HAL
open science

Les compteurs Cherenkov : applications et limites pour l'identification des particules. Développements et perspectives

J. Seguinot

To cite this version:

J. Seguinot. Les compteurs Cherenkov : applications et limites pour l'identification des particules. Développements et perspectives. École thématique. Ecole Joliot Curie "Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules", Maubuisson, (France), du 26-30 septembre 1988 : 7ème session, 1988. cel-00645583

HAL Id: cel-00645583

https://cel.hal.science/cel-00645583v1

Submitted on 28 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LES COMPTEURS CHERENKOV : APPLICATIONS ET LIMITES POUR L'IDENTIFICATION DES PARTICULES. DEVELOPPEMENTS ET PERSPECTIVES

J. Séguinot

Collège de France, 11 place Marcellin Berthelot, F-75005 Paris, France

Résumé: Après un rappel des propriétés fondamentales de la radiation Cherenkov et des milieux radiatifs, l'application de cette radiation pour l'identification des particules est étudiée et les limites de la séparation discutées. Les divers types de compteurs Cherenkov et leurs performances sont décrits. Une grande partie du cours est consacrée aux développements de la technique du «Ring Imaging Cherenkov» et de ses perspectives auprès des futurs collisionneurs hadroniques.

Abstract: After recalling the fundamental properties of Cherenkov radiation and of radiative media, the application of this radiation for the identification of particles is studied and the limitations on particle separation are discussed. The various types of Cherenkov counters as well as their performance are described. A large part of the course is devoted to the developments of the 'Ring-Imaging Cherenkov' technique and to the perspectives for its use at the future hadron colliders.

CHAPITRE I : INTRODUCTION

1. L'IDENTIFICATION DES PARTICULES ET DES IONS LOURDS RELATIVISTES

La radiation Cherenkov est une émission de lumière détectable, dont l'importance fondamentale est de permettre l'identification des particules par une détermination de leur masse, tout particulièrement à haute énergie où sa contribution est unique. Pour cette raison, depuis sa découverte il y a environ 50 années, l'effet Cherenkov a engendré un extraordinaire développement de détecteurs, les compteurs Cherenkov, qui sont étudiés dans ce cours.

Puisque la mesure directe de la masse m est impossible pour des particules stables, *deux* variables cinématiques, dont *une* fonction de m, sont nécessaires pour la déterminer. Le tableau I.1 donne quelques exemples de combinaisons cinématiques utilisées en physique nucléaire et en physique des particules. Chacune de ces techniques a ses limites cinématiques à l'intérieur desquelles elle est appropriée. En physique des particules, une des variables est toujours l'impulsion p. La seconde variable cinématique naturelle est par conséquent la vitesse βc de la particule.

Pour une particule isolée, la précision dm/m avec laquelle m est déterminée est

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{m}\, d\left(\frac{p}{\gamma\beta}\right) = \gamma^2 \frac{d\beta}{\beta} + \frac{dp}{p} = \frac{1}{\beta^2}\frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{dp}{p}. \tag{I.1}$$

Pour les couples de particules les plus courantes, de masse m_1 et m_2:

	μ–π	π–K	K–p	Σ–Ξ
$\frac{m_2 - m_1}{m_1}$	0,86	2,55	0,903	0,103

Tableau I.1
Les diverses méthodes de détermination de la masse d'une particule

Variables cinématiques	Techniques expérimentales	Applications
p/v	Déflexion magnét./Temps de vol, cpteurs Cherenkov	Phys. particules Phys. nucl. HE
E/v	Parcours/Temps de vol	Phys. nucléaire
p/(dE/dx)	Déflexion magnét./Chambre à projection temp. (TPC)	Phys. particules p < qques GeV/c
p/(E/m)	Déflexion magnét./Radiation de transition	Phys. particules (ident. électrons)
p/E	Déflexion magnét./Parcours	Phys. nucléaire Phys. particules à BE

E = énergie
p = $\beta\gamma m$ = impulsion
$\beta = v/c$, γ = facteur de Lorentz = $(1-\beta^2)^{-1/2}$
$\frac{dE}{dx}$ = ionisation spécifique

Ces valeurs montrent, par comparaison avec la relation (I.1), qu'une résolution $\Delta p/p$ modeste ($\Delta p/p \lesssim 10\%$ ou, par exemple, $\Delta p/p^2 < 1\%$ pour une séparation π-K) est suffisante pour identifier une particule, l'erreur $\Delta m/m$ étant généralement dominée largement par le terme $\gamma^2 (\Delta\beta/\beta)$.

On calcule aisément que

$$m_2^2 - m_1^2 = p^2 \frac{\Delta\beta\,(\beta_1 + \beta_2)}{(\beta_1\beta_2)^2},$$

ou, avec une bonne approximation,

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{m_1,m_2} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2}. \tag{I.2}$$

La figure I.1 montre la variation calculée de $\Delta\beta/\beta$ comme une fonction de p pour divers couples de particules afin d'illustrer les résolutions nécessaires à leur séparation.

La mesure de la vitesse des particules par la *mesure du temps de vol* τ sur une distance L ($\tau = L/\beta c$) permet d'obtenir une résolution

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta\tau}{L}\beta c. \tag{I.3}$$

Pour une distance L = 1 m et une résolution exceptionnelle $\Delta\tau$ = 50 ps, la relation (I.3) donne $\Delta\beta = 1{,}5 \times 10^{-2}\,\beta^2$. Une telle résolution permettrait, suivant la figure I.1 la séparation π-K à environ 3 GeV/c et à seulement 800 MeV/c pour une séparation avec 4,2 déviations standard [$n_\sigma = (m_K - m_\pi)/\Delta m = 4{,}2$] correspondant à une probabilité de 1% d'identifier un K comme un π. Ces résultats montrent bien les limitations de la technique.

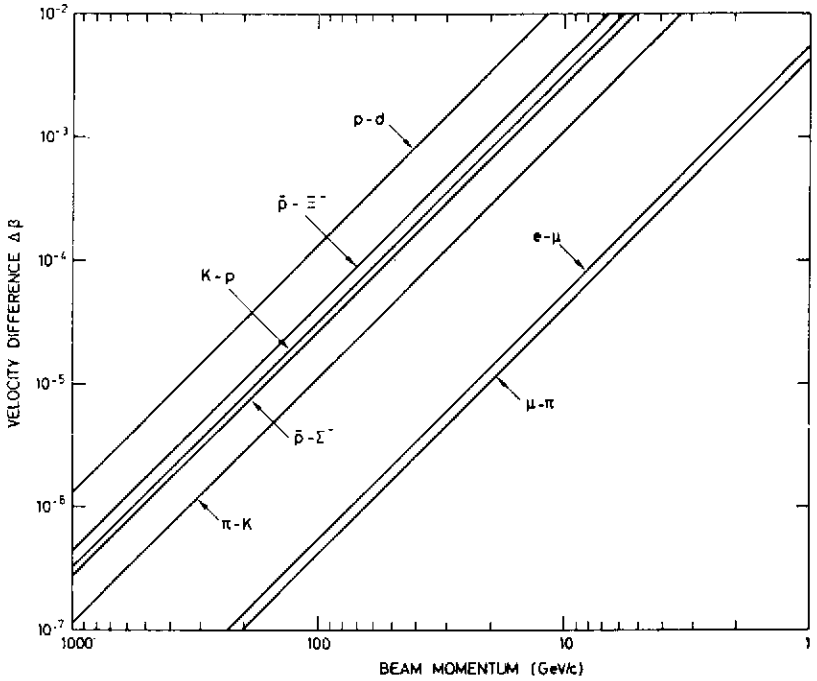

Fig. I.1 Variation de la différence de vitesse $\Delta\beta$ en fonction de l'impulsion p pour divers couples de particules.

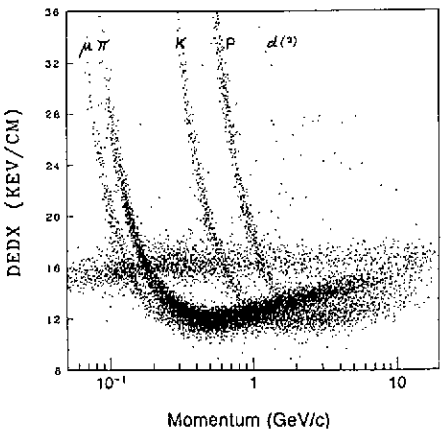

Fig. I.2 Variation de l'ionisation spécifique dE/dx mesurée avec la TPC de Berkeley en fonction de l'impulsion.

L'identification des particules par la *mesure de l'ionisation spécifique* dE/dx associée à la *mesure de l'impulsion* est illustrée par la figure I.2. Les résultats ont été obtenus avec la chambre à projection temporelle (TPC) de Berkeley [1]. Ils sont commentés dans le cours de F. Sauli. La figure montre clairement que la séparation ne peut être étendue que jusqu'à quelques GeV/c grâce à la légère remontée relativiste de la perte d'énergie.

L'importance de la radiation Cherenkov est de permettre la mesure de la vitesse des particules chargées dans l'intervalle $10^{-7} < \Delta\beta < 10^{-2}$ de la figure I.1, et par conséquent d'assurer l'identification des particules à très haute énergie. C'est une *mesure unique*.

D'autre part, la radiation Cherenkov, qui est sensible à la charge Ze de la particule, offre en physique nucléaire la possibilité d'identifier des ions lourds relativistes.

2. HISTORIQUE

L'observation par Mme Curie, dès 1910, d'une émission de lumière bleutée dans des solutions concentrées transparentes de radium est bien antérieure à la compréhension du phénomène. Les premiers tests, qui furent effectués par Mallet entre 1926 et 1929 par des observations visuelles ou photographiques, montrèrent que le spectre d'émission de cette lumière était continu, contrairement aux spectres de lignes caractéristiques de la fluorescence largement étudiée pendant cette période. Aucune explication du phénomène ne fut alors proposée. Ce sont les travaux exhaustifs de Cherenkov [2], entre 1934 et 1938, qui fournirent une description de la radiation qui porte son nom et lui valurent le prix Nobel de Physique en 1938. Ses travaux sont remarquables par leur simplicité, et par l'accord des résultats obtenus avec la théorie dérivée de l'électromagnétisme classique, proposée par Frank et Tamm [3] en 1937. Ginsburg [4], en 1940, donna une théorie quantique de l'effet Cherenkov.

Les développements expérimentaux utilisant les propriétés de la radiation décollèrent seulement à partir de 1947 avec l'avènement du *photomultiplicateur*. La première proposition, par Getting [5], d'un système optique pour focaliser la lumière Cherenkov date de la même année. Ce n'est qu'en 1951 que Jelley [6] détecta pour la première fois des particules chargées individuelles, dans un radiateur d'eau au moyen de photomultiplicateurs, et que fut proposé, par Mather et Marshall [7], l'emploi de compteurs Cherenkov pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires auprès d'accélérateurs. En 1953, Ascoli [8] observa l'émission de lumière dans un gaz et, pour la première fois, Galbraith et Jelley [9] détectèrent dans le ciel des impulsions de lumière générées par des rayons cosmiques.

La contribution de cette nouvelle technique fut déterminante pour la découverte de l'antiproton, en 1955, par Chamberlain, Segré, Wiegand et Ypsilantis [10], grâce à l'emploi des premiers compteurs Cherenkov différentiels à radiateur liquide. Les premiers compteurs différentiels gazeux pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires avec une résolution $\Delta\beta \simeq 10^{-4}$ apparurent en 1961, mais c'est Meunier [11] qui poussa leur développement aux limites extrêmes des raffinements de l'optique. En 1962, il réalisa le premier compteur différentiel liquide optiquement corrigé et partiellement achromatique, appelé compteur DISC [12] (pour l'anglais Differential Isochronous Self-Collimating), avec une résolution $\Delta\beta = 5 \times 10^{-3}$ à 5 GeV/c, et en 1964 un compteur DISC gazeux [13] avec lequel il obtint une résolution $10^{-7} < \Delta\beta < 10^{-6}$.

En 1977, l'auteur et Ypsilantis [14] effectuèrent les premiers essais de photodétecteurs dans l'ultraviolet, utilisant *la photo-ionisation* de vapeurs organiques pour détecter la *radiation Cherenkov UV* au moyen de chambres proportionnelles multifils pour la localisation des photo-électrons, et mesurer la *vitesse de particules individuelles* sur de grandes surfaces et dans un *grand angle solide*. Cette méthode est connue sous le nom de technique RICH (pour Ring Imaging CHerenkov technique ou compteurs Cherenkov à focalisation annulaire).

Depuis, la technique a été largement développée. Utilisée pour la première fois dans une expérience au FNAL en 1981–1983 par Charpak, Sauli et leurs collaborateurs [15], pour la séparation π–K à 200 GeV/c, la technique trouve actuellement son application la plus spectaculaire pour l'identification des particules entre 1 et 30 GeV/c, sur des surfaces de détection de 50 m^2 environ, auprès des collisionneurs électron–positon LEP au CERN [16] et SLC à Stanford [17], et son développement se poursuit pour les futurs collisionneurs hadroniques à très hautes énergies (LHC au CERN, SSC aux États-Unis) et à haut taux d'interactions ($10^8\ s^{-1}$), pour obtenir une séparation π–K jusqu'à 2 à 300 GeV/c.

Ce sont les développements expérimentaux des cinquante années depuis les travaux de Cherenkov qui seront discutés.

CHAPITRE II : LES BASES DE LA TECHNIQUE

1. LA RADIATION CHERENKOV ET SES PROPRIÉTÉS

Le lecteur intéressé par une étude détaillée de la radiation Cherenkov, de sa découverte et de ses propriétés, devrait consulter l'excellent et fondamental ouvrage de synthèse de Jelley [18], duquel sont extraites certaines parties du présent chapitre.

1.1 La formation de la radiation Cherenkov

1.1.1 Description phénoménologique de la radiation

Supposons qu'un électron lent traverse un milieu diélectrique, transparent et dense (fig. II.1a), suivant la trajectoire AB. A un instant particulier dans le temps, le champ électrique de l'électron, localisé en P, distord les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Le milieu devient ainsi polarisé. L'orientation indiquée du dipôle est évidemment une fonction de la charge de la particule incidente et serait opposée si celle-ci était un proton. Lorsque l'électron s'est déplacé en P', les atomes distordus en P retournent à leur état initial. Ainsi, lorsque la particule traverse le milieu, chaque élément ΔL de la trajectoire reçoit une brève impulsion électromagnétique (e.m.). Cependant, il y a symétrie totale, azimutale et longitudinale, du champ de polarisation, de sorte qu'il n'existe aucun champ électrique résultant à grande distance de la trajectoire; par conséquent, aucune radiation n'est émise.

Si maintenant l'électron se déplace rapidement, avec une vitesse comparable à celle de la lumière dans le milieu (fig. II.1b), le comportement est tout à fait différent. Dans ce cas, le champ électrique de polarisation conserve une symétrie azimutale autour de la trajectoire, et il existe un champ dipolaire résultant le long de la trace, qui sera apparent même à de grandes distances de la trajectoire. Chaque élément ΔL *émettra* ainsi une brève impulsion électromagnétique. Il y aura une radiation répartie sur une bande de fréquences correspondant aux différentes composantes de Fourier de cette impulsion.

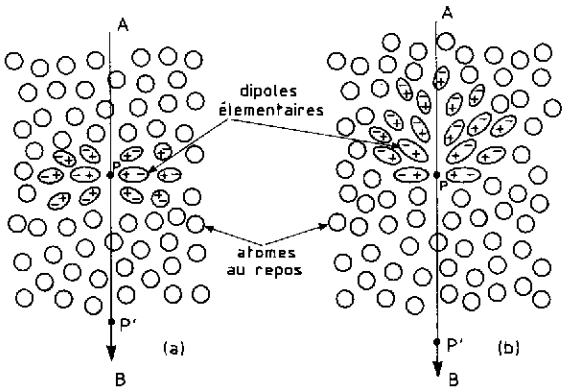

Fig. II.1 Principe de la polarisation d'un milieu diélectrique par le passage d'une particule chargée négativement a) à basse vitesse, b) à haute vitesse.

1.1.2 La relation Cherenkov

Dans le cas général, les ondes sphériques émises par chaque élément de la trajectoire interfèrent destructivement, de sorte qu'en un point distant l'intensité du champ résultant est encore nulle. Cependant, si la vitesse de la particule est plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que ces ondes deviennent en phase; ainsi, en un point d'observation distant de la trajectoire, il y aurait un champ résultant. Ceci est facilement compris en observant la construction de Huygens (fig. II.2), qui montre qu'il y

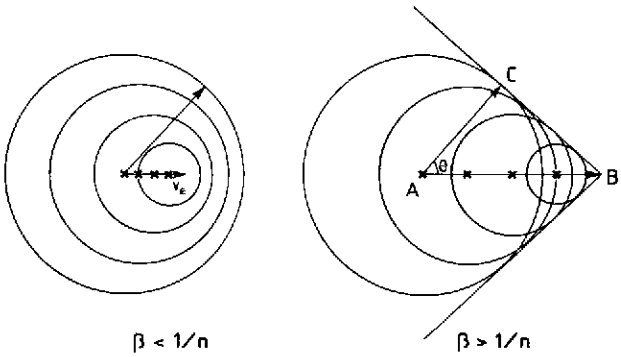

Fig. II.2 Construction de Huygens pour illustrer la cohérence des ondes sphériques émises lorsque la vitesse de la particule est supérieure à c/n.

a interférence constructive des ondes radiées en chaque point de la trajectoire lorsque la particule traverse le segment AB avec la vitesse βc, dans le même temps $\Delta\tau$ que l'onde se propage de A à C avec la vitesse c/n (c = vitesse de la lumière dans le vide, n = indice de réfraction du milieu).

L'onde de choc qui est formée est émise à l'angle θ, défini par la relation

$$\cos\theta = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n)\,\Delta\tau}{\beta c\,\Delta\tau},$$

ou

$$\boxed{\cos\theta = \frac{1}{\beta n}.} \qquad \text{(II.1)}$$

Cette relation est connue comme la *relation Cherenkov*.

Remarques:

i) Il y a cohérence des ondes radiées si la longueur de la trajectoire est plus grande que la longueur d'onde λ. Autrement, il y a diffraction, et la lumière est distribuée dans un intervalle angulaire $\delta\theta \simeq \lambda/L \sin\theta$ au lieu d'apparaître *seulement à l'angle* θ donné par la relation Cherenkov.

ii) La relation Cherenkov est théoriquement un phénomène d'onde de choc e.m., similaire aux émissions de front d'ondes acoustiques émises par un avion supersonique.

Conséquences de la relation Cherenkov:

i) Pour un indice de réfraction n fixé il y a un seuil $\beta_{min} = 1/n$ au-dessous duquel il n'y a aucune radiation émise. Au seuil ($\theta = 0$), le facteur de Lorentz est

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \qquad \text{(II.2)}$$

et pour $\beta = 1$ ($\gamma^{(\infty)}$), l'angle θ tend vers un maximum $\theta_{max} = \arccos(1/n)$.

ii) La radiation Cherenkov existe dans les domaines visible et UV de la lumière pour lesquels $n > 1$. Elle est exclue dans les longueurs d'onde des rayons X, puisque $n < 1$, mais il peut alors y avoir émission de micro-ondes ($0{,}01 < \lambda < 1$ cm) en l'absence de bandes d'absorption.

1.1.3 La formation du cône Cherenkov et les vecteurs polarisation

La figure II.2 a été tracée dans un plan seulement. Il y a évidemment une complète symétrie de *l'émission de la lumière* autour de l'axe de propagation de la particule, *suivant un cône d'angle* θ à partir de chaque élément de la trajectoire (fig. II.3).

La polarisation est telle que le vecteur champ électrique $\vec{E}$ est partout normal à la surface du cône et le vecteur champ magnétique $\vec{H}$ tangent à cette même surface.

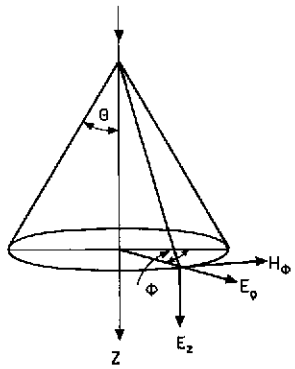

Fig. II.3 La formation du cône Cherenkov et les vecteurs polarisation

Remarques:

L'effet Cherenkov ne doit pas être confondu avec une radiation d'excitation ou de recombinaison associée avec l'ionisation causée par la particule, ni confondu avec la radiation bremsstrahlung due à l'accélération de la particule lorsqu'elle rentre dans le champ électrostatique du noyau atomique. La radiation Cherenkov résulte des propriétés macroscopiques du milieu, alors que le bremsstrahlung dépend de la structure microscopique du matériau.

Enfin, la radiation Cherenkov doit être dissociée de la radiation de transition, qui résulte des effets de transition aux surfaces limites du milieu radiatif, et qui sont complémentaires.

1.2 L'intensité de la radiation

D'après la théorie électromagnétique de Frank et Tamm [3], le nombre de photons N_{ph} émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un élément de longueur de trajectoire dL est

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL\,d\lambda} = 2\pi\,\alpha\,Z^2\,\frac{\sin^2\theta}{\lambda^2}, \tag{II.3}$$

avec α = constante de structure fine ($\sim 1/137$),
Ze = charge de la particule,
λ = longueur d'onde de la radiation,
$\cos\theta = 1/\beta n$.

Le nombre N_{ph} est proportionnel à Z^2. Cette propriété, soulignée dans le chapitre I, est utilisée en physique nucléaire pour l'identification des noyaux. Pour $Z = 1$, en milieu solide, on calcule aisément que l'énergie radiée entre 200 et 600 nm par une particule de $\beta = 1$ est d'environ 1 keV/cm, soit 1% environ de l'énergie perdue par ionisation.

Relations utiles importantes:

i) Energie d'un photon de longueur d'onde λ:

$$E_{ph} = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = 2\pi\hbar\frac{c}{\lambda},$$

soit

$$\boxed{E_{ph}\,(\mathrm{eV}) = \frac{1240}{\lambda\,(\mathrm{nm})}\,.} \tag{II.4}$$

ii) Nombre de photons émis par intervalle d'énergie dE,

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL\,dE} = \frac{d^2N_{ph}}{dL\,d\lambda}\,\frac{d\lambda}{dE}$$

$$= \frac{\lambda^2}{2\pi\hbar c}\,\frac{d^2N_{ph}}{dL\,d\lambda},$$

soit, en utilisant la relation (II.3):

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL\,dE} = \frac{\alpha\,Z^2}{\hbar c}\sin^2\theta\,.$$

ou

$$\boxed{\frac{d^2N_{ph}}{dL\,dE} = 370\,Z^2\sin^2\theta\,.} \tag{II.5}$$

Pour θ (ou n) fixé,

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL\,d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2}$$

alors que

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL\,dE} \propto \text{cst}\,.$$

Pour cette raison il est rationnel d'exprimer le nombre de photons émis par eV d'intervalle d'énergie.

Le tableau II.1 donne quelques exemples d'émission par électronvolt et centimètre de trajectoire pour une particule ($Z = 1$) à $\beta = 1$, pour des radiateurs gazeux, liquides et solides.

Tableau II.1

Angle Cherenkov maximum et nombre de photons émis pour quelques radiateurs gazeux, liquides et solides

Milieu	n	θ (°)	N_{ph} ($eV^{-1}\cdot cm^{-1}$)
Hélium	1,000035	0,48	0,026
Air	1,000283	1,36	0,208
Isobutane	1,00127	2,89	0,941
Freon	1,233	35,8	126,6
Eau	1,33	41,2	160,8
Quartz	1,46	46,7	196,4
BGO	2,15	62,3	290

2. LA MESURE DE LA VITESSE DES PARTICULES PAR LA MESURE DE L'ANGLE CHERENKOV

La *discrimination de l'intensité de la radiation* est une méthode généralement inutilisable pour mesurer β. L'intensité varie avec $\sin^2\theta = 1 - (1/\beta^2 n^2)$, mais la *faible quantité de lumière* qui peut *être détectée* conduit généralement à de *larges fluctuations statistiques,* et par conséquent à de grandes erreurs dans la détermination de la vitesse.

L'angle d'émission θ de la *lumière* n'est pas sujet à des fluctuations statistiques et dépend uniquement de n et de β. La mesure de θ est par conséquent une *méthode précise pour mesurer* β puisque la fluctuation de l'intensité affecte l'efficacité de la détection mais pas sa précision: c'est une *situation expérimentale unique.*

En fait les milieux radiatifs, ou *radiateurs,* sont *dispersifs:* L'indice de réfraction n variant avec l'énergie des photons E, l'angle d'émission $\theta = \arccos\,[1/\beta n(E)]$ et l'intensité de la radiation (fig. II.4) varient dans l'intervalle d'acceptance en énergie ΔE du détecteur de photons (photodétecteur).

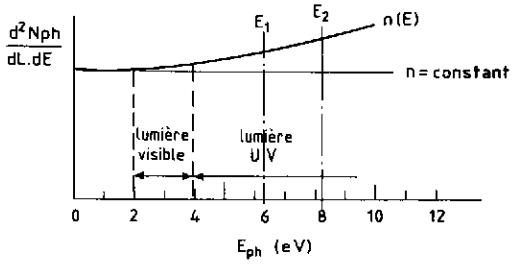

Fig. II.4 Variation du nombre de photons émis par unité de longueur de radiateur et d'énergie des photons, en fonction de leur énergie.

La dispersion $\Delta\theta$ de l'angle Cherenkov des photons détectés détermine *l'erreur chromatique* des compteurs Cherenkov. La minimisation de cette erreur, proportionnelle à l'acceptance ΔE, est un compromis avec l'intensité détectée.

2.1 Les limites de la méthode pour la séparation des particules

La figure II.5 montre, pour un radiateur gazeux, la variation de l'angle Cherenkov normalisé $\theta_n = \theta/\theta_{max}$ en fonction du facteur de Lorentz normalisé $\gamma_n = \gamma/\gamma_s$ (θ_{max} = angle Cherenkov maximum pour $\beta = 1$, γ_s = facteur de Lorentz au seuil) pour des π, K et p. Pour tous les gaz à p_{atm} ($n - 1 \ll 1$), l'angle Cherenkov est petit. Par conséquent,

$$\theta_{max} \approx \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2} = \frac{1}{\gamma_s}.$$

Près du seuil d'émission de la radiation, le pouvoir de séparation est très élevé, même si l'on impose un seuil effectif de détection en fixant un nombre minimum de photons détectés pour reconstruire et mesurer l'angle θ.

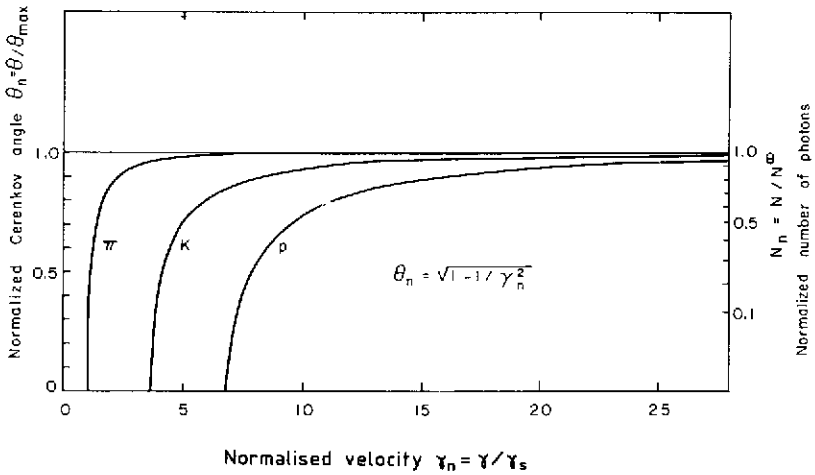

Fig. II.5 Variation de l'angle Cherenkov normalisé $\theta_n = \theta/\theta_{max}$ en fonction du facteur de Lorentz normalisé $\gamma_n = \gamma/\gamma_s$ pour des π, K et p.

A l'opposé, lorsque $\gamma \to \infty$, ce qui limite la méthode c'est la résolution $\Delta\theta$ nécessaire pour séparer les courbes θ_π, θ_K et θ_p, laquelle est déterminée par la contribution quadratique des diverses sources d'erreur. Par photon détecté,

$$(\Delta\theta)_1 = \left[\sum_i (\Delta\theta_i)^2\right]^{1/2},$$

où $\Delta\theta_i$ sont les erreurs chromatique $[\Delta\theta_{ch}(\Delta E)]$, optique ($\Delta\theta_{opt}$) et de reconstruction ($\Delta\theta_{geom}$) du photodétecteur.

Pour N photons détectés, l'erreur est réduite à

$$\Delta\theta_N = \frac{1}{\sqrt{N}}(\Delta\theta)_1 .$$

2.2 Facteur de mérite N_0 d'un détecteur

Le nombre total N de photons détectés est proportionnel à l'acceptance $\Delta E = E_2 - E_1$ du photodétecteur. Il est défini par la relation

$$N = N_0 L \sin^2 \theta ,$$

où

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q(E)\, \pi_i[\epsilon_i(E)]\, dE \tag{II.6}$$

est le *facteur de mérite* du détecteur. On suppose Z = 1; L est la longueur de la trajectoire dans le radiateur (cm), ϵ_Q l'efficacité quantique de la conversion photon–électron du photodétecteur, et ϵ_i sont les efficacités de transmission des photons à travers les milieux [réflectivité du miroir (ϵ_M), transmission du milieu radiatif (ϵ_T), ...].

Si l'on définit

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q\, \pi_i(\epsilon_i)\, dE ,$$

alors,

$$\boxed{N_0 = 370\, \mathrm{eV}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{-1}\, \bar{\epsilon}\, \Delta E .} \tag{II.7}$$

Exemple:
Avec $\epsilon_Q = 0{,}4$, $\bar{\epsilon}_M = 0{,}9$, $\bar{\epsilon}_T = 0{,}8$,

$$N_0 \cong 120\, \mathrm{cm}^{-1} \cdot \mathrm{eV}^{-1} .$$

Plus généralement, le tableau II.2 ci-dessous donne l'ordre de grandeur du facteur de mérite qui peut être obtenu pour les divers types de photodétecteurs en ne considérant que leur efficacité quantique sur l'intervalle ΔE.

Tableau II.2
Facteur de mérite N_0 pour divers types de photodétecteurs

	Photomultiplicateurs		Photo-ionisation dans les gaz
Fenêtre	Verre	Quartz, (photocathode de bialcali)	Quartz, CaF_2, MgF_2
ΔE (eV) Radiation	2 - 3.2 Visible	2 - 6 Visible + UV	5.5 - 9 UV
N_0 (cm^{-1})	50	120 à 150	60 à 150 suivant ΔE partiel

2.3 Isochronisme de la radiation Cherenkov

Dans un milieu dispersif, les trains d'ondes sont étalés de la façon illustrée à la figure II.6. La durée Δt de l'impulsion de lumière observée le long d'une ligne parallèle à la trajectoire de la particule, à une distance d de cet axe, est donnée par

$$\Delta t = \frac{d}{\beta c}\left[\sqrt{\beta^2 n^2(E_2) - 1} - \sqrt{\beta^2 n^2(E_1) - 1}\right],$$

$$= \frac{d}{\beta c}(\mathrm{tg}\, \theta_2 - \mathrm{tg}\, \theta_1) .$$

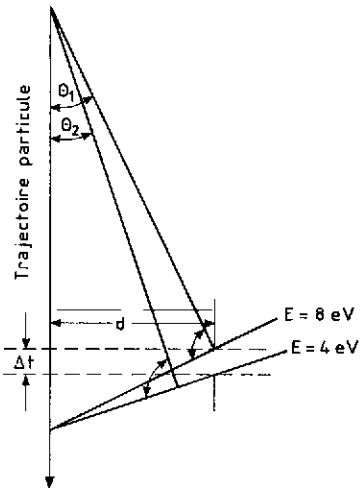

Fig. II.6 La durée de l'impulsion de lumière dans un milieu dispersif.

Exemple:

Une particule à $\beta = 1$ traversant un radiateur d'argon à pression atmosphérique (gaz très dispersif):

$$\theta_2\,(4\text{ eV}) = 1°341 \qquad \text{et} \qquad \theta_1\,(8\text{ eV}) = 1°496\,.$$

Pour d = 1 m,

$$\Delta t = 9 \times 10^{-12}\,\text{s}\,.$$

La radiation est pratiquement isochrone.

2.4 Formation en image de la radiation Cherenkov

2.4.1 Principe de la formation en image annulaire ou «Ring Imaging Technique»

Roberts [19] a proposé le principe de la technique qui est illustrée sur la figure II.7. Le miroir et le détecteur sont sphériques et centrés sur la cible. Le détecteur est localisé dans le plan focal du miroir au rayon $R_D = R_M/2$ (focale: f).

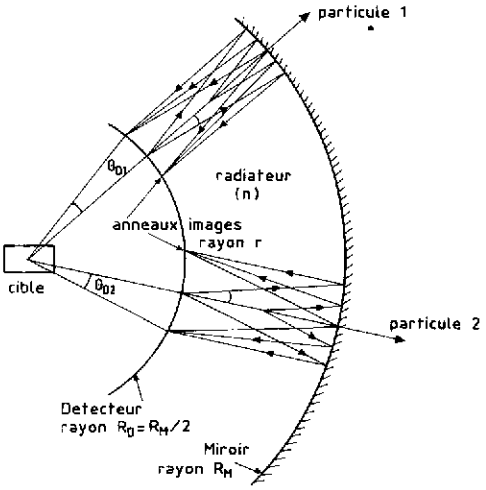

Fig. II.7 Principe de la formation en image annulaire de la radiation Cherenkov (Ring Imaging CHerenkov technique) dans le plan focal d'un miroir sphérique du rayon R_M.

Une particule qui traverse le radiateur gazeux entre le détecteur et le miroir avec une vitesse $\beta > 1/n$ émet une radiation Cherenkov à l'angle θ, qui est focalisée suivant un anneau image de rayon r.

Au premier ordre, pour $R_M \gg r$, $\theta_D = \theta$ et

$$r = f \operatorname{tg} \theta . \tag{II.8}$$

Si le centre image est connu, r est calculable pour chaque photon détecté; sinon le centre image et le rayon image moyen doivent être simultanément déterminés, en recherchant le cercle le mieux adapté aux données expérimentales par une méthode de moindres carrés. Connaissant l'indice de réfraction n du milieu, on en déduit,

$$\beta = \frac{1}{n \cos \bar{\theta}} \cong \frac{1}{n\sqrt{1 - r^2/f^2}}$$

si $\theta \cong r/f$.

2.4.2 Propriétés de l'optique classique

Théorème:
Des *particules parallèles* de *même vitesse* produisent la *même image* (fig. II.8).

Expérimentalement, si la focale est grande, le détecteur est correctement approximé par un plan.

