HAL
open science

Des appareillages en évolution : détection haute résolution en position et en temps

J. Pouthas

To cite this version:

J. Pouthas. Des appareillages en évolution : détection haute résolution en position et en temps. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : de la mesure à la grandeur physique", Maubuisson, (France), du 9-15 septembre 2001 : 20ème session, 2001. cel-00654210

HAL Id: cel-00654210

https://cel.hal.science/cel-00654210v1

Submitted on 21 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.

Hautes résolutions en position et temps avec des Détecteurs gazeux à ionisation

Joël POUTHAS
Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay Cedex ; pouthas@ipno.in2p3.fr

Résumé

Ce cours traite des principes de fonctionnement et des caractéristiques des détecteurs gazeux à ionisation utilisés pour les mesures de position ou de temps. Les deux premières parties sont des rappels des notions essentielles (mouvement des électrons et des ions, multiplication dans le gaz, création du signal) et leurs applications au compteur proportionnel et à la chambre à fils. La formation du signal est expliquée par le théorème de Ramo. Le troisième chapitre porte sur les principaux types de chambres à fils : chambre à dérive, chambre à lecture par influence sur les cathodes, TPC. Il évoque aussi quelques aspects techniques de construction et de vieillissement. Le chapitre suivant présente les détecteurs de type "Plaque parallèle" (PPAC, compteur de Pestov). Une part importante est consacrée aux RPC ("Resistive Plate Chamber") et leurs performances temporelles. La cinquième partie est consacrée aux détecteurs "Micro-pattern" qui utilisent des micro-structures pour l'amplification gazeuse. Après un rappel sur les MSGC, les nouveaux détecteurs MICROMEGAS, CAT, GEM et quelques applications sont présentés. Le dernier chapitre est une bibliographie avec des commentaires sur les sources utilisées.

Abstract

This document presents the principles and the characteristics of the gaseous ionisation detectors used in position and timing measurements. The first two parts recall the main notions (electron and ion motions, gaseous amplification, signal formation) and their applications to the proportional counter and the wire chamber. The explanation of the signal formation makes use of the Ramo theorem. The third part is devoted to the different types of wire chambers : drift or cathode strip chambers, TPC. Some aspects on construction and ageing are also presented. Part 4 is on the detectors in which the multiplication is performed by a "Parallel Plate" system (PPAC, Pestov counter). Special attention is paid to the RPCs (Resistive Plate Chambers) and their timing resolutions. Part 5 concentrates on "Micro-pattern detectors" which use different kinds of micro-structure for gaseous amplification. The new detectors MICROMEGAS, CAT and GEM and some of their applications are presented. The last part is a bibliography including some comments on the documents.

1. Principes généraux des détecteurs gazeux à ionisation

Dans un détecteur gazeux à ionisation, le phénomène primaire est la production de paires électron-ion par interaction des particules dans un gaz ou un mélange gazeux maintenu à pression constante dans une enceinte. La polarisation d'électrodes, placées à la périphérie ou dans le volume de l'enceinte, fournit un champ électrique qui engendre le déplacement des électrons et des ions. Avec des champs électriques intenses, on peut obtenir un accroissement important des charges par des processus d'avalanches dans le gaz. Le déplacement de l'ensemble des charges électriques crée, par influence sur les électrodes, des signaux qui sont traités par des dispositifs électroniques adaptés.

Les processus d'ionisation, d'avalanche, de transport et de diffusion sont bien résumés dans les paragraphes 6.2, 6.3 et 6.4 de la Ref.2. Ils sont développés dans les chapitres 1, 2 et 4 de la Ref.8. Le document de Sauli [9] de 1977 est toujours une source intéressante.

1.1. Ionisation

Le dépôt d'énergie dans un milieu dépend de la nature de la particule et de son énergie. Nous considérerons principalement la détection de particules chargées au minimum d'ionisation. Au delà de la complexité des processus impliqués dans les phénomènes d'ionisation, le plus important pour la détection est le nombre de paires électron-ion créées. Un des paramètres essentiels est donc l'énergie moyenne de création d'une paire. Cette énergie qui, en raison des autres processus d'excitation, est plus grande que le potentiel d'ionisation est d'environ 30 eV. Elle varie avec la nature du gaz : 41 eV pour l'helium ; 26 pour l'argon et 22 pour le xénon [2,8,9]. Pour les détecteurs minces, majoritairement utilisés en mesure de position, le nombre d'interactions de la particule avec le gaz est faible et les différents processus de transfert d'énergie conduisent à des fluctuations importantes qui sont assez bien décrites par une distribution de Landau. Comme le montre la Fig.1, la distribution de Landau est beaucoup plus étendue qu'une distribution gaussienne. Ces grandes fluctuations ont des conséquences sur l'électronique qui doit traiter une grande dynamique de signaux. Dans les processus d'ionisation, il faut aussi ne pas oublier la possibilité d'éjection d'électrons de grande énergie (supérieure à quelques keV) ou "rayons δ" [9] qui peuvent perturber les mesures de localisation.

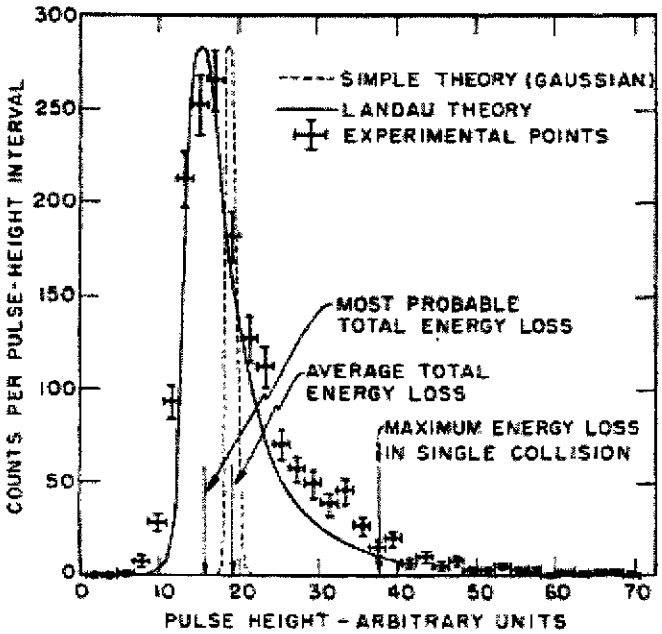


Fig.1. Distribution typique de la perte d'énergie dans un absorbeur mince. Les points expérimentaux ont été obtenus avec un faisceau de protons de 31,5 MeV dans un compteur proportionnel.

(Ref.20, reproduit dans Ref.10).

1.2. Mouvement des électrons et des ions

Sous l'action du champ électrique, les électrons et les ions créés par ionisation sont accélérés et migrent vers les électrodes. Cette accélération est très rapidement interrompue par les collisions avec les molécules de gaz. Les charges se déplacent en fait avec une vitesse moyenne de dérive ("Drift velocity") qui dépend du champ électrique et de la pression de gaz.

Pour les ions positifs, la vitesse de dérive (v^+) s'exprime en fonction du champ électrique (E) et de la pression du gaz (p) par :

$$v^+ = \mu^+ . E . (p_0)/p) \text{ où } p_0 \text{ est la pression normale et } \mu^+ \text{ la mobilité}$$

La mobilité des ions est pratiquement constante sur un grand domaine de champ électrique et dépend de la nature du gaz. Les valeurs typiques [5, 8, 9] vont de 0.5 à quelques $cm^2.V^{-1}.sec^{-1}$. Elles conduisent à des vitesses de dérive très faibles et des temps de collection relativement longs (de l'ordre de la milliseconde pour des détecteurs standards).

En raison de leur faible masse, le mouvement des électrons est plus complexe et la mobilité dépend du champ électrique. Les vitesses de dérive sont de l'ordre de mille fois supérieures à celle des ions [21,22]. La Fig.2 donne des résultats de mesure pour des mélanges gazeux souvent utilisés dans des détecteurs gazeux.

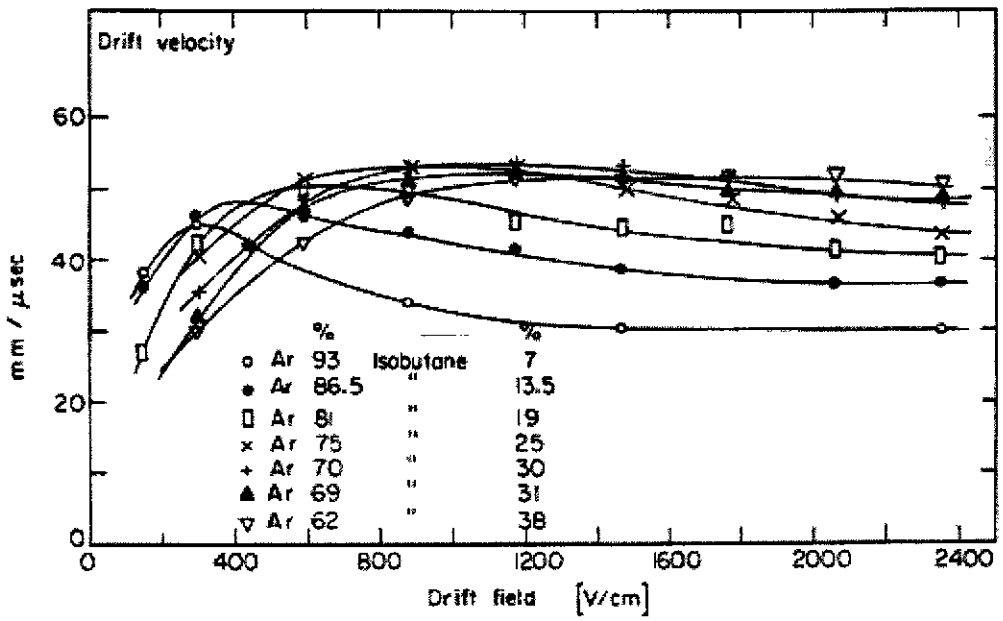


Fig.2. Vitesses de dérive des électrons dans des mélanges d'argon et d'isobutane à pression normale. (Ref.21, reproduit dans la Ref.9).

Une approche incluant les effets de diffusion, de champ magnétique, d'impuretés (gaz électronégatifs), est fournie par Sauli dans son document sur les chambres à fils [9] ainsi que dans le livre de Kleinknecht [5] (chapitre 1.3. "Electrons and ions in gases"). Le chapitre 2 du livre de Blum et Rolandi [8] ("The Drift of Electrons and Ions in Gases") est une présentation détaillée du sujet avec comme objectif une application aux chambres à dérive.

1.3. Multiplication par avalanche

Dans les zones de fort champ électrique, les électrons créés par l'ionisation acquièrent une énergie suffisante pour ioniser le gaz et créer ainsi des électrons secondaires qui peuvent ioniser à leur tour... On obtient ainsi une multiplication du nombre d'électrons par un phénomène d'avalanche.

Le coefficient de multiplication M (nombre d'électrons crées n / nombre d'électrons primaires n_0) sur une longueur x peut s'exprimer par :

$M = n/n_0 = \exp(\alpha.x)$ où α (premier coefficient de Towsend) est la probabilité d'ionisation par unité de longueur.

La valeur de α dépend du champ électrique réduit (*E/p*) qui peut varier à l'intérieur du détecteur. Il faut alors remplacer α par son intégration sur le parcours considéré [2,9,10,23]. La multiplication est limitée par les phénomènes de décharge qui dépendent fortement du mélange gazeux. Raisonnablement, on n'excède pas des gains de l'ordre de 10^4 à 10^6 dans la plupart des détecteurs, sauf pour ceux, comme les compteurs Geiger-Mueller qui utilisent justement ce phénomène de décharge.

1.4. Influence sur les électrodes : Théorème de Ramo

L'idée d'un signal obtenu par "collection des charges" sur les électrodes peut prêter à confusion. Dès leurs apparitions, les électrons et les ions créent par influence sur les électrodes des charges qui constituent le signal du détecteur. L'évolution temporelle de ce signal peut être obtenue par des considérations d'équilibre d'énergie comme cela est fait pour la chambre d'ionisation et le compteur proportionnel dans les Refs 1, 2 et 4. Une autre manière, plus élégante, est de reprendre des travaux anciens comme ceux de Shockley [24] et Ramo [25] sur l'influence des déplacements de charge sur les électrodes de tubes sous vide [26]. L'application du théorème de Ramo aux détecteurs et tout particulièrement aux semiconducteurs a suscité beaucoup de controverses [27] dans les années soixante en raison de la présence de charges fixes dans le volume. Sa validité ne fait plus de doute aujourd'hui [28], même si son application reste parfois délicate. Le théorème de Ramo qui se déduit des théorèmes de réciprocité en électrostatique, peut pour notre application aux détecteurs s'énoncer de la manière suivante :

> Dans un système à n électrodes, la charge (q_a) induite sur "l'électrode a" par une charge ponctuelle (q) en mouvement est donnée par : $q_a = - q.\ \varphi'_a(\mathbf{r})$ et sa variation (dq_a/dt) ou courant induit (i_a) par : $i_a = q.\ \mathbf{v}.\ \mathbf{E'_a}(\mathbf{r})$ où **v** est la vitesse instantanée de q et $\varphi'_a(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E'_a}(\mathbf{r})$ sont le potentiel et le champs électrique qui existeraient avec la charge q en **r**, "l'électrode a" mise à un potentiel 1 et toutes les autres électrodes à un potentiel nul. (Les caractères **en gras** sont des vecteurs)

Remarque. Il faut faire attention au sens du courant qui, dans le théorème de Ramo, est celui reçu par l'électrode. Or, à l'entrée d'une électronique couplée à cette électrode, le courant est "fourni" par le détecteur et donc de sens opposé.

La modélisation du signal peut donc être découplée en deux parties : déplacement des charges dans le champ électrique réel, puis calcul à tout instant de leurs influences électrostatiques. A titre d'exemple (Fig.3), considérons la formation du signal dans un détecteur simple : une chambre d'ionisation.

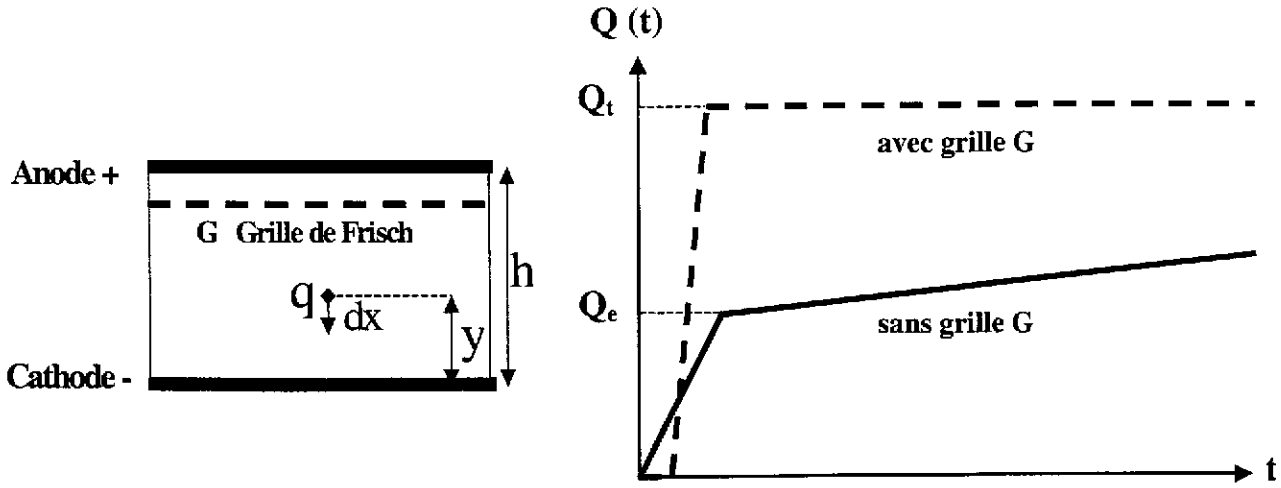


Fig.3. Principe de formation du signal dans une chambre d'ionisation. Q(t) est la charge reçue par l'anode du détecteur. (voir texte).

Considérons une paire électron/ion créée dans une chambre d'ionisation, c'est à dire entre deux plaques ayant une différence de potentiel V_a. Soit q la charge électrique de l'ion. La variation de charge (dQ_i), vue par l'anode, pour un déplacement dx, est donnée par:

$$i = dQ_i/dt = q \cdot v \cdot E(\text{pour } Va = 1) = q \cdot (dx/dt) \cdot (1/h)$$
$$\text{et } dQ_i = q \cdot (1/h) \cdot dx$$

L'expression est la même pour l'électron (charge –q) qui se déplace dans l'autre sens (-dx')

Lorsque la charge positive (ion) s'éloigne de l'anode (dx) , la variation de charge due à ce mouvement est : $dQ_i = q.dx/h$. De même, l'électron en s'approchant (dx') crée une variation de charge (également positive) et égale à : $dQ_e = q.dx'/h$. En intégrant sur les parcours respectifs, on obtient finalement :

Charge due à l'ion :	$Q_i = q \cdot y/h$	
Charge due à l'électron :	$Q_e = q \cdot (h-y)/h$	
Charge totale :	$Q_t = q$	et non pas deux fois q !

L'influence s'arrête lorsque les charges atteignent les électrodes et la contribution des électrons et des ions au signal dépend de la proximité, (y) ou (h – y), des électrodes. En raison de leur grande différence de vitesse, la contribution des électrons est beaucoup plus rapide que celle des ions (cf. Fig.3). L'introduction d'une grille (dite de Frisch) permet de limiter la formation du signal à l'influence du seul mouvement des électrons entre cette grille et l'anode et d'obtenir ainsi un signal (assez rapide) ne dépendant pas de y. Le mouvement des ions est "écranté" (comme celui des électrons) jusqu'à la traversée de la grille.

Le théorème de Ramo ne donne pas la distribution des charges en surface des électrodes, un paramètre important dans les mesures de localisation. Pour l'obtenir, on peut recourir à une autre méthode : calcul du champ E_s en surface du conducteur, puis déduction de la densité de charge par $\varepsilon_0 . E_s$. (cf. par exemple le § 6.8 de Feynmann [29]).

1.5. Electronique de lecture

Les informations des détecteurs ne peuvent être exploitées qu'avec une électronique de lecture adaptée. En première approximation, le détecteur est équivalent à un générateur de courant (I_D) placé aux bornes d'un condensateur de capacité équivalente au détecteur (C_D). En régime d'impulsion qui est le mode utilisé pour les mesures de position et de temps, la chaîne de mesure comprend en général (avant la conversion numérique) un préamplificateur suivi d'un filtre. Le choix de ces éléments dépend des optimisations recherchées telles que le rapport signal sur bruit, les fluctuations temporelles ou le taux de comptage [12].

La simulation de la forme du signal se fait en passant par un calcul symbolique en transformée de Laplace. A l'entrée de l'électronique, représentée par sa fonction de transfert H(p), on injecte le signal fourni par le détecteur [courant $I_D(p)$] en tenant compte des caractéristiques du détecteur tels que sa capacité [12]. Pour trouver la forme temporelle du signal, il faut souvent recourir à des méthodes numériques car les solutions analytiques n'existent que dans des cas simples. Néanmoins, il est toujours intéressant d'essayer de simplifier le problème et de "se représenter le signal" en ne conservant que les constantes de temps intéressantes dans la zone d'étude.

A titre d'exemple (Fig.4, à droite), reprenons la chambre d'ionisation connectée à une électronique simplifiée réduite à un préamplificateur de charge de contre réaction RC. Le fonctionnement peut être assimilé (au premier ordre) à la charge de la capacité ($dV/dt = I_D/C$) en concurrence avec la décharge à travers la résistance (constante de temps RC). La Fig.4 montre les effets pour des constantes de temps courtes et longues devant le temps de collection des ions (t^+). Dans cet exemple, on a pu représenter simplement la forme du signal du détecteur en considérant que le rôle de la capacité du détecteur (C_D) était négligeable et que le temps de montée du préamplificateur était rapide devant le temps de collection des électrons (t^-), c'est à dire que les charges générées par le détecteur étaient instantanément transférées sur la capacité de contre réaction (C) du préamplificateur.

