



HAL
open science

Compteurs gazeux : des processus de base aux détecteurs

J.M. Brom

► **To cite this version:**

J.M. Brom. Compteurs gazeux : des processus de base aux détecteurs. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994 : 13ème session, 1994. cel-00648776

HAL Id: cel-00648776

<https://cel.hal.science/cel-00648776>

Submitted on 6 Dec 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.

COMPTEURS GAZEUX: DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS

Jean-Marie Brom
Centre de Recherches Nucléaires
BP 28 - 67037 STRASBOURG Cedex

RESUME

L'étude et le développement des compteurs gazeux, utilisés pour l'identification des particules chargées ou la reconstruction des traces représente aujourd'hui un domaine propre de la physique nucléaire et des particules. Que ce soient les compteurs Cherenkov ou les chambres à fils, rares sont les expériences qui ne reposent pas aujourd'hui sur ces types de détecteurs.

ABSTRACT

Studies and developments in gaseous detectors can be considered today as a proper field in nuclear and high energy physics. Most of present's experiments are based on detectors like Cherenkov counters or wire chambers.

I. INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, les demandes auxquelles sont confrontés les expérimentateurs en physique nucléaire et en physique des particules se sont singulièrement rapprochées: demande d'acceptance élargie (détecteurs 4π), nombres de canaux croissants (jusqu'à plusieurs millions pour le futur programme LHC), temps de réponse réduit au minimum, ainsi qu'une résolution de plus en plus grande (la dizaine de micron, voire le micron devront être à la portée des années 2000).

Dans le domaine des compteurs gazeux, les idées ne sont certes pas nouvelles: la théorie du rayonnement Cherenkov date des années 30, quant aux chambres à fils, la mise au point des premiers détecteurs, à la fin des années soixante, bénéficiait de l'expérience acquise depuis plusieurs décennies. Il est néanmoins intéressant de constater que les développements actuels de ces détecteurs, liés aux développements de nouvelles machines (collisionneurs à très haute énergie et luminosités) aboutissent à retrouver les idées de base qui ont donné naissance aux compteurs gazeux: les Cherenkov RICH s'attaquent à la reconnaissance même de l'anneau Cherenkov. Pour ce qui est des chambres proportionnelles multifils, après un développement vers les chambres à dérive ou les

chambres à reconstruction temporelle, les chambres gazeuses à microrubans ou microgap développées aujourd'hui retrouvent les principes de base des détecteurs mis au point par G. Charpak en 1968...

Compte tenu de la complexité atteinte aujourd'hui par les compteurs gazeux, il serait parfaitement illusoire de prétendre donner un cours exhaustif dans un temps aussi court. Il ne s'agit donc pas ici de former des spécialistes des compteurs Cherenkov ou des détecteurs à fils. Plus simplement, ce cours essaye de survoler les deux domaines principaux couverts par ces deux types de détecteurs, en exposant les principes de base de leur fonctionnement, et en esquissant, à travers des exemples, les grandes idées de développement aujourd'hui en application ou en gestation.

II. GENERALITES SUR LES COMPTEURS GAZEUX.

Les compteurs gazeux sont d'abord des détecteurs non destructifs, sensibles principalement (mais non exclusivement) aux particules chargées, dont le principe de base repose sur l'interaction entre matière et particule chargée.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu gazeux ou condensé, plusieurs phénomènes peuvent concourir à lui faire perdre de l'énergie. De toutes les interactions possibles, seule l'interaction électromagnétique nous importe ici. Etant de plusieurs ordres de grandeurs plus probable que l'interaction faible ou forte, les processus électromagnétiques seront plus à même de permettre à la particule, en perdant de l'énergie, de laisser un message. L'idée fondamentale régissant le technologie des compteurs gazeux est donc relativement simple: il s'agit d'abord de minimiser la perte d'énergie de la particule, ce qui amène à l'utilisation de milieux gazeux (un proton de 10 MeV perd toute son énergie dans 0,25 mm de Cuivre...), puis d'être capable de transformer cette perte d'énergie en information utilisable.

Différentes interactions électromagnétiques entre la particule à détecter et les atomes du milieu détectant sont à considérer:

- Excitation des molécules (scintillation lumineuse)
- Ionisation coulombienne (principe de base des compteurs à fils)
- Effet Cherenkov (d'où les détecteurs du même nom)
- Radiation de transition (au passage entre deux milieux)

La mesure directe de la masse m d'une particule étant impossible, deux variables cinématiques, dont l'une sera fonction de m , sont nécessaires pour la déterminer. La mesure simultanée de l'impulsion p (obtenue en général par déflexion magnétique et localisation de la trajectoire) et de la vitesse βc de la particule permettra cette identification. Il faut encore ajouter que la perte d'énergie lors du passage des particules dans la matière est fonction de la vitesse, soit de β , et non de la masse desdites particules. L'identification, qui est le but principal recherché, sera donc toujours obtenu de façon indirecte.

A partir de ces quelques généralités, on peut commencer à distinguer deux classes de compteurs, reposant chacun sur un effet différent et destinés à des mesures différentes:

- Les compteurs Cherenkov, utilisés pour l'identification des particules,
- Les Chambres à Fils et leurs dérivées, concernées par la mesure des traces, et permettant donc la mesure de l'impulsion.

III. LES COMPTEURS CHERENKOV.

1. Principes de l'émission Cherenkov.

La lumière Cherenkov consiste en une émission de lumière détectable, permettant l'identification de la masse des particules traversant un milieu déclenchant l'émission lumineuse (le radiateur), et transparent à la lumière émise.

L'émission de lumière Cherenkov se produit lorsqu'une particule chargée de vitesse V traverse un milieu pour lequel la vitesse de la lumière est moindre: $V_c < V$. Le milieu traversé est le siège d'une onde de choc, résultat de l'interférence constructive des ondes sphériques émises le long de la trajectoire de la particule. Il n'existe alors qu'une seule direction pour laquelle un front d'onde cohérent est émis: elle fait, par rapport à l'axe de la trajectoire, un angle θ tel que (Fig. 1):

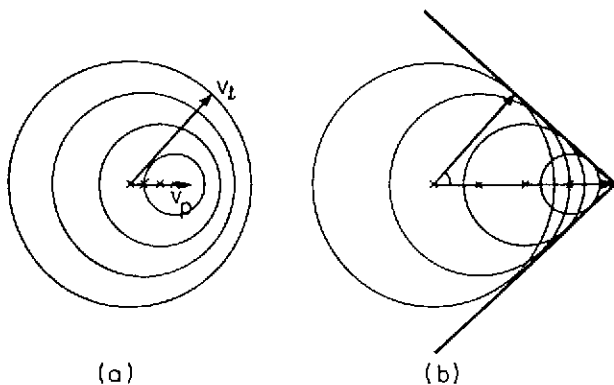


Figure 1: Principe d'émission
du rayonnement Cherenkov
(a): pas d'émission ($V < V_c$)
(b): émission de lumière ($V > V_c$)

$$\cos \theta = \frac{V}{V_c}$$

(On peut noter que cette dernière relation définit l'inverse du nombre de Mach dans le cas de l'aérodynamique). L'onde de choc apparaît à la condition de seuil $V > V_c$, l'angle étant nul si les deux vitesses sont égales. Dans le cas qui nous occupe (particules chargées traversant un milieu diélectrique d'indice n) les valeurs de $V = \beta c$ et $V_c = c/n$ nous donnent la valeur de l'angle Cherenkov:

$$\cos \theta_c = 1 / \beta n$$

Et donc la condition de seuil ($\cos \theta_c \leq 1$) devient, pour un milieu donné, une condition ne portant que sur la vitesse de la particule:

$$\beta \geq 1/n$$

De fait, pour tous les milieux transparents ($1 < n < 2$), ceci correspondra à des vitesses proches de celle de la lumière. D'autre part, la physique relativiste impose une limite supérieure aux angles Cherenkov:

$$\beta < 1 \implies \theta_c < \theta_{\max}$$

avec

$$\theta_{\max} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right)$$

De ces quelques simples relations, on peut déjà tirer deux conclusions importantes pour la suite:

- *Le déclenchement de l'émission Cherenkov ne dépend directement que de la vitesse de la particule considérée, et de façon indirecte de sa masse (par $p = m \beta \gamma$).*
- *L'angle maximum d'émission ne dépend que du milieu.*

La table 1. donne les valeurs maximales d'angles Cherenkov pour quelques milieux radiatifs plus ou moins standards.

2. Intensité de la radiation

Un autre paramètre très important concernant l'étude des détecteurs Cherenkov est celui de l'intensité de la radiation. D'après la formulation de Franck et Tamm (1937), le nombre de photons N_{ph} émis dans un intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un intervalle de trajectoire dL dans le radiateur est 1)

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = \frac{2 \pi \alpha Z^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2}$$

où α = constante de structure fine (1/137)
 Z = charge de la particule déclenchante
 λ = longueur d'onde de la radiation Chérenkov
 θ tel que $\cos \theta = 1 / \beta n$

Cette dernière relation présente une caractéristique importante: *le nombre de photons générés N_{ph} est directement proportionnel à Z^2 .*

Cette propriété sera particulièrement importante en physique nucléaire, puisque permettant de façon directe l'identification des noyaux, pour peu que l'on soit capable de mesurer de façon précise l'intensité de la radiation.

Dans tout ce qui précède, nous n'avons jamais fait d'hypothèse sur la valeur précise ou l'intervalle de validité de la longueur d'onde λ . L'émission Cherenkov peut exister dans l'ensemble des domaines pour lesquels $n > 1$, mais compte-tenu des limitations sur β , il y aura principalement émission dans les domaines UV et visible.

La relation de Franck et Tamm nous permet également d'aller plus loin dans la définition utile d'un compteur Cherenkov. En effet, compte-tenu de la relation liant l'énergie E_γ d'un photon à sa longueur d'onde λ

$$E_\gamma = h \nu = \frac{2 \pi h c}{\lambda}$$

on déduit directement

$$d^2 N_{ph} / dL dE = \alpha Z^2 \sin^2 \theta / h c$$

ou encore ($hc = 197.327 \cdot 10^{-7}$ eV cm)

$$\frac{d^2 N_{\text{ph}}}{dL dE} = 369,91 Z^2 \sin^2 \theta$$

On peut dès à présent caractériser mieux différents milieux en vue de leur utilisation: la Table 1 donne ainsi, en plus de l'indice et de l'angle Cherenkov maximal, le nombre de photons émis dans le domaine du visible lors de la traversée de 10 cm de radiateur. La plage $400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$ correspond à $\Delta E = 1.5 \text{ eV}$.

MILIEU	INDICE n	ANGLE θ_{max}	N _{photons}
Hélium	1.000035	0.48	0.39
Air	1.000283	1.36	3.12
Fréon (gazeux)	1.00072	2.17	7.95
Isobutane	1.00127	2.89	14.91
Fréon (liquide)	1.233	35.8	1899
Eau	1.33	41.2	2407.5
Quartz	1.46	46.7	2940
Plexiglas	1.5	48.2	3084
BGO	2.16	62.3	4350

Table 1.
Caractérisation de différents gaz, liquides et solides du point de vue de l'émission Cherenkov pour une particule de $\beta = 1$, charge = 1.

3. Géométrie de l'émission Cherenkov

Il s'agit plutôt ici d'un simple rappel de géométrie dans l'espace: il est bien évident que ce qui a été décrit précédemment (en particulier la figure 1) se rapporte à l'espace autour de la trajectoire de la particule en mouvement. Il est donc naturel de considérer que l'émission Cherenkov décrit un cône de lumière autour de l'axe de propagation de la particule. Cependant, dans ce qui précède (et dans ce qui suit), nous supposons implicitement que la longueur de la trajectoire de la particule dans le radiateur est très supérieure à la longueur d'onde considérée de la radiation. De ce fait, la lumière émise n'existe que sur le cône d'angle θ donné par la relation Cherenkov. Dans le cas contraire, la diffraction entre en jeu, et la lumière sera distribuée dans un intervalle angulaire $\partial\theta = \lambda / L \sin \theta$.

4. Détection de la lumière Cherenkov - Facteur de mérite.

Le principe d'utilisation des compteurs Cherenkov est simple: mesurer l'angle du cône Cherenkov émis dans un radiateur approprié pour en déduire la célérité β de la particule le traversant, et de là connaître la masse de la particule. Mais le problème majeur de la détection de ce rayonnement est la faiblesse de l'intensité lumineuse: l'énergie rayonné (de l'ordre du keV/cm pour le verre entre 200 et 600 nm de longueur d'onde) est de deux à trois ordre de grandeur inférieure à la perte d'énergie par ionisation. Dans le cas des gaz, un très petit nombre de photons est émis (voir table 1.) Par exemple, pour produire le même nombre de photons dans le fréon gazeux ($n=1,00072$) que dans le fréon liquide ($n=1,233$), il faudrait un rapport d'épaisseurs gaz/liquide de l'ordre de 240. Une des premières priorités à prendre en compte sera donc d'évaluer le type de radiateur à considérer pour un type de photodétecteur donné. On ne traitera en outre pas de la même manière le problème de la conception d'un détecteur Cherenkov selon que l'on envisage une simple détection de la lumière - compteur à seuil ou différentiel - ou une reconstruction de l'image du cône Cherenkov - cas des RICH - (voir plus loin).

L'évaluation de la qualité d'un compteur Cherenkov dépendra en fait de plusieurs facteurs:

- Choix du radiateur, et surtout de sa transparence à la lumière émise correspondant à la gamme d'énergie ΔE des particules envisagées,
- Dispersion chromatique propre du radiateur Δn , contribution majeure à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov,
- Efficacité de transmission optique de l'ensemble des milieux traversés par la lumière Cherenkov (miroirs, fenêtres de séparation de milieux d'indices différents, réflexions diverses)
- Efficacité quantique de photoconversion, quel que soit le détecteur de photons (photomultiplicateur, chambre gazeuse...)

Le nombre final de photons détectés dans une acceptation en énergie ΔE dépend de l'ensemble de ces facteurs et peut être mis sous la forme

$$N_{ph} = N_0 L \sin^2\theta$$

où N_0 définit le facteur de mérite du détecteur:

$$N_0 = \frac{\alpha}{h c} Q(E)\epsilon(E)dE$$

avec $Q(E)$ représentant l'efficacité quantique de photoconversion

$\epsilon(E)$ représentant le produit de toutes les efficacités de transmission optique des différents éléments du compteur.

Classiquement, on peut estimer qu'un compteur Cherenkov doté d'un photomultiplicateur sensible à la lumière visible (ΔE entre 2 et 3.5 eV) équipé de fenêtre en verre atteint un facteur de mérite N_0 de l'ordre de 50 cm^{-1} , cependant que pour un PM sensible aux gammes visible et UV (doté de fenêtre en quartz), N_0 se situe aux alentours de 120 à 150 cm^{-1} .

5. Classification des compteurs Cherenkov.

Les compteurs Cherenkov se composent tous d'un (ou plusieurs) radiateurs - solide, liquide ou gazeux - transparent, dont l'indice n est choisi en fonction de l'intervalle $\Delta\beta$ (ou ΔE) pour lequel il doit fonctionner, équipé d'un système optique focalisant (en général un miroir) ou non focalisant ("focalisation de proximité") et couplé à un photodétecteur convertissant les photons Cherenkov sensible ou non à la position précise des photons. Selon leur utilisation, on peut classer les compteurs Cherenkov en trois grandes familles que nous évoquerons à l'aide d'exemples:

5.1. Les compteurs Cherenkov à seuil.

Il s'agit de compteurs qui permettent la détection de particules au-dessus d'un seuil de vitesse $\beta > \beta_s = 1/n$. Le principe des compteurs à seuil repose sur la relation simple entre l'impulsion des particules et l'angle Cherenkov telle qu'elle est illustrée dans la figure 2. On voit immédiatement la principale utilisation de ce type de compteur: en ajustant l'indice du milieu traversé de manière à disposer d'une bonne efficacité aux particules déclenchantes tout en restant en deçà de la valeur de seuil pour les autres particules, on dispose d'un outil puissant d'identification des particules avec une simple logique électronique. Déclencher sur d'autre types de particules nécessite à chaque fois un nouveau compteur, réglé au seuil des diverses particules que l'on veut reconnaître.

