

第7章 タウニュートリノ反応の探索

7.1 タウニュートリノ反応の探索方針

ニュートリノはクォークと W^\pm 粒子を交換する相互作用で荷電レプトンになる。電子ニュートリノならば電子を生成し、ミューニュートリノならばミュー粒子を生成する。この反応を荷電カレント反応という。タウニュートリノ反応の検出は荷電カレント反応で作られたタウ粒子の同定によって行う (図 7.1)。

これに対して Z^0 粒子を交換しての相互作用を中性カレント反応と呼ぶ。中性カレント反応の場合はニュートリノの種類を探る反応として役に立たない。中性カレント反応の断面積は荷電レプトンの質量が無視できるほど大きな運動量を交換する領域で、荷電カレント反応の約 3分の1である。この中性カレント反応はタウニュートリノ反応へのバックグラウンドとして影響する。

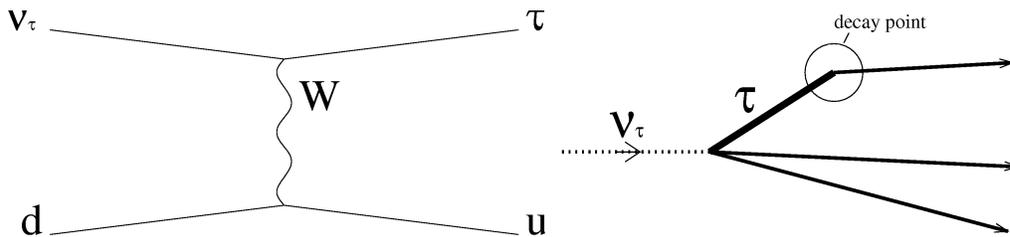


図 7.1: タウニュートリノ荷電カレント反応の代表的なファインマンダイアグラム (左図) と実験室系での描像 (右図)

7.1.1 タウ粒子の一般的描像

タウ粒子は寿命が約 0.3×10^{-12} 秒で、崩壊の幾何学的特徴は一本の荷電粒子に崩壊する割合が 85%と高いことである (表 7.1)。DONUT 実験のタウニュートリノのエネルギーでは生成したタウ粒子はニュートリノ反応点から平均 2mm 飛んで崩壊すると予想される。崩壊までの飛距離の分布と崩壊後の娘粒子の運動量の分布を図

7.2に示す。これから娘粒子の運動量は95%が1GeV/c以上の高い値を持つ。また崩壊の角度を図7.3に示す。解析はまず折れ曲がりを検出し、次に折れ曲がり後の娘粒子の運動量を求めて、崩壊横向き運動量を算出してタウ粒子の崩壊であるかの判定を行う。

崩壊様式	荷電粒子	崩壊比
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\tau \rightarrow \mu$	18%
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\tau \rightarrow e$	18%
$\tau^- \rightarrow h^- n h^0 \nu_\tau$	$\tau \rightarrow h$	50%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n h^0 \nu_\tau$	$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	14%

表 7.1: タウ粒子崩壊様式

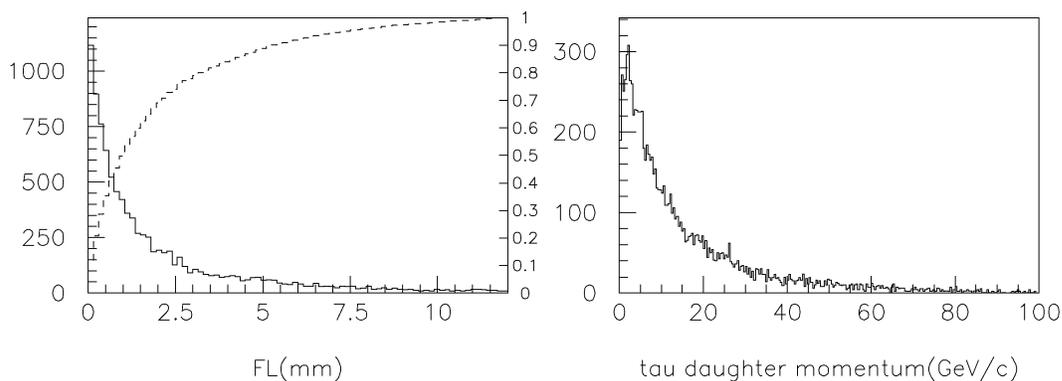


図 7.2: 左図:M.C.によるタウ粒子の崩壊までの飛距離、点線はその飛距離までに崩壊する割合(右目盛)。右図:タウ粒子の崩壊後の娘粒子の運動量分布。1GeV/c以上に95%が含まれる。

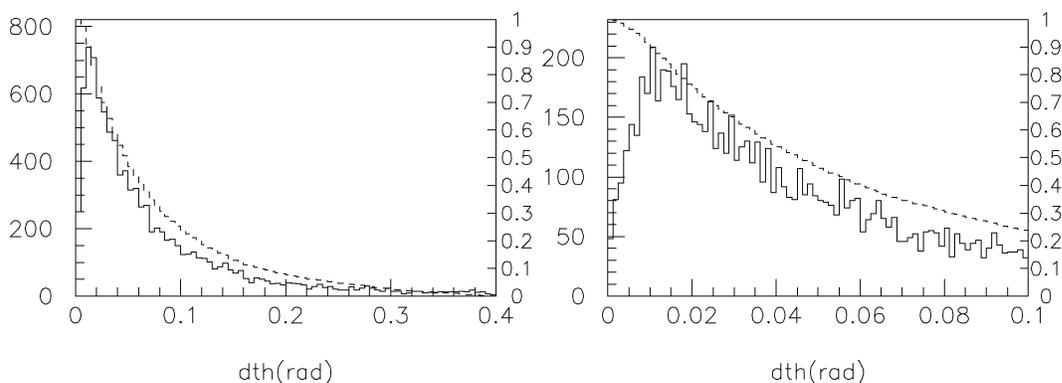


図 7.3: M.C.によるタウ粒子の崩壊角度、点線はその角度以上になる割合(右目盛)。右図は小さい崩壊角度領域の分布

7.1.2 タウ粒子の飛距離による探索手法の場合分け

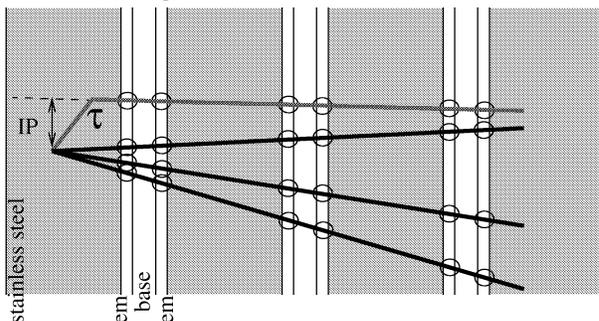
図 7.2 より、タウ粒子の崩壊までの飛距離は10mm までで95%以上となるため、タウ粒子の崩壊の探索の領域をニュートリノ反応点からビームに沿って10mmを確保した。ビームに垂直な方向は $\pm 1.3\text{mm}$ に設定して反応点から発生する最大 $\tan\theta = 0.4$ の角度を持つ飛跡に対して、どのターゲットタイプについても3マイクロトラックが確保できるようにした。

ニュートリノの反応点がECCタイプの鉄板の中の場合、タウ粒子の飛距離によっ

て鉄板中で崩壊してしまうことがある。この場合崩壊後の娘の飛跡のみが捕らえられることとなる。これをタウ粒子の「short flight 崩壊」と呼ぶ。これに対して、飛距離が長くタウ粒子の飛跡がマイクロトラックとして記録される場合をタウ粒子の「long flight 崩壊」と呼ぶ。タウ粒子の崩壊の探索は「short flight 崩壊」の場合は0でないインパクトパラメータを持った娘粒子の存在で、「long flight 崩壊」の場合は飛跡の「折れ曲がり」で行う。

図 7.4 に両方の概念図を示した。鉄板の厚みは 1mm なので初めのマイクロトラックまでの距離は平均 0.5mm となり、図 7.2 から「short flight 崩壊」と「long flight 崩壊」の比は約 1 : 3 と見積もられる。

short flight 崩壊



long flight 崩壊

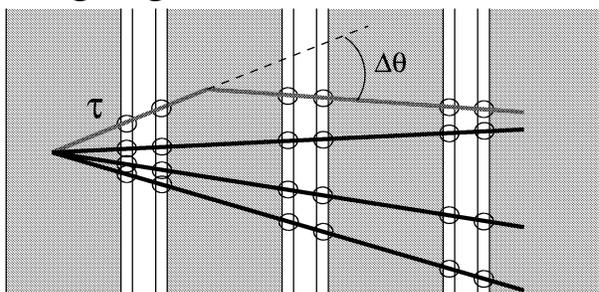


図 7.4: タウ粒子の「short flight 崩壊」(上図)と「long flight 崩壊」(下図)の ecc200 における概念図。丸で囲った所がマイクロトラック。short flight 崩壊はタウ粒子の崩壊の娘粒子の一次反応点とのインパクトパラメータ (IP) を使って折れ曲がりを検出する。

7.1.3 タウ粒子の崩壊と似た現象との弁別

タウ粒子の崩壊の候補として検出される飛跡の折れ曲がりには折れ曲がりの位置が真空中ではなく鉄板であったり原子核乾板であったりするため、一次反応点から発生したタウ粒子でない荷電粒子と原子核との相互作用が混入する。

例えば電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応で生成した電子、ミュー粒子の電磁散乱はバックグラウンドとなり得る(図7.5)。ここで折れ曲がりの横向き運動量 p_T を娘粒子の運動量 P と折れ曲がりの角度 $\Delta\theta$ を用いて $p_T \equiv P \times \sin(\Delta\theta)$ と定義すると、タウ粒子の崩壊の場合は横向き運動量が $400\text{MeV}/c$ 程度なのに対して、ECCターゲットの鉄板一枚で受ける多重電磁散乱の量は $3\text{MeV}/c$ 強に過ぎない。またラザフォード散乱は図7.6に示す p_T 分布を持ち、閾値を設けることでこの現象の混入を減らすことができる。仮に崩壊探索を行った203例のニュートリノ反応の全てが荷電カレント反応で、発生したレプトンが鉄中を 10mm 通過した場合、 p_T が $100\text{MeV}/c$ 以上のラザフォード散乱は0.3個以下である。

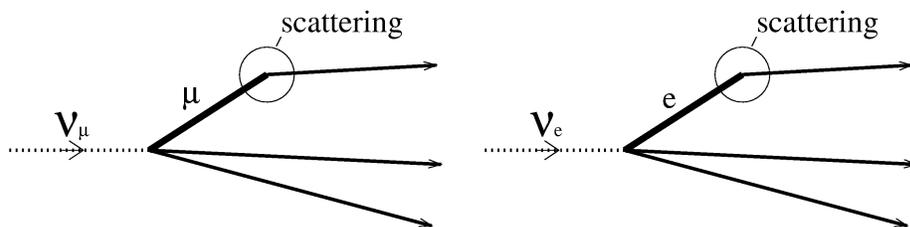


図 7.5: ミュー粒子、電子の電磁散乱

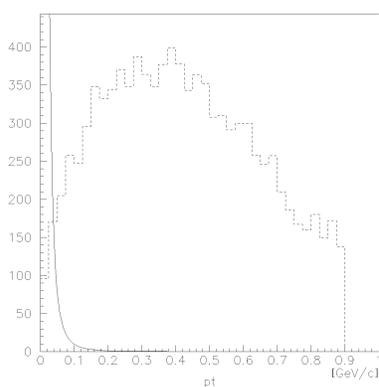


図 7.6: 電子、ミュー粒子の散乱の p_T 分布(実線)とタウ粒子の崩壊 p_T 分布(点線)

次に中性カレント反応によるタウ粒子のバックグラウンドについて分析する。

折れ曲がった後の娘粒子がハドロンの場合、中性カレント反応の一次反応点から発生したハドロンと原子核との二次衝突がタウニュートリノ反応のバックグラウンドとなる(図7.7)。衝突された原子核の破片やオージェ電子の確認による識別はECCの鉄板中では不可能である。しかしハドロンの二次衝突は運動量、 p_T の分布(図7.8)がタウ粒子のそれ(図7.9)と比べて小さいので、運動量と p_T の値に最低値を要求することでタウ粒子の崩壊に対してのバックグラウンドの比率を下げる可以降低ことができる。

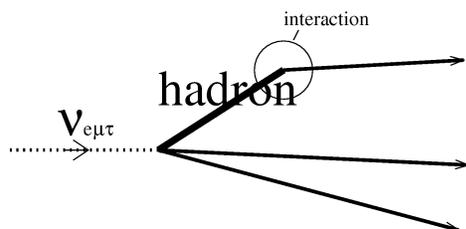


図 7.7: ハドロンの二次衝突

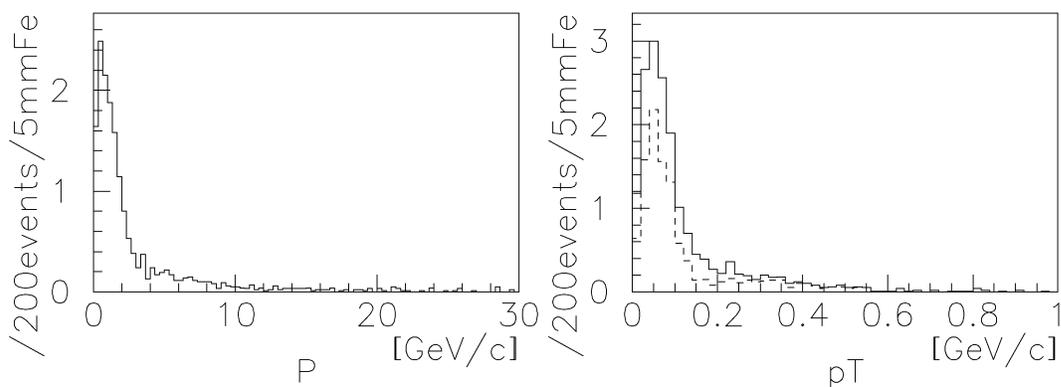


図 7.8: 左:ハドロンの二次衝突の娘の運動量分布 (200 ニュートリノ反応の 5mm 厚の鉄中での折れ曲がりの数に規格化) 右:ハドロンの二次衝突の折れ曲がりの横向き運動量の分布。点線は運動量 1GeV/c 以上の条件を入れた場合。

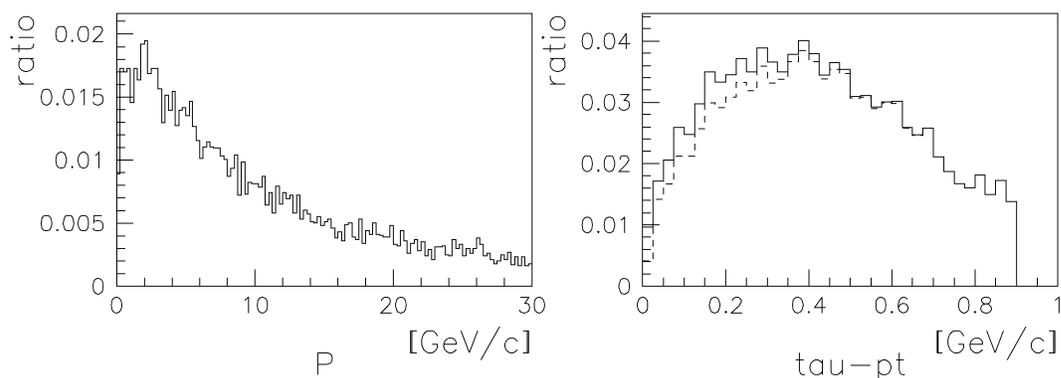


図 7.9: 左:タウ粒子の娘の運動量分布。右:タウ粒子の崩壊の横向き運動量の分布。点線は運動量 $1\text{GeV}/c$ 以上の条件を入れた場合。

最後までタウ粒子のバックグラウンドとして残るものはチャーム粒子である。崩壊の幾何学的様相だけではチャーム粒子はタウ粒子と区別がつけられない。寿命や崩壊の横向き運動量はタウ粒子と同程度で、電子やミュー粒子にも崩壊する。チャーム粒子は電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応の約7%[15]生成するが、一次反応点からは電子またはミュー粒子が必ず作られる。従ってこのレプトンを同定できればタウ粒子のバックグラウンドとなるチャーム粒子を排除出来る(図 7.10)。

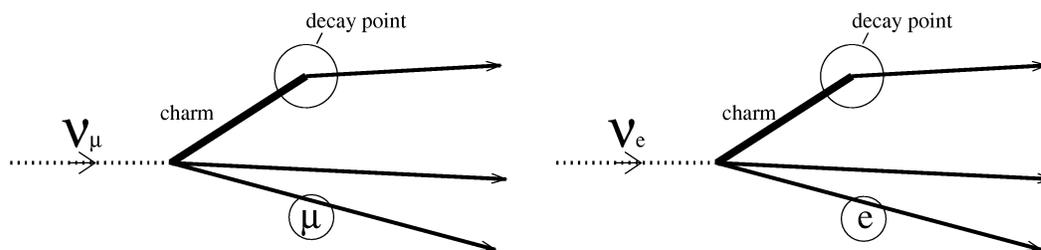


図 7.10: チャーム粒子の崩壊、一次反応点からの電子、ミュー粒子の同定でタウニュートリノ反応と区別を行う。

結局、タウニュートリノ反応の検出は幾何学的な「折れ曲がり」の検出、娘粒子のレプトンの同定、運動量測定、最後にチャーム粒子の崩壊を疑って一次反応点で作られるレプトンの同定によるチャーム粒子の排除という手法で行う。