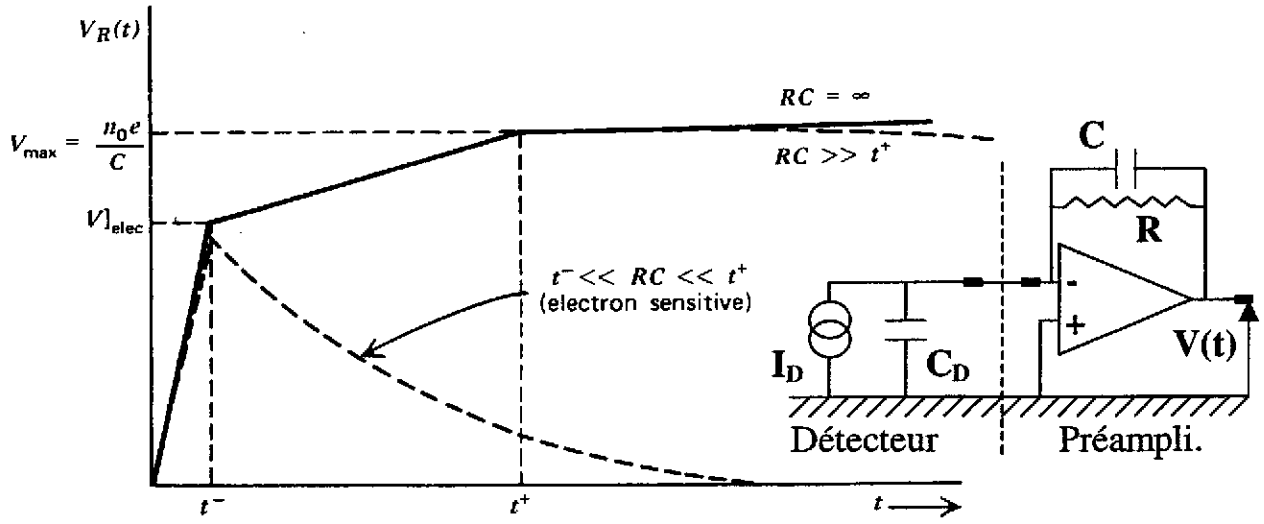


Fig.4. Forme du signal en sortie d'un préamplificateur de charge (inverseur) couplé à l'anode d'une chambre d'ionisation sans grille de Frisch. Les charges sont intégrées sur le condensateur de capacité C. La décroissance du signal dépend des rapports entre la constante de temps du préamplificateur (RC) et les temps de collection des électrons (t^-) et des ions (t^+). Pour les temps longs, on voit la totalité de la charge, mais pour un RC relativement faible le signal ne provient que du mouvement des électrons. (La courbe est extraite de la Ref.1).

2. Du compteur proportionnel à la chambre à fils

Le compteur proportionnel est l'exemple type souvent présenté [1,2,3,4,6,9,16]. Il permet de bien introduire les différents régimes de multiplication dans les gaz (de la chambre d'ionisation au compteur Geiger) et il constitue l'élément de base pour la compréhension de la chambre à fils proportionnelle (MWPC : Multi-Wire Proportional Chamber)

2.1. Compteur proportionnel

Un compteur proportionnel est constitué d'une enceinte cylindrique (cathode) avec un fil au centre (anode). Dans cette configuration (Fig.5), le champ électrique à la distance r du centre est : $E(r) = V_a / r \cdot \ln(r_c/r_a)$.

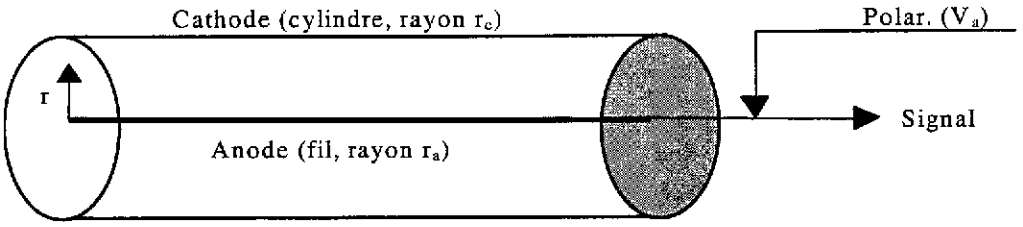


Fig.5. Schéma de principe d'un compteur proportionnel.

De grandes valeurs de champ électrique (10^5 V/cm à la pression normale) peuvent être obtenues au voisinage du fil avec un fil mince (r_a de 10 à 50 µm). La Fig.6 souvent reproduite [30] illustre les différentes régions de fonctionnement d'un compteur à gaz. A très basse tension de polarisation, il y a recombinaison (région I). Lorsque la tension est suffisante, la collection complète est atteinte et on a le régime de chambre d'ionisation (région II). Dans la région III, il y a multiplication avec proportionnalité à la charge déposée. Si on accroît encore la polarisation, on atteint le régime de saturation de gain ou Geiger-Müller (région IV).

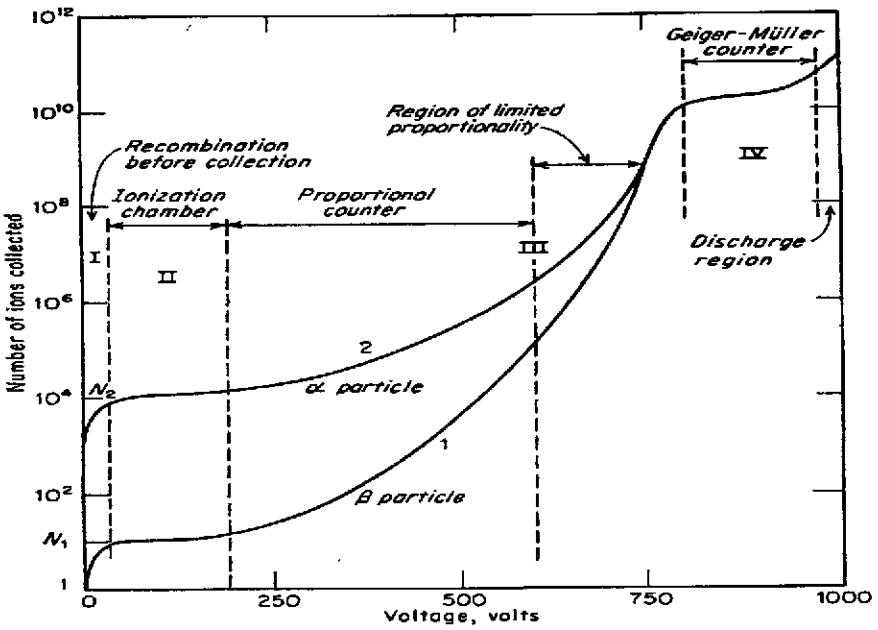


Fig.6. Différents régimes de fonctionnement d'un détecteur à gaz construit suivant le principe de la Fig.5. La courbe représente le nombre d'ions collectés pour différentes tensions d'alimentation et deux particules de pouvoir ionisant très différents (Ref.30).

Le choix du gaz est discuté dans les références 8 et 9. En général, on utilise un mélange avec une composante principale de gaz noble (comme l'argon) et un gaz poly-atomique, le "quencher", (comme l'isobutane) dont le rôle est d'absorber les photons générés par l'excitation du gaz principal.

Pour obtenir une forme approchée du signal, on peut considérer que le mouvement des électrons (et a fortiori des ions) primaires est négligeable devant celui des charges produites en grand nombre dans l'avalanche. Cette avalanche ayant lieu dans la proximité immédiate du fil, on peut négliger le déplacement (très faible) des électrons et dire que le signal provient essentiellement de la dérive des ions créés dans l'avalanche, comme cela est justifié par Mathieson [16 (appendix7)]. Dans le chapitre 2 de son livre, Mathieson [16)] utilise le théorème de réciprocité en électrostatique (analogue au théorème de Ramo) pour calculer la forme temporelle du signal "fourni" par le détecteur sur le fil d'anode :

$$Q_a(t) = - [Q_0 / 2.\ln(r_c/r_a)] \,.\, [\ln(1 + t/t_0)]$$

où $t_0 = [r_a^2 . \ln(r_c/r_a)] / 2.\mu.V_a$ est un temps caractéristique du détecteur (μ est la mobilité des ions et Q_0 leur charge totale).

Ce résultat est présenté sous différentes formes suivant les auteurs. Certains introduisent la capacité par unité de longueur [$2.\pi.\varepsilon / \ln(r_c/r_a)$] ou la tension de sortie sur l'anode en supposant le système isolé [1,2)].

Le compteur proportionnel est un système fermé à deux électrodes. La charge induite sur la cathode est simplement l'opposée de celle de l'anode. Le courant $i_a(t)$ ("fourni" par l'anode du détecteur) est obtenu directement [D1)] ou par dérivation temporelle de $Q_a(t)$:

$$i_a(t) = - [Q_0 / 2.t_0.\ln(r_c/r_a)] \,.\, [1 / (1 + t/t_0)]$$

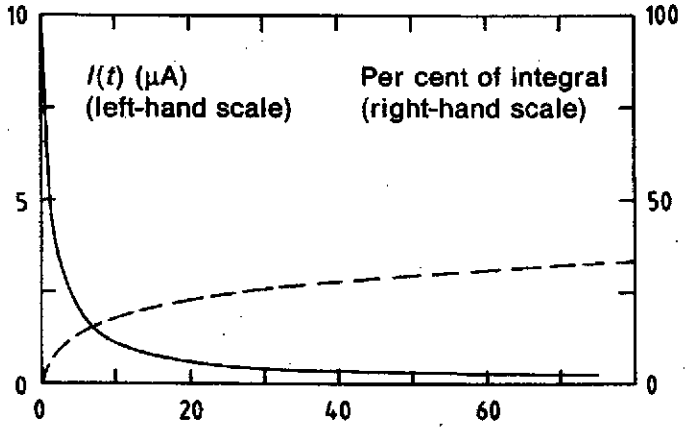


Fig.7. Forme du signal en courant dans un compteur proportionnel avec t_0 = 1,25 ns et r_c/r_a = 500. La ligne pointillée est l'intégrale de ce signal (charge) exprimée en pourcentage du total sur l'échelle de droite. Le temps (en abscisse) est en nanosecondes. (Ref.8)

Le signal (Fig.7) a une composante rapide et une composante de très longue durée souvent appelée "traînée ionique" bien que tout le signal (y compris la partie rapide) soit produit par le déplacement des ions de l'avalanche. La traînée devient gênante lorsque le taux de comptage s'élève car elle entraîne des empilements de signaux. Certains préamplificateurs contiennent des filtres de suppression de ces traînées. La forme du signal de la Fig.7 correspond plutôt à une ionisation ponctuelle dans le volume du détecteur (Cas des rayons X). Pour des particules chargées, il faut prendre en compte la distribution temporelle des électrons primaires et superposer les réponses pour différents temps d'arrivée de ces électrons dans la zone d'avalanche. Comme le montre l'étude de la Ref.31, ce phénomène influence le temps de montée du signal qui dépend de la répartition de l'ionisation primaire et du mélange gazeux. La connaissance de la forme du signal est importante pour les détecteurs où la mesure de position est déduite du temps de dérive des électrons (cf. ci-dessous § 3.1).

2.2. Amplification en mode SQS ("Self Quenching Streamer")

Dans le champ électrique intense d'un compteur de type Geiger, l'avalanche produit de nombreux électrons mais aussi des photons qui, en se propageant dans le détecteur, créent de nouvelles avalanches. On obtient un signal de grande amplitude (Région IV de la Fig.6) mais de très faible qualité en position car la décharge se propage tout le long du fil. Si on augmente la proportion de "gaz quencher", on peut avoir une décharge localisée tout en conservant un gain relativement élevé. Le détecteur fonctionne alors en mode dit S.Q.S (Self Quenching Streamer) ou simplement "Streamer" [32,33]. Un exemple de régime de fonctionnement de ce type de détecteur ("Streamer tubes") [6,33] est présenté sur la Fig.8 pour un mélange gazeux d'argon (60%) et d'isobutane (40%). On voit clairement le passage du mode proportionnel au mode streamer avec coexistence des deux modes autour de 3.5 kV. Des assemblages de "Streamer tubes" en plastique ont été proposés par Iarocci [34] en physique des hautes énergies. Pour ce type d'application, la tendance aujourd'hui est plutôt d'utiliser des RPC ("Resistive Plate Chambers") qui fonctionnent (ou non) dans ce mode "streamer", mais avec une configuration de type plaques parallèles (cf. ci-dessous, chapitre 4, § 4.4).

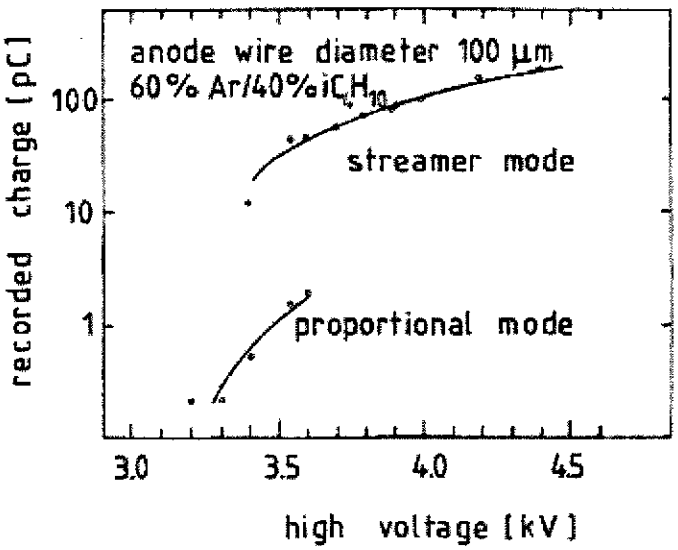


Fig.8. Charge collectée dans un "Streamer tube" en fonction de la tension d'anode. On voit bien le passage du mode proportionnel au "mode streamer" avec cependant une coexistence des 2 modes autour de 3,5 kV. (Ref.33 et 6)

2.3. Chambre proportionnelle multi-fils (MWPC)

La chambre à fils, inventée au CERN par Charpak [35] en 1967-1968 s'est rapidement développée. Elle peut être considérée comme un ensemble continu de compteurs proportionnels. Mais, pour parvenir à cette idée, apparemment simple, fallait-il encore imaginer que l'effet du couplage capacitif entre les fils (dû à l'absence de séparation par des cathodes) serait largement dépassé par l'effet de l'avalanche au voisinage des fils d'anode. Une chambre à fils est donc un ensemble d'anodes constitués de fils minces équidistants, placés entre deux plans de cathode (Fig.9).

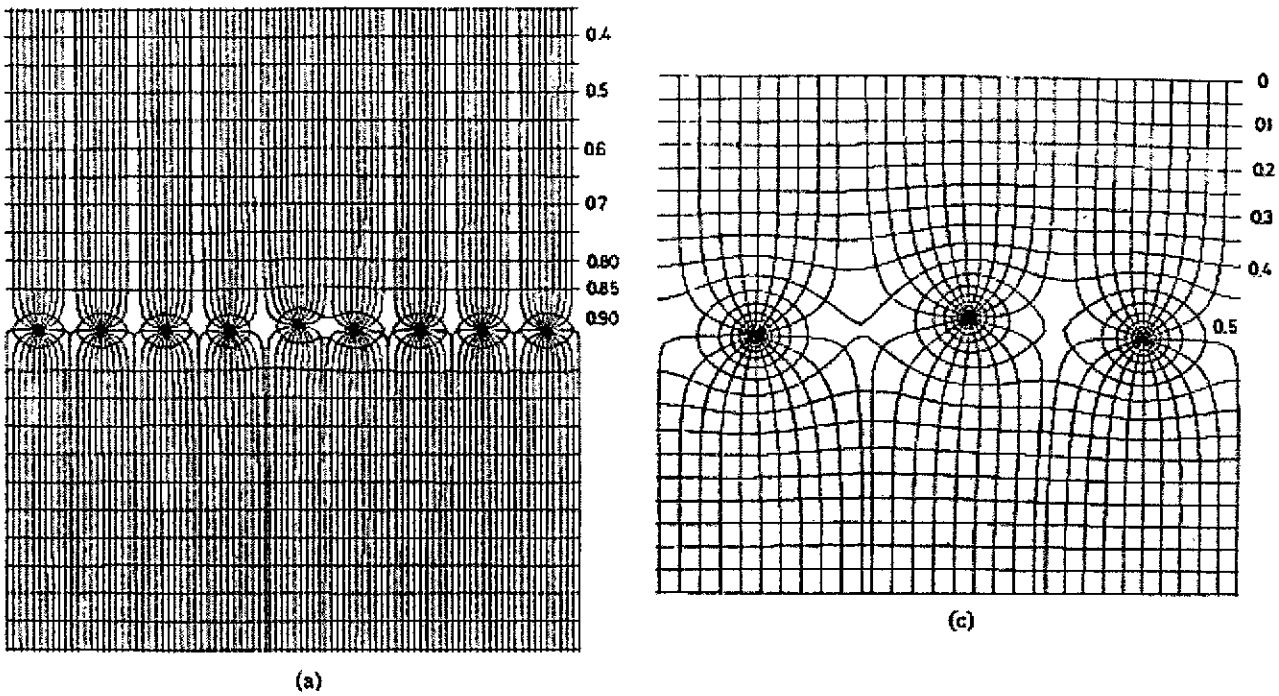


Fig.9. Equipotentielles et lignes de champ dans une chambre à fils plane (vue dans une coupe perpendiculaire aux fils). Les paramètres géométriques essentiels sont la distance entre fils (s), la distance du plan d'anode (fils) au plans de cathode (h) ainsi que le diamètre du fil (r_a). Sur cette figure r_a = 40 µm et (s = 1 mm , h = 8 mm) à gauche (a) et (s = 3 mm , h = 4 mm) à droite (c). On peut voir aussi l'effet d'un léger déplacement de fils (Ref.36).

En première approximation, les électrons primaires créés lors de l'ionisation se dirigent vers un seul fil et la précision de localisation dans une chambre à fils "classique" est donnée par l'espacement (s) des fils. Pour des raisons d'instabilité des fils (portés au même potentiel), il est difficile d'avoir une valeur de "s" inférieure à 1 mm sur de petits ensembles et à 2 mm sur de grandes surfaces. Nous renvoyons au chapitre 6 du cours de Sauli [9] (résumé dans la Ref.37 et souvent repris dans d'autres études) pour les informations essentielles sur les MWPC. Dans les chapitres 3, 4 et 5 de son étude, Mathieson [16] développe les aspects théoriques (et leurs approximations) liés à la formation du signal : potentiel, lignes de champ, trajectoires des ions, influences sur les fils d'anode et sur les plans de cathode.

2.4. Signal induit sur les cathodes d'une chambre à fils

La connaissance de la distribution de charges induite sur les cathodes d'une MWPC est importante car elle peut conduire à de très bonnes résolutions spatiales (cf. chapitre suivant, § 3.2). Le calcul à une dimension peut se faire par la méthode des images en supposant que la charge créée dans l'avalanche est simplement localisée à mi-distance entre les 2 plans de cathode [29,38]. Gatti et al. [39] donnent une formule empirique à trois paramètres pour l'induction développée dans la direction parallèle aux fils d'anode. L'étude la plus complète est celle de Mathieson, d'abord publiée dans la série d'articles, "Cathode charge distribution in multiwire chambers" [40], puis résumée dans sa monographie [16] . Un des résultats principaux, dans la continuité des travaux de Gatti, est l'expression, en fonction d'un seul paramètre (K_3) de la distribution de charge induite $\rho(\lambda)$ (avec $\lambda = x/h$) sur les cathodes planes d'une chambre

symétrique. Les formules de Mathieson et la signification des variables sont données dans la Fig.10. Les résultats sont remarquables car les paramètres géométriques de la chambre (h, s, r_a) sont rassemblés (pour un grand domaine de variation) en une seule valeur (K_3) à la fois pour des coordonnées (x) parallèles et perpendiculaires au plan de fils. Pour les petites valeurs de h/s (h/s<1, rares dans les chambres réelles), le paramètre K_3 diffère légèrement pour les 2 directions (cf. les Fig. 5.3 a) et b) de la Ref.16).

