



Mise au point d'une chambre à dérive stéréo pour l'expérience ALERT au laboratoire Jefferson

Lucien Causse

► To cite this version:

Lucien Causse. Mise au point d'une chambre à dérive stéréo pour l'expérience ALERT au laboratoire Jefferson. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP136 . tel-03613763

HAL Id: tel-03613763

<https://theses.hal.science/tel-03613763v1>

Submitted on 18 Mar 2022

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

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

Mise au point d'une chambre à dérive stéréo pour l'expérience ALERT au laboratoire Jefferson

*Development of a stereo drift chamber for the Jefferson
Laboratory ALERT Experiment*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576 : Particules, Hadrons, Energie et Noyau :
Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Physique des accélérateurs

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche IJCLab (Université Paris-Saclay,
CNRS), sous la direction de Raphaël Dupré, Chargé de recherche, le
co-encadrement de Gabriel Charles, Ingénieur de recherche.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 15 décembre 2021, par

Lucien Causse

Composition du jury

Béatrice RAMSTEIN

Directrice de recherche, IJCLab, Université Paris-Saclay

Présidente

Jérôme GIOVINAZZO

Directeur de recherche, CENBG, Université de Bordeaux

Rapporteur & Examinateur

Imad LAKRINEH

Professeur, IP2I, Université Claude Bernard Lyon 1

Rapporteur & Examinateur

Zein-Eddine MEZIANI

Chercheur, Argonne National Laboratory (USA)

Examinateur

Raphaël DUPRE

Chargé de recherche, IJCLab, Université Paris-Saclay

Directeur de thèse

Titre : Mise au point d'une chambre à dérive stéréo pour l'expérience ALERT au laboratoire Jefferson
Mots clés : Physique nucléaire, Instruments, Traces, Nucléons, Partons

Résumé : Le groupe d'expérience ALERT présente un programme d'étude de la structure interne des nucléons par diffusion profondément inélastique étiqueté. L'objectif est d'obtenir de nouvelles informations sur la structure des nucléons et ainsi contrôler la validité de différents modèles de l'effet EMC. L'expérience sera conduite au laboratoire Jefferson (USA) fournissant un faisceau d'électrons de 11 GeV de haute intensité. Les électrons diffusés seront détectés par le spectromètre

CLAS12 déjà en place dans le Hall B. La détection des fragments de reculs nécessite quant à elle la mise au point d'un trajectographe de recul de basse énergie, le détecteur ALERT (*A Low Energy Recoil Tracker*). Il sera constitué d'un détecteur de temps de vol conçu au laboratoire national d'Argonne (USA) et d'une chambre à dérive conçue au laboratoire Irène-Joliot Curie, sujet principal de cette thèse.

Title : Development of a stereo drift chamber for the Jefferson Laboratory ALERT Experiment
Keywords : Nuclear physics, Instrumentation, Tracks, Nucleons, Partons

Abstract : The ALERT experiment group has a program about the studies of the nucleon internal structure through tagged deep inelastic scattering. The results aim at assessing new informations about the nucleon structure that should discriminate different models of EMC effect. The experiment will take place at Jefferson laboratory (USA) on the 11 GeV high intensity accelerator. The scattered electrons will be analyzed with CLAS12 spectrometer

already there. For the recoil fragment detection need it has been necessary to design a new specific detector. The ALERT (*A Low Energy Recoil Tracker*) detector. It is composed of two sub detectors, a time of flight detector designed and built at Argonne Laboratory (USA) and a drift chamber, that is the subject of this thesis, designed and built at IJCLab.

Table des matières

Introduction	5
1 Introduction aux détecteurs gazeux	7
1.1 Déetecter des particules	7
1.1.1 Principe de fonctionnement	7
1.1.2 Traversée d'un milieu matériel	8
1.1.3 Les détecteurs gazeux	9
1.2 Mécanisme d'ionisation dans un détecteur gazeux	12
1.2.1 Le cas des particules lourdes chargées	12
1.2.2 Nombre moyen d'électrons créés	16
1.3 Efficacité	18
1.4 Résolution	19
1.4.1 Résolution spatiale d'une chambre à fils	20
1.4.2 Résolution spatiale d'une chambre à dérive	21
1.5 Gain	22
1.5.1 Expression du gain d'une chambre à fil	22
1.5.2 Dépendance aux conditions expérimentales	23
1.6 Temps mort	25
1.6.1 Transport et mobilité	26
1.6.2 Écrantage du champ par les ions	26
1.7 Choix du gaz	27
1.8 Conclusions	27
2 Sonder la structure interne des nucléons	29
2.1 La structure des nucléons	30
2.1.1 Diffusion élastique et facteur de forme	30
2.1.2 Diffusion inélastique et modèle des partons	32
2.1.3 Les distributions de partons généralisées	34
2.2 L'effet EMC	35
2.2.1 Sonder l'effet EMC via interaction profondément inélastique étiquetée	38
2.2.2 Effet EMC dans le deutérium	38
2.2.3 Effet EMC dans l'hélium	39
2.2.4 Rapport d'effet EMC	40

2.3 Conclusion	40
3 L'expérience ALERT au laboratoire Jefferson	43
3.1 Cadre expérimental	43
3.1.1 Le CEBAF	43
3.1.2 Le spectromètre CLAS12	45
3.2 L'expérience ALERT	48
3.2.1 Le détecteur ALERT	49
3.2.2 Détecteur de temps de vol	50
3.2.3 Chambre à dérive hyperbolique	52
3.2.4 La cible	54
4 Simulations de la chambre à dérive d'ALERT	55
4.1 Modélisation de la chambre à dérive d'ALERT	56
4.1.1 Architecture des simulations et classes utilisées	56
4.1.2 Géométrie et calcul du champ électrique	56
4.2 Étude du gain	57
4.2.1 Évolution du gain avec la position de l'évènement	59
4.2.2 Variation du gain avec la tension et le mélange gazeux	60
4.2.3 Variation du gain avec les conditions de température et de pression	61
4.3 Étude des temps de dérive	62
4.3.1 Carte de temps de dérive et courbes isochrones	62
4.3.2 Calculs de résolution	63
4.3.3 Dépendance en pression et température	69
4.4 Conclusions	69
5 Prototypage et évolutions matériel	71
5.1 Contraintes et évolutions de la mécanique	71
5.1.1 Maintenir les fils	71
5.1.2 Structure mécanique	72
5.1.3 Outilage	74
5.1.4 Tests mécaniques	75
5.2 Prototype une couche	77
5.2.1 Électronique de la chambre à dérive	78
5.2.2 Prototype et banc de test	80
5.2.3 Résultats	80
5.3 Prototype de la chambre à dérive	83
5.3.1 Problème de courants de fuite	83
5.3.2 Solution à deux PCB	84
5.3.3 Prototype de la solution retenue	85

6 ALERT à ALTO	87
6.1 L'expérience	87
6.1.1 ALTO	87
6.1.2 Conditions expérimentales	89
6.1.3 Difficultés à contrôler la composition du gaz	90
6.1.4 Réglage de l'intensité du faisceau	91
6.1.5 Prise de données	91
6.2 Reconstruction	91
6.2.1 Les signaux	91
6.2.2 Calculs préliminaires	93
6.2.3 Résolution analytique	96
6.2.4 Reconstruction itérative	97
6.2.5 Calibration	101
6.3 Résultats	104
6.3.1 Domaine de détection et résistance au rayonnement	104
6.3.2 Gain	104
6.3.3 Efficacité	107
6.3.4 Résolution	108
6.4 Conclusion	110
Conclusions et perspectives	111

Introduction

À l'image de nombreux progrès de la technique et de la connaissance, la naissance des détecteurs gazeux, pierre angulaire de la physique subatomique expérimentale, découle d'une succession de hasards ayant comme source une fascination pour la beauté d'un phénomène naturel. En 1895, le physicien écossais Wilson entreprend de créer des nuages en laboratoire pour recréer un phénomène de halo qu'il a observé depuis la colline de Ben Nevis. Ses recherches le mèneront alors fortuitement à la mise au point du premier détecteur gazeux : la chambre à brouillard. Grâce aux progrès théoriques, techniques et à leur versatilité, les détecteurs gazeux se sont améliorés au rythme de l'évolution des expériences de physique nucléaire. Ils restent aujourd'hui encore communément utilisés.

La détection de particules a entre autre permis l'observation des nucléons, particules constituantes des noyaux. Ces particules ont alors été activement étudiées dans des expériences de diffusion d'électrons. Ces expériences ont mis en évidence le caractère composite des nucléons, fait de quarks et de gluons, et ont abouti à la description théorique de leur structure interne. En 1983, l'observation par l'*European Muon Collaboration* (EMC) d'une dépendance inattendue de la structure interne des nucléons à leur environnement nucléaire, l'effet EMC, suscite l'intérêt de la communauté des physiciens nucléaires. Des modèles théoriques, indépendamment valables mais contradictoires, donnent diverses pistes d'explications. De nouvelles observations expérimentales sont donc nécessaires pour discriminer ces différents modèles.

Le groupe d'expériences ALERT constitue un programme expérimental d'étude de la structure interne des nucléons par diffusions profondément inélastiques étiquetées. Le but est d'obtenir de nouvelles informations sur la structure des nucléons qui permettront de contrôler la validité de différents modèles de l'effet EMC. L'expérience sera conduite au laboratoire Jefferson (USA) avec un faisceau d'électrons de 11 GeV de haute intensité. Les électrons diffusés seront détectés par le spectromètre CLAS12 déjà en place. La détection de fragments de reculs de basse énergie, issus de la diffusion, nécessite la mise au point d'un détecteur spécifique : le détecteur ALERT, *A Low Energy Recoil Tracker*. Il sera constitué d'un détecteur de temps de vol conçu au laboratoire national d'Argonne (USA) et d'une chambre à dérive, qui est le sujet principal de cette thèse, conçue au Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot Curie.

Mes premiers travaux ont consisté en l'élaboration de simulations numériques pour préparer ce nouveau détecteur. Les logiciels de calcul MAGBOLTZ et GAR-

FIELD++ ont permis respectivement le calcul de champs électriques ainsi que la simulation de la dérive et des interactions des électrons dans un milieu. La combinaison des deux permet de simuler le fonctionnement de détecteurs gazeux avec précision. Il a alors été possible d'ajuster le design et le choix du gaz de la chambre à dérive d'ALERT avant tout test sur prototype.

Dans un second temps, le processus de mise au point d'un tel instrument de mesure nécessite la conception et les essais de prototypes. Pour cela plusieurs prototypes ont été développés pour tester la résistance mécanique, l'électronique ainsi que les caractéristiques fonctionnement de la chambre à dérive. Ils ont permis d'ajuster le design du détecteur pour répondre au cahier des charges de l'expérience. Finalement, les performances de ce détecteur ont pu être vérifiées par des tests en faisceau sur le tandem d'ALTO à Orsay.

Ce manuscrit présente mon travail de recherche accompli entre 2019 et 2021 appliqué à la mise au point de la chambre à dérive hyperbolique d'ALERT. La thèse se divise en 6 chapitres :

- le chapitre 1 décrit le fonctionnement et les propriétés des détecteurs gazeux ;
- le chapitre 2 revient sur l'évolution de la connaissance de la structure des nucléons et introduit l'effet EMC ;
- le chapitre 3 décrit le programme expérimental, le cadre et les détecteurs spécifiques de l'expérience ALERT ;
- le chapitre 4 présente les travaux de simulation des performances de la chambre à dérive ;
- le chapitre 5 porte sur les différents prototypes ayant influencé le design du détecteur ;
- le chapitre 6 détaille les performances d'un prototype de la chambre à dérive obtenues lors de tests faisceaux effectués sur la plateforme ALTO

Chapitre 1

Introduction aux détecteurs gazeux

Ce premier chapitre ouvre sur une description générale des processus physiques transverses au domaine des détecteurs de particules. Il s'attache à décrire les détecteurs gazeux, leur histoire et principe de fonctionnement. Ensuite, différents processus physiques impliqués dans la production de signal et d'amplification sont modélisés et mis en relation avec les caractéristiques de fonctionnement d'un détecteur. Ces études préliminaires sont nécessaires à la conception d'un détecteur gazeux répondant à un cahier des charges spécifique.

1.1 Déetecter des particules

1.1.1 Principe de fonctionnement

Malgré l'immense variété de détecteurs ceux-ci partagent tous le même principe de fonctionnement. Les particules à étudier déposent une partie ou la totalité de leur énergie dans le milieu actif du détecteur. Cette énergie est convertie en une grandeur observable : courant électrique, signal lumineux, chaleur, ou bien transition de phase du milieu actif, dont l'observation fait alors office de signature du passage de la particule.

Suivant l'énergie et la nature des particules à observer, l'interaction peut intervenir à différent niveaux de la matière :

- les particules chargées et les photons, sont généralement détectés suite à leur interaction avec le cortège électronique du milieu actif via interaction électromagnétique ;
- les hadrons neutres sont insensibles à l'interaction électromagnétique mais déposent de l'énergie via interaction forte avec les noyaux du milieu actif ;
- les neutrinos sont seulement sensibles à l'interaction faible.

Le tableau 1.1 recense les principales interactions auxquelles sont sensibles les différentes particules à la traversée d'un milieu matériel. Cette thèse porte sur la mise au point d'un détecteur gazeux afin de détecter des noyaux de basse énergie. Dans ce cas l'énergie est principalement déposée par des interactions électromagnétiques.

Particule	Interaction principale
Électron	
Photon	
Muon	
Proton basse énergie	Interaction électromagnétique
Noyau basse énergie	
Neutron	
Autres hadrons	
Proton haute énergie	Interaction forte
Noyau haute énergie	
Neutrino	Interaction faible

TABLE 1.1 – Principales interactions par type de particule à la traversée d'un milieu.

1.1.2 Traversée d'un milieu matériel

Pour une réaction donnée, la probabilité que deux particules interagissent est définie par la section efficace d'interaction σ exprimée en barn ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$). De manière semi-classique la probabilité ι , d'interaction d'une particule traversant une tranche de matière de densité N de surface S et d'épaisseur dx , se calcule comme comme le rapport des surfaces :

$$\iota = \frac{NSdx \times \sigma}{S} = N\sigma dx \quad (1.1)$$

Si on note $P(x)$ la probabilité qu'une particule traverse une longueur x de matière sans interaction, l'expression de la variation de P entre x et $x + dx$ s'exprime alors comme :

$$dP(x) = P(x + dx) - P(x) = P(x)(1 - \iota) - P(x) \quad (1.2)$$

La probabilité de parcours sans interaction vérifie donc l'équation différentielle :

$$\frac{dP}{dx} + N\sigma P = 0 \quad (1.3)$$

De solution :

$$P(x) = e^{-N\sigma x} \quad (1.4)$$

La probabilité $I(x)$ qu'une particule traverse une longueur x de matière puis interagisse entre x et $x + dx$ se calcule :

$$I(x)dx = P(x) \times N\sigma dx = N\sigma e^{-N\sigma x}dx \quad (1.5)$$

La longueur moyenne parcourue avant interaction λ , communément appelée libre parcours moyen, s'exprime donc :

$$\lambda = \langle x \rangle \quad (1.6)$$

$$= \frac{\int_0^\infty x I(x) dx}{\int_0^\infty I(x) dx} \quad (1.7)$$

$$= \frac{1}{N\sigma} \quad (1.8)$$

Les sections efficaces dépendent des énergies des particules. En particulier, pour des particules cibles au repos, la section efficace de première ionisation admet un minimum pour un facteur de Lorentz des électrons $\gamma = \frac{v_p}{\sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}} \approx 4$ avec v_p la vitesse de la particule en mouvement dans le référentiel de la particule cible au repos et c la vitesse de la lumière. Le tableau 1.1.2 recense les mesures de libre parcours moyens effectuées par [Rieke and Prepejchal, 1972] d'un électron de facteur relativiste γ_{min} dans différent gaz. Il est commun d'obtenir des libres parcours moyen macroscopiques. Il est alors possible de détecter des particules avec des milieux actifs gazeux de longueur caractéristique allant du mm à la dizaine de mètres. La section suivante donne une modélisation des dépôts d'énergie des particules chargées à leur traversée d'un gaz. Ces modèles permettront de sélectionner la géométrie, le gaz et les conditions expérimentales

Gaz	$\sigma (10^{-2} cm^2)$	γ_{min}	$\lambda (mm)$
H_2	18,7	3,8	2,0
He	18,6	3,7	2,0
Ne	43,3	3,4	0,85
Ar	90,3	3,4	0,41
Xe	172	3,4	0,22
O_2	92,1	3,43	0,40
N_2	71,8	4,9	0,54
Air	68,9	3,5	0,52
CO_2	132	3,51	0,30

TABLE 1.2 – Libre parcours moyen d'un électron au minimum d'ionisation dans différents gaz en conditions normales de température et pression [Blum and Rolandi, 1994].

1.1.3 Les détecteurs gazeux

Avant d'aborder les aspects techniques des détecteurs gazeux, cette section propose un résumé de leur histoire. Cette dernière débute avec l'expérience du physicien Wilson qui, en 1895, suite à des observations du ciel, cherche à recréer des nuages en laboratoire. Il enferme alors un mélange d'eau liquide en présence de vapeur



FIGURE 1.1 – Réplique de chambre de Wilson exposée au Palais de la découverte.

dans une enceinte munie d'un piston et fait subir une dépression au système (voir une réplique de l'appareil en figure 1.1). L'enceinte est alors remplie d'une atmosphère métastable qui se condense au contacte d'impuretés. Wilson observe alors qu'un brouillard se forme même en absence d'impuretés mais ne parvient pas à l'expliquer. Ce n'est qu'en 1911, après de nombreuses optimisations des dispositifs expérimentaux permettant de contrôler finement la température et la pression au sein de l'enceinte qu'il en découvre la cause. En plaçant une source de radium dans l'enceinte, Wilson parvient à observer de fines traces de condensations formées au passage des particules émises par l'échantillon. Les particules traversant le gaz y déposent une partie de leur énergie formant alors des couples électron-ion faisant office d'impuretés sur lesquels peut débuter la nucléation. Cette mise au point du premier trajectographe gazeux lui vaudra le prix Nobel en 1927 [Wilson, 1927]. S'en suivra la création des chambres à étincelles dans les années 40 pour lesquelles le traitement visuel par photographie n'est plus nécessaire. Elles permettent de d'augmenter les fréquences d'acquisition jusqu'à une centaine de Hz. C'est dans cette même dynamique d'augmentation de fréquence d'acquisition que voient le jour les chambres à fil, mises au point en 1967 par Charpak. Découverte pour laquelle il obtiendra le prix Nobel en 1992 [Charpak, 1992].

Une chambre à fils est une enceinte remplie de gaz parcourue par un réseau de cellules de détections constituées de fils couplés électriquement à une ou plusieurs surfaces conductrices. Une différence de potentiel imposée entre les fils et les surfaces conductrices (en pratique des plaques, grilles ou fils métalliques) génère un champ électrique que suivent les couples électron-ion créés au passage des particules à détecter (figure 1.2). La dérive de ces couples induit une accumulation de charge Q_I aux niveau des électrodes décrite par le théorème de Shockley-Ramo :

$$dQ_I = Q \frac{dx_0}{L} \quad (1.9)$$

Avec dQ_I l'accumulation de charge induite, Q la charge en mouvement, L la distance

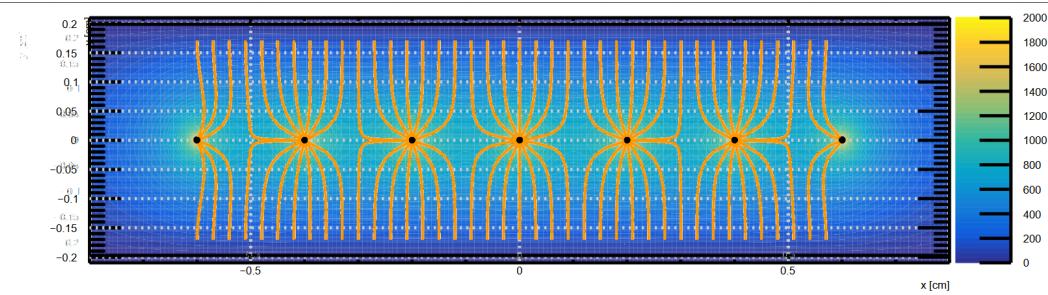


FIGURE 1.2 – Carte de potentiel électrique (en Volt) et trajectoire, simulée avec MAGBOLTZ et GARFIELD++ (voir chapitre 4) de dérive des couples électron-ion (en orange) dans une chambre à fils constituée de deux plaques conductrices à la masse de part et d'autre d'une ligne de fils de signal de $30\ \mu\text{m}$ de diamètre distants de 2 mm. La différence de potentiel appliquée entre les fils et les plaques est de 2 kV.

entre les électrodes et dx_0 la distance parcourue par la charge. Cette accumulation de charge peut alors être observée par l'intermédiaire d'un circuit électrique (circuit RC à minima, auquel est ajouté en générale un filtrage et une amplification) (figure 1.3). La forme du signal récupéré dépend alors non seulement du filtrage électronique mais aussi de l'amplitude du champ électrique dans la chambre. En fonction de celle-ci, il est possible de discerner différents régimes de fonctionnement du détecteur (figure 1.4) :

- à très faible champ les paires électron-ion reforment des atomes neutres par recombinaison avant d'être collectés sur les fils. C'est la région I de la figure 1.4 ;
- dans la région II les paires électron-ion dérivent sous l'effet du champ magnétique plus intense générant alors un faible signal ;
- région III, sous l'effet d'un champ plus intense les électrons acquièrent l'énergie de ioniser à leur tour le milieu actif, générant alors de nouveaux couples électron-ion. Ces électrons secondaires sont aussi accélérés et peuvent à leur tour ioniser le gaz. Il se produit donc un phénomène d'amplification par avalanche électronique. Ce processus est modélisé plus précisément en section 1.5. Le nombre d'électron évolue exponentiellement avec l'augmentation de la tension appliquée sur les fils ;
- région IV, cette croissance exponentielle est, à plus haute tension, altérée par un phénomène d'écrantage du champ électrique par le champ de l'avalanche d'électrons. C'est dans ce régime que fonctionnent les compteurs Geiger-Muller ;
- enfin, en augmentant encore la tension, le passage d'une particule engendre le claquage de la cellule électrique.

Le signal enregistré est alors utilisé pour attester du passage de la particule dans les cellules. Les chambres à fils sont particulièrement utilisées pour faire de la reconstruction de traces (figure 1.5). Rapidement, les chambres à fils ont connu des modifications pour améliorer leur limite de résolution spatiale. Il est possible

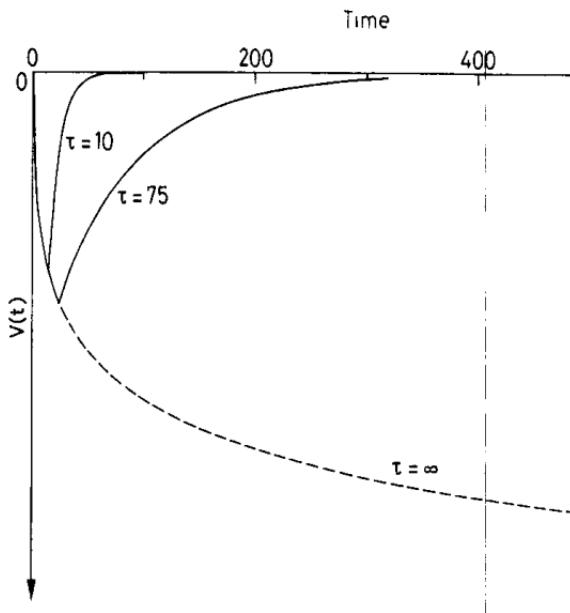


FIGURE 1.3 – Signal caractéristique enregistré dans une chambre à fils au passage d'une particule en régime de tension "compteur proportionnel". La géométrie d'une chambre à fil (conducteurs séparés d'un gaz isolant) forment intrinsèquement un circuit RC de temps propre τ , modulant alors la forme du signal enregistré [Leo, 1993].

d'utiliser une chambre à fils en association avec un scintillateur, délivrant alors un signal de référence au passage de la particule, utilisé comme temps de déclenchement (*trigger*) d'une acquisition. Ce nouveau détecteur (figure 1.6), dit chambre à dérive, apporte comme nouvelle information le temps de dérive des électrons dans la chambre, ce qui permet de dépasser la limite de résolution d'une chambre à fils simple.

Dans un détecteur, les caractéristiques du signal dépendent non seulement de l'électronique mais aussi de la configuration du détecteur et de la composition de son milieu actif. Afin de dimensionner la partie active du détecteur de sorte à obtenir une grande probabilité d'interaction en son sein, il est nécessaire de modéliser les mécanismes de production de signal. Il est alors possible de mettre au point des détecteurs spécifiques à un type de particule.

1.2 Mécanisme d'ionisation dans un détecteur gazeux

1.2.1 Le cas des particules lourdes chargées

À la traversée d'un milieu matériel, les particules chargées peuvent déposer de l'énergie au milieu matériel via divers processus d'interaction électromagnétiques. La

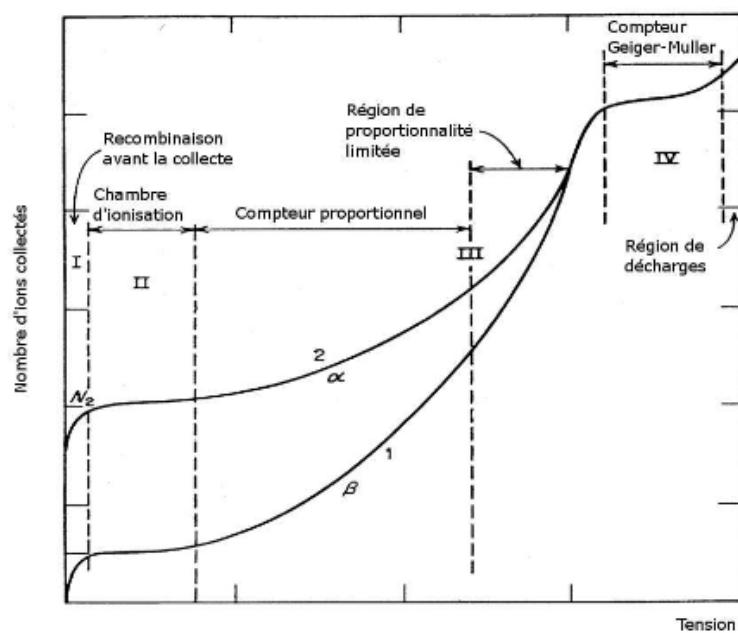


FIGURE 1.4 – Tracé du nombre d'ions collectés en fonction de la tension dans une chambre à fil, illustrant les différents régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux à la traversée de particules α et β [Charles, 2013].

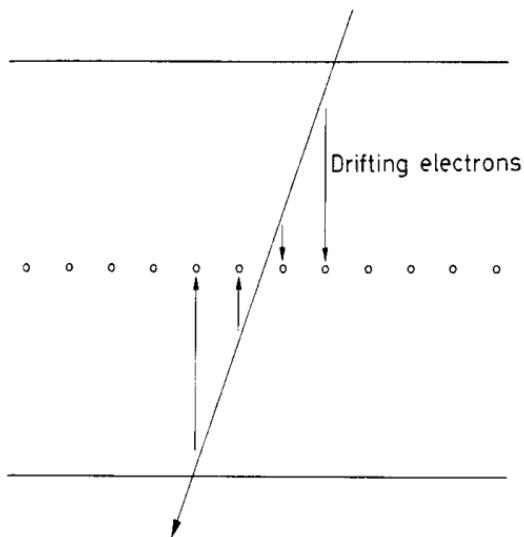


FIGURE 1.5 – En imposant une différence de potentiel entre des plaques conductrices (lignes horizontales) et des fils (cercles), les couples électron-ion, produits au passage des particules à détecter dérivent dans la direction du champs électrique. Cette dérive entraîne une avalanche électronique (flèches) générant un signal observable sur les fils. Ces signaux permettent la reconstruction de la trajectoire des particules [Leo, 1993].

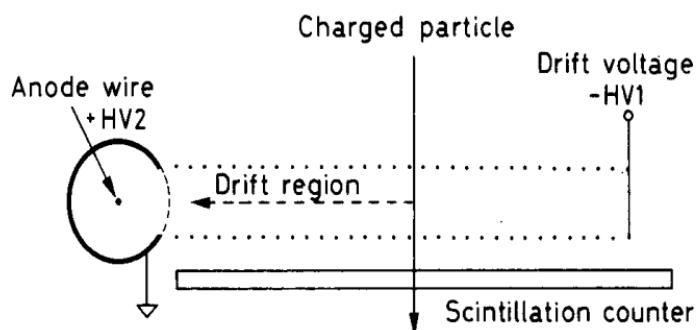


FIGURE 1.6 – Représentation schématique d'une chambre à dérive [Leo, 1993]. Un temps de référence du passage de la particule est obtenu par un scintillateur. Ce temps de référence permet d'obtenir le temps de dérive de l'avalanche électronique informant sur la distance au fil du passage de la particule. Une chambre à dérive présentent alors une meilleur résolution qu'une chambre à fil de même géométrie.

quantité d'énergie perdue par rayonnement Bremsstrahlung pour les particules de masse supérieure ou égale à celle du muon peut être négligée devant les autres dépôts d'énergie. De même, les pertes d'énergie par réaction nucléaire ne sont à considérer que dans l'étude des dépôts d'énergie d'ions lourds ou de particules neutres. Le raisonnement qui suit s'applique aux muons, protons, particules α et autres noyaux légers. Dans ce cas, seules les interactions avec les électrons des atomes du milieu matériel sont à considérer.

À partir d'un calcul de transfert d'impulsion de la particule chargée vers les électrons des atomes du milieu matériel, la formule de Bethe et Bloch estime la quantité d'énergie déposée par unité de longueur (tracée dans la figure 1.7) :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right], \quad (1.10)$$

- avec $N_a = 6.02 \times 10^{23} mol^{-1}$ le nombre d'Avogadro,
- $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ et $r_e = 2.8 \times 10^{-15} m$ respectivement la masse et le rayon classique de l'électron,
- I le potentiel d'excitation moyen du matériau. Moyenne des différentes énergies de transition électroniques pondérées par leur force d'oscillateur respectives. Pour un atome de numéro atomique Z on estime I par la formule semi-empirique :

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} \quad Z < 13 \quad (1.11)$$

$$\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \text{ eV} \quad Z \geq 13, \quad (1.12)$$

- Z et A respectivement numéro atomique et nombre de masse du milieu matériel ;
- ρ la densité du milieu actif ;
- z la charge de la particule incidente sur la charge de l'électron ;
- β et γ facteurs de Lorentz de la particule incidente.

L'expression de $\frac{dE}{dx}$ ne dépend ainsi que des paramètres relativistes de la particule, de sa charge et des caractéristiques du milieu traversé. Par changement de variable, la grandeur $\frac{dE}{dx}$ s'exprime alors en fonction de l'énergie de la particule E :

$$\frac{dE}{dx} = f(E) \quad (1.13)$$

Par séparation des variables et intégration, la distance Δx de milieu à parcourir pour que la particule passe d'une énergie E_1 à E_2 se calcule :

$$\Delta x = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{f(E)} \quad (1.14)$$

S'en déduit alors l'épaisseur $L(X, M, p, \rho)$ de matériau X de densité ρ nécessaire à stopper une particule chargée de masse M et d'impulsion p . Cette grandeur est

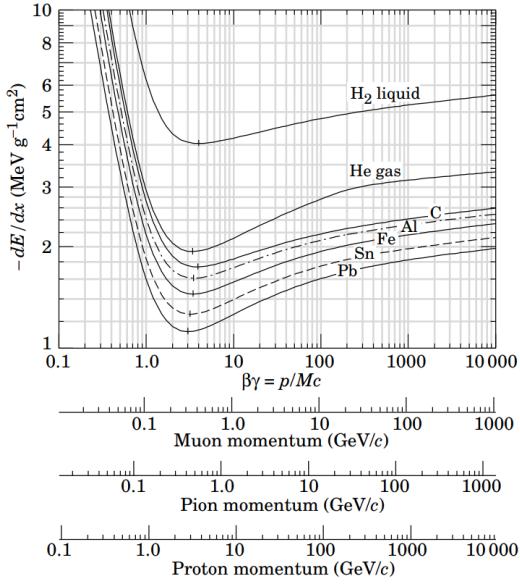


FIGURE 1.7 – Énergie moyenne déposée par unité de longueur à la traversée de différents matériaux exprimée en $\text{MeV.g}^{-1}\text{cm}^2$ (à multiplier par la densité du milieu pour obtenir une valeur en MeV.cm^{-1}) [Zyla et al., 2020].

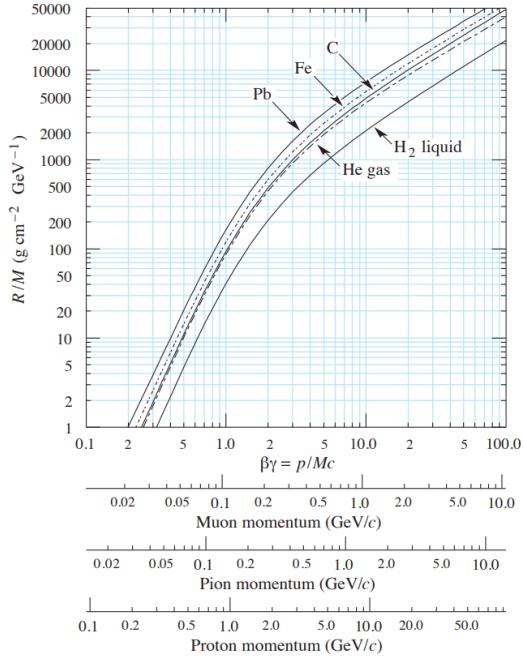


FIGURE 1.8 – Distance moyenne d'arrêt d'une particule chargée en fonction de son énergie pour différents matériaux [Zyla et al., 2020].

quantifiée par le "range" R exprimé en g.cm^{-2} tel que :

$$\frac{R}{\rho} = L \quad (1.15)$$

L'évolution du rapport R/M en fonction du produit $\beta\gamma$ de la particule chargée est tracée en figure 1.8.

En intégrant la formule de Bethe et Bloch il est aussi possible d'obtenir la répartition théorique du dépôt d'énergie dans la matière. Cette répartition (figure 1.9), aussi appelée courbe de Bragg, est particulièrement utilisée dans un cadre médical pour administrer des dépôts localisés d'énergie.

Les dépôts d'énergie sont la conséquence de processus statistiques. La distribution statistique de l'énergie déposée suit une distribution de Landau (figure 1.10).

1.2.2 Nombre moyen d'électrons créés

Une particule traversant un milieu matériel est susceptible d'y déposer de l'énergie via diverses interactions. Les particules chargées interagissent principalement

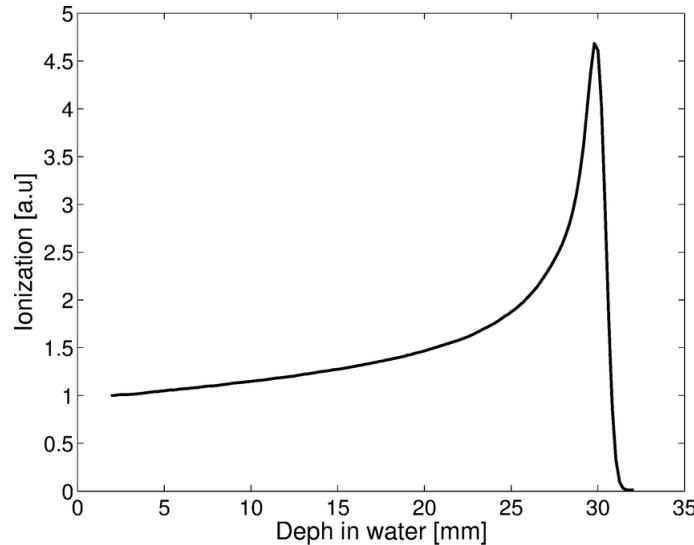


FIGURE 1.9 – Répartition du dépôt d'énergie d'un faisceau de proton de 62 MeV traversant un volume d'eau [Cirrone et al., 2004].

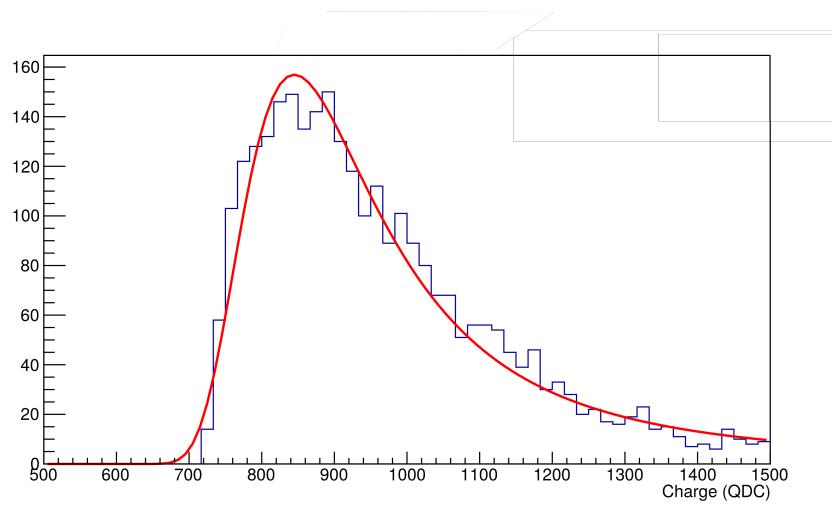


FIGURE 1.10 – Histogramme de charge collectée sur un fil du prototype présenté au chapitre 6 pour différents passage de particules α d'impulsion 335 MeV/c. Les données expérimentales sont ajustées par une distribution de Landau, en rouge, distribution caractéristique des dépôts d'énergie de particules traversant un milieu matériel.

avec le nuage électronique entraînant l'excitation



ou l'ionisation



Ces deux processus présentent des sections efficaces du même ordre de grandeur. De plus, une multitude de processus d'ionisation, faisant intervenir différentes quantités de dépôts d'énergie coexistent. Il ne suffit donc pas de diviser l'énergie déposée calculée dans la sous section précédente par le potentiel de première ionisation du milieu pour connaître le nombre de paires électron-ion générées au passage d'une particule chargée. Par exemple, la table 1.3 recense des relevés de potentiel d'ionisation, d'énergie moyenne déposée par électron, de quantité d'énergie déposée par unité de longueur et de nombre moyen d'électrons générés pour différents gaz. Enfin, un électron généré au passage d'une particule à détecter peut à son tour ioniser le milieu si il est doté d'une énergie suffisante, libérant alors un autre électron, dit secondaire.

