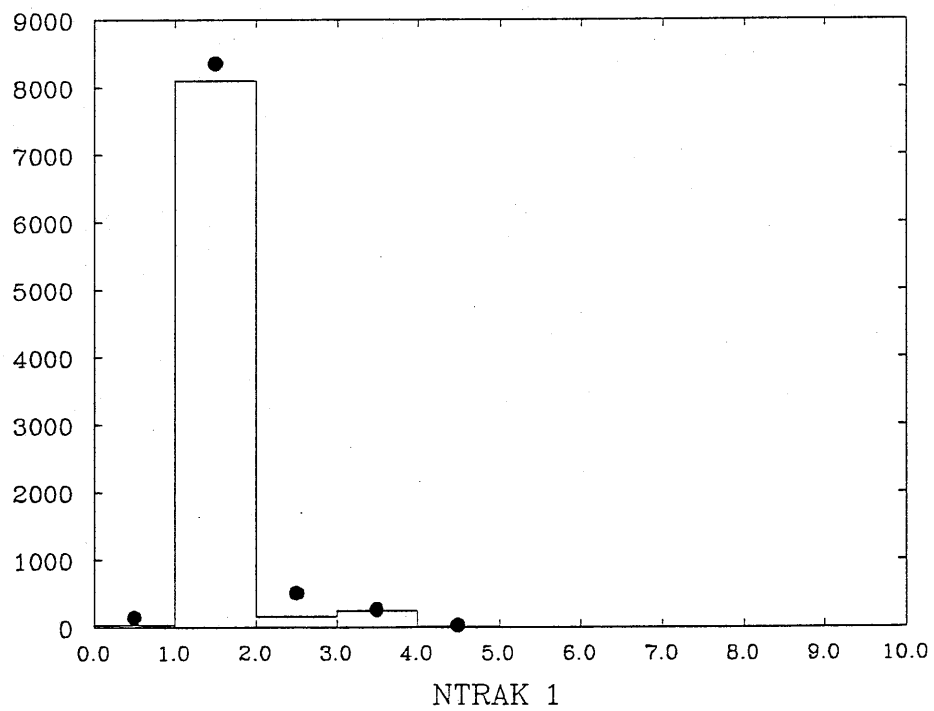
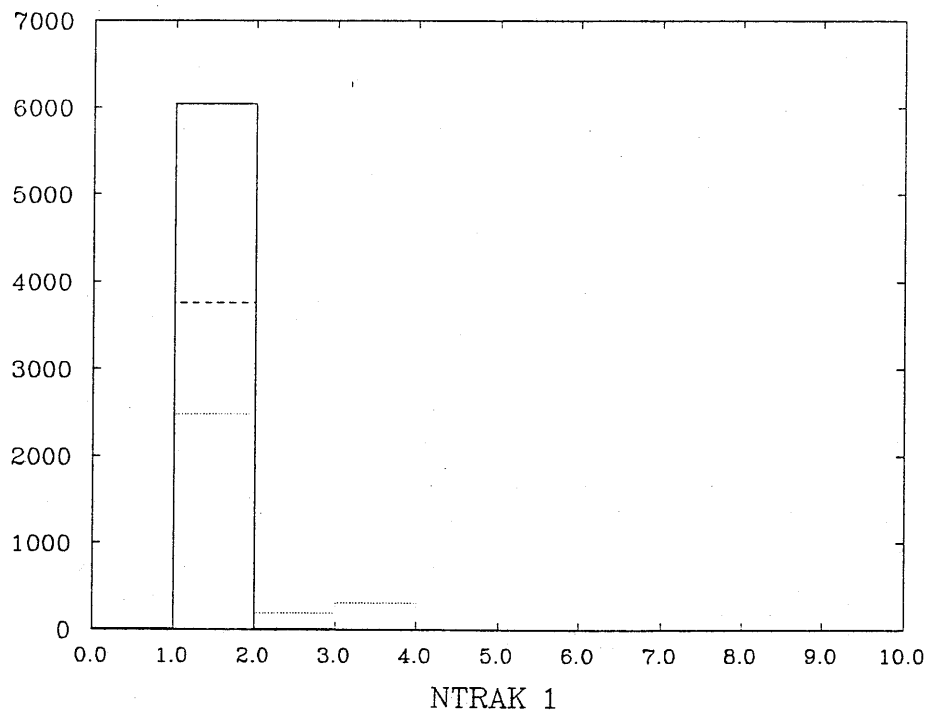
91-01-15 20:28:44 VYUZ.DATRDCT.NRD10.IHIST  
ID = 3 ALL TOF DIFFERENCE



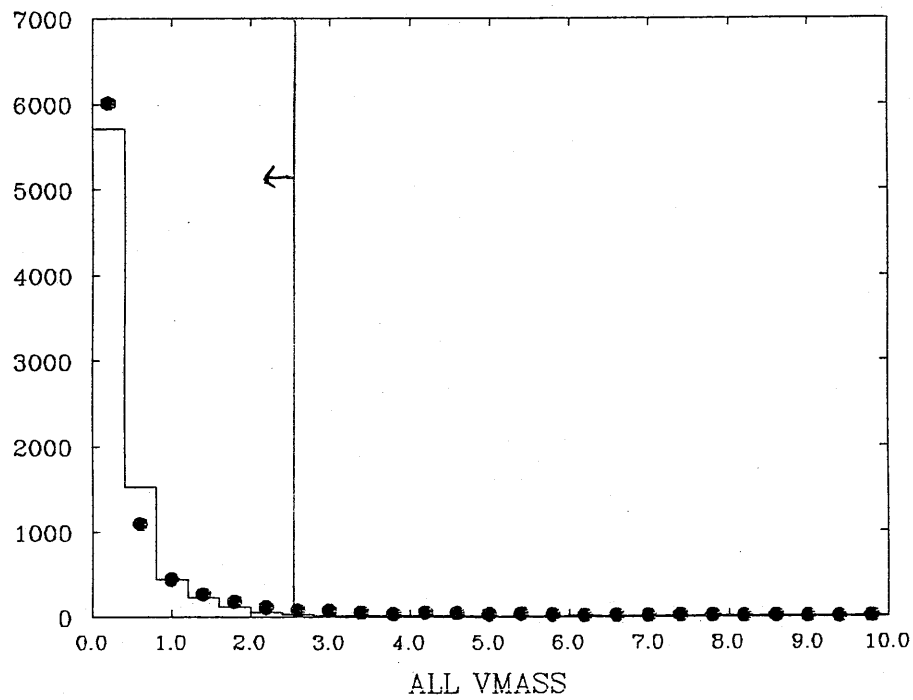
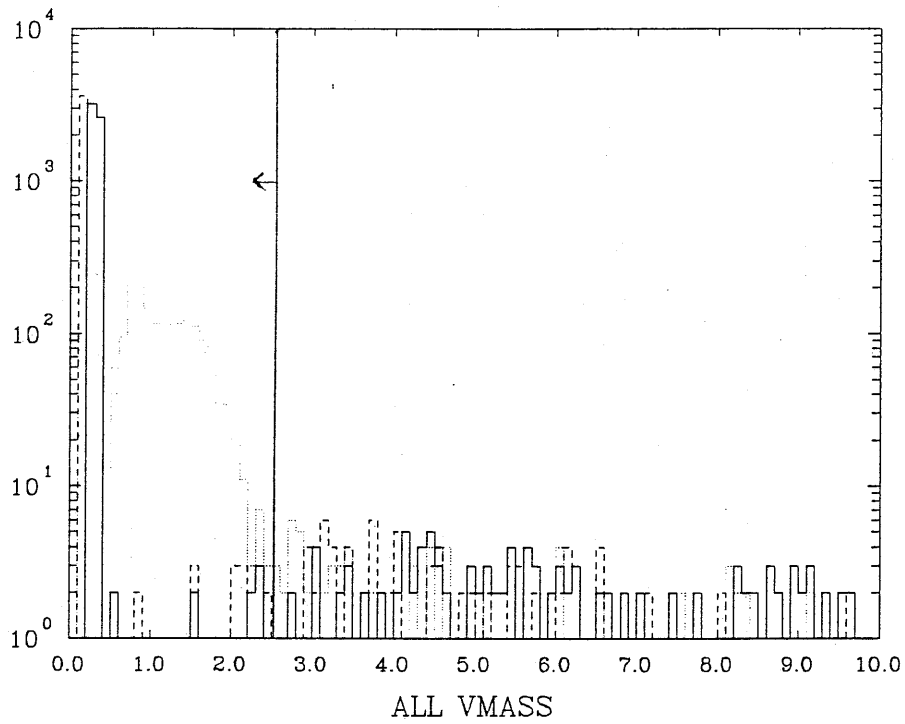
3.4.1



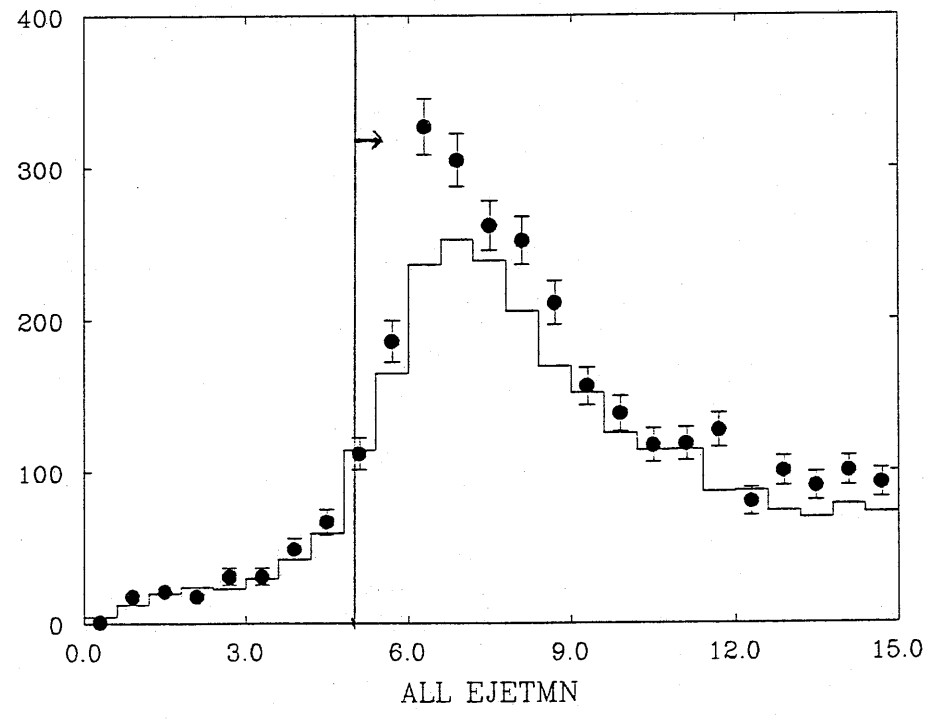
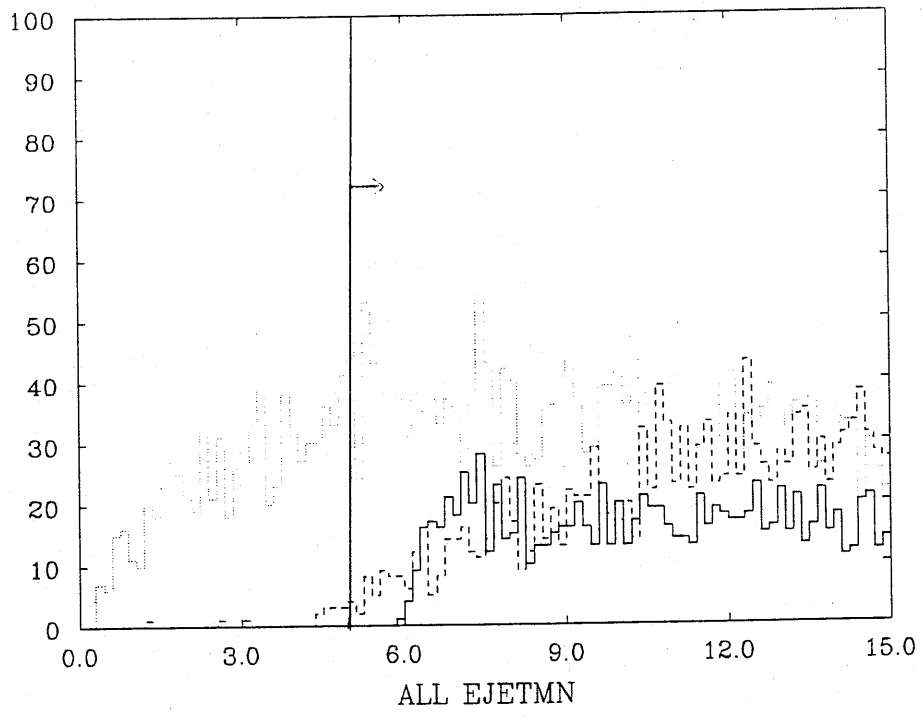


