'87

塚本朗

VENUS Transition

Radiation Detector のビームテスト

1987. 3.

塚本朗

K
7-11
B5S

要旨

誘電率の異なる物質の境界を荷電粒子が通過する際に、その粒子のローレンツ因子に比例したエネルギーの光子を放出する現象を Transition Radiation （以下ＴＲ）という。 この現象は 高エネルギー実験での粒子の選別に応用されている。ＴＲＩＳＴＡＮのＶＥＮＵＳ測定器にも、ＴＲＤを組み込む計画があり これまでのビームテストでは Ｘ線領域の光子を放出させるためのradiatorとして ポリプロピレン ファイバーを用い、Ｘｅチェンバーでそのシグナルを測定することにほぼ決定している。更に今回はradiatorとチェンバーの隔壁についてもテストし、厚さ４．５cmのフェルト状のファイバーのradiatorとＣＦＲＴＰの隔壁の組み合わせで 電子の収率９０％のとき π中間子のcontamination５．９％を得た。

目次

1、はじめに

1986年11月に稼動をはじめたTRISTANは重心系でのエネルギーが50から70 GeVの電子-陽電子衝突型加速器である。この加速器を用いて、高エネルギーでのQEDやQCDの研究、標準理論で予言されているHiggs粒子やトップ・クォーク探し、次世代レプトン探し、Z°物理の研究、新現象の探索などが行われる。特に、新粒子の発見は欧米で稼動中の陽子-反陽子衝突型の加速器ではデータ解析の上で困難であるといわれており、TRISTANに期待されている。

新粒子の発見には、大きな立体角をカバーすること、ルミノシティーを正確にモニターすること、レプトンとハドロンを正確に同定できること、などが要求される。中でも、レプトンとハドロンの同定がどのように有効かを見てみよう。

a) ヒッグス粒子探しにおいて

ヒッグス粒子の質量が、トップクォークとその反粒子の束縛状態であるトッポニウムよりも軽いとしたら、トップクォークの質量を25 GeVと仮定すると、トッポニウムは約1%の分岐比でそれぞれ1つのヒッグス粒子と光子に崩壊する。ヒッグス粒子はさらに$b\bar{b}$クォーク対に崩壊するので、単色の光子とその反対方向に2つのハドロンジェットの出たイベントを観測すればよい。しかし、これとまぎらわしい終状態の反応がいくつかある。i) トッポニウム

の $gg\gamma$ への崩壊、ii) 始状態の e^+e^- からの強い光の放射、iii) アイソレートした π^0 を含むハドロンジェットなどである。しかし、ヒッグス粒子が $b\bar{b}$ クォーク対よりも重ければ ヒッグス粒子は b と $\bar{b}$ に崩壊しやすく、b-クォークは高い確率で運動量の大きいレプトンを含む状態へと崩壊する。一方先に述べたバックグラウンドは、その終状態に少しのレプトンしか含まないので、ハドロンとレプトンを同定することでバックグラウンドを抑えることができる。

b) トップ・クォークの弱崩壊

トップ・クォークは主にボトム・クォークに崩壊し、ストレンジ・クォークに崩壊する分岐比は 1% 程度だろうと予言されている。この予言はレプトンの運動量スペクトルを測定することで確かめられる。fig.1-1a は $t \longrightarrow b, b \longrightarrow c, c \longrightarrow s$ というカスケード崩壊の際に観測される電子の運動量、fig.1-1b は $t \longrightarrow s$ という崩壊の際に観測される電子の運動量である。特に 2～7 GeV/c の領域に相異があるので、この領域で電子を正確に同定することが上の予言を確かめる上で必要である。

TRISTAN の VENUS 検出器は、初期の段階では おそいハドロンを TOF カウンターで、光子と電子を液化アルゴン及び鉛ガラスカロリメーターで、そしてミューオンはミューオン検出器を用いて粒子の同定を行う。中でも 鉛ガラスカロリメーターは

2 GeV/c の入射粒子に対して電子の収率90%のときに π/e rejection factor は 0.1〜0.5%程度である。(fig. 1-2) しかし、この数GeV/cの運動量の領域ではクォークの弱崩壊によってできる電子の数が同じ崩壊による π中間子の数の100分の1以下なので更に精度の高いレプトン・ハドロンの同定が要求される。そこで VENUSには非破壊レプトン・ハドロン同定を行う Transition Radiation Detector (以下TRD) を組み込む予定があり、fig. 1-3のように TOFカウンターの内側に r = 126〜161 cm の間が空けてある。

Transition Radiation (TR) とは、電磁気的性質の異なる物質の境界を荷電粒子が通過する際に光子を放出する現象で、Ginzburg らによって初めて予言された。(Ref. 1) TRDは、この光子のエネルギーが入射粒子のローレンツ因子に比例するという性質を利用して運動量のわかっている荷電粒子の同定を行う測定器である。我々のTRDは主に数GeV/cの電子と π中間子の同定を目的としているが、更に高エネルギーで π中間子と K中間子の同定に使おうとする試みもある。(Ref. 2)

ここでは主に、1986年7月に行われた TRD のテスト結果を報告する。Transition radiation を起こさせるための radiator として Li フォイルとポリプロピレン・ファイバーを比較するテストを我々は以前に行った。その結果、Li フォイルから発生

する光子の数はポリプロピレンの場合に比べて多いが、そのエネルギーは低く吸収されやすいので最終的な性能はポリプロピレンの方が優ることがわかった。また、VENUS TRDのように大型になる場合のコスト，製作の容易さの点でもポリプロピレン ファイバーがすぐれている。今回は綿状とフェルト状のポリプロピレン・ファイバーのradiatorのテストと共に、大型TRDでradiatorとチェンバーの隔壁として充分な強度を持ちしかもX線の吸収の少ないCFRPとCFRTPを使用した場合についてもテストした。一方、チェンバーについては、ゲインの粒子の通過位置依存性と酸素濃度依存性についても調べた。

TOFカウンターの内側の厚さ32cmのすきまに入れるTRDは4層のradiatorとチェンバーの組から成る予定である。従って今回のテスト用TRDもradiatorとチェンバーの厚さをそれぞれ4.5cm，2.0cmとした。

2. Transition Radiation の一般論

電磁気的性質が異なり、半無限の広がりをもつ2つの媒質の境界を荷電粒子が通過するとき、その境界面での電磁場のつじつまがあうように輻射がおきる。この現象を transition radiation という。

荷電粒子が媒質1を通過しているとき、粒子の作る電磁場は、非斉次なマックスウェル方程式の解の1つである。同様に媒質2での電磁場も得られるが、この2つの解が、境界面での連続の方程式を満足するためには、斉次マックスウェル方程式の解の1つを重ね合わせの原理に基づいて各媒質中の解に加えなければならない。この斉次マックスウェル方程式の解が transition radiation である。

この章では TRD の理解に必要な最小限の解説にとどめ、詳しい議論は Appendix にゆずる。

2-1 1層の境界面の場合

媒質のプラズマ振動数 ω_p は、電子の質量と媒質中の電子の密度 n_e を用いて

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}\right)^{1/2} \tag{2-1a}$$

$$\simeq \left(\frac{2Z}{A} \times \rho[g/cm^3]\right)^{1/2} \times 21\,eV \tag{2-1b}$$

とあらわされる。以下では媒質1は密な物質、媒質2は真空またはガスを想定し、$\omega_{p_1} > \omega_{p_2}$ とする。

入射粒子のローレンツ因子をγ, transition radiation による光子の角振動数をωとすると、単位立体角, 単位振動数当りに放出されるエネルギーは、$1 \ll \gamma$; $\theta \ll 1$; $(\omega_{p1}/\omega)^2$, $(\omega_{p2}/\omega)^2 \ll 1$ の下では

$$\frac{d^2E_0}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2}\left[\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+(\omega_{p1}/\omega)^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+(\omega_{p2}/\omega)^2}\right]^2 \tag{2-2}$$

である。ここで、θは粒子の境界面上の通過点から粒子の軌跡を基準に測った角度である。この式の導出は Ref. 12 に詳しく書かれている。

輻射の起こり方は入射粒子の軌跡と境界面のなす角にはほとんど依存せず、また、この輻射は粒子の進向方向に向って開いた $\gamma^{-2}+(\omega_{p2}/\omega)^2 < \theta^2 < \gamma^{-2}+(\omega_{p1}/\omega)^2$ の狭い円錐形に放射される。この角度はγが数千のときには 0.1° にも満たないので、普通のTRDでは角度は観測しない。

そこで(2-2)の角度積分を実行すると、次のようになる。(fig. 2-1)

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} F(x_1, r)$$

$$F(x, r) = \frac{1+r+2x^2}{1-r} \log\frac{x^2+1}{x^2+r} - 2 \tag{2-3}$$

ただし、$x_{1,2} = \omega/\gamma\omega_{p1,2}$, $r = \omega_{p2}^2/\omega_{p1}^2$ と定義する。(2-3)について 3つの極限を考えてみる。ただし、いずれにおいても $r \ll 1$ とする。

a) $\gamma \ll \omega/\omega_{p1}$ $(1 \ll x_1)$ の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{\alpha}{6\pi}\left(\frac{\gamma\omega_{p1}}{\omega}\right)^4 \tag{2-4a}$$

となり このとき $dE_0/d\omega$ は非常に小さい。

b) $\omega/\omega_{p_1} \ll \gamma \ll \omega/\omega_{p_2}$

($\chi_1 \ll 1 \ll \chi_2$) の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\log\frac{\gamma\omega_{p_1}}{\omega} - 1\right) \qquad (2\text{-}4b)$$

となり、ローレンツ因子 γ の対数に比例する。

c) $\omega/\omega_{p_2} \ll \gamma$ ($\chi_2 \ll 1$) の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\log\frac{\omega_{p_1}}{\omega_{p_2}} - 1\right) \qquad (2\text{-}4c)$$

と定数になる。

以上から我々は transition radiation によって充分な量の光子を得るには $\omega \lesssim \gamma\omega_{p_1}$ を満たす必要があることがわかる。また、媒質2が真空($\omega_{p_2}=0$)でない限り、c) のようにローレンツ因子 γ の増加に対して transition radiation は飽和をおこす。これは TRD の性能の限界を決める大きな要因の1つとなる。

(2-3) を光子の角振動数 ω で積分すると transition radiation によって放射される全エネルギーが求められる。これは、

$$E_0 = \frac{\alpha}{3}\frac{(\omega_{p_1}-\omega_{p_2})^2}{\omega_{p_1}+\omega_{p_2}}\gamma \qquad (2\text{-}5)$$

となる。同様に (2-3) から光子の平均のエネルギー $\overline{\omega}$ (= 角振動数) も求められる。

$$\overline{\omega} \simeq \frac{3}{4\pi}\omega_{p_1}\gamma \qquad (2\text{-}6)$$

となる。ただし $\xi \ll 1$ とした。通常の TRD では、

この条件はみたされる。例えば、ポリプロピレン($\omega_{p1}=19eV$)と空気($\omega_{p2}=0.7eV$)の境界を2GeV/cの電子($\gamma=4000$)が通過するとき、$r=1.4\times10^{-3}\ll1$で、$\bar{\omega}\sim18keV$である。このように、普通TRDではX線領域の光子が発生するが、低いエネルギーの光子は観測する以前に吸収されてしまう。一方、fig. 2-1でわかるようにtransition radiation光子は低いエネルギーほど多く発生する。従って、現実的な議論をするために、光子のエネルギーにあるカットオフω_0を設けて、それより高いエネルギーの光子に注目しよう。transition radiationで発生するω_0より高いエネルギーの光子の全エネルギーは、$r\ll1$; $\omega_0/\gamma\omega_{p1}\ll1$の下ではfig 2-2のようになる。また、同様に$\omega_0$より高いエネルギーの光子の総数をfig 2-3に示した。例えば、$\gamma=4000$, $\omega_{p1}=19eV$のとき、光子の数は

$$N_0(\omega>12keV)\simeq0.5\alpha \qquad (2.4a)$$

$$N_0(\omega>8keV)\simeq0.6\alpha \qquad (2.4b)$$

と高々$\alpha(=1/137)$のオーダーである。従ってtransition radiationを測定器に応用する場合、粒子の入射に対して確実に光子を発生させるためには、数百層の境界面をもったradiatorを用いなければならない。また、fig. 2-2, 2-3から、光子の全エネルギーはローレンツ因子γにほぼ比例するが、総数はγに対してゆるやかな増加しかしないことがわかる。

2-2 1層の媒質がある場合

媒質2で満たされた空間に、粒子の軌跡に対する厚さが l_1 の媒質1が横たわっている場合を考える。この場合、2-1で論じた境界面は2層あるが、各層から発生した光子がお互いに干渉しあう。その結果(2-2)の $d^2E_0/d\omega d\Omega$ に対して

$$\frac{d^2E_1}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2E_0}{d\omega d\Omega} \times 2 \times \left(1 - \cos\frac{l_1}{Z_1(\theta)}\right) \qquad (2\text{-}5)$$

となる。ただし、ここで

$$Z_{1,2}(\theta) \simeq \frac{2}{\omega}\left(\theta^2 + \gamma^{-2} + \frac{\omega_{p\,1,2}^2}{\omega^2}\right)^{-1} \qquad (2\text{-}6)$$

と定義する。特に $Z_{1,2}(\theta)$ は formation zone と呼ばれ、媒質2を通ってきた荷電粒子の作る電磁場が、媒質1中での新しい平衡に達するのに必要な長さと解釈できる。媒質1が薄く、$l_1 \ll Z_1(\theta)$ であるときは、transition radiation は境界面が1層の場合に比べて、ほとんど外にあらわれない。(Ref. 3)

更に、(2-5)を角度で積分する。その結果を

$$\nu = \frac{2\omega}{l_1\omega_{p1}^2}, \quad \Gamma = \frac{2\gamma}{l_1\omega_{p1}} \qquad (2\text{-}7)$$

というパラメタを用いて次のようにかく。

$$\frac{dE_1}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi} G(\nu, \Gamma) \qquad (2\text{-}8)$$

$G(\nu, \Gamma)$ のふるまいは fig. 2-4 に示した。

2-3 多層の媒質がある場合

多層の媒質がある場合には 1層の場合の輻射場の振幅を位相差と減衰を考慮して重ね合わせればよい。すなわち、媒質の吸収係数を $\mu_{1,2}$ とし、(2-6)で定義した $Z_{1,2}(\theta)$ を用いて、

$$\frac{d^2E_N}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2E_1}{d\omega d\Omega} \times \frac{1+e^{-N\sigma}-2e^{-\frac{N\sigma}{2}}\cos N\phi}{1+e^{-\sigma}-2e^{-\frac{\sigma}{2}}\cos\phi} \qquad (2\text{-}9)$$

とあらわされる。ただし、Nは層の数であり また σ, ϕ を次のように定義した。

$$\sigma = \mu_1 l_1 + \mu_2 l_2 \qquad (2\text{-}10)$$

$$\phi = \frac{l_1}{Z_1(\theta)} + \frac{l_2}{Z_2(\theta)} \qquad (2\text{-}11)$$

(2-9) の角度積分は、近似的に

$$\frac{dE_N}{d\omega} = 4\pi^2 N_{eff} \sum_k \frac{d^2E_1(\theta_k)}{d\omega d\theta} \qquad (2\text{-}12)$$

ただし θ_k は

$$\phi_1(\theta_k) + \phi_2(\theta_k) = 2\pi k \qquad (2\text{-}13)$$

をみたすもの。また、N_{eff} は

$$N_{eff} = \frac{1-e^{-N\sigma}}{1-e^{-\sigma}} \qquad (2\text{-}14)$$

N_{eff} が σ にどう依存するかを fig. 2-5 に示した。

また、fiber のように不規則な厚さと間隔でならんだ多層の媒質を用いる場合には、多層での干渉を考えず、(2-5) あるいは (2-8) を N_{eff} 倍すれば、エネルギーの分布が得られる。

2-4 TRDのデザイン

TRDは radiatorとチェンバーから成る。TRDが最大限の性能を得るためのデザインの方法を以下に示す。

先ず、radiatorのデザインは、使用するエネルギー領域での粒子のローレンツ因子γは決まっているので、そのγに対して最適な媒質及びその厚さを選択しなくてはならない。多層の場合でも、(2-6)のように transition radiation 光子の角振動数は媒質のプラズマ振動数ω_{p_1}にほぼ比例する。従ってなるべくプラズマ振動数の高い媒質をradiatorに使うべきである。また、各層からのtransition radiationは(2-8)及びfig.2-4に見るように干渉によって特定の角振動数の光子が強められて出てくる。この干渉のパラメータ(2-7)を改めて次のようにあらわす。

$$\nu = \frac{\omega}{\omega_1} = \frac{\omega}{\gamma_1 \omega_{p_1}}, \quad \Gamma = \frac{\gamma}{\gamma_1} \qquad (2\text{-}15)$$

ただし、

$$\omega_1 = \frac{l_1 \omega_{p_1}}{2} = 2.5\,\omega_{p_1}[\mathrm{eV}]\,l_1[\mu\mathrm{m}] \qquad (2\text{-}16)$$

$$\gamma_1 = \frac{l_1 \omega_{p_1}^2}{2} = 10^4 \left(\rho_1 l_1 [\mathrm{g\,cm^{-2}}]\right)[\mathrm{keV}] \qquad (2\text{-}17)$$

またρ_1は媒質1の密度である。fig2-4では$\nu^{-1} = \pi, 3\pi, \ldots$で強めあう干渉が、$\nu^{-1} = 2\pi, 4\pi, \ldots$ …では弱めあう干渉がおこっているのがわかる。

$\nu^{+}=\pi$ の干渉の山は幅が広いので、これを利用すると広い帯域の角振動数の光子を干渉によって多く発生させることができる。transition radiation によって発生する光子のエネルギーの分布は (2-3),(2-4) からわかるように γ/ω でスケールするので、$\nu^{+}=\pi$ と固定すると、Γ によって変化する。Γは大きいほど、言いかえれば (2-17) で定義した l_1 が小さいほど発生する光子の量が増す。以上を考慮に入れると、発生する光子の平均角振動数 $\bar{\omega}$ が $\nu^{+}=\pi$ を満たすように ω_1 を設定し、γ_1 は、想定される入射粒子のローレンツ因子に比べて低くなるように設定すればよいが、実際には、変化させることのできるパラメータは限られており、両者のかねあいが重要である。以上は各層での光子の発生に関したデザインだが、実際に多層で使用する場合には radiator 自身での光子の吸収が問題になる。物質による光子の吸収は低い角振動数に対しては光電効果によって、そしてある振動数 ω_K を境にそれ以上では弾性散乱による吸収が主におこり、それに伴って吸収係数は fig 2-6 のように変化する。従って transition radiation によって発生する光子の平均のエネルギー $\bar{\omega}$ を ω_K より大きく設定すると、吸収の少ない帯域を安定に利用できる。また、各層の間隔は formation zone 効果を考慮に入れると一層の厚さの5倍前後が適当である。

一方、チェンバーは radiator で発生した光子を確実にとらえて信号に変換する役目を負う。従って radiator で発生する光子の平均角振動数 $\bar{\omega}$ の2倍の角振動数をもつ光子に対して厚さ1吸収長くらいは必要である。

吸収係数の大きいXeやKrガスを用いたプロポーショナルチェンバーはコンパクトでありながら先程の条件を満たすことができる。特にXeは光子と荷電粒子とのエネルギー損失の比が最も良い。ただしXeには5keVに吸収端があるので、transition radiationによる光子の全エネルギー及び総数はfig.2-2, 2-3でカットオフ$\omega_0=5\,\mathrm{keV}$の場合に相当する。

fig.2-7に、各種のradiatorの素材の性質を示す。ここにあるnatural thresholdとは、(2-15)にあらわれたνに関する式について$\omega=\omega_K$, $\nu^+=\pi$をみたすときに決まるγ_1の値であり、radiatorを最適化したときに出る光子の量はγ_1が低いほど多い。最後にこの表を参考にしていくつかの素材の特徴をみてみよう。

