

## Détecteurs gazeux pour ions lourds

V. Comparat

► **To cite this version:**

V. Comparat. Détecteurs gazeux pour ions lourds. École thématique. Ecole Joliot Curie "Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules", Maubuisson, (France), du 26-30 septembre 1988: 7ème session, 1988. <cel-00645570>

**HAL Id: cel-00645570**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00645570>**

Submitted on 28 Nov 2011

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

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

## DETECTEURS GAZEUX POUR IONS LOURDS

V. Comparat

Institut des Sciences Nucléaires, 53, Avenue des Martyrs, F-38026  
Grenoble, France

**Résumé.** Revue des détecteurs gazeux pour ions lourds: chambres scintillantes, à streamers, d'ionisation et détecteurs à courbe de Bragg. Détecteurs à très faible pression: Plaques parallèles, chambres multifils, chambres multi-étages.

**Abstract.** Review of gaseous detectors for heavy ions: scintillating, streamers and ionization chambers, Bragg curve detector. Very low-pressure detectors: PPAC, MWPC and MSC.

INTRODUCTION:

Les ions lourds présentent une grande diversité de comportement dans leur interaction avec la matière : Les alphas de 5,5 MeV perdent environ 1 000 fois plus d'énergie qu'une particule au minimum d'ionisation dans une petite épaisseur de gaz. Les produits de fission perdent encore 100 fois plus que les alphas. Entre ions lourds "légers" ultrarelativistes et ions très lourds et très lents on aura une dynamique en  $dE/dx$  de plus de  $10^4$ . Il est clair que ce ne sont pas les mêmes détecteurs qui seront utilisés dans les deux cas.

C'est à partir de 1975 que l'on a assisté au retour et au renouveau des détecteurs gazeux pour les ions lourds, auparavant les semiconducteurs et les scintillateurs solides étaient les plus utilisés. Mais l'arrivée d'accélérateurs délivrant des faisceaux de plus en plus intenses a poussé à la mise au point de détecteurs nouveaux capables de répondre aux besoins des expérimentateurs. Ce cours va en faire une revue rapide.

Dans de nombreuses expériences, notamment derrière des spectromètres magnétiques et pour des ions lourds pas trop ionisants, de nombreux groupes de physiciens utilisent des détecteurs gazeux "classiques", c'est à dire dont le fonctionnement est très proche de ceux qui sont utilisés en physique des particules, tant que la pression du gaz reste supérieure à environ 30 torr. Les propriétés de ces détecteurs sont traitées par F. Sauli dans cette école, aussi ils sont exclus de cette revue.

De même seront exclus les ensembles de détection faisant appel à plusieurs détecteurs de base (par exemple ensembles d'identification associant des chambres d'ionisation et des plaques parallèles).

Ce cours est divisé en deux parties :

Une première partie présente des détecteurs typiques utilisés en physique des ions lourds en débutant par ceux qui utilisent la lumière émise par l'interaction de l'ion avec le gaz : chambres scintillantes et chambres à streamers, et en poursuivant par ceux qui traitent les charges déposées dans le volume du gaz sans les multiplier : chambre d'ionisation et chambre à courbe de Bragg.

Une deuxième partie étudie les détecteurs à multiplication électronique à très basse pression (entre 1 et 10 torr par exemple) qui ont des caractéristiques de fonctionnement très différentes des détecteurs à plus haute pression présentés par F. Sauli, même si les noms et les structures mécaniques sont quasi-identiques : plaques parallèles, chambres multifils, chambres multi-étages.

## 1ère Partie : QUELQUES DETECTEURS D'IONS LOURDS à MOYENNE PRESSION

### DETECTEURS GAZEUX A SCINTILLATION.

Pour une étude approfondie des phénomènes de luminescence dans les gaz, dus aux interactions d'une particule avec les molécules de ce dernier, on peut consulter les références suivantes: /1,2,3,4/ On se contentera de quelques rappels élémentaires.

La scintillation se classe en deux catégories :

- La scintillation primaire : L'émission de lumière est due à l'interaction de la particule incidente avec le gaz (qu'il y ait ou non champ électrique) . Les gaz nobles sont de bons scintillateurs, par exemple le Xénon scintille autant que le CsI (Tl).

- La scintillation secondaire ; est produite par les électrons d'ionisation primaire accélérés dans un champ électrique suffisant pour leur donner une énergie supérieure au seuil d'excitation du gaz. Il y a émission secondaire avec ou sans multiplication de charge suivant que l'énergie des électrons est inférieure ou supérieure au seuil d'ionisation du gaz. L'intensité de la lumière secondaire émise peut être très grande (gain de plus de 100) et atteindre des valeurs bien supérieure à celle du Na I !

Les avantages des scintillateurs gazeux sont les suivants :

- non sensibilité aux dommages des radiations
- bonne linéarité en fonction de l'énergie déposée : il faut atteindre des ionisations spécifiques très importantes pour obtenir des écarts à la linéarité vraiment significatifs. Par exemple les ions  $^{208}\text{Pb}$  de 1,4 MeV/A présentent un

excès de scintillation de 10 % par rapport à l'estimation théorique donnée par les tables de  $dE/dx$  (les  $\alpha$  de 5,5 MeV étant pris pour référence) dans un mélange A + N<sub>2</sub> /5/.

- possibilité de construire des scintillateurs de toutes formes et dimensions et de jouer sur la densité du milieu (pression).

- possibilité d'utiliser les charges créées dans le gaz, ce qui permettra de faire de la localisation précise.

- Dans certains gaz on trouve des temps de décroissance de scintillation très rapides ( $\sim 10^{-9}$ s) /6/. On pourra alors réaliser de bonnes prises de temps.

Pour les ions lourds, la scintillation gazeuse peut être intéressante car le nombre de photons émis est conséquent malgré la faible densité du milieu.

Un des gaz les plus utilisés est le mélange Argon-Azote (taux d'azote entre 2 et 10 %).

- C'est un bon scintillateur, de plus il émet principalement vers 3 500 Å (UV proche) alors que les gaz nobles émettent dans l'UV lointain (1 300 Å pour l'Argon et 1 700 Å pour le Xénon). Avec A + N<sub>2</sub> on peut utiliser des photomultiplicateurs à fenêtre à quartz, il n'y a pas besoin de changeurs de longueur d'onde. Ce gaz est aussi moins sensible aux impuretés et n'exige pas des installations sophistiquées de purification.