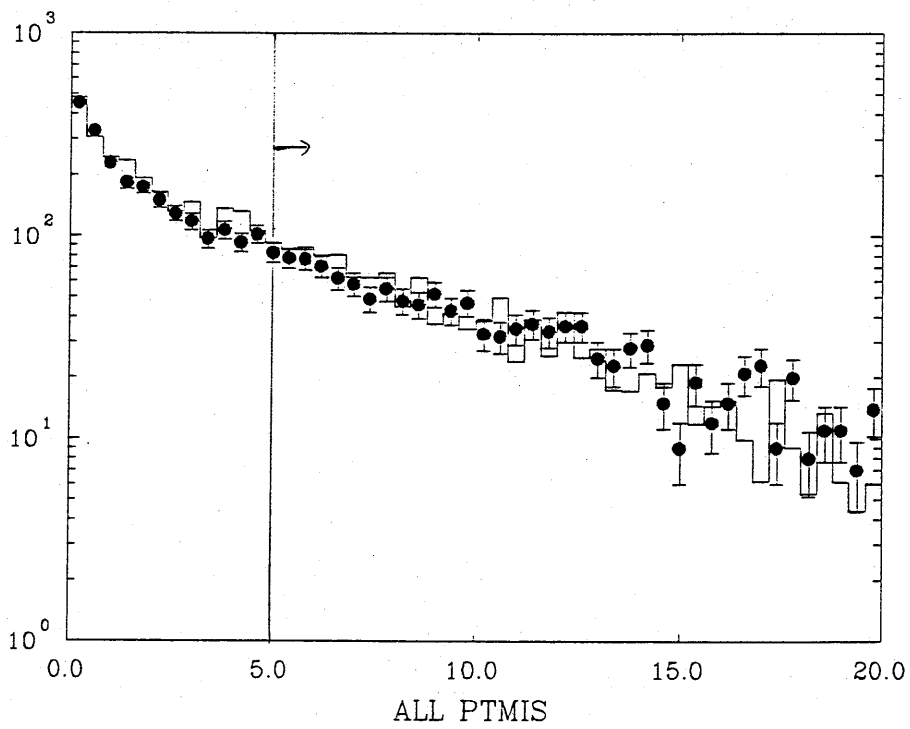
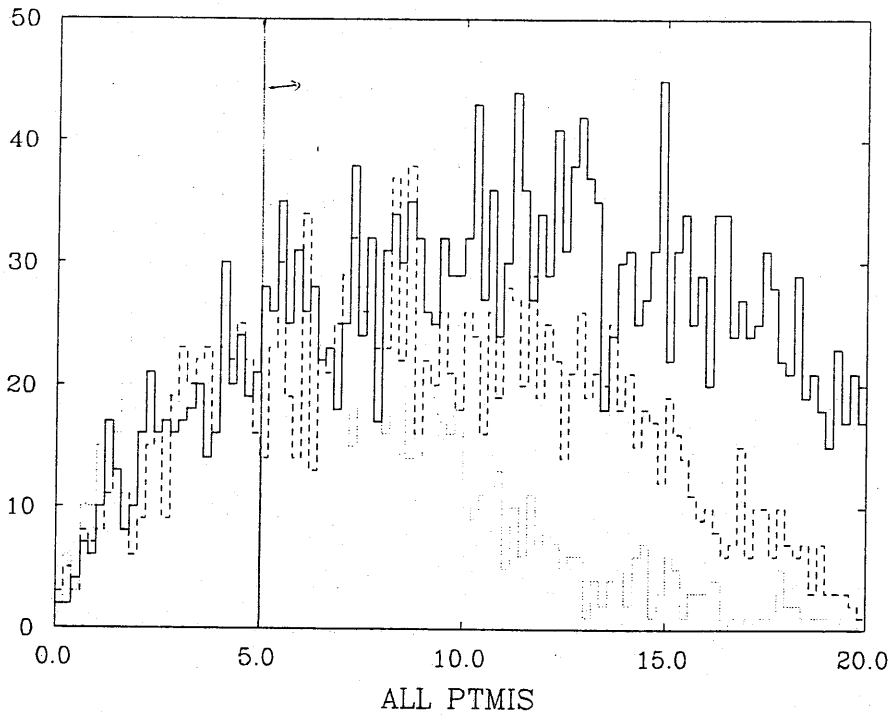


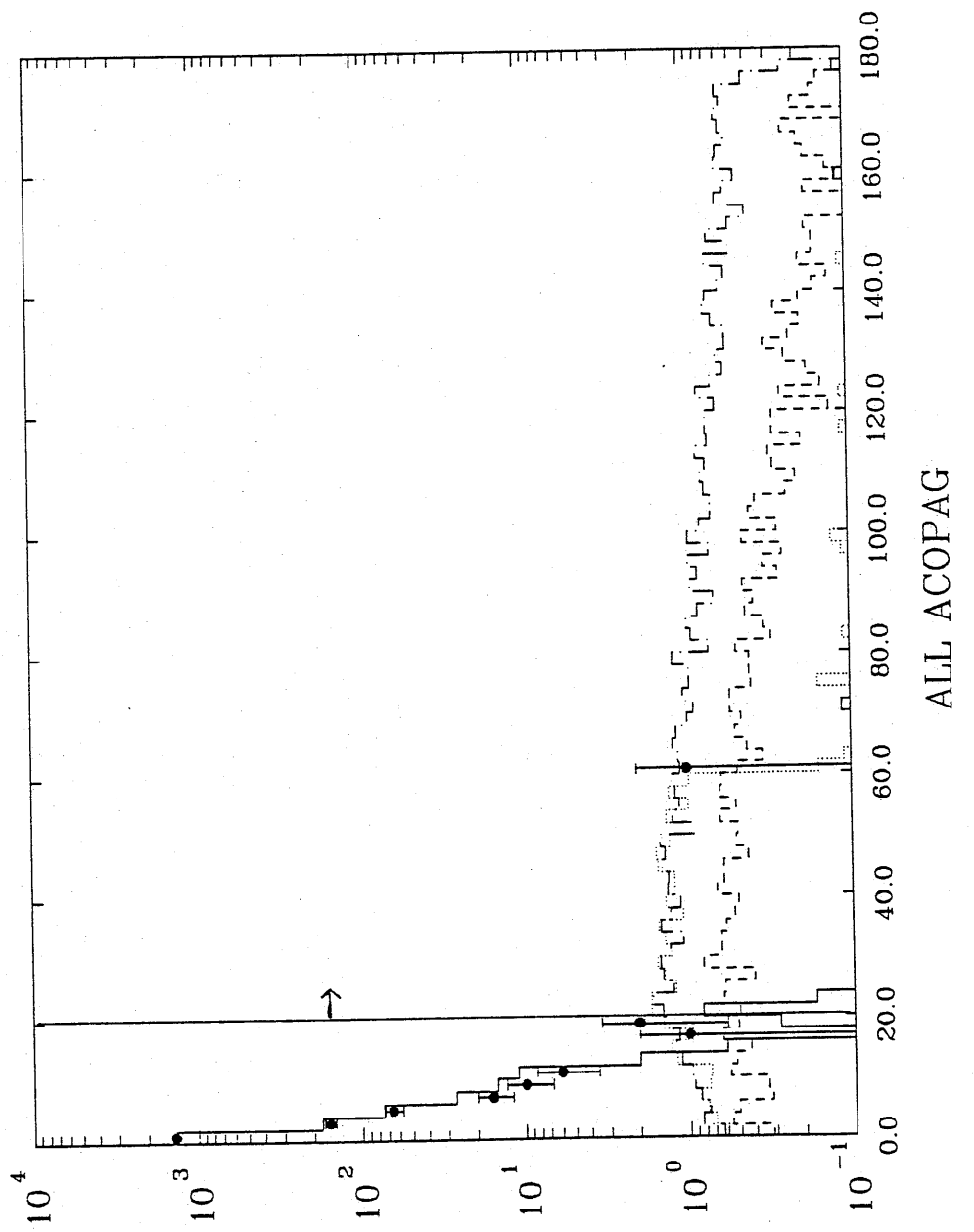
3.4.4





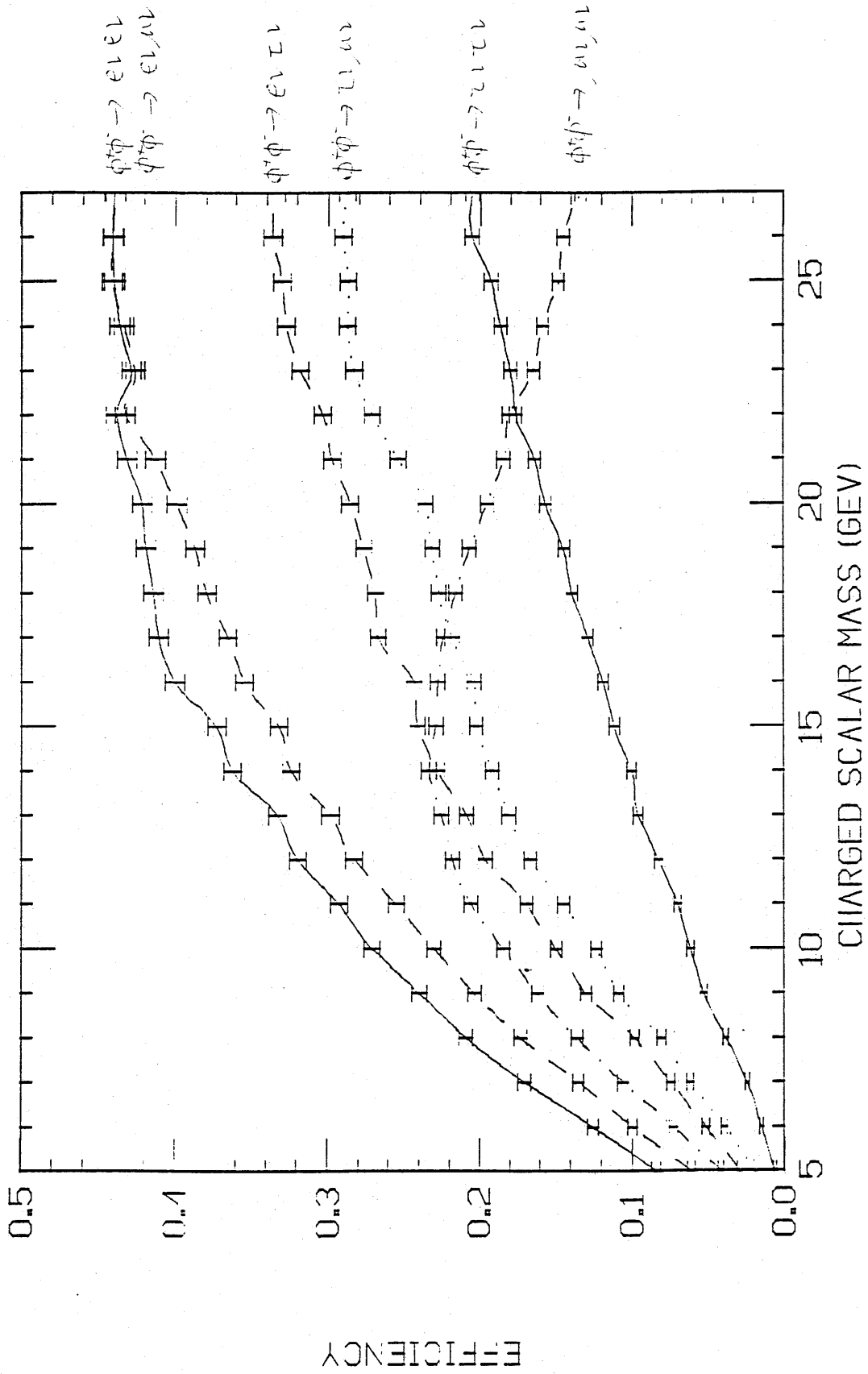






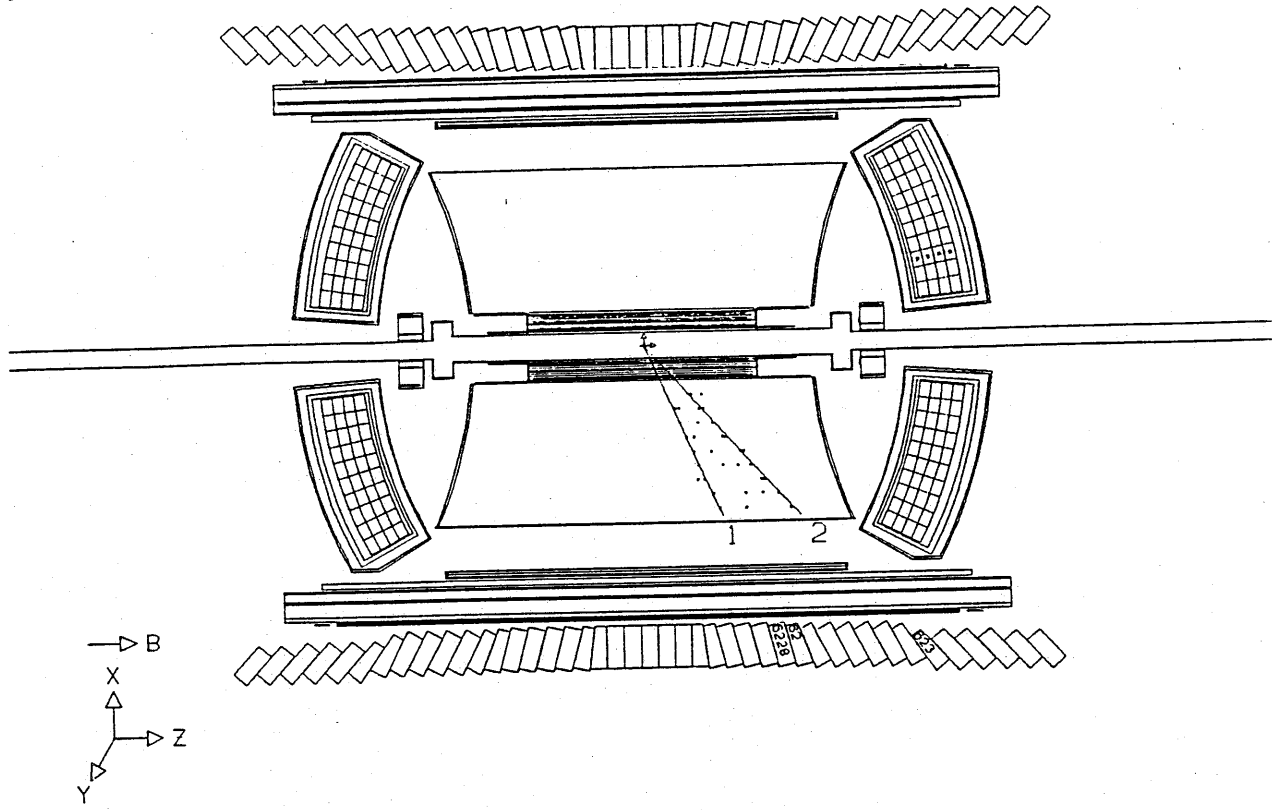
3.4.8

# CHARGED SCALAR DETECTION EFFICIENCY CURVE



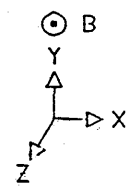
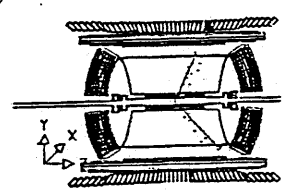
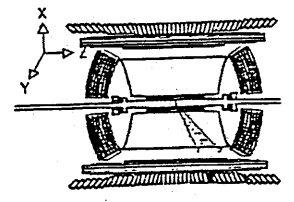
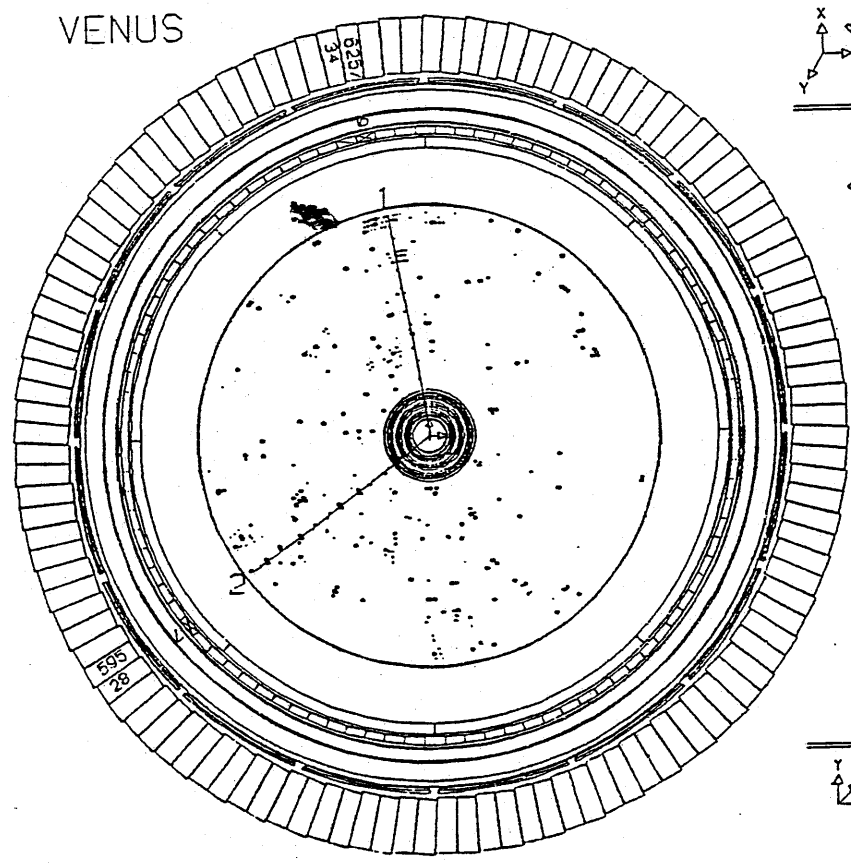
91-02-10 12:19:47 ZX4 Z-radius Mode Ebeam = 28.900 GeV B = 7.50 kG 1990- 3-25 4:32:47  
 DSN VYUZ.CTT.REAL.SURVIVED.DATA Trigger = 0100100100  
 4063 4704 1  
 IC(wir.pad) 0 0  
 DC(total) 337  
 L6 6.915  
 LA 0.291

