

修 士 論 文

論 文 題 目

VENUS 遷移放射検出器の安定性と
変動相関

平成 2 年 2 月 13 日

専 攻 名 物理学

氏 名 神田展行

大阪大学大学院理学研究科

修士論文

V E N U S ・ 遷 移 放 射 検 出 器 の
安 定 性 と 変 動 相 関

大阪大学理学研究科 長島研究室 神田展行

平成 2 年 2 月 1 3 日

----- 目次 -----

動機

序章 電子・陽電子衝突実験

第1節 TRISTAN 加速器

第2節 VENUS 検出器

第3節 電子・陽電子衝突実験に於ける粒子同定 (I)
- 電子・陽電子衝突で発生する粒子 -

第4節 電子・陽電子衝突実験に於ける粒子同定 (II)
- (陽)電子同定の方法 -

第5節 遷移放射検出器の必要性

第2章 遷移放射検出器
(Transition Radiation Detector)

第1節 遷移放射 (Transition Radiation)

- 理論
- 遷移放射を用いた (陽) 電子弁別
- 一般的な遷移放射検出器

第2節 VENUS・TRD

- 構造
 - ・放射体部分
 - ・チェンバー部分
- 性能および
TRDを用いた (陽) 電子同定方法

第 3 章 T R D の実機による安定性、変動相関

第 1 節 チェンバーゲインの変動の影響とその安定性

第 2 節 T R D 実機による安定、変動相関テスト

第 3 節 エネルギー分布

第 4 節 変動要因の経時変化

第 5 節 チェンバーゲインの経時変化

第 6 節 チェンバーゲインとガス密度 (P/T)

第 7 節 変動相関と Reference wire

● 場所によるゲイン変動相関

● Reference Wireによる規格化

第 6 章 結果と結論

1) 変動相関とゲイン較正

2) Reference wire と Gain monitor

付録 1 ガス検出器の構造と特性

付録 2 高電圧とエネルギー-ゲインの線形性

付録 3 統計手法について

謝辞

参考文献

T a b l e , F i g . の説明

T a b l e s (2 - 1 ~ 3 - 3)

F i g . (1 - 1 ~ 3 - 1 1 , A 1 - 1 ~ A 2 - 4)

動機

本論文は電子・陽電子衝突型加速器TRISTANのVENUS検出器に組み込む遷移放射検出器(Transition Radiation Detector)の実機の安定性についてのテスト結果である。

VENUS検出器は幾つかの検出器の集まった電子・陽電子衝突を観測するための標準的な構成の検出器であるが、電子同定の精度を向上させるために遷移放射検出器(VENUS・TRD)が開発され、現在実機が完成している。

TRDは1990年夏にVENUS本体に組み込まれるが、その前に検出器全体のゲインの較正と安定性、各部分のゲイン変動の相関性のテストを行わねばならない。特に変動の相関性は実働中に行うゲインモニターとフィードバックシステムの有効性を裏付ける重要な因子である。

ゲインモニターとフィードバックは、TRDの何ヶ所かに設置した放射線源(X線源)のスペクトルを常時調べて、それによってTRD全体のゲインを調べ、一定になるように高電圧をコントロールするシステムである。

このモニターの有効性は線源を設置したサンプルポイントがその他の部分と十分相関が高いかどうかで決まる。本論文ではこのサンプルポイントの選択と有効性を、TRD実機でのゲイン安定性、変動の相関性を調べて検討した。

第1節 TRISTAN加速器

茨城県つくば市の文部省高エネルギー物理学研究所 (KEK) における「TRISTAN」(Fig.1-1) は電子・陽電子衝突型の加速器であり、1986年11月より稼働を始め、現在(1990年冬)までに重心系エネルギー： $\sqrt{s} = 48.0 \sim 64.0 \text{ GeV}$ での電子・陽電子の衝突実験をおこなっている。

TRISTAN には4つの電子・陽電子衝突点に各々実験室があり、それぞれが独自の検出器を用いて電子・陽電子の衝突を観測、測定、解析をおこなっている。

TRISTAN のエネルギー領域では、 Z^0 粒子を経由した終状態と γ を経由した終状態との干渉が大きく期待され(Fig.1-3, 後述)、これによるクォーク生成の前後方非対称パラメーター等、標準理論の精密な検査を行う事ができる[Ref.1]。

本論文でのべる VENUS・TRD (遷移放射検出器) は非常に優れた電子同定能力があり、それによって重いクォーク (b, c) の終状態の選別に大きな力を発揮する。

第2節 VENUS 検出器

VENUS検出器は TRISTAN・Main-Ring の電子・陽電子衝突点の一つである富士実験室で用いている検出器の総称である。全体は Fig.1-2 に示すように幾つかの検出器で構成され、各々が電子・陽電子衝突で生成された粒子の、エネルギー、運動量、速度、方向等を調べ、それらの情報を組合せ、電子・陽電子衝突をいろいろな面から解析している。

主な検出器としては荷電粒子の飛跡を調べ運動量の測定などをおこなう CDC(Central Drift Chamber)、(陽)電子及び光子のエネルギー総量を測る LG(Lead Glass:鉛ガラス)カロリメーター、LA(Liquid Argon:液体アルゴン)カロリメーター、粒子の速度を測るための TOF(Time of Flight)シンチレーションカウンター、 μ 粒子を同定する為のミューオンカウンターなどがある。本論文で述べる遷移放射検出器は、CDCとODT(Outer Drift Tube)の間に前もって確保されていた間隙に設置される。遷移放射検出器についての詳細は第2章で述べる。

第3節 電子・陽電子衝突実験に於ける粒子同定(I)

- 電子・陽電子衝突で発生する粒子 -

TRISTANのエネルギー領域では媒介される γ と Z^0 経由の終状態の干渉により、粒子生成の前後方の前後方非対称性が最も大きくなる。電子・陽電子衝突でフェルミオン対が生成される断面積は、衝突エネルギー \sqrt{s} 、 Z^0 質量 M_Z 、 Z^0 共鳴幅 Γ_Z 、結合定数 G 、ベクトル結合定数 C_U 、軸性ベクトル結合定数 C_A として

$$\text{ここで} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} [A_0(1+\cos^2\theta) + A_1\cos\theta] \quad -[1.1]$$

$$A_0 \equiv 1 + 2\text{Re}(r)C_U^2 + |r|^2(C_L^2 - C_R^2)^2$$

$$A_1 \equiv 4\text{Re}(r)C_A^2 + 8|r|^2C_U^2C_A^2$$

$$C_R \equiv C_U - C_A, \quad C_L \equiv C_U + C_A \quad -[1.2, 3, 4, 5]$$

また

$$r \equiv \frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \left(\frac{s}{e^2} \right) \quad -[1.6]$$

前後方非対称パラメーター A_{FB} は

$$F \equiv \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad B \equiv \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

$$A_{FB} \equiv (F-B)/(F+B) \quad -[1.7, 8, 9]$$

と定義される。Fig.1-3 に b, c クォーク、 μ , τ 粒子の前後方非対称の電子・陽電子衝突エネルギーに対する変化を示す。これらの測定は電弱相互作用の精密な検証となり、各エネルギー領域で調べられねばならない物理の一つである。

この前後方非対称性の測定は、電子・陽電子衝突の結果がレプトン対 (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$) が発生した場合は容易である。最初にレプトン対が発生した場合、崩壊などでできる終状態の粒子は数個であり、最初のレプトンを同定するのが容易だからである。

これに対して、クォークが最初に発生した場合は簡単でない。クォークが破碎、物質化し、最終的にはジェットと呼ばれる多くのハドロンが生成されるからである。このため最初に造られたクォークの種類や電荷を決めるのは難しい。

Fig.1-4 に示すように重いクォークはウィークボソンを放出して弱い相互作用で崩壊する（クォークの弱崩壊）。

さらにウィークボソンは荷電レプトンとニュートリノを放出する崩壊モードがある。この分岐比は過去の実験でも調べられており、cクォーク、bクォークが弱崩壊して電子を放出するのは各々 $\simeq 7\%$, $\simeq 11\%$ [Ref. 2] 程度であると見られている。またこうして生成される電子は、ほかの粒子に比較して、運動量、横運動量が大きく特徴的である [Ref. 3]。従って、電子を同定し、横方向運動量等を調べれば、重いクォークの選別をし、ジェットの荷電を決定することができるのである。

電子同定（電子に限らずレプトン）は非常に重要なのであるが同時に多くのバックグラウンドの為に難しい作業でもある。クォークの崩壊、破碎、ハドロン化の結果生成される粒子のうち最もバックグラウンドに成り易い、すなわち最も軽いハドロンである π 中間子は電子の数百倍は生成される。詳しくは次節で述べるが、この莫大なバックグラウンドの為に現在 TRD の無い VENUS 検出器の場合、80% 程度の効率で電子を選び出すと約半分は π 中間子が入り込んでしまうのである。

第4節 (陽) 電子同定の方法

この節ではVENUS検出器で現在行われている(陽)電子の同定方法について述べる。これは素粒子実験の検出器としては標準的な方法の一つである。[Ref.4]

VENUSの場合、(陽)電子同定に用いるのは電磁シャワーカロリメーターである鉛ガラスカロリメーター(LG)と荷電粒子の飛跡と運動量を測定するセントラルドリフトチェンバー(CDC)の情報である。(Fig.1-2参照)各々の性能は、粒子のエネルギー;E、運動量;P、電子・陽電子ビーム軸(検出器内の磁場方向はこれと平行)と垂直方向の運動量成分;Ptとして

$$\Delta E = 5.4\%/\sqrt{E} + 2.8\% \quad -[1.10]$$

$$\Delta P/P = \sqrt{\{(0.8\%Pt)^2 + (1.3\%)^2\}} \quad -[1.12]$$

となっている。

そして、これらエネルギーと運動量との比;E/Pをとって電子を選別することができる。

電子或いは光子の様に物質中に入射して電磁シャワーを起こす粒子は鉛ガラスカロリメーターに粒子の全エネルギーを落とし、これらが測定される。数GeV/c程度の運動量の電子の場合質量はエネルギーに比較して無視できるから

$$E/P \approx 1 \quad -[1.13]$$

となる。

これに対して、 π 中間子などの電磁シャワーを起こさない粒子が電磁カロリメーターに落とすエネルギーは、物質中でのイオン化、強い散乱による δ 線や核反応等が起こった時しか無く、

である。

この方法によると V E N U S 検出器を用いた場合、電子の検出効率は約 70%、この時の π 中間子の誤認は 0.7% となる。よりきつい選別を行うと電子の検出効率 50%、 π 中間子の誤認は 0.5% となる。Fig. 1-5 に E/P カットの値と電子の検出効率、 π の誤認の割合を示す。E/P カットの値を上げて行くと π の誤認による混入は少なくなるが同時に電子の検出効率も悪くなる。

第 5 節 遷移放射検出器の必要性

前項で述べた電子同定、選別は非常によい効率であり、一見するとバックグラウンドも少なそうである。

しかし電子・陽電子衝突のハドロン終状態で発生する π 中間子の数は電子に比べて数百倍になり、結果としてはこの効率で電子を選別しても S/N は約 1:1 になる。

この S/N をより改善し効率の高い電子同定をおこなうのが遷移放射検出器の目的である。

詳しくは次章で説明するが、遷移放射は非常に速度の高い相対論的粒子によっておこる現象であり、E/P 法とは独立に電子同定のための情報を与えてくれる。この情報を E/P 法に加えることによって、S/N のめざましい改善が期待される。

第2章 遷移放射検出器

(Transition Radiation Detector)

この章では遷移放射検出器の原理と実際のVENUS・遷移放射検出器についての目的、構造、デザインされた性能について述べる。まづ遷移放射の理論的な説明、そして検出器を作る際の要求を述べよう。

第1節 遷移放射(Transition Radiation)

遷移放射は1945年に Frank と Ginzburg によってはじめて予言されて以来[Ref. 5]種々の計算や、いろいろな実験がされてきた。非常に速度の高い相対論的粒子の検出に利用できる可能性から近年注目を浴びている。

●理論

遷移放射の原因はチェレンコフ輻射と同じく、荷電粒子によって媒質中に引き起こされた誘電分極である。

チェレンコフ輻射の場合は荷電粒子の速度が媒質中の光速度を越えた場合に起き、誘電分極の揃う方向が荷電粒子の進行方向を中心軸とした円錐方向となり、速度と媒質の屈折率でその角度は決まる。

一方遷移放射は異なる誘電率の媒質の境界を荷電粒子が通過するときに起きる。いわば媒質中を通過するときに荷電粒子によって作られる電磁場の重ね合わせである。理論的には荷電粒子がそれぞれの媒質中を通過するときに造る電磁場はマックスウエル方程式の非斉次な解であるが、連続の定理を満たすには斉次マックスウエル方程式の解を重ね合わせねばならない。これが遷移放射に相当する。

遷移放射の方向はチェレンコフ輻射と同様に粒子の進行方向に対して一定の角度を持ってでてくるが、この角度は粒子の速度 v として

$$\gamma \equiv 1/\sqrt{1-v^2/c^2} \quad -(2.1)$$

を定義すると、 γ が数千程度では(後で示すが検出可能な大きさの遷移放射を出すには γ は数千程度以上必要である。)荷電粒子と遷移放射の間の角度は0.1度にも満たない。また遷移放射の方向は媒質の境界面とも関係ない(Fig. 2-1)。

ここで遷移放射のスペクトル、放射エネルギーなどを簡単に見積もっておこう。誘電率と記したが実際にはプラズマ振動数; ω_0 を用いる(自然単位系)。誘電率; ϵ はよく知られているように電磁波の振動数; ω の関数であり、

$$\epsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2/\omega^2 \quad -[2.2]$$

$$\equiv 1 - \xi^2$$

と表わせる。この ω_0 をプラズマ振動数という。プラズマ振動数は物質のプラズマ密度で決定され、

$$\omega_0 = (4\pi\alpha n_e/m_e)^{1/2} \quad -[2.3]$$

$$= (2Z/A\rho[\text{g/cm}^3])^{1/2} \times 21[\text{eV}]$$

ここで、 n_e ;電子密度、 $\alpha = 1/137$ 、 Z, A は各々原子番号、質量数である。Table 2-1に主な物質のプラズマ振動数を示しておく。

境界が1つの場合で、固体から気体への入射時の遷移放射を見積もってみよう。固体(放射媒体)の誘電率を $\epsilon_1 = 1 - \omega_{01}^2/\omega^2 = 1 - \xi_1^2$ 、気体の誘電率を $\epsilon_2 = 1 - \omega_{02}^2/\omega^2 = 1 - \xi_2^2$ とする。(一般に $\xi_1^2 \gg \xi_2^2$ である。)

$\gamma \gg 1, \xi_1^2, \xi_2^2 \gg 1, \theta \gg 1$ と仮定すれば、単位立体角に放射される単位振動数あたりの光子のエネルギーは、

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left| \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right|^2 \quad -[2.4]$$

となる。これを Ω について積分すれば遷移放射のエネルギー・スペクトラムを得る。

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 + 2\gamma^{-2}}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \ln \frac{\gamma^{-2} + \xi_1^2}{\gamma^{-2} + \xi_2^2} - 2 \right) \quad -[2.5]$$

Fig. 2-2 にいくつかの例についてこのスペクトラムを示してある。

さて[2.5]の極限を考えてみる。

$$a) \quad \gamma \ll \omega/\omega_{01} \quad (\gamma^2 \ll 1/\xi_1^2 \ll 1/\xi_2^2)$$

$$\frac{dW}{d\omega} \simeq \frac{\alpha}{6\pi} \left(\frac{\gamma \omega_{01}}{\omega} \right)^4 \quad -[2.6]$$

となる。近似が成り立つには ω は $\gamma \omega_{01}$ に対して十分大きくなければならず($\gamma \omega_{01} \ll \omega$)周波数に下限があり、この周波数以上の放出される光子のエネルギーは小さい。

$$b) \quad \omega/\omega_{01} \ll \gamma \ll \omega/\omega_{02}$$

$$\frac{dW}{d\omega} \simeq \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{\gamma \omega_{01}}{\omega} - 1 \right) \quad -[2.7]$$

この場合ローレンツ因子 γ の対数で周波数あたりのエネルギーは増加する。

$$c) \quad \omega / \omega_{02} \ll \gamma$$

$$\frac{dW}{d\omega} \simeq \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} - 1 \right) \quad -[2.8]$$

となり、一定値である。この極限から、一方の媒質が真空でない場合、遷移放射は飽和することも判る。これら a), b), c) で最もエネルギーの大きいのは Fig. 2-2 のエネルギー・スペクトラムを見てもわかる通り低い振動数の c) である。しかし実際には振動数の低い光子は検出するのが難しい。検出の容易な X 線は数 keV ~ 2, 30 keV 程度である。それ故 b) の領域の遷移放射が検出の対象となる。

遷移放射全体でのエネルギーは [2.5] を積分して、

$$W_{\text{total}} = \frac{\alpha}{3} \frac{(\omega_{01} - \omega_{02})^2}{\omega_{01} + \omega_{02}} \gamma \quad -[2.9]$$

となり、 γ に比例し、また ω_{01} が ω_{02} に比べて大きい程遷移放射の総エネルギーも大きくなる。平均の角振動数 $\langle \omega \rangle$ は、

$$\langle \omega \rangle = \frac{3}{4\pi} \omega_{01} \gamma \quad -[2.10]$$

と表せる。

例えばポリプロピレン ($\omega_0 = 19 \text{ eV}$) と空気 ($\omega_0 = 0.7 \text{ eV}$) の境界を $2 \text{ GeV}/c$ の電子 ($\gamma \sim 4000$) が通過する場合、 $\langle \omega \rangle \simeq 18 \text{ KeV}$ になる。こうして X 線領域の電磁波が放射される。その他の物質についても Table 2-1, [2.10] 式から $\langle \omega \rangle \simeq 0$ (20 ~ 30 keV) であり、Fig. 2-2 のエネルギー分布で示す様に検出

の容易な X 線領域（数 KeV 以上）の遷移放射を得るには $\gamma \gtrsim 0 (1000)$ が必要である。このような相対論的粒子は Ultra-relativistic particle と呼ばれる。

実際には小さい振動数の光子が多く発生するのであるが、適当な ω 以上のものに対して有感な検出器を用いているとすると、

$$\text{No. of photons}(\omega > 0.15 \gamma \omega_0) \sim 0.5 \alpha \quad -[2.11]$$

であるから、一層の媒体で期待される光子数はせいぜい α のオーダーである。実用的な検出器にするには十分な光子数を得るだけの数の層の放射媒体が必要である。荷電粒子の $\gamma \gtrsim 1000$ で数 keV 程度以上の遷移放射を検出するには少なくとも数 100 層程度の放射媒体の境界面が必要である。

● 一般的な遷移放射検出器

一般的な遷移放射検出器は遷移放射を起こすための放射媒体と、遷移放射を検出するための X 線検出器で構成される。

まづ検出に十分な光子数を得るために、荷電粒子が数多くの放射媒体の境界を横切るようにする。多層による遷移放射には各層からの放射の干渉や途中での吸収といった問題や、一層の場合でも Formation zone 効果という媒体の 2 面の境界への入、出による遷移放射の干渉の効果により放射媒体を余り薄くできない等の現象も現われる [Ref. 6]。このため放射媒体の厚み、間隔は正確に設置する必要がある。典型的なものは放射媒体の薄膜 (Li 等、数 $10 \mu\text{m}$ 厚) とスペーサーを数 100 層のサンドイッチ構造にしたものである。この様な場合、平面の薄膜を用いることになり、粒子の入射方向や検出器の形に制約がある。ターゲットへのビーム衝突実験などでは比較的容易に装置をデザインする事ができるが、電子・陽電子衝突のような大きな立体角を覆う必要のある場合は難しくなる。

次に X 線の検出器であるが一般的にはガス検出器を用い、X 線吸収率のよいキセノンやクリプトン等を用いる。この X 線検出で大きな問題となるのが荷電粒子のイオン化によるエネルギー損失である。遷移放射の方向は

荷電粒子の方向とほとんど同じであるから荷電粒子も X 線検出器を通過する。この結果 Fig. 2-3a) の様に、 Ultrarelativistic Particle についてはガス中でのエネルギー損失が遷移放射と同時に測定され、遷移放射を起こさない粒子 (Fig. 2-3a) では π 中間子) についてもエネルギー損失が測定されるので、これらの分離が問題となる。これらのパルス波高分布は検出器の分解能で広がる。イオン化によるエネルギー損失についてはランダウ分布となり高エネルギーがわに裾広がりになり (ランダウテール)、これらの分離をいっそう困難にする。Fig. 2-3) のような分布で、あるしきい値以上を遷移放射を起こした粒子と判定すると (図中矢印)、遷移放射を起こさなかった粒子のパルス波高分布でランダウテールや検出器の分解能によってその値以上に曳いた部分が粒子選別のノイズ (しみ込み) となる。

ノイズを少なくし、分離を容易にするためには検出器の分解能を善くすることと、ランダウテールを無くするのが有効である。その為の実験装置は放射体と X 線検出器を交互に何段も重ねた形にする。各段のデータのうち特に大きい値をランダウテールとみなして用いず、その他の段のデータで平均をとる (Truncated mean、付録 3) 方法を用いる。この方法を用いると Fig. 2-3b) の様に遷移放射を起こす粒子とそうでない粒子のパルス波高分布はランダウテールを抑えてシャープになり、よりはっきりと分離することが可能となる。Truncated mean 法は放射媒体と検出器の層が多いほど効果が大きく、十分な遷移放射が得られれば多層の検出器の方が高い分離性能を得られる。

遷移放射検出器とそれを用いた実験について詳しくは Ref. 7 等を参照していただきたい。

● 遷移放射を用いた (陽) 電子弁別

前項で述べたように検出可能な遷移放射を起こす粒子は、 Ultrarelativistic particle に限られている。この性質を使って粒子同定、選別を行うことができる。

γ が数千程度というのは、電子でも数 GeV/c、 π では数 100 GeV/c、

..と大きな運動量に相当する。

我々のエネルギー領域での電子・陽電子衝突実験で発生する粒子はせいぜい数GeV/c程度であり、電子のみが検出可能な遷移放射を起こす。従ってX線領域の遷移放射を効率よく検出することによって容易にGeV/c領域の電子同定が可能となる。

