UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2007

N° attribué par la bibliothèque
|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

Recherche et développement d'un détecteur gazeux PIM (Parallel Ionization Mulitiplier) pour la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons.

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique nucléaire

Spécialité : Physique subatomique et applications

Présentée
et soutenue publiquement par

Jérôme BEUCHER

Le 1er octobre 2007, devant le jury ci-dessous

Président	M. Philippe EUDES, *Professeur Université de Nantes, SUBATECH, Nantes*
Rapporteurs	M. Christian FABJAN, *Professeur Université de Vienne et CERN, Genève*
	Mme Fabienne KUNNE, *Chargé de recherche CEA, DAPNIA, Saclay*
	M. Vincent LEPELTIER, *Chargé de recherche CNRS, LAL, Orsay*
Examinateurs	Mme Barbara ERAZMUS, *Directrice scientifique adjointe IN2P3, Paris*
	M. Jacques MARTINO, *Professeur EMN, SUBATECH, Nantes*
	M. Dominique THERS, *Maître assistant EMN, SUBATECH, Nantes*

Directeur de thèse : M. Jacques MARTINO, *Professeur EMN, SUBATECH, Nantes*
Co-encadrant : M. Dominique THERS, *Maître assistant EMN, SUBATECH, Nantes*

N° ED 366-319

UNIVERSITÉ DE NANTES

Research and development of a gaseous detector PIM (Parallel Ionization Mulitiplier) dedicated to particle tracking under high hadron rates.

Recherche et développement d'un détecteur gazeux PIM (Parallel Ionization Mulitiplier) dédié à la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons.

Jérôme BEUCHER

SUBATECH, Nantes (France), 2007


Les devises Shadok
S'IL N'Y A PAS DE SOLUTION
C'EST QU'IL N'Y A PAS DE PROBLÈME.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude à l'ensemble du personnel du laboratoire SUBATECH pour leur accueil. Ils ont grandement contribué à ce que cette thèse s'effectue dans les meilleures conditions possibles.

Je tiens à remercier plus particulièrement Dominique Thers pour ces nombreux conseils, sa disponibilité, son investissement personnel et sa patience. Pour être concis, je lui dois beaucoup. Encore un grand merci, Dominique !

Je remercie chaleureusement Vincent Lepeltier, Fabienne Kunne et Christian Fabjan d'avoir examiner en détails ce manuscrit et d'avoir accepter la lourde tâche d'être rapporteur. Merci également à Barbara ERAZMUS, Philippe EUDES, et Jacques MARTINO d'avoir accepter de faire partie de mon jury.

Je veux également exprimer toute ma reconnaissance à l'ensemble du groupe (ex)INCADE : Lionel, J.P, Vincent, Noel, Sylvain, Sébastien, Eric, Patrick, Jerome S., Jerome D., Olivier et Elisabeth pour leur soutien et leur disponibilité. Parmi toutes ces personnes, je tiens plus particulièrement à en remercier deux : Patrick et Eric. Le premier est mécanicien. Il a participer activement à la conception et à la réalisation des prototypes utilisées durant cette thèse. L'autre est un "magicien", le Mac Gyver de l'électronique de l'équipe. Eric s'est toujours rendu disponible pour m'aider à résoudre toutes sortes de problèmes rencontrés durant les tests et mesures. J'ai également beaucoup apprécié nos discussions autour d'un bon café et son amitié ? Je lui dois également beaucoup.

Je souhaite remercier également Gines, Christian, Guillaume, Laurent et Muriel pour les nombreux déjeuners que nous avons partagé toujours dans la bonne humeur. Durant ces trois années, ils m'ont fait part de leur expérience et m'ont donné souvent de très bons conseils.

Comment oublier Zaida et Julien ! Ces deux doctorants sont très vite devenu de véritables amis. Ils m'ont supporté sans jamais me laisser tomber même dans les moments les plus difficiles. Mille merci !

Je remercie également mes amis : Vanessa, Pascal, Stéphanie, Flavie, Caroline, Lucie , Damien et toute l'équipe d'ultimate du SUAPS de l'université de Nantes pour m'avoir aider à surmonter tous les passages à vides que j'ai pu ressentir au cours de cette dernière année de thèse.

Je tiens à terminer ces remerciements par ma jolie fée coquelicot pour son soutien, son sourire et tout ce qu'elle m'a apporté ...

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction

Historiquement, les détecteurs gazeux ont toujours joué un rôle important dans la détection de rayonnements ionisants. La chambre d'ionisation puis la venue du célèbre compteur Geiger-Müller dans les années 1920 (encore utilisé de nos jours en dosimétrie) ont permis de nombreuses découvertes aux balbutiements de la physique nucléaire. D'autres détecteurs tels que la chambre à brouillard (ou dit de Wilson en référence à son inventeur) utilisée de 1912 jusque dans les années 50, remplacée par la suite par la chambre à bulle plus performante (inventée par D. Glaser) ou autre chambre à étincelles ont été les premiers dispositifs permettant de visualiser les trajectoires des particules. Ils ont été des outils précieux pour les pionniers de la physique des particules. En revanche, ces détecteurs de traces possédaient un système de déclenchement souvent complexe et une lecture optique (des clichés pris par un appareil photographique déclenché lors de l'événement), ce qui induisait une analyse fastidieuse et surtout un temps mort entre deux déclenchements conséquent.

C'est en 1968 qu'un tournant fut marqué dans l'histoire des techniques de détection de particules, avec le premier détecteur de traces auto-déclenché à lecture électronique inventé par G. Charpak : la chambre proportionnelle multifils (MWPC). Ce nouveau type de détecteur s'est très vite imposé comme un détecteur incontournable. Aujourd'hui encore, des variantes de ce détecteur sont utilisées dans de nombreuses expériences. Cependant, ces détecteurs souffrent du phénomène de charge d'espace. En effet, les nombreux ions issus de l'amplification écrantent localement le champ électrique au voisinage du fil et le champ électrique retrouvent sa valeur nominale uniquement lorsque la totalité des ions est collectée par la cathode. Pour des flux importants (typiquement plus grand que 10^4 $part./mm^2/s$), une chute du gain moyen est alors observée conduisant à une perte inéluctable d'efficacité.

Or les progrès en recherche fondamentale nécessitent l'utilisation d'accélérateur toujours plus puissant en terme d'énergie et de flux afin de mettre en évidence des évènements de plus en plus rares, mais prédits par la théorie comme le boson de Higgs, la violation CP ou la formation d'un plasma de quarks et gluons par exemple. L'identification de ces évènements requiert des détecteurs de traces toujours plus précis tout en comportant le moins de matière possible afin de ne pas perturber les mesures. Les dispositifs expérimentaux doivent également être capables d'opérer dans des conditions de radiations extrêmes sans voir leurs performances se dégrader et permettre une détection pleinement efficace sous un haut flux de particules.

Pour satisfaire à ces nouvelles exigences, de nombreux programmes de recherche et développement autour des détecteurs gazeux ont vu le jour ces deux dernières décennies. Bénéficiant conjointement du savoir-faire acquis depuis de nombreuses années sur les chambres proportionnelles multifils (MWPC) et du progrès réalisé dans les procédés de gravure électronique, un détecteur innovant à micropistes, le MSGC [Oed88], fit son apparition à la fin des années 80. S'ensuivit toute une nouvelle famille de détecteurs gazeux dit "à microstructure" (Micro-Gap Chamber [A+93], micro-dot [BJ95], Micro-Gap Wire Chamber [CD97], WELL [B+99b], micro-groove [B+99a], micro-wire [A+99], micro-CAT [S+99], Micro-PIxel Chamber [O+01], etc...), dont les deux plus représentatifs sont, sans conteste, MICROMEGAS [GRRC96] et GEM [Sau97].

Tous ces détecteurs bénéficient d'une distance cathode-anode extrêmement réduite par l'utilisation de nouveaux procédés de fabrication empruntés à la micro-électronique. Ceci leur permet d'avoir une évacuation extrêmement rapide des ions et offre la possibilité de fonctionner jusqu'à des flux intenses de particules (qq 10^6 $particules/mm^2/s$).

0.1 MSGC : Micro-Strip Gas Chamber

0.1.1 Principe de fonctionnement des MSGCs

Les MSGCs reprennent le principe de fonctionnement (détaillé dans les références [Sau77, WB94, Kno00]) des chambres proportionnelles multifils (MWPC), seulement les fils sont remplacés par de fines pistes (quelques microns) intercalées entre deux cathodes : des pistes plus larges (typiquement 60 à 100 μm). Cette succession de pistes est obtenue par un procédé de photolithographie sur un substrat isolant. Le volume de détection d'une MSGC est alors défini par ce plan de pistes et une électrode plane, située à quelques millimètres du substrat. Une vue schématique d'un tel dispositif est représentée sur la figure 1 (à gauche).

Une polarisation adéquate des électrodes permet aux électrons primaires engendrés par le passage d'une particule chargée dans le détecteur de dériver vers les pistes anodiques où il règne un champ électrique intense (Cf. figure de droite). Une avalanche électronique se produit alors au voisinage de la piste. Les ions issus de cet amplification sont ensuite collectés par les pistes cathodiques situées à proximité.

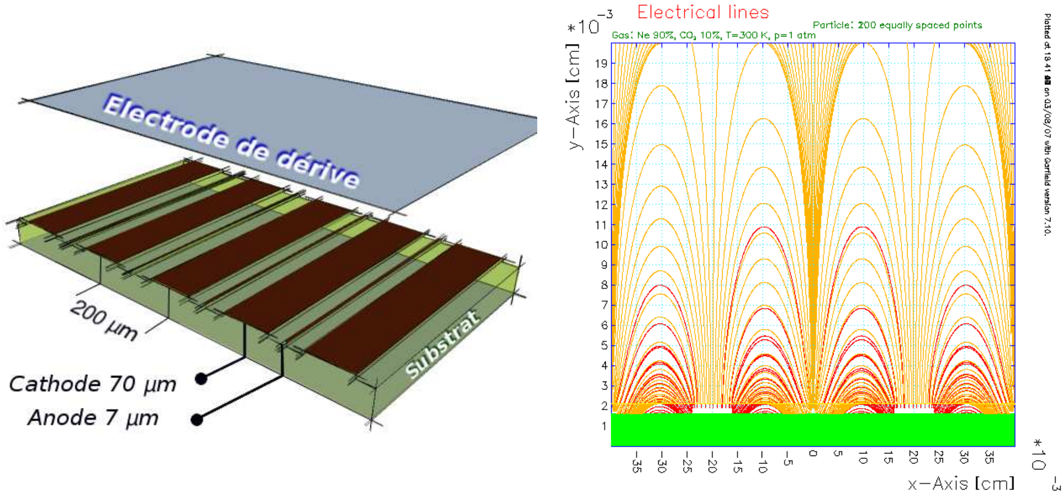


FIG. 1 – *Représentation 3D du détecteur MSGC (figure de gauche) et schéma des lignes de champs au voisinage des pistes (figure de droite).*

0.1.2 Performances des MSGCs

Cette nouvelle technique permet d'avoir une densité d'anodes sensibles bien plus importante que dans le cas des MWPCs et confère au MSGCs une excellente granularité et une très bonne résolution spatiale ($< 100\ \mu$m). De plus, la proximité anode-cathode qui autorise une évacuation très rapide des ions permet à ce type de détecteur de fonctionner sous un flux élevé de particules ($10^6\ Hz/mm^2$).

Aussi, devant ces excellentes caractéristiques, plusieurs collaborations dont HERA-B et CMS (toutes deux nécessitant des détecteurs de traces précis, rapides et pouvant supporter de haut flux) ont fortement considéré l'utilisation de ce détecteur. Mais très vite, les nombreux tests faisceau réalisés dans des conditions expérimentales proches du LHC ont révélé des problèmes d'instabilité du gain engendrés par une accumulation des charges sur le substrat. Plusieurs études ont démontrés que le dépôt d'une fine couche (quelques dizaines de nanomètres) d'un subtil mélange de plusieurs éléments (C, Si, H, N) permettait de maîtriser la résistivité du substrat [B+95, B+98a] et de limiter le chargement du diélectrique. D'autres difficultés, mais pas des moindres, ont également été rencontrées lors de ces tests comme des dégradations irréversibles (pistes gravement endommagées Cf. Fig. 2) liées à des claquages sur les pistes ou un vieillissement rapide lorsque la dose d'irradiation est élevée [Hot98]. Afin de protéger les pistes contre les dommages occasionnés par les décharges qui apparaissent lorsque le détecteur est placé dans un environnement comportant des hadrons des techniques avancées de passivation des pistes ont été testées [B+98b, B+98c].

Malgré ces nombreux efforts de R&D, il est apparu que ces détecteurs ne survivraient pas (en tout cas pas assez longtemps) à un faisceau intense de hadrons tel que celui fourni par

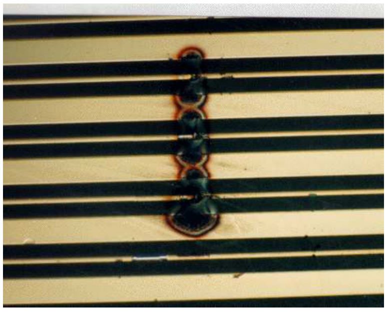
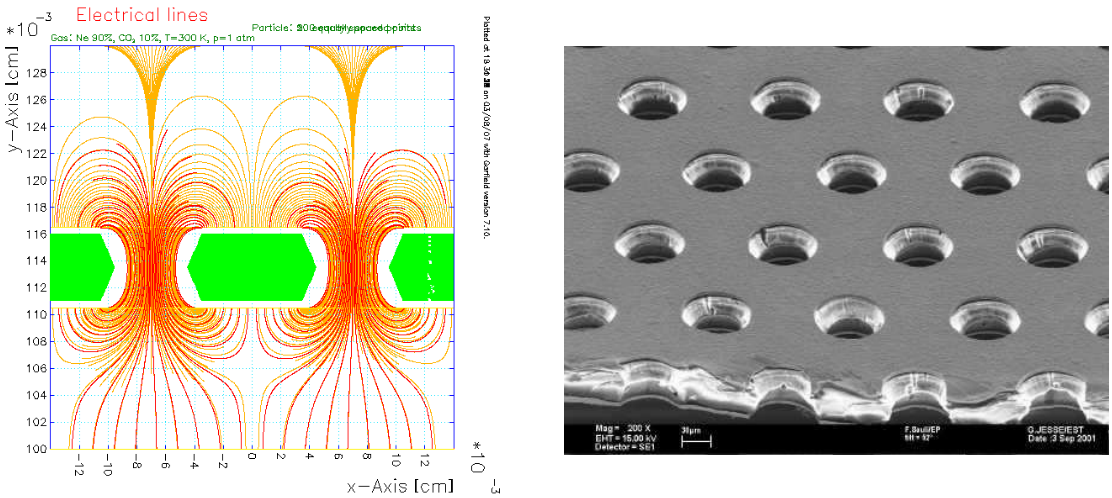


Fig. 2 – *Exemple de détériorations provoquées par des décharges sur les pistes d'une MSGC.*

HERA ou le LHC. La collaboration de l'expérience CMS a donc été conduite à abandonner les MSGCs au profit des détecteurs silicium. Tandis que le groupe développant les MSGCs pour l'expérience HERA-B [Zeu00] opta pour une autre solution qui consiste à ajouter une structure amplificatrice (GEM) devant le plan de pistes d'une MSGC. Cette double amplification permet alors de réduire la tension de polarisation des pistes, et donc les décharges (Cf. chapitre 4), tout en conservant un gain total identique et un même rapport signal à bruit.

0.2 GEM : Gas Electron Multiplier

0.2.1 Principe de fonctionnement du GEM



-a- -b-

Fig. 3 – *Schéma des lignes de champs (figure de gauche) et photographie d'une grille GEM (figure de droite).*

Le GEM (Gas Electron Multiplier) fut introduit en 1997 par F. SAULI [Sau97]. Il est constitué d'une feuille (50 μm d'épaisseur) d'un matériau isolant : le kapton, cuivrée sur chacune des faces et percée chimiquement. Ce procédé permet d'obtenir une grande densité de trous (50 à 100 par mm^2) doublement conique dont le diamètre et le pas sont respectivement, pour un GEM standard, de 70 μm et de 140 μm (Cf. Fig. 3-b). L'épaisseur de cuivre de part et d'autre de l'isolant est d'environ 5 μm.

En appliquant une différence de potentiel entre les deux faces cuivrées, un champ électrique intense (50-100 kV/cm) s'instaure dans les trous du GEM dont les lignes de champs sont représentées sur la figure 3-a. Les électrons primaires engendrés dans le gaz par le passage d'une particule chargée dérivent vers les trous où ils sont accélérés et multipliés. Ils sortent ensuite du GEM et passe dans une zone de dérive. Chaque trou se comporte alors comme un amplificateur proportionnel individuel.

Utilisé directement avec un plan de piste, un seul GEM permet d'obtenir des gains modérés (quelques centaines) souvent insuffisants pour de nombreuses applications. Mais tout l'intérêt du GEM réside dans le fait qu'il peut être facilement utilisé en tant qu'élément de pré-amplification dans une structure multi-étage, ce qui permet d'atteindre des gains élevés tout en fonctionnant avec des champs électriques locaux modérés et de minimiser les décharges. Ainsi, le premier détecteur multi-étage à microstructure utilisé dans les conditions d'un flux intense de particules fut une structure hybride GEM-MSGC. Il est également possible de placer plusieurs éléments GEM en cascade. Ces détecteurs sont dénommés les multi-GEM.

0.2.2 Le détecteur hybride GEM-MSGC

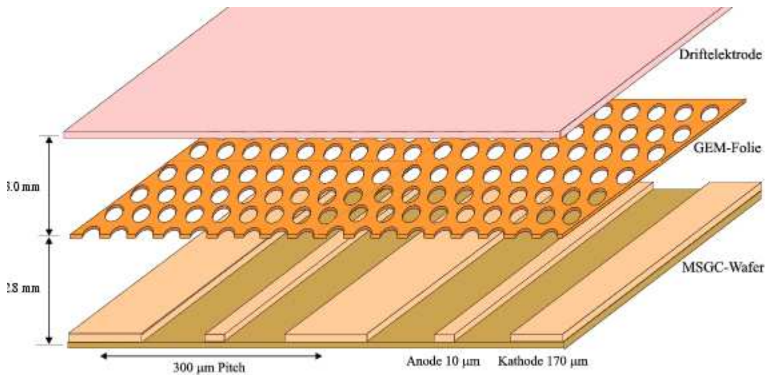


FIG. 4 – *Représentation 3D du détecteur hybride GEM-MSGC.*

Un détecteur hybride GEM-MSGC est représenté schématiquement sur la figure 4. Cette géométrie n'est pas sans évoquer les premiers détecteurs multi-étages à amplification gazeuse : les *Multi-Step Avalanche Chamber* (MSAC) [CS78] proposés en 1978 pour compenser la chute du gain observée sous un haut flux de particules avec les chambres à

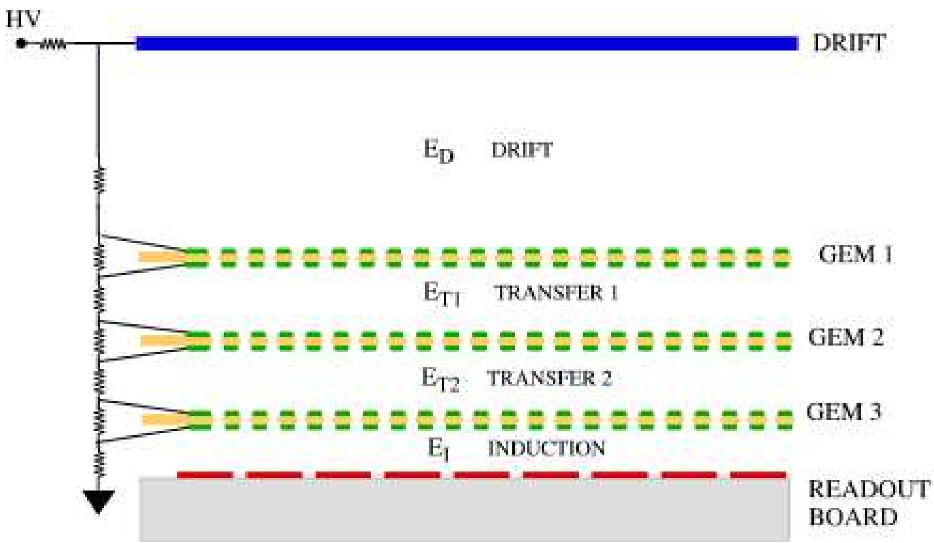


FIG. 5 – *Schéma d'un détecteur triple-GEM comme utilisé celui dans l'expérience COMPASS.*

fils.

Les nombreuses études réalisées dans le cadre du développement du dispositif de trajectographie interne (ITR) de l'expérience HERA-B à DESY ont montré que ce détecteur hybride permettait d'atteindre des gains suffisants pour obtenir une bonne efficacité tout en minimisant le phénomène de décharge. Cependant, les 46 détecteurs constitués de 4 chambres d'une surface active de 20×20 cm^2 chacune ont mis en évidence, dès les premières années de fonctionnement sous un flux de particules jusqu'à 2.10^6 $/cm^2/s$ (soit 1 $Mrad/an$), une certaine fragilité [B+02b] tant de la part des pistes de la MSGC que du GEM.

0.2.3 Performances du multi-GEM

Plus simple de conception et moins sensible aux décharges que les MSGCs (devenues complexes à fabriquer en raison des différentes solutions techniques envisagées pour diminuer leur fragilité face aux décharges), les détecteurs multi-étages constitués de deux ou trois (voir plus) éléments amplificateurs GEM couplés à un plan de pistes (voir Fig. 5) sont désormais utilisés dans plusieurs expériences de physique des particules. Par exemple, COMPASS située au SPS (CERN) est la première expérience de haut flux (2.10^8 $\mu/5s$) à avoir intégré des triple-GEM. Les 20 plans de détections d'une surface active de 31×31 cm^2 en fonctionnement depuis 2002 ont révélé, dès leur mise en service, de bonnes caractéristiques en terme d'efficacité (>98 %), de résolution spatiale ($\sigma_x \lesssim 60$ μm) et temporelle ($\sigma_t \simeq 15$ ns) [A+02].

Le principal avantage de ces détecteurs réside dans le fait que chaque étage d'amplification

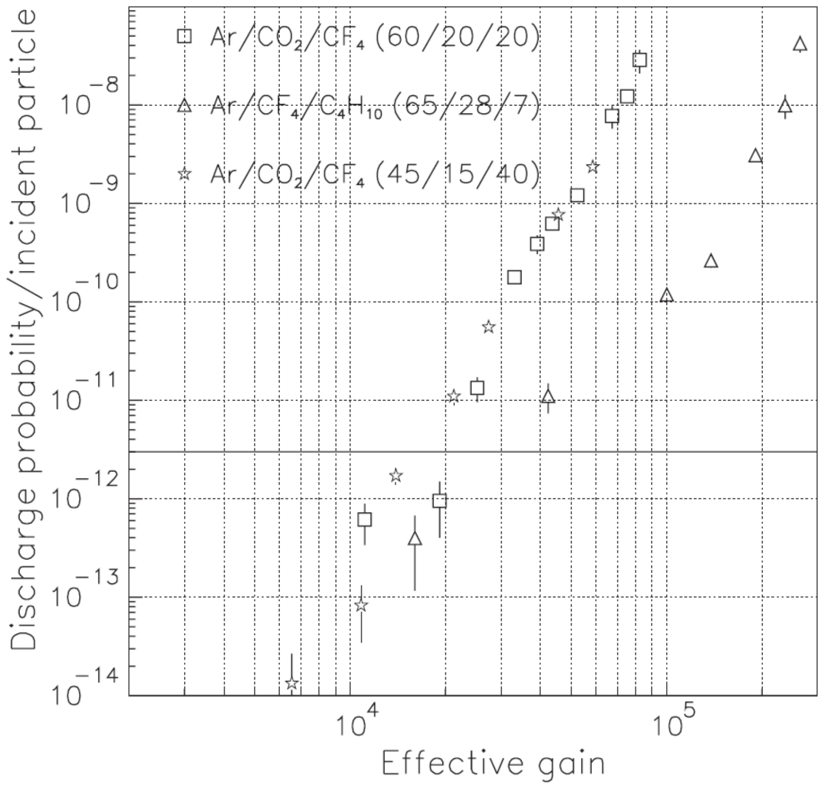


Fig. 6 – *Probabilités de décharge mesurées avec un faisceau intense de hadrons et un triple-GEM (extrait de la référence [A+04b])*

fonctionne à faible gain (typiquement 50 à 100) tout en conservant un gain total du détecteur très élevé (jusqu'à quelques 10^5). Ceci a pour conséquence directe de diminuer le nombre de décharges à un point de fonctionnement donné comme nous le montrent les mesures réalisées sous un haut flux de pions, dans le cadre du choix technologique des chambres de la station M1R1 du système de déclenchement à muon de l'expérience LHCb (présentées sur la figure 6).

La probabilité de décharge autour de 3.10^{-12} par hadron incident mise en évidence (par un trait horizontal) sur cette figure représente la limite calculée en tenant compte du flux moyen ($\simeq 180\ kHz/cm^2$) attendu sur les chambres de la station M1R1 pour dix ans de fonctionnement sans baisse des performances du détecteur [A+04a, A+04b]. La structure GEM ne résistant qu'à un certain nombre de décharges avant que ses performances de ne se dégradent (gain diminué notamment), la très faible probabilité de décharge obtenue avec un triple-GEM compense ce fait et lui permet de fonctionner pendant une longue période dans les conditions d'un haut flux de hadrons. Par ailleurs, l'ensemble de cette étude a montré qu'en fonction du choix du mélange gazeux utilisé le détecteur triple-GEM respectait l'ensemble du cahier des charges de cette expérience.

C'est pourquoi, ce détecteur a été retenu pour la partie la plus proche du point d'interaction du système de déclenchement rapide à muon de LHCb [LHC05] et plus récemment pour le télescope T2 de l'expérience TOTEM [TOT04] dédiée aux mesures de luminosité du LHC.

A noter également plusieurs programmes de R&D pour diverses applications : lecture de TPC, détection de neutrons, détecteur de rayon X pour l'astrophysique notamment, sans oublier l'imagerie médicale et la dosimétrie ...

Les performances et les caractéristiques principales de ce type de dispositif sont les suivantes :

- des gains très élevés
- une résolution en énergie de 18 % (FWHM) à 5.9 keV
- une résolution spatiale meilleure que 60 μm accompagnée d'une excellente granularité
- une capacité à supporter des flux élevés de particules ($10^5/mm^2/s$)
- une résolution temporelle de quelques nanosecondes
- la possibilité de construire à faible coût de larges surfaces jusqu'à 1000 cm^2

0.3 MICROMEGAS : MICRO-MEsh GAseous Structure

MICROMEGAS, dont le principe de détection (détaillé au chapitre 1) est basé sur les chambres à plaques parallèles à deux étages (PPAC : Parallel Plate Avalanche Chamber), est un détecteur à microstructure inventé par I. Giomataris sur une idée de G. Charpak [GRRC96]. Il est constitué de trois plans d'électrodes parallèles dont une micro-grille ($\simeq 5$ μm d'épaisseur) servant à définir deux régions de champ électrique très asymétrique : l'espace de conversion (quelques millimètres d'épaisseur) et l'espace d'amplification (25-200 μm). Son schéma de principe est représenté sur la figure 7.

0.3.1 Performances et caractéristiques

Tout comme les détecteurs triple-GEM présentés précédemment, MICROMEGAS est également utilisé comme dispositif de trajectographie dans l'expérience COMPASS. Chacun des 12 plans de détection d'une surface active de 40×40 cm^2 possède une efficacité de détection supérieure à 97 % et une résolution temporelle de 9 ns. Une résolution de 92 μm a également été mesurée à un flux 4.10^7 $\mu/spill$, soit un taux de 100-200 kHz par piste [Mea02, B+05b]. Après plusieurs années de fonctionnement, aucune baisse de performance des 12 détecteurs n'a été observée et ce malgré un taux de décharges par déversement faisceau de 0.01 décharge par plan de détection démontrant une excellente résistance et

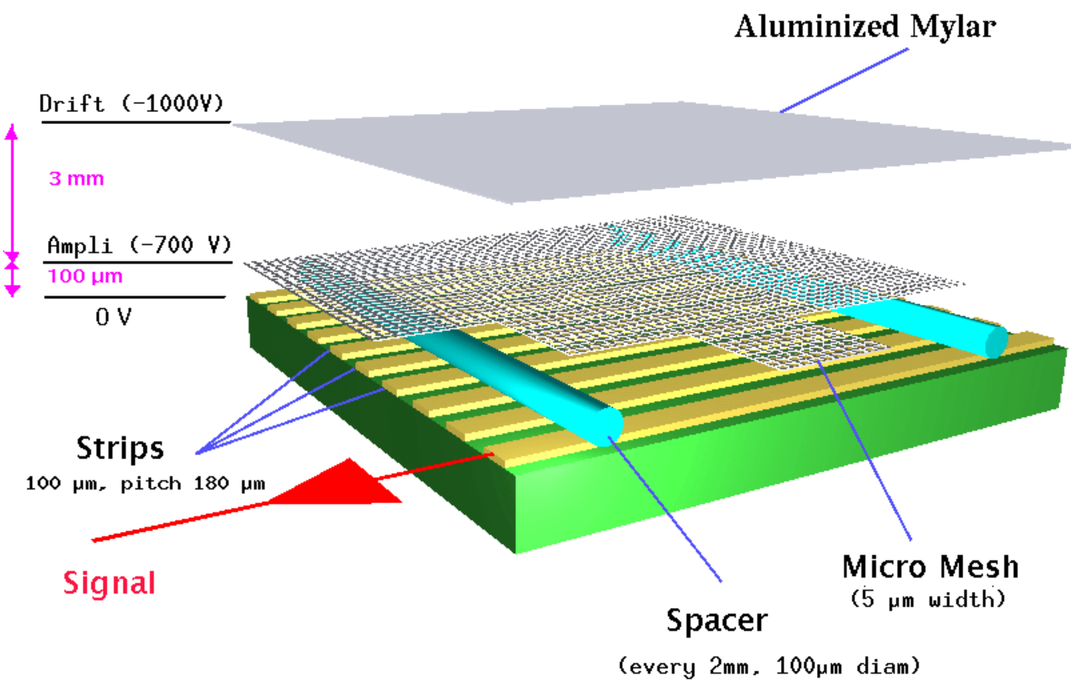


Fig. 7 – *Représentation 3D du détecteur MICROMEGAS.*

robustesse du détecteur MICROMEGAS dans les conditions de haute irradiation. Ce détecteur semble donc être bien adapté aux exigences des expériences de physique où des flux intenses de particules de haute énergie sont atteints. L'expérience NA48/2 avec son spectromètre à kaons KABES utilisant des chambres à projection temporelle basées sur MICROMEGAS a par ailleurs confirmé cette idée où d'excellentes performances ont été observées avec un flux voisin de 20 MHz pour une surface active de $4 \times 4\ cm^2$ [Pey04].

Les principales caractéristiques du détecteur MICROMEGAS sont les suivantes :

- des gains élevés (quelques 10^4)
- une efficacité de détection voisine de 100 %
- une grande granularité
- une très bonne résolution spatiale ($\sigma_x < 100\ \mu m$)
- une excellente résolution temporelle ($\sigma_t < 10\ ns$)
- une réponse temporelle de quelques dizaines de nanosecondes
- une capacité à supporter de haut flux de particules ($> 10^6\ mm^{-2}.s^{-1}$)
- une faible longueur de radiation
- la possibilité de construire de large surface ($40 \times 40\ cm^2$)
- un détecteur simple et robuste

Notons qu'il bénéficie, en plus, d'une suppression intrinsèque de la remontée des ions dans l'espace de dérive [C+04] due à la configuration particulière des lignes de champ au voisinage de la micro-grille qui s'avère être particulièrement intéressante pour l'utilisation comme dispositif de lecture d'une TPC.

D'autres avantages comme son excellente sensibilité lui permettant de détecter un électron unique fait qu'il est désormais utilisé pour la détection des axions (CAST [RFea04]), des neutrinos (T2K [Bea07]), ou pour l'imagerie bio-médicale. Mais il est également au premier plan en neutronique où l'emploi de détecteurs robustes possédant une bonne tenue aux irradiations s'avère souvent nécessaire. Citons, par exemple, les projets : n_TOF [Aea04], PICCOLO-MICROMEGAS [Aea06a] ou DEMIN [Hea06].

0.4 Le détecteur PIM (Parallel Ionization Multiplier)

Initialement développé au laboratoire SUBATECH pour l'autoradiographie β [S+04, Sam06], le détecteur multi-étages PIM (Parallel Ionisation Multiplier) est un dérivé du détecteur à microstructure MICROMEGAS. La particularité du détecteur PIM est d'offrir la possibilité de concevoir plusieurs étages d'amplification à partir de la technologie des micro-grilles. Réalisé dans le cadre du programme européen de physique hadronique (I3HP-JRA4), ce travail de thèse fut consacré à l'étude et l'optimisation d'une structure PIM à deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert afin de minimiser la probabilité de décharge pour la trajectographie de particules de haute énergie dans un environnement à forte composante hadronique.

Le premier chapitre est dédié à la description le principe de fonctionnement de MICROMEGAS, ou de manière plus générale des processus physiques siégeant au sein d'un détecteur gazeux à électrodes parallèles fonctionnant en régime proportionnel tel que MICROMEGAS ou PIM. Nous en profiterons pour présenter le dispositif expérimental utilisé pour mesurer le gain du détecteur, caractéristique importante des détecteurs gazeux, et les mesures préliminaires s'y rapportant avec un détecteur MICROMEGAS.

Ensuite, dans le chapitre 2, nous présenterons plus en détail la structure PIM, les matériaux utilisés et l'assemblage des différents prototypes testés lors de ce travail de thèse. Les résultats expérimentaux d'une étude systématique de caractérisation de la transmission d'électrons à travers différentes micro-grilles et du gain en fonction de la géométrie du détecteur seront également abordés.

Le chapitre suivant présente le prototype que nous avons développé pour la trajectographie de hadrons de haute énergie. La chaîne électronique d'acquisition (développée par le service électronique de SUBATECH) ainsi que ses performances y seront également succintement décrites.

Finalement, le dernier chapitre sera consacré aux décharges engendrées par des hadrons dans le détecteur PIM à deux étages d'amplification. Pour cela, de nombreuses mesures de probabilité de décharge ont été effectuées au PS ainsi qu'au SPS (CERN) pour différentes géométries de ce détecteur. Les résultats qui y sont associés seront discutés dans cette partie. Au préalable nous présenterons le dispositif expérimental utilisé pour ces mesures. Ce chapitre et l'étude s'y rapportant est destiné à identifier la configuration la plus adéquate du détecteur PIM pour être utilisée dans un environnement à forte composante hadronique.

Chapitre 1

Principe de fonctionnement de MICROMEGAS

1.1 Présentation

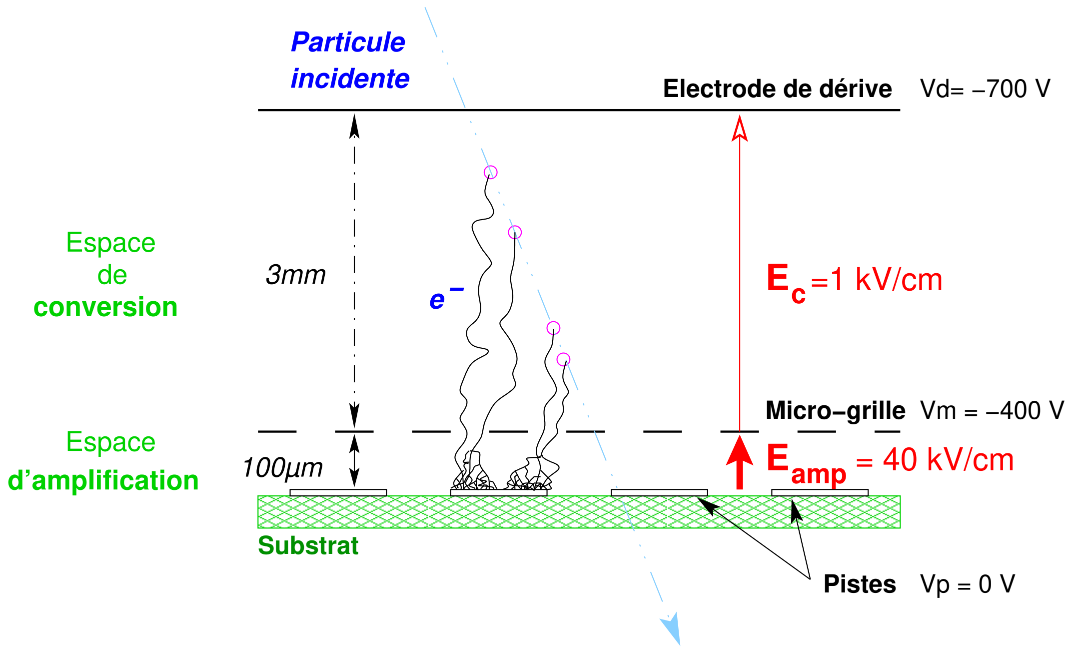


FIG. 1.1 – *Principe de fonctionnement du détecteur MICROMEGAS.*

MICROMEGAS (MICRO-MEsh GAseous Structure) est un détecteur gazeux à micro-pistes fonctionnant en régime proportionnel. Il comprend trois plans d'électrodes parallèles dont une micro-grille, très fine (d'une épaisseur inférieure à 5 μm), qui permet de séparer le volume de détection en deux étages fortement asymétriques (Cf. Fig. 1.1) : un espace de conversion de quelques millimètres d'épaisseur et une zone d'amplification de 25-100 μm.

Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, des paires électron-ion sont alors créées par ionisation des atomes de gaz dans l'étage de conversion. Ces charges primaires dérivent vers les électrodes sous l'action d'un faible champ électrique ($\simeq$ 1 kV/cm). Les électrons se dirigent vers la micro-grille qu'ils traversent et pénètrent dans l'étage d'amplification où il règne un champ électrique intense (plusieurs dizaines de kV/cm). Les électrons sont alors accélérés et une avalanche électronique se produit, ce qui génère un grand nombre de nouvelles paires électron-ion. Le déplacement de ces charges entre les électrodes de l'étage d'amplification induit un signal très bref ($\simeq$ 100 ns) sur les pistes de lecture.

Finalement, le principe de fonctionnement d'un détecteur gazeux à plaques parallèles de type MICROMEGAS peut être résumé par les quatre étapes suivantes :

- La création des charges primaires (Cf. section 1.2.1)
- La migration des charges vers la région d'amplification (Cf. section 1.2.2)
- La multiplication des charges (Cf. section 1.2.3)
- La formation du signal électrique (Cf. section 1.2.4)

Dans la suite de ce chapitre, nous allons détailler les différents processus physiques au cours de chacune de ces étapes.

1.2 Les processus physiques dans MICROMEGAS

1.2.1 Dépôt d'énergie de la particule incidente et création des charges primaires

La première étape dans tout système de détection utilisé en physique nucléaire, repose toujours sur le dépôt d'une certaine quantité d'énergie de la particule incidente dans le milieu actif qui constitue le volume de détection. Afin de comprendre le fonctionnement d'un détecteur, il est donc nécessaire de décrire les différents processus d'interactions responsable de ce transfert d'énergie. Ils dépendent bien évidemment du type de rayonnement que l'on cherche à détecter. En général, on distingue deux groupes : les particules chargées (électrons, particules chargées lourdes) et les particules neutres (neutrons, rayonnements électromagnétiques). Dans le cas de MICROMEGAS et pour le domaine d'application s'inscrivant dans la problématique de cette thèse, nous nous focaliserons, dans le premier paragraphe de cette section, principalement sur les ***interactions entre des particules chargées avec un milieu gazeux***. Ensuite, nous aborderons la ***perte d'énergie moyenne associée aux interactions ionisantes*** se produisant dans l'étage de conversion, suivi de la description des ***fluctuations statistiques sur la perte d'énergie*** à chaque collision. Dans un dernier paragraphe, nous présenterons le ***nombre total de paires électron-ion créées*** par la conversion de l'énergie déposée dans le gaz.

Interaction des particules chargées dans un gaz

Une particule chargée, en traversant un milieu gazeux, peut interagir suivant quatre processus distincts :

- La diffusion élastique sur les noyaux (diffusion multiple)
- Les collisions inélastiques avec un noyau
- Les collisions inélastiques de la particule sur les électrons du cortège électronique des atomes de gaz
- Les collisions élastiques de la particule sur ces mêmes électrons

En partant du principe que les noyaux du milieu sont beaucoup plus massiques que la particule incidente (ce qui est généralement le cas), le premier type d'interaction énoncé ici, connu également sous le nom de diffusion de Rutherford, engendre un transfert d'énergie souvent trop faible pour être observé mais suffisant pour dévier la particule incidente. Seuls les trois derniers types d'interaction jouent un rôle dans la détection des particules chargées. Néanmoins, les interactions nucléaires (collisions inélastiques avec un noyau) sont rares et seront négligées dans ce chapitre. En revanche, elles génèrent d'importants dépôts d'énergie dans le détecteur qui peuvent perturber le bon fonctionnement du détecteur, comme nous le verrons au chapitre traitant des décharges. Finalement, le processus dominant de perte d'énergie des particules chargées est l'interaction coulombienne (collisions élastiques et inélastiques) avec les électrons atomiques du milieu traversé. Pour s'en convaincre (avec les mains), il suffit de regarder la différence des surfaces couvertes par le noyau (R^2_{noyau}) et l'atome (i.e. avec son cortège électronique, notée R^2_{atome}) :

$$\frac{R^2_{atome}}{R^2_{noyau}} \simeq \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \simeq 10^8$$

On constate que la section efficace géométrique d'interaction avec les électrons est, de plusieurs ordres de grandeur, plus importante que celle correspondant à l'interaction avec le noyau.

Lors de ces collisions, l'énergie transférée à l'électron atomique du milieu peut être suffisante soit pour l'amener sur des couches atomiques supérieures, on parlera alors d'excitation, soit pour l'arracher complètement de l'atome, c'est l'ionisation. La quantité d'énergie transférée à chaque collision est variable, mais ne représente qu'une très faible proportion de l'énergie cinétique initiale de la particule incidente. Les deux prochains paragraphes sont consacrés à la description de ce transfert d'énergie.

L'ionisation primaire est décrite comme un processus purement aléatoire, caractérisé par le libre parcours moyen λ entre deux collisions ionisantes. Par définition, cette quantité dépend de la section efficace d'ionisation par électron (σ_I) et de la densité électronique

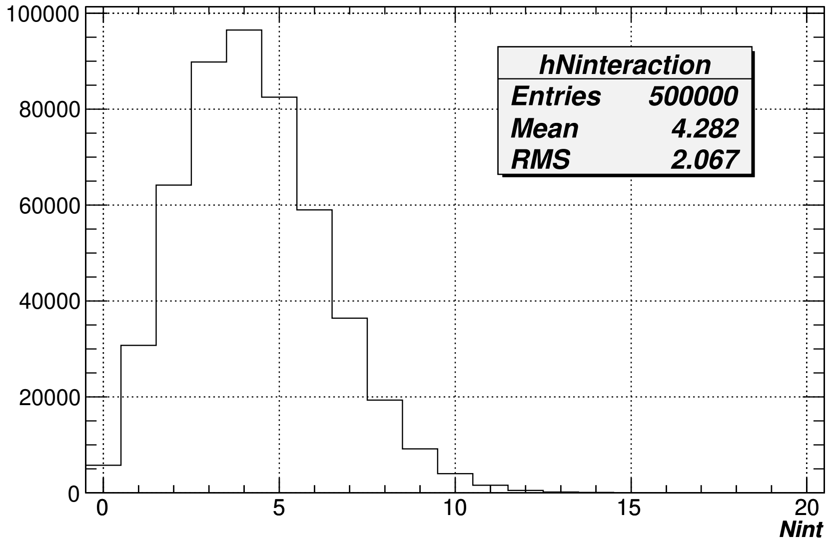


FIG. 1.2 – *Tirage aléatoire du nombre d'interaction primaires dans une distribution de Poisson pour une particule au minimum d'ionisation dans 3 mm de Ne+10%CO_2.*

(N) du milieu, suivant la relation :

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma_I} \tag{1.1}$$

Le nombre moyen de collisions (n_{int}) aboutissant à une ionisation (collisions ionisantes) pour une longueur L du milieu considéré, traversée par la particule incidente, est défini par :

$$n_{int} = \frac{L}{\lambda} = n\sigma_I L \tag{1.2}$$

Il existe dans la littérature de nombreuses tables compilant les mesures du nombre de collisions ionisantes (n_{int}) pour différentes longueurs et différents types de matériaux [Sau77, WB94, S+98].

Pour les milieux peu denses, comme les gaz, n_{int} est relativement faible (ex. $\approx$ 4 interactions pour 3 mm de Ne) et sa distribution suit la loi qui permet généralement de décrire des événements rares, celle de Poisson :

$$P(\frac{L}{\lambda}, k) = \frac{(\frac{L}{\lambda})^k}{k!} exp(-\frac{L}{\lambda}) \tag{1.3}$$

Elle représente la probabilité d'obtenir k électrons primaires pour une épaisseur L de gaz traversée. La figure 1.2 présente une telle distribution calculée pour une particule au minimum d'ionisation traversant 3 mm du mélange gazeux Ne+10%CO_2.

Application à l'étage de conversion de MICROMEGAS : *L'inefficacité d'un détecteur supposé parfait est donnée par la probabilité de n'avoir aucun électron primaire, soit :* $P^{n_{int}}_{k=0} = e^{-n_{int}}$*. Par conséquent, pour un espace de conversion de 3 mm, l'efficacité intrinsèque du volume de détection vaut* $\varepsilon_{int} = 1 - e^{-4,282} \simeq 99\%$ *dans le cas de notre exemple (Ne+10%*CO_2*). A titre d'exemple, sur l'histogramme 1.2, où 500000 événements sont simulés, nous constatons environ 5000 entrées qui correspondent à aucune interaction soit environ 1 % d'inefficacité.*

Perte d'énergie moyenne par ionisation

Lors de chaque collision, la particule chargée incidente perd une petite quantité d'énergie qui est transférée au milieu. Cette perte d'énergie moyenne par ionisation, appelée également pouvoir d'arrêt linéaire ($\frac{dE}{dx}$), pour une particule de charge z et de vitesse v traversant un milieu (Z, A), est donné par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln(\frac{2m_e c^2\gamma^2 v^2 E_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right] \qquad (1.4)$$

où :

- r_e et m_e sont, respectivement, le rayon classique et la masse de l'électron
- N_a est le nombre d'Avogadro ($N_a = 6,022.10^{23}\ mol^{-1}$)
- $\rho(g/cm^3)$ est la densité du milieu traversée
- $I\ (eV)$ est le potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du matériau
- c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{1-\beta^2}$ pour le projectile
- $E_{max}(\simeq 2m_e c^2\beta^2\gamma^2)$ est l'énergie maximale transférable en une seule collision
- δ et C sont des corrections de densité et de couche qui ne sont importantes qu'à basse et haute énergie respectivement

La figure 1.3 présente la perte d'énergie moyenne, ainsi calculée, pour un pion (π^+) traversant 3 mm de Ne comparé à 3 mm de CO_2 à la pression atmosphérique. Suivant l'énergie de la particule incidente, trois zones peuvent être distinguées :

- Pour de faibles énergies correspondant à $\beta\gamma < 3$, la perte d'énergie est une fonction décroissante caractérisée par le terme ($\frac{1}{\beta^2}$). La particule étant lente, elle passe plus de temps au voisinage de l'électron avec lequel elle interagit, ce qui permet un plus grand transfert d'énergie
- Pour $\beta\gamma \simeq 3$, la perte d'énergie de la particule incidente devient minimale, c'est "le minimum d'ionisation" (i.e. MIP). Il vaut $1,38\ keV/cm$ pour le Ne et $2,96\ keV/cm$ pour le CO_2.
- Aux énergies relativistes, c'est le terme entre crochets qui devient prédominant et ($\frac{-dE}{dx}$)

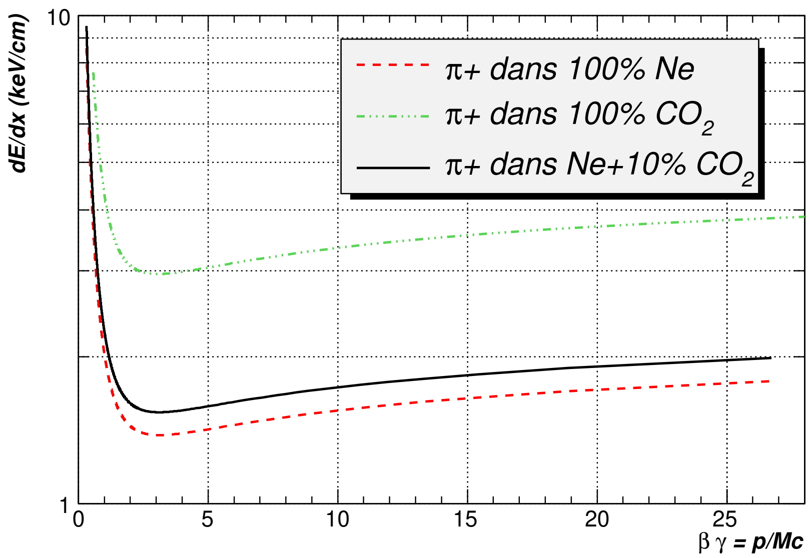


FIG. 1.3 – *Perte d'énergie moyenne par ionisation calculée avec la formule 1.4 pour une particule chargée (π^+) dans 3 mm de Ne (pression 1 atmosphère).*

est alors une fonction lentement croissante en fonction de l'énergie de la particule incidente. Ce domaine est couramment désigné comme étant la remontée relativiste.