Corollaire:

Deux particules parallèles ont toujours le même centre image.

Conséquence:

Le centre d'une image détermine uniquement la direction de la particule et non sa position: si α est l'angle de la trajectoire par rapport à l'axe optique, le centre image est déplacé de $\Delta = f \operatorname{tg} \alpha$.

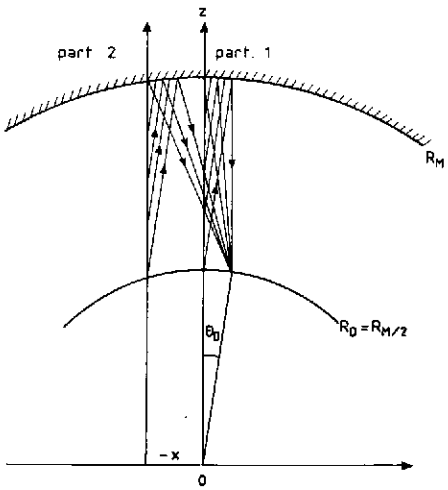

Fig. II.8 Illustration des conséquences des propriétés de l'optique classique: deux particules parallèles de même vitesse produisent la même image.

2.4.3 Radiateurs solides ou liquides minces

Si l'émission de lumière dN_{ph}/dL d'une particule chargée est suffisamment grande (radiateur solide ou liquide), il est possible de déterminer l'angle Cherenkov en projetant la lumière émise d'un radiateur mince sur la surface d'un photodétecteur placé à une certaine distance (fig. II.9). Connaissant la trajectoire de la

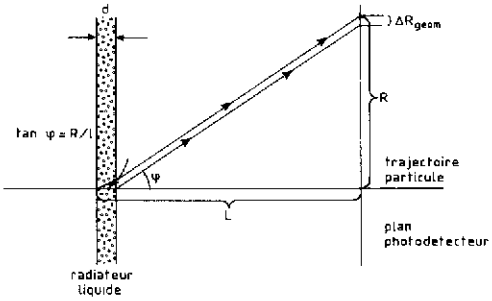

Fig. II.9 Production d'une image en anneau par la lumière émise d'un radiateur liquide ou solide mince, projetée sur la surface d'un photodétecteur: principe de la focalisation proche («proximity focusing»).

particule, en mesurant l'impact de la lumière on détermine l'angle Cherenkov θ avec une précision $\Delta\theta$ limitée par la valeur finie du rapport d/ℓ de l'épaisseur d du radiateur au bras de levier ℓ. C'est le principe des compteurs dits à focalisation proche («proximity focusing»).

L'erreur géométrique $\Delta\theta$ tend vers zéro si l'on adjoint au radiateur un miroir focalisant. Cette méthode est utilisée dans les compteurs différentiels pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires (voir chapitre III).

2.5 Résolution $\Delta\beta/\beta$ d'un détecteur et pouvoir séparateur

2.5.1 Résolution $\Delta\beta/\beta$

Puisque $\beta = 1/n \cos\theta$ [relation (II.1)],

$$\frac{d\beta}{\beta} = \operatorname{tg}\theta \, d\theta \, .$$

Utilisant la relation (II.6), on en déduit que pour chaque photon détecté

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_1 = \sqrt{\frac{N}{N_0 L}}\, \beta n \, \Delta\theta_1 \, .$$

Pour N photons détectés, si le centre image est connu,

$$\Delta\theta_1 \rightarrow \frac{\Delta\theta_1}{\sqrt{N}}$$

et s'il doit être reconstruit,

$$\Delta\theta_1 \rightarrow \frac{\Delta\theta_1}{\sqrt{N-2}} \, .$$

Pour N grand,

$$\boxed{\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_N = \frac{\beta n}{\sqrt{N_0 L}}\, \Delta\theta_1 \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)_N = \frac{\gamma^2\beta^3}{\sqrt{N_0 L}}\, n \, \Delta\theta_1 \, .} \tag{II.9}$$

2.5.2 Pouvoir séparateur

Pour deux particules de masse respective m_1 et m_2 et d'impulsion p,

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} \, . \tag{I.2}$$

Par conséquent,

$$\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} = \frac{\beta n}{\sqrt{N_0 L}} \Delta\theta_1 ,$$

et

$$p^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1} .$$

Si, à l'impulsion p, la quantité $(\theta_{m_1} - \theta_{m_2})/\Delta\theta_1$ représente le *nombre* de déviations standard n_σ pour éviter que la particule de masse m_1 soit identifiée comme une particule de masse m_2, l'impulsion limite correspondante p_{m_1,m_2} est donnée par la relation

$$\boxed{p^2_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n\, n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1} .} \qquad \text{(II.10)}$$

Pour un radiateur gazeux, $\beta n \cong 1$ et

$$p^2_{m_1,m_2} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\, n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1} .$$

Exemple:

La séparation π–K dans un faisceau de 100 GeV/c, avec $n_\sigma = 4{,}2$, soit 1% de probabilité pour un π d'être identifié comme un K, au moyen d'un radiateur gazeux de 1 m de longueur et un facteur de mérite du détecteur $N_0 = 100\ \text{cm}^{-1}$ implique que l'erreur $\Delta\theta_1$ par photon détecté soit inférieure à 260 μrad.

3. DÉTERMINATION DE L'IMPULSION DES PARTICULES

L'identification des particules nécessite une mesure de l'impulsion avec une résolution modeste (voir chapitre I). Si l'on connaît la masse des particules après identification, inversement on peut recalculer l'impulsion.

Puisque $p = \beta\gamma m$,

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\beta}{\beta} + \frac{d\gamma}{\gamma} = \left(1 - \frac{1}{\beta^2\gamma^2}\right) \frac{d\gamma}{\gamma}$$
$$= \frac{1}{\beta^2} \frac{d\gamma}{\gamma} .$$

Par conséquent, l'erreur Δp avec laquelle l'impulsion est déterminée par la mesure de l'angle Cherenkov est, en utilisant les relations (II.9):

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\beta^2} \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\gamma^2\beta}{\sqrt{N_0 L}}\, n\, \Delta\theta_1 ,$$

ou

$$\boxed{\frac{\Delta p}{p} = \frac{p^2}{\beta m^2} \frac{n\, \Delta\theta_1}{\sqrt{N_0 L}} .} \qquad \text{(II.11)}$$

Par comparaison, l'erreur obtenue en utilisant un spectromètre magnétique est donnée par la relation classique

$$\frac{\Delta p}{p} = p\,(\text{GeV/c}) \frac{(\Delta\theta)_{\text{defl}}}{0{,}3\ BL} , \qquad \text{(II.12)}$$

avec $\Delta\theta_{\text{defl}}$ = l'erreur sur la mesure de l'angle de déflexion,
B = le champ magnétique (T),
L = la longueur de la trajectoire (m).

On peut montrer que dans certaines conditions expérimentales, en particulier à moyenne énergie, l'erreur (II.11) peut être inférieure à l'erreur (II.12).

4. LES MILIEUX RADIATIFS OU RADIATEURS

4.1 Choix d'un radiateur

Le choix d'un radiateur est caractérisé par

a) Son facteur de Lorentz au seuil,

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

(n = indice de réfraction du milieu);

b) Sa transparence optique sur l'intervalle $\Delta E = E_2 - E_1$ d'acceptance en énergie du photodétecteur, laquelle détermine le facteur de mérite N_0 [relation (II.6)] du compteur; et

c) Sa dispersion chromatique Δn, qui contribue à l'erreur $\Delta\theta$ de reconstruction de l'angle Cherenkov.

On peut classer grossièrement les radiateurs en quatre intervalles d'indice de réfraction:

i) $1 < n < 1{,}12$ ($\gamma_s > 2{,}147$)
Radiateurs:
- Gazeux au-dessous du point critique;
- Liquides cryogéniques tels que He II (n = 1,031), Ne (n = 1,099) ou H_2 (n = 1,11), difficilement exploitables sauf cas particuliers (voir chapitre III);
- Solide de silica aerogel, n = 1,031, transparent uniquement à la lumière visible.

ii) $1{,}12 < n < 1{,}35$ ($1{,}49 < \gamma_s < 2{,}15$)
Radiateurs liquides constitués principalement par des fluorocarbones (T_{eb} = température d'ébullition)
- A basses températures
  CF_4: T_{eb} = 146 K, n (7 eV) = 1, 237,
  C_2F_6: T_{eb} = 195 K, n (7 eV) = 1,248,
  C_4F_{10}: T_{eb} = 265 K, n (7 eV) = 1,276;
- A température ambiante
  C_5F_{12}: T_{eb} = 303 K, n (6,5 eV) = 1,262;
  C_6F_{14}: T_{eb} = 329 K, n (6,5 eV) = 1,278.

iii) $n > 1{,}33$ ($\gamma_s < 1{,}52$)
Radiateurs liquides, essentiellement transparents à la lumière visible ou au proche UV [eau (n = 1,33), alcool (n = 1,38), glycérine (n = 1,47) ou divers mélanges, et les hydrocarbones (propane, butane, isobutane, ...)].

iv) $n > 1{,}46$ ($\gamma_s < 1{,}37$)
Radiateurs uniquement solides, transparents à la lumière visible [verre ($n \cong 1{,}51$) ou plastiques, ...] et à la lumière UV [quartz fondu, n (7 eV) = 1,59; cristaux de CaF_2, n (7 eV) $\cong$ 1,52 et de NaF, n (7 eV) = 1,41; ...].
Dans ce dernier cas, pour une particule entrant à incidence normale, la radiation Cherenkov est totalement réfléchie à l'intérieur. Pour cette raison, ces radiateurs sont utilisables uniquement à incidence oblique.

4.2 Transmission des radiateurs dans l'UV

La figure II.10a montre la transmission caractéristique de radiateurs solides utilisables dans l'UV. La figure II.10b, dans un système de coordonnées γ_s,E_{ph}, indique l'énergie maximum de transmission des photons: en traits pleins pour les gaz (dans les conditions NTP, normales de température et pression) et liquides chauds connus, et en traits interrompus pour les liquides cryogéniques.

Cette dernière représentation souligne l'importance de l'hexafluorocarbone C_6F_{14} aux basses énergies, pour des compteurs Cherenkov à focalisation annulaire utilisant la radiation UV (compteurs RICH), étant donné la difficulté technique considérable d'emploi des liquides cryogéniques.

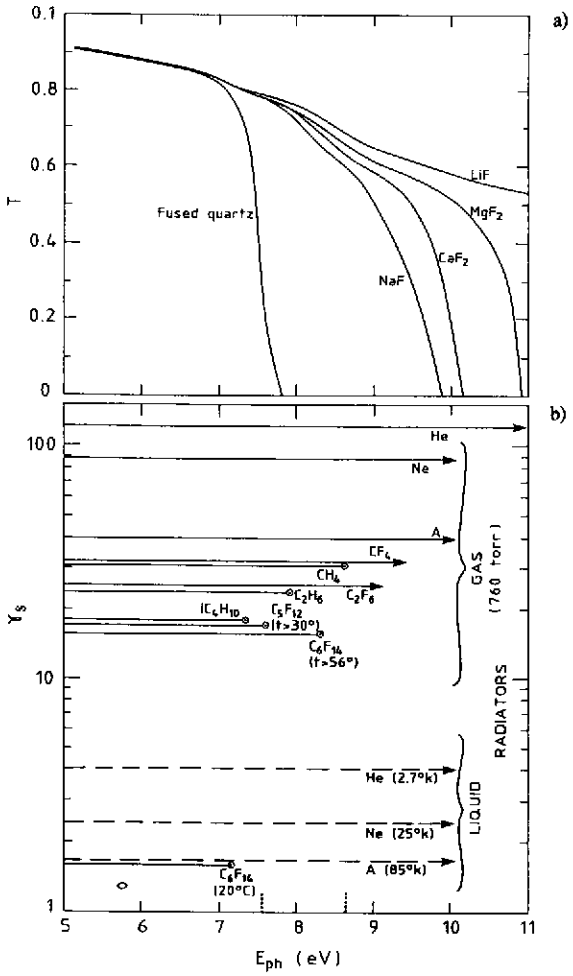

Fig. II.10 a) Transmission caractéristique de radiateurs solides dans l'UV. b) Limites de la transmission dans l'UV et facteur de Lorentz au seuil γ_s pour i) les radiateurs liquides, cryogéniques et chauds, les plus connus, ii) les radiateurs gazeux les plus importants, dans les conditions normales de température et de pression.

4.3 La dispersion des milieux radiatifs

L'indice de réfraction des milieux radiatifs s'exprime par la relation de Lorentz–Lorenz,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \alpha\, f(E) \tag{II.13}$$

où f(E) est la réfractivité molaire et

$$\alpha = \left(\frac{4\pi}{3} R_B A\right) \frac{\varrho\ (\text{densité})}{M\ (\text{poids mol.})}$$

$$\alpha = 0{,}3738\ (\text{cm}^3)\, \frac{\varrho\ (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})}{M\ (\text{g} \cdot \text{mole}^{-1})} \tag{II.14}$$

ou, pour un gaz parfait

$$\alpha = 0.3738 \frac{p\,(\text{atm})}{R\,T\,(K)}\,; \tag{II.15}$$

R_B = rayon de Bohr, A = nombre d'Avogadro, R = constante de Rydberg = 82,06 ($cm^3 \cdot atm$)/(K · mole).

La réfractivité molaire f(E) est décrite par un développement de Sellmeier à 1 ou 2 pôles:

$$f(E) = \frac{F_A}{E_A^2 - E^2} + \frac{F_B}{E_B^2 - E^2}\,, \tag{II.16}$$

où E_i est l'énergie d'un oscillateur de force $\sqrt{F_i}$.

Remarques:

i) Comme f(E) est indépendant de la phase du milieu, connaissant, par exemple, n(E) dans la phase liquide, les relations (II.14) et (II.15) permettent de calculer l'indice dans la phase gazeuse, et réciproquement.

ii) Pour un gaz,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \propto p$$

et $n - 1 \ll 1$; par conséquent,

$$n - 1 \propto p\,.$$

iii) Pour un milieu dispersif idéal, l'absorption est nulle et $n = \sqrt{\epsilon}$, où ϵ est la constante diélectrique du milieu. Au voisinage des bandes d'absorption, ϵ est complexe, et sa partie imaginaire caractérise l'absorption.

La dispersion d'un milieu radiatif dn/dE peut s'écrire, en dérivant la relation (II.13),

$$\frac{dn}{dE} = \alpha \frac{(n^2 + 2)^2}{6\,n} \frac{df}{dE}\,. \tag{II.17}$$

Le tableau II.3 donne pour divers gaz nobles, selon Langhoff et Karplus [20], les valeurs des constantes du développement de Sellmeier, optimisées aux données expérimentales, ainsi que les valeurs calculées pour 1 atm à 20 °C de $(n - 1) \times 10^6$ et de la dispersion $(dn/dE) \times 10^6$ (eV^{-1}) entre 4 et 9 eV.

Par opposition à He et Ne, on voit que N_2, Ar, Kr et surtout Xe sont des gaz très dispersifs.

La variation n(E) de l'indice de réfraction des fluorocarbones liquides (C_nF_{2n+2}), cryogéniques ou chauds, a été mesurée par l'auteur et Ypsilantis [21] entre 5 et 7 eV (fig. II.11). Dans cet intervalle d'énergie, il est visible que n(E) est bien décrit par une relation linéaire:

$$n_{liq} = a + bE\,. \tag{II.18}$$

Le paramètre b qui caractérise la dispersion Δn (eV^{-1}) est indépendant de l'énergie dans l'intervalle mesuré.

Le tableau II.4 résume les caractéristiques principales (ϱ, M, T_{eb}) de ces liquides, les paramètres a et b, et l'indice de réfraction à 7 eV. A partir de ces valeurs, on peut en déduire aisément l'indice de réfraction en phase gazeuse au moyen des relations (II.13) à (II.15):

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)_{gaz} = \left(\frac{p}{RT}\right)_{gaz} \left(\frac{M}{\varrho}\right)_{liq} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)_{liq}\,. \tag{II.19}$$

Le tableau II.5, enfin, donne les constantes du développement de Sellmeier pour des cristaux de NaF, de CaF_2 et de quartz fondu. A noter que les deux derniers correspondent au développement de $f(E) = n^2 - 1$.

Tableau II.3

Paramètres du développement de Sellmeier [20], et valeurs calculées en fonction de l'énergie, de l'indice de réfraction et de la dispersion à 1 bar et 20° C, pour l'hydrogène et les gaz nobles

Molécule	H_2	He	Ne	N_2	Ar	Kr	Xe
E_A (eV)	12,888	22,389	17,419	13,414	13,084	11,50	8,885
E_B (eV)	20,250	40,412	45,501	26,216	24,217	17,789	25,358
F_A (eV^2)	638,899	451,532	278,088	921,282	791,680	851,667	813,157
F_B (eV^2)	653,340	788,718	3625,882	3659,598	3793,994	4034,683	10960,59
$(n-1) \times 10^6$ pour E (eV) =							
4	138	33	63,7	290	274	421	708
5	145	33,5	64,6	300	284	442	765
6	155	34,1	65,8	315	297	471	862
7	169	34,9	67,3	334	315	513	1063
8	190	35,8	69,2	360	341	578	1710
9	221	36,9	71,6	399	379,6	690	
$(dn/dE) \times 10^6$ (eV^{-1}) pour E (eV) =							
4	6,2	0,42	0,8	8,9	8,4	17,4	4,5
5	8,5	0,54	1,29	12,1	11,4	24,2	72
6	11,9	0,67	1,33	16,4	15,6	34,7	132
7	16,8	0,83	1,69	22,4	21,6	51,4	307
8	24,9	1,0	2,14	31,5	30,9	82,3	1388
9	38,6	1,20	2,71	45,7	46	48,1	

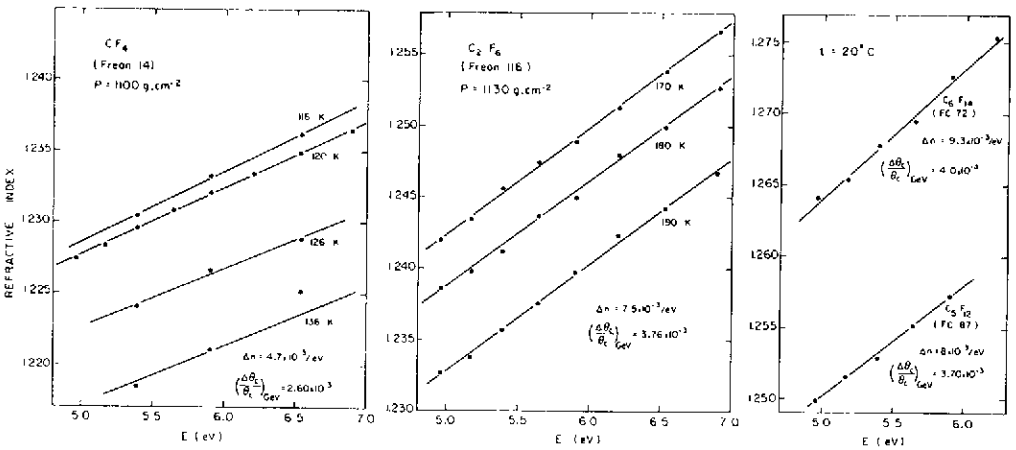

Fig. II.11 Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'énergie des photons pour les fluorocarbones liquides cryogéniques, à diverses températures, et chauds.

Tableau II.4

Température d'ébullition (T_{eb}), densité (ϱ) et indice de réfraction $n = a + bE$ des fluorocarbones liquides cryogéniques et chauds

Liquide	CF_4	C_2F_6	C_4F_{10}	C_5F_{12}	C_6F_{14}
T_{eb} (K)	146	195	265	303	329
M (g)	88	138	238	288	338
ϱ_{liq} ($g \cdot cm^{-3}$)	1,603	1,608	1,594	1,63	1,68
a	1,2039	1,1956	1,2037	1,2109	1,2177
b ($\times 10^3$)	4,75	7,46	10,25	7,85	9,28
n (7 eV)	1,2372	1,2478	1,2754	1,2658	1,2827

Tableau II.5

Paramètres du développement de Sellmeier des cristaux les plus utilisés

f(E)	Cristaux	E_A	E_B	F_A	F_B	Source
$\frac{n^2-1}{n^2+2}$	NaF	10,435	18,275	2,5764	57,788	Hampstead et al.[a)]
n^2-1	CaF_2	12,350	24,667	71,855	345,36	Harshaw[b)]
n^2-1	Quartz	10,666	18,125	46,411	228,71	Inconnue

a) M. Hampstead, J. Chauveau, G. Comby, J. Séguinot et T. Ypsilantis, soumis à Nucl. Instrum. Methods (1989).

b) Catalogue Harshaw Chemical Company, Solon, Ohio (1988).

5. LES COMPTEURS CHERENKOV — CLASSIFICATION

Les compteurs Cherenkov se composent d'un *radiateur*, solide, liquide ou gazeux, transparent, dont l'indice de réfraction est choisi en fonction de l'intervalle $\Delta\beta$ à β pour lequel il doit fonctionner, équipé généralement d'une *optique* focalisante ou non («proximity focused»), et couplé à un *photodétecteur* sensible ou non à la position du point d'impact des photons.

5.1 Classification

Un compteur qui détecte les particules au-dessus d'un seuil fixé γ_s sans mesurer l'angle Cherenkov (fig. II.12a) est exploité comme un *compteur à seuil*.

Un compteur sensible à la radiation émise sur un petit intervalle $\Delta\theta$ à θ est connu comme *compteur différentiel* (fig. II.12b). La sélection, qui est obtenue au moyen d'un diaphragme placé devant les photodétecteurs, n'est possible que pour les très faibles acceptances angulaires des faisceaux secondaires de particules.

Finalement, si un compteur différentiel est corrigé pour les aberrations optique et chromatique (fig. II.12c), il est connu comme *compteur DISC* (Differential Isochronous Self Collimating).

Ces compteurs de la première génération sont équipés exclusivement de photomultiplicateurs sensibles dans le visible ou (et) l'UV. Leur étude fait l'objet de la deuxième partie de ce cours (chapitre III).

Un *compteur conçu pour mesurer l'angle Cherenkov de chaque photon détecté avec une large acceptance dans l'espace de phase* des particules à identifier est appelé *détecteur RICH* (Ring Imaging CHerenkov).

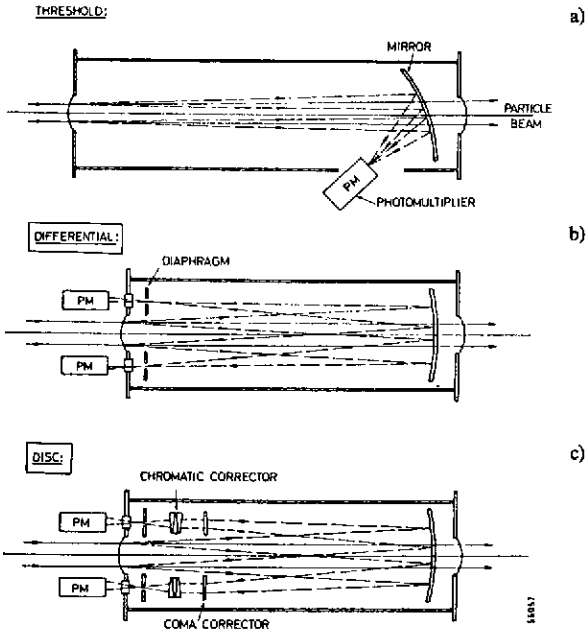

Fig. II.12 Principe des divers types de compteurs Cherenkov utilisés pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires: a) compteur à seuil, b) compteur différentiel, c) compteur différentiel corrigé pour les aberrations optique et chromatique (DISC: Differential Isochronous Self-Collimating).

Jusqu'à l'avènement des chambres proportionnelles multifils dans les années 70, créées puis développées principalement par G. Charpak et F. Sauli, les seules techniques de détection utilisaient, comme pour les précédents compteurs, des photocathodes solides (bialcali ou trialcali) sous vide, sensibles à l'émission visible de la radiation Cherenkov (2 à 3,2 eV), associées à des intensificateurs d'image pour la localisation [22, 23]. La technique est peu efficace ($\epsilon_Q \simeq 0{,}1$) et elle est inutilisable pour de grandes surfaces. Ce qui a été proposé en 1977 par Ypsilantis et l'auteur [14], c'est d'utiliser la fraction de l'émission UV dont les énergies sont supérieures au seuil E_s de la photo-ionisation des molécules d'une vapeur organique,

$$h\nu + M \rightarrow M^+ + e^-$$

qui est combinée avec des gaz transparents comme Ar, He, et surtout CH_4, pour permettre la détection et la localisation des photo-électrons créés par le développement d'avalanches d'électrons dans des détecteurs multifils (CPM: chambre proportionnelle multifils) ou à plaques parallèles (PPAC: «Parallel-Plate Avalanche Chamber»).

Les agents organiques les plus utilisés sont la triéthyle amine (TEA, $E_s = 7{,}5$ eV) et surtout le tetrakis diméthyle amino-éthylène (TMAE, $E_s = 5{,}5$ eV) dont les efficacités quantiques ϵ_Q sont élevées: $(\epsilon_Q)_{max} \simeq$ 0,4 à 0,6.

La figure II.13 illustre le principe de la technique qui est développée dans le chapitre IV de ce cours. La figure montre comment des anneaux de photo-électrons sont obtenus en focalisant les photons UV émis dans le gaz par un miroir sphérique ou en laissant se propager les photons émis dans un radiateur liquide mince. La technique utilisée pour obtenir ces images est celle de la projection en temps des images sur un détecteur multifils (TPC, pour «Time Projection Chamber») qui permet d'obtenir une très grande granularité, sans ambiguïté de reconstruction, pour déterminer les angles Cherenkov des photons détectés. Les images montrées sur la figure II.13b ont été obtenues par le passage de 50 π^- de 10 GeV/c perpendiculairement au photodétecteur. Pour cette raison, les images du radiateur liquide sont des anneaux dont la largeur reflète l'incertitude due à la largeur finie du radiateur et à sa dispersion chromatique.

La technique permet de couvrir un large intervalle d'impulsions sur un grand angle solide. Elle nécessite cependant, par opposition aux compteurs «classiques», un temps de retard pour la réponse, imposé par la

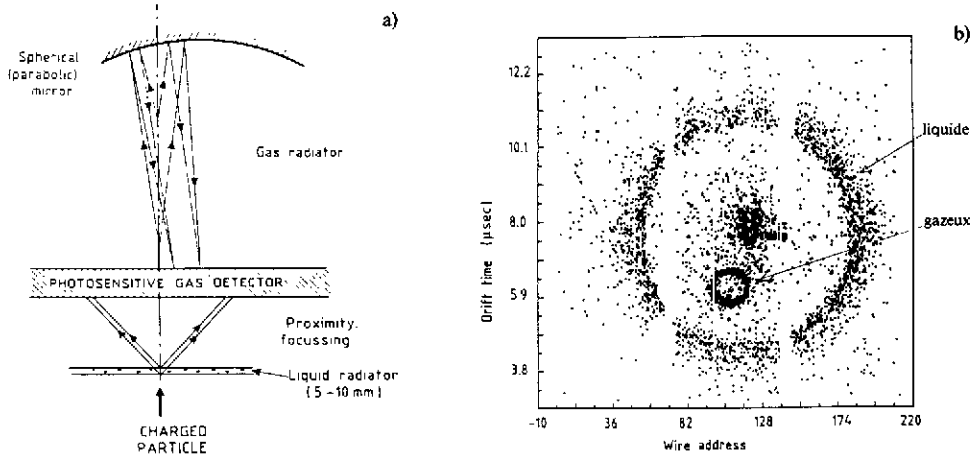

Fig. II.13 a) Principe d'un compteur RICH utilisant un radiateur gazeux focalisé et un radiateur liquide mince. b) Images typiques obtenues avec ce compteur par 50 π^- colinéaires de 10 GeV/c qui ont traversé le photodétecteur perpendiculairement. Le grand anneau est produit par le radiateur liquide.

«lecture» des détecteurs puis la reconstruction des événements, laquelle peut être effectuée en temps réel en quelques microsecondes ou, ultérieurement, lors de l'analyse générale.

La technique RICH s'est développée rapidement dans les dix dernières années et marque une évolution déterminante dans le concept de l'identification des particules. Une grande partie de ce cours lui est consacrée.

6. QUALITÉ DE L'IMAGE ET ERREURS DE MESURE

6.1 Radiateurs gazeux avec optique focalisante à miroir sphérique ou parabolique

Pour tous les gaz à p_{atm}, $\gamma_s > 15$ et puisque $n - 1 \ll 1$, l'angle Cherenkov θ_{max} pour $\beta = 1$ est simplement,

$$\theta^{(\infty)} = \theta_{max} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}$$

$$\simeq \sqrt{2(n-1)} \tag{II.20}$$

et

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} = \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} = \frac{1}{\theta^{(\infty)}}.$$

L'erreur $\Delta\theta/\theta$ due à l'approximation commise à $\beta = 1$, est inférieure à 2×10^{-3}, puisque $n - 1 < 2 \times 10^{-3}$ pour tous les gaz à 1 bar.

6.1.1 Erreur chromatique

L'erreur $\Delta\theta$ sur l'angle Cherenkov pour un photo-électron reconstruit, due à la dispersion chromatique Δn, se dérive simplement de la relation Cherenkov, $\cos\theta = 1/\beta n$:

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta n}{n \operatorname{tg}\theta}, \tag{II.21}$$

relation qui peut encore s'écrire sous la forme

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta\theta_{ch}^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}} \tag{II.22}$$

où

$$\Delta\theta_{ch}^{(\infty)} = \frac{\gamma_s}{n^2}\Delta n \simeq \gamma_s \Delta n$$

est la valeur de $\Delta\theta_{ch}$ pour $\gamma = \infty$.

Compte tenu des relations (II.20),

$$\left(\frac{\Delta\theta_{ch}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \gamma_s^2 \Delta n = \frac{\Delta n}{2(n-1)}. \tag{II.23}$$

Pour une *distribution uniforme* des photo-électrons dans l'intervalle ΔE, la valeur la plus probable de l'erreur Δn est,

$$\sigma_n = \frac{dn}{dE}\frac{\Delta E}{\sqrt{12}}, \tag{II.24}$$

et l'erreur chromatique (II.23) s'écrit

$$\boxed{\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta}\right]^{(\infty)} = \frac{1}{2(n-1)}\frac{\Delta E}{\sqrt{12}}\frac{dn}{dE}.} \tag{II.25}$$

Le tableau II.6 donne pour comparaison, à 7 eV, 1 atm et 20 °C, les caractéristiques essentielles des gaz nobles les moins dispersifs (He, Ne), des fluorocarbones transparents (CF_4, C_2F_6, C_5F_{12}) et des alcanes les

Tableau II.6

Contribution de la dispersion chromatique à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov pour les principaux radiateurs gazeux, à $\gamma = \infty$

Gaz	$(n-1) \times 10^6$ (E = 7 eV)[a]	γ_s	$\frac{1}{2(n-1)}\frac{dn}{dE} \times 10^2$ (eV^{-1})	$(\sigma_\theta)_{ch}^{(\infty)}$ ($\mu rad \cdot eV^{-1}$)	$\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta}\right]^{(\infty)} \times 10^3$ (eV^{-1})
He	34,9	120	1,2	28,6	3,4
Ne	67,3	86	1,25	42,1	3,6
Ar	315	39,9	3,4	248	9,90
N_2	334	38,7	3,35	250	9,7
Kr	513	31,2	5,0	463	14,5
Xe	1063	21,7	10,0	1332	28,9
CF_4 [b]	488	32	1	90,2	2,9
C_2F_6	793	25	1,45	167	4,2
C_5F_{12} (40 °C)	1750	17	1,45	247	4,20
CH_4	510	31	4,8	447	13,9
C_4H_{10}	1500	18	5,35	855	15,4

a) p = 1 atm, T = 20 °C, réponse uniforme du photodétecteur entre 6,5 et 7,5 eV.

b) Ces valeurs, dérivées des mesures en phase liquide [21], ne sont pas en accord avec un développement de Sellmeier à 1 pôle, $F(E) = 6772{,}2/[(19{,}7)^2 - E^2]$ donné par Wemple [*in* J. Chem. Phys. 5 (1977) 2151].

plus usuels (CH_4, C_2H_6, C_4H_{10}). Les valeurs ont été calculées à partir des constantes et relations données dans le paragraphe 4.3 ci-dessus, pour les gaz nobles et les fluorocarbones.

Ce tableau montre la qualité des fluorocarbones comme radiateurs, en particulier du CF_4 qui est avec l'hélium le meilleur candidat pour la séparation des particules à très haute énergie.

6.1.2 Aberrations optiques

Pour un miroir sphérique, la localisation du plan focal à la distance $f = R_M/2$ (R_M = rayon du miroir) est valable seulement

i) Pour de petites valeurs du paramètre d'impact x de la particule, défini par $x = \delta/R_M$, où δ est la distance de la trajectoire de la particule au centre du miroir, et

ii) Pour de faibles incidences de la lumière par rapport au miroir.

L'analyse quantitative des aberrations optiques a été faite par Ypsilantis [24], qui a montré que la pleine largeur de la résolution optique peut s'exprimer par le développement

$$\left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)_{opt} = (n-1)\sqrt{3} \oplus \frac{\sqrt{4.2(n-1)}}{7}\, x \oplus x^2 \oplus \dots, \qquad \text{(II.26)}$$

où $\oplus$ signifie qu'il s'agit d'une somme quadratique.

Pour $x = 0$, $(\Delta\theta/\theta)_{opt} = (n-1)\sqrt{3}$; pour x grand, $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ croît comme x^2 au-delà de $x > 0{,}04$ si $n \leqslant 1{,}002$.

La figure II.14 donne la variation de $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ en fonction de x pour $n = 1{,}002$, et montre que, pour $\gamma = \infty$ et $x > 0{,}07$, les aberrations optiques dominent l'erreur chromatique.

Pour des configurations de détecteur avec de plus grandes valeurs du paramètre d'impact, des miroirs paraboliques devraient être utilisés.

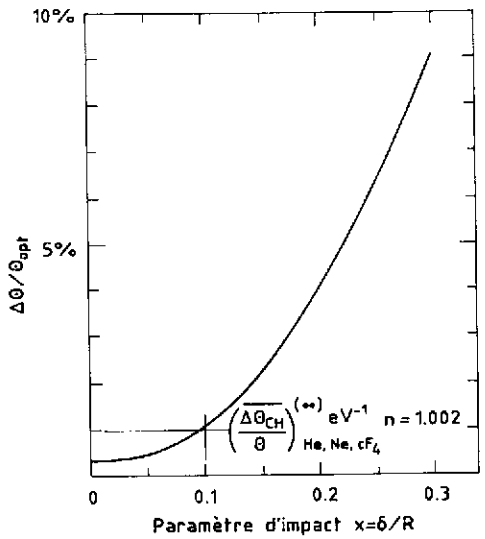

Fig. II.14 Variation de l'erreur optique relative totale $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ pour un miroir sphérique en fonction du paramètre d'impact x.