また、電子- π のみならず、数100GeV/cの π 中間子とK中間子の選別に用いようという試みもある[Ref.8]。

V E N U S・遷移放射検出器はこのようにして第1章で解説したセントラルドリフトチェンバーと鉛ガラスカロリメーターでのE/P法とは独立に電子弁別の情報を加え、より高効率でバックグラウンドの少ない解析を可能とする事を目標としている。

第2節 V E N U S・T R D

この節ではV E N U S・遷移放射検出器の具体的な構造、性能、及び(陽)電子同定について述べる。

(以後、V E N U S・遷移放射検出器をV E N U S・T R D、もしくはT R Dと略称を用いる。一般の遷移放射検出器についてはそのように明記することにする。)

● 構造

V E N U S・T R DはFig.2-4に示すように内径2540mm、外径3114mm、全長2960mmの円筒形をしている。

設置場所はFig.1-2に示すようにセントラルドリフトチェンバーの外側である。円筒の軸が電子・陽電子ビームの軸(以下このビーム軸をz軸、z軸回りの角度を ϕ とする)と一致するように設置される。

T R Dは ϕ 方向に8分割されており、この1つ1つをセクターと呼んで

いる。各セクターはガス入り口側からみて時計回りに No. を付けてある (Fig. 2-4)。現在は工作、テスト、較正の為に、回転可能な治具に乗せてあるが、実際に VENUS 検出器に組み込む場合 No. 1, 2 が真上にくるようになっており、ガス配管もそれに合わせてある。

各セクターはさらに4層に分かれ内側から1層目、2層目、としていく。各層は2mm厚のアルミニウム板の円筒で仕切られている。(但し、最外、最内層の外板は3mm)両端の端板は4層、8セクターとも共通である。

さらに各層は遷移放射のための媒体であるラジエーターボックスとX線チェンバーで構成される。1つのセクターは8分の1の扇型のラジエーターボックスとX線検出器の4層構造であるといっても良い。(Fig. 2-5)すなわち TRD は都合 $8 \times 4 = 32$ 個の遷移放射検出器の集合体である。

各8分の1の扇型のラジエーターボックスとX線検出器の構造は次のようになっている。

・ラジエーターボックス(放射体; Radiator Box)

ラジエーターボックスは Fig. 2-6 に示すように、アルミニウムの内箱と3分割された放射体、アルミニウムのリブと、ロハセル(アクリルフォーム)にアルミ蒸着マイラーを張り付けたウィンドウから成る。ラジエーターの素材は、ポリプロピレンのファイバーをマット状に積層した物である。

一般的には薄いフィルム状の放射媒体を多層にして十分な量の遷移放射を得るように設計するが、VENUS・TRDではこのファイバー一本一本が多く数の遷移放射の為に境界を提供している。つまり荷電粒子がファイバーのマットに入射すれば数多くのファイバーを横切るが、一本一本のファイバーを入出するのに通過するファイバーと空気の境界が、多層膜の境界と同様の効果を成している。

遷移放射のラジエーターとしては一般にリチウム、リチウム水素、ベリリウム等も用いられるが、VENUS・TRDでは、

- ・電子で十分な遷移放射を出す(プラズマ振動数 ω_p が十分に大きい)、
- ・検出器が大型である、

- ・発生する遷移放射に場所によってムラが合ってはならない,
- ・円筒形という形を保たねばならない,
- ・湿度や温度の管理にも限界がある,

等の点でポリプロピレンの繊維をマット状にした物が用いられている。

[Ref. 9] フィルム状の多層膜を使用した場合、間隔を円筒形全体で一定にするのは難しく、どうしてもムラができてしまう。マット状にファイバーを織った物は一本一本はランダムではあるが、十分に厚みがあれば全体では一様になる。 [Ref. 10]

V E N U S ・ T R D の場合、チェンバーゲインを正確に保つために面精度を求め、前述のような構造となった。面精度は工作段階でチェックしてあるが、正確を期す為に V E N U S 本体に組み込む前に各部分に X 線を照射してチェンバーのゲインを全体にわたって調べる予定である。

このラジエーターボックスを高速の荷電粒子が通過する際に起こした遷移放射はすぐ外側の X 線チェンバーで測定される。

・ X 線ドリフトチェンバー

ラジエーターボックスの外側には X 線チェンバーが置かれる。ラジエーターボックスのマイラーウィンドウは実はチェンバーのカソードを成している。(それ故アルミ蒸着されている。) X 線チェンバーの動作原理などは付録 1、2 を参照していただきたい。

ガスとしては高価ではあるが X 線の吸収計数の高い X e を用い、Quencher として C H₄ を 10% を添加している。(Fig. A1-5)

チェンバーの構造を Fig. 2-7 に示す。1 本の Sense Wire とその両側の 2 本の Field Wire 及び Grid Wire が最小単位 (セル) を構成する。このセルは 1、2 層は 10 個、3、4 層は 11 個あり、合計 2688 本の Sence Wire がある。これらの間隔、電圧は X 線、荷電粒子による電離 (陰イオン) を Sense Wire に効率よく集めるように決められている。イオンは Sense Wire 近傍の急勾配の電場で電子雪崩を起こして増幅され、プリアンプへ送られる。

前節で述べたようにチェンバーからの信号は電荷を積分され、遷移放射の X 線と荷電粒子によるエネルギー損失の和として測定される。

X線チェンバーは、遷移放射のX線を測定すると同時に、ガス中で荷電粒子が行うイオン化によるエネルギー損失にも反応する。一般的な遷移放射検出器と同じく、チェンバーによって得る信号は遷移放射を起こさなかった粒子についてもそのガス中でのイオン化エネルギー損失によるものを含む。前節で説明したFig. 2-3はTRDの小型のテストチェンバーに2 GeV/cの π 、電子ビームを入射しチェンバーのパルス波高を調べた実験の結果である。これより遷移放射の無い π についてもエネルギー損失に対応するピークが存在し、またこのエネルギー損失がランダウ分布を示すのが判る。TRDが4層構造になっているのは4層のデータを使って前述のTruncated mean (付録3) を使ってこの高エネルギー側に引くランダウ分布の尾を抑制して、Fig. 2-3bの様によりはっきりと電子- π の分離を行う為である。

各チェンバーのガス入り口側、大きいNo.のセクター(No. 8セクターはNo. 1)と接する側の端には ^{55}Fe のX線源(5.9 KeV)が取り付けられている(Fig. 2-5)。これによって ^{55}Fe のエネルギースペクトラムから、ゲインの変動をモニターし、それを補うように高電圧を制御する。

前節で述べたようにe/ π 分離を行うにはチェンバーのエネルギー分解能が重要であり、それを維持するにはゲインの安定性は欠くことが出来ない(後述Fig. 3-1)。ゲイン変動の要因はガスの気圧、温度、不純物濃度等の変化があげられるが、それら全てを十分な精度にコントロールするのは難しい。

それ故TRDでは各セクター、各層に設置した ^{55}Fe からのX線を照射されるSense Wireを「Reference Wire」(以後この呼称を用いる)として、ゲインをモニターしてSense Wireにかける高電圧を通じてフィードバックを行う。これについては次章で更に詳しく論じる。

● TRDの性能およびそれを用いた(陽)電子同定方法

TRDの性能は電子同定の際、いかに π 中間子の誤認による混入(π

contamination)を少なくできるかである。

鉛ガラスカロリメーターとセントラルドリフトチェンバーを用いた電子同定は前章で述べたが、TRDの情報はこれに加えて使用される。電子・陽電子衝突のMonte Carlo シミュレーション (LUND53+VENUS検出器シミュレーション) による結果を Fig. 2-8a, b に示す。このE/P分布を見ればTRDを用いた場合、 $E/P \simeq 1.0$ に電子のピークがはっきりとわかり、TRDの無いとき(点線)に較べて π バックグラウンドが激減しているのが判る。

このようにVENUS・TRDを用いるとS/Nはハドロン終状態において約18倍になるはずであり、非常に純粋度(Purity)の高い(陽)電子同定が可能となる。

第3章 TRDの実機による安定性、変動相関

第1節 チェンバーゲインの変動の影響とその安定化

Fig. 3-1 にテストチェンバーでのゲイン変化率; $\Delta G/G$ と電子同定の際の π の誤認による混入の割合を示す。ゲイン変化率が大きくなると π の誤認による混入はどんどん増えてくる。Fig. 2-7b)での π のパルス波高分布の広がりが大きくなれば電子との選別のしきい値を越える割合が増える。検出器の分解能の悪化、ゲインの変動はパルス波高分布を広げることになり、すなわちゲイン変動を起こすと π の誤認が増え、選別した電子の純粋度は落ちてしまう。前節で示したシミュレーションの性能 ($S/N \approx 18$ 倍) を発揮するには少なくともゲイン変化を10%以内に抑えねばならない。このゲイン変化は大型の実機の4層×8セクター全てのチェンバー、さらにチェンバーの全ての場所で差があってはならないし、長期にわたる実験期間中を通じて数%以上変動してもいけないのである。

第1の、場所によるゲインの違い(Position Dependence)はVENUS本体に組み込む前に、X線源($^{109}\text{Cd}; 22\text{KeV}$)を用いて全体をくまなく走査して調べる較正テストが準備されている。

次の経時的なゲイン変動は、おもに気圧、気温の変化によって起こる。これらの要因に対するゲイン変動はテストチェンバーによる実験などで良く理解されているが(詳しくは付録2を参照)、全ての因子を個別に補正するのは容易ではないので、第2章で説明したようにReference WireとX線源($^{55}\text{Fe}; 5.9\text{KeV}$)を用いて常時ゲインをモニターするシステムを検討中である。

従ってチェンバーの各部分とこのReference-Pointのゲインの変動の相関が極めて重要になる。そのためできあがったVENUS・TRDの実機でテストする必要がある。

各 Wire、各部分のゲイン;Gi とReference-Wireのゲイン;Gr についてこれらの比;

$$R_i = G_i/G_r \quad -[3.1]$$

は一定値であるか?

この R_i はいわば各Wireの変動の仕方がどの程度揃っているかであり、一定でないとReference-Wireによるゲインフィードバックを行っても、他のWireのゲインが正しく保たれる事は保証されない。設計上は2~3%以内でゲインは揃っているが、それらの変動も含めて、組上がった大型の実機で検査すべきである。長時間にわたり一定時間毎に調べたゲイン比; R_i のバラつき σ_{R_i} が、ゲインの大きさ同様に2~3%以内にならねば、ゲインフィードバックの有効性は保証されない。

第2節 TRD実機による安定性、変動相関テスト

実験は前節で述べたように、ゲインフィードバックの有効性を裏づける為の実験である。調べるべき事項は、

1. 長期的な外的要因の変化(気温、気圧など)
に対するゲイン変動
2. ゲイン変動の各場所の相関

の2点である。

これらについてTRD実機の何か所かをサンプルポイントにして長時間にわたり測定すればよいだろう。

実験装置はTRD本体とその信号を読み出すためのエレクトロニクス、X線源としてReference-Wire用に誂えた ^{55}Fe 、および第4層(最外層)

で Z 軸方向の異なった場所をサンプルポイントに取るため、外板のアルミニウム(3mm)を十分通過する X 線源として ^{109}Cd を各 8 個用意した。 ^{55}Fe , ^{109}Cd は各々 5.9KeV, 22KeV の X 線源である。

^{55}Fe は TRD 実機の線源用の孔(Fig. 2-4)に入る。真鍮の円柱の 2 面を面取りした棒に穴があげられ ^{55}Fe が封入されている。TRD 本体の線源孔は真鍮棒の外形にあわせた SUS 鋼製のケースであり、線源は真鍮棒ごとここに挿入される(Fig. 2-4d)。ケースの X 線が照射される部分はウィンドウになっている。 ^{109}Cd はアクリルの台座に封入され、線源部はアルミ箔のウィンドウになっている。

尚、チェンバーに流すガスは廉価な Ar (90%) + CH₄(10%) を用いた。実験で問題としているのは、ゲインの相対変化なので今回のテスト実験においては特にガスがキセノンである必要はない。

また Sense Wire = 1.74KV, Field Wire = 0.2 KV, Mylar = -0.3KV の高電圧を印加した。詳しくは付録 2 を参照されたい。

TRD 本体、並びにエレクトロニクスの設置場所は富士実験室(Fig. 1-1参照)の地下 4 階である。

Fig. 3-2a, b に Fe, Cd の線源の配置を示す。Fe の線源は Reference-Wire に照射するようになっており、偶数番号のセクターの第 1 層と第 4 層(最内層と最外層)に取り付けた。Cd の線源は第 4 層で、Fe とは z 方向をずらした場所でサンプルするために、検出器中央と、反対側のはしの外板上に張り付けた。同一の Wire に 3 箇所 X 線を照射しても区別がつかなくなる。そこで Fe、或いは Cd による X 線が他の Wire に当たらないように、Cd を照射する Wire は Reference-Wire と 3 本、及び 6 本間を開けた(Fig. 3-2c)。厳密には ϕ 方向も $\approx 10\text{mrad}$. の違いができるが今回の実験で問題とするのはセクター単位程度の大きく離れた場所同士の相関なのでこれは問題にならない。

データ取り込みは、まづプリアンプからの出力をわけ、1 系統はトリガー、ADCゲートを作るのに用いている。もうひとつは ADC (Analogue to Digital Converter) で電荷を積分後、Digitize される。同時に環境データとして、気温計、絶対気圧計、ガス差圧計の DC 出力を SLOW-ADC で読み

込む。ガス差圧計はTRDへ流しているガスと外気圧の差であり、ガスの流量に比例する。これらのデータは論理回路(CAMAC)を経由してコンピューター(μ VAX)で取り込まれる。(Fig. 3-3を参照)

データ取り込みは10分間隔で行う。全サンプルポイントでエネルギー分布のピークを求めるのに十分な量(関数でフィットするため各サンプルポイントで最低約2000カウント)を得ると(約2.3分間)10分間休止し、再びデータを取り込むようにした。

さらにオンライン化はしてないが、ガス中の酸素混入濃度、ガスの露点による H_2O 混入濃度も測定してある。

この実験装置で約2週間(19,000分)にわたり測定した。(但しアンプ関係のトラブルのためNo. 9だけはデータを取れなかった。)

第3節 エネルギー分布

前節で説明した実験装置を用いて取ったデータについて、各サンプルポイント別にパルス波高分布を調べ、適切な範囲でガウス関数でフィットしてピーク値を求める(Fig. 3-4)。X線のパルス波高分布には、入射X線のエネルギーよりガス原子の(主にK殻の)準位だけ低いエネルギーに現れるエスケープピーク、ガスあるいは途中の物質中の電子と入射X線のコンプトン散乱が混入するが、これらの影響を受けないよう設定した範囲でガウス関数でフィットする。この範囲は、フィットする分布の最頻値から、低い方に 1σ 、高い方に 2σ の範囲とする。(この標準偏差; σ は前もって調べたエネルギー分布で σ を求めておいて用いる。分解能の変化でこの σ も変化するが予想される変化は大きくて10~20%程度であり、フィットの範囲がこの程度動いてもピークの値はほとんど影響されない。)

この様に範囲を限定する理由は、前述のようにFeのエネルギー分布についてはエスケープピーク(Escape-Peak)があるからである。またCdの場合、3mmのアルミニウム外板を透してX線を照射しているため、アルミ板でのコンプトン散乱によるバックグラウンドによってピークが正しくフィッ

トできなくなるのを避けるためである（付録1参照）。いずれの場合も全範囲でフィットすると正しいピーク値が得られなくなる。

パルス波高分布のピークはX線のエネルギーとゲインの直線関係で決まる。フィットの誤差がエネルギー分解能（ $\approx 20\%$ ）に対して十分小さくなる（ $\approx 1\sim 2\%$ ）だけ1回のデータ収集でのカウント数を集めており、フィットの結果のピーク値がゲイン変動のモニターとなる。

こうして各時刻で求めたピーク値を解析に用いる。

第4節 変動要因の経時変化

サンプルポイントでのチェンバーの信号以外に、気温、絶対気圧、ガス差圧、酸素混入度、ガス露点について測定してある。特に気温、気圧、ガス差圧はチェンバーの信号と同時に計測しており、これらの時間変化をチェンバーゲインの経時変化と比較したものを Fig. 3-5a, b, c, d に示す。

実験は富士実験室のB4で行ったが、環境はV E N U S本体とデータ取り込みのエレクトロニクスの為に良く管理されていて、Fig. 3-5bを見ても明かなとうり、気温は $\pm 1\text{K}$ とほとんど変化しない。

絶対気圧 (Fig. 3-5a) は $0.02\text{Kg}/\text{cm}^2$ にわたって変化し、これはゲインを10%程度変化させた。またガス差圧 (Fig. 3-5c) はバルブ等をいじらない限り流量は一定であり、気圧の変動の影響で変わってくる。但し実験期間中には2、3日程度でガスボンベ交換があり、その際に若干の違いが生じる。また1200分前後の落込みはガス切れによるものである。

Fig. 3-5d は H_2O 及び O_2 濃度の変化を示してある。

次の節でチェンバーゲインの経時変化と比較してみる。

第5節 チェンバーゲインの経時変化

Fig.3-6 に約19,000分間についてのゲイン変化をプロットした。FeとCd各々のエネルギー分布のピーク値を直接比較することはできない。そのため各サンプルポイントのADCデータは $t=0$ でのゲインが1.0になるよう規格化してある。

Fig.3-5 と Fig.3-6 を比較すると、チェンバーゲインが外的要因と強く相関していることが改めて判る。特に大きい変化は絶対気圧の変化によるものであり、気圧の下降によりチェンバーゲインが上昇する（付録1）様子が観察できる。また差圧の変動も影響があることが1200分前後でよく現れている。

ゲインフィードバック無しではやはり10%以内の目標を達成できないことはこの結果から明かである。

第6節 チェンバーゲインとガス密度

チェンバーのゲインはガス密度と密接な関係がある。付録2にそれについての解説とTRDの小型テストチェンバーでのゲインとの相関を示してある。今回の実機でのデータも同様の相関を示さねばならない。

ガス密度 = P/T として各サンプルポイントでのゲイン-ガス密度 (P/T) をプロットしたものが、Fig.3-7 である。

相関があることは一見して判るが、さらに複雑な構造を持っていることが判る。これは長時間にわたるガス条件の変化に起因するものらしく、酸素混入度が原因と思われる。ガスの置換が進むにしたがって不純物濃度は改善されてゆき、ゲインは少しずつ上昇している。このことは次に述べる P/T による規格化（標準化; Normalization）を行えばさらにはっきりする。

酸素混入の変化の少ないであろう短時間では、Fig.3-7 の様になり、相関が保たれている。

これらのゲイン-ガス密度 (P/T) のプロットを基に、P/Tによる規格化を行う。Fig. 3-7a の分布の最小二乗法による直線回帰計算の結果を用いる。ゲインはP/Tの関数で表わせるから、近似的に

$$\langle G(i) \rangle = f(i, P/T) \approx C_1(i) \times P/T + C_2(i) \quad -[3.3]$$

と定義して、ゲイン-ガス密度 (P/T) プロットを各サンプルポイント別に最小二乗法で定数 C_1, C_2 を決定する。i番目のサンプルポイントの時刻; tでのゲイン; $G(i, t)$ と、このフィットの結果; $f(i, P/T | t)$ を用いて、

$$G^0(i, t) \approx \frac{G(i, t)}{G(i, t=0)} \times \frac{f(i, P/T | t=0)}{f(i, P/T | t)} \quad -[3.4]$$

と規格化した量を定義する。

この各サンプルポイントでの G^0 (時刻 $t=0$ でのゲインと P/T で規格化したもの) の経時変化を見る (Fig. 3-8)。P/T 以外にゲイン変化の原因となるものが無ければ、経時変化はゲインの安定性程度 (2~3%) 内での上下にとどまり、 $\langle G^0 \rangle \approx 1.0$ のはずである。

実際には全体にわたって、ゲインの上昇がはっきりと判る。ゲインの上昇は全体を通じてほぼ 10% である。

これを酸素濃度の変化によるとすると、Fig. 3-5d によれば実験期間中 (~19,000分) の間に酸素混入度は 1000ppm 前後から 1 オーダー程度改善されているのであるから、Ref. 11 によればこの変化で 10% のゲイン変化は妥当なものであろう。

(*) 今回の実験では最終的な較正の為 (TRD 本体を回転させる必要がある) にガス配管は最善の配置ではない。

実際には各セクターへのガス出入りは独立に行う予定である。また今回は

アルゴンガスを通過させたが、本番でキセノンを用いる際は循環させることになっており、この場合もっと精密にガス成分をモニター、コントロールすることになっている。

第7節 変動相関とReference Wire

●場所によるゲイン変動相関

各サンプルポイントでのゲイン相関を Fig. 3-9 のようにプロットすればそれぞれの間の関係がはっきりする。外的な変動要因は2つのポイントで同一であれば、完全にキャンセルされ、理想的には傾き1の直線上に乗るはずである。

Table 3-1 に全サンプルポイントの全ての組み合わせでの直線回帰計算による相関係数を示して置く。理想的な相関ではこの相関係数は1.0であり、相関が悪くなるほど小さい値になる。

相関が高いのは、同一セクターのFe Reference-Wire同士や、同セクター同層でのサンプルポイント等である。

Table3-2 に、

- ・セクター（同一、90度隣、対角位置）
- ・Z座標（同一、違う）
- ・層（同一、違う）

の全ての組合せ（自分自身を除く11通り）について、その組合せになる全てのサンプルポイント同士の相関係数を基に(Table3-1)、それらの相関係数の平均、その標準偏差をまとめた。例えばTable3-2①の（同一セクター、z座標同じ、違う層）の組合せは、サンプルポイント No.0と3, No.4と7, No.8と11, No.12と15 の4つでありこれら組合せの間の相関係数4つの平均が0.9918、標準偏差が0.0031である。なおサンプルポイントNo.3については他の物と比較して若干変動の振舞いが違い、独立な要因があ

