

チェレンコフリングイメージングの技術と科学

宮 本 道 子

Summary

The Art and Science of Cherenkov Ring Imaging

Michiko Miyamoto

I described this paper according to Prof. Hans-Jürgen Besch's lecture "The Art and Science of Cherenkov Ring Imaging".

A particle passing through a thin liquid radiator emits Cherenkov light which propagates into a photosensitive gas detector (shown in Fig 3a), and got Cherenkov Ring (shown in Fig 3b). The larger ring is due to the liquid radiator and the smaller one is due to the gas radiator.

They try to resolve particles from radiators by minitube detectors, charge-division detectors, MSAC and MWPC, especially results from charge-division detectors are shown in Fig 12.

Prof. Hans-Jürgen Besch による “e⁺ e⁻ PHYSICS AT HIGH ENERGIES” 国際会議における講義 “チェレンコフリングイメージングの技術と科学” をまとめてみました。

§ 1 序 説

この題目の一方の “科学” の部分は基礎物理学の幅広い範囲の高度な知識を要求し、この基礎がより広くなればなるほど、今まで開発されていない効果を利用する新しい技術を開発することをより可能にする。まず、すでに設立された建物の一区画について知るべきである。

“技術” の部分は、あなたの空想を実現するゲームの一部である。検出器を開発するとき、互いに相入れない要求があるのが常であり、それらの間の正しいバランスを見出すことが、大抵の場合、科学の議論に基づいていない。それゆえ、あなたの創造性は物事を正しくまとめるという強い要求を持つ。あなたの空想は将来議題になる問題を予見するように、あなたを導くでしょう。一度、お手本が作られると、なぜそれが役に立たないかということを見出し、それをうまい結果に導くために、あなたはあなたが既に獲得している空想のすべてを再び必要とするでしょう。

私の世代又はより年取った世代の実験的素粒子物理学者は、実験を十分にやる機会を持っていた。すなわち、自然の性質の中の最初の奇妙さと興味から、どのように最初からそれらを研究するかという、なお曖昧な考えが、適当な設備のデザインと構成に、そしてデータの取得と解析に導く。それらの結果が、あなたが尋ねられた質問に答えを与え、そして同時に疑問がより一般化される。多くのこの “普遍性” は今、高エネルギー物理学において道標を失ったかのようにみえる数多くの実験的接近に含まれる物理学者の数によって、10年毎に流行する新しい実験の数によって、又最も重要な通貨を扱うことによって、将来多くの専門家を生み出すであろう。例えば、前置増幅器の専門家、デジタルエレクトロニクスの専門家、データの整理家、会計検査官、測定と最終解析の収集家等。もしあなたがこれら専門家の二輪馬車の一つに乗せられるならば、あなたはあなたの好奇心がどこへ行くのか照合しなければならない。もしあなたがこの古い “普遍性” を維持することを試みないならば、他の何かをすべきであるという、強い脅迫を受ける。新しいアイデアと新しい創造なくしては、科学の如何なる分野の努力も生き残らない。

§ 2 質量の決定による粒子の検証

質量の決定は安定な粒子に対しては直接には不可能である。その代り次の表にリストされた、2つの運動学的変数を測定する。

運動学的変数	技術
P, V	RICH. TOF
E, V	TOF

E, $\frac{dE}{dX}$ シリコン検出器

P, $\frac{dE}{dX}$ TPC

P, $\frac{E}{m}$ TRD

P, E Magnet Range

E: 運動エネルギー P: 運動量

$\frac{dE}{dX}$: 比電離能 V: 速度 m: 質量

TOF: 飛行時間 TRD: 遷移輻射検出器

RICH: リングイメージングチェレンコフ検出器

TPC: タイムプロジェクションチェンバー

高エネルギー物理学において、1つの変数は常に運動量であり、又この運動量に対して、数 GeV/C に達するまで、TOF と $\frac{dE}{dX}$ が用いられている。Fig.1 はなめらかな TPC 実験の P に対する $\frac{dE}{dX}$ プロットを示している。しかし又、それはその方法の限界を示している。数百 GeV/C の幅広い範囲にわたるためには、異なるラディエーターと RICH 技術が用いられる。ひとたびラディエーターの長さが、長くなりすぎると TRD とシンクロトン輻射検出器が用いられる。

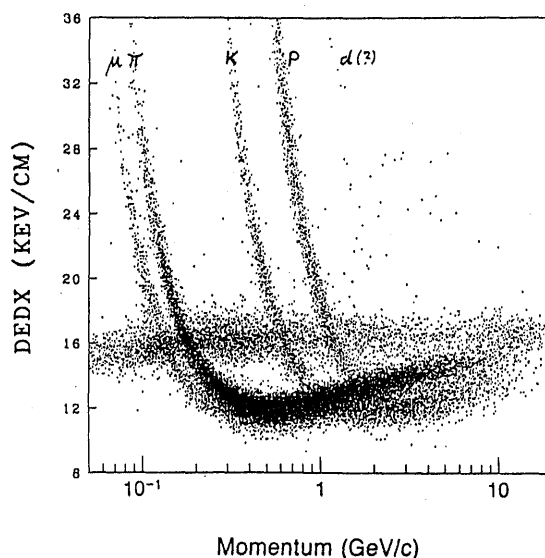


Fig. 1 dE/dx vs. momentum in the Berkeley TPC.

§ 2・1 基礎的公式

Fig.2において、人はどのようにして、この媒質の中で起こされた波の速さ（位相速度）よりも大きい速さで媒質を通して進む物体が、ホイヘンスの原理（“マッハ円錐”）による円錐の表

面に生起する大きい振幅のように波を放射するのを知る。波面は円錐の表面に垂直に伝播し、そして（チェレンコフ）角 θ は波面の伝播角であり、マッ波円錐の開き角ではない。あきらかに $\cos \theta$ は2つの速さの比である。

SHOCK WAVE EMISSION

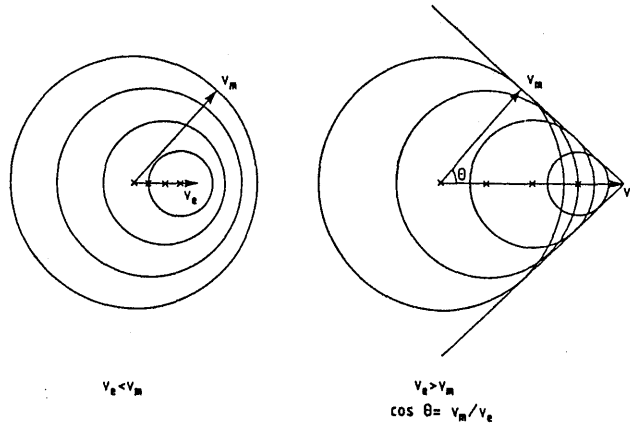


Fig. 2 Shock-wave formation by an object e that travels through a medium m emitting spherical waves. If $v_e > v_m$ a shock-wave is formed according to Huygens' principle (right). If $v_e < v_m$ no shock wave is formed (left).

均一な誘電性媒質を通して、媒質の中では光の速さよりも速く進む荷電粒子の輻射は最初に P. A. Cherenkov によって観察された。この場合において、チェレンコフ角は、上に述べた規則によって、次のように与えられている

$$\cos \theta_c = \frac{c}{nV} = \frac{1}{n\beta} \quad n: \text{屈折率}$$

それゆえ、チェレンコフ角を測ると、速度がわかる。

放射された光の波長がラディエーターの中の分子間の平均距離よりも十分に長いかぎり、問題は古典的に取り扱われうる。これは最初にフランクとタムによってなされ、現代の電気力学の教科書の中に見出される。例えばジャクソンの本の中に Lienard/Wiechart ポテンシャルに対する説明として、たびたび見出される。主な成果は、光の密度分布は光子エネルギーについては平らであり、又 $\sin^2 \theta$ に比例している

$$\frac{d^2 N r}{dE dL} = \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta (E, L)$$

Nr: 光子の数 E: 光子のエネルギー

L: 径路の長さ

チェレンコフ角のエネルギー依存性は、ラディエーターの色収差から生ずる

$$n = n(E)$$

チェレンコフ輻射は通常は、感光性気体の電離又は陰極から光電子を引き出すことによって検出される。n がほとんど E と L によらないならば、方程式は次のように、検出される光電子の

数を与えるために簡単に積分されうる

$$N_{pe} = L \sin^2 \theta_e N_0$$

ここで、 $N_0 = \frac{\alpha}{hc} \int Q_{eff}(E) \prod \epsilon_i(E) dE$ であり、 Q_{eff} は光に鋭敏な物質の量子効果であり、 ϵ_i は含まれている他の効果のすべてである。例えば、鏡反射率、気体透過損失、ウインドウ透過損失、エレクトロニクススレッシュホールド等である。数値としては、 $\frac{\alpha}{hc} = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ である。チェレンコフ計数器は N_0 の大きさとして約 100 という値を持つ。

あまり説明せずに、役立つ公式を並べると

(a) 波長をエネルギーに変換するために、

$$E \cdot \lambda = 1240 \text{ eV} \cdot \text{nm}$$

$$(b) \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \sim \rho \quad \rho: \text{密度}$$

この Lorentz 又は Clausius/Mosotti 公式は時々液体から気体の位相に又はその逆に、データを変換するのに有用である。気体に対しては $n - 1 \ll 1$ で、その結果

$$\frac{(n-1)(n+1)}{n^2+2} \sim \rho \quad n-1 \sim \rho$$

(c) スレッシュホールドローレンツ因子は

$$\gamma_T = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad \gamma = \frac{E}{m} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

であり、これは $\cos \theta_e = 1$ から簡単に得られる。気体ラディエーターに対しては、最大チェレンコフ角 ($\beta = 1$ に対して) は $\theta_\infty = \frac{1}{\gamma_T}$ である。

(d) RICH 計数管の固定された E (又は $P \gg m$ に対する P) に対する分解能は次のように与えられる

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\delta r}{r} = r^2 \beta^2 \frac{n \delta \theta_e}{\sqrt{N_0 L}}$$

$$(\delta \theta_e)^2 = \sum_i (\delta \theta_i)^2 \quad i = \left\{ \begin{array}{l} \text{色収差} \\ \text{幾何学} \\ \text{検出器分解能} \\ \text{拡散等} \end{array} \right.$$

この公式は注意して用いられなければならない、なぜならば、それは微分公式で、 π , K , P に対して $\delta m \approx m$ であるからである。暗黙には、 $N_0 L \sin^2 \theta_e \gg 1$ と仮定されている。(多くの光電子が観察されている。)

TOF 系の質量分解能は大変よく似た表現で与えられる。

$$\frac{\delta r}{r} = r^2 \beta^3 \frac{\delta(ct)}{L}$$

§ 2・2 TOF と RICH 質量分解能

我々はラディエーター長が TOF-距離に等しく、RICH 分解能が完全に色収差 $\frac{\delta \theta}{\theta_\infty}$ によって決定されると仮定する。この色収差は最も良く知られたラディエーター (例えば、 He , $\text{C}_n \text{H}_{2n+2}$) に対して約 $5 \cdot 10^{-3}$ である。§ 2・1 の公式から、時間分解能 δt は次のようになる

$$\delta t = \frac{L}{c} \frac{n}{\sqrt{N_0 L}} \delta \theta = \frac{L}{c} \frac{n}{\sqrt{N_0 L}} \frac{1}{r_T} \frac{\delta \theta}{\theta_\infty}$$