レプトンの同定

ミュー粒子の同定は、後方の $\mu-ID$ カウンターで行った。チャーム粒子の排除に必要なミュー粒子に対してのアクセプタンスは80%と見積もられる。

電子の同定は次に述べる方法で行った。電子は原子核乾板ターゲット中で制動輻射によりガンマ線を放出し、そのガンマ線は続いて電子対創生を行う (図 7.11)。電子を同定する検出効率は飛跡の追跡距離が長く、電子の運動量が大きいほど高い。M.C.simulation で求めた検出効率は図 7.12 である。電子ニュートリノの荷電カレント反応からの電子に対して、1 放射長追跡した場合 70%は同定が可能である (Appendix)。

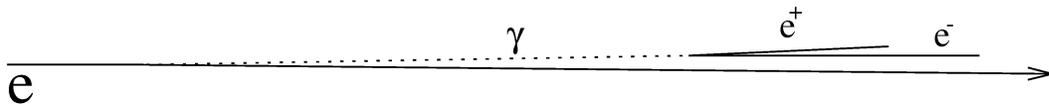


図 7.11: 電子は物質中で制動輻射によってガンマ線を放出し、ガンマ線は電子対生成を行う。

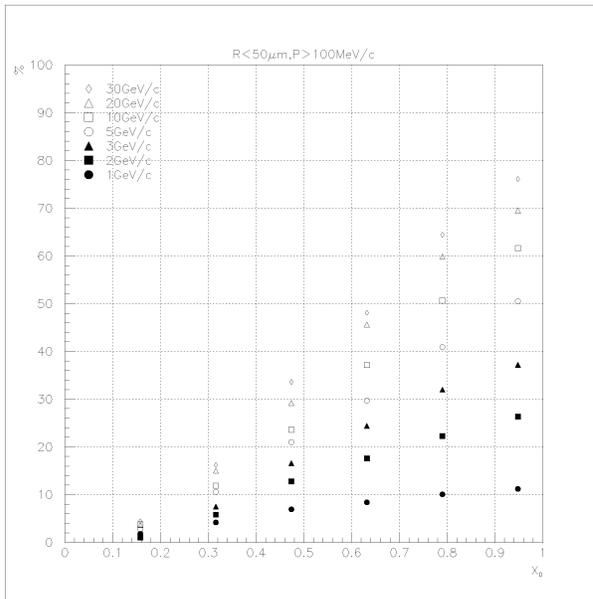


図 7.12: M.C. による電子同定の効率。横軸は放射長を単位とした追跡距離。電子の運動量が高く、追跡距離が長いほど検出効率が上がる。

運動量測定

物質中での荷電粒子の平均多重電磁散乱角は運動量の逆数に比例する。原子核乾板ターゲット内で粒子の飛跡に沿って多数の点を測定することで多重電磁散乱による散乱角度が測定でき、運動量が求まる。運動量 (P) と物質で受ける散乱角度 (θ_0) には $\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}/c}{\beta c P} \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)]$ という関係がある [4]。ここで x は物質の厚さ、 X_0 は放射長である。測定される散乱角度 θ_M と角度測定の精度 $\delta\theta$ に対して、 $\langle\theta_0^2\rangle = \langle\theta_M^2\rangle - \langle\delta\theta^2\rangle$ の関係にあるので、測定可能な運動量の上限は角度測定の精度で決まる。角度測定の精度はプレート間のアラインメント精度 (σ_1) と各点の位置の読み取り精度 (σ_2) とベースラインの長さ (L) から $\sqrt{2}\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}/L$ となる。ここで $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ は6章の図6.2から、ECCタイプでは $0.3/\sqrt{2} = 0.21[\mu\text{m}]$ 、BULKタイプでは $0.4/\sqrt{2} = 0.28[\mu\text{m}]$ である。例えばecc200のターゲットで鉄板一枚の最小単位を用いたとき、測定可能な運動量の上限は $8.8\text{GeV}/c$ である。

多重電磁散乱で求まる運動量の精度は、独立な測定点の数 (N) を多く取るほど向上し、以下の式で表される。

$$\frac{d(1/P)}{1/P} \equiv \frac{d\theta}{\theta} = \frac{1}{1 - \delta\theta^2/\theta_M^2} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (7.1)$$

タウ粒子崩壊の探索領域を用いた場合の運動量の誤差は、図7.13に示した。放出角が大きいと直方体の側面から逃げてしまって、測定点が少なくなり精度が落ちる。必要に応じて、運動量の精度を上げるための追加の測定を行った。

この方法での運動量測定についてはテスト実験により確認している。詳細はAppendix参照の事。

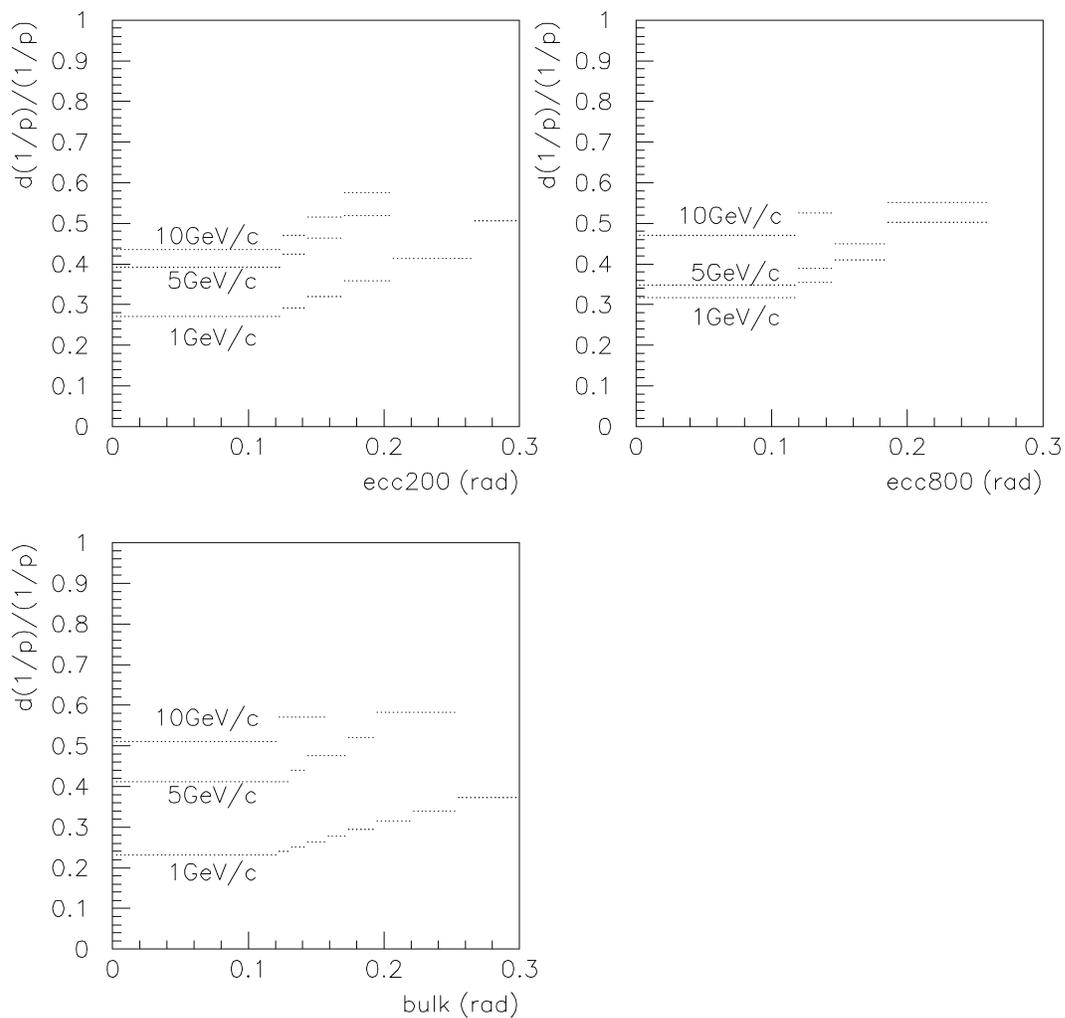


図 7.13: 標準の崩壊探索領域を用いた運動量測定の精度。粒子の角度と運動量によって決まる。高い運動量で大きな角度のものは散乱角度が測定誤差に埋もれて測定不能となる。

7.2 タウ粒子の「short flight 崩壊」の探索

タウ粒子が崩壊してできる娘の飛跡が一次反応点に対してインパクトパラメータを持つことを利用してタウ粒子を探索した。一次反応点の位置はタウ粒子と同時に作られる数本の荷電粒子を使って求められる。

反応に絡む飛跡から任意に2本の飛跡を選び、その最接近距離が測定誤差から予想される期待値を超える飛跡の組について運動量を測定し、多重電磁散乱を含めた期待値との比較をした。更に選びだした事象に対して崩壊の横向き運動量を求め、タウ粒子の崩壊を選別した。

7.2.1 全2粒子組の最接近距離による選出

対象粒子

解析対象とした飛跡について述べる。測定の際の困難さからタウ粒子の娘の候補としてニュートリノビームに対する角度を $\theta < 0.3\text{rad}$ に限定した。これはタウ粒子の約85%を含んでいる。また予めタウ粒子の娘として3セグメント以上つながっている事で運動量の条件を課した。図5.10から約1GeV/c以上の要求に相当し、図7.2より95%のタウ粒子が対象となる。大まかに反応点を決定して、Impact parameter(IP) $< 15\mu\text{m}$ の条件で840本を選出し、 $15\mu\text{m} \leq IP < 200\mu\text{m}$ の粒子に対しては飛跡の再構成の失敗によって現れる余計な飛跡を予め除くため、更に崩壊探索領域を下流に突き抜けている事という条件をつけ加えた。これにより6本が付け加わり846本をタウ粒子の娘探しの対象とした。また二本の飛跡の最接近距離を計算する際に、どちらの飛跡も同じ面から始まっていることを条件とした。ここでは飛跡が込み合っている部分での検出効率(Appendix)の影響を受ける。

足切り

2本の最接近距離が小さなものについて足切りを行った。その足切りの値は最上流のマイクロトラックの位置から最接近位置までの深さ(dz)による関数とし、表7.2に条件を示した。例えばecc800について $dz = 0$ で $1.52\mu\text{m}$ 、 $dz = 1000\mu\text{m}$ で $2.54\mu\text{m}$ となる。これはマイクロトラックの位置測定精度により導かれる二直線間最接近距離の分布の標準偏差(次節で説明する図7.17の運動量無限大で多重電磁散乱の影響がない場合)の4倍の値である。

図7.14に最接近距離の分布を表す。横軸が最上流のマイクロトラックから最接近

するところまでの深さで、足きりの線を重ねて示した。図 7.14 右は予想されるエネルギー分布 (図 2.1) に従うタウニュートリノが生成するタウ粒子の short flight 崩壊について、上記の測定精度で各マイクロトラックの位置をぼかした後、タウ粒子の娘に対して最大の最接近距離を持つ組み合わせを表した。これによると表 7.2 の条件によるタウ粒子の残存率は 70%弱である。

以上の経過について対象の飛跡の本数と反応数の推移をまとめると表 7.3 となる。

ecc200	$IP > 1.36 + 1.36 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$
ecc800	$IP > 1.52 + 1.02 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$
bulk、bulkecc	$IP > 2.04 + 1.81 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$

表 7.2: 最接近距離足きりの条件

条件	粒子数/反応数
運動量カット (3 セグメント以上)、 $\theta < 0.3\text{rad}$	846/201
2 本の選出、同一 plate からデータがあること	771/188
最接近距離による足きり	139/40

表 7.3: short flight 崩壊探索の粒子数、反応数の推移

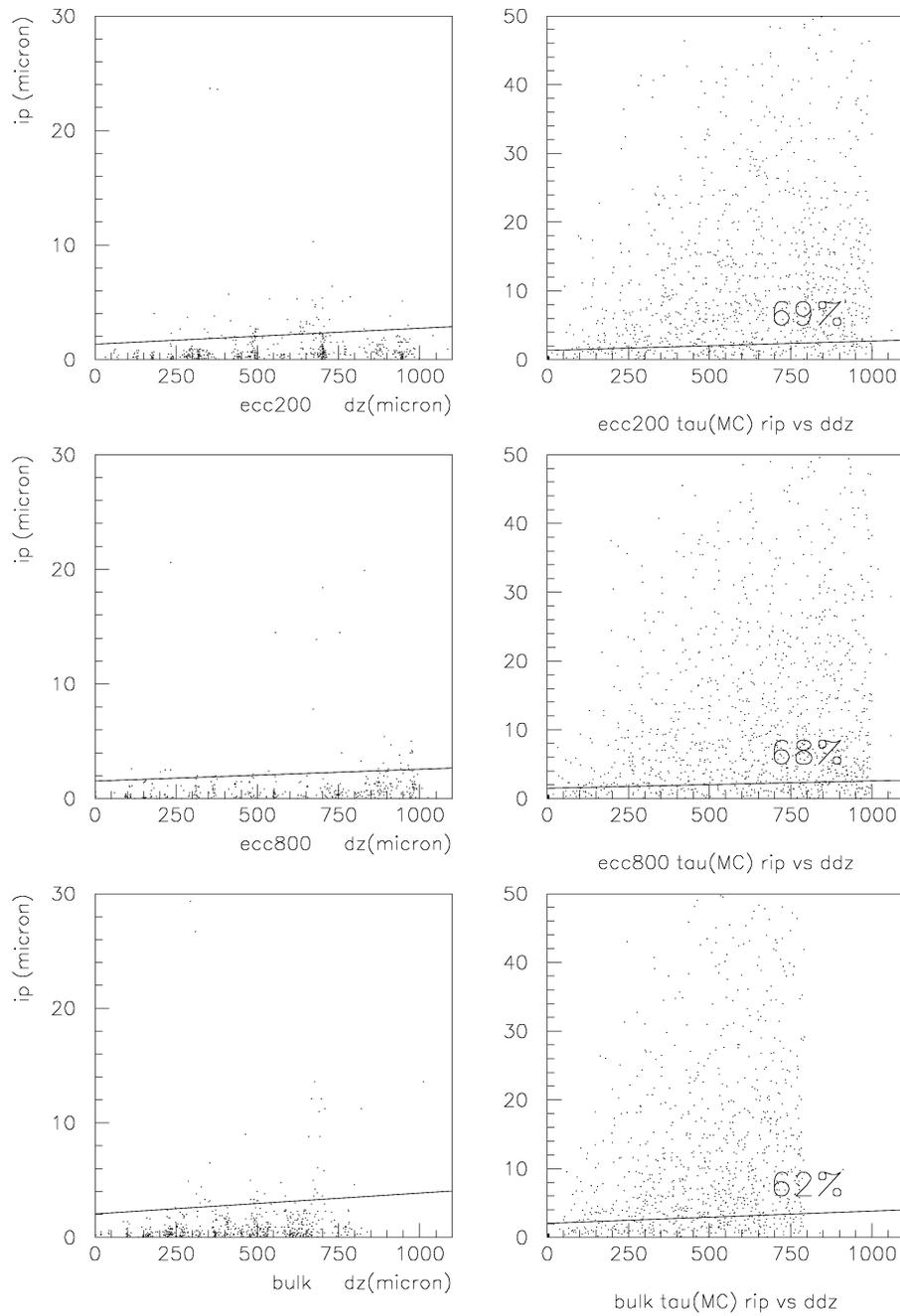


図 7.14: 2本組の最接近距離 (ip) の組んだ深さ (dz) に対する分布。左:データ、右:M.C. によるタウ粒子の分布。

多重電磁散乱を含めた解析

運動量を測定した後、それぞれの組に対して予想される最接近距離の広がりを見積もった。測定誤差と多重電磁散乱の二つの寄与による。

3つのマイクロトラックの座標を使って最小自乗法で飛跡の直線を求めたので、測定誤差の標準偏差は以下の様に求められる。ここで dz は最上流のマイクロトラックから最接近距離までの深さ、 σ_{ECC} と σ_{BULK} はマイクロトラックの位置測定精度で、図 6.2 から、それぞれ $0.3/\sqrt{2}\mu\text{m}$ 、 $0.4/\sqrt{2}\mu\text{m}$ の値を用いた。

$$\begin{aligned} \text{ecc200} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{1700}{3})^2}{1.09 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\ \text{ecc800} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2900}{3})^2}{2.01 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\ \text{bulk} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2370}{3})^2}{1.25 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{BULK}} [\mu\text{m}] \end{aligned} \quad (7.2)$$

また多重電磁散乱によって、図 7.15 に示すように有限の最接近距離が現れる。この影響を M.C.simulation によって見積もった。図 7.16 に $1\text{GeV}/c$ の運動量の粒子どうしの多重電磁散乱による最接近距離の広がりを示した。重ねて示した線は深さごとのガウス分布の広がりである。これは運動量に反比例する量である。