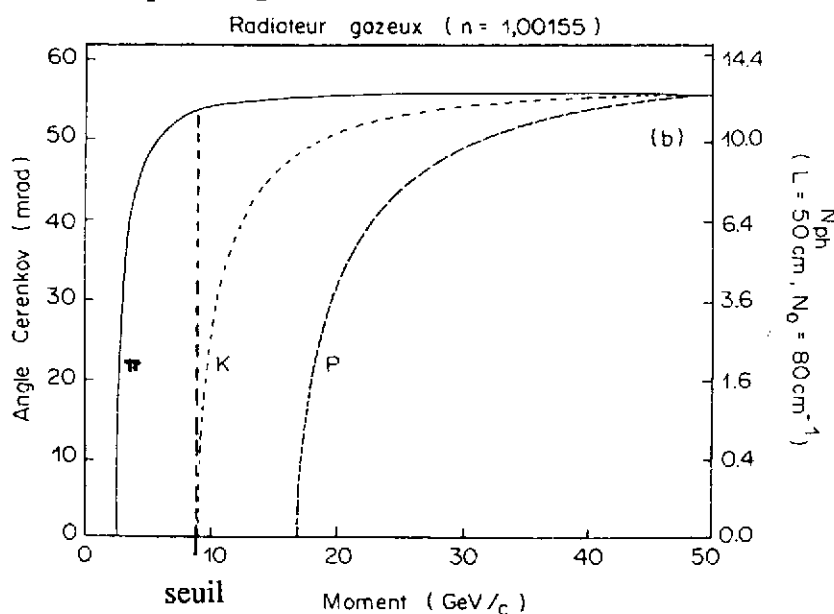


Figure 2:
Variation de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour différentes particules. La valeur du seuil indiquée permettra le déclenchement sur des π , en assurant une bonne réjection pour les K, p...

Les valeurs de seuil (ici des couples masse -impulsion) se déterminent de façon très simple et permettent de caractériser le compteur: au déclenchement de l'effet Cherenkov, on a

$$P_{\text{seuil}} = m \beta_{\text{seuil}} \gamma_{\text{seuil}}$$

soit, en substituant $\beta_{\text{seuil}} = 1/n$

$$P_{\text{seuil}} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

Le compteur Cherenkov de l'expérience R704

L'expérience R704 s'est attachée à l'étude de la formation de résonnances J/ψ dans l'annihilation proton - antiproton à travers leur décroissance en paires d'électrons - positons ²). Il importait donc d'être capable de reconnaître sans ambiguïté les électrons dans un bruit de fond important de pions, kaons...

La détection des électrons était confiée à deux Cherenkov à seuil identiques, utilisant un radiateur de Fréon¹³ (CClF₃) à pression atmosphérique de 45 cm de long. Les caractéristiques principales en étaient les suivantes:

indice du radiateur $n=1,00072$

Seuil Chérenkov: $\beta_s = 1/n = 0,99925$

Impulsions minimales de déclenchement:

Electrons ($m = 0,511 \text{ MeV}$) : 13,46 MeV/c

Pions ($m = 0,139 \text{ GeV}$) : 3,66 GeV/c

Kaons ($m = 0,490 \text{ GeV}$) : 13,1 GeV/c

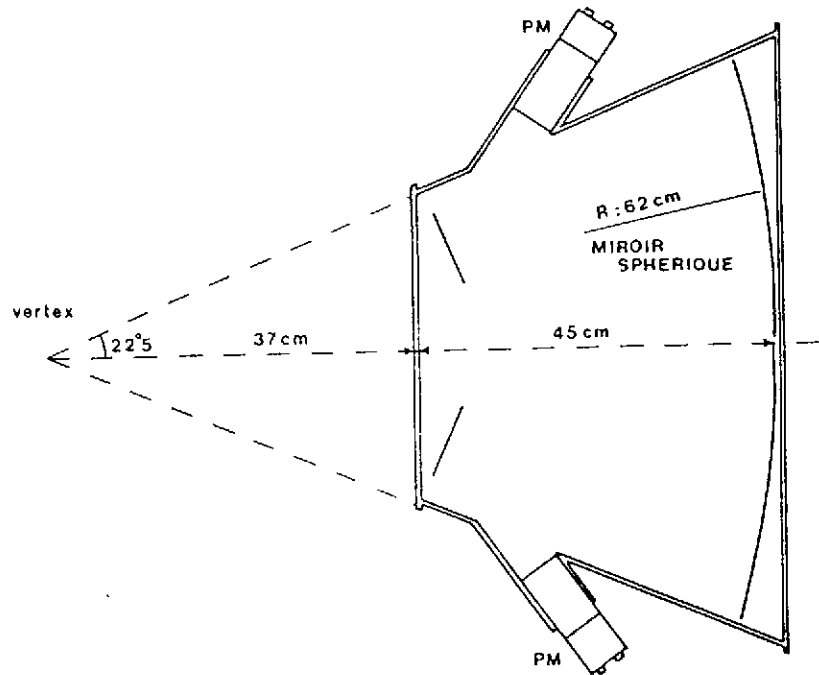
Protons ($m = 0,938 \text{ GeV}$) : 24,7 GeV/c

(Les deux derniers cas étaient de fait exclus, la gamme d'impulsion disponible ne dépassant pas 5 GeV/c).

La lecture de chaque Cherenkov se fait par deux photomultiplicateurs. La lumière Cherenkov est renvoyée vers ces photomultiplicateurs par un miroir sphérique (rayon = 62 cm) suivi d'un miroir plan de renvoi. On peut voir sur la figure 3 les limites d'un tel appareil: les deux photomultiplicateurs ne peuvent assurer qu'une couverture partielle du volume total de détection. En outre, dans le cas d'électrons passant au bord de l'acceptance du détecteur, une partie de la lumière est perdue,

diminuant d'autant l'efficacité. Dans l'exemple de l'expérience R704, le nombre de photons Cherenkov théorique est de 30 (pour un électron de $\beta = 1$). Lors de mesures effectuées en faisceaux de tests, on a pu mesurer un nombre moyen de photons de 6,5 pour un électron central, et de 4 pour un électron se situant en bordure du détecteur... Néanmoins, en abaissant le seuil de déclenchement à un photoélectron détecté, l'expérience R704 a pu mesurer un taux d'efficacité global de 99,94% aux électrons, ainsi qu'un facteur de réjection de 6.10^{-3} aux pions ³⁾.

Figure 3:
Cherenkov à seuil utilisé
par l'expérience R704



Le compteur à fragments de l'expérience NA36

Dans le cas de l'expérience NA36, il s'agit d'identifier les fragments produits dans des réactions d'ions lourds ultra relativistes ^{16}O et ^{32}S à 160 GeV/c/nucléon sur cibles lourdes (Pb, Ag, S...). Pour ce faire, on se sert de la mesure de l'intensité lumineuse émise (dépendant de Z^2) et non plus seulement de la détection de la lumière. Il est clair que ce type d'utilisation d'un Cherenkov à seuil peut être particulièrement intéressante pour des expériences de physique nucléaire.

Le radiateur de ce Cherenkov ⁴⁾ de 12 mètres de long et présentant aux événement une surface utile de $1 \times 2 \text{ m}^2$, consiste en un mélange d'Hélium ($n = 1,000035$) et d'Azote ($n = 1,00003$) en proportions variables. La lecture en est assurée par 14 photomultiplicateurs recevant la lumière émise par 14 miroirs placés en fond de radiateur (figure 4). Le seuil aux protons peut être ajusté entre 70 à 150 GeV/c par variation du mélange gazeux et de sa pression (n variant de 1,000002 à 1,000009). La mesure de la lumière Cherenkov se fait via digitalisation par ADC.

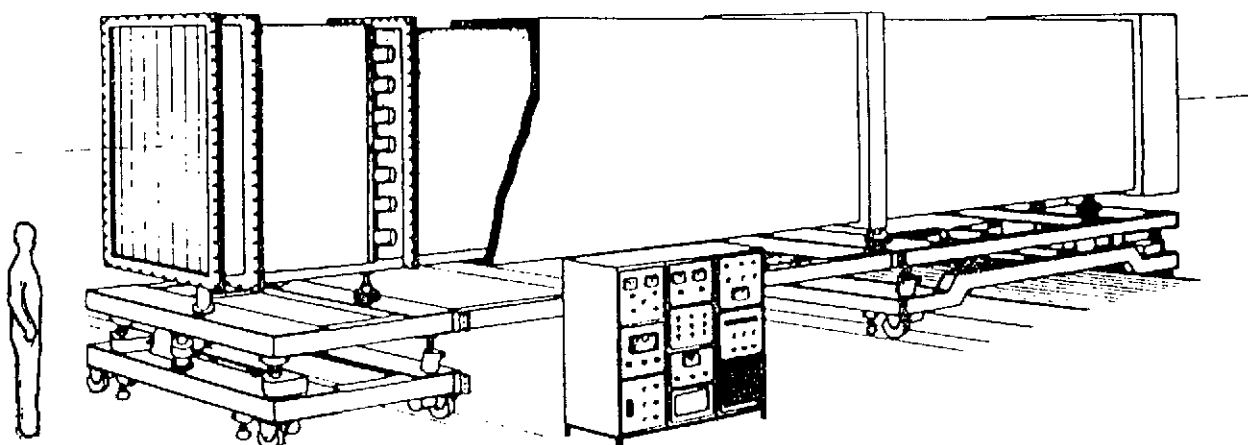


Figure 4: Cherenkov à seuil de l'expérience NA36.

La détermination du facteur de mérite N_0 se fait dans ce cas par calibration à l'aide de faisceaux de test déterminés (m , P , Z connus). Par mesure de l'intensité lumineuse émise, on remonte à la charge des fragments produits dans la réaction ⁵):

$$Z^2 = \frac{I(\text{mesurée})}{N_0 L \sin^2 \theta}$$

La figure 5 montre un spectre de fragments obtenu dans l'expérience NA36.

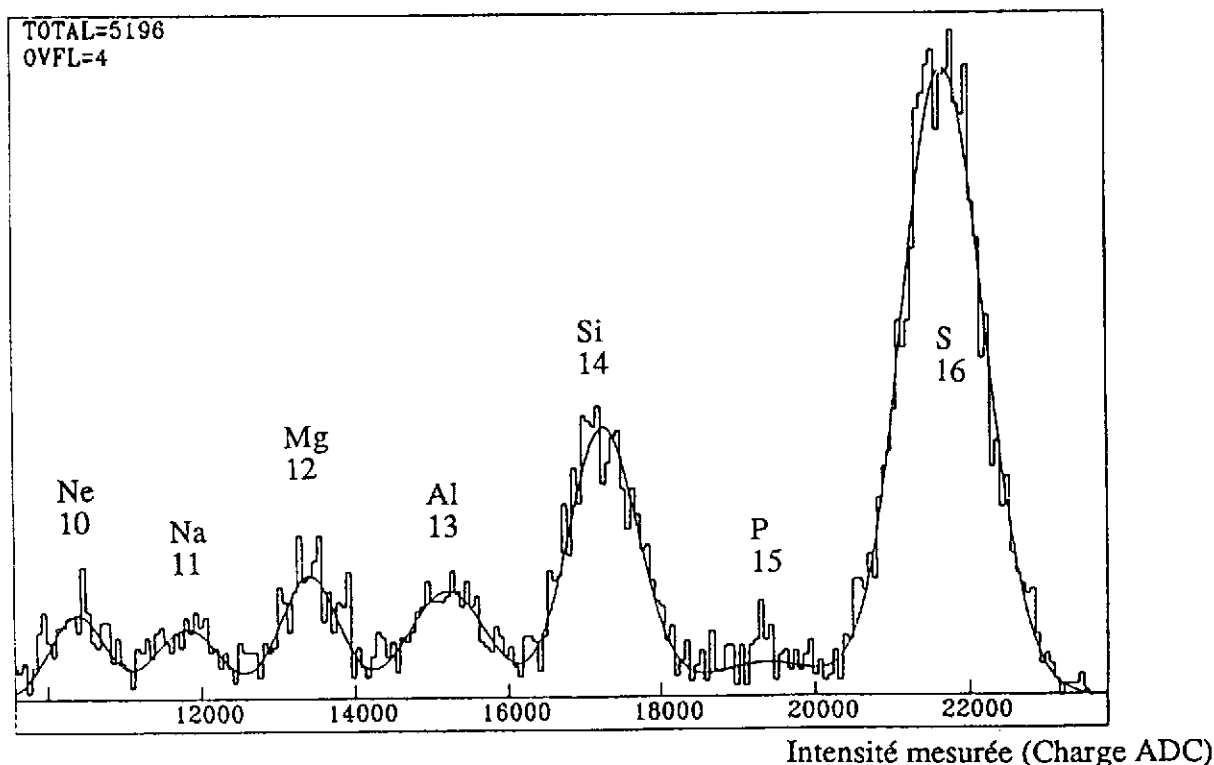


Figure 5: Exemple de spectroscopie de fragments obtenu par l'expérience NA36.

5.2. Les compteurs Cherenkov différentiels.

A la différence des compteurs à seuil, conçus pour sélectionner des particules au-delà d'un seuil donné, les compteurs Cherenkov différentiels sont destinés à sélectionner des particules dont la vitesse est comprise dans un intervalle donné de β . La radiation Cherenkov émise à l'angle θ est focalisée pour former un anneau de rayon r tel que $r = f \operatorname{tg}\theta$ et dont la largeur va être déterminée par les aberrations optiques (défaut de miroirs de focalisation,...) et chromatiques. La sélection précise de vitesse se fait en filtrant la lumière Cherenkov par un diaphragme circulaire de rayon r et d'ouverture Δr , à l'arrière duquel sont disposés plusieurs photomultiplicateurs. De la sorte, on arrive à effectuer les deux opérations:

- sélection du type de particule (effet de seuil) par ajustement de l'indice
- sélection de l'intervalle de vitesse par sélection précise d'un angle Cherenkov.

Typiquement, la résolution théorique d'un tel type de compteur correspond à

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} d\left(\frac{1}{n \cos \theta}\right) = \operatorname{tg}\theta \Delta\theta$$

En général, les compteurs Cherenkov différentiels sont utilisés pour la séparation de particules dans des faisceaux secondaires. Dans le domaine des Hautes Energies, en utilisation avec un radiateur gazeux, la diffusion multiple et la perte d'énergie à la traversée du radiateur peuvent être considérées comme négligeables, et contribueront faiblement à l'erreur $\Delta\beta$. Il n'en reste pas moins qu'une série de facteurs importants doivent être pris en compte lors de la définition de compteurs différentiels et expliquent dans une certaine mesure la relativement faible utilisation qui est faite de ce type de Cherenkov.

Pour le cas des *aberrations optiques* (astigmatisme des miroirs, aberrations de sphéricité), leur contribution existe, mais peut être minimisée au niveau de la conception et de la construction du détecteur. Il ne s'agit pas d'un problème propre aux compteurs Cherenkov. Dans le cas du compteur différentiel CEDAR que nous étudierons comme exemple, cette contribution ne représente qu'une erreur en position de l'anneau de l'ordre de 20 μm .