Gaz	E_I (eV)	W_I (eV)	N_T (cm^{-1})	$\frac{dE}{dX} _{min}$ (keV.cm^{-1})
He	24,6	41	7,8	0,32
Ne	21,6	36	39	1,45
Ar	15,7	26	97	2,53
Xe	12,1	22	312	6,87
CH_4	13,1	28	53	1,61
C_2H_6	11,5	26	112	2,91
CO_2	13,8	34	100	3,35

TABLE 1.3 – Potentiel d'ionisation E_I , énergie moyenne déposée par électron généré W_I , nombre moyen d'électron générés N_T à la traversée d'une particule au minimum d'ionisation et la quantité d'énergie déposée par unité de longueur $\frac{dE}{dX}|_{min}$ pour différents gaz dans les conditions normales de température et de pression [Grupen and Shwartz,].

1.3 Efficacité

L'efficacité est définie comme le rapport du nombre d'événements enregistrés (N_{eve}) sur le nombre de particules à analyser émises (N_{tot}). L'efficacité dépend des sections efficaces des interactions en jeu dans le milieu actif, du gain, de l'électronique de lecture, du temps mort et de l'ouverture du détecteur. Pour décorrélérer l'efficacité de la géométrie du détecteur, il est aussi commun de définir une efficacité intrinsèque qui est le ratio du nombre d'événements enregistrés sur le nombre de particules traversant la zone active du détecteur (N_{int}).

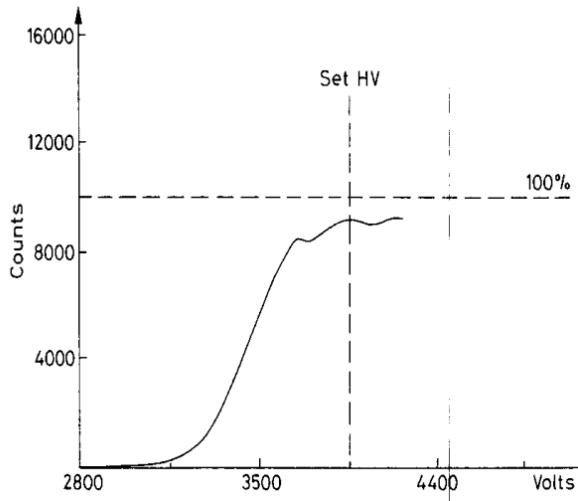


FIGURE 1.11 – Test d’efficacité d’une chambre à fils en fonction de sa tension [Leo, 1993]. Les mesures ont été réalisées en plaçant une chambre à fil entre deux scintillateurs dans un faisceau de protons.

$$Eff = \frac{N_{eve}}{N_{tot}} \quad Eff_{int} = \frac{N_{eve}}{N_{int}} \quad (1.18)$$

Dans le cas d’un détecteur gazeux, le tableau 1.3 montre que pour un milieu actif de longueur caractéristique supérieure au mm une particule générera généralement une ou plusieurs paires électron-ion dans le milieu. Seulement, à faible champ électrique, le processus de recombinaison de couples électron-ion peut empêcher la génération d’un signal observable. C’est ce qui limite l’efficacité d’un détecteur gazeux à basse tension (figure 1.11). L’efficacité croît avec l’intensité du champ électrique jusqu’à un seuil généralement supérieur à 80%. L’efficacité maximum du détecteur est limitée non seulement par le processus de recombinaison des électrons mais aussi par le bruit de l’électronique, le libre parcours moyen ou par la géométrie du détecteur.

1.4 Résolution

La mesure répétée d’une grandeur ponctuelle z_0 délivre une distribution $D(z)$ de résultats mesurées z_{mes} . La résolution est alors définie comme l’écart type de la distribution $D(z)$:

$$\sigma^2 = \frac{\int (z_{mes} - \langle z_{mes} \rangle)^2 D(z) dz}{\int D(z) dz} \quad (1.19)$$

Pour une distribution uniforme sur un intervalle de largeur δz comme présenté

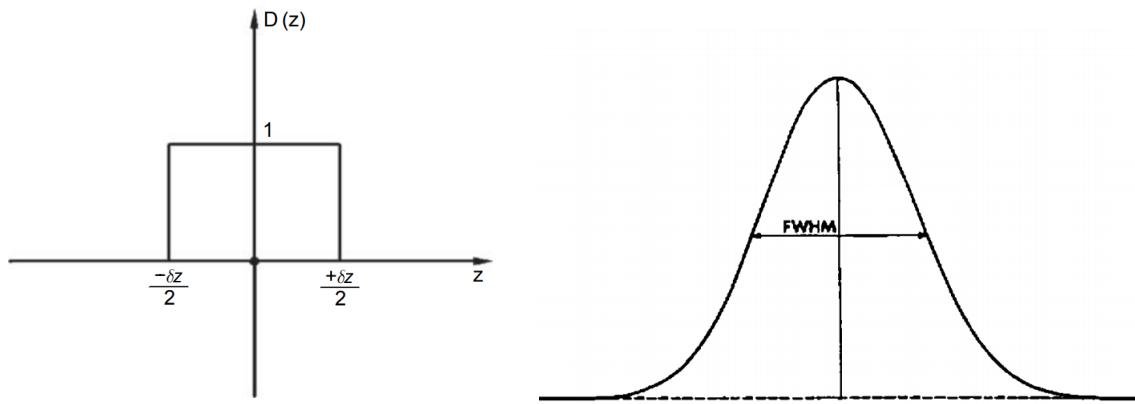


FIGURE 1.12 – Distribution uniforme de z
[Grupen and Shwartz,].

FIGURE 1.13 – Distribution gaussienne et largeur à mi hauteur.

en figure 1.12 on calcule :

$$\sigma^2 = \frac{\int_{\delta z/2}^{\delta z/2} z^2 dz}{\delta z} = \frac{(\delta z)^2}{12} \quad (1.20)$$

Pour une distribution gaussienne (figure 1.13), la résolution est généralement définie avec la largeur à mi-hauteur (notée FWHM de l'anglais *Full Width Half Maximum*) de cette distribution.

$$FWHM = 2,35\sigma \quad (1.21)$$

La résolution du détecteur est limitée non seulement par la quantification des dispositifs de mesure (taille des pixels, bruit de l'électronique de lecture) mais aussi par les fluctuations statistiques des processus physiques d'interaction rayonnement-matière.

1.4.1 Résolution spatiale d'une chambre à fils

Une chambre à fils donne l'information du passage de la particule dans une cellule de détection. On retrouve ici le cas de la distribution uniforme induisant, pour une distance d séparant l'anode et la cathode, une résolution σ lorsqu'un seul fil est touché :

$$\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}} \quad (1.22)$$

En pratique, on utilise généralement des fils de tungstène dorés de plusieurs dizaines de microns de rayon espacés de quelques millimètres. Ainsi, la résolution d'une chambre à fils est limitée par sa géométrie. Cette géométrie est elle même limitée par des contraintes mécaniques, électroniques et de moyen de production (coût et savoir faire).

En fonctionnement, les potentiels électriques imposés impliquent une attraction anode cathode et une répulsion entre les différentes anodes. Pour que les fils d'anode demeurent en position d'équilibre stable, la tension mécanique T appliquée sur le fil doit vérifier la condition :

$$\frac{d}{lC} \sqrt{4\pi\epsilon_0 T} \geq V \quad (1.23)$$

Avec V la différence de potentiel entre l'anode et la cathode, d la distance entre les fils, l la longueur des fils et C la capacité linéaire du fil. De plus, un fil tendu à l'horizontale suit, sous l'influence de la gravité, une allure de cosinus hyperbolique avec pour flèche f :

$$f = \frac{mlg}{8T} \quad (1.24)$$

Avec m la masse du fil et g l'accélération de pesanteur. Il y a donc une tension mécanique minimale à appliquer sur les fils pour que leur position soit stable et que leur flèche soit négligeable devant leur distance aux cathodes. Pour augmenter la résolution, il faut diminuer les distances anodes cathodes et par conséquent augmenter la tension mécanique appliquée sur les fils. La résolution maximale atteignable est alors intrinsèquement limitée par la tension de rupture des fils utilisés.

1.4.2 Résolution spatiale d'une chambre à dérive

Dans une chambre à dérive, la position x de l'interaction est obtenue à partir de la vitesse v et du temps de dérive t des électrons générés par le passage de la particule à détecter.

$$x = \int v(t)dt \quad (1.25)$$

La résolution dépend alors non seulement de l'erreur sur la connaissance de la vitesse de dérive des électrons σ_v (dépendant du champ électrique, du gaz, des conditions de pression et de température), de la résolution temporelle de l'électronique de lecture σ_t mais aussi de la diffusion des électrons au cours de leur dérive. En effet, les paires électron ion, en plus de leur dérive sous l'effet du champ électromagnétique, se diffusent par excitation thermique dans le milieu. Soit N_0 charges en $x = 0$ à $t = 0$, cette distribution devient, après diffusion pendant un temps t :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (1.26)$$

Avec D le coefficient de diffusion s'exprimant en fonction de la masse de la particule m , la température T , la pression p , k la constante de Boltzmann et la section efficace de diffusion élastique avec le milieu σ_0 :

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \times \frac{1}{P\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (1.27)$$

Ainsi pour un temps de dérive t , la distribution de probabilité de présence d'un électron suit une loi gaussienne avec $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Dans le cas de la dérive et la

diffusion de plusieurs électrons, se forme un nuage électronique gaussien de largeur $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Pour n électrons collectés, la résolution du centre de la distribution est alors :

$$\sigma_{nuage} = \frac{\sigma_{diff}}{\sqrt{n}}. \quad (1.28)$$

Finalement, la résolution de la chambre à décrire s'exprime comme la somme quadratique des termes de résolution temporelle, de connaissance de la vitesse et des fluctuations statistiques dues à la diffusion.

$$\sigma_{Tot}^2 = \sigma_v^2 + \sigma_t^2 + \sigma_{nuage}^2. \quad (1.29)$$

1.5 Gain

Généralement, l'interaction entre la particule à détecter et la zone active du détecteur produit un signal trop faible pour qu'il soit observable directement. En plus d'une amplification du signal par l'électronique de lecture, il est souvent nécessaire de mettre en place une amplification primaire en amont à l'instar des tubes photomultiplicateurs qui, par un principe d'avalanche électronique, génèrent un signal observable à partir de l'interaction d'un photon unique dans le détecteur. Pour un détecteur gazeux, on définit le gain G comme le rapport de la charge enregistrée dans l'électronique N (en nombre de charge électronique) sur le nombre d'électrons primaires générés par le passage de la particule n_0 .

$$G = \frac{N}{n_0} \quad (1.30)$$

1.5.1 Expression du gain d'une chambre à fil

En imposant un champ électrique dans le gaz, les électrons générés par le passage de la particule dans le milieu actif sont accélérés. À champ électrique suffisant, ils obtiennent alors l'énergie pour à leur tour ioniser le gaz provoquant une réaction en chaîne dite avalanche électronique. Soit $\lambda(E)$ le libre parcours moyen d'un électron d'énergie E dans le gaz entre deux interactions d'ionisation. Le coefficient de Townsend α est défini comme :

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \quad (1.31)$$

Il dépend de la composition de la température et de la pression du gaz mais aussi du champ électrique imposé. Le modèle de Rose-Korf donne une tendance à cette évolution [Blum and Rolandi, 1994] :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) \quad (1.32)$$

avec p la pression au sein du gaz, E le champ électrique, A et B des paramètres empiriques (figure 1.14).

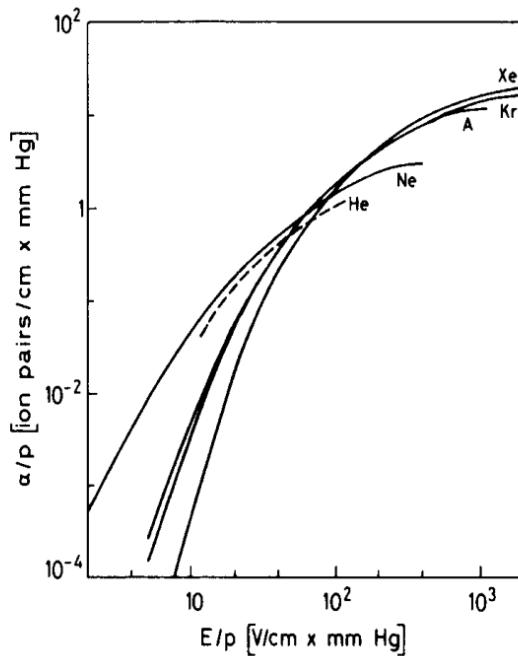


FIGURE 1.14 – Évolution du premier coefficient de Townsend avec le champ électrique et la pression pour différents gaz [Brown, 1959].

Le déplacement de n électrons dans la direction du champ électrique sur une distance dx engendre la production de

$$dn = n\alpha dx \quad (1.33)$$

nouvelles paires électron-ion dans le milieu. Pour le passage d'une particule chargée à une distance x_0 de l'anode générant n_0 électrons primaires, il est possible de calculer le nombre d'électrons récoltés moyen sur l'anode N en intégrant la relation précédente :

$$N = n_0 \exp \left(\int_0^{x_0} \alpha(x) dx \right) \quad (1.34)$$

$$\text{d'où } G = \exp \left(\int_0^{x_0} \alpha(x) dx \right) \quad (1.35)$$

Pour présenter un ordre de grandeur, la chambre à fils d'ALICE (figure 1.15) présente ainsi un gain intrinsèque de l'ordre de 7000 [Fabjan et al., 2006].

1.5.2 Dépendance aux conditions expérimentales

Les propriétés d'une chambre à dérive dépendent des conditions expérimentales dans lesquelles elle fonctionne. En particulier, la dépendance du gain à la température et à la pression du gaz seront mises en évidence par des simulations au chapitre



FIGURE 1.15 – Cadrant de la chambre à fils d’ALICE en maintenance à l’IJCLab.

4. Certaines expériences nécessitent de conserver un gain constant. En connaissant les dépendance du gain à la température, la pression et à la tension, il est possible de compenser les variation des conditions expérimentales par une modification la haute tension. L’évolution du gain peut être évalué théoriquement par un calcul perturbatif développé ci dessous.

Le champs électrique $E(x)$ produit par un fil (considéré infini) présentant une densité linéique de charge λ s’exprime en fonction de la distance au fil x :

$$E(x) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 x} \quad (1.36)$$

Par changement de variable, la formule 1.35 devient :

$$G = \exp \left(\int_{E_{min}}^{E_a} \frac{\lambda \alpha(E)}{2\pi\epsilon_0 E^2} \right) \quad (1.37)$$

Avec E_a le champ électrique au rayon du fil et E_{min} le champs électrique minimum pour qu’il se produise un phénomène d’amplification.

La formule de Diethorn se déduit de 1.37 en considérant une dépendance linéaire du premier coefficient de Townsend au champ électrique $\alpha = kE$. La figure 1.14 justifie cette approximation pour des variations du champ électrique de moins d’un ordre de grandeur.

$$G = \exp \left(\int_{E_{min}}^{E_a} \frac{\lambda k}{2\pi\epsilon_0 E} \right) \quad (1.38)$$

$$\ln(G) = \frac{\lambda k}{2\pi\epsilon_0} \ln(E(a) - E_{min}) = \frac{\lambda k}{2\pi\epsilon_0} \ln \left(\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}} \right) \quad (1.39)$$

Le champs E_{min} présente une dépendance linéaire à la densité du gaz.

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \times \frac{\rho}{\rho_0} \quad (1.40)$$

Pour un gaz parfait, $\rho = \frac{P}{RT}$. Enfin, en introduisant la capacité linéique C de la cellule de détection, la densité linéique de charge sur le fil s’exprime en fonction de

la tension V imposée dans la cellule :

$$\lambda = CV \quad (1.41)$$

La formule de Diethorn exprime alors le gain :

$$\ln(G) = \ln(AV \frac{T}{P}) \times BV \quad (1.42)$$

avec :

$$B = \frac{kC}{2\pi\epsilon_0} \text{ et } A = \frac{\rho_0 RC}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}(\rho_0)} \quad (1.43)$$

Un calcul par perturbation permet alors de modéliser l'évolution du gain avec des faibles variations de température ΔT , pression ΔP et tension ΔV :

$$G(T_0 + \Delta T, P_0 + \Delta P, V_0 + \Delta V) \simeq G(T_0, P_0, V_0) + \frac{\partial G}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial G}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial G}{\partial V} \Delta V \quad (1.44)$$

En reprenant l'expression 1.42, l'équation devient :

$$\Delta G \simeq G(T_0, P_0, V_0) \times \left[1 + BV_0 \left(\frac{\Delta T}{T} - \frac{\Delta P}{P} \right) + B\Delta V \left(\frac{P}{AT} + \ln\left(\frac{AT(V + \Delta V)}{P}\right) \right) \right] \quad (1.45)$$

Ainsi, l'équation 1.45 permet d'ajuster la tension afin de conserver une valeur fixe du gain malgré des variations de température et/ou de pression dans la chambre à dérive.

1.6 Temps mort

Le temps mort d'un détecteur est défini comme le temps nécessaire, suite à l'enregistrement d'un évènement, pour qu'il soit de nouveau capable de fonctionner de façon nominale. Les évènements intervenant durant cette période sont alors perdus et peuvent même parfois dégrader l'information sur l'événement en cours de mesure. Le temps mort d'un détecteur résulte de la somme de plusieurs temps caractéristiques de son fonctionnement :

- après interaction, le milieu actif du détecteur peut être altéré pendant un certain temps. Entre deux enregistrements il est nécessaire d'attendre le transfert des ions vers la cathode d'un détecteur gazeux ;
- le temps de transfert et d'enregistrement de l'information dans l'électronique de lecture.

Dans le cas de la chambre à dérive d'ALERT, le temps mort est dominé par le temps de dérive des ions dans le gaz. Il est alors nécessaire de modéliser la dérive des paires électron-ion dans le gaz pour connaître et optimiser ce temps mort.

Gaz	Ion	Mobilité ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)
<i>He</i>	<i>He</i> ⁺	10,40
<i>Ne</i>	<i>Ne</i> ⁺	4,14
<i>Ar</i>	<i>Ar</i> ⁺	1,535
<i>Kr</i>	<i>Kr</i> ⁺	0,96
<i>Xe</i>	<i>Xe</i> ⁺	0,57

TABLE 1.4 – Relevés expérimentaux de la mobilité de différents ions dans leur gaz atomique [McDaniel and Mason, 1973].

1.6.1 Transport et mobilité

Les couples électron-ion générés dans le volume de gaz, soumis à un champ électromagnétique, sont accélérés en conséquence. Leur mouvement est décrit par l'équation différentielle :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q(\vec{v} \wedge \vec{B}) - K\vec{v} \quad (1.46)$$

Avec \vec{E} et \vec{B} respectivement les champs électrique et magnétique auxquels est soumis la particule, m , q et \vec{v} respectivement la masse, la charge et la vitesse de la particule. La grandeur K , modélisée comme un coefficient de frottement, traduit des pertes d'énergie de la particule par interaction dans le milieu. La constante de temps $\tau = \frac{K}{m}$ correspond au temps moyen entre deux interactions. En particulier, hors champ magnétique ($\vec{B} = \vec{0}$), à $t \gg \tau$, en régime permanent, on obtient la solution :

$$\vec{v} = \frac{q}{K} \vec{E} = \mu \vec{E} \quad (1.47)$$

Avec $\mu = \frac{q}{K}$ la mobilité de la particule chargée. Dans un détecteur gazeux, μ dépend du type de gaz, des conditions de température et de pression et des différentes sections efficaces d'interaction particule-milieu. Pour un ion dans un détecteur gazeux, les sections efficaces en jeu varient peu le long de sa trajectoire, on peut alors construire des tables de mobilité d'ions à pression et température données comme dans la table 1.4. Pour les électrons, plus légers, la mobilité varie non seulement avec le gaz mais aussi avec le champ électrique.

1.6.2 Écranage du champ par les ions

Après le passage d'une particule dans une cellule, une fois l'avalanche électrique collectée sur l'anode, le volume proche du fil est peuplé d'ions se déplaçant à une vitesse inférieure à celle des électrons. Cette distribution de charge est alors susceptible d'écraner le champ électrique d'amplitude $E(r)$ imposé par les fils de rayon a . Le temps de déplacement T des ions, de mobilité μ , de l'anode à une distance R du fil peut être calculé comme :

$$T = \int_a^R \frac{dr}{\mu E(r)} = \frac{R^2 - a^2}{2a\mu E(a)} \quad (1.48)$$

Pour un fil de 30 µm de diamètre à un potentiel de 2 kV dans une cellule de pas de 2 mm, les ions générés au niveau de l'anode atteignent un rayon de 1 mm en 1 µs et parviennent au niveau de la cathode en 40 µs (60 ns pour des électrons) dans un mélange d'He-CO₂ en proportion 80-20.

1.7 Choix du gaz

Les propriétés du milieu actif ont une grande influence sur les performances d'un détecteur gazeux. La mobilité des ions et des électrons dépendant du gaz, le temps de la dérive et la résolution sont hautement dépendants de la composition du milieu. Dans le cas d'un détecteur en présence d'un champ magnétique, l'angle de Lorentz, angle de déviation de la trajectoire des particules, dépend de leur mobilité, la composition du gaz influe donc aussi sur les trajectoires des avalanches électroniques. Le chapitre 4 présente en particulier des évolutions non négligeables du gain, du temps de dérive des électrons et de la résolution de la chambre à dérive d'ALERT pour des variations de composition, de température et de pression du milieu actif.

La désexcitation d'atomes préalablement excités libère aussi des photons. Ces photons peuvent à leur tour, s'ils ne sont pas capturés, ioniser ou exciter le milieu. Le détecteur enregistre alors en permanence des signaux provenant de l'interaction de ces photons avec le gaz, occultant l'information de la trajectoire de la particule à détecter. Pour y remédier, on ajoute au milieu actif un gaz, dit *quencher*, absorbant ces photons. Ce sont en général des molécules polaires captant l'énergie des photons par excitation rotationnelle et vibrationnelle.

Le choix du gaz utilisé dans un détecteur gazeux est donc une étape importante de sa mise au point. Les différentes contraintes de gain, temps de réponse, fréquence d'enregistrement, stabilité de conditions de température et de pression impliquent de sélectionner un mélange de gaz spécifique pour chaque détecteur, répondant au mieux aux contraintes de l'expérience.

1.8 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre le principe de fonctionnement de détecteurs gazeux en décrivant les processus physiques à l'origine de la production et de l'amplification des signaux enregistrés. Il a alors été possible de relier les caractéristiques techniques d'un détecteur gazeux (géométrie, composition du gaz, champ électromagnétique, électronique de lecture) aux performances du détecteur. Nous voyons ainsi comment la conception d'un détecteur gazeux implique de trouver une balance entre ces différents aspects pour répondre à un cahier des charges spécifiques. À cela s'ajoute des difficultés faisant intervenir des contraintes de réalisation mécaniques et électroniques (voir chapitre 5).

Chapitre 2

Sonder la structure interne des nucléons

Les nucléons, particules constituantes des noyaux atomiques, ont fait l'objet de recherches constantes, aussi bien théoriques qu'expérimentales, depuis la découverte du proton [Rutherford, 1919] et du neutron [Chadwick, 1932]. Considérés au départ comme des particules élémentaires ponctuelles, des mesures ont mis en évidence leur structure interne. Le nucléon ainsi est composé de trois quarks de valence (uud pour le proton, udd pour le neutron), dans une mer de gluons (boson de l'interaction forte) et de paires quark-antiquark.

Diverses expériences en accélérateur ont permis de sonder cette structure interne via des processus d'interaction profondément inélastique. En 1983, la *European Muon Collaboration* (EMC) mesure expérimentalement des variations de structures inattendues entre les nucléons constituant d'un noyau de fer et ceux un noyau de deutérium [Aubert et al., 1983]. Cette découverte, baptisée effet EMC révèle des corrélations entre la structure interne d'un nucléon et son environnement nucléaire. Différents modèles théoriques décrivent cet effet, plusieurs d'entre eux restent encore aujourd'hui valables. Il existe donc une importante activité de recherche pour tenter de déterminer quel modèle est correct.

L'expérience ALERT a un programme de recherche axé sur la mesure de la structure interne des nucléons via la diffusion profondément inélastique étiquetée d'électrons. Le détecteur ALERT, qui fait l'objet de cette thèse, permettra la détection simultanée de l'électron diffusé et du noyau de recul. Ces nouvelles mesures ont pour but de confronter les prédictions des différents modèles à de nouveaux relevés expérimentaux.

Ce chapitre introduit les outils théoriques de description de la structure des nucléons, les moyens expérimentaux de la sonder et l'effet EMC de façon phénoménologique. Il est conclu par les prédictions des différentes mesures prévues avec le détecteur ALERT.

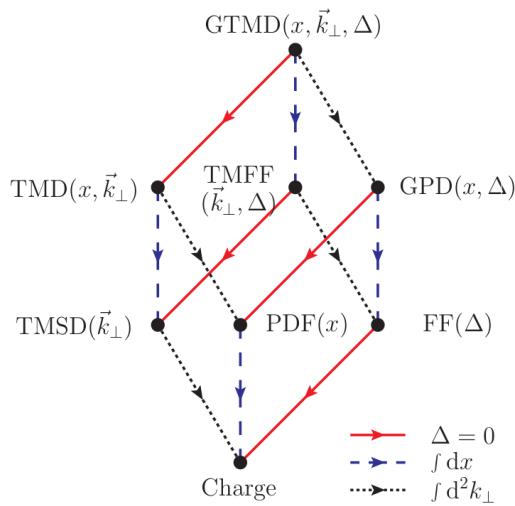


FIGURE 2.1 – Schéma décrivant les relations entre les différentes fonctions de structure utilisées pour décrire les hadrons. Les GTMD décrivent de façon complète la structure des hadrons, mais ne sont pas accessibles expérimentalement dans l'état actuel de nos connaissances. Il est cependant possible d'étudier expérimentalement des hyperplans de ces distributions, respectivement les GPD et TMD qui se déduisent respectivement des GTMD par intégration sur les impulsions transverses et par coupe à $\Delta = 0$ (la variation d'impulsion du nucléon sondé) [Lorce et al., 2011].

2.1 La structure des nucléons

La caractérisation complète de la structure des nucléons repose sur les distributions généralisées d'impulsion transverse (GTMD). Ces distributions "5-D" corrèlent les impulsions longitudinales x , transverses k_\perp et la variation d'impulsion du nucléon sondé entre l'état initial et l'état final $\Delta = p' - p$. Seuls des hyperplans de ces distributions, obtenus par intégration ou en fixant des variables (figure 2.1), sont mesurables expérimentalement [Lorce et al., 2011]. Cette section revient sur différentes étapes historiques, théoriques et expérimentales, construisant la description de la structure des nucléons.

2.1.1 Diffusion élastique et facteur de forme

En 1911 Rutherford montre, en faisant diffuser des particules α sur des atomes d'or que la masse d'un atome est concentrée dans un noyau. Suite à cela, l'étude de la structure du noyau atomique reste étroitement corrélée à l'histoire des expériences de diffusion de particules.

La diffusion élastique (figure 2.2) d'un électron d'énergie, E à l'état initial et E' à l'état final, sur un proton de masse m_p au repos considéré comme ponctuel est

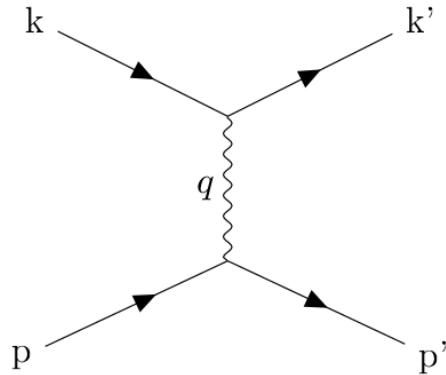


FIGURE 2.2 – Diagramme de Feynmann de diffusion élastique d'un électron k sur un proton p [Chatagnon, 2020].

décrise par la section efficace de Mott :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E}{E'} \left[\cos^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{2m_p^2} \sin^2(\theta/2) \right] \quad (2.1)$$

avec $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$ la constante de structure fine, θ l'angle de diffusion de l'électron dans le référentiel du laboratoire et $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ la virtualité du photon échangé (k et k' sont respectivement les quatrivecteurs énergie-impulsion de l'électron dans l'état initial et final).

Si on inclut une structure au proton, la section efficace doit alors être modifiée. La nouvelle formule est alors [Rosenbluth, 1950] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E}{E'} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} \cos^2(\theta/2) + 2\tau G_M^2(Q^2) \sin^2(\theta/2) \right], \quad (2.2)$$

où $\tau = \frac{Q^2}{4m_p^2}$, G_E et G_M sont respectivement les facteurs de forme électrique et magnétique du proton. L'extension spatiale du proton a ensuite été confirmée et mesurée par le relevé de section efficace de diffusion élastique au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) en avril 1955 [Hofstadter and McAllister, 1955]. Le carré du rayon de charge électrique du proton s'exprime en fonction du facteur de forme électrique [Hofstadter, 1956] :

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2 \rightarrow 0} \quad (2.3)$$

En 2010, l'équipe de [Pohl et al., 2010] réalise une expérience de mesure du rayon de charge du proton par spectroscopie muonique au laboratoire PSI. Les résultats obtenus sont alors en conflit avec les valeurs existantes. En particulier, un ensemble de données obtenues par spectroscopie électronique, le CODATA [Karshenboim, 2008], présente un domaine d'incertitude disjoint des nouvelles mesures à plus de trois sigmas. Plus tard en 2010, l'équipe de [Bernauer et al., 2010] réalise une expérience de

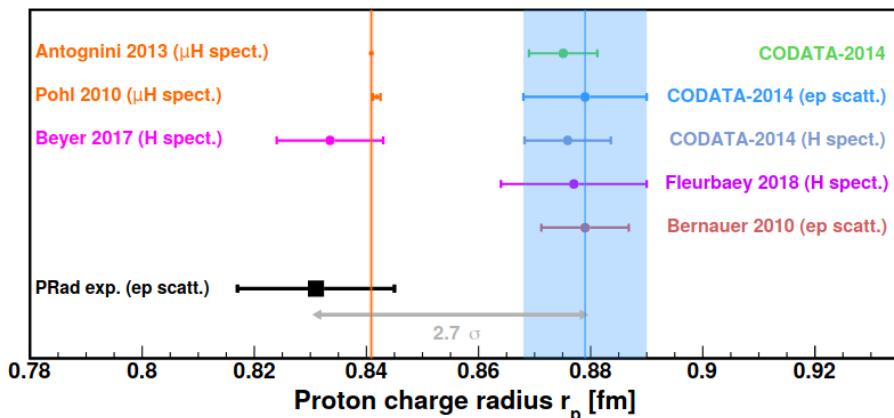


FIGURE 2.3 – Représentation de différentes mesures du rayon de charge du proton ainsi que leur intervalle de confiance. Les deux valeurs distinctes de rayon de charge mesurées ont soulevé des interrogations à propos de la structure du proton [Xiong et al., 2019].

détermination des facteurs de forme du proton par diffusion d'électron et obtient une mesure en accord avec le CODATA. Le conflit apparent entre ces résultats (figure 2.3) a alors relancé les programmes de recherche autour du rayon de charge du proton. L'expérience PRad au Jefferson Laboratory a acquis de nouvelles données de diffusion élastique donnant une estimation du rayon de charge en accord avec les relevés de spectroscopie muonique [Gasparian et al., 2020]. En parallèle, de nouvelles mesures par spectroscopie électronique de l'université de York, Toronto donnent aussi des résultats en accord avec ceux de la spectroscopie muonique [Bezginov et al., 2019]. La mesure du rayon de charge du proton a aussi fait l'objet du projet d'expérience ProRad à l'IJCLab.

À partir de la mesure des facteurs de forme électrique et magnétique, il est possible de décrire la répartition de densité de charge $\rho(r)$ des nucléons (figures 2.4 et 2.5).

$$\rho(r) = \int_0^\infty \frac{dQq}{2\pi} J_0(Qr) \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} \quad (2.4)$$

avec J_0 la fonction de Bessel 0. Il est alors remarquable que le neutron possède un cœur chargé négativement entouré d'une couronne de charge positive [Miller, 2007].

2.1.2 Diffusion inélastique et modèle des partons

En 1964 les physiciens Gell-Mann et Zweig développent des modèles décrivant les hadrons, en particulier les nucléons, comme composés de sous particules, les quarks et antiquarks [Zweig, 1964]. Pour une virtualité du photon $Q \gg m_p$, les sections efficaces d'interaction deviennent sensibles à des variations spatiales d'extension inférieures à la taille du nucléon, il est alors possible d'étudier cette structure interne. Ce domaine d'énergie a été exploré dans un premier temps au SLAC via diffusion

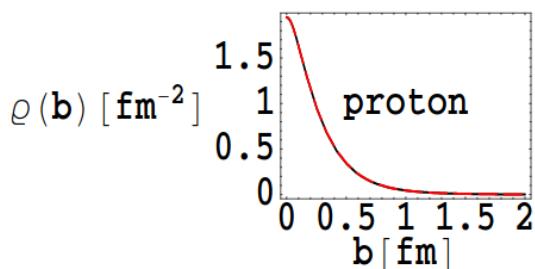


FIGURE 2.4 – Répartition de la densité de charge le long du rayon d'un proton [Miller, 2007].

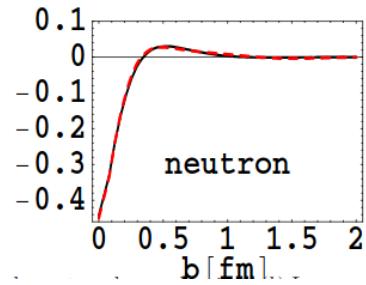


FIGURE 2.5 – Répartition de la densité de charge le long du rayon d'un neutron [Miller, 2007].

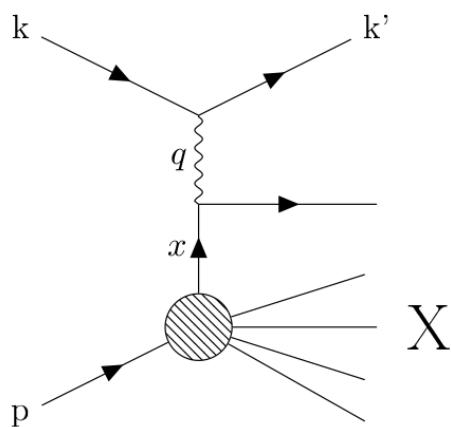


FIGURE 2.6 – Diagramme de Feynmann de la diffusion profondément inélastique où la particule interagit avec un quark de fraction d'impulsion du hadron x [Chatagnon, 2020].

profondément inélastique d'électrons sur des protons $ep \rightarrow eX$ (figure 2.6).

Avec ces mesures, Feynmann propose une description de la structure interne des nucléons en mettant en place le modèle des partons. La description des nucléons ne fait alors plus seulement intervenir l'association de trois quarks de valence mais aussi une mer de partons composée de paires quark-antiquark et de gluons. Dans le repère d'impulsion infinie, chacun des partons porte une fraction x de l'impulsion total du nucléon. La section efficace de diffusion profondément inélastique (DIS) d'un électron sur un nucléon se décrit alors comme :

$$\frac{d\sigma_{DIS}}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \left[\frac{F_2^{DIS}(x_B, Q^2)}{E - E'} \cos^2(\theta/2) + \frac{2F_1^{DIS}(x_B, Q^2)}{2m_n^2} \sin^2(\theta/2) \right] \quad (2.5)$$

avec $x_B = \frac{Q^2}{2pq}$ la fraction d'impulsion du nucléon détenue par le parton intervenant dans l'interaction.

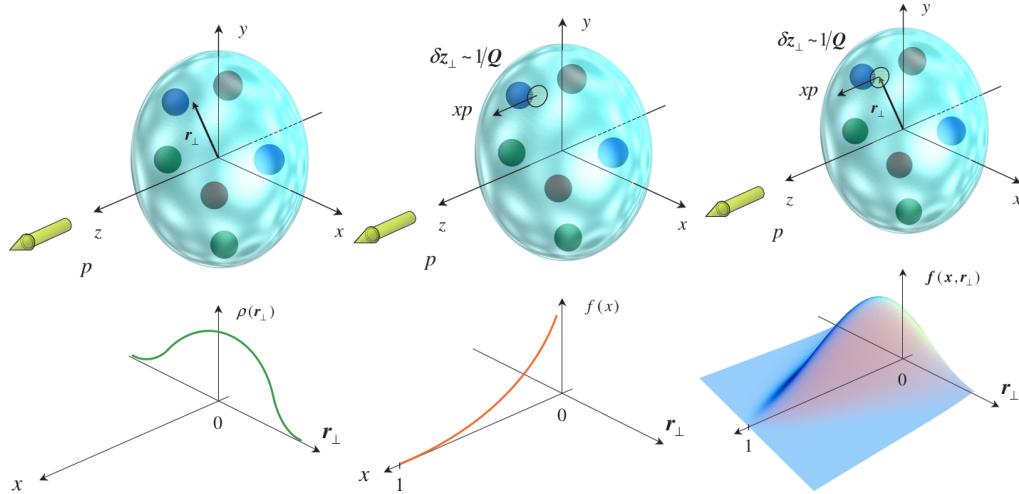


FIGURE 2.7 – Illustration des facteurs de formes (à gauche), des fonctions de distribution de partons (au centre) comme hyper-plan des distributions généralisées de partons (à droite) [Belitsky and Radyushkin, 2005].

Les PDF, F_1^{DIS} et F_2^{DIS} , fonctions de distribution de partons, se calculent à partir des fonctions $f_q(x, Q^2)$ liées la probabilité qu'un quark de saveur q , de charge c_q porte la fraction d'impulsion x du nucléon dans le référentiel d'impulsion infinie.

$$F_2^{DIS}(x, Q^2) = x \sum_q c_q^2 f_q(x, Q^2) \quad (2.6)$$

$$F_1^{DIS}(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q c_q^2 f_q(x, Q^2) \quad (2.7)$$

2.1.3 Les distributions de partons généralisées

Les fonctions de distribution de partons et facteur de formes donnent de l'information sur la distribution spatiale et en impulsion des partons de façon décorrélée. On obtient alors des images "1-D" de la structure des nucléons. Les distributions généralisées de parton (GPD) contiennent les informations spatiales et en impulsion comprises dans les facteurs de forme et fonctions de distribution de parton ainsi que leurs corrélations (figure 2.7). Elles décrivent les distributions spatiales de densité de charge en fonction de la quantité d'impulsion longitudinale portée par les partons. Ces distributions sont accessibles expérimentalement via certains processus exclusifs tel que la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS). La DVCS est l'interaction électromagnétique d'un électron avec un quark issu d'un nucléon. Ce dernier émet un photon réel qui réintègre ensuite le nucléon (figure 2.8).