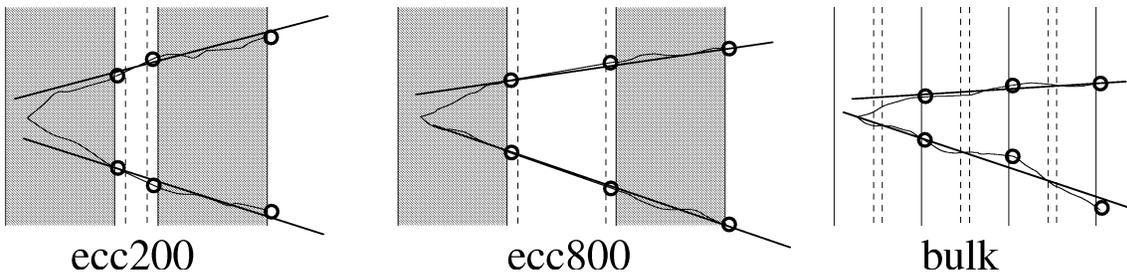


図 7.15: 電磁散乱による影響

これら測定エラーと多重電磁散乱の両方の寄与を合わせると最接近距離の予想値は図 7.17 となる。図の 5本の線は大きい側から $1, 2, 4, 8, \infty\text{GeV}/c$ の運動量をもつ粒子どうしに対しての最接近距離の期待値である。

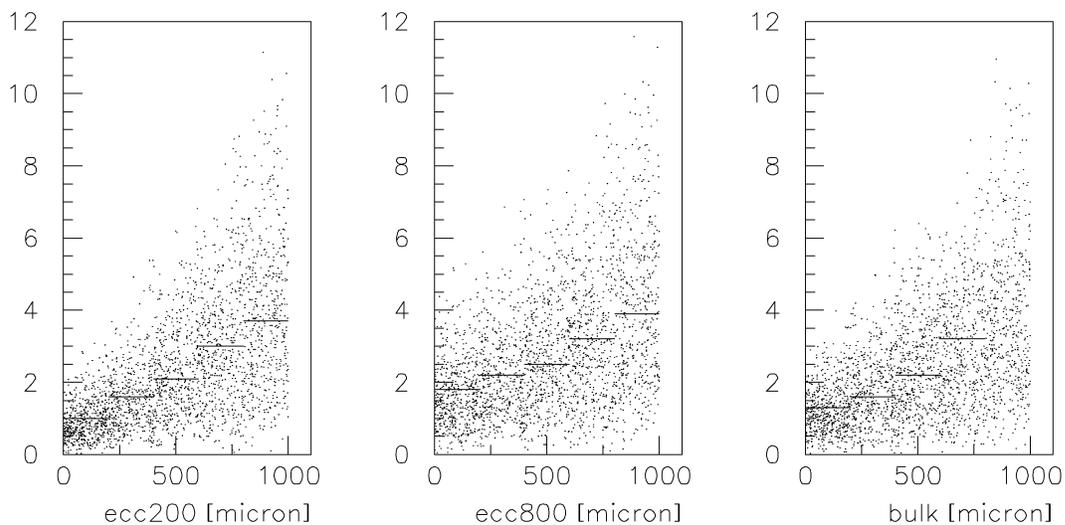


図 7.16: M.C. による $1\text{GeV}/c$ の運動量を持つ粒子どうしの多重電磁散乱からくる最接近距離の分布。深さ $200\mu\text{m}$ 毎の広がり の 1σ の値を横線で示した。

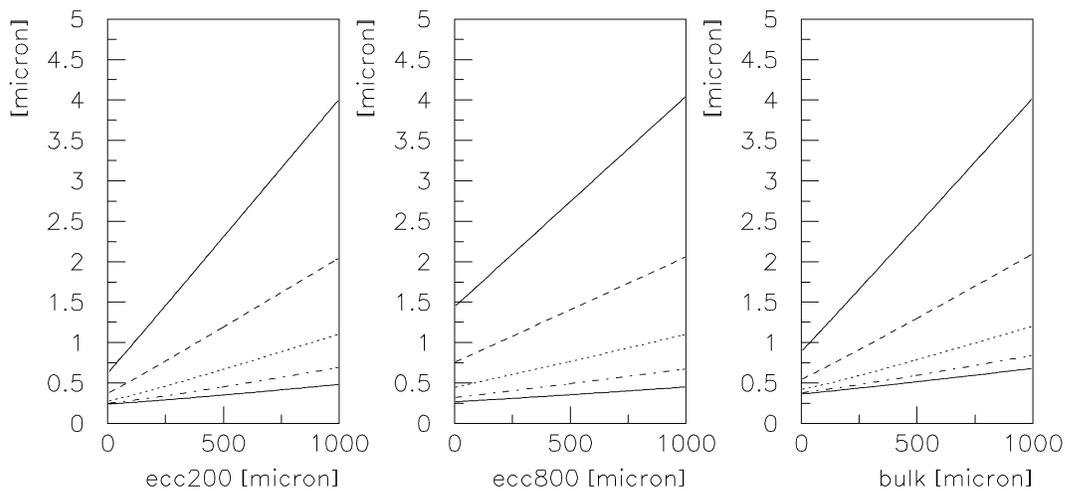


図 7.17: 測定誤差と多重電磁散乱による最接近距離の広がり の期待値。(大きい方から $1, 2, 4, 8, \infty\text{GeV}/c$ どのうしの粒子について)

最接近距離に対して足きりを行った後、それぞれの組について運動量を測定し、最接近距離を期待値で割った値 (σ) をヒストグラムにしたものを図 7.18 に示す。これに対して M.C.simulation によるミューニュートリノ反応で生成する荷電粒子に対する分布は図 7.19 である。運動量の測定誤差を入れない場合は同図右となり、同図左で期待値から大きく外れているものは測定点数不足により運動量の測定精度が足りないものである (図 7.13)。

$\sigma \geq 4$ の事象の一部について追加測定を行った結果、 σ の分布は図 7.20 となった。M.C.simulation によるタウ粒子崩壊に対する分布は図 7.21 となり、同図右で $\sigma \geq 4$ をとると short flight 崩壊に対して 55% 弱の検出効率となる。ただし図 7.21 ではタウ粒子の崩壊後の飛跡に対して最も大きな σ の値を持つ組のみを表した。

データでは全ての二本の飛跡の組み合わせで σ を計算しているので、一本の飛跡に絡んで複数の候補が現れる。図 7.22 に大きな σ をもつ組について反応毎に識別子をつけたものを示す。 $\sigma \geq 4$ の組をタウ粒子の崩壊の候補として選び出すと、図 7.19 の分布と対象にした飛跡の本数から、運動量の測定誤差によって多重電磁散乱の量を低く見積もってしまったために選び出されてしまう数は数本で、測定の追加を行って運動量の精度を上げることによって排除することができる。

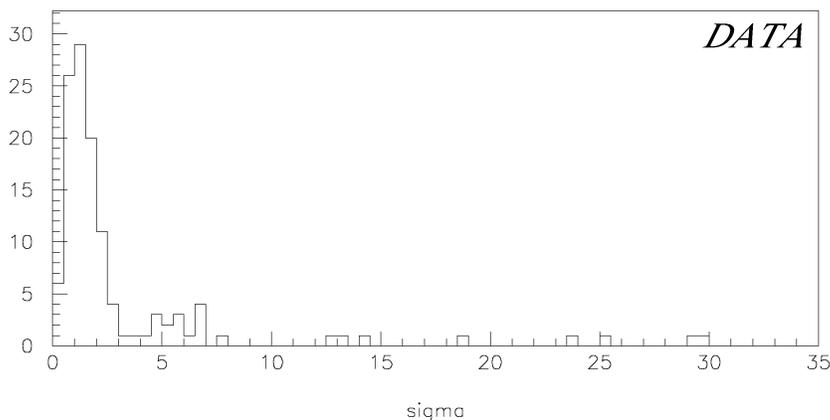


図 7.18: 2本の最接近距離を期待値で割ったもの (σ)

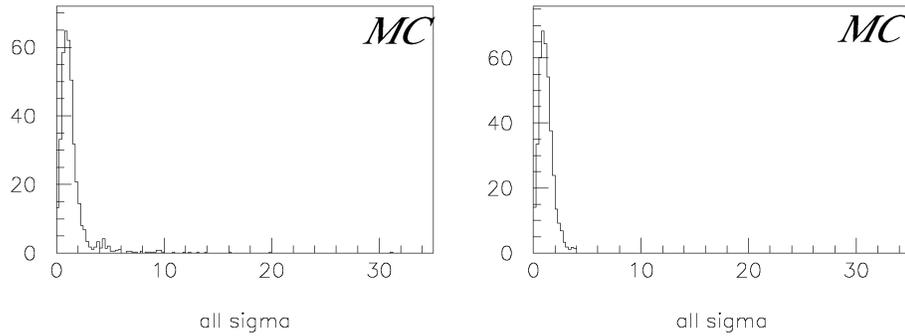


図 7.19: M.C. による一次反応点で生成した飛跡に対する σ の分布、左図は探索領域が限られていることによる運動量の誤差の影響を考慮した場合。右図は測定点の追加をして運動量の精度を上げた場合 (σ の大きなところの染み出しは排除される)。

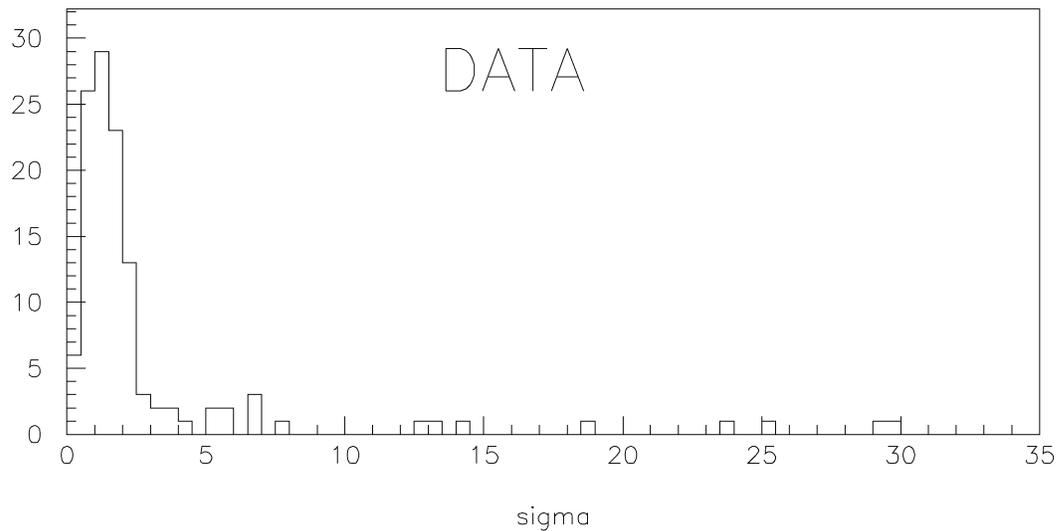


図 7.20: 運動量測定精度向上後の σ の分布

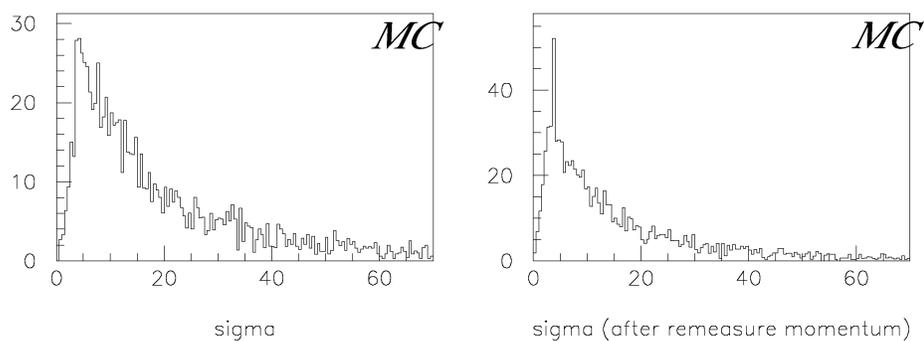


図 7.21: M.C によるタウ粒子の short flight 崩壊の σ の分布 (タウ粒子の娘に対して最大の値をもつ組のみ)。左図は運動量の測定誤差を考慮したもの、右図は左図において $\sigma \geq 4$ のものについて測定誤差 0 としたもの。 $\sigma \geq 4$ に約 55%。

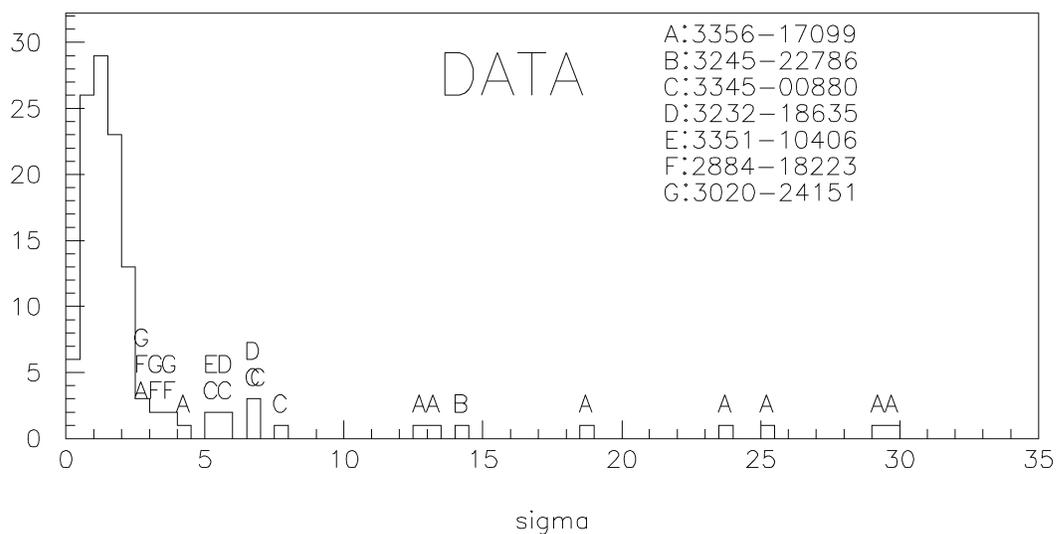


図 7.22: 図 7.20 の σ の分布で、反応毎にアルファベットをつけたもの。 $\sigma \geq 4$ に 5 反応ある。右上の数字は後述の表に対応する。

7.2.2 折れ曲がりの横向き運動量の解析

これまでの反応に絡む任意の2本の最接近距離の解析で、図7.22に示した $\sigma \geq 4$ の5例の事象は測定誤差、多重電磁散乱によるバックグラウンドの可能性が低いと考えられ、タウ粒子の崩壊候補として以下の解析を行う。

これらの反応は全て注目している2本の飛跡の他に何本かの一次反応点からの粒子があるので、それらを用いて一次反応点の位置を決定した。short flight 崩壊の場合、崩壊点(または二次衝突点)の位置は不明なので、図7.23で示す様に崩壊点を最下流と仮定して最小横向き運動量($minp_T$ と略す)を求め、評価した。 $minp_T$ は常に真の横向き運動量より小さくなる。

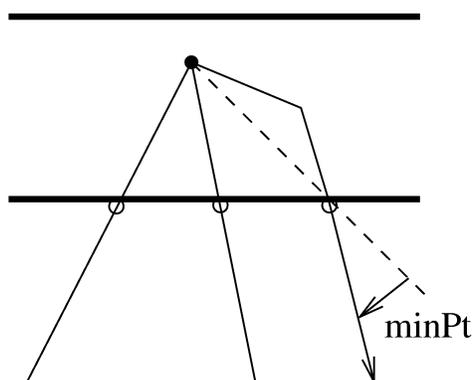


図 7.23: $minp_T$ の定義、常に真の p_T よりも低い値となる。

一次反応点の決定は発生した粒子の飛跡に沿って測定エラーと多重電磁散乱の大きさを見積もり、図7.24に示す様にそれぞれの飛跡の出発点として許される領域の、重なりあった点を求めた。真の一次反応点から i 番目の飛跡までの距離を d_i とすると、 n 本の飛跡に対する和 ($S \equiv \sum_{i=1}^n \frac{d_i^2}{\delta_i^2}$) は自由度 $2n$ の χ^2 分布に従う。一本の飛跡に対する広がり期待値 δ_i は多重電磁散乱と測定エラーによる深さ方向の関数で、前節の最接近距離の評価をする際に用いたものと同じである。

例として、選び出した5反応のうちの一つ(A:3356-17099)について紹介する。この反応に絡んで10本の粒子が選出され、最接近距離の評価によって崩壊の娘粒子の候補との間に有意な値が複数現れた。残りの9本が一次反応点から発生したと考えられるが、一本は検出効率の問題で同一認識面にマイクロトラックがないため、8本を用いて一次反応点を決定した。以上のことと運動量測定結果を表7.4にまとめた。次に空間内で S が最小値になる点の周りの S の分布は図7.25となる。図におい

て点線は自由度 $16(= 2 \times 8)$ の χ^2 分布において 95% が含まれる値である。 S が最小になる所が一次反応点と考えられ、この場合の反応点決定の精度は、図からビームに垂直な面で $\pm 0.5\mu\text{m}$ 、ビーム方向に $\pm 8\mu\text{m}$ と見積もられる。一次反応点と娘粒子の飛跡の距離は $23.9\mu\text{m}$ であり、 $minp_T$ は $0.153^{+0.078}_{-0.040}\text{GeV}/c$ と算出される。ここでついているエラーは一次反応点のエラーと運動量のエラーからの寄与である。