なぜなら

$$r_T = \sqrt{\frac{N_0 L}{N_{pe}^\infty}}$$

$n \approx 1$ に対して、 $\beta \approx 1$ のとき N_{pe}^∞ = 光電子の平均数

そこで、

$$\delta t = \frac{n \sqrt{N_{pe}^\infty}}{c N_0} \cdot 5 \cdot 10^{-3}$$

を得る。 $N_{pe}^\infty = 25$, $N_0 = 100$ を代入すると、

$$\delta t = 10^{-14} \text{sec}$$

となる。これは最も良く知られた分解能 10^{-10}sec よりも四位ほど良い。

§ 3 RICH 計数管の基本的デザイン

§ 3・1 RICH 計数管の集中と非集中

2つの基本的な型の RICH 計数管が Fig.3a に示されている。薄い液体ラディエーターを通過する粒子が、感光性気体検出器に伝播するチェレンコフ光を放射し、粒子の垂直入射で、旋回しながらそれを横切る。もし粒子が十分速ければ、それは又気体ラディエーターの中で光を発し、そしてそれは同じ検出器の中へ鏡によって集められる。Fig.3b は 50eV 以上のそのような配置によって測定されたリングを示している。大きいリングは液体ラディエーターによるものであり、小さいリングは気体ラディエーターによるものである。“かぎ型”のものはビームによって引き起こされたものであり、後で議論されるであろう。それぞれの場合において、気体リングの中に 9 個の光電子が、流体リングの中に 21 個の光電子があった。

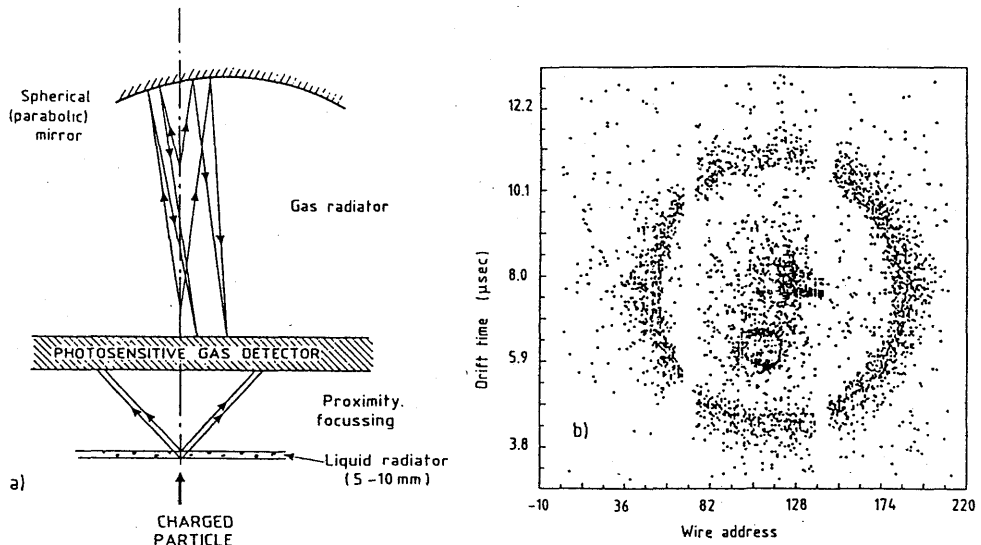
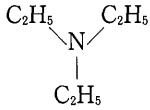


Fig. 3 a) Principle of Cherenkov Ring Imaging.

b) Typical rings from liquid and gaseous radiators.

§ 3・2 感光性気体と物質の選択についてのそれらの意味

低いスレッショードと高い量子効果を持つ誘電性分子を幅広く追求している。これら分子のうち次の2つが用いられるようになった。Triethylamine (TEA) と Tetrakis (dimethyl-amine) ethylene (TMAE) であり、そのうち TEA は次のような構造式を持つ



そして TMAE は次のようである。

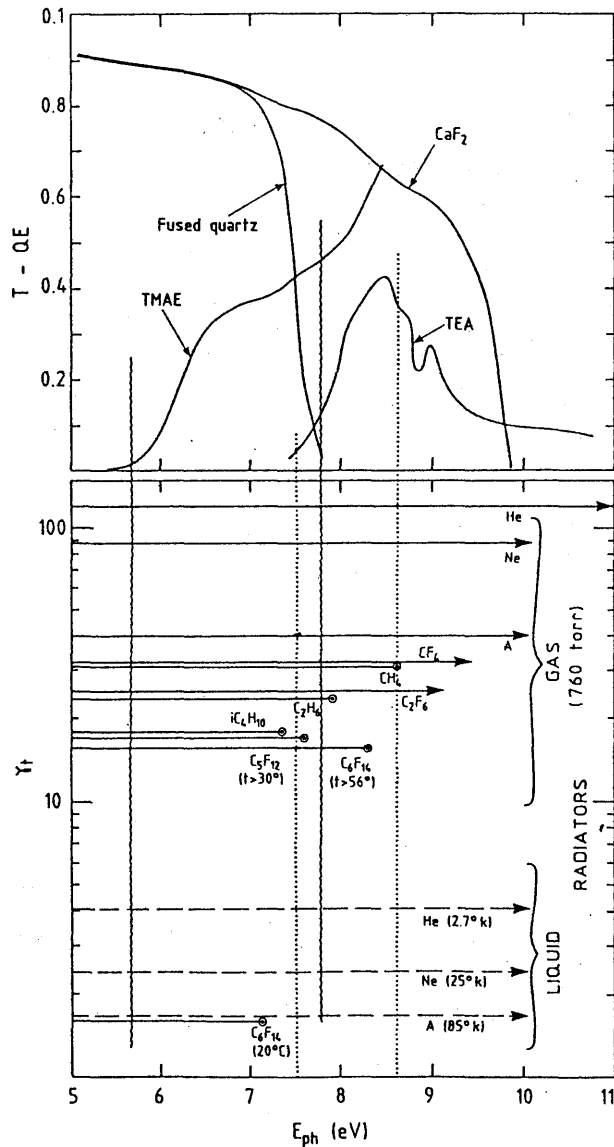
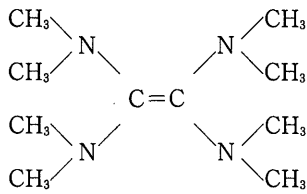


Fig. 4 Range of transparency and γ_T for different radiating media together with TMAE and TEA quantum efficiencies and window transmissions.



光の電離に対するスレッシュホールドはTEAに対して7.5eVで、TMAEに対して5.4eVである。Fig.4 (上) はウィンドウ物質である水晶やCaF₂の透過率と同様に量子効果を示している。Fig.4 (下) には透過率の範囲と γ_T が、いくつかのラディエーター物質に対して示されている。C_nF_{2n+2}の型の化合物がラディエーターとして大変役立つが、なぜかといえば、それらは低い色収差を持ち、nを適当に選んで室温で(又はそれより少し高い温度で)すべての要求に実際につき合うものを見つけることが出来るからである。TMAEを用いるには2つの不都合がある。それは空気と簡単に反応し、その反応生成物は特に非誘電的である—このように光電子を食ってしまっており、その蒸気圧は全く低い。7eVで約15mmの光子吸収長に対して、約30°Cに検出器をあためなければならぬ。

固体ラディエーターが $\beta=1$ の粒子に対して用いられないことを言っておきたい。それは、 $n > \sqrt{2}$ に対するチェレンコフ角は総内部反射角より大きくなり、ラディエーターから光が出てこないからである。

§ 3・3 気体計数管の分解能

§ 3・3・1 色収差誤差

すべての気体に対して、 $n-1$ はゼロに近いので、一般的な曲線を用いて期待される質量分解能を実現するために、気体計数管のあるスケージングの特性を得ることが出来る。第2章の公式を用いて、

$$\theta_{\max} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} = \sqrt{2(n-1)} \quad n-1 \ll 1 \text{ に対して}$$

$$\gamma_T = \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}}$$

今、規格化されたチェレンコフ角 θ_{NORM} と規格化された“速度” γ_{NORM} を定義出来る

$$\theta_{\text{NORM}} = \frac{\theta_c}{\theta_\infty} = \frac{\theta_c}{\sqrt{2(n-1)}}$$

$$\gamma_{\text{NORM}} = \frac{\gamma}{\gamma_T} = \gamma \sqrt{2(n-1)}$$

$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$ と合わせて、次の関係を得る

$$\theta_{\text{NORM}} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_{\text{NORM}}^2}}$$

これはnに独立である。それはFig.5にプロットされ、“ π ”と標づけられている。KとPと標づけられている曲線は $E_{K,P}/E_\pi^{\text{thresh}}$ によって置きかえられた γ_{NORM} と同じ関係である。これら3つの曲線は、与えられた如何なる運動量においても、 π 、K、Pを分離する相対角分解能を直接

に読むことを許す。

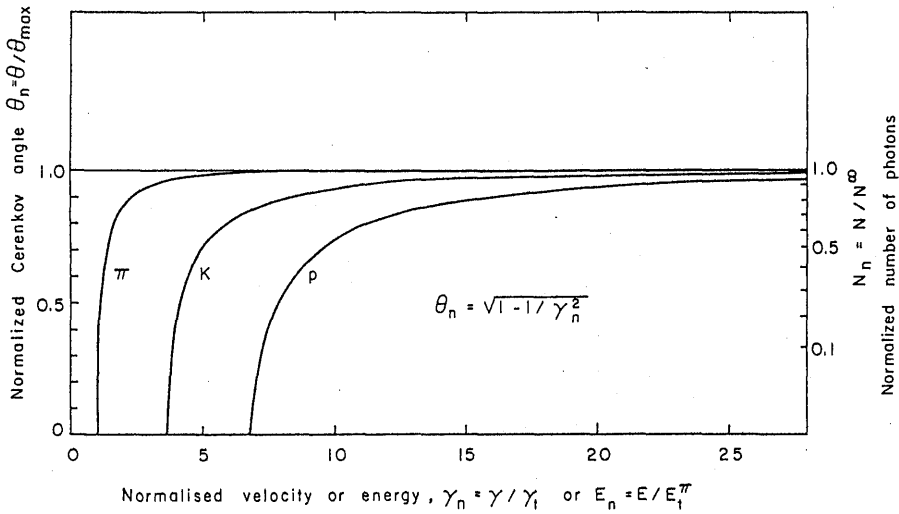


Fig. 5 Cherenkov angle and number of photons as a function of particle energy.