La *diffusion multiple* subie par un faisceau de particules traversant le radiateur aura pour effet d'augmenter la largeur de l'anneau de lumière Cherenkov. En outre, par diffusion la direction du faisceau peut changer quelque peu, ce qui aura pour effet d'augmenter encore cet effet d'épaississement.

Il faut encore citer au nombre des causes d'erreur *l'inhomogénéité de l'index de refraction* sur l'ensemble du radiateur. Cet effet affecte la valeur du rayon de l'anneau de lumière Cherenkov, il est aisé de montrer que

$$\Delta R = \frac{f}{\operatorname{tg} \theta} \frac{\Delta n}{n}$$

Cet effet est le plus souvent relié à la présence d'un gradient de température sur l'ensemble du radiateur. Ce qui explique la nécessité de contrôler de façon très précise la température du gaz dans le cas de ces compteurs.

Le problème principal pour les Cherenkov différentiels proviendra essentiellement des *aberrations chromatiques* qui induisent une erreur sur le rayon de l'anneau Cherenkov

$$\Delta R = f \theta \frac{1}{2v} \left(1 + \frac{1}{\theta^2 \gamma^2} \right)$$

où v (nombre d'Abbé) caractérise la dispersion propre du gaz. Ce nombre doit être choisi aussi élevé que possible, et représente pour les Cherenkov différentiels le critère le plus important dans le choix du gaz. A haute énergie, le terme $\frac{1}{\theta^2 \gamma^2}$ peut être négligé, et l'erreur sur le rayon de l'anneau sera donc directement proportionnelle à θ . Il importe donc de pouvoir également contraindre ce dernier paramètre à des valeurs aussi basses que possible. En outre, pour certain types de compteurs différentiels (voir plus loin), un dispositif de correction optique permet de réduire la dispersion chromatique.

Le Compteur différentiel CEDAR du CERN

Le compteur Cherenkov CEDAR (Cherenkov Differential counter with Achromatic Ring focus) a été développé au début des années 1980 au CERN pour l'identification et la sélection de particules (principalement kaons et pions) dans les faisceaux secondaires de haute énergie ⁶⁾. Deux types de CEDAR fonctionnent au CERN, qui diffèrent essentiellement par le type de gaz utilisé, et utilisés dans des domaines d'énergie différents (figure 6).

Le radiateur du CEDAR est contenu dans un réservoir cylindrique de 53 cm de diamètre et de 3,3 mètres de long. La table 2 résume les caractéristiques principales des deux types de CEDAR utilisée au CERN.

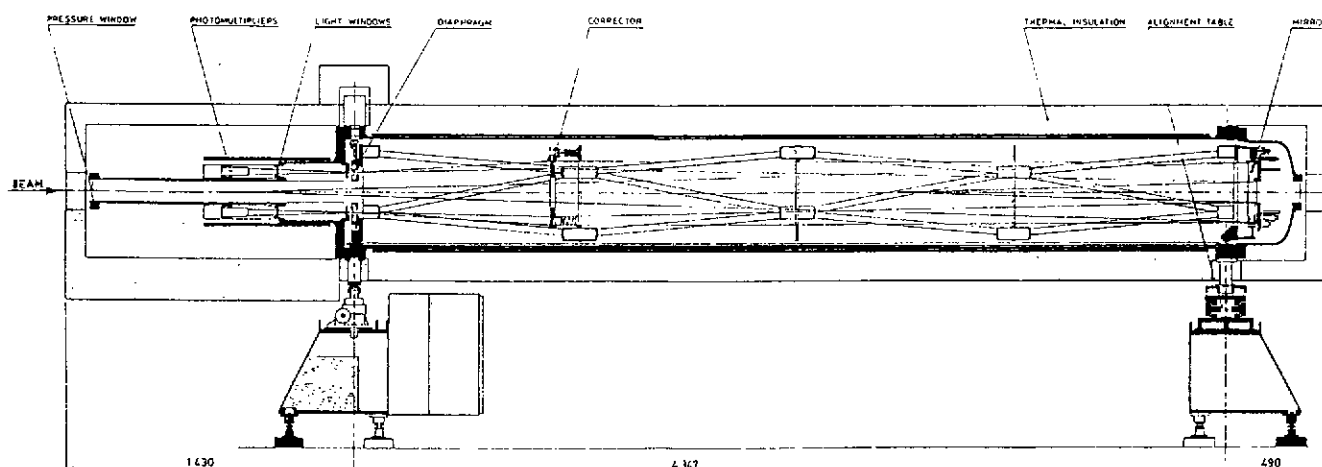


Figure 6: Le Compteur Différentiel CEDAR du CERN

De manière à disposer d'un index de réfraction constant, la température du radiateur est contrôlée à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ près. La correction chromatique est confiée à un ensemble de lentilles fixes adaptées à une correction optimale à la limite supérieure de l'énergie des faisceaux. L'utilisation d'un ensemble de lentilles fixes est ici rendue possible par le fait qu'un seul type de gaz est utilisé pour chaque type de CEDAR. En effet, dans ce cas l'aberration chromatique (voir son expression) ne dépendra que du gamma de la particule. La figure 7 montre un schéma du système de correction chromatique.

Type de CEDAR	W	N
Long. radiateur (m)	3,24	3,88
Gaz	N ₂	He
$\theta_{\text{Ch}} (^\circ)$	1,77	1,48
$\Delta\beta / \beta$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}
ν (Nbre d'Abbé)	35	54
$P_{\text{min}} / \text{m}$	11,3	55,9
Pression min.	1,6	10,2
Pression max.	8	15

Table 2.
Caractéristiques principales
des 2 CEDAR du CERN.

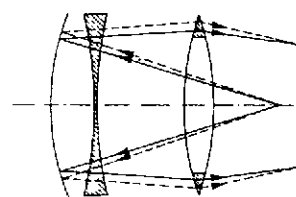


Figure 7:
Correction chromatique du
CEDAR par lentilles de quartz

Le diaphragme utilisé est constitué de deux disques concentriques faits de 8 segments montés sur vis pas à pas. Il est possible de faire varier l'ouverture du diaphragme de 0,3 mm à 20 mm par pas de 0,1 mm. La reconnaissance de l'anneau Cherenkov est confiée à un ensemble de 8

photomultiplicateurs disposés en couronne à l'arrière du diaphragme. La plupart du temps, il est fait appel à une coïncidence six-uple pour sélectionner les particules.

La sélection du type de particules se fait en ajustant la pression du gaz à des valeurs prédéterminées, et la sélection proprement dite en fonction de l'énergie des faisceaux est effectuée par l'ajustement de l'ouverture du diaphragme (figure 8 et 9). La figure 10, montrant la variation du taux de comptage du CEDAR en fonction de la pression, illustre la capacité de ce type de compteur à séparer les électrons, muons et pions dans un faisceau de 20 GeV/c.

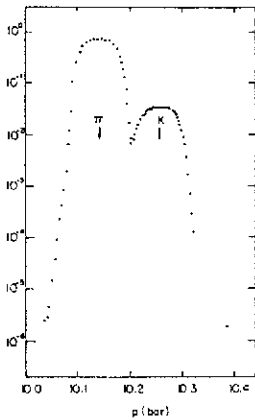


Figure 8
Ouverture diaph. 0,50 mm

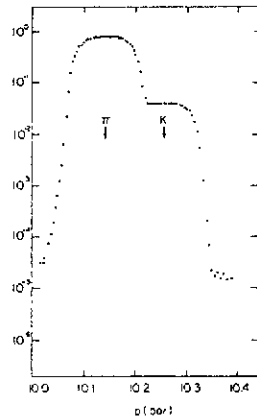


Figure 9
Ouverture diaph. 0,71 mm

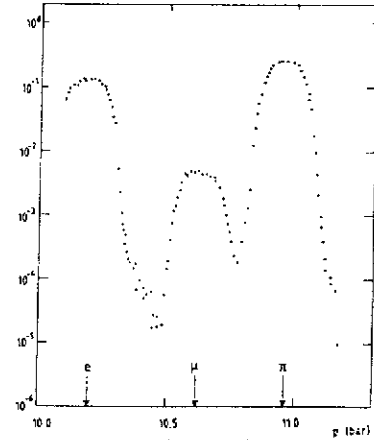


Figure 10
Scan en pression
Séparation e,μ,π à 20 GeV/c

5.3. Les Compteurs à Imagerie Annulaire (RICH).

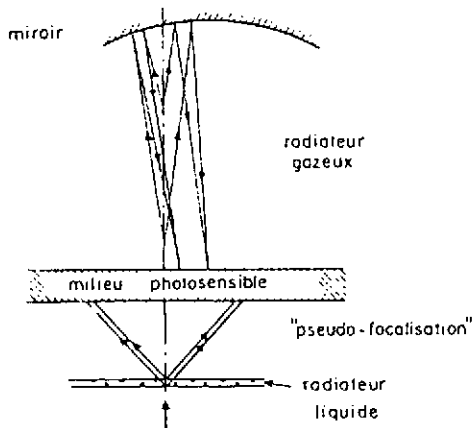
Le développement des expériences de faisceaux en collisions (LEP, SLC, HERA...) a imposé de nouvelles demandes dans le domaine de l'identification des particules:

- une acceptance élargie (détecteurs 4π), tout en gardant une compacité maximale,
- la possibilité de pouvoir identifier les particules issues des interactions dans une gamme d'énergie plus importante.

Pour répondre à ces contraintes, T. Ypsilantis et J. Séguinot ⁷⁾ ont en 1977 proposé une nouvelle démarche: plutôt que de séparer les particules par la reconnaissance de la lumière Cherenkov, il s'agit de *reconstruire l'anneau Cherenkov (ou du moins son diamètre) focalisé sur un détecteur*.

L'idée de base de la conception des RICH repose sur la séparation du milieu radiatif (émission Cherenkov) et d'un système de photodétection (conversion des photons en électrons et localisation de ceux-ci) ⁸⁾. La séparation entre les deux milieux est faite à l'aide d'une fenêtre transparente aux UV, et va en fait déterminer la gamme possible d'énergies utilisables, entre le seuil d'émission Cherenkov et la limite supérieure de transmission UV. En outre, pour accroître la gamme

possible d'énergie sans dégradation de la résolution ni augmentation trop importante de l'encombrement, il est la plupart du temps fait appel à deux milieux radiatifs: un radiateur gazeux, à lumière focalisée sur le photodétecteur par miroir, et un radiateur mince liquide, d'épaisseur de l'ordre du cm, permettant l'identification des particules de moindre vitesse. Pour ce dernier radiateur, l'anneau Cherenkov se projette directement sur le photodétecteur ("proximity focusing"). La figure 11 illustre ce principe de base des compteurs RICH.



On verra dans l'exemple traité que le choix des milieux utilisés pour les radiateurs liquides et gazeux est assez réduit: pour des raisons d'efficacité, de dispersion chromatique et de température il s'agit presque exclusivement de Fréon C_5F_{12} pour le gaz, et de Fréon C_6F_{14} pour le liquide. Ces deux milieux permettent en effet de disposer de radiateurs tant liquides que gazeux à $30^\circ C$ ⁹).

On peut aisément se figurer que la principale difficulté à résoudre dans le cas des RICH tient en la conception d'un photoconvertisseur efficace, précis, et de coût supportable...

La solution du photomultiplicateur peut être écartée: pour avoir une granularité, donc une précision de reconstruction suffisante, il faudrait pouvoir disposer d'un nombre quasi-infini de photomultiplicateurs de très petite dimension... Le choix d'un milieu de conversion gazeux s'impose dès lors. Le gaz de conversion doit être choisi tel que sa transparence aux UV permette de limiter les aberrations chromatiques, et permettre une multiplication des photo-électrons primaires par avalanche pour permettre une détection efficace.

Dans la très grande majorité des cas (détecteur CRID de SLC, RICH de Delphi au LEP), les photons Cherenkov issus des deux radiateurs sont absorbés dans un milieu de conversion qui contient une vapeur organique (ou un gaz) avec un seuil de photoémission assez bas. Une fois encore, le choix est relativement réduit: on fera appel soit à du TMAE $C_2[(CH_3)_2N]_4$ (seuil à 5,36 eV) ou TEA $(C_2H_5)_3N$ (seuil à 7,5 eV). Le TMAE (prononcer TAMI) offre un avantage considérable: il s'agit de l'agent organique ayant le plus faible potentiel de photoémission, et autorise l'utilisation de fenêtres de séparation avec le radiateur en quartz fondu, matériaux résistant et bon marché.

Cette vapeur (ou gaz) de photoconversion est mélangé à un gaz autorisant une amplification du signal généré par la conversion (voir le chapitre sur les détecteurs à fils). Ce gaz porteur est

généralement du CH_4 ou un mélange "classique" de chambre à fils. Les électrons générés par la conversion des photons Cherenkov sont ensuite transmis par dérive jusqu'à un système de lecture (en général une chambre à fils ou équivalent) situé hors de la zone d'acceptance aux particules (hors du détecteur proprement dit). La figure 12 illustre le principe général de la lecture d'un compteur RICH.

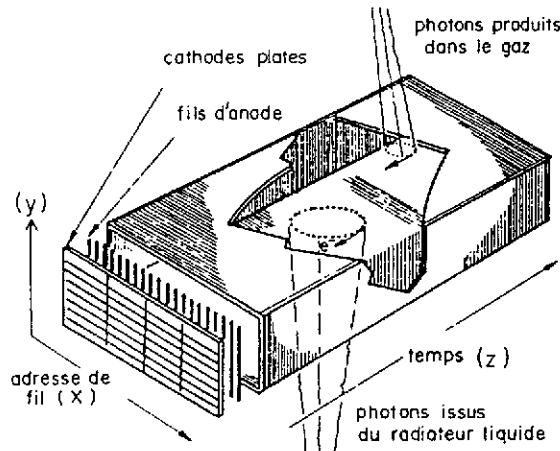


Figure 12: Principe de lecture d'un RICH par dérive des photoélectrons de l'anneau.

L'utilisation des compteurs RICH est quelque peu différente de celle des compteurs à seuil ou différentiels: compte-tenu du temps de dérive des électrons de conversion, l'identification des anneaux Cherenkov se fera lors de l'analyse des données. Un système de reconstruction de traces permet de "pointer" la localisation du centre supposé de l'anneau, tout en permettant la mesure de l'impulsion de la trace, puis la reconstruction du diamètre de l'anneau Cherenkov permet l'identification de la particule ¹⁰).

Le Barrel RICH de DELPHI

Le détecteur DELPHI est l'un des quatre grands ensembles installés auprès de l'anneau LEP du CERN. Il s'agit d'un grand détecteur à acceptation angulaire complète (détecteur 4π). Le Barrel RICH, chargé de l'identification des particules et la séparation $\pi - K - p$ entre 0,3 et 35 GeV/c dans la zone centrale combine un radiateur liquide (1 cm de Fréon C_6F_{14} , $\beta_s = 0,78$, $\theta_{\max} = 3,4^\circ$) et un radiateur gazeux (45 cm de Fréon C_5F_{12} , $\beta_s = 0,99822$, $\theta_{\max} = 38,5^\circ$). Le détecteur lui-même, de forme annulaire, est placé autour de l'axe des faisceaux du LEP. Les rayons intérieur et extérieur sont de 1,28 et 1,97 m, la longueur totale du Barrel RICH est de 3,5 m. De la sorte, la couverture angulaire s'étend de 40° à 140° par rapport à l'axe des faisceaux.

Au niveau de la construction, le Barrel RICH est constitué de 48 éléments distincts ¹¹), comprenant chacun son ensemble de radiateurs liquide et gazeux, de 6 miroirs paraboliques de 45 cm

de distance focale, le tube de photoconversion rempli d'un mélange gazeux de CH_4 (75%), de C_2H_6 (25%) et de TMAE. ainsi qu'un détecteur multifil. (figure 13).