6.1.3 Erreur géométrique due à la granularité du photodétecteur

Pour un photodétecteur correctement optimisé, l'erreur $(\sigma_\theta)_{geom}$ due à la granularité finie du détecteur devrait être inférieure à l'erreur chromatique $(\sigma_\theta)_{ch}$. Si s est la dimension de la cellule de mesure, cette condition est remplie lorsque

$$(\sigma_\theta)_{geom} = \frac{s}{f\sqrt{12}} < (\sigma_\theta)_{ch} \qquad \text{(II.27)}$$

(f = focale du miroir).

Par exemple, pour le CF_4, $(\sigma_\theta)_{th}^{(\infty)} = 106\ \mu rad \cdot eV^{-1}$ à 7 eV; des cellules de 1 mm nécessiteraient par conséquent une focale $f > 2{,}7$ m pour satisfaire la relation (II.27).

Il doit être noté que *l'erreur géométrique (II.27) concerne la qualité de l'image* et contribue à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov, qui est beaucoup plus complexe [25]. En effet, reconstruire l'angle Cherenkov nécessite la connaissance du point d'émission du photon, qui est inconnu. Dans la théorie du «Ring Imaging» on suppose le photon émis au milieu de la trajectoire de la particule dans le radiateur, ce qui détermine une erreur de reconstruction dont l'estimation analytique complexe dépasse les limites de ce cours. Des exemples seront montrés cependant dans le chapitre IV.

6.1.4 Effet d'un champ magnétique et de la diffusion multiple

Lorsque le radiateur est placé dans un champ magnétique, la trajectoire de la particule est déviée et son image distordue de la façon illustrée à la figure II.15. La déviation $\Delta\theta_{mag}$, pour une particule d'impulsion p traversant un radiateur de longueur L dans un champ magnétique dont la composante B_T est perpendiculaire à la trajectoire de la particule, est

$$\Delta\theta_{mag} = 0{,}3 B_T \frac{L}{p}, \tag{II.28}$$

mais la moyenne $\langle\Delta\theta\rangle$ sur l'image est réduite par un facteur $2/\pi$.

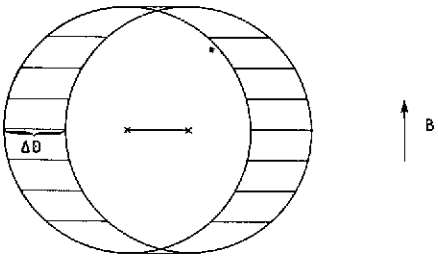

Fig. II.15 Illustration de la façon dont l'anneau Cherenkov est perturbé lorsque la particule traverse un champ magnétique.

L'effet de la diffusion multiple est généralement négligeable:

$$\sigma_\theta\,(\mathrm{dm}) = \frac{1}{L}\int_0^L \frac{0{,}15}{p}\sqrt{\frac{Z}{X_0}}\,dZ = \frac{0{,}10}{p}\sqrt{\frac{L}{X_0}},$$

où X_0 est la longueur de radiation du radiateur.

A 1 bar, $X_0(He) = 5{,}66 \times 10^5$, $X_0(Ne) = 3{,}44 \times 10^4$, $X_0(CF_4) = 9{,}25 \times 10^3$, $X_0(C_2F_6) = 5{,}95 \times 10^3$, $X_0(C_5F_{12}) = 3{,}03 \times 10^3$.

6.1.5 Limite de la séparation lorsque la résolution est seulement déterminée par les aberrations chromatiques

Pour une *impulsion fixée p*, la quantité

$$n_\sigma = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\Delta\theta_1/\sqrt{N}},$$

où θ_1 et θ_2 sont les angles d'émission des photons pour des particules de masse respective m_1 et m_2, et $\Delta\theta_1$ est l'erreur de mesure pour un photo-électron, *représente* le nombre de déviations standard avec lequel la particule 1 serait identifiée comme la particule 2 pour N points détectés sur l'image. La valeur limite de l'impulsion ainsi définie est donnée par la relation (II.10), que nous rappelons:

$$p^2_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n\, n_\sigma}\frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1}. \tag{II.10}$$

Si l'erreur $\Delta\theta_1$ est seulement limitée par les aberrations chromatiques [relation (II.22)]

$$\Delta\theta_1 = \Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta\theta_{ch}^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

$$\Delta\theta_1 = \frac{1}{\gamma_s} \frac{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

et

$$p_{m_1,m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\, n_\sigma} \frac{\gamma_s}{\beta n} \left(1 - \frac{\gamma_s^2}{\gamma^2}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}} .$$

Pour $\gamma \gg \gamma_s$ et pour un gaz $(n - 1 \ll 1)$,

$$p_{m_1,m_2}^2 \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\, n_\sigma} \gamma_s \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}} . \qquad \text{(II.29)}$$

Suivant la relation (II.25), la valeur la plus probable de l'erreur $(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ tend vers

$$\left(\frac{\sigma_{\theta_{ch}}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \frac{1}{2n - 1} \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE} ,$$

pour une acceptance uniforme en énergie du photodétecteur sur l'intervalle ΔE. Pour une acceptance triangulaire sur le même intervalle,

$$\left(\frac{\sigma_{\theta_{ch}}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \frac{1}{2n - 1} \frac{\Delta E}{\sqrt{24}} \frac{dn}{dE} .$$

Si l'on fixe le nombre de points N sur l'image,

$$N \simeq N_0 L\, (\theta^{(\infty)})^2 = \frac{N_0 L}{\gamma_s^2} ,$$

et la relation (II.29) peut s'écrire

$$\boxed{p_{m_1,m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\, n_\sigma} \gamma_s^2 \frac{\sqrt{N}}{(\sigma_{\theta_{ch}}/\theta)^{(\infty)}} ,} \qquad \text{(II.30)}$$

ou encore

$$\boxed{p_{m_1,m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\, n_\sigma} \gamma_s \frac{\sqrt{N}}{(\sigma_{\theta_{ch}})^{(\infty)}} .}$$

Remarques:

i) Puisque N (ou N_0) et $(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ varient comme ΔE, l'impulsion maximum pour la séparation des particules varie comme $\Delta E^{-1/4}$. On améliore donc lentement le pouvoir séparateur en diminuant ΔE:

$$p\,(\Delta E = 1\ \text{eV})/p\,(\Delta E = 2\ \text{eV}) = 1{,}19 .$$

ii) Par contre, la relation (II.30) montre qu'il faut chercher à augmenter γ_s et garder N constant en augmentant la longueur du radiateur.

Conclusion

Le meilleur gaz est celui pour lequel $\gamma_s^2/(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ est maximum.

Exemple:

Soit un photodétecteur dont l'acceptance est de 7 ± 0,5 eV. Si l'on fixe N = 10 points-image reconstruits, on obtient pour l'argon, l'hélium, le CH_4 et le CF_4 (à NTP) les résultats donnés dans le tableau II.7 pour n_σ = 4,2 (1% probabilité de mauvaise identification) en supposant $N_0 = 50\ cm^{-1}$.

Tableau II.7

Comparaison des limites de la séparation qui peuvent être obtenues pour divers gaz si 10 photoélectrons sont reconstruits, en supposant $N_0 = 50\ cm^{-1}$. L est la longueur de radiation nécessaire.

Gaz	$(n-1) \times 10^6$ (E = 7 eV)	γ_s	$\frac{dn}{dE} \times 10^6$ (eV^{-1})	$\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta}\right]^{(\infty)}$	$\frac{\gamma_s^2}{[(\sigma_\theta)_{ch}/\theta]^{(\infty)}}$	$(p_{lim})_{\pi,K}$ [a] (GeV/c)	L (m)
Ar	300	41	20	1×10^{-2}	1,68	120	1,68
He	33	123	0,8	$3,5 \times 10^{-3}$	30,3	505	10,6
CH_4	510	31	49	1.4×10^{-2}	0,7	76	0,96
CF_4	488	32	10	3×10^{-3}	3,4	170	1,0

a) pour n_σ = 4,2.

D'une façon générale, à γ_s constant (et longueur égale de radiateur) les fluorocarbones sont meilleurs que les alcanes. En particulier, comme le montre le tableau II.7, le CF_4 est bien meilleur que le CH_4.

L'hélium est très bon à très haute énergie pour la séparation des particules dans un faisceau, mais il est inutilisable, avec des détecteurs RICH, pour des expériences sur collisionneurs, car il nécessite des radiateurs de grande longueur. Il peut être mélangé au CF_4 pour augmenter γ_s et permettre ainsi l'obtention d'un bon compromis entre pouvoir séparateur et longueur de radiateur.

6.2 Radiateurs solides (ou liquides) focalisés

6.2.1 Erreur chromatique

Les radiateurs liquides (ou solides) focalisés sont utilisés dans des compteurs différentiels pour la séparation des particules à basse énergie dans des faisceaux secondaires. La figure II.16 montre la géométrie d'un tel compteur équipé d'un miroir sphérique de focale f.

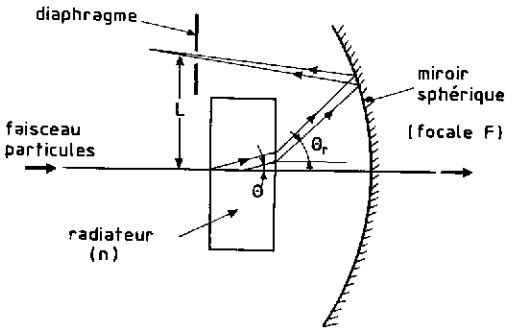

Fig. II.16 Principe d'un compteur différentiel focalisé à radiateur solide ou liquide, pour la séparation des particules de basse énergie.

Le rayon image r est

$$r = f \operatorname{tg} \theta_r$$

où θ_r, l'angle Cherenkov θ après réfraction, est obtenu par la relation

$$n \sin \theta = \sin \theta_r .$$

On en déduit

$$\sin \theta = \frac{r}{n} \frac{1}{\sqrt{f^2 + r^2}} .$$

En l'absence d'une optique correctrice des aberrations chromatiques, l'indice de réfraction est indéterminé. L'angle Cherenkov reconstruit θ_{rec} pour un photo-électron est calculé en utilisant l'indice moyen $\bar{n}$ sur l'acceptance du photodétecteur:

$$\sin \theta_{rec} = \frac{r}{\bar{n}} \frac{1}{\sqrt{f^2 + r^2}} .$$

Par conséquent,

$$\sin \theta_{rec} = \frac{n}{\bar{n}} \sin \theta = \frac{1}{\beta \bar{n}} \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} .$$

En dérivant, on obtient

$$\cos \theta_{rec} \, d\theta_{rec} = \frac{1}{\beta} \frac{n}{\bar{n}} \frac{dn}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}}$$

$$= \frac{1}{\bar{n}} \frac{dn}{\sin \theta} .$$

L'erreur chromatique,

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{n}{\bar{n}^2} \frac{\Delta n}{\sin \theta_{rec} \cos \theta_{rec}}$$

$$= \frac{\beta^2 n}{\operatorname{tg}^2 \theta_{rec}} \Delta n \qquad \text{(II.31)}$$

est ainsi $\beta^2 n^2$ fois l'erreur chromatique calculée pour un radiateur gazeux focalisé [relation (II.21)]. Elle peut être exprimée facilement sous la forme

$$\Delta\theta_{ch} = \Delta\theta_{ch}^{(\infty)} \frac{1 - (1/\gamma^2)}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

où

$$\Delta\theta_{ch}^{(\infty)} = \gamma_s \Delta n .$$

Pour une *distribution uniforme des photons dans l'intervalle* ΔE, la valeur la plus probable σ_n de la dispersion Δn est [relation (II.24)]:

$$\sigma_n = \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE} ,$$

qui détermine l'erreur chromatique la plus probable:

$$\sigma_{\theta_{ch}} = \sigma_{\theta_{ch}}^{(\infty)} \frac{1 - (1/\gamma^2)}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}} \quad \text{et} \quad \sigma_{\theta_{ch}}^{(\infty)} = \frac{\gamma_s}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE} \Delta E . \qquad \text{(II.32)}$$

6.2.2. Limite de la séparation

La limite de la séparation entre deux particules de masse m_1 et m_2 respectivement, est obtenue à partir de la relation (II.10):

$$p^2_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n\, n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\sigma_\theta)_{ch}} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2n\, n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\sigma^{(\infty)}_{\theta_{ch}}}, \tag{II.33}$$

lorsque la résolution est seulement limitée par les aberrations chromatiques.

Pour les liquides les moins dispersifs comme l'hexafluorocarbone C_6F_{14} (tableau II.4), $n(E) = 1{,}2177 + 0{,}00928E$, $\gamma_s = 1{,}6$ et $\sigma^{(\infty)}_{\theta_{ch}} = 4{,}3$ mrad · eV^{-1}. Utilisé pour un compteur différentiel de 1 cm d'épaisseur, équipé de photomultiplicateurs ($2{,}5 < E < 7$ eV, $N_0 \simeq 100$ cm^{-1}), le C_6F_{14} permettrait d'obtenir une séparation π-K jusqu'à 3 GeV/c seulement avec $n_\sigma = 4{,}2$ déviations standard. Cette limite peut être améliorée en utilisant une optique qui corrigerait partiellement les aberrations chromatiques. Cette technique sera discutée dans le chapitre III.

6.3 Radiateurs liquides (solides) minces non focalisés («proximity focused») pour détecteurs RICH

On considère à la figure II.17 le cas général d'un radiateur mince d'épaisseur L (5 à 10 mm suivant l'intensité de la lumière émise) de C_6F_{14} *liquide,* contenu dans un récipient avec des fenêtres de quartz d'épaisseur q/2. Le photodétecteur, placé à la distance D, est séparé du volume de transmission (indice $n \cong 1$) par une seconde fenêtre de quartz, d'épaisseur q/2. L'origine du système de coordonnées est placé au centre du radiateur.

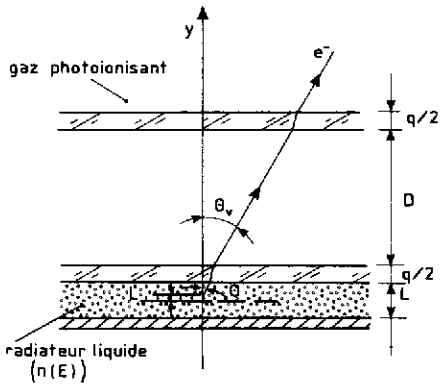

Fig. II.17 Géométrie d'un compteur RICH à focalisation proche.

On considère le cas le plus simple où la particule traverse le radiateur normalement, suivant la direction y, pour obtenir des anneaux images dans le plan x,z du photodétecteur. Le cas général d'une incidence oblique est traité dans la réf. [26].

Soit θ,ϕ les angles Cherenkov polaire et azimutal d'émission d'un photon par rapport à la trajectoire de la particule ($\phi = 0$ coïncidence avec l'axe z). Un calcul direct de la propagation du photon avec réfraction aux surfaces limites donne, pour les coordonnées z,x du photon converti à la distance y (la propagation du photon dans le volume photosensible du détecteur dépend de la section efficace photo-absorptive du gaz, voir chapitre IV):

$$z = r\cos\phi \qquad \text{et} \qquad x = r\sin\phi$$

où r est le rayon image du photon:

$$r = \left(\frac{L}{2} - \ell\right)\operatorname{tg}\theta + q\operatorname{tg}\theta_q + \left(y - \frac{L}{2} - q\right)\operatorname{tg}\theta_v \tag{II.34}$$

$$n\sin\theta = n_q\sin\theta_q = \sin\theta_v$$

$$\cos\theta = (\beta n)^{-1}$$

avec ℓ = distance variable d'émission du photon le long de la trajectoire dans le radiateur ($0 < \ell < L$),
θ_v = angle d'émission dans le gaz ($n \cong 1$).

Ces équations peuvent être résolues pour θ,ϕ en fonction de n et ℓ et des quantités mesurées x,y,z. Les angles reconstruits θ_{rec},ϕ_{rec} sont obtenus en prenant des valeurs moyennes, $n = \bar{n}$, $n_q = \bar{n}_q$, et en supposant le photon émis au milieu du radiateur, $\ell = \bar{\ell} = L/2$. Ainsi,

$$z = r\cos\phi_{rec} \qquad \text{et} \qquad x = r\sin\phi_{rec} \tag{II.35}$$

et

$$r = \frac{L}{2}\,\mathrm{tg}\,\theta_{rec} + \frac{q\sin\theta_{rec}}{\sqrt{(\bar{n}_q/\bar{n})^2 - \sin^2\theta_{rec}}} + \frac{[y - (L/2) - q]\sin\theta_{rec}}{\sqrt{\bar{n}^2 - \sin^2\theta_{rec}}}\,.$$

Pour le cas limite où $L \to 0$, $q \to 0$,

$$r = \frac{y\sin\theta_{rec}}{\sqrt{(1/\bar{n}^2) - \sin^2\theta_{rec}}}\,.$$

On en déduit aisément

$$\sin\theta_{rec} = \frac{r}{\bar{n}\,d} \qquad \text{et} \qquad \cos\theta_{rec} = \frac{1}{\bar{n}}\sqrt{\bar{n}^2 - \frac{r^2}{d^2}} \tag{II.36}$$

avec $d^2 = x^2 + y^2 + z^2 = r^2 + y^2$.

6.3.1 Erreur chromatique

L'erreur chromatique se déduit de la dérivation par rapport à n de la relation (II.36) qui n'a aucune dépendance explicite avec n (seulement $\bar{n}$). En fait, la dépendance avec n est implicite à travers les variables mesurées R et r (ou x,y,z), c'est-à-dire à la génération. Par conséquent,

$$\cos^2\theta = \frac{1}{\beta^2 n^2} = \frac{1}{n^2}\left(n^2 - \frac{r^2}{d^2}\right)\,,$$

ou

$$\frac{r^2}{d^2} = n^2 - \frac{1}{\beta^2}\,.$$

En substituant cette valeur dans la relation (II.36),

$$\cos^2\theta_{rec} = 1 - \frac{1}{\bar{n}^2}\left(n^2 - \frac{1}{\beta^2}\right)\,.$$

On obtient l'erreur chromatique en dérivant cette expression

$$\frac{d\theta_{rec}}{dn} = \frac{\beta^2 n}{\mathrm{tg}\,\theta_{rec}}\,, \tag{II.37}$$

qui est équivalente à celle obtenue avec un radiateur focalisé (relation II.31). L'augmentation par un facteur $\beta^2 n^2$ de l'erreur chromatique obtenue avec un radiateur gazeux focalisé $(n\,\mathrm{tg}\,\theta)^{-1}$ est essentiellement due à l'effet de la réfraction.

6.3.2 Erreur géométrique due à l'épaisseur finie du radiateur

Pour un radiateur mince non focalisé, l'épaisseur finie détermine une erreur sur l'angle Cherenkov, puisque l'origine du point d'émission du photon est inconnue.

L'estimation de cette erreur est obtenue par dérivation de l'équation (II.34):

$$-d\ell\,\mathrm{tg}\,\theta + \left(\frac{L}{2} - \ell\right)d(\mathrm{tg}\,\theta) + \left(y - \frac{L}{2} - q\right)d(\mathrm{tg}\,\theta_v) = 0\,.$$

Le second terme est négligeable par rapport au troisième et $q \ll y - (L/2)$. Par conséquent,

$$d\ell \operatorname{tg}\theta = \left(y - \frac{L}{2}\right) d(\operatorname{tg}\theta_v) .$$

Puisque $n \sin\theta = \sin\theta_v$,

$$d\theta_v = n \frac{\cos\theta}{\cos\theta_v} d\theta$$

et

$$\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} \operatorname{tg}\theta \cos^3\theta_v ,$$

ou encore,

$$\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} \operatorname{tg}\theta \, [1 - n^2 \sin^2\theta]^{3/2} , \tag{II.38}$$

qui peut aussi s'écrire

$$\boxed{\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} (\beta^2 n^2 - 1)^{1/2} (1 - n^2 + \beta^{-2})^{3/2} .} \tag{II.39}$$

L'erreur est inversement proportionnelle au bras de levier et nulle à la réflection totale ($n^2 \sin^2\theta = 1$).

6.3.3 Erreur géométrique due à l'indétermination du point de conversion du photon

L'erreur $\Delta\theta/\Delta y$, due à l'incertitude sur la profondeur d'absorption du photon dans le gaz, est déduite de la dérivation par rapport à y de l'équation (II.34).

Après approximation ($q = \ell = 0$),

$$\frac{L}{2} d(\operatorname{tg}\theta) + \operatorname{tg}\theta_v \, dy + \left(y - \frac{L}{2}\right) d(\operatorname{tg}\theta_v) = 0 ,$$

on calcule aisément que

$$\boxed{\frac{d\theta}{dy} = \frac{1}{\beta} \frac{(\beta^2 n^2 - 1)^{1/2}}{y - (L/2)} (1 - n^2 + \beta^{-2}) .} \tag{II.40}$$

6.3.4 Erreur géométrique due à la résolution du photodétecteur

Comme précédemment, on obtient cette erreur en dérivant par rapport à r:

$$dr = \frac{L}{2} d(\operatorname{tg}\theta) + \left(y - \frac{L}{2}\right) d(\operatorname{tg}\theta_v) ,$$

d'où

$$\boxed{\frac{d\theta}{dr} = \frac{1}{y - (L/2)} (1 - n^2 + \beta^{-2})^{3/2} .} \tag{II.41}$$

6.3.5 Limites de la séparation π–K et K–p

Soit, par exemple, un compteur RICH constitué d'un radiateur liquide de C_6F_{14} de 1 cm d'épaisseur, d'un photodétecteur utilisant le TMAE comme agent photosensible, placé à 10 cm du radiateur et dont la précision de reconstruction $\sigma_y = \sigma_{rec} \simeq 1$ mm.

L'acceptance en énergie moyenne $\overline{\Delta E}$, compte tenu de la transmission du radiateur, est comprise entre 6,1 et 7,1 eV ($\bar{n} = 1{,}279$) et $N_0 \simeq 60\ \text{cm}^{-1}$ à $\gamma^{(\infty)}$ [26].

Les erreurs chromatique (II.32) et géométriques (II.39) à (II.41) sont respectivement,

$$(\sigma_\theta)_{ch}^{(\infty)} = 4{,}3 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_\theta)_{y}^{(\infty)} = 3{,}1 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_\theta)_{rec}^{(\infty)} = 2{,}3 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_\theta)_{\ell}^{(\infty)} = 5{,}3 \text{ mrad (en prenant } \sigma_\ell = L/\sqrt{12} = 2{,}9 \text{ mm)}$$

et l'erreur totale est

$$\sigma_\theta^{(\infty)} = \left(\sum_i \sigma_{\theta_i}^2\right)^{1/2} = 7.85 \text{ mrad}.$$

La séparation ainsi obtenue, pour $n_\sigma = 4{,}2$ [relation (II.10)], est de 4,5 GeV/c et 7,6 GeV/c pour π-K et K-p respectivement.

Une discussion approfondie de cette technique, avec des illustrations, est donnée dans le chapitre IV.

CHAPITRE III : LES COMPTEURS CHERENKOV A SEUIL ET DIFFÉRENTIELS

1. INTRODUCTION

1.1 La détection des photons

Les compteurs Cherenkov classiques, à seuil ou différentiels, utilisent uniquement des photomultiplicateurs (PM) comme détecteurs de photons. Le tableau III.1 résume les caractéristiques qui peuvent être atteintes. La valeur du facteur de mérite N_0 qui est indiquée n'est pas corrigée pour la transmission du radiateur ni pour la réflectivité du miroir, qui sont spécifiques à la construction d'un compteur.

La dernière ligne du tableau concerne l'emploi de convertisseurs de longueur d'onde ou WLS (pour «wavelength shifter»), qui permettent de réduire considérablement le coût du photodétecteur, pour un N_0 égal ou supérieur à celui obtenu avec un PM équipé d'une fenêtre de MgF_2.

Tableau III.1

Facteur de mérite N_0 pour divers types de PM

Type de PM		ΔE (FWHM)	N_0
Fenêtre	Photocathode	(eV)	(cm^{-1})
Verre	Bialcali	2 à 4	50 à 60
Quartz fondu	Bialcali	2 à 6	100 à 150
	Multialcali	2 à 7	200 à 250
	Cs-Te	~ 4 à 7	~ 100
MgF_2	Cs-Te	6 à 10	150
Verre + WLS	Bialcali	3 à 10	150 à 250

La technique consiste à déposer sous vide, sur la face extérieure de la fenêtre en verre d'un PM, une couche mince ($\leqslant$ 1 μm ou 10^4 Å) d'un matériau scintillant dans l'UV. Les WLS les plus utilisés sont le salicylate de sodium, le tétraphényl butadiène (TPB) et surtout le p-terphényl (PT) [27]. La radiation UV absorbée dans ces couches provoque l'excitation d'états moléculaires qui, en se désexcitant spontanément (ps), réémettent isotropiquement, avec une efficacité quantique de 100%, de la lumière visible qui peut être détectée par un PM à fenêtre de verre. Une acceptance de 3 à 10 eV peut ainsi être obtenue avec une réponse uniforme pour des radiateurs gazeux transparents (Ar, He, Ne, CF_4) dans lesquels le PM est placé pour éviter toute limitation de la transmission optique par l'emploi d'une fenêtre additionnelle.

Une bonne efficacité de détection d'un photo-électron individuel est essentielle pour optimiser le facteur de mérite N_0. La série des PM du type Quantacon (RCA) ou équivalents, pour lesquels le facteur de multiplication de la première dynode (Ga–As–P) est au moins égal à 4, permet d'obtenir un spectre d'amplitude des impulsions anodiques avec un maximum au-delà du bruit, assurant une bonne discrimination signal/bruit. Pour cette raison leur emploi est recommandé spécialement pour les compteurs Cherenkov différentiels.

1.2 Acceptance d'un compteur Cherenkov dans l'espace de phase

L'acceptance A, dans l'espace de phase, d'un compteur Cherenkov avec focalisation est définie par le produit de l'émittance du faisceau et de l'acceptance en impulsion Δp,

$$A = K\,S\,\Delta\Omega\,\Delta p\,, \tag{III.1}$$

où K = facteur résultant de l'intégration,
S = surface du photodétecteur,
$\Delta\Omega$ = angle solide sous-tendu par les particules qui sont détectées.

Pour un compteur différentiel, cette acceptance est très faible puisque la particule est détectée uniquement si la lumière passe au travers d'une fente annulaire à l'angle θ_0 avec une acceptance $\Delta\theta_0$ (voir chapitre II, § 5). On calcule dans ce cas que $\theta_0\Delta\Omega = \pi/4\,(\Delta\theta_0)^2$.

Par contre, pour un compteur à seuil, il suffit que la lumière Cherenkov frappe la surface du photodétecteur. Pour cette raison l'acceptance peut être grande.

2. LES COMPTEURS CHERENKOV A SEUIL

Ils détectent des particules de vitesse $\beta > \beta_0 = 1/n$.

En principe, l'angle d'émission Cherenkov, c'est-à-dire l'indice de réfraction du radiateur, est choisi de façon que l'efficacité de détection $1 - \epsilon$ atteigne une valeur acceptable. Si le nombre de photo-électrons détectés N n'est pas trop élevé (près du seuil) la distribution de N est poissonnière,

$$P(N) = \frac{e^{-\bar{N}}(\bar{N})^N}{N!}\,,$$

où

$$\bar{N} = N_0 L \sin^2\theta \qquad \text{et} \qquad \epsilon = P(0) = e^{-\bar{N}}\,.$$

Pour obtenir $\epsilon = 10^{-2}$ ou 10^{-3} il faut que $\bar{N} = 4{,}6$ et $6{,}9$ respectivement.

Il y a deux applications importantes des compteurs à seuil,

i) La séparation des particules à moyennes et hautes énergies.
ii) En physique nucléaire, la séparation des noyaux suivant leur charge Ze.

2.1 La séparation des particules

La séparation de la particule de masse m_1 (fig. III.1) est obtenue en ajustant l'indice de réfraction n du radiateur de façon à être au seuil de la particule de masse m_2 et assurer une très bonne efficacité de détection de la particule m_1. Séparer la particule m_2 nécessite un deuxième compteur, réglé au seuil de m_3, pour détecter les particules m_1 et m_2. De cette façon il est possible d'identifier chaque particule avec une simple logique électronique. Cette technique est couramment utilisée dans les faisceaux non séparés de π, K et p. Puisque

$$\sin^2\theta = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = \frac{N}{N_0 L}$$

et

$$p = m\beta\gamma = \frac{m\beta}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

$$\sin^2\theta = \frac{n^2-1}{n^2} - \frac{m^2}{p^2m^2}.$$

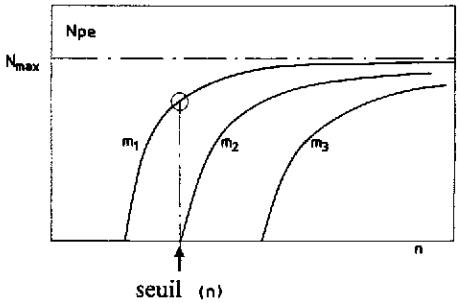

Fig. III.1 Principe de l'ajustement d'un compteur Cherenkov gazeux à seuil pour obtenir la séparation de la particule de masse m_1.

Pour un ajustement du compteur au seuil de la particule m_2

$$\sin^2\theta_1 = \frac{n^2-1}{n^2} - \frac{m_1^2}{p^2n^2} \quad \text{et} \quad \sin^2\theta_2 = 0 = \frac{n^2-1}{n^2} - \frac{m_2^2}{p^2n^2}.$$

Par conséquent, on a

$$n^2 - 1 = \frac{m_2^2}{p^2} \quad \text{et} \quad \sin^2\theta_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2n^2}, \tag{III.2}$$

relations qui définissent les conditions d'opération du compteur.

Pour un compteur à gaz ($n - 1 \ll 1$), les relations (III.2) s'écrivent,

$$n - 1 \cong \frac{m_2^2}{2p^2} \quad \text{et} \quad \theta_1^2 \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2} = \frac{N}{N_0L} \cong 2\Delta\beta_{m_1,m_2}.$$

Les paramètres de construction d'un compteur gazeux à seuil doivent donc être choisis de façon que

$$\langle\theta\rangle = \left(\frac{N}{N_0L}\right)^{1/2} \leqslant \frac{(m_2^2 - m_1^2)^{1/2}}{p}, \tag{III.4}$$

avec

$$L \geqslant \frac{N}{N_0}\frac{p^2}{m_2^2 - m_1^2}.$$

En pratique, on construit un compteur de façon que

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} \geqslant n_\sigma\left(\frac{N}{2N_0L}\right),$$

où le nombre de déviations standard $n_\sigma \geqslant 3$.

2.1.1 Compteurs à seuil avec radiateur solide ou liquide

La figure III.2 montre le principe du compteur Cherenkov à seuil et sélection de vitesse qui fut utilisé, en 1955, pour la découverte de l'antiproton dans un faisceau de particules non séparé de 1 GeV/c au Bevatron de Berkeley [10]. Il consiste en un radiateur de quartz fondu ($\bar{n}$ = 1,458), d'épaisseur 6.4 cm. La lumière Cherenkov émergente était transmise au moyen de miroirs sur trois PM. Le premier jeu de trois miroirs pouvait être déplacé et ajusté suivant la direction du faisceau pour permettre une sélection de la vitesse β des particules entre 0,75 et 0,78. La logique électronique imposait que deux PM sur trois soient touchés pour rejeter le bruit [$\epsilon_{det}(\bar{p})$ = 0,97]. Historiquement ce compteur est célèbre. Depuis, beaucoup de compteurs ingénieux de ce type ont été construits, utilisant ou non une focalisation optique au moyen d'un miroir cylindrique, sphérique, ou même de lentilles de Fresnel. Leur revue, fastidieuse, n'apporterait pas d'informations utiles.

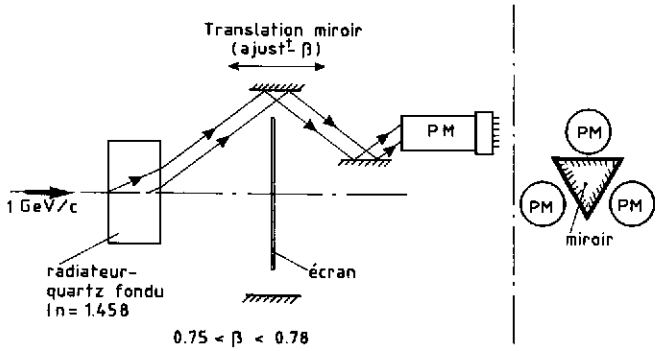

Fig. III.2 Principe du compteur Cherenkov à sélection de vitesse utilisé pour la découverte de l'antiproton [10].

2.1.2 Compteurs à réflexion totale (compteurs dits de type Fitch)

Une variante intéressante des compteurs à radiateur solide (ou liquide) est cependant montrée sur la figure III.3. C'est un compteur de type Fitch [28], du nom de son auteur. Il consiste à utiliser les propriétés de la réflexion totale interne qui est obtenue pour une incidence normale des particules lorsque n sin $\theta \geqslant 1$, soit $\beta^2 \geqslant (n^2 - 1)^{-1}$ [ou $\gamma^2 \geqslant (n^2 - 1)/(n^2 - 2)$]. Pour des particules de vitesse $\beta = 1$ cette condition est remplie lorsque $n \geqslant \sqrt{2}$. Pour des particules telles que $1/n < \beta < 1/(n^2 - 1)^{1/2}$, la lumière sort du radiateur et peut être détectée classiquement. Au-delà de cette limite, la lumière est réfléchie dans le radiateur et, après plusieurs réflexions internes, elle peut être détectée à la périphérie du radiateur.

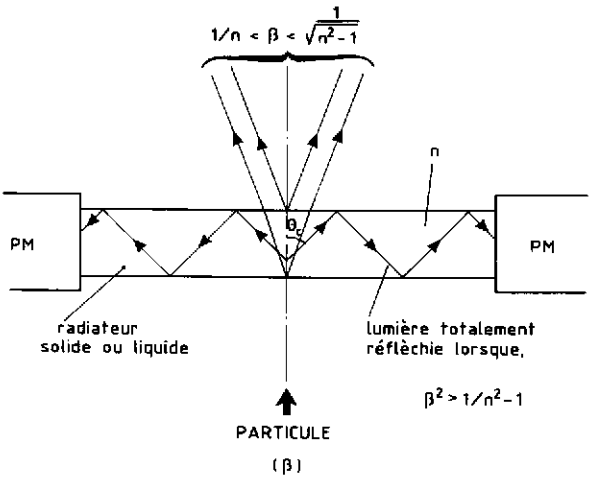

Fig. III.3 Principe du compteur à réflexion totale, ou compteur Fitch [28].