ると考えられるので、この統計からはずしてある。

相関係数の平均の大小はその組合せでの相関の程度を直接示している。また標準偏差が大きな組合せは比較的相関の低い組合せを含む場合が多く、その組合せが安定した関係にないことを示している。この相関係数の平均と、標準偏差をFig. 3-10にプロットしてある。横軸はTable 3-2の番号に合わせてある。同一セクター、90度隣のセクター、180度隣（反対側）のセクターの順に並べてある。セクターが近い程、Z座標や層が同じ組合せほど相関が高く、また相関関係も安定しているのがはっきりとわかる。

同一セクター同士での組合せについてわかるのは、他セクターとの組合せよりも相関がかなり良いことである。しかも標準偏差は他の組合せに対して半分以下であり、これは全セクターともこの傾向が強いことを示唆している。

さらに同一セクターではZ座標が違うものは同一層、違う層のいずれとの相関も同程度であるということである。これは1セクター内のモニターポイントは1箇所でも有効なことを示している。

また90度隣、対角位置のセクターとの関係でもわかるように、Z座標の同じものは違う場合よりも相関がやや高い。これらは ^{55}Fe によるReference Point同士である。

反対にまったく反対側セクター同士などの組み合わせでは相関は小さくなっている。セクターが離れるほど、またZ座標が離れるほど相関は低くなる。

これからTRDの各部分をモニターするには各セクターにReference Pointが必要であり、それは各セクターに1つあれば充分有効であるといえる。

● Reference Wire によるゲイン規格化

最後にこれらに基づいて、具体的に各セクターの1本の Reference Wireで各サンプルポイントのゲインを規格化してみる。

時刻 $t=0$ で 1.0 になるよう、

$$N_{\text{Ref}}(t) = \frac{\text{Gain}(i, t)}{\text{Gain}(i, t=0)} \times \frac{\text{Gain}(\text{Ref}, t=0)}{\text{Gain}(\text{Ref}, t)} \quad -[3.5]$$

をとってみる。相関性が保たれていれば $\langle N_{\text{Ref}} \rangle = 1.0$ さらに σN_{Ref} がゲインモニターによるフィードバックの結果得られる TRD のゲイン安定性を示している。

この $N_{\text{Ref}}(t)$ を各セクター別に第4層の Fe Reference Wire を用いて求め、経時変化および変動幅の分布をあわせて Fig. 3-11 に示す。

これらの偏差は Table 3-3 に記したように、0.6~1.8% (但しポイント No. 3は除く) と目標の10%に比べて十分小さな値に収まっている。

第4章 結果と結論

以上の実験、解析により以下の結果を得た。

1) 変動相関とゲイン較正

TRD全体での変動相関は気温、絶対気圧、ガス流量の変化に対しては、適当なReferenceポイントでのゲイン変化を調べることにより悪くとも約2%以内に収めることができる。

2) Reference-Wire と Gain monitor

TRDのReference-Wireは各セクターに1つ或いは2つ程度で十分にそのセクターのゲインをモニターできる。このモニターはTRDのr方向のみならず、z方向についても有効である。したがってゲインモニターは当初の設計の8セクター×4層全てを用いなくても、各セクター1、2箇所を簡略化することができる。この場合各セクター1カ所のみを用いても十分2%以内でモニターできることが示された。

付録1 ガス検出器の構造と特性 [Ref. 12]

ガス検出器の基本原理は、「荷電粒子によって電離させられた陽イオンと電子を高電場を用いて収集、増幅して電気信号として取り出す」といえる。 [Ref. 15, 16]

基本的な構造は、接地またはマイナス数百 Volt 程度に電圧を与えられたガス室 (チェンバー容器) とその中に張られプラス数 KV の高電圧がかけられた細い (50~100 μ m 程度) ワイヤーである。

物質中での荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) は電磁相互作用によってガス原子を電離することによっておこり、 Bethe-Bloch の式

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_a z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left\{ \ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right\} \quad \text{--[A1. 1]}$$

で表せる。 Fig. A1-1 にアルゴンガスチェンバーでのエネルギー損失をしめす。

また荷電粒子による電子のハードな散乱は δ 線と呼ばれ、高エネルギーの電子がたたき出されることがある。この δ 線は大きなエネルギー損失の原因となる。この結果荷電粒子のチェンバーに落としたエネルギー分布はガウス分布にならずに高エネルギー側に尾を曳くことになる。これを「ランダウ分布」と呼ぶ。

こうして作られたイオン対は電場に従ってワイヤーとチェンバー外壁に集められる。この時高電圧をかけたワイヤー近傍は、ワイヤー中心からの距離; r 、検出器の単位長さ当たりの静電容量; C 、ワイヤーの電位; V_0 、誘電率; ϵ_0 として、

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad \text{--[A1. 2]}$$

と表わせるような急勾配の電場になっている。ここで加速された電子は途中のガス原子に当たり、次々と電離を引き起こす。この現象を「電子雪崩 (Avalanche)」と呼ぶ。電子雪崩によって作られる2次電子の数は $\sim 10^5$ 程にもなる。

こうして生成される2次電子が幾つ作れるかを「タウンゼントの第一 (電離) 係数; α 」を用いて表わす。この係数はガス中の電子の平均自由行程の逆数であり、電場勾配とガスの密度で決まる。すなわち電子が電場からエネルギーをもらいながらガス中を走って平均自由行程毎にガス原子に衝突し、どれだけの原子に電離エネルギー以上のエネルギーを与えることができるかである。経験式では電場; E 、ガス圧力; P とすると、

$$(\alpha/P) = A \exp(-BP/E) \quad \text{--[A1.3]}$$

と表わせる。ここで A, B はガスによって決定する係数である。タウンゼント係数は圧力でスケールする。Fig. A1-2 に小型のテストチェンバーで行ったガス密度とチェンバーゲインの関係を示しておく。Fig. A1-2 程度の (P/T) 変化では近似的に、

$$\Delta(\text{Gain})/(\text{Gain}) = -\text{Const.} \times \Delta(P/T)/(P/T) \quad \text{--[A1.4]}$$

とでき、ゲインは (P/T) に反比例する。

2次電子の数は、

$$dn = n\alpha \, dx \quad \text{--[A1.5]}$$

という関係になり、1次電子が x_1 から x_2 の間を走って発生する最終的な2次電子の数; M は、

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) \, dx\right] \quad \text{--[A1.6]}$$

となる。

さて[A1.2]の電場および、 $\varepsilon = E/\alpha$ から、

$$\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{CV_0}{2\pi \varepsilon_0 kN} \frac{1}{r} \right)} \quad \text{--[A1.7]}$$

$$\alpha(r) = \sqrt{\left(\frac{kNCV_0}{2\pi \varepsilon_0} \frac{1}{r} \right)} \quad \text{--[A1.8]}$$

となる。ここでkはガスによって決まる定数である。[A1.5]に代入して2次電子の数、すなわちガス検出器のゲインを求めると、

$$M = \text{Const.} \times \exp(CV_0) \quad \text{--[A1.9]}$$

の形で表わせる。従って2次電子の数、すなわちチェンバーのゲインは印加する高電圧に対して指数関数で増加する。(付録2)

一般にはこの電子雪崩を適当な大きさ、時間で止めるべく、チェンバーガスに抑止剤(Quencher)を混合する。良く使われるものとしては、メタン等の炭化水素ガスやアルコール類が用いられる。酸素や水分の混入は電子雪崩の発達を妨げ、チェンバーゲインを劣化させてしまう。

さて荷電粒子でなく光子(γ 線、X線)の場合は一旦ガスと相互作用して、電子を出すことによってチェンバーに検出される。Fig.A1-3に光子の吸収係数を示す。数KeV程度の光子の場合おもに光電効果、数十KeV程度ではコンプトンやレイレー散乱、核による光子吸収、電子質量の2倍以上のエネルギーでは電子・陽電子対生成により光子は吸収され、電子が発生する。この電子が前述の荷電粒子によるエネルギー損失の過程をおこない光子のエネルギーがチェンバーで測定されるのである。

Fig.A1-4にアルゴンガス検出器での ^{55}Fe のX線(5.9KeV)パルス波高分布を示す。Fig.A1-5a,bに低いエネルギー(1~10³KeV)での代表的なガスのX線吸収係数と光子の吸収による平均自由行程を示す。

まづ光電効果による光子の吸収では、光子のパルス波高分布が示すように、入射 X 線のエネルギーより決まった値だけ小さいエネルギーのピークが現れる。これが「エスケープピーク (Escape Peak)」である。

ガス中に入射した X 線はガス原子に当たって光電効果を起こす。数 KeV の X 線では光電効果は最内殻 (K 殻) の電子との間で起こり、電子は仕事関数のエネルギーをひいたエネルギーが残る。この仕事関数は最内殻 (K 殻) の準位であるから、例えばアルゴンガスに ^{55}Fe の X 線 (5.9 KeV) が入射した場合 3.2 KeV である。

K 殻吸収端は光電効果が K 殻で起こるか、より高次の準位で起きるかの継ぎ目に相当する。

こうして最内殻から光電効果によってたたき出された電子のエネルギーは入射エネルギー; E_i 、K 殻準位; E_k とすれば、

$$E_{\text{electron}} = E_i - E_k$$

-[A1.10]

となり、この電子はエネルギー損失をおこしチェンバーでエネルギーを測定される。

さて光電効果で K 殻に「空席」ができたので上の準位から電子が落ち、その差のエネルギー (アルゴンでは 3.2 KeV) は、

- ・ 蛍光 (Fluorescence) による γ の放出
- ・ 輻射の無い遷移 (オージェ効果; Auger effect) による電子放出

のいずれかになる。

アルゴンの場合、約 85% は電子を放出しそのエネルギーは検出器内に落とされる。そして残り 15% は蛍光による γ の放出となる。ここで Fig. A3-2b を見れば判るように、アルゴンガスの γ の平均自由行程は 3.2 KeV を境にして二桁近く長くなる。蛍光で放出された光子はほとんどチェンバー内で再び相互作用すること無く検出器の外、或いは他のワイヤーへ逃げて

行ってしまふ。

こうして入射エネルギーよりも 3.2KeV だけ低いところにも分布のピークができる。これがガス検出器に特有のエスケープピークの正体である。

コンプトン散乱による吸収は、光子-電子（一般に外殻）の弾性散乱である。（また同じX線エネルギー領域でおきるレイレー散乱は原子核との相互作用によるものである。）

$$\gamma + e^{-} \rightarrow \gamma' + e^{-} \quad \text{--[A1.11]}$$

この場合電子が新しくもらうエネルギー; $E_{\text{electron}}^{\text{MAX}}$ は力学的に決まる。この最大値は光子の入射エネルギー; E_r 、電子質量; m_e として、

$$E_{\text{electron}}^{\text{MAX}} = 2E_r^2 / (2E_r + m_e) \quad \text{--[A1.12]}$$

となり、これがコンプトン端である。

コンプトン散乱によるエネルギー分布はコンプトン端より低いエネルギーへの連続分布である。

付録2 高電圧とエネルギー-ゲインの線形性

チェンバーに架ける高電圧を大きくすると、電場は強くなりゲインは上昇する。しかし電圧を架けすぎると電子雪崩が飽和し、エネルギーとゲインの線形性が保たれなくなる。

また大きなエネルギーの入射に対して分解能が劣化してくる。Fig. A2-1, 2, 3, 4 にTRD実機での、高電圧を変化させての ^{55}Fe のエネルギー分布、ピーク値の変化、分解能の変化、エネルギーに対する分解能の変化を示してある。Fig. A2-1は高電圧を1.74kV, 1.80kV, 1.85kV, 1.95kVと変えてとったエネルギー分布である。分解能が徐々に悪くなるのが見て取れる。Fig. A2-2, 3は高電圧の変化に対してのピーク、分解能の変化である。付録1で述べたゲインが指数関数で増加する様子がよくわかる。またゲインが上がると分解能が劣化していく様子もはっきりする。Fig. A2-4はエネルギーに対するゲインの線形性を示している。高電圧になると線形性が崩れていく様子がわかる。

本文中の実験はこれを基に線形性が保たれていることと、エレクトロニクスのノイズとしきい値の設定から高電圧を決定して行ったものである。

付録3 統計手法について

・最小自乗法を用いた直線回帰計算

各データポイントを $Y = f(X) = a + bX$ に回帰させる。

すなわち、 (X_i, Y_i) 、エラー σ_i というデータポイントについて、

$$\sum |(Y_i - f(X_i)) / \sigma_i|^2 \quad \text{---[A3.1]}$$

が最小になるように、係数 a, b を選ぶ。

具体的な計算方法は、

$$S_1, S_x, S_{xx}, S_y, S_{yy}, S_{xy} \text{ 並 } \sum (1, X_i, X_i^2, Y_i, Y_i^2, X_i Y_i) / \sigma_i^2 \quad \text{---[A3.2]}$$

と定義して、

$$a = (S_y S_{xx} - S_x S_{xy}) / D$$

$$b = (S_1 S_{xy} - S_x S_y) / D$$

ここで

$$D = S_1 S_{xx} - S_x^2 \quad \text{---[A3.3]}$$

である。また誤差行列は、

$$\begin{pmatrix} V_{aa} & V_{ab} \\ V_{ab} & V_{bb} \end{pmatrix} = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} S_{xx} & -S_x \\ -S_x & S_1 \end{bmatrix} \quad \text{---[A3.4]}$$

と表わせられ、係数 a, b の誤差は、

$$\sigma_a^2 = \sigma^2 V_{aa}$$

$$\sigma_b^2 = \sigma^2 V_{bb}$$

---[A3.5]

とできる。ここで σ は

$$\sigma^2 \cong 1/(N-2) (S_{YY} + Na^2 + b^2 S_{XX} - 2aS_Y - 2bS_{XY} + 2abS_X) \quad -[A3.6]$$

である。

相関係数はデータを $X = a' + b'Y$ に回帰計算した場合の係数 b' を用いて、

$$r \cong \sqrt{bb'} \quad -[A3.7]$$

と定義する。

$$r = (S_1 S_{XY} - S_X S_Y) / \sqrt{(S_1 S_{XX} - S_X^2)(S_1 S_{YY} - S_Y^2)} \quad -[A3.8]$$

となり、相関の高いほど2つの回帰計算の結果はお互いに逆関数に近付き、相関係数 r は最大値の1.0に近くなる。

・ Truncated mean

データに大きく平均からはずれるようなものが含まれる場合によく用いられる手法である。

本文中のビーム実験の解析例 (Fig. 2-7) では、まづ4つのデータを独立に選び、そのうち最も大きいものを除いた残り3つの平均の分布を取ってランダウテールを除いている。

謝辞

本論文の実験、解析、執筆にあたってお世話になりました皆さんにこの場をかりて御礼を申し上げます。

長島順清教授にはVENUSグループへの参加の機会を与えて頂き、また最終的な本修士論文の較正もして頂きました。杉本章二郎助教授には出張の手続きを始めいろいろとご迷惑をかけました。幅淳二助手には本論文のコンセプト、解析ならびに較正に、また昨年度はKs、 Λ 粒子の解析で非常に多くを御教授してもらいました。瀧田正人助手には多くの示唆に富んだご質問を頂きました。また文部省高エネルギー物理学研究所(KEK)の作田誠助手にはTRDのハードウェアを中心にお世話になりましたし、渡瀬芳行、福島靖孝、中村誠一、筑波大学の中野逸夫の各先生方にはエレクトロニクスを始めTRDを動かす上でいろいろとご協力頂きました。広島大学の照沼信浩先輩にはオンラインプログラムを中心にたいへんお世話になりました。その他長島研究室の諸兄、VENUSグループの皆さんには物理から私事にいたるまでいろいろとご協力頂きました。この場を借りて御礼と、今後いっそうのご指導をお願いします。

また長期間の学生生活にわたって経済的、精神的援助を続けてくださっている両親並びに弟に感謝致します。

参考文献

1. M.Sakuda et al., Phys.Lett. 152B(1985)p339
W.Bartel et al., Phys.Lett.114B(1982)p71
J.M.Bron et al., Phys.Lett.B 195(1987)p301
N.S.Lockyer et al., Phys.Rev.Lett. 51(1983)p1316
D.E.Klem et al., Phy.Rev.Lett. 53(1984)p1873
2. G.H.Trilling et al., J.de.Phys. C3-57(1982)
C.Klopfenstein et al., Phys.Lett.130B(1983)p444
3. M.E.Nelson et al., Phys.Rev.Lett. 50(1983)p1542
M.Althoff et al., Phys.Lett. 146B(1984)p443
O.E.Koop et al., Phys.Rev.Lett. 52(1984)p970
4. VENUS. TRD Proposal
5. I.Frank V.Ginzburg., J.Phys(Moscow), 5, 353(1945)
6. M.H.Saffouri., IL Nuovo Cimento 5D,N2(1985)p175
L.Durand., Phys.Rev.D 11(1975)p89
X.Artru et al., Phys.Rev.D 12(1975)p1289
7. B.Dolgoshein., N.I.M. A252(1986)p137
Y.Watase et al., N.I.M. A248(1986)p379
A.B ngener et al., N.I.M. 214(1983)p261
M.L.Cherry et al., N.I.M. 115(1974)p141
J.Francois et al., N.I.M. A265(1988)p157
R.Ansari et al., N.I.M. A263(1988)p51

- J.Cobb et al., N.I.M. 140(1977)p413
S.Y.Hsueh et al., Phys.Rev.D Vol.38(1988)p2056
8. J.E.Bateman., N.I.M. 103(1972)p565
9. A.Tukamoto, Master Thesis,Osaka Univ.
10. H.Yamamoto, Master Thesis,Osaka Univ.
11. Y.Chiba et al., N.I.M. A269(1988)p171
12. D.Parkins, Introduction to H.E.Phys,Addison Wesley
F.Sauli, Principle of operation of
Multi Wire Propotional chamber and Drift chamber,CERN(1977)
Z.Kowalski , N.I.M. A243(1986)p501
T.Aoyama , N.I.M. A234(1985)p125

T a b l e s

- Table 2-1 代表的な物質のプラズマ振動数
Table 3-1 サンプルポイント相関係数表
Table 3-2 サンプルポイントの主な関係の相関係数
Table 3-3 各セクターのReference-Wireによる規格化時のゲイン偏差
-

F i g . c a p t i o n s

- Fig.1-1 T R I S T A N全図
Fig.1-2 V E N U S検出器鳥瞰図、断面図。TRDは③で示す。
Fig.1-3 b, cクォーク、 μ , τ 粒子の前後方非対称性。
横軸は電子・陽電子衝突の \sqrt{s} 、縦軸は本文中で定義した
前後方非対称パラメーター; A_{FB}
Fig.1-4 b, cクォークの弱崩壊
Fig.1-5 E/Pカットの値と電子の検出効率、 π 粒子の誤認の割合
横軸にE/Pカットの値。縦軸に電子の検出効率と π 粒子の誤認の
割合を示す
Fig.2-1 荷電粒子による遷移放射。媒質1、2のプラズマ振動数を ω_{p1} 、
 ω_{p2} とする。
Fig.2-2 遷移放射のエネルギースペクトラム
横軸に遷移放射光子の振動数; ω [keV]

縦軸は単位振動数当たりのエネルギー $dW/d\omega$ [keV] を示す

a) ポロプロピレンと空気境界を $\gamma = 4000, 2000, 1000, 500, 100$ の荷電粒子が通過したときのもの。

b) 各種粒子 (Table 2-1 参照) による遷移放射のスペクトラム

Fig. 2-3 テストチェンバーによるビーム実験

小型の遷移放射検出器に $2\text{GeV}/c$ の電子、 π ビームを照射して信号を検出、解析したもの。

横軸は検出器に落としたエネルギー; [keV]。縦軸はカウント数。

a) π 、電子ビームの信号

b) a) を 4 つの独立した測定を使って Truncated mean を取ったもの

Fig. 2-4 VENUS・TRD 鳥瞰図

Fig. 2-5 TRD 部分図。

a) z 方向断面図 (部分)

b) ϕ 方向。セクターの片端には各層に放射線源孔がある。

c) 1 層の模式図

Fig. 2-6 ラジエーターボックスの構成

Fig. 2-7 チェンバーの構造図

Fig. 2-8 LUND53 による E/P での電子同定。

横軸は E/P の値。縦軸はカウント数

点線; TRD なし、LG, CDC の情報のみ

実線; TRD + LG, CDC

a) 粒子の運動量 $> 1.8\text{GeV}/c$

a) 粒子の運動量 $> 1.0\text{GeV}/c$

Fig. 3-1 π 粒子の誤認とチェンバーゲインの偏差

Fig. 3-2 線源を取り付けたサンプリングポイント

a) 鳥瞰図

b) TRD 展開図

c) ワイヤーに対する線源の位置

Fig. 3-3 実験データ取り込み系略図

Fig. 3-4 エネルギー分布のフィット

横軸はエネルギー (ADCの値)。縦軸はカウント数。

a) ^{56}Fe

b) ^{109}Cd

フィットは矢印で示した範囲で行う。

Fig. 3-5 環境データの変動。横軸は時間。

a) 気圧の経時変化。±0.2 [kg/cm²] 程度

b) 温度の経時変化。±0.15 [K] 程度

c) ガス差圧の経時変化。

d) H₂O, O₂ 濃度の経時変化

Fig. 3-6 各サンプルポイントのゲイン経時変化。横軸時間。

Fig. 3-7 P (気圧) / T (絶対温度) に対するゲインの経時変化。

a) 全19,000分間。時間経過は矢印で示した方向。

b) 6,000~8,000分の間

Fig. 3-8 P / T で規格化したゲインの経時変化

Fig. 3-9 サンプルポイント No. 0 と No. 1 のゲインプロット。

相関がよく傾き1.0の直線上に広がっている。

Fig. 3-10 主な関係のサンプルポイントの相関係数平均と標準偏差

Table 3-2を参照の事

Fig. 3-11 各セクター最外層のReference-Wireによるゲインの規格化

及びその変動幅の分布。a), b), c), d) は各々2, 4, 6, 8セクター。

Table 3-3に変動幅の値を示してある。

- Fig. A1-1 アルゴンガス中の荷電粒子による電離
Fig. A1-2 テストチェンバーでのゲイン-P/T相関
Fig. A1-3 X線の吸収係数のエネルギー依存性
Fig. A1-4 アルゴンガス検出器での ^{55}Fe のエネルギー分布
Fig. A1-5 keV領域でのX線吸収
a) X線吸収係数
b)光子の平均自由行程