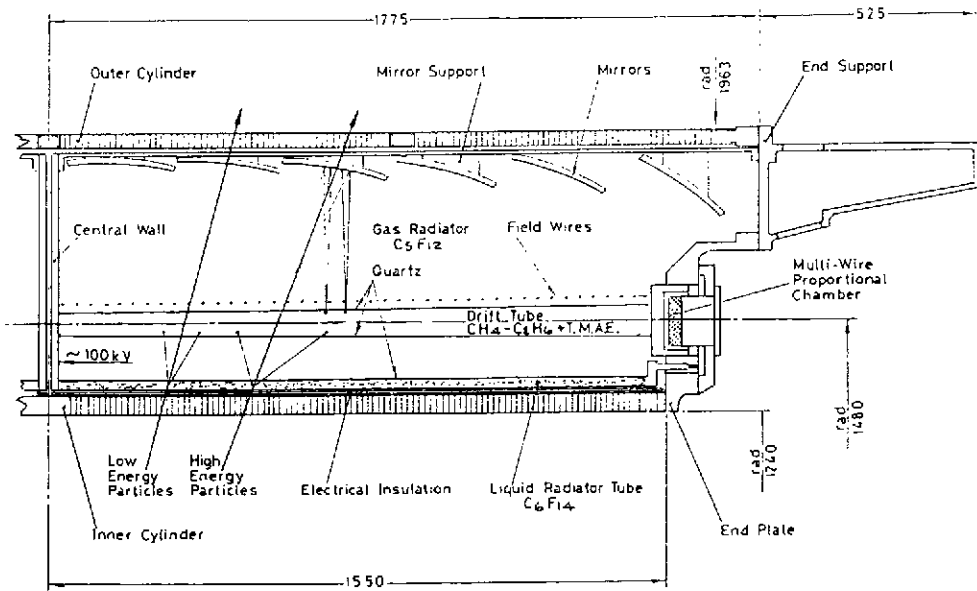


Figure 13: Elément du Barrel RICH de l'expérience Delphi

Les électrons de conversion créés dans ce volume photosensible dérivent dans un champ électrique homogène de $0,6 \text{ kV/cm}$, parallèlement au champ magnétique de $1,2 \text{ T}$ jusqu'au détecteurs multifils (espacement des fils de $2,54 \text{ mm}$) monté à l'extrémité des tubes de dérivation. Le temps maximum de dérive est de l'ordre de 25 à $30 \mu\text{sec}$.

La table 3 regroupe les zones d'énergie utiles de chacun des radiateurs en fonction du type de particule à identifier, la figure 14 donne un aperçu des performances du Barrel RICH obtenue en faisceau test de muons de 40 GeV/c . On voit très clairement sur la figure 14.a les anneaux créés dans les radiateurs liquide et gazeux. La figure 14.b montre une accumulation de 4000 anneaux.

Particule	ΔE Radiateur Liquide	ΔE Radiateur Gazeux
e	1 à 6 MeV/c	8 à 20 MeV/c
μ	0,2 à 1,2 GeV/c	1,8 à 4,6 GeV/c
π	0,2 à 1,6 GeV/c	2,3 à 6,1 GeV/c
K	0,8 à 6 GeV/c	8 à 22 GeV/c
p	1,6 à 11 GeV/c	16 à 41 GeV/c

Table 3.
Plages d'utilisation en énergie du Barrel RICH de Delphi

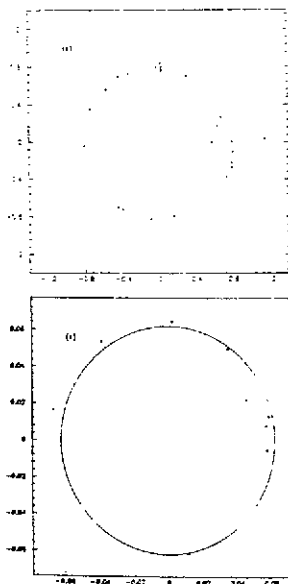
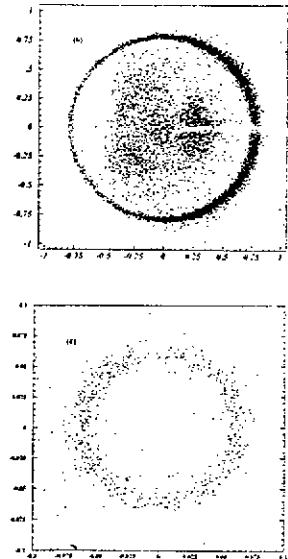


Figure 14:

Projection d'anneaux Cherenkov
dans le plan perpendiculaire
à la trajectoire de la particule.

En haut: radiateur liquide
En bas: radiateur gazeux
(a): événement unique (μ de 40 GeV/c)
(b) accumulation de 4000 anneaux



6. Evolution future: les RICHs rapides.

Bien que dotés de performances exceptionnelles, la principale limitations des détecteurs RICH tient dans leur relative lenteur: en moyenne, la vitesse de dérive des électrons est de l'ordre de 6,5 cm/ μ sec, et compte tenu de la taille de ces appareils, le temps de formation et de récupération d'un signal est voisin de 30 μ sec. Dans le futur (programmes LHC, usines à mésons B), ce temps pourrait représenter un facteur limitant incompatible avec le taux d'interactions escompté. On estime aujourd'hui que les détecteurs envisagés à l'horizon de ces projets (1998 et au-delà) devront avoir un temps de collection de l'information voisin de 50 nsec. En tout état de cause, la valeur de 100 nsec devrait être considérée comme un maximum.

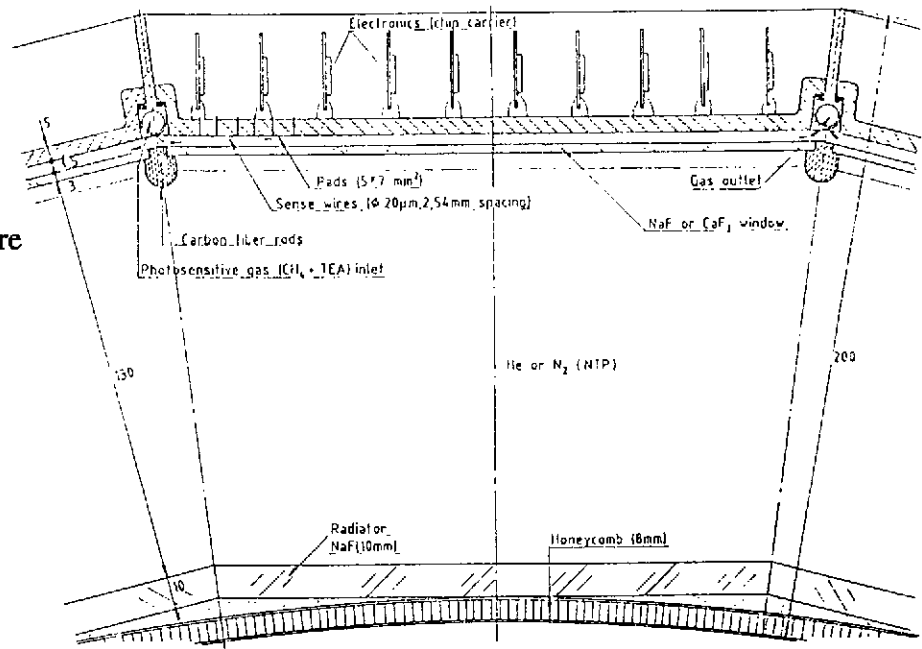
Pour arriver à ces performances, il a été proposé

- la suppression du radiateur gazeux
- le couplage direct entre volume photosensible et détecteur de photoélectrons.

Si le principe peut paraître simple, il reste à déterminer le type de compteur adéquat, et à prouver la faisabilité technique de telles solutions.

Un prototype de détecteur RICH rapide ¹²⁾ a été réalisé pour permettre de prouver la validité d'une telle approche. Il s'agit d'un détecteur de longueur utile de 13 cm (zone de développement de l'anneau Cherenkov), et d'une longueur totale de 20 cm, qu'il faut comparer aux 69 cm du Barrel RICH de DELPHI. Le détecteur d'électrons est placé directement dans le volume de conversion (1,8 mm d'épaisseur) constitué d'un mélange de CH₄ et de TEA à 20°C qui autorise un temps de collection plus court que le TMAE ($\Delta t < 15$ nsec). La mesure directe est effectuée par des damiers de 38 x 1,27 mm², l'électronique de lecture est placée directement en sortie des damiers (figure 15).

Figure 15:
Coupe transversale
du prototype FASTRICH
avec électronique de lecture
intégrée sur la face arrière
du photodétecteur



Les mesures effectuées avec ce prototype sont plus qu'encourageantes: on a en effet pu mesurer un temps de formation du signal de l'ordre de 40 nsec, et la résolution mesurée est de $\sigma_x = 1,03$ mm, $\sigma_y = 1,43$ mm.

Il restera, bien sûr, à résoudre d'autres contraintes techniques, mais qui sont communes à l'ensemble des détecteurs envisagés auprès des futures machines: L'intégration de l'électronique de lecture dans l'enceinte même du détecteur, avec les problèmes de refroidissement et de maintenance que cela peut comporter, et la fiabilité à long terme... Mais déjà, on peut penser que le RICH rapide peut apporter une solution dans le domaine de l'identification des particules au tournant de ce siècle.

Il est d'ores et déjà envisagé d'utiliser un tel type de détecteur auprès de la future usine à mésons B de SLAC à l'horizon 1998.

IV. LES CHAMBRES A FILS.

Comme pour les compteurs Cherenkov, le principe qui régit le fonctionnement des chambres à fils est simple au départ: une particule chargée traversant un milieu gazeux va, par ionisation des atomes de ce gaz, perdre une partie de son énergie. Cette ionisation se traduira par la création d'électrons primaires arrachés aux atomes. La charge ainsi créée sera proportionnelle à l'énergie perdue par la particule. Les électrons primaires, en perdant leur énergie, peuvent donner naissance à des électrons secondaires. On observe ainsi la propagation d'un signal dû au passage de la particule incidente. Il s'agit alors d'être capable de recueillir ce signal d'ionisation, de le traiter (amplification et stockage) afin de disposer d'une information sur la localisation de la trace de la particule. En outre, si la mesure est effectuée avec assez de précision, on verra qu'il est possible de mesurer également la perte d'énergie dE/dx de la particule au passage dans le détecteur.

1. Principes généraux:

La perte d'énergie différentielle par ionisation pour une particule chargée (charge z , vitesse β) se déplaçant dans un milieu (Z, A) peut être exprimée par la formule de Bethe-Bloch (13):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N Z^2 e^4}{m c^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left(\ln \frac{2 m c^2 \beta^2 E_M}{I_0^2 (1 - \beta^2)} - 2 \beta^2 \right)$$

où

N nombre d'Avogadro

m, e masse et charge de l'électron

Z, A numéro atomique et nombre de masse caractéristiques du milieu traversé

ρ densité du milieu

La quantité E_M représente l'énergie maximale transférée lors d'une interaction entre la particule et le milieu, et se calcule dans le cadre de la cinématique relativiste:

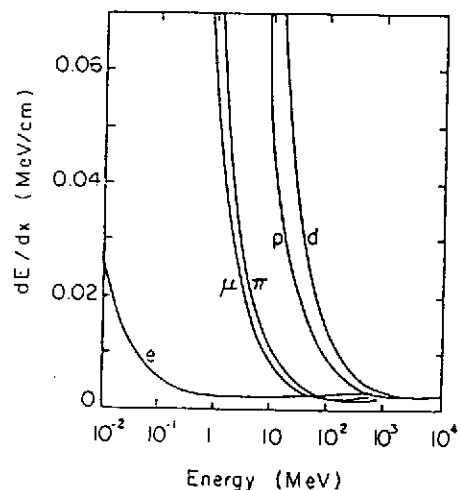
$$E_M = \frac{2 m \beta^2}{1 - \beta^2}$$

Par exemple, dans le cas d'un proton de 1 GeV/c ($\beta \sim 0,73$) $E_M = 1,2$ MeV. Il convient de noter toutefois que cette expression n'est qu'une approximation, qui peut perdre sa validité dans le cas de détecteurs minces, où la particule peut perdre de son énergie par émission de rayons δ .

I_0 représente le potentiel d'ionisation caractéristique du milieu. Sa valeur est en général mesurée expérimentalement, on peut néanmoins en avoir une bonne approximation par $I_0 = 16 Z^{0.9}$ (en eV)

Figure 16:

Perte d'énergie par unité de longueur dans l'air, pour différentes particules en fonction de leur énergie. (Formule de Bethe-Bloch). Au-delà d'une énergie voisine de 1 GeV, toutes les particules perdent la même énergie (particules au minimum d'ionisation).



On trouvera dans la table 4 l'essentiel des caractéristiques des principaux gaz utilisés dans les détecteurs gazeux à ionisation.

Gaz	Z	A	δ (g/cm ³)	I_0 (eV)	dE/dx (MeV/ g cm ²)	N_p (paires d'ions/cm)
H ₂	2	2	8,38 10 ⁻⁵	15,4	4,03	5,2
O ₂	16	32	1,33 10 ⁻³	12,2	1,69	22
Ne	10	20,2	8,39 10 ⁻⁴	21,6	1,68	12
Ar	18	39,9	1,66 10 ⁻³	15,8	1,47	29,4
Xe	54	131,3	5,49 10 ⁻³	12,1	1,23	44
CO ₂	22	44	1,86 10 ⁻³	13,7	1,62	34
CH ₄	10	16	6,70 10 ⁻⁴	13,1	2,21	16
DME	26	46	2,91 10 ⁻³	10,0	1,85	55

Table 4: Caractéristiques de quelques gaz utilisables en compteurs gazeux
(N_p : Nombre de paires d'ions créés)

L'étude de la formule de Bethe-Bloch fait apparaître deux caractéristiques importantes:

- L'énergie perdue par la particule et déposée dans le gaz varie essentiellement avec $1 / \beta^2$. De ce fait, la mesure précise de l'énergie déposée corrélée à la localisation de la trajectoire (mesure du moment) permettra une identification de la particule.

- En traçant la variation de dE/dx en fonction de β , on s'aperçoit (figure 16) qu'au delà d'une certaine valeur ($\beta \sim 0,97$) le dépôt d'énergie est constant à une valeur minimum. On parlera alors de particules au minimum d'ionisation (MIP pour Minimum Ionising Particles). En gros, l'énergie des particules correspondant au minimum d'ionisation est très voisine de la masse des particules considérée. Ainsi, un proton sera au minimum d'ionisation à partir de 1 GeV/c, un électron à partir de 0,5 MeV....

Il nous faut encore noter que la perte d'énergie dans un gaz est le résultat de deux processus distincts: les interactions rapprochées et les interactions distantes. Les premières se caractérisent par une énergie transférée importante (jusqu'à la valeur E_M), et donnent lieu à libération de charges électriques (ionisation proprement dite, qui nous intéresse). Les interactions plus distantes, quant à elles, auront pour résultat un transfert d'énergie plus faible, donnant lieu dans la plupart des cas à une excitation des atomes du gaz. L'énergie totale perdue est fonction de ces deux processus dans des proportions à peu près égale. La figure 17 illustre la probabilité relative de l'ensemble des processus

de transfert d'énergie. La zone qui intéressera les détecteurs à fil se situe évidemment entre l'énergie au minimum d'ionisation E_i et la valeur maximale disponible E_M .