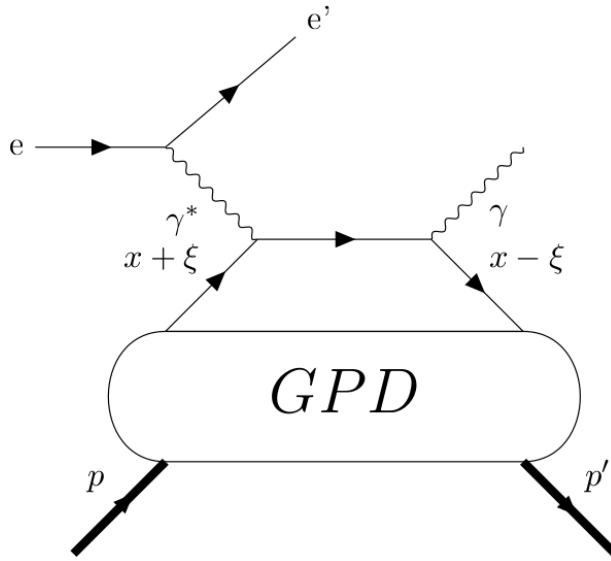


FIGURE 2.8 – Diagramme de Feynmann de diffusion Compton profondément virtuelle [Chatagnon, 2020].

2.2 L'effet EMC

En 1983, l'*European Muon Collaboration* au CERN, procède à de nombreuses mesures de diffusion profondément inélastique de muons sur plusieurs noyaux [Aubert et al., 1983]. Ils observent que la fonction de distribution de parton, obtenue par mesure de la section efficace de diffusion profondément inélastique, d'un nucléon varie en fonction de son environnement nucléaire. Cet effet a été ensuite activement étudié au SLAC, à DESY et à JLab où le rapport des sections efficaces sur un noyau de carbone et un noyau de deutérium a été mesuré pour une fraction x de l'impulsion totale du noyau portée par le nucléon variant de 0 à 1. Les résultats (figure 2.9) présentent 4 régions distinctes :

- dans la région d'écrantage, *shadowing*, pour $x < 0.07$, le rapport des section efficaces est inférieur à 1 ;
- la région d'anti écrantage, *anti-shadowing*, $0.07 < x < 0.3$, est marquée par un rapport supérieur à 1 de l'ordre de quelques pourcent ;
- la région de $0.3 < x < 0.7$, dite de l'effet EMC, ajustable par une droite décroissante ;
- enfin la région dominée par l'effet du mouvement de Fermi des nucléons pour $x > 0.7$, où le rapport est rapidement croissant en fonction de x .

L'effet EMC a fait l'objet d'intenses recherches. D'un point de vue expérimental la pente de la droite ajustant le rapport des sections efficaces en fonction de x sur l'intervalle $0.3 < x < 0.7$ a été mesurée pour différents noyaux. Des relevés fait au SLAC, au CERN et à JLab ont révélé que cette pente varie en fonction de la masse

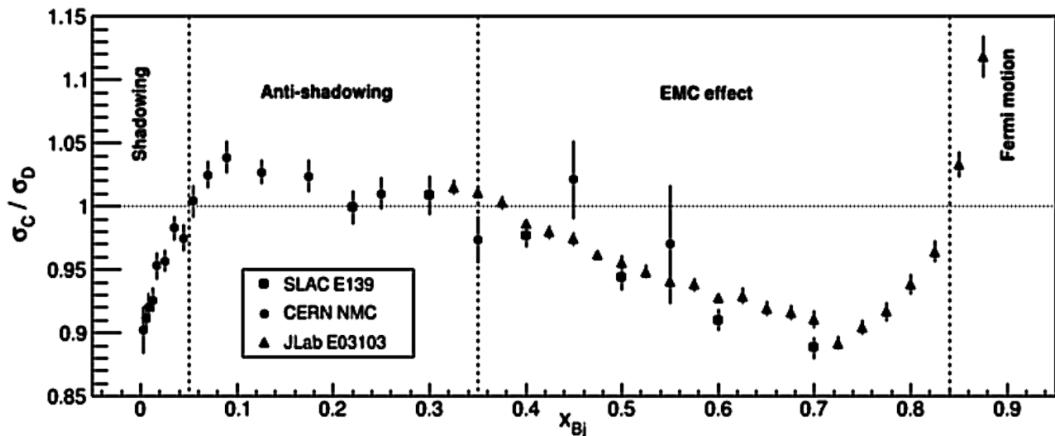


FIGURE 2.9 – Rapport des sections efficaces de diffusion profondément inélastique sur un nucléon d'un noyau de carbone et d'un noyau de deutérium [Dupré and Scopetta, 2016].

et de la densité du noyau mais est indépendante de Q^2 .

En parallèle, plusieurs modèles théoriques tentant d'expliquer ce phénomène ont été construits :

- des modèles justifient l'effet EMC par une modification du confinement des quarks dans le noyau. Cette modification d'échelle serait compensée par une renormalisation du Q^2 (Q^2 -rescaling) [Close et al., 1983] ;
- des modèles nucléaires considérant une modification de la masse des nucléons atomiques due aux liaisons inter nucléons. La prise en compte de ces liaisons, portant une partie de l'énergie du noyau, impliquerait un décalage de la grandeur x . La prise en compte de cette renormalisation est appelée (x -rescaling) [Ericson and Thomas, 1983] ;
- des modèles prédisant un effet EMC "local" [Ciofi degli Atti et al., 1999]. En particulier, le modèle PLC, pour "*point like configuration suppression*", prévoit une dépendance de l'effet EMC à la virtualité des nucléons observés, induisant une forte dépendance aux corrélations de courte distance des nucléons [Frankfurt and Strikman, 1985].

Récemment, les mesures au laboratoire Jefferson de l'effet EMC sur les noyaux d' 3He et de 9Be (figure 2.10) ont invalidé l'hypothèse de proportionnalité de l'effet à la densité du noyau [Seely et al., 2009]. Néanmoins, l'intensité de l'effet semble proportionnel au nombre de nucléons corrélés à courte distance dans les noyaux (figure 2.11). Ces mesures ont renforcé la vraisemblance des modèles dis locaux.

Néanmoins, tous les modèles restent compatibles avec les données expérimentales relevées jusqu'à présent. Afin de les discriminer il est nécessaire de faire des mesures de la structure interne du nucléon en fonction de nouvelles observables.

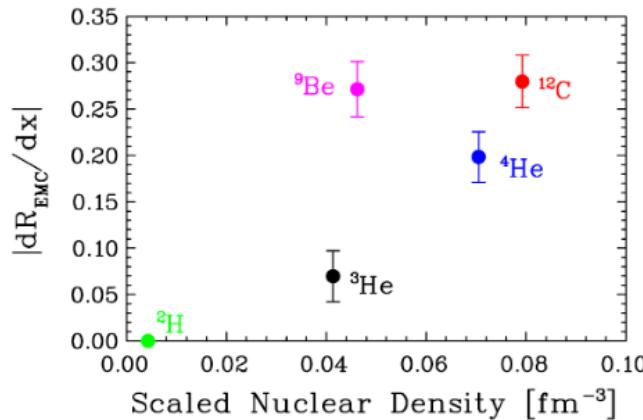


FIGURE 2.10 – Évolution de l'effet EMC, quantifié par la pente $-dR_{EMC}/dx$ de l'ajustement linéaire dans la région $0.3 < x < 0.7$, en fonction de la densité du noyau [Seely et al., 2009]. Les mesures sur les noyaux d^3He et de 9Be ont invalidé l'hypothèse d'une simple proportionnalité de l'effet EMC à la densité du noyau

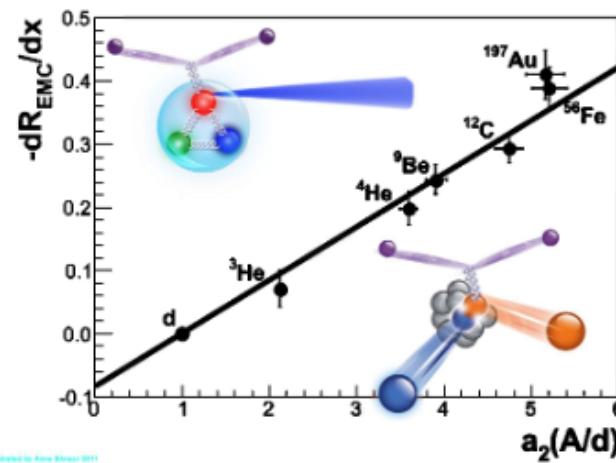


FIGURE 2.11 – Évolution de l'effet EMC, quantifié par la pente $-dR_{EMC}/dx$ de l'ajustement linéaire dans la région $0.3 < x < 0.7$, en fonction du nombre relatif de paire de nucléons corrélés à courte distance dans différent noyau $a_2(A/d)$ [Aprahamian et al., 2015]. La corrélation linéaire observée semble favoriser les modèles prédisant un effet EMC présent principalement dans les nucléons corrélés à courte distance.

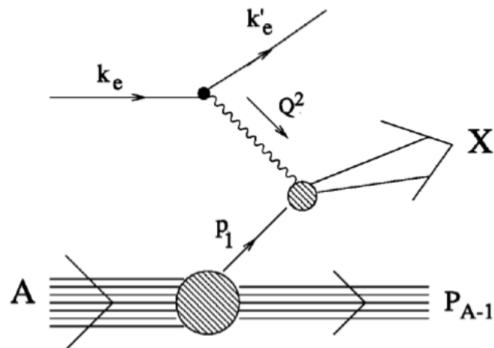


FIGURE 2.12 – Diagramme de Feynmann de la diffusion profondément inélastique étiquetée d'un électron (k_e) sur un nucléon (p_1) provenant d'un noyau de nombre de masse A dont un framment $A - 1$ reste intact dans l'état final.

2.2.1 Sonder l'effet EMC via interaction profondément inélastique étiquetée

De nombreux modèles prédisent la coexistence d'un effet EMC global (nucléaire) et d'effets locaux. Afin d'étudier indépendamment leur influence sur la structure interne des nucléons il est nécessaire d'en faire la mesure en fonction de nouvelles variables dynamiques telle que la virtualité des nucléons. Entre 1997 et 1999, les travaux de [Melnitchouk et al., 1997] et [Ciofi degli Atti et al., 1999] ont montré l'intérêt de mesurer le noyau de recul $A - 1$ de façon simultanée à la détection de l'électron diffusé dans des expériences de diffusion profondément inélastique. L'interaction, semi-inclusives, est dite "étiquetées" (figure 2.12).

Le projet ALERT consiste en la conception d'un détecteur spécifique à la mesure des fragments de reculs d'impulsions comprises entre 70 et 400 MeV/c. Ce détecteur sera utilisé en tandem avec le détecteur CLAS12 sur le faisceau du CEBAF (présentés au chapitre 3) pour mesurer à la fois les propriétés de l'électron diffusé à haute énergie (d'énergie cinétique de l'ordre du GeV) et du noyau de recul basse énergie. La connaissance de l'état du noyau de recul permettra alors de remonter aux propriétés du nucléon sondé.

2.2.2 Effet EMC dans le deutérium

Les travaux de [Melnitchouk et al., 1994] montrent que, lors d'une diffusion profondément inélastique étiquetée d'un électron sur un noyau de deutérium, la distance entre les deux nucléons dans l'état initial se déduit directement de l'impulsion du nucléon spectateur dans l'état final. En 1997, ils calculent l'effet attendu pour 3 modèles décrivant l'effet EMC (Q^2 rescaling, x_B -rescaling et PLC) sur la valeur du rapport de la fonction de structure d'un proton dans le deutérium F_{2p}^{eff} sur celle d'un proton libre F_{2p} [Melnitchouk et al., 1997]. Ils mettent alors en évidence la dépendance au modèle de l'évolution de ce rapport en fonction du paramètre cinétique

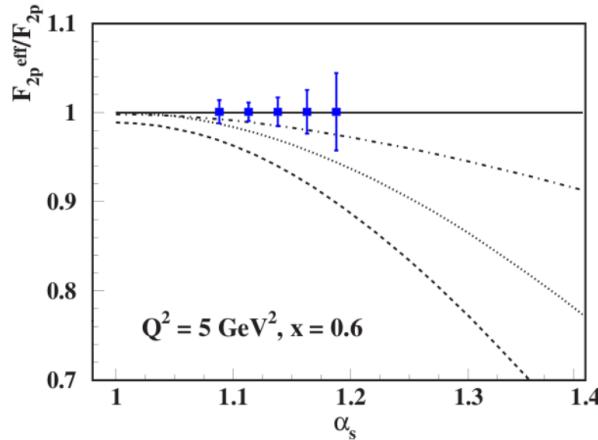


FIGURE 2.13 – Prévisions du rapport des fonctions de structures d'un proton lié sur celle d'un proton libre en fonction du paramètre cinétique α_s pour différents modèles de l'effet EMC [Melnitchouk et al., 1997]. La ligne discontinue correspond au modèle PLC, les pointillés au Q^2 -*rescaling* et la ligne trait-point au modèle x_B -*rescaling*. Les prévisions de barres d'erreurs pour l'expérience ALERT [Armstrong et al., 2017] sont représentées en bleu.

α_s du nucléon spectateur (figure 2.13) :

$$\alpha_s = \frac{E_s - p_z^s}{M} \quad (2.8)$$

Avec E_s , p_z^s et M respectivement l'énergie, l'impulsion longitudinale et la masse du nucléon spectateur.

Le détecteur ALERT permettra de mesurer ce facteur α_s . Les prévisions de mesures présentées dans la figure 2.13 montrent que les mesures simultanées des électrons diffusés et des nucléons spectateurs de l'expérience ALERT devraient apporter de nouvelles informations permettant potentiellement de discriminer les différents modèles. À noter que dans le cas d'ALERT, le nucléon spectateur observé devant être un proton, la mesure sera faite sur le rapport des fonctions de structure des neutrons F_{2n} . Aux vues des barres d'erreurs, ces mesures permettront d'apporter de nouvelles données sur l'effet EMC sans pour autant forcément permettre de discriminer les différents modèles. Il sera donc nécessaire de compléter ces données avec d'autres noyaux.

2.2.3 Effet EMC dans l'hélium

Sur des noyaux plus lourds la section efficace de diffusion et l'amplitude de l'effet EMC augmentent. Cependant, la détection des fragments de reculs et la description théorique de l'interaction se complexifient. Le détecteur ALERT mesurera l'électron et les particules de recul des réactions de diffusion de l'électron sur des nucléons dans les noyaux d'hélium-4. La mesure du rapport des sections efficaces d'interaction

à différent x_B (correspondant à la pente de l'effet EMC) en fonction de l'impulsion de noyau de recul \vec{P}_{A-1} (d'amplitude P_{A-1} décrivant un angle $\theta_{P_{A-1}}$ par rapport à l'axe faisceau),

$$R^A(x_B, x'_B, P_{A-1}, \theta_{P_{A-1}}) = \frac{\sigma^{He}(x_B, Q^2, \vec{P}_{A-1}, y_A, z_1^A)}{\sigma^{He}(x'_B, Q^2, \vec{P}_{A-1}, y_A, z_1^A)}, \quad (2.9)$$

permet de distinguer les différents modèles (figure 2.14) de manière encore plus nette. On observe que les modèles *Q^2 -rescaling* impliquent une modification du confinement des quarks dans les nucléons nucléaires indépendamment de leur état. Alors que les modèles *x_B -rescaling* décrivent un effet EMC dépendant des liaisons inter nucléons. Ainsi, seul les modèles de *x_B -rescaling* prédisent une dépendance de la pente de l'effet EMC à l'état initial du nucléon sondé, observable par mesure de l'impulsion du noyau de recul.

2.2.4 Rapport d'effet EMC

Enfin, la grande acceptance de l'expérience permettra aussi de relever le rapport des intégrations de sections efficaces de diffusion profondément inélastiques étiquetées sur un intervalle d'impulsion,

$$R_0(x_B, Q^2) = \frac{\int_a^b \sigma^{He} dP_{A-1}}{\int_a^b \sigma^D dP_{A-1}}, \quad (2.10)$$

à différents angle de recul du noyau $A - 1$. Les modèles impliquant les liaisons entre nucléons prévoient, en fonction de l'impulsion du noyau P_{A-1} , des évolutions de ce rapport opposé suivant l'angle de recul θ_{A-1} (figure 2.14 et 2.15).

2.3 Conclusion

Ce chapitre met en lumière le lien entre l'évolution théorique de la description des nucléons et les progrès en physique des accélérateurs et en instrumentation. Les progrès techniques ont permis de valider les considérations théoriques puis, en permettant des observations de plus en plus fines, ont révélé de nouveaux puzzles tels que la question du rayon de charge du proton et de l'effet EMC. Les mesures expérimentales d'ALERT ont pour but d'amener de nouvelles connaissances afin de discriminer entre les différents modèles utilisés pour décrire l'effet EMC. Ces mesures seront rendu possible grâce à la mise au point d'un détecteur de fragments nucléaires.

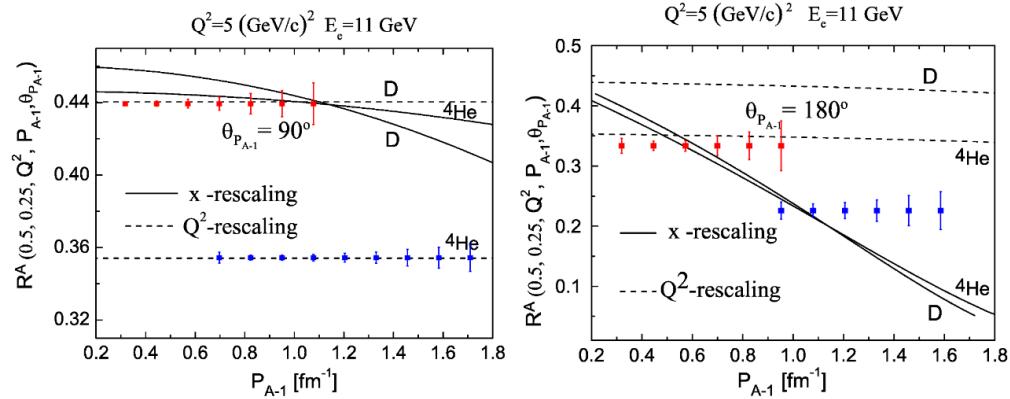


FIGURE 2.14 – Calculs, pour différents modèles de l’effet EMC, du rapport R^A en fonction de l’impulsion de noyau de recul P_{A-1} sur des noyaux d’hélium-4 et de deutérium. À gauche pour un angle de recul $\theta_{P_{A-1}} = 90^\circ$ à droite pour $\theta_{P_{A-1}} = 180^\circ$. En rouge et bleu sont représentées les prévisions de barres d’erreur de l’expérience ALERT [Armstrong et al., 2017].

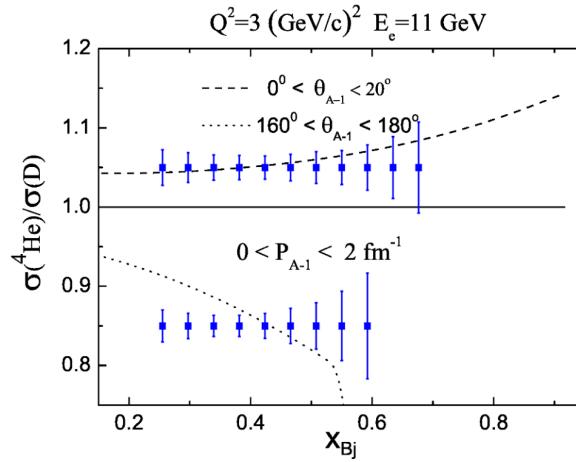


FIGURE 2.15 – Prévision du rapport R_0 en fonction de x_B pour différents angles de recul du noyau ($A-1$). En bleu sont représentées les prévisions des points de mesure d’ALERT [Armstrong et al., 2017]. les modèles impliquant les liaisons inter nucléons x_B -rescaling prévoient une évolution opposé de ces rapports pour un nucléon de recul émis vers l’avant ($0^\circ < \theta_{A-1} < 20^\circ$) ou vers l’arrière ($160^\circ < \theta_{A-1} < 180^\circ$).

Chapitre 3

L'expérience ALERT au laboratoire Jefferson

Ce chapitre présente l'expérience ALERT pour laquelle a été conçue la chambre à dérive faisant l'objet de cette thèse. Il présente dans un premier temps l'accélérateur CEBAF et le spectromètre CLAS12 sur lesquels s'implantera l'expérience, liste les différentes mesures prévues et décrit les instruments spécifiques à l'expérience ALERT.

3.1 Cadre expérimental

L'expérience ALERT prendra place au *Thomas Jefferson National Accelerator Facility*, communément appelé Jefferson Lab (JLab). Ce laboratoire de physique situé à Newport News, Virginie, a été fondé en 1984 avec la construction de son principal instrument, l'accélérateur CEBAF. Il est jusqu'à présent majoritairement consacré à l'étude de l'interaction forte.

3.1.1 Le CEBAF

L'accélérateur CEBAF, pour *continuous electron beam accelerator facility* (figure 3.2), délivre un faisceau d'électrons d'énergie allant jusqu'à 12 GeV accélérés par des cavités radio-fréquence supraconductrices à 1500 MHz. Il se compose de deux parties accélératrices linéaires parallèles mesurant 1,4 km organisées en 25 cryomodules de 8 cavités chacune, reliés par des arcs de recirculation. Les électrons acquièrent 1 GeV d'énergie cinétique supplémentaire à chaque traversée d'une zone d'accélération. L'accélérateur délivre donc un faisceau de 11 GeV dans les halls A, B et C après 5 tours et demi des électrons et un faisceau de 12 GeV dans le hall D après 6 tours. Le Hall B reçoit un faisceau de luminosité maximale $L = 1 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.



FIGURE 3.1 – Photographie aérienne du Jefferson Lab.

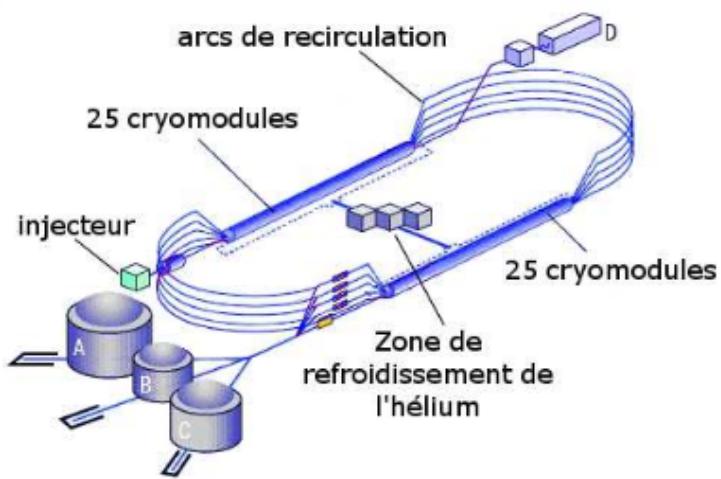


FIGURE 3.2 – Schéma de l'accélérateur CEBAF du Jefferson Lab constitué d'une source d'électrons polarisés, de deux zones linéaires d'accélération, comportant chacune 25 cryomodules, reliées par des arcs de recirculation [Charles, 2013].

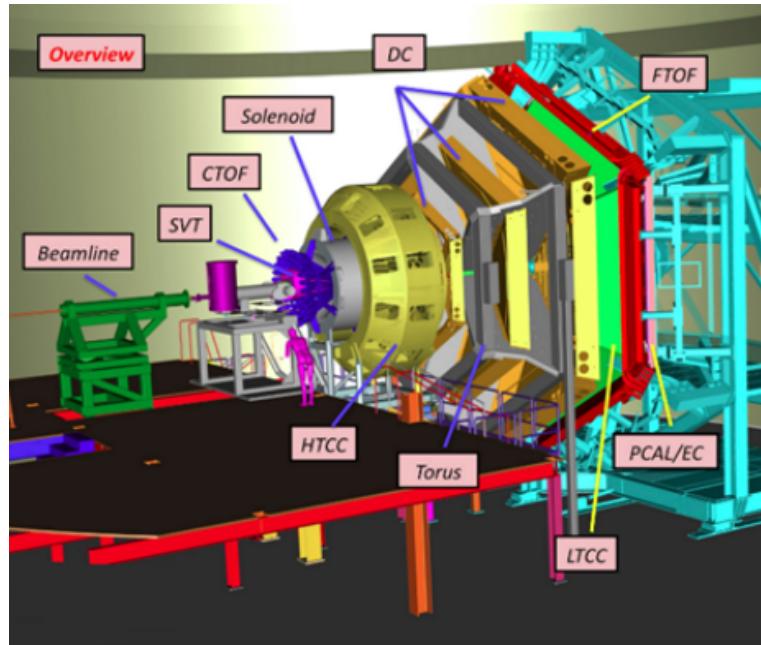


FIGURE 3.3 – Schéma identifiant les différents sous-détecteurs de CLAS12.

3.1.2 Le spectromètre CLAS12

CLAS12, pour *CEBAF Large Acceptance Spectrometer*, est un spectromètre large acceptance installé dans le hall B conçu pour déetecter des électrons de haute énergie en coïncidence avec des photons et des hadrons. Deux parties du détecteur se discernent par leur acceptance.

Le détecteur central

Le détecteur central, placé dans un solénoïde générant un champ magnétique de 5T dans la direction du faisceau, couvre un espace de détection cylindrique pour un angle azimutal compris entre 35° et 135° . Il est lui même composé de plusieurs sous détecteurs :

- Le trajectographe central (figure 3.4), composé de 3 doublets de détecteurs silicium couplés à 3 doublets de détecteurs micromegas, permet de reconstruire la trajectoire et mesurer l'impulsion des particules chargées. Sa résolution spatiale est de $\sigma_\theta \simeq 15$ mrad en angle polaire et $\sigma_\phi \simeq 1$ mrad en angle azimutal. Sa résolution en impulsion est de $\frac{\sigma_p}{p} < 5\%$
- Un détecteur de temps de vol (figure 3.5), constitué de 50 scintillateurs plastiques disposés en couronne de 25 cm de rayon centrée sur la cible, permet de distinguer les protons, kaons et pions. Le signal lumineux généré par les scintillateurs est guidé hors du champ magnétique où il peut alors être converti en signal électrique et amplifié par des photomultiplicateurs. La résolution temporelle du détecteur est d'environ 80 ps ce qui permet de distinguer pions et kaons jusqu'à 0,6 GeV/c, pions et protons jusqu'à 1.2 GeV/c (figure 3.6).

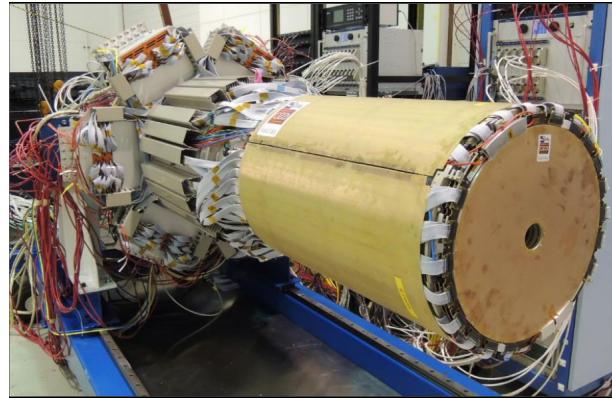


FIGURE 3.4 – Photographie du trajectographe central lors de son installation dans le spectromètre CLAS12 en 2015.

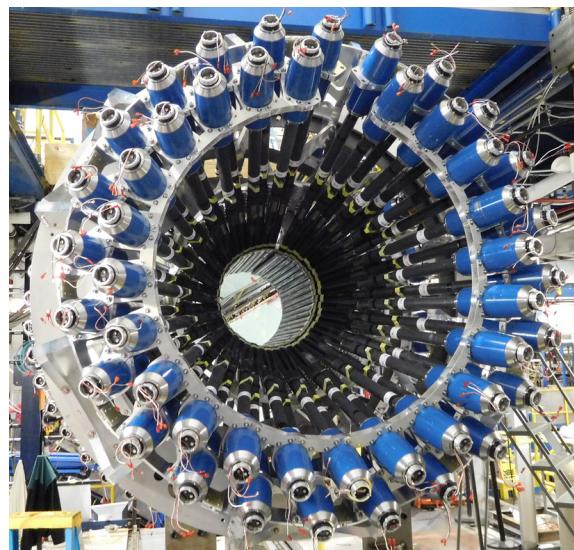


FIGURE 3.5 – Photographie du détecteur central de temps de vol

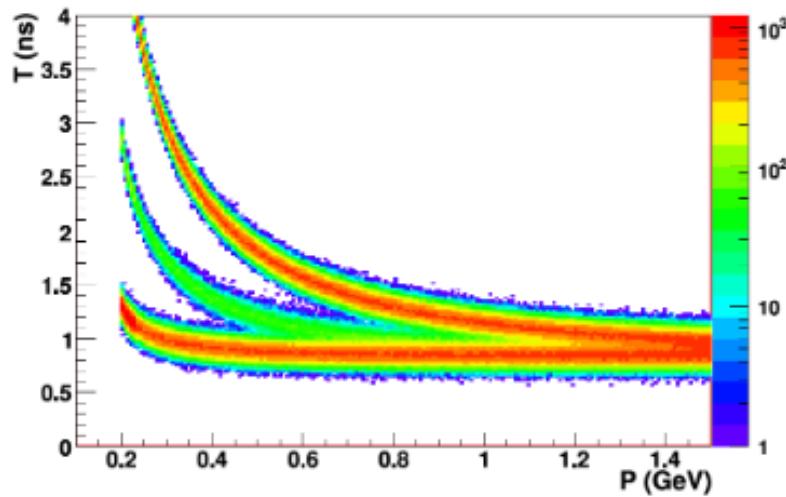


FIGURE 3.6 – Évolution de temps de vol mesuré par les détecteurs de temps de vol pour des pions (temps de vol le plus faible), kaons et protons (temps de vol le plus élevé) de différentes impulsions [Charles, 2013].

- Le détecteur central de neutrons (figure 3.7) est constitué de 9 cm d'épaisseur de scintillateurs plastiques permettant d'améliorer la détection des neutrons, en complément du détecteur de temps de vol.

Le détecteur avant

Le détecteur avant est soumis à un champ magnétique généré par un aimant toroïdal compris entre 0 et 2,5 Tesla. Couvrant un espace de détection azimutal compris entre 5° et 35° , il est lui aussi composé de plusieurs sous détecteurs.

- Deux compteurs Cherenkov. Un compteur à haut seuil de détection, situé entre le détecteur central et le détecteur avant permet l'identification des électrons d'énergie supérieure à 15 MeV. Il est constitué d'un volume de CO_2 à $25^\circ C$, 1 bar comme milieu actif contenu dans des cellules pavées de miroirs guidant la lumière vers des tubes photomultiplicateurs. Son signal est utilisé pour le déclenchement des relevés du détecteur et permet de faire l'identification des électrons avec 99.9% d'efficacité entre 2 et 4 GeV/c. Cette identification est complétée par les données du compteur Cherenkov bas seuil. De milieu actif, C_4F_{10} , ce détecteur permet de faire la séparation pion-kaon de 3.5 à 9 GeV/c.
- Le détecteur avant comporte trois chambres à dérives, toutes trois divisées en 6 secteurs de 12 couches de 112 fils (figure 3.8). Elles permettent la reconstruction de traces des particules d'impulsion de l'ordre du GeV/c avec une résolution en impulsion inférieure au pourcent, une résolution angulaire polaire inférieure au mrad et une résolution angulaire azimutale comprise entre 2 et 3 mrad.

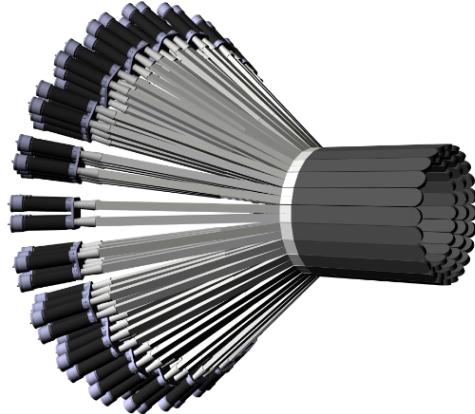


FIGURE 3.7 – Vue 3D du détecteur central à neutron de CLAS12 [Charles, 2013].

- Les calorimètres sont, eux aussi, divisés en 6 secteurs. On distingue le calorimètre électromagnétique (EC) déjà présent sur CLAS et le calorimètre pré-gerbe (PCAL) issu d'une phase d'amélioration du détecteur devenant alors CLAS12. Les deux calorimètres sont constitués d'une alternance de couches de plombs de 2.2 mm d'épaisseur et de couche d'un centimètre de scintillateurs. Ces calorimètres permettent la détection, l'identification et la mesure de l'énergie des particules neutres (en particulier les photons) et aide à l'identification des électrons d'énergie supérieur à 0,5 GeV.
- Le détecteur de temps de vol avant (figure 3.9) permet de séparer protons, kaons et pions par mesure de leur temps de vol entre deux plans de barreaux de scintillateurs. Sa résolution temporelle de 80 ps aux petits angles et 160ps aux grand angles permet de différencier proton-kaon, proton-pion jusqu'à 4,5 GeV/c et kaon-pion jusqu'à 2,5 GeV/c.

3.2 L'expérience ALERT

Le chapitre 2 a montré l'intérêt des expériences de diffusion profondément inélastiques étiquetées pour apporter de nouvelles informations sur la structure des nucléons dans les noyaux. Ces informations pourraient en particulier apporter de nouvelles pistes d'explications à l'effet EMC. Le groupe de recherche ALERT, associant des équipes de l'IJCLab, du laboratoire national Argonne aux États Unis dans l'Illinois et du Jefferson Laboratory ont mis en place un programme d'expériences nouvelles d'investigation de la structure interne des noyaux d'hélium-4 et de deutérium par interaction étiquetée au sein du détecteur CLAS12 (table 3.1). Cette section décrit les différents instruments développés spécifiquement pour l'expérience ALERT.

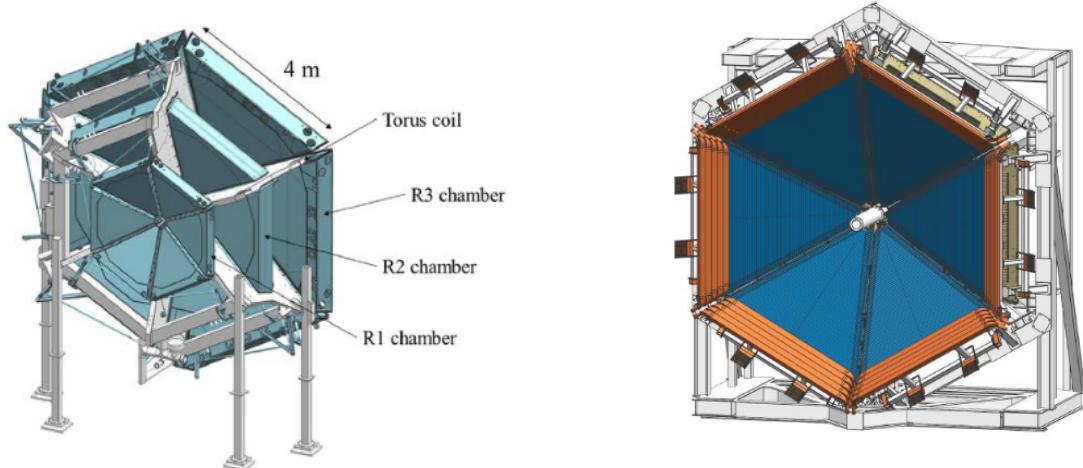


FIGURE 3.8 – Schéma des 3 chambres à dérive avant de CLAS12

FIGURE 3.9 – Représentation 3D du détecteur de temps de vol avant. La région des petits angles est représentée en bleu, la région des grands angles en orange.

Mesure	À détecter	Impulsion	Angles de diffusion θ
GPDs nucléaires He	${}^4\text{He}$	$230 < p < 400 \text{ MeV/c}$	$\pi/4 < \theta < \pi/2$
Effet EMC étiqueté	$p, {}^3\text{He}, {}^3\text{H}$	$p < 400 \text{ MeV/c}$	$\simeq \pi$
DVCS étiqueté	$p, {}^3\text{He}, {}^3\text{H}$	$p < 400 \text{ MeV/c}$	$\simeq \pi$

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif du programme d'expérience d'ALERT associé aux impulsions et angles de diffusion des particules à détecter [Armstrong et al., 2017].

3.2.1 Le détecteur ALERT

Les pertes d'énergie des particules de basse impulsion à la traversée du trajectographe central induisent un seuil d'impulsion minimum à la détection de 200 MeV/c pour les protons, de 350 MeV/c pour le deutérium et au delà pour le tritium, ${}^3\text{He}$ et particules α . En deçà de ces impulsions, les particules sont stoppées avant d'être détectées. Ces seuils rendent le détecteur central de CLAS12 inutilisable pour la détection des fragments de reculs à observer dans l'expérience ALERT. Il est alors nécessaire de remplacer le trajectographe central par un détecteur spécifique permettant l'identification et la reconstruction de la trajectoire des fragments de reculs de faible impulsion. Les différentes mesures prévues (tableau 3.1) impliquent non seulement la détection de noyaux d'hélium-4 vers l'avant mais aussi la détection de protons, tritium et ${}^3\text{He}$ dans toutes les directions et en particulier vers l'arrière. La grande acceptance du détecteur est donc un point crucial du cahier des charges.