Application à l'étage de conversion de MICROMEGAS : *En utilisant la loi de composition dite de "Bragg" (eq. 1.5), il est facile de calculer la perte d'énergie moyenne par ionisation d'une particule incidente dans un mélange de Ne+10%CO_2, soit 1.54 keV/cm* (valeur extraite de la figure 1.3). *Ceci correspond à une énergie moyenne perdue par la particule incidente dans les 3 mm de l'espace de conversion d'environ* 513 *eV.*

$$(\frac{-dE}{dx})_{mix} \simeq w_{Ne}(\frac{-dE}{dx})_{Ne} + w_{CO_2}(\frac{-dE}{dx})_{CO_2} \tag{1.5}$$

Fluctuations de la perte d'énergie

Nous avons vu précédemment qu'une particule chargée incidente, traversant une épaisseur donnée d'un mélange gazeux, cède une certaine quantité d'énergie au milieu par le biais de différents processus coulombiens. Cependant, cette quantité d'énergie perdue n'est, en général, pas constante en raison de fluctuations statistiques dues notamment à une variation du nombre de collisions ionisantes (Cf. distribution poissonienne eq. 1.3) et à une énergie transférée à chaque collision qui est variable (δE). D'un point de vue théorique, la fluctuation statistique correspondant au dépôt d'énergie à chaque collision est un problème

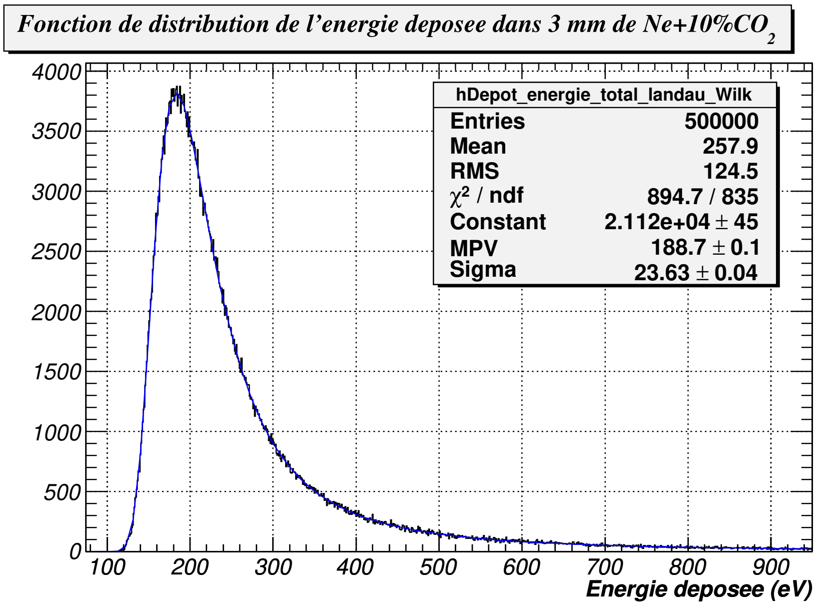


FIG. 1.4 – *Distribution de Landau calculée pour une MIP traversant 3 mm de Ne+10%CO_2.*

mathématique complexe. En général, on distingue deux cas : les absorbeurs épais et les absorbeurs fins.

Dans le cas des absorbeurs épais, le nombre de collisions étant grand, le théorème de limite centrale (Central Limit Theorem) peut s'appliquer et la distribution de la perte d'énergie est relativement bien décrite par une loi gaussienne. En revanche, les détecteurs gazeux fonctionnant à pression atmosphérique sont considérés comme des absorbeurs fins à cause de la faible densité des gaz. Le nombre de collisions est dans ce cas trop petit pour que le théorème précédemment cité soit appliqué. Les calculs théoriques décrivant la fluctuation de la perte d'énergie, dans ces conditions, sont alors complexes. La première fonction de distribution permettant de décrire la perte d'énergie dans un absorbeur fin a été introduite par Landau [Lan44]. Depuis, de nombreuses améliorations [BL50, Vav57] ont été apportées à cette théorie et sont désormais intégrées dans de nombreux programmes de simulation Monte-Carlo tel que HEED (*High Energy ElectroDynamics*)[Smi05]. La figure 1.4 présente une distribution de Landau calculée pour un mélange gazeux Ne+10%CO_2 à partir de la paramétrisation présente dans la référence [Wil96].

Cette distribution est fortement asymétrique et est caractérisée par un pic relativement étroit correspondant à l'énergie la plus probable cédée lors d'une collision et une longue queue vers les énergies croissantes. Cette particularité est due à la possibilité d'avoir, en de rares occasions, des collisions avec un large transfert d'énergie pouvant conduire à la formation d'électrons énergétiques, appelés électrons-δ. Ces derniers ont assez d'énergie (typiquement quelques keV pour un gaz rare), allant même jusqu'à plusieurs centaines de

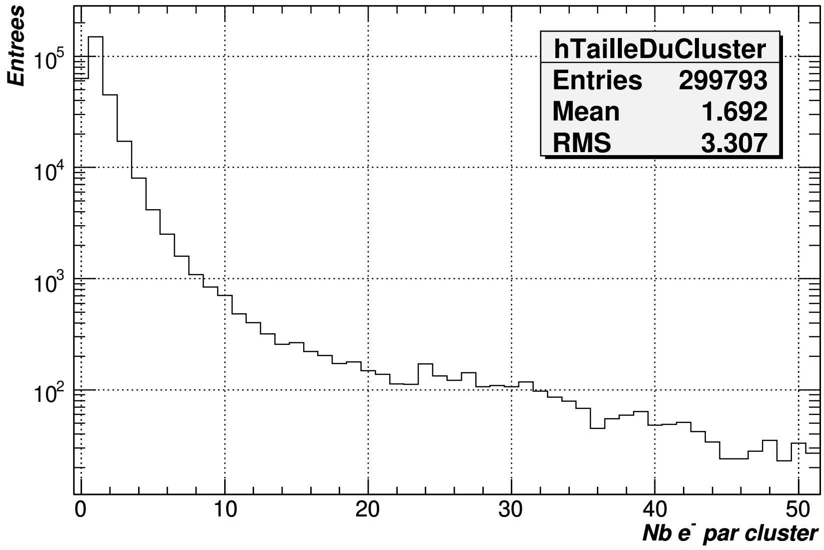


FIG. 1.5 – *Nombre d'électrons d'un "cluster" d'ionisation secondaire simulé pour le mélange Ne+10%CO_2 (HEED).*

keV dans de rares occasions, pour générer de nouvelles paires $e^- - ion$ qui sont créées très proches les unes des autres. C'est ce que l'on appelle un "cluster" d'ionisation secondaire. Notons que le parcours de ces électrons-δ peut être important (jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres pour les plus énergétiques), ce qui entraîne un effet de parallaxe et perturbe la localisation de la particule incidente.

Nombre total de paires électron-ion créées

Le nombre total moyen d'électrons créés dans l'espace de conversion s'obtient par la convolution des distributions du nombre d'interactions n_{int} et du nombre d'électrons secondaires m_i engendrés par un électron primaire issu de l'interaction i associée à un transfert d'énergie δE :

$$n_e = \sum_{i=1}^{n_{int}} m_i \qquad (1.6)$$

La distribution de la multiplicité m d'un "cluster" d'ionisation secondaire obtenue expérimentalement peut être trouvée dans la litérrature [WB94] pour quelques rares gaz (CH_4, Ar, He, CO_2). Pour les autres gaz et les mélanges gazeux, cette distribution peut être simulée par le programme HEED qui est basé sur le modèle d'ionisation par photo-absorption de Allisson et Cobb [AC80]. La figure 1.5 présente le résultat obtenu avec HEED pour un mélange gazeux Ne+10%CO_2.

Les processus secondaires tels que l'ionisation secondaire engendrée par les $e^- - \delta$, précé-

Gaz	Z	A	ρ (g/cm^3)	E_{ex} (eV)	E_I (eV)	W (eV)	$< \frac{dE}{dX} >$ (keV/cm)	n_{int} (cm^{-1})	n_e (cm^{-1})
H_2	2	2	$8,38.10^{-5}$	10,8	15,9	37	0,34	5,2	9,2
He	2	4	$1,66.10^{-4}$	19,8	24,5	41	0,32	4,2	8
Ne	10	20,2	$8,39.10^{-4}$	16,6	21,56	36,4	1,56	12	43
Ar	18	39,9	$1,66.10^{-3}$	11,6	15,7	26	2,44	23	94
Kr	36	83,8	$3,48.10^{-3}$	10	13,9	24	4,60	22	192
Xe	54	131,3	$5,49.10^{-3}$	8,4	12,1	22	6,76	44	307
CH_4	10	16	$6,67.10^{-4}$	9,8	15,2	28	1,48	25	53
C_2H_6	18	30	$1,25.10^{-3}$	8,7	11,7	27	1,15	41	111
CO_2	22	44	$1,84.10^{-3}$	5,2	13,7	32,8	3,01	34	91
iC_4H_{10}	34	58	$2,42.10^{-3}$	6,5	10,6	23	5,93	84	195
CF_4	42	88	$3,93.10^{-3}$	12,5	15,9	54	7	51	100

Tab. 1.1 – *Compilation des propriétés de plusieurs gaz extraits des références [Sau77, WB94, S+98].*

demment mentionnés ou l'effet Penning [1] ($CO_2 + Ne^*_{meta} \rightharpoonup CO_2^+ + e^- + Ne$), contribuent fortement au nombre total (n_e) de charges créées dans l'espace de conversion.

En pratique, on définit l'énergie moyenne W_i nécessaire à la création d'une paire électron-ion suivant la relation :

$$W_i = \frac{< \frac{dE}{dx} >}{n_e} \tag{1.7}$$

où $< \frac{dE}{dx} >$ est l'énergie moyenne perdue par la particule incidente pour l'épaisseur du milieu considéré et n_e correspond au nombre moyen de paire $e^- - ion$.

Cette énergie (W_i) prend en compte l'ensemble des mécanismes complexes intervenant dans le processus d'ionisation. Elle dépend essentiellement du gaz (composition et densité) et, dans une moindre mesure, de la nature de la particule incidente. Dans le cas d'un mélange gazeux, l'énergie moyenne d'ionisation W_{mix} dépend des proportions stoechiométriques :

$$W_{mix} = \sum_i [i] W_i \tag{1.8}$$

où i représente chaque espèce du mélange gazeux .

Le tableau 1.1 résume les propriétés des principaux gaz utilisés dans les détecteurs gazeux. On constate que le potentiel d'ionisation primaire (E_I) de la plupart des gaz se situe entre $10 - 20$ eV alors que les valeurs de W_i tournent autour de $25 - 40$ eV ce qui montre ainsi qu'une partie de l'énergie de la particule incidente est libérée par des processus non-ionisants (i.e. excitation).

[1] L'effet Penning désigne le transfert d'énergie, par le biais d'un photon, d'un état excité métastable de l'atome de gaz rare vers une molécule de quencheur qui en général possède un potentiel d'ionisation plus bas que ce dernier.

Application à l'étage de conversion de MICROMEGAS : *Nous avons vu que l'énergie moyenne déposée dans 3 mm de Ne+10%CO_2 par un π^+ au minimum d'ionisation est de 513 eV environ. Avec la loi de composition d'un mélange gazeux 1.8 et les valeurs de W_i présentées dans le tableau ci-dessus, on trouve une énergie moyenne de création de paires pour le mélange étudié ici de 36.04 eV. Par conséquent, le nombre moyen de paires primaires créées dans cette épaisseur de gaz traversée est voisin de 14 ($e^- - ion$).*

1.2.2 Dérive et diffusion de charges dans un gaz

Dès leur création, les charges primaires produites par un évènement ionisant, dans l'étage de conversion, se mettent en mouvement dans le gaz. Le déplacement de ces charges est caractérisé par une vitesse moyenne, appelée vitesse de dérive u^-, u^+. Cette vitesse dépend de la nature de la charge (e^- ou ion) ainsi que des sections efficaces élastique et inélastique de collision dans le gaz. La ***dérive des électrons*** et la ***dérive des ions*** ont un comportement très différent et seront donc traitées séparément par la suite. Lors de ce déplacement, les charges subissent de nombreuses collisions avec les molécules de gaz constituant le milieu. Il en résulte une certaine ***diffusion*** des charges primaires qui sera présentée ici. Nous introduirons également les différents mécanismes pouvant conduire à la capture des charges primaires dans le gaz : ***la recombinaison et l'absorption***. Finalement, nous expliquerons succinctement le ***passage des électrons primaires à travers la micro-grille***.

Dérive des électrons

En l'absence d'un champ électrique, les électrons perdent très rapidement leur énergie par de multiples collisions avec les atomes du mélange gazeux et atteignent l'énergie thermique moyenne du gaz, qui vaut aux conditions normales de pression et de température (CNTP) :

$$\epsilon = \frac{3}{2}KT \simeq 0,04\ eV \tag{1.9}$$

où K est la constante de Boltzmann et T la température exprimée en Kelvin. La distribution en énergie correspondante suit une loi de MAXWELL.

En revanche, en présence d'un champ électrique, les électrons subissent une accélération entre deux collisions avec les molécules du gaz. Chacune de ces collisions a pour effet de ralentir l'électron et au final la vitesse atteinte par l'électron est limitée. D'après une première approximation de Townsend, la vitesse moyenne u^- des électrons dans un gaz peut s'écrire par le produit entre l'accélération due au champ électrique E et le temps

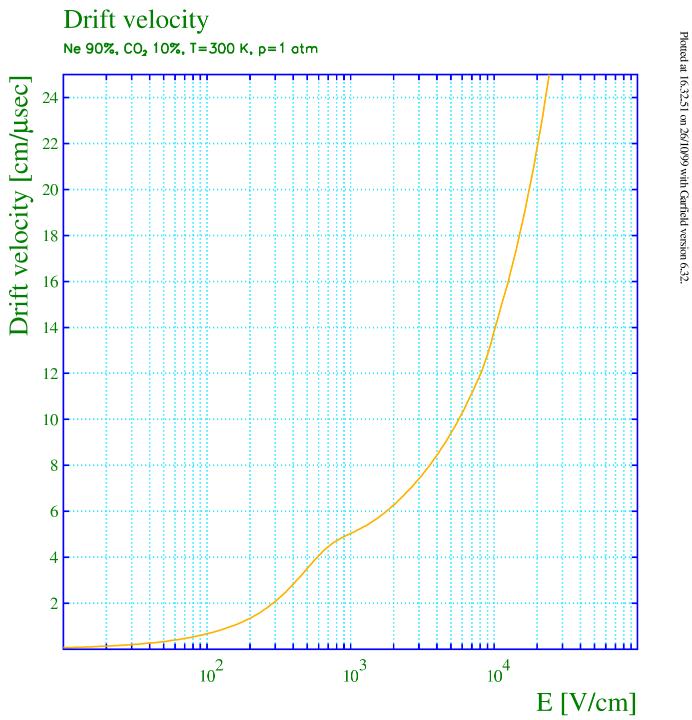


FIG. 1.6 – *Vitesse de dérive des électrons dans du Ne+10%CO_2 (P=1 atm et T=300K) calculé par MAGBOLTZ (implémenté dans GARFIELD [Vee98]) en fonction du champ électrique E.*

moyen τ entre deux collisions :

$$u^- = v_d = \frac{eE}{2m_e}\tau \tag{1.10}$$

avec e et m_e la charge et la masse de l'électron.

En réalité, la proportionnalité entre la vitesse de dérive et le champ électrique est rarement vérifiée car la section efficace de collision, et donc τ, dépend très fortement de l'énergie de l'électron, elle même déterminée par le champ électrique qui est appliqué. Pour un calcul rigoureux, il est nécessaire de prendre en compte les sections efficaces des différents processus élastiques et inélastiques. Le programme MAGBOLTZ [Bia99] est une simulation Monte-Carlo permettant d'évaluer les coefficients de transport des électrons dans le gaz (v_d, σ_L, σ_T, α_T *et* η) en résolvant les équations de MAXWELL-Boltzmann. Ce programme inclut les sections efficaces pour de nombreux gaz et permet de calculer avec une bonne approximation la vitesse de dérive des électrons dans un mélange gazeux donné. La figure 1.6 présente la vitesse de dérive des électrons ainsi calculée pour le mélange Ne+10%CO_2 à une atmosphère. A titre d'exemple, pour un champ de 1 kV/cm, la vitesse de dérive d'un électron dans ce mélange gazeux est de 5.10^6 cm/s.

Notons que l'ajout de certains gaz, même en faible quantité, modifie fortement les propriétés de mélange sans que l'énergie moyenne des électrons ne soit modifiée. Ainsi, il est

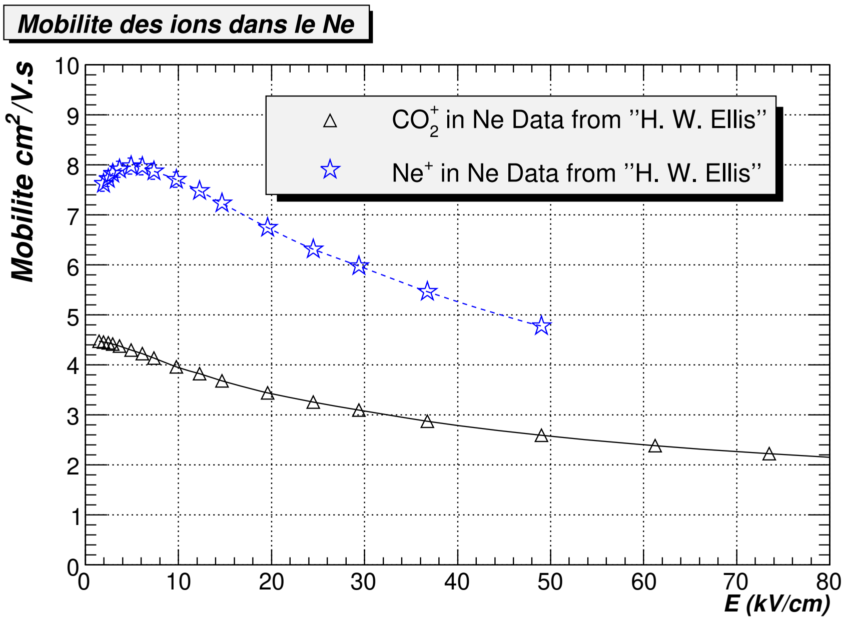


FIG. 1.7 – *Mobilité des ions Ne^+ et CO_2^+ dans du néon mesurées à des conditions normales de pression et de température.*

possible d'augmenter fortement le vitesse de dérive des électrons en incorporant une faible proportion de CF_4 ou de CH_4 dans le mélange, par exemples.

Dérive des ions

De part leur masse beaucoup plus élevée, les ions se distinguent des électrons par une faible accélération entre deux collisions. L'énergie des ions n'est alors presque pas modifiée. En conséquence, la vitesse de dérive des ions dans un gaz est 100 à 1000 fois plus faible que celle des électrons et reste quasiment linéairement proportionnelle au champ électrique réduit $\frac{E}{P}$ (où P désigne la pression) et ceci jusqu'à de très hautes valeurs de champ. Il est donc pratique de définir la mobilité des ions μ^+ comme étant la variable réduite de la vitesse de dérive u^+ :

$$\mu^+ = \frac{u^+}{E} \tag{1.11}$$

Cette quantité dépend, en première approximation, de la masse de l'ion et du gaz considéré. Bien que le programme MAGBOLTZ ne permette pas de calculer cette variable, il existe de très nombreuses tables [E+76, E+78, E+84] regroupant les mesures réalisées avec un dispositif basé sur une chambre à dérive. La compilation des résultats obtenues pour le néon et le dioxyde de carbone est représentée sur la figure 1.7.

Diffusion

En l'absence d'un champ électrique, les charges diffusent isotropiquement à partir de leur point de création du fait des nombreuses collisions qui les amènent à l'équilibre thermique avec le gaz. La distribution des charges correspondante suit une loi gaussienne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} exp(\frac{-x^2}{4Dt})dx \tag{1.12}$$

Où $\frac{dN}{N}$ est la fraction de charges contenue dans l'élément dx situé à une distance x du point de création des charges, après une diffusion d'une durée t. La variable D représente le coefficient de diffusion du gaz considéré. La déviation standard, représentant la diffusion transverse, est alors donnée par :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \tag{1.13}$$

Dans le cas d'un champ électrique non nul, le coefficient de diffusion D dépend alors du champ électrique et la déviation standard suivant la direction x est alors inversement proportionnelle à la vitesse u de la charge :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{u}} \tag{1.14}$$

Du fait de leur masse élevée, les ions ne sont que faiblement déviés dans les collisions avec les électrons atomiques du gaz (beaucoup plus légers) et suivent préférentiellement les lignes de champ. En revanche, les électrons subissant majoritairement des collisions avec d'autres électrons (masses identiques) possèdent un mouvement erratique caractérisé par un étalement dans les directions transverse et longitudinale, influant, respectivement, sur la résolution spatiale et temporelle du détecteur. Par ailleurs, ces diffusions peuvent être simulées en fonction du champ électrique par le programme MAGBOLTZ pour de nombreux mélanges gazeux.

Des mesures de diffusion transverse ont révélé que certains gaz (CO_2, NH_3 ou iC_4H_{10}) sont particulièrement intéressants pour minimiser l'étalement spatial des charges. Ces gaz ont comme particularité d'avoir une section efficace de diffusion élastique importante, ce qui permet aux électrons d'être thermalisés plus efficacement. Il sont appelés "gaz froids", en raison de leur faible diffusion transverse dont la valeur est proche de la limite thermique (σ_{Th}) :

$$\sigma_{Th.} = \sqrt{\frac{2kTx}{e\epsilon}} \simeq 100\ \mu m/\sqrt{cm} \tag{1.15}$$

Où $\epsilon = 0.04\ eV$

En général, pour la plupart des gaz, on mesure des diffusions transverses de l'ordre de plu-

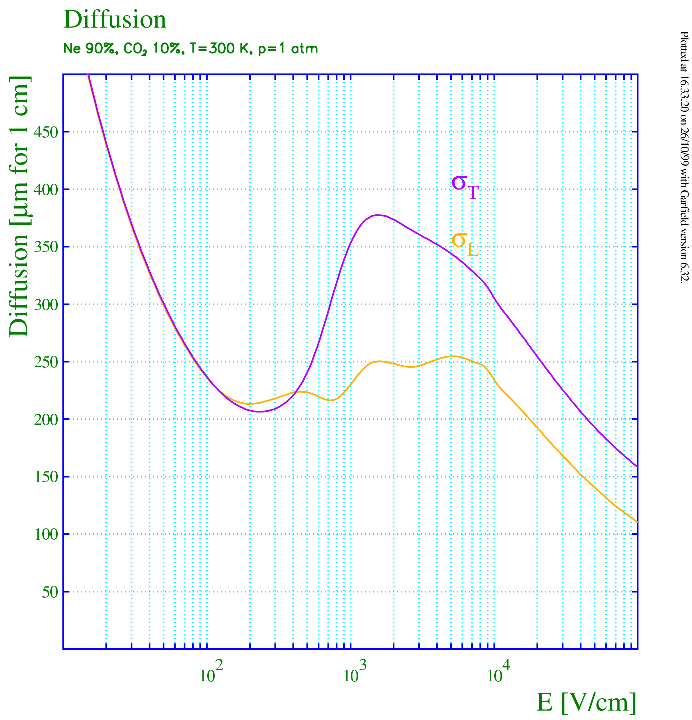


Fig. 1.8 – *Diffusion transverse et longitudinale en fonction du champ électrique E calculé avec MAGBOLTZ pour un mélange Ne+10%CO_2(P=1 atm et T=300K).*

sieurs centaines de $\mu m/\sqrt{cm}$. Par exemple, avec le mélange Ne+10%CO_2, nous avons une diffusion proche de 350 $\mu m/\sqrt{cm}$ dans la direction transverse et voisine de 230 $\mu m/\sqrt{cm}$ dans la direction longitudinale, valeurs simulées avec MAGBOLTZ (Cf. Fig. 1.8).

Recombinaison et absorption

Les électrons primaires peuvent être réabsorbés dans le gaz soit par des processus de recombinaison avec les ions ($A^+ + e^- \rightharpoonup A$), soit par attachement électronique. Par exemple, si des impuretés comme l'eau (H_2O), le dioxygène (O_2) ou des molécules électronégatives plus lourdes sont présentes dans le volume de gaz, alors les électrons seront capturés et le nombre d'électrons primaires, fortement réduit. C'est ce que l'on définit par la notion d'attachement des électrons. En raison de leur couche externe complète, l'utilisation d'un gaz rare permet de limiter cet effet. Par conséquent, ils ne peuvent pas capturer d'électrons.

En ce qui concerne la recombinaison, il suffit d'appliquer un champ électrique suffisamment fort (typiquement >100 V/cm) pour vaincre l'attraction coulombienne qui s'exerce entre l'ion et l'électron pour que cet effet soit neutralisé.

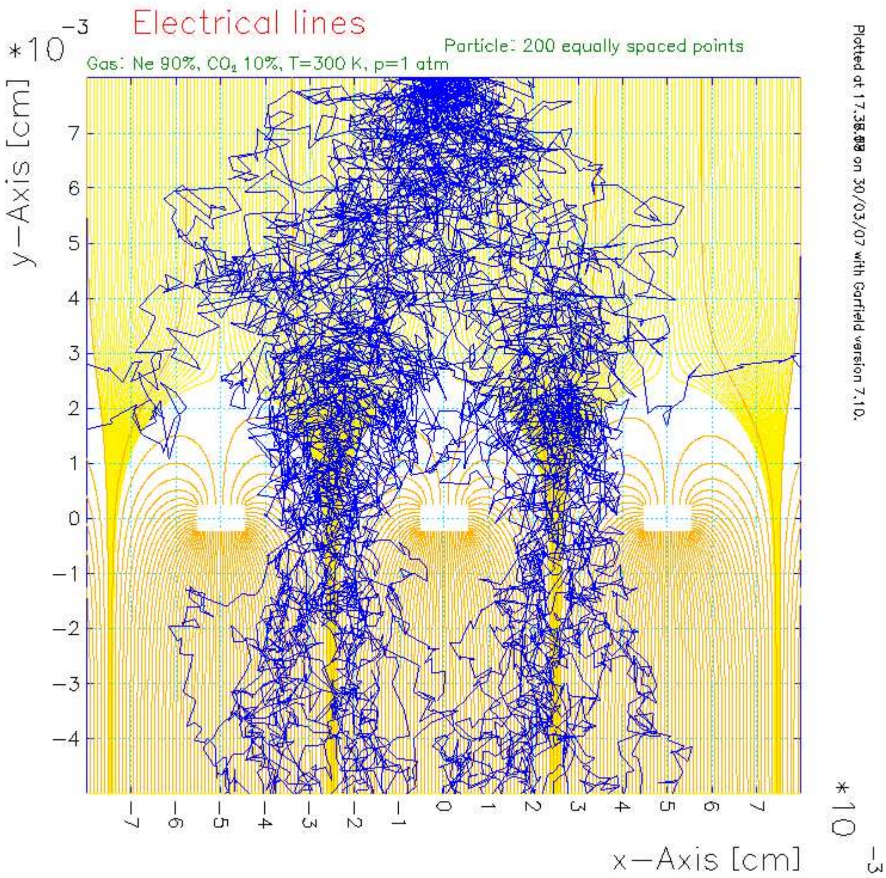


FIG. 1.9 – *Lignes de champ électrique simulée au voisinage d'une micro-grille (500 LPI) avec le logiciel MAXWELL-2D-SV et la trajectoire de quelques électrons simulée avec GARFIELD 7.10*

Traversée de la micro-grille

Une fois arrivés au voisinage de la micro-grille, les électrons rentrent dans une zone particulière où le champ électrique n'est pas homogène, puisque le champ électrique passe brusquement de 1 à plusieurs dizaines de kV/cm. En conséquence, les lignes de champ se retrouvent fortement distordues et forment une sorte "d'entonnoir" électrostatique dont une représentation est illustrée sur la figure 1.9. Ce rétrécissement varie avec le rapport des champs électriques appliqués de part et d'autre de la micro-grille et dépend de ses paramètres géométriques, tels que son épaisseur ou la dimension et le pas des trous. Des programmes de simulation, résolvant les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis, comme le logiciel MAXWELL de l'éditeur Ansoft [ANS], donnent d'excellents résultats pour caractériser ce phénomène. Grâce à la faible épaisseur de la micro-grille, cette zone de transition de champ est courte (l'ordre de grandeur est égal, en général, au pas de la grille).

Avec une polarisation adéquate, la focalisation des lignes de champ est suffisamment grande (plus importante que la diffusion avec les atomes du mélange gazeux) pour forcer tous les électrons à passer par les trous de la micro-grille et à passer dans l'espace d'amplification (Cf. Fig. 1.9). Une étude systématique de la transmission des électrons à travers une micro-grille sera présentée dans le chapitre 2.

1.2.3 Processus d'amplification

Une fois arrivée dans l'étage d'amplification, les électrons sont accélérés sous l'action du fort champ électrique (quelques dizaines de kV/cm). Ils acquièrent alors suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser les atomes de gaz. Les électrons ainsi créés sont à leurs tours accélérés (entre deux chocs consécutifs) et engendrent de nouvelles paires électron-ion. Ce processus se produit plusieurs fois, aboutissant à ce que l'on appelle communément : une avalanche électronique. Cette section est consacrée à la description de la multiplication des charges primaires et le ***gain d'amplification*** sera introduit ainsi que le ***coefficient de Townsend***. Nous verrons également que la stabilité de l'avalanche est très sensible au mélange gazeux utilisé : ***rôle du "quencheur"***.

Gain d'amplification et coefficient de Townsend

Dans le cas de MICROMEGAS, nous pouvons considérer que, mis à part au voisinage de la micro-grille où les lignes de champ sont quelque peu distordues (Cf. Fig. 1.9), le champ est uniforme entre les électrodes définissant l'étage d'amplification. Par conséquent, si n est le nombre d'électrons à une position donnée, après un parcours dz, l'augmentation du nombre d'électrons dn s'écrit :

$$dn = n\alpha_T dz \tag{1.16}$$

Après intégration

$$n = n_e e^{\alpha_T z} \tag{1.17}$$

Où α_T, appelé premier coefficient de Townsend, représente l'inverse du libre parcours moyen entre deux ionisations. On définit le gain d'amplification G comme étant le nombre moyen d'électrons créés dans l'avalanche par électron incident n_e :

$$G = \frac{n}{n_e} = e^{\alpha_T z} \tag{1.18}$$

Au voisinage de la micro-grille, sur une distance de quelques micromètres ($\simeq$ au pas de la grille) le champ n'est pas tout à fait uniforme et le coefficient de Townsend dépend alors de la position z. Le gain d'amplification devient alors :

$$G = exp[\int_{z_1}^{z_2} \alpha_T(z)dz] \tag{1.19}$$

Pour un mélange gazeux donné, α_T dépend uniquement du champ d'amplification et de la pression du gaz et peut être simulé par MAGBOLTZ. La figure 1.10 montre le coefficient de Townsend (α_T) et l'attachement électronique (η) simulés pour le mélange Ne+10%CO_2 opérant à 1 atmosphère. Cette simulation permet de calculer ces deux paramètres avec une bonne précision, mais elle est (pour la plupart des mélanges gazeux) insuffisante pour simuler le gain du détecteur. En effet, suivant le mélange gazeux utilisé, une partie plus ou moins grande des charges contenues dans l'avalanche sont issues de mécanismes d'ionisation, dits "indirects", générés par les nombreux photons présents dans une avalanche qui ne sont pas pris en compte dans MAGBOLTZ. Le plus important de ces processus est l'effet Penning, précédemment décrit.

Rôle du "quencheur"

La multiplication des charges dans un détecteur gazeux tel que MICROMEGAS est basée sur de nombreuses collisions ionisantes des électrons accélérés sur les molécules du gaz. Cependant, des collisions non ionisantes aboutissant à une simple excitation de la molécule de gaz sont fréquentes. Dans certaines occasions, les photons (visible ou ultra-violet) de relaxation de ces états excités peuvent engendrer de nouveaux électrons par effet photoélectrique sur les électrodes définissant l'étage d'amplification ou par simple ionisation dans le gaz [Kno00]. Ces électrons génèrent des avalanches secondaires conduisant à une

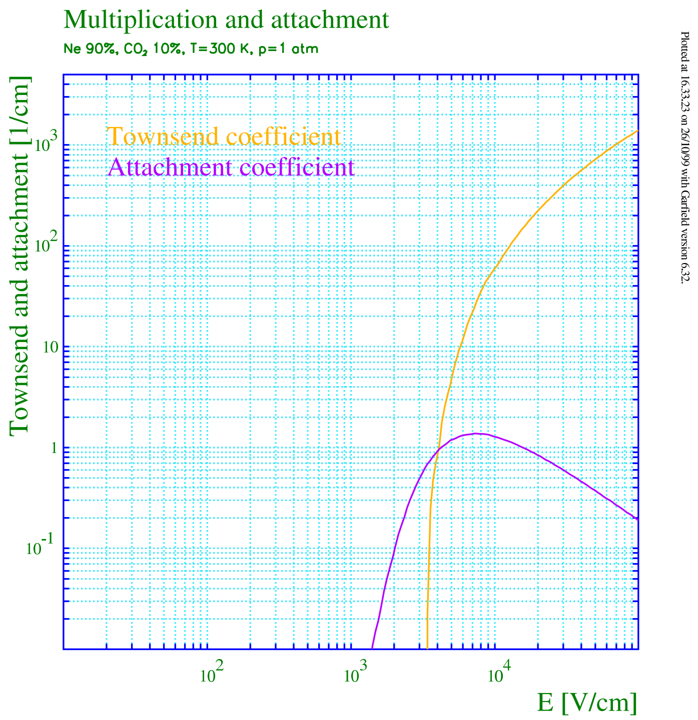


FIG. 1.10 – *Premier coefficient de Townsend et attachement électronique du Ne+10%CO_2 simulé par le programme MAGBOLTZ.*

densité de charge très élevée qui peut conduire à la divergence du mécanisme d'avalanche. Un arc électrique apparaît alors entre les électrodes constituant l'étage d'amplification. Une limite, phéménologique, celle de Raether, évalue la charge maximale contenue dans l'avalanche entre $10^7 - 10^8$ électrons [Rae64, Ree73]. Suivant la portée de l'absorption de ces photons, deux mécanismes de saturation des charges sont envisageables en fonction de la nature du mélange gazeux et de sa pression :

- si les photons sont absorbés à grande distance de l'avalanche primaire, des avalanches secondaires se propagent à l'ensemble du détecteur : c'est le mode Geiger-Müller. Ce mode est notamment privilégié pour une faible pression du gaz ($P \lesssim 1$ *atmosphere*).
- En revanche, dans le cas d'une plus courte portée avant absorption des photons, un phénomène d'empilement d'avalanches, très localisé, a lieu conduisant à une accumulation d'ions dans l'espace d'amplification. Ceci conduit à une charge d'espace importante qui écrante le champ électrique et tue le processus d'amplification des charges. Ce mode se produit généralement pour des pressions élevées et est appelé couramment : mode “streamer”. Il est fréquemment rencontré dans les détecteurs à plaques parallèles et a fait l'objet de nombreuses études [FVR97, F+91].

Nous aborderons, plus en détails, la description du phénomène des décharges au chapitre 4 ainsi que de leurs implications sur les performances du détecteur.

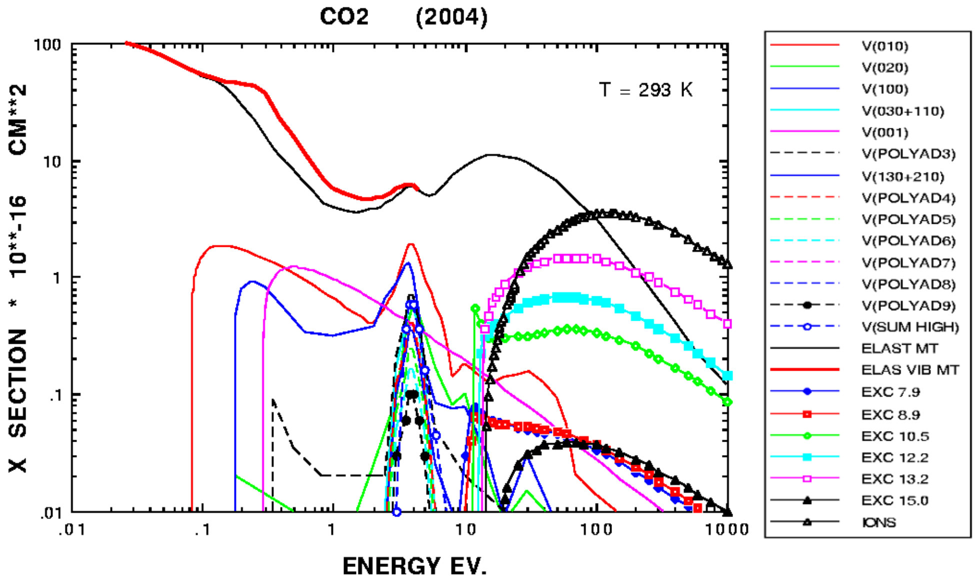


FIG. 1.11 – *Section efficace d'interaction des électrons pour la molécule de CO_2 [Mag04].*

Afin de neutraliser, le caractère divergent d'une avalanche, on ajoute au gaz noble, une faible proportion d'un gaz comportant des molécules polyatomiques, appelé "gaz quencheur". Ces molécules possèdent généralement de nombreux modes d'excitations rotationnels et vibrationnels qui permettent de dissiper l'énergie des photons de désexcitation du gaz noble. Ceci permet d'accroître la dynamique pour laquelle le détecteur fonctionne en régime proportionnel et retarde l'apparition des régimes saturés (Geiger-Müller ou "streamer"). Les gaz à molécules organiques comme le méthane (CH_4), l'éthane (C_2H_6), ou l'isobutane (iC_4H_{10}) sont de très bons candidats, seulement, ce sont des gaz inflammables présentant des contraintes non négligeables de sécurité. En revanche, le dioxyde de carbone (CO_2) ne présente aucune précaution particulière à l'usage tout en possédant de très nombreux modes rotationnels et vibrationnels, comme nous pouvons le constater sur la figure 1.11 représentant les différentes sections efficaces d'interaction des électrons et une molécule de CO_2.

1.2.4 Formation du signal

L'impulsion recueillie sur les électrodes résulte du courant induit par le déplacement des charges vers celles-ci et, non pas, par leur collecte réelle. En raison du caractère exponentiel du mécanisme d'avalanche, la moitié des charges est alors créée sur le dernier libre parcours des électrons. La position du barycentre des charges de l'avalanche (représentée sur la

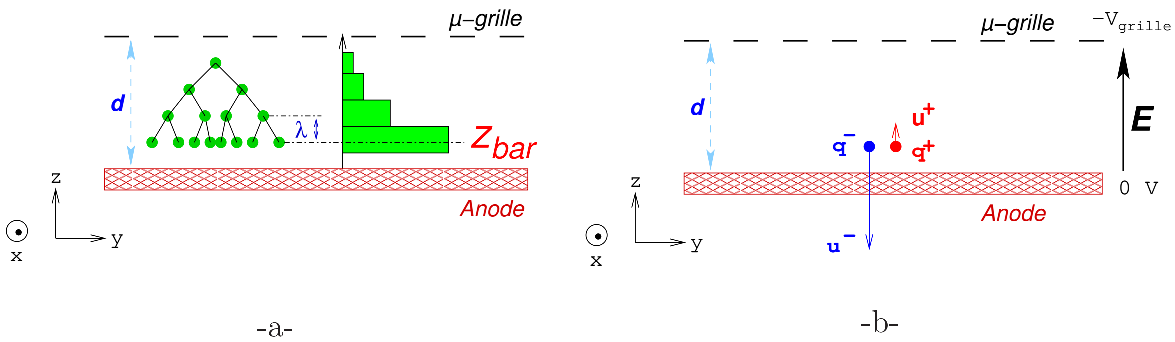


FIG. 1.12 – *Création des charges dans une avalanche (a) et représentation schématique du déplacement du barycentre des charges (b) dans l'espace d'amplification d'un détecteur plan.*

figure 1.12) est donc très proche de l'anode et est donnée par :

$$z_{bar} = d - \lambda = d - \frac{1}{\alpha_T} \tag{1.20}$$

De ce fait, la majeure partie des électrons se déplaçant vers l'anode sont collectés très rapidement ($\simeq 1\ ns$). En revanche, les ions ont une distance beaucoup plus importante à parcourir car ils doivent remonter jusqu'à la micro-grille. De plus, la vitesse des ions étant environ de deux ordres de grandeur inférieure à celle des électrons, les ions sont collectés en un temps d'environ 100 ns (ordre de grandeur pour un espace d'amplification de 100 μm). Le signal induit sur les pistes possèdent donc deux composantes distinctes, comme le montre la figure 1.13 obtenue avec un pré-amplificateur de courant (dont le temps de montée est d'environ 5 ns) :

– une impulsion intense et brève due aux déplacement des électrons : ***charge induite par les électrons sur l'anode***.
– une impulsion plus lente caractérisant le déplaçant des ions : ***charge induite par les ions sur l'anode***.

Charge induite par les électrons sur l'anode

Soit la charge dq induite par le mouvement d'une charge $q(z)$ sur une distance de z à $z+dz$. Lors de ce déplacement, la charge $q(z)$ induit une charge dq sur l'anode qui produit une variation dV du potentiel V_0, d'où la relation suivante :

$$\frac{dq(z)}{q(z)} = \frac{dV(z)}{V_0} \tag{1.21}$$

Or, le détecteur pouvant être assimilé à un condensateur plan, $V(z)$ s'écrit : $V(z) = V_0\frac{z}{d}$.

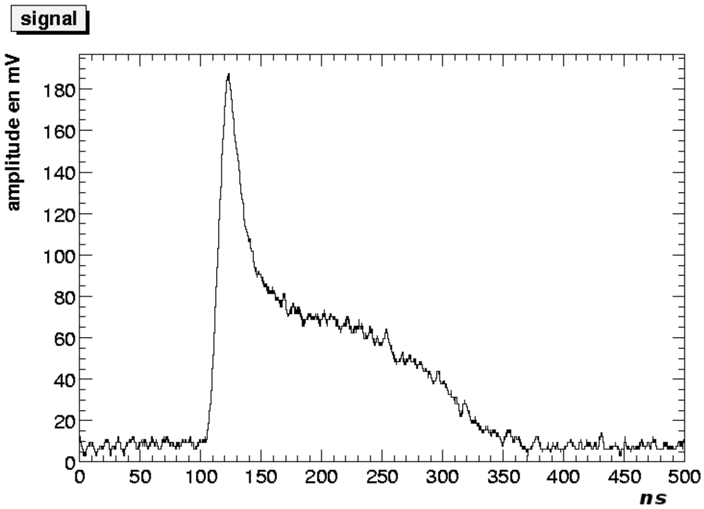


FIG. 1.13 – *Signal induit sur l'anode pour un espace d'amplification de* 200 μm *obtenu avec du Ne+10%CO_2. Le signal a été lu par un pré-amplificateur de courant de type transimpédance.*

Le signal induit par le mouvement de la charge est alors donné par la relation :

$$dq(z) = \frac{q(z)}{d} dz \tag{1.22}$$

En intégrant sur toute l'épaisseur d de l'espace d'amplification et en considérant que les dernières charges ont été produites à une distance $(d - \frac{1}{\alpha_T})$ de l'anode, la charge induite par les électrons sur l'anode s'écrit de la manière suivante :

$$Q^- = -\frac{q}{d} \int_{(d-\frac{1}{\alpha_T})}^{d} dz \tag{1.23}$$

La charge q correspondant au nombre d'électrons créés lors d'une avalanche est donné par le gain du détecteur (Cf. eq. 1.18) multiplié par la charge e d'un électron. La charge induite par les électrons sur l'anode devient :

$$Q^- = -\frac{en_e}{\alpha_T d} exp(\alpha_T d) \tag{1.24}$$

Charge induite par les ions sur l'anode

De la même façon, nous pouvons calculer la charge induite par le déplacement des ions produits à la distance $(d - \frac{1}{\alpha_T})$ jusqu'à la micro-grille ($z = 0$), soit :

$$Q^+ = \frac{en_e}{d} exp(\alpha_T d) \int_{(d-\frac{1}{\alpha_T})}^{0} dz \tag{1.25}$$

d'où :

$$Q^{+} = en_e(\frac{1}{\alpha_T d} - 1)exp(\alpha_T d) \tag{1.26}$$

En additionnant ces deux composantes (Cf. eq.1.24 et eq.1.26), on retrouve bien la charge totale induite sur l'anode égale à :

$$Q_{tot} = -en_e exp(\alpha_T d) \tag{1.27}$$

Pour voir la contribution des électrons à la charge totale induite sur l'anode, il suffit de faire le rapport entre les relations (1.24) et (1.27), soit :

$$\frac{Q^{-}}{Q_{tot}} = \frac{1}{\alpha_T d} = \frac{1}{ln(G)} \tag{1.28}$$

La contribution des ions sera donc égale à $(1 - \frac{Q^{-}}{Q_{tot}})$. Par exemple, pour un gain de 5000, la charge induite sur l'anode est essentiellement due à la contribution des ions à hauteur de 88 % environ.

1.2.5 Résolution en énergie

La charge délivrée par le détecteur et l'amplitude du signal qui y est associée sont proportionnelles à l'énergie déposée par la particule incidente. La mesure de cette charge nous permet donc d'étudier la bonne linéarité et la résolution en énergie du détecteur. Cette étude est essentielle car elle nous renseigne sur la qualité du détecteur et sera présentée dans la section 1.3.

Variation de la charge totale Q

La charge totale Q induisant un signal sur les pistes de MICROMEGAS peut-être exprimée, en première approximation, comme la somme des charges créées dans chaque avalanche initiée par un électron primaire. En définissant, A_i le gain individuel de chacune des n_e avalanches (n_e électrons primaires engendrés par la particule incidente) et G le gain moyen du détecteur, la charge totale Q peut s'écrire de la manière suivante :

$$Q = en_e G \tag{1.29}$$

Avec :

$$G = \frac{1}{n_e}\sum_{i=1}^{n_e} A_i \equiv \overline{A} \tag{1.30}$$

Cependant, le nombre de primaire n_e et le gain G sont soumis à des fluctuations statistiques. C'est pourquoi, pour une même énergie déposée, la charge Q sera sensiblement différente. Comme ces deux facteurs peuvent être supposés indépendants, nous pouvons appliquer la formule de propagation des erreurs. La fluctuation de la charge σ_Q s'exprime par :

$$(\frac{\sigma_Q}{Q})^2 = (\frac{\sigma_{n_e}}{n_e})^2 + (\frac{\sigma_G}{G})^2 \tag{1.31}$$

D'après l'équation 1.30 et en considérant que chaque avalanche i est indépendante, cette relation devient :

$$(\frac{\sigma_Q}{Q})^2 = (\frac{\sigma_{n_e}}{n_e})^2 + \frac{1}{n_e}(\frac{\sigma_A}{\overline{A}})^2 \tag{1.32}$$

Variation du nombre de primaires

Le premier terme de l'équation 1.32 représente la fluctuation du nombre moyen n_e de paires libérées par chaque particule incidente et peut-être exprimée par le facteur de Fano F :

$$\sigma_{n_e}^2 = F n_e \tag{1.33}$$

$$(\frac{\sigma_{n_e}}{n_e})^2 = \frac{F}{n_e} \tag{1.34}$$

Ce facteur a été introduit pour compenser le fait que les fluctuations statistiques d'ionisation mesurées expérimentalement étaient systématiquement plus faible que celle attendue en $\sqrt{n}$ (loi de Poisson). La statistique d'ionisation n'est donc pas parfaitement poissonienne. Ce facteur inclue les nombreux mécanismes complexes engendrant une ionisation et dépend fortement du mélange gazeux. Par exemple, pour certains gaz pour lesquels l'effet Penning est important, la fluctuation statistique sera faible (petite valeur du facteur de Fano F), car le nombre d'électrons primaires sera relativement grand.