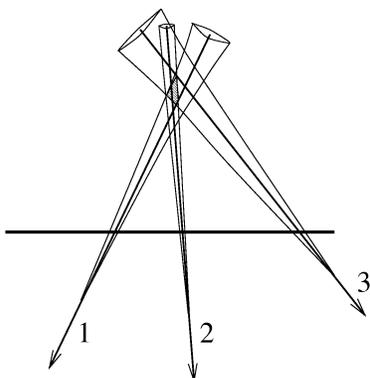


図 7.24: 一次反応点の決定。各飛跡に測定エラーと多重電磁散乱で重みをつけた。

番号	track#	$\theta_u[\text{rad}]$	θ_v	$P[\text{GeV}/c]$	コメント
1	4628	-0.0058	-0.0644	$7.2^{+5.8}_{-2.3}$	崩壊娘粒子
2	4654	-0.0411	-0.0567	$2.8^{+2.2}_{-0.9}$	
3	4712	-0.0302	-0.0342	$4.8^{+2.4}_{-1.3}$	
4	4732	0.1275	-0.0289	$1.5^{+1.2}_{-0.5}$	
5	4819	-0.0574	-0.0032	$2.5^{+1.3}_{-0.7}$	
6	4844	-0.0583	0.0123	$5.7^{+2.9}_{-1.5}$	
7	4862	0.0464	0.0102	$8.3^{+4.2}_{-2.2}$	
8	4933	0.0823	0.0371	$2.6^{+1.3}_{-0.7}$	
9	5120	0.0602	0.1120	$3.9^{+3.2}_{-1.3}$	
10	9057	-0.1864	0.0198	-	

表 7.4: 3356-17099 に絡む飛跡

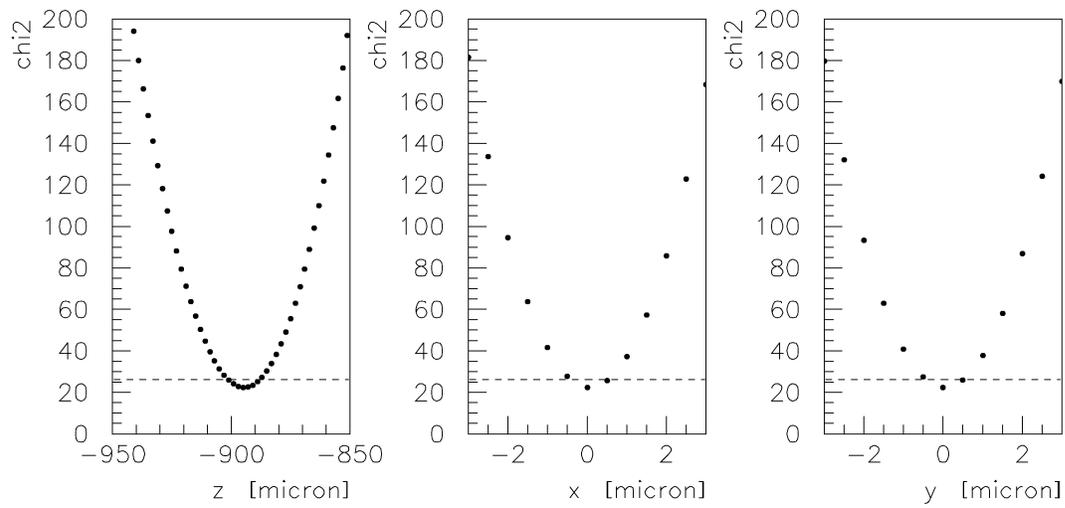


図 7.25: 3356-17099 の一次反応点の決定の際の $S \equiv \sum_{i=1}^n \frac{d_i^2}{\delta_i^2}$ の値の分布。点線は自由度 16 の χ^2 分布の 95% の値を示している。従って決定精度はビームに垂直方向に $\pm 0.5 \mu\text{m}$ 、ビーム方向に $\pm 8 \mu\text{m}$ と見積もられる。

表 7.5 に 5 反応についての $minp_T$ の値を示す。一反応中ただひとつの 2 本組だけが選り出されている場合、崩壊の娘を限定することができないので一本ずつ一次反応点からの粒子と仮定して一次反応点として収束する場合に $minp_T$ の計算を行った。 $minp_T$ の値を図 7.26 に表した。

7.1 節で述べた様に、タウ粒子のバックグラウンドとしてハドロンの二次衝突の運動量と横向き運動量はタウ粒子と比べて小さい側に分布する。しかしここではタウ粒子の崩壊の候補の選別のための閾値を設けることは後回しにして、まず表 7.5 の個々の反応について次の節で詳細に解析する。

	ev#	一次反応点 構成本数	track#	P [GeV/c]	dz [μm]	$minp_T$ [GeV/c]	二粒子組の σ_{max}
A	3356 17099	8	4844	$5.7^{+2.9}_{-1.5}$	895	$0.153^{+0.078}_{-0.040}$	29.9
B	3245 22786	3	4447	$4.8^{+7.9}_{-2.0}$	782	$0.105^{+0.172}_{-0.045}$	14.0
C	3345 00880	6	27245	$7.9^{+4.0}_{-2.1}$	985	$0.033^{+0.018}_{-0.009}$	7.8
D	3232 18635	3	7191	$0.29^{+0.23}_{-0.09}$	378	$0.024^{+0.019}_{-0.008}$	6.7
E	3351 10406	2	5817	$5.9^{+2.7}_{-1.5}$	834	$0.036^{+0.023}_{-0.019}$	5.2
		2	5814	$11.^{+5.4}_{-2.8}$	810	$0.048^{+0.037}_{-0.024}$	

表 7.5: 5 反応の $minp_T$ の値。運動量のエラーは 90% が入る範囲。 $minp_T$ のエラーは一次反応点の決定精度込み。

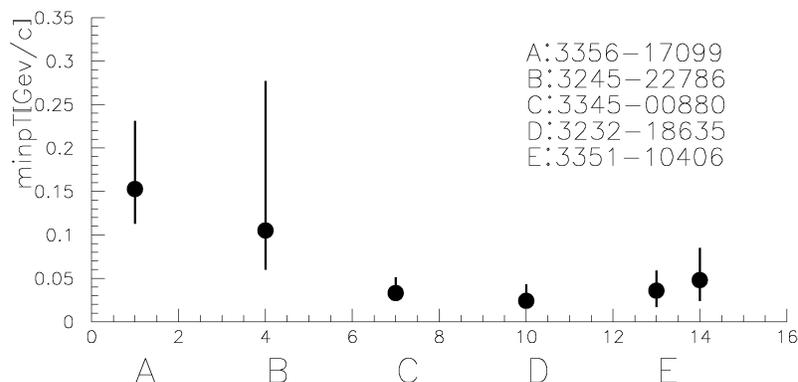


図 7.26: 5 反応の $minp_T$ の分布

7.2.3 個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析

● event:3356-17099

一次反応点はビーム方向に4つ設置した原子核乾板ターゲットのうち上流から3番目のターゲットの ecc800 の鉄中にある。このターゲットの構造は上流が ecc800、下流が bulk で反応点からターゲットの出口までに1.3放射長が残っている。

崩壊後の娘粒子は、ターゲットの出口まで追跡を行って電磁シャワーの発生が検出されなかったので電子ではなく、 $\mu-ID$ カウンターに信号もないのでハドロンと考えられる。また運動量測定の精度を得るために、多重電磁散乱の散乱角の測定を可能な限り追加した。図7.27に飛跡の直線からのばらつきを、縦軸にビーム方向をとって示す。比較のために同じデータ領域を通過している飛跡を並べた。ecc800とbulkの境目は $z = 604000$ である。 $z = 618000$ の辺りで娘粒子が約5mrad曲がっているのは原子核との弾性散乱と考えられる。タウ粒子の崩壊候補として選択されたのは($z : 590000 \sim 620000$)で測定された運動量の値を用いていた。追加したデータを使って運動量を測定する際、ecc800の部分($z : 590000 \sim 604000$)、kinkの上流のbulkの部分($z : 604000 \sim 617500$)、下流のbulkの部分($z : 617500 \sim 630000$)の三ヶ所に分けた。結果を表7.6に示す。三ヶ所の測定は誤差の範囲で一致している。それぞれの誤差の逆数の二乗を重みとして平均すると、運動量は $3.4^{+1.6}_{-0.8}$ GeV/c、 $minp_T$ は $0.091^{+0.043}_{-0.022}$ GeV/cとなった。

範囲	運動量測定結果 [GeV/c]
ecc800	$3.2^{+3.5}_{-1.1}$
bulk(kink 以前)	$4.0^{+3.2}_{-1.3}$
bulk(kink 以降)	$2.4^{+2.6}_{-0.9}$

表 7.6: short flight 崩壊の娘候補の運動量測定

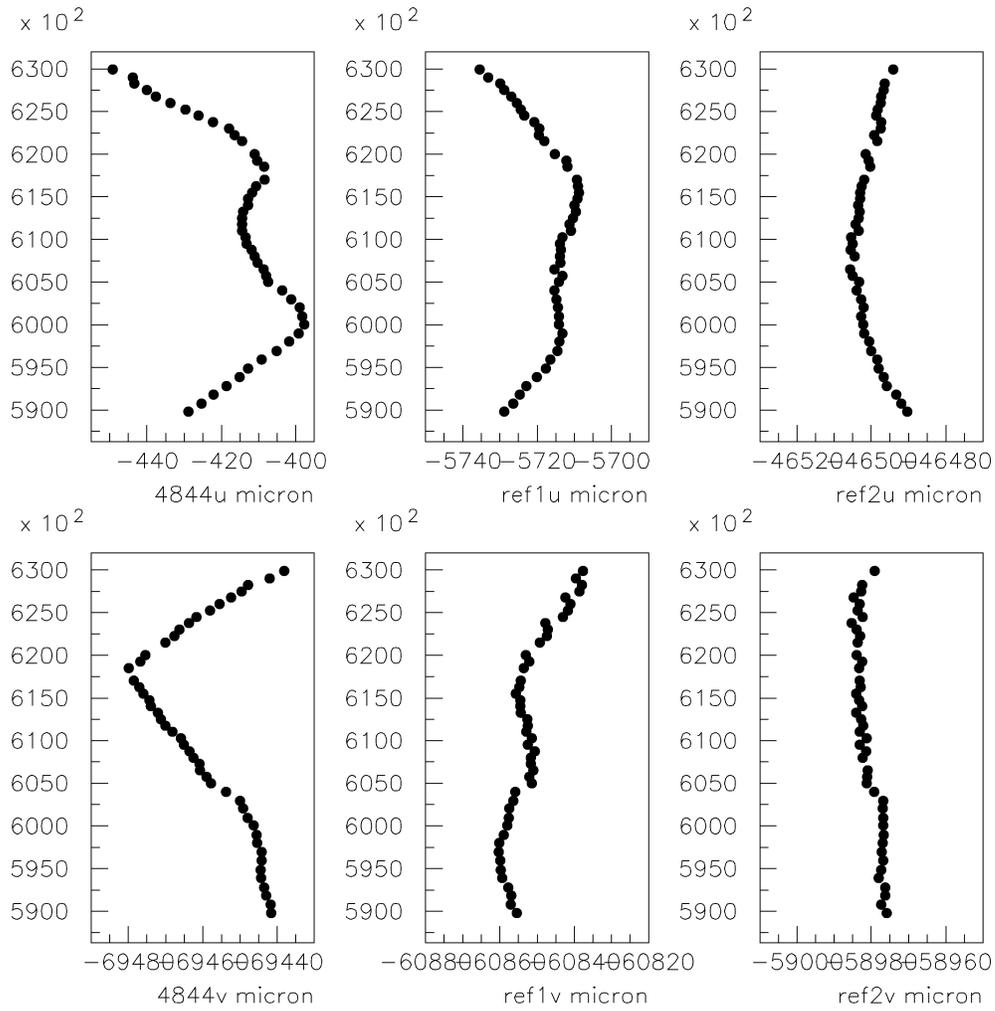


図 7.27: event3356-17099 飛跡の直線からのずれ。左端がタウ粒子の娘、右の2つはリファレンスの飛跡。上下が u,v それぞれのプロジェクション、縦軸はビーム方向 (z) である。 $z: 590000 \sim 604000 \mu\text{m}$ が ecc800、 $z: 604000 \sim 630000 \mu\text{m}$ が bulk。

一次反応点から発生している粒子の角度分布を図 7.28 に示す。図の「4844」の飛跡が崩壊の娘である。これらの粒子のターゲット出口での測定角度を SFT に延長したものを図 7.29 に示す。崩壊の娘（「4844」の飛跡）は次の 2 放射長の厚さの原子核乾板ターゲットを電磁シャワーの発生なしに通過していて、ハドロンと判定した原子核乾板ターゲット中の結果と矛盾しない。

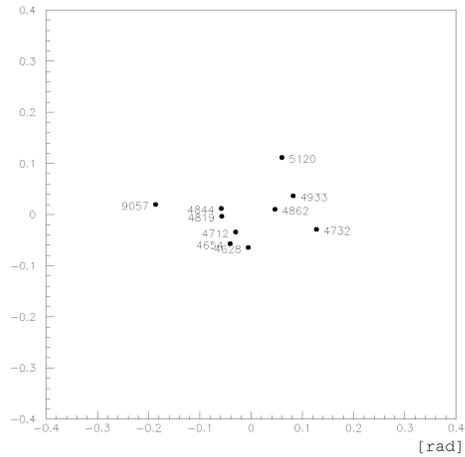


図 7.28: event3356-17099 一次反応点発生粒子の角度。4844 の飛跡はタウ粒子の娘候補

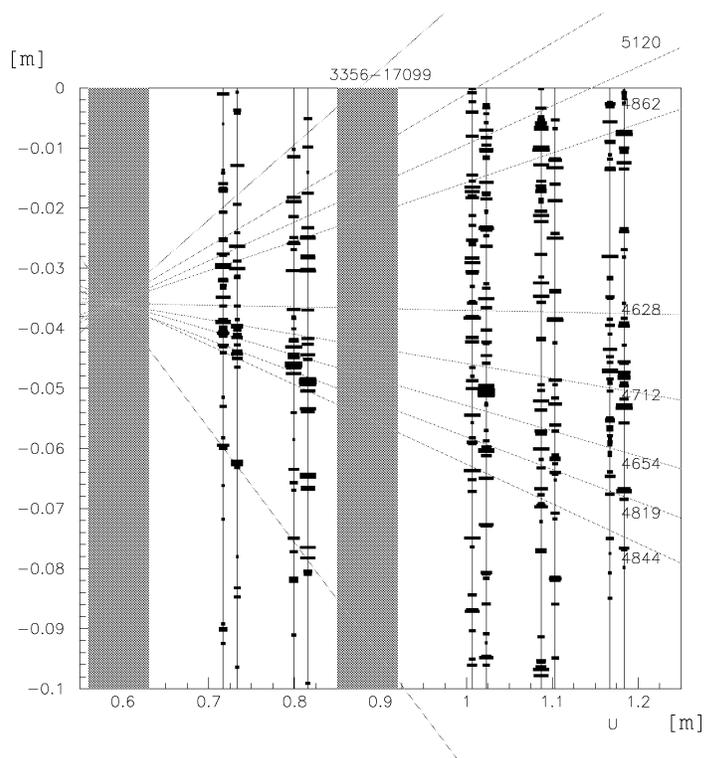
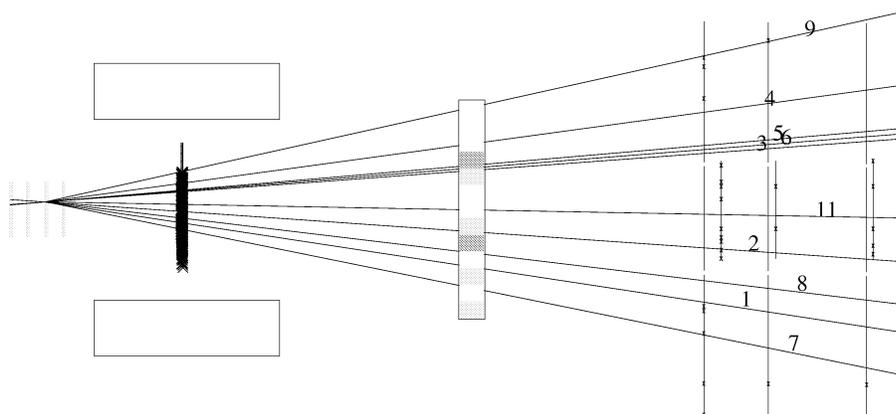
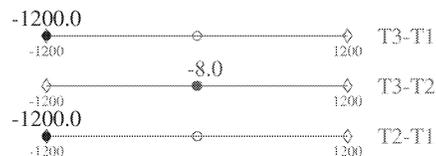


図 7.29: event3356-17099 module 出口の測定値を SFT に延長した図、4844 がタウ粒子の崩壊の娘、次の原子核乾板ターゲットを電磁シャワーを生成せずに通抜けしているのでハドロンとして矛盾がない。

一次反応点で生成した粒子のうち $\tan\theta < 0.25\text{rad}$ のものは1放射長追跡して、電磁シャワーの発生がない事が確認できた。これは約70%の信頼性で電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応を否定した事になる (Appendix)。ミュー粒子について、カウンターのヒットは図7.30である。図で特に「9」の飛跡は前の2枚の μ -IDカウンターに信号がある様にも採れる。しかし3枚目はアクセプタンス外であり、ミュー粒子であるとは断定できない。