良い分解能は、あきらかに大きい γ_{NORM} で最も重要である。ここで、それら曲線は近づいて一緒にになっている。一方、原理的に、ラディエーターの中の多重散乱は分解能を制限する。それはラディエーターの色収差であり、屈折率に関するチェレンコフ角の変化は次のように与えられる

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} \approx \frac{\partial \theta_\infty}{\partial n} \approx \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}}$$

そして、チェレンコフ角の色収差分散は結果的に

$$\left(\frac{\partial \theta}{\theta}\right)_{\text{chrom}} = \frac{1}{2} \frac{\delta n}{n-1}$$

となる。ひとたび Fig.5 における 2 つの曲線の垂直距離がこの値よりも小さくなると、粒子の分離は問題にしているラディエーターではむずかしくなり、ラディエーターの長さを増すことによるのみ可能となる。

§ 3・3・2 他の誤差の原因

$\partial \theta$ に寄与する他の誤差の原因を議論しよう。RCIH 技術についての古い論文に書かれている、球面鏡の映像についての長い論議について理解してみよう。これは少なくとも LEP-型の検出器では主に純粋に技術的な進歩に依っている。すなわち、放物面鏡を安価に作るという可能性に。数値的に管理される機械を用いて、人は放物面鏡の精密な型を作ることが出来、この型の中へ熱いガラス板を吸いこませる。冷やした後で、すでに放物面になっているガラス板はアルミナイズされ、保護のために MgF_2 で覆われる。すべての実際的な条件のもとでこのような鏡を用いると、鏡の寄与は分解能に対して微少なものとなる。

検出器の運動量分解能はそんなに重要ではない。なぜなら、

$$m = p \sqrt{n^2 \cos^2 \theta - 1}$$

は粒子の分離に対して

$$\frac{\delta p}{p} = 15\%$$

を得るのに十分だからである。ラディエーター領域の磁場は、Fig.6 に示されているようにリングを塗りつける。磁場の分解能への寄与は、

$$\theta^{\text{magn}} = 0.3 B_T \frac{2}{\pi} \frac{L}{P} \frac{1}{\sqrt{12}}$$

であり、ここで B_T は磁場の垂直成分であり、 L はラディエーターの長さである。光子が長く流れる検出器が用いられるために、部分的に磁場の塗り付けとバランスを保つ垂直伝播係数は $1 + \mu^2 B^2$ だけ減じられる。

EFFECT OF MAGNETIC FIELD

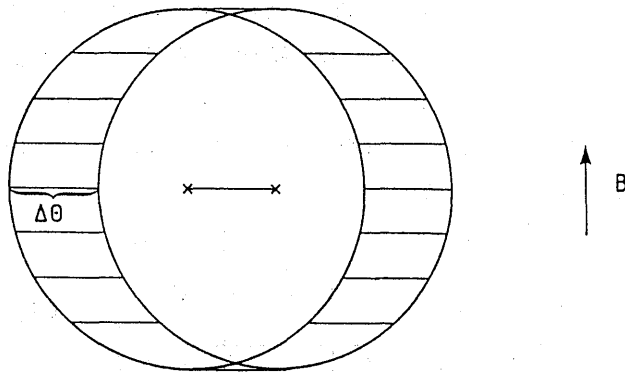


Fig. 6 Illustration of how a Cherenkov ring is smeared if the radiating particle passes through a magnetic field.

一般的に磁場の効果は可能な例外である $e-\mu-\pi$ の分離に関しては小さい。

普通、非常に重要な誤差は光子の位置を決める誤差である。

§ 3・4 液体ラディエーターに関する分解能

液体ラディエーターの場合において、気体ラディエーターに対して用いた近似は用いることが出来ない。なぜなら、 $n-1$ は小さくないからである。分解能は解析的に計算されうるが、しかしそれは大変長ったらしい公式を導き、それらが言っていることを簡単に表わさない。液体ラディエーターの分解能は、液体ラディエーター境界での色収差屈接のために、同じ色収差の気体ラディエーターの分解能より3倍悪い。あなたはウィンドウがチェレンコフ角を変えないということを、たやすく確認出来る。ラディエーターの部厚さ、ラディエーターと検出器の距離と検出器の分解能の結合された効果は後で議論しよう。

§ 4 光子の検出器

第3章ですでに粗筋を述べたように、我々は感光性気体の層から出来ている光検出器のみについて考えよう。そして入射光子が電子を解放する、変換ギャップについて考えよう。検出器は光電子の位置について2次元又は3次元の情報を用意しなければならない。その分解能は、

もし可能な粒状化があるならば、 $\Delta\theta$ の誤差とつり合わなければならないし、その実験的要求である反応速度の可能性ともつり合わなければならない。現在の検出器は2つの区別出来るクラスにわかれている。マイクロ秒より小さい時間分散を持つ“速い”検出器と30 μ sに及ぶ漂流時間を持つ“遅い”検出器とにである。

§ 4・1 “速い”リングイメージング検出器

これら検出器は変換ギャップと光電子検出器の間の直接の結合を利用しており、多線式比例計数箱 (MWPC) 又は、多段階なだれ箱 (MSAC), Fig.7 である。検出器平面に投射された像は、ワイヤーと陰極板再生によって得られる。時間分散 t_D は変換ギャップ内の光子平均自由行程 λ と電流の漂流速度 V_D によって決定される。結果として、 $t_D \geq 3\lambda/V_D$ を完全吸収に対して得る。もし $\Delta\theta$ に対して視差の誤差が優勢になるならば、変換の深さを知るために、漂流時間の測定を必要とする。高速 RICH 検出器 ($t_D < 40$ ns) は吸光長 1 又は 2mm を必要とする。トリエチルアミンはそのような検出器に用いるのに良い候補であるがしかし、低温液体を除いては、希ガスとともに用いられるだけである。これはスレッシュホールド・ローレンツ因子 γ_T を 20 又はそれ以上の値だけ動かす (cf. Fig.4)。TMAE を用いると、そのような短い光吸収長に対して、70°C以上の温度が必要とされよう。

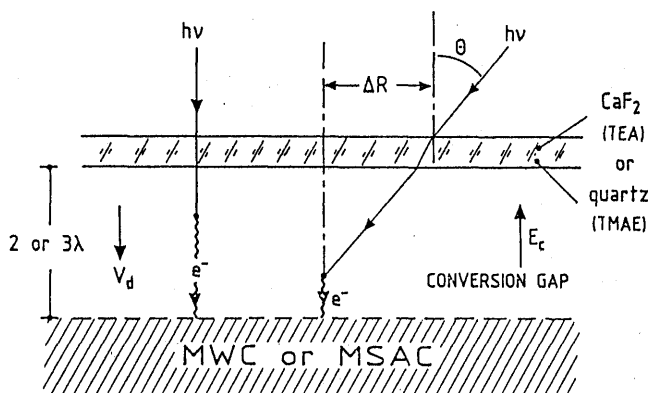
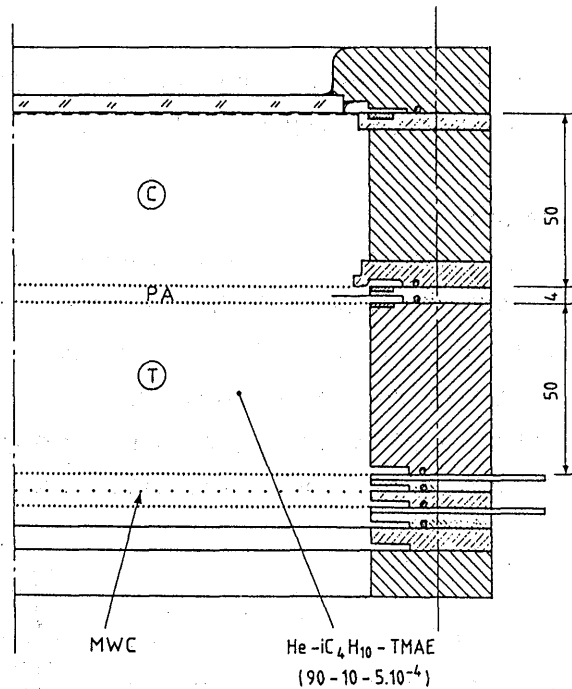


Fig. 7 Principle of a fast RICH detector.

§ 4・1・1 多段階なだれ箱 (MSAC)

この箱はフェルミラボ実験において、ずっと用いられている。Fig.8 は基本的な原理を示している。ウインドウから入ってきた光は、変換ギャップ C で変換され、電子は幾何学的平行板によって、前置増幅器ギャップ PA へ流される。伝達効果が良いのは、PA での電場が C におけるものより十分大きいからである。なだれの一部分はそこで伝達ギャップ T へ伝達され、第二の増幅と検出のためにワイヤー箱へ流される。C と T の深さは両方とも数光吸収長となっている。

これら検出器は、大気圧のもとでは 10^6 より大きいゲインを獲得し、低圧では 10^8 にもなる。これは少なくとも前置増幅なしで獲得されたゲインよりも 1 位高い値であり、そしてこのことは、ワイヤー式放電箱の中で高電流なだれの中へ放射された光子は高いゲインがそこから得られる変換ギャップ C へフィードバックすることが出来て、余効パルスや最終的なインスタビリ



MULTISTEP AVALANCHE CHAMBER

Fig. 8 Principle of a multistep avalanche photon detector.

ティーの原因となるという事実によっている。Tでそれらが吸収される代りに、Tからゲインは総ゲインの平方根よりも少し多くなるのみである。PAにおける小さいなだれの中に生成する光子は問題の原因となるほど量が多くない。

§ 4・1・2 MSACの分解能, 時間測定の特質, 多重打撃能力

これら系の時間分散がなお $t_b = 3\lambda/V_D$ であるのは、Tの中での漂流時間が計算速度の可能性に影響を与えない純粋な蓄積時間だからである。CharpakとSauliによって開発された検出器には、TEAと変換ギャップの深さ6mmと伝播ギャップの深さ10mmが用いられた。関連のあるワイヤー式放電箱は1.3mmのワイヤー距離を持ち、5mm幅の陰極板は±45°だけワイヤーからそらされている。(少なくとも一つの陰極平面はワイヤーによって作られなければならない)。これは40nsの時間分解能に帰し、陰極板からそらせるための回転角変位表示方法からは数mmの正確さに帰する。2光子分解能は8から10mmであり、光子の総数は不確定さのために5個に限定される。

光子の平均自由行程の増加は、例えばTMAEを用いるときに対応して時間分散を悪くし、イベントの受け入れることの出来る光子数はちょうど良い時にそれが散布されるので、対応して良くなっている。変換と伝播ギャップは50mmの深さで、室温での気体の混合はHe(90%) + イソブタン(10%) + TMAEである。浸透漂流速度は $2\text{cm}\mu\text{s}^{-1}$ で、その結果、時間分散は $2.5\mu\text{s}$ となった。波形の数値比と相関的な陰極と陽極の情報を用いて、約5個の光電子が50nsごとに操作される。到着時間の指数関数的分布のために、約120個の光電子が各場合に受理さ

れる。

低圧で遅延回路陰極再生を用いて、Breskin と Chechik は約 1mm の空間的分解能を達成した。低圧検出器には、変換ギャップを横切る速い粒子に対して反応しないという、付加的な長所がある。

§ 4・2 遅い RICH 検出器

このクラスの検出器 (Fig.9) は RICH グループによって開発された。光電子は変換ギャップの中で生成され、一端の多線式放電箱の方向へ、均質場の中を漂流する。この検出器は MSAC か MWPC である。後者は一般的に用いられている。ワイヤーの位置や、関連のある漂流時間は、多粒子の場合からの重なりリングの分離を許す鮮明な 2 次元イメージを与える。近づいてくる光子の視差誤差は陰極板再生又は電荷目盛の方法で、遷移の深さを測定することによって訂正される。これは同期に到着する光電子にあいまいさの問題を生ずる。

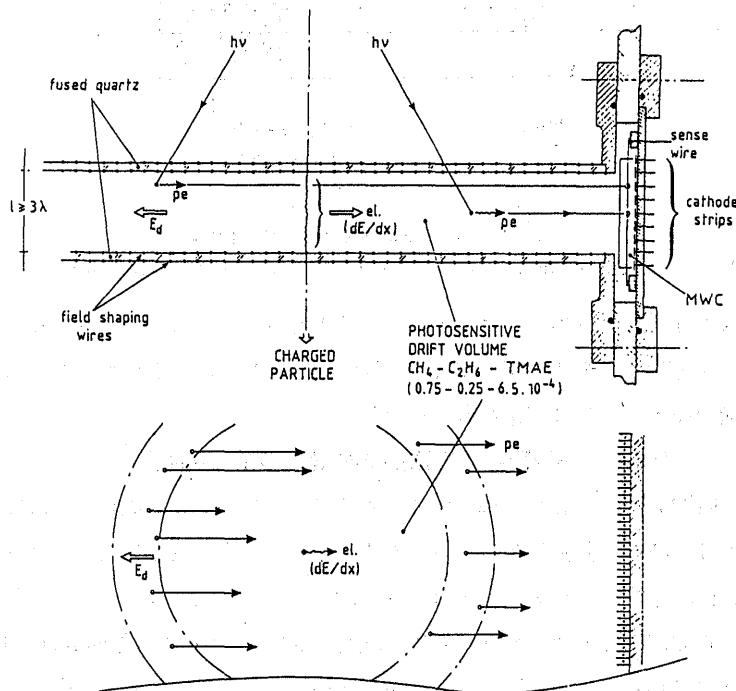


Fig. 9 Principle of a slow RICH detector using electron drift over long distances.