- Fig. A2-1 ^{55}Fe のエネルギー分布の高電圧による変化
Fig. A2-2 ガス検出器のゲインと高電圧
Fig. A2-3 ガス検出器の分解能と高電圧
Fig. A2-4 ガス検出器のエネルギーに対する線形性

Table 2-1

物質	密度 [g/cm ³]	プラズマ振動数: ω_p [eV]
H ₂	0.07	7.86
LiH	0.82	19.1
Be	1.85	26.9
Li	0.53	14.2
B	2.37	31.1
C (diamond)	3.52	39.4
C (graphite)	2.25	31.5
B ₄ C	2.52	32.3
Al ₂ O ₃	3.97	41.0
CH ₄	0.9	18.6
ポリプロピレン	0.90~0.91	19.0

Table 3-1

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	1
0	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991	0.999990	0.999989	0.999988	0.999987	0.999986
1	0.984454	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991	0.999990	0.999989	0.999988	0.999987
2	0.961989	0.965173	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991	0.999990	0.999989	0.999988
3	0.875550	0.892520	0.832107	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991	0.999990	0.999989
4	0.958145	0.934246	0.935712	0.745389	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991	0.999990
5	0.960650	0.947522	0.947620	0.761949	0.986353	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992	0.999991
6	0.946960	0.933899	0.940763	0.731104	0.984617	0.986305	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993	0.999992
7	0.930575	0.899254	0.904520	0.708938	0.987472	0.988844	0.968839	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994	0.999993
8	0.953773	0.935283	0.943200	0.734906	0.991464	0.989475	0.990271	0.978348	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995	0.999994
9	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000	0.900000
10	0.928332	0.906380	0.918862	0.689845	0.976750	0.970115	0.974581	0.964661	0.982196	1.000000	0.999999	0.999998	0.999997	0.999996	0.999995
11	0.961310	0.947833	0.953111	0.757047	0.988749	0.989841	0.989024	0.972434	0.994866	0.994866	0.994866	0.994866	0.994866	0.994866	0.994866
12	0.981696	0.981829	0.973793	0.835756	0.965223	0.975614	0.970828	0.936934	0.970503	0.970503	0.970503	0.970503	0.970503	0.970503	0.970503
13	0.973601	0.979556	0.960082	0.873216	0.924802	0.939399	0.928194	0.887666	0.929741	0.929741	0.929741	0.929741	0.929741	0.929741	0.929741
14	0.975582	0.975856	0.966162	0.840739	0.950722	0.962646	0.955372	0.920780	0.956564	0.956564	0.956564	0.956564	0.956564	0.956564	0.956564
15	0.985518	0.982576	0.973772	0.842473	0.964115	0.975061	0.967697	0.937301	0.971913	0.971913	0.971913	0.971913	0.971913	0.971913	0.971913

Table 3-2

主な関係の相関係数(相関係数平均±標準偏差)

同一セクター

	同一層	違う層
Z座標同じ	---	① 0.9918 ± 0.0031
Z座標違い	② 0.9767 ± 0.0081	③ 0.9796 ± 0.0092

90度隣のセクター

	同一層	違う層
Z座標同じ	④ 0.9661 ± 0.0175	⑤ 0.9724 ± 0.0194
Z座標違い	⑥ 0.9581 ± 0.0213	⑦ 0.9552 ± 0.0362

対角位置のセクター

	同一層	違う層
Z座標同じ	⑧ 0.9450 ± 0.0151	⑨ 0.9541 ± 0.0012
Z座標違い	⑩ 0.9362 ± 0.0249	⑪ 0.9609 ± 0.0109

ONo. Fig.3-10 の積軸に於て

Table 3-3

Reference Wire No.0

Ch.	標準偏差	平均	
1	0.0136	0.972	1.4%
2	0.0179	0.978	1.8%
3	0.0294	0.953	3.1%

Reference Wire No.4

Ch.	標準偏差	平均	
5	0.0135	0.984	1.4%
6	0.0124	0.986	1.3%
7	0.0087	0.999	0.9%

Reference Wire No.8

Ch.	標準偏差	平均	
9	-	-	-
10	0.0128	1.004	1.3%
11	0.0079	0.980	0.8%

Reference Wire No.12

Ch.	標準偏差	平均	
13	0.0138	0.999	1.4%
14	0.0118	0.998	1.2%
15	0.0061	1.032	0.6%

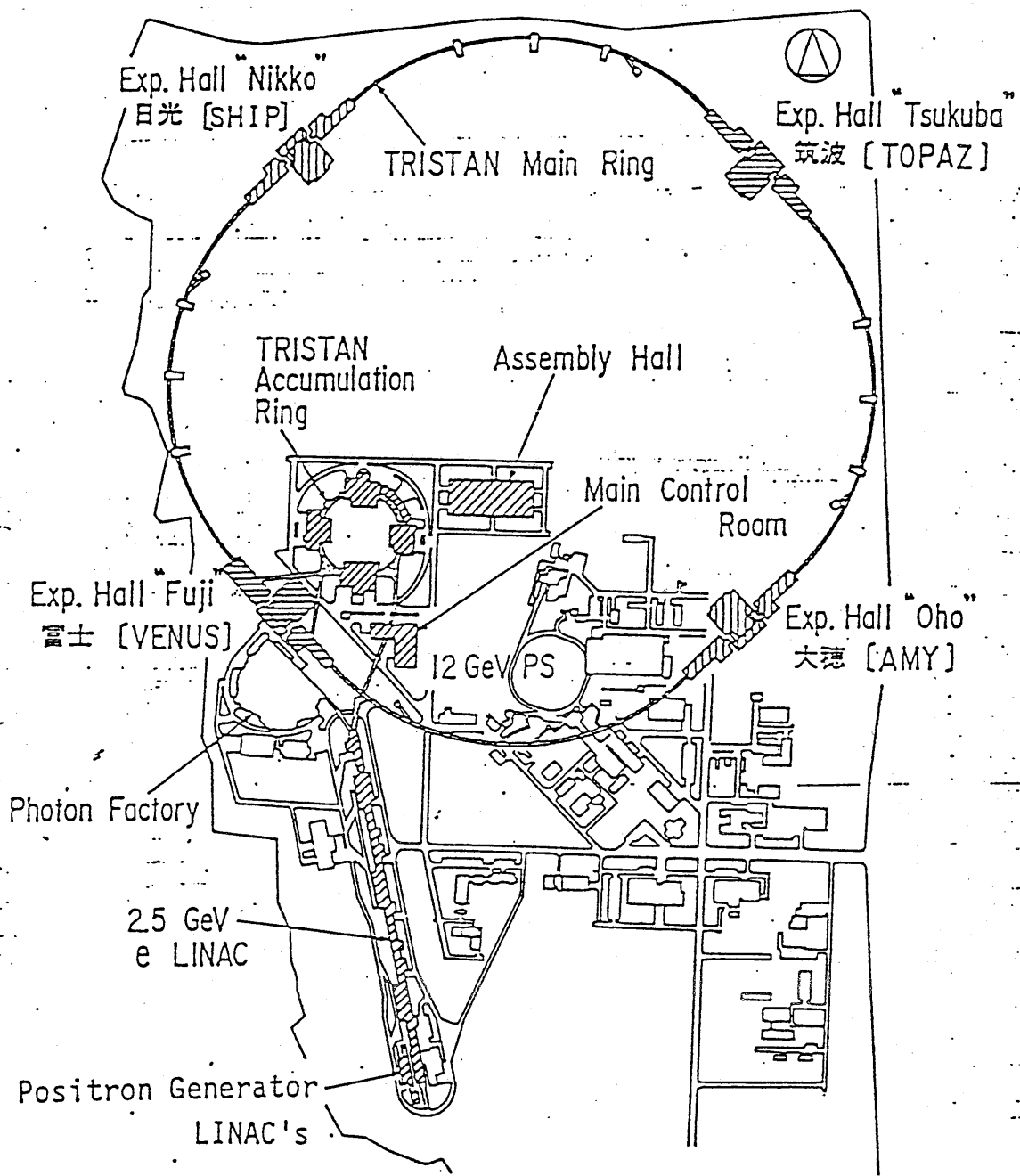
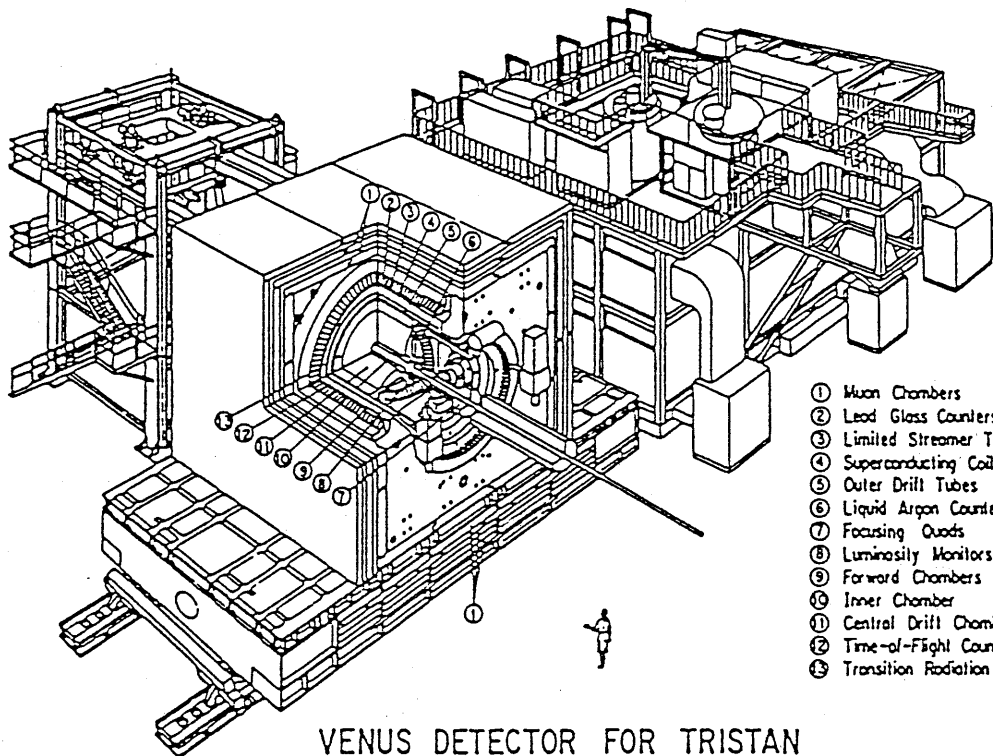


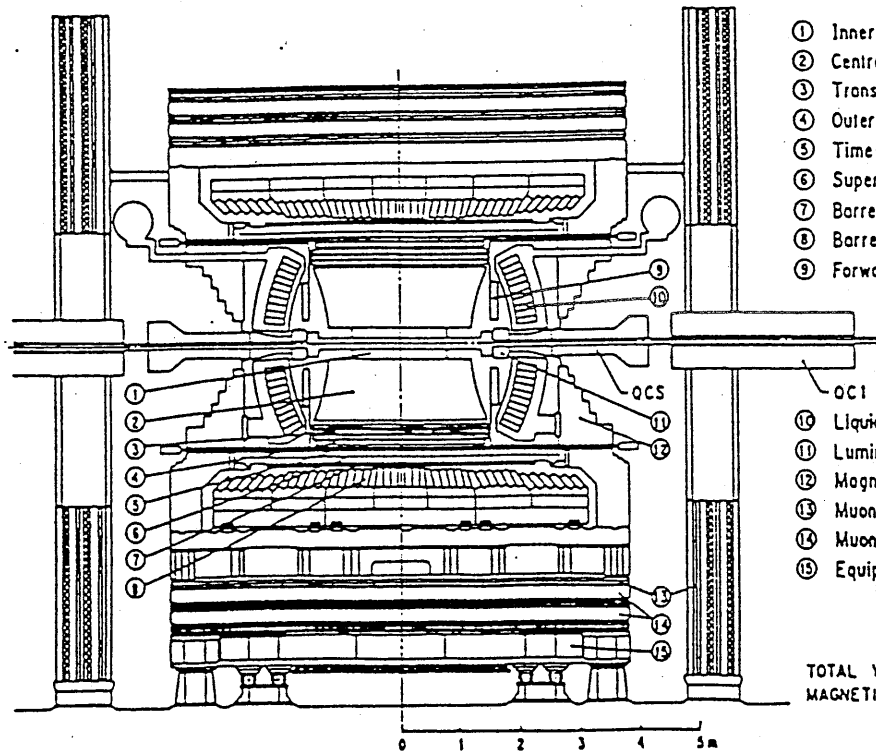
Fig. 1-1



- ① Muon Chambers
- ② Lead Glass Counters
- ③ Limited Streamer Tubes
- ④ Superconducting Coil
- ⑤ Outer Drift Tubes
- ⑥ Liquid Argon Counters
- ⑦ Focusing Quads
- ⑧ Luminosity Monitors
- ⑨ Forward Chambers
- ⑩ Inner Chamber
- ⑪ Central Drift Chamber
- ⑫ Time-of-Flight Counters
- ⑬ Transition Radiation Detectors

VENUS DETECTOR FOR TRISTAN

VENUS DETECTOR



- ① Inner Chamber
- ② Central Drift Chamber
- ③ Transition Radiation Detector
- ④ Outer Drift Tube
- ⑤ Time-of-Flight Counter
- ⑥ Superconducting Coil
- ⑦ Barrel Streamer Tube
- ⑧ Barrel Lead Glass Counter
- ⑨ Forward Chamber
- ⑩
- ⑪
- ⑫
- ⑬ Muon Chamber
- ⑭ Muon Filter
- ⑮ Equipment Transportation Cart