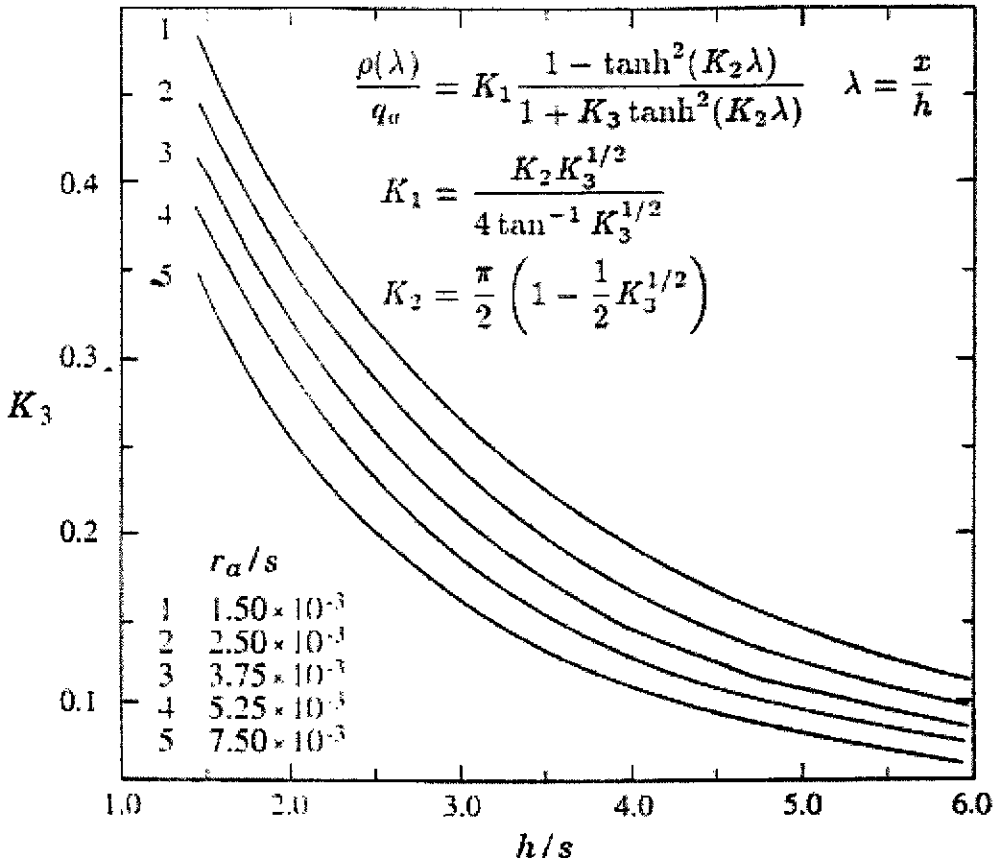


Fig.10. Formules de Mathieson donnant la distribution de charge induite $\rho(\lambda)$ sur les cathodes d'une chambre symétrique en fonction de la coordonnée réduite $\lambda = x/h$ où h est la distance anode /cathode, x la coordonnée sur un axe parallèle ou perpendiculaire à la direction des fils, r_a est le rayon du fil, s la distance entre fils et q_a est la charge totale induite (sur le fil d'anode). Cette distribution de charge est exprimée en fonction des paramètres K_1 , K_2 et K_3 qui peuvent se calculer à partir des valeurs de K_3 données (en fonction de h/s) sur les abaques de la figure. (Ref.16 et 40)

3. Chambres à fils à dérive, à pistes, à damiers. TPC

Une chambre à fils classique (MWPC) fournit une mesure de position à une dimension dont la précision est directement liée à l'écartement des fils (s). Si on considère simplement que les mesures suivent une distribution carrée de largeur s centrée sur le fil, la "résolution rms" ("root mean square", écart type de la distribution des mesures) est $\sigma=s/\sqrt{12}$. Différentes méthodes de lecture permettent d'améliorer considérablement cette résolution. Nous allons donner un résumé des deux principales : la mesure du temps de dérive des électrons primaires et l'utilisation de l'influence sur les cathodes. La localisation par division de charges sur un fil résistif (compteur proportionnel [41]) et même chambre à fils [42,43]) qui permet de limiter le nombre de voies d'électronique, n'est plus beaucoup utilisée aujourd'hui. On peut en trouver une analyse théorique dans la Ref.44 et une description d'applications en physique nucléaire (compteur proportionnel) dans la Ref.10. Nous terminerons par un bref aperçu sur un détecteur gazeux tridimensionnel : la "T.P.C.", "Time Projection Chamber", traduit souvent par "chambre à projection temporelle".

3.1. Chambres à dérive (Drift Chambers)

Dans une chambre à dérive, la mesure de position est déduite du temps de dérive, c'est à dire du temps mis par les électrons primaires pour parvenir dans la zone de multiplication au voisinage des fils. Ce mode de fonctionnement nécessite une référence temporelle fournie par un système de déclenchement externe, comme, par exemple, des scintillateurs plastiques. La Fig.11 (Haut) donne le schéma de principe de la première chambre à dérive [45]) introduite en 1969. Dans l'espace de 3 cm placé au dessus d'une chambre à fils, la mesure du temps de dérive entre le passage des particules du faisceau et la MWPC donne la coordonnée verticale. La première chambre véritablement opérationnelle avec son système de lecture électronique a été construite en 1971 par Walenta [46]) (Fig.11, Bas). Les fils d'anode (sense Wire), séparés par des fils de champ (field Wire), constituent un plan placé entre deux plans de cathode à fils.

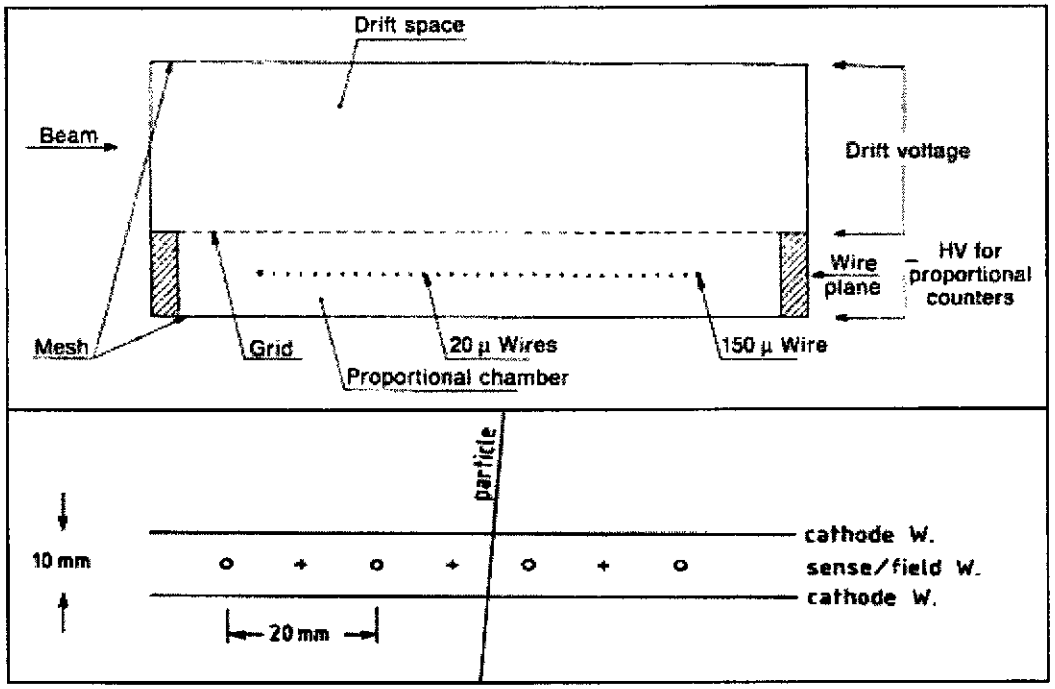


Fig.11. Premières chambres à dérives de Bressani et al. (partie supérieure de la figure, Ref.45, 1969) et de Walenta et al. (partie inférieure, Ref.46, 1971). (Extrait de la Ref.8)

Les chambres à dérive sont encore très utilisées aujourd'hui car elles donnent de bonnes résolutions en position avec des détecteurs de très faibles longueurs de radiation, c'est à dire de faibles épaisseurs de matière. On peut citer par exemple la détection de paires d'électrons dans les chambres [47] du projet HADES dont la construction s'achève actuellement au GSI (Darmsdat, Allemagne). Chaque station de détection (2 avant et 2 après un aimant toroïdal) est composée de 6 secteurs. Chaque secteur est un ensemble compact de chambres à dérives comprenant 13 plans de fils successifs (7 cathodes et 6 "anode/champ"). Les fils des plans d'anode/champ ont des inclinaisons différentes afin de traiter les ambiguïtés dues aux multiparticules. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 100 μm.

Le livre de Blum et Rolandi [8] présente quelques exemples de chambres à dérive (chapitre 10), mais surtout il traite des fondements physiques et donne des résultats de mesure des phénomènes essentiels tels que l'ionisation, la dérive et la multiplication dans les gaz. Le chapitre 6 est consacré à la précision des mesures de position et à leurs limites fondamentales tels que la présence de champ magnétique ou l'ionisation sous forme de "clusters" le long de la trajectoire de la particule. Le chapitre 7 traite de la précision de reconstruction des traces à partir des mesures dans les chambres, car ce type de détecteur est principalement utilisé pour mesurer des trajectoires de particules et leurs déviations dans des champs magnétiques. La qualité de détection ne prend véritablement son sens que dans le système global incluant les méthodes de "fit", ou comme le disent avec humour les auteurs : "The proof of the pudding is in the eating, and the proof of the drift chamber is in the track parameters" [8, page 201].

3.2. Chambres à lecture par influence sur les cathodes

Au lieu de considérer le signal induit sur les fils, on peut s'intéresser à celui créé sur les cathodes d'une chambre à fils. La Fig.12 donne la forme de la distribution en charges dont l'approche théorique a été résumée dans le chapitre précédent (§ 2.4). Si dans une chambre, un (ou les deux) plan de cathode est fractionné en pistes ("strips"), il est possible d'obtenir des signaux induits sur plusieurs pistes adjacentes (cf. schéma de principe de la Fig.13).

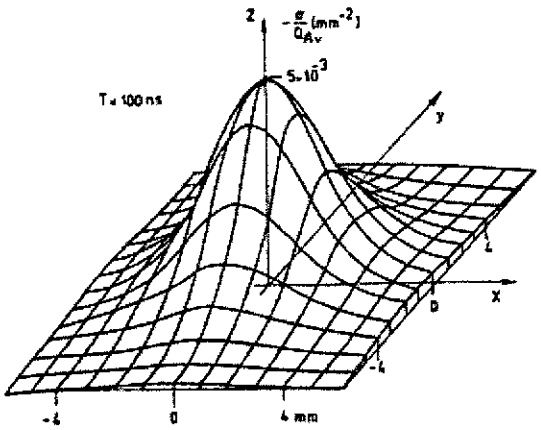


Fig.12. Forme de la distribution de charge induite sur un plan de cathode de chambre à fils (Ref.48)

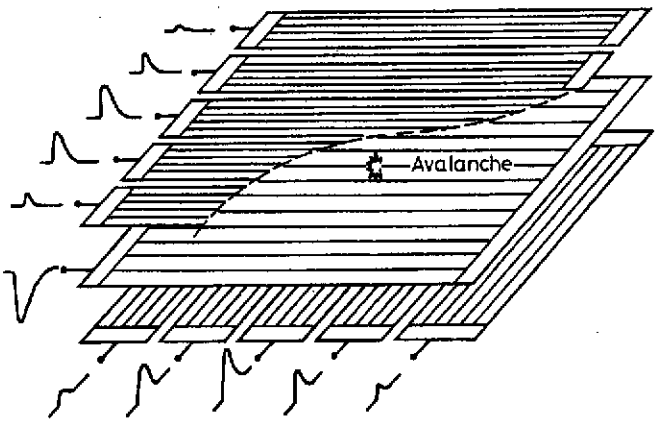


Fig.13. Schéma de principe d'une chambre à fils de type CSC (Cathode Strip Chamber) (Ref.49)

La mesure de localisation (position de l'avalanche sur le fil) résulte d'algorithmes de reconstruction tel que le calcul de centre de gravité des charges induites sur les pistes [50]. Les deux cathodes peuvent être divisées en pistes (fils ou bandes sur des plans), mais la précision de la mesure n'est pas la même dans les deux directions. En effet, le signal est lié à la position de l'avalanche sur le fil et on obtient une meilleure résolution que dans la direction des fils. Dans l'autre direction (perpendiculaire aux fils), la précision est celle d'une chambre classique donnée par l'écartement des fils.

La division des plans de cathodes peut se faire de différentes façons : en pistes (CSC ou Cathode Strip Chamber) [49, 51], en pavés ou damiers (CPC ou Cathode Pad Chamber) [52] et même en formes plus complexes : chevrons, "Backgammon", "Wedge and strip electrode"[53]... Dans sa thèse [D1], Bo Yu donne une revue de ces différentes méthodes d'interpolation. A titre d'exemple, citons les chambres (CPC) de trajectographie du "Bras Dimuons" d'ALICE [D2,D3]. Une des difficultés résulte de la grande densité de particules au sein du même événement qui entraîne un morcellement important des plans de cathode et un grand nombre de voies d'électronique. Des résolutions spatiales de l'ordre de 30 µm ont étés obtenues (dans la direction des fils) sur des prototypes [D4] avec des distances entre fils et entre anode/cathode de 2,5 mm et des largeurs de damiers de 5 mm. En tenant compte de l'inclinaison des trajectoires (de 2 à 10 degrés) et en considérant la totalité de la chambre, les résolutions devraient rester inférieures à 100 µm. Cette résolution est quand même plus de 7 fois (localement 25 fois) meilleure que la résolution ($2{,}5 / \sqrt{12}$) d'une chambre à fils de même pas ! Ces performances ne peuvent être obtenues qu'avec une électronique bas bruit et des étalonnages soignés.

3.3. Chambre à projection temporelle (TPC)

Il existe différentes réalisations de chambres à fils en volume [6,8], mais comme le dit Grupen "The *crème de la crème* of track recording in cylindrical detectors at the moment is realized with the time projection chamber" [6, page 117]. La TPC est en général un détecteur cylindrique double (Fig.14) avec une cathode centrale portée à un fort potentiel et deux anodes équipées de détecteurs. Dans le champ électrique (cathode/anode de l'ordre de 20 kV/m), les électrons créés par ionisation le long de la trajectoire de la particule se déplacent vers l'anode. Les temps de dérive donnent les distances de la trajectoire à l'anode (dimension Z). Les secteurs d'anode sont constitués de chambres à fils à lecture bidimensionnelle (dimensions X et Y) sur un plan de cathode fractionné en damiers ("pads"). La seconde cathode (coté volume de la TPC) est une grille qui doit être largement transparente aux électrons venant de la trajectoire.

Le principe et le nom de "T.P.C." ont été introduits dès 1976 par D. Nygren à Berkeley et le premier détecteur de ce type a été construit avec succès pour l'expérience PEP-4 à Standford [D5]. Les TPC ont été principalement utilisées sur des anneaux de collision, comme au LEP dans les expériences ALEPH [54, 55] et DELPHI [56]. C'est encore le cas aujourd'hui avec les expériences utilisant des faisceaux d'ions lourds de très haute énergie: STAR [57] sur RHIC ou ALICE [D6] sur le futur LHC. La TPC est en général positionnée autour de l'axe du collisionneur et dans un champ magnétique uniforme de même direction. Le champ magnétique permet non seulement de mesurer l'impulsion des particules à partir de la déviation de leurs trajectoires, mais il joue aussi un rôle important dans la séparation des traces voisines. En effet, le champ magnétique et le champ électrique ayant la même direction, la diffusion transverse reste limitée pendant le processus de dérive des électrons.

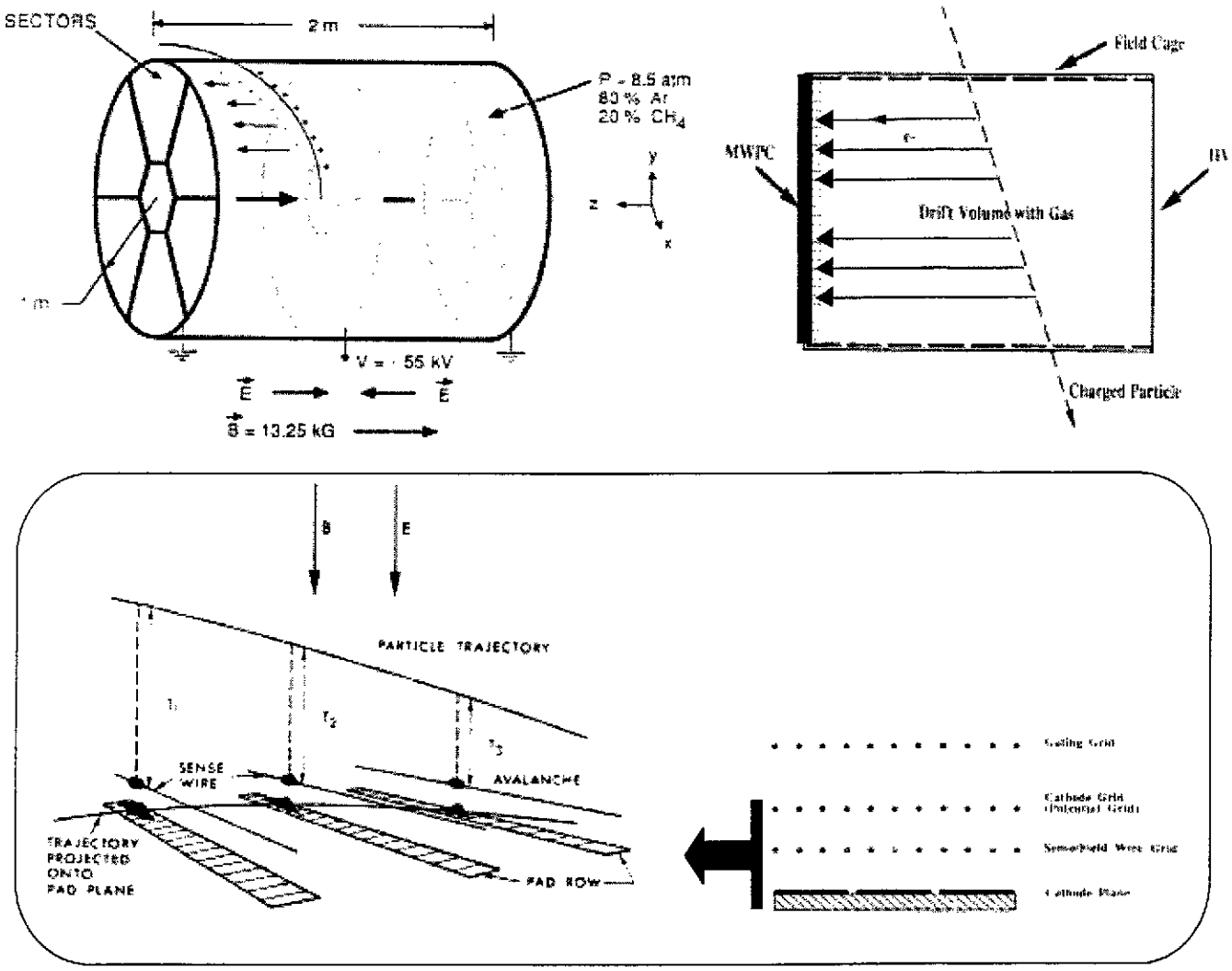


Fig.14. Schéma de principe de la TPC de PEP 4 (en haut, à gauche). La coordonnée (Z) est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons entre la trajectoire de la particule et le détecteur (MWPC) placé à l'extrémité de la TPC (en haut, à droite). Le principe de la mesure en X, Y sur la chambre à fils ainsi que le déclenchement (gating grid) sont présentés dans l'encadré (en bas). (Extrait de la Ref.11)

La TPC est principalement un détecteur de mesure de trajectoires (positions en 3 dimensions), mais elle peut servir aussi à l'identification de certaines particules par mesure de leurs pertes d'énergie (dE/dX) le long des trajectoires [58]. La construction et le fonctionnement d'une TPC n'est pas aussi simple que peut le laisser supposer son principe. Par exemple, il faut introduire une grille écran (commandée par un déclenchement ou "Trigger") entre le volume de dérive et les détecteurs d'anode de façon à limiter l'envoi d'évènements inintéressants et à bloquer le retour des ions d'avalanche dans le volume de dérive [8,11]. Etant donnés les temps de dérive importants et le type de fonctionnement, la TPC est un détecteur ayant une forte capacité de mesure simultanée d'un grand nombre de traces dans un volume proche de 4π, mais avec un taux de comptage en général faible. Par exemple, pour ALICE et les collisions centrales en Pb-Pb au LHC [D6], on attend 20 000 traces de particules chargées primaires et secondaires. Le taux de comptage prévu pour l'acquisition de données est de 40 Hz pour la physique des di-électrons, taux qui peut être étendu jusqu'à 200 Hz.

Le document (70 pages) de T. Lhose et W. Witzeling du CERN, publié en 1992 comme chapitre de livre [11], constitue encore aujourd'hui une source très complète sur les TPC.

3.4. Construction et vieillissement des chambres à fils

Comme beaucoup de détecteurs, les chambres à fils doivent être construites avec beaucoup de soin. En particulier, l'assemblage mécanique doit reprendre les tensions des fils et supporter avec une très faible déformation les variations de pression qui peuvent, sur de grandes surfaces, conduire à la génération de forces importantes. Différentes méthodes sont utilisées et dépendent des dispositifs expérimentaux. En général, on utilise des cadres métalliques autour du détecteur pour rigidifier l'ensemble. Pour la détection de particules de haute énergie, on a souvent recours à des matériaux de faible densité (structure alvéolaires ou mousse "foam") placés entre deux plaques. C'est le cas, par exemple, pour les chambres de détection de muons de ALICE [D7)].

Le choix du gaz est un paramètre très important et tout particulièrement pour les chambres à dérive. L'utilisation de certains matériaux de construction et celle d'agents de nettoyage peuvent contaminer le gaz en impuretés électronégatives (absorption d'électrons) et détériorer ainsi le fonctionnement du détecteur. Malheureusement, il existe peu d'études exhaustives de ces phénomènes parasites pourtant très importants pour l'exploitation du détecteur. Dans leur livre, Blum et Rolandi [8)] reproduisent (p. 329) deux tables sur "l'empoisonnement de chambres" par différentes substances, résultats publiées dans des rapports internes à Berkeley en 1979 et au CERN en 1989 pour des TPC (PEP-4 et ALEPH).

