

DEUXIÈME PARTIE

Etude et détermination des caractéristiques du
système de détection de la voie achromatique
du Synchrocyclotron d'Orsay

2

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	67
I - LES CONDITIONS IMPOSÉES AU SYSTÈME DE DÉTECTION.	69
1. Plage utile de détection et résolution spatiale.	69
2. Reconstruction des trajectoires.	69
3. Taux de comptage accepté.	70
4. Contraintes imposées par l'utilisateur.	70
II - ENSEMBLE DE DISCRIMINATION DES ÉVÉNEMENTS : LE "TRIGGER".	71
1. Le montage.	71
2. Choix des plastiques et des photomultiplicateurs.	73
3. Montage mécanique des plastiques.	75
a. Choix de la source de particules.	76
b. Montage électronique de chacun des deux tests.	76
c. Résultats des tests.	78
III - CHOIX DES COMPTEURS.	81
1. Choix du type de compteur.	81
2. Création de l'avalanche : choix du gaz.	82

3. Choix de la méthode de lecture sur la cathode.	83
IV - FONCTIONNEMENT ÉLECTROSTATIQUE D'UNE CHAMBRE MULTIFILS.	87
1. Méthode de calcul des charges induites.	89
a. Identité de Gauss.	89
b. Etats d'équilibre.	91
2. Il n'est pas nécessaire de supposer que l'avalanche entoure le fil anode.	92
3. Répartition des charges induites sur les différents éléments de la chambre multifils.	93
a. Charges induites sur les cathodes, les masses et l'anode.	93
b. Répartition des charges induites sur les cathodes.	96
c. Répartition de la charge induite sur l'anode.	102
4. Forme des impulsions recueillies sur les différents éléments de la chambre.	103
V - DISTANCE DEVANT SÉPARER LES DEUX CHAMBRES.	107
1. But du calcul.	107
2. Méthode de calcul.	108
CONCLUSION	113
RÉFÉRENCES	115

INTRODUCTION

La transformation du synchrocyclotron de l'I.P.N d'Orsay, augmentant l'intensité, l'énergie du faisceau et en améliorant l'émission, permettra l'étude des réactions nucléaires sur deux voies distinctes.

1. Une voie dite "achromatique" (1).

Sur laquelle, par l'intermédiaire du grand spectromètre "Montpellier", on espère atteindre une résolution limite théorique de 30 keV pour des protons de 200 MeV, et ce pour une intensité de l'ordre de 4 μ A. Le plan image de ce spectromètre est incliné de 60° par rapport à l'axe optique. La plage utile y sera de 30 cm perpendiculairement à l'axe optique.

2. Une voie dite "analysée" (2).

Elle fournira un faisceau analysé de bonne qualité, aussi bien en ce qui concerne son intensité que ses dimensions et sa convergence sur la cible. Ceci est intéressant pour des expériences utilisant des jonctions comme détecteur, ou bien un spectromètre ayant des caractéristiques très différentes de celle de "Montpellier" (dispositif de détection de particules de faible rigidité magnétique ; pions par exemple).

Dans un souci de standardisation, les conditions (résolution spatiale, taux de comptage, plage à couvrir) imposées au système de détection de la voie achromatique et à celui du second type d'expériences de la voie analysée, ont été prises semblables. Ceci ne concerne toutefois que les éléments de détection destinés à localiser les particules. Les ensembles de discrimination des événements ne seront pas identiques dans les deux cas.

Cette seconde partie de la thèse aurait dû porter sur l'étude et la mise au point du système de détection de la voie achromatique.

Celui-ci n'étant pas encore totalement réalisé, nous n'exposerons ici que les méthodes utilisées pour l'étude préliminaire et donnerons les résultats auxquels ils nous ont conduits, c'est-à-dire les caractéristiques adoptées pour les différents éléments du système de détection.

I - LES CONDITIONS IMPOSÉES AU SYSTÈME DE DÉTECTION.

1. PLAGE UTILE DE DÉTECTION ET RÉSOLUTION SPATIALE.

Comme nous l'avons dit, la plage utile derrière l'analyseur Montpellier sera de 30 cm dans le plan image. On peut fixer à 35 cm environ, la plage utile des détecteurs, placés au voisinage du plan image.

La résolution limite théorique de l'analyseur (30 keV à 200 MeV proton) correspond à environ 0,5 mm dans le plan perpendiculaire à l'axe optique passant par le foyer image. Si on veut pouvoir décrire des pics avec une telle résolution, il est souhaitable de disposer d'un détecteur donnant une précision spatiale de 0,3 mm sur toute la plage utile, dans la direction horizontale.

2. RECONSTRUCTION DES TRAJECTOIRES.

Un système de détection capable de reconstruire les trajectoires des particules derrière l'aimant d'analyse offre la possibilité :

- de rejeter les trajectoires aberrantes
- de déterminer le point d'intersection de la trajectoire avec le plan image du spectromètre afin de reprojeter les spectres dans le "plan de meilleure résolution".

Un tel système doit comporter au moins deux compteurs permettant de tracer la droite représentant la trajectoire.

Un troisième compteur confirmerait le fait que les coups enregistrés sur les deux autres correspondent bien à la même particule. Dans un premier temps, un système à deux compteurs est en cours de réalisation.

3. TAUX DE COMPTAGE ACCEPTE.

Puisque l'on désire sélectionner les particules par leurs trajectoires, il sera nécessaire d'utiliser un ordinateur en ligne pour dépouiller les informations provenant des compteurs et reconstruire les trajectoires. Ceci sera effectué par une HP 2116B. Elle pourra enregistrer un événement complet toutes les 20 μ s et reconstruire 550 trajectoires en une seconde.

On a estimé que chaque compteur devait pouvoir délivrer la coordonnée de passage d'une particule sélectionnée toutes les 5 μ s environ, pour un bruit de fond pouvant atteindre l'équivalent de 10^6 cps/sec.

4. CONSTRAINTES IMPOSEES PAR L'UTILISATEUR.

On peut ne vouloir enregistrer les informations données par les compteurs que si la particule qui les a traversés répond à d'autres critères :

- localisation dans une zone donnée du compteur; ceci pour éviter de perdre le temps nécessaire à l'enregistrement de pics parasites...
- nature de la particule fixée : une telle sélection peut être effectuée par un système de plastiques scintillants suivis de photomultiplicateurs.

Nous allons commencer par étudier le système de discrimination des événements adopté .

II - ENSEMBLE DE DISCRIMINATION DES ÉVÉNEMENTS : LE "TRIGGER"

1. LE MONTAGE.

Ce système de plastiques doit :

- couvrir la zone définie par les chambres compte tenu des problèmes de stragglng angulaire

- accepter un taux de comptage du même ordre de grandeur que celui désiré pour les compteurs, soit l'équivalent de 10^6 coups par seconde

- discriminer la particule détectée, l'élimination des particules de même B_p pouvant se faire :

- par la mesure de la perte d'énergie dans le plastique (" $\frac{dE}{dx}$ "),
- par la mesure du temps de vol entre deux plastiques,
- par coïncidence ou anticoïncidence entre les signaux fournis par ces plastiques séparés par un absorbant.

La discrimination de la particule pourrait se faire par n'importe laquelle (voire plusieurs) des méthodes proposées, au choix de l'expérimentateur, dans un montage du type suivant (Fig.1) comportant trois plastiques :

- Le premier d'entre eux fournit:

- un signal destiné aux sélections par coïncidence avec les deux autres.
- un signal de prise de temps, qui sera le signal "start" de la mesure du temps de vol.

- Le second plastique donne :

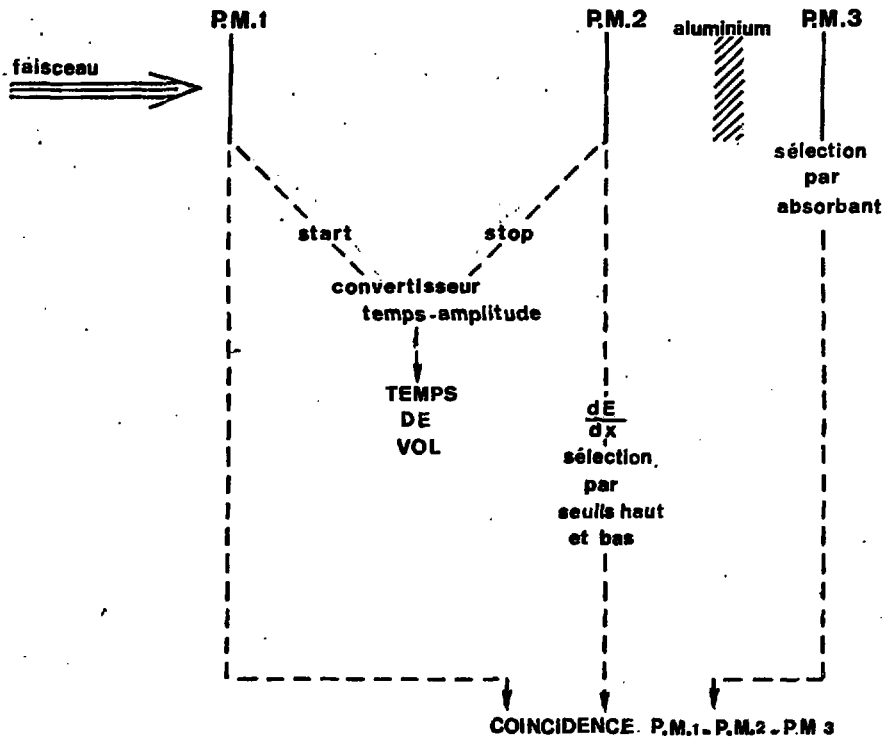


Fig.1. Le "Trigger". Principe du montage.

- le signal "stop" de la mesure du temps de vol
- un signal linéaire de mesure de la perte d'énergie ; la sélection se fait par un sélecteur de bande. Ce signal est mis en coïncidence avec celui du plastique précédent.

• Le troisième plastique complète la sélection par coïncidence ou anticoincidence, étant séparé du précédent par un absorbant.