Ce compteur est connu comme un compteur à *réflexion totale;* il fut utilisé à basse énergie pour identifier les π et K dans des faisceaux non séparés.

2.1.3 Les compteurs à seuil gazeux

Les compteurs à seuil gazeux sont les plus intéressants à étudier pour illustrer la technique de la séparation des particules. En effet on peut varier expérimentalement l'indice de réfraction du radiateur par un ajustement de la pression et, de cette façon, mesurer la résolution des compteurs et déterminer leur facteur de mérite N_0.

La figure III.4a montre l'exemple d'un compteur de 5 m de longueur, fonctionnant avec de l'hélium à pression atmosphérique, dans un faisceau secondaire de 50 GeV/c à Serpoukhov [29]. La lumière est focalisée par un miroir sphérique, de 60 cm de distance focale, sur un seul PM avec fenêtre de quartz.

La figure III.4b montre la variation de l'efficacité de détection en fonction de la pression pour différentes valeurs du gain du PM, ou de N_0. La forme de la courbe au seuil est affectée par la dispersion chromatique, la dispersion en impulsion, et surtout la fluctuation statistique du nombre moyen $\overline{N}$ de photo-électrons émis par la photocathode. La résolution $\Delta\beta$ peut être déterminée à partir de ces courbes, par la variation de l'indice de réfraction, lorsque N varie entre 0 et 1 ($1 - \epsilon = 1 - e^{-1} = 0{,}63$). On trouve $\Delta\beta = 6{,}5 \times 10^{-6}$. Puisque $\Delta\beta = \langle\theta^2\rangle/2 = N/2N_0L$ [relation (III.3)] et $N = 1$, on en déduit $N_0 = 154\ \text{cm}^{-1}$. La différence $\Delta\beta = (m_2^2 - m_1^2)/2p^2$ entre π et K à 50 GeV/c est $4{,}47 \times 10^{-5}$, soit une séparation avec 7 déviations standard.

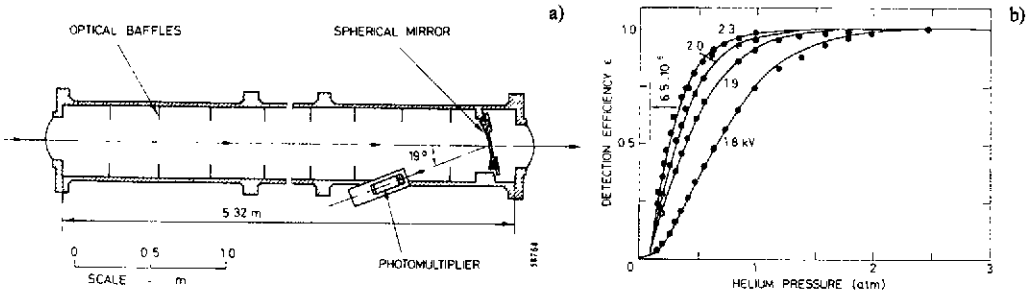

Fig. III.4 a) Un compteur Cherenkov à seuil utilisé auprès de l'accélérateur de Serpoukhov [29]. b) Courbes de pression obtenues dans un faisceau de π^- de 50 GeV/c. L'efficacité de détection est montrée pour différentes valeurs du gain du PM.

La figure III.5 montre une courbe de pression [$(1 - \epsilon)$ en fonction de p] obtenue avec le compteur précédent, rempli de CO_2 ($n - 1 = 433 \times 10^{-6}$ à 1 bar et 3,5 eV), dans un faisceau non séparé de 20 GeV/c, qui illustre bien l'effet de seuil de la détection.

La limitation de la résolution de ce type de compteurs est due au bruit du PM et principalement aux rayons δ produits dans le radiateur par des particules au-dessous du seuil. Cette contribution (environ quelques ‰) est éliminée par l'emploi de deux compteurs en coïncidence.

De nombreux types de compteurs à seuil ont été construits pour séparer des particules secondaires émises dans des interactions (expériences sur cibles fixes). Ces compteurs, qui doivent couvrir souvent de grandes acceptances, sont moins performants que les compteurs à seuil utilisés dans les faisceaux, et par

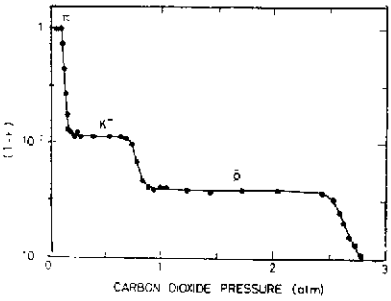

Fig. III.5 Courbe de pression obtenue avec le compteur de la figure III.4, dans un faisceau non séparé négatif de 20 GeV/c. Le bruit de fond au-dessous du niveau des $\bar{p}$ est d'environ 10^{-6}.

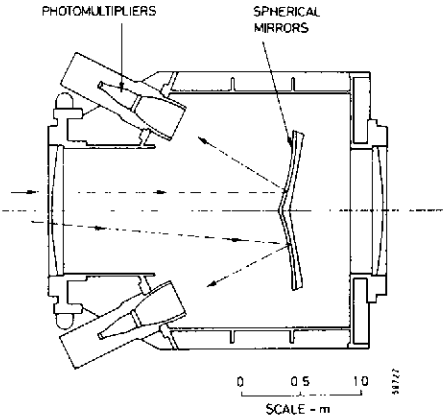

Fig. III.6 Exemple d'un compteur Cherenkov à seuil multicellulaire [30].

conséquent beaucoup moins intéressants à étudier pour illustrer la technique. Leur conception est toujours basée sur une segmentation du volume (fig. III.6 [30]), pour des raisons évidentes de collection de la lumière, et pour permettre la détection de plusieurs particules dans l'état final. De très nombreuses descriptions peuvent être trouvées dans les publications, de compteurs dont la surface a atteint jusqu'à $10\,m^2$ [31].

2.2 La séparation des noyaux en physique nucléaire

En physique nucléaire, l'identification des noyaux nécessite une mesure de leur masse et de leur charge Ze.

La mesure de la charge est usuellement obtenue par la mesure de l'ionisation spécifique dE/dx dans une chambre à ionisation, ou par la mesure de la scintillation. Pour des ions relativistes (quelques GeV par nucléon) ces solutions sont inapplicables, en particulier la scintillation, à cause des effets de saturation à haut Z.

La mesure de la masse, par la mesure de l'impulsion (spectromètre magnétique) et de la vitesse, implique pour cette dernière une bonne résolution $\Delta\beta$ puisque les différences de masses sont faibles. Pour des ions relativistes de 1 à 2 GeV/u $\Delta\beta$ devrait être de l'ordre de 10^{-4}, une valeur inaccessible aux mesures de temps de vol. Pour ces raisons, les compteurs Cherenkov sensibles à β et Z^2 sont particulièrement attractifs.

La figure III.7 montre une très bonne application du compteur Fitch utilisé pour l'expérience HISS à Berkeley [32], qui permit l'identification de noyaux jusqu'à Z = 26.

L'intérêt de ce compteur pour cette application est de limiter l'acceptance à des noyaux pour lesquels $\beta > (n^2 - 1)^{-1/2}$, condition pour la réflexion totale interne, et de permettre une mesure de l'intensité de la radiation Cherenkov. Entre 1 et 2 GeV/nucléon ($0{,}88 < \beta < 0{,}95$), l'intensité de la lumière dépend principalement de Z^2 et peu de $\sin^2\theta$, pour n proche de 1,5. Dans cette expérience deux compteurs en série sont utilisés pour améliorer la réjection. Le premier est en verre (BK7W, n = 1,51, $\beta_s = 0{,}8838$) et le second en quartz (n = 1,46, $\beta_s = 0{,}9401$) de 3 ou 6 mm d'épaisseur.

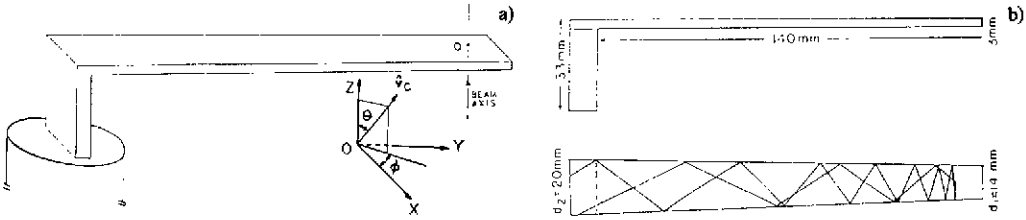

Fig. III.7 Diverses vues d'un compteur Cherenkov à réflexion totale utilisé pour la séparation des noyaux à Berkeley [30]. Les trajets de rayons optiques sont dessinés pour montrer l'effet de la forme tronconique du radiateur de quartz. L'épaisseur du radiateur est constante à $\pm 10\,\mu m$ et l'angle avec les faces adjacentes est réalisé avec un grande précision (90° ± 0,05°).

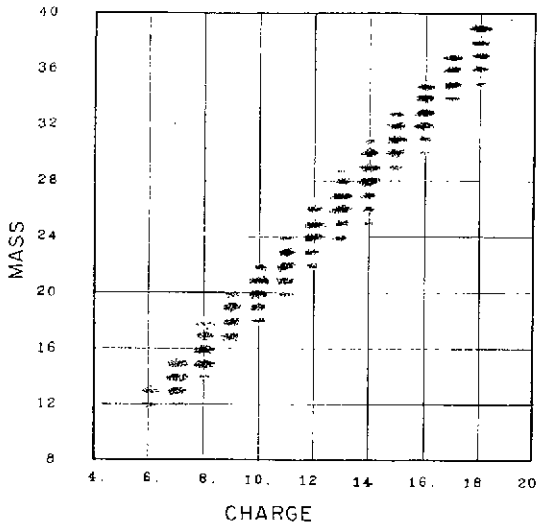

Fig. III.8 Distribution de la masse en fonction de la charge des noyaux, obtenue avec le compteur de la figure III.7. La résolution σ_m est 0,05 A/Z.

La figure III.8 montre le remarquable résultat qui a été obtenu. La résolution σ_m sur la mesure de la masse est $\sigma_m = 0{,}05$ A/Z en unités de masse. Typiquement, avec 6 mm de quartz les auteurs ont obtenu $N_0 = 84\ \mathrm{cm}^{-1}$ et une résolution $\sigma_\beta \simeq 2 \times 10^{-4}$ à $\beta = 0{,}93$ et $Z = 26$.

3. LES COMPTEURS DIFFÉRENTIELS

Les compteurs différentiels ont été conçus et développés principalement par Meunier et al. Le lecteur intéressé par cette technique trouvera dans la revue de Litt et Meunier [11] tous les détails et références complémentaires intéressants. Les illustrations de ce chapitre sont extraites de cette publication.

Un compteur différentiel (voir fig. II.11b) est conçu pour sélectionner des particules dont la vitesse est comprise dans l'intervalle $\beta \pm (\Delta\beta/2)$. La radiation Cherenkov émise à l'angle θ est focalisée pour former dans le plan focal d'un miroir sphérique (focale: f) un anneau image de rayon $r = f \operatorname{tg} \theta$ dont la largeur est déterminée par les aberrations optiques et surtout chromatiques discutées au paragraphe 6 du chapitre II. La lumière est filtrée par un diaphragme circulaire, de rayon r et d'ouverture Δr, derrière lequel sont placés plusieurs photomultiplicateurs. Une logique électronique impose qu'un nombre fini de PM soient touchés simultanément pour rejeter le bruit de fond et optimiser la résolution:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} d\left(\frac{1}{n \cos\theta}\right) = \operatorname{tg}\theta\, \Delta\theta = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2}, \qquad \text{(III.5)}$$

où $\Delta\theta$ est l'acceptance définie par l'ouverture du diaphragme.

La résolution est toujours meilleure pour de petits angles, choisis en faisant un compromis avec l'inefficacité de détection ϵ, puisque $\epsilon = \exp(-N_0 L \sin^2\theta)$.

3.1 Compteurs différentiels à radiateur liquide ($\beta_s < 2{,}2$) partiellement corrigés

Ces compteurs, utilisés uniquement pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires, sont connus comme compteurs DISC.

Ils permettent une sélection de la vitesse des particules avec une résolution $10^{-3} < \Delta\beta < 10^{-2}$, soit par une variation de l'indice (le liquide est interchangeable), soit par une variation de la distance focale obtenue par le déplacement d'une lentille prismatique annulaire, ou axicon (fig. III.9), qui compense partiellement la dispersion chromatique du radiateur (propriété de l'axicon). Le compteur [33] de la figure III.9 est équipé d'un miroir sphérique de 25 cm de distance focale. La lumière focalisée est filtrée par un diaphragme derrière lequel sont placés quatre PM.

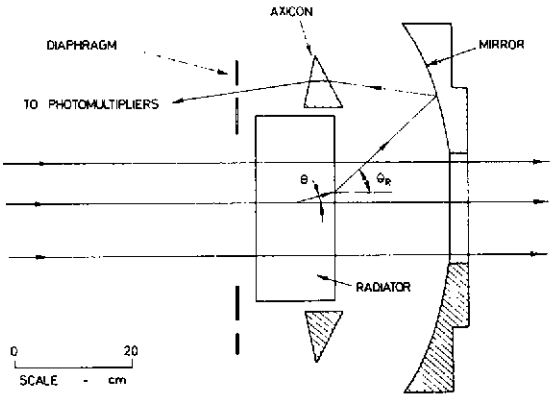

Fig. III.9 Optique d'un compteur différentiel achromatique à radiateur liquide construit au CERN [33].

Le rayon image est

$$r = f \operatorname{tg} \theta_{ref}$$

où l'angle θ_{ref}, l'angle Cherenkov après réfraction, est donné par

$$\sin \theta_{ref} = n \sin \theta \,. \tag{III.6}$$

Par conséquent,

$$\sin^2 \theta_{ref} = n^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right).$$

En différentiant, on obtient

$$2 \sin \theta_{ref} \cos \theta_{ref} \, d\theta_{ref} = 2 \frac{d\beta}{\beta^3} \,,$$

d'où la résolution:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\beta^2}{2} \sin 2\theta_{ref} \, \Delta\theta_{ref} \,, \tag{III.7}$$

où $\Delta\theta_{ref}$ est l'acceptance angulaire du diaphragme.

Les différents liquides qui ont été utilisés sont le pentane ($0{,}83 < \beta < 0{,}88$), l'eau ($0{,}85 < \beta < 0{,}94$) et le fluorocarbone FC75 ($0{,}91 < \beta < 0{,}97$), l'intervalle $\Delta\beta$ indiqué étant couvert par le déplacement de l'axicon.

L'acceptance $\Delta\theta_{ref}$ du compteur est choisie en ajustant le diaphragme d'ouverture variable. Pour $\Delta\theta_{ref} \simeq 10$ mrad, la résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta$ devient approximativement $4{,}4 \times 10^{-3}$ à $\beta = 0{,}984$ pour un radiateur de FC75 ($n = 1{,}28$). Cette valeur correspond à une séparation π-K limitée à $p = [m_2^2 - m_1^2)/2(\Delta\beta/\beta)]^{1/2} = 5$ GeV/c ou 2,5 GeV/c pour 4,2 déviations standard (1% probabilité de mauvaise identification). La divergence angulaire du faisceau, lorsqu'elle domine la dispersion chromatique, détermine l'acceptance $\Delta\theta_{ref}$.

A basse énergie la diffusion multiple contribue à la résolution,

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg} \theta \, \Delta\theta_{dm} = \frac{15n}{p} \sqrt{\frac{N}{N_0 X_0}}$$

(X_0 = longueur de radiation).

Des compteurs différentiels avec des radiateurs d'hydrogène liquide ($n = 1{,}11$) ou de deutérium liquide ($n = 1{,}13$) ont été réalisés [34].

3.2 Compteurs différentiels à radiateur gazeux

La séparation des particules à haute énergie implique des résolutions $\Delta\beta/\beta \leqslant 10^{-5}$ qui peuvent être atteintes avec des radiateurs gazeux. La diffusion multiple et la perte d'énergie sont généralement négligeables, de sorte que la principale contribution à l'erreur $\Delta\beta$ des compteurs différentiels gazeux est la dispersion chromatique du radiateur (chapitre II, § 6).

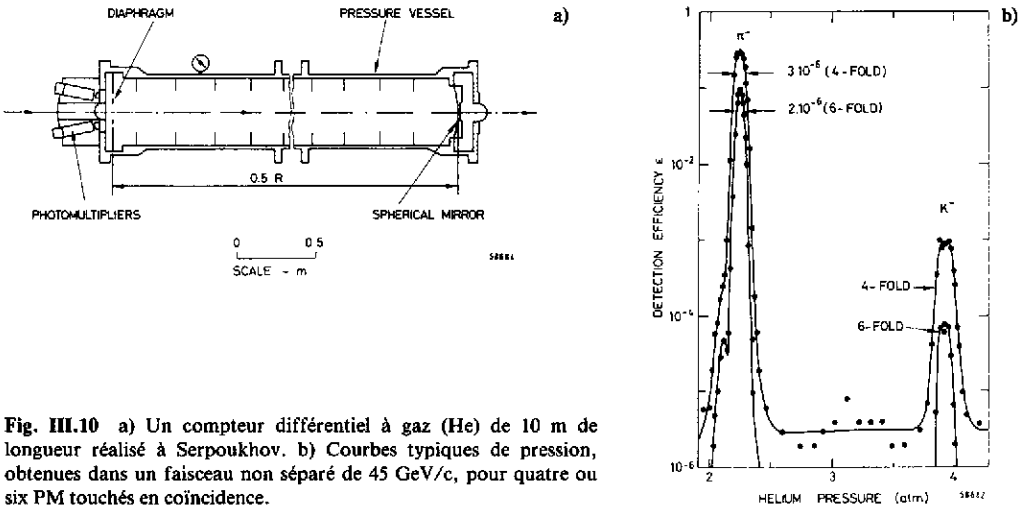

Fig. III.10 a) Un compteur différentiel à gaz (He) de 10 m de longueur réalisé à Serpoukhov. b) Courbes typiques de pression, obtenues dans un faisceau non séparé de 45 GeV/c, pour quatre ou six PM touchés en coïncidence.

La figure III.10a montre l'exemple d'un compteur [35] de 10 m de longueur fonctionnant avec de l'hélium à 2,2 bar ($\gamma_s = 83$ ou $\theta^{(\infty)} \cong 12$ mrad). Le compteur est équipé de six PM.

Avec un facteur de mérite $N_0 \cong 150\ \mathrm{cm}^{-1}$ le nombre moyen de photo-électrons détectés est $\bar{N} = N_0 L(\theta^{(\infty)})^2 = 21{,}6$ à $\gamma = \infty$.

Les courbes de pression obtenues dans un faisceau non séparé de 45 GeV/c, en imposant qu'au moins quatre et six PM soient touchés, sont montrées sur la figure III.10b. La largeur des courbes pour une sélection π ou K dépend du nombre N_{PM} imposé de PM touchés, mais la résolution en vitesse est uniquement définie par la pente de la courbe, qui est indépendante de N_{PM}.

L'efficacité de détection est une fonction de N_{PM}:

$$\epsilon_d = \left(1 - e^{-\bar{N}/N_{PM}}\right)^{N_{PM}} .$$

Pour $\bar{N} = 21{,}6$ et $N_{PM} = 4$ ou 6, $\epsilon_d = 0{,}982$ ou 0,847 respectivement, en accord avec les résultats expérimentaux pour la détection des pions confirmant la valeur de N_0.

La résolution $\Delta\beta/\beta$ attendue pour un compteur dominé par la dispersion Δn du radiateur est

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \mathrm{tg}\,\theta\,\Delta\theta_{ch} \simeq \theta\,\Delta\theta_{ch} \simeq \frac{\Delta\theta_{ch}}{\gamma_s},$$

où [relation (II.31)]:

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta n}{n\,\mathrm{tg}\,\theta} \cong \gamma_s\,\Delta n .$$

Par conséquent,

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \cong \Delta n = \frac{dn}{dE}\,\Delta E .$$

Pour l'hélium à 2,2 bar (sélection des π) et $2 < E < 6$ eV, dn (4 eV)/dE $= 2{,}2 \times 5 \times 10^{-7} = 1{,}1 \times 10^{-6}\ \mathrm{eV}^{-1}$ (tableau II.3). L'erreur la plus probable attendue est

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{rms} = \sigma_n = \frac{dn}{dE}\frac{\Delta E}{\sqrt{12}} = 1{,}3 \times 10^{-6} ,$$

pour une réponse uniforme des PM sur l'intervalle ΔE. Cette valeur est en accord avec celle obtenue expérimentalement en mesurant la pente de la variation de l'efficacité de détection avec la pression d'hélium (fig. III.10b).

L'impulsion maximum à laquelle on peut séparer des particules m_1 et m_2 avec n_σ déviations standard est donnée par la relation (II.30):

$$p^2_{m_1,m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\,n_\sigma}\frac{\sqrt{N}}{\sigma_n},$$

où N est le nombre de photo-électrons détectés. On calcule pour $n_\sigma = 4{,}2$ et $N = 4$ et 6, $p = 202$ et 224 GeV/c respectivement pour la séparation π–K.

Des compteurs à gaz optiquement corrigés (achromatiques) de type DISC ont été développés pour les très hautes énergies et une faible divergence angulaire du faisceau, mais surtout pour la séparation des hypérons; par conséquent, dans des faisceaux où le spectre de masses est très large et l'acceptance en impulsion Δp plus élevée que celle utilisée pour les faisceaux classiques, afin d'en augmenter l'intensité.

L'exemple d'un tel compteur [36], fonctionnant dans un faisceau d'hypérons du CERN à 20 GeV/c, est montré à la figure III.11. La longueur du radiateur est de 30 cm seulement, puisque la vie moyenne du Σ^-, par exemple, est de 57 cm, à 20 GeV/c. Pour cette raison il est utilisé à 10 bar de SF_6 ($\theta = 120$ mrad, $\gamma_s = 8{,}35$, pour $n - 1 = 727 \times 10^6$ à 1 bar et 3,5 eV). Le système de correction optique est constitué par un triplet de lentilles en SiO_2 et NaCl, qui peut être déplacé suivant l'axe optique pour sélectionner la vitesse β entre 0,993 et 1. La résolution $\Delta\beta/\beta$ de ce compteur est d'environ 5×10^{-5}.

La variation du taux de comptage du compteur en fonction de la pression, montrée en figure III.12, prouve sa capacité à sélectionner des Σ^- et des Ξ^- dans un flux de π^-, respectivement 10^4 et 10^5 fois plus élevé.

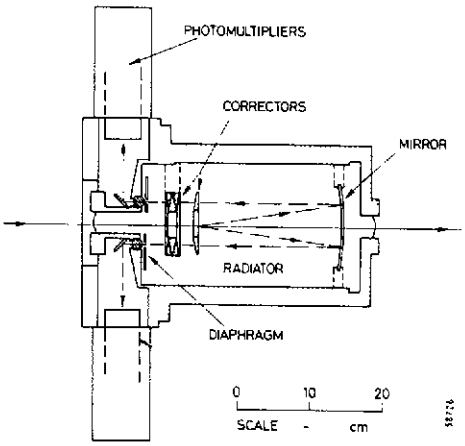

Fig. III.11 Un compteur DISC utilisé dans un faisceau d'hypérons de 20 GeV/c au CERN [36].

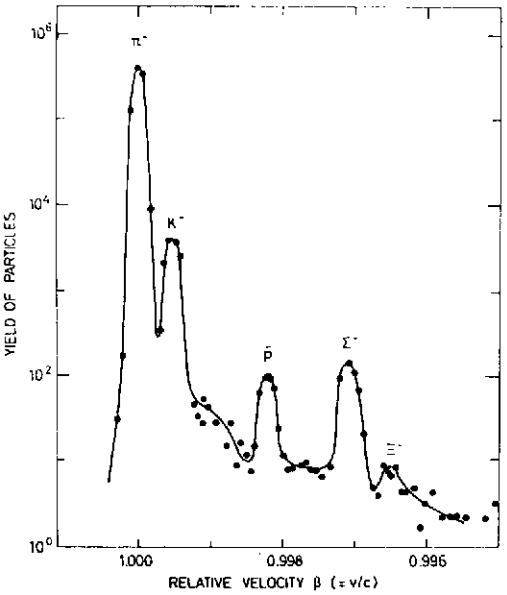

Fig. III.12 Courbe de pression obtenue avec le compteur DISC de la figure III.11.

L'exemple d'un compteur DISC, utilisé à très haute énergie [37] au CERN et au FNAL, est montré à la figure III.13. Le radiateur, de 5 m de longueur, est rempli d'hélium à 3 bar [$\gamma_s = 40{,}8$, $(\theta)^{(\infty)} = 24{,}5$ mrad].

La résolution du compteur, limitée par l'acceptance de la fente ($\Delta r = 0{,}1$ mm), est donnée par

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg}\theta\,\Delta\theta \cong \theta\frac{\Delta r}{f} \simeq 5 \times 10^{-7} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2\,n_\sigma}.$$

Elle permet la séparation π–K avec $n_\sigma = 4{,}2$ jusqu'à 230 GeV/c, mais la divergence du faisceau est limitée à 20 μrad, restreignant sévèrement l'emploi de tels compteurs.

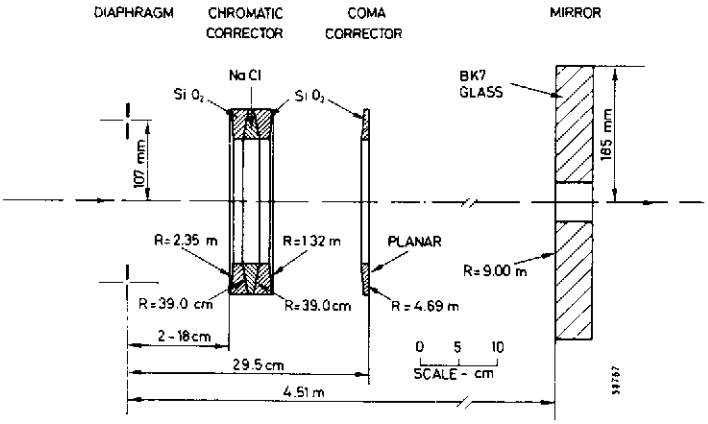

Fig. III.13 Optique d'un compteur DISC à gaz utilisé dans des faisceaux de quelques centaines de GeV/c au FNAL et au CERN [37].

Nous verrons dans le chapitre IV que les compteurs RICH permettent d'obtenir d'aussi bons résultats, avec une meilleure efficacité de détection, pour une très large acceptance dans l'espace de phase.

CHAPITRE IV : LES DÉTECTEURS RICH

Les détecteurs RICH*) se développent depuis environ 10 années, principalement pour l'identification des hadrons en physique des hautes énergies.

La technique a été utilisée pour des expériences au FNAL [15] et au CERN [38]. Elle est proposée pour de nombreuses expériences et trouve actuellement une application spectaculaire avec les expériences DELPHI (Detector for Electron–Lepton–Photon–Hadron Identification) au LEP (CERN) et SLD (Stanford Linear Detector) au SLAC (Stanford).

Les bases de la technique, la théorie élémentaire de la formation en image de la radiation Cherenkov et l'étude des erreurs avec lesquelles l'angle Cherenkov peut être reconstruit, ont été discutées dans le chapitre II. Leur connaissance est implicite pour cette dernière partie.

1. LES PHOTODÉTECTEURS

La technique RICH utilise des photodétecteurs dans l'UV, conçus pour obtenir une localisation bi- (ou tri-) dimensionnelle des photons avec une *résolution* et une *granularité* suffisantes pour ne pas dominer les autres sources d'erreur, et supporter un taux de comptage approprié aux conditions expérimentales.

A cause du principe même de la méthode, le photodétecteur est séparé du milieu radiatif (radiateurs gazeux) ou transmissif (radiateurs solides ou liquides minces) par une fenêtre transparente aux UV (quartz fondu, cristaux de CaF_2, MgF_2, NaF) dans l'intervalle d'énergie des photons compris entre E_1 (seuil de la photo-ionisation) et E_2 (limite supérieure de la transmission UV) dans lequel il est sensible.

La détection d'un photon est obtenue par sa conversion en électron dans le milieu gazeux du photodétecteur, qui *peut être* choisi pour que sa transparence détermine la limite supérieure E_2 de la photo-ionisation, limitant ainsi les aberrations chromatiques (voir § 6 du chapitre II). Le gaz utilisé doit être également choisi pour permettre une *multiplication du photo-électron primaire* par le développement d'une *avalanche d'électrons* dans le gaz au moyen de chambres multifils (CPM) ou à plaques parallèles

*) Le premier sigle, CRID (pour Cherenkov Ring Imaging Detector), donné par les auteurs de la technique a été gardé par le groupe qui construit le SLD à Stanford.

multi-étages (MSAC: MultiStep Avalanche Chamber, ou PPAC: Parallel-Plate Avalanche Chamber) pour en assurer efficacement la détection puis la reconstruction.

Les photodétecteurs fonctionnent généralement à la pression atmosphérique, condition nécessaire pour couvrir de grandes surfaces de détection avec des fenêtres qui, à l'exception du quartz fondu, sont fragiles.

1.1 Les convertisseurs

Comme convertisseur photon → électron dans l'UV, on peut utiliser soit l'effet photo-électrique sur des photocathodes solides, soit, pour la génération actuelle des photodétecteurs, *la photo-ionisation* de vapeurs organiques.

Le tableau IV.1 donne la liste des convertisseurs les plus connus avec leurs caractéristiques essentielles.

Tableau IV.1

Les principaux convertisseurs connus et leurs propriétés physiques

Molécule	Formule	T_{fus} (°C)	T_{eb} (°C)	E_I (eV)	p_0 à 300 K (Torr)	$\Delta H/R$ (K)	σ_a (Mb)	$\epsilon_Q(E)$ E (eV)	ϵ_Q	Fenêtre	État
Iodure de césium	CsI			7,5	$< 10^{-5}$		300[a]	7	$\leqslant 0,05$	CaF_2	Solide, stable dans l'air
TMBI	$C_2[(CH_3(CH_2))N]4$			5,41	inc.			7	0,50	Quartz fondu	
Éthanol	C_2H_5OH	−117,3	78,5	10,4	47	5564	inc.	11,5	0,23	LiF ou MgF_2	Liquide
Acétone	$CH_3(CO)CH_3$	−93,4	56,2	9,69	250,7	3743	inc.	11	0,23	"	"
Benzène	C_6H_6	5,5	80,1	9,24	101,8	4219	16	10,5	0,50	"	"
TEA	$(C_2H_5)_3N$		88,5	7,5	73,2	4299	9,7	8,2	≥ 0,33	CaF_2	
TMAE	$C_2[(CH_3)_2N]_4$	−4	177	5,36	0,50	6372	38	6,5 8,3	0,32 0,51	Quartz fondu	
DMA	$(CH_3)_2NH$	−92	6,9	8,3			inc.	9,2	0,20	CAF_2	Gazeux à NTP
TMA	$(CH_3)_3N$	−117	2,9	7,9			3	8,6	0,27	CaF_2 ou MgF_2	

a) ℓ_a en angströms.

Notes: TMBI = tétraméthyl-biimidazoli-dinylidène; TEA = triéthyl amine; TMAE = tetrakis-diméthyl amino-éthylène; DMA = diméthyl amine; TMA = triméthyl amine.

T_{fus} et T_{eb} = températures de fusion et d'ébullition resp.; E_I = potentiel d'ionisation; p (Torr) = $p_0 \exp[(\Delta H/R)((1/300) - (1/T))]$.

Inc. = valeur inconnue.

1.1.1 Les photocathodes

Les efficacités quantiques des photocathodes solides semi-transparentes ou réflectives (fig. IV.1) de pentacène (E_I = 6,7 eV) ou d'iodure de césium CsI (E_I = 7,5 eV) sont élevées dans le vide [ϵ_Q (CsI) ≅ 0,5 pour 8 < E < 9 eV] [39], mais n'atteignent que quelques pour cent lorsqu'elles sont dans un gaz à pression atmosphérique [40]. Elles ne sont pas compétitives avec la photo-ionisation dans les gaz.

Cependant, de nouveaux développements sur des photocathodes liquides (ou solides) condensées de type réflectif ont été entrepris [41] qui permettent d'espérer de nouvelles possibilités d'utilisation si elles sont confirmées.

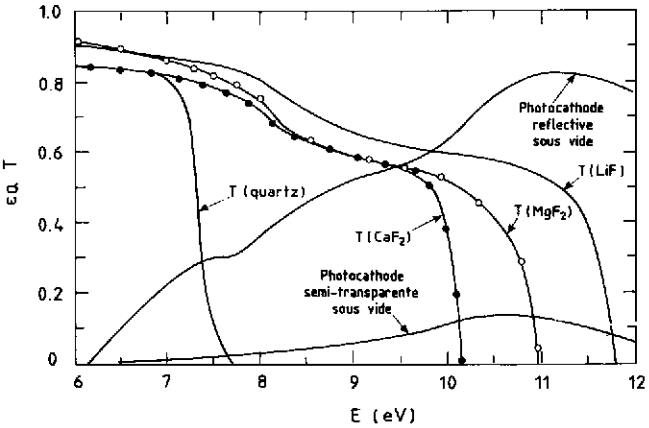

Fig. IV.1 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon d'une photocathode de CsI, réflective ou semi-transparente dans le vide [39], comparée à la transmission de fenêtres en quartz, CaF_2, MgF_2 et LiF.

1.1.2 La photo-ionisation dans les gaz

La photo-ionisation d'un atome libre ou d'une molécule,

$$h\nu + M \rightarrow e^+ + M^+$$

est obtenue en mélangeant, à la pression partielle p, une vapeur organique (ou un gaz) photosensible au gaz choisi pour l'amplification par avalanche électronique. Ce gaz, dit porteur, est généralement du CH_4 ou un mélange $CH_4 + C_2H_6$, $CH_4 + iC_4H_{10}$, $CH_4 + He$, ...

Lorsque l'agent organique photosensible est liquide à la pression atmosphérique, la saturation du gaz porteur à la pression de vapeur saturante p est effectuée par bullage du gaz porteur dans le liquide. La température du bulleur T_b (à laquelle le liquide doit être maintenu) est fixée par sa dépendance de p, donnée par la relation de Clausius–Clapeyron:

$$p = p_0 \exp\left[\frac{\Delta H}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_b}\right)\right], \qquad \text{(IV.1)}$$

où ΔH ($J \cdot mole^{-1}$) est la chaleur de vaporisation (à pression constante) du liquide, R est la constante des gaz parfaits ($= 8{,}3143\ J \cdot mole^{-1} \cdot K^{-1}$) et $T_0 = 300$ K.