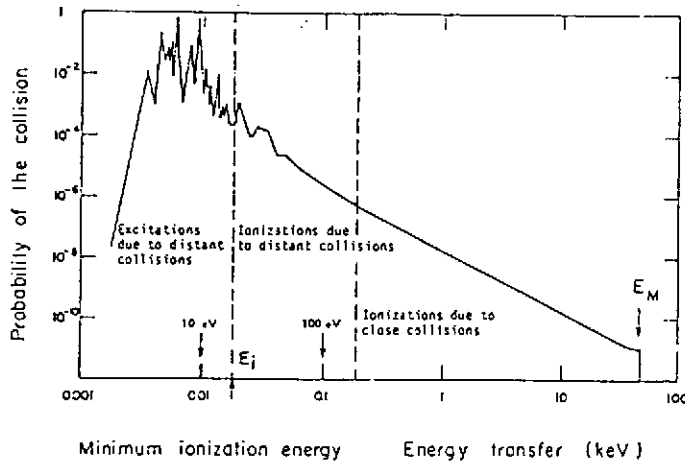


Figure 17:

Probabilité relative pour différents processus de perte d'énergie dans le cas d'électrons de 100 keV. Dans ce cas, $E_M = 50$ keV (limite cinématique)

2. Mécanisme de base des compteurs à fils.

Prenons l'exemple du compteur proportionnel, qui est en quelque sorte l'ancêtre des chambres à fils. Ce type de compteur ¹⁴⁾ se compose d'un fil anode, de rayon a , entouré d'un tube cathode de rayon interne b . Le tube est rempli d'un gaz (figure 18). Une tension $+V_0$ est appliquée à l'anode, cependant que la cathode est reliée à la masse. Dans le tube, à une distance r de l'anode, le champ électrique a pour valeur

$$E(r) = V_0 / r \ln(b/a)$$

et sa valeur atteint son maximum $E(a)$ sur l'anode. Le passage d'une particule chargée dans le tube libèrera une série d'électrons primaires, pour peu que l'énergie transférée au milieu soit supérieure au potentiel d'ionisation de celui-ci. Sous l'effet du champ électrique présent dans le tube, les électrons vont alors migrer sur l'anode. Le signal électrique détecté sera fonction du nombre de charges collectées et de la valeur du couplage capacitif à l'anode: $V = n.e / C$

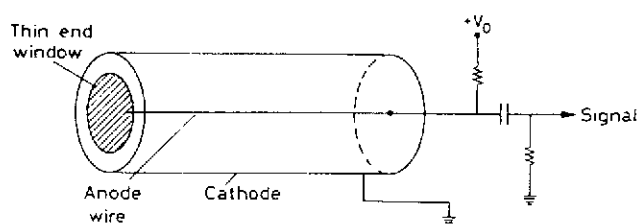


Figure 18:
Compteur proportionnel

A partir de cet exemple simple, on peut aisément comprendre quels sont les paramètres primordiaux qui vont régir le fonctionnement des détecteurs gazeux à fils: outre la géométrie propre du détecteur, il s'agira de la *tension de fonctionnement* et du choix du *type de gaz*.

Typiquement, si l'on considère un tube de 1 cm de rayon rempli d'argon, une particule au minimum d'ionisation libère environ 120 ions. A travers une capacité de 10pF (valeur typique), on récolterait donc un signal $V \sim 2 \mu V$. Il est clair qu'une valeur aussi faible est bien en deçà des possibilités de détection électronique actuelles. Mais un deuxième phénomène peut venir au secours de l'expérimentateur, dépendant des conditions de tension appliquée au compteur:

3. Régimes de fonctionnement des compteurs proportionnels.

La collection des électrons d'ionisation dans un compteur proportionnel sera plus ou moins efficace selon l'intensité du champ électrique appliqué. En suivant la valeur du signal collecté en fonction du champ électrique, donc de la tension appliquée pour une géométrie donnée, on peut distinguer 5 régimes de fonctionnement distincts (figure 19):

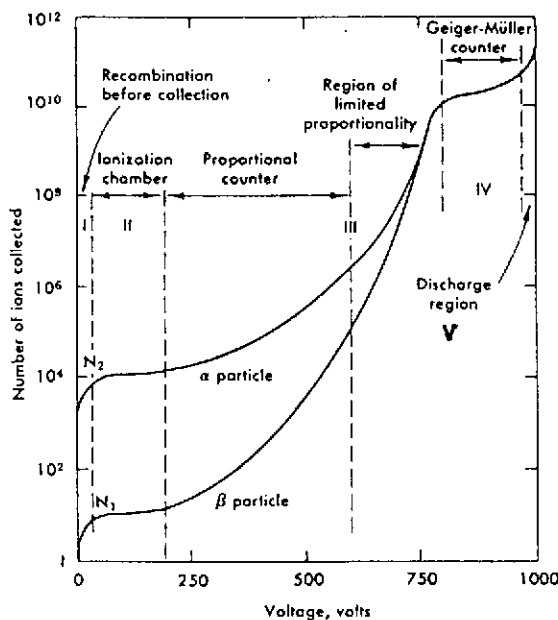


Figure 19:

Nombre d'ions collectés selon la tension appliquée à un compteur proportionnel. Illustration des régimes de fonctionnement.

- *Zone I: Régime de recombinaison des atomes du gaz:* Le champ électrique est inférieur au champ propre des ions. Par auto attraction, les électrons primaires se recombinent avec les ions positifs. Au mieux, on observera un signal très faible, de l'ordre du bruit de fond.

- *Zone II: Régime de la chambre à ionisation:* Le champ présent est à présent supérieur au champ propre des ions. L'ensemble des électrons primaires produits migrent vers l'anode (exemple numérique précédent) où ils sont fidèlement recueillis. On observera un signal assez faible, de l'ordre de 1 électron pour 30 eV perdus par la particule traversante.

- *Zone III: Régime proportionnel:* Le champ est suffisamment intense pour accélérer les électrons produits de telle manière qu'à leur tour, ils puissent ioniser le gaz, créant ainsi des électrons secondaires... Pour le cas du compteur proportionnel évoqué plus haut, la valeur du champ augmente très rapidement au voisinage de l'anode ($1/r$). A partir d'une distance de l'ordre de quelques rayons anode, un phénomène de multiplication va commencer, menant à une avalanche dans laquelle l'anode est entourée d'électrons cependant que les ions positifs sont repoussés vers la cathode, empêchant ainsi toute recombinaison atomique (figure 20). On assiste donc à une amplification du signal (pouvant atteindre un facteur 10^6), mais le signal reste toujours proportionnel à l'ionisation primaire, donc à la perte d'énergie dE/dx .

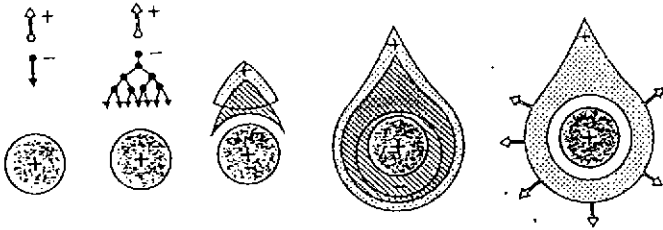


Figure 20:

Evolution d'une avalanche dans un compteur proportionnel. La zone hachurée représente le nuage d'électrons (-), la zone en pointillé les ions (+).

- *Zone IV: Régime Geiger-Müller:* Le phénomène d'avalanche décrit précédemment est à son tour amplifié par les avalanches produites par les photons de désexcitation des ions. On observe une saturation du signal, la proportionnalité est perdue, un plasma se forme autour de l'anode.

- *Zone V: Régime de décharge (à éviter...):* Sous l'effet du champ, on assiste à une dissociation des atomes du gaz. On observe un signal permanent, même en l'absence de particules. Ce phénomène de décharges peut s'étendre sur l'ensemble du compteur: il y a risque de claquage et de destruction pure et simple du détecteur...

Il est clair que dans la mesure du possible, les conditions optimales à rechercher pour la définition et le fonctionnement d'un tel compteur se placent dans la partie supérieure de la Zone III, sans atteindre le régime de Geiger-Müller.

4. Choix du gaz - Phénomènes de décharges.

En principe, le phénomène d'ionisation se produisant dans tout milieu gazeux, on pourrait utiliser n'importe quel gaz ou mélange de gaz pour le fonctionnement d'une chambre à fils. Mais dans la plupart des cas, les conditions expérimentales recherchées vont restreindre le choix à quelques types de gaz:

- Le gain doit être maximisé (nombre d'électrons primaires maximum et avalanche présente),
- La tension appliquée au détecteur doit pouvoir être aussi faible que possible, pour éviter les risques de claquage,
- Le phénomène d'avalanche doit pouvoir se produire en conservant une bonne proportionnalité.
- Le temps mort (temps de migration des électrons et formation de l'avalanche) doit être aussi réduit que possible,
- La durée de vie du détecteur doit être aussi longue que possible.

Les gaz nobles (argon, xénon., néon..) se sont révélés intéressants, surtout du point du gain atteignable ¹⁵). Dans ces gaz, le phénomène d'avalanche peut se produire à moindre valeur du champ. D'un autre côté, le nombre moyen d'ions produits par unité de longueur au passage d'une particule est important: 30 pour l'argon, 44 pour le xénon, à comparer à 6 pour l'hélium ou 5 pour l'hydrogène. Pour des raisons économiques, on préférera en fait le plus souvent l'argon.

Néanmoins, le choix d'un gaz comme l'argon ne permet que d'avoir un gain de l'ordre de 10^3 - 10^4 . En effet, durant le processus d'avalanche au voisinage de l'anode, des atomes excités sont formés. Pour les gaz nobles, la désexcitation ne peut se faire que par émission d'un photon, et l'énergie minimale d'un photon de désexcitation de l'argon (11,6 eV) est bien au-delà du potentiel d'ionisation du métal constitutif de la cathode (7,7 eV pour le cuivre, par exemple). De ce fait, pour les ions migrant vers la cathode, des photoélectrons peuvent être arrachés, induisant à leur tour une nouvelle avalanche, risquant de provoquer des décharges.

L'addition d'un gaz polyatomique peut permettre de corriger ce problème: un tel gaz autorise un nombre important d'état excités non radiatifs. En absorbant les photons d'excitation de l'argon, un gaz polyatomique dissipe l'excès d'énergie soit par collisions inélastiques, soit (le plus souvent) par simple dissociation. L'addition même de traces d'un tel gaz, le "quencher", permettra d'atteindre des gains bien plus importants sans temps mort excessif et surtout sans risques pour le détecteur. Le quencher étant consommé dans le processus, il conviendra alors de pourvoir à un flux de gaz dans le compteur.

A titre d'exemple, on peut évoquer très brièvement quelques mélanges gazeux "classiques" utilisés dans des chambres à fils (les proportions sont données à titre indicatif):

- Ar (90%) / CH₄ (10%)
- Ar (75%) / Isobutane C₄H₁₀ (24,5%) / Fréon (0,5%) ("Gaz Magique ")
- Ar (89%) / CO₂ (10%) / CH₄ (1%) ("HRS Gaz")
- Ar (90%) / Diméthyléther (10%)

5. Evolution temporelle du signal:

On a vu que le processus d'avalanche démarre à faible distance de l'anode (typiquement quelques rayons). A cette distance, la vitesse des électrons soumis au champ sera importante: de l'ordre de $5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$. Le processus complet d'avalanche et de collection des électrons sera donc bref, de l'ordre de grandeur de la nanoseconde. A partir de là, la migration des ions vers la cathode, à vitesse décroissante, va contribuer, par induction, à un étalement du signal sur l'anode. Typiquement, on observera le signal résultant sous la forme donnée dans la figure 21. En général, la totalité du signal généré ne sera pas prise en compte: pour limiter le temps mort, on va couper le signal par une différenciation (circuit RC) de constante $\tau = RC$.

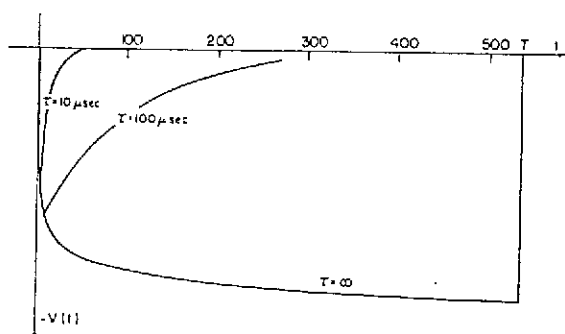
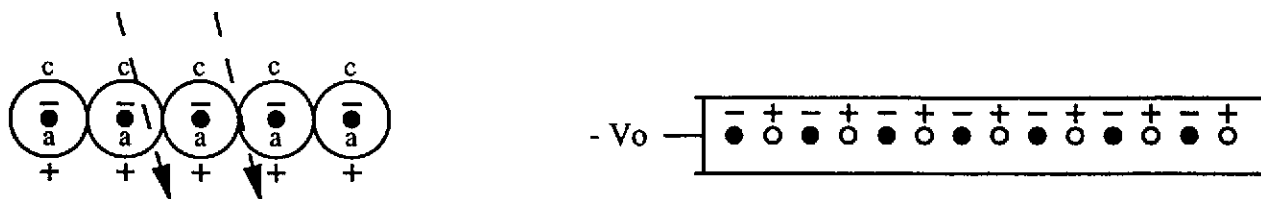


Figure 21:
Evolution temporelle du signal d'un compteur proportionnel. La figure montre l'effet de coupure due au circuit RC de sortie avec deux constantes de temps différentes.

6. Les chambres Proportionnelles Multifils (MWPC)

A la fin des années soixante, la famille des détecteurs gazeux à fils était représentée par les compteurs proportionnels. Ceux-ci présentaient des limitations sévères à leur utilisation en physique expérimentale: temps mort important (et donc incapacité à traiter des flux d'événements importants), résolution spatiale limitée (de l'ordre de la taille du tube cathodique), et surtout impossibilité de concevoir des détecteurs à fine granularité. On avait bien tenté d'améliorer le système: en juxtaposant un ensemble de compteurs proportionnels (figure 22.a) on pouvait espérer couvrir des surfaces plus importantes, mais au prix d'une perte d'efficacité à la jointure de deux compteurs. La réalisation de cellules multifilaires (figure 22.b) permettait en principe de palier ce défaut. Mais dans ce cas, une chute de gradient au voisinage de l'anode dégradait profondément les performances escomptées de ce type de détecteur.



(a): juxtaposition

(b): étalement

Figure 22: amélioration du compteur proportionnel.

La solution décisive apparut en 1968 avec le développement de la Chambre Proportionnelle Multifils par G. Charpak et son équipe ¹⁶⁾. Celui-ci pu montrer, en effet, qu'un ensemble de fils anodes disposés entre deux plan cathodiques parallèles se comportait comme un ensemble de compteurs proportionnels indépendants mais sans séparation physique.

Une telle chambre est typiquement constituée d'un plan de fils anodes de faible diamètre (de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$), régulièrement espacés et situé entre deux plans cathodiques portés à la haute tension (figure 23). Pour la réalisation de ces plans cathodiques, on fait en général appel à des fils de diamètre plus important pour supporter la tension (entre 50 et $150\ \mu\text{m}$), ou une grille, voire un plan conducteur (mylar aluminisé).