Remarque : comme on peut le voir sur le tableau 1, une sélection par temps de vol nécessite une résolution en temps, sur un mètre, meilleure que 4 ns.

2. CHOIX DES PLASTIQUES ET DES PHOTOMULTIPLICATEURS.

Le premier des trois plastiques, qui sera proche des détecteurs aura une longueur de 35 cm et une hauteur de 6 cm. Le second et le troisième doivent être à la fois plus longs et plus hauts, à cause du straggling angulaire et de l'ouverture du faisceau. Les dimensions adoptées sont, pour la longueur 40cm, et la hauteur 8,5cm.

Ils doivent aussi être suffisamment épais pour que leurs signaux soient utilisables. Toutefois, le premier d'entre eux, très éloigné des deux autres, doit être le plus mince possible pour limiter le straggling angulaire. C'est d'ailleurs pour cela que l'on n'attend de lui qu'un signal logique de prise de temps, et non pas un signal linéaire dont l'amplitude permettrait d'effectuer une sélection : le pouvoir de séparation en serait trop faible.

Ce sont les protons qui perdent le moins d'énergie à la traversée du plastique (tableau 2) et parmi ces protons, ceux qui ont l'énergie la plus élevée.

Des protons de 200 MeV perdent 800 keV dans un plastique de 2 mm, épaisseur adoptée pour le premier des trois scintillateurs.

Le second plastique sélectionne les particules entre autre par leur perte d'énergie durant sa traversée. Son épaisseur doit donc être suffi-

Tableau 1

Temps de vol sur un mètre.

Particule de même Bp que les protons	Proton	Deuton	Triton	³ He	Alpha
à 50 MeV-proton	10,6ns	20,4ns	30 ns	15,4ns	20,4ns
à 200 MeV-proton	5,9ns	10,2ns	14,9ns	8 (cinem.) imposs.	10,2ns

Tableau 2

Perte d'énergie de particules de même Bp que les protons
(pour des protons d'énergie comprise entre 50 et 200 MeV).

Particule	Proton	Deuton	Triton	³ He	Alpha
$\frac{\Delta E_{part}}{\Delta E_p}$	1	2,6	5	6,9	10,7

sante pour que la dynamique des signaux facilite cette sélection. Une épaisseur de 5 mm doit convenir : des protons de 200 MeV y perdent 2 MeV.

L'épaisseur du troisième plastique a, elle aussi, été fixée à 5 mm.

Le choix du type de plastique a été guidé par le fait que les informations sont prises à ses deux extrémités (voir le paragraphe suivant). Il s'est porté sur le NE110 dont le coefficient de transmission est des meilleurs : sa longueur d'atténuation est de 250 cm.

Les photomultiplicateurs utilisés seront des XP2020. C'est en effet l'un des modèles préférentiels pour les mesures de temps, son temps de montée étant de 1,5 ns (au démarrage, nous utiliserons des 56 AVP disponibles dès à présent).

3. MONTAGE MECANIQUE DES PLASTIQUES.

Le fait de vouloir mesurer avec une bonne précision la perte d'énergie et le temps de passage de la particule avec des plastiques d'aussi grande dimension nécessite des tests préalables car deux types de montage sont possibles ayant tous deux leurs qualités et leurs défauts :

- Le "chandelier", ensemble de guides de lumière de même longueur (les "branches") reliant la tranche du plastique au photomultiplicateur, permet d'atteindre une bonne résolution en temps. Par contre, son montage est difficile à effectuer. De plus, les signaux sont atténués dans les "branches", ce qui peut poser un problème pour la sélection par perte d'énergie.

- Un montage beaucoup plus simple consiste à prendre l'information aux deux extrémités du plastique. La mesure par perte d'énergie s'effectue en sommant les deux signaux obtenus. Cette méthode est très bonne pour des plastiques épais, comme c'est le cas par exemple pour les compteurs à neutrons.

Les tests comparant la précision de la mesure par perte d'énergie, ainsi que la résolution en temps, de ces deux méthodes ont été effectués sur des plastiques NE102A de 2mm d'épaisseur, de la manière suivante.

a. Choix de la source de particules.

Les particules envoyées sur les plastiques doivent y perdre une énergie bien précise. Nous avons utilisé pour cela une source de ^{90}Sr qui émet des électrons d'énergie comprise entre 0 et 2,3 MeV, et joué sur le fait que ceux d'énergie supérieure à 1 MeV perdent tous à peu près la même énergie dans le plastique. Ceux-ci sont sélectionnés après leur passage dans le plastique, par une coïncidence avec un autre plastique, que nous appellerons "plastique de sélection", séparé du précédent par une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur.

Les mêmes tests ont été aussi effectués avec une source de thorium, émetteur de particules α de 6 et 8 MeV (ces particules sont arrêtées par les plastiques. Le "plastique de sélection" est donc inutile). Ils nous ont conduits aux mêmes conclusions que les précédents.

b. Montage électronique de chacun des deux tests.

• Les mesures sur le chandelier utilisent les deux sorties "prise de temps" et "linéaire" disponibles sur le culot du photomultiplicateur. La sélection des signaux s'effectue par coïncidence entre le signal "prise de temps", retardé, du chandelier et celui, élargi, du plastique de sélection (Fig.2).

La mesure de la résolution en temps utilise comme signal "start" ce signal de coïncidence, et comme "stop", le signal du plastique de sélection retardé d'un même ordre de grandeur que le signal du chandelier. Le convertisseur temps amplitude (C.T.A) fournit un signal de mesure qui, une fois codé, est mémorisé puis visualisé.

Le signal linéaire du culot du chandelier, qui permet la mesure de la perte d'énergie, après être amplifié, est sélectionné par une porte linéaire qu'ouvre la coïncidence, puis est codé et visualisé.

• Les mesures sur le système de "prise d'information aux deux extrémités":

La mesure de résolution en temps (Fig.3) utilise comme "start" la coïncidence entre le signal provenant du culot A (voir schéma), et les signaux du culot B et du "plastique de sélection", élargis et mis en temps. Le signal du culot B donne le "stop".

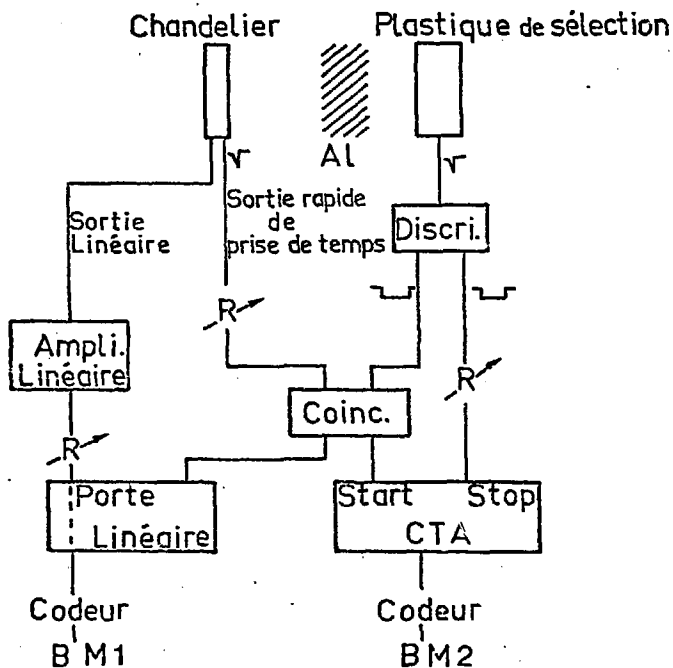


Fig.2. Montage électronique des tests effectués sur le chandelier. La visualisation du B.M.1 permet de mesurer la perte d'énergie, celle du B.M.2 la résolution en temps.

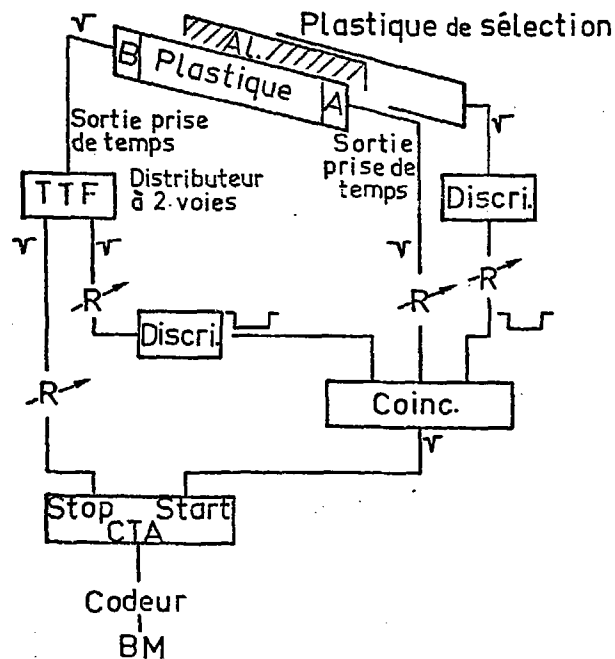


Fig.3. Mesure de la résolution en temps du système de "prise d'informations aux deux extrémités".

La mesure de perte d'énergie (Fig.4) s'effectue en sommant les deux signaux linéaires provenant de chaque culot, après les avoir sélectionnés par des portes linéaires et amplifiés.

Les portes linéaires sont ouvertes par un signal provenant de la mise en coïncidence des deux signaux linéaires et de celui du "plastique de sélection".

c. Résultats des tests.

La méthode du chandelier permet d'atteindre une résolution en temps de l'ordre de 2 ns ; la précision de la mesure de perte d'énergie est par contre très mauvaise : l'intensité du signal varie de 35% en valeur relative entre le milieu et chaque extrémité du plastique (soit une plage d'une vingtaine de centimètres).

La prise d'information aux deux extrémités du plastique conduit à une résolution en temps de 3 ns ; la somme des signaux varie de 15% sur une plage d'une trentaine de centimètres.