LiH：ZがLiより更に小さく、従ってX線の吸収が少ない点は良いが、毒性があり活性が高いので取りあつかいに注意を要する。また、普通は粉末状なので望む厚さが得にくい。

Li：ZはLiHに次いで小さいが、プラズマ周波数がLiHやCH_2に比べて小さいので発生する光子の角振動数も低くX線の吸収に関しては必ずしも有利ではない。また、水と激しく反応するので湿度の管理が必要で、更に、純金属なので多層にした場合となり合う層がくっつくので表面にオイルをぬるなどの

対策が必要。延性はよいので充分うすいフィルムに加工できる。(Ref. 2, 4, 5, 6)

Be：プラズマ周波数が特に高く、しかもZが小さいので radiator としての素質はある。しかし強い毒性をもち、うすいフィルムは特に高価である。

ポリプロピレン(CH_2)：以上の3種類に比べるとX線の吸収が多い。しかしプラズマ周波数はLiHなみでLiより大きいので以前の我々のテストでは平均角振動数の高い光子を発生させるポリプロピレンの方がLiよりも radiator として高い性能を示した。また、フィルムやファイバー状のものが入手しやすく、とりあつかいも特別な注意を必要としない。(Ref. 7)

Mylar：24 eV のプラズマ周波数をもつ。分子を構成する原子の種類はポリプロピレンと同じく炭素と水素である。フィルム状に加工されている。(Ref. 2, 5, 7)

3. テスト用TRDの構造

テスト用測定器は、入射粒子に transition radiation を起こさせるための radiator と、入射粒子と transition radiation 光子のエネルギー損失を測定する Multiwire Drift Chamber から成り、その間には 2つを隔てる隔壁がある。

3-1 Radiator

Radiator の素材として我々はポリプロピレン (CH_2) を用いた。綿状とフェルト状に加工されたポリプロピレン・ファイバーがあり、これらを用いて次の3つのタイプの radiator を用意した。

type I : 綿状のポリプロピレンファイバーを断面積 $10\times10\ cm^2$, 厚さ 4.5 cm の四角柱状にパックしたもの。糸の直径は 18, 26, 34, 54 μm, 総量は 30, 40, 50, 60, 67g を用意した。

type II : フェルト状に加工されたポリプロピレンファイバーを用いた。ファイバーの直径は 18 μm, フェルト一枚は面積 $10\times10\ cm^2$, 厚さ 4.3 cm、質量 5g であり、これを 10枚あるいは 11枚重ねたものを用意した。

type III : 綿とフェルトの複合型。断面積 $10\times10\ cm^2$, 厚さ 4.5 cm の四角柱の枠の中

に綿状のファイバーをつめ、そのふたと底に、typeⅡで用いたフェルト 1/2 枚ずつを使ったものである。ファイバーの直径は綿、フェルト共に 18μm、綿の質量は 50,60,70 g を用意した。

3-2 Multi Wire Drift Chamber

MWDCは厚さ 2.0 cm、センスワイヤとポテンシャルワイヤの間隔が 0.5 cm である。チェンバーの前面には $10 \times 10\ cm^2$ の窓があいており、厚さ 30 μm のアルミナイズド、マイラーでふさがれており、この窓には radiator を置くためのフードがある。(fig. 3-1)

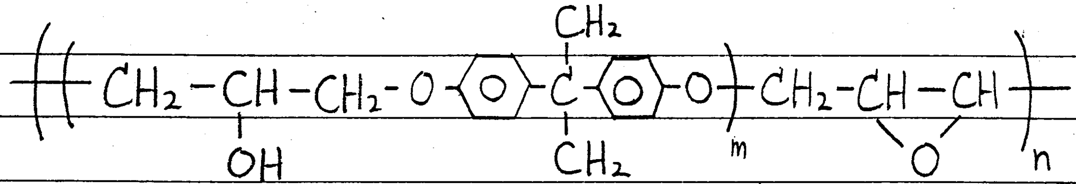
チェンバーガスは Xe(90%) + CH_4(10%) を用いる。Xe は高価だが、6 keV と 10 keV の光子をこのチェンバーで補捉する確率は、Ar を用いた場合にはそれぞれ 61% と 18% だが、Xe を用いるとそれぞれ 99.9% と 83% である。T-RD で高い性能を得るためには、radiator から放射される X 線領域の光子をできるだけ確実に補捉する必要があるので Ar よりも Xe を用いるのである。

3-3 隔壁

VENUS TRDは 直径約1.4m，長さ約4mの円筒形で それを縦方向に8等分して製作する予定である。このような大型のTRDでは radiatorとチェンバーの隔壁の素材の選択が重要である。隔壁には 広い面積を支える強度とX線の吸収の少ないことが要求される。ソーステストの結果 候補に残った次の2つを用意した。

a) Carbon Fiber Reinforced Plastic

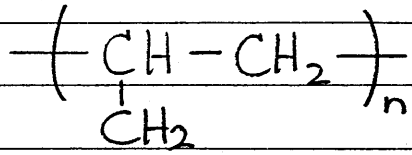
CFRPとは、その名の示す通り カーボンファイバーをプラスチックで固めたものである。そのプラスチックの構造式は次の通りである。



我々は厚さ3mmの20倍発泡アクリルフォームを厚さ0.1mmのCFRP 2枚ではさんで接着したものを用意した。

b) Carbon Fiber Reinforced Thermal Plastic

CFRTPは CFRPの場合とは異なる熱可塑性のプラスチックでカーボンファイバーを固めたものである。そのプラスチックの構造式は次の通りである。



a)と同様のアクリルフォームを厚さ0.1mmのCFRTP

2枚ではさんで接着したものを用意した。

4. 実験の方法

実験は高エネルギー物理学研究所の陽子シンクロトロンのT2ビームラインで行った。各測定装置はfig. 4-1のように設置した。ビームの最上流と最下流にはπ中間子と電子とを選別するためのガス・チェレンコフカウンターと鉛ガラス・カロリメータを置いた。TRDの前後にはビーム・ドリフト・チェンバー(図中 BDC1,2)を置き、入射粒子の軌跡を決定し、粒子のTRDのMWDC上での通過点を求めるのに用いた。また、ビーム・ドリフト・チェンバーの上流に3枚下流に1枚のシンチレーション・カウンタをトリガ用に置いた。(図中 T1~T4) 運動量1, 2, 3 GeV/cのビームを4重極磁石で集束して用いた。

TRDのMWDCには mass flow controler によって Xe 90%, CH_4 10%に保たれた混合ガスを流量40 cc/minで流しつづけた。また、チェンバーから出たガスの N_2, O_2, CH_4 濃度をガス・クロマトグラフィーによって測定した。酸素濃度依存性のテストの際には、一度チェンバーのガス入口と出口を開放して大気にさらし注射器を使って100ccの空気を注入し、その後ガス経路を元にもどして流量40 cc/minで混合ガスを流した。

MWDCのゲインは ^{109}Cd (22keV X-ray)を用いて較正した。

データ収集のトリガは4枚のシンチレーションカウンタの信号の論理積によった。ビーム・ドリフト・チェンバー

の信号は　ディスクリミネーターを通したあとTDCへ、
TRDの信号は チャージアンプを通したあとADCへ送り、
それぞれCAMACで処理して　PDP-11で読み込んだ。

5. 解析 及び 結論

5-1 イベントの選別

5-1-1 ビーム・ドリフト・チェンバー

ビーム・ドリフト・チェンバーは TRDの上流, 下流合わせて 7層あり、これらのデータから 粒子の軌跡を直線でフィットした。このとき、求めた軌跡との残差が 1.5 mm 以上のデータは棄却し、生き残ったデータを用いて 再び 軌跡を求めた。ここで生き残ったデータが 6組に満たない イベントは棄却した。この結果, 生き残ったどのデータについても 残差は 93% 以上のイベントで 0.5 mm 以下になった。(fig. 5-1)

5-1-2 鉛ガラス カロリメーター

fig. 5-2 は チェレンコフ・カウンターを トリガ に コインシデンス したときと しないときの 鉛ガラス カロリメーターの パルスハイト スペクトルである。パルスハイトの高い方のピークが電子、低い方のピークが π中間子の信号である。π中間子と電子との選別を行うために, ビームの運動量に応じて パルスハイトに対する カットオフを 次のように決めた。
(数字は ADCのチャネル数をあらわす.)

1 GeV/c　$100 < P.H. < 400 \longrightarrow \pi$
　　　　　$620 < P.H. < 900 \longrightarrow e$

2 GeV/c	100 < P.H. < 650	→ π
	1100 < P.H. < 1600	→ e
3 GeV/c	100 < P.H. < 700	→ π
	1250 < P.H. < 1600	→ e

5-1-3 TRDのMWDC

ビームは センス・ワイヤ3本分の ドリフト領域に広がっている。(fig.5-3) 従って この3本のワイヤの シグナルについてのみ 解析した。粒子の 通過位置による ゲインの 依存性は fig.5-4に示した通りであり、ポテンシャルワイヤの付近で他の位置より低い。そこで、各センスワイヤの片側 3mm 以内を 粒子が 通過したイベントのみを選んで radiatorや 隔壁の性能を比べる。

5-2 TRDによる粒子同定の方法

Transition radiationによって 放射される光子の エネルギーは 入射粒子の ローレンツ因子γに ほぼ比例する。(式2-5, 2-6) 例えば 2 GeV/c の電子と π中間子の γは それぞれ 4000と 15 なので、電子が入射したときには X線領域の光子が発生しても π中間子では 全く発生しないと考えてよい。我々は この現象を電子と π中間子の 同定に 使おうとしているが、実際に 測定した信号から この同定を行うには 大

きく分けて2つの方法がある。1つは光子の信号だけをとり出して直接的に光子放出の有無を知ろうとする方法で、cluster counting method (Ref. 8, 9) などがこれにあたる。他方は、もともとπ中間子より大きい電子のエネルギー損失が、X線領域の光子を伴うことによって更に大きくなることを利用するものである。この方法には truncated mean method, likelihood method がある。今回は後者の2つの方法を使った。

5-2-1 Truncated mean method

Truncated mean method とは、1組のデータからいくつかのデータを棄却し、残ったデータの平均 (truncated mean と呼ばれる) を求める方法である。

TRDの検出器でのπ中間子のエネルギー損失スペクトルは長いランダウテイルを持ち、電子のエネルギー損失スペクトルとの重なりが大きいので、1つのデータだけでは粒子選別能力は限られている。そこで、いくつかのデータのうち最大のものを棄却して残りの平均をもとめると、ランダウテイルが小さくなりπ中間子と電子のスペクトルの重なりが減少するので粒子選別能力が向上する。

実際には、電子が入射したときにそれを電子であるとみなす確率（電子に対する収率）が

一定の値となるように truncated mean パルスハイトに対して カットを設ける。そして 入射粒子の truncated mean パルスハイトが このカットをこえたときは 電子，こえないときは π中間子 とみなす というふうに 粒子同定を行う。この方法による選別能力の良否は、入射したπ中間子が誤って電子であるとみなされてしまう確率（contamination）で表わされる。

5-2-2 Likelihood method

n 組の TRD を 粒子が通過したときの i 番目の TRD での エネルギー損失を E^i、また、電子とπ中間子の エネルギー損失の 確率密度関数を $P_e^i(E^i)$，$P_\pi^i(E^i)$ とするとき、尤度関数（likelihood functions）を 次のように定義する。

$$L(e;E) \equiv \prod_{i=1}^{n} P_e^i(E^i)$$

$$L(\pi;E) \equiv \prod_{i=1}^{n} P_\pi^i(E^i)$$

このとき、このイベント $E=(E^1,\ldots,E^n)$ が電子によるものである確率 P_e を

$$P_e(E) = \frac{L(e;E)}{L(e;E)+L(\pi;E)}$$

と定義する。あとは truncated mean method と同様に カットを設けて、各イベントの P_e の値と カットとの大小で 粒子の同定を行う。

Truncated mean method は 電子のエネルギー

損失スペクトルの積分値だけからカットを決めて実際の運用では1組のデータの平均値を計算するだけである。それに対して likelihood method は電子とπ中間子のエネルギー損失スペクトルの形まで用いてカットを決め、運用する際もデータ1組毎に尤度関数の値を求める。従って likelihood method は使用する情報が多いので得られる選別能力も高いが運用にあたってはより複雑な処理を必要とする。

今回のテストでは1組のTRDしかないので一連のイベントを用いて仮想的な4組のTRDのデータを作った。また、likelihood method のための確率密度関数 P_e, P_π は、テストによって実際に得られたスペクトルから規格化して作った。truncated mean method の場合も likelihood method の場合も、電子に対する収率が90%となるようにカットを決めた。

5-3 結果と考察

様々なテスト結果の前に、典型的なデータをみてみよう。fig. 5-5 は radiator を置かないときの粒子の電離損失である。電離損失だけからは粒子の同定が難かしいことがわかる。fig. 5-6 はポリプロピレンの radiator を置いた場合である。π中間子によるスペクトルは変化しないが、電子は transition radiation 光子を伴うのでスペクトルがエネルギーの高い方へ移動したのがわかる。このままで統計的な処理をしないと、電子の収率90% のときにπ中間子の contamination は約 35% である。fig. 5-7 は fig. 5-6 に含まれるイベントを 4つ1組にして truncated mean をとったものである。特にπ中間子のスペクトルのランダウテイルが小さくなってπ中間子と電子のスペクトルの分離が良くなっている。fig. 5-8 は fig. 5-7 のスペクトルを元にして、likelihood method で入射粒子が電子である確率を計算したその分布である。いずれも 4つのイベントから1つの値を計算しているので、電子の収率90% のときのπ中間子の contamination は 5% 前後である。

このように、TRD の性能は contamination ではかることができるが、元をただせば、電子がどれだけ多くの、エネルギーの高い光子を伴って検出されるかで決まる。以下のテスト結果はその違いを比べたものである。

5-3-1 粒子のチェンバー上の通過位置依存性

fig.5-4は電子とπ中間子のチェンバーでの電離損失によるパルスハイトの通過位置に対する依存性を示したものである。これによるとポテンシャルワイヤの付近でチェンバーのゲインが落ちているのがわかる。更に調べてみると、ポテンシャルワイヤの付近でパルスハイトは下がるがパルスハイト・スペクトルの幅は他の位置と比べてむしろ広い。(fig.5-9) その結果、TRDの粒子選別能力もポテンシャルワイヤの近くで悪化する。(fig.5-10)

この原因はMWDCの電場の様子にあると考えられる。すなわち、fig.5-11に示したMWDCの等電位面をみるとわかるように、壁面とポテンシャルワイヤが等電位であるために、ポテンシャルワイヤ付近に電位の峠ができて、そこで電位が0になる。荷電粒子がこのチェンバーを垂直に通過すると約80コのXe原子をイオン化する。充分な電場があるところではイオン化によって生じた電子は電場によってXeイオンからひきはなされ、センスワイヤに向ってドリフトしてゆくが、電場が弱いところで生じたイオン対は再び元のXe原子にもどり、センスワイヤには検出されない。従ってポテンシャルワイヤの付近を通過した粒子に対しては、電離損失に比例したパルスハイトが得られないと考えられる。

以上のような、ポテンシャルワイヤ付近でのゲインの低下は、MWDCにワイヤ方向の磁場を与えることで解消された。(fig.5-13) この原因については、ポテンシャルワイヤ付近の電場の弱いところでのXeのイオン化によって

生じた電子が ワイヤ方向の磁場から受けるローレンツ力によって Xe イオンから引きはなされ、充分な強さをもった電場のある領域へ導かれ、その結果 粒子の通過位置に関係なく一定のゲインが得られると考えれば 先程の考察とも両立する。(磁場による力線の変化を fig5-12 に示す)

VENUS のTRDは超電導電磁石の内側におかれ、ワイヤ方向の強い磁場を受けるので ゲインは粒子の入射位置に依らず一様で、従って一様な粒子選別能力が得られる。

5-3-2 ゲインの酸素濃度依存性

π中間子のビームを用いて MWDCのゲインの酸素濃度依存性を調べた。fig.5-14はチェンバーに空気を注入した後の時間経過と酸素濃度の関係を示している。データ収集の間の平均の酸素濃度は図中の曲線から求めた。fig.5-15にπ中間子に対するゲインの平均値の酸素濃度依存性を示した。更に fig.5-16はそれを粒子の通過位置別に比べたものである。1000ppm以上でゲインの急激な低下がおこることがわかる。

酸素分子は電子親和力が0.44eVと低く電子をとらえて分子内振動で励起したイオンになりやすい。(Ref.10)

$$O_2 + e^{-*} \longrightarrow O_2^{-*} \longrightarrow O_2^{*} + e^{-} \quad (a)$$

$$O_2^{-*} \xrightarrow{+M} O_2^{-} + M + \text{energy} \quad (b)$$

(a)は励起した酸素イオンが励起した酸素分子とエネルギーを失った電子に変わる反応、(b)は励起した酸素イオンが他の分子との衝突によってエネルギーを失う反応である。このような過程でガス中をドリフトしている電子のエネルギーあるいは電子それ自身が失われ、ゲインの低下をひきおこす。fig.5-16において、ポテンシャルワイヤの近くのゲインが全ての酸素濃度で低いのは前節で述べた理由で説明がつくが、各位置でのゲインを低濃度でのゲインで規格化してもポテンシャルワイヤ付近では酸素濃度の増大によるゲインの低下がセンスワイヤの近くよりも大きい。(fig.5-17) これには2つの原因が考えられる。1つは、電子がセンスワイヤ付近までドリフトしてゆく距離が長いのでそれだけ酸素に吸着される確率が高くなるということ、もう1つはfig.5-18が示すようにセンスワイヤ付近のように電場が小さいところでは酸素が電子を吸着する反応断面積が大きいということである。(Ref.11)

以上のような現象が顕著になるのは酸素濃度が数百ppm以上のときである。従ってTRDの製作にあたってチェンバー内の酸素濃度が例えば100ppm以下に保たれるようにガスリークを減らすことによってTRDは酸素濃度に対して充分安定に運用できる。

5-3-3 選別能力の入射粒子の運動量による依存性

我々はビームの運動量を1,2,3 GeV/cと変化させてTRDのテストを行った。これらの運動量の電子とπ中間子のローレンツ因子γはそれぞれ2000と7.2、4000と14.3、6000と21.5である。入射粒子の電離損失はπ中間子では最小であり、電子は充分に相対論的なので運動量とともにゆるやかに増加する。fig.5-19はtransition radiation光子を伴った電子のエネルギー損失のスペクトルである。1GeV/cと2GeV/cのスペクトルでは光子の量に大きなちがいがあるが、2GeV/cと3GeV/cではあまり変化がない。一般にtransition radiation光子の全エネルギーと平均のエネルギーは入射粒子のローレンツ因子γに比例し、光子の数もγのゆるやかな増加関数であるが(fig 2-2,3)、radiatorが真空中におかれていない場合には、光子の放射はγの増加に対して飽和して、一定量以上には増えなくなる。その条件は $\omega/\omega_{p_2} \ll \gamma$ (式(2-4c))である。我々のTRDのradiatorは空気中(プラズマ周波数 $\omega_{p_2}=0.7\mathrm{eV}$)におかれているので、$\omega/\omega_{p_2}$ は10keV, 20keVの光子に対してそれぞれ526, 1050である。2GeV/c, 3GeV/cの電子のローレンツ因子γはそれぞれ4000, 6000なので、fig 5-19で2GeV/c, 3GeV/cでの光子の量の増加が、1GeV/cと2GeV/cでの増加に比べて少ないことがこれで理解できる。以上の議論は干渉による効果を考慮に入れないものであったが、干渉の効果はradiatorのプラズマ周波数と厚さでほとんど決まり