TOTAL WEIGHT :- 2000 I
MAGNETIC FIELD : 0.75 T

Fig. 1-2

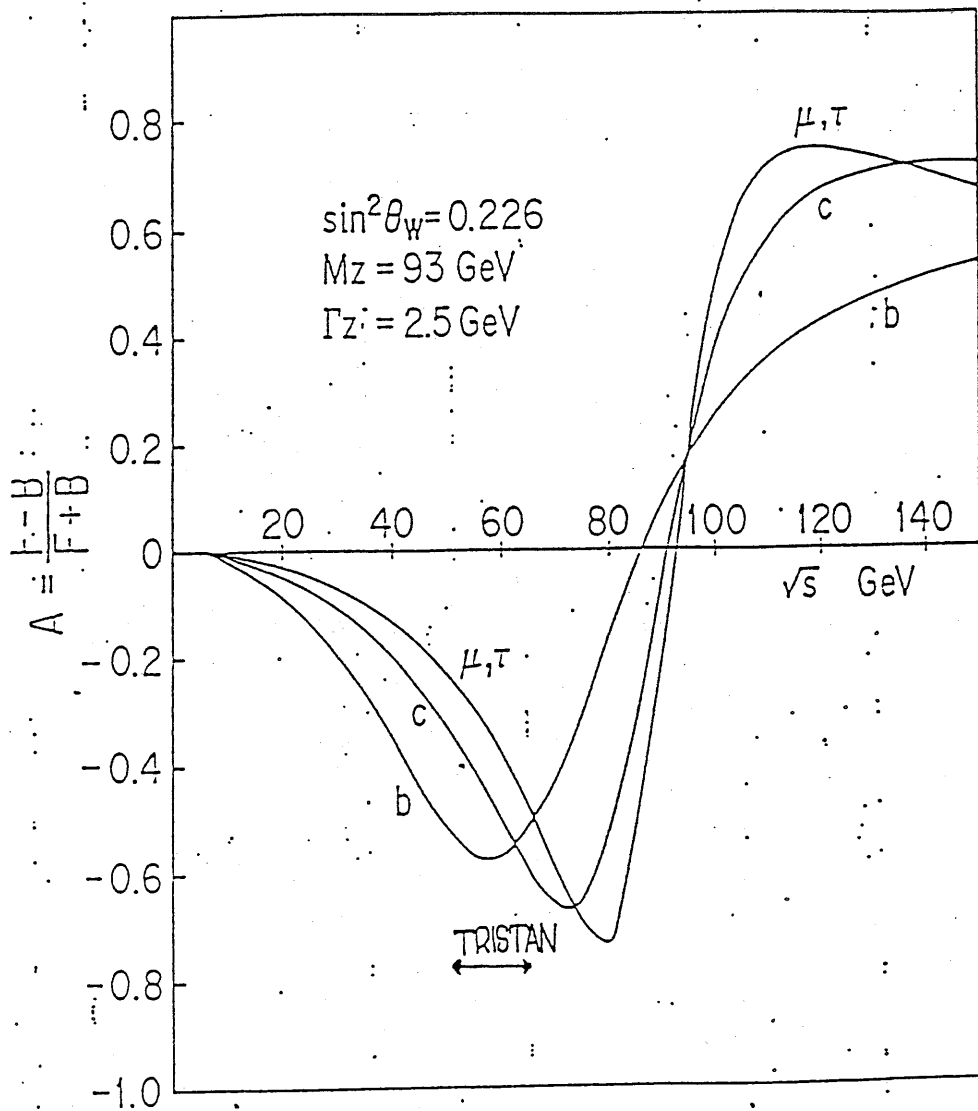


Fig. 1-3

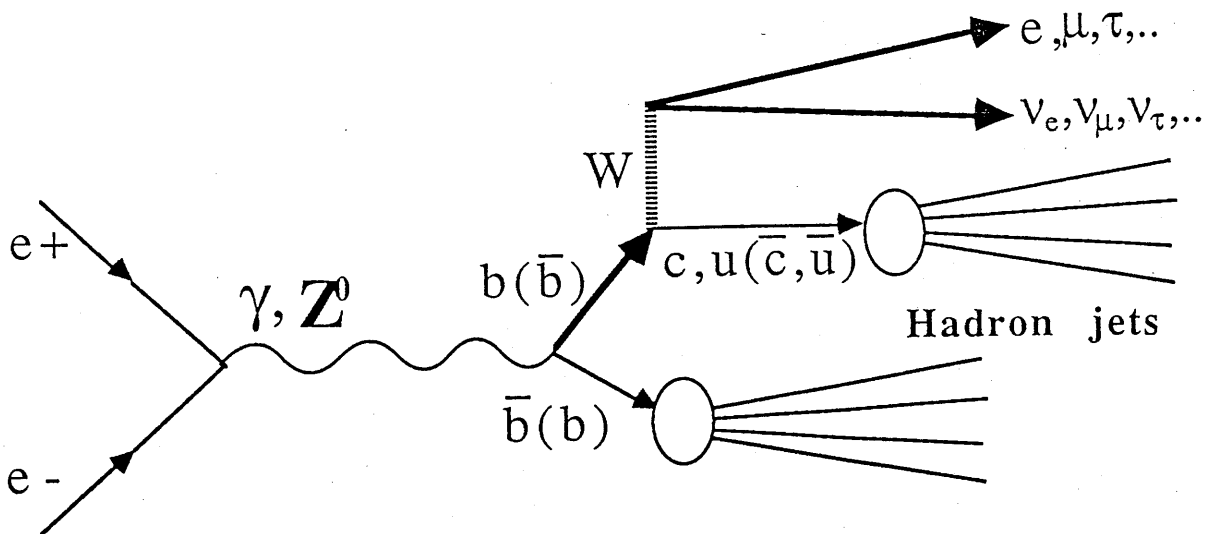


Fig. 1-4

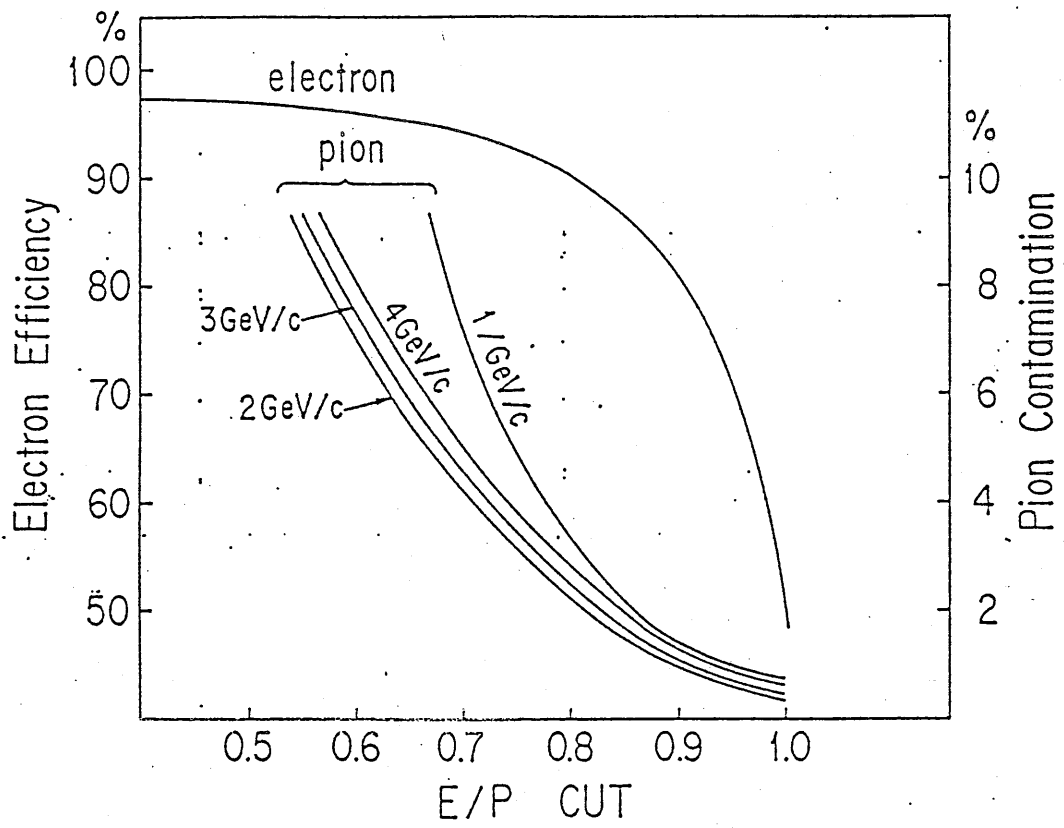


Fig. 1-5

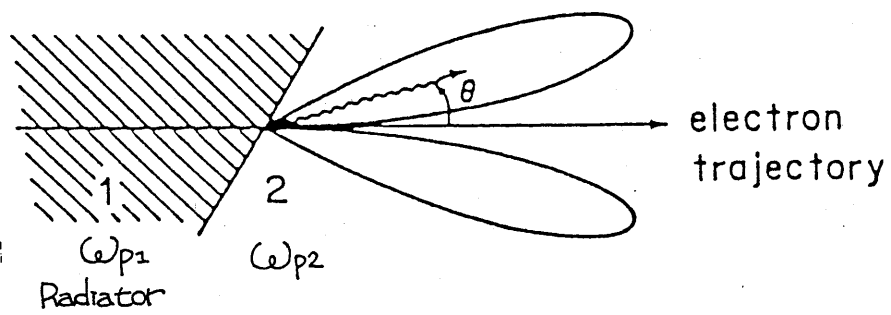


Fig. 2-1

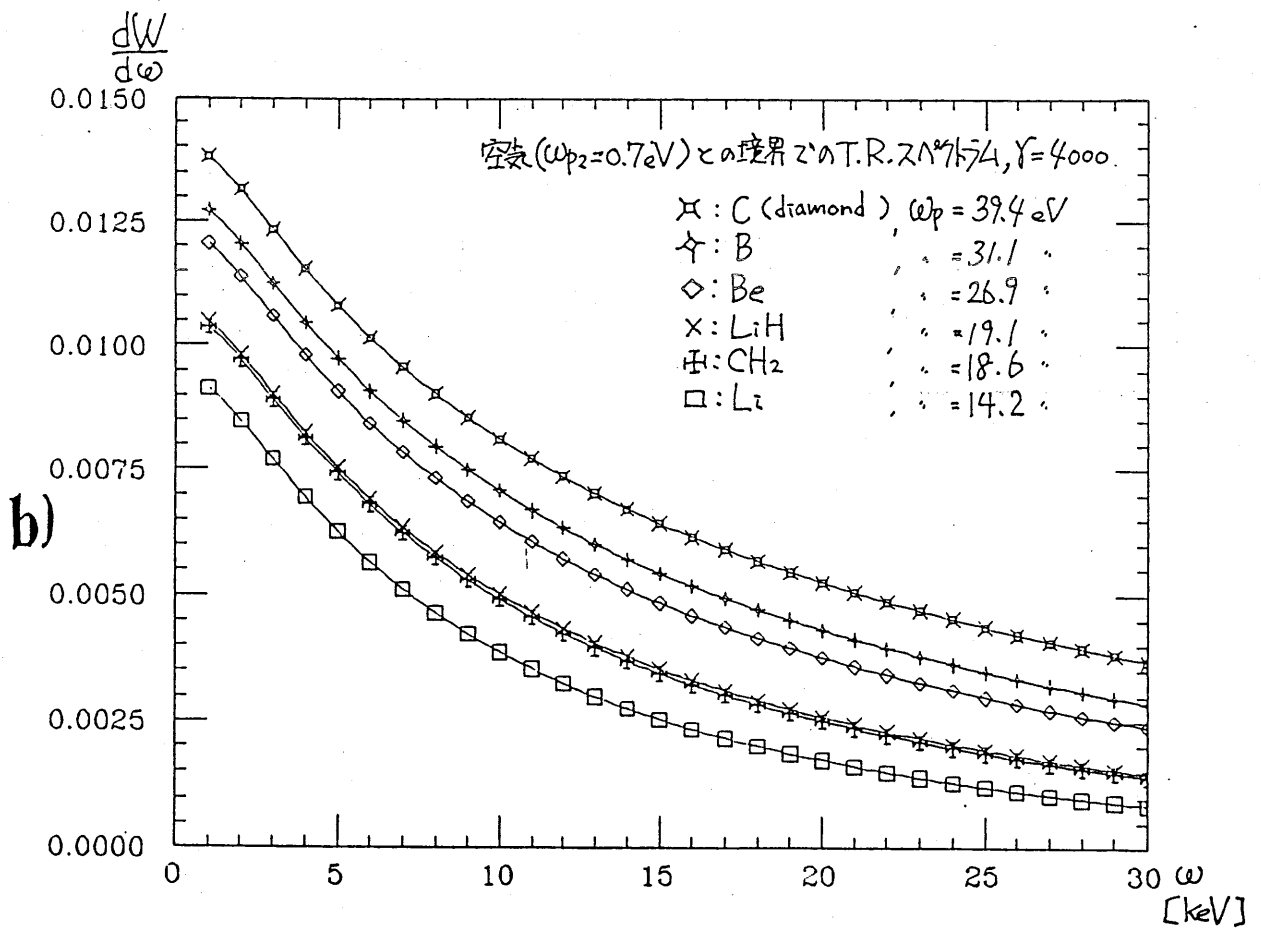
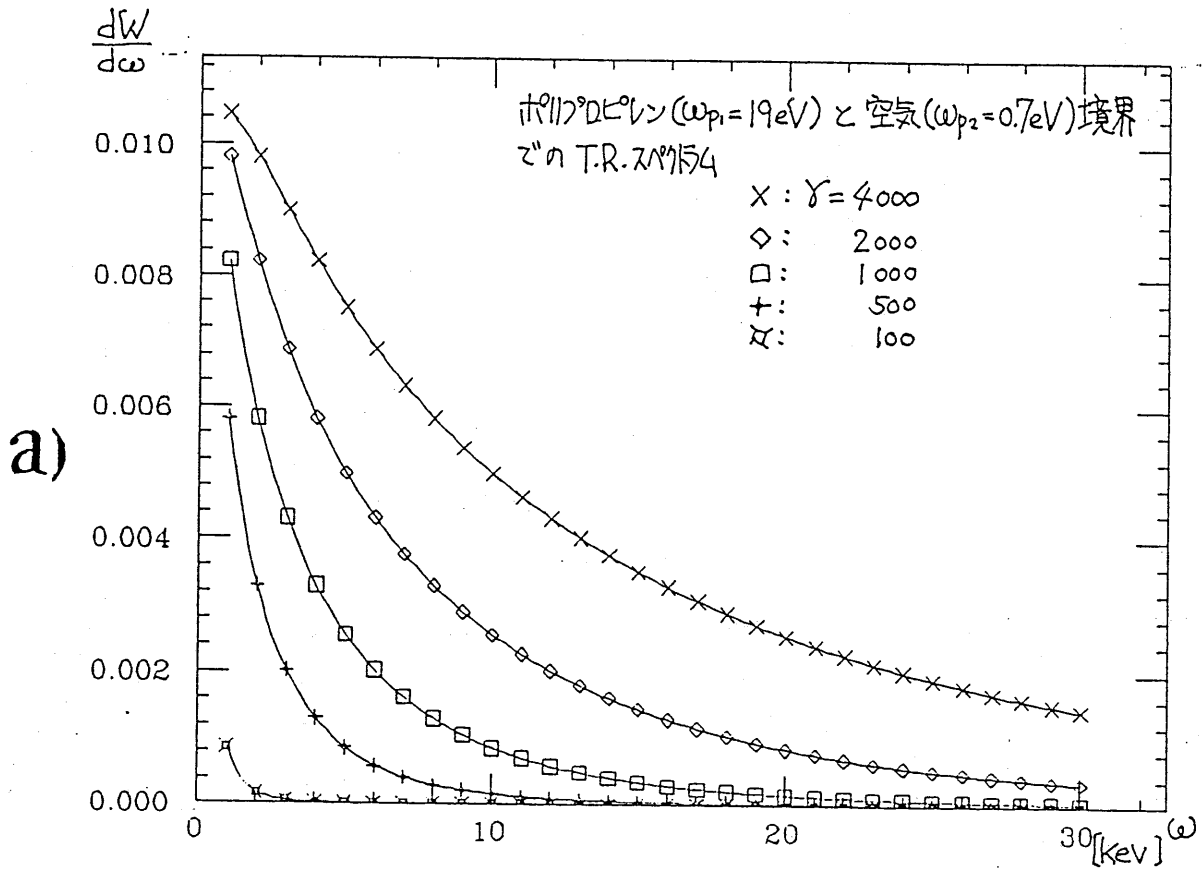


Fig. 2-2

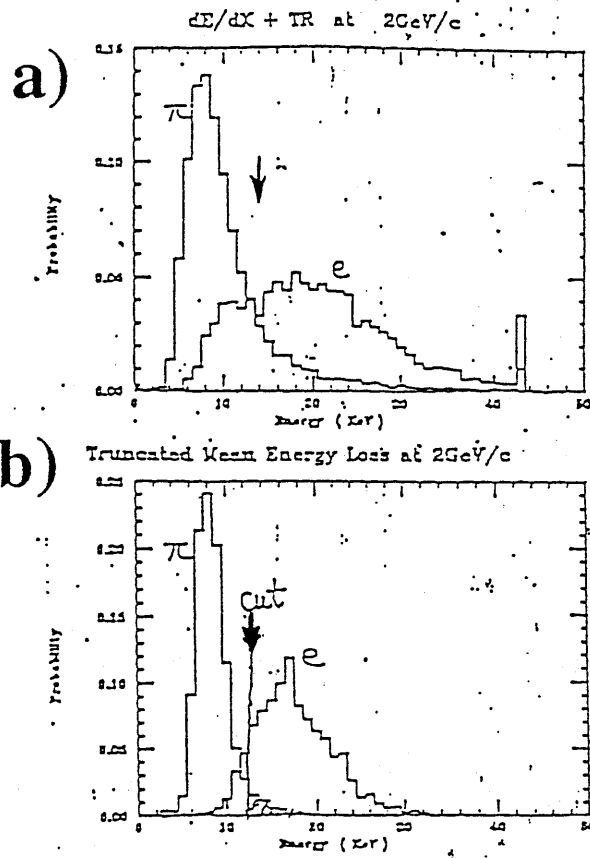


Fig. 2-3

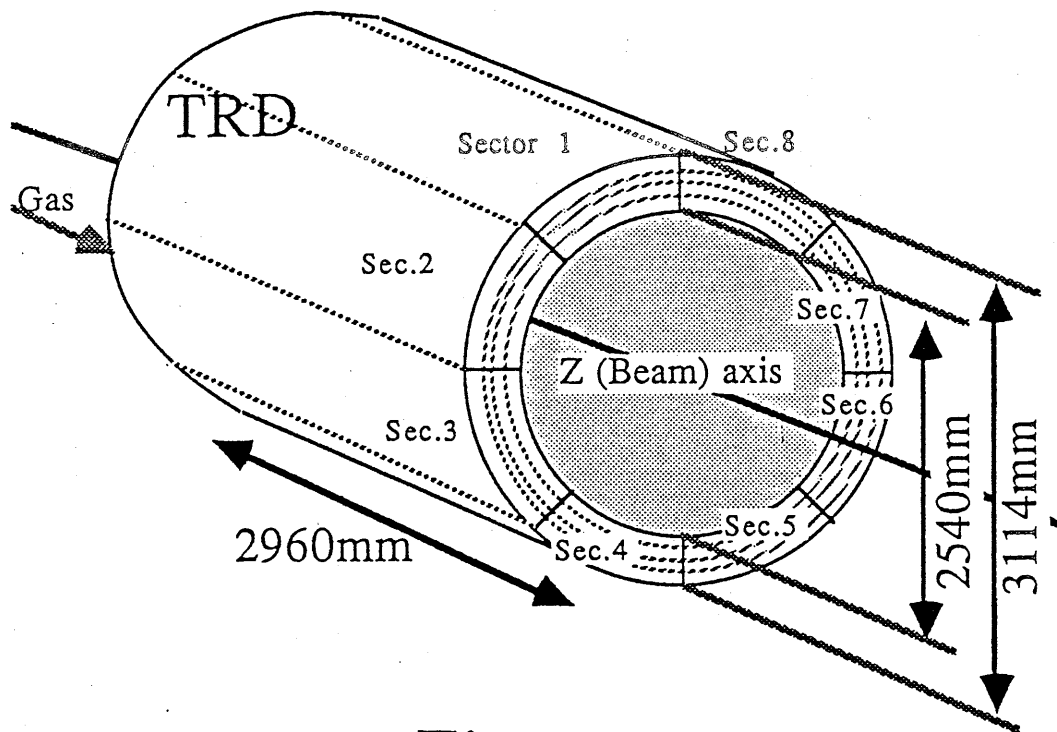
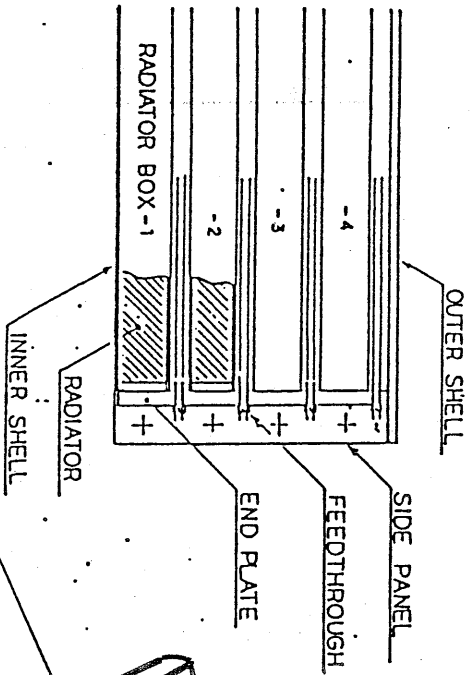
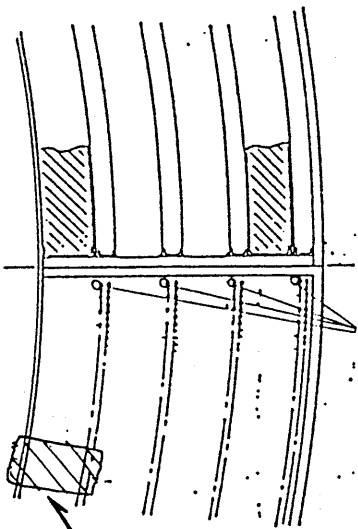


Fig. 2-4

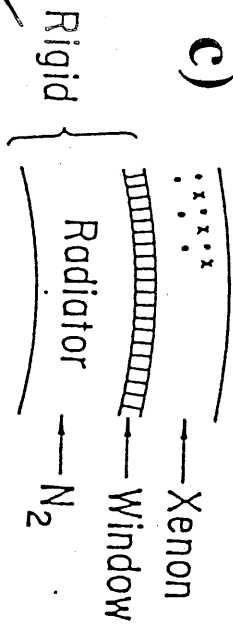
a) SIDE VIEW



b) END VIEW



c)



d)

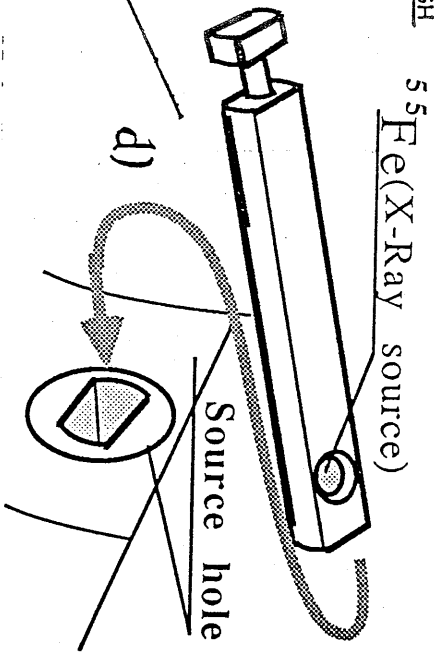
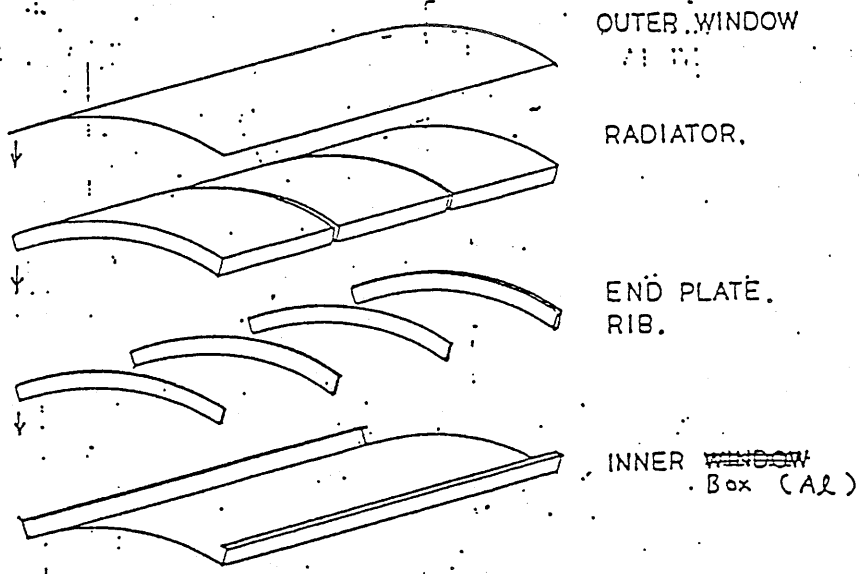


Fig. 2-5

RADIATOR BOX



Decomposition of one radiator box.

Fig. 2-6

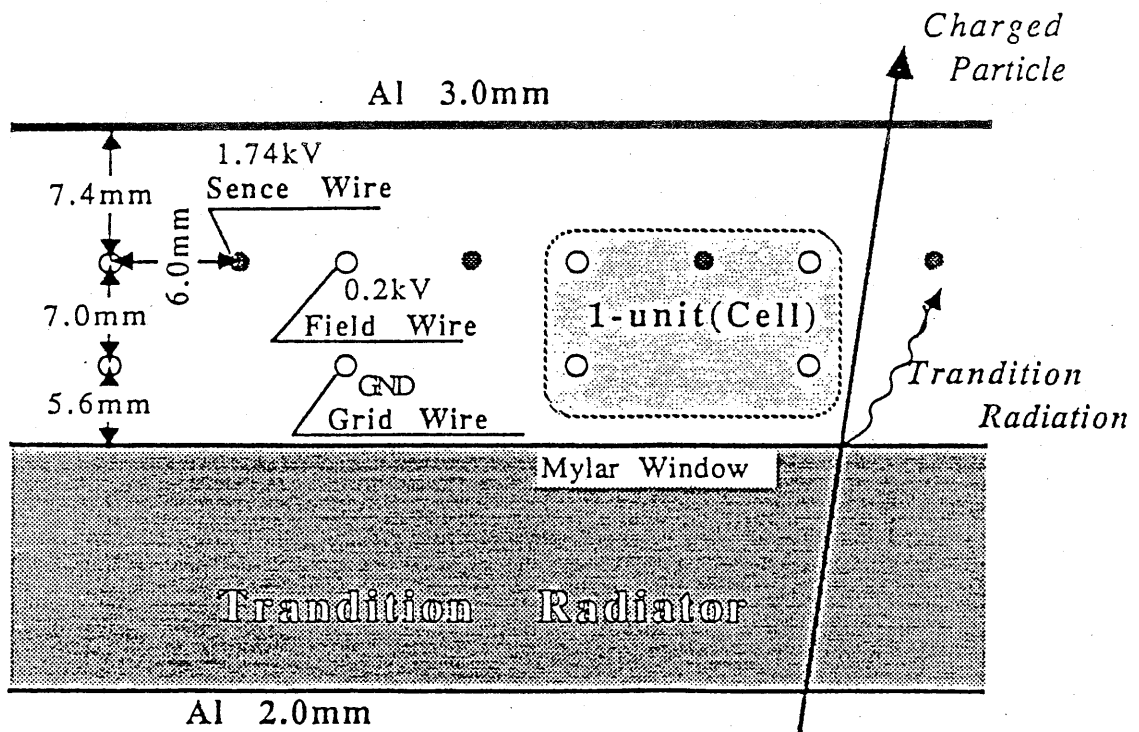


Fig. 2-7

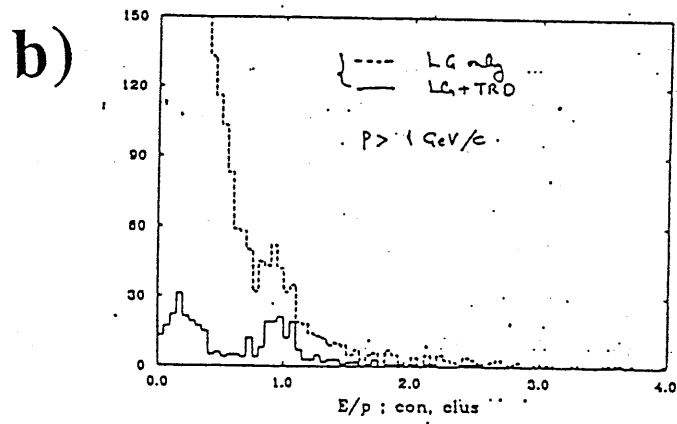
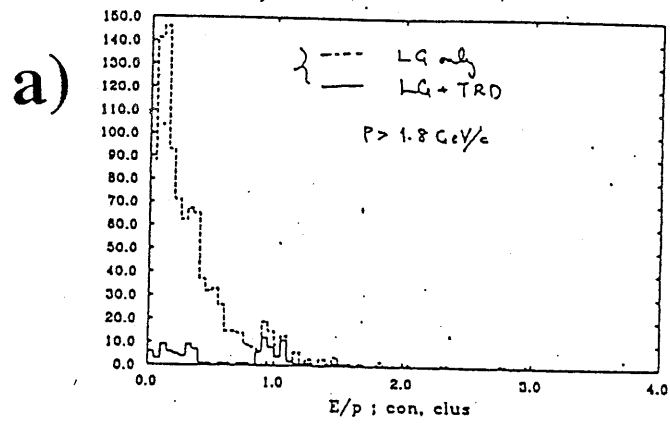
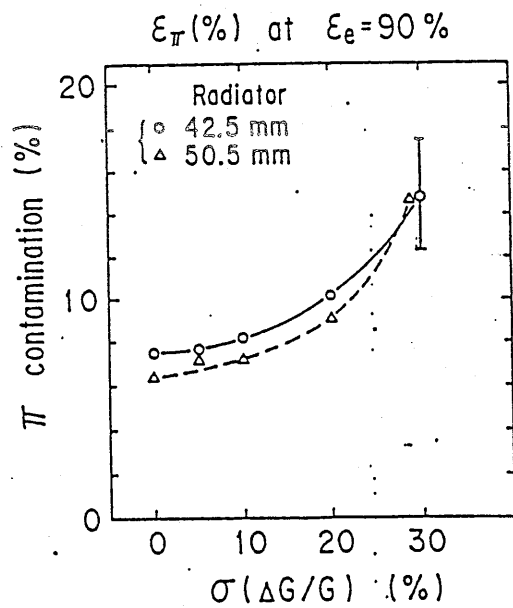


Fig. 2-8



The effect of gain variation of different sense wires on e/π separation.