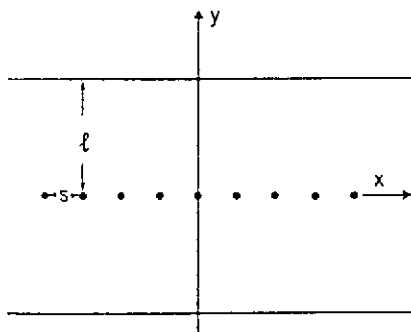


Figure 23
Schéma d'une MWPC

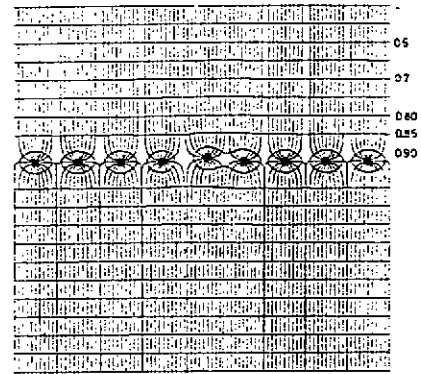


Figure 24
Courbes équipotentielles d'une MWPC

La figure 24 donne un schéma des courbes équipotentielles générées par une telle chambre. Hors de la région proche des fils anodes, où on retrouve le comportement des compteurs proportionnels, les lignes de champ sont quasi-parallèles et représentent un champ constant. On peut voir sur cette illustration désormais classique un défaut d'homogénéité dû à une erreur de placement de l'un des fils.

A l'ionisation due au passage d'une particule, les électrons et les ions libérés dans la région à champ constant vont suivre les lignes de champ vers l'anode la plus proche et la cathode opposée. Au voisinage immédiat de l'anode, les électrons accélérés par le champ intense (variant en $1/r$) vont produire une avalanche. Les ions positifs libérés dans cette avalanche vont induire un signal négatif sur l'anode, comme on l'a vu dans le cas du compteur proportionnel. Par couplage les anodes voisines vont également être touchées, mais dans ce cas le signal induit sera positif et de faible amplitude (figure 25). Si donc la gerbe secondaire devait s'étaler sur un plus grand nombre de fils anode, cette compensation fait que 1 à 2 fils seulement donnent un signal mesurable au passage d'une particule.

En conséquence, la résolution typique que l'on peut attendre des MWPC correspond à $\pm 1/2$ pas des fils anodes, soit une résolution de l'ordre de $500\ \mu\text{m}$ dans le meilleur cas.

On peut encore souligner le fait qu'une MWPC est un détecteur multitraces, puisque chaque fil anode se comporte comme un compteur indépendant, sous réserve que la séparation des traces soit supérieure au pas des fils. Nous y reviendrons plus loin.

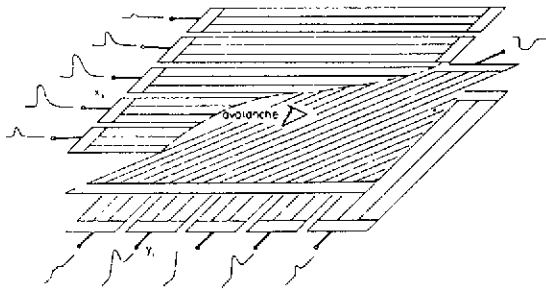


Figure 25:
Répartition des charges et signaux recueillis par une MWPC

Les MWPC calorimétriques de l'expérience R704

L'exemple des chambres à fils de l'expérience R704 permet d'illustrer les potentialités de ce type de détecteur au-delà de la simple localisation du passage d'une particule chargée. Ces chambres à fils, placées à l'intérieur du calorimètre de l'expérience ont eu pour but principal la localisation précise de la position de la gerbe électromagnétique et la séparation des gerbes électromagnétiques et hadroniques par reconnaissance de forme. Dans ce cas précis, il faut noter que la mesure de position se fera sur une gerbe (tache) et non pas sur le passage d'une particule isolée (point).

Les chambres sont constituées d'un plan de fils anodes de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre, disposés avec un pas de 4 mm. Les deux plans cathodes sont faits de bandes de 9 mm de large avec un pas de 10 mm déposées sur un support de kapton. La distance de chaque plan cathodique avec le plan anode est de 5 mm (figure 26). La surface active de ces chambres est de $1,1 \times 0,97\ \text{m}^2$. L'originalité dans ce cas est que le plan anode est porté à la haute tension cependant que la lecture du signal se fait sur les bandes cathodique. De la sorte, on peut avec une seule chambre disposer d'une information bi-dimensionnelle (chambre X-Y). En outre, le signal collecté est lu de façon analogique, on peut mesurer ainsi la charge électrique déposée sur chaque bande cathodique (17).

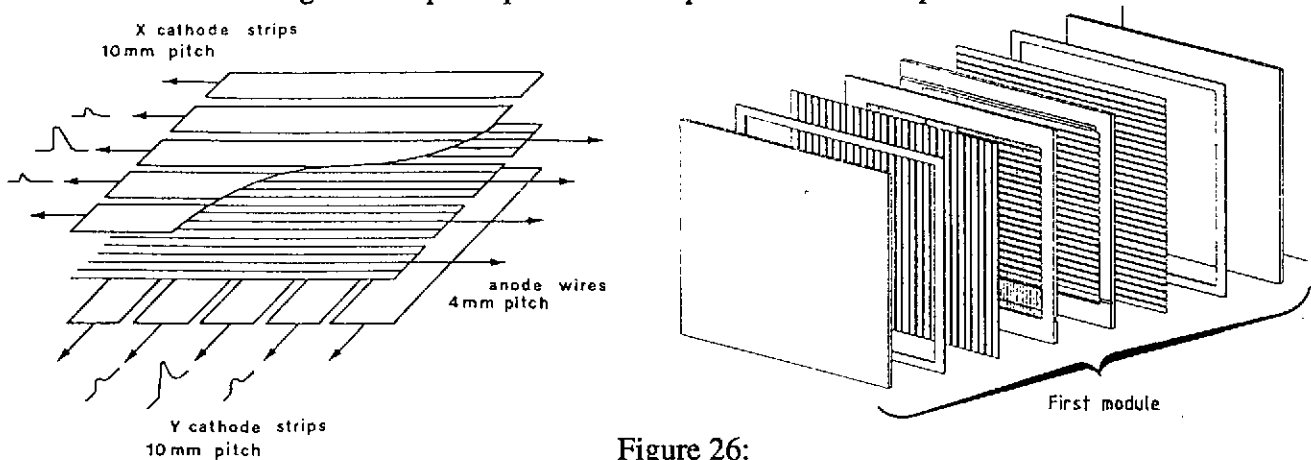


Figure 26:
Chambres analogiques à lecture cathodique de l'expérience R704

Les chambres sont remplies d'un mélange d'argon (80%) et de CO₂ (20%). Le gain mesuré est restreint ($3 - 4 \cdot 10^3$) de manière à assurer un fonctionnement en régime proportionnel, nécessité par la mesure précise de la charge totale déposée. Pour illustrer l'importance du contrôle du mélange gazeux, on peut relever qu'une variation de 1% dans la proportion du CO₂ menait à une variation mesurée de gain de 17%.

La résolution spatiale de ces chambres à lecture cathodique a été mesurée en faisceau test avec des gerbes d'électrons. Les valeurs mesurées sont bonnes ($\sigma = 2,4$ mm, 98% des événements dans 10 mm pour des électrons de 4 GeV), on constate cependant une certaine dégradation de la résolution en fonction de l'énergie ($\sigma = 5,8$ mm, 91% des événements dans 10 mm pour des électrons de 2 GeV).

Pour ce qui est de l'utilisation de telles chambres en reconnaissance de forme, l'utilisation de la mesure de la charge déposée sur chaque bande cathodique est faite de la manière suivante: si sur une cathode i de position x_i on enregistre une charge déposée a_i , le barycentre de la gerbe sera donné par la formule simple

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i a_i}{\sum_i a_i}$$

Il est clair que cette valeur donne une indication sur la position de la gerbe, mais aucune information sur sa forme. Par contre, l'estimation du moment d'ordre 2 de la gerbe

$$\mathcal{M} = \frac{\sum_i a_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum_i a_i}$$

permettra de séparer les gerbes dues aux hadrons, moins étalées (figure 27.a) de celles dues aux électrons (figure 27.b). On a pu par cette méthode mesurer une efficacité de reconnaissance de 98% pour des gerbes d'électrons avec une pollution de moins de 3% due aux gerbes hadroniques.

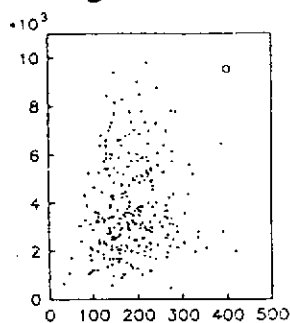


Figure 27.a:
Moment d'ordre 2 de
gerbes hadroniques

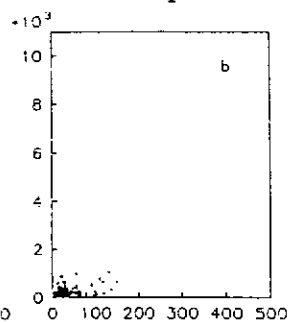
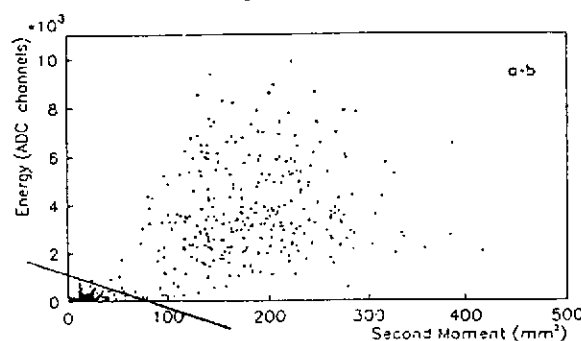


Figure 27.b
Moment d'ordre 2 de
gerbes électroniques



Somme de (a) et (b)
avec coupure

7. Problèmes d'évolution...

On a vu que dans leur principe, les chambres de type MWPC permettent la localisation du passage d'une particule selon la direction perpendiculaire à l'orientation des anodes. Pour disposer d'une seconde coordonnée, on peut utiliser une deuxième chambre, ou (exemple ci-dessus) disposer de chambres à lecture X-Y. De telles chambres sont la plupart du temps utilisées dans le cadre d'un spectromètre magnétique pour mesurer l'impulsion des particules les traversant. Dans ce cas, l'augmentation de l'énergie des faisceaux disponibles (et donc des particules) va poser quelques problèmes:

Supposons un spectromètre fait d'une série de MWPC mesurant l'impulsion de particules après déflexion par un champ magnétique (figure 28). La précision que l'on pourra attendre sur cette impulsion sera évidemment fonction de la précision sur la mesure de l'angle de déflexion:

$$\frac{\Delta p}{p} = p \Delta\alpha$$

comme $\Delta\alpha = \frac{1}{L} \Delta Y$, on aura $\frac{\Delta p}{p} = \frac{p}{L} \Delta Y$

On voit immédiatement que pour garder une bonne précision sur p , plus l'énergie disponible va augmenter, plus il faudrait réduire la résolution propre ΔY (et donc réduire le pas des anodes) ou augmenter le bras de levier L (et donc augmenter la dimension des chambres). Chacune de ces deux solutions se heurte à des difficultés technologiques importantes, et d'un autre côté il devient rapidement difficile de contenir le coût financier dans des limites raisonnables...

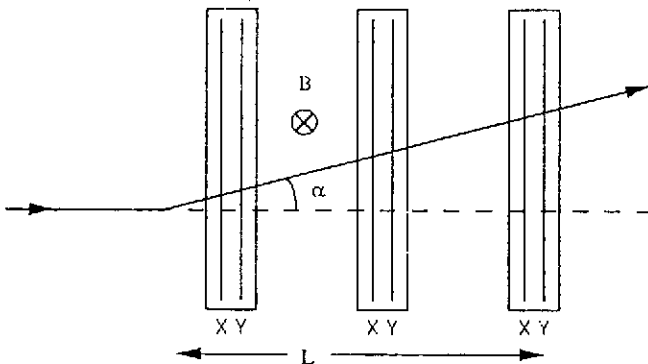


Figure 28:
Problèmes de dimensionnement

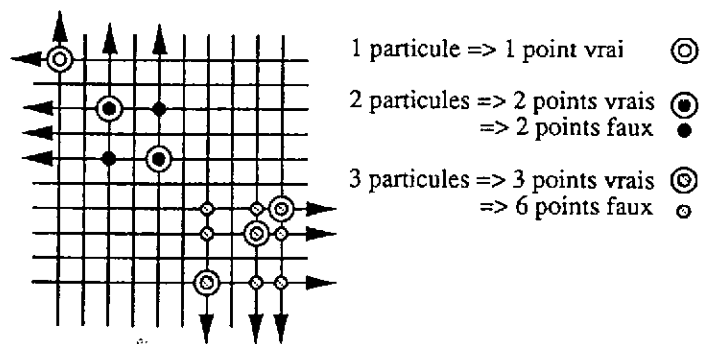


Figure 29:
Problèmes de combinatoire

En outre, l'augmentation de l'énergie disponible se traduit par une augmentation de la multiplicité des événements à analyser. Pour une chambre MWPC à deux dimensions (X-Y), le problème de multiplicité devient rapidement insoluble (figure 29): pour une particule, on disposera

d'une information X et une Y, soit une seule solution. Pour deux particules, avec 2 informations X et 2 en Y, on trouve 4 points possibles, dont 2 faux. Il est simple de généraliser: Pour N particules (N fils X et N fils Y touchés), il y a N^2 solutions, dont $N(N-1)$ fausses. On peut lever une partie de ces ambiguïtés combinatoires en rajoutant de nouveaux plans de fils en diagonale (Plans U, plans V...) en retrouvant ainsi un problème de technologie, voire de coût.

Enfin, l'augmentation de la multiplicité augmente la difficulté en ce qui concerne la séparation de traces. Encore une fois, on peut choisir de réduire le pas des fils, et il devient très difficile de descendre en dessous du millimètre, ou d'éloigner les chambres du point d'interaction, et donc d'augmenter leurs dimensions et donc...

Il s'agit là des principales limitations rencontrées par les MWPC, la solution à ces problèmes est apparue dans les années 1980 avec l'avènement des chambres à dérive.

8. Chambres à dérive (MWDC).

Au début du développement des MWPCs, G. Charpak et son équipe ont réalisé qu'il était également possible de mesurer la localisation spatiale d'une particule par la mesure du temps de dérive des électrons primaires et secondaires vers l'anode ¹⁸). Cela demande la connaissance précise de la vitesse de propagation du signal dans le gaz contenu dans la chambre (vitesse de dérive) et nécessite un système de déclenchement extérieur permettant de signaler l'arrivée d'une particule à mesurer. Sous ces conditions, la position de la particule est donnée par

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u \, dt$$

où

u : vitesse de dérive dans le gaz

t₀: moment d'arrivée de la particule (déclenchement d'une horloge)

t₁: moment d'apparition du signal sur le fil anode.

La figure 30 illustre le principe d'opération d'une telle chambre à dérive. La cellule de dérive est définie à une extrémité par un plan cathodique porté à la haute tension et à l'autre par un compteur proportionnel. Pour assurer un champ électrique et une vitesse de dérive constante, une série de cathodes de champ sont disposées le long de la zone de dérive et définissent un gradient de tension. Avec une cellule de ce type, on a pu confirmer la validité de cette méthode de localisation sur des longueurs de dérive de l'ordre de 50 cm.

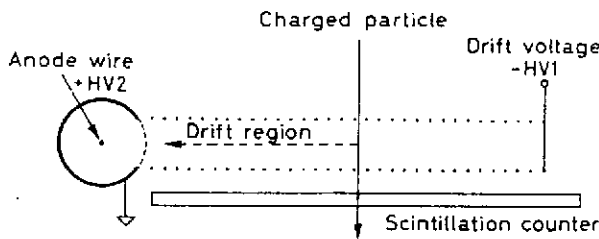


Figure 30: Principe de la Chambre à dérive

En pratique, on se limitera à des distances centimétriques, pour éviter de dégrader la résolution par diffusion des électrons dans le gaz, et pour éviter l'utilisation de très hautes tensions.