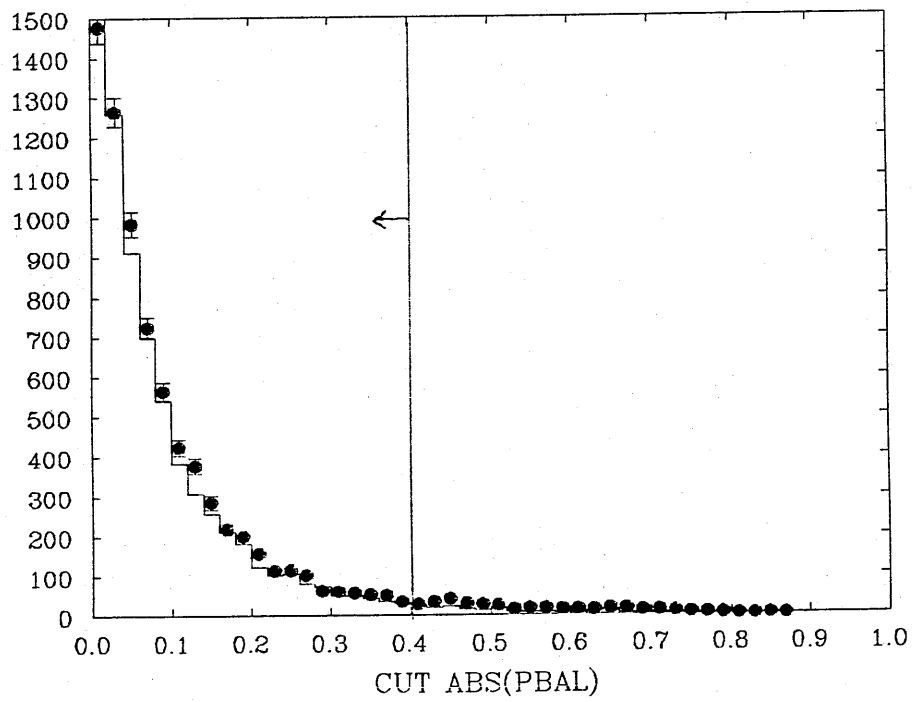
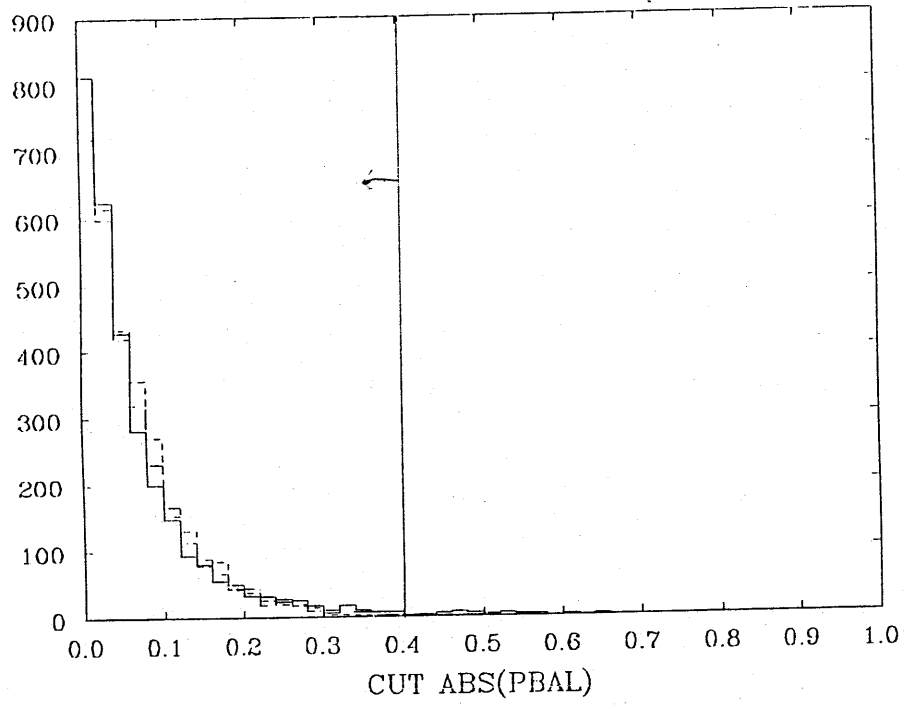
VENUS

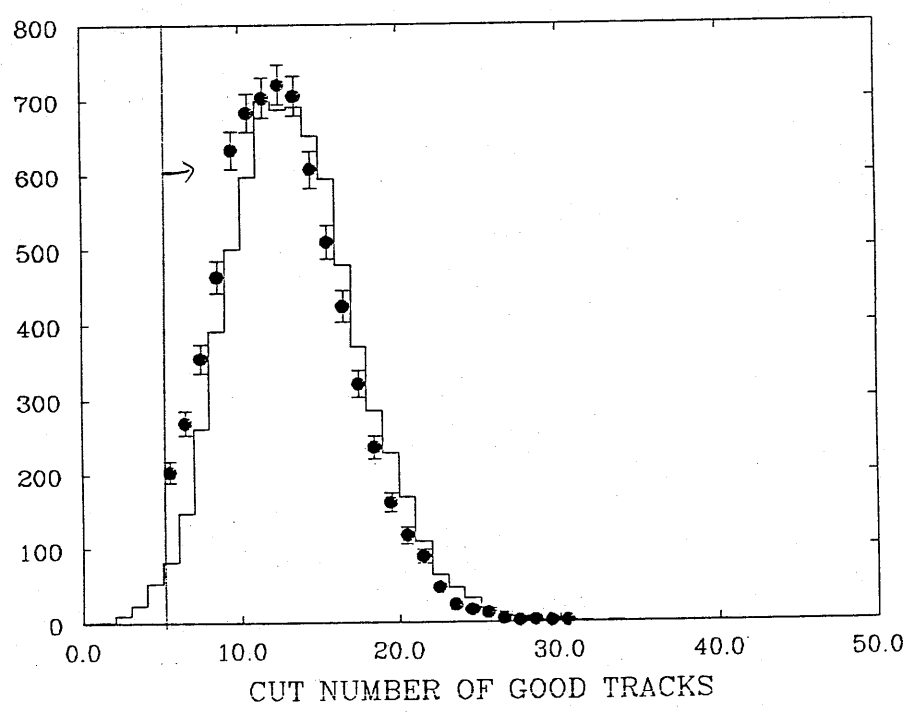
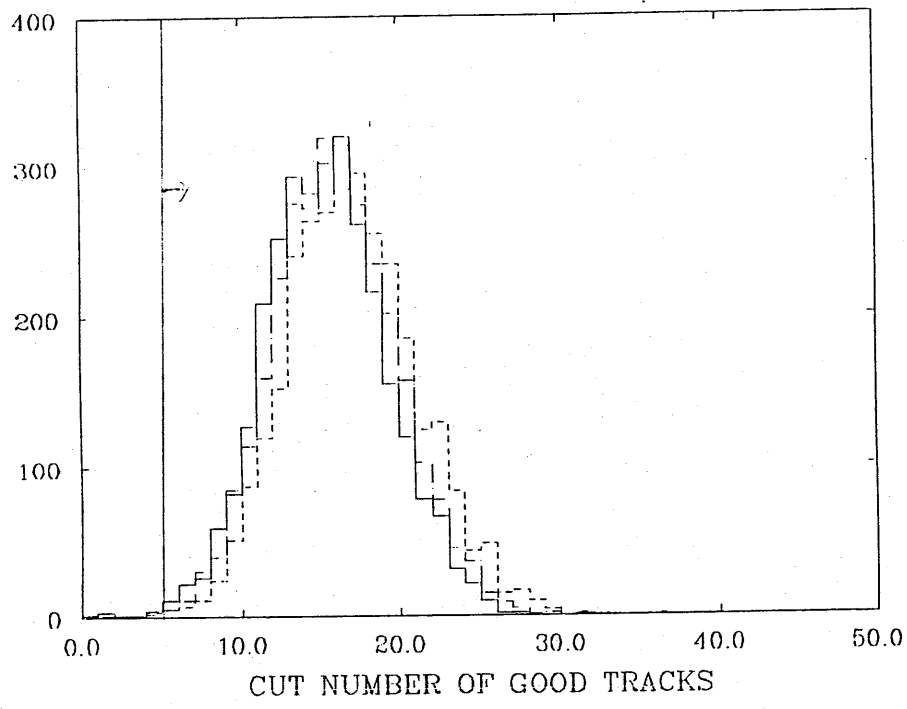


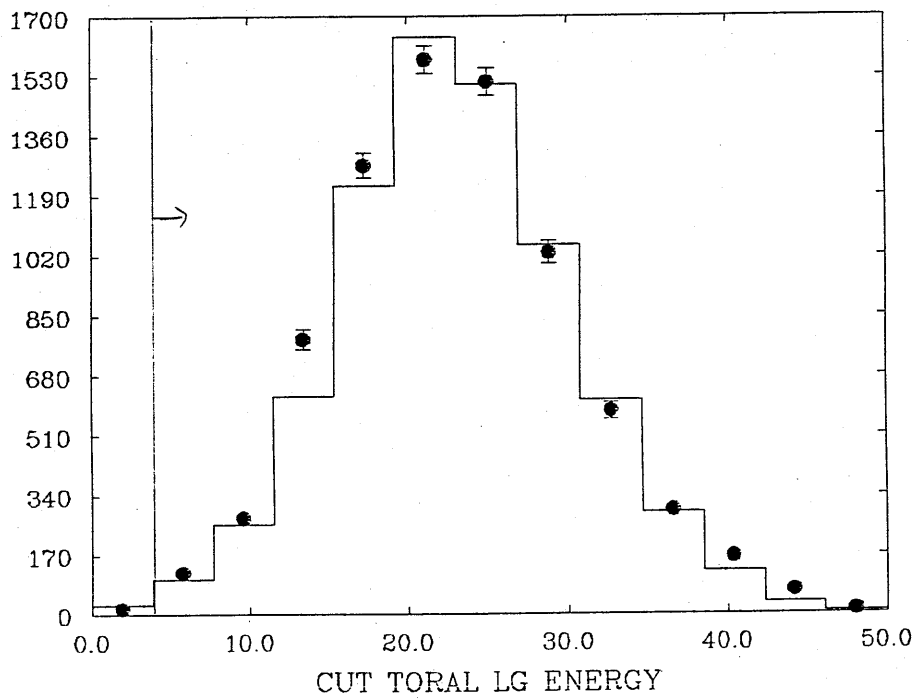
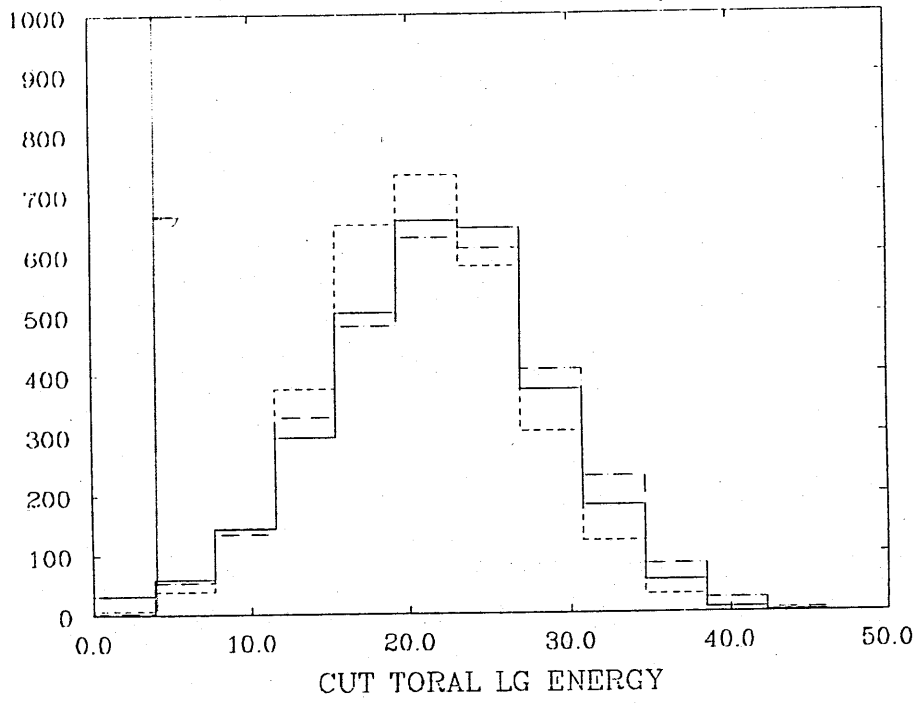
91-02-10 3:59:13 RP4 Z-radius Mode Ebeam = 28.900 GeV B = 7.50 kG 1990- 3-25 4:32:47  
 DSN VYUZ.CTT.REAL.SURVIVED.DATA Trigger = 0100100100  
 4063 4704 1  
 IC(wir.pad) 0 0  
 DC(total) 337  
 L6 6.915  
 LA 0.291