- C'est un gaz "rapide" ( $T < 2$  ns) voir figure 1 :

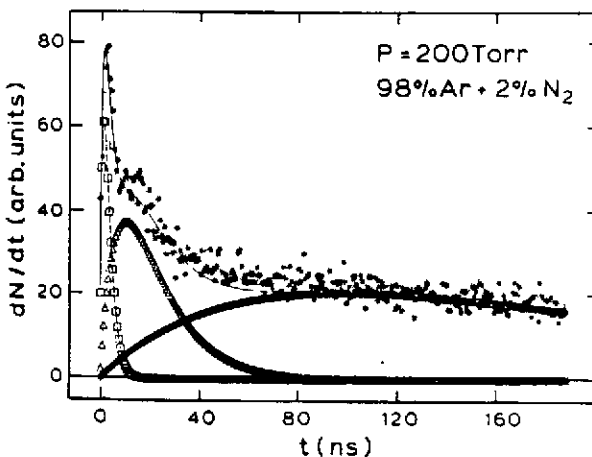


fig 1: Spectre en temps de la scintillation dans un mélange A+N<sub>2</sub> excité par <sup>27</sup>Mo à 1,4 MeV/A.

A noter que l'intensité de la composante rapide ne varie pas avec la pression dans une large gamme /6/.

- C'est un mélange qui a de bonnes caractéristiques pour le transport des électrons : bonne vitesse de dérive, faible coefficient de diffusion, et il peut permettre des grands gains de multiplication électronique .

Des réalisations utilisent le concept de chambre à dérive scintillante proposé par G. Charpak /8/.

Le groupe de Mutterer /7/ a réalisé un détecteur qui détermine le  $\Delta E$ , le temps de passage et la position à deux dimensions des ions lourds dans le même volume de gaz .

Une autre réalisation /9/ utilise une structure analogue à celle d'une chambre à dérive classique : Pour la localisation à une dimension, elle utilise la différence de temps entre la scintillation primaire qui signe le moment de passage de la particule et la scintillation secondaire née autour d'un fil par l'accélération des électrons. L'intérêt d'utiliser la scintillation plutôt que la multiplication électronique est que l'on atteint une meilleure résolution en énergie car il n'y a pas de dégradation par la statistique de l'avalanche. De plus le système est auto - déclenchable, voir figure 2 :

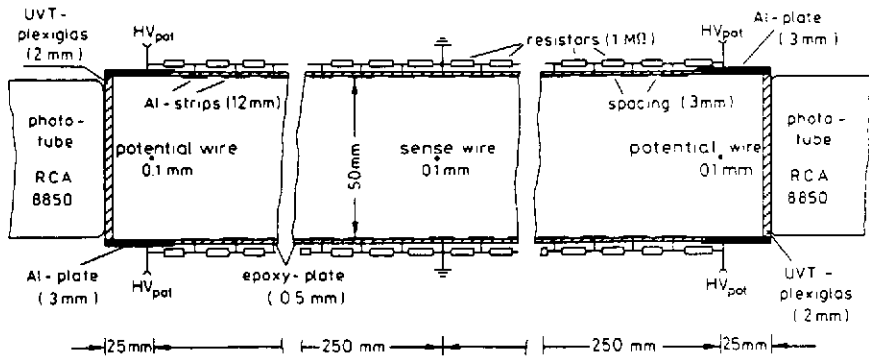


fig 2: Coupe d'une chambre à dérive scintillante équipée de deux photomultiplicateurs.

LA CHAMBRE A STREAMER.

Pour étudier dans le détail des réactions à très haute multiplicité (>100), il est nécessaire de photographier les traces du passage des produits de la réaction et de faire une reconstruction à trois dimensions.

Une des techniques utilisée en ions lourds est la chambre à streamer; voir pour plus de détails l'article de revue /10/.

Le principe de fonctionnement est le suivant : voir la figure 3.

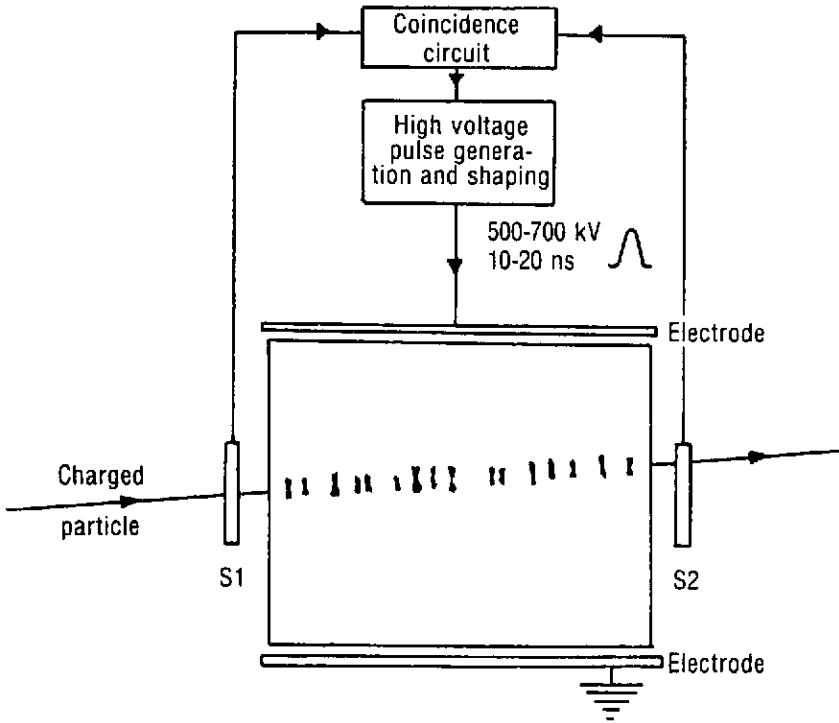


fig 3: Schéma de principe d'une chambre à streamer /10/.

Moins d'une microseconde après le passage d'une particule dans un large volume de gaz à pression atmosphérique, on déclenche une impulsion de très haute tension pendant 10 à 20 ns (il faut obtenir des champ électrique entre 10 et 20 kV/cm). Sous l'effet de ce champ électrique, les électrons d'ionisation primaire, violemment accélérés, forment des filaments lumineux : des streamers, à l'emplacement des sites d'ionisation le long des trajectoires. On peut photographier ces streamers avec des caméras classiques ou à CCD et visualiser les trajectoires.

Les streamers n'ont pas le temps de trop grossir à cause de la retombée de la haute tension. La cible est installée dans l'enceinte, le gaz est généralement un mélange Ne (90) + He (10) avec quelques ppm de SF<sub>6</sub>, gaz électronégatif, qui absorbe rapidement les électrons et "efface" les traces d'ionisation et diminue ainsi la mémoire de la chambre. Il est important de ne pas attendre trop longtemps après le passage de la particule pour déclencher l'impulsion de THT, afin que les traces ne soient pas brouillées par la diffusion des électrons dans le gaz.