Pour maximiser l'acceptance et permettre la détection des hadrons de basse énergie (qui sont arrêtés par quelques dizaines de centimètres de gaz) il est nécessaire de

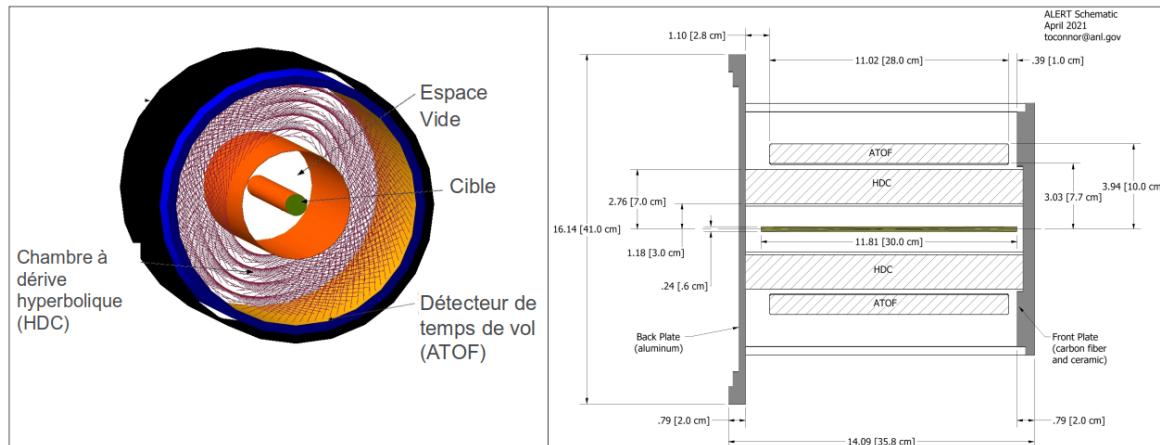


FIGURE 3.10 – Vue 3D et plan en coupe du détecteur ALERT.

concevoir un détecteur se plaçant au plus proche de la cible. Cette proximité induit alors des contraintes sur la fréquence maximale de fonctionnement, la transparence et la résistance aux radiations du détecteur. En effet, un détecteur placé proche de la cible, par conséquent proche du faisceau, sera exposé à un haut taux de particules (jusqu'à 60 MHz). De plus, la présence de matière dans cette zone favorise les interactions susceptibles de dégrader les mesures prises dans le reste de l'installation.

Le détecteur ALERT , pour *A Low Energy Recoil Tracker*, a été conçu pour répondre à ce cahier des charges. ALERT est l'association (figure 3.10) d'une chambre à dérive hyperbolique conçue et construite au laboratoire Irène-Joliot Curie et d'un détecteur de temps de vol conçu et construit au laboratoire national Argonne (Illinois). Les sous-sections suivantes s'attachent à la description de ces deux sous-systèmes.

3.2.2 Détecteur de temps de vol

Le détecteur de temps de vol (figure 3.11) est constitué de deux couches de scintillateurs, lus par des photomultiplicateurs silicium (SiPM), disposés sur une couronne de rayon intérieur 7 cm centré sur la cible. Les SiPM permettent notamment au détecteur de fonctionner dans le champ magnétique de 5T du solénoïde de CLAS12. La géométrie en deux couches permet de faire une première étape d'identification des particules α de faible impulsion s'arrêtant dans la première couche de scintillateur. Le détecteur est divisé en 15 secteurs couvrant 24 degrés chacun.

L'étude du temps de vol en fonction du rapport p/q (obtenue avec la trajectoire des particules), pour une résolution temporelle inférieure à 150 ps, permet la différentiation des différentes particules à observer dans l'expérience ALERT (figure 3.12) excepté le couple ${}^4\text{He}-\text{D}$. Cette dernière discrimination peut se faire par étude du dépôt d'énergie des particules par unité de longueur $\frac{dE}{dX}$, obtenus avec l'étude des traces reconstruites dans la chambre à dérive hyperbolique faisant l'objet de la section suivante.

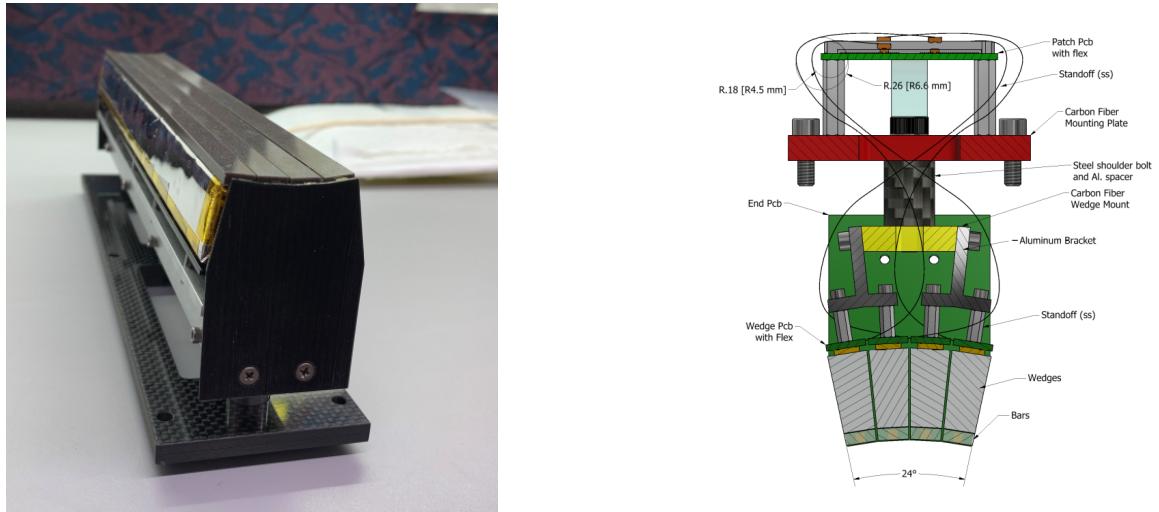


FIGURE 3.11 – Photographie et plan d'un des secteurs du détecteur de temps de vol d'ALERT.

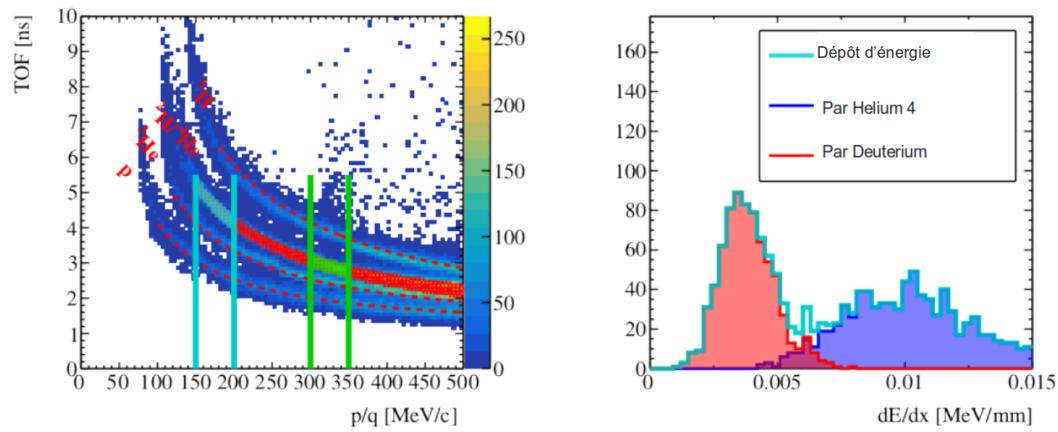


FIGURE 3.12 – Simulation des temps de vol (à gauche) et dépôts d'énergie (à droite) des différentes particules à identifier dans le détecteur ALERT [Armstrong, 2021].

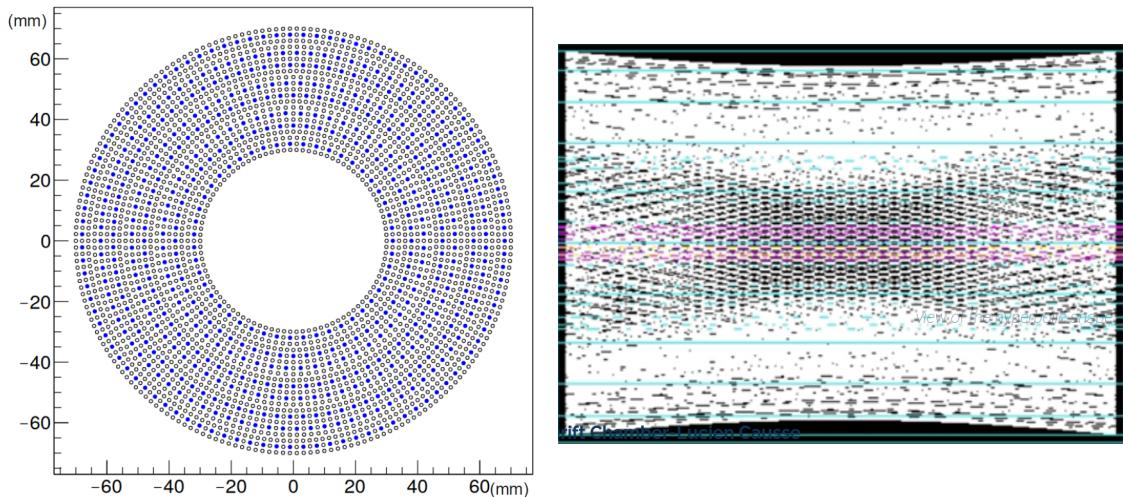


FIGURE 3.13 – Vue de face et de côté de la disposition des fils. L’angle stéréo donne à l’enveloppe une forme d’hyperbole.

3.2.3 Chambre à dérive hyperbolique

Le choix d’un détecteur gazeux convient parfaitement à la détection et à la reconstruction de trajectoire de particules chargées de basse énergie. En particulier, pour répondre au cahier des charges de l’expérience, il a été retenu d’utiliser une chambre à dérive hyperbolique. Cette section donne les spécificités du design de la chambre à dérive d’ALERT.

La chambre à dérive est dimensionnée pour remplir la contrainte de haute ouverture angulaire. Le détecteur entoure la cible sur 30 cm de longueur avec un rayon interne de 3 cm et un rayon externe de 7 cm.

La chambre est constituée de 3025 fils distribués sur 21 couches concentriques centrées sur la cible (figure 3.13). Les couches sont groupées en supercouches de 3 ou 5 couches. Un angle stéréo de 20 degrés est imposé entre les différentes supercouches de fil permettant d’obtenir la position de la trace dans la direction du faisceau (figure 3.14). Cet angle donne alors une forme hyperbolique à l’enveloppe de la chambre à dérive (figure 3.13).

Afin de maximiser la fréquence maximale de détection du détecteur, la distance entre les fils a été réduite à 2 mm pour minimiser le temps d’occupation des différentes cellules de détection. La réduction de la distance inter-fils est principalement limitée par les contraintes de fabrication du détecteur. Enfin, la transparence T de la superposition de n couches de fil peut s’évaluer comme :

$$T = \left(1 - \frac{L_f}{L_v}\right)^n, \quad (3.1)$$

avec L_f et L_v respectivement les longueurs projetées de fil et d’espace entre les fils (figure 3.15).

Afin d’être le plus transparent possible au rayonnement et limiter le bruit, il est nécessaire de réduire la quantité de matière utilisée. Les fils sont donc en aluminium

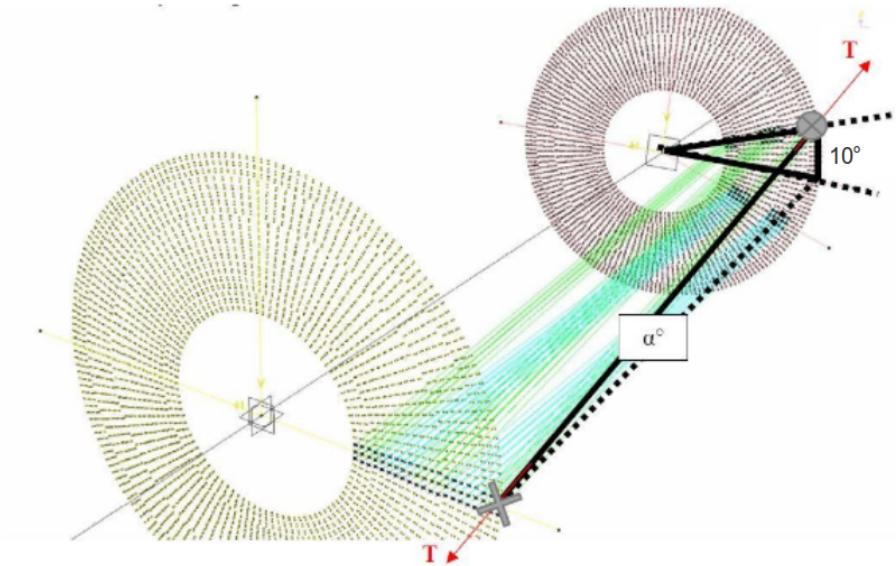


FIGURE 3.14 – Visualisation de l'angle stéréo de ± 10 degrés pour chaque surcouche.

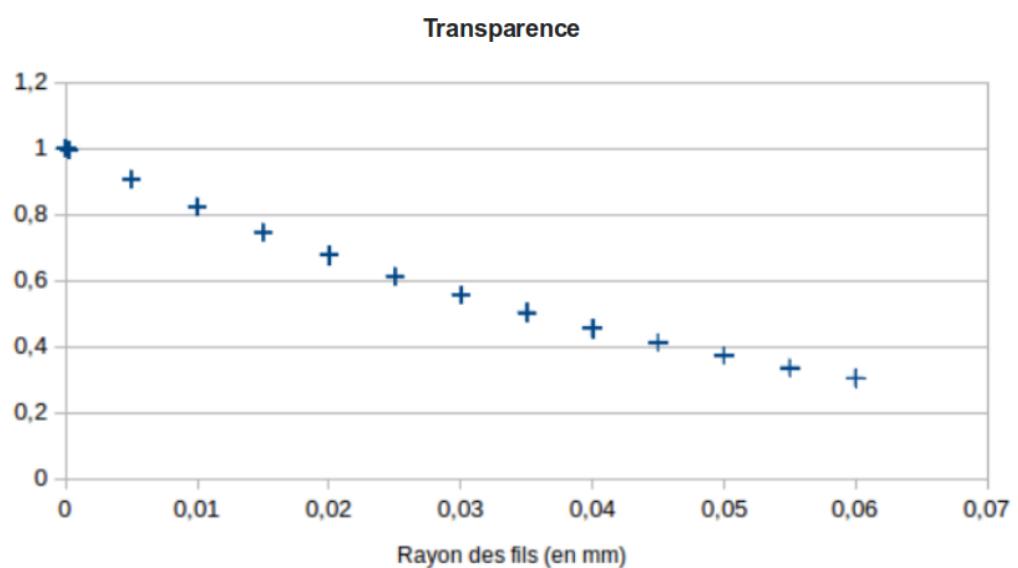


FIGURE 3.15 – Évolution de la transparence de la chambre à dérive en fonction du diamètre des fils.

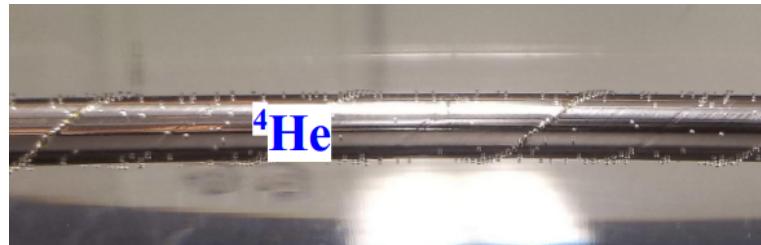


FIGURE 3.16 – Photographie de la cible lors des tests d'étanchéité.

(de densité plus faible que le tungstène couramment utilisé) et ont un diamètre de $30 \mu m$. Des tests mécaniques, évoqués en chapitre 5, ont validé la robustesse suffisante des fils d'aluminium. De plus, l'utilisation d'un gaz léger, tel que l'hélium, sera favorisée.

Enfin, pour valider les projections de mesures, la résolution spatiale de la chambre à dérive doit être inférieur à $200 \mu m$. Des études de la résolution obtenue pour différent gaz et pour un prototype du détecteur ALERT sont présentées chapitres 4 et 6.

3.2.4 La cible

La cible de l'expérience est un volume d'hélium-4 ou de deutérium confiné dans un paille de kapton aluminisé à une pression de 5 bar. La paille est un cylindre de 30 cm de long et 6 mm de diamètre. L'épaisseur de la feuille de kapton de $60 \mu m$ (figure 3.16) permet de limiter les pertes de pressions par fuite à 0,07 bar/heure pour une pression intérieure de 7 bar. La cible sera insérée au centre du détecteur ALERT.

Chapitre 4

Simulations de la chambre à dérive d'ALERT

Ce chapitre est dédié aux simulations effectuées pour la mise au point et la calibration de la chambre à dérive hyperbolique du détecteur ALERT. Après une brève description de l'architecture globale des simulations et de la géométrie de la partie du détecteur étudiée, le chapitre présente les propriétés de gain et de temps de dérive théoriques.

Ce chapitre repose sur l'utilisation de GARFIELD++ [Schindler,]. Il s'agit d'un programme de simulation de détecteurs gazeux et semi-conducteurs. Il est la mise à jour du programme de simulation de chambre à dérive GARFIELD, développé par Rob Veenhof en 1984, dont il conserve et étoffe les fonctionnalités en y ajoutant une interface graphique provenant de ROOT. Ce programme permet de modéliser les détecteurs en calculant, analytiquement ou par méthode d'éléments finis, la carte de champ électrique dans une chambre à dérive. Une passerelle avec le programme MAGBOLTZ permet de simuler les interactions particules-gaz. Pour atteindre le détecteur de temps de vol, les particules de basse énergie à déetecter doivent traverser la chambre à dérive sans être stoppées par la couronne de gaz à traverser. Le tableau 4.1 référence les distances d'arrêt pour une particule α de 273 MeV/c (typique de l'expérience ALERT) traversant différents gaz à 1 bar à 293,15 K obtenues à partir des tables du *National Institute of Standards and Technology* (*astar* et *pstar*) [M.J. Berger and Chang, 2017]. On constate que l'hélium a une distance d'arrêt environ 6 fois supérieure à celle des autres gaz. Afin de maximiser la distance parcourue par les particules de recul dans le gaz, nous avons donc choisi le gaz le plus léger possible : l'hélium. Les *quenchers* habituels pour l'hélium sont le dioxyde de carbone (CO_2) et l'isobutane (iC_4H_{10}). Ce dernier étant inflammable, son utilisation est très contraignante dans le hall du Jefferson Lab. Nous lui avons donc préféré le CO_2 . Dans la suite du chapitre, grâce aux simulations de dérive des électrons, d'ions et de gain, nous cherchons les meilleures proportions d'hélium et de dioxyde de carbone.

Gaz	Masse volumique (g cm^{-3})	Distance d'arrêt (cm)
<i>He</i>	$0,164 \times 10^{-3}$	64,1
<i>CH</i> ₄	$0,656 \times 10^{-3}$	13,1
<i>Ar</i>	$1,64 \times 10^{-3}$	11,4
<i>Air</i>	$1,19 \times 10^{-3}$	10,9

TABLE 4.1 – Masse volumique et distance d'arrêt de particules α de 273 MeV/c à la traversée de différents gaz à pression d'un bar et température de 293,15 K.

4.1 Modélisation de la chambre à dérive d'ALERT

4.1.1 Architecture des simulations et classes utilisées

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre suivent la même architecture (figure 4.1). Les propriétés physiques du gaz sont calculées ou récupérées depuis une banque de données par l'intermédiaire de MAGBOLTZ. En y associant la géométrie du détecteur prise en compte par la classe `GeomertySimple` les classes `ComponentAnalyticField` et `neBEM` permettent de calculer le champ électromagnétique au sein du détecteur. Une fois les champs caractérisés, diverses classes de GARFIELD++ permettent de visualiser les cartes de champ, trajectoires et courbes isochrones des particules dans le détecteur. Enfin, la simulation d'avalanches électroniques permet de caractériser le fonctionnement du détecteur et d'obtenir une évaluation de son gain et de sa résolution.

4.1.2 Géométrie et calcul du champ électrique

La chambre est composée de 576 fils de signal, encadré chacun par 8 fils de garde, donnant une forme carrée aux cellules de détection (figure 4.2). Les deux types de fils ont un rayon de 30 microns. Une différence de potentiel réglable (de l'ordre du kV) est imposée entre les fils de signal et les fils de masse, produisant un effet d'avalanche à proximité du fil de signal.

Dans un souci de réduction du bruit, il est commun d'imposer un potentiel négatif sur les fils de garde et de connecter les fils de signal à la masse. L'ensemble fil de signal-fils de garde présentant un comportement capacitif, cette configuration permet de s'affranchir des instabilités de l'alimentation, réduisant alors le bruit des signaux enregistrés par le détecteur. Le détecteur ALERT est spécifiquement conçu pour détecter des particules de basse énergie générant des signaux de grande amplitude. Il est donc possible d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant en imposant un potentiel de l'ordre du kV sur les fils de signaux et en reliant les fils de garde ainsi que toute la mécanique du détecteur à la masse. Cette configuration permet d'améliorer l'homogénéité du champ électrique en réduisant les effets de bords.

L'ensemble forme alors 576 cellules semblables. Le nombre de fils est le même pour toute les couches appartenant à une supercouche. La forme circulaire de la

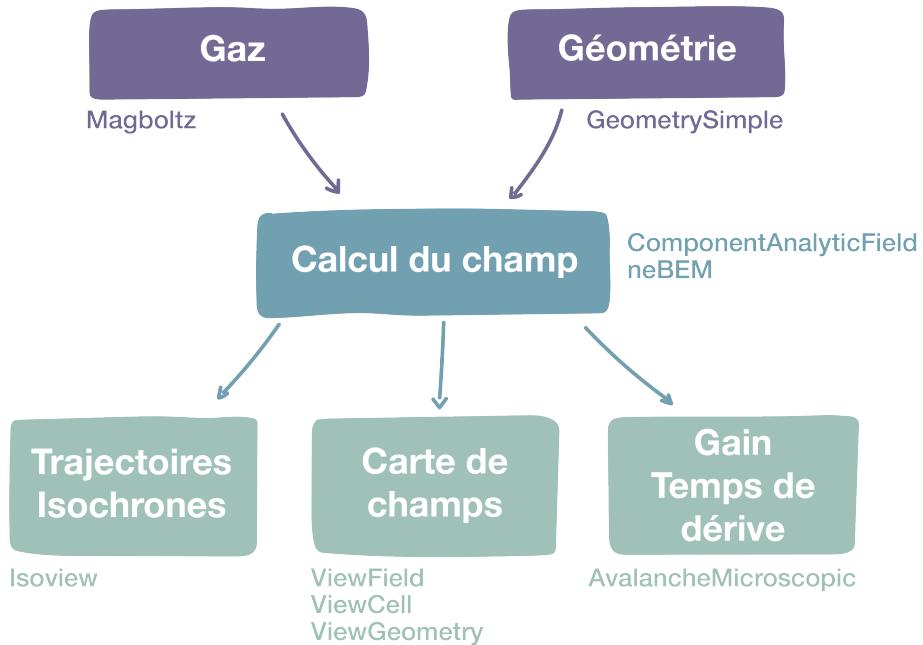


FIGURE 4.1 – Architecture des simulations GARFIELD++ présentant les différents éléments à prendre en compte en entrée et les résultats à produire. Leurs sont associés leurs classes respectives.

chambre induit une variation de l’espacement entre les fils d’une supercouche. Les fils sont espacés 2 ± 0.44 mm. GARFIELD++ permet de simuler la carte de potentiel électrique généré dans une cellule en imposant une tension de 1.5 kV entre le fil de signal et les fils de masse (figure 4.3).

4.2 Étude du gain

L’évaluation du gain de la chambre à dérive est réalisée en simulant la dérive d’un électron et ses interactions avec le milieu. Ces simulations permettent de déterminer le mélange de gaz à utiliser pour que le détecteur fonctionne pour toutes les particules à observer dans l’expérience ALERT.

La chambre à dérive doit pouvoir détecter sans saturer des protons de 400 MeV/c d’impulsion , générant de l’ordre de $N_p = 40$ paires électron-ion par cellules, ainsi que des particules α d’impulsion 230 MeV/c , générant de l’ordre de $N_\alpha = 1000$ paires électron-ion par cellules. Il a été constaté expérimentalement que la charge minimum à collecter sur un fil pour obtenir un rapport signal sur bruit permettant l’exploitation des relevés est de l’ordre de $Q_{min} = 60$ fC. L’électronique sature pour une charge de $Q_{max} = 600$ fC. Ces grandeurs induisent des contraintes sur le gain de la chambre à dérive :

- Pour détecter les protons de 190 MeV/c, le gain doit être supérieur ou égal à

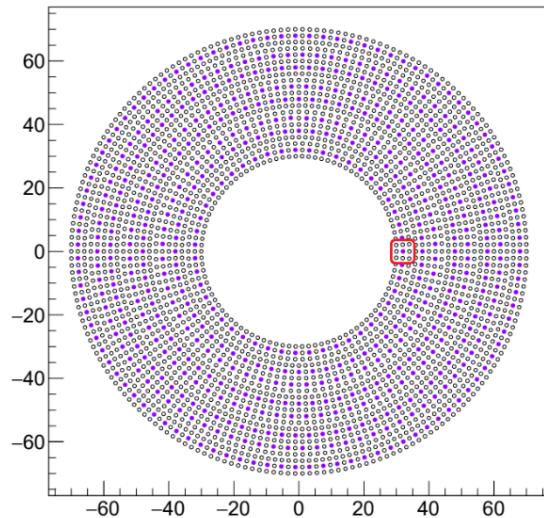


FIGURE 4.2 – Disposition des fils dans la chambre à dérive d'ALERT. En rose les fils de signal. L'encadré rouge indique la cellule étudiée dans les simulations.

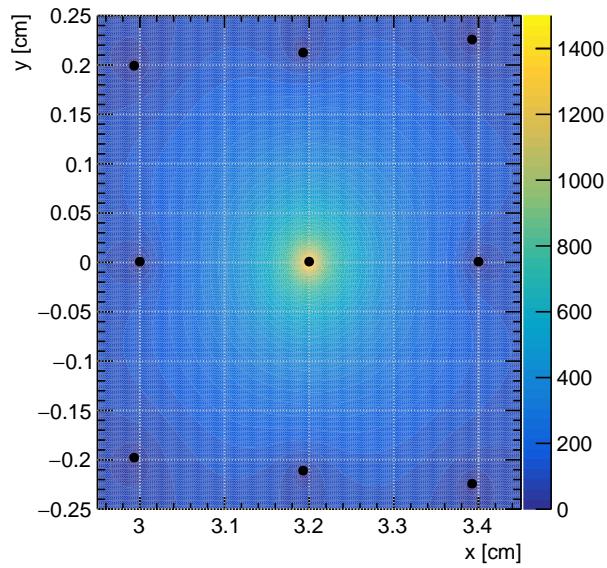


FIGURE 4.3 – Carte de potentiel électrique (en volt) simulée par MAGBOLTZ pour une cellule de la chambre à dérive d'ALERT en imposant une tension de 1,5 kV entre le fil de signal (au centre) et les fils de masse (en périphérie).

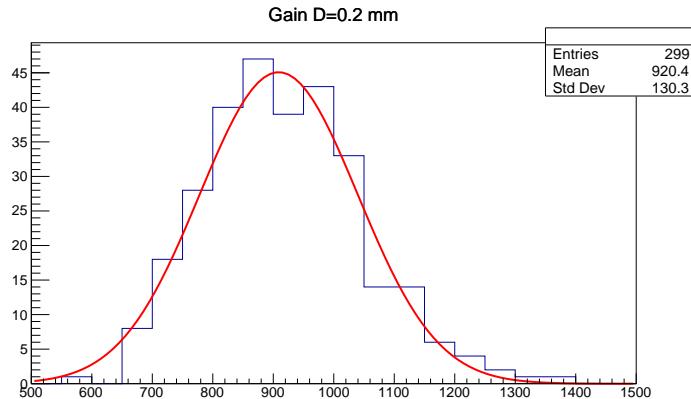


FIGURE 4.4 – Histogramme du nombre d'électrons après l'avalanche simulé pour un électron primaire à 0,2 mm du fil de signal. La différence de potentiel entre le fil de signal et les fils de masse est de 1,5 kV.

G_p :

$$G_p = \frac{\frac{Q_{min}}{e}}{N_p} = 9500 \quad (4.1)$$

- Pour détecter des particules α sans saturer, le gain doit être inférieur ou égal à G_α :

$$G_p = \frac{\frac{Q_{max}}{e}}{N_\alpha} = 3800. \quad (4.2)$$

Pour observer sans saturer toute les particules à détecter dans le programme d'expérience ALERT il a été nécessaire de concevoir la chambre à dérive de sorte à ce que le gain puisse évoluer sur un intervalle plus large que $[G_\alpha, G_p]$. Enfin il sera possible de détecter à la fois les protons et les α en observant des signaux saturés pour les α .

4.2.1 Évolution du gain avec la position de l'évènement

Le gain est évalué en simulant la création d'une paire électron-ion à vitesse nulle dans le milieu actif du détecteur, ici un mélange He-CO₂ (80-20) à une pression d'un bar et température de 293,15 K. Les distributions de nombres d'électrons obtenues après l'avalanche sont alors représentées sous la forme d'histogrammes (figure 4.4). Pour différentes distances de l'évènement au fil de signal la valeur moyenne et l'écart type de ces distributions renseignent sur le gain de la chambre.

La norme du champ électrique E dans la chambre est inversement proportionnelle à la distance au fil R . La vitesse de dérive des électrons v_e est proportionnelle à ce champ électrique.

$$v_e \propto E \propto \frac{1}{R} \quad (4.3)$$

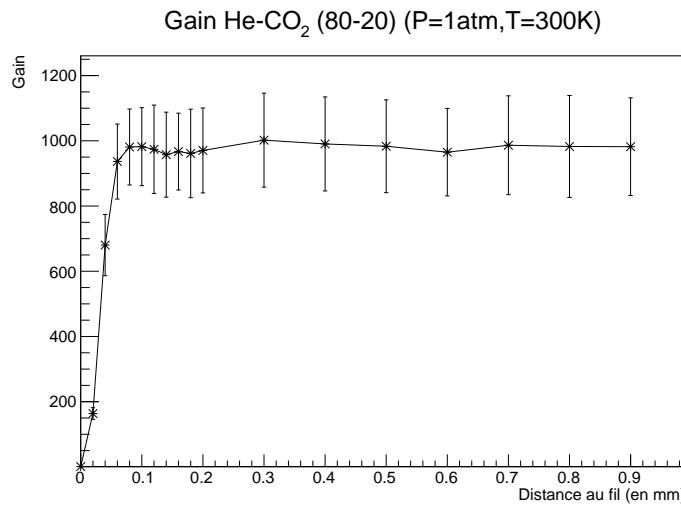


FIGURE 4.5 – Évolution du gain en fonction de la distance de l'électron primaire au fil de signal. Simulations pour une pression de 1 atmosphère, température de 293.15 K et tension de 1,5 kV. Le gain atteint un plateau dès 100 µm de dérive. Les simulations de gain seront effectuées en l'avalanche électronique engendrée par la dérive électron primaire produit à une distance supérieure à 100 µm.

Dans une limite non relativiste l'énergie cinétique T des électrons dérivant dans le détecteur est donc proportionnelle au carré du champ électrique, évolue comme l'inverse du carré de leur distance au fil de signal.

$$T = \frac{1}{2} m_e v_e^2 \quad (4.4)$$

$$\propto E^2 \quad (4.5)$$

$$\propto \frac{1}{R^2} \quad (4.6)$$

Au delà d'une certaine distance, l'énergie des électrons est trop faible pour que la création de paires électron-ion ait lieu. Le phénomène d'amplification se produit donc seulement à courte distance du fil de signal. Le palier que décrit le nombre d'électrons en fin d'avalanche en fonction de la distance au fil de l'électron primaire valide ce modèle (figure 4.5). Dans toute la suite, on veillera à simuler le comportement de la chambre dans la région où le gain est indépendant de la distance au fil.

4.2.2 Variation du gain avec la tension et le mélange gazeux

L'évaluation du gain peut se faire par la simulation de la dérive et de l'avalanche provoquée par un électron placé arbitrairement sur le plateau d'amplification. L'évaluation du gain à différentes tensions et pour différents mélanges gazeux permet de sélectionner un mélange de gaz présentant un gain répondant aux conditions exprimées en section 4.2.

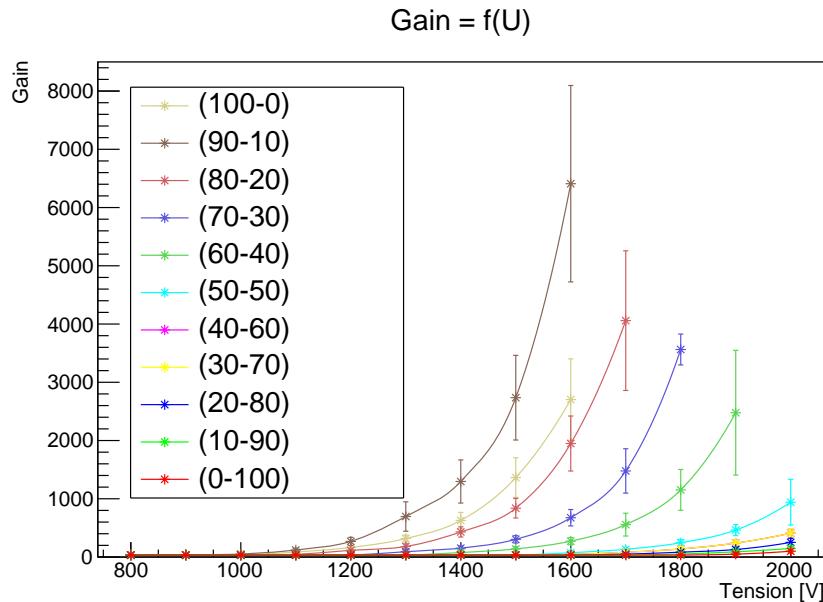


FIGURE 4.6 – Évolution du gain en fonction de la tension pour différentes proportions de mélange (He-CO₂). L'évolution exponentielle observée valident les modèles théoriques du premier chapitre. L'étude des valeurs de gain obtenues permet de déterminer les proportions de mélange à utiliser pour permettre l'observation de signal dans la chambre à dérive au passage des particules à détecter dans l'expérience ALERT.

Le gain présente une évolution exponentielle en fonction de la différence de potentiel imposée entre les fils (chapitre 1). La figure 4.6 décrit l'évolution du gain pour des tension de 800V à 2000V (limite de fonctionnement de l'électronique de la chambre) pour différentes proportions du mélange He-CO₂. Le gain devant atteindre 9500 pour une tension inférieure à 2 kV, le mélange semble alors utilisable pour ALERT à partir de la proportion 70-30.

4.2.3 Variation du gain avec les conditions de température et de pression

Dans le Hall B du laboratoire Jefferson, la température et la pression varient au fil de la journée et de l'année. Il est donc nécessaire de connaître l'influence des variations de températures et de pression sur le gain de la chambre pour savoir si les variations de gain sont négligeables pour des variations de température et de pression de l'ordre de celles enregistrées sur une année dans le Hall B. Si les variations de gain sont faibles, il est possible d'enregistrer en continu les conditions de température et de pression pour appliquer des corrections aux données relevées. Par contre, si les variations de gain sont fortes, il est alors nécessaire de prendre des mesures correctrices. On peut soit tenter de contrôler la température et la pression du gaz

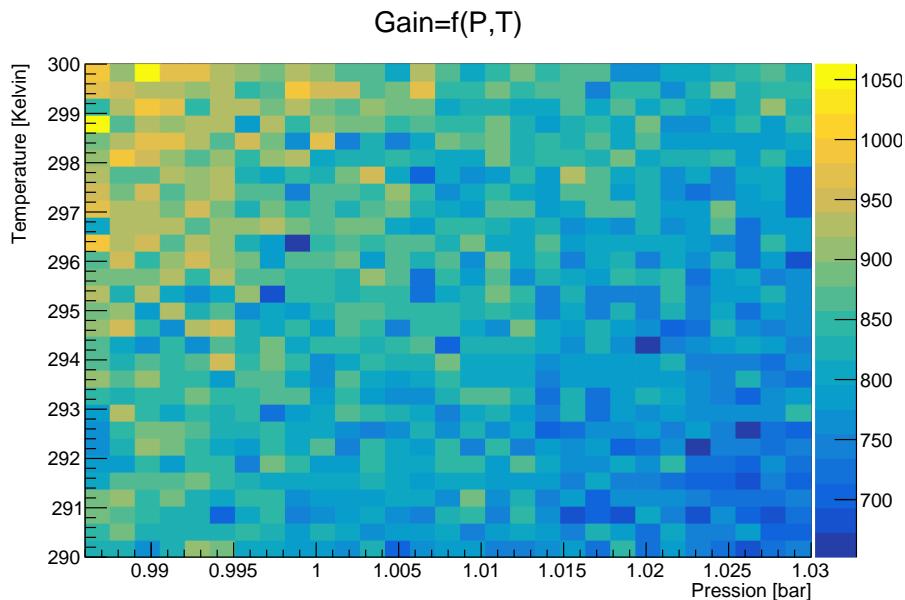


FIGURE 4.7 – Évolution du gain en fonction de la pression et de la température pour un mélange He-CO₂ (80-20) et une différence de potentielle de 1,5 kV. Ces simulations révèlent des variations de gain de plus de 30% pour les variations de température et de pression observées en 2019.

dans la chambre en continue, soit adapter la haute tension en direct en fonction des variations de ces conditions.

Les relevés annuels de température et de pression indiquent des pressions variant de 0,986 bar à 1,03 bar ainsi que des températures de 290 K à 300 K. Il est alors possible de simuler les variations de gain dans la chambre à dérive dans les différentes conditions de température et de pressions habituelles du hall (figure 4.7). La variation de plus de 30% de gain sur l'intervalle de température et de pression semble imposer un contrôle de la température et de la pression. Ce résultat sera complété par l'étude du temps de dérive en section 4.3.3.

4.3 Étude des temps de dérive

L'étude du temps de dérive est, au même titre que l'étude du gain, nécessaire pour sélectionner le mélange de gaz à utiliser en fonction de nos contraintes expérimentales. Elles sont aussi nécessaires à la calibration du détecteur pour la reconstruction des trajectoires de particules.

4.3.1 Carte de temps de dérive et courbes isochrones

Les simulations de dérive électronique donnent non seulement le gain du détecteur mais aussi le temps de dérive moyen des électrons primaires. Les cartes de

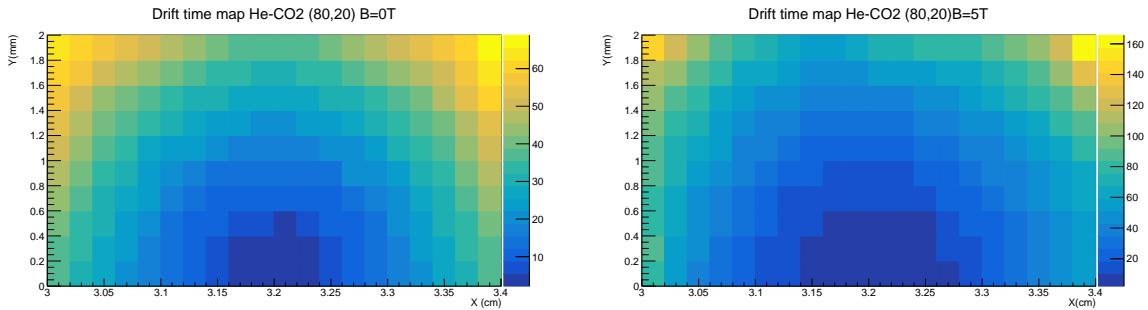


FIGURE 4.8 – Carte des temps de dérive des électrons dans une demi cellule avec un mélange gazeux He-CO₂ (80-20). La différence de potentiel est de 1,5 kV sans (à gauche) et avec (à droite) champ magnétique de 5 T.

