

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

École doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique nucléaire

présentée par

Piotr KONCZYKOWSKI

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris-Sud XI

ETUDE DE L'ASYMÉTRIE DE SPIN DU FAISCEAU DANS
L'ÉLECTROPRODUCTION DE PHOTONS AUPRÈS DU
SPECTROMÈTRE CLAS AU JEFFERSON LAB ET
DÉVELOPPEMENT DE DÉTECTEURS MICROMEGAS POUR LE
FUTUR SPECTROMÈTRE CLAS12.

Thèse dirigée par **Franck SABATIÉ**

Soutenue publiquement le 17 décembre 2010 devant le jury composé de

Michel DAVIER	Président
Latifa ELOUADRHIRI	Rapporteur
Jean Marc LE GOFF	Rapporteur
Joël POUTHAS	Examineur
Franck SABATIÉ	Directeur de thèse
Philippe SCHUNE	Examineur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Franck Sabatié, mon directeur de thèse, pour la confiance qu'il a pu m'accorder et pour son excellent encadrement tout au long de cette thèse. Je le remercie également pour m'avoir montré ce qu'était le monde de la recherche et pour tout ce qu'il m'a appris, autant en informatique qu'en physique. Ce fut un réel plaisir d'avoir été son étudiant.

Je remercie Michel Garçon et Françoise Auger pour leur accueil chaleureux et pour m'avoir permis de travailler au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA-Saclay. Danielle Coret, Isabelle Richard et Valérie Poyeton pour leur assistance dans les démarches administratives.

Ensuite je désire remercier les membres du jury pour avoir accepté de juger mon travail. Je remercie Michel Davier, président de ce jury, ainsi que Latifa Elouadrhiri et Jean Marc Le Goff qui m'ont fait l'honneur d'évaluer et de corriger ce manuscrit. Je remercie aussi Philippe Schune et Joël Pouthas qui ont accepté d'examiner ce travail.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes du groupe CLAS qui m'ont aidé à réaliser ce travail et pour les excellentes relations que nous avons entretenues : Jacques Ball, Sébastien Procureur, Hervé Moutarde, Brahim Moreno. Je remercie très chaleureusement nos collègues du SEDI : Stephan Aune, Caroline Lahonde-Hamdoun, Eric Delagnes et Olivier Meunier. Je souhaite bon courage à Gabriel Charles pour sa thèse.

Mes remerciements vont ensuite à nos collègues de l'IPN d'Orsay : Michel Guidal, Silvia Niccolai, Silvia Pisano.

Je souhaite remercier également tous les collaborateurs du Jefferson Lab : Volker Burkert, Alexandre Deur, Mac Mestayer, Harut Avagyan, Valery Kubarovsky, Paul Stoler et Mher.

Je voudrais saluer les personnes que j'ai rencontré au JLab : Alexandre Camsonne, François-Xavier Girod, Taya Mineeva, Florian Itard, Eric Fuchey, Jonathan Dumas, Yohann Perrin et Vivien Laine. Merci pour votre amitié et pour tous les moments de détente passés ensemble.

Je tiens enfin à remercier mes parents, mes soeurs et toute ma famille pour leur soutien constant tout au long de mes études et de mon doctorat. Merci à mes amis,

en témoignage des sentiments passés et à venir : à l'apprenti sorcier Mateusz M. avec l'espoir de l'amitié éternelle par delà les aléas de la vie, au futur Great Teacher Fabien C. pour le délicieux Ti'Jacques boucané réunionnais, à Matthieu G. et Elodie P. pour l'amitié indéfectible, Boris K. le maître à jouer et le maître à penser. Et enfin à Nadia B. pour sa gentillesse et sa bonne humeur tout au long de cette aventure.

Enfin merci à toutes les personnes que je n'ai pas citées ici et qui se reconnaîtront dans ces quelques lignes.

Table des matières

Introduction	1
1 Etude de la structure du nucléon	4
1.1 Facteurs de forme du nucléon	4
1.2 Fonctions de structure	6
1.3 Le modèle de parton	7
1.4 Distributions Généralisées de Partons (GPD)	9
1.5 Spin du nucléon et règle de somme de Ji	12
1.6 Diffusion Compton Profondément Virtuelle DVCS	12
1.6.1 Asymétrie de spin du faisceau	15
1.6.2 Autres résultats expérimentaux	17
2 JLab : l'accélérateur CEBAF et le spectromètre CLAS	20
2.1 CEBAF	20
2.1.1 Accélération du faisceau d'électrons	21
2.2 Le spectromètre CLAS	22
2.2.1 Champ magnétique toroïdal (aimant DVCS)	24
2.3 Appareillage	25
2.3.1 Les chambres à dérive	25
2.3.2 Compteur Čerenkov	26
2.3.3 Compteur de temps de vol	27
2.3.4 Calorimètre électromagnétique (EC)	29
2.3.5 Calorimètre interne (IC)	29
3 L'expérience e1-dvcs	32
3.1 Calibration des détecteurs	33
3.1.1 Chambres à dérive	33
3.1.2 Scintillateurs de temps de vol (SC)	44
3.1.3 Signal RF	44
3.1.4 Compteurs Čerenkov	44
3.1.5 Calorimètres électromagnétiques EC	45

3.1.6	Calorimètre Interne IC	47
4	Analyse des données	49
4.1	Identification des particules	49
4.1.1	Sélection des candidats électrons	50
4.1.2	Sélection des candidats protons	55
4.1.3	Sélection des candidats photons	59
4.2	Selections des événements $ep \rightarrow ep\gamma$	62
4.3	Intervalles cinématiques	68
4.4	Résultats expérimentaux	69
4.4.1	Calcul des asymétries	69
4.4.2	Evaluation des erreurs	70
4.5	Conclusion	77
5	De JLab à JLab12	79
5.1	CEBAF12	79
5.2	Le spectromètre CLAS12	82
5.3	Asymétries de spin du faisceau avec CLAS12	85
5.4	Conclusion	86
6	Le détecteur Micromegas dans CLAS12	88
6.1	Le détecteur Micromegas	88
6.1.1	Description du détecteur Micromegas	89
6.1.2	Principe du détecteur	90
6.1.3	Utilisation de Micromegas dans le trajectographe central de CLAS12	94
6.1.4	Concept du Micromegas en "bulk"	95
6.2	Difficulté et contraintes liées à l'utilisation de Micromegas à JLab . .	96
6.2.1	Détecteur bulk courbe	96
6.2.2	Champ magnétique transverse : problème de l'angle de Lorentz	97
6.3	Mesure de l'angle de Lorentz dans un champ magnétique transverse de 1,5T	98
6.3.1	Dispositif expérimental	99
6.3.2	Lecture du signal ADC	100
6.3.3	Mise en place d'une interface graphique	101
6.3.4	Analyse de données	102
6.3.5	Conclusion (intermédiaire)	106
6.4	Tests de détecteurs Micromegas dans le champ magnétique transverse de 4,2 T du solénoïde de CLAS	107
6.4.1	Dispositif expérimental	107

6.4.2	Nouvelle interface graphique liée à l'utilisation d'une électronique AFTER	108
6.4.3	Utilisation de longues limandes	109
6.4.4	Analyse de données	113
6.4.5	Conclusion intermédiaire	114

Résumé et Conclusion **118**

Introduction

La structure du nucléon a pu être étudiée à partir de processus électromagnétiques telles que la diffusion lepton-nucléon. L'utilisation de photons réels ou virtuels dans ces réactions a permis de sonder les hadrons et de mettre en évidence leur structure interne. Outre le fait que cette sonde électromagnétique est très bien comprise, elle présente l'avantage d'être insensible à l'interaction forte ce qui permet d'étudier avec une grande précision l'intérieur du nucléon. Les photons virtuels sont produits par interaction électromagnétique entre des leptons (électrons ou muons) et un nucléon. La particularité de ces photons est que leur virtualité est négative. Il est important de rajouter que leur nature élémentaire n'ajoute pas d'incertitude dans l'interprétation des résultats contrairement aux faisceaux de particules composites.

Les premières expériences de diffusion élastique menées dans les années 1950 [1] ont permis d'extraire les facteurs de forme du nucléon qui sont reliés à la distribution spatiale de charge et de courant. Avec le développement des accélérateurs, des expériences à des énergies plus élevées ont été réalisées. A haute énergie, la longueur d'onde associée à l'électron incident est beaucoup plus petite que la taille du proton et permet donc d'étudier plus finement sa structure. Cependant, à partir d'une certaine énergie, la réaction devient inélastique et une partie de l'énergie est perdue à l'intérieur de la cible donnant lieu à des processus internes. Dans les réactions de diffusion profondément inélastiques définies par une virtualité du photon élevée, l'état hadronique final n'est pas identifié et l'électron diffusé reste la seule particule identifiée. La mesure de fonctions de structure du nucléon a été rendue possible par ces réactions. L'observation d'invariance d'échelle de ces fonctions à partir de la fin des années 1960 [2] a été interprétée comme le signe de l'existence d'une sous-structure ponctuelle dans le nucléon. L'introduction du modèle des partons par Feynman en 1969 [3] a permis par la suite d'identifier cette sous-structure comme étant des quarks et des gluons. Des distributions de partons définies comme des distributions en fraction d'impulsion longitudinale des partons ont été extraites à partir des fonctions de structure.

Le nucléon est ainsi décrit soit par les facteurs de formes soit par les distributions

de partons. Un nouveau formalisme, qui permet notamment d'unifier ces deux descriptions, a été introduit il y a une quinzaine d'années : les Distributions Généralisées de Partons (GPD pour *Generalized Parton Distributions*) [4, 5]. Les GPD font la corrélation entre la position transverse et la fraction d'impulsion longitudinale des partons dans le nucléon et permettraient donc d'obtenir une image tri-dimensionnelle du nucléon. Les informations contenues dans les GPD permettent également de calculer les contributions des partons (quarks et gluons) au spin du nucléon. L'extraction des GPD représente un enjeu important pour la compréhension de la structure interne des nucléon.

Expérimentalement, la réaction la plus simple pour accéder aux GPD est la Diffusion Compton Profondément Virtuelle (ou DVCS pour *Deeply Virtual Compton Scattering*) qui consiste dans la limite de Bjorken en la leptoproduction de photons sur un quark du nucléon $lN \rightarrow lN\gamma$. L'expérience e1-dvcs [6] menée au Jefferson Lab à l'aide du spectromètre CLAS est la première expérience dédiée à l'étude du DVCS dans le Hall B. La première partie de cette expérience s'est achevée en 2005 tandis que la deuxième partie, qui constitue l'objet de ce travail de thèse, s'est déroulée de la fin 2008 au début 2009.

L'amélioration des accélérateurs durant ces dernières décennies va de pair avec le développement de nouveaux détecteurs. L'invention de la chambre à fils par Charpak en 1968 [7] fut une grande avancée pour la détection de particules chargées. Jusqu'à présent ces détecteurs gazeux sont utilisés dans la plupart des expériences car ils peuvent couvrir de grandes surfaces et fonctionnent à haut flux de particules. Grâce à des procédés de photolithographie, il a été possible de diminuer la distance des anodes. Ainsi une nouvelle génération de détecteur gazeux a vu le jour dans les années 1988 : les détecteurs à micropistes. Conçu au CEA de Saclay, le détecteur Micromegas [8] fait partie de cette famille de détecteurs qui commence à être utilisé dans plusieurs expériences internationales (COMPASS, CAST, T2K...).

Avec la montée en énergie de l'accélérateur CEBAF prévue à partir de 2012, une mise à niveau des différents Halls expérimentaux aura lieu. Ainsi le Hall B sera doté d'un nouveau spectromètre : CLAS12 [9]. Le CEA Saclay est impliqué dans le développement de détecteurs Micromegas pour la région centrale de ce nouveau spectromètre. Certains de ces détecteurs devront être courbés et seront soumis à un fort champ magnétique (5 T) qui sera parfois parallèle aux pistes. Mon travail a consisté à montrer que les Micromegas pouvaient être utilisés dans de telles conditions.

Ce manuscrit s'organise de la manière suivante :

- Le premier chapitre traite des aspects théoriques de l'étude de la structure du

nucléon avec l'introduction aux Distributions Généralisées de Partons.

- Le deuxième chapitre donne un aperçu du Jefferson Lab et décrit les différents éléments du spectromètre CLAS.
- Les détails de l'expérience e1-dvcs sont détaillés dans le troisième chapitre. La calibration des différents appareils de CLAS est détaillée. Les résultats de l'éta-lonnage des chambres à dérive que j'ai effectué sont également présentés.
- Le quatrième chapitre est consacré à l'analyse des données de la seconde partie de l'expérience e1-dvcs. Les différentes coupures pour sélectionner de bonnes particules ainsi que les coupures d'exclusivité sont expliquées. Les résultats d'asymétries de spin du faisceau présentés à la fin montre un bon accord avec la première partie de l'expérience e1-dvcs.
- Le projet de montée en énergie du Jefferson Lab est détaillé dans le cinquième chapitre. La présentation du futur spectromètre CLAS12 ainsi que les résultats attendus y sont exposés.
- L'étude et le développement de détecteurs Micromegas pour CLAS12 sont décrits dans le sixième chapitre. Les résultats de deux tests dans des champs magnétiques de 1,5 (à Saclay) et 4,5 T (au JLab) qui ont permis de valider l'utilisation de Micromegas à haut champ magnétique transverse sont présentés.

Chapitre 1

Etude de la structure du nucléon

1.1 Facteurs de forme du nucléon

C'est dans les années 1950 que la nature composite du nucléon a été mise en évidence à Stanford par des expériences de diffusion élastique électron-nucléon $eN \rightarrow e'N'$ [1]. Cette réaction est illustrée sur la figure 1.1 où un photon est échangé entre le lepton e et le nucléon N . Une généralisation des concepts de "charge effective" et de moment magnétique a permis de paramétriser le nucléon par les facteurs de forme F_1 de Dirac et F_2 de Pauli. Ces facteurs de forme dépendent uniquement de la virtualité du photon Q^2 définie comme il suit :

$$Q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.1)$$

où k et k' sont respectivement les quadrivecteurs du lepton incident et diffusé.

En faisant l'hypothèse que le nucléon est une charge ponctuelle la section efficace s'écrit alors comme la section efficace de Mott qui correspond à la diffusion d'une particule de spin 1/2 sur une cible ponctuelle de spin 1/2 et de mass M :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)} \quad (1.2)$$

où E est l'énergie de l'électron incident et θ l'angle de déviation de l'électron diffusé.

L'observation de déviations avec les section efficaces expérimentales a incité Hofstadter [10] de ne plus considérer le nucléon comme une particule ponctuelle. La distribution spatiale de charge peut être modélisée par deux *facteurs de forme* F_1 et F_2 dépendant uniquement de Q^2 . La section efficace de diffusion s'écrit alors :

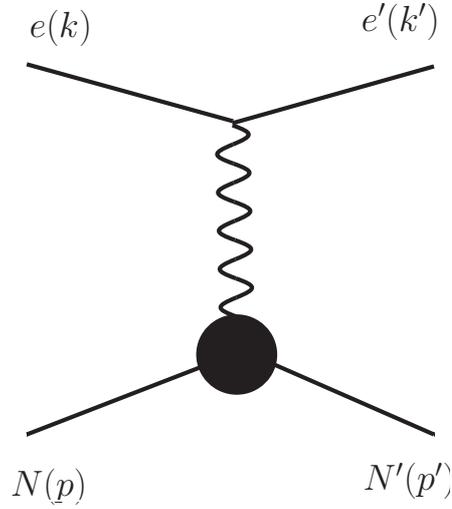


FIGURE 1.1 – Diagramme de Feynman lié à la diffusion élastique d'un électron sur un nucléon. Les quadrivecteurs k , k' , p et p' correspondent aux électrons incident, diffusé et aux nucléon incident et diffusé.

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{lab} = \left(\frac{\alpha \cos(\theta/2)}{2E \sin^2(\theta/2)} \right)^2 \frac{E'}{E} \left[(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4M^2} F_2^2) + \frac{Q^2}{2M^2} (F_1 + \kappa F_2)^2 \tan^2(\theta/2) \right] \quad (1.3)$$

avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ la constante de structure fine, E et E' respectivement les énergies des électrons incident et diffusé.

Ces facteurs de forme sont reliés aux facteurs de forme électrique G_E et magnétique G_M (appelé aussi facteurs de forme de Sachs) par les équations suivantes :

$$G_E = F_1 - \frac{\kappa Q^2}{4M^2} F_2, \quad (1.4)$$

$$G_M = F_1 + \kappa F_2 \quad (1.5)$$

où κ est le moment magnétique anormal et M la masse du nucléon.

La virtualité du photon est relié au transfert d'impulsion q entre l'électron et le nucléon par $Q^2 = -q^2$. Par ce changement de variables les facteurs de forme $F(q)$ peuvent s'écrire comme la transformée de Fourier de la distribution de charge $\rho(q)$:

$$F(q) = \int \rho(\vec{x}) e^{iq \cdot \vec{x}} d^3x \quad (1.6)$$

La mesure des facteurs de forme du proton a permis d'extraire pour la première fois l'extension spatiale du nucléon. La valeur du rayon du proton obtenue par McAllister et Hofstadter en 1956 [11] était de 0.7 fm. Des mesures plus précises, exprimées à partir du facteur de forme G_E , ont établi le rayon du proton à 0.86 fm.

1.2 Fonctions de structure

La diffusion profondément inélastique électron-nucléon $eN \rightarrow e'X$ est illustrée sur la figure 1.2. Dans cette réaction l'état final hadronique X final n'est pas identifié. Cependant sa masse W est calculé à partir des quadri-vecteurs du photon (q) et du nucléon cible (p) à partir de l'équation suivante :

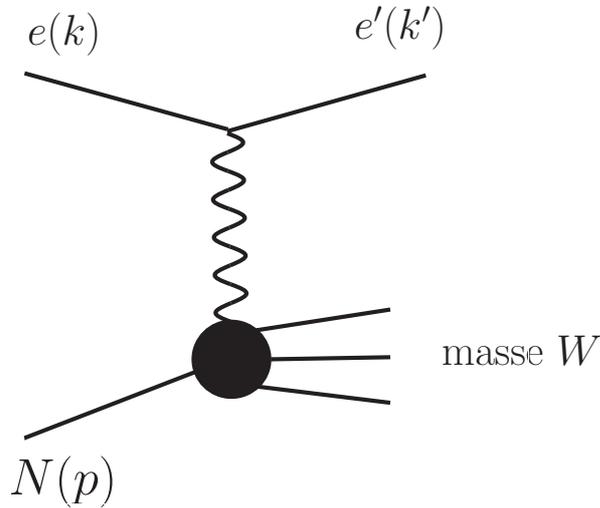


FIGURE 1.2 – Diagramme de Feynman de la réaction de diffusion profondément inélastique $eN \rightarrow e'X$. Les quadri-vecteurs k , k' et p correspondent respectivement à l'électron incident, diffusé et au nucléon cible. L'état hadronique X est caractérisé par sa masse W .

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2p \cdot q + q^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (1.7)$$

où M est la masse du nucléon et ν est l'énergie du photon définie à par :

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \quad (1.8)$$

Les premières expériences de diffusion profondément inélastique (DIS pour *Deeply Inelastic Scattering*) ont eu lieu en 1967 [12, 13]. Elles ont permis de mettre en évidence la présence de charges ponctuelles à l'intérieur du nucléon par l'extraction

de fonctions de structure $W_{1,2}(Q^2, \nu)$. La section efficace s'exprime en fonction de ces fonctions suivant :

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} (W_2 \cos^2(\theta/2) + 2W_1 \sin^2(\theta/2)) \quad (1.9)$$

avec E et E' respectivement les énergies des électrons incident et diffusé et θ l'angle de diffusion de l'électron.

L'observation à grand Q^2 et ν d'une invariance d'échelle pour ces fonctions a été interprété comme l'observation d'une sous-structure du nucléon. En effet avec Q^2 de l'ordre de 1 GeV^2 les fonctions de structure W_i ($i \in 1, 2$) ne dépendent que du rapport ν/Q^2 et plus exactement de $1/x_B = 2M\nu/Q^2$. L'introduction du modèle des partons, décrit ci-après, a permis d'interpréter cette sous-structure.

1.3 Le modèle de parton

Le modèle de parton a été proposé par Richard Feynman en 1969 [3, 14] afin de décrire les diffusions profondément inélastiques. Dans ce modèle, les nucléons sont composés de sous-particules ponctuelles indépendantes appelées partons. Dans l'approximation du référentiel du moment infini, où le nucléon est considéré comme possédant une quantité de mouvement infinie, le mouvement des partons est suspendu par l'effet de la dilatation du temps. L'interaction d'un parton du nucléon avec une autre particule se fera alors instantanément et de manière incohérente, c'est-à-dire sans modification simultanée de la structure du nucléon. Le modèle des partons fut immédiatement appliqué à la modélisation des diffusions profondément inélastiques par Bjorken et Paschos [15].

La section efficace de la diffusion profondément inélastique est interprétée dans le cadre de ce modèle comme la somme de diffusion élastique sur les partons qui composent le nucléon. Les fonctions de structure observées sont définies par des distributions de parton $f_j(x)$ (j étant le numéro du parton) par les équations suivantes :

$$W_i(Q^2, \nu) = \sum_j \int_0^1 W_i^{(j)}(Q^2, \nu) f_j(x) dx, \quad i \in \{1; 2\} \quad (1.10)$$

Les distributions de partons sont interprétées comme les densités de probabilité de trouver un parton avec une fraction x de la quantité de mouvement longitudinale du hadron. Les fonctions de structure étant interprétées comme la somme de diffusions élastiques sur les partons, il est possible de les exprimer en fonction que d'une seule variable pour rendre compte de l'invariance d'échelle :

$$2MW_1(Q^2, \nu) = \sum_j e_j^2 f_j(x) = 2\mathcal{F}_1(x) \quad (1.11)$$

$$\nu W_2(Q^2, \nu) = x \sum_j e_j^2 f_j(x) = \mathcal{F}_2(x) \quad (1.12)$$

Les relations 1.11 et 1.12 mènent directement à la relation de Callan-Gross, valide pour des partons de spin 1/2 :

$$\mathcal{F}_2(x) = 2x\mathcal{F}_1(x) \quad (1.13)$$

Les fonctions de structure \mathcal{F}_i ainsi redéfinies ne dépendent que de la fraction de moment longitudinal x qui est égal dans cette limite à la variable de Bjorken x_B . Un calcul similaire pour des partons de spin nul mènerait toutefois à $W_1(Q^2, \nu) = 0 \rightarrow \mathcal{F}_1(x) = 0$.

Par la suite, avec la confirmation de la propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte et la validation du modèle des quarks, les partons furent identifiés comme étant les gluons et les quarks de Gell-Mann [16]. Le modèle des partons reste une approximation de la structure des hadrons relativement valide à haute énergie, mais au fil des années d'autres théoriciens ont pu étendre ce modèle à plus basse énergie.

Une particularité des partons est que leur caractérisation dépend de l'échelle $1/Q$ de l'interaction considérée. Ainsi un parton vu comme un simple quark à une échelle donnée peut se révéler être la superposition d'un quark et d'un gluon à une échelle plus petite. De ce fait, le nombre de partons observé dans un hadron augmente avec l'impulsion transférée. A basse énergie un hadron ne contiendra que trois partons (les trois quarks de valence). A plus haute énergie, la possibilité d'observer le hadron à une échelle plus fine permet de révéler une mer de partons en plus des quarks de valence.

L'utilisation de faisceau d'électrons ou de cible polarisés permet d'extraire des informations sur la polarisation des partons. En plus des fonctions de structure W_1 et W_2 usuelles, deux nouvelles fonctions $G_1(Q^2, \nu)$ et $G_2(Q^2, \nu)$ contenant l'information en spin ont été définies. Dans le cadre du modèle des partons, ces fonctions peuvent s'exprimer à partir de la seule variable x :

$$M^2 \nu G_1(Q^2, \nu) = g_1(x) \quad (1.14)$$

$$M \nu^2 G_2(Q^2, \nu) = g_2(x) \quad (1.15)$$

avec

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j e_j^2 (f_j^+(x) - f_j^-(x)) \quad (1.16)$$

où les fonction $f_j^\pm(x)$ sont la probabilité de trouver le parton j de fraction d'impulsion longitudinale x avec un spin parallèle (anti-parallèle) au spin du nucléon. La conservation du moment angulaire impose $\int_0^1 g_2(x) dx = 0$. Les distributions de partons non polarisées et polarisées, $q(x)$ et $\Delta q(x)$ sont définies par :

$$q(x) = f_j^+(x) + f_j^-(x) = f_j(x) \quad (1.17)$$

$$\Delta q(x) = f_j^+(x) - f_j^-(x) \quad (1.18)$$

La contribution intrinsèque des quarks de saveur q au spin du nucléon est obtenue par l'intégration de $\Delta q(x)$:

$$\delta q = \frac{1}{2} \int_0^1 dx [\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)] \quad (1.19)$$

La contribution totale des quarks et antiquarks au spin du nucléon est obtenue en faisant la somme sur toutes les saveurs q . Les diffusions profondément inélastiques polarisées ont permis de montrer que seulement 25% du spin du nucléon était porté par les quarks. La décomposition du spin du nucléon en fonction des contributions de ses sous-éléments sera par ailleurs traitée dans le cadre d'un modèle plus général décrit au paragraphe 1.5.

1.4 Distributions Généralisées de Partons (GPD)

Les distributions généralisées de partons représentent une approche théorique récente afin de mieux décrire la structure des hadrons. Elles ont été introduites il y a un peu plus de dix ans par Ji [4] et Radyushkin [5] dans le cadre de l'étude de la réaction DVCS (acronyme pour *Deeply Inelastic Compton Scattering*) $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ dans le régime de Bjorken. La figure 1.3 représente cette réaction où un photon virtuel interagit avec un quark du nucléon qui émet de façon quasi instantanée un photon réel. Les fonctions de structure \mathcal{F}_1 et \mathcal{F}_2 représentent des limites de ces nouvelles distributions (équations 1.20 et 1.21). De même les facteurs de forme ne sont que le premier moment des GPD (équations 1.22). Ces distributions permettent de décrire les corrélations entre l'impulsion longitudinale des partons et leur position transverse à l'intérieur du hadron.

Le nucléon est décrit par 8 GPD pour les quarks et 8 GPD pour les gluons cependant dans cette étude seules les GPD de quarks conservant l'hélicité seront prises en compte. A l'ordre le plus bas en $1/Q$, les GPD de quarks (H , \tilde{H} , E et \tilde{E}) dépendent

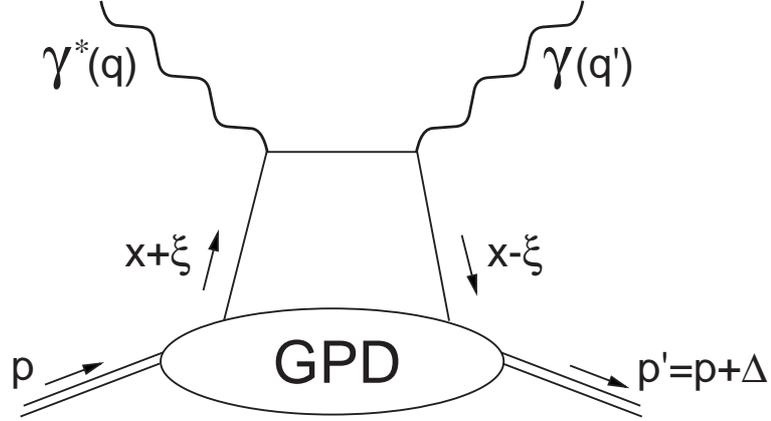


FIGURE 1.3 – *Diagramme de Feynman au premier ordre de la réaction DVCS appelé "sac à main". Le photon virtuel diffuse sur un quark du nucléon qui émet un photon réel. Les quadrivecteurs q , q' , p et p' correspondent respectivement au photon virtuel et réel et au proton incident et diffusé tandis que les variables x , ξ et Δ définissent les GPD.*

de trois variables cinématiques : x , ξ et t . La variable x est la fraction d'impulsion moyenne portée par les quarks ($-1 < x < 1$). La variable ξ est la fraction d'impulsion longitudinale du transfert au proton Δ (appelé "skewness" en anglais) qui peut être réduit à $\xi \approx x_B/(2 - x_B)$ dans la limite de Bjorken. Enfin $t = \Delta^2 = (p' - p)^2$ est le transfert d'impulsion entre le nucléon initial et final. Les GPD H et E sont qualifiées de non-polarisée tandis que \tilde{H} et \tilde{E} sont les GPD polarisées.

En prenant la limite $\xi = 0$ et $t \rightarrow 0$, les GPDs H et \tilde{H} correspondent aux distributions de partons polarisées $q(x)$ et non-polarisées $\Delta q(x)$ par ces relations :

$$H^q(x, 0, 0) = q(x) \quad (1.20)$$

$$\tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) \quad (1.21)$$

où q correspond à la saveur du quark. Dans le cas de transfert de moment fini ($t \neq 0$), les GPDs sont liés aux facteurs de forme du nucléon par des règles de somme indépendantes de tout modèle :

$$\int_{-1}^1 H^q(x, \xi, t) dx = F_1^q(t), \quad \forall \xi$$

$$\int_{-1}^1 E^q(x, \xi, t) dx = F_2^q(t), \quad \forall \xi$$

$$\begin{aligned}
\int_{-1}^1 \tilde{H}^q(x, \xi, t) dx &= G_A^q(t), & \forall \xi \\
\int_{-1}^1 \tilde{E}^q(x, \xi, t) dx &= G_P^q(t), & \forall \xi
\end{aligned}
\tag{1.22}$$

où G_A et G_P sont les facteurs de forme axial et pseudo-scalaire.

Dans la limite où $\xi = 0$ et $t \neq 0$, les GPD H , \tilde{H} et E peuvent être interprétées comme des densités de probabilité. De façon plus générale, Ralston et Pire [17] ont souligné l'analogie avec les techniques d'imageries, et l'holographie en particulier. En effet dans cette limite, le parton porte la même fraction d'impulsion longitudinale x dans l'état initial et final et donc le moment transféré t se fait de façon transverse ($t = -\Delta_\perp^2$). Il est clair que cette limite ne peut pas être atteinte expérimentalement car pour émettre un photon réel le parton doit avoir une certaine impulsion longitudinale. Ainsi les transformées de Fourier à deux dimensions des GPD dans la variable d'impulsion Δ_\perp peuvent être exprimés par des distributions spatiales transverse de partons à l'intérieur du nucléon :

$$H^q(x, 0, b_\perp) = \int \frac{d^2 \Delta_\perp}{(2\pi)^2} e^{i b_\perp \Delta_\perp} H^q(x, 0, -\Delta_\perp^2),
\tag{1.23}$$

avec la distance transverse $b \equiv |b_\perp|$ qui est appelé paramètre d'impact défini depuis le centre de l'impulsion transverse du nucléon plutôt que de son centre de masse. Ces distributions spatiale de partons permettent d'avoir une image tri-dimensionnelle (2 dimensions pour $b_\perp + 1$ dimension de x) du nucléon comme l'illustre la figure 1.4.

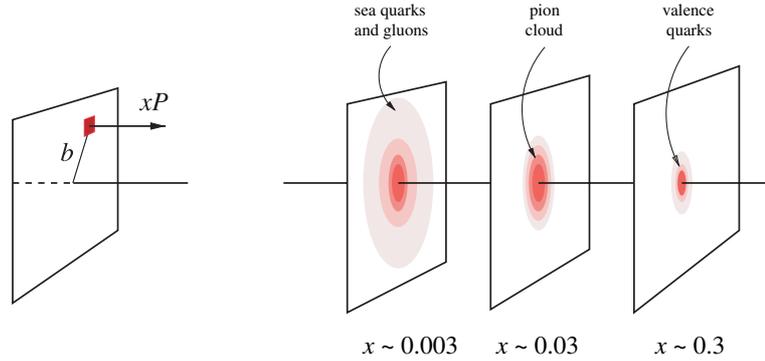


FIGURE 1.4 – Dans l'approximation de moment infini, la transformée de Fourier des GPD décrit la distribution spatiale transverse des quarks $b \equiv |b_\perp|$ en fonction de leur fraction d'impulsion x .

1.5 Spin du nucléon et règle de somme de Ji

Une question cruciale pour la compréhension de la structure du nucléon concerne la décomposition de son spin. Les contributions des constituants au spin 1/2 du nucléon sont décrites à partir de l'équation établie par Jaffe et Manohar [18] :

$$\frac{1}{2} = \frac{\Delta\Sigma}{2} + \Delta G + L_q + L_g \quad (1.24)$$

$\Delta\Sigma/2$ et ΔG sont respectivement les contributions du spin des quarks et des gluons tandis que L_q et L_g sont les contributions des moments orbitaux des quarks et des gluons.

Contrairement à ce qui était prévu par Gell-Mann [16] et Zweig [19] la contribution des quarks au spin du nucléon est assez faible, $\Delta\Sigma=0.35\pm 0.03(\text{stat})\pm 0.05(\text{syst})$ [20]. Cela a donné lieu à la "crise du spin du proton" due à une mauvaise interprétation des mécanismes quantiques sous-jacent. En effet le nucléon étudié par diffusion profondément inélastique n'est pas le même système que dans une réaction qui le laisse intact. Des expériences menées à COMPASS ont permis de borner la contribution du spin des gluons à $|\Delta G|$ de l'ordre de 0.2-0.3 [21, 22]. Pour le moment les mesures de L_q et L_g n'ont pas été effectuées.

X. Ji [4] a montré que la contribution totale des quarks et des gluons au spin du nucléon est accessible à partir des GPD :

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g, \quad (1.25)$$

où J_q et J_g qui sont les contributions respectives des quarks et gluons au spin du nucléon peuvent s'écrire en fonction des GPD suivant la règle de somme dite de Ji :

$$J_q = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{2} \sum_q \int_{-1}^1 dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)], \quad (1.26)$$

$$J_g = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{2} \sum_q \int_0^1 dx [H^g(x, \xi, t) + E^g(x, \xi, t)]. \quad (1.27)$$

La connaissance des GPD permettrait ainsi de calculer la contribution des quarks et gluons au spin du nucléon.

1.6 Diffusion Compton Profondément Virtuelle DVCS

Pour accéder aux GPD, le moyen le plus simple et le plus propre se fait par l'étude de l'électroproduction de photon sur le nucléon à grande virtualité Q^2 et faible

moment transféré t . Cette réaction repose sur la diffusion d'un photon virtuel sur un des quarks du nucléon. Ce quark sondé émet un photon réel avant de retourner dans le nucléon. Dans la limite de Bjorken, l'amplitude de la réaction DVCS $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ (figure 1.3) peut-être factorisée par une partie dure et une partie molle (non-perturbative) paramétrisée par les GPD. La partie dure qui consiste en l'interaction photon-quark est parfaitement décrite par l'électrodynamique quantique. La partie molle quant à elle est décrite à l'ordre $twist-2^1$ par les 4 GPD de quarks ($H^q, \tilde{H}^q, E^q, \tilde{E}^q$).

L'électroproduction de photons sur le nucléon, $ep \rightarrow ep\gamma$, est la somme de 2 processus : le DVCS ainsi que le Bethe-Heitler pour lequel le photon réel est émis par l'électron incident ou diffusé comme illustré sur la figure 1.5.

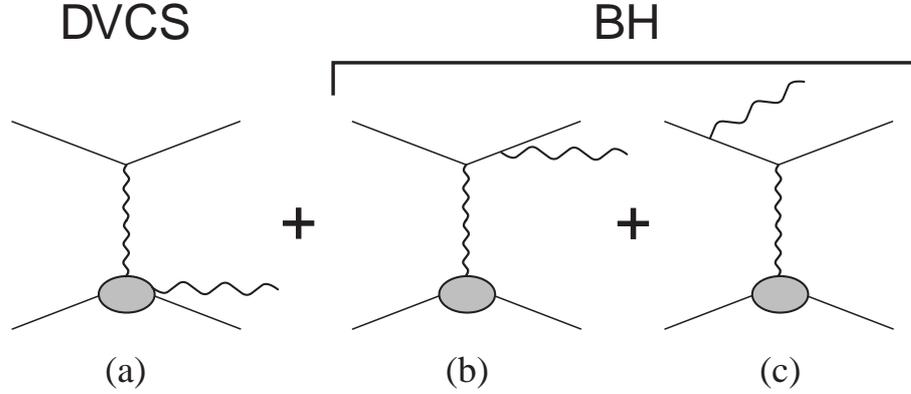


FIGURE 1.5 – Diagrammes des processus contribuant à l'électroproduction de photon : le DVCS (a) et les processus de Bethe-Heitler (b) et (c).

La section efficace totale [5] est donnée par l'équation suivante :

$$d\sigma = \frac{\alpha^3 x_B y}{16\pi^2 Q^2 \sqrt{1 + \varepsilon^2}} \left| \frac{\mathcal{T}}{e^3} \right|^2 dx_B dy d(-\Delta^2) d\phi \quad (1.28)$$

où $\varepsilon \equiv 2x_B M/Q$, y est la fraction d'énergie perdue par l'électron incident et ϕ est l'angle entre les plans leptonique (e, e') défini par les électrons incident et diffusé et hadronique (γ, p') défini par le photon émis et le proton diffusé (figure 1.6). L'amplitude \mathcal{T} de cette réaction peut s'exprimer en fonction des amplitudes des processus DVCS \mathcal{T}_{DVCS} et BH \mathcal{T}_{BH} :

$$|\mathcal{T}|^2 = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I}, \quad (1.29)$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{T}_{DVCS}^* \mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS} \mathcal{T}_{BH}^* \quad (1.30)$$

1. Le twist correspond à une classification des termes en $1/Q$. Le $twist-2$ correspond à l'ordre le plus bas.

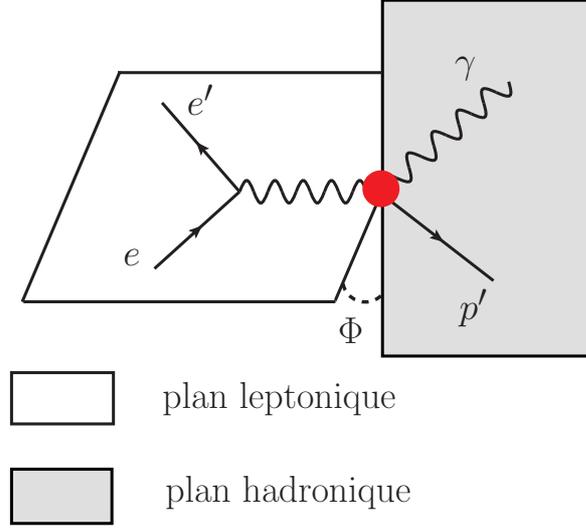


FIGURE 1.6 – Vue géométrique de la réaction DVCS. L'angle ϕ est défini comme l'angle entre le plan leptonique (e, e') et hadronique (γ, p').

Il a été montré par Belitsky, Müller et Kirchner [23] que les termes intervenant dans l'expression de l'amplitude au carré $|\mathcal{T}|^2$ peuvent être décomposés en harmoniques de l'angle azimutal ϕ :

$$|\mathcal{T}_{BH}|^2 = \frac{e^6}{\Delta^2 x_B^2 y^2 (1 + \varepsilon^2)^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ s_1^{BH} \sin \phi + \sum_{n=0}^{n=2} c_n^{BH} \cos n\phi \right\} \quad (1.31)$$

$$|\mathcal{T}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \sum_{n=0}^{n=2} \{ c_n^{DVCS} \cos n\phi + s_n^{DVCS} \sin n\phi \} \quad (1.32)$$

$$\mathcal{I} = \frac{e^6}{\Delta^2 x_B^2 y^3 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^{n=3} \{ c_n^{\mathcal{I}} \cos n\phi + s_n^{\mathcal{I}} \sin n\phi \} \quad (1.33)$$

La décomposition harmonique suivant l'angle azimutal se limite à l'ordre twist-3. Les coefficients $c_1^{\mathcal{I}}, s_1^{\mathcal{I}}$ et c_0^{DVCS} apparaissent au twist-2 tandis que $c_1^{DVCS}, s_1^{DVCS}, c_2^{\mathcal{I}}$ et $s_2^{\mathcal{I}}$ proviennent du twist-3.

Les propagateurs \mathcal{P}_1 et \mathcal{P}_2 de l'électron BH sont définis en fonction du quadri-vec-teur k de l'électron incident et du transfert d'impulsion Δ par :

$$Q^2 \mathcal{P}_1 \equiv (k - q')^2 = Q^2 + 2k \cdot \Delta, \quad Q^2 \mathcal{P}_2 \equiv (k - \Delta)^2 = -2k \cdot \Delta + \Delta^2, \quad (1.34)$$

le quadrivecteur q' correspondant au photon réel.

$$k \cdot \Delta = -\frac{Q^2}{2y(1+\varepsilon^2)} \left\{ 1 + 2K \cos \phi - \frac{\Delta^2}{Q^2} \left(1 - x_B(2-y) + \frac{y\varepsilon^2}{2} \right) + \frac{y\varepsilon^2}{2} \right\} \quad (1.35)$$

Le facteur cinématique K est défini par :

$$K \equiv \frac{1}{2Q^2} \sqrt{-(1-y-y^2\varepsilon^2/4)(4x_B(1-x_B)+\varepsilon^2)(\Delta^2-\Delta_{min}^2)(\Delta^2-\Delta_{min}^2)} \quad (1.36)$$

dont l'expression dépend du transfert d'impulsion maximal et minimal :

$$\Delta_{min,max}^2 = -\frac{1}{4x_B(1-x_B)+\varepsilon^2} \left\{ 2(1-x_B)Q^2 + \varepsilon^2 Q^2 \mp 2\sqrt{1+\varepsilon^2}(1-x_B)Q^2 \right\} \quad (1.37)$$

où les signe $+(-)$ correspond à $\Delta_{max}^2(\Delta_{min}^2)$

1.6.1 Asymétrie de spin du faisceau

Dans les conditions expérimentales de CLAS l'amplitude du processus BH domine largement (plusieurs ordre de grandeurs) celle du DVCS sur un large domaine cinématique (figure 1.7), ce qui rend l'extraction des sections efficaces délicate.

L'utilisation de cible ou de faisceau polarisés permet d'extraire plus facilement les GPD expérimentalement par la mesure des asymétries. En effet, les asymétries sont un ratio de sections efficaces dans lequel les acceptances et les efficacités s'annulent au premier ordre. La formule de l'asymétrie de spin du faisceau est la suivante :

$$A = \frac{d^4\sigma^\uparrow - d^4\sigma^\downarrow}{d^4\sigma^\uparrow + d^4\sigma^\downarrow} \quad (1.38)$$

où σ^\uparrow et σ^\downarrow correspondent aux sections efficaces de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ avec respectivement un électron incident de spin parallèle et anti-parallèle à la direction du faisceau.

La différence de section efficace pour des états d'hélicité opposés ainsi que la section efficace totale peuvent s'écrire en fonction des amplitudes des processus DVCS et BH. En négligeant le module de l'amplitude $|\mathcal{T}_{DVCS}|$ par rapport aux autre termes ces quantité sont décrites par les équations :

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = 2 \cdot \mathcal{T}_{BH} \cdot Im(\mathcal{T}_{DVCS}) \quad (1.39)$$

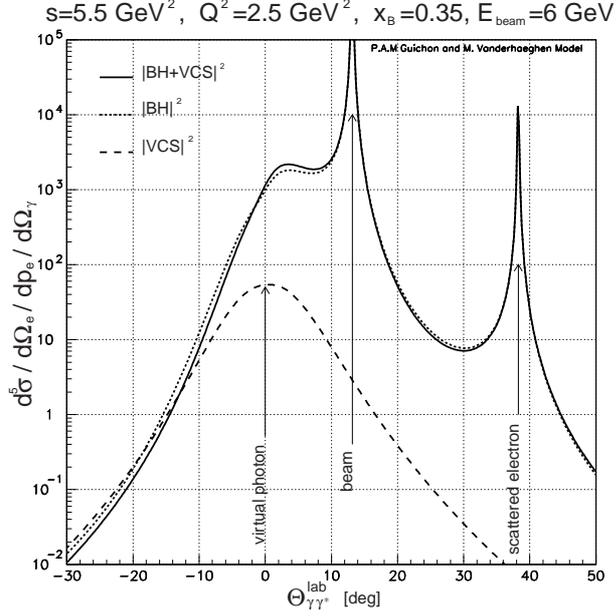


FIGURE 1.7 – Section efficaces des différents processus intervenant dans l'électroproduction de photon $ep \rightarrow ep\gamma$ en fonction de l'angle entre le photon réel et virtuel et dans les conditions cinématiques de CLAS.

$$d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + 2 \cdot \mathcal{T}_{BH} \cdot \text{Re}(\mathcal{T}_{DVCS}) \quad (1.40)$$

A partir des équations 1.31, 1.32 et 1.33 nous pouvons paramétriser l'asymétrie de spin du faisceau en fonction de l'angle ϕ par la relation suivante [24, 25] :

$$A = \frac{\alpha \sin \phi}{1 + \beta \cos \phi + \delta \cos 2\phi} \quad (1.41)$$

avec les paramètres α , β et δ qui dépendent des coefficients harmoniques de Fourier c_0^{BH} , c_0^{DVCS} , $c_0^{\mathcal{I}}$, c_1^{BH} , $c_1^{\mathcal{I}}$, c_2^{BH} et $s_1^{\mathcal{I}}$ avec les relations suivantes :

$$\alpha = \frac{s_1^{\mathcal{I}}}{\kappa c_0^{BH} + c_0^{\mathcal{I}}} \quad (1.42)$$

$$\beta = \frac{\kappa c_1^{BH} + c_1^{\mathcal{I}}}{\kappa c_0^{BH} + c_0^{\mathcal{I}}} \quad (1.43)$$

$$\delta = \frac{\tau c_2^{BH}}{\tau c_0^{BH} + \kappa c_0^{DVCS} + c_0^{\mathcal{I}}} \quad (1.44)$$

avec $\kappa = \frac{y}{x_B(1+\varepsilon^2)^2}$ et $\tau = \frac{x_B y \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)}{Q^2}$.