Le tableau IV.1 donne, pour chacune des molécules inventoriées, le seuil d'ionisation E_1, la pression de vapeur saturante p_0 à $T_b = 300$ K, $\Delta H/R$, et la section efficace moyenne de photo-absorption σ sur l'intervalle E_2–E_1, qui détermine le libre parcours moyen des photons par la relation de définition,

$$\ell_{ph} = \frac{1}{n\sigma}, \qquad \text{(IV.2)}$$

où n est la densité moléculaire du gaz. Pour un gaz parfait, $n = p/KT$ (K = constante de Boltzmann = $1{,}036\ mm \cdot Torr \cdot Mb \cdot K^{-1}$), d'où

$$\ell_{ph}\,(mm) = \frac{1{,}036T\,(K)}{p\,(Torr)\,\sigma\,(Mb)}.$$

Une molécule dont le seuil de photo-ionisation E_1 est bas permet une réduction des aberrations chromatiques dues à la dispersion de l'indice de réfraction (§ 6 du chapitre II), et augmente le choix des radiateurs transparents; d'autre part, lorsqu'il est possible d'utiliser du quartz ($E_2 = 7{,}8$ à 8 eV) pour les fenêtres au lieu de cristaux de CaF_2 ou MgF_2, le coût de la construction est réduit.

Pour absorber 95% de la radiation Cherenkov, il faut que l'épaisseur du photodétecteur soit supérieure à $3\ell_{ph}$. Si, d'autre part, ℓ_{ph} est grand et l'incidence des photons importante, il en résulte une erreur de

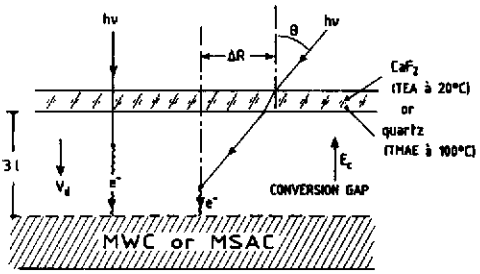

Fig. IV.2 Illustration de l'effet de parallaxe lorsqu'un photon pénètre avec une grande incidence θ dans le volume de conversion et que son parcours dans le gaz photosensible avant conversion est largement dispersé (ΔR correspond à la variation apparente du rayon image).

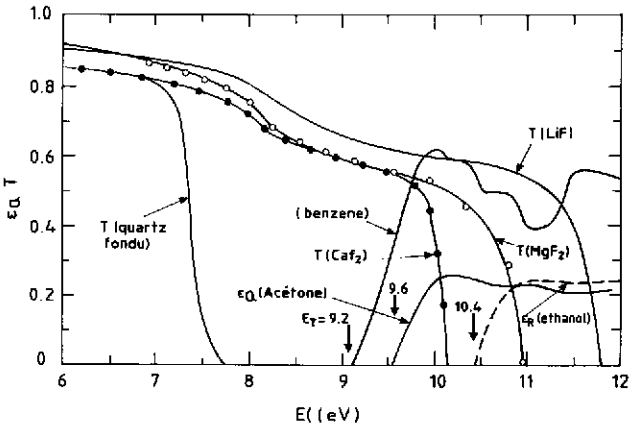

Fig. IV.3 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon du benzène, de l'acétone et de l'éthanol, comparée à la transmission des cristaux habituellement utilisés pour les fenêtres.

parallaxe (fig. IV.2) qui peut dominer toutes les autres sources d'erreur. Pour être corrigée, cette erreur nécessite une mesure de la profondeur du point de conversion du photon (reconstruction tridimensionnelle), qui complique l'instrumentation.

Si v_d est la vitesse de migration (ou dérive) des électrons dans le gaz du volume de conversion, le rapport $3\ell_{ph}/v_d$ détermine la dispersion maximum du temps de collection des photo-électrons et, par conséquent, le pouvoir de séparation d'événements successifs dans le temps. Ce paramètre peut être déterminant pour le choix d'une molécule lorsqu'un détecteur RICH doit être utilisé dans un environnement à haut taux d'interactions.

Pour toutes les raisons qui viennent d'être discutées, *il y a toujours une recherche de molécules non électronégatives avec un faible seuil d'ionisation, une haute efficacité quantique et une pression de vapeur saturante élevée.*

Le benzène, l'acétone et l'éthanol (fig. IV.3) ont des pressions partielles élevées, mais leur seuil d'ionisation est respectivement à 9,2, 9,8 et 10,4 eV, ce qui nécessite des fenêtres de LiF et de MgF_2, très coûteuses, fragiles et, pour le LiF, hygroscopiques. D'autre part, peu de gaz sont utilisables comme milieu radiatif, et seuls l'argon et l'hélium peuvent être employés comme gaz porteur, déterminant des conditions expérimentales difficiles pour la stabilité de fonctionnement des détecteurs et l'efficacité de détection.

Le benzène ($\bar{\epsilon}_Q \simeq 0{,}5$) fut la première molécule testée [14, 42].

La triméthyle amine (TMA) et la diméthyle amine (DMA) sont gazeux dans les conditions normales de température et pression. Leur seuil E_1 est (fig. IV.4) respectivement de 8,1 et 8,4 eV, supérieur à l'énergie de coupure du quartz (7,8 à 8 eV). Seul le TMA est utilisable avec du CH_4 comme gaz porteur, et permet d'obtenir de très bonnes conditions d'opération des détecteurs (§ 1.2.1). L'efficacité quantique maximum ainsi obtenue est modeste [$(\epsilon_Q)_{max} = 0{,}28$] et la faible acceptance en énergie ($\Delta E \simeq 0{,}5$ eV, largeur totale à mi-hauteur du spectre) limite les aberrations chromatiques et le facteur de mérite propre $N_0 = 370 \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q \, dE$ à 54 cm^{-1} [25].

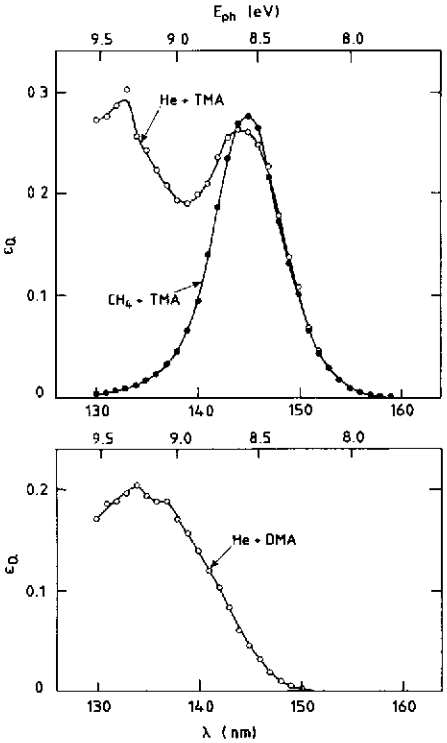

Fig. IV.4 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du TMA et du DMA lorsque l'He ou le CH_4 est utilisé comme gaz porteur.

Comme le souligne le tableau IV.1, le TEA et surtout le TMAE sont les molécules organiques actuellement les plus intéressantes, et par conséquent les plus utilisées, en raison de leur efficacité quantique élevée.

1.1.2.1 Le TEA

Le TEA a un seuil d'ionisation de 7,5 eV (fig. IV.5) et nécessite par conséquent des fenêtres de CaF_2. Les radiateurs possibles (fig. IV.6) sont gazeux (Ar, He, Ne, CF_4, C_2F_6) ou solides (CaF_2, NaF) pour des incidences obliques des particules.

Le grand intérêt du TEA est sa tension de vapeur élevée [43]. Suivant la relation (IV.1) et les paramètres du tableau IV.1, la pression de vapeur saturante est de 55 Torr à 20 °C (p_0 = 73,2 Torr à 300 K). La section efficace de photo-absorption [44] est montrée en fonction de l'énergie à la figure IV.7. Elle est en moyenne de 9,7 Mb dans l'acceptance en énergie des photons lorsque le CH_4 est utilisé comme gaz porteur, assurant un libre parcours moyen des photons de 0,56 mm à 20 °C. Pour ces conditions, $v_d \cong 10$ cm · μs^{-1} et le rapport $3\ell_{ph}/v_d$ (la dispersion maximum du temps de collection des photo-électrons) qui est obtenu est inférieur à 20 ns. Le TEA permet donc le fonctionnement de photodétecteurs rapides à la température ambiante, *caractéristique qui est très importante.*

La variation de l'efficacité quantique, qui est montrée à la figure IV.5, a été obtenue par deux mesures indépendantes [45, 55], mais infirmée par deux autres mesures [46, 47] qui prédisent respectivement ϵ_Q = 0,43 à 8,2 eV et 0,47 à 8,45 eV. Les trois premières mesures ont été effectuées classiquement, au moyen de monochromateurs auxquels ont été couplées des chambres à ionisation, la calibration du flux de lumière avec l'énergie étant obtenue par la mesure d'une substance organique dont la variation $\epsilon_Q(E)$ est connue. Ces mesures ont été normalisées respectivement au benzène (et cis-2-butane), au TMAE, et au NO. La quatrième mesure [47] a été faite par des chimistes, à une seule énergie, par actinométrie.

Les tests effectués avec des détecteurs RICH [48] déterminent, par comptage du nombre de photons détectés, le facteur de mérite N_0 expérimental et par conséquent, *a posteriori,* un facteur de normalisation de l'efficacité quantique relative pour optimiser les résultats expérimentaux à la valeur calculée N_0. Les analyses publiées ont généralement été interprétées comme étant compatibles avec une efficacité quantique maximum à 8,1 eV de 0,4 à 0,45. Toutefois, ces mesures sont délicates, l'efficacité de détection des

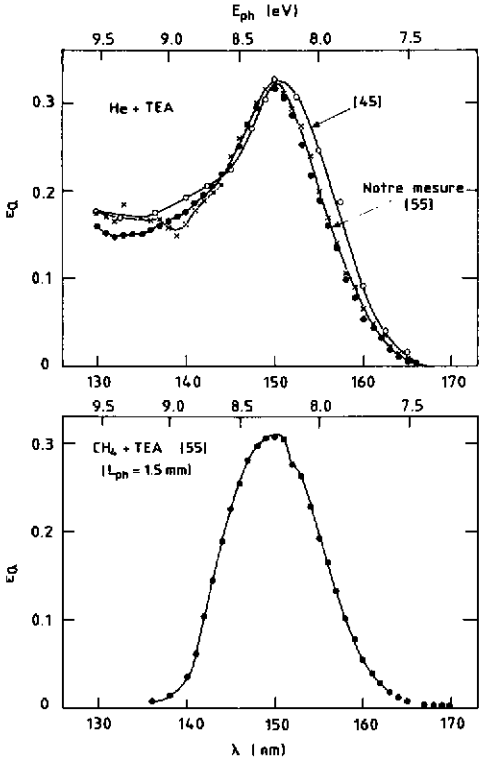

Fig. IV.5 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon du TEA lorsque l'He ou le CH_4 est utilisé comme gaz porteur selon les mesures des réf. [14] et [45].

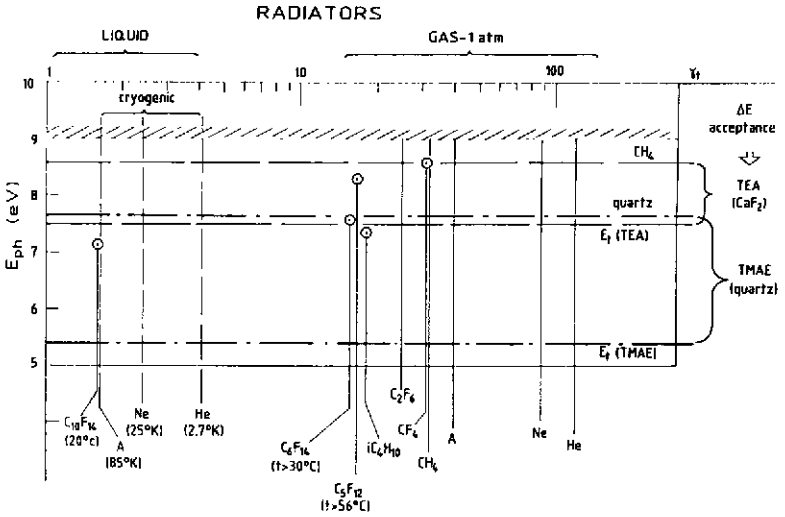

Fig. IV.6 Radiateurs liquides et gazeux utilisables avec le TEA et le TMAE, lorsque le facteur de Lorentz au seuil γ_s est fixé.

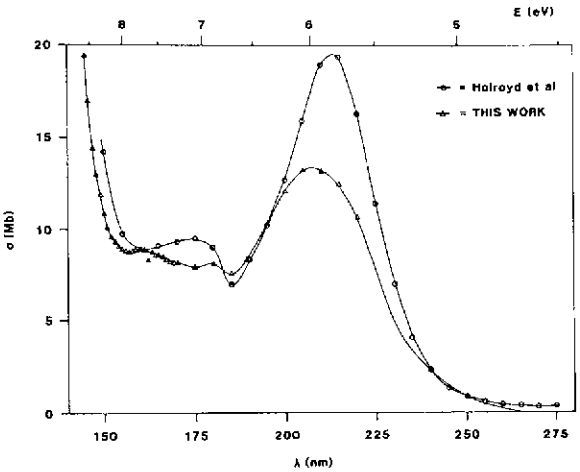

Fig. IV.7 Variation de la section efficace totale pour l'absorption des photons dans le TEA en fonction de l'énergie du photon.

photo-électrons souvent mal connue, et les corrections de transmission importantes. De nouveaux tests sont prévus pour clarifier la situation expérimentale.

Le N_0 qui peut être obtenu pour la variation $\epsilon_Q(E)$ montrée à la figure IV.5 est 370 $\int_{7,5}^{9} \epsilon_Q(E)\, dE$, soit 84,5 cm^{-1}. Avec un bon miroir (réflectivité 0,8 à 8 eV) et un radiateur transparent il est ainsi possible d'obtenir $N_0 \simeq 65\ cm^{-1}$.

Un inconvénient important du TEA est la sensibilité du facteur de mérite N_0 à la transparence des milieux radiatifs ou transmissifs, fortement dépendante des vapeurs de H_2O et surtout de O_2. En effet, la variation de la section efficace de photo-absorption de l'O_2 [49] est de l'ordre de 10 Mb sur l'intervalle d'acceptance du TEA mélangé au CH_4 (fig. IV.8).

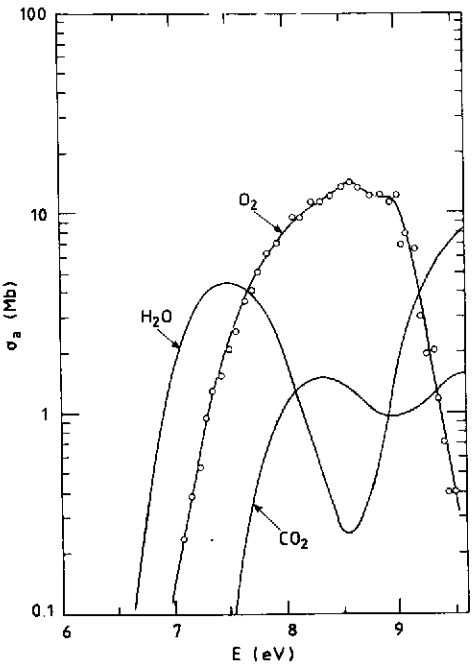

Fig. IV.8 Variation de la section efficace totale pour l'absorption des photons en fonction de l'énergie pour O_2, H_2O et CO_2.

Pour 1 m de parcours dans un radiateur contenant 10 ppm d'O_2, le libre parcours moyen des photons [relation (IV.3)] à 20 °C est d'environ 4 m, soit une transmission $T = e^{-\ell/\ell_0} = e^{-1/4} \simeq 0{,}78$. Pour cette raison le TEA exige une grande pureté des gaz employés comme radiateur et des enceintes métalliques dégazées.

1.1.2.2 Le TMAE

Le TMAE a un seuil d'ionisation à 5,5 eV, le plus faible connu, et une efficacité quantique ϵ_Q élevée [50] (fig. IV.9). C'est le seul agent photo-ionisable inventorié permettant l'emploi, pour les fenêtres, du quartz fondu, matériau résistant et bon marché, et un grand choix de radiateurs solides, liquides et gazeux (fig. IV.6). De plus, le TMAE permet l'utilisation de CH_4, C_2H_6 et iC_4H_{10} comme gaz porteur; ce dernier, limitant l'acceptance en énergie des photons à 7,4 eV, améliore la stabilité de fonctionnement des détecteurs (§ 1.2.1).

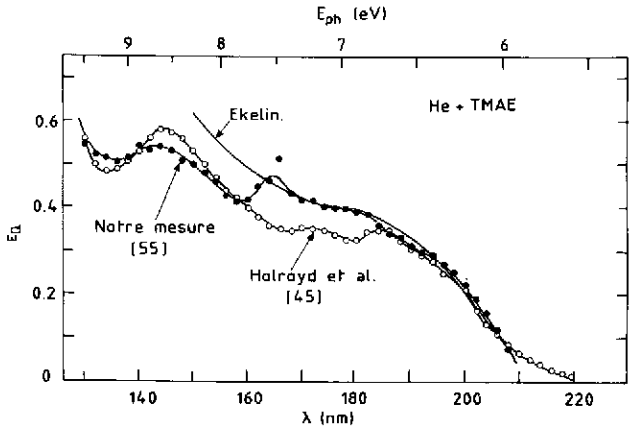

Fig. IV.9 Variation de l'efficacité quantique du TMAE avec l'énergie du photon suivant les mesures des réf. [45] et [55]. La mesure de la réf. [55] est une mesure relative, normalisée à 190 nm, ainsi que celle de Ekelin [Thèse, Royal Institute of Technology, Stockholm (1981)].

Contrairement à ce qui a été discuté pour le TEA, il n'existe qu'une seule mesure en valeur absolue de $\epsilon_Q(E)$ [45]. La mesure de la réf. [55] est une mesure relative normalisée à la précédente à 6,5 eV. L'accord obtenu sur l'ensemble du spectre est bon. Ces mesures sont en outre compatibles avec la détermination du N_0 de compteurs RICH (voir par exemple la réf. [26]).

L'inconvénient du TMAE est sa faible tension de vapeur [43]. En effet, en utilisant la relation (IV.1) avec les paramètres du tableau IV.1 ($p_0 = 0{,}50$ Torr à 300 K, $\Delta H/R = 6372$), on obtient $p = 0{,}30$ Torr à 20 °C.

Le libre parcours moyen des photons peut s'exprimer, en partant des relations (IV.2) et (IV.3) pour une énergie fixée E, par l'équation,

$$\ell_{ph} = \ell_0 \exp\left[-\frac{\Delta H}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right], \qquad \text{(IV.4)}$$

où

$$\ell_0 = \frac{K\,T}{p_0\,\sigma(E)}.$$

La validité de cette relation a été vérifiée expérimentalement, à 6,2 eV, jusqu'à 90 °C [26], indiquant qu'il n'y a aucune dissociation moléculaire du TMAE. Les auteurs ont trouvé $\ell_0 = 18{,}9$ mm, avec cependant une valeur de $\Delta H/R = 5614$, très différente de celle indiquée précédemment. La figure IV.10 montre la variation de $\mu = 1/\ell_{ph}$ (coefficient d'absorption) en fonction de l'énergie, pour trois températures (28, 50, 80 °C) renormalisées à 6,2 eV suivant la relation (IV.4) pour T = 300 K [26], et comparées à la mesure de la référence [45]. Le bon accord qui est observé semble indiquer que le TMAE utilisé dans les diverses mesures n'est jamais pur, malgré les cycles de purification auxquels on le soumet avant utilisation. Les impuretés contenues dans le TMAE sont très volatiles, et augmentent sa pression partielle apparente, mais seraient peu

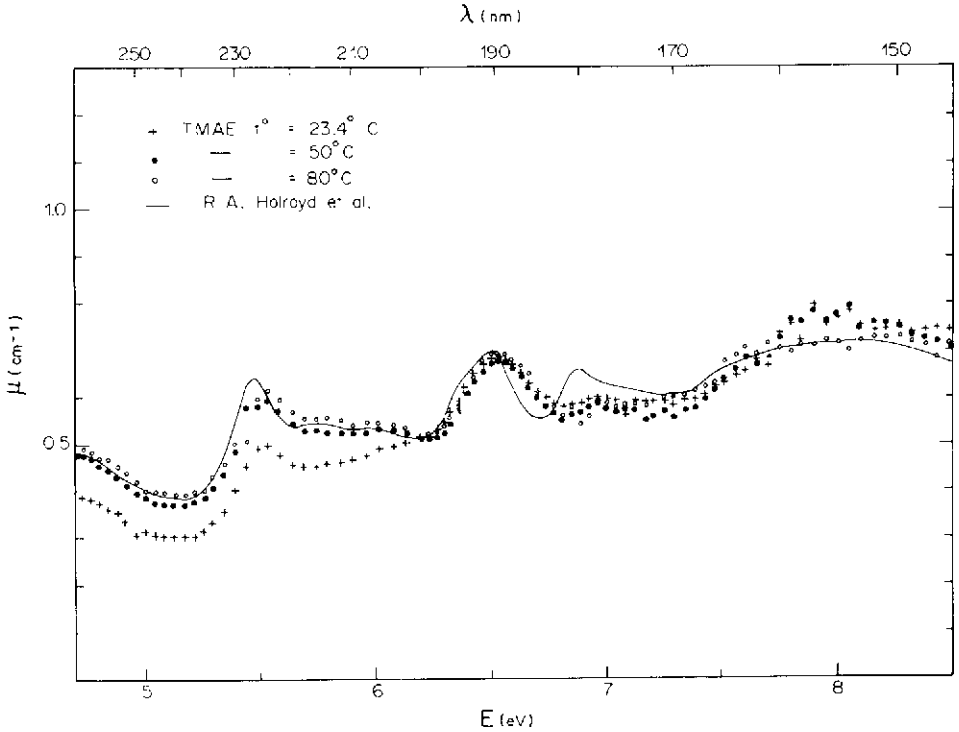

Fig. IV.10 Variation du coefficient d'absorption du TMAE $\mu = 1/\ell_{ph}$ (cm^{-1}) avec l'énergie du photon, pour une température du bulleur de 23, 50 et 80 °C, normalisé à T = 300 K.

photo-absorptives. Pour cette raison, il est difficile d'extraire des mesures une valeur précise de la section efficace $\sigma(E)$. Sa valeur moyenne entre 5,5 et 7,5 eV est d'environ 38 Mb.

Pour obtenir une dispersion du temps de collection des photo-électrons équivalente à celle obtenue avec le TEA à 20 °C dans le CH_4, le bulleur de TMAE devrait être maintenu à 100 °C et le détecteur à une valeur supérieure pour éviter la condensation du TMAE. De telles conditions rendent évidemment la construction du détecteur très difficile pour contrôler les effets de la dilatation thermique.

Par comparaison avec le TEA, les détecteurs qui utilisent le TMAE sont par contre peu sensibles à la contamination des radiateurs en O_2, mais le sont davantage à la vapeur d'eau (fig. IV.8). Un autre désavantage majeur du TMAE est sa très grande réactivité chimique avec l'O_2, qui nécessite sa manipulation en atmosphère inerte et un très bon rinçage des détecteurs de façon que le taux d'O_2 soit de l'ordre de 1 ppm.

Il existe deux qualités de quartz fondu, le Tetrasil SEH et le Tetrasil B, pour lesquels l'énergie maximum transmise des photons est respectivement de 7,8 eV et 8,05 eV. Ils permettent, avec un bon miroir (réflectivité = 0,90) et un radiateur gazeux transparent, d'obtenir respectivement des valeurs de N_0 de 150 cm^{-1} et de 105 cm^{-1}.

1.1.2.3 TEA ou TMAE: importance du choix pour la séparation des particules

Le tableau IV.2 permet de faire une comparaison de la limite supérieure en impulsion qui peut être atteinte avec du TEA et du TMAE, ce dernier dans diverses conditions expérimentales, en supposant que les aberrations chromatiques soient dominantes. Dans les deux exemples donnés, la dispersion chromatique qui est utilisée correspond à une valeur moyenne pour les gaz les moins dispersifs [He, Ne, CF_4, C_2F_6 (voir § 6.1 du chapitre II)], sans tenir compte des valeurs du CF_4 qui doivent être confirmées.

La conclusion importante qui apparaît dans le tableau est que, pour un radiateur donné, l'impulsion limite est indépendante du choix. Par contre le nombre de photo-électrons détectés avec le TMAE et le

Tableau IV.2
Limites de la séparation π–K avec TEA et TMAE,
déterminées uniquement par les aberrations chromatiques

Convertisseur	TEA	TMAE		
Fenêtre	CaF_2	Quartz Tetrasil		
		SEH	B	
Gaz porteur	CH_4	CH_4 ou $CH_4 + C_2H_6$		$CH_4 + C_4H_{10}$
$E_1 - E_2$ (eV)	7,5–9	5,5–8,05	5,5–7,8	5,5–7,4
ΔE [a] (eV)	0,7	1,6	1,3	0,9
N_0 (cm^{-1})	65	150	105	60
1er exemple: radiateur CF_4 ($\gamma_s = 32$); L = 1 m				
$[(\sigma_\theta)_{ch}/\theta] \times 10^3$ (eV^{-1})	~ 4,7	3,4	3,4	3,4
$(\sigma_\theta)_{ch}$ (μrad)	103	170	138	96
K_c [b] $\times 10^6$	1,28	1,39	1,35	1,29
$(p_{lim})_{\pi,K}$ [c] (GeV/c)	144	138	140	143
N [d]	6,3	14,6	10,2	5,9
s [e] (μm)	360	590	480	330
2e exemple: radiateur CF_4 + He ($\gamma_s = 50$); L = 4 m				
$(\sigma_\theta)_{ch}$ (μrad)	65,8	109	88,4	61,2
K_c [b] $\times 10^6$	0,41	0,45	0,43	0,39
$(p_{lim})_{\pi,K}$ [c] (GeV/c)	255	243	249	261
N [d]	10,4	24	16,8	9,6
s [e] (μm)	0,91	1,51	1,22	0,85

a) Acceptance ΔE définie par la largeur à mi-hauteur de $\epsilon_Q(E)$ entre E_1, seuil de l'ionisation, et E_2, coupure de la fenêtre ou du gaz porteur.
b) $K_c = [n(\sigma_\theta)_{ch}]/\sqrt{N_0 L}$.
c) $p_{lim} = (m_K^2 - m_\pi^2/2\, n_\sigma K_c$. Ces valeurs sont obtenues avec $n_\sigma = 4{,}2$.
d) $N = N_0 L/\gamma_s^2$ (nombre de photoélectrons).
e) $s = \sqrt{12}(\sigma_\theta)_{ch} L$ (dimension d'une cellule de mesure).

quartz Tetrasil SEH est deux fois plus élevé qu'avec le TEA, et le gain sur la dimension de la cellule de mesure est dans le rapport 1,61, et donc 2,6 sur le nombre de cellules.

Ces résultats soulignent l'intérêt de la recherche de nouvelles molécules photosensibles, avec un faible seuil d'ionisation et une tension de vapeur élevée; en effet, un nombre plus grand de photo-électrons clarifie l'identification des images; d'autre part, l'augmentation de la dimension de la cellule de mesure facilite la construction et diminue les coûts de l'électronique.

1.2 La détection des photo-électrons

Il y a deux approches expérimentales pour la détection des photo-électrons.

Historiquement, la première démarche fut, suivant les travaux de Charpak et Sauli, la recherche de hauts gains ($g > 10^6$) dans le développement des avalanches d'électrons au moyen de détecteurs multi-étages (MSAC) [51]. Le principe de ces détecteurs*), constitués d'un étage de préamplification PA ($g \simeq 10^3$) et de

*) Pour plus de détails, le lecteur peut se référer au cours de F. Sauli dans ce même ouvrage.

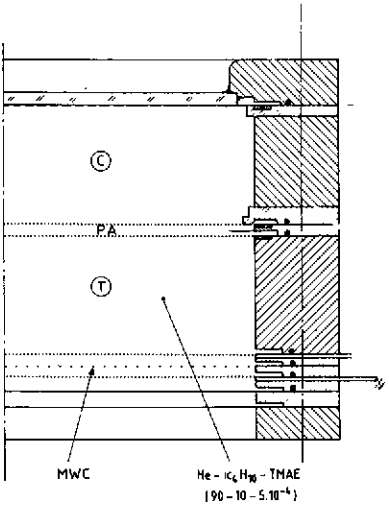

Fig. IV.11 Constitution d'une chambre multi-étages (MSAC) utilisée comme photodétecteur: C est l'étage de conversion des photons, PA l'étage de préamplification ($g = 10^3$), T l'étage de transfert et MWC est une chambre multifils classique.

transfert T, suivi par une chambre proportionnelle multifils (CPM) est montré à la figure IV.11. La méthode facilite la détection du signal induit sur le fil touché et les cathodes de la CPM, dû au mouvement des ions positifs créés dans l'avalanche autour du fil, en utilisant des circuits électroniques d'amplification et de discrimination relativement usuels. Cependant, la construction de ce type de détecteur est assez complexe et son utilisation délicate pour de grandes surfaces.

Ultérieurement il fut *prouvé qu'un simple étage de CPM* utilisant du CH_4 avec du TEA ou du CH_4 + iC_4H_{10} (ou C_2H_6) avec du TMAE était pleinement efficace pour détecter des photo-électrons isolés avec une électronique associée à relativement bas bruit [52].

En effet, lorsque la chambre fonctionne dans la région proportionnelle (E/p faible: E = champ électrique, p = pression de gaz), la probabilité d'obtenir, pour un électron initial, n électrons dans l'avalanche est:

$$P(n,\bar{n}) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-n/\bar{n}}, \tag{IV.5}$$

où $\bar{n}$ est la multiplicité moyenne. Lorsque E/p augmente, on observe le développement d'un pic (fig. IV.12). La probabilité P(n) est alors décrite par une distribution de Polya:

$$P(n,\bar{n}) = \frac{m}{\bar{n}\,\Gamma(m)} \left(m \frac{n}{\bar{n}}\right)^{m-1} \exp\left(-m \frac{n}{\bar{n}}\right), \tag{IV.6}$$

où m est un paramètre, fonction du gaz et du gain, compris entre 1 et 2, dont la variance diminue plus ou moins rapidement suivant le gaz. Pour m = 1, la probabilité (IV.6) est purement exponentielle et identique à (IV.5). La *position du pic* par rapport au seuil électronique de détection et la *variance* déterminent *l'efficacité de détection.*

Le méthane (CH_4), pur ou mélangé à d'autres hydrocarbures comme l'éthane (C_2H_6) et surtout l'isobutane (iC_4H_{10}), est très bon pour le comptage d'un photo-électron comparé à l'argon ou à l'hélium.

Le facteur m de la distribution (IV.6) dépend de la multiplicité dans les premières collisions de l'avalanche. Dans un étage de préamplification à plaques parallèles le champ électrique est constant. Par conséquent, l'énergie moyenne acquise par les électrons entre les collisions est, en première approximation, constante sur la longueur de l'avalanche. Dans une CPM, au contraire, le gradient du champ électrique varie plutôt exponentiellement dans la région du développement de l'avalanche. Pour cette raison, l'énergie entre collisions augmentant rapidement, on attend une valeur de m plus élevée.

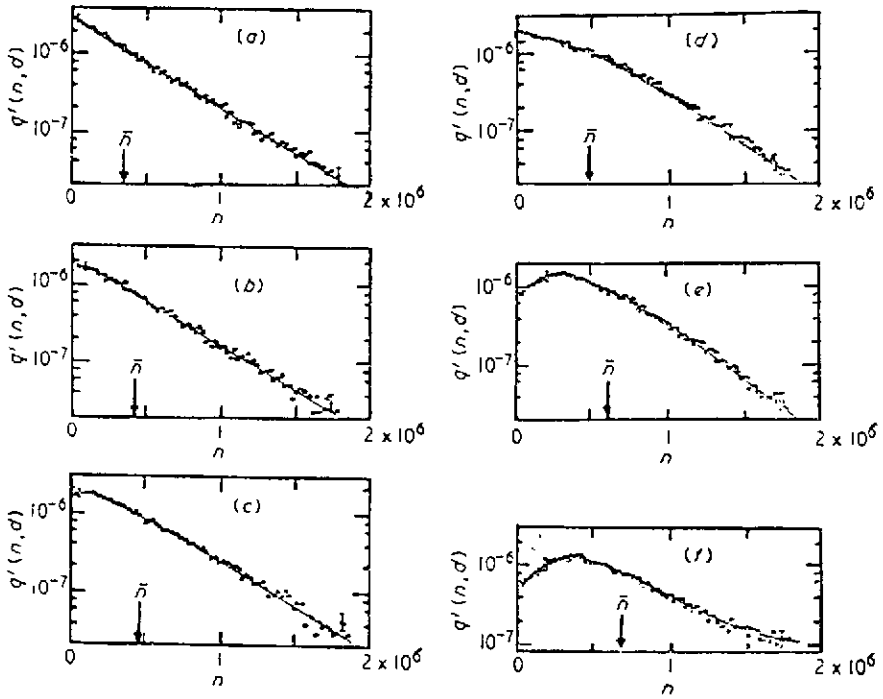

Fig. IV.12 Distribution du nombre d'électrons créés dans des avalanches, pour du méthane, lorsque la valeur de E/p ($V \cdot cm^{-1} \cdot Torr^{-1}$) augmente: a) 48,2, b) 51,3, c) 78,9, d) 120, e) 156, f) 218 [selon H. Genz, Nucl. Instrum. Methods **112** (1973) 83].

1.2.1 Limitation du gain des détecteurs: les photo-électrons secondaires

Durant le processus de développement de l'avalanche, les niveaux atomiques du carbone, de l'azote, et de l'hydrogène du méthane, éthane ou isobutane, sont excités par collision et se dé-excitent rapidement par émission isotropique de photons. Les photons de l'hydrogène ont 10,2 eV (raie Lyman α) tandis que les photons du carbone ont 7,94, 7,48 et 6,43 eV [53], et ceux de l'azote 8,3 eV.

La raie Lyman α est fortement absorbée dans le CH_4; par contre, les photons du carbone et de l'azote qui se propagent dans le gaz peuvent créer des électrons secondaires, soit par effet photo-électrique sur les surfaces cathodiques, soit, plus probablement, par ionisation du gaz photosensible. Ces électrons sont collectés sur le même fil anodique ou les fils voisins, suivant le parcours des photons dans le gaz, et génèrent de nouvelles avalanches. L'intensité αne des photons émis dans une avalanche est proportionnelle à la charge développée ne ($e = 1{,}6 \times 10^{-4}$ fC, $\alpha = 0{,}048$ fC^{-1} pour les trois raies d'excitation du carbone émises dans le rapport 3 : 5 : 3 [54]).

