

Travail de diplôme  
Institut de Physique des Hautes Energies  
Université de Lausanne

**Etude d'un détecteur de traces à gaz, à  
amplification multiple, utilisant le  
système GEM**

Didier Livet  
Directeur: Dr. J.-P. Perroud

octobre 2000 - mars 2001



# Table des matières

	page
<b>Introduction</b>	1
<b>Chapitre 1: Théorie</b>	3
1.1. Interaction des particules avec la matière	3
1.1.1. <i>Interaction des particules chargées</i>	3
1.1.2. <i>Interaction des photons</i>	4
1.2. Les détecteurs à gaz	5
1.2.1. <i>Génération de charges dans un gaz</i>	6
1.2.2. <i>Déplacement des électrons et des ions...</i>	6
1.2.3. <i>Multiplification des charges...</i>	8
1.2.4. <i>Choix du mélange gazeux</i>	9
<b>Chapitre 2: Système d'amplification à triple GEM</b>	11
2.1. Le principe du Gas Electron Multiplier	11
3.2. Détecteurs à triple GEM	13
3.3. L'électronique du système	15
<b>Chapitre 3: Les sources</b>	19
<b>Chapitre 4: La vitesse de dérive des électrons</b>	21
4.1. Méthode de mesure de la vitesse de dérive	21
4.2. Vitesse de dérive des électrons	22
4.3. Analyse des résultats	22
<b>Chapitre 5: Les courbes de gain</b>	27
5.1. Calcul du gain	27
5.2. Calibrage de l'amplificateur de charges	29
5.3. Courbes de gain	30
<b>Chapitre 6: Etude des claquages</b>	37
6.1. Variation du taux de claquage en fonction de $V_I$	37
6.2. Courbes de claquages	38
6.3. Tests de durée de vie des éléments GEM	39
<b>Chapitre 7: L'efficacité de détection</b>	45
7.1. Méthode de mesure de l'efficacité	45
7.2. Courbes d'efficacité	47
7.3. Taille des clusters	49
<b>Chapitre 8: Discussion des résultats</b>	53
<b>Conclusion</b>	55
<b>Annexe A: Energie déposée par les rayons X de la source de Fe55</b>	56
<b>Annexe B: Energie déposée par les particules <math>\alpha</math> de la source Am243</b>	58
<b>Annexe C: Exemple de résultats de mesures d'efficacité</b>	62
<b>Bibliographie</b>	66



## Introduction

Le *tracker* interne de la future expérience LHCb au CERN aura pour fonction la reconstruction de la trace des particules jusqu'à leur point de production dans le tube du faisceau.

Deux types de détecteurs sont généralement utilisés pour les *trackers* internes, des détecteurs à semiconducteurs et des détecteurs à gaz. Le deuxième type nécessite un dispositif d'amplification avant lecture du signal. Une équipe de recherche de l'Université de Lausanne a déjà testé un système appelé Micromegas (*Micro mesh gasous system*). Les performances obtenues, particulièrement au niveau des claquages, se sont avérées non satisfaisantes. Un autre système d'amplification a donc été choisi: le *Gas Electron Multiplier* (GEM).

En principe, le *tracker* interne du LHCb sera composé de onze stations composées chacune de huit détecteurs du type sélectionné.

Un élément GEM est une fine feuille d'isolant, en l'occurrence du kapton, recouverte sur ses deux faces d'une couche de cuivre. L'épaisseur du kapton est de 50  $\mu\text{m}$  et les deux couches de cuivre sont de 5  $\mu\text{m}$ . Le tout est percé de trous dont les dimensions standard sont: 70  $\mu\text{m}$  de diamètre et 140  $\mu\text{m}$  d'espacement. Le système ainsi décrit présente deux électrodes séparées par une couche d'isolant. En appliquant une différence de potentiel entre les deux électrodes, un champ électrique intense se forme dans les trous. En plongeant le tout dans un mélange de gaz adéquat, les électrons passant dans un trou pourront être multipliés par avalanche.

Le principe de base d'un détecteur à gaz est une ionisation des atomes du gaz par une particule incidente. Il y a alors productions de paires électron-ion. Lorsque l'ionisation a lieu en présence d'un champ électrique, produit entre deux électrodes, les charges libérées vont migrer, les électrons en direction de l'anode et les ions en direction de la cathode. Le déplacement des charges va induire un courant sur l'anode. Le signal induit est généralement trop faible, il faut donc amplifier le nombre de charges induisant le courant. En disposant un élément GEM entre les deux électrodes du détecteur, les électrons libérés vont être multipliés dans les trous, le signal qu'ils induiront sur l'anode sera ainsi plus important. Dans cette configuration, le détecteur présente trois zones distinctes: un espace de dérive dans lequel les paires électron-ion sont produites, un espace d'amplification dans lequel les électrons sont multipliés et un espace d'induction qui, comme son nom l'indique, permet l'induction d'un courant sur l'anode.

Des tests ont déjà été effectués en utilisant un et deux éléments GEM comme dispositif d'amplification. Le système étudié ici comporte trois étages d'amplification.

Le présent travail consiste en une étude préliminaire des performances d'un détecteur à triple GEM. Toutes les mesures ont été réalisées avec des prototypes de GEM couvrant une surface de 2.5 cm de côté.

Un premier chapitre comprend un bref rappel de la théorie utile à la compréhension du fonctionnement du détecteur. Le second chapitre présente, de manière détaillée, le dispositif d'amplification à triple GEM employé. Les chapitres 3 à 7 sont consacrés à la partie expérimentale. Des mesures de la vitesse de dérive des électrons dans l'espace de dérive ont été faites en variant les concentrations des gaz ainsi que la valeur du champ de dérive. Le gain du détecteur a également été déterminé en fonction de la tension appliquée sur les éléments GEM, puis le calcul de la probabilité de claquage en fonction du gain a été réalisé. Finalement une étude de l'efficacité de détection est présentée. Les mesures du gain, des claquages et de l'efficacité ont été répétées pour plusieurs mélanges gazeux comportant principalement de l'argon et de l'isobutane à différentes concentrations. Des mélanges contenant du  $\text{CF}_4$  ont également été utilisés. Le dernier chapitre est consacré à la discussion des résultats.

# Chapitre 1: Théorie

Ce chapitre donne un bref rappel de la théorie utile à la compréhension du fonctionnement du détecteur étudié dans ce travail. La première partie est consacrée à l'interaction des particules, chargées ou non, avec la matière. La seconde partie traite du principe des détecteurs à gaz.

## 1.1. Interaction des particules avec la matière

### 1.1.1 Interaction des particules chargées

Lorsqu'une particule chargée, rapide, traverse un milieu, elle peut interagir avec ce dernier. L'interaction la plus probable est l'interaction électromagnétique avec les électrons atomique du milieu. Cette interaction implique une perte d'énergie de la particule incidente. Cette perte est donc principalement due à des interactions coulombiennes qui entraînent l'excitation et l'ionisation des atomes du milieu traversé. Les autres processus électromagnétiques peuvent être négligés de par leur faible probabilité. Néanmoins, lorsque les particules incidentes sont des électrons, il faut encore tenir compte du Bremsstrahlung.

La perte d'énergie des particules chargées est exprimée par la valeur de l'énergie perdue par unité de longueur, également appelée énergie différentielle moyenne (stopping power en anglais). La première expression de cette énergie différentielle est due à Bohr qui utilisa des arguments de physique classique. Une expression plus précise faisant appel à la mécanique quantique est due à Bethe et Bloch ; elle est encore utilisée aujourd'hui et a la forme suivante :

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z \rho}{A \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2mc^2 \beta E_M}{I^2 (1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \right] \quad (1)$$

$$K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (2)$$

N est le nombre d'Avogadro, m et e la masse et la charge de l'électron, Z, A et  $\rho$  sont les numéro et masse atomique ainsi que la densité du milieu traversé, I est le potentiel d'ionisation effectif du milieu ; z est la charge et  $\beta$  la vitesse de la particule incidente.

En exprimant les unités dans le système électrostatique et les énergies en MeV,  $K = 0.154 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  et  $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ .

La grandeur  $E_M$  représente l'énergie transférée maximum disponible à chaque interaction. Un calcul simple donne :

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \quad (3)$$

Le calcul du *stopping power* pour une particule donnée est long et fastidieux, il existe néanmoins des tables donnant le  $\frac{dE}{dx}$  en fonction de l'énergie  $E$  de la particule incidente.

### 1.1.2 Interaction des photons

Le comportement des photons, rayons X et  $\gamma$ , diffère totalement de celui des particules chargées. L'absence de charge électrique ne permet pas les collisions inélastiques avec les électrons atomiques du milieu traversé. Les interactions des photons sont alors de trois types :

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Production de paires électron-positon.

La probabilité que l'un de ces trois types d'interaction ait lieu dépend de l'énergie du photon incident. A basse énergie, quelques keV, l'effet photoélectrique domine puis c'est l'effet Compton qui est plus important jusqu'à des énergies de quelques centaines de keV. Finalement à haute énergie, la production de paires est dominante.

Nous pouvons donner un bref rappel de ces trois interactions :

#### *Effet photoélectrique :*

Le photon incident d'énergie  $E_\gamma$  est absorbé sur une couche électronique d'énergie  $E_j$  avec pour effet l'éjection d'un électron d'énergie  $E_e = E_\gamma - E_j$ , occupant la couche.

Le retour à l'état initial peut se produire de deux manières :

- Fluorescence : transition d'un électron d'une couche d'énergie  $E_i < E_j$  sur la couche  $j$ . Cette transition est accompagnée de l'émission d'un photon d'énergie  $E_j - E_i$ .
- Transition non radiative (effet Auger) : réarrangement interne des électrons par transitions successives depuis des couches d'énergie inférieure. Cette suite de transitions se termine par l'éjection d'un électron d'énergie proche de  $E_j$ .

La fraction de désexcitation produisant l'émission d'un photon est appelée champ de fluorescence.

L'absorption du photon incident a généralement lieu sur la couche K. Sur cette dernière, le champ de fluorescence augmente avec le numéro atomique. Pour l'argon, environ 15% des absorptions photoélectriques sont suivies de l'émission d'un photon ; les 85% restant sont suivis de transitions non radiatives.



### *Effet Compton :*

Le photon incident est diffusé par un électron atomique de valence. Une partie de son énergie est transmise à l'électron qui peut alors changer de niveau ou être éjecté. Normalement cet effet a lieu sur des électrons libres et bien entendu la plupart des électrons dans la matière sont liés. Néanmoins, si l'énergie du photon est suffisamment élevée en regard de l'énergies de liaison de l'électron, ce dernier peut être considéré comme libre.

### *Production de paire :*

Lorsque l'énergie est suffisante, plus de 1025 keV environ, un photon, en présence du champ électrique du noyau, peut produire une paire électron-positon.

Ces trois effets permettent d'expliquer les deux caractéristiques principales des rayons X et  $\gamma$ :

1. Les rayons X et  $\gamma$  sont beaucoup plus pénétrants dans la matière que les particules chargées.
2. Un faisceau de photon ne subit pas de perte en énergie mais en intensité.

La première caractéristique s'explique par la faible section efficace des photons en regard des particules chargées massives. La seconde caractéristique découle du fait que lors d'une interaction, le photon est complètement retiré du faisceau<sup>[a]</sup> ; les photons n'ayant pas interagi conservent leur énergie initiale. L'atténuation d'un faisceau de photon peut être exprimée exponentiellement en fonction de l'épaisseur de matière traversée :

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x) \quad (4)$$

$I_0$  est l'intensité initiale du faisceau ;  $x$  est la distance parcourue dans la matière et  $\mu$  le coefficient d'atténuation qui dépend du matériau traversé.

## **1.2. Les détecteurs à gaz**

Les détecteurs à gaz se basent sur les propriétés ionisantes des particules chargées rapides. Ces dernières peuvent interagir avec les atomes et molécules du milieu traversé en éjectant des électrons atomiques (ionisation) ou en excitant les atomes à un état supérieur. Le passage de ces particules va ainsi libérer des charges électriques qui vont pouvoir être détectées.

Deux conditions sont néanmoins nécessaires :

- Le milieu traversé ne doit pas contenir une grande quantité de charges libres à l'état stable, sinon les charges libérées lors du passage de la particule ne pourrait être distinguées des autres charges libres. Le milieu ne doit donc pas être conducteur.
- Les charges doivent pouvoir se mouvoir sans perte dans le milieu pour être détectées sur une électrode se trouvant à l'extrémité de la zone de détection. Cela exclut une grande partie des isolants.

---

<sup>[a]</sup> Dans le cas de l'effet Compton, le photon cède une partie de son énergie mais il est malgré tout complètement retiré du faisceau. L'énergie du faisceau est ainsi conservée.

Un mélange gazeux adéquat remplit parfaitement ces deux conditions. L'énergie d'ionisation de ces derniers étant suffisamment élevée, il n'y a pas de génération thermique de charges libres et la faible densité et la nature fluide des gaz assurent aux charges libérées une mobilité suffisante.

### 1.2.1. Génération de charges dans un gaz

Lorsque la particule ionisante pénètre à l'intérieur de la zone contenant le gaz, il y aura ionisation des atomes de ce dernier. Concrètement, il y a création de paires électron-ion. Ce processus a lieu de manière directe si la particule incidente est chargée ou via une réaction secondaire (effet photoélectrique, effet Compton, production de paires) si la particule est un photon. Le nombre de paires primaires créées est généralement faible.

Les électrons libérés possédant une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz sont capables de ioniser également les atomes de ce dernier, ce qui conduit à la production de nouvelles paires électron-ion. Le nombre total de paires primaires produites peut, en fonction de la particule incidente et du mélange gazeux, atteindre des valeurs élevées; pour un gaz donné, il est donné par le rapport de l'énergie déposée par la particule incidente sur l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire.

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (5)$$

Un calcul pour les différentes sources et mélanges gazeux utilisés lors des mesures est donné dans les annexes A et B, pages 56 à 60.

L'ionisation du gaz a lieu généralement proche du lieu de passage de la particule. Il est alors indispensable de faire migrer ces particules vers une électrode sur laquelle va être induit un courant électrique qui pourra être lu dans un circuit externe. Pour cela, un champ électrique est appliqué entre deux électrodes, une cathode située sur la face d'entrée du détecteur et une anode sur la face de sortie. Les ions positifs vont alors migrer vers la cathode et les électrons vers l'anode. Les charges sont accélérées par le champ électrique, mais d'un autre côté, elle subissent des collisions avec les atomes du gaz, ce qui les freine. La vitesse résultante est appelée vitesse de dérive. Pour des raisons de masse et de section efficace, les ions ont une vitesse de dérive nettement inférieure à celle des électrons; les ions acquièrent ainsi une énergie nettement moindre par rapport aux électrons, c'est pourquoi il est d'un plus grand intérêt de lire le signal des électrons, dans la mesure du possible.

### 1.2.2. Déplacement des électrons et des ions dans un gaz et en présence d'un champ électrique.

#### *Diffusion des électrons et des ions*

Les paires électrons-ion libérées vont former une distribution de charge qui va diffuser par de multiples collisions avec les atomes et molécules du gaz. Cette diffusion suit une loi de Gauss :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (6)$$

avec  $dN/N$  la fraction de charge dans un élément  $dx$  à une distance  $x$  de l'origine et après un temps  $t$ . Ici, l'origine correspond à l'endroit où la charge a été libérée.  $D$  est le coefficient de diffusion.

En présence d'un champ électrique, qui va induire un mouvement de dérive aux charges, la diffusion s'exprime également avec une loi de Gauss. Mais le coefficient de diffusion devient dépendant du champ électrique.

### *Mobilité des ions*

L'application d'un champ électrique dans l'enceinte contenant le gaz, appelé espace de conversion ou espace de dérive, va donner aux électrons et ions libérés un mouvement dans la direction des lignes de champ mais de sens opposés. Dans le cas des ions positifs, la vitesse de dérive est notée  $v_D^+$ . Cette vitesse est généralement proportionnelle au champ réduit  $E/p$  où  $p$  est la pression dans le gaz.

Nous pouvons ainsi définir une quantité  $\mu^+$  appelée mobilité :

$$\mu^+ = \frac{v_D^+ \cdot p}{E \cdot p_0} \quad (7)$$

$E$  est le champ électrique,  $p$  la pression dans le gaz et  $p_0$  la pression standard (760 Torr).

Dans le cas d'un mélange de gaz  $G_1, \dots, G_n$ , la mobilité  $\mu_i^+$  du ion  $G_i^+$  est donnée par :

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^n \frac{c_j}{\mu_{ij}^+} \quad (8)$$

$c_j$  est la concentration volumique du gaz  $G_j$  et  $\mu_{ij}^+$  est la mobilité du ion  $G_i^+$  dans le gaz  $G_j$ .

### *Vitesse de dérive des électrons*

Les électrons possèdent un libre parcours moyen plus grand que les ions, ils peuvent gagner plus d'énergie entre deux collisions ce qui implique que la mobilité de ces derniers n'est pas constante, excepté pour des champs électriques très faibles.

Une formulation simple de la vitesse de dérive des électrons, due à Townsend est :

$$v_D = \frac{e}{2m} \cdot E \cdot \tau \quad (9)$$

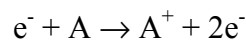
$e$  et  $m$  sont respectivement la charge et la masse de l'électron,  $E$  le champ électrique et  $\tau$  le temps de vol moyen des électrons.

Il a été observé que  $\tau$  n'est pas constant avec  $E$ . Ceci vient du fait que la section efficace des électrons varie fortement avec l'énergie de ceux-ci (Effet Ramsauer).

### 1.2.3. Multiplication des charges en présence d'un champ électrique intense.

Lorsqu'un électron se déplace dans un champ électrique élevé, au temps  $t$  il aura une énergie  $\varepsilon$  suivant une distribution  $F(\varepsilon)$ . Entre chaque collision, l'énergie de l'électron augmente, avec des fluctuations statistiques. Lorsque cette énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz, la collision suivante conduira à une ionisation de l'atome de gaz percuté. Le libre parcours moyen pour avoir une ionisation,  $\lambda$ , est défini comme étant la distance moyenne que parcourt un électron avant d'avoir suffisamment d'énergie pour ioniser l'atome percuté. L'inverse de  $\lambda$  est noté  $\alpha$  et est appelé le premier coefficient de Townsend. Ce coefficient correspond au nombre de paires électron-ion libérées par un électron sur une distance de 1 cm.

Considérons un électron libéré dans une région uniforme du champ  $E$ . Après un libre parcours moyen  $\lambda = 1/\alpha$ , une paire électron-ion est libérée et deux électrons poursuivent leur route.



Cette réaction peut avoir lieu un grand nombre de fois sur une courte distance ; nous avons ainsi une augmentation du nombre d'électrons libres migrant vers l'anode. Ce phénomène est appelé avalanche électronique. Sachant que les ions ont une vitesse de dérive environ mille fois inférieure aux électrons et que la diffusion des ions est beaucoup plus faible que celle des électrons, une avalanche peut être schématisée par une forme en goutte d'eau. Les électrons sont tous situés à l'avant et la queue est constituée des ions positifs. Si  $n$  est le nombre d'électrons en une position  $x$  donnée, après une distance  $dx$ , le nombre d'électrons aura augmenté de  $dn$  :

$$dn = n\alpha dx \quad (10) \Rightarrow n = n_0 \cdot \exp(\alpha x) \quad (11)$$

$n_0$  est le nombre de charges initiales. Le gain est alors donné par le rapport du nombre de charges après multiplication sur le nombre de charges initiales :

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha x) \quad (12)$$

Si le champ électrique n'est pas uniforme,  $\alpha = \alpha(x)$  et le gain prend la forme générale :

$$G = \exp \left[ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (13)$$

Le facteur de multiplication  $\alpha(x)$  ne peut pas augmenter indéfiniment. Lorsque le champ devient trop intense, des processus secondaires ont lieu, notamment l'émission de photons. Ces photons vont interagir avec le gaz et il y aura des avalanches supplémentaires. Ceci va conduire à des déformations des lignes de champ et, dans le cas extrême, on aura des claquages entre les électrodes. Une limite pour  $\alpha$  est donnée par la condition de Raether :

$$\alpha(x) = 20 \cdot x \quad (14)$$

Un détecteur à gaz peut ainsi être de trois types distincts dépendant de l'amplification du signal. Le premier type est dit chambre d'ionisation; le courant induit sur l'anode est dû directement aux paires primaires libérées au passage de la particule ionisante. Le second type est le compteur proportionnel ; le nombre de paires contenues dans une avalanche est proportionnel au nombre de paires primaires. Il en résulte une augmentation proportionnelle du courant par rapport au champ électrique. Le troisième type est le compteur Geiger-Müller; ce type de compteur travaille avec des champs électriques très élevés et les phénomènes décrits plus haut se produisent ; il y a alors saturation du gain.

#### 1.2.4 Choix du mélange gazeux

A première vue, n'importe quel type de gaz pourrait être utilisé puisque, en présence d'un champ électrique, une avalanche peut se produire dans tous les gaz. Néanmoins, pour diverses raisons, c'est généralement un gaz noble qui est utilisé. Ceci peut paraître surprenant car les gaz nobles possèdent un potentiel d'ionisation élevé ce qui exige des électrons une énergie élevée pour qu'il y ait multiplication. Seulement, pour les autres gaz mono- et poly-atomique, il y a des processus, tels des excitations vibrationnelles et rotationnelles, qui prélèvent de l'énergie aux électrons avant que ceux-ci n'en aient suffisamment acquis pour ioniser le gaz. En tenant compte encore de raisons financières, c'est généralement vers l'argon ou le néon que l'on se tourne.

Un détecteur rempli d'argon peut ainsi atteindre des gains appréciables ( $10^4$ - $10^6$ ) avec des champs électriques peu élevés. Au-delà, le détecteur entre dans un régime de claquages permanent et ce pour deux raisons : lors de l'avalanche, des atomes ionisés et excités sont produits, lors de leur retour à l'état fondamental il vont émettre des photons dont l'énergie minimale (11.6 eV pour l'argon) est supérieure au potentiel d'ionisation du métal constituant la cathode (7.7 eV pour le cuivre). Des photoélectrons sont alors éjectés de la cathode et sont la source d'une nouvelle avalanche. D'un autre côté, les ions positifs d'argon vont migrer vers la cathode et seront neutralisés en éjectant un électron. L'énergie libérée est émise sous forme de photons ou par éjection d'un second électron. Dans les deux cas, le résultat est une avalanche supplémentaire.

Pour parer ces effets, on ajoute généralement une petite quantité d'un gaz poly-atomique. Ce gaz est appelé un *quencher*. Comme ces gaz poly-atomiques possèdent une grande quantité d'états excités non radiatifs (rotationnels et vibrationnels), la marge d'énergie des photons pouvant être absorbés est grande et couvre généralement les énergies des photons émis dans l'argon. L'énergie ainsi emmagasinée est dissipée par collision ou dissociation. Les molécules du *quencher* peuvent également neutraliser les ions d'argon par collision. L'énergie gagnée est également dissipée par collision et dissociation.