Les résultats de l'expérience e1-dvcs [26] ont montré que le coefficient δ est compatible avec 0 dans le domaine cinématique de CLAS. L'ajustement des asymétries en fonction de l'angle ϕ permet ainsi de mesurer les paramètres α et β lesquels dépendent des coefficients harmoniques. Ces derniers étant liées aux GPD, il est possible d'accéder des fonctions de partons généralisées à partir des asymétries de spin du faisceau.

1.6.2 Autres résultats expérimentaux

Le processus DVCS a fait l'objet de nombreuses études expérimentales durant les 10 dernières années. Les asymétries de spin du faisceau (BSA), de spin de la cible (TSA) et de charge (CSA) sont chacune sensible à différentes GPD. Une liste (non-exhaustive) des expériences et résultats associés est présentée par la suite.

Expériences à JLab

- Les premiers résultats de mesure d'asymétrie de spin du faisceau avec CLAS ont été obtenu avec les données de l'expérience E01-103 [27] à 4.2 GeV. L'analyse DVCS s'est faite à partir des événements $\vec{e}p \rightarrow epX$ où le photon réel est déduit à partir d'un ajustement de la masse manquante M_X^2 .

- Les expériences E00-110 [28] et E03-106 [29] qui se sont déroulées en 2004 dans le Hall A avec une énergie de faisceau de 5.75 GeV et des cibles de proton et deuteron. Les asymétries DVCS de spin du faisceau sont mesurées dans 3 intervalles en Q^2 avec un seul interval en x_B . Les résultats ont permis d'évaluer la dépendance en Q^2 de la différence de section efficace $eN \rightarrow eN\gamma$, compatible avec la dépendance attendue du diagramme sac à main (figure 1.8).

- L'expérience E01-113 [6] (appelée généralement e1-dvcs) est dédiée exclusivement à l'étude du DVCS avec CLAS qui s'est déroulée en 2 parties. Pour cette expérience un nouveau calorimètre interne a été spécialement conçu. La première s'est déroulée en 2005 et l'analyse des BSA a fait l'objet d'une thèse [24]. Les asymétries mesurées (figure 1.9) ont permis de contraindre les GPD (principalement la GPD H) sur un vaste espace de phase. La deuxième partie de cette expérience [30] s'est achevée en 2009 et son étude constitue une partie de ce travail de thèse qui sera abordé plus en détail dans le chapitre 4.

- L'expérience E05-114 [31] dans CLAS s'est achevée juste après l'expérience E01-113 en 2009. Sa particularité est d'étudier les asymétries de spin de la cible grâce à une cible polarisée longitudinalement. Cette asymétrie est plus sensible à la GPD \tilde{H} que les BSA.

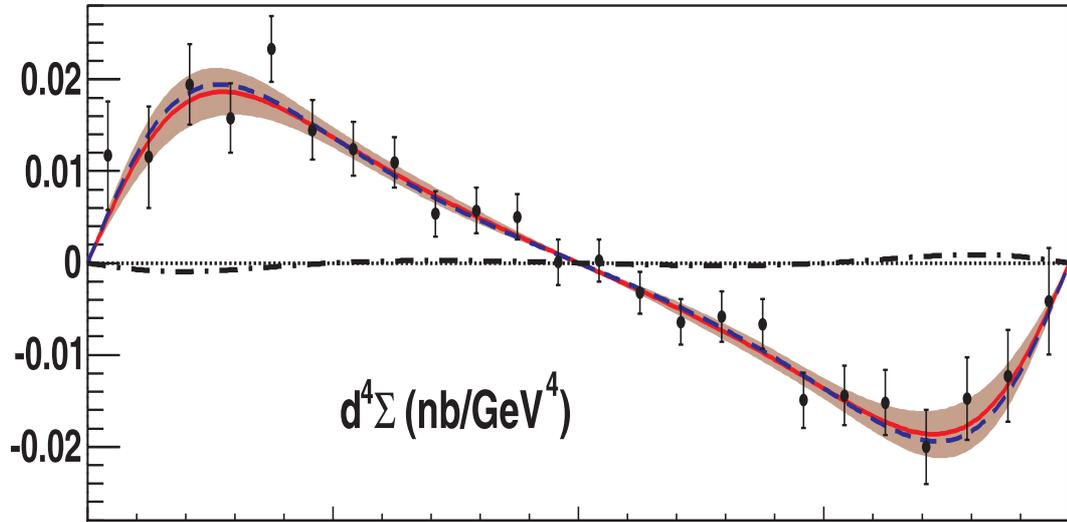


FIGURE 1.8 – Différence de section efficace en fonction de ϕ mesurée dans le Hall A. Les barres d'erreurs sont uniquement de nature statistique.

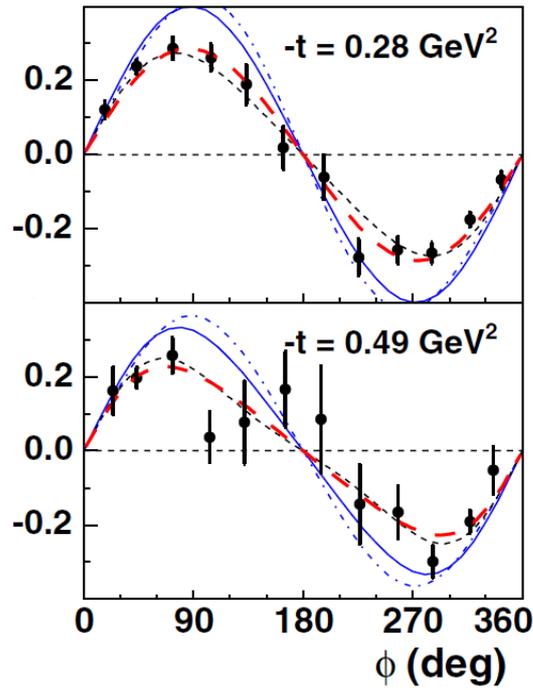


FIGURE 1.9 – Exemple de BSA obtenues dans l'expérience E01-113 [26] correspondant à $\langle x_B \rangle = 0.249$, $\langle Q^2 \rangle = 1.95 \text{ GeV}^2$ et deux valeurs en $\langle t \rangle$.

Expériences à HERA

- Des sections efficaces DVCS ont été mesurées par des expériences à H1 [32] et ZEUS [33]. La particularité de ces analyses est qu'elles reposent sur l'analyse d'événements $\vec{e}p \rightarrow e\gamma X$, le proton étant reconstruit par la méthode de la masse manquante. Le bruit de fond correspondant aux événements non-exclusif $ep \rightarrow ep\gamma$ a été calculée par des simulations. Le domaine cinématique de ces expériences est très vaste avec $4 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $40 < W < 140 \text{ GeV}$ et $|t| < 1 \text{ GeV}^2$. Etant donné la petite valeur de x_B , la réaction est surtout sensible aux GPD de gluons.

- L'expérience HERMES [34] a extrait des asymétries de spin du faisceau (BSA), de spin de la cible (TSA) et des asymétries de charge (BCA). Cette variété d'asymétries accessibles est très intéressante cependant la faible luminosité limite l'intérêt de ces mesures.

Expériences au CERN

- Une expérience dédiée à l'étude de DVCS devrait avoir lieu à COMPASS [35] à l'aide de muons de 160 GeV produits à partir de la ligne de faisceau M2 du SPS. Avec une aussi haute énergie de faisceau, le processus DVCS devrait dominer sur la contribution du processus BH. L'étude des BSA et des BCA devrait avoir lieu à partir de 2013.

Chapitre 2

JLab : l'accélérateur CEBAF et le spectromètre CLAS

Ce chapitre donne un aperçu du Jefferson Laboratory (JLab) et décrit en particulier le spectromètre CLAS qui a servi pour l'expérience de cette thèse.

L'étude de la structure du nucléon à JLab s'effectue à l'aide d'un faisceau d'électrons de 6 GeV produit par l'accélérateur CEBAF qui est délivré dans 3 Halls expérimentaux (les Halls A, B et C). La conception du spectromètre CLAS dans le Hall B est basée autour d'un aimant toroïdal à 6 bobines qui autorise une importante ouverture angulaire. La reconstruction des trajectoires se fait avec des chambres à dérive. L'identification des particules s'effectue à l'aide de compteurs Čerenkov, de scintillateurs de temps de vol et d'un calorimètre électromagnétique et interne. Avec un taux de déclenchement élevé et une acquisition de données très rapide, nous pouvons fonctionner avec une luminosité de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec un temps mort faible ($\sim 5\%$).

2.1 CEBAF

L'expérience e1-dvcs s'est déroulée au *Thomas Jefferson National Accelerator Facility* (TJNAF), communément appelé Jefferson Lab (JLab), qui est un laboratoire américain situé sur la côte est des Etats-Unis, dans l'état de Virginie. Le JLab est géré depuis le 1^{er} juin 2006, sous mandat du département de l'énergie américain (*Department Of Energy, DOE*), par l'association *Jefferson Science Associates, LLC*. Fondé en 1984 à Newport News, il emploie environ 550 personnes, et plus de 2500 physiciens des Etats-Unis mais aussi d'autres pays (pays européens, Russie, Japon, Chine, Inde, etc.) viennent procéder à des expériences. La première expérience a eu lieu en 1995 et jusqu'à présent plus de 150 expériences ont été effectuées au JLab.

Son équipement principal est l'accélérateur d'électrons CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), qui est formé de deux sections droites parallèles d'en-

viron 1,4 km de long, constituées de cavités accélératrices, et de 9 arcs de recirculation reliant ces sections droites, constitués d'aimants de courbure, le tout étant enterré à 8 m sous la surface. Les cavités radiofréquences supraconductrices en niobium (Nb) fonctionnent à 1497 MHz. L'injecteur situé en amont de l'accélérateur comporte une source spécifique, qui délivre un faisceau d'électrons avec une polarisation maximale de 85% obtenu à partir d'un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs). A la sortie de l'injecteur, l'énergie des électrons est de 67 MeV. Chaque portion linéaire de Linac accélère les électrons de 600 MeV. Ils peuvent parcourir jusqu'à 5 tours, atteignant une énergie maximale de 6 GeV avec un cycle utile proche de 100%. La figure 2.1 représente l'accélérateur ainsi que les Halls expérimentaux. Le faisceau est ensuite divisé et distribué dans trois Halls expérimentaux, les Halls A, B et C, dans lesquels il interagit avec des cibles fixes afin d'étudier la structure et la spectroscopie des hadrons de différentes manières. Le Hall A possède 2 spectromètres identiques de haute précision avec une limite en impulsion de 4 GeV. Le Hall C possède 2 spectromètres symétriques : l'un mesurant l'impulsion des particules de haute énergie, l'autre servant à la détection des particules instables (Kaons, pions). Le Hall B contient le spectromètre CLAS qui peut fonctionner avec un faisceau d'électrons ou de photons et qui sera décrit plus en détail. La luminosité du faisceau dans les Halls A et C peut atteindre $10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ tandis que dans le Hall B elle est réduite de 4 ordres de grandeur étant donné que le spectromètre CLAS a une grande acceptance.

Le JLab possède par ailleurs le laser à électron libre (FEL pour Free Electron Laser) le plus puissant du monde, avec une énergie de faisceau de plus de 10 kW. Le principe de ce type de laser est d'utiliser les électrons du CEBAF. Après avoir été accélérés dans les LINAC, ceux-ci sont envoyés au travers d'un "onduleur", qui n'est autre qu'une série d'aimants dont les pôles sont inversés. Il s'en suit une trajectoire en zigzag des électrons et l'émission d'un rayonnement synchrotron. L'avantage de ce type de laser est d'avoir un puissant faisceau dont la longueur d'onde peut-être contrôlée. L'absence de milieu amplificateur dans les cavités permet au laser d'opérer à d'importants niveaux de puissance.

2.1.1 Accélération du faisceau d'électrons

L'accélérateur du CEBAF délivre un faisceau d'électrons polarisés avec une intensité maximale de $200 \mu\text{A}$ et une énergie de 6 GeV. La figure 2.1 illustre les étapes accomplies pour obtenir un tel faisceau. Tout d'abord l'injecteur fournit un faisceau d'électrons polarisés (ou non) par l'illumination d'un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs) à l'aide d'une source de lumière polarisée circulairement. Les électrons sont extraits de la cathode à l'aide de trois lasers pulsés (un pour chaque hall), accordés sur une subharmonique de la Radio Fréquence RF de l'accélérateur. L'utilisation de trois sources de lumière différentes permet ainsi de contrôler l'intensité

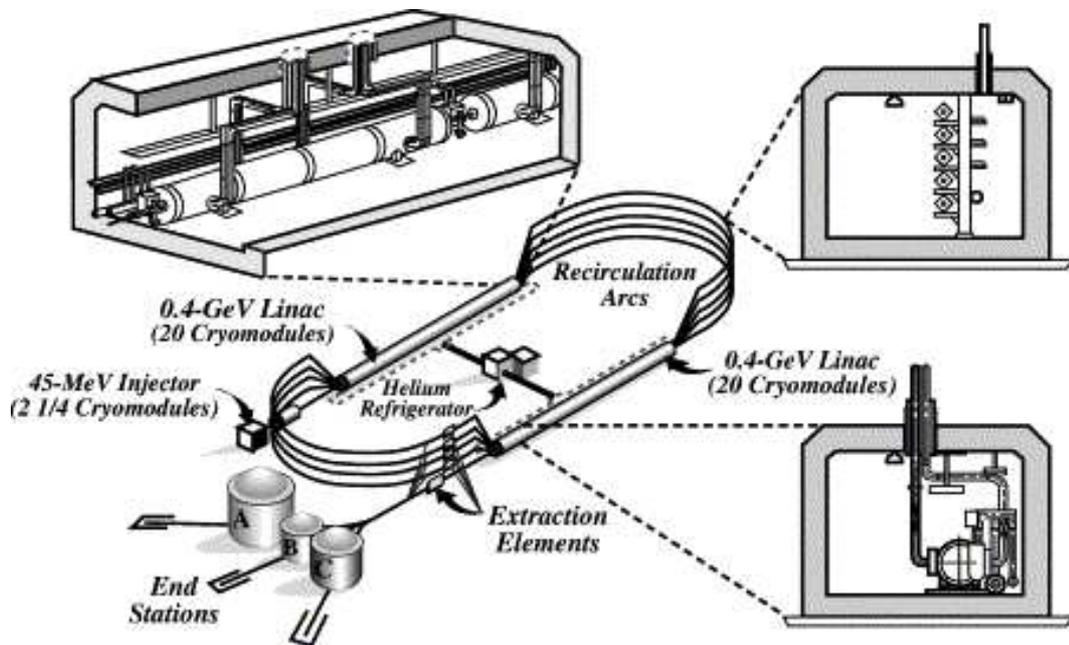


FIGURE 2.1 – Schéma de CEBAF. Le parcours du faisceau d'électrons commence de l'injecteur à l'accélérateur puis il est distribué dans les trois Halls expérimentaux.

délivrée dans chaque Hall. Le Hall B possédant un spectromètre à grande acceptance, fonctionne avec une intensité cent fois plus petite que dans les Hall A et C (entre 1 et 100 nA contre 1 μ A dans les deux autres Halls). La longueur d'onde du laser utilisé pour ce Hall est de 850 nm avec une fréquence de 499 MHz (1/3 de la fréquence RF).

2.2 Le spectromètre CLAS

Le spectromètre CLAS (CEBAF *Large Acceptance Spectrometer*) permet l'étude de nombreuses réactions exclusives grâce à une couverture géométrique d'environ 3π sr. Avec un diamètre de 5 m CLAS est un spectromètre très compact. Le design de CLAS est basé sur un champ magnétique toroïdal qui permet la détection des particules chargées avec une bonne résolution tout en gardant une grande couverture géométrique pour les particules vers l'avant. De plus au niveau de la cible le champ s'annule permettant ainsi d'utiliser des cibles polarisées de façon dynamique.

Le champ magnétique de CLAS est créé par six bobines supraconductrices arrangées autour du faisceau et son orientation est suivant l'angle azimutal ϕ . La détection des particules se fait grâce à des chambres à dérive pour déterminer la trajectoire des particules chargées, des compteurs à gaz Čerenkov pour l'identification des électrons, des compteurs à scintillation pour mesurer le temps de vol (TOF) et d'un calorimètre

électromagnétique pour détecter les gerbes de particules (électrons et photons) ainsi que des neutrons. Depuis 2005, un calorimètre interne (IC) a été installé pour détecter des photons aux angles avant. Les secteurs ont été assemblés individuellement afin de former six spectromètres électromagnétique indépendants.

Quelques ajustements de configurations doivent être effectués pour permettre à CLAS de fonctionner soit avec un faisceau d'électrons soit avec un faisceau de photons. Pour les expérience de diffusion d'électrons, un petit aimant appelé "mini-tore" entourant la cible peut être utilisé pour éviter que les électrons de basse impulsion issue de la diffusion de Møller n'atteignent les chambres à dérive (dans le cas de l'expérience e1-dvcs nous ne l'avons pas utilisé). Pour les expériences avec des photons de bremsstrahlung, le mini-tore est remplacé par un scintillateur servant à donner le temps de départ de l'acquisition pour les mesures de temps de vol.

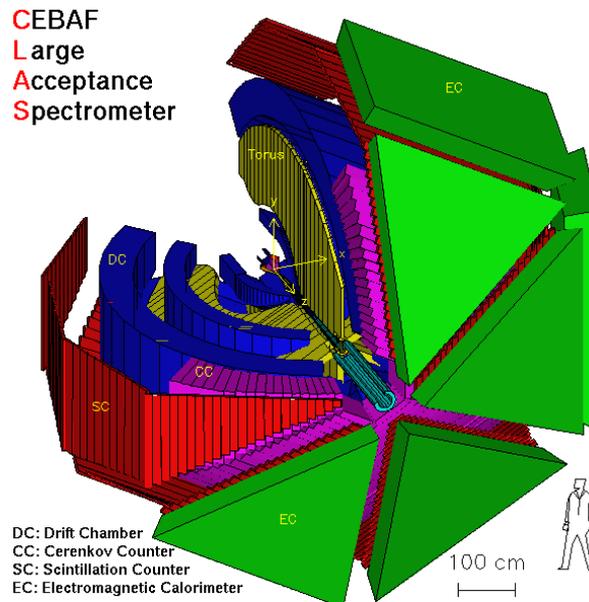


FIGURE 2.2 – Schéma de CLAS.

Le système de déclenchement pour l'acquisition de données est divisé en deux niveaux. Le niveau 1 du déclenchement utilise les informations rapides des compteurs de temps de vol (TOF), des compteurs Čerenkov et du calorimètre électromagnétique. Le niveau 2 du système de déclenchement se fait à partir d'une reconstruction brute des trajectoires à partir des cellules activées dans les chambres à dérive. Le système de DAQ collecte et enregistre les données numérisées pour une future analyse hors-ligne. Les paragraphes suivants décrivent plus en détail les sous-systèmes de CLAS. Toutes les descriptions sont faites en prenant un système de coordonnées sphériques, l'axe z correspondant à l'axe du faisceau, l'angle polaire θ et l'angle azimutal ϕ relatif

au secteur du spectromètre. Les axes x et y sont ainsi respectivement horizontal et vertical dans le plan normal au faisceau.

2.2.1 Champ magnétique toroïdal (aimant DVCS)

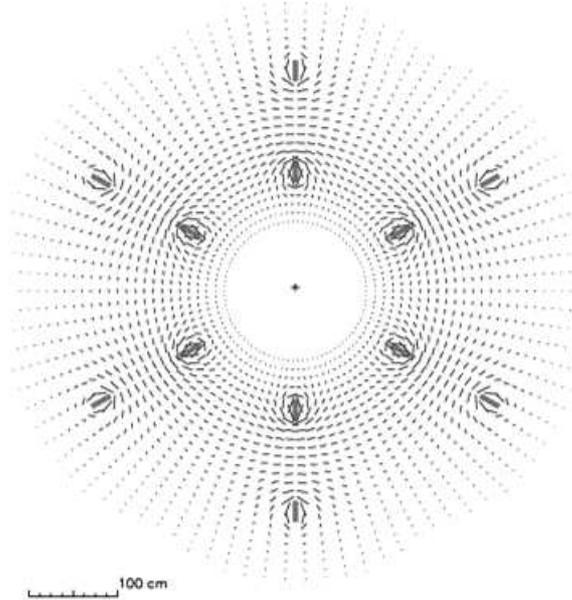


FIGURE 2.3 – Vecteurs de champs magnétique de CLAS dans un plan transverse au faisceau centré sur la cible. La longueur de chaque ligne est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique en ce point.

Le champ magnétique servant à l'étude des impulsions et à l'identification de particules chargées est généré par six bobines supraconductrices disposées en forme toroïdale autour de la ligne de faisceau. Le système ne contient pas de matériaux para et ferromagnétiques donc le champ magnétique est directement calculé à partir du courant des solénoïdes. L'ensemble de ces bobines constitue un aimant d'environ 5 m de long et de 5 m de diamètre.

La figure 2.3 montre une vue transverse du champ magnétique. La disposition des solénoïdes fait qu'à une certaine distance des bobines, l'orientation du champ magnétique est transverse. Donc la trajectoire des particules chargées conserve son angle azimutal. De plus les particules émises vers l'avant (généralement ce sont des particules avec une grande impulsion) verront un champ magnétique plus important que les particules émises à grands angles. Ainsi les particules chargées négativement seront déviées vers l'avant du spectromètre, dans la zone d'acceptance des compteurs Cerenkov ainsi que des calorimètres électromagnétiques. Une autre spécificité de cet

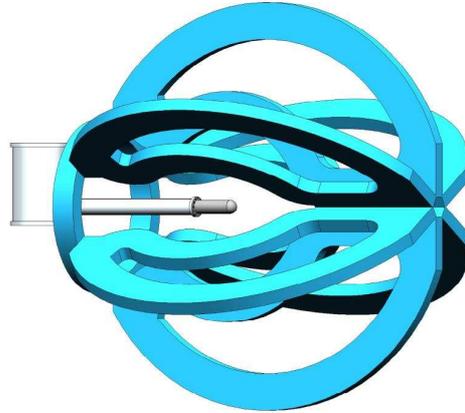


FIGURE 2.4 – *Vue en 3 dimensions des 6 bobines du solénoïde de CLAS.*

aimant est qu'il laisse une zone sans champ magnétique autour de la cible ce qui est essentiel pour pouvoir utiliser des cibles polarisées.

Les bobines ont été conçues pour fonctionner avec une courant maximal de 3860 A. Dans ces conditions, le champ magnétique intégré atteint 2.5 T m dans la direction avant et tombe à 0.6 T.m aux angles d'émission de 90°. Pour éviter que les forces mécaniques internes ne soient trop importants, le courant usuel est fixé à 87% de sa valeur maximale (3375 A).

Les bobines supraconductrices sont formées d'un alliage de niobium, titane et cuivre (NbTi enrobé de Cu). Le refroidissement à la température de 4.5 K est assuré par la circulation d'hélium super-critique.

2.3 Appareillage

2.3.1 Les chambres à dérive

Comme nous l'avons vu précédemment, l'aimant divise naturellement l'espace en 6 secteurs indépendants. La mesure des traces et des impulsions est effectuée par 18 chambres à dérives disposées dans 3 différentes positions radiales à 6 secteurs [36]. Chaque position radiale est surnommée "Région". Les 6 chambres à dérives de la "Région 1" (R1) sont situées le plus près de la cible dans une zone à faible champ magnétique, les 6 chambres à dérives de la "Région 2" (R2) sont situées entre les bobines de l'aimant dans une zone à très fort champ magnétique tandis que les 6 chambres à dérives de la "Région 3" (R3) sont situées à l'extérieur de l'aimant. Les fils des chambres à dérives sont disposés en "couches" concentriques formant des arcs de cercle, avec la position des fils décalés de la moitié de la distance nominale d'écart entre les fils (figure 2.5). Avec une disposition de deux couches de fils de

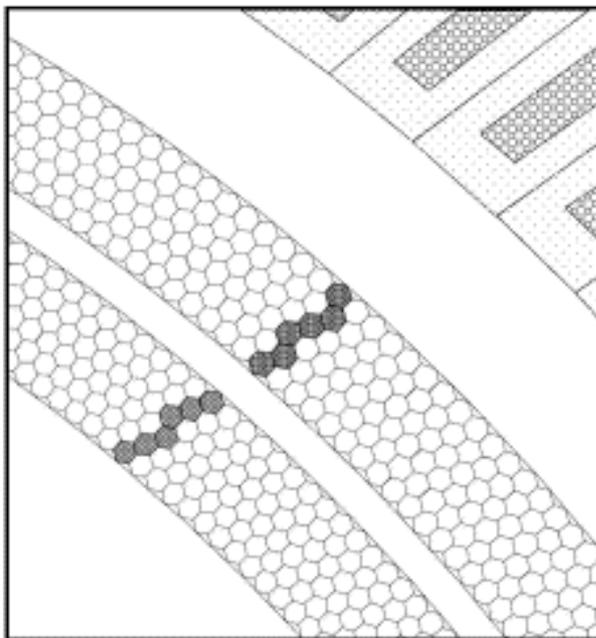


FIGURE 2.5 – Représentation d'une portion des deux supercouches de DC de la Région 3. Les fils actifs sont situés au centre de chaque hexagone et les fils de champ à leur sommet. Les cellules colorées correspondent aux fils activés lors du passage d'une particule chargée.

champs pour une couche de fils sensibles, nous obtenons un motif quasi-hexagonal avec six fils de champs entourant un fil de mesure (ou anode). La taille des cellules augmente avec la distance radiale à la cible. La distance moyenne entre fils de champs et anode est de 0.7 cm dans R1, 1.5 cm dans R2 et 2.0 cm dans R3.

Chaque Région de chambres à dérive est composée de 2 "supercouches" contenant six couches de fils sensibles chacune. Dans la première supercouche les fils ont une orientation axiale, c'est-à-dire suivant l'axe du champ magnétique. Dans la deuxième supercouche les fils ont une orientation stéréo tournée d'un angle de 6° par rapport à la précédente. En raison des contraintes spatiales, la deuxième supercouche de la R1 n'est composée que de 4 couches de fils. Le nombre total de fils sensibles dans l'ensemble du système de chambre à dérive est de 35148.

2.3.2 Compteur Čerenkov

Le rôle du compteur Čerenkov est à la fois d'initialiser le déclenchement sur les électrons et de contribuer à la discrimination électrons/pions. Situé après les chambres à dérives, sa couverture spatiale va jusqu'aux angles $\theta = 45^\circ$. Pour minimiser la quantité de matière, les cones de lumières ainsi que les tubes photomultiplicateurs

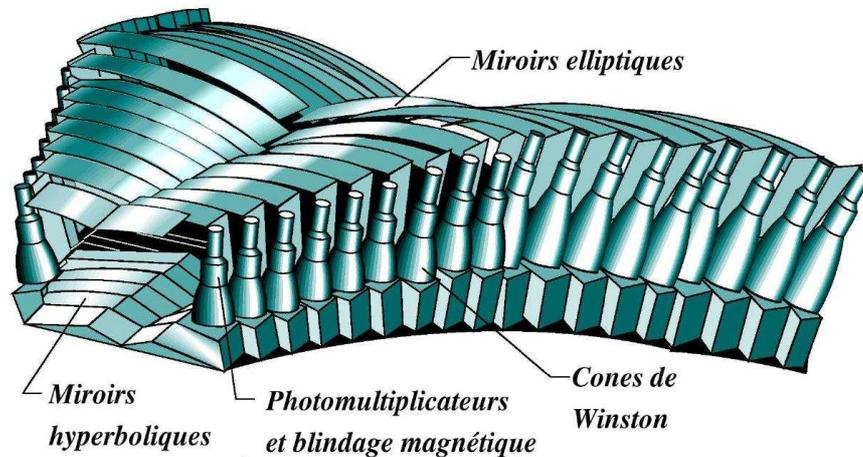


FIGURE 2.6 – Vue en 3 dimensions d'un secteur de compteurs Čerenkov.

(PMTs) ont été installés dans des régions en ϕ situées dans l'ombre des bobines de l'aimant (le champ magnétique de CLAS conserve l'angle ϕ pour les particules chargées). La lumière issue du passage d'une particule est amenée aux PMTs grâce à un jeu de miroirs elliptiques et hyperboliques symétriques (figure 2.7). La réflexion de la lumière s'effectue dans la direction azimutale. Le domaine angulaire polaire de chaque section est divisé en 18 modules de détecteurs Čerenkov.

Le gas rayonnant utilisé est le perfluorobutane (C_4F_{10}) dont l'indice de réfraction est de 1.00153. Les photons produits ont une grande énergie et le seuil en impulsion pour la détection des pions est de 2.5 GeV/c. Chaque secteur du détecteur contient environ six mètres cube de ce gas. Le système de recirculation du gas permet de maintenir une pression constante ainsi que d'enlever les impuretés.

L'étalonnage en gain des PMTs se fait à partir de leur réponse à un seul photoélectron. Le passage d'un électron de quelques GeV dans un compteur Čerenkov crée entre 4 et 5 photoélectrons.

2.3.3 Compteur de temps de vol

Le compteur de temps de vol couvre un domaine polaire allant de 8° à 142° ainsi que toute le domaine actif azimutal. Situé entre les compteurs Čerenkov (CC) et le calorimètre électromagnétique (EC), il est composé de lattes de scintillateurs en Bicron BC-408 de 5.08 cm d'épaisseur. La lecture du signal se fait avec des photomultiplicateurs situés aux extrémités du scintillateur dans l'ombre des bobines de l'aimant. La figure 2.8 représente un secteur composé de 57 lattes de scintillateurs de temps de vol. Les scintillateurs sont placés perpendiculairement à la trajectoire des particules diffusées et couvre environs 1.5° par latte. Aux angles avants ($\theta < 45^\circ$) la largeur des

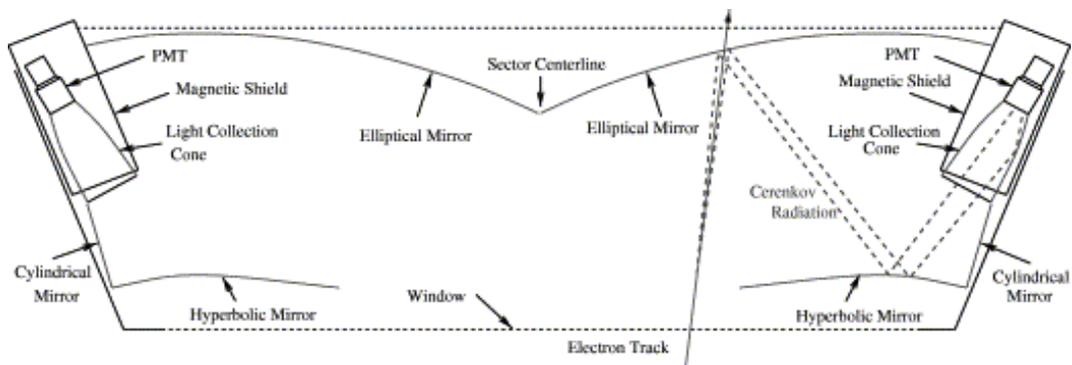


FIGURE 2.7 – Vue en coupe d'un module de compteur Čerenkov. La lumière est réfléchie par un jeu de miroirs elliptiques et hyperboliques jusqu'aux photomultiplicateurs.

scintillateurs est de 15 cm tandis qu'aux grands angles ($\theta > 45^\circ$) la largeur est de 22 cm.

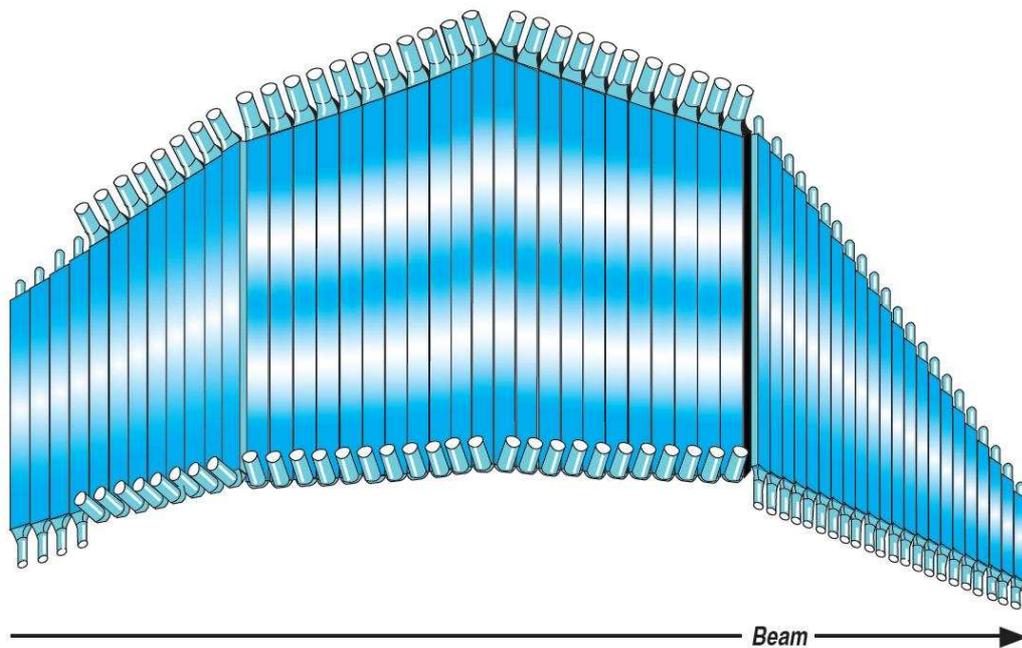


FIGURE 2.8 – Vue en 3 dimensions d'un secteur de scintillateurs de temps de vol.

Le temps d'arrivée d'une particule au scintillateur est obtenu en faisant la moyenne des temps mesurés dans les photomultiplicateurs situés aux deux extrémités d'une latte afin d'être indépendant de la position de l'impact le long du scintillateur. La résolution temporelle varie suivant l'angle polaire de la particule mais reste de l'ordre

de 150 ps.

2.3.4 Calorimètre électromagnétique (EC)

Situé après les compteurs de temps de vol, le calorimètre électromagnétique (EC) [37] couvre une région spatiale en θ comprise entre 8° et 45° . Le EC sert à initier le déclenchement par la détection de l'électron diffusé simultanément avec les détecteurs Čerenkov. Il permet également de détecter les particules neutres (photons et neutrons) et fournit des informations sur la position et l'énergie déposée des particules afin d'assurer la discrimination entre les électrons et les pions.

L'EC est divisé en six secteurs composés alternativement d'une couche de 10 mm de scintillateurs pour collecter la lumière et d'une couche de 2.2 mm de feuille de plomb pour créer une gerbe électromagnétique (figure 2.9 à gauche). En tout, il y a 39 couches de chaque, ce qui fait une épaisseur de 16 longueurs de radiations. Chaque couche de scintillateur est composée de 36 barres parallèles tournées de 120° entre deux couches successives. Le dépôt d'énergie de la particule est ainsi repéré suivant 3 orientations que l'on nomme U, V et W. Pour améliorer la discrimination entre électrons et hadrons et avoir une vue en profondeur du passage de la particule, les couches du calorimètre sont divisées entre la partie interne (les 5×3 premières couches) et externe (les 8×3 dernières).

La reconstruction d'impact dans le EC se fait uniquement s'il y a de l'énergie déposée dans les 3 orientations (U, V et W) dans le module interne et externe comme l'illustre la figure 2.9 de droite. Pour s'assurer que toute l'avalanche est détectée, une coupure fiducielle de 10 cm au bord de chaque module est appliquée. La résolution en énergie pour les électrons est donnée par cette relation :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10.3\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.1)$$

2.3.5 Calorimètre interne (IC)

Afin d'assurer l'exclusivité de la réaction DVCS, la détection du photon produit est nécessaire. Les photons DVCS sont en majorité émis à des angles avant, dans une région d'angles polaire que le calorimètre ne couvre pas ($<15^\circ$). Afin de les détecter, un calorimètre a été mis en place juste après la cible et près de la première région de chambre à dérive. Ce calorimètre interne (IC pour Inner Calorimeter) est le fruit d'une collaboration de 4 instituts : ITEP, Orsay, Saclay et JLab. Le IC est formé par un empilement quasi-pyramidal de 424 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) entourés par du matériau réfléchissant, le VM2000. La densité du tungstate de plomb est de 8.3 g/cm^3 et son principal désavantage est d'être très sensible aux variations de températures puisqu'il perd environ 2% de taux de scintillation par $^\circ\text{C}$. Un système

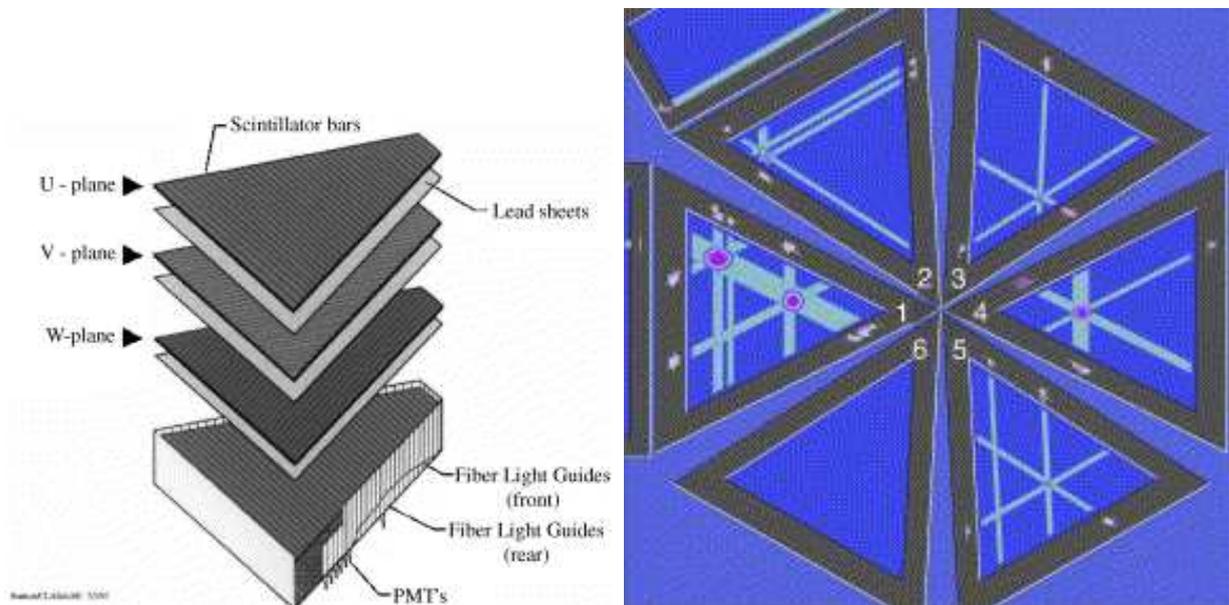


FIGURE 2.9 – A gauche : vue éclatée d'un des six secteurs du EC, a droite : reconstruction d'événement à partir des intersections entre les différentes barres de scintillateurs.

de contrôle de la température assure une stabilité inférieure à 0.1 °C. Les cristaux ont une forme de tronc-conique à base carrée dont la longueur totale est de 16 cm (ce qui représente 17 longueurs de radiations), la face avant fait $1.3 \times 1.3 \text{ cm}^2$ et la face arrière $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$. Le IC a été disposé de manière à ce que sa face avant soit à 70 cm environ de la cible ce qui fait que chaque cristal couvre environ 1.4° . Un trou central dans le IC permet de laisser passer le faisceau n'ayant pas interagit avec la cible. A cause du champ magnétique présent au niveau de l'IC, l'utilisation de photomultiplicateurs est impossible. Le signal lumineux est donc récolté à l'aide de photodiodes à avalanche (APDs) collés à l'arrière des cristaux.

Les résolutions en énergie et en position du calorimètre sont paramétrisées suivant les relations suivantes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.034}{E(\text{GeV})} \oplus \frac{0.021}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.019 \quad (2.2)$$

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{0.18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} (\text{cm}) \quad (2.3)$$

Dans des conditions standard de nombreux électrons de Møller issues de la diffusion d'électrons sur les électrons du cortège électronique de la cible atteignent le IC ainsi que la première région des chambres à dérive. Un petit solénoïde a ainsi

été installé autour de la cible pour focaliser ces électrons vers l'axe du faisceau et un absorbeur de plomb situé juste derrière le IC permet de protéger les chambres à dérive. L'effet du solénoïde et de l'absorbeur sur les électrons de Møller est illustré sur la figure 2.10.

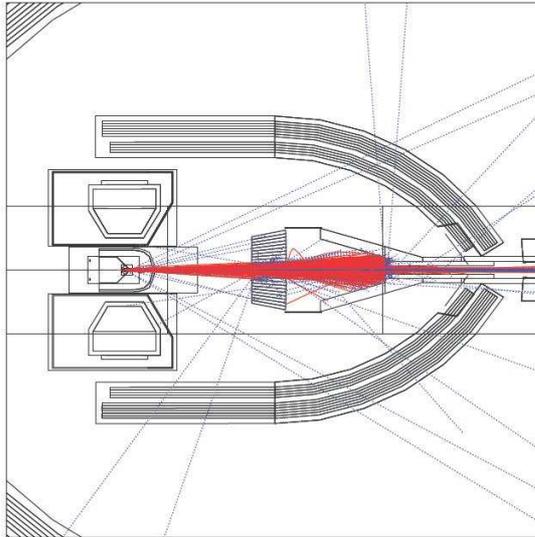


FIGURE 2.10 – Simulation par GSIM du bruit de fond des électrons de Møller. Les trajectoires en traits pleins rouges correspondent aux électrons et les pointillés aux photons. Des plaques de plomb situées derrière le IC sert à absorber les électrons et évite de contaminer la première région de chambre à dérive.

Chapitre 3

L'expérience e1-dvcs

L'expérience e1-dvcs est la première expérience au Hall B dédiée à l'étude de la réaction DVCS. La première partie (e1-dvcs1) s'est déroulée du 11 mars au 27 mai 2005. Pour cela un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement d'énergie 5,776 GeV a interagit avec une cible d'hydrogène liquide de 2,5 cm de long. La polarisation moyenne du faisceau était de 80 %.

La seconde partie de l'expérience s'est déroulée du 27 octobre 2008 au 23 janvier 2009 avec une trêve entre le 22 décembre 2008 et le 14 janvier 2009 (figure 3.1). L'énergie du faisceau était de 5,89 GeV et la polarisation moyenne de 85 %. La cible consistait également d'hydrogène liquide mais sa longueur était de 5 cm. De plus pour avoir plus de photons DVCS détectés dans le IC, la cible a été rapprochée par rapport au Calorimètre Interne. Dans e1-dvcs1 le centre de la cible était situé à 66,5 cm de la face avant du IC et dans e1-dvcs2 il était à 57,5 cm. Le système de déclenchement de l'acquisition a également été modifié afin d'avoir une plus grande proportion d'événements DVCS. En effet dans la première partie de l'expérience le déclenchement de l'acquisition dépendait essentiellement d'une coupure en énergie déposée dans le EC par l'électron diffusé. L'utilisation d'un système d'acquisition (DAQ) plus intelligent utilisant un FPGA (Field-Programmable Gate Array) pour e1-dvcs2 a permis de faire des coupures en combinant les informations provenant des calorimètres électromagnétique et interne et des compteurs Čerenkov et de temps de vol.

Les informations brutes des détecteurs sont traduitent en informations physique à l'aide d'un programme de reconstruction : *RECSIS* [38]. Ce programme fait une identification initiale des particules détectées à chaque événement et leur associe un numéro. Toutes les informations (énergies, impulsions...) sont enregistrées dans un fichier au format BOS (Bank Organisation System) avec la première particule de l'événement qui est l'électron diffusé.