Après un temps plus ou moins long d'exploitation, les chambres à fils présentent des défauts de fonctionnement tels qu'un accroissement du bruit de fond ou des pertes de gain. Ces défauts présents localement s'étendent et le détecteur finit par ne plus tenir la haute tension. Ils dépendent évidemment de l'exploitation de la chambre (flux et nature des particules), mais aussi du mélange gazeux et des matériaux utilisés. Un Atelier [D8)] organisé à Berkeley en 1986 a tenté de faire le point sur les connaissances souvent empiriques. Dans le chapitre 11.6 de leur livre ("Deterioration of Chamber Performance with Usage"), Blum et Redondi [8] donnent un résumé des principaux résultats de cet Atelier. Ils citent également deux articles [59,60)] publiés en 1987 et 1990 dans IEEE et donc plus faciles à trouver. La Fig.15 présente la perte de gain (déplacement relatif du pic de ^{55}Fe) et de résolution pour trois mélange gazeux à base d'argon.

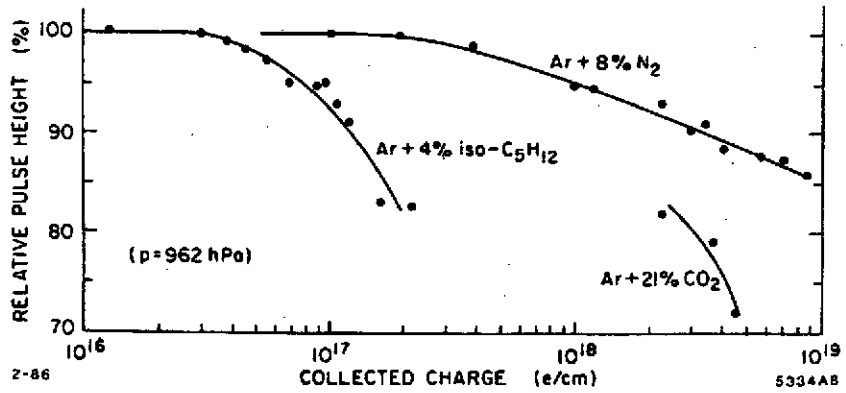


Fig.15. Variation relative de la position du signal (pic du ^{55}Fe) en fonction de la charge totale collectée (en électron par cm de fil) et pour différents mélanges gazeux (D8 et Ref.8)

Dans le chapitre 4.10 du livre de Grupen ("Ageing effects in wire chambers"), on peut voir quelques photographies impressionnantes de divers dépôts à la surface des fils qui illustrent bien certains phénomènes de vieillissement. Une partie de ces documents est extraite de l'article de revue en 1990 de J.A. Kadyk [61)]. La présence d'hydrocarbures dans les mélanges gazeux conduit à des dépôts de fibre de carbone qui réduisent le temps de vie des chambres et peuvent même conduire à la rupture de fils [62)].

4. Des "Plaques parallèles" aux RPC

Un détecteur à plaques parallèles est composé de deux électrodes planes séparées par une faible distance (d) et sur lesquelles on applique une tension (V) suffisamment élevée pour obtenir une multiplication dans le gaz. Ce détecteur, apparemment simple et connu [63] depuis longtemps pour ses qualités temporelles, est plus difficile à maîtriser qu'un compteur proportionnel. Pour obtenir des champs électriques importants (E = V/d), il faut recourir à des tensions élevées sur de courtes distances. Avec des particules au minimum d'ionisation, le mode de fonctionnement recherché a été souvent celui du grand gain obtenu avec une décharge sous forme d'étincelle : l'ionisation primaire déclenche une avalanche qui se développe en un plasma conducteur entre les deux électrodes. Les chambres à étincelles [6], développés dans les années cinquante et soixante, sont des empilements de plaques parallèles déclenchées par un "Trigger" externe et destinées à la détection de traces. Elles ont été avantageusement remplacées par les chambres à fils et ne sont plus utilisées que dans des dispositifs de démonstration détectant des rayons cosmiques. Par contre, le compteur plan à étincelles (un seul espace de détection) connaît encore quelques développements, pour les mesures de temps, sous l'impulsion de Y. Pestov. Aujourd'hui, pour les ensembles de grandes dimensions, comme ALICE sur le futur LHC, le choix s'oriente plutôt vers des détecteurs à gains plus modérés tels que les RPC (Resistive Plate Chambers).

Les détecteurs à plaques parallèles ont été aussi beaucoup développés à la fin des années soixante-dix en physique nucléaire (ions lourds de basse énergie) [64] où la densité d'ionisation importante des particules permet d'utiliser de très basses pressions et un mode de fonctionnement en simple avalanche. Dans ce domaine de physique, ces détecteurs sont connus sous le nom de PPAC : "Parallel Plate Avalanche Counter".

4.1. "Plaques parallèles" à basse pression (PPAC)

Ce sujet a été traité par Comparat à l'Ecole Joliot-Curie de 1988 dans son cours sur les "Détecteurs gazeux pour ions lourds" [14]. Nous ne donnerons ici qu'un bref résumé de cet exposé. Les PPAC sont construits pour fonctionner à très basse pression, de 1 à 20 millibars et le paramètre important à considérer est le champ électrique réduit $E_r = E/p$ où E est le champ électrique (constant et égal à V/d) et p la pression. Avec des valeurs de E_r de 300 V/cm-mbar (obtenus avec quelques centaines de Volts sur 1 à 4 mm), le libre parcours moyen des électrons et des ions entre deux chocs augmente fortement et les vitesses de dérive sont beaucoup plus grandes qu'à pression atmosphérique. A très basse pression, l'avalanche a aussi un comportement très différent car les électrons atteignent des énergies importantes (100 eV) qui correspondent au maximum de la section efficace d'ionisation dans l'isobutane (le gaz le plus utilisé). Le coefficient réduit de Townsend (α/p) devient très grand (40 cm^{-1} $torr^{-1}$), ce qui explique que des avalanches puissent être obtenues à très faible pression pour des détecteurs minces. Ces détecteurs ne sont efficaces que pour des particules ayant un fort pouvoir ionisant comme des ions lourds de faible énergie : 300 électrons primaires pour un ion argon de 100 MeV dans 1 mm d'isobutane à 1 torr. Les résolutions en temps dépendent beaucoup de l'ionisation primaire, mais aussi des caractéristiques du détecteur (d, p, V) qu'il faut adapter à cette ionisation. Des valeurs inférieures à 100 ps (rms) peuvent être obtenues [65].

Les PPAC permettent aussi des mesures de position. La Fig.16 présente le principe d'un dispositif couramment utilisé [66,10,14]. Les cathodes sont équipées de pistes (typiquement de 2 mm) reliées à une ligne à retard. Le signal d'anode fournit la référence temporelle pour la mesure du temps de propagation dans la ligne. Grâce au développement du signal sur plusieurs pistes, la résolution obtenue est meilleure que la largeur d'une piste [10]. Un tel

dispositif (une anode, 2 cathodes) donne avec une électronique réduite une prise de temps et 2 mesures de position (x et y). Il constitue la base (10 cibles placées alternativement entre11 détecteurs de ce type) du dispositif de mesure de section efficace de fission induite par neutrons dans le projet n-TOF [D9] en cours d'installation au CERN.

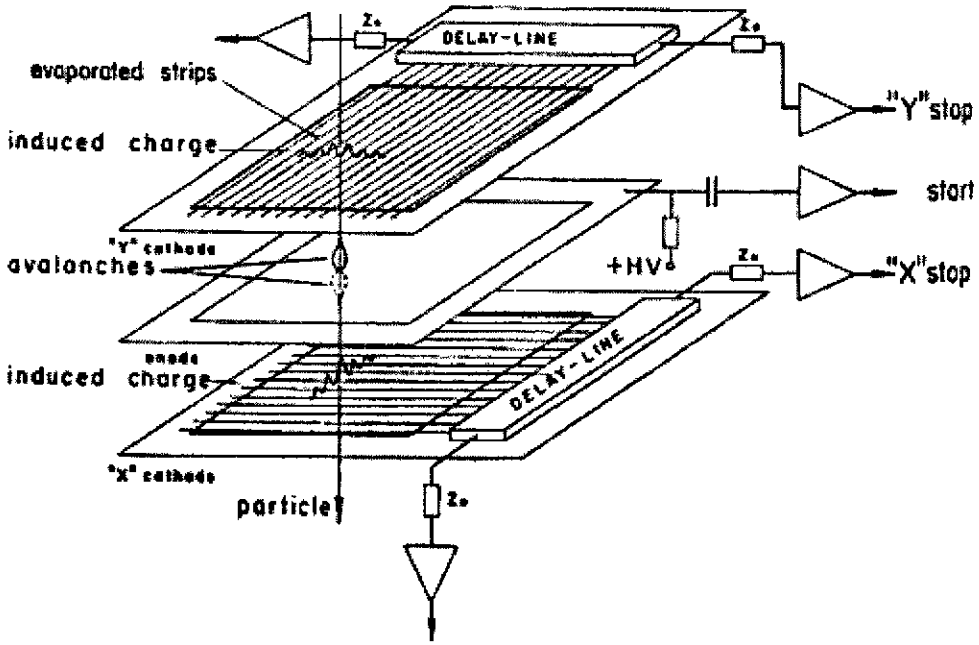


Fig.16. Exemple de détecteur à plaques parallèlles basse pression (PPAC). L'anode centrale fournit la référence en temps et les 2 cathodes segmentées donnent 2 mesures de position (X et Y) qui sont extraites des mesures de propagation des signaux dans 2 lignes à retard (Ref.66, reproduit dans les Ref.10 et Ref.14)

4.2. Détection de "MIP" avec des PPC ("Parallel Plate Chambers")

L'utilisation de détecteurs à plaques parallèles pour la détection de particules de haute énergie (à leur minimum d'ionisation) ou "MIPs" ("Minimum Ionization Particle") pose des problèmes particuliers en raison du nombre faible de paires primaires. Cependant, les qualités temporelles, la possibilité de taux de comptage élevés, la grande résistance aux radiations et les faibles coûts espérés pour une production importante ont relancé les études et développements des PPC (Parallel Plate Chamber) pour les détecteurs du futur LHC dans le cadre de programmes tels que RD5 et RD37 du CERN. Dans les Ref.67 et Ref.68, les auteurs donnent un résumé de quelques méthodes de construction et des principales mesures. Les taux de comptage peuvent atteindre $10^6.cm^{-2}.s^{-1}$ avec des gains de 10^4. Les meilleures résolutions en temps obtenues [68] ont été de 470 ps (rms) avec un préamplificateur standard et de 250 ps avec une électronique plus rapide (2,8 ns de temps de montée), ce qui représente un progrès important (quelques ns, Ref.67). L'efficacité maximale n'a pas dépassé 87 % pour des "gap" de 1 mm et différents mélanges gazeux.

Les PPC ont été considérées comme une des solutions possibles du "TOF" de ALICE et les travaux de R&D réalisés sont résumés dans le "TDR (Technical Design Report)" de ce sous ensemble [D10]. Les raisons de l'abandon des PPC sont la résolution en temps supérieure (au mieux 150 à 200 ps) à celle demandée (100 ps) et la nécessité d'utiliser un grand nombre de voies d'électronique rapide bas-bruit. Malgré tous les travaux réalisés sur les matériaux, il restait encore quelques interrogations sur la possibilité de produire ce type de détecteur en très grande quantité : 176 m^2 avec 160 000 cellules de 3 x 3 cm^2.

4.3. Détecteur plan à étincelles. Compteur Pestov

La Fig.17 présente le schéma de principe du détecteur plan à étincelles [69] appelé aussi "Spark counter" (Compteur à étincelles) ou parfois "Compteur Pestov" du nom du physicien qui a beaucoup travaillé sur son développement depuis 1970. Les parties métalliques des électrodes (anode et cathode) sont éloignées du volume gazeux de faible épaisseur par des matériaux de très forte résistivité. Ceci permet de limiter la décharge lors de la formation de l'étincelle qui ne concerne alors qu'une petite partie du détecteur autour du passage de la particule. Ces détecteurs sont essentiellement utilisés pour des mesures de temps, mais la segmentation de l'anode permet aussi d'obtenir une mesure de position de faible résolution.

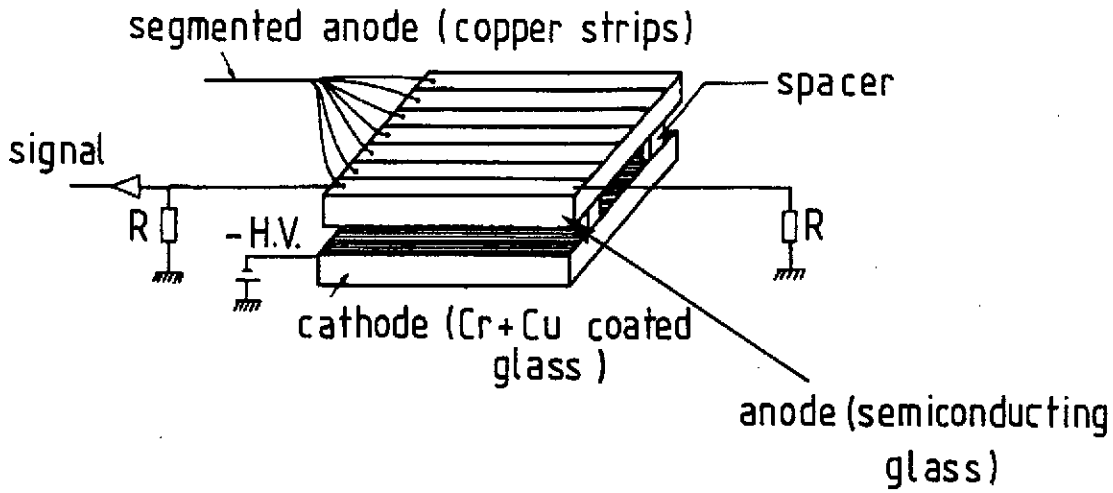


Fig.17. Schéma de principe d'un compteur plan à étincelles. (Ref.69, reproduit dans les Ref.5 et Ref.6)

Dès 1971, l'ambition de Pestov était de réaliser des détecteurs de grandes dimensions [70]. Le prototype avait encore des caractéristiques relativement modestes : 600 cm^2 de surface, un "gap" de 1 mm et un mélange gazeux de 4 composants à la pression atmosphérique. Avec des rayons cosmiques, une résolution de 0,95 ns (fwhm, "full width at half maximum", largeur à mi-hauteur de la distribution) avait été obtenue entre deux détecteurs identiques. L'amélioration de la résolution passe par une réduction de l'épaisseur active du détecteur ou "gap". Cependant, pour conserver une bonne efficacité avec des particules au minimum d'ionisation, il faut augmenter la pression du gaz pour conserver une quantité de matière suffisante pour obtenir une forte probabilité d'interaction. L'efficacité atteint 96% pour un "gap" de 100 µm et une pression de 12 bars [71]. Un autre problème est de conserver une décharge localisée, ce qui nécessite une préparation très soignée des électrodes [72] et un choix de gaz bien étudié. En effet, il faut absorber les photons de différentes longueurs d'onde dans la région de l'étincelle. Les auteurs [71,73] proposent le mélange suivant (proportions exprimées en pression, en bars) : 9,23 Ar + 2,4 C_4H_{10} + 2,3 C_2H_4 + 0,07 C_4H_6. D'excellentes résolutions en temps (52 ps rms) ont été obtenues entre deux détecteurs, mais avec encore une "queue", c'est à dire une petite proportion d'évènements décalés en temps au delà d'une forme gaussienne de distribution (qqs % > 500 ps).

L'utilisation de "Compteurs Pestov" a été proposée pour différentes expériences [71] comme l'extension de FOPI au GSI de Darmstadt ou les mesures de temps de vol dans ALICE. Mais, les difficultés de réalisation et d'exploitation constituent sans doute la raison principale du manque de succès final de ce type de détecteur dans les ensembles de grandes dimensions comme le "TOF" de ALICE [D10].

4.4. "Resistive Plate Chambers" (RPC)

Le terme "RPC", à l'origine "Resistive Plate Counter" maintenant "Resistive Plate Chamber", a été introduit en 1981 par Santonico et Cardelli (INFN Rome) [74] pour désigner un détecteur à plaques parallèles largement inspiré de celui de Pestov mais plus facile à réaliser. L'innovation principale est l'utilisation de plaques de bakelite de 2 mm d'épaisseur comme matériau de forte résistivité (10^{10} à 10^{12} Ωcm) placé entre le gaz et les électrodes. Le détecteur était utilisé à la pression atmosphérique avec un "gap" assez grand (1,5 mm). Avec un mélange gazeux d'argon et de butane, une efficacité de 97 % et une résolution en temps de 1,2 ns (fwhm) ont été obtenues avec des rayons cosmiques.

Comme le souligne Santonico dans son introduction [75] au cinquième "International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors", les RPC ont été beaucoup développées pour les détecteurs de déclenchement ("Trigger") dans des grandes expériences telles que ALICE, ATLAS et CMS sur le futur LHC. L'auteur cite également une expérience en astronomie gamma de haute énergie en cours d'installation au Tibet [76]. Le lecteur intéressé peut consulter les articles de ces Ateliers sur les RPC [75]. Un enjeu important est la construction, au coût le plus faible possible, de détecteurs couvrant de très grandes surfaces, mais ce n'est pas le seul. Il faut au préalable étudier des détecteurs dont les caractéristiques temporelles ou les taux de comptage doivent satisfaire des exigences souvent sévères. Nous allons nous limiter à une présentation rapide de deux exemples d'utilisation de RPC dans ALICE.

Le "Trigger" du "Bras Dimuons" [D3] est composé de 2 stations (33 m^2 et 37 m^2) comprenant chacune 2 plans de détection. Chaque plan est constitué de 18 RPC avec lecture bidimensionnelle. La Fig.18 présente le principe de construction de ces RPC "simple gap" [77]. Deux électrodes en bakélite de 2 mm d'épaisseur recouvertes d'huile de lin séparent le volume de gaz ("gap" de 2 mm) des pistes de lecture en X et Y. L'utilisation d'une résistivité relativement faible (3,5 x 10^9 Ω.cm) permet de réduire les temps de récupération.

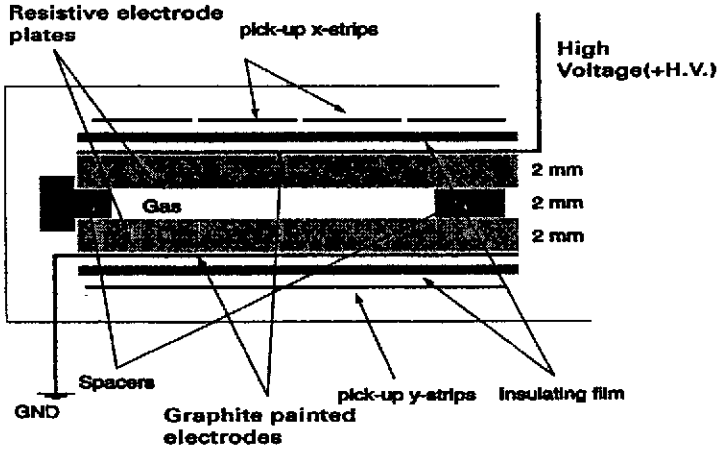


Fig.18. Schéma de principe du prototype de "RPC simple gap" utilisé pour les tests de détecteurs du Bras Dimuons de ALICE (Ref.77 et D3)

Avec des mélanges gazeux adaptés, on peut obtenir des modes de fonctionnement différents : mode "streamer" [Ar(49%) + i-C_4H_{10}(7%) + $C_2H_2F_4$(40%) + SF_6(4%)] ou mode "avalanche" [$C_2H_2F_4$(95%) + i-C_4H_{10}(3%) + SF_6(2%)]. La Fig.19 montre, pour ces deux modes, l'efficacité en fonction du taux de comptage local pour des pions à 120 GeV/c et différentes valeurs de haute tension. En "mode streamer" qui a l'avantage d'avoir directement un grand gain, les taux de comptage peuvent atteindre 1 kHz/cm^2. En mode avalanche (testé avec la faible résistivité de 3,5 x 10^9 Ω.cm), le taux de comptage peut être dix fois plus élevé [77].