VENUS

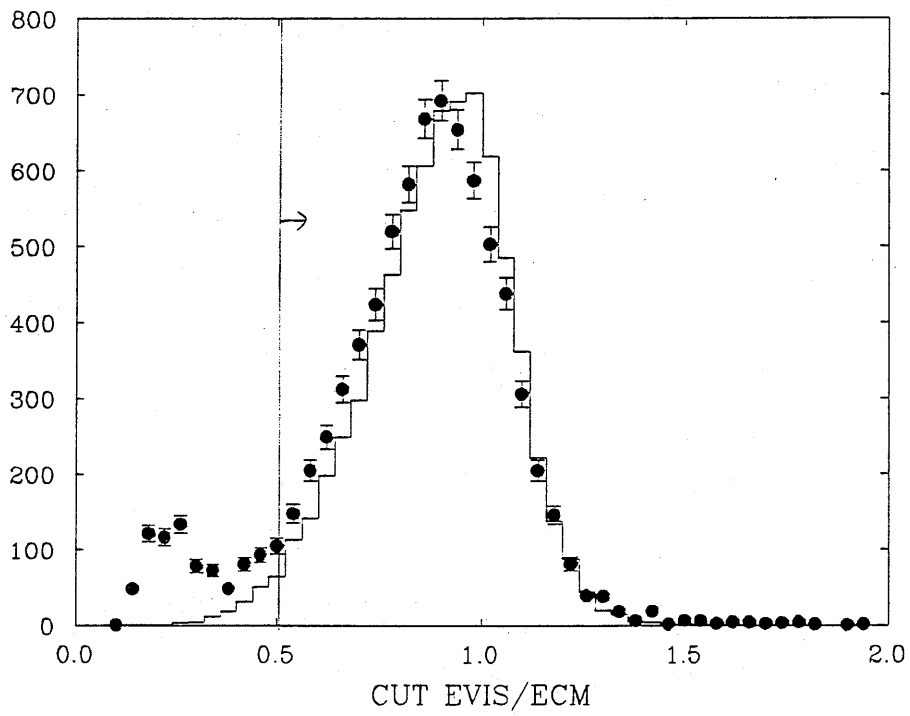
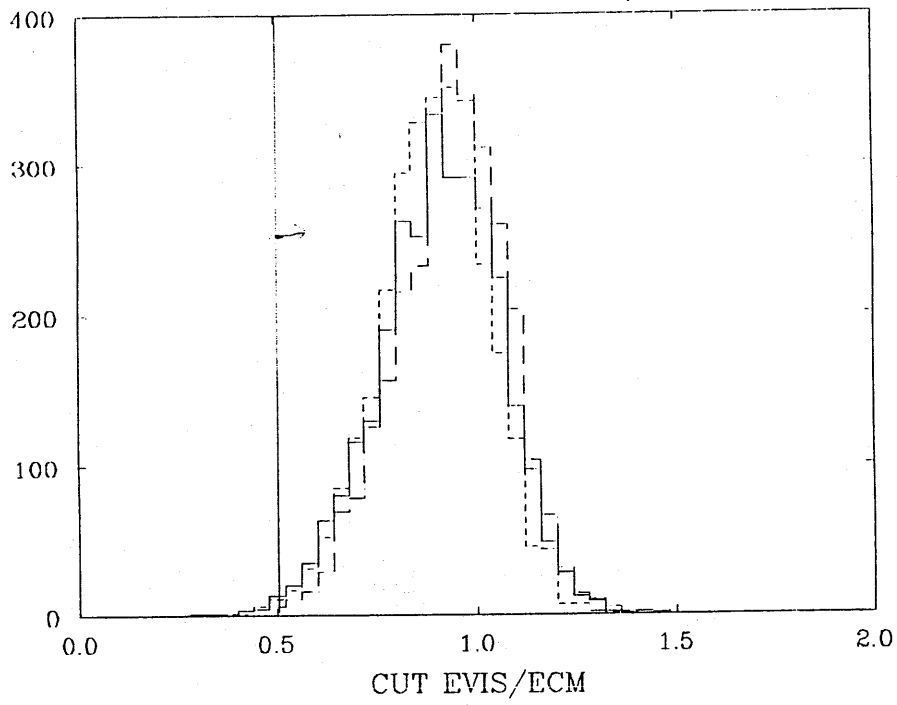


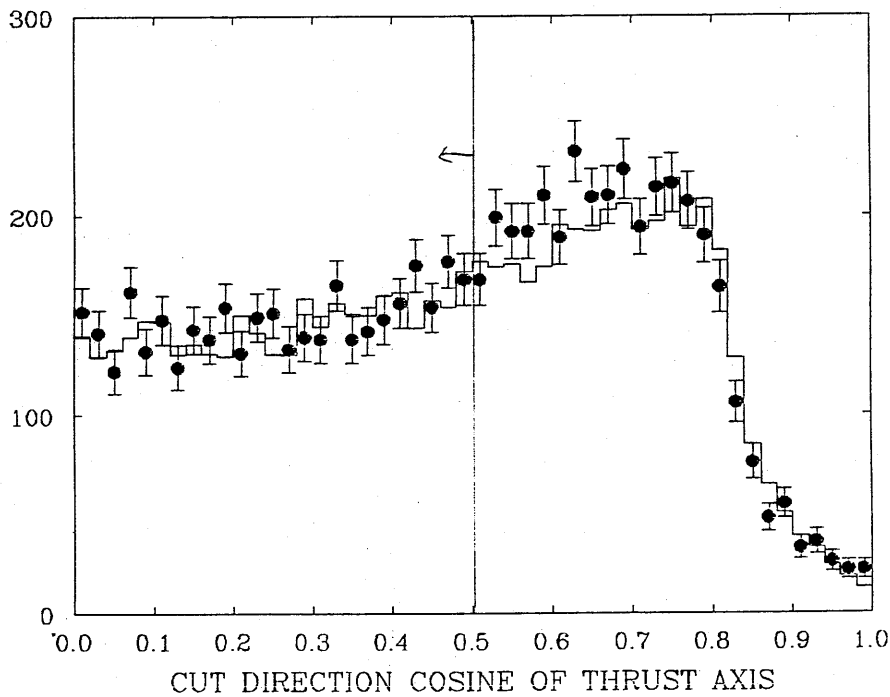
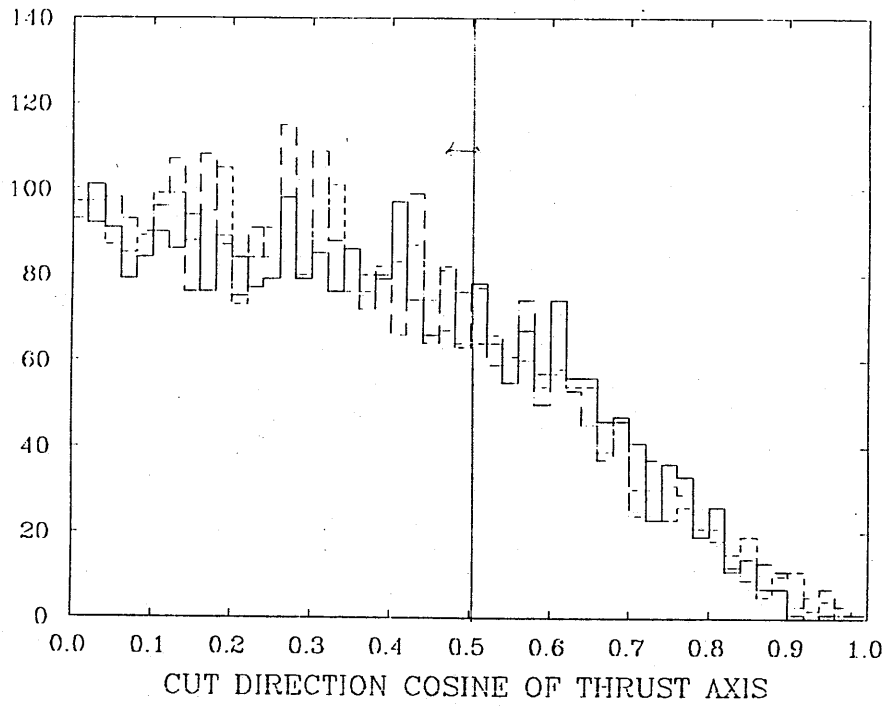


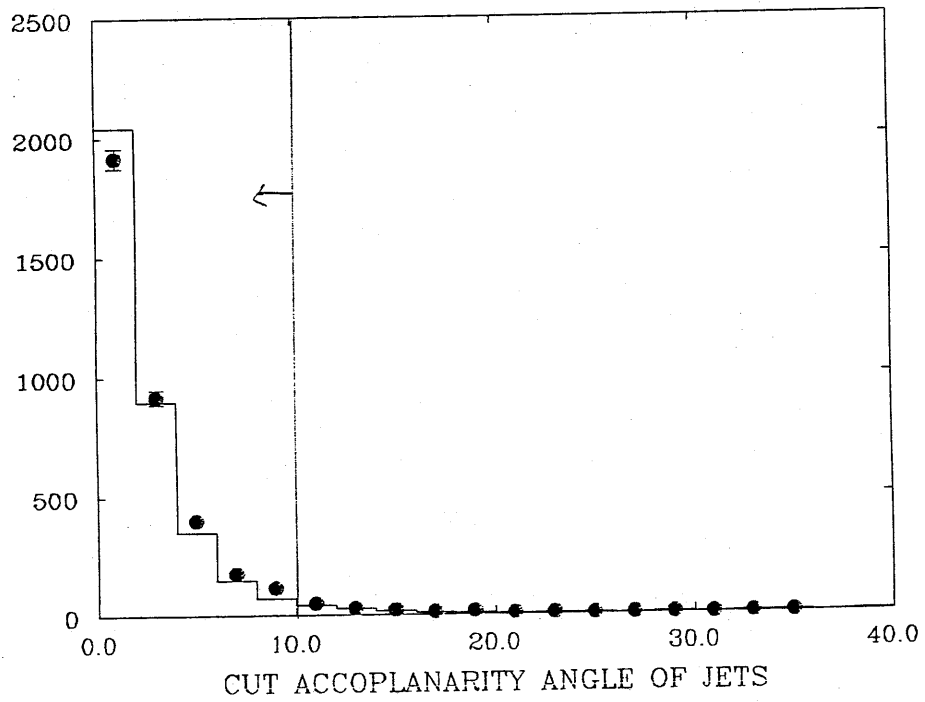
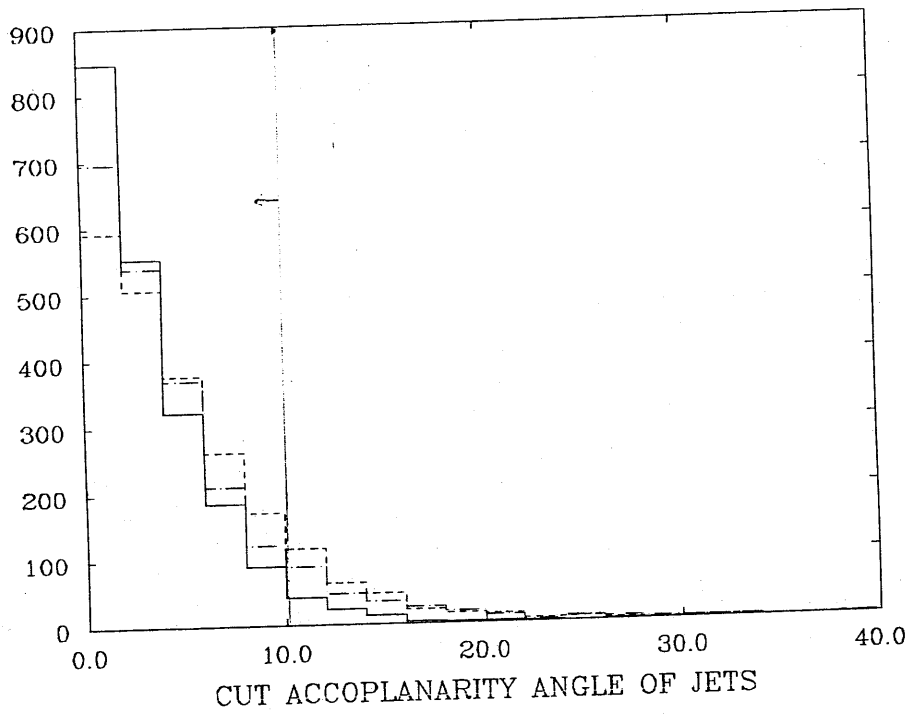


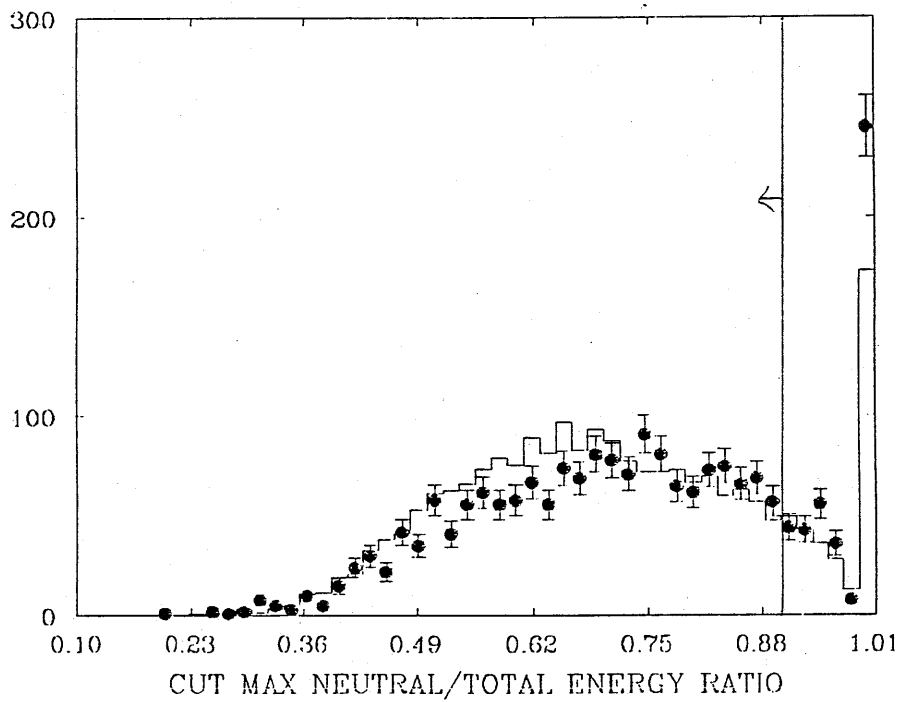
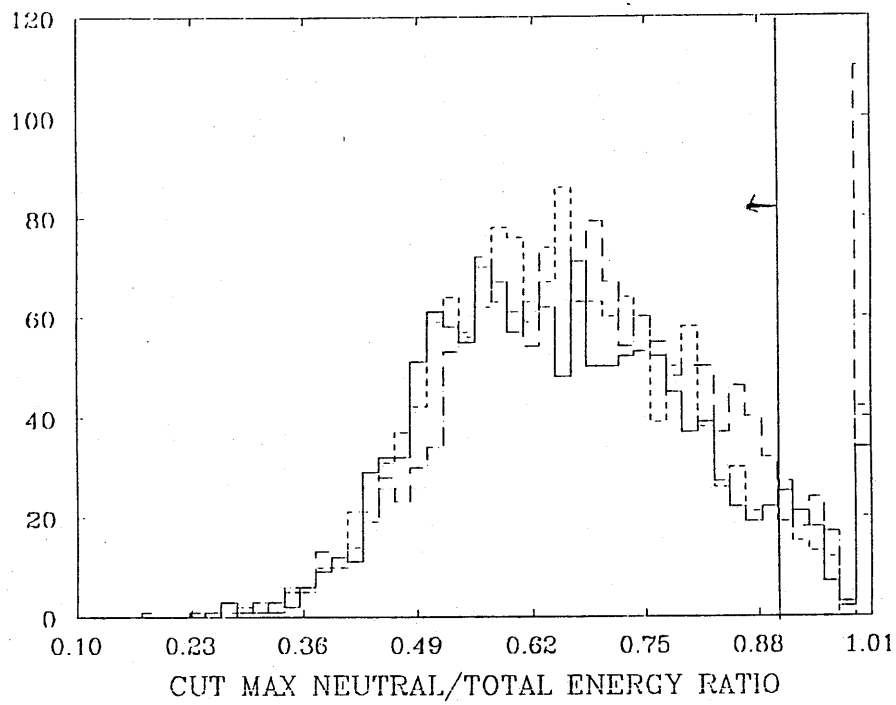