L'addition d'un *quencher* permet donc d'obtenir des gains beaucoup plus élevés ( $\sim 10^6$ ) avant l'apparition de claquages. Néanmoins la présence d'un tel gaz implique que certains électrons vont perdre une partie de leur énergie sans produire d'ionisation ; il faut donc augmenter la valeur du champ électrique pour obtenir le même gain que dans l'argon pur. L'efficacité d'un *quencher* augmente avec le nombre d'atomes constituant la molécule de gaz. L'isobutane iso-(C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) est fréquemment utilisé comme *quencher*.

L'ajout d'un gaz électronégatif peut également améliorer les performances du détecteur. Les atomes d'un tel gaz vont capturer les électrons libres pour former des ions négatifs dont la mobilité est très basse. Les électrons capturés sont alors perdus pour l'amplification et la détection. Une trop grande concentration d'un tel gaz conduirait à la capture des électrons primaires libérés par la particule incidente avant qu'ils n'atteignent la zone d'amplification ce qui rendrait le détecteur complètement insensible. La perte d'électrons après une distance  $x$  est donnée par :

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(\frac{-x}{\lambda_c}\right) \quad (15)$$

$\lambda_c$  étant le libre parcours moyen avant une capture.

En général, la distance entre la cathode et l'anode est plus grande que la distance entre le point de production des paires primaires et l'anode. Il suffit alors de mettre une quantité adéquate de gaz électronégatif pour que le libre parcours moyen avant capture se situe entre ces deux distances. Ainsi les électrons éjectés de la cathode auront grande chance d'être capturés ce qui diminue le risque de claquages tandis que les électrons libérés au passage de la particule pourront atteindre l'anode sans grand risque d'être capturés.

## Chapitre 2: Système d'amplification à triple GEM

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que l'amplification électronique est due au champ électrique produit entre deux électrodes, une à l'entrée de la chambre et l'autre correspondant au système de lecture du signal induit. Une telle configuration demande l'application d'un champ électrique très élevé pour obtenir un gain suffisamment haut et généralement des décharges se produisent avant que l'on puisse atteindre la valeur du gain désirée.

Pour remédier à cela, des dispositifs d'amplification sont disposés entre les deux électrodes. Ceux-ci permettent d'amplifier le signal avec des champs électriques moins élevés. Un dispositif possible est le Gas Electron Multiplier (GEM).

### 2.1. Le principe du Gas Electron Multiplier (GEM)

Un élément GEM consiste en une feuille isolante de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de kapton avec une fine couche de 5  $\mu\text{m}$  de cuivre sur chacune de ses faces. Cette feuille est percée d'un grand nombre de trous de diamètre standard de 70  $\mu\text{m}$  et dont l'espacement est de 140  $\mu\text{m}$ . En appliquant une différence de potentiel entre les deux couches de cuivre, de l'ordre de 300 V, le champ électrique à l'intérieur du trou est suffisamment intense pour que le processus de multiplication des charges décrit plus haut se réalise à l'intérieur du trou.

La technique de fabrication des GEM's consiste à graver les couches de cuivre par un procédé de photogravure puis le kapton est percé en utilisant un solvant capable de dissoudre cet isolant; le cuivre étant utilisé comme masque. Ce processus est effectué sur les deux faces de la GEM. Le résultat donne une structure de trou doublement conique comme représenté sur la figure 2.

En plaçant un élément GEM dans un détecteur à gaz, ce dernier est alors divisé en trois régions. Un espace de conversion ou espace de dérive entre l'électrode d'entrée, électrode de dérive, et l'électrode supérieur de l'élément GEM, un espace d'amplification caractérisé par la GEM et un espace d'induction entre l'électrode inférieure de la GEM et le système de lecture constitué d'un circuit imprimé. Dans l'espace de dérive ont lieu les interactions de la particule incidente avec les atomes et molécules du gaz. C'est là que les paires électron-ion sont libérées. Une différence de potentiel entre l'électrode de dérive et la GEM permet de déplacer les électrons en direction de cette dernière et les ions vers l'électrode de dérive. Les électrons traversant la GEM sont multipliés par avalanche puis sont dirigés vers le circuit imprimé au travers de l'espace d'induction en appliquant une différence de potentiel

entre la GEM et le circuit imprimé. Le déplacement des électrons dans l'espace d'induction va induire un courant électrique sur le circuit qui pourra être analysé. Les ions positifs étant dirigés vers l'espace de transfert, ils ne sont pas présents dans le gap d'induction et ne contribuent pas au signal.

Jusqu'ici nous n'avons parlé que de différence de potentiel et de tension entre les électrodes. Dans la majorité des études déjà effectuées, il est question de champ électrique régnant entre les électrodes.

A la base, ce dispositif n'était capable d'atteindre que des gains peu élevés et n'était utilisé que comme système de préamplification dans des MSGC (micro-strip gas chamber). Avec le développement de nouvelles techniques de fabrication, il a été possible de construire des électrodes GEM capables de délivrer des gains supérieurs à  $10^4$  et pouvant ainsi être utilisées comme dispositifs principal d'amplification dans un détecteur à gaz.

Une série de tests effectués en faisceau par F.Sauli et al.<sup>[1]</sup> avec une et deux GEM et un système de lecture du signal constitué d'un PCB (Printed Circuit Board) donne des résultats semblant satisfaire les conditions demandées pour une détection de particules au minimum d'ionisation. Le dispositif à deux GEM paraît plus sûr lors de mesures dans des conditions extrêmes: flux de particules élevé et particules ultraionisantes.

Néanmoins ces résultats ne sont pas encore satisfaisants, c'est pourquoi une étude avec un dispositif à trois étages d'amplification de type GEM a été commencée.

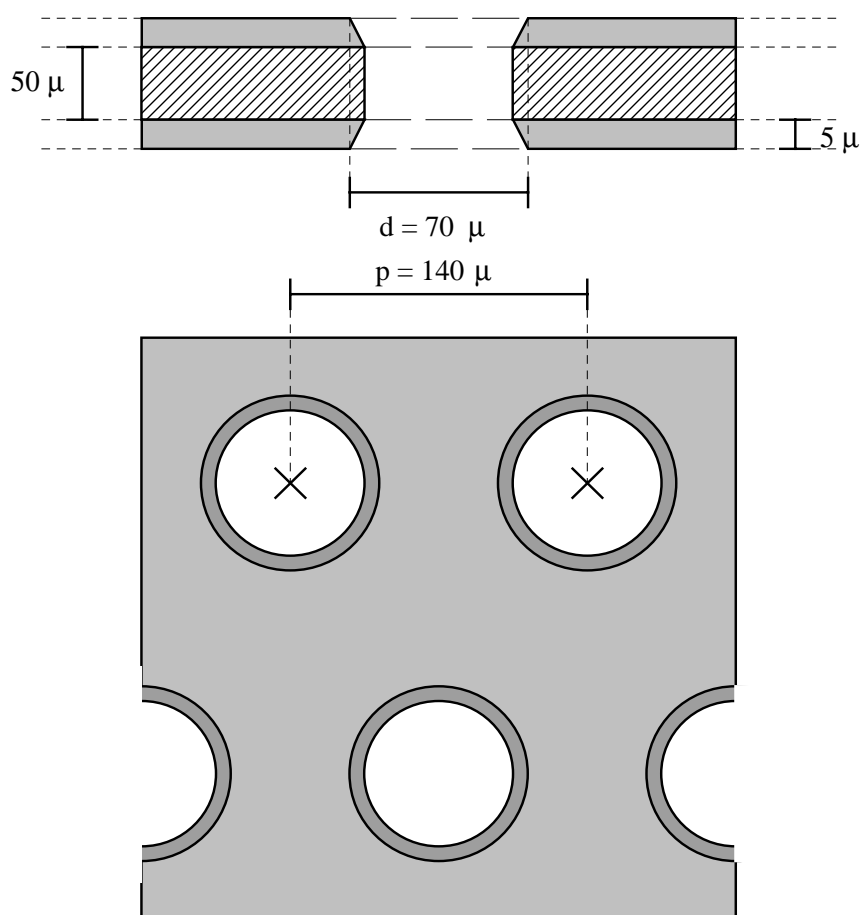


Figure 1 : coupe de trou dans une GEM

<sup>[1]</sup> F.Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A 425 (1999) 262



## 2.2. Détecteur à triple GEM

Les tests effectués jusqu'à présent ont été réalisés avec des prototypes de GEM couvrant une surface carrée de 2.5 cm de côté soutenue par un cadre en fibre de verre. Le détecteur muni des trois étages d'amplification est schématisé sur la figure 2.

Le fait de disposer trois GEM à l'intérieur du détecteur introduit deux régions supplémentaires appelées espaces de transfert.

L'électrode d'entrée est constituée d'une feuille de mylar aluminisé de 12  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'espace de dérive est fixé à 3 mm, les espaces de transfert ainsi que l'espace d'induction sont de 1 mm. Le système de lecture est formé d'un circuit imprimé (PCB) ; deux types différents ont été utilisés. Les mesures de gain et de claquages ont été réalisées avec une piste de lecture en forme de disque de 8mm de diamètre. Les courbes d'efficacité ont été déterminées avec un circuit imprimé composé de 15 pistes de 0.1 mm de large, de 27 mm de long et séparées de 0.1 mm. La surface couverte par les pistes est donc de 78.3  $\text{mm}^2$ .

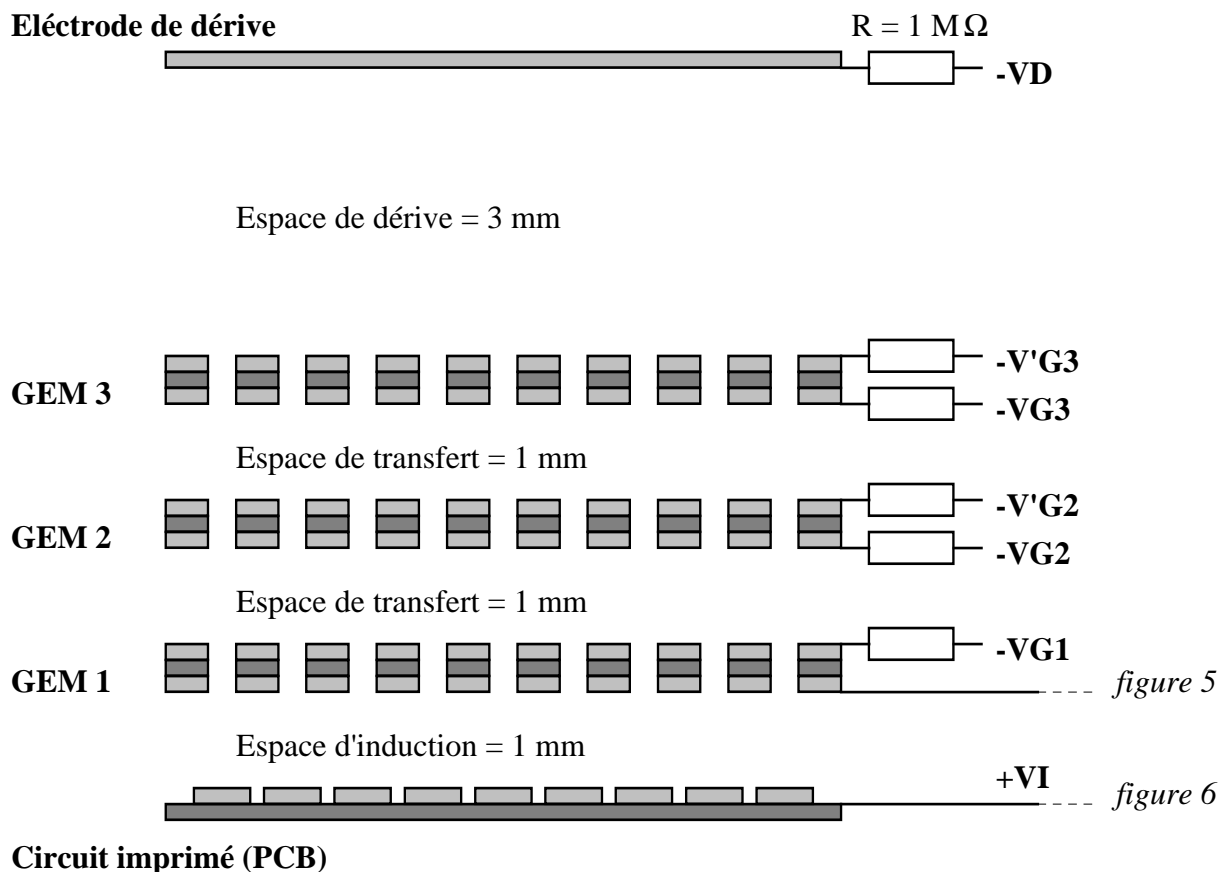


Figure 2 : Schéma du montage à triple GEM

Une première série de tests ont été faits avec des GEM dont les trous étaient de  $80\ \mu\text{m}$  et le pitch de  $140\ \mu\text{m}$ . Toutes les mesures présentées ici ont été accomplies avec des GEM standard (diamètre des trous =  $70\ \mu\text{m}$  et espacement =  $140\ \mu\text{m}$ ).

Par convention, les GEM sont numérotées de 1 à 3 en partant du PCB. Les électrodes vont de 1 à 7, l'électrode 1 étant l'électrode exposée face au PCB de la GEM1, l'électrode 7 étant l'électrode de dérive.

L'électrode 1 est fixée à la masse pour faciliter la lecture des signaux lors des claquages. Les électrodes 2 à 7 sont placées à des potentiels négatifs croissants afin d'obtenir les champs électriques désirés dans les différents espaces constituant le détecteur. Les tensions sur les électrodes 2 à 7 sont produites par une alimentation en haute tension unique LeCroy HV4032A. Cet appareil est composé d'une station principale sur laquelle se font tous les réglages. A l'arrière viennent se fixer des modules comportant chacun six canaux de sortie. Deux types de modules sont disponibles pouvant délivrer des tensions maximales de 3 kV ou 7 kV. Seuls les modules à 3 kV ont été utilisés. Cette alimentation a l'avantage de pouvoir augmenter la tension simultanément sur toutes les électrodes ce qui facilite la mise sous tension du dispositif. Chacune des électrodes est reliée à la haute tension avec une résistance de  $1\ \text{M}\Omega$ . Le circuit imprimé est alimenté séparément par une source de haute tension positive.

Le PCB et les trois GEM sont fixés dans une chambre étanche en aluminium de 9.4 cm de côtés. Deux valves d'entrée et de sortie permettent l'alimentation continue en gaz. Un plan de la chambre est donné sur la figure 4. La face d'entrée de la chambre est en fibre de verre et est percée d'un trou de 3 cm de diamètre recouvert, à l'intérieur, par l'électrode de dérive. Le montage des GEM et du PCB se fait par le fond ; un cadre en fibre de verre de 3 mm d'épaisseur est collé sur la face d'entrée, à l'intérieur, et fixe ainsi la largeur de l'espace de dérive. Les GEM et le PCB viennent se visser, en une fois, par dessus, les largeurs des espaces de transfert et d'induction étant fixées par l'épaisseur du cadre soutenant les GEM.

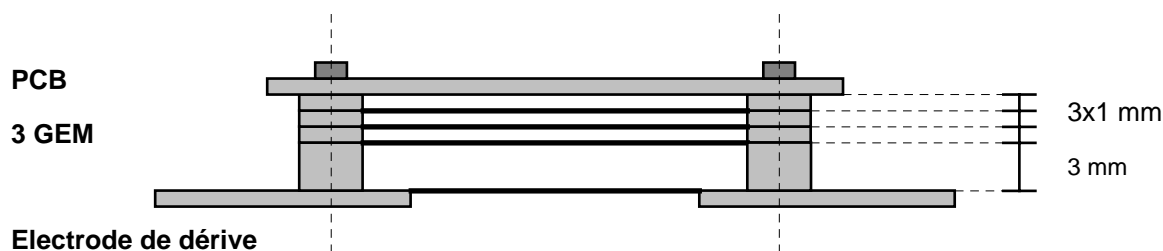


Figure 3 : Montage des GEM et du PCB dans la chambre

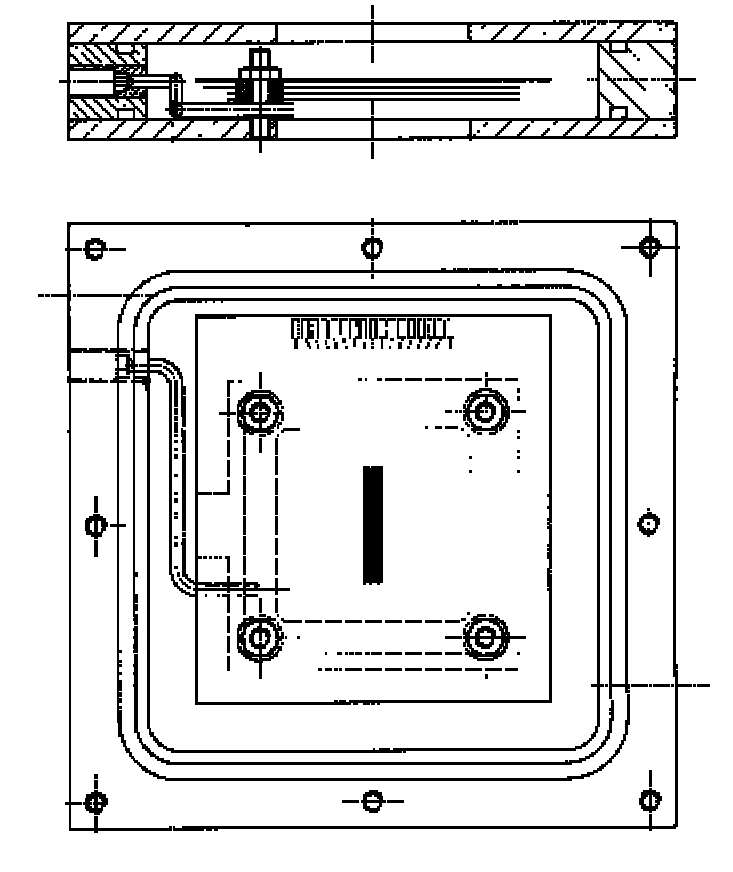


Figure 4: Plan de l'enceinte

### 2.3. L'électronique du système

La figure 5 représente le dispositif de lecture relié à l'électrode 1 de la GEM1. Lorsque des claquages apparaissent dans la chambre, ces derniers ont principalement lieu entre l'électrode 1 et le PCB. Un courant important est alors induit sur l'électrode 1. Ce signal est d'abord divisé par deux avec une terminaison sur  $50 \Omega$ . Le courant restant est envoyé vers un oscilloscope et un discriminateur suivi d'un compteur au moyen de câbles coaxiaux. Le branchement sur deux appareils différents impose une deuxième division du signal. Le courant entrant dans les appareils n'a alors que le quart de l'intensité du courant induit sur l'électrode. Le câble relié à l'oscilloscope est terminé sur  $50 \Omega$  pour éviter les réflexions du signal dans le câble.

Le déplacement des électrons dans l'espace d'induction induit un courant sur le PCB. Ce signal doit d'abord être mis en forme pour être amplifié dans un préamplificateur de charge. C'est ce qu'on appelle la polarisation du détecteur.

Le schéma de polarisation est représenté sur la figure 6. Ce schéma montre le montage électronique branché sur une piste ; le même montage est reproduit sur chacune des pistes du PCB.

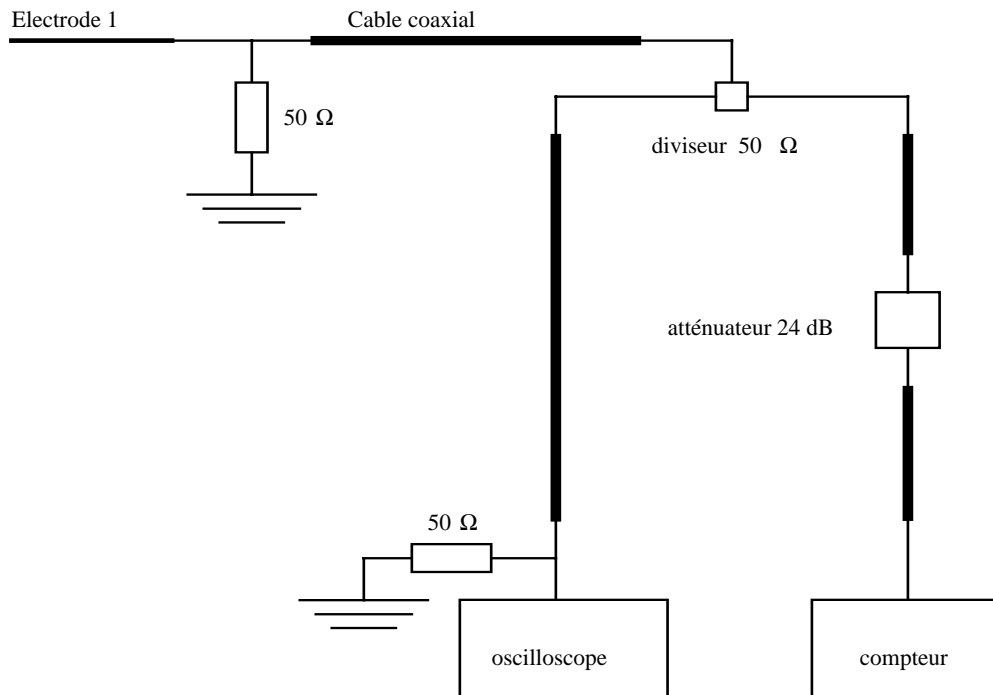


Figure 5 : Montage électronique après l'électrode 1

Le circuit imprimé est relié à la haute tension par une résistance  $R$  de  $1\text{ M}\Omega$ . Cette résistance permet de remettre la haute tension sur la piste après un claquage. Le signal induit sur une piste commence par être envoyé dans une capacité  $C$  de  $47\text{ pF}$  appelée capacité de liaison. Cette capacité permet de limiter la charge à l'entrée de l'amplificateur lors d'un claquage. En effet, en utilisant la relation :

$$q = C \cdot U \quad (16)$$

$U$  étant la tension d'alimentation de la piste, fixée à  $400\text{ V}$  lors des mesures. La charge est alors limitée à  $q = 18.8 \cdot 10^6\text{ fC}$  ( $1.8 \cdot 10^{11}\text{ e}^-$ ). Il faudrait encore tenir compte de la capacité parasite de la piste. Les tests de l'expérience Micromegas utilisaient des PCB similaires. La capacité parasite avait alors été estimée à environ  $20\text{ pF}$ . Ceci entraîne une capacité totale de  $67\text{ pF}$ , ce qui limite la charge à  $q = 27 \cdot 10^6\text{ fC}$  ( $1.7 \cdot 10^{11}\text{ e}^-$ ). La charge limite reste du même ordre de grandeur. La valeur de la capacité de liaison a été déterminée lors des tests Micromegas. Lors d'un claquage, plusieurs pistes sont touchées. La charge est alors limitée à

$$q = n \cdot C \cdot U \quad (17)$$

où  $n$  est le nombre de pistes touchées lors de la décharge.