ローレンツ因子γのこの程度(γ=2000〜6000)の変化にはほとんど依存しない。例えば20KeVの光子に対するformation zoneは$\gamma \to \infty$での上限22μmに対してγ=2000, 4000, 6000でそれぞれ17, 20, 21μmであり、発生する光子の量にはほとんど影響しない。

以上のような原因によるスペクトルの変化(fig 5-20)によってTRDの粒子選別能力は(fig. 5-21)のように変化する。トリスタンのエネルギー領域ではπ中间子によるtransition radiationは無視できるので、入射粒子の運動量が2GeV/c以上では、我々のTRDはほぼ一定の性能で働くはずである。

5-3-4 Radiator のテスト

fig.5-22,23は、radiator全体の密度と隔壁の素材を同一の条件にしたときの各種のradiatorを使った場合の、電子によるエネルギー損失スペクトルと、π中間子のcontaminationである。ポリプロピレンファイバーの直径が18,26,34,54 μmと太くなるにつれ、contamination が大きくなっている。一方、ファイバーの太さ(radiator一層の厚さ)を変えたとき、TRDの理論から、放出される光子のエネルギー分布にどのような変化が起こりうるか考えてみる。先ず、radiator一層からの寄与についてみると、式(2-15)にあらわれる $\gamma_1 = \omega_{p_1} l_1/2$ (l_1 は radiatorの厚さ)が変化する。この変化による寄与は、$\Gamma = 2\gamma/\omega_{p_1} l_1$, $\nu = 2\omega/l_1\omega_{p_1}^2$ というパラメータを用いてfig.2-4に示してあるが(詳細は2章を参照)l_1が大きくなるにつれ、放射されるエネルギーは全体に小さくなるが、干渉によって強めあう光子の1個あたりのエネルギーは高くなる。次に、radiator全体の変化としては、radiatorの層の数が変化する。すなわち、全体の密度を一定に保った場合、ファイバーの太さが変化すると、層の数も変化するので radiator全体での光子の吸収係数は変化しない。そして radiator一層での光子の吸収係数は太さに比例する。この2点を考慮すると式(2-14)にあらわれる N_{eff} はfig2-5のようにファイバーが太くなると急に少なくなる。ファイバーによる、一層のradiatorとしての厚さはある値のまわりにランダムなひろがりをもつので、radiator全体からの光子のエネルギー分布は、

一層からのそれのNeff倍程度である。結果的には、以上の効果が、ファイバーが太くなると光子の発生がおさえられるように作用していると考えられる。ファイバーの太さと全体の密度が共に等しい場合には、フェルトよりもわた状のファイバーを圧縮したものの方が多少 radiatorとして性能がよくなる傾向がある。フェルトはファイバーを複雑にからみ合わた上でプレスして固めてあるので、わた状のものに比べて、空気の層が薄く少ないのが原因だと考えられる。

fig 5-24,25は同じ太さのファイバーで、radiator全体の密度を変えたものについての比較である。密度が小さくなると光子の発生量が減って contaminationを悪くしている。これは密度が減って radiatorとしての層の数も減少するのが原因だろうが、かといって密度を大きくしすぎると、空気の層が少なくなりすぎてやはり光子の発生量が減ることになると思われる

今回テストした中では、18μmのわた状ファイバー、密度0.15g/cm³ の radiatorが CFRTPの隔壁を併用して電子に対する効率が90%のときにπ中間子の contamination が5.4%と最も良く(fig.5-23,26)次いで同じ太さ、密度のフェルトの radiatorで contamination は6.0%だった。わた状のファイバーはこの程度の密度に保つのにかなりの力が必要で、容器には大きな圧力がかかるので、VENUSで使う程の大きな有効面積をもつTRDの radiatorとして使うには、隔壁を補強するか、あらかじめ所定の大きさにパックして radiatorのスペースに入れるなど、製作に手間がかかる。

それに対して フェルトのradiatorは 性能面で多少劣るものの、加工は非常に容易である。

5-3-5 隔壁のテスト

fig. 5-26は 3種類のradiatorに対して CFRPとCFRTPを MWDCとの間におき、この2種類の隔壁が 光子を吸収することによるcontamination への影響を示している。光子を伴った電子のエネルギー損失のスペクトルをfig. 5-27に示す。

CFRPは CFRTPよりも X線の吸収が大きいことがわかる。CFRPには 炭素原子よりも 約3倍大きい密度吸収係数をもつ酸素原子が含まれている。CFRPとCFRTPの密度は ほぼ等しく、厚さも等しいので、結果的に CFRPは X線を多く吸収する。このことがスペクトルの違いの原因であると考えられる。

VENUS TRDグループでは 更に適当な隔壁の素材をさがしているが、今のところ、強度, X線吸収の少なさの点で CFRTPが有力である。

5-4 まとめ

今回のテストで以下のことがわかった。先ずMWDCは粒子の通過位置によるゲインの不均一があるものの、実際にVENUS測定器に組み込まれた場合のようなワイヤ方向の磁場中ではその不均一はなくなる。そして100 ppmあるいはそれ以下の酸素濃度を保つことのできる気密性を持たせれば酸素濃度の多少の変化に対してもゲインの安定性を保つことができることがわかった。次いでradiatorは2 GeV/cの入射粒子に対してファイバーの直径18 μm, radiator全体の密度0.15 g/cm³のものが最も良く、電子の収率90%のときに π 中間子によるcontaminationが隔壁なしではtruncated mean methodで4.2〜4.7%, likelihood methodでは3.5〜4.0%であり、CFRTPの隔壁を併用した場合には6.8〜7.5%及び5.4〜6.0%であった。わた状のファイバーとフェルト状のファイバーではわずかに前者の方がradiatorとしての性能がよい。radiatorとMWDCの間の隔壁の素材についても同時にテストしたが、外見、強度では区別のつきにくいCFRPとCFRTPだが、X線の吸収については明らかな差があり、CFRTPの方がX線の吸収が少なくTRDに向いている。最後に入射粒子の運動量によるTRDの性能の変化だが、transition radiationの飽和は電子に対しては2GeV/c

くらいから起こる。従って今回のテストでも 1GeV/c に対しては充分な性能が得られず、また 3GeV/c に対しても 2GeV/c のときと比べて特に良い性能は得られなかった。この transition radiation の飽和領域は radiator を満たしている空気のプラズマ周波数によって決まっている。radiator を真空中あるいは他のガス中に置くことによって飽和領域を変化させられるが、TRISTAN で起こる反応の2次粒子の運動量を考えると、TRD は 2GeV/c 以上で充分な性能を発揮する。

謝辞

最後に この研究の機会を与えていただいた大阪大学理学部 長島研究室の教官の方々および VENUS TRD グループの皆さんに感謝いたします。特に、長島順清教授には、学向上の御指導，精神的なはげましを受けるにとどまらず足腰まで鍛えていただいた。杉本章二郎助教授にも いろいろご心配をおかけした。鈴木洋一郎助手には直接の御指導をいただき、物理以外にも得るところが多かった。幅淳二助手を反面教師として人前での話題の選び方を学ばせていただいた。以上の方々と共に、VENUS TRD グループの渡瀬教授，作田誠助手にはこの論文に直接かかわる助言をいただくと共に、私の身勝手を許して下さって大変感謝している。広島大学の栗原良将氏にはTRDのデータ解析について教えていただいたし、林原泉氏、千葉助手はお忙しい中、ナイト・シフトに加わって下さった。山口慶剛氏とは女性観を共有できたし、上月登喜男氏とは一時悩みを共有した。また、上林俊之氏，兼松伸幸氏，坂本靜生氏は高エネルギー実験学を全く知らなかった私に親切に1から教えてくれて感謝している。山本浩之君、大島君はソフトウェアの仕事を手伝ってくれ、金行健治君からはソフトウェアの開発に関していろいろ教えていただいた。今村哲也君はよき議論の相手になってくれたし、船越

君、福田君は、気分転換と指の運動を教えてくれた。深井香妹の作る明るい雰囲気は何より仕事をはかどらせた。また煩雑な事務の手続きを肩代わりして下さった秘書の方々にも心から感謝している。
私のこの研究は以上の方々の協力、助言、はげまし、御指導そして寛大な配慮なしにはあり得なかったことを心から感じ入るとともに、今後も一層の御指導を願うものである。

Appendix

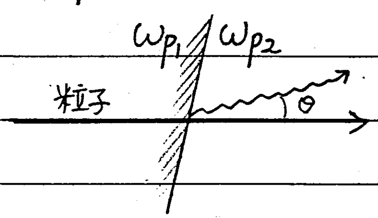
Transition Radiation の理論

A. 一層の境界面の場合

媒質 1,2 のプラズマ角振動数を $\omega_{p1,2}$、TR光子の角振動数を ω とすると、TRによって単位立体角，単位角振動数あたりに放出されるエネルギーは、

$$\frac{d^2E_0}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2}\left|\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+(\omega_{p1}/\omega)^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+(\omega_{p2}/\omega)^2}\right|^2 \tag{A-1}$$

ただし、γ は入射粒子のローレンツ因子であり、また $1 \ll \gamma$; $\theta \ll 1$; $(\omega_{p1}/\omega)^2, (\omega_{p2}/\omega)^2 \ll 1$ を仮定した。以下、媒質1は密な物質，媒質2はガスまたは真空を想定し、$r \equiv \omega_{p2}^2/\omega_{p1}^2 \ll 1$ を仮定する。輻射は $\theta \sim 1/\gamma \ll 1$ に集中しており、角度は普通観測されない。$d\Omega \simeq 2\pi\theta d\theta$ と近似して角度積分を実行すると、



$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi}F(x_1, r) \tag{A-2}$$

$$F(x, r) = \frac{1+r+2x^2}{1-r}\log\frac{x^2+1}{x^2+r} - 2 \tag{A-3}$$

ただし、$x_{1,2} \equiv \omega/\gamma\omega_{p1,2}$ と定義する。(A-2)のふるまいについては fig 2-1 を見よ。

(A-2)は、値の小さい順に 次のような極限がある。

a) $\gamma \ll \omega/\omega_{p_1}$ $(1 \ll x_1)$ の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{\alpha}{6\pi}\left(\frac{\gamma\omega_{p_1}}{\omega}\right)^4 \qquad (A\text{-}4a)$$

b) $\omega/\omega_{p_1} \ll \gamma \ll \omega/\omega_{p_2}$ $(x_1 \ll 1 \ll x_2)$ の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\log\frac{\gamma\omega_{p_1}}{\omega} - 1\right) \qquad (A\text{-}4b)$$

c) $\omega/\omega_{p_2} \ll \gamma$ $(x_2 \ll 1)$ の場合

$$\frac{dE_0}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\log\frac{\omega_{p_1}}{\omega_{p_2}} - 1\right) \qquad (A\text{-}4c)$$

充分な量のTR光子を得るためには b)の条件は満たす必要があり、c)の場合のようにTRが飽和する領域を考慮に入れてTRDもデザインしなくてはならない。

(A-2)からTR光子の平均角振動数を求めると $\gamma \ll 1$ のとき、

$$\overline{\omega} \simeq \frac{3}{4\pi}\omega_{p_1}\gamma \qquad (A\text{-}5)$$

また、radiatorで発生したTR光子のうち角振動数の低いものは検出される以前に吸収されてしまう。角振動数 ω_0 以上のTR光子が検出されるとすると、$x_0 = \omega_0/\gamma\omega_{p_1} \ll 1$, $\gamma \ll 1$ とするとき、検出される光子の全エネルギー $E_0(\omega > \omega_0)$ 及び総数 $N_0(\omega > \omega_0)$ は、

$$E_0(\omega > \omega_0) = \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{dE_0}{d\omega} d\omega$$

$$= \frac{2}{\pi}\gamma\omega_{p1}\left(\frac{2}{3}\mathrm{Tan}^{-1}\frac{1}{x_0} - x_0\left(\frac{2}{3}x_0^2+1\right)\right.$$

$$\left. \times\log\left(1+\frac{1}{x_0^2}\right) + \frac{2}{3}x_0\right) \qquad (A-6)$$

$$N(\omega>\omega_0) = \int_{\omega_0}^{\infty}\frac{1}{\omega}\frac{dE_0}{d\omega}d\omega$$

$$= \frac{\alpha}{\pi}\left(1-(x_0^2+1)\log\left(1+\frac{1}{x_0^2}\right) - \frac{1}{2}f\left(1+\frac{1}{x_0^2}\right)\right)$$

ただし $$f(z) = -\int_1^z \frac{\log t}{t-1}dt \qquad (A-7)$$

(A-6), (A-7) のふるまいは fig. 2-2, 2-3 を見よ。

B. 1層の媒質がある場合

ここでは 媒質2で満たされた空間に、粒子の通過方向に測った厚さが l_1 の媒質1がある場合を考える。この場合には、媒質2から1への境界と、媒質1から2への境界で発生する輻射を、位相差と減衰を考慮して重ね合わせればよい。媒質1の吸収係数を μ_1 とすると、(A-1) の $d^2E_0/d\omega d\Omega$ の代わりに、

$$\frac{d^2E_1}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2E_0}{d\omega d\Omega}\times\left(1+e^{-\mu_1 l_1} - 2e^{-\mu_1 l_1/2}\cos\frac{l_1}{Z_1(\theta)}\right)$$

ここで、 (B-1)

$$Z_{1,2}(\theta) = \frac{2}{\omega}\left(\theta^2+\gamma^{-2}+\frac{\omega_{p1,2}^2}{\omega^2}\right)^{-1} \qquad (B-2)$$

$Z_{1,2}$ を formation zone、また、$l_1 < Z_1(\theta)$ のとき

光子の発生は強く抑えられる。これを formation zone 効果という。

$r=0$ の下で (B-1) の角度積分を実行すると、$\tau=\omega_{p_1} l_1/2\gamma$, $x_1=\omega/\gamma\omega_{p_1}$ を用いて

$$\frac{dE_1}{d\omega}=\frac{\alpha}{\pi}\left((1+e^{-\mu_1 l_1})F(x_1,0)+2e^{-\mu_1 l_1/2}H(x_1,\tau)\right) \qquad \text{(B-3)}$$

ここで $F(x,r)$ は (A-3) で定義したもの。また、$H(x,\tau)$ は次のように定義する。

$$\begin{aligned}H(x,\tau)=&-(2x^2+1)\left(Ci\left(\tau\left(x+\frac{1}{x}\right)\right)-\cos(\tau x)Ci\left(\frac{\tau}{x}\right)\right.\\&\left.+\sin\left(\frac{\tau}{x}\right)si(\tau x)\right)+2\cos\left(\tau\left(x+\frac{1}{x}\right)\right)\\&+\tau\left(x+\frac{1}{x}\right)si\left(\tau\left(x+\frac{1}{x}\right)\right)+\tau x\cos\frac{\tau}{x}\,si(\tau x)\\&+\tau x\sin\left(\frac{\tau}{x}\right)Ci(\tau x)\end{aligned} \qquad \text{(B-4)}$$

$\Gamma=1/\tau$, $\nu=x/\tau$ を用いて、$G\equiv F+H$ のふるまいを fig. 2-4 に示した。これは媒質1での減衰を無視した場合 ($\mu_1 l_1 \ll 1$) の (B-3) のふるまいをあらわす。また、$l_1\longrightarrow\infty$ の極限では (B-1), (B-3) は $d^2E_1/d\omega d\Omega\longrightarrow d^2E_0/d\omega d\Omega$, $dE_1/d\omega\longrightarrow dE_0/d\omega$ となり、1層の境界面の場合に近づく。

1層の境界面の場合、(A-4b) のように、$dE_0/d\omega$ は $\omega<\gamma\omega_{p_1}$ のとき充分大きな値をとる。1層の媒質の場合にはそれに加えて formation zone 効果もあるので、

$$\omega < \min(\gamma\omega_{p1}, l_1\omega_{p1}^2/2) \quad (B\text{-}5)$$

を満たす場合に $dE_1/d\omega$ は充分大きな値をとる。

C. 多層の媒質がある場合

厚さ l_1 の媒質1が厚さ l_2 の媒質2をはさんで周期的にN層ある場合を考える。この場合には、1層毎の輻射場を位相差と減衰を考慮して重ね合わせればよい。各媒質の吸収係数を μ_1, μ_2 とし、$\sigma = \mu_1 l_1 + \mu_2 l_2$ と定義する。また、各媒質に対して、位相のずれ

$$\phi_{1,2} = \frac{\omega l_{1,2}}{2}\left(\theta^2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_{p1,2}^2}{\omega^2}\right) \quad (C\text{-}1)$$

を定義すると、(B-1)の代わりに

$$\frac{d^2E_N}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2E_1}{d\omega d\Omega} I^{(N)}(\sigma, \phi_1+\phi_2) \quad (C\text{-}2)$$

とかける。ただし、

$$I^{(N)}(\sigma, \phi_1+\phi_2) = \left|\sum_{n=1}^{N} \exp\left(-in(\phi_1+\phi_2) - \frac{n}{2}\sigma\right)\right|^2$$

$$= \frac{1+e^{-N\sigma} - 2e^{-N\sigma/2}\cos N(\phi_1+\phi_2)}{1+e^{-\sigma} - 2e^{-\sigma/2}\cos(\phi_1+\phi_2)}$$

である。 (C-3)

(C-3)において、l_2 が小さく $\phi_2 \ll \phi_1$ かつ $\mu_2 l_2 \ll \mu_1 l_1$ の極限では、(C-2)は(B-1)において l_1 を Nl_1 でおきかえたものになり、厚さ Nl_1 の1層の媒質とみなせる。また、l_1 も l_2 も充分小さく、$\phi_1 < 1$, $\phi_2 < 1$, $\mu_1 l_1 < 1$, $\mu_2 l_2 < 1$ をみたす

場合には、(C-2)は厚さ $N(l_1+l_2)$, プラズマ振動数 $\sqrt{(l_1\omega_{p_1}^2+l_2\omega_{p_2}^2)/(l_1+l_2)}$ の1層の場合と等価になる。

N層からの輻射は干渉によって $\phi_1+\phi_2=2\pi k$ (kは整数) となる角度 θ_k で鋭く強めあう。特に $1 \ll N$, $\sigma \ll 1$ のときには (C-3)は

$$I^{(N)}(\sigma, \phi_1+\phi_2) \simeq 2\pi N_{eff} \sum_k \delta(\phi_1+\phi_2-2\pi k) \tag{C-4}$$

ただし、

$$N_{eff} = \frac{1-e^{-N\sigma}}{1-e^{-\sigma}} \tag{C-5}$$

と近似できる。N_{eff} は $N\sigma \to 0$ の極限で層の数 N に近づくパラメタで、(C-3)のうち層の数の寄与は N_{eff} に、干渉の寄与はデルタ関数に集約されている。この近似を使って (C-2)の角度積分を実行すると

$$\frac{dE_N}{d\omega} = 4\pi^2 N_{eff} \sum_{k:\text{整数}} \frac{dE_1}{d\omega}(\theta_k) \tag{C-6}$$

ただし、

$$\theta_k^2 = \frac{4\pi k - \omega l_1(\gamma^{-2}+\omega_{p_1}^2/\omega^2) - \omega l_2(\gamma^{-2}+\omega_{p_2}^2/\omega^2)}{\omega(l_1+l_2)} \tag{C-7}$$