Les deux méthodes conduisent donc à des résolutions en temps du même ordre de grandeur. Par contre, la seconde est plus appropriée à une mesure de perte d'énergie (de plus, ces essais ont été effectués avec un plastique dont le coefficient de transmission est inférieur à celui du NE110, et avec une électronique moins bien adaptée que celle qui sera utilisée. On devrait pouvoir améliorer la résolution en temps).

C'est donc la méthode de prise d'information aux deux extrémités qui a été adoptée.

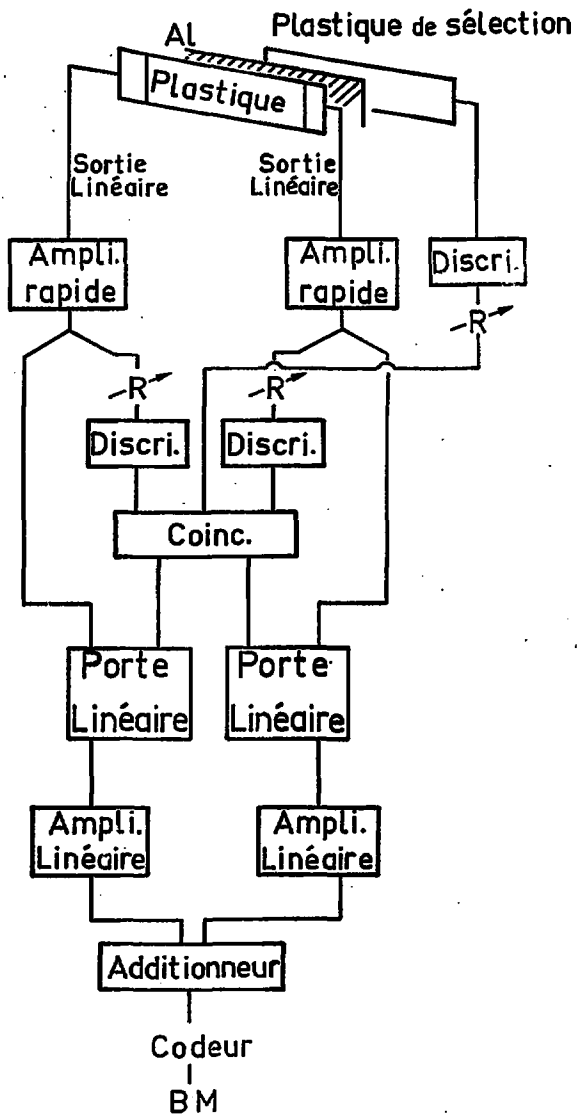


Fig.4. Mesure de la perte d'énergie à l'aide du système de prise d'informations aux deux extrémités.

III - CHOIX DES COMPTEURS

1. CHOIX DU TYPE DE COMPTEUR.

Comme nous l'avons dit dans le premier chapitre, la détection doit s'effectuer par deux compteurs dont la plage utile atteint 35 cm et donnant une résolution spatiale de 0,3 mm dans la direction horizontale. Ils doivent de plus pouvoir délivrer la coordonnée de passage d'une bonne particule toutes les 5 μ s.

Lorsqu'a dû s'effectuer le choix, deux types de compteurs pouvaient atteindre ces performances dans la gamme d'énergie des particules à détecter : la chambre à dérive et la chambre multifils à lecture sur la cathode.

Le premier présente des inconvénients :

- La zone utile est divisée en plusieurs cellules, d'où des différences d'efficacité d'une cellule à l'autre et, essentiellement, des problèmes de raccord entre elles.

- De plus, lorsque le choix entre les deux types de détecteurs a dû être effectué, l'ambiguïté gauche-droite par rapport au fil de lecture n'était pas encore levée.

La chambre multifils a l'avantage d'avoir déjà été utilisée au synchrocyclotron d'Orsay. Sa mise au point devrait en être facilitée.

Le choix s'est donc porté sur la chambre multifils à lecture sur la cathode ; celle-ci est constituée de trois plans de fils :

- une anode, portée à un potentiel positif élevé, à proximité de laquelle se crée au passage de la particule à détecter une "avalanche",

c'est-à-dire un nuage d'ions et d'électrons

- deux cathodes sur lesquelles apparaît une charge induite qui permet de localiser l'avalanche avec une incertitude inférieure à l'espacement des fils des cathodes.

Ces trois plans de fils sont placés dans une enceinte limitée par deux feuilles de mylar aluminisé et contenant un mélange gazeux dont la nature et les proportions des divers constituants influent sur le gain et l'efficacité du détecteur.

Nous allons étudier de façon plus approfondie le principe de fonctionnement de la chambre multifils à lecture sur la cathode et préciser d'autres détails tels que la nature du gaz, la méthode de lecture sur la cathode adoptée...

2. CREATION DE L'AVALANCHE : CHOIX DU GAZ.

Une particule traverse la chambre et ionise sur son passage le gaz qui emplit cette dernière. Les électrons créés dérivent vers l'anode portée à une tension suffisamment élevée. Loin des fils, ces électrons dits "primaires" ne subissent que des collisions élastiques ou inélastiques. Ce n'est qu'à une distance de l'anode du même ordre de grandeur que le rayon de ses fils que les électrons ionisent le gaz et peuvent, entre deux collisions, acquérir assez d'énergie pour l'ioniser à nouveau. Cette dérive vers l'anode ne dure que quelques dizaines de nanosecondes.

Les électrons "secondaires" créés par ces ionisations sont eux aussi accélérés et, eux aussi, ionisent le gaz. Il se forme alors ce que l'on appelle une "avalanche".

Ce phénomène n'est limité que par un effet de charge d'espace : lorsque la densité de charge d'ions positifs devient du même ordre de grandeur que celle de l'anode, le champ accélérant les électrons se trouve réduit. Ceux-ci n'acquièrent plus suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz.

Durant la formation de l'avalanche, d'autres phénomènes que l'ioni-

sation peuvent se produire : des excitations d'atomes ou de molécules, des recombinaisons entre électrons et ions, des liaisons avec des molécules neutres, des photoionisations, des effets Penning.

La présence des cathodes provoque aussi des "émissions secondaires" : des photons émis par le gaz, ou bien des ions lorsqu'ils atteignent la cathode, peuvent provoquer l'émission parasite d'un électron qui, accéléré vers l'anode, créera lui aussi une avalanche. Cet effet est à éliminer car il fausse les mesures. Les émissions secondaires dues aux ions, en particulier, entraînent l'apparition sur les spectres de pics dont la localisation correspond à celle des fils cathodes.

La recherche d'un mélange de gaz utilisant ces différents phénomènes pour augmenter l'efficacité de la chambre, son gain, et améliorer sa résolution en temps a été effectuée par Charpak et al. (3). Ils en ont déduit le gaz magique constitué d'argon, d'isobutane, de fréon et de méthylal dans des proportions voisines de 72%, 24,5%, 0,5%, 3%. L'argon sert de gaz de base, l'isobutane (C_4H_{10}) élimine l'émission secondaire due aux photons émis par l'argon. Il permet aussi d'augmenter la tension appliquée à la chambre, donc le gain, et d'améliorer la résolution en temps ; le fréon permet non seulement d'atteindre des valeurs de gain élevées, mais aussi de stabiliser ce dernier. Le méthylal évite la polymérisation de l'isobutane qui limite énormément la durée de vie de la chambre.

3. CHOIX DE LA METHODE DE LECTURE SUR LA CATHODE.

Une fois l'avalanche créée, les électrons se dirigent vers le fil anode le plus proche. Le nuage d'ions positifs reste seul entre l'anode et les cathodes. Il induit alors une charge négative sur les différentes parties de la chambre, en particulier sur les cathodes.

Si les fils constituant l'anode sont horizontaux, l'avalanche peut se produire en tout point de l'horizontale. Une mesure de la charge induite sur des fils cathodes verticaux permet alors de localiser le nuage d'ions avec une très bonne résolution spatiale.

Cette localisation peut s'effectuer de différentes manières.

a. Emploi d'une mesure temporelle.

Entre chaque fil cathode, on met un retard identique R (en général $1 \leq R \leq 7$ ns). On analyse la différence de temps ΔT_{GD} d'arrivée des impulsions à droite et à gauche. ΔT_{GD} est proportionnel à la position du centre de gravité.

Cette méthode est très employée, elle est très simple et nécessite un faible investissement en électronique. Malheureusement, elle ne permet pas d'atteindre le taux de comptage que nous désirons. En effet, si le retard R est de 5 ns par mm, le temps mort théorique de notre compteur atteint 1,5 μ s. En pratique, il n'est pas possible de dépasser l'équivalent de 10^4 coups par seconde si l'on veut conserver une résolution spatiale correcte.

b. Division de courant sur un pont résistif.

Les fils de la cathode sont réunis l'un à l'autre par une résistance. On mesure l'intensité des courants s'écoulant à droite et à gauche, et qui permettent de localiser la charge (4).

Cette méthode ne permet pas d'atteindre une très haute résolution spatiale car le rapport signal sur bruit est nettement moins bon que dans la méthode suivante que nous avons choisie.

c. Méthode de Charpak (5).

On regroupe les fils cathodes par série de N, d'où un système de bandes collectrices espacées de $(N \cdot s_1)$ mm, s_1 étant la distance séparant deux fils cathodes. Soit X_i la position de la ième bande et Q_i la charge déposée sur celle-ci, on aura :

$$\frac{\sum Q_i X_i}{\sum Q_i} = X_G$$

(X_G : position du centre de gravité de la charge induite).

La mesure de Q_i permet donc de déterminer X_G .

Nous allons maintenant étudier en détail le fonctionnement électro-

statique d'une chambre multifils, ce qui nous guidera dans le choix des caractéristiques géométriques de nos détecteurs à localisation.

IV - FONCTIONNEMENT ÉLECTROSTATIQUE D'UNE CHAMBRE MULTIFILS.

La géométrie adoptée pour la chambre est la suivante (Fig.5).

Les fils cathodes, verticaux, en tungstène doré, ont un rayon ρ_1 de 25μ , ce qui évite qu'à leur voisinage un champ trop intense provoque de l'émission secondaire. La distance s_1 les séparant les uns des autres, a été fixée à 1 mm.