Temps de dérives figure 4.8 sont construites en simulant la dérive d'électrons à partir de différentes régions de la cellule. Le gaz est un mélange He-CO₂ (80-20) à 1 bar, 293,15 K. Les dérives sont simulées pour une différence de potentiel de 1,5 kV avec et sans champ magnétique de 5 T. Le temps de dérive est compris entre 0 et 165 ns.

Ces temps de dérives sont confirmés par des simulations complémentaires basées sur la classe `Viewisochron`, permettant de tracer les trajectoires et les courbes isochrones des dérives d'électrons dans le champ électromagnétique (figures 4.9 et 4.10). Ces figures mettent en lumière le caractère quasi circulaire des courbes isochrones. Les courbes isochrones décrivent des cercles si le temps de dérive des avalanches électronique ne dépend que de la distance au fil. Ainsi, ces figures confirment les résultats de temps de dérive obtenus précédemment. Les isochrones circulaires permettront par ailleurs de faciliter le processus de reconstruction en permettant de lier le temps de dérive au rayon de l'isochrone. La figure 4.11 quantifie la validité de cette hypothèse en présentant l'évolution du temps de dérive d'avalanche électroniques produites le long de cercles de rayons 1,5 mm et 1,8 mm. On constate alors des variations du temps de dérive inférieures à 5% à 1,5 mm en présence de champs magnétique. Dès 1,8 mm de distance au fil, ces variations sont de l'ordre de 20%. Ces considérations seront utilisées pour la reconstruction en chapitre 6.

4.3.2 Calculs de résolution

En utilisant les relevés de temps de dérive d'une particule en fonction de sa distance au fil de signal il est possible de faire une estimation de la résolution du détecteur. Pour couvrir les plus grandes variations en temps de dérive, il a été choisi de faire cette étude sur le segment de détecteur joignant le fil de signal ($D=0$) à un fil sur un coin de la cellule ($D = \sqrt{2} \times 2$ mm). On compare ici deux mélanges He-CO₂ dans des proportions en accord avec les conditions sur le gain cité dans la section précédente avec un mélange He-C₂H₆ utilisé dans l'expérience BELLE-II.

La figure 4.12 représente les temps de dérive t_d des électrons primaires en fonction

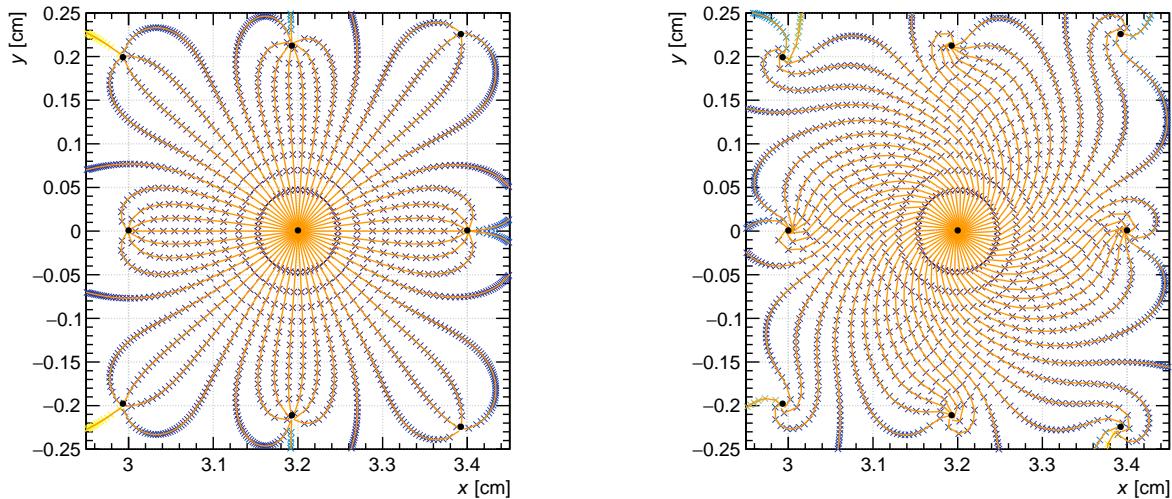


FIGURE 4.9 – Trajectoire de dérive des électrons dans un mélange gazeux He-CO₂ (80-20), pour une différence de potentielle de 1,5 kV avec (à droite) et sans champ magnétique (à gauche). Chaque croix est séparée de la précédente par 5 ns de temps de dérive.

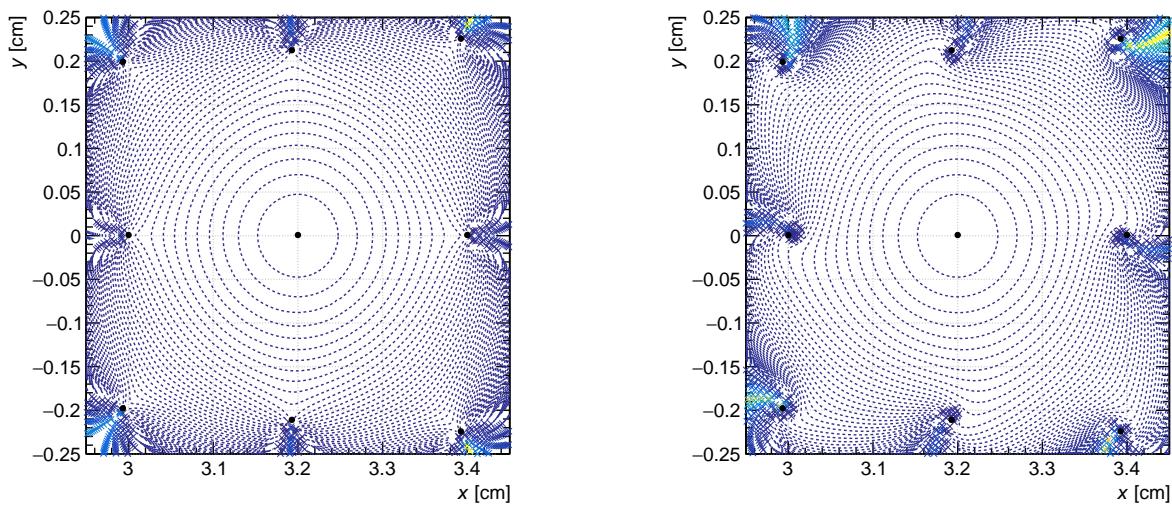


FIGURE 4.10 – Courbes isochrones de dérive de particule dans un mélange gazeux He-CO₂ (80-20), pour une différence de potentielle de 1,5 kV avec (à droite) et sans champ magnétique (à gauche). Chaque courbe est séparée par 5 ns de temps de dérive.

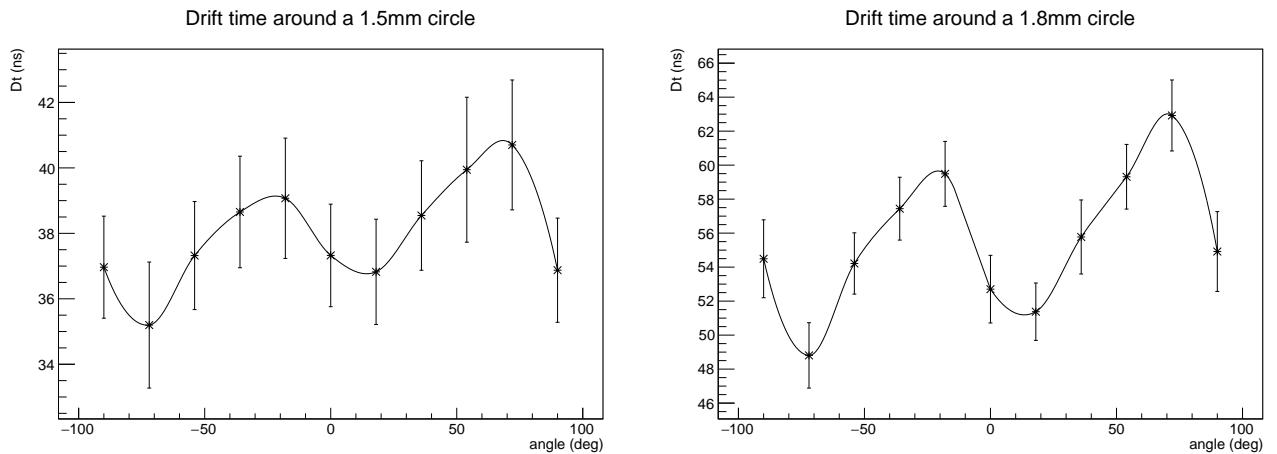


FIGURE 4.11 – Évolution du temps de dérive le long de demi-cercles de rayon 1,5 mm (à gauche) et 1,8 mm (à droite).

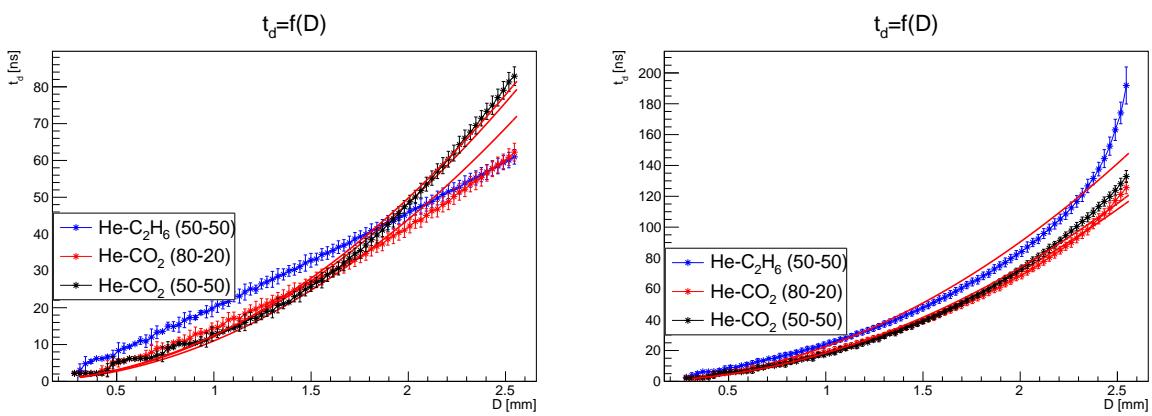


FIGURE 4.12 – Temps de dérive d'électrons primaires en fonction de leur distance au fil de signal. Les différents mélanges de gaz sont simulés à température de 293.15K, 1 bar. La tension imposée est de 1,5 kV, sans champ magnétique (à gauche) et en présence d'un champ de 5T (à droite)

de leur éloignement D au fil de signal. À partir de ces résultats, il est possible de prédire la résolution du détecteur. Le processus est assez simple si la courbe $t_d = f(D)$ est ajustée par une fonction dérivable. On cherche donc un modèle simple pour ajuster $t_d = f(D)$.

Modélisation de l'évolution du temps de dérive

En considérant un champ évoluant comme l'inverse de la distance au fil de signal, il est possible de construire un modèle analytique simplifié de la courbe $t_d = f(D)$. La vitesse $v_e(r)$ de dérive des électrons à une distance r du fil de signal est proportionnelle au champ électrique.

$$v_e(r) = \frac{A}{r} \quad (4.7)$$

$$= \frac{dr}{dt} \quad (4.8)$$

Avec A une constante réelle. L'intégration de cette relation donne alors la relation $t_d = f(D)$.

$$t_d = \int_0^{t_d} dt = \int_0^D \frac{r dr}{A} \quad (4.9)$$

$$t_d = \alpha + \beta D^2 \quad (4.10)$$

Enfin, pour $D = 0$, $t_d = 0$. Les courbes, figure 4.12, sont ajustées par des paraboles de la forme $t_d = \beta D^2$. On note alors que le modèle, trop simpliste, ajuste mal les résultats de simulation pour les distances supérieures à 2 mm. En effet, l'hypothèse du champ électrique ne dépendant que de la distance au fil de signal n'est vraie qu'à proximité du fil de signal.

Résolution du détecteur

L'étude de la résolution se fait par l'intermédiaire de la fonction inverse de la fonction précédemment étudiée : $D = f(t_d)$. Les données simulées sont ajustées dans un premier temps par la fonction racine (provenant du modèle simplifié). Les ajustements étant assez peu représentatifs des données simulées, il est préférable de travailler avec une fonction f choisie arbitrairement ajustant plus efficacement les données (figure 4.13) :

$$f(x) = \alpha \left(\beta - \frac{1}{x + \gamma x^3 + \nu} \right) \quad (4.11)$$

Différentes sources d'erreurs peuvent dégrader la résolution. Ces graphes permettent d'évaluer l'incertitude due à la limite de résolution temporelle σ_{temp} et l'incertitude statistique σ_{stat} .

Le signal enregistré, au passage d'une particule dans la chambre, est discret. Ainsi, la résolution spatiale du détecteur est limitée par la résolution temporelle de l'acquisition $\delta_t=5$ ns. Des études de DREAM ont montré que la résolution intrinsèque

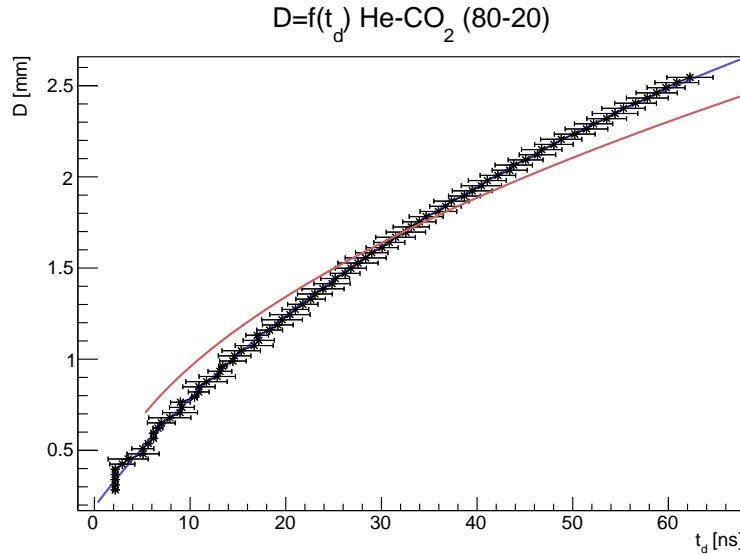


FIGURE 4.13 – Distance de l'évènement au fil en fonction du temps de dérive obtenu par simulation dans un mélange d'He-CO₂ (80-20), 293.15K, 1 bar pour une tension de 1,5kV. Les données simulées sont ajustés par une fonction racine, en rouge, et par la fonction $f(x)$ (équation 4.11), en bleu.

de l'électronique était d'environ 1 ns. On prend ici 5 ns pour prendre un compte le bruit dû au détecteur. De ces informations, l'incertitude spatiale $\sigma_{temp}(D)$ due à cette limite de résolution est déduite :

$$\sigma_{temp} = \frac{dD}{dD_t} \times \delta_t, \quad (4.12)$$

avec D la distance fil de signal-événement et D_t le temps de dérive de l'électron primaire généré par cet évènement.

En utilisant la fonction d'ajustement $f(x)$, il est possible d'évaluer σ_D (figure 4.14) :

$$\sigma_{ech}(x) = \delta_t \times \alpha \frac{1 + 3\gamma D_t^2}{(x + \gamma D_t^3 + \nu)^2}. \quad (4.13)$$

L'erreur sur cette évaluation se calcule par propagation des incertitudes :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta\sigma_{ech}}{\sigma_{ech}}\right)^2 &= \left(\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\left[\frac{6\gamma D_t}{1 + 3\gamma D_t^2} - \frac{6\gamma D_t^2}{D_t + \gamma D_t^3 + \nu}\right]\right)^2 \delta D_t^2 \\ &+ \left(\frac{2\delta\nu}{D_t + \gamma D_t^3 + \nu}\right)^2 + \left(\left[\frac{3D_t^2}{1 + 3\gamma D_t^2} - \frac{2D_t^3}{D_t + \gamma D_t^3 + \nu}\right]\right)^2 \delta\gamma^2. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Le temps de dérive diminue avec la proximité de l'évènement au fil, la résolution se dégrade alors proche de celui-ci. L'incertitude en milieu de chambre est de l'ordre de 250 µm sans champ magnétique et d'environ de 150 µm avec champ magnétique de 5 T ce qui convient au cahier des charges d'ALERT.

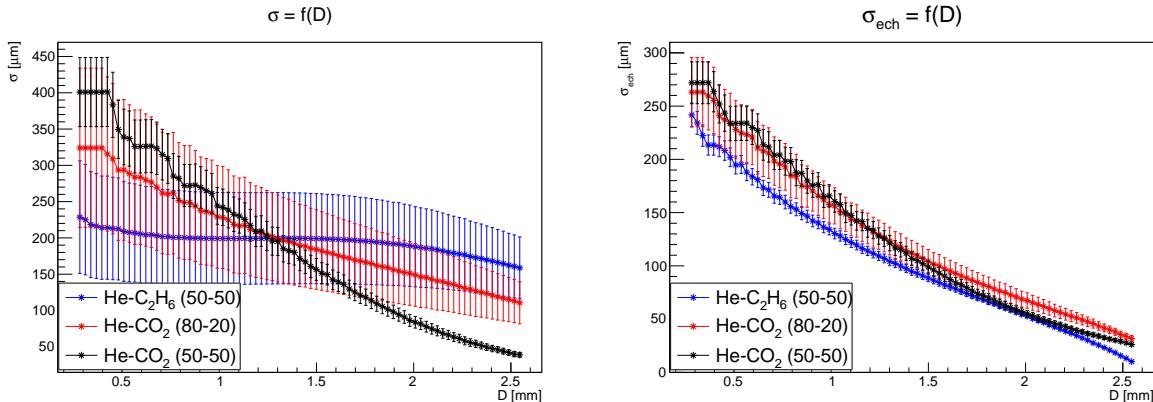


FIGURE 4.14 – Simulations de la résolution spatiale en fonction de la position de l'évènement dans la cellule pour différent mélanges de gaz. Les résolutions de la figure de gauche sont calculées dans un cas sans champ magnétique et à droite en présence d'un champ de 5T.

À cette incertitude s'ajoute les incertitudes statistiques. L'écart type des relevés de temps de dérive correspond aux incertitudes statistiques et à la diffusion des électrons lors de la traversée du milieu. Cette incertitude induit une incertitude sur la localisation d'un électron primaire :

$$\sigma_d(D) = \sigma_t(D) \times \frac{\partial D}{\partial t_d}. \quad (4.15)$$

Le fil de signal n'étant pas sensible aux seuls électrons primaires mais à l'ensemble des électrons générés dans l'avalanche cette incertitude statistique se répercute sur la résolution en étant divisée par la racine du nombre d'électrons collectés. En première approximation, en faisant intervenir le gain G de la chambre :

$$\sigma_{stat} \simeq \frac{\sigma_d(D)}{\sqrt{G}}. \quad (4.16)$$

L'incertitude statistique ainsi calculée σ_{stat} est 30 fois inférieure à l'incertitude calculée précédemment. Elle est alors considérée comme négligeable. Toutes les résolutions relevées ici sont compatibles avec le cahier des charges de l'expérience ALERT. Il a donc été choisi d'utiliser un mélange He-CO₂, présentant certes une résolution moindre que le mélange He-C₂H₆ mais un temps de dérive plus faible, permettant de supporter de plus hauts taux d'occupation. Enfin, en présence du champ magnétique de 5 T, des variations des proportions d'hélium et de dioxyde de carbone de l'ordre de quelques pour cent ont une influence négligeable sur les temps de dérive. La calibration du détecteur et les reconstructions de traces ne seront alors pas dégradées par des faibles variations de composition du gaz (pouvant intervenir après un changement de bouteille par exemple).

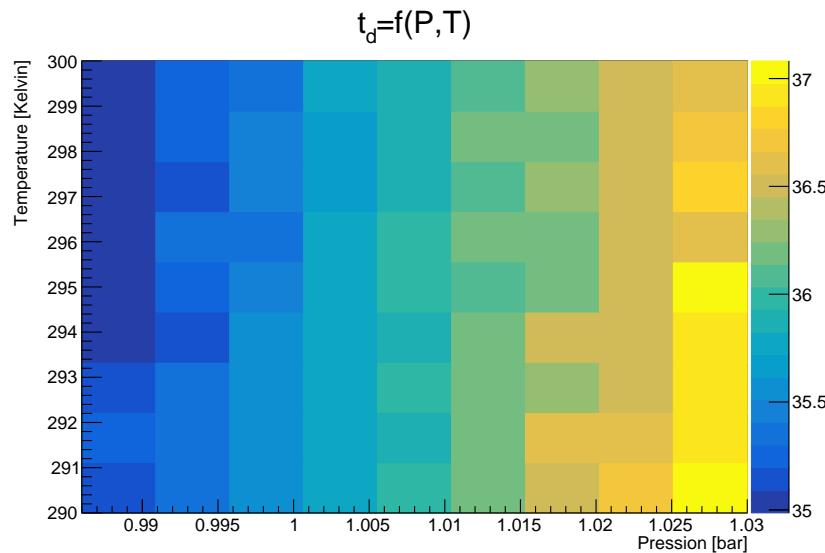


FIGURE 4.15 – Variations en fonction de la température et la pression du temps de dérive moyen des électrons. Les électrons primaires sont générés à 1.4 mm et dérivent sous l'effet d'une différence de potentiel entre fil de 1.5 kV dans un mélange d'He-CO₂ (80-20).

4.3.3 Dépendance en pression et température

Comme indiqué précédemment, la pression et la température dans le hall B du laboratoire Jefferson, où se situera l'expérience, varient respectivement de 0,986 bar à 1,03 bar et de 290 K à 300 K. Dans un soucis de calibration et de mise au point du système de contrôle ou de suivi de la température, il est nécessaire de connaître les variations de temps de dérive en fonction de la pression et de la température (figure 4.15). Les temps de dérive varient de l'ordre de 10% sur la plage de variation de température et de pression du hall. Ces résultats appuient donc les résultats observés sur l'évaluation du gain en section 4.2.3. Il est nécessaire de contrôler la température et la pression dans la chambre, indépendamment du hall pour conserver des conditions expérimentales stables.

4.4 Conclusions

Ces simulations ont permis de valider un mélange He-CO₂ pour le milieu actif de la chambre à dérive d'ALERT. Au départ choisi pour sa légèreté, nous venons de montrer qu'il permet aussi de minimiser le temps d'occupation de la chambre pour limiter le temps mort du détecteur tout en gardant une résolution et des valeurs de gain accessibles compatibles avec les spécificités de l'expérience. Ces résultats de simulation vont être utilisés dans le cadre des reconstructions de traces de l'expérience en faisceau effectuée avec un prototype (chapitre 6) et pour la calibration du

détecteur. Enfin, ils ont mis en lumière la nécessité d'un dispositif de contrôle en temps réel de la pression et de la température du gaz dans la chambre.

Chapitre 5

Prototypage et évolutions matériel

Ce chapitre porte sur les problématiques techniques de conception de la chambre à dérive du détecteur ALERT. La première section traite des spécificités de la mécanique du détecteur. Le chapitre décrit ensuite les tests de fonctionnement de différents prototypes qui ont mené à l'évolution du design du détecteur.

5.1 Contraintes et évolutions de la mécanique

Cette section traite des solutions techniques développées pour la réalisation de la chambre à dérive d'ALERT. Un travail sur la fixation des fils, le support mécanique et le développement d'un outillage spécifique a été nécessaire pour rendre la construction du détecteur réalisable par une équipe de 2 à 3 personnes en moins de six mois. La forte densité de fils d'aluminiums de 30 µm, particulièrement fragiles, est la principale raison de ces contraintes.

5.1.1 Maintenir les fils

La fixation des fils tendus a représenté un des plus gros défis de la conception de la chambre à dérive d'ALERT. La solution doit être assez robuste pour que le détecteur supporte la tension des 3026 fils, impliquer la présence de peu de matière et être techniquement réalisable. Si tendre des fils d'aluminium à 2 mm les uns des autres présente déjà une certaine difficulté, la géométrie spécifique de la chambre à dérive hyperbolique (fils disposés sur une couronne avec angle stéréo) rend le montage du détecteur particulièrement compliqué. La première piste suivie a été de diviser la chambre à dérive en différents secteurs à monter indépendamment. Des prototypes de cette solution ont été construits en 2016 et 2017, le premier avec un support en titane et aluminium, le second en plastique (figure 5.1). Ces deux prototypes ont démontré la difficulté de tendre et se souder les fils dans de telles structures complexes. Enfin, cette géométrie par secteur compliquait l'assemblage du détecteur à cause de l'angle stéréo.

En 2018 l'équipe de conception explore la possibilité de sertir les fils tendus dans des douilles en cuivre ou en aluminium épaulées sur une structure isolante et sur un



FIGURE 5.1 – Second prototype avec support en plastique réalisé en 2017.

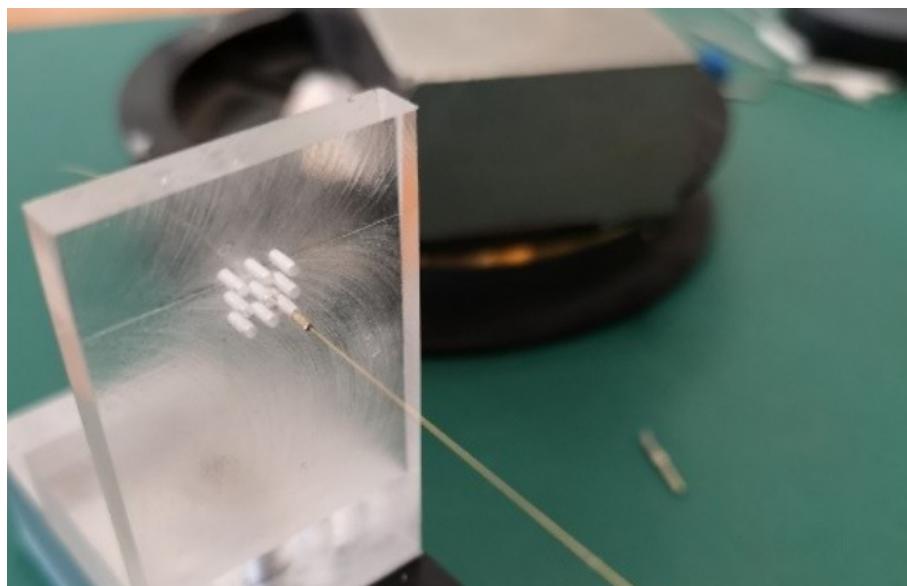


FIGURE 5.2 – Photographie de la solution d'attache des fils par sertissage dans des douilles.

circuit imprimé (figures 5.2 et 5.3). Cette solution, techniquement plus simple, a été intégrée au design final de la chambre à dérive et a subi des tests présentés dans les sous-sections suivantes.

5.1.2 Structure mécanique

La figure 5.4 présente une vue 3D de la chambre à dérive. Les pièces à l'avant du détecteur (vue faisceau) sont en carbone et en MACOR (céramique usinable) pour limiter la quantité de matière sur le chemin des particules détectées par CLAS12. Les fils sont maintenus tendus, sertis dans des douilles en aluminium soudées et épaulées sur un circuit imprimé (PCB) côté arrière et seulement épaulées sur une pièce en MACOR usinée à l'avant (figure 5.5).

La structure mécanique est soutenue par 5 traverses en aluminium. S'ajoutent à ceux-ci 10 traverses en époxy, une fois le montage des fils terminé, pour maintenir les différents secteurs du détecteur de temps de vol.

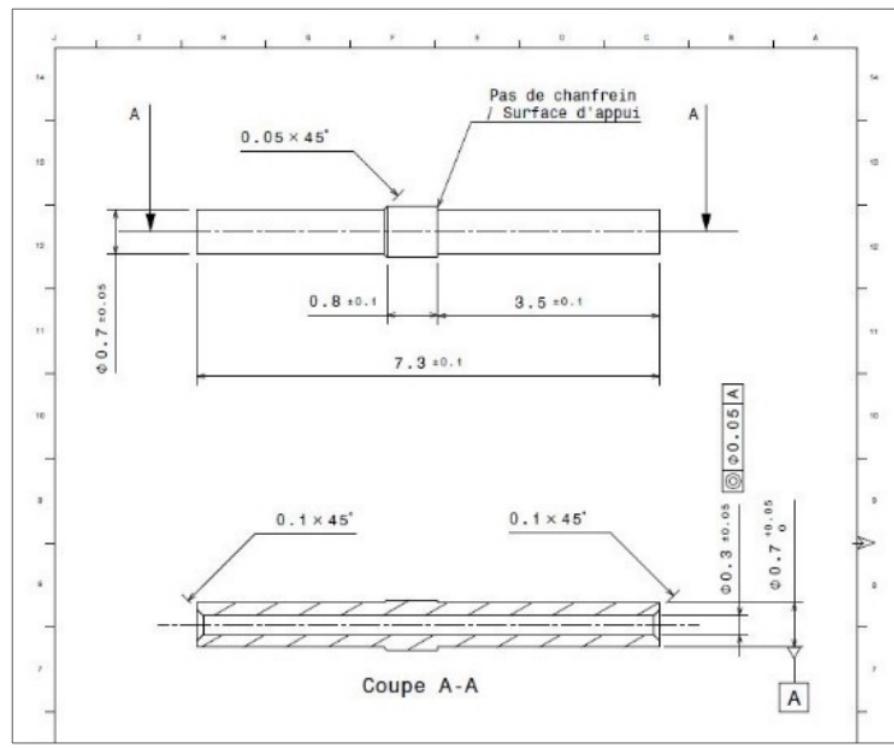


FIGURE 5.3 – Plan des douilles utilisées pour ALERT.

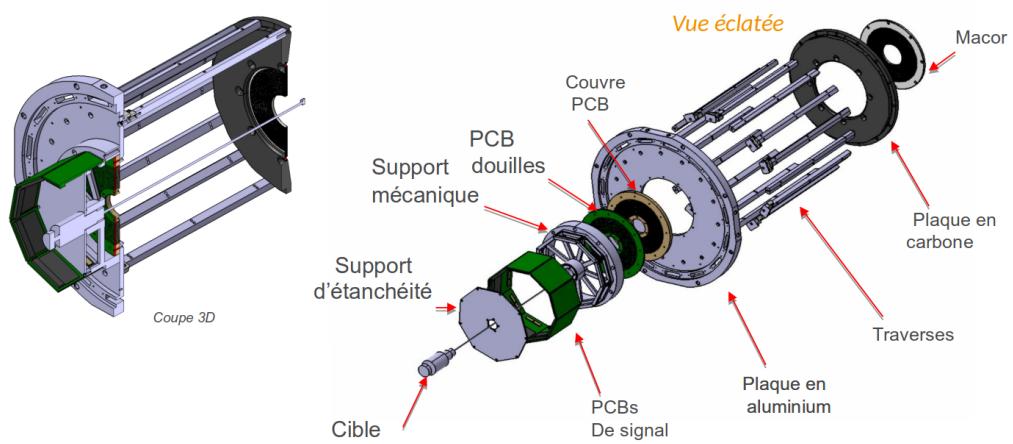


FIGURE 5.4 – Coupe et vue éclatée de la chambre à dérive d'ALERT.



FIGURE 5.5 – Photographie de la pièce en MACOR usinée sur laquelle sont épaulées les 3026 douilles maintenant les fils.

La partie arrière du détecteur, qui ne sera pas traversée par des particules à déteccer est constituée d'une plaque en aluminium supportant le poids du détecteur. Au centre de cette plaque sont vissés une plaque support pour récupérer les efforts mécaniques, ainsi que le PCB sur lequel les douilles sont soudées. Ce PCB est surmonté d'un support mécanique maintenant les PCB de signal (voir section 5.3.2). Enfin, la cible s'insère au centre du détecteur et se fixe sur la plaque d'étanchéité arrière.

Malgré la solution des douilles et le design pensés pour faciliter le montage des fils, il s'est avéré nécessaire de développer un outillage spécifique à la construction du détecteur décrit dans la section suivante.

5.1.3 Outillage

Après avoir monté à plusieurs reprises des prototypes de détecteur comportant environ 150 fils sur une géométrie sans angle stéréo, la nécessité d'un outillage adapté pour assister le montage des 3026 fils du détecteur complet a été confirmée. Un outillage spécifique à la construction de la chambre à dérive d'ALERT a été conçu (figure 5.6). Une partie, constituée d'un guide surmonté d'une poulie permet de faciliter l'insertion des fils dans les douilles du PCB (figure 5.7). Une pince mobile permet ensuite de déplacer le fil jusqu'à l'avant du détecteur et guide le fil vers la douille dans laquelle il doit être inséré (figure 5.8). Le fil est ensuite sertit dans la douille épaulée sur la plaque en MACOR. Enfin, un système de mise sous tension

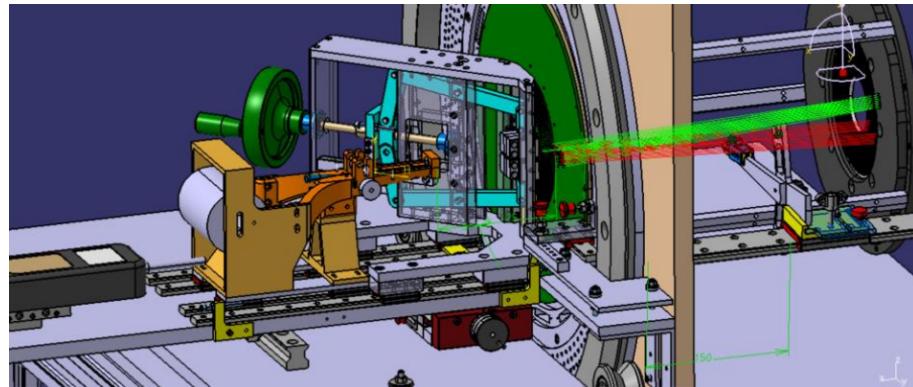


FIGURE 5.6 – Plan 3D du dispositif de montage des fils spécifique au détecteur ALERT.



FIGURE 5.7 – Guide permettant l'insertion des fils dans les douilles.



FIGURE 5.8 – Outil permettant la préhension et l'accompagnement du fil dans chambre à dérive.

munis d'un dynamomètre et une pince spécifique permettent de sertir le fil au niveau du PCB en appliquant une tension de 12g par fil (figures 5.9).

5.1.4 Tests mécaniques

Des tests de résistance mécaniques de la structure de la chambre ont été effectués en imposant une contrainte de 36 kg (correspondant à une tension de 12g par fil) par l'intermédiaire de fils de tungstène montés sur un prototype à échelle 1 (figure 5.10). L'arrière du détecteur, constitué du PCB et du support en aluminium a subi une compression de 0,08 mm tandis que la pièce en MACOR à l'avant du détecteur s'est déplacée de 0,1 mm. Ces valeurs ont validés des résultats obtenus par simulations sur logiciel de CAO et permettent de calculer les précontraintes à appliquer sur la mécanique du détecteur avant montage des fils.

Le détecteur étant assemblé à l'IJCLab pour être ensuite installé au Jefferson

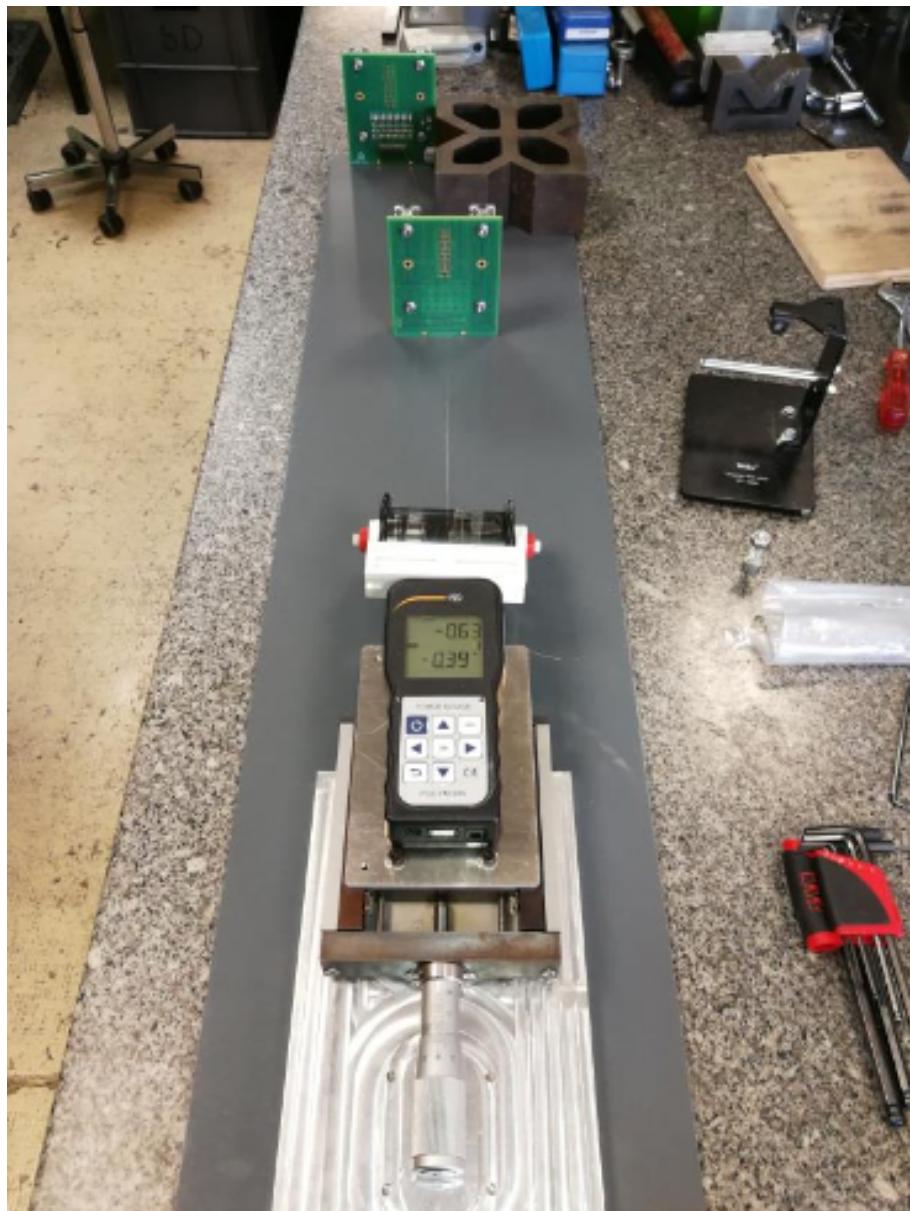


FIGURE 5.9 – Dispositif de mise en tension des fils.