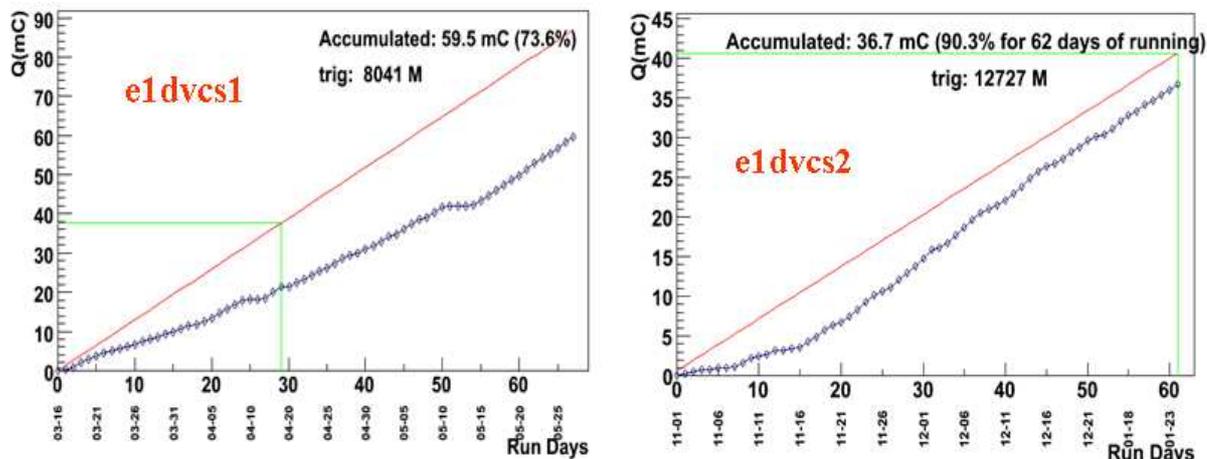


FIGURE 3.1 – Charges accumulées pour les deux parties de l’expérience e1-dvcs. En rouge c’est la charge attendue et les points bleus c’est ce qui a été obtenu.

3.1 Calibration des détecteurs

Cette section traite de la calibration des différents détecteurs de CLAS. La phase de calibration s’effectue pendant et après l’expérience. La reconstruction d’événements se faisant à l’aide d’informations issues de différents éléments, l’étalonnage est donc un processus itératif. Traditionnellement, l’étalonnage de chaque système est effectué par différentes institutions. Lorsque l’étalonnage est effectué, les premiers événements de chaque run sont reconstruit avec cette base de données de calibration dans une *pass0*. Une nouvelle étape d’étalonnage est nécessaire à cause de l’interdépendance des détecteurs. Après plusieurs *pass0*, lorsque les constantes de calibrations ne varient plus, l’ensemble des données de l’expérience sont reconstruit dans une *pass1*. Ces données sont alors utilisables pour faire de l’analyse.

3.1.1 Chambres à dérive

Durant la période de calibration, j’étais chargé de m’occuper des chambres à dérive. Je vais donc expliquer les procédures que j’ai suivies.

La calibration des chambres à dérive est effectuée à l’aide d’un programme appelé *dc3* [39] qui prend en entrée des fichiers au format hbook. En utilisant les fichiers BOS produits par RECSIS, le programme *trk_mon* permet de reconstruire les événements dans les chambres à dérives et de remplir des histogrammes. En plus du fichier d’entrée, l’utilisateur peut effectuer certaines coupures afin de sélectionner les meilleurs traces pour la calibration. Voici les coupures effectuées pour cette expérience :

- Sélection des particules incidentes. La calibration peut se faire soit en utilisant les électrons soit des protons. L'avantage des protons par rapport aux électrons est qu'ils sont beaucoup plus massifs et ionisent beaucoup plus le gas. En revanche il y a beaucoup plus de traces correspondant aux électrons mais leur qualité est moins bonne. Pour la calibration d'e1-dvcs2, j'ai choisi les traces de protons.

- $\beta < 0.9$ afin d'éliminer des particules qui auraient éventuellement passé la première coupure.

- Qualité des traces reconstruites par RECSIS ($\chi^2 < 2$). Cette coupure doit être assez souple mais doit éliminer les traces de mauvaise qualité correspondant par exemple à la désintégration de particule ou à de la diffusion multiple. Les figures 3.2 présentent les distributions de χ^2 dans les 6 secteurs de CLAS avec les coupures effectuées.

- Enfin une coupure sur l'angle local des particules. L'angle local est l'angle entre la particule incidente et la normale à la surface de la chambre à dérive. Il y a 3 coupures à effectuer (une pour chaque région de chambre à dérive, *cf.* figure 3.3). Le but de cette coupure est d'éviter les angles dont la valeur absolue est un multiple de 30° car cela correspond à un angle pour lequel la particule passerait toujours à la même distance des fils. Par ailleurs, en restreignant ou relâchant ces coupures on peut équilibrer le nombre d'événements dans les différentes régions (la région I nécessite moins de traces pour calibrer que les régions II et III).

Principe de la calibration

Lorsqu'une particule chargée traverse les chambres à dérives elle va ioniser les particules du gas et créer un signal électrique au niveau des fils. A partir du temps d'arrivée des électrons sur les fils, il est possible de calculer la distance de la trajectoire de la particule au fil touché, notée traditionnellement DIST. Pour chaque hit de la trajectoire, DIST définit un cercle équi-temps autour du fil touché. La trajectoire de la particule est reproduite par un ajustement de ces différents cercles (figure 3.4).

La distance de moindre approche (DOCA pour Distance Of Closest Approach) est définie comme étant la distance du fil activé à la trajectoire reconstruite de la particule. Ainsi si DIST est toujours positif, la DOCA est négative lorsque la trajectoire de la particule est à gauche du fil activé. La différence entre DIST et DOCA s'appelle RES ($RES = |DIST| - |DOCA|$).

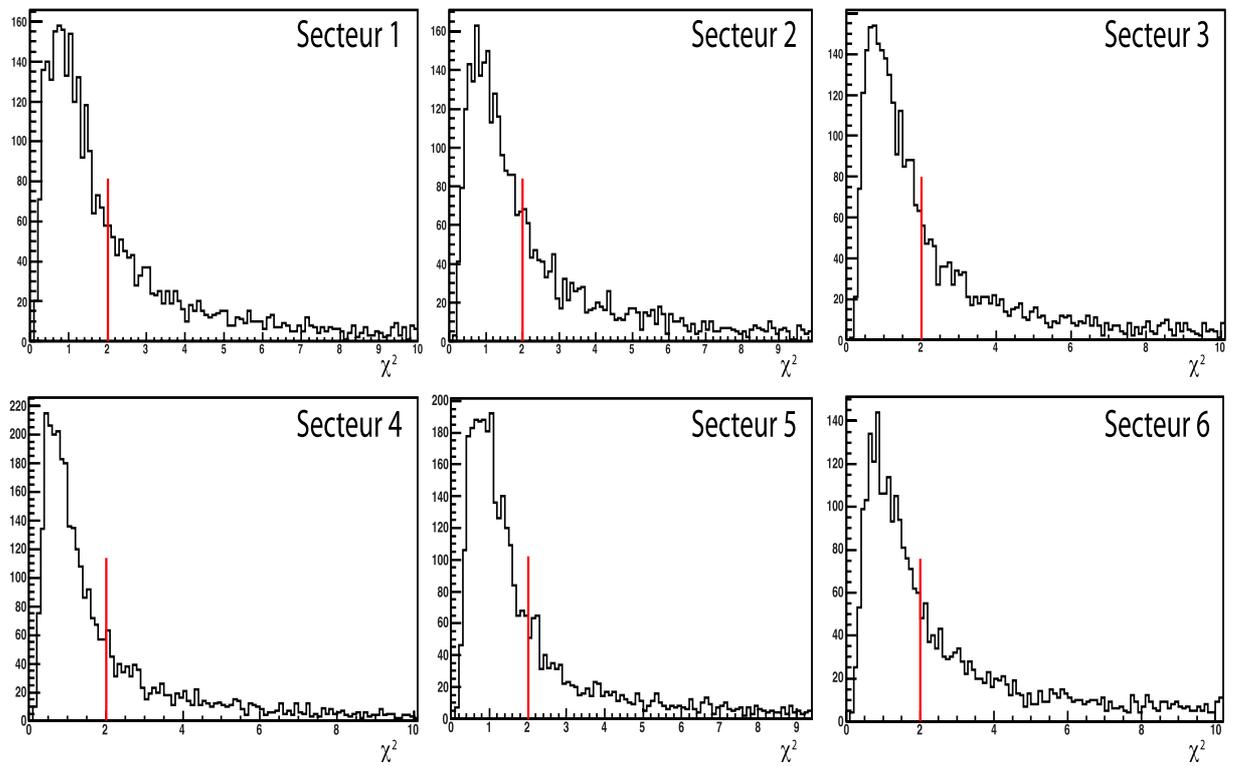


FIGURE 3.2 – Coupures sur les χ^2 des traces reconstruites par RECSIS dans les 6 régions des chambres à dérive.

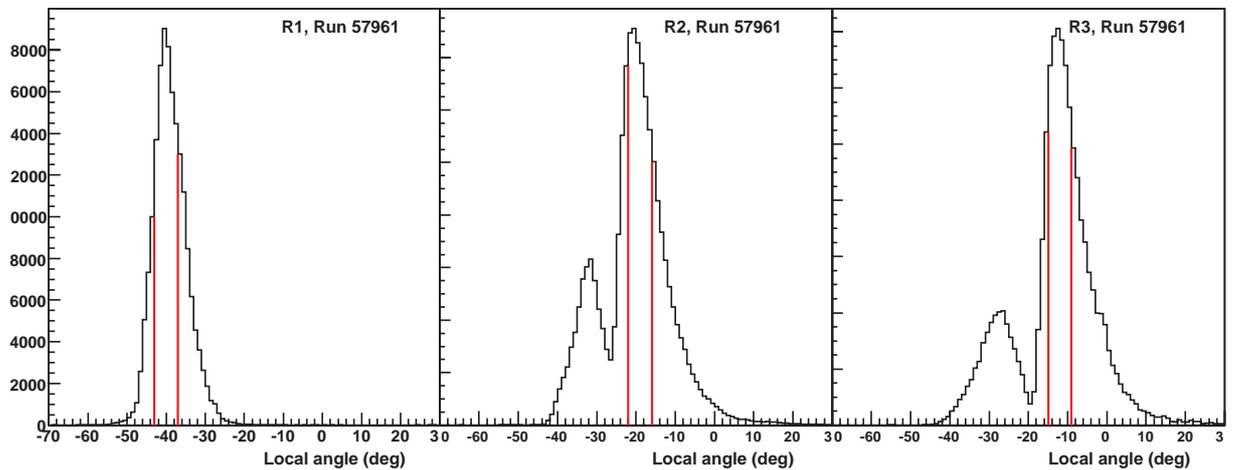


FIGURE 3.3 – Angle local dans les 3 régions de chambre à dérive. Dans les régions II et III le pic à gauche correspond aux particules négatives et le pic à droite aux particules positives.

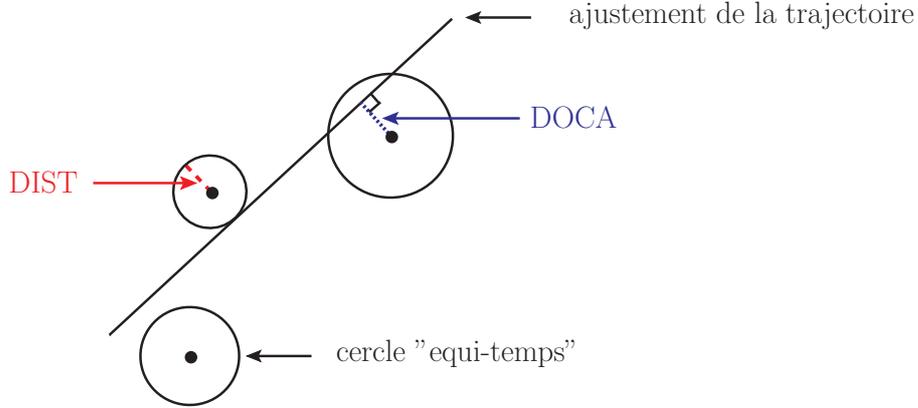


FIGURE 3.4 – Définition des distances utilisée dans la calibration. Les points correspondent aux fils activés lors du passage d'une particule.

Etalonnage de la position

La première étape de calibration des chambres à dérive consiste à corriger la position théorique des chambres [40]. En effet l'alignement du détecteur n'étant pas parfait, il faut prendre en compte ces décalages pour bien reconstruire les trajectoires des particules. Cette correction utilise 6 paramètres, trois translations et trois rotations définies par rapport à la position théorique des chambres. Afin de s'affranchir des problèmes de méconnaissance du champ magnétique, les données utilisées proviennent du run 58610 sur cible vide sans courant dans le tore de CLAS, de sorte que les trajectoires sont rectilignes. La forme explicite du χ^2 à minimiser s'exprime par :

$$\chi^2 = \sum_{traces} \sum_{hits} \frac{(DOCA_{trace,hit} - DIST_{hit})^2}{\sigma_{trace,hit}^2 + \sigma_{hit}^2} \quad (3.1)$$

où $\sigma_{trace,hit}$ est l'incertitude sur la position de la trace et σ_{hit} est celle sur DIST, due à l'incertitude sur le temps associé au point d'impact.

Etalonnage en temps

La calibration des chambres à dérive consiste en un ajustement de la distance de dérive DIST au temps de vol des électrons dans chaque secteur et supercouche. Il est utile de définir des bornes en temps pour sélectionner uniquement des électrons issus d'une ionisation du gas. Les limites minimales et maximale T0 et Tmax sont définis ainsi :

- T0 correspondant à l'arrivé du signal électronique dans chaque chambre à dérive.

- Tmax est calculé en prenant la valeur où la fraction du temps de dérive intégrée vaut 97%. La queue de la distribution est ainsi éliminée.

Une fois ces deux valeurs fixées, il faut ajuster la vitesse de dérive des électrons par rapport à des fonctions théoriques. Sans champ magnétique, la dérive des électrons serait uniquement due au champ électrique dans la cellule. Les chambres à dérive de CLAS baignant dans un champ magnétique, cela induit une déviation de la trajectoire des électrons. Les fonctions de vitesse de dérive des électrons sont les suivantes :

Dans les régions I et II :

$$d = (p1 \cdot \hat{t}) + (p2 \cdot \hat{t}^2) + (p3 \cdot \hat{t}^3) + (p4 \cdot \hat{t}^4) + ((Dmax - p1 - p2 - p3) \cdot \hat{t}^5) \quad (3.2)$$

Dans la région III :

$$d = (p1 \cdot t) + \left(\frac{Dmax - (p1 \cdot t_{max})}{1 - p2} \right) - p2 \cdot \hat{t}^{p4} \quad (3.3)$$

où $\hat{t} = t/t_{max}$ correspond au temps renormalisé, Dmax est la taille de la cellule. Les paramètres d'ajustement p1, p2, p3 et p4 sont à déterminer et à enregistrer dans la base de données de calibration. Les cellules de la région III étant plus grandes que dans les 2 autres régions, les électrons sont plus sensibles au champ magnétique. C'est pour cela que la fonction utilisée est différente. Un exemple d'ajustement de la distance de dérive des électrons par leur temps de vol est illustré sur la figure 3.5.

Après avoir reconstruit les événements avec les nouvelles constantes de calibration, il est possible de voir l'effet de la calibration grâce au tableau 3.8 dans lequel sont écrit toutes les valeurs des ajustements du RES par deux gaussiennes. La figure 3.7 illustre une distribution des RES dans la première région de chambre à dérive. Lorsque les constantes de calibration ne varient plus (après 7-8 itérations environ), nous pouvons procéder à une deuxième phase de calibration. Celle-ci consiste à minimiser le RES (figure 3.6). Cette procédure plus fine nécessite trois ou quatre itérations.

Les gaussiennes *narrow* et *wide* correspondent aux gaussiennes étroite et large respectivement. Traditionnellement la résolution spatiale des chambres à dérive est donnée par la largeur suivante :

$$\sigma_X(\mu m) = \frac{|A_{wide} \cdot \sigma_{wide}| \cdot |\sigma_{wide}| + |A_{narrow} \cdot \sigma_{narrow}| \cdot |\sigma_{narrow}|}{|A_{wide} \cdot \sigma_{wide}| + |A_{narrow} \cdot \sigma_{narrow}|} \quad (3.4)$$

où A_{wide} et A_{narrow} sont les amplitudes respectives des gaussiennes large et étroite, tandis que σ_{narrow} et σ_{wide} sont leur écart-type respectif. La résolution spatiale des chambres à dérive vaut environ 400 μm dans la première supercouche et 600 μm dans la dernière.

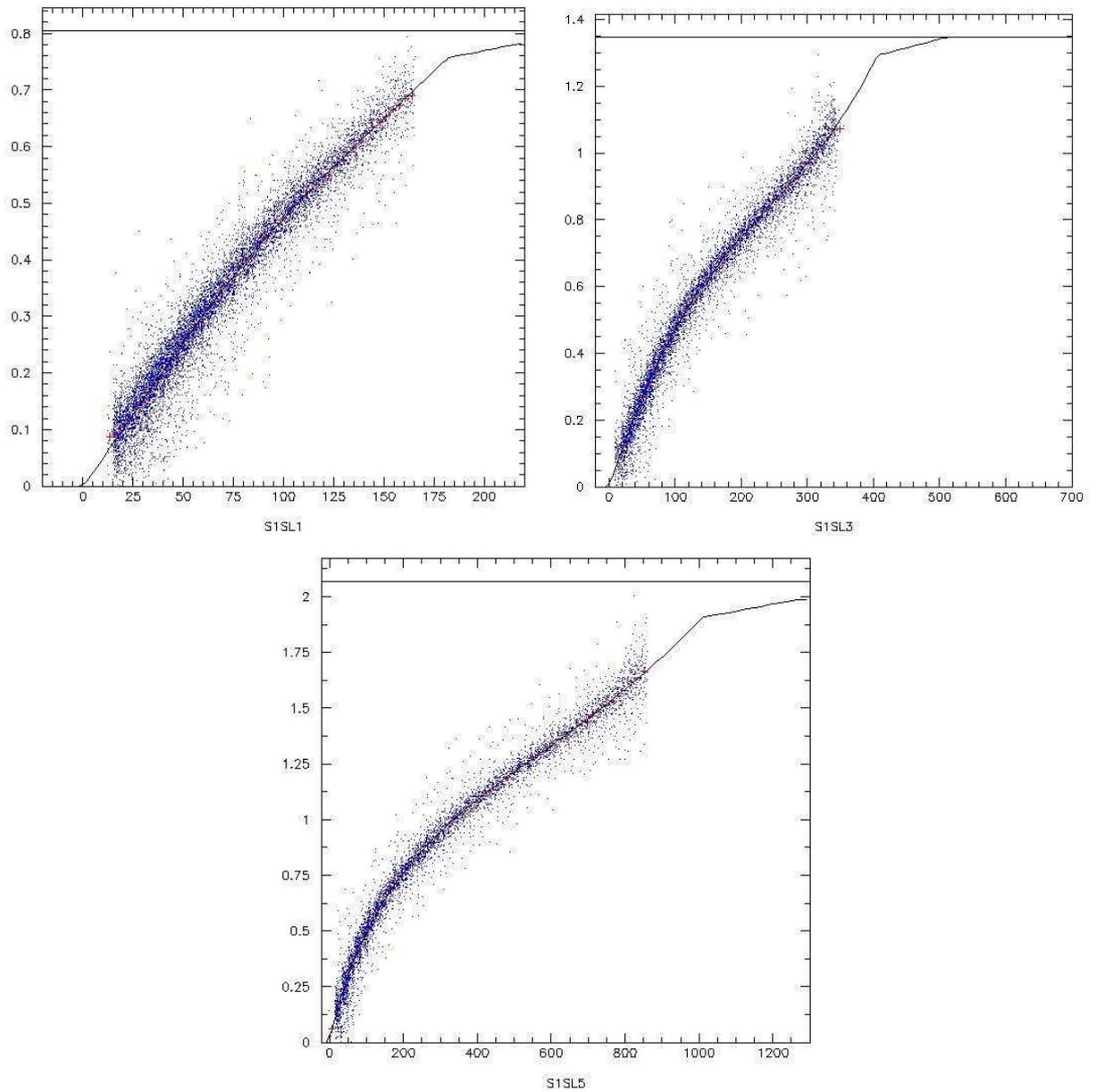


FIGURE 3.5 – Ajustement de la distance de dérive des électrons par leur temps de vol dans les régions I (en haut à gauche), II (en haut à droite) et III (en bas). Les points bleus sont les données expérimentales, les points rouges sont leur moyennes dans différentes tranches de temps et la courbe noire la courbe d’ajustement.

Monitoring des chambres à dérives

Pour la première calibration j’ai utilisé un run de basse intensité (run 58304 à 4 nA). Les constantes ont été enregistrées sur l’ensemble des runs d’e1-dvcs2 afin

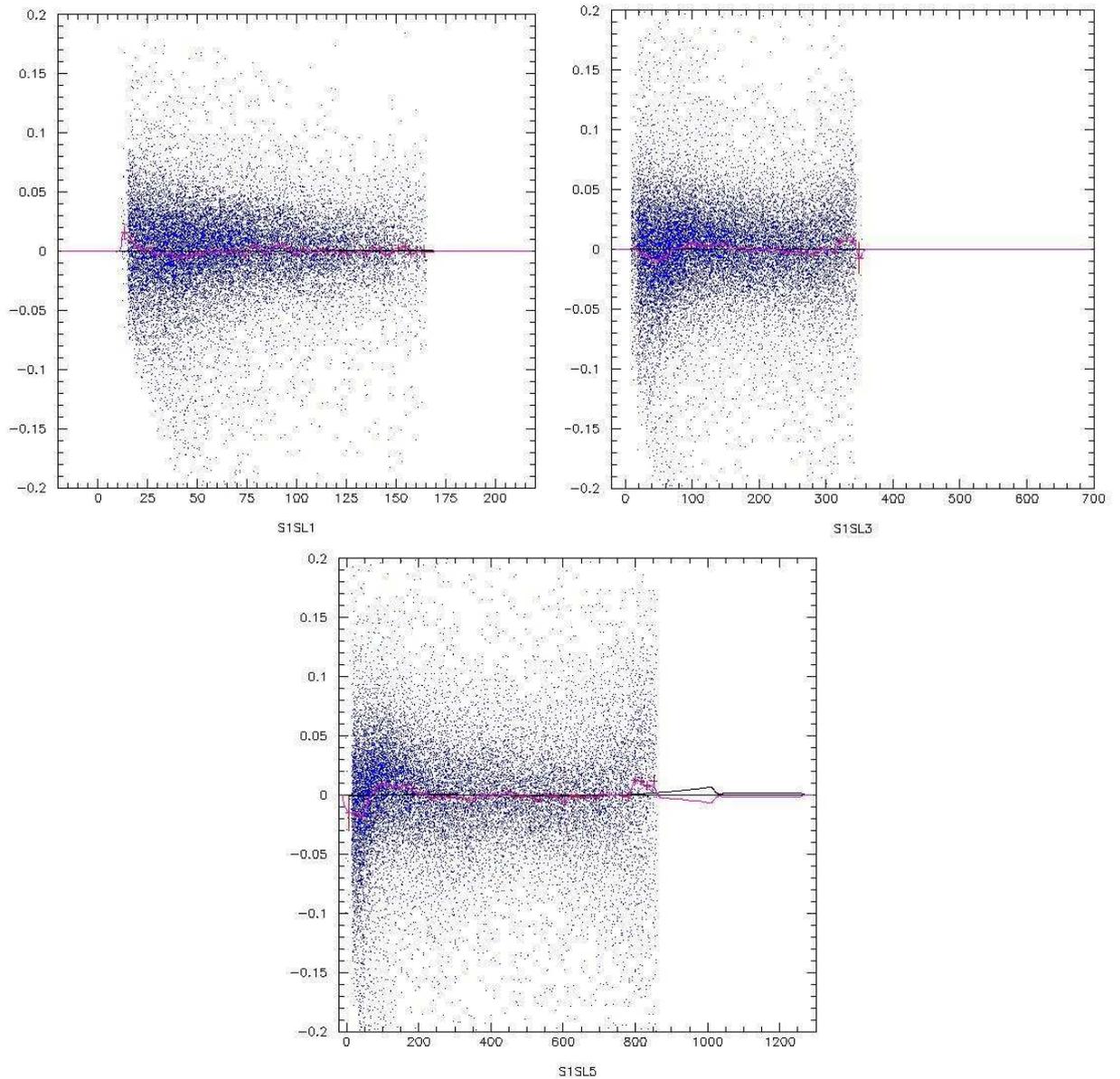


FIGURE 3.6 – *Ajustement du RES en fonction du temps de vol des électrons. Les points bleus sont les données expérimentales, les points rouges sont leur moyennes dans différentes tranches de temps, la courbe noire la courbe d'ajustement et la courbe rose la différence entre les données expérimentales et la courbe d'ajustement.*

d'avoir un premier ordre de grandeur de la vitesse des électrons dans les chambres à dérive. Après une première réduction partielle des données ("cooking"), j'ai tracé l'écart-type des RES dans chaque supercouche et pour toute la durée de l'expérience

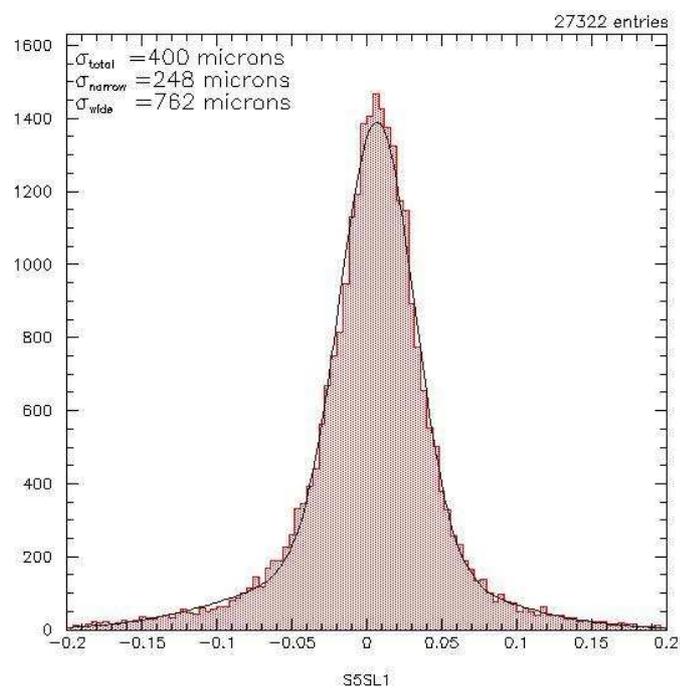


FIGURE 3.7 – Distribution de RES pour la première supercouche de la région 5. L'ajustement est obtenu par la somme de deux gaussiennes dont leur écart-type σ_{narrow} et σ_{wide} permet de définir la résolution spatiale σ_{total} de la chambre à dérive.

Total width (microns)							
	SL1	SL2	SL3	SL4	SL5	SL6	*avg.
Sec1	412	457	490	536	578	606	512
Sec2	467	465	507	540	634	711	547
Sec3	406	455	500	581	578	643	521
Sec4	425	449	472	509	530	641	502
Sec5	469	407	487	524	587	623	509
Sec6	394	409	555	635	632	608	536
*avg.	427	437	501	552	587	635	521

Hits per TBT

sec1	sec2	sec3	sec4	sec5	sec6	total
28.05	28.52	29.08	30.93	29.86	29.25	29.28

Avg. Chisq. per DOF

sec1	sec2	sec3	sec4	sec5	sec6	avg.
4.03	4.05	3.31	2.87	3.70	3.67	3.60

Total width (microns)

	SL1	SL2	SL3	SL4	SL5	SL6	*avg.
Sec1	340	335	362	341	455	521	385
Sec2	355	335	367	359	472	576	406
Sec3	372	334	363	481	482	539	421
Sec4	328	336	342	336	424	465	366
Sec5	400	340	362	375	463	487	399
Sec6	294	316	365	445	536	460	391
*avg.	344	331	359	384	469	506	394

Hits per TBT

sec1	sec2	sec3	sec4	sec5	sec6	total
28.17	28.39	28.93	30.94	30.20	28.89	29.25

Avg. Chisq. per DOF

sec1	sec2	sec3	sec4	sec5	sec6	avg.
3.58	3.59	3.20	2.59	3.23	3.67	3.31

FIGURE 3.8 – Résolution spatiale des chambres à dérives, calculée d'après l'équation 3.4, suivant leur secteur et la supercouche (SL) ainsi que le nombre d'interactions et la qualité des trajectoires reconstruites pour le run 58303 avant (en haut) et après (en bas) la calibration. Le nombre d'interactions attendues dans chaque supercouche est de 30.

(figure 3.9 à gauche). Les variations dans la courbe de monitoring de l'écart-type peut correspondre à des variations de la pression atmosphérique, de l'humidité du Hall...

Afin de corriger ces variations du comportement des chambres à dérive, j'ai choisi une zone de runs correspondant à une perturbation et j'ai calibré le run situé au maximum de la perturbation (figure 3.9). Les constantes de cette calibration ont été copiées dans la librairie pour toute la période de perturbation. L'effet de ces calibrations est illustré à droite de la figure 3.9 où l'écart-type est suffisamment stable sur l'ensemble de l'expérience pour pouvoir débiter une *pass*1.

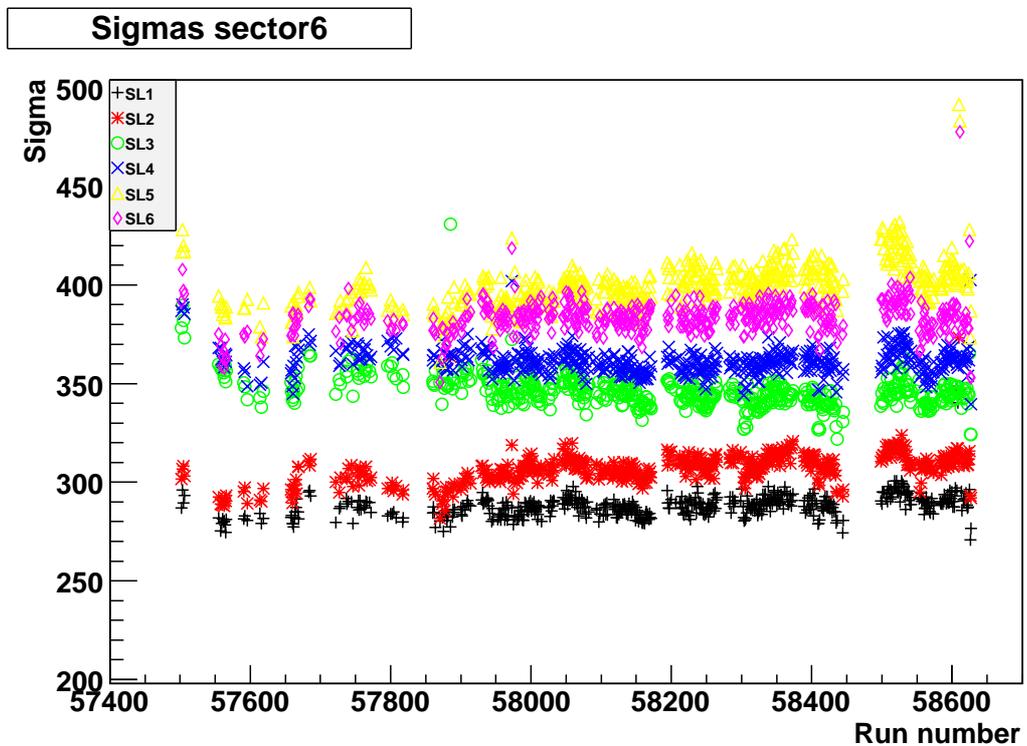
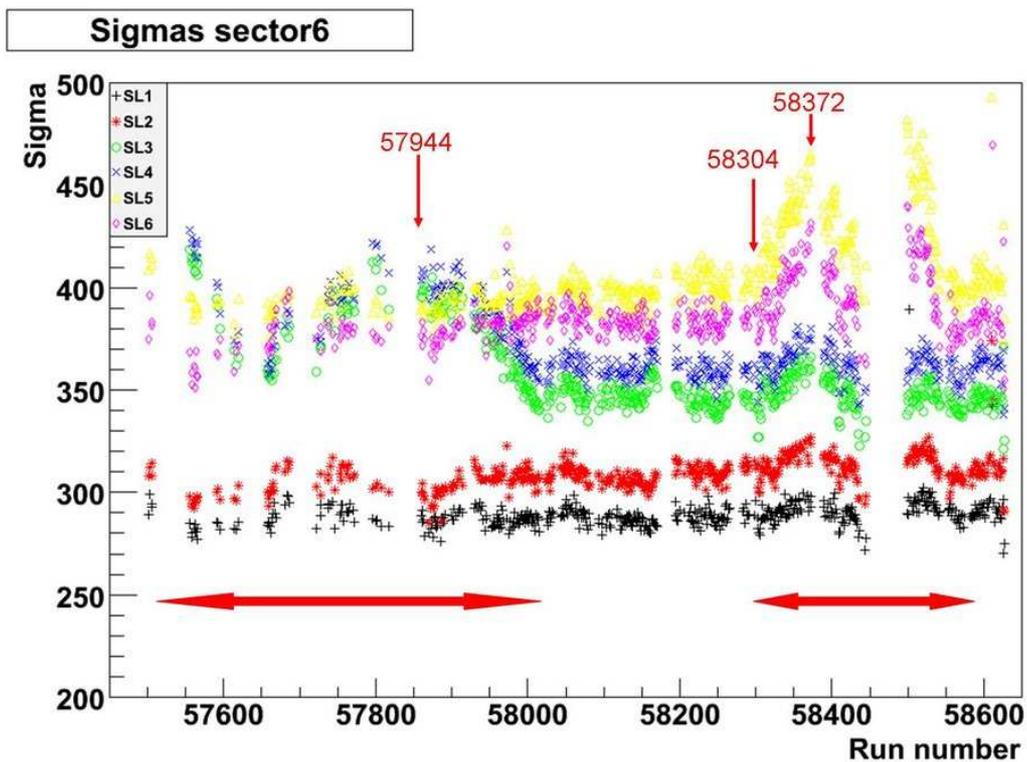


FIGURE 3.9 – Graphes de monitoring des chambres à dérive avec l'écart-type de RES des différentes supercouches sur l'ensemble des runs de l'expérience. A gauche, cela correspond au premier pass0 et à droite aux données après calibration.

3.1.2 Scintillateurs de temps de vol (SC)

Lors du passage d'une particule dans les scintillateurs, les informations sur l'amplitude A et le temps d'arrivée T de la lumière recueillie dans les photomultiplicateurs (PM) sont codées par des ADC et des TDC respectivement. La première étape de calibration consiste à ajuster des gains des ADC en utilisant des muons cosmiques au minimum d'ionisation dont le pic est placé au canal 600 par ajustement des hautes tensions des PM. L'amplitude A est ensuite convertie en énergie déposée en renormalisant par l'énergie déposée au minimum d'ionisation.

L'utilisation d'un laser pulsé simultanément dans tout les PM permet de convertir les informations des TDC en unité de temps en faisant varier sa fréquence. Le seuil en amplitude sur le front montant du signal étant constant il faut également corriger la *time-walk*. Pour cela le signal laser est de nouveau utilisé mais cette fois c'est l'amplitude du signal qui est modifié afin d'avoir la dépendance entre l'amplitude et le temps mesuré par les TDC.

Enfin la dernière étape consiste à corriger les décalages relatifs des TDC des différentes voies en utilisant le temps RF. Cette correction est effectuée à la fois pour les électrons qui sont identifiés par les compteurs Čerenkov et le calorimètre électromagnétique, et pour les pions qui sont identifiés par l'énergie déposée dans les scintillateurs, l'impulsion et le temps de vol mesurés par les chambres à dérive.

3.1.3 Signal RF

Le signal radiofréquence RF délivré par CEBAF sert de référence à toutes les mesures de temps pour le spectromètre CLAS. Le principe de l'étalonnage consiste à minimiser le *RF_offset* correspondant à la différence entre le signal RF et le temps mesuré au vertex déterminé par le temps de vol des électrons déclenchant l'acquisition de la cible aux scintillateurs. La calibration du RF dépend étroitement de la calibration des scintillateurs de temps de vol ce qui en fait une procédure itérative. La figure 3.10 illustre l'ajustement du temps RF.

3.1.4 Compteurs Čerenkov

La calibration des Compteurs Čerenkov (CC) dépend des calibrations des chambres à dérive (DC) ainsi que des scintillateurs de temps de vol (SC) qui doivent être effectuées au préalable. De même que pour le SC, les signaux collectés par les PM sont digitalisés par des ADC et des TDC. Cependant seule la calibration de l'amplitude du signal va servir à notre analyse. Pour faire cela, le bruit intrinsèque des PM est utilisé car il génère des signaux à un photoélectron. Après avoir soustrait les piédestaux, le pic à un photoélectron est obtenu par un ajustement du signal comme l'illustre la figure 3.11.

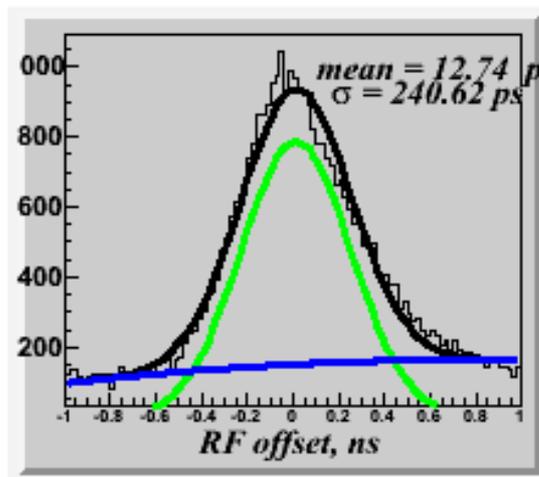


FIGURE 3.10 – Distribution du RF offset défini par l'écart entre le temps RF et le temps mesuré au vertex. L'ajustement (courbe noire) est obtenu par la somme d'une gaussienne (courbe verte) et d'un polynôme (courbe bleue).

3.1.5 Calorimètres électromagnétiques EC

Comme pour le SC et le CC, les signaux collectés dans les PM sont numérisés sous forme d'une amplitude A par les ADC et d'un temps d'arrivée T par les TDC. L'étalonnage du détecteur sert à convertir ces informations en énergie déposée et en unité de temps.

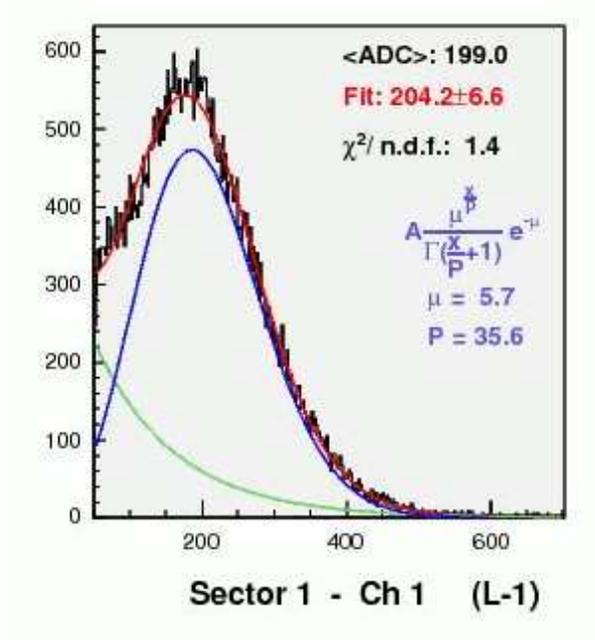


FIGURE 3.11 – Spectre ADC du bruit intrinsèque dans le compteur Čerenkov. L’ajustement (courbe rouge) peut être décomposé par le bruit de fond électronique (courbe bleue) et les événements à un photoélectron (courbe verte).

Etalonnage en amplitude

L’énergie totale déposée dans le EC peut-être paramétrée par la formule suivante :

$$E_{total} = \sum_s^2 \sum_v^3 \sum_n^N \frac{E_n^{s,v}}{f} \quad (3.5)$$

où s désigne les parties *Inner* et *Outer*, v les orientations des plan de scintillateurs (U,V,W) et n les numéros de bandes pour les N bandes touchées par la gerbe. f est la fraction d’échantillonnage. L’énergie déposée dans chaque voie dépend du gain G et de la longueur d’atténuation λ :

$$E_n^{s,v} = \frac{G(A - P)}{e^{-x/\lambda}} \quad (3.6)$$

avec P le piédestal et x la distance de l’impact au PM.

Le principe de la calibration est de déterminer les trois facteurs f , G et λ . Dans une première étape, nous utilisons les événements issus de muons cosmiques au minimum d’ionisation pour déterminer G et λ . Il faut pour cela accumuler suffisamment de statistiques dans tous les barreaux de scintillateurs. Après 12 heures de prises de données, il y a environ une centaine d’événements dans chaque voie. Dans une

deuxième étape, nous déterminons f en utilisant des électrons dont l'énergie et l'impulsion sont mesurées dans les chambres à dérive. De plus cela permet de confirmer les valeurs de G et λ .

Etalonnage en temps

La calibration en temps est une étape importante car, comme nous allons le voir dans la section 4.1, c'est grâce au temps d'arrivée des particules neutres que la discrimination photons/neutron sera possible. Pour cela nous allons utiliser les informations temporelles du SC et du EC des électrons diffusés. Le principe consiste à minimiser la différence ΔT entre le temps du calorimètre et le temps des scintillateurs de temps de vol.

3.1.6 Calorimètre Interne IC

Mis en place dans CLAS pour l'expérience e1-dvcs, le calorimètre interne (IC) a nécessité le développement de procédures spécifiques pour l'étalonnage. Comme pour la plupart des détecteurs, l'information du signal dans les APDs est numérisée en amplitude A et en temps T respectivement par des ADC et des TDC. Pour l'analyse seule l'information en énergie est utilisée.

Le principe de la calibration est de déterminer le gain de chaque voie G_i afin de pouvoir obtenir l'énergie déposée d'après la formule :

$$E_i = G_i \cdot (A_i - P_i) \quad (3.7)$$

où A_i et P_i sont respectivement l'amplitude du signal ADC et le piedestal électronique du canal i .

Pour faire cela la réaction utilisée est la désintégration d'un pion neutre en 2 photons, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La calibration se divise en deux étapes. La première consiste à sélectionner les événements de désintégration de π^0 pour lesquels les deux photons sont détectés dans le calorimètre. Chaque événement est associé au cristal où le photon de plus haute énergie de la paire est incident. Seul les événements pour lesquels 50% de l'énergie du photon a été déposée dans le cristal associé sont retenus. De cette manière à chaque voie est associé un spectre de masse invariante à deux photons dont la position et la largeur sont déterminées par un ajustement (figure 3.12). La deuxième étape consiste à faire varier le gain de chaque voie de manière itérative. A chaque boucle, une masse des π^0 est obtenue ainsi qu'un facteur correctif à apporter au gain pour centrer ce pic sur la masse connue des π^0 . La procédure de calibration s'achève lorsque le facteur correctif devient négligeable.

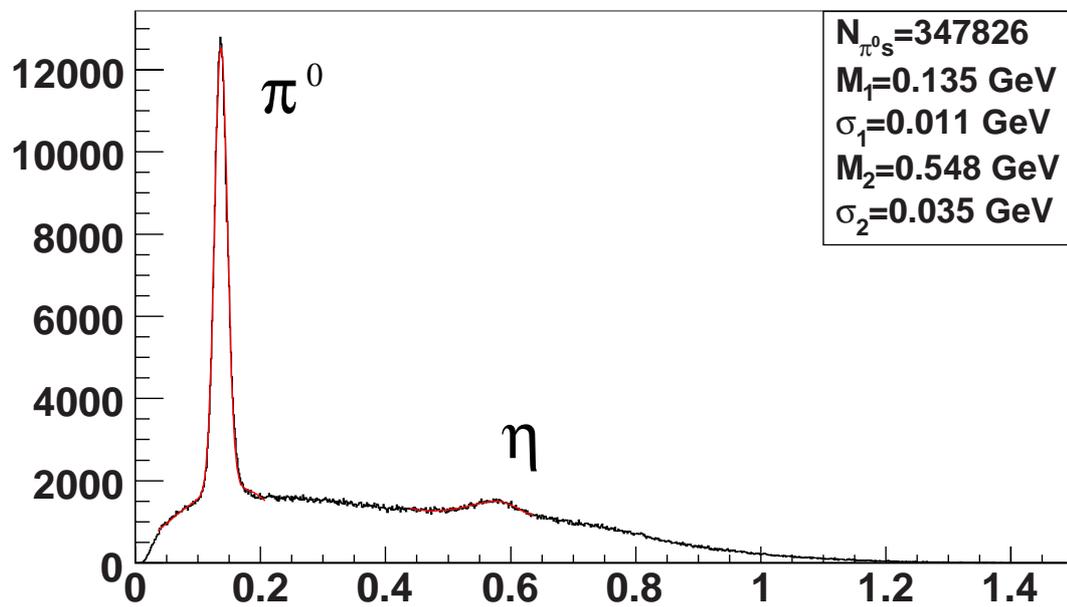


FIGURE 3.12 – Spectre de masse invariante de 2 photons dans le IC. Le premier pic correspond aux π^0 (135 MeV) et le second aux η (547 MeV).

Chapitre 4

Analyse des données

Cette partie est consacrée à l'analyse des données. L'objectif est de calculer des asymétries de spin du faisceau dans la réaction DVCS à partir des données de l'expérience e1-dvcs2.