La résistance  $R$  et la capacité  $C$  définissent également un système RC jouant le rôle de filtre passe haut. Ceci a pour effet de supprimer la composante continue du signal, c'est-à-dire la haute tension, à l'entrée du préamplificateur.

La constante de temps du système est de :

$$\tau = R \cdot C = 47 \mu s \quad (18)$$

Ceci correspond au temps mort du dispositif après une décharge. Pendant ce temps, le système ne pourra plus acquérir de données.

La capacité  $C'$  de 10 nF est la capacité de couplage, elle permet de délivrer une tension proportionnelle à la charge à l'entrée du préampli.

La résistance  $R'$  de 10  $\Omega$  entre les deux capacités  $C$  et  $C'$  fixe la tension entre ces dernières.

Le montage des diodes reliées à la masse est un système de protection du préampli. Les diodes utilisées sont des modèles Shotky BAT 81 dont la tension de court-circuit est de 0.3 V. Lorsque la tension entre les capacités dépasse 0.3 V, le signal est dirigé vers la masse. La tension est donc limitée à 0.3 V.

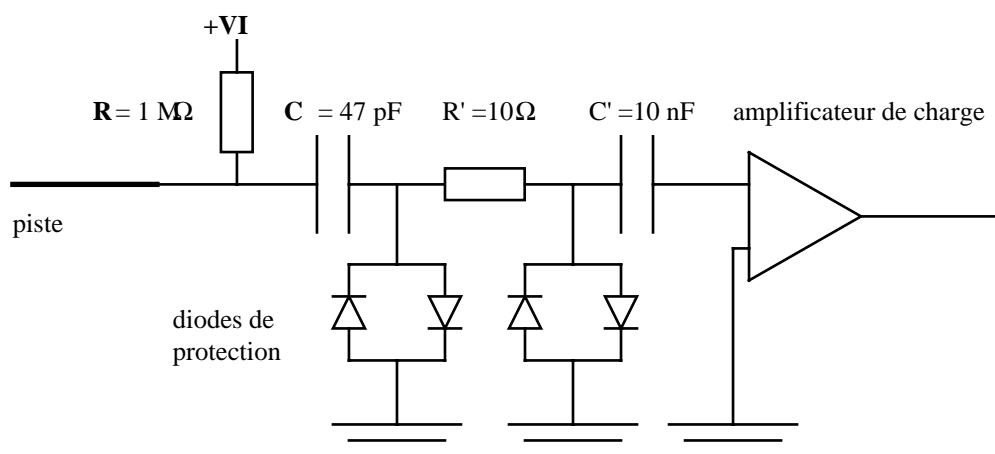


Figure 6 : Montage électronique après le circuit imprimé

Avant de pouvoir être analysé, le signal doit encore être amplifié. Pour cela un amplificateur de charge, délivrant une tension proportionnelle à la charge du courant induit, est branché après le dispositif de polarisation du détecteur. Pour les mesures de gain et de claquages, effectuées avec une piste de lecture, un amplificateur Tenelec TC 164 est monté. Dans cette configuration un second amplificateur de faible temps de montée (réglé sur 0.25  $\mu s$ ) de type Tenelec TC 205 est ajouté à la suite du préamplificateur.

Les mesures d'efficacité étant réalisées avec un circuit imprimé contenant quinze pistes, un dispositif contenant seize amplificateurs de charge a été utilisé (carte STAR). Cette carte avait été construite pour l'expérience Micromgas et est basée sur un système d'amplification proposé par P. Jarron et al.<sup>[2]</sup> Le gain de ces amplificateurs étant suffisamment élevé, une seconde amplification n'est pas nécessaire ici.

<sup>[2]</sup> P.Jarron, Nucl. Instr. and Meth. A377 (1996) 435.



## Chapitre 3: Les sources

Les mesures présentées dans ce travail ont été réalisées avec des sources radioactives mono-énergétiques. Le faisceau de particules incidentes est collimé, ceci pour que toutes les particules aient la même trajectoire. Dans ces conditions, toutes les particules vont produire le même nombre de paires électron-ion, aux fluctuations statistiques près.

Deux sources ont été utilisées : une source de Fer 55 émettant des rayons X à 5.9 keV et une source d'Amercium 243 émettant des particules  $\alpha$  à 5.3 MeV.

La première permet des valeurs élevées de la tension sur les GEM. En effet la faible énergie des rayons X émis permet d'atteindre des gains élevés sans entrer dans un régime présentant des claquages. La source  $\alpha$  étant beaucoup plus ionisante, elle permet d'observer un signal à une plus basse tension (environ 240 V). Cette source permet également d'observer des claquages en appliquant des tension peu élevée (environ 300 V).

Des histogrammes représentant le nombre d'événements en fonction de l'amplitude du signal ont été réalisés. Les figures 7 et 8 sont des représentations de ces spectres pour le Fer 55 et l'Amercium 243 respectivement.

Les sources utilisées étant mono-énergétiques, les spectres présentent un pic dont le maximum donne la valeur de l'amplitude correspondant à l'énergie déposée par la particule incidente. Les pics observés suivent une distribution gaussienne dont la largeur est la conséquence des fluctuations statistiques. Le spectre du Fe55 présente une particularité par rapport à celui de la source  $\alpha$ .

### *Spectre du Fer55 :*

Etant donné leur énergie, les rayons X du Fe55 vont interagir principalement par effet photoélectrique avec les électrons atomiques du gaz. L'interaction a généralement lieu sur la couche K. Lors de la désexcitation de l'atome, un électron transite de la couche L sur la couche K et un photon d'énergie  $E_K - E_L$  est émis. Ce photon peut s'échapper de l'espace de dérive sans interagir ; l'énergie qu'il transporte est alors perdue. Dans une telle situation, le pic est décalé vers une amplitude inférieure. C'est pourquoi le spectre du Fer55 présente, en plus du pic photoélectrique, un pic de moindre importance appelé pic d'échappement (escape peak en anglais).

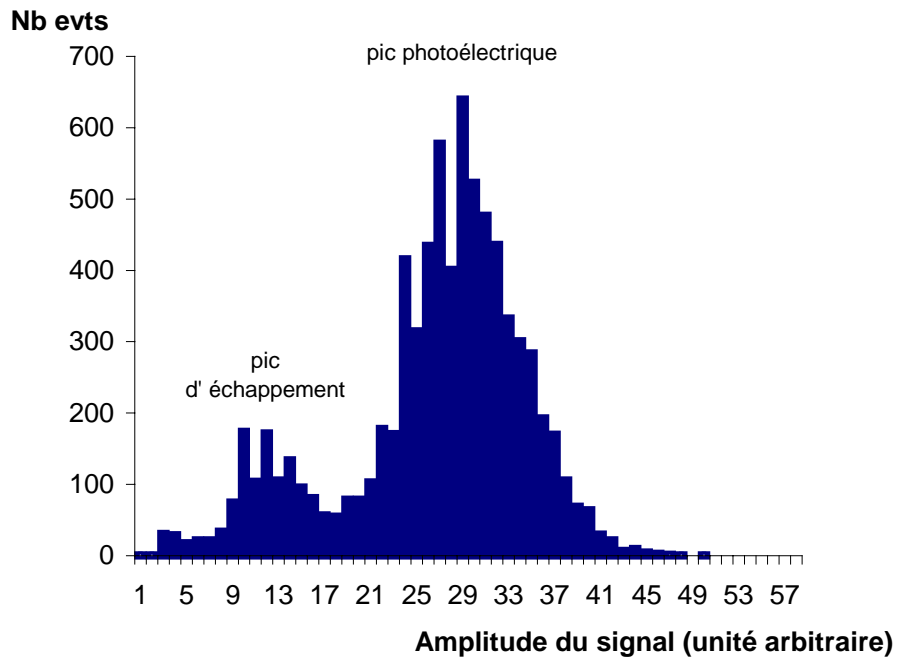


Figure 7 : Spectre du Fer 55

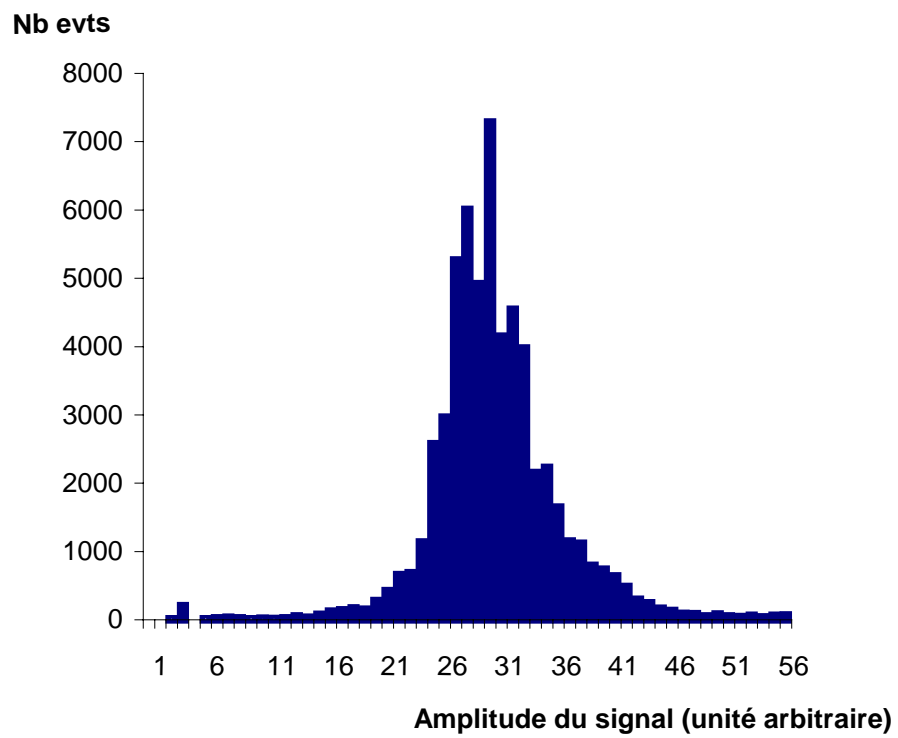


Figure 8 : Spectre de l'Amercium 243



## Chapitre 4: La vitesse de dérive des électrons

Un paramètre important dans le bon fonctionnement du détecteur est la vitesse de dérive des électrons, c'est-à-dire la vitesse de ces derniers dans l'espace de dérive. Pour que l'efficacité de détection soit la meilleure possible, la vitesse de dérive des électrons doit être la plus élevée possible. En effet le tracker interne du LHCb devra fonctionner sous un taux de particules élevé ce qui impose une vitesse de dérive des électrons élevée pour diminuer le temps mort entre chaque événement pouvant être pris en considération par le détecteur. En regard de la relation 9 donnant une expression de la vitesse de dérive, cette dernière dépend du champ électrique appliqué à l'espace de dérive. Une série de mesure a donc consisté à relever la vitesse de dérive en fonction de la tension de dérive appliquée au détecteur.

Cette vitesse dépend également du choix du mélange gazeux. Des mesures ont été faites en fixant les différents champs électriques et en variant la concentration des gaz.

### 4.1. Méthode de mesure de la vitesse de dérive

La largeur de l'espace de conversion étant connue (3 mm), il suffit de déterminer le temps de dérive des électrons.

L'amplificateur de charge utilisé a un temps de montée relativement long en regard du temps de dérive supposé. Le signal observé sur un oscilloscope a donc un temps de montée correspondant à la convolution du temps de montée de l'amplificateur et du temps de dérive des électrons.

En montant, à la place de l'amplificateur de charge, un amplificateur à très faible temps de montée, il est possible d'observer un signal donnant la réponse indiciaire du détecteur.

En utilisant la source de Fer55, les photons émis vont déposer leur énergie en une seule interaction ; l'électron libéré par effet photoélectrique a un faible parcours moyen dans le gaz ce qui fait que les paires primaires resteront localisées autour du point d'interaction. Le signal lu sur l'oscilloscope, après amplification, correspondra donc à la réponse indiciaire du détecteur. La figure 9 reproduit cette réponse indiciaire sur une moyenne de trois mille événements ; le détecteur étant dans les conditions :  $E_D = 1.66$  kV/cm,  $E_T = 4$  kV/cm,  $E_I = 4$  kV/cm,  $\Delta V_G = 290$  V et le mélange gazeux : Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5).

Les particules  $\alpha$  émises par la source d'Amercium243 ne vont déposer qu'une partie de leur énergie à chaque interaction. Des paires électron-ion vont donc être libérées tout au long de la trajectoire de la particule dans l'espace de dérive. Le signal lu sur l'oscilloscope correspond ainsi à la convolution du signal de réponse indiciaire

du détecteur par la distribution des paires primaires libérées dans l'espace de conversion. La largeur à mi-hauteur de ce signal donne ainsi le temps de dérive des électrons. Les figures 10 et 11 reproduisent ce signal sur une moyenne de trois mille événements avec le détecteur dans les conditions :  $E_D = 1.66$  kV/cm,  $E_T = 4$  kV/cm,  $E_I = 4$  kV/cm ;  $\Delta V_G = 280$  V avec un mélange Ar-*ios*C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90%,10%) pour la figure 10 et  $\Delta V_G = 260$  V avec un mélange Ar-*iso*C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90%,5%,5%) pour la figure 11.

## 4.2. Vitesse de dérive des électrons

Une fois le temps de dérive déterminé, la vitesse se calcule par :

$$v_D = \frac{0.3}{t_D} [\text{cm}/\mu\text{s}] \quad (19)$$

Des mesures ont été réalisées, pour différents mélanges gazeux, en variant la tension de dérive de 100 V ( $E_D = 0.33$  kV/cm) à 650 V ( $E_D = 2.17$  kv/cm) par pas de 50 V.

Les résultats sont donnés sur les figures 12 et 13. La figure 12 donne des valeurs pour des mélanges contenant 90% d'argon, les 10% restants étant partagés entre l'isobutane et le CF<sub>4</sub>. De même, la figure 13 donne des résultats pour des mélanges contenant 95% d'argon.

Une série de mesure a également été réalisée en fixant les tensions et en variant la concentration des gaz. La concentration de l'argon était fixée à 90% ; les 10% restant étaient partagés entre l'isobutane et le CF<sub>4</sub>.

## 4.3 Analyse des résultats

Les figures 12 et 13 ainsi que la comparaison des signaux rapides des figures 10 et 11 montrent clairement que l'ajout d'une faible quantité d'un gaz électronégatif, en l'occurrence du CF<sub>4</sub>, permet d'augmenter la vitesse de dérive des électrons. En effet, pour un champ de dérive égal (1.66 kV/cm), l'ajout de 5% de CF<sub>4</sub> au détriment de l'isobutane permet de diminuer le temps de dérive de 87 ns à 51 ns.

Néanmoins, une quantité trop importante aura pour effet la capture des électrons libérés par la particule incidente ce qui provoquera une diminution du gain. La figure 14 semble montrer une augmentation linéaire de la vitesse de dérive en fonction de la concentration de CF<sub>4</sub> jusqu'à atteindre un maximum à environ 8.4 cm/ $\mu$ s. Il aurait fallu faire d'autres mesures avec des valeurs différentes du champs  $E_D$  pour voir si cette saturation se répète. Cette courbe montre malgré tout que l'ajout de CF<sub>4</sub> permet presque de doubler la vitesse de dérive.

Pour tous les mélanges utilisés, les courbes donnant la vitesse de dérive en fonction de  $V_D$  présentent un maximum à basse tension (150 V-250 V) suivi d'une légère décroissance. Dans les mélanges contenant 95% d'argon, la vitesse de dérive est sensiblement inférieure à celle obtenue avec 90%.

Malgré le fait que les maximums soient atteints pour des valeurs basses de la tension, toutes les mesures qui suivent ont été effectuées avec une tension  $V_D = 500$  V ( $E_D = 1.7$  kV/cm). Ceci parce que les mesures de vitesse de dérive ont été réalisées après celle du gain et des claquages.

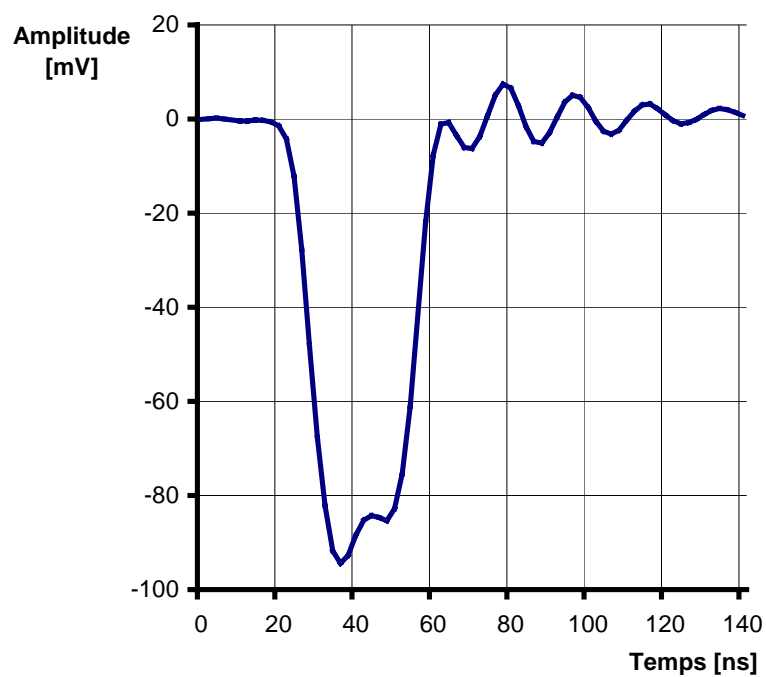


Figure 9 : Réponse indicielle du détecteur

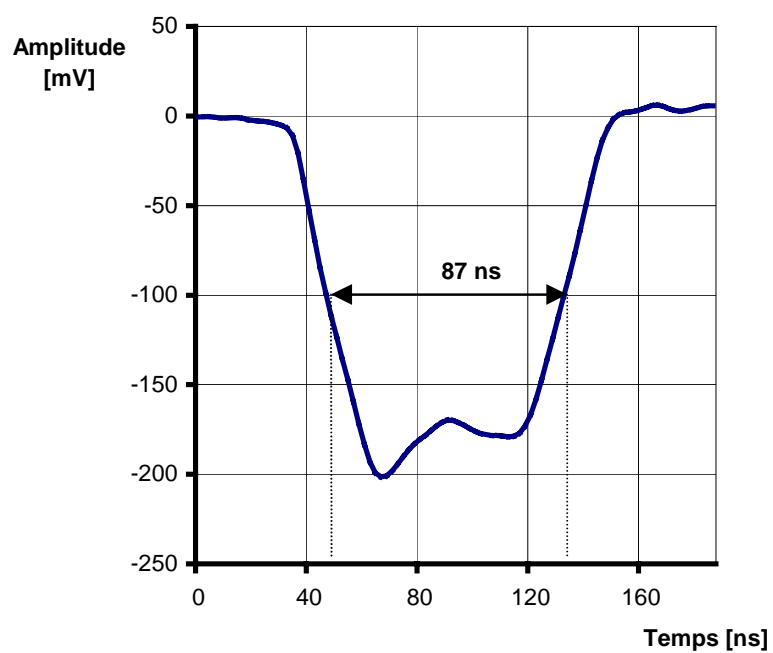


Figure 10 : Signal rapide des particules  $\alpha$  dans Argon-Isobutane (90;10)

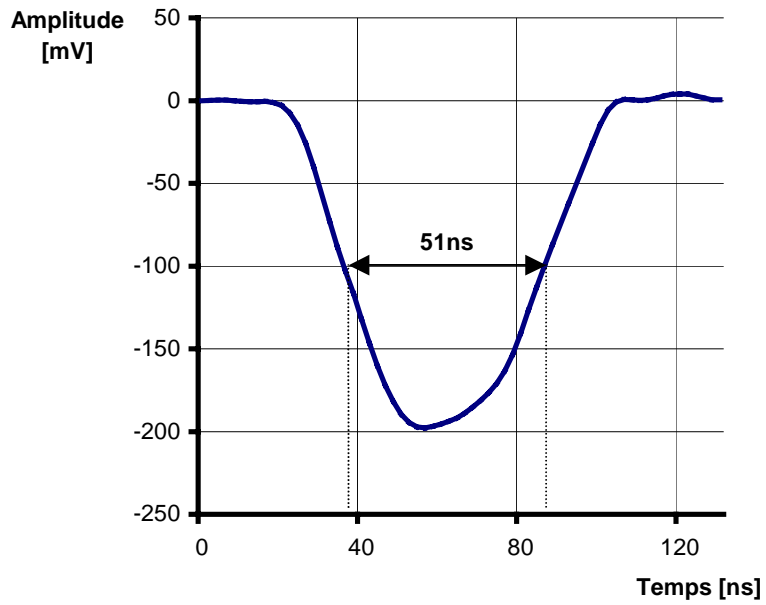


Figure 11 : Signal rapide des particules  $\alpha$  dans Argon-Isobutane- $CF_4$  (90;5;5)

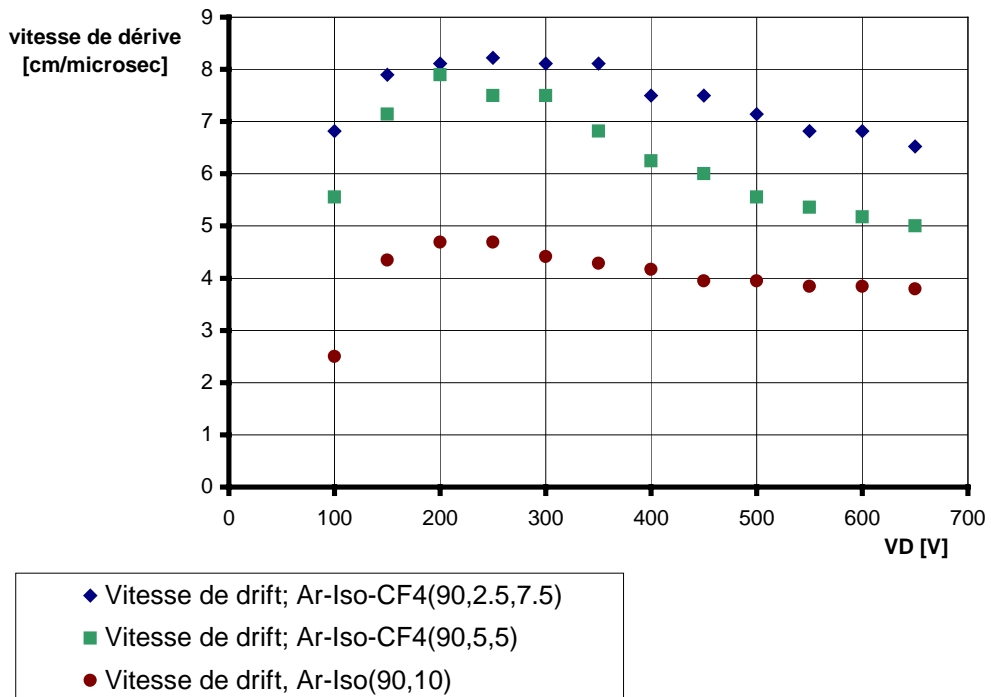


Figure 12 : Vitesse de dérive des électrons, Argon(90%)