Fig. 3-1

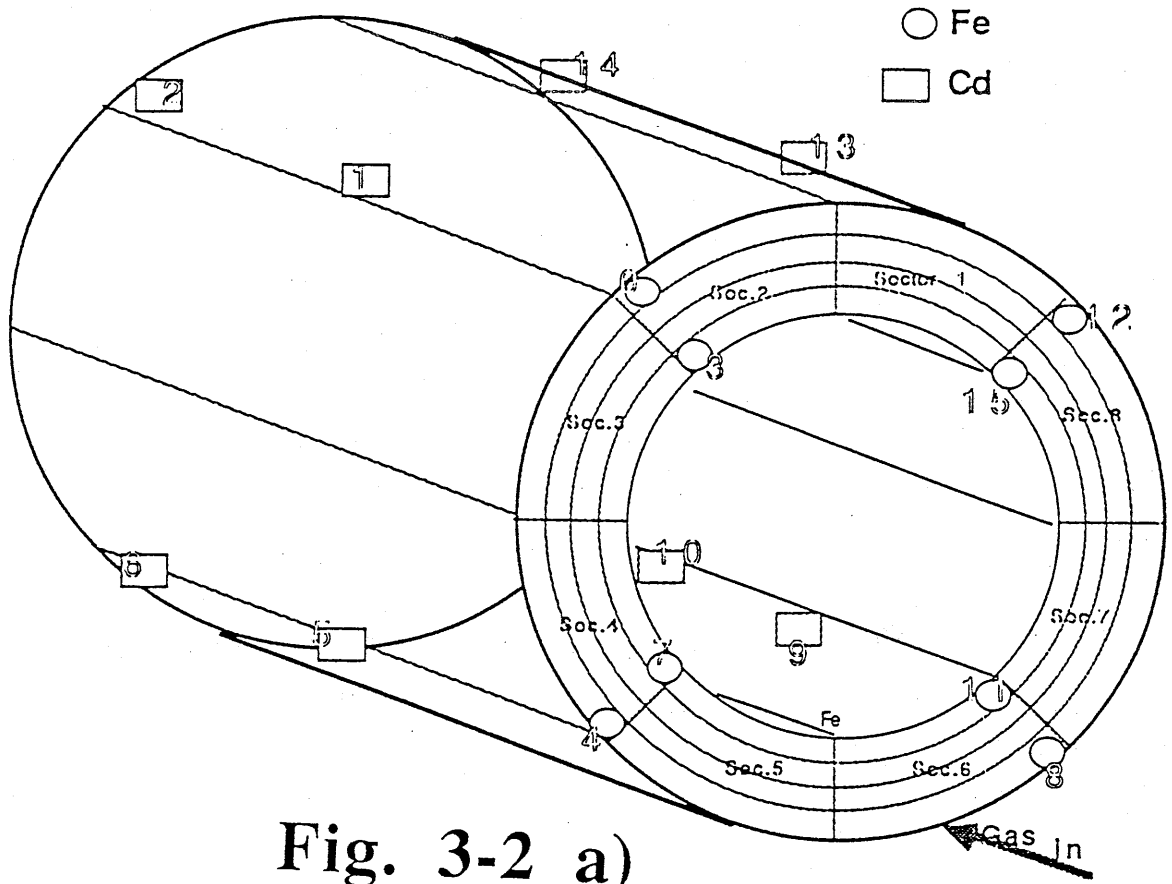
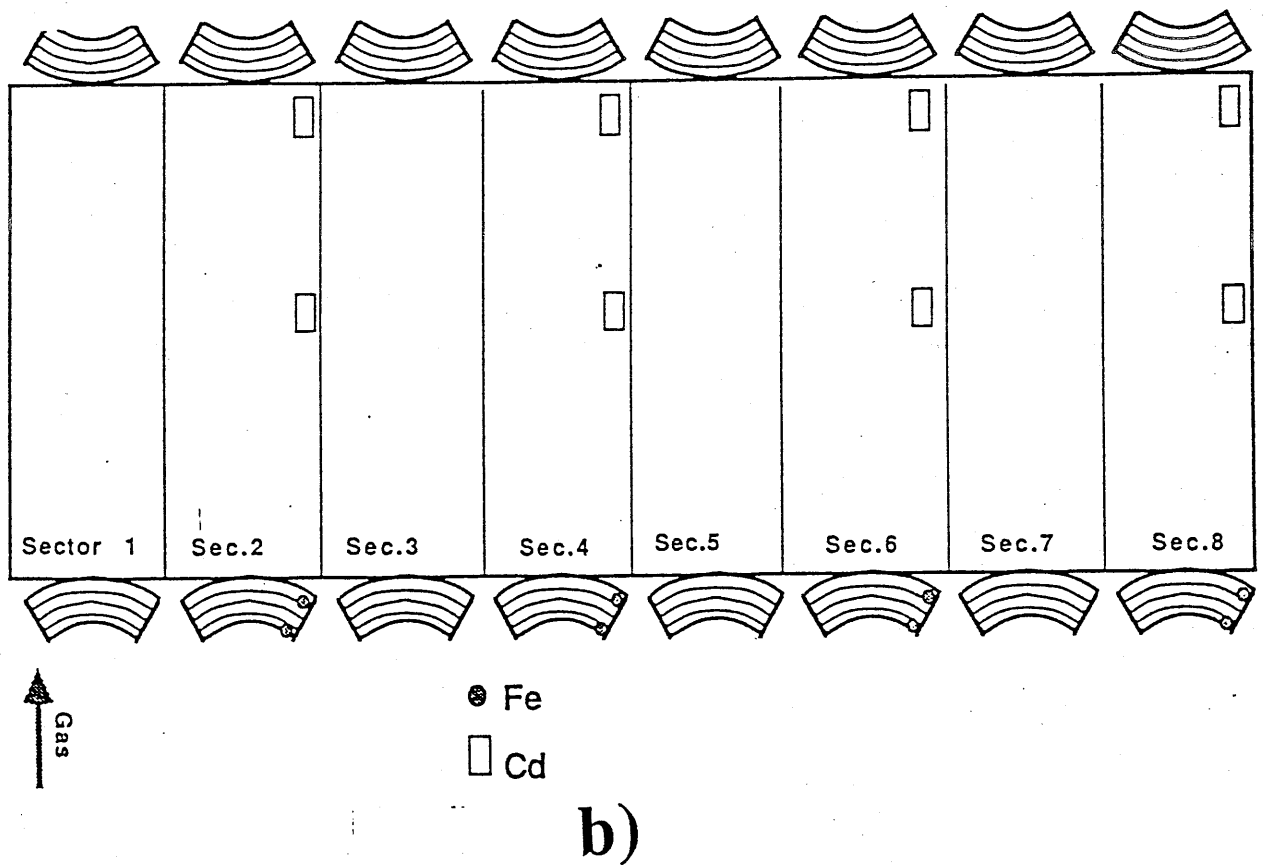


Fig. 3-2 a)



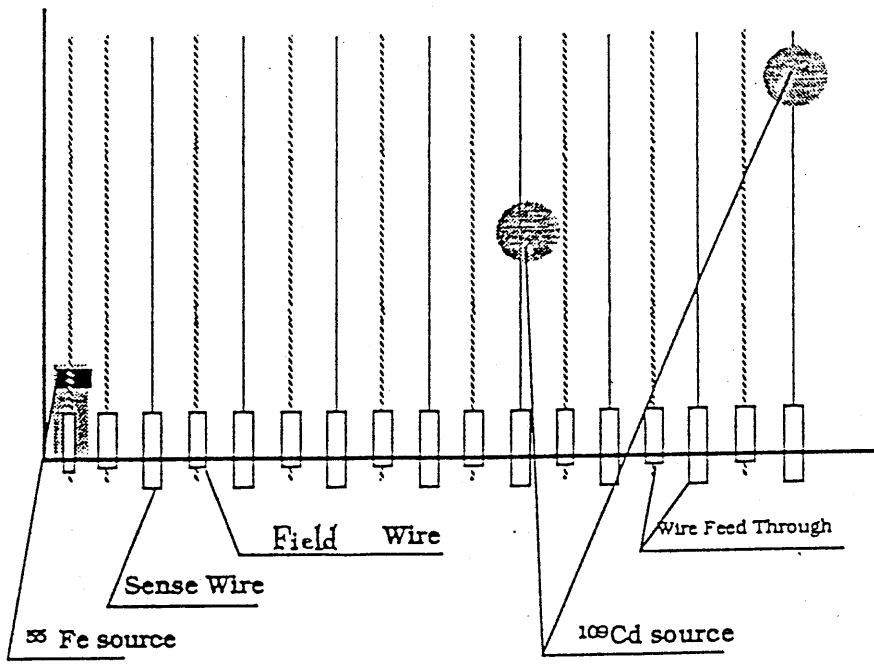


Fig.3-2 c)

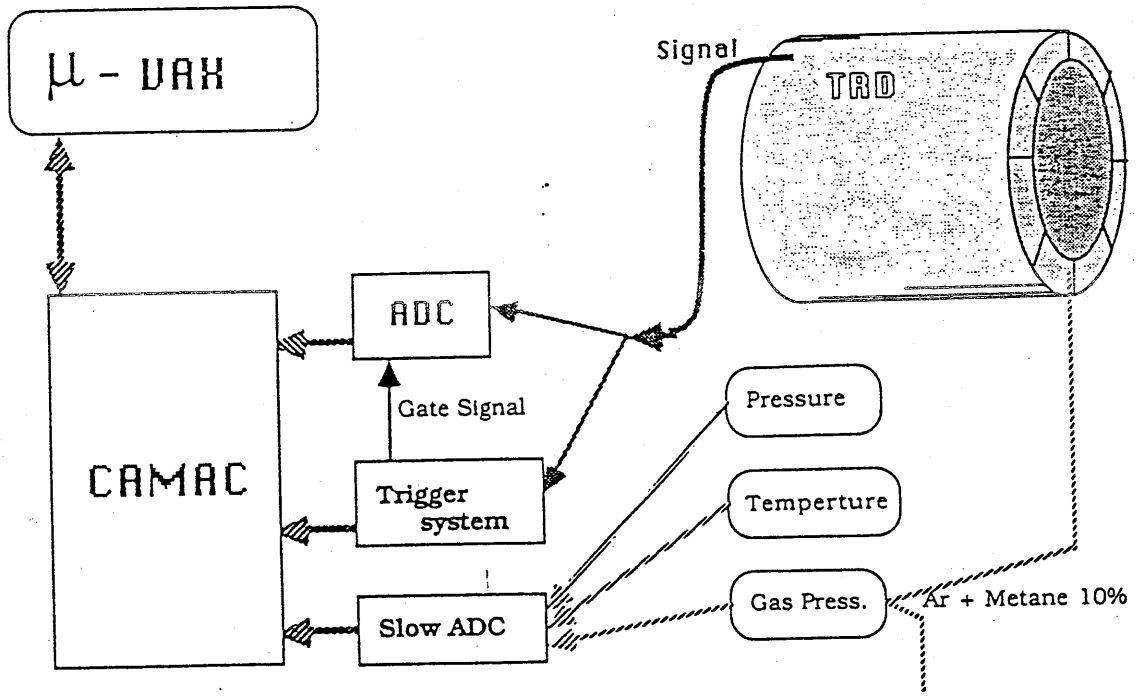


Fig. 3-3

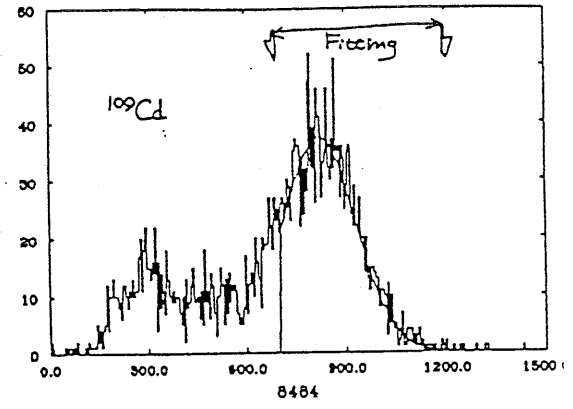
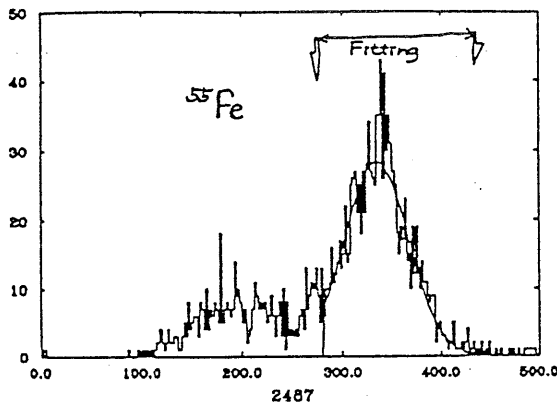


Fig. 3-4 a) b)

Fig. 3-5 a)

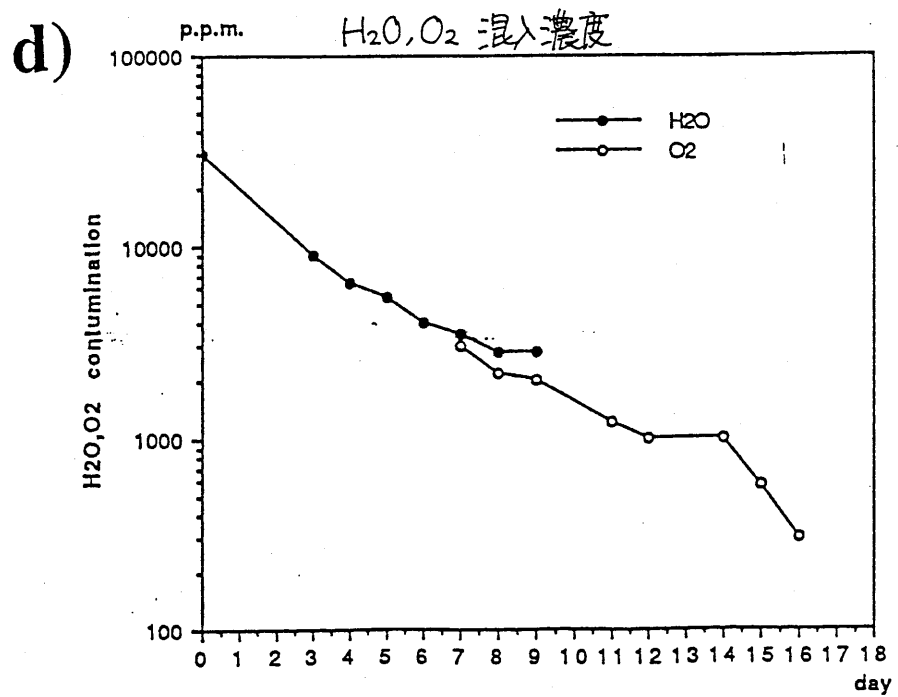
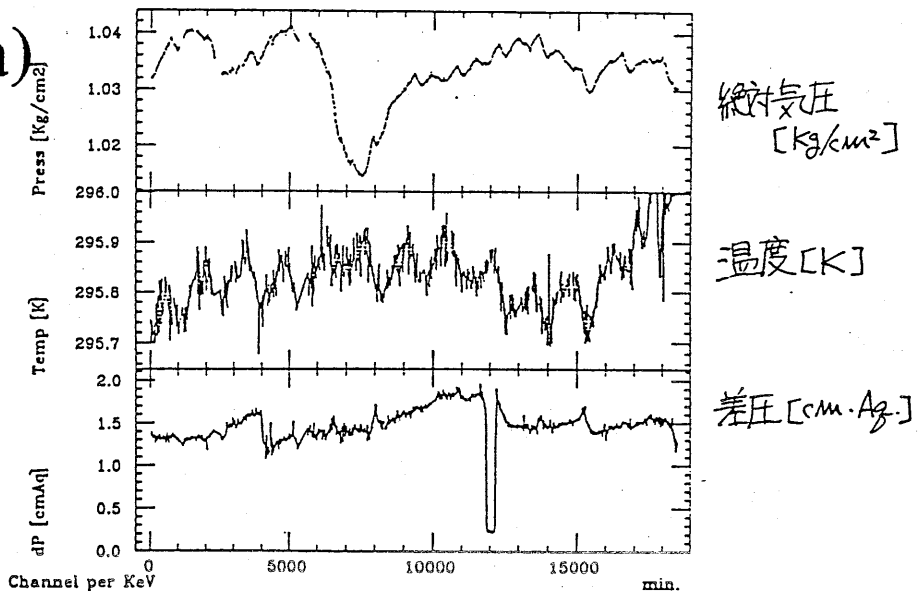
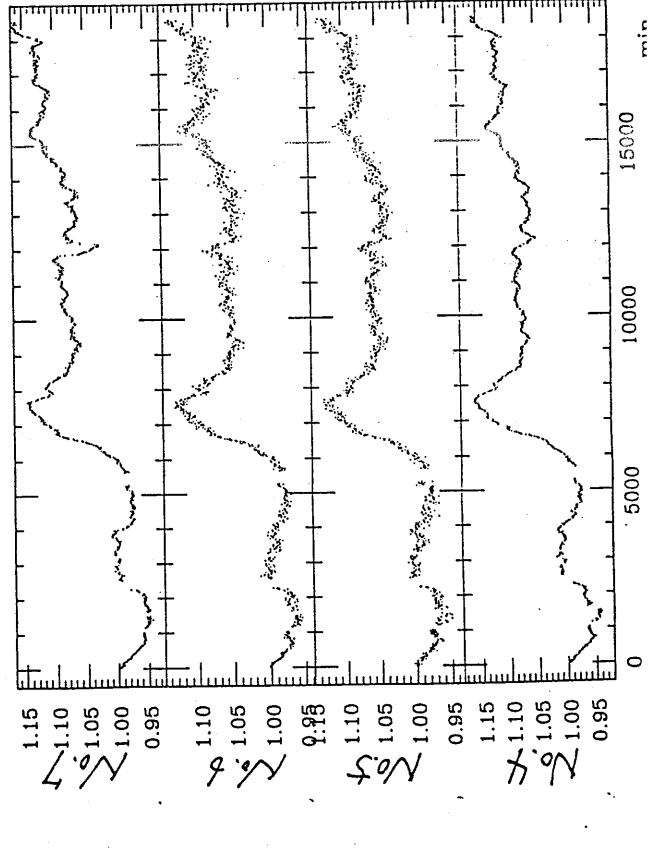
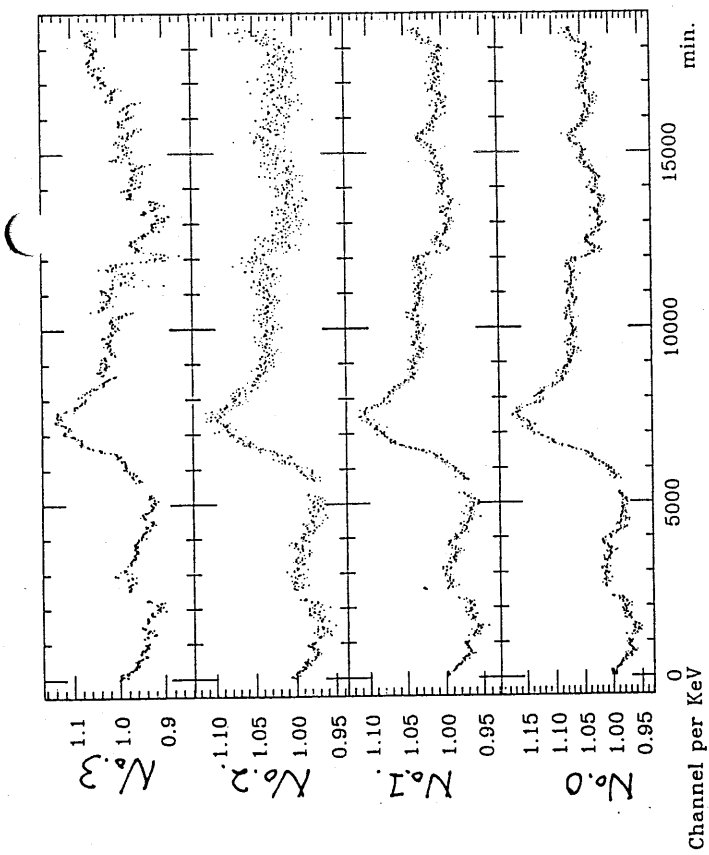
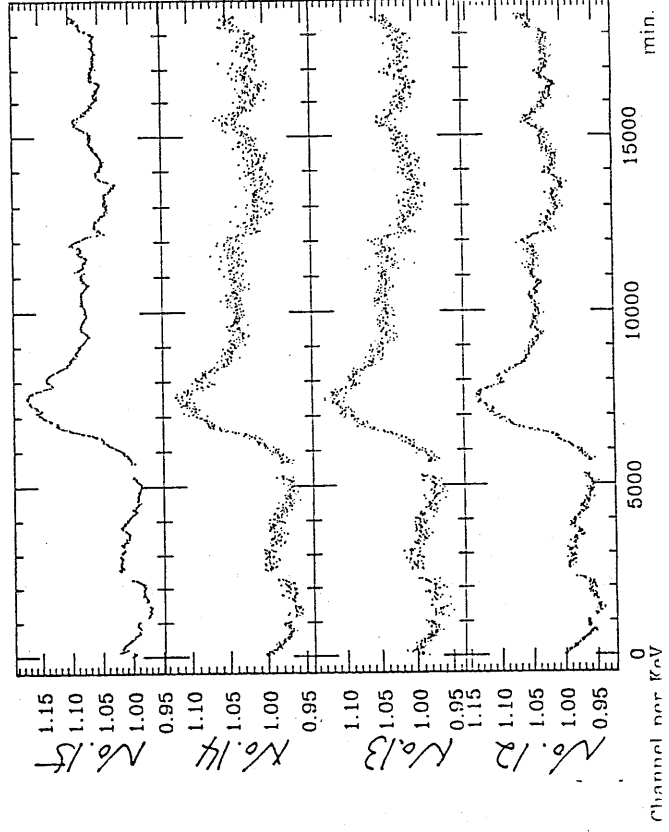
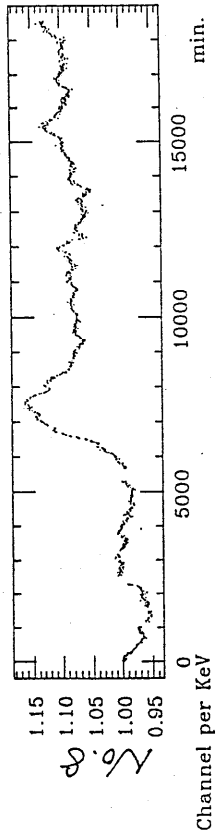
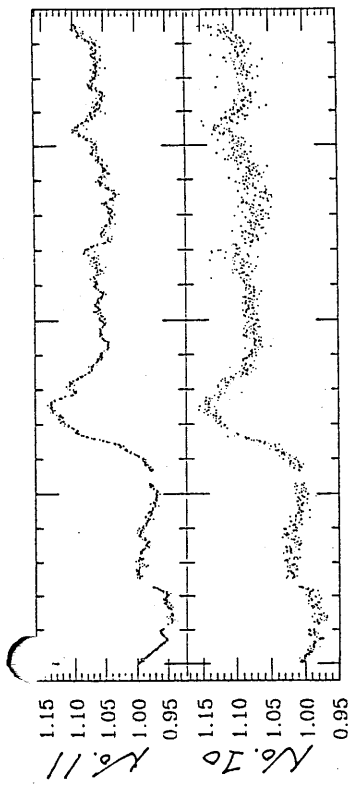
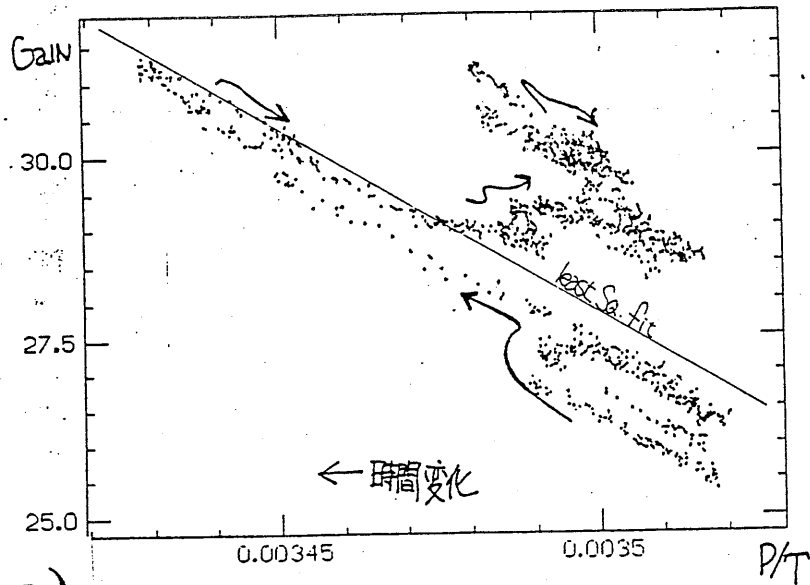