Les fils anodes horizontaux, en tungstène doré eux aussi, sont plus fins ($\rho_2 = 7,5 \mu$) pour accroître la valeur du champ électrique à leur voisinage. Leur écartement s_2 est de 2 mm.

Le gap, c'est-à-dire l'écartement entre l'anode et chaque cathode, ainsi que la distance séparant chaque cathode de chaque feuille de mylar ("masse") jouent sur la valeur et sur la répartition de la charge induite sur la cathode.

Ces deux paramètres, notés respectivement L et m, ainsi que le nombre N de fils cathodes constituent une bande collectrice, vont être estimés dans les paragraphes suivants à partir de l'étude des phénomènes d'induction et de la répartition des charges induites sur la cathode.

Exposons tout d'abord les hypothèses et le plan de cette étude.

Les impulsions dues au déplacement du nuage d'ions et apparaissant sur les deux cathodes sont de même signe. Cette symétrie conduit à admettre que le nuage d'ions entoure le fil anode. Nous allons montrer dans le

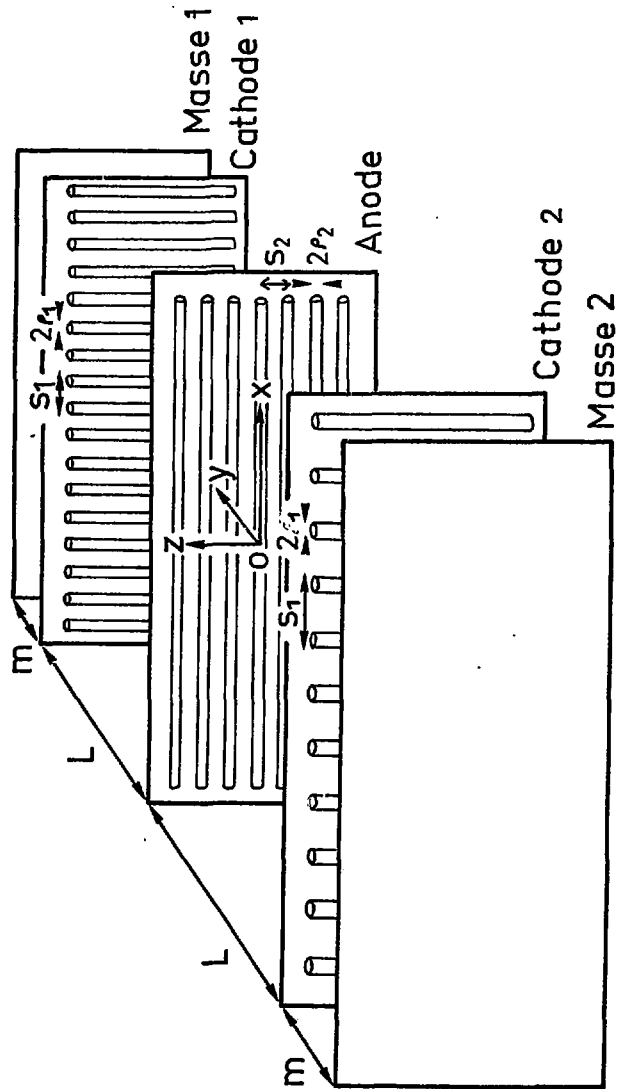


Fig. 5. Géométrie adoptée pour la chambre à fils.

second paragraphe que cette hypothèse, admise jusqu'à présent, n'est pas nécessaire : une charge ponctuelle proche d'un fil anode crée lorsqu'elle s'en éloigne, des signaux compatibles avec les observations expérimentales. Des études expérimentales récentes (6) ont de plus montré qu'en régime d'amplification proportionnelle, l'avalanche est bien localisée d'un côté du fil anode. Ce n'est qu'à plus haut régime d'amplification qu'elle commencerait à l'entourer.

Nous allons donc, dans notre étude théorique, remplacer l'avalanche par une charge ponctuelle représentant son centre de gravité et se déplaçant le long des lignes de champ.

Nous calculerons alors, dans le troisième paragraphe, la charge induite par cette charge ponctuelle sur les différents éléments de la chambre à fils. Ceci nous permettra de prévoir la forme des impulsions électriques que l'on doit s'attendre à observer sur l'anode et les cathodes, et d'évaluer les valeurs de L, m et N conduisant à la meilleure résolution spatiale.

Mais auparavant, nous allons exposer la méthode de calcul suivie (voir aussi la référence 7).

1. METHODE DE CALCUL DES CHARGES INDUITES.

a. Identité de Gauss.

Une méthode d'évaluation des charges apparaissant sur différents conducteurs en influence électrostatique est basée sur l'identité dite de Gauss: Considérons un système de N conducteurs. On note respectivement le potentiel et la charge du ième d'entre eux V_i et Q_i dans un premier équilibre électrostatique, V'_i et Q'_i dans un second.

On a donc les deux états d'équilibre :

$$\begin{pmatrix} V_1 & \dots & V_i & \dots & V_N \\ Q_1 & \dots & Q_i & \dots & Q_N \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} V'_1 & \dots & V'_i & \dots & V'_N \\ Q'_1 & \dots & Q'_i & \dots & Q'_N \end{pmatrix}$$

On peut montrer que (identité de Gauss) :

$$\sum_i Q_i v_i' = \sum_i Q_i' v_i$$

Supposons maintenant que nous voulions évaluer la charge Q_i induite sur le ième de N corps portés à un potentiel nul, par une charge ponctuelle q . Nous avons donc, comme premier état d'équilibre :

$$\begin{pmatrix} q, Q_1, Q_2 \dots Q_i \dots Q_N \\ v, 0, 0 \dots 0 \dots 0 \end{pmatrix}$$

Un second état d'équilibre est donné par :

$$\begin{pmatrix} 0, Q_1', Q_2' \dots Q_i' \dots Q_N' \\ v', 0, 0 \dots v_i' \dots 0 \end{pmatrix}$$

- où
- v_i' : potentiel auquel est porté le ième conducteur et lui seul.
 - Q_j' : est la charge apparaissant sur le jème conducteur
 - la charge ponctuelle est absente (voir Remarque en bas de page)
 - v' : est le potentiel qui règne dans le second équilibre au point où se trouvait la charge ponctuelle dans le premier.

L'identité de Gauss nous donne alors :

$$q v' + Q_i v_i' = 0$$

d'où :

$$Q_i = -q \frac{v'}{v_i'}$$

Remarque : Nous avons appliqué l'identité de Gauss au cas où l'un des conducteurs est ponctuel. Son potentiel v dans le premier équilibre devrait être infini. De plus, dans le second équilibre, ce conducteur ponctuel ne devrait pas être absent, mais porter une charge nulle. On peut toutefois montrer, en prenant le cas d'une sphère dont on fait tendre le rayon vers zéro, que l'identité de Gauss mène bien à ces conclusions.

Il suffit, par conséquent, pour évaluer la charge induite par une charge ponctuelle sur le îème de N corps, de calculer le potentiel V' qui règne au point où se trouvait la charge lorsque ce corps est porté à un potentiel V'_i .

b. Etats d'équilibre.

Il nous faut maintenant déterminer les deux états d'équilibre électrostatique de la chambre à fils, sur lesquels nous appliquerons l'identité de Gauss dans la suite de cette étude.

• Le premier d'entre eux est l'état de fonctionnement normal de la chambre, où l'anode est à un potentiel positif élevé, les cathodes et les masses de mylar à un potentiel nul, et où l'avalanche, représentée par une charge ponctuelle, se trouve proche d'un fil anode. Cet état peut, d'après le principe de superposition électrostatique, se décomposer en deux états nous permettant de mieux cerner le problème. En effet, ce que nous voulons évaluer c'est la charge induite sur les diverses parties de la chambre par la charge ponctuelle et par elle seule. Le fait que l'anode soit portée à un potentiel positif élevé n'intervient que dans la création de l'avalanche et non pas dans le phénomène d'induction de charge. Les charges apparaissant sur les cathodes à cause du potentiel de l'anode ne proviennent que d'un effet capacitif indépendant du temps et que nous ne mesurons pas.

Nous décomposons alors cet état d'équilibre électrostatique en :

1) Un état où l'anode est portée à un potentiel positif élevé et où la charge ponctuelle est absente. Les charges apparaissant dans cet état ne nous intéressent pas.

2) Un état où l'ensemble de la chambre est porté à un potentiel nul et où la charge ponctuelle q est présente. Cet état est semblable au premier état du paragraphe 1.a.

• Dans le second des deux états d'équilibre électrostatique sur lesquels nous appliquons l'identité de Gauss, la zone de la chambre sur laquelle nous voulons évaluer la charge induite est portée à un potentiel égal à 1. Toutes les autres parties de la chambre sont à un potentiel nul, la charge ponctuelle étant absente.

Remarque : La charge induite évaluée par cette méthode est celle due à une charge ponctuelle statique. Les ions de l'avalanche se déplaçant vers la cathode dont ils sont les plus proches, la distribution et la valeur de la charge induite sur les différentes parties de la chambre se modifieront. Nous pourrions évaluer ces variations en calculant en différents points de la trajectoire des ions, la charge induite correspondante.

2. IL N'EST PAS NECESSAIRE DE SUPPOSER QUE L'AVALANCHE ENTOURE LE FIL ANODE.

Nous allons démontrer ce fait dans le cas, plus simple à étudier, d'une chambre à fils dont les cathodes sont planes.

Il nous faut, pour cela, évaluer la charge induite sur chacune des deux cathodes par une charge ponctuelle se déplaçant le long d'une ligne de champ, donc calculer le potentiel qui règne aux différents points d'une ligne de champ, lorsque seule l'une ou l'autre des cathodes est portée à un potentiel égal à 1.

Une expression analytique approchée d'un tel potentiel est donnée par Morse et Feschbach (8).