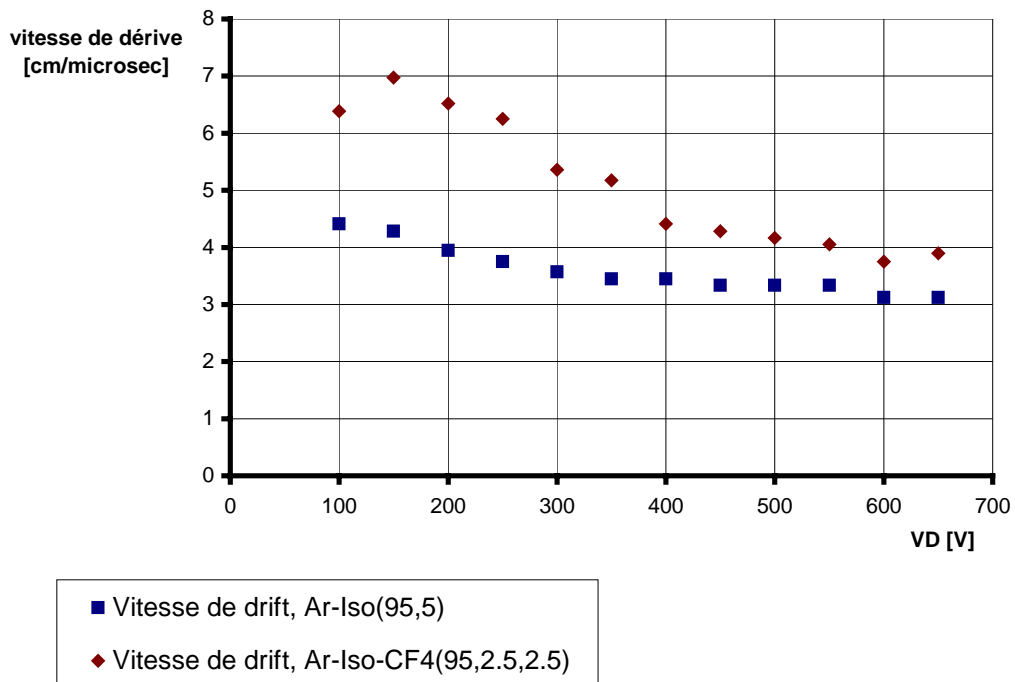


Figure 13 : Vitesse de dérive des électrons, Argon(95%)

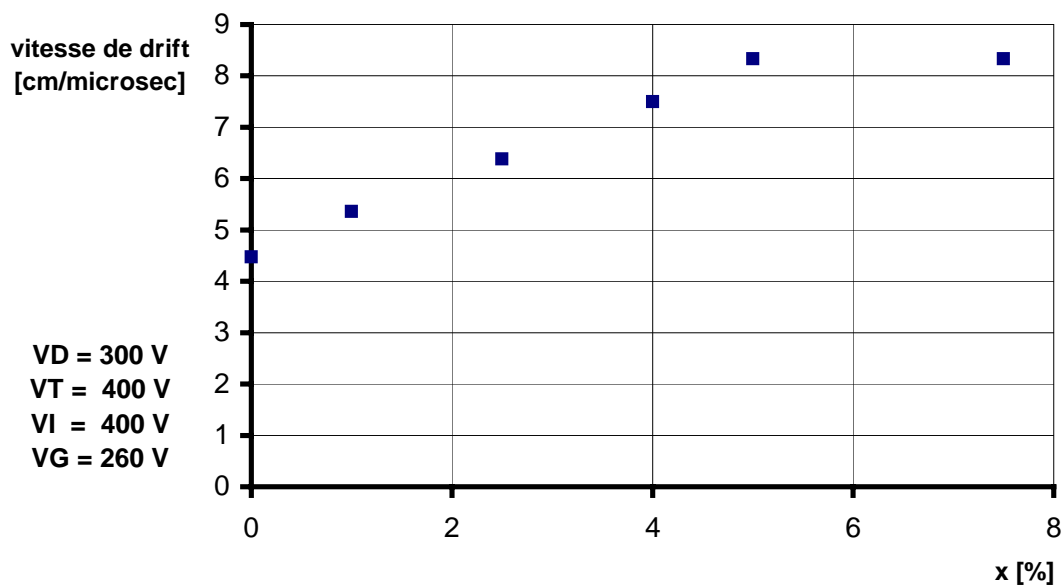


Figure 14 : Vitesse de dérive des électrons en fonction de la concentration de CF<sub>4</sub> dans Argon-isobutane-CF<sub>4</sub> (90;10-x;x)



## Chapitre 5: Les courbes de gain

Les mesures du gain ont été faites avec les sources de Fer 55 et Americium 243. Les rayons X du fer ayant une faible capacité ionisante (nombre de paires primaire  $\cong 200$ ), cette source permet d'obtenir des valeurs élevées du gain sans observer de claquages. En contrepartie, le nombre de paires primaires libérées par une particule  $\alpha$  de l'Amercium 243 étant élevé (environ 15000), cette source permet l'observation d'un signal à bas gain mais l'apparition de claquages se fait rapidement.

L'enceinte utilisée était celle contenant un circuit imprimé en forme de disque de 8 mm de diamètre. La piste était reliée au dispositif de polarisation décrit plus haut. Le signal était amplifié à l'aide du préamplificateur de charge de type Tennelec. Toutes les mesures présentées ici ont été réalisées avec  $V_D = 500$  V,  $V_T = 400$  V,  $V_I = 400$  V; la même tension était appliquée sur les trois GEM.

Les prototypes de GEM utilisés étaient de dimension standard: trous de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre et espacement de 140  $\mu\text{m}$ .

### 5.1. Calcul du gain

L'amplificateur de charge va délivrer une tension d'amplitude proportionnelle à la charge totale induisant le courant sur l'anode. Le signal sortant du Tennelec est ensuite amplifié dans un amplificateur de faible temps de montée. Finalement, le signal est lu sur un oscilloscope.

Le gain du détecteur se détermine avec le rapport du nombre de charges collectées sur le nombre de paires électron-ion produites par la particule incidente :

$$G = \frac{Q}{n} \quad (19)$$

Les signaux obtenus sur l'oscilloscope peuvent être classés en fonction de leur amplitude. Nous obtenons ainsi un spectre en amplitude de la source utilisée. Le spectre trouvé présente un ou deux pics, suivant la source utilisée, comme expliqué dans le chapitre 3. La valeur de l'amplitude A (en [mV]) prise au maximum du pic est proportionnelle à la charge collectée :

$$Q = \frac{A \cdot 6250}{\alpha} \quad (19)$$

$\alpha$  est le facteur de calibrage de l'amplificateur de charge. Le rapport  $A/\alpha$  donne l'amplitude en fC. Le nombre de charges par fC étant 6250, le terme  $A \cdot 6250/\alpha$  donne le nombre total de charges induites. Dans le cas de la source de Fer 55, la valeur de l'amplitude est relevée sur le pic photoélectrique de plus grande amplitude.

Nous pouvons ainsi obtenir une valeur du gain du détecteur. A partir de l'amplitude, le gain est donné par :

$$G = \frac{A \cdot 6250}{\alpha \cdot n} \quad (20)$$

Le nombre de paires primaires produites est donné par le rapport de l'énergie déposée par la particule incidente sur l'énergie moyenne de production de paire pour un gaz donné :

$$n = \frac{\Delta E}{W} \quad (21)$$

Un calcul détaillé pour les deux sources et les différents mélanges gazeux utilisés est donné dans les annexe A et B aux pages 56 à 60. Les résultats obtenus sont donnés dans les tableaux 1 et 2 ci-dessous.

Mélange gazeux	Nb de paires primaires
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	229
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	227
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	221
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	218
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	223

Tableau 1: Nombre de paires primaires produites par les rayons X du Fe55

Mélange gazeux	Nb de paires primaires
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	17108
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	15534
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	15304
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	14315
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	14662

Tableau 2 : Nombre de paires primaires produites par les  $\alpha$  du Am243



## 5.2. Calibrage de l'amplificateur de charges

Comme mentionné précédemment, le courant induit sur la piste est amplifié par un amplificateur de charge qui délivre une tension proportionnelle à la charge collectée sur la piste. Il convient pour commencer de calibrer cet amplificateur. Pour ceci, nous utilisons le montage décrit sur la figure 15.

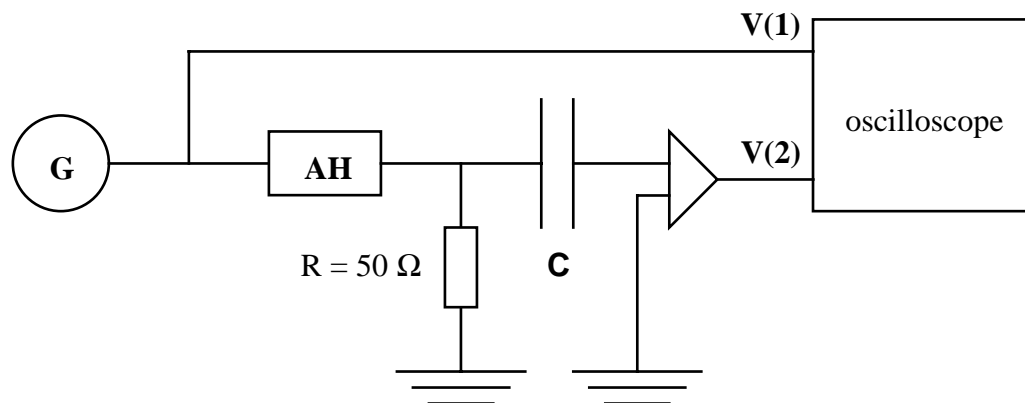


Figure 15 : Montage électronique pour le calibrage du préamplificateur

Le générateur G délivre une impulsion d'amplitude connue. Nous commençons par l'atténuer à l'aide d'un atténuateur variable AH, ceci afin d'obtenir un signal d'amplitude raisonnable à la sortie de l'amplificateur. La capacité C nous permet de déterminer la charge injectée dans l'amplificateur :

$$Q = \frac{V(1) \cdot C}{x} \text{ [fC]} \quad (22)$$

avec V(1) l'amplitude du signal injecté, lue sur l'oscilloscope en [mV] et x, le facteur d'atténuation.

L'amplitude du signal à la sortie de l'amplificateur V(2), lue sur l'oscilloscope, nous permet de déterminer le facteur de calibrage :

$$\alpha = \frac{V(2)}{Q} \text{ [mV/fC]} \quad (23)$$

Des mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de la capacité (C = 22.3 pF et C = 38.4 pF) et en fixant l'atténuation à 20 dB (x = 10). Nous avons également procédé à des mesures en ajoutant une capacité de 10 nF en série avec la première capacité. Les mesures consistaient à relever la tension à la sortie de l'ampli. V(2) pour une dizaine de valeur de la tension d'entrée V(1). Ceci nous permettait de vérifier la linéarité de l'amplification en fonction de la tension d'entrée. Le facteur de calibrage était calculé pour toutes les valeurs puis la moyenne était déterminée. Le résultat des mesures donne un facteur de calibrage :

$$\alpha = 0.8 \text{ mV/fC}$$

Néanmoins, nous avons pu constater que l'amplificateur n'était pas parfaitement stable et qu'il pouvait y avoir des variations non négligeables du facteur de calibrage. C'est pourquoi une mesure de ce dernier sera effectuée lors de chaque mesure.

### 5.3. Courbes de gain

Pour les différents mélanges de gaz choisis, le gain a été calculé et reporté en fonction de la tension sur les GEM,  $V_G$ . Le graphique obtenu est appelé courbe de gain. Les différentes courbes réalisées sont représentées sur les figures 16 à 20. Chacune des figures reproduit la courbe de gain déterminée avec la source de Fer 55 et celle d'Amercium 243.

La théorie de Townsend donne une relation pour le gain en fonction de l'exponentielle d'un coefficient  $\alpha = \alpha(x)$ ,  $x$  étant la distance parcourue par la particule dans le gaz (relations 11 et 12). Dans une région du champ électrique,  $\alpha$  peut être estimé linéairement dépendant de l'énergie de l'électron (Korff) :

$$\alpha = kN\epsilon \quad (24)$$

$N$  étant le nombre d'atomes ou de molécules de gaz par unité de volume;  $k = 1.81 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{V}$  pour l'argon.

L'énergie gagnée par un électron entre deux ionisations est donnée par  $\epsilon = \lambda E$  où  $\lambda$  est le libre parcours moyen d'un électron et  $E$  le champ électrique. Par définition,  $\alpha = 1/\lambda$ , il est alors possible d'exprimer  $\alpha$  en fonction du champ électrique:

$$\alpha = \sqrt{kNE} \quad (25)$$

En connaissant l'expression du champ électrique dans un trou, il est possible de montrer que le gain est proportionnel à l'exponentielle de la tension entre les électrodes d'une GEM:

$$\mathbf{G} = a \cdot \exp(b \cdot \mathbf{V}_G) \quad (26)$$

$a$  et  $b$  étant des paramètres variant avec le type de gaz. Afin d'observer des droites sur les graphiques, l'axe des ordonnées a une échelle logarithmique.

La source  $\alpha$  permet l'observation d'un signal à très bas gain ; il faut néanmoins faire attention à ne pas descendre trop bas. En effet, à trop bas gain, c'est-à-dire à trop basse tension, le détecteur ne se comporte plus comme un compteur proportionnel mais comme une chambre d'ionisation. Dans ce cas le gain est constant et nous devrions observer un plateau sur la courbe de gain.

Les valeurs maximales des tension pouvant être appliquées sont fixées par la limite de saturation de l'amplificateur Tennelec. En effet, lors des mesures avec la source de fer, la tension maximale ne dépassait rarement  $V_G = 300 \text{ V}$ , au delà l'ampli. saturait et la courbe présentait un plateau.

Les courbes obtenues vérifient bien la prédiction d'une relation exponentielle entre le gain et la tension sur les GEM. Des droites de régression ont été tracées pour chacune des mesures effectuées, les équations des différentes courbes sont indiquées sous les graphiques. Mis à part le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub>(95;2.5;2.5), les pentes des droites correspondant aux deux sources sont similaires; ce qui était espéré, la variation du gain en fonction de V<sub>G</sub> ne dépendant pas de la source utilisée. Néanmoins, apparaît un phénomène particulier et plus ou moins systématique: un décalage entre les deux courbes. Normalement, les deux droites devraient être confondues. Une autre manière de vérifier ce phénomène est de comparer les valeurs du rapport du nombre de paires primaires produites par les  $\alpha$  sur le nombre de paires produites par les X avec le rapport des amplitudes. D'après la relation 22 donnant le gain du détecteur, ces deux rapport doivent être égaux. Les valeurs de ces rapports sont donnés dans le tableau 3.

Mélange gazeux	$n_{\alpha} / n_x$	$A_{\alpha} / A_x$
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	74.71	139.66
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	68.4	144.24
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	69.24	139.63
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	65.66	116.55
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	65.74	97.43

*Tableau 3: Rapports des nombres de paires produites et des amplitudes en fonction des mélanges gazeux.*

Le rapport de amplitudes a été déterminé en extrapolant les courbes de gain en deçà et au delà des valeurs mesurées pour le Fe55 et l'Am243 respectivement puis en calculant la moyenne du rapport d'amplitude sur tous les points. La valeur indiquée pour le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (95;2.5;2.5) n'est pas représentative étant donné que la pente des deux droites diffère fortement. Ce décalage entre les droites reste hélas encore inexpliqué.

Les mélanges contenant 95% d'argon délivrent des gains supérieurs à ceux obtenus avec 90%. Pour obtenir un gain de 10<sup>4</sup>, une tension de V<sub>G</sub>  $\cong$  275 V est nécessaire avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;10) tandis que V<sub>G</sub>  $\cong$  240 V suffisent pour atteindre le même gain avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(95;5). La pente des droites est également plus grande avec 95% d'argon, le gain augmente plus rapidement.

L'ajout d'une faible quantité de CF<sub>4</sub> augmente la vitesse de dérive des électrons. L'effet sur les courbes de gain est une légère augmentation de la pente des droites. De plus, comme dit dans la théorie, il faut faire attention à ne pas mettre trop de CF<sub>4</sub> sinon les électrons libérés par la particule incidente sont capturés par les molécules du gaz électronégatif et une baisse de gain est observée. C'est ce qui se produit dans le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;2.5;7.5), le gain diminue légèrement par rapport au mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;10); pour obtenir un gain de 10<sup>4</sup> une tension de

$\sim 285$  V est nécessaire dans le premier cas alors que  $\sim 275$  V seulement doivent être appliqués dans le second cas. Le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub>(90;5;5) est meilleur, un gain de  $10^4$  est obtenu avec une tension  $V_G \cong 270$  V, ce qui est légèrement inférieur à la tension devant être appliquée pour un même gain avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;10).

Une série de mesures avait été faite avec des GEM dont le diamètre des trous était de  $80\mu\text{m}$ . Les courbes de gain sont représentées sur la figure 21. Le mélange était Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;10) Avec cette géométrie de GEM, le gain diminue beaucoup; pour obtenir un gain de  $10^4$ , une tension de  $\sim 295$  V est nécessaire sur les GEM alors qu'avec le même mélange et des trous de  $70\mu\text{m}$ , une tension de  $\sim 275$  V était suffisante pour arriver au même gain. Cette différence vient certainement de la plus grande taille des trous. A même tension, l'intensité du champ électrique régnant à l'intérieur des ces derniers est plus faible que lorsque le diamètre est de  $70\mu\text{m}$ , le processus d'avalanche est alors moins probable.

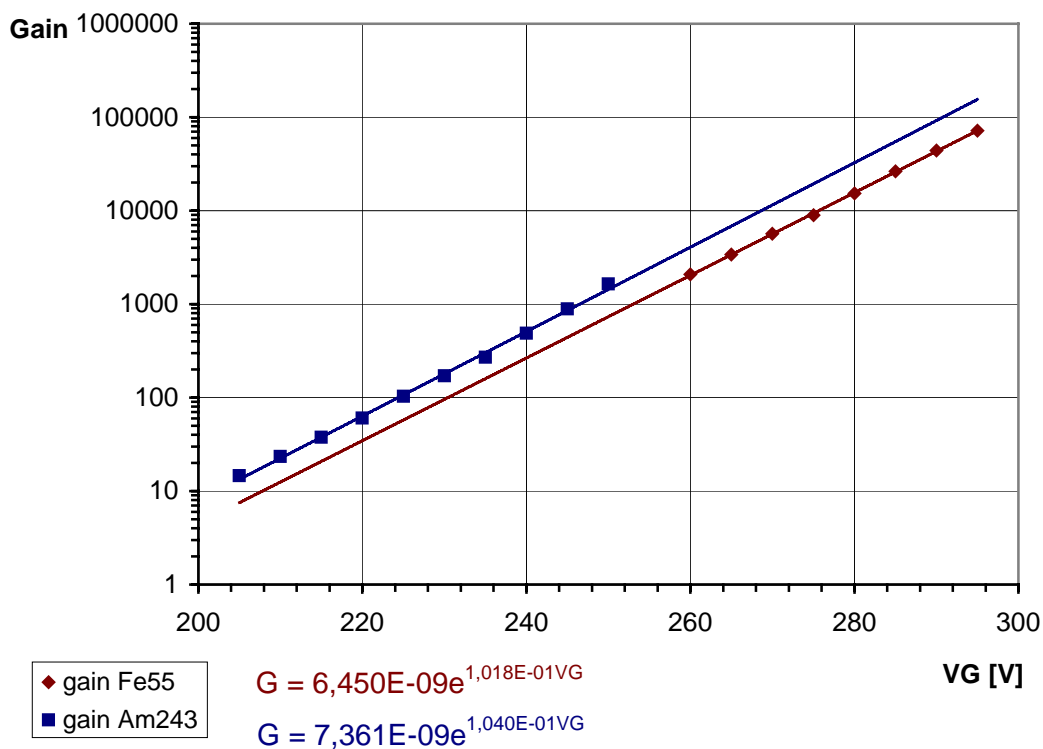


Figure 16 : Courbe de gain, Argon-isobutane (90;10)

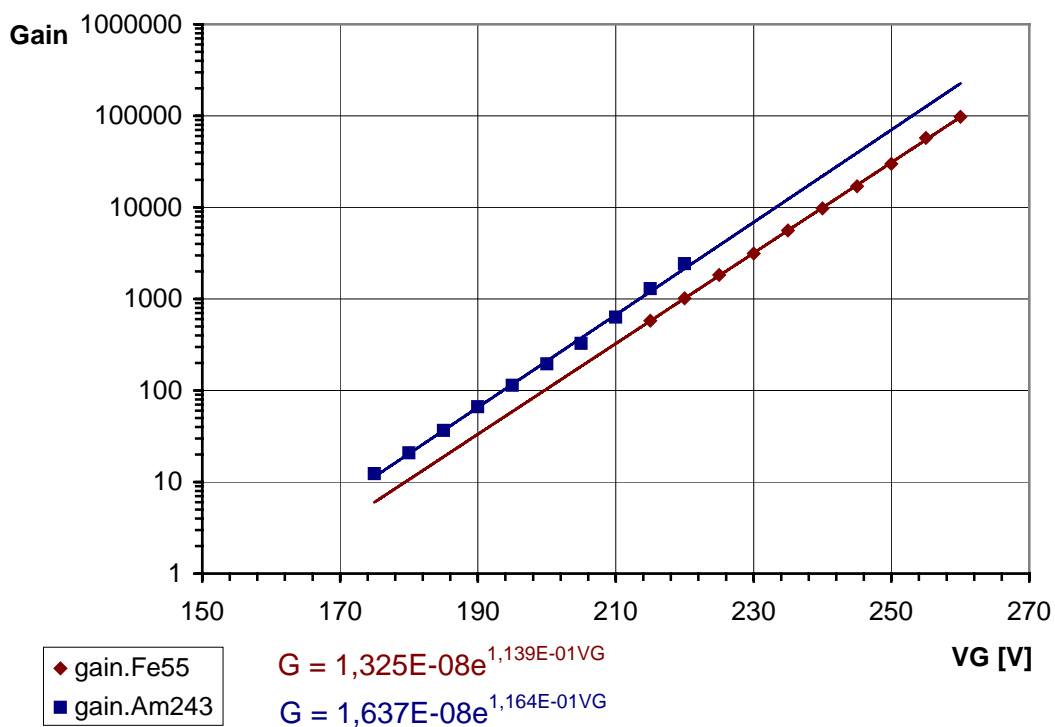


Figure 17 : Courbe de gain, Argon-isobutane (95;5)