Lorsque le gain du détecteur est augmenté et que le taux $\alpha \bar{n} e$ de photons convertis est plus grand que 1, l'avalanche est entretenue, générant une décharge corona. Pour cette raison, le *fonctionnement des CPM avec une vapeur photosensible est limitée en gain.* Le TEA, sensible uniquement à la raie du carbone à 7,94 eV, et surtout le TMA qui ne peut être ionisé que par la raie de faible intensité de l'azote (fig. IV.13), sont donc intéressants. Le TMAE dans l'isobutane est également favorable, puisque seule la première raie peut créer des photo-électrons secondaires. Dans le CH_4 pur, l'emploi du TMAE limite le gain à environ 5 à 7×10^5, alors qu'avec du TEA des gains de 2×10^6 peuvent être obtenus.

Lorsque des photo-électrons secondaires sont détectés sur des fils voisins, la reconstruction du point de conversion initial est plutôt améliorée par la détermination du barycentre des cellules de mesure touchées. Par contre, lorsque des photo-électrons secondaires sont détectés sur des fils non adjacents, ils contribuent à la statistique des photons Cherenkov détectés (fig. IV.14), faussant la détermination du facteur de mérite N_0 vrai et dégradant la résolution avec laquelle l'angle Cherenkov est reconstruit. Lorsque enfin la particule chargée traverse le détecteur, elle crée une grande quantité de paires d'ions qui produisent une large tache image incompatible avec la reconstruction de l'image Cherenkov. Il est donc essentiel de limiter la

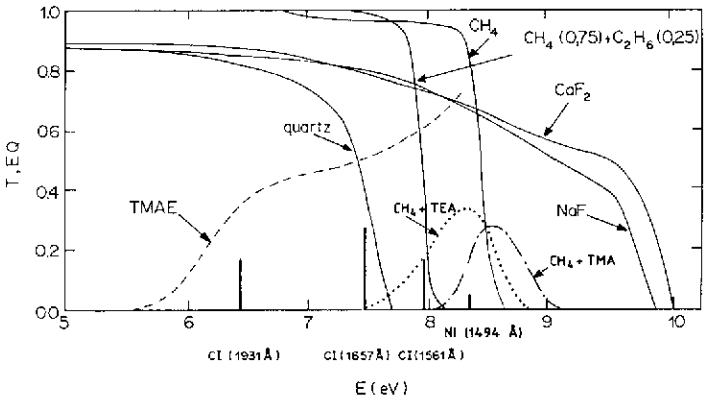

Fig. IV.13 Position en énergie des raies d'excitation atomique du C et de N_2 par rapport à la photo-ionisation du TEA, du TMA et du TMAE lorsque du CH_4 est utilisé comme gaz porteur.

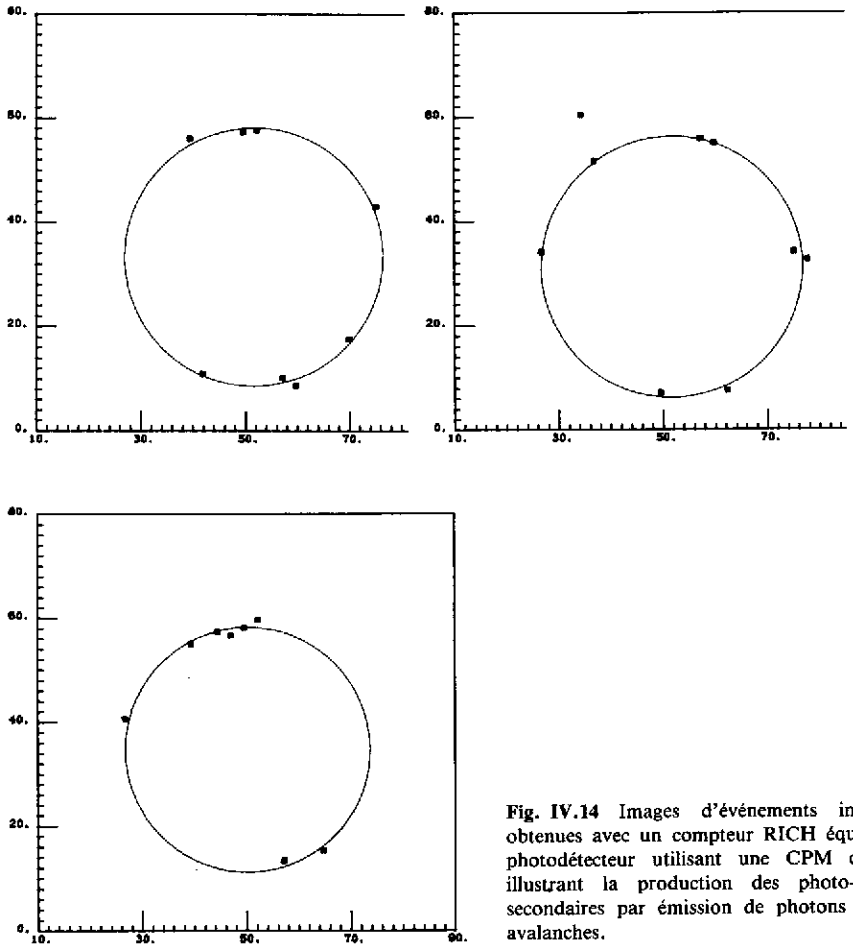

Fig. IV.14 Images d'événements individuels obtenues avec un compteur RICH équipé d'un photodétecteur utilisant une CPM classique, illustrant la production des photo-électrons secondaires par émission de photons dans les avalanches.

production des photo-électrons secondaires, qui est fortement dépendante du libre parcours moyen des photons dans le gaz. Pour cette raison le TEA et le TMA, pour lesquels un libre parcours moyen inférieur à 0,5 mm est obtenu à la température ambiante, permettent l'opération de photodétecteurs rapides sans difficultés [55].

1.2.2 Les divers types de détecteurs de photo-électrons

1.2.2.1 La chambre multi-étages (MSAC)

Dans une MSAC, le gain total est divisé en deux étages (fig. IV.11). Si l'étage de transfert (T) a une épaisseur supérieure à $3\ell_{ph}$, les photons émis depuis la CPM ne peuvent atteindre le volume de conversion (C); ils ionisent alors le gaz du volume de transfert et de la CPM. Après collection, les photo-électrons secondaires génèrent des avalanches dont le gain est celui de la CPM, donc insuffisant pour qu'ils soient détectables et entretiennent le processus. Pour cette raison, on peut atteindre des gains supérieurs à 10^6 ou même 10^7.

Le fonctionnement de ces détecteurs est cependant délicat pour de grandes surfaces, car les champs électriques de surface élevés favorisent les émissions de champ et par suite les claquages.

1.2.2.2 Les CPM à un seul étage utilisant le TMAE

Historiquement, les détecteurs constitués d'un simple étage de chambre proportionnelle ont été largement développés [56] pour être utilisés sur des photodétecteurs de grande surface avec TMAE, qui seront décrits dans un prochain paragraphe. Le libre parcours moyen des photons étant limité à 10 mm environ pour que les détecteurs fonctionnent à une température raisonnable (~ 40 °C), des CPM ont été réalisées qui utilisent des cloisons entre les fils anodiques pour réduire l'angle solide dans lequel les photons peuvent se propager et créer des électrons secondaires.

Un exemple d'un tel détecteur est montré à la figure IV.15. La diaphonie entre fils a été réduite d'un facteur 10, limitant à moins de 10% la probabilité de détecter un photo-électron secondaire. Les cloisons en

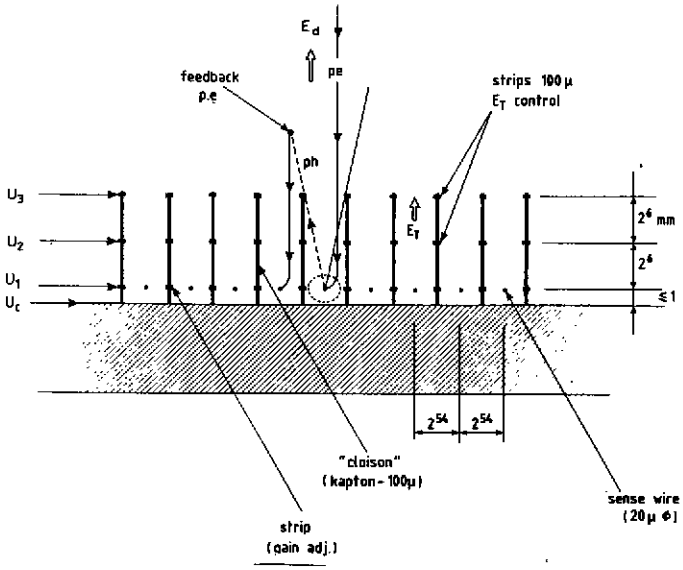

Fig. IV.15 Exemple d'une chambre avec cloisons pour photodétecteur.

Kapton ou alumine portent plusieurs pistes conductrices dont les potentiels contrôlent le gain et la migration des photo-électrons vers le fil d'anode. La cathode de ces détecteurs peut être segmentée en bandes pour permettre la mesure d'une deuxième coordonnée, transversale aux fils.

Le détecteur «mini-tubes» [54] montré à la figure IV.16 comporte des cathodes cylindriques, faites en acier inoxydable ($\varnothing_{ext}$ = 2,5 mm, épais. = 0.25 mm). La fente supérieure, de 0,8 mm de largeur, limite radicalement l'angle solide vers l'extérieur. Les tubes sont coupés tous les 5 mm et assemblés pour former

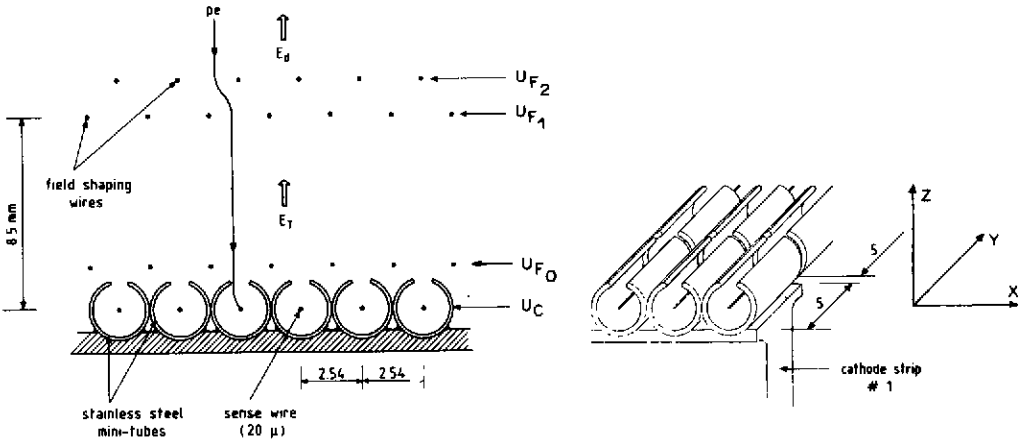

Fig. IV.16 Exemple d'une chambre avec des mini-tubes comme cathodes utilisée pour le prototype du «barrel» RICH de l'expérience DELPHI (LEP).

des bandes cathodiques. Le grand angle solide soutenu par les tubes maximalise le signal cathodique induit, et par conséquent l'efficacité de détection. Les deux plans de fils F_1 et F_2 forment le champ électrique de dérive pour focaliser les photo-électrons à travers la fente ou, au contraire, bloquer leur transfert en exerçant une fonction de «porte» contrôlée électroniquement.

Ce type de détecteur a fonctionné avec fiabilité sur de longues périodes avec le prototype du «barrel» RICH de l'expérience DELPHI (LEP), qui sera décrit plus loin.

1.2.3 L'électronique de détection

Les signaux induits sur les fils ou bandes cathodiques sont détectés au moyen d'une chaîne électronique analogique qui comprend en série, un préamplificateur (PA), un amplificateur (A) et un discriminateur (D). Le signal de sortie s(t) de la chaîne d'amplification est calculable par la convolution,

$$s(t) = \int_0^t i(t - \tau)\, v(\tau)\, d\tau\,, \tag{IV.7}$$

lorsque le PA est sensible au courant induit i(t) développé par l'avalanche (PA de type transrésistance), v(t) étant la réponse de la chaîne à une fonction δ de courant. Classiquement,

$$i(t) = \bar{q}\,\frac{C}{4\pi\epsilon_0}\,\frac{1}{t + t_0}\,, \tag{IV.8}$$

où $\bar{q}$ est la charge moyenne développée dans l'avalanche, $\epsilon_0 = 8{,}85$ pF/m, C est la capacité du fil anode par unité de longueur. Le temps $t_0 = 1$ ns est une constante qui dépend de la géométrie du détecteur et des caractéristiques du gaz,

$$t_0 = \frac{\pi\,\epsilon_0\, r_0^2}{\mu^+\, C\, V_0}$$

[r_0 (cm) = rayon du fil d'anode, $\mu^+ = 1{,}48\ \mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ = mobilité des ions positifs, V_0 (V) = potentiel entre anode et cathodes pour une CPM symétrique].

La réponse de la chaîne d'amplification à une fonction δ de courant est décrite par une relation de la forme

$$v(t) = K\,\frac{t}{\tau_0}\,e^{-t/\tau_0}\,, \tag{IV.9}$$

où K est une constante qui dépend du gain de la chaîne et τ_0 est la constante de temps de la réponse [v(t) est maximum pour $t = \tau_0$].

Pour $\tau_0 = 10$ ns on calcule que le maximum de s(t) est obtenu à environ $t \cong 20$ ns (~ 10 ns pour $\tau_0 = 5$ ns). La fraction $\Delta q/q$ de la charge développée à cet instant est

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{1}{q}\int_0^{t_{max}} i(t)\,dt = \frac{C}{4\pi\epsilon_0}\,[\ln(t + t_0)]_0^{t_{max}}$$

et représente environ un tiers de la charge totale de l'avalanche.

Si en première approximation, et pour faciliter le calcul, on suppose que la distribution de la charge dans les avalanches après filtrage par l'électronique est de type Furry,

$$p(q) = \frac{1}{\bar{q}}\,e^{-q/\bar{q}},$$

l'efficacité de détection est alors donnée simplement par

$$\epsilon = \int_{q_s}^{\infty} \frac{1}{\bar{q}}\,e^{-q/\bar{q}}\,dq = e^{-q_s/\bar{q}},$$

où q_s, la charge équivalente au seuil du discriminateur vue par la source, est généralement ajustée à trois fois la valeur r.m.s. du bruit à l'entrée du PA. Pour $q_s = 6 \times 10^3$ électrons (2×10^3 électrons de bruit équivalent à l'entrée) et $\epsilon = 98\%$, on trouve que la charge moyenne $\bar{q}$ est équivalente à 3×10^5 électrons, soit, pour $\tau_0 = 10$ ns, un gain moyen du détecteur d'environ 10^6.

Ce résultat est aisément obtenu avec du TEA dans du CH_4, mais il est proche du gain maximum avec du TMAE. Les résultats expérimentaux sont cependant plus favorables, car la distribution réelle du gain pour ces valeurs n'est plus exponentielle.

2. LES DÉTECTEURS RICH LENTS A PROJECTION TEMPORELLE

Deux classes distinctes de photodétecteurs peuvent être considérées. Les photodétecteurs lents qui sont étudiés dans ce paragraphe constituent la classe actuelle la plus large. Ils ont été conçus dès 1981 pour réaliser des détecteurs RICH de grande surface à un coût modéré. Ils utilisent le principe de la chambre à projection temporelle (TPC) et, pour cette raison, le temps de dispersion pour la collection des électrons est supérieur à quelques microsecondes.

2.1 Principe de la méthode

La figure IV.17 montre le principe d'un photodétecteur à dérive des images. Les photo-électrons créés dans le volume de conversion sont dérivés vers une CPM, dans un champ électrique homogène et uniforme E_d parallèle à la fenêtre.

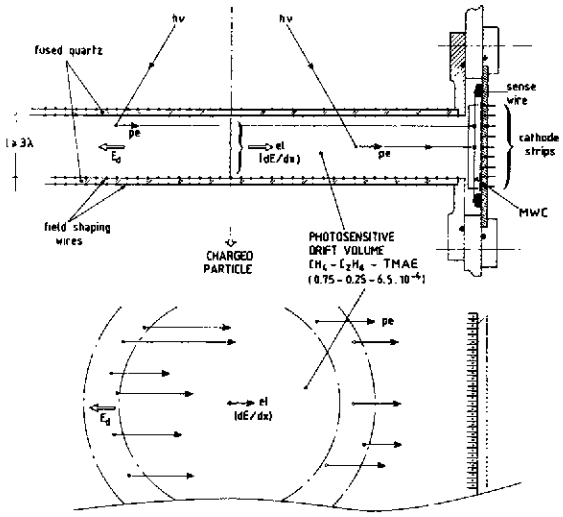

Fig. IV.17 Principe d'un détecteur RICH lent utilisant la méthode de la projection temporelle des images (TPC) sur de longues distances.

L'adresse du fil touché et la mesure associée du temps de dérive permettent une *reconstruction bidimensionnelle inambiguë* des images qui peuvent se recouvrir en cas d'événements multiparticules.

Ces détecteurs sont bien adaptés aux expériences sur les collisionneurs e^+e^- LEP au CERN et SLC a Stanford, pour lesquels l'intervalle de temps entre interactions successives est respectivement de 25 μs et 6 à 8 ms. Dans ce but ils ont été largement développés, en particulier au CERN [57] avec l'emploi du TMAE à température modérée (30 à 35 °C) et du quartz. Dans ce cas, une reconstruction tridimensionnelle est nécessaire afin de corriger les erreurs de parallaxe pour les incidences obliques des photons, la profondeur du point de conversion étant facilement obtenue par la lecture du plan cathodique de la CPM, divisé en bandes étroites, ou par la mesure de la division de charge sur des fils d'anode résistifs [17].

Pour obtenir un champ électrique uniforme, les diélectriques qui constituent les parois du volume de dérive, y compris les fenêtres, doivent être polarisés parallèlement à la direction de dérive au moyen de fils de champ placés de chaque côté de leur épaisseur (fig. IV.17). Les fils situés dans un plan normal à l'axe de dérive sont à un même potentiel distribué linéairement sur la longueur.

Une source importante d'erreur de reconstruction, due à des distortions du champ électrique, provient de la formation d'une composante transversale du champ électrique, créée par la charge d'espace des ions positifs qui sont générés dans la CPM par les avalanches et migrent ensuite dans le volume de dérive. Pour supprimer cet effet, les fils de champ F_1 et F_2 du détecteur (fig. IV.16) sont pulsés de façon que les photo-électrons images des événements sélectionnés soient transmis vers la CPM pendant une durée égale au temps maximum de dérive; après ce temps, le transfert en retour vers le volume de dérive des ions positifs, qui ont une mobilité environ 10^3 fois plus petite ($\mu^+ \cong 1{,}5\ \mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$), sera bloqué.

2.2 Avantages et limites de la méthode

Si le champ électrique de dérive est uniforme et homogène dans le volume de conversion, les erreurs de reconstruction des images Cherenkov sont déterminées par la diffusion des électrons dans le gaz et la granularité du détecteur.

Dans un système de coordonnées cylindriques (r, rϕ, z) pour lequel les axes z et r sont alignés respectivement avec la direction du champ et des fils du détecteur, les erreurs de mesure sont:

$$\sigma_z = [(\sigma_t\, v_d)^2 + (\sigma_L^2\, \bar{z}_d)]^{1/2} ,$$

$$\sigma_{r\phi} = \left[\left(\frac{s^2}{12}\right) + (\sigma_T^2\, \bar{z}_d)\right]^{1/2} ,$$

$$\sigma_r = \left[\left(\frac{w^2}{12}\right) + (\sigma_T^2\, \bar{z}_d)\right]^{1/2} ,$$

Ici, s est l'espacement entre les fils, w la largeur des bandes cathodiques, $\bar{z}_d = (2/3)\, z_{max}$ la distance moyenne de dérive, σ_T et σ_L les coefficients de diffusion transversal et longitudinal, v_d la vitesse de dérive, et σ_t la résolution sur la mesure du temps de dérive.

Pour de faibles distances de dérive, la résolution est limitée par la granularité du détecteur, mais, pour de grandes distances, comme le montre l'exemple ci-dessous du détecteur RICH de DELPHI, où z_{max} = 1,70 m, c'est la diffusion des électrons qui est dominante.

Le mélange $CH_4 + C_2H_6$ est favorable ($\sigma_T = \sigma_L = 180\ \mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{cm}^{-1/2}$ pour $E_d = 0{,}6\ \mathrm{kV} \cdot \mathrm{cm}^{-1}$). Le CO_2 est le meilleur gaz du point de vue de la diffusion, mais il n'est pas transparent au-dessus de 7 eV. L'argon, à l'opposé, est le plus mauvais ($\sigma_L = 7\ \sigma_T = 4\ \mathrm{mm} \cdot \mathrm{cm}^{-1/2}$).

Utilisant, pour l'exemple de DELPHI, $\sigma_T = \sigma_L = 180\ \mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{cm}^{-1/2}$, s = 2,54 mm, w = 5 mm, $\bar{z}$ = 1 m, v_d = 10 ns, on trouve les erreurs suivantes:

$$\sigma_z = [(0{,}63)^2 + (1{,}79)^2]^{1/2} = 1{,}90\ \mathrm{mm} ,$$

$$\sigma_{r\phi} = [(0{,}73)^2 + (1{,}79)^2]^{1/2} = 1{,}93\ \mathrm{mm} ,$$

$$\sigma_r = [(1{,}44)^2 + (1{,}79)^2]^{1/2} = 2{,}31\ \mathrm{mm} ,$$

qui sont en effet nettement dominées par la diffusion des électrons ($\sigma_L \sqrt{\bar{z}_d}$ = 1,79 mm) en l'absence d'inhomogénéités du champ électrique.

La méthode est par contre économique du point de vue de la construction, spécialement pour l'électronique. Pour l'exemple précédent, avec des convertisseurs digitaux du temps de dérive (TDC) de 10 bits (1024 pas de profondeur), il y a 5×10^5 cellules de mesure pour 2,16 m^2 de détecteur avec seulement 500 canaux électroniques.

2.3 Une illustration de la technique: le «barrel» RICH de DELPHI

Le détecteur (fig. IV.18) a été proposé pour la séparation π-K-p entre 0,3 et 35 GeV/c [16]. Pour couvrir cet intervalle, le barrel RICH combine un radiateur liquide (1 cm C_6F_{14}, γ_s = 1,6) et un radiateur gazeux à la pression atmosphérique (C_5F_{12}, γ_s = 16,8), localisés de part et d'autre d'un même volume de dérive rempli d'un mélange gazeux de CH_4 (0,75) + C_2H_{16} (0,25) + TMAE.

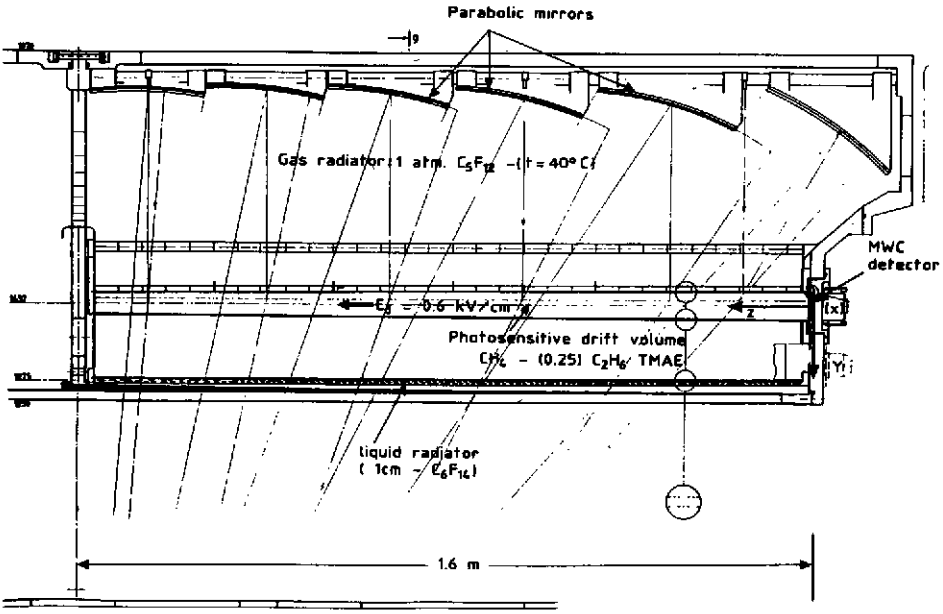

Fig. IV.18 Coupe longitudinale du projet du «barrel» RICH de DELPHI.

Le détecteur, de forme annulaire, est placé autour de la TPC de l'expérience. Les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 1,28 et 1,97 m, et la longueur active est de 2 × 1,60 m pour couvrir un angle polaire de 2 × 48° par rapport au plan central. Dans la direction $r\phi$, le détecteur est divisé en 24 secteurs azimutaux identiques, chacun couvrant un élément $\Delta(r\phi)$ = 38 cm au rayon 1,45 m (voir fig. IV.18). Les volumes de dérive et les radiateurs liquides sont équipés de fenêtres de quartz fondu. La distance du radiateur au volume de dérive (épaisseur 5 cm) est de 12 cm. La lumière Cherenkov du radiateur gazeux est focalisée avec des miroirs sphériques et paraboliques de 45 cm de distance focale dans le volume de dérive.

Les photo-électrons qui sont créés dans le volume photosensible dérivent dans un champ électrique axial homogène de 0,6 kV/cm, parallèlement à un champ magnétique B_z = 1,2 T, vers le détecteur multifils (espacement entre fils = 2,54 mm) monté à l'extrémité du volume de dérive. Le temps de dérive maximum est de 25 μs environ.

La figure IV.19 montre une comparaison des erreurs qui contribuent à la détermination de l'angle Cherenkov, pour une incidence normale des particules et z = 1 m, en fonction du facteur de Lorentz γ, pour les radiateurs liquide et gazeux (isobutane à p_{atm}). L'erreur repérée «Detector ($\sigma_{r\phi}$, σ_r, σ_z)» est dérivée des valeurs discutées dans le précédent paragraphe.

On observe que les erreurs sont bien distribuées pour le radiateur liquide. Par contre, pour le radiateur gazeux l'erreur de reconstruction (granularité du détecteur et diffusion des électrons) est largement dominante sur l'erreur chromatique et géométrique due à l'incertitude sur le point d'émission du photon. Cette observation montre que la technique est inadaptée pour la séparation aux très hautes énergies.

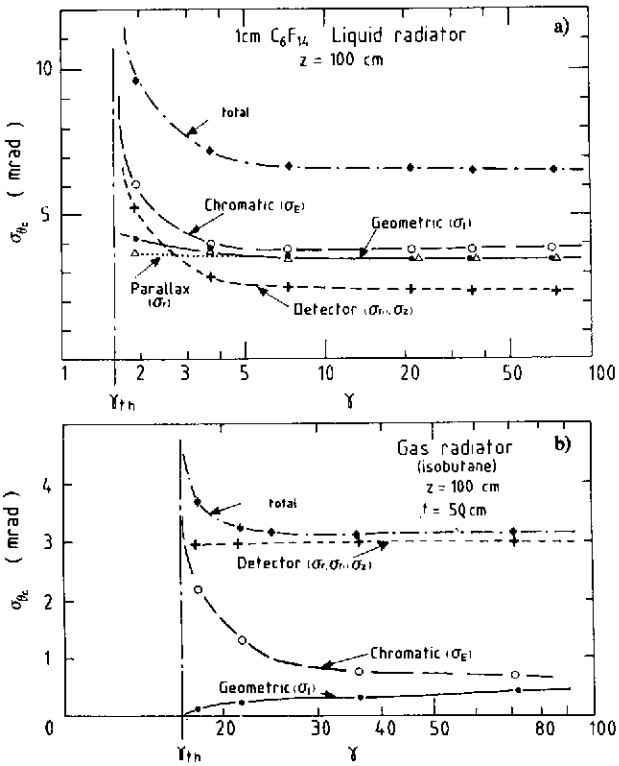

Fig. IV.19 Contribution des erreurs de reconstruction (σ_z, σ_r, $\sigma_{r\phi}$), de l'erreur chromatique (ici σ_E) et de l'erreur géométrique (σ_l) à la résolution σ_θ de reconstruction de l'angle Cherenkov, en fonction du facteur de Lorentz γ, pour a) le radiateur liquide à incidence normale et 1 m de dérive, et b) le radiateur gazeux.

La figure IV.20 illustre en conséquence le pouvoir de séparation π-K, K-p du détecteur en fonction de l'impulsion, défini par le nombre de déviations standard $n_\sigma = [(\theta_1 - \theta_2)/\sigma_{\theta_1}]\sqrt{N}$ avec lequel la particule 1 serait identifiée comme la particule 2. Pour $n_\sigma = 4{,}2$ (1% de fausse identification) la séparation π-K est obtenue jusqu'à 20 GeV/c. Par contre, il existe entre 6 et 9 GeV/c une mauvaise séparation K-p.

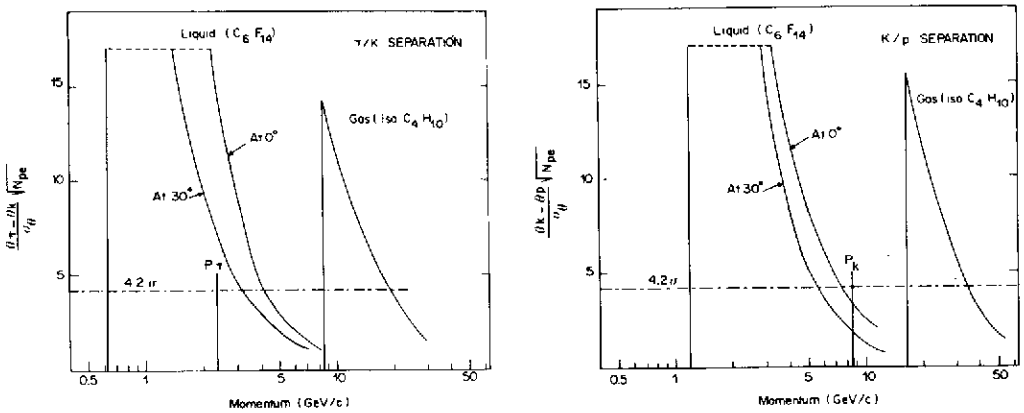

Fig. IV.20 Performance estimée du barrel RICH de DELPHI pour l'identification π-K-p en fonction de l'impulsion.

2.4 Le prototype du barrel RICH

2.4.1 Description du détecteur

Lorsque le détecteur RICH pour DELPHI fut proposé en 1981, c'était un défi technique difficile, car aucune mesure de dérive d'électrons sur d'aussi longues distances n'avait été effectuée. Pour cette raison, un prototype (fig. IV.21 et IV.22) fut construit en 1983 pour en étudier la faisabilité et les performances. Ce paragraphe est consacré à ce premier grand détecteur qui marque une étape importante dans le développement de la technique.

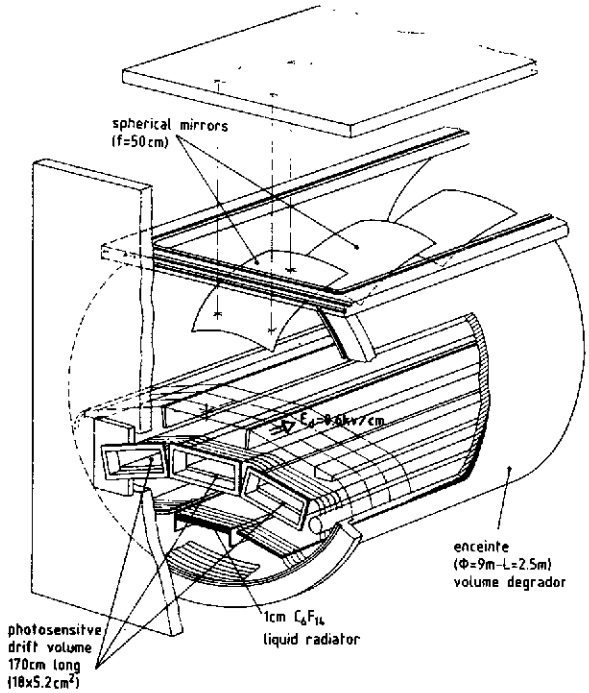

Fig. IV.21 Vue en perspective du prototype du barrel RICH.

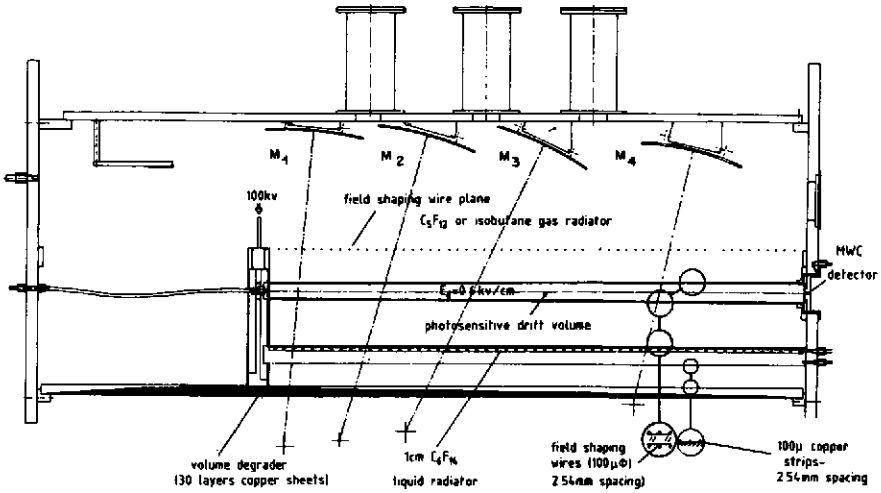

Fig. IV.22 Coupe longitudinale du prototype du barrel RICH, mettant en évidence la configuration électrostatique du détecteur.

Le prototype a la même configuration que le détecteur final, mais il ne couvre que 25° en azimut. Il consiste en trois volumes de dérive de 170 cm de longueur, avec une section intérieure de 18,5 × 5,2 cm^2; il ne comporte qu'un seul radiateur liquide (à 15 cm du volume de dérive central, voir fig. IV.21), et une seule rangée de miroirs, trois sphériques et un parabolique. L'ensemble est monté dans un cylindre de 90 cm de diamètre intérieur et 2,5 m de longueur.