§ 4・3 MWPC (多線式比例計数箱) 検出器

一層多線式比例計数箱がシングル光子を数えるのに完全に有効であり、これには CH_4 , C_2H_6 , $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ 又はそれらの混合が感光性化合物に対して、キャリアーガスとして用いられている。イソブタンは避けた方が良いが、それはやや酸性であり、168mm 以下では透明ではないからである。最大ゲインが 1×10^5 から 2×10^5 の場合について、30nA から 50nA のスレッシュホールドが用いられている。変換体積の中へフィードバックされるなだれからの紫外線光子によって、ゲインは限定される。 2×10^5 の平均ゲインと TMAE の温度 27°C で測定されたフィードバックのなだれの確率は入射電子ごとに 10% である。これは荷電粒子が 5cm の深さの変換ギャップ

を横切るときに、300 個から500 個の電子を電離によって生成することが、完全にそれ自身のチェレンコフリングを不明瞭にするか又は少なくとも分解能を下げることを意味している。光子のフィードバックは1段階 MWPC を操作するために少なくとも1位だけ大きさが抑制されなければならない。フィードバック抑制箱のいくつかの型は DELPHI と SLD に対して開発された。

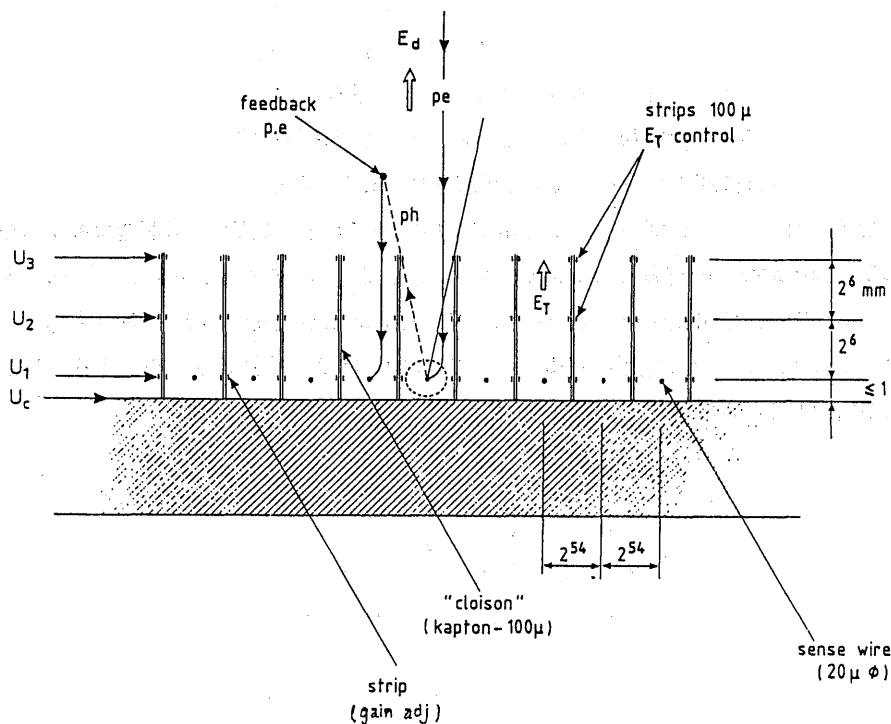


Fig. 10 'Cloison' chamber.

§ 4・3・1 “cloison” 箱

Fig. 10 の型の箱—最初の安全な一層シングル光子検出器—“cloison” を sense ワイヤーの間に用いて、ワイヤー間の結合を低下させ、10 という因数だけフィードバック光子に対する立体角を抑制する。cloison は Kapton によって作られ、両側のゲインを管理し、 20μ の陽極にむかって電場を形成する数枚のポテンシャル板を支え、高い伝播効果と良い同時性を保証する。 5×10^5 のゲインは混合気体によって 1,600V から 1,700V の操作電圧で達成される。この後、これら箱に almina cloisons が用いられ、(4mm 幅の) 陰極板再生が施された。陽極信号の約 30% のむらのない、ほど良い陰極信号を得るために、陽極ワイヤーを陰極にぐっと近づけなければならない (0.5~0.8mm)。このことは、均一のゲインを獲得するために、高い機械的な正確さを要求する。もし空間荷電の理由で箱がゲートされねばならなければ、1つ又は2つの付加的なワイヤー平面が cloisons の前方に要求される。それゆえ、この型の箱は建設するのにこみいったことになる。しかしながら、それは、ワイヤー平面に垂直に 1.3T の磁場の中で完全に有効なままであり、キャリアーガスとしてエタンを用いて、ローレンツ角が 50° であるにもか

かわらず、ワイヤーに平行な同じ強さの磁場の中でさえ好都合である。cloison 箱のもとの考え方は RICH グループの中で生まれ、そしてさらに Amsterdam, Cracow, Strasbourg と Uppsala において発展した。

§ 4・3・2 “Minitube” 検出器

この型の検出器は円筒形の陰極を持つ多線式比例計数箱である。それは内径 2mm、外径 2.5 mm の 60mm 長のステンレス・スチール管によって作られている。管は並んで配置され、漂流体積に面する側でそれらの軸に平行に切り開かれている。スリットの形は 0.8mm 幅で、管の真中にある陽極ワイヤーは 20μ の直径を持っている。組み立てられた管は 5mm ごとに陽極ワイヤーに垂直に切られ、陰極板を形成している。大きな立体角を持っている陰極板は—これは sense ワイヤーをほぼ囲んでいる一板上の誘起された最大電荷を確保する。低インピーダンス前置増幅器に対して、これは $\frac{5}{\sqrt{12}} \approx 1.5\text{mm}$ の分解能を与える。実際に、分解能は板から板への電気容量と前置増幅器の有限入力インピーダンスによる信号の拡散のために、いくらか悪くなる。この型の箱は、College de France や CRN, Strasbourg で開発され、 650Ω 入力インピーダンスによって、シングル電子の陽極ヒットごとに平均 1.9 の陰極ヒットを与える、板から板への電気容量 9pF (36 の管に対して) を持つ。

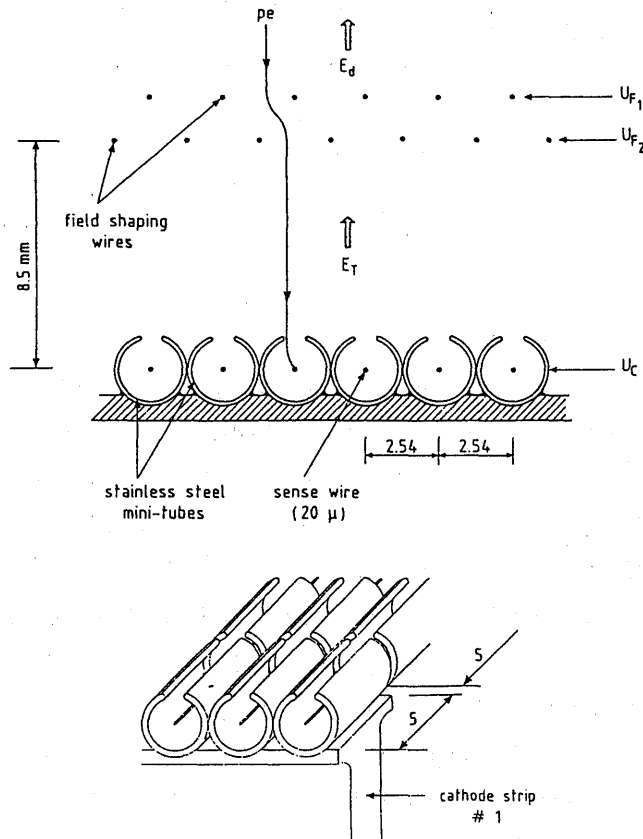


Fig. 11 'Minitube' detector.

50 μ の電場形成ワイヤーF₁とF₂の2つの平面は、senseワイヤーの上8mmにあり、Fig. 11のように並んでおり、スリットをとおして光電子を集める。これらワイヤー平面は又、なだれの陰イオンが漂流体積へ後もどりするのを禁ずる効果の可能性を備えている。±100Vのゲート電圧は(磁場なしで)、陽イオン電流を3位以上減ずるに十分である。陽イオンは、後で議論するように、漂流体積における像の歪の最も重要な原因である。中央のワイヤーF₂は電気流量の10%を取り上げるので、約90%の最大伝達効果を導く。実際に、これら箱はcloison箱より効果が少ないというのではないということが知られている。1.2Tの磁場の中で、ワイヤー平面に入射する光電子は、ワイヤーにそって0.5mmより小さい変移を受け(E×B効果)、集中が弱められて、伝達効果の縮小に導く。純メタンに対して、この損失は26%と測定されている。それは、メタンとエタンの混合気体に対しては、より小さい値になり、計算で示されたように、3番目の集中平面によって完全に避けられる。cloisonとminitube箱は、最初は陰極再生を持つ後者なしでDELPHI barrel RICHの原形として少なくとも1年間用いられた。最初の運転

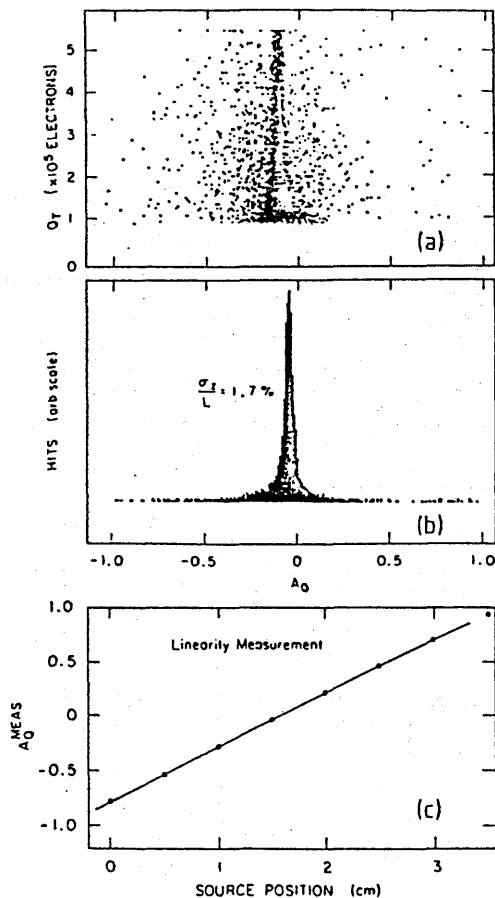


Fig. 12 Results from the SLD photodetector using charge-division readout.

a) Linearity of the charge asymmetry $A_Q = (Q_L - Q_R) / (Q_L + Q_R)$.

b) Total charge Q_T plotted against asymmetry A_Q .

c) Asymmetry A_Q .

b) and c) are taken at the centre of the wire.