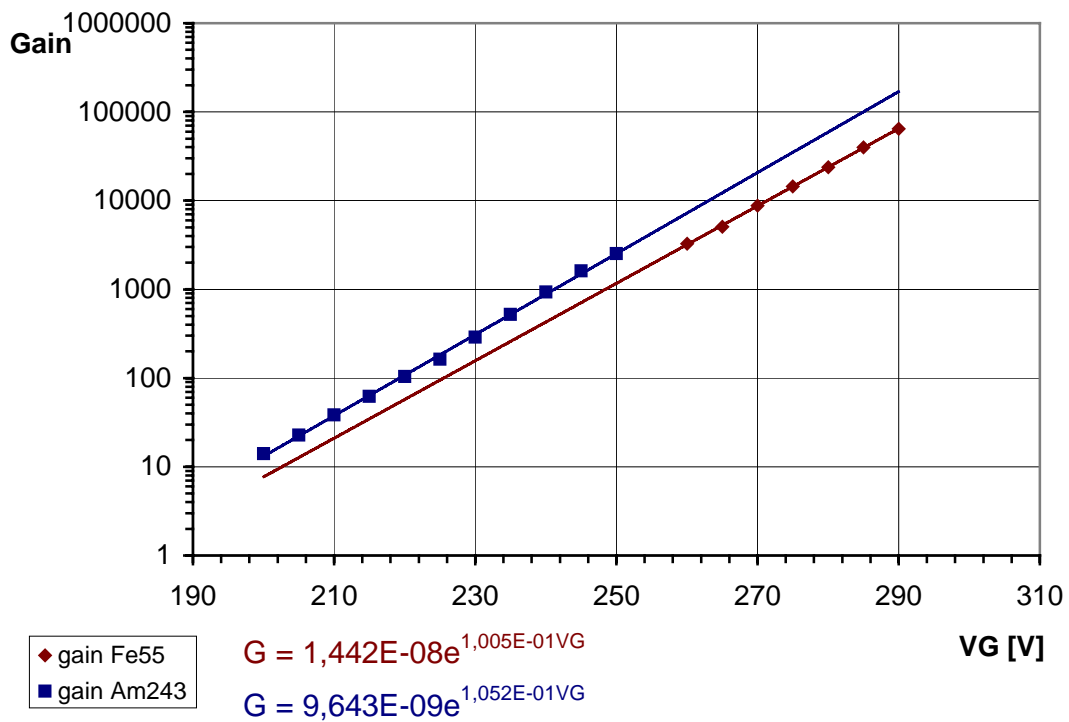


Figure 18 : Courbe de gain, Argon-isobutane- $CF_4$  (90;5;5)

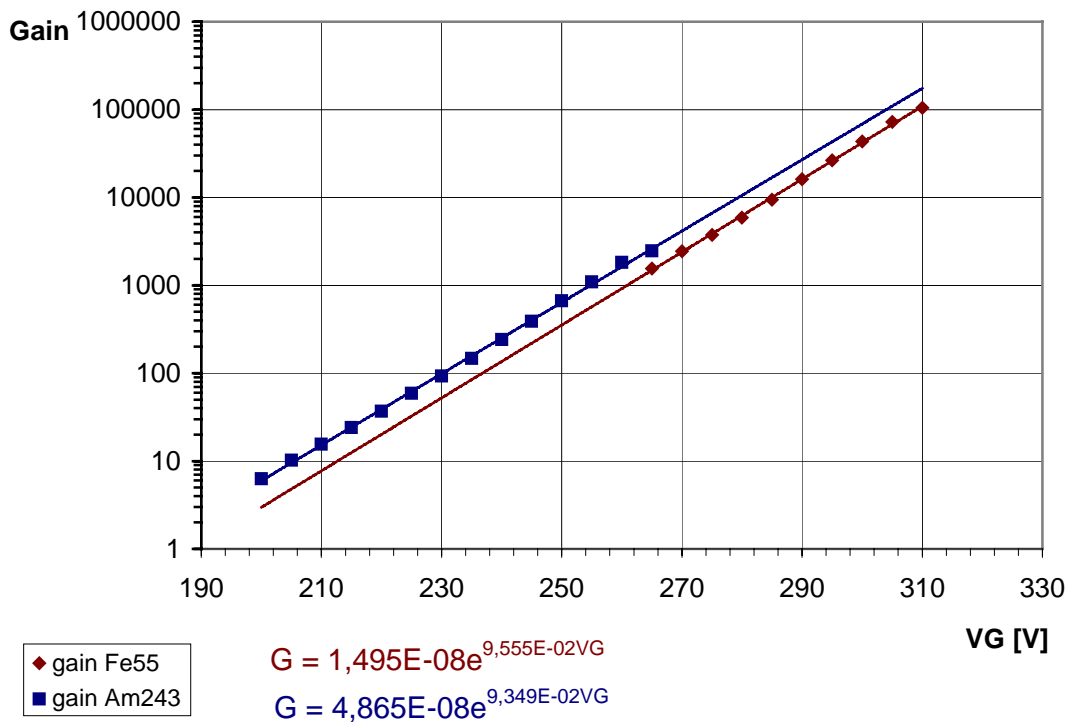


Figure 19 : Courbe de gain, Argon-isobutane- $CF_4$  (90;2.5;7.5)

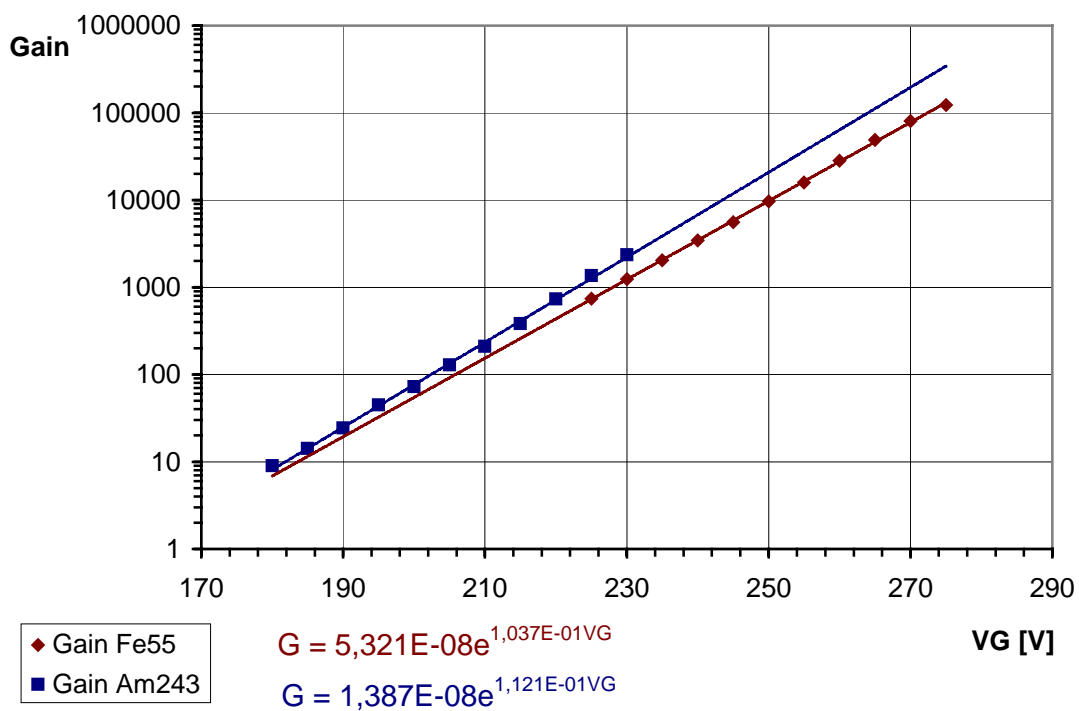


Figure 20 : Courbe de gain, Argon-isobutane-CF<sub>4</sub> (95;2.5;2.5)

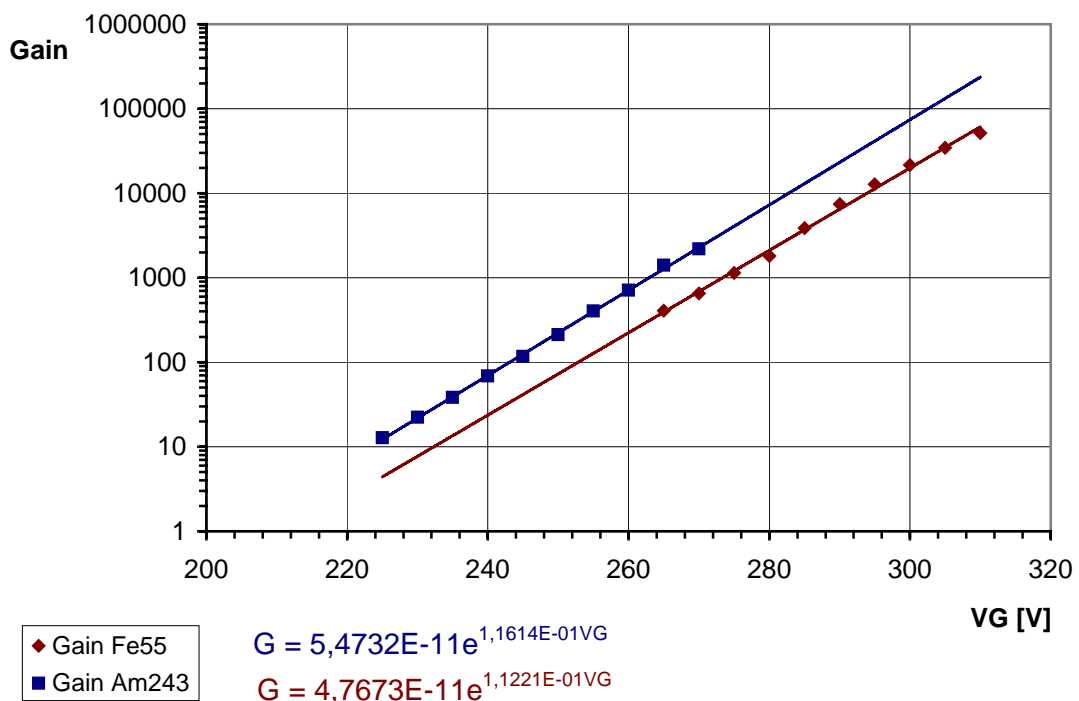


Figure 21: Courbe de gain, Argon-isobutane (90;10),  
GEM avec trous de 80μm





## Chapitre 6: Etude des claquages

La valeur maximale du gain pouvant être atteinte avec un détecteur proportionnel à gaz est limitée par l'apparition de décharges entre les électrodes présentes dans ce dernier. Trois sources de décharges ont été identifiées: défauts locaux de la structure du dispositif (endommagement ou présence de poussières), décharges dues à un fort taux de particules incidentes et décharges dues au passages de particules ultra-ionisantes apparaissant notamment en présence de hadrons lors de l'emploi en faisceau.

Le nombre maximum de charges pouvant être contenu dans une avalanche sans claquages est fixé par la limite de Raether  $R$  variant entre  $10^7$  et  $10^8$  électrons. Dans le dispositif à triple GEM, une charge supérieure à la limite de Raether conduit à une décharge entre les électrodes de la première GEM. C'est dans cette dernière que le nombre de charges présentes dans l'avalanche sera le plus élevé; la probabilité qu'un claquage se produise est ainsi plus élevée que dans les autres GEM. Cette décharge est matérialisée par une étincelle entre les deux électrodes. Cette étincelle induit un courant électrique très important sur l'électrode 1. Pour pouvoir être analysé en toute sécurité pour l'appareillage, l'intensité du signal doit être diminuée; c'est pourquoi le dispositif présenté sur la figure 5 a été installé.

Lorsque l'amplification du signal est très importante, des claquages peuvent également se produire sur la deuxième GEM. Des décharges sur la première GEM sont très peu probables.

Cette étude des claquages comprend tout d'abord des mesures du taux de claquage en fonction de la tension d'induction. Des courbes de claquages, représentant la probabilité de claquage en fonction du gain, sont également données pour les différents mélanges gazeux utilisés. Finalement une série de tests de durée de vie des éléments GEM en présence de claquages a été réalisée. Toutes les mesures ont été effectuées avec la source  $\alpha$  (Am243); le nombre de paires primaires libérées étant élevé ( $\sim 15000$ ), les claquages apparaîtront à un gain moins élevé en comparaison de la source de Fer 55.

### 6.1. Variation du taux de claquage en fonction de la tension d'induction

Le mélange choisi était Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(90;10). Le taux de claquage a été déterminé en relevant le nombre de claquages se produisant pendant un intervalle de temps connu sur le compteur branché sur l'électrode 1 comme indiqué sur la figure 5.

La figure 22 représente la variation du taux de claquage en fonction de la tension d'induction  $V_I$ . Les autres tensions étaient fixées à  $V_D = 500$  V,  $V_T = 400$  V et

$V_G = 300$  V. Les GEM utilisées avaient des trous de  $80 \mu\text{m}$  de diamètre; dans ces conditions, à  $V_I = 400$  V, le gain du détecteur vaut environ  $8 \cdot 10^4$ . Jusqu'à  $V_I \cong 650$  V, le taux de claquage est très faible, les mesures à 400 V et 500 V donnent des taux à  $6 \cdot 10^{-3}$  et  $5 \cdot 10^{-3}$  respectivement. L'augmentation se fait rapidement à partir de 650 V. Cette valeur correspond à un champ électrique élevé, 6.5 kV/cm, or il n'y a pas besoin d'appliquer un champ si élevé pour obtenir des résultats satisfaisants; toutes les courbes de gain ont été réalisées avec un champ d'induction  $E_I = 4$  kV/cm.

## 6.2. Courbes de claquages

Une courbe de claquage est un graphique représentant la probabilité de claquage du détecteur en fonction du gain.

La probabilité de claquage peut être définie comme le rapport du taux de claquage sur le taux de détection des particules incidentes. Expérimentalement, c'est cette définition qui est utilisée pour le calcul de la probabilité de claquage. Le taux de détection des particules incidentes a été déterminé en envoyant le signal induit sur le PCB dans un compteur. En fixant le gain à une valeur peu élevée, pour éviter les risques de claquages, le taux de détection a été évalué entre 94 Hz et 96 Hz en fonction du mélange et des fluctuations statistiques. C'est pour cette même raison que plusieurs mesures ont été effectuées et que la moyenne a été calculée. Le taux de claquage a été déterminé de la même manière que précédemment.

Le gain du détecteur a été calculé à partir de la tension appliquée aux GEM en utilisant les équations données avec les courbes de gain.

Les figures 23 à 27 reproduisent les courbes de claquages pour les différents mélanges gazeux utilisés.

Toutes les courbes illustrées ont la même allure, la probabilité de claquage augmente rapidement jusqu'à atteindre un seuil proche de un. La probabilité de claquage est très sensible à la variation du gain, donc de la tension sur les GEM; toutes les mesures ont été effectuées à des intervalles de un à deux volts. Ce qui nous intéresse principalement sur ces courbes, c'est la valeur du gain à une probabilité de claquages de  $10^{-3}$ . Cette valeur est fixée de manière arbitraire. Etant donné qu'aucune mesure n'a été prise à cette valeur de la probabilité, toutes les mesures débutent à des probabilités variant entre  $2.5 \cdot 10^{-3}$  et  $6.5 \cdot 10^{-3}$ , le gain à une probabilité de  $10^{-3}$  doit être estimé en extrapolant la valeur désirée. Les résultats pour les cinq mélanges utilisés sont donnés dans le tableau 4.

La diminution de la concentration d'isobutane entraîne une apparition de claquages à un gain plus faible. Ce qui est normal par rapport aux propriétés de l'isobutane. L'ajout de  $\text{CF}_4$  provoque également la diminution du seuil du gain avant l'apparition de claquages.

Mélange gazeux	Gain à une prob(claquages) = $10^{-3}$
Ar-iso (90;10)	$\sim 8 \cdot 10^4$
Ar-iso (95;5)	$\sim 5 \cdot 10^4$
Ar-iso-CF <sub>4</sub> (90;5;5)	$\sim 3 \cdot 10^4$
Ar-iso-CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	$\sim 1.5 \cdot 10^4$
Ar-iso-CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	$\sim 2.5 \cdot 10^4$

Tableau 4: Gain du détecteur à une probabilité de claquages de  $10^{-3}$

### 6.3. Tests de durée de vie des éléments GEM

Lorsque des claquages se produisent, la structure des éléments GEM est endommagée. Ces derniers sont capables de résister à un certain nombre de claquages avant d'être hors d'usage. En effet, un grand nombre de claquages au même endroit sur la GEM peut provoquer la fonte du kapton séparant les deux électrodes de cuivre. L'isolation de l'une par rapport à l'autre n'est alors plus efficace et des charges peuvent passer d'une électrode à l'autre. Dans ce cas, une résistance apparaît entre les deux électrodes de la GEM et un courant se forme.

Des tests ont alors été effectués pour déterminer le nombre de claquages que les éléments GEM sont capables de supporter. Pour cela, la source  $\alpha$  a été utilisée et les tensions ont été fixées de sorte que des claquages apparaissent à un taux variant entre 30 Hz et 40 Hz. Les décharges se produisant principalement entre les électrodes de la GEM 1, c'est généralement cette dernière qui est hors d'usage en premier. Il convient donc de changer uniquement cet élément. Néanmoins après un nombre élevé d'étincelles, la GEM 2 devient très endommagée, mais encore fonctionnelle, et elle "tire" du courant. Un remplacement est alors nécessaire. Le nombre de claquages a été relevé sur la GEM1 avec le dispositif décrit sur la figure 5. Les mesures ont été effectuées avec un mélange gazeux Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5).

Les premier test a été effectué avec trois GEM n'ayant supportés que quelques claquages. La GEM 1 a été hors d'usage après 198'101 claquages. Elle a été changée et le détecteur a été remis sous tension. Après 658'264 claquages, la GEM 2 a dû être changée car elle était trop endommagée, le taux de claquages avait chuté sur la GEM1 certainement à cause d'une baisse de gain. La GEM 1 a finalement cassé après 836'803 claquages. Après réparation, une autre mesure a été lancée. La GEM 1 a cassé après 882'556 claquages. Cette fois c'est la GEM 3 qui a dû être remplacée en cours de mesure. A la fin de ce test, les GEM 1 et 2 ont dû être remplacées, la deuxième étant trop endommagée. A la mesure suivante, la GEM 1 a cassé après 338'214 claquages.

Le tableau 5 donne un récapitulatif des résultats.

<b>Nb claquages</b>	<b>Réparations</b>
198101	GEM 1
836813	GEM2 en cours de mesures, GEM 1
882556	GEM 3 en cours de mesures, GEM 1
338214	GEM 1

*Tableau 5: Nombre de claquages obtenus avant réparation*

Les résultats obtenus permettent difficilement de se faire une idée du nombre moyen de claquages qu'un élément GEM est capable de supporter. Il aurait fallu pouvoir changer les trois GEM à chaque mesure. Faute de pièces de rechange, cela n'a pu être fait.

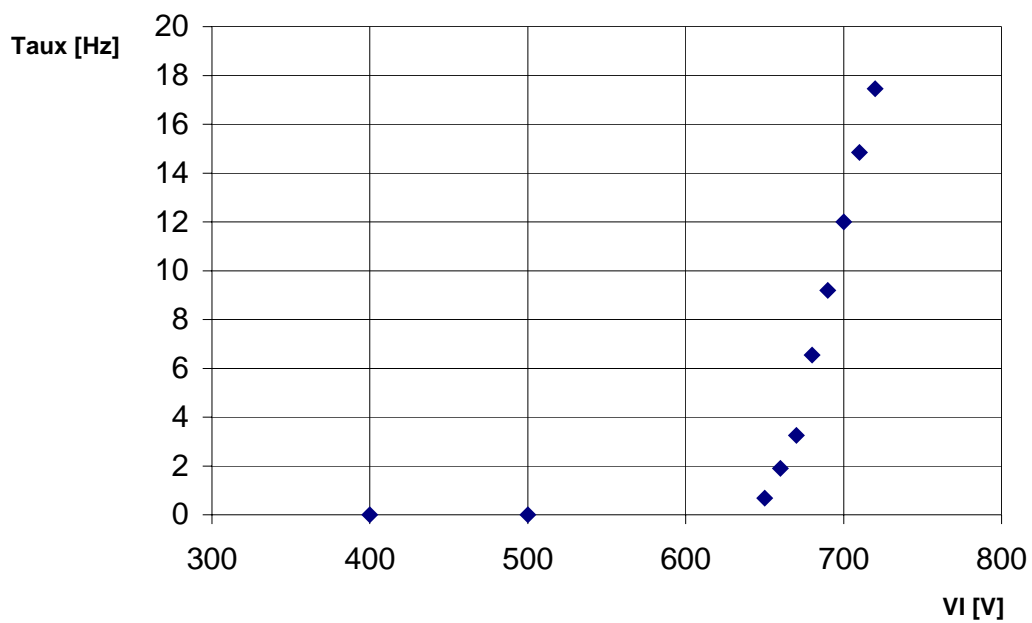


Figure 22: Variation du taux de claquage en fonction de  $V_I$

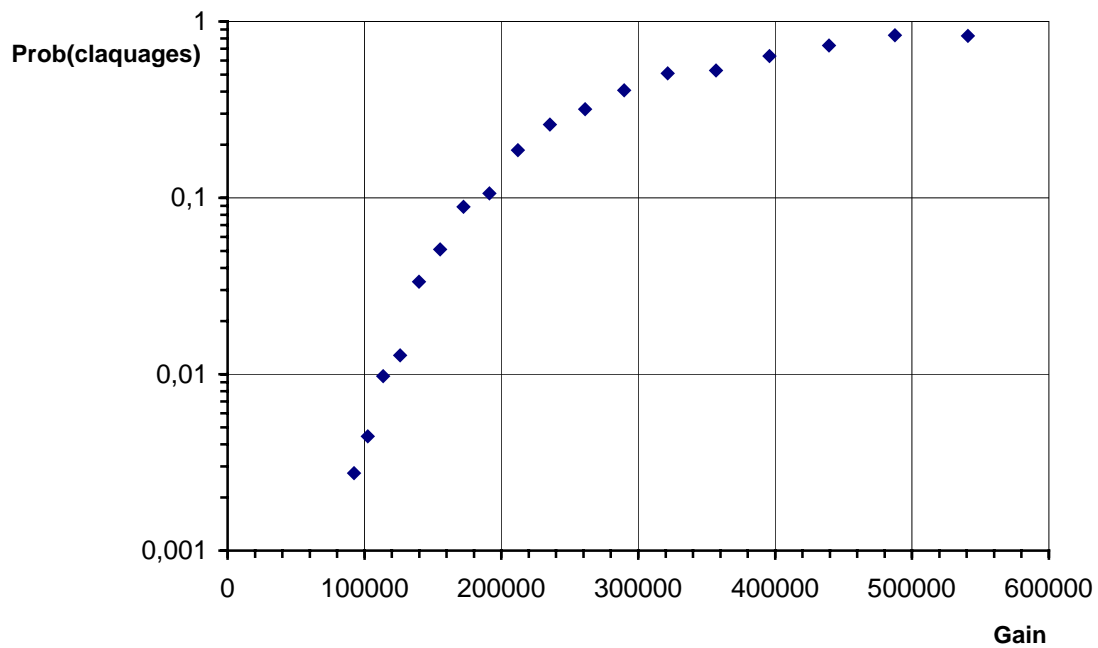


Figure 23: Courbe de claquages, Argon-isobutane (90;10)