である。

ファイバーを使った radiator のように不規則な厚さの媒質が不規則な間隔で並んでいる場合には N層の干渉は考えず、1層の場合の (B-3) を N_{eff} すればよい。

References

1. V.L.Ginzburg and I.M.Frank,Z.Eksper, Theo.Fiz.16(1946)15

2. J.E.Bateman, The application of X-ray transition radiation to charged pa rticle in 300 GeV/c region, N.I.M.103(1972)565

3. Luke. C.L.Yuan et al., Formation-zone effect in transition radiation due to ultrarelativistic particles, Phys.Rev.Lett. 25(1970)1513

4. J.Cobb,C.W.Fabjan et al., Transition radiation for electron identificati on at the CERN ISR, N.I.M.140(1977)413

5. C.W.Fabjan and W.Struczinkski, Coherent emmition of transition radiation in periodic radiators, Phys.Rev.Lett. 57B(1975)483

6. J.Fischer,S.Iwata et al., Lithium transition radiation and Xenon detecto r system for particle identification at high energys, N.I.M. 127(1975)525

7. L.Cherry et al., Transition radiation from relativisticelectrons in peri odic radiators, Phys.Rev. D10(1974)525

8. T.Ludlum et al., Particle identification by electron cluster detection o
f transition radiation photons, N.I.M 180(1981)413
9. C.W.Fabjan et al., Practical prototype of a cluster- counting transition
radiation detector, N.I.M.185(1981)119

10.L.G.Cristophorou, D.L.McCorkle and A.A.Cristodoulldes, Atomic and molecu
lar radiation Physics, Wiley, New York 1971

11.F.Sauli, Principle of operation of multiwire proportional and drift cham
ber, CERN(1977)

12.Loyal Durand, Transition radiation from ultrarelativistic particles, Phy
s.Rev. D11(1975)89

13.X.Artru et al., Practical theory of the multiwire transition radiation d
etector, Phys.Rev. D12(1975)1289

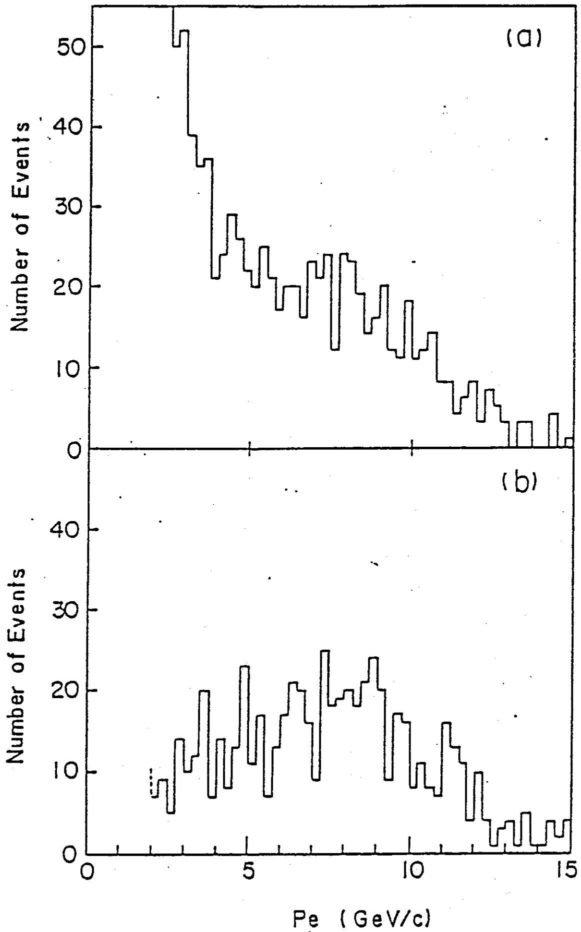
14.G.M.Garibyan, Transition radiation effect in particle energy loss, Sovie
t Phys. JETP 33(1971)23,JETP 10(1960)372

figures

fig.5-25　fig.5-24 に対応した各種radiatorを使ったときのπ中間子の contamination

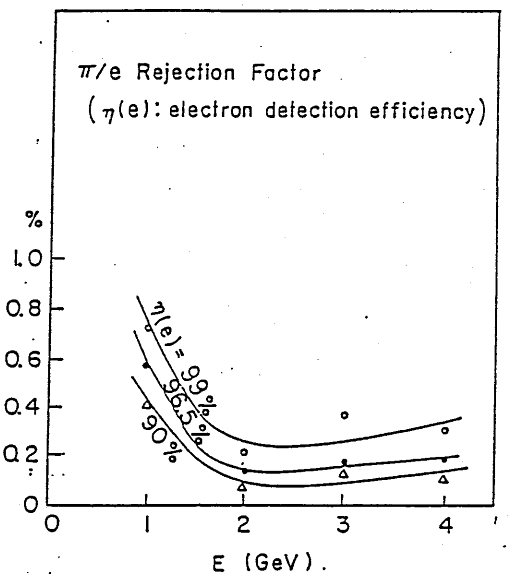
fig.5-26　隔壁を置かないとき　及び　ＣＦＲＰまたはCFRTPの隔壁を置いたときの　contamination への影響

fig.5-27　光子を伴った電子のエネルギー損失スペクトルに隔壁が及ぼす影響をみる。隔壁はない場合とＣＦＲＰ、ＣＦＲＴＰである



(a)
(b)
Number of Events
Number of Events
Pe (GeV/c)

fig. 1-1



π/e Rejection Factor
(η(e): electron detection efficiency)
%
η(e) = 99%
96.5%
90%
E (GeV).

fig. 1-2

VENUS DETECTOR

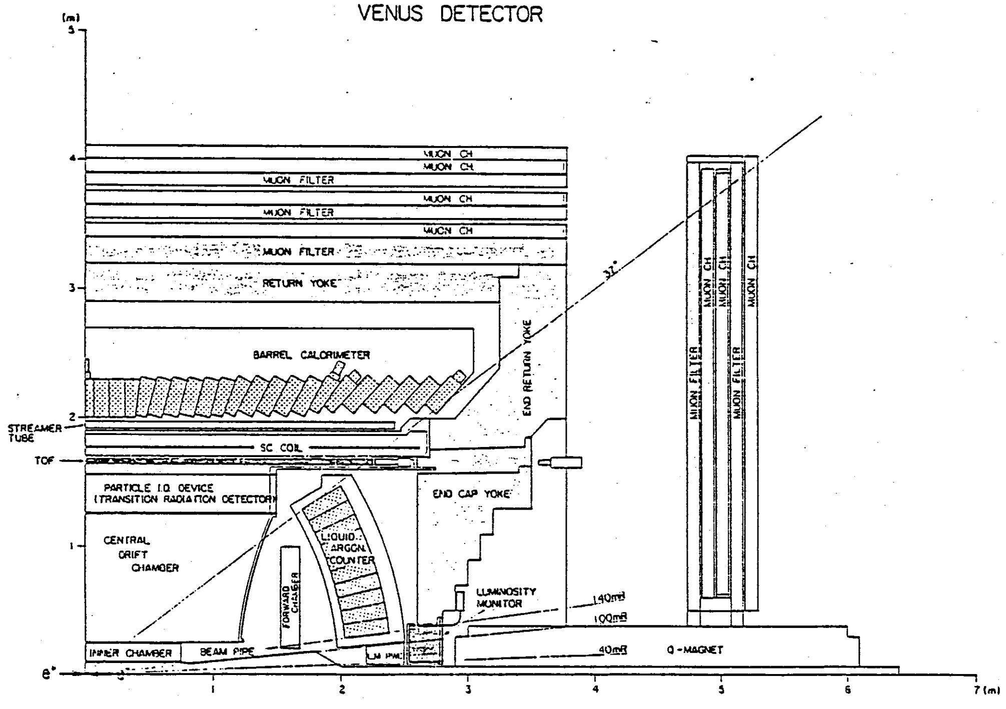
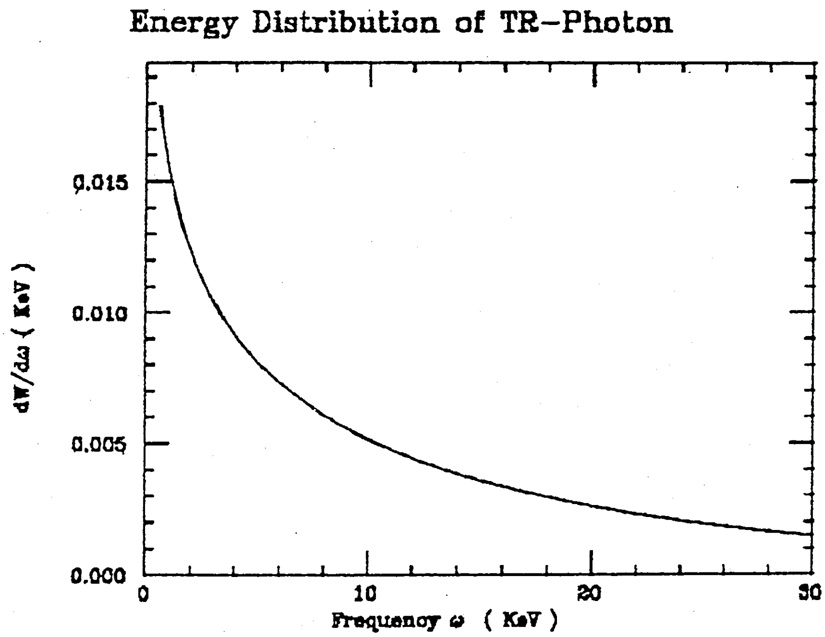


fig. 1-3



Energy Distribution of TR-Photon
dW/dω (KeV)
0.015
0.010
0.005
0.000
0
10
20
30
Frequency ω (KeV)

fig. 2-1

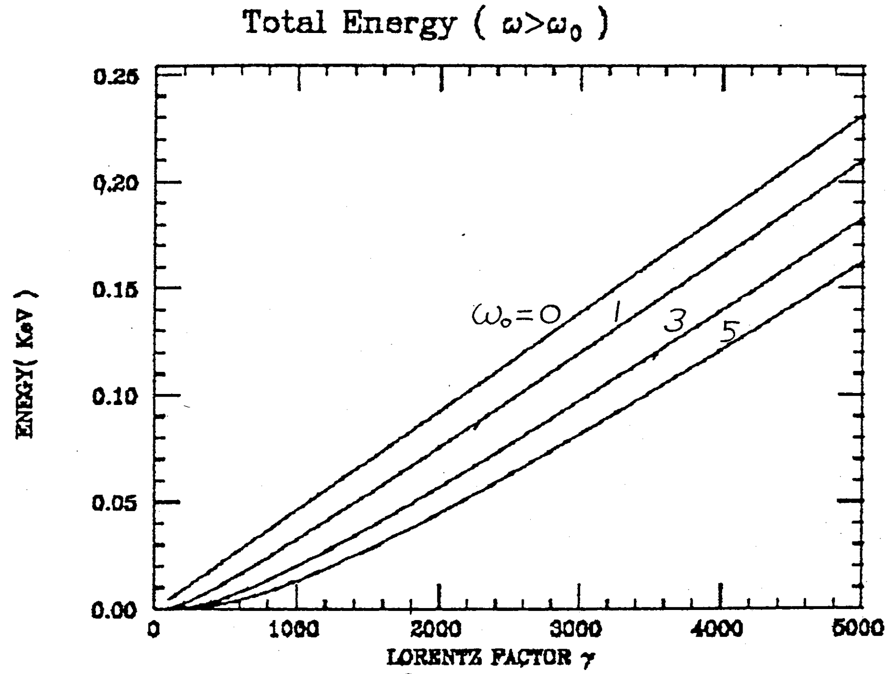
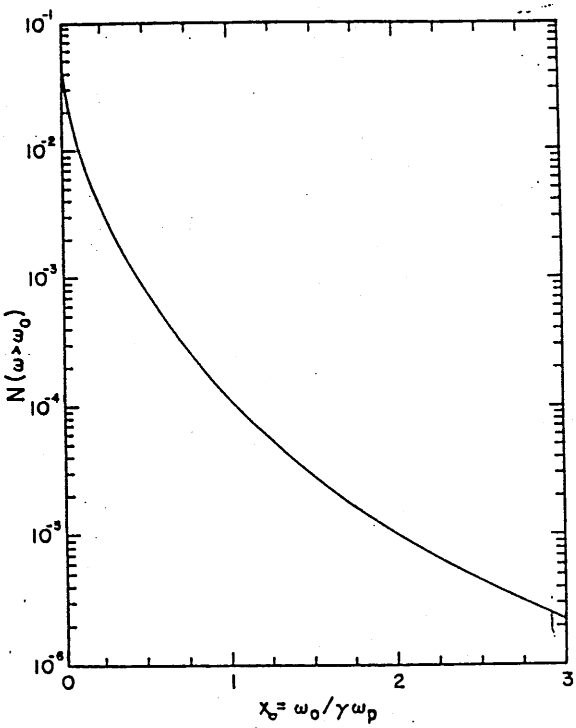


fig. 2-2



The number of photons radiated at frequencies $\omega > \omega_0$ by a single particle traversing a thick dielectric slab as a function of $x_0 = \omega_0/\gamma\omega_p$.

fig. 2-3

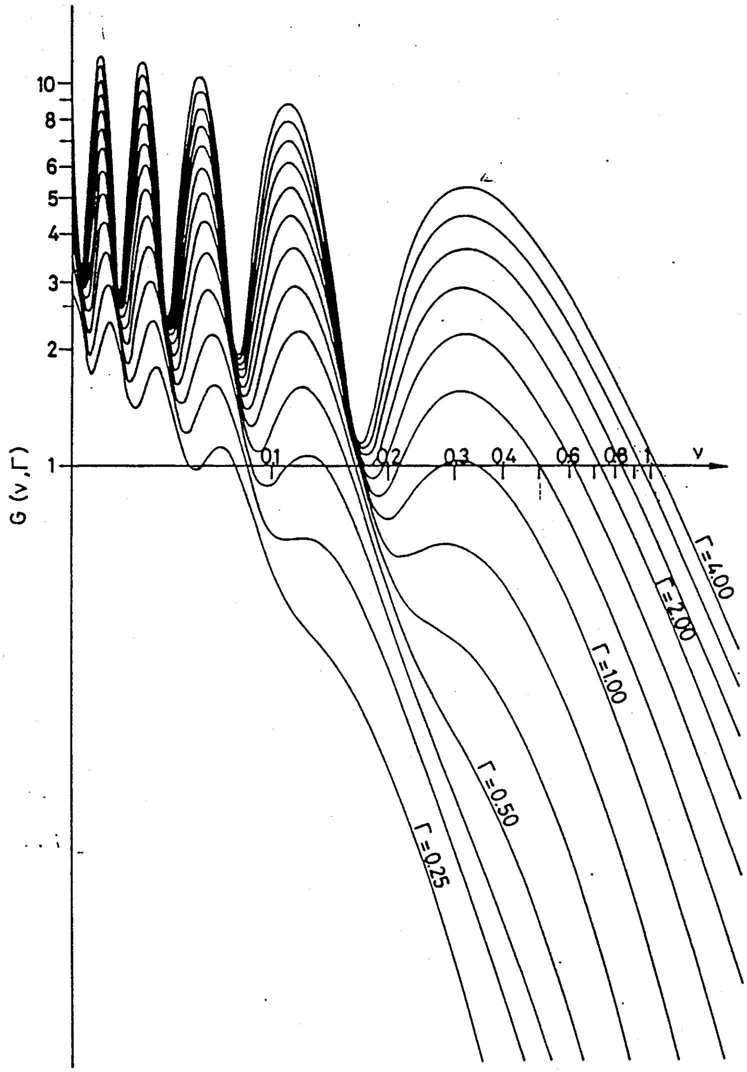


FIG. 5. The universal function $G(\nu, \Gamma)$ which gives the single-foil yield. Logarithmic scales. The Γ's are in a geometrical progression of ratio $2^{1/3}$.

fig. 2-4

a

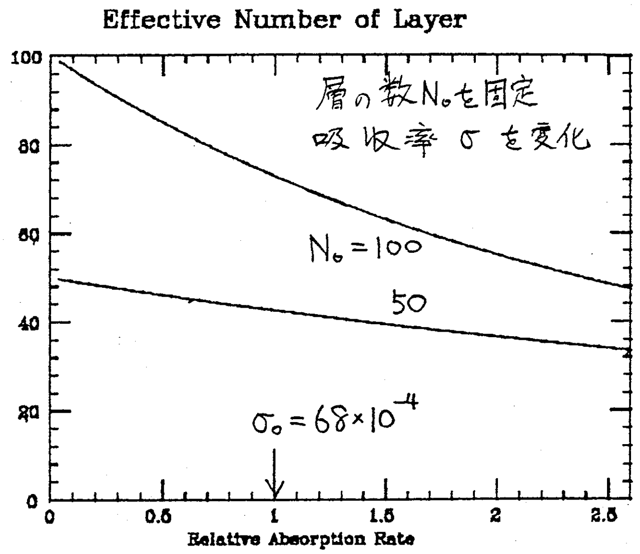
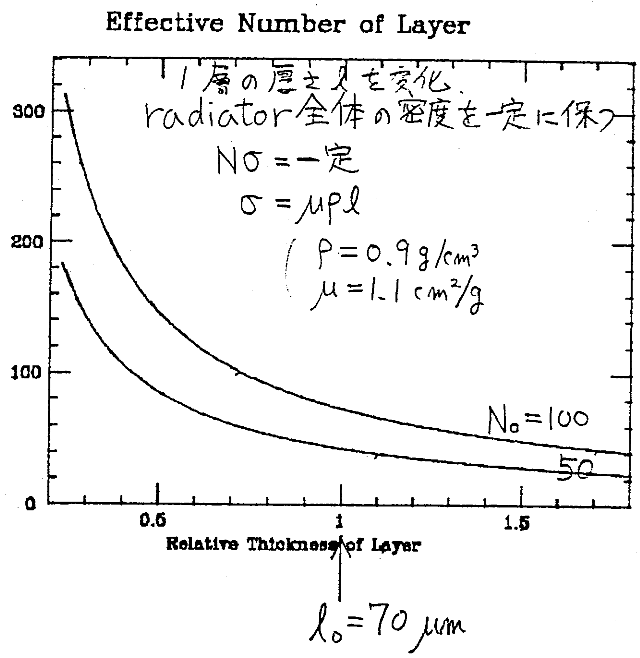
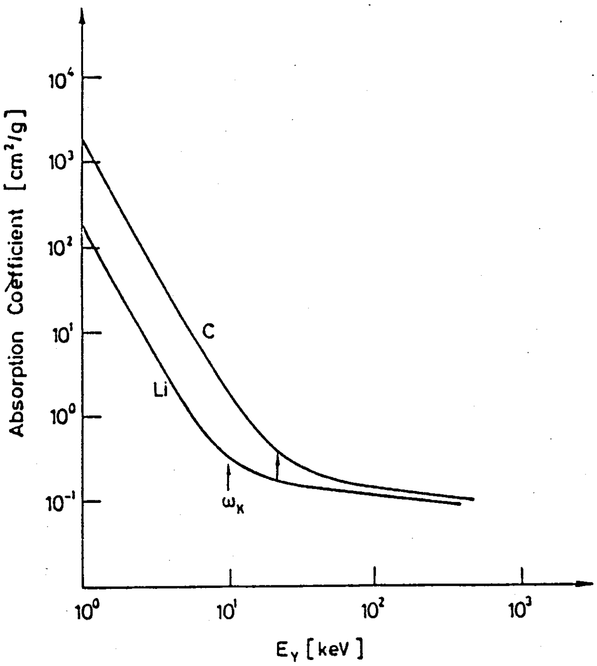

Effective Number of Layer
層の数N₀を固定
吸収率 σ を変化
N₀=100
50
σ₀=68×10⁻⁴
Relative Absorption Rate

fig. 2-5

b


Effective Number of Layer
1層の厚さlを変化
radiator全体の密度を一定に保つ
Nσ=一定
σ=μρl
ρ=0.9g/cm³
μ=1.1cm²/g
N₀=100
50
Relative Thickness of Layer
l₀=70μm



Absorption cross-section for X-rays as a function of energy for two different materials.

fig. 2-6

Relevant properties of possible radiator materials.