Pour cela une première étape consiste à identifier les particules détectées dans CLAS en effectuant des coupures pour les discriminer. Une fois que les particules ont été identifiées, il faut garder les événements correspondant à la réaction DVCS, c'est-à-dire ceux pour lesquels il y a 1 électron, 1 proton et 1 photon dans l'état final. A partir de là, des coupures cinématiques vont être appliquées afin de se placer dans un domaine où le formalisme des GPDs est justifié. Enfin des coupures sur les 3 particules finales vont être effectuées pour assurer l'exclusivité de la réaction.

La deuxième étape consiste à calculer les asymétries et pour cela nous allons définir des intervalles cinématiques dans lesquels nous allons étudier les distributions de l'angle ϕ entre le plan leptonique et hadronique. Les résultats préliminaires seront présentés à la fin de ce chapitre avec une comparaison à la première partie d'e1-dvcs.

Cette analyse est effectuée en utilisant les fichiers de sortie de *RECSIS* qui sont au format BOS. Une première réduction est obtenue avec le logiciel *user_ana* qui produit en sortie des fichiers hbook. J'ai utilisé la version *ROOT* de ces fichiers pour faire l'analyse.

4.1 Identification des particules

Les procédures d'identification des particules sont des procédures standards. Lors de la reconstruction des événements un numéro est associé à chaque particule. Il s'agit là d'une identification initiale effectuée avec les informations brutes des détecteurs qui nécessite d'être complétée par une sélection plus fine.

4.1.1 Sélection des candidats électrons

Les électrons diffusés sont généralement de grande énergie. Ils interagissent dans les chambres à dérive, les scintillateurs de temps de vol, les compteurs Čerenkov et le calorimètre électromagnétique. Servant à initier le déclenchement et par la suite de temps de référence pour les autres particules, une première identification grossière est donc effectuée. Nous allons affiner cette sélection en imposant des critères qui vont permettre de discriminer ces particules. Le premier critère demandé est que la particule ait une charge égale à -1.

Coupages grâce aux chambres à dérive

Grâce aux informations sur la trajectoire de la particule fournie par les chambres à dérive nous allons sélectionner des particules de charge négatives qui sont bien issues d'une réaction entre le faisceau et la cible.

- Coupage sur le vertex. Pour être sûr que les particules proviennent bien de la cible, une coupure sur le vertex est effectuée. La figure 4.1 montre la distribution du vertex suivant l'axe z du faisceau pour les 6 secteurs. Ce vertex est calculé en prenant l'intersection de la trajectoire mesurée par les chambres à dérive et l'axe du faisceau. Par définition, le 0 de l'axe z correspond à la face avant du calorimètre interne. Comme nous pouvons le constater, la cible est bien centrée à -57,5 cm dans chaque secteurs ce qui indique que les chambres à dérive sont disposées convenablement. La cible faisant 5 cm de long la dispersion sur les bords provient de la résolution des détecteurs. Pour sélectionner les événements qui proviennent de la cible, une coupure à $\pm 4,5$ cm autour du milieu de la cible est appliquée.

- Un seuil minimum en impulsion est imposé pour éliminer les particules à basse impulsion. La première motivation est qu'à faible impulsion, les processus radiatifs des électrons sont plus importants. De plus cela permet de réduire le nombre de δ -électrons produits par interaction des pions avec la matière composant les détecteurs Čerenkov. Un seuil à $p > 800$ MeV/c est donc fixé comme l'illustre la figure 4.2.

Discrimination e^-/π^-

La principale source de contamination dans la sélection d'électrons provient des pions négatifs. Pour faire la discrimination des électrons nous allons nous servir de la différence de comportement qu'ils ont dans les différents détecteurs. Les coupures effectuées pour cela sont les suivantes :

- Seuil minimum sur l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique. En effet les électrons vont produire une gerbe électromagnétique dans ce calorimètre tan-

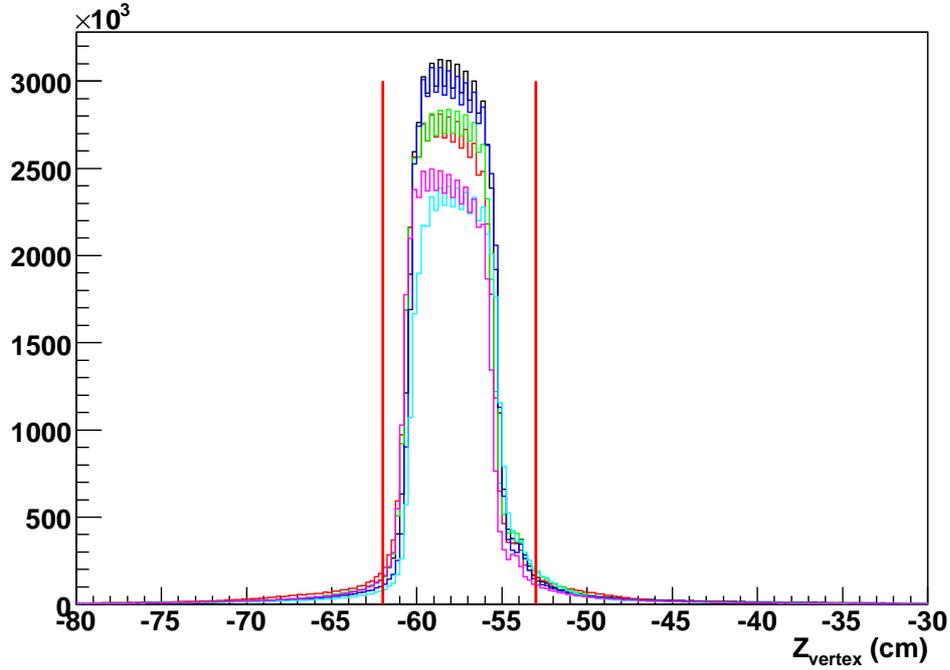


FIGURE 4.1 – *Distribution des vertex des candidats électrons suivant le secteur dans lequel ils sont détectés.*

dis que les pions, au minimum d'ionisation, déposent leur énergie de façon uniforme dans les scintillateurs à raison de 2 MeV/cm. Étant donné que les épaisseurs des parties interne et externe du calorimètre électromagnétique sont de 15 et 24 cm respectivement, l'énergie déposée par les π^- au minimum d'ionisation sera de 30 MeV et 48 MeV. La figure 4.3 montre l'énergie déposée dans la partie interne E_{in} en fonction de l'énergie déposée dans la partie externe E_{out} pour les particules négatives. L'accumulation d'événements correspondant à $E_{in} \simeq 30$ MeV et $E_{out} \simeq 50$ MeV correspond à des pions. Un seuil en énergie minimum déposée dans la partie interne du calorimètre, $E_{in} > 60$ MeV permet d'éliminer cette contamination.

- Coupure E_{tot}/p . L'énergie totale déposée dans le EC E_{tot} est la somme de E_{in} et E_{out} . Dans la limite ultra-relativiste, l'énergie des électrons est égale à leur impulsion. L'énergie déposée dans le calorimètre se divise en une partie mesurée par les plans de scintillateurs et une partie perdue dans les parties passives en plomb. L'énergie totale mesurée dans le EC est le produit de l'énergie de l'électron par une fraction d'échantillonnage f suivant la relation :

$$E_{tot} = fE \quad (4.1)$$

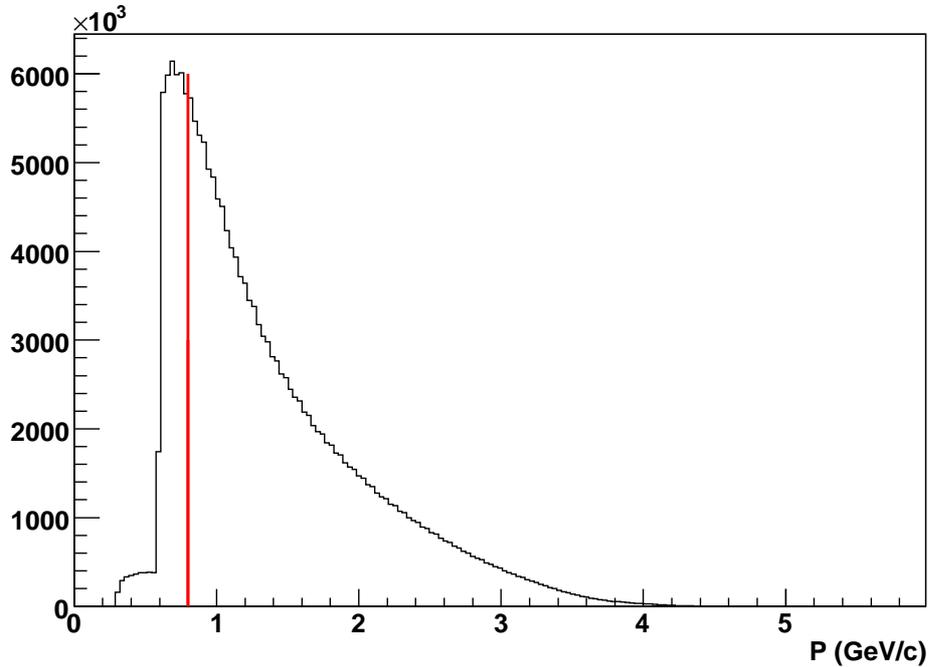


FIGURE 4.2 – *Distribution des impulsions mesurées des candidats électrons. Le trait rouge correspond à la coupure appliquée.*

La fraction d'énergie mesurée par le calorimètre est d'environ un 0,25. Pour des candidats électrons, le rapport entre E_{tot} et l'impulsion p mesurée par les chambres à dérive doit donc être égale à cette fraction d'échantillonnage. La dépendance de ce ratio avec l'impulsion des particules est visible sur la figure 4.4. Les fonctions $\mu(p)$ et $\sigma(p)$ correspondent respectivement à la valeur moyenne et à la largeur de la distribution sont obtenues à partir d'un ajustement de E_{tot}/p dans des tranches d'impulsion. Une coupure est effectuée avec la formule suivante :

$$\left| \frac{E_{tot}}{p} - \mu(p) \right| < 2.5\sigma(p) \quad (4.2)$$

- **Coupure sur le nombre de photo-électrons N_{phe} collectés dans les compteurs Čerenkov.** Le nombre de N_{phe} produits par les électrons suit une distribution de Poisson centrée autour de 9 photo-électrons (figure 4.5). A partir de 2.5 GeV/c, les pions interagissent également avec ces compteurs produisant environ 5 photo-électrons. Néanmoins la principale source de contamination des π^- provient des δ -électrons produits par interaction avec la matière des compteurs Čerenkov. Ces particules ayant une faible impulsion, elles produisent un pic centré autour de 1-2 photo-électrons. Pour éliminer la contamination par les pions, la coupure dans les compteurs Čerenkov est

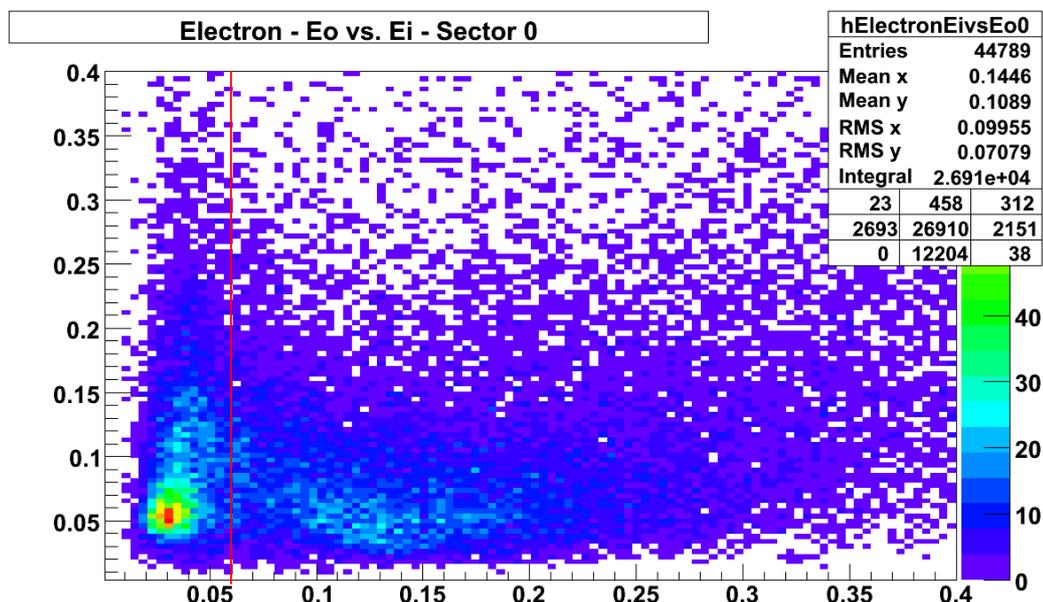


FIGURE 4.3 – Distribution de l'énergie déposée dans les parties externes du EC (E_{out}) en fonction de l'énergie déposée dans les parties internes (E_{in}) par les particules négatives. La tache situé à $E_{in} \simeq 30$ MeV et $E_{out} \simeq 50$ MeV correspond aux π^- .

donnée par :

$$N_{phe} > 2,5 \quad (4.3)$$

Coupure fiducielles

Afin de s'assurer que l'ensemble de l'information liée au passage du candidat électron est bien récolté dans les détecteurs, des coupures fiducielles sont appliquées sur la position de la particule.

- Des coupures géométriques sur le point d'impact des particules dans le calorimètre électromagnétique sont appliquées. En effet, une partie de l'énergie peut être perdue dans les parties passives de CLAS. Des coupures d'une dizaine de cm sur les bords des plans de scintillateurs U, V et W sont donc imposées. De plus dans le plan U, où la distribution est liée à l'angle polaire de la particule, une coupure plus importante est appliquée aux petites valeurs car cela correspond à l'ombre du calorimètre interne. Ces coupures, illustrée sur la figure 4.6, sont les suivantes :

$$100 \text{ cm} < U < 400 \text{ cm}$$

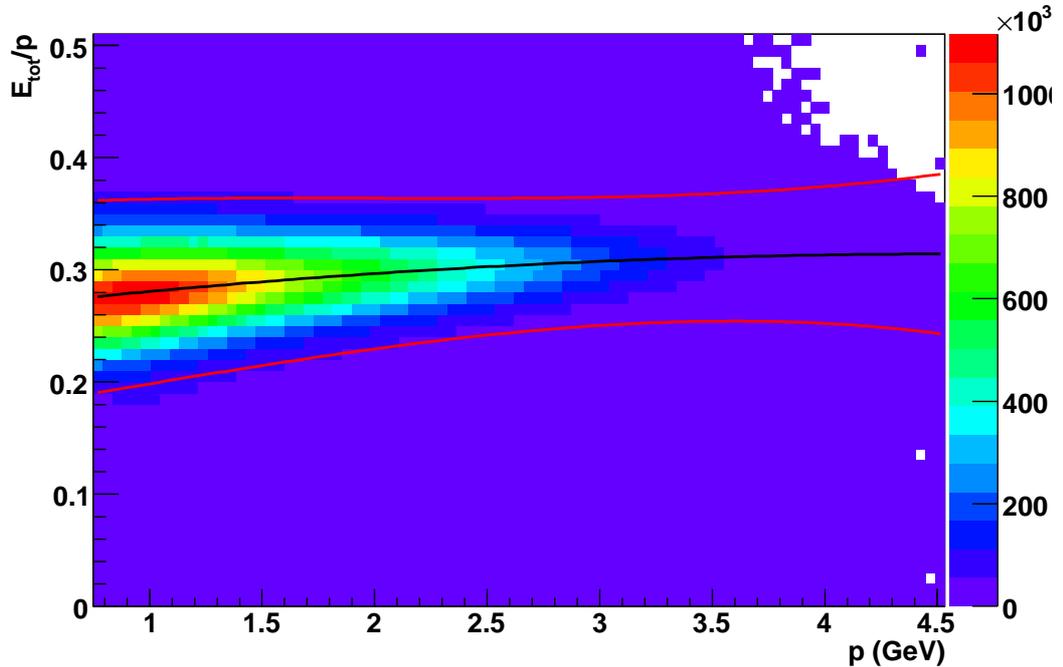


FIGURE 4.4 – *Distribution de E_{tot}/p en fonction de p des candidats électrons. Les courbes rouges correspondent aux coupures à 2.5σ de l'ajustement représenté par la courbe noire.*

$$\begin{aligned}
 V &< 360 \text{ cm} \\
 W &< 390 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

- Des coupures sur les angles polaire θ et azimutal ϕ des électrons, mesurées dans les chambres à dérive, sont appliquées afin de s'affranchir des zones passives de CLAS. En raison du champ magnétique, les particules vont subir une déflexion azimutale qui dépend de leur impulsion. La coupure en θ concerne les petits angles polaires correspondant à la région du calorimètre interne (IC). Géométriquement, le IC couvre les angles polaires allant jusqu'à 17° . Cependant le champ magnétique dévie les électrons vers les angles avant (ils sont *inbending*), donc la limite avec le IC se situe à 23° . La coupure sur l'angle azimutal ϕ quant à elle va dépendre de l'impulsion et de θ . Les coupures sont données en degrés par :

$$\begin{aligned}
 \theta &\geq \theta_{cut} \\
 |\phi_{secteur} - \phi_0(p)| &\leq \sigma_\phi(p, \theta)
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

où p est l'impulsion de la particule considérée et $\phi_{secteur}$ l'angle azimutal rapporté

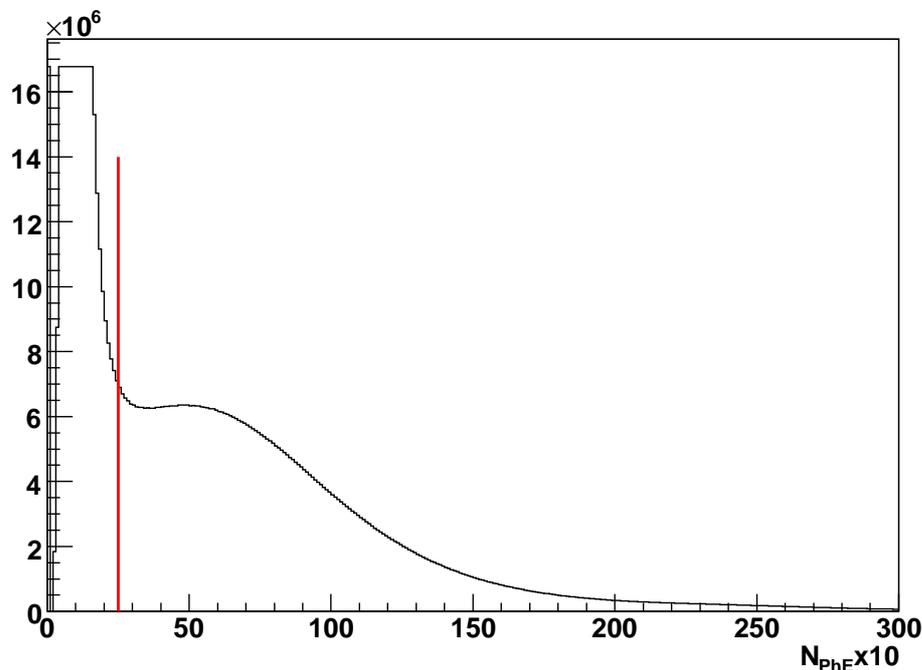


FIGURE 4.5 – Nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov (CC). La coupure à 2.5 photo-électrons permet d'éliminer les δ -électrons issu de l'interaction des π^- avec la matière des CC.

au secteur concerné ($\phi_{secteur} \in [0^\circ, 60^\circ]$). Les angles θ_{cut} , $\phi_0(p)$ et $\sigma_\phi(p, \theta)$ sont définis par :

$$\begin{aligned}
 \theta_{cut} &= 23^\circ \\
 \phi_0(p) &= \frac{6.932}{p} \\
 \sigma_\phi(p, \theta) &= 27 \times [\sin(\theta - \theta_{cut})]^{0.195}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

L'effet de ces coupures angulaires est représenté sur la figure 4.7.

4.1.2 Sélection des candidats protons

La deuxième particule à identifier est le proton de recul. Pour cela, nous allons tout d'abord sélectionner des particules de charge égale à +1 lors de la reconstruction d'événement. Comme pour les électrons, une source importante de contamination provient des pions mais cette fois de charge positive. Les informations utilisées proviennent des chambres à dérive, pour connaître la trajectoire et l'impulsion p , ainsi

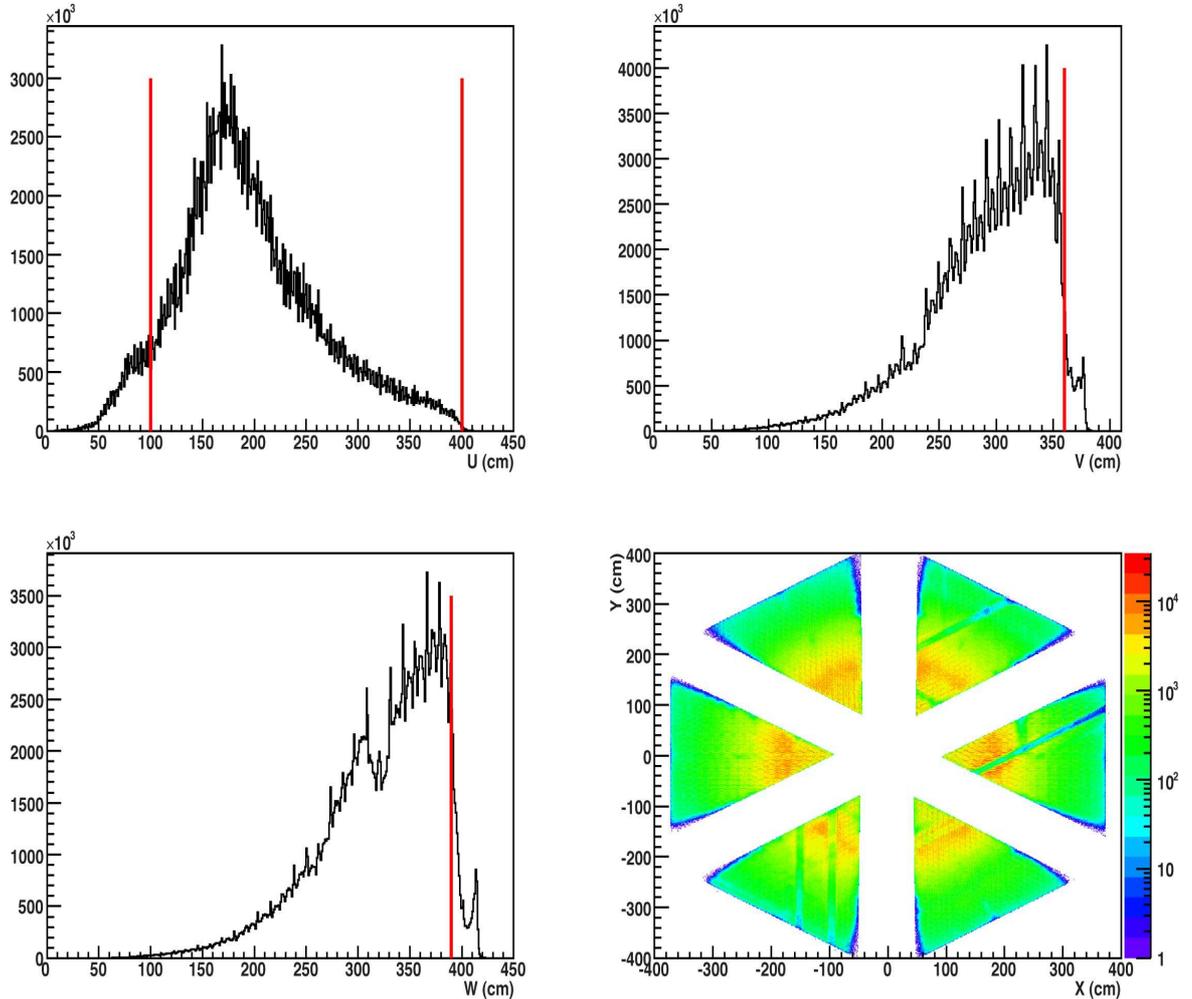


FIGURE 4.6 – *Distribution du point d'impact des particules négatives dans les orientations (U , V et W) du calorimètre électromagnétique avec les coupures correspondantes. En bas à droite, c'est l'ensemble des 3 distributions après coupure en vue transverse dans le repère de CLAS. Certaines bandes où il y a moins d'événements correspondent à des lattes de scintillateur qui ne fonctionnent pas.*

que des scintillateurs de temps de vol, pour avoir le temps t_{vol} et la distance l parcourue. Pour discriminer les protons des π^+ et s'assurer que les candidats proviennent bien de l'interaction du faisceau avec la cible, quelques coupures sont effectuées :

- Coupe au vertex. De la même manière que pour les électrons, il faut être sûr que la particule provient bien de la cible en imposant $-62 \text{ cm} < z_{vertex} < -53 \text{ cm}$.

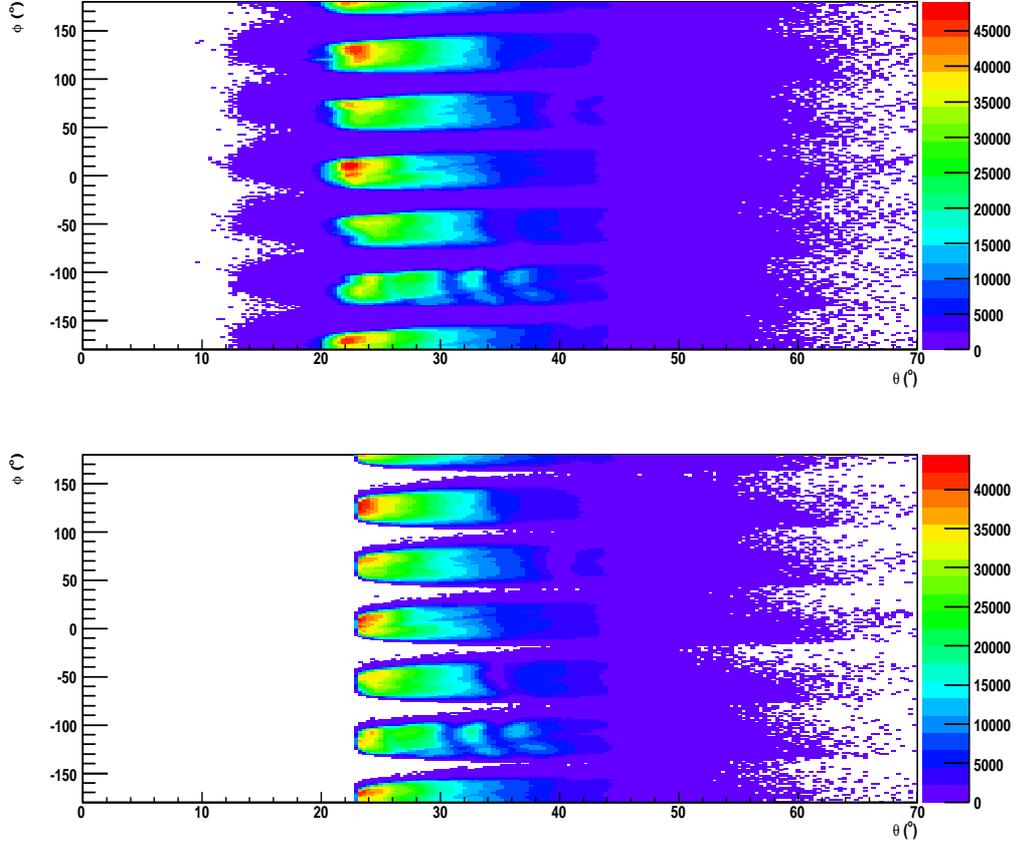


FIGURE 4.7 – *Distribution de l'angle azimutal ϕ en fonction de l'angle polaire θ pour les candidats électrons avant (en haut) et après (en bas) l'application des coupures.*

L'illustration des vertex pour les différents secteurs de CLAS est représenté sur la figure 4.8.

- Temps de vol dans le EC. La discrimination des protons avec les π^+ est obtenue en calculant la grandeur β qui est le rapport de leur vitesse par la vitesse de la lumière. Cette grandeur est accessible de deux façons suivant les équations :

$$\beta_{vol} = \frac{l}{ct_{vol}} \quad (4.7)$$

$$\beta_{cal}(m) = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (4.8)$$

La première équation utilise les informations des scintillateurs de temps de vol tandis que la deuxième utilise celles des chambres à dérives. En faisant l'hypothèse

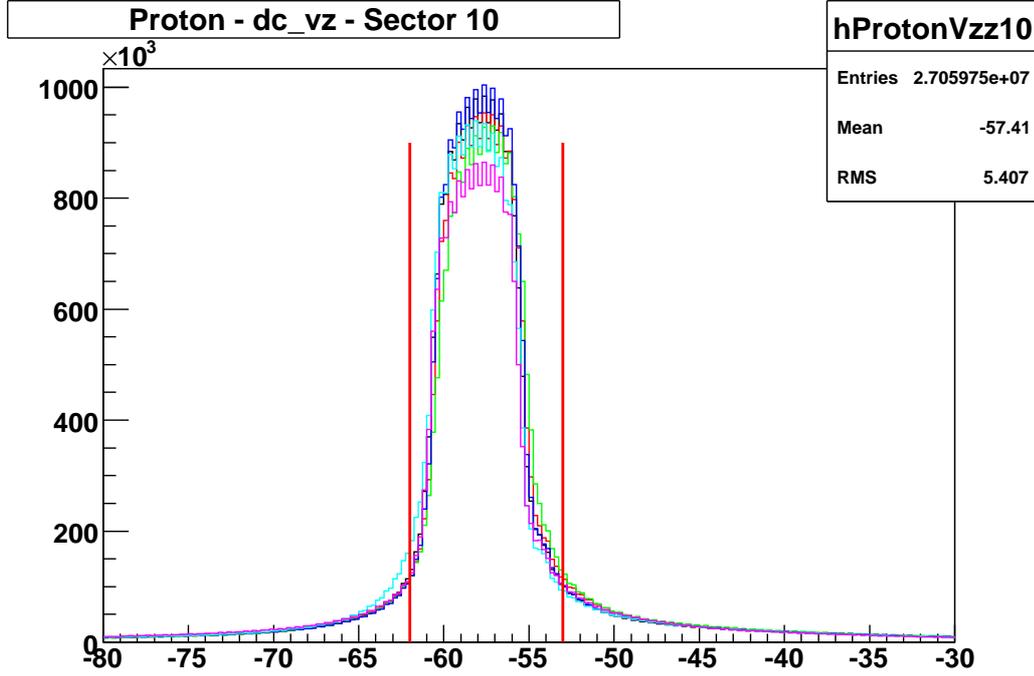


FIGURE 4.8 – Distribution des vertex des candidats protons suivant le secteur dans lequel ils sont détectés.

que la particule est un proton dans la seconde équation ($m = m_{proton}$), nous pouvons distinguer sur la figure 4.9 deux lignes correspondant aux protons et au π^+ . La dépendance en impulsion de β nous conduit à calculer la différence $\Delta\beta(m_{proton}) = \beta_{vol} - \beta_{cal}(m_{proton})$ qui doit être nulle pour les protons quelque soit l'impulsion de la particule. Sur la figure 4.10 nous pouvons constater que la discrimination protons/pions est effective jusqu'à 2.5 GeV/c environ. La coupure est effectuée autour de $\Delta\beta=0$:

$$|\Delta\beta(m_{proton})| < 0.065 \quad (4.9)$$

- Coupages géométriques sur les angles polaire θ et azimutal ϕ . Ces coupures sont appliquées pour s'affranchir des parties passives de CLAS. Elles sont assez similaires à celles des électrons avec la différence que les protons sont déviés vers les angles arrière (*outbending*). De plus étant moins véloces leur déviation est plus importante. En conséquence la limite inférieure sur l'angle polaire θ correspondant à l'ombre du calorimètre interne et qui était fixé à 23° doit être diminuée. Les coupures effectuées sont les suivantes :

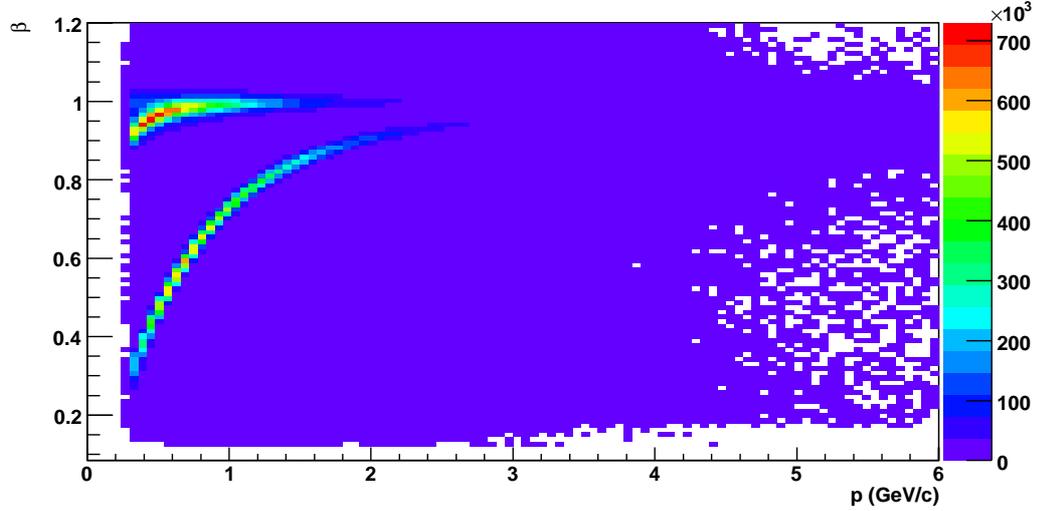


FIGURE 4.9 – *Distribution du β en fonction de l'impulsion des particules positives en prenant l'impulsion mesurée dans les chambres à dérivate et en faisant l'hypothèse que la particule est un proton.*

$$\theta \geq 16.8^\circ \quad (4.10)$$

$$|\phi_{\text{secteur}} - \phi_0(p, \theta)| \leq 27^\circ \quad (4.11)$$

avec ϕ_{secteur} l'angle azimutal rapporté au secteur concerné ($\phi_{\text{secteur}} \in [0^\circ, 60^\circ]$). L'angle $\phi_0(p, \theta)$ est défini par :

$$\phi_0(p, \theta) = -1.4^\circ - \frac{10.5}{p} + \sin\theta \quad (4.12)$$

La figure 4.11 illustre les distributions angulaire avant et après coupure.

4.1.3 Sélection des candidats photons

La dernière particule à identifier est le photon. Celle-ci est détectée soit dans le calorimètre électromagnétique (EC) soit dans le calorimètre interne (IC). Un seuil en impulsion est fixé à 150 MeV pour se placer au-dessus du bruit de fond. Les critères de sélection diffèrent selon le calorimètre dans lequel le photon est détecté.

Dans le cas du IC, toutes les gerbes électromagnétiques qui y sont produites sont considérées comme provenant de photons. Cette hypothèse peut paraître risquée car il est possible que certaines gerbes soient produites par diffusion Møller ou élastique

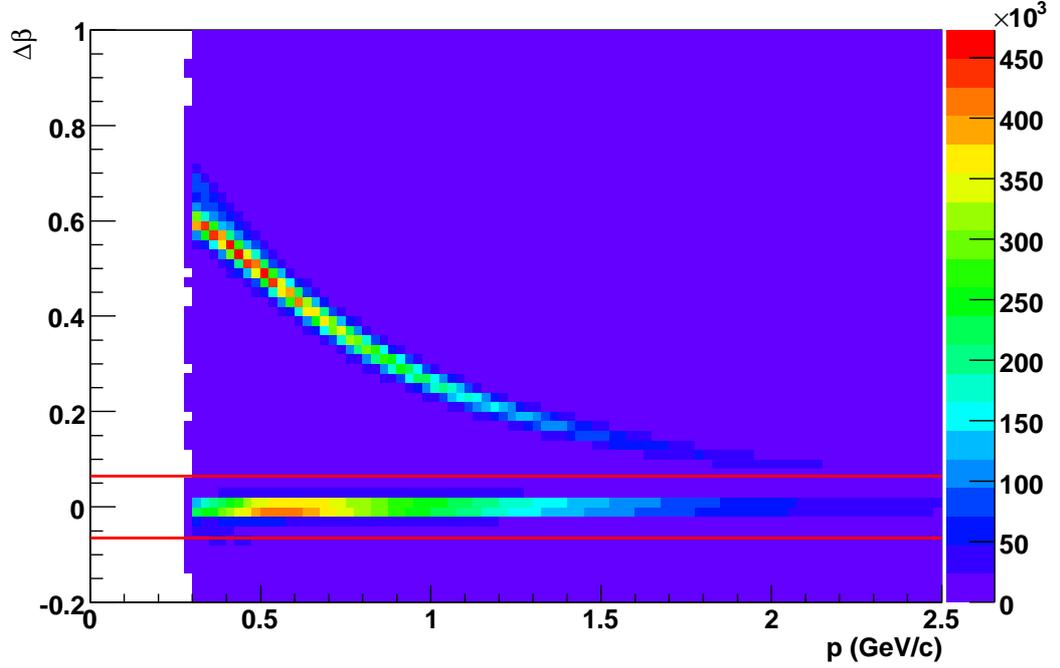


FIGURE 4.10 – *Distribution de $\Delta\beta(m_{proton}) = \beta_{vol} - \beta_{cal}(m_{proton})$ en fonction de l'impulsion des particules positives. Les événements autour de $\Delta\beta = 0$ correspondent aux protons tandis que les événements au dessus aux π^+ .*

ep. Cependant le fait de demander également un électron détecté dans le calorimètre électromagnétique rend peu probable d'avoir un second électron dans le IC. A partir des positions x et y de la gerbe au niveau de la face avant, des coupures géométriques sont appliquées sur les bords interne et externe du calorimètre (figure 4.12). Ces coupures de forme octogonale sont paramétrisées suivant les équations :

$$\frac{|x|}{stepX} \geq n \quad (4.13)$$

$$\frac{|y|}{stepY} \geq n \quad (4.14)$$

$$\left| \frac{|x|}{stepX} - \frac{|y|}{stepY} \right| \geq n \times \sqrt{2} \quad (4.15)$$

$$\left| \frac{|x|}{stepX} + \frac{|y|}{stepY} \right| \geq n \times \sqrt{2} \quad (4.16)$$

où $stepX=1.346$ cm et $stepY=1.36$ cm sont les distances entre deux centres de cristaux selon l'axe x ou y et n le nombre de cristaux qui délimite les bords du calori-

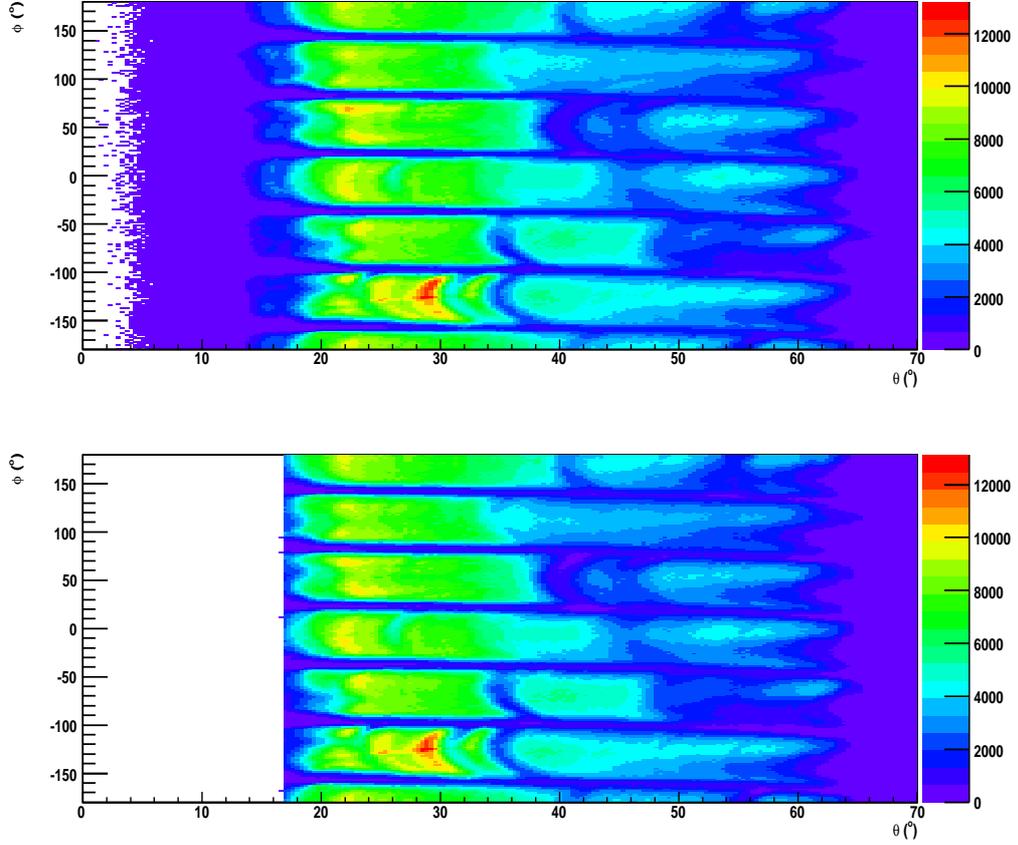


FIGURE 4.11 – *Distribution de l'angle azimutal ϕ en fonction de l'angle polaire θ pour les candidats protons avant (en haut) et après (en bas) l'application des coupures.*

mètre ($n=3.25$ pour les bords internes et $n=10.75$ pour les bords externes). La figure 4.12 illustre les coupures géométriques appliquées au IC.

Dans le EC, la première étape consiste à sélectionner les particules de charge nulle lors de la reconstruction d'événement. La principale source de confusion venant des neutrons, des coupures seront effectuées sur le temps de vol t_{EC} mesuré dans le calorimètre électromagnétique. Pour cela nous imposons une coupure pour ne garder que des particules dont $\beta = l/ct_{EC} > 0.92$ (figure 4.13), l étant la distance du point d'impact dans le EC à la cible. Les coupures géométrique appliquées pour s'affranchir des parties inefficaces près des bords sont les mêmes que pour les électrons.

L'effet des coupures fiducielles est représenté sur la figure 4.14 où la limite entre les calorimètres électromagnétique et interne est visible à 15° environ.

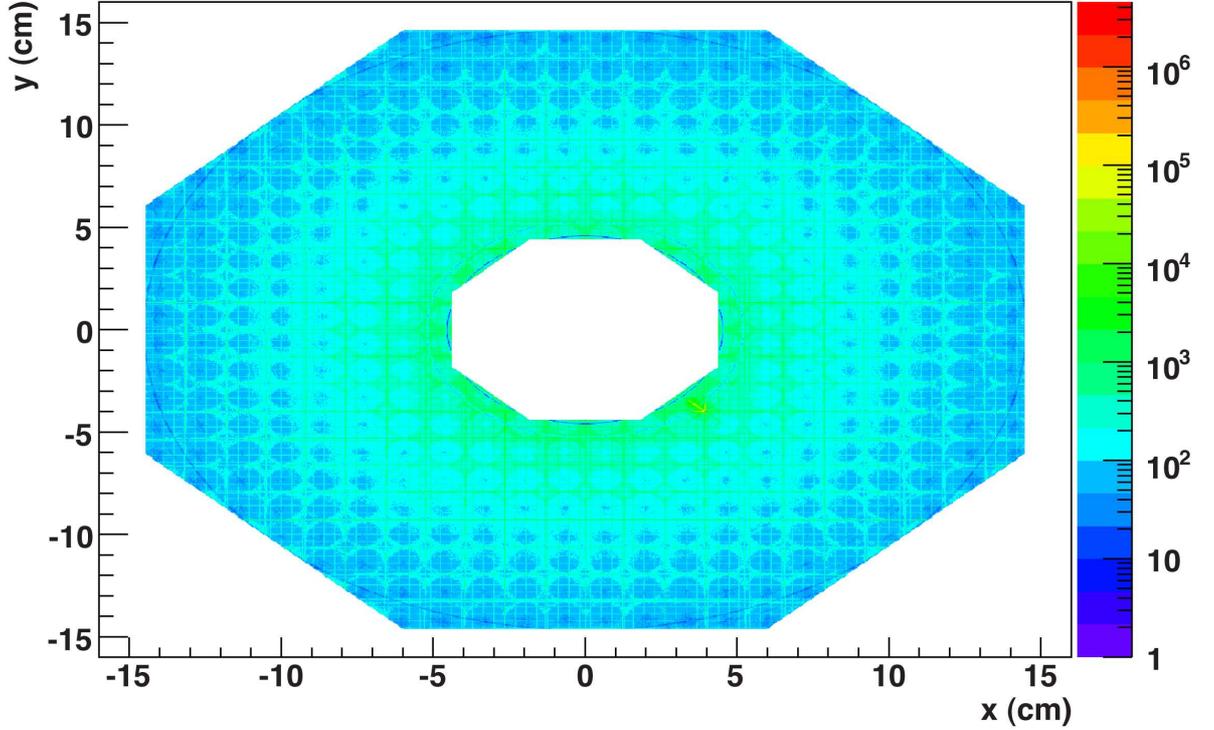


FIGURE 4.12 – *Distribution du point d'impact du photon sur la face avant du calorimètre interne. Les lignes verticales et horizontales correspondent aux bords des cristaux du calorimètre.*

4.2 Selections des événements $ep \rightarrow ep\gamma$

La sélection d'événements exclusifs de DVCS se fait en demandant un électron, un proton et un photon dans l'état final. Par ailleurs, aucune autre particule chargée ne doit être présente. Le photon doit avoir une énergie d'au moins 1 GeV pour être candidat DVCS et aucun autre photon d'énergie supérieure à 350 MeV ne doit être détecté dans le IC ou le EC. Plusieurs coupures cinématiques et géométriques sont effectuées :

- $\Delta z_{vertex} = |z_{vertex,electron} - z_{vertex,proton}| < 2$ cm afin de s'assurer que l'électron et le proton partagent le même vertex. La figure 4.15 montre le vertex du proton en fonction de celui de l'électron.