Dans le cas de la figure 6, où la cathode 1' ($y=+L$) est portée à un potentiel égal à 1, il s'écrit :

$$V'(x, y) = \frac{1}{4\pi L^2 + 4Ls} \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} \left\{ 2s L \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} + y \left(2\pi L + 2s \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} \right) + s L \text{Log} \left(4 \text{Sin}^2 \frac{\pi x}{s} + 4 \text{Sinh}^2 \frac{2\pi y}{s} \right) \right\}$$

L'axe Ox est perpendiculaire aux fils anodes mais dans leur plan.

L'axe Oy est perpendiculaire au plan anode.

L'origine du repère est sur l'un des fils anodes.

Dans le cas où c'est la cathode 2 qui est portée à un potentiel égal à 1, il s'écrit :

$$V'(x, y) = \frac{1}{4\pi L^2 + 4L s \operatorname{Log} \frac{s}{2\pi\rho}} \left\{ 2s L \operatorname{Log} \frac{s}{2\pi\rho} - y \left(2\pi L + 2s \operatorname{Log} \frac{s}{2\pi\rho} \right) + s L \operatorname{Log} \left(4\sin^2 \frac{\pi x}{s} + 4\sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right\}$$

La courbe 7 donne les charges induites sur chacune des cathodes en fonction de y (nous avons pris x nul), pour les valeurs suivantes des différents paramètres :

$$s = 2 \text{ mm} \quad \rho = 7,5 \mu \quad L = 1 \text{ cm}$$

Ces charges induites augmentent avec y sur chacune des deux cathodes, jusqu'à ce que y soit de l'ordre du millimètre. De plus, les variations de charge induite sont semblables sur les deux cathodes jusqu'à ce que la charge ponctuelle soit à une centaine de microns du fil anode, distance parcourue en quelques microsecondes par le nuage d'ions.

Par conséquent, même une charge ponctuelle ferait apparaître sur les deux cathodes des impulsions de même signe tout comme le nuage d'ions. Il n'est donc pas nécessaire de supposer que ce dernier entoure le fil anode.

3. REPARTITION DES CHARGES INDUITES SUR LES DIFFERENTS ELEMENTS DE LA CHAMBRE MULTIFILS.

a. Charges induites sur les cathodes, les masses et l'anode.

Nous devons, pour déterminer la valeur de ces charges induites, calculer le potentiel $V'(x, y)$ qui règne dans la chambre lorsque seule une cathode, une masse ou l'anode est à un potentiel égal à 1.

Ce potentiel est approché, autour de chaque plan de fil (anode ou cathodes), c'est-à-dire dans chacune des régions définies par :

$$-(L+m) \leq y \leq -L/2 \quad -\frac{L}{2} \leq y \leq \frac{L}{2} \quad \frac{L}{2} \leq y \leq L+m \quad (\text{Fig.5})$$

par un potentiel du type de celui donné par Morse et Feschbach (8) qui, dans le cas général de la figure 8, s'écrit :

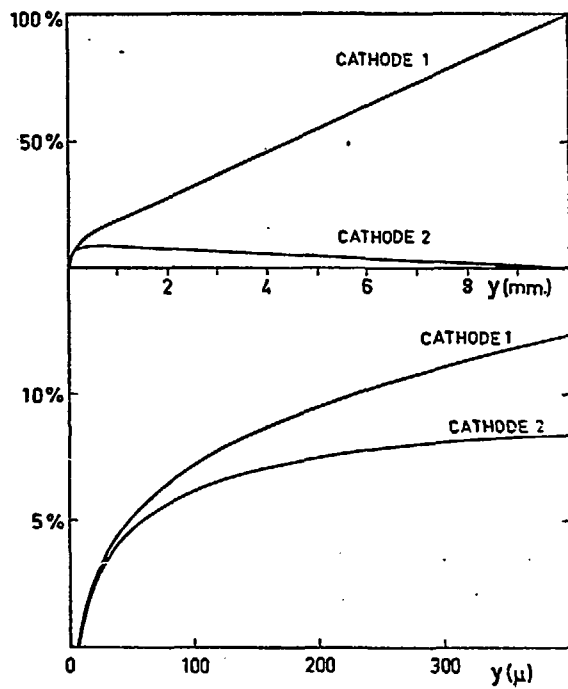


Fig.7. Charges induites sur chacune des cathodes en fonction de la position de la charge ponctuelle.

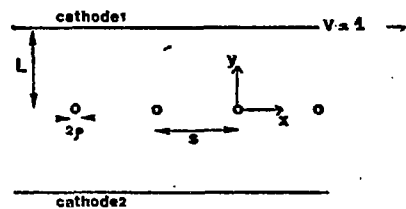


Fig.6.

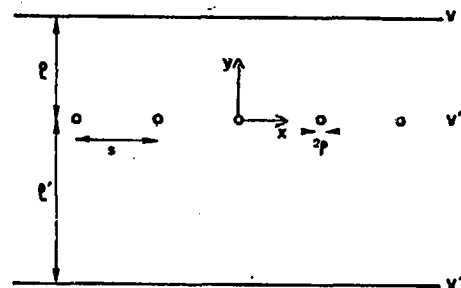


Fig.8.

$$\begin{aligned}
 V(x, y) = V'' + \frac{1}{4\pi\ell\ell' + 2s(\ell + \ell')} \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} & \left\{ 4\pi\ell\ell'(V' - V'') + 2s\ell'(V - V'') \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} \right. \\
 + y \left(2\pi(V' - V'')(\ell - \ell') + 2\pi\ell'(V - V'') + 2s(V - V'') \text{Log} \frac{s}{2\pi\rho} \right) & \\
 - \left(s(V' - V'')(\ell + \ell') - s\ell'(V - V'') \right) \text{Log} \left(4\text{Sin} \frac{2\pi x}{s} + 4\text{Sinh} \frac{2\pi y}{s} \right) & \left. \right\}
 \end{aligned}$$

Les valeurs à donner aux paramètres s , ℓ , ℓ' et ρ dépendent de la "région" considérée. Les valeurs des potentiels V , V' et V'' sont déterminées à partir des conditions de continuité du potentiel et du champ électrostatique en $\pm L/2$, et à partir des conditions aux limites (potentiels auxquels sont portés l'anode, les cathodes, les masses... Les valeurs de ces potentiels, nuls ou égaux à 1, dépendent de la partie de la chambre sur laquelle on veut évaluer la charge induite).

Remarques : Dans cette approximation, nous supposons qu'en $\pm L/2$, les équipotentielles sont planes, ce qui revient à négliger la dépendance en x du potentiel. Ceci est tout à fait justifié : pour des valeurs de y supérieures à l'écart entre fils s , le terme $\text{Sinh} \frac{2\pi y}{s}$ devient rapidement très grand devant $\text{Sin} \frac{2\pi x}{s}$ (pour $y = 2s$, $\text{Sinh} \frac{2\pi y}{s} = 7,2 \cdot 10^4$).

Le calcul par cette méthode des charges induites sur les différentes parties de la chambre, et sur les cathodes en particulier, va nous permettre d'en étudier les variations avec L et m .

Mais nous pouvons auparavant tester la validité de cette méthode : en effet, bien que les calculs de charge induite sur les différentes parties de la chambre soient effectués suivant la même méthode, ils sont malgré tout indépendants les uns des autres. Les conditions aux limites permettant de calculer les paramètres V , V' et V'' sont distinctes d'un calcul à l'autre et conduisent à des équations distinctes elles aussi. Nous devons donc vérifier que la somme des valeurs obtenues pour les charges induites est bien égale à celle de la charge qui les crée puisque l'influence est totale.

Le calcul de cette somme a été effectué pour diverses valeurs de y , position de la charge ponctuelle, et diverses valeurs de m ; L est pris égal

à 9 mm (tableau 3). Cette somme est bien dans tous les cas égale à la valeur de la charge ponctuelle (au millième près).

On peut remarquer à partir des valeurs du tableau 3 que le rapport de la charge induite sur une cathode à la somme des charges induites sur cette cathode et la masse correspondante (soit $\frac{q_{cath}}{q_{masse} + q_{cath}}$) est indépendante de y , donc de la position de la charge. La présence de la masse déformera donc pas l'évolution du signal au cours du temps (due au déplacement des ions).

La valeur du rapport $q_{cath}/q_{masse} + q_{cath}$ croît avec m : il passe de 77% pour $m = 1$ mm à 97% pour $m = 10$ mm. Une masse éloignée de la cathode paraît donc avantageuse. De plus, les charges induites sur chaque cathode sont, pour une valeur de m supérieure à 5 mm, indépendantes de cette dernière (Fig.9). Ceci pourrait être un avantage dans notre cas, où la masse, qui est constituée d'une feuille de mylar souple, n'est pas rigoureusement plane. Par contre, augmenter l'épaisseur de gaz traversé par les particules à détecter accroît le straggling angulaire : de 10% dans l'argon lorsque l'on passe de $m = 1$ à $m = 5$ mm.

La figure 10 nous donne les variations des charges induites sur les cathodes et l'anode avec la distance L séparant l'anode de chaque cathode. Les charges induites sur les cathodes décroissent très rapidement pour L croissant : une faible valeur de L est donc avantageuse de ce point de vue.

b. Répartition des charges induites sur les cathodes.

Nous allons étudier l'influence de la distance anode-cathode L , et de la distance masse-cathode m sur la répartition de la charge induite sur la cathode.

La méthode suivie pour cette étude est semblable à celle du paragraphe a : utilisant l'identité de Gauss, il nous suffit de calculer le potentiel au point où se trouve la charge ponctuelle représentant l'avalanche lorsque seuls les fils dont nous voulons connaître la charge sont portés à un potentiel égal à 1.

Tableau 3

Valeurs absolues des charges induites sur les masses, les cathodes,

l'anode.