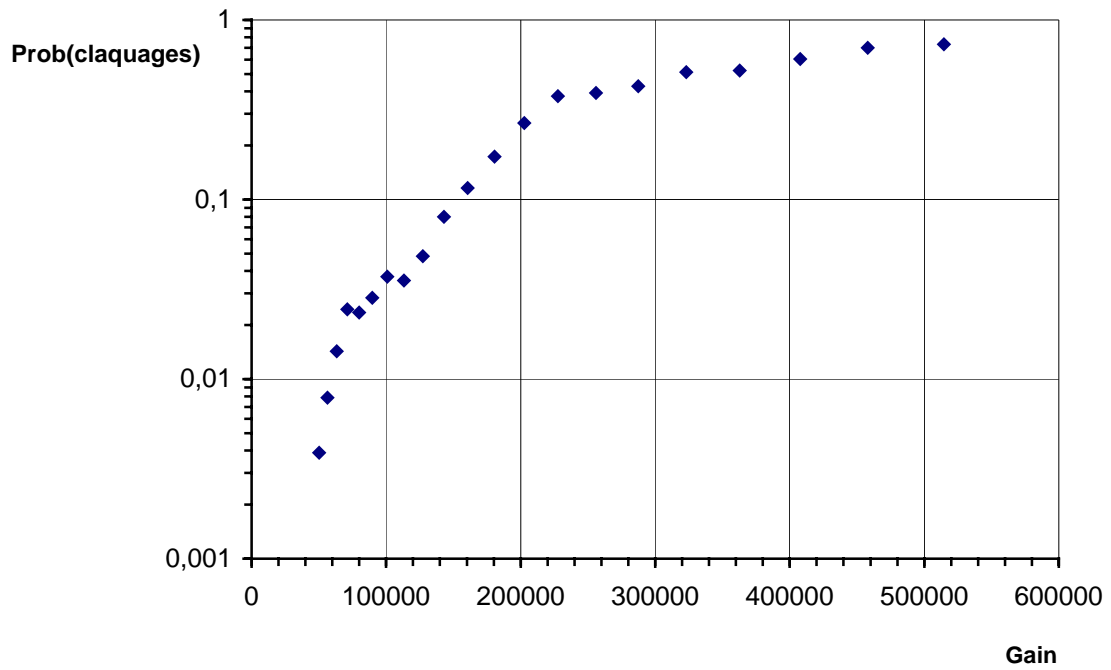


Figure 24: Courbe de claquages, Argon-isobutane (95;5)

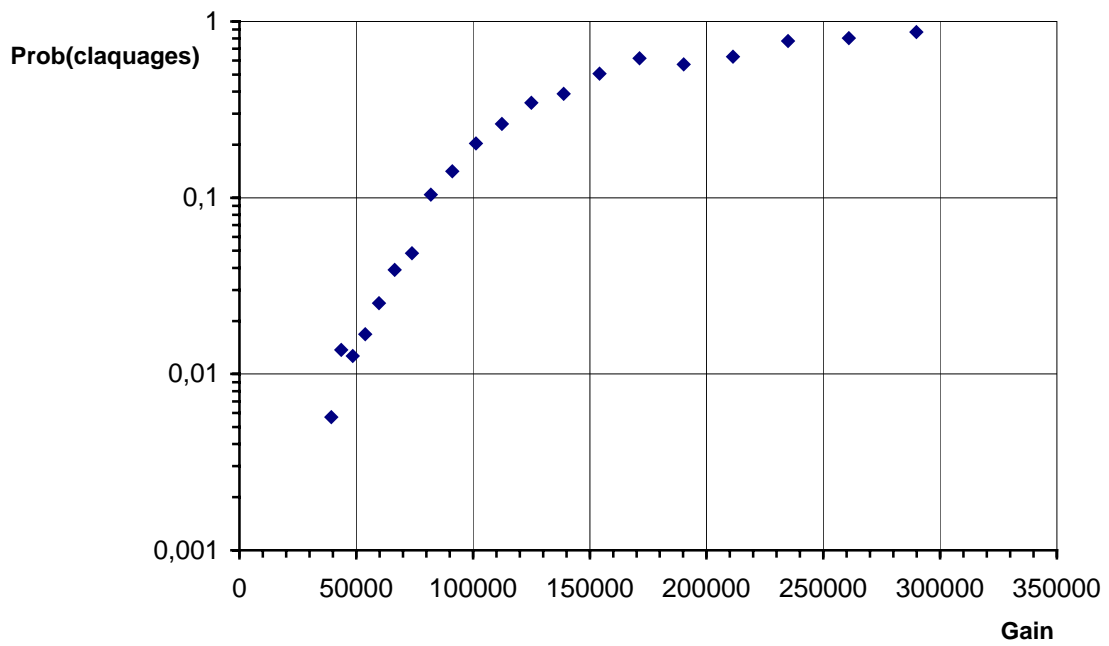


Figure 25: Courbe de claquages, Argon-isobutane-CF<sub>4</sub> (90;5;5)

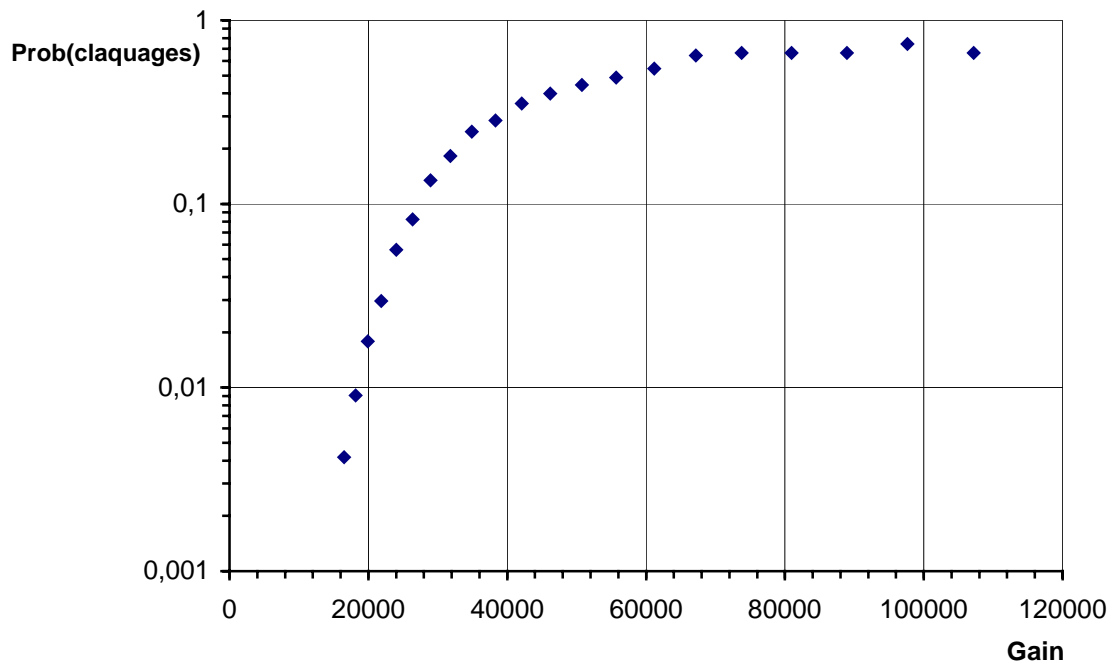


Figure 26: Courbe de claquages, Argon-isobutane- $CF_4$  (90;2.;7.5)

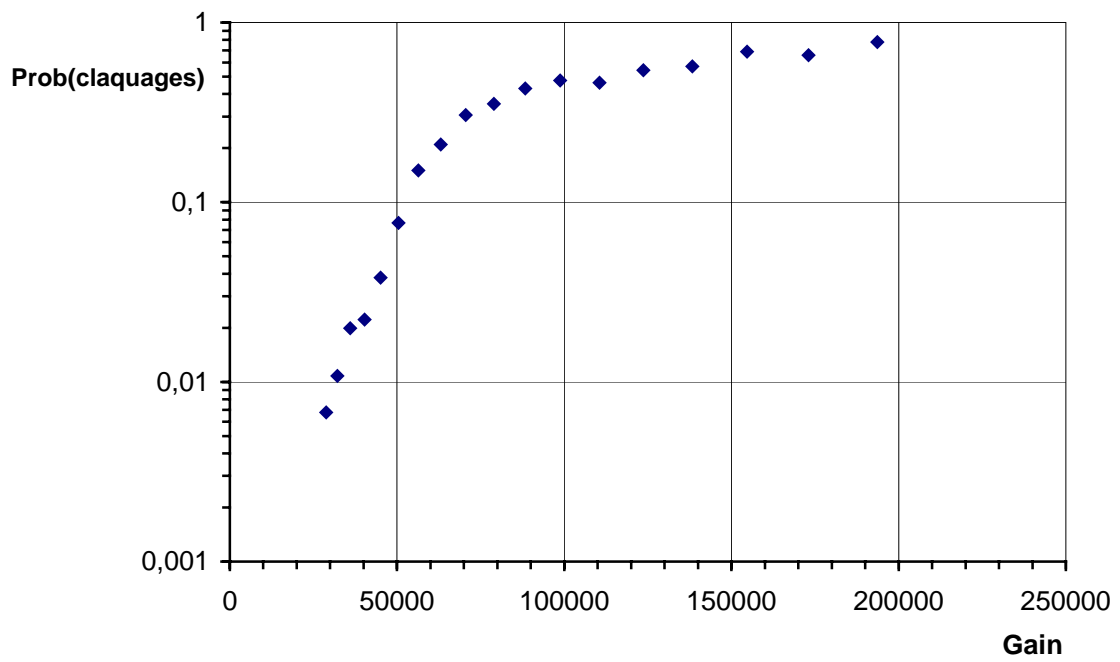


Figure 27: Courbe de claquages, Argon-isobutane- $CF_4$  (95;2.5;2.5)





## Chapitre 7: L'efficacité de détection

Lorsqu'une particule chargée interagit avec le gaz contenu dans le détecteur, elle libère des électrons et des ions dans l'espace de conversion (espace de dérive). Les électrons vont être multipliés par avalanche dans les trous des GEM. Le déplacement des électrons dans l'espace d'induction va induire un courant sur le circuit imprimé. Les électrons sortant de la GEM 1 étant localisés dans l'espace, le courant sera induit seulement sur quelques pistes. L'ensemble des pistes touchées est appelé un *cluster*.

Toutes les particules incidentes ne vont pas forcément être détectées. Il est donc utile de déterminer l'efficacité du détecteur comme étant la probabilité qu'une particule traversant l'enceinte soit détectée. La mesure de l'efficacité de détection consiste à déterminer le rapport du nombre d'événements ayant au moins un *clusters*, c'est à dire le nombre de particule ayant interagi, sur le nombre de particules traversant le détecteur. Finalement, la taille des *clusters* aux valeurs maximales de l'efficacité à été calculée.

### 7.1. Méthode de mesure de l'efficacité

Les mesures de l'efficacité ont été réalisées avec une enceinte contenant un circuit imprimé sur lequel sont disposées quinze pistes plus une électrode mise à la masse. Les pistes mesurent 0.1 mm de large pour 27 mm de long. Chacune des pistes est séparée de 0.1 mm. La zone instrumentée du détecteur couvre donc une surface de  $2.9 \times 27 = 78.3 \text{ mm}^2$ .

Les pistes du circuit imprimé étaient connectées à une carte STAR comprenant seize préamplificateurs de charge. Les signaux délivrés par ces préamplis étaient ensuite adaptés sur  $50 \Omega$  puis envoyés vers un module FERA (*Fast Encoding and Read out ADC; ADC: Analog to Digital Converter*). Comme son nom l'indique, ce module convertit les signaux analogiques d'entrée en signaux numériques. Ce module a également besoin d'un signal de déclenchement d'une "porte" correspondant à un intervalle de temps pendant lequel le FERA analysera les signaux d'entrée. Pour cela nous utilisons le signal de deux scintillateurs montés de part et d'autre du détecteur, perpendiculairement l'un à l'autre et branchés en coïncidence. Une particule incidente traversant le détecteur devait ainsi être détectée en coïncidence par les deux scintillateurs pour que le signal qu'elle induisait sur le PCB soit analysé par le FERA. En d'autres termes, les scintillateurs servaient de *trigger* à l'analyse des signaux induits. Finalement, les signaux numériques venant du FERA étaient envoyés vers un ordinateur, via une interface CAMAC, pour analyse.

Les mesures de l'efficacité nécessitent donc l'emploi d'une source dont les particules possèdent un pouvoir pénétrant suffisant pour traverser le premier scintillateur, le détecteur et être encore détectées par le second scintillateur. Pour cela, une source de Rhodium 106 (Rh106) émettant des particules  $\beta$  en continu entre 0 MeV et 3.54 MeV a été utilisée.

Les figures 28 et 29 donnent un schéma du montage utilisé et un schéma logique respectivement.

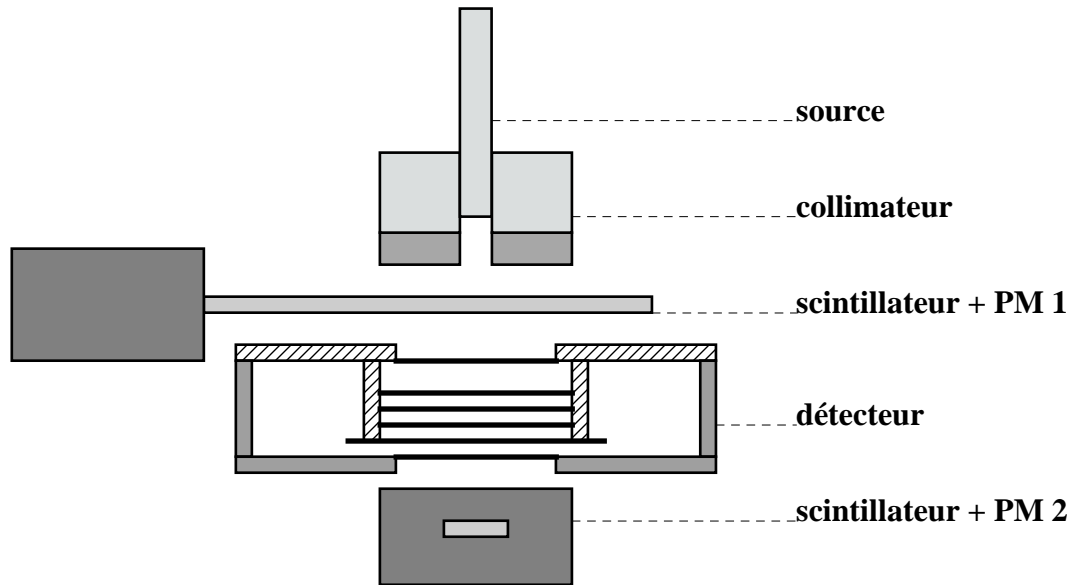


Figure 28: Schéma du montage utilisé pour les mesures d'efficacité

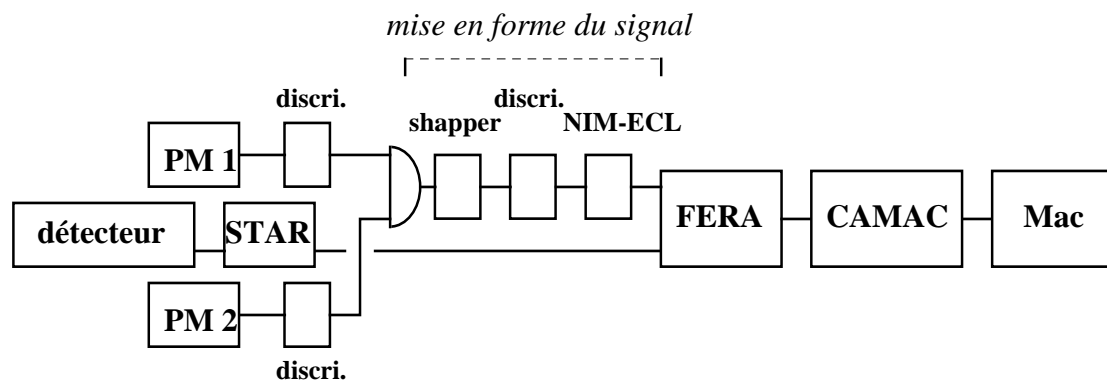


Figure 29: Schéma logique utilisé pour l'analyse des signaux induits sur le PCB

Les mesures consistaient à enregistrer les signaux induits pour cent mille événements détectés en coïncidence par les scintillateurs. Pour chaque piste, le module FERA classait les signaux, en fonction de leur intensité, sur une série de 2048 canaux. Ceci donnait des histogrammes représentant le nombre d'événements en fonction des canaux ADC. A la fin d'une mesure, nous étions donc en possession de quinze histogrammes construits avec cent mille événements.

Ces résultats devaient encore être analysés pour en sortir le nombre de *clusters*, la taille de ces derniers et finalement l'efficacité du détecteur. Pour cela le programme ROOT disponible sous UNIX a été utilisé.

Les histogrammes donnant le nombre d'événements en fonction des canaux ADC, implicitement de l'amplitude du signal, présentaient deux pics. Le premier, depuis la gauche, correspond au bruit et est appelé le piédestal; il suit une distribution gaussienne. Le second pic correspond au signal induit sur la piste et suit une distribution de Landau. La première démarche consistait à soustraire la valeur du piédestal à l'amplitude du signal pour un événement et à classer la valeur restante de l'amplitude dans un histogramme donnant l'amplitude du signal en fonction des pistes du PCB. Le piédestal étant représenté par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à  $\sigma$ , pour être à près sûr de supprimer totalement la composante bruit du signal, seules les valeurs de signaux supérieures à  $3\sigma$  sont prises en comptes. Le spectre final est donc la représentation d'un *cluster* venant de l'induction d'un courant sur un certain nombre de pistes du PCB. Cette analyse était effectuée pour les cent mille événements enregistrés pendant la mesure.

Les causes du bruit son multiples. Toutes les particules détectées en coïncidence sur les scintillateurs ne viennent pas forcément d'une particule ayant traversé le détecteur. Le dispositif électronique placé à la suite du circuit imprimé est également source de bruit.

La seconde partie de l'analyse consiste au dénombrement des *clusters* parmi les cent mille événements répertoriés. L'efficacité de détection pouvait finalement être calculée par le rapport du nombre de *clusters* sur le nombre d'événements. Le dénombrement des *clusters* ainsi que la détermination de la largeur de ces derniers imposait quelques restrictions. En effet, pour obtenir la largeur, il ne fallait tenir compte que des *clusters* entièrement contenu sur les quinze pistes du circuit imprimé. De même pour se défaire des fluctuations dues aux bords de la zone instrumentée lors du calcul de l'efficacité, il fallait également supprimer les *clusters* détectés sur les bords.

## 7.2. Courbes d'efficacité

Une courbe d'efficacité reproduit la variation de l'efficacité du détecteur en fonction du gain ou de la tension sur les GEM. C'est cette deuxième variable qui a été utilisée ici. L'allure de la courbe d'efficacité présente généralement un croissance rapide de l'efficacité puis un plateau à une valeur maximale théoriquement de 100%.

Les figures 30 à 33 reproduisent les courbes d'efficacité pour quatre mélanges de gaz. Les quatre courbes présentées donnent une efficacité maximale comprise entre 20% et 30%. Cette valeur correspond à l'efficacité relative du détecteur, c'est pourquoi une valeur de 100% n'est pas atteinte. En effet, la largeur des scintillateurs utilisés est de 4 mm; ces derniers couvrent ainsi une surface de 16 mm<sup>2</sup>. Le scintillateur placé à l'entrée du détecteur est dans le même sens que les pistes du PCB.

La largeur de la zone couverte par les scintillateur est donc plus grande que celle de la zone instrumentée. De plus la surface couverte par les scintillateurs n'est peut-être pas parfaitement centrée sur la zone instrumentée. Toutes les particules détectées en coïncidences dans les scintillateurs n'auront pas forcément traversé la zone instrumentée, ce qui entraîne une diminution de l'efficacité. Lors de l'analyse des mesures, seuls les *clusters* entièrement contenus sur la zone instrumentée ont été considérés. Si la source, dont le faisceau est collimé, n'est pas centrée sur la zone instrumentée, une grande partie des *clusters* seront détectés sur le bord de cette zone et ils ne seront pas compté dans l'analyse.

Ce qui est plus intéressant à observer sur les courbes d'efficacité est la valeur de la tension sur les GEM au début du plateau. En effet, le but est d'obtenir une efficacité maximale à un gain le plus faible possible. Le tableau 5 donne cette valeur et le gain correspondant, basé sur les courbes de gain du Fer55, pour les quatre courbes d'efficacité. Les préamplificateurs de la carte STAR ont été calibrés. Le gain de ces derniers est similaire à celui obtenu avec le préamplificateur Tennelec. Il est donc possible d'utiliser les courbes de gain données au chapitre 6 pour calculer la valeur du gain au début du plateau.

Mélange gazeux	$V_G$ [V]	Gain
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	284	23202.5
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	250	30814.2
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	280	23989
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	300	41416.9

Tableau 6: Tension sur les GEM et gain au début du plateau

La courbe d'efficacité du mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(95;5) a été déterminée en faisant des mesures avec la tension de dérive  $V_D$  fixée à 200 V. A plus haute tension, des claquages apparaissent entre l'électrode de dérive et un point inconnu dans l'enceinte reliée à la masse.

La comparaison entre les mélanges Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10) et Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5) montre que l'ajout d'une faible quantité de CF<sub>4</sub> n'a pas une grande influence sur l'efficacité du détecteur, le gain au début du plateau ne varie que de 3.4% au profit du mélange contenant le CF<sub>4</sub>. L'efficacité relative au plateau vaut ~29.5% dans Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10) et ~28.5% dans Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5). La valeur de l'efficacité maximale varie également très peu.

Le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;2.5;7.5) délivre une courbe d'efficacité dont le plateau débute à un gain supérieur de 32.8% au gain du mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10); de plus, l'efficacité maximale diminue à ~22.5%. Cette baisse des performances vient certainement de la présence d'une trop grande quantité de CF<sub>4</sub>.