- $W^2 > 4$ GeV² pour être en dehors de la région des résonances.

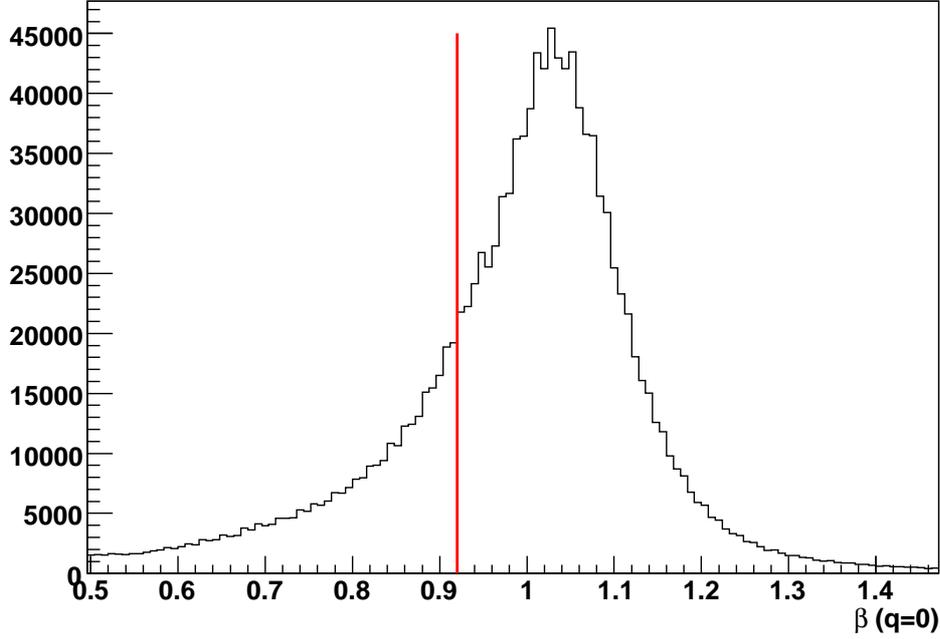


FIGURE 4.13 – *Distribution du β des particules neutres détectée dans le EC. La barre rouge correspond à la coupure effectuée qui permet d'éliminer les neutrons.*

- $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ pour se placer au plus proche du régime de Bjorken où la factorisation est justifié.

Enfin pour s'assurer que la réaction étudiée est bien le DVCS, nous imposons des coupures d'exclusivités au système de 3 particules. Le nombre de coupures n'est pas choisi au hasard. En effet le nombre de variables indépendantes du système est de 12 (3 quadrivecteurs). La symétrie azimutale de la réaction réduit ce nombre à 11. Les lois de conservation d'énergie et d'impulsion restreignent le problème à 7 variables libres. Enfin la connaissance des 3 masses des particules fait qu'il n'y a que 4 variables indépendantes soit autant de coupures exclusives.

Deux coupures exclusives concernent la particule manquante X de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma X$: une sur l'impulsion transverse $P_{X\perp}$ et l'autre sur l'énergie manquante E_X . Ensuite une coupure sur l'angle de coplanarité entre les plan (γ^*, p) et (γ, p) impose que les 3 particules γ^* , γ et p soient coplanaires. La dernière coupure porte sur la particule manquante Y de la réaction $ep \rightarrow epY$. L'angle entre la particule Y et le photon détecté, appelé angle de cône, est limité à une certaine valeur. Suivant que le photon est détecté dans le EC ou bien dans le IC, les coupures d'exclusivité seront différentes. En effet, les résolutions du calorimètre interne étant meilleures que celles

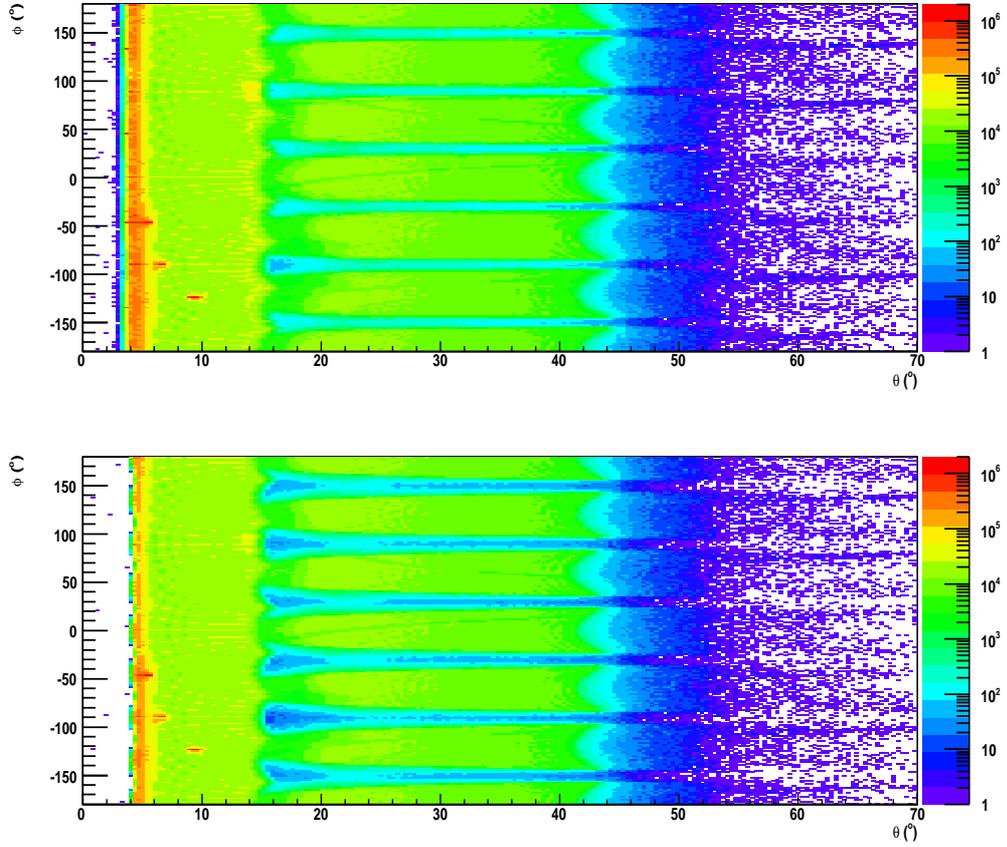


FIGURE 4.14 – *Distribution de l'angle azimutal ϕ en fonction de l'angle polaire θ pour les candidats photons avant (en haut) et après (en bas) l'application des coupures. La limite entre le EC et le IC est visible au alentour de 15° .*

du calorimètre électromagnétique, les coupures peuvent être plus fines. Le tableau 4.2 résume ces coupures dans les 2 calorimètres et les figures 4.16 et 4.17 montrent leur effet.

Comme nous pouvons le constater sur les figures 4.16 et 4.17 la distribution d'énergie manquante E_X n'est pas centré à 0 dans le cas du photon détecté dans le IC. En effet un écart de 200 MeV est observé. Dans la première partie d'e1-dvcs, cette déviation a déjà été observée dans le IC sans pour autant être expliquée. L'hypothèse soutenue est que cela provient d'un problème de calibration et/ou d'un mauvais alignement des détecteurs. Nous avons essayé de comprendre cette déviation en étudiant des réactions élastiques. La conclusion est que le problème ne provient pas des chambres à dérive. Par conséquent la source du problème doit provenir du IC. Le travail pour corriger cette erreur étant toujours en cours, nous choisissons d'ajouter

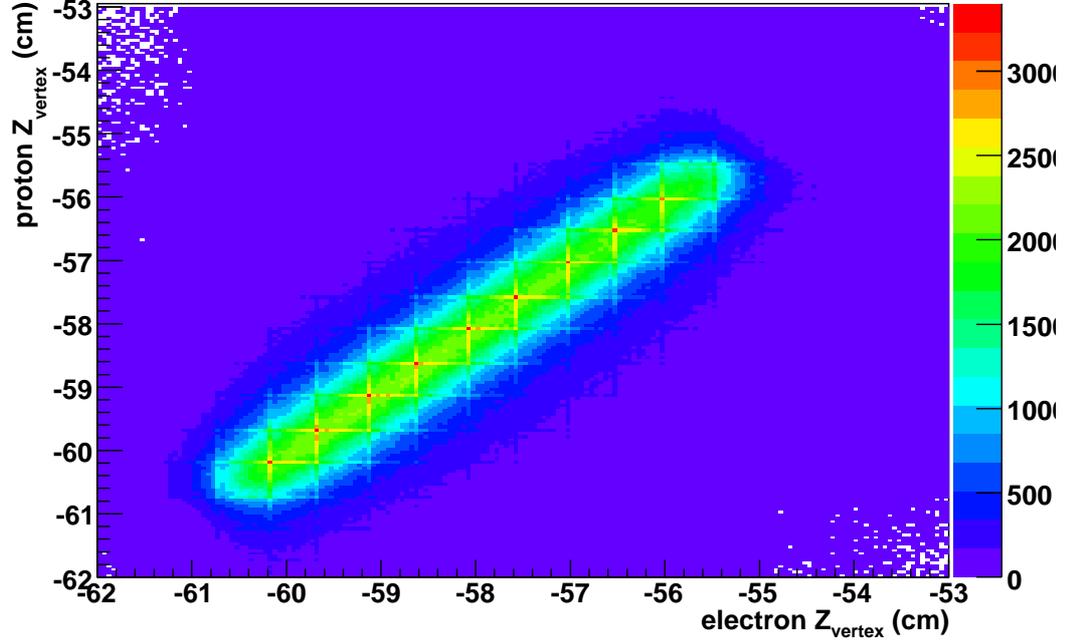


FIGURE 4.15 – Vertex du proton en fonction de celui de l'électron. Une coupure sur la différence entre ces vertex permet de s'assurer que l'électron et le proton proviennent du même vertex.

Coups exclusives	IC	EC
$P_{X\perp} = \sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2}$	90 MeV/c	150 MeV/c
Energie manquante E_X	500 MeV	600 MeV
Angle de coplanarité	$\pm 1.5^\circ$	$\pm 3^\circ$
Angle de cône (γ, Y)	1.2°	2.7°

TABLE 4.1 – Résumé des coupures d'exclusivité appliquées aux "particules" X et Y correspondant aux réactions $ep \rightarrow ep\gamma X$ et $ep \rightarrow epY$ suivant que le photon est détecté dans le EC ou le IC.

simplement cette déviation d'énergie à la coupure.

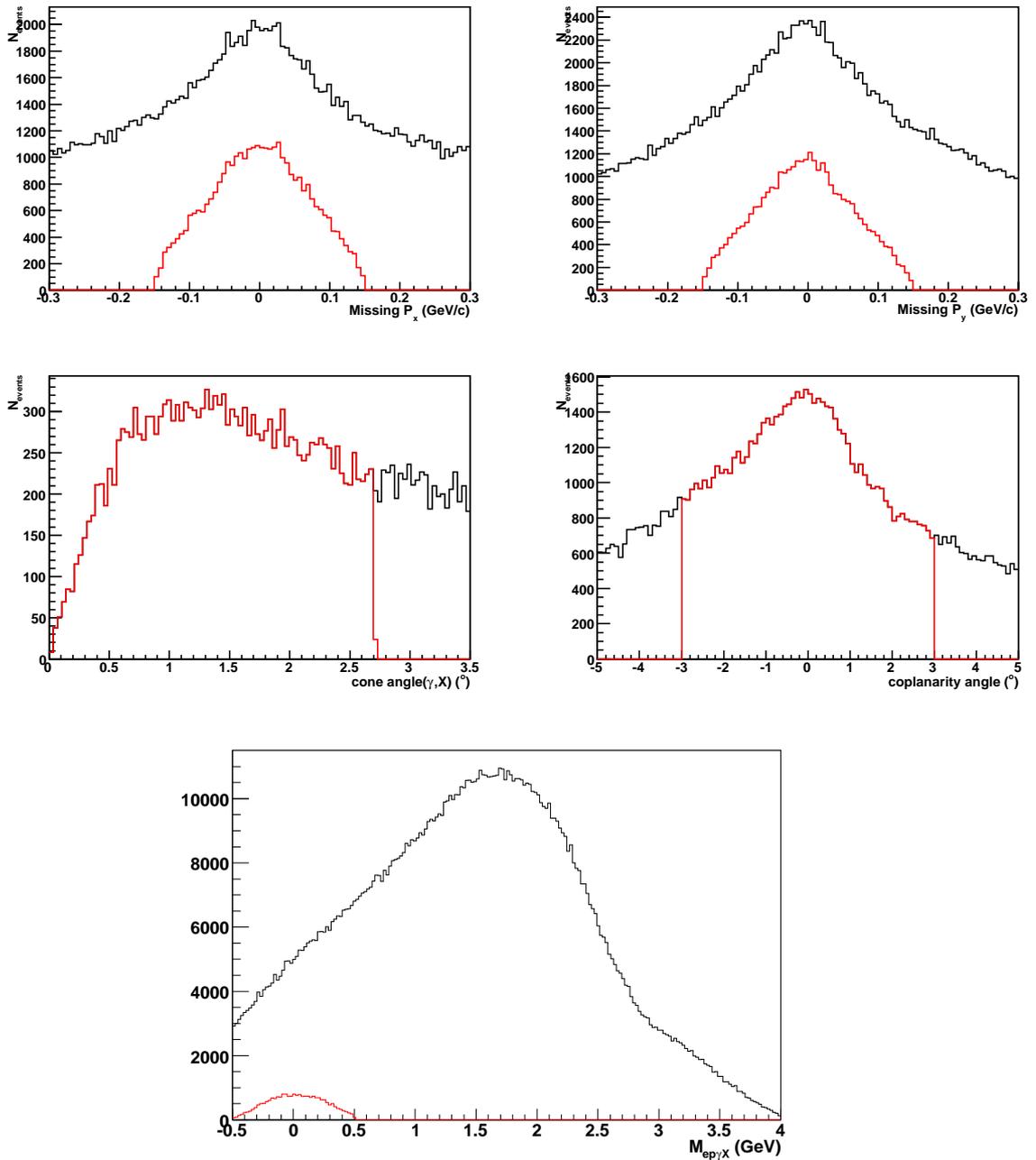


FIGURE 4.16 – Coupures exclusives appliquées aux événements $ep\gamma$ lorsque le photon est détecté dans le EC. Les graphes du haut correspondent à l'impulsion manquante suivant l'axe x et y , les graphes du milieu à l'angle de cône (à gauche) et à l'angle de coplanarité (à droite) et le graphe du bas à l'énergie manquante. Les courbes noires sont obtenues avant coupure et la courbe rouge après l'application de la coupure exclusive de la variable correspondante. Pour le graphe de l'énergie manquante, la courbe rouge correspond à l'application des 4 coupures d'exclusivité.

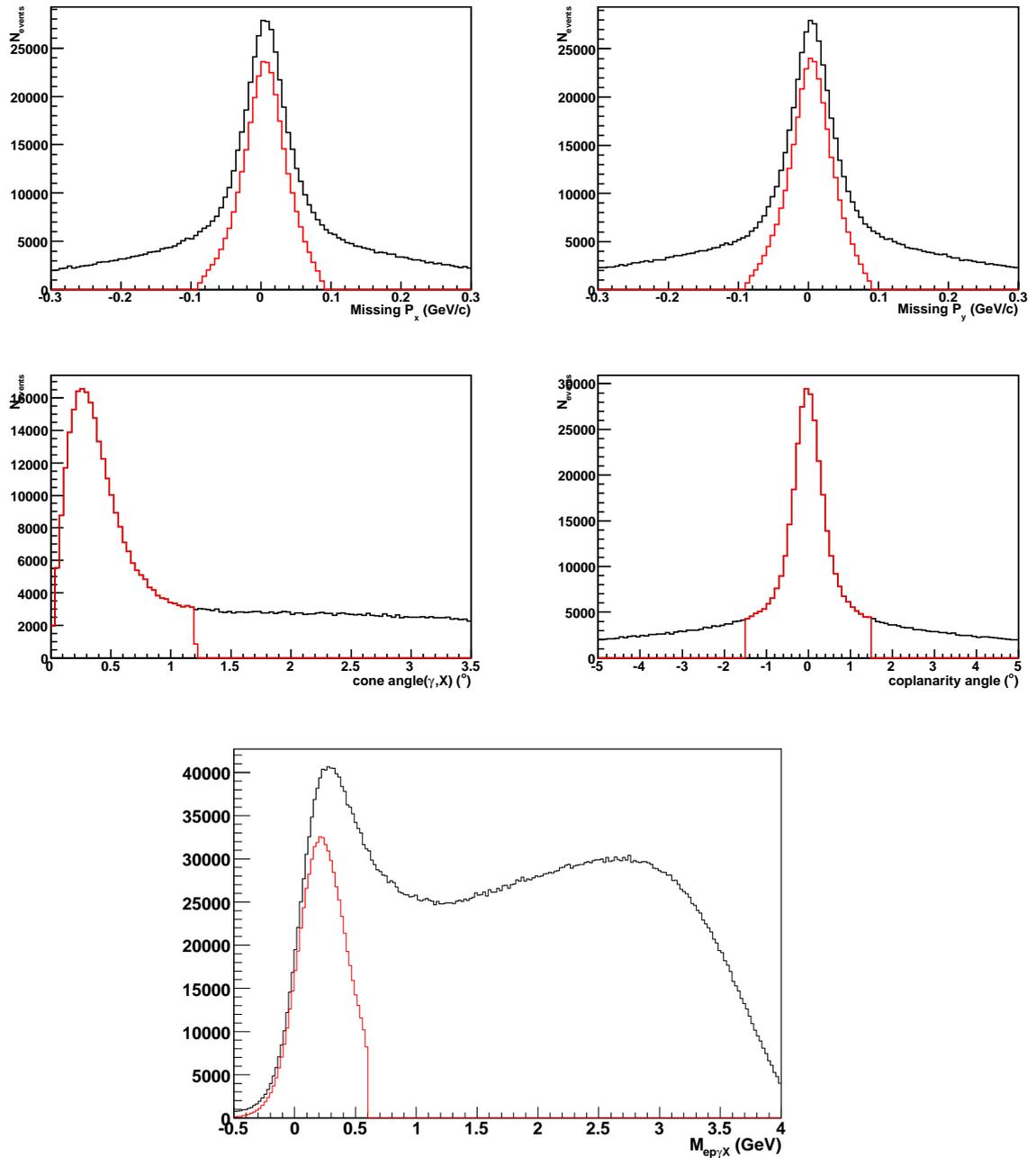


FIGURE 4.17 – Coupures exclusives appliquées aux événements $ep\gamma$ lorsque le photon est détecté dans le IC. Les graphes du haut correspondent à l'impulsion manquante suivant l'axe x et y , les graphes du milieu à l'angle de cône (à gauche) et à l'angle de coplanarité (à droite) et le graphe du bas à l'énergie manquante. Les courbes noires sont obtenues avant coupure et la courbe rouge après l'application de la coupure exclusive de la variable correspondante. Pour le graphe de l'énergie manquante, la courbe rouge correspond à l'application des 4 coupures d'exclusivité.

4.3 Intervalles cinématiques

La forme des asymétries dépend fortement de la cinématique de la réaction. Pour l'étude des asymétries DVCS il est donc nécessaire de définir des intervalles en (x_B, Q^2, t, ϕ) les plus petits possible tout en gardant une bonne statistique. Au vu de la distribution de t en fonction de x_B (figure 4.18) des coupures rectangulaires déterminées par 5 limites sur ces deux variables ont été choisies. Pour les intervalles en Q^2 , la distribution 4.19 ne se prête pas à des coupures rectangulaires. Nous avons donc choisi de couper sur l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé qui dépend à la fois de Q^2 et de x_B par la relation :

$$\theta_e = 2 \times \arcsin \left(\sqrt{\frac{Q^2}{4EE'}} \right) \quad (4.17)$$

où E et E' sont respectivement l'énergie de l'électron incident et diffusé.

Enfin l'angle ϕ est décomposé en 12 intervalles de 30° . Le tableau 4.3 résume les intervalles choisis.

Variabiles	Nombre de bins	Limites de bin
x_B	5	0.1 - 0.15 - 0.2 - 0.3 - 0.42 - 0.58
$Q^2(\text{GeV}^2)$	1 pour le 1 ^{er} bin en x_B	-
	2 pour le 2 nd bin en x_B	$\theta_e = 25^\circ$
	3 pour le 3 ^e bin en x_B	$\theta_e = 24, 30^\circ$
	4 pour le 4 ^e bin en x_B	$\theta_e = 22.5, 27, 33.5^\circ$
	3 pour le 5 ^e bin en x_B	$\theta_e = 28, 34.5^\circ$
$-t(\text{GeV}^2)$	5	0.09 - 0.2 - 0.4 - 0.6 - 1 - 1.8
ϕ	12	12 bins de 30°

TABLE 4.2 – *Limites des intervalles cinématiques choisies.*

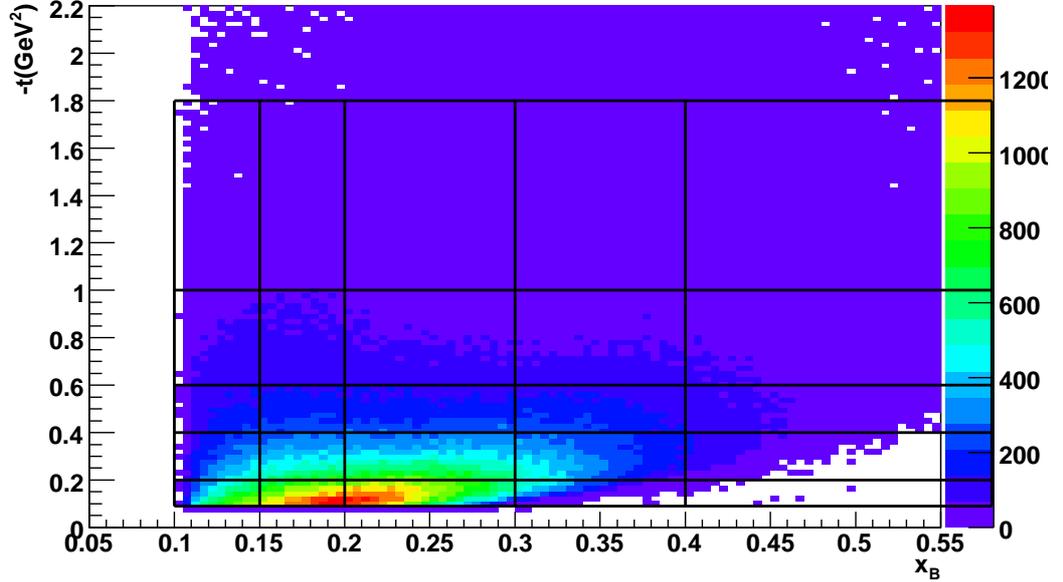


FIGURE 4.18 – *Distribution de la variable $-t$ en fonction de x_B avec les coupures cinématiques rectangulaires.*

4.4 Résultats expérimentaux

A ce niveau, une source de contamination reste présente dans les événements sélectionnés, il s'agit de l'électroproduction de pions neutres. En effet les pions neutres ont une durée de vie très faible et se désintègrent en 2 photons, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Il peut arriver qu'un des deux photons ait une énergie trop faible pour être détecté ou bien se trouve hors de l'acceptance du calorimètre. Dans ce cas les événements d'électroproduction de photons sont contaminés par la réaction $ep \rightarrow ep\gamma(\gamma)$. Il est possible de soustraire ce bruit de fond à l'aide de simulations et de données exclusives avec les 2 photons détectés mais cela n'a pas été fait dans le travail présenté par manque de temps. De plus des corrections aux impulsions et aux angles des particules qui ont été appliquées dans la première partie de l'expérience n'ont pas encore été faites pour la deuxième partie.

4.4.1 Calcul des asymétries

Après avoir défini les intervalles il faut séparer les distributions de l'angle ϕ selon l'état d'hélicité du faisceau d'électron. La figure 4.20 nous montre les distributions en ϕ pour l'ensemble des données de l'expérience intégrées en t .

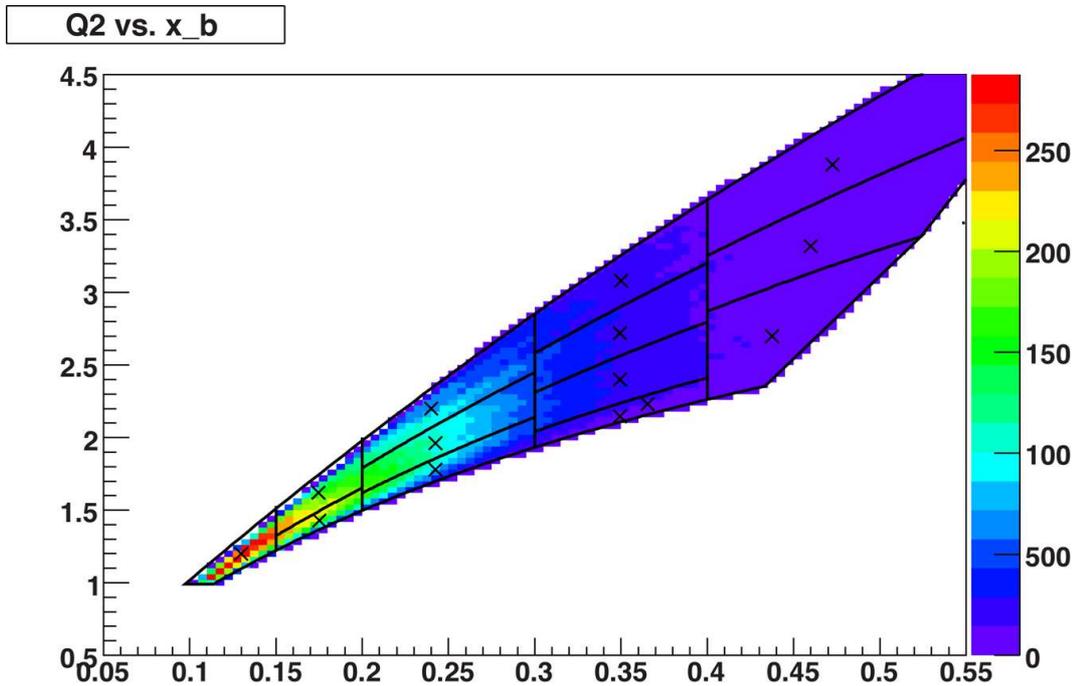


FIGURE 4.19 – *Distribution de la variable Q^2 en fonction de x_B avec les coupures cinématiques qui dépendent de l'angle θ_e .*

L'asymétrie de spin du faisceau est donnée par l'équation suivante :

$$A = \frac{1}{P} \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (4.18)$$

N^+ et N^- sont les nombres d'événements dans les différents *bins* en ϕ pour les hélicités positives et négatives. P est la polarisation moyenne du faisceau. Au cours de l'expérience des *runs* Møller sont pris afin de déterminer la polarisation du faisceau. Il s'est avéré que durant toute la période de prise de données, la valeur moyenne de la polarisation était très stable (<2%). Ainsi nous avons utilisé comme valeurs $P=85.3\%$.

4.4.2 Evaluation des erreurs

Les erreurs sur les asymétries prises en compte sont uniquement de nature statistique.

L'erreur statistique nous est donnée par :

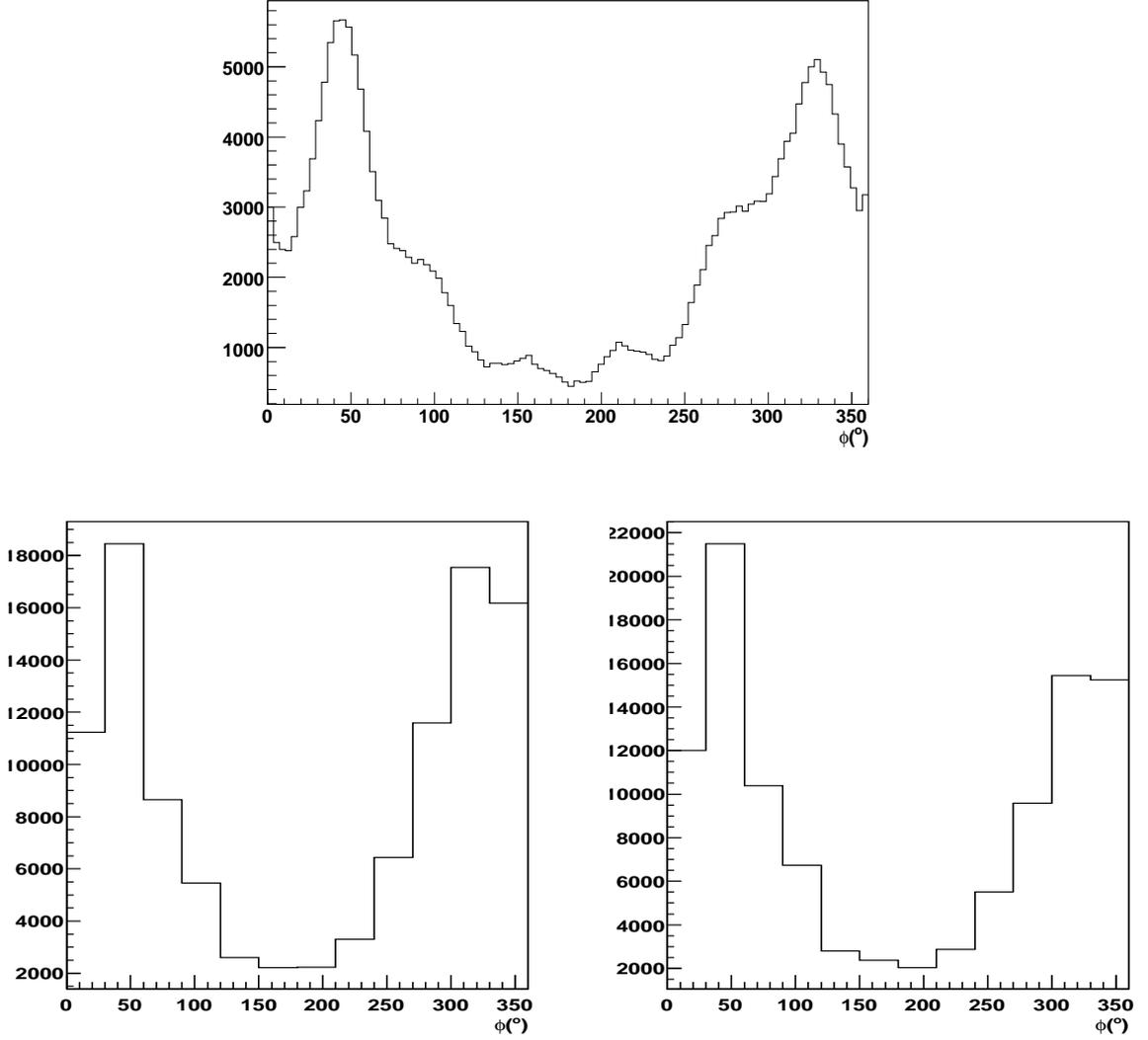


FIGURE 4.20 – Distributions de l'angle ϕ entre les plans leptonique et hadronique. En haut ce sont les données intégrées en t , Q^2 et x_B , en bas à gauche et à droite pour des états d'hélicité du faisceau positive et négative respectivement et divisé en 12 intervalles.

$$\Delta A = \frac{2}{P} \frac{\sqrt{(N^+)^2 N^- + N^+ (N^-)^2}}{(N^+ + N^-)^2} \quad (4.19)$$

Les figures 4.22 à 4.25 présentent les asymétries obtenues dans les différents *bins* en t . Sur chaque graphe, la valeur de ϕ est donnée par la moyenne pondérée par le nombre

d'événements dans chaque *bin* en ϕ . Sur la figure 4.21 nous avons intégré les asymétries sur l'ensemble des bins en t et la figure 4.26 compare les données intégrées à celles obtenues dans la première partie d'e1-dvcs. Comme l'asymétrie de l'électroproduction de π^0 est de l'ordre de quelques %, nos asymétries sont naturellement plus grandes que celles d'e1-dvcs1 surtout à grand Q^2 .

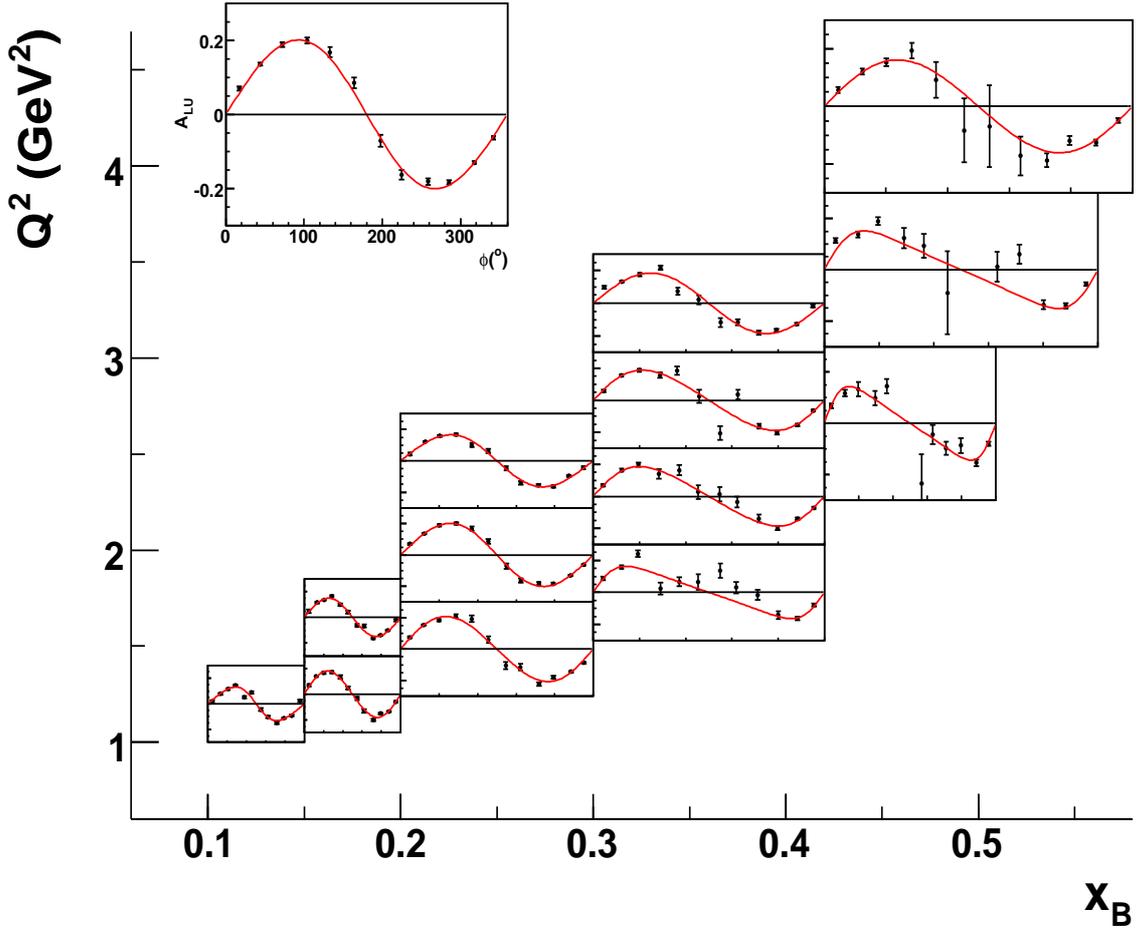


FIGURE 4.21 – Asymétrie de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ en fonction de l'angle ϕ et intégré en t . Chaque canevas correspond à un interval en (Q^2, x_B) défini sur la figure 4.19. La courbe rouge est l'ajustement des données par l'équation 1.41 en posant $\delta=0$. Le cadre en haut à gauche correspond à $0.2 < x_B < 0.3$ et $24^\circ < \theta_e < 30^\circ$.

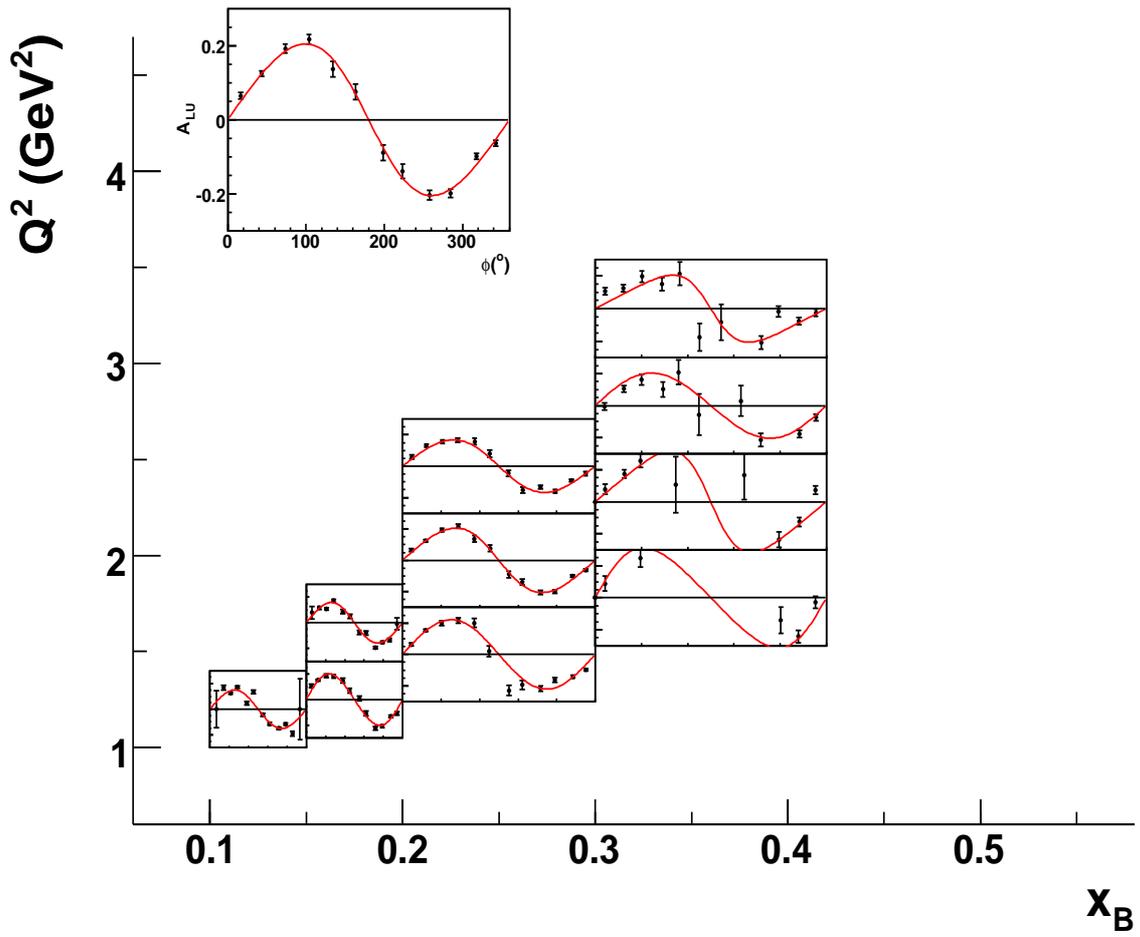


FIGURE 4.22 – Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.09 < |t| < 0.2$ GeV².

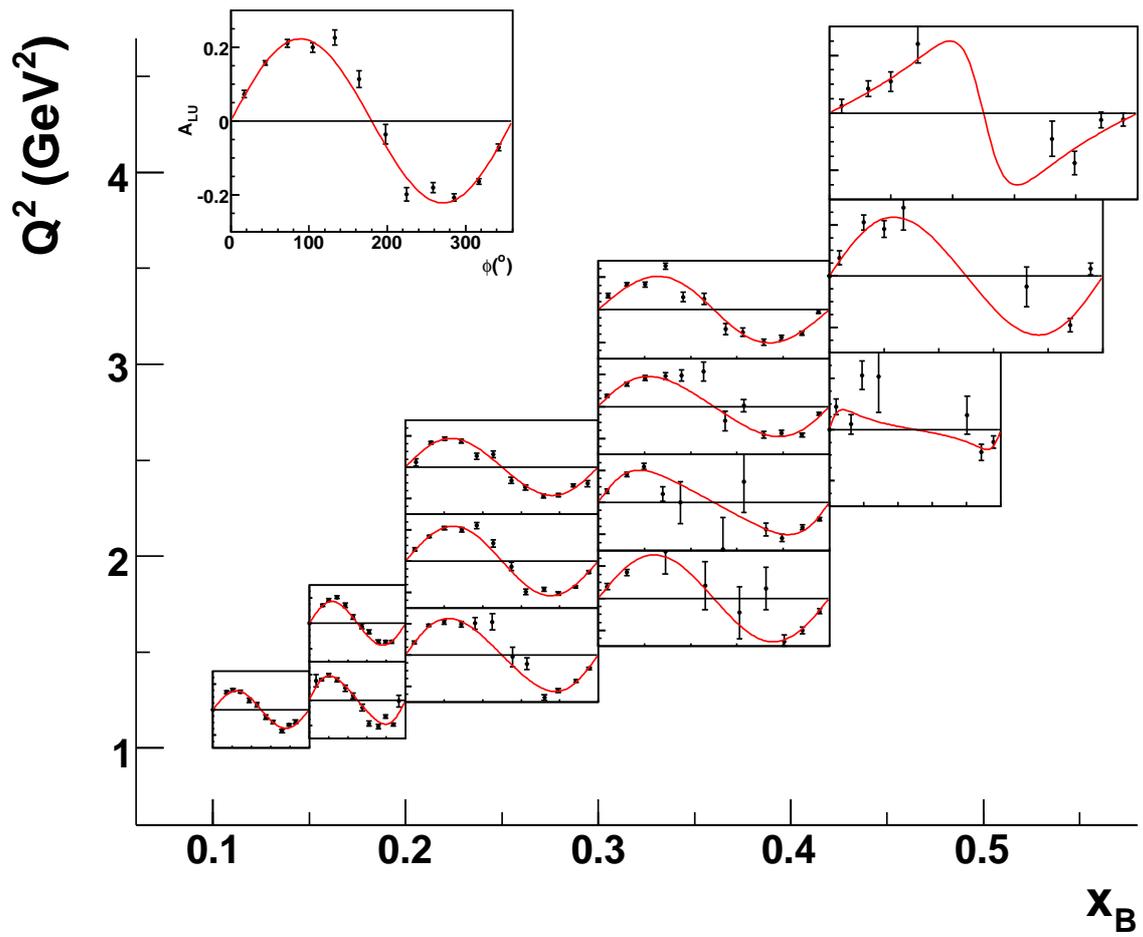


FIGURE 4.23 – Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.2 < |t| < 0.4 \text{ GeV}^2$.