FIGURE 5.10 – Photographie du prototype utilisé pour le test mécanique de la résistance des supports à la tension.

Lab, l'attache des fils doit être assez robuste pour résister au voyage. Un prototype a alors été testé sur un banc de test à vibration de l'Institut d'Astrophysique Spatiale (figure 5.11). Le prototype a été soumis à des vibrations de l'ordre de celles produites lors d'un transport en camion (standard EN 60721-3-2 :1997) avec des oscillations sinusoïdales d'amplitudes 3,5 mm de fréquence comprises entre 2 et 500Hz. L'attache des fils a résisté, aussi bien pour des sollicitations dans la directions des fils qu'orthogonales aux fils.

Différents tests ont validé la robustesse des solutions développées pour réaliser la chambre à dérive d'ALERT. J'ai testé leur impact sur la détection. Les sections suivantes décrivent la conception et les essais de prototypes ayant pour objectif d'étudier le fonctionnement du détecteur et ajuster son électronique en conséquence.

5.2 Prototype une couche

Cette section présente les caractéristiques des circuits électroniques d'alimentation, de découplage et de lecture utilisés pour la chambre à dérive d'ALERT en revenant sur des essais de prototypes.

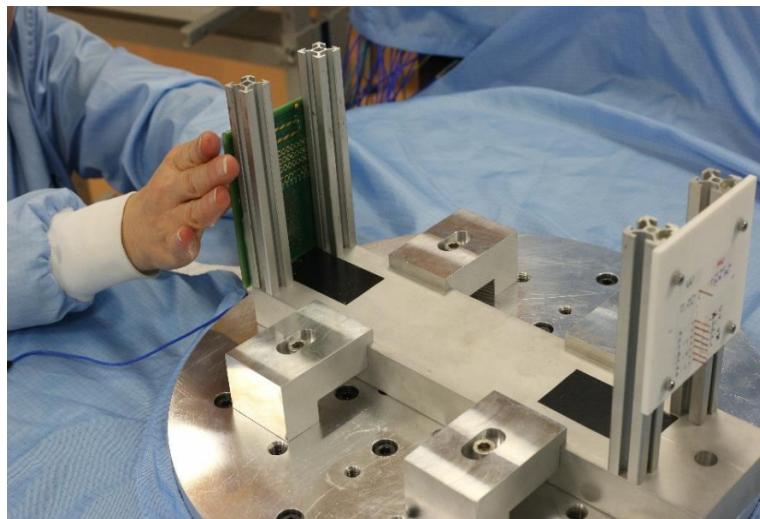


FIGURE 5.11 – Photographie du prototype utilisé pour le test de la résistance des fils à la vibration.

5.2.1 Électronique de la chambre à dérive

La différence de potentiel entre les fils des signal et les fils de masse est imposée par une alimentation haute tension suivie d'un filtre passe bas (figure 5.12) de fréquence de coupure 120 Hz. Les signaux enregistrés ayant une extension temporelle de l'ordre de la micro seconde, le filtre coupe les variations de haute tension, bruits, susceptibles de dégrader le signal. Les fils de signaux sont montés en parallèles, chacun étant précédé par un circuit de découplage. Ce circuit de découplage, identique au filtre haute tension permet de limiter le *crosstalk* (qui s'est avéré être inférieur à 5%) par son filtre passe bas et polarise le fil (avec une impédance d'entrée de $100\text{ M}\Omega$) pour favoriser la transmission du signal vers l'électronique de lecture. L'électronique de lecture DREAM, pour *Dead-timeless Read-out Electronics ASIC for Micromegas*, a été utilisée pour les micromegas du détecteur central de CLAS12 [Acker et al., 2020]. Chacune des puces DREAM intègre 64 voies constituées d'un préamplificateur de charge et de filtres permettant d'ajuster la forme des signaux. Cette architecture offre une versatilité à l'électronique DREAM ; il est notamment possible de faire varier la plage dynamique d'enregistrement de 50 fC à 600 fC et de sélectionner un temps d'intégration du signal entre 70 ns et 1 μs . Les signaux des 64 voies sont enregistrés en continu sur une mémoire analogique circulaire. La numérisation des informations sur cette mémoire peut être déclenchée au franchissement d'un seuil par le signal d'une des voies (déclenchement interne) ou par un signal LVTTL (*low voltage transistor-transistor logic*) externe.

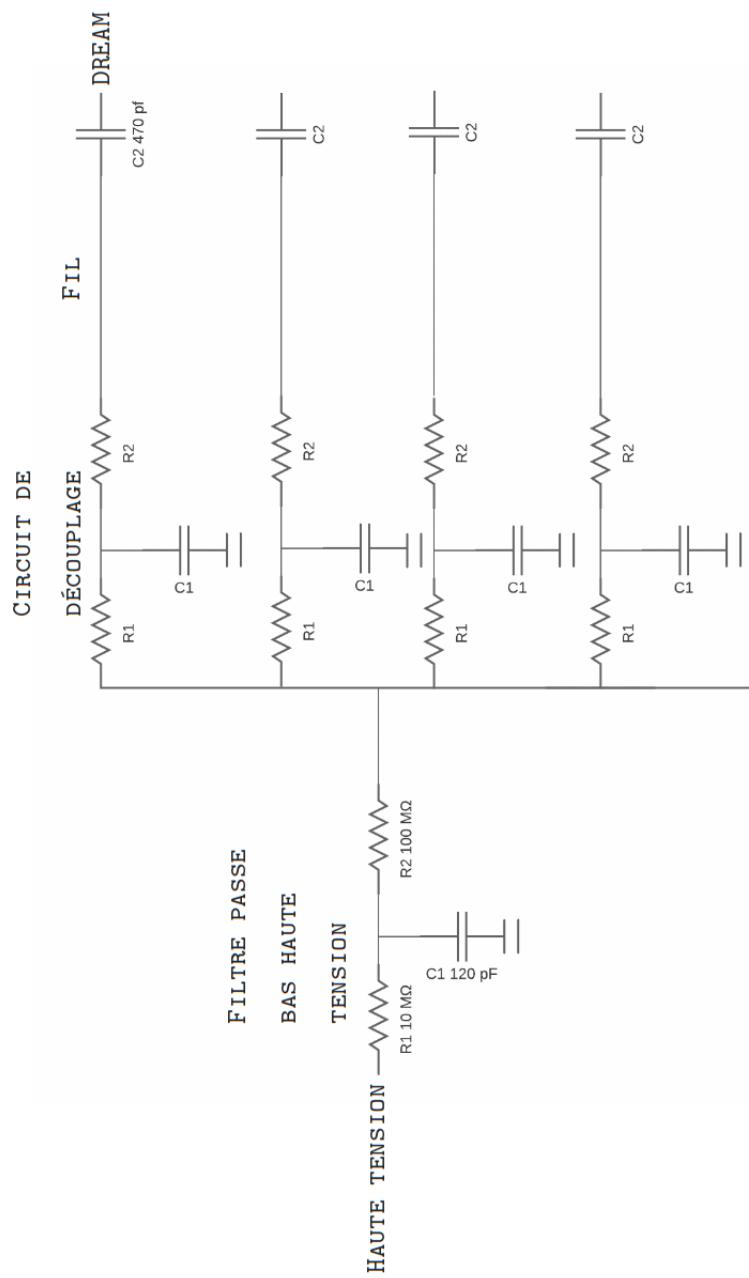


FIGURE 5.12 – Schéma du montage électronique de mise sous tension et découplage des fils de signal avant la connexion à la carte DREAM.

5.2.2 Prototype et banc de test

Un banc de test a été monté pour réaliser des essais sur les différents prototypes de la chambre à dérive d'ALERT. Les détecteurs à étudier sont placés dans une enceinte ($80 \times 60 \times 60 \text{ cm}^3$) (figure 5.13). L'enceinte est reliée à un système d'arrivée de gaz pour contrôler la composition de l'atmosphère intérieur.

Le premier prototype de chambre à dérive testé était composé de 3 couches superposées de fils de tungstène (figures 5.14 et 5.15). Les fils sont distants de 2 mm dans chaque direction. Sur la couche centrale, un fil sur deux est connecté à la haute tension d'un générateur continue tandis que les deux couches extérieures sont à la masse. Les fils ont un diamètre de 30 microns et sont soudés-collés sur un kapton conducteur sur lequel sont ensuite soudés des câbles afin de relier électriquement les fils à la haute tension et à l'électronique de lecture. Si cette géométrie simple permet un montage rapide du prototype, les nombreux points de soudures et câbles de transmission sont autant de sources de bruit, courts circuits potentiels et boucles de masse. Il a cependant été possible de réaliser des relevés, en prenant garde aux sources d'erreurs suscitées pour limiter le bruit.

Les objectifs des tests sur ce premier prototype sont d'observer du signal pour valider ou ajuster en conséquence le montage électronique de la chambre à dérive, évaluer l'efficacité et le gain des cellules de fils espacés de 2 mm dans une atmosphère d' $\text{He}-\text{CO}_2$.

5.2.3 Résultats

Le premier essai à consisté en la tentative d'observer du signal dû au rayonnement cosmique. La cuve est remplie d'un mélange $\text{He}-\text{CO}_2$ (70-30). À la traversée du gaz, le rayonnement cosmique génère en moyenne 7,8 paires électron-ion par centimètre. Les cellules de détection ayant une longueur de 0,4 cm, on en déduit que le passage d'une particule cosmique génère en moyenne 3,1 électrons primaires dans une cellule. Ces signaux cosmiques sont trop faibles pour être enregistrés en déclenchement interne. Des observations ont donc été tentées en déclenchement externe. Le détecteur est intercalé entre deux scintillateurs reliés à des tubes photomultiplicateurs (figure 5.13). Le signal des photomultiplicateurs est amplifié puis envoyé à un module discriminateur dont les sorties sont connectées à un module de coïncidence. Le signal de coïncidence est ensuite utilisé comme déclencheur externe d'un générateur basse fréquence qui délivrera un signal équivalent à du LVTTL qui sera utilisé comme signal de déclenchement de l'enregistrement de DREAM. Aux vues des dimensions des scintillateurs (environ $5 \times 50 \text{ cm}^2$), la fréquence de déclenchement attendue est de l'ordre du Hz pour des particules cosmiques. Malgré le dispositif de déclenchement externe, le signal enregistré par l'électronique DREAM semble trop bruité pour observer le passage de particules cosmiques. Quoique gênant pour nos tests ce résultat n'est pas problématique pour le projet car la chambre à dérive d'ALERT doit être conçue pour détecter des particules générant entre 40 et 1000 électrons primaires par cellule.

Le prototype a alors été testé en présence d'une source d'américium 241 rayon-

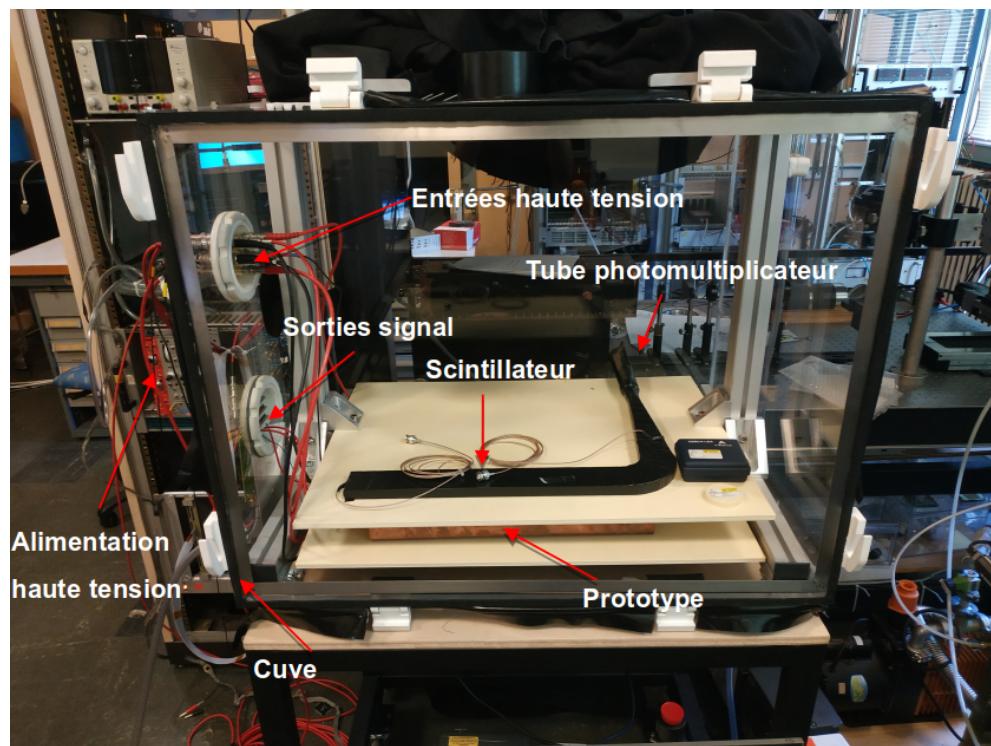


FIGURE 5.13 – Photographie du banc de test des prototypes de la chambre à dérive.



FIGURE 5.14 – Photographie du prototype une couche surmontant une source d'Americium 241.

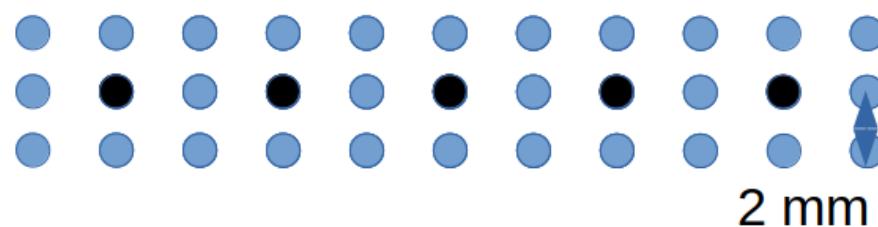


FIGURE 5.15 – Schéma de la disposition des fils sur le prototype à une couche. Les fils de signal sont en noir, les fils de masse sont en bleu.

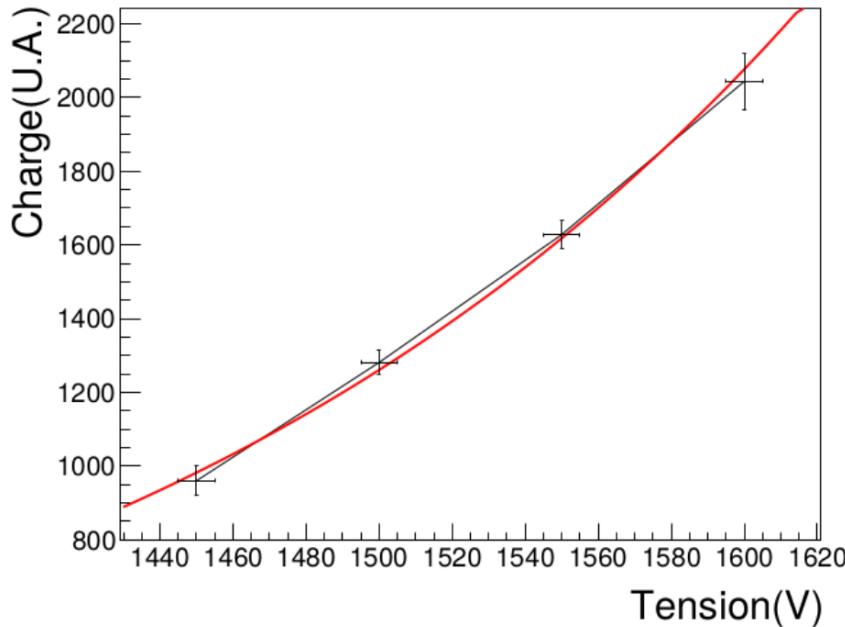


FIGURE 5.16 – Évolution de la charge collectée sur les fils en fonction de la tension à leur borne ajusté par une exponentielle.

nant des particules α de 193 MeV/c. Le dépôt d'énergie des particules α traversant la chambre générant de l'ordre de $N_{e^-} = 1000$ électrons primaires à la traversée d'une cellule (voir chapitre 6). Le rayonnement α étant stoppé par la matière d'un scintillateur, le montage de déclenchement externe ne peut être utilisé, les observations sont faites en déclenchement interne. Du signal est alors observable pour des tensions sur les fils de signal allant de 1400 V à 1550 V. En relevant l'amplitude maximale moyenne des signaux observés il est possible de tracer l'évolution de la charge collectée sur les fils de signaux en fonction de leur tension. Il a été montré au chapitre 1 que l'évolution du nombre d'électrons collectés N_c sur les fils de signaux suit une fonction exponentielle de la tension.

$$N_c = N_{e^-} \times \exp(\alpha_1 \Delta V) \quad (5.1)$$

L'ajustement des valeurs mesurées par une fonction exponentielle (figure 5.16) donne $\alpha_1 = (4,1 \pm 0,3) \times 10^{-3} \text{ V}^{-1}$ pour une tension de 1450 V. Le gain obtenu de la chambre est donc de :

$$G = \frac{N_r}{N_{e^-}} = \exp(1450\alpha) = (4 \pm 1) \times 10^2 \quad (5.2)$$

Cette valeur correspond au gain obtenu par simulation de la chambre à dérive (chapitre 4) dans les mêmes conditions.

Ces tests ont permis de valider le fonctionnement de l'électronique du détecteur, du banc d'essai et confirment l'ordre de grandeur des simulations de gain du chapitre 4.

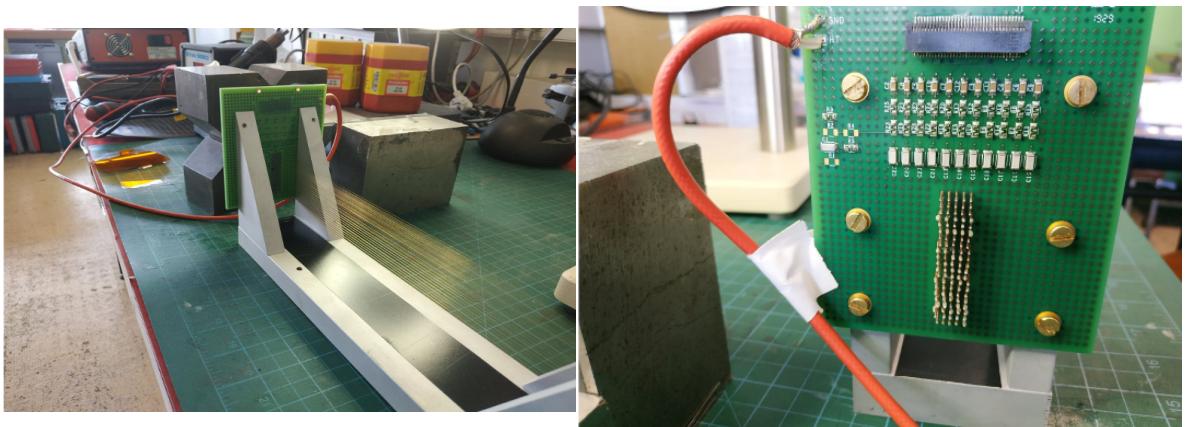


FIGURE 5.17 – Photographies du premier prototype à plusieurs couches de signal.

5.3 Prototype de la chambre à dérive

Des prototypes de la chambre à dérive d’ALERT ont ensuite été conçus et testés sur le même banc de test. Des problèmes de fonctionnements décrits dans la section suivante ont alors imposé de repenser le design des PCB de la chambre à dérive.

5.3.1 Problème de courants de fuite

Un deuxième prototype a été construit et testé sur ce même banc d’expérience (figure 5.13). Ce second prototype est constitué de 21 couches de fil de tungstène (plus résistant mécaniquement et plus facile à monter sur un prototype que des fils en aluminium) sertis dans des douilles en cuivre soudées sur un circuit imprimé comportant à la fois le plan de masse et l’électronique haute tension (figure 5.17). Ce prototype avait pour objectif de tester le plan des voies du PCB et de produire les premières calibrations et reconstructions de traces du détecteur. Il permet aussi de vérifier valider la solution de fixation des fils par sertissage dans des douilles. Une crainte étant la génération de courant de fuite par effet de pointe entre les douilles de signal et les douilles de masse.

Le gaz a été choisi pour permettre d’obtenir un gain suffisant à la détection des protons pour des tensions inférieures ou égales à 2 kV. Les composants des filtres sont donc choisis pour résister à 2 kV. La matière du PCB a été discutée en conséquence avec le fabricant. En effet, le pas des fils est de 2 mm, les douilles ont un diamètre extérieur de 0,7 mm, la distance entre les douilles est donc de 1,3 mm. De plus, les trace des douilles des couches internes passent entre les douilles des couches externes. Le PCB est donc choisi pour pouvoir supporter 30 kV/mm sur une même couche de PCB. Cette valeur étant encore supérieure entre couches. Cette propriété a été vérifiée en mettant sous tension un circuit imprimé identique à celui utilisé pour le prototype. Seulement, dès la mise en tension des fils de signal du prototype, des courants de fuite sont observés.

La première réaction a été de couvrir les douilles du prototype avec des gaines

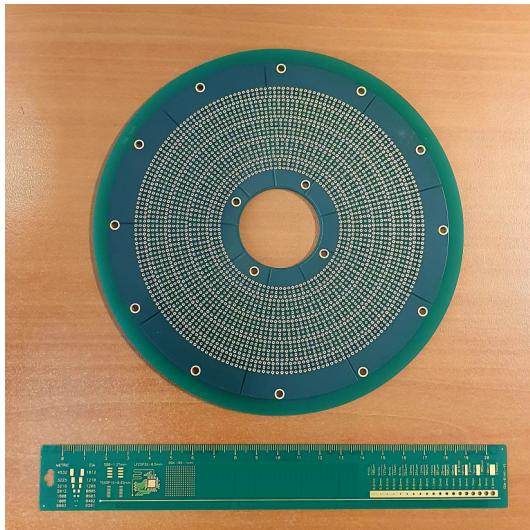


FIGURE 5.18 – Photographie du circuit imprimé de masse.



FIGURE 5.19 – Câble de jonction se fixant directement sur les douilles.

isolantes, sans conséquence sur les courants de fuite. L’hypothèse des courants de pointe est écartée, la solution d’attache des fils par sertissages dans des douilles semble rester valable.

La seconde hypothèse est la présence de composants électroniques défectueux. En cherchant au multimètre les sources de fuite, les composants du prototype semblant générer les fuites sont retirés du prototype et remplacés par des composants issus du PCB sans fuite évoqué précédemment. Malgré les remplacements, non seulement les courants de fuite du prototype perdurent mais des fuites de courant apparaissent sur le PCB hors prototype précédemment fonctionnel (sur lequel des composants ont été retirés). Les PCBs sont alors placés dans une étuve. Cela supprime pour un temps les courants de fuite. Mais après manipulation du prototype et du PCB (déplacement du prototype d’une salle à l’autre, serrage de vis ...) les courants de fuites sont de retour. Il a finalement été vérifié que les courants de fuite apparaissent après une sollicitation mécanique du circuit imprimé. Pour remédier à ce problème une solution permettant de réduire le nombre de voies sur le circuit imprimé a été développée.

5.3.2 Solution à deux PCB

Afin de réduire le nombre de voies traversant le PCB une solution à plusieurs circuits imprimés a été adoptée. Tous les fils sont fixés dans des douilles épaulées sur un même circuit imprimé. Ce PCB ne présente que les voies des fils à la masse. Le routage des voies est d’ailleurs optimisé pour maximiser leurs distances aux douilles des fils de signal (figure 5.18).

Toute l’électronique de haute tension est déportée sur un second circuit imprimé

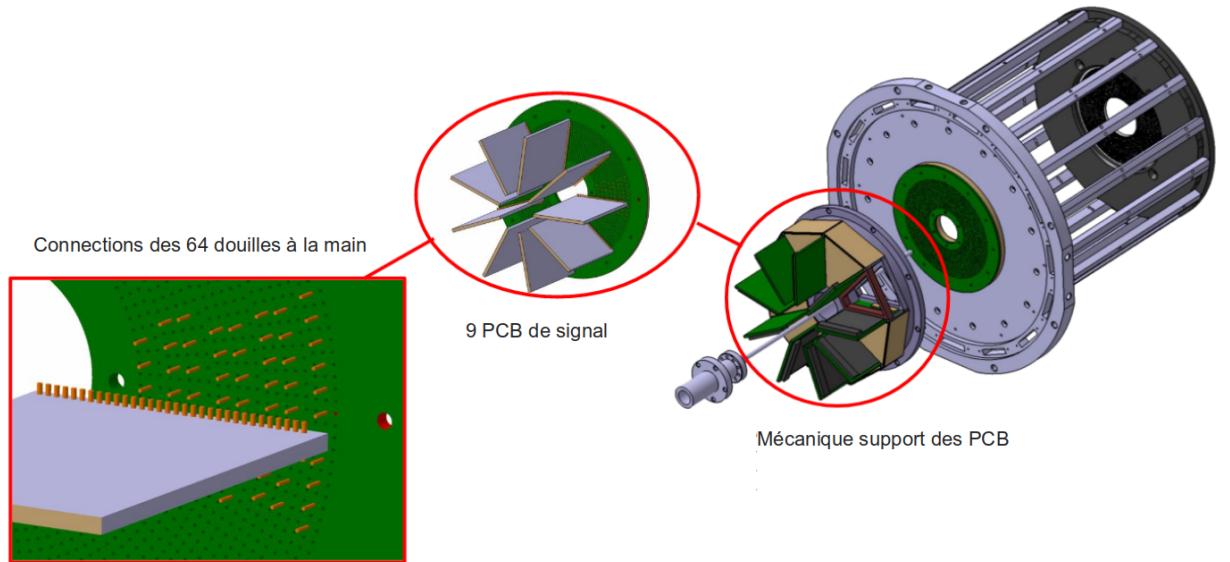


FIGURE 5.20 – Vue 3D de l'intégration de la solution multi-PCB au design du détecteur.

en contact avec les fils de signal via des câbles de jonctions se fixant directement sur les douilles (figure 5.19).

Cette solution après avoir été validée par des tests sur le prototype a été intégrée au design général de la chambre à dérive. Un PCB de masse circulaire maintient tous les fils et relie les différents points de circuits à la masse. L'électronique de haute tension et de signal est déportés sur 9 PCB disposés orthogonalement au PCB de signal (figure 5.20).

5.3.3 Prototype de la solution retenue

Ce prototype a pour objectif de tester la solution à deux PCB. Comme nous le verrons au chapitre suivant, il a permis d'effectuer les premières calibrations et reconstructions de traces pour étudier les performances d'un détecteur de même géométrie que la chambre à dérive d'ALERT. Enfin, il sera possible de comparer le fonctionnement des fils tungstène et aluminium. La disposition des fils correspond exactement à celle de la géométrie de la chambre à dérive d'ALERT, les 6 couches supérieures sont constituées de fils d'aluminium, les autres sont en tungstène (figure 5.21). Afin de pouvoir déconnecter seulement une partie du détecteur en cas de dysfonctionnement ou de rupture de fil, les hautes tensions sont délivrées par trois alimentations différentes imposant indépendamment les potentiels de 3 groupes de fils de signal (figure 5.22). Ce prototype a été testé avec le faisceau de la plateforme ALTO. Les différents tests et résultats obtenus font l'objet du chapitre suivant.

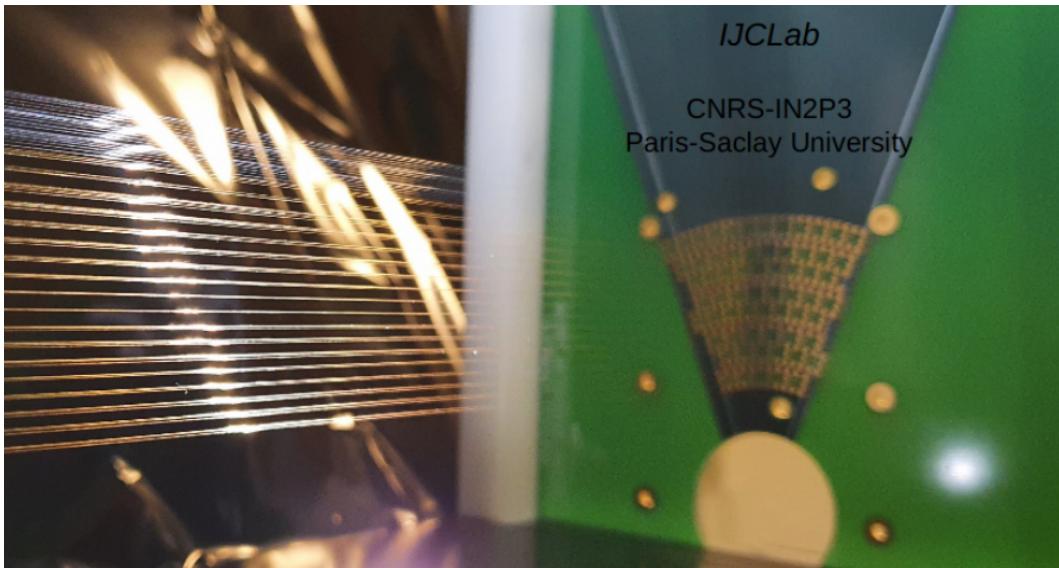


FIGURE 5.21 – Photographie des fils tendus sur le prototype testé à ALTO. Les fils en aluminium des couches supérieures sont plus clairs que les fils de tungstène.

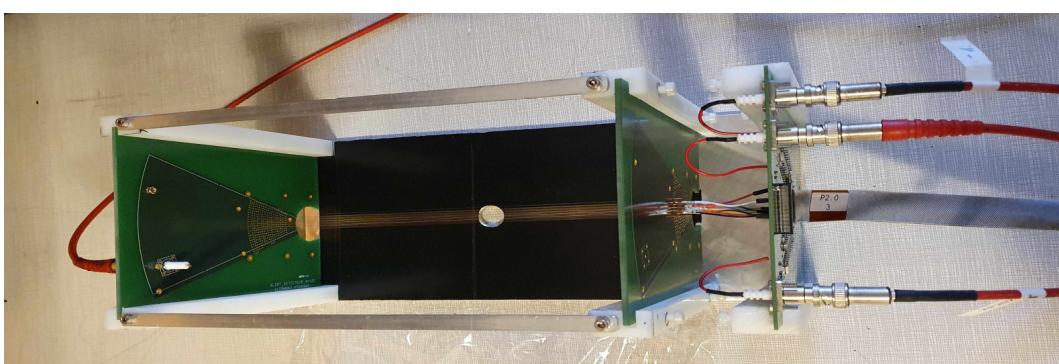


FIGURE 5.22 – Photographie du prototype testé à ALTO mettant en évidence les câbles de jonction entre les PCB et les 3 entrées hautes tension (alimentées par les câbles AV rouges).

Chapitre 6

ALERT à ALTO

Une ligne faisceau de l'accélérateur ALTO (figure 6.1) a été dédiée aux tests de la chambre à dérive d'ALERT pendant deux semaines, du 19 au 27 octobre 2020. Il a alors été possible de mesurer expérimentalement les caractéristiques du prototype afin de vérifier qu'elles correspondent aux propriétés simulées et répondent au cahier des charges de l'expérience. Des études de résistance aux radiations, de gain, d'efficacité et de résolution ont alors pu être menées. Ce chapitre détaille ces relevés en débutant par une description de la plateforme ALTO et des conditions expérimentales. Je présente le processus d'analyse des données en m'attachant à l'algorithme de reconstruction de traces et conclus avec les performances du prototype.

6.1 L'expérience

6.1.1 ALTO

ALTO, Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay, est la combinaison d'un accélérateur électrostatique, Van Der Graaf de 15 MV en fonctionnement depuis 1972 (figure 6.2), et d'un accélérateur linéaire à électrons de 50 MeV opérationnel depuis 2006. Le faisceau, en sortie du TANDEM, est focalisé par un quadrupôle puis passe par un ensemble de *steerers* pour corriger sa trajectoire. Après un dipôle qui impose un virage à 90 degrés, le faisceau traverse deux *steerers* et un triplet de quadrupôles corrigeant sa trajectoire et sa focalisation. Enfin, un aiguilleur le distribue dans les différentes lignes d'expériences. Le prototype a été testé au bout de la ligne 410, constituée de deux doublets de dipôles et un *steerer*. Cette installation permet de produire des faisceaux de hadrons et d'ions lourds d'énergie cinétique T comprise entre 4 et 18 MeV. Dans cet intervalle d'énergie cinétique les protons ($1,004 < \gamma < 1,02$) et les particules α ($1,001 < \gamma < 1,005$) peuvent être considérées comme non relativistes, leurs impulsions (p_p et p_α) se calculent alors avec $p = \sqrt{2mT}$:

$$86 < p_p < 184 \text{ MeV/c} \quad (6.1)$$

$$172 < p_\alpha < 368 \text{ MeV/c} \quad (6.2)$$

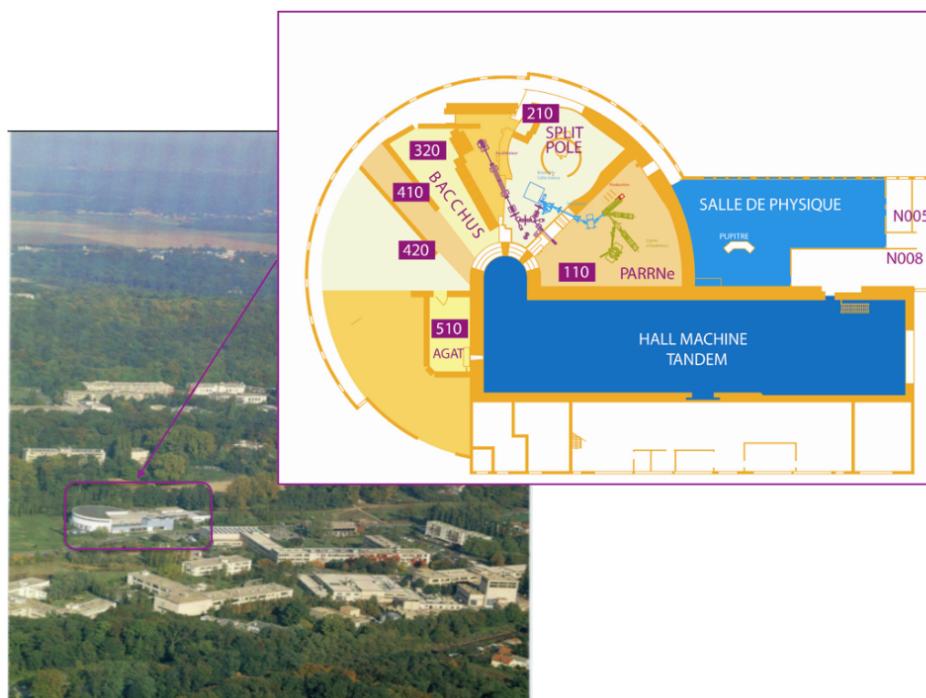


FIGURE 6.1 – Vue du ciel et plan de l'installation ALTO



FIGURE 6.2 – Photographie de l'accélérateur Van Der Graaf TANDEM.

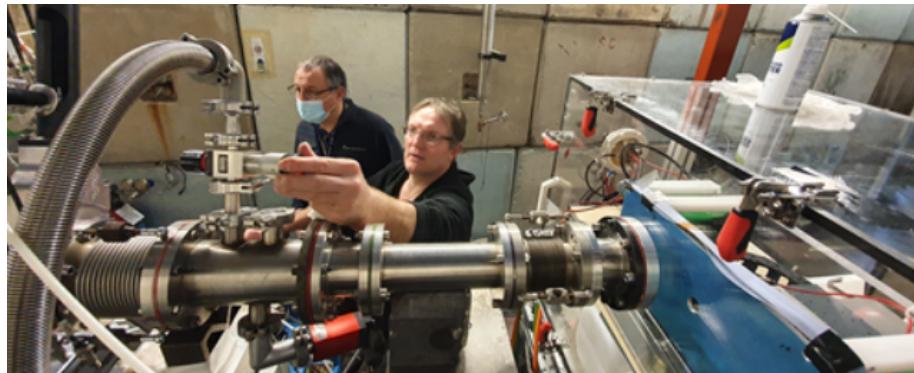


FIGURE 6.3 – Photographie de l'installation du prototype (à droite) en bout de ligne faisceau.

Ces intervalles d'impulsion correspondent aux impulsions des fragments de reculs à mesurer dans l'expérience ALERT. Il est alors possible de reproduire des conditions similaires à celles de l'expérience ALERT en faisant passer le faisceau directement au travers du prototype (figure 6.3).

6.1.2 Conditions expérimentales

Nous avons installé le détecteur sur la ligne faisceau la semaine du 12 au 16 octobre, précédant l'expérience. Un soufflet permet de joindre mécaniquement le tube faisceau à la chambre. La frontière entre le vide du tube faisceau et la chambre, remplie d'un mélange He-CO₂ (80-20) à température et pression atmosphérique, est assurée par une feuille de 50 µm de kapton. Le kapton est régulièrement utilisé dans les expériences de physique des particules pour son faible taux de dégazage et sa résistance aux radiations. La cible de l'expérience ALERT est aussi contenue dans une paille de 50 µm de kapton, ces conditions reproduisent donc bien celles attendues lorsque le détecteur sera installé à JLab.

Afin de pouvoir ajuster la position du détecteur, pour l'éloigner du faisceau si le taux de comptage est trop élevé, depuis la salle de physique celui-ci est placé sur une plateforme mobile. Un moteur contrôlé à distance permet les déplacements en translation dans la direction horizontale orthogonale au faisceau et en rotation autour de l'axe verticale (figure 6.4).

Un détecteur silicium a été ajouté derrière les fils pour déclencher les acquisitions (figure 6.4). Après plusieurs tests, il s'est avéré défaillant. Tous les relevés de cette étude seront alors faits avec déclenchement interne de la chambre à dérive (*self-trigger*), l'acquisition de donnée se faisant dès lors que l'amplitude de la charge collectée par un fil dépasse un certain seuil.