Variation du gain individuel d'une avalanche

Le second terme de l'équation 1.32, quant à lui, correspond à la contribution des fluctuations statistiques d'une avalanche initiée par un seul électron. En supposant que la probabilité d'ionisation d'un électron dépend uniquement du champ électrique et qu'elle est indépendante de ce qui s'est passé précédemment, la distribution statistique du nombre d'électrons contenu dans une avalanche donnée suit une loi dite de "Furry" :

$$P(A) = \frac{(1 - \frac{1}{\bar{A}})^{A-1}}{\bar{A}} \tag{1.35}$$

Pour un gain moyen suffisamment grand (typiquement $\bar{A} > 50 - 100$), cette expression peut-être, en bonne approximation, approchée par une simple forme exponentielle :

$$p(A) \simeq \frac{e^{-A/\bar{A}}}{\bar{A}} \tag{1.36}$$

De nombreuses expériences réalisées avec des compteurs proportionnels à fils ont vérifié cette forme exponentielle pour de faibles valeurs de champ électrique [Gen73]. En revanche, pour des champs électriques plus intenses, cette loi n'est plus vérifiée. Pour reproduire les mesures correspondantes, un modèle plus complexe, fut proposé par Byrne [Byr69] et largement étudié par Alkhazov [Alk70] : la distribution de Polya (Cf. 1.37). La différence entre ces deux distributions est présentée sur la figure 1.14.

$$P(A) = (\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}})^{\theta} exp(\frac{-A(1+\theta)}{\bar{A}}) \tag{1.37}$$

Où θ est un paramètre décrivant la fraction d'électrons dont l'énergie est supérieure au seuil d'ionisation. Il peut-être démontré que la variance de cette distribution est :

$$(\frac{\sigma_A}{\bar{A}})^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b \tag{1.38}$$

Avec $b = (1+\theta)^{-1}$. Pour une valeur du gain moyen $\bar{A}$ élevée, on obtient :

$$(\frac{\sigma_A}{\bar{A}})^2 \simeq b \tag{1.39}$$

Limite statistique sur la résolution en énergie

En injectant les équations 1.34 et 1.39 dans la relation 1.32, celle-ci devient :

$$(\frac{\sigma_Q}{Q})^2 = \frac{1}{n_e}(F+b) \tag{1.40}$$

Or $n_e = \frac{E}{w_i}$, donc nous avons :

$$(\frac{\sigma_Q}{Q}) = \sqrt{\frac{w_i(F+b)}{E}} \tag{1.41}$$

où F est le facteur de Fano dont la valeur est comprise, pour les détecteurs gazeux, entre 0.05 et 0.20 et b le paramètre de la distribution de Polya caractérisant la statistique du nombre de charges créées dans une avalanche (généralement $0.4 < b < 0.7$). Nous voyons donc, ici, que la variance de la charge Q délivrée par le détecteur est dominée par les

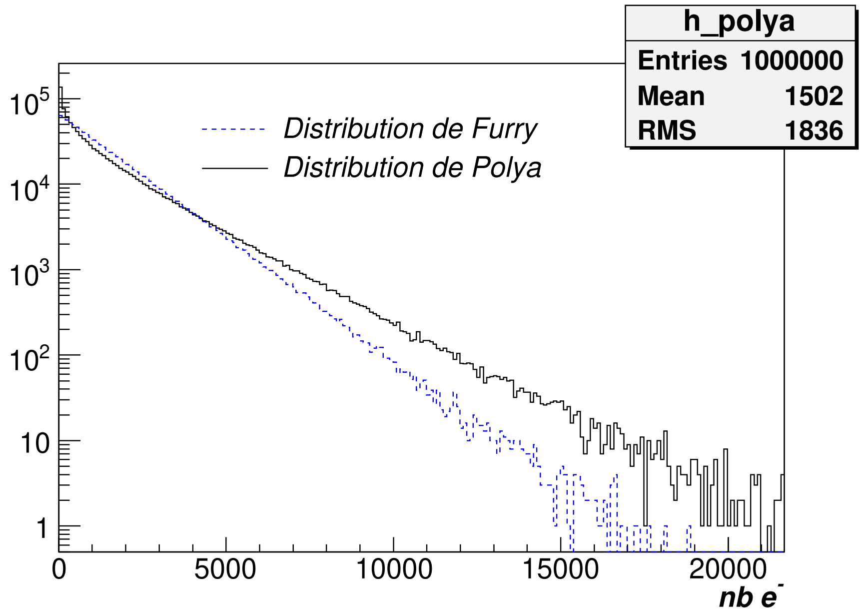


FIG. 1.14 – *Distribution de Polya comparée à la distribution de Furry.*

fluctuations de la taille de l'avalanche et que la contribution due à la variation du nombre de primaires n_e est faible.

Application numérique pour le Ne : *Des calculs effectués par Alkhazov et al. [A+67], nous donne une valeur de* 0.17 *pour le facteur de Fano et* 0.45 *pour le paramètre b. D'après l'équation 1.41, pour une énergie de* 5.9 keV *déposée dans le Ne, nous obtenons une déviation de* 0.062*, soit une résolution en énergie intrinsèque valant* 14.53 *%* *(*2.35σ*).*

1.3 Mesure du gain d'amplification

1.3.1 Principe de la mesure

Les mesures de gain ont été réalisées à l'aide d'une source de ^{55}Fe, mono-énergétique, émettant des photons X de 5.9 keV. A cette énergie, ces photons interagissent avec le gaz essentiellement par effet photoélectrique. Le dépôt d'énergie dans le détecteur est alors quasiment constant, ce qui permet de caractériser la réponse du détecteur en fonction des différentes tensions de polarisation et du mélange gazeux utilisé. Cette méthode est couramment utilisée pour l'étalonnage des détecteurs gazeux. La mesure du gain est essentielle car de nombreuses caractéristiques du détecteur en dépendent (résolution spatiale, efficacité de détection, probabilité de décharge, etc).

1.3.2 Ionisation du gaz par un photon

Conversion d'un photon X par effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'absorption d'un photon par un électron du cortège électronique d'un atome du milieu traversé. Si l'énergie absorbée est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron atomique, celui-ci est alors éjecté d'une des couches atomiques avec l'énergie E_{e^-} correspondant à :

$$E_{e^-} = h\nu - W_l \tag{1.42}$$

où $h\nu$ représente l'énergie du photon incident et W_l correspond à l'énergie de liaison du photoélectron sur sa couche originelle. Pour des rayons X suffisamment énergétiques (de l'ordre de quelques keV) et pour des mélanges gazeux à base de néon ou d'argon, le photoélectron est émis préférentiellement depuis la couche la plus profonde (couche K) où il est fortement lié à l'atome. Ce processus s'accompagne d'une réorganisation du cortège électronique de l'atome suivant deux mécanismes possibles :

– Soit un électron d'une couche atomique supérieure (j) transite vers la couche du photoélectron. Cette transition est dite "radiative" (fluorescence) en raison de l'émission d'un photon d'énergie $(E_j - W_l)$.
– Soit la relaxation de l'atome implique plusieurs électrons. Dans ce cas, un électron est alors émis d'une couche périphérique avec une énergie W_l (électron Auger).

Pour illustrer ceci, prenons le cas de l'argon qui est un gaz très souvent utilisé dans les détecteurs gazeux et un photon X de 5.9 keV. Le photoélectron est issu de la couche K dont l'énergie W_K de liaison est de 3.2 keV. La relaxation de l'atome s'effectue, dans 85 % des cas, par l'intermédiaire d'une émission d'un électron Auger dont l'énergie vaut W_K. La totalité de l'énergie du photon X incident est alors convertie dans le gaz. Cependant, dans 15 % des cas, le réarrangement des électrons atomiques est lié à une transition radiative K-L avec l'émission d'un photon possédant une énergie de 2.9 keV ($h\nu_{K-L} = W_L(0.3\ keV) - W_K(3.2\ keV)$). Un tel photon possède un libre parcours important dans l'argon ($\simeq$ 20 cm), il s'échappe donc de la zone active et son énergie correspondante est perdue. On observe alors un pic d'échappement centré autour de 3 keV, pour une relaxation radiative, et un pic de pleine énergie, autour de 5.9 keV.

Dans le cas du néon, l'énergie de liaison de la couche K est d'environ 870 eV et celle de la couche L vaut environ 50 eV sont négligeables devant l'énergie du photon incident ($h\nu \gg W_l$). Par conséquent, la quasi-totalité de l'énergie du photon X est alors emportée par le photoélectron et aucun pic d'échappement n'est observé.

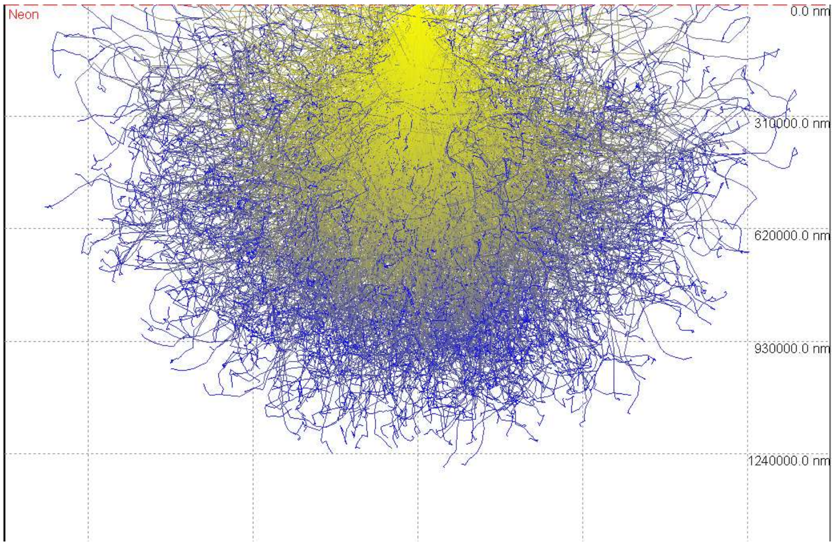


FIG. 1.15 – *Simulation Monte-Carlo du parcours d'un électron de* 5.9 keV *dans le néon réalisée avec l'outil CASINO [D+]. Les électrons sont ici générés avec une impulsion initiale (correspondant à une énergie de 5.9 keV) suivant l'axe z.*

Nombre de primaires créés par un photoélectron de 5.9 keV

Ce photoélectron, dont l'énergie est voisine de 5.9 keV, possède un parcours erratique non négligeable dans le gaz (environ 1 mm dans le Ne : Cf. Fig. 1.15). Le long de sa trajectoire, le photoélectron subit des interactions coulombiennes (ionisation et excitation) avec les électrons des molécules du mélange gazeux, générant de nombreux électrons primaires qui dérivent jusqu'à la micro-grille. D'après la relation (1.7), nous pouvons en déduire le nombre d'électrons ainsi créés dans le mélange gazeux Ne+10%CO_2 ($W_{mix} = 36.04\ eV$), soit 164 paires électron-ion en moyenne. La figure 1.16 illustre cette ionisation primaire engendrée par un électron converti très proche de l'électrode de dérive et la migration des charges associées pour un espace de conversion de MICROMEGAS de 3 mm et un champ de 1 kV/cm.

1.3.3 Dispositif expérimental

Avec une telle source, le dépôt d'énergie est constant dans le détecteur et le nombre de charges primaires créées dans l'étage de conversion y est sensiblement constant. A partir de la relation (1.18) et de la connaissance du nombre d'électrons primaires n_e, on peut déduire simplement le gain G du détecteur en mesurant le nombre de charge n créées dans l'étage d'amplification. Pour ce faire, nous avons utilisé un pré-amplificateur de charge de type ORTEC 142 IH connecté, soit à l'anode, soit à la micro-grille. Ce dispositif intègre la charge issue de l'impulsion induite par le déplacement des charges, à travers une capacité $C_f = 1\ pF$. Le modèle 142 IH possède une grande dynamique avec un temps de montée

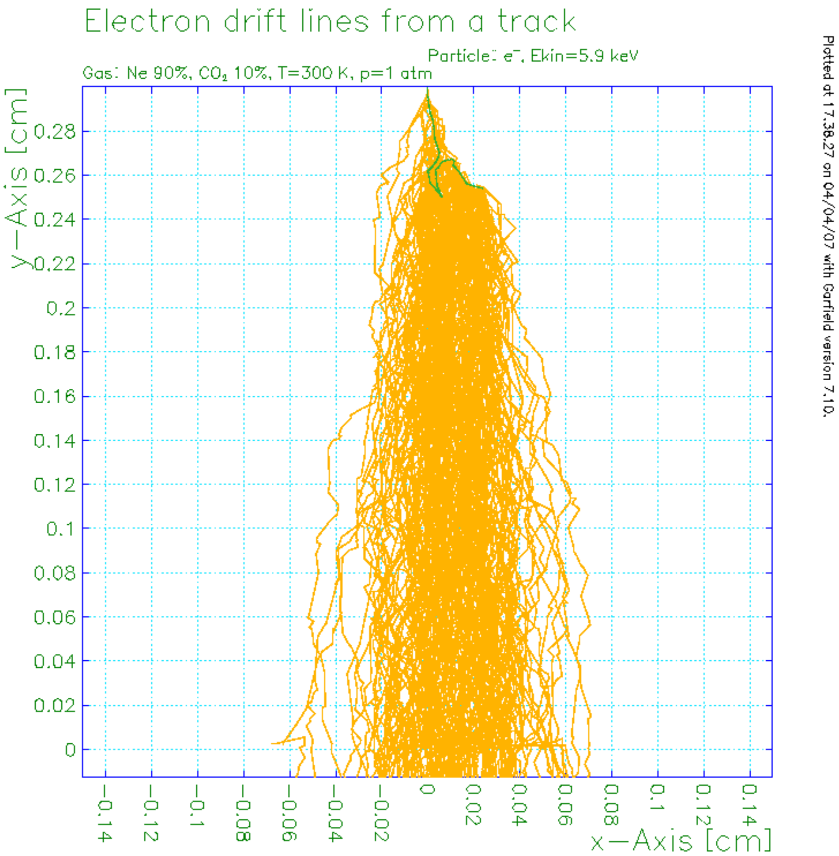


FIG. 1.16 – *Ionisation primaire issue d'un photon-électron de* 5.9 *keV dans 3 mm de Ne+10%*CO_2 *(simulée avec HEED).*

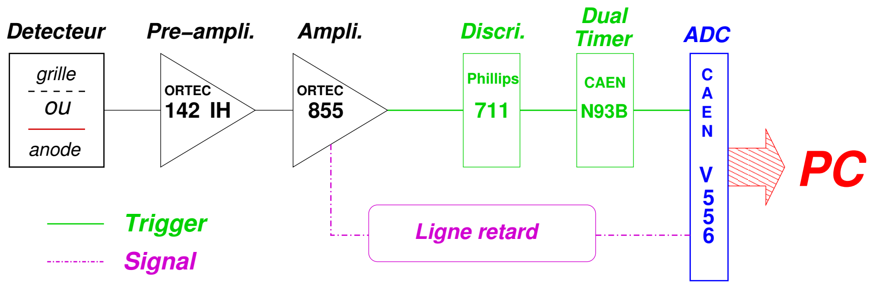


FIG. 1.17 – *Schéma de la chaîne électronique utilisée pour les mesures de gain.*

rapide ($< 50\ ns$ à $100\ pF$). Sa réponse impulsionnelle est linéaire, c'est à dire que le signal livré par l'ORTEC est proportionnel à la charge fournie par le détecteur. Ce signal est ensuite envoyé à une chaîne d'acquisition standard, présentée sur la figure 1.17.

Étalonnage de la chaîne électronique

La numérisation des signaux, à la sortie de la chaîne électronique, convertit une charge physique en charge ADC. Il est donc nécessaire de connaître la correspondance entre la charge codée en canaux ADC et la charge physique Q_{in} que l'on cherche à mesurée. L'étalonnage de la chaîne électronique consiste à injecter un signal d'amplitude de tension connu à travers la capacité ($C_{test} = 1\ pF$) de l'entrée "test" du pré-amplificateur de charge (142 IH) et à mesurer la charge ADC correspondante. La réponse de la chaîne électronique étant linéaire, nous obtenons une relation de cette forme :

$$Q_{in} = V_{in}C_{test} = S.Q_{ADC} + b \tag{1.43}$$

Mesure du gain

La figure 1.18 présente le spectre d'une source de ^{55}Fe mesuré avec MICROMEGAS et la chaîne électronique décrite précédemment. On distingue clairement le pic photoélectrique issu de la conversion des rayons X de $5.9\ keV$ (à droite) ainsi que le bruit électronique (à gauche). Par l'intermédiaire d'un "fit" gaussien, on détermine la position du pic sur l'échelle ADC et à partir de l'étalonnage, on peut aisément convertir ce nombre en charge puis en nombre d'électrons (n) et ainsi obtenir le gain (G) du détecteur. Une information supplémentaire est également accessible par cette méthode. En effet, à partir de la déviation de la gaussienne, nous pouvons déterminer la résolution en énergie du détecteur. Par exemple, pour le spectre présenté ci-dessus nous obtenons une résolution en énergie de 15 %. La résolution en énergie dépend sensiblement de la composition du mélange, ainsi pour le Ne+10%CO_2, elle est plus proche de 19 % (FWHM @ 5.9 keV).

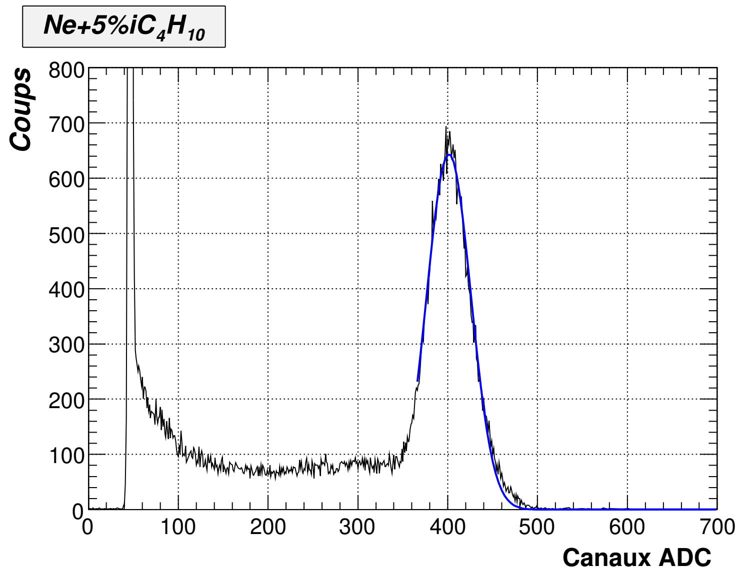


FIG. 1.18 – *Exemple de spectre d'une source de* ^{55}Fe *obtenue avec MICROMEGAS.*

1.3.4 Résultats des mesures de gain pour MICROMEGAS

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats des mesures de gain réalisées avec une source de ^{55}Fe afin de caractériser plusieurs géométries de l'espace d'amplification d'un détecteur MICROMEGAS. Plusieurs mélanges gazeux à base de néon ont également été testés. Le prototype utilisé pour ces mesures était constitué d'une micro-grille électroformée standard (500 LPI : Line Per Inch) ainsi que d'une anode non-segmentée ($5 \times 5\ cm^2$) sur laquelle était connecté le pré-amplificateur de charge. Le champ électrique appliqué dans l'espace de conversion était fixé à 1 kV/cm. Le gain maximal mesuré pour chacune des courbes correspond à l'apparition de décharges entres les électrodes constituant l'espace d'amplification, avec la source de ^{55}Fe.

Étude du gain en fonction de la hauteur de l'espace d'amplification

La figure 1.19 représente le gain de MICROMEGAS en fonction du champ électrique (E_{a1}) pour différentes hauteurs de l'espace d'amplification. Le détecteur fonctionnait à pression atmosphérique avec un mélange Ne+10%CO_2. Nous pouvons constater que :

- le gain varie exponentiellement avec le champ d'amplification (E_{a1}).
- plus l'espace d'amplification est grand et plus le gain varie rapidement, ceci est en accord avec un gain variant exponentiellement avec la hauteur de l'espace d'amplification (Cf. eq.1.18).
- le gain maximal, avant que l'avalanche ne diverge et n'aboutisse à l'apparition de décharges, diminue avec la hauteur de l'espace d'amplification. Par exemple, le gain maxi-

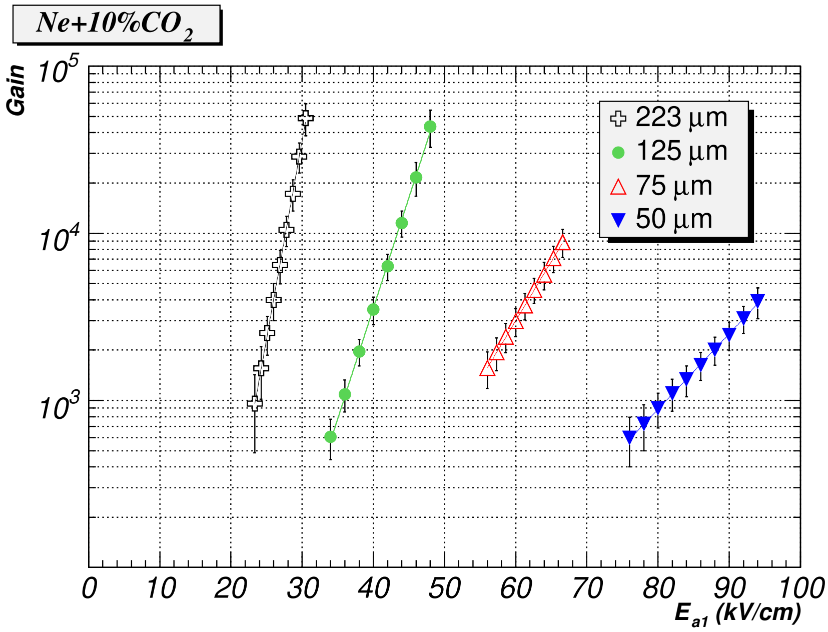


FIG. 1.19 – *Gain mesuré pour plusieurs hauteurs de l'espace d'amplification du détecteur MICROMEGAS opérant avec le mélange Ne+10%CO_2 en fonction du champ électrique d'amplification (E_{a1}).*

mal atteint avec 220 μm est voisin de 5.10^4 tandis qu'il vaut 4.10^4 avec 125 μm. Pour les espaces d'amplification d'une hauteur de 75 et 50 μm, ce maximum est plus petit et vaut, respectivement, 9.10^3 et 4.10^3.

– le champ électrique d'amplification à appliquer pour obtenir un gain donné augmente à mesure que le gap diminue. Ceci s'explique par le fait qu'il est nécessaire de raccourcir le libre parcours moyen ($\lambda = \frac{1}{\alpha_T}$) entre deux ionisations pour obtenir le même nombre d'ionisations sur une distance plus petite. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter l'accélération des électrons entre chaque ionisation en utilisant des champs électriques plus intenses.

En supposant un champ uniforme dans la totalité de l'espace d'amplification, nous pouvons identifier l'expression 1.18 à l'expression du fit des courbes de gain présentées précédemment dont la forme est $G = exp(p_0 + p_1.E_{a1})$. Nous pouvons en extraire, en première approximation, un coefficient de Townsend effectif :

$$\alpha_{eff} = \frac{d}{p_0 + P_1.E_{a1}} \tag{1.44}$$

La figure 1.20 présente la valeur ainsi obtenue comparée au coefficient de Townsend simulé pour le mélange Ne+10%CO_2 par le programme Monte-Carlo : MAGBOLTZ. On remarque, dans un premier temps, que le coefficient de Townsend augmente avec le champ électrique. Dans un second temps, nous constatons que le coefficient calculé via les me-

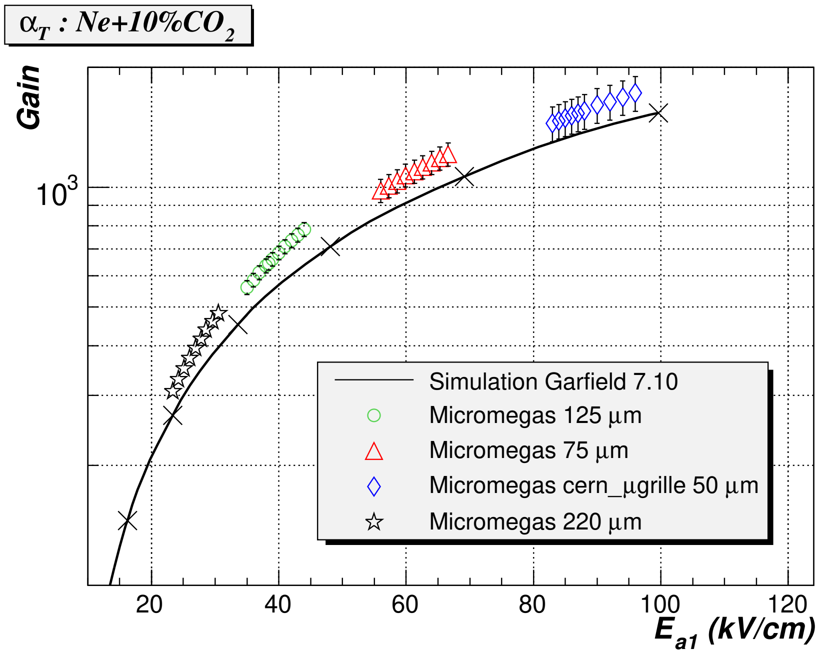


FIG. 1.20 – *Facteur de multiplication effectif calculé à partir des mesures de gain de MICROMEGAS comparé au coefficient de Townsend simulé pour le mélange gazeux Ne+10%*CO_2 *avec MAGBOLTZ.*

sures de gain est systématiquement plus élevé que celui obtenu par simulation. En réalité la simulation ne prend pas en compte les phénomènes secondaires d'échanges de charges entre les deux molécules de mélange gazeux (effet Penning), tandis le coefficient de Townsend effectif issu des mesures de gain intègre l'ensemble des mécanismes prenant part à une avalanche. Ceci met en évidence qu'une proportion non négligeable des charges créées lors d'une avalanche sont produites par des processus secondaires.

Étude du gain en fonction du mélange gazeux

Les mesures de gain réalisées avec un espace d'amplification de 125 μm pour différents mélanges gazeux à base de néon sont résumées sur la figure 1.21. Ces résultats sont présentés en fonction de la tension de polarisation de la micro-grille. En comparant les mélanges à 10%, on constate que pour obtenir des gains comparables, il est nécessaire d'avoir des champs d'amplification beaucoup plus élevés pour l'iC_4H_{10} ou le CO_2 comparé au mélange comportant du CF_4. Ceci dénote que l'iC_4H_{10} et le CO_2 sont d'excellents "gaz quencheurs" qui limitent plus efficacement le développement de l'avalanche que le CF_4. Cependant, malgré ses propriétés de "quenching" limitées, l'avalanche s'avère être stable pour des valeurs de champ électrique modérées avec les mélanges ayant pour seul quencheur le CF_4. Ce mélange est intéressant car il possède d'excellentes caractéristiques temporelles et accroît sensiblement les performances du détecteur dans ce domaine. Nous

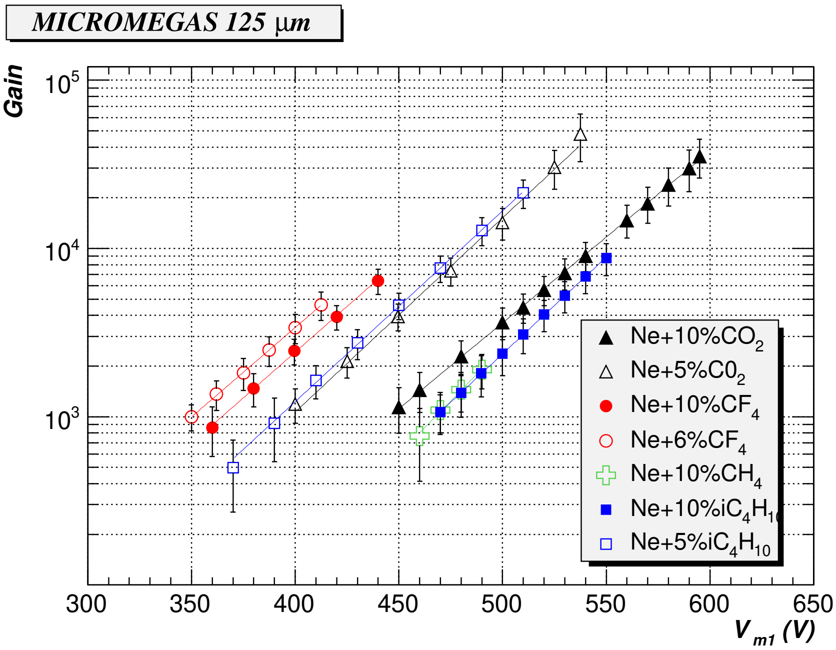


FIG. 1.21 – *Gain de MICROMEGAS* (125 μm) *en fonction de la tension de polarisation de la micro-grille* (V_{m1}) *mesuré pour différents mélanges gazeux à base de néon.*

remarquons également sur cette figure que :

– un gain maximal de 4.10^4 est atteint pour les mélanges à base de CO_2.

– lorsque la proportion de quencheur diminue, le gain maximal augmente sensiblement. Notons, cependant, que l'inverse se produit dans le cas du CF_4 montrant qu'il existe un optimum pour chaque mélange. Le lecteur trouvera dans les références [Pui00, The01] des études systématiques du gain en fonction de la proportion de différents gaz quencheurs.

La figure 1.22 présente des résultats similaires pour un espace d'amplification de 50 μm :

– le gain maximal est atteint avec le CO_2 et est systématiquement plus petit comparé aux résultats obtenus avec 125 μm pour les trois différents quencheurs.

– ce maximum diminue avec la proportion du quencheur.

– pour les mesures réalisées avec le CF_4 et des champs électriques élevés, un processus d'avalanche instable est constaté pour ce quencheur, d'où les barres d'erreurs anormalement élevées pour les mesures correspondantes.

1.4 Conclusion

MICROMEGAS est un détecteur gazeux à microstructure utilisant la technologie des micro-grilles dont le principe de fonctionnement est, aujourd'hui, bien compris.

Les tests réalisés au laboratoire avec prototype MICROMEGAS (anode non segmentée

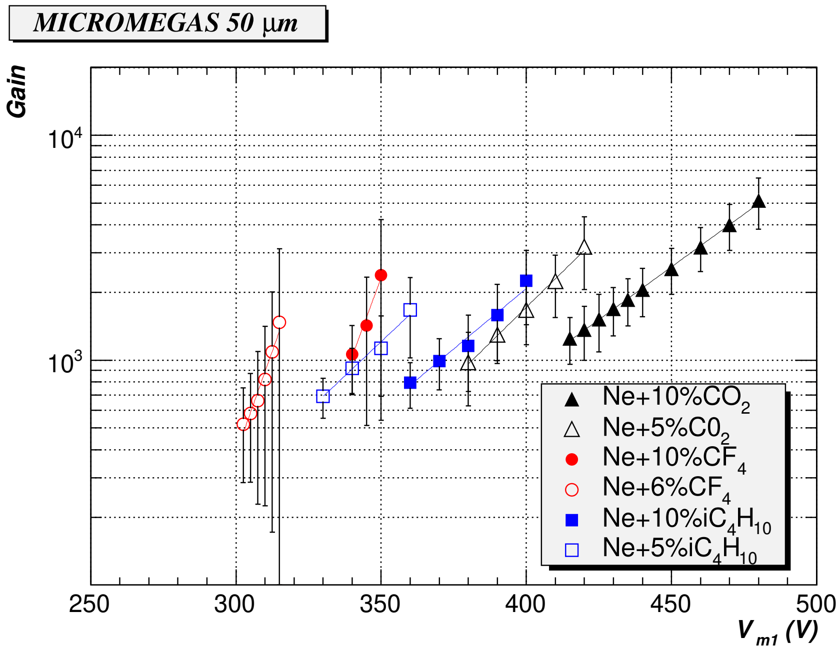


FIG. 1.22 – *Gain du détecteur MICROMEGAS* (50 μm) *en fonction de la tension de polarisation de la micro-grille* (V_{m1}) *mesuré pour différents mélanges gazeux.*

de 5×5 cm^2) et une source de rayons X mono-énergétiques (^{55}Fe) ont montré qu'aucune décharge n'est observée jusqu'à des gains de quelques dizaines de milliers, ce qui est largement suffisant pour la détection efficace de particules au minimum d'ionisation.

Par ailleurs, l'étude systématique du gain d'amplification réalisée en fonction de la géométrie de l'espace d'amplification a révélé que la hauteur de la zone d'amplification est un paramètre tout aussi crucial que le choix du mélange gazeux et qu'il existe un optimum pour le couple gaz/gap pour lequel le processus d'avalanche est le plus efficace. Ainsi le CO_2, comparé aux autres “gaz quencheurs” testés, a permis d'atteindre des gains maximaux élevés pour les deux hauteurs de l'espace d'amplification ici étudiées (i.e. 125 et 50 μm), à savoir, respectivement, 4.10^4 et 5.10^3.

Chapitre 2

Un détecteur MICROMEGAS multi-étages : le détecteur PIM

2.1 Présentation et principe de fonctionnement

PIM (Parallel Ionisation Multiplier) est un détecteur gazeux à microstructure dérivé des MSAC (MultiStep Avalanche Chamber) [CS78] et du détecteur MICROMEGAS (MICRO MEsh GAseous Structure) [GRRC96]. Il est constitué de plusieurs zones de champs électrostatiques uniformes, fortement asymétriques, qui permettent la détection de particules ionisantes et la multiplication intrinsèque des charges primaires en plusieurs étapes, comme dans les MSAC. Ces différentes zones sont définies par une succession de fines électrodes parallèles, les micro-grilles déjà utilisées dans MICROMEGAS.

La géométrie et le principe de fonctionnement de la structure PIM qui a fait l'objet de ce travail de thèse sont représentés sur la figure 2.1. Il s'agit d'une géométrie qui possède un espace de conversion suivi de deux étages d'amplification, tous deux séparés par un étage de transfert. Les différents processus physiques mis en jeu sont, pour la plupart, les mêmes que ceux pour MICROMEGAS décrit dans le chapitre précédent. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, elle ionise les atomes du mélange gazeux créant ainsi des paires électron-ion (quelques dizaines pour une particule ultra-relativiste dans 3 mm de gaz). Nous parlerons, dans un premier temps, uniquement des charges créées dans l'étage de conversion (appelé aussi étage de dérive). Sous l'action du faible champ électrique ($E_c \simeq$ 1kV/cm), les électrons dérivent vers le premier étage d'amplification tandis que les ions remontent plus lentement (du fait de leur masse élevée) vers l'électrode de dérive. Puis, les électrons sont focalisés dans les trous de la micro-grille ($\mu - grille3$) et arrivent dans le premier espace d'amplification (A2) où il règne un champ électrique modéré (plusieurs dizaines de kV/cm). Les électrons sont alors accélérés et une première

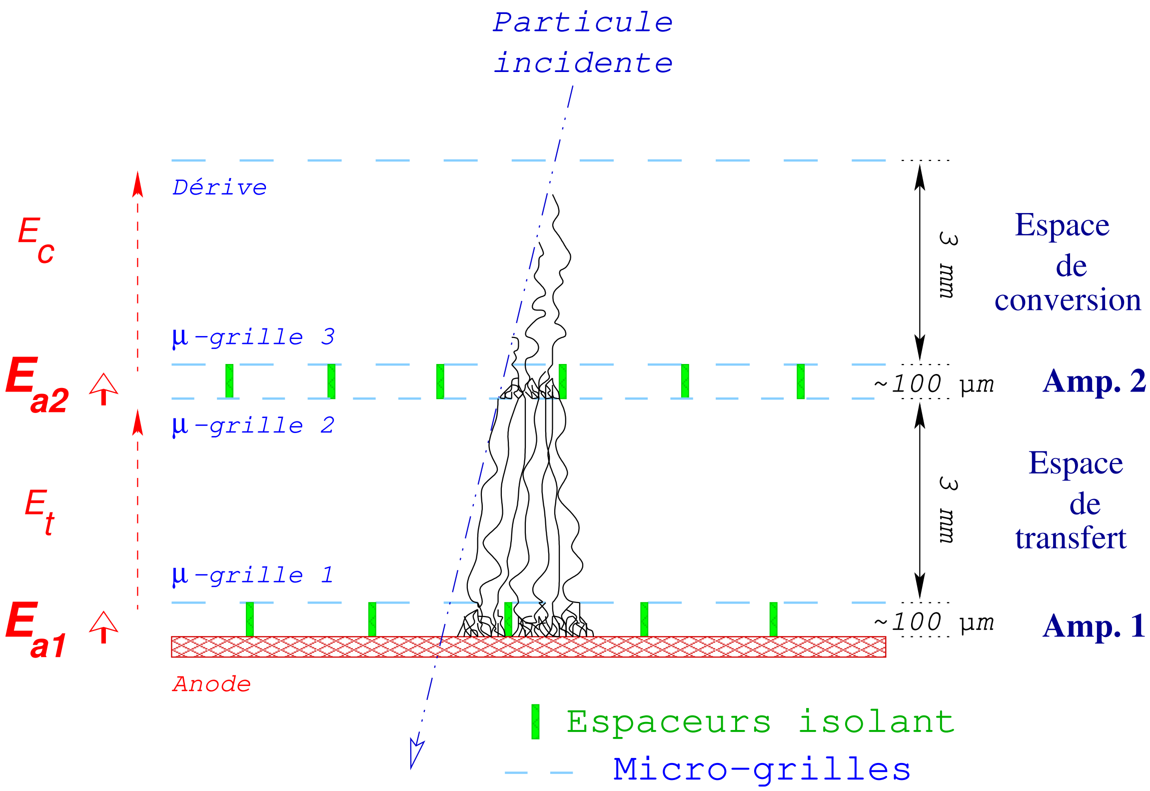


Fig. 2.1 – *Schéma du principe de fonctionnement d'un détecteur PIM à deux étages d'amplification.*

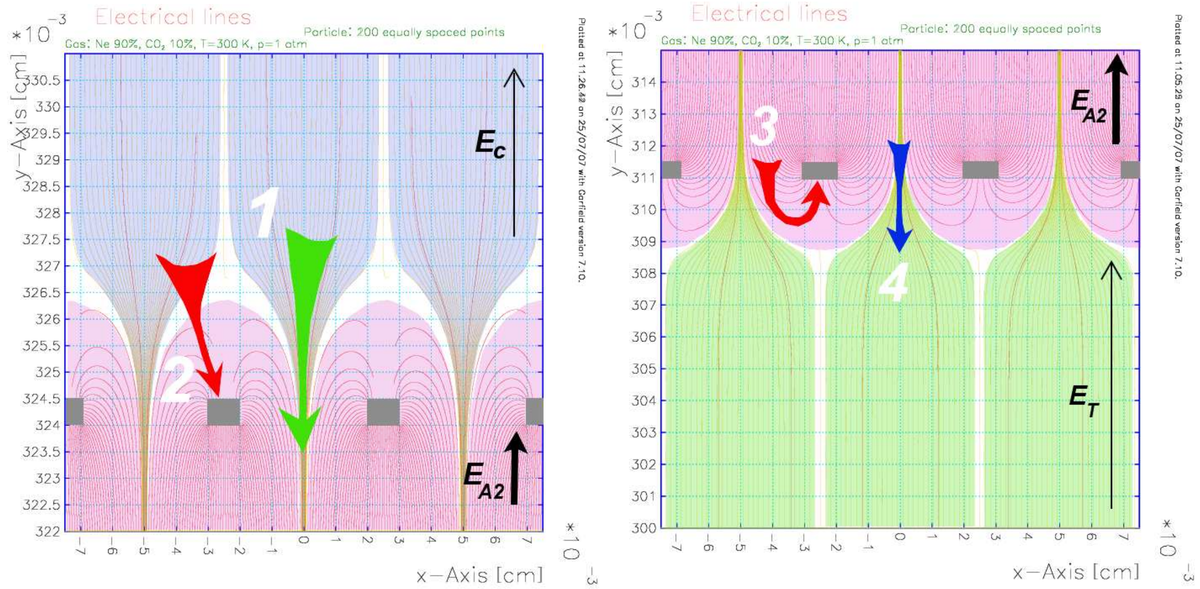


FIG. 2.2 – *Schéma des lignes de champ au voisinage des électrodes constituant un étage de pré-amplification.*

multiplication des charges a lieu par le biais d'une avalanche électronique. Une proportion non négligeable de ces électrons multipliés sort de l'étage d'amplification pour rejoindre l'étage de transfert, les autres étant collectés par la micro-grille ($\mu-grille2$). Les électrons, issus de cette pré-amplification, arrivent dans l'étage de transfert, dérivent jusqu'à la micro-grille au contact de l'anode ($\mu-grille1$), la traversent et pénètrent dans le deuxième étage d'amplification (A1) où se déroule une seconde avalanche. Finalement, un grand nombre de paires électron-ion sont produites par l'intermédiaire de ces deux amplifications modérées. Toutes ces charges induisent un signal sur l'anode suffisamment important pour la détection efficace d'une particule au minimum d'ionisation (MIP).

La particule incidente engendre également des paires électron-ion dans l'étage de transfert, lorsqu'elle traverse le détecteur. Ces électrons dérivent vers l'étage d'amplification au contact de l'anode ($A1$) où ils sont multipliés. Ainsi, ils ne subissent qu'une seule amplification. Le signal qui en découle est alors négligeable comparé à celui généré par les charges primaires créées dans l'étage de conversion (qui ont subi deux amplifications). Ils possèdent des amplitudes distinctes et ne peuvent donc pas être confondus.

2.1.1 Transmission électronique à travers une micro-grille

Une multiplication par étape des charges n'est réalisable que si la transmission électronique à travers les différentes électrodes est efficace, autrement dit, que les électrons ne soient pas collectés par les micro-grilles rencontrées sur leur parcours. A proximité des micro-grilles, le champ électrique n'est pas homogène et les lignes de champ subissent une distorsion, comme il est représenté sur la figure 2.2. Cette zone de transition est caractérisée par l'intensité des champs électriques appliqués de part et d'autre de l'électrode, son épaisseur ainsi que le pas et la largeur de ces barreaux. Deux cas sont à considérer suivant que l'on se place auprès d'une micro-grille située à l'entrée d'un étage d'amplification ($\mu - grille1$ et $\mu - grille3$) ou à la sortie de celui-ci ($\mu - grille2$). Dans le premier cas, la transmission électronique est favorisée car les lignes de champ sont toutes focalisées au centre des trous de la micro-grille. On parlera alors de transparence électronique. Tandis que dans le cas d'une transition d'un fort champ vers un faible champ électrique, la plupart des lignes de champ bouclent sur les barreaux de l'électrode et de nombreux électrons sont alors collectés par celle-ci. Il est pratique de définir une nouvelle variable pour caractériser la transmission électronique dans ce cas particulier, le coefficient d'extraction.

Transparence électronique

La proportion des électrons qui arrivent dans un étage d'amplification, sans être collectés par la micro-grille, est défini comme étant la transparence électronique T_{e^-}.

$$T_{e^-} = \frac{e^-\ collectes\ dans\ la\ zone\ d'amplification}{e^-\ presents\ avant\ la\ grille} \tag{2.1}$$

Au premier ordre, cette quantité dépend essentiellement de la forme des lignes de champ au voisinage de la micro-grille. Cependant, comme nous l'avons vu plus en détail au chapitre précédent, les électrons ont un mouvement erratique et sont soumis à une forte diffusion dans le gaz. Ceci a pour conséquence que certains électrons peuvent être collectés par l'électrode (2), tandis que la plupart passent dans l'étage d'amplification (1). De nombreuses études concernant MICROMEGAS ont montré que la totalité des électrons peuvent arriver dans l'étage d'amplification pour peu que le rapport de champ appliqué soit suffisamment élevé. Pour donner un exemple, avec une grille 500 LPI, la transparence électronique est proche de 100%, pour un rapport de champ supérieur à 20. Cette valeur dépend fortement des caractéristiques géométriques de la micro-grille (épaisseur, maille). Par exemple, plus une grille aura une transparente optique imortante et plus la valeur du rapport de champ à appliquer pour une complète transmission des électrons sera faible, et vice et versa.

Insistons sur le fait qu'une excellente transmission des électrons à la sortie de l'espace de conversion ($\mu - grille3$) est primordiale lorsque l'on veut détecter des particules de hautes énergies pour lesquelles peu de charges primaires sont créées dans un gaz. En effet, si des électrons primaires sont collectés par l'électrode, ils seront définitivement perdus. Une perte d'efficacité sera alors constatée et les performances globales du détecteur (résolution spatiale, temporelle, etc) seront également dégradées. Afin de maîtriser parfaitement ce paramètre essentiel, nous avons mesuré la transparence électronique pour les deux géométries de grilles que nous avons utilisées à l'entrée d'un étage d'amplification. Cette étude sera présentée dans la section 2.3.2.

Coefficient d'extraction électronique

A la sortie d'un étage d'amplification, la configuration des lignes de champ est défavorable à la transmission des électrons vers l'étage de transfert puisque la majeure partie des lignes de champ terminent leur course sur l'électrode inférieure de l'étage de pré-amplification. En conséquence, un grand nombre d'électrons multipliés dans cet étage sont collectés par l'électrode (3). Quant aux autres, ils arrivent dans l'espace de transfert (4) où ils dérivent vers l'électrode inférieure.

Les processus mis en jeu sont plus complexes que pour l'entrée dans l'étage d'amplification, décrit au paragraphe précédent. Notamment, la diffusion des électrons ainsi que des processus d'amplifications secondaires générés par des photons jouent probablement un rôle très important. Nous définissons le coefficient d'extraction C_{ext} de la manière suivante :

$$C_{ext} = \frac{e^- \ passant \ dans \ la \ zone \ de \ transfert}{e^- \ produits \ dans \ la \ zone \ d'amplification} \tag{2.2}$$

Maintenant que nous avons introduit les notions de transparence électronique T_{e^-} et d'extraction C_{ext}, nous pouvons définir, de manière générale, le gain effectif G_{eff} d'un étage d'amplification constitué de deux micro-grilles (i.e. qui ne soit pas au contact de l'anode) par l'expression suivante :

$$G_{eff} = T_{e^-}.G_{intr}.C_{ext} \tag{2.3}$$

Le terme G_{intr} représente le gain intrinsèque de l'étage d'amplification considéré.

2.1.2 Gain total

Les électrons résultant de cette pré-amplification dérivent et diffusent dans l'espace de transfert. Puis, ils sont focalisés dans les trous de la micro-grille 1 de transparence électronique T_{e^-} et parviennent dans le second étage d'amplification où il se produit une nouvelle avalanche électronique. Finalement, le gain total du détecteur présenté sur le schéma 2.1 peut s'écrire de la façon suivante :

$$G_{tot} = T_{e^-}(C \to A2).G_{A2}(E_{A2}).C_{ext}(A2 \to T).T_{e^-}(T \to A1).G_{A1}(E_{A1}) \tag{2.4}$$

Désignation	Trou	Barreau	Pas	Épaisseur	Transparence optique
100 LPI	216.9	37.1	254	5	73%
200 LPI	103.1	23.9	127	5	66%
500 LPI	39.1	11.7	50.8	5	59%
670 LPI	26.2	11.7	37.9	5	48%
1000 LPI	18.0	7.4	25.4	5	50%
1500 LPI	11.2	5.6	16.8	5	44%
2000 LPI	7.6	5.1	12.7	5	36%

TAB. 2.1 – *Tableau récapitulatif des différentes caractéristiques géométriques des micro-grilles électroformées. Les dimensions sont données en μm.*

Désignation	Maille	Ø	Pas	e	H_{plots}	Transpa. optique
CERN_$\mu grille$_50c	carré	30/33.3*	60/59.6*	5	50	22.7% / 28.3%*
CERN_$\mu grille$_50te	triangle éq.	60	60	5	-	90.7%
CERN_$\mu grille$_25c	carré	30	60	5	25	22.7%

TAB. 2.2 – *Tableau récapitulatif des différentes grilles réalisées au CERN. Les dimensions sont également données en μm. Le symbole (*) correspond à des valeurs mesurées à l'aide d'un microscope micrométrique.*

2.2 Description des prototypes

Avant de présenter les résultats du travail de caractérisation mené au laboratoire, nous allons décrire les prototypes testés, les divers matériaux utilisés et quelques aspects mécaniques concernant l'assemblage des détecteurs.

2.2.1 Les micro-grilles

La technologie des micro-grilles est très intéressante dans le cadre d'une application telle que la détection de particules de hautes énergies. Leur faible épaisseur, typiquement de l'ordre de quelques microns, permet de minimiser la quantité de matière contenue dans le volume de détection. De plus, le maillage très fin (barreaux étroits et distance inter-barreaux très petite) permet des transitions entre deux zones de champ uniforme extrêmement rapides (sur une hauteur de quelques dizaines de micromètre). Ceci favorise une bonne transmission des charges entre les différents étages, rendant possible l'utilisation de plusieurs étages d'amplification afin de minimiser les décharges. Un travail de caractérisation de la transmission électronique de nombreuses micro-grilles sera présenté dans la section 2.3.