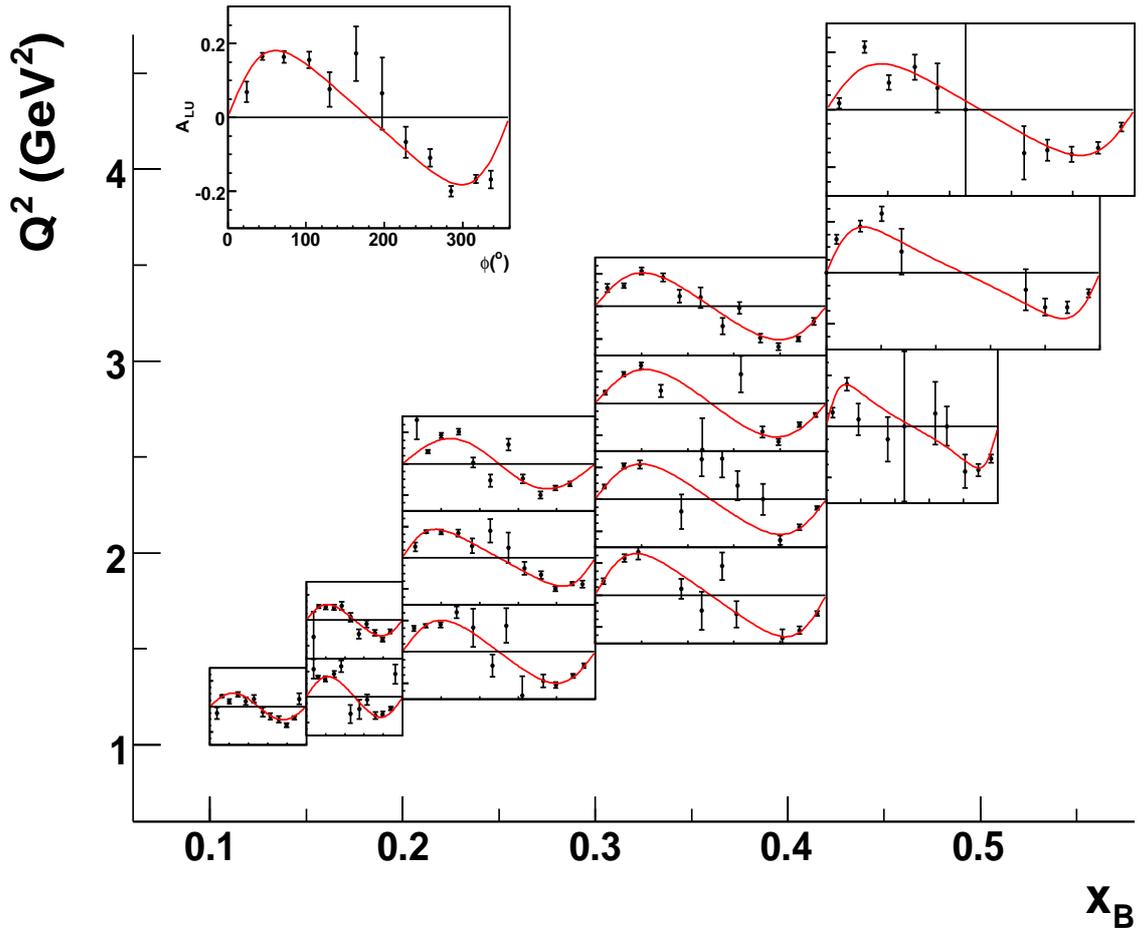


FIGURE 4.24 – Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.4 < |t| < 0.6 \text{ GeV}^2$.

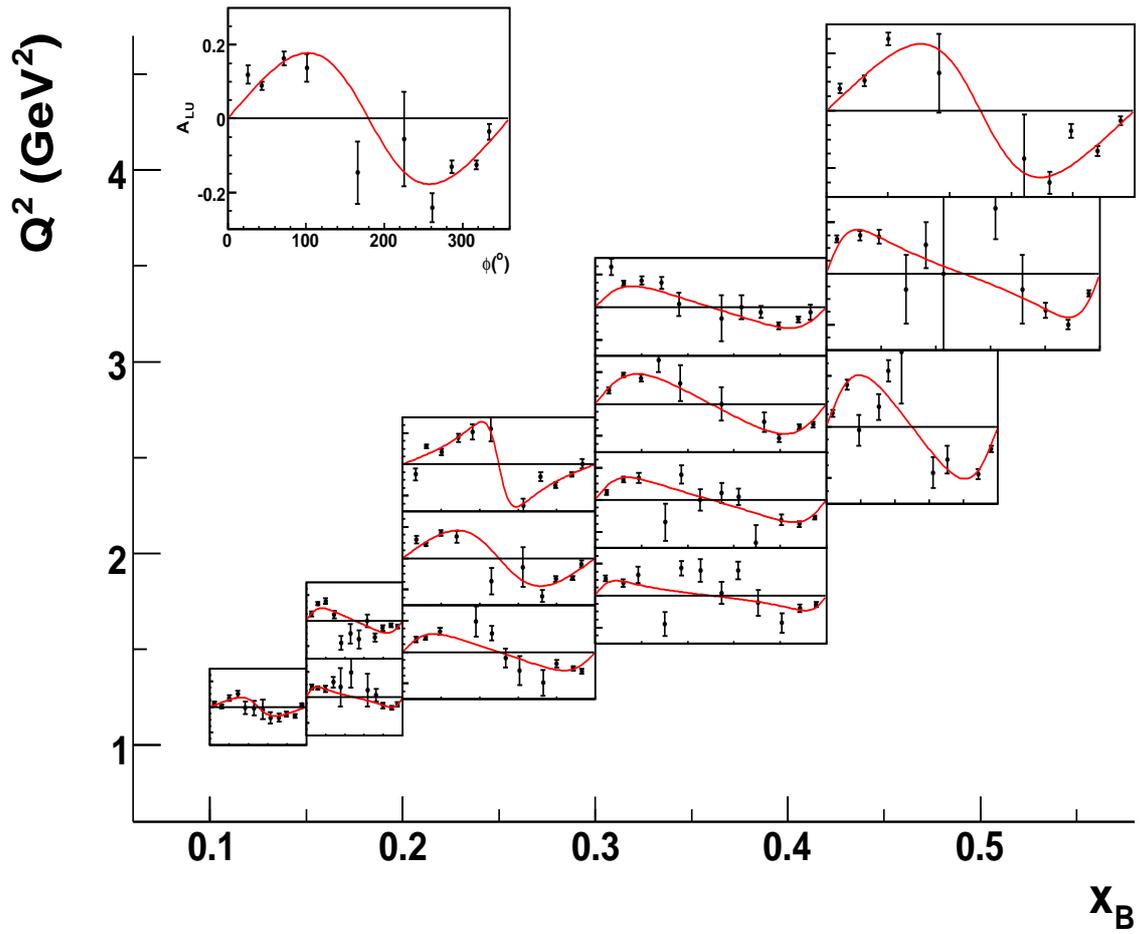


FIGURE 4.25 – *Asymétries en fonction de ϕ , pour $0.6 < |t| < 1 \text{ GeV}^2$.*

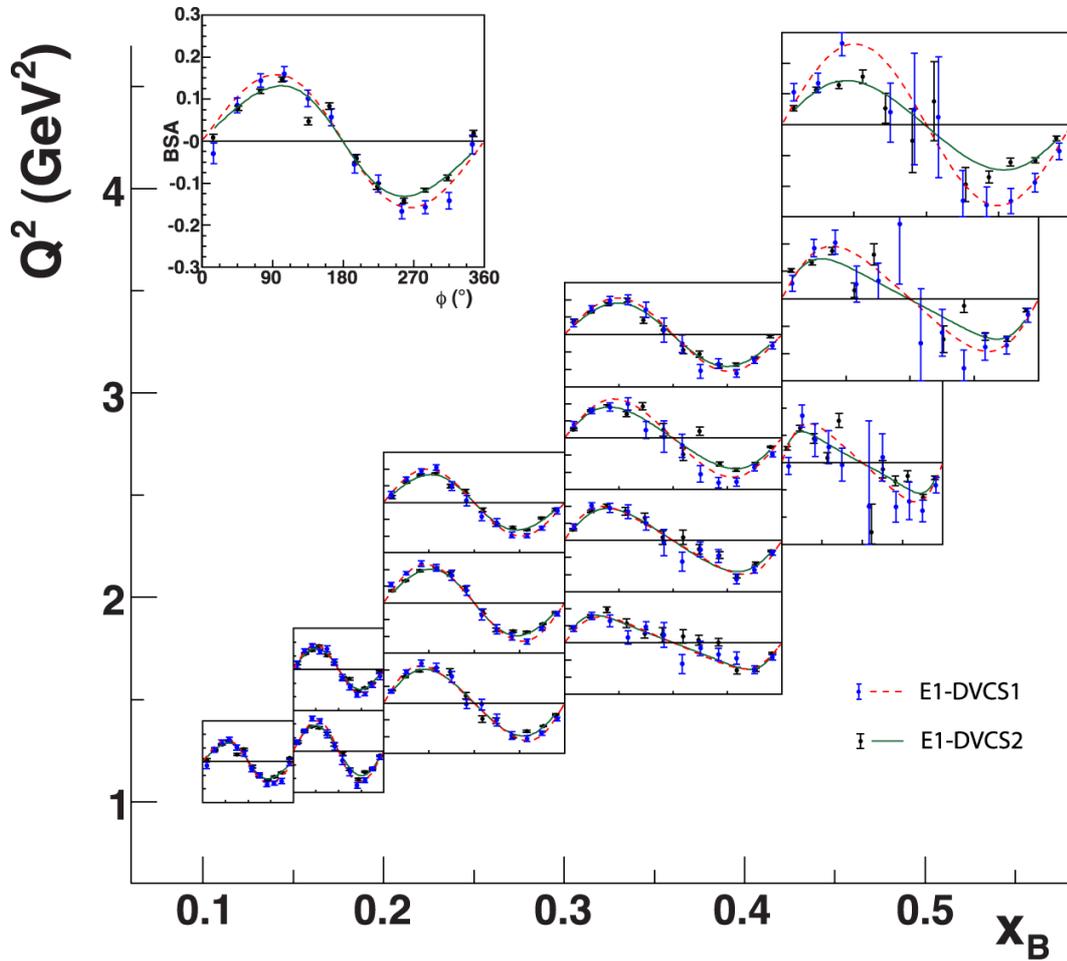


FIGURE 4.26 – Comparaison des asymétries entre les première et deuxième parties de l'expérience e1-dvcs. Les résultats de la seconde partie n'étant pas soustraits du bruit de fond des π^0 , leurs asymétries sont systématiquement au-dessus d'e1-dvcs1.

4.5 Conclusion

Les résultats de la seconde partie d'e1-dvcs présentés dans ce chapitre montrent des asymétries de spin faisceau obtenues par une première analyse très préliminaire. La sélection d'événements qui est décrite permet d'assurer l'exclusivité de la réaction. Le décalage des pics exclusifs présenté à la fin de la section 4.2 n'est toujours pas compris. Le travail effectué pour résoudre ce problème suggère que cela pourrait provenir d'un problème d'alignement, de la calibration ou bien de l'algorithme de reconstruction du IC.

La comparaison avec la première partie de l'expérience avec le même niveau d'analyse montre un bon accord à petit x_B . Le désaccord à grand Q^2 et x_B vient de la

non-soustraction du bruit de fond correspondant aux π^0 . Avant de pouvoir extraire des informations physiques ce bruit devrait être supprimé. Des corrections sur les impulsions et les angles des particules devraient également être effectuées. L'expérience e1-dvcs étant la première expérience du Hall B dédiée à l'étude de la réaction DVCS, les résultats de sa première partie ont permis de contraindre les mesures des GPDs ainsi que certains modèles théoriques. Avec la configuration spécifique de CLAS, le domaine cinématique exploré est très vaste. Cette deuxième partie de l'expérience va permettre de doubler la statistique, notamment à grand Q^2 et x_B où les erreurs statistiques limitaient l'interprétation physique.

Chapitre 5

De JLab à JLab12

L'amélioration de l'accélérateur CEBAF à partir de 2012 permettra d'augmenter l'énergie du faisceau d'électron qui passera de 6 à 12 GeV. Pour cela le changement d'une partie des cavités accélératrices sera effectuée. Cette augmentation de l'énergie des accélérateurs s'accompagne d'un vaste programme d'innovation des Halls expérimentaux. Dans le Hall B, le spectromètre actuel sera modifié pour devenir CLAS12. La grande nouveauté sera l'installation d'un détecteur central afin de mieux reconstruire les trajectoires des particules chargées. De nombreuses expériences sont déjà prévues dans CLAS12. L'augmentation en énergie de CEBAF et la grande acceptance de CLAS12 permettent de couvrir une large gamme cinématique comme le montre la figure 5.1. Des résultats prédits par des simulations seront présentés à la fin du chapitre.

5.1 CEBAF12

Les cavités accélératrices de CEBAF ont permis d'atteindre un gradient accélérateur 50% plus élevé que prévu initialement. C'est ainsi que CEBAF a pu fonctionner jusqu'à 6 GeV à partir de 2004. Un vaste programme d'amélioration de l'accélérateur est en cours pour atteindre 12 GeV. Le principe est de réutiliser au maximum les installations déjà présentes. Le design du tunnel de CEBAF a été étudié pour que les arcs de recirculation puissent fonctionner avec un faisceau d'électrons allant jusqu'à 24 GeV. Comme cela a été vu dans la description de CEBAF, les 2 linac sont composés de 20 cryomodules chacun, et chaque cryomodule contient 8 cavités accélératrices à base de niobium. Pour augmenter l'énergie des électrons, les cavités de 5 cryomodules sur 20 seront remplacées dans chaque linac par des nouvelles cavités au moins 4 fois plus puissantes (des études sont en cours pour développer des cavités 5 fois plus puissantes par l'utilisation de cavités à 7 cellules contre 5 actuellement). Ainsi l'énergie du faisceau d'électron atteindra 11 GeV après 5 tours. L'ajout d'un arc de

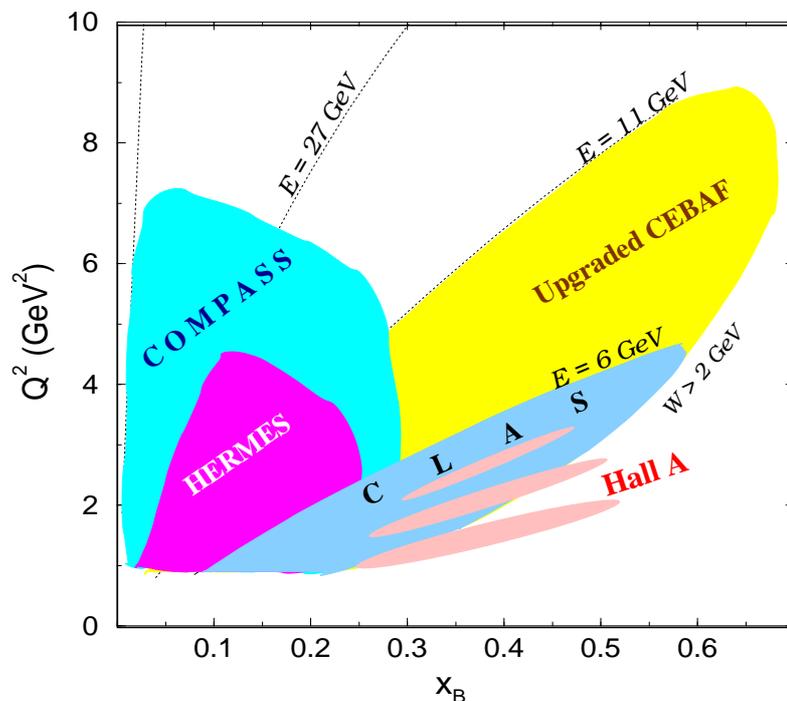


FIGURE 5.1 – Couvertures cinématiques en Q^2 et x_B des différentes expériences dédiées à l'étude du DVCS. Le domaine cinématique correspondant à CLAS12 en jaune permet d'accéder à des grandes valeurs de Q^2 et x_B .

recirculation va permettre aux électrons d'atteindre 12 GeV à l'entrée d'un nouveau hall expérimental : le Hall D (voir figure 5.2).

Cette amélioration de CEBAF est accompagnée par un programme de mise à niveau des Halls expérimentaux. Si la plupart des spectromètres actuels seront réuti-

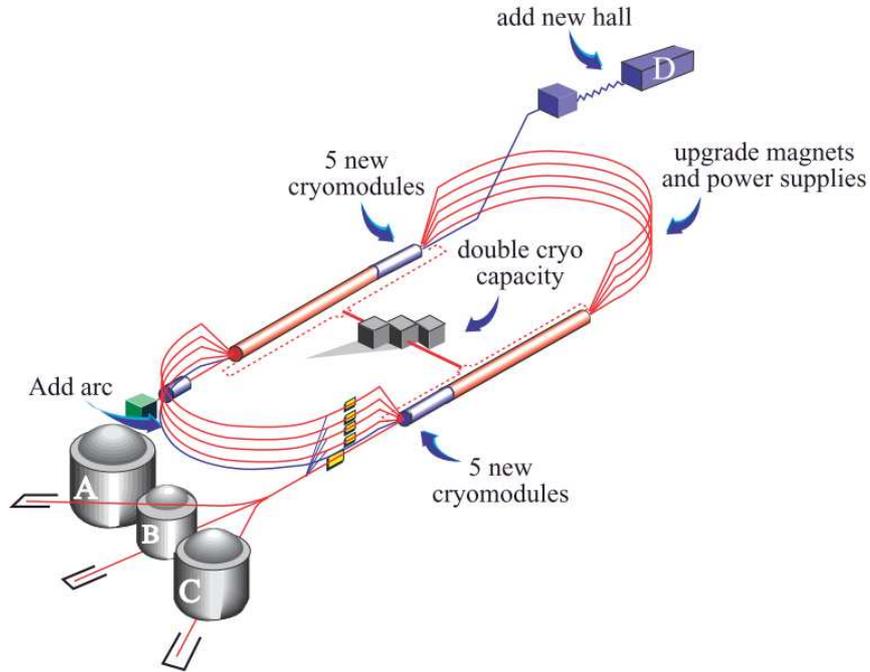


FIGURE 5.2 – Schéma de CEBAF12. Le remplacement de 5 cryomodules dans chaque linac permettra d'avoir un faisceau de 11 GeV à l'entrée des Halls A, B et C. L'ajout d'un arc de recirculation permettra aux électrons d'atteindre 12 GeV à l'entrée du nouveau Hall D.

lisés, certains éléments seront ajoutés ou modifiés. Le Hall A, du fait de l'espace disponible, permettra l'installation d'expériences qui requièrent un équipement supplémentaire, ce qui est le cas par exemple pour certaines expériences de violation de parité. Certains programmes expérimentaux pourront être effectués dans la continuité de ce qui est fait actuellement grâce à la capacité du nouvel accélérateur de délivrer des faisceaux d'énergie $2,2 \times n$, où n est le nombre de tours souhaité effectué par les électrons dans CEBAF12. Dans le Hall C, un nouveau spectromètre pouvant fonctionner à très haute luminosité et à petit angle sera construit : le SHMS pour *Super-High-Momentum Spectrometer*. C'est un élément essentiel pour l'étude du facteur de forme du pion ainsi que du facteur de forme du N^* à grand Q^2 . Enfin le nouveau Hall D sera composé d'un détecteur solénoïdal qui va utiliser un faisceau de bremsstrahlung pour faire de la spectroscopie gluonique.

5.2 Le spectromètre CLAS12

Afin de tirer le meilleur profit de l'augmentation de l'énergie à 11 GeV, il est nécessaire d'apporter d'importantes modifications des Halls expérimentaux. Notamment cela concerne la construction d'un nouveau spectromètre à large acceptation CLAS12 [9]. Celui-ci devra fonctionner avec une luminosité de $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$, ce qui est un ordre de grandeur de plus que son prédécesseur CLAS. Avec cette montée en énergie, les particules auront des impulsions plus importantes et seront détectées majoritairement aux angles avants. CLAS12 sera divisé en deux parties, le Détecteur Avant et le Détecteur Central.

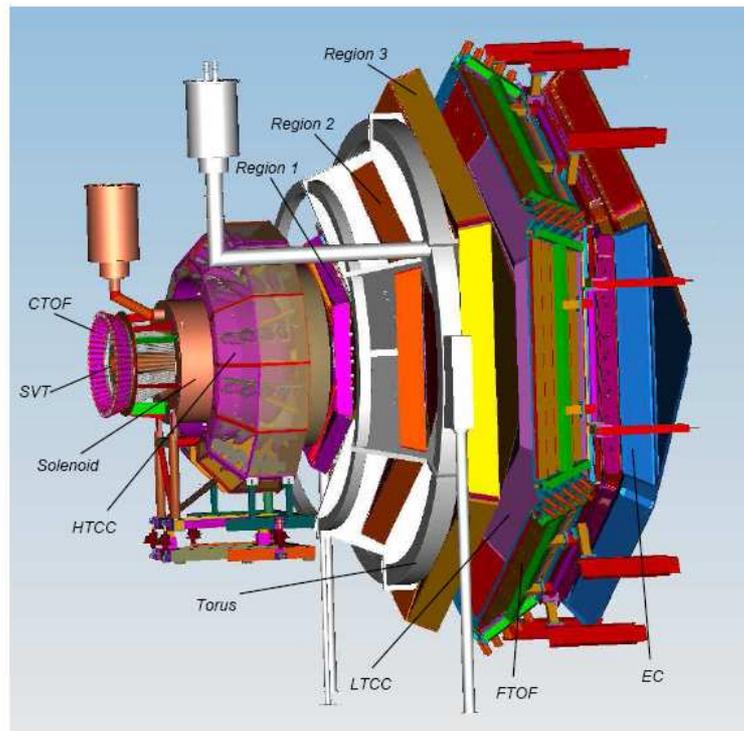


FIGURE 5.3 – Vue 3D du futur spectromètre CLAS12. Le faisceau vient de la gauche. La cible est située à l'intérieur de l'aimant solénoïde supraconducteur.

Le Détecteur Avant

La discrimination électron-pion à haute impulsion sera effectuée par un compteur Cerenkov gazeux avec un seuil sur l'impulsion des pions à 4,9 GeV/c. Pour minimiser la diffusion multiple des particules, ce nouveau compteur Cerenkov à haut seuil (HTCC pour High Treshold Cherenkov Counter) sera constitué de matériaux composites avec une masse la plus petite possible.

Le HTCC sera équipé d'un aimant toroïdal pour l'analyse de traces aux angles de diffusion situés entre 5 et 40°. A l'instar de CLAS, ce nouvel aimant toroïdal sera formé de six bobines supraconductrices disposées de façon symétrique autour du faisceau et qui formeront six secteurs pour la détection de particules chargées. Chaque secteur sera composé d'un ensemble de 3 régions de chambres à dérive de 12 couches de cellules de dérive hexagonales chacune. Cet agencement assure une bonne résolution angulaire pour les angles polaires et azimutaux. Grâce à ce système de chambre à dérive, chaque trace de particule chargée sera issue de 36 mesures, ce qui assurera une bonne reconstruction.

Le tore magnétique et les chambres à dérive seront suivis d'un compteur Cerenkov à bas seuil (LTCC pour Low-Treshold Cherenkov Counter) pour identifier les pions chargés avec des impulsions supérieures à 3 GeV/c. Après le LTCC, deux ensembles de scintillateurs permettront l'identification des particules chargées. Le premier ensemble, composé de 22 scintillateurs de 5 cm d'épaisseur pour 15 cm de long fournira des informations temporelles avec une résolution temporelle de 150 psec. Le second ensemble composé de scintillateurs de 6×6 cm² fournira des informations temporelles avec un $\delta t < 100$ psec grâce à une meilleur collecte de lumière. La résolution combinée de ces deux ensembles devrait être de 80 psec. Ces détecteurs à temps de vol (TOF) permettront une discrimination pions/kaons à des énergies allant jusqu'à 3 GeV/c et une discrimination kaons/protons jusqu'à 4,5 GeV/c. Le remplacement d'un ou plusieurs secteurs du LTCC par des détecteurs RICH pour améliorer l'identification des pions, kaons et protons à haute énergie est pris en considération pour une future évolution de CLAS12.

Pour le calorimètre électromagnétique (EC) on réutilisera celui de CLAS. L'ajout d'un calorimètre de pied de gerbe (PCAL pour Preshower CALorimeter) avec 5-6 longueurs de radiation devant l'EC permettra à la fois d'améliorer d'un facteur 2,5 la résolution spatiale et de séparer deux photons d'énergie supérieure à 10 GeV/c. Le calorimètre interne (IC) en Tungstate de plomb et composé de 420 cristaux de $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ce qui correspond à 18 longueurs de radiation situé aux angles avants inférieurs à 6° servira pour identifier les photons des π^0 aux énergies allant jusqu'à 10 GeV/c. Cette identification de deux photons à haute énergie est très importante pour les futurs programmes de physique car ils correspondent à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Le Détecteur Central

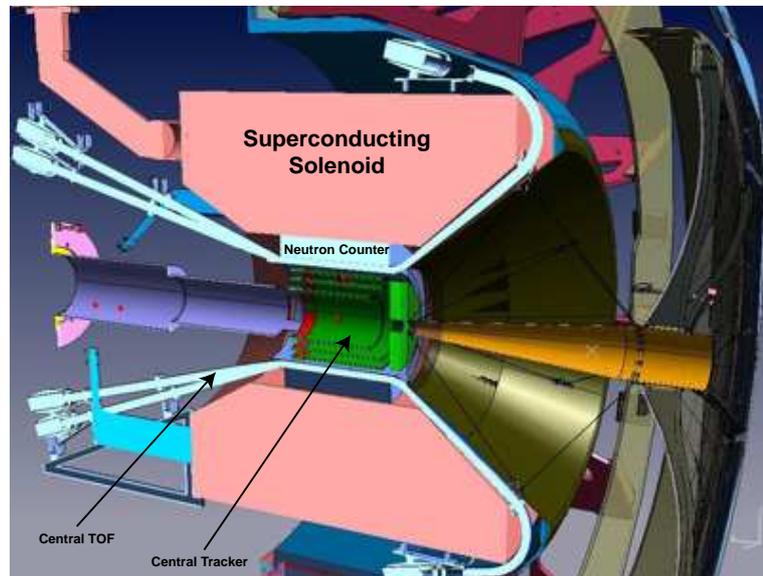


FIGURE 5.4 – Vue 3D du détecteur central. La lecture des signaux du CTOF par les PMTs se faisant à l'avant, il est nécessaire de faire passer les scintillateurs au-dessus du solénoïde.

Le détecteur central (CD pour Central Detector) s'appuie sur un aimant solénoïdal compact dont le champ magnétique maximum au centre serait de 5 T avec une uniformité $\Delta B/B < 10^{-4}$. Les trois fonctions principales de ce solénoïde sont : 1) de permettre l'étude en impulsion à des angles polaires plus grand que 35° , 2) de blinder magnétiquement le spectromètre "avant", 3) d'agir comme un champ de polarisation pour les cibles solides polarisées dynamiquement.

En effet, le champ de ce solénoïde va permettre de dévier les nombreux électrons de Møller hors des détecteurs sensibles en les dirigeant en aval où ils seront absorbés

par des matériaux à haut Z . Des expériences récentes ont montré qu'un champ de 5 T permettait d'utiliser des cibles d'hydrogène polarisées à 80%-90%. De plus pour maintenir la polarisation d'une cible d'ammoniaque il faut avoir un champ d'au moins 3 T.

Les contraintes d'espace imposent une limitation sur les dimensions du diamètre du solénoïde à 200 cm ce qui laisse une ouverture de 80 cm pour placer des détecteurs.

La solution initiale proposée par le Jefferson Lab pour le trajectographe central dans le CD serait d'utiliser un détecteur silicium à micropistes (SVT pour Silicon Vertex Tracker). Celui-ci couvrirait les angles de 5° à 135° consisterait en une partie cylindrique autour du vertex (le Barrel Strip Tracker ou BST) et une partie avant (le Forward Strip Tracker ou FST). Le BST serait composé de 8 couches concentriques de détecteurs silicium et permettrait de détecter les traces à des angles polaires de 35° à 135° . Le FST quant à lui serait composé de 6 couches de détecteurs qui couvriraient la région angulaire de 5° à 35° et associé aux chambres à dérive améliorerait de façon significative la résolution spatiale sur le vertex ainsi que la résolution en impulsion des particules chargées. Comme nous allons le voir par la suite, le CEA Saclay étudie une solution à base de Micromegas cylindriques (pour le barrel) ou plats (pour la partie avant).

Entre le SVT et le solénoïde, un détecteur de temps de vol (CTOF pour Central Time-Of-Flight) constitué de 50 scintillateurs plastique rapides équipés de 100 photomultiplicateurs (un à chaque extrémité) garantira une bonne identification des particules chargées.

5.3 Asymétries de spin du faisceau avec CLAS12

Les procédures d'identification des événements DVCS dans CLAS12 devrait être similaire à celles du spectromètre actuel présenté au chapitre 4 : les électrons seront identifiés grâce aux informations des compteurs Čerenkov et du calorimètre électromagnétique EC et les photons par leur interaction dans le calorimètre interne IC et le EC. Une meilleure reconstruction des trajectoires des protons sera obtenue par la mesure de leurs interactions dans les chambres à dérive (DC) et les scintillateurs de temps de vol (SC) combinée avec les informations du nouveau détecteur central. Les coupures d'exclusivités appliquées pour avoir dans l'état final les trois particules (e , p , γ) seront effectuées sur les particules manquantes des états finaux $ep\gamma X$ et epY ainsi que sur les angles de coplanarité et de cone (Y , γ).

La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ dans CLAS12 est simulé par un Fast Monte-Carlo avec un faisceau proche de 11 GeV. Des coupures d'acceptance sont appliquées pour simuler les réponses des différents éléments du spectromètre. La figure 5.5 montre les asymé-

tries obtenues dans tous les bins du domaines cinématique pour 80 jours d'expériences avec un faisceau polarisé à 85%.

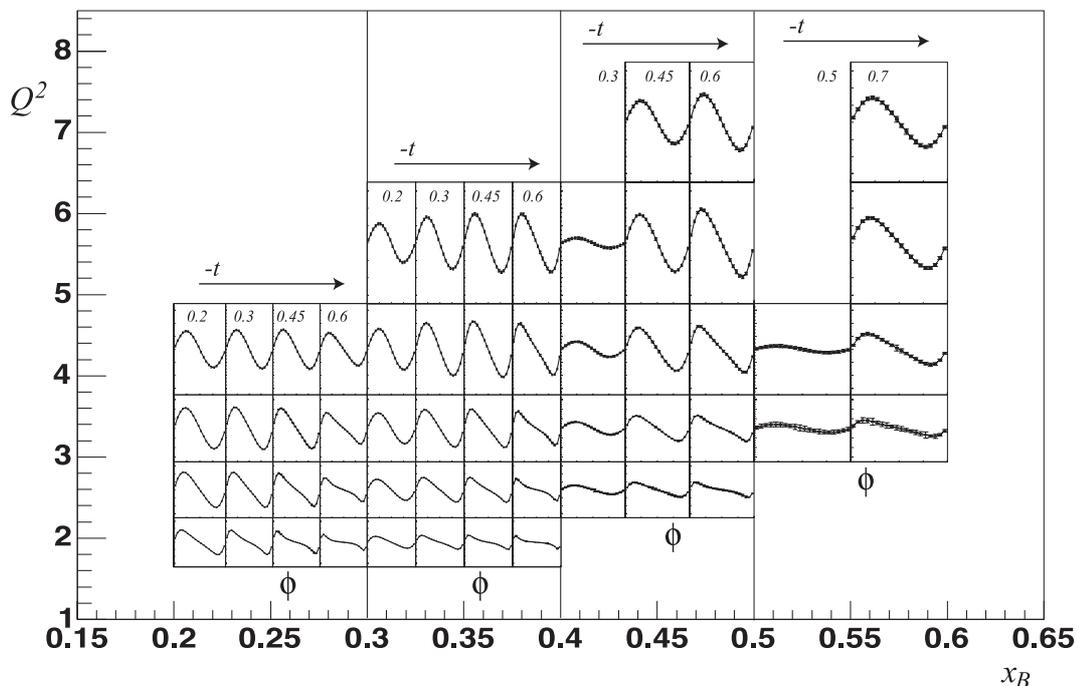


FIGURE 5.5 – *Asymétries de spin du faisceau avec un faisceau de 11 GeV dans CLAS12. Sur la figure de gauche $\langle x \rangle = 0.2$, $\langle Q^2 \rangle = 3.3 \text{ GeV}^2$ et $\langle -t \rangle = 0.45 \text{ GeV}^2$. Sur les figures du milieu et à droite, $\phi=90^\circ$, les autres paramètres étant les mêmes que la figure de gauche. Les différentes courbes pointillées représentent différentes paramétrisations de VGG [41] et les erreurs sont de nature statistique uniquement.*

Les barres d'erreurs présentées sur ces courbes sont uniquement de nature statistique. Dans l'intervalle correspondant à $\langle x_B \rangle = 0.21$ et $\langle Q^2 \rangle = 1.9 \text{ GeV}^2$ cette erreur est de 1% tandis que sa valeur maximale de 10% est atteinte pour $\langle x_B \rangle = 0.57$ et $\langle Q^2 \rangle = 7 \text{ GeV}^2$. La figure 5.6 présente les asymétries d'un interval particulier avec la comparaison à différents modèles de GPD.

5.4 Conclusion

Les résultats attendus de CLAS12 permettront de contraindre les GPD dans un domaine cinématique encore jamais atteint. L'installation de nouveaux éléments, et notamment d'un détecteur central (CD) dans ce spectromètre permettra de mieux

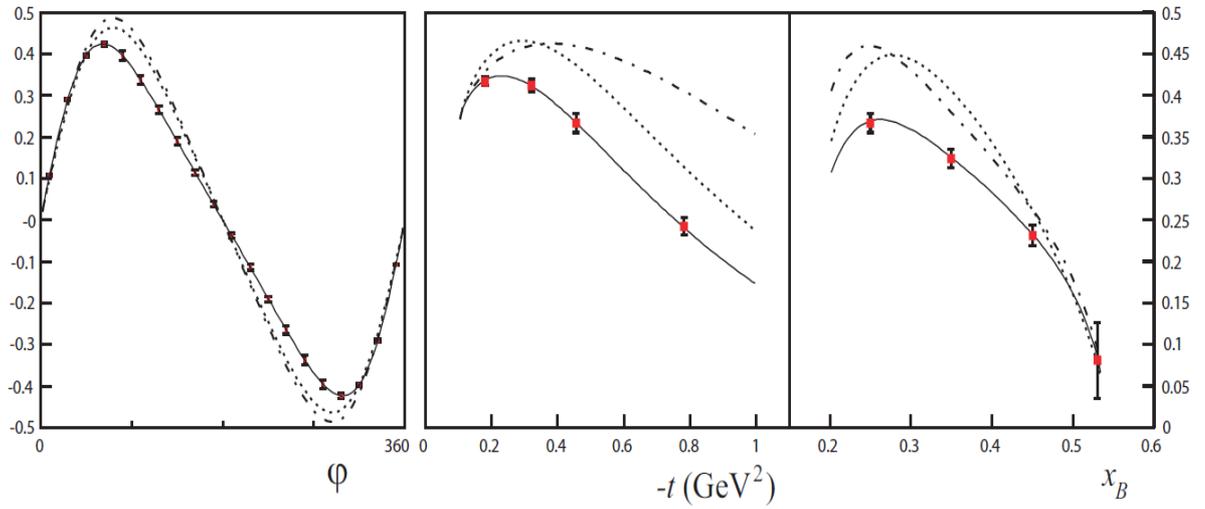


FIGURE 5.6 – *Asymétries de spin du faisceau avec un faisceau de 11 GeV dans CLAS12. Sur la figure de gauche $\langle x \rangle = 0.2$, $\langle Q^2 \rangle = 3.3 \text{ GeV}^2$ et $\langle -t \rangle = 0.45 \text{ GeV}^2$. Sur les figures du milieu et à droite, $\phi=90^\circ$, les autres paramètres étant les mêmes que la figure de gauche. Les différentes courbes pointillées représentent différentes paramétrisations de VGG [41] et les erreurs sont de natures statistiques uniquement.*

reconstruire les événements et donc de gagner en précision sur les mesures. Quelques pistes sont étudiées en vue d'améliorer les capacités du CD. Par exemple, l'ajout d'un détecteur à particules neutres, entre le CTOF et le solénoïde, permettrait l'étude du DVCS sur le neutron avec une cible de deutérium liquide. Une autre solution à l'étude à Saclay est de remplacer certaines couches de détecteur silicium par des détecteurs Micromegas afin d'améliorer de façon significative ses performances. Ce dernier projet constitue l'objet de mon travail de thèse et sera présenté dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

Le détecteur Micromegas dans CLAS12

Dans ce chapitre je présente les tests de détecteurs Micromegas ainsi que ma contribution dans le développement et l'analyse des données. Pour valider l'utilisation de ces détecteurs dans CLAS12 [42] il a fallu faire de nombreux tests afin de se rapprocher au maximum des conditions d'utilisation dans le futur spectromètre. Les détecteurs Micromegas font partie d'une nouvelle génération de détecteurs gazeux pouvant fonctionner à très haut flux de particules. Grâce à un nouveau procédé de fabrication (en *bulk*) de nouvelles alternatives dans leur application sont possibles. Parmi celles-ci, l'utilisation de Micromegas courbés dans un trajectographe avec un fort champ magnétique transverse constitue un défi technique important.

6.1 Le détecteur Micromegas

Le détecteur gazeux est l'un des plus anciens dispositifs de détection de particules ionisantes. Le premier, très populaire, était le compteur Geiger-Müller introduit en 1913. Très vite il est devenu un élément indispensable dans les expériences de physique de haute énergie car il permet de mesurer la trajectoire de particules chargées et donc leur impulsion si elles sont placées dans un champ magnétique. Il a subi de nombreuses évolutions au cours du XX^e siècle. Utilisé jusque dans les années 1950 sous la forme de chambre à brouillard dans des expériences d'étude de particules émises par les éléments radioactifs, il fut ensuite remplacé par les chambres à bulles (1952) elles-mêmes supplantées par les chambres à étincelles (1959). L'invention de la chambre proportionnelle multi-fils (MWPC) en 1968 par G. Charpak [7], constitue une évolution majeure des détecteurs gazeux. En effet les grands désavantages de ces détecteurs étaient jusqu'alors leur faible taux de comptage mais surtout le fait que l'analyse des trajectoires se faisait à partir de photographies. L'information sur

les trajectoires des particules étant recueillie sous la forme d'un signal électrique, un traitement informatique est devenu possible. Le champ d'utilisation des chambres à fils est très vaste, aussi bien dans des collisionneurs à haute intensité qu'en imagerie X et gamma.

Avec la diminution de la distance des anodes grâce à l'utilisation de la photolithographie en 1988, une nouvelle génération de détecteurs gazeux a été conçue : les détecteurs à micropistes (MSGC) [43, 44, 45]. Développé sous différentes formes : Micromegas [8], GEM [46], PIM [47], ce type de détecteur permet de travailler à très haut flux grâce à une évacuation très rapide des charges. Mon travail de thèse concerne en particulier les détecteurs Micromegas qui ont été mis au point en 1996 par I. Giomataris *et al.* au Service d'Electronique des Détecteurs et d'Informatique (SEDI) de Saclay. Son fonctionnement sera expliqué dans les paragraphes suivants.

6.1.1 Description du détecteur Micromegas

Le détecteur Micromegas est un détecteur gazeux basé sur une structure d'électrodes mises en parallèle et un système de micropistes pour la lecture du signal [48, 49]. La présence d'une microgrille entre les pistes et l'électrode de dérive permet de séparer le détecteur en deux parties distinctes. L'espace entre l'électrode de dérive et la microgrille est appelé l'espace de conversion. Sa hauteur est typiquement de quelques mm et le champ électrique est faible (~ 1 kV/cm). Dans la région de conversion, les particules incidentes vont créer des électrons primaires par interaction avec les molécules du gaz (soit par ionisation dans le cas de particules chargées, soit par conversion d'un photon X). Ces électrons vont traverser la microgrille et atteindre la région d'amplification, située entre la microgrille et les micropistes. L'espace d'amplification est bien plus petit : environ $100 \mu\text{m}$. Le champ électrique y est beaucoup plus fort (~ 40 kV/cm) et va permettre aux électrons d'être accélérés et de ioniser à leur tour les molécules du gaz engendrant ainsi une avalanche électronique. La configuration du champ électrique en forme d'entonnoir au niveau de la microgrille permet aux électrons de passer de la région de conversion à la région d'amplification et empêche la remontée des ions de l'avalanche dans l'espace de conversion (figure 6.1).

Toute l'information relative au passage d'une particule nous est donnée par les signaux de dérive et de microgrille provenant des électrons et des ions de l'avalanche. Les ions étant plus lourds, leur vitesse de dérive est également plus petite. Comme l'espace d'amplification fait environ $100 \mu\text{m}$, les ions sur la microgrille seront collectés en ~ 100 ns. Ainsi les charges seront très vite évacuées ce qui permet de fonctionner à très haut flux de particules.

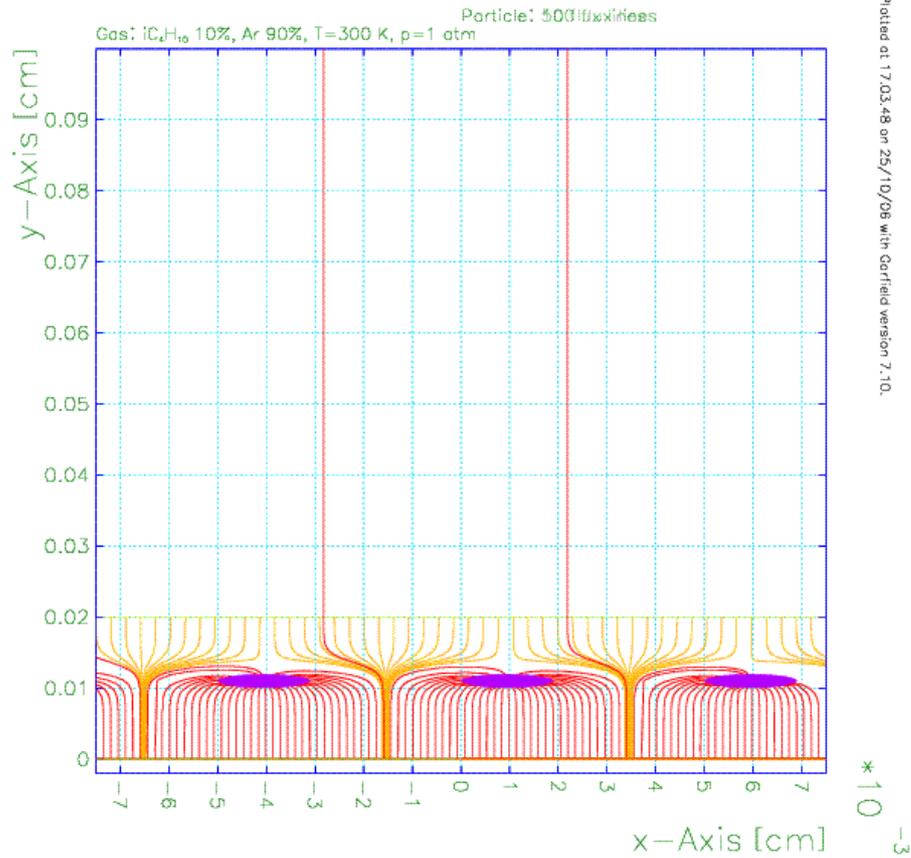


FIGURE 6.1 – *Simulation Garfield des lignes de champ électrique au niveau de la microgrille.*

6.1.2 Principe du détecteur

Ionisation

Lors du passage d'une particule chargée à travers le détecteur, celle-ci va interagir avec les molécules du gaz et créer des paires électron-ion. Le nombre moyen d'interactions primaires est défini par $n_p = e/\lambda$ où e est l'épaisseur de gaz et λ le libre parcours moyen de la particule dans le gaz. La distribution de n_p suit une loi de Poisson et sa valeur moyenne dépend du gaz utilisé (4,2 interactions/cm dans l'hélium contre 23 dans l'argon).

Si les électrons sont éjectés avec une énergie suffisante, ils peuvent ioniser à leur tour le gaz créant localement d'autres paires électron-ion. Ces ionisations secondaires étant très proches, l'ensemble des électrons ainsi créés peut être assimilé à un "cluster" de multiplicité m . Le nombre total d'électrons créés dans l'espace de conversion

est donc la somme des électrons primaires et secondaires issus de chaque interaction. A partir des valeurs données par W.Blum et al.[50], une particule au minimum d'ionisation traversant 3 mm d'argon interagit en moyenne 7 fois avec environ 4 électrons secondaires par interaction. Pour 3 mm de néon, le nombre d'interactions est de 3,6 avec 3 électrons secondaires créés en moyenne à chaque interaction.

Dérive des électrons

Entre deux interactions, les électrons sont accélérés sous l'action du champ électrique. Leur énergie est donnée par la formule de Townsend :

$$W = \frac{e}{2M_e} E \tau \quad (6.1)$$

Où τ est le temps moyen entre deux collisions qui est en général fonction du champ électrique E . Dans l'espace de conversion, où le champ électrique est relativement faible (~ 1 kV/cm), la vitesse de dérive des électrons est déterminée par l'équation de Maxwell-Boltzmann. Des calculs Monte-Carlo [51] ainsi que des mesures [52] ont montré que l'ordre de grandeur de la vitesse de dérive des électrons est de quelques centimètres par microseconde.

La diffusion des électrons au cours de leur déplacement est due à des réactions élastiques ou inélastiques et suit une distribution gaussienne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} \quad (6.2)$$

où $\frac{dN}{N}$ est la fraction de charges se trouvant dans un élément dx à une distance x de l'origine et après un temps t . D s'appelle le coefficient de diffusion. L'écart-type de cette distribution $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ est de l'ordre de $100 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

Il est intéressant de noter que l'ajout d'un polluant (même en quantité infime), voire d'un nouveau gaz, entraîne une variation de la vitesse de dérive ainsi que du coefficient de diffusion des électrons.

Les électrons créés dans l'espace de conversion dérivent jusqu'à la microgrille où le champ passe de 1 à 40 kV/cm. Le rapport entre le nombre d'électrons traversant la microgrille et le nombre d'électrons incidents s'appelle la transparence électronique. La présence de la microgrille ainsi que du fort champ d'amplification a pour effet de déformer les lignes de champ électrique en forme d'entonnoir. Ainsi, bien que la transparence optique de la microgrille soit d'environ 50%, la plupart des électrons pourront pénétrer dans l'espace d'amplification. Lorsque le rapport entre le champ

d'amplification et le champ de conversion est supérieur à 20, la transparence électronique devient proche de 100% [8].