以来、両タイプの箱はよい操作上の信頼を示している。

§ 4・3・3 荷電分割検出器

SLD チェレンコフ・リング・イメージング検出器 (CRID) に対して、箱は安価な目隠しと付加的な遮蔽と集中ワイヤーを用いて開発されつつある。sense ワイヤーは 7mm の直径のカーボン・ファイバーで、荷電分割によってワイヤーにその座標の決定を許す十分に高い比抵抗 ($\rho=1,600\mu\Omega\text{cm}$) を持つ。 2×10^5 の平均ゲインで操作される 5cm 長のワイヤーに対して、縦方向位置の誤差は $\sigma_z/L\approx 2\%$ ($\approx 1\text{mm}$) と測定された。これは良い結果である (Fig. 12)。技術は大変費用のかかるもので、電気的にもよりこみいており、又—目盛を必要とするために—陰極再生方法よりも、用いるのがむずかしい。

§ 5 DELPHI—ハドロン検証に関する e^+e^- 検出器の例

この章において、私は RICH の中にハドロン検証に関して備えられた 2 つの検出器のうちの 1 つを紹介しよう。そしてこれは、1987 年に SLC そして 1989 年に LEP で操作され始め、 Z^0 —工場で用いるために建設されたものである。私は DELPHI barrel RICH 原型 (Fig. 13) で数年

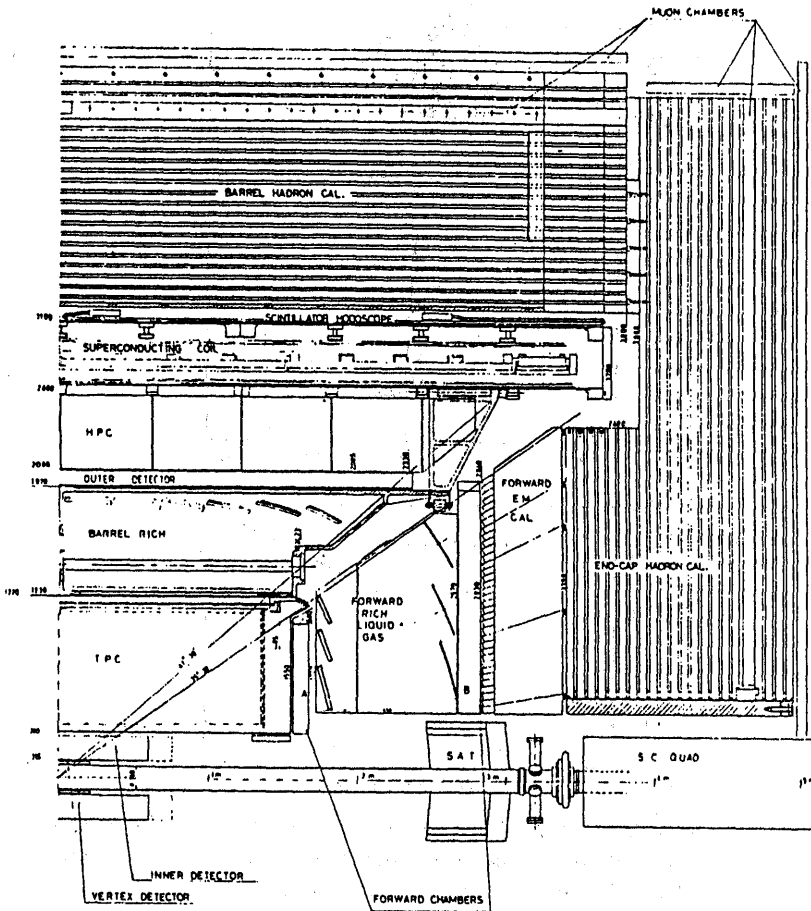


Fig. 13 Longitudinal view of the DELPHI detector.

間働いてきたので、SLD (SLC) についての何気ない批評である DELPHI (LEP) に集中したい。 e^+e^- 蓄積リング検出器の概念的デザインは、PLUTO (ハンブルグ) と Mark I (スタンフォード) に対する基礎的な考え方が開発された1960年後期から発展していない。

ほとんどすべての検出器が国際標準 ISO—8488—1986 に今は従っており、又ビームパイプのまわりを包んでいるいくつかの検出器覆いによって構成され、ソレノイドによって生ずる縦方向磁場の中に部分的にはめ込まれている。LEP エネルギーが Z^0 質量に限定されているかぎり、LEP 実験は全く第3世代の実験である。 Z^0 はすでに発見されており、その幅広い様子はニュートリノ計数の場合の幅に似ており、主たる崩壊チャンネルは SLC での2年間の運転から知られるであろう。確かに私を含む皆は、LEP のより高いルミノシティによる、期待していない発見を期待し、そしてもしその期待に裏切られるなら、厳しく、むずかしい部分の仕事が残される。ここで、相互作用点検出器と粒子の検証と良い電磁的粒状化が重要となるであろう。そして DELPHI はそのような状況の中で建設されるであろう。

§ 5・1 長い漂流技術の証明：DELPHI barrel RICH

この検出器 (Fig. 14) は $0.3\text{GeV}/c$ と $25\text{GeV}/c$ の間の π , K, P の分離のために設計された。それは環状の形をしていて、内径 1.28m 、外径 1.97m で活性長 3m を持ち、TPC 軌道検出器によって取り囲まれている。検出器は中央平面に関して $2 \times 40^\circ$ の極角にわたるために、 5cm の深さで、 $2 \times 1.5\text{m}$ 長のシングル感光性漂流体積の反対側に位置する液体と気体のラディエーターを結合する。方位において、円形に適するように、同じ配置が 15° ごとに繰り返される。

液体ラディエーターは過フッ化ヘキサン C_6F_{14} の 1cm の深さの層で、漂流体積から 12cm の距離にあり、proximity 集中様式で操作する。このラディエーターの屈折率は 1.278 で結果的にそのスレッシュホールドの $\gamma_1 = 1.6$ である。気体ラディエーターは大気圧のもとで過フッ化ペン

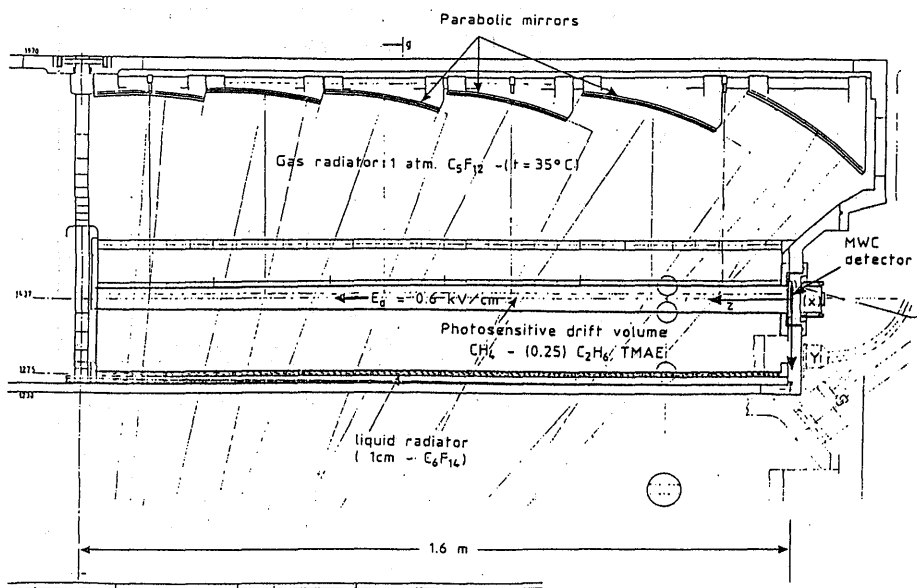


Fig. 14 Longitudinal cut of a tentative design of the DELPHI barrel RICH.

タン C_6F_{12} によって構成され、 $\gamma_1 = 1.68$ でそのチェレンコフ光は 45cm の焦点距離の放物面鏡で感光性漂流体積へ集中される。

総感光性領域は約 $27m^2$ で、軸性電場は $0.6KVcm^{-1}$ で、同様に軸性である 1.2T の磁場の中にはめ込まれている。 CH_4 (75%) + C_2H_6 (25%) + TMAE の混合気体で、最大漂流時間は $25\mu s$ である。検出器は $310^\circ K$ の温度で操作される。TMAE 部分圧は $300^\circ K$ でその蒸気圧によって調節される。

§ 5・2 長い漂流技術の限界

電場は漂流体積の中で一様であり、空間や表面電荷が存在しないと仮定すると、光電子の再

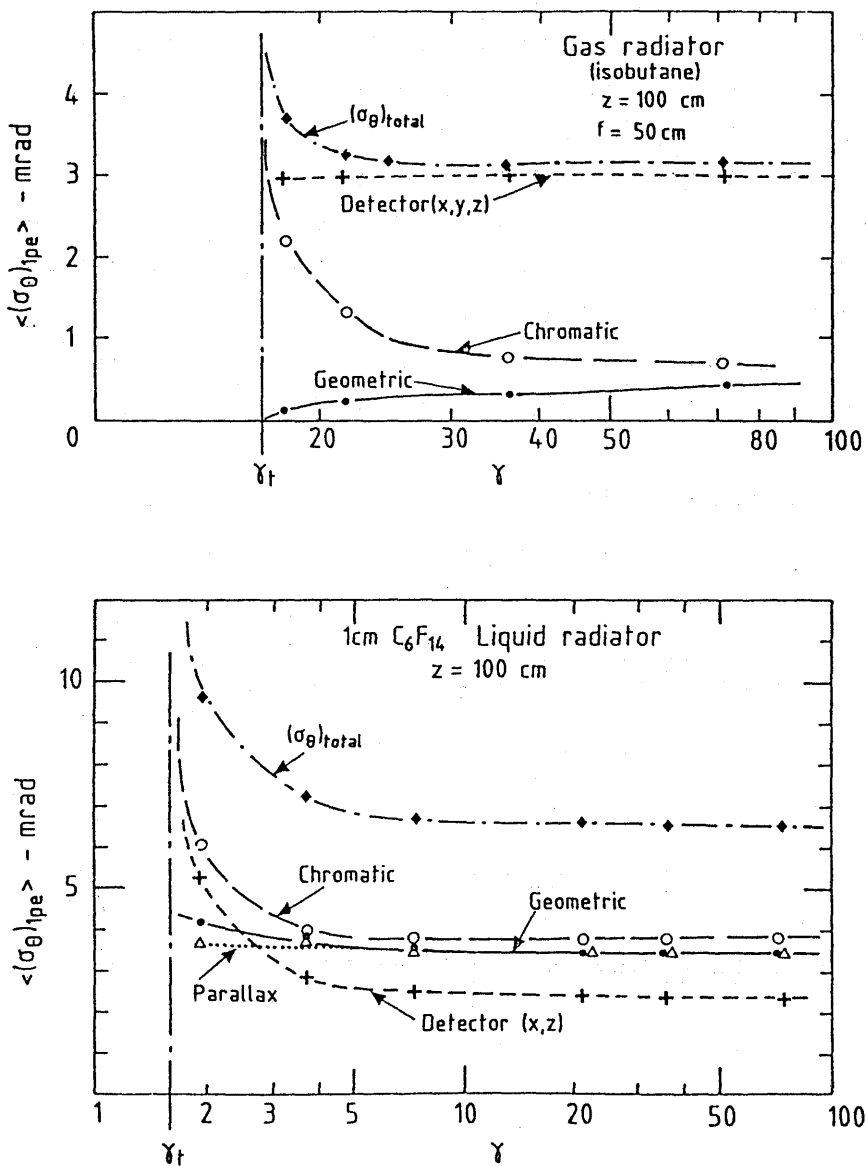


Fig. 15 Single-photon mean errors at normal incidence for liquid and gas radiators as a function of the Lorentz factor γ at 1m drift distance.