Il existe principalement deux types de micro-grilles :

– les grilles électroformées[1] sont, à l'origine, des filtres de haute précision utilisés dans

[1]Électroformage : C'est un procédé de fabrication par électrolyse de pièces de haute précision en nickel,

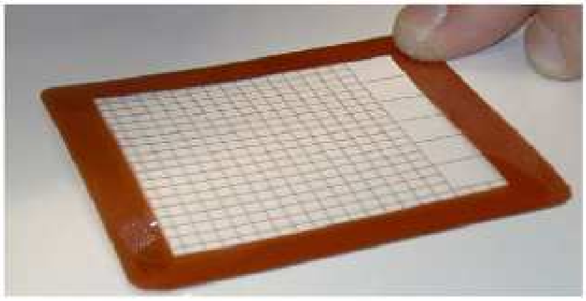
diverses applications. Mais les nombreux avantages qu'offre leur procédé de fabrication (faible épaisseur, motif fin et régulier, bonne reproductibilité) font qu'elles sont couramment utilisées dans les détecteurs de type MICROMEGAS. Elles sont généralement en nickel d'une épaisseur d'environ 5 μm, et possèdent des trous carrés de 39 μm de côté avec un pas de 51 μm (soit des grilles de 500 LPI, Line Per Inch). En réalité, de nombreuses géométries de ce type de grilles existent et sont présentées dans le tableau 2.1. L'inconvénient de ce procédé est qu'il est difficile de réaliser des grilles (possédant une densité élevée de barreaux) de grande surface. Leur taille décroît lorsque le pas de la grille augmente. Par exemple, pour une grille 670 LPI, la plus grande surface disponible est limitée à 11×11 pouces (soit 28×28 cm^2). De plus, cette technique ne permet pas un maîtrise parfaite de l'épaisseur des grilles, et plus particulièrement au niveau des bords qui sont en général plus épais (jusqu'à un facteur 2).

– Les grilles gravées par procédés chimiques offrent la possibilité d'avoir des espaceurs en Kapton, solidaires de la micro-grille. Cette méthode de fabrication autorise également d'avoir une excellente homogénéité de l'épaisseur des grilles sur une large surface. Ces grilles sont fabriquées par le CERN [DDO+01] ou, plus récemment, par l'industriel 3M. Les grilles utilisées lors de ce travail de thèse proviennent du CERN. Leurs plots sont de forme cylindrique, d'un diamètre de 80 μm avec un pas de 1 mm et une hauteur de 25 ou 50 μm. Le diamètre des trous est proche de 30 μm et ils sont disposés suivant un motif à maille carrée ou triangle équilatéral. Le tableau 2.2 présente l'ensemble des caractéristiques géométriques de telles micro-grilles.

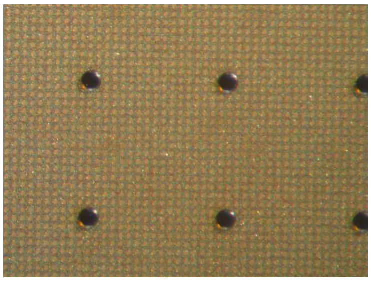
2.2.2 Les espaceurs isolants

La principale difficulté, lors de la conception de détecteurs gazeux à micro-gap tel que MICROMEGAS ou PIM, est de maîtriser parfaitement la faible épaisseur des étages d'amplification. De plus, afin de procéder à une étude systématique sur la géométrie du détecteur, nous avons besoin d'une méthode qui autorise une grande modularité. Pour ce faire, dans le cas d'un étage d'amplification qui ne soit pas au contact de l'anode, nous avons opté pour des grilles isolantes en kapton [M+01] que nous avons intercalées entre deux électrodes. Cette sorte de "sandwich" constitue un étage d'amplification dont l'épaisseur vaut 50, 75, 125 ou 220 μm suivant la feuille Kapton utilisée. Pour l'étage situé au contact de l'anode, nous avons utilisé généralement des grilles dotées de plots en Kapton espacés de 1 mm (Voir Fig. 2.3-b). Dans les deux cas, lorsque l'on polarise les micro-grilles, les forces électrostatiques permettent d'assurer le contact mécanique des électrodes sur l'isolant (grilles ou plots) et de maintenir une bonne uniformité de l'espace

à travers un masque photo-déposé sur une électrode polie.



-a-



-b-

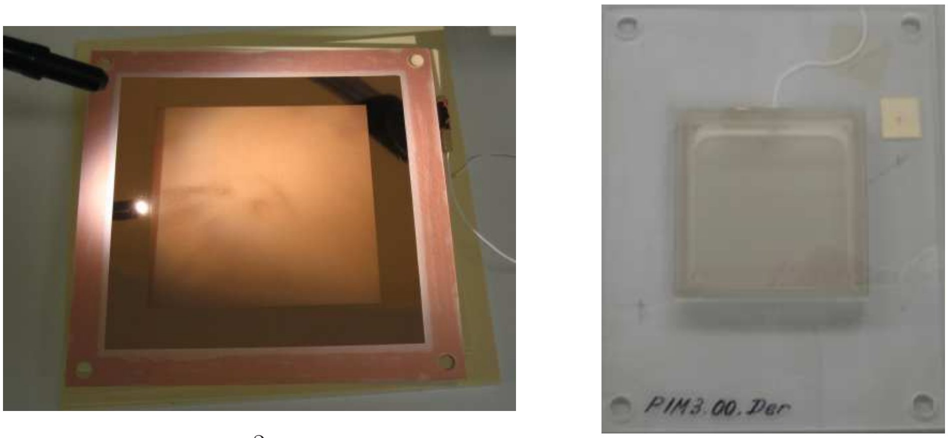
FIG. 2.3 – *Photographies d'un espaceur en Kapton découpé au laser (a) et des plots en Kapton d'une grille (CERN_µgrille_50c) (b).*

d'amplification.

Une grille en Kapton, utilisée pour définir un gap d'amplification, est présentée sur la figure 2.3-a. De tels espaceurs sont usinés au laser et subissent un nettoyage plasma pour supprimer les dépôts carbonés issus de la découpe laser. Ce procédé permet d'obtenir des barreaux très fins ($\simeq$ 50 μm), quelle que soit l'épaisseur de Kapton choisie, avec un pas variable. Afin de trouver un bon compromis entre une bonne homogénéité et la zone morte engendrée par la présence d'un matériau isolant dans l'espace d'amplification, une étude de caractérisation de la déformation de micro-grilles [Lup02] a été réalisée au laboratoire SUBATECH. A l'aide d'une technique d'interférométrie [Ser02] (E.S.P.I[2]), des mesures de la déformation d'une micro-grille (500 LPI) ont été effectuées sous un champ électrique intense pour plusieurs distances inter-barreaux de l'espaceur. Les résultats de cette étude ont montré qu'aucune déformation n'a été observée avec des barreaux de 50 μm de largeur et un pas de 3 mm. La zone morte associée à cette géométrie d'espaceur est alors très petite (3,3 % de la surface active). Toutefois, elle reste considérable comparée à des plots (0.5 %), comme nous le verrons au chapitre 3. Un autre inconvénient pour ce type d'espaceur est qu'il est souvent nécessaire de les conditionner sous azote, pendant plusieurs jours, à l'aide d'un champ électrique très élevé afin de terminer le processus de nettoyage et d'éliminer les charges de surfaces issus de phénomènes électrostatiques.

Nous avons également été amenés à tester des espaceurs en FR4 usinés mécaniquement ou par le biais d'un procédé chimique pour des épaisseurs supérieures à 200 μm.

[2]L'E.S.P.I. (Electronic Speckles Pattern Interferometry) ou Interférométrie Électronique de Speckles est une technique optique de mesure de déformations d'objets diffusant basée sur l'analyse des interférences d'onde lumineuses issues d'un LASER. Une résolution de quelques centièmes de micron peut être atteinte, sous certaines conditions, avec ce procédé.



-a- -b-

FIG. 2.4 – *Photographies d'une micro-grille (CERN_µgrille_50c) tendue et collée sur un cadre fin FR4 (a) et d'une grille 500 LPI collée sur un cadre plexiglas (b).*

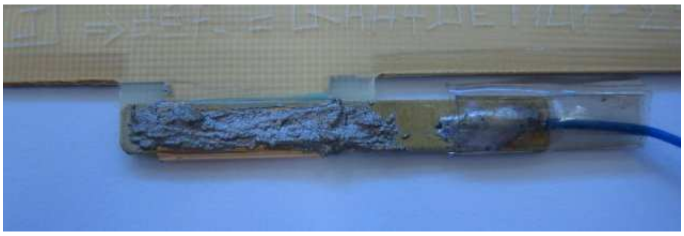


FIG. 2.5 – *Photographie de l'arrivée de haute tension sur une micro-grille.*

2.2.3 Empilement des étages et assemblage des prototypes

Empilement des étages

Les micro-grilles sont tendues et collées sur des supports isolants rigides avec la colle bi-composant EPOTEK 730 B/A qui assure une excellente tenue mécanique et ne dégaze pas (ce qui est essentiel pour tout composant se trouvant au contact du gaz). Deux exemples d'ensembles "cadres-grilles" ainsi collés sont présentés sur la figure 2.4. Afin de polariser l'électrode, un fil est soudé sur une languette métallique qui est ensuite collée à la colle argent (ELECOLIT 325 A/B) sur la micro-grille (Cf. Fig. 2.5). Des mesures à l'ohmmètre ont montré, par cette méthode, une excellente conductivité entre le fil et la micro-grille.

Ces cadres sont empilés les uns sur les autres à partir d'un plan de référence afin d'obtenir des plans d'électrodes parfaitement parallèles. Les deux types d'empilements mis en oeuvre au laboratoire sont présentés sur les figures 2.6 et 2.7. Le premier utilise des cadres "gigognes" en plexiglas qui s'emboîtent les uns dans les autres. L'inconvénient de cette méthode est que les grilles sont précontraintes lors de l'encollage sur le cadre. Elles sont donc tendues à l'extrême afin qu'aucune déformation de la grille n'apparaisse lorsqu'elles sont polarisées. De plus, la planéité dépend fortement de l'usinage des cadres.

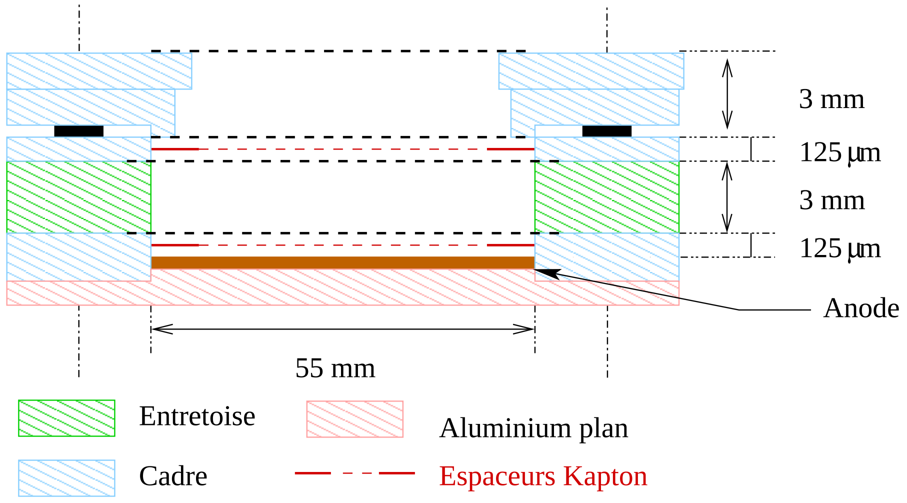


FIG. 2.6 – *Schéma de principe de l'empilement des cadres épais en plexiglas (type "gigogne").*

Tandis que le deuxième type d'empilement utilise des cadres fins en FR4 et des entretoises PVC placées directement sur les grilles. Le tout est ensuite bridé a l'aide d'un cadre spécial en plexiglas qui appuie uniquement sur les entretoises. Les cadres des grilles sont alors flottants et les grilles sont pincées entre les entretoises. Par cette méthode, les grilles sont pré-contraintes lors de l'assemblage par l'intermédiaire d'un léger jeu négatif (voir l'encart sur la figure 2.7). La phase d'encollage est alors beaucoup plus simple et moins délicate, puisqu'il n'est pas nécessaire de tendre la grille aussi fortement que dans le cas précédent. Le risque de déchirer une grille s'en trouve fortement réduit. De plus, cette dernière technique autorise une plus grande modularité et rend le changement de configuration géométrique plus aisé. En revanche, la nécessité d'avoir des grilles plus grandes que la surface active constitue un inconvénient majeur lorsque l'on construit des détecteurs de grande surface.

Assemblage

L'assemblage des différents éléments du détecteur s'effectue dans une salle blanche où la quantité de poussière par unité de volume ainsi que la température et l'hygrométrie sont contrôlés. Cette précaution permet d'éviter d'inclure des poussières dans les étages d'amplifications lors du montage du détecteur qui peuvent être pénalisantes.

Avant d'être assemblés dans le détecteur, les cadres-grilles et les espaceurs sont systématiquement conditionnés sous un champ électrique intense dans une enceinte remplie d'azote, durant plusieurs jours. Chaque élément est ensuite placé dans une boite étanche en aluminium, où circule le mélange gazeux considéré à pression atmosphérique. Sur le dessus de cette boîte, une fenêtre est percée au niveau de la surface active du détecteur

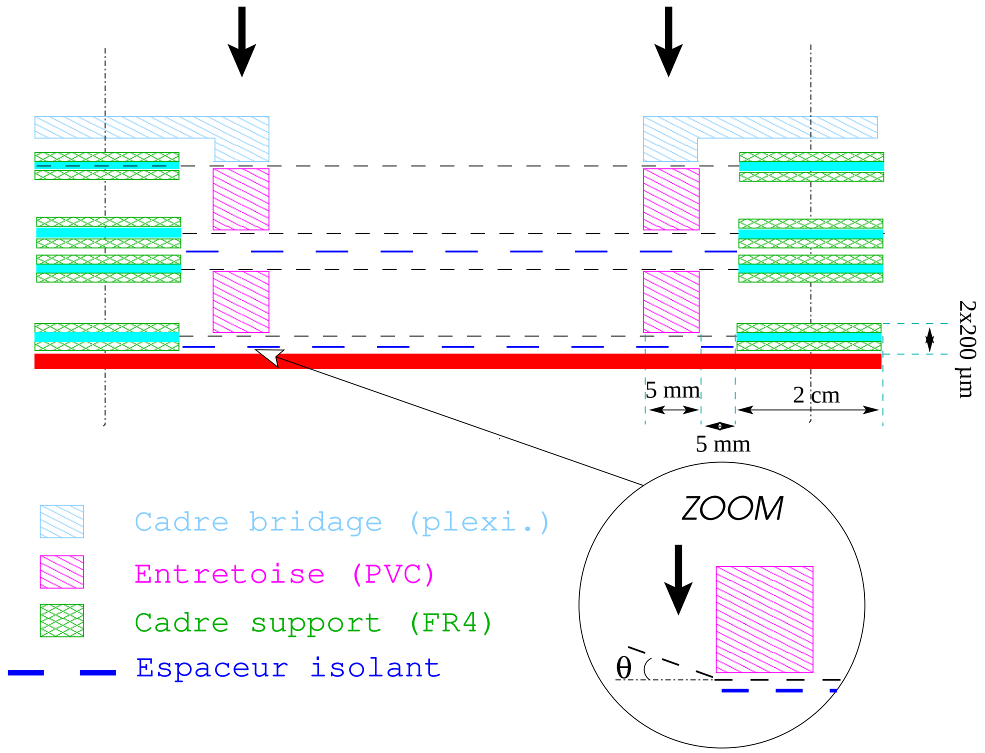


FIG. 2.7 – *Schéma de principe de l'empilement des cadres fins (type "pincé").*

afin de minimiser la diffusion multiple lors des mesures de résolution spatiale réalisées sous un faisceau de particules de hautes énergies. L'étanchéité est alors assurée par une fine feuille plastique (mylar de 100 μm d'épaisseur) collée à la colle EPOXY (ARALDITE 2011 B/A) sur le capot métallique.

Les capots de chaque prototype sont également équipés d'une source de ^{55}Fe scellée, amovible, montée sur un axe. De cette manière, il est aisé d'enlever la source de la zone active sans ouvrir les détecteurs. Cette astuce s'est révélée très pratique lors des différents tests réalisés soit sous faisceau soit avec des cosmiques.

2.2.4 Les différents prototypes

Les caractéristiques des prototypes, qui ont été utilisés lors de ce travail de thèse, sont résumées dans le tableau 2.3. La principale différence entre les trois prototypes possédant une anode non-segmentée (i.e. MICROMEGAS, PIM 2 et PIM 3) réside dans le nombre d'étages d'amplification et de transfert qui les constituent. Ils ont été utilisés pour la caractérisation en laboratoire ainsi que pour les mesures de probabilité de décharge.

Le prototype dénommé PIM_Track a été spécialement conçu pour la trajectographie de particules au minimum d'ionisation à une dimension dont les résultats seront présentés au chapitre 3. Pour cela, il dispose d'une anode segmentée comportant 512 micropistes en

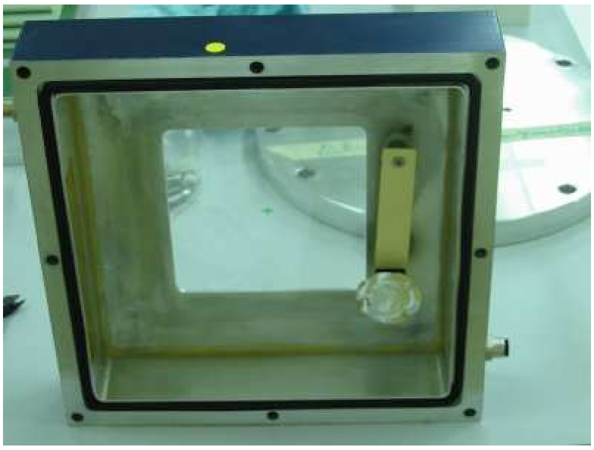


FIG. 2.8 – *Photographie du capot constituant la boîte étanche du prototype dénommé PIM_Track avec sa source ^{55}Fe amovible.*

Nom du prototype	MICROMEGAS	PIM 2	PIM 3	PIM_Track
Espace de conversion	3 mm	3 mm	3 mm	3 mm
Nb. étage d'ampli.	1	1	2	2ou 3
Espaceurs (e. en μm)	50/75/125/220	125	25/50/125/220	25/50/125/220
Espace de transfert	-	3 mm	3 mm	3 mm
Anode	pleine	pleine	pleine	avec des pistes
Pistes, pas	-	-	-	195 μm
Pistes (e/L)	-	-	-	12 / 150 μm
Cadre-grilles	plexiglas	plexiglas	plexiglas	FR4
Empilement	"gigogne"	"gigogne"	"gigogne"	"pincé"
Zone active	5x5 cm^2	5x5 cm^2	5x5 cm^2	10x10 cm^2
Longueur de radiation	0.49% X_0	0.51% X_0	0.52% X_0	0.48% X_0

TAB. 2.3 – *Les principales caractéristiques des prototypes construits au laboratoire.*

cuivre de 150 μm de large, avec un espace inter-piste de 45 μm. Le substrat (400 μm) en verre époxy, sur lequel a été imprimée l'anode, a été collée sur un plancher en aluminium afin d'assurer une bonne rigidité et planéité de l'ensemble. La colle utilisée fut la colle bicomposant structurale 3M Scotch-Weld 1838 B/A qui possède une excellente résistance mécanique. En outre, une fenêtre en nid d'abeille de 5 mm d'épaisseur a été réalisée afin de minimiser la longueur de radiation du détecteur au niveau de la zone active. Ainsi pour le prototype PIM_Track possédant deux étages d'amplification, la longueur de radiation totale de X/X_0 est relativement faible et vaut 0.472%. Cette valeur est à comparer à la longueur de radiation de 300 μm de silicium, soit 0.32%. Le substrat FR4 contribue à plus de 50% à cette valeur, comme nous le montre le détail du calcul suivant :

- 100 μm fenêtre plastique : 0,020%
- 3 cm de gaz (épaisseur de la boîte étanche) : 0,010%
- 5 μm de Ni sur 41% de surface (500 LPI) : 0,015% ($\times 3$)
- 125 μm de Kapton® sur 3,3% de surface : 0,001%
- 5 μm de Cu sur 67,5% de surface (CERN_$\mu grille$_50c) : 0,024%
- 50 μm de Kapton® sur 0,5% de surface : 0.0001%
- 12 μm de Cu sur 75% de surface (pistes) : 0.063%
- 400 μm de FR4 : 0.251%
- 5 mm de nid d'abeille dont 97% est rempli d'air : 0.002% (approximation 5 mm d'air)
- 200 μm de colle structurale de type EPOXY : 0,056%

Il est possible de minimiser cette longueur de radiation en utilisant un substrat en FR4 de plus faible épaisseur, comme il a été fait pour les chambres MICROMEGAS de l'expérience COMPASS. La longueur de radiation, au niveau de la zone active pour ces détecteurs, est de seulement 0.3 % malgré la présence d'un blindage double face en cuivre .

2.3 Mesure de la transmission électronique d'un étage à l'autre

La conception mécanique, décrite précédemment, permet de modifier presqu'à volonté la géométrie de chaque prototype puisque tous les éléments (électrodes ou espaceurs) sont inter-changeables. Cette particularité nous a permis de mener une étude systématique sur de nombreuses micro-grilles et de tester de nombreuses géométries dans le but de minimiser la probabilité de décharge. Afin de caractériser chaque configuration, nous avons donc mesuré le gain dans les différents étages d'amplification, le gain total du détecteur ainsi que la transmission électronique (T_{e^-}, C_{ext}) à travers chaque électrode.

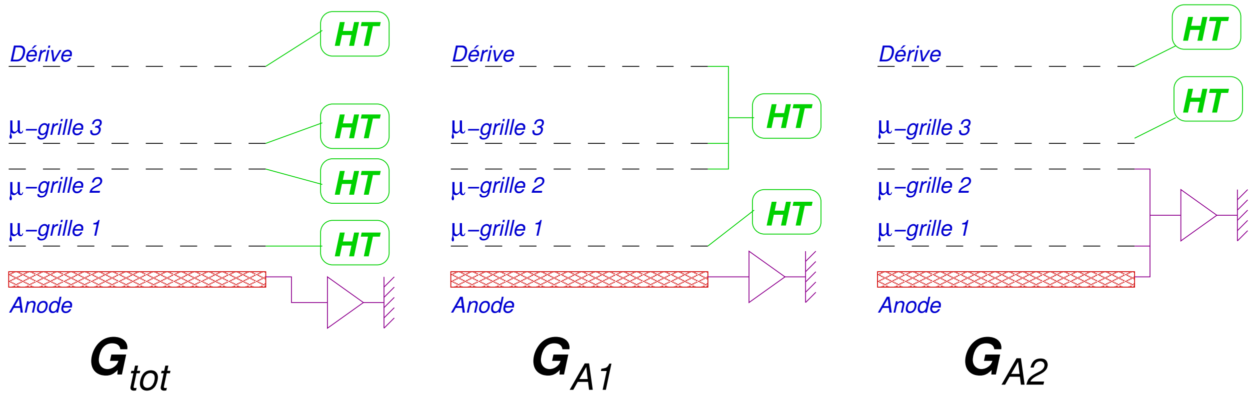


FIG. 2.9 – *Les différentes positions du pré-amplificateur de charge pour la détermination du coefficient d'extraction électronique.*

2.3.1 Protocole expérimental

Pour mesurer les différentes transmissions électroniques, nous avons utilisé une source de ^{55}Fe et le même dispositif d'acquisition déjà présenté pour les mesures de gain du détecteur MICROMEGAS. Le pré-amplificateur de charge (ORTEC 142IH) fut connecté à différentes positions dans le détecteur afin de déterminer la quantité d'électrons présente après chaque électrode. A partir de ces mesures, nous pouvons extraire tous les paramètres de l'expression suivante ce qui nous permet de calculer le coefficient d'extraction :

$$C_{ext}(A2 \to T) = \frac{G_{tot}}{T_{e^-}(C \to A2).G_{A2}(E_{A2}).T_{e^-}(T \to A1).G_{A1}(E_{A1})} \tag{2.5}$$

Pour déterminer ce dernier, nous avons donc mesuré le gain total du détecteur (G_{tot}) en connectant le pré-amplificateur à l'anode. Ensuite, nous avons appliqué à l'électrode de dérive et aux micro-grilles 2 et 3, le même potentiel afin de mesurer le gain dans l'étage d'amplification au contact de l'anode (G_{A1}), comme il est indiqué sur la figure 2.9. Enfin, nous avons mesuré le gain dans l'autre étage d'amplification (G_{A2}) en connectant le pré-amplificateur de charge à l'anode et aux électrodes 1 et 2. Cette méthode a été validée en comparant les mesures de G_{A2} réalisées avec la troisième position sur la figure et celles effectuées avec un MICROMEGAS possédant le même gap d'amplification. Aucune différence notable n'a été constatée.

De cette manière, avec les mesures de la transparence électronique des micro-grilles 1 et 3 réalisées au préalable, il est alors possible de connaître le coefficient d'extraction en fonction du champ électrique de l'étage de transfert.

Les mesures de transparence électronique ont été réalisées à l'aide d'une configuration MICROMEGAS, en mesurant le gain d'amplification pour un champ d'amplification (E_{amp}) donné en fonction du champ de conversion (E_c). Le gain maximal est alors atteint lorsque

FIG. 2.10 – *Régulateur de pression fabriqué au laboratoire et utilisé pour les différents tests présentés dans cette étude.*

tous les électrons présents dans l'espace de conversion arrivent dans l'étage d'amplification, la transparence électronique est alors déterminé par :

$$T_{e^-} = \frac{G_{amp}(E_c)}{G_{max}} \tag{2.6}$$

Régulateur de pression

Les processus physiques qui ont lieu dans un détecteur gazeux dépendent fortement de la pression du mélange gazeux utilisé. Or, les différentes mesures nécessaires à la détermination du coefficient d'extraction (G_{tot}, G_{A2}, G_{A1}) n'ont pas pu être réalisées simultanément et les prises de données se sont déroulées sur plusieurs jours. Par conséquent, nous étions fortement sensibles aux variations de la pression atmosphérique. Dans un premier temps, nous avons essayé de prendre toutes les mesures liées à un même jeu de données en moins de 48 heures. Puis très vite, nous avons incorporé à notre dispositif un régulateur de pression permettant de travailler à une pression de consigne ($P_c = 1040\ mBar$) et de s'affranchir des variations de pression. La figure 2.10 présente le régulateur en question qui a été construit au laboratoire SUBATECH, initialement pour les tests faisceaux qui se déroulent sur de longues périodes. Ce dispositif nous a permis d'avoir une pression constante avec une précision de 1 mbar. Il est constitué de quatre colonnes de glycérine dont la hauteur est ajustée automatiquement pour compenser la différence de pression entre celle du mélange gazeux et la pression de consigne entrée par l'utilisateur. Les colonnes ont été dimensionnées pour pouvoir compenser jusqu'à 50 mbar chacune. Ce régulateur permet de connaître également la température du mélange gazeux et le pourcentage d'humidité ambiant grâce à des capteurs supplémentaires intégrés.

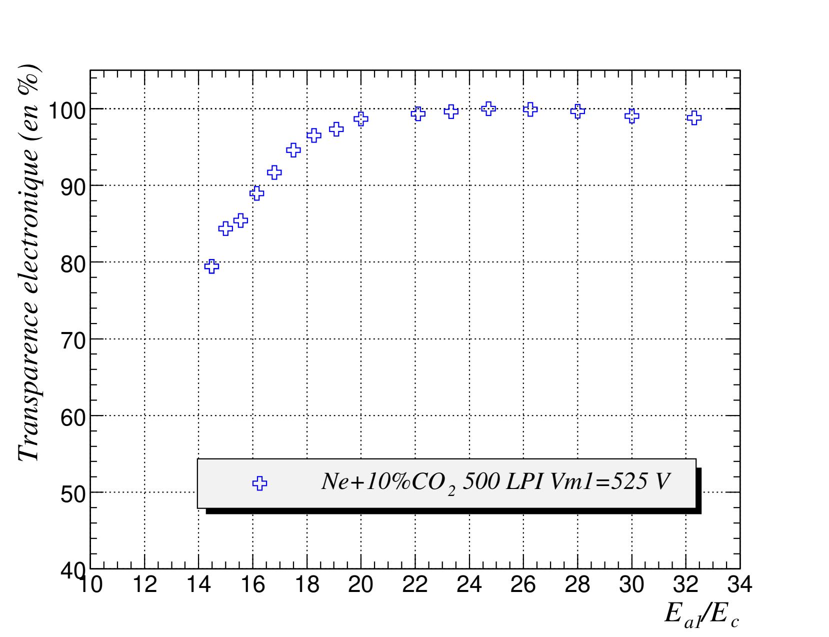


FIG. 2.11 – *Transparence électronique en fonction du rapport de champ* ($\frac{E_{amp}}{E_c}$) *mesurée pour une grille 500 LPI à l'aide d'une source* ^{55}Fe.

2.3.2 Résultats des mesures de transparence électronique

Nous présentons dans ce paragraphe les mesures de transparence électronique pour deux types de micro-grilles qui ont été généralement utilisées à l'entrée des étages d'amplification. Les résultats obtenus pour une grille 500 LPI en fonction du rapport de champ ($\frac{E_{A1}}{E_c}$) sont montrés sur la figure 2.11, pour un mélange gazeux Ne+10%CO_2. Cette série de mesures fut réalisée à l'aide du prototype MICROMEGAS opérant à pression atmosphérique. Le gap d'amplification était de 125 μm et le potentiel de la micro-grille était fixé à 525 V (soit un champ d'amplification $E_{A1} = 42\ kV/cm$). Dans ces conditions, nous avons mesuré le gain sur l'anode en faisant varier le potentiel de l'électrode de dérive afin de modifier le champ dans l'étage de conversion (E_c). On constate que la quasi-totalité des électrons est transmis à l'étage d'amplification sans être collectés par la micro-grille à partir d'un rapport de champ égal à 20. Cette valeur est en accord avec les résultats publiées dans la référence [GRRC96].

De la même façon, nous avons mesuré la transparence électronique pour une micro-grille provenant du CERN (CERN_$\mu grille$_50c). Les résultats sont présentés sur la figure 2.12 pour différents mélanges gazeux à base de néon. On observe une légère variation entre les courbes obtenues avec du CO_2 ou du CF_4. Par exemple, dans le premier cas, il faut un rapport de champ supérieur à 60 pour que tous les électrons présents avant la micro-grille se retrouvent dans l'espace d'amplification, tandis qu'il faut appliquer un rapport de champ supérieur à 50 pour le CF_4. Notons également un léger décalage entre les mesures

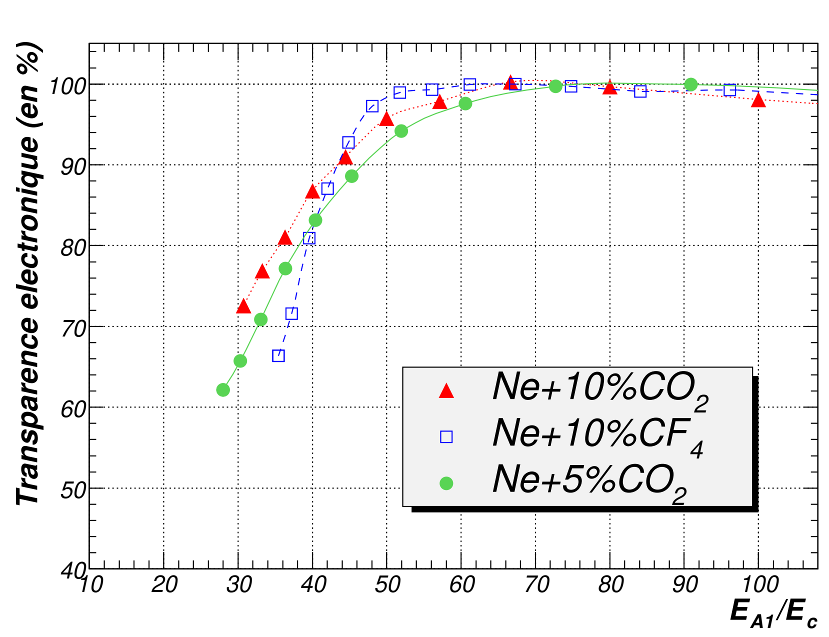


FIG. 2.12 – *Transparence électronique en fonction du rapport de champ* ($\frac{E_{amp}}{E_c}$) *mesurée pour une grille CERN_µgrille_50c à l'aide d'une source* ^{55}Fe*.*
Ces tests ont été réalisés avec différents mélanges gazeux.

réalisées en fonction de la proportion de CO_2 dans le mélange. Ces petites différences mettent en évidence une très légère dépendance avec les propriétés du mélange gazeux telles que la diffusion.

2.3.3 Résultats des mesures de l'extraction électronique

L'étude systématique de l'extraction électronique à travers diverses micro-grilles fut un travail important de cette thèse. La capacité à réaliser efficacement la multiplication par étapes est fortement liée à ce paramètre, il est donc important de le caractériser. Pour cela, nous avons mesuré cette extraction à la sortie d'un étage d'amplification pour différentes géométries de grille, différentes hauteurs du gap d'amplification et pour plusieurs gaz.

Coefficient d'extraction en fonction de la géométrie de la micro-grille

Nous avons testé quatre géométries de grille (200, 500, 670 et 1000 LPI) avec deux épaisseurs du gap d'amplification A2 différentes : 125 μm et 200 μm. Les résultats sont présentés, respectivement, sur les figures 2.13 et 2.14. Toutes les mesures ont été réalisées avec le prototype PIM 3 comportant une grille CERN_*µgrille*_50c au contact de l'anode.

Les principales observations concernant cette étude en fonction de la géométrie de la micro-grille sont les suivantes :

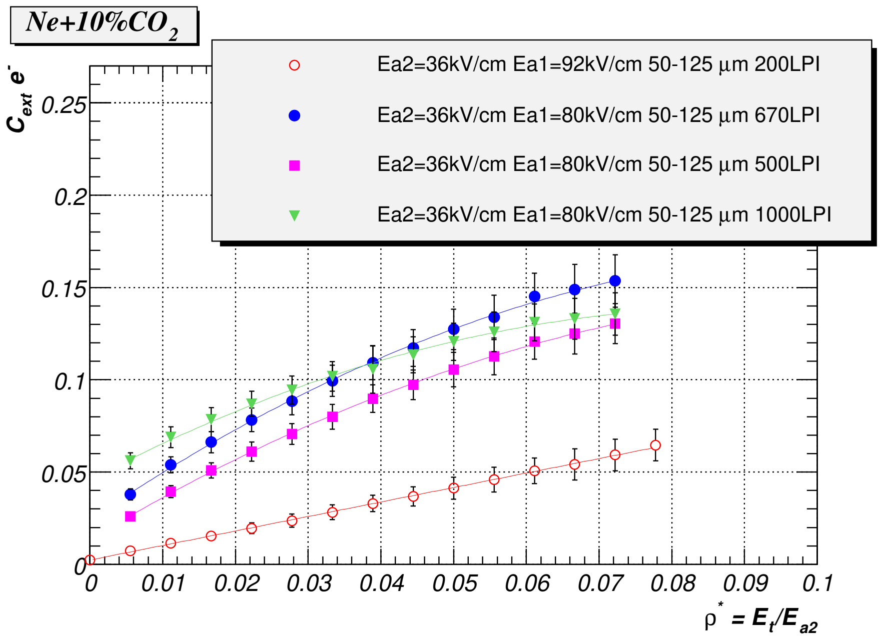


FIG. 2.13 – *Coefficient d'extraction mesuré avec le prototype PIM 3 en configuration 50-125 µm pour diverses grilles en fonction de rapport de champ* ($\frac{E_t}{E_{A2}}$).

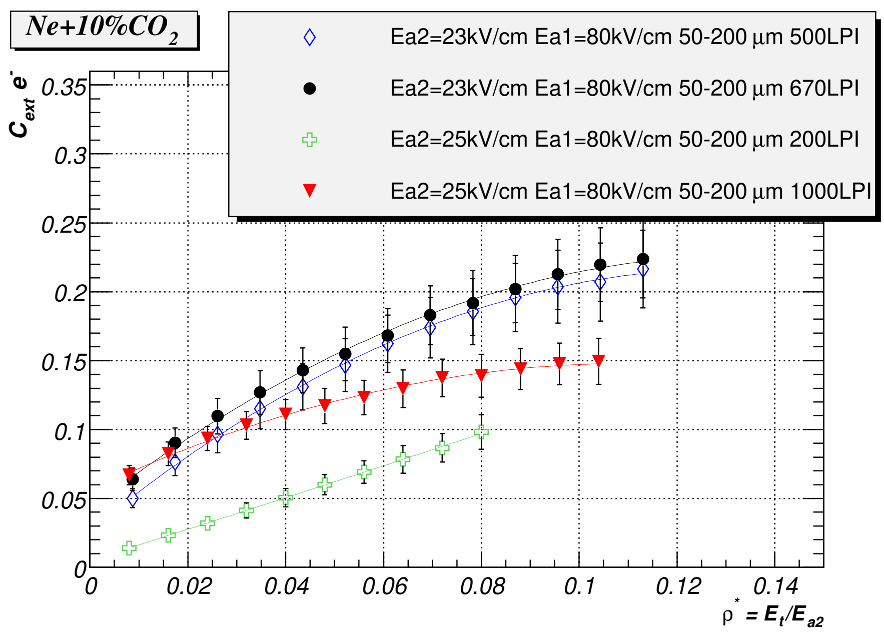


FIG. 2.14 – *Les mêmes mesures réalisées avec cette fois-ci une configuration géométrique du détecteur PIM 3 : 50-200 µm.*

- Pour les deux gaps testés, on constate que la grille 200 LPI est particulièrement défavorable à une bonne extraction.
- Pour tous les tests réalisés avec le mélange gazeux Ne+10%CO_2, le coefficient d'extraction le plus élevé a été obtenu pour la géométrie 670 LPI.
- Quel que soit le type de grille, des valeurs du coefficient d'extraction plus élevées sont obtenues avec la hauteur de l'espace d'amplification la plus élevée, soit 200 μm.
- Mis à part pour la grille 1000 LPI, ce coefficient augmente lorsque le pas de la grille diminue. Les résultats concernant la grille 1000 LPI montrent qu'il existe un optimum situé entre 500 et 1000 LPI pour le mélange gazeux ici considéré.

Coefficient d'extraction en fonction du mélange gazeux

Des mesures du coefficient d'extraction en fonction de différents mélanges gazeux ont également été effectuées avec le prototype PIM 3 en configuration 50-125 μm. Les résultats sont représentés sur la figure 2.15. Tout comme pour les mesures de transparence électronique, une dépendance avec la nature et la proportion du gaz "quencheur" est observée. Cependant, dans les cas de l'extraction, cette corrélation est plus importante, suggérant une dépendance avec les caractéristiques de l'avalanche (taille, libre parcours moyen des photons) à ajouter au processus de diffusion. Par exemple, le coefficient d'extraction mesuré avec le CF_4 est deux fois plus élevée qu'avec l'utilisation de l'isobutane. Une augmentation systématique du coefficient d'extraction est également observée lorsque la proportion de quencheur diminue.

Coefficient d'extraction en fonction de l'épaisseur de l'étage d'amplification

La figure 2.16 présente une compilation des résultats obtenus pour la grille la plus intéressante en terme d'extraction (i.e. 670 LPI) pour trois gaps d'amplification (125, 200 et 220 μm). Ces résultats montrent qu'il est préférable d'avoir un large gap d'amplification A2. En effet, pour un rapport de champ donné, l'extraction est plus favorable pour 220 μm que pour 200 μm et 125 μm. De plus, lorsqu'un gap important est utilisé, il est possible de travailler avec un rapport de champ plus élevé et donc d'avoir une extraction plus importante tout en minimisant la valeur du champ d'amplification. Ceci est particulièrement intéressant dans le cadre de la problématique des décharges et sera détaillé au prochain chapitre.

Coefficient d'extraction en fonction du champ d'amplification E_{amp}

L'ensemble des mesures qui ont été présentées dans ce chapitre ont été réalisées en faisant varier le champ de transfert (E_t). Cependant, l'étude systématique menée avec différents

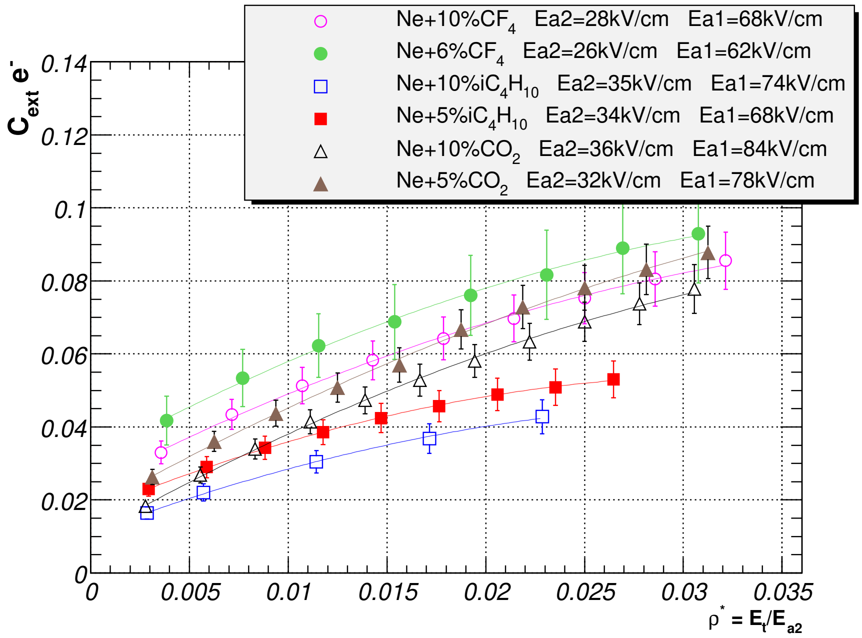


FIG. 2.15 – *Coefficient d'extraction pour différents mélanges gazeux à base de néon présenté selon le rapport de champ ($\frac{E_t}{E_{A2}}$). Ces mesures ont été réalisées avec la configuration 50-125 µm et des micro-grilles 500 LPI.*

mélanges gazeux et plusieurs hauteurs du gap d'amplification ne nous a pas permis de travailler avec le même champ d'amplification. Nous avons donc été amenés à comparer des résultats pour lesquels nous avions deux paramètres qui variaient simultanément (E_t et E_{A2}). Afin de lever toute ambiguïté possible, il est alors important de quantifier la dépendance du coefficient d'extraction en fonction du champ d'amplification. Pour cela, nous avons mesuré l'extraction en faisant varier le champ E_{A2} pour plusieurs valeurs du champ de transfert. Puis, nous avons comparé ces résultats à ceux obtenus avec la première méthode (i.e. E_t varie). Ceci est représenté sur la figure 2.17. Un très bon accord ($\leq 1\%$) entre les mesures issues des deux différentes méthodes est constaté. Cette observation indique que le coefficient d'extraction dépend principalement du rapport de champ.

Ces mesures ont été effectuées à l'aide du prototype PIM 2 qui ne possède qu'un seul étage d'amplification surélevé (i.e. pas de gap d'amplification au contact de l'anode), suivi d'un étage de transfert appelé dans ce cas espace d'induction. Cette structure est alors l'équivalent d'un détecteur simple GEM. Notons que les résultats sont compatibles avec les mesures réalisées avec le détecteur PIM 3, ce qui montrent que les mesures sont reproductibles.

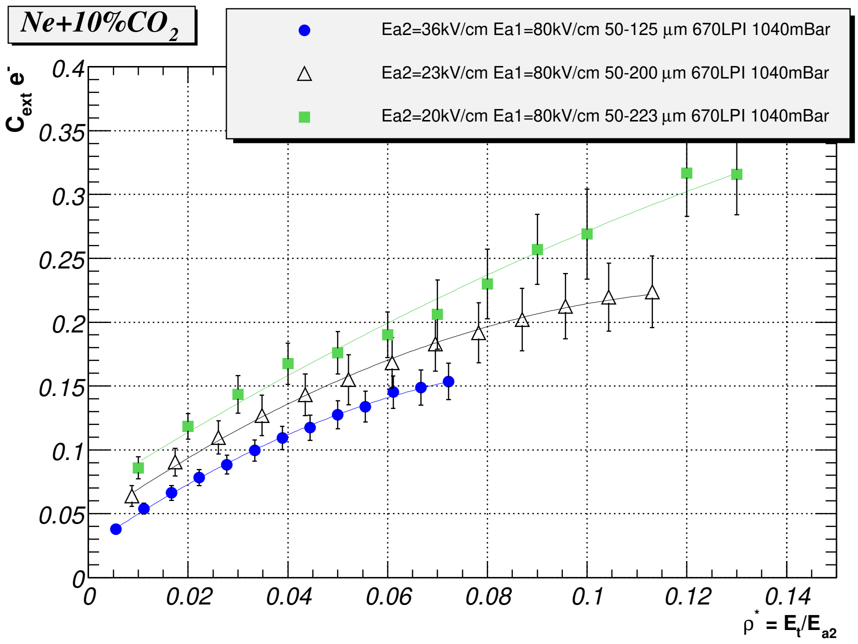


FIG. 2.16 – *Coefficient d'extraction mesuré pour une grille 670 LPI pour trois gaps d'amplification (125, 200 et 220 μm).*

2.3.4 Interprétation des résultats

Les mécanismes mis en jeu lors de la transmission des électrons (T_{e^-} et C_{ext}) à travers une micro-grille sont nombreux et diffèrent suivant que l'on se situe à l'entrée ou à la sortie d'un étage d'amplification. Cependant, dans les deux cas, nous avons vu que la transparence est fortement liée au rapport de champ présent de part et d'autre de l'électrode ainsi qu'à la géométrie de cette dernière. Ces deux paramètres déterminent les caractéristiques de la distorsion des lignes de champ (en forme "d'entonnoir"). De part la faible épaisseur de l'électrode, la zone de transition des lignes de champ au voisinage d'une micro-grille est petite (quelques dizaines de μm). Par conséquent, la contribution liée à la diffusion que subissent les électrons en parcourant cette zone est faible. Cependant, elle n'est pas négligeable comme l'ont montré les mesures de transparence électronique en fonction de différents mélanges gazeux.

Dans le passé, des mesures d'extraction ont été réalisées avec des grilles tissées constituées de fils de 50 μm d'épaisseur [B+79]. Les résultats obtenus ont montré que la proportion d'électrons passant d'un fort champ vers un faible champ électrique peut être décrit, au premier ordre, par le rapport de champ. Or, les mesures présentées ici ont révélé des valeurs systématiquement plus élevées que ce modèle simple pour la plupart des grilles testées. Ceci suggère que des phénomènes plus complexes sont mis en jeu et apportent une contribution non négligeable à l'extraction des électrons. Par ailleurs, nous avons également mis en évidence qu'il existe un optimum en fonction de la géométrie de la

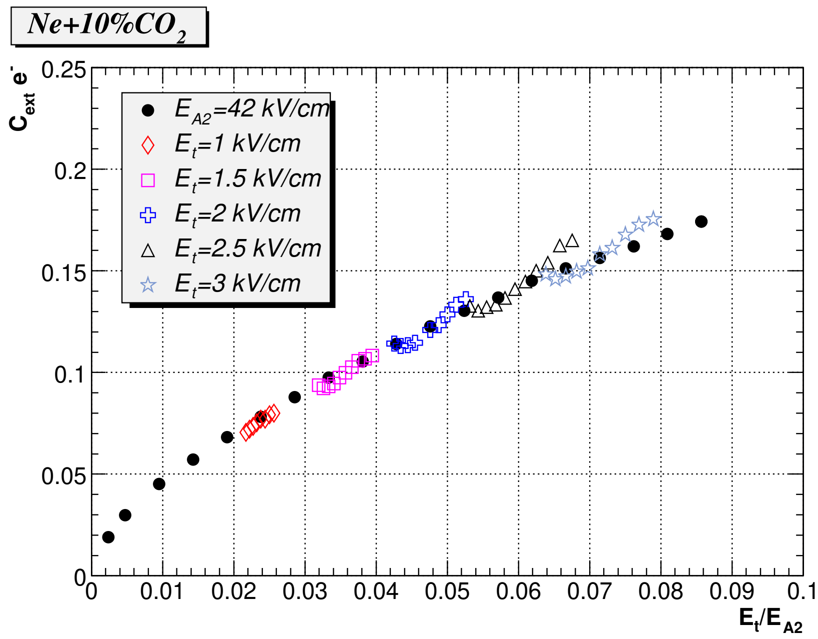


FIG. 2.17 – *Comparaison des différentes méthodes pour mesurer le coefficient d'extraction : en faisant varier E_t (ronds noirs) et en faisant varier E_{A2} (autres points). Ces mesures ont été obtenues avec le prototype PIM 2.*

grille ainsi qu'une forte dépendance en fonction du quencheur utilisé. Ces observations tendent à démontrer que l'efficacité d'extraction est sensible à la manière dont se forme l'avalanche. Par exemple, il est probable que l'extraction soit fonction du rapport entre la taille de l'avalanche et le pas de la micro-grille. De plus, lorsqu'une avalanche électronique se produit, de nombreux photons sont libérés isotropiquement par excitation d'un atome de gaz rare qui peuvent avoir une énergie suffisante pour photo-ioniser les atomes du quencheur (l'effet "Penning"). Ce mécanisme, combiné à la faible épaisseur de la grille et une bonne efficacité de photo-ionisation du quencheur, est susceptible d'être à l'origine de la création de nombreux électrons légèrement en-dessous de la micro-grille, dans une région où les lignes de champ se dirigent vers l'électrode inférieure. Il pourrait ainsi expliquer les différences observées sur la figure 2.15 entre les différents mélanges gazeux testés.