Enfin la différence de potentiel électrique au niveau des fils est imposée par trois alimentations haute tension placées en salle de physique. La multiplicité des alimentations haute tension permet d'alimenter indépendamment différents secteurs de la chambre à dérive. En cas de dysfonctionnement du détecteur ALERT, cela permet-

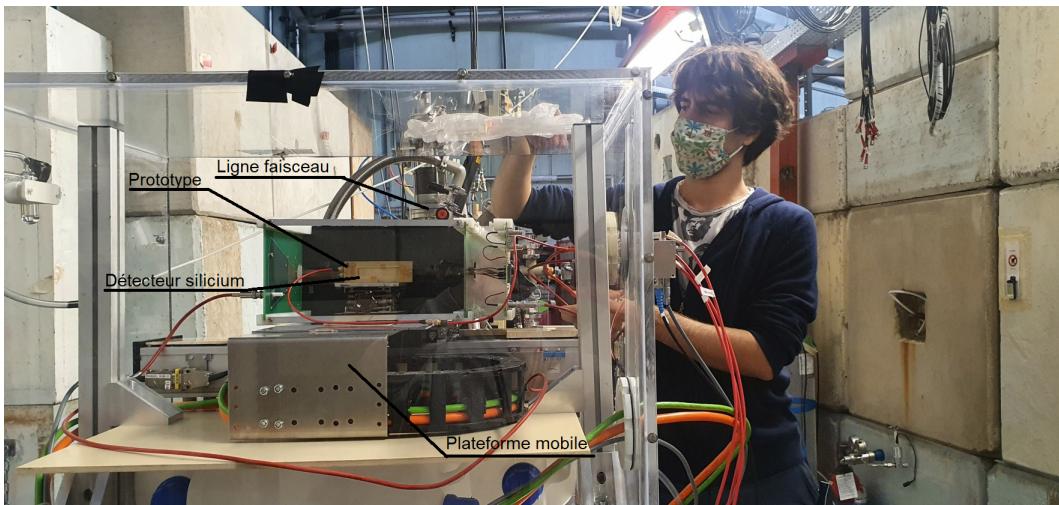


FIGURE 6.4 – Photographie de l’installation du prototype en bout de ligne faisceau. Le prototype est posé sur un plateau mobile et est suivi par un détecteur silicium.

tra de couper la haute tension du secteur défaillant tout en continuant les mesures sur le reste du détecteur. Il est alors possible de modifier la tension électrique sans avoir à couper le faisceau, ce qui a permis de balayer en tension le fonctionnement du détecteur.

6.1.3 Difficultés à contrôler la composition du gaz

L’étanchéité de la chambre est assurée par deux couches de joint en silicone pincés entre la porte et le corps de la cuve par l’intermédiaire de sauterelles de serrages (figure 6.3) malgré lesquelles des fuites persistent. Nous avons alors tenté de localiser les fuites à l’aide d’un détecteur de fuite de gaz dans l’optique de les réduire en modifiant la tension des pinces de serrage et en appliquant du ruban adhésif sur les zones de fuite. L’hélium, de par son faible numéro atomique, est particulièrement susceptible de fuir. Enfin, nous avons été matériellement contraints de faire passer le câble transmettant les signaux à l’électronique de lecture par le joint de la porte, favorisant les fuites. Pour palier à ces fuites, la cuve reçoit un débit permanent de gaz par deux bouteilles, une d’hélium et une de CO₂. Un bulleur permet de constater que le débit entrant de mélange He-CO₂ est supérieur au débit de fuite et permet d’évacuer du gaz, évitant la surpression. Deux débitmètres contrôlent les proportions du mélange de gaz. Les quantités de gaz à notre disposition étant limitées, nous avons été contraints de couper les arrivées de gaz chaque jour à notre départ. Des variations de la composition du gaz sont alors attendues lors des premières heures suivant la réouverture du débit d’He-CO₂ chaque jour.

Ainsi, malgré une surveillance des débits depuis la salle de physique par l’intermédiaire d’une caméra, du fait de l’importance des fuites, de l’absence de système favorisant la convection dans la chambre, du caractère non permanent du remplissage de la cuve, et des variations de températures et de pression lors de ces deux

semaines d'expérience, la composition du gaz au niveau des fils est incertaine.

6.1.4 Réglage de l'intensité du faisceau

L'accélérateur TANDEM permet de produire des faisceaux de protons et de particules α d'impulsions correspondantes à celles à détecter dans l'expérience ALERT. La chambre à dérive d'ALERT n'étant pas un instrument de diagnostic faisceau, il est nécessaire de réduire l'intensité du faisceau, le défocaliser et déplacer le prototype pour détecter le passage de particules uniques plutôt que le passage de paquets de particules. Un *buncher* permet également de régler la fréquence de l'envoi des paquets de particules de 250 Hz à 40 kHz. Si la fréquence d'acquisition f_{acq} (hors considération de saturation) est faible devant la fréquence faisceau f_f , la probabilité P qu'au moins une particule d'un paquet soit enregistrée par le détecteur s'évalue comme le rapport

$$P = \frac{f_{acq}}{f_f} \quad (6.3)$$

De même, pour chaque signal enregistré, la probabilité P_1 que ce signal ai été généré par le passage d'une particule unique s'évalue :

$$P_1 = 1 - \frac{f_{acq}}{f_f} \quad (6.4)$$

Les prises de données utilisées pour l'étude des performances du détecteur sont sélectionnées avec $P_1 > 0,9$.

6.1.5 Prise de données

Sur les deux semaines d'expérience à ALTO, le faisceau a été disponible 83 heures, soit environ 50% du temps (nous disposons de créneaux de 16 heures par jour, du lundi au vendredi). 75 de ces 83 heures on été utilisées pour collecter des données. En totalité, 11,5 millions d'événements ont été enregistrés au cours de 200 acquisitions. Ces 200 acquisitions ont permis de vérifier le fonctionnement du prototype pour la détection de protons et de particules α en faisant varier la fréquence et l'énergie du faisceau, la tension entre les fils et les paramètres de l'électronique.

Les données ont été enregistrées en déclenchement interne. Pour rappel, le prototype est équipé de 49 fils dont 11 fils de signal répartis sur 7 couches. Il a permis de comparer le fonctionnement des fils en tungstène et en aluminium. La disposition des fils du prototype est reprise de la géométrie du détecteur complet (figure 6.5).

6.2 Reconstruction

6.2.1 Les signaux

Les signaux enregistrés correspondent à la charge accumulée sur l'électronique d'enregistrement, conséquence de la dérive de l'avalanche électronique produite au

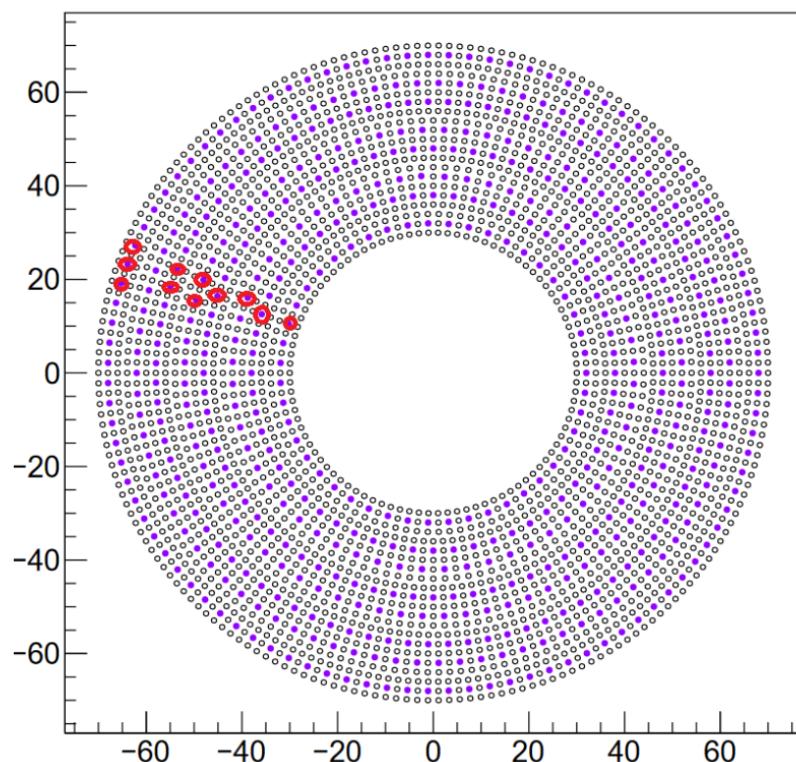


FIGURE 6.5 – Disposition des fils de signal sur le prototype étudié à ALTO. Les fils entourés en rouge sur l'image sont les fils de signal connectés à la haute tension.

passage de la particule (chapitre 1). Le dispositif d'acquisition DREAM permet d'ajuster différentes caractéristiques de l'enregistrement. La première précaution est d'ajuster la plage dynamique d'acquisition (variation maximale de la charge mesurable) à l'amplitude des signaux à observer. Il est ensuite possible de modifier le filtrage électronique et le temps d'acquisition des signaux afin d'optimiser la résolution du détecteur, minimiser la taille des fichiers de données et maximiser la fréquence d'acquisition. Les programmes de reconstruction ayant été codés après l'expérience, peu de tests ont été effectués sur ces ajustements. Il a tout de même été possible de vérifier la possibilité de reconstruire des traces en enregistrant seulement 15 bins temporels de signal, à une période d'acquisition de 48 ns, contre 100 ou 130 dans le reste des prises de données. Il est aussi important de noter que, comme expliqué ci-après, les ajustements du temps de montée, respectivement du maximum, sont réalisés sur 3 bins avant et 3 bins après le passage d'un seuil, respectivement le maximum du signal.

La trajectoire des particules traversant le détecteur est déterminée à partir des signaux relevés sur les différents fils (figure 6.6). La première étape de toute les études de données qui vont suivre consiste à lire chacun des événements et, dès lors que le signal d'un fil n dépasse un seuil défini, enregistrer l'amplitude de charge maximale Q_n et un temps de référence t_n . Pour déterminer Q_n le haut du pic de signal est ajusté par une gaussienne de laquelle l'amplitude maximum de charge est déduite. Le temps de référence est obtenu en ajustant la montée du signal par une fonction affine. Il est alors défini comme le temps de passage de cette droite à 20% du maximum de signal ($0.2 \times Q_n$) comme illustré figure 6.7.

Le premier essai d'études de donnée fut d'étudier statistiquement les distributions de Q_n et t_n afin de déterminer le gain et le temps de dérive moyen des électrons. Cependant les résultats de ces études statistiques se sont révélées trop dépendantes du niveau du seuil d'élimination du bruit. Un critère plus fin de sélection des événements à considérer est alors nécessaire. La reconstruction de traces permet cette discrimination. Les études seront effectuées à partir des informations des événements pour lesquels une trace a pu être reconstruite. Le processus de reconstruction de traces est décrit dans les sections suivantes.

6.2.2 Calculs préliminaires

La reconstruction de traces consiste en la paramétrisation de la trajectoire des particules à partir des signaux enregistrés. Il convient donc d'établir le lien entre les caractéristiques du signal relevé et la trajectoire de la particule.

Soit t_d le temps de dérive d'un électron généré à une distance r d'un fil de signal. Il a été montré au chapitre 4 que sans champ magnétique les courbes isochrones de la dérive des particules peuvent être approchées par des cercles. On considérera alors que le temps de dérive ne dépend que de la distance au fil :

$$t_d(x, y, z) = t_d(r). \quad (6.5)$$

Les simulations de la section 4 ont montré que, même sans champ magnétique, l'approximation d'un champ électrique en $1/r$ induisant un temps de dérive $t_d = \gamma r^2$

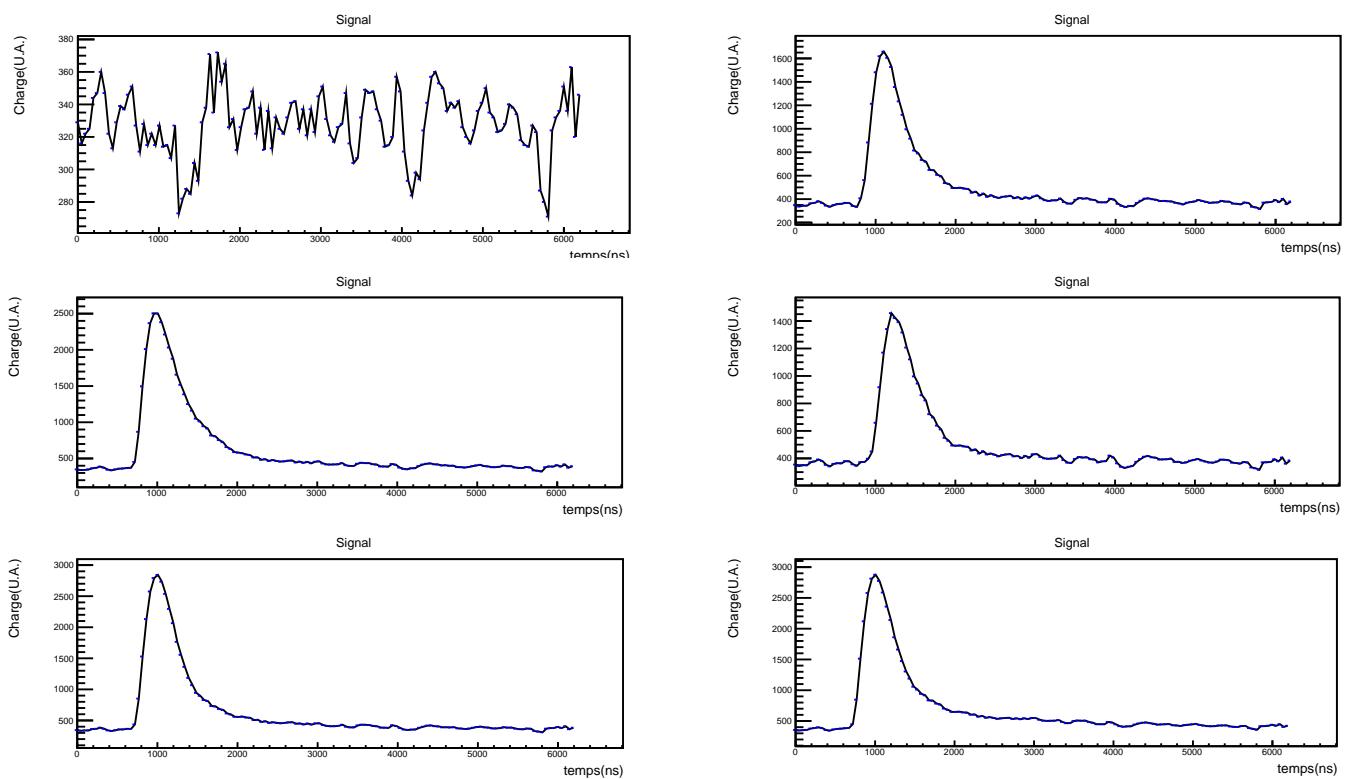


FIGURE 6.6 – Signaux reçus sur 6 des pistes d'enregistrement au passage d'une particule α de 344 MeV/c. La première piste (en haut à gauche) présente un signal continu, bruité, révélant l'absence d'avalanche électronique dans la zone de détection du fil observé. En revanche, les 5 autres pistes présentent un signal caractéristique de la collecte d'une avalanche électronique, signature du passage d'une particule dans la zone de détection.

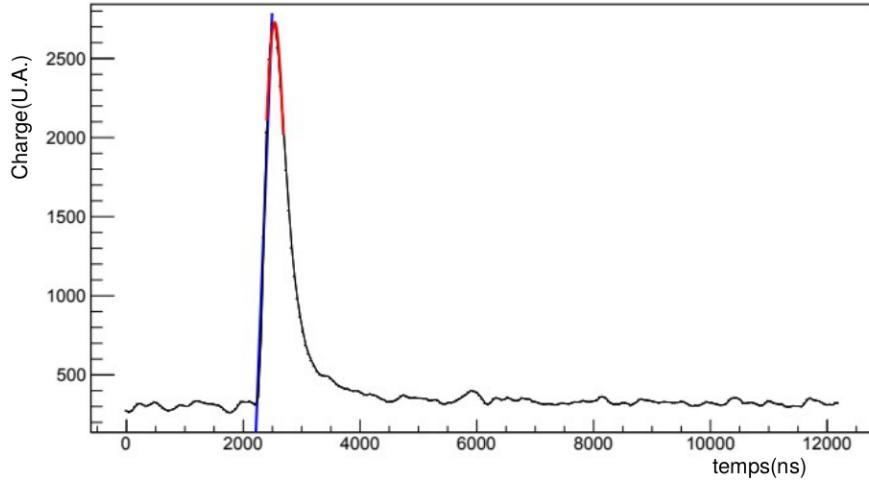


FIGURE 6.7 – Chaque signal dépassant un seuil défini à 20% du niveau bruit est ajusté pour en déduire des informations qui serviront à l'étude statistique et à la reconstruction. La montée du signal est ajustée par une droite (en bleu) et le maximum est ajusté par une gaussienne (en rouge).

n'est valable qu'à proximité des fils. Il est alors pertinent de rajouter un terme correctif linéaire. Le temps de dérive sera modélisé par un polynôme du second ordre :

$$t_d(r) = \alpha + \beta r + \gamma r^2. \quad (6.6)$$

Sans champ magnétique la particule traverse la chambre en ligne droite. Sa trajectoire dans le plan orthogonale au fil se note donc :

$$y = Ax + B \quad (6.7)$$

Le vecteur normal à cette droite D s'écrit $\vec{n} = \begin{pmatrix} -A \\ 1 \end{pmatrix}$. Soit $X(x, y)$ un point de la droite D et $M(x_M, y_M)$ un point quelconque de l'espace (le centre du fil de signal dans notre analyse), la distance $r_M(A, B)$ entre le point M et la droite D s'exprime comme le produit scalaire :

$$r_M(A, B) = \frac{\overrightarrow{MX} \cdot \vec{n}}{\|\vec{n}\|} = \frac{A(x - x_M) + (y - y_M)}{\sqrt{1 + A^2}} = \frac{Ax_M - y_M + B}{\sqrt{1 + A^2}} \quad (6.8)$$

Pour un fil de signal en M , en réinjectant cette égalité dans l'équation 6.6 le lien entre paramètre de la trajectoire de la particule et temps de dérive s'écrit :

$$t_d(\alpha, \beta, A, B, x_M, y_M) = \alpha + \beta \frac{Ax_M - y_M + B}{\sqrt{1 + A^2}} + \gamma \left(\frac{Ax_M - y_M + B}{\sqrt{1 + A^2}} \right)^2 \quad (6.9)$$

Enfin, les données sont acquises avec un déclenchement (*trigger*) interne. Les mesures des temps de référence t_n des signaux ne permettent pas de remonter de

façon absolue aux temps de dérives t_{d_n} . Le déclenchement provoquant l'enregistrement de données en simultané sur tous les fils, il est possible d'obtenir, relativement, des différences de temps de dérive.

$$t_2 - t_1 = t_{d_2} - t_{d_1} = \beta(r_2(A, B) - r_1(A, B)) + \gamma(r_2^2(A, B) - r_1^2(A, B)) \quad (6.10)$$

Les sections suivantes donnent des moyens d'exploiter cette équation afin de déterminer la trajectoire des particules détectées.

6.2.3 Résolution analytique

Comme précisé en section 6.1.2, la composition du gaz ainsi que les conditions de température et de pression n'ont pu être régulées précisément pendant l'expérience. Les coefficients β et γ de la dérive des électrons sont donc à considérer comme des inconnues.

La première tentative de reconstruction a été de tenter une résolution analytique pour chaque évènement. L'équation 6.10 présente 4 inconnues (β , γ , A et B). Dès lors qu'une particule génère du signal sur au moins 5 fils de la chambre, il est possible de construire un système de 4 équations à 4 inconnues. Ces équations étant non linéaires, la résolution du système ne peut pas se faire simplement par inversion de matrices. Il existe des classes ROOT permettant de calculer la solution de ce type de système par un processus de minimisation. En particulier, la classe `ROOT::Math::GSLMultiRootFinder` a été utilisée pour cette reconstruction.

Cette résolution analytique s'est révélée infructueuse, le processus de minimisation ne convergeant que trop rarement, donnant des valeurs aberrantes ou correspondant à des minimums locaux.

Afin de simplifier la résolution il est possible de réduire le nombre de degrés de liberté du système en fixant une ou les deux constantes de dérive (β et γ). Pour chacune des grandeurs fixées, le nombre d'équations nécessaires à la résolution du système ainsi que le nombre de fils devant enregistrer du signal sont réduits d'une unité. Les résultats ainsi obtenus peuvent être contrôlés en traçant à la fois la trajectoire de la particule reconstruite et les distances trace-fil calculées (équation 6.10). Les distances trace-fil obtenues sont alors régulièrement supérieures à la taille d'une cellule de détection (si une particule passe hors de la cellule il ne peut y avoir d'avalanche électronique vers le fil de signal en son centre). De plus, les distances trace-fil des fils non pris en compte dans le système d'équations de reconstruction (calculées à partir de l'équation 6.10 et tracées en vert sur la figure 6.8) ne correspondent pas aux distances entre le fil et la trajectoire reconstruite. Après de nombreuses tentatives de calibration, en fixant différentes valeurs de β et γ , la grande majorité des traces reconstruites restent problématiques.

Malgré son bien fondé théorique, les incertitudes de mesures rendent caduque cette méthode analytique de reconstruction pour cette expérience. Un processus de reconstruction par ajustement successif, comparable à une minimisation de système sur-contraint, décrit dans la section suivante, s'est avéré plus efficace.

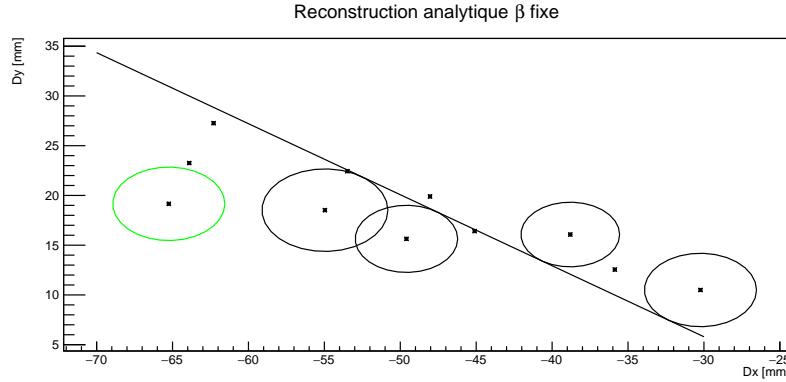


FIGURE 6.8 – Contrôle de l’algorithme de reconstruction analytique pour β fixé. Les points représentent les fils, la droite la trajectoire reconstruite. Les cercles noirs sont les distance trace-fil ($r_n(A, B)$) des fils pris en compte dans le système d’équations tandis que le cercle vert est déduit du temps de référence d’un signal non pris en compte dans le système d’équations.

6.2.4 Reconstruction itérative

Les traces des événements enregistrés à ALTO ont été reconstruites par le biais d’un processus d’ajustement successifs en fixant les paramètres de dérive β et γ après calibration. Les différentes étapes du processus de reconstruction, suivies pour chaque évènement enregistré, sont décrites ci dessous.

Initialisation

En déclenchement interne, seules les différences de temps de dérive sont accessibles. Il n’est alors possible d’en déduire que des différences de distance de dérive. Les distances de dérive absolues vont être déterminées grâce à un processus itératif. L’étape d’initialisation considère les distances de dérive minimales compatibles avec les différences de temps de dérive obtenues. Pour cela, le fil n_{min} au temps de référence minimum est déterminé. Une trajectoire d’initialisation est considérée, passant par le centre du fil n_{min} parallèlement à l’axe du tube faisceau d’ALTO.

La formule 6.10 permet de déduire des différences de distance de dérive à partir des différences de temps de référence.

$$t_n - t_{n_{min}} = \beta(r_n - r_{n_{min}}) + \gamma(r_n^2 - r_{n_{min}}^2) \quad (6.11)$$

$$\Rightarrow \gamma r_n^2 + \beta r_n - [t_n - t_{n_{min}} + \beta r_{n_{min}} + \gamma r_{n_{min}}^2] = 0 \quad (6.12)$$

$$\Rightarrow r_n = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 + 4\gamma(t_n - t_{n_{min}} + \beta r_{n_{min}} + \gamma r_{n_{min}}^2)}}{2\gamma} \quad (6.13)$$

Les coefficients de dérive β et γ sont dans un premier temps déduits des simulations GARFIELD++ décrites au chapitre 4 puis sont réévaluées avec une calibration qui

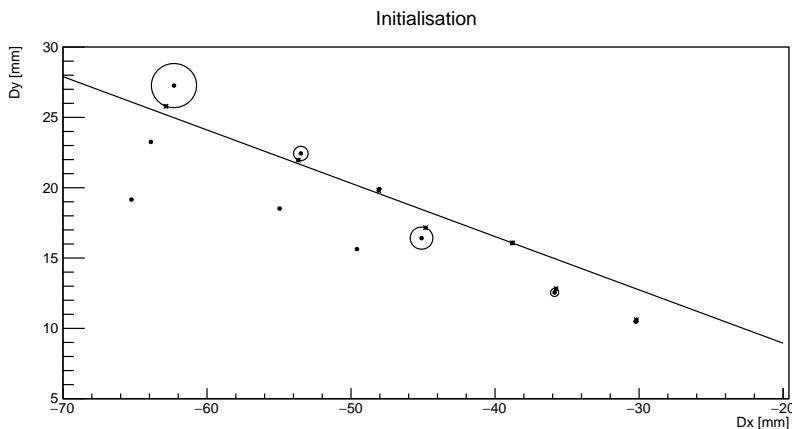


FIGURE 6.9 – Trajectoire d’initialisation déduite au passage d’une particule α de 344 MeV/c.

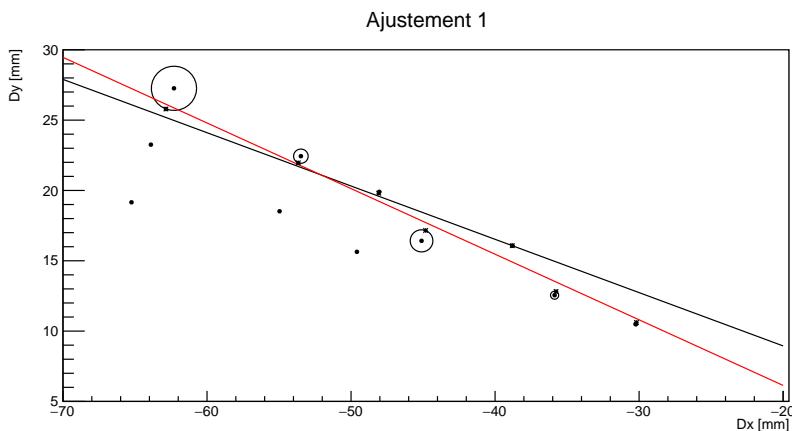


FIGURE 6.10 – Premier ajustement (en rouge) des points de passages déduit de la trajectoire d’initialisation est des signaux enregistrés au passage d’une particule α de 344 MeV/c.

fait l’objet de la section suivante. La trajectoire d’initialisation impose $r_{n_{min}} = 0$, la formule 6.13 donne alors un cercle de rayon r_n pour chacun des autres fils ayant enregistré un signal (6.9).

Pour chacun des fils, le point du cercle le plus proche de la trajectoire d’initialisation est considéré comme point de passage de la particule. L’ajustement par une droite des points de passage donne une nouvelle trajectoire (figure 6.10).

Itérations

Pour chaque fil ayant enregistré un signal, une distance algébrique résiduelle est définie comme la différence entre la distance fil-ajustement de la trajectoire et le rayon r_n précédemment définis. Les résidus res_n informent sur la résolution du détecteur (voir section 6.3.4) et permettent aussi de corriger la valeur de $r_{n_{min}}$ fixée

à 0 lors de l'initialisation. Ils quantifient l'écart entre l'ajustement de trajectoire et les positions des points de passage reconstruits. Si la valeur moyenne des résidus est positive (respectivement négative), les rayons r_n sont en moyenne sous-estimés (respectivement sur-estimés). Pour compenser ces erreurs, la distance de dérive $r_{n_{min}}$ est réévaluée en lui ajoutant la valeur moyenne des résidus.

$$r_{n_{min}} = r_{n_{min}} + \langle res \rangle \quad (6.14)$$

Les distances de dérive sur les autres fils sont calculés, relativement à $r_{n_{min}}$, à partir de la formule 6.13. Des cercles de rayon r_n et de la trajectoire se déduisent de nouveaux point de passage. L'ajustement de ces nouveaux point de passages donne une nouvelle trajectoire. La répétition de cette itération fait alors évoluer le rayon $r_{n_{min}}$ de sorte à minimiser les résidus, l'ajustement est de plus en plus proche d'être tangent aux cercles de rayon r_n (figure 6.11). La boucle est stoppée si les résidus et l'ajustement de la trajectoire répondent à certain critères de convergence.

Convergence

La variation des paramètres des trajectoires successives est relevée entre chaque itération (figure 6.13). La résolution n'étant pas connue, le χ^2 , non normalisé, est défini comme la somme des distances au carré des points reconstruit à l'ajustement. Si le χ^2 du dernier ajustement et la variation des paramètres des trajectoires sont suffisamment faibles (la limite a été fixée à $\chi^2 < 1.5$, $\Delta B < 10 \mu\text{m}$), la reconstruction est considérée comme convergente (figure 6.12). Les paramètres de la trace et les caractéristiques des signaux sont enregistrés. Généralement cette convergences est obtenue après moins d'une quinzaine d'itérations.

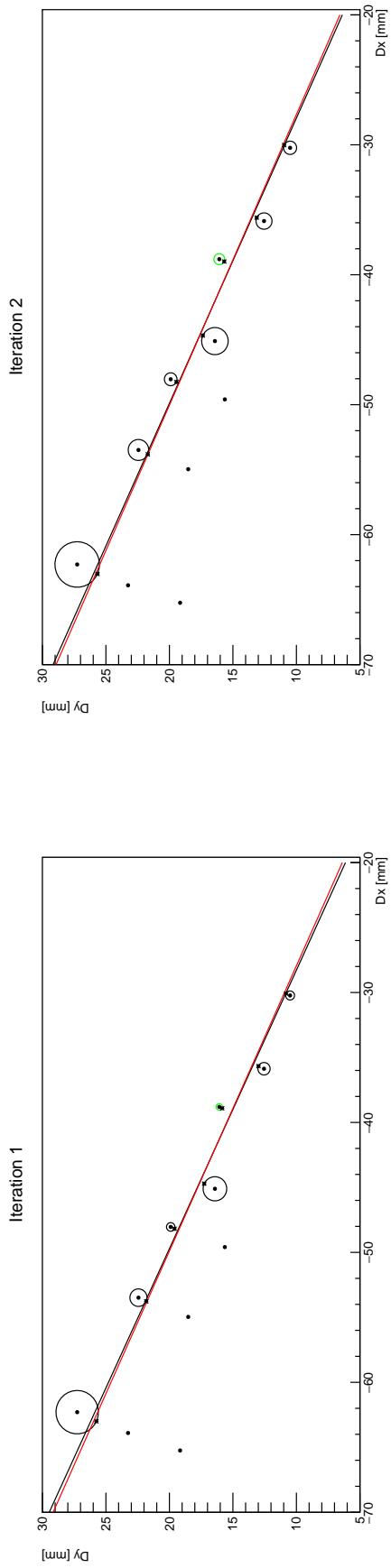


FIGURE 6.11 – Évolution de l'ajustement de la trajectoire à la première et à la seconde itération de la reconstruction au passage d'une particule α de 344 MeV/c.

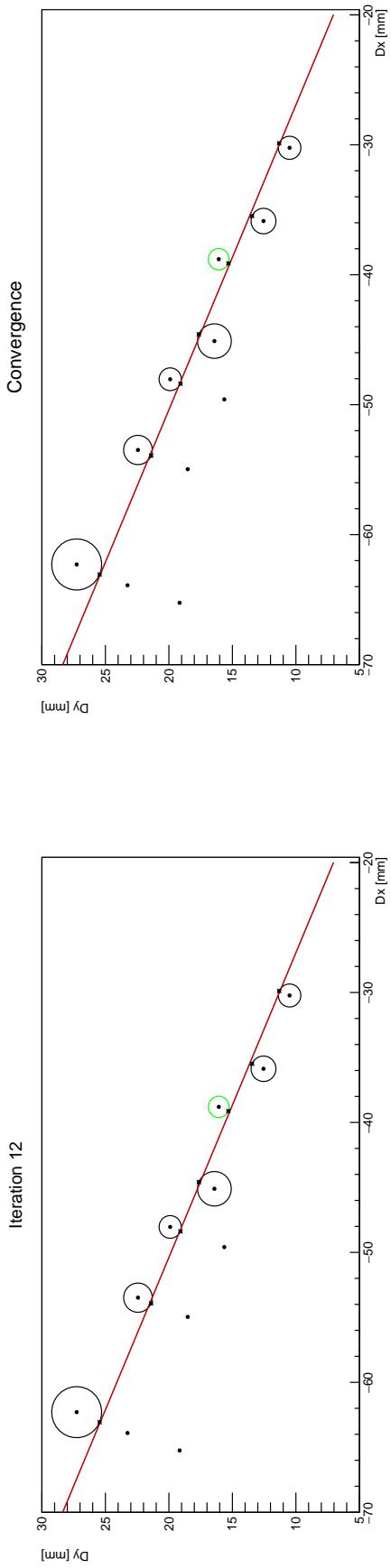


FIGURE 6.12 – Évolution de l'ajustement de la trajectoire aux deux dernières itérations de la reconstruction au passage d'une particule α de 344 MeV/c.

6.2.5 Calibration

La routine de reconstruction présentée dans la section précédente nécessite de fixer les paramètres β et γ (équations 6.6 et 6.13) du temps de dérive des particules. Seulement, ceux ci dépendent de la composition du gaz dans la chambre, des conditions de températures et de pressions, non contrôlées lors de l'expérience. Une première tentative a consisté en l'utilisation des paramètres obtenus par ajustement des simulations GARFIELD++ à 1500V, pour un mélange He-CO₂ (80-20) à 1 bar, 293,15 K : $\beta = 5$ et $\gamma = 10$. Le taux de convergence de l'algorithme de reconstruction ainsi que la pertinence des résultats obtenus sont alors fortement variables d'une journée à l'autre. Cela était attendu puisque la composition du gaz n'est pas celle de la simulation à cause des fuites du montage lors des tests. Ces variations sont confirmées par les études du gain (section 6.3.2). Il a alors semblé nécessaire de calibrer les valeurs de β et γ pour chaque demi journée d'expérience.

Les simulations GARFIELD++ permettent d'obtenir un domaine d'évolution vraisemblable des coefficients de dérive :

$$0 < \beta < 100 \text{ ns/mm} \quad (6.15)$$

$$0 < \gamma < 25 \text{ ns/mm}^2 \quad (6.16)$$

La première étape de calibration consiste à faire boucler la routine de reconstruction sur différentes valeurs de β et γ afin de trouver un couple maximisant le nombre d'évènements pour lequel le programme converge et minimisant le χ^2 des traces reconstruites (figure 6.14).

Il est ensuite possible d'ajuster finement ces paramètres en étudiant la distribution des résidus sur chacun des fils après reconstruction. Pour un détecteur correctement calibré, la distribution des résidus est symétrique et centrée sur zéro, ce qui permet d'ajuster les paramètres β et γ (figure 6.15) ainsi que de corriger d'éventuelles erreurs dans la position des fils ou retard à l'enregistrement du signal. Pour les acquisitions à grande statistique, il est possible de tracer la distribution des résidus en fonction de la distance du passage de la particule au fil, donnant alors une vision encore plus fine des ajustements à appliquer sur β et γ . Le tracé local des résidus permet alors de repérer une variation de la valeur moyenne des résidus en fonction de la distance de l'évènement, traduisant un défaut de calibration (figure 6.16).

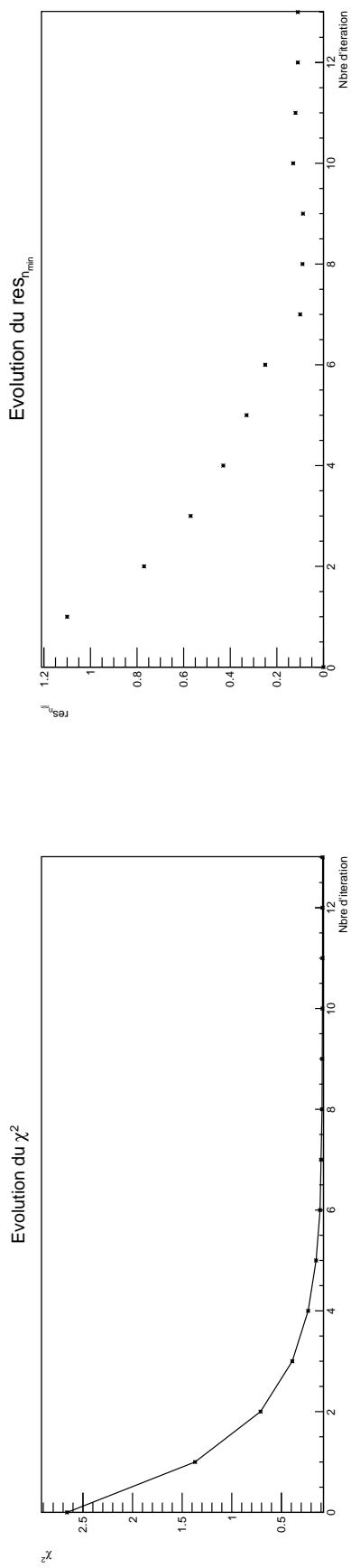


FIGURE 6.13 – Évolution du χ^2 (à gauche) des ajustement et de $\text{res}_{n_{min}}$ pour un évènement convergeant en 13 itérations.