Amplification et gain du détecteur

Dans l'espace d'amplification, sous l'action d'un champ électrique élevé, les électrons auront une énergie suffisante pour ioniser de nouveau les molécules du mélange. De nouveaux électrons sont ainsi créés et accélérés. Un processus en chaîne en résulte et donne lieu à une avalanche électronique. Le nombre total moyen d'électrons créés par électron incident au cours du processus d'amplification définit le gain G du détecteur. D'après la théorie de l'amplification par avalanche développée par Townsend, si un électron incident crée α_T nouveaux électrons le long d'une trajectoire de longueur x dans la direction du champ électrique (constant), le gain du détecteur peut être défini par :

$$G = e^{\alpha_T x} \quad (6.3)$$

α_T est le premier coefficient de Townsend qui ne dépend que du champ électrique et de la pression du gaz. Une approximation simple [53] de α_T donne :

$$\frac{\alpha_T}{p} = A e^{-Bp/E} \quad (6.4)$$

Les coefficients A et B dépendent du mélange gazeux utilisé, p est la pression du gaz et E le champ électrique. Avec le champ électrique que nous souhaitons utiliser (≈ 40 kV/cm) la pente de cette fonction est plus faible et donc le comportement du détecteur est peu affecté par des variations de champ électrique, de la pression ou de la largeur de l'espace de dérive.

Dans certaines conditions d'utilisation, lorsque le nombre d'électrons dans l'avalanche est trop élevé, il peut se former un arc électrique ou claquage. Ce phénomène résulte de la formation d'un filament de plasma conducteur entre la cathode et l'anode du détecteur. De nombreuses études sur ce sujet ont été menées depuis plusieurs dizaines d'années. La limite au-delà de laquelle les claquages peuvent apparaître est appelée la limite de Raether [54]. Elle est définie par $\alpha_T \times d \approx 20$, et $N_e \approx 10^8$, d étant la largeur de l'espace d'amplification et N_e le nombre d'électrons dans l'avalanche.

Pour limiter la divergence des avalanches électroniques il est nécessaire d'ajouter au gaz noble une certaine proportion d'un gaz polyatomique appelé *quencher*. Les molécules du *quencher* vont absorber les rayonnements électromagnétiques produits lors de l'avalanche grâce à leurs nombreux niveaux de rotations et de vibrations. Le fonctionnement du détecteur sera ainsi stabilisé et le nombre de claquages nettement

réduit. Les *quencher*s usuels sont le méthane, l'éthane, le propane, l'isobutane ou le dioxyde de carbone. Un autre avantage du *quencher* est d'améliorer le gain moyen du détecteur. En effet, leur potentiel d'ionisation étant plus faible que celui du gaz noble, la désexcitation des états métastables de ce dernier peut ioniser les molécules du *quencher*. Le gain d'amplification sera plus important lorsque la différence entre les potentiels d'ionisation du gaz noble et du *quencher* est importante.

Enfin, l'énergie rayonnée par la collecte des ions sur la microgrille est également absorbée par les molécules du *quencher* ce qui évite d'avoir un second signal sur les pistes.

Transport des ions

A l'instar des électrons, les ions vont subir l'action du champ électrique ainsi qu'un phénomène de diffusion. La mobilité μ des ions est définie par le rapport entre leur vitesse de dérive ν et le champ électrique :

$$\mu = \frac{\nu}{E} \quad (6.5)$$

Les ions étant très lourds, leur mobilité est très petite (de l'ordre de $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Dans l'espace de conversion ($E \simeq 1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$), la vitesse de dérive des ions est de $10^{-3} \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, contre environ $3 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ pour les électrons.

Dans l'espace d'amplification, la vitesse de dérive des ions est à peu près 100 fois plus petite que celle des électrons. De plus la totalité des électrons est récoltée en 1 ns tandis que les ions, qui sont créés à proximité des pistes sont récoltés pendant une centaine de ns. De la même manière que pour les électrons, nous pouvons définir la transparence ionique de la microgrille qui est le rapport entre le nombre d'ions traversant la microgrille et le nombre total d'ions incidents depuis l'espace d'amplification. Avec un rapport de champ élevé, cette transparence ionique est proche de 0 ce qui permet au détecteur d'avoir un temps d'occupation très court.

Formation du signal sur les pistes

Le signal dans un détecteur gazeux est induit par le déplacement des charges et non par la collection des charges sur les électrodes [55].

Sur la figure 6.2 nous pouvons voir la forme calculée du signal récolté dans un Micromegas. Comme cela a été décrit précédemment, le courant électronique est très bref et très intense tandis que le courant ionique est plus long et constant. Cette récolte très rapide des signaux est le grand atout des Micromegas. En effet dans une expérience comme CLAS12, le flux de particules est très élevé donc l'utilisation du signal électronique associé à un système d'acquisition et de traitement du signal très

rapide permet de réduire nettement le temps mort. De plus, les détecteurs gazeux ont souvent le problème d'accumulation de charges dans l'espace d'amplification entraînant une baisse du champ amplificateur ce qui se traduit par une baisse du gain du détecteur. Ce problème n'existe pas dans les Micromegas car même à haut flux, les ions sont évacués suffisamment rapidement et ne modifient pas la configuration du champ amplificateur.

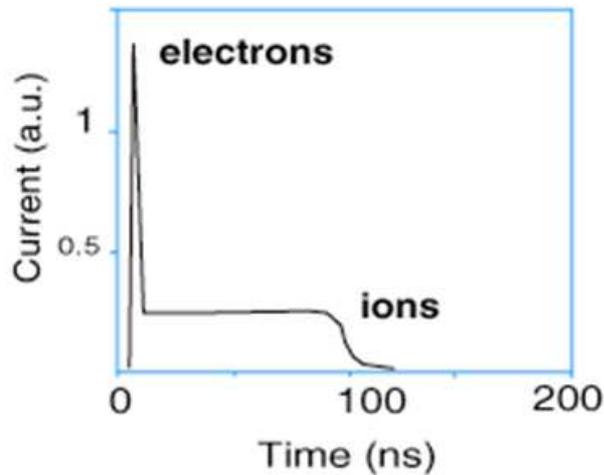


FIGURE 6.2 – *Evaluation temporelle du signal dans un Micromegas.*

6.1.3 Utilisation de Micromegas dans le trajectographe central de CLAS12

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 5.2, le trajectographe central devait être composé initialement seulement de détecteurs Silicium. Cependant le coût de ces détecteurs étant assez élevé, il a été décidé d'étudier une solution où l'on remplacerait les couches externes de Silicium du trajectographe cylindrique BST par des détecteurs Micromegas. L'avantage de cette solution mixte est que les détecteurs Micromegas ont des performances assez similaires aux Silicium pour un coût bien inférieur et en plus ils présentent beaucoup moins de matière pour les particules incidentes. Des simulations réalisées avec Garfield et Magboltz [56] ont été effectuées pour différentes configurations (un trajectographe central composé uniquement de Silicium, uniquement de Micromegas et un mélange des deux). Les résultats présentés dans le tableau 6.1 [57] ont montré que la combinaison des deux types de détecteurs est la plus optimale tandis que les configurations avec un seul type de détecteur présentent plus d'inconvénients que d'avantages (la résolution en impulsion et en ϕ est meilleure avec uniquement des détecteurs Silicium tandis qu'avec uniquement des

Micromegas la résolution en θ et en z est nettement meilleure).

Configuration	4 × 2MM	4 × 2Si	2 × 2Si + 3 × 2MM
$\sigma_{P_T}/P_T(\%)$	4.2	1.7	1.4
$\sigma_\theta(\text{mrad})$	1.3	11.5	1.5
$\sigma_\phi(\text{mrad})$	9.4	2.5	2.3
$\sigma_z(\mu\text{m})$	270	1550	380

TABLE 6.1 – Résolutions simulées pour différentes configurations (MM = Micromegas, Si = détecteur Silicium).

Les détecteurs Micromegas devraient également remplacer les détecteurs Silicium dans le trajectographe central avant (FST). Ils se présenteraient sous la forme de disques avec un trou central au niveau de l'axe du faisceau et une surface active totale de 1,3 m². A cet endroit le flux de particules est plus important (~ 20 MHz). Le champ magnétique de 5 T sera parallèle au champ électrique et aura tendance à focaliser les électrons sur les micropistes. Si ce détecteur avant ne présente pas un grand défi technique (dans l'expérience COMPASS [58] les Micromegas sont également utilisés à plat avec une surface de 40 × 40 cm² et à champ magnétique colinéaire au champ électrique), le fait d'avoir un grand nombre de charges localement augmente la probabilité de claquage. L'utilisation d'un gaz noble plus léger (par exemple du néon) permettra de limiter le taux de claquages.

6.1.4 Concept du Micromegas en "bulk"

Pour avoir une bonne homogénéité du détecteur il faut que la microgrille soit à une distance constante d'une centaine de microns au-dessus des micropistes. I. Giomataris *et al.* [59] ont proposé en 2006 un nouveau procédé de fabrication : le *bulk* Micromegas. Le principe est d'imbriquer la microgrille entre deux couches de résine photosensible (appelé photoresist par la suite), l'épaisseur de la couche inférieure correspondant à la hauteur de l'espace d'amplification souhaitée. Un masque contenant la structure des plots de maintien est apposé par-dessus. Puis par lithographie aux rayons UV, le photoresist qui n'est pas caché par le masque se polymérise. Toute la partie non polymérisée est retirée en pulvérisant une solution de soude. La microgrille est ainsi maintenue par les plots de façon robuste. La précision sur la hauteur de l'espace d'amplification est de quelques microns.

Dans les anciennes générations de Micromegas, les plots étaient mis manuellement et les détecteurs étaient relativement fragiles. Du coup la distance microgrille-pistes était mal assurée. Avec le procédé de fabrication en *bulk*, les détecteurs sont bien plus

robustes (les plots et la microgrille ne risquent pas d'être endommagés en cas de choc ou de torsion).

6.2 Difficulté et contraintes liées à l'utilisation de Micromegas à JLab

6.2.1 Détecteur bulk courbe

Certains des détecteurs Micromegas de CLAS12 auront la particularité d'être courbes. Cette contrainte nous est imposée par le fait que l'espace entre les détecteurs Silicium et l'aimant est très réduit (figure 6.3). C'est la première expérience où les détecteurs Micromegas seront courbés, et il a donc fallu développer un procédé pour les courber de façon homogène et sans perte importante d'efficacité. L'utilisation de circuits imprimés minces et flexibles (60 à 100 μm d'épaisseur) pour la construction du *bulk* permet de le déformer plus facilement. Comme cela a été montré au paragraphe précédent la microgrille est imbriquée dans des plots afin de maintenir une hauteur d'amplification homogène sur tout le détecteur. En courbant le détecteur, la microgrille aura tendance à se rapprocher des pistes. Plus la distance aux plots est grande, plus la hauteur d'amplification diminuera. L'effet de ces inhomogénéités sera que localement le gain va varier et donc cela conduit à une dégradation de la résolution en énergie ($dE/E = 30\%$ contre 20% à plat). L'insertion de plus petits plots sous la microgrille entre les plots de maintien permet de limiter la réduction de l'espace de dérive. La perte en surface active est négligeable vu le petit rayon de ces plots. De plus, cela modifiera les lignes de champ à leur voisinage ce qui permet de collecter quand même les charges à cet endroit.

Des tests ont été menés pour estimer la perte de la résolution en énergie en fonction du rayon de courbure [60]. Dans les conditions de CLAS12 ($r > 100$ mm) la perte de résolution en énergie est modeste.

Le détecteur étant rempli de gaz, l'électrode de dérive sert aussi à rendre le détecteur étanche. Pour cela, elle doit être suffisamment épaisse. L'épaisseur usuelle pour les *bulks* plats est d'une vingtaine de microns. Lors de la courbure du détecteur, des ondulations de la dérive sont visibles à l'oeil nu. Pour qu'elle se plaque bien il a fallu augmenter son épaisseur à une centaine de microns.

D'autres solutions ont également été étudiées pour insérer les Micromegas dans CLAS12. Une solution aurait été d'utiliser des *bulks* plats et les agencer en forme de polyèdres pour se rapprocher le plus d'un cylindre. Le problème serait que chaque face serait un détecteur indépendant ce qui augmente énormément le nombre de voies. L'utilisation d'un plancher commun, avec un détecteur dont les électrodes seraient

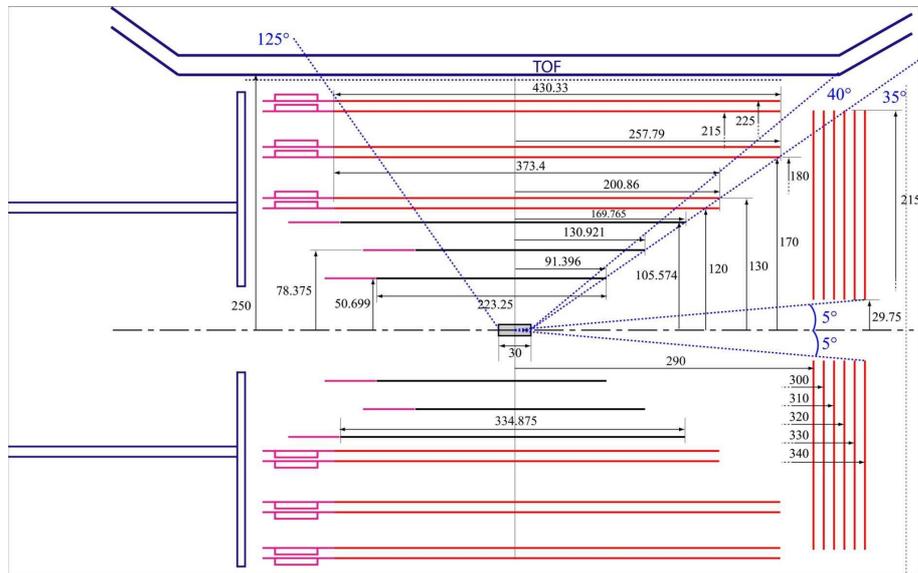


FIGURE 6.3 – Plan transverse du trajectographe central. Les détecteurs Silicium sont en noir près de la cible, les détecteurs Micromegas du barrel sont représentés par les lignes rouges horizontales et ceux du trajectographe avant sont représentés par les lignes rouges verticales.

orientées vers l'extérieur et l'autre vers l'intérieur, aurait également permis de diminuer l'encombrement des détecteurs. Cependant, cela implique de courber un *bulk* de façon concave ce qui provoque une ondulation de la microgrille (il faudrait inventer un nouveau procédé de fabrication).

6.2.2 Champ magnétique transverse : problème de l'angle de Lorentz

Comme cela a été montré dans le principe du détecteur, les électrons créés dans la zone de conversion dérivent vers la microgrille. Sur la figure 6.3 nous pouvons voir que le trajectographe central est composé de 3 couches de détecteurs Silicium et de 3 paires de détecteurs Micromegas. Chaque paire comprend un détecteur Z dont les pistes sont parallèles au faisceau de CLAS12 et un détecteur Y dont les pistes sont perpendiculaires.

Dans le cas du détecteur cylindrique Z, le champ magnétique délivré par le solénoïde sera parallèle aux pistes. Or dans cette configuration illustrée sur la figure 6.4, la relation entre l'angle de déviation des électrons θ et les paramètres du détecteur nous est donnée par l'électrodynamique :

$$\tan \theta = \frac{v \times B}{E}, \quad (6.6)$$

B étant le champ magnétique dans CLAS12, c'est-à dire 5 T, v la vitesse de dérive des électrons dépendant du mélange gazeux utilisé et E le champ électrique entre la dérive et la microgrille. L'angle θ sera identifié par la suite comme l'angle de Lorentz.

Dans des conditions d'utilisation standard des Micromegas, la valeur de v est de 8 $cm/\mu s$ et E de 1 kV/cm . Avec ces valeurs, θ serait de 75°. Il est clair que cet angle est beaucoup trop élevé pour pouvoir lire correctement les signaux sur les pistes (d'autant plus que le détecteur sera courbé). Pour pouvoir utiliser ces détecteurs dans CLAS12, des simulations ont montré qu'il est nécessaire de diminuer l'angle θ au moins à 20°. Pour cela nous avons combiné 3 solutions : 1) la diminution de v à 5 $cm/\mu s$ par l'utilisation d'un mélange de 90% Ar + 10% iC_4H_{10} , 2) l'augmentation des hautes tensions des électrodes de dérive pour augmenter le champ électrique E et 3) la réduction de l'espace de conversion à environ 2 mm afin de limiter la déviation des électrons et d'augmenter E .

6.3 Mesure de l'angle de Lorentz dans un champ magnétique transverse de 1,5T

Pour mesurer l'angle de Lorentz, il est indispensable de produire des électrons primaires de manière contrôlée, de façon reproductible et dans une partie localisée du détecteur. Colas *et al.* [61] ont ainsi proposé une méthode basée sur l'extraction d'électrons primaires par laser ce qui résout le problème et permet la mesure de l'angle de Lorentz. Le principe est le suivant : par focalisation d'un faisceau laser UV sur l'électrode de dérive (Mylar aluminisé) il est possible d'extraire des électrons de l'aluminium sur une petite surface ($<70 \times 70 \mu m^2$). Ces électrons vont dériver, comme des électrons primaires issus de l'ionisation par une particule, atteindre la microgrille et se multiplier par avalanche jusqu'à atteindre les pistes. La figure 6.4 montre un schéma de notre montage expérimental avec les électrons qui dérivent dans la configuration où le champ magnétique B est colinéaire aux pistes et transverse à E . L'angle de Lorentz, qui n'est autre que l'angle que font les électrons par rapport au champ électrique, peut être aisément calculé à partir de la déviation du signal observé sur les pistes et la distance entre les électrodes de dérive et de la microgrille. Dans notre expérience, le laser utilisé était suffisamment puissant pour extraire également des électrons sur la microgrille. La déviation du signal pourra ainsi être calculée événement par événement à partir de la distance entre les signaux de microgrille et de dérive. Cependant, le signal de microgrille étant collecté sur une piste uniquement, sa

précision est limitée. Préférentiellement la position d'émission des électrons primaires a été estimée à partir d'un *run* sans champ magnétique.

Nous utiliserons par la suite la convention que le *signal de dérive* sera le signal récolté sur les pistes qui correspondent aux électrons extraits de l'électrode de dérive et le *signal de grille*, celui récolté sur les pistes issu des électrons extraits de la microgrille.

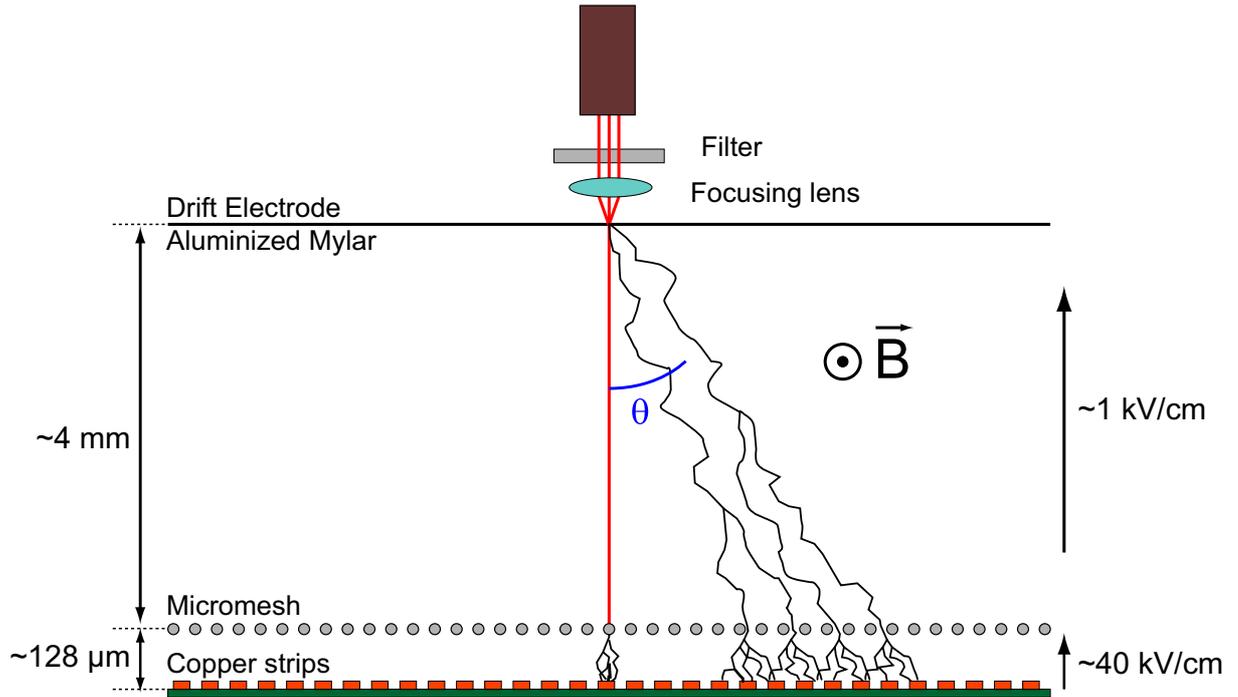


FIGURE 6.4 – Schéma du principe de mesure de l'angle de Lorentz dans un détecteur Micromegas.

6.3.1 Dispositif expérimental

Pour tester notre détecteur, nous nous sommes servis d'un aimant dipolaire pouvant fournir un champ magnétique jusqu'à 1,5 T. La mise en marche s'est faite en automne 2007. La courbe de champ en fonction de l'intensité du courant dans les bobines a été mesurée à l'aide d'un teslamètre.

L'extraction des électrons est faite à l'aide d'un laser UV avec une longueur d'onde de 355 nm et des pulses de 50 μJ pendant 2 ns. La fréquence était de l'ordre d'une dizaine de Hz. Pour réduire l'énergie du faisceau, nous avons utilisé des filtres neutres. Cependant, il a été impossible de l'atténuer suffisamment pour supprimer le signal de grille tout en gardant celui de dérive.

Le détecteur testé a été construit au Service d'Electronique des Détecteurs et de l'Informatique (SEDI). Il s'agit d'un Micromegas *bulk* avec une surface active de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ pour 96 micropistes de $300 \mu\text{m}$ de pas (*pitch* en anglais). La distance pistes-grille est de $128 \mu\text{m}$ et la distance grille-dérive de $2,25 \text{ mm}$. Le gaz utilisé est un mélange de 95% d'argon et de 5% d' iC_4H_{10} .

La lecture des signaux des pistes s'est faite avec une électronique Gassiplex.

6.3.2 Lecture du signal ADC

L'avalanche électronique créée au niveau des pistes est pré-amplifiée, mise en forme et numérisée en signal ADC. Le montage électronique servant à lire le signal des pistes est le suivant :

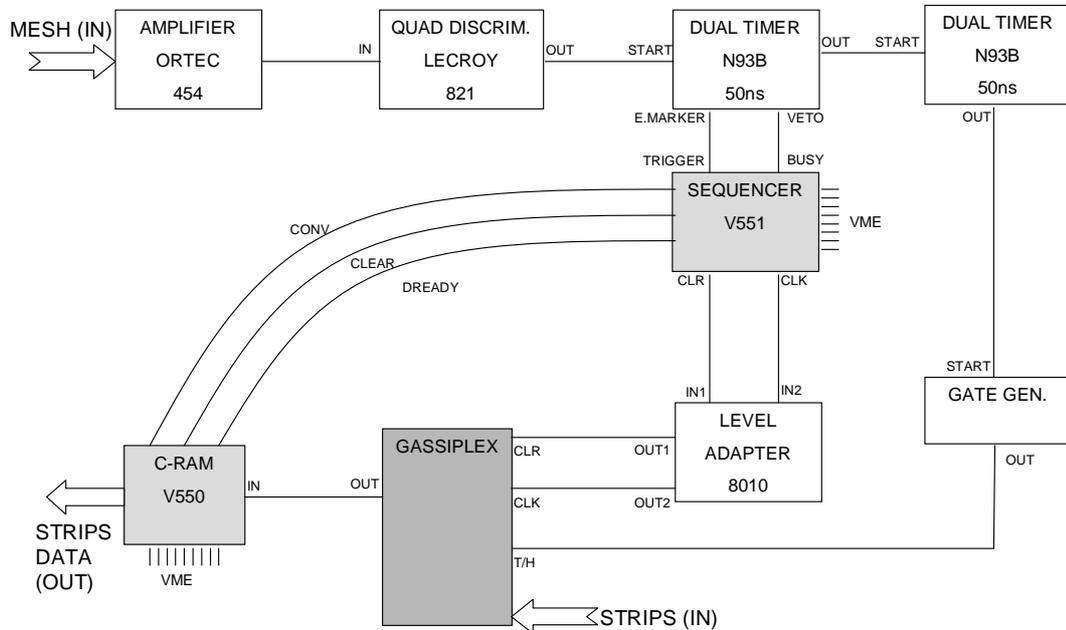


FIGURE 6.5 – Montage électronique de l'expérience.

Le signal récolté au niveau de la microgrille sert au déclenchement de la lecture des données sur les pistes. Comme cela a été montré dans le principe du Micromegas, ce signal de grille provient essentiellement des ions de l'avalanche dans l'espace d'amplification. Dans la partie 6.1.1, il est expliqué que le signal de grille et des micropistes sont récoltés simultanément lors du passage d'une particule incidente. Cependant le signal mesuré sur la microgrille est plus important donc plus facile à discriminer du bruit de fond.

Ce signal est amplifié puis numérisé avant d'être envoyé à un séquenceur qui va déclencher la lecture des signaux ADC enregistrés sur la Gassiplex.

6.3.3 Mise en place d'une interface graphique

L'acquisition a été contrôlée et les données sauvegardées grâce à une interface graphique Labview mise en place spécialement pour cette expérience. La figure 6.6 montre la face avant de cette interface.

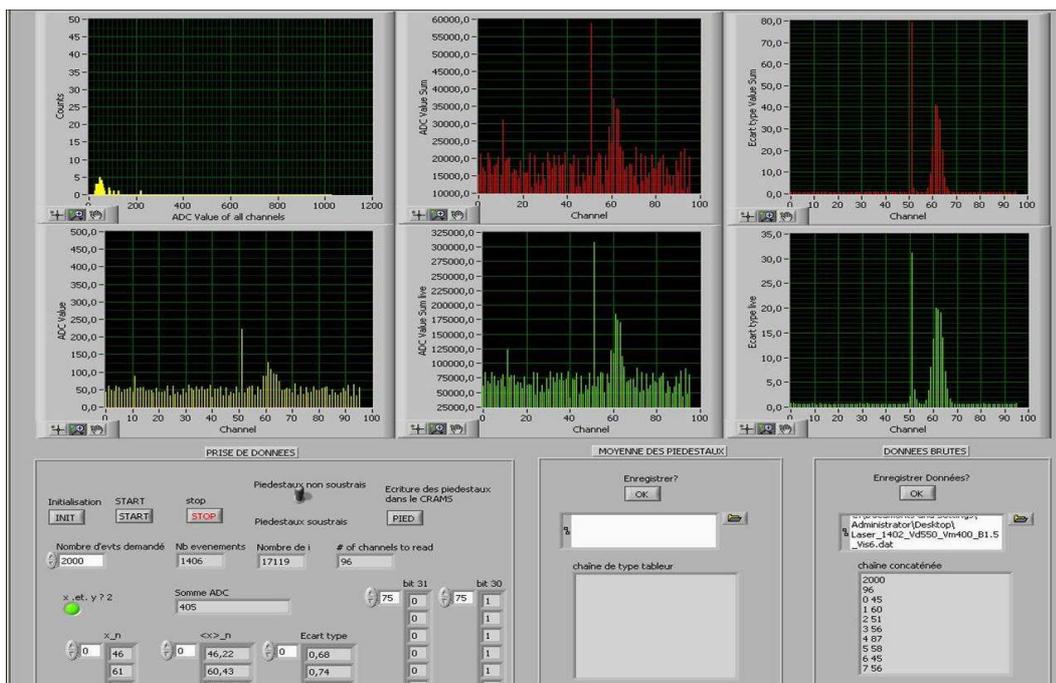


FIGURE 6.6 – Interface graphique Labview.

Avant ou après une prise de données, il est nécessaire de prendre un *run* de piédestaux à l'aide d'un déclencheur externe (un générateur d'impulsion). La valeur moyenne et l'écart-type des piédestaux sont ainsi sauvegardés après avoir fait tourner le programme sur une centaine d'événements. Lors d'une prise de données avec le laser, ce programme enregistre la valeur du signal ADC reçue par chaque micropiste. Ces fichiers sont ensuite utilisés par un programme d'analyse en C++. L'intérêt de ce programme est qu'il permet de visualiser événement par événement le signal reçu par les micro-pistes. Ainsi, lorsque le signal de grille était trop petit car réparti sur plusieurs pistes, nous pouvions décaler le détecteur avec une vis micrométrique afin d'avoir ce signal de grille sur une piste uniquement, car cela facilite l'analyse. En effet, le signal qui nous intéresse est le signal de dérive qui sera toujours récolté sur plusieurs pistes à cause de la diffusion transverse des électrons. A faible champ magnétique les signaux de grille et de dérive étant superposés il est plus facile de les différencier lorsque le signal de dérive est collecté sur une seule piste.

6.3.4 Analyse de données

Nous avons mis au point une autre interface graphique (GUI) pour l'analyse des données enregistrées par le programme Labview.

La grandeur physique à mesurer est l'angle de Lorentz. Celui-ci est relié à la vitesse de dérive des électrons et dépend du champ électrique entre la dérive et la grille ainsi que du champ magnétique. Pour le calculer, il faut utiliser l'histogramme de la valeur moyenne du signal ADC de chaque piste normalisé par la somme des valeurs ADC de l'événement sans champ magnétique. Comme cela a été expliqué au début du paragraphe 6.3, ce signal est la superposition d'un signal provenant de la dérive et d'un autre issu de la microgrille. Le signal de la grille étant collecté la plupart du temps sur une seule piste et n'étant pas très précis, il est préférable d'utiliser le signal de dérive recueilli sur plusieurs pistes à champ nul pour évaluer la position du laser. Cette position est calculée en ajustant notre histogramme par la somme d'une gaussienne (le signal de dérive) et d'un pic (le signal de grille). A champ magnétique nul, la moyenne de la gaussienne nous donne la position du laser.

Lorsque le champ magnétique augmente, le signal de dérive s'écarte du signal de grille rendant l'ajustement plus facile. Une illustration de ces différents signaux est présenté sur la figure 6.7.

Mesure de la position du signal de dérive

A partir du signal de dérive nous pouvons mesurer la position moyenne du signal qui est donnée par la moyenne pondérée par le signal reçu sur chaque piste :

$$pos = \frac{\sum_i x_i \times (A_i - P_i)}{\sum_i (A_i - P_i)} \quad (6.7)$$

A_i et P_i sont respectivement le signal ADC et le piédestal de la piste i . La distribution de cette position sur l'ensemble des données est montrée sur la figure 6.8. En ajustant cette distribution par une gaussienne nous pouvons déterminer la position moyenne de la position du faisceau laser. L'écart-type de la distribution est proportionnelle à la convolution entre la résolution spatiale du détecteur σ_{det} et la largeur du faisceau σ_{laser} , divisée par le nombre d'électrons arrachés N_e :

$$\sigma_{exp} \propto \frac{\sqrt{\sigma_{det}^2 + \sigma_{laser}^2}}{N_e} \quad (6.8)$$

Etant donné que les électrons sont arrachés de la dérive, cet écart-type permet de donner une limite supérieure de la résolution en position du détecteur.

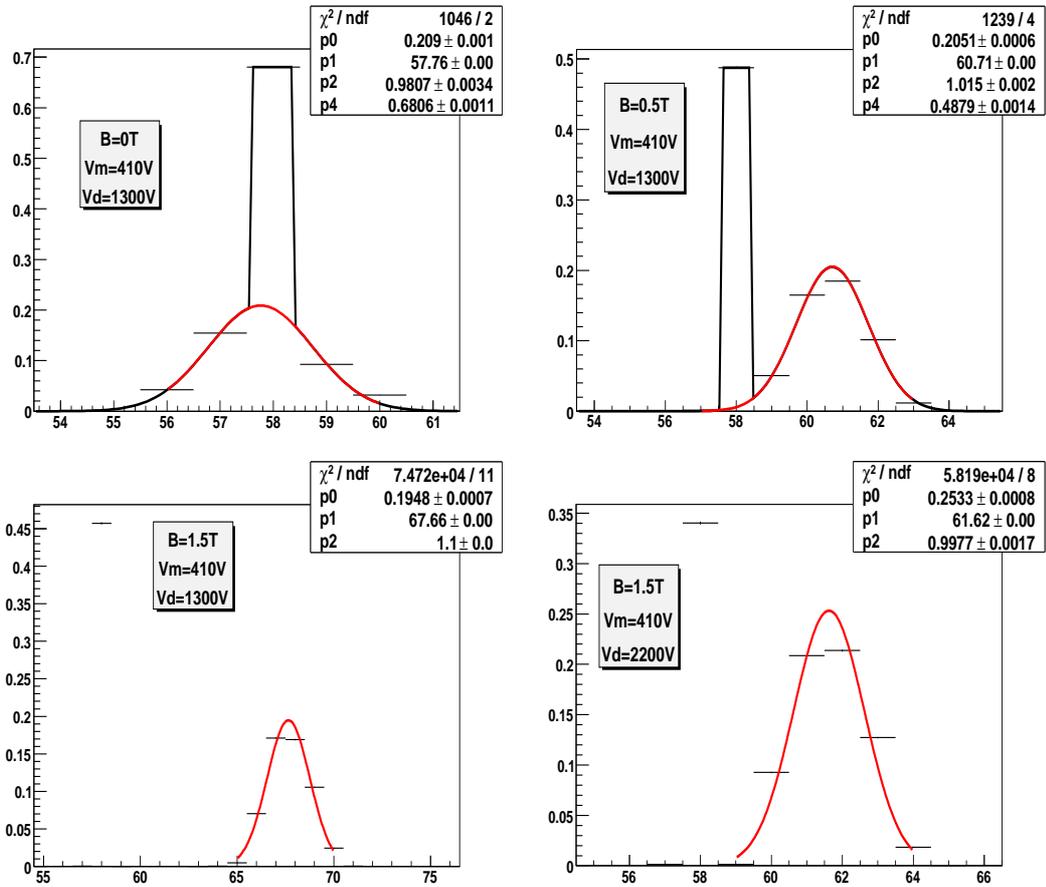


FIGURE 6.7 – Position moyenne des signaux issus de la dérive et de la grille pour différents champs magnétiques et tensions de dérive. La gaussienne en rouge correspond à la dérive et le pic noir à la grille.

Soustraction du signal de grille

Comme cela a été écrit précédemment, nous n'avons pas utilisé le signal de grille à cause de sa mauvaise résolution spatiale. En outre, lors du calcul de la position moyenne du signal de dérive calculé événement par événement dans le cas où les deux signaux se superposent, ce signal nuit à la mesure et doit être soustrait. Pour cela nous avons fait l'hypothèse que l'intégrale du signal de grille est constante pour tous les *runs*. Sa valeur est mesurée en intégrant sa valeur ADC pour des *runs* où les signaux de grille et de dérive sont dissociés. Chaque *run* faisant environ 2000 événements, et sachant qu'entre chaque *run* seul le champ magnétique est changé, nous en avons déduit que ce signal de grille est relativement constant lors des prises de données. Dans le cas présenté ici, la valeur de l'intégrale du signal de grille vaut 45 en unité

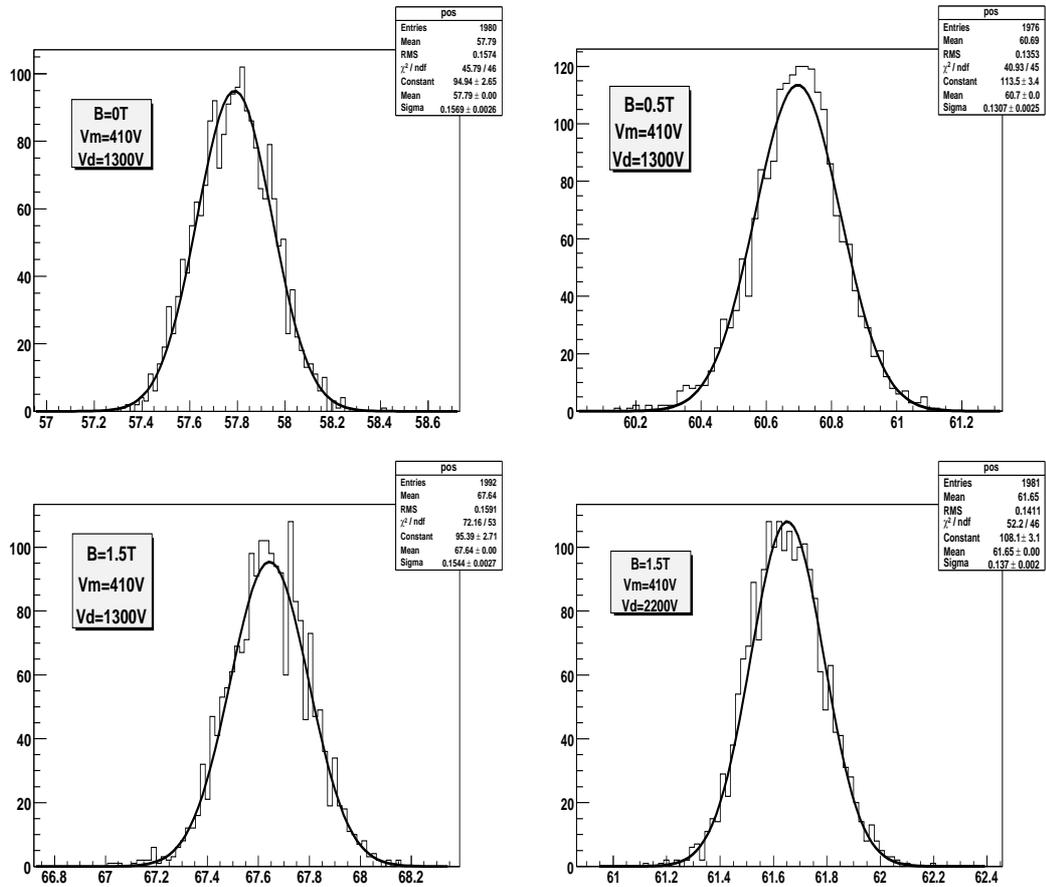


FIGURE 6.8 – Position moyenne du signal issu de la dérive pour différents champs magnétiques et tensions de dérive pour des runs d'environ 2000 événements.

d'ADC.

Lors du calcul de la position moyenne du signal de dérive mesuré événement par événement, ce signal de grille est soustrait.

Mesure de l'angle de Lorentz

La dérive des électrons due au champ magnétique est calculée à partir de la position du signal de dérive. L'angle de Lorentz est donné par la formule suivante :

$$\theta_{Lorentz} = \arctan\left(\frac{x_{drift} - x_0}{h_{drift}}\right), \quad (6.9)$$

où x_{drift} est la position du signal de dérive, x_0 la position en l'absence de champ magnétique et h_{drift} la hauteur entre la microgrille et l'électrode de dérive.

Effet du champ magnétique sur l'angle de Lorentz

L'étude de l'évolution de l'angle de Lorentz est réalisée en faisant une série de mesures pour un champ magnétique variant de 0 à 1,5 T. La figure 6.9 montre comment cet angle augmente de manière quasi-linéaire avec le champ magnétique. Etant donné que chaque point expérimental correspond à une prise de données de 2000 événements, l'erreur statistique est négligeable. La précision sur le champ magnétique est de l'ordre du mT et n'apparaît donc pas dans la barre d'erreur. La seule erreur significative a été l'incertitude sur la hauteur entre la microgrille et l'électrode de dérive. Cette incertitude a été évaluée à partir de mesures au microscope à $\pm 50 \mu\text{m}$.

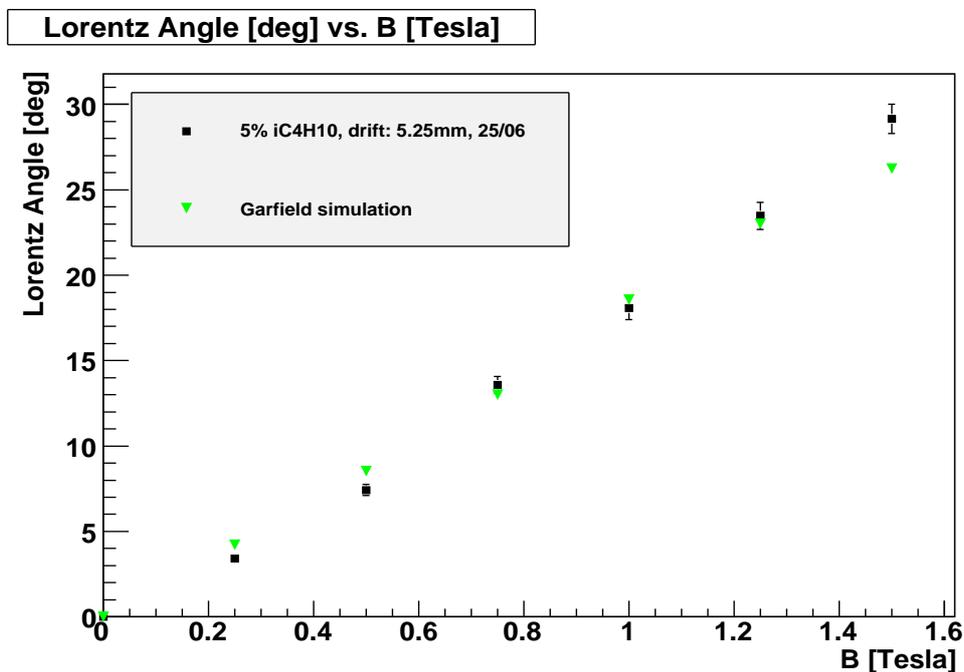


FIGURE 6.9 – Angle de Lorentz en fonction du champ magnétique.

Comportement de l'angle de Lorentz en fonction du champ électrique

En fixant le champ magnétique, il est possible d'étudier la variation de l'angle de Lorentz en fonction du champ électrique en faisant varier la tension de l'électrode de dérive et de la microgrille. La figure 6.10 représente l'évolution de l'angle de Lorentz à 1,5 T avec une hauteur de dérive de 5,25 mm. L'utilisation d'une hauteur de dérive importante permet de diminuer l'incertitude sur les mesures. Pour ces tests, la tension de microgrille est restée à 410V et seule la tension de l'électrode de dérive a été variée. Comme prévu, l'angle de Lorentz diminue lorsque le champ électrique augmente.

Cette fois encore les simulations correspondent bien aux mesures expérimentales.

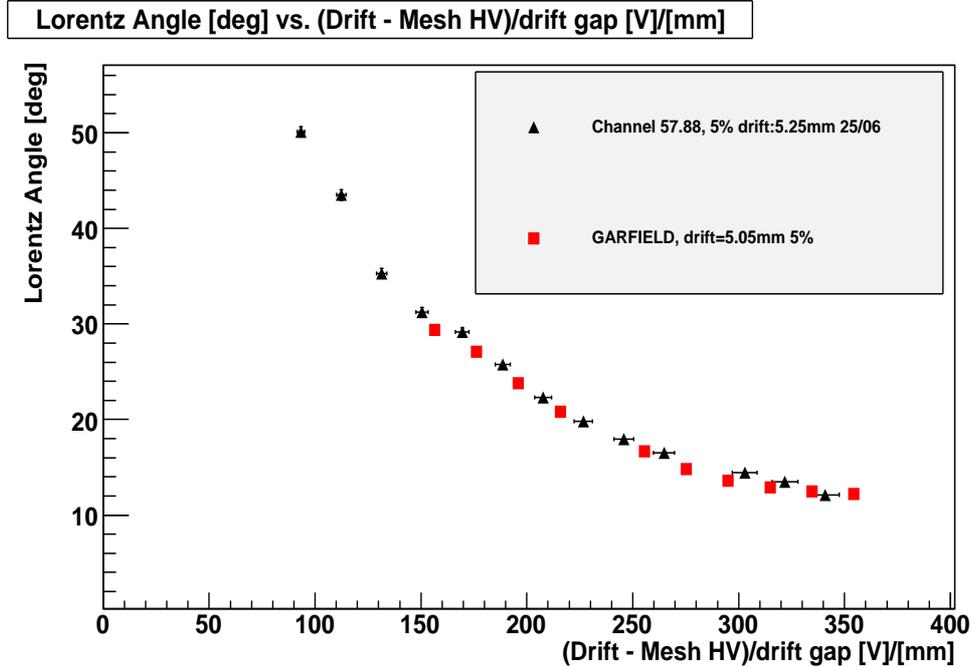


FIGURE 6.10 – Angle de Lorentz en fonction du champ électrique.

6.3.5 Conclusion (intermédiaire)

Cette série de tests menés à Saclay avec un aimant délivrant un champ magnétique transverse de 1,5 T a permis d'étudier le comportement de l'angle de Lorentz dans un détecteur Micromegas en fonction du champ magnétique puis du champ électrique dans l'espace de conversion. Le très bon accord avec les simulations Magboltz/Garfield a montré que le fonctionnement du détecteur est bien compris et modélisable à bas champ magnétique.