Conclusion

L'étude systématique, précédemment présentée, nous montre que la transmission des électrons à travers une micro-grille dépend fortement du rapport de champ électriques. Cependant, dans le cas d'une transition d'un fort champ vers un faible champ électrique, où le rapport de champ est très faible (typiquement $< 0,12$), nous avons montré que l'extraction électronique est suffisamment importante pour permettre une pré-amplification des charges relativement efficace. Nous avons également mis en évidence que cette quantité dépend de très nombreux paramètres (mélange gazeux, pas de la micro-grille, géométrie de l'étage de pré-amplification, ...). A l'issue des nombreuses configurations que nous avons testées, nous pouvons extraire les quelques règles suivantes permettant ainsi l'obtention d'une valeur élevée du coefficient d'extraction :

- il faut, dans un premier temps, optimiser le rapport de champ ($\frac{E_T}{E_{A2}}$). Pour cela, l'utilisation d'un large gap de pré-amplification assurant une bonne multiplication avec un champ électrique d'amplification (E_{A2}) réduit est préférable. Un gap compris entre 200 et 250 μm semble être un bon choix. Dans cette même optique, un champ électrique (E_T) important appliqué dans l'étage de transfert est également avantageux (Cf. section 2.4.4).
- L'utilisation de micro-grilles possédant une faible épaisseur (et par conséquent une zone de transition de champs réduite) sont également à privilégier, comme le confirment les résultats obtenus avec une structure PIM et des grilles tissées "épaisses" [Sam].
- Il est également nécessaire d'adapter le pas de la micro-grille à la sortie de l'étage de pré-amplification (μ-grille 2 sur le schéma 2.1) en fonction du mélange gazeux utilisé. Les nombreuses séries de mesures obtenues au cours de cette thèse avec le mélange gazeux Ne+10%CO_2 ont montré de façon systématique une extraction sensiblement plus efficace avec une grille 670 LPI comparée à une de 500 LPI. L'utilisation d'une telle micro-grille (i.e. 670 LPI) semble constituer le meilleur des choix pour ce gaz.

2.4 Résultats des mesures de gain obtenues avec le prototype PIM3

Nous présentons dans cette section une série de mesures de gain effectuées à l'aide d'une source de ^{55}Fe pour un détecteur PIM à deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert de 3 mm, dans le but de connaître sa réponse en fonction des tensions de polarisation appliquées à chaque électrode. Cette étude a été réalisée avec le prototype PIM3 possédant une anode pleine dont la surface est de 5x5 cm^2 sur laquelle était connecté un pré-amplificateur de charge de type ORTEC 142IH. De nombreuses géométries du détecteur ont ainsi été testées avec un mélange de Ne+10%CO_2 opérant à pression atmosphérique. Des résultats obtenus avec d'autres mélanges gazeux à base de néon seront également présentés.

2.4.1 Configuration 125-125 μm (500 LPI)

La figure 2.18 présente le gain total du détecteur en fonction du champ électrique d'amplification E_{A1} pour une configuration géométrique symétrique comportant deux étages

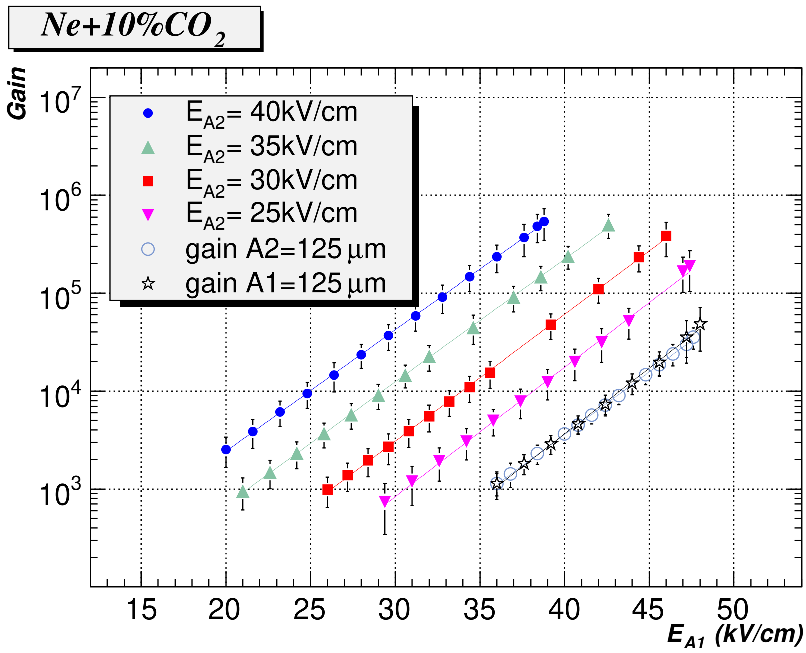


FIG. 2.18 – *Gain du détecteur PIM3 en fonction du champ d'amplification E_{A1} pour le mélange Ne+10%CO_2. Le gain dans l'étage d'amplification A1 correspond à un champ dans l'étage de pré-amplification (E_{A2}) nul, tandis que le gain A2 (étage de pré-amplification) a été obtenu en fonction du champ E_{A2} pour un champ E_{A1} égal à zéro.*

d'amplification de mêmes épaisseurs (i.e. 125 μm). Les gains présents dans chaque étage d'amplification (A1 et A2) ont également été mesurés et y sont représentés. Les électrodes utilisées étaient toutes des micro-grilles de type 500 LPI et des champs de conversion et de transfert étaient fixés à 1kV/cm. Pour cette série de mesures, on constate que :

- le gain dans chaque étage d'amplification A1 et A2 est identique et qu'il varie exponentiellement avec le champ électrique d'amplification.
- le gain maximal ($G = 5.10^4$), avant l'apparition de décharges, est atteint pour un champ électrique de $E_{amp} = 48kV/cm$. Cette valeur critique a par ailleurs été observée pour les deux étages d'amplification indépendamment l'un de l'autre.
- le gain total du détecteur à deux étages d'amplification qui puisse être atteint avant l'apparition de décharges est plus élevé que dans le cas d'un étage d'amplification seul. Ce maximum vaut 6.10^5 et correspond à environ 10^8 paires électron-ion dans l'étage au contact de l'anode. Cette valeur est compatible avec la limite phéménologique de Raether.
- lorsque l'on augmente le champ de pré-amplification E_{A2}, le gain total du détecteur augmente proportionnellement.

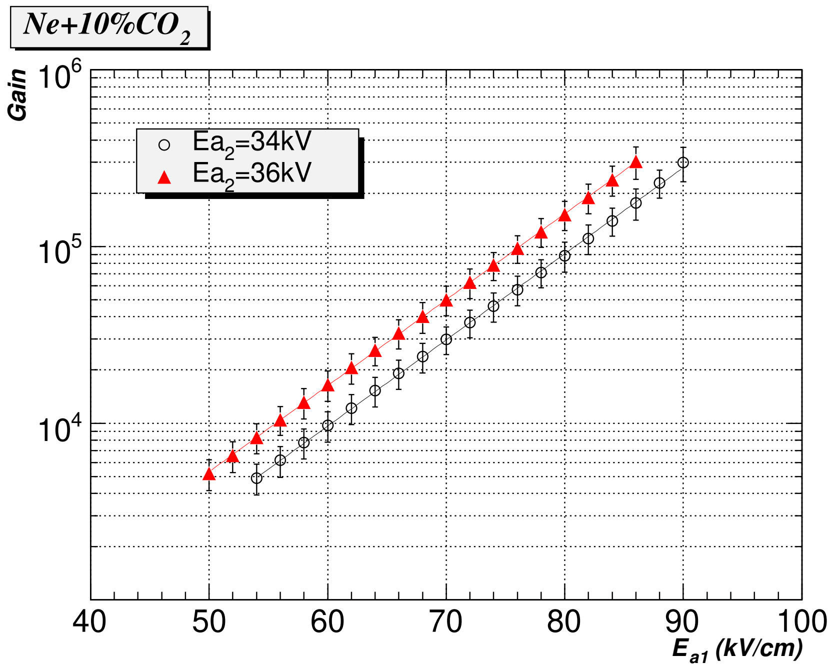


FIG. 2.19 – *Gain mesuré pour la configuration 50-125 μm opérant avec un mélange gazeux Ne+10%CO_2 en fonction du champ électrique E_{A1}.*

2.4.2 Configuration 50-125 μm (500 LPI)

Les mesures présentées dans ce paragraphe ont été réalisées avec le prototype PIM3 comportant un étage d'amplification de 50 μm au contact de l'anode, défini par une grille de type CERN-μ*grille*-50c (Cf. Tab.2.2), et un étage de pré-amplification constitué de deux grilles 500 LPI et d'un espaceur en kapton d'une épaisseur égale à 125 μm.

Mélange gazeux : Ne+10%CO_2

Le gain mesuré avec un mélange gazeux Ne+10%CO_2, pour la configuration géométrique précédemment décrite, est présenté sur la figure 2.19 en fonction de deux champs de pré-amplification égal à 34 et 36 kV/cm correspondant, respectivement, à un gain d'environ 600 et 1100 dans cet étage. Nous constatons que le gain total du détecteur varie exponentiellement avec le champ E_{A1} et que le gain maximal, dans ces conditions, vaut 3.10^5.

Mélange gazeux : Ne+10%CF_4

La figure 2.20 présente les résultats pour un mélange gazeux de Ne+10%CF_4 et est comparé au gain mesuré avec du Ne+10%$CO2$:

– le gain varie exponentiellement pour des champs E_{A1} inférieurs à $76kV/cm$. Au delà de

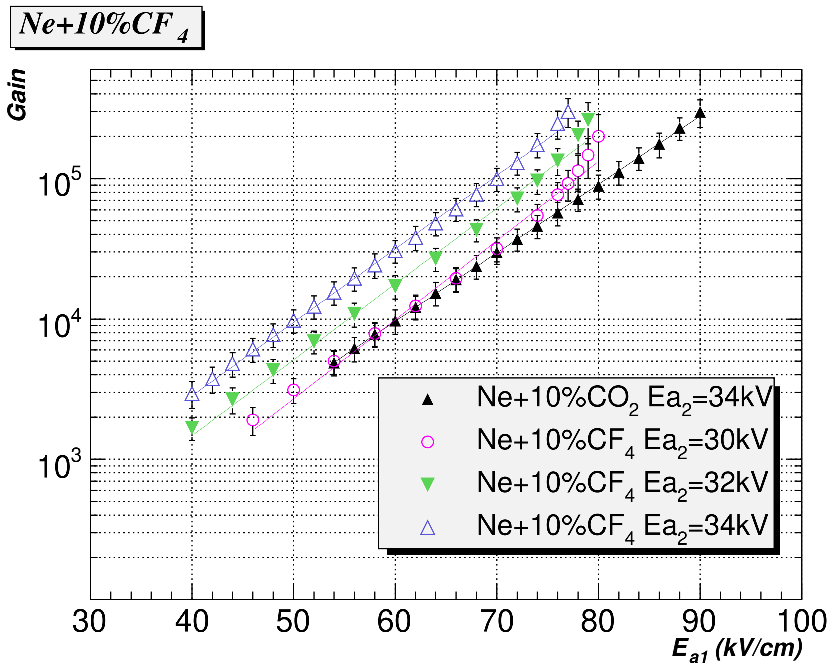


FIG. 2.20 – *Gain de la même configuration avec un mélange gazeux Ne+10%CF_4 en fonction du champ électrique E_{A1}, pour diverses valeurs du champ électrique appliqué dans l'étage de pré-amplification (E_{A2}).*

cette valeur, le gain subit une brusque augmentation sans observation de décharge. Le processus d'avalanche apparaît donc comme instable. Ceci est caractéristique du CF_4 pour lequel de nombreux processus secondaires ont lieu.

– un gain maximal de 3.10^5 est observé pour les deux types de mélanges gazeux.
– la pente des courbes de gain établi avec du CF_4 est légèrement différente comparée à celle correspondant au mélange utilisant le CO_2 comme quencheur.
– pour des champs d'amplification identiques, le gain est systématiquement plus élevé dans le cas du CF_4.

Mélange gazeux : Ne+10%CH_4

Nous avons également mesuré le gain de cette configuration avec un mélange Ne+10%CH_4. La série de données correspondante est présentée sur la figure 2.21. On constate que, pour les mêmes polarisations, le gain est inférieur comparé au gain mesuré avec le mélange Ne+10%CO_2. De plus, des décharges apparaissent pour des valeurs du champ d'amplification plus petites avec le méthane.

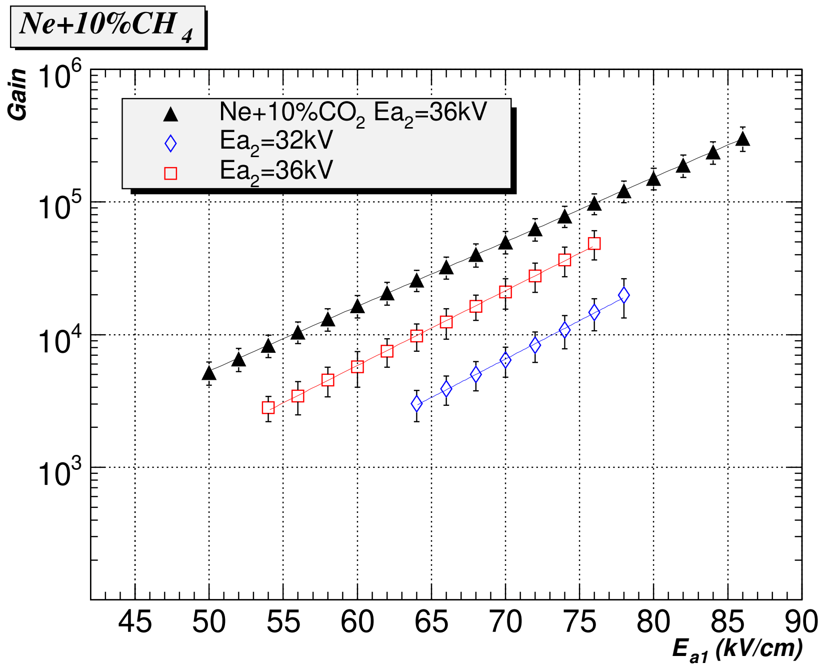


FIG. 2.21 – *Gain en fonction du champ électrique E_{A1} pour la configuration 50-125 µm et un mélange Ne+10%CH_4.*

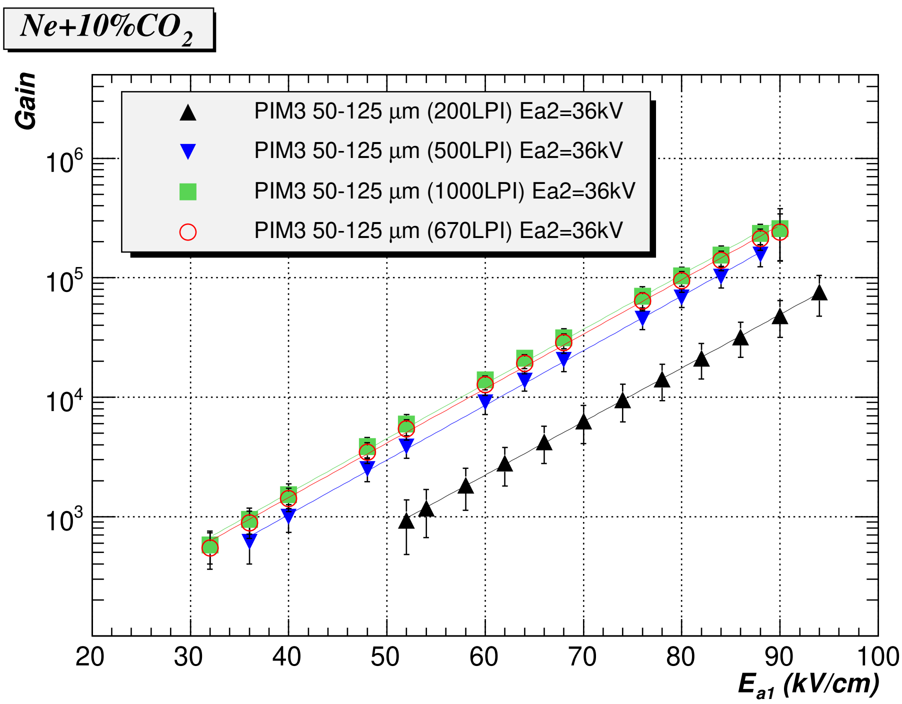


FIG. 2.22 – *Gain mesuré pour différentes géométries de la micro-grille 2 avec la configuration 50-125 µm.*

2.4.3 Gain en fonction de la géométrie de la micro-grille 2

La figure 2.22 présente les résultats de mesures de gain effectuées avec la configuration précédemment décrite (50-125 μm) pour quatre géométries de grille utilisées comme électrode inférieure de l'étage de pré-amplification (μ-grille 2). La pression du mélange gazeux utilisé pour cette étude comparative (Ne+10%CO_2) était ajustée automatiquement à la pression de consigne de 1040 mbar. Le champ d'amplification dans l'étage A2 était fixé à 36 kV/cm et le champ de transfert à 1 kV/cm, soit un rapport de champ 0,0278. Ces courbes mettent en évidence le rôle de l'efficacité d'extraction à la sortie de l'étage de pré-amplification. En effet, en changeant la géométrie de la grille, il est possible d'augmenter le gain effectif de pré-amplification de façon significative et donc le gain total du détecteur. Par exemple, pour une grille de 200 LPI, le gain maximal est de 8.10^4, tandis qu'il est proche de 2.10^5 et de 3.10^5 dans les cas des grilles 500 LPI et 670 LPI, respectivement. Pour le mélange gazeux et le rapport de champ considéré, ici, des gains plus importants sont observés pour les grilles 670 LPI et 1000 LPI en comparaison des autres types d'électrodes.

Les mesures de gain ainsi que l'étude systématique menée pour l'extraction électronique indiquent que le gain effectif de l'étage de pré-amplification peut être optimisé en utilisant une grille de type 670 LPI dans le cas du mélange gazeux Ne+10%CO_2.

Nous allons présenter, dans la suite de ce chapitre, les résultats obtenus avec diverses configurations géométriques comportant une telle grille à la sortie de l'étage d'amplification A2.

2.4.4 Configurations 50-220 μm et 50-125 μm (670 LPI)

Le gain mesuré pour une configuration géométrique très asymétrique, possédant un étage d'amplification de 50 μm au contact de l'anode et d'un étage de pré-amplification dont la hauteur était maintenue par un espaceur en kapton de 220 μm d'épaisseur, est présenté sur la figure 2.23. Le gain mesuré dans chaque étage d'amplification y est également représenté.

Des mesures réalisées dans des conditions similaires sont présentées sur la figure 2.24 pour un étage de pré-amplification d'une hauteur de 125 μm pour les deux configurations, les résultats montrent que :

- le gain total du détecteur varie exponentiellement avec le champ électrique E_{A1}.
- la pente correspondant au gain total est caractérisée par l'étage d'amplification au contact de l'anode.
- le gain maximal observé avant l'apparition de décharges dans l'un des étages d'amplification est égal à 3.10^5.

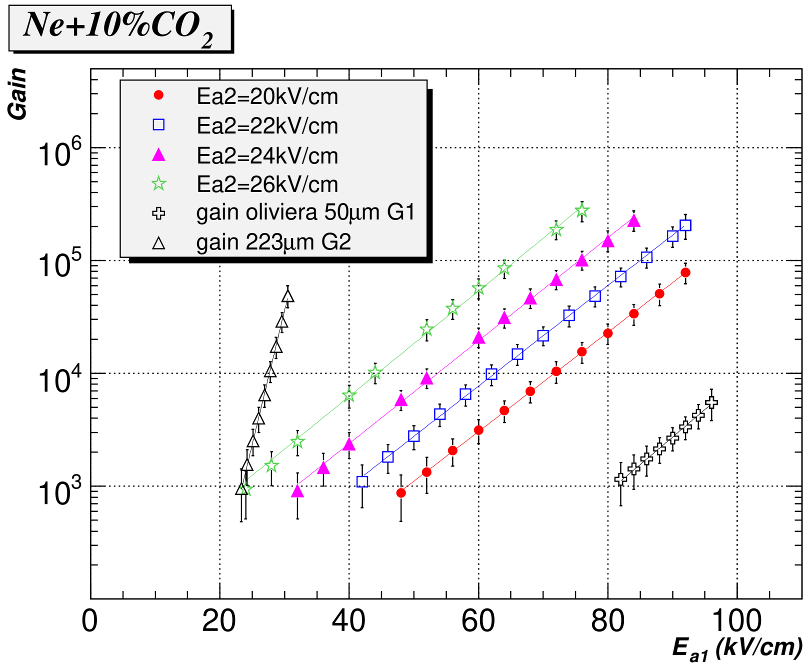


FIG. 2.23 – *Série de mesures de gain obtenue avec une configuration 50-220 µm pour différentes polarisations des grilles constituant les espaces d'amplification. La pression du gaz était maintenue constante à une valeur de 1040 mbar.*

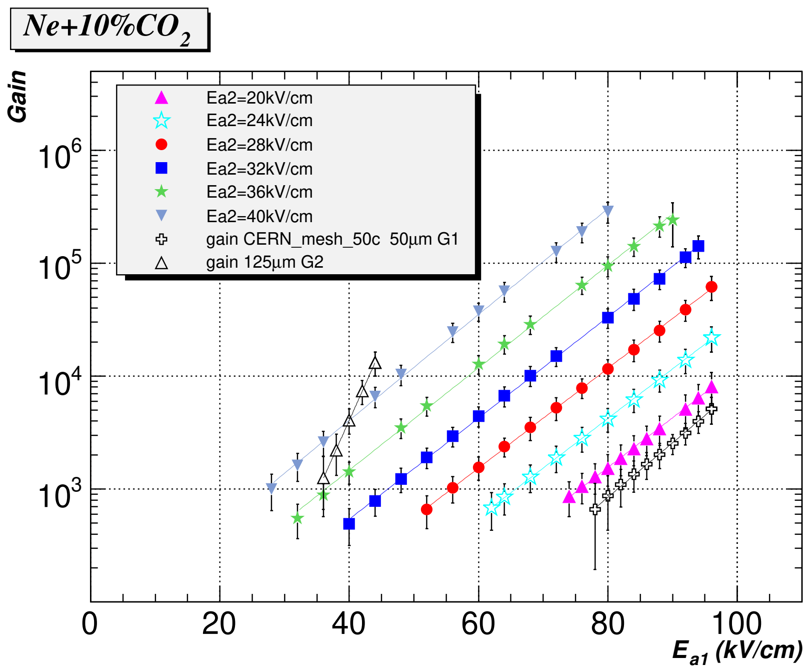


FIG. 2.24 – *Gain mesuré pour une configuration 50-125 µm avec une grille 670 LPI.*

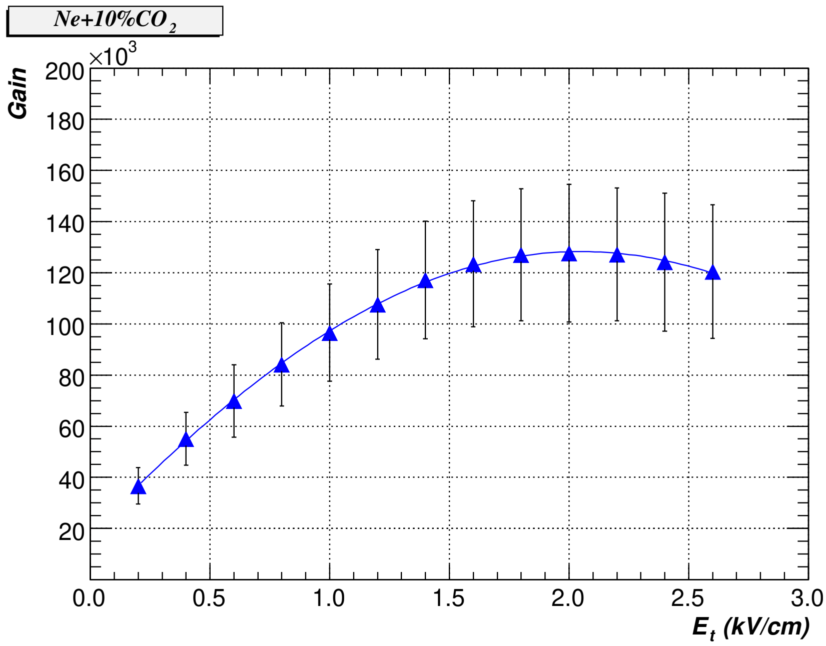


FIG. 2.25 – *Gain en fonction du champ de transfert (E_T) mesuré avec la configuration 50-125 μm (670LPI). Le champ E_{A2} était fixé à $36kV/cm$ et le champ E_{A1} à $80kV/cm$ pour cette série de mesure.*

Gain en fonction du champ de transfert (E_t)

Nous avons également regardé la réponse en gain du détecteur en fonction du champ électrique appliqué dans l'étage de transfert. Les résultats obtenus avec la configuration 50-125 μm et une grille 670 LPI sont présentés sur la figure 2.25 pour des valeurs du champ électrique d'amplification égales à 36 kV/cm et 80 kV/cm, respectivement. Le gain total du détecteur augmente de manière quasiment linéaire lorsque le champ de transfert augmente jusqu'à $1,3$ kV/cm. Au delà de cette valeur, on constate un optimum proche de 2 kV/cm pour lequel le gain devient maximal. Cette observation est relativement simple à comprendre et est liée au produit entre le coefficient d'extraction ($C_{ext}(A2 \rightarrow T)$) et la transparence électronique de la grille au contact de l'anode ($T_{e^-}(T \rightarrow A1)$). En effet, lorsque le champ de transfert est plus petit que $1,3$ kV/cm, le rapport de champ associé au voisinage de la micro-grille 1 est supérieur à 60 et la grille est alors complètement transparente. L'augmentation du gain observé est due à l'augmentation du coefficient d'extraction avec le rapport de champ ($\frac{E_T}{36}$). Tandis que pour un champ de transfert plus élevé, la transmission à travers la micro-grille au contact de l'anode n'est plus complète.

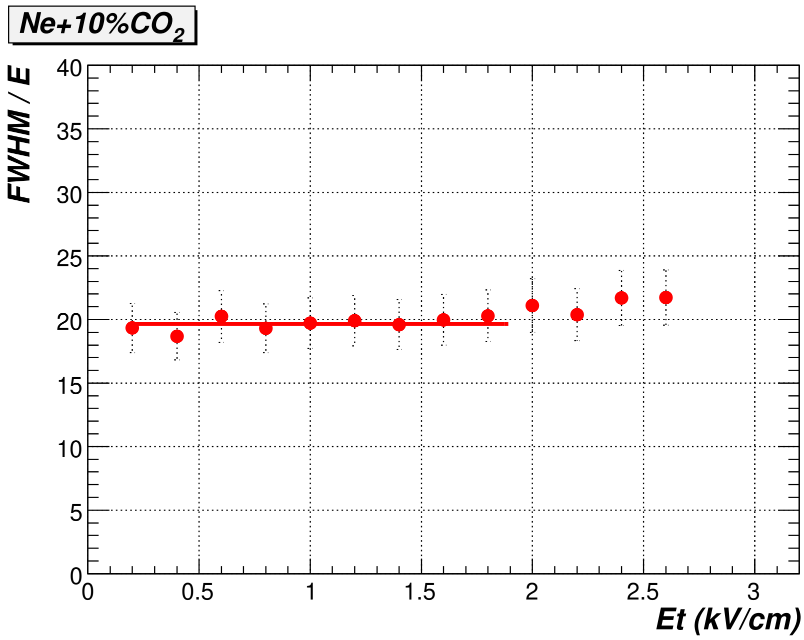


FIG. 2.26 – *Résolution en énergie en fonction du champ de transfert pour la configuration 50-125 μm (670 LPI).*

Résolution en énergie en fonction du champ de transfert (E_t)

Nous présentons sur la figure 2.26 la résolution en énergie extraite des mesures de gain précédemment commentées. Une résolution en énergie très bonne ($\simeq$ 20% FWHM @ 5.9 keV) est observée avec le mélange gazeux à base de néon ici testé. Cette valeur est très proche de la résolution en énergie obtenue avec le détecteur MICROMEGAS avec le même gaz et présentée au chapitre 1. En outre, les résultats montrent une très légère dégradation de cette résolution en énergie lorsque le champ électrique de transfert devient supérieur à 2 kV/cm.

2.5 Conclusion sur les mesures de caractérisation de la structure PIM

L'utilisation d'espaceur en kapton, usiné au laser, placé entre deux micro-grilles à la façon d'un "sandwich" confère au détecteur à micro-structure multi-étagé PIM une grande modularité. Cette particularité nous a permis de mener une étude systématique de caractérisation pour un grand nombre de configurations géométriques d'une structure PIM à deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert. Aussi, l'influence de nombreux paramètres (E_c, E_{A2}, E_T, E_{A1}, géométries des micro-grilles, du mélange gazeux et des gaps d'amplification utilisés) sur le gain total du détecteur ainsi que sur la transmission électronique à travers une micro-grille a été investiguée.

Les résultats associés, bénéficiant d'une excellente reproductibilité, ont montré que cette technique est très robuste. En outre, des gains très élevés (jusqu'à 4.10^5) ont été mesurés avec un détecteur PIM opérant avec le mélange gazeux Ne+10%CO_2 à pression atmosphérique.

Cette étude nous a également permis d'optimiser la géométrie du détecteur pour avoir des gains élevés tout en minimisant le gain dans chaque étage d'amplification. Ceci est rendu possible par une transmission relativement élevée des électrons à travers la micro-grille. La configuration géométrique que nous avons testée la plus profitable dans ce domaine est la configuration comportant un étage d'amplification de 50 μm au contact de l'anode et un étage de pré-amplification de 220 μm et une grille de 670 LPI à la sortie de ce dernier. Cette configuration a notamment permis d'atteindre une valeur du coefficient d'extraction compris entre 20 et 25 % dans les conditions d'utilisation du détecteur.

Chapitre 3

Développement d'un détecteur de position (1D) à structure PIM

Précédemment, nous avons montré qu'en optimisant la géométrie du détecteur à micro-structure PIM possédant deux étages d'amplification, il est possible d'atteindre des gains élevés tout en conservant des gains locaux modérés. Ceci est particulièrement intéressant pour réduire la probabilité de décharge dans un environnement à forte composante hadronique comme nous le verrons au chapitre suivant. Mais avant, étant donné que nous réalisons cette étude dans le cadre de la trajectographie de particules de haute énergie, il nous faut donc caractériser les performances (efficacité de détection, la résolution spatiale ainsi que la zone morte engendrée par les espaceurs) du détecteur PIM pour ce type d'application.

C'est pourquoi, nous allons présenter dans ce chapitre les résultats de la caractérisation d'un dispositif de trajectographie à une dimension basé sur une structure PIM asymétrique. En particulier, nous souhaitons caractériser un détecteur capable de fonctionner sous un haut flux de hadrons. C'est pourquoi, nous avons choisit la configuration 50-125 μm qui a démontré un très bon comportement , lors d'une campagne de tests faisceau antérieure, dans de telles conditions (Cf. chapitre 4).

Après avoir décrit le prototype que nous avons spécialement développé pour cette étude, nous présenterons l'électronique d'acquisition utilisée. Puis, nous aborderons les résultats obtenus avec une source de ^{55}Fe, des rayons cosmiques et un faisceau de hadrons de 150 GeV.

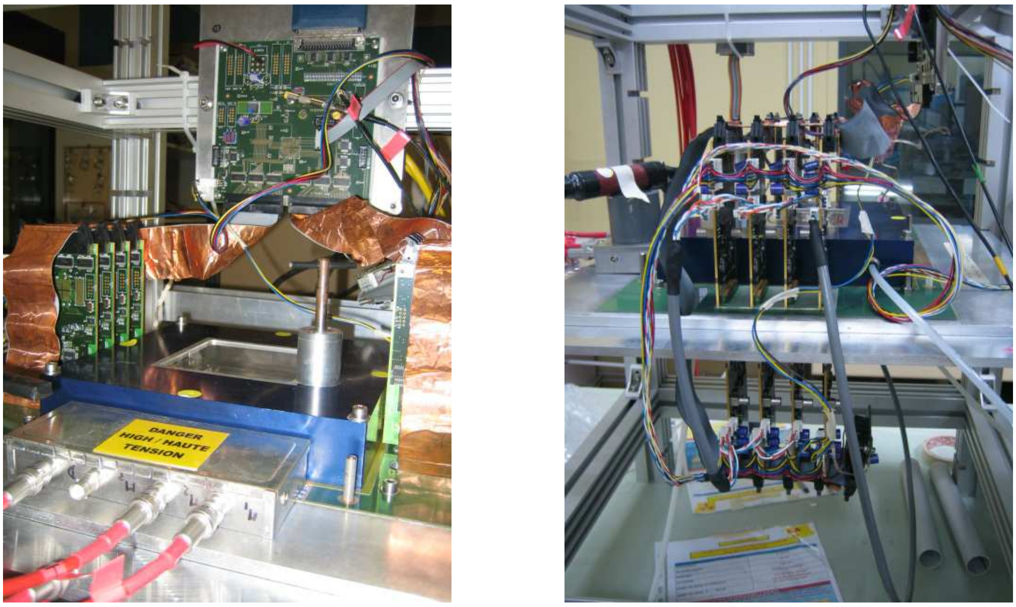


FIG. 3.1 – *Photographies du prototype 1D (doublet PIM_Track / Track_PIM) en position horizontale pour le test avec des cosmiques.*

3.1 Description du prototype

Afin d'étudier les performances d'un dispositif de trajectographie à structure PIM, nous avons réalisé un doublet de détecteurs (nommés PIM_Track / Track_PIM) placés dos à dos. Chacun des détecteurs possède une anode segmentée en 512 micropistes (soit 1024 voies électroniques au total) et une surface active de $10 \times 10\ cm^2$.

L'un des objectifs de ce dispositif étant la mesure de la résolution spatiale, les anodes sont orientées dans le même sens pour que les pistes soient parallèles. Des pions de centrage ont été prévus à la conception afin de s'assurer du bon alignement des pistes. De plus, nous avons cherché à minimiser la distance ainsi que la quantité de matière entre les deux anodes tout en assurant une bonne rigidité de l'ensemble. Pour ce faire, nous avons opté pour un nid d'abeille de 5 mm. Ceci permet de réduire au maximum l'angle de diffusion multiple (θ_0). En tenant compte de l'épaisseur du substrat constitué de FR4, soit 800 μm pour le doublet, et de l'épaisseur du nid d'abeille (5 mm), un calcul effectué sur la base de pions à 150 GeV/c nous donne un angle de diffusion proche de $5,4.10^{-6}$ radians soit une déviation inférieure au micron (0.31 μm). De cette manière, la résolution spatiale que nous nous attendons à avoir avec ce type de dispositif (à savoir quelques dizaines de microns) doit être mesurable directement sans la nécessité de prendre en considération l'erreur associée à l'angle de diffusion multiple.

La figure 3.1 présente le doublet de détecteurs équipé de son électronique d'acquisition.

3.2 L'électronique frontale

Les deux prototypes dédiés à la trajectographie à 1 dimension présentés précédemment étaient équipés d'une électronique frontale d'intégration de charge : le GASSIPLEX. Cet ASIC, développé au CERN [S+] initialement pour les chambres à fils, est couramment utilisé avec les détecteurs gazeux opérant dans des conditions de flux modéré. En effet, le GASSIPLEX possède une sortie multiplexée et donc un temps de lecture important qui fait qu'il n'est pas adapté pour de haut flux de particules incidentes. Cependant, cette électronique était disponible en quantité suffisante au laboratoire SUBATECH pour équiper l'ensemble des voies de nos prototypes. C'est la raison pour laquelle cette électronique fut utilisée pour ce travail de thèse.

3.2.1 Principe de fonctionnement du GASSIPLEX

Le circuit GASSIPLEX est une électronique frontale "bas bruit" possédant 16 voies analogiques et une sortie multiplexée. Chacune de ces voies est équipée d'un pré-amplificateur de charge (CSA pour *Charge Sensitive Amplifier*) et d'un amplificateur (SA pour *Shaper Amplifier*) permettant d'amplifier et de mettre en forme la charge induite sur les pistes.

Ce circuit n'étant pas auto-déclenché, il nécessite un signal externe de déclenchement afin de déterminer le passage de la particule incidente et de lancer l'acquisition. Ce signal de déclenchement est fourni par une électronique standard rapide que nous présenterons plus loin dans ce chapitre (Cf. section 3.4.1).

Le principe de fonctionnement du GASSIPLEX est détaillé sur le chronogramme 3.2. Lorsqu'un signal issu de l'électronique décisionnelle est envoyé au GASSIPLEX, celui-ci passe en mode "*HOLD*" et stocke les signaux physiques de chacune des voies dans des capacités. Peu après le début du signal "*HOLD*" (200 ns) un train d'horloge est envoyé par le séquenceur (CLK-SROUT) afin de numériser les valeurs des tensions de toutes les voies GASSIPLEX : c'est l'étape de multiplexage des voies. Une fois cette étape terminée, le GASSIPLEX passe en mode "*TRACK*" et un signal de mise à zéro (CLR-SROUT) est envoyé pour restaurer l'état initial des bascules. Le circuit est alors près pour acquérir de nouvelles données.

3.2.2 Caractéristiques du GASSIPLEX 0.7-3

Il existe plusieurs versions de ce circuit. Celle que nous avons utilisée est le GASSIPLEX V0.7-3 [Gas00] dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.1.

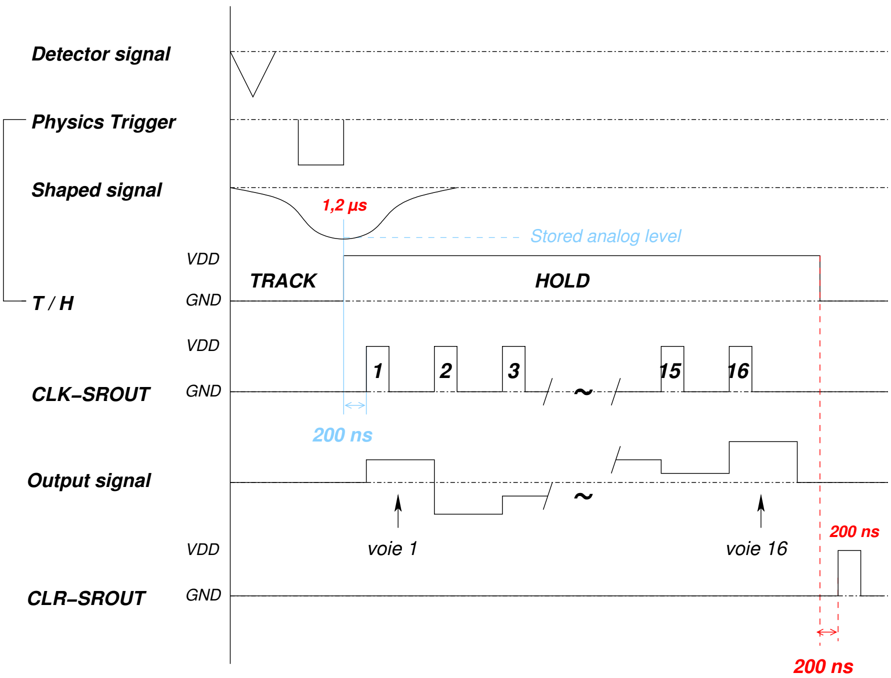


FIG. 3.2 – *Chronogramme associé au GASSIPLEX.*

Paramètres	Valeurs
Temps de "peaking"	1,2 μs
Ajustement du temps de "peaking"	1,1 à 1,3 μs
Bruit à 0 pF	530 e^- rms
Variation du bruit	$11,2\ e^-/pF$
Gamme dynamique (positive)	560 fC (0 à 2 V)
Gamme dynamique (négative)	300 fC (-1,1 à 0 V)
Gain	3,6 mV/fC
Dispersion de la linéarité	$\pm$2 fC
Retour à la ligne de base	$\pm$5% après 5 μs
Fréquence maximale de multiplexage	10 MHz à 50 pF
Puissance consommée	8 mW/canal

TAB. 3.1 – *Caractéristiques principales du circuit GASSIPLEX 0.7-3.*

Temps de *peaking* de l'amplificateur (SA)

Le signal sortant de l'amplificateur est de forme semi-gaussienne avec un retour inférieur à 1% de la ligne de base après 5 μs. Le temps correspondant au maximum du signal à la sortie du SA, appelé temps de *peaking* est de 1,2 μs pour cette version du GASSIPLEX. Étant donné que le temps de collection des charges dans les détecteurs à microstructure tel que PIM est inférieur à 100 ns, nous n'avons pas de déficit balistique avec cette électronique. La totalité des charges créées dans l'étage d'amplification est alors intégrée par le GASSIPLEX. Cependant, il faut noter que pour mesurer correctement cette charge, il est nécessaire que le moment d'arrivée du signal de déclenchement coïncide avec le maximum d'intégration (Cf. section 3.4.2).

Bruit

Le bruit intrinsèque d'une voie GASSIPLEX dépend fortement du temps de *peaking* ainsi que de la capacité de la piste à laquelle elle est connectée. Pour une capacité de 0 pF, le niveau de bruit de chaque voie GASSIPLEX est faible et vaut en moyenne 530 e^- (rms). Le bruit augmente avec une pente caractéristique de 11,2 e^- par pF supplémentaire. Pour une capacité de 3.5 pF correspondant à une piste de notre prototype de 10 cm de long (en regard d'une électrode distante de 50 μm), un bruit intrinsèque de 570 e^-(rms) est attendu. En réalité, de nombreuses contributions de bruit s'ajoutent à celle des GASSIPLEX liées à l'ensemble de la chaîne d'acquisition. Le bruit de l'ensemble de la chaîne électronique a été mesuré et sera présenté dans la section 3.3.3.

3.3 Description du dispositif d'acquisition

Le dispositif d'acquisition que nous avons utilisé a été entièrement développé par le service électronique du laboratoire SUBATECH. Son rôle premier est d'assurer la numérisation des signaux issus de la sortie analogique multiplexée des 64 GASSIPLEX (1024 voies électroniques) équipant notre dispositif expérimental. L'autre fonction essentielle de cette électronique de lecture est la "suppression de zéro" qui permet d'éliminer le transit et l'écriture sur disque de données correspondant à des événements fortuits liés au bruit de l'électronique.

Dans cette section, nous présenterons le système électronique que nous avons utilisé, son fonctionnement ainsi que ses principales caractéristiques.

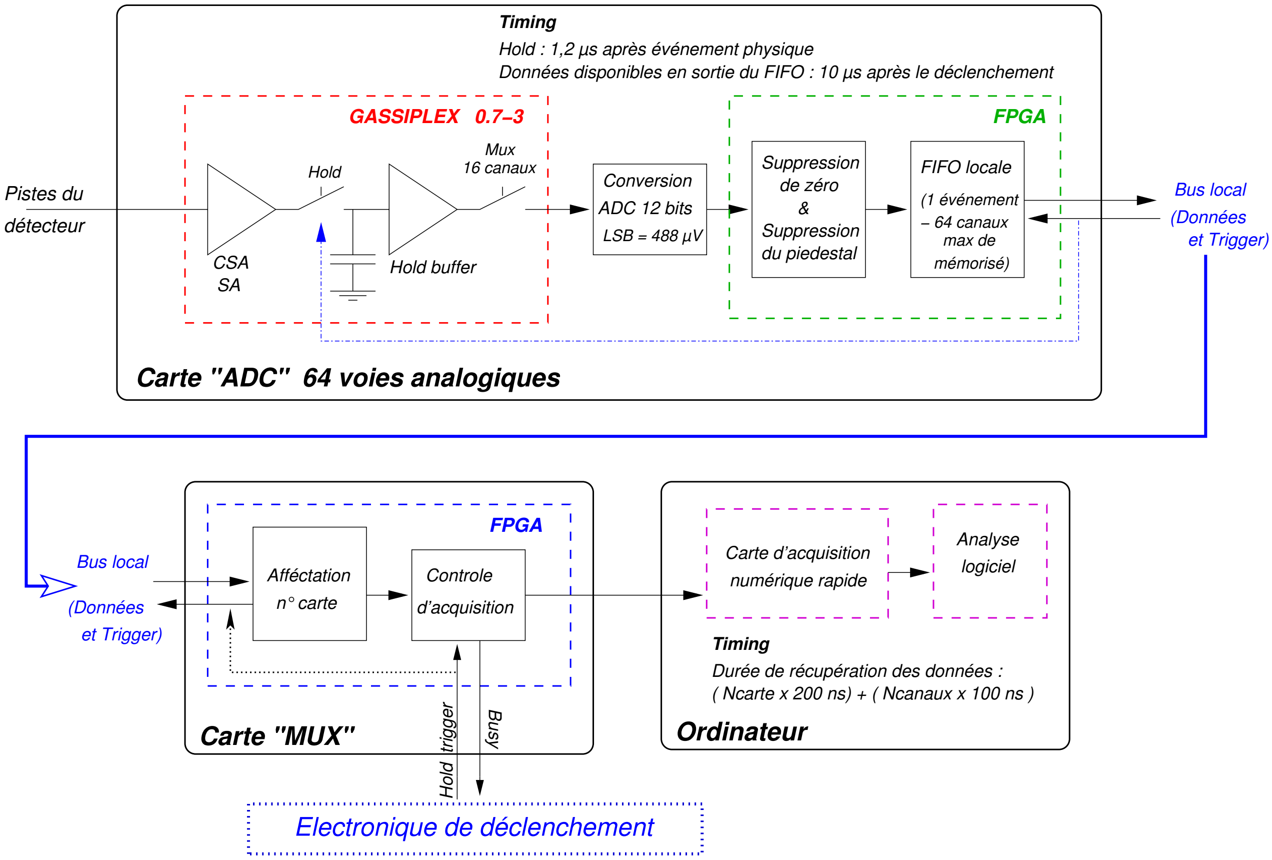


FIG. 3.3 – *Structure de la chaîne électronique d'acquisition.*

3.3.1 L'électronique d'acquisition

Notre chaîne électronique d'acquisition est constituée de 16 cartes ADC, chacune regroupant 4 circuits GASSIPLEX (soit un total de 64 voies par carte), et une carte "MUX". Le principe de fonctionnement de la chaîne électronique est schématisé sur la figure 3.3.

Carte ADC

Chaque carte ADC possède un convertisseur ADC 12 bits (soit 4096 canaux) qui assure la conversion des signaux associés aux 64 voies GASSIPLEX sur une gamme de 2 V. Chaque canal ADC représente donc 488 μV, soit environ 847 $e^{-}/canalADC$ (en tenant compte du gain du GASSIPLEX qui vaut 3,6 mV/fC).

Les données issues de cet ADC sont ensuite envoyées à un circuit programmable FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) qui a pour fonctions :

– de réaliser la soustraction des piédestaux[1] et la "suppression de zéro"[2] (Cf. section 3.3.3).

[1]cette étape permet de compenser l'offset dû au courant continu dans les circuits électroniques d'amplification du GASSIPLEX, la valeur de piédestal est soustraite pour chacune des voies.

[2]Un seuil est alors appliqué et les canaux avec signal inférieur à ce seuil sont supprimés.

– et de stocker les données dépassant le seuil dans une mémoire locale de type FIFO (*First In First Out*). Cette mémoire a été dimensionnée pour être capable de contenir les informations de chacune des 64 voies de la carte ADC.

Le format des données à la sortie d'une carte ADC est un mot de 18 bits contenant la charge ADC (bits 0 à 11) ainsi que le numéro de voie associé (bits 12 à 17). Une fois que le "HOLD" redescend, ces données contenues dans la mémoire locale (FIFO) sont lues par la carte MUX.