Sur les trois courbes, les mesures effectuées aux environ de  $V_G = 300$  V ne donnent pas des résultats satisfaisants. Ceci vient certainement de la saturation des amplificateurs et des canaux du module FERA. En effet, la distribution de charge, déterminée sur les cent mille événements d'une mesure, suit habituellement une distribution de Landau, ce dont on a pu se convaincre visuellement. Un exemple est donné dans l'annexe C aux pages 62 à 64. Lorsque la tension appliquée sur les GEM est trop importante, les amplificateurs de la carte STAR saturent de même que le

module FERA. La distribution de charge présente, en plus de la distribution de Landau, un pic centré sur la canal ADC 2048 correspondant à la valeur maximale pouvant être répertoriée par le FERA. Un exemple est également donné dans l'annexe C. Une autre raison vient peut-être de l'analyse des résultats. Lorsque le gain est très élevé, les *clusters* ont une taille plus importante; un plus grand nombre ne sera pas complètement contenu sur la zone instrumentée et ne sera pas pris en compte. Ceci entraîne un nombre moins élevé de données ce qui conduit à plus d'erreurs dues au caractère statistique de la mesure.

La courbe d'efficacité du mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5) atteint le plateau à plus basse tension mais le gain est plus élevé (30814.2). L'efficacité au début du plateau est ~25%. Ce mélange permet d'obtenir des gains élevés en appliquant une tension sur les GEM inférieure aux autres mélanges, mais l'efficacité maximale est atteinte à plus grande valeur du gain. Ceci vient peut-être de la présence d'avalanches électroniques dues à des effets secondaires dans le détecteur.

Cette courbe ne présente pas de plateau à une valeur constante de l'efficacité mais la courbe montre une légère décroissance. Les raisons sont certainement les mêmes que celles évoquées pour les mesures à haut gain des trois premières courbes.

### 7.3. Taille des clusters

Un autre élément important à déterminer est la taille des clusters. Le but est d'obtenir des clusters de petites tailles pour augmenter la précision de la détermination de la position de passage de la particule incidente. En effet, le dispositif étudié ici est un détecteur de trace. En utilisant un système de lecture du signal composé de deux série de pistes posées l'une sur l'autre et décalées d'un certain angle, il est possible de déterminer la position du passage de la particule incidente dans le détecteur; les deux séries de pistes nous donnant deux axes de coordonnées. En disposant plusieurs détecteurs de ce type à la suite, il possible de reconstruire la trace de la particule incidente.

Pour les quatre courbes d'efficacité, la distribution de la taille des *clusters* a été calculée pour les points formant le plateau. La moyenne de cette dernière donne la taille moyenne d'un *cluster*. Finalement la moyenne sur tous les points a été effectuée. Les résultats sont données dans le tableau 6.

La taille moyenne des *clusters* varie très peu en fonction du mélange de gaz. Les trois mélanges avec 90% d'argon donnent des clusters de taille moyenne allant de 0.57 mm à 0.62 mm. Le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5) donne une taille moyenne des clusters plus grande, 0.78 mm. Ceci vient certainement d'une plus grande diffusion des électrons dans le gaz.

Mélange gazeux	Taille des clusters [mm]
Ar-iso (90;10)	0.62
Ar-iso (95;5)	0.78
Ar-iso-CF4 (90;5;5)	0.57
Ar-iso-CF4 (90;2.5;7.5)	0.60

Tableau 7: Taille des clusters au maximum d'efficacité

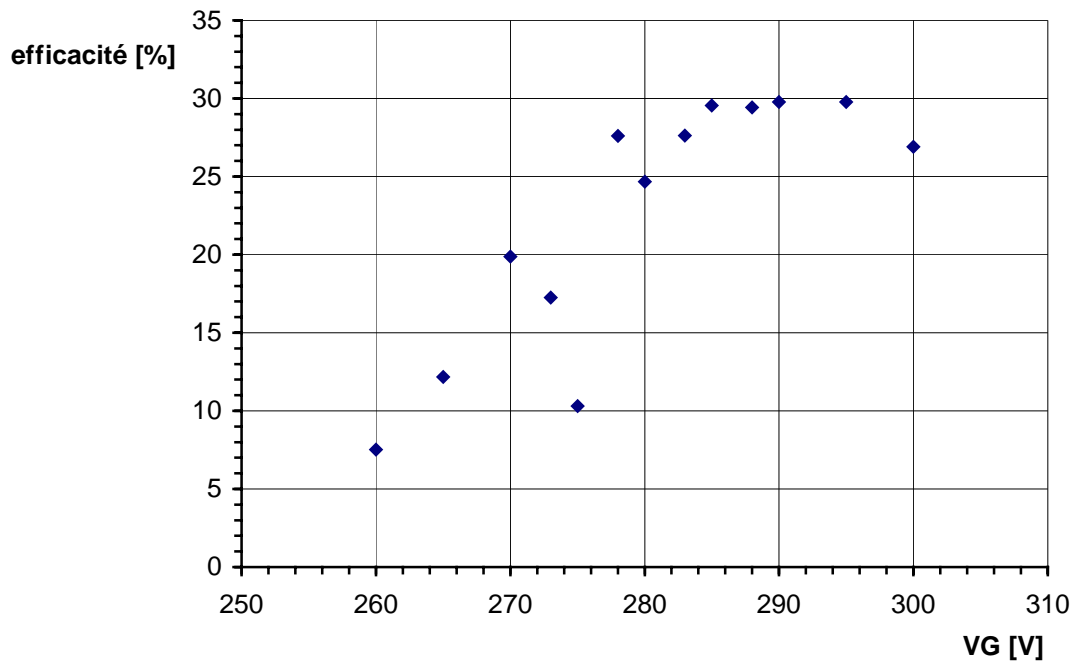


Figure 30: Courbe d'efficacité, Argon-isobutane (90;10)

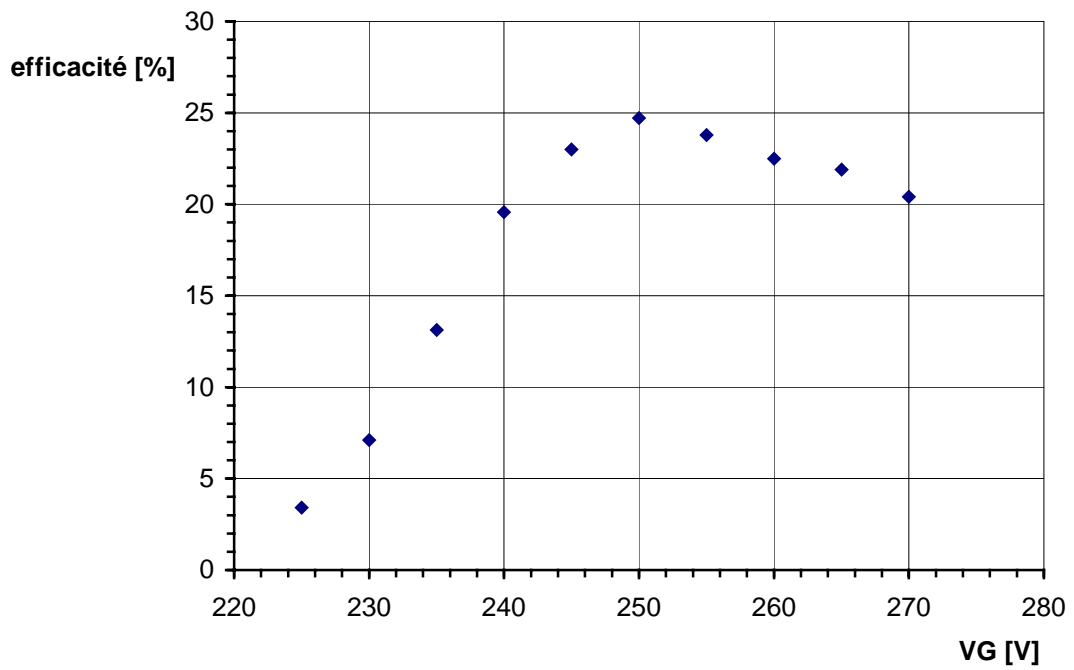


Figure 31: Courbe d'efficacité, Argon-isobutane (95;5)

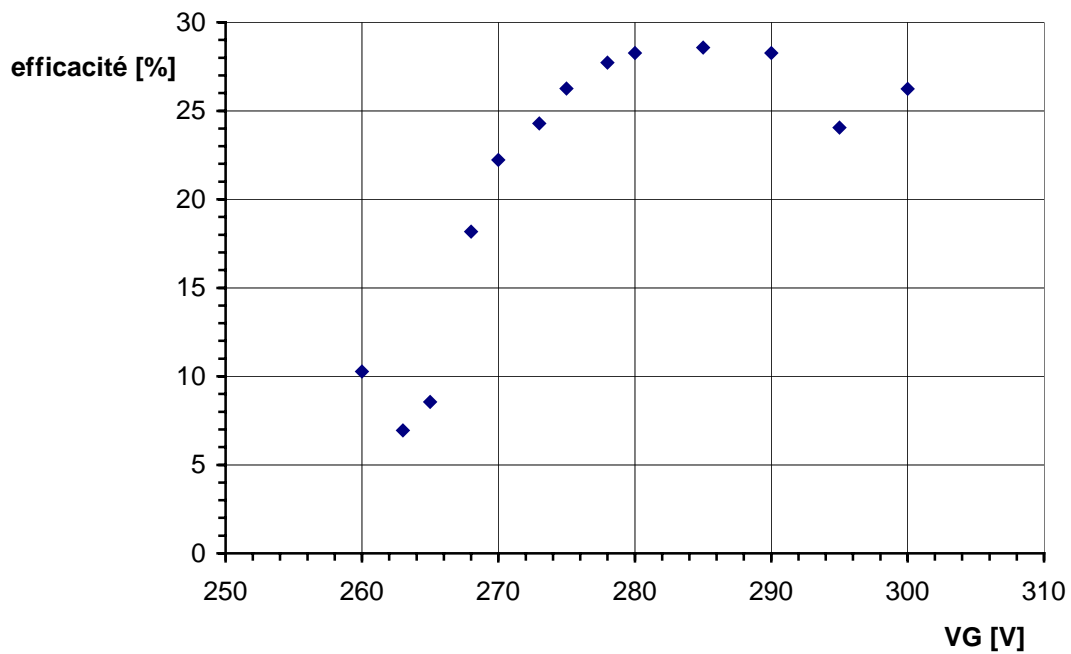


Figure 32: Courbe d'efficacité, Argon-isobutane- $CF_4$  (90;5;5)

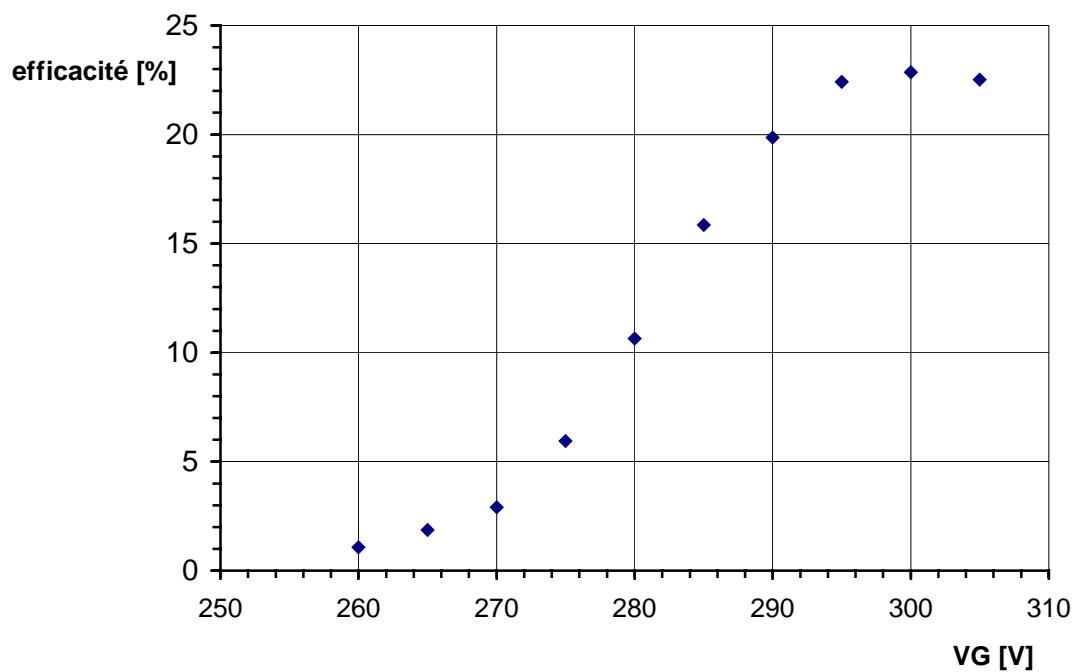


Figure 33: Courbe d'efficacité, Argon-isobutane- $CF_4$  (90;2.5;7.5)





## Chapitre 8: Discussion des résultats

Les mesures présentées ici donnent des résultats divers sur les performances d'un détecteur à triple GEM.. Toutes les mesures de gain, de claquages et d'efficacité ont été effectuées avec les mêmes tension de dérive;  $V_D = 500$  V, de transfert,  $V_T = 400$  V, et d'induction,  $V_I = 400$  V. Seule la courbe d'efficacité pour le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5) à été faite avec une tension de dérive  $V_D = 200$  V. Il s'agit maintenant de comparer les résultats des différents mélanges pour déterminer lequel convient le mieux.

Commençons par comparer les deux mélanges Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10) et Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5). la diminution de la quantité d'isobutane au profit de l'argon permet d'augmenter considérablement le gain. Inversement, pour obtenir un gain équivalent, la tension à appliquer avec le mélange contenant 95% d'argon est nettement moins élevée. Pour un gain de  $10^4$ , une tension  $V_G \cong 275$  V est nécessaire dans le premier cas tandis qu'une tension  $V_G \cong 240$  V suffit dans le second. L'augmentation du gain n'est pas proportionnelle, les pentes des courbes de gain des deux mélanges n'étant pas les mêmes.

En contrepartie, les claquages apparaissent à plus bas gain en augmentant la quantité d'argon. Une probabilité de claquages de  $10^{-3}$  est atteinte à un gain de  $\sim 8 \cdot 10^4$  avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10) tandis que un gain de  $\sim 5 \cdot 10^4$  est suffisant avec Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5).

En ce qui concerne l'efficacité de détection, la valeur maximale est atteinte à un gain de  $\sim 23 \cdot 10^3$  dans 90% d'argon tandis qu'un gain de  $\sim 30 \cdot 10^3$  est nécessaire dans 95% d'argon.

Au vu de ces différents résultats, il apparaît que les performances obtenues avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95;5) sont moins satisfaisantes que celles délivrées avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10).

L'adjonction d'une faible quantité de CF<sub>4</sub> permet effectivement d'améliorer la vitesse de dérive des électrons dans le gap de conversion. En effet, en se rapportant au figures 12 et 14, l'ajout de 5% de CF<sub>4</sub> au détriment de l'isobutane permet de presque doubler la vitesse de dérive. De 4.5 cm/ $\mu$ s à  $V_D = 300$  V sans CF<sub>4</sub>, la vitesse augmente à 8.3 cm/ $\mu$ s avec 5% de CF<sub>4</sub>. Il faut néanmoins faire attention à ne pas mettre trop de CF<sub>4</sub>. Comme expliqué dans la théorie, une trop grande quantité de gaz électronégatif conduit à la capture des électrons primaires libérés par la particule incidente. Le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;2.5;7.5) en est un exemple. Les mesures de gain et d'efficacité sont moins bonnes. Le gain diminue légèrement et l'efficacité maximale est atteinte à une valeur plus élevée du gain.

D'un autre côté, la présence de  $\text{CF}_4$  dans le gaz va provoquer l'apparition plus rapide des claquages. Une probabilité de claquage de  $10^{-3}$  est atteinte à un gain de seulement  $3 \cdot 10^4$  pour le mélange Ar-iso $\text{C}_4\text{H}_{10}$ - $\text{CF}_4$  (90;5;5) alors qu'un gain de  $8 \cdot 10^4$  peut être atteint avec de l'Ar-iso $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (90;10).

Finalement, le choix du mélange gazeux idéal permettant d'obtenir les meilleurs performances possibles du détecteur est difficile. Il convient de trouver un compromis entre la vitesse de dérive des électrons, qui doit être élevée pour diminuer le temps mort, l'efficacité de détection de l'appareil que l'on veut maximale au plus bas gain possible et les claquages qui doivent apparaître à des valeurs du gain les plus élevées possible pour que le dispositif soit à même de résister au passage de particule ultra-ionisantes.

Un mélange présentant un bon compromis est Ar-iso $\text{C}_4\text{H}_{10}$ - $\text{CF}_4$  (90;5;5). Il permet d'obtenir un gain suffisamment élevé, à une tension sur les GEM moyenne, avant l'apparition des claquages. En effet, à un gain de  $10^4$ , la tension  $V_G$  vaut environ 270 V et l'amplitude, à la sortie du préamplificateur, du signal induit par une particule au minimum d'ionisation libérant, en moyenne, 26 paires primaires serait de environ  $580 \text{ mV}^{[1]}$ . Ce signal a une amplitude facilement mesurable par un dispositif d'analyse tel que celui utilisé lors de la mesure de l'efficacité et se distingue sans problème du bruit dû notamment à l'électronique du système.

Toutes les mesures ont été effectuées en appliquant la même différence de potentiel sur les trois éléments GEM. Ce réglage n'est pas le seul possible, des tensions différentes peuvent être appliquée sur les trois GEM ce qui doit entraîner un comportement différents du détecteur.

De même, la tension de dérive était fixée à 500 V ( $E_D = 1.66 \text{ kV/cm}$ ). La vitesse de dérive présentant un maximum à plus basse tension, entre 200 V et 300 V, il serait avantageux de diminuer cette tension. D'autant plus que le gain n'est pas influencé par le champ de dérive et le risque d'étincelle entre l'électrode de dérive et la troisième GEM ou un endroit particulier de l'enceinte serait réduit.

---

<sup>[1]</sup> Le calcul a été fait pour un préamplificateur de la carte STAR. Un calibrage des amplis. a été effectué, la valeur du facteur de calibrage  $\alpha$  variait entre  $0.76 \text{ mV/fC}$  et  $1.95 \text{ mV/fC}$  pour les 16 amplis. contenus sur la carte. La moyenne de  $1.4 \text{ mV/fC}$  est utilisée pour calcul l'amplitude du signal donnée ici. Ce calcul n'est pas très rigoureux mais permet de se faire une idée.

## Conclusion

Les tests présentés ici constituent une étude de base d'un détecteur à gaz à trois étages d'amplification de type GEM destiné à être utilisé comme *tracker* interne de l'expérience LHCb au CERN.

Toutes les mesures ont été effectuées avec des prototypes de GEM couvrant une surface de 2.5 cm de côtés et de configuration standard, trous de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre et espacement de 140  $\mu\text{m}$ .

Les tests ont porté principalement sur la détermination du gain du détecteur en fonction de la tension appliquée sur les trois GEM, sur une étude des claquages et sur le calcul de l'efficacité de détection, cela pour différents mélanges gazeux.

Trois sources différentes ont été utilisées, une source de Fer 55 émettant des photons X à 5.9 keV, une source d'Amercium 243 émettant des particules  $\alpha$  à 5.3 MeV et une source de Rhodium 106 émettant des particules  $\beta$  en continu entre 0 MeV et 3.54 MeV. La source  $\alpha$ , produisant un nombre élevé de paires primaires dans l'espace de conversion, était utilisée pour déterminer les probabilités de claquages. Les particules  $\beta$  de la source Rh106 ayant un pouvoir pénétrant important étaient utilisées pour calculer l'efficacité du détecteur. En effet, les particules incidentes devaient traverser un premier scintillateur, le détecteur et être encore détectées par un second scintillateur.

Les résultats obtenus sont satisfaisants et permettent de se faire une idée des performances de ce dispositif. Des gains relativement élevés,  $10^4$ - $10^5$ , peuvent être atteints à des valeurs pas trop importantes de la tension sur les GEM, entre 240 V et 300 V. A ces valeurs du gain, la probabilité de claquage reste faible, de l'ordre de  $10^{-3}$ . L'efficacité relative maximale est également atteinte pour des valeurs du gain du même ordre de grandeur, entre  $2 \cdot 10^4$  et  $3 \cdot 10^4$ .

L'adjonction d'une faible quantité de  $\text{CF}_4$  dans le gaz permet d'améliorer la vitesse de dérive des électrons. L'ajout de 5% de  $\text{CF}_4$  au détriment de l'isobutane permet de presque doubler la vitesse de dérive. En effet,  $v_D = 4.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  dans Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10) et  $v_D = 8.4 \text{ cm}/\mu\text{s}$  dans Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5).

La taille des clusters varie entre 0.57 mm et 0.78 mm. Cette largeur semble être dépendante de la concentration d'argon contenue dans le gaz. En effet, les trois mélanges contenant 90% d'argon donnent des tailles variant entre 0.57 mm et 0.62 mm alors que le mélange contenant 95% d'argon donne une taille de 0.78 mm.

Pour terminer, le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5) semble être un bon compromis pour obtenir de bonnes performances avec ces dispositifs d'amplification. Il est toutefois impossible de donner ici une conclusion sur la viabilité de ce système pour le LHCb. Il faut pour cela attendre les résultats de tests effectués en faisceau avec des détecteurs de plus grande taille.



## Annexe A: Energie déposée par les rayons X de la source de Fe55

Les rayons X du Fe55 sont des photons d'énergie  $E_x = 5.9$  keV. Les photons, particule non chargées, interagissent de trois manières avec le milieu traversé :

- A faible énergie (quelques keV), c'est l'effet photoélectrique qui domine.
- A moyenne énergie (quelques centaines de keV), l'effet Compton devient dominant.
- A une énergie  $E > 1025$  keV environ, nous observons la création de paires électron-positon.

Dans notre cas, c'est donc principalement par effet photoélectrique que les X vont interagir avec le gaz contenu dans l'enceinte.

L'effet photoélectrique se traduit par l'absorption du photon incident sur un niveau électronique de l'atome d'énergie  $E_j < E_x$ , ceci induisant l'éjection de l'électron se trouvant sur ce niveau. Pour des raisons cinématiques, c'est généralement l'électron le plus lié qui est éjecté. L'absorption a donc lieu généralement sur une couche K. Lors de l'interaction sur un atome d'argon, l'énergie de l'électron éjecté vaut :

$$E_e = E_x - E_K = 5.9 - 3.2 = 2.7 \text{ keV}$$

Le retour à l'état fondamental se fait de deux manières:

- Par fluorescence: il y a transition d'un électron de la couche L vers la couche K accompagnée de l'émission d'un photon.
- Par transition non radiative (effet Auger): il y a réarrangement interne des électrons par transitions successives depuis des couches d'énergie inférieures. Cette suite de transitions se termine par l'éjection d'un électron d'énergie proche de  $E_K$ .