Cette expérience a permis en plus de mettre en place un système d'acquisition de données, ainsi que de développer des programmes d'analyses pour l'étude des signaux ADC du détecteur.

Cependant le champ magnétique prévu dans le solénoïde CLAS12 sera 3 fois supérieur. Pour valider les simulations dans ces conditions et s'assurer de l'utilisation de détecteurs Micromegas il est donc nécessaire d'effectuer des tests à plus haut champ magnétique.

6.4 Tests de détecteurs Micromegas dans le champ magnétique transverse de 4,2 T du solénoïde de CLAS

Pour effectuer des tests à plus haut champ magnétique, il a été possible d'utiliser le solénoïde CLAS quelques jours avant l'expérience e1-dvcs2 à JLab. La durée de ces tests a été de 10 jours (8 pour la mise en place du montage et 2 pour la prise de données) à partir de septembre 2008. Entre la fin des tests à Saclay et ces nouveaux tests à JLab, durant 5 mois environ, de nouveaux outils pour la prise de données et l'analyse de celles-ci ont été mis au point. La plus importante des innovations a été le développement d'une interface graphique permettant de contrôler en direct plusieurs caractéristiques du détecteur.

6.4.1 Dispositif expérimental

Le solénoïde

Les tests ont eu lieu dans le Hall B du Jefferson Lab en utilisant le solénoïde de CLAS. La description de cet aimant est faite au chapitre 2. Ce solénoïde venant d'être remonté après une période d'inactivité, il a été impossible de le faire fonctionner à champ maximal à cause de risque de *quenches* qui pourraient endommager les appareils électroniques mis en place. Le premier jour de test, nous avons choisi de faire un *scan* à 1,5 T afin de comparer les résultats avec ceux obtenus précédemment à Saclay. Le deuxième (et dernier) jour de test, nous avons effectué un *scan* à 3 T puis à 4,5 T pour s'approcher le plus du champ maximal (5 T). La valeur du champ magnétique mentionné correspond en fait au champ au centre du solénoïde. A l'aide d'une carte de champs, nous avons pu calculer la valeur du champ magnétique au niveau de nos détecteurs. Les 3 *scans* ont donc été fait à des champs magnétiques transverse aux pistes de 1,4, 2,8 et 4,2 T (plus une petite composante de champ longitudinal).

Le détecteur

Les détecteurs utilisés pour ces tests étaient des prototypes longs, assez proches des détecteurs qui doivent être utilisés dans le trajectographe central. La surface active est de 115×500 mm pour 288 micropistes avec un pas de $400 \mu\text{m}$. La sortie des pistes se divise en 4 modules (appelés *ASIC*) de 72 pistes chacun. La dérive, composée de Mylar aluminisé, est tendue à une hauteur de 3,85 mm de la microgrille.

Le gaz à l'intérieur du détecteur provenait de bouteilles de prémélange avec 90% d'argon et 10% d'isobutane.

La lecture des signaux du détecteur se fait par des puces basées sur la technologie AFTER [62], chacune dotée de 72 canaux (physiques). Nous avons utilisé la même électronique que pour l'expérience T2K [63]. En raison du champ magnétique élevé, l'électronique frontale a été déportée. La sortie du détecteur est connectée à une carte frontale (FEC pour Front End Card) à l'aide de 4 limandes. La FEC est montée sur une autre carte, la FEM (Front End Mezzanine). La FEM est une carte électronique digitale permettant de connecter jusqu'à 6 FEC pouvant effectuer la soustraction des piédestaux. Le signal de sortie est pré-amplifié, mis en forme, numérisé en signal ADC puis transmis à un système d'acquisition (DAQ) qui va l'envoyer à l'ordinateur via un câble USB.

6.4.2 Nouvelle interface graphique liée à l'utilisation d'une électronique AFTER

Si lors des tests précédents effectués à Saclay, nous utilisions une interface graphique codée sous Labview pour contrôler et sauvegarder les événements de l'expérience, pour ces tests avec une nouvelle électronique la prise de données s'est faite par une DAQ utilisée par T2K (figure 6.11). Celle-ci, codée en C avec la librairie *Qt*, permet de choisir le nombre d'événements ainsi que le gain dynamique. Les données sont échantillonnées dans le temps sur 511 intervalles de 10 ns. La durée d'un pic étant d'une trentaine de ns, et pour éviter qu'il soit récolté dans les premiers intervalles temporels, nous lui imposons un certain retard. Ainsi le pic est centré dans la fenêtre en temps. Les données brutes sont enregistrées dans un format binaire.

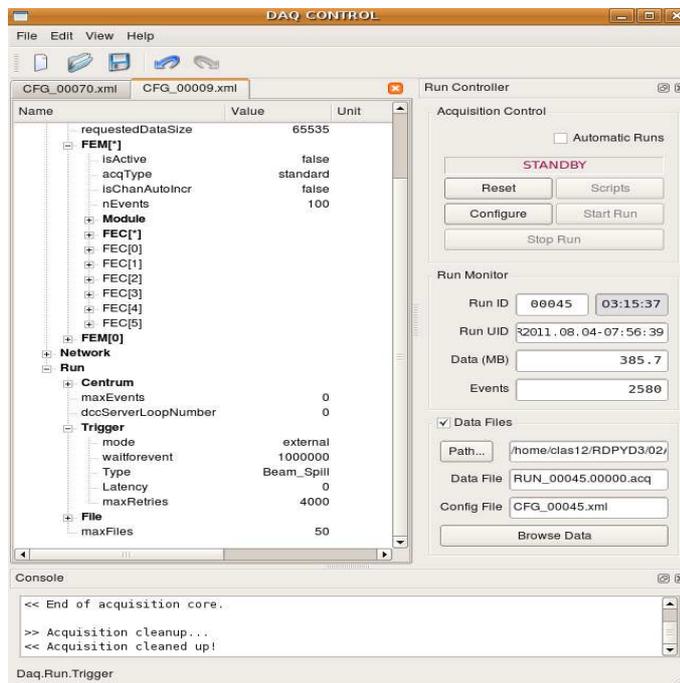


FIGURE 6.11 – Interface graphique de la DAQ utilisée pour prendre les données.

Cependant cette DAQ ne permet pas de visualiser les événements et donc de contrôler s’il y a bien un signal sur les pistes. J’ai mis en place une interface graphique en C++ qui prend en entrée le fichier de la DAQ et permet de visualiser les événements (figure 6.12). Pour faire cela l’utilisateur doit entrer la fenêtre temporelle correspondante au signal. La soustraction des piédestaux se fait événement par événement en faisant la moyenne du signal en dehors de cette fenêtre.

Il est ainsi possible de sélectionner différentes études : position du signal, spectre énergétique pour l’ensemble du détecteur et pour une seule piste, calcul du *cross-talk*...

Lors des tests nous avons utilisé cette interface graphique pour contrôler le signal du laser. En effet lors de la prise de donnée, il est possible de lire simultanément le fichier de sortie qui est toujours en écriture. Pour éviter que l’interface ne lise plus vite que l’écriture des données, un décalage temporel entre les événements peut être appliqué.

6.4.3 Utilisation de longues limandes

Le détecteur est connecté à l’électronique par l’intermédiaire de limandes qui induisent un bruit de fond proportionnel à leur longueur. Le champ magnétique de

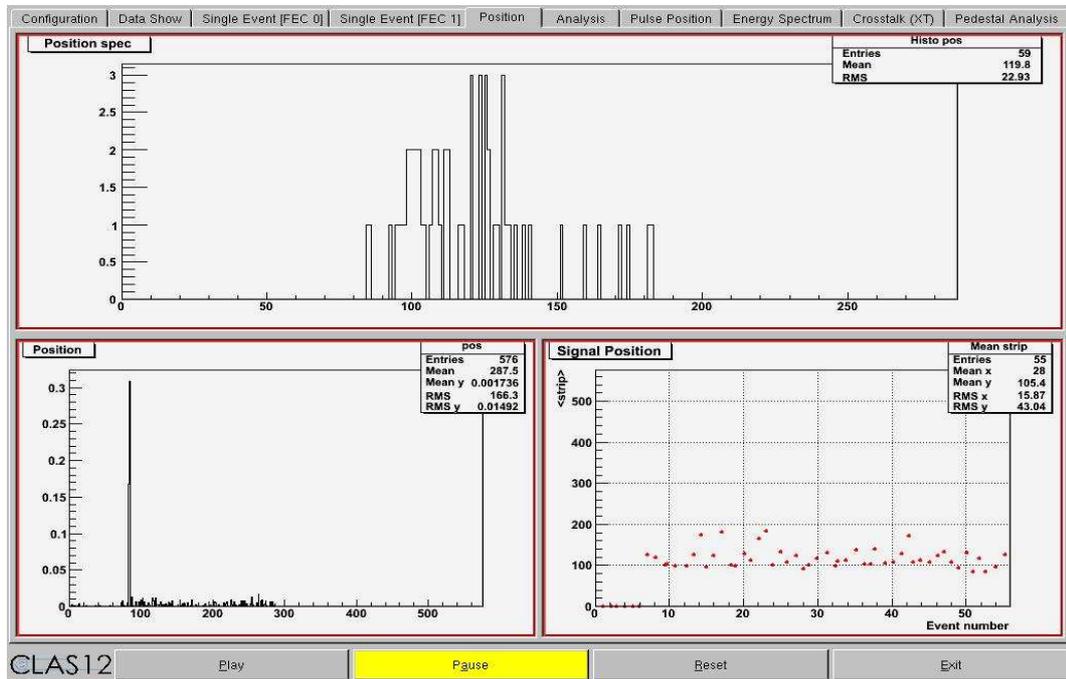


FIGURE 6.12 – Interface graphique en C++ pour l'étude des événements.

CLAS12 est tellement important qu'il est nécessaire de déporter l'électronique du détecteur¹. Avant de commencer nos tests à fort champ magnétique, il a été impératif de vérifier que le bruit induit par les limandes ne nuira pas à la lecture des signaux.

Grâce à l'interface graphique décrite au paragraphe précédent, il a été possible de visualiser l'évolution du signal ADC sur chaque piste au cours des 511 échantillons en temps (figure 6.13). Le principe de ces tests est de calculer la largeur à mi-hauteur des distributions des piédestaux et de les comparer pour différentes longueurs de limande.

Soustraction du bruit relatif

Sur la figure 6.13 du signal en fonction du temps pris avec un déclenchement externe, les signaux de chaque micropiste ont la même forme et sont décalés suivant la valeur de leur piédestaux. Pour soustraire la composante commune à chaque piste, nous avons développé deux techniques. La première consiste à calculer la valeur moyenne du signal à chaque intervalle de temps et de la soustraire sur chaque piste. Le désavantage de cette technique est que si certaines pistes ont un problème (sur-

1. une autre solution serait de faire un blindage magnétique mais étant donné le peu d'espace disponible, cette solution n'est pas réalisable

tension, claquage...) la valeur moyenne sera biaisée. Nous avons préféré utiliser une seconde méthode qui est de prendre la valeur médiane à chaque intervalle de temps et de la soustraire sur chaque piste. Les résultats de ces deux techniques sont présentés sur la figure 6.13.

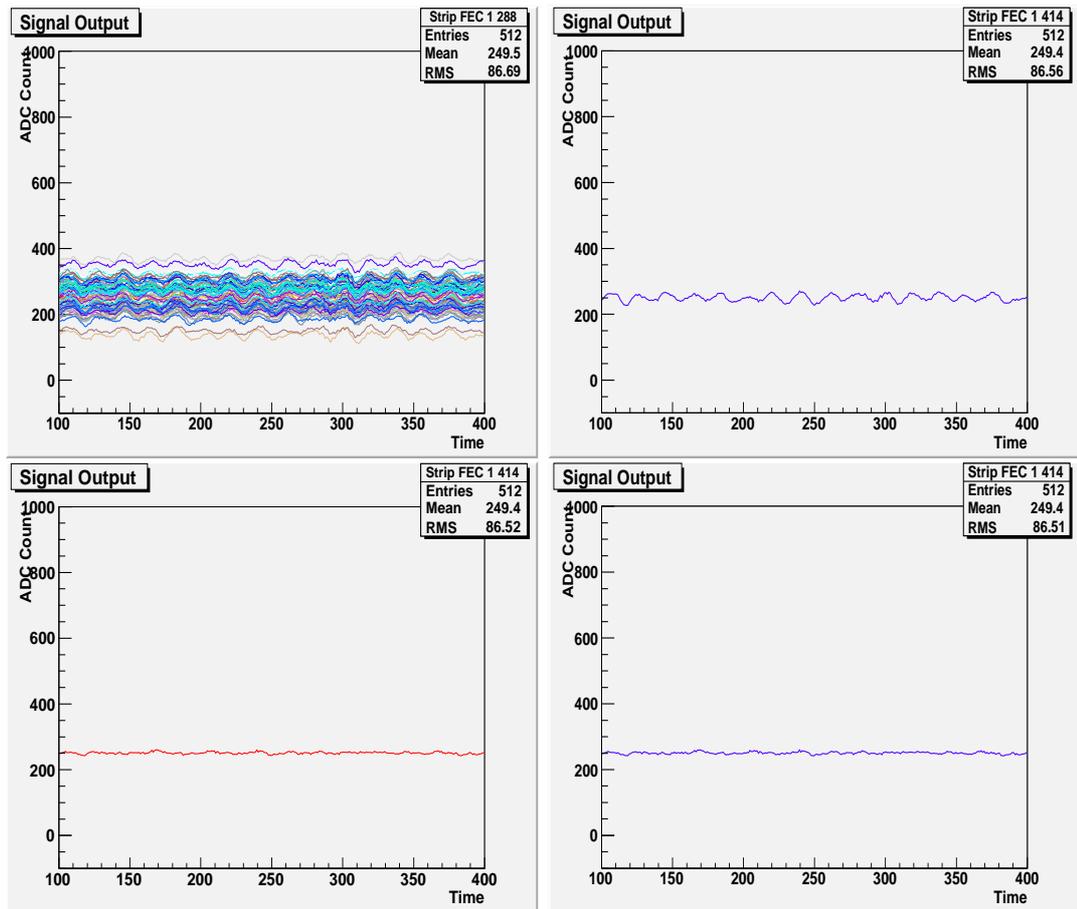


FIGURE 6.13 – *En haut : signal ADC sur chaque piste en déclenchement externe. En bas : soustraction de la composante commune par la méthode de la valeur moyenne (à gauche) et par la valeur médiane (à droite).*

Effet de la longueur des limandes

En prenant des données avec différentes longueurs de limandes, nous avons projeté le signal des piédestaux. La largeur de cette distribution est proportionnelle au bruit électronique. La limande fonctionne comme une antenne, donc plus sa longueur sera grande plus son signal sera bruité. Les figures 6.14 présentent cette distribution pour différentes longueurs de limande.

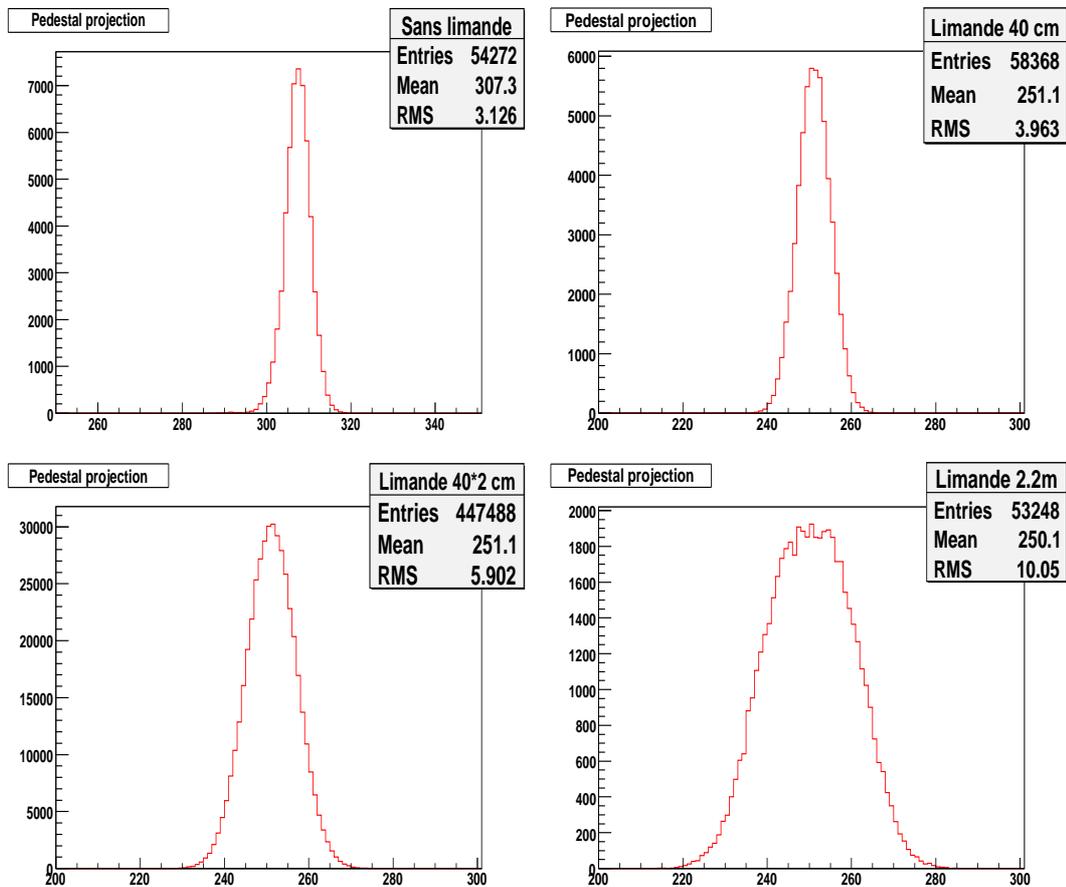


FIGURE 6.14 – *Distribution des piédestaux pour différentes longueurs de limande. \emptyset m (en haut à gauche), 0,4 m (en haut à droite), 0,8 m (en bas à gauche) et 2 m (en bas à droite).*

Les RMS des distributions de piédestaux sont tracés en fonction de la longueur des limandes sur la figure 6.15. Le bruit augmente linéairement avec la longueur des limandes. De plus, la différence entre l’ajustement (ligne noire sur la figure) et le RMS sans limande nous donne la contribution intrinsèque des limandes au bruit (environ 2 unités ADC). La conclusion de ces tests est que le bruit induit par l’augmentation des limandes n’est pas rédhibitoire pour l’utilisation de longues limandes (à 2 m le bruit augmente seulement de 34%).

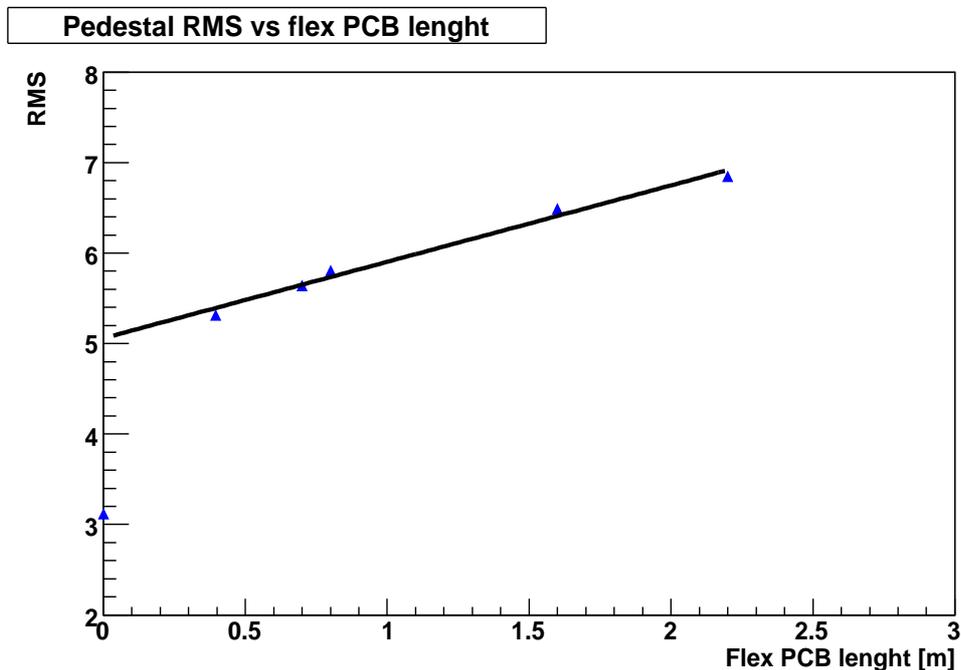


FIGURE 6.15 – *RMS des piédestaux en fonction de la longueur des limandes.*

6.4.4 Analyse de données

Plusieurs mesures ont été effectuées à différents champs magnétiques, pour différentes valeurs de la haute tension de dérive (ce qui correspond à des champs électriques compris entre 40 et 700 V/mm).

La plus grande source d'incertitude provient de la flèche de l'électrode de dérive qui modifie la hauteur de l'espace de conversion. Cette flèche a été mesurée précisément et induit une erreur sur la hauteur de dérive de l'ordre de 100 μm .

La figure 6.16 montre que nos données expérimentales sont bien reproduites par le programme de simulation Magboltz, et constituent le premier test de ce programme à un champ magnétique aussi élevé. En particulier cela montre que l'angle de Lorentz peut être réduit jusqu'à 17° à 4,2 T, ce qui très proche du point de fonctionnement requis pour les Micromegas de CLAS12, c'est-à-dire environ 20° à 5 T [64].

Un détail intéressant est que lorsque le champ électrique diminue jusqu'à des valeurs faibles ($E_{drift} < 150$ V/mm), la valeur de l'angle de Lorentz semble stagner puis diminuer. Ceci s'explique par le fait que la vitesse des électrons dépend du champ électrique et comme l'illustre la figure 6.17 à champ électrique faible, cette vitesse diminue.

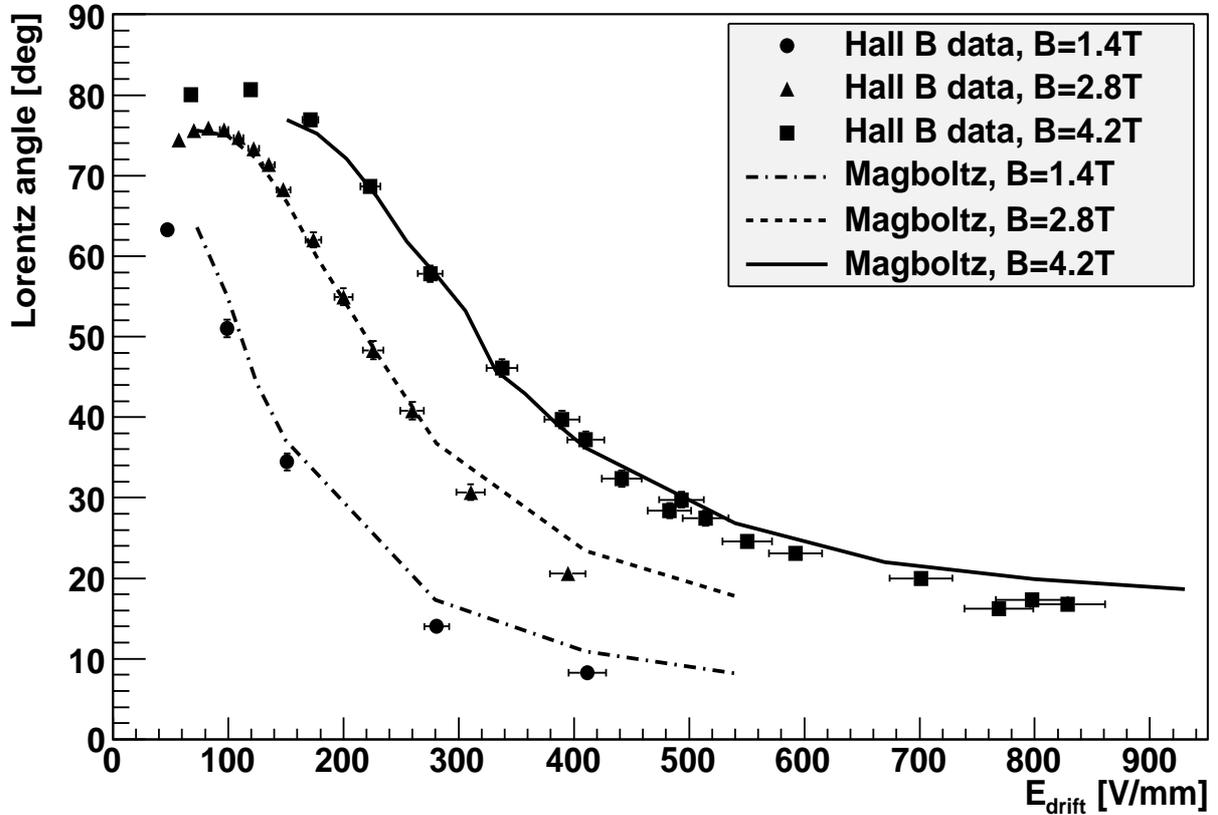


FIGURE 6.16 – Angle de Lorentz en fonction du champ électrique pour un champ magnétique allant jusqu'à 4,2 T.

6.4.5 Conclusion intermédiaire

Malgré le peu de temps qu'ont duré ces tests (2 nuits seulement), ils ont permis de montrer que l'utilisation de détecteurs Micromegas dans un champ magnétique intense et parallèle aux pistes est possible. De plus, le bon accord avec les simulations confirme qu'un point de fonctionnement correct peut être atteint. Si le champ magnétique est très proche de celui qui sera dans CLAS12, les détecteurs ont été testés à plat et avec une source d'événements contrôlée bien loin du flux attendu. D'autres tests devront être effectués avec des détecteurs courbes et avec un faisceau de particules pour valider complètement l'utilisation de Micromegas dans CLAS12.

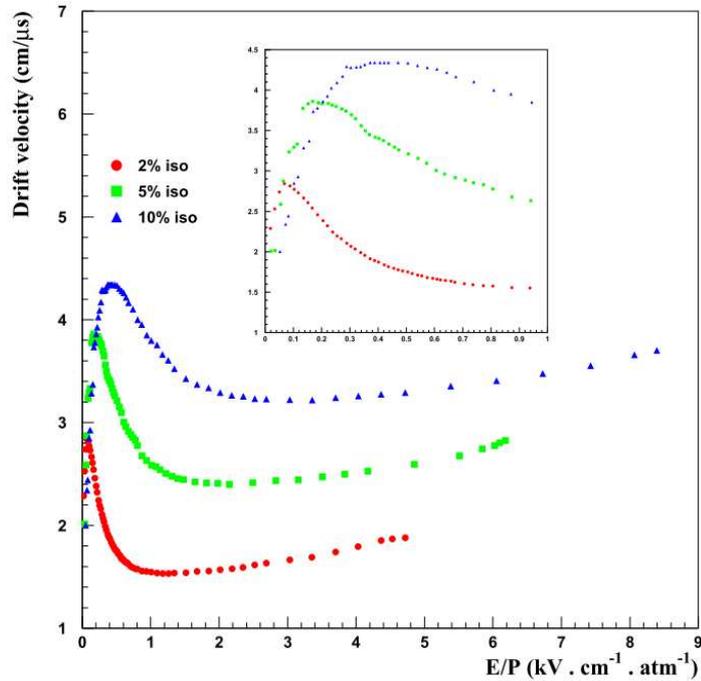


FIGURE 6.17 – Vitesses de dérive des électrons dans différents mélanges d'argon + isobutane mesurée par P. Colas et al. [61].

Conclusion sur l'utilisation de Micromegas dans CLAS12

L'utilisation de détecteurs Micromegas dans ce trajectographe constitue un important défi du fait de l'environnement très contraignant : ces détecteurs doivent être courbés et sont soumis à un champ magnétique transverse intense. Avec un nouveau procédé de fabrication des Micromegas (en *bulk*) il a été démontré que ces détecteurs peuvent être courbés. Un des problèmes liés au champ magnétique concerne les détecteurs pour lesquels ce champ est colinéaire aux pistes (détecteurs Z). En effet, les électrons issus de l'ionisation d'une particule incidente à l'intérieur de l'espace de conversion seront déviés par un angle de Lorentz très important. Le but de ce travail de thèse a été de démontrer que les détecteurs Micromegas pouvaient fonctionner à champ magnétique intense et qu'il était possible de diminuer l'angle de Lorentz à des valeurs raisonnables. Pour cela, nous avons effectué des tests sur le centre de Saclay

avec un aimant chaud de 1,5 T. Grâce à ces tests nous avons pu mettre en place des outils d'analyse et optimiser le détecteur. Le résultat important de ces premiers tests a été que la valeur des angles de Lorentz obtenus expérimentalement coïncide parfaitement avec les simulations et cela rend donc plus crédible, par extrapolation, les prévisions par rapport aux performances des Micromegas dans le trajectographe central.

Pour s'assurer que le détecteur Micromegas pouvait bien fonctionner à haut champ magnétique, nous avons effectué des tests au Jefferson Lab pendant la remise en marche de l'expérience e1-dvcs. Une fois de plus les tests ont été concluants et ont permis de démontrer que l'utilisation de Micromegas était possible dans un très haut champ magnétique transverse.

Cependant, afin de valider totalement l'utilisation de Micromegas dans CLAS12, il sera nécessaire de réaliser d'autres tests (claquages et résolution spatiale à haut champ magnétique, comportement du détecteur courbe dans le faisceau de JLab). Ces tests vont être ou ont été effectués par le groupe de Saclay et permettront d'utiliser pour la première fois des Micromegas *bulk* dans un trajectographe.

Résumé et Conclusion

Conclusion générale et perspectives

Le formalisme des distributions généralisées de partons (GPD) permet d'unifier différentes visions de la structure du nucléon. En effet, ces distributions font la corrélation entre la position transverse des quarks accessibles via les facteurs de forme et les fractions d'impulsion longitudinale contenues dans les fonctions de distribution de parton. L'extraction de ces distributions représente un des objectifs majeurs de la physique hadronique. La réaction la plus simple permettant d'accéder aux GPD est l'électroproduction de photon sur un nucléon. En effet, un des processus contribuant à cette réaction est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ pour lequel un photon virtuel interagit avec un des quarks du nucléon qui va émettre un photon réel. Ce processus est en compétition avec le processus de Bethe-Heitler (BH) où le photon réel est produit par l'électron. Il est ainsi bien difficile d'isoler la contribution du DVCS. Pour contourner cette difficulté nous pouvons mesurer les asymétries de spin du faisceau qui sont sensibles essentiellement au terme d'interférence BH-DVCS (la contribution de BH est bien connue quant à elle) et qui sont plus faciles à mesurer expérimentalement.

L'expérience E01-113 (e1-dvcs) est dédiée à l'étude de la réaction DVCS. Elle se divise en deux parties : la première (e1-dvcs1) s'est déroulée en 2005 et la seconde (e1-dvcs2) s'est déroulée de la fin 2008 à janvier 2009. Le travail de cette thèse concerne la deuxième partie e1-dvcs2.

Pour la sélection des événements DVCS une identification standard et similaire à e1-dvcs1 a été effectuée. Des coupures exclusives permettent ensuite d'assurer l'exclusivité de la réaction. Parmi ces coupures, une déviation du pic d'énergie de masse manquante dans le cas où le photon est détecté dans le calorimètre interne a été observée. Plusieurs investigations ont été menées pour comprendre l'origine de ce problème. Pour le moment il semblerait que le problème soit lié à une mauvaise reconstruction des événements dans le calorimètre interne (IC). Pour corriger cela une modification de l'algorithme de reconstruction du IC est envisagée.

Des asymétries de spin du faisceau ont été calculées à partir des événements DVCS sélectionnés, dans une vaste région cinématique ($2 < Q^2 < 4,5 \text{ GeV}^2$, $0,1 < x_B < 0,58$, $0,09 < -t < 1,8 \text{ GeV}^2$). La soustraction du bruit de fond provenant des π^0 n'a pas encore été faite par manque de temps. Cette soustraction ainsi que des corrections sur les impulsions et les angles des particules chargées seront effectuées ultérieurement avant la publication de ces résultats. Ces résultats préliminaires montrent un bon accord avec les données soustraites de bruit de fond des pions d'e1-dvcs1 à petit Q^2 et x_B . A plus haut Q^2 et x_B les asymétries d'e1-dvcs2 sont systématiquement plus petites que celles d'e1-dvcs1 étant donné que la contamination en pions est plus grande dans cette région. En effet, bien que la différence de sections efficaces pour différents états d'hélicités soit faible pour les événements π^0 , la section efficace totale ne l'est pas et s'ajoute au dénominateur de l'asymétrie de spin du faisceau ce qui

diminue son amplitude.

Avec une configuration légèrement différente (cible plus large placée plus près du calorimètre interne) et un système de déclenchement améliorée, les résultats sont compatibles entre les deux parties de l'expérience e1-dvcs. Il sera ainsi possible de combiner les données afin d'avoir une plus grande statistique. Cela sera particulièrement intéressant dans les intervalles à grand Q^2 où les erreurs statistiques sont importantes.

L'amélioration de CEBAF à 12 GeV va permettre de mesurer la réaction DVCS dans un domaine cinématique à grand Q^2 et x_B . Afin de tirer le meilleur profit de cette augmentation d'énergie des électrons, une mise à niveau du spectromètre CLAS sera effectuée. La principale innovation de CLAS12 sera l'installation d'un détecteur central afin d'améliorer la reconstruction des trajectoires de particules chargées. Le CEA est notamment impliqué dans l'amélioration des performances du détecteur central. Des études ont démontré qu'une solution combinant les détecteurs silicium et des Micromegas dans le trajectographe central serait la plus avantageuse.

La dernière partie de cette thèse est consacrée au développement des détecteurs Micromegas pour CLAS12. Le détecteur Micromegas fait partie d'une nouvelle génération de détecteur gazeux à micropistes qui peut fonctionner à très haut flux de particules grâce à une évacuation rapide des charges. Ses performances ainsi que la faible quantité de matière qu'il représente en font un candidat pour remplacer une partie des détecteurs silicium dans le détecteur central. L'implantation de détecteurs Micromegas dans le spectromètre CLAS12 présente des défis majeurs. L'exposition au champ magnétique transverse aux pistes implique une déviation de la trajectoire des électrons de dérive. Les contraintes d'encombrement imposent de déporter l'électronique de traitement de signal. Enfin, la forme optimale des détecteurs devra être courbée. Ce dernier point a été rendu possible grâce au développement d'un nouveau procédé de fabrication (en *bulk*) et l'utilisation de planchers fins.

Cette partie décrit la mise au point de dispositifs expérimentaux, ainsi que le développement de programmes pour l'acquisition des données et leur analyse qui ont été effectués durant la thèse. Deux tests à bas (1,5 T) et haut (4,2 T) champs magnétique ont été réalisés validant l'utilisation de ces dispositifs dans un fort champ magnétique transverse aux pistes. Enfin une étude sur le bruit induit par les limandes avale l'utilisation d'une électronique déportée.

D'après les simulations, il semble aujourd'hui que la solution optimale consiste en l'utilisation de Micromegas courbés avec des détecteurs silicium dans le détecteur central. Ces détecteurs seraient disposés suivant 3 configurations : 1) à plat avec un champ magnétique colinéaire au champ électrique de dérive E_d (détecteur avant), 2) courbé avec un champ magnétique perpendiculaire aux pistes et à E_d (détecteur Y) et 3) courbé avec un champ magnétique colinéaire aux pistes (détecteur Z). Dans le cas

du détecteur Z, les électrons sont déviés par un angle appelé angle de Lorentz. Dans des conditions standard d'utilisation, cet angle empêcherait le bon fonctionnement des Micromegas. Plusieurs solutions ont été proposées pour diminuer cette déviation des électrons (choix du gaz, diminution de l'espace de dérive et augmentation du champ électrique). Les simulations ont montré qu'il était possible de trouver un bon point de fonctionnement.

Afin de mesurer l'angle de Lorentz, il a fallu mettre au point un dispositif expérimental permettant de produire des électrons primaires de manière contrôlée. En s'inspirant d'une expérience sur la mesure de vitesse de dérive des électrons, nous avons mis au point une procédure basée sur l'extraction d'électrons sur l'électrode de dérive par la focalisation d'un faisceau laser.

Des détecteurs Micromegas de petite surface ($3 \times 3 \text{ cm}^2$) ont été utilisés dans un champ magnétique allant jusqu'à 1,5 T au CEA. L'étude du comportement de l'angle de Lorentz avec le champ électrique s'est révélé être en parfait accord avec les simulations ce qui nous a motivé pour reproduire ces tests à plus haut champ magnétique.

Pour cela des tests ont été menés dans le solénoïde de CLAS dans un champ magnétique de 4,2 T avec des détecteurs de plus grande dimension ($11,5 \times 50 \text{ cm}$). Les résultats obtenus ont montrés une fois de plus un bon accord avec les simulations et ont démontré que l'angle de Lorentz pouvait être réduit en-deça de 20° .

Etant donné le peu d'espace disponible, l'électronique du traitement des signaux doit être déportée. La longueur des limandes utilisées pour relier les pistes à l'électronique devra être de l'ordre de 1,5 m. Le bruit induit par ces limandes doit être pris en compte afin de ne pas noyer notre signal (ce sera particulièrement le cas des particules au minimum d'ionisation). Le calcul du bruit intrinsèque des limandes en fonction de leur longueur a montré que bruit induit n'était pas rédhibitoire pour leur utilisation.

D'autres tests ont été effectués depuis. Des tests avec des cosmiques menés à Saclay ont permis de mesurer la résolution spatiale des détecteurs. Ces résolutions sont compatibles avec nos prévisions. Des études approfondies pour évaluer le taux de claquages en fonction des champs électrique et magnétique ont été menées à COMPASS et dans CLAS avec des détecteurs plats. Les résultats préliminaires indiquent que ce taux de claquage peut être diminué par l'ajout de feuilles de GEM (Gas Electron Multiplier). Pour valider complètement l'utilisation des Micromegas dans CLAS12, il faudrait encore les tester en configuration courbée en faisceau et/ou avec un champ magnétique.

Les Micromegas utilisés dans les trajectographes avant ne présentent pas de défi majeur. Cependant, comme ils sont situés dans une région où le flux de particules est plus important et que le champ magnétique aura tendance à focaliser les électrons, le taux de claquages sera plus important. Des tests ont été menés à JLab durant l'été 2010 et dont les données sont en cours d'analyse.

Grâce au savoir acquis dans les expériences à 6 GeV et à l'aide de ces détecteurs de nouvelle génération, des mesures d'asymétries et de section efficace sont attendus dans de grands intervalles cinématiques et avec une grande statistique. Ces nouvelles données permettront de mieux contraindre les modèles de distribution généralisée de partons actuels et devraient ainsi permettre à terme d'obtenir une cartographie tri-dimensionnelle du nucléon.

Bibliographie

- [1] R. Hofstadter, H.R. Fechter, J.A. McIntyre, *Phys. Rev.* 91 (1953) 422-423.
- [2] E.D. Bloom, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 930.
- [3] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 1415-1417.
- [4] X. Ji, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 610.
- [5] A.V. Radyushkin, *Phys. Rev. Lett. B* 380 (1996) 417.
- [6] V. Burkert, L. Elouadhriri, M. Garçon, S. Stepanyan, *et al.*, CEBAF experiment E01-113.
- [7] G. Charpak, *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* 62 (1968) 262.
- [8] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak, *NIM A* 376 (1996) 29.
- [9] V.D. Burkert, arXiv :0810.4718v2 [hep-ph] 7 Nov 2008.
- [10] R. Hofstadter, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 7 :231, 1958.
- [11] R.W. McAllister, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* 102 (1956) 851-856.
- [12] E.D. Blum, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 930-934
- [13] M. Breidenbach, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 935-939
- [14] R.P. Feynman, *Proceedings of the 3rd Topical Conference on High Energy Collision of Hadrons*, Stony Brook, N. Y. (1969)
- [15] J.D. Bjorken et E.A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, *Phys. Rev.* 185, 1975-1982 (1969).
- [16] M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Lett.* 8 (1964) 214-215.
- [17] J.P. Ralston and B. Pire, *Phys. Rev. D* 66 (2002) 111501.
- [18] R.L. Jaffe and A. Manohar, *Nucl. Phys. B* 337 (1990) 509.
- [19] G. Zweig, CERN reports, TH-401, TH-412, 1964.
- [20] D. Hash, *Nucl. Phys. B* 191 (2009) 79-87.
- [21] V.Y. Alexakhin, *et al.*, *Phys. Rev. Lett. B* 647 (2007) 8.
- [22] E.S. Ageev, *et al.*, *Phys. Lett. B* 633 (2006) 25.

- [23] A.V. Belitsky, D. Mueller and A. Kirchner, Nucl. Phys. B 629 (2002) 323.
- [24] F.X. Girod, *Diffusion Compton Profondément Virtuelle avec le détecteur CLAS pour une étude des distributions de partons généralisées*, thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg 1 (2006).
- [25] B. Moreno, *Etude de l'asymétrie de spin du faisceau à 6 GeV pour l'électroproduction d'un état résonnant Δ^+ et d'un photon sur le proton ($ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$) avec le détecteur CLAS*, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud XI (2009).
- [26] F.X. Girod, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) .
- [27] S. Stepanyan, *et al.* (CLAS collaboration), Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 182002.
- [28] P. Bertin, C. Hyde-Wright, R. Ransome, F. Sabatié, *et al.*, CEBAF experiment E00-110.
- [29] P. Bertin, C. Hyde-Wright, F. Sabatié, E. Voutier, *et al.*, CEBAF experiment E03-106.
- [30] V. Burkert, L. Elouadhriri, M. Garçon, R. Niyazov, *et al.*, CEBAF experiment E06-003.
- [31] A. Biselli, L. Elouadhriri, K. Joo, S. Niccolai, *et al.*, CEBAF experiment E05-114.
- [32] C. Adloff, *et al.* (H1 Collaboration), Phys. Lett. B 517 (2001) 47.
- [33] S. Chekanov, *et al.* (ZEUS Collaboration), Phys. Lett. B 573 (2003) 46.
- [34] A. Airapetian, *et al.* (HERMES Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 182001.
- [35] N. d'Hose, *et al.*, Eur. Phys. J. A. 19 (2004) SUPPL147.
- [36] M.D. Mestayer *et al.*, JLAB-PHY-99-11, 2000. 31pp. Published in Nucl.Instrum. Meth. A449 :81-111,2000.
- [37] M. Amarian *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 460 (2001) 239.
- [38] A. Freyberg, Getting started with the CLAS REConstruction and analySIS framework (RECSIS), <http://www.jlab.org/freyberg/recsis.html> (accès restreint)
- [39] E. McClellan, DC Calibration Help Page for trk_mon_lite and dc3 : <http://hadron.physics.fsu.edu/mcclellan/calibration.html> (accès restreint).
- [40] S.A. Morrow, M.D. Mestayer, Drift Chamber Alignment : Software and Procedures, CLAS-NOTE 2002-010 (2002).
- [41] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, M. Guidal, Phys. Rev. D 60 (1999) 094017.
- [42] S. Aune, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 604 (2009) 53.
- [43] A. Oed, Nucl. Inst. and Meth. 263 (1988) 351.
- [44] F. Angelini, R. Bellazzini, A. Brez, M.M. Massai, G. Spandre and M.R. Torquati, Nucl. Inst. and Meth. 283 (1989) 69.

- [45] R. Bouclier, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. 323 (1992) 236.
- [46] R. Bouclier, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 396 (1997) 50.
- [47] D. Thers, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 504 (2003) 161.
- [48] G. Puill, *Le développement de Micromegas, un nouveau détecteur de position à micro-grille*, thèse de l'université de Caen (2000).
- [49] D. Thers, *Développement du détecteur gazeux MICROMEGAS pour l'expérience COMPASS*, thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (2001).
- [50] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, STMP, 1993.
- [51] B. Siter, G.I. Merson, V.A. Chechin, Yu.A. Budagov, Ionization Measurements in High Energy Physics, STMP 124, 1993.
- [52] F. Sauli, Prep. CERN 77-09, Sects. 2.2-5 (1997).
- [53] H.E. Rose, S.A. Korff, Phys. Rev. 59, 850. Sect. 2.5 (1941).
- [54] H. Raether, Z. Phys. 112 (1939) 464.
- [55] H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases, Butterworths, 1964.
- [56] S.F. Biagi, Nucl. Inst. and Meth. A 421 (1999) 234.
- [57] S. Procureur, Simulation of Micromegas detectors for the CLAS12 central tracker, CLAS Note 2007-004.
- [58] F. Kunne, *et al.*, Nucl. Phys. A 721 (2003) 1087.
- [59] I. Giomataris, *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A 560 (2006) 405.
- [60] C. Lahonde-Hamdoun, communication privée.
- [61] P. Colas, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 478 (2002) 215.
- [62] E. Delagnes, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-47 (4) (2000) 1447.
- [63] J. Bouchez, *et al.*, "Bulk Micromegas detectors for large TPC applications", Nucl. Instrum. Methods, 2007.
- [64] P. Konczykowski, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 612 (2009) 274.