



HAL
open science

Etude de la structure partonique de l'hélium

Yohann Perrin

► **To cite this version:**

Yohann Perrin. Etude de la structure partonique de l'hélium. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT: 2012GRENY092 . tel-00845950

HAL Id: tel-00845950

<https://theses.hal.science/tel-00845950v1>

Submitted on 18 Jul 2013

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Yohann Perrin

Thèse dirigée par **Eric Voutier**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (Grenoble)**
et de **Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

Etude de la structure partonique du noyau d'hélium

Thèse soutenue publiquement le **19 octobre 2012**,
devant le jury composé de :

Pr. Johann Collot

Professeur, Université Joseph Fourier (Grenoble), Président

Dr. Hélène Fonvieille

Directrice de Recherche, Laboratoire de Physique Corpusculaire (Clermont-Ferrand), Rapporteur

Dr. François-Xavier Girod

Staff scientist, Jefferson Laboratory (Newport News), Examineur

Dr. Michel Guidal

Directeur de Recherche, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Rapporteur

Dr. Franck Sabatié

Ingénieur de Recherche, Commissariat à l'Énergie Atomique de Saclay, Examineur

Dr. Eric Voutier

Directeur de Recherche, Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (Grenoble), Directeur de thèse



Résumé

La structure des nucléons et des noyaux a été intensivement étudiée au cours du vingtième siècle au travers de la diffusion élastique d'électrons (mesure des facteurs de forme électromagnétique) et de la diffusion profondément inélastique (mesure des distributions de partons). Le formalisme des distributions généralisées de partons (GPD) a permis d'unifier les facteurs de forme et les distributions de partons. Ce lien procure une source d'information unique sur la dynamique des partons, telle la distribution des forces nucléaires et de moment orbital au sein des hadrons. L'accès expérimental le plus simple aux GPD est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), correspondant à l'électroproduction dure d'un photon réel. Tandis que plusieurs expériences se sont déjà focalisées sur la réaction DVCS sur le nucléon, les expériences sur une cible nucléaire s'avèrent plus rares. Cette thèse se concentre sur l'étude du canal DVCS cohérent sur l'hélium 4, avec pour objectif l'extraction des parties réelle et imaginaire du facteur de forme Compton via l'asymétrie de spin du faisceau.

Abstract

The structure of the nucleons and of the nuclei was actively studied during the twentieth century through electron elastic scattering (measuring the electromagnetic form factors) and deep inelastic electron scattering (measuring the parton distributions). The formalism of generalized parton distributions (GPD) achieved the unification of the form factors and the parton distributions. This link gives a source of information about parton dynamics, such as the distribution of nuclear forces and orbital momentum inside hadrons. The easiest experimental access to the GPD is the deeply virtual Compton scattering (DVCS), which corresponds to the hard electroproduction of a real photon. While several experiments focussed on DVCS off the nucleon, only a few experiments studied DVCS off a nuclear target. This thesis is dealing with the study of the coherent channel of DVCS off helium 4, with the aim to extract the real and imaginary parts of the Compton form factor thanks to the beam spin asymmetry. generalized parton distribution, GPD, deep virtual Compton scattering, DVCS, Compton form factor, nucleus, helium

Remerciements

Je tiens tout particulièrement à remercier Eric, mon directeur de thèse. Je le remercie chaleureusement pour son aide et pour la patience dont il a fait preuve au cours de ces années (et il en aura eu besoin avec moi). Je le remercie aussi pour sa compréhension face à mes tendances cleptomane lorsque je suis à proximité de cookies.

Je remercie également Johann Collot pour avoir accepté d'être président du jury, mais également pour prouver qu'un lorrain peut faire une brillante carrière en physique.

Je remercie ensuite Hélène Fonvieille pour la minutie de ses corrections et le temps qu'elle a accordé à son rôle de rapporteur.

Je remercie aussi Michel Guidal pour la pertinence de ses remarques sur la physique de cette expérience.

Mes remerciements vont aussi à Franck Sabatier, qui ne m'a pas demandé de faire une démonstration au tableau lors de ma soutenance, comme il a pu le vivre lui-même !

Merci à FX Girod qui a accepté d'être examinateur de cette thèse malgré la distance. J'ai beaucoup apprécié ses conseils et son humour.

Mes remerciements vont ensuite à Stepan Stepanian, véritable mine de connaissances et pilier du hall B de JLab. Il est l'un des moteurs de la collaboration.

Mes pensées vont également à Jean-Sébastien Réal pour toute l'aide qu'il m'a apporté, que ce soit en physique ou en informatique.

Je remercie les différents membres du LPSC qui ont rendu mon passage dans ce laboratoire agréable, ainsi que le personnel de JLab pour son accueil. Je remercie de plus tous les membres de la Collaboration CLAS ainsi que du GDR Nucléon.

REMERCIEMENTS

Je souhaite également remercier Jonathan, qui m'a prouvé qu'il est possible de conduire une voiture dont une partie de la toiture tient grâce à du scotch, ainsi que les autres thésards que j'ai pu rencontrés à JLab, notamment Vivien qui est devenu mon colloc' pendant quelques mois.

Je remercie aussi mes amis qui m'ont soutenu au cours de ces années. Je pense tout particulièrement (même si ce ne sont pas les seuls) à Camille et Thomas, à Géraldine, et à Brice.

Enfin mes remerciements vont à ma famille. Notamment mon frère Loïc et ma belle-soeur Anne qui m'ont patiemment écouté me plaindre lorsque je saturais, et qui m'ont conseillé grâce à leur vécu d'anciens thésards. Je remercie aussi ma soeur Cassandra et mes parents pour leur soutien.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Remerciements	v
Table des matières	1
Table des figures	5
Liste des tableaux	9
Introduction	11
1 Structure en partons des nucléons	15
1 Les distributions de Wigner	16
2 Les distributions généralisées de partons	18
2.1 Définition et interprétation physique	18
2.2 Propriétés remarquables	19
3 Détermination expérimentale des GPD	22
3.1 Lepto-production de photons	23
3.2 Séparation des facteurs de forme Compton	28
3.3 Séparation des saveurs	31
3.3.1 Lepto-production de photons sur le neutron	31
3.3.2 Lepto-production de mésons	34
2 Structure en partons des noyaux	37
1 Spécificités des cibles nucléaires	38
1.1 Le canal cohérent	38
1.2 Le canal incohérent	41
1.3 Status expérimental	43
2 Particularités des cibles sans spin	45
2.1 Distributions généralisées de partons	45
2.2 Diffusion Compton virtuelle	46
2.3 Asymétrie de spin du faisceau	48
3 L'expérience He-DVCS au Jefferson Laboratory	49

3.1	Objectifs	49
3.2	Espace de phase	50
3	Dispositif instrumental	55
1	L'accélérateur CEBAF	55
2	Le détecteur CLAS	57
3	Le Calorimètre Interne	60
4	La RTPC	62
4.1	Caractéristiques de la RTPC	62
4.2	Des lignes de dérive à la trace	63
4.3	Reconstruction de la trace hélicoïdale	68
4	Sélection et qualité des données	69
1	Calibration de CLAS	69
1.1	Scintillateurs	69
1.2	Chambres à dérive	69
1.3	Calorimètre électromagnétique	70
1.4	Calorimètre interne	71
1.5	Compteur Čerenkov	72
2	Calibration de la RTPC	73
3	Identification des particules	77
3.1	Identification des électrons	77
3.2	Identification des photons	79
3.3	Identification des protons	80
3.4	Identification des noyaux d'hélium	81
3.5	Améliorations possibles de l'identification des particules	82
4	Etude qualitative des données expérimentales	85
4.1	Sélection du canal incohérent	85
4.2	Conclusions sur la qualité des données	87
5	Etude du canal cohérent de la réaction DVCS sur l'hélium	91
1	Sélection des événements DVCS	91
2	Considérations sur le bruit de fond physique	94
2.1	Contamination par le canal incohérent	94
2.2	Contamination par les pions	97
3	Résultats expérimentaux	98
3.1	Asymétrie de spin du faisceau expérimentale	98
3.2	Dépendance en t	102
3.3	Dépendance en Q^2	105
3.4	Dépendance en x_B	108
4	Interprétation des données	111
4.1	Extraction du facteur de forme Compton	111
4.2	Compréhension des données	116

Conclusion	121
A Espace de phase du canal cohérent du DVCS	123
B Dépendance en ϕ des coefficients α_i	125
Bibliographie	131

Table des figures

1.1	Paramétrisation des GPDs	18
1.2	Représentation 3D des hadrons	19
1.3	Lien entre DVCS et DIS	20
1.4	Règle de somme des GPD	21
1.5	Diagramme de la réaction DVCS	22
1.6	Diagrammes de la réaction BH	23
1.7	Cinématique de la réaction DVCS	24
1.8	Signatures du DVCS	26
1.9	Dépendance en Q^2	27
1.10	Asymétrie de charge du faisceau à HERMES	28
1.11	Asymétrie de spin du faisceau à CLAS	29
1.12	Asymétrie de cible longitudinale	31
1.13	Contribution du moment angulaire des quarks au spin du nucléon	32
1.14	Diagramme de la réaction DVMP	34
1.15	Production de mésons ρ^0 sur l'hydrogène	35
2.1	Effet EMC	38
2.2	DVCS cohérent	39
2.3	Rapport EMC généralisé	41
2.4	DVCS incohérent	42
2.5	Comparaison des asymétries de spin du faisceau	43
2.6	Mesures du DVCS nucléaire à HERMES	44
2.7	Comparaison des données HERMES aux prédictions théoriques	45
2.8	Espace de phase (x_A, Q^2)	51
2.9	Espace de phase (x_B, Q^2)	51
2.10	Espace de phase (x_A, t) pour différentes valeurs de Q^2	52
2.11	Espace de phase (Q^2, t)	52
2.12	Espace de phase (x_A, t)	53
3.1	CEBAF	56
3.2	Polarisation	57
3.3	CLAS	58
3.4	Compteurs Čerenkov	58

3.5	Scintillateurs	59
3.6	Calorimètre Electromagnétique	60
3.7	Calorimètre Interne	61
3.8	Zone centrale de la RTPC	62
3.9	Principe de fonctionnement de la RTPC	63
3.10	Définition de la variable de temps t	65
3.11	Définition de la variable ϕ_{hit}	66
3.12	$Delta\phi$, Δz , $\Delta\theta$ et $Delta\phi$ en fonction de κ_3	67
4.1	Résiduel des chambres à dérive	70
4.2	Différence entre le temps mesuré dans EC et dans SC	71
4.3	Calibration en énergie de IC	72
4.4	Calibration en temps de IC	73
4.5	Définition des bins(ϕ,θ).	74
4.6	Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p pour les événements élastiques.	75
4.7	Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p pour les événements élastiques.	76
4.8	Coupure sur le vertex	77
4.9	Coupure sur E_{in} (EC)	78
4.10	Coupure sur E_{tot}/p en fonction de p (EC)	79
4.11	Distribution des événements dans IC.	80
4.12	Distribution des événements dans EC.	81
4.13	Distribution de la position des vertex dans la RTPC en fonction de la position des vertex dans CLAS	82
4.14	Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p	83
4.15	Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p	84
4.16	Corrélation entre les énergies théoriques et mesurées du photon du canal incohérent	86
4.17	Corrélation angulaire entre le proton et le photon	86
4.18	Masse manquante du canal incohérent	87
4.19	Événements sélectionnés pour le canal incohérent	88
4.20	Signal d'hélicité	89
4.21	Asymétrie de spin de faisceau	89
5.1	Corrélation entre les énergies théoriques et mesurées du photon du canal cohérent	92
5.2	Corrélation angulaire entre le photon et le noyau d'hélium	92
5.3	Impulsion transverse manquante du canal cohérent	93
5.4	Masse manquante du canal cohérent	93
5.5	Espaces de phase des événements sélectionnés pour le canal cohérent	94

5.6	Distribution des pertes d'énergie (dE/dx) en fonction de p pour les candidats du canal ${}^4\text{He}(e, e'\gamma){}^3\text{H}$ satisfaisant aux conditions d'identification des ${}^4\text{He}$	95
5.7	Masse manquante des tritiums identifiés comme des hélium 4	96
5.8	Masse invariante des deux photons sélectionnés	97
5.9	Masse manquante du canal de contamination par les π^0	98
5.10	Signal d'hélicité du canal cohérent	99
5.11	Asymétrie de spin de faisceau intégrée du canal cohérent	99
5.12	Distribution en $-t$ des événements candidats He-DVCS sélectionnés	102
5.13	Asymétrie de spin de faisceau pour différents intervalles de l'espace des phases selon t	104
5.14	Distribution en Q^2 des événements candidats He-DVCS sélectionnés	105
5.15	Asymétrie de spin de faisceau pour différents intervalles de l'espace des phases selon Q^2	107
5.16	Distribution en x_B des événements candidats He-DVCS sélectionnés	108
5.17	Asymétrie de spin de faisceau pour différents intervalles de l'espace des phases selon x_B	110
5.18	Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour les bins t	113
5.19	Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour les bins en Q^2	114
5.20	Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour pour les bins en x_B	115
5.21	Comparaison de $\Im m(\mathcal{H}_A)$ obtenue à partir des données avec le modèle de V. Guzey	118
5.22	Comparaison de $\Re e(\mathcal{H}_A)$ obtenue à partir des données avec le modèle de V. Guzey	119
5.23	Comparaison de l'amplitude de l'asymétrie à 90° obtenue à partir des données avec le modèle de V. Guzey	120
B.1	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 0).	126
B.2	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 1).	126
B.3	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 2).	127
B.4	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 3).	127
B.5	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 4).	128
B.6	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 5).	128
B.7	Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 6).	129

Liste des tableaux

3.1	Valeur des coefficients caractérisant les lignes de dérive des électrons	66
3.2	Valeur des coefficients de la correction à l'angle des équations de dérive	67
5.1	Cinématique moyenne de chaque bin	100
5.2	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau	101
5.3	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 0)	103
5.4	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 1)	103
5.5	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 2)	106
5.6	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 3)	106
5.7	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 4)	108
5.8	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 5)	109
5.9	Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau (bin 6)	109
5.10	Valeurs des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton	111
5.11	Valeurs des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton lorsque α_3 est négligé	112

Introduction

Depuis l'invention du microscope optique au début du dix-septième siècle, les scientifiques ont observé la structure du monde grâce à la diffusion de lumière (photons). A l'échelle macroscopique, le grossissement de différents objectifs permet d'observer des détails de plus en plus fins avec le même détecteur (l'oeil). A l'échelle microscopique, l'adaptation de l'éclairage à la taille de l'objet étudié via la longueur d'onde des photons permet d'observer la structure interne de l'objet. Au fur et à mesure des avancées technologiques, les scientifiques ont ainsi pu observer leur environnement à des échelles toujours plus petites, en utilisant pour sonde (par exemple) des photons de plus en plus grande énergie.

Cependant la longueur d'onde des photons constitue une limite pour l'étude de la structure nucléaire. Au cours du vingtième siècle, une sonde adaptée à l'étude de la structure hadronique a été utilisée dans de nombreuses expériences : l'électron. Celui-ci apparaît alors comme une source élémentaire de photons de durée de vie inférieure à la limite de Heisenberg. Le champ de connaissance de la physique hadronique a ainsi été élargi grâce à l'étude intensive de la diffusion élastique [1], processus exclusif, et de la diffusion profondément inélastique (DIS) [2], processus inclusif.

La diffusion élastique d'électrons a permis la mesure de facteurs de forme électromagnétiques à partir desquels les distributions de charge et de magnétisation des objets observés sont déterminées [3].

La diffusion profondément inélastique a permis quant à elle la mesure des distributions de partons, décrites par le modèle des partons. Selon ce dernier, les différents constituants des hadrons (qu'il s'agisse de quarks, d'antiquarks ou de gluons) sont regroupés dans la notion de partons. Au cours d'un processus dur, la sonde interagit avec ces partons et non pas avec l'objet macroscopique que constitue la cible contenant ces partons. Le parton qui interagit avec la sonde porte alors une fraction de l'impulsion de la cible définie par la variable de Bjorken x_B . Les distributions de partons mesurent alors la densité de probabilité de trouver un certain type de parton portant une fraction x_B de l'impulsion longitudinale du hadron cible. Plus strictement, ces distributions dépendent également de la longueur d'onde (échelle) associée à la sonde, l'invariance d'échelle étant

interprétée comme une interaction avec un objet ponctuel, le parton [4].

Ces expériences indépendantes ont abouti à des mesures décorréliées de la même réalité physique qu'est la structure du nucléon, limitant de fait la profondeur des connaissances scientifiques. A la fin du vingtième siècle, un nouveau formalisme a permis d'unifier les facteurs de forme et les distributions de partons : les distributions généralisées de partons (GPD) [5]. Selon ce formalisme, les facteurs de forme et les distributions de partons dérivent d'une même distribution mère caractérisant la distribution des partons dans un espace multi-dimensionnel en position et en impulsion [6]. Le lien opéré par les distributions généralisées de partons entre ces différentes observables expérimentales de la structure des hadrons offre la possibilité d'effectuer une femto-tomographie des hadrons [7–10] et procure une source d'information unique sur la dynamique des partons, telle la distribution des forces nucléaires [11] et de moment orbital [12] au sein des hadrons.

La détermination expérimentale complète des ingrédients du formalisme des GPD nécessite la mesure de nombreuses observables. Par exemple, un objet de spin $1/2$ comme le nucléon sera décrit par un ensemble de 8 GPD pour chaque saveur de quark et pour les gluons. De nombreuses expériences sont donc nécessaires pour compléter la mesure de toutes ces distributions, et le travail présenté ici ne constitue qu'une brique de ce vaste travail expérimental.

L'accès expérimental le plus simple aux GPD est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), correspondant à l'électro-production dure d'un photon réel. La réaction DVCS est indiscernable du processus Bethe-Heitler mais la sensibilité différente de ces processus à la charge et à la polarisation du faisceau incident (sonde) permet de séparer les amplitudes de réaction. De plus, les GPD intervenant sous forme de combinaison linéaire et bi-linéaire dans les observables DVCS, il est nécessaire de disposer d'une cible polarisée pour extraire chacune d'entre elles. Un vaste programme expérimental impliquant des faisceaux de leptons de différentes charges et polarisations et des cibles polarisées dans différentes orientations est donc requis pour une étude exhaustive de la structure du nucléon. Ce programme, débuté de manière exploratoire il y a quelques années à une énergie incidente de 6 GeV au Jefferson Laboratory (JLab), trouvera bientôt sa plus prometteuse réalisation avec l'augmentation de l'énergie de JLab à 12 GeV [13] et le prochain démarrage du programme DVCS de l'expérience COMPASS [14] au CERN.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans ce vaste contexte expérimental d'étude de la structure des hadrons via la détermination des GPD. Alors que plusieurs expériences ont déjà été dédiées à la mesure des GPD du nucléon, proton et neutron, peu de travaux expérimentaux ont à ce jour été consacrés à l'étude des

cibles nucléaires. Outre son attrait systématique, l'étude de telles cibles permettrait de déterminer la structure en partons des noyaux et pourrait potentiellement contribuer à l'explication de l'effet EMC [15] qui caractérise l'influence de la structure nucléaire sur les partons.

L'expérience E08-024 [16] a eu lieu dans le hall expérimental B du Jefferson Laboratory (Newport News, Virginie, Etats-Unis), avec pour but l'exploration de la diffusion Compton profondément virtuelle sur une cible gazeuse d'hélium 4. Les travaux détaillés dans le présent manuscrit dressent une première analyse des données du canal cohérent de la réaction DVCS sur l'hélium 4. Ils sont discutés ci-après de la façon suivante :

- le premier chapitre décrit le contexte théorique et expérimental des GPD du nucléon ;
- le second chapitre concerne le cadre expérimental de l'expérience E08-024 et apporte les compléments nécessaires au sujet des GPD d'une cible nucléaire ;
- le troisième chapitre décrit le dispositif expérimental nécessaire à la mesure de la réaction DVCS sur l'hélium 4 dans le hall B de JLab ;
- le quatrième chapitre présente les techniques et méthodes de l'analyse des données expérimentales ;
- le dernier chapitre est une discussion des résultats préliminaires obtenus pour le canal DVCS cohérent.

Chapitre 1

Structure en partons des nucléons

Deux types de réactions de diffusion d'électrons ont fortement contribué à notre connaissance de la structure des nucléons : la diffusion élastique et la diffusion profondément inélastique. L'étude de la diffusion élastique d'électrons a permis la mesure des facteurs de forme électromagnétiques [1], tandis que l'étude de la diffusion profondément inélastique a permis la mesure de fonctions de structure [2], les distributions de partons.

Selon le modèle des partons, les hadrons sont constitués de partons (terme générique regroupant quarks, antiquarks et gluons). Au cours d'un processus dur, l'interaction ne s'effectue pas entre la sonde électromagnétique et le hadron de façon cohérente, mais entre la sonde et l'un des partons de la cible. Dans le référentiel de moment infini, ce parton porte alors une fraction x_B de l'impulsion longitudinale du hadron

$$x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (1.1)$$

où :

- p est la quadri-impulsion de la cible et M sa masse ;
- q est la quadri-impulsion du photon virtuel échangé et Q^2 sa virtualité définie par

$$Q^2 = -q^2 = |\vec{q}|^2 - \nu^2 \stackrel{\text{labo}}{=} 4EE' \sin^2(\theta_e/2) \quad (1.2)$$

avec E et E' l'énergie, respectivement, des électrons incident et diffusé, $\nu = E - E'$ celle du photon virtuel et θ_e l'angle de diffusion de l'électron, ces grandeurs étant définies dans le référentiel du laboratoire.

Bien qu'issues d'expériences profondément différentes, les facteurs de forme et les distributions de partons proviennent d'une même réalité physique que l'on peut représenter sous forme d'une distribution originelle de Wigner [6].

Ce chapitre présente le formalisme global des distributions généralisées de partons à partir des distributions de Wigner et décrit les techniques et méthodes expérimentales utilisées ou envisagées pour une étude exhaustive de la structure du nucléon.

1 Les distributions de Wigner

Les distributions de Wigner [17] sont un équivalent quantique des distributions d'espace de phase. A la limite classique ($\hbar \rightarrow 0$), la distribution de Wigner devient une distribution d'espace de phase classique.

Considérant un système quantique unidimensionnel avec pour fonction d'onde $\psi(x)$, sa distribution de Wigner s'écrit

$$W(x, p) = \int d\eta e^{i p \eta} \psi^*(x - \eta/2) \psi(x + \eta/2) \quad (1.3)$$

où il a été implicitement défini $\hbar = 1$. L'intégration sur x permet d'obtenir la densité d'impulsion $|\psi(p)|^2$, tandis que l'intégration sur p permet d'obtenir la densité spatiale $|\psi(x)|^2$. Pour des valeurs de x et p quelconques, la distribution de Wigner n'est pas nécessairement positive et ne peut donc pas toujours être interprétée comme une densité de probabilité.

Cependant, un système constitué de quarks et de gluons relativistes ne peut être décrit par des fonctions d'onde mais doit être modélisé par des champs. Afin de pouvoir utiliser les distributions de Wigner dans le cadre de la théorie quantique des champs, l'opérateur de Wigner a été introduit

$$\widehat{\mathcal{W}}_{\Gamma}(\vec{r}, k) = \int d^4\eta e^{i k \cdot \eta} \bar{\Psi}(\vec{r} - \eta/2) \Gamma \Psi(\vec{r} + \eta/2) \quad (1.4)$$

où \vec{r} est la position du quark, k sa quadri-impulsion et η la séparation spatio-temporelle. Γ est une matrice de Dirac liée au type de distribution de quark considérée. L'opérateur de Wigner peut être un opérateur vectoriel, axial, ou tensoriel en fonction du choix de Γ . La distribution quantique d'espace de phase du quark dans le nucléon s'écrit alors

$$\begin{aligned} W_{\Gamma}(\vec{r}, k) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} \langle \vec{q}/2 | \widehat{\mathcal{W}}_{\Gamma}(\vec{r}, k) | -\vec{q}/2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \langle \vec{q}/2 | \widehat{\mathcal{W}}_{\Gamma}(0, k) | -\vec{q}/2 \rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

où les états d'onde plane sont normalisés de façon relativiste. Cette distribution qui dépend de sept variables indépendantes, n'est pas d'une observable au sens physique du terme. Dans le référentiel de Breit, tel que l'axe z corresponde à la direction du transfert d'impulsion de la sonde, l'énergie du cône de lumière $k^- = (k^0 - k^z)/\sqrt{2}$ est difficile à mesurer. On considère donc une distribution de Wigner réduite par l'intégration sur k^-

$$W_{\Gamma}(\vec{r}, \vec{k}) = \int \frac{dk^-}{2\pi} W_{\Gamma}(\vec{r}, k). \quad (1.6)$$

Cette distribution n'est néanmoins toujours pas une observable. Il est possible de réduire $W_\Gamma(\vec{r}, \vec{k})$ en intégrant sur l'impulsion transverse des quarks. On obtient alors la distribution

$$\begin{aligned} \tilde{f}_\Gamma(\vec{r}, k^+) &= \int \frac{d^2 \vec{k}_\perp}{(2\pi)^2} W_\Gamma(\vec{r}, \vec{k}) \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \int \frac{d\eta^-}{2\pi} e^{i\eta^- k^+} \langle \vec{q}/2 | \bar{\Psi}(-\eta^-/2) \Gamma \Psi(\eta^-/2) | -\vec{q}/2 \rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

En introduisant les définitions suivantes

- $k^+ = xp^+$ avec $p^+ = E_p/\sqrt{2}$ et E_p l'énergie du proton $E = \sqrt{M^2 + q^2/4}$,
- $\eta^- = \lambda/p^+$,
- $\xi = q^z/(2E - p)$,
- $t = -q^2$,

l'eq. 1.7 devient [6]

$$f_\Gamma(\vec{r}, x) = \int \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} F_\Gamma(x, \xi, t) \quad (1.8)$$

où

$$F_\Gamma(x, \xi, t) = \frac{1}{2p^+} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle \vec{q}/2 | \bar{\Psi}(-\lambda n/2) \Gamma \Psi(\lambda n/2) | -\vec{q}/2 \rangle \quad (1.9)$$

avec $n = (1, 0, 0, -1)$.

Les distributions généralisées de partons sont générées au twist dominant par la fonction de l'eq. 1.9. Par exemple, les GPD d'un objet de spin 1/2 sont obtenues en utilisant différentes matrices de Dirac Γ . Ainsi les GPD H et E sont obtenues à partir de la matrice de Dirac γ^+

$$\begin{aligned} F_{\gamma^+}(x, \xi, t) &= \frac{1}{2p^+} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle \vec{q}/2 | \bar{\Psi}(-\lambda n/2) \gamma^+ \Psi(\lambda n/2) | -\vec{q}/2 \rangle \\ &= \frac{1}{2p^+} \bar{U}(\vec{q}/2) [H(x, \xi, t) \gamma^+ + E(x, \xi, t) \frac{i\sigma^{+i} q_i}{2M}] U(-\vec{q}/2) \end{aligned} \quad (1.10)$$

et les GPD \tilde{H} et \tilde{E} à partir de la matrice $\gamma^+ \gamma_5$

$$\begin{aligned} F_{\gamma^+ \gamma_5}(x, \xi, t) &= \frac{1}{2p^+} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle \vec{q}/2 | \bar{\Psi}(-\lambda n/2) \gamma^+ \gamma_5 \Psi(\lambda n/2) | -\vec{q}/2 \rangle \\ &= \frac{1}{2p^+} \bar{U}(\vec{q}/2) \left[\tilde{H}(x, \xi, t) \gamma^+ + \tilde{E}(x, \xi, t) \frac{i\sigma^{+i} q_i}{2M} \right] U(-\vec{q}/2) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Enfin, les GPD transverses H_T , \tilde{H}_T , E_T et \tilde{E}_T proviennent de la matrice de Dirac

$\sigma^{+\perp}\gamma_5$:

$$\begin{aligned}
 F_{\sigma^{+\perp}\gamma_5}(x, \xi, t) &= \frac{1}{2p^+} \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle \bar{q}/2 | \bar{\Psi}(-\lambda n/2) \sigma^{+\perp} \gamma_5 \Psi(\lambda n/2) | -\bar{q}/2 \rangle \quad (1.12) \\
 &= \frac{1}{2p^+} \bar{U}(\bar{q}/2) \left[H_T(x, \xi, t) \gamma^{+i} \gamma_5 + \tilde{H}_T(x, \xi, t) \frac{\epsilon^{+\alpha\beta} \Delta_\alpha P_\beta}{M^2} \right. \\
 &\quad \left. + E_T(x, \xi, t) \frac{\epsilon^{+\alpha\beta} \Delta_\alpha \gamma_\beta}{M^2} + \tilde{E}_T(x, \xi, t) \frac{\epsilon^{+\alpha\beta} P_\alpha \gamma_\beta}{M^2} \right] U(-\bar{q}/2)
 \end{aligned}$$

Ces GPD, qui découlent des distributions de Wigner, possèdent des propriétés physiques intéressantes [18, 19] que nous exposons dans la section suivante.

2 Les distributions généralisées de partons

2.1 Définition et interprétation physique

Les GPD sont des objets mathématiques universels d'origine non-perturbative et ne peuvent donc pas être calculées par la pQCD (régime perturbatif de la chromodynamique quantique (QCD)). Toutefois des prédictions existent sur réseau, notamment de leurs moments au twist dominant [20]. Néanmoins, dans la limite des très grands $x_B \rightarrow 1$ et des très grands $|t| \rightarrow \infty$ les GPDs peuvent être calculées en pQCD [21].

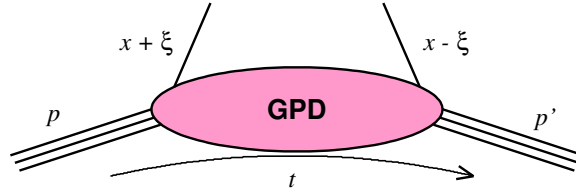


FIGURE 1.1 – Représentation schématique d'une GPD.

De façon similaire au modèle des partons, le formalisme des GPD stipule que le parton porte une fraction d'impulsion longitudinale x du hadron auquel il appartient. Cependant, on considère désormais une différence entre les fractions d'impulsion portées par le parton "sortant" et le parton "entrant", paramétrée par la variable ξ (fig. 1.1). Le parton "entrant" est extrait du hadron à une certaine impulsion longitudinale et le parton "sortant" est ré-intégré dans le même hadron à une impulsion longitudinale différente. Les GPD sont ainsi étroitement liées à la notion de corrélation entre partons et contiennent à la fois des informations statiques et dynamiques sur la structure des hadrons. La dépendance en ξ a pour autre conséquence de perdre l'interprétation physique simple des distributions de partons usuelles en termes de densité de probabilité. Les GPD apparaissent alors

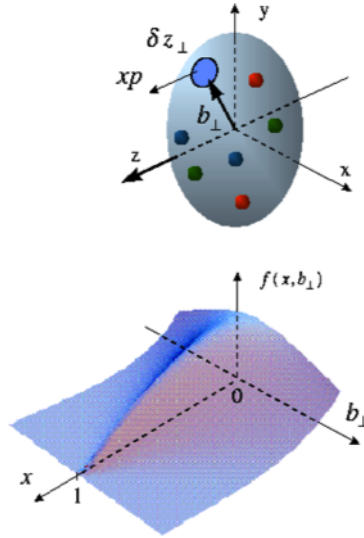


FIGURE 1.2 – Femto-tomographie des hadrons à partir d'une GPD.

comme une fonction de cohérence entre deux amplitudes quantiques, particulièrement explicite dans la représentation de Wigner (Sec. 1).

Un autre paramètre important est la quadri-impulsion transférée (représentée par son carré t) dont la composante transverse est la conjuguée de Fourier de la position transverse des partons. Bien qu'il soit impossible de connaître simultanément la position et l'impulsion d'un objet quantique, il reste tout à fait possible de connaître les corrélations entre l'impulsion longitudinale d'un parton et sa position transverse. Les GPD paramètrent ces corrélations qui permettent alors d'obtenir une représentation tri-dimensionnelle des hadrons (fig. 1.2) dans l'espace des paramètres d'impact [7–10]. Dans cet espace, les GPD peuvent s'interpréter comme une distribution de résolution $1/Q$ des partons localisés à une certaine position transverse et portant une certaine impulsion longitudinale.

2.2 Propriétés remarquables

Dans le cas d'objets de spin $1/2$ (tels les quarks), on dénombre huit GPDs :

- deux GPD vectorielles ($\Gamma = \gamma^+$) : H^q et E^q ,
- deux GPD axiales ($\Gamma = \gamma^+\gamma_5$) : \tilde{H}^q et \tilde{E}^q ,
- quatre GPD transverses ($\Gamma = \sigma^{+\perp}\gamma_5$) : H_T^q , E_T^q , \tilde{H}_T^q , \tilde{E}_T^q ,

apparaissant dans les eq. 1.10, eq. 1.11 et eq. 1.12. Les GPD vectorielles sont parfois qualifiées de distributions non polarisées car elles dépendent d'une somme sur l'hélicité des partons, contrairement aux GPD axiales qui dépendent d'une différence des hélicités des partons. Les GPD vectorielles et axiales conservent l'hélicité des partons et sont de chiralité paire. Les GPD transverses changent l'hélicité du parton et sont de chiralité impaire.

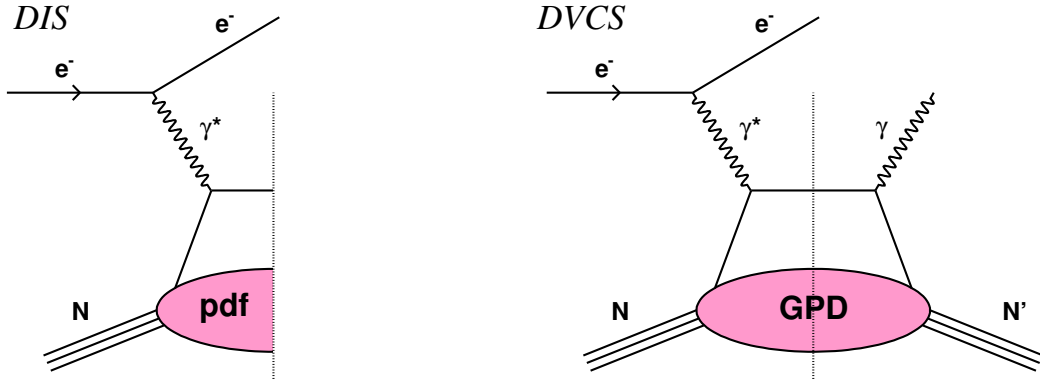


FIGURE 1.3 – Lien entre DVCS et DIS à travers le théorème optique.

La limite aux petits angles correspond à : $\xi \rightarrow 0$ et $t \rightarrow 0$. Cette configuration permet d'appliquer le théorème optique (fig. 1.3), liant ainsi les GPD avec les distributions de partons mesurées dans les expériences DIS

$$H^q(x, 0, 0) = \begin{cases} q(x) & \text{si } x > 0 \\ -\bar{q}(-x) & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (1.13)$$

$$\tilde{H}^q(x, 0, 0) = \begin{cases} \Delta q(x) & \text{si } x > 0 \\ -\Delta \bar{q}(-x) & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (1.14)$$

$$H_T^q(x, 0, 0) = \begin{cases} \delta q(x) & \text{si } x > 0 \\ -\delta \bar{q}(-x) & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

avec les fonctions de distributions de partons suivantes :

- la distribution d'impulsion $q(x)$ décrivant la densité de probabilité de trouver un quark portant une fraction x de l'impulsion longitudinale du hadron,
- la distribution d'hélicité $\Delta q(x)$ décrivant la polarisation longitudinale des quarks dans un nucléon polarisé longitudinalement,
- la distribution de transversité $\delta q(x)$ décrivant la polarisation transverse des quarks dans un nucléon polarisé transversalement.

Il n'existe pas de relation similaire pour les GPD E et \tilde{E} qui renversent le spin du nucléon alors que les expériences DIS ne permettent pas d'identifier le spin de l'état final.

Il est également possible de lier les GPD avec d'autres fonctions intensément étudiées, les facteurs de forme. Il faut pour cela s'intéresser au premier moment de Mellin (fig. 1.4). Pour un quark de saveur q , ces moments s'écrivent [22]

$$\int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t) \quad (1.16)$$

$$\int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t) \quad (1.17)$$

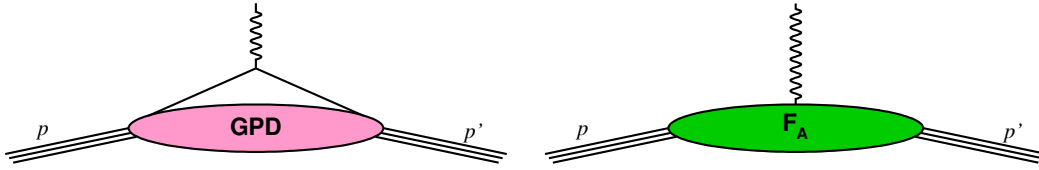


FIGURE 1.4 – Représentation schématique du premier moment de Mellin d'une GPD et de son équivalence avec le facteur de forme.

$$\int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = G_A^q(t) \quad (1.18)$$

$$\int_{-1}^1 dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = G_P^q(t) \quad (1.19)$$

où F_1^q et F_2^q sont les facteurs de forme de Dirac et de Pauli, G_A^q et G_P^q sont les facteurs de forme axiale et pseudo-scalaire. Ces relations, obtenues par intégration sur x des eq. 1.10 et eq. 1.11 sont vérifiées pour toute valeur de ξ . Il s'agit d'une conséquence de l'invariance de Lorentz que l'on peut symboliquement voir sur la fig. 1.4 où l'information sur la variable ξ ne plus être atteinte puisque comprise dans une boucle fermée; seule l'ouverture de cette boucle avec l'émission d'une particule permet d'extraire ces informations sur xi .

Le second moment de Mellin des GPD est relié aux facteurs de forme du tenseur énergie-impulsion [12, 22] et décrit de fait une partie de la dynamique de l'objet étudié. Ceci conduit à la règle de somme de Ji [12]

$$J^q = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x \left[H^q(x, \xi, t \rightarrow 0) + E^q(x, \xi, t \rightarrow 0) \right] \quad (1.20)$$

qui lie la limite aux petits angles du second moment de Mellin des GPD H^q et E^q au moment angulaire total porté par les partons à l'intérieur du nucléon. Dans la mesure où la contribution du spin des partons au spin du nucléon est déterminée par les expériences DIS, cette relation permet d'obtenir la contribution du moment orbital des partons au spin du nucléon.

De manière générale, les contraintes de polynomialité des GPD imposent que le moment de Mellin d'ordre n d'une GPD s'écrive comme un polynôme de rang $n+1$ en ξ si n est impair et de rang n si n est pair [12, 22]. Dans le cas d'un objet de spin $1/2$, il existe de plus une relation entre les coefficients des plus grandes puissances en ξ pour les GPD H^q et E^q [24]. En particulier à l'ordre 2

$$\int_{-1}^1 dx x H^q(x, \xi, t) = M_2^q(t) + \frac{4}{5} \xi^2 d_1^q(t) \quad (1.21)$$

$$\int_{-1}^1 dx x E^q(x, \xi, t) = M_2^q(t) - \frac{4}{5} \xi^2 d_1^q(t) \quad (1.22)$$

où $M_2^q(t)$ est la fraction d'impulsion de la cible portée par les quarks et les anti-quarks

$$\lim_{t \rightarrow 0} M_2^q(t) = \int_0^1 dx x (q(x) + \bar{q}(x)) \quad (1.23)$$

et le second terme des sommes des égalités eq. 1.21 et eq. 1.22 représente la contribution du D-term introduit pour rétablir les propriétés de polynomialité des GPD. Celui-ci est relié à la distribution spatiale des forces ressenties par les partons [11]. Le second moment de Mellin offre ainsi la possibilité d'une mesure directe de l'interaction forte dans les hadrons.

3 Détermination expérimentale des GPD

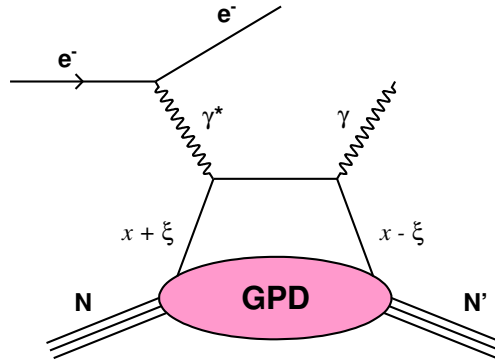


FIGURE 1.5 – Diagramme de la réaction DVCS.

La diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) correspond à l'électroproduction dure d'un photon réel ($Q^2 \gg M^2$ et $t \ll Q^2$) le hadron cible restant dans son état initial (notée aussi électroproduction exclusive). Il s'agit du processus le plus simple permettant de déterminer expérimentalement les GPD (fig. 1.5).

De façon générique, la GPD (F) intervient dans la section efficace DVCS par l'intermédiaire du facteur de forme Compton \mathcal{F}

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{DVCS} \propto \mathcal{F} = \sum_q e_q^2 \mathcal{P} \int_{-1}^{+1} dx \left(\frac{1}{x - \xi} \pm \frac{1}{x + \xi} \right) F^q(x, \xi, t) \\ - i\pi \sum_q e_q^2 [F^q(\xi, \xi, t) \pm F^q(-\xi, \xi, t)] . \end{aligned} \quad (1.24)$$

L'électroproduction exclusive d'un photon n'est pas restreinte à la réaction DVCS : au cours du processus Bethe-Heitler (BH) un photon est émis par le lepton incident ou diffusé. Les processus DVCS et BH, caractérisés par des états initiaux

et finaux identiques, sont donc amenés à interférer (fig. 1.6). Il est toutefois important de noter que le BH est un processus parfaitement connu (à petit t) et exactement calculable à partir des facteurs de forme électromagnétiques. En plus de cette connaissance de l'amplitude BH, sa différence de sensibilité à la polarisation du faisceau d'électrons par rapport au DVCS offre un outil supplémentaire pour isoler les différentes amplitudes de réaction.

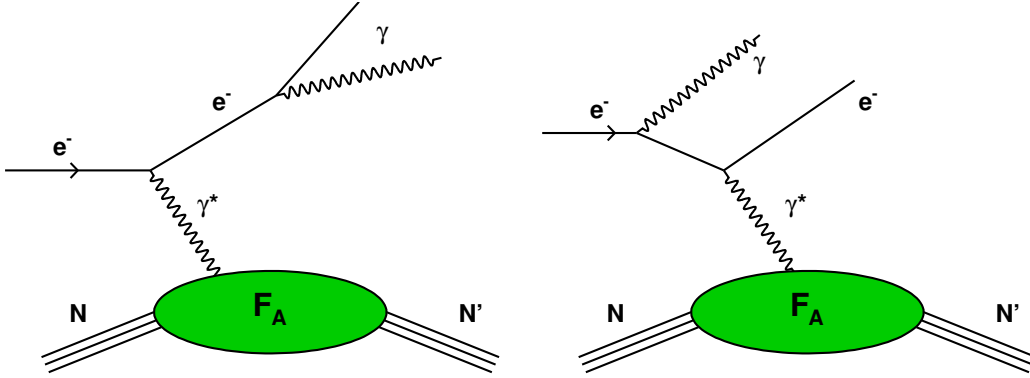


FIGURE 1.6 – Diagrammes de la réaction BH.

3.1 Lepto-production de photons

La section efficace de l'électroproduction d'un photon sur un noyau A peut se décomposer en une somme de sections efficaces élémentaires liées au Bethe-Heitler (BH), au DVCS et à l'interférence entre ces deux processus (INT)

$$\sigma_{\lambda}^{e_l} [\vec{e}A \rightarrow e\gamma A] = \sigma_{BH} + \sigma_{DVCS} + e_l \sigma_{INT} + \lambda \tilde{\sigma}_{DVCS} + \lambda e_l \tilde{\sigma}_{INT} \quad (1.25)$$

où e_l est la charge du faisceau de leptons incidents et λ sa polarisation. Dans cette expression, la sensibilité des différentes amplitudes de réaction à la charge et à l'hélicité du lepton incident est explicitement extraite. Ces différentes amplitudes sont accessibles à l'aide de plusieurs mesures utilisant des sondes de différentes charges et polarisations. Ainsi en considérant un faisceau d'électrons de différentes hélicités, la section efficace non-polarisée s'écrit

$$\sigma_0^- = \frac{\sigma_+^- + \sigma_-^-}{2} = \sigma_{BH} + \sigma_{DVCS} - \sigma_{INT} \quad (1.26)$$

et la différence de sections efficaces polarisées, exprimant la sensibilité de la réaction à la polarisation du faisceau, procure la combinaison de sections efficaces élémentaires

$$\sigma_+^- - \sigma_-^- = 2\lambda \tilde{\sigma}_{DVCS} - 2\lambda \tilde{\sigma}_{INT} \quad (1.27)$$

De plus, la différence entre les sections efficaces non-polarisées pour des faisceaux de positrons et d'électrons s'écrit

$$\sigma_0^+ - \sigma_0^- = 2 \sigma_{INT} \quad (1.28)$$

et permet par conséquent d'isoler une composante de l'amplitude d'interférence (partie réelle). La sensibilité de cette différence à la polarisation du faisceau, obtenue en combinant les mesures pour des faisceaux polarisés de positrons et d'électrons, s'écrit également à partir de l'eq. 1.25

$$[\sigma_+^+ - \sigma_+^-] - [\sigma_-^+ - \sigma_-^-] = 4\lambda \tilde{\sigma}_{INT} \quad (1.29)$$

et permet donc d'isoler la seconde composante de l'amplitude d'interférence (partie imaginaire). L'étude de la section efficace de l'électroproduction de photon nécessite donc de faire varier la charge et l'hélicité de la sonde afin de déterminer les différentes amplitudes de réaction d'une manière indépendante de tout modèle.

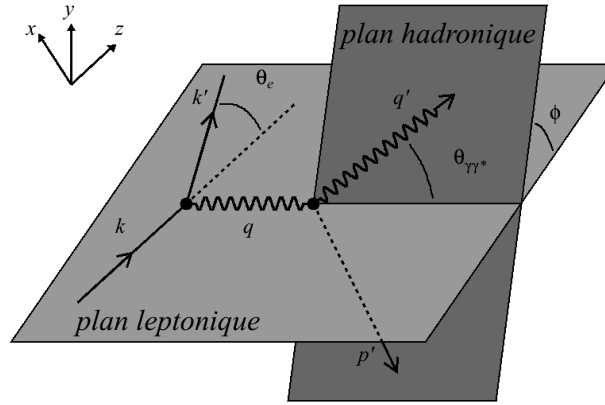


FIGURE 1.7 – Cinématique de la réaction DVCS dans le référentiel de la cible au repos.

Considérons dorénavant la section efficace pour un faisceau polarisé longitudinalement incident sur une cible fixe non-polarisée

$$\frac{d^5 \sigma_\lambda^{ei}}{dx_A dQ^2 dt d\phi_e d\phi} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2} \frac{x_A y^2}{Q^4 \sqrt{1+\epsilon}} \frac{\sigma_\lambda^{ei}}{e_l^6} \quad (1.30)$$

avec

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (1.31)$$

$$\epsilon = \frac{2x_A M_A}{Q} \quad (1.32)$$

$$x_A = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.33)$$

où p correspond à la quadri-impulsion initiale du noyau cible, q à celle du photon virtuel et k à celle du lepton incident ; ϕ est l'angle entre le plan de diffusion leptonique (plan comprenant les leptons incident et diffusé) et le plan de réaction hadronique (plan comprenant le photon réel ainsi que la cible en recul) (fig. 1.7). Dans le référentiel de la cible au repos les différentes composantes de la section efficace peuvent être décomposées en une somme finie d'harmoniques de Fourier selon l'angle ϕ [25, 26]

$$\sigma_{BH} = \frac{e^6(1+\epsilon^2)^{-2}}{x_A^2 y^2 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^2 c_n^{BH} \cos(n\phi) \quad (1.34)$$

$$\sigma_{DVCS} = \frac{e_l^6}{y^2 Q^2} \left[c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 c_n^{DVCS} \cos(n\phi) \right] \quad (1.35)$$

$$\tilde{\sigma}_{DVCS} = \frac{e_l^6}{y^2 Q^2} \sum_{n=1}^1 s_n^{DVCS} \sin(n\phi) \quad (1.36)$$

$$\sigma_{INT} = \frac{-e_l^6}{x_A y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{INT} + \sum_{n=1}^3 c_n^{INT} \cos(n\phi) \right] \quad (1.37)$$

$$\tilde{\sigma}_{INT} = \frac{-e_l^6}{x_A y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=1}^2 s_n^{INT} \sin(n\phi) \quad (1.38)$$

Les propagateurs leptoniques participant au processus Bethe-Heitler ont pour expression :

$$\mathcal{P}_1(\phi) = \frac{(k-q')^2}{Q^2} = -\frac{1}{y(1+\epsilon^2)} [J + 2K \cos(\phi)] \quad (1.39)$$

$$\mathcal{P}_2(\phi) = \frac{(k-\Delta)^2}{Q^2} = 1 + \frac{t}{Q^2} + \frac{1}{y(1+\epsilon^2)} [J + 2K \cos(\phi)] \quad (1.40)$$

avec

$$J = \left(1 - y - \frac{y\epsilon^2}{2}\right) \left(1 + \frac{t}{Q^2}\right) - (1-x_A)(2-y) \frac{t}{Q^2} \quad (1.41)$$

$$K^2 = -\delta t (1-x_A) \left(1 - y - \frac{y^2\epsilon^2}{4}\right) \left\{ \sqrt{1+\epsilon^2} + \frac{4x_A(1-x_A) + \epsilon^2}{4(1-x_A)} \delta t \right\} \quad (1.42)$$

$$\delta t = \frac{t - t_{min}}{Q^2} = \frac{t}{Q^2} + \frac{2(1-x_A)(1 - \sqrt{1+\epsilon^2}) + \epsilon^2}{4x_A(1-x_A) + \epsilon^2} \quad (1.43)$$

Il est important de rappeler que le processus Bethe-Heitler est connu et que son amplitude peut être calculée exactement grâce aux mesures des facteurs de forme électromagnétique. Il est également intéressant de remarquer que seuls les coefficients de Fourier liés à $\sin(n\phi)$ interviennent dans les observables sensibles à la

polarisation du faisceau.

Considérant le cas d'un nucléon cible (spin 1/2) et le cadre de l'approximation BKM [25, 27], dans l'hypothèse d'une expansion au twist-2 seuls les quatre coefficients de Fourier c_0^{DVCS} , c_0^{INT} , c_1^{INT} , et s_1^{INT} subsistent

$$c_0^{DVCS} = 2(2 - 2y + y^2) \mathcal{C}^{DVCS} \quad (1.44)$$

$$c_0^{INT} = -8(2 - y) \Re e \left[\frac{(2-y)^2}{1-y} K^2 \mathcal{C}^{INT} + \frac{t}{Q^2} \frac{1-y}{(2-x_B)^{-1}} (\mathcal{C}^{INT} + \Delta \mathcal{C}^{INT}) \right] \quad (1.45)$$

$$c_1^{INT} = -8K(2 - 2y + y^2) \Re e [\mathcal{C}^{INT}] \quad (1.46)$$

$$s_1^{INT} = 8Ky(2 - y) \Im m [\mathcal{C}^{INT}] \quad (1.47)$$

Ces coefficients sont différentes combinaisons linéaires de facteurs de forme Compton du nucléon

$$\mathcal{C}^{DVCS} = \frac{1}{(2-x_B)^2} \left[4(1-x_B)(\mathcal{H}\mathcal{H}^* + \tilde{\mathcal{H}}\tilde{\mathcal{H}}^*) - x_B^2(\mathcal{H}\mathcal{E}^* + \mathcal{E}\mathcal{H}^* + \tilde{\mathcal{H}}\tilde{\mathcal{E}}^* + \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\mathcal{H}}^*) - \left(x_B^2 + (2-x_B)^2 \frac{t}{4M^2} \right) \mathcal{E}\mathcal{E}^* - x_B^2 \frac{t}{4M^2} \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\mathcal{E}}^* \right] \quad (1.48)$$

$$\mathcal{C}^{INT} = F_1 \mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2} F_2 \mathcal{E} \quad (1.49)$$

$$\Delta \mathcal{C}^{INT} = -\frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \left[\frac{x_B}{2-x_B} (\mathcal{H} + \mathcal{E}) + \tilde{\mathcal{H}} \right] \quad (1.50)$$

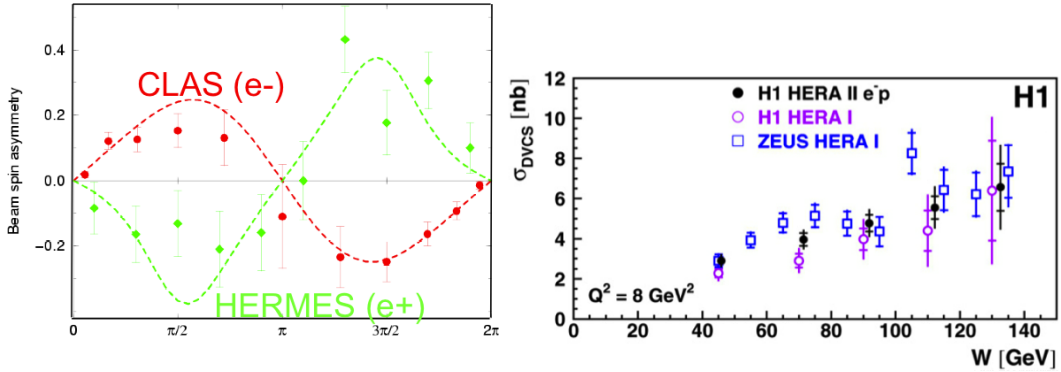


FIGURE 1.8 – Premières signatures expérimentales du processus DVCS dans les mesures d'asymétries de spin du faisceau [28, 29] (à gauche) et de sections efficaces non-polarisées [30–32] (à droite).

L'existence et la pertinence du processus DVCS a été initialement démontrée dans une première série de mesures à HERMES [28] et CLAS [29] : la dépendance azimutale (fig. 1.8) de l'asymétrie de spin d'un faisceau longitudinalement polarisé de positrons (HERMES) et d'électrons (CLAS) sur une cible d'hydrogène montre une forme caractéristique de l'interférence entre les amplitudes BH et DVCS.

Simultanément les mesures de section efficace d'électroproduction de photons (fig. 1.8) des expériences H1 [30] et ZEUS [31], dans un domaine cinématique où le processus BH n'est pas dominant, ont confirmé l'importance de la réaction DVCS.

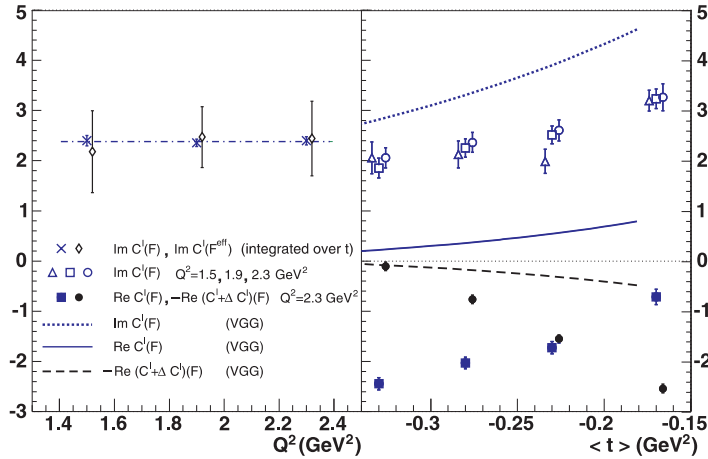


FIGURE 1.9 – Dépendance en Q^2 (gauche) des parties imaginaires des harmoniques angulaires $\mathcal{C}^{INT}(\mathcal{F})$ (twist-2) et $\mathcal{C}^{INT}(\mathcal{F}^{\text{eff}})$ (twist-3), intégrées sur t [33]. A droite : comparaison des parties réelles et imaginaires mesurées des harmoniques angulaires aux estimations théoriques du modèle VGG [34].

Ces expériences pionnières ont ouvert la voie vers des études plus précises des observables expérimentales et des hypothèses physiques qui les lient aux GPD. La mesure, dans le Hall A de JLab, des sections efficaces polarisées sur une cible d'hydrogène [33] a ainsi permis d'observer l'invariance d'échelle requise pour une interprétation de l'interaction en termes de partons, dans le domaine cependant limité de 1.5-2.3 GeV² (fig. 1.9). Cette expérience a de plus montré que, dans le domaine cinématique de JLab, les termes de twist-2 semblent dominer la section efficace qui comporte une amplitude DVCS plus forte qu'initialement prédite par le modèle le plus couramment utilisé [34].

De même, l'existence d'un signal DVCS en asymétrie de charge du faisceau (fig. 1.10) a été clairement établie [35], motivant en partie les efforts en cours vers une source polarisée de positrons à JLab [36].

Prenant avantage de la grande acceptance de CLAS, des mesures de précision de l'asymétrie de faisceau dans un large domaine cinématique (x_B, Q^2) (fig. 1.11) ont été réalisées [37], procurant un ensemble inégalé de données à partir desquelles la GPD H peut être extraite [38, 39].

Cet ensemble impressionnant de données reste néanmoins de portée réduite vis à vis d'une étude exhaustive des GPD. En effet, la séparation des différentes composantes de la section efficace (eq. 1.25) grâce à différentes expériences de lepto-production de photons utilisant des faisceaux de charges et polarisations

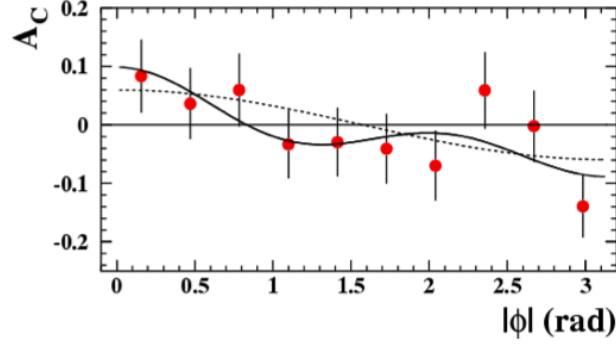


FIGURE 1.10 – Signal DVCS obtenu de la comparaison de la production de photons sur une cible d'hydrogène à partir d'un faisceau d'électrons et d'un faisceau de positrons [35].

différentes est insuffisante à la détermination des différents facteurs de forme Compton du nucléon. L'extraction des coefficients de Fourier des différentes amplitudes ne résulte qu'en la connaissance de combinaisons linéaires de facteurs de forme Compton. La séparation des facteurs de forme Compton nécessite ainsi des données supplémentaires, provenant par exemple d'expériences utilisant des cibles de polarisations différentes.

3.2 Séparation des facteurs de forme Compton

La section efficace de lepto-production de photons sur une cible polarisée peut s'écrire

$$\sigma_{\lambda S}^{e_l}[\vec{e}\vec{A} \rightarrow e\gamma A] = \sigma_{\lambda}^{e_l} + S \Delta\sigma_{\lambda}^{e_l} \quad (1.51)$$

où $\sigma_{\lambda}^{e_l}$ est la section efficace sur une cible non-polarisée (eq. 1.25) et $\Delta\sigma_{\lambda}^{e_l}$ est l'amplitude de réaction sensible à la polarisation S de la cible, soit

$$\Delta\sigma_{\lambda}^{e_l} = \lambda \Delta\sigma_{BH} + \lambda \Delta\sigma_{DVCS} + \lambda e_l \Delta\sigma_{INT} + \Delta\tilde{\sigma}_{DVCS} + e_l \Delta\tilde{\sigma}_{INT}. \quad (1.52)$$

Chacun des termes de l'équation précédente n'est révélé qu'en présence d'une cible polarisée. Les termes $\Delta\sigma_{\alpha}$ (avec $\alpha = \{BH, DVCS, INT\}$) sont de plus sensibles à la polarisation du faisceau alors que les termes $\Delta\tilde{\sigma}_{\alpha}$ n'en dépendent pas. De façon similaire au cas d'une cible non-polarisée, il est possible d'isoler les différentes composantes de la section efficace eq. 1.52 en combinant des mesures utilisant différentes configurations de polarisation λ du faisceau et S de la cible ainsi que de charge e_l du faisceau. Considérant un faisceau incident d'électrons, la différence de sections efficaces pour des orientations opposées de la polarisation de la cible s'écrit

$$\sigma_{0+}^- - \sigma_{0-}^- = 4S \Delta\tilde{\sigma}_{DVCS} - 4S \Delta\tilde{\sigma}_{INT} \quad (1.53)$$

où apparaît la combinaison de deux des nouvelles amplitudes à déterminer. Dans le cas d'un faisceau polarisé, la double différence entre les orientations de la

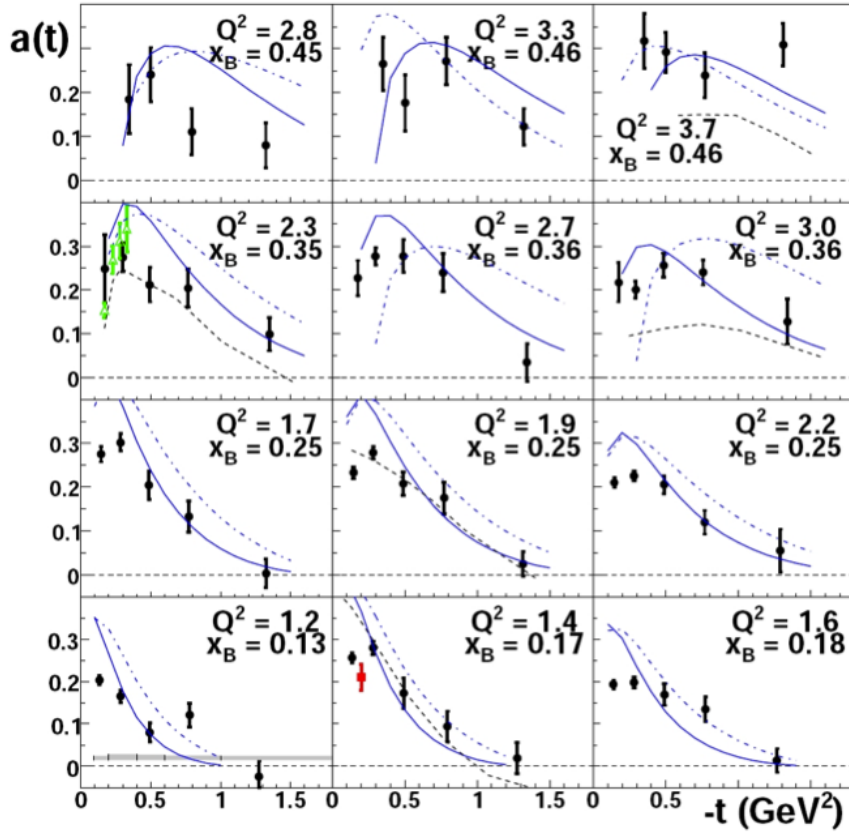


FIGURE 1.11 – Dépendance en t de l'amplitude $a(t)$ de l'asymétrie de spin du faisceau à $\phi = \pi/2$, mesurée en différentes régions de l'espace de phase (x_B, Q^2) [37].

polarisation de la cible et de l'hélicité du faisceau conduit à l'expression

$$[\sigma_{++}^- - \sigma_{+-}^-] - [\sigma_{-+}^- - \sigma_{--}^-] = 4\lambda S \Delta\sigma_{BH} - 4\lambda S \Delta\sigma_{DVCS} - 4\lambda S \Delta\sigma_{INT} \quad (1.54)$$

où apparaît la combinaison des deux autres nouvelles amplitudes à déterminer, associées à une amplitude BH parfaitement connue à petit t . La comparaison entre un faisceau non-polarisé de positrons et d'électrons pour une cible polarisée s'exprime par la double différence de sections efficaces

$$[\sigma_{0+}^+ - \sigma_{0+}^-] - [\sigma_{0-}^+ - \sigma_{0-}^-] = 8S \Delta\tilde{\sigma}_{INT} \quad (1.55)$$

où l'une des composantes de l'amplitude d'interférence est clairement isolée. La seconde composante de l'amplitude d'interférence est quant à elle isolée en comparant des faisceaux polarisés de positrons et d'électrons pour une cible polarisée via la triple différence de sections efficaces

$$\sum_{h=\pm 1} h [(\sigma_{h+}^+ - \sigma_{h+}^-) - (\sigma_{h-}^+ - \sigma_{h-}^-)] = 8\lambda S \Delta\sigma_{INT} . \quad (1.56)$$

Il est donc nécessaire de disposer de faisceaux de différentes charges et polarisations pour isoler les amplitudes de réaction sensibles à la polarisation de la cible.

Considérons à nouveau la section efficace différentielle de l'eq. 1.30, dans le cas d'une cible polarisée

$$\frac{d^5\sigma_{\lambda S}^{e_l}}{dx_A dQ^2 dt d\phi_e d\phi} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2} \frac{x_A y^2}{Q^4 \sqrt{1+\epsilon}} \frac{\sigma_{\lambda}^{e_l} + S \Delta\sigma_{\lambda}^{e_l}}{e_l^6} \quad (1.57)$$

où la composante sensible à la polarisation de la cible peut se décomposer en fonction des différentes orientations de la polarisation (longitudinale (L), perpendiculaire au plan de réaction (P), ou transversale au plan de réaction (T)) selon

$$\Delta\sigma_{\lambda}^{e_l} = \cos(\Theta)\Delta\sigma_{\lambda L}^{e_l} + \sin(\Theta)\cos(\Phi - \phi)\Delta\sigma_{\lambda T}^{e_l} + \sin(\Theta)\sin(\Phi - \phi)\Delta\sigma_{\lambda P}^{e_l} \quad (1.58)$$

où Θ et Φ sont l'angle polaire et azimutal du vecteur polarisation de la cible. Chaque composante de la section efficace peut s'écrire

$$\Delta\sigma_{\lambda\Lambda}^{e_l} = \lambda\Delta\sigma_{BH,\Lambda} + \lambda\Delta\sigma_{DVCS,\Lambda} + \lambda e_l\Delta\sigma_{INT,\Lambda} + \Delta\tilde{\sigma}_{DVCS,\Lambda} + e_l\Delta\tilde{\sigma}_{INT,\Lambda} \quad (1.59)$$

où $\Lambda = \{L, T, P\}$.

Dans le contexte d'un développement au twist-2 des observables de la réaction DVCS sur un nucléon, la composante $\Delta\tilde{\sigma}_{DVCS,\Lambda}$ de la section efficace peut être négligée et les observables liées à la partie imaginaire de l'amplitude d'interférence s'écrivent [25]

$$\Delta\tilde{\sigma}_{INT,L} = C_f QK / M \sqrt{1-y} \times \Im m[\mathcal{C}_L^{INT}] \sin(\phi) \quad (1.60)$$

$$\Delta\tilde{\sigma}_{INT,T} = C_f \Im m[\mathcal{C}_T^{INT}] \sin(\phi) \quad (1.61)$$

$$\Delta\sigma_{INT,P} = \frac{C_f K(2-y)}{2-2y+y^2} \Im m\left[\frac{(2-y)^2}{1-y}\mathcal{C}_P^{INT} + \Delta\mathcal{C}_P^{INT}\right] + C_f \Im m[\mathcal{C}_P^{INT}] \cos(\phi) \quad (1.62)$$

avec

$$C_f = -e_l^6 / x_B y^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi) \times 8M(2-2y+y^2)\sqrt{1-y}/Q. \quad (1.63)$$

Les coefficients \mathcal{C}_L^{INT} , \mathcal{C}_T^{INT} , \mathcal{C}_P^{INT} et $\Delta\mathcal{C}_T^{INT}$ sont des combinaisons linéaires de facteurs de forme Compton du nucléon

$$\mathcal{C}_L^{INT} = \frac{x_B}{2-x_B}(F_1 + F_2) \left(\mathcal{H} + \frac{x_B}{2}\mathcal{E}\right) + F_1 \tilde{\mathcal{H}} - \frac{x_B}{2-x_B} \left(\frac{x_B}{2}F_1 + \frac{t}{4M^2}F_2\right) \tilde{\mathcal{E}} \quad (1.64)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_T^{INT} = (F_1 + F_2) & \left[\frac{x_B^2}{2-x_B} \left(\mathcal{H} + \frac{x_B}{2}\mathcal{E}\right) + \frac{x_B t}{4M^2}\mathcal{E} \right] - \frac{x_B^2}{2-x_B} F_1 \left(\tilde{\mathcal{H}} + \frac{x_B}{2}\tilde{\mathcal{E}}\right) \\ & + \frac{t}{4M^2} \left[4 \frac{1-x_B}{2-x_B} F_2 \tilde{\mathcal{H}} - \left(x_B F_1 + \frac{x_B^2}{2-x_B} F_2\right) \tilde{\mathcal{E}} \right] \end{aligned} \quad (1.65)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_P^{INT} = \frac{1}{2-x_B} & \left(x_B^2 F_1 - (1-x_B)\frac{t}{M^2}F_2\right) \mathcal{H} - \frac{x_B^2}{2-x_B}(F_1 + F_2) \left(\tilde{\mathcal{H}} + \frac{t}{4M^2}\tilde{\mathcal{E}}\right) \\ & + \left[\frac{t}{4M^2} \left((2-x_B)F_1 + \frac{x_B^2}{2-x_B}F_2\right) + \frac{x_B^2}{2-x_B}F_1\right] \mathcal{E} \end{aligned} \quad (1.66)$$

$$\Delta\mathcal{C}_P^{INT} = \frac{t}{M^2} (F_2 \mathcal{H} - F_1 \mathcal{E}). \quad (1.67)$$

L'existence d'un signal DVCS dans l'électro-production de photons sur une cible polarisée longitudinalement [42] et transversalement [43] a été expérimentalement établie. En particulier, la sensibilité des observables à des GPD différentes au cas d'une cible non-polarisée a été démontrée, telle la GPD \tilde{H} pour une cible polarisée longitudinalement (fig. 1.12) et la GPD E pour une cible polarisée transversalement, validant ainsi la procédure expérimentale de séparation des facteurs de forme Compton du proton.

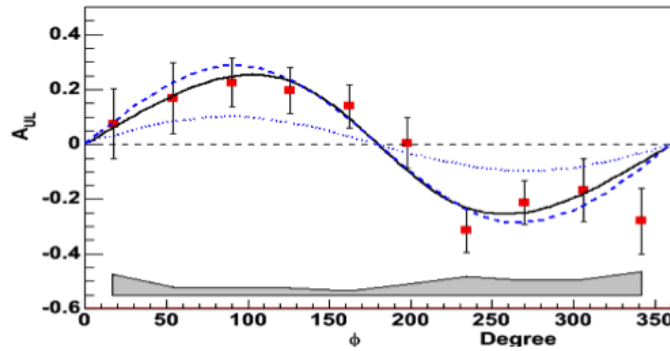


FIGURE 1.12 – Signal DVCS mesuré sur une cible polarisée longitudinalement ; les différentes courbes indiquent les prédictions théoriques obtenues en négligeant (pointillés) ou en tenant compte (tirets) de la contribution de la GPD \tilde{H} [42].

En combinant des mesures sur une cible non-polarisée aux mesures selon les différentes orientations de polarisation de la même cible, il est ainsi possible d'obtenir 4 équations linéaires différentes des 4 facteurs de forme Compton chiraux du nucléon et de procéder ainsi à leur séparation. La détermination des GPD à partir des facteurs de forme Compton revient alors à un problème de déconvolution pour lequel des méthodes mathématiques [40, 41] et/ou d'analyse globale sont en cours de développement [38, 39]. Ces méthodes sont d'autant plus nécessaires que le lien entre les observables DVCS et les GPD présenté ici n'est pas strictement exact mais résulte d'une approximation cinématique [27].

Toutefois, cette extraction des facteurs de forme Compton ne distingue pas la saveur des quarks. La séparation des saveurs demande des observables supplémentaires que l'on peut obtenir soit en changeant la nature du nucléon cible (neutron), soit en changeant la nature de la réaction (production de mésons).

3.3 Séparation des saveurs

3.3.1 Lepto-production de photons sur le neutron

L'intérêt scientifique pour une étude de la réaction DVCS sur le neutron a été initialement motivé par les possibilités offertes pour un accès à la GPD E [44].

Au twist dominant, la différence entre les sections efficaces pour des états d'hélicité opposée d'un faisceau de leptons (eq. 1.27) se réduit à la seule contribution de l'amplitude d'interférence, qui offre un accès direct à la combinaison \mathcal{C}^{INT} (eq. 1.49) des facteurs de forme Compton du nucléon. Dans le cas du neutron à petit t , le facteur de forme de Dirac F_1 est nul, de même que la GPD $\tilde{\mathcal{H}}$ serait négligeable selon les prédictions théoriques. La mesure devient alors dominée par la contribution de la GPD E , de première importance pour l'évaluation de la contribution des quarks au moment angulaire du nucléon.

Cette observation est à la base du programme expérimental de JLab de mesure de la réaction DVCS sur le neutron à 6 GeV [44,45] et à 12 GeV [46]. Les résultats déjà obtenus ont permis de montrer la complémentarité entre les mesures sur une cible de neutrons [47] et les mesures sur une cible transversalement polarisée de protons [48] du point de vue de la détermination expérimentale de la règle de somme de Ji (fig. 1.13).

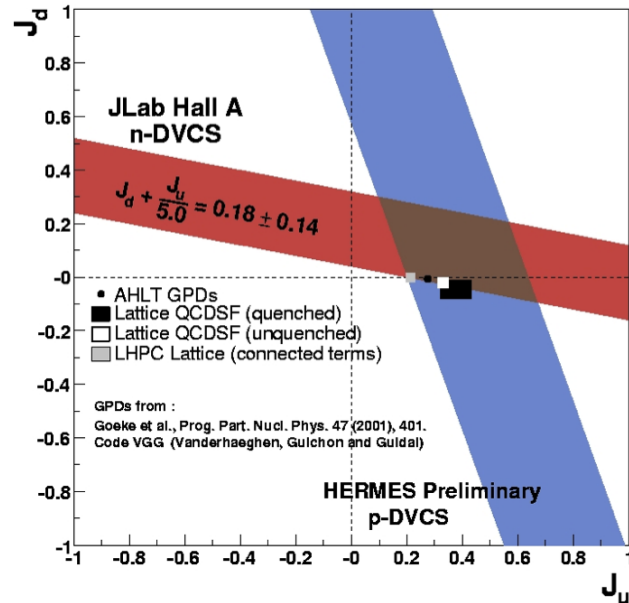


FIGURE 1.13 – Contraintes sur la contribution des quarks u et d au moment angulaire du nucléon, déterminée à partir des mesures DVCS [49] sur une cible de neutrons [47] et sur une cible de protons polarisés transversalement [48] dans le cadre du modèle VGG [34].

Suivant un raisonnement similaire, on peut montrer que les observables DVCS sur le neutron sont, tout comme pour le proton, sensibles à différentes GPD [50] : la GPD H pour une cible longitudinalement polarisée et une combinaison des GPD H et E pour une cible transversalement polarisée. Néanmoins, de la même façon que pour le proton, la séparation expérimentale des facteurs de forme Compton du neutron demande un ensemble complet de mesures impliquant des faisceaux polarisés de différentes charges et des cibles polarisées dans différentes orientations. Disposant de l'ensemble complet des GPD du proton et du neutron

à partir de la séparation des facteur de forme Compton de chaque type de nucléon, il est alors possible d'envisager une séparation des saveurs.

Par définition la GPD d'un hadron est construite à partir des GPD élémentaires de chaque quark le constituant. Négligeant la contribution du quark s , les GPD E (par exemple) du proton et du neutron s'écrivent

$$E_p = \frac{2}{3}E_p^u - \frac{1}{3}E_p^d \quad (1.68)$$

$$E_n = \frac{2}{3}E_n^u - \frac{1}{3}E_n^d. \quad (1.69)$$

Il convient à ce stade de remarquer que la littérature utilise parfois une autre décomposition où les GPD de chaque saveur sont pondérées par le carré de leur charge électrique. Il s'agit en fait d'un abus de langage où il serait préférable de parler d'une décomposition de saveur des facteurs de forme Compton plutôt que de celle des GPD. L'origine du poids de chaque saveur provient en fait de la façon dont ces saveurs sont mesurées et n'est pas, par définition, inhérent aux GPD : la charge électrique élémentaire est associée au couplage du photon virtuel ou réel aux quarks et non aux GPD les GPD de saveur. L'ambiguïté ou l'abus de langage apparaît au moment de la reconstruction de la GPD d'un système composite : le choix fait ici suit celui de nombreux auteurs où la composition en saveur repose sur le premier moment de Mellin de chaque GPD, par analogie avec les facteurs de forme électromagnétiques.

La séparation des saveurs à partir de mesures provenant d'expériences sur le proton et sur le neutron repose sur la symétrie d'isospin. Dans ces conditions, la GPD du quark u dans le proton (GPD_p^u) correspond à la GPD du quark d dans le neutron (GPD_n^d) traduisant le fait que la contribution du quark u au proton est équivalente à celle du quark d au neutron, soit

$$E_p^u = E_n^d \equiv E^u \quad (1.70)$$

$$E_p^d = E_n^u \equiv E^d \quad (1.71)$$

d'où il est possible de déduire les GPD de saveur

$$E^u = 2E_p + E_n \quad (1.72)$$

$$E^d = E_p + 2E_n. \quad (1.73)$$

Outre la difficulté d'obtenir un ensemble complet de mesures sur le proton et le neutron pour des conditions cinématiques identiques, cette méthode doit faire face à l'absence de cible de neutrons libres et considérer de fait des cibles nucléaires. Les techniques expérimentales ont été de longue date établies dans le contexte des expériences déterminant les distributions de partons ou les facteurs de forme électromagnétiques du neutron. Dans le régime quasi-élastique (ou canal incohérent), un noyau cible ^2H non-polarisé permet d'obtenir la contribution

du neutron aux observables par comparaison à une cible ^1H ou par détection directe du neutron. Le noyau cible ^3He polarisé, où le neutron porte 98% de la polarisation du noyau, est quant à lui privilégié pour les observables polarisées. Des travaux récents [51,52] suggèrent cependant que le régime élastique (ou canal cohérent) serait très sensible aux propriétés du neutron. Toutefois, la condition commune à l'ensemble de ces mesures est un traitement systématique et précis des effets nucléaires et des mécanismes de réaction, à ce jour encore parcellaire.

La réaction DVCS sur le neutron n'est pas le seul canal permettant de séparer les différents saveurs de quarks. La production de mésons profondément virtuelle permet également de filtrer les différentes GPD de saveur.

3.3.2 Lepto-production de mésons

Remplacer le photon réel du DVCS par un méson est une substitution particulièrement attractive pour la séparation des saveurs dans la mesure où la nature du méson produit sélectionne par son contenu la saveur des partons. Le mécanisme de production et son interprétation en terme de partons reste cependant délicats.

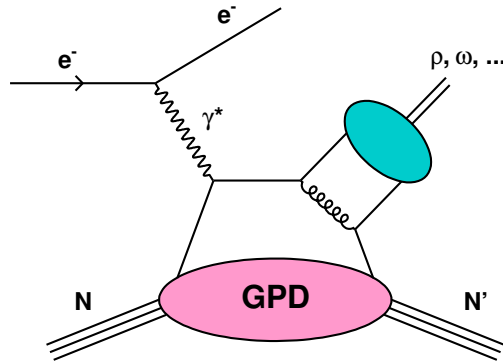


FIGURE 1.14 – Diagramme de la réaction DVMP.

Le passage du DVCS à la production profondément virtuelle de mésons (ou DVMP) s'accompagne de plusieurs contraintes supplémentaires : seule la partie longitudinale de l'amplitude de réaction est factorisable [54] et le mécanisme de réaction élémentaire (fig. 1.14) fait apparaître l'échange d'un gluon perturbatif et la distribution d'amplitude décrivant la distribution d'impulsion des partons de valence dans le méson. Le choix d'un régime cinématique adéquat et de techniques expérimentales permettant d'isoler la composante longitudinale de l'amplitude DVMP permet a priori de répondre à ces difficultés [53].

La nature vecteur ou pseudo-scalaire du méson permet de filtrer les GPD : les mésons vecteurs ne sont sensibles qu'aux GPD H et E , alors que les mésons pseudo-scalaires ne sont à priori sensibles qu'aux GPD \tilde{H} et \tilde{E} [23]. Malgré le bénéfice significatif de l'absence d'un mécanisme de type BH, les observables DVMP font intervenir des combinaisons linéaires de GPD [18]. De façon similaire au DVCS, la séparation des GPD est réalisée par des mesures sur une cible de différentes polarisations ; la charge du faisceau n'est pas ici d'une importance primordiale sauf à considérer des mécanismes au-delà de l'approximation de Born (échange d'un seul γ^*). Considérant par exemple le canal des mésons vecteurs et la GPD E , les GPD des mésons ρ^0 et ω peuvent se symboliser sous la forme

$$E_{\rho^0} \propto \frac{2}{3}E^u + \frac{1}{3}E^d \quad (1.74)$$

$$E_{\omega} \propto \frac{2}{3}E^u - \frac{1}{3}E^d \quad (1.75)$$

où la proportionnalité indique un lien indirect via la convolution avec une distribution d'amplitude. L'inversion de ce système donne aisément les GPD de saveurs des quarks u et d , le même raisonnement pouvant être développé pour les mésons pseudo-scalaires.

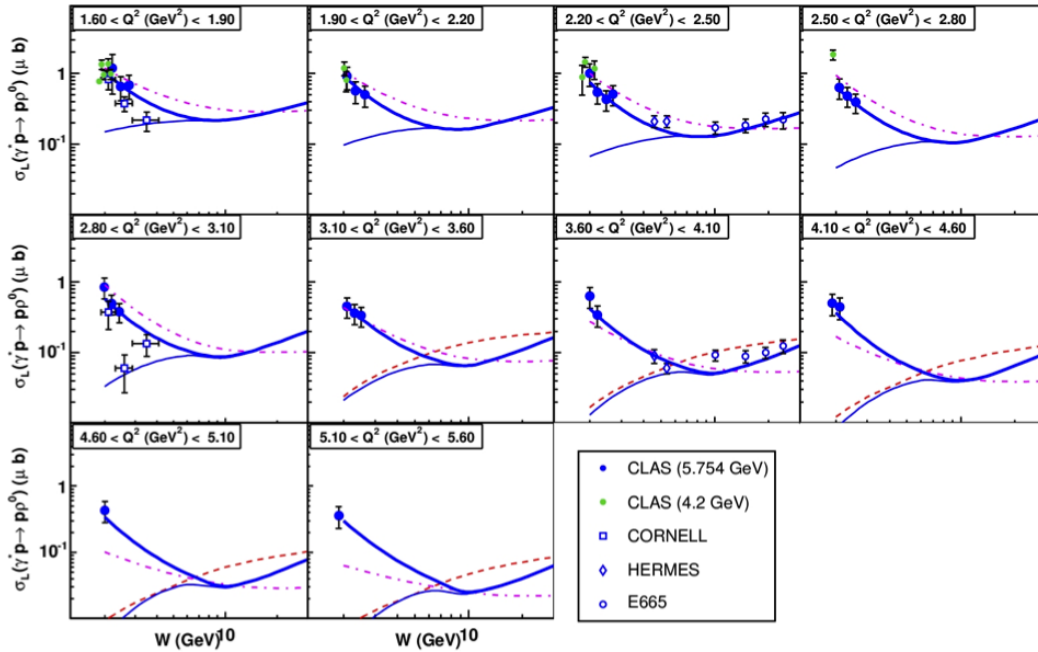


FIGURE 1.15 – Composante longitudinale de la section efficace expérimentale d'électroproduction de ρ^0 [55, 56] ; les courbes indiquent différentes approches théoriques (cf texte).

La séparation des saveurs via le DVMP est particulièrement bien adaptée à des détecteurs de grande acceptance où les différents canaux peuvent être mesurés

simultanément. Le DVMP est ainsi potentiellement plus efficace que le DVCS pour la réalisation d'un programme complet de séparation des GPD de saveurs. La situation expérimentale [55–60] reste néanmoins un sujet de controverse. Résumés sur la fig. 1.15 pour la production du méson ρ^0 , les calculs standards à base de GPD (trait plein fin) ne reproduisent pas les données expérimentales dans la région de valence alors que cette même approche s'avère très efficace dans le domaine des grandes énergies. L'observation qu'une approche basée sur des degrés de liberté hadronique (trait pointillé) pourrait réconcilier un accord à basse énergie, pose la question de la pertinence d'une approche partonique dans le domaine d'énergie de JLab [61]. Une possible solution à ce problème a été récemment suggérée [62, 63] en la contribution de termes de twist-3 liés aux GPD non-chirales (transverses) dont les effets sont aujourd'hui confrontés à de nouvelles données expérimentales [64, 65].

Chapitre 2

Structure en partons des noyaux

La description de la structure d'un noyau en termes de nucléons indépendants baignant dans le champ moyen créé par les autres nucléons a montré ses limites depuis de nombreuses années. L'existence de corrélations à courte portée entre 2 et même 3 nucléons a finalement été mise expérimentalement en évidence en diffusion inclusive d'électrons dans la région au-delà du pic quasi-élastique ($x_B > 1$) [66]. Les expériences de diffusion quasi-élastique ont de plus permis une mesure directe de leur importance [67] de même que leur dépendance en fonction de la nature du nucléon [68]. La structure nucléaire est sans plus aucun doute le résultat d'une dynamique au-delà du champ moyen dont la complexité est à la source des différents langages utilisés pour la décrire.

L'observation par la Collaboration EMC (European Muon Collaboration) d'une déviation de la fonction de structure des noyaux par rapport à la somme des fonctions de structure des nucléons libres mesurées en DIS, l'effet EMC [15], a montré que l'environnement nucléaire a un impact significatif sur les processus durs [69]. Différentes régions ont été observées (fig. 2.1) où différents types de mécanismes pourraient être en jeu : la région du *shadowing* ($x_B < 0.1$), la région de l'*anti-shadowing* ($0.1 < x_B < 0.2$), la région de l'effet EMC ($0.2 < x_B < 0.7$) et la région de Fermi ($x_B > 0.7$). Bien que l'interprétation physique de ces régions cinématiques reste plutôt insaisissable, elles sont l'expression de la même réalité physique qu'est la dynamique nucléaire observée à différentes échelles. Un lien entre l'effet EMC et les corrélations à courte portée a d'ailleurs été récemment établi de façon empirique [70].

L'étude de la structure en partons des noyaux peut être ainsi vue comme l'étude des forces nucléaires à l'aide d'un nouveau vocabulaire. Utilisé dans l'ensemble de ses capacités, ce nouveau regard s'accompagne d'un nouveau formalisme théorique, les distributions généralisées de partons, et d'outils expérimentaux adaptés, la diffusion Compton virtuelle.

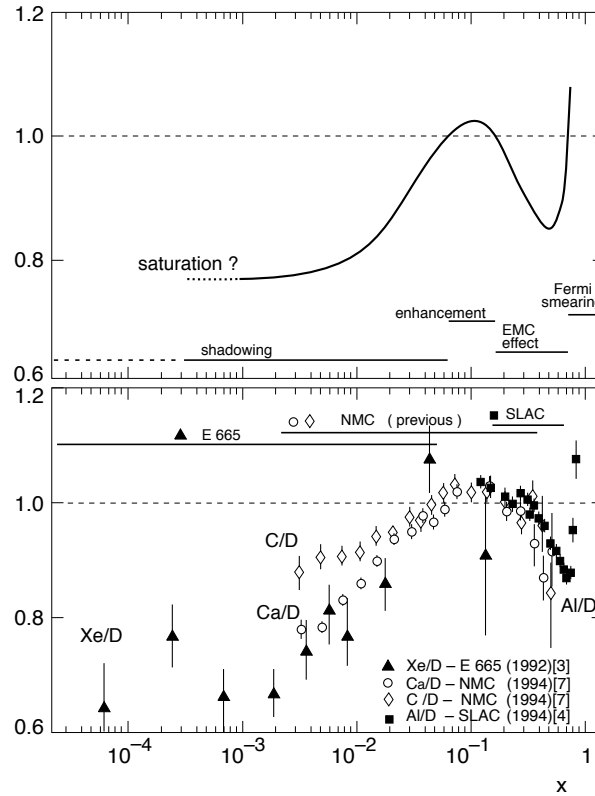


FIGURE 2.1 – Schéma des différentes régions de l'effet EMC exprimé sous la forme du rapport des fonctions de structure du noyau et du deutérium par nucléon (graphe supérieur) et mesures de l'effet EMC sur différents noyaux (graphe inférieur) [71].

1 Spécificités des cibles nucléaires

Les succès du DVCS pour l'étude de la structure en partons des nucléons ont encouragé le développement du formalisme des GPD aux noyaux et son application à la réaction DVCS sur les noyaux. Dans ce contexte, on distingue deux voies de réaction : le canal cohérent (élastique soit $A(e, e'\gamma)A$) où le noyau reste intact et le canal incohérent (quasi-élastique soit $A(e, e'\gamma N)A-1$) où l'un des nucléons est expulsé du noyau. La diffusion cohérente (dominante à petit t) permet d'étudier la structure en quarks et gluons des noyaux et la diffusion incohérente (dominante à grand t) celle des nucléons liés.

1.1 Le canal cohérent

Les GPD peuvent être classées en fonction de leurs propriétés au regard de l'hélicité et de la chiralité [72, 73]. A l'ordre dominant, un noyau de spin S peut être représenté par $(2S + 1) \cdot (2S + 1)$ GPD de chiralité paire conservant l'hélicité des partons et $(2S + 1) \cdot (2S + 1)$ GPD transverses de chiralité impaire changeant

l'hélicité des partons, de telle sorte qu'un ensemble de $2 \cdot (2S + 1)^2$ GPD caractérisent la structure en partons des noyaux. On compte ainsi jusqu'à 9 GPD de chiralité paire pour le deutérium [74] d'où la nécessité d'un grand nombre d'observables expérimentales pour résoudre cette structure riche et complexe. Dans la région de valence, caractéristique des énergies de JLab, le processus DVCS permet d'accéder aux GPD de chiralité paire alors que les GPD transverses pourraient être mesurées en production de mésons pseudo-scalaires [62, 63].

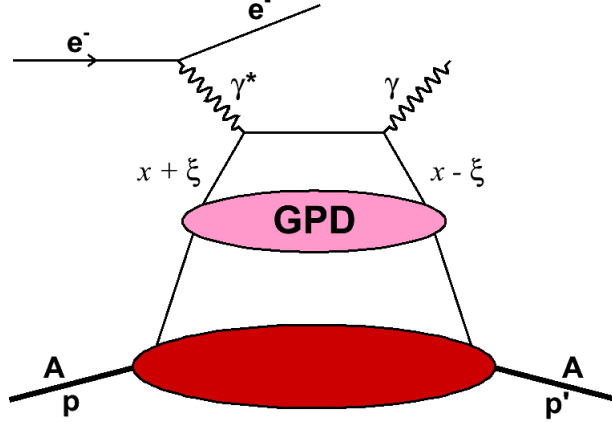


FIGURE 2.2 – Représentation schématique du canal cohérent de la réaction DVCS.

Le canal cohérent de la réaction DVCS sur un noyau (fig. 2.2) sonde les GPD nucléaires qui décrivent l'organisation des partons dans le milieu nucléaire. De manière identique au nucléon, les GPD nucléaires permettent d'accéder à une représentation tri-dimensionnelle des noyaux apportant un nouveau regard sur les effets globalement dits nucléaires [80].

Dans l'hypothèse d'une certaine description de la structure nucléaire, les GPD nucléaires peuvent être reconstruites à partir des GPD élémentaires de chaque nucléon [26, 51, 52, 75–79]. Supposant un noyau constitué de A nucléons indépendants (Z protons et $A - Z$ neutrons), la GPD nucléaire de saveur H_A^q d'un noyau de spin nul peut s'écrire [51]

$$H_A^q(x_A, \xi_A, t) = \frac{\xi_N}{\xi_A} \left[Z \left(H_p^q(x_N, \xi_N, t) + \frac{t}{4M^2} E_p^q(x_N, \xi_N, t) \right) + (A - Z) \left(H_n^q(x_N, \xi_N, t) + \frac{t}{4M^2} E_n^q(x_N, \xi_N, t) \right) \right] F_A(t) \quad (2.1)$$

où $F_A(t)$ est le facteur de forme électromagnétique du noyau, normalisé ici à l'unité. Si la simplicité de cette forme est un avantage en vue de la détermination des propriétés des GPD nucléaires et des facteurs de forme Compton nucléaire, elle présente le désavantage de négliger les corrélations entre nucléons dont on

connaît par ailleurs l'importance et réduit la description de la structure nucléaire aux seuls facteurs de forme électromagnétique. Dans les régions cinématiques où ces approximations sont de moindre importance, cette approche reste néanmoins valide et permet entre autres d'ouvrir une fenêtre d'accès aux GPD du neutron. La convolution des GPD du nucléon avec la fonction spectrale du nucléon dans le noyau permet de prendre en compte les effets nucléaires dits *conventionnels* tels le mouvement de Fermi des nucléons et les effets de liaison nucléaire. De façon générique, la GPD (F_A^q) nucléaire de saveur peut s'écrire [77]

$$F_A^q(x_A, \xi_A, t) = \sum_N \int dE \int d\vec{p} P_{SS',ss'}^N(\vec{p}, \vec{p}', E) \frac{\xi_N}{\xi_A} F_N^q(x', \xi', t) \quad (2.2)$$

où $S(s)$ et $S'(s')$ sont les états de spin initiaux et finaux du noyau (nucléon); E représente ici l'énergie du système nucléaire intermédiaire de nombre atomique $A - 1$. Les paramètres cinématiques x' et ξ' des partons participant à la réaction s'expriment comme des fonctions de x_A , ξ_A et p [77]. L'ingrédient essentiel de cette approche est la fonction spectrale du nucléon dont il faut remarquer la non-diagonalité que l'on devrait pouvoir en partie relier aux corrélations entre les nucléons. Le développement de ce formalisme dans le contexte de l'isotope 3 de l'hélium indique l'importance d'un traitement attentif des effets nucléaires conventionnels avant toute tentative d'extraction d'éventuels effets exotiques liés aux GPD nucléaires [81].

La liaison nucléaire a pour autre effet de modifier les propriétés élémentaires des nucléons liés par rapport aux nucléons libres. Une partie de ces effets dits hors-couche est déjà présente dans l'expression de l'eq. 2.2 par l'intermédiaire de la fonction spectrale des nucléons hors-couche de masse. Le contenu physique manquant est celui correspondant aux partons des nucléons liés, soit la modification des GPD du nucléon. Il convient alors de considérer une forme plus générale de l'eq. 2.2 précédente que l'on peut conceptuellement écrire [82]

$$F_A^q(x_A, \xi_A, t) = \sum_N \int dE \int d\vec{p} P_{SS',ss'}^N(\vec{p}, \vec{p}', E) \frac{\xi_N}{\xi_A} \widehat{F}_N^q(x', \xi', E, t) \quad (2.3)$$

où la dépendance supplémentaire en E indique explicitement la différence entre nucléons libres et liés

$$\widehat{F}_N^q(x', \xi', E, t) \neq F_N^q(x', \xi', t). \quad (2.4)$$

Différents travaux ont exploré cette problématique avec l'intuition que l'introduction d'un degré de liberté transverse (via t ou une dépendance en fonction de l'impulsion transverse k_\perp) via les GPD pourrait apporter des informations décisives. L'influence de la structure nucléaire s'y exprime sous la forme du rapport EMC généralisé R_A des GPD nucléaires et des GPD du proton qui s'écrit [79]

$$R_A(x_A, \xi_A, t) = \frac{H_A(x_A, \xi_A, t)}{F_A(t)} \frac{F_p^1(t)}{H_p(x_A, \xi_A, t)} \quad (2.5)$$

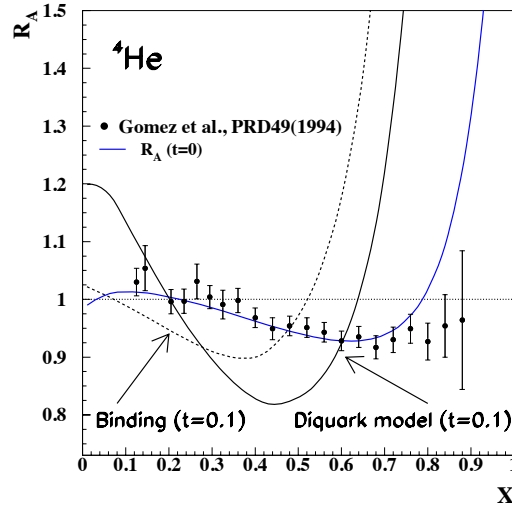


FIGURE 2.3 – Rapport EMC ($t = 0$) et EMC généralisé ($t = 0.1$) calculés pour un noyau d'hélium et différents scénarios physiques [79].

où $F_p^1(t)$ est le facteur de forme de Dirac du proton. Ce rapport tire son nom de sa limite à petits angles de diffusion qui se réduit au rapport EMC des distributions de partons. Le résultat majeur de ces travaux est représenté sur la fig. 2.3 : la dépendance en t de l'ensemble des effets nucléaires permet de séparer différents scénarios conduisant au même effet EMC dans le cas longitudinal ($t = 0$). Les GPD nucléaires pourraient ainsi potentiellement résoudre le problème de l'origine physique de l'effet EMC.

Les différentes approches théoriques du canal cohérent du DVCS ont dépassé la simple démonstration de principe et parviennent aujourd'hui à des degrés de raffinement qui laissent entrevoir un très fort potentiel quant à l'étude de la structure en partons des noyaux. Il convient cependant de souligner la difficulté expérimentale d'une mesure exclusive de ce processus en raison de la dépendance en t des GPD via, en première approximation, les facteurs de forme électromagnétique des noyaux : la très rapide décroissance des GPD confine les études à petit t , dans une région où les effets de seuil de détection des noyaux de recul sont importants.

1.2 Le canal incohérent

A bien des égards le canal incohérent de la réaction DVCS (fig. 2.4) peut être vu comme une extension des expériences de diffusion quasi-élastique ($e, e'p$) [83] par lesquelles la structure d'un noyau en termes de degrés de liberté nucléonique a été établie et qui ont permis d'étudier l'impact des effets nucléaires sur les propriétés des nucléons liés [84]. Le DVCS incohérent est potentiellement la façon de

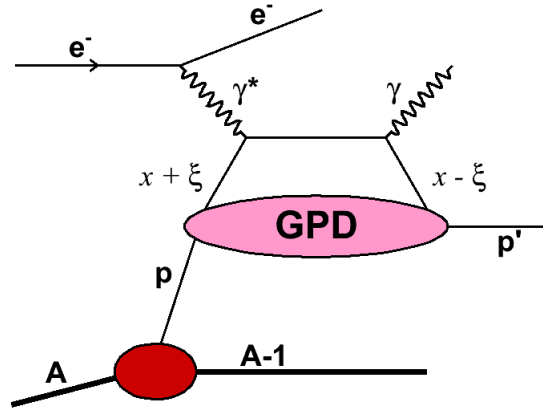


FIGURE 2.4 – Représentation schématique du canal incohérent de la réaction DVCS.

répondre à ces mêmes questions en termes de degrés de liberté partonique et de constituer le lien depuis longtemps recherché entre les descriptions nucléonique et partonique de la structure nucléaire.

De façon similaire au canal cohérent, les différentes approches théoriques du canal incohérent de la réaction DVCS peuvent se distinguer par leur description des effets nucléaires et des modifications des GPD des nucléons libres. En relation avec le succès du modèle QMC (Quark-Meson Coupling [85]) pour la description des modifications des facteurs de forme électromagnétique du proton dans l'hélium [86, 87], une première approche consiste à modifier les GPD liées dans les mêmes proportions que les facteurs de forme [88], soit

$$\hat{H}_N(x, \xi, t) = \frac{\hat{F}_N^1(t)}{F_N^1(t)} H_N(x, \xi, t) \quad (2.6)$$

et similairement pour les autres GPD du nucléon. Les effets de milieu peuvent ainsi s'exprimer sous la forme du rapport $A_{LU}^{Incoh.}/A_{LU}^P$ des amplitudes des asymétries de spin du faisceau pour un nucléon lié et un nucléon libre. Cette méthode effective permet d'estimer l'influence du milieu nucléaire en extrapolant le formalisme DVCS développé pour des nucléons libres et prédit des effets de l'ordre de 6% dans le noyau d'hélium aux énergies de JLab.

La forme générale de la section précédente (eq. 2.3) est également applicable au canal incohérent avec une simplification de la fonction spectrale qui ne dépend plus que de l'unique nucléon extrait du noyau. La modification des GPD liées apparaît alors par l'intermédiaire d'effets de cinématiques hors-couche convolués avec la structure du noyau [79]. Cette méthode, à priori moins effective, prédit d'importants effets nucléaires dans le canal incohérent et beaucoup plus significatifs que ceux du canal cohérent (fig. 2.5). Le canal incohérent apparaîtrait donc comme une voie privilégiée pour l'étude des effets EMC transverse.

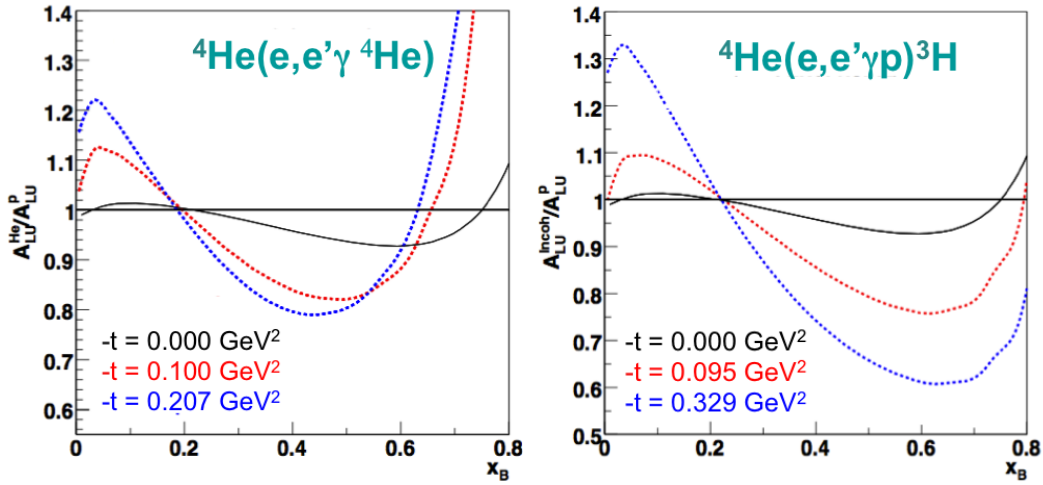


FIGURE 2.5 – Rapports des amplitudes des asymétries de spin du faisceau calculés pour un noyau d'hélium à différentes valeurs de t [79] : canal cohérent (gauche) et canal incohérent (droite).

Contrairement au canal cohérent, la mesure du DVCS incohérent n'est pas techniquement limitée en t mais souffre cependant des mêmes difficultés théoriques que les expériences $(e, e'p)$: les effets nucléaires conventionnels liés au nucléon impliqué dans la réaction doivent être explicitement pris en compte, de même que les effets de l'interaction entre le nucléon final et le noyau résiduel. Ce mécanisme est non-seulement susceptible de modifier la dépendance de la section efficace en fonction de l'angle azimutal du nucléon mais s'avère d'une importance capitale dans le cas de la diffusion quasi-élastique sur un neutron [89]. Il n'existe pas aujourd'hui de description théorique complète et consistante de l'ensemble de ces effets pour le canal incohérent du DVCS [90].

1.3 Status expérimental

L'expérience HERMES à DESY a obtenu les premières mesures du DVCS nucléaire sur les noyaux cibles D, He, N, Ne, Kr et Xe [91]. L'asymétrie de spin du faisceau a été mesurée auprès du collisionneur e^+p et e^-p HERA, utilisant les faisceaux d'électrons et de positrons longitudinalement polarisés d'une énergie maximale de 27.6 GeV pour étudier les réactions sur une cible fixe. Cette série de mesures a mis en évidence la dépendance en t attendue des processus : le canal cohérent de la réaction DVCS est dominant pour de faibles valeurs de t , tandis que le domaine cinématique caractérisé par de grandes valeurs de t est dominé par les canaux incohérents sur le proton et le neutron.

La séparation entre les canaux cohérent et incohérent est effectuée de manière effective sur la base de simulations Monte-Carlo permettant de déterminer pour chaque noyau une région à petit t' (avec $t' = t - t_{min}$) où le canal cohérent do-

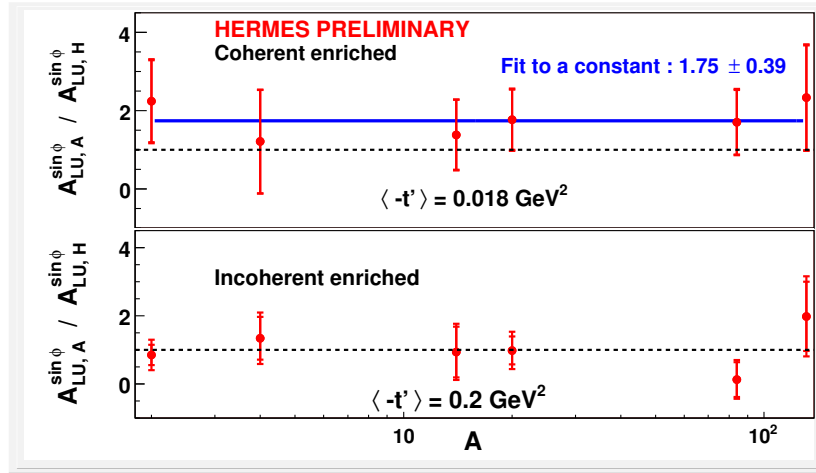


FIGURE 2.6 – Rapport entre les moments en $\sin(\phi)$ des asymétries de spin du faisceau pour différents noyaux (D, He, N, Ne, Kr, Xe) et celle sur le proton pour des événements appartenant à des régions cinématiques dominées par le canal cohérent (coherent enriched) et le canal incohérent (incoherent enriched) [91].

mine la réaction (*coherent enriched*) caractérisée par les paramètres cinématiques moyens : $\langle -t' \rangle = 0.018 \text{ GeV}^2$, $\langle Q^2 \rangle \approx 1.7 \text{ GeV}^2$ et $\langle x_B \rangle \approx 0.065$. Une autre région cinématique où le canal incohérent domine la réaction (*incoherent enriched*) a également été déterminée avec pour valeur moyenne $\langle -t' \rangle = 0.2 \text{ GeV}^2$. Les résultats obtenus sont représentés sur la fig. 2.6 en termes du rapport du moment en $\sin(\phi)$ des asymétries de spin du faisceau mesurées sur le noyau et le proton. Le comportement global indique que les asymétries mesurées dans le canal incohérent sont très proches de celles du proton alors que les mesures du canal cohérent sont significativement supérieures. Ces conclusions restent cependant très fragiles compte-tenu des incertitudes expérimentales. Cette fragilité s'exprime plus clairement en comparant les données à différentes prédictions théoriques (fig. 2.7). Si les données sont compatibles avec les prédictions, la précision obtenue ne permet pas de distinguer entre les modèles.

Les premières mesures de précision du DVCS cohérent ont été obtenues de manière indirecte sur une cible de deutérium dans l'expérience n-DVCS qui mesura pour la première fois la réaction DVCS sur un neutron [45]. Les données expérimentales, compatibles avec les prédictions théoriques, souffrent cependant d'une difficile séparation entre les canaux cohérent et incohérent dans la région la plus sensible des petits t , en limitant de fait leur impact.

L'étude expérimentale du DVCS nucléaire n'en est clairement qu'à son commencement et la qualité du peu de données existantes n'est pas aujourd'hui suffisante pour avoir un impact sur notre connaissance de la structure partonique

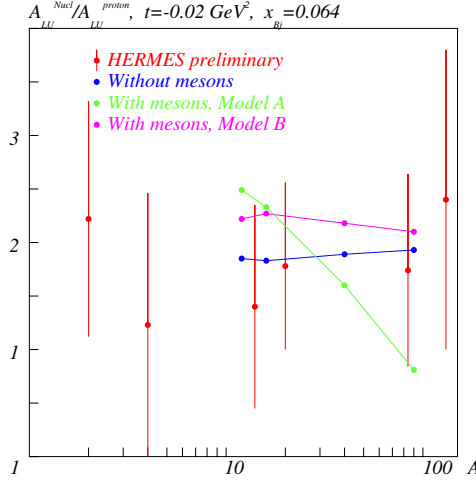


FIGURE 2.7 – Comparaison des données HERMES sur le DVCS nucléaire par rapport à différentes prédictions théoriques [91].

des noyaux.

2 Particularités des cibles sans spin

2.1 Distributions généralisées de partons

A l'ordre dominant en $1/Q^2$, un noyau scalaire tel que le noyau d'hélium est représenté par une GPD non-polarisée chirale de quark H_A (ordre dominant en α_S) et une GPD de transversité $H_{A,T}$ (ordre supérieur en α_S) [92]. Ces GPD nucléaires sont contraintes par la limite à petit angle de diffusion liant les GPD de saveur aux distributions de partons dans les noyaux

$$H_A^q(x_A, 0, 0) = q_A(x_A) \quad (2.7)$$

$$H_{A,T}^q(x_A, 0, 0) = \delta q_A(x_A) \quad (2.8)$$

avec

$$H_A(x_A, \xi_A, t) = \sum_q e_q H_A^q(x_A, \xi_A, t) \quad (2.9)$$

$$H_{A,T}(x_A, \xi_A, t) = \sum_q e_q H_{A,T}^q(x_A, \xi_A, t) \quad (2.10)$$

où la dépendance en Q^2 est implicite. Le lien explicite entre les GPD de saveur nucléaires et les GPD de saveur du nucléon ou plus généralement entre un noyau et ses constituants élémentaires est l'une caractéristique du modèle de structure

nucléaire utilisé [78, 81, 93].

Le premier moment de Mellin de la GPD nucléaire s'écrit

$$\int_{-1}^1 dx_A H_A(x_A, \xi_A, t) = F_A(t) \quad (2.11)$$

où $F_A(t)$ est le facteur de forme électromagnétique du noyau, normalisé à sa charge électrique Z . De façon similaire au nucléon, le second moment de Mellin de la GPD nucléaire chirale s'exprime selon

$$\int_{-1}^1 dx_A x_A H_A(x_A, \xi_A, t) = M_2^A(t) + \frac{4}{5} \xi_A^2 d_1^A(t) \quad (2.12)$$

où $M_2^A(t)$ est relié à la distribution d'impulsion des partons et $d_1^A(t)$ représente le D-term nucléaire, lié à la distribution des forces nucléaires et expérimentalement accessible via la partie réelle du facteur de forme Compton.

Si l'interprétation physique du D-term est communément admise, il convient de noter que son évolution en fonction de la masse du noyau cible reste un sujet de discussions [94] du point de vue théorique et n'est pas expérimentalement établie : une dépendance en $A^{7/3}$ de la limite à petit t du D-term est prédite dans le cadre d'un modèle de goutte liquide [11], alors qu'une dépendance en A est obtenue dans le cadre d'un modèle microscopique du noyau [78].

2.2 Diffusion Compton virtuelle

La production de photons par diffusion de leptons polarisés sur une cible nucléaire A peut être décrite par le formalisme général [26] discuté au chapitre précédent. La section efficace s'écrit

$$\frac{d^5 \sigma_\lambda^{ei}}{dx_A dQ^2 dt d\phi_e d\phi} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2} \frac{x_A y^2}{Q^4 \sqrt{1+\epsilon}} \frac{\sigma_\lambda^{ei}}{e_l^6} \quad (2.13)$$

où

$$\sigma_\lambda^{ei} = \sigma_{BH} + \sigma_{DVCS} + e_l \sigma_{INT} + \lambda \tilde{\sigma}_{DVCS} + \lambda e_l \tilde{\sigma}_{INT} . \quad (2.14)$$

Chaque amplitude de réaction peut s'exprimer sous forme d'un développement en fonction de l'angle azimutal ϕ entre les plans leptonique et hadronique, dont les expressions sont données par les eq. 1.34 (σ_{BH}), eq. 1.35 (σ_{DVCS}), eq. 1.36 ($\tilde{\sigma}_{DVCS}$), eq. 1.37 (σ_{INT}) et eq. 1.38 ($\tilde{\sigma}_{INT}$).

Dans le cas d'un noyau de spin nul, les coefficients de Fourier de l'amplitude BH

s'écrivent

$$c_0^{BH} = \left[\begin{aligned} & \left\{ (2-y)^2 + y^2(1+\epsilon^2)^2 \right\} \left\{ \frac{\epsilon^2 Q^2}{t} + 4(1-x_A) + (4x_A + \epsilon^2) \frac{t}{Q^2} \right\} \\ & + 2\epsilon^2 \left\{ 4(1-y)(3+2\epsilon^2) + y^2(2-\epsilon^4) \right\} - 4x_A^2(2-y)^2(2+\epsilon^2) \frac{t}{Q^2} \\ & + 8K^2 \frac{\epsilon^2 Q^2}{t} \end{aligned} \right] F_A^2 \quad (2.15)$$

$$c_1^{BH} = -8(2-y)K \left\{ 2x_A + \epsilon^2 - \frac{\epsilon^2 Q^2}{t} \right\} F_A^2 \quad (2.16)$$

$$c_2^{BH} = 8K^2 \frac{\epsilon^2 Q^2}{t} F_A^2 \quad (2.17)$$

A l'ordre dominant en α_S et négligeant la contribution des termes de twist supérieurs à 2, seuls les coefficients c_0^{DVCS} , c_0^{INT} , c_1^{INT} et s_1^{INT} contribuent à la section efficace du processus, de même façon que pour un nucléon. Les coefficients de twist-2 s'expriment en fonction des parties réelle et imaginaire du facteur de forme Compton \mathcal{H}_A défini par

$$\mathcal{H}_A(\xi_A, t) = \sum_q e_q^2 \int_{-1}^{+1} dx_A \left(\frac{1}{x_A - \xi_A + i0} + \frac{1}{x_A + \xi_A - i0} \right) H_A^q(x_A, \xi_A, t). \quad (2.18)$$

L'absence de GPD supplémentaire pour un noyau de spin nul a pour conséquence de singulièrement simplifier le lien entre section efficace et GPD, en comparaison au cas du nucléon. Dans le contexte de l'approximation BKM [92], le coefficient de l'amplitude DVCS s'écrit

$$c_0^{DVCS} = 2(2-2y+y^2) \mathcal{H}_A \mathcal{H}_A^* \quad (2.19)$$

et ceux de l'amplitude d'interférence

$$c_0^{INT} = -8(2-y) \frac{t}{Q^2} F_A \Re\{\mathcal{H}_A\} \quad (2.20)$$

$$\times \left\{ (2-x_A)(1-y) - (1-x_A)(2-y)^2 \left(1 - \frac{t_{min}}{Q^2} \right) \right\} \quad (2.21)$$

$$c_1^{INT} = 8K(2y-y^2-2)F_A \Re\{\mathcal{H}_A\} \quad (2.21)$$

$$s_1^{INT} = 8Ky(2-y)F_A \Im\{\mathcal{H}_A\} \quad (2.22)$$

où les seules inconnues à déterminer à partir des observables expérimentales sont les parties réelle et imaginaire du facteur de forme Compton chirale.

Au-delà de l'approximation BKM et de la restriction aux contributions de twist-2, l'expression exacte des coefficients de Fourier précédents devient plus

complexe et fait intervenir les 2 GPD du noyau [95]. La séparation des facteurs de forme Compton nucléaire peut néanmoins se réduire à la détermination des quatre différentes amplitudes de réaction séparables par des mesures avec des leptons de charges et polarisations opposées.

2.3 Asymétrie de spin du faisceau

De par leur moindre sensibilité aux erreurs systématiques, les asymétries de spin du faisceau ou de polarisation de la cible sont souvent préférées aux mesures de sections efficaces. Les asymétries permettent en effet de s'affranchir des effets d'acceptance et d'efficacité, pour peu que les changements de spin ou de polarisation soient suffisamment rapides. Le coût de ces mesures est une information expérimentale réduite à la valeur d'un rapport plutôt qu'à la connaissance séparée du numérateur et du dénominateur de ce rapport. Cette difficulté est à la source de la limitation des performances des mesures d'asymétrie en vue de la détermination expérimentale des GPD.

Considérant un noyau de spin nul dans le cadre de l'approximation BKM et de la dominance des contributions de twist-2, l'asymétrie A_{LU} obtenue en comparant deux états de polarisation opposée d'un faisceau d'électrons s'écrit

$$A_{LU}^\lambda \equiv A_{LU}^\lambda(Q^2, x_A, \xi_A, t) = \frac{\sigma_+^- - \sigma_-^-}{\sigma_+^- + \sigma_-^-} = \frac{-\lambda \tilde{\sigma}_{INT}}{\sigma_{BH} + \sigma_{DVCS} + \sigma_{INT}} \quad (2.23)$$

soit plus précisément

$$A_{LU}^\lambda = \lambda \frac{x_A(1 + \epsilon^2)^2}{y} s_1^{INT} \sin(\phi) \left/ \left[\sum_{n=0}^{n=2} c_n^{BH} \cos(n\phi) + \frac{x_A^2 t(1 + \epsilon^2)^2}{Q^2} P_1(\phi) P_2(\phi) c_0^{DVCS} + \frac{x_A(1 + \epsilon^2)^2}{y} \sum_{n=0}^{n=1} c_n^{INT} \cos(n\phi) \right] \right. \quad (2.24)$$

Isolant les structures principales de cette observable, l'expression de l'eq. 2.24 précédente peut s'écrire

$$A_{LU}^\lambda(\phi) = \lambda \frac{\alpha_0(\phi) \Im m(\mathcal{H}_A)}{\alpha_1(\phi) + \alpha_2(\phi) \Re e(\mathcal{H}_A) + \alpha_3(\phi) (\Re e(\mathcal{H}_A)^2 + \Im m(\mathcal{H}_A)^2)} \quad (2.25)$$

avec

$$\alpha_0(\phi) = 8 K x_A (1 + \epsilon^2)^2 (2 - y) F_A \sin(\phi) \quad (2.26)$$

$$\alpha_1(\phi) = c_0^{BH} + c_1^{BH} \cos(\phi) + c_2^{BH} \cos(2\phi) \quad (2.27)$$

$$\alpha_2(\phi) = 8 \frac{x_A}{y} (1 + \epsilon^2)^2 F_A \left[K(2y - y^2 - 2) \cos(\phi) - (2 - y) \frac{t}{Q^2} \left\{ (2 - x_A)(1 - y) - (1 - x_A)(2 - y)^2 \left(1 - \frac{t_{min}}{Q^2} \right) \right\} \right] \quad (2.28)$$

$$\alpha_3(\phi) = 2 \frac{x_A^2 t}{Q^2} (2 - 2y + y^2) (1 + \epsilon^2)^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi). \quad (2.29)$$

Connaissant la dépendance en ϕ à partir de la mesure des paramètres cinématiques des électrons et du photon réel DVCS, il est donc à priori possible d'extraire simultanément la partie réelle et la partie imaginaire du facteur de forme Compton chirale d'un noyau de spin nul à partir de l'asymétrie de spin du faisceau.

Considérant le cas particulier du noyau ${}^4\text{He}$, il est important de remarquer que le facteur de forme électromagnétique $F_A(t)$ présente la particularité d'un minimum au voisinage de $t \approx -0.4 \text{ GeV}^2$. Dans ce domaine, l'amplitude BH est donc nulle de même que l'asymétrie de spin du faisceau au twist-2. Il est ainsi possible d'écrire au twist supérieur

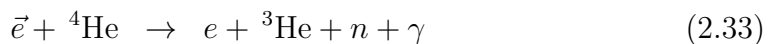
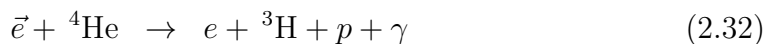
$$A_{LU}^\lambda(Q^2, x_A, \xi_A, t \approx -0.4) = \lambda \frac{\tilde{\sigma}_{DVCS}}{\sigma_{DVCS}} \quad (2.30)$$

qui correspond à la situation unique d'un signal DVCS pur et constitue une mesure directe de l'importance des effets de twist-3 relativement à l'amplitude DVCS.

3 L'expérience He-DVCS au Jefferson Laboratory

3.1 Objectifs

L'expérience He-DVCS ou E08-024 [16] est une étude exploratoire de la réaction DVCS sur un noyau d'hélium aux énergies de JLab, via la mesure de l'asymétrie de spin du faisceau et une identification exclusive des canaux cohérent et incohérent. Les voies de réactions principales de cette expérience sont



ainsi que les canaux associés de production de π^0 contribuant au bruit de fond physique de la réaction DVCS. Les prises de données se sont déroulées à l'automne 2009 dans le Hall B de JLab avec un faisceau d'électrons polarisés de 6.065 GeV.

La mise en évidence d'un signal DVCS exclusif, à priori partiellement observé à plus haute énergie dans l'expérience HERMES [91], est le prérequis à une analyse physique fine de la structure en partons du noyau d'hélium. En particulier, l'enjeu scientifique majeur du canal cohérent, tant d'un point de vue expérimental que théorique, est la séparation des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton, dans la perspective d'une détermination de la GPD H_A de l'hélium et d'une femto-tomographie de ce noyau. Le canal incohérent sur le proton est quant à lui privilégié pour l'étude des possibles effets EMC transverses,

potentiellement déterminants pour la compréhension des phénomènes physiques responsables de l'effet EMC. L'étude du canal incohérent sur le neutron est principalement motivée par l'accès potentiel aux GPD du neutron mais reste à priori difficile en raison de l'importance attendue des effets traditionnels de structure nucléaire et des mécanismes de réaction au-delà de l'approximation de Born. A l'opposé, l'étude directe de ces effets par comparaison au neutron quasi-libre serait une autre façon d'aborder l'effet EMC via les modifications attendues des GPD des nucléons liés.

L'objectif affiché de la sélection de canaux exclusifs impose de fortes contraintes sur le système de détection.

La technique expérimentale développée dans les expériences DVCS du Hall A [33, 47] implique la détection de l'électron diffusé et du photon DVCS uniquement. Dans ces conditions, la séparation des canaux cohérent et incohérent requiert une résolution en masse manquante meilleure que l'énergie de séparation d'un nucléon, soit 28.3 MeV. Si les performances des spectromètres de grande résolution du Hall A sont suffisantes, cette contrainte est très exigeante pour la détection du photon DVCS. Il est par ailleurs impossible en ce cas de distinguer neutron et proton dans le canal incohérent, la technique de comparaison par rapport à une cible d'hydrogène étant beaucoup moins justifiée que pour une cible de deutérium.

La technique expérimentale développée dans les expériences DVCS du Hall B [37, 42] implique la détection de l'ensemble des produits de réaction pour obtenir l'exclusivité expérimentale, la résolution combinée des mesures de l'électron diffusé et du photon DVCS ne permettant pas d'obtenir la résolution en masse manquante nécessaire. La mesure de l'ensemble des particules produites permet ainsi une identification précise des canaux de réaction, le bruit de fond physique étant alors restreint à la production associée de π^0 .

Compte-tenu de ces contraintes et des performances des systèmes de détection existants, le Hall B de JLab a été identifié comme le site expérimental le plus à même de réaliser avec succès l'expérience He-DVCS. Les mesures ont été effectuées grâce au détecteur CLAS complété du calorimètre interne (IC) et d'une chambre à projection temporelle radiale (RTPC) qui seront détaillés dans le chapitre suivant. Cet ensemble permet de plus de couvrir simultanément un large espace de phase.

3.2 Espace de phase

L'étude du canal cohérent de la réaction He-DVCS est l'objectif de cette thèse. Les limites cinématiques de l'espace des phases de ce canal sont présentées ici pour le plan (x_A, Q^2) (fig. 2.8), ainsi que pour le plan (x_B, Q^2) dans l'espace autorisé (fig. 2.9). Les équations utilisées pour borner l'espace des phases sont détaillées dans l'annexe A. Afin d'exclure de l'analyse le domaine des résonances du nucléon, on définit une limite physique par rapport à l'énergie disponible W

dans le référentiel du centre de masse du photon virtuel et du nucléon, soit

$$W = (q + p)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 > (M + 1)^2 \text{ GeV}^2, \quad (2.34)$$

la masse du noyau n'intervenant pas dans cette contrainte d'énergie d'excitation. Une coupure supplémentaire sur l'échelle la réaction (Q^2) doit être également considérée pour favoriser les interactions sur une cible ponctuelle, les partons constituant le noyau. L'acceptance de CLAS est représentée par les coupures sur l'angle minimum et l'angle maximum de détection de l'électron diffusé.

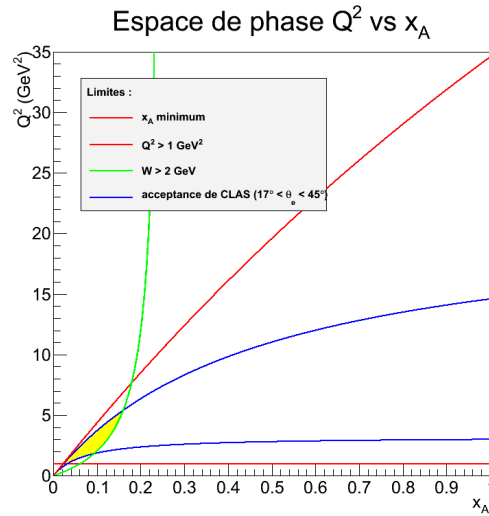


FIGURE 2.8 – Espace de phase (x_A, Q^2) du canal cohérent de la réaction DVCS.

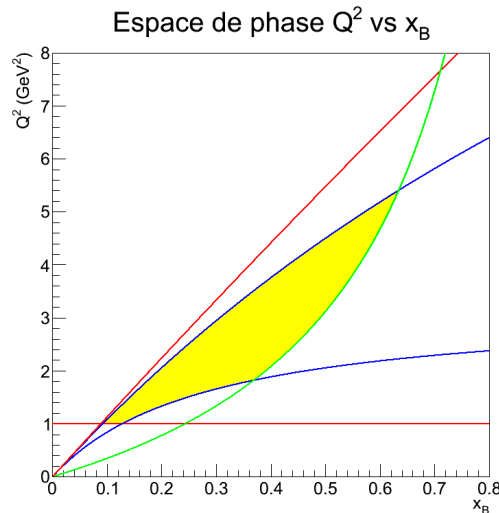


FIGURE 2.9 – Espace de phase (x_B, Q^2) du canal cohérent de la réaction DVCS.

Lorsqu'on observe la distribution de $-t$ en fonction de x_A pour des valeurs de Q^2 fixées (fig. 2.10), on peut constater que la gamme en $-t$ est définie par la valeur minimale de x_A accessible. Ainsi la limite minimale d'acceptance de CLAS ($\theta_e > 17^\circ$) n'impose aucune contrainte sur l'espace de phase (Q^2, t) (fig. 2.11) puisqu'elle ne borne que la valeur maximale de x_A . En revanche la limite maximale sur l'acceptance ($\theta_e < 45^\circ$) borne quant à elle la valeur minimale de x_A et contraint donc l'espace de phase (Q^2, t) . Enfin la valeur de Q^2 maximale accessible provient de l'intersection des contraintes sur W et sur $\theta_e < 45^\circ$.

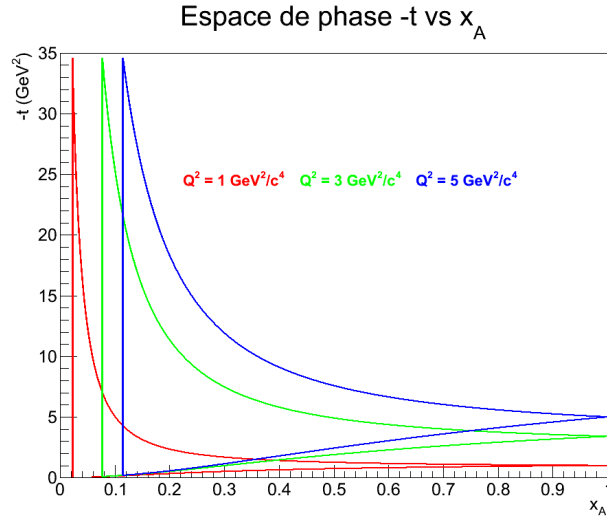


FIGURE 2.10 – Limites de l'espace de phase (x_A, t) pour différentes valeurs de Q^2 .

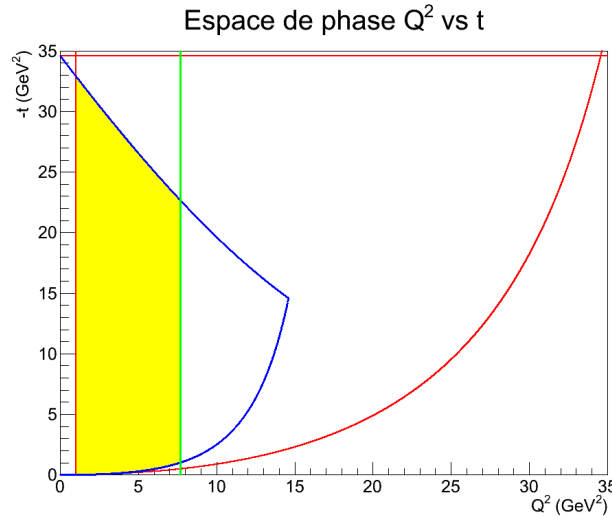


FIGURE 2.11 – Espace de phase (Q^2, t) du canal cohérent de la réaction DVCS.

L'intersection des contraintes sur W et sur $\theta_e < 45^\circ$ permet également de déterminer la valeur maximale de x_A et ainsi de contraindre l'espace de phase (x_A, t) (fig. 2.12).

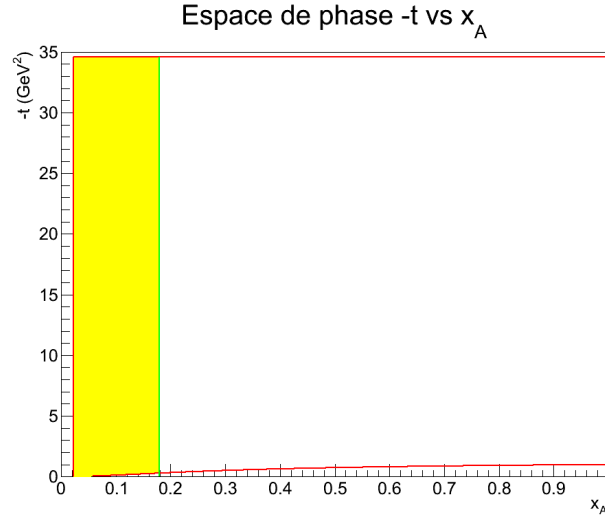


FIGURE 2.12 – Espace de phase (x_A, t) du canal cohérent de la réaction DVCS.

Il convient de préciser que l'essentiel de la statistique obtenue au cours de cette expérience est concentrée autour de petites valeurs de x_B , Q^2 et $-t$, soit $0.10 \leq x_B \leq 0.25$, $1.0 \leq Q^2 \leq 2.3 \text{ GeV}^2$ et $-t \leq 0.2 \text{ GeV}^2$.

Chapitre 3

Dispositif instrumental

Au cours de ce chapitre, nous introduirons CEBAF, l'accélérateur du Jefferson Lab qui a fourni le faisceau polarisé d'électrons lors de l'expérience He-DVCS. Nous aborderons ensuite CLAS, le détecteur principal du Hall expérimental B qui a accueilli cette expérience. Enfin nous décrirons le Calorimètre Interne (IC), un calorimètre spécialement conçu pour les expériences DVCS, ainsi que la chambre à projection temporelle radiale (RTPC) destinée à la détection des noyaux résiduels.

1 L'accélérateur CEBAF

Le Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF), également appelé Jefferson Lab, explore de nombreux aspects de la physique hadronique grâce à son accélérateur CEBAF signifiant Continuous Electron Beam Accelerator Facility [97]. CEBAF délivre un faisceau polarisé d'électrons d'une polarisation maximale d'environ 85 % simultanément dans trois halls expérimentaux (A, B et C). Ce faisceau peut atteindre une intensité maximum de $200 \mu\text{A}$. En revanche l'intensité fournie au Hall B est généralement limitée à une centaine de nA, ce Hall se caractérisant par l'utilisation du détecteur de grande acceptance CLAS.

Les électrons polarisés sont extraits d'un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs) par trois faisceaux laser polarisés circulairement, pulsés à une fréquence de 499 MHz (chaque laser correspondant à un hall expérimental). Cette polarisation circulaire est obtenue grâce à des cellules de Pockels, les photons émis par les diodes étant polarisés linéairement. Les électrons émis sont accélérés par des cavités radiofréquences superconductrices en niobium (Nb) fonctionnant à une fréquence de 1497 MHz (soit le triple de la fréquence des lasers), ainsi les paquets d'électrons correspondant aux différents halls se succèdent. Le faisceau, qui présente un cycle utile proche de 100 %, est considéré comme continu car les paquets d'électrons qu'il émet sont séparés de seulement 670 ps. Un paquet d'électrons arrive dans un hall toutes les 2 ns.

Ces cavités accélératrices sont refroidies dans de l'hélium liquide à 2 K. Il

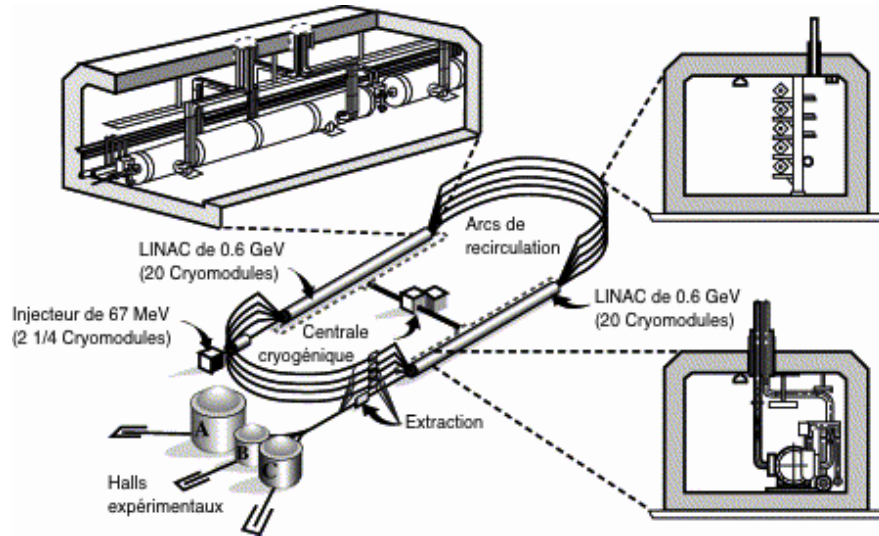


FIGURE 3.1 – Continuous Electron Beam Accelerator Facility.

est à noter la présence sur le site d'une usine de liquéfaction de l'hélium, afin de maintenir le refroidissement des 338 cavités accélératrices du site : 18 cavités constituent l'injecteur, tandis que deux accélérateurs linéaires sont composés chacun de 160 cavités. L'injecteur accélère les électrons jusqu'à une énergie de 67 MeV. Chaque accélérateur linéaire peut fournir une accélération de 600 MeV. Ces deux accélérateurs linéaires sont reliés entre eux par neuf arcs de recirculation, permettant ainsi aux paquets d'électrons d'effectuer plusieurs passages pour atteindre une énergie maximale de 6 GeV après cinq tours.

La polarisation est régulièrement inversée en introduisant ou retirant une lame demi-onde afin de réduire certaines erreurs systématiques. La polarisation peut être mesurée au niveau de l'injecteur par un polarimètre Mott ainsi que par un polarimètre Møller au niveau du Hall B. Le polarimètre du Hall B est constitué d'une cible polarisée (une plaque de permendur de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur) entourée de bobines de Helmholtz capables de fournir un champ magnétique de 100 Gauss, suivie d'un spectromètre mesurant la distribution angulaire des électrons Møller. La polarisation du faisceau d'électrons incidents est déduite de l'asymétrie de cette distribution. Une polarisation moyenne de $-83.7 \% \pm 0.4$ (fig. 3.2) a été mesurée au cours de la prise de données de l'expérience He-DVCS.

Une amélioration des performances de l'accélérateur a été approuvée et aboutira à une énergie maximale de faisceau de 12 GeV ainsi qu'à la construction d'un quatrième hall expérimental.

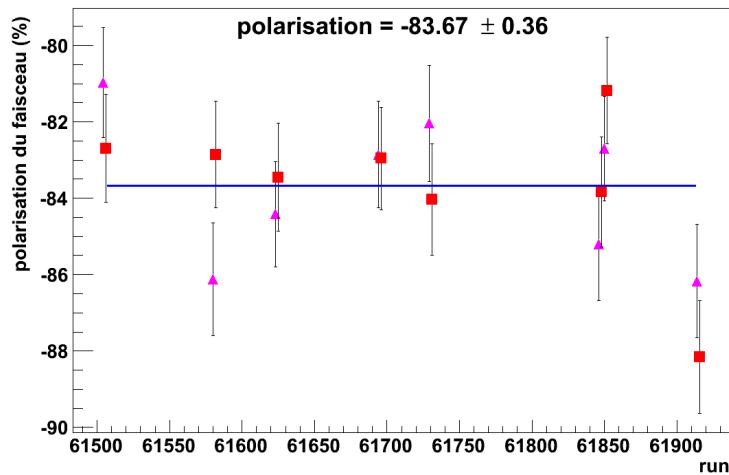


FIGURE 3.2 – Mesures Møller de la polarisation du faisceau d'électrons de CEBAF réalisées au cours de l'expérience He-DVCS. Les mesures représentées par un carré rouge correspondent aux mesures effectuées avec un courant alimentant les bobines de Helmholtz négatif, tandis que les triangles fushia représentent les mesures pour lesquelles le courant des bobines de Helmholtz était positif. Les mesures pour des courants positif et négatif étant effectuées successivement au cours du même run, leur abscisse a été légèrement décalée afin d'en clarifier la représentation.

2 Le détecteur CLAS

Le détecteur principal du Hall B est CLAS : CEBAF Large Acceptance Spectrometer [98]. Il s'agit d'un détecteur d'un diamètre d'environ 6 mètres possédant une acceptation d'environ 3π sr, d'où sa qualification de spectromètre à grande acceptation. CLAS permet de détecter les particules chargées et neutres. CLAS est immergé dans un champ magnétique toroïdal généré par un aimant constitué de six bobines superconductrices. Cet aimant partage CLAS en six secteurs identiques. Chaque secteur est composé de :

- trois régions de chambres à fils : elles évaluent la trajectoire des particules chargées, la connaissance du champ magnétique permettant la détermination de leur impulsion via le rayon de courbure ;
- compteurs Čerenkov : ils aident à la discrimination entre les électrons et les pions ;
- scintillateurs : ils mesurent le temps de vol des particules ;
- calorimètres électromagnétiques : ils mesurent l'énergie des particules chargées et neutres.

Les chambres à dérive (DC) [99] sont remplies d'un mélange de 90 % d'argon et de 10 % de CO_2 . Elles sont réparties en trois régions. La première région se situe avant les bobines à un rayon de 70 cm, la seconde entre les bobines à un rayon

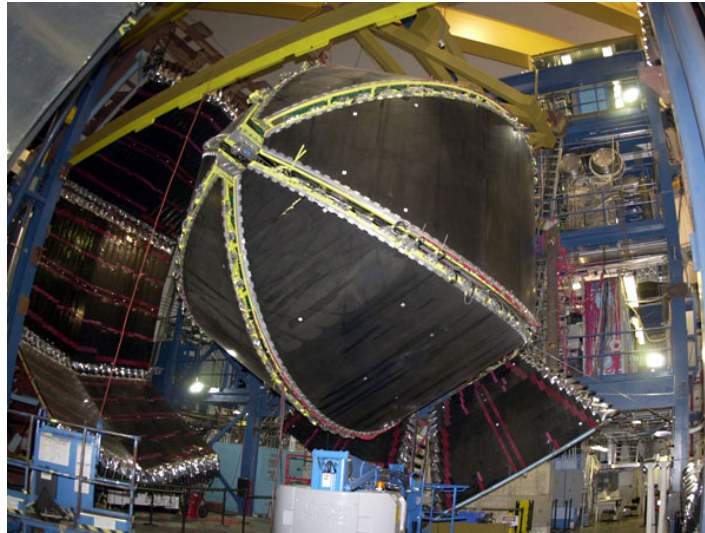


FIGURE 3.3 – CEBAF Large Acceptance Spectrometer.

de 2 m et la troisième région après les bobines à une distance de 4 m. Cette répartition en trois régions relativement éloignées permet de détecter la trajectoire des particules sur une grande distance, autorisant ainsi la mesure de l'impulsion des particules de grande impulsion. Ces trois régions de chambres à dérive couvrent une acceptation angulaire comprise entre 8 et 142 degrés et sont caractérisées par les résolutions en impulsion $\delta p/p < 0.5 \%$, angulaire $\delta\theta < 2$ mrad et azimutale $\delta\phi < 2$ mrad pour une particule chargée de 1 GeV.

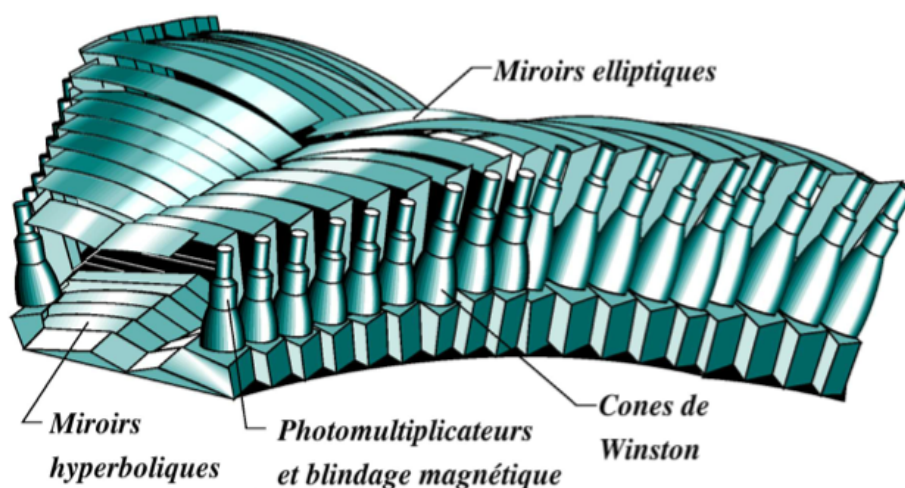


FIGURE 3.4 – Représentation des compteurs Čerenkov (CC).

Les compteurs Čerenkov (CC) [100] permettent de réduire le bruit de fond engendré par la mauvaise interprétation de pions en électrons. Les 36 compteurs Čerenkov sont situés après la troisième région de chambres à dérive et couvrent une acceptation angulaire de 8 à 45 degrés. Ces compteurs sont remplis de perfluorobutane (C_4F_{10}) dont l'indice de réfraction ne permet qu'aux pions d'impulsion supérieure à 2.5 GeV d'émettre un rayonnement Čerenkov : ces compteurs permettent donc de séparer les électrons des pions de faible énergie.

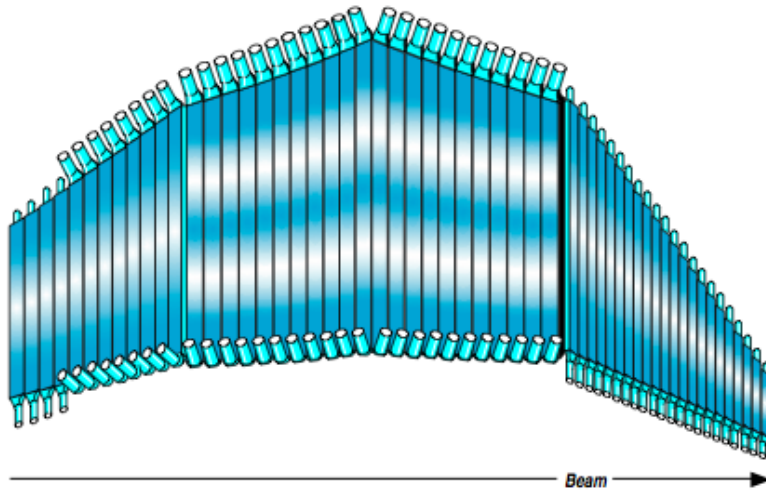


FIGURE 3.5 – Représentation des scintillateurs de temps de vol (SC).

Les scintillateurs (SC) [101] sont situés après les compteurs Čerenkov et couvrent une acceptation angulaire comprise entre 8 et 142 degrés. Ces scintillateurs plastiques sont composés de Bicron BC-408 et sont reliés à chaque extrémité à un photomultiplicateur afin d'obtenir une mesure de temps de vol indépendante de la position de la particule le long du scintillateur. La résolution temporelle est comprise entre 120 ps (aux angles avant) et 250 ps (aux angles arrières). Cette différence de résolution s'explique par la différence de longueur des scintillateurs selon leur position angulaire (leur longueur varie entre 32 et 450 cm). La mesure du temps de vol permet l'identification des particules chargées : la combinaison de ces données avec les trajectoires des chambres à dérive permet de déterminer la vitesse de la particule et donc de calculer sa masse grâce à la connaissance de son impulsion. On peut noter que l'efficacité de détection des neutrons par les scintillateurs est faible (de l'ordre de 5 %).

Les calorimètres électromagnétiques (EC) [102] sont situés après les scintillateurs et couvrent une acceptation angulaire comprise entre 8 et 45 degrés. Ces calorimètres sont de forme triangulaire et sont constitués d'une succession de

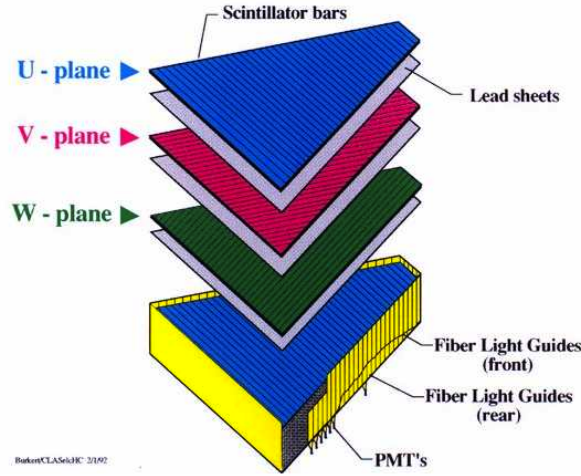


FIGURE 3.6 – Représentation des différentes couches U, V, et W du Calorimètre Electro-magnétique (EC).

39 couches. Chaque couche est constituée de 36 barres de scintillateur plastique (d'une épaisseur de 1 cm) suivies d'une plaque de plomb (d'une épaisseur de 2.2 mm). A chacune des couches les barres de scintillateurs sont alignées le long d'un côté du triangle différent, chaque côté définissant l'axe des coordonnées U, V et W du calorimètre : cette alternance de couches (U, V, W) permet de localiser les points d'interaction entre la particule et le calorimètre (fig. 3.6). Le calorimètre électromagnétique est divisé en deux parties :

- la partie intérieure (*inner*) constituée des 15 premières couches ;
- la partie extérieure (*outer*) constituée des 24 couches suivantes.

Cette division du calorimètre en deux parties permet de séparer les électrons des pions : les électrons déposent l'essentiel de leur énergie dans la partie intérieure, tandis que les pions qui sont au minimum d'ionisation déposent une énergie proportionnelle aux épaisseurs traversées. Le calorimètre peut mesurer l'énergie des électrons à partir d'une énergie de 0.5 GeV avec une résolution $\sigma_E/E \sim 0.1/\sqrt{E(\text{GeV})}$. Ce calorimètre ne mesure pas seulement les particules chargées, mais également les particules neutres et présente notamment une efficacité de détection aux neutrons de l'ordre de 50 % pour des neutrons d'énergie supérieure à 0.5 GeV.

3 Le Calorimètre Interne

Les différents détecteurs qui composent CLAS permettent de détecter des particules sur une vaste acceptance. Cependant la réaction DVCS est caractérisée par de nombreux photons émis aux angles avant, en dehors de l'acceptance de

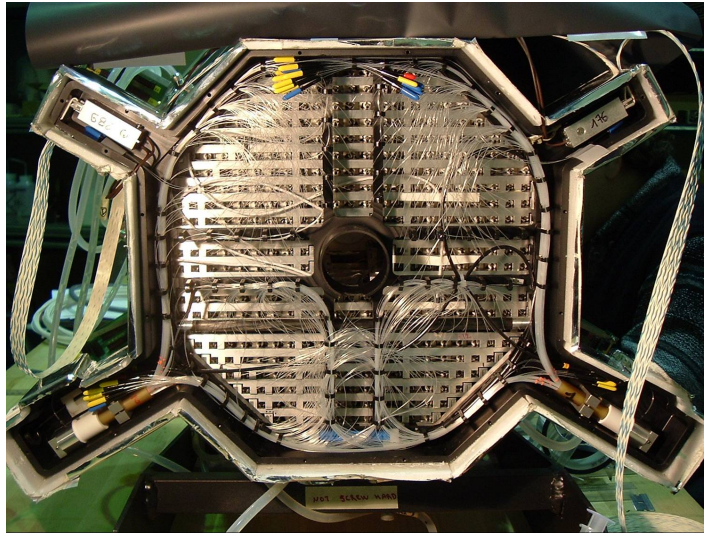


FIGURE 3.7 – Vue de face du Calorimètre Interne.

CLAS. En effet CLAS ne peut détecter la moindre particule émise à un angle inférieur à 8 degrés. De plus l'acceptance est faible pour les petits angles car les détecteurs sont majoritairement masqués par les bobines du tore, ne permettant la détection de photons par le calorimètre électromagnétique qu'à partir d'environ 10 degrés. Les expériences DVCS du Hall B complètent donc CLAS avec un solénoïde et un calorimètre supplémentaire : le calorimètre interne (IC) [103–105].

Ce calorimètre permet la détection des photons de haute énergie dans une acceptance angulaire comprise entre 5 et 15 degrés, cette détection étant indispensable pour assurer l'exclusivité de la réaction DVCS. Il est constitué de 424 cristaux identiques de tungstate de plomb (PbWO_4) d'une longueur de 16 cm, et de section $13.3 \times 13.3 \text{ mm}^2$ pour la face avant et $16 \times 16 \text{ mm}^2$ pour la face arrière. Des photodiodes à avalanche sont utilisées pour collecter le signal lumineux. Ce détecteur a été conçu dans l'optique d'obtenir une résolution en énergie meilleure que 5 % pour une particule de 1 GeV et une résolution angulaire de l'ordre de 3 à 4 mrad.

L'ajout du calorimètre interne s'est accompagné de l'installation d'un solénoïde. Ce solénoïde canalise les particules de faibles énergies notamment les très nombreux électrons Møller le long de l'axe du faisceau. Ce confinement des électrons Møller permet de réduire le bruit de fond au niveau du calorimètre interne et de la première région de chambres à dérive et donc de protéger ces détecteurs, le flux intense d'électrons Møller pouvant les endommager. Ce solénoïde est composé de deux bobines superconductrices concentriques alimentées par des courants de sens opposés afin de limiter les champs de fuite. Il peut générer un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 5 T.

4 La RTPC

Afin d'assurer l'exclusivité de la réaction DVCS sur l'hélium, une dernière particule doit être détectée : le noyau d'hélium. Pour ce faire, un nouveau détecteur a été ajouté au dispositif expérimental : une chambre à projection temporelle radiale (RTPC).

4.1 Caractéristiques de la RTPC

La conception de cette RTPC est inspirée de celle utilisée par l'expérience BoNuS [106] avec toutefois certaines modifications. La cible est constituée d'un tube cylindrique en kapton (d'une épaisseur de $30 \mu\text{m}$) d'un rayon de 3 mm rempli d'hélium 4 gazeux à une pression de 75 psig (soit 5.10 atm). La RTPC présente une région de dérive longue de 20 cm et comprise entre un rayon interne de 30 mm et un rayon externe de 69 mm . Le mélange gazeux de dérive à une pression de 1 atm est composé à 80% de néon (Ne) et à 20% de DME (fig. 3.8). Cette RTPC n'a pas utilisé le mélange He/DME comme pour l'expérience BoNuS, le mélange Ne/DME permettant d'obtenir des pertes d'énergie (dE/dx) pour le noyau d'hélium plus importantes.

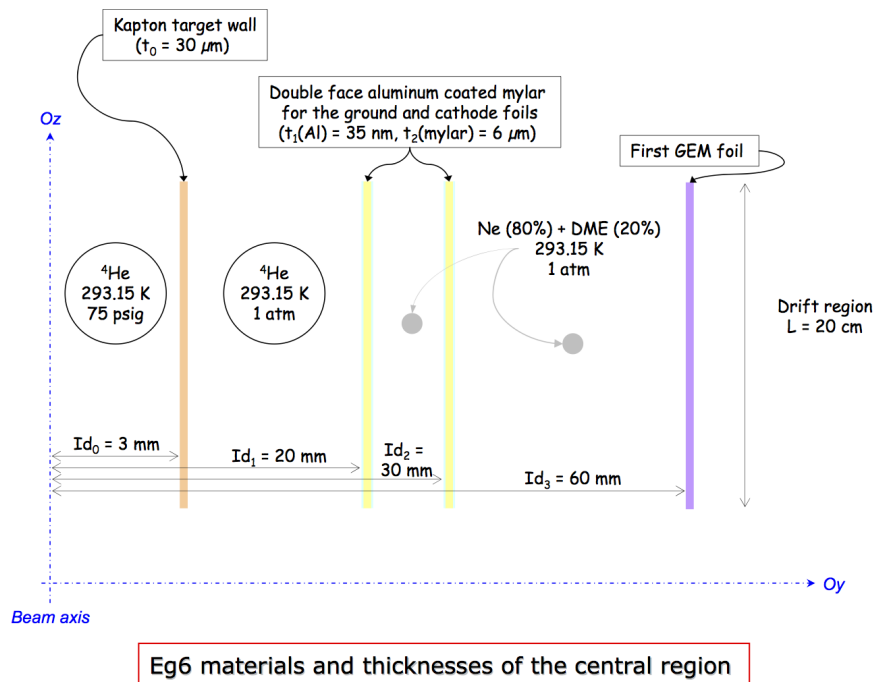


FIGURE 3.8 – Disposition des différents matériaux autour de la zone centrale de la RTPC.

L'ionisation du mélange gazeux par les noyaux d'hélium produit des électrons

qui dérivent vers l'anode. L'amplification de ces électrons est réalisée par un système de trois GEM [107] en cascade situées respectivement à un rayon de 60, 63 et 66 mm (fig. 3.9). La RTPC peut être divisée en deux moitiés, les GEM de chaque moitié utilisant une alimentation indépendante. Il est intéressant de remarquer que contrairement à la RTPC utilisée au cours de l'expérience BoNuS, ici les deux moitiés ne sont pas séparées par une plaque de support. Les électrons sont collectés sur les anodes, ces dernières étant divisées en 40×40 pads (soit un total de 1600 pads par anode ou 3200 pour l'ensemble de la RTPC) de $5 \times 4.45 \text{ mm}^2$. L'énergie déposée sur chacun des pads (ADC) et le temps auquel les pads sont sensibilisés (TDC) sont enregistrés afin de reconstruire la trace des particules ionisantes. L'électronique de lecture intégrée permet d'enregistrer le nombre limité de pads touchés au cours d'un événement.

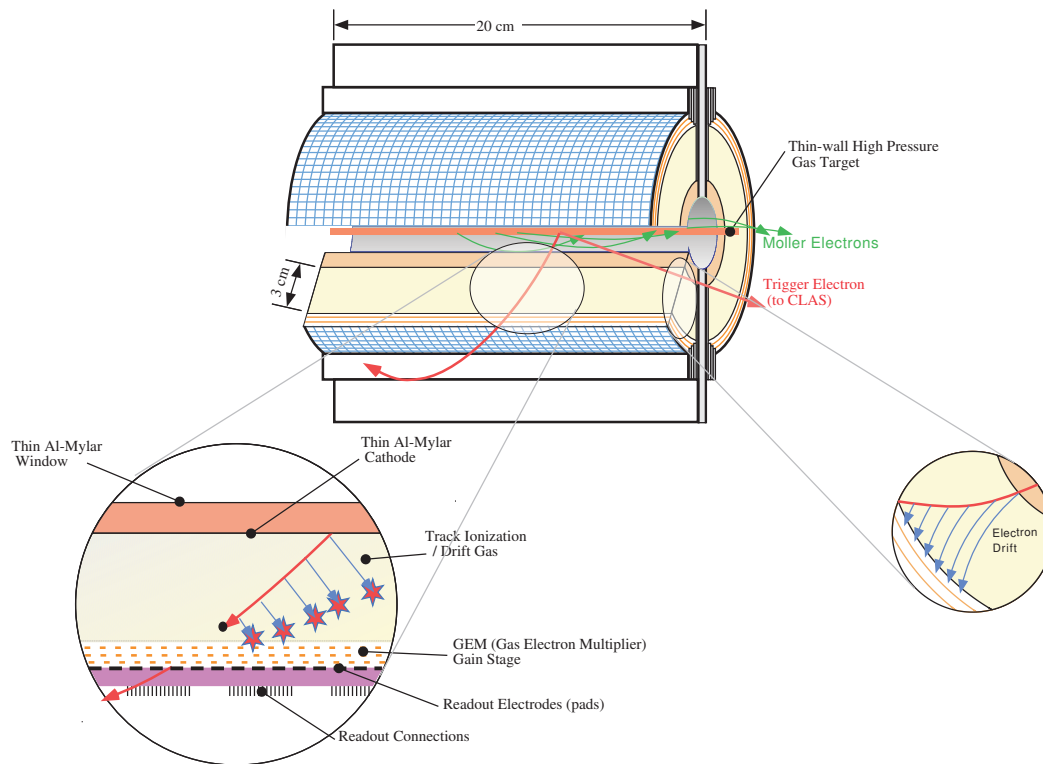


FIGURE 3.9 – Principe de fonctionnement de la RTPC.

4.2 Des lignes de dérive à la trace

Une carte du champ magnétique solénoïdal est connue à partir de mesures effectuées à différents points autour du solénoïde [108]. Ces mesures ont été effectuées alors que le solénoïde était alimenté par un courant de 534 A. Deux courants du solénoïde ayant été initialement envisagés, les données pour une alimentation de 450 A sont déduites de ces mesures à 534 A en appliquant un facteur d'échelle.

La carte de champs ne couvrant que certains points de l'espace, une interpolation est nécessaire pour déterminer la valeur du champ magnétique à n'importe quel point de l'espace. Au cours de ces interpolations, une symétrie angulaire en ϕ est considérée comme hypothèse. A partir de cette carte de champs une carte des vitesses de dérive des électrons issus de l'ionisation du gaz de dérive est déterminée pour différents points de l'espace situés sur un maillage choisi. Cette opération est réalisée grâce à Magboltz, programme qui utilise les fonctions de transport de Boltzman pour calculer la vitesse de dérive d'un électron dans un gaz donné. Une nouvelle interpolation est nécessaire pour calculer la vitesse de dérive des électrons à n'importe quel point de l'espace. La connaissance des vitesses de dérive des électrons quelque que soit le point de l'espace permet de déterminer les lignes de dérive suivies par les électrons.

La reconstruction des traces dans la RTPC est basée sur un algorithme initialement développé pour l'expérience BoNuS [109] et adapté à cette nouvelle RTPC. Il est possible de remonter la ligne de dérive aboutissant au pad touché grâce à la connaissance du temps qui permet de déterminer la position radiale à laquelle les électrons d'ionisation ont été émis : on détermine alors un point de la trajectoire de la particule ionisante. La détermination de plusieurs points pour les traces impliquant plusieurs pads permet de reconstruire la trace de la particule ionisante grâce à un ajustement hélicoïdal. La courbure de l'hélice procure l'impulsion de la particule qui, couplée à la mesure de la perte d'énergie dE , permet l'identification des différentes particules.

Les équations des lignes de dérive se présentent sous la forme empirique [110]

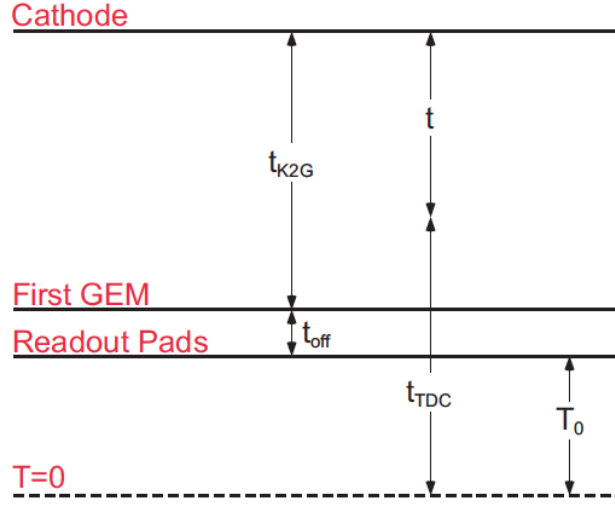
$$r_{hit} = A(t + B)^C \quad (3.1)$$

$$\phi_0 = D + F \log t + G. \quad (3.2)$$

Les coefficients A, B, C, D, F, G proviennent des simulations effectuées avec Magboltz et dépendent de la composition du mélange gazeux (dans les équations suivantes Ne correspond au pourcentage de Ne), de la tension appliquée dans la zone de dérive (ΔV_{drift}) et de la position du pad le long de l'axe du faisceau (z_{pad}), la symétrie selon ϕ permettant de supposer une indépendance de la position azimutale du pad. Par exemple

$$A = (\alpha_0 + \alpha_1 Ne + \alpha_2 Ne^2)(\alpha_3 + \alpha_4 z_{pad}^2 + \alpha_5 z_{pad}^4)(\alpha_6 + \alpha_7 \Delta V_{drift}) \quad (3.3)$$

les autres coefficients ayant une expression similaire. La dépendance de ces paramètres au pourcentage de Ne avait été initialement introduite par l'expérience BoNuS en raison de problèmes de stabilité de la composition du mélange gazeux. Au cours de l'expérience He-DVCS un dispositif de contrôle du mélange gazeux a été spécifiquement construit afin de s'affranchir de ce problème [111], réduisant ainsi la complexité du système. De plus, la prise de données a été effectuée pour


 FIGURE 3.10 – Définition de la variable de temps t .

une tension ΔV_{drift} constante. Ces coefficients peuvent donc se résumer pour l'expérience He-DVCS à

$$\begin{aligned}
 A &= K_A (\alpha_3 + \alpha_4 z_{pad}^2 + \alpha_5 z_{pad}^4) \\
 B &= K_B (\beta_3 + \beta_4 z_{pad}^2 + \beta_5 z_{pad}^4) \\
 C &= K_C (\kappa_3 + \kappa_4 z_{pad}^2 + \kappa_5 z_{pad}^4) \\
 D &= K_D (\delta_3 + \delta_4 z_{pad}^2 + \delta_5 z_{pad}^4) \\
 F &= K_F (\eta_3 + \eta_4 z_{pad}^2 + \eta_5 z_{pad}^4) \\
 G &= K_G (\gamma_3 + \gamma_4 z_{pad}^2 + \gamma_5 z_{pad}^4)
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

les coefficients K_i étant des constantes.

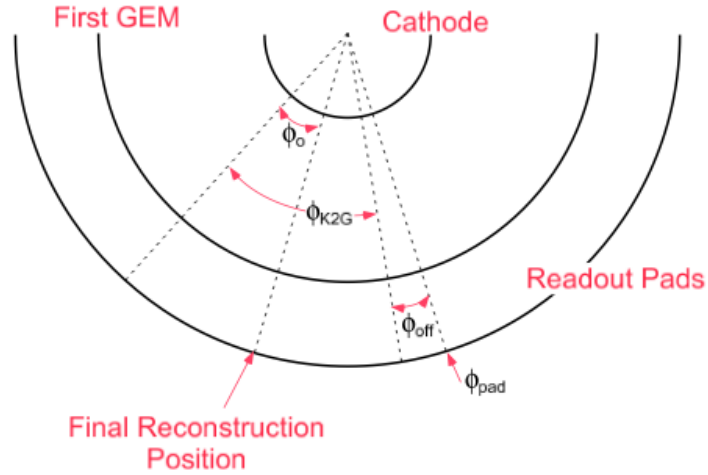
La variable de temps t utilisée dans les eq. 3.1 et eq. 3.2 s'exprime

$$t = t_{K2G} + t_{off} + T_0 - t_{TDC} \tag{3.5}$$

où T_0 correspond au temps du début de l'acquisition, t_{K2G} correspond au temps que met un électron pour aller de la cathode à la première GEM, et t_{off} correspond à un offset (fig. 3.10). Cet offset correspond au temps nécessaire aux électrons pour parcourir la distance séparant la première GEM de l'anode : les GEM sont des objets difficiles à modéliser avec Magboltz, les lignes de dérives ne sont donc calculées qu'entre la cathode et la première GEM. Les équations de ces offsets dépendent de V_{GEM1} , la tension appliquée sur la face dirigée vers l'anode de la première GEM et de la position du pad z_{pad} .

L'angle ϕ_{hit} du point de la trace de la particule ionisante s'exprime :

$$\phi_{hit} = \phi_{pad} + \phi_{K2G} + \phi_{off} - \phi_0 \tag{3.6}$$


 FIGURE 3.11 – Définition de la variable ϕ_{hit} .

où ϕ_{pad} correspond à l'angle du pad touché, ϕ_{K2G} correspond à l'angle parcouru par un électron qui suit la ligne de dérive de la cathode à la première GEM, et ϕ_{off} est l'offset mentionné dans le paragraphe précédent (fig. 3.11).

K_A	2.14654	K_B	167.231	K_C	0.500638
α_3	3.759540×10^{-1}	β_3	9.914864×10^0	κ_3	9.751035×10^{-1}
α_4	1.421512×10^{-5}	β_4	-2.823729×10^{-4}	κ_4	-6.580110×10^{-6}
α_5	1.705103×10^{-10}	β_5	4.923376×10^{-9}	κ_5	2.029836×10^{-11}
K_D	-2.04216	K_F	0.280651	K_G	816.168
δ_3	1.020934×10^0	η_3	1.045956×10^0	γ_3	1.437250×10^0
δ_4	-1.121975×10^{-5}	η_4	-1.199048×10^{-5}	γ_4	1.320398×10^{-5}
δ_5	5.475347×10^{-10}	η_5	5.014414×10^{-10}	γ_5	5.734709×10^{-10}

TABLE 3.1 – Valeur des coefficients caractérisant les lignes de dérive des électrons.

Les coefficients obtenus ont ensuite été légèrement améliorés à partir des événements élastiques provenant des données à 1.2 GeV. Pour ce faire, les impulsions, angles et position z du candidat hélium reconstruits grâce à la RTPC ont été comparés aux résultats obtenus grâce à la reconstruction de CLAS. Cependant cette optimisation s'étant heurtée à trois problèmes majeurs, elle reste perfectible : elle implique un nombre élevé de coefficients, ces coefficients sont corrélés et la reconstruction des paramètres physiques se révèle très sensible même à une faible variation d'un des coefficients (comme on peut le constater avec le coefficient κ_3 dans la fig. 3.12). Les valeurs des coefficients utilisés sont indiquées dans le tableau 3.1.

Par la suite, un terme de correction à l'angle ϕ_{hit} a été déterminé [112] à partir

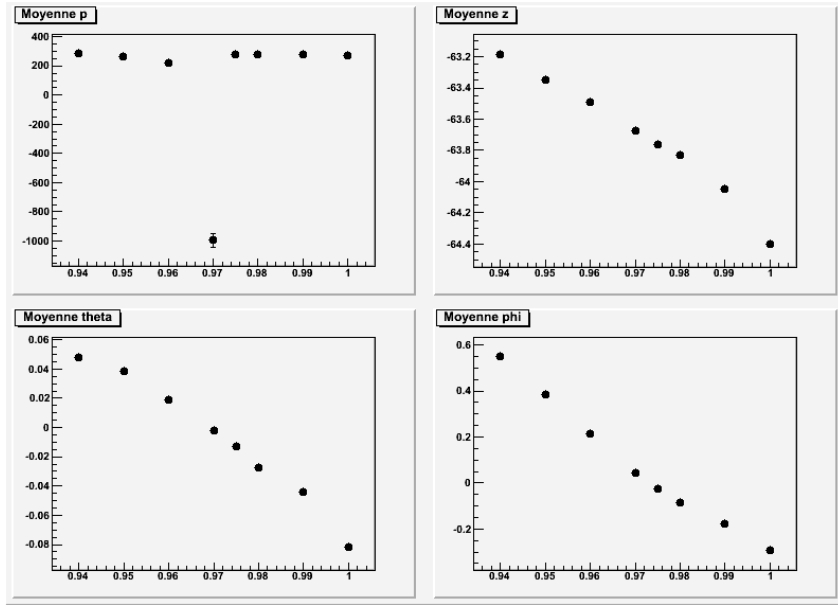


FIGURE 3.12 – Valeurs de Δp , Δz , $\Delta\theta$, et $\Delta\phi$ pour différentes valeurs de κ_3 autour du point déterminé par simulation. Δp correspond à la différence de l'impulsion du candidat hélium calculée à partir des données de CLAS et de l'impulsion mesurée par la RTPC. Δz , $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$ comparent de façon similaire le vertex et les angles des candidats hélium déterminés grâce à CLAS et mesurés par la RTPC.

de simulations des événements élastiques provenant des données à 1.2 GeV. Cette simulation a été effectuée grâce à un code GEANT4 originellement développé pour BoNuS [113] puis adapté à la RTPC de cette expérience. GEANT4 simulant la trace de la particule ionisante, mais pas la dérive des électrons, les équations de dérive déterminées précédemment ont été utilisées pour assurer cette tâche. En comparant la simulation aux données, l'ajustement suivant a été obtenu

$$\Delta\phi_{hit} = p_0 + p_1 t + (p_2 + p_3 z^2)t^2 + (p_4 + p_5 z + p_6 z^2)t^3 + (p_7 + p_8 z + p_9 z^2)t^4 \quad (3.7)$$

les valeurs des paramètres étant reportés dans la Tab. 3.2.

p_0	p_1	p_2	p_3	p_4
2.04×10^{-1}	-8.1×10^{-3}	5.2×10^{-4}	-1.9×10^{-8}	-9×10^{-6}
p_5	p_6	p_7	p_8	p_9
-9.4×10^{-9}	5.6×10^{-10}	6.1×10^{-8}	1.3×10^{-10}	-4.1×10^{-12}

TABLE 3.2 – Valeur des coefficients de la correction à l'angle des équations de dérive [112].

Il est important de noter qu'avec ces équations de dérive, même modifiées du terme correctif, la détermination des lignes de dérive est plus précise au centre de la RTPC ($z = 0$), qu'au niveau des bords ($z = 100$ mm ou $z = -100$ mm).

Ceci est dû aux effets de bord : aux extrémités de la RTPC le champ diffère du champ théorique radial (déterminé pour un cylindre infini) que l'on retrouve au centre du détecteur.

4.3 Reconstruction de la trace hélicoïdale

Les différents points de la trace étant déterminés grâce aux lignes de dérive, la trace est ajustée par un fit hélicoïdal. Toutefois, de nombreuses traces parasites sont également reconstruites. Il est alors nécessaire de quantifier la qualité de chacune des traces reconstruites. Un de ces critères de qualité est bien sûr le χ^2 du fit, mais d'autres critères permettent de s'assurer de la pertinence de la reconstruction.

Ainsi le rayon de courbure de l'hélice est lié à la charge de la particule dont on a reconstruit la trace. Les particules d'intérêt étant des ions hélium positifs, on ne considère que des traces ayant un rayon de courbure positif. D'autres paramètres, tels que le nombre de pads utilisés lors de la reconstruction sont également des indicateurs de la pertinence de la reconstruction. Au cours de la procédure de fit, deux variables importantes sont calculées : *edist* et *sdist*. Le paramètre *edist* correspond à la distance entre le premier point utilisé dans la reconstruction et l'anode de la RTPC. De façon similaire *sdist* correspond à la distance entre le dernier point utilisé dans la reconstruction et la cathode de la RTPC. Il est préférable de ne conserver que les traces pour lesquelles ces valeurs sont faibles, afin de s'assurer que la reconstruction de l'hélice s'est effectuée sur la majorité de la zone de dérive. De plus, la distribution moyenne de *edist* et *sdist* ne dépend pas de la position z le long du faisceau. Cette vérification a permis de s'assurer que la cathode et l'anode ne sont pas soumises à une courbure significative provoquée par l'attraction électrostatique de ces deux surfaces chargées. L'existence d'une telle courbure, comme remarquée au cours de l'expérience BoNuS, conduit à une variation du gain effectif d'amplification de chaque pad en compliquant fortement la calibration en énergie et conduit à des effets systématiques sur la reconstruction des traces de la RTPC.

Chapitre 4

Sélection et qualité des données

1 Calibration de CLAS

La calibration des différents détecteurs constituant CLAS suit un processus itératif, le but de chaque itération étant de converger vers des paramètres de calibration optimaux.

1.1 Scintillateurs

Le gain des photomultiplicateurs est déterminé grâce à la mesure de muons cosmiques au minimum d'ionisation.

La calibration en temps des scintillateurs utilise un laser afin de convertir le temps d'arrivée du signal provenant des TDC en temps de la mesure. Ensuite les TDC de chaque voie sont alignés sur la référence de CEBAF pour les mesures de temps : le signal radio-fréquence (signal RF). Pour ce faire, le temps de vol des électrons et des pions est utilisé, l'identification des électrons étant assurée par le compteur (C)erenkov et EC, tandis que celle des pions est assurée par les chambres à dérive.

1.2 Chambres à dérive

La calibration des chambres à dérive se base sur un ajustement du *résiduel* [114]. Il correspond à la différence entre la distance entre le fil sensible de la chambre de dérive et la trace de la particule, déterminée de deux façon différentes :

$$residual = |DOCA| - |DIST|. \quad (4.1)$$

DOCA (*distance of closest approach*) est déterminée grâce à un tracking basé sur le temps (*time based tracking*) et résulte d'un fit de la trace sur toutes les couches des chambres à dérive. Tandis que *DIST* est calculé entre autres à partir des temps de dérive dans la chambre à dérive. La calibration consiste à minimiser

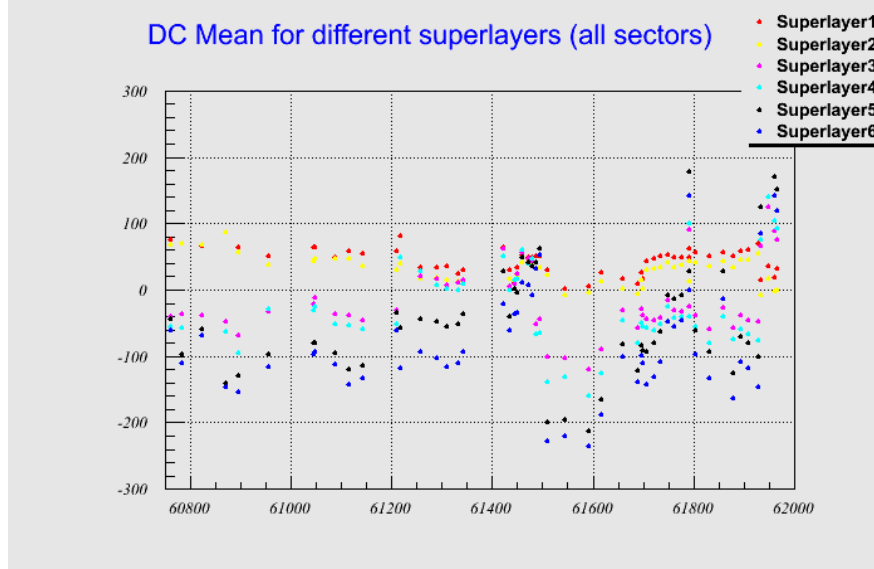


FIGURE 4.1 – Résiduels en fonction du numéro de run [115].

cette différence en définissant les meilleurs paramètres de calibration pour les fonctions décrivant la vitesse de dérive (fig. 4.1). Les fonctions de vitesse de dérive décrivent la relation entre la distance $DIST$ et le temps de dérive, et leurs paramètres sont obtenus en ajustant DOCA en fonction du temps. Les fonctions de vitesse de dérive présentent deux formes différentes : une première qui décrit les vitesses pour les régions 1 et 2 de la chambre à dérive et une seconde qui les décrit dans la région 3.

1.3 Calorimètre électromagnétique

La calibration en énergie de EC s'effectue en deux temps. D'abord, une mesure des muons cosmiques au minimum d'ionisation permet de déterminer le gain G de chaque voie du calorimètre, ainsi que la longueur d'atténuation λ de chaque scintillateur. Ensuite, la fraction f de l'énergie de la particule incidente déposée dans le calorimètre est évaluée grâce à des données spécifiques de calibration en électrons, l'énergie de ces derniers étant déterminée grâce aux chambres à dérive. Ces trois paramètres permettent alors de déterminer l'énergie de la particule incidente :

$$E = \sum_{s=1}^2 \sum_{v=1}^3 \sum_{n=1}^N \frac{E_n^{s,v}}{f} \quad (4.2)$$

où la somme sur s correspond à la somme sur les parties interne et externe de EC, celle sur v correspond aux directions (U,V,W) et celle sur n correspond aux numéros des couches de scintillateurs dans lesquelles l'énergie a été déposée.

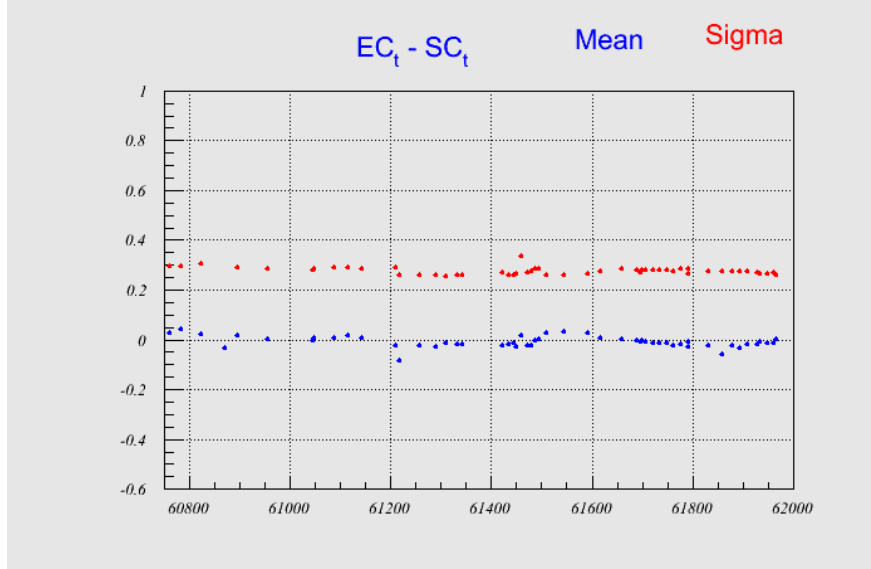


FIGURE 4.2 – Différence entre le temps mesuré dans EC et dans SC en fonction du numéro de run [115].

L'énergie déposée dans chaque canal du calorimètre s'exprime quant à elle selon

$$E_n^{s,v} = \frac{G(ADC - P)}{e^{-x/\lambda}} \quad (4.3)$$

avec P la valeur du piedestal, et x la distance entre le point d'interaction et le photomultiplicateur.

La qualité de la calibration en temps peut être observée en comparant le temps obtenu grâce au calorimètre électromagnétique (EC) et celui obtenu grâce aux scintillateurs (SC), ce dernier servant de référence lors de la calibration de EC (fig. 4.2).

1.4 Calorimètre interne

La calibration en énergie du calorimètre interne étudie les événements à deux photons (fig. 4.3), qui sont essentiellement issus de la désintégration des pions neutres en deux photons. Le gain de chaque voie du calorimètre est optimisé par itération afin d'optimiser la résolution du spectre de masse invariante du pion [104]. La résolution finale obtenue pour l'expérience He-DVCS est de 7.1 % à la masse du π^0 [116].

Le temps déterminé par IC (fig. 4.4) est calculé de la façon suivante :

$$t_{IC} = t_0 + t_v + c \times TDC + \frac{\beta}{ADC - PED - \alpha} \quad (4.4)$$

où t_0 correspond à un retard induit essentiellement par les câbles, t_v sert de correction au temps du vertex déterminé grâce au signal radio-fréquence de

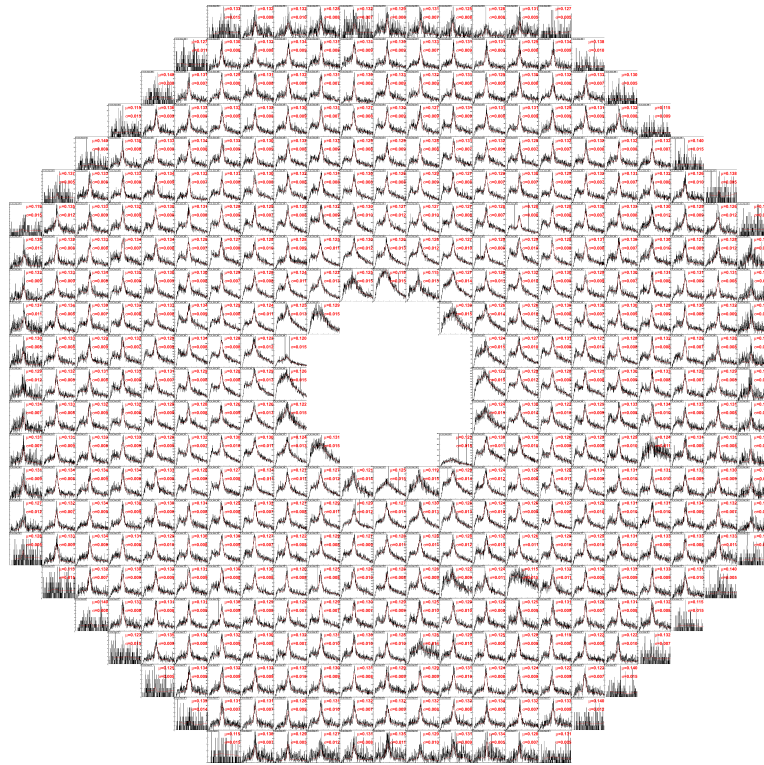


FIGURE 4.3 – Spectre en masse manquante des événements à 2 photons détectés dans chaque cristal de IC [116].

CEBAF, $c \times TDC$ correspond à la conversion du signal TDC en temps, et $\beta/(ADC - PED - \alpha)$ est la correction de *time-walk*. Celle-ci correspond à la dépendance de la mesure du temps en fonction de l'amplitude du signal et dépend de la valeur de l' ADC , du pedestal PED , ainsi que de la valeur du seuil du discriminateur α . La calibration en temps de IC a pour but de déterminer t_0 , α , et β pour chaque voie du calorimètre.

1.5 Compteur Čerenkov

La calibration en énergie du compteur Čerenkov consiste à adapter le seuil de chaque photo-multiplicateur, le seuil du discriminateur étant identique pour chaque photo-multiplicateur. Cette calibration est faite à partir de données pour lesquelles le déclenchement du système d'acquisition a été réglé sur le bruit des photo-multiplicateurs. Le signal ainsi mesuré correspond à la somme du bruit électronique et de signaux à un photo-électron. La tension des photo-multiplicateurs est ajustée afin de centrer le pic du photo-électron sur le même canal ADC.

En revanche la calibration en temps des compteurs Čerenkov n'avait pas encore été effectuée pour le jeu de données utilisé dans la suite de ce manuscrit.

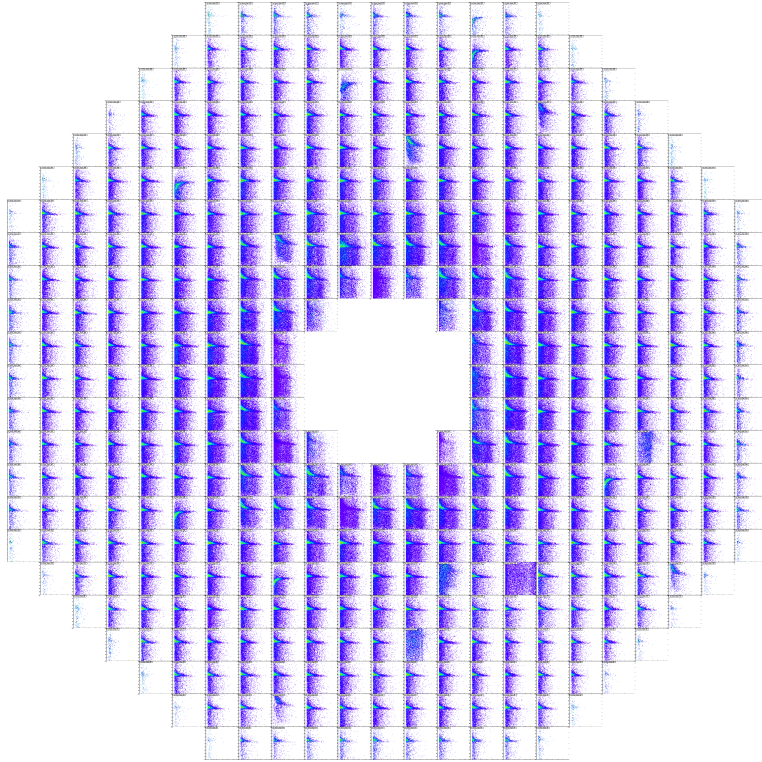


FIGURE 4.4 – Corrélation entre l'énergie et le temps mesuré par événement pour chaque cristal de IC [116].

2 Calibration de la RTPC

L'identification des noyaux d'hélium 4 grâce aux pertes d'énergie a été ajustée à partir des données élastiques à 1.2 GeV [117]. Pour les événements élastiques, les noyaux d'hélium qui ont été détectés dans la RTPC sont étiquetés grâce au faisceau d'électrons. L'espace de phase utile de la diffusion élastique sur un noyau d'hélium étant limité à cette énergie incidente, les données de calibration ont été réalisées en préservant uniquement les 4 premiers éléments des détecteurs Čerenkov de chaque secteur de CLAS dans le trigger principal. Cet artifice a permis d'améliorer l'efficacité d'acquisition des événements élastiques. Il persiste toutefois une contamination importante par des événements quasi-élastiques (dans lesquels le noyau cible se brise) que l'on parvient à rejeter en partie en utilisant les corrélations cinématiques entre l'impulsion et l'angle de l'électron diffusé. La corrélation azimutale entre l'électron diffusé et le noyau de recul détecté dans la RTPC permet alors une réduction supplémentaire de cette contamination. Cette méthode reste cependant limitée d'une part par une contamination résiduelle et d'autre part en raison des différents défauts d'acceptance de CLAS qui ne permettent pas d'illuminer l'ensemble des pads de la RTPC.

Un masque de sélection des noyaux d'hélium à partir des dépôts d'énergie

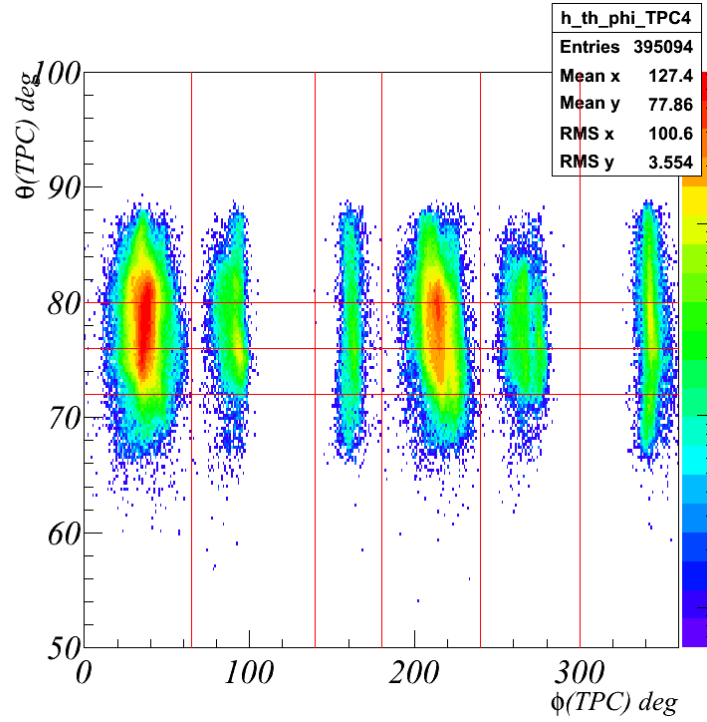


FIGURE 4.5 – Définition des bins en (ϕ, θ) utilisés pour les coupures sur les pertes d'énergie (événements élastiques à 1.2 GeV). Les secteurs angulaires sans événements correspondent d'une part à l'acceptance de CLAS (par exemple autour de 70°) et d'autre part à la structure en deux hémisphères de la RTPC présentant deux zones mortes de détection (par exemple autour de 130°).

collectés sur les pads a pu être ainsi établi. Les courbes (dE/dx) en fonction de l'impulsion p permettant de sélectionner le noyau d'hélium 4 sont déterminées pour différents bins en (ϕ, θ) couvrant l'intégralité de la RTPC (fig. 4.5). L'impulsion utilisée ici n'est pas l'impulsion des noyaux d'hélium 4, mais l'impulsion déterminée par la RTPC en considérant $Z = 1$. Après identification des candidats hélium, un facteur $Z = 2$ est donc appliqué à l'impulsion. Pour chaque bin, une limite de la forme

$$dE/dx = a + \frac{b}{c \cdot p - d} \quad (4.5)$$

est déterminée empiriquement (fig. 4.6 et fig. 4.7).

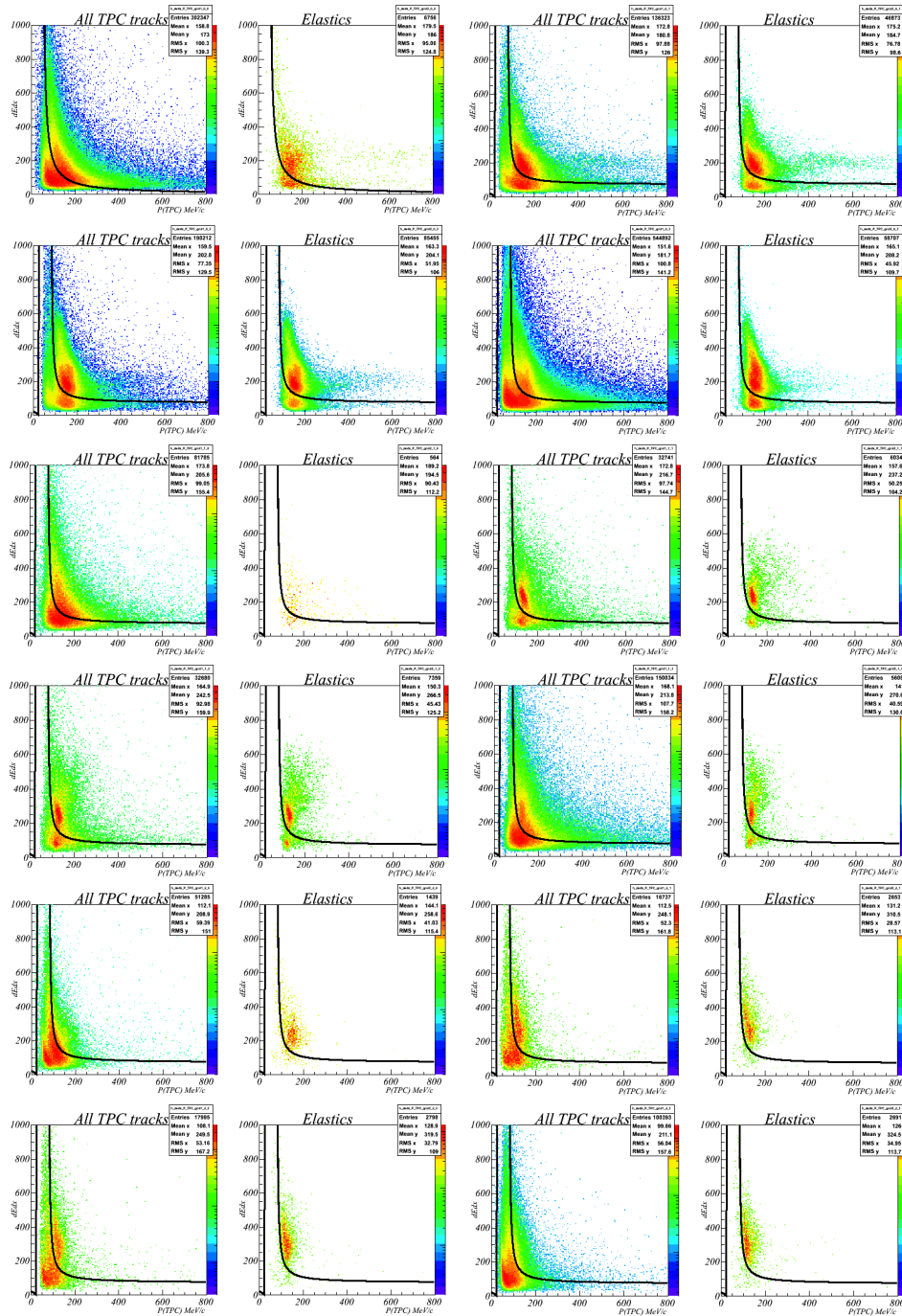


FIGURE 4.6 – Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p pour différents bins en (ϕ, θ) pour les données à 1.2 GeV.

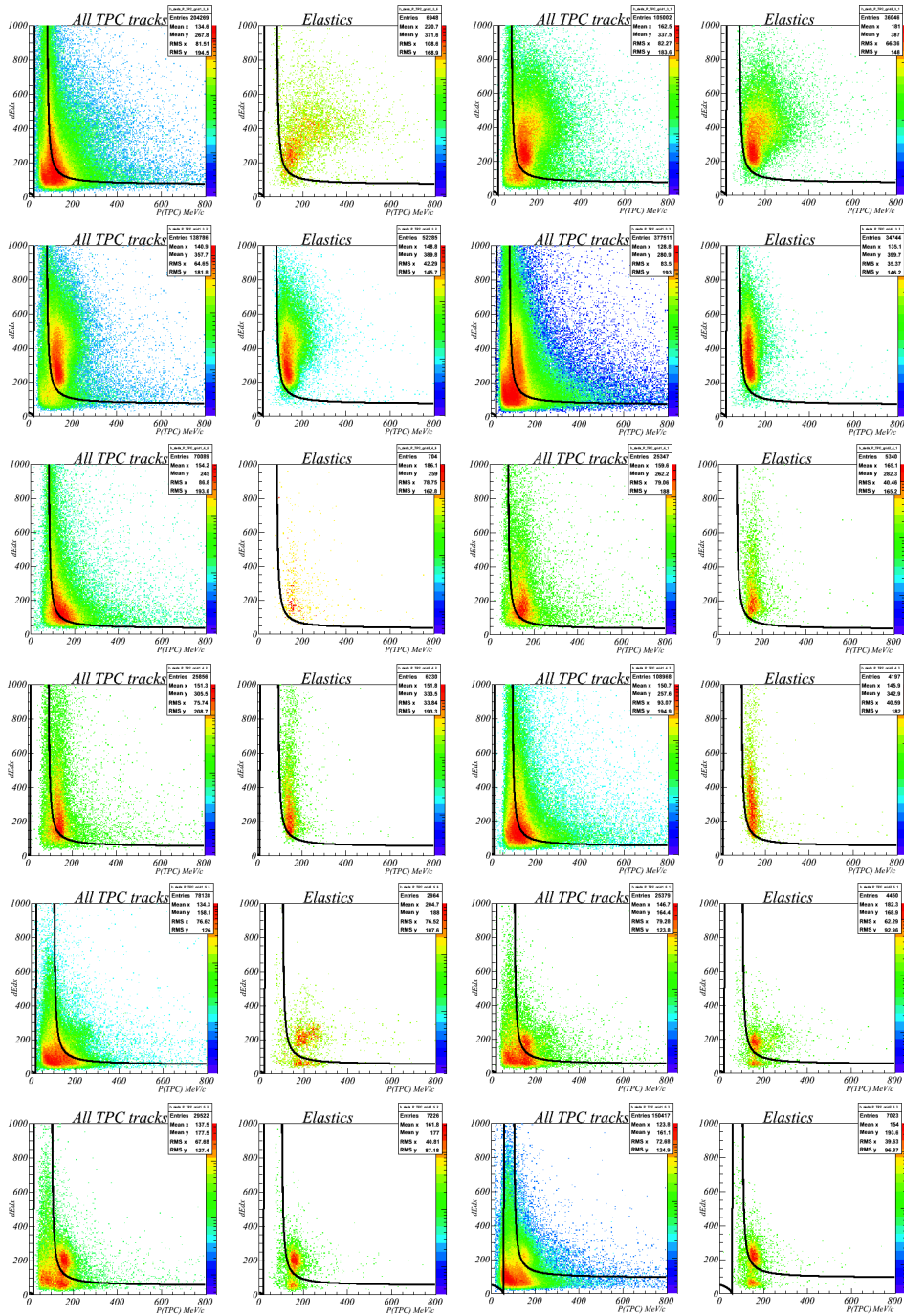


FIGURE 4.7 – Coupures sur la distribution dE/dx en fonction de p pour différents bins en (ϕ, θ) pour les données à 1.2 GeV.

3 Identification des particules

3.1 Identification des électrons

La procédure de reconstruction des traces à partir des données brutes des différents détecteurs de CLAS (cette procédure est appelée *cooking*) effectue une pré-identification des particules. Ainsi par exemple, suite au cooking les candidats électrons se voient attribués le numéro d'identification 11.

Or les électrons sont des particules très importantes pour cette expérience puisque leur détection déclenche l'acquisition des données (les électrons sont le *trigger* de la réaction). Cependant les électrons peuvent être confondus avec d'autres particules négatives : les pions π^- . Il est alors nécessaire d'affiner l'identification des particules négatives avec diverses coupures supplémentaires.

- Coupure $status > 0$ (*Time-Based Tracking*) : cette coupure permet d'éliminer des traces fortuites dans les chambres à dérive, en ne conservant que les traces satisfaisant au second niveau de reconstruction dans les chambres à dérive. Ce second niveau de reconstruction (qualifié de *Time-Based Tracking*) se base sur une meilleure résolution en impulsion que le premier niveau de reconstruction (qualifié de *Hit-Based Tracking*).
- Coupure sur la position du vertex : un bruit de fond important provient de l'interaction du faisceau d'électrons avec les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible. Pour exclure ces événements provenant de l'enveloppe de la cible, seuls les événements dont la position v_z du vertex est comprise entre $-77 < v_z < -50$ cm (fig. 4.8) sont conservés.

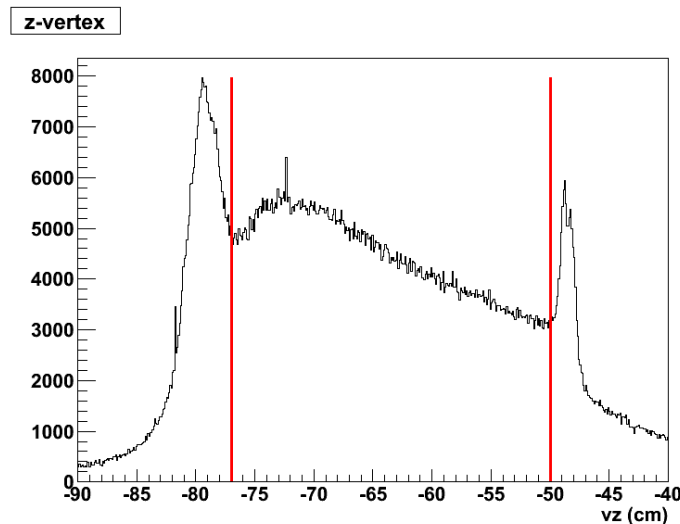


FIGURE 4.8 – Distribution de la position des candidats électrons le long de l'axe z du faisceau . Les coupures appliquées sont représentées par les lignes rouges.

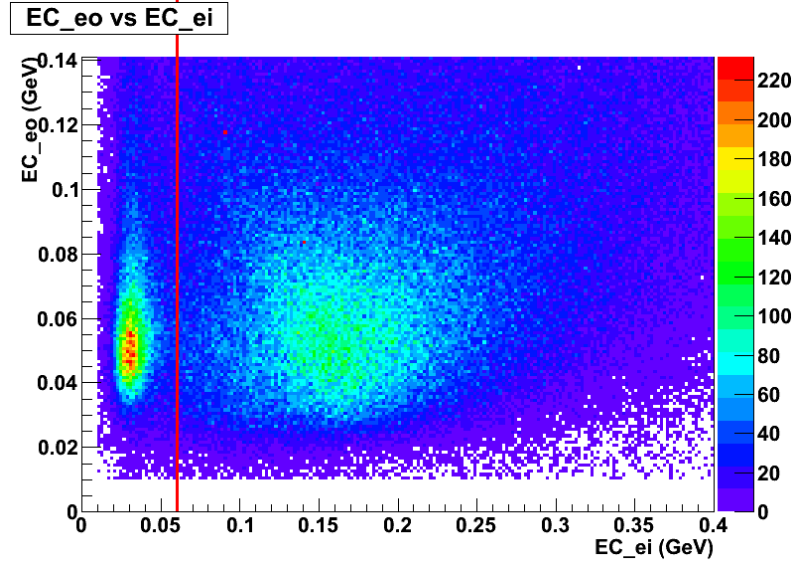


FIGURE 4.9 – Distribution du dépôt d'énergie dans la partie externe de EC en fonction du dépôt d'énergie dans sa partie interne pour les candidats électrons. La ligne rouge représente le seuil en énergie appliqué afin de rejeter les pions

- Coupure sur l'énergie minimum dans le calorimètre externe (EC) : un seuil sur l'énergie est appliqué afin de rejeter des pions identifiés comme des candidats électrons. Ces pions négatifs sont au minimum d'ionisation et déposent donc une énergie constante par unité de longueur (de l'ordre de 2 MeV/cm), contrairement aux électrons. Ainsi les pions déposent une énergie d'environ $E_{in} = 30$ MeV dans la partie interne de EC (d'une épaisseur d'environ 15 cm) et d'environ $E_{out} = 48$ MeV dans la partie externe de EC (d'une épaisseur d'environ 24 cm). Un seuil en énergie $E_{in} > 60$ MeV permet de s'affranchir de la majorité de cette contamination en pion (fig. 4.9).
- Coupure sur $E_{tot}(EC)/p$ en fonction de l'impulsion p : les électrons déposent dans EC une énergie totale E_{tot} proportionnelle à leur impulsion p . Pour affiner la sélection des électrons, les particules dont le dépôt d'énergie dans EC n'est pas proportionnel à l'impulsion (fig. 4.10) sont rejetées. Toutefois, toute l'énergie des électrons n'est pas déposée dans les couches de scintillateurs qui composent le calorimètre puisqu'une proportion importante est perdue dans les plaques de plomb intercalées entre les différentes couches de scintillateurs : ainsi environ un quart seulement de leur énergie est déposée.
- Coupure sur le nombre de photo-électrons dans le CC : la distribution du nombre de photo-électrons n_{phe} générés par les électrons dans les compteurs Čerenkov de CLAS suit une loi de Poisson centrée autour de 9 photo-électrons. Les pions, quant à eux, ne peuvent produire un signal dans le

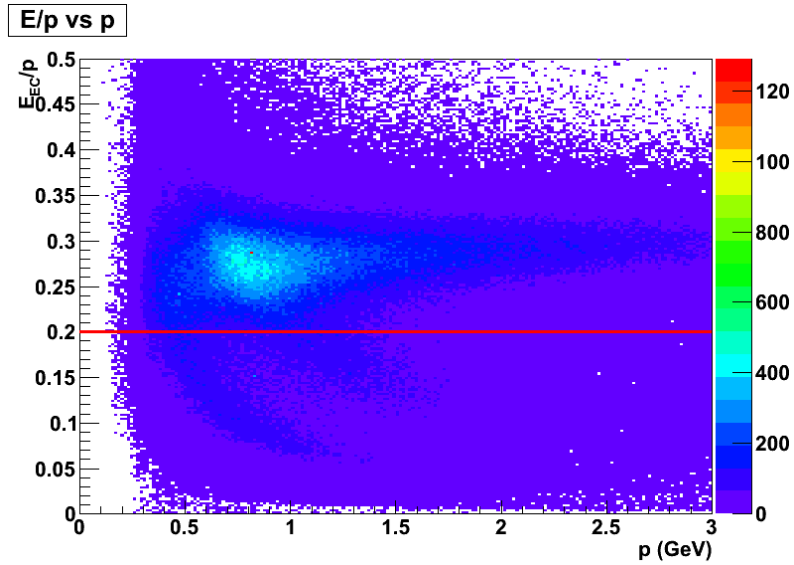


FIGURE 4.10 – Distribution du dépôt d'énergie totale des candidats électrons de EC divisé par leur impulsion, en fonction de leur impulsion. Les électrons déposent une énergie proportionnelle à leur impulsion

CC que si leur énergie est supérieure à 2.5 GeV. Ce signal suit alors une distribution de Poisson centrée autour de 5 photo-électrons. Toutefois les pions peuvent également produire des δ -électrons : des électrons issus de la diffusion des pions sur le cortège électronique du perfluorobutane. Ces derniers sont de faible énergie et génèrent un pic autour de 1 à 2 photo-électrons. Un seuil sur le nombre de photo-électrons permet donc de réduire la contamination en pions.

3.2 Identification des photons

Deux calorimètres permettent de détecter les photons : le calorimètre externe (EC) et le calorimètre interne (IC). Ce dernier calorimètre, construit spécifiquement pour les expériences DVCS, couvre la détection pour des angles polaires inférieurs à 15 degrés, ce qui correspond à la majorité de l'acceptance des photons impliqués dans les réactions DVCS.

Tous les signaux provenant du calorimètre interne (IC) sont attribués à des photons. La mauvaise identification avec un électron Moller est toutefois fortement réduite par les différentes coupures physiques appliquées pour sélectionner le canal de réaction. Un seuil en énergie de 150 MeV est imposé aux clusters, ainsi qu'une coupure temporelle entre le temps du cluster et le temps au vertex. Des coupures fiducielles éliminent les cristaux situés à la périphérie du détecteur (fig. 4.11) puisqu'il est impossible de reconstruire la totalité de l'énergie des clusters situés sur les bords de IC. Enfin, des cristaux particulièrement bruités sont

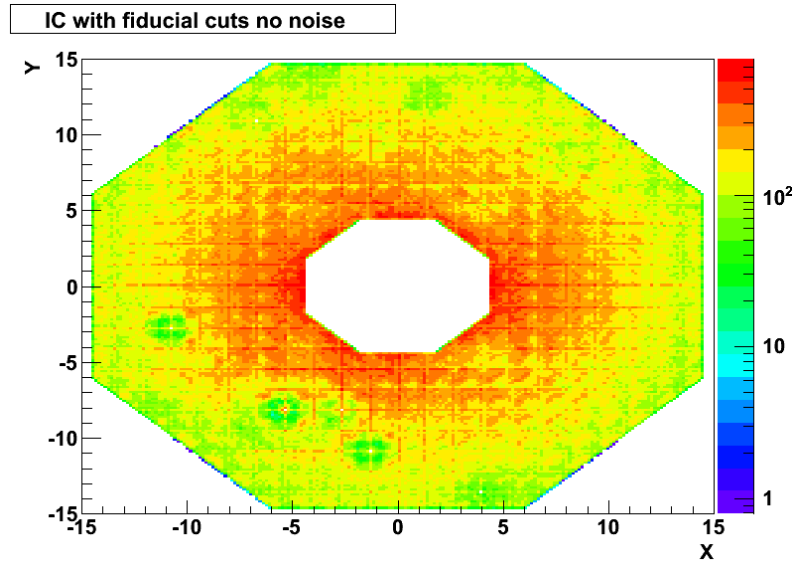


FIGURE 4.11 – Distribution dans le plan (x, y) des particules dans IC après l’application des coupures fiducielles.

exclus de l’identification, ces derniers fournissant un signal non représentatif de la détection d’une particule.

L’identification des photons dans le calorimètre externe (EC) ne considère que les particules de charge nulle dont l’énergie est supérieure à un seuil de 150 MeV. De plus, des coupures fiducielles excluent la périphérie du calorimètre dans l’identification des photons. En effet, au bord du détecteur il n’existe aucune certitude que le signal corresponde à l’intégralité de la gerbe électromagnétique provenant de l’interaction de la particule avec EC. Ceci résulterait en une mauvaise reconstruction de l’énergie de cette particule. Ces coupures fiducielles excluent les extrémités des plan (U, V, W) caractéristiques de EC (fig. 4.12). Enfin la séparation entre les photons et les neutrons est effectuée grâce au β des particules neutres. Les particules dont le β est inférieur à 0.95 sont identifiées comme des candidats neutrons, tandis que les particules telles que $\beta > 0.95$ sont identifiées comme des candidats photons.

Dans le contexte de l’analyse présentée dans ce travail seuls les photons détectés par IC sont étudiés, de manière exclusive avec EC. Cette restriction est justifiée par les très faibles, voire indétectables avec le dispositif actuel, sections efficaces pour les plus grandes valeurs de $-t$.

3.3 Identification des protons

Les coupures standards du cooking sont appliquées pour sélectionner les candidats protons. Au cours du cooking, le $\beta_{m_i} = p/\sqrt{p^2 + m_i^2}$ des traces positives

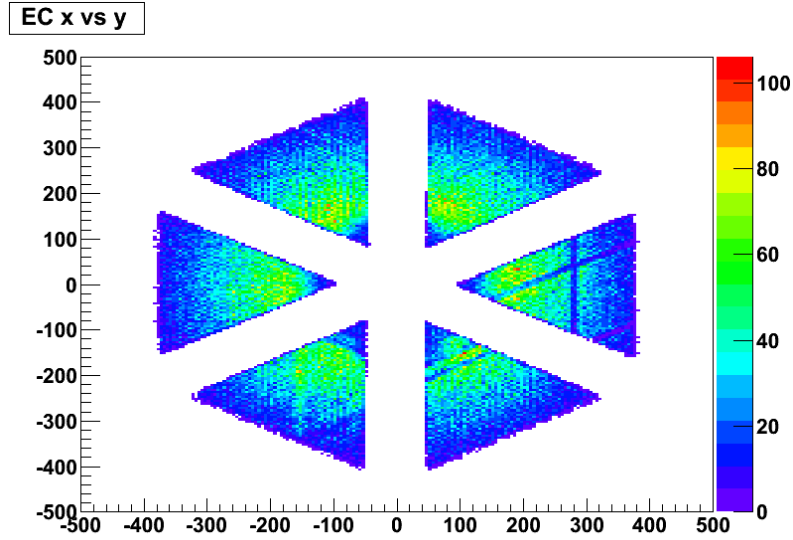


FIGURE 4.12 – Distribution dans le plan X,Y des particules dans EC après l'application des coupures fiducielles

est calculé pour différentes masses m_i de particules (m_p , m_{π^+} , m_{K^+}, \dots). Cette valeur est alors comparée au $\beta_{exp} = l/t_{tof}$ déterminé grâce aux mesures de la longueur de parcours l et du temps de vol des scintillateurs t_{tof} . La trace est alors associée à la particule i pour laquelle la différence $\beta_{exp} - \beta_{m_i}$ est minimale.

L'identification des protons ne présentant pas d'intérêt spécifique pour l'étude du canal cohérent du DVCS sur l'hélium, la sélection de ces particules n'a pas été raffinée par rapport aux coupures standards.

3.4 Identification des noyaux d'hélium

La dernière particule devant être identifiée afin d'assurer l'exclusivité du canal cohérent de la réaction DVCS est le noyau d'hélium 4. Cette identification s'effectue grâce à la RTPC.

Plusieurs séries de coupures sont appliquées aux événements de la RTPC.

- Des coupures relatives à la qualité de la reconstruction des traces de la RTPC. On ne conserve que les traces hélicoïdales dont le rayon de courbure est positif, afin de s'assurer que la particule considérée est une particule de charge positive. Seules les traces reconstruites à partir d'au moins 5 pads sont conservées. De plus, afin de s'assurer de la pertinence de la reconstruction, une coupure $0.1 < \chi^2 < 3$. est appliquée. Enfin une coupure $-5. < sdist < 5$. et $-2. < edist < 5$. est appliquée : $sdist$ correspond à la distance entre la trace hélicoïdale et l'anode, tandis que $edist$ correspond à la distance entre cette trace et la cathode. Cette coupure permet de s'assurer que la reconstruction s'est effectuée sur l'essentielle de la zone de dérive

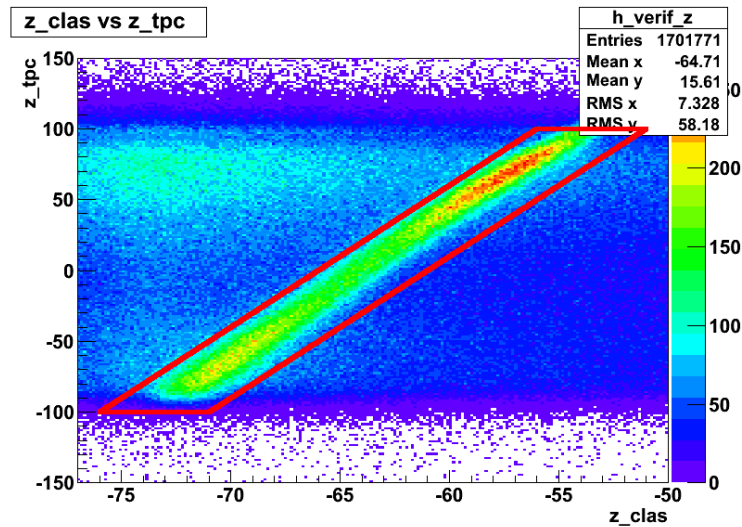


FIGURE 4.13 – Distribution de la position des vertex dans la RTPC en fonction de la position des vertex dans CLAS

de la RTPC

- Une mise en coïncidence de la position du vertex de l’hélium mesuré dans la RTPC et de la position du vertex de l’électron mesuré dans CLAS (fig 4.13). Cette coupure permet de s’assurer que le candidat hélium et l’électron détectés proviennent du même vertex.
- Une coupure sur les pertes d’énergie. Les coupures précédentes ont permis de s’assurer de la qualité de la reconstruction du candidat hélium, cependant elles ne permettent pas de discriminer les différentes particules de charges positives. Les coupures sur les pertes d’énergie (fig. 4.14 et fig. 4.15) déterminées pour des événements élastiques [118] permettent de rejeter un grand nombre d’événements ne correspondant potentiellement pas à des hélium 4 dans le plan dE/dx en fonction de l’impulsion p .

Enfin, seuls sont conservés les événements contenant une seule trace correspondant aux critères précédents.

Toutefois, une remarque importante s’impose : à l’heure où ces lignes sont écrites, la calibration en énergie de la RTPC n’est pas encore achevée, ce qui implique une résolution en énergie inférieure aux capacités réelles de l’expérience et potentiellement une mauvaise identification des noyaux de recul avec le seul masque établi sur les données élastiques.

3.5 Améliorations possibles de l’identification des particules

Comme déjà précisé, la calibration de la RTPC est actuellement toujours en cours, essentiellement la calibration en énergie et les corrections d’impulsion dues

CHAPITRE 4. SÉLECTION ET QUALITÉ DES DONNÉES

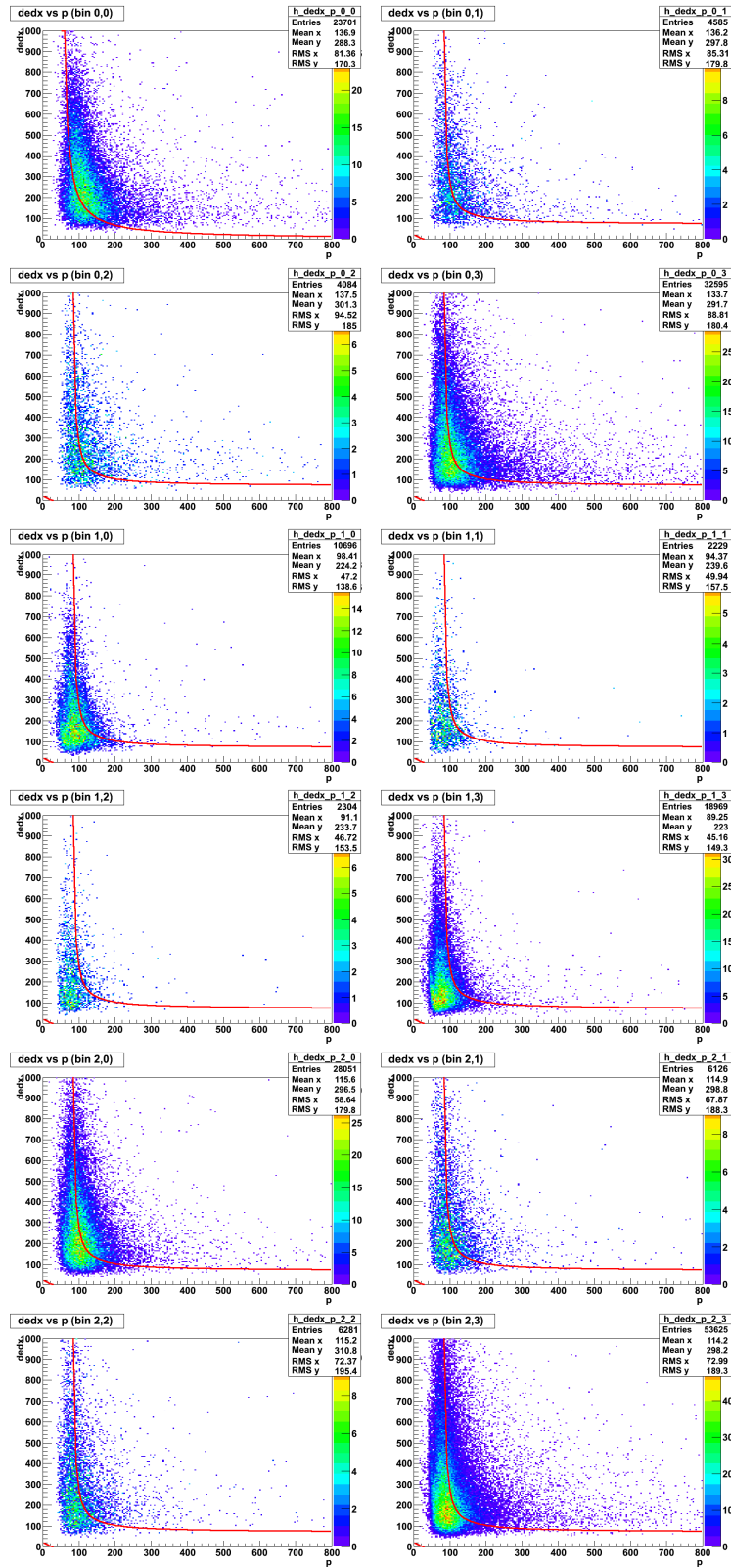


FIGURE 4.14 – Coupures sur la distribution dE/dx des événements candidats DVCS en fonction de p , pour les différents bins en (ϕ, θ) du masque élastique [118].

CHAPITRE 4. SÉLECTION ET QUALITÉ DES DONNÉES

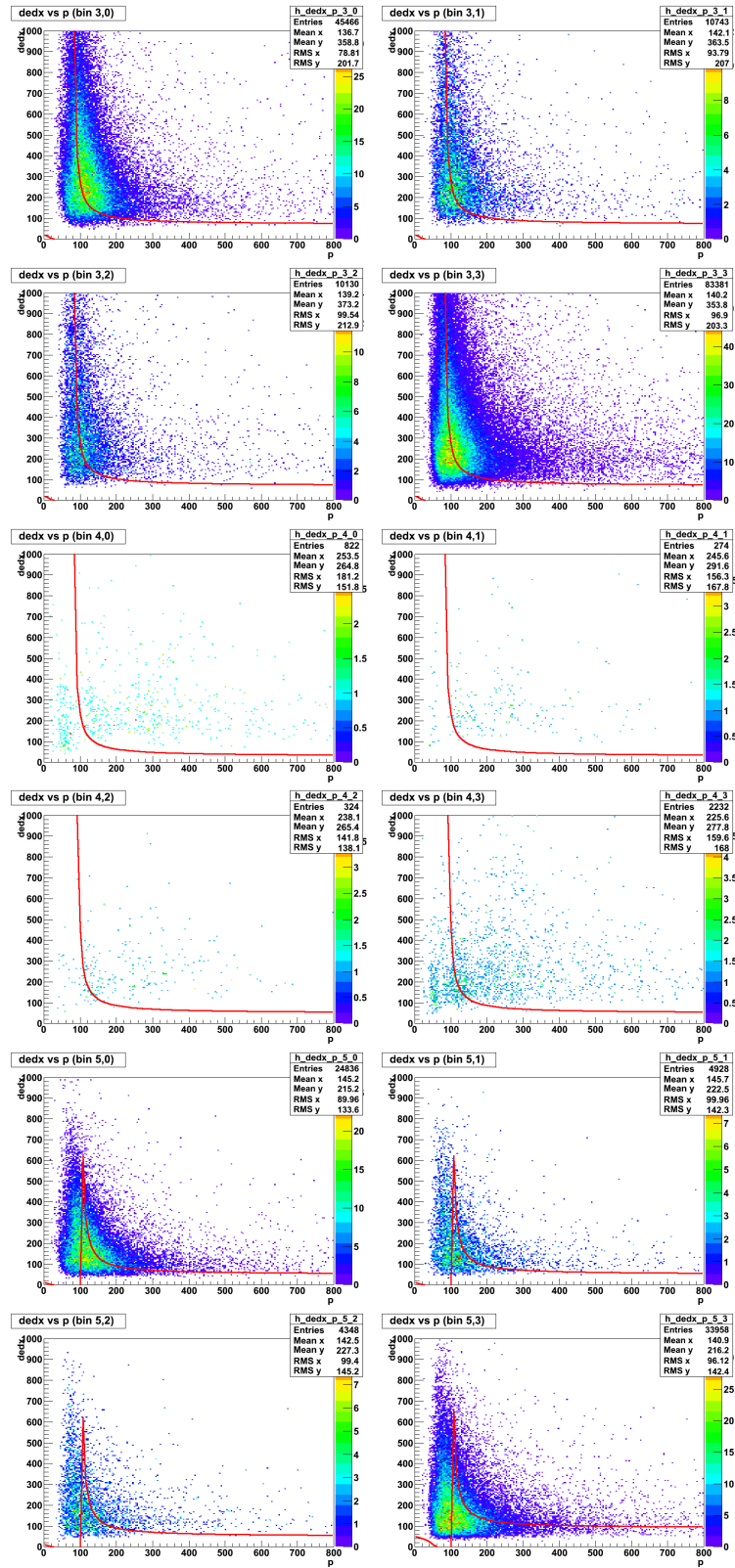


FIGURE 4.15 – Coupures sur la distribution dE/dx des événements candidats DVCS en fonction de p , pour les différents bins en (ϕ, θ) du masque élastique [118].

aux pertes d'énergies dans les différents matériaux sur le parcours des particules. La séparation entre hélium 3, hélium 4, ou tritium par exemple n'est donc pas optimale, ce qui se traduit par la contamination des événements cohérents par des événements incohérents.

De plus, les impulsions des particules chargées devront être corrigées, la procédure de reconstruction des impulsions dans CLAS ne prenant pas en compte avec précision les changements de champ magnétique induits par la présence du solénoïde autour de IC, le solénoïde n'étant pas un équipement standard de CLAS.

4 Etude qualitative des données expérimentales

L'analyse du canal incohérent de la réaction DVCS sur le noyau d'hélium permet d'étudier des effets nucléaires tels que l'effet EMC en comparant les données obtenues avec celles sur le proton libre. Cependant l'existence de telles données sur le proton libre, mesurées avec le même dispositif expérimental sans RTPC dans le hall B du JLab, peut également offrir dans un premier temps un moyen de vérifier la qualité des données obtenues dans l'expérience E08-024.

Nous allons donc sélectionner des événements issus du canal incohérent de la réaction DVCS pour vérifier que les résultats obtenus sont compatibles avec les attentes.

4.1 Sélection du canal incohérent

La réaction considérée ici est une interaction avec un proton de la cible : ${}^4\text{He}(e, e'p\gamma){}^3\text{H}$. On s'intéresse donc aux événements composés d'un électron, d'un photon, et d'un proton (sans considération sur la détection du tritium). Il est cependant nécessaire d'affiner la sélection en ajoutant des coupures liées à la physique ainsi qu'à la cinématique DVCS.

La réaction DVCS étant un processus dur, on impose comme première coupure $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$. De plus, comme pour le canal incohérent on considère que la cible est un proton, on impose $W > 2 \text{ GeV}$ pour ne pas être affecté par les résonances du nucléon.

Dans le cas d'une réaction DVCS sur un proton libre, il est possible de déterminer l'énergie du photon réel q' en fonction du photon virtuel q . Cette énergie théorique q'_{dvc} peut s'exprimer par :

$$q'_{dvc} = \frac{1}{2} \frac{2M_p\nu - Q^2}{\nu + M_p - q \cos(\theta_{\gamma\gamma^*})} \quad (4.6)$$

avec M_p la masse du proton, $\nu = E - E'$ l'énergie du photon virtuel et $\theta_{\gamma\gamma^*}$ l'angle entre les photons virtuel et réel. Dans le cas précis du canal incohérent, cette expression néglige les effets du mouvement de Fermi du nucléon mais elle

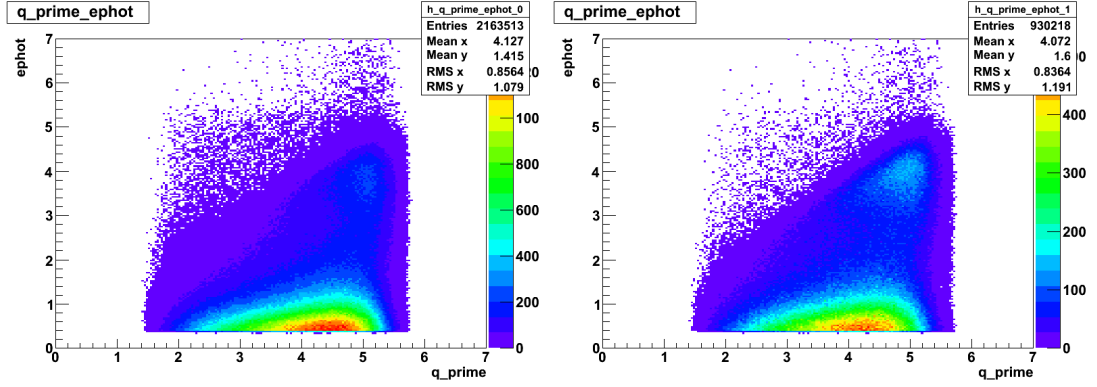


FIGURE 4.16 – Corrélation entre les énergies théoriques et mesurées du photon avant (gauche) et après (droite) l’application de la coupure sur la corrélation angulaire entre le proton et le photon.

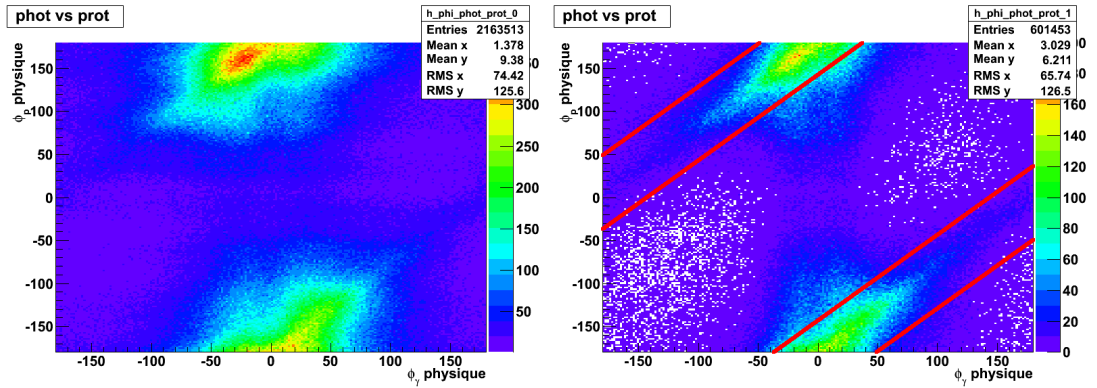


FIGURE 4.17 – Corrélation angulaire entre le proton et le photon avant (gauche) et après (droite) l’application de la coupure de corrélation sur l’énergie du photon.

reste néanmoins une bonne approximation pour les besoins spécifiques de l’étude qualitative des données qui est faite ici. La distribution de l’énergie mesurée en fonction de l’énergie théorique du photon réel (fig. 4.16) montre que les événements pré-sélectionnés sont fortement contaminés par des événements contenant un photon de faible énergie. Cette contamination est majoritairement éliminée en appliquant la coupure $E(\gamma) > q'_{dvc} - 2$ (en GeV).

La sélection peut être davantage affinée en appliquant des contraintes de corrélation angulaire entre le proton et le photon négligeant toujours le mouvement de Fermi du proton. Les angles considérés sont les angles azimutaux entre le photon virtuel q et le proton p ($\phi_{p\gamma^*}$) et entre le photon virtuel et le photon réel q'

$(\phi_{\gamma\gamma^*})$:

$$\phi_{p\gamma^*} = \arctan \left[\frac{\vec{q} \cdot [(\vec{k} \times \vec{k}') \times (\vec{q} \times \vec{p})]}{q (\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{q} \times \vec{p})} \right] \quad (4.7)$$

$$\phi_{\gamma\gamma^*} = \arctan \left[\frac{\vec{q} \cdot [(\vec{k} \times \vec{k}') \times (\vec{q} \times \vec{q}')] }{q (\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{q} \times \vec{q}')} \right] \quad (4.8)$$

Dans le cas d'une réaction DVCS sur un proton libre, le proton et le photon se dirigent dans des directions opposées : la différence entre les deux angles ϕ_p et $\phi_{\gamma\gamma^*}$ est donc de 180° (fig. 4.17). Les effets du mouvement de Fermi sont directement observés sur la fig. 4.17 par la dispersion des événements autour de la corrélation attendue.

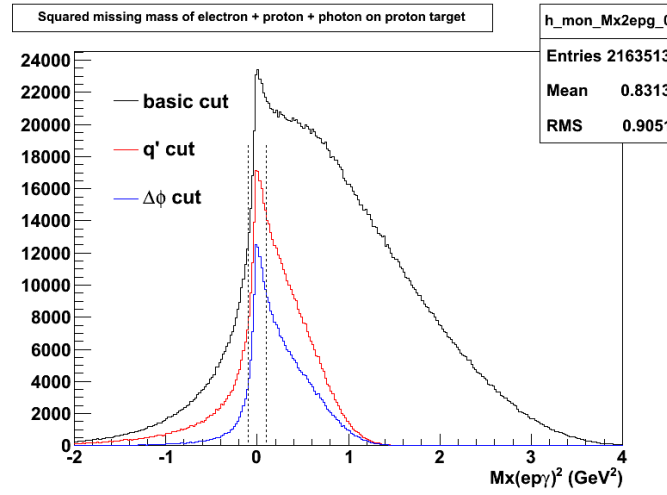


FIGURE 4.18 – Masse manquante de l'électron + photon + proton pour le canal incohérent, calculée sur un proton cible au repos.

Enfin la dernière coupure physique destinée à sélectionner le canal incohérent de la réaction DVCS repose sur la masse manquante $M_X(ep\gamma)$ (fig. 4.18). Les événements sont sélectionnés de telle sorte que $-0.1 \text{ GeV}^2 < M_X^2(ep\gamma) < 0.1 \text{ GeV}^2$.

Les événements sélectionnés se caractérisent par les espaces de phase, les corrélations sur l'énergie du photon et les corrélations angulaires décrites par la fig. 4.19.

4.2 Conclusions sur la qualité des données

La réaction DVCS étant sensible à la polarisation (hélicité) du faisceau, il est important de vérifier que les événements sélectionnés sont sensibles à l'hélicité.

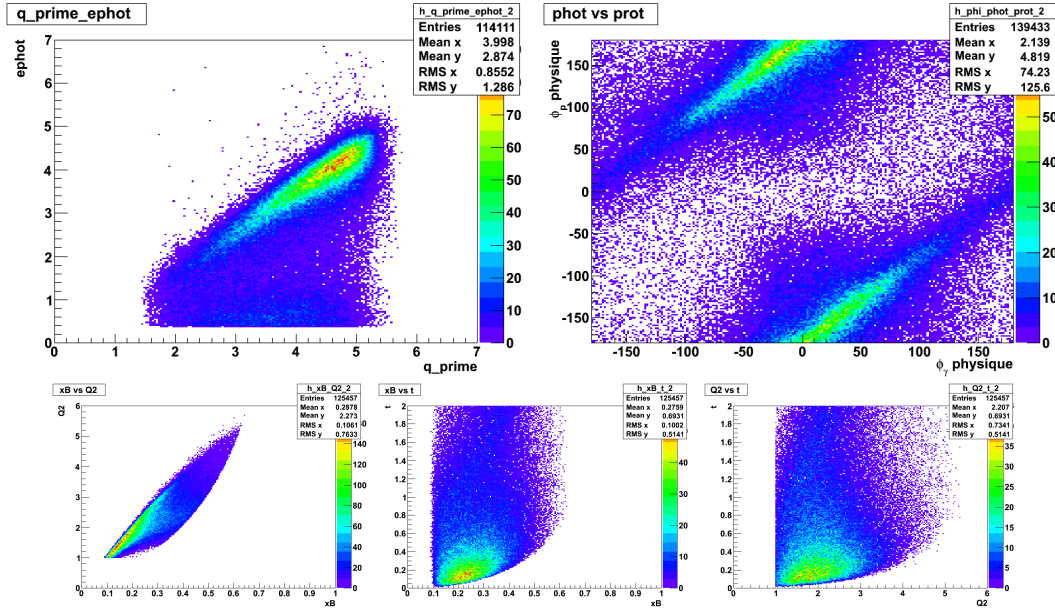


FIGURE 4.19 – en haut à gauche : Corrélation sur l'énergie du photon (haut gauche) et orrélation angulaire entre le proton et le photon (haut droit). La coupure relative à chaque corrélation n'est pas représentée sur son graphe. Espaces de phase des événements incohérents sélectionnés (bas).

La distribution du signal d'hélicité

$$S_h = \int_0^\pi (N^+ - N^-) d\phi - \int_\pi^{2\pi} (N^+ - N^-) d\phi \quad (4.9)$$

en fonction de la masse manquante $M_X^2(ep\gamma)$ (fig. 4.20) montre une forte sensibilité à l'hélicité des événements identifiés comme provenant d'une réaction DVCS.

De plus, la distribution de l'asymétrie de spin du faisceau $(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ (intégrée sur tout l'espace de phase) en fonction de l'angle ϕ entre les plans leptonique et hadronique (fig. 4.21) revêt bien une allure caractéristique de l'interférence entre les processus BH et DVCS. On peut constater que l'asymétrie obtenue a une amplitude d'environ 8 %, soit une asymétrie physique de l'ordre de 10 % après correction de la polarisation. C'est significativement plus faible que ce qui a été mesuré précédemment sur le proton. Cependant il s'agit ici d'une analyse brute destinée à vérifier l'existence d'un signal polarisé et qui n'a donc pas de prétentions sur la physique de ce canal. En particulier, les existences potentielles d'un bruit de fond en π^0 et d'une contamination des événements sélectionnés conduit à une réduction de l'amplitude de l'asymétrie. Dans le contexte d'une analyse physique poussée, la détection du noyau de tritium de recul dans la RTPC devrait permettre de résoudre en grande partie ces problèmes.

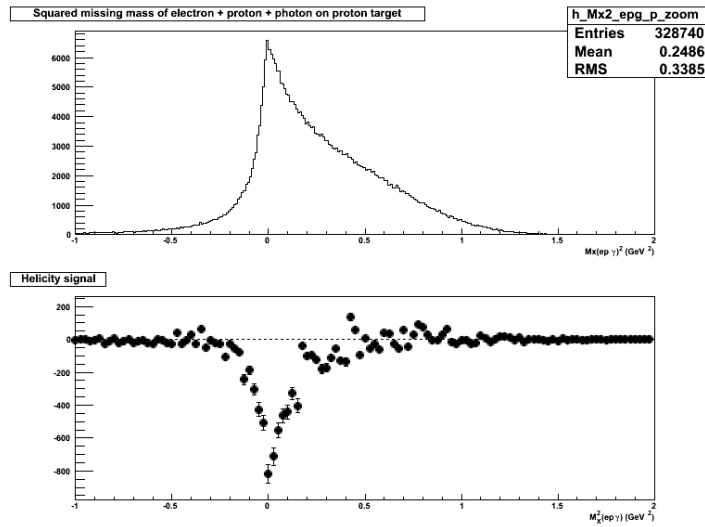


FIGURE 4.20 – Signal d'hélicité en fonction de la masse manquante.

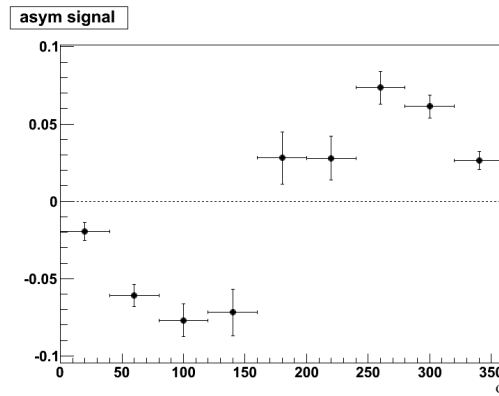


FIGURE 4.21 – Asymétrie de spin du faisceau intégrée sur l'espace de phase sélectionné par les différentes coupures physiques.

Malgré la calibration partielle de certains détecteurs et l'absence de corrections appliquées aux impulsions des particules chargées (CLAS), la qualité de nos données est suffisamment satisfaisante pour réaliser une première analyse physique du canal cohérent.

Chapitre 5

Etude du canal cohérent de la réaction DVCS sur l'hélium

1 Sélection des événements DVCS

L'analyse du canal cohérent de la réaction DVCS ${}^4\text{He}(e, e'\gamma){}^4\text{He}$ est ici discutée, comprenant la sélection des événements contenant un électron, un photon et un noyau d'hélium ainsi que les différentes coupures sphériques relatives à la réaction DVCS. En particulier, l'intérêt physique étant pour un processus dur, les coupures $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ et $W > 2 \text{ GeV}$ (W est calculée par rapport à un nucléon cible au repos) sont toujours appliquées. Des coupures supplémentaires sont néanmoins nécessaires pour affiner la sélection des événements DVCS cohérents. La considération de la RTPC dans la logique d'analyse apporte les informations supplémentaires nécessaires à la meilleure définition de ces coupures : la position du vertex vu par la RTPC, l'impulsion ainsi que les angles polaire et azimutaux des noyaux résiduels et une certaine identification de la nature de ces noyaux.

De façon similaire à la sélection du canal incohérent discutée au chapitre précédent, l'énergie théorique q'_{dvc} du photon réel en fonction du photon virtuel q dans le cas d'une réaction DVCS (fig. 5.1) peut être calculée. Cette énergie a pour expression :

$$q'_{dvc} = \frac{1}{2} \frac{2M_{He}\nu - Q^2}{\nu + M_{He} - q \cos(\theta_{\gamma\gamma^*})} \quad (5.1)$$

avec M_{He} la masse du noyau d'hélium 4, $\nu = E - E'$ l'énergie du photon virtuel et $\theta_{\gamma\gamma^*}$ l'angle entre les photons virtuel et réel. Contrairement au canal incohérent, cette relation cinématique est strictement exacte le noyau cible initial étant au repos. Ainsi, à l'instar du canal incohérent, la coupure $E(\gamma) > q'_{dvc} - 2$ (en GeV) permet de sélectionner des événements pour lesquels l'énergie du photon réel est relativement proche de l'énergie théorique attendue pour la réaction DVCS cohérente. Une forte contamination constituée d'événements dont le photon a une

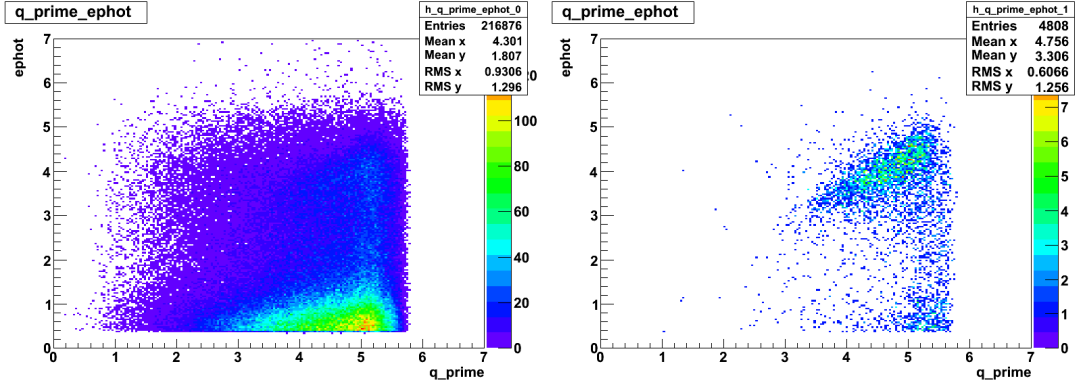


FIGURE 5.1 – Corrélation entre les énergies théoriques et mesurées du photon avant (gauche) et après (droite) l'application des autres coupures utilisées pour sélectionner le canal cohérent.

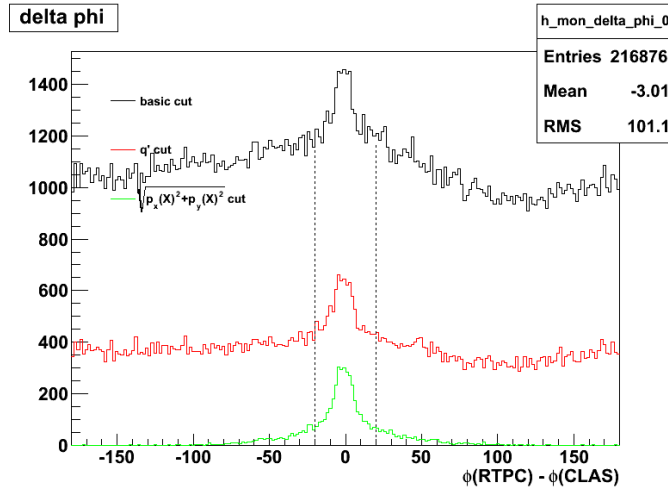


FIGURE 5.2 – Corrélation angulaire entre le photon et le noyau d'hélium.

faible énergie est ainsi éliminée.

Dans le cas d'une réaction DVCS cohérente, le noyau de recul, le photon virtuel et le photon réel sont coplanaires et forment le plan hadronique. Une contrainte sur cette coplanarité peut être appliquée en étudiant la différence angulaire $\Delta\phi = \phi_{He\gamma^*} - \phi_{\gamma\gamma^*}$ (fig. 5.2). Cette différence fait intervenir les angles azimutaux entre le photon virtuel q et le noyau de recul p_{He} ($\phi_{He\gamma^*}$) et entre le photon virtuel et le photon réel q' ($\phi_{\gamma\gamma^*}$) :

$$\phi_{He\gamma^*} = \arctan \left[\frac{\vec{q} \cdot [(\vec{k} \times \vec{k}') \times (\vec{q} \times \vec{p}_{He})]}{q (\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{q} \times \vec{p}_{He})} \right] \quad (5.2)$$

$$\phi_{\gamma\gamma^*} = \arctan \left[\frac{\vec{q} \cdot [(\vec{k} \times \vec{k}') \times (\vec{q} \times \vec{q}')] }{q (\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{q} \times \vec{q}')} \right] \quad (5.3)$$

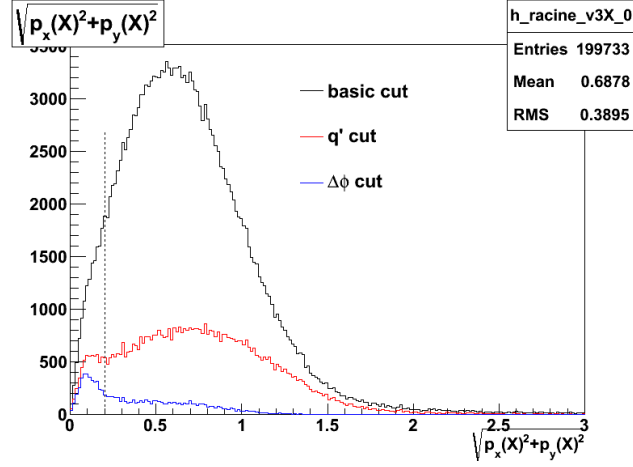


FIGURE 5.3 – Impulsion transverse manquante du canal cohérent.

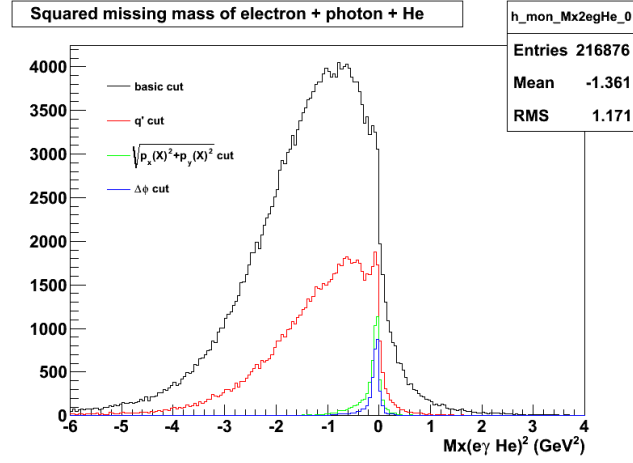


FIGURE 5.4 – Masse manquante de l'électron + photon + hélium pour le canal cohérent.

la coupure angulaire sélectionnée étant $-20^\circ < \Delta\phi < 20^\circ$.

Une troisième coupure physique est ensuite appliquée aux données en termes l'impulsion transverse manquante. Cette impulsion correspond à l'impulsion de la particule manquante X dans la réaction $e^4\text{He} \rightarrow e^4\text{He}\gamma X$. L'impulsion transverse correspond à la composante orthogonale au faisceau ($\sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2}$) déterminée dans le référentiel de CLAS. Les événements d'intérêt sont ceux pour lesquels l'impulsion transverse est faible, favorisant ainsi la configuration de l'état final DVCS cohérent pour lequel aucune particule supplémentaire n'est produite. Nous avons choisi le critère de sélection $\sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2} < 0.2 \text{ GeV}$ à partir de la fig. 5.3.

Enfin la dernière coupure physique utilisée pour affiner la sélection du canal cohérent de la réaction DVCS repose sur la masse manquante $M_X(e^4\text{He}\gamma)$ (fig. 5.4). Les événements sont sélectionnés de telle sorte que $-0.2 \text{ GeV}^2 < M_X^2(e^4\text{He}\gamma) <$

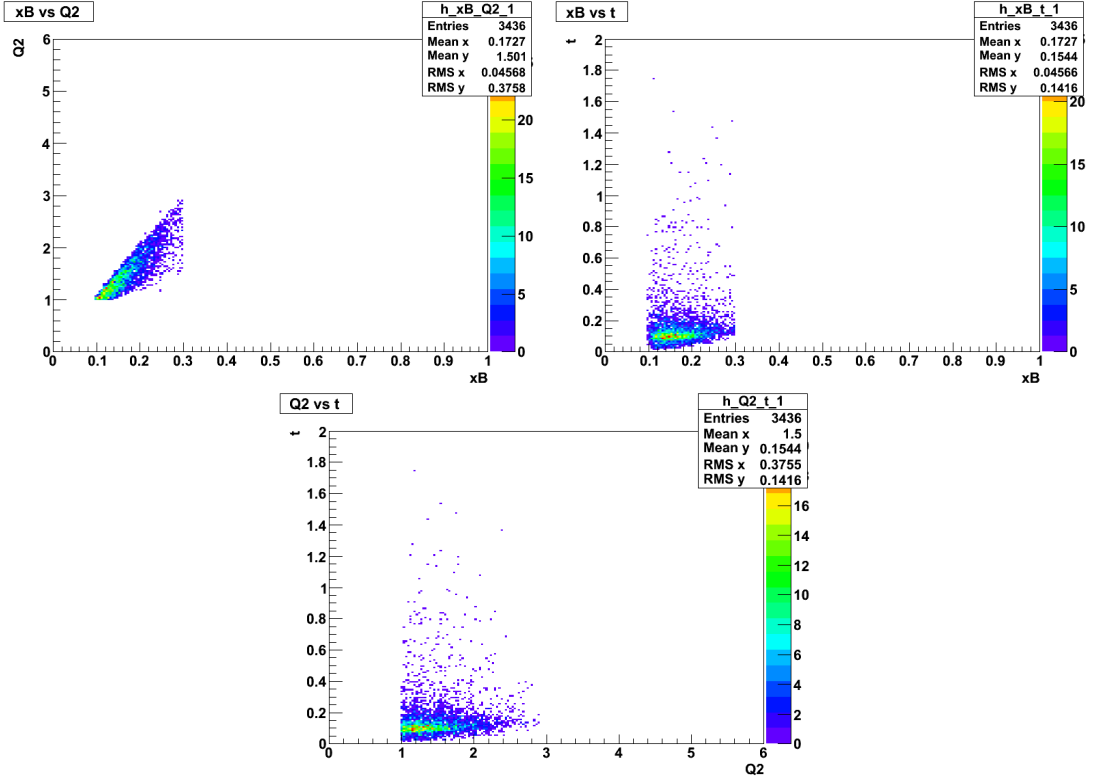


FIGURE 5.5 – Espaces de phase des événements sélectionnés pour le canal cohérent.

0.05 GeV².

L'espace de phase occupé par les événements sélectionnés est représenté par la fig. 5.5. L'essentiel de la statistique est concentrée aux faibles valeurs de x_B , Q^2 , et t . Particulièrement, la statistique obtenue est quasi-inexistante pour des valeurs de $|t|$ autour de 0.4 GeV². Cette région, pour laquelle le facteur de forme électromagnétique F_A de l'hélium 4 est nul aurait permis l'étude du processus DVCS sans la moindre interférence avec le processus Bethe-Heitler, ce dernier étant proportionnel au facteur de forme électromagnétique.

2 Considérations sur le bruit de fond physique

2.1 Contamination par le canal incohérent

La première source de bruit de fond physique et de possible contamination des événements candidats DVCS cohérents provient des canaux incohérents du DVCS

$$\vec{e} + {}^4\text{He} \rightarrow e + {}^3\text{H} + p + \gamma \quad (5.4)$$

$$\vec{e} + {}^4\text{He} \rightarrow e + {}^3\text{He} + n + \gamma \quad (5.5)$$

qui conduisent à des noyaux de recul différents. En effet, l'état actuel de la calibration de la RTPC ne permet pas de garantir la séparation des noyaux d'hélium 4 des noyaux de tritium et d'hélium 3. De plus, CLAS n'étant pas un détecteur complètement hermétique, des particules comme les nucléons associés au DVCS peuvent échapper à une détection. En conséquence, malgré une définition très stricte de la réponse des détecteurs (un unique e^- dans CLAS et un ^4He dans la RTPC), des événements parasites sont susceptibles de contaminer le canal cohérent du DVCS.

Cependant, le pouvoir de nuisance de chaque réaction parasite n'est pas équivalent. Dans l'image simple du noyau résiduel spectateur, l'énergie de ce dernier provient du mouvement de Fermi du nucléon initial ~ 150 MeV/c. Il convient de comparer cette énergie aux seuils de détection de chaque noyau provenant de l'ensemble des pertes d'énergie dans les matériaux disposés le long de la trace des particules, soit approximativement 200 MeV/c pour ^3H et 250 MeV/c pour ^3He . Une contamination en ^3H est donc plus probable qu'une contamination en ^3He . On notera de plus que les noyaux de recul sont distribués dans l'ensemble du domaine angulaire, ce facteur agissant comme une dilution des événements contaminants par rapport aux événements cohérents dont la direction est unique pour une cinématique déterminée.

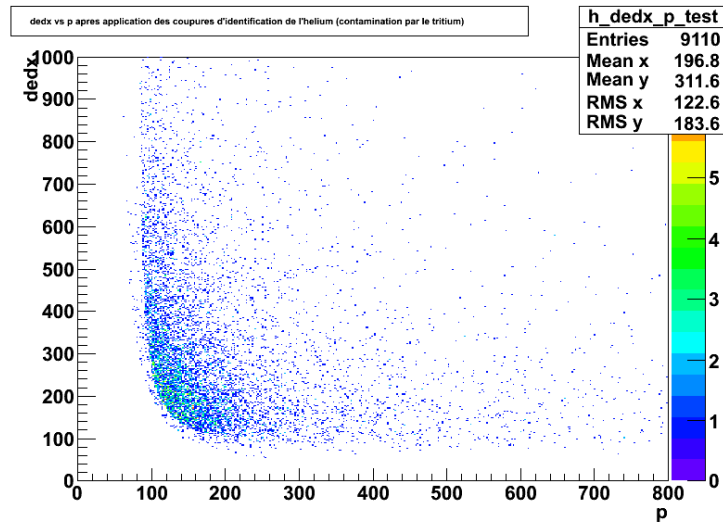


FIGURE 5.6 – Distribution des pertes d'énergie en fonction de l'impulsion pour les candidats du canal $^4\text{He}(e, e'p\gamma)^3\text{H}$ satisfaisant aux conditions d'identification des héliums 4.

L'étude d'événements constitués d'un électron dans CLAS, d'un photon dans IC, d'un proton dans CLAS et d'un candidat-hélium dans la RTPC permet de vérifier une éventuelle contamination par le canal incohérent $^4\text{He}(e, e'p\gamma)^3\text{H}$. La sélection de ce canal de réaction est basée sur le jeu de coupures précédemment défini pour le canal incohérent, auquel la détermination d'un candidat tritium

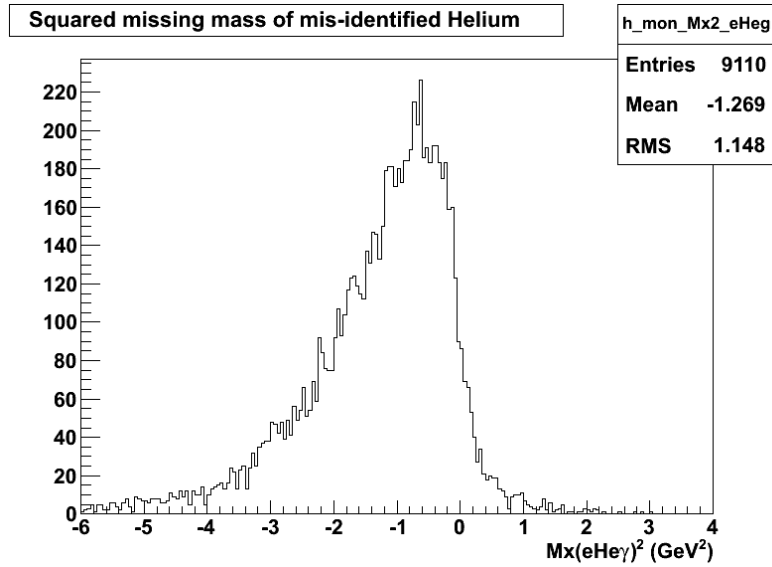


FIGURE 5.7 – Masse manquante des tritiums identifiés comme des candidats hélium 4 par les RTPC et calculée comme si la particule détectée était un hélium 4.

pertinent a été ajoutée. Toutefois, l'état final étant ici composé de quatre corps, la corrélation angulaire est définie entre le photon et le vecteur composé de la somme du proton et du candidat tritium.

La distribution des pertes d'énergie (dE/dx) en fonction de l'impulsion p dans la RTPC permet de constater l'existence de candidats du canal ${}^4\text{He}(e, e'p\gamma){}^3\text{H}$ identifiés comme des noyaux d'hélium 4 par le masque élastique d'identification utilisées (fig. 5.6).

De plus on peut constater qu'une partie des ces candidats tritium mal identifiés sont distribués dans la région de masse manquante considérée pour le canal cohérent (fig. 5.7). La possibilité d'une contamination du canal cohérent par des tritiums du canal ${}^4\text{He}(e, e'p\gamma){}^3\text{H}$ dont le proton a été diffusé en dehors de l'acceptance de CLAS est donc vraisemblable. Une calibration complète de la RTPC accompagnée de nouvelles contraintes d'identification des particules détectées par cette dernière devraient permettre de minimiser voire rejeter cette contamination.

Une vérification similaire pourrait être menée pour le canal ${}^4\text{He}(e, e'n\gamma){}^3\text{He}$ mais il convient de noter deux différences majeures : une efficacité de détection des neutrons avec CLAS significativement plus faible que pour les protons et un espace de phase expérimental différent dans la région des petits t . La question d'un meilleur rejet des événements incohérents ou d'une évaluation plus précise des effets de la contamination reste pour l'heure intimement liée à la calibration de la RTPC.

2.2 Contamination par les pions

Le canal DVCS cohérent peut également être contaminé par des pions où un seul des deux photons provenant de la désintégration du π^0 serait détecté.

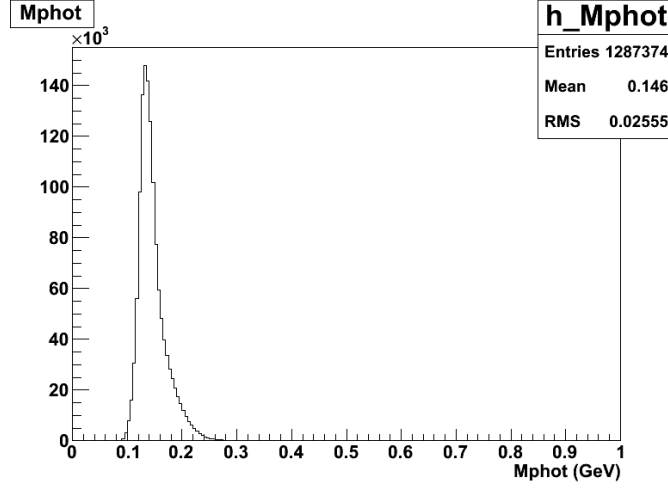


FIGURE 5.8 – Masse invariante des photons sélectionnés comme provenant de la désintégration de pions neutres π^0 .

Les événements qui nous intéressent ici sont donc ceux pour lesquels un électron, un candidat-hélium, et deux photons ont été détectés. Une coupure sur E_{π^0} , similaire à la coupure sur l'énergie théorique du photon utilisée pour la sélection du canal cohérent, est appliquée ici et s'exprime :

$$q_{\pi^0} = \frac{1}{2} \frac{2M_{\text{He}}\nu - Q^2 - M_{\pi^0}}{\nu + M_{\text{He}} - q \cos(\theta_{\pi^0, \gamma^*})} \quad (5.6)$$

$$E_{\pi^0} = \sqrt{q_{\pi^0}^2 + M_{\pi^0}^2} \quad (5.7)$$

En plus des coupures utilisées pour la sélection du canal cohérent DVCS, des contraintes sur les photons ont été appliquées afin de s'assurer qu'ils proviennent de la désintégration de π^0 . Cette identification des pions se base sur la masse invariante des deux photons : la masse invariante de deux photons provenant de la désintégration d'un π^0 étant égale à sa masse $M_{\pi^0} = 0.135$ GeV, seuls sont retenus les événements dont la masse invariante est comprise entre 0.10 et 0.17 GeV. Cependant cette identification est préalablement affinée en considérant la corrélation en énergie des deux photons. Ainsi, si ces photons proviennent de la désintégration du même π^0 , alors l'énergie du premier photon E_{γ_1} s'exprime :

$$E_{\gamma_1} = \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_{\gamma_2}(1 - \cos(\theta_{\gamma_1 \gamma_2}))} \quad (5.8)$$

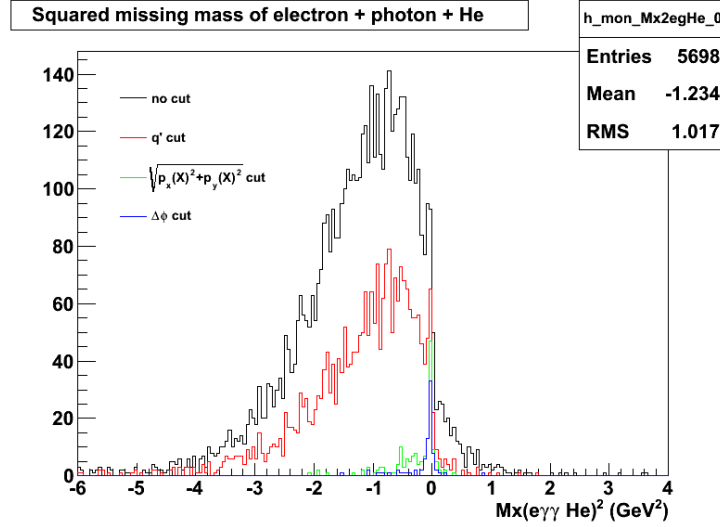


FIGURE 5.9 – Masse manquante de l'électron + les deux photons + hélium pour le canal de contamination par les π^0 .

où E_{γ_2} est l'énergie du deuxième photon et $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ est l'angle entre les deux photons. La contrainte sur la corrélation en énergie des photons $E_{\gamma_1}^{theorique} - 0.5 < E_{\gamma_1}^{mesuree} < E_{\gamma_1}^{theorique} + 0.5$ (GeV) est appliquée afin d'obtenir la distribution de masse invariante représentée par la fig. 5.8.

La distribution de la masse manquante $M_X^2(e(He)\gamma\gamma)$ (fig. 5.9) montre que les événements provenant de la désintégration d'un pion neutre π^0 sont distribués dans la même région que les événements du canal cohérent. Le canal cohérent se retrouve donc contaminé par des photons issus de la désintégration des π^0 .

3 Résultats expérimentaux

3.1 Asymétrie de spin du faisceau expérimentale

Le comportement attendu de nos données est la sensibilité à la polarisation du faisceau en présence d'un mécanisme DVCS, contrairement au processus Bethe-Heitler sur une cible non-polarisée. Le signal d'hélicité défini précédemment (eq. 4.9) est une première signature de cette sensibilité. Sa distribution en fonction de la masse manquante $M_X^2(eHe\gamma)$ (fig. 5.10) offre une réponse positive à la présence d'événements issus de la diffusion Compton profondément virtuelle. En effet, on constate que les événements sélectionnés présentent une forte sensibilité à la polarisation. Cependant on peut également constater que le signal d'hélicité S_h tout comme la masse manquante $M_X^2(eHe\gamma)$ sont légèrement excentrés de 0, valeur théorique attendue en cas de réaction DVCS cohérente sur le noyau d'hélium 4. Ceci s'explique par la calibration non-finalisée de la RTPC pour

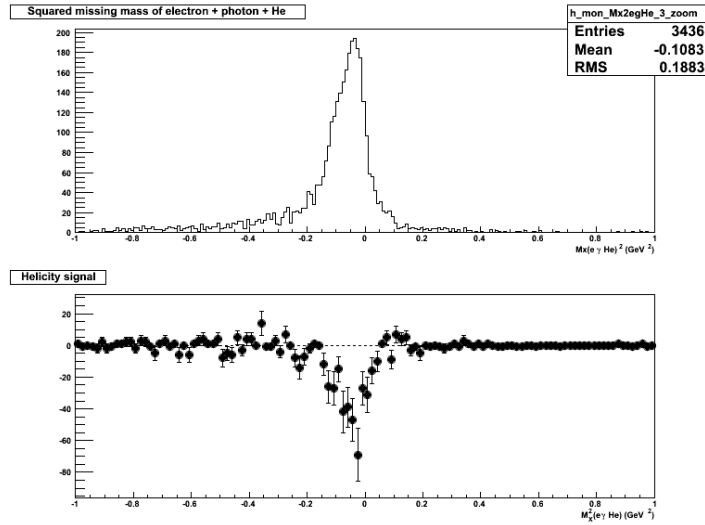


FIGURE 5.10 – Signal d'hélicité en fonction de la masse manquante.

le jeu de données utilisées, la reconstruction de la masse manquante $M_X^2(e\text{He}\gamma)$ nécessitant les caractéristiques du noyau de recul mesurées par la RTPC.

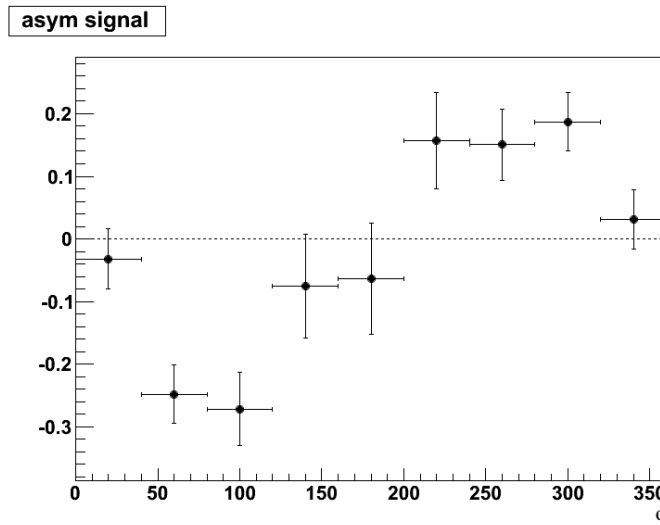


FIGURE 5.11 – Asymétrie de spin de faisceau intégrée du canal cohérent.

D'après eq. 2.25 la détermination des GPD peut être obtenue grâce à la connaissance de la dépendance en ϕ de l'asymétrie de spin de faisceau. La distribution angulaire selon ϕ est divisée en 9 bins de 40° et exhibe (fig. 5.11) le comportement typique attendu d'une asymétrie DVCS.

Cependant, les coefficients $\alpha_i(\phi)$ intervenant dans cette asymétrie dépendent notamment de t , Q^2 et x_B . En conséquence de la faible statistique expérimentale

obtenue, l'espace de phase a donc été divisé en sept bins non-indépendants et permettant une évaluation de la dépendance du facteur de forme Compton de l'hélium en fonction des variables gouvernant la physique du processus. Pour ce faire, chaque bin est intégré sur les variables cinématiques qui ne sont pas étudiées : un bin en $-t$ est ainsi intégré en Q^2 et x_B , un bin en Q^2 est intégré sur $-t$ et x_B , etc... Le découpage suivant a été retenu

- bin 0 : $-0.1 < t < 0$ (GeV^2)
- bin 1 : $-0.2 < t < -0.1$ (GeV^2)
- bin 2 : $1 < Q^2 < 1.6$ (GeV^2)
- bin 3 : $1.6 < Q^2 < 2.3$ (GeV^2)
- bin 4 : $0.10 < x < 0.15$
- bin 5 : $0.15 < x < 0.20$
- bin 6 : $0.20 < x < 0.25$

où les paramètres cinématiques moyens de chaque bin sont reportés dans la Tab. 5.1.

bin	x_B	Q^2	$-t$
0	0.160	1.383	0.080
1	0.172	1.501	0.133
2	0.151	1.281	0.107
3	0.208	1.859	0.119
4	0.130	1.173	0.104
5	0.173	1.479	0.110
6	0.221	1.807	0.121

TABLE 5.1 – Cinématique moyenne de chaque bin.

Les valeurs des asymétries de spin du faisceau

$$A_{LU} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (5.9)$$

de chaque bin sont résumées dans la Tab. 5.2. L'asymétrie de spin du faisceau doit être corrigée par la polarisation du faisceau λ . L'asymétrie physique a alors pour expression

$$A_\varphi = \frac{A_{LU}}{\lambda} \quad (5.10)$$

avec $\lambda = -83.7 \pm 0.4$ %. L'erreur sur l'asymétrie physique est en conséquence

$$\delta A_\varphi = |A_\varphi| \sqrt{\left(\frac{\delta A_{LU}}{A_{LU}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda}\right)^2}. \quad (5.11)$$

bin		0	1	2	3	4	5	6
$0^\circ < \phi < 40^\circ$	A_{LU}	-1.37	-7.79	-5.71	-4.50	-1.96	-10.5	-4.59
	δA_{LU}	8.27	8.03	6.88	9.48	14.0	8.31	9.56
$40^\circ < \phi < 80^\circ$	A_{LU}	-25.2	-34.0	-31.1	-25.9	-40.9	-25.8	-18.4
	δA_{LU}	8.72	6.60	6.08	9.29	7.94	8.41	11.3
$80^\circ < \phi < 120^\circ$	A_{LU}	-33.3	-33.8	-27.4	-38.7	-28.2	-27.8	-40.7
	δA_{LU}	11.6	7.80	7.67	11.7	8.86	11.3	17.6
$120^\circ < \phi < 160^\circ$	A_{LU}	-7.31	-19.4	-6.81	-21.2	-6.66	-15.6	-33.3
	δA_{LU}	15.6	11.6	10.6	17.0	12.9	14.7	24.3
$160^\circ < \phi < 200^\circ$	A_{LU}	-30.2	1.81	-12.5	9.09	-10.3	-8.57	0.00
	δA_{LU}	14.5	13.5	11.1	21.2	13.1	16.8	31.6
$200^\circ < \phi < 240^\circ$	A_{LU}	19.2	29.4	20.3	25.0	11.7	38.5	14.3
	δA_{LU}	13.6	10.4	9.21	17.1	11.3	12.8	26.5
$240^\circ < \phi < 280^\circ$	A_{LU}	14.9	20.3	17.4	22.4	9.09	26.2	25.0
	δA_{LU}	10.2	8.04	7.25	11.9	9.05	10.5	15.3
$280^\circ < \phi < 320^\circ$	A_{LU}	15.3	24.5	21.3	20.0	24.2	11.5	34.5
	δA_{LU}	8.23	6.92	6.31	9.34	8.71	7.95	12.3
$320^\circ < \phi < 360^\circ$	A_{LU}	-3.44	5.52	0.41	8.19	16.7	-12.7	11.1
	δA_{LU}	8.29	7.07	6.44	9.02	12.7	7.72	9.56

TABLE 5.2 – Valeurs de l'asymétrie de spin du faisceau exprimées en %.

3.2 Dépendance en t

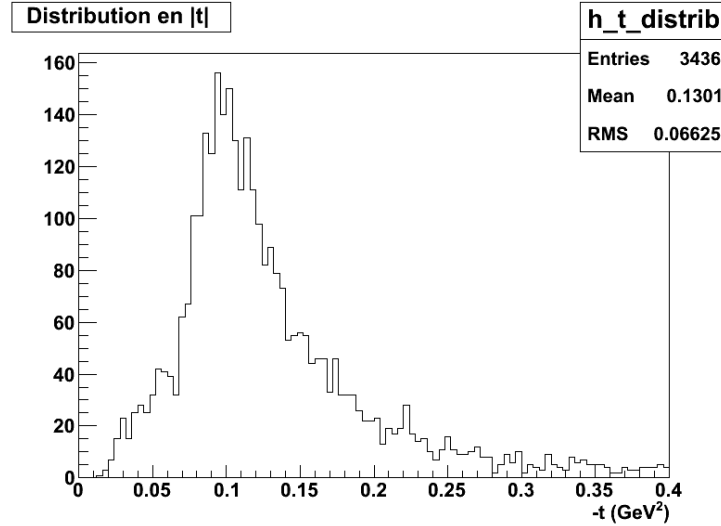


FIGURE 5.12 – Distribution en $-t$ des événements candidats He-DVCS sélectionnés.

La distribution en $-t$ des événements sélectionnés en tant que candidats He-DVCS intégrée sur (ϕ, Q^2, x_B) est représentée sur la fig. 5.12. Elle montre une prépondérance des petites valeurs de $-t$ que l'on attend en raison du facteur de forme électromagnétique de l'hélium. Les asymétries physiques et leurs erreurs statistiques tenant compte de l'erreur sur la polarisation du faisceau sont résumées dans les Tab. 5.3 et Tab. 5.4 pour les bins en $-t$ considérés. Les distributions en ϕ correspondantes sont représentées sur la fig. 5.13.

bin 0 : $-0.1 < t < 0$		
ϕ	A_ϕ	δA_ϕ
20	0.016	0.099
60	0.301	0.104
100	0.398	0.139
140	0.087	0.186
180	0.361	0.174
220	-0.230	0.163
260	-0.178	0.122
300	-0.183	0.098
340	0.041	0.099

TABLE 5.3 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 0.

bin 1 : $-0.2 < t < -0.1$		
ϕ	A_ϕ	δA_ϕ
20	0.093	0.096
60	0.406	0.079
100	0.404	0.093
140	0.232	0.138
180	-0.022	0.161
220	-0.352	0.124
260	-0.242	0.096
300	-0.293	0.083
340	-0.066	0.085

TABLE 5.4 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 1.

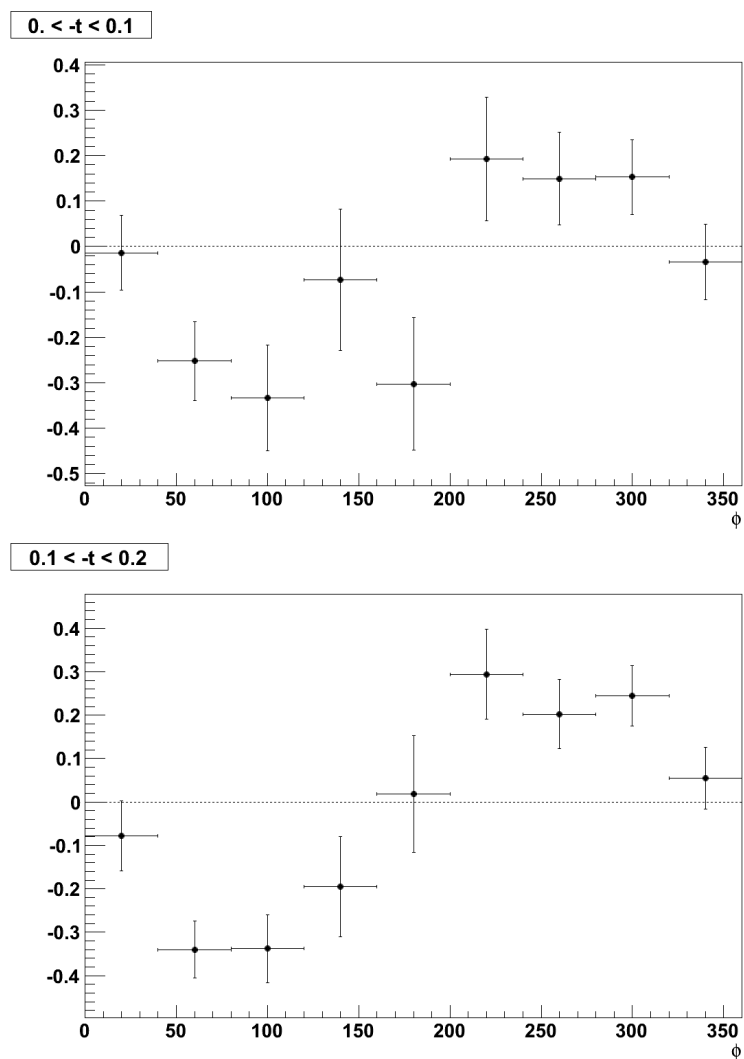


FIGURE 5.13 – Asymétrie de spin de faisceau pour les bins $-0.1 < t < 0$ et $-0.2 < t < -0.1$ (GeV^2).

3.3 Dépendance en Q^2

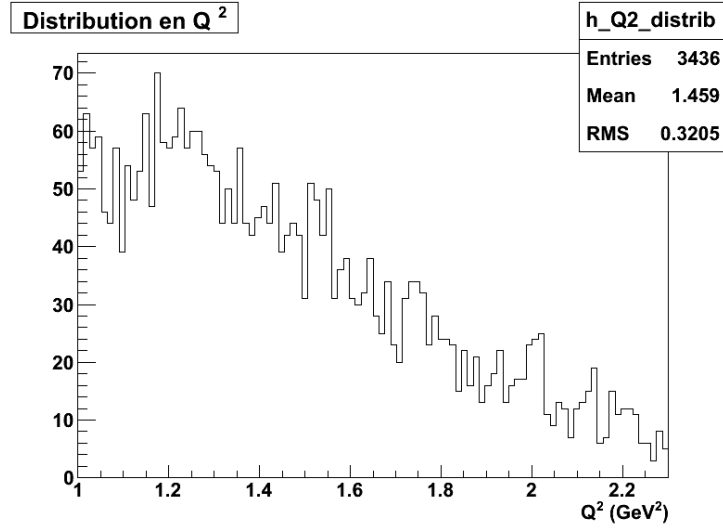


FIGURE 5.14 – Distribution en Q^2 des événements candidats He-DVCS sélectionnés.

La distribution en Q^2 des événements sélectionnés en tant que candidats He-DVCS intégrée sur $(\phi, -t, x_B)$ est représentée sur la fig. 5.14. Les asymétries physiques et leurs erreurs statistiques tenant compte de l'erreur sur la polarisation du faisceau sont résumées dans les Tab. 5.5 et Tab. 5.6 pour les bins en Q^2 considérés. Les distributions en ϕ correspondantes sont représentées sur la fig. 5.15.

bin 2 : $1.0 < Q^2 < 1.6$		
ϕ	A_φ	δA_φ
20	0.068	0.082
60	0.372	0.073
100	0.327	0.092
140	0.081	0.127
180	0.149	0.133
220	-0.243	0.110
260	-0.208	0.087
300	-0.255	0.076
340	-0.005	0.077

TABLE 5.5 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 2.

bin 3 : $1.6 < Q^2 < 2.3$		
ϕ	A_φ	δA_φ
20	0.054	0.113
60	0.310	0.111
100	0.463	0.140
140	0.254	0.203
180	-0.109	0.254
220	-0.299	0.205
260	-0.268	0.142
300	-0.239	0.112
340	-0.098	0.108

TABLE 5.6 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 3.

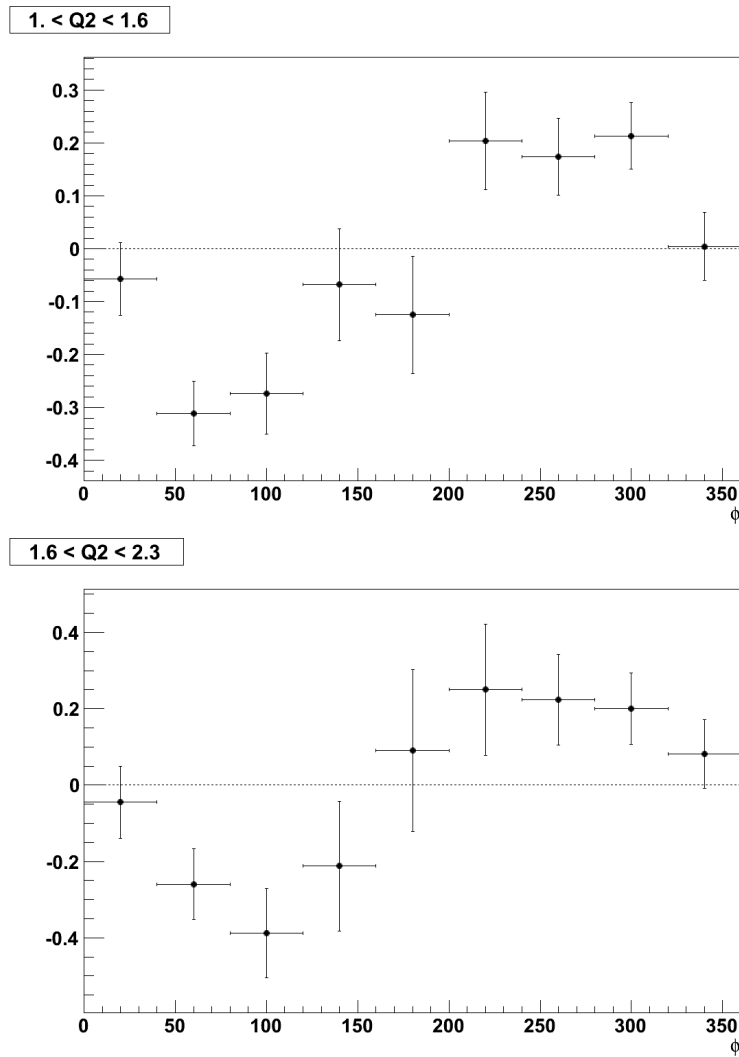


FIGURE 5.15 – Asymétrie de spin de faisceau pour les bins $1 < Q^2 < 1.6$ et $1.6 < Q^2 < 2.3$ (GeV^2).

3.4 Dépendance en x_B

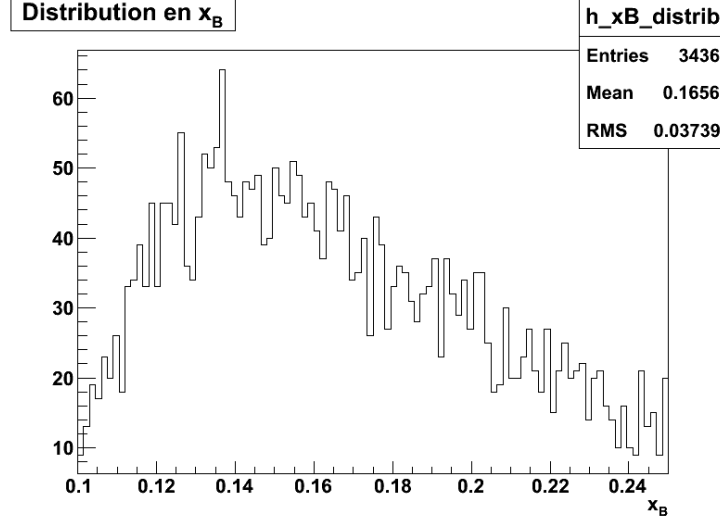


FIGURE 5.16 – Distribution en x_B des événements candidats He-DVCS sélectionnés.

La distribution en x_B des événements sélectionnés en tant que candidats He-DVCS intégrée sur $(\phi, -t, x_B)$ est représentée sur la fig. 5.16. Les asymétries physiques et leurs erreurs statistiques tenant compte de l'erreur sur la polarisation du faisceau sont résumées dans les Tab. 5.7 à Tab. 5.9 pour les bins en x_B considérés. Les distributions en ϕ correspondantes sont représentées sur la fig. 5.17.

bin 4 : $0.10 < x_B < 0.15$		
ϕ	A_ϕ	δA_ϕ
20	0.023	0.167
60	0.489	0.095
100	0.337	0.106
140	0.080	0.154
180	0.124	0.156
220	-0.140	0.135
260	-0.109	0.108
300	-0.289	0.104
340	-0.199	0.152

TABLE 5.7 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 4.

bin 5 : $0.15 < x_B < 0.20$		
ϕ	A_φ	δA_φ
20	0.125	0.099
60	0.308	0.101
100	0.332	0.135
140	0.186	0.176
180	0.102	0.201
220	-0.460	0.153
260	-0.313	0.126
300	-0.138	0.095
340	0.152	0.092

TABLE 5.8 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 5.

bin 6 : $0.20 < x_B < 0.25$		
ϕ	A_φ	δA_φ
20	0.055	0.114
60	0.220	0.135
100	0.487	0.210
140	0.398	0.291
180	0.000	0.378
220	-0.171	0.316
260	-0.299	0.183
300	-0.412	0.147
340	-0.133	0.114

TABLE 5.9 – Valeurs de l'asymétrie physique pour le bin 6.