Carte "MUX"

Cette carte récupère les données des cartes ADC via deux bus locaux (1 bus côté droit et 1 un bus côté gauche) et vide les mémoires FIFO (lorsqu'elles sont pleines). Chaque bus local supporte 8 cartes ADC. Le circuit FPGA de la carte "MUX" assure les actions suivantes :

– l'affectation du numéro de la carte ADC qui envoie les données codées sur 4 bits supplémentaires (bits 18 à 22). Cette étape est aussi appelé "adressage".
– le contrôle d'acquisition avec la gestion du signal "*HOLD*" envoyé au GASSIPLEX si un signal issu de la chaîne électronique de déclenchement a été reçu. Il génère également un signal veto qui inhibe le système d'acquisition tant que le cycle de traitement des données n'est pas terminé. Il est possible d'ajouter un veto extérieur supérieur ou égal au temps d'intégration des GASSIPLEX (soit 20 μs) afin d'éviter tout empilement des signaux. Une fois la durée du veto écoulé, la carte "MUX" envoi un signal "*TRACK*" et le système est à nouveau prêt à faire de nouvelles acquisitions.

Les données sont ensuite transférées à un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition rapide afin d'être mémorisées et mises en forme pour être traitées par le code reconstruction.

3.3.2 Protection contre les décharges de l'électronique frontale

L'électronique frontale est très sensible aux décharges survenant occasionnellement dans l'étage d'amplification (Cf. chapitre 4). Afin de protéger les voies GASSIPLEX, les cartes ADC sont équipées de circuits SP720 (HARRIS) [HAR98] qui sont généralement utilisés pour la protection contre les décharges électrostatiques ("ESD" *ElectroStatic Discharge*) et les surtensions. Ce circuit permet la protection de 14 entrées distinctes. Son système de protection est basé sur deux couples SCR[3] / diode pour chaque voie. Le diagramme fonctionnel du SP720 est présenté sur la figure 3.4.

[3]SCR (Silicon Controlled Rectifier) ou thyristor est un composant semi-conducteur (P-N-P-N) qui ne conduit que si un courant minimal positif est atteint. Il est utilisé comme un interrupteur électronique commandé (ou diode commandée).

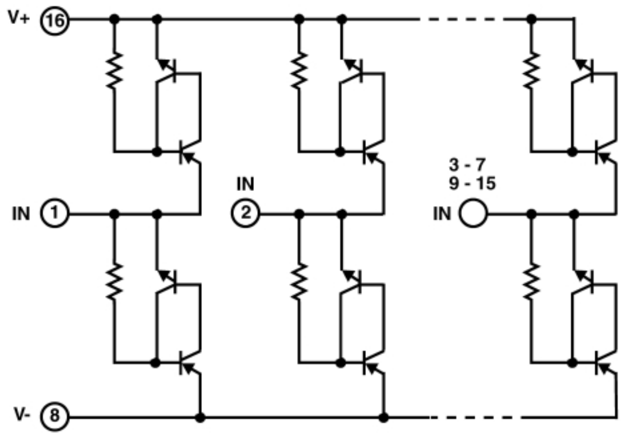


Fig. 3.4 – *Schéma fonctionnel du circuit (SP720) utilisé pour la protection contre les décharges des voies électroniques GASSIPLEX des cartes ADC.*

Notons que, grâce à ce dispositif de protection, aucune voie GASSIPLEX n'a été perdue ou n'a été constatée défectueuse au terme des nombreux tests réalisés au laboratoire ou sous faisceau. En outre, la réponse de chacune des voies s'est avérée très stable dans le temps.

3.3.3 Mesure des piédestaux et du bruit électronique

Pour estimer les valeurs des piédestaux et le bruit associé à chacune des voies, nous avons enregistré la charge mesurée à la sortie du convertisseur ADC. Ces mesures ont été réalisées en envoyant quelques milliers de signaux "*HOLD*" par l'intermédiaire d'un générateur à une cadence de 500 Hz.

La distribution de la charge ainsi mesurée pour l'une des voies électroniques est présentée sur la figure 3.5. Pour cet exemple, une valeur moyenne de 1088 canaux ADC et une dispersion de 1,38 canaux ADC, représentant respectivement le piédestal (offset) et le bruit, sont constatées. Le bruit associé à cette voie électronique vaut alors 1168 e^{-}rms. Cette valeur comparée au bruit attendu d'une voie GASSIPLEX équivalente à une piste de notre prototype (soit 570 e^{-} rms) montre que l'électronique d'acquisition (ADC, MUX, bus) contribue de façon majoritaire au bruit global de la chaîne d'acquisition.

La figure 3.6 présente les valeurs de piédestaux et de bruit pour les 1024 voies électroniques de notre dispositif d'acquisition. Ces mesures montrent une excellente homogénéité de la réponse de l'ensemble des voies.

Ces données sont utilisées par le système d'acquisition pour effectuer l'étape de "suppression de zéro". Les valeurs des piédestaux sont soustraites et un seuil défini par l'expression suivante est appliqué pour chaque voie :

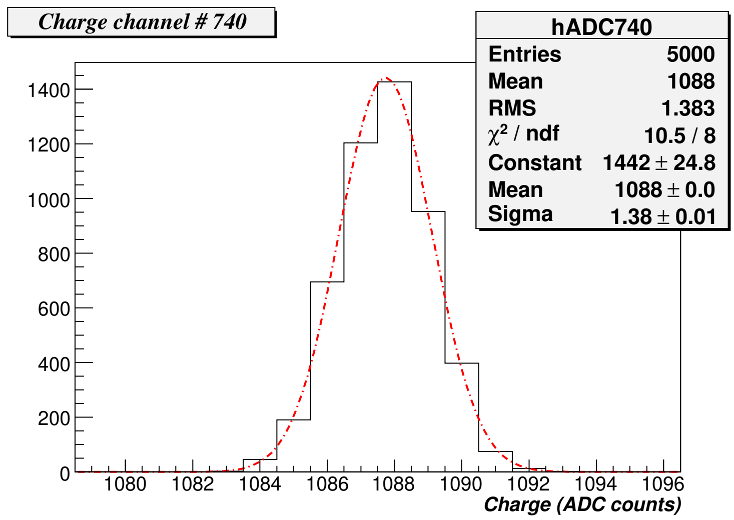


Fig. 3.5 – *Dispersion de la charge mesurée pour une voie électronique. La charge est exprimée en canaux ADC.*

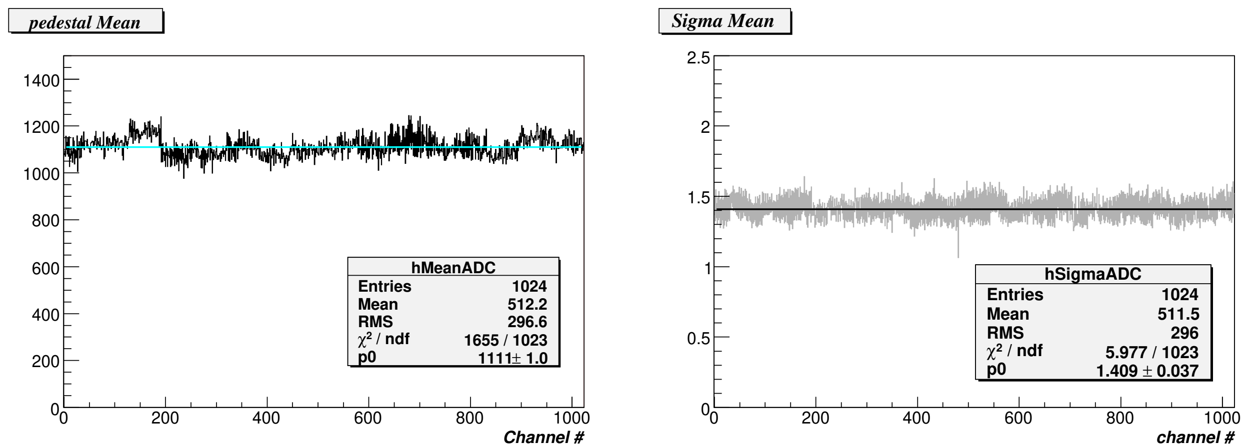


Fig. 3.6 – *Valeurs moyennes des piédestaux (à gauche) et la dispersion associée au bruit (à droite).*

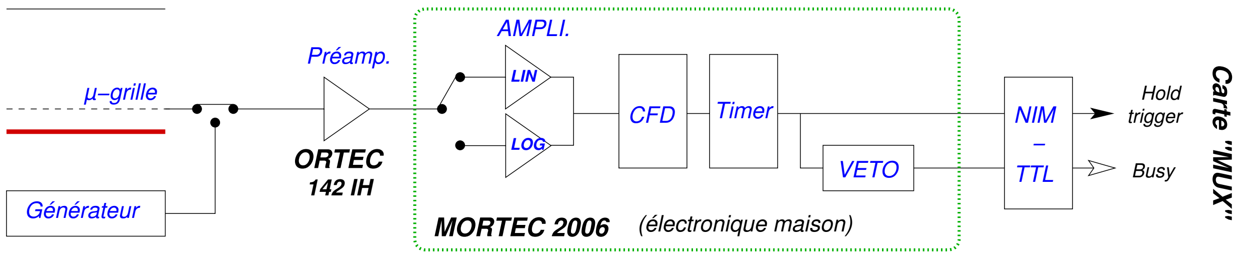


FIG. 3.7 – *Schéma de la chaîne électronique de déclenchement "Trigger".*

$$S = Ped + n.\sigma_{bruit} \tag{3.1}$$

Pour minimiser le flux de données lié au bruit électronique sur les pistes du détecteur, nous avons pris une valeur de n égal à 3.

Ces paramètres (piédestaux et bruit) sont très sensibles à de nombreux facteurs tels que la température par exemple. Pour s'affranchir d'une dérive dans le temps des caractéristiques de l'électronique, nous avons effectué cette étape d'étalonnage de la chaîne électronique systématiquement avant chaque prise de données.

3.4 Caractérisation du prototype avec une source de ^{55}Fe

De la même manière que pour les prototypes possédant une anode non-segmentée, présentés dans les chapitres précédents, nous avons réalisé des tests préliminaires avec une source de ^{55}Fe.

Nous expliquerons dans cette section la chaîne électronique utilisée pour ce faire, son réglage en temps pour enregistrer le maximum de charge avec les GASSIPLEX ainsi que les résultats obtenus avec une telle source.

3.4.1 Chaîne de déclenchement de l'électronique frontale

La chaîne électronique de déclenchement de l'acquisition des GASSIPLEX, dans le cas d'une source de ^{55}Fe, est schématisée sur la figure 3.7. Les charges issues d'une avalanche induisent simultanément un signal sur la micro-grille et l'anode de même amplitude mais de signe opposé. Le signal de déclenchement est lu sur la micro-grille via un préamplificateur de charge (ORTEC 142IH) et est envoyé à un amplificateur linéaire et un discriminateur "maison" à fraction constante pour minimiser le phénomène de *walk*. Ces deux composants se doivent d'être suffisamment rapides pour traiter le signal en moins de

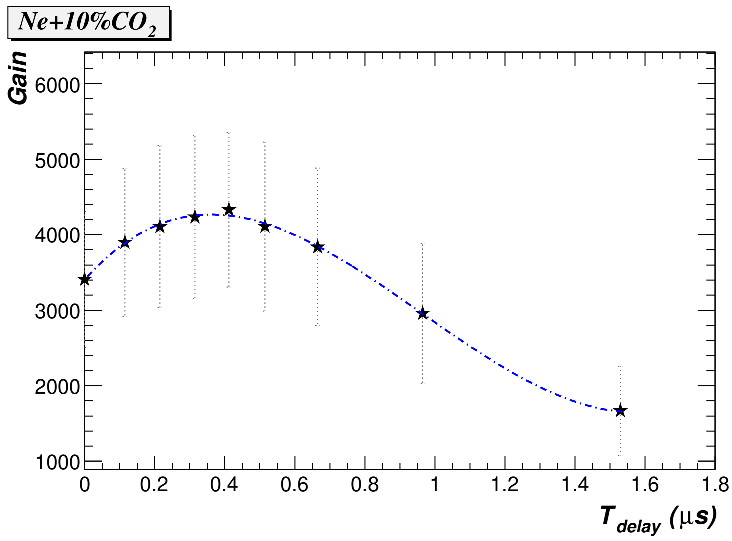


FIG. 3.8 – *Gain mesuré avec les GASSIPLEX en fonction du retard appliqué à la chaîne électronique de déclenchement.*

1.2 μs, sans quoi le déclenchement de l'acquisition s'effectuera trop tard pour enregistrer le maximum de la charge mesuré par les GASSIPLEX.

La gamme dynamique de cet amplificateur peu bruyant étant petite, un commutateur et un amplificateur logarithmique ont été ajoutés pour déclencher dans le cas des gains élevés. Ce dispositif électronique génère également un veto que nous avons réglé à 20 μs. Les deux signaux (déclenchement et veto) sont alors envoyés à la carte "MUX" qui gère le contrôle d'acquisition.

3.4.2 Ajustement du temps de déclenchement

Le temps nécessaire pour former le signal de déclenchement étant de quelques centaines de nanosecondes, un retard a été ajouté par l'intermédiaire d'un *dual-timer* afin d'ajuster le temps de déclenchement de l'acquisition à 1,2 μs. La figure 3.8 montre la charge totale mesurée par les GASSIPLEX en fonction du retard appliqué (T_{delay}) pour une tension de polarisation du détecteur donnée. Un maximum est atteint pour un retard de 400 ns environ. Notons que la courbe obtenue par cette technique d'échantillonnage n'est en fait que la forme semi-gaussienne du signal délivré à la sortie de l'amplificateur de mise en forme (SA) du circuit GASSIPLEX.

3.4.3 Gain du prototype

Une fois le réglage en temps de la chaîne de déclenchement effectué, nous avons procédé à une mesure de gain avec les GASSIPLEX et une source de ^{55}Fe. Le gain total d'un

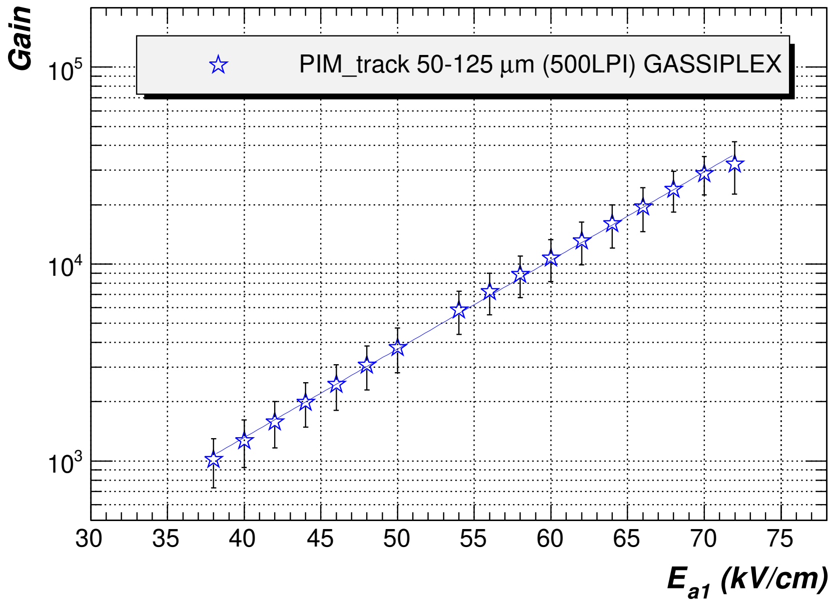


FIG. 3.9 – *Gain mesuré avec les GASSIPLEX en fonction du champ électrique d'amplification E_{A1}. Le champ électrique E_{A2} appliqué dans l'étage de pré-amplification était de 36 kV/cm.*

détecteur PIM de type 50-125 μm possédant une micro-grille de 500 LPI à la sortie de l'étage de pré-amplification est présenté sur la figure 3.9. Le gain ainsi mesuré est en accord avec les résultats obtenus pour cette même configuration avec le prototype PIM 3 présentés au chapitre précédent (Cf. Fig. 2.22).

3.4.4 Profil de la source

La position de la piste contenue dans un *cluster*[4] ayant le maximum de charge est présentée sur la figure 3.10 pour un gain du détecteur proche de 8000. Cette distribution représente le profil de la source. Nous constatons sur celle-ci des "trous" situés à un intervalle régulier (16 pistes soit $\simeq$ 3 mm). Ce pas correspond à celui de l'espaceur en kapton servant à définir la hauteur de l'étage de pré-amplification pour cette configuration.

Notons que la zone morte liée aux plots définissant la hauteur de l'étage d'amplification au contact de l'anode n'est pas observable avec notre prototype à 1 dimension.

Nous avons tracé (sur la figure 3.11) la charge totale contenue dans chaque *cluster* en fonction de sa position. Le résultat montre que cette charge est sensiblement homogène sur toute la surface active du détecteur mais qu'elle chute d'environ 30 % (Cf. zoom à droite) toutes les 16 pistes. L'espaceur en Kapton intercepte alors une partie non négligeable

[4]Un *cluster* de charge est constitué de toutes les pistes adjacentes consécutives touchées lors d'un même événement.

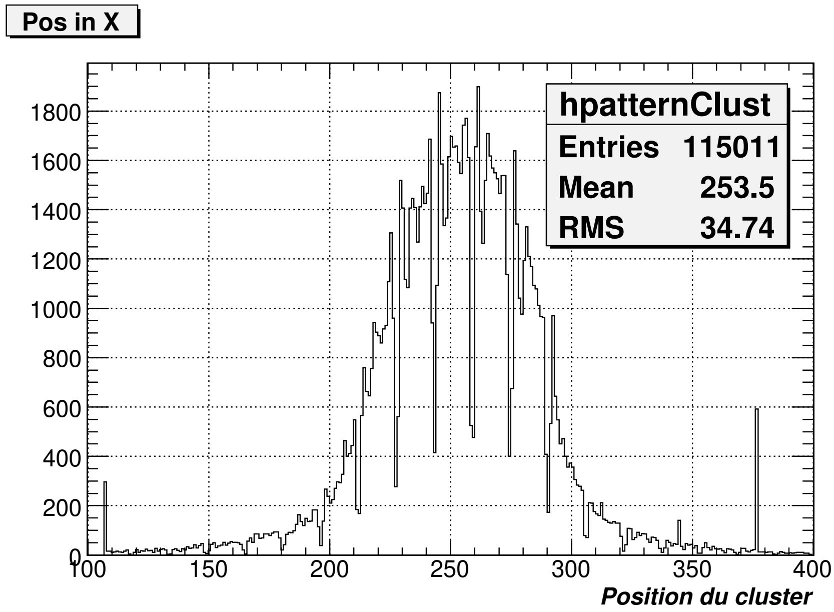


FIG. 3.10 – *Profil de la source de ^{55}Fe mesuré avec les GASSIPLEX en fonction de la position de “cluster” exprimée en numéro de pistes.*

de l'avalanche électronique lorsqu'elle est initiée à proximité d'un barreau. En revanche, nous constatons qu'entre chaque barreau la charge est relativement uniforme ce qui montre qu'un espacement de 3 mm est suffisant pour obtenir un gap d'amplification homogène.

Conclusion

Ces mesures ont mis en évidence une bonne homogénéité de la réponse d'un détecteur PIM à deux étages d'amplification. Cependant, la zone morte engendrée par la présence des barreaux en kapton dans l'étage de pré-amplification n'est pas négligeable. Des solutions sont d'ores et déjà envisagées pour minimiser cet artefact comme l'utilisation d'espaceurs de forme cylindrique ou conique tronquée.

3.5 Caractérisation avec des cosmiques

Nous avons également caractérisé la réponse du détecteur et sa chaîne d'acquisition avec des cosmiques, principalement des muons dont l'énergie moyenne vaut environ (4 GeV [Gro06]. Dans cette section, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé pour ces tests complémentaires et les différents résultats obtenus avec une structure multi-étage PIM comparés à ceux d'un MICROMEGAS.

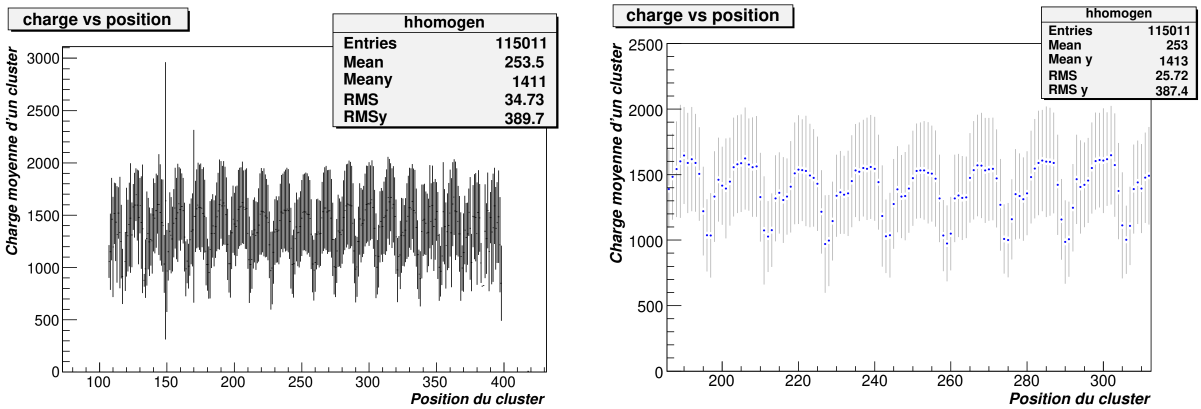


FIG. 3.11 – *Profil du gain mesuré avec les GASSIPLEX en fonction de la position de "cluster" exprimée en numéro de pistes. Sur la figure de droite est représenté un zoom correspondant à la zone centrale de la surface active.*

3.5.1 Dispositif expérimental

Pour détecter les cosmiques, nous avons utilisé un système de plusieurs plastiques scintillants en coïncidence comme dispositif de déclenchement des GASSIPLEX. Ces détecteurs ont été placés à 10 cm de part et d'autre des prototypes à caractériser (Cf. Fig 3.12) de façon à sélectionner les particules à incidence quasi normale au plan de détection.

Afin de s'assurer que les particules passent bien par la surface active de nos détecteurs, nous devons utiliser des scintillateurs de petite taille (dans tous les cas $< 10 \times 10\ cm^2$). Cependant, le flux moyen des cosmiques au niveau du sol étant relativement faible ($\simeq 1$ particule par centimètre carré et par minute), de larges scintillateurs sont plus confortables pour obtenir une statistique suffisante sur un temps donné. Nous avons opté pour des plastiques scintillants de dimensions de $5 \times 8\ cm^2$ permettant la détection d'environ 1500 cosmiques sur une période de 24 heures.

La figure de droite présente la chaîne électronique de déclenchement associée. La réponse temporelle de l'ensemble de cette chaîne électronique (photomultiplicateurs + discriminants à fraction constante + modules de coïncidences) est beaucoup plus rapide (< 10 ns) que dans le cas de la chaîne électronique (décrite précédemment) utilisée pour les mesures avec la source de ^{55}Fe. Afin de prendre en compte ceci, nous avons fait coïncider en temps le maximum de charge enregistré par les GASSIPLEX et le signal de déclenchement en ajoutant un retard de 1 μs.

3.5.2 Taille du cluster

La figure 3.13 présente la taille d'un cluster au passage d'un cosmique dans le détecteur PIM comparée aux mesures réalisées avec un MICROMEGAS (50 μm) en fonction du

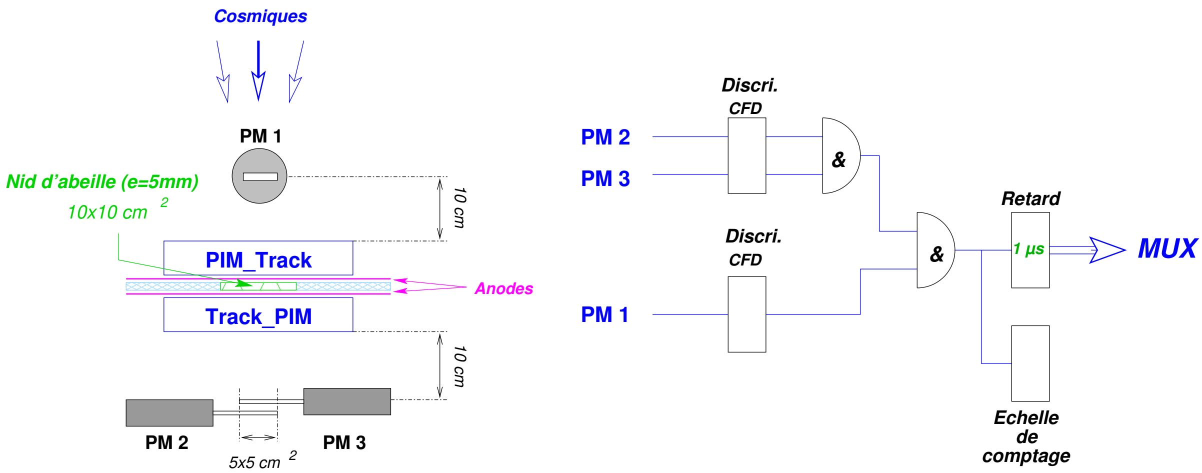


Fig. 3.12 – *Dispositif expérimental (figure de gauche) et chaîne électronique de déclenchement (figure de droite) utilisés pour les tests avec les cosmiques.*

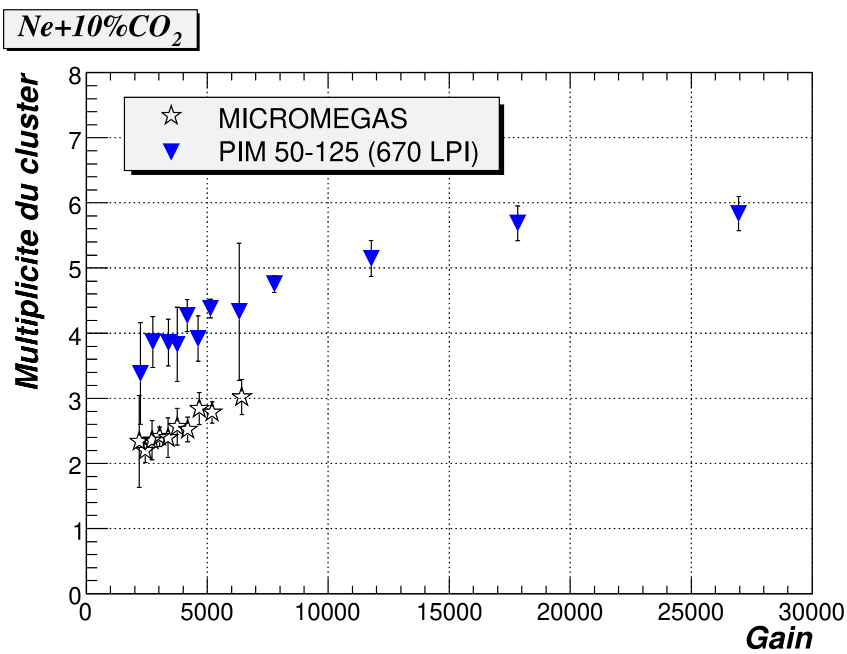


Fig. 3.13 – *Variation du nombre moyen de pistes touchées mesurée avec les GASSIPLEX et un seuil à 3 σ en fonction du gain pour un détecteur MICROMEGAS et un détecteur PIM.*

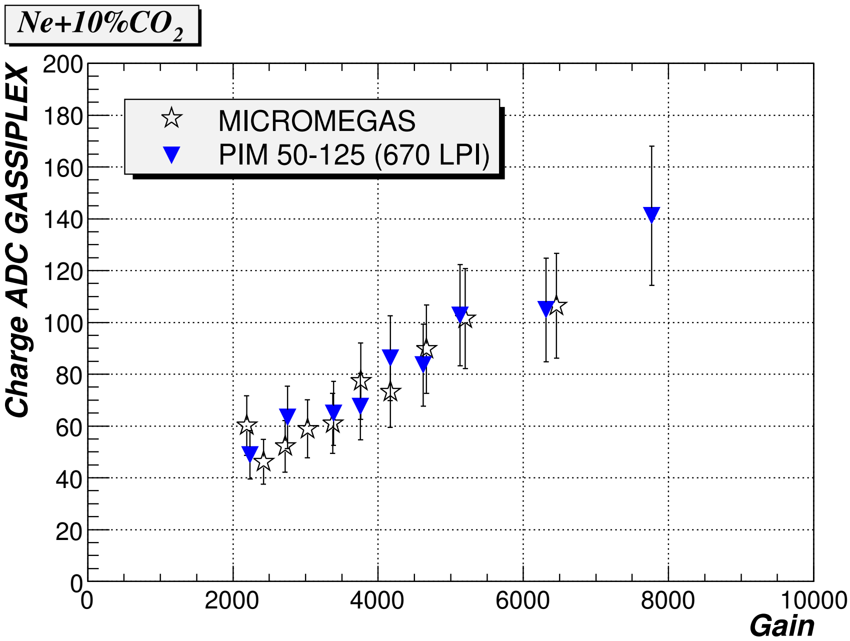


FIG. 3.14 – *Variation de la charge moyenne mesurée avec les GASSIPLEX en fonction du gain pour un détecteur MICROMEGAS et un détecteur PIM.*

gain total du détecteur. Expérimentalement, les voies électroniques saturent à 2300 canaux ADC, ce qui correspond à un gain voisin de 12000. C'est pourquoi, nous observons un comportement non linéaire au delà de cette valeur. Pour des gains inférieurs à cette saturation, nous constatons que le nombre moyen de pistes touchées est proportionnel au gain du détecteur. Les résultats obtenus avec la structure PIM indiquent une multiplicité systématiquement plus élevée comparée à MICROMEGAS. Cette différence d'environ 1,5 piste (soit $\simeq$ 300 μm) met en évidence l'étalement des charges issues de l'étage de pré-amplification (A2) dans l'étage de transfert de 3 mm d'épaisseur.

3.5.3 Charge du cluster

La figure 3.14 présente la variation de la charge moyenne mesurée avec les GASSIPLEX en fonction du gain des détecteurs. Une excellente linéarité de l'électronique d'acquisition y est constatée. De plus, les résultats obtenus avec les détecteurs MICROMEGAS et PIM sont parfaitement compatibles.

3.6 Mesures d'efficacité et de résolution spatiale

Lors des tests réalisés au SPS avec des hadrons de 150 GeV/c, nous avons investigué les performances en terme d'efficacité et de résolution spatiale d'une structure PIM ayant

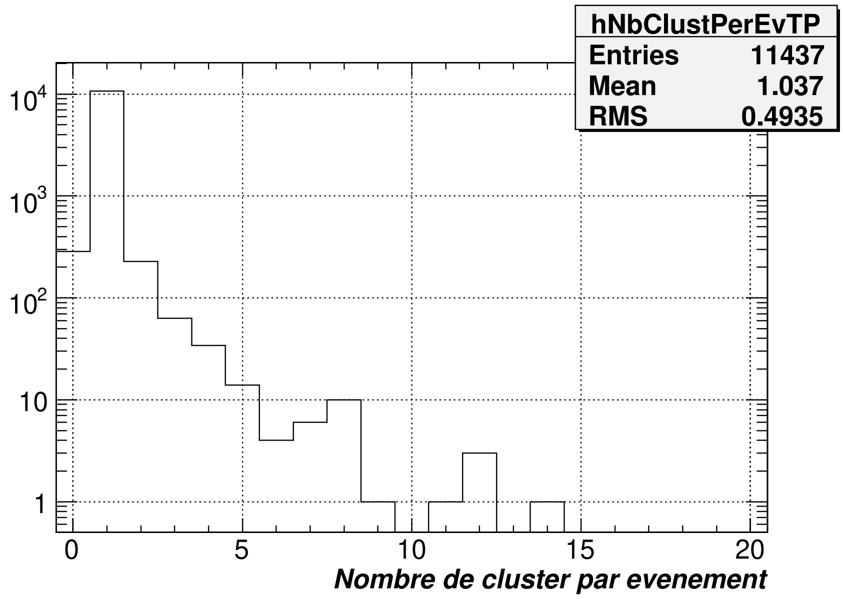


FIG. 3.15 – *Exemple de distribution du nombre de cluster de charge par événement obtenue avec le prototype Track_PIM opérant à un gain voisin de 7000.*

une configuration 50-125 μm et une micro-grille à la sortie de l'étage de pré-amplification de 670 LPI. Le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour ces tests est quasiment identique à celui utilisé pour les cosmiques. Les plans de détection étaient alors placés à la verticale et les plastiques scintillants employés pour déclencher l'électronique au passage d'une particule étaient constitués des PM "doigts" (présentés à la section 4.3.2) et disposés en croix de part et d'autre des prototypes.

Avec seulement deux plans de détection, nous ne sommes pas en mesure de reconstruire la trajectoire des particules incidentes et il nous est impossible de lever les ambiguïtés survenant lorsque plusieurs particules arrivent simultanément sur les détecteurs. Bien conscient de cette difficulté, nous avons été amenés à prendre plusieurs précautions. Par exemple, afin de minimiser la probabilité d'avoir des événements simultanés, nous avons travaillé avec un flux réduit de 8000 particules par déversement mesuré en amont du dispositif par de larges PM mis à disposition sur la ligne H6. De plus, nous avons également minimisé la quantité de matière de la surface active des prototypes dès leur conception pour, d'une part, réduire l'angle de diffusion multiple, et d'autre part, pour éviter d'avoir un grand nombre de particules secondaires, qui sont émises avec un angle non négligeable, induites par l'interaction d'une particule incidente et les constituants du détecteur. Dans ces conditions et pour des pions de cette énergie, nous nous attendons majoritairement à ce que la particule incidente tire tout droit dans nos prototypes et par conséquent à observer le plus souvent un seul *cluster* de charge par événement, ce qui est bien le cas compte tenu de la figure 3.15.

Lors des prises de données, les configurations géométriques mais aussi les tensions de polarisations des deux détecteurs étaient strictement identiques. Pour extraire, l'efficacité ainsi que la résolution spatiale des détecteurs nous avons sélectionné un jeu d'événements particulier dans un prototype, puis nous avons regardé la réponse du deuxième détecteur pour cet événement donné, et vice et versa. Afin de définir ce jeu d'événements, nous avons pris uniquement en compte les occurrences de *cluster* de charge unique afin d'éliminer les hypothétiques événements lié au bruit électronique avec un seuil réglé à 3σ.

3.6.1 Position du cluster

La position de la particule incidente a été reconstruite en calculant le barycentre du cluster de charge. Elle est représentée pour les deux prototypes fonctionnant à un gain voisin de 7000 sur la figure 3.16. Nous pouvons discerner le profil du faisceau sur la partie droite de la distribution en position. La partie tronquée de gauche ($x = 58000$ μm) correspond aux bords des PM "doigts" constituants le système de déclenchement. Dans ces deux profils mesurés par chacun des prototypes, nous constatons la présence de "trous" mettant (une nouvelle fois) en évidence les zones mortes engendrées par l'espaceur en kapton présent dans l'étage de pré-amplification.

3.6.2 Charge du cluster

La charge totale du cluster est également représentée sur cette même figure. Comme nous l'attendions, cette charge est bien décrite par une distribution de Landau. Les valeurs de la charge la plus probable extraites des paramètres des courbes d'ajustement pour chacun des détecteurs vaut 67,55 et 63,97 canaux. Cette très légère différence (<10 %) est très satisfaisante montrant que les deux prototypes fonctionnant avec les mêmes tensions de polarisation ont une réponse très similaire. Elle révèle que le gain de chaque détecteur est quasiment identique.

En connaissant le gain du détecteur et la conversion canaux ADC / électrons, nous pouvons à partir de ces valeurs remonter au nombre d'électrons primaires créés dans les 3 mm de l'étage de conversion des prototypes. Nous trouvons alors, en tenant compte du gain du détecteur, environ 8 électrons. Ce chiffre est en accord avec la valeur du nombre d'électrons le plus probable simulé avec HEED pour de pions de 150 GeV/c, soit environ 23 e^{-}/cm (7.67 e^{-} pour 3 mm) pour le mélange gazeux considéré.

Ces observations montrent que les deux plans de détection possèdent une bonne homogénéité.

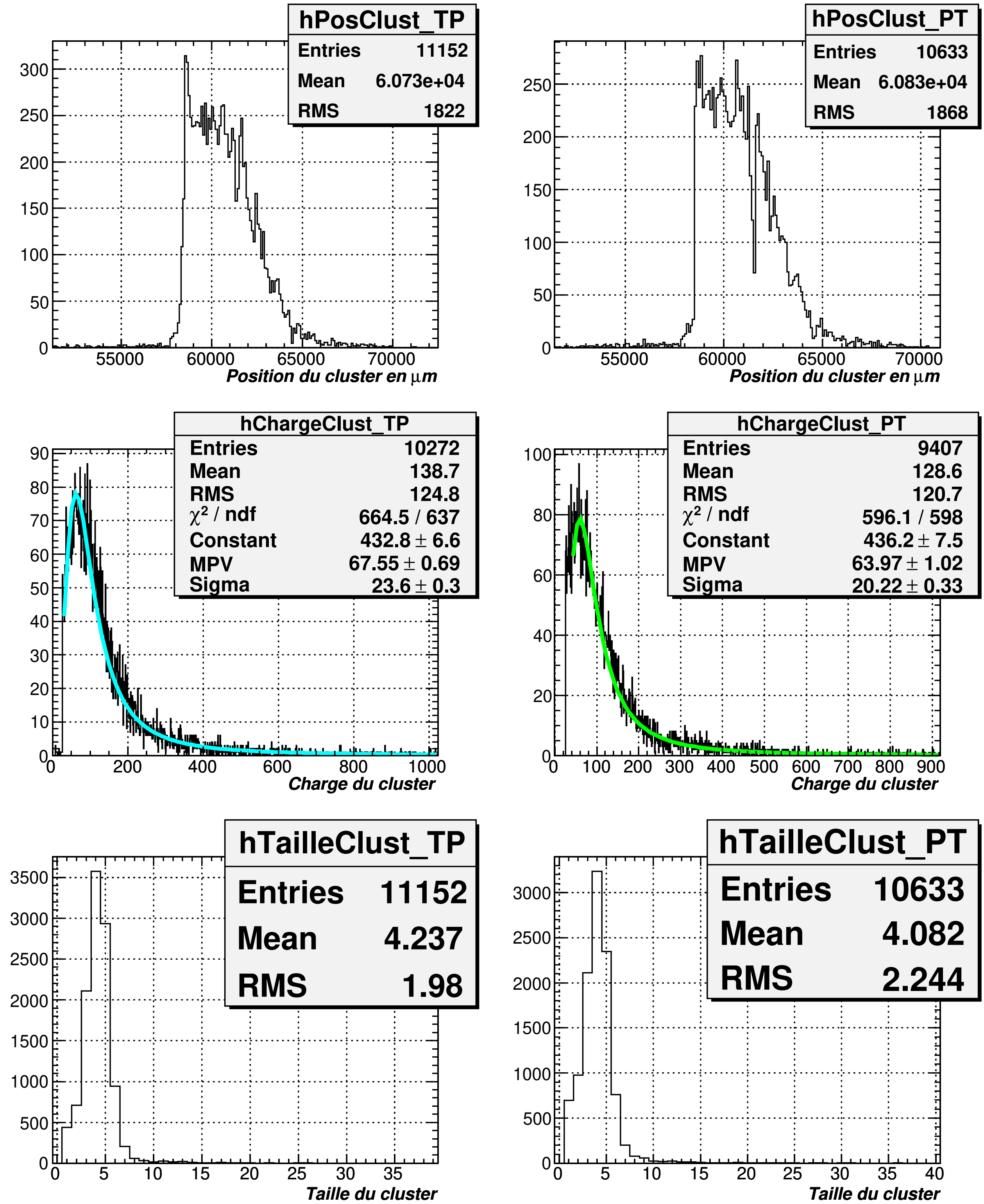


FIG. 3.16 – *Distributions de la position, de la charge et de la taille du cluster pour chaque détecteur du doublet. Le champ électrique appliqué dans l'étage de pré-amplification (E_{A2}) était de 28 kV/cm.*

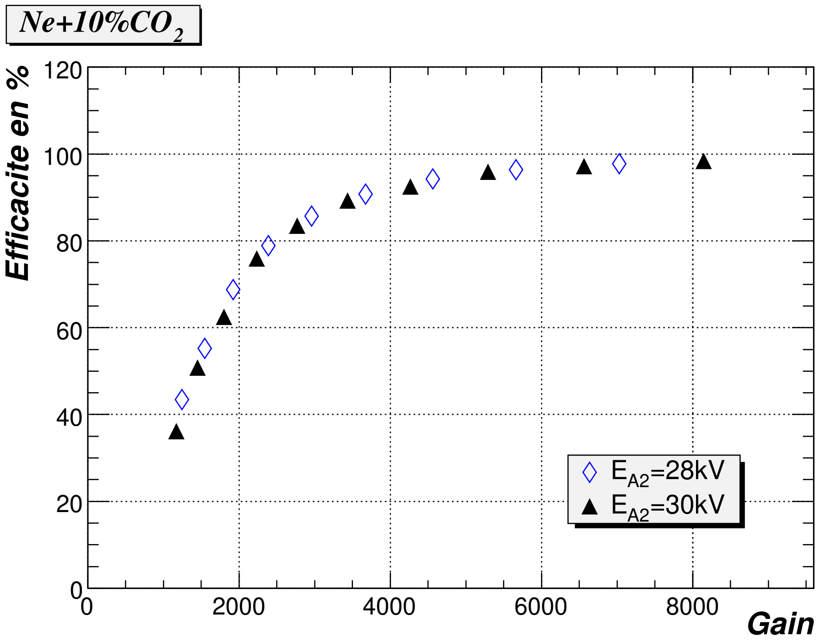


FIG. 3.17 – *Efficacité d'un détecteur du doublet en fonction du gain appliqué.*

3.6.3 Taille du cluster

Les distributions de la taille du cluster sont présentées sur la figure 3.16. En moyenne, 4 pistes sont touchées par événement pour un gain de 7000. Ces mesures sont compatibles avec les données obtenues avec les cosmiques, et présentées sur la figure 3.13.

3.6.4 Efficacité de détection

Afin de déterminer le point de fonctionnement d'un détecteur PIM opérant avec du Ne+10%CO_2, nous avons mesuré l'efficacité de détection des prototypes en fonction de leur gain et pour différentes polarisations de l'étage de pré-amplification. Pour extraire cette efficacité, nous vérifions que pour chaque événement détecté dans le premier prototype, il est bien enregistré par le deuxième plan de détection. La somme des événements présents dans les deux détecteurs sur le nombre d'événements considéré dans le détecteur de référence nous donne alors l'efficacité. Les résultats obtenus avec cette technique sont présentés sur la figure 3.17 pour le détecteur Track_PIM en utilisant l'autre détecteur (PIM_Track) comme référence et vice et versa.

Les résultats obtenus par ces deux techniques sont compatibles et montrent que :

- aucune différence n'est observée entre les courbes correspondant à un champ de pré-amplification (E_{A2}) égal à 28 kV/cm et 30 kV/cm respectivement.
- le début du plateau d'efficacité (> 95 %) est atteint pour un gain voisin de 5000.

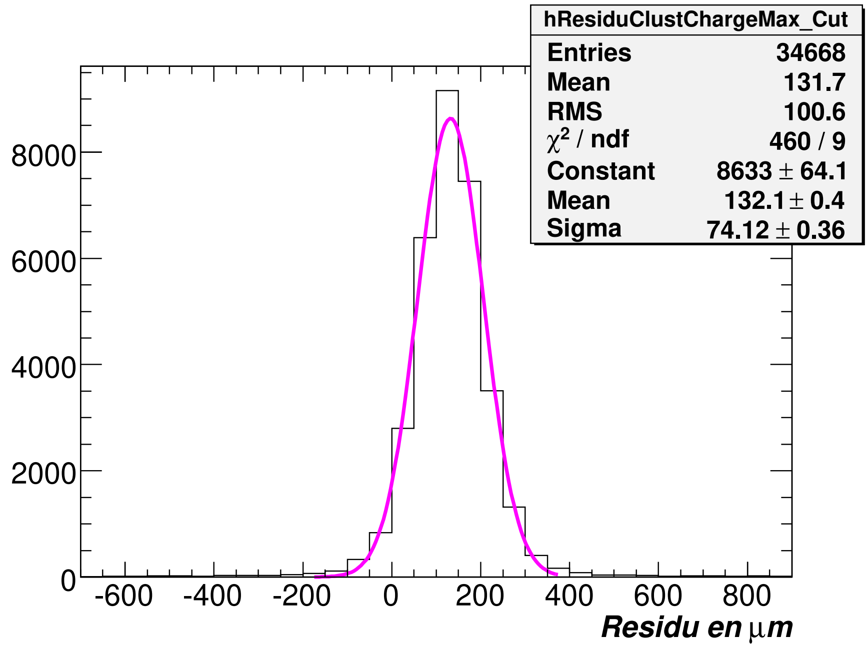


FIG. 3.18 – *Exemple du résidu obtenu avec le doublet de détecteur opérant à un gain voisin de 5600.*

3.6.5 Résolution spatiale

Le résidu défini comme étant la différence de position du cluster de charge maximale mesurée par les deux prototypes, opérant à un gain correspondant au début du plateau efficacité, est présenté sur la figure 3.18. La distribution obtenue peut être ajustée par une gaussienne caractérisée par :

- une valeur moyenne d'environ 132 μm. Cette légère déviation par rapport à zéro peut s'expliquer par plusieurs facteurs : soit un défaut d'alignement des pistes entre les deux anodes, soit que les plans de détection étaient légèrement inclinés par rapport au faisceau (Cf. Figure 3.19). Avec seulement deux plans à 1 dimension, nous ne sommes pas en mesure de statuer sur ce sujet. Cependant, nous pouvons juste noter que si aucun défaut d'alignement des pistes n'existe, cette valeur correspondrait à une inclinaison (θ) de 1 degré seulement par rapport au faisceau, ce qui reste très raisonnable .
- une déviation standard de 74,12 μm.

Les deux plans de détection possèdent la même configuration géométrique ainsi que les mêmes tensions de polarisation, nous pouvons alors supposer que leur résolution spatiale est identique. Par conséquent, pour extraire la résolution spatiale d'un détecteur avec notre dispositif il suffit d'effectuer le rapport :

$$\sigma_x = \frac{\sigma_{res}}{\sqrt{2}} \tag{3.2}$$

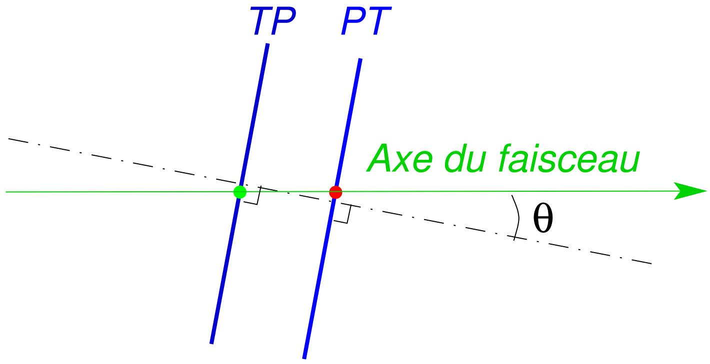


Fig. 3.19 – *Schématisation de l'inclinaison des plans de détection du doublet par rapport à l'axe du faisceau.*

où σ_{res} représente la déviation standard de la distribution du résidu.

La résolution spatiale ainsi calculée en fonction du gain total du détecteur est illustrée sur la figure 3.20. Malgré cette méthode pessimiste qui ne permet pas de corriger d'un éventuel angle d'incidence des particules dû notamment à la divergence naturelle du faisceau, nous constatons que la résolution spatiale se stabilise autour de 51 μm pour les gains supérieurs à 4000. En dessous de cette valeur, la dégradation de la résolution spatiale observée est à attribuer à un rapport signal à bruit plus défavorable dans cette région où les gains sont petits et où l'impact du bruit biaise la position mesurée de façon significative.

3.7 Conclusion

Le développement et la caractérisation d'un doublet de détecteurs PIM équipé de 1024 voies électroniques (GASSIPLEX) ont été présentés dans ce chapitre. Les résultats obtenus avec une configuration géométrique asymétrique du type 50-125 μm et des hadrons de 150 GeV/c (ligne H6 du SPS) ont révélés de bonnes caractéristiques, en terme d'efficacité de détection ($\gtrsim$ 95 % à un gain de 5000) ou en terme de résolution spatiale ($\sigma_x = 51$ μm), pour une application de trajectographie en physique hadronique de haute énergie.

Le banc d'essai mis en place au laboratoire afin de tester, avec des cosmiques, les deux prototypes constituant le doublet ainsi que l'électronique d'acquisition, nous a permis de comparer la charge et la taille moyennes d'un cluster mesurées avec un détecteur PIM (50-125 μm) et un MICROMEGAS (50 μm, CERN-μgrille-50c Cf. Tab. 2.2). Les résultats associés indiquent une bonne linéarité de l'électronique utilisée. Par ailleurs, cette étude nous a permis de mettre en évidence, pour le mélange gazeux Ne+10%CO_2, une augmentation de 50 % (soit 300 μm) de l'étalement des charges au niveau de l'anode lorsque l'on ajoute un étage de transfert de 3 mm et un étage de pré-amplification (ici 125 μm).