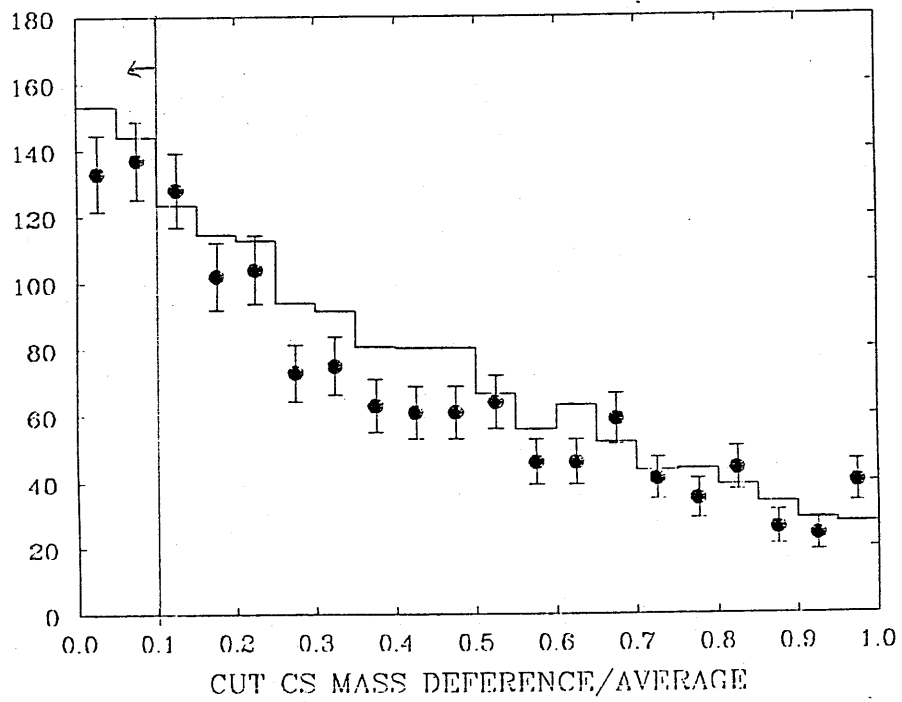
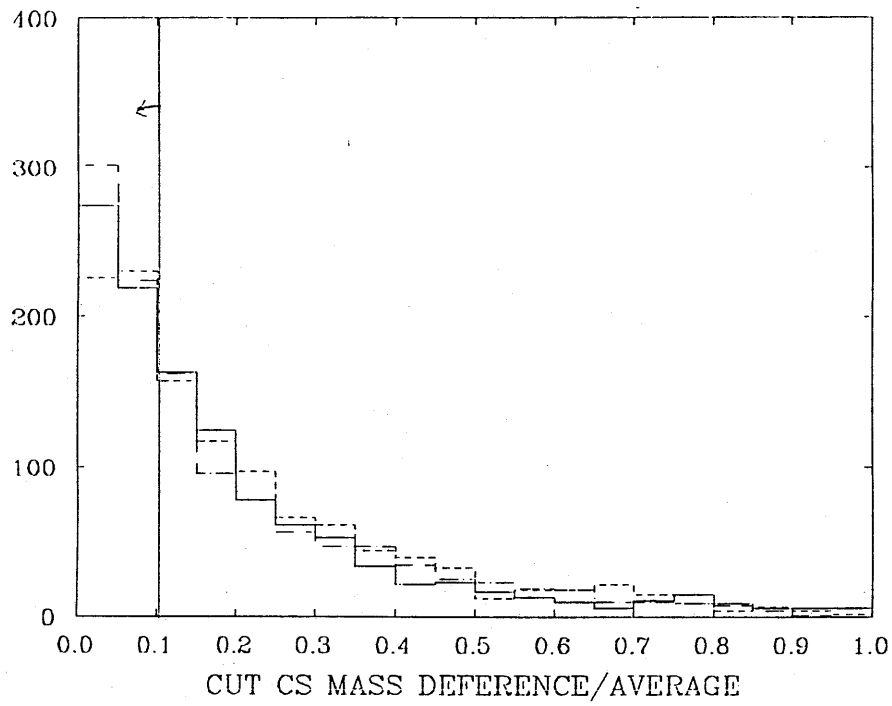


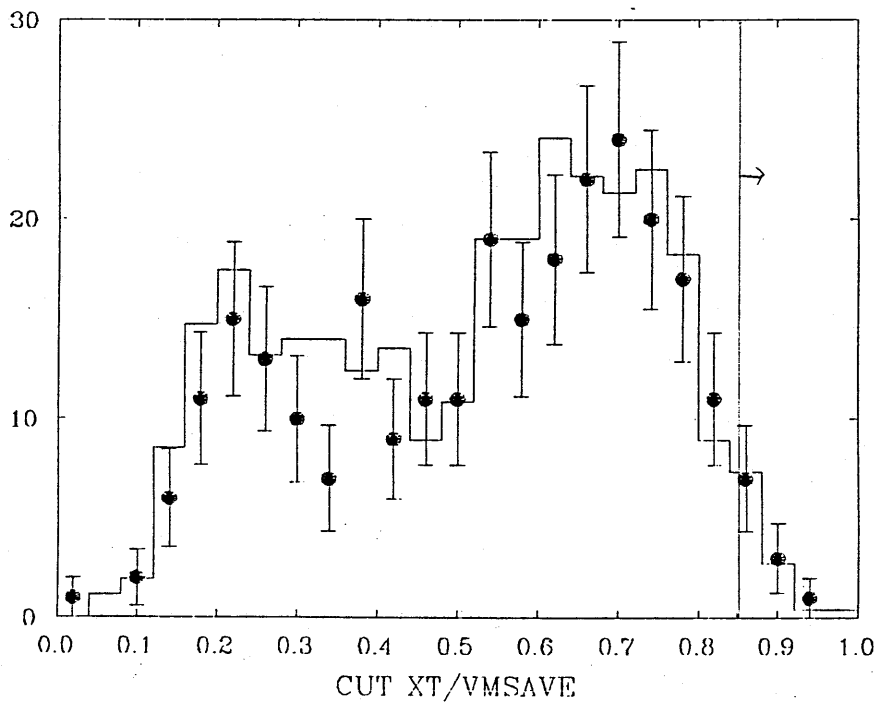
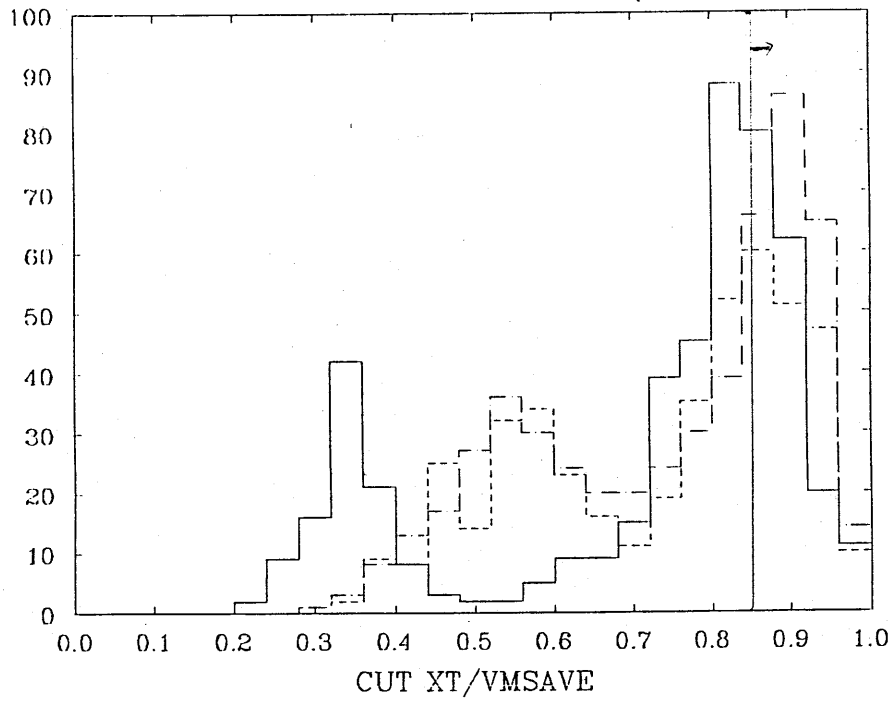