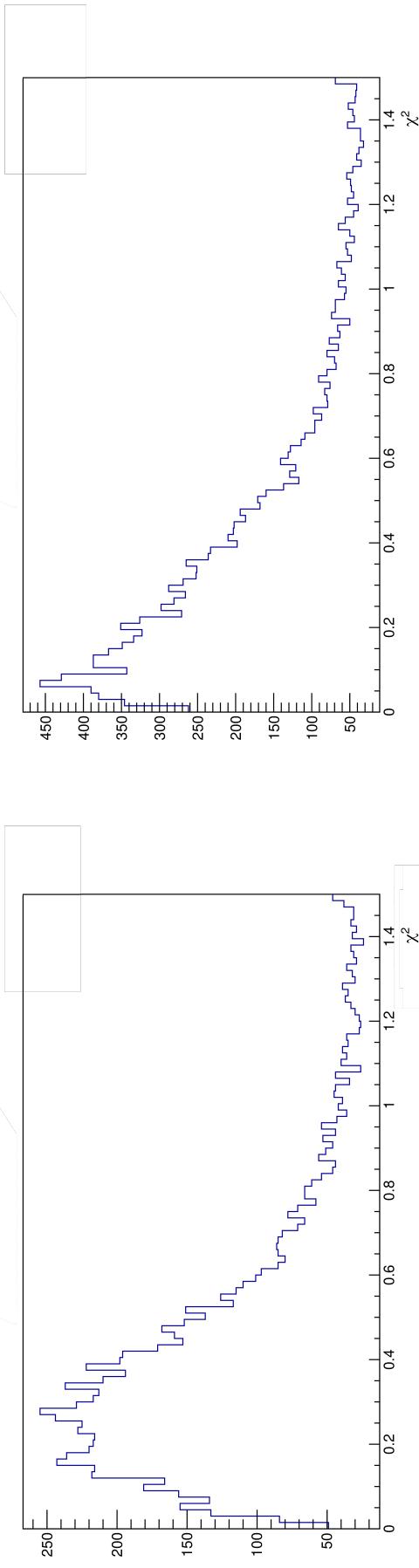


FIGURE 6.14 – Distribution des χ^2 des ajustement de reconstruction avant (à gauche) et après calibration.

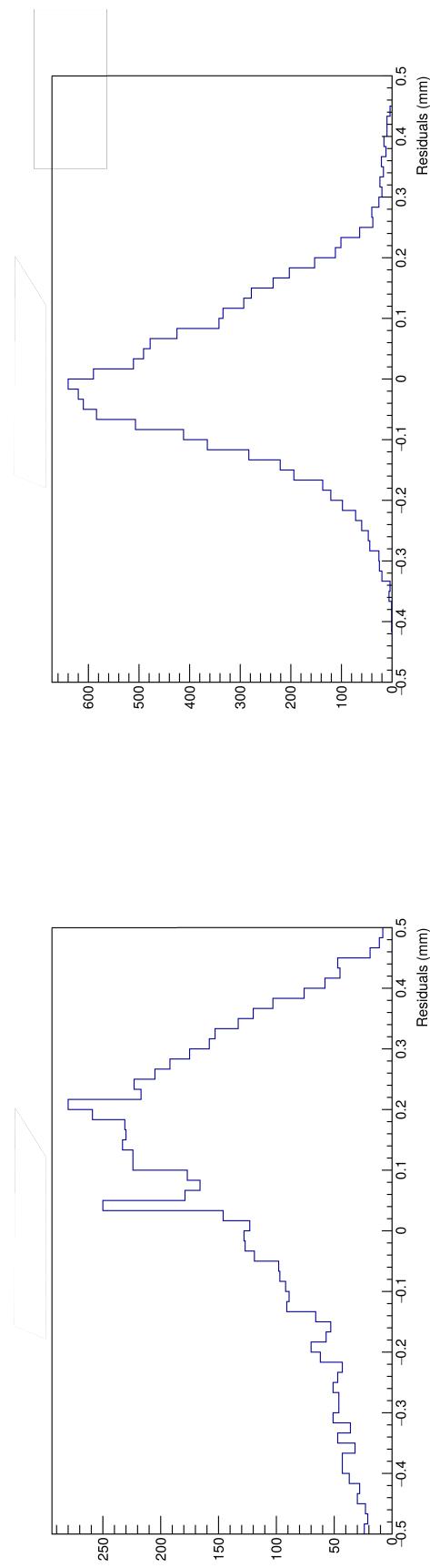


FIGURE 6.15 – Distribution des résidus avant (à gauche) et après calibration.

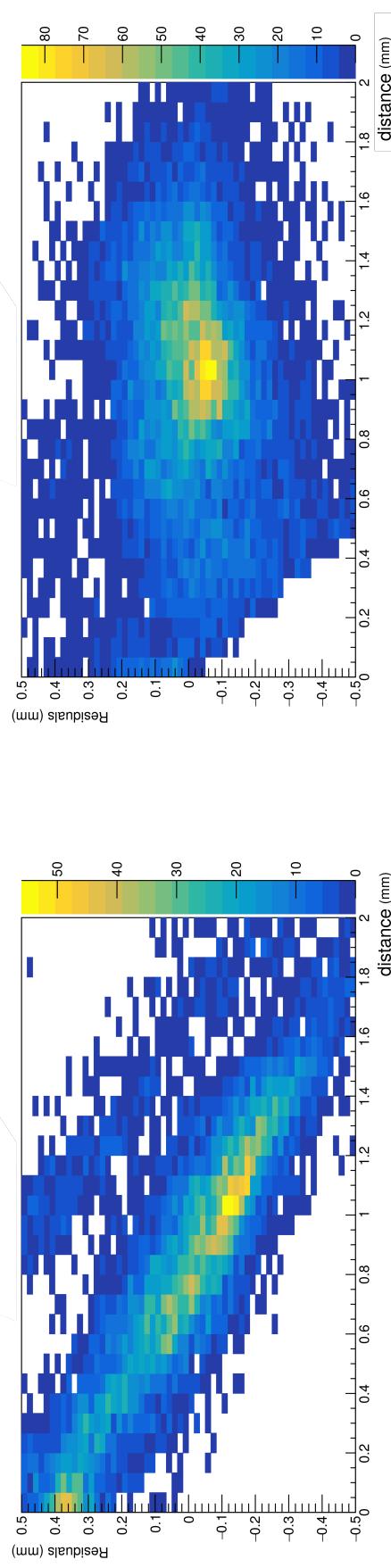


FIGURE 6.16 – Carte des résidus en fonction de la distance de l'événement au fil avant (à gauche) et après calibration (à droite).

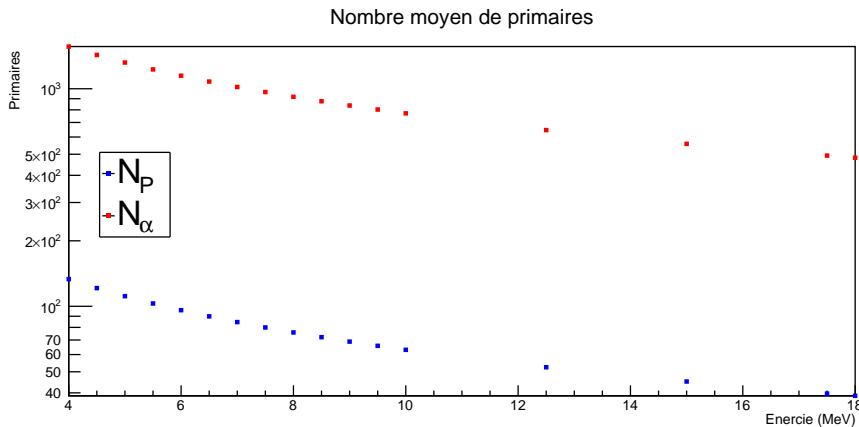


FIGURE 6.17 – Nombre d'électrons primaires théoriques générés à la traversée d'une cellule du détecteur pour des protons et particules alpha d'énergie cinétique entre 4 et 18 MeV ($90 < p_p < 190$ MeV/c et $172 < p_\alpha < 366$ MeV/c).

6.3 Résultats

Après calibration il est possible de faire des études statistiques sur les caractéristiques des signaux et trajectoires des évènements pour lesquels l'algorithme de reconstruction converge. Cette section expose les résultats obtenus et présente les caractéristiques de fonctionnement du prototype.

6.3.1 Domaine de détection et résistance au rayonnement

Les essais à ALTO ont prouvé le fonctionnement du prototype d'ALERT sur tout le domaine de détection nécessaire aux expériences d'ALERT. En effet, en ajustant la tension, les traces de la traversée des particules ont pu être reconstruites aussi bien pour des protons de 190 MeV/c (déposant peu d'énergie à la traversée de la chambre) que pour des α de 244 MeV/c (déposant 25 fois plus d'énergie). Ce fonctionnement a été vérifié avant et après avoir fait passer 100 nA de particules α directement au travers du prototype pendant plusieurs minutes, prouvant ainsi sa résistance à l'échauffement et aux rayonnements de cette intensité.

6.3.2 Gain

Le gain G d'une cellule de la chambre est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons collectés sur le fil de signal N_c sur le nombre d'électrons primaires générés au passage d'une particule N_p :

$$G = \frac{N_c}{N_p} \quad (6.17)$$

Le nombre d'électrons primaires N_p générés par le passage de la particule est

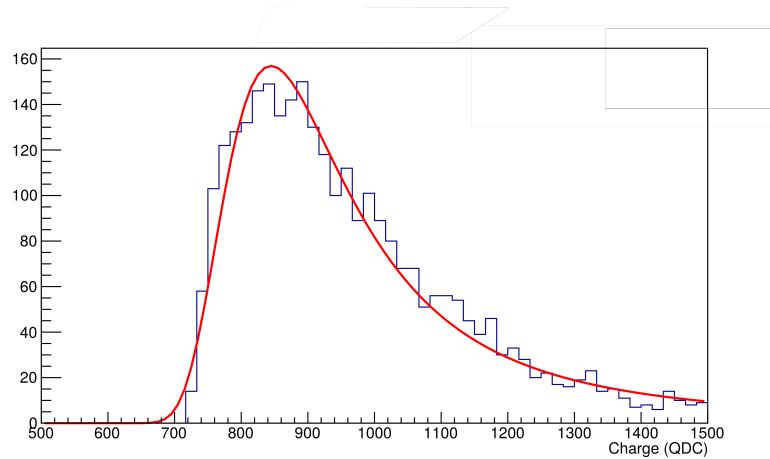


FIGURE 6.18 – Distribution de l'amplitude maximale de signal des traces enregistrées sur un fil lors d'une acquisition au passage de particules α de 273 MeV/c. L'histogramme est ajusté par une loi de Landau, caractéristique des dépôts d'énergie des particules à la traversée d'un milieu matériel (voir chapitre 1).

proportionnel à l'énergie déposée,

$$N_p = \frac{E}{W_I}, \quad (6.18)$$

avec W_I le potentiel moyen de création de paire électron-ion (voir le chapitre 1). Le nombre d'électrons primaires générés par le passage de protons et d' α à la traversée d'une longueur L d'un mélange He-CO₂ (80-20) de densité ρ (figure 6.17) se calcule à partir du potentiel de création de paires moyen W_i et des énergies déposées par unité de longueur dE/dX . Ces valeurs sont par exemple disponibles dans les tables du *National Institute of Standards and Technology* (astar et pstar) [M.J. Berger and Chang, 2017].

$$N_p = \frac{\frac{dE}{dX}(E)\rho L}{W_i} \quad (6.19)$$

À chaque événement, la charge collectée par ce fil est proportionnelle à l'amplitude de signal enregistré A_m sur un fil :

$$Q = A_m \times \frac{Dyn}{4096}, \quad (6.20)$$

avec Dyn la plage dynamique d'enregistrement réglable sur DREAM (50 fC, 100 fC, 200 fC ou 600 fC). La valeur du nombre d'électrons collectés peut alors être déduite de l'amplitude des signaux enregistrés. À la traversée du gaz, la distribution de probabilité de dépôt d'énergie E d'une particule par ionisation décrit une distribution de Landau (voir chapitre 1). A_m étant proportionnel à l'énergie déposée, pour chaque différentes acquisitions, la distribution des amplitudes de signal est ajustée

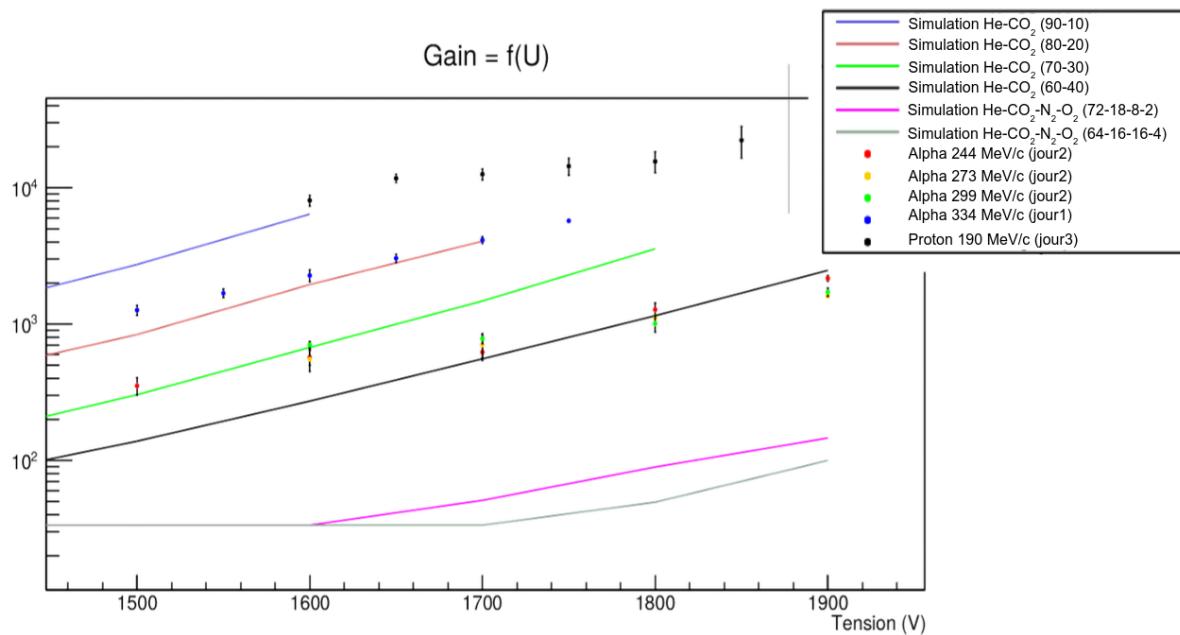


FIGURE 6.19 – Gain du prototype de chambre à dérive en fonction de la tension pour différentes proportions de mélange d’He-CO₂. En trait plein sont présentés différentes simulations, les points correspondent aux valeurs de gain mesurées expérimentalement. Les deux courbes, respectivement rose et vert foncé, simulent les gains obtenus avec un mélange He-CO₂ (80-20) pollué par respectivement 10% et 20% d’air.

par une distribution de Landau pour en déterminer sa valeur la plus probable (figure 6.18). Le nombre d’électrons collectés N_c est déduit de ces ajustements. En traçant le gain obtenu pour différentes acquisitions, pour des particules alpha et des protons à différentes tensions il est possible d’étudier les performances du prototype (figure 6.19).

Les résultats ainsi obtenus valident en premier lieu l’évolution exponentielle du gain avec la tension imposée entre les fils. De plus le gain observé dans des cellules entièrement composées de fils d’aluminium est identique au gain des cellules de fils de tungstène. L’étude absolue des valeurs de gain semble, quand à elle, dégradée par les variations de proportions de gaz ainsi que de conditions de température et de pression au sein de la chambre. Les trois groupes d’acquisitions prises le même jour avec des particules alpha de 244 à 299 MeV/c donnent des gains compatibles. Néanmoins, d’un jour d’acquisition à l’autre la valeur du gain peut varier d’un ordre de grandeure. Afin d’évaluer ces variations, les gains simulés (chapitre 4) pour différent mélanges de gaz sont ajoutés au graphique 6.19. Les changements de comportement de la chambre peuvent alors être expliqués par des variations des proportions du mélange de He-CO₂, la contamination du milieu actif par de l’air ainsi que des variations de température et de pression. Ainsi, les variations de gain de la chambre au fils

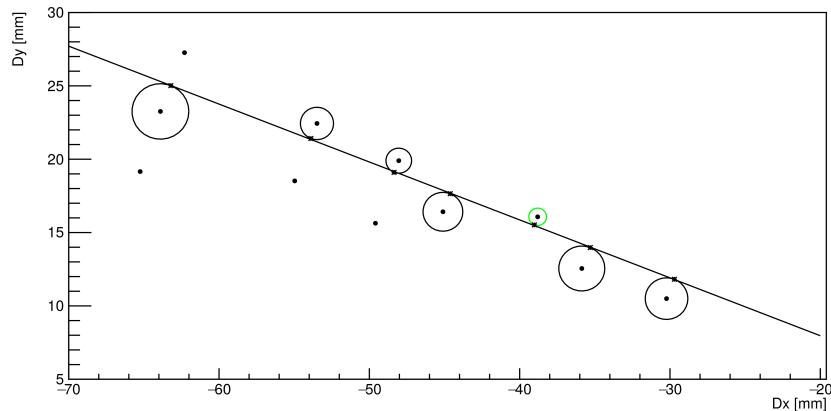


FIGURE 6.20 – Trajectoire pour laquelle tout les fils sont efficaces.

du temps sont certainement liées aux difficultés à contrôler les propriétés du gaz lors de cette expérience, explicitées en section 6.1.3. Avec un suivi des conditions expérimentales, il serait possible de faire varier la tension des fils, conformément au modèle explicité en section 1.5.2 afin de compenser les effets sur le gain des variation de température et de pression par une variation de la tension sur les fils.

Ces essais semblent donc confirmer dans une certaine mesure les valeurs prédites par les simulations et renforcent l'idée de la nécessité d'un contrôle ou d'un suivi précis des proportions du gaz ainsi que des conditions de température et de pression. Ce contrôle est d'autant plus critique dans le cas de la détection de protons, générant près de dix fois moins de primaires que les α . Le gain nécessaire à la génération d'un signal exploitable pour le passage d'un proton de 190 MeV/c n'est atteint qu'à partir de 1900 volts, limite de fonctionnement du détecteur, pour un mélange He-CO₂ (80-20). Une baisse de la quantité d'hélium dégraderait alors significativement l'efficacité du détecteur.

6.3.3 Efficacité

L'efficacité est calculée fil à fil. Pour chacune des N_{Tot} traces reconstruites passant dans la zone de détection du fil étudié, la grandeur N_{eff} est incrémentée si ce fil a enregistré un signal passant le seuil de rejet du bruit. L'efficacité est alors définie comme le rapport :

$$Eff = \frac{N_{eff}}{N_{Tot}} \quad (6.21)$$

La figure 6.20 et 6.21 présentent deux situations distinctes. Sur la figure 6.20, la trajectoire de la particule passe dans la détection du fil entouré. Ce fil ayant capté du signal, le processus de reconstruction en déduit une distance d'évènement, le fil est considéré efficace sur cet évènement. Dans le cas de la figure 6.21 le fil étudié n'a pas enregistré de signal, il est considéré inefficace sur cet évènement. Pour ne pas

influencer la convergence de la reconstruction le fil à étudier est retiré du processus de reconstruction de trace pour cette étude.

La première constatation est l'égalité d'efficacité sur tous les fils, aussi bien d'aluminium que de tungstène, confirmant une nouvelle fois que les cellules 100% aluminium fonctionnent correctement. L'efficacité des fils est tracée figure 6.22 en fonction de la tension pour des protons de 18 MeV ($p_p=190$ MeV/c) et des particules α de 10 MeV ($p_\alpha=273$ MeV/c). L'efficacité des fils au passage de particules α varie de 96 à 100% tandis que l'efficacité pour les protons décrit un plateau à 80% puis croît de 80 à 95%. Le plateau est dû au processus de sélection des événements. Pour qu'une trace soit reconstruite, il est nécessaire qu'au moins 3 fils aient enregistré du signal. Avec la baisse d'efficacité des fils, cette condition est remplie de moins en moins souvent, des événements statistiquement catastrophiques, par exemple le transfert d'une partie de l'énergie du proton à un noyau d'hélium ensuite détecté par la chambre, devenant alors non négligeable. La plus faible valeur d'efficacité observée expérimentalement a été mesurée lors de la détection de protons de 18 MeV qui sont les particules testées déposant le moins d'énergie dans la chambre à sa traversée. Il est d'ailleurs intéressant de tracer l'efficacité en fonction de la charge la plus probable (MPV) collectée lors d'une acquisition sur les fils pour obtenir son évolution indépendamment du type de particule à détecter, du gaz et de la tension (figure 6.23).

6.3.4 Résolution

La résolution est déterminée par l'étude des résidus (voir section 6.24). La résolution est la même sur tous les fils étudiés, aussi bien en tungstène qu'en aluminium. Les variations de résolutions entre les différents relevés se sont avérées négligeables. Dans le processus de reconstruction, le temps de dérive est considéré comme dépendant seulement de la distance de l'évènement au fil. Cette hypothèse est discutable pour les particules passant loin des fils. Il est montré en section 4.3.1 que les temps de dérives sont égaux à $\pm 5\%$ le long d'un cercle de rayon 1,5 mm, puis varient de $\pm 20\%$ le long d'un cercle de 1,8 mm. Cette approximation entraîne un étirement de la distribution des résidus obtenus par ce processus de reconstruction. Afin d'évaluer la résolution, il est préférable d'ajuster la distribution des résidus par une gaussienne en ignorant les queues de distributions. L'ajustement obtenu présente un écart type de $\sigma = 0,119\text{mm}$. Cette résolution est obtenue en corrélant les informations des signaux obtenus sur en moyenne 4 à 7 fils. La résolution simulée chapitre 4 (figure 4.14), pour la détection par un fil dans un mélange He-CO₂ hors champs magnétique est de l'ordre de 300 μm , on a donc

$$\sigma \simeq \frac{300}{\sqrt{6} \simeq 120\mu\text{m}} \quad (6.22)$$

Ce qui correspond aux attentes de résolution obtenues par simulation en chapitre. Ce résultat confirme non seulement le fonctionnement prédict de la chambre à dérive, mais assure aussi une résolution suffisante du détecteur pour les prises de données

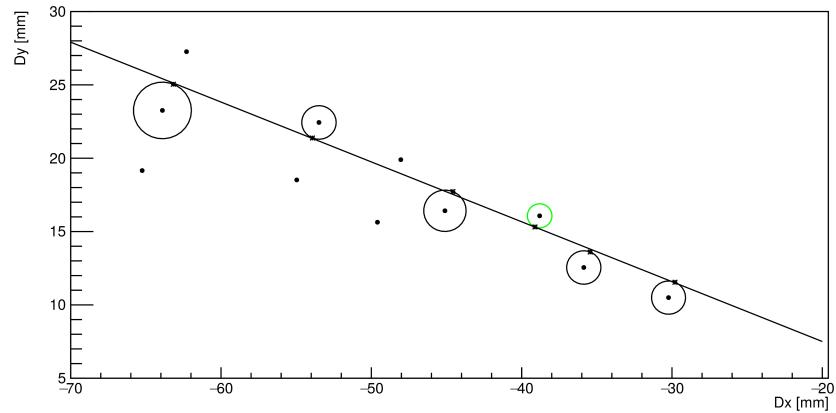


FIGURE 6.21 – Trajectoire pour laquelle un fil n'est pas efficace.

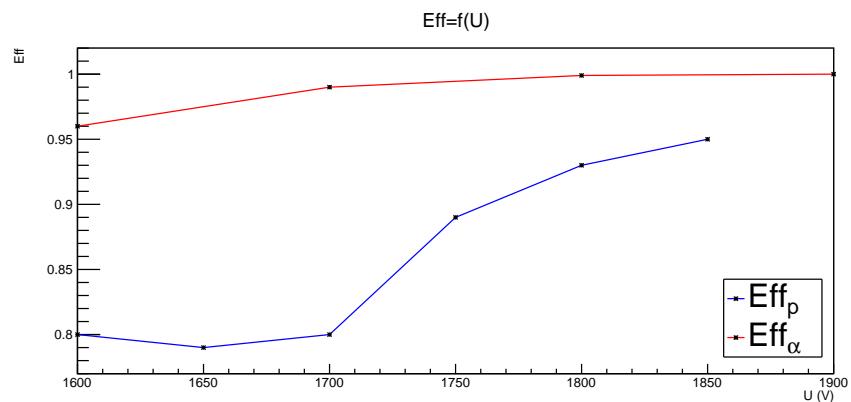


FIGURE 6.22 – Évolution de l'efficacité d'un fil avec la tension.

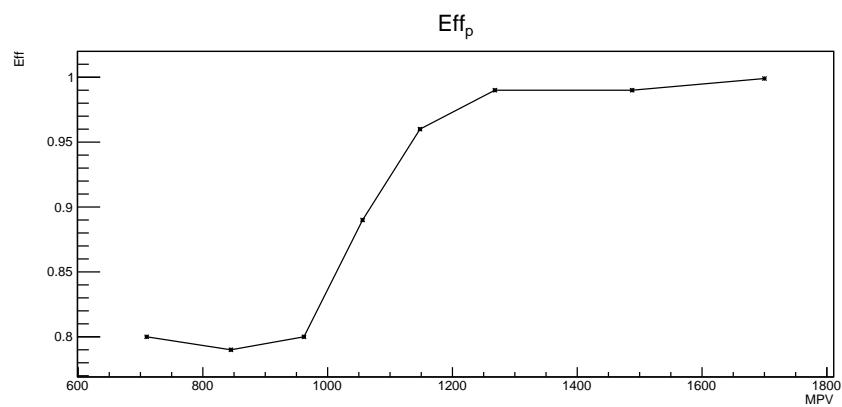


FIGURE 6.23 – Évolution de l'efficacité en fonction de la valeur la plus probable (MPV) d'amplitude de signal enregistré.

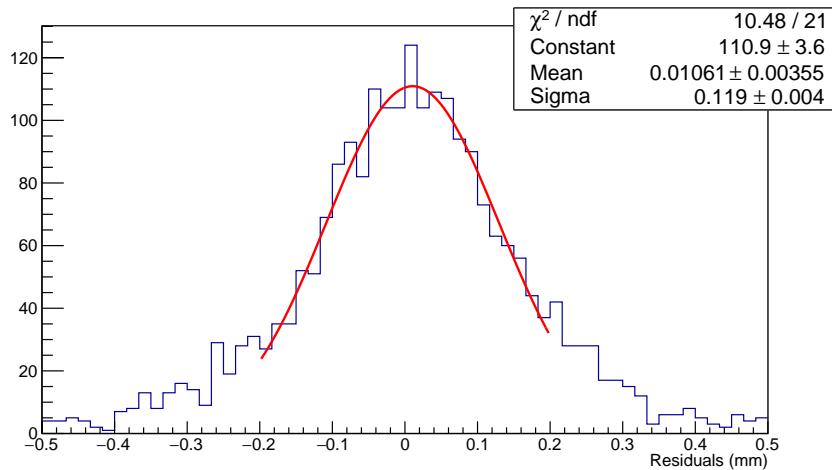


FIGURE 6.24 – Distribution des distances résiduelles enregistrées sur un fil ajusté par une fonction gaussienne.

des expériences du programme expérimentale d’ALERT nécessitant une résolution de 200 μm . De surcroît, la présence du champs magnétique de 5 T devrait même améliorer la résolution du détecteur.

6.4 Conclusion

Malgré le dysfonctionnement du système de déclenchement d’acquisition externe et les variations significative de composition du milieu actif du détecteur, les signaux enregistrés par le détecteur ont permis de détecter différentes particules déposant différentes quantités d’énergie. Les algorithmes de calibration et de reconstruction de trajectoires, conçus pour l’expérience, ont permis de reconstruire les trajectoires des protons de 190 MeV/c aux α de 244 MeV/c. Les signaux enregistrés et les trajectoires ainsi reconstruites renseignent sur les performances du détecteur. L’efficacité supérieure à 85% et la résolution de 250 μm répondent au cahier des charges de l’expérience ALERT. Les performances identiques observées sur les cellules composées de fils d’aluminium et de tungstène valident l’utilisation de fils d’aluminium pour le détecteur ALERT. Enfin, les résultats peu concluants sur le gain, dûs aux instabilités du milieu actif, renforcent l’idée de la nécessité d’un système de contrôle de la composition, de la température et de la pression du gaz au sein du détecteur.

Conclusions et perspectives

Cette thèse a couvert toutes les étapes de la conception de la chambre à dérive d'ALERT, de l'élaboration de son cahier des charges à la validation de ses performances.

Le cahier des charges du détecteur ALERT est dicté non seulement par les spécificités des mesures du programme d'expérience ALERT mais aussi par les caractéristiques de l'installation dans laquelle il s'insère. Il a donc été nécessaire de produire un détecteur rapide, transparent, de grande ouverture angulaire capable de détecter des protons de 190 MeV/c comme des particules α de 244 MeV/c d'impulsion.

Les connaissances théoriques des détecteurs gazeux ont permis de concevoir un premier design de la chambre à dérive et servent de support à la construction de simulation des performances du détecteur. Ces simulations ont permis de choisir un mélange d' $\text{He}-\text{CO}_2$ pour milieu actif et ont donné les premières estimations de la résolution du détecteur. Les courbes isochrones circulaires observées ont grandement facilité l'élaboration d'un programme de reconstruction.

Le travail sur la mécanique du détecteur a permis d'adapter la solution de maintien des fils par sertissage dans des douilles, facilitant la construction du détecteur et n'altérant pas ses performances. Des prototypes à l'échelle 1 du détecteur final ont été assemblés et ont confirmé sa solidité mécanique.

L'électronique du détecteur a été ajustée grâce au travail de prototypage et de tests multiples. En séparant l'électronique haute tension du circuit imprimé contenant le plan de masse plus aucun courant de fuite n'a été observé. Avec une réduction du *crosstalk*, inférieur à 5%, par le circuit de découplage et un ASIC de lecture rapide, l'électronique permet de répondre au cahier des charges de l'expérience.

Un prototype de la chambre à dérive, dont la disposition de fils est identique à la disposition des fils de la chambre à dérive d'ALERT, intégrant l'électronique définitive du détecteur a pu être testé sur faisceau à ALTO. La plateforme ALTO permet de générer des faisceaux de protons et de particules α de la même énergie que les fragments de recul à observer dans les expériences de diffusions étiquetées. Les enregistrements effectués en plaçant le détecteur directement en bout de ligne ont permis d'écrire un programme de reconstruction de traces et d'en déduire la trajectoire des particules traversant le détecteur. Ces essais ont validé la capacité du détecteur à reconstruire des trajectoires pour différentes particules, des α de 244 MeV/c aux protons de 190 MeV/c avec des efficacités comprises entre 85 et 100%. Aucune détérioration dû au rayonnement n'a été observée malgré la position du détecteur directement en bout de ligne faisceau pour des intensités (milieu

de ligne) allant jusqu'à 100 nA de particules α . Les performances de résolutions spatiales constatées, d'environ 250 μm sans champ magnétique, correspondent aux performances obtenues par simulation et répondent au cahier des charges malgré l'absence de déclencheur externe. Enfin ces tests ont permis de mettre en lumière l'absolue nécessité d'un contrôle précis de la composition du gaz ainsi que des conditions de température et de pression lors de l'expérience.

La prochaine étape de vérification du fonctionnement du détecteur consiste en la vérification de ses performances en champ magnétique. En effet, le champ magnétique est susceptible non seulement de modifier la résolution du détecteur et la trajectoire de l'avalanche électronique mais peut aussi modifier les propriétés du gaz induisant des variations de gain et d'efficacité de la chambre. Des tests au laboratoire Argonne sont donc prévus pour l'année 2022. Si ces tests valident les simulations il ne restera alors plus qu'à construire le détecteur et l'installer dans le Hall B du Laboratoire Jefferson pour une expérience prévue en 2023.

Bibliographie

- [Acker et al., 2020] Acker, A. et al. (2020). The CLAS12 Micromegas Vertex Tracker. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 957 :163423.
- [Aprahamian et al., 2015] Aprahamian, A. et al. (2015). Reaching for the horizon : The 2015 long range plan for nuclear science.
- [Armstrong et al., 2017] Armstrong, W. et al. (2017). Tagged EMC Measurements on Light Nuclei.
- [Armstrong, 2021] Armstrong, W. R. (2021). Tagged dvcs with alert. Exploring QCD With Tagged Processes.
- [Aubert et al., 1983] Aubert, J. J. et al. (1983). The ratio of the nucleon structure functions F_{2n} for iron and deuterium. *Phys. Lett. B*, 123 :275–278.
- [Belitsky and Radyushkin, 2005] Belitsky, A. V. and Radyushkin, A. V. (2005). Unraveling hadron structure with generalized parton distributions. *Phys. Rept.*, 418 :1–387.
- [Bernauer et al., 2010] Bernauer, J. C. et al. (2010). High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :242001.
- [Bezginov et al., 2019] Bezginov, N., Valdez, T., Horbatsch, M., Marsman, A., Vuetha, A. C., and Hessels, E. A. (2019). A measurement of the atomic hydrogen Lamb shift and the proton charge radius. *Science*, 365(6457) :1007–1012.
- [Blum and Rolandi, 1994] Blum, W. and Rolandi, L. (1994). *Particle Detection with Drift Chambers*. Berlin.
- [Brown, 1959] Brown, S. (1959). *Basic Data of Plasma Physics*. Cambridge.
- [Chadwick, 1932] Chadwick, J. (1932). The Existence of a Neutron. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 136(830) :692–708.
- [Charles, 2013] Charles, G. (2013). *Mise au point de détecteurs micromegas pour le spectromètre CLAS12 au laboratoire Jefferson*. PhD thesis, U. Paris-Sud 11, Dept. Phys., Orsay.
- [Charpak, 1992] Charpak, G. (1992). conférence du prix nobel.
- [Chatagnon, 2020] Chatagnon, P. (2020). *Nucleon structure studies with CLAS12 at Jefferson Lab : timelike Compton scattering and the central neutron detector*. PhD thesis, IJCLab, Orsay.
- [Ciofi degli Atti et al., 1999] Ciofi degli Atti, C., Kaptari, L. P., and Scopetta, S. (1999). Semiinclusive deep inelastic lepton scattering off complex nuclei. *Eur. Phys. J. A*, 5 :191–207.

- [Cirrone et al., 2004] Cirrone, P., Cuttone, G., Lojacono, P., Nigro, S., Mongelli, V., Patti, I., Privitera, G., Raffaele, L., Rifuggiato, D., Sabini, M., Salamone, V., Spatola, C., and Valastro, L. (2004). A 62mev proton beam for the treatment of ocular melanoma at laboratori nazionali del sud-infn. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 51 :860 – 865.
- [Close et al., 1983] Close, F. E., Roberts, R. G., and Ross, G. G. (1983). The Effect of Confinement Size on Nuclear Structure Functions. *Phys. Lett. B*, 129 :346–350.
- [Dupré and Scopetta, 2016] Dupré, R. and Scopetta, S. (2016). 3D Structure and Nuclear Targets. *Eur. Phys. J. A*, 52(6) :159.
- [Ericson and Thomas, 1983] Ericson, M. and Thomas, A. (1983). Pionic corrections and the EMC enhancement of the sea in iron. *Physics Letters B*, 128 :112–116.
- [Fabjan et al., 2006] Fabjan, C. W. et al. (2006). ALICE : Physics performance report, volume II. *J. Phys. G*, 32 :1295–2040.
- [Frankfurt and Strikman, 1985] Frankfurt, L. L. and Strikman, M. I. (1985). POINT - LIKE CONFIGURATIONS IN HADRONS AND NUCLEI AND DEEP IN-ELASTIC REACTIONS WITH LEPTONS : EMC AND EMC LIKE EFFECTS. *Nucl. Phys. B*, 250 :143–176.
- [Gasparian et al., 2020] Gasparian, A. et al. (2020). PRad-II : A New Upgraded High Precision Measurement of the Proton Charge Radius.
- [Grupen and Shwartz,] Grupen, C. and Shwartz, B. *Particle Detectors*.
- [Hofstadter, 1956] Hofstadter, R. (1956). Electron scattering and nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, 28 :214–254.
- [Hofstadter and McAllister, 1955] Hofstadter, R. and McAllister, R. W. (1955). Electron Scattering From the Proton. *Phys. Rev.*, 98 :217–218.
- [Karshenboim, 2008] Karshenboim, S. G. (2008). New recommended values of the fundamental physical constants (CODATA 2006). *Phys. Usp.*, 51 :1019–1026.
- [Leo, 1993] Leo, W. R. (1993). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*.
- [Lorce et al., 2011] Lorce, C., Pasquini, B., and Vanderhaeghen, M. (2011). Unified framework for generalized and transverse-momentum dependent parton distributions within a 3Q light-cone picture of the nucleon. *JHEP*, 05 :041.
- [McDaniel and Mason, 1973] McDaniel, E. and Mason, E. (1973). *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*. New York.
- [Melnitchouk et al., 1997] Melnitchouk, W., Sargsian, M., and Strikman, M. I. (1997). Probing the origin of the EMC effect via tagged structure functions of the deuteron. *Z. Phys. A*, 359 :99–109.
- [Melnitchouk et al., 1994] Melnitchouk, W., Schreiber, A. W., and Thomas, A. W. (1994). Deep inelastic scattering from off-shell nucleons. *Phys. Rev. D*, 49 :1183–1198.
- [Miller, 2007] Miller, G. A. (2007). Charge Density of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :112001.

- [M.J. Berger and Chang, 2017] M.J. Berger, J.S. Coursey, M. Z. and Chang, J. (2017). Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. *NIST Standard Reference Database*, 124.
- [Pohl et al., 2010] Pohl, R. et al. (2010). The size of the proton. *Nature*, 466 :213–216.
- [Rieke and Prepejchal, 1972] Rieke, F. F. and Prepejchal, W. (1972). Ionization Cross Sections of Gaseous Atoms and Molecules for High-Energy Electrons and Positrons. *Phys. Rev. A*, 6 :1507–1519.
- [Rosenbluth, 1950] Rosenbluth, M. N. (1950). High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons. *Phys. Rev.*, 79 :615–619.
- [Rutherford, 1919] Rutherford, E. (1919). Collision of α particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. *Phil. Mag. Ser. 6*, 37 :581–587.
- [Schindler,] Schindler, H. Garfield++-simulation of tracking detectors.
- [Seely et al., 2009] Seely, J. et al. (2009). New measurements of the EMC effect in very light nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :202301.
- [Wilson, 1927] Wilson, C. T. R. (1927). conférence du prix nobel.
- [Xiong et al., 2019] Xiong, W., Gasparian, A., Gao, H., Dutta, D., Khandaker, M., Liyanage, N., Pasyuk, E., Peng, C., Bai, X., Ye, L., Gnanvo, K., Gu, C., Levillain, M., Yan, X., Higinbotham, D., Meziane, M., Ye, Z., Adhikari, K., Aljawarneh, B., and Zhao, Z. (2019). A small proton charge radius from an electron–proton scattering experiment. *Nature*, 575 :147–150.
- [Zweig, 1964] Zweig, G. (1964). *Two Topics in Elementary Particle Physics : 1) the Reaction $\gamma + N \rightarrow \pi + N$ at High-Energies 2) K Leptonic Decay and Partially Conserved Currents*. PhD thesis, Caltech.
- [Zyla et al., 2020] Zyla, P. A. et al. (2020). Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8) :083C01.