Material	Density, ρ	ω_p	ω_K	Natural threshold
	(g/cm^3)	(eV)	(keV)	γ_1
H_2	0.07	7.86	2.8	1070
LiH	0.82	19.1	8.9	1400
Be	1.85	26.9	13.6	1520
Li	0.53	14.2	9.7	2050
B	2.37	31.1	17	1640
C (diamond)	3.52	39.4	21	1600
C (graphite fibres)	2.25	31.5	21	2000
B_4C	2.52	32.3	19	1760
Al_2O_3	3.97	41.0	45	3300
Al_2O_3 for photons below K-edge at: 1.5				110
CH_2	0.9	18.6	19.3	2900

fig. 2-7

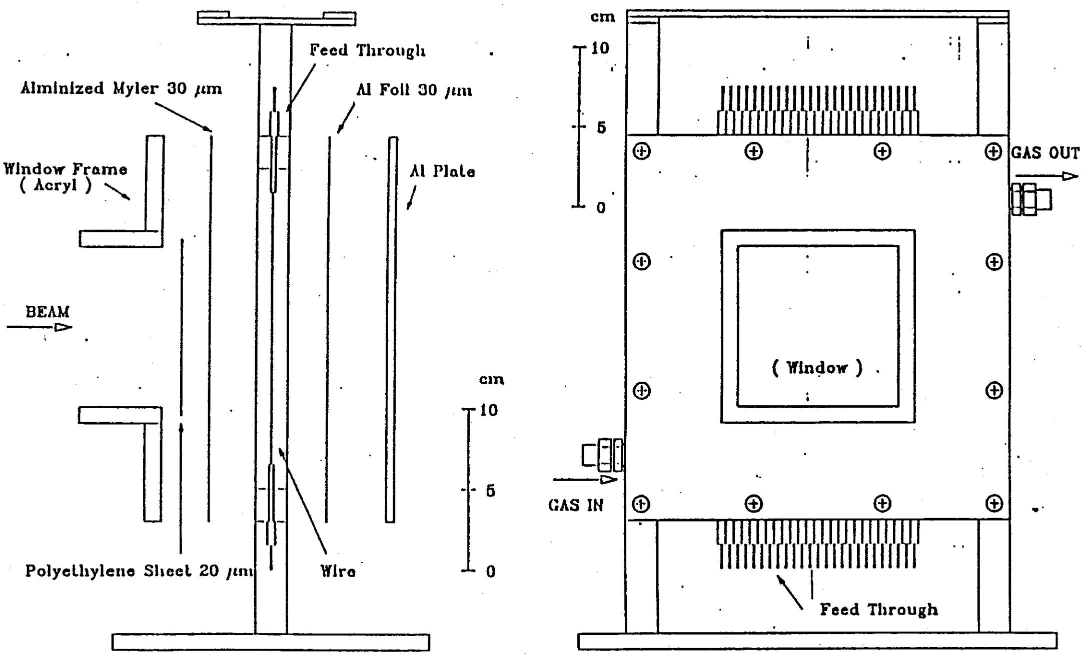
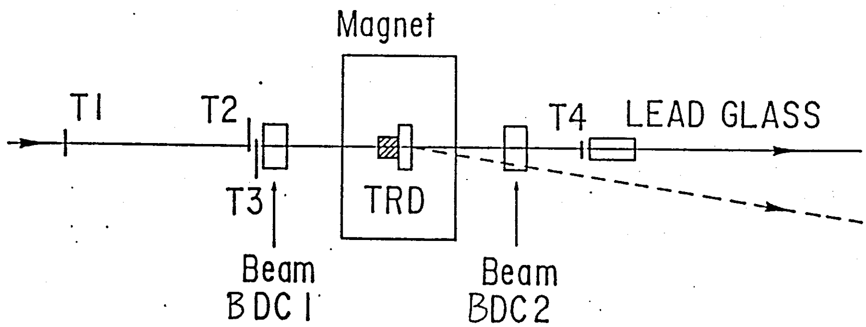


fig. 3-1



Beam Test Set Up

fig. 4-1

Residual Value of Tracking

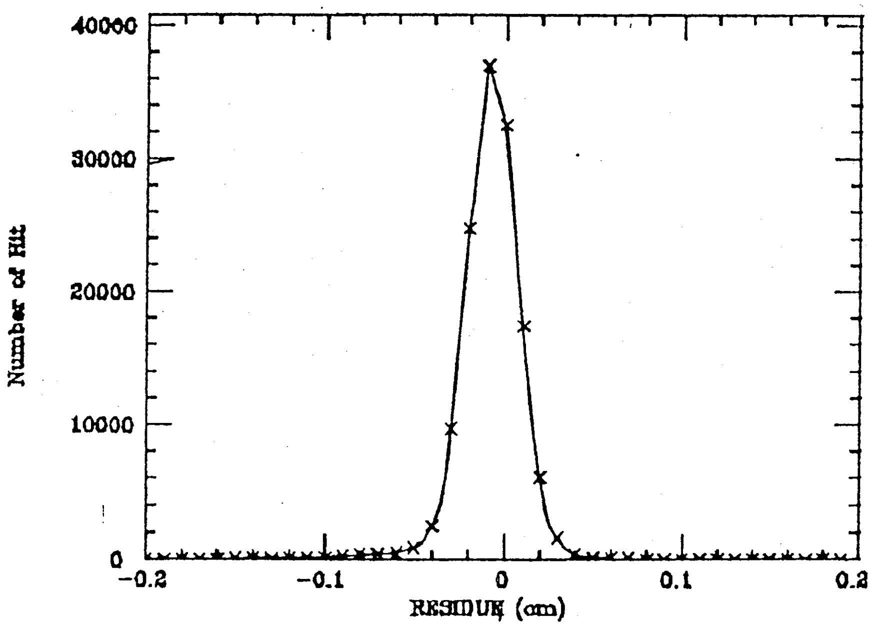
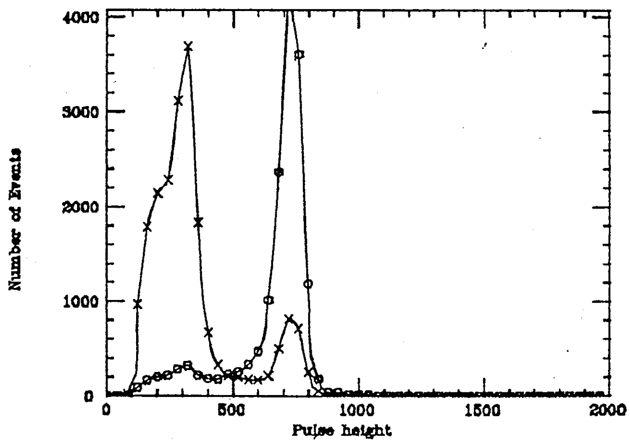


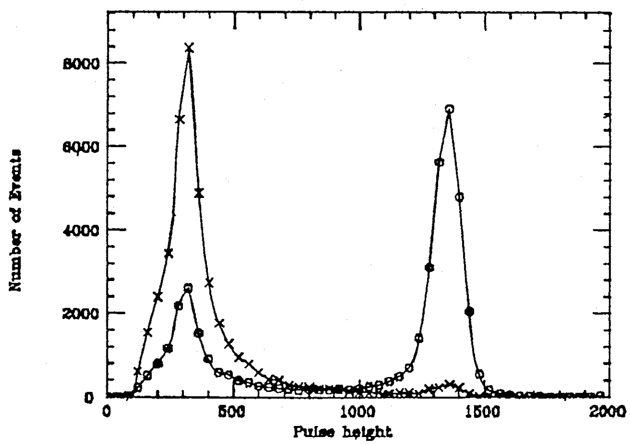
fig. 5-1

Pulse Height of Lead Glass at 1GeV/c



CHERENKOV ON AND OFF

Pulse Height of Lead Glass at 2GeV/c



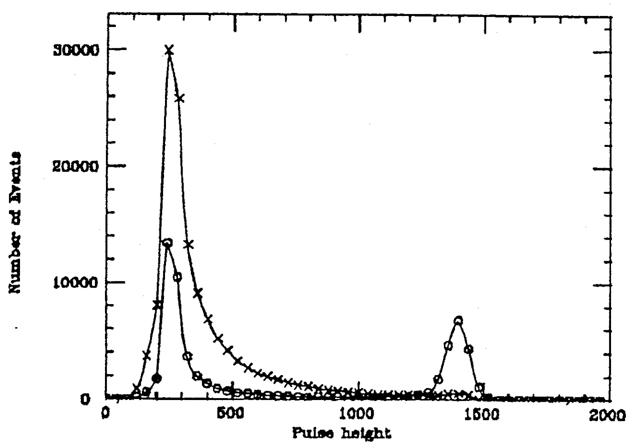
CHERENKOV ON AND OFF

fig.5-2

○ チェレンコフ on

× チェレンコフ off

Pulse Height of Lead Glass at 3GeV/c



CHERENKOV ON AND OFF

Beam Profile

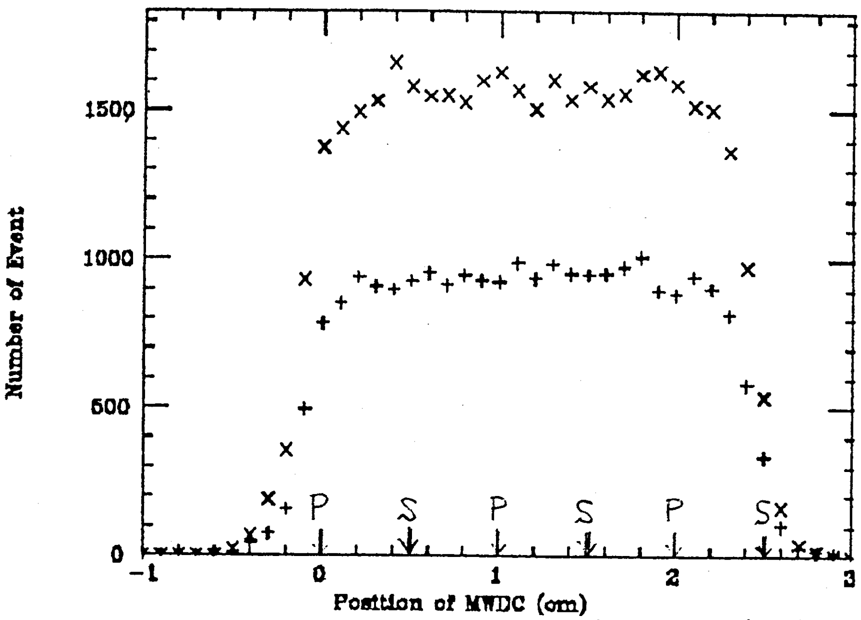


fig. 5-3

P: potensial wire
S: sense wire

Hit Position Dependence of Gain

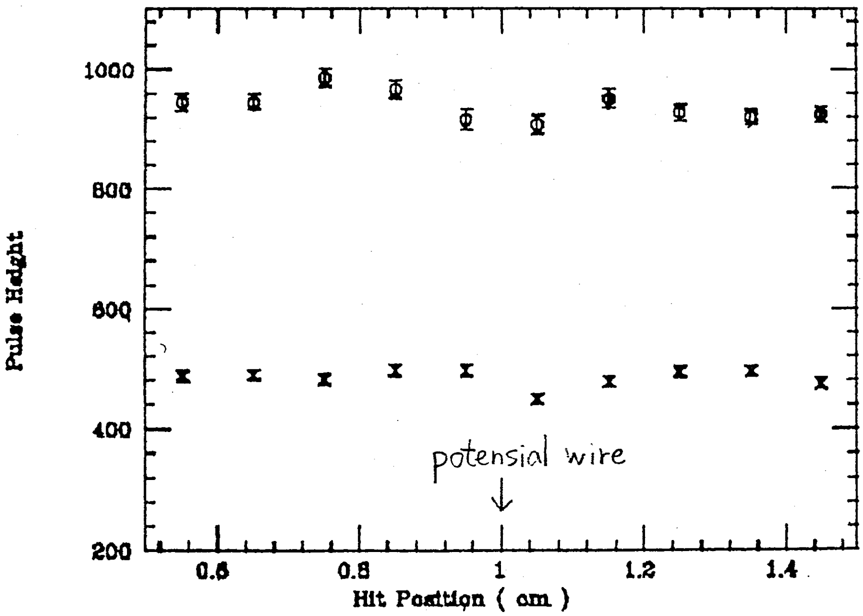
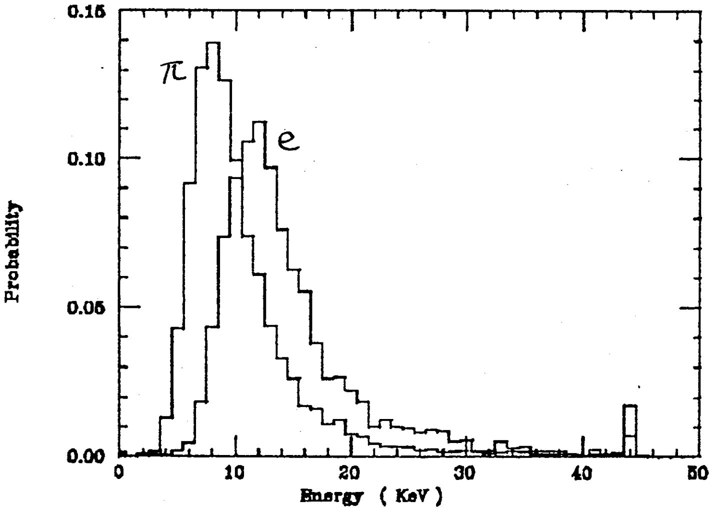