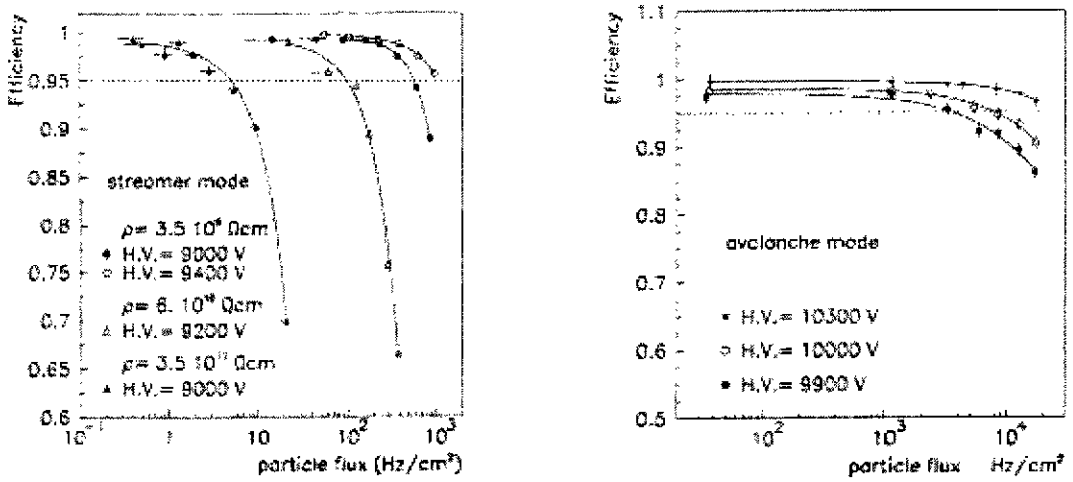


Fig.19. Efficacité en fonction du flux de particules pour les prototypes de "RPC simple gap" utilisée pour les tests de détecteurs du Bras Dimuons de ALICE. (Ref.77)

En "mode avalanche", les résolutions en temps, avec des discriminateurs à fraction constante, sont de l'ordre de la nanoseconde (rms) pour des taux de comptage de 1 kHz/cm^2. En "mode streamer", la résolution est la même à 100 Hz/ cm^2 mais se dégrade avec le taux de comptage (4 ns à 1 kHz/cm^2). Comme pour les détecteurs de type Pestov, un autre paramètre important est l'étalement de la distribution en temps. En "mode streamer", la forme d'impulsion peut varier et avoir une petite impulsion d'avalanche précédant le signal principal, ce qui perturbe fortement la prise de temps (cf. Fig.20). L'utilisation d'un discriminateur à double seuil (seuil bas validé par un seuil haut) permet de surpasser cet effet [78]. La compréhension de la formation du signal dans les RPC, et plus généralement dans les détecteurs à plaques parallèles, n'est pas simple car elle doit utiliser les phénomènes de décharge dans les gaz. L'article de Fonte [79] résume les difficultés et introduit un modèle qui reproduit le signal "précurseur" de l'impulsion principale.

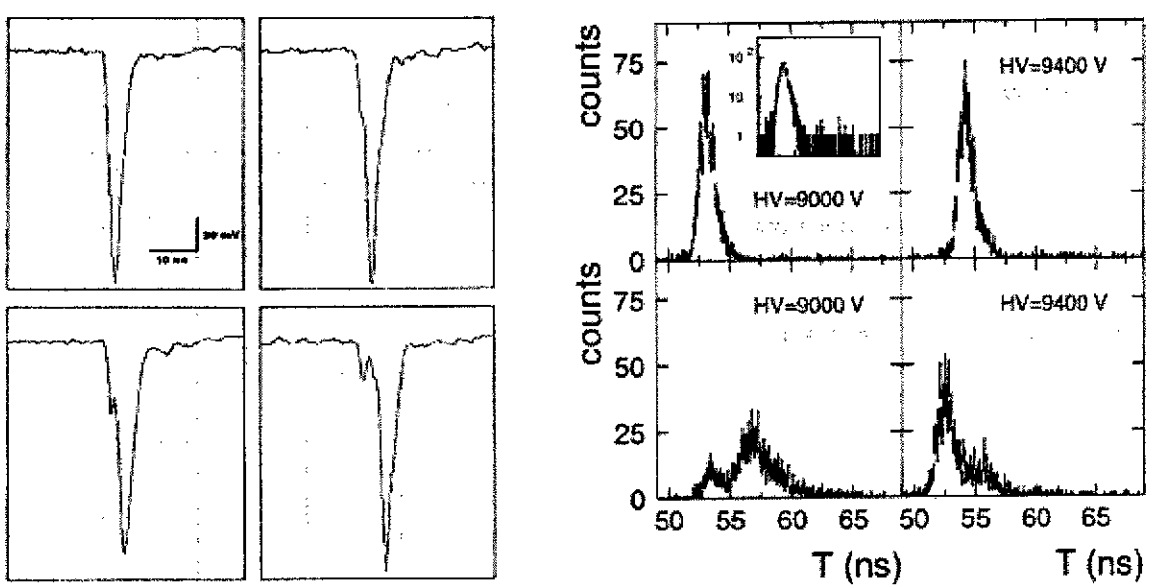


Fig.20. A gauche, quelques exemples d'impulsions obtenues avec des rayons cosmiques dans le prototype de "RPC simple gap" de la Fig.18. La référence en temps est donnée par un déclenchement externe et on peut voir les variations de forme avec parfois un signal d'avalanche "précurseur" ou plutôt un "streamer retardé". En haut, à droite, distributions en temps avec le circuit ADULT (discriminateur à double seuil 10, 80 mV). En bas, à droite, distributions en temps dans les mêmes conditions, mais avec un discriminateur simple seuil réglé à 80 mV. (Ref.78)

Les caractéristiques temporelles des RPC "simple gap" sont suffisantes pour le "Trigger" du "Bras Dimuons" de ALICE [D3]. Par contre, les exigences de l'identification de particules par temps de vol dans le sous ensemble "Time of Flight System (TOF)" [D10] nécessitent des résolutions en temps meilleures que 100 ps (rms) et ne peuvent être satisfaites par ce simple type de détecteur. Les études [D10] se sont focalisées sur des empilements de RPC ou "Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC)". Une MRPC (cf. Fig.21, Ref.80) est un ensemble de plaques résistives séparées par des cales ("spacers") qui donnent une succession de volumes ("gaps") gazeux. Les électrodes (anode et cathode) sont placées sur les plaques résistives externes. Les plaques résistives internes sont électriquement flottantes et transmettent les signaux induits dans chaque "gap" sur les électrodes externes. Le signal du détecteur est donc la somme des signaux créés dans chaque "gap".

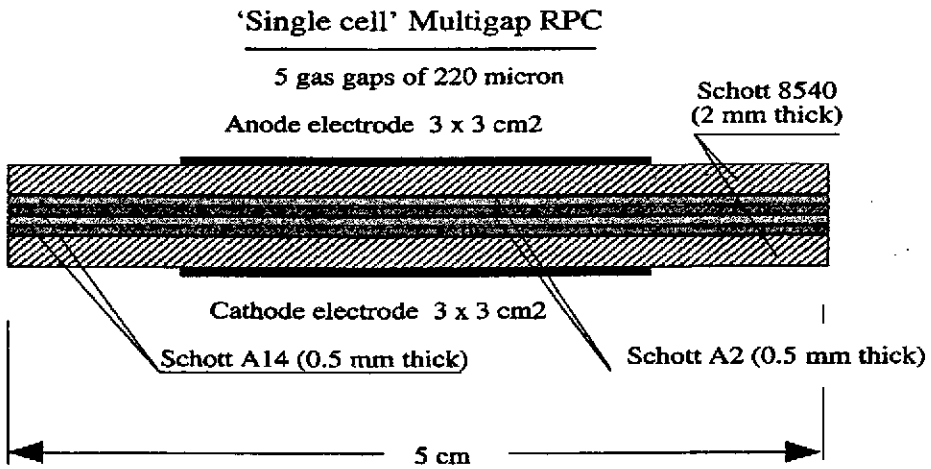


Fig.21. Coupe d'un prototype (un seule cellule, 5 "gaps") de "Multigap RPC". (Ref.80)

Comme pour les "plaques parallèles" ou les "compteurs Pestov", une bonne résolution en temps ne peut être obtenue qu'avec des "gaps" relativement faibles [D10]. Le prototype [80] présenté sur la Fig.21 comprend 5 "gaps" de 220 µm séparés par des plaques en verre de 500 µm d'épaisseur (Schott A2, résistivité 8 x 10^{12} Ωcm ou Schott A14, 1,5 x 10^{12} Ωcm). Les 2 plaques externes sont plus épaisses (2 mm) et de résistivité plus faible (Schott 8540, 10^{10} Ωcm). Le gaz utilisé est un mélange de $C_2H_2F_4$(90%) + i-C_4H_{10}(5%) + SF_6(5%).

De très bonnes résolutions en temps sont obtenues avec des particules proches du minimum d'ionisation (Fig.22, mesures avec des pions et des muons de 7 GeV/c) [80]. Il faut cependant noter que les données ont été corrigées du déplacement avec l'amplitude ("walk") de la mesure de temps (déplacement de 500 ps sur une dynamique en charge de 10). En soustrayant également les fluctuations des détecteurs de déclenchement (33 ps) et celles de l'électronique (50 ps), les auteurs donnent pour ce prototype de MRPC une résolution intrinsèque de l'ordre de 50 ps (rms). La Fig.22 montre également les variations d'efficacité et de résolution temporelle avec le taux de comptage. Ces mesures d'efficacité ont été faites sur l'installation test GIF du CERN qui superpose à un faisceau de muons (150 GeV/c), un rayonnement gamma d'intensité réglable (Source de ^{137}Cs avec écrans absorbeurs en plomb) [80].

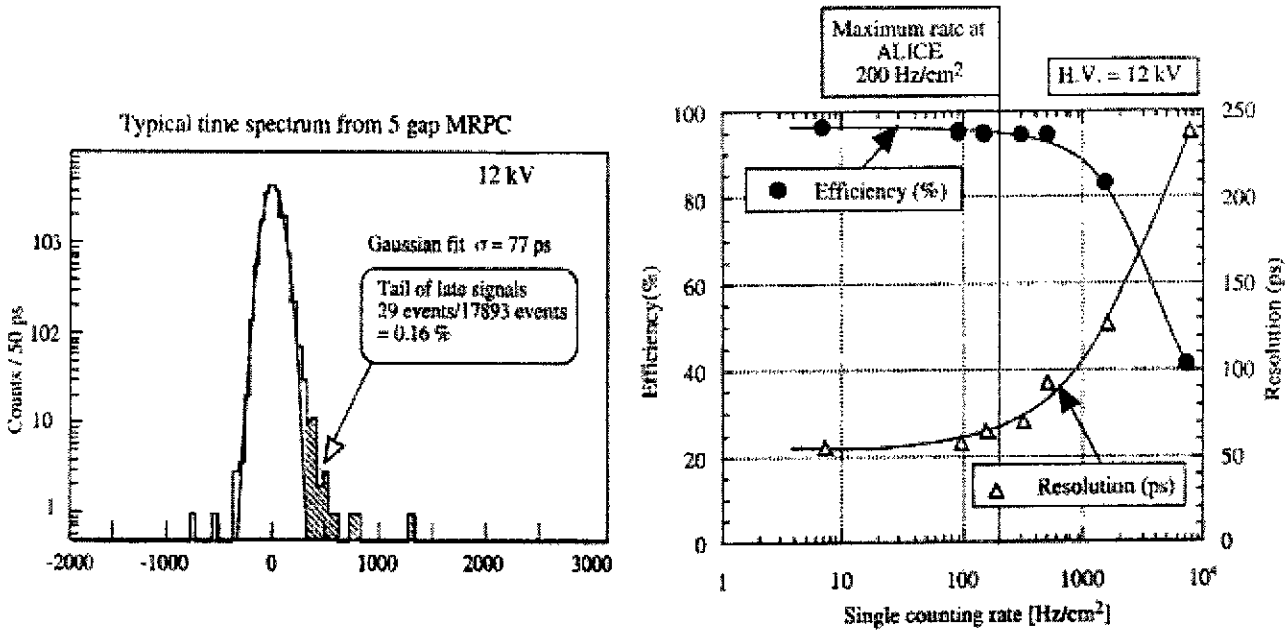


Fig.22. A gauche, résolution en temps obtenue (après correction de la variation avec la charge) pour le prototype de MRPC de la Fig.21. A droite, variations de l'efficacité et de la résolution en temps en fonction du taux de comptage. (Refs 80 et D10)

Les chapitres 2.3 ("Development of the multigap RPC"), 2.4 (R&D of the multigap RPC") et 2.5 ("Material for resistive plates") du "TOF" de ALICE [D10)] sont intéressants car ils résument différents essais de RPC (avant le début 2000) et donnent quelques aspects techniques de la construction. Le choix final s'oriente vers l'utilisation de "RPC multigap" semblables à celle décrite ci-dessus, au détriment de la "double RPC" plus difficile à réaliser (cf. le §3 de D10).

Les bons résultats obtenus avec les prototypes de MRPC ne signifient pas que leur fonctionnement soit complètement compris. Les auteurs de la Ref.80 s'interrogent sur la très bonne efficacité qui conduit à admettre que des électrons secondaires sont émis par les surfaces des plaques résistives ou qu'un mécanisme d'inhibition empêche un développement trop important de l'avalanche. Pour Fonte [81)], ce sont les phénomènes de charge d'espace qui sont responsables de la limitation du gain. "However, to reproduce the observed efficiencies either one has to assume unrealistic gas ionization densities or consider the emission of an electron from the cathode with a probability of 60%. It is not clear at this stage which possibility is to be preferred. Eventually, a third mechanism, not yet considered, could be also involved" [81)]. Il faudra encore beaucoup de travaux expérimentaux et théoriques pour bien comprendre les principes de fonctionnement des RPC !

5. Détecteurs gazeux "Micro-pattern"

Les chambre à fils sous différentes formes constituent encore aujourd'hui la base des mesures de position dans beaucoup de grands dispositifs expérimentaux. Leurs bonnes résolutions spatiales (50 à 100 μm), leurs relatives robustesses et la possibilité de réaliser de grandes surfaces (plusieurs m^2) à des coûts modérés sont les raisons principales de ce succès. Cependant, les taux de comptage ne peuvent guère excéder 10^4 s^{-1} mm^{-2} en raison de la diminution du champ électrique due à la charge d'espace créée par les ions d'avalanche autour du fil. Dans son article de revue sur les détecteurs gazeux pour la localisation, Fourme [82)] fait une analyse des limites des chambres à fils, principalement dans le domaine de la détection des rayons X et des neutrons de basse énergie. C'est dans ce domaine de physique qu'ont été introduites les MSGC (cf. § 5.1) où l'amplification se fait aussi au voisinage d'une anode. Les électrodes (anodes et cathodes) sont alternativement fixées sur un substrat solide et peuvent donc être très proches. D'autres structures amplificatrices de dimensions réduites sont utilisées comme la "plaque parallèle" dans Micromegas (§ 5.2). C'est aussi ce principe, mais réalisé par des trous dans l'épaisseur d'un circuit imprimé, qui constitue l'étage d'amplification des détecteurs CAT (§ 5.3) ou GEM (§ 5 .4). La réalisation de toutes ces structures miniaturisées qu'on peut regrouper sous le terme générique de "Micro-pattern" (§ 5.5) s'appuie beaucoup sur les techniques de micro-gravures utilisées pour la fabrication de circuits en électronique.

5.1. MSGC (Micro-Strip Gas Chamber)

Le "MS-Detector" a été introduit en 1986 (publié en 1988) [83)] par Oed à l'ILL de Grenoble pour des expériences en physique à basse énergie et tout particulièrement pour la détection de neutrons. La Fig.23 représente le dispositif originel de test : une chambre d'ionisation à champ parallèle à l'axe des particules et dont l'anode est une "MS (Micro-Strip) plate". Le but de ce dispositif était d'obtenir une amplification sur l'anode pour des mesures en énergie avec possibilité de localisation.

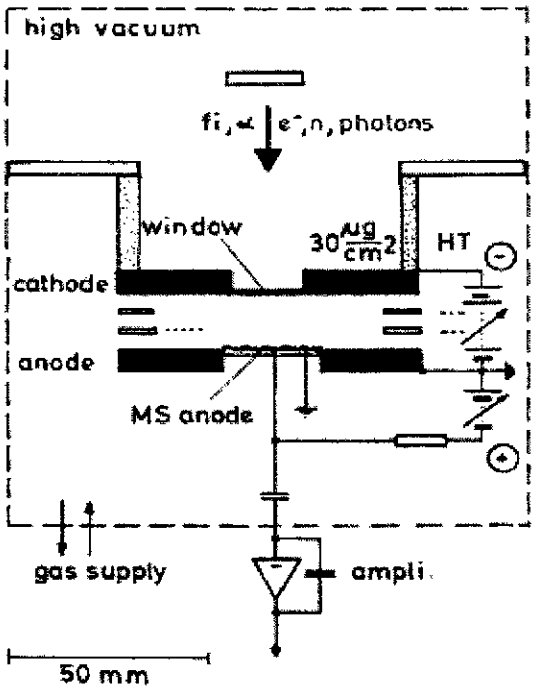


Fig.23. "MS-detector". Premier dispositif expérimental utilisant une structure micro-srip (MS) comme anode d'une chambre d'ionisation. (Ref.83).

L'originalité de la structure MS repose sur l'utilisation de la photolithogravure pour la réalisation de fines pistes sur un substrat isolant (Fig.24). Le champ électrique nécessaire à l'amplification dans le gaz est créé au voisinage des pistes de 10 µm dont le potentiel est plus élevé que celui des pistes de 90 µm. Ce détecteur fonctionne comme une chambre à fils, mais sur des distances beaucoup plus courtes (pas de 200 µm). Le choix du mélange gazeux dépend du type de particules à détecter. Pour des fragments de fission, avec de l'isobutane à 300 mbar, un gain de 2500 est obtenu pour une tension relativement faible (550 V). La détection de neutrons nécessite l'introduction d'un gaz à forte section efficace de capture comme l' ^{3}He.

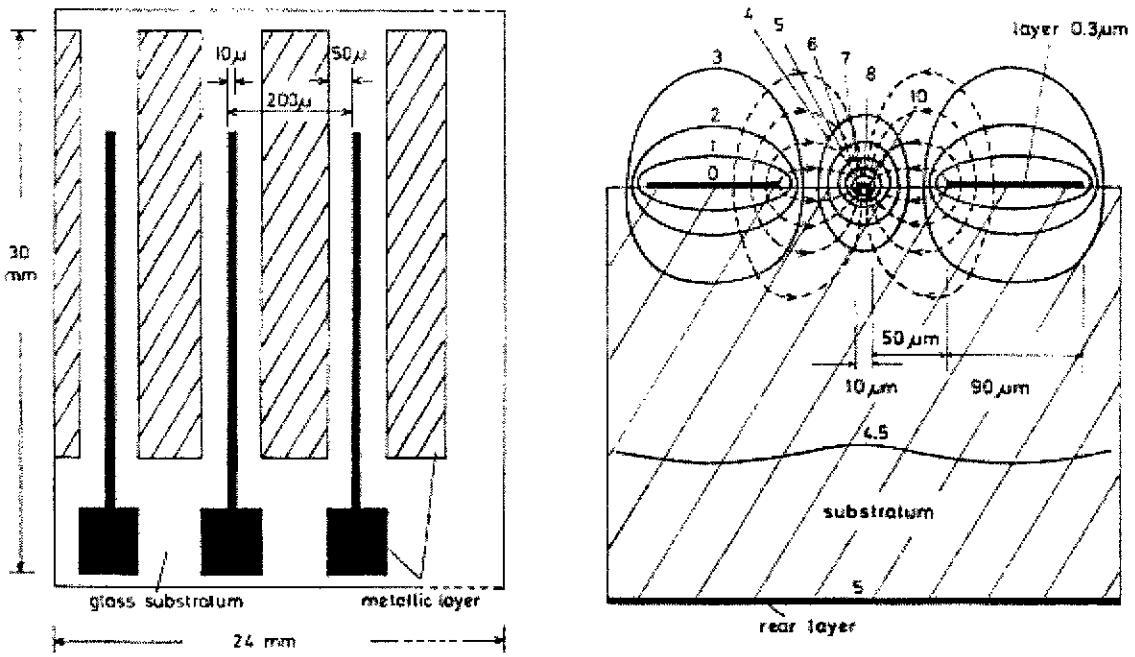


Fig.24. "MS-detector". A gauche, structure des électrodes : succession (au pas de 200 µm) d'anodes (en noir, 10 µm de large) et de cathodes (en hachuré, 90 µm) sur un substrat de verre. A droite, coupe indiquant les lignes de champ et les équipotentielles. (Ref.83)

Le "MS-Detector", plus connu maintenant sous le nom de "MSGC (Micro Strip Gas Chamber)", a poursuivi son développement dans son domaine d'origine pour la détection des rayons X et des neutrons. Dans un article [84)] publié en 1995, Oed résume le fonctionnement et donne les principales propriétés de ce type de détecteur : très fort taux de comptage (> 10^6 coups/mm^2.s), haute résolution spatiale (meilleure que 50 µm), bonne résolution en énergie (correspondant à la statistique de l'ionisation primaire, sur toute la surface). Il souligne également quelques difficultés d'instabilités à court et à long terme liées à la conductivité du substrat en verre. Pour obtenir une lecture bidimensionnelle, on peut implanter des électrodes sur la face opposée du substrat (celle qui ne contient pas la plaque micro-strip) [85)]. Le mouvement des ions d'avalanche induit aussi par influence sur ces électrodes un signal qui dépend du rapport entre l'épaisseur de substrat et la distance entre les anodes et cathodes. Avec une électronique réduite (lecture par division de charge), des résolutions de 1,3 mm (fwhm) sont obtenues dans les deux directions avec un faisceau de neutrons thermiques [85)]. Des essais ont également été réalisés avec des MSGC à basse pression (10 à 50 Torr d'isobutane). Le fort gain (10^4) résulte en fait d'une multiplication à deux étages : dans l'espace de dérive (comportement en plaque parallèle) puis au voisinage des anodes de la MSGC elle-même [86)]. Cette propriété, couplée à l'utilisation de convertisseurs ^{157}Gd/CsI, a été utilisée pour l'imagerie en neutrons thermiques [87)]. En physique nucléaire, on peut citer les essais d'utilisation d'une MSGC, par une équipe du CENBG [88)], pour la collection et la détection de fragments de projectiles riches en neutrons au GANIL.