Dans le cas d'une fluorescence, ayant lieu dans seulement 15% des cas avec de l'argon, l'énergie du photon émis vaut :

$$E_{L-K} = E_K - E_L = 3.2 - 0.33 = 2.87 \text{ keV}$$

La probabilité d'interaction du photon étant très élevée à cette énergie, le photon issu de la transition interagit la plupart du temps. Lorsque ce dernier échappe à l'espace de conversion, ou espace de dérive, l'énergie restante vaut :

$$E_{\text{esc}} = E_x - E_{L-K} = 5.9 - 2.87 = 3.03 \text{ keV}$$

Le spectre du Fer 55 présente ainsi deux pics distincts. Le premier, plus important, est le résultat d'un effet photoélectrique dont le retour à l'état fondamental se fait par transition non-radiative ou par fluorescence sans perte du photon émis tandis que le second est le résultat d'un retour à l'état fondamental par fluorescence et dont le photon s'est échappé de l'espace de conversion sans interagir. Ce pic est appelé pic d'échappement (escape peak en anglais).

Le nombre de paires primaires électron-ion produites est donné par la relation :

$$n = \frac{\Delta E}{W}$$

W est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron-ion, les différentes valeurs pour les gaz utilisés sont donnés dans le tableau 1.  $\Delta E$  est l'énergie déposé par la particule incidente. Dans le cas des rayons X, toute l'énergie du photon est déposée lors de l'effet photoélectrique; dans ce cas, l'énergie déposée vaut  $\Delta E = E_X$ .

<b>Gaz</b>	<b>W [eV]</b>
Argon	26
Isobutane (isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	23
CF <sub>4</sub>	54

*Tableau 1 : Energie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron-ion*

Lors de l'utilisation de mélange gazeux, comme dans notre cas, le nombre total de paires produites est donné par la somme pour chaque composants en tenant compte de la concentration. Par exemple pour le mélange Argon-isobutane (90;10), le nombre de paires produite est :

$$n_X = 0.9 \cdot \frac{5.9}{26 \cdot 10^{-6}} + 0.1 \cdot \frac{5.9}{23 \cdot 10^{-6}} = 229 \text{ paires}$$

Le nombre trouvé n'est généralement pas un entier, il est arrondi à sa partie entière. Les nombre de paires primaires pour les différents mélanges utilisés sont donnés dans le tableau 2.

<b>Mélange gazeux</b>	<b>Nb de paires primaire</b>
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	229
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	227
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	221
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	218
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	223

*Tableau 2 : Nombre de paires primaires électron-ion*

## Annexe B: Energie déposée par les particules $\alpha$ de la source Am243

La source  $\alpha$  utilisée est de l'Amercium 243 (Am243), les particules  $\alpha$  émises lors d'une désintégration ont une énergie de 5.3 MeV.

Les particules  $\alpha$  émises commencent par traverser une couche de 5.5 mm d'air puis l'électrode de dérive constituée d'une feuille de mylar aluminisé de 12  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et finalement, l'espace de dérive de 3mm et rempli de gaz.

L'énergie  $\Delta E$  perdue sur une distance  $\Delta x$  est donnée par :

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x \quad [\text{MeV}] \quad (1)$$

Le pouvoir d'arrêt  $\frac{dE}{dx}$ , ou *stopping power*, est donné par la formule de Bethe et Bloch. Les valeurs sont tabulées en fonction du milieu traversé et de l'énergie de la particule incidente. Généralement les valeurs tabulées sont de la forme  $\frac{dE}{d\rho x}$ .

Pour calculer le nombre de paires primaires produites dans l'espace de dérive, il faut déterminer l'énergie perdue par la particule incidente dans cet espace. Le calcul de l'énergie perdue se fait par étapes. Il faut commencer par déterminer la perte d'énergie dans l'air, puis dans la feuille de mylar et finalement dans le gaz. Les *stopping power* sont tabulés pour certains éléments du tableau périodique. Il faut donc tenir compte de la composition des différents milieux traversés. Un calcul explicite est effectué pour un seul mélange de gaz.

### *Perte d'énergie dans l'air (76% N, 23% O)*

$$\rho_{\text{air}} = 1.293 \text{ g/cm}^3, E_1 = 5.3 \text{ MeV}, \Delta x = 5.5 \text{ mm}$$

Les pouvoirs d'arrêt correspondant à une énergie de 5 MeV sont:

$$\text{N} : 7.63 \cdot 10^2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g} ; \text{O} : 7.33 \cdot 10^2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{dE}{dx} = 0.23 \cdot 1.293 \cdot 10^{-3} \cdot 7.33 \cdot 10^2 + 0.76 \cdot 1.293 \cdot 10^{-3} \cdot 7.63 \cdot 10^2 = 0.967 \text{ MeV/cm}$$

$$\Delta E_1 = 0.967 \cdot 0.55 = 0.532 \text{ MeV} \Rightarrow E_2 = E_1 - \Delta E_1 = 5.3 - 0.532 = \mathbf{4.76 \text{ MeV}}$$

### *Perte d'énergie dans le mylar (C<sub>5</sub>H<sub>4</sub>O<sub>2</sub>)*

-Densités:

$$\rho_{\text{mylar}} = 1.39 \text{ g/cm}^3, \Delta x = 12 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\rho_x = n_x \cdot \frac{\rho_{\text{mylar}}}{M_{\text{mylar}}} \cdot M_x ; x = \text{C, H et O} ;$$

$n_x$  : nombre d'atome de x dans la molécule.

$$\text{Ainsi : } \rho_{\text{C}} = 0.87 \text{ g/cm}^3, \rho_{\text{H}} = 0.06 \text{ g/cm}^3, \rho_{\text{O}} = 0.46 \text{ g/cm}^3$$

-Sachant que les  $\alpha$  perdent environ 1 MeV dans la feuille de mylar, les pouvoirs d'arrêt sont relevés à une énergie de 4.2 MeV :

$$\text{C: } 9.00 \cdot 10^2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}; \text{H: } 2.699 \cdot 10^3 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}; \text{O: } 8.25 \cdot 10^2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{dE}{dx} = 0.87 \cdot 9 \cdot 10^2 + 0.06 \cdot 2.699 \cdot 10^3 + 0.46 \cdot 8.25 \cdot 10^2 = 1324.44 \text{ MeV/cm}$$

$$\Delta E_2 = 1324.44 \cdot 12 \cdot 10^{-4} \Rightarrow E_3 = E_2 - \Delta E_2 = 4.76 - 1.58 = \mathbf{3.18 \text{ MeV}}$$

### *Perte d'énergie dans l'espace de dérive pour le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (90;10)*

- Densités.

$$\rho_{\text{Ar},0} = 1.78 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \Rightarrow \rho_{\text{Ar}} = 0.9 \cdot 1.78 \cdot 10^{-3} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

$$\rho_{\text{Iso},0} = 2.41 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \Rightarrow \rho_{\text{Iso}} = 0.1 \cdot 2.41 \cdot 10^{-3} = 0.24 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

- Parcours:

$$\Delta x = 0.3 \text{ cm}$$

- Composition de l'isobutane: C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>

Les densités de carbone et d'hydrogène sont calculées de la même manière que pour le mylar. Ainsi:

$$\rho_{\text{C}} = 0.199 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \text{ et } \rho_{\text{H}} = 0.04 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

- Les pouvoirs d'arrêt sont pris à 3.2 MeV:

$$\text{C: } 1.082 \cdot 10^3 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}; \text{H: } 3.343 \cdot 10^3 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$$

Les valeurs pour l'argon ne sont pas tabulées, nous nous sommes basées sur les valeurs du calcium ( $M_{\text{Ca}} = 40, M_{\text{Ar}} = 39.9$ ):  $6.775 \cdot 10^2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ .

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{iso}} = 0.199 \cdot 10^{-3} \cdot 1.082 \cdot 10^3 + 0.04 \cdot 10^{-3} \cdot 3.343 \cdot 10^3 = 0.353 \text{ MeV/cm}$$

$$\Delta E_{\text{iso}} = 0.353 \cdot 0.3 = \mathbf{0.106 \text{ MeV}}$$



$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Ar} = 1.6 \cdot 10^{-3} \cdot 6.775 \cdot 10^2 = 1.084 \text{ MeV/cm}$$

$$\Delta E_{Ar} = 1.084 \cdot 0.3 = \mathbf{0.325 \text{ MeV}}$$

Le nombre de paires primaires produites est donné par la relation:

$$n = \frac{\Delta E}{W}$$

$\Delta E$  est l'énergie déposée par la particule incidente dans l'espace de dérive.  $W$  est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire primaire pour un gaz donné. Lorsque le gaz est constitué de plusieurs composants, le nombre total de paires produites est donné par la somme du nombre de paires produites pour chacun des composants. Dans notre cas, la concentration des différents gaz a été prise en compte lors du calcul de l'énergie perdue. Il n'est donc pas nécessaire d'en tenir compte dans le calcul du nombre de paires primaires. Les valeurs de  $W$  pour les différents gaz utilisés sont données dans le tableau 1 de l'annexe A.

$$n_{\alpha} = \frac{0.325}{26 \cdot 10^{-6}} + \frac{0.106}{23 \cdot 10^{-6}} \cong 17108 \text{ paires}$$

Le nombre de paires  $n_{\alpha}$  a été arrondi à sa partie entière.

Les valeurs de  $n_{\alpha}$  pour les autres mélanges gazeux utilisés sont données dans le tableau 3.

<b>Mélange gazeux</b>	<b>Nb de paires primaires</b>
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90;10)	17108
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95;5)	15534
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;5;5)	15304
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (90;2.5;7.5)	14315
Ar-isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> -CF <sub>4</sub> (95;2.5;2.5)	14662

*Tableau 3: Nombre de paires primaires produites par une particule  $\alpha$*



## Annexe C: Exemple de résultats de mesures d'efficacité

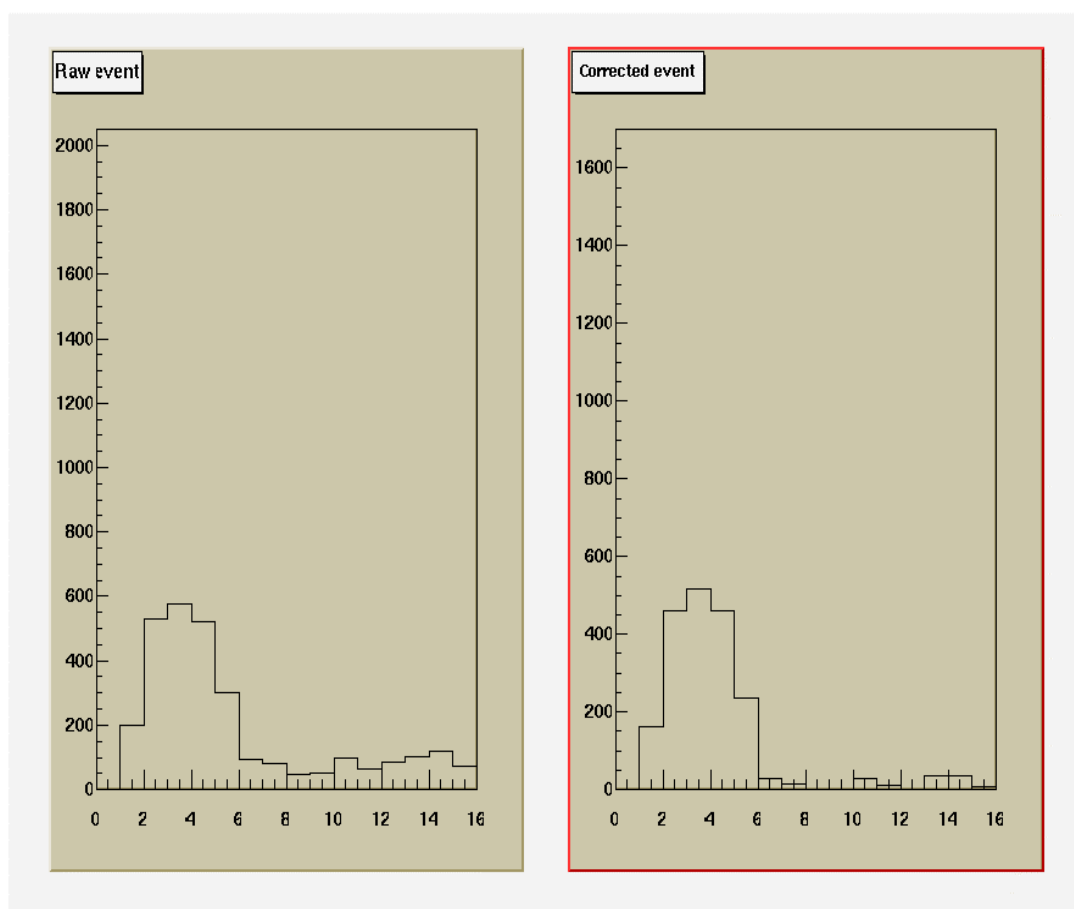


Figure 1: Exemple de cluster

La figure 1 montre un cluster obtenu avec un événement lors d'une mesure avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5) avec une tension sur les GEM fixée à  $V_G = 268$  V. L'histogramme de gauche montre le *cluster* sans la réduction du bruit de  $3\sigma$ . L'histogramme de droite montre le *cluster* après réduction du bruit.

La figure 2 présente les résultats de l'analyse de la même série de mesures. Une analyse visuelle de la distribution de charge en fonction des canaux ADC montre que cette dernière suit bien une distribution de Landau.

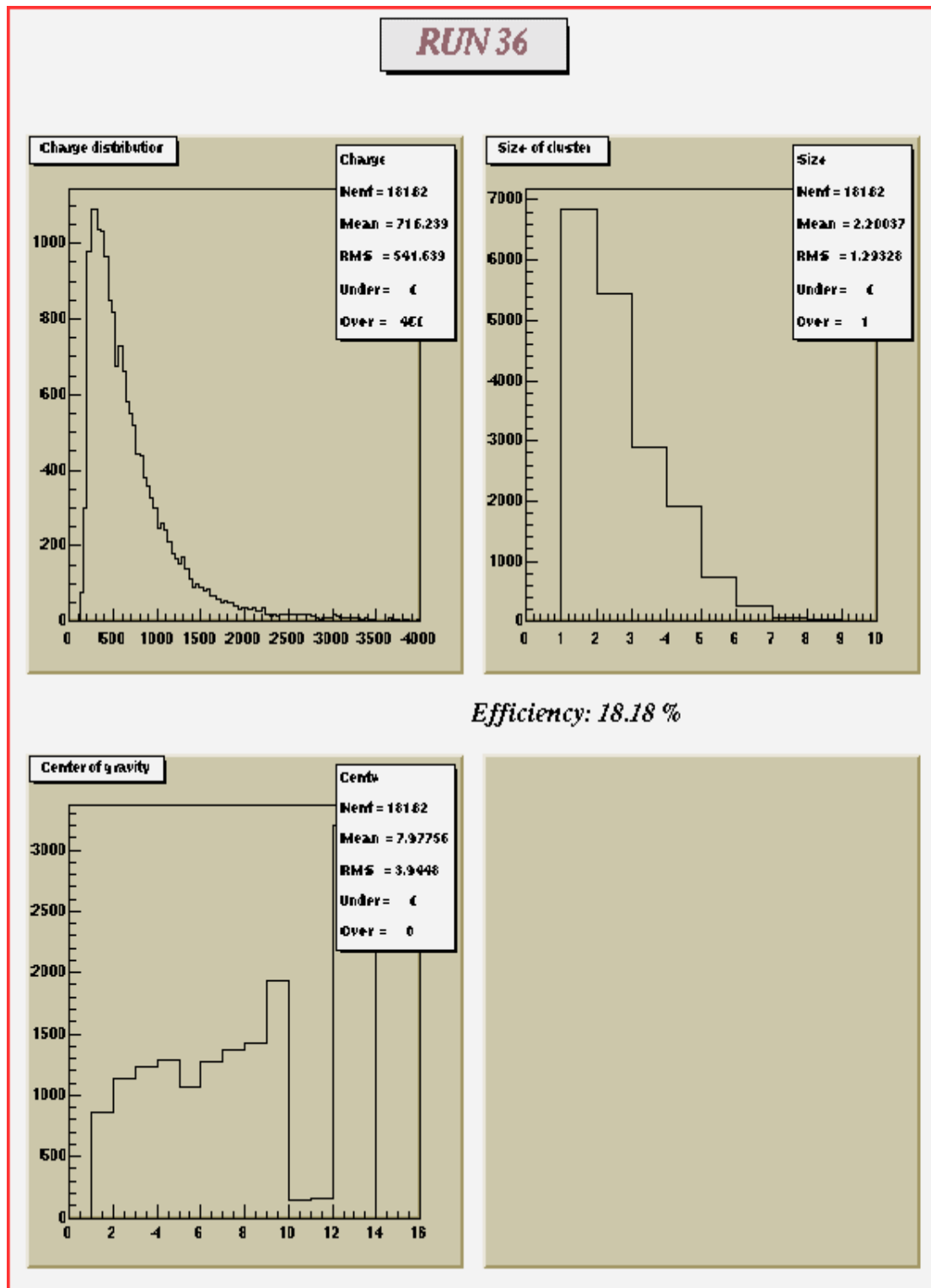


Figure 2: Résultats d'une mesure avec Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;5;5) et V<sub>G</sub> = 268 V

La figure 3 représente le résultat d'une série de mesures effectuées avec le mélange Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;2.5;7.5) à une tension V<sub>G</sub> = 300 V. La distribution de charge est beaucoup plus étendue. La taille moyenne des *clusters* est également plus grande, environ le double. La distribution de charge présente un pic centré sur le canal 2048. Ceci signifie qu'un grand nombre de *clusters*, dont la taille est de une piste, ont saturé le FERA; la valeur maximale pouvant être enregistrée étant 2048.

Si un nombre important de *clusters* de taille égale à deux pistes saturent le FERA, la distribution de charge présente un pic centré sur le canal 4096, etc..

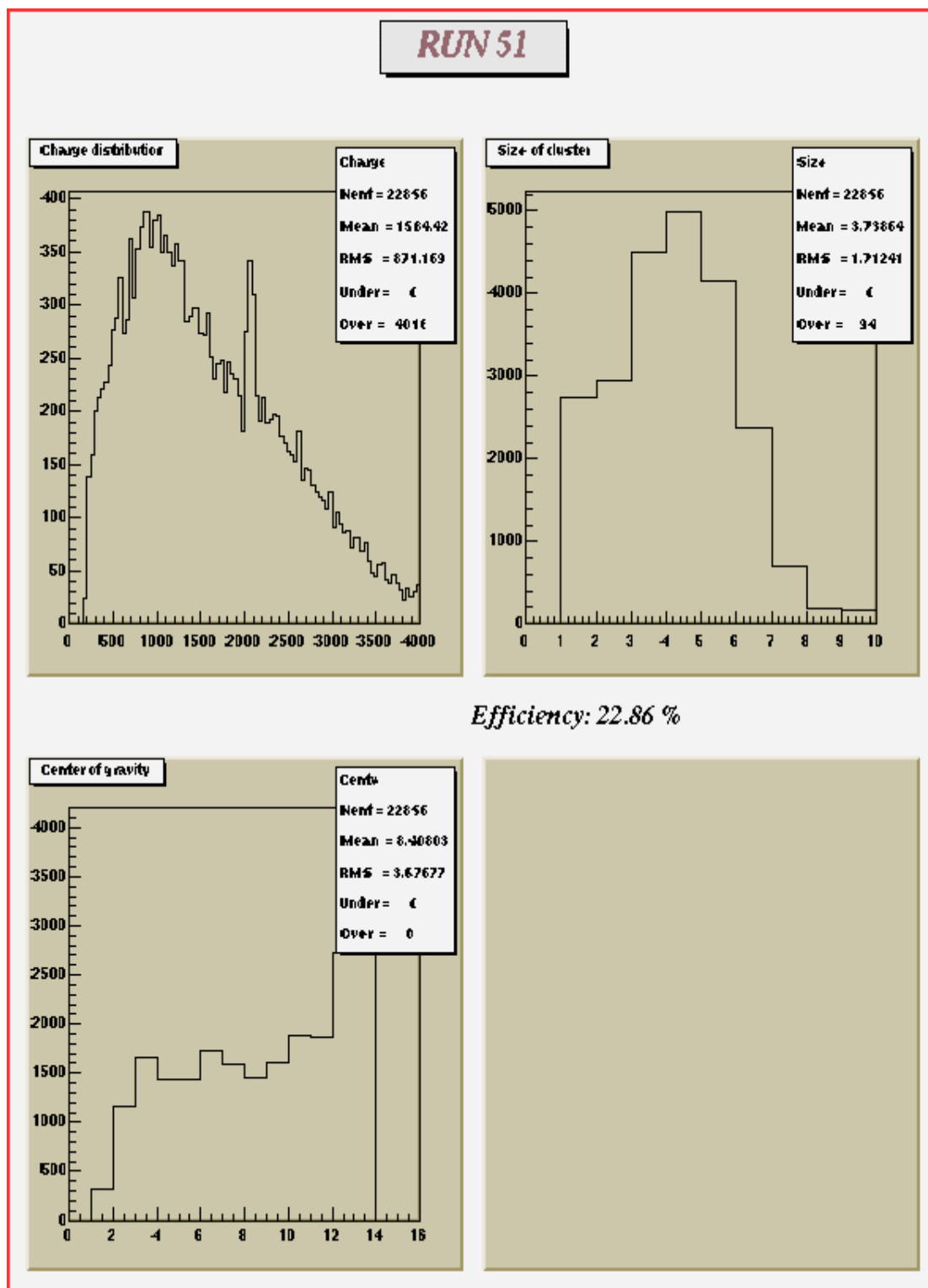


Figure 3: : Résultats d'une mesure avec Ar-isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-CF<sub>4</sub> (90;2.5;7.5) et V<sub>G</sub> = 300 V



## Bibliographie

### Articles:

1. A. Bay, J.-P. Perroud et F. Ronga, *Study of sparking in Micromegas chambers*, IPHE, UNIL, 2000
2. F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportionnal and drift chambers*, CERN, 1977
3. F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth. A* 386 (1997), 531-534
4. F. Sauli et al. *Charge amplification and transfer processes in the Gas Electron Multiplier*, CERN, 1999
5. F. Sauli et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 425 (1999), 262-276

### Ouvrages généraux:

6. K. Kleinknecht, *Detectors for particle radiation*, Cambridge University Press, Cambridge, 1998
7. R. Gilmore, *Single particle detection and measurement*, Taylor & Francis, London, 1992
8. W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1987

### Tables:

9. A. Sharma et R. Veenhof, *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*, CERN
10. C. F. Williamson et al. *Tables of range and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0.05 to 500 MeV*, CEA, France, 1966

## Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement M. le Dr. Jean-Pierre Perroud pour la confiance qu'il m'a témoignée en me laissant une grande liberté dans mon travail ainsi que pour sa disponibilité à répondre à mes questions.

Un très grand merci à Frédéric Ronga, doctorant; son aide m'a été précieuse lors de l'analyse des résultats ainsi que pour les corrections de mon rapport.

Un immense merci également aux électroniciens Guy Masson et Reymond Frey ainsi qu'à l'équipe de l'atelier mécanique, Jean-Philippe Hertig et Alain Pinard pour leur grande disponibilité lorsque des problèmes électroniques et mécaniques apparaissaient.