Dist. Masse Cathode (mm)	Masse 1 $y = L+m$	Cathode 1 $y = L$	Anode $y = 0$	Cathode 2 $y = -L$	Masse 2 $y = -L-m$
-----------------------------------	----------------------	----------------------	------------------	-----------------------	-----------------------

m = 1	0,45%	1,53%	96,2%	1,40%	0,41%
m = 2	0,25%	1,72%	96,2%	1,58%	0,23%
m = 5	0,11%	1,86%	96,2%	1,71%	0,10%
m = 10	0,05%	1,91%	96,2%	1,76%	0,05%

y = 15 μ

m = 1	0,90%	3,06%	92,4%	2,81%	0,83%
m = 2	0,51%	3,45%	92,4%	3,16%	0,47%
m = 5	0,22%	3,73%	92,4%	3,42%	0,20%
m = 10	0,11%	3,83%	92,4%	3,52%	0,10%

y = 30 μ

m = 1	1,25%	4,23%	89,6%	3,81%	1,12%
m = 2	0,70%	4,76%	89,6%	4,29%	0,63%
m = 5	0,30%	5,15%	89,6%	4,64%	0,27%
m = 10	0,16%	5,29%	89,6%	4,77%	0,14%

y = 50 μ

m = 1	1,74%	5,91%	85,8%	5,07%	1,49%
m = 2	0,98%	6,65%	85,8%	5,71%	0,84%
m = 5	0,42%	7,19%	85,8%	6,18%	0,36%
m = 10	0,22%	7,40%	85,8%	6,35%	0,19%

y = 100 μ

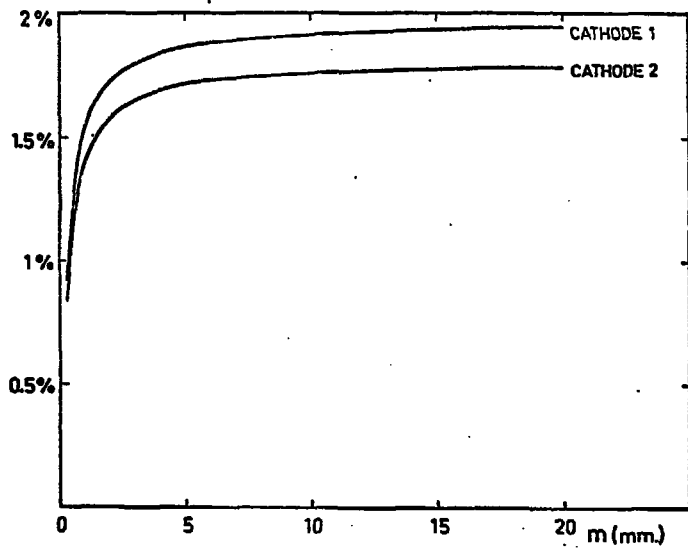


Fig.9. Dépendance en m de la charge induite sur chacune des cathodes.

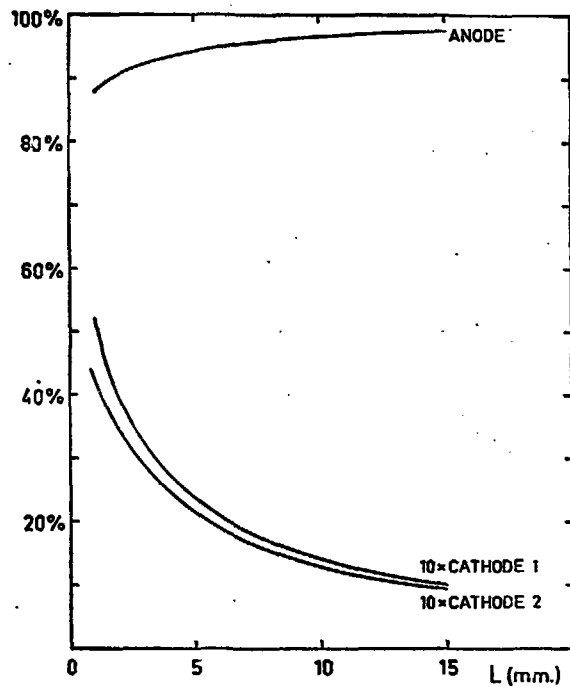


Fig.10. Variations des charges induites sur l'anode et les cathodes avec le gap L .

Remarque : Un potentiel, même approximatif tenant compte des trois plans de fils, de caractéristiques différentes, dont est constituée la chambre à fils, serait trop compliqué à exprimer. Nous n'avons tenu compte que d'un seul plan de fils, celui sur lequel nous voulons étudier la distribution de charge. Les plans de fils adjacents ont été remplacés par des plaques planes (par exemple, pour l'étude de la charge induite sur chaque fil de l'une des cathodes, on suppose celle-ci placée entre la masse et une anode plane).

+ Détermination du potentiel.

Le potentiel dû à un fil infiniment fin, situé suivant Oz, de charge unité et placé entre deux plaques planes d'équation $y = -L$, $y = +m$, s'écrit (9) :

$$v(x, y) = -\text{Log} \left(\frac{\text{Sh}^2 \frac{\pi}{4L} x + \text{Sin}^2 \frac{\pi}{4L} y}{\text{Sh}^2 \frac{\pi}{4L} x + \text{Cos}^2 \frac{\pi}{4L} (y+L-m)} \right) \quad \text{avec } L = \frac{L+m}{2}$$

On peut utiliser, en première approximation, ce potentiel dans le cas d'un fil de rayon ρ en posant :

$$v(0, 0) = v(x^2 + y^2 = \rho^2) = -\text{Log} \left(\frac{\pi \rho / 4L}{\text{Cos} \frac{\pi}{4L} (\rho + L - m)} \right)^2$$

Le potentiel dû à une série de fils, d'axes parallèles à Oz, le j ème ($j \geq 1$) portant une charge q_j s'écrit :

$$V^i(x, y) = \sum_j q_j v(x-x_j, y-y_j)$$

Nous ne connaissons, dans notre cas, que les potentiels (0 ou 1) auxquels sont portés les fils. Nous pouvons déterminer les q_j en résolvant le système :

$$\begin{aligned} V^i(x_k, y_k) &= 0 = \sum_j q_j v(x_k - x_j, y_k - y_j) && \text{si le fil } k \text{ est à un potentiel nul} \\ V^i(x_k, y_k) &= 1 = \sum_j q_j v(x_k - x_j, y_k - y_j) && \text{si le fil } k \text{ est à un potentiel égal à 1} \end{aligned}$$

Une fois les q_j déterminés, l'évaluation du potentiel $V'(x,y)$ en différents points de la chambre s'effectue aisément.

Remarque : Nos calculs ne concernent que des cas où, au maximum une quinzaine de fils (d'indice allant de -8 à +8) sont portés au potentiel $V=1$. Nous n'avons tenu compte que de 99 fils (d'indice compris entre -50 et +50), et pu alors utiliser le programme d'inversion matricielle MXINV disponible sur l'UNIVAC 1110 du Centre Paris Sud Informatique, pour la détermination des q_j puis du potentiel $V'(x,y)$.

+ Résultats obtenus par cette méthode.

L'évaluation des charges induites sur chaque fil cathode par une charge ponctuelle nous a permis de vérifier d'une part que cette distribution ne dépend pas de la distance séparant cette charge ponctuelle de l'anode, tout au moins dans une zone proche de l'anode, seule la valeur de la charge induite totale en dépend, et d'autre part, que la distance séparant la masse de la cathode intervient peu sur la largeur de la distribution qui ne varie que de 5% à mi-hauteur lorsque m passe de 1 mm à 5 mm (Fig.11).

Comme on peut le voir sur la figure 12, la distance anode cathode joue autant sur le nombre de fils recevant une charge appréciable, que sur la valeur de la charge totale induite sur la cathode : lorsque L passe de 6 à 12 mm, la largeur de la distribution croît de 40% alors que la charge induite diminue de 40%. Pour $L=9$ mm, une douzaine de fils ont plus de la moitié de la charge du fil "central".

Mais la charge induite sur chaque fil est trop faible pour être traitée sans problème par l'électronique. D'autre part, on ne peut faire suivre chaque fil d'un circuit électronique aussi bien pour des problèmes de place que financiers. On les regroupe alors par séries de N fils adjacents, ce qui constitue une "bande". Ceci a de plus l'avantage d'atténuer les effets des irrégularités géométriques de la cathode. La valeur de N et celle de L doivent être bien choisies: si la valeur de L est trop grande pour la valeur de N adoptée, la charge recueillie par chaque bande peut être trop faible. Dans le cas con-

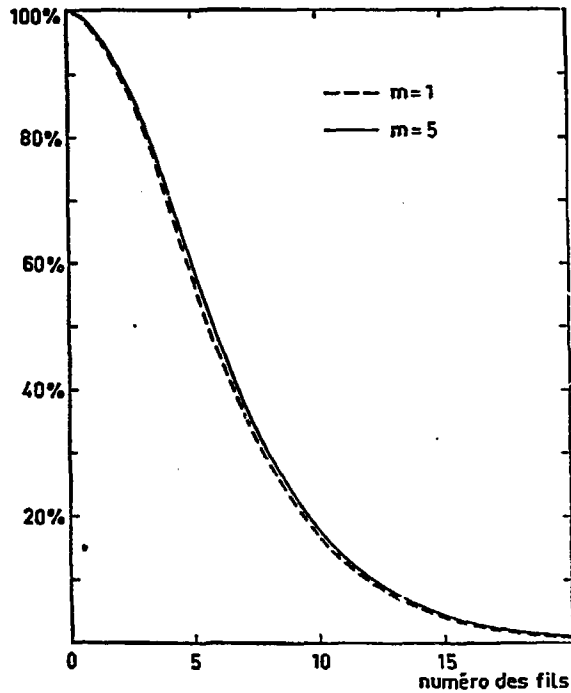


Fig.11. Répartition de la charge sur la cathode pour $m=1$ mm et $m=5$ mm.