Les potentialités des MSGC, en particulier de haute résolution en position à très fort taux de comptage, ont très vite suscité un intérêt en physique des particules. La construction et le principe de fonctionnement est quasiment identique à celui du détecteur inventé par Oed. Les électrons primaires, créés par ionisation, dérivent vers les anodes de la structure micro-strip au voisinage desquelles se produit l'avalanche (Fig.25). Le signal résulte de l'influence et du déplacement des ions d'avalanche entre l'anode et la cathode.

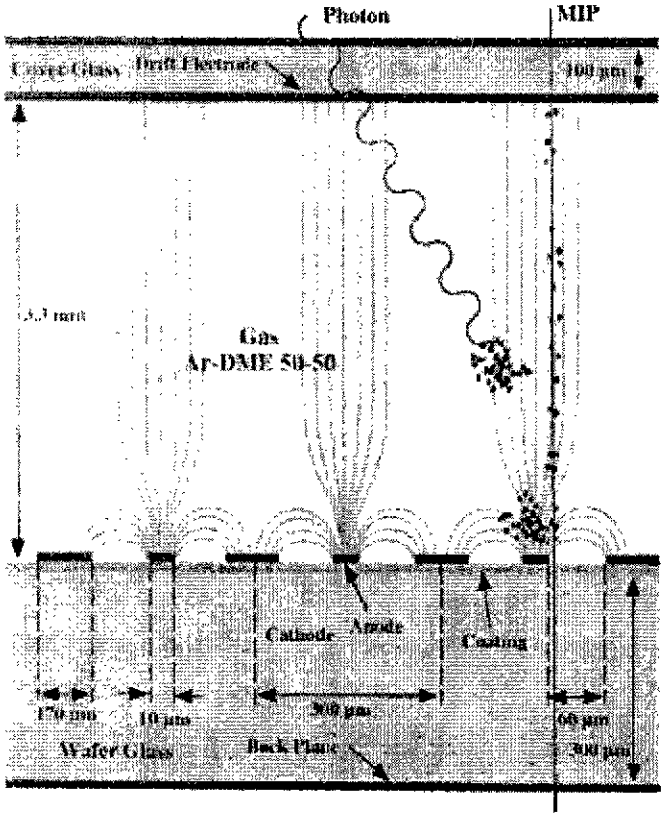


Fig.25. Schéma de principe de la MSGC standard développée pour le "Inner Tracker" de l'expérience HERA-B (DESY, Hambourg). (Ref.89).

Les efforts de R&D les plus intenses sur le sujet sont ceux réalisé par le projet RD28 au CERN, une collaboration d'une quarantaine de laboratoires principalement investis dans les études de trajectographie pour le futur LHC. Ces travaux on fait l'objet de rapports, d'Ateliers spécialisés et de publications dans des conférences [90]. Pour les principaux résultats, on peut aussi consulter l'article de revue de Sauli et Sharma [18]. L'utilisation des MSGC dans les expériences à haut flux se heurte au problème de vieillissement et à la détérioration liés aux décharges. En effet, il est impossible d'éviter la présence de particules de basse énergie fortement ionisantes tels que des protons (ou même des alphas et fragments de fission générés par les neutrons et gammas) qui créent un grand nombre d'électrons primaires. Quand la charge dans l'avalanche excède 10^7 à 10^8 paires électron/ion (limite dite de Raether), il s'ensuit une décharge qui peut endommager fortement les anodes comme le montrent les photographies de la Ref.89. L'utilisation d'une MSGC pour les particules au minimum d'ionisation nécessite une optimisation de différents paramètres [91]. Il faut une tension suffisante pour que le gain conduise à une bonne efficacité tout en évitant un taux de bruit (micro-décharges) important. Une zone de fonctionnement peut être trouvée (vers 600 à 620 Volts dans l'exemple de la Fig.26). Mais, avec les hauts flux, la tension doit être réduite pour éviter les décharges dues aux particules fortement ionisantes. Malgré ces difficultés, l'utilisation de MSGC est toujours d'actualité pour l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) sur le futur LHC. Des essais [92] (32 chambres comportant chacune 512 pistes) ont

été faits sur le faisceau intense de pions de PSI (350 MeV, 6 kHz/mm^2). A la fin des tests, le taux d'étincelles était de une par chambre et par jour et seulement 3 pistes ont été détruites sur l'ensemble des chambres pendant les 20 jours de "tests officiels". Ces résultats sont considérés comme satisfaisant les exigences de CMS. Une autre façon de lutter contre ce phénomène est de diminuer le gain de MSGC en introduisant une préamplification gazeuse par un détecteur de type GEM (cf. § 5.4, ci-dessous).

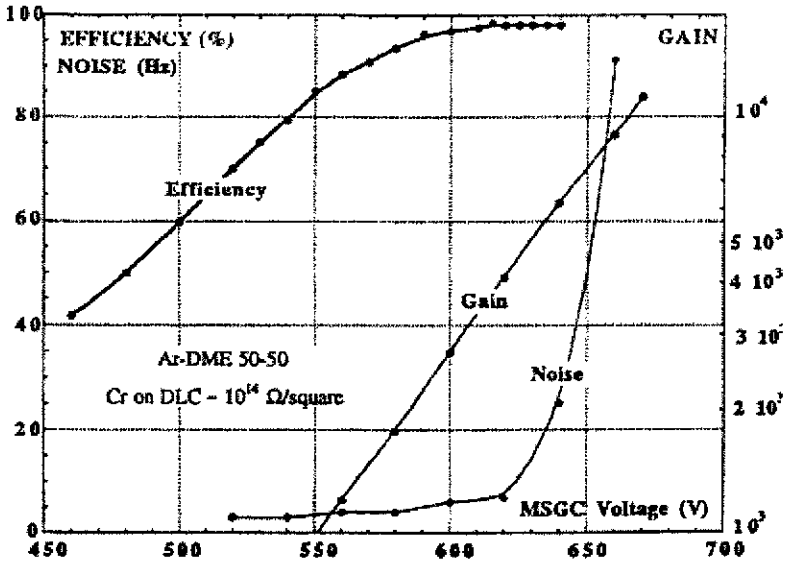


Fig.26. Gain, efficacité et taux de bruit en fonction de la tension de cathode d'une MSGC typique. (Ref.91, Figure reproduite dans les Refs 17 et 19)

5.2. MICROMEGAS (MICRO-MEsh GAseous Structure)

Le succès des chambres à fils n'a pas occulté les recherches et développements sur les détecteurs à plaques parallèles. Pour Charpak et Sauli, ce type d'amplification gazeuse reste très intéressant, en particulier pour les détecteurs à plusieurs étages d'amplification successifs. Les champs électriques uniformes ont de meilleures résolutions en temps et en énergie et sont plus favorables à la production de lumière qui peut être aussi utilisée en imagerie [93]. Bien qu'elle en soit sans doute un lieu privilégié, la physique des particules n'est pas le seul domaine d'évolution des détecteurs. On peut citer, à titre d'exemple, des études pour l'imagerie en rayons X dans le domaine spatial [94]. Ce dispositif a une double structure : un espace d'absorption des X et de dérive des électrons produits vers une grille qui constitue l'électrode d'entrée d'un deuxième espace d'amplification de type "plaque parallèle". La localisation se fait avec une électronique réduite sur la deuxième électrode de type "Wedge and Strip". Cette structure est très proche du futur Micromegas, mais avec une grille de pas élevé (330 µm) et un grand "gap" (3 mm) pour la plaque parallèle.

Le détecteur MICROMEGAS ("MICRO-MEsh GAseous Structure") [95], a été développé au CEA de Saclay en 1995 par l'équipe de Giomataris dans la continuité de recherches sur des chambres à fils fortement asymétriques [96] (Fig.27) où la mesure de position (comme pour une CSC, cf. § 3.2) se fait à partir des signaux créés par influence sur les pistes de cathode. L'originalité réside dans les dimensions réduites et surtout dans l'asymétrie du détecteur qui est finalement (Fig.27, b) composé de deux espaces successifs (1- ionisation, 2- amplification gazeuse). L'évolution vers Micromegas se fera par remplacement de la structure amplificatrice à fils par un autre type (plaque parallèle).

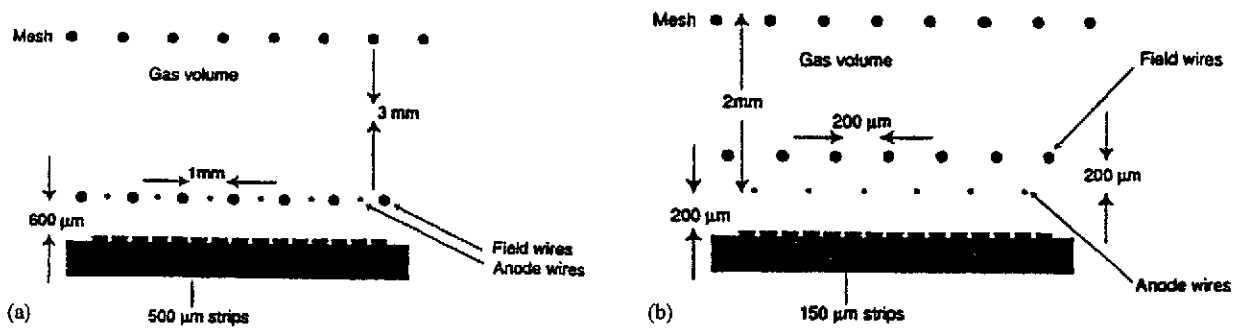


Fig.27. **a)** Coupe du schéma de principe d'une chambre à fils asymétrique. **b)** Coupe d'une version améliorée de ce type de détecteur. (Ref.96 , figures reproduites aussi dans Ref.82).

La Fig.28 présente le schéma de principe de Micromegas qui repose, comme son nom l'indique, sur l'utilisation d'une micro-grille qui sépare l'espace de conversion de celui d'amplification à très faible "gap". Cette configuration permet, avec des valeurs de tension raisonnables, d'obtenir de très forts champs électriques (jusqu'à 100 kV/cm) dans la zone d'amplification. La micro-grille est en nickel avec des trous carrés de 17 µm de largeur au pas de 25 µm. Le "gap" est maintenu constant par des fibres de quartz qui sont maintenant remplacées par des micro-supports réalisés directement par lithographie sur le circuit imprimé d'anode. La maîtrise au CERN des techniques de circuit imprimé de haute résolution permet aussi de réaliser directement l'ensemble "micro-grille / espacement / anode à pistes" [97].

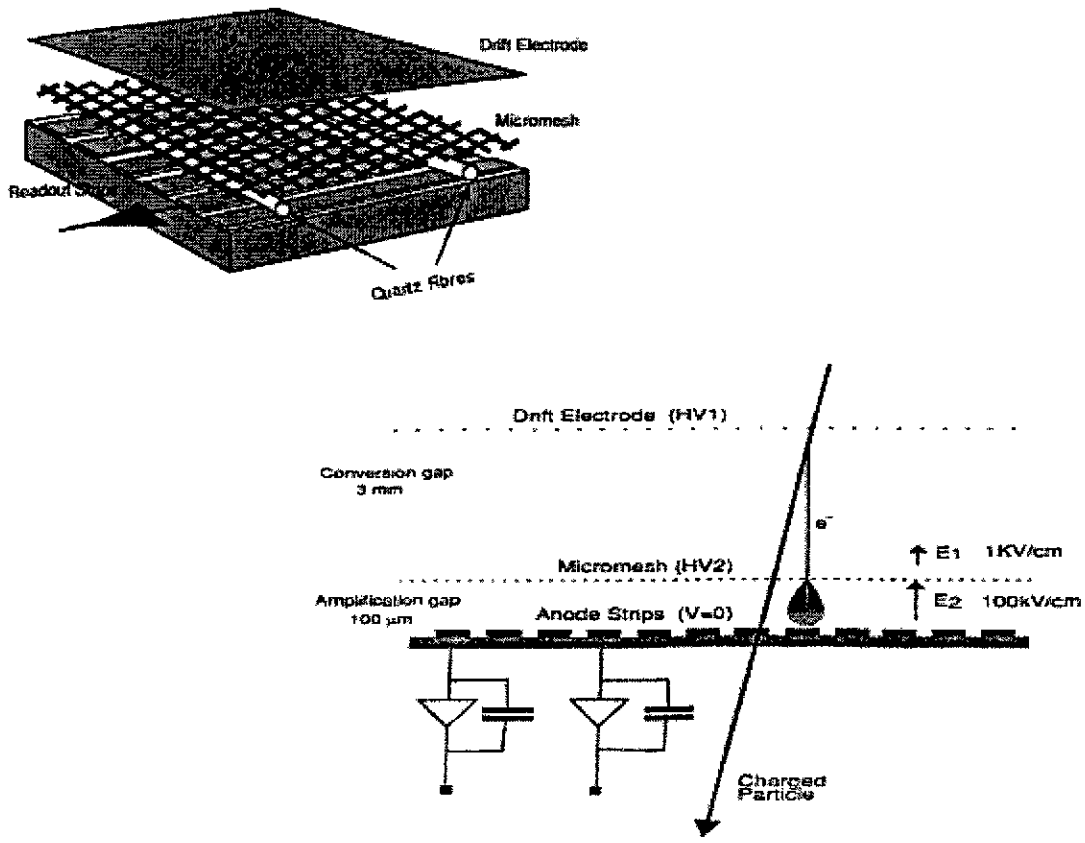


Fig.28. Schéma de principe et coupe de Micromegas. (Figures extraites des Ref.17 et 95)

Les champs électriques intenses conduisent à une saturation du coefficient de Townsend et les fluctuations de gain dues aux variations de "gap" inévitables à l'échelle de quelques microns restent donc relativement faibles. Ceci explique les très bonnes résolutions en énergie obtenues avec les rayons X de 5,9 keV du ^{55}Fe : 14 % FWHM (Ref.95) et 11,8 % (Ref.97). La Fig.29 donne, pour différents mélanges gazeux, le gain en fonction de la haute tension appliquée entre la grille et l'anode (avec un "gap" de 50 µm). Une autre caractéristique intéressante due au fort champ électrique sur un faible "gap" est la courte durée totale des signaux (50 à 200 ns) et la faible accumulation de charge d'espace. En effet, les ions créés dans l'avalanche sont principalement collectés sur la grille et remontent peu dans l'espace de dérive comme le montre la Fig.30. Cette propriété est intéressante pour les nouveaux détecteurs de lecture des futures TPC, sujet sur lequel des R&D viennent de commencer [D11].

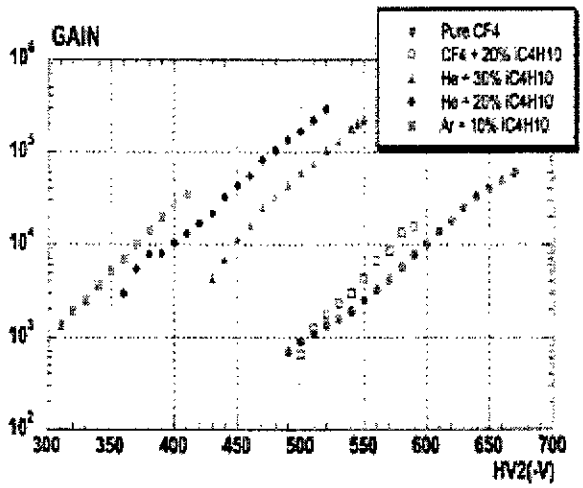


Fig.29. Gain de Micromegas en fonction de la tension grille / anode (HV2 sur un "gap de 50 µm) et pour différents mélanges gazeux. (Ref.97)

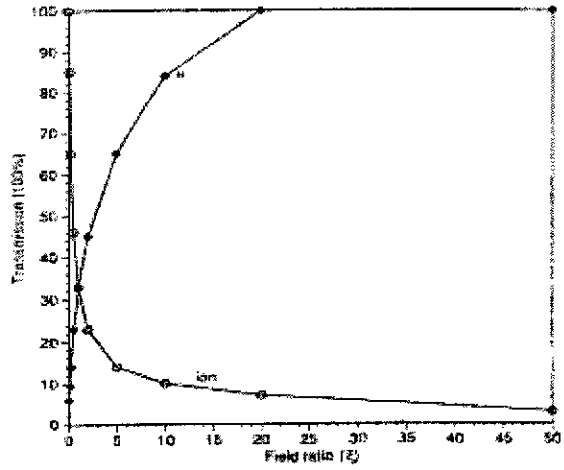


Fig.30. Calcul de la transparence de la grille de Micromegas en fonction du rapport (ξ) entre le champ dans l'espace d'amplification et celui dans l'espace de dérive. (Ref.95)

Par construction, Micromegas a potentiellement de bonnes résolutions pour les mesures de position. Les performances ultimes ont été testées [98] avec des faisceaux de pions de 10 GeV/c. Pour une incidence perpendiculaire et avec des pistes au pas de 100 µm sur l'anode couplées à une électronique lente bas bruit (circuit Gassiplex du CERN), les auteurs donnent une résolution de 14 µm (rms) avec un mélange gazeux de 80% de CF_4 et 20% d'isobutane. Bien que peu de publications considèrent le phénomène, l'utilisation de Micromegas pour la détection de particules au minimum d'ionisation pose des problèmes de décharge dues à la présence inévitable de particules fortement ionisantes. Les décharges ne détruisent pas le détecteur, mais introduisent des temps morts importants car c'est l'ensemble du condensateur grille / anode qui subit le phénomène. C'est sans doute pour l'expérience COMPASS au CERN que les études ont été le plus poussées [99]. En raison de ses capacités de taux de comptage élevé et de sa faible longueur de radiation (faible épaisseur de matière), Micromegas a été retenu pour le "Small Area Tracker" de COMPASS qui sera composé de 12 détecteurs de 40 x 40 cm^2. Avec un prototype proche de la dimension finale (26 x 36 cm^2) et une électronique dédiée, les auteurs ont pu montrer que les performances requises pour COMPASS étaient atteintes : gain de 6400, résolution spatiale de 50 µm et résolution temporelle de 8,5 ns. Ils ont aussi consacré beaucoup d'efforts au problème des décharges et finalement trouvé qu'un mélange gazeux à base de néon permettait d'obtenir un taux de décharge satisfaisant pour l'expérience qui utilise un faisceau de muons [99].

5.3. Chambre A Trous (CAT)

C'est aussi dans un domaine de physique de basse énergie, la détection dans des expériences en rayonnement synchrotron, qu'a été introduit en 1994 le "Compteur A Trou" (C.A.T.) [100] par M. Lemonnier et son équipe du laboratoire LURE à Orsay. L'utilisation de micro-trous (diamètre de 1,4 µm au pas de 5 µm) avait été testée avec des neutrons thermiques, mais donnait un gain très faible (20) en raison des dimensions réduites, en particulier de la distance anode/cathode (1,5 µm de SiO_2) [D12]. Peut-être inspirée par ces essais peu fructueux, l'idée de CAT est dans la continuité de travaux [101] sur des détecteurs gazeux à micro-pistes ("MHSC" pour "micro-heightened strip counter") réalisés par des techniques de lithographie profonde en rayons X. La Fig.31 présente les équipotentielles et lignes de champ dans le premier détecteur CAT [100] qui dans sa forme de base est constitué d'un trou percé dans une cathode et suivi d'une anode. Sans entrer dans des querelles d'antériorité [102], on peut dire que CAT, comme Micromegas (ou le détecteur de la Ref.94), a un principe de fonctionnement en deux étapes : un espace de conversion suivi d'une amplification de type plaque parallèle. Grâce à l'effet de lentille qui focalise les électrons primaires vers le trou, de bonnes résolutions en énergie peuvent être obtenues. Avec un mélange d'argon (90%) et de CO_2 (10%) et un rapport de 1,5 entre la distance anode/cathode et le diamètre du trou, le gain atteint 5000 et la résolution est de 16 % (fwhm) pour les rayons X de la source de ^{55}Fe. Des résultats plus récents sur CAT, présentés comme préliminaires par l'équipe du LURE, sont rassemblés dans la Ref.103. On y trouve des simulations numériques (2 dimensions, réalisées en collaboration avec un physicien de Toulouse) qui sont comparées à différents résultats expérimentaux (gains, résolutions en énergie et taux de comptage). Ces simulations permettent de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur, en particulier sur le retour des ions dont seulement 10 à 20 % reviennent dans l'espace primaire d'absorption.