チャーム粒子の可能性は否定され、娘粒子の運動量 $3.4_{-0.8}^{+1.6}\text{GeV}/c$ 、 $minp_T = 0.091_{-0.022}^{+0.043}\text{GeV}/c$ をもった、タウニュートリノ反応の候補である。

E872 Run= 3356 Event= 17099 Wght= 1.0

Triggers set
PHYSICS

Trk	Mom	chi	nht	Emul	vtx
1	0.0	0.8	7	411004933	1
2	0.0	0.0	0	411004862	1
3	0.0	0.0	0	411004819	1
4	-2.2	0.6	18	411004654	1
5	0.0	0.0	0	411004628	1
6	4.3	0.5	12	411004712	1
7	-2.3	0.4	17	411005120	1
8	-0.4	0.1	13	411004732	1
9	-4.9	0.8	13	412009057	1
10	1.5	3.9	12		0
11	0.0	0.0	0	422005484	1

図 7.30: event3356-17099 後方の検出器の様子 (side-view)、9 番の飛跡が図 7.28 における 9057 の飛跡で $\mu-ID$ の 1 層目と 2 層目にヒットがあるようにもとれるが、3 層目はアクセプタンス外

● event:3245-22786

一次反応点は上流から2番目の原子核乾板ターゲットの bulk 中である。反応点からターゲットの出口まで0.7放射長ある。

この反応は最接近距離の解析で選び出された二本の飛跡のうち一本の飛跡が $\mu - ID$ カウンターに信号がありミュー粒子と同定された。また一次反応点からの粒子のうち一本もミュー粒子と同定され、ミューニュートリノのチャーム生成反応と考えられる。この反応は bulk 中なので、手動解析によって更に詳しく調べることができた。それによると図 7.31 に示す様に、bulk plate の最上流にニュートリノ反応点があり、ミュー粒子が発生している。最接近距離の解析で選び出した飛跡は「4447」と「4615」である。飛跡 4447(μ) はベースの下部で一次反応点から発生した別の粒子から軌道を変えており、ここが崩壊点である。また short flight 崩壊探索の対象とはなっていない二本の粒子がこの崩壊点に付随しており、チャーム粒子の 3prong 崩壊であることが判明した。

図 7.32 は上から眺めた $\mu - ID$ のヒットの様子である。中央付近の2と3の飛跡がニュートリノ反応点からのミュー粒子とチャーム粒子崩壊の娘のミュー粒子である。

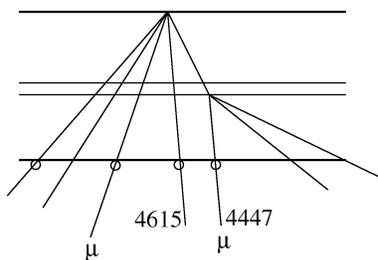


図 7.31: event3245-22786 bulk の手動解析の結果。bulk 一枚分を横から見た図。(o印は short flight 崩壊探索の対象とした粒子)

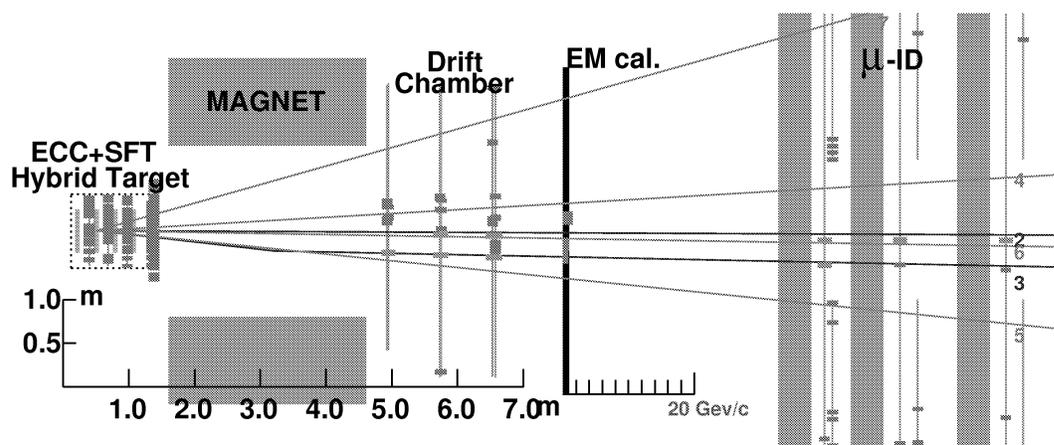


図 7.32: event3245-22786 上から眺めた $\mu-ID$ のヒットの様子、2 が一次反応点からのミュオン粒子。3 がチャーム粒子の崩壊の娘粒子

● event:3345-00880

一次反応点の位置は上流から3番目の原子核乾板ターゲットのecc800の鉄中である。反応点からターゲットの出口まで1.7放射長ある。

一次反応点に収束している粒子は7本で、1本の粒子(27245)が反応点に対して約 $4\mu\text{m}$ で最接近している。それぞれの角度分布を図7.33に示す。一次反応点からミュー粒子は発生していない。電子同定はまだ試みていないが、SFTのヒットから電磁シャワーの発達具合をみると1本の粒子(27333)が電子である可能性が疑われる(図7.34)。

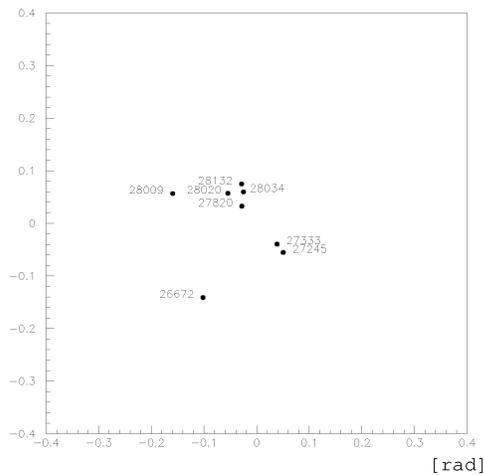


図 7.33: event3345-00880 の一次反応点からの粒子の角度分布。27245 が崩壊の娘粒子の候補

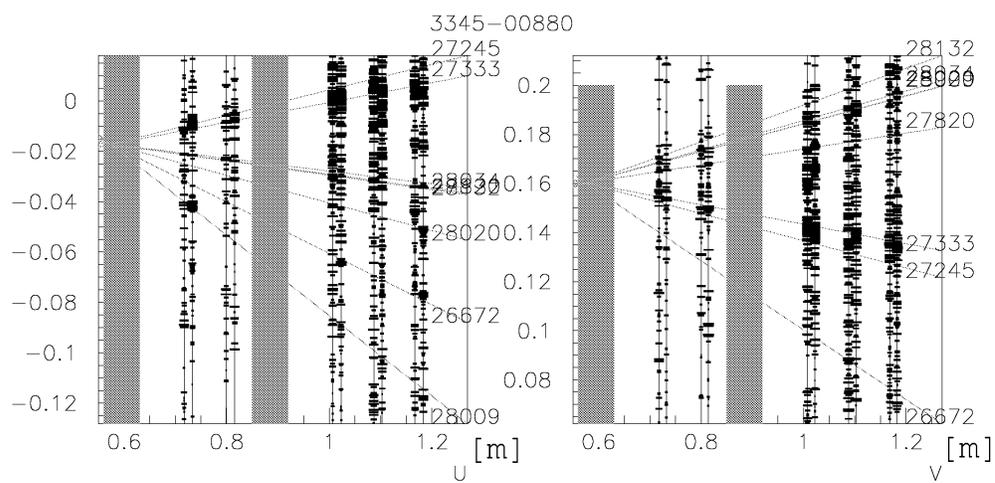


図 7.34: event3345-00880 の SFT のヒット。電磁シャワーの発達から 27333 の粒子が電子である可能性が考えられる (未確認)

● event:3232-18635

一次反応点の位置は上流から3番目の原子核乾板ターゲットのbulk中である。反応点からターゲットの出口まで0.12放射長ある。

一次反応点より発生している粒子の角度分布を図7.35に示す。そのうちの一本(7191)が反応点に対して約 $30\mu\text{m}$ で最接近している。この反応はbulk中にあり、手動解析によって一次反応点から発生した粒子の飛跡が折れ曲がっていることが確認できた。SFTのヒットは図7.36に示す。娘粒子(7191)の次の原子核乾板ターゲットでの散乱角の大きさは、測定された運動量の値と矛盾がない。7530の粒子は電磁シャワーの発達の様子から電子の疑いがあるが次の原子核乾板モジュールへの接続は行っていない。なお娘の運動量は $0.29_{-0.09}^{+0.23}\text{GeV}/c$ と低い。

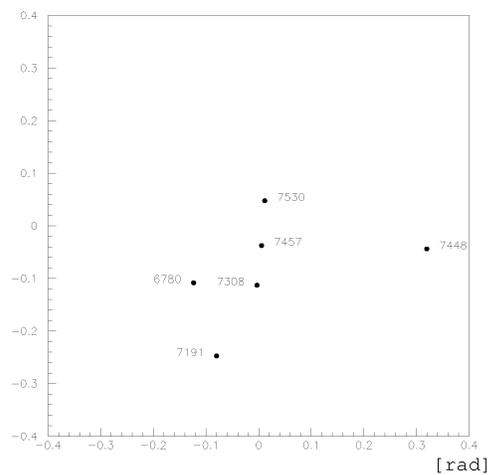


図 7.35: event3232-18635 の一次反応点からの粒子の角度分布。7191 が崩壊の娘粒子の候補

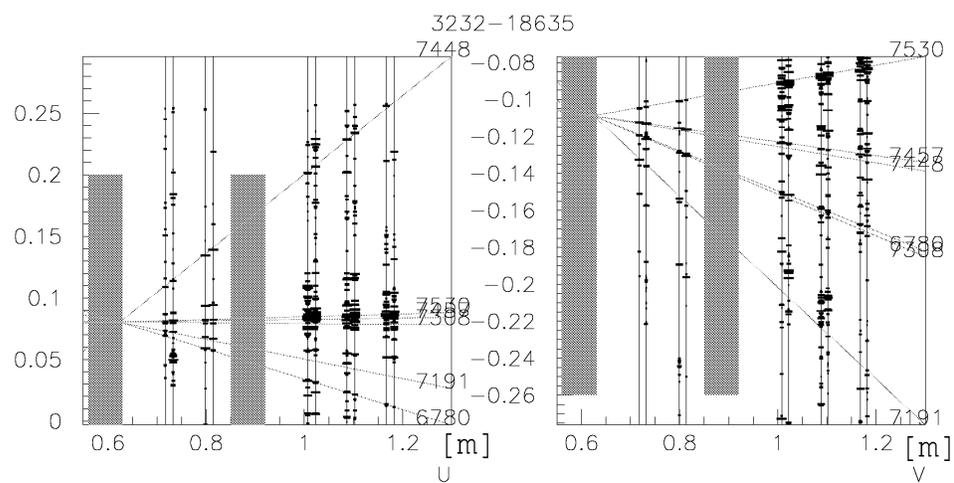


図 7.36: event3232-18635 の SFT のヒット。崩壊の娘候補 (7191) が次の原子核乾板ターゲットで受けている散乱は運動量測定値と矛盾がない。電磁シャワーの発達から 7530 の粒子が電子である可能性が考えられる (未確認)

● event:3351-10406

一次反応点の位置は上流から2番目の原子核乾板ターゲットの ecc800 の鉄中である。反応点からターゲットの出口までに1.8放射長ある。

この反応に付随する粒子の角度分布は図 7.37 に示した通りで5814がミュオン粒子である(図 7.38)。そして5814と5817の粒子が $3.3\mu\text{m}$ で最接近している。5817の飛跡は角度が大きいのので、運動量測定のために多重電磁散乱の散乱角の測定を追加した。

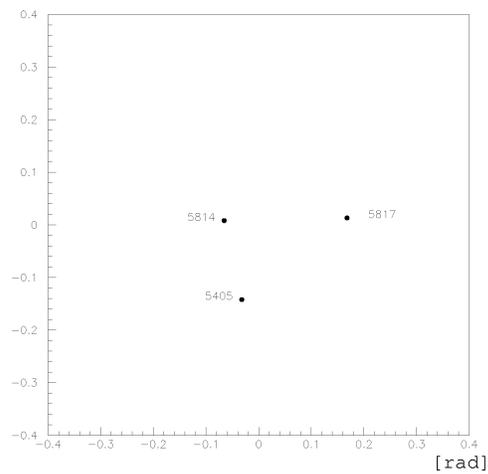


図 7.37: event3351-10406 の一次反応点からの粒子の角度分布。5814がミュオン粒子。5814と5817が $3\mu\text{m}$ で最接近しており崩壊の娘候補。

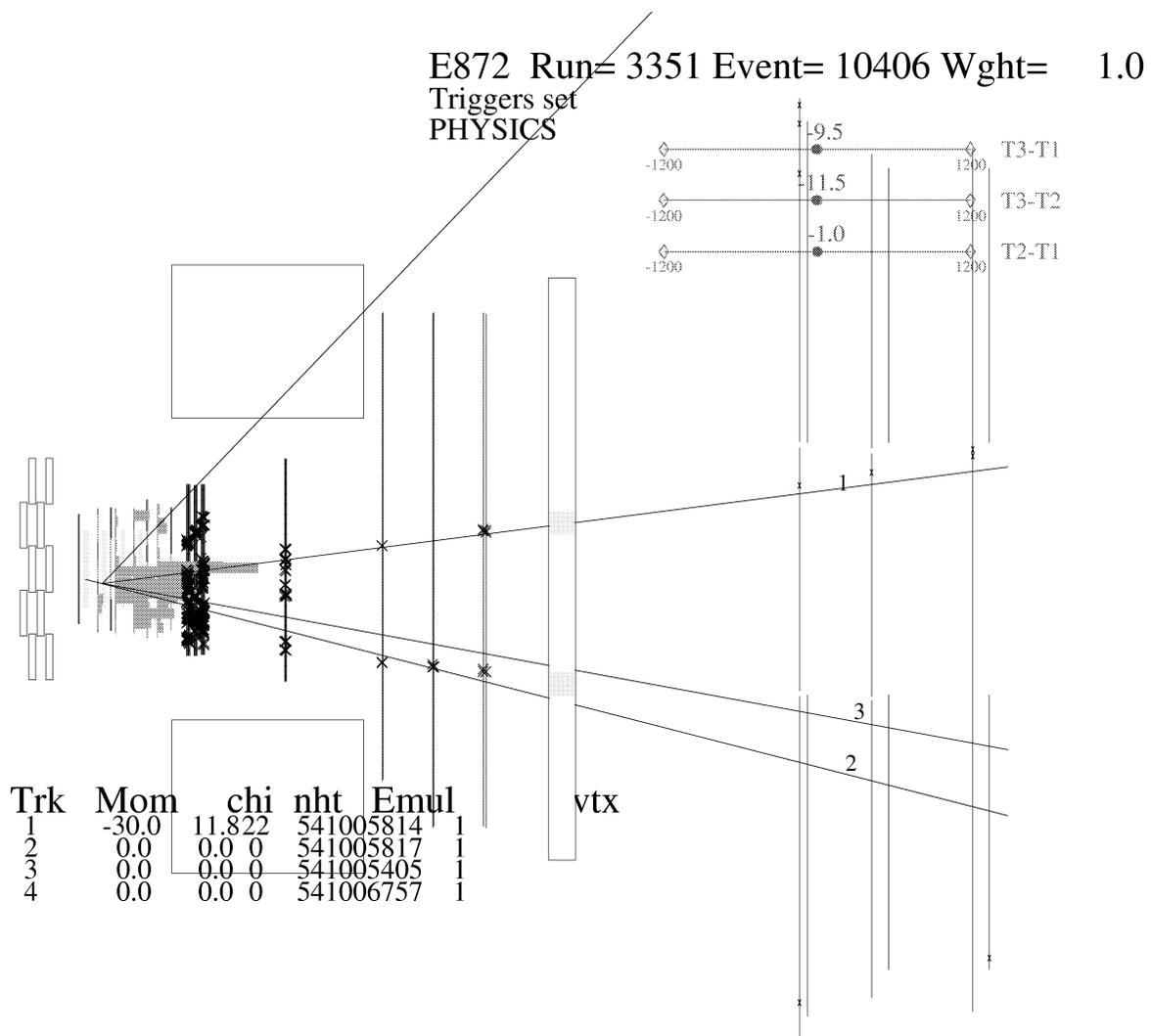


図 7.38: event3351-10406 の μ -ID カウンターのヒットの様子。ミュー粒子と同定された図の 1 が図 7.37 の 5814。

7.2.4 崩壊候補のまとめ

前述の通り、ハドロンの二次衝突のバックグラウンドは運動量が低く横向き運動量が小さいところに集中するため、崩壊候補として $minp_T$ に対して $0.08\text{GeV}/c$ 以上、娘の運動量に関して $1\text{GeV}/c$ 以上の条件をつけて2反応を選びだした。表 7.7 にこれらについて示す。それぞれタウ粒子とチャーム粒子の候補である。タウ粒子の検出効率は約 40%と見積もられ、全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノ反応の含有率を 5%と仮定すると期待数は 0.78 個となる。M.C.simulation によるタウ粒子の折れ曲がりの $minp_T$ 分布は図 7.39 となる。

ev#	崩壊位置	fl [mm]	θ_{kink} [mrad]	$P_{\text{娘}}$ [GeV/c]	p_T [GeV/c]	娘 lepton	反応点 lepton	判定
3356 17099	鉄板	< 0.9	> 27	$3.4^{+1.6}_{-0.8}$	> 0.091			τ
3245 22786	ベース	0.4	41	$4.8^{+7.9}_{-2.0}$	0.20	μ^-	μ^+	charm