fig. 5-4

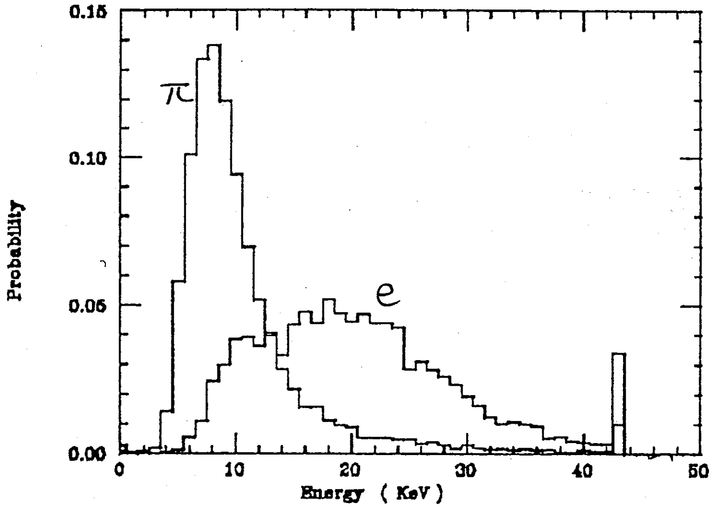
dE/dX at 2GeV/c

fig.5-5



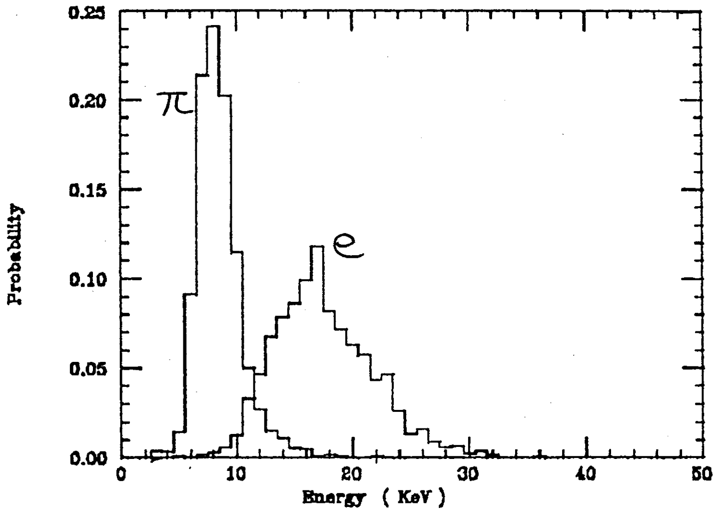
dE/dX + TR at 2GeV/c

fig.5-6



Truncated Mean Energy Loss at 2GeV/c

fig.5-7



Probability of 2GeV/c PION

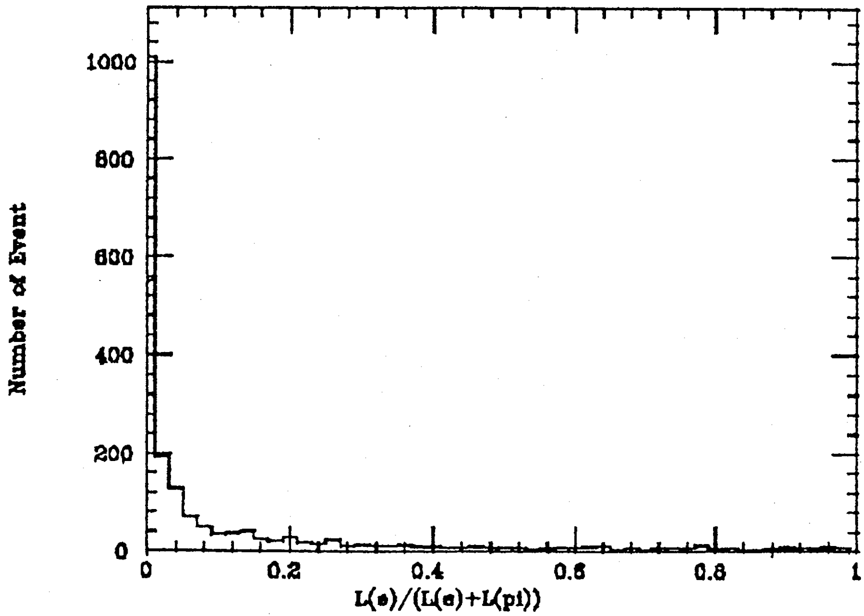


fig. 5-8 a

Probability of 2GeV/c ELECTRON

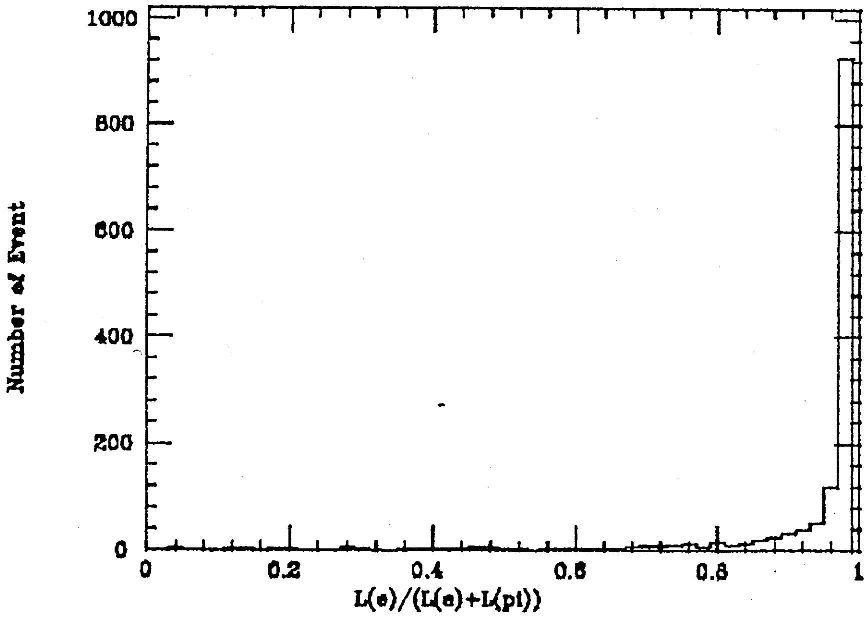
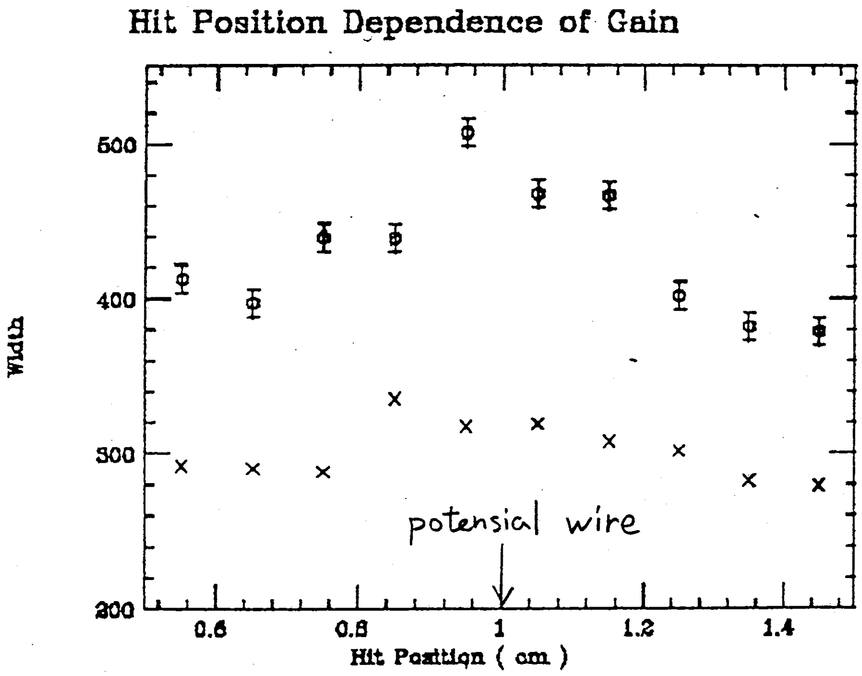
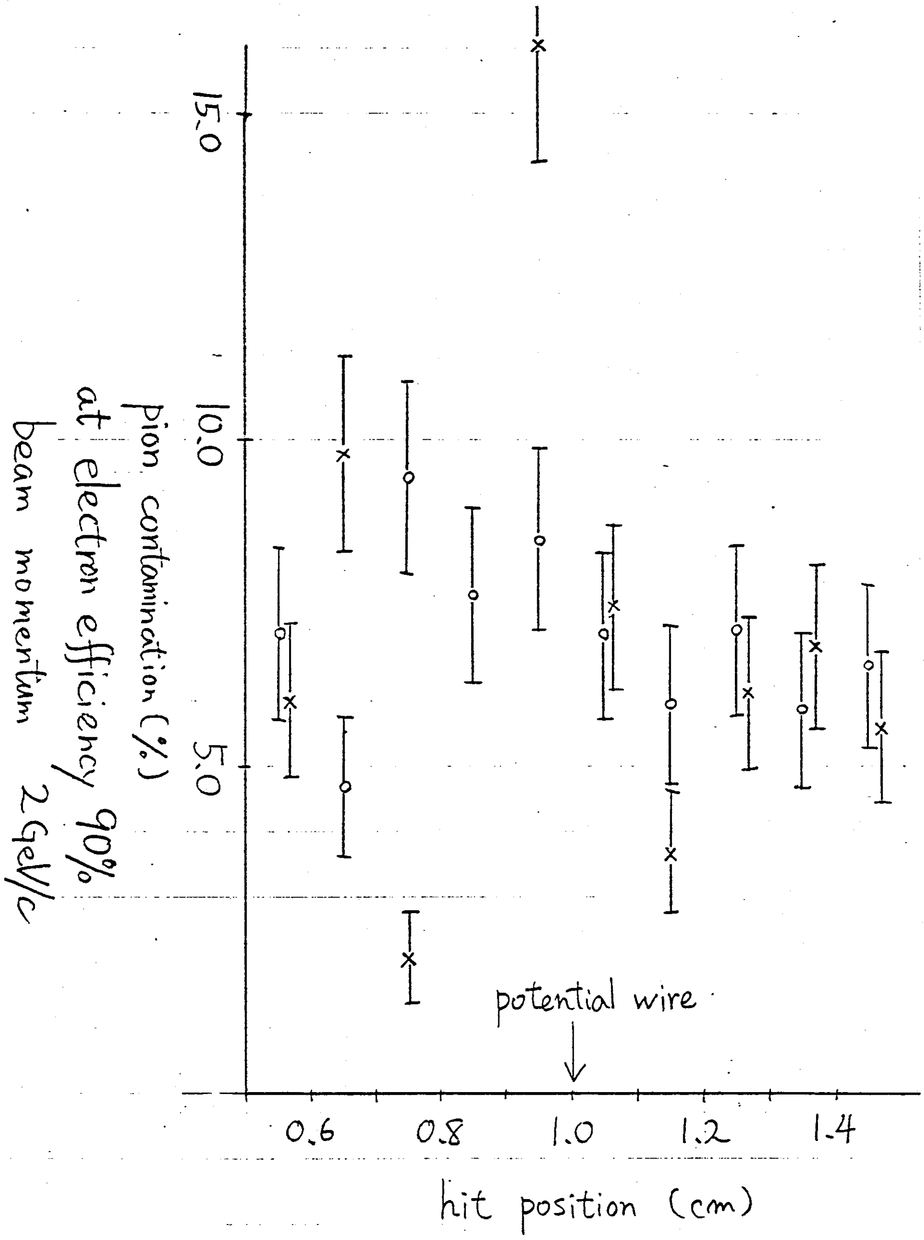


fig. 5-8 b



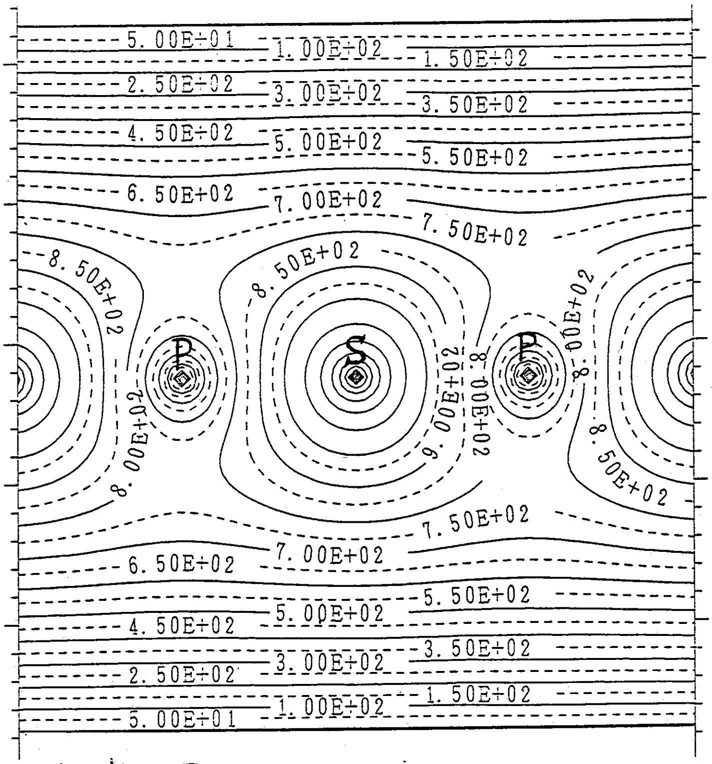
Hit Position Dependence of Gain
500
400
300
200
Width
0.6
0.8
1
1.2
1.4
Hit Position (cm)
potensial wire

fig. 5-9

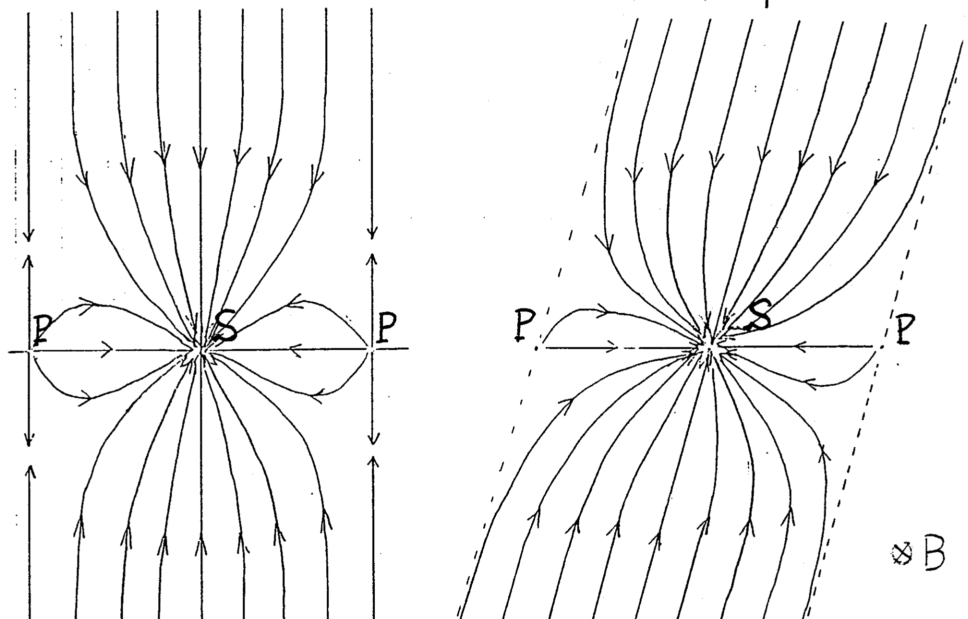


15.0
10.0
5.0
pion contamination (%)
at electron efficiency 90%
beam momentum 2GeV/c
potential wire
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
hit position (cm)

fig. 5-10



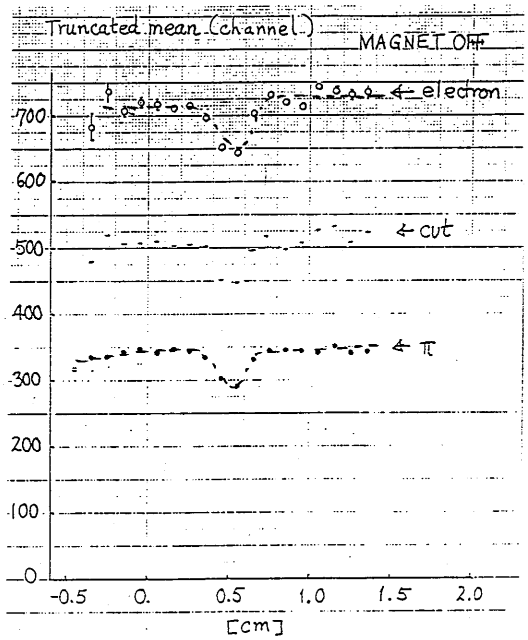
図中の数は電圧(V) fig. 5-11 ↕ 図中 S: sense wire
P: potential wire



磁場なし

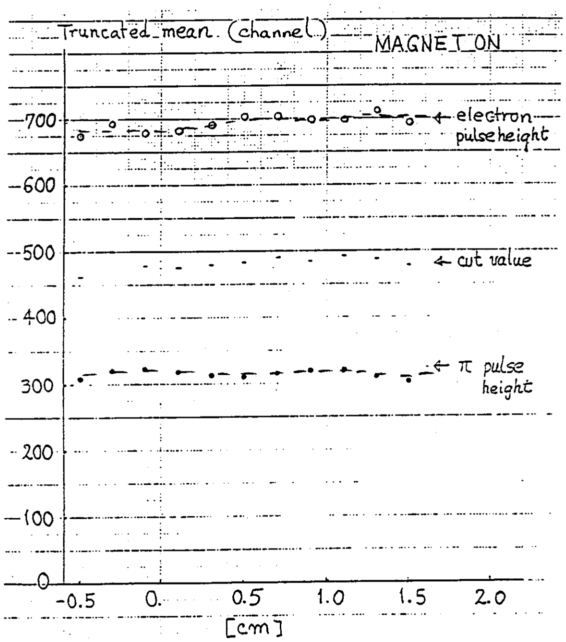
磁場あり

fig. 5-12



磁場なし

fig. 5-13



磁場あり

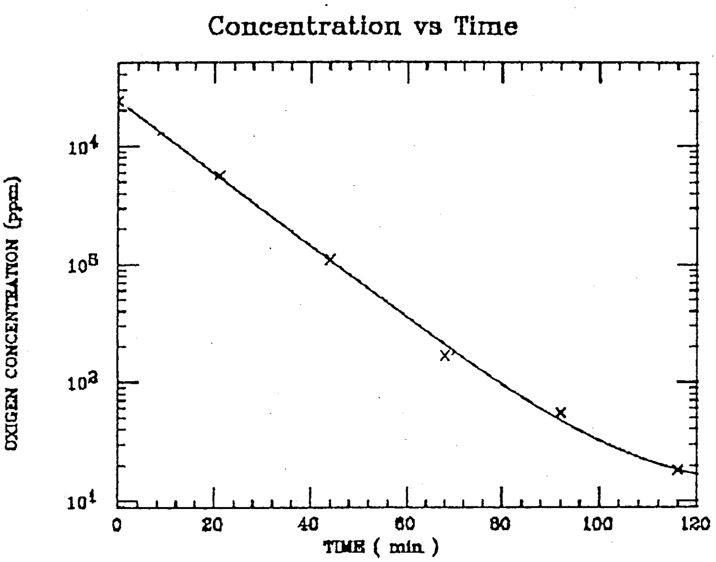

Concentration vs Time
OXIGEN CONCENTRATION (ppm)
10⁴
10⁵
10³
10¹
0
20
40
60
80
100
120
TIME (min)

fig. 5-14

fig.5-15

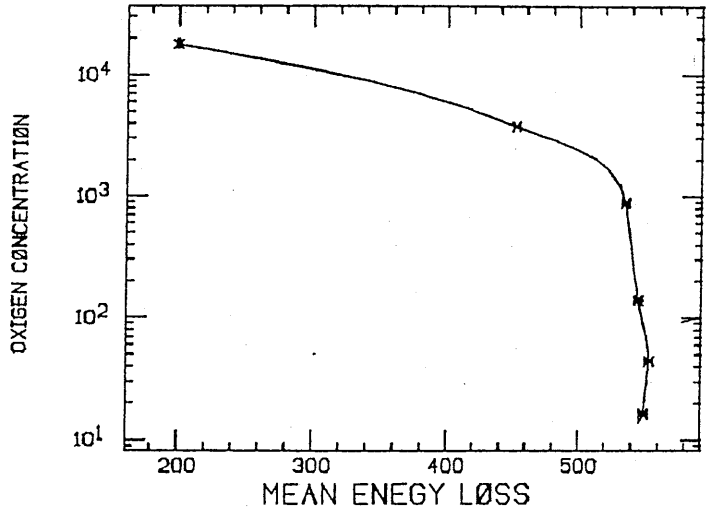


fig.5-16

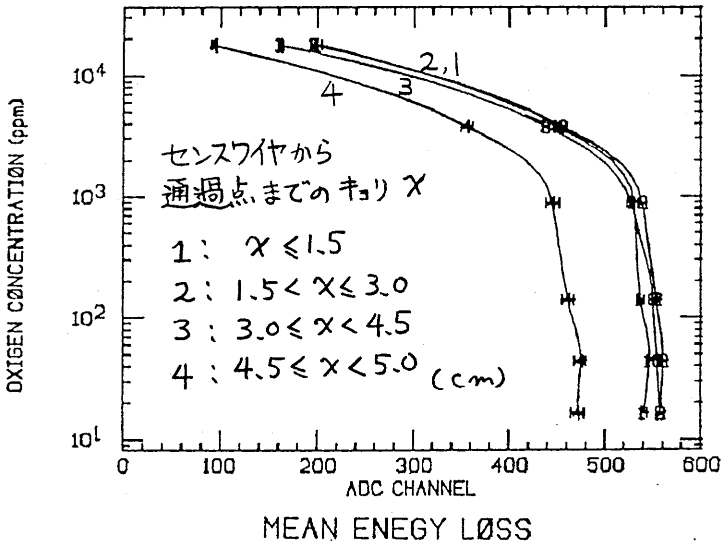
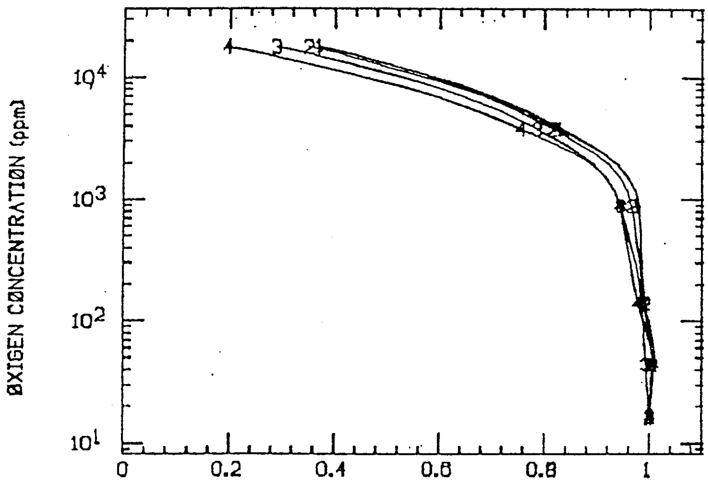
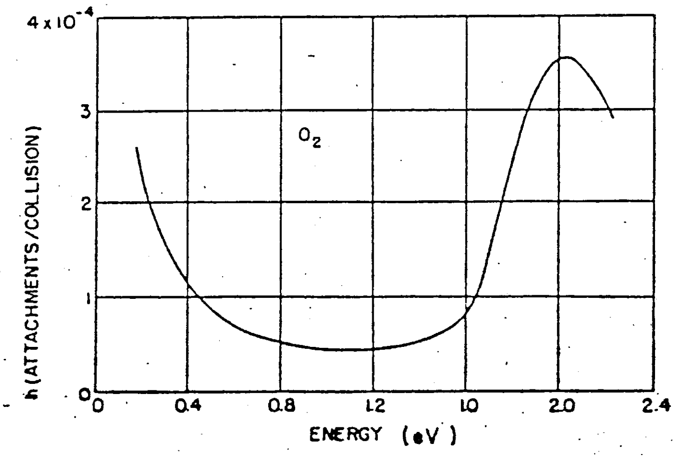


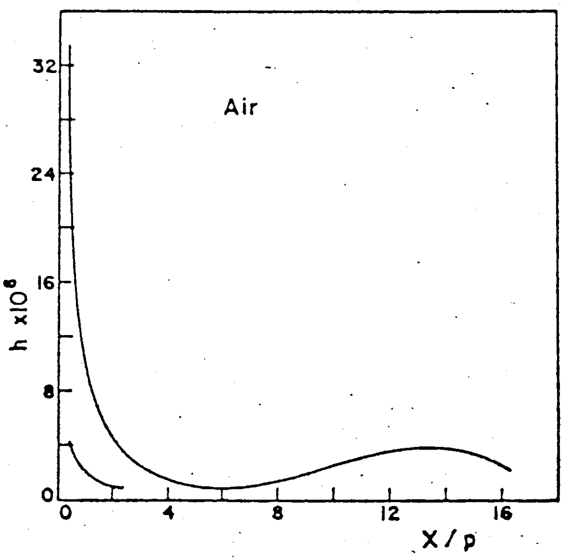
fig.5-17





Attachment coefficient for electrons in oxygen, as a function of electron energy[22].