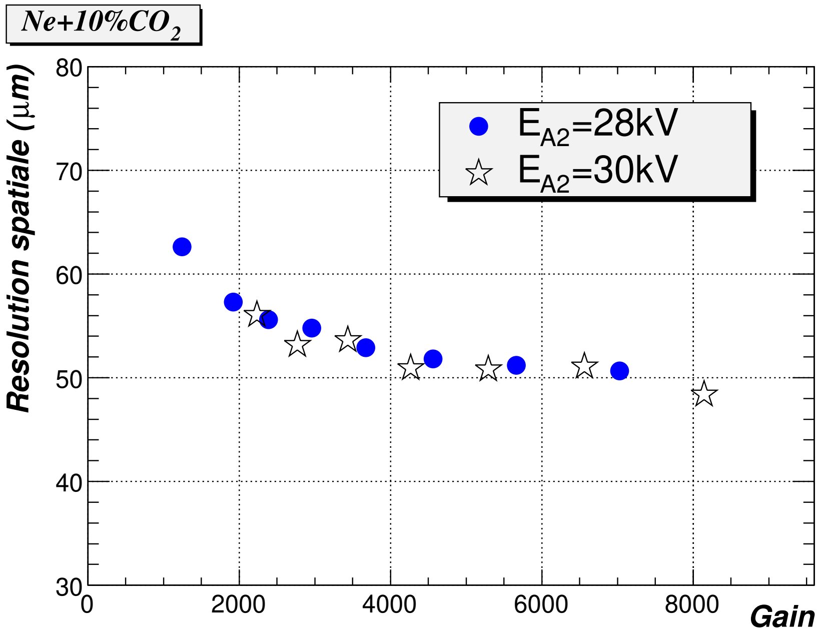


FIG. 3.20 – *Résolution spatiale obtenue au SPS en fonction du gain présentée pour deux polarisations différentes du doublet.*

Chapitre 4

Optimisation de la géométrie du détecteur PIM afin de minimiser les décharges

4.1 Introduction

Les détecteurs gazeux proportionnels basés sur les chambres à fils ou les chambres à dérive - communément utilisés en physique des particules - ne sont efficaces que pour des flux incidents limités, inférieurs à 10^4 part$/mm^2.s^{-1}$. Au delà de cette valeur, une accumulation des ions créés près des fils écrante le champ électrique dans la zone d'amplification et limite le gain. Ce phénomène est appelé "charge d'espace". Contrairement aux MWPC, les détecteurs gazeux à micro-structure sont insensibles à ce phénomène de saturation jusqu'à des flux beaucoup plus importants (quelques $10^6 - 10^7$ part$/mm^2.s^{-1}$)[C+98], en raison de l'évacuation rapide des ions (issus de l'amplification) dans ce type de détecteur.

Cette capacité à supporter des hauts flux de particules, que l'on retrouve dans les détecteurs MICROMEGAS et PIM, combinée aux gains importants qui peuvent être atteints dans ces deux structures (Cf. chapitres 1 et 2) autorisent la détection efficace sous un haut flux de particules faiblement ionisantes (comme par exemple : les particules chargées de hautes énergies). Cependant, dans un environnement à forte composante hadronique, des décharges apparaissent entre les électrodes du détecteur, ce qui dégrade sensiblement l'efficacité de détection en particulier pour des flux de particules élevés.

Afin d'améliorer les performances des détecteurs à micro-grille, pour une application dans le domaine de la physique des particules de hautes énergies, la réduction du nombre de décharges est nécessaire. Pour cela, l'amplification par étapes successives dans une structure multi-étages (telle que dans les "MSAC" [CS78]) permet de réduire efficacement le nombre de décharges, comme l'ont montré de nombreuses études réalisées avec des multi-GEM [B+01, B+02a, A+04a]. Reprenant cette idée, le travail le plus important que nous avons réalisé dans le cadre de cette thèse fut l'optimisation de la géométrie de la structure PIM à deux étages d'amplification séparés par un espace de transfert, pour minimiser le nombre de décharges.

Dans ce chapitre, nous décrirons, dans un premier temps, les différents mécanismes responsables des décharges ainsi que leur conséquences sur les performances du détecteurs. Puis, nous présenterons les résultats des mesures de probabilités de décharge réalisées avec de nombreuses géométries du détecteur PIM, opérant avec le mélange gazeux Ne+10%CO_2.

4.2 Les décharges sous un haut flux de particules de haute énergie

4.2.1 Mécanismes responsables de l'apparition des décharges

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les particules chargées traversant un détecteur gazeux interagissent essentiellement par des diffusions coulombiennes se traduisant par l'excitation et l'ionisation des molécules constituant le mélange gazeux. Cependant, dans un environnement comportant des hadrons (i.e. particules sensibles à l'interaction forte telles que : p, π, n, ...), un autre mode d'interaction, plus rare, peut également se produire. En effet, ces particules peuvent interagir par un processus de diffusion élastique ou inélastique avec les noyaux des atomes du gaz ou des différents éléments du détecteur (principalement les électrodes). Lors de ces évènements violents et rares, le hadron incident peut, soit “casser” le noyau et générer des fragments de réaction, soit transférer une partie de son énergie aux noyaux présents dans le volume de détection (électrodes, gaz) et créer des noyaux de recul.

Ces particules (fragments de réaction ou noyaux de recul) sont caractérisées par un fort pouvoir ionisant et sont communément désignées par le terme anglais “HIP” (High Ionization Particles). Lors de leur déplacement dans le volume de détection du détecteur, elles engendrent un nombre inhabituel de paires primaires (quelques milliers) au voisinage et/ou à l'intérieur de l'espace d'amplification. Ces paires sont ensuite multipliées par le facteur de multiplication G (soit le gain) caractérisant l'étage d'amplification considéré. En l'absence du phénomène de charge d'espace et de la saturation du gain qui l'accompagne, l'avalanche peut alors diverger et générer un nombre de charges excessivement élevé. Ces charges étant contenues dans un petit volume conduisent à une densité de charge critique pour laquelle la propriété isolante du gaz et le champ électrique se trouvent fortement

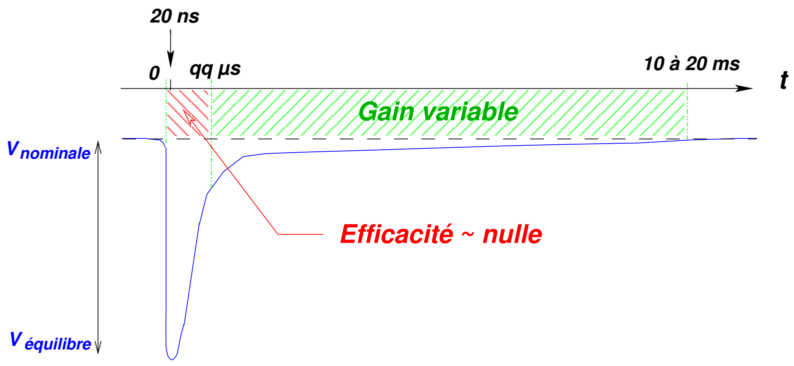


FIG. 4.1 – *Schéma de la variation du potentiel d'une électrode en fonction du temps.*

modifiés. Le gaz se transforme alors localement en plasma et un canal conducteur peut se propager entre les deux électrodes, c'est ce que l'on appelle une décharge.

4.2.2 Variation du potentiel des électrodes

Lors de ces événements, le canal conducteur formé dans le gaz engendre un court-circuit entre les électrodes qui constituent un étage d'amplification. Le potentiel de chaque électrode tant à s'équilibrer et la différence de potentiel devient alors nulle pendant un bref instant (quelques dizaines de nano-secondes). Cette décharge des électrodes est suivie par une phase de recharge plus ou moins longue dont la durée dépend de la capacité du détecteur (C_d) et du circuit de polarisation utilisé pour alimenter les électrodes.

La figure 4.1 présente une vue schématique de la variation du potentiel d'une anode. Les durées indiquées sur ce schéma sont à titre d'exemple.

La principale conséquence de cette perturbation est une modification du champ électrique qui chute brusquement. L'étage d'amplification perd alors sa capacité à multiplier les charges primaires durant plusieurs microsecondes pendant lesquelles le détecteur n'est plus capable de "voir" les particules incidentes. Dans un deuxième temps, le potentiel de chaque électrode tend à retrouver sa valeur nominale. La différence de potentiel entre les électrodes devient suffisante pour permettre une multiplication des charges primaires. Pendant cette phase, le gain est variable et l'efficacité de détection est fortement perturbée.

4.2.3 Conséquences des décharges sur les performances du détecteur

La durée correspondant à la perturbation du potentiel initiée par une décharge est relativement faible pour peu que l'on utilise des circuits de polarisation adéquats pour alimenter les micro-grilles qui permettent de minimiser le temps de recharge [The01]. Dans le cas où les décharges sont peu fréquentes, le temps mort qui en découle est négligeable. Mais sous un haut flux de hadrons ce n'est pas le cas. En effet, bien que la probabilité d'avoir de tels événements dans le détecteur soit relativement faible ($\simeq 10^{-6}\ hadrons^{-1}$ pour MICROMEGAS) [D+02, B+02c], le nombre de décharges (proportionnel au flux de hadrons incidents) devient non négligeable pour les flux élevés attendus auprès des accélérateurs de nouvelle génération tel que le récent LHC (Large Hadron Collider). Dans ces conditions, le temps mort global du détecteur est important.

La perte d'efficacité temporaire, mais fréquente, du détecteur n'est pas le seul problème associé aux décharges. En effet, la charge contenue dans une décharge (Δq) est relativement importante (quelques centaines de nC) et nécessite une protection de l'électronique frontale du détecteur, soit par des circuits de protection intégrés aux cartes électroniques (pont de diodes par exemple), soit par la passivation des pistes [B+05a]. Au premier ordre, cette charge peut s'exprimer en fonction de la capacité C_d du détecteur de la façon suivante :

$$\Delta q = \int I_{alim} dt = C_d . \Delta V_{grille} \tag{4.1}$$

Notons que les détecteurs gazeux à micro-grille de type MICROMEGAS sont très robustes face aux décharges et ne subissent pas de détériorations au cours du temps des performances du détecteur, comme l'ont démontré plusieurs années d'utilisation de chambres MICROMEGAS auprès des expériences COMPASS (avec son système de trajectographie constitué de 12 chambres MICROMEGAS) [B+05b, K+06] et NA48/2 (avec le spectromètre KABES) [Pey04].

4.2.4 Probabilité de décharge

Dans ce chapitre, nous présentons de nombreuses mesures de probabilité de décharge. Il est donc important de bien définir cette notion. La probabilité de décharge représente le nombre de décharges observées par particule incidente. Elle dépend de la nature de la particule incidente et du Z moyen du mélange gazeux ($< Z >_{mix}$) [T+01]. Le gain du détecteur ainsi que la hauteur de l'espace d'amplification sont également des paramètres importants qui influencent fortement le taux de décharges, comme nous le verrons par la suite (Cf. 4.3).

4.3 Mesure de la probabilité de décharge du détecteur MICROMEGAS dans des faisceaux de hadrons

Avant de présenter les résultats de l'étude systématique relative aux probabilités de décharge en fonction de la géométrie d'un détecteur PIM à deux étages d'amplification, nous présentons, dans cette section, les résultats d'une étude préliminaire réalisée avec une structure à simple étage d'amplification (i.e. MICROMEGAS). Les conditions expérimentales et le dispositif utilisé pour mesurer le taux de décharges seront également expliqués. Ces mesures ont pour principaux objectifs :

- la validation du dispositif expérimental,
- l'étude de la probabilité de décharge en fonction de la hauteur de l'espace d'amplification.

4.3.1 Caractéristiques des faisceaux utilisés pour l'étude des décharges

Les mesures des taux de décharges ont été réalisées dans plusieurs faisceaux intenses de hadrons auprès du complexe d'accélérateurs du CERN, situé sur la frontière franco-suisse. Ce complexe est constitué d'une série de plusieurs synchrotrons (PSBooster, PS, SPS et LHC) qui permettent d'accélérer des protons progressivement jusqu'à de très hautes énergies (7 TeV avec le LHC). Il dispose également de nombreuses zones expérimentales équipées de lignes de faisceaux secondaires de particules de nature (p, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, ...) et d'énergie très diverses.

En juin 2004, nous avons mené une première campagne de mesures sur la ligne T9 de la zone expérimentale du PS ("East area"). Les protons, une fois accélérés par le PS à une énergie de 24 GeV, sont envoyés sur une cible d'aluminium (cible nord $n^{\circ}11$ pour la ligne T9), engendrant de nombreuses particules secondaires. Un système constitué de plusieurs aimants est utilisé pour sélectionner la charge ainsi que l'impulsion des particules qui sont ensuite transportées dans des tubes à vides. Le guidage et la focalisation des particules sont assurés, respectivement, par de nombreux dipôles et quadrupôles. Le faisceau mixte pions-protons ainsi délivré par cette ligne (T9) possédait une énergie de 10 GeV et comportait entre quelques 10^4 et 6.10^5 particules par déversement au moment des prises de données.

Une autre campagne s'est déroulée plus récemment en novembre 2006, auprès de la ligne H6 du SPS. De la même façon que précédemment, les protons fournis par le SPS étaient envoyés sur une cible produisant un faisceau mixte pions-protons de 150 GeV avec des flux

Origine faisceau primaire	PS	SPS
énergie protons	24 GeV	400 GeV
Durée du déversement	400 ms	4800 ms
Durée d'un super-cycle	16,8 s	16,8 s
Cible	nord $n^\circ 11$	T4
Flux de protons sur la cible	12.10^{10} protons/spill	$\simeq 400.10^{10}$ protons/spill
Ligne faisceau secondaire	T9	H6
Particules secondaires	p/π^+	p/π^+
énergie	10 GeV	150 GeV
Flux pendant la période de test	qq 10^4- 6.10^5part./spill	qq 10^6- 4.10^7part./spill

TAB. 4.2 – *Résumé des principales caractéristiques des faisceaux utilisés pour les mesures de probabilités de décharge.*

compris entre 10^6 et 4.10^7 particules par déversement. Le tableau 4.2 résume l'ensemble des caractéristiques des faisceaux utilisés pour les deux périodes de tests.

4.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif utilisé est montré sur la Fig. 4.2. Il était constitué de deux séries de plastiques scintillants très étroits couplés à des photomultiplicateurs (nommés "PM doigts" sur la figure) placés de part et d'autre du dispositif. Chaque série comportait un PM orienté en X et un autre en Y afin de réaliser une coïncidence en "croix". Ces quatre PM étaient fixés sur des axes motorisés commandés par ordinateur. De cette manière, nous étions en mesure de trouver la position exacte et de déterminer la largeur du faisceau, ce qui nous a permis respectivement d'aligner avec une bonne précision l'ensemble du dispositif, et de s'assurer de la bonne qualité du profil du faisceau (i.e. que sa largeur n'excédait pas la surface active de nos prototypes).

De plus, deux larges scintillateurs plastiques, placés derrière les prototypes, ont été utilisés pour mesurer le flux des particules incidentes.

4.3.3 Description du dispositif d'étiquetage des décharges

Lorsqu'une décharge apparaît entre les électrodes de l'espace d'amplification, une brusque diminution du potentiel de l'anode est observée. Cette variation est détectée à travers une capacité $C_{dech} = 4,7\ pF$ à l'aide d'un discriminateur, dont le seuil est ajusté pour déceler la moindre chute du potentiel. Le schéma électronique du dispositif d'étiquetage que nous avons utilisé pour "compter" les décharges est présenté sur la figure 4.4-a. Plusieurs tests visuels ont été menés, sur des échantillons d'une centaine de décharges, afin de s'assurer

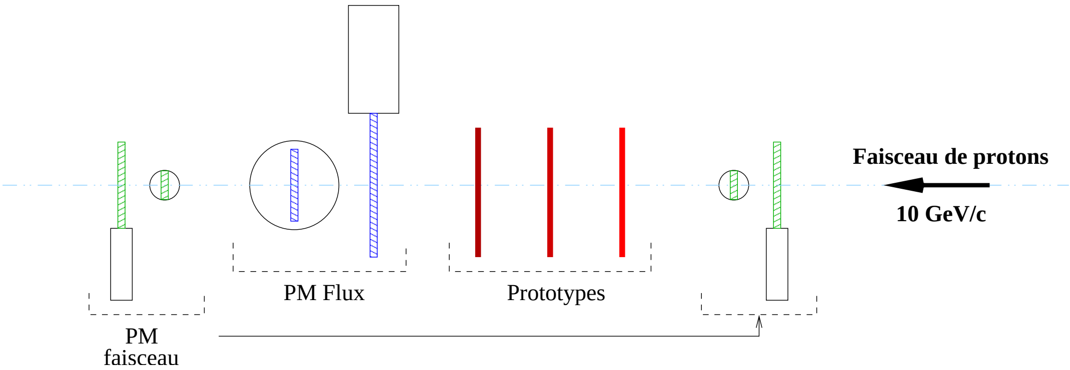


FIG. 4.2 – *Schéma du dispositif expérimental utilisé pour mesurer les probabilités de décharge.*

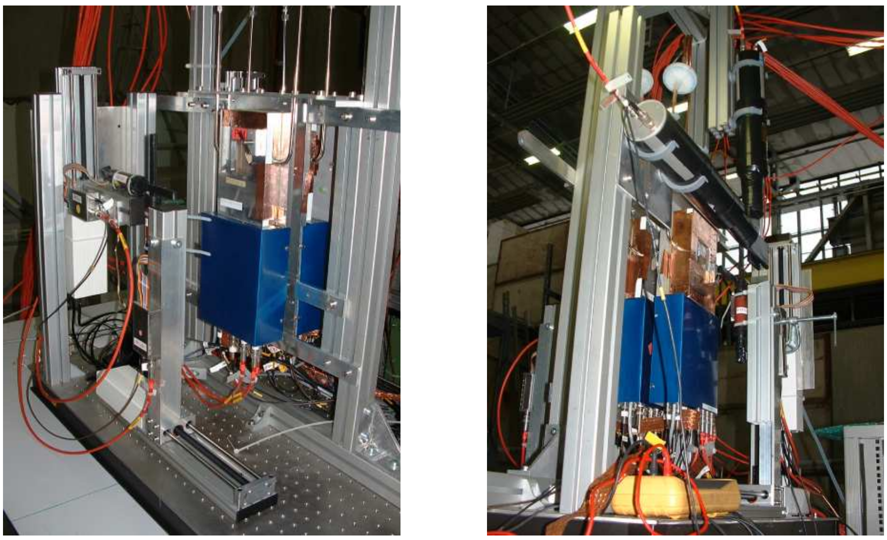


FIG. 4.3 – *Photographies du montage expérimental pour les mesures de probabilités de décharge sur la ligne T9 du PS.*

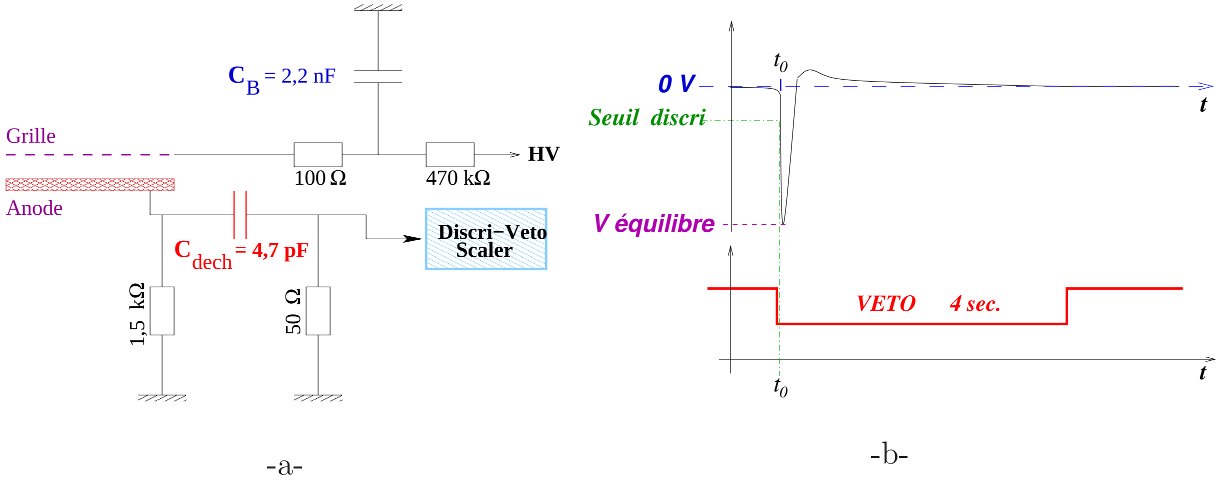


FIG. 4.4 – *Schéma électronique du dispositif d'étiquetage des décharges (a). Potentiel au niveau de l'anode lors d'une décharge à l'instant t_0 (b).*

du bon réglage de ce seuil, en comparant chaque augmentation de courant visible sur l'alimentation haute tension (HV Power supply CAEN SY2527) à chaque détection de décharges par le biais du discriminateur.

A chaque fois qu'une décharge est détectée par la méthode décrite précédemment, le dispositif génère un veto de 4 secondes (Cf. Fig. 4.4-b) sur le système de comptage des particules traversant les prototypes. Ceci permet d'exclure les décharges trop rapprochées. La durée a été choisie pour ne pas compter les évènements lorsque le potentiel des électrodes est variable, en particulier après une décharge. Cette méthode a permis de nous affranchir du temps mort ainsi que du gain variable survenant après une décharge.

La probabilité de décharge a été obtenue en faisant le rapport entre le nombre d'évènements pour lesquels le seuil du discriminateur a été atteint (Φ_{dech}) et le nombre des particules comptabilisées (via les PM Flux) hors veto (Φ_{tot}).

$$P_{dech} = \frac{\Phi_{dech}}{\Phi_{tot}} \tag{4.2}$$

4.3.4 Probabilités de décharge des mesures pour le détecteur MICROMEGAS et des hadrons de 10 GeV/c

La figure 4.5 présente les résultats des mesures de probabilités de décharge en fonction du gain d'un détecteur MICROMEGAS possédant un espace de conversion de 3 mm (dont le champ électrique était fixé à 1 kV/cm). Les électrodes de ce prototype étaient constituées de micro-grille en nickel de 500 LPI. Trois hauteurs de l'espace d'amplification (125, 75 et 50 μm) ont été testées :

– pour des probabilités de décharge supérieures à 2.10^{-7} $hadrons^{-1}$, les courbes suivent

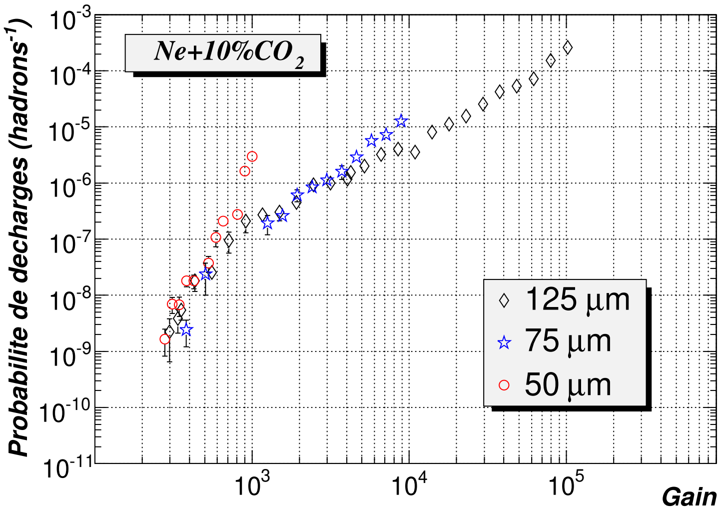


FIG. 4.5 – *Probabilités de décharge en fonction du gain pour différentes hauteurs de l'espace d'amplification de MICROMEGAS. Ces mesures ont été réalisées sous un faisceaux de hadrons de 10 GeV/c auprès de la ligne T9 du PS (CERN).*

une loi de puissance dont la pente est fortement corrélée à la hauteur de l'espace d'amplification.

- en-dessous de cette valeur, la probabilité d'avoir une décharge semble devenir indépendante de la hauteur de l'étage d'amplification. Un changement de pente est clairement visible sur la courbe obtenue avec 125 μm aux alentours de 1000 de gain.
- pour un gain donné supérieur à quelques milliers, la probabilité de décharge est plus faible pour 125 μm que pour les deux autres hauteurs d'amplification.

On constate également que la probabilité de décharge varie très rapidement avec le gain. Ainsi, les mesures de probabilité de décharge sont très sensibles à ce facteur. C'est pourquoi nous avons mesuré régulièrement le gain des prototypes pendant la période de test. Malgré cela, les fluctuations de gain (jusqu'à 20 %) dues aux légères variations de la pression atmosphérique n'ont pas pu être maîtrisées pour cette série de mesures car nous ne disposions pas du régulateur de pression à cette époque.

Discussion des résultats

Les probabilités de décharge mesurées pour des gains supérieurs à 1000 sont compatibles avec celles obtenues lors d'une campagne de test faisceau antérieure. La probabilité de décharge est fortement dépendante du numéro atomique moyen $< Z >$ du mélange gazeux [T+01]. Les résultats que nous avons obtenus avec un mélange gazeux à base de néon sont en accord avec les mesures réalisées par d'autres équipes de recherche [T+01, B+02c, D+02].

De plus, pour ce domaine en gain, la courbe montre une forte dépendance de la probabilité de décharge en fonction de la hauteur de l'étage d'amplification. Nous nous attendions à un tel comportement puisque de nombreuses caractéristiques de l'avalanche (spatiale et temporelle) sont déterminées par la hauteur de l'espace d'amplification.

D'un autre côté, les mesures réalisées pour les gains inférieurs à 1000 montrent que la probabilité de décharge est dépend peu du gap d'amplification. Ce comportement n'est pas encore tout à fait compris, c'est la première fois qu'il est mis en évidence. Cependant, le fait qu'il soit caractéristique des événements observables à faible gain, sous-entend qu'il correspond à des événements rares pour lesquels on atteint brusquement un nombre de charges anormalement élevé. C'est pourquoi, nous pensons qu'il est la signature d'un processus physique extrêmement "dur", différent de celui responsable des décharges observées à gain plus élevé. Par exemple, il pourrait s'agir de la conséquence de l'interaction d'un hadron sur la grille ce qui génèrerait de multiples particules fortement ionisantes (HIP) plus lourdes que dans le cas, plus fréquent, d'une interaction hadron-gaz. Ces particules engendrées directement dans l'espace d'amplification peuvent alors initier plusieurs avalanches au même instant et au même endroit conduisant très rapidement à atteindre une densité de charge critique.

4.3.5 Comparaison des résultats à 10 et 150 GeV/c

La probabilité de décharge d'un détecteur MICROMEGAS (125 μm) a également été mesurée dans un faisceau de hadrons de 150 GeV/c sur la ligne H6. Le dispositif expérimental utilisé pour ces mesures est sensiblement le même que celui utilisé pour les mesures réalisées sur la ligne T9. Cependant, quelques modifications ont été réalisés pour s'adapter aux caractéristiques (flux, durée du déversement) de cette ligne faisceau. En effet, les PM ne sont pas adaptés pour mesurer des flux de particules incidentes supérieurs à 10^7 particules par déversement. Au-delà de cette valeur une saturation des PM a été observée. Une chambre d'ionisation, placée en amont de la ligne faisceau, a donc été utilisée pour compter les particules traversant le dispositif expérimental. De plus, la durée du veto a été augmentée jusqu'à 6 s pour tenir compte de la durée du déversement qui est dix fois plus longue au SPS qu'au PS. Nous avons également doté le dispositif d'un régulateur de pression afin de nous s'affranchir des fluctuations de la pression atmosphérique.

Les résultats sont reportés sur la figure 4.6. On constate qu'ils sont compatibles avec ceux obtenus à 10 GeV/c. On observe également le changement de pente pour un gain voisin de 1000 pour cette nouvelle série de mesures.

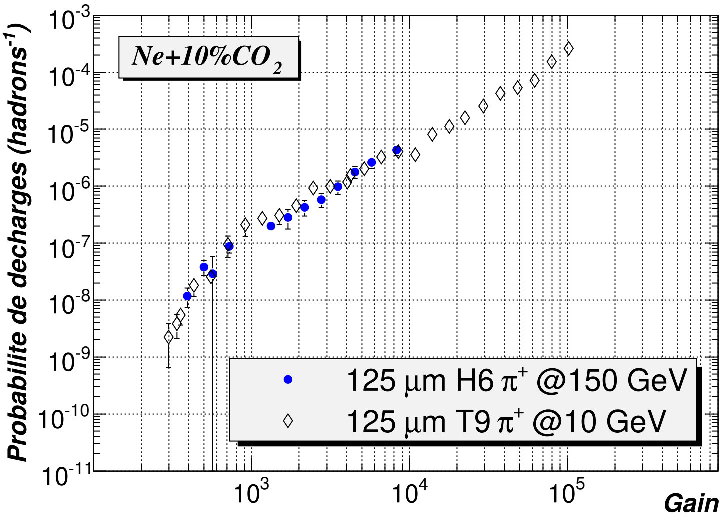


FIG. 4.6 – *Comparaison des résultats des mesures de probabilité de décharge de MICROMEGAS réalisées avec des hadrons de 150 GeV/c (SPS) et de 10 GeV/c (PS).*

4.3.6 Conclusion

L'étude préliminaire réalisée ici avec une structure MICROMEGAS sous un haut flux de hadrons à 10 et 150 GeV/c, a montré que la probabilité de décharge était fortement dépendante de la géométrie de l'espace d'amplification, du moins pour des gains supérieurs à $\simeq 1000$. En effet, la dépendance entre la hauteur de l'étage d'amplification et le taux de décharges semble moins marquée pour des gains plus faibles.

Pour un régime de gain permettant la détection des particules au minimum d'ionisation ($G \sim 5000$ pour le mélange gazeux utilisé ici), la probabilité de décharge reste élevée ($\gtrsim 10^{-6}$ $hadrons^{-1}$). L'ensemble de ces mesures indique qu'indépendamment du gap d'amplification, il semble très difficile d'obtenir une probabilité de décharge inférieure à $10^{-6} - 10^{-7}$ $hadrons^{-1}$ avec un détecteur à plaques parallèles utilisant des micro-grilles, ne comportant qu'un seul étage d'amplification (i.e. MICROMEGAS).

De plus, les deux campagnes de tests indiquent que la probabilité de décharge d'un détecteur MICROMEGAS est peu dépendante de l'énergie des particules incidentes, du moins dans le domaine des énergies relativistes.

4.4 Mesures de la probabilité de décharge du détecteur PIM avec des hadrons de 10 GeV/c

La grande modularité de la structure PIM, nous a permis de mesurer la probabilité de décharge pour de nombreuses configurations géométriques d'un détecteur à deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert. Les résultats présentés dans cette section sont issus du test faisceau réalisé auprès de la ligne T9. L'épaisseur de l'espace de conversion des prototypes était de 3 mm et le champ appliqué dans cet étage était fixé à 1 kV/cm. Les électrodes utilisées lors de ce test étaient exclusivement des micro-grilles en nickel de type 500 LPI.

Dans un premier temps, nous présenterons les résultats d'une étude systématique portant sur le choix de la hauteur des espaces d'amplification à utiliser pour minimiser la probabilité de décharge. Les géométries que nous avons testées sont au nombre de quatre, notées :

- A1-A2 μm
- 125-125 μm
- 125-50 μm
- 50-50 μm
- 50-125 μm

Avec la convention suivante : le premier nombre correspond à l'espace d'amplification au contact de l'anode (A1) tandis que le deuxième représente la hauteur de l'espace de pré-amplification (A2). Pour cette étude, les prototypes possédaient un espace de transfert de 3 mm et un champ électrique associé (E_t) égal à 2 kV/cm.

Puis, dans un second temps, la probabilité de décharge sera présentée en fonction de la largeur et du champ électrique de l'espace de transfert (Voir la sous-section 4.4.4).

4.4.1 Probabilités de décharge pour la configuration 125-125 μm

La figure 4.7 présente les séries de mesures obtenues avec une structure PIM possédant deux étages d'amplification de mêmes épaisseurs : 125 μm. Plusieurs polarisations de l'étage de pré-amplification y sont représentées. On constate que :

- la probabilité de décharge diminue lorsque le gain total du détecteur diminue.
- elle est systématiquement plus faible que pour la structure MICROMEGAS possédant un étage d'amplification de même épaisseur (125 μm)

Cependant, pour les courbes correspondant à des valeurs du champ électrique E_{A2} importantes (i.e. 38 et 40 kV/cm) la probabilité de décharge est constante indépendamment du gain total du détecteur. Pour comprendre cet état de fait, nous avons comparé la valeur correspondant au plateau observé à la probabilité de décharges de chaque étage d'amplification. En première approximation, les probabilités de décharge dans chacun des étages sont indépendantes et peuvent être déterminées grâce aux mesures réalisées préalablement avec MICROMEGAS.

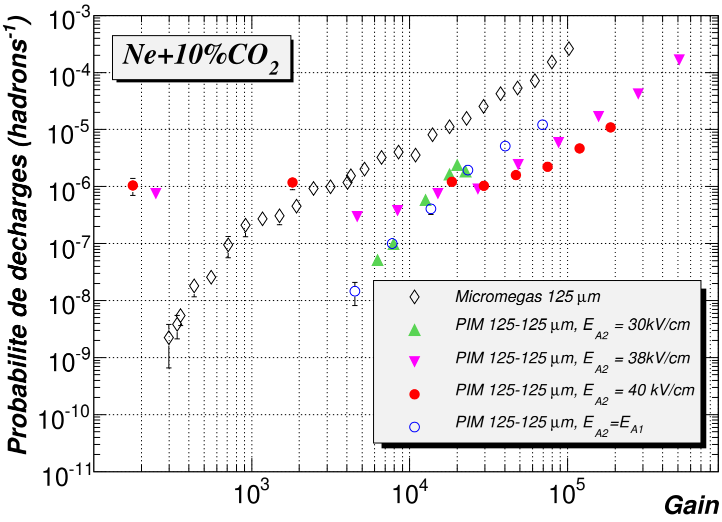


FIG. 4.7 – *probabilités de décharge mesurées pour la configuration 125-125 μm en fonction du gain total du détecteur. Quatre polarisations de l'étage de pré-amplification sont ici présentées.*

Pour les deux courbes où ce phénomène est observé, les gains dans l'étage de pré-amplification (G_{A2}) associé à un champ électrique égal à 38 et 40 kV/cm valent respectivement 2000 et 3600. Pour de tels gains, nous avons obtenu des probabilités de décharge par hadron incident avec la structure MICROMEGAS (125 μm) voisines de 6.10^{-7} et 1.10^{-6}. Ces valeurs sont en accord avec les plateaux observés et démontrent que le taux de décharges dans le détecteur est limité par des décharges provenant de l'étage de pré-amplification.

Conclusion

L'ensemble des mesures réalisées avec cette structure (125-125 μm) indique que le taux de décharges peut être sensiblement réduit avec des étages d'amplification opérant à de faible gain, comme en attestent les mesures réalisées avec des champs d'amplification modérés (série $E_{A1} = E_{A2}$ et $E_{A2} = 30$ kV/cm), pour lesquelles une probabilité de décharge de 2.10^{-8} $hadrons^{-1}$ a été mesurée à un gain de 5000.

4.4.2 Influence de l'espace de pré-amplification (A2)

Les séries de mesures présentées précédemment pour la structure PIM nous ont révélé que la probabilité de décharge peut être fortement diminuée avec deux étages d'amplification. Nous allons maintenant essayer d'identifier l'épaisseur optimale de l'espace de pré-amplification (A2) pour minimiser davantage le nombre de décharges. Pour ce faire, nous allons étudier l'influence des caractéristiques géométriques de cet étage sur la probabilité de décharge.

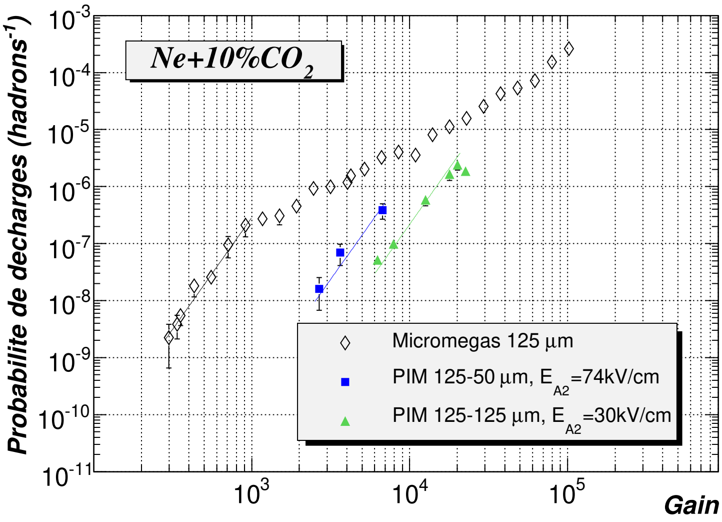


FIG. 4.8 – *Probabilités de décharge mesurées pour la configuration 125-125 μm en fonction du gain total du détecteur comparée à celle obtenue avec une configuration 125-50 μm.*

Configuration 125-125 μm versus 125-50 μm

La figure 4.8 présente une comparaison entre les probabilités de décharge mesurées avec deux configurations possédant un espace de pré-amplification d'épaisseurs différentes (i.e. 125 et 50 μm). Pour cette série de mesures, l'espace d'amplification au contact de l'anode (A1) possédait une épaisseur de 125 μm. On peut observer sur cette figure les éléments suivants :

- pour les deux configurations du détecteur PIM, la probabilité de décharge suit une loi de puissance dont la pente est quasi-identique à celle observée pour MICROMEGAS (125 μm) à des gains inférieurs à 1000.
- pour un gain donné, le taux de décharges est environ dix fois plus petit pour la configuration 125-125 μm comparée à la géométrie 125-50 μm.

Configuration 50-50 μm versus 50-125 μm

Intéressons-nous maintenant aux configurations possédant un étage d'amplification de 50 μm au contact de l'anode (figure 4.9). Pour les géométries concernées (i.e. 50-50 et 50-125), des observations similaires au cas précédent peuvent être faites, à savoir :

- la probabilité de décharge suit une loi de puissance de même pente que celle observée pour MICROMEGAS mais, cette fois-ci, pour une hauteur d'amplification de 50 μm.
- la configuration ayant un étage de pré-amplification plus large permet d'obtenir une probabilité de décharge 10 fois plus petite pour un gain total du détecteur équivalent.

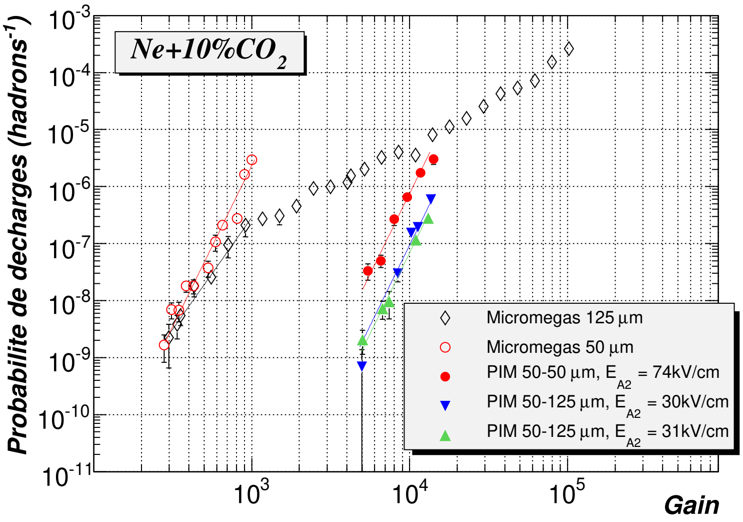


FIG. 4.9 – *Comparaison des probabilités de décharge mesurées pour les configurations 50-50 µm et 50-125 µm. Le taux de décharges est présenté en fonction du gain total du détecteur.*

Config.	E_{A2} (kV/cm)	G_{A2}	P_{A2}	E_{A1} (kV/cm)	G_{A1}	P_{A1}	G_{tot}	P_{dech}
125-125	30	194	$4,7.10^{-10}$	29, 2	154	$1,9.10^{-10}$	6270	$5,2.10^{-8}$
125-50	74	526	$6,2.10^{-8}$	29	145	$1,5.10^{-10}$	3637	$6,9.10^{-8}$
50-50	74	526	$6,2.10^{-8}$	74	526	$6,2.10^{-8}$	11704	$1,73.10^{-6}$
50-125	30	194	$4,7.10^{-10}$	73	475	$3,5.10^{-8}$	13658	$5,86.10^{-7}$

TAB. 4.3 – *Paramètres du détecteur pour les quatre géométries testées.*

Discussion des résultats

Les séries de données présentées, ici, en fonction du gain total du détecteur sont pratiques pour comparer la probabilité de décharge pour un point de fonctionnement donné du détecteur. Cependant, si l'on souhaite optimiser la géométrie du détecteur pour minimiser le nombre de décharges, il est nécessaire d'étudier l'influence de certains paramètres comme le champ électrique ou le gain dans chaque étage d'amplification par exemple. Or, il est en général difficile de faire varier un seul paramètre à la fois lorsque que l'on modifie la géométrie du détecteur. Nous présentons dans le tableau 4.3 les valeurs de ces différents paramètres pour quatre jeux de données. Le gain de chaque étage d'amplification (G_{A1}, G_{A2}) ainsi que la probabilité de décharge associée (P_{A1}, P_{A2}) ont été calculés à partir d'une extrapolation des courbes de tendance qui ont été utilisées pour ajuster les données, tandis que le gain total et la probabilité de décharge du détecteur sont issus de mesures directes.

Une comparaison croisée permet, à l'aide de ce tableau, de mettre en évidence quelques points importants :

– pour les deux premières lignes du tableau où le gain de l'étage d'amplification (A1) est identique et est voisin de 150, on constate le gain total du détecteur est environ deux fois plus important pour la configuration 125-125 μm. Or, à la vue des valeurs du gain de l'étage de pré-amplification possédant un gap de 125 μm (i.e. $G_{A2} = 194$) et de celui correspondant à un gap de 50 μm (i.e. $G_{A2} = 526$), nous nous attendons de prime abord à l'observation contraire. Ceci s'explique par une transmission plus grande des électrons à la sortie de l'étage de pré-amplification plus importante pour la configuration 125-125 μm. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'extraction des électrons à travers une micro-grille augmente avec le rapport entre les champs appliqués de part et d'autre de cette dernière. Or, comme le gain varie exponentiellement avec la hauteur du gap, le gain dans un large espace de pré-amplification est plus grand que dans un étage possédant un gap plus petit à un champ électrique donné. Il est alors possible d'appliquer un champ électrique plus petit tout en conservant un gain suffisamment élevé. Dans ce cas, le rapport de champ est plus favorable au passage des électrons. Ceci permet d'avoir un gain total du détecteur plus élevé pour une même probabilité de décharge (i.e. sans augmenter le gain dans chaque étage d'amplification). La courbe de probabilité de décharge se retrouve alors décalée vers de plus hauts gains. Les probabilités de décharge mesurées pour les deux configurations confirment ce propos.
– En établissant une analyse analogue pour la configuration 50-125 μm comparée à la configuration 50-50 μm, nous pouvons constater une tendance similaire. Cette nouvelle observation permet de confirmer qu'un large espace de pré-amplification permet de réduire la probabilité de décharge du détecteur pour un même point de fonctionnement.
– En outre, les probabilités totales de décharge mesurées avec une structure PIM à deux étages d'amplification sont systématiquement supérieures à la somme des probabilités de décharge (obtenues à partir des mesures réalisées avec MICROMEGAS) dans chaque étage d'amplification. Ceci indique que la probabilité de décharge totale est dominée par une composante, appelée P_{corr}, corrélée à la contribution des charges totales dans le détecteur :

$$P_{dech} = P_{A1} + P_{A2} + P_{corr} \tag{4.3}$$

Conclusion

Les quatre géométries testées du détecteur PIM ont révélés que la probabilité de décharge pour un point de fonctionnement donné peut être fortement réduite avec l'utilisation de micro-grilles avec deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert.

L'extraction des électrons à la sortie de l'étage de pré-amplification semble être un paramètre sensible permettant d'augmenter le gain total du détecteur sans augmenter la probabilité de décharge dans chaque étage d'amplification. L'emploi d'un large étage de

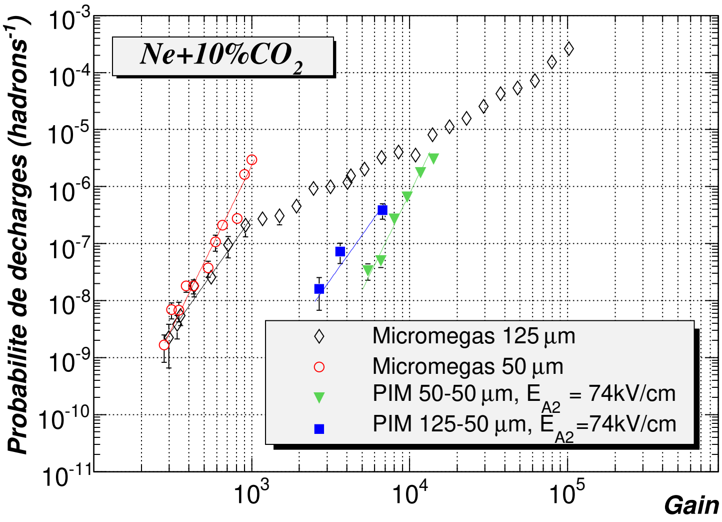


FIG. 4.10 – *Comparaison des probabilités de décharge pour les configurations possédant un étage de pré-amplification de 50 µm.*

pré-amplification est conseillé car il favorise cette extraction et, par conséquent, il permet de minimiser la probabilité de décharge pour un point de fonctionnement donné.

4.4.3 Influence de l'espace d'amplification au contact de l'anode (A1)

La comparaison des géométries possédant des espaces d'amplification (A1) de hauteurs différentes (mais avec des espaces de pré-amplification identiques), nous permettent également d'étudier la manière dont varie la probabilité de décharge en fonction de ce paramètre.

Configuration 50-50 μm versus 125-50 μm

Nous présentons sur la figure 4.10 la comparaison de deux séries de données correspondantes aux configurations ayant un étage de pré-amplification de 50 μm. Le champ électrique appliqué dans cet étage (E_{A2}) est identique pour les deux configurations et vaut 74 kV/cm. Nous pouvons effectuer les observations suivantes :

- pour un gain total du détecteur donné, la probabilité de décharge est plus petite pour la configuration 50-50 μm comparée à celle possédant un étage d'amplification au contact de l'anode de 125 μm (i.e. 50-125 μm). Par exemple, à 5000 de gain, une probabilité de décharge proche de 2.10^{-8} $hadrons^{-1}$ est obtenue pour la configuration 50-50 μm alors qu'elle est de $1,5.10^{-7}$ $hadrons^{-1}$ pour l'autre géométrie.

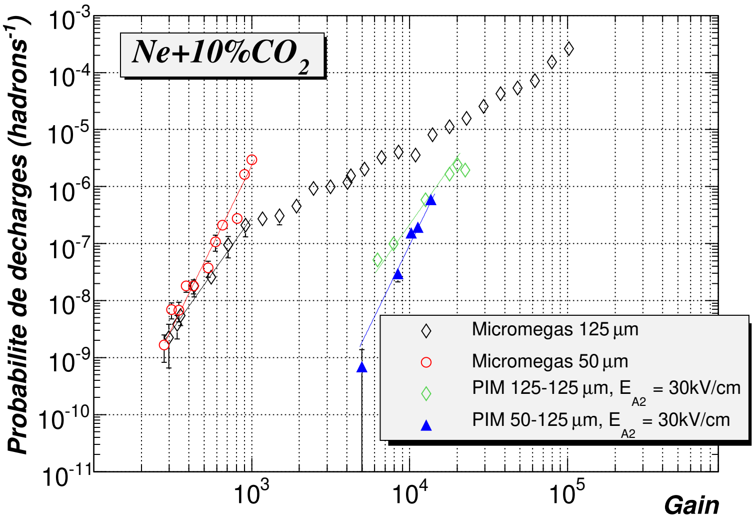


FIG. 4.11 – *Comparaison des probabilités de décharge pour les configurations possédant un étage de pré-amplification de 125 μm.*

– la pente des courbes de probabilité de décharge pour chacune des configurations dépend de l'épaisseur de l'étage d'amplification au contact de l'anode. De façon plus explicite, la pente de la configuration 50-50 μm est la même que celle de MICROMEGAS 50 μm et celle de la géométrie 125-50 μm est identique à celle de la probabilité de décharge mesurée à des gains inférieurs à 1000 pour MICROMEGAS 125 μm.