編入誤差は漂流体積中では電子の拡散に支配される。DELPHI barrel RICH の幾何学を頭において、よく知っている円筒座標系を用いると、次のようになる。

$$\langle \sigma_R \rangle = \left[\frac{W^2}{12} + \frac{4}{9} \sigma_L^2 \right]^{\frac{1}{2}} = [(1.44\text{mm})^2 + (1.43\text{mm})^2]^{\frac{1}{2}} \approx 2\text{mm}$$

$$\langle \sigma_{R\phi} \rangle = \left[\frac{S^2}{12} + \frac{4}{9} \sigma_L^2 \right]^{\frac{1}{2}} = [(0.73\text{mm})^2 + (1.43\text{mm})^2]^{\frac{1}{2}} \approx 1.6\text{mm}$$

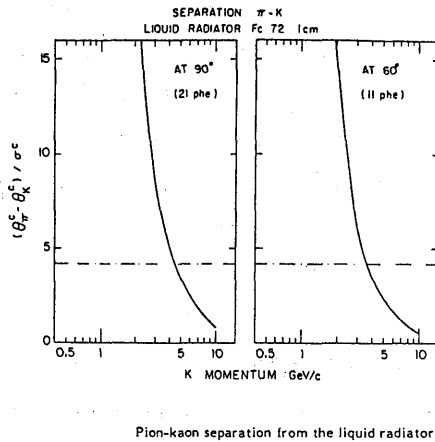
$$\langle \sigma_Z \rangle = \left[(\delta t)^2 V_D^2 + \frac{4}{9} \sigma_L^2 \right]^{\frac{1}{2}} = [(0.6\text{mm})^2 + (1.43\text{mm})^2]^{\frac{1}{2}} \approx 1.6\text{mm}$$

(ワイヤー間隔 $S=2.54\text{mm}$, 陰極板の幅 $W=5\text{mm}$, 漂流長 $L=1.6\text{m}$, 拡散係数 $\sigma_L=\sigma_T=170 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, 漂流速度 $V_D=6.73\text{cm} (\mu\text{s})^{-1}$, 時間分解能 $\delta t \approx 10\text{ns}$)

しかしながら、もしチェレンコフ角の決定に寄与する他の誤差と比較するならば、Fig. 15 のように観察される。

§ 5・3 barrel RICH における粒子の検証

運動量の関数としての RICH の検証能力は軽い粒子のスレッシュホールドに始まり、最大値にすばやく達し、区別がもはや不可能になるまで落ちる。典型的な曲線はチェレンコフ角に関する標準的な偏差を表わしていて、Fig. 16 と Fig. 17 に示されている。Fig. 16 は、2つの入射角に対して、液体ラディエーターに関して、 π -K-P 分離を示している。 $\theta=60^\circ$ (垂直入射から 30° それて) ラディエーター境界の内部反射によって円錐の半分が失われる。Fig. 17 は2つの



Pion-kaon separation from the liquid radiator

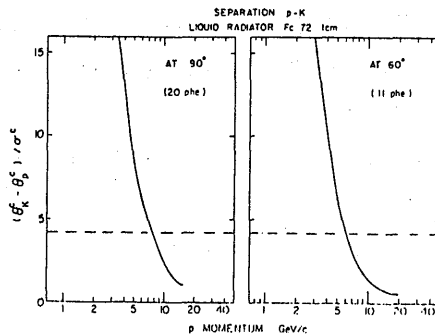
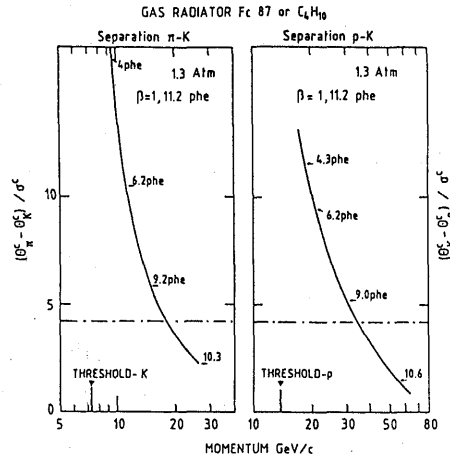


Fig. 16 Proton-kaon separation from the liquid radiator.



Particle separation from the gas radiator

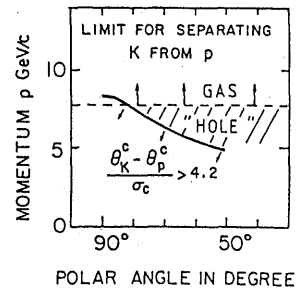


Fig. 17 Gap in K/p identification

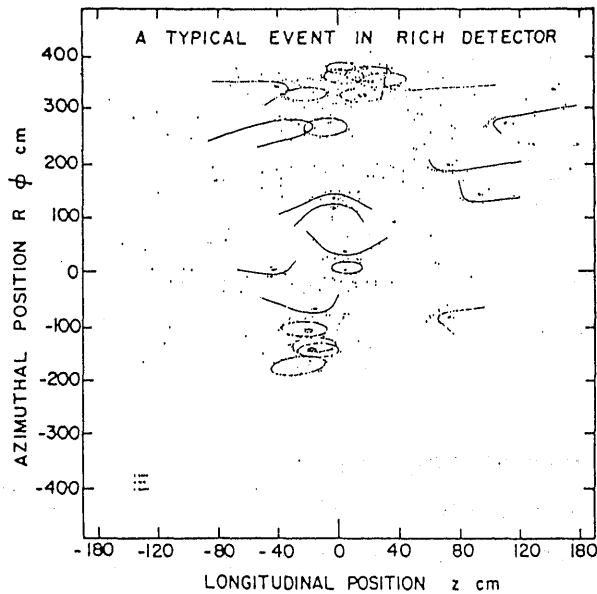


Fig. 18 A typical event showing ring images from 20 particles in a two-jet event

気体に対する気体ラディエーターに対して期待された分解能を示している。液体と気体のラディエーター間の K-P 検証における重なるの欠如は又、Fig. 17 に示されている。8GeV/c 以上ではガス検出器は完全に有効であり、液体ラディエーターは垂直入射の近くでのみこの限界とつり合っている。Fig. 18 はどのようにして典型的な 2-ジェット・モンテ・カルロイベント (80GeV での) が漂流円筒管の中でのようであるかを示している。イベントの型についての入手出来る情報を用いて、(TPC によって準備されるべきであるが) どの粒子の一部が正しく検証されるかを研究することが出来る。結果は Fig. 19 に、孤立している粒子とジェット粒子について示されており、P-K ホール効果を簡単に知ることが出来る。

§ 6 DELPHI barrel RICH 原型

十分な大きさの DELPHI barrel RICH は1983年に大きい RICH 系の可能性と動作を研究するために建設された。

原型は最終的な検出器と同じ配置を持っている。それは十分な長さを持ち、立体的に 25° の扇型を含む (Fig. 20, Fig. 21)。それは3本の $18 \times 5.2 \text{ cm}^2$ の内部平均断面積を持つ 170cm 長の感光性漂流管からなり、15cm 下にはシングル液体ラディエーター (C_6F_{14}) がある。中央の漂流体積の上に、気体ラディエーターと1つの放物面鏡と3つの球面鏡の列がある。イソブタン ($\gamma_T=18$) と過フッ化ペンタン C_5F_{12} ($\gamma_T=16.8$) が大気圧のもとでラディエーターとして用いられてきた。これらの構成要素が内径 90cm で 2.5m の円筒コンテナの中に貯えられている。

§ 6・1 電場形成系

液体ラディエーター箱と漂流管はハイブリッド技術を用いて建設されている。それは透明でない強化ガラスファイバー酸化物と、透明でなければならない水晶板によって作られている。

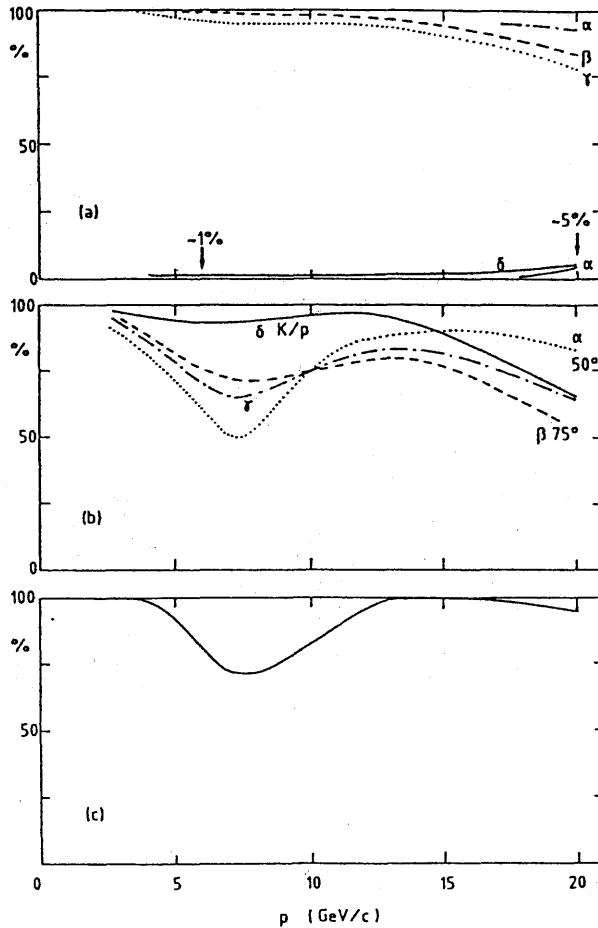


Fig. 19 Particle identification in the Barrel RICH (preliminary):

- (a) for pions : α indicates what was quoted in the TP, β is the efficiency of correct answer for isolated pions and γ is for pions in $b\bar{b}$ jets. The jets were generated at $\theta=75^\circ$ (angle to the beam axis). δ gives the probability of calling a pion something else, most of the time a K at high momentum
- (b) for kaons : α and β give the efficiency of the correct answer for K in $b\bar{b}$ jets generated at 50 and 75° respectively ; γ is a mean value, weighted by the solid angle ; δ is giving the probability that a kaon is identified as a kaon or a proton
- (c) for protons : ambiguous exclusively with K in the dip region

すべての表面は、漂流方向 Z にそって 2.54mm ごとに限定されたポテンシャルを持っている。これは酸化物部分へ板とにかわ状の粒子を運ぶ印刷回路 Kapton 金属片によって、又水晶板のまわりを包む 100μ の CuBe ワイヤーによってなされる。振動を避けるために、コンテナそれ自身 5μ の銅製の薄板の30の層から出来ており、真空のもとで矯正された 0.8mm の強化ガラスの酸化物によって分離される。これら銅製の薄板は、長さや立体角を増して中央の高圧板からアースするためにポテンシャルをいちばん奥からいちばん外側の層へ徐々に運ぶ。コンテナ