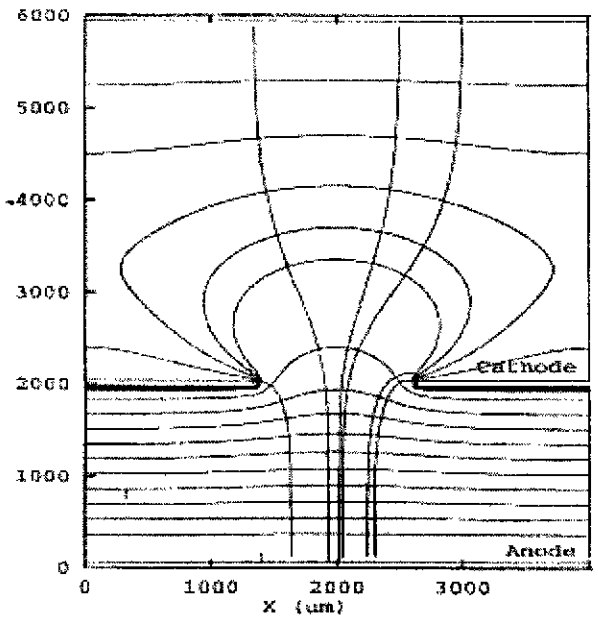


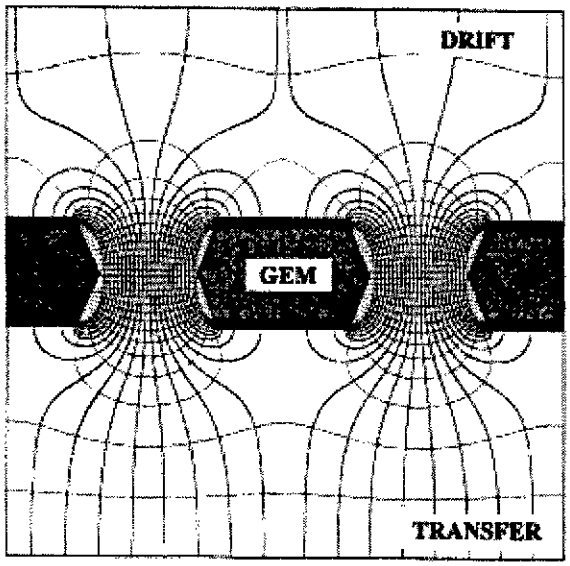
Fig.31. Schéma de principe du "Compteur à trou (CAT)" Les lignes de champ et les équipotentielles sont représentées pour l'électrode de dérive à - 25 V, la cathode à 0 V et l'anode à + 3 kV. (Ref.100).

L'amplification par les champs intenses créés entre deux électrodes placées de part et d'autre d'une structure à trous a également été testée par une équipe japonaise [104,105]. L'intérêt de ces travaux qui semblent indépendants de ceux réalisés au LURE, réside dans la réalisation de l'amplificateur gazeux. Il s'agit vraiment d'une microstructure un peu analogue à des galettes de micro-canaux (mais fonctionnant avec multiplication dans le gaz) : un ensemble de

tubes capillaires en verre de 100 μm de diamètre et 800 μm de longueur. Avec un mélange gazeux d'argon / méthane à différentes pressions, des gains jusqu'à 10^4 et des résolutions en énergie de 20% (fwhm, source de ^{55}Fe) ont été obtenus. Cependant et bien qu'il connaisse les travaux japonais, c'est en référence à CAT que Sarvestani [106] introduit une structure multiplicatrice à micro-trous ("MicroCAT") pour construire un détecteur bidimensionnel à fort taux de comptage en imagerie avec des rayons X. C'est aussi dans ce domaine de physique qu'une recherche de micro-structure originale à trois électrodes (2 dimensions et une lecture complémentaire pour la levée d'ambiguïté) a été faite sur une base d'amplification à trous [107]. En référence à CAT, cette équipe néerlandaise a nommé ce détecteur "CATER" pour "Compteur à trous à Electrodes Redondantes" ! C'est sans référence à CAT, mais en citant GEM et sa technique de construction, que Bellazzini développe un détecteur de structure très voisine (trous coniques au pas de 120 μm dans une circuit en kapton de 50 μm d'épaisseur) qu'il nomme "WELL" [108].

5.4. GEM (Gas Electron Multiplier)

Introduit en 1996 par Sauli au CERN, le "GEM (Gas Electron Multiplier)" [109] avait comme objectif initial de diminuer les tensions de polarisation des MSGC en utilisant un "préamplificateur gazeux". Peut être inspiré par les discussions dans les Ateliers sur les MSGC [D12], GEM est né dans la mouvance des détecteurs à étages successifs d'amplification qui permettent de mieux maîtriser le fonctionnement en répartissant le gain sur plusieurs éléments [110, 93]. Il a aussi bénéficié des capacités techniques de l'Atelier de circuits imprimés du CERN (EST-MT group, A. Gandi et R. De Oliveira). La Fig.32 présente les lignes de champ et équipotentielles d'un GEM et une vue de la structure amplificatrice, une feuille mince (kapton de 50 μm) percée chimiquement d'un grand nombre de trous (30 à 50 par mm^2). Les électrons créés par ionisation sont focalisés dans les trous où un champ électrique intense entraîne la multiplication.



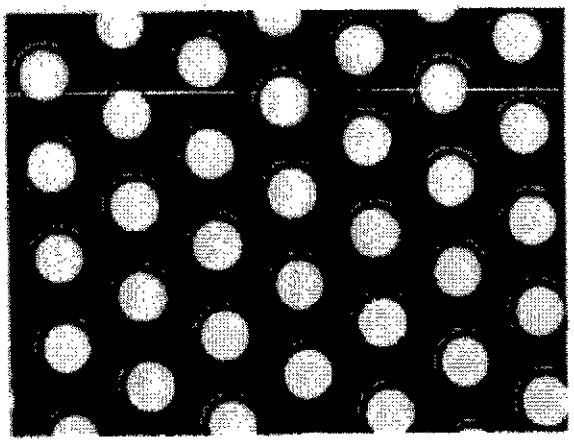


Fig.32. "GEM (Gas Electron Multiplier)". A gauche, lignes de champ et équipotentielles d'un GEM typique (trous de 70 μm, 55 μm au centre, avec un pas de 140 μm) (Ref.114). A droite, photographie au microscope de la structure avec des trous au pas de 140 μm (Ref.112). (Figures reproduites dans la Ref.18)

Les premiers travaux sur le GEM peuvent être consultés dans les Refs 109 et 111. Après une brève description, la plus grande partie de l'article de la Ref.111 porte sur l'utilisation du GEM comme "préamplificateur gazeux" dans un couplage avec une chambre à fils classique (MWPC) ou une MSGC. L'étude de GEM et son utilisation ont fait rapidement l'objet de publications par le groupe de Sauli dans des conférences, comme le "Nuclear Science Symposium" de IEEE (Albuquerque, novembre 1997) [112] ou la "Wire Chamber Conference" (Vienne, février 1998) [113]. Des études systématiques sur les paramètres (géométrie des trous, rapport des champs électriques interne et externe) influant sur l'amplification et le processus de transfert dans un simple et un double GEM sont présentées dans la Ref.114. Plus généralement, les principaux résultats, publiés ou en cours de publication avant mai 1999, sont résumés dans la Ref.18. La Fig.33 présente l'évolution du gain d'un GEM avec la polarisation pour différents mélanges gazeux (Ar + CO2). La Fig.34 montre la variation de gain avec les polarisations des 2 GEM dans un système double.

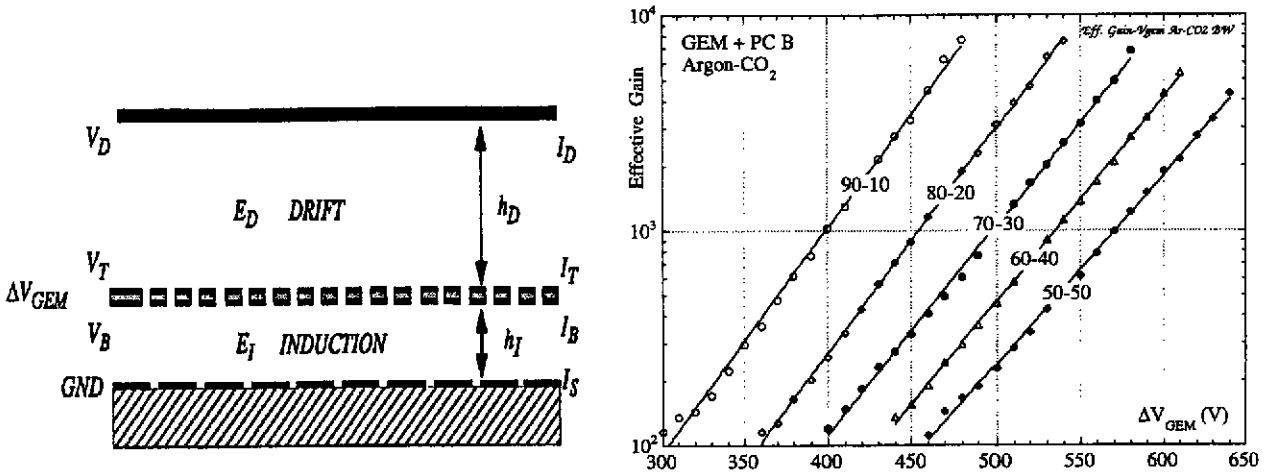


Fig.33. "Simple GEM". A gauche, schéma de principe (Ref.114). A droite, gain pour différents mélanges d'argon et CO_2 (Ref.18).

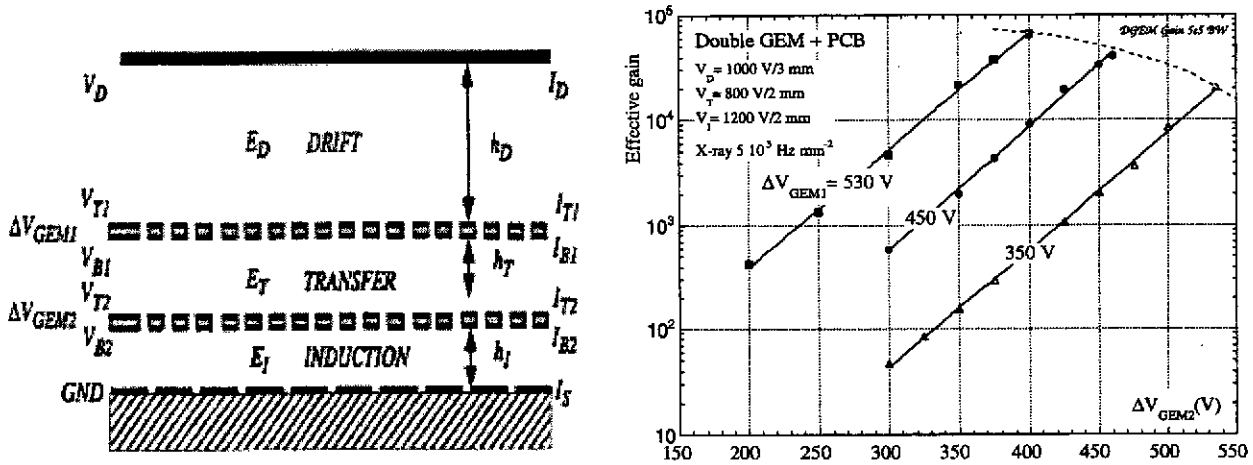


Fig.34. "Double GEM". A gauche, schéma de principe (Ref.114). A droite, gain pour différentes tensions sur les 2 GEM, avec un mélange de 70%Ar et 30%CO_2 (Ref.18).

L'utilisation de GEM comme préamplificateur gazeux couplé à une MSGC a été finalement adoptée pour le "Inner Tracker" de l'expérience HERA-B à Desy (Hambourg) [115]. Des essais de résistance aux radiations de 18 ensembles GEM et MSGC ont aussi été réalisés sur le faisceau intense de pions (350 MeV/c) de PSI [116]. Ces tests entrepris dans le cadre de qualifications de détecteurs pour l'expérience CMS sur le futur LHC ont montré que des points de fonctionnement et des taux de décharge satisfaisants pouvaient être obtenus. Cependant, il est difficile au lecteur de se faire une opinion générale sur l'absolue nécessité d'utiliser GEM avec les MSGC à la seule lecture des résultats (contradictoires ?) des Refs 92 et 116 qui restent très liés à la spécificité et au planning du projet CMS. Bien que les raisons profondes n'en soient pas toujours complètement connues [19], l'utilisation de systèmes à plusieurs étages repousse les limites du claquage pour le même gain effectif. Par exemple, un facteur 10 sur le seuil de claquage a été obtenu en passant d'un double GEM à un triple GEM [19]. Dans le cadre des tests préparatoires de l'expérience COMPASS au CERN, un prototype "double GEM de grande dimension (31 x 31 cm^2) a été testé avec satisfaction sur le faisceau intense de PSI [117]. L'expérience COMPASS disposera de deux nouveaux types de détecteurs : GEM et MICROMEGAS. Bien que les détecteurs soient placés sur des parties différentes (à taux de comptage différents), les comparaisons ne manqueront pas d'intérêt !

Né en physique des particules pour les mesures de localisation fines à haut taux de comptage, GEM a aussi rapidement intéressé d'autres domaines. Dans le cadre de leurs recherches sur les "photomultiplicateurs gazeux" (couplage d'une photocathode à un multiplicateur d'électrons), l'équipe de Breskin (Weismann Institute, Israel) a étudié les performances de GEM ou de plusieurs GEM successifs [118]. La Fig.35 présente le principe de ce type de détecteur. Des gains importants (10^5) sont obtenus avec des retours très faibles d'ions et de photons vers la photocathode. Ce type de photomultiplicateur qui se conçoit aussi avec d'autres structures "Micro-pattern" peut fonctionner dans des champs magnétiques et assurer des mesures de localisation fines sur des dimensions relativement importantes. Au cours de ces travaux, une caractéristique générale intéressante est étudiée : l'efficacité de transmission du GEM [119].

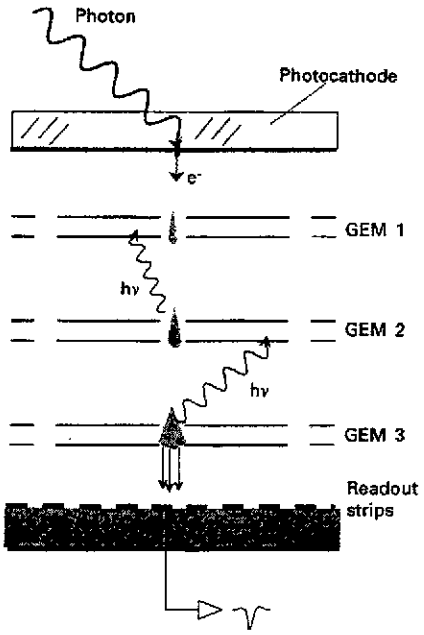


Fig.35. Schéma de principe d'un "photomultiplicateur gazeux" avec 3 GEM. L'avalanche finale est détectée sur les pistes d'un circuit imprimé. La succession des GEM constitue un écran pour le retour des ions et des photons vers la photocathode. (Ref.118)

Différents principes d'électrodes ont été étudiés pour la lecture bi-dimensionnelle dans des détecteurs à base de GEM [120]. Des tests de radiographie [18, 19] avec des rayons X de 8 keV ont donné de bonnes résolutions en position (100μm rms) sur des échantillons de petites dimensions (6 x 3 cm^2). Ces résultats ont été obtenus en utilisant une électronique haute densité de physique des particules. Les capacités de GEM et de tous les "Micro-pattern" ne pourront être pleinement exploitées en imagerie sans le développement d'une électronique dédiée, rapide, à très grand nombre de voies et... à faible coût.

5.5. "Micro pattern structures" et tendances actuelles des détecteurs gazeux

Dans leur article de revue [18], Sauli et Sharma analysent les performances et les limites des MSGC. Ils présentent également deux autres structures apparentées de détecteurs à micro-anodes : les chambres de type "micro-gap" ou "small gap" et les "micro-dot chambers". Dans leur chapitre "Novel micro-pattern detectors", ils décrivent et donnent les principaux résultats (connus à l'été 1999) sur Micromegas, CAT et GEM. Dans un article récent [121], Oed rassemble dans une table (Fig.36) les différentes structures utilisées pour les détecteurs gazeux de type "Micro-pattern". Cet article contient aussi les principales références où ces détecteurs sont décrits.

Structure	Name	Abbreviation
a c	Micro Strip Gas Chamber	MSGC
a c	Small Gap (micro strip) Gas Chamber	
a c	Micro Gap Chamber	MGC
c a	Compteur à Trous = Micro Well counter	CAT
c a	Micro Trench Gas Counter = Micro Groove	MGD
c a c	Micro Dot Gas Avalanche Detector	
c a	Micro Slit Gas Detector	
c a	Micro Wire Detector	
c a c	Micro Pin Array Detector	MIPA
a c	Micro Gap Wire Chamber	
c a	Capillary Plate Proportional Counter	
c a	Gas Electron Multiplier	GEM
c a	Micromesh Gaseous Structure	MICROMEGAS

Fig.36. Différentes structures des détecteurs de type "Micro-pattern". La description rapide et les sources se trouvent dans l'article de Oed (Ref.121).

Confrontées à des impératifs de mesures à multiplicité élevée dans des flux importants, les études des détecteurs gazeux se sont orientées vers l'utilisation de micro-structures. Des associations sont même réalisés entre différentes structures, comme le GEM et le MGD ("Micro-Groove Detector"), une variante (indépendante ?) de CAT [122]. On peut citer aussi le MICROMEGEM, un "mariage de raison (sans le consentement des parents ?)" entre MICROMEGAS et GEM [123]. Un des problèmes importants à résoudre reste celui des claquages pour les dispositifs à fort gain nécessaires à la détection de particules faiblement ionisantes [124].

Lorsqu'en mai 2000, Sauli analyse les évolutions des détecteurs gazeux, il les présente sous forme de trois transitions [19].

La première transition, "spark to avalanche", retrace l'évolution des détecteurs à plaques parallèles, comme ceux de Pestov, vers les RPC d'abord en mode "streamer" puis en mode avalanche. L'amélioration des résolutions de mesures en position et temps passe par un accroissement du nombre d'électrons primaires qui pourrait être obtenu par l'émission de surface des électrodes. Pour les particules au minimum d'ionisation et même en utilisant des surfaces fortement émissives (recouvertes de CsI), il semble que l'effet d'émission secondaire reste limité face à l'ionisation dans un gaz à pression normale.

La deuxième transition, "avalanche to spark", a pour sujet les MSGC et les MPD ("Micro-Pattern Detectors") tels que CAT, Micromegas et surtout GEM. Le terme de "spark" (étincelle) ne prend plus sa signification dans le fonctionnement des détecteurs mais dans l'effet parasite de décharge provoquée par les particules fortement ionisantes. C'est principalement cet effet qui limite aujourd'hui l'utilisation de ce type de détecteurs dans le domaine de la physique des particules.

La troisième transition, "from particle physics to applications", concerne le domaine d'utilisation des détecteurs. Cette partie est sans doute la moins convaincante car, comme son auteur l'indique, elle se limite à l'utilisation des GEM dans quelques applications et principalement en radiographie par rayons X. Cette tendance se retrouve souvent [125] dans les documents du groupe de Sauli qui, après un fort investissement dans les MSGC, consacre maintenant l'essentiel de ses travaux sur les GEM et leurs applications.

Les développements récents de nouveaux détecteurs fondés sur l'utilisation de micro-structures constituent un renouvellement important dans le domaine des mesures de position avec des détecteurs gazeux. On peut sans doute reprendre la dernière phrase de conclusion de Sauli et Sharma dans leur article de revue sur le sujet écrit en 1999 :

> "One hundred years after the invention of the proportional counter, and thirty years after the multiwire chamber, the development of high performance micropattern devices remains a challenging subject of research." [18]

6. Bibliographie commentée

Les références bibliographiques et les commentaires associés ne concernent que les sujets traités en cours. Ces références sont classées en quatre parties :

1) Livres
2) Chapitres de livres. Articles et documents de revue
3) Articles spécifiques
4) Documents de collaborations. Rapports internes. Thèses (Référencés Dx).

Ces différentes sources n'ont pas le même statut. Les livres ou les chapitres de livres publiés par un éditeur dans un ouvrage collectif n'engagent que leurs auteurs. Souvent de conceptions assez anciennes, ils contiennent néanmoins les principaux fondements du sujet et les références bibliographiques essentielles. Pour les nouveaux détecteurs gazeux qui ne sont pas traités dans ces livres, on peut consulter les articles de synthèse de F. Sauli présentés à différentes conférences.