表 7.7: short flight 崩壊の崩壊候補のまとめ。運動量は 90%の範囲。

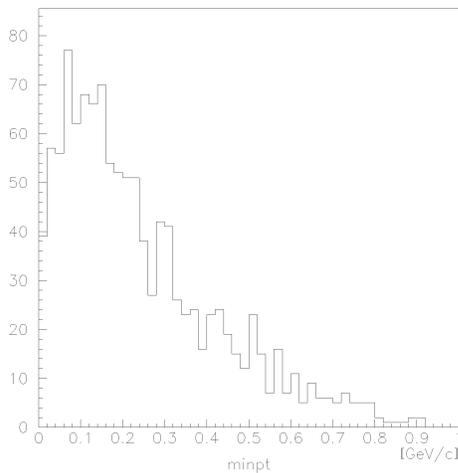


図 7.39: M.C. によるタウ粒子の折れ曲がりの $minp_T$ の分布。(2 本組の最接近距離の評価で選出されたものについて。)

7.2.5 バックグラウンドの見積もり

ハドロンの二次衝突からの寄与

M.C.simulation でハドロンの二次衝突現象に対して short flight 崩壊探索の手順を経て得られた $minp_T$ 分布を図 7.40 に示す。 $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $minp_T \geq 0.08\text{GeV}/c$ の条件を加えると、鉄中での反応に対して 0.24 本の飛跡、原子核乾板中での反応のうち原子核の破片、オージェ電子の確認を行っても崩壊と区別のつかないもの [16] とベース中での反応を加えると 0.29 本の飛跡が short flight 崩壊として選出される。

このうち一次反応点に対して電子、ミュー粒子の同定を行い、荷電カレント反応と同定されたものはチャーム粒子のバックグラウンドとはなるが、タウ粒子のバックグラウンドとはならない。検出された反応の内、電子ニュートリノとミューニュートリノを同数として、荷電カレント反応と中性カレント反応の比を 3:1、電子同定の効率を 70%、ミュー粒子同定の効率を 80% とすると、対象反応数へは $f = 1/4\{N.C.\} + 1.5/4 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 1.5/4 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}$ の係数がかかる。従ってタウニュートリノ反応に対するバックグラウンドは $0.29 \times f = 0.13$ 反応と見積もられる。

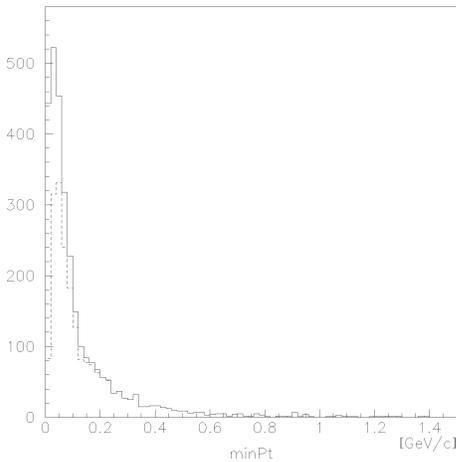


図 7.40: M.C. による二次衝突反応に対して期待される $minp_T$ の分布、点線は娘粒子の運動量が $1\text{GeV}/c$ 以上のもの

チャーム粒子生成反応からの寄与

203 例に対する荷電チャーム粒子の期待値は 4.3 個で、そのうち「short flight 崩壊」になるものは 1.1 個と見積もられる。これに対する検出効率は M.C.simulation

より、 $minp_T$ に対する条件の関数で図 7.41 となった。図で塗りつぶしてある印はマイクロトラックの検出効率を加味した場合である。これにより $minp_T \geq 0.08 \text{ GeV}/c$ の条件の下で、0.54 個が検出されると見積もられる。タウニュートリノ反応のバックグラウンドとしては、一本の荷電粒子への崩壊に限ることで分岐比 (0.4) をかけて 0.22 個となる。また short flight 崩壊の場合、鉄中の中性チャーム粒子が崩壊して一方だけが捕らえられた場合にもタウ粒子の崩壊のバックグラウンドとなるが、この数は 0.09 個期待される。これらのチャーム粒子がタウ粒子の崩壊のバックグラウンドになるのは一次反応点からの電子、ミュー粒子を見逃す確率をかけることで、 $(0.22 + 0.09) \times (0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}) = 0.076$ 個と見積もられる。

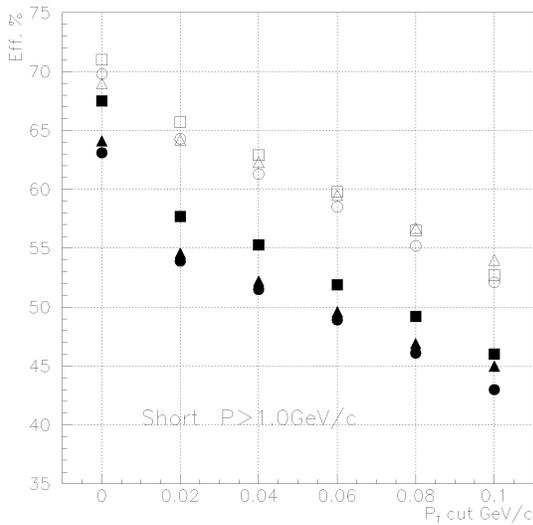


図 7.41: M.C. によるチャーム粒子の short flight 崩壊の検出効率。四角: ecc200、丸: ecc800、三角: bulk、塗りつぶしてある印はデータ取りの検出効率を加味したもの。

7.3 タウ粒子の「long flight 崩壊」の探索

この探索ではニュートリノ反応点から放出されるタウ粒子の飛跡が少なくとも一点は測定された後の飛跡の折れ曲がりを検出する。

折れ曲がり角度は最低 5mrad 以上のものを選びだした。次に検出した飛跡の折れ曲がり角がタウ粒子の崩壊であることを確かめるために、運動量を測定する必要がある。ここでの運動量測定の作業を軽減する目的で、予め折れ曲がり角度と飛距離に対して「 $\theta_{\text{kink}} \times fl(\equiv \text{kink 点までの距離}) < 500\mu\text{m}$ 」の条件と、折れ曲がり角度と一次反応点からの放出角度に対して「 $\theta_{\text{kink}} > \frac{\theta_{em}-0.1}{2}$ 、 $\theta_{em} \equiv \text{親の角度}$ 」の条件を加えた。前者はハドロンの二次衝突を除くのに有効で、後者は反応点から大きな角度で生成する低運動量の飛跡の電磁多重散乱を除くのに有効である。図 7.42 に上記の条件を M.C. で作ったタウ粒子の分布に重ねて示した。

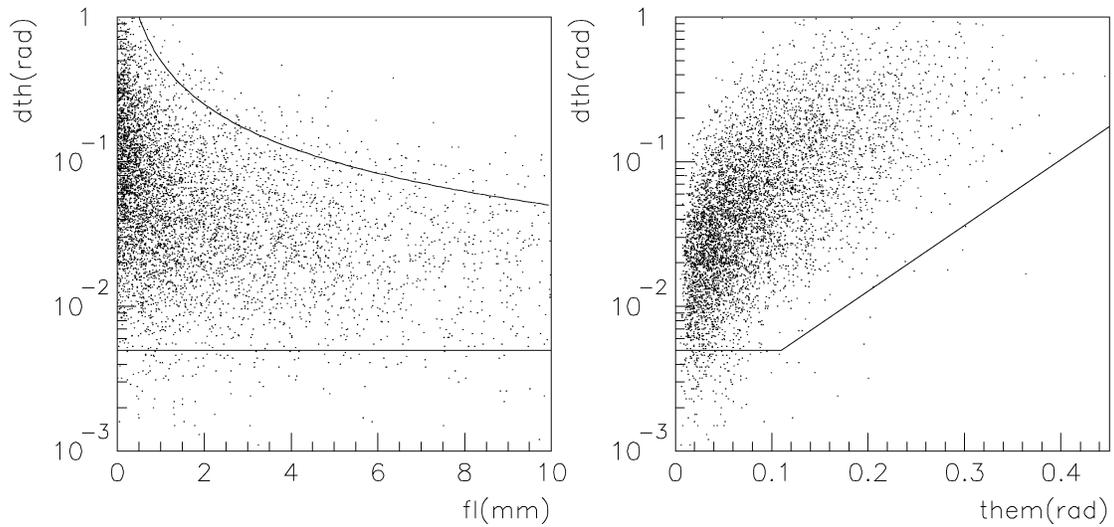


図 7.42: M.C. によるタウ粒子崩壊の分布と long flight 崩壊探索の幾何学的条件。左図:崩壊までの距離 (fl) と崩壊角度 (dth)、右図:タウ粒子の放出角度 (them) と崩壊角度 (dth)

7.3.1 タウ粒子崩壊の選び出し

タウ粒子の long flight 崩壊は崩壊点で親 (タウ粒子) と娘の二本の飛跡に分けて再構成される場合と、一次反応点からの一連の飛跡として再構成される場合がある。

一連の飛跡として再構成されている場合に対し飛跡を2分割して上下2直線の角度差がそれぞれの直線のフィッティングエラーに比して最も大きくなる所を崩壊点として決めた。

選びだした52本の折れ曲がりについて、運動量を測定し p_T を求めた。図7.43に折れ曲がりの角度と p_T の分布を示す。 p_T 分布で $p_T \geq 0.1\text{GeV}/c$ の事象と $p_T < 0.1\text{GeV}/c$ の事象に分かれている。

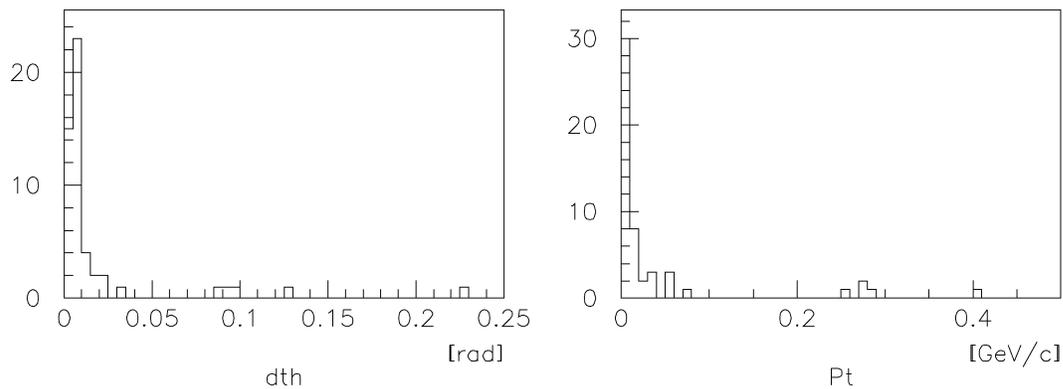


図 7.43: long flight 崩壊候補の崩壊角度 dth (左図) と横向き運動量 p_T (右図) の分布

7.3.2 個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析

娘粒子の電子、ミュー粒子の同定を、 $p_T \geq 0.1\text{GeV}/c$ の5例の事象について行った。対象とした事象を表7.8にまとめた。このうち2本が電子と同定された。また反応点から発生する電子、ミュー粒子の同定もこれら5例について行った。それぞれの反応について説明する。

ev#	$\theta_{\text{親}}$ [mrad]	fl [mm]	θ_{kink} [mrad]	$P_{\text{娘}}$ [GeV/c]	p_T [GeV/c]
3024 30175	29	4.5	93	$2.9_{-0.8}^{+1.5}$	0.27
3039 01910	65	0.28	90	$4.6_{-0.9}^{+1.6}$	0.41
3333 17665	11	0.54	13	$21.4_{-6.4}^{+14.4}$	0.28
3263 25102	190	1.8	130	$2.0_{-0.7}^{+2.2}$	0.26
3065 03238	258	1.5	230	$1.2_{-0.3}^{+0.5}$	0.28

表 7.8: long flight 崩壊の候補。運動量のエラーは 90% の範囲。

● event:3024-30175

一次反応点で発生した一本の粒子が4.5mm 走った後、ecc200のベース中で93mradの角度で崩壊している(図7.44)。

原子核乾板ターゲット中で崩壊の娘粒子に沿って発生する粒子(娘粒子に対する角度差 $\Delta\theta = 20\text{mrad}$ 、距離 $\Delta x = 38\mu\text{m}$) が検出された。ターゲットに蓄積している飛跡のうち、途中で発生したとされるものの分布を図7.45に示す。これに基づいて娘粒子の近傍($\Delta\theta = \pm 25\text{mrad}$ 、 $\Delta x = \pm 50\mu\text{m}$)に現れる飛跡の期待値を求めると、 $50[\text{本}/\text{cm}^2 \cdot 10\text{mrad}] \times \left(\frac{50}{2 \times 120\pi} \times 5\right) \times \left(\frac{0.1^2}{10^2}\right) \times 15 = 0.025$ 本となる。ここで娘粒子の角度が120mradであることを考慮し、2番目、3番目の括弧は角度と領域の限定、最後に娘粒子を追跡した乾板の認識枚数を掛けた。また、この発生した粒子が一次反応点の $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊の γ の電子対生成である期待値は、発生粒子を探索した $\pm 50\mu\text{m}$ の娘粒子に沿った直方体の体積を1放射長の高さで開き角度が粒子の生成角度範囲である円錐の体積で割った値に γ の本数を掛けたものになるはずである。生成角度を $\pm 0.2\text{rad}$ の範囲とすると、ecc200の場合は1放射長 $\sim 22\text{mm}$ より期待値は (γ の本数 $\times 5 \times 10^{-4}$) と非常に可能性は低い。一方図7.12より $3\text{GeV}/c$ の電子を、この場合の0.44放射長追跡した場合に電子対が観測される確率は0.2である。以上より、この崩壊の娘粒子は電子と同定した(図7.46)。なお手動解析により、マイクロトラックの繋ぎの間違いではなく、確かに粒子が発生していることと、低運動量だが対の電子が付随していることが確認できた。

他の発生粒子については電子、ミュー粒子と同定されたものはないため、タウニュートリノ荷電カレント反応でタウ粒子が $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$ という崩壊をした事象と同定した。SFTのヒットを図7.47に示す。

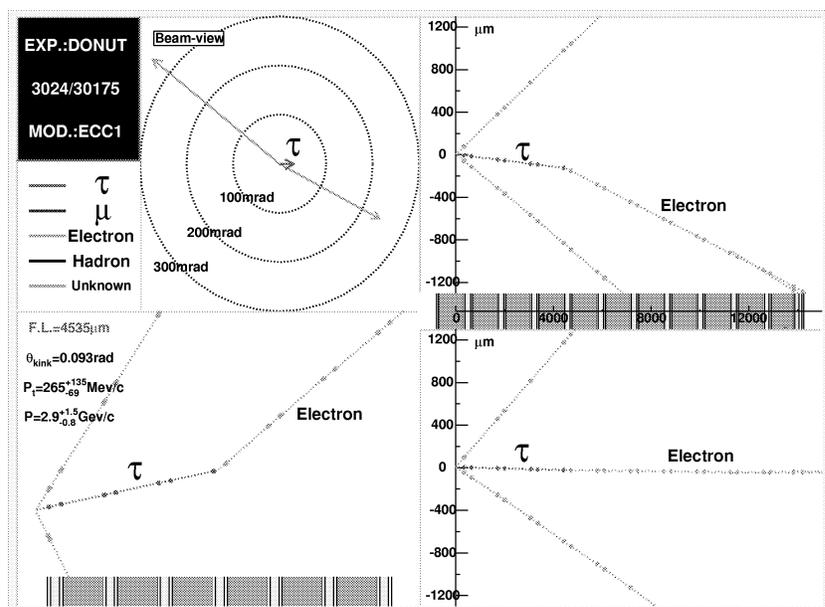


図 7.44: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3024-30175)。 $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$

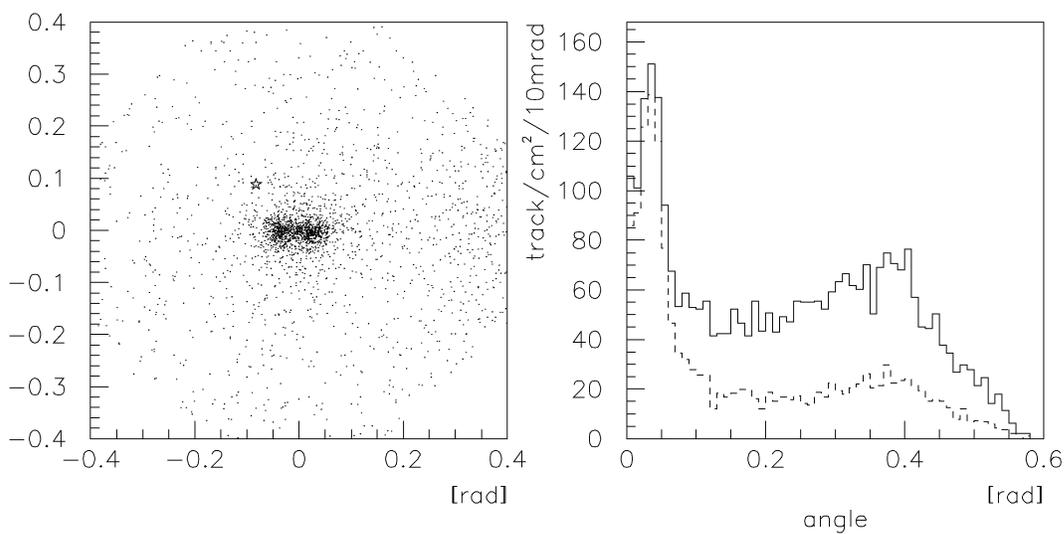


図 7.45: 左図:領域内で発生している飛跡のビームに対する角度分布。星印が崩壊の娘粒子の角度。右図:角度別の密度 (実線は2セグメント以上、点線は3セグメント以上を要求した場合)