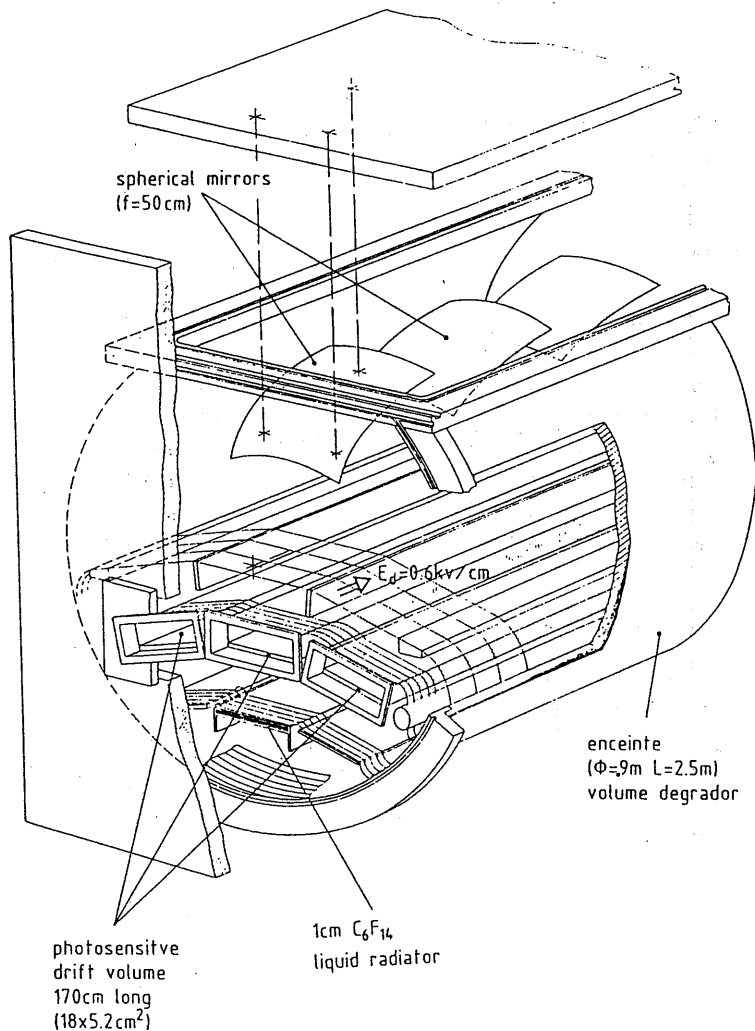


Fig. 20 Artist's view of the DELPHI barrel RICH prototype.

の内部は Kapton 印刷回路を覆され、2.54mm ごとに再び板を運ぶ。同じ電圧のすべての板と銅の薄板は簡単な接続子で一緒に連結され、漂流電場の良い均一性を確かめる1つの分離鎖の代りをする。600Vcm⁻¹の電場に対する100kVに到る高電圧が用いられた。ほとんどのテストは最高電圧で0.6mAの分離鎖電流を用いてなされた。すべての検出器は熱的に孤立していて、35°まで熱される。

電場の質は10GeVc⁻¹の漂流箱を通るパイオンビームを用いてテストされた。検出器のすべてのワイヤーについての平均で、直線からの分散がちょうどσ²であり、平均漂流時間Tは漂流方向Zについて線型に増加する (Fig. 22)。獲得したデータから、漂流体積中の縦方向電場の不均一性が3%以下で、CH₄-iso-C₄H₁₀混合気体に対して用いられた拡散係数は170μcm/√cmで、公表されたデータとよく一致している。拡散と電場の不均一性による損失を避けるために、漂流管の寸法はわずかに円錐形になっている。

§ 6・2 漂流管のイメージング誤差

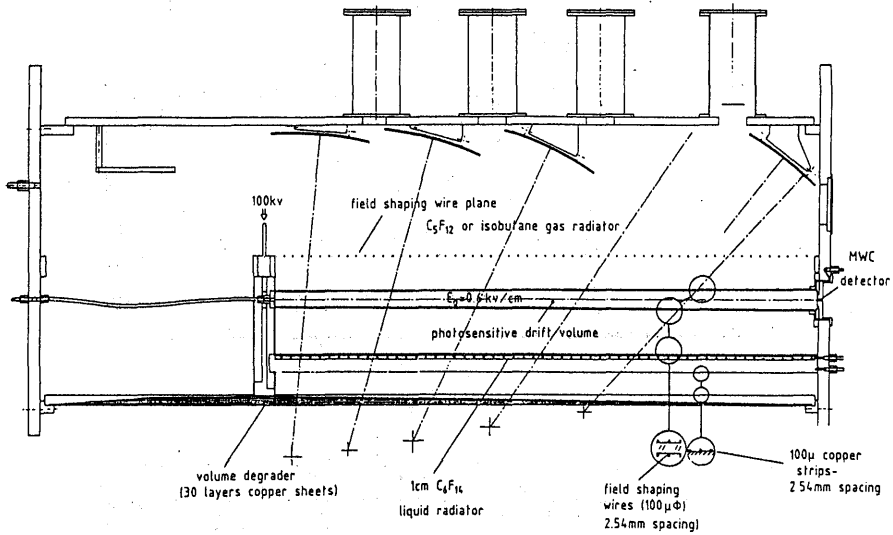


Fig. 21 Longitudinal cut of the DELPHI barrel RICH prototype.

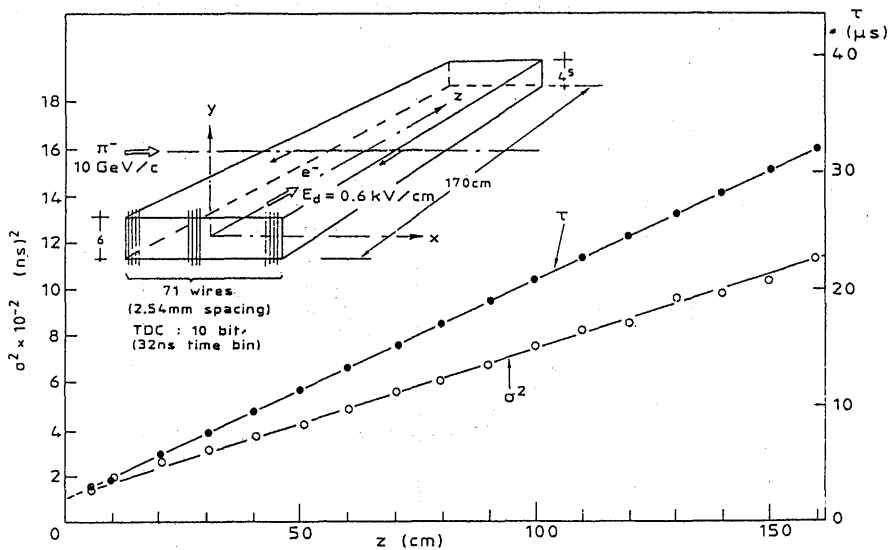


Fig. 22 Variation of drift time τ and diffusion σ^2 with drift distance.

2cm に到る横方向の厳しい誤差が漂流管の中でみつけられた。漂流している電子は管の中心方向におしやられている。この分布は漂流管の中の陽イオンによって起こされた。それは3つの異なる距離において遮蔽の中に等しい間隔にある小さな穴をととして漂流体積を照らす一組の紫外線フラッシュランプ (Fig. 23) を用いて研究された。1秒間に5回の割合でするフラッシュは2つの連続するフラッシュの間のすべての陽イオンを集めるのに十分低い回数である。1立方cm ごとのイオンが 1.5×10^7 個になるまで空間荷電は高振動数でランダムに走る追加的なフラッシュランプを用いて生じる。

Fig. 24 は、1例として、1点にそそぐ光の観測位置と理論位置の間の偏差 $X_{\text{meas}} - X_{\text{th}}$ を1mの

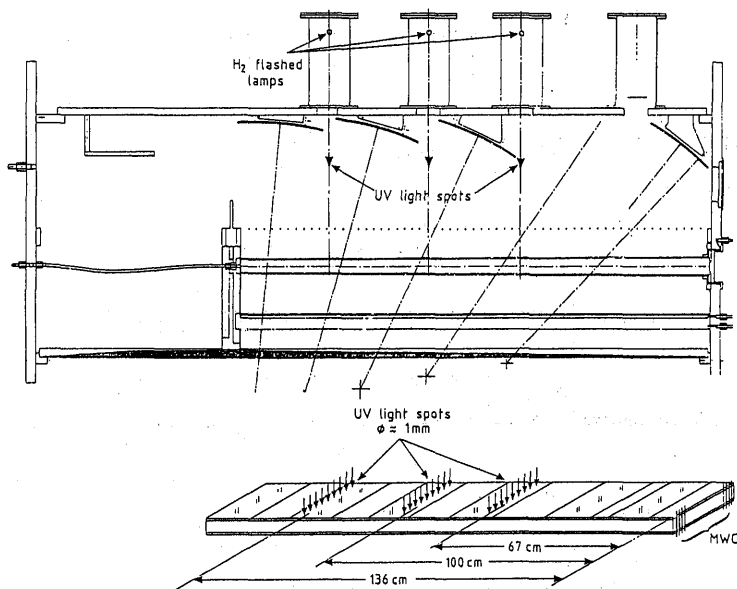


Fig. 23 Ultraviolet flash-lamp set-up for the study of imaging errors.

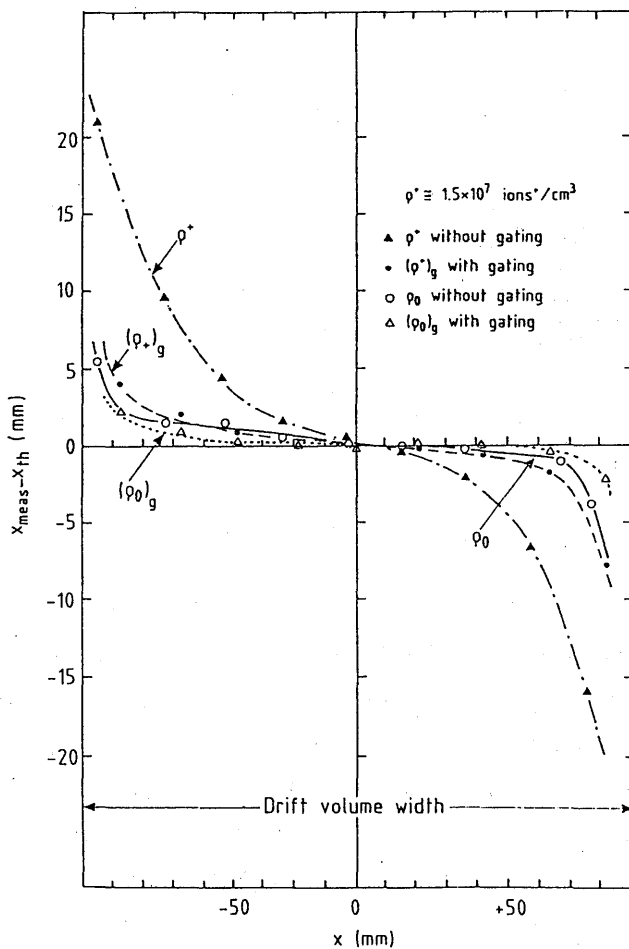


Fig. 24a Deviation $\Delta x = x_{\text{meas}} - x_{\text{th}}$ for different space-charge and gating conditions.