Configuration 125-125 μm versus 50-125 μm

La comparaison entre deux jeux de données obtenus pour les configurations 125-125 μm et 50-125 μm, présentée sur la figure 4.11, montre des comportements similaires au cas précèdent, à savoir :

– la probabilité de décharge est moindre pour la configuration pour laquelle l'espace d'amplification A1 est le plus petit, soit 50 μm.
– la pente des courbes dépend du gap d'amplification au contact de l'anode et est identique à celle des courbes de probabilités de décharge obtenues pour MICROMEGAS possédant une même épaisseur de l'étage d'amplification.

Interprétations des résultats

Ces deux dernières comparaisons montrent de façon systématique un taux de décharges plus faible pour les configurations avec un étage d'amplification au contact de l'anode de 50 μm comparée à celles ayant un gap de 125 μm. L'une des raisons pouvant expliquer ceci est une évacuation plus rapide des ions dans le cas 50 μm. En effet, le temps pour

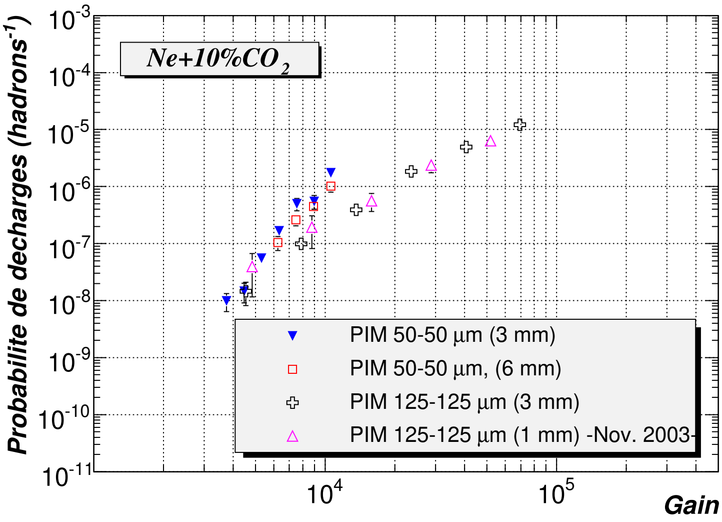


FIG. 4.12 – *probabilités de décharge pour trois épaisseurs de l'étage de transfert (1, 3 et 6 mm) en fonction du gain total du détecteur.*

collecter les ions est, en première approximation, proportionnel à la hauteur de l'espace d'amplification (en réalité il diminue en plus avec le champ électrique). Il sera donc plus petit pour un gap de 50 μm comparé à étage d'amplification de 125 μm. Ceci permet une réduction de la probabilité d'avoir, le cas échéant, un empilement des charges qui pourrait conduire à une décharge.

Conclusion

Une probabilité de décharge inférieure à 10^{-9} $hadrons^{-1}$ pour un gain total du détecteur voisin de 5000 a été mesurée pour la première fois avec une structure à micro-grilles (configuration 50-125 μm). Ces mesures ont également mis en évidence un intérêt fort pour l'utilisation d'un espace d'amplification (A1) de petite hauteur pour minimiser le taux de décharges.

4.4.4 Probabilités de décharge et espace de transfert

Lors des divers tests faisceau, nous avons également fait varier différents paramètres de l'espace de transfert (épaisseur et champ électrique) afin d'en étudier leur influence sur la probabilité de décharge. Les résultats correspondant à cette étude sont présentés dans cette section.

Hauteur de l'espace de transfert	1 mm	3 mm	6 mm
Diffusion transverse (en μm)	117	202	286

TAB. 4.4 – *Diffusion transverse pour le Ne+10%CO_2 pour trois hauteurs de l'espace de transfert opérant à 2 kV/cm.*

Influence de l'épaisseur de l'étage de transfert

La figure 4.12 présente les résultats obtenus avec trois épaisseurs de l'étage de transfert (1, 3 et 6 mm) pour des configurations 50-50 μm et 125-125 μm. Nous pouvons constater sur cette figure que :

- aucune différence notable n'est observée entre 1 et 3 mm d'espace de transfert pour les deux séries de données correspondantes à la configuration 125-125 μm.
- les probabilités de décharge obtenues avec 3 et 6 mm de transfert (configuration 50-50 μm) sont parfaitement compatibles entre elles.

Intuitivement, on s'attend à ce que la probabilité de décharge diminue lorsque l'épaisseur de l'espace de transfert augmente. En effet, l'étalement que subissent les charges sortant de l'étage de pré-amplification étant directement proportionnel à la hauteur de l'espace de transfert, l'étalement spatial des charges sera plus important pour de larges espaces de transfert. Le tableau 4.4 présente la diffusion transverse obtenus avec le logiciel MAGBOLTZ pour le mélange gazeux Ne+10%CO_2 (E_t = 2 kV/cm) et les trois épaisseurs de l'étage de transfert testées.

Cet étalement devrait permettre aux charges de s'éloigner les unes des autres avant d'arrivée dans le second étage d'amplification et ainsi de minimiser la probabilité d'avoir des avalanches initiées toutes au même endroit. A la vue des résultats obtenus, il semblerait que cet effet soit négligeable entre 1, 3 et 6 mm. Cependant, si l'épaisseur de l'étage de transfert ne semble pas déterminante, des mesures réalisées antérieurement avec une structure à deux étages d'amplification sans espace de transfert ont révélé qu'un tel étage était indispensable pour réduire le taux de décharges [T+04].

Influence du champ électrique de l'étage de transfert

Les séries de données représentées sur la figure 4.13 correspondent à une configuration 125-125 μm et deux valeurs de champ de transfert (E_t) différentes : 1 et 2 kV/cm. Une légère déviation est observée entre ces deux courbes et la probabilité de décharge pour un point de fonctionnement du détecteur donné est plus petite pour un champ de transfert de 2 kV/cm. Nous expliquons cette observation par le fait que le rapport de champ ($\frac{E_t}{E_{A2}}$) est plus élevé dans ce cas. La proportion des électrons pouvant sortir de l'étage de pré-amplification et entrer dans l'espace de transfert est alors plus important (Cf. 2.3.3). Ceci contribue

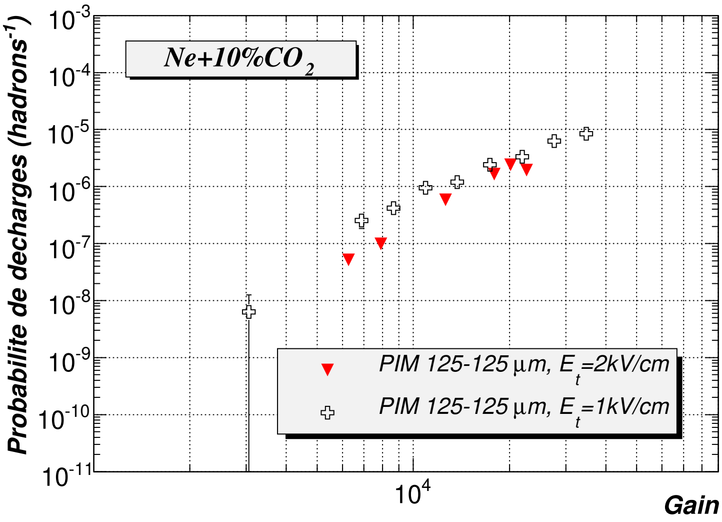


FIG. 4.13 – *Comparaison de la probabilité de décharge mesurées avec la configuration 125-125 µm pour deux valeurs du champ électrique de l'espace de transfert (E_t). Le champ électrique de l'espace de pré-amplification (E_{A2}) pour ces deux séries de données est de 30 kV/cm.*

à une augmentation du gain total du détecteur sans modifier le gain dans chaque étage d'amplification et par conséquent sans augmenter leur probabilité de décharge respectives.

Conclusion

Les résultats obtenus en fonction des divers paramètres caractéristiques de l'étage de transfert montrent que la probabilité de décharge est peu dépendante de sa hauteur. En revanche, cette étude nous a permis de mettre en évidence, une nouvelle fois, le rôle de l'extraction pour minimiser la probabilité de décharge. Celle-ci peut être sensiblement réduite en appliquant un champ électrique dans cet étage favorisant l'extraction des électrons. Un champ électrique (E_t) voisin de 2 kV/cm semble être un choix judicieux (Cf. section 2.4.4).

4.5 Résultats des mesures de probabilité de décharge obtenus avec des hadrons de 150 GeV/c

Des mesures de probabilités de décharge ont également été réalisées avec des hadrons de 150 GeV et sont représentées sur la figure 4.14. La pression pour les deux séries de données correspondantes était maintenue à 990 mbar. La configuration 50-125 μm (courbes avec triangles pleins) utilisée pour les mesures à 150 GeV était sensiblement identique à celle utilisée pour les prises de données réalisées à 10 GeV. Notons, cependant, que l'étage

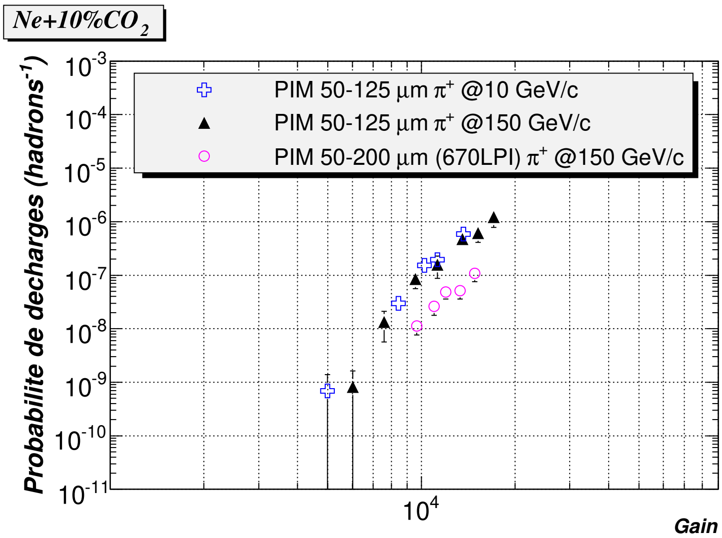


FIG. 4.14 – *probabilités de décharge en fonction du gain total du détecteur PIM à deux étages d'amplification obtenues auprès de ligne H6 (SPS).*

d'amplification (A1) n'était pas réalisé avec une micro-grille 500 LPI et un espaceur kapton de 50 μm mais avec une micro-grille en cuivre possédant des plots de 50 μm (CERN-μgrille-50c). Malgré ces quelques différences, les résultats associés à cette configuration sont compatibles entre eux pour les deux énergies testées. Ceci indique que la probabilité de décharge est peu dépendante de l'énergie des particules traversant le détecteur. Par ailleurs, la série de mesures obtenue à 150 GeV permettent de confirmer l'excellent résultat issu des mesures à 10 GeV (i.e. $P_{dech} \lesssim 10^{-9}$ $hadrons^{-1}$ pour un gain de 5000) mais pour lequel nous n'avions qu'un seul point avec une statistique médiocre puisqu'une seule décharge avait été comptabilisée.

Focalisons-nous maintenant sur les mesures réalisées avec la configuration 50-200 μm (cercles vides). Comme nous l'avons vu précédemment dans ce chapitre, le coefficient d'extraction est un paramètre important dont dépend largement la probabilité de décharge. Nous avons donc décidé de mesurer la probabilité de décharge pour une configuration pour laquelle ce facteur est optimisé : un étage de pré-amplification A2 de 200 μm et une grille de 670 LPI. Cette configuration autorise une extraction voisine de 22 % (Cf. Fig.2.14) aux conditions d'utilisations. L'espaceur de 200 μm utilisé était en FR4 et a été usiné par procédé chimique. Les barreaux sont distants de 15 mm et possèdent une largeur de 1 mm. Les mesures montrent une réduction d'un facteur 8 de la probabilité de décharge par rapport à la configuration précédente (i.e. 50-125 μm), pour un point de fonctionnement donné. Malheureusement, en raison d'un manque de temps faisceau associé à divers problèmes techniques et à une durée de la période qui nous était allouée déjà écourtée, nous n'avons pas pu explorer le domaine en gain inférieur à 9000.

4.6 Conclusion

Ces tests faisceau ont montré pour deux énergies différentes, qu'il est possible de réduire significativement le taux de décharges en utilisant une structure à micro-grilles multi-étages telle que le détecteur PIM. L'étude systématique réalisée indique que la géométrie la plus adéquate pour minimiser les décharges est une géométrie asymétrique comportant un large espace de pré-amplification (A2) et un petit étage d'amplification au contact de l'anode (A1). Une probabilité de décharge légèrement inférieure à 10^{-9} par hadron incident a été mesurée à un gain de 5000, avec une configuration 50-125 μm et un mélange gazeux à base de néon (Ne+10%CO_2). Lors de ces tests où nous avons observé plusieurs milliers de décharges. Nous avons pu également apprécier l'excellente robustesse de chaque prototype testé puisque aucun dommage ni baisse du gain des détecteurs n'ont été constatés.

L'utilisation d'une configuration géométrique dont le coefficient d'extraction est optimisé permet de réduire sensiblement le nombre de décharges observées dans le détecteur pour un gain donné. Ainsi, les premiers résultats obtenus avec une structure 50-200 μm et l'utilisation d'une micro-grille 670 LPI comme électrode inférieure de l'étage de pré-amplification (autorisant une valeur du coefficient d'extraction de 22 % au point de fonctionnement) sont en ce sens encourageants. Ils indiquent qu'une probabilité de décharge de 10^{-10} par hadron incident peut être atteinte (extrapolation linéaire) à 5000 de gain.

Enfin, il semble illusoire d'atteindre une probabilité de décharge inférieure à cette valeur avec une structure possédant seulement deux étages d'amplification tout en conservant une détection efficace pour des particules de haute énergie avec le gaz ici utilisé.

Conclusion

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre du programme européen de recherche et développement en physique hadronique (PCRDT 6-I3HP-JRA4). La phase de R&D présentée dans ce manuscrit est consacrée à la caractérisation d'un nouveau dispositif gazeux : le détecteur PIM (Parallel Ionization Multiplier) développé à SUBATECH, pour une application à la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons.

Ces dernières années, de nombreuses expériences de physique impliquant un flux intense de particules ont été imaginées afin d'accéder à des observations de phénomènes rares envisagées par la théorie (Plasma de Quarks et de Gluons, contribution des gluons au spin du nucléon, boson de Higgs, violation CP, etc). Pour mener à bien ces investigations, les physiciens ont donc été amenés à développer une instrumentation plus rapide susceptible d'accompagner l'augmentation des flux de particules. En particulier, pour les dispositifs expérimentaux de trajectographie de particules chargées, des structures innovantes ont été conçues afin de permettre la détection d'une densité de particules importante. Parmi elles une nouvelle génération de détecteurs gazeux à microstructure baptisés MPGDs (*Micro-Pattern Gas Detectors*) est alors apparue offrant de nombreux avantages comme un coût par unité de surface modéré, une excellente tenue au flux (typiquement jusqu'à quelques 10^6 $part./mm^2/s$), une excellente efficacité et de très bonnes résolutions spatiale ($<$ 100 μm) et temporelle ($<$10 ns). C'est pourquoi, de tels dispositifs sont déjà impliqués dans de nombreuses expériences de haut flux, comme par exemple les 12 chambres MICROMEGAS de 40×40 cm^2 et les 20 triple-GEMs qui équipent l'expérience COMPASS, les détecteurs GEM-MSGC utilisés dans l'expérience HERA-B, ou les triple-GEMs en construction pour LHCb et TOTEM, etc. Cependant, ces technologies sont récentes et font encore l'objet de nombreux travaux de recherches afin d'investiguer leurs limites.

Ainsi, dans le domaine de la trajectographie de particules dans un environnement à forte composante hadronique, les détecteurs sont exposés à de rares interactions fortes. Dans ces conditions, la proximité des électrodes définissant la zone d'amplification qui est propre aux détecteurs gazeux à microstructure, se traduit par un phénomène à l'origine de nombreux échecs expérimentaux : les décharges. En effet, ces événements violents perturbent fortement, mais de façon temporaire, la polarisation des électrodes ce qui induit un temps mort. Les structures particulièrement fragiles de ces détecteurs peuvent être endommagées définitivement. L'objet de ce travail de thèse a donc été de développer un détecteur robuste aux décharges et pour lequel ces événements sont suffisamment rares pour satisfaire aux nouvelles exigences imposées par les expériences de physique des particules.

Le savoir faire du laboratoire SUBATECH dans la mise en oeuvre de détecteurs fondés sur la technologie des micro-grilles de type MICROMEGAS, nous a permis d'étudier, pour la première fois, une géométrie comportant deux étages d'amplification séparés par un étage de transfert fonctionnant avec un mélange gazeux Ne+10%CO_2 à pression atmosphérique. L'avantage d'une telle structure, nommée PIM, est alors double, puisqu'elle bénéficie à la fois de la robustesse maintes fois éprouvée de la technologie des micro-grilles (empruntée au détecteur MICROMEGAS), et de la multiplication des charges par étapes à la manière du détecteur MSAC (*Multi-Step Avalanche Chamber*) ou du détecteur multi-GEM.

Ce travail novateur a été axé principalement sur l'optimisation de la géométrie du détecteur PIM afin de minimiser l'occurrence des décharges. A cet effet, des prototypes modulaires ont été construits grâce à l'utilisation d'espaceurs spécifiques : des feuilles de Kapton à trame carrée usinées au laser. Ces espaceurs intercalés entre deux électrodes indépendantes permettent de définir un étage d'amplification ou de pré-amplification à la façon d'un "sandwich". Les diverses épaisseurs de feuilles Kapton ainsi que les multiples variétés de micro-grilles disponibles, nous ont permis de mener une étude systématique de plusieurs géométries du détecteur PIM.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé la structure PIM à l'aide d'une source de rayons X mono-énergétiques (^{55}Fe) en mesurant le gain pour de nombreuses configurations géométriques d'un prototype. Les résultats montrent qu'indépendamment de la configuration du détecteur PIM testée, des gains importants allant jusqu'à quelques 10^5 (soit quelques $10^7 - 10^8$ charges) peuvent être atteints avant que l'avalanche ne diverge. De telles valeurs sont compatibles avec la limite phénoménologique de Raether. Une résolution en énergie proche de 20 % (FWHM @ 5.9 keV) a également été mesurée pour la structure PIM.

Lors des tests en laboratoire, nous avons porté une attention particulière à l'étude systématique de la transmission des électrons d'un étage à l'autre. En premier lieu, nous avons étudié la transparence électronique (T_e) des différentes micro-grilles utilisées pour focaliser les électrons dans les étages d'amplification. Ce paramètre détermine la collecte des électrons primaires et donc l'efficacité de détection et les résolutions spatiale et temporelle. Les résultats obtenus pour une grille classique de 500 LPI et un gap de 125 μm ont confirmé que la transparence électronique est quasi-totale pour un rapport de champ supérieur à 20. Tandis que les mesures analogues réalisées avec une grille possédant des plots de 50 μm de hauteur fabriquée par le CERN ont montré qu'il est nécessaire d'avoir un rapport de champ compris entre 50 et 70 (en fonction de la nature et de la concentration du quencheur utilisé) pour que l'ensemble des électrons arrivent dans l'étage d'amplification. Cette première étude nous a permis d'identifier le type de grilles à utiliser pour un gap d'amplification donné et du champ électrique qui y est appliqué.

Nous nous sommes focalisés par la suite sur l'extraction des électrons à la sortie de l'étage de pré-amplification, où la transition de champ est défavorable au passage des électrons (i.e. fort champ vers un faible champ électrique). Grâce à la spécificité du détecteur PIM qui est l'utilisation des micro-grilles, cette transition est extrêmement rapide et autorise des valeurs importantes de la transmission électronique, appelée dans ce cas : le coefficient d'extraction (C_{ext}). Les phénomènes complexes mis en jeu dans ce processus sont encore mal compris car ils impliquent la prise en compte de la diffusion des électrons présents dans l'avalanche sur une échelle spatiale fine, et des propriétés de photo-ionisation du gaz. Une approche empirique a permis cependant d'optimiser l'extraction des électrons en jouant sur la géométrie (i.e. hauteur) de l'étage de pré-amplification et le choix de la grille utilisée à la sortie de cet étage. Les mesures systématiques ont démontré une excellente reproductibilité des coefficients d'extraction obtenus. La valeur maximale est de l'ordre de 30 % à un rapport de champ de 0.12 pour un étage de pré-amplification de 220 μm et une micro-grille de 670 LPI. Cette transmission des électrons relativement élevée montre l'apport de la technologie des micro-grilles dans la famille des chambres à plaques parallèles à avalanche (PPAC). Il était jusqu'alors extrêmement difficile de remédier à la capture quasi-complète des électrons par les grilles conventionnelles (relativement épaisses) des PPAC lorsque un faible rapport de champ était appliqué (en particulier pour les PPAC possédant un petit gap de pré-amplification).

En parallèle de cette étape de caractérisation, nous avons conçu un doublet de détecteurs possédant des micropistes (de 150 μm de large avec un interpiste de 45 μm) et équipé de 1024 voies GASSIPLEX et d'un système d'acquisition pour mesurer la résolution spatiale d'un détecteur PIM dans un faisceau de hadrons. La phase préliminaire de validation du dispositif expérimental a été réalisée au laboratoire avec des particules cosmiques et a révélé de bonnes caractéristiques de l'électronique d'acquisition : un taux de déclenchement de $10^4\ s^{-1}$ (sans temps mort), une sensibilité par voie quasi-uniforme, et un bruit par voie proche de 1200 e^-. Lors de ces tests, nous avons également pu quantifier l'étalement des charges dans l'étage de transfert en mesurant la taille du *cluster* de charge obtenue avec un détecteur PIM. Ces mesures comparées à celles obtenues avec un MICROMEGAS opérant dans les mêmes conditions indiquent une augmentation proche de 50 % de la taille du *cluster* avec un espace de transfert de 3 mm.

Les tests réalisés au SPS avec des pions de 150 GeV/c et ce même dispositif ont permis de mesurer une résolution spatiale de 51 μm au début du plateau d'efficacité (>95 %

soit à un gain de 5000) avec une configuration du détecteur PIM comportant un étage de pré-amplification de 125 μm et un étage d'amplification de 50 μm. Ces excellentes caractéristiques ont par ailleurs été confirmées pour deux valeurs du champ électrique de pré-amplification (E_{A2}) appliqués : 28 et 30 kV/cm.

Un des points les plus importants de cette thèse est sans nul doute les mesures de probabilité de décharges en fonction de la géométrie du détecteur multi-étages PIM. Pour cela, nous avons avons mis au point un dispositif d'étiquetage de décharges simple et efficace. Ce dispositif nous a permis de compter les décharges engendrées par des hadrons de haute énergie (10 et 150 GeV/c) avec une excellente reproductibilité lors des différentes campagnes de tests en faisceau. Afin de connaître la probabilité de décharge dans chacun des étages d'amplification d'un détecteur PIM, nous avons effectué des mesures préliminaires avec un détecteur MICROMEGAS constitué d'une anode pleine (d'une surface active de 5×5 cm^2) pour différents gaps d'amplification. Ces mesures ont non seulement permis de valider le dispositif expérimental en montrant des probabilités de décharges mesurées compatibles avec de nombreux résultats présents dans la littérature, mais elles ont également révélé un comportement intéressant pour des gains inférieurs à 1000, puisque la probabilité de décharges semble devenir, dans ce régime de gain (trop petit pour que le détecteur soit efficace), indépendante du gap choisit.

Les nombreuses configurations du détecteur PIM testées lors des mesures réalisées au PS ont montré que la probabilité de décharges peut être fortement réduite en utilisant deux étages d'amplification et des micro-grilles. Ainsi, avec un détecteur PIM comportant un étage de pré-amplification de 125 μm et un gap d'amplification au contact de l'anode de 50 μm, une probabilité de décharge voisine de 1.10^{-9} par hadron incident a été obtenue au début du plateau d'efficacité (soit à un gain de 5000). L'ensemble de cette étude a entre autres révélé que la probabilité de décharge totale dans le détecteur ne peut pas être inférieure à la somme des probabilités de décharge présentes dans chacun des étages d'amplification. Nous comprenons alors qu'il est nécessaire de réduire au maximum les gains de chaque étage d'amplification intermédiaire afin de réduire le nombre des décharges. A cette fin, nous avons choisi d'optimiser la géométrie et les constituants de l'étage de pré-amplification pour bénéficier d'une grande valeur du coefficient d'extraction permettant alors d'avoir une pré-amplification efficace tout en conservant un gain local modéré. Grâce à l'étude de caractérisation de la transmission électronique, nous avons montré qu'un large gap de pré-amplification et une grille adaptée permettait d'accroître sensiblement ce paramètre. De plus, les mesures du taux de décharges indiquent également qu'un petit gap est préférable pour l'étage d'amplification au contact de l'anode. De cette façon, la densité des ions présent dans cet étage est réduite du fait de l'évacuation rapide des ions alors favorisée par la faible distance parcourue. Ceci permet une diminution significative du nombre de décharges. Afin de compléter cette étude, nous nous sommes intéressés à la probabilité de décharges en fonction des caractéristiques (hauteur, champ électrique) de l'étage de transfert. Il apparaît que la probabilité de décharge ne dépend pas de la hauteur de cet étage, mais qu'en revanche un choix judicieux du champ électrique qui y est appliqué (proche de 2 kV/cm) permet de maximiser les transmissions électroniques et donc de minimiser les décharges.

Au terme de cette phase de recherche et développement, il apparaît donc clairement qu'une configuration asymétrique du détecteur PIM est bien adaptée pour minimiser le taux de décharges. A la vue des résultats obtenus au SPS, nous préconisons l'utilisation d'un étage de pré-amplification de 200 μm et une grille 670 LPI à la sortie de cet étage ainsi qu'un gap d'amplification de 50 μm au contact de l'anode. En effet, une extrapolation simple (linéaire) des premiers résultats encourageants obtenus avec cette configuration indique qu'une probabilité de décharges légèrement inférieure à 10^{-10} $hadrons^{-1}$ peut être atteinte à un gain voisin de 5000 et du Ne+10%CO_2. Il semble extrêmement difficile d'obtenir un taux de décharges beaucoup plus faible que cette valeur sans avoir recours à un troisième étage d'amplification. Toutefois, le détecteur PIM présenté dans cette thèse semble satisfaire pleinement aux nouvelles exigences de la trajectographie de hadrons de haute énergie, puisqu'aucun dommage et aucune baisse des performances n'ont été observés à l'issue des nombreux tests que nous avons réalisés auprès de faisceaux intenses de hadrons.

Annexe A

Innovations technologiques associées à MICROMEGAS

Initialement, les premières micro-grilles à disposition étaient des grilles conçues, pour différentes applications industrielles de filtrage, par un procédé permettant la fabrication de pièce en nickel de haute précision (électroformage) . Ces grilles sont encore couramment utilisées dans la structure MICROMEGAS. Afin de maîtriser la faible épaisseur du gap d'amplification, des espaceurs en kapton sont, en général, placé au contact de l'anode.

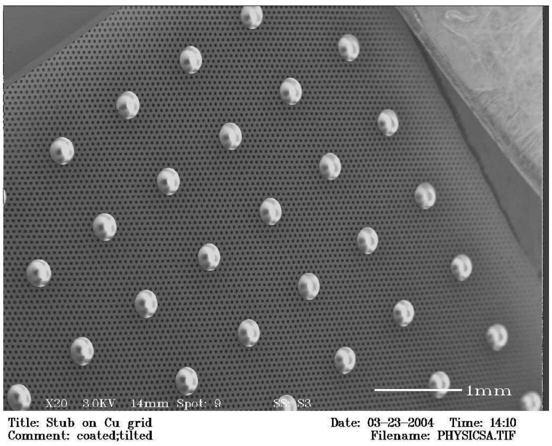
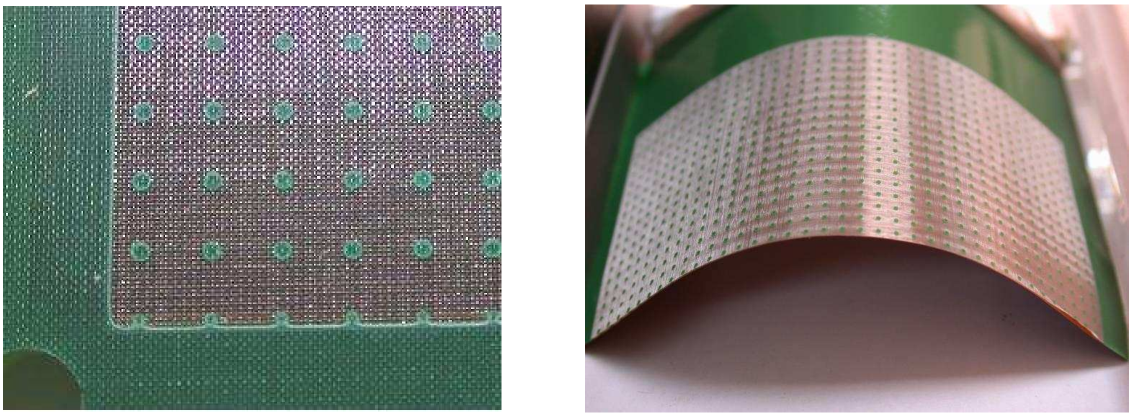


FIG. A.1 – *Photographie d'une micro-grille pour MICROMEGAS réalisée par l'industriel 3M.*

La première des innovations pour ce type de détecteur concerne l'optimisation des procédés de fabrication des micro-grilles spécialement dédiées à une utilisation dans MICROMEGAS. Des micro-grilles en cuivre, d'une épaisseur de 5 μm avec des espaceurs en Kapton cylindriques intégrés, sont fabriquées au CERN grâce au même procédé photolythographique utilisé pour la fabrication des GEM [DDO+01]. Grâce à une technique similaire, l'industriel 3M (avec son procédé : "Flex Circuit Fabrication Technique") a réalisé une première production de masse de grille MICROMEGAS (voir Fig. A.2). Notons ces quelques différences avec les grilles CERN : l'épaisseur de cuivre sur ces grilles ne peut pas être inférieure à 18 μm et la forme des plots (espaceurs) est, non plus cylindrique, mais conique.



- a -   - b -

Fig. A.2 – *Photographie d'un MICROMEGAS réalisé par le procédé "Bulk".*

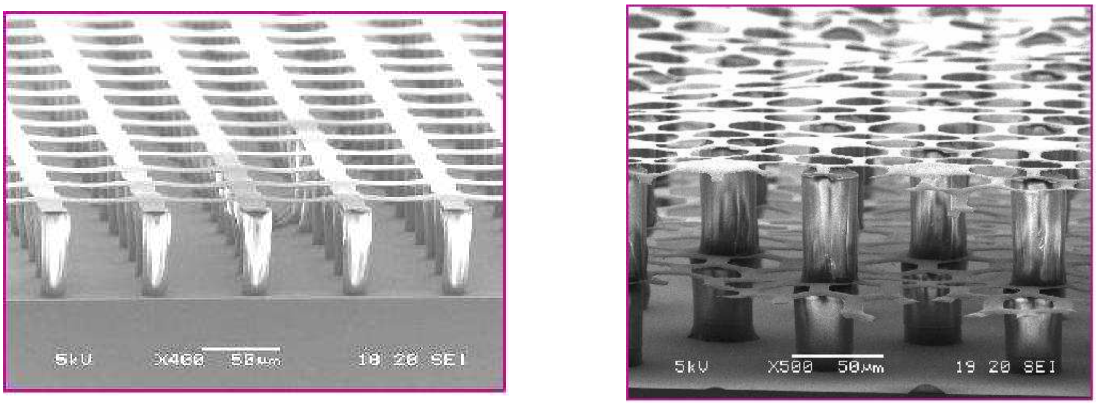
Une nouvelle façon de construire des détecteurs MICROMEGAS, basée sur des techniques industrielles, est également en cours de développement au DAPNIA (CEA, Saclay). Ce nouveau procédé permet de fabriquer une structure MICROMEGAS constitué d'une anode segmentée et de sa grille en une seule pièce : le "bulk" MICROMEGAS [Aea06b]. Le bulk offre la possibilité de fabriquer de grande surface (quelques m^2) à faible coût et se révèle être très robuste et facilement manipulable. La grille utilisée est un tissu en inox (500 LPI, Line Per Inch) d'une épaisseur de 19 μm. Les plots permettant de maintenir le gap constant sont en résine photo-résistante d'un diamètre compris entre 200 et 400 μm et une hauteur de 50 à 100 μm avec un pas de 2 à 4 mm. Notons que cette technologie a été retenue pour les TPC à lecture MICROMEGAS qui seront prochainement utilisées auprès de l'expérience T2K au Japon dont le début est prévu à l'horizon 2009 [Bea07]. Cette expérience sera destinée à la mesure d'oscillation de neutrino.

De plus , le bulk ouvre la voie à de nouvelles géométries de détecteur comme par exemple une TPC à lecture radiale ou un détecteur gazeux quasi-sphérique (NOSTOS [Gor06]). Quelques améliorations sont actuellement en cours de développement, notamment, afin de réduire l'épaisseur de la grille ainsi que le diamètre des plots. La possibilité de réaliser un bulk MICROMEGAS multi-étagé est également investiguée.

Les dernières techniques utilisées pour la fabrication de puces électroniques sont également développées par le laboratoire NIKHEF afin de combiner une grille MICROMEGAS ("InGrid") avec une puce CMOS ("GridPix") [VdGea06, Cea06b]. Grâce à ce nouveau procédé, des grilles très fines (1 μm) en aluminium avec des motifs très variés peuvent être

FIG. A.3 – *Photographie de deux prototypes bulk MICROMEGAS (26×27 cm^2}) pour les tests de validation du projet T2K réalisés sur la TPC de HARP (au CERN).*

fabriquées avec une excellente maîtrise. Ainsi, les plots extrêmement fins ($\emptyset = 30$ μm), permettant de maintenir un gap d'amplification de 50 μm, n'obstruent pas la grille (Cf. Fig. A.4.a) et les pads sont alignés avec les trous de la grille, ce qui confère une granularité exceptionnelle à ce type de structure. Des tests ont montré d'excellentes performances en terme de tenue aux radiations et une résolution en énergie de 15 % (FWHM @ 5.9 keV). Afin de se prémunir des décharges, qui peuvent engendrer pour le détecteur MICROMEGAS Ingrid de sévères dommage tant sur la grille (très fine) ou l'électronique, plusieurs voies sont en cours de développement, comme l'ajout d'une couche résistive sur l'anode (SiProt) ou la multiplication du nombres de grilles (Cf. Fig. A.4.b).



- a - - b -

FIG. A.4 – *Photographie d'une grille MICROMEGAS Ingrid (a) et d'une double grille appelée TwIngrid obtenue par le même procédé (b).*

Ces types de grilles sont initialement prévus pour des détecteurs de vertex hybrides gaz-silicium très fins appelés GOSSIP [Cea06a] (Gas On Slimmed SIlicium Pixel), donc comportant peu de matière proche du point d'interaction. De plus, la circulation du gaz permet de refroidir le chip en silicium, ce qui diminue la consommation de ce dernier et permet de fonctionner à très bas niveau de bruit.

Bibliographie

[A$^+$67] G.D. Alkhazov *et al.* : *Nucl. Instr. Meth.*, 48:1, 1967.

[A$^+$93] F. Angelini *et al.* : The micro-gap chamber. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 335:69–77, 1993.

[A$^+$99] B. Adeva *et al.* : The micro wire detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 435:402–407, 1999.

[A$^+$02] C. Altunbas *et al.* : Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for compass. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 490:177–203, 2002. COMPASS experiment.

[A$^+$04a] M. Alfonsi *et al.* : High-rate particle triggering with triple-gem detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 518:106–112, 2004.

[A$^+$04b] M. Alfonsi *et al.* : A triple-gem detector for high-rate particle triggering. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 525:17–19, 2004.

[AC80] W.W.M. Allison et J.H. Cobb : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 30:253, 1980.

[Aea04] S. Andriamonje et al. : *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, volume 3:1621–1625, 2004.

[Aea06a] S. Andriamonje et al. : New neutron detector based on micromegas technology for ads projects. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 562:755–759, 2006.

[Aea06b] S. Aune et al. : Micromegas in a bulk. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 560:405–408, 2006.

[Alk70] G.D. Alkhazov : *Nucl. Instr. Meth.*, 89:155–165, 1970.

[ANS] ANSOFT : Maxwell : A 3d electromagnetic-field simulation software. http://www.ansoft.com/products/em/max3d.

[B$^+$79] A. Breskin *et al.* : The multistep avalanche chamber : a new family of fast, high-rate particle detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 161:19–34, 1979.

[B$^+$95] R. Bouclier *et al.* : Development of micro-strip gas chambers for high rate operation. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 367:168–172, 1995.

[B$^+$98a] A. Barr *et al.* : Diamond over-coated microstrip gas chambers for high rate operation. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, B 61:315–320, 1998.

[B$^+$98b] R. Bellazzini *et al.* : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 398:426, 1998.

[B$^+$98c] A. Bressan *et al.* : High rate behaviour and discharge limits in micro-pattern detectors. CERN-EP/98-139, 1998.

[B$^+$99a] R. Bellazzini *et al.* : The micro-groove detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 424:444–458, 1999.

[B+99b] R. Bellazzini *et al.* : The well detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 423:37–42, 1999.

[B+01] S. Bachmann *et al.* : Performance of gem detectors in high intensity particle beams. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 470:548–561, 2001. COMPASS experiment.

[B+02a] S. Bachmann *et al.* : Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (gem). *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 479:294–308, 2002.

[B+02b] Y. Bagaturia *et al.* : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 490:223–242, 2002. HERA-B experiment.

[B+02c] A. Bay *et al.* : Study of sparking in micromegas chambers. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 488:162–174, 2002.

[B+05a] A. Bellerive *et al.* : Spatial resolution of a micromegas-tpc using the charge dispersion signal. *arXiv :Physics*, 0510085, 2005.

[B+05b] C. Bernet *et al.* : The 40x40 cm2 gaseous microstrip detector micromegas for the high-luminosity compass experiment at cern. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 536:61–69, 2005.

[Bea07] J. Bouchez et al. : Bulk micromegas detectors for large tpc applications. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, 2007. doi.10.1016/j.nima.2007.02.074.

[Bia99] S. F. Biagi : Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 421:234–240, 1999. http://consult.cern.ch/writeup/magboltz.

[BJ95] S.F. Biagi et T.J. Jones : The microdot gas avalanche chamber : an investigation of new geometries. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 361:72–76, 1995.

[BL50] L.D. Blunck et S. Leisegang : *Z. Phys.*, 128:500, 1950.

[Byr69] J. Byrne : Statistics of electron avalanches in the proportional counter. *Nucl. Instr. Meth.*, 74:291–296, 1969.

[C+98] G. Charpak *et al.* : First beam test results with micromegas, a high-rate, high-resolution detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 412:47–60, 1998.

[C+04] P. Colas *et al.* : Ion backflow in the micromegas tpc for the future linear collide. *LAL 04-14*, DAPNIA 04-78, 2004.

[CD97] E. Christophel et M. Dracos : The micro-gap wire chamber. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 398:195–202, 1997.

[Cea06a] M. Campbell et al. : Gossip : A vertex detector combining a thin gas layer as signal generator with a cmos readout pixel array. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 560:131–134, 2006.

[Cea06b] M. Chefdeville et al. : An electron-multiplying 'micromegas' grid made in silicon wafer post processing technology. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 556:490–494, 2006.

[CS78] G. Charpak et F. Sauli : The multistep avalanche chamber : a new high-rate, high-accuracy gaseous detector. *Physics Letters*, 78B, number 4:523–528, 1978.

[D+] D. Drouin *et al.* : Casino v2.42. *Scanning*, 29:92–101. http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/index.html.

[D+02] A. Delbart *et al.* : Performance of micromegas with preamplification at high intensity hadron beams. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 478:205–209, 2002.

[DDO$^+$01] A. Delbart, R. De Oliveira *et al.* : New developments of micromegas detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 461:84–87, 2001.

[E$^+$76] H. W. Ellis *et al.* : Transport proporties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17:177–210, 1976.

[E$^+$78] H.W. Ellis *et al.* : Transport proporties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 22:179–217, 1978.

[E$^+$84] H. W. Ellis *et al.* : Transport proporties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 31:113–151, 1984.

[F$^+$91] P. Fonte *et al.* : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 310:128, 1991.

[FVR97] P. Fonte, Peskov V. et B.D. Ramsey : Streamers in msgc's and other gaseous detectors. *ICFA Instrum. Bull.*, 15, 1997. http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa.

[Gas00] Gassiplex 0.7-3. http://www-subatech.in2p3.fr/%7Eelectro/projets/beta_imageur, 2000.

[Gen73] H Genz : Single electron detection in proportional gas counters. *Nucl. Instr. Meth.*, 112:83–90, 1973.

[Gor06] P. Gorodetsky : Nostos - spherical tpcs. *Nucl. Phys.*, B 151:410–413, 2006.

[Gro06] Particle Data Group : Cosmic rays. *Particule Physics Booklet*, page 231, 2006.

[GRRC96] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert et G. Charpak : Micromegas : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particule-flux environments. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 376:29–35, 1996.

[HAR98] semiconductor HARRIS : Sp720 datasheet - electronic protection array for esd and over-voltage protection. 1998.

[Hea06] M. Houry et al. : Demin : A neutron spectrometer, micromegas-type, for inertial confinement fusion experiments. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 557:648–656, 2006.

[Hot98] T. Hott : Msgc developpment for the inner tracker of hera-b. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 408:258–265, 1998.

[K$^+$06] F. Kunne *et al.* : Micromegas : large-size high-rate trackers in the high energy experiment compass. *Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. IEEE*, 6:3838–3841, 2006.

[Kno00] *Radiation Detection and Measurement*, volume ISBN 0471073385. John Wiley and Sons, 2000.

[Lan44] L.D. Landau : *J. Exp. Phys. (USSR)*, 8:201, 1944.

[LHC05] Lhcb - second addendum to the muon system technical design report. *CERN-LHCC-2005-012*, LHCb-TDR-004 Add2, 2005.

[Lup02] S. Lupone : Bending of a grid under voltage above a conductive plane. Rapport interne SUBATECH (groupe INCADE), 2002.

[M$^+$01] G. Martinez *et al.* : An insulating grid spacer for large-area micromegas chambers. *arXiv :Physics*, 0103027 v1, 2001.

[Mag04] Section efficace d'interaction des electrons (co2). 2004. http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-bin/cross.

[Mea02] A. Magnon et al. : Tracking with 40x40 cm2 micromegas detectors in the high energy, high-luminosity compass experiment. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 478:210–214, 2002.

[O+01] A. Ochi *et al.* : A new design of the gaseous imaging detector : Micro pixel chamber. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 471:264–267, 2001.

[Oed88] A. Oed : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 263:351–359, 1988.

[Pey04] B. Peyaud : Kabes : a novel beam spectrometer for na48. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 535:247–252, 2004.

[Pui00] G. Puill : *Le développement de MICROMEGAS, un nouveau détecteur gazeux de position à micro-grille*. Thèse de doctorat, Université de Caen, 2000.

[Rae64] *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, 1964.

[Ree73] *Electrical breakdown in gases*. Macmillan, 1973.

[RFea04] E. Ribas Ferrer et al. : A micromegas detector for the cast experiment. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 518:252–255, 2004.

[S+] J.C. Santiard *et al.* : Gasplex - a low noise analog signal processor for readout of gaseous detectors. CERN-ALICE-INT-1994-26.

[S+98] A. Sharma *et al.* : Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *SLAC-J-ICFA*, 16:21–38, 1998.

[S+99] A. Sarvestani *et al.* : Study of the high rate performance of the microcat detector. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, B 78:431–437, 1999.

[S+04] J. Samarati *et al.* : β-imaging with the pim device. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 535:550–553, 2004.

[Sam] J. Samarati : Communication privée dans le cadre du développement d'un beta-Imageur de grande surface.

[Sam06] J. Samarati : *Développement et caractérisation d'un détecteur gazeux : Apllication à l'auto-radiographie β*. Thèse de doctorat, Université de Nantes - Ecole Doctrorale STIM, 2006.

[Sau77] F. Sauli : *Principles of operation of multiwire proportionaland drift chambers*. CERN 77-09, 1977.

[Sau97] F. Sauli : Gem - a new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 386:531–534, 1997.

[Ser02] N. Servagent : E.s.p.i. (electronic speckles pattern interferometry). Rapport interne SUBATECH (groupe INCADE), 2002.

[Smi05] I.B. Smirnov : Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 554:474–493, 2005. http://consult.cern.ch/writeup/heed.

[T+01] D. Thers *et al.* : Micromegas as a large microstrip detector for the compass experiment. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 469:133–146, 2001.

[T+04] D. Thers *et al.* : New prospects on particle detection with parallel ionization multiplier (pim). *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 535:562–565, 2004.

[The01] D. Thers : *Développement du détecteur gazeux MICROMEGAS pour l'expérience COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - DAPNIA/SPHN-00-06-T, 2001.

[TOT04] Totem tdr. *CERN-LHCC-2004-02*, TOTEM-TDR-001, 2004.

[Vav57] P.V. Vavilov : *Sov. Phys. JETP*, 5:749, 1957.

[VdGea06] H. Van der Graff et al. : Recent gridpix results : An integrated micromegas grid and ageing test of a micromegas chamber. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 566:62–65, 2006.

[Vee98] R. Veenhof : Garfield. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 419:726, 1998. http://garfield.web.cern.ch/garfield.

[WB94] L. Rolandi W. Blum : *Particle detection with drift chamber.* Springer-Verlag, springer study édition, 1994.

[Wil96] D.H. Wilkinson : Ionization energy loss by charged particles. part i : The landau distribution. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 383:513–515, 1996.

[Zeu00] T. Zeuner : The msgc-gem inner tracker for hera-b. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 446:324–330, 2000. HERA-B experiment.

Index

Recherche et développement d'un détecteur gazeux PIM (Parallel Ionization Multiplier) pour la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons.

PIM (Parallel Ionization Multiplier) est un détecteur gazeux à microstructure multi-étages utilisant la technologie des micro-grilles. Ce nouveau dispositif, basé sur le principe de fonctionnement du détecteur MICROMEGAS (MICRO-MEsh GAseous Structure), offre d'excellentes caractéristiques pour la trajectographie de particules au minimum d'ionisation. Cependant, lorsque ce type de détecteur est placé dans un environnement à forte composante hadronique, des décharges apparaissent et dégradent sensiblement l'efficacité de détection et constituent un risque non négligeable pour l'électronique frontale. Afin de diminuer la probabilité d'avoir de tels événements, il est possible de réaliser la multiplication des charges par étapes successives.
Dans le cadre du programme européen de physique hadronique (EU-I3HP-JRA4), nous avons investigué le détecteur multi-étages PIM pour une application sous un haut flux de hadrons.
Lors de ce travail de recherche et développement, nous avons caractérisé de nombreuses configurations géométriques d'une structure PIM à 2 étages d'amplification séparés par un espace de transfert opérant avec un mélange gazeux Ne+10%CO_2. Des tests réalisés avec des faisceaux de hadrons de hautes énergies auprès du CERN ont montrés que la probabilité de décharges peut être fortement réduite avec une structure adéquate du détecteur PIM. Un taux de décharges inférieur à 10^{-9} par hadron incident et une résolution spatiale de 51 μm ont par ailleurs été mesurés au point de fonctionnement correspondant au début du plateau d'efficacité (>96 %).

Mots clés : *MICROMEGAS, PIM, détecteur gazeux à microstructure, hadron, haut flux, décharge, détecteur de traces*

Research and development of a gaseous detector PIM (Parallel Ionization Mulitiplier) dedicated to particle tracking under high hadron rates.

PIM (Parallel Ionization Multiplier) is a multi-stage micropattern gaseous detector using micromeshes technology. This new device, based on MICROMEGAS (MICRO-MEsh GAseous Structure) detector principle of operation, offers good characteristics for minimum ionizing particles trajectography. However, this kind of detectors placed in hadron environment suffers discharges which degrade sensibly the detection efficiency and account for hazard to the front-end electronics. In order to minimize these strong events, it is convenient to perform charges multiplication by several successive steps.
Within the framework of the European hadronphysics project (EU-I3HP-JRA4), we have investigated the multi-stage PIM detector for high hadrons flux application.
For this part of research and development, a systematic study for many geometrical configurations of a two amplification stages separated with a transfer space operated with the gaseous mixture Ne+10%CO_2 has been performed. Beam tests realised with high energy hadrons at CERN facility have given that discharges probability could be strongly reduced with a suitable PIM device. A discharges rate lower to 10^{-9} by incident hadron and a spatial resolution of 51 μm have been measured at the beginning efficiency plateau (>96 %) operating point.

Keywords : *MICROMEGAS, PIM, microppatern gaseous detector, hadron, high rate, discharge, tracking*