Un très grand soin a été apporté à la réalisation de la configuration électrostatique du détecteur pour obtenir un champ électrique axial uniforme et homogène, de 0,6 kV/cm, à l'intérieur des volumes de dérive. Ce résultat fut obtenu par une distribution précise des lignes équipotentielles tous les 2,54 mm, sur toutes les surfaces le long de la direction de dérive, comme le montrent les figures IV.22 et IV.23. Pour la même raison, l'enceinte extérieure a été construite pour réaliser une dégradation linéaire du potentiel en z, rϕ et r vers la masse, afin d'éviter toute perturbation. Cette dégradation est réalisée par un empilement de 30 feuilles de cuivre de 50 μm d'épaisseur, espacées par 0,8 mm de fibres de verre imprégnées de résine époxy polymérisée sous vide. La longueur de ces feuilles augmente linéairement en z à partir de l'extrémité du tube de dérive (z = 170 cm, V = −100 kV), et en rϕ à partir du plan de fils supérieur vers la masse. La surface intérieure de l'enceinte, comme le montre la figure IV.24, est elle-même couverte d'un circuit imprimé en Kapton portant des lignes équipotentielles distribuées en z, au pas de 2,54 mm, et en rϕ, pour suivre le contour des feuilles de cuivre.

Pour obtenir une bonne homogénéité du champ électrique, toutes les lignes équipotentielles—de tous les composants—sont connectées ensemble sur un même distributeur de potentiel, visible sur la photographie de la figure IV.23, refroidi par circulation d'un fluorocarbone liquide (FC75).

Les volumes de dérive ont, suivant la direction r, la forme d'un prisme tronqué ouvert vers la chambre multifils de façon que les photo-électrons créés près des fenêtres dérivent en s'en écartant.

Fig. IV.23 Photographie de l'intérieur de l'enceinte, montrant la distribution des lignes équipotentielles et leur alimentation à partir du diviseur de potentiel au moyen de connections flexibles en Kapton. La pièce centrale en aluminium, visible sur la photographie, est portée à −100 kV.

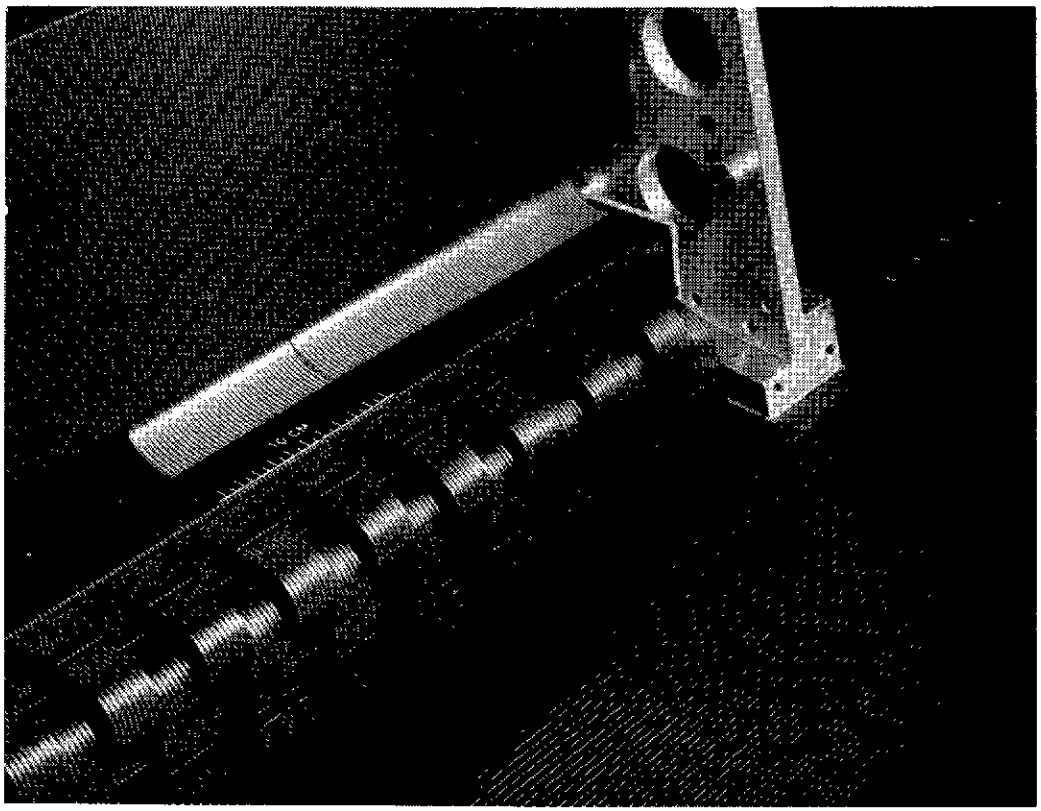

Fig. IV.24 Photographie de l'ensemble des trois volumes de dérive montés à l'intérieur de l'enceinte. Seul le volume de dérive central est équipé sur cette face de cinq fenêtres de quartz, correspondant aux miroirs du radiateur gazeux. Les faces opposées des trois volumes de dérive sont constituées uniquement de quartz.

Ils sont alimentés individuellement avec le mélange gazeux CH_4 (0,75) + C_2H_6 (0,25) + TMAE (T = 35 °C) au moyen d'une distribution transversale (sur toute la longueur du volume) et non pas axiale, afin d'éviter une circulation laminaire du gaz qui ne permettrait pas un bon balayage des surfaces pour éliminer les impuretés électronégatives absorbées, comme l'oxygène, dont le taux doit être maintenu au-dessous de 1 à 2 ppm. L'ensemble du détecteur est thermiquement isolé et chauffé à 40 °C. Tous les fluides, liquide (C_6F_{14}) et gazeux, des radiateurs et volumes de dérive (gaz porteur) sont soigneusement nettoyés par circulation au travers de cartouches d'Oxisorb (trioxide de chrome + silica gel) et de filtres moléculaires pour éliminer les impuretés photo-absorptives des radiateurs et électronégatives des volumes de dérive.

2.4.2 Réponse du détecteur: quelques résultats expérimentaux significatifs

La figure IV.25 montre des images typiques d'événements superposés obtenues dans des conditions expérimentales différentes, après dérive sur de longues distances. Les images d'événements individuels, montrées sur la figure IV.26, sont caractéristiques des valeurs moyennes du nombre de photo-électrons détectables à 10 GeV/c, soit environ respectivement 21 et 12 pour les radiateurs liquide et gazeux (isobutane). On remarquera l'excellent rapport signal sur bruit, ainsi que la contribution de la radiation Cherenkov émise dans le quartz des fenêtres.

La figure IV.27 montre les distributions de l'angle Cherenkov reconstruit pour chaque photo-électron détecté, obtenues après une dérive des images de 86 cm, avec et sans correction de l'erreur de parallaxe. Les images ont été dans ce cas sélectionnées en utilisant la porte électrostatique de transfert des charges vers la CPM, pour supprimer la charge d'espace des ions positifs. On observera l'importance attendue de la correction pour le radiateur liquide, qui permet de réduire la résolution σ_θ de 20 à 11 mrad.

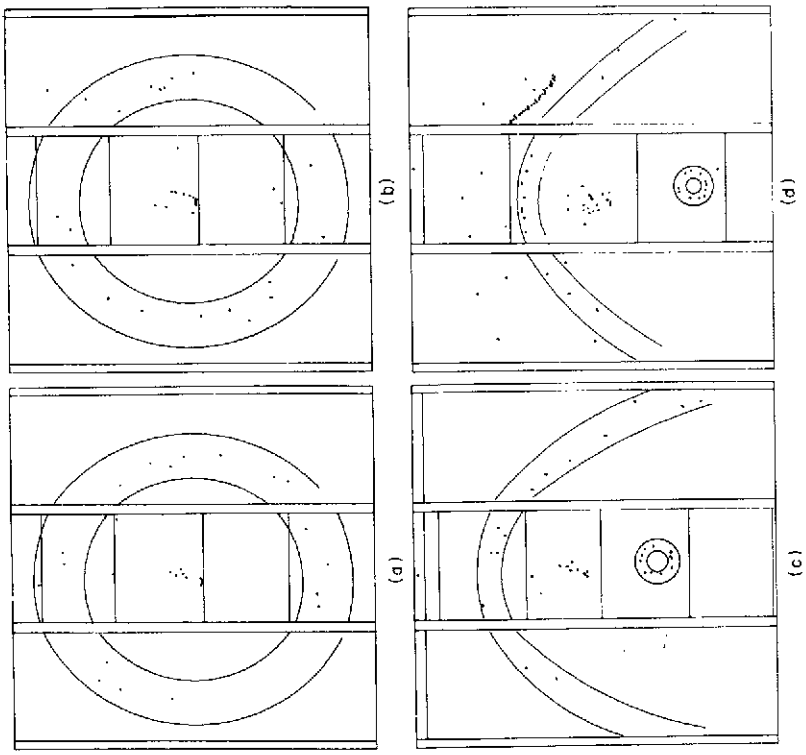

Fig. IV.26 Projections typiques d'événements individuels, pour lesquelles le nombre de photo-électrons détectés est proche de la valeur moyenne.

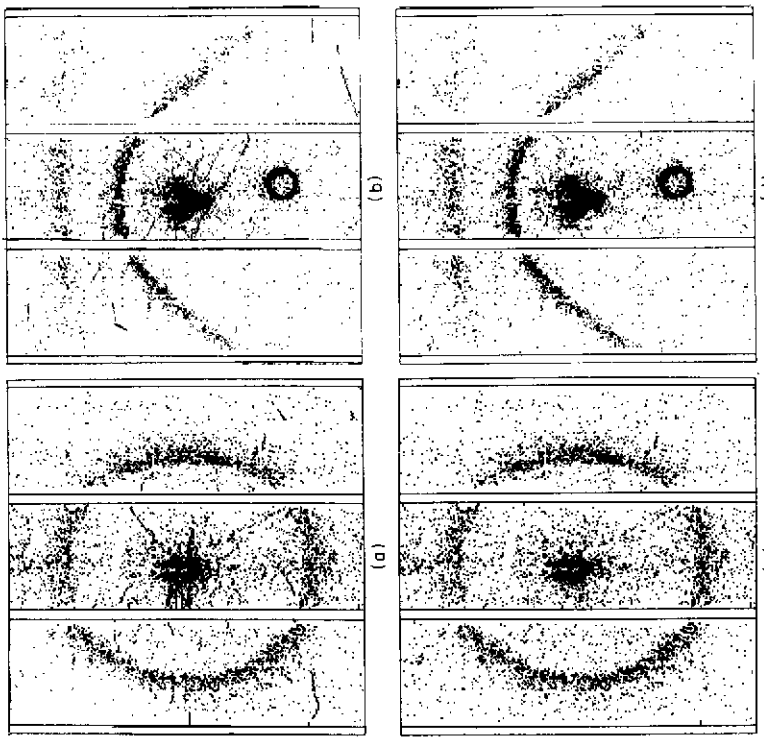

Fig. IV.25 Projections images typiques, obtenues par superposition des données de 200 π^- de 10 GeV/c a) à inci- dence normale et b) à incidence oblique par rapport au radiateur liquide. Les figures c) et d) sont dérivées des précédentes, après élimination à l'analyse des traces d'ionisation des particules chargées. La forme en U de l'impact du faisceau est due aux photo-électrons secondaires et à l'effet de temps mort de l'électronique.

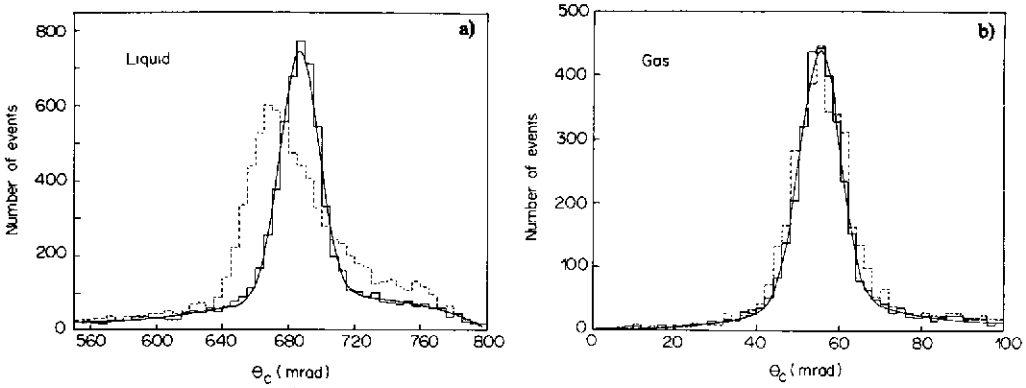

Fig. IV.27 Distributions typiques de l'angle Cherenkov, obtenues, sans espace de charge des ions positifs dans les volumes de dérive, avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) correction pour l'erreur de parallaxe pour a) le radiateur liquide à $z_d = 86$ cm et b) le radiateur gazeux. Les courbes tracées sont les gaussiennes les mieux adaptées aux distributions expérimentales.

Le nombre de photons Cherenkov détectés est déduit de ces distributions après soustraction du bruit de fond. Les valeurs précédemment rapportées correspondent à un N_0 de 65 cm^{-1} pour le radiateur liquide et environ 95 cm^{-1} pour le radiateur gazeux d'isobutane à $\gamma = \gamma_s$. Pour $\gamma_{(\infty)}$ cette dernière valeur tombe à environ 80 cm^{-1}, car des photo-électrons très proches sur le cercle image ne peuvent plus être séparés à la détection.

La variation de la résolution σ_θ avec la distance de dérive est montrée sur les figures IV.28 et IV.29 pour les deux radiateurs, et comparée à une simulation Monte Carlo de la réponse du détecteur. Il est clairement visible de nouveau que l'effet de la charge d'espace a une contribution très importante sur la résolution; comme on s'y attendait, celle-ci est d'autant plus importante que la distance de dérive est grande. En l'absence de charge d'espace, la variation prévue par la simulation due à la diffusion des électrons reproduit bien les résultats expérimentaux. L'écart systématique observé est la conséquence calculable de l'incertitude avec laquelle était connu l'angle d'incidence des particules par rapport au détecteur lors des mesures.

Les tests ont encore montré que l'atténuation du nombre de photo-électrons détectés avec la distance de dérive était compatible avec un libre parcours moyen des électrons dans le gaz supérieur à 10 m.

Ces résultats ont prouvé que la technique RICH associée à de longues dérives était bien comprise et développée pour être appliquée à des détecteurs de grande surface, mais qu'elle était très difficile. Le lecteur intéressé trouvera une étude détaillée de ce travail dans les références [26] et [54].

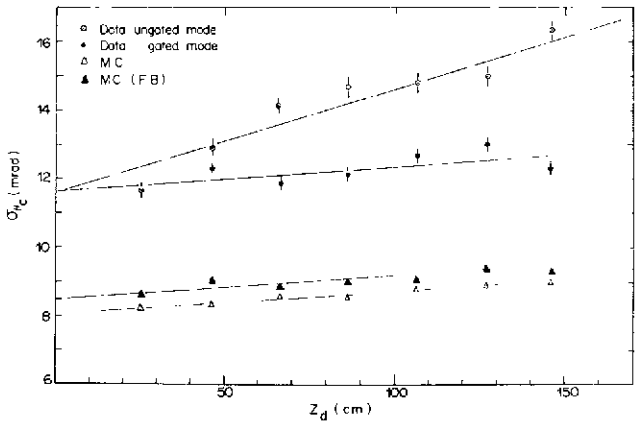

Fig. IV.28 Variation de la résolution σ_θ avec la distance de dérive z_d obtenue pour le radiateur liquide à incidence normale, avec et sans charge d'espace des ions positifs, comparée à une simulation Monte Carlo du fonctionnement du détecteur.

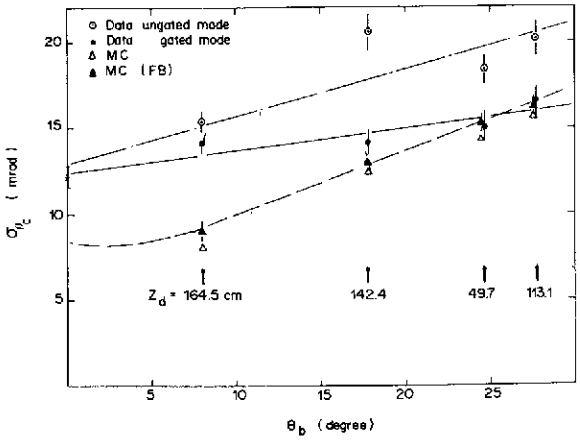

Fig. IV.29 Variation de la résolution σ_θ avec la distance pour le radiateur gazeux, suivant les mêmes spécifications que celles de la figure IV.28.

2.4.3 Les difficultés majeures de la technique

Les résultats très succincts qui ont été montrés précédemment ont été obtenus après deux ans et demi de mise au point, au cours desquels de nombreuses difficultés sont apparues concernant la résolution avec laquelle l'angle Cherenkov peut être reconstruit et le facteur de mérite du détecteur. Les plus importantes sont brièvement discutées dans ce paragraphe pour souligner les limites de la technique.

2.4.3.1 Homogénéité et uniformité du champ électrique de dérive

Les tests systématiques qui furent effectués montrèrent que la résolution spatiale de reconstruction du point de conversion d'un photon était dominée principalement par l'espace de charge due aux ions positifs qui sont générés dans la CPM. Une illustration évidente de cet effet est donnée à la figure IV.30 qui montre

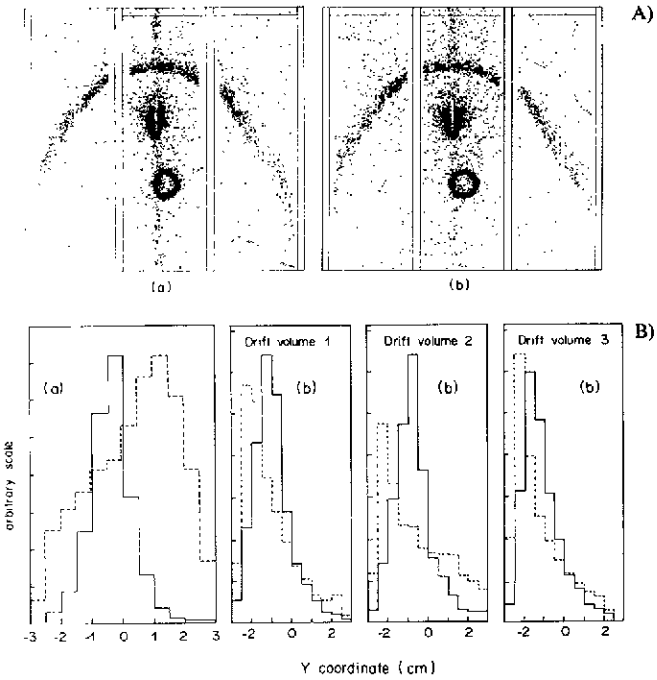

Fig. IV.30 a) Projections superposées de 200 images de π^- de 10 GeV/c des radiateurs liquide et gazeux, obtenues après une dérive de 142 cm: (A) avec contribution de l'espace de charge des ions positifs, (B) sans espace de charge, en utilisant une «porte» électronique pour le transfert des photo-électrons vers la CPM. b) Distributions expérimentales suivant la direction y (ou r) dans les conditions de la figure a): (A) pour le radiateur gazeux, (B) pour le radiateur liquide. Les histogrammes en ligne continue sont obtenus lorsqu'il y a présence d'une charge d'espace dans les volumes de dérive.

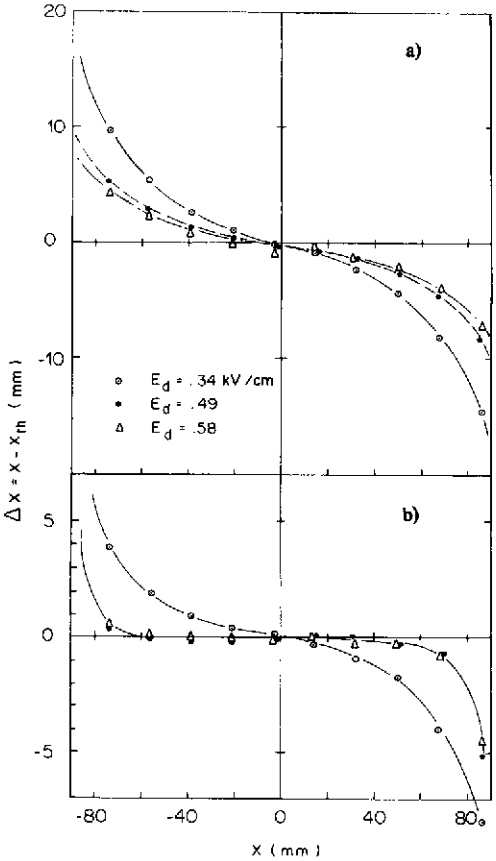

Fig. IV.31 Déviation $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$ en fonction de x_{th} pour plusieurs distances à $E_d = 0{,}58$ kV/cm, a) avec et b) sans contribution de la charge d'espace des ions positifs.

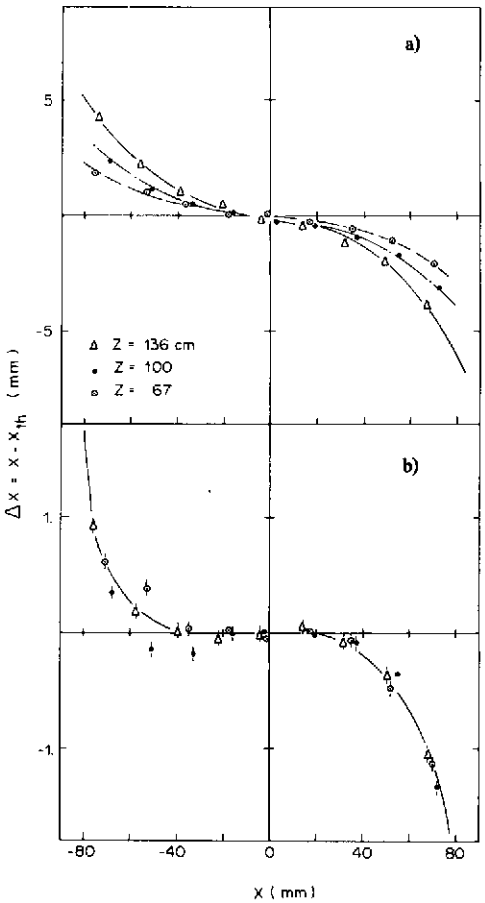

Fig. IV.32 Déviation $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$ pour z_d = 136 cm en fonction du champ électrique de dérive a) avec et b) sans contribution de la charge d'espace des ions positifs.

une comparaison de projections d'images lorsque la CPM fonctionne avec et sans blocage du transfert des charges entre les volumes de dérive et les détecteurs durant les périodes de temps mort. Une déformation apparaît distinctement dans l'image du radiateur gazeux sur la projection z, $r\phi$. L'effet est spectaculaire dans l'histogramme de la projection en r qui est obtenu par la lecture des bandes cathodiques des CPM. Il montre que les photo-électrons dérivent en se rapprochant du plan médian du volume de dérive. L'importance de l'effet dépend du taux de particules de bruit de fond qui traversent le détecteur et de l'importance des microdécharges corona qui sont générées par la très haute tension dans le volume gazeux du détecteur. Il a été démontré que l'on pouvait de cette façon très facilement focaliser totalement les photo-électrons dans le plan central en augmentant artificiellement le bruit de fond.

Les limites de la résolution spatiale, qui peuvent être atteintes dans la direction x ($r\phi$) après élimination des charges d'espace, sont montrées sur les figures IV.31 et IV.32.

On remarquera que pour maintenir au-dessous de 1 mm la précision de la reconstruction il faut perdre un espace de 10 mm de chaque côté du volume de dérive. La déviation résiduelle, en l'absence de charge d'espace, est indépendante de la distance de dérive et, pour cette raison, résulte des effets des charges déposées à la surface des parois. Cette observation justifie la forme en prisme tronqué des volumes de dérive dans la direction r, pour que les électrons s'écartent des fenêtres en dérivant.

En dépit de ces précautions, il a été mis en évidence une erreur systématique de reconstruction suivant la direction radiale r, illustrée sur la figure IV.33, qui montre que pour le radiateur liquide l'angle

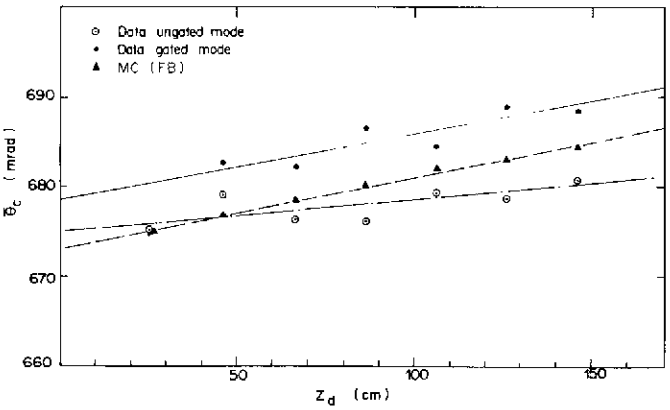

Fig. IV.33 Variation de l'angle Cherenkov moyen en fonction de la distance z_d obtenue avec le radiateur liquide, prouvant la non-colinéarité de la direction de la dérive avec celle du champ électrique.

Cherenkov moyen reconstruit varie linéairement avec la distance de dérive. Un résultat similaire, mais de sens opposé, est obtenu avec le radiateur gazeux. Il fut ainsi prouvé, comme le démontre la simulation Monte Carlo, que les électrons dérivaient avec un angle de 4,8 mrad par rapport à l'axe géométrique du tube. Pour obtenir un tel résultat, il suffit que les lignes équipotentielles qui sont placées sur les fenêtres, de chaque côté du volume de dérive, soient systématiquement déplacées de 0,2 mm pour ne plus former un plan normal à l'axe géométrique du tube. C'est une précision de construction extrêmement difficile à réaliser, qui prouve la difficulté de la technique et justifie de nouveau la forme des volumes de dérive, pour éviter que les électrons créés près des fenêtres ne soient perdus.

L'uniformité du champ électrique de dérive a été vérifiée par une mesure du temps de dérive des électrons en fonction de la distance. Les déviations qui ont été observées par rapport à une variation linéaire sont inférieures à 2‰, quelle que soit la distance.

Pour le mélange CH_4 (0,75) + C_2H_6 (0,25) + TMAE utilisé, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion longitudinale mesurés sont respectivement 6,30 cm · μs^{-1} et 179 μm · $cm^{-1/2}$ pour un champ électrique de 0,58 kV · cm^{-1}, en très bon accord avec les valeurs publiées.

2.4.3.2 Le libre parcours moyen des électrons dans le gaz de dérive

Le second problème majeur qu'il fallut résoudre au cours de la mise au point du prototype est l'absorption des électrons durant leur migration, due à l'électronégativité du mélange gazeux.

Pour être acceptable, le libre parcours moyen λ des électrons doit être plus grand que 10 m pour que la transmission $e^{-z/\lambda}$ soit meilleure que 0,85 pour z = 1,70 m. Ce résultat ne fut obtenu avec le prototype (fig. IV.34) qu'après avoir réduit la contamination en O_2 à moins de 1 ppm, uniformément dans le volume,

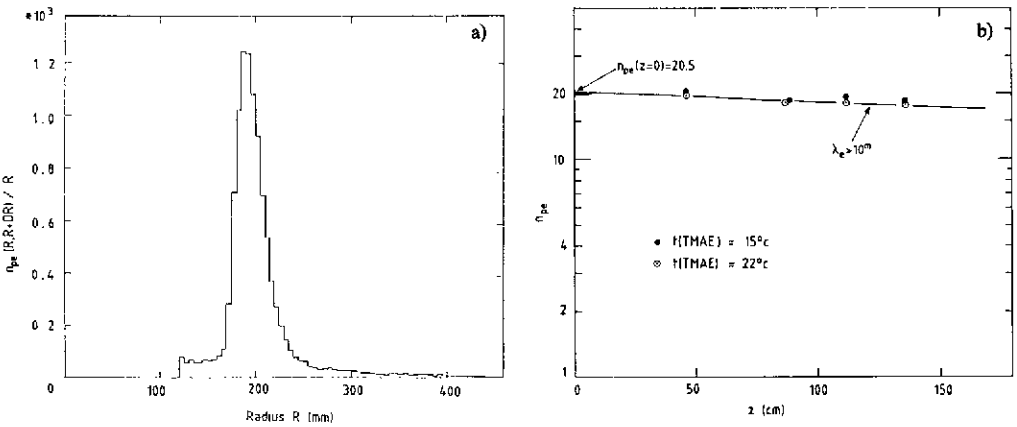

Fig. IV.34 a) Distribution du rayon des photo-électrons reconstruits dans les images du radiateur liquide pour une incidence normale par rapport au radiateur. b) Variation du nombre de photo-électrons détectés avec la distance de dérive après nettoyage des gaz porteurs et lavage du TMAE.

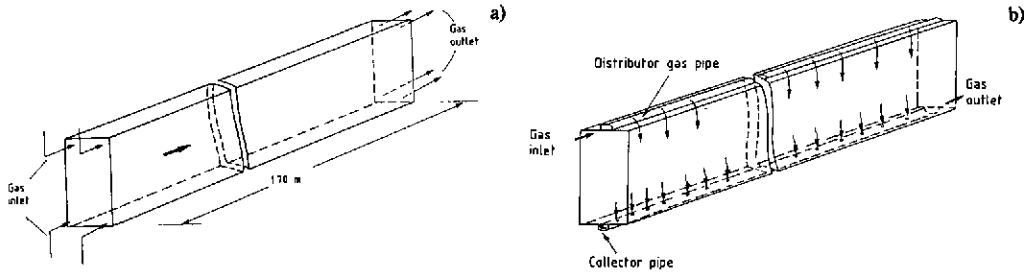

Fig. IV.35 a) Principe de la distribution longitudinale du gaz dans les volumes de dérive. b) Principe de la distribution transversale du gaz qui permet un très bon dégazage des surfaces.

et nettoyé soigneusement le TMAE pour éliminer tous les résidus d'oxydation électronégatifs (solubles dans l'eau) par une séparation de phase après lavage en atmosphère inerte avec de l'eau tridistillée et dé-ionisée.

Il apparut rapidement que même l'utilisation d'un gaz porteur du TMAE parfaitement nettoyé ne garantissait pas une grande valeur de λ si le dégazage des surfaces et le balayage du volume de dérive n'étaient pas effectués de façon homogène. Il a été ainsi montré qu'un balayage longitudinal (fig. IV.35a), qui entraîne un écoulement laminaire et par conséquent une vitesse de circulation nulle en surface, ne permettait pas une désorption suffisante de l'oxygène des parois. Pour cette raison, λ dépendait du point d'émission et de la valeur du champ électrique, et pouvait être nul près des surfaces. Il fallut modifier la distribution longitudinale pour une circulation transversale, comme il est montré à la figure IV.35b, pour obtenir une distribution uniforme de λ.

2.5 Les détecteurs à lecture optique ou chambres à images

Ce type de détecteur, largement discuté dans le cours de F. Sauli, est ici très brièvement décrit pour compléter cette revue des techniques de détection de la radiation Cherenkov.

La figure IV.36a montre le principe d'une chambre à image [58], basé sur la détection de la lumière émise dans les avalanches. Le photodétecteur est une chambre multi-étages de type PPAC, remplie avec un mélange Ar, TEA ou TMAE, ou plus généralement Ar + 2 à 3% CH_4 + TMAE. La lumière de scintillation de l'argon (raie Lyman α à 120 nm) émise durant le développement des avalanches, excite les molécules de TEA ou TMAE dont la fluorescence est émise à 280 et 490 nm respectivement. Pour de hauts gains ($\geqslant 10^7$), la lumière émise dans le dernier étage est détectable par une caméra de télévision standard, couplée à un intensificateur d'image, ou par une caméra équipée d'une lecture par CCD («charge coupling device»).

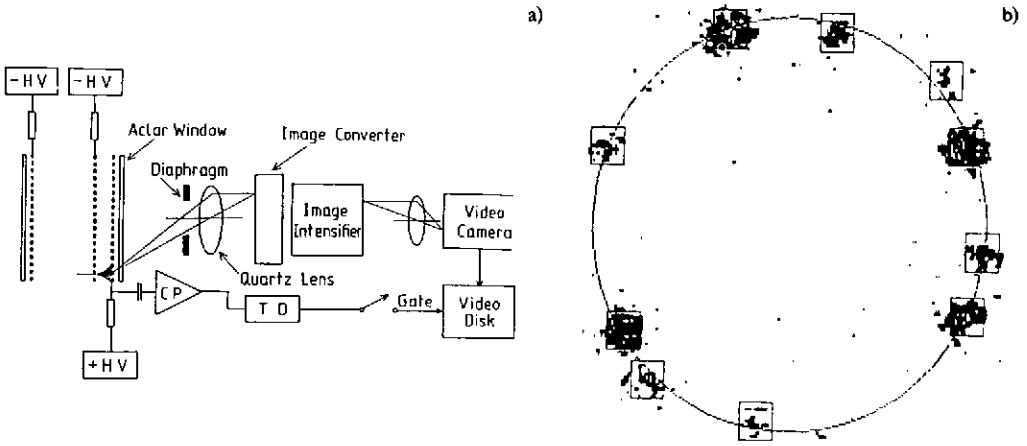

Fig. IV.36 a) Principe de la détection des photons émis dans les avalanches au moyen d'une caméra de télévision et d'un amplificateur de brillance. b) Image typique enregistrée puis reconstruite, obtenue avec un radiateur gazeux focalisé.

La lecture étant très lente (quelques ms), la chambre doit être équipée d'une grille de transfert entre les étages de préamplification et d'amplification pour éviter des superpositions d'images. De plus, le détecteur doit fonctionner à basse pression pour réduire l'ionisation des particules chargées traversant la chambre.

La figure IV.36b montre l'exemple d'une image ainsi obtenue. La précision de localisation d'un photo-électron est de l'ordre de 2 mm en prenant le barycentre de chaque tache image. Le pouvoir de séparation entre photons voisins est visiblement très médiocre. La méthode est intéressante par sa simplicité, mais ses applications sont très limitées.

3. LES DÉTECTEURS RICH RAPIDES

Les détecteurs RICH sont dits rapides lorsqu'ils sont conçus de façon que la dispersion du temps de collection (ou de dérive) Δt_d des photo-électrons soit déterminée uniquement par l'absorption des photons ($\Delta t_d \simeq 3\lambda/v_d$). Pour cette raison, ces détecteurs ont un couplage direct entre le volume de conversion et le détecteur de photo-électrons (fig. IV.37), et la dispersion Δt_d peut varier entre 20 ns et 1 μs suivant la vapeur photosensible utilisée et sa tension de vapeur (§ 1.1). Le détecteur de photo-électrons peut être une CPM, une MSAC ou une PPAC.

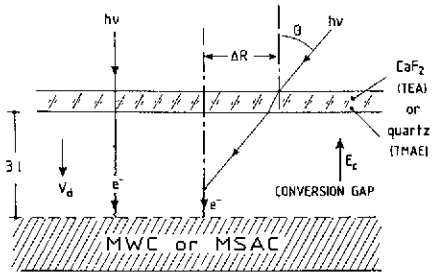

Fig. IV.37 Principe d'un détecteur RICH rapide.