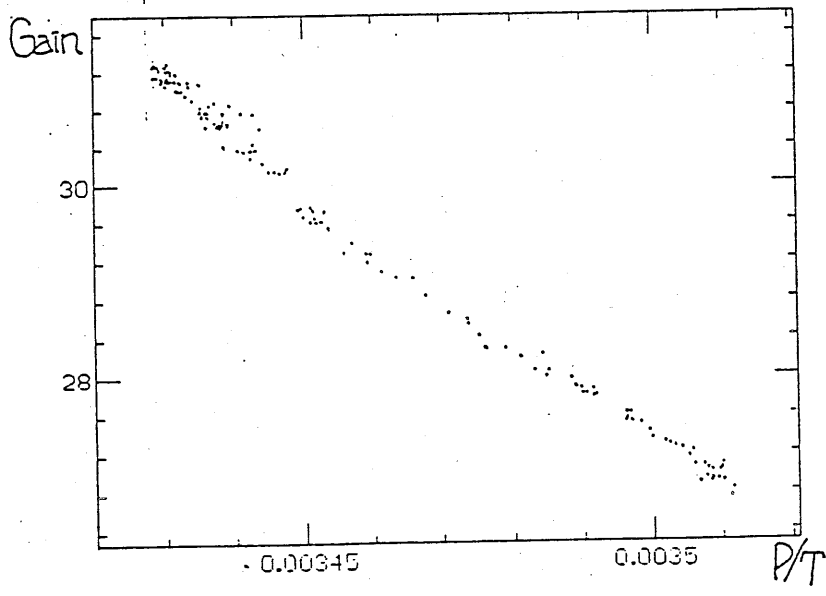
Fig. 3-6

$$\frac{Gain(t)}{Gain(t=0)}$$





a)

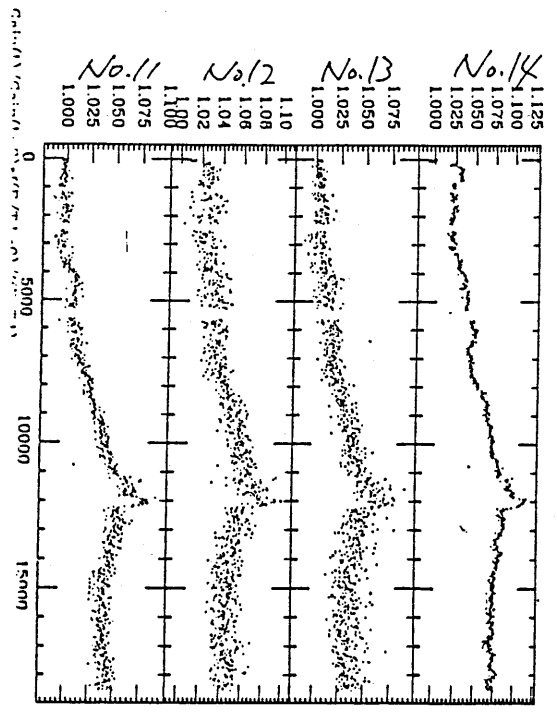
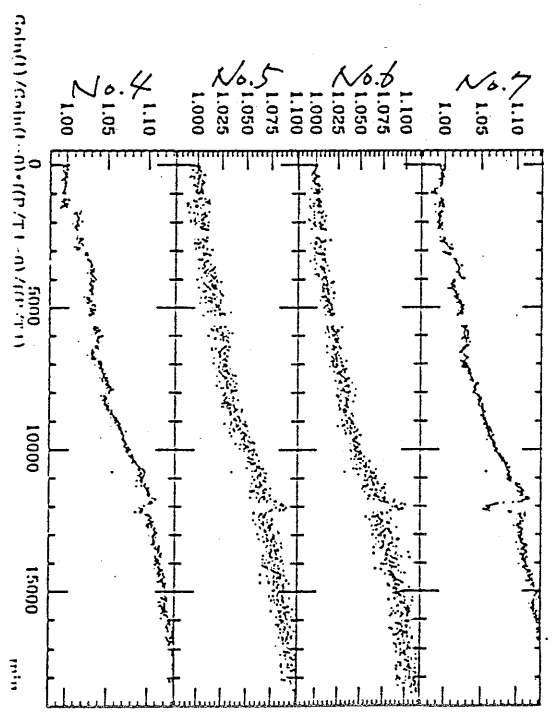
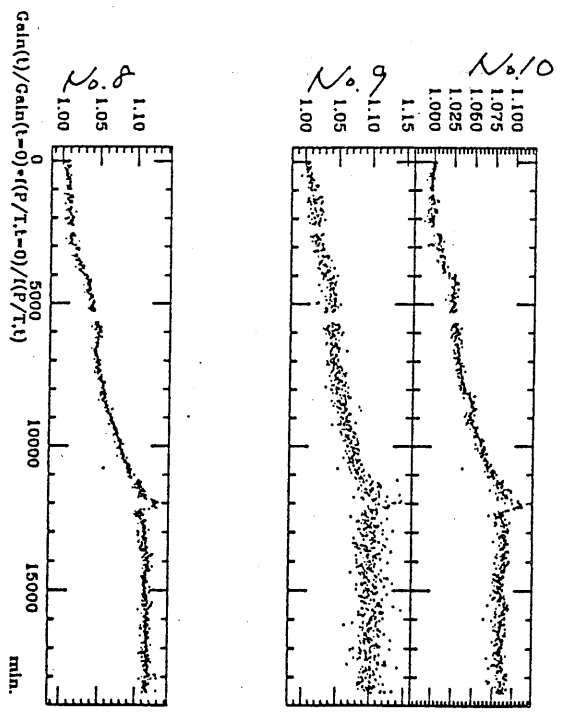
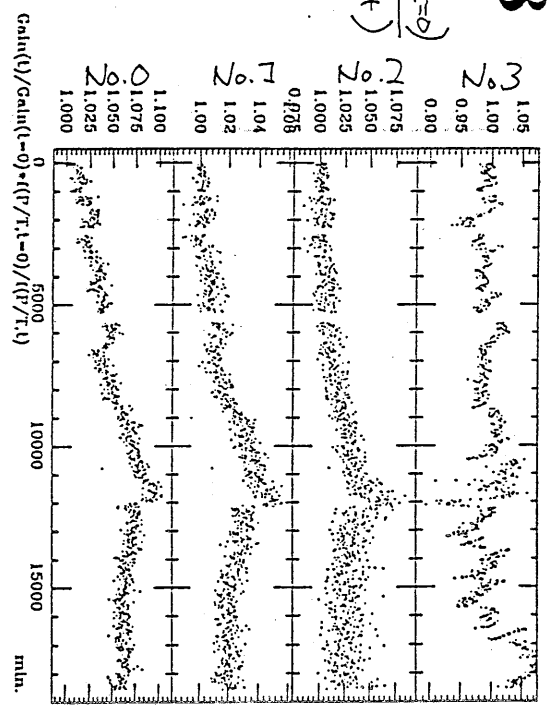


b)

Fig. 3-7

Fig. 3-8

$$\frac{\text{Gain}(t)}{\text{Gain}(t=0)} \times \frac{f(P,T,t=0)}{f(P,T,t)}$$



No.1. n Gain

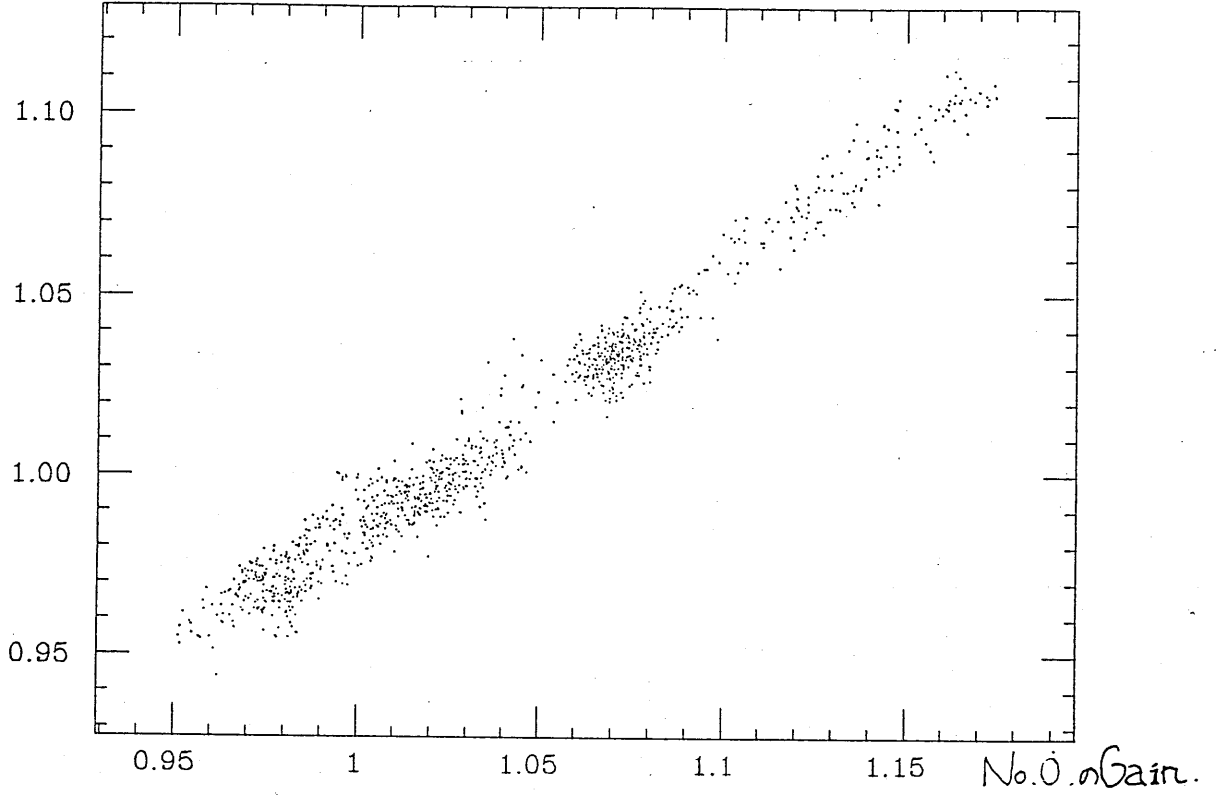


Fig. 3-9

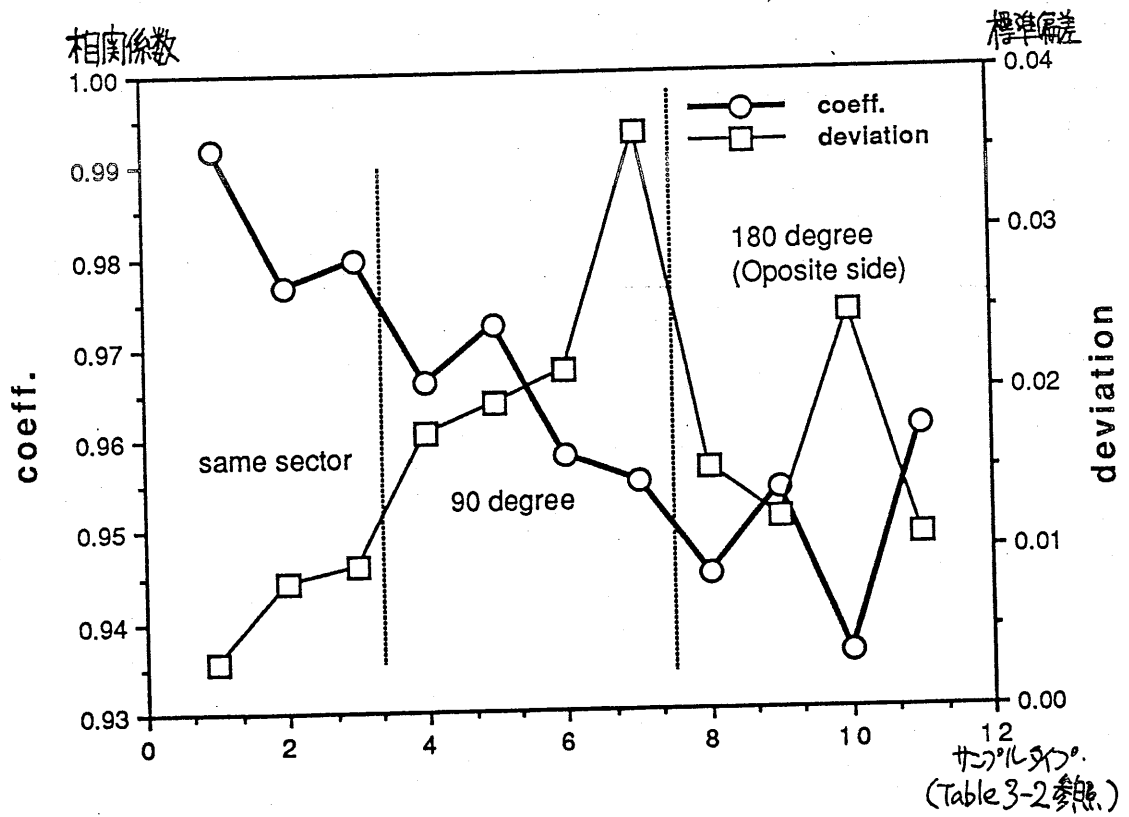
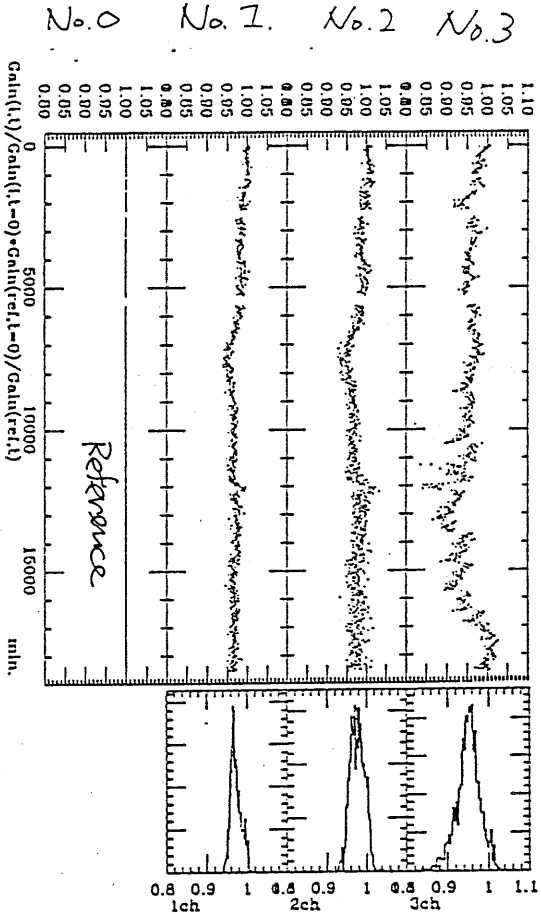


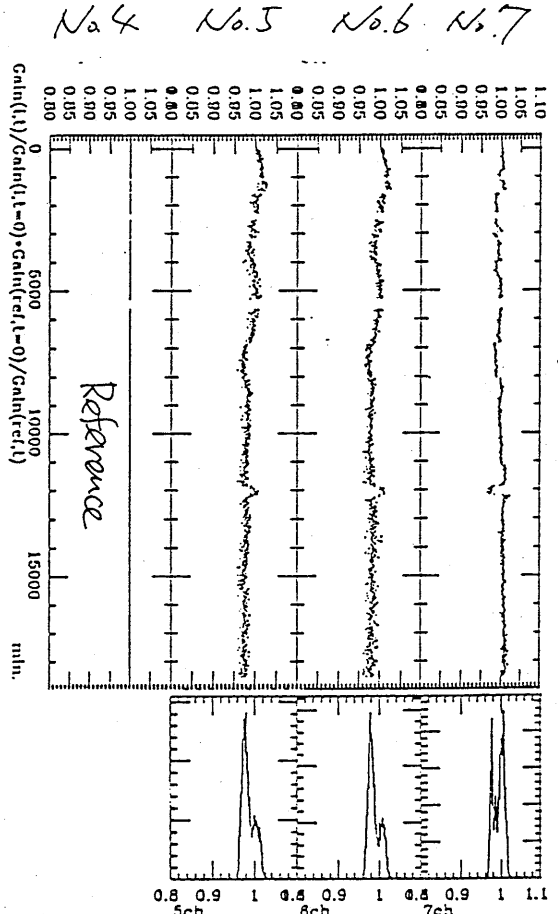
Fig. 3-10

Fig. 3-11 a)

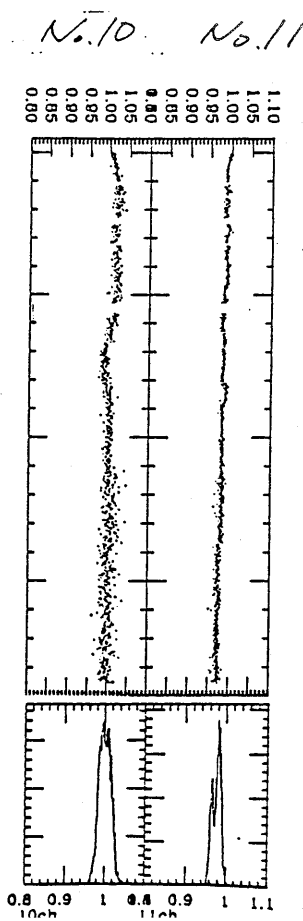
$\frac{\text{Gain}(t)}{\text{Gain}(t, \text{Ref})}$



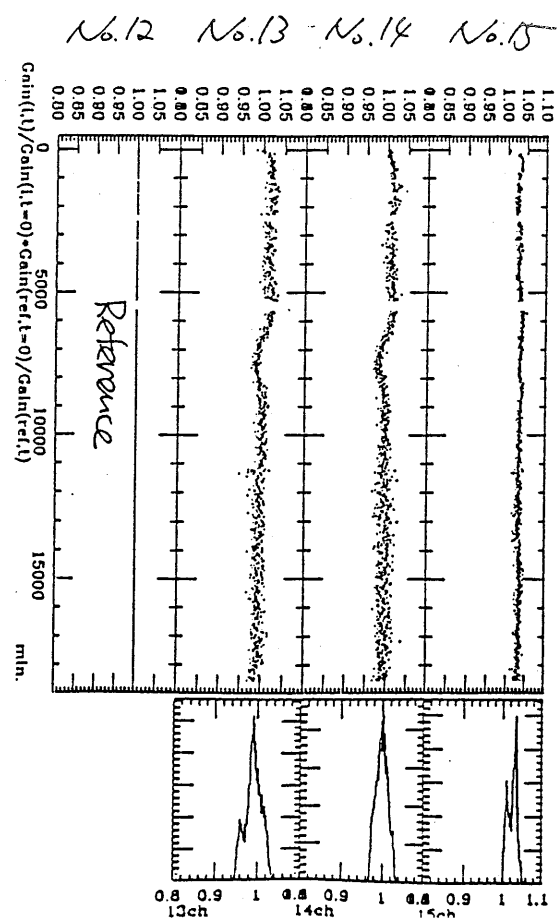
b)



c)



d)