En principe, on va utiliser une structure voisine de celle des MWPC, en juxtaposant des cellules de dérives entre des plans cathodiques (figure 31). Il apparaît néanmoins un problème d'uniformité du champ entre les anodes, problème qui va être corrigé par l'installation de fils de champ supplémentaires dans le plan anodique (voir figure).

Le problème principal des chambres à dérive est la présence d'une ambiguïté Gauche - Droite pour une particule passant à peu près à égale distance entre deux fils. Les électrons vont en effet migrer vers les deux anodes voisines de la trace chargée. Pour résoudre cette ambiguïté, on peut soit doubler les plans anodiques en décalant chaque cellule d'un demi-pas, ou choisir de lire également les fils de champ intersticiels.

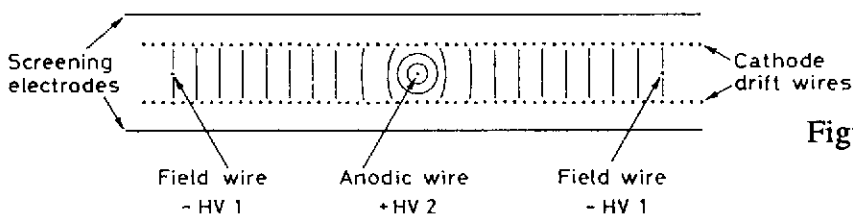


Figure 31: Cellule de dérive d'une MWDC

Pour ce qui est des performances des chambres à dérive, compte tenu d'une vitesse de dérive de l'ordre du $\text{cm}/\mu\text{sec}$ dans les gaz les plus couramment utilisés, et de la possibilité de mesurer le temps de dérive avec une précision de l'ordre de la nanoseconde (TDC actuels), il est possible d'atteindre une résolution en position voisine de $100 \mu\text{m}$ avec des fils anodes espacés de quelques 2 cm.

La Chambre à Dérive Centrale de MARKII (USA)

Installé sur le collisionneur SLC, le détecteur MarkII est un exemple typique des grands détecteurs de physique des particules des années 1980. La figure 32 nous montre une vue générale du détecteur MarkII. La Chambre à Dérive ¹⁹⁾ occupe la partie centrale du détecteur et doit permettre

la mesure de l'impulsion des particules déviées par un champ magnétique de 4,5 T ainsi que la séparation des électrons et des hadrons par mesure de l'énergie perdue dE/dx .

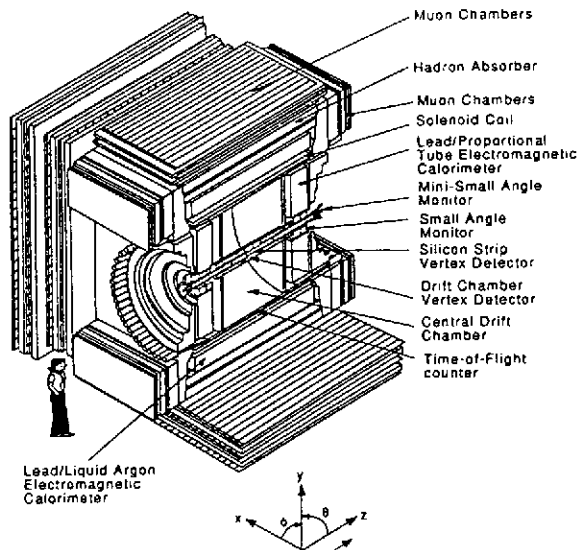


Figure 32:
Vue générale de MarkII

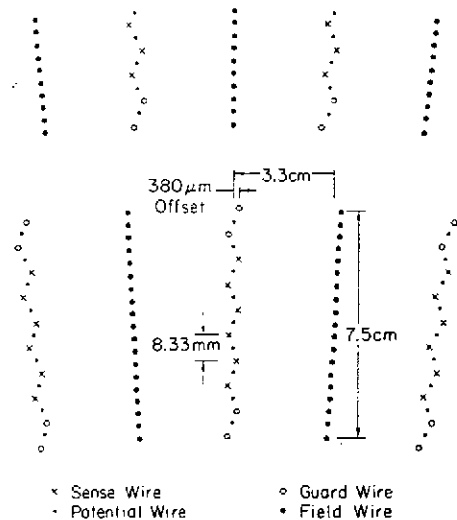


Figure 33:
Décomposition d'une des 972 cellules
de la Chambre à Dérive.

La Chambre à Dérive Centrale occupe un cylindre de diamètre 2,66 m, de longueur 2,30 m disposé parallèlement à l'axe des faisceaux d'électrons et de positrons en collision. Au total, cette chambre comporte 972 cellules de dérive disposées selon 12 plans concentriques. Chaque cellule de $6,6 \times 7,5 \text{ cm}^2$ se décompose comme suit (figure 33):

- un ensemble de 6 fils anodes de diamètre 30μ , disposés au pas de 8,33 mm et décalés de 380μ pour lever les ambiguïtés "gauche-droite".
- un ensemble de 6 fils de champ de diamètre 102μ intercalés entre les anodes,
- 4 fils de garde de diamètre 305μ destinés à séparer les cellules.

L'espace de dérive est défini par 19 fils de diamètre 102μ .

Afin de lever les ambiguïtés combinatoires, la moitié des 12 plans de cellules est décalée d'un angle de $\pm 4^\circ$ par rapport à l'axe des faisceaux. L'ensemble de la chambre représente 5832 fils d'anodes et au total, la chambre à dérive de MarkII compte 36936 fils tendus entre deux plaques circulaires. La tension totale exercée par ces fils est de 20 tonnes. Le gaz de la chambre est un mélange d'argon (89%), de CO_2 (10%) et de CH_4 (1%).

La mesure de position est effectuée en digitisant le temps de dérive par TDC, avec une précision de $\pm 1 \text{ nsec}$. Pour une particule croisant l'ensemble de la chambre, on doit pouvoir disposer de (12 plans \times 6 fils par cellule) 72 points de mesure. En plus du temps de dérive, la charge

déposée sur chaque fil anode est mesurée par ADC, on disposera donc également de 72 mesures de dE/dx .

Notons encore qu'en raison de la présence d'un champ magnétique, les électrons d'ionisation dérivant dans la cellule subiront une déflexion de $18,9^\circ$.

Au niveau des paramètres de fonctionnement de cette chambre, on peut relever:

- Vitesse de dérive dans le gaz: $52 \mu / \text{nsec}$.
- Champ électrique de dérive dans une cellule: 900 V/cm .
- Gain de la chambre: $2 \cdot 10^4$

Pour ce qui est des performances de cette chambre à dérive, la résolution a été mesurée tant en faisceau tests qu'en expérience, par reconstruction d'événements ne contenant que deux électrons dans l'état final (paires de Bhabha):

- Résolution propre due à la diffusion dans le gaz: 150μ .
- Erreur due à l'électronique de lecture: 50μ .
- Erreur due à la précision du positionnement des fils: 25μ .

L'erreur moyenne, de l'ordre de 200μ , dépend en fait essentiellement de la distance de dérive (figure 34). On en tire, pour la mesure de l'impulsion, une précision $\sigma(p)/p^2$ meilleure que $0,15\%$ GeV^{-1} pour des particules perpendiculaires à l'axe des faisceaux, cette précision augmentant jusqu'à $0,45\%$ GeV^{-1} dans le cas de traces à faible angle polaire.

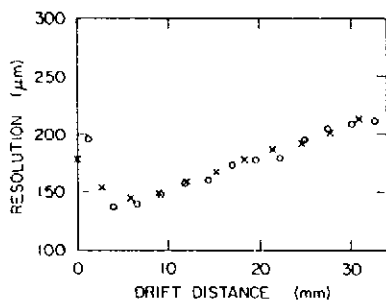


Figure 34:
Résolution intrinsèque (cercles ouverts) et résolution de reconstruction (croix) en fonction de la distance de dérive pour des événements Bhabhas

9. Chambres à projection temporelles (TPC)

On a vu que pour les Chambres proportionnelles multifils ou les chambres à dérive, la trajectoire des particules est mesurée une seule fois par plan de chambre présent. Pour les événements complexes, une reconstruction précise demande une multiplication coûteuse et délicate des plans de mesures (dans le cas de MARKII, douze plans de mesure représentent un total de près de 6000 anodes pour 972 cellules de mesure).

La chambre à projection temporelle, issue de la chambre à dérive, permet d'apporter une solution élégante à ce problème: il s'agit de disposer d'un volume unique de dérive gazeux, dans lequel les électrons d'ionisation libérés par la particule ionisante le long de son parcours dériveront vers une chambre proportionnelle à deux dimensions. Dans ce cas, il est préférable que les électrons de dérive ne subissent pas de déflexion au cours de leur migration. On choisira donc une configuration où le champ magnétique de déflexion des particules sera parallèle au champ électrique de migration. La troisième dimension sera fournie par la mesure du temps de dérive (figure 35).

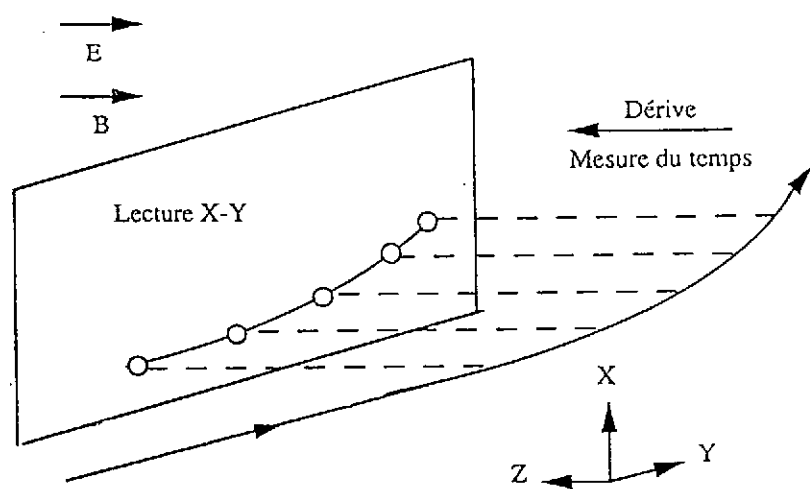


Figure 35:
Principe général de fonctionnement
de la Chambre à Projection
Temporelle (TPC)

De la sorte, on va diviser le volume de la chambre (assimilé au volume gazeux) en cellules dont les dimensions seront fonction de la granularité de la chambre de lecture (coordonnées spatiales) et de la précision de la mesure du temps de dérive (coordonnée temporelle). Une seule chambre de lecture est donc suffisante pour un volume de mesure même important. Et dans la mesure où les champs électriques et magnétiques sont parallèles, un volume total de la chambre de plusieurs m^3 est possible.

L'intérêt de ce type de détecteur est évident: on élimine virtuellement tous les problèmes de combinatoire, le détecteur étant constitué de cellules élémentaires, et l'ensemble du système fournissant directement les coordonnées de points dans l'espace de façon univoque. La contrainte principale est non moins évidente: l'uniformité des champs tant électrique que magnétique est une nécessité pour conserver une taille identique à toutes les cellules de mesure. De fait, on observera une relative imprécision dans la direction de migration des électrons.

La TPC de l'expérience NA36.

Nous avons déjà évoqué cette expérience utilisant des faisceaux d'ions ultra relativistes (160 GeV/nucléon) au CERN. Pour cette expérience, l'enregistrement des traces chargées est confiée à

une TPC placée dans le champ magnétique d'un aimant supra conducteur de 2,7 T (figure 36). Les caractéristiques principales de cette chambre à projection temporelle sont les suivantes (20):

- Volume gazeux: $0,5 \times 0,5 \times 1,0 = 0,25 \text{ m}^3$
- Distance de dérive: 50 cm
- Mélange gazeux: Ar (91%) et CH₄ (9%)
- Vitesse de dérive: $50 \mu\text{nsec}$ (soit un temps de migration maximum de $10 \mu\text{sec}$).
- Chambre de lecture : 40 rangs de 192 anodes de 1 cm de long
espacement de 2,54 mm
Fils de champ intercalés
(La figure 37 donne un aperçu de la configuration des chambres de lecture).
- Gain de la chambre: 10^4 .

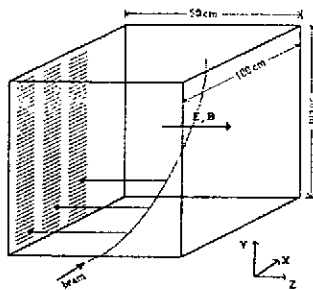


Figure 36:
TPC de l'expérience NA36

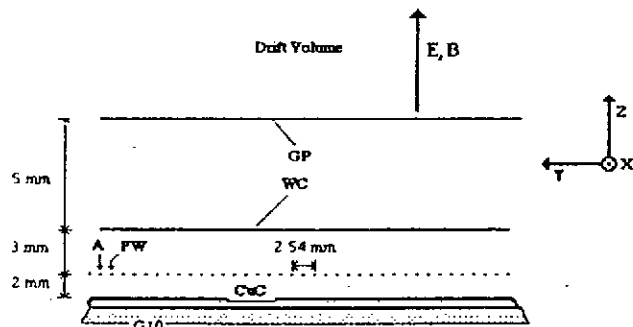
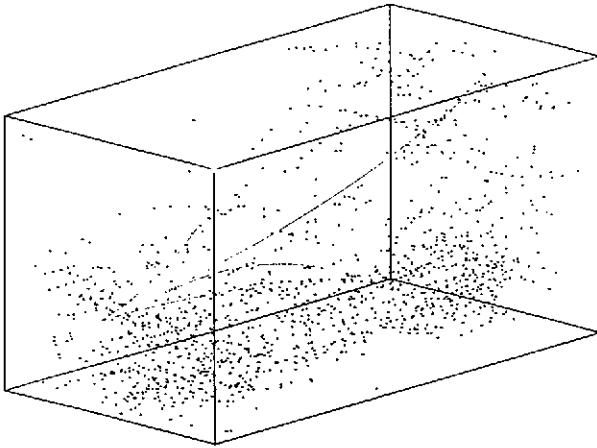


Figure 37:
Chambre de lecture de la TPC

Au total, on compte donc $192 \times 40 = 7680$ fils anodes disposées latéralement par rapport au corps de la chambre. La digitisation du temps de migration s'effectuant selon une horloge de 200 nsec, on va donc découper la largeur de la TPC (50 cm) en 50 "tranches" (50 cm, correspondant à $10 \mu\text{sec}$ de temps total / 200 nsec), soit un nombre total de cellules de $7680 \times 50 = 384\,000$.

Il est intéressant de comparer la granularité de cette TPC (384 000 cellules de $0,65 \text{ cm}^3$ pour 7680 anodes lues) avec celle de la grande chambre à dérive de MarkII (972 cellules de 113 cm^3 pour 5832 anodes).

Au niveau des performances atteintes par cette TPC, il faut noter des résolutions dimensionnelles de $\sigma_x = 7,3 \text{ mm}$, $\sigma_y = 0,73 \text{ mm}$ et $\sigma_z = 1,2 \text{ mm}$ (direction de migration). Cette précision permet d'avoir une séparation entre deux traces de 10 mm dans la direction de migration et de 5 mm dans les deux directions perpendiculaires (figure 38).



La figure 38 montre un événement typique permet de juger de la capacité de la TPC de NA36.