fig. 5-18 a



Attachment coefficient for electrons in air as a function of the reduced electric field[22].

fig. 5-18 b

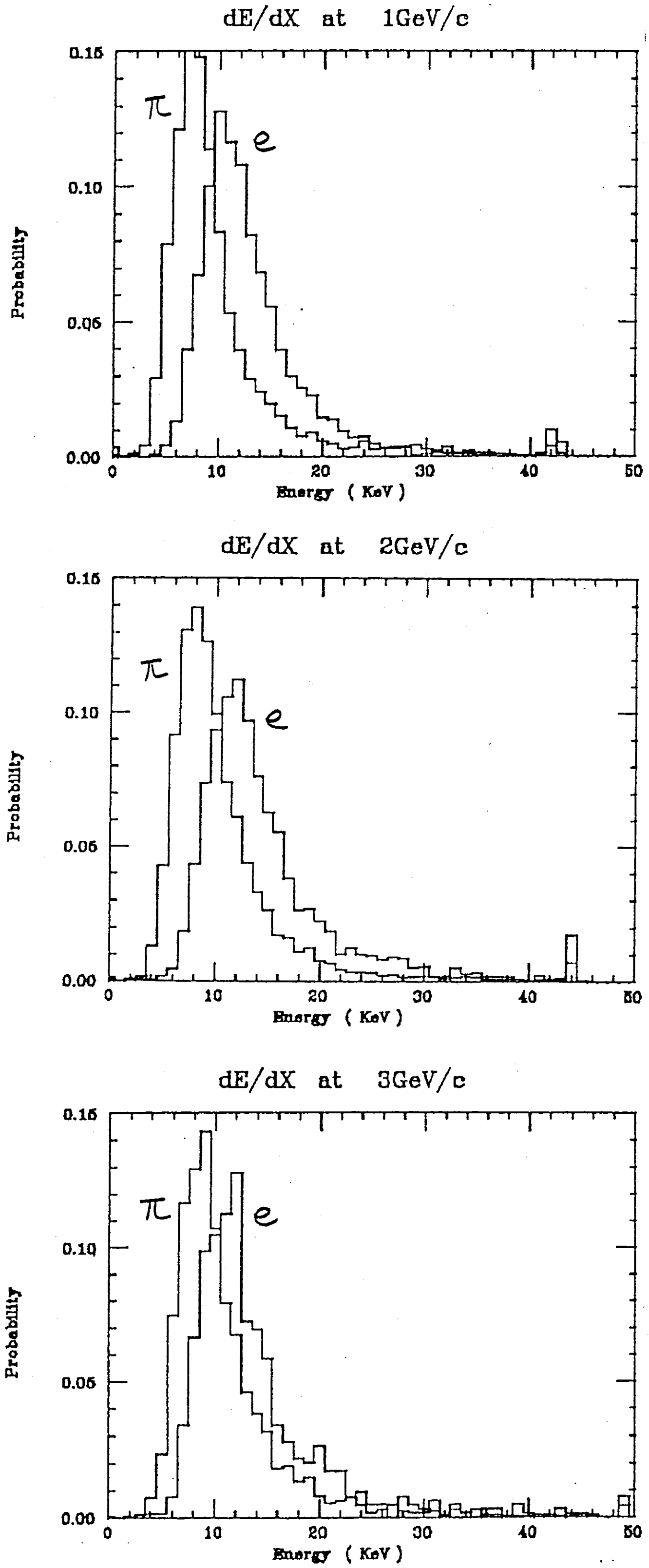

dE/dX at 1GeV/c
π
e
Probability
0.15
0.10
0.05
0.00
0
10
20
30
40
50
Energy (KeV)
dE/dX at 2GeV/c
π
e
Probability
Energy (KeV)
dE/dX at 3GeV/c
π
e
Probability
Energy (KeV)

fig. 5-19 a

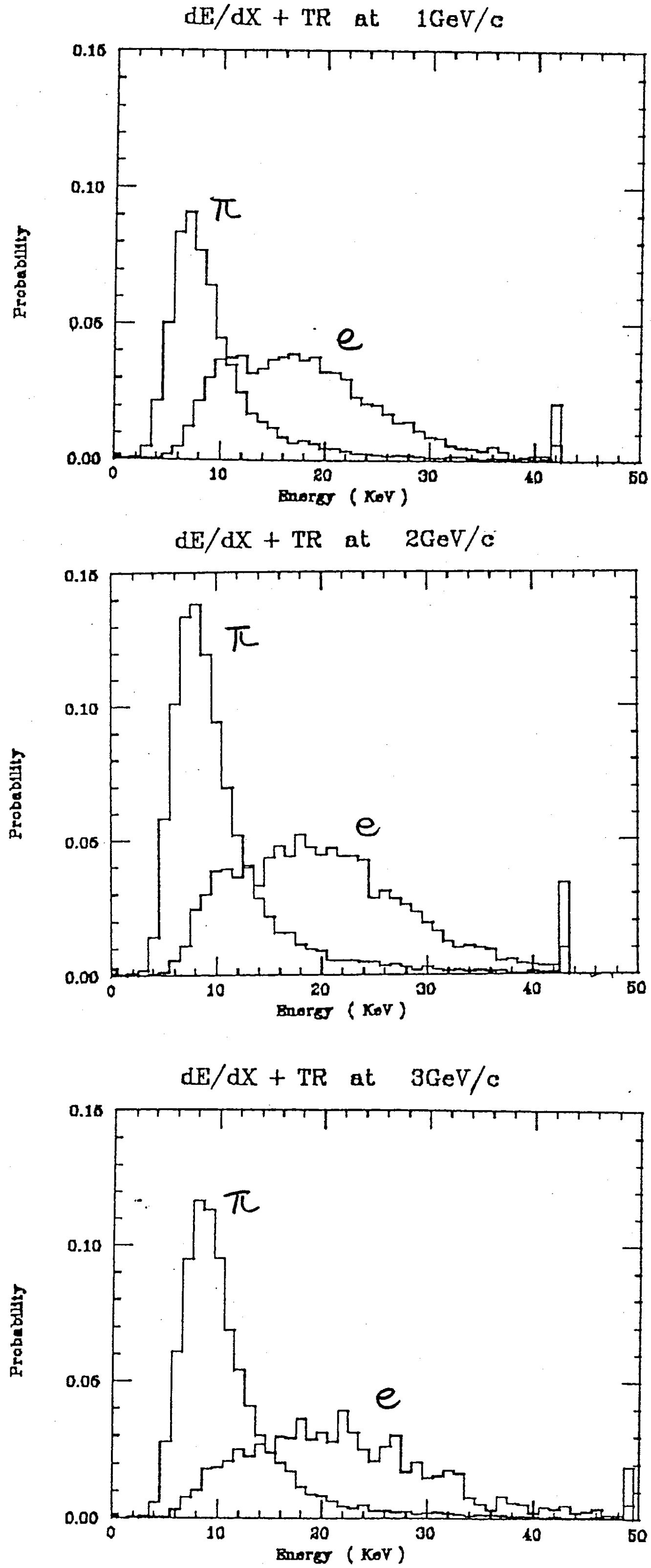

dE/dX + TR at 1GeV/c
Probability
Energy (KeV)
π
e
dE/dX + TR at 2GeV/c
Probability
Energy (KeV)
π
e
dE/dX + TR at 3GeV/c
Probability
Energy (KeV)
π
e

fig. 5-19 b

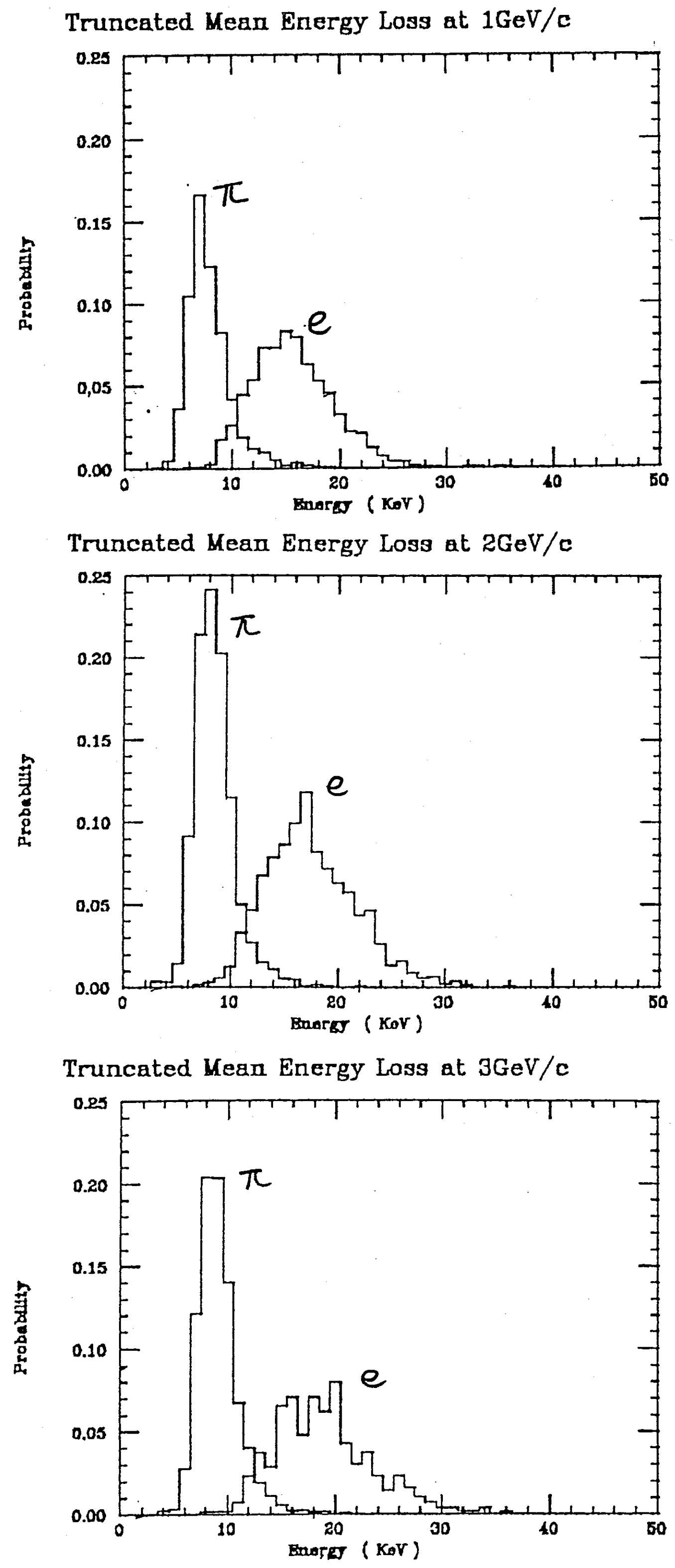
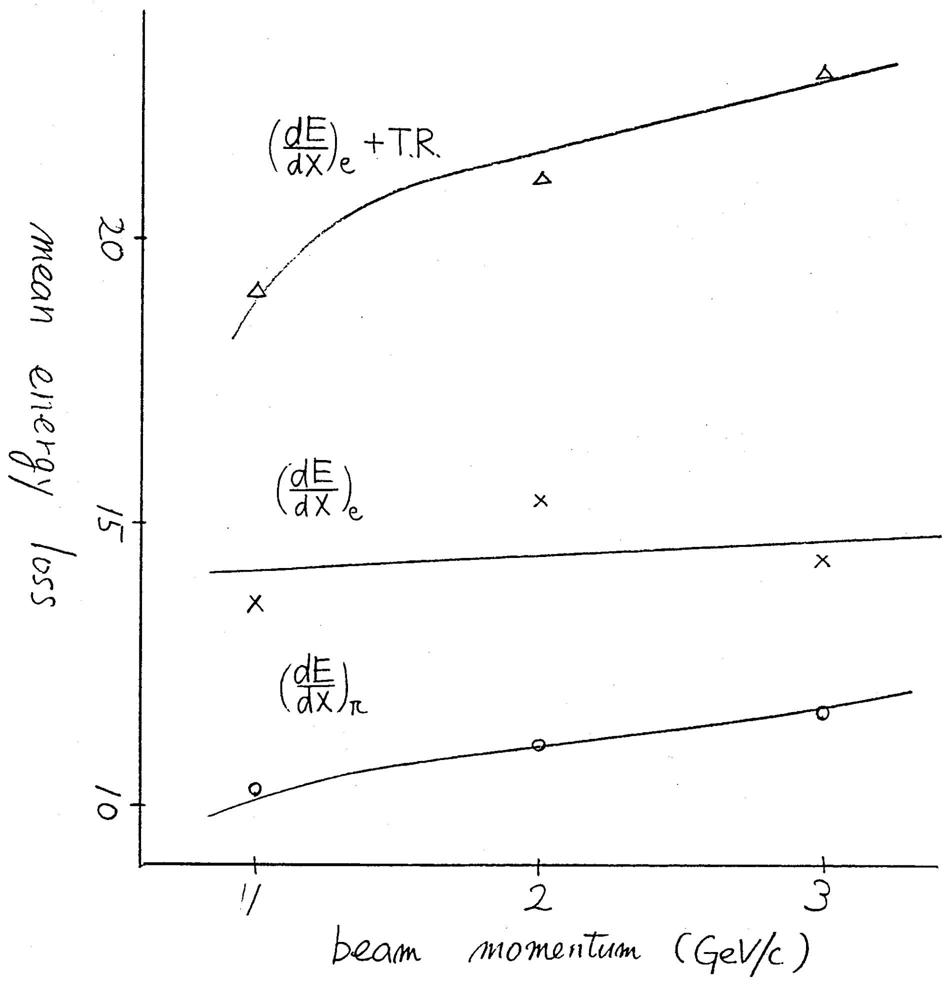

Truncated Mean Energy Loss at 1GeV/c
Probability
0.25
0.20
0.15
0.10
0,05
0.00
0
10
20
30
40
50
Energy (KeV)
π
e
Truncated Mean Energy Loss at 2GeV/c
Probability
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0
10
20
30
40
50
Energy (KeV)
π
e
Truncated Mean Energy Loss at 3GeV/c
Probability
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0
10
20
30
40
50
Energy (KeV)
π
e

fig.5-19c



$\left(\frac{dE}{dX}\right)_e$ + T.R.
$\left(\frac{dE}{dX}\right)_e$
$\left(\frac{dE}{dX}\right)_\pi$
mean energy loss
20
15
10
1
2
3
beam momentum (GeV/c)

fig. 5-20

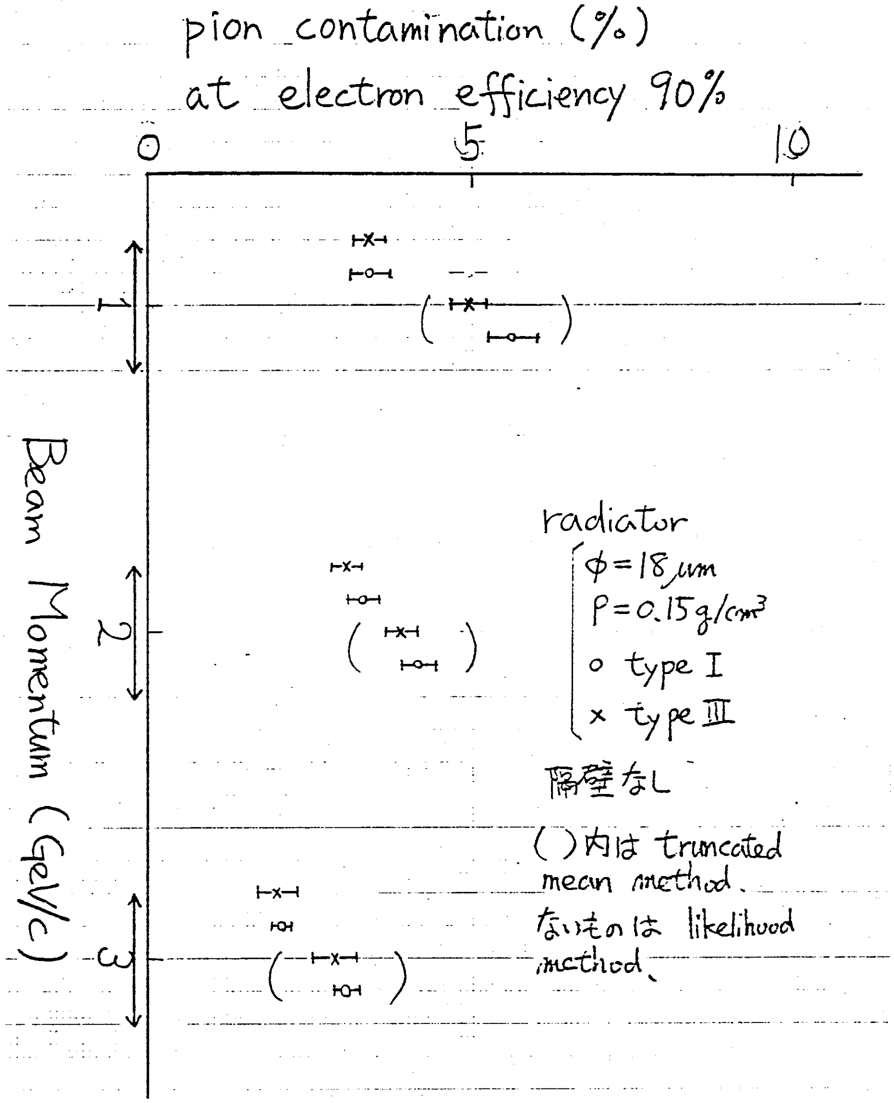
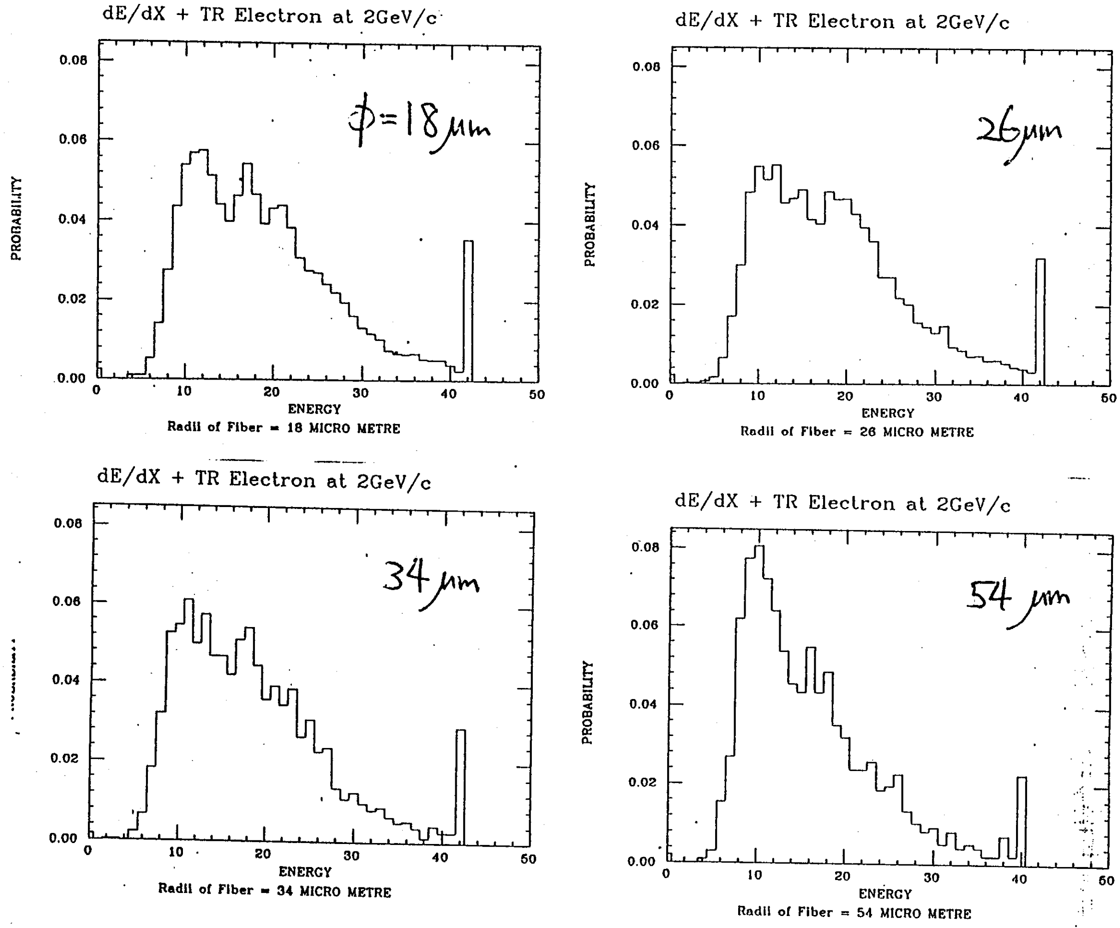

pion contamination (%)
at electron efficiency 90%
0
5
10
1
2
3
Beam Momentum (GeV/c)
radiator
$\phi = 18\,\mu m$
$\rho = 0.15\,g/cm^3$
o type I
× type III
隔壁なし
( )内は truncated mean method.
ないものは likelihood method.