Cette méthode se limite aux ions lourds pas trop ionisants ( $E > 10$  MeV/A) pour que les effets secondaires dans la cible ne brouillent pas les images.

A noter que le taux d'acquisition des images est limité à quelques événements par seconde par la lenteur de la pulsation de la THT. On peut rajouter un champ magnétique pour déterminer la rigidité des particules. La figure 4 montre une réaction La + La à 50 MeV/A réalisée à MSU grâce à des caméras CCD /11/.

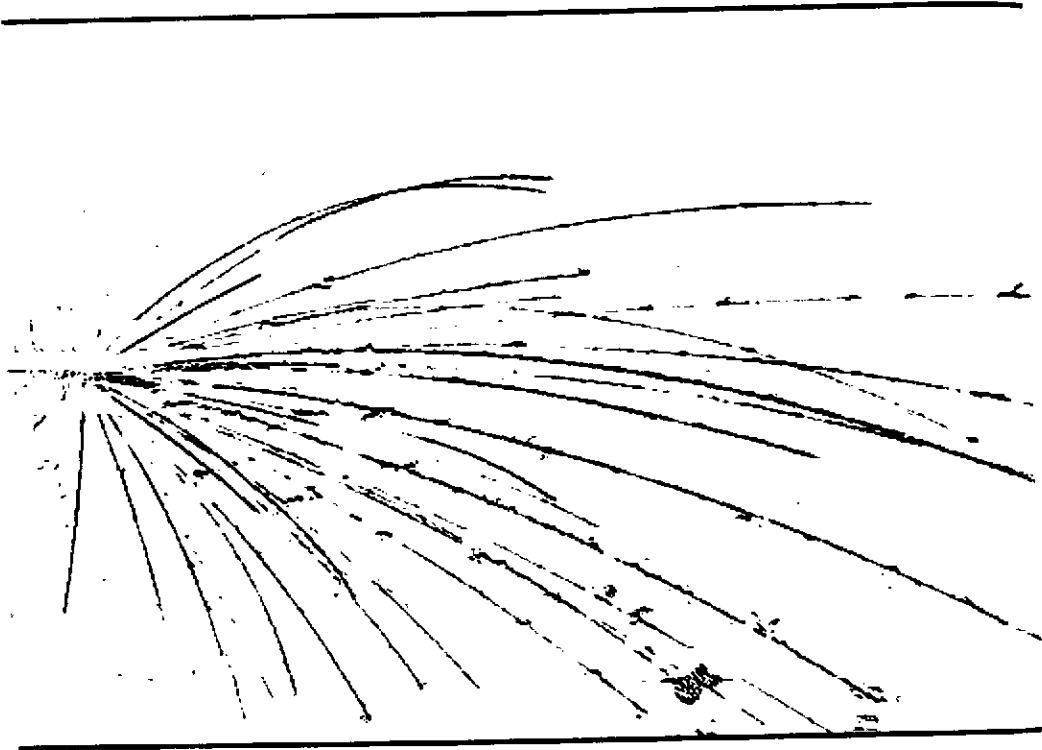


fig 4: Réaction La+La à 50 MeV/A, photographiée avec des caméras CCD.

LA CHAMBRE D'IONISATION.

C'est un des plus anciens détecteurs et l'un des plus simples. Elle est très employée en physique des ions lourds pour la mesure des  $\Delta E$  et de  $E$  (si on arrête l'ion dans le volume de gaz).

Les principaux avantages de la chambre d'ionisation sont :

- possibilité de faire des détecteurs de grandes dimensions et de grands angles solides /12/. L'épaisseur en  $\text{mg}/\text{cm}^2$  peut être adaptée aux besoins en faisant varier la pression

- Sa réponse est linéaire en  $\Delta E$  : il y a une grande linéarité entre la perte d'énergie et le nombre d'électrons déposés dans le gaz.

- Pas de dommages par les radiations.

- Bonne résolution en énergie, on atteint facilement  $\Delta E/E=0,7 \%$

- Elles peuvent être utilisées pour localiser des passages d'ions lourds en segmentant les électrodes de collection des charges.

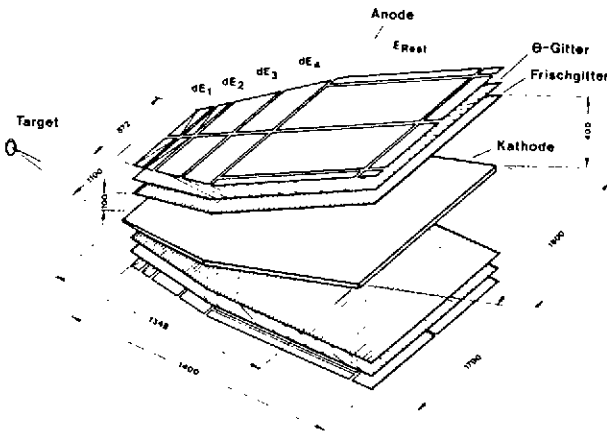


fig 5: Vue en perspective de la grande chambre d'ionisation à GSI /12/.

Souvent les chambres d'ionisation sont de petites dimensions, mais on peut préférer construire de très grandes chambres pour diminuer la pression donc diminuer l'épaisseur de la fenêtre d'entrée et éviter que certains ions ne stoppent près de la fenêtre d'entrée où règne en général une zone d'inhomogénéité de champ électrique. Une attention particulière doit être portée à la qualité du



champ électrique, à la pureté du gaz, à la transparence des grilles et à la qualité du préamplificateur. Sur la figure 5 on voit une vue en perspective de la grande chambre d'ionisation à GSI : On distingue la grille de Frisch qui isole électriquement l'anode du volume d'ionisation, le plan de fils  $\theta$  qui traite les charges par influence et permet de connaître l'angle d'émission des ions, les différentes anodes qui déterminent les différents  $\Delta E$ . Une grande chambre de ce type a été construite auprès du GANIL et fait partie du système ME $\Omega$  /13/.

### DETECTEUR A COURBE DE BRAGG.

A partir de la connaissance de la variation du  $dE/dx$  en fonction de la profondeur de pénétration d'un ion lourd dans un gaz on peut déterminer plusieurs de ses caractéristiques : voir figure 6.