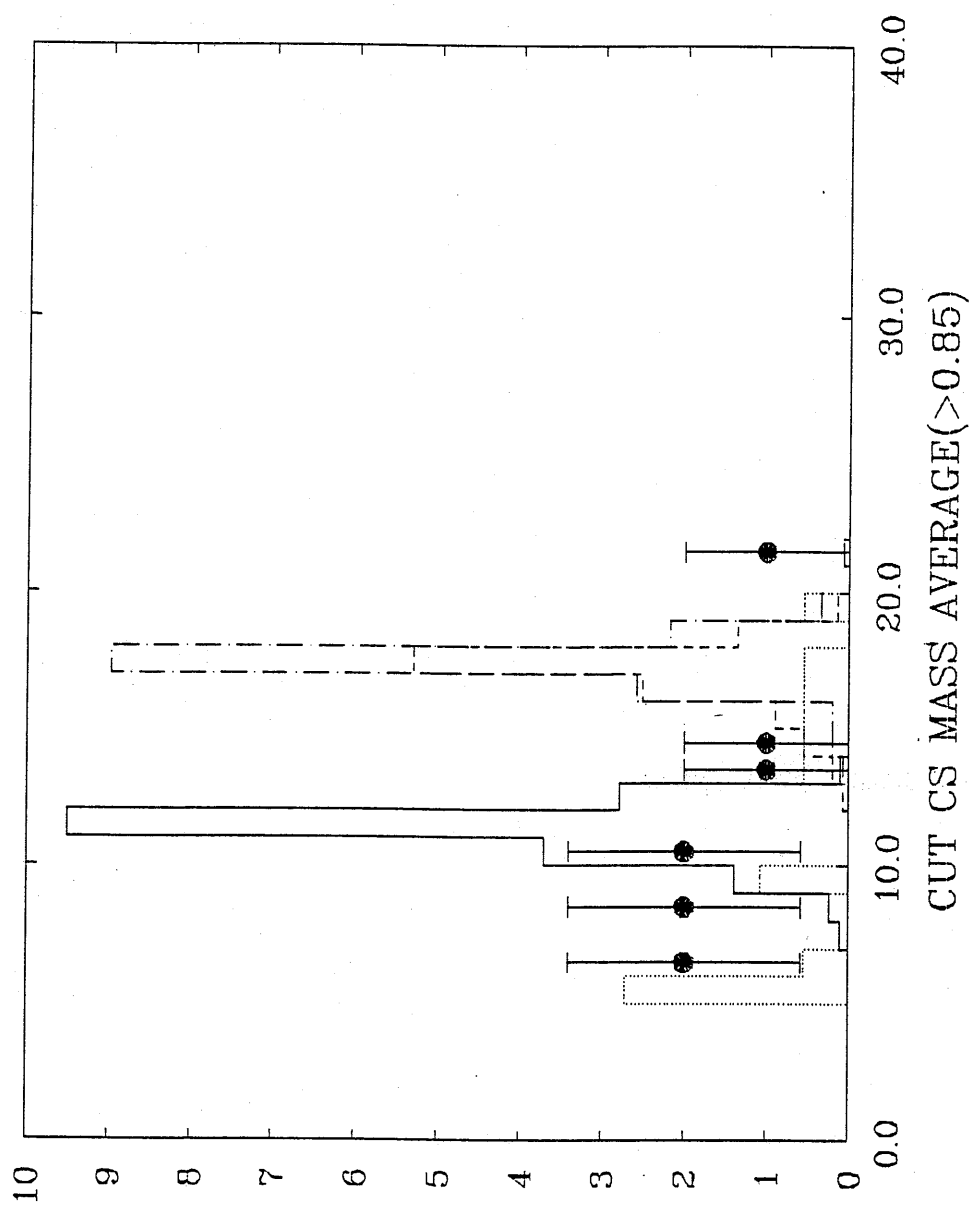




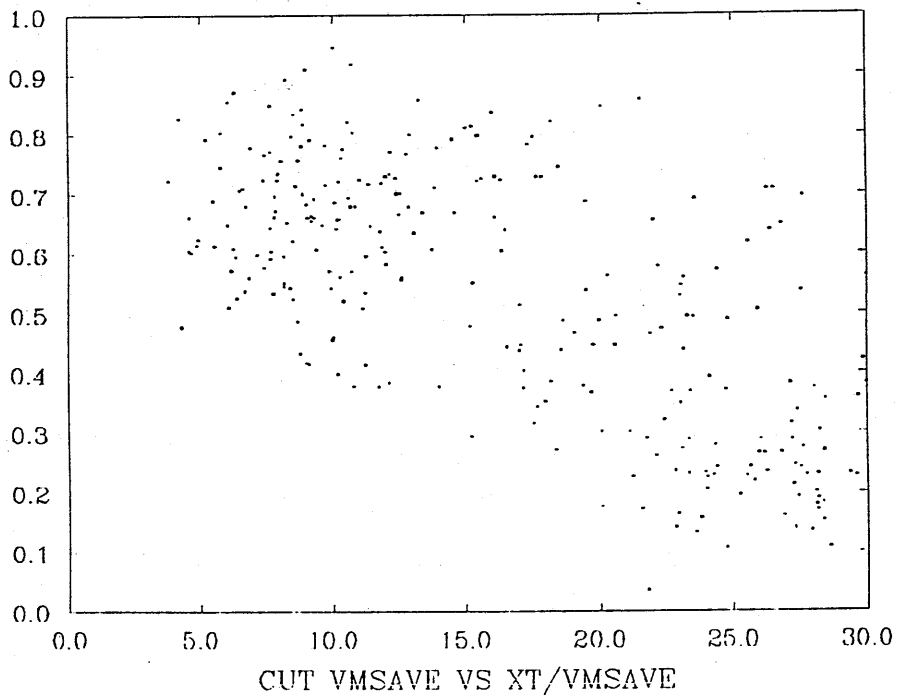
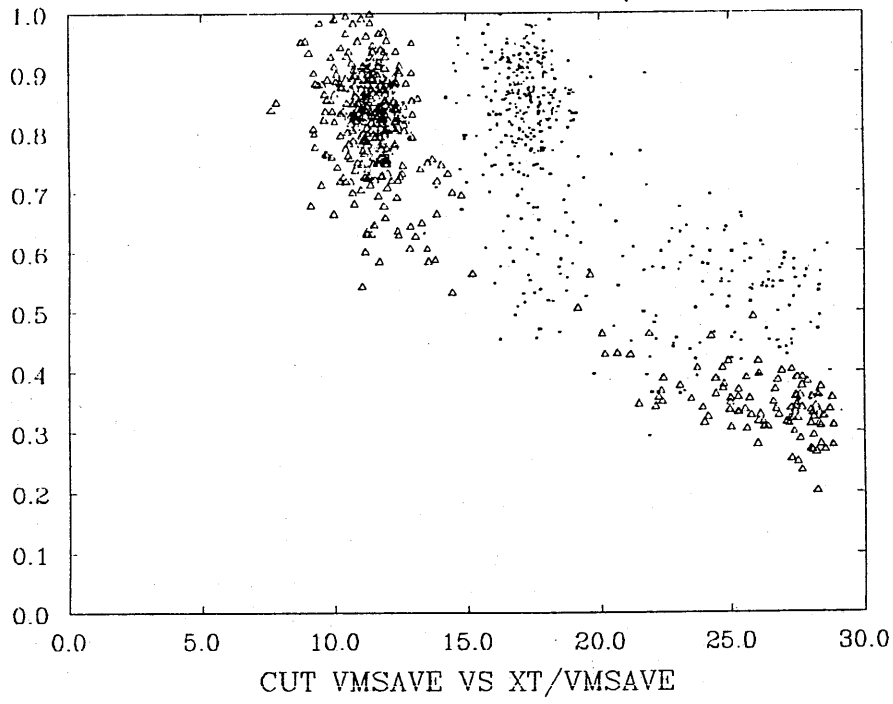






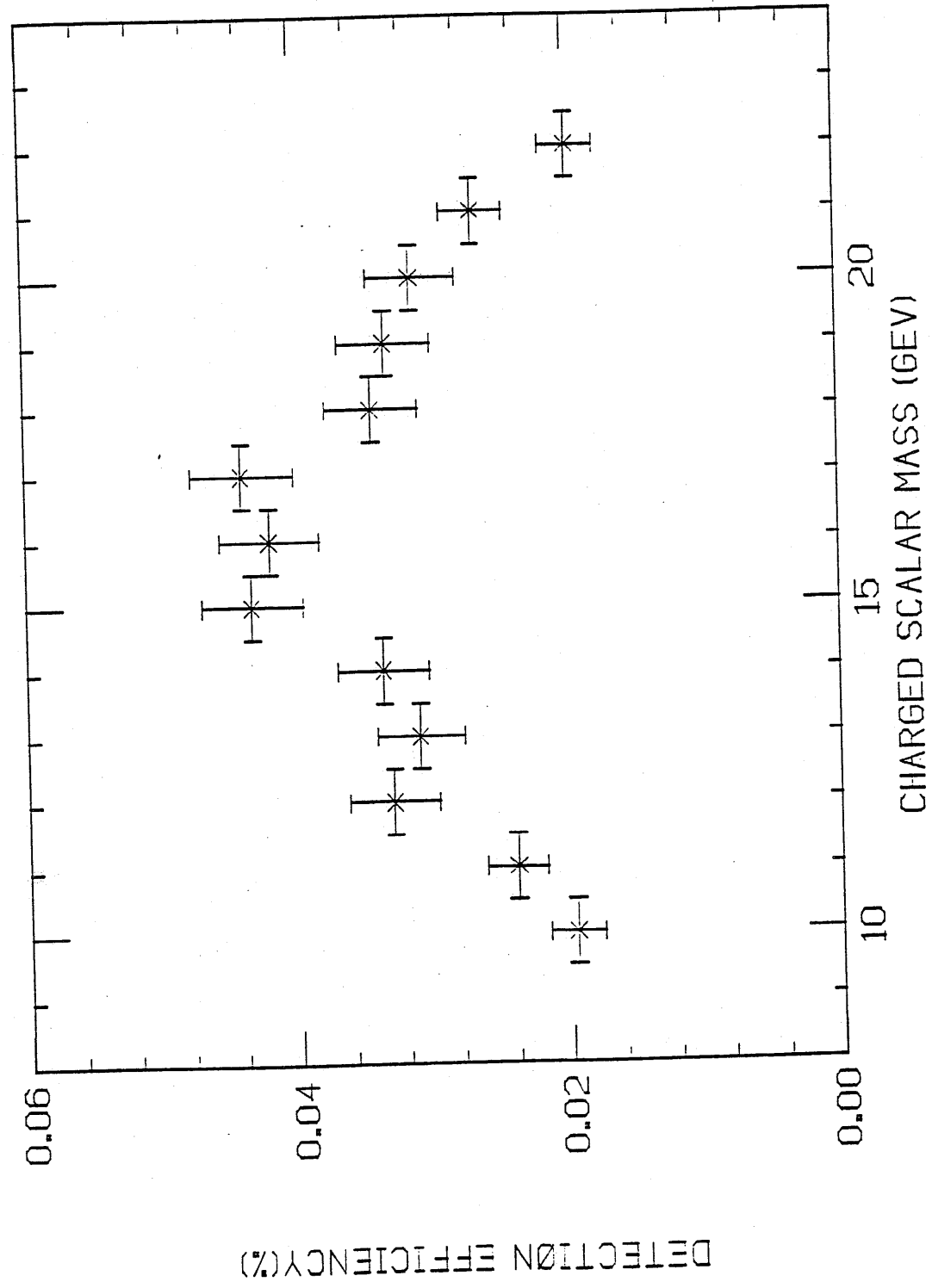


3.5.10





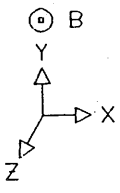
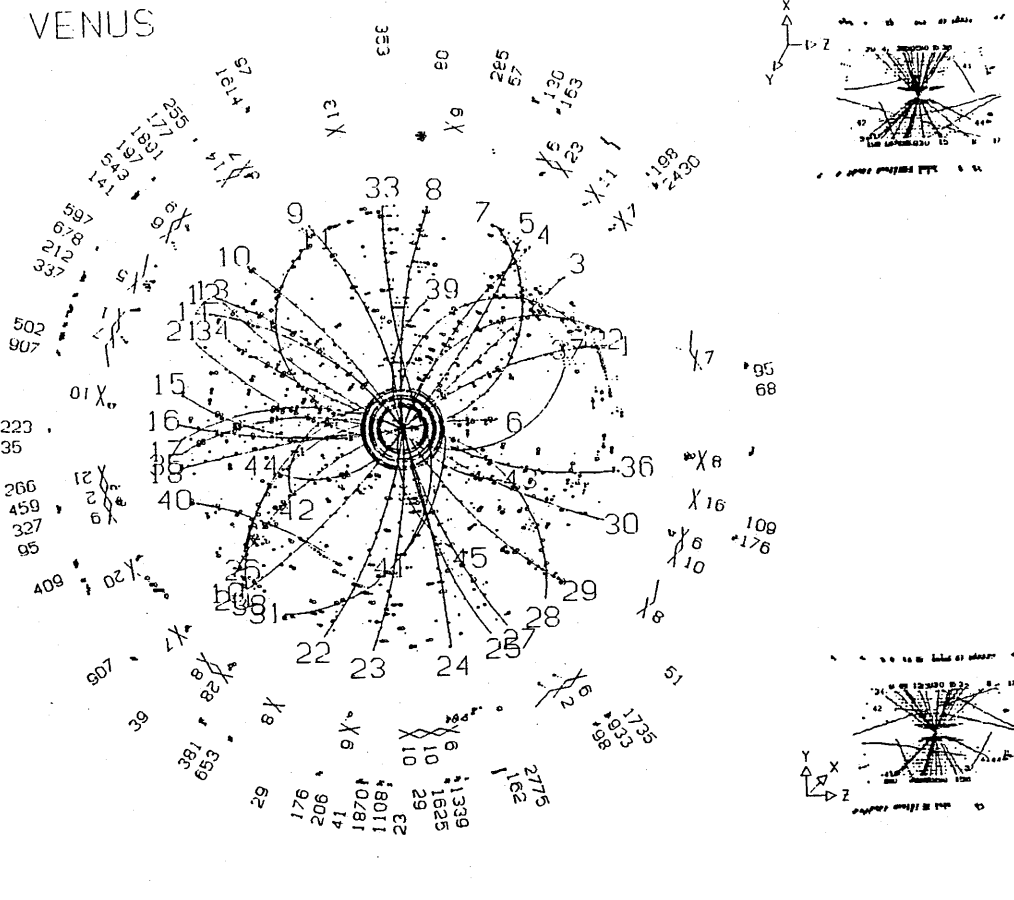
# CHARGED SCALAR DETECTION EFFICIENCY CURVE



01-02-09 21:36:14 RP4 Z-radius Mode  
 DSN VYUZ.e.HGS4CTT.DA1A  
 4503 556 6  
 IC(wir.pad) 392 249  
 DC(total) 1540  
 LG 28.313  
 LA 2.628

Ebeam = 29.000 GeV B = 7.50 kG 1990-6-6 13:7:16  
 Trigger = 0100101100

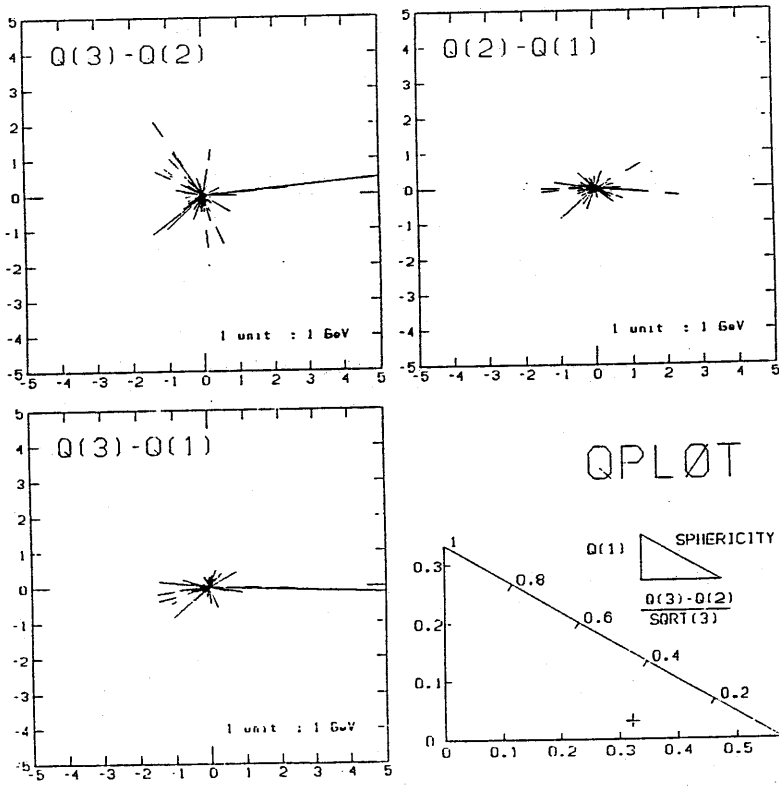
VENUS



01-02-09 21:40:33  
 DSN VYUZ.e.HGS4CTT.DA1A  
 4503 556 6  
 IC(wir.pad) 392 249  
 DC(total) 1540  
 LG 28.313  
 LA 2.628

Ebeam = 29.000 GeV B = 7.50 kG 1990-6-6 13:7:16  
 Trigger = 0100101100

VENUS



===== PHYSICS DATA =====

TIIRUST : 0.674  
 $\phi$  = 78.525 degree  
 COS  $\theta$  = 0.499  
 SPHERICITY : 0.355  
 $\phi$  = 46.143 degree  
 COS  $\theta$  = 0.529  
 Q(1) : 0.031  
 $\frac{Q(3)-Q(2)}{SQRT(3)}$  : 0.322  
 Evis = 56.18 P-bal = -0.03  
 sumP(T) = 26.72 sumE(C) = 29.45

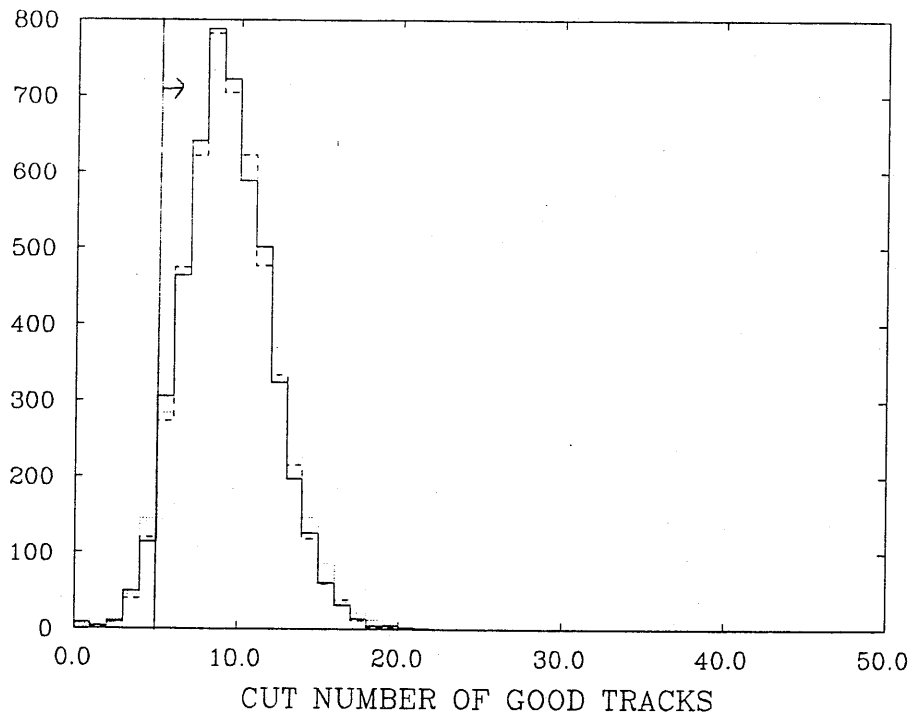
----- DATA -----

- TRACK SELECTION -  
 Rmin < 2.00 (cm) Zmin < 20.00 (cm)  
 Rhit > 10 (hit) Zhit > 4 (hit)  
 Pt > 0.20 (GeV)