9. Evolution: Chambres gazeuses à micropistes (MSGC).

Dans les futurs collisionneurs prévus à l'horizon 2000, la très haute luminosité escomptée proviendra essentiellement de l'addition de deux facteurs tous deux également pénalisant pour les chambres à fils actuellement utilisées:

La fréquence de croisement des faisceaux sera très élevée, de l'ordre de 20 à 40 Mhz. Le taux d'événements s'y rapportant, toutes les 50 nsec, nécessite un détecteur de traces capable de délivrer un signal dans un temps très court. On pense actuellement être en mesure d'admettre un éventuel "empilement" d'événements sur deux croisements de faisceaux au maximum, mais en tout état de cause, la rapidité des chambres actuelles, de l'ordre de la trentaine de microsecondes, rend problématique leur utilisation pour une machine telle que LHC.

En outre, compte tenu de la multiplicité des événements produits dans ces futurs collisionneurs, la précision actuelle des chambres à fils (MWPC, chambres à dérive, TPC) risque d'être insuffisante pour permettre de séparer clairement des traces proches.

En 1989 - 1990, émerge l'idée, émise par A. Oed de l'ILL (Grenoble), de développer un détecteur du type chambre à fils reposant sur deux principes ²¹):

- une réduction du volume gazeux, autorisant une plus grande rapidité du détecteur (les électrons primaires et secondaires ayant une distance moins grande à parcourir). Cette réduction s'accompagnant évidemment d'une réduction du gain de la chambre (moins de volume traversé par la particule chargée, donc moins d'électrons primaires créés)
- une miniaturisation de la chambre elle-même, en utilisant les techniques de microélectronique développée pour les détecteurs semi-conducteur au Silicium.

Ces Chambres Gazeuses à Micropistes (MSGC pour Micro Strips Gaz Chambers) ont un régime de fonctionnement analogue aux Chambres Proportionnelles Multifils développées par G. Charpak. Les caractéristiques principales en sont (voir figure 39):

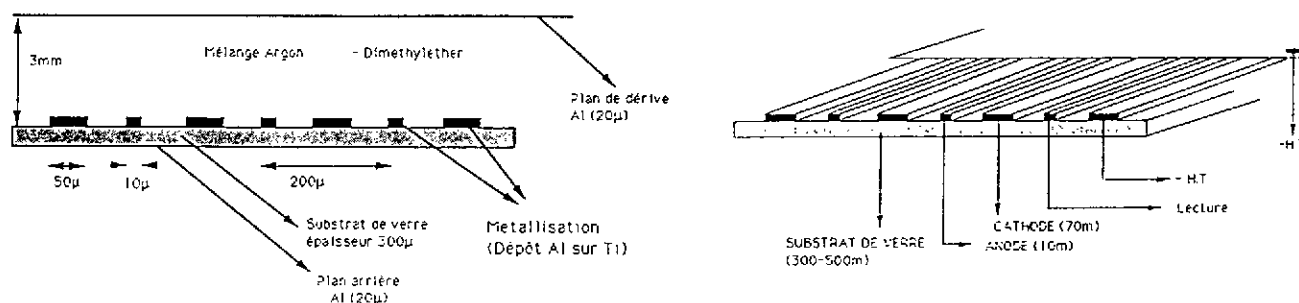
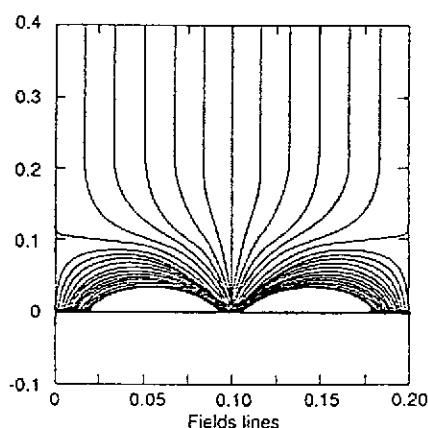


Figure 39:
Chambre Gazeuse à Micropiste (MSGC)

- Pistes anodes de largeur typiques de $10\ \mu\text{m}$ (20 à $50\ \mu\text{m}$ pour les MWPC)
- Pistes cathodes de largeur de 70 à $100\ \mu\text{m}$
- Pas de la chambres de $200\ \mu\text{m}$ (environ $1\ \text{mm}$ pour les MWPC)
- Epaisseur de gaz réduite à quelques millimètres.

Ces détecteurs sont réalisés par des techniques lithographiques, en déposant une fine couche de métal (Or, Al, Cr...) de l'ordre du micron d'épaisseur sur un substrat inerte (verre en général) et en gravant cette couche par des méthodes chimiques (bain) ou par plasma gazeux.



La figure 40 montre les lignes de champs dans une telle structure. On y voit clairement l'effet de focalisation créé par les anodes, ainsi que le parcours des ions créés par l'avalanche vers les cathodes.

Figure 40:
Equipotentielles dans le volume de gaz
et à la surface d'une MSGC

Après la première observation d'un signal dans une telle chambre en 1990, prouvant la validité de la méthode, les premières utilisations en physique expérimentale des MSGC l'ont été au CERN - expérience NA12 avec 4 plans de $2,6 \times 2,6\ \text{cm}^2$ totalisant 512 canaux ²²⁾ - et au GANIL - spectromètre LISE avec un plan de $12,5 \times 12,5\ \text{cm}^2$ comptant 312 canaux ²³⁾ ²⁴⁾ -. Un exemple frappant de la résolution qui peut être obtenue grâce aux MSGC est illustré sur la figure 41 où l'on peut comparer le profil du même faisceau de pions de l'expérience NA12 vu par une chambre à fils classique (largeur mesurée du faisceau de $20\ \text{mm}$) et par les MSGC (largeur de $8\ \text{mm}$).

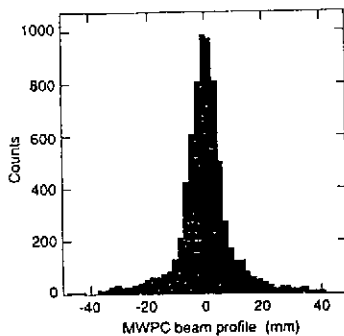
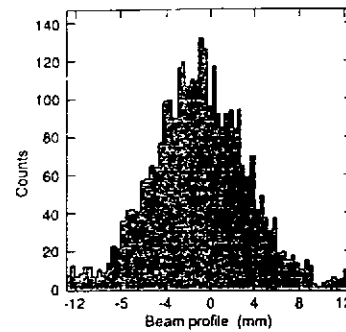
(a) Avec MWPC ($\sigma = 20\text{mm}$)(b) avec MSGC ($\sigma = 8\text{ mm}$)

Figure 41: Profil de faisceau expérience NA12

De façon typique, les MSGC ont un gain assez faible, mais suffisant de l'ordre de 3000 à 4000. D'un autre côté, ce sont des chambres très rapides: les temps de dérive et de collection sont tels que la chambre délivre un signal analysable en moins de 100 nsec. Enfin, la résolution en position mesurée est de l'ordre de grandeur de celle demandée pour le LHC:

- Pour des traces perpendiculaires au détecteur, sans champ magnétique: 20 à 40 μm .
- En présence de champ magnétique, on observe une dégradation : environ 100 μm .
- Pour des traces inclinées, la dégradation de la résolution suit en gros une loi en $\cos^2\theta$ si θ représente l'angle de la trace avec la perpendiculaire.

Peut-on en conclure que les MSGC sont les détecteurs de traces les mieux adaptés aux futures expériences? Ce serait aller un peu vite. En effet, lors des premières expériences (en laboratoire) avec des faisceaux intenses de gammas, il est apparu une rapide dégradation du gain. La cause probable de cet effet pourrait être une modification de la résistance surfacique du substrat, sous irradiation, modifiant ainsi l'écoulement des charges (électrons et ions) induits par l'avalanche. Une autre difficulté inhérente aux MSGC tient au choix du gaz utilisé: compte tenu de la faible épaisseur de gaz ionisant (3 mm), pour atteindre un gain suffisant, il est nécessaire d'avoir un mélange gazeux comprenant du diméthyléther (DME). Ce gaz ayant des propriétés d'attaque importante, le choix des matériaux de construction des MSGC (cadres, joints, tubulures d'amenée de gaz...) devient crucial, et peut amener un surcoût intolérable dès lors qu'il est envisagé de baser un grand détecteur sur des MSGC (dans le cas de l'expérience CMS auprès du LHC, il est prévu de construire un détecteur de traces représentant 20 000 chambres MSGC totalisant 8 millions de canaux...)

Un important programme de recherche et développement est actuellement en cours pour améliorer les performances des MSGC ²⁵). La figure 42 en montre un exemple ²⁶): on voit une nette amélioration de la tenue sous irradiation obtenue par implantation ionique du verre utilisé comme substrat (pour mémoire, la dose de 30 krad servant ici de référence représente moins d'un mois de faisceau au LHC, mais plusieurs années d'utilisation avec les faisceaux actuels du CERN).

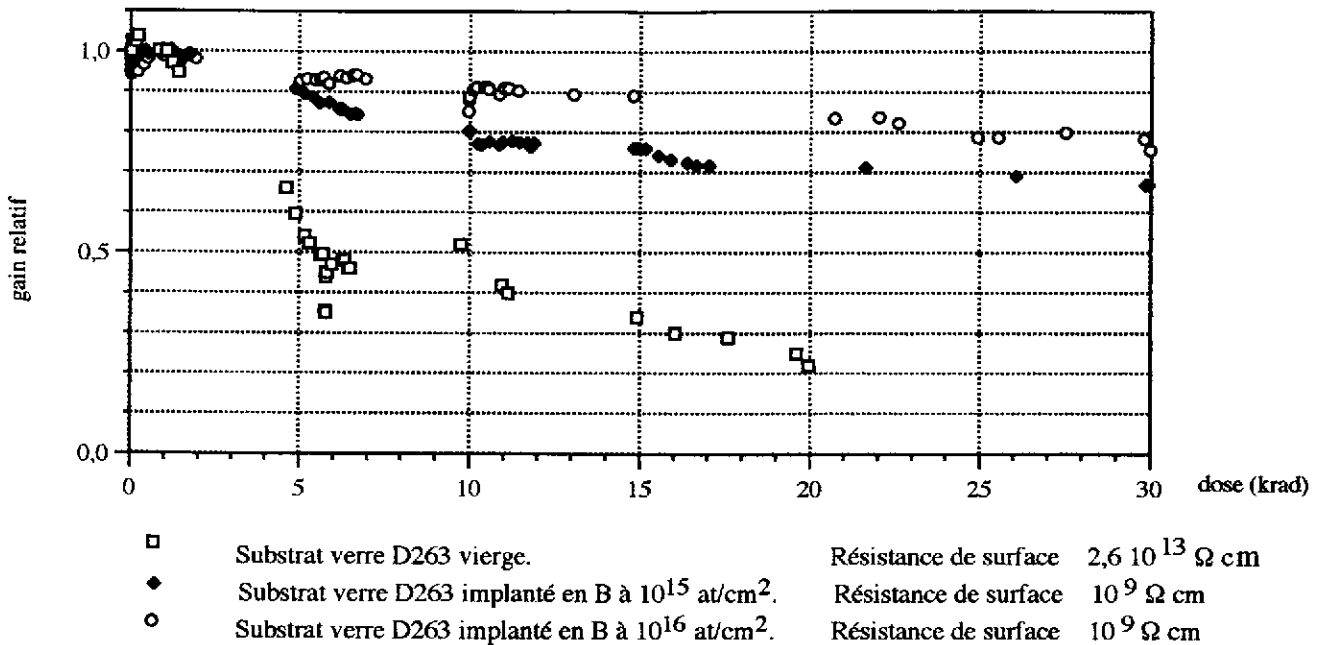


Figure 42:
Evolution du gain d'une MSGC en fonction de la dose d'irradiation pour différents types de substrats.

Une solution possible du problème pourrait être apportée par les Chambres à Micro Gap (MGC) pour lesquelles les pistes cathodiques sont remplacées par un film continu déposé sur le substrat et assurant un écoulement quasi parfait des charges ²⁷⁾ (figure 43). Les pistes anodes sont déposées sur des bandes isolantes (épaisseur actuelle obtenue: 2μ , espérée de l'ordre de $15-20\mu$). On devrait alors résoudre les problèmes dûs à l'irradiation, et disposer d'un gain plus important.

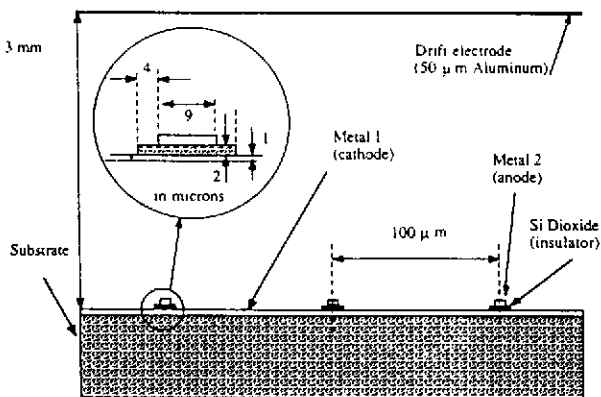


Figure 43:
Prototype de Chambre à Micro Gap (MGC).

Il reste à souligner que pour les Chambres à Micro Gap, qui représentent aujourd'hui le développement ultime des Chambres gazeuses multifils, on retrouve exactement le principe de la première chambre à fils développée par G. Charpak, où les fils anodes sont disposés entre des plans cathodiques. Amusant retour de l'histoire...

REFERENCES

- 1) I. Franck et I. Tamm, Dokt. Akad. Nauk. SSSR 14 (1937) 107
- 2) C. Baglin et coll., Nucl. Phys. B286 (1987) 592
- 3) J.M. Brom Thèse de doctorat d'Etat CRN/HE 85-04 (1985)
- 4) M. Aguilar-Benitez et coll., Nucl. Inst. Meth. A258 (1987) 26
- 5) P. Ladron de Guevara, Proceeding Quark-Gluon Plasma Conférence - Lisbonne (1987) 127
- 6) C. Bovet et coll., CERN 82-13 (1982)
- 7) T. Ypsilantis et J. Séguinot, Nucl. Inst. Meth. 142 (1977) 377
- 8) J. Séguinot, in Comptes rendus de l'Ecole Joliot Curie (1988) 249
- 9) D. Husson, Thèse de doctorat CRN/HE 88-02 (1987)
- 10) R.J. Apsimon et coll., Nucl. Inst. Meth. A241 (1985) 339
- 11) E.G. Anassontzis et coll., Nucl. Inst. Meth. A323 (1992) 351
- 12) R. Arnold et coll., Nucl. Inst. Meth. A273 (1988) 466
- 13) F. Sauli, CERN 77-09 (1977)
- 14) W.R. Leo "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer Verlag (1987)
- 15) D. Ritson, "Techniques of High Energy Physics" Interscience, New York (1961)
- 16) G. Charpak et coll., Nucl. Inst. Meth. 62 (1968) 235
- 17) B. Mouellic et coll., Nucl. Inst. Meth. A262 (1987) 269
- 18) A. Breskin et coll., Nucl. Inst. Meth. 124 (1975) 189
- 19) G.H. Hanson, Nucl. Inst. Meth. A252 (1986) 343
- 20) C. Garabatos et coll., Nucl. Inst. Meth. A283 (1989) 553
- 21) A. Oed, Nucl. Inst. Meth. A263 (1988) 351
- 22) F. Angelini et coll., Nucl. Inst. Meth. A315 (1992) 21
- 23) B. Blank et coll., Nucl. Inst. Meth. A330 (1993) 21
- 24) C. Marchand, Thèse de doctorat CENBG 9210 (1992)
- 25) A. Pallarès et coll., CRN 93-64 (1993)
- 26) V. Mack et coll., CRN 94-09 (1994)
- 27) F. Angelini et coll., Nucl. Inst. Meth. A335 (1993) 69