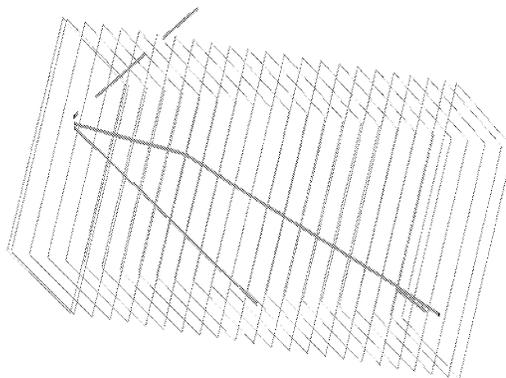


図 7.46: タウ粒子崩壊の娘の電子同定 (3024-30175)。図は一次反応点からの 3 本の飛跡 (太線) とマイクロトラック認識面 (細線) を表す。図中の中央の飛跡が 4.5mm 飛んで崩壊している。娘粒子に沿って電子対が発生しており、電子と同定した。

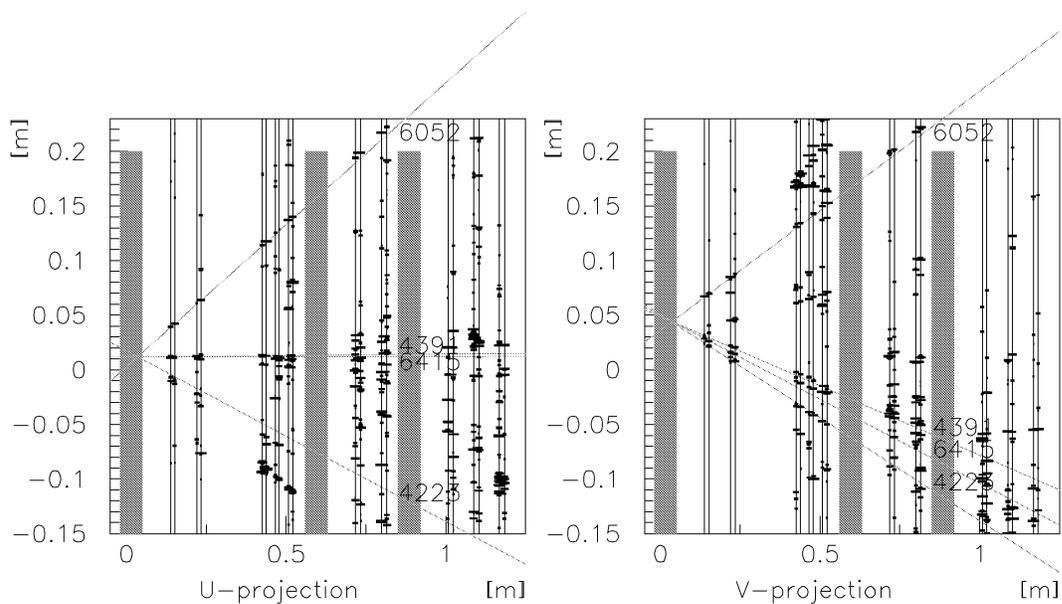


図 7.47: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3024-30175) の SFT のヒット。「4391」の飛跡がタウ粒子の崩壊の娘。「6415」の飛跡は娘に沿って発生した電子対。「4223」の飛跡は角度測定位置からターゲット出口までの間に電磁散乱を受けたと考えられる。

● event:3333-17665

一次反応点で発生した粒子が 0.54mm 後に角度 13mrad の崩壊をしている。崩壊点は ecc800 のベース中である (図 7.48)。

原子核乾板ターゲット中で崩壊の娘粒子に沿って発生する粒子が二本 (娘粒子に対する角度差 $\Delta\theta = 7, 0\text{mrad}$ 、距離 $\Delta x = 11, 9\mu\text{m}$) 検出された。ターゲットに蓄積されている飛跡のうち、途中で発生したとされるものの分布を図 7.49 に示す。娘粒子に沿ってこのバックグラウンドの飛跡が現れる期待値を見積もる。崩壊の娘粒子のビームに対する角度は 15mrad であるので、角度の小さな部分 ($\theta < 0.025\text{rad}$) の密度 ($96\text{本}/\text{cm}^2$) を用いて、 $\pm 50\mu\text{m}$ の範囲に $96 \times \left(\frac{0.12}{10^2}\right) \times 33 = 0.32$ 本が期待される。最後の項は娘粒子を追跡した 1 放射長に含まれる乾板の枚数である。従って 2 本検出される確率はポアソン分布より $0.04 (= 1 - e^{-0.32} - 0.32 \times e^{-0.32})$ となる。また一次反応点からの $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊による γ の電子対創生の可能性は前出の候補と同様に非常に低い。一方図 7.12 より $20\text{GeV}/c$ の電子を、この場合の 1 放射長追跡した場合に電子対が観測される確率は 0.7 と見積もられる。以上より、この崩壊の娘粒子は電子と同定した (図 7.50)。なお手動解析により、マイクロトラックの繋ぎの間違いではなく、確かに粒子が発生していることが確認できた。更にデータ内でマイクロトラックとして存在しない発生粒子 2 本が検出され、電磁シャワーの描像が明解になった。検出されなかった理由は、粒子同士が非常に接近している ($\sim 1\mu\text{m}$) ためである。娘粒子に沿って上流から三箇所に分けて運動量を電磁多重散乱によって求めると、電子が制動輻射によって exponential でエネルギーを落としている様が見られた (図 7.51)。また SFT (図 7.52) では、この飛跡に伴う電磁シャワーが次のターゲットで更に発達している様相が捕らえられた。

一次反応点から電子、ミュー粒子は存在せず、 $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$ の候補である。

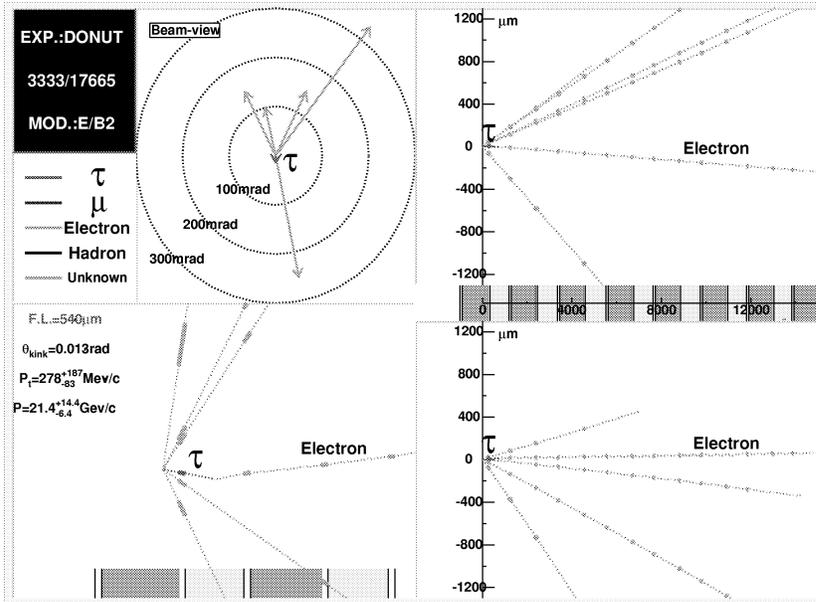


図 7.48: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3333-17665)。 $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$

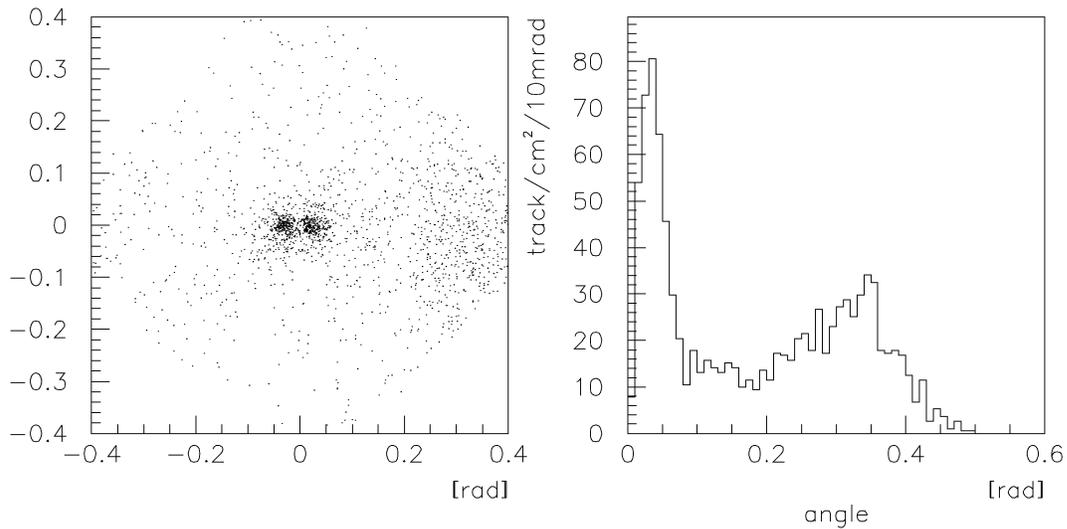


図 7.49: 左図:領域内で発生している飛跡のビームに対する角度分布。星印が崩壊の娘粒子の角度。右図:角度別の密度 (3セグメント以上を要求した場合)

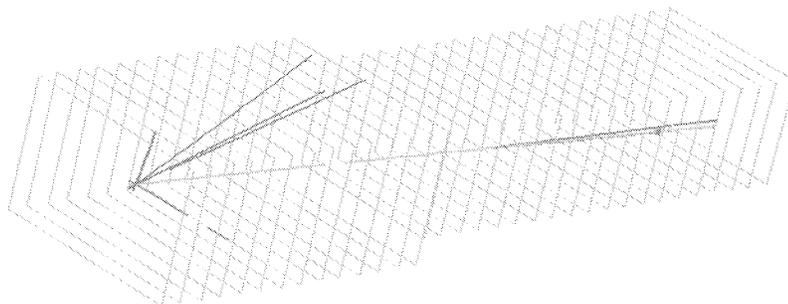


図 7.50: タウ粒子崩壊の娘の電子同定 (3333-17665)。図中の長い飛跡がタウ粒子の娘で、飛跡に沿って電子対が発生している。初めの電子対は約 $0.4X_0$ 後に見られた。図の縮尺ではタウ粒子の折れ曲がりには判別できない。

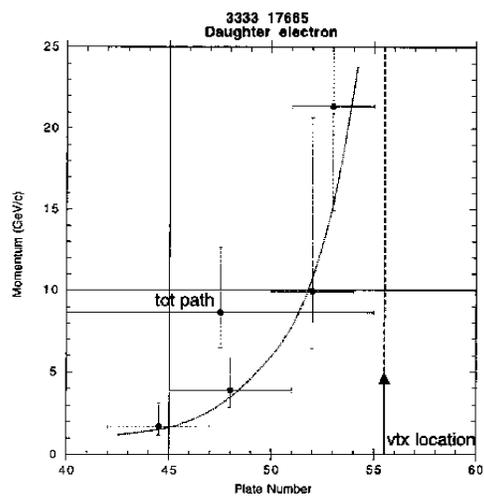


図 7.51: (3333-17665) の娘の粒子に沿って原子核乾板ターゲットの各部分で運動量を測定した値。右側が上流で、制動輻射によって急速にエネルギーを落としていることが分かる。

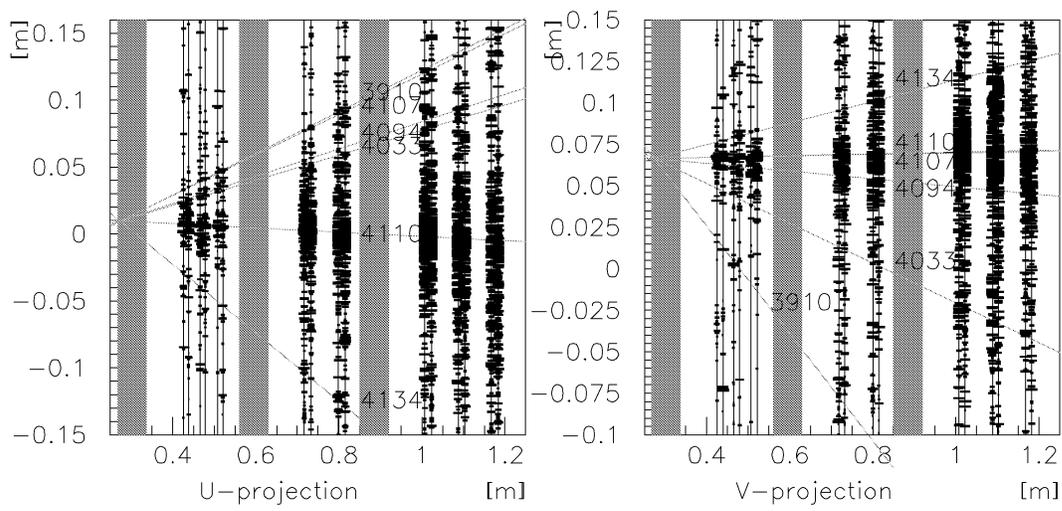


図 7.52: (3333-17665) の SFT のヒット。「4110」の飛跡がタウ粒子の崩壊後の電子。下流の原子核乾板ターゲットで更に電磁シャワーが発達している。

● event:3263-25102

一つの粒子が 1.8mm 走った後 130mrad の崩壊をしている。崩壊点は鉄中である (図 7.53)。娘粒子は電子ともミュー粒子とも同定されず、ハドロンと考えられる。一次反応点からの電子、ミュー粒子の発生はなく、 $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$ の崩壊の候補である。

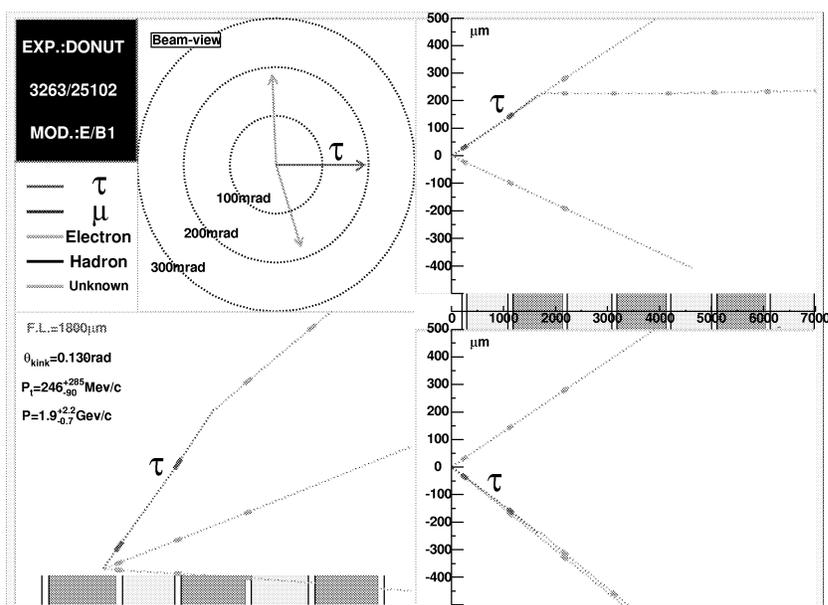


図 7.53: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3263-25102)。 $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$

● event:3065-03238

一次反応点は bulk 中である。一次反応点からのひとつの粒子が 2.1mm 走った後鉄中で 230mrad の崩壊をしている。娘粒子はハドロンである (図 7.54)。他の一次反応点からの粒子が原子核乾板ターゲット中の電磁シャワーの生成により、電子と同定された (図 7.55) ため、これは電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応と同定された。