La reconstruction bidimensionnelle de l'image projetée est obtenue soit par la lecture des fils et des cathodes segmentées en bandes étroites, soit par la lecture du plan cathodique inférieur divisé en damier. Cette dernière méthode permet une reconstruction sans ambiguïté des images d'événements multiparticules (de type jet); elle est par conséquent bien adaptée à la réalisation de détecteurs pour les expériences avec cible fixe et pour les futurs collisionneurs hadroniques (SSC ou LHC). Par contre, ces détecteurs nécessitent de nombreux canaux électroniques pour la détection et la lecture et, pour cette raison, leur développement n'est devenu possible que récemment, avec l'avènement de l'électronique intégrée (VLSI) de faible coût.

3.1 Le premier détecteur RICH rapide utilisé dans une expérience

Un détecteur RICH rapide fut construit en 1982, pour une expérience au FNAL par une collaboration CERN–Saclay–Stony Brook [59]. Prévu pour une séparation π–K–p au-dessus de 200 GeV/c, ce détecteur utilisait un radiateur d'hélium à pression atmosphérique (γ_s = 120), de 16 m de longueur, et des miroirs sphériques de 8 m de distance focale. Quatre photodétecteurs de 20 × 20 cm^2 étaient utilisés dans le plan focal des miroirs. Équipés de fenêtres de CaF_2 chacun de ces détecteurs était constitué d'un volume de conversion de 6 mm d'épaisseur, suivi d'une chambre de type MSAC; ils utilisaient un mélange He + TEA ou He + CH_4 + TEA. La reconstruction de l'image était effectuée par trois projections indépendantes, obtenues par la lecture, d'une part, des fils d'anode (1,3 mm d'espacement) et, de l'autre, de bandes cathodiques de 5 mm de largeur, orthogonales entre elles et placées à 45° par rapport aux fils.

Les coordonnées fournies par la lecture analogique des bandes cathodiques étaient obtenues par la détermination du centre de gravité des charges induites avec une précision submillimétrique (σ < 0,4 mm). Cependant, comme le montre la figure IV.38, la méthode entraînait des ambiguïtés de reconstruction, limitant à 5 le nombre maximum de photo-électrons qui pouvaient être reconstruits.

La figure IV.39 montre une superposition des images de 100 pions de 200 GeV/c, obtenue avec un temps de résolution de 50 ns. Le nombre moyen N de photo-électrons par pion est de 4,8, correspondant à un facteur de mérite $N_0 = N\,\gamma_s^2/L$ = 43 cm^{-1}. Ce résultat, modeste par rapport à la valeur théorique attendue ($N_0 \geqslant 75$ cm^{-1}), souligne la difficulté de la technique. La direction de la particule étant connue par les chambre proportionnelles utilisées pour la mesure de l'impulsion, le rayon image est calculable même pour un seul photo-électron puisque le centre image est déterminé.

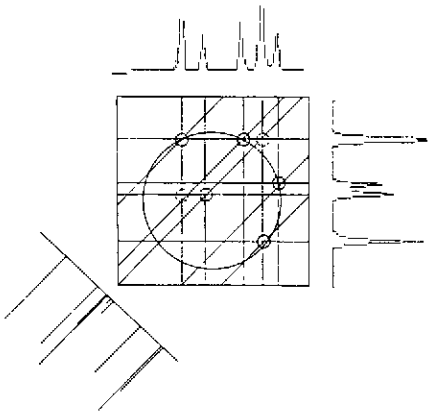

Fig. IV.38 Exemple de reconstruction d'une image pour un événement avec quatre photons et de la trace de la particule incidente à partir de trois projections. Deux photo-électrons «fantômes» apparaissent (indiqués en pointillé), mais, dans ce cas, peuvent être éliminés après analyse des diverses combinaisons.

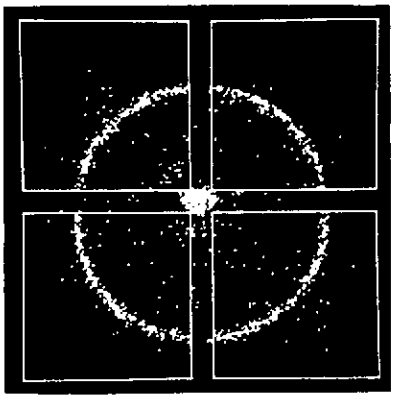

Fig. IV.39 Exemple d'anneau Cherenkov obtenu par la superposition des images de π^- de 200 GeV/c avec un radiateur d'hélium de 8 m de distance focale [15]. La tache du faisceau est visible au centre.

La figure IV.40 montre une distribution du rayon image, obtenue à 200 GeV/c avec un mélange CH_4 + He + TEA, qui correspond à une séparation π–K avec environ 6 déviations standard. Ce bon résultat est cependant très loin de la valeur calculée en considérant la dispersion chromatique comme unique source

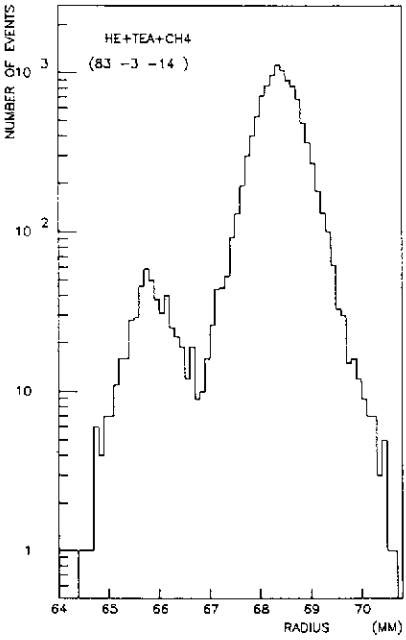

Fig. IV.40 Distribution du rayon image pour des K^- (pic de gauche) et des π^- à 200 GeV/c, obtenue avec le détecteur RICH de la réf. [15].

d'erreur. En effet, pour l'hélium à 8,2 eV (énergie au maximum de l'efficacité quantique) $dn/dE = 1{,}04 \times 10^{-6}\,eV^{-1}$ et $n - 1 = 36{,}1 \times 10^{-6}$ (voir tableau II.3). Suivant la relation (II.25),

$$\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta}\right]^{(\infty)} = 4{,}2 \times 10^{-3}\,eV^{-1},$$

soit environ 3×10^{-3} ($\Delta E = 0{,}7$ eV) avec l'emploi du CH_4. Cette dernière valeur donne [relation (II.29)], pour 200 GeV/c,

$$n_\sigma = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2K_c\,p^2} \simeq 30,$$

avec

$$K_c = \frac{[(\sigma_\theta)_{ch}/\theta]^{(\infty)}}{(\gamma_s\sqrt{N_0 L})} = 9{,}3 \times 10^{-8}$$

pour $N_0 = 43\ cm^{-1}$ et $L = 16 \times 10^2$ cm. La résolution spatiale σ qui donnerait la même erreur est

$$\sigma = f(\sigma_\theta)_{ch} = \frac{f}{\gamma_s}\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta}\right]^{(\infty)} \cong 0{,}2\ mm$$

pour $f = 8 \times 10^3$ mm. Le calcul montre clairement que les sources d'erreurs optique et géométrique sont mal déterminées et dominantes.

Pour augmenter le nombre de photo-électrons reconstruits, Charpak et Sauli ont testé en 1984 un photodétecteur du même type, mais avec un volume de conversion de 50 mm d'épaisseur pour augmenter le libre parcours moyen des photons [60]. En utilisant, par exemple, un mélange He (0,90) + iC_4H_{10} (0,10) + TMAE (5×10^{-4}), une vitesse de dérive de 2 cm · μs^{-1} est obtenu dans le volume de conversion avec un champ électrique de 0,6 kV · cm^{-1}, ce qui permet de répartir l'arrivée des photo-électrons sur la CPM dans un intervalle de 2,5 μs. En effectuant une corrélation dans le temps des informations anode–cathode par une mesure du temps de migration, 4 à 5 photo-électrons peuvent être reconstruits toutes les 50 ns. De la sorte, 120 photo-électrons peuvent être reconstruits, si l'on tient compte de l'absorption exponentielle dans le gaz, mais avec une perte importante du pouvoir de séparation entre les événements successifs.

Un détecteur similaire, mais fonctionnant avec une basse pression d'isobutane, a été développé par Breskin et al. [61]. Des gains de l'ordre de 10^7 ont été atteints. En utilisant une lecture des plans de fils cathodiques orthogonaux au moyen de lignes à retard, une résolution spatiale de l'ordre du millimètre a été obtenue. La méthode est économique, mais ne permet pas la reconstruction d'images d'événements complexes. Le fonctionnement à basse pression permet une augmentation du gain et limite l'ionisation des particules chargées, mais accroît sévèrement les contraintes mécaniques pour les fenêtres, si de grandes surfaces doivent être réalisées.

3.2 Les détecteurs RICH rapides du futur

La séparation des particules aux très hautes énergies auprès des futurs collisionneurs hadroniques impose de sévères contraintes de résolution spatiale (tableau IV.2) pour reconstruire l'impact des photons dans le photodétecteur.

Pour un gaz avec un facteur de Lorentz au seuil $\gamma_s \simeq 50$ et un radiateur de 4 m de longueur, les diverses hypothèses discutées montrent qu'une cellule de mesure de 1 mm^2 environ déterminerait une erreur égale à celle due aux aberrations chromatiques. Au LHC, la conception géométrique des détecteurs la plus simple serait sphérique. En supposant que les photodétecteurs soient placés au rayon 2 m, la surface totale de détection serait d'environ 50 m^2, et nécessiterait par conséquent 50 millions d'éléments de détection, un nombre prohibitif pour un détecteur 4π mais acceptable pour un angle solide limité. Une plus modeste granularité de $2 \times 2\ mm^2$ diminuerait le nombre de cellules d'un facteur quatre et l'impulsion limite pour la séparation π–K de 250 GeV/c serait réduite à 210 GeV/c.

Puisque des taux d'interactions de l'ordre de $10^8\ s^{-1}$ sont prévus, et que l'intervalle de temps entre croisements successifs des faisceaux est de 15 ns, les détecteurs devront avoir une dispersion du temps de collection $\Delta t_d < 15$ ns, valeur qui est aisément obtenue avec le TEA à 20 °C (§ 1.1.2.1).

Si d'autre part un facteur de réjection de 10^4 est obtenu pour la sélection des événements intéressants, le taux des données à acquérir sera de $10^4\ s^{-1}$, soit un événement toutes les 100 μs. Pour obtenir une efficacité de 90% pour l'acquisition des données, celle-ci devra se faire en moins de 10 μs sans traitement. Le temps nécessaire pour obtenir la sélection d'un bon événement devrait être compris entre 0,5 et 1 μs. Par

conséquent, un temps de stockage de l'information du même ordre sera nécessaire pour effectuer la corrélation par coïncidence, avec une résolution de 10 à 15 ns. Ce temps de stockage devra être obtenu soit en dérivant les images dans le gaz, soit en retardant électroniquement les impulsions de détection.

3.2.1 Le choix du photodétecteur

Une PPAC fonctionnant à la pression atmosphérique, avec un plan anode divisé en damier (fig. IV.41) est, *a priori*, une solution attractive puisqu'elle évite l'emploi de fils d'anode fragiles.

Le signal négatif qu'elle détecte, étant obtenu par la collection des électrons créés dans les avalanches, est plus rapide que le signal positif détecté par une CPM, induit par les ions positifs migrant vers la cathode. Des détecteurs de ce type ont été récemment testés avec succès [62], mais peu d'expérience est acquise. Les détecteurs de grande surface présentent des difficultés techniques évidentes si l'on veut minimiser les décharges électriques. D'autre part, ils nécessitent une assez grande épaisseur de gaz. Pour cette raison, ils sont sensibles à l'ionisation des particules chargées et devraient utiliser des mélanges gazeux à forte concentration d'hélium.

Le photodétecteur de la figure IV.42 est une CPM avec lecture du damier de la cathode. Le volume de gaz de la chambre est aussi utilisé comme volume de conversion. L'épaisseur totale du gaz est de 1,8 mm et

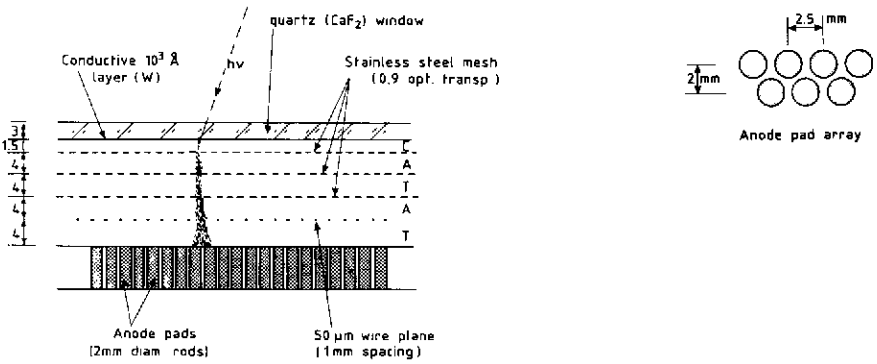

Fig. IV.41 Exemple d'une chambre à multi-étages de type PPAC (Parallel-Plate Avalanche Chamber) avec anode de collection en damier, utilisée comme photodétecteur rapide avec du TEA comme vapeur photo-ionisante dans du CH_4, ou du TMAE à 100 °C avec un mélange $CH_4 + C_2H_6$.

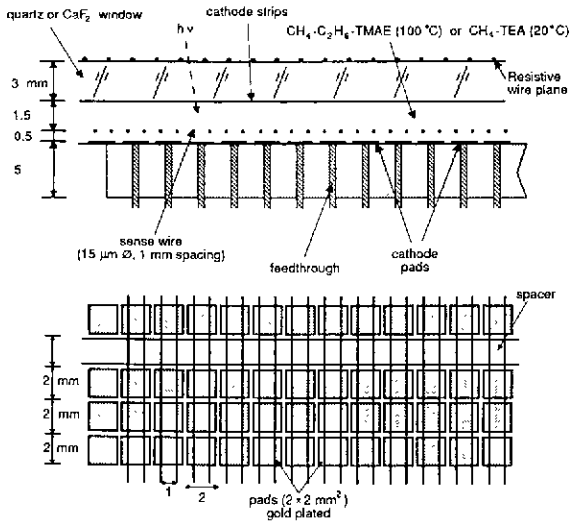

Fig. IV.42 Exemple d'un photodétecteur rapide utilisant une CPM classique avec lecture du plan cathodique divisé en damier.

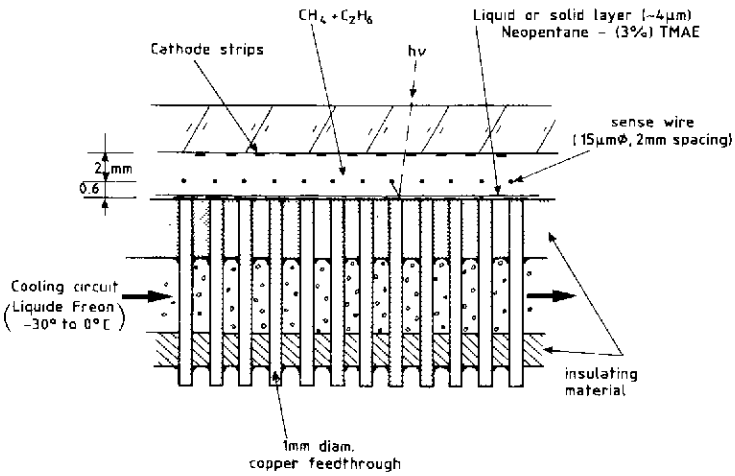

Fig. IV.43 Exemple d'un possible photodétecteur utilisant une photocathode solide de NP + (3%) TMAE, obtenue par condensation à −30 °C.

la distance anode–cathode de 0,6 mm (des espaceurs sont montés tous les 10 cm) de façon à augmenter le couplage, et par conséquent le signal induit. Avec du TEA à 20 °C, l'épaisseur totale du détecteur correspond à 3 longueurs d'absorption λ des photons, et la distance entre la fenêtre de CaF_2 et l'anode à 2λ. Cette géométrie minimise la dispersion du temps de collection des photo-électrons à $2\lambda/v_d$, ainsi que la longueur de la trajectoire de la particule dans le gaz. Il a été montré [55] que pour des valeurs de $\lambda \leqslant$ 0,6 mm la production des photo-électrons secondaires, due à l'émission de photons par excitation atomique du carbone (§ 1.2.1), ne nécessitait pas l'emploi de cloisons entre fils et que des gains de l'ordre de 5×10^6 pouvaient être obtenus sans perte de résolution spatiale. La construction de ces détecteurs est facile et leur tenue sous tension électrique est excellente. De plus, les fils d'anode, utilisés avec une discrimination à haut niveau des signaux induits, peuvent aider à la sélection de la multiplicité des particules chargées secondaires.

Une variante de ce dernier type de détecteur est à l'étude; elle est montrée à la figure IV.43. Elle consiste à obtenir, par cryopompage à la surface de la cathode, une photocathode solide constituée d'un mélange de TMAE dans du néopentane (NP) [41]. Les résultats des mesures indiquent que des efficacités quantiques aussi élevées qu'en phase gazeuse pourraient être obtenues. Ceci est dû à la grande mobilité et à la longue vie moyenne des électrons dans le NP, qui garantissent que le photo-électron créé dans le volume peut dériver jusqu'à l'interface solide–gaz. Comme le NP a une affinité électronique V_0 positive, il y a transfert spontané des photo-électrons dans le gaz. Pour une photocathode solide de NP contenant une fraction molaire F(%) de TMAE ($\sigma \cong 40$ mb, $\varrho = 0{,}7\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}}$), $\lambda = 4{,}3\ \mu\mathrm{m/F\%}$. La mobilité des électrons dans le NP étant de $80\ \mathrm{cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}}$, $v_d = 8 \times 10^4\ \mathrm{cm \cdot s^{-1}}$; pour 3λ, la dispersion du temps total de collection Δt_d est de 16,1 ns/F%. Ainsi, pour maintenir $\Delta t_d \simeq 10$ ns il faut que F soit seulement de 1,6%, une valeur qui est facilement obtenue.

L'intérêt de ce type de détecteur est très important, car il permettrait l'emploi du quartz pour les fenêtres, un plus large choix de radiateurs, avec un minimum d'aberrations chromatiques.

3.2.2 Une application de la technique RICH rapide

Les figures IV.44 et IV.45 montrent respectivement la coupe longitudinale et transversale partielle d'un détecteur RICH rapide proposé pour séparer les particules à basse énergie [63]. Il est destiné à être utilisé auprès d'un collisionneur e^+e^-, de haute luminosité ($\sim 10^{33}\ \mathrm{cm^{-2} \cdot s^{-1}}$), conçu pour réaliser une usine de mésons B [64]. La machine fonctionnant à la fréquence de 10 MHz, le détecteur RICH doit être assez rapide pour éviter le recouvrement d'une interaction e^+e^- ($f \cong$ quelques hertz) par un événement du bruit de fond. L'identification des particules devant être effectuée à basse énergie, le détecteur est équipé de radiateurs de NaF (10 mm d'épaisseur) exploités dans le mode de focalisation proche.

Les photodétecteurs utilisent le TEA à 20 °C; ils sont constitués, comme il a été décrit précédemment, de CPM (1,3 mm d'espacement des fils) avec une lecture du plan cathodique par éléments de seulement $5 \times 7\ \mathrm{mm^2}$ (7 mm suivant la direction du fil). Cette dimension de cellule relativement grande a été choisie pour

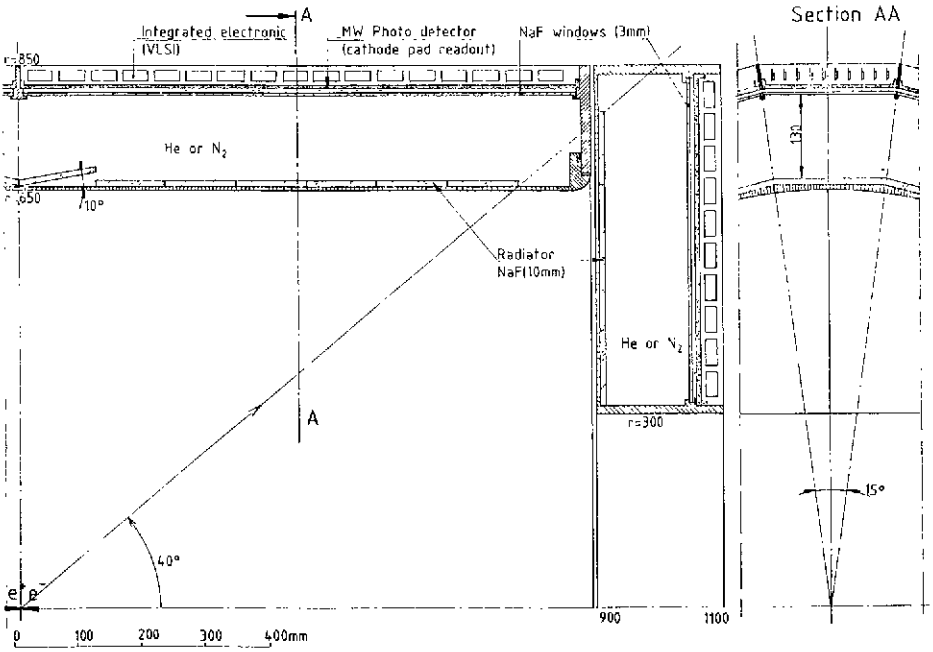

Fig. IV.44 Un quatrième de la section longitudinale du détecteur RICH rapide prévu pour l'identification des particules, jusqu'à 2,5 GeV/c, auprès d'un collisionneur e^+e^- conçu pour une «usine» de production de mesons B [64].

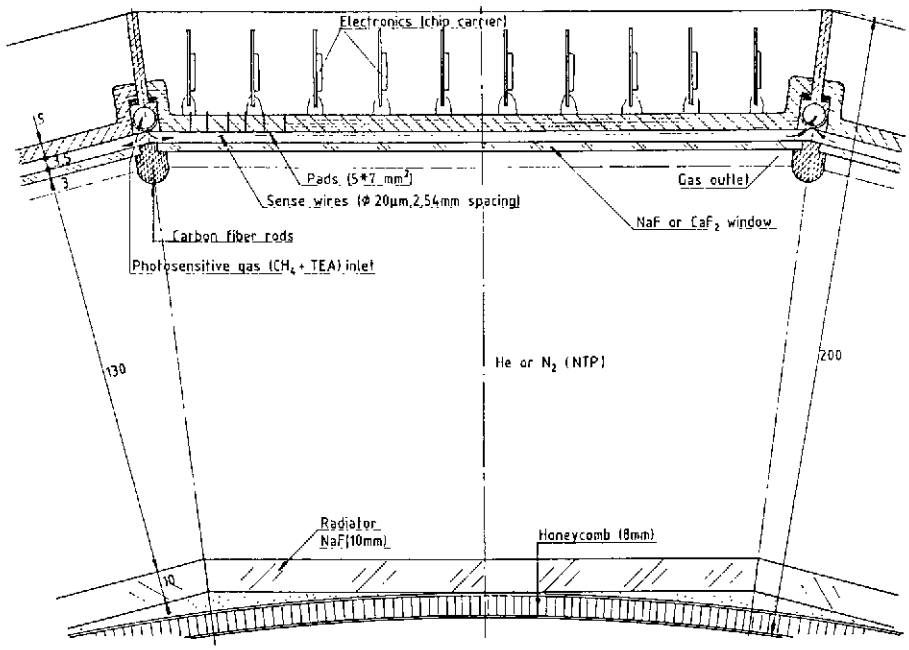

Fig. IV.45 Coupe transversale du détecteur de la figure IV.43, mettant en évidence le montage des radiateurs de NaF et de l'électronique intégrée (VLSI) sur la face arrière des photodétecteurs.

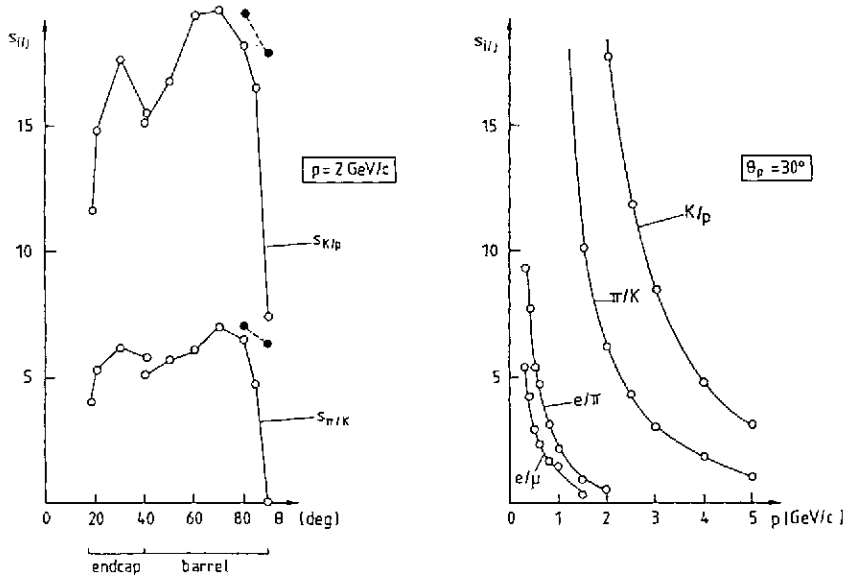

Fig. IV.46 Limites du pouvoir de séparation du détecteur de la figure IV.44. S_{ij} exprime le nombre de déviations standard $(\theta_i - \theta_j)/\sigma_\theta$ avec lequel la particule i est séparée de la particule j.

que l'erreur géométrique de reconstruction soit inférieure ou égale à celle due aux aberrations chromatiques, qui est importante dans l'intervalle d'énergie d'ionisation du TEA. Le pouvoir séparateur est montré à la figure IV.46. Bien que les dimensions du détecteur (notées sur les dessins) soient modestes, ce projet, actuellement en cours de préparation, représente environ 4×10^5 canaux électroniques. Comme l'indiquent les figures, l'électronique de détection et de lecture sera intégrée (VLSI), et directement implantée et distribuée sur la face arrière des photodétecteurs. De cette façon, seules 24 lignes de données et de contrôle (sous forme de fibres optiques) relieront le détecteur au système central d'acquisition, réduisant au minimum les connections. Dans ce but, deux «chips» sont actuellement en cours de développement dans le groupe de microélectronique du Laboratoire Rutherford [65]: un chip de 8 canaux, en technologie bipolaire, pour la détection (amplification–discrimination), et un chip de 16 canaux, en technologie CMOS, pour la lecture des cellules touchées après sélection d'un bon événement. Le temps de lecture d'un événement sera de quelques microsecondes seulement. Ce détecteur est actuellement le plus avancé de la technique.

Remerciements

L'auteur remercie son ami et collègue T. Ypsilantis pour les quatorze années de collaboration fructueuses qu'ils ont déjà eues. Ce cours est un témoignage de sa gratitude.

L'auteur tient également beaucoup à remercier Madame S. Vascotto. Sans sa compétence, ses conseils et sa patience, ce manuscrit ne serait jamais paru. Ses collaboratrices, Mesdames M. Veyrat et I. Forrat ont édité ce texte avec célérité, compétence et gentillesse. Merci pour leur excellent travail ainsi que pour celui de Mesdames F. Rollinger et M. Glomet qui ont effectué le travail d'illustration et de mise en page.

RÉFÉRENCES

[1] H. Aihara et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 63.
[2] P.A. Cherenkov, Phys. Rev. **52** (1937) 378, et Dokl. Akad. Nauk SSSR **20** (1938) 651, **21** (1938) 116 et 319.
[3] I. Frank et I. Tamm, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14** (1937) 107.
[4] V.L. Ginsburg, Zh. Fiz. SSSR **2** (1940) 441 et Zh. Eksp. Teor. Fiz. **10** (6) (1940) 589.
[5] I.A. Getting, Phys. Rev. **71** (1947) 123.
[6] J.V. Jelley, Proc. Phys. Soc. **A64** (1951) 82.
[7] R.L. Mather, Phys. Rev. **84** (1951) 181.
J. Marshall, Phys. Rev. **81** (1951) 81.
[8] A. Ascoli Belzanelli et R. Ascoli, Nuovo Cimento Series 9, **10** (9) (1953) 1345.
[9] W. Galbraith et J.V. Jelley, Nature **171** (4347) (1953) 349.
[10] O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand et T. Ypsilantis, Phys. Rev. **100** (1955) 947.
[11] J. Litt et R. Meunier, Annu. Rev. Nucl. Sci. **23** (1973) 1.
[12] R. Meunier et al., Nucl. Instrum. Methods **17** (1962) 1 et 20.
[13] P. Duteil et al., Rev. Sci. Instrum. **35** (1964) 1523.
[14] J. Séguinot et T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods **142** (1977) 377.
[15] Ph. Mangeot et al., Nucl. Instrum. Methods **216** (1983) 79.
H. Glass et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 30.
[16] DELPHI Technical Proposal, CERN/LEPC/83-3, 83-86 (1983) et DELPHI Progress Report, CERN/LEPC/84-16 (1984).
[17] SLD Design Report, SLAC-273 (1984).
[18] J.V. Jelley, Cherenkov radiation and its applications (Pergamon Press, Oxford, 1958).
[19] A. Roberts, Rev. Sci. Instrum. **31** (1960) 579.
[20] P.W. Langhoff et M. Karplus, J. Opt. Soc. Amer. **59** (1969) 863.
[21] J. Séguinot et T. Ypsilantis, en préparation.
[22] A. Roberts, Nucl. Instrum. Methods **9** (1960) 55.
R. Giese et al., Nucl. Instrum. Methods **88** (1970) 83.
[23] B. Robinson, Phys. Scr. **23** (1981) 716.
[24] T. Ypsilantis, Phys. Scr. **23** (1981) 370.
[25] J. Séguinot et T. Ypsilantis, The Cherenkov Ring Imaging Technique, article en préparation pour ICFA Annual Review.
T. Ypsilantis, présenté au Symposium on Particle Identification at High Luminosity Hadron Colliders, Batavia, 1989.
[26] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A270** (1988) 289.
[27] P. Baillon et al., Nucl. Instrum. Methods **126** (1975) 12.
[28] V. Fitch et R. Motley, Phys. Rev. **101** (1956) 496.
[29] S.P. Denisov et al., Nucl. Instrum. Methods **85** (1970) 101.
[30] H.H. Williams et al., Nucl. Instrum. Methods **105** (1972) 483.
[31] D. Bartlett et al., Nucl. Instrum. Methods **A260** (1987) 55.
[32] J.P. Dufour et al., Nucl. Instrum. Methods **A241** (1985) 491.
[33] R. Meunier et al., réf. [12].
F. Binon et al., Nucl. Phys. **B33** (1971) 42 et Nucl. Instrum. Methods **154** (1978) 455.
[34] D.S. Ayres et al., prétirage Livermore UCRL-18565 (1968).
[35] S.P. Denisov et al., Nucl. Instrum. Methods **92** (1971) 77.
[36] J. Badier et al., Phys. Lett. **39B** (1972) 414.
[37] R. Meunier, NAL Summer Study Report SS/170 (1970), p. 85.
Voir aussi réf. [13].

[38] R.J. Apsimon et al., Nucl. Instrum. Methods **A421** (1985) 339; prétirage CERN-EF/86-23 (1986); IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-33** (1986) 122 et **NS-34** (1987) 504.
[39] G.R. Carruthers, Appl. Opt. **14** (1975) 1667.
[40] J. Séguinot, J. Tocqueville et T. Ypsilantis, résultats non publiés.
[41] V. Peskov et al., Nucl. Instrum. Methods **A269** (1988) 149.
[42] J.C. Person, J. Chem. Phys. **47** (1965) 2553.
[43] D.F. Anderson, Nucl. Instrum. Methods **A270** (1988) 416.
[44] B. Lund-Jensen et al., Photosensitive molecules for RICH detectors: TEA and TMAE, soumis à Nucl. Instrum. Methods (1989).
[45] R.A. Holroyd et al., Nucl. Instrum. Methods **A261** (1987) 440.
[46] A. Goechlich et al., Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) 701.
[47] D. Salomon et A.A. Scala, J. Chem. Phys. **62** (1975) 1469.
[48] G. Charpak et al., Nucl. Instrum. Methods **164** (1979) 419.
J. Séguinot et al., Nucl. Instrum. Methods **173** (1980) 283.
T. Ekelöf et al., Phys. Scr. **23** (1981) 718.
G. Charpak et al., Nucl. Instrum. Methods **180** (1981) 387.
Ph. Mangeot et al., réf. [15].
B. Lund-Jensen et al., réf. [44].
[49] R. Goldstein et al., J. Opt. Sci. Amer. **56** (1966) 765.
[50] B. Cetinkaya et al., Chem. Comm. (1971) 1370.
Y. Nakati et al., Chem. Phys. Letters **9** (1971) 615; Bull. Chem. Soc. Japan **45** (1972) 1299 et **47** (1974) 3001.
D.E. Anderson, Nucl. Instrum. Methods **178** (1980) 125 et IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-28** (1981) 842.
[51] G. Charpak et F. Sauli, Phys. Lett. **78B** (1978) 523.
[52] T. Ekelöf et al., réf. [48].
[53] H.D. Morgan et J.E. Mentall, J. Chem. Phys. **60** (1974) 4734.
[54] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A270** (1988) 255.
[55] J. Séguinot et T. Ypsilantis, en préparation.
[56] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A252** (1986) 188.
[57] E. Barrelet et al., Nucl. Instrum. Methods **200** (1982) 219.
L.O. Eek et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-31** (1984) 949.
Voir également R. Arnold et al., [54] et [56].
[58] A. Breskin et al., prétirage Rehovot WIS-87/68, présenté à la conférence on Position-Sensitive Detectors, Londres, 1987.
G. Charpak et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-35** (1988) 483.
[59] R. Bouclier et al., Nucl. Instrum. Methods **205** (1983) 403.
[60] F. Sauli et G. Charpak, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 663.
[61] A. Breskin et al., Nucl. Instrum. Methods **220** (1983) 349; IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 504; Nucl. Instrum. Methods **A252** (1986) 488.
[62] P. Fisher et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-35** (1987) 432.
[63] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A273** (1988) 466.
[64] Proposal for an electron-positron collider for heavy flavour particle physics and synchrotron radiation, prétirage Institut Paul Scherrer, PR-8809 (1988).
[65] La description de ces «chips», développés par J. Alsford, M. Bramhall et M. French, du groupe de microélectronique de P. Sharp (Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Angleterre), pourra être trouvée dans un papier de J. Séguinot et al., en préparation pour le Symposium on Particle Identification at High-Luminosity Hadron Colliders, Batavia, 1989.