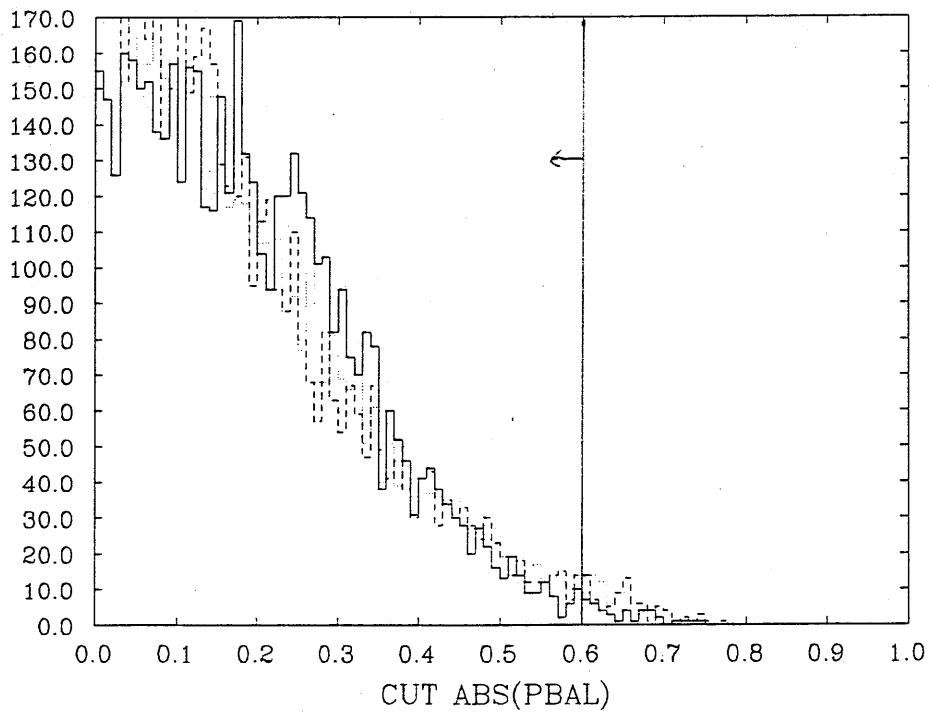
- ACCEPTED TRACK (line) 23 tracks  
 NORMAL (white) 22 tracks  
 OVER DISPLAY LIMIT (yellow) 1 tracks  
 OVER BEAM ENERGY (red) 0 tracks

- CLUSTER SELECTION -  
 - NONE -

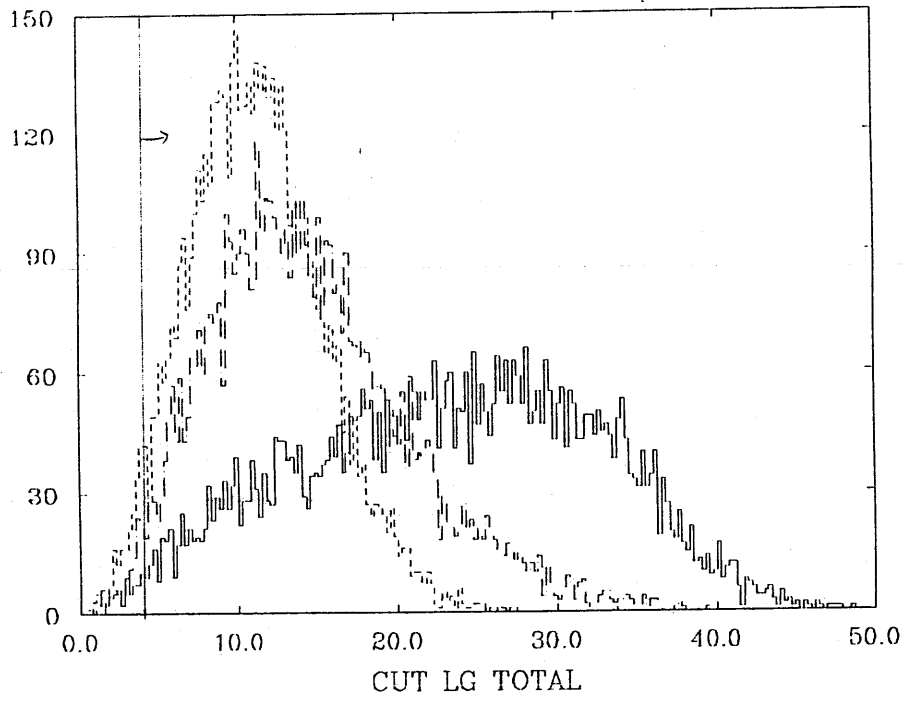
- ACCEPTED CLUSTER (dotline) 66 clusters  
 NORMAL (white) 66 clusters  
 OVER DISPLAY LIMIT (yellow) 0 clusters



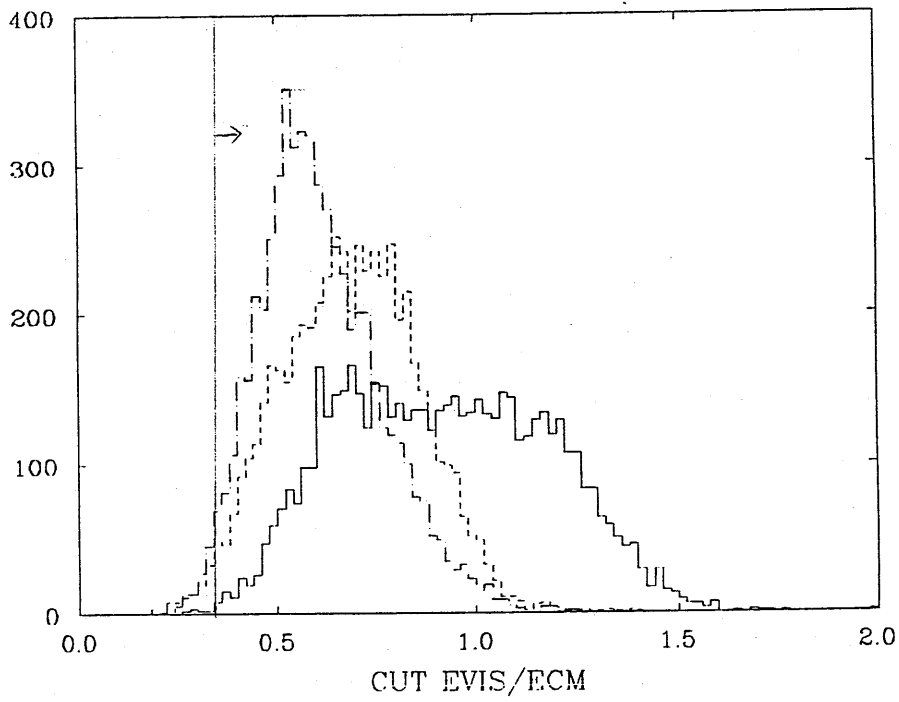
④ 3.6.2



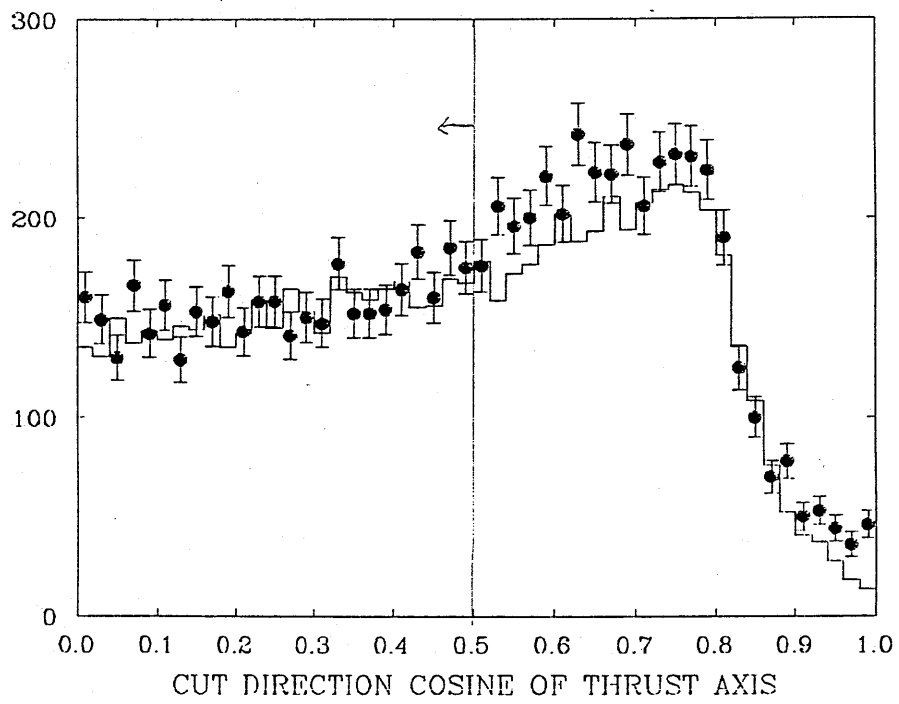
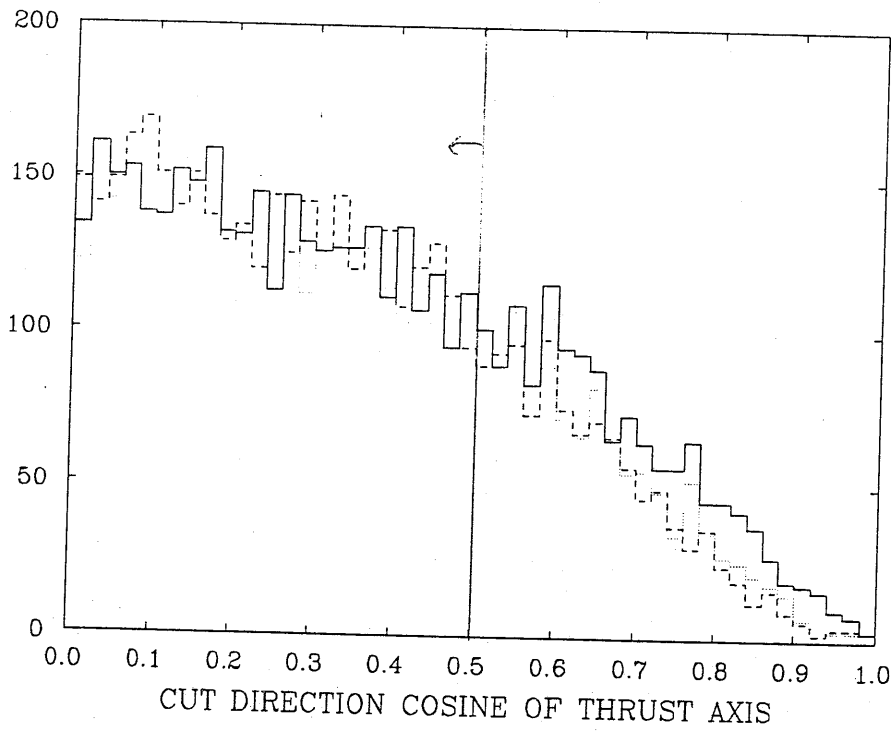
④ 3.6