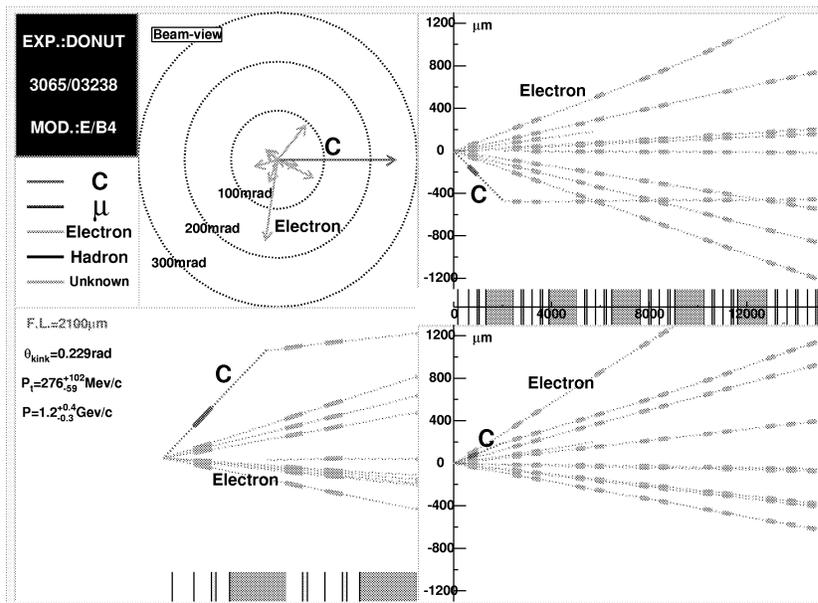


図 7.54: 電子ニュートリノチャーム粒子生成反応 long flight 崩壊候補 (3065-03238)。一次反応点からの粒子が電子と同定された。図には $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のガンマ線が電子対を生成した現象も載せた。

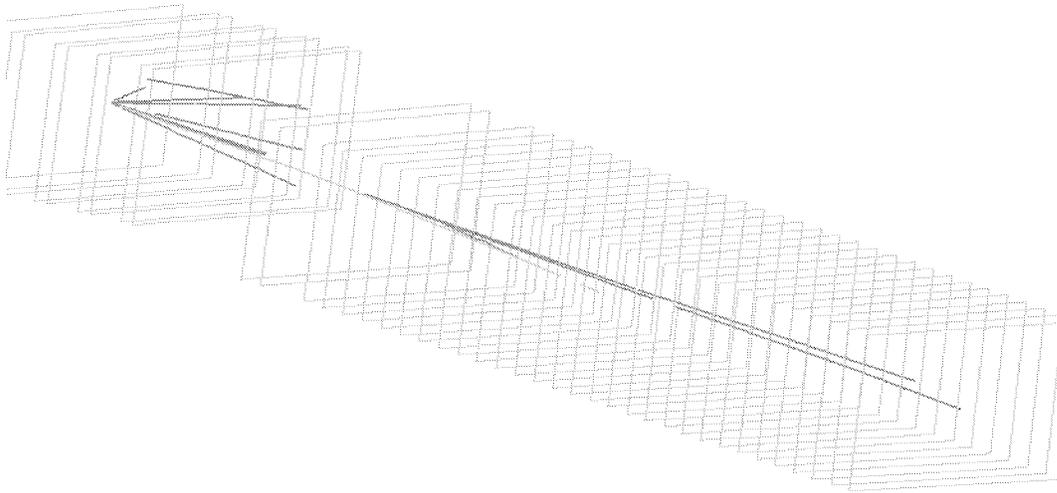


図 7.55: 一次反応発生粒子の電子同定 (3065-03238)。図中の長い飛跡が一次反応点からの荷電粒子で、飛跡に沿って初めの電子対が約 $0.4X_0$ 後に発生している。反応点付近で一点に収束していない飛跡が崩壊の娘。

7.3.3 崩壊候補のまとめ

long flight 崩壊探索において、娘の運動量が $1\text{GeV}/c$ 以上、 p_T が $0.25\text{GeV}/c$ 以上をタウ、チャーム粒子の崩壊候補とした。表 7.9 にタウ粒子の候補 4 反応、チャーム粒子の候補 1 反応をまとめた。タウ粒子の検出効率は約 65% と見積もられ全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノの含有率を 5% とすると期待値は 4.1 個である。 p_T の条件に対する検出効率は図 7.56 に示した。図 7.56 で印の形は原子核乾板ターゲットタイプを表しており、黒い印はマイクロトラックの検出効率を考慮した場合である。

ev#	$\theta_{\text{親}}$ [mrad]	fl [mm]	θ_{kink} [mrad]	$p_{\text{娘}}$ [GeV/c]	p_T [GeV/c]	娘 lepton	反応点 lepton	判定
3024 30175	29	4.5	93	$2.9^{+1.5}_{-0.8}$ *	0.27	e		τ
3039 01910	65	0.28	90	$4.6^{+1.6}_{-0.9}$ *	0.41	h		τ
3333 17665	11	0.54	13	$21.4^{+14.4}_{-6.4}$ *	0.28	e		τ
3263 25102	190	1.8	130	$2.0^{+2.2}_{-0.7}$ *	0.26			τ
3065 03238	258	1.5	230	$1.2^{+0.5}_{-0.3}$ *	0.28		e	charm

表 7.9: タウ、チャーム粒子崩壊の候補、崩壊の娘粒子が電子の場合には電磁多重散乱によって測定した運動量は下限値と考えられるため運動量の値に (*) をつけた。運動量のエラーは 90% の範囲。

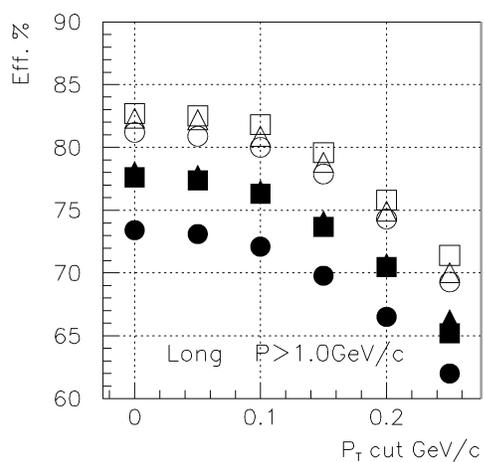


図 7.56: MC によるタウ粒子の long flight 崩壊探索の検出効率。四角:ecc200、丸:ecc800、三角:bulk、黒く塗りつぶしてある印はデータ取りの検出効率を考慮した場合

7.3.4 バックグラウンドの見積もり

ハドロンの二次衝突からの寄与

M.C.simulation で作った鉄中のハドロンの二次衝突の内、タウ粒子の崩壊と見誤る可能性のある 1-prong の事象の、娘の運動量分布と横向き運動量分布を図 7.57 に示す。これに対してタウ粒子の崩壊と判断する条件、運動量 $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、横向き運動量 $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$ によって、二次衝突の大部分を取り除く事ができる。その他 long flight 崩壊候補に対する条件を課すと、203 反応中 0.54 本が見積もられる。この際、原子核乾板中の反応に関して、破壊された原子核の破片やオージェ電子などを手動解析で検出して、ハドロンの二次衝突と粒子の崩壊との区別を 9 割はつけることができるとした [16]。

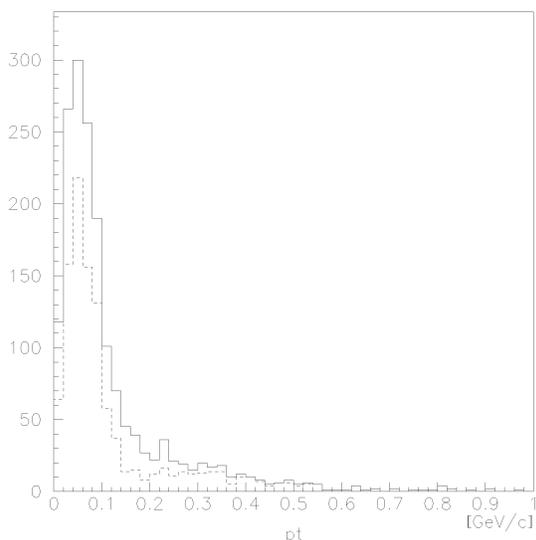


図 7.57: ハドロンの二次衝突の横向き運動量分布。点線は娘粒子の運動量が $1\text{GeV}/c$ 以上のもの

これらのハドロンの二次衝突の内、一次反応点から発生している粒子の電子、ミュー粒子の同定によって、電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応と判明すれば、これらはチャーム粒子生成反応のバックグラウンドとなりタウニュートリノ反応のバックグラウンドにはならない。検出された反応の内、電子ニュートリノとミューニュートリノを同数として、荷電カレント反応と中性カレント反応の比を 3:1、電子同定の効率を 70%、ミュー粒子同定の効率を 80% とすると、対象反応数へは $f = 1/4\{N.C.\} + 3/4\{C.C.\}(0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー}$

粒子同定失敗})の係数がかかる。従ってタウニュートリノ反応のバックグラウンドは $0.54 \times f = 0.24$ 反応と見積もられる。

チャーム粒子生成反応からの寄与

203例に対する荷電チャーム粒子数の期待値は4.3個で、そのうち「long flight 崩壊」になるものは3.2個と見積もられる。これに対する検出効率はM.C.simulationによって p_T の条件に対して図7.58と見積もった。塗りつぶしてある印はマイクロセグメントの検出効率を考慮した場合である。 p_T に対する条件をなくしてもなお検出されないチャーム粒子は折れ曲がり角が小さいか、崩壊探索領域の外で崩壊してしまっているものである。従って $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$ の条件で荷電チャーム粒子検出の期待値は1.95個となる。タウニュートリノ反応に対するバックグラウンドとして、一本の荷電粒子への崩壊率(0.4)と一次反応点からの電子、ミュー粒子を見逃す確率をかけて、 $1.95 \times 0.4 \times (0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}) = 0.20$ 個が見積もられる。

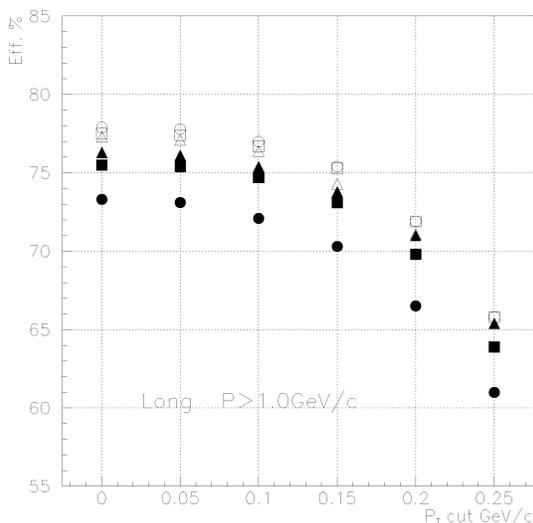


図 7.58: MC によるチャーム粒子の long flight 崩壊の検出効率、丸: ecc800、四角: ecc200、三角: bulk、塗りつぶしてあるものはデータ取り検出効率を加味した場合。

7.4 中性チャーム粒子による短寿命で崩壊する粒子の検出率の検証

タウニュートリノ反応の証拠となるタウ粒子を検出する上で、タウ粒子と良く似た崩壊の描像をもつ荷電チャーム粒子の検出は良い傍証となる。生成されるチャーム粒子の内の約6割は中性であり、これを検出することでチャーム粒子生成反応をよりよく確かめる事ができる。また崩壊と見間違えてしまう恐れのある一次生成粒子の二次反応現象に関して、中性粒子の生成が荷電粒子に比べて少ないのでより明確にチャーム粒子崩壊の判定を行える利点がある。

前節までで対象としてきた203反応の中には、アラインメントの関係でタウ粒子崩壊の検出には問題ないが、中性チャーム粒子探索には支障をきたす反応が15事象含まれている。これらを除き188ニュートリノ反応について中性チャーム粒子探索を行った。課した条件は、

- 3セグメント以上の二本以上の飛跡が一点に収束している事。
- 一次反応点から下流に5mm以内にある事。
- SFTにhitがあること。

である。

その結果3つの事象を検出した。一次反応点からミュー粒子と電子が発生しているものが一つずつで、ミューニュートリノ、電子ニュートリノの荷電カレントによるチャーム粒子生成反応と考えられる。残りの一反応は大角度のものをいれて5本の荷電粒子が発生しており、一次反応点から発生した中性粒子(中性子もしくはstrange quarkを含む中性粒子)が原子核と二次衝突を起こした事象と考えられる。

188反応に対する中性チャーム粒子の期待値は5.9個が期待され、そのうち上記の条件で検出されるものは3.9個であると見積もられた。実際に検出された2反応は統計誤差の範囲で期待通りである。

7.5 タウ粒子崩壊探索のまとめ

タウ粒子の short flight 崩壊の探索では、娘の運動量 $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $\min p_T \geq 0.08\text{GeV}/c$ の要求をして、2 反応を得た。一つはミューニュートリノのチャーム生成反応と同定した。もう一つの反応はタウニュートリノ反応であって、バックグラウンドはハドロンの二次衝突とチャーム粒子から 0.21 反応と見積もられる。

タウ粒子の long flight 崩壊の探索では $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$ の要求をして 5 反応を得た。うち一つは一次反応点から電子が発生しており、電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応と同定された。4 反応はタウニュートリノ反応で、バックグラウンドはハドロンの二次衝突とチャーム粒子から 0.43 反応と見積もられる。

チャーム粒子は short flight 崩壊の探索において期待値 0.63 個に対して 1 個、long flight 崩壊の探索において期待値 1.95 個に対して 1 個検出された。また中性チャーム粒子の崩壊の検出を試み期待値 3.9 個のところ 2 個を得た。これらの結果は統計誤差の範囲内で妥当である。

long flight 崩壊の探索で得られた 4 事象に対して、タウ粒子の飛距離と一次反応点からの放出角度を M.C.simulation による分布と比べると、図 7.59 に示す様にタウ粒子として矛盾のない特性を持っている。ここでの M.C.simulation はタウニュートリノのエネルギー分布として図 2.1 を入力し、PHYSIA5.7[13] を用いて 1mm 厚の鉄板中でランダムに反応させ、発生したタウ粒子の崩壊に対して、long flight 崩壊かつ $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$ であることを要求して行った。

またビームに垂直な面でタウ粒子の放出角度に対する他の粒子の放出角度を φ と定義し、4 反応について重ねると図 7.60 のとおり分布する。荷電カレント反応では、荷電レプトンとハドロン群は反対方向に放出されるが、図 7.60 ではその傾向が顕れている。ここに重ねて記した M.C.simulation は前述の様にタウニュートリノのエネ

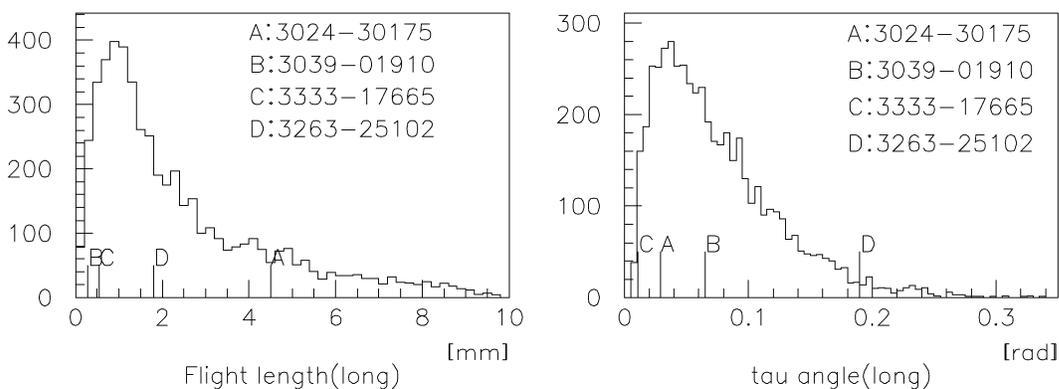


図 7.59: タウ粒子の long flight 崩壊の飛距離と放出角度の MC との比較

ルギー分布を用い、long flight 崩壊の条件で作成した。

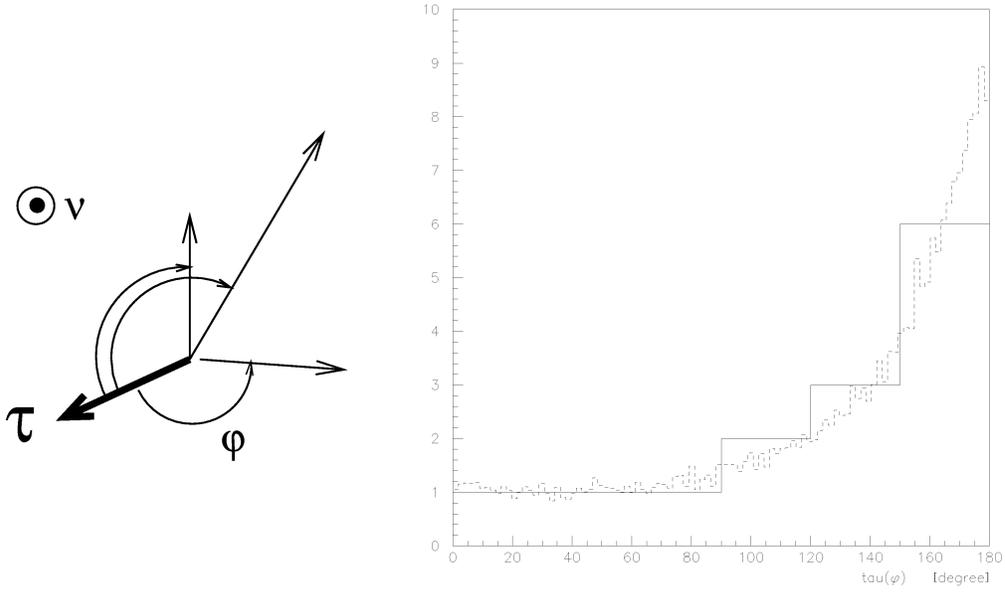


図 7.60: 一次反応点で発生した粒子のタウ粒子に対する角度差 (long flight 崩壊の 4 候補)。点線は M.C.simulation。