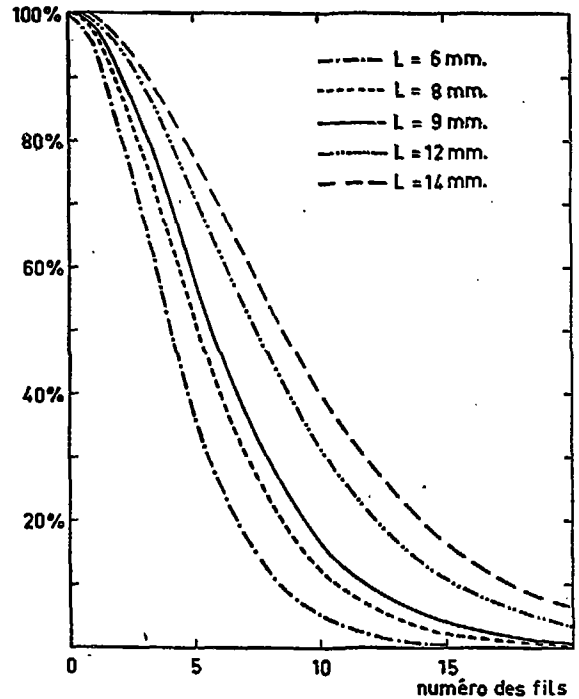


Fig.12. Répartition de la charge sur la cathode.

traire, le nombre de bandes portant une charge appréciable ne sera pas assez grand pour que le calcul du centre de gravité soit suffisamment précis.

c. Répartition de la charge induite sur l'anode.

L'évaluation des charges induites sur les différents fils anodes s'effectue par la même méthode que précédemment : à partir du potentiel dû à un fil entre deux plaques, on évalue par inversion matricielle la charge q_j portée par chaque fil anode d'indice j lorsqu'un seul d'entre eux (d'indice $j=0$) est à un potentiel égal à 1, et tous les autres à un potentiel nul.

On en déduit alors le potentiel régnant à proximité des fils anodes à une distance du même ordre de grandeur que le rayon des fils en utilisant les approximations (potentiel à proximité d'un fil non infiniment fin (5))

$$V'(x,y) \approx -2 q_j \text{ Log } r + \text{cste}$$

(Dans cette seconde approximation, on néglige le potentiel dû aux autres fils que le j ème, à proximité de celui-ci).

A partir des conditions aux limites à la surface des fils, on obtient :

- à proximité du fil d'indice $j=0$: $V'(x,y) = 1 - 2 q_0 \text{ Log } r/\rho$
- à proximité d'un fil d'indice $j \neq 0$: $V'(x,y) = -2 q_j \text{ Log } r/\rho$

où r est la distance séparant le centre de gravité du nuage d'ions, de l'axe du fil anode.

Les valeurs des q_j obtenues pour une valeur de L égale à 9 mm sont données dans le tableau 4, ainsi que les valeurs des charges induites sur chaque fil anode, soit Q_j , par une charge ponctuelle placée à 15μ du fil d'indice $j=0$.

On peut remarquer que la quasitotalité de la charge induite sur l'anode 1'est sur le fil d'indice $j=0$.

Tableau 4

q_0	q_1	q_2	q_3	q_4
$0,771 \cdot 10^{-1}$	$-0,138 \cdot 10^{-1}$	$-0,539 \cdot 10^{-2}$	$-0,260 \cdot 10^{-2}$	$-0,137 \cdot 10^{-2}$
q_5	q_6	q_7	q_8	q_9
$-0,749 \cdot 10^{-3}$	$-0,420 \cdot 10^{-3}$	$-0,238 \cdot 10^{-3}$	$-0,136 \cdot 10^{-3}$	$-0,778 \cdot 10^{-4}$

q_j : charge apparaissant sur le j ème fil, le fil indicé 0 étant porté au potentiel $V=1$ (unité arbitraire).

Q_0	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
- 89,3%	- 1,91%	- 0,75%	- 0,36%	- 0,19%
Q_5	Q_6	Q_7	Q_8	Q_9
- 0,10%	- 0,06%	- 0,03%	- 0,02%	- 0,01%

Q_j : charge induite sur chaque fil anode par une charge placée à 15μ du fil indicé 0 ($Q_j = -V_j^*(x,y)$).

4. FORME DES IMPULSIONS RECUEILLIES SUR LES DIFFERENTS ELEMENTS DE LA CHAMBRE.

De cette étude, nous pouvons déduire la forme des impulsions recueillies sur les différents éléments de la chambre.

Lorsqu'elle se crée, l'avalanche est constituée d'électrons et d'ions. Les premiers se dirigeant rapidement vers le fil anode le plus proche, les seconds vers l'une ou l'autre des cathodes à une vitesse moindre. La charge globale de l'avalanche étant nulle, aucune charge n'apparaît, ni sur l'anode, ni sur les cathodes.

Lorsque les électrons atteignent le fil anode, 90% d'entre eux y restent, "rappelés" par l'influence électrostatique du nuage d'ions. 10% d'entre eux par contre "partent" dans l'électronique placée derrière ce fil

anode, qui enregistre alors une brève impulsion négative.

Le nuage d'ions "attire" par la même occasion des charges négatives sur les autres fils anodes et sur les cathodes. L'électronique placée derrière ceux-là enregistre une impulsion positive brève.

Les phénomènes suivants, qui ne sont dus qu'aux déplacements des ions, sont les plus importants car, plus lents, ils sont plus facilement analysés et permettent les mesures.

1) Sur le fil anode près duquel s'est créée l'avalanche : au fur et à mesure que la distance r séparant le centre de gravité du nuage d'ions du fil anode. augmente, la charge négative induite sur ce dernier décroît, d'où une impulsion négative.

2) Sur les autres fils anodes, la charge induite, beaucoup plus faible, croît lorsque le nuage d'ions s'éloigne. L'impulsion enregistrée derrière ces fils anodes est positive (cette différence de signe entre les impulsions apparaissant sur les fils anodes a bien été observée expérimentalement).

3) Sur les deux cathodes : les impulsions sont toutes deux positives jusqu'à ce que le nuage d'ions soit à une distance de l'ordre du millimètre du fil anode. On doit de plus enregistrer des impulsions semblables sur les différents fils cathodes, ou sur les différentes bandes. Seules les intensités de ces impulsions diffèrent.

Ce n'est que lorsque le nuage d'ions est à 1 mm de l'anode que des différences entre les impulsions sur chacune des cathodes doivent pouvoir être observées.

Cette étude nous permet maintenant de donner les raisons du choix des caractéristiques adoptées pour la chambre à fils.

Certaines conditions sont imposées au départ :

- Sa longueur doit dépasser 35 cm.
- Pour des raisons financières, le nombre de voies électroniques, donc le nombre de bandes de la cathode localisatrice, ne doit pas dépasser 50.

● Le traitement des informations par l'électronique localisant la charge induite est facilité pour une largeur de bande multiple de 2 (le traitement d'une partie des données s'effectuera en langage binaire).

Ceci nous a conduit à fixer à :

- 8 mm la largeur d'une bande, donc à 8 le nombre de fils cathodes par bande.
- 46 le nombre de bandes. La largeur de la chambre dépasse alors 36cm.
- 9 mm le gap L : Pour calculer le centre de gravité correctement, la distribution de charge induite sur les fils cathodes doit avoir une largeur à mi-hauteur supérieure à celle d'une bande, par exemple 12 mm ce qui fixe à 9 mm la valeur du gap.
- Enfin la distance m séparant les feuilles de mylar (les masses), de la cathode la plus proche est voisine de 3 mm.

V - DISTANCE DEVANT SÉPARER LES DEUX CHAMBRES

1. BUT DU CALCUL.

Les informations fournies par les deux chambres à fils permettent de calculer la distance à l'axe optique, du point d'intersection de la trajectoire de la particule détectée avec le plan image. (Ceci revient à projeter le spectre vu dans le plan image, sur le plan normal à l'axe optique passant par le foyer image. C'est ce plan que nous appelons "plan de meilleure résolution").

Il nous faut donc déterminer le mieux possible le point d'intersection de la trajectoire de la particule avec le plan image. Plusieurs facteurs interviennent dans l'incertitude de cette détermination :

- Naturellement l'incertitude due aux chambres à fils : cette incertitude ne dépendant que des chambres, si on les éloigne l'une de l'autre, la détermination de la trajectoire de la particule n'en sera que plus précise.

- D'autre part, le stragglng angulaire, dû à la diffusion sur les matériaux (solides ou gazeux) que traverse la particule. Plus on éloigne les chambres l'une de l'autre, plus l'incertitude croît...

L'évaluation de cette dégradation de résolution due à la statistique des chocs s'effectue à l'aide du programme STRAG, faisant lui-même appel au programme ABSOR. Il calcule le stragglng angulaire d'un faisceau de particules, après la traversée de divers milieux d'épaisseurs variables, en "suivant" les 66% des particules les moins déviées.

Les différents milieux, ainsi que leurs épaisseurs, traversés par les particules sont les suivants :

● A la sortie de la chambre d'analyse, une feuille de mylar de 50μ limite la zone de vide parcourue par les particules. Elle sera portée par un gros tube coulissant, la "chaussette", placé derrière l'aimant d'analyse Montpellier. Le vide peut ainsi être conservé jusqu'aux détecteurs.

● Pour chaque chambre, deux feuilles de mylar aluminisé, les masses, de 9μ d'épaisseur et distantes l'une de l'autre de 2 cm, épaisseur approximative de la chambre. Nous admettons pour simplifier que les chambres sont remplies d'argon.

On peut diminuer le stragglng angulaire en utilisant la feuille de mylar de 50μ comme "masse" de la première chambre : ceci élimine une épaisseur de 9μ de mylar et annule la distance séparant la "chaussette" de la première chambre.

2. METHODE DE CALCUL.

Soient (Fig. 13) : Ox l'axe sur lequel on veut localiser les particules, donc l'axe des fils anodes et Oy l'axe optique.

Nous notons :

L : la distance séparant les deux chambres.

L' : la distance séparant la première chambre du point d'intersection du plan image avec l'axe optique.

δ, δ' : l'élargissement radial du faisceau respectivement sur la première et la seconde chambre. Ces deux paramètres sont calculés par le programme ABSOR.

$\delta x_0, \delta x'_0$: l'incertitude due à la résolution de la chambre et au stragglng angulaire, sur la position du point d'intersection de la trajectoire avec la première chambre et la seconde chambre.

δ_x : la même incertitude dans le plan de "meilleure résolution".