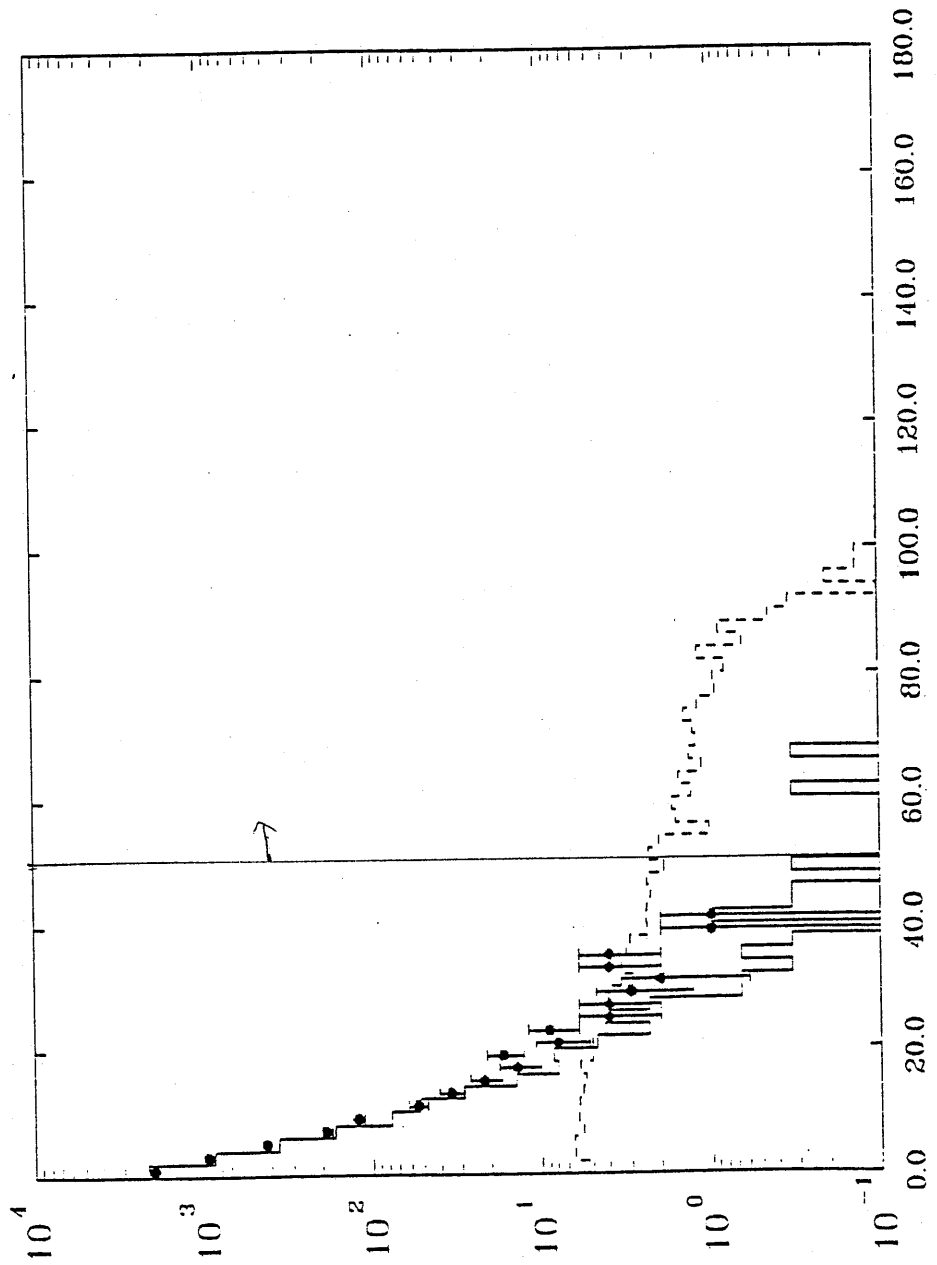


④ 3.6.3



④ 3.6.4





CUT ACCOPLANARITY ANGLE OF JETS

(E) 3.6.6

# CHARGED SCALAR DETECTION EFFICIENCY CURVE

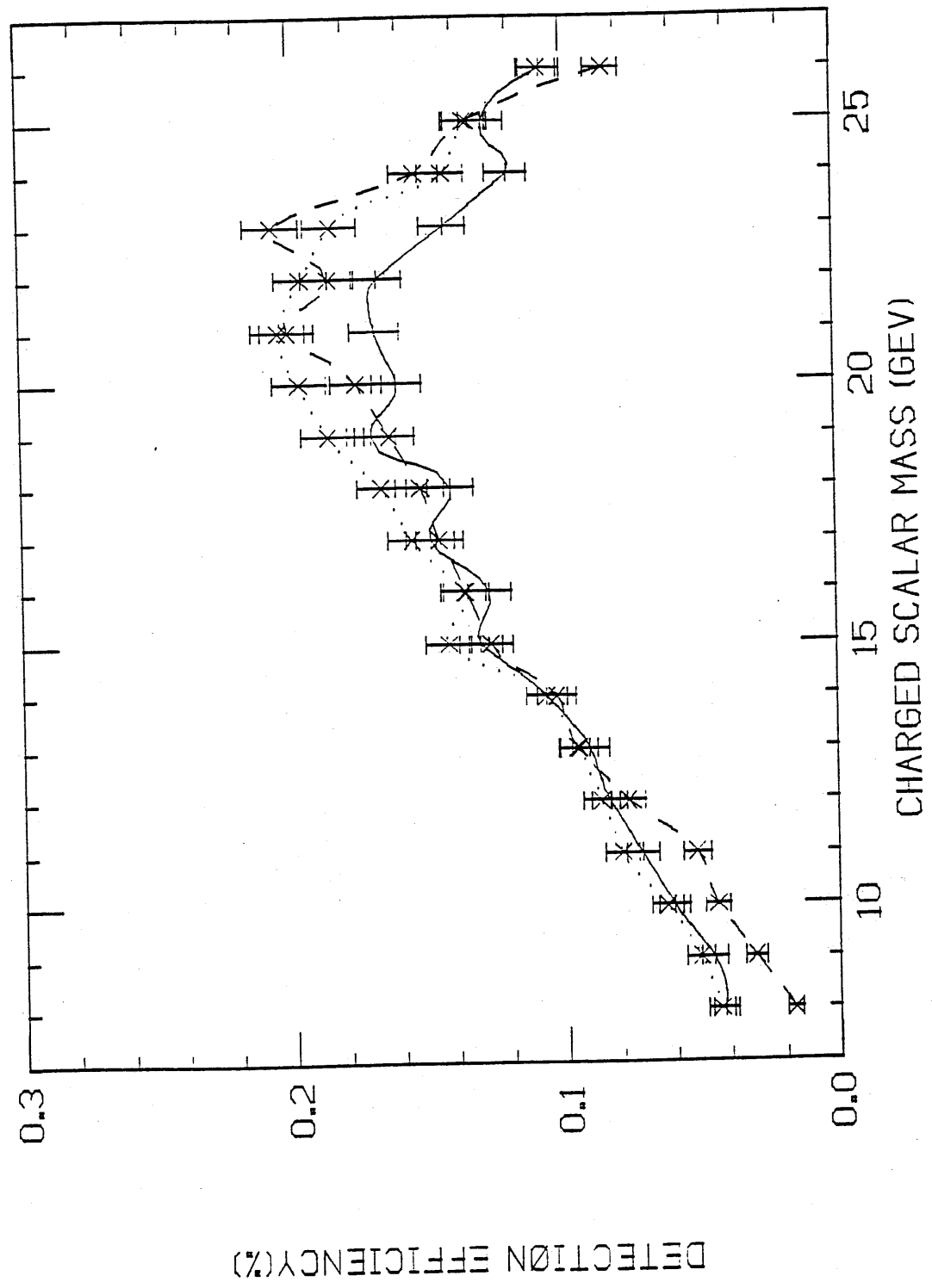
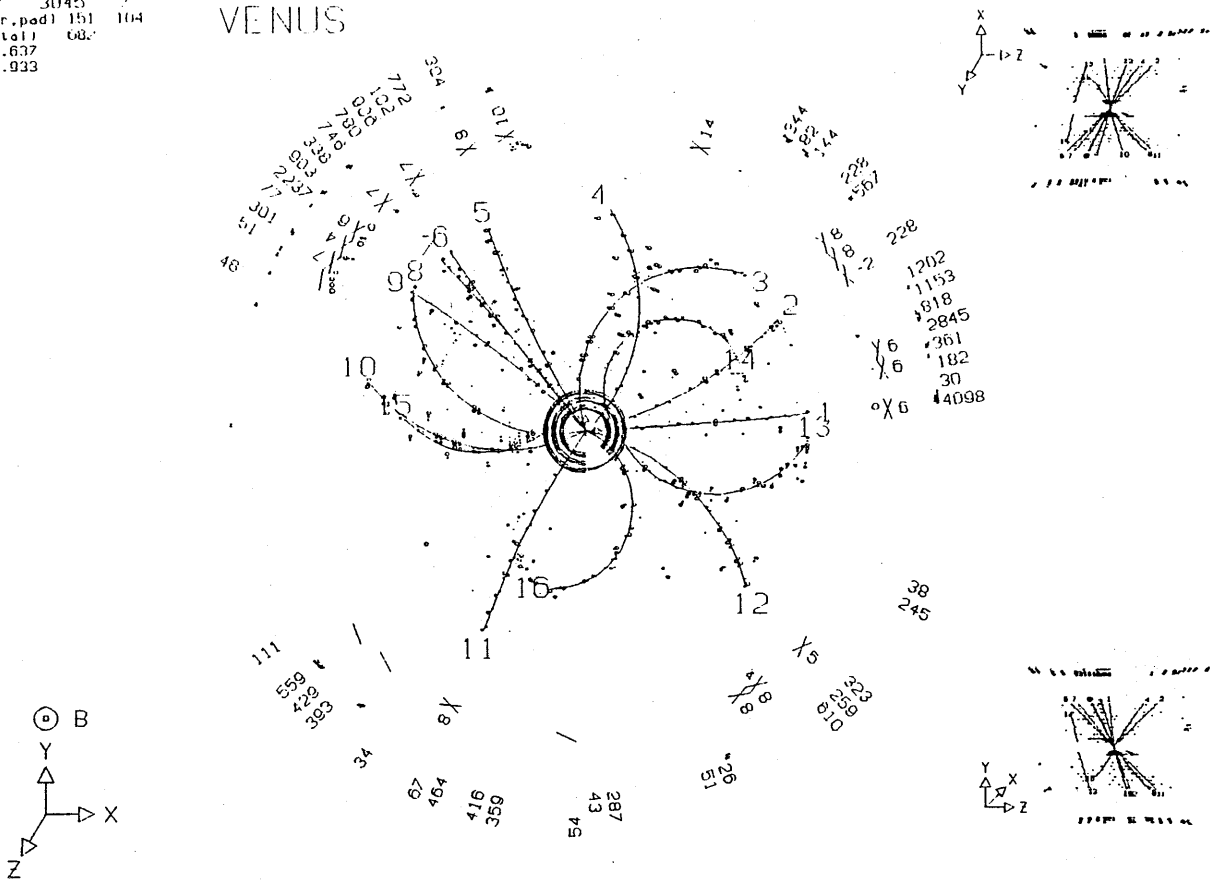


圖 3.6.7

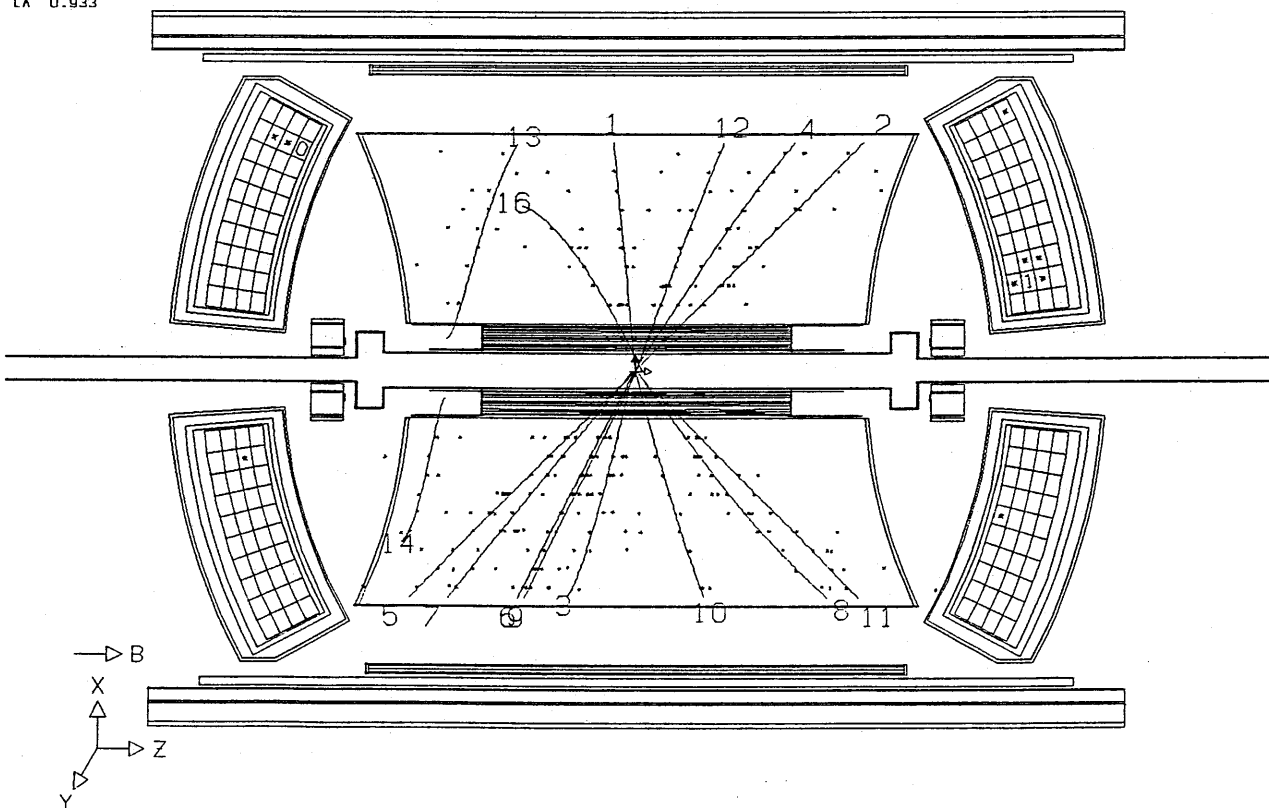
4197 3045 1  
 IC(wir,pad) 151 104  
 DC(total) 682  
 LG 24.637  
 LA 0.933

# VENUS



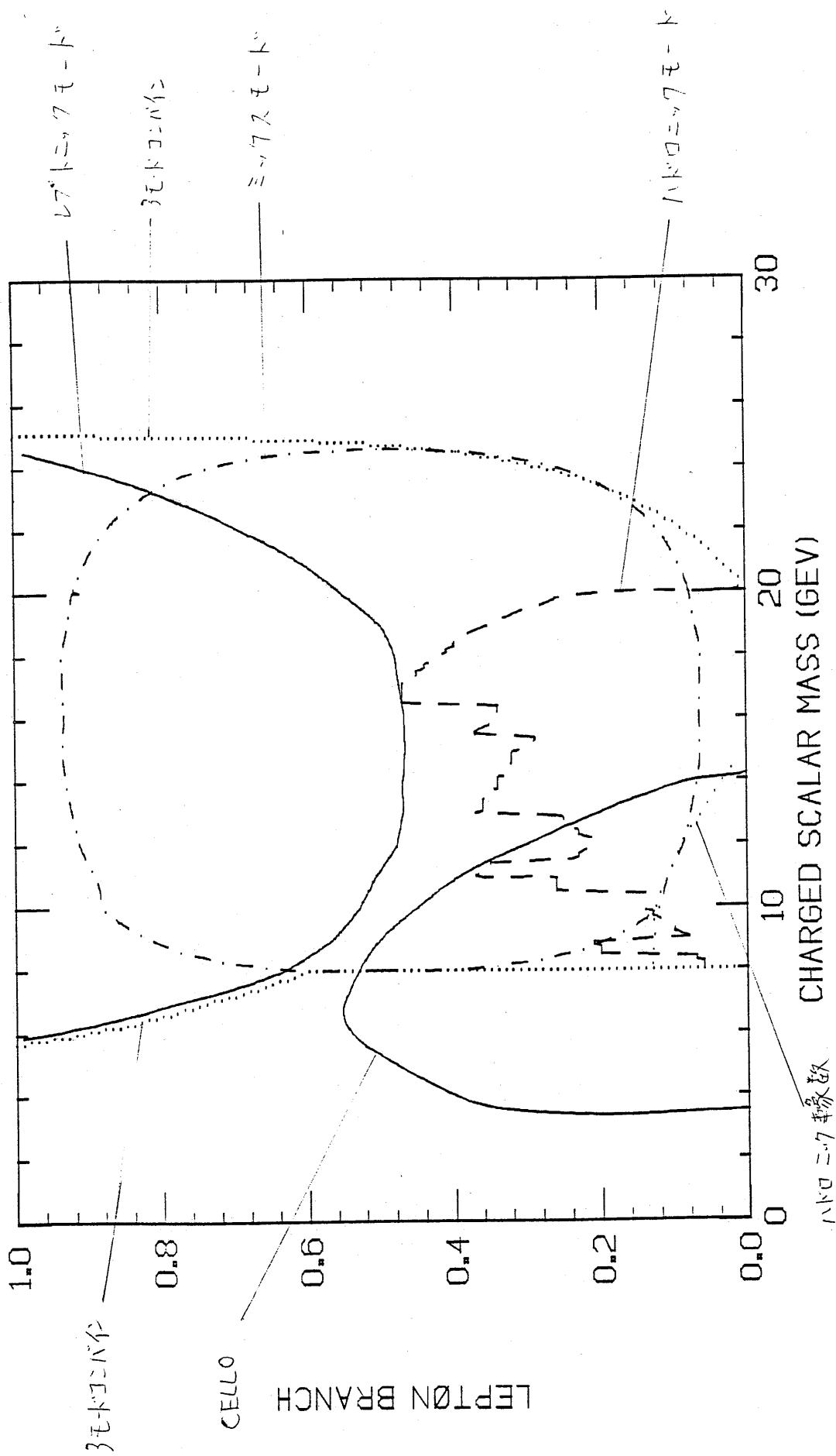
4197 3045 1  
 IC(wir,pad) 151 104  
 DC(total) 682  
 LG 24.637  
 LA 0.933

# VENUS





# CHARGED SCALAR MASS LIMIT CURVE



# CHARGED SCALAR CROSS SECTION CURVE