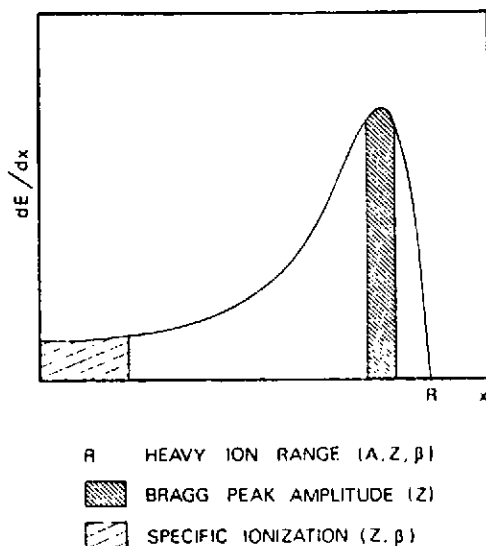


fig 6: Principe de la spectroscopie par courbe de Bragg /15/.

La hauteur du pic de Bragg signe sans ambiguïté le  $Z$  de l'ion et l'intégrale de la courbe donne l'énergie  $E$ .

Pour éviter d'avoir à segmenter l'anode d'une chambre d'ionisation en un grand nombre d'électrodes, C.R. Gruhn et al /14/ ont proposé un nouveau détecteur : le détecteur à courbe de Bragg qui est une chambre d'ionisation à dérive : le champ électrique étant longitudinal par rapport aux trajectoires. figure 7 :

Par une analyse en temps des charges qui arrivent sur l'anode, on décrit la courbe de Bragg de l'ion incident. On peut soit digitaliser cette information /15/

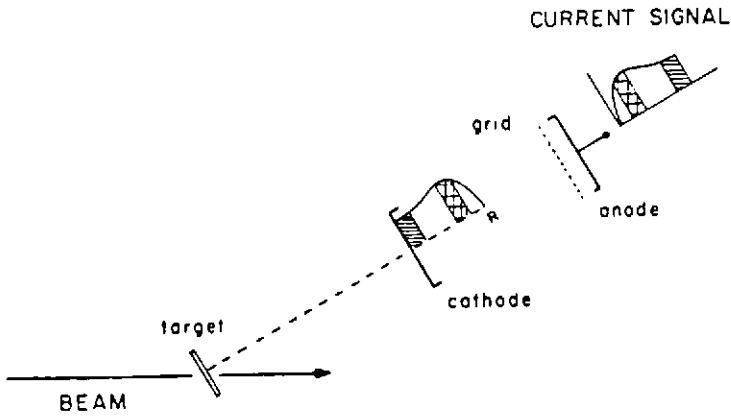


fig 7: Principe du détecteur à courbe de Bragg.

soit se contenter de déterminer l'intégrale de la courbe et la hauteur du pic de Bragg. Pour ce faire on utilisera deux voies d'électronique avec deux constantes de temps, l'une donnera E et l'autre plus rapide donnera Z. La figure 8 montre un exemple d'identification /16/.

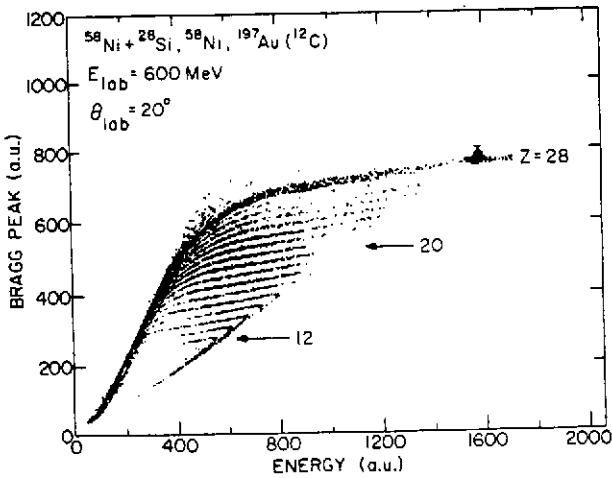


fig 8: Exemple d'identification avec un détecteur à courbe de Bragg /16/.

Il est important d'utiliser un gaz dont la vitesse de dérive soit rapide pour éviter les recombinaisons et permettre un taux de comptage raisonnable. F. Gramegna et al /17/ ont réalisé un détecteur qui atteint 20 kHz comme taux de comptage en conservant des caractéristiques correctes  $\frac{\Delta E}{E} = 0,9 \%$  et  $\frac{Z}{\Delta Z} = 50$  pour  $^{32}\text{S}$  à 5 MeV/A

Une autre réalisation /18/ propose de modifier le détecteur et de revenir à un champ électrique transversal en équipant la chambre d'ionisation d'une anode résistive, ce qui permet de déterminer le centre de gravité de la courbe de Bragg qui signe aussi le Z avec une bonne précision.

## 2<sup>ème</sup> Partie : LES DETECTEURS GAZEUX A TRES FAIBLE PRESSION

Lorsqu'on étudie la physique des détecteurs gazeux, le paramètre important à considérer est la valeur du champ réduit  $E/P$  - champ électrique divisé par la pression du gaz, exprimé fréquemment en Volt/cm x torr. (unité qui sera utilisée par la suite).

A pression atmosphérique, les valeurs maximales atteintes pour  $E/P$  sont d'environ 10 à 50 alors qu'à très basse pression (1 à 10 Torr par exemple) on arrive facilement à 500 ou 1 000 et parfois plus.

Quel est le comportement des grandeurs physiques dans le gaz à ces champs réduits aussi élevés ? Il y a assez peu de données disponibles pour les gaz utilisés dans les détecteurs à très basse pression (heptane, isobutane, pentane....). L'isobutane a été le plus utilisé dans différents types de détecteurs aussi on a pu extraire de ces travaux des indications intéressantes pour la compréhension du fonctionnement des détecteurs à très basse pression.

### 1°) Vitesse de dérive des électrons :

Du fait de la diminution de pression, le libre parcours moyen des électrons entre deux chocs augmente fortement, intuitivement on en déduit une augmentation de la vitesse de dérive. Des vitesses de plus de  $5 \times 10^7$  cm/s sont atteintes pour  $E/P \geq 500$  V/cm.torr [19]. Dans ces conditions les électrons vont atteindre des énergies instantanées très importantes (100 eV) en comparaison de ce qui se passe à pression atmosphérique. Ce gain de plus d'un facteur 10 dans la vitesse de dérive va avoir des conséquences importantes sur la variation en temps des signaux issus du détecteur.

### 2) Vitesse de dérive des ions.

Elle va aussi fortement augmenter, des vitesses de  $5 \times 10^5$  cm/s seront atteintes pour  $E/P \sim 1\ 000$ . Cela aura des conséquences notamment sur le taux de comptage des détecteurs.