Nous ne tenons pas compte dans les calculs qui suivent de l'inclinaison des trajectoires moyennes par rapport à l'axe optique. Celle-ci de

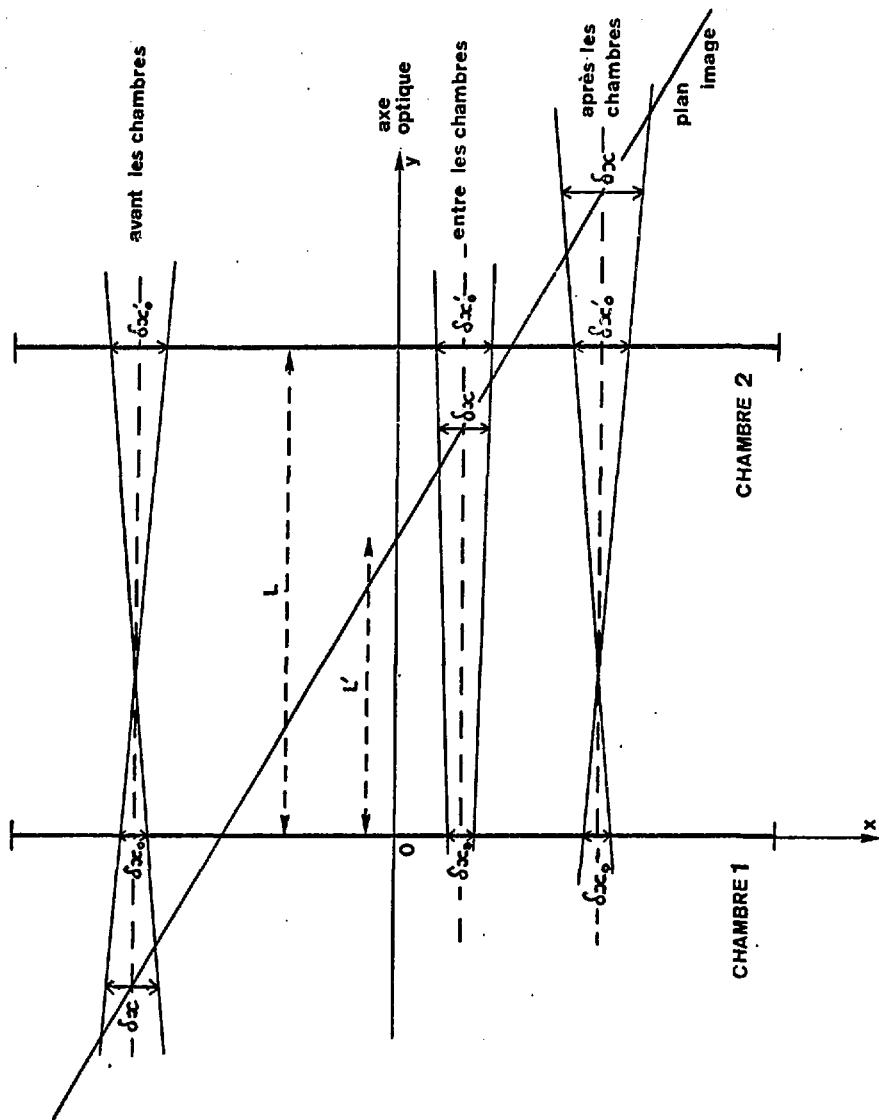


Fig.13. Incertitude dans le plan de meilleure résolution.

l'ordre de $0,3^\circ$, est tout à fait négligeable pour un calcul d'erreur.

Si l'on prend comme valeur de la résolution des chambres $0,3 \text{ mm}$, nous avons les égalités :

$$\delta x_0 = (0,3^2 + \delta^2)^{1/2} \quad \delta x'_0 = (0,3^2 + \delta'^2)^{1/2}$$

De la figure 14, on peut déduire les expressions de l'incertitude δx :

- en un point du plan "précédant" les chambres ($y < 0$) :

$$\delta x = \delta x_0 - \frac{L' + x \operatorname{Cotg} 30^\circ}{L} (\delta x'_0 + \delta x_0)$$

- entre les chambres ($0 < y < L$) :

$$\delta x = \delta x_0 + \frac{L' + x \operatorname{Cotg} 30^\circ}{L} (\delta x'_0 - \delta x_0)$$

- derrière les chambres ($y \geq L$) :

$$\delta x = -\delta x_0 + \frac{L' + x \operatorname{Cotg} 30^\circ}{L} (\delta x_0 + \delta x'_0)$$

Pour des valeurs de L données, le graphe de δx en fonction de x est constitué de 3 droites puisque δx_0 et $\delta x'_0$ ont des valeurs fixées.

Les points anguleux de ces graphes sont placés en :

$$x = -L' \operatorname{Tg} 30^\circ \quad x = (L-L') \cdot \operatorname{Tg} 30^\circ$$

Ces deux points sont reliés par la droite dont la pente est la plus faible. Il serait avantageux de "centrer" cette droite en $x=0$, pour centrer la zone de meilleure résolution au milieu des chambres ; ce qui revient à placer les deux chambres de telle façon que :

$$L' = \frac{L}{2}$$

Cette condition étant posée, il nous reste à calculer la plage Δx sur laquelle l'incertitude δx est inférieure à $0,5 \text{ mm}$, et à évaluer la valeur de L pour laquelle cette plage Δx est maximale.

Ces calculs ont été effectués pour des protons de 200 MeV. Deux montages ont été envisagés : l'un pour lequel les chambres sont à l'air libre; dans l'autre elles sont séparées par de l'hélium.

Dans le cas où les chambres sont à l'air libre, le maximum de Δx , de l'ordre de 13 cm est obtenu pour $L = 18$ cm.

Il serait donc avantageux, pour des protons de 200 MeV, d'utiliser une cuve d'hélium. Pour des particules moins énergiques ou plus lourdes, telles que des particules alpha, l'utilisation d'hélium peut être nécessaire.

Pour des particules lourdes (alphas), de faible énergie, le maximum de Δx peut être obtenu pour L nul. Il faut alors placer la première chambre sur le plan de meilleure résolution. Elle localisera les particules, la seconde chambre ne servant qu'à éliminer les particules dont les trajectoires sont aberrantes.

Le calcul de la distance devant séparer les deux chambres dépend de la nature et de l'énergie des particules à localiser. Il doit donc être effectué pour chaque expérience.

CONCLUSION

L'étude préliminaire du système de détection adopté sur la voie "achromatique" et la voie "analysée" du synchrocyclotron d'Orsay nous a incité à effectuer une étude approfondie du principe de fonctionnement des chambres multifils. Nous avons ainsi montré qu'il n'était pas nécessaire de supposer que le nuage d'ions créé près d'un fil anode entoure celui-ci, pour interpréter la forme des impulsions recueillies sur les cathodes, et nous avons pu ensuite analyser l'influence des caractéristiques géométriques de la chambre sur la valeur et la répartition de la charge induite sur les cathodes localisatrices et sur l'anode:

1) La distance L séparant l'anode de chaque cathode joue autant sur la largeur de la répartition que sur la valeur des charges induites sur les cathodes, mais en sens inverse.

2) La distance m séparant les cathodes des feuilles de mylar aluminisé, constituant les parois du détecteur, intervient dans la valeur de la charge induite sur les cathodes. Cette charge induite atteint une valeur limite lorsque la distance est de l'ordre de 5 mm, pour L égal à 9 mm. Par contre, m ne joue pratiquement pas sur la distribution de charge sur les cathodes.

Nous avons pu aussi évaluer la charge induite sur les cathodes et sur l'anode : celle induite sur le fil anode près duquel se crée l'avalanche est de l'ordre de 90% de la charge du nuage d'ions. Les fils anodes voisins ainsi que les cathodes portent chacun de l'ordre de 2% de la charge totale.

Une telle étude est intéressante lorsque l'on a à décider des caractéristiques géométriques de tels détecteurs. Elle nous a conduit à fixer à

9 mm la valeur de L et 3 mm celle de m.

L'électronique gérant les informations données par les chambres sera déclenchée, entre autre, par un ensemble de discrimination des événements, le "Trigger", qui détermine la nature des particules détectées en mesurant la perte d'énergie à la traversée d'un plastique, leur temps de vol entre deux plastiques ou en les sélectionnant à l'aide d'un absorbant.

Ces trois méthodes pourront être utilisées simultanément dans un montage du type de celui proposé dans le second chapitre. Si l'on prend aux deux extrémités des plastiques les informations qu'ils fournissent, on obtient une résolution sur la mesure du temps de vol de l'ordre de 3 ns. Quant à la mesure de la perte d'énergie à la traversée du plastique, elle est suffisante pour déterminer la nature de la particule.

RÉFÉRENCES

- 1 A.Willis, Correction des effets cinématiques sur Montpellier
Note technique de Transformation du Synchrocyclotron (NTTS) n°60.
- 2 L.Bimbot, Y.Le Bornec, N.Willis, Projet d'équipement de la salle 2,
NTTS n°81.
- 3 G.Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 88, 149 (1970).
F.Sauli, Principles of Operation of M.W.P and Drift Chambers.CERN
77-09, 3 May 1977.
- 4 R.Chaminade, J.M.Durand, J.C.Faivre, J.Pain, Nucl. Instr. and Meth.
118, 477 (1974).
- 5 G.Charpak et al., High Accuracy Measurements of the Center of Gra-
vity of Avalanches in Proportional Chambers, CERN 73-11, 24 Septem-
ber 1973.
- 6 J.Fisher, H.Okuno, A.H.Walenta, BNL 23163, August 1977, Brookhaven
National Laboratory -Upton- New York 11973.
- 7 E.Durand, Electrostatique et Magnétostatique, Ed. Masson et Cie.
- 8 P.M.Morse, H.Feshbach, Methods of Theoretical Physica (Part II,
p.1313), Ed. Mc Graw-Hill Book Company, Inc. New York U.S.A.
- 9 G.A.Erskine, Nucl. Instr. and Meth. 105, 565 (1972).