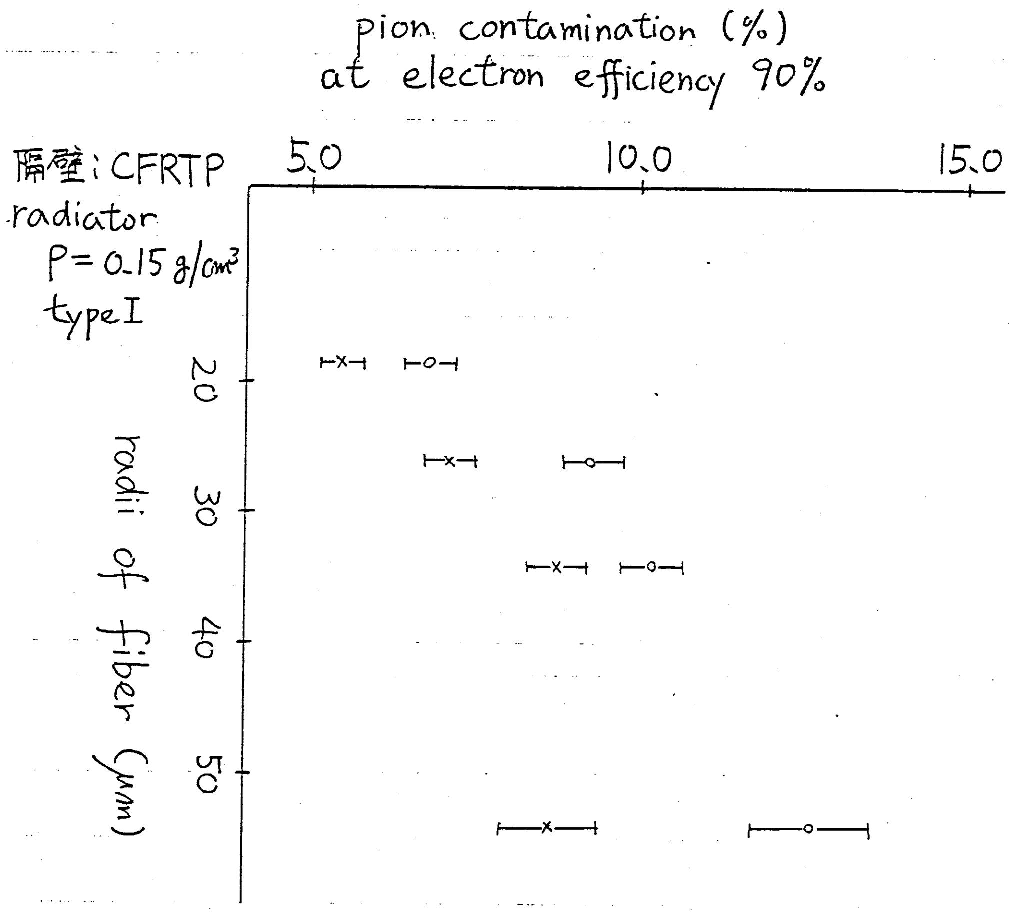
fig. 5-21



全て type I, 隔壁CFRTP

$\rho = 0.15\, g/cm^3$

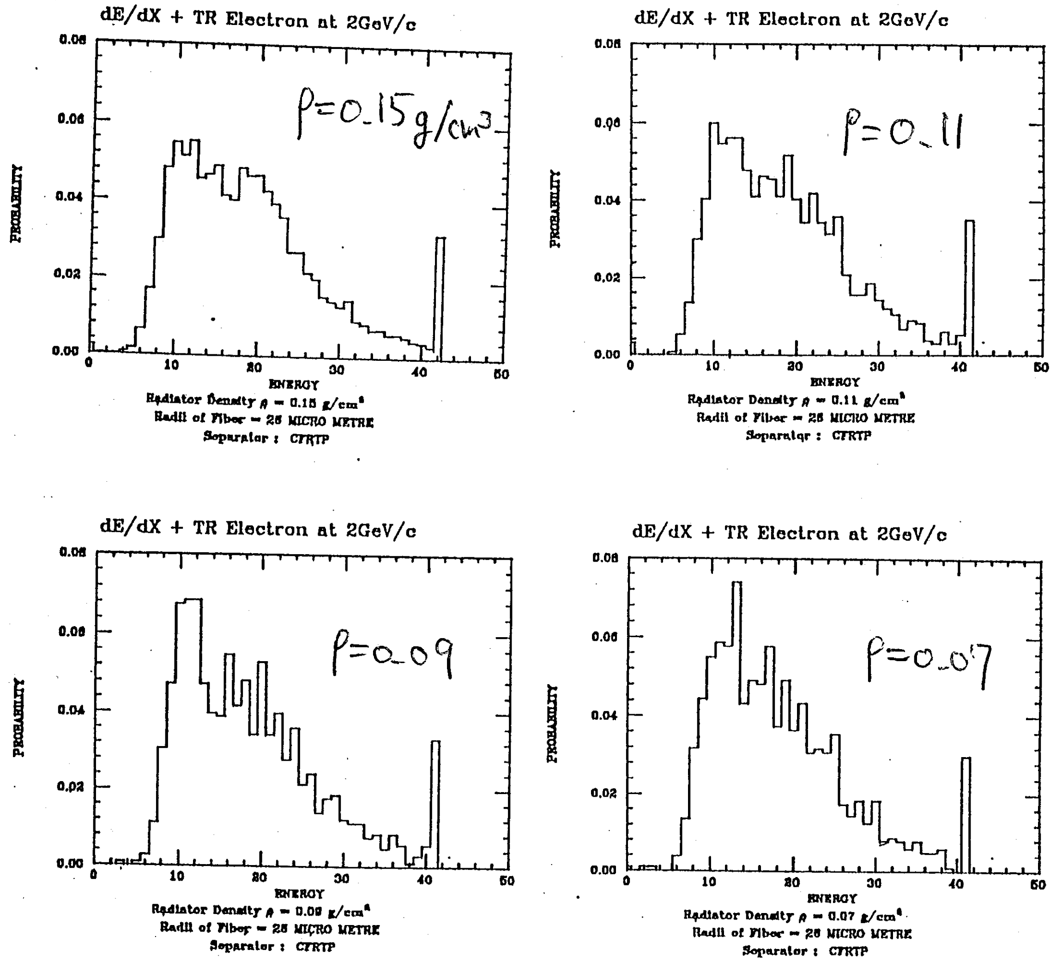
fig. 5-22



beam momentum 2GeV/c

o truncated mean method
x likelihood method

fig. 5-23



全て radiator type I

$\phi = 26\,\mu m$

隔壁 CFRTP

運動量 2GeV/c

fig. 5-24

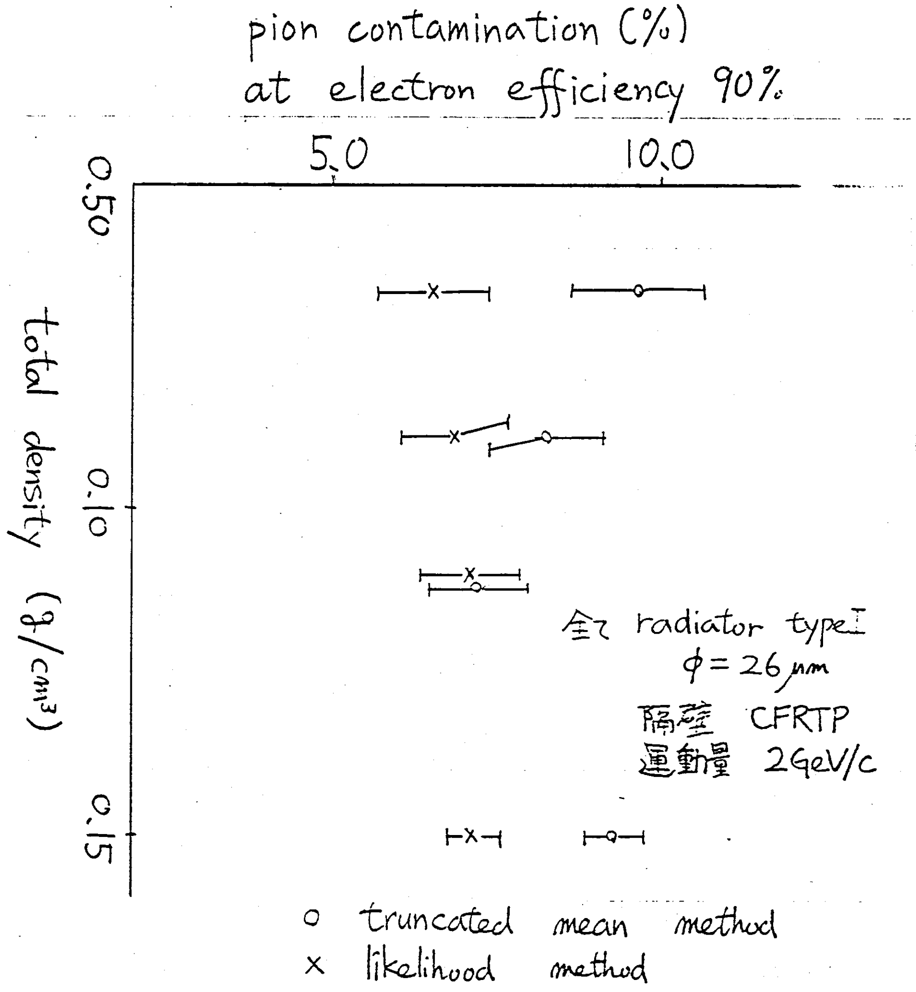

pion contamination (%)
at electron efficiency 90%
5.0
10.0
0.05
0.10
0.15
total density (g/cm³)
全て radiator typeI
φ = 26 μm
隔壁 CFRTP
運動量 2GeV/c
o truncated mean method
× likelihood method

fig. 5-25

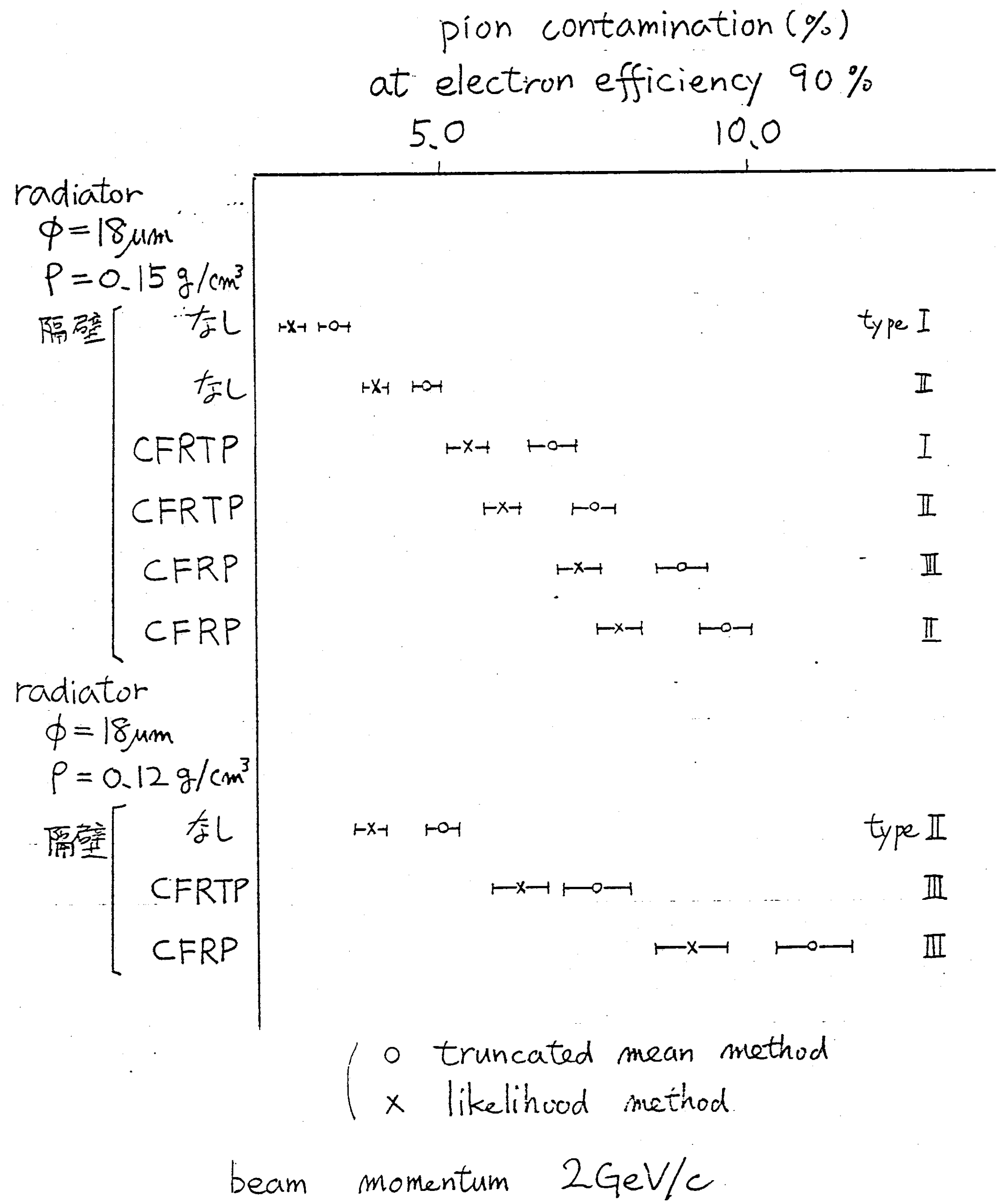
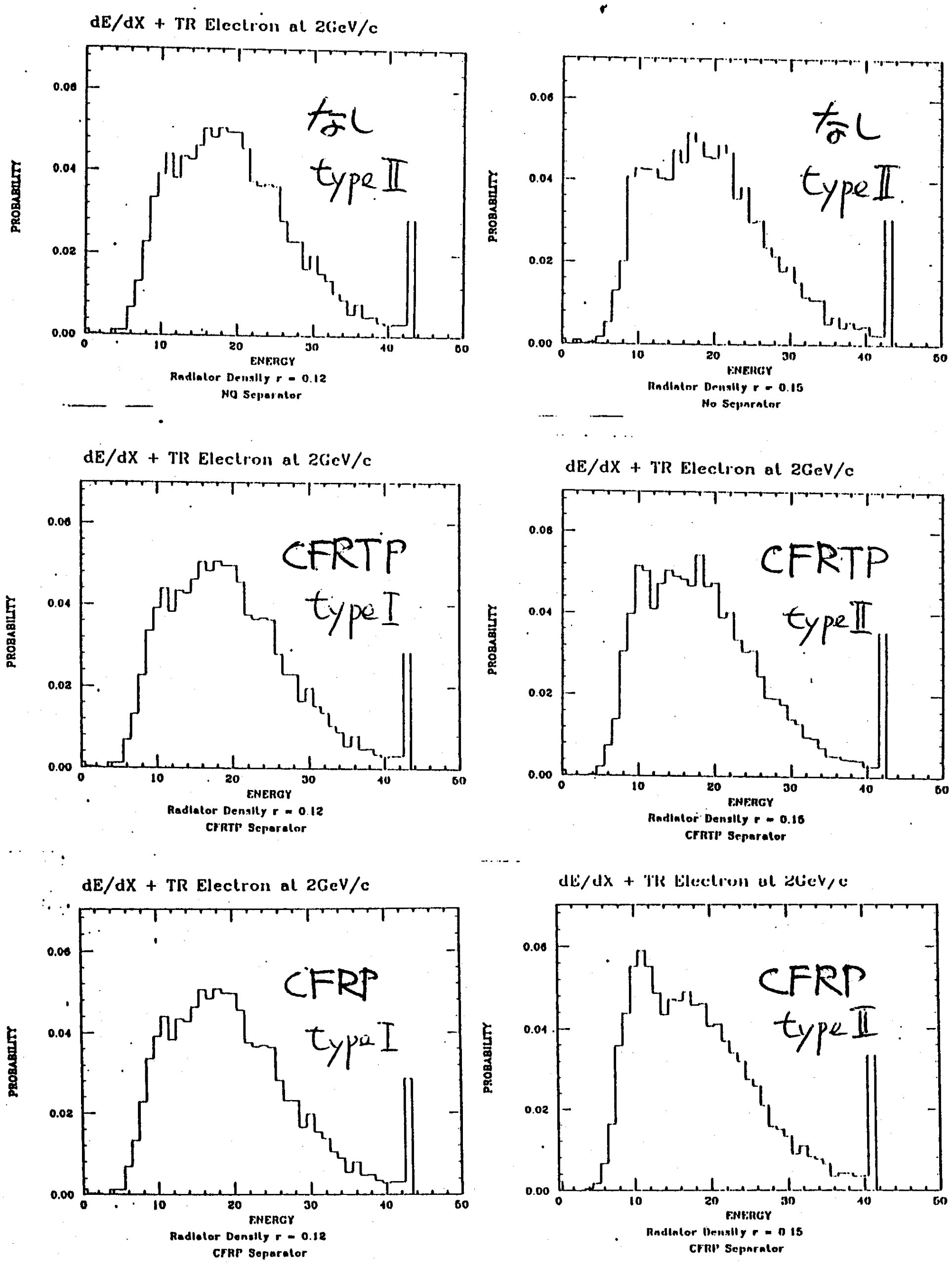

pion contamination (%)
at electron efficiency 90 %
5.0
10.0
radiator
φ=18μm
ρ=0.15 g/cm³
隔壁
なし
なし
CFRTP
CFRTP
CFRP
CFRP
type I
II
I
II
III
II
radiator
φ=18μm
ρ=0.12 g/cm³
隔壁
なし
CFRTP
CFRP
type II
III
III
o truncated mean method
x likelihood method
beam momentum 2GeV/c

fig. 5-26



$\rho = 0.12\,g/cm^3$ (a)

$\rho = 0.15\,g/cm^3$ (b)

fig5-27