### 3) Coefficient de diffusion :

Ce coefficient permet de décrire l'élargissement spatial du nuage d'électrons primaires en fonction de la distance de dérive dans le gaz, il intervient de manière directe dans la résolution spatiale des chambres à dérive. La largeur de diffusion  $\sigma$  (déviations standard) pour une dérive de 1 cm dans le gaz, va décroître en fonction de  $E/P$  puis à partir de  $E/P = 2$  V/cm.torr, elle va croître lentement [20] puis brusquement pour atteindre des valeurs très importantes supérieures à  $10^{-1}$  cm à 1 torr pour l'isobutane à  $E/P \sim 1\ 000$ .

Cette augmentation de la diffusion en fonction de E/P a des avantages : diminution de la charge d'espace et possibilité de transférer facilement des électrons à travers des grilles (voir plus loin les détecteurs à multi-étages) mais il y a un inconvénient majeur c'est de détériorer la résolution des chambres à dérive pour de très faibles pression (< 10 torr par exemple) voir figure 9 /21/.

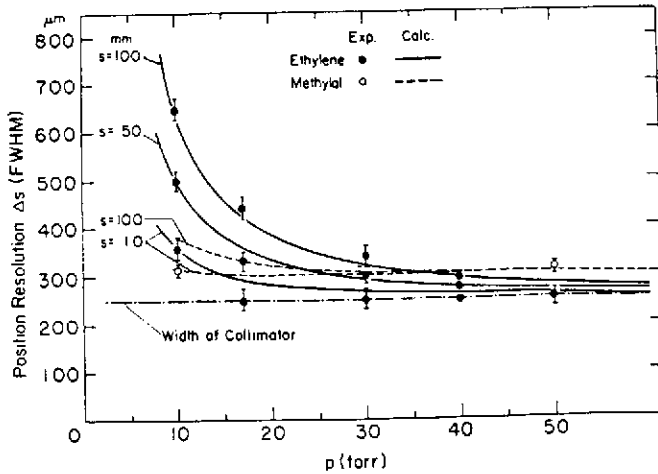


fig 9: Résolution en position en fonction de la pression du gaz, pour différentes distances  $s$  de dérive /21/.

#### 4) Processus d'amplification de charges.

Les sections efficaces élastique, d'excitation et d'ionisation par les électrons dans un gaz, varient très fortement en fonction de l'énergie incidente des électrons et donc de E/P. Par exemple pour l'Isobutane, à partir de 30 eV environ la section efficace d'ionisation va dominer les autres processus : voir figure 10 /22/.

A très basse pression, dans les avalanches, les électrons vont atteindre des énergies très grandes (par exemple 100 eV au lieu d'environ 10 à 20 eV dans les avalanches à pression atmosphérique) qui correspondent à la zone du maximum de la section efficace d'ionisation : on arrivera à faire de la multiplication électronique sur des faibles distances (quelques mm) même à une pression aussi basse que 1 torr. Le coefficient réduit de Townsend  $\alpha/P$  va atteindre des valeurs très importantes ( $40 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$  pour l'Isobutane) le libre parcours moyen d'ionisation vaudra environ 0,2 mm à 1 torr, ce qui autorisera de faire des détecteurs de faible épaisseur à très faible pression et néanmoins avec des gains importants.

Ces caractéristiques remarquables sont particulièrement bien adaptées à la détection des ions lourds très ionisants. Par exemple, un ion Argon de 100 MeV créera environ 300 électrons primaires dans 1 mm d'Isobutane à 1 Torr !

Il sera possible de faire de très bonnes prises de temps, d'atteindre des hauts gains (donc une bonne résolution spatiale), et des hauts taux de comptage.

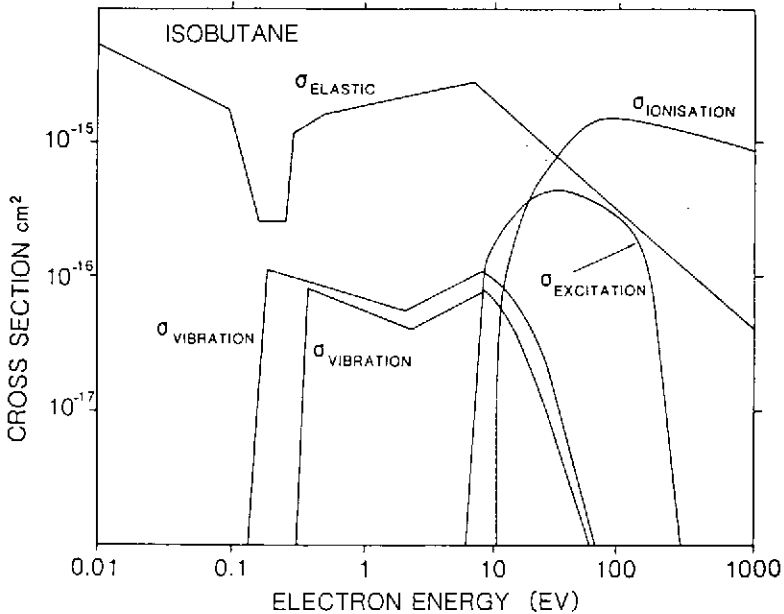


fig 10: Sections efficaces électron-isobutane calculées par Biagi /22/.

Pour les ions très ionisants, l'épaisseur des fenêtres et des électrodes va être cruciale, d'où l'intérêt de baisser au maximum la pression pour diminuer les épaisseurs (il est difficile de descendre en dessous de  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ )

### LE DETECTEUR A PLAQUES PARALLELES.

C'est le détecteur gazeux le plus simple puisqu'il ne comporte que deux électrodes une anode et une cathode, parallèles entre elles et dont la distance  $d$  va varier de 1 à 4 mm environ. Comme le champ électrique est constant, le gain sera donné par  $M = \exp(\alpha d)$  avec  $\alpha$  1<sup>er</sup> coefficient de Townsend. Seuls les électrons d'ionisation primaire créés tout près de la cathode subiront ce gain, les autres étant moins amplifiés ne compteront pratiquement pas dans le bilan des charges, c'est ce que l'on appelle l'effet de peau. Le détecteur à plaques parallèles (PPAC) à très basse pression a été introduit en 1975 pour détecter les ions lourds /23,24/, ses caractéristiques principales sont /25/:

- Temps de montée du signal très rapide (2 à 3ns) dû à la grande vitesse de dérive des électrons et à l'importance de la composante électronique dans le signal. Par rapport à une chambre à fils à pression atmosphérique, la composante électronique va être plus importante car les ions, après l'absorption des électrons dans l'anode, seront plus loin de celle-ci que d'un fil et donc l'influenceront moins, ce qui permettra à une plus grande quantité d'électrons de partir immédiatement

dans l'électronique . La figure 11 représente la forme calculée /26/ du courant anodique en fonction du temps dans une PPAC. On peut remarquer le retard de quelques nanosecondes entre le temps de passage (temps 0) de la particule et le sommet de l'impulsion ; la montée de l'impulsion provient de l'approche des électrons en cours d'avalanche et la descente exprime l'arrivée des électrons sur l'anode, ensuite seul le courant beaucoup plus faible dû au déplacement des ions va subsister jusqu'à ce qu'ils se déchargent sur la cathode. Ces caractéristiques vont permettre de réaliser de très bonnes prises de temps ( $\sim 200$  ps), même sur de grandes surfaces /27/ dans ce cas il faudra tenir compte des temps de propagation des signaux dans les électrodes : environ 40 à 50 ps/ cm d' électrode /28/. La résolution en temps sera d'autant meilleure que la distance  $d$  sera petite et que le dépôt d'énergie primaire près de la cathode sera grand: voir figure 12 /29/.