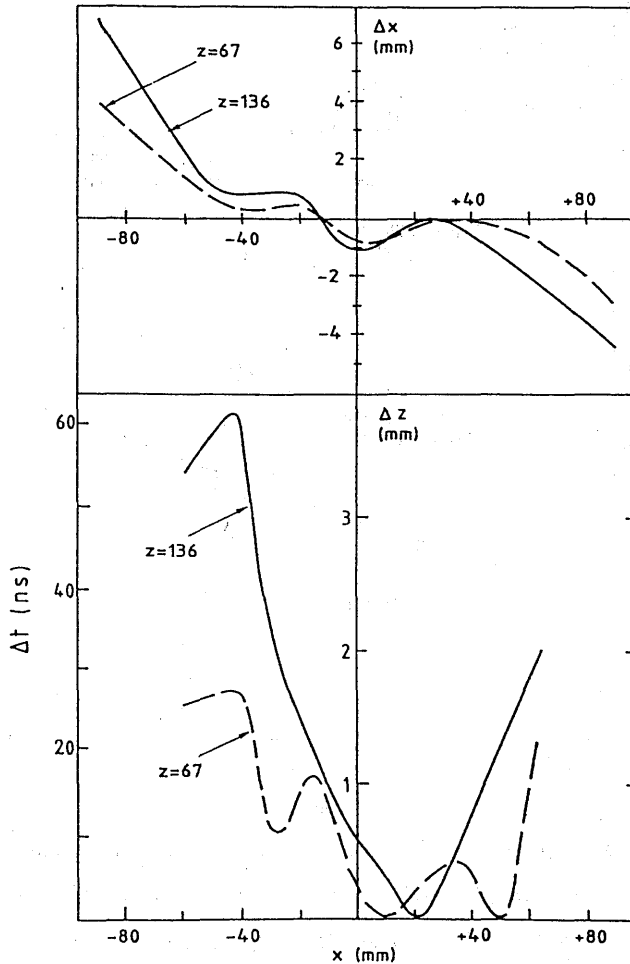


Fig. 24b Δx and Δz at very low beam intensity ($100 \pi^-/s$).

漂流距離に対して示している。側面の壁の近くのゆらぎは、 1cm^2 ごとに又、テストビーム条件に対して、全く代表的な1形状ごとの空間荷電 1.5×10^7 個のイオンに対して、実際に大きい ($=20\text{mm}$)。ねじれは空間荷電を消すか又は MWPC の中への伝達をゲーティングするかによって極端に縮小する。しかしながら、もしそれらが補正として用いられないならば、系統誤差を生ずる残留ゆらぎが残る。よく似た集中が直交方向に存在する。それは側面の壁にそうよりも、 $X=0$ のまわりの管の中心領域において、より重要である。漂流時間の X と Y 従属の変化が又観察される。Fig. 24 は大変低いビーム強度でのこぼれの間フラッシュランプで測られた、 X と Z に対する管のイメージング誤差を示している。

§ 6・3 リンゲイメージングテスト

良いチェレンコフリングイメージに対する最も重要な原料は、きれいな空気と液体とその性質の永久の検査である。すべての気体は Oxisorb 系の1つ又は2つの層で純粋にされ、液体ラディエーターは Oxisorb 包葉をとおして、閉じられた回路によってきれいにされる。不十分な

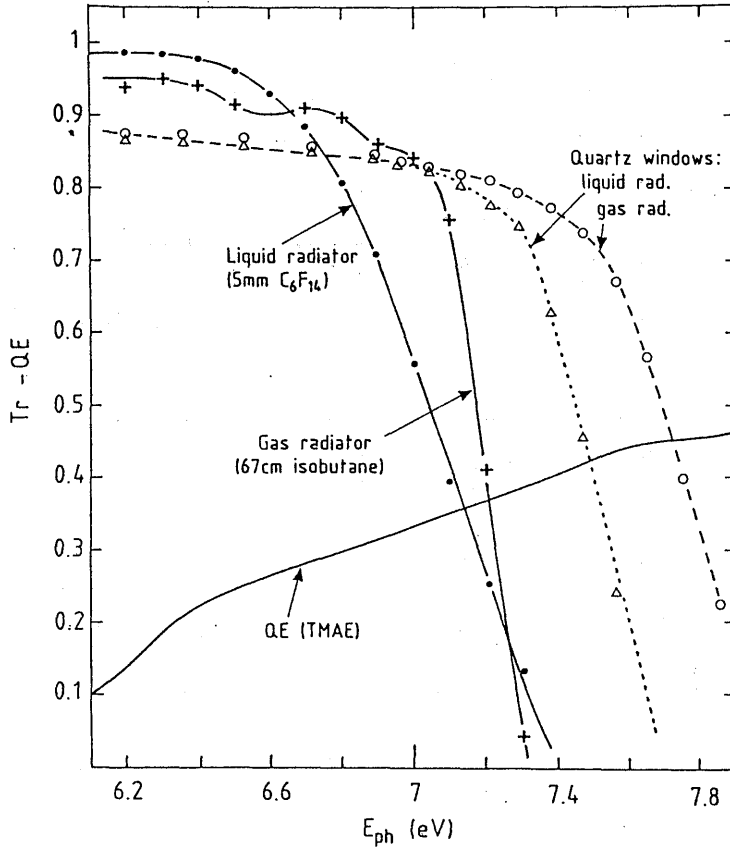


Fig. 25 Typical measured transmission of windows and radiators.

掃除は簡単に70%の光電子の損失となる。ラディエーター中での紫外線光子の平均自由行程と変換（漂流）体積はモノクロメーターを用いて検査される。TMAEに対するキャリアーガスを満たしている酸素は商業用の酸素メーターを用いて測られ、1ppm以下に保たれる。典型的なラディエーター透過率はFig. 25に示されている。水晶透過率とTMAE量子効果も合わせて示されている。これら測定された値はモンテ・カルロ・シミュレーションの入力として用いられている。

§ 6・3 検出器に関するビームの効果

原型は3個のminitube検出器とともに装備された。超印象的なリング・イメージは10 GeV/cの50個のピオンからこの配置で得られ、Fig. 26に示されている。人はビームが漂流体積を横切る点を見ることが出来（senseワイヤーに平行に）、そして液体と気体のラディエーターからのリングを見ることが出来る。CH₄+C₂H₆+TMAE混合気体における光子の平均自由行程は約4cm (T_{TMAE}=15°C)で、漂流距離は平均して50cmである。Fig. 27はビーム粒子の電離跡の大きいなだれによって再吸収された光子が成生されたためのパルス後に示されたビーム領域のヒットされた展望である。これら大きいなだれは又、前置増幅器における長い不感時間の原因となり、ビームの背後のからっぽの領域を生ずる。パルス後の漂流時間は又Fig. 27

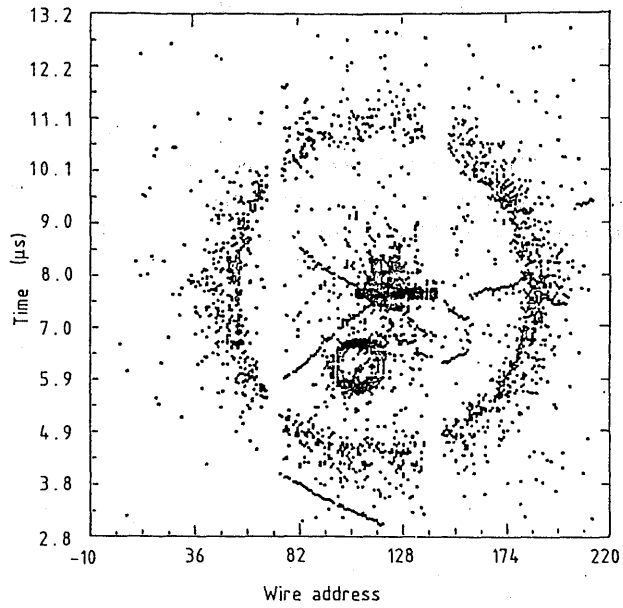


Fig. 26 Superimposed rings from liquid and gas radiators at a drift distance of 46cm and a TMAE temperature of 15°C

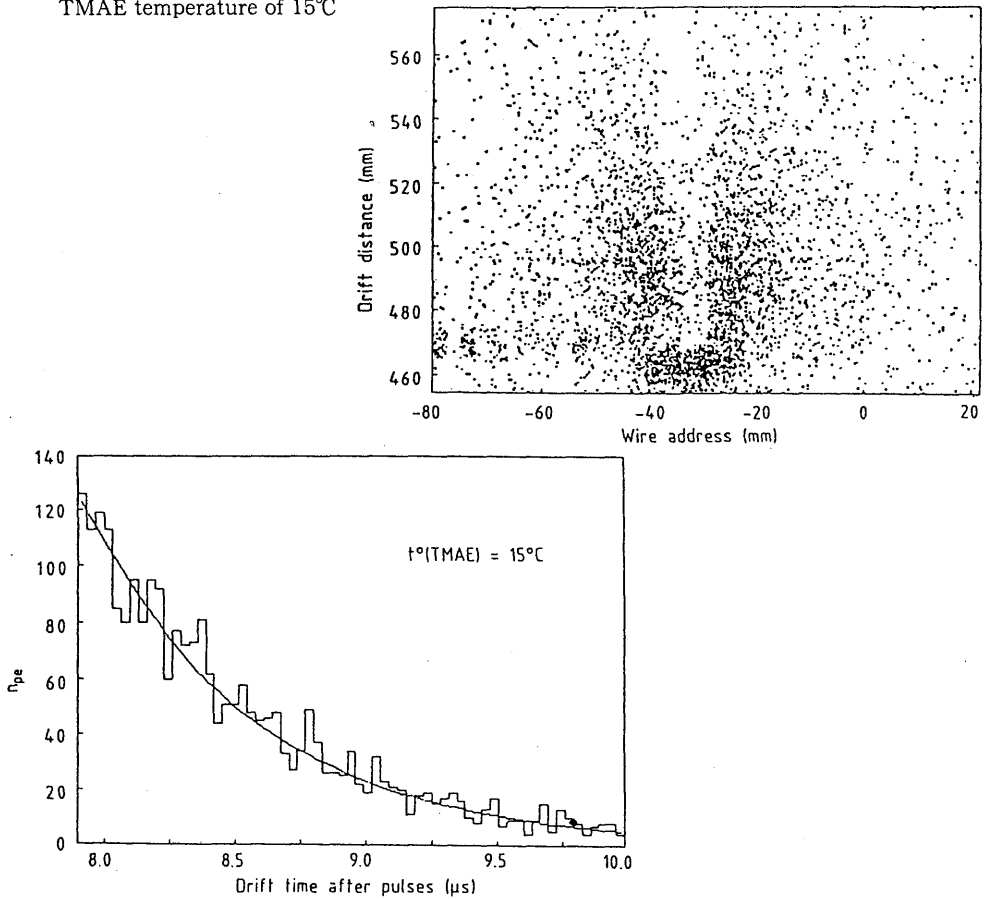


Fig. 27 Expanded view of the beam region of fig. 17, and time distribution of reabsorbed photons.

に示されている。その指数分布はモノクロメーターで測定された平均自由行程と大変よく合う光子の平均自由行程を持つ。

reference

Hans-Jürgen Besch "The Art and Science of Cherenkov Ring Imaging" World Scientific ("e⁺e⁻Physics at High Energy" proceedings of the 14th international winter meeting on fundamental physics-17~22 March 1986, Sant Feliu de guixols, Catalonia Spainの中に掲載されている)

(原稿受理 1991年11月29日)