Les articles spécialisés sont principalement extraits de la revue « Nuclear Instruments and Methods in Physics Research ». Malheureusement, cette revue a de plus en plus tendance à publier (sans distinction spéciale) des comptes rendus de conférences et même d'ateliers (Workshop) où les contrôles par les éditeurs scientifiques sont en général beaucoup moins sévères que ceux des « referees ». Les articles de la revue I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science sont maintenant aussi principalement issus de communications à des conférences. Bien que de plus en plus centrés sur les applications des détecteurs à d'autres domaines comme la biologie et la médecine, certains articles apportent des idées intéressantes, en particulier pour les mesures de position.

Les grands détecteurs comme ATLAS, CMS ou ALICE font l'objet de publications spécifiques à différents stades de leur construction : T.P. (Technical Proposal), T.D.R. (Technical Design Report) et nombreuses notes internes. Cette documentation, organisée par classe de détecteurs (détecteurs de vertex, calorimètre électromagnétique ou hadronique, bras dimuons....) traite en détails certains aspects technologiques des détecteurs qui sont rarement décrits dans les autres sources. Il faut quand même se méfier de certaines justifications des solutions proposées (en particulier dans les TP) car ces documents constituent aussi la base de défense du projet devant les instances de tutelle.

Le WEB est aujourd'hui une source très importante et rapide de documentation sur laquelle il faut conserver un esprit critique, en particulier sur les pages personnelles qui n'engagent que leurs auteurs.

6.1. Livres

1) G. F. Knoll, Radiation Detection et Measurement, John Wiley (1989) (Première édition 1979, dernière édition 2000)

2) W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1994) (Première edition 1987)

Les livres de Knoll et de Leo, écrits sur des plans identiques, sont sans doute les ouvrages les plus lus. Ils restent très intéressants pour les phénomènes de base (interaction rayonnement matière, compteur proportionnel...) mais décrivent très peu les détecteurs en physique des hautes énergies.

3) C. F.N. Tsoulfanidis, Measurements and Detection of Radiation, Taylor & Francis, (1995) (Première édition 1983)

Le livre de Tsoulfanidis contient comme les précédents des chapitres sur les principaux détecteurs de basse énergie. Une part importante est aussi consacrée à des techniques expérimentales telles que la spectroscopie (gammas et neutrons) ou l'analyse par activation.

4) C. F. G. Delaney and E. C. Finch, Radiation Detectors, Oxford University Press, 1992

Ce livre est, comme indiqué dans la préface, restreint à la détection des rayonnements au dessous de 100 MeV. Les explications sont souvent assez longues et rendent la lecture plus ennuyeuse que celle des trois ouvrages précédents.

5) K. Kleinknecht, Detectors for particle radiation, Cambridge University Press, 1998 (Première édition :en allemand 1985, en anglais 1986)

Ce livre traite des détecteurs en physique des particules. Après un chapitre d'introduction (Physics foundations), le découpage se fait par thèmes de mesure : ionisation, position, temps, identification, énergie, impulsion. Le dernier chapitre présente quelques exemples de détecteurs.

6) C. Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996

Le livre de Grupen est entièrement consacré aux détecteurs en physique des particules. Après un premier chapitre sur l'interaction particule / matière, les détecteurs sont classés suivant les méthodes expérimentales : mesures d'ionisation et de trajectoires, de temps, d'impulsion, identification de particules... Malgré une édition récente, on peut y trouver aussi la description d'anciens détecteurs peu ou pas utilisés aujourd'hui comme les chambres à bulles, à étincelles ou les émulsions.

7) R. C. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986

Ce livre ne traite pas uniquement des détecteurs, mais aussi de quelques rappels de physique expérimentale. Deux chapitres concernent notre sujet : 9 (Chambres proportionnelles) et 10 (Chambres à dérive).

8) W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag, 1993

Comme son titre l'indique, ce livre est consacré aux chambres à dérive. Plus précisément, il traite des fondements et des mesures : ionisation dans les gaz, dérive, amplification. Il traite aussi les aspects électrostatiques, la création du signal et les précisions des mesures. C'est un livre très complet dans ce domaine.

2) Chapitres de livres. Articles et documents de revue

9) F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional Chambers, CERN Report 77/09 (1977), *"le rapport jaune"*. Reédité dans Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics, (ed ; T. Ferbel), World Scientific, 1991 (Première édition 1987)

Le livre de Ferbel est composé d'une réédition fac simile d'articles déjà publiés, mais pas toujours faciles à trouver. C'est le cas de l'article de Sauli qui reste encore aujourd'hui une source essentielle sur les chambres à fils.

10) C. Stéphan, Gas Filled Detectors, dans Experimental Techniques in Nuclear Physics, (ed. N. Poenaru et W. Greiner), Walter de Gruyter, 1997

Le livre de Poenaru et Greiner dont les chapitres sont écrits par différents auteurs est principalement consacré (comme indiqué par son titre) à la physique nucléaire

11) T. Lohse and W. Witzeling, The Time Projection Chamber, dans Instrumentation in High Energy Physics (ed. F. Sauli), World Scientific, 1992

Le livre "Instrumentation in High Energy Physics" édité par F. Sauli est le volume 9 de la série "Advanced Series on Directions in High Energy Physics". Il est composé de 6 articles qui donnent une bonne synthèse des sujets abordés au début des années 90 et restent très intéressants pour les principes de base.

12) H. Fanet, Electronique associée aux détecteurs de rayonnements, Techniques de l'Ingénieur, B 3430 (et B 3431 pour les références bibliographiques)

"Techniques de l'Ingénieur" est une publication française privée (accès payant, www.techniques-ingénieur.fr) qu'on peut trouver dans les bibliothèques des laboratoires. Il s'agit d'une édition sous forme de fascicules régulièrement remise à jour dans des domaines techniques variés. Le document de F. Fanet est une bonne présentation de synthèse (26 pages) classée dans le thème "Génie nucléaire (BN)".

13) Particle Physics Booklet, July 2000

Ce livre de poche, régulièrement remis à jour, contient beaucoup de données (tables, formules, explications de base...). C'est un abrégé de Review of Particle Physics, dernière édition : D. E. Groom et al, The European Physical Journal C15, 1 (2000). On peut se le procurer à la documentation du CERN (e-mail : LIBDESK@CERN.CH)

14) Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1988.

Cours de F. Sauli et V. Comparat

15) Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1994.

Cours de C. Bourgeois et J. M. Brom

16) E. Mathieson, Induced charge distributions in proportional detectors, (1991).

Ce livre n'est pas toujours facile à trouver. Il s'agit pourtant du document théorique le plus clair et complet dans le domaine. On peut le trouver sur le WEB de Brookhaven National Laboratory (http://www.inst.bnl.gov) à l'adresse :

http://www.inst.bnl.gov/publications/OtherPublications.html

17) F. Sauli, Gas detectors : Recent developments and future perspectives, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 189

"Invited talk" à la huitième "Wire Chamber Conference" (Vienne, février 1997), cet article contient une analyse historique et critique du développement des MSGC et décrit l'introduction des nouveaux détecteurs Micromegas, CAT et GEM.

18) F. Sauli and A. Sharma, Micro-Pattern Gaseous Detectors, CERN-EP/99-69 (May 1999), publié dans Annual Review of Nuclear and Particle Science, 49 (1999) 341 "

Cet article est sans doute le plus documenté (190 références). Il contient une analyse détaillée des MSGC et de quelques détecteurs apparentés ainsi que de Micromegas, CAT et GEM.

19) F. Sauli, Gas detectors : achievements and trends, Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 47

Ce document présenté à la huitième Conference "Frontier Detectors for Frontier Physics" (Ile d'Elbe, mai 2000), est beaucoup plus court que le précédent et porte sur les RPC, les "Micro-pattern detectors" et quelques applications de GEM. Cet article n'échappe pas à la tendance (crispante!) des références introuvables ("submitted for publication", "in preparation" et même "unpublished measurements of the author").

6.3. Articles spécifiques

20) G. Igo, D. Clark and R. Eisberg, Phys. Rev. 89 (1953) 879. *Cette figure est souvent reproduite (cf. Ref.9 et Ref.10)*
21) A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson and G. Schultz, Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 189
22) B. Jean Marie, V. Lepeltier and D. L'Hote, Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 213
23) T. Z. Kowalski, Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 521
24) W. Shockley, J. Appl. Phys. 9 (1938) 635
25) S. Ramo, Proceedings of the I.R.E. (September 1939) 584. *L'article de Ramo est court (2 pages) mais très clair. Sa lecture peut être complétée par un article plus détaillé de la même époque dans le même journal : C.K. Jen, Proc. I.R.E. (June 1941) 345*
26) A. Beck, Thermoionic Valves, Cambridge University Press, 1953
27) G. Cavalleri, E. Gatti, G. Fabri and V. Svelto, Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 137
28) Zhong He, Nucl. Instr. and Meth. A 463 (2001) 250
29) Le cours de physique de Feynmann, Electromagnétisme, Dunod 1999 (Prem. Edit 1963)
30) W. Price, Nuclear radiation detection, Mc Graw Hill, 1958. *Cette figure est souvent représentée [2,9,10], ou sous des formes voisines [1,4]. Elle aurait été introduite (selon la Ref.10) par les Mongomerys en 1941*
31) R. Gott and M.W. Charles, Nucl. Instr. and Meth 72 (1969) 157
32) G.D. Alekseev, N.A. Kalinina, V.V. Karpukhin, D.M. Khazins and V.V. Kruglov, Nucl. Instr. and Meth 177 (1980) 385
33) R. Baumgart, C. Grupen and U. Schäfer, Nucl. Instr. and Meth. 222 (1984) 448
34) E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth 217 (1983) 30
35) G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 235
36) G. Charpak, D. Rahm, M. Steiner, Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 13
Reproduit dans 1, 2, 6, 9, avec parfois quelques erreurs sur le document d'origine !
37) G. Charpak and F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 405
38) I. Endo, T. Kawamoto, T. Mizuno, T. Ohsugi, T.Taniguchi and T. Takashita, Nucl. Instr. and Meth 188 (1981) 51
39) E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno and P. Semenza, Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 83
40) E. Mathieson (avec T.J. Harris, J.S. Gordon, J.R. Thompson ou G.C. Smith) dans Nucl. Instr. and Meth : 227(1984)267 ; 227(1984)277 ; A234(1985)505 et A270(1988)602.
41) R.G. Markham and R.G. H. Robertson, Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 131
42) J. Hough and R.W.P. Drever, Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 365
43) J. Fisher, J. Fuhrmann, S. Iwata, R. Palmer and V. Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 136 (1976) 19
44) J.L. Alberi and V. Radeka, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS23 (1976) 251
45) T. Bressani, G. Charpak, D. Rahm and C. Zupancic, Proc. Of the International Seminar on "Fimless Spark and Streamer Chambers", J.I.N.R. Dubna, 1969, p. 275. *Ce document, historiquement intéressant, est difficile à trouver. La figure est extraite de la Ref.8*
46) A.H. Walenta, J. Heintze and B. Schürlein, Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 373
47) C. Garabatos et al., Nucl. Instr. and Meth. A412 (1998) 38
48) R. Bellazzini, A. Brez, M. Massai and M. Torquati, IEEE Trans. NS32 (1985) 389
49) A. Breskin, G. Charpak, C. Demierre, S. Majewski, A. Policarpo, F. Sauli and J.C. Santiard, Nucl. Instr. and Meth. 143 (1977) 29
50) Kwong Lau and Jörg Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. A366 (1995) 298
51) G. Bencze et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 40

52) R. Debbe et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS37 (1990) 88
53) O. Siegmund, S. Clothier, J. Thornton, J. Lemen, R. Harper, I. Mason and J. Culhane, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS30 (1983) 503
54) D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121
55) W.B. Atwood et al., Nucl. Instr. and Meth. A306 (1991) 446
56) C. Brand et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 567
Y. Sacquin, Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 209
57) K. H. Ackermann et al., STAR Collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 681
58) H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1263. *Cité avec une figure significative dans le § 4.10 de la Ref.11*
59) M. Atac, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS34 (1987) 476
60) J. Kadyk, J. Wise, D. Hess and M. Williams, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS37 (1990) 478
61) J.A. Kadyk, Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1991) 436
62) E. Roderburg and S. Walsh, Nucl. Instr. and Meth. A 333 (1993) 316
63) *Pour les origines, Stephan [10] cite* E. Bagge and J. Christiansen, Naturwissenschaften 39 (1952) 298. *Mathieson [16] cite* K.J. Schmidt, Z. Phys. 193 (1954) 251 et J.E. Draper, Nucl. Instr. and Meth. 30 (1964) 148. *Quant à Grupen [6], il donne (sur les Plane-Parallel Spark Counters)* M. V. Babykin et al. , Sov. J. Atomic Energy IV (1956) 627. *Pour les phénomènes physiques, consulter le livre de* H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, 1964
64) *Comparat [14] cite comme premières utilisations en ions lourds* : G. Hempel et al., Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 445 et H. Stelzer, Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 409
65) A. Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. 165 (1979) 125
66) A. Breskin et N. Zwang, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS25 (1978) 126
67) Y. Galaktionov, Y. Kamyshkov, A. Malinin and V Pojidaev, Nucl. Instr. and Meth. A317 (1992) 116
68). A. Arefiev et al., Nucl. Instr. and Meth. A348 (1994) 318
69) W. Braunschweig, Phys. Scripta 23 (1981) 384. *Ref. citée par Grupen [6]*
70) V. Parkhomchuck, Y. Pestov and N. Petrovykh, Nucl. Instr. and Meth. 93 (1971) 269
71) H.R. Schmidt, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) 78 (1999) 372
72) Yu.N. Pestov, Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) 150
73) Yu.N. Pestov, H.R. Schmidt and B. Schreiber, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 11
74) R. Santonico and R. Cardelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377. *Les auteurs citent comme source une traduction d'un rapport de Y. Pestov et G. Fedotovich : Preprint IYAF 77-78, Slac Translation 184 (1978)*
75) R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 1. *Le volume A456 (p.1 à 161) est la publication des communications à "RPC'99", le cinquième Atelier sur les RPC (et détecteurs similaires) qui s'est tenu à Bari (Italie) en octobre 1999.*
76) C. Bacci et al., Nucl. Instr. and Meth. A443 (2000) 342
77) R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. and Meth. A451 (2000) 462
78) R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001) 117
79 P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS43 (1996) 2135
80) A. Akindinov, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 16
81) P. Fonte, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 6
82) R. Fourme, Nucl. Instr. and Meth. A392 (1997) 1. *Cet article, écrit pour la quatrième Conference sur les "Position-Sensitive Detectors (Manchester, septembre 1996) est un document de revue sur les "MWPCs and their gifted descendants" (MSGC, Micromegas, CAT, MGC) essentiellement en basse énergie.*
83) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 351

84) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A367 (1995) 34
85) N. Vellettaz, J.E. Assaf and A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A392 (1997) 73
86) A. Breskin, E. Shefer, R. Chechik and A. Pansky, Nucl. Instr. and Meth. A345 (1994) 205
87) B. Gebauer, C. Schulz, T. Wilpert and S.F. Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A409 (1998) 56
88) B. Blank et al., Nucl. Instr. and Meth. A330 (1993) 83
89) T. Hott, Nucl. Instr. and Meth. A408 (1998) 258
90) F. Sauli, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) 61B (1998) 236
91) T. Beckers et al., Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 95
92) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001)22
93) G. Charpak, W. Dominik, J.C. Santiard, F. Sauli and N. Solomey, NIM A274 (1989) 275
94) K.D. Joensen et al., Nucl. Instr. and Meth. A356 (1995) 234
95) Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert and G. Charpak, Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 29
96) G. Charpak, I. Crotty, Y. Giomataris, L. Ropelewski and C. Williams, Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 506
97) A. Delbart et al., Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 84
98) J. Derré et al., Nucl. Instr. and Meth. A459 (2001) 523
99) D. Thers et al., Nucl. Instr. and Meth. A469 (2001) 133
100) F. Bartol, M. Bordessoule, G. Chaplier, M. Lemonnier and S. Megtert, Journal de Physique III France 6 (1996) 337
101) M. Lemmonier et al., Nucl. Instr. and Meth. A349 (1994) 274
102) *Les détecteurs de "type CAT" ont fait (en novembre 1994) l'objet d'un dépôt de brevet en France (N° 2 727 525) par M. Lemonnier et son équipe sous le titre de "Détecteur de rayonnements ionisants à microcompteurs proportionnels"*
103) G. Chaplier, J.P. Bœuf, C. Bouillot, M. Lemonnier and S. Megtertet, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999) 339
104) H. Sakurai, T. Tamura, S. Gunji and M. Noma, Nucl. Instr. and Meth. A374 (1996) 341
105) T. Tamura et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS43 (1996) 1533
106) A. Sarvestani et al., Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) 444
107) F. van den Berg, C. van Eijk, R. Hollander and P. Sarro, Nucl. Instr. and Meth. A453 (2000) 530
108) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A423 (1999) 125
109) F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 531
R. Bouclier et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS44 (1997) 646
Ces 2 articles sur le GEM sont pratiquement identiques. Le premier a été envoyé à Nucl. Instr. and Meth. le 6 novembre 1996. Le deuxième est une communication de F. Sauli au Nuclear Science Symposium de IEEE (Anaheim, 3 au 9 novembre 1996)
110) G. Charpak and F. Sauli, Phys. Letters B (1978) 523
111) R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A396 (1997) 50
112) J. Benlloch et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS45 (1998) 234
113) J. Benloch et al., Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) 410
114) S. Bacheman et al., Nucl. Instr. and Meth. A438 (1999) 376
115) T. Zeuner, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 324
116) M.Ageron et al., Nucl. Instr. and Meth. A471 (2001) 380
117) S. Bachmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 42
118) A. Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. A442 (2000) 58
119) C. Richter, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 38. *Cet article est une version courte d'un "preprint" soumis à Nucl. Instr. and Meth. (cf. la Ref.10 de l'article pour le "prepint")*
120) A. Bressan et al. Nucl. Instr. and Meth. A425 (1999), 254

121) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A471 (2001) 109
122) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A425 (1999) 218
123) O. Bouhali et al., Nucl. Instr. and Meth. A459 (2001) 211
124) V. Peskov, B.D. Ramsey and P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS45 (1998) 244
125) F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A422 (1999) 257

6.4. Documents de collaborations. Rapports internes. Thèses

D1) Bo Yu, Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities, PhD dissertation, University of Pittsburgh, 1991, Informal Report BNL 47055.
D2) The Forward Muon Spectrometer, LHCC/P3-Addendum 1. to the ALICE TP, CERN / LHCC, 96-32 (1996)
D3) Dimuon Forward Spectrometer, ALICE TDR 5, CERN / LHCC, 99-22 (1999) et Addendum 1 à ce TDR, CERN / LHCC, 2000-046 (2000)
D4) L. Kharmandarian, Thèse Orsay1999, Rapport interne IPNO T 00-02
D5) *Les informations historiques sont extraites de la Ref.11 dont les auteurs citent des rapports internes de la Collaboration PEP* : D.R. Nygren, PEP 198 (1975) et A.R. Clark et al., PEP-4 Proposal (1976)
D6) Time Projection Chamber, ALICE TDR 7, CERN / LHCC, 2000-001 (2000)
D7) J. Peyré, B. Genolini et J. Pouthas, IPN Orsay, Rapport interne IPNO 98-07 (1998)
D8) Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers (J. Kadyk organizer), Berkeley, 1986, Rapport LBL 21 170 (1986).
D9) The n-TOF Collaboration, Technical Report, CERN, INTC 2000-018, (2000).
D10) Time of Flight System (TOF), ALICE TDR 8, CERN / LHCC 2000-12 (2000). *Le chapitre 2 (R&D program, prototype test result) est très intéressant pour les études sur les Compteurs Pestov, les PPC et les RPC multigap.*
D11) LC TPC R&D, DESY–PRC R&D 01/03, October 4, 2001. *Ce document écrit pour le 52ième PRC (Physics Review Comitee) de DESY (Hambourg) présente des programmes de R&D sur une TPC pour les futurs collisionneurs linéaires (LC, Linear Collider) d'électrons.*
D12) A. Oed, Proceedings of the MSGC Workshop, ILL, Grenoble, june 1991. *Cette source est donnée par Oed dans un article de 2001 (cf. Ref.121)*

Remarque : Les documents de la Collaboration ALICE (comme ceux de la plupart des grandes collaborations) sont sur le WEB : http://alice.web.cern.ch/Alice/documents.html. Mais, en raison d'une refonte de la documentation au CERN, cette adresse est en cours de changement. On peut consulter la page d'accueil du nouveau système de documentation qui contient de nombreuses informations sur ALICE, mais aussi LHC, ATLAS, CMS, etc.

EDMS (Engineering Data Management Service)
http://edmsoraweb.cern.ch:8001/cedarnew/cedarw.site_home.