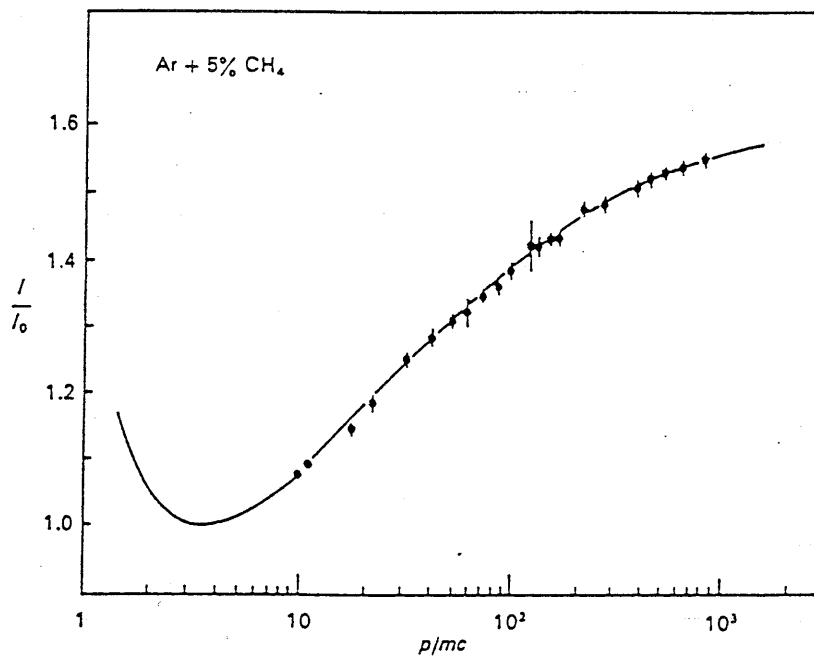


Fig.A1-1

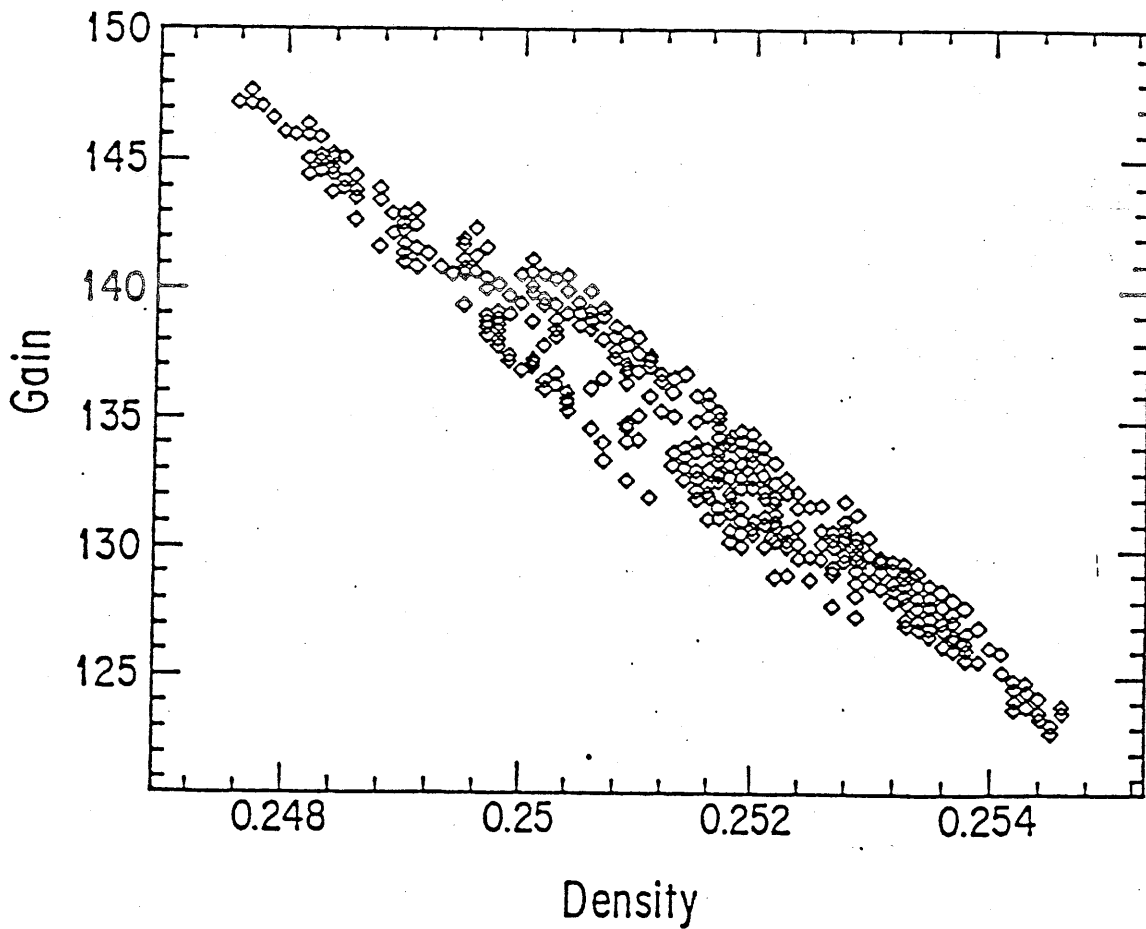
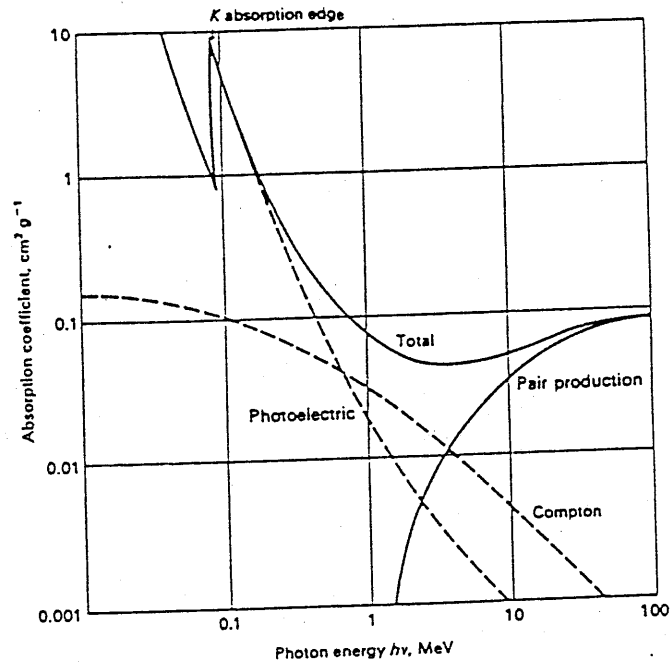


Fig.A1-2



The absorption coefficient per g cm^{-2} of lead for γ -rays as a function of energy.

Fig.A1-3

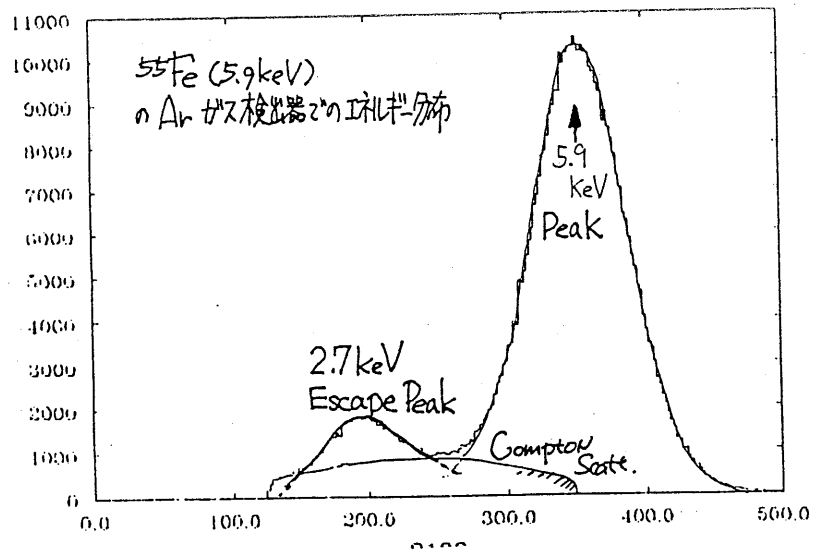


Fig.A1-4

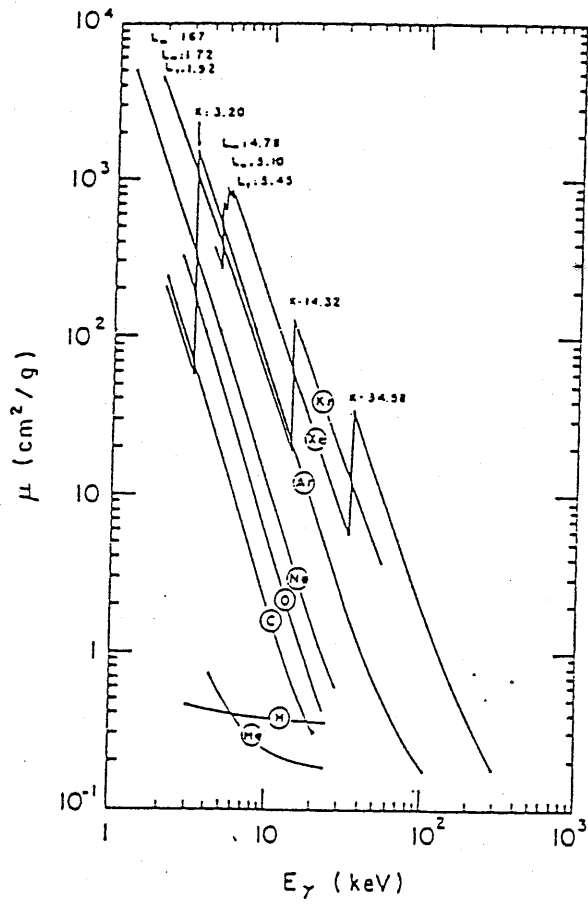
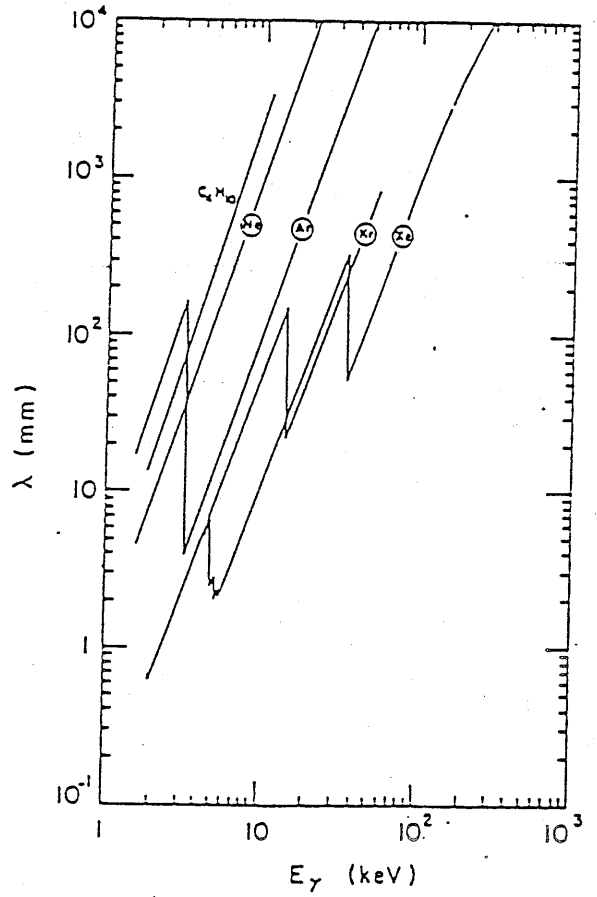


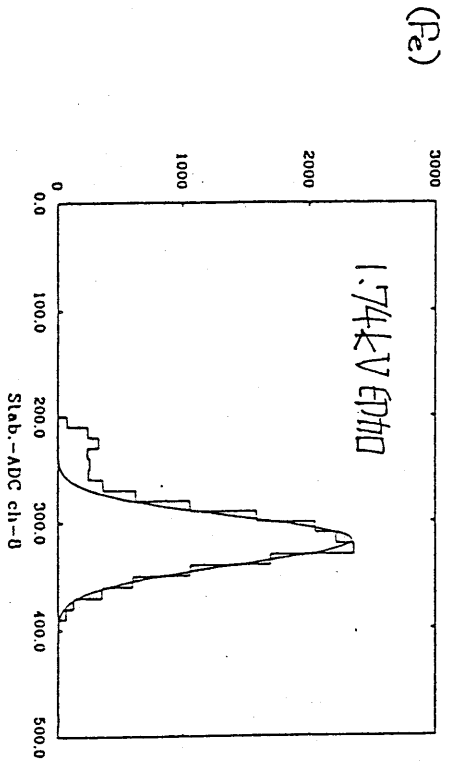
Fig.A1-5 a)



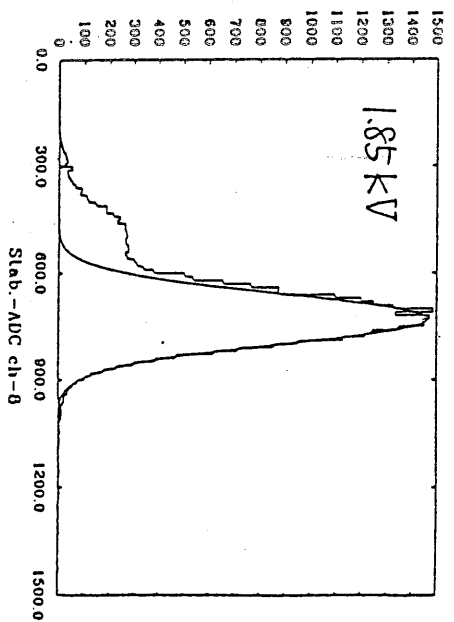
b)

Fig. A2-1 a)

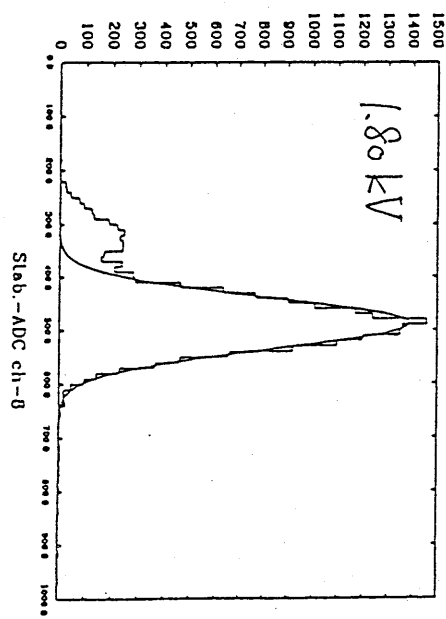
10-DEC-1080 00:26:21 HV174.FE
 ID = 108 Slab-ADC ch-8
 --Time-- 262 4-3174016 0366 6-224716 0318
 Ref.



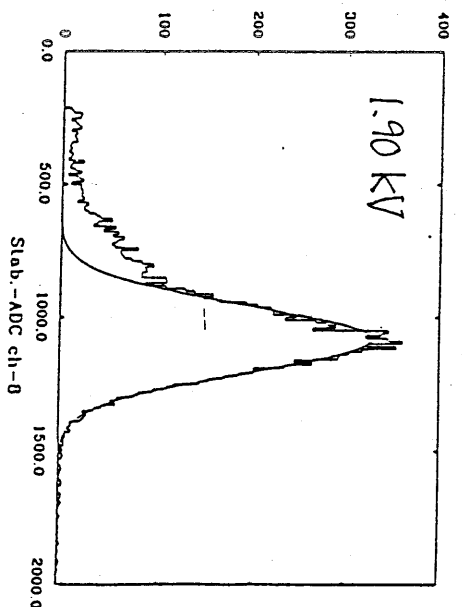
10-DEC-1089 00:29:16 HV183.FE
 ID = 108 Slab-ADC ch-8
 --Time-- 271 4-22898 21 6-7072 13
 Ref.



10-DEC-1080 00:27:17 HV180.FE
 ID = 108 Slab-ADC ch-8
 --Time-- 267 4-4872706 0410 6-413316 0448
 Ref.



10-DEC-1089 00:31:23 HV190.FE
 ID = 108 Slab-ADC ch-8
 --Time-- 283 4-7186 17 6-12284 18
 Ref.



ADC Peak ch.

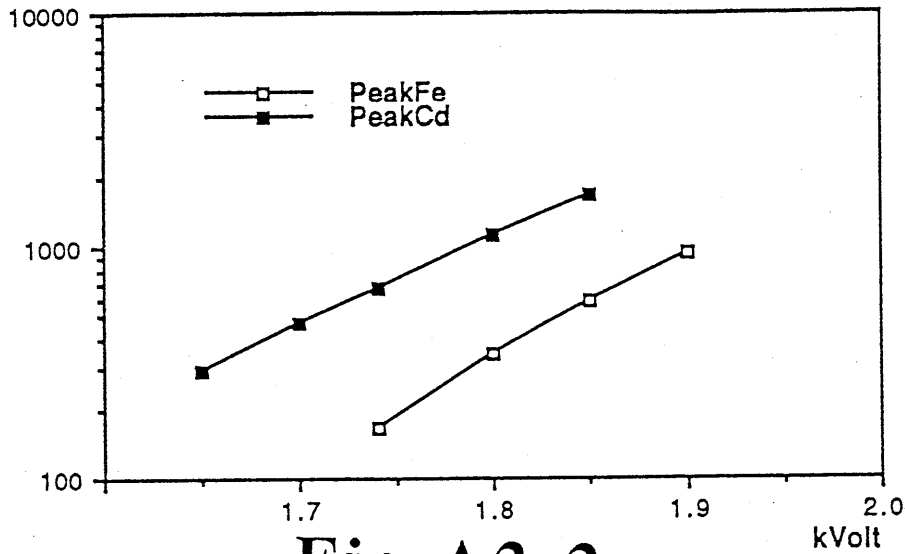


Fig.A2-2

Resolution(%)

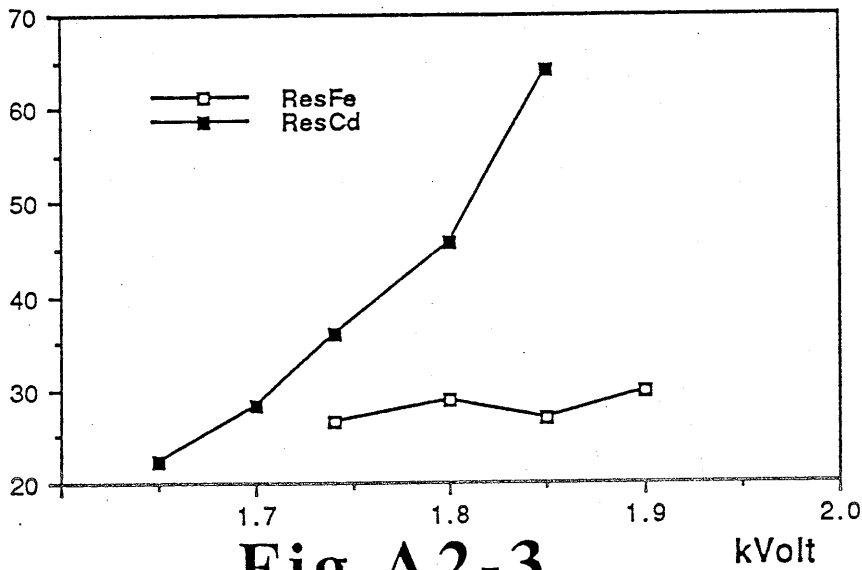


Fig.A2-3

ADC Peak ch.

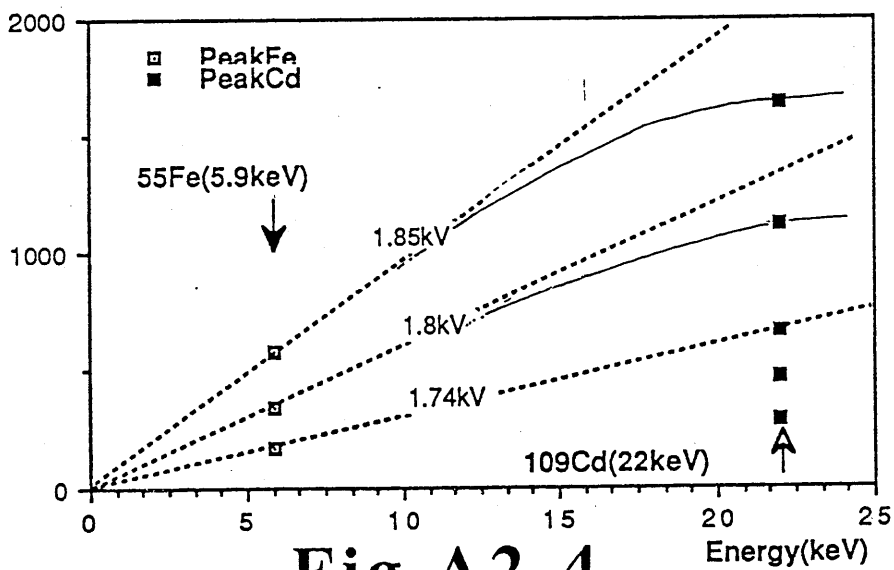


Fig.A2-4