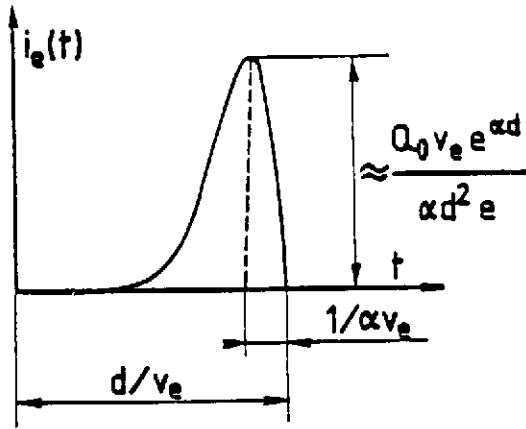


fig 11: Courant électronique en fonction du temps dans une plaque parallèle d'épaisseur  $d$ ,  $v_e$  étant la vitesse de dérive des électrons.

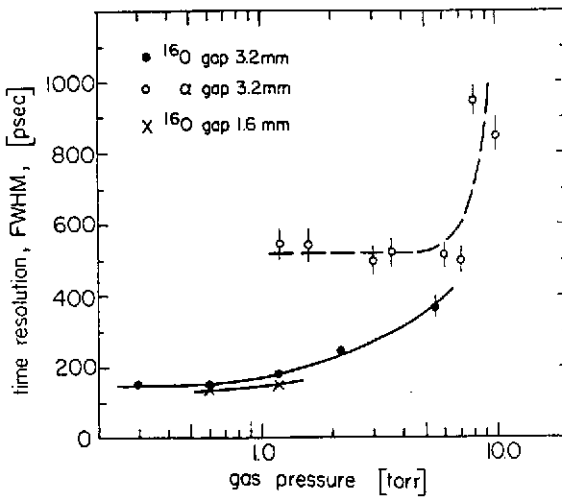


fig 12: Résolution en temps dans une PPAC en fonction de la pression, de l'épaisseur et de la densité d'ionisation primaire /29/.

- gain de multiplication électronique important : par exemple des valeurs de  $10^4$  à  $10^5$  sont facilement atteintes sans claquage.

- bonne linearité en  $\Delta E$  à basse pression et à gain moyen. Des effets de non linéarité apparaissent pour des  $dE/dx$  importants si on augmente la pression vers 20 à 30 torr /30/, il y a une quasi-saturation en amplitude, ce qui est parfois intéressant pour diminuer la dynamique de l'électronique dans des expériences où il y a des ions lourds de  $dE/dx$  très différents à détecter, en même temps.

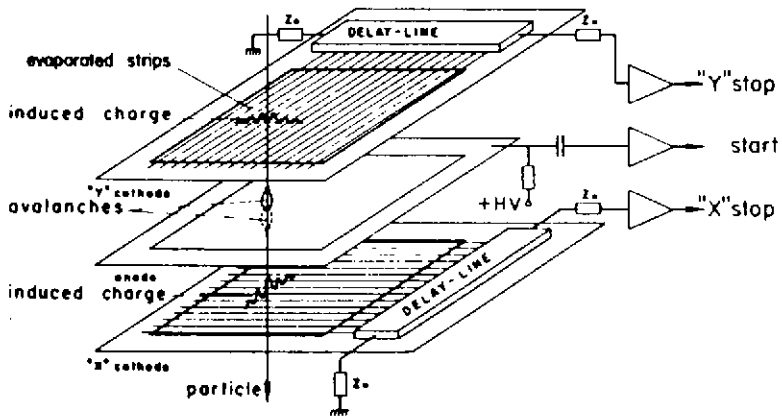


fig 13: Principe de la lecture bidimensionnelle d'une double plaque parallèle /32/.

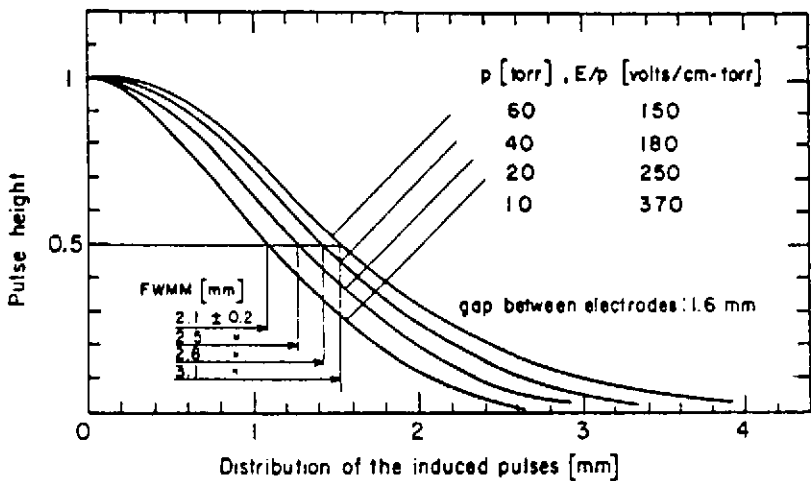


fig 14: Extension spatiale des charges induites sur une cathode en fonction de E/P /32/.

- Très bonne résolution spatiale : Comme dans les détecteurs à plus haute pression, on effectuera la localisation des avalanches en segmentant les cathodes et en utilisant des lignes à retard rapides /31/ pour trouver facilement le centre de gravité des charges induites: voir figure 13 /32/. La résolution obtenue est meilleure que 0,5 mm fwhm. A cause de la grande vitesse de dérive des ions, la largeur de la charge induite sur la cathode va varier assez rapidement dans le temps, ce qui explique la diminution de la largeur de cette charge en fonction de E/P (vue par une électronique dont la constante de temps reste fixe) voir figure 14 /32/.

- Possibilité de faire de très grands détecteurs, par exemple 1 m<sup>2</sup> /27/.

LA CHAMBRE A FILS A TRES BASSE PRESSION.

Dès 1971 /33/ il a été démontré que les chambres multifils (MWPC) pouvaient avoir une bonne résolution en temps en baissant fortement la pression, on l'expliquait par l'augmentation de la vitesse de dérive des électrons. C'est Breskin /29,34/ qui a indiqué qu'à très basse pression devait avoir lieu un mécanisme de double amplification : une première amplification a lieu dans la zone de champ quasi-constant entre l'anode et la cathode de la chambre à fils (90 % de l'épaisseur) comme dans une plaque parallèle, la deuxième amplification a lieu tout près du fil comme dans une chambre à pression atmosphérique, voir figure 15 /35/.

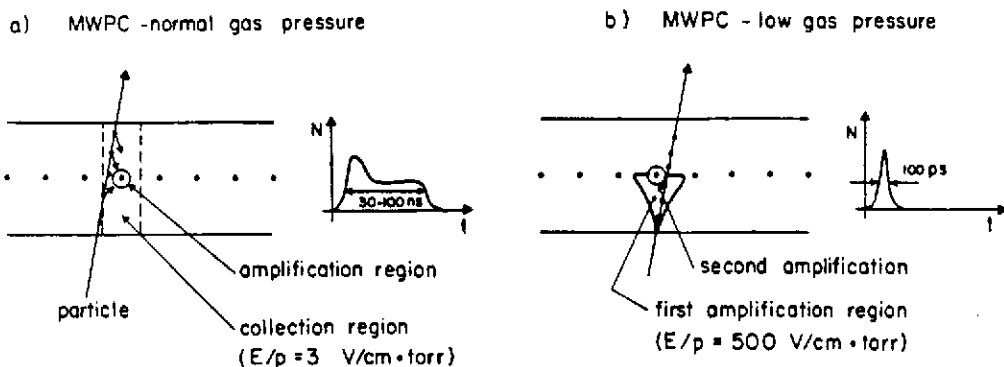


fig 15: Fonctionnement d'une chambre multifils: a) à pression atmosphérique, b) à très basse pression /35/.

Ceci a été clairement démontré par G. Möller et al. /36/. Les valeurs de E/P qui sont atteinte près des fils à très basse pression (par exemple 1 torr) sont énormes : 10<sup>5</sup> Volt/cm.torr; dans ces champs les ions vont reculer avec des vitesses très



importantes (plus de  $10^6$  cm/s c'est à dire qu'il vont parcourir 0,3 mm en 30 ns ceci va avoir des conséquences sur le signal obtenu sur l'anode. La composante ionique aura deux parties : une très rapide qui se mélangera avec la composante électronique, l'autre plus lente qui exprimera la dérive des ions dans un champ constant. On aura alors des composantes rapides plus importantes que dans une PPAC.

On utilise des chambres à fils peu épaisses (gap de 1,6 à 3 mm) et dont les fils sont très fins et rapprochés (tous les mm). Une mesure de l'extension de l'avalanche sur les différents fils anode donnera des indications sur le coefficient de diffusion pour des grandes valeurs de E/P. Voir figure 16 a /37/.

Les charges induites sur la cathode auront un comportement contradictoire à celui d'une PPAC, mais cela est dû à la convolution de la largeur obtenue dans un PPAC avec l'extension de l'avalanche électronique près de l'anode à très fort E/P, d'où une augmentation de la largeur avec E/P, voir figure 16 b /38/.

La résolution en temps est très bonne, Breskin a obtenu 100 ps à 2 torr pour des ions  $^{80}\text{Br}$  de 160 MeV /38/ De même les performances en taux de comptage sont très bonnes. On peut obtenir des résolutions spatiales excellentes : 200  $\mu\text{m}$  fwhm /37/.

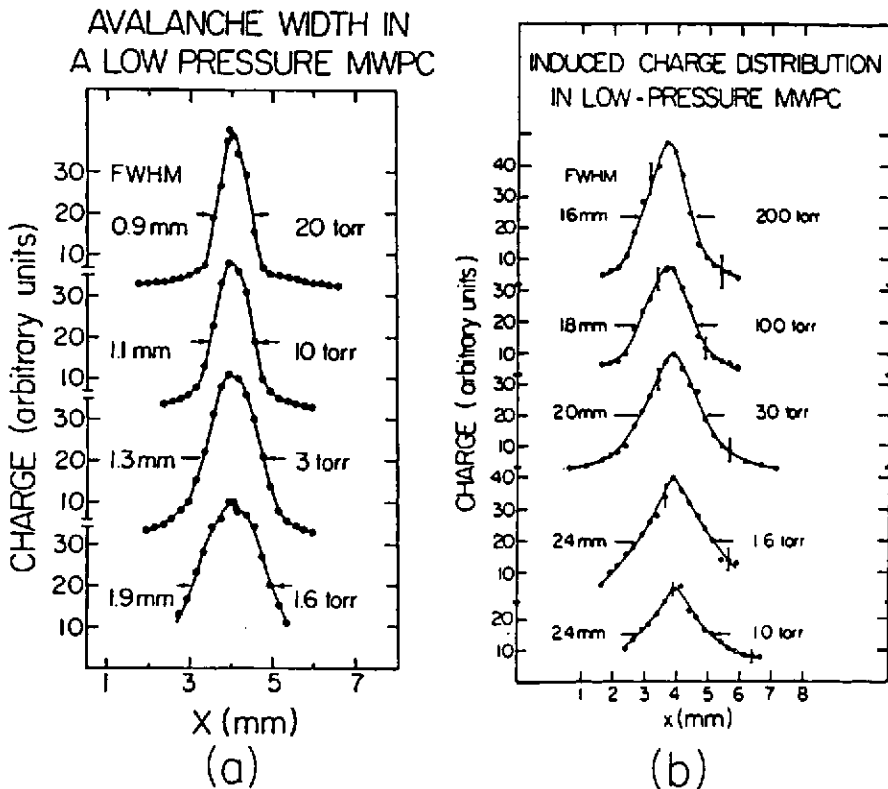


fig 16: Chambre multifils: fils anode de 10  $\mu\text{m}$ , tous les mm et gap anode cathode de 3,2mm. a) largeur de l'avalanche sur l'anode. b) extension de la charge induite sur la cathode.

LA CHAMBRE MULTI-ETAGES A TRES BASSE PRESSION.

Le principe de la chambre multi-étages à pression atmosphérique a été proposé par Charpak et Sauli /39/. Le transfert des électrons à travers les grilles va se faire aisément à très faible pression, à cause du fort coefficient de diffusion. On peut s'abstraire de l'espace de transfert entre la zone de préamplification et la chambre multifils grâce aux très bonnes propriétés de "quenching" de l'isobutane. Breskin a fait une étude détaillée de ce type de détecteur /40/ particulièrement adapté aux ions de très basse énergie qui seront arrêtés dans une très faible épaisseur de gaz derrière la fenêtre et qui exigeront un très haut gain pour obtenir une bonne résolution en temps et spatiale. Il a testé deux montages de chambres à multiétage : voir figure 17 :

Il obtient des résolutions très bonnes : en temps mieux que 180 ps fwhm et spatiale mieux que 0,2 mm fwhm. Des gains très élevés : 100 fois plus que dans une chambre à fils à basse pression. Il détecte avec une très bonne efficacité des ions aussi lents que  $^{160}\text{Gd}$  de 1,3 MeV d'énergie cinétique.

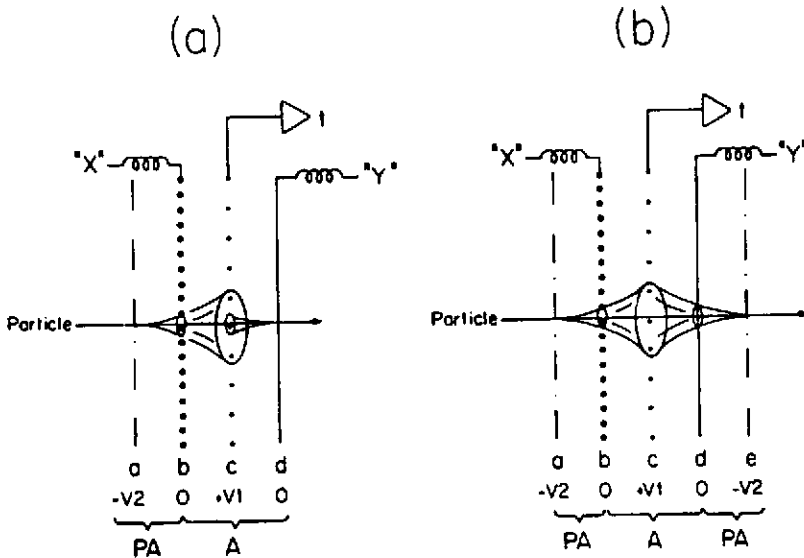


fig 17: Deux exemples de chambres multi-étages: a) une MWPC (A) avec un seul étage de préamplification (PA). b) une MWPC (A) entre deux étages de préamplification (PA) ce qui double le signal sur l'anode.

CONCLUSION:

La majorité des développements exposés dans cette courte revue ont eu lieu entre 1975 et le début des années 80. Depuis, les efforts de développement ont portés sur la construction de grands détecteurs capables de déterminer de plus en plus de paramètres dans des réactions à grande multiplicité : chambre gazeuse à projection temporelle /41,42/, détecteurs à grands angles solides (jusqu'à  $4\pi$ ) qui sont traités dans d'autres cours.

REFERENCES

- /1/ Birks, J.B., The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford, 1964
- /2/ Thiess, P.E. and Miley, G.H., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS. 21 (1974) 125
- /3/ Policarpo, A.J.P.L., Space Sci. Instr. 3 (1977) 77
- /4/ Salet, M. and Leite, S.C.P., Portugal. Phys. 11 (1980) 53
- /5/ Mutterer, M. et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS. 27 (1980) 184
- /6/ Grimm, P. et al, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 394
- /7/ Schelhaas, K.P. et al, Nucl. Instr. and Meth. 154 (1978) 245
- /8/ Charpak, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 381
- /9/ Mathis, K.D. et al, Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 407
- /10/ Van Bibber, K. and Sandoval, A., Heavy Ion Science 7 (1982) 333
- /11/ Angius, S.A. et al, rapport MSUCL.- 645 (1988), Michigan State University.
- /12/ Stelzer, H., Nucl. Phys. A354 (1981) 433 c
- /13/ Gardes, D. et al, Nucl. Instr. and Meth. A247 (1986) 347
- /14/ Gruhn, G.R. et al, Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 33
- /15/ Asselineau, J.M. et al, Nucl. Instr. and Meth. 204 (1982) 109
- /16/ Vineyard, M.F. et al Nucl. Instr. Meth. and A255 (1987) 507
- /17/ Gramagna, F. et al, Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 601
- /18/ Kimura, K. and Tomura, H., Nucl. Instr. and Meth. A 254 (1987) 583
- /19/ Pellegrin, P.O., thèse 3ème cycle. Grenoble (1984).
- /20/ Sauli, F., Rapport CERN 77-09 et Peisert, A. et Sauli, F. rapport CERN 84-08.
- /21/ Breskin, A. and Trautner, N., Nucl. Instr. and Meth. 134 (1976) 35
- /22/ Biagi, S.F., communication à la conférence de Londres sur les détecteurs de position : sept. 1987. Nucl. Instr. and Meth. à paraître.
- /23/ Hempel, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 445
- /24/ Stelzer, H., Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 409
- /25/ Coffin, J.P. and Engelstein, P., Heavy Ion Science 7 (1982) 275
- /26/ Gardes, D. et Volkov, P., rapport IPNO-DRE-81-08. Orsay.
- /27/ Harrach, D.V. and Specht, H. J. Nucl. Instr. and Meth. 164 (1979) 477
- /28/ Sernicki, J. Nucl. Instr. and Meth. A238 (1985) 427
- /29/ Breskin, A. et al, Nucl. Instr. and Meth. 165 (1979) 125
- /30/ Stelzer H., Lecture Notes in Physics vol.178 (1982) Springer Berlin 1983
- /31/ Gaiardo, D. et al, rapport IPNO- 84-05. Orsay
- /32/ Breskin, A. and Zwang, N., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 126
- /33/ Binon, F. et al, Nucl. Instr. and Meth. 94 (1971) 27
- /34/ Breskin, A. et al, IEEE Trans. Nucl.Sci. NS-27 (1980) 133
- /35/ Breskin, A., Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 11
- /36/ Möller, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 605
- /37/ Breskin, A. et al, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 107
- /38/ Breskin, A. preprint WIS-84/47, Rehovot
- /39/ Charpak, G. and Sauli, F., Phys. Lett. 78B (1978) 523
- /40/ Breskin, A. et al, Nucl. Instr. and Meth. 221 (1984) 363
- /41/ Gosset, J., Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 299
- /42/ Sauli, F., Zeit. für Phys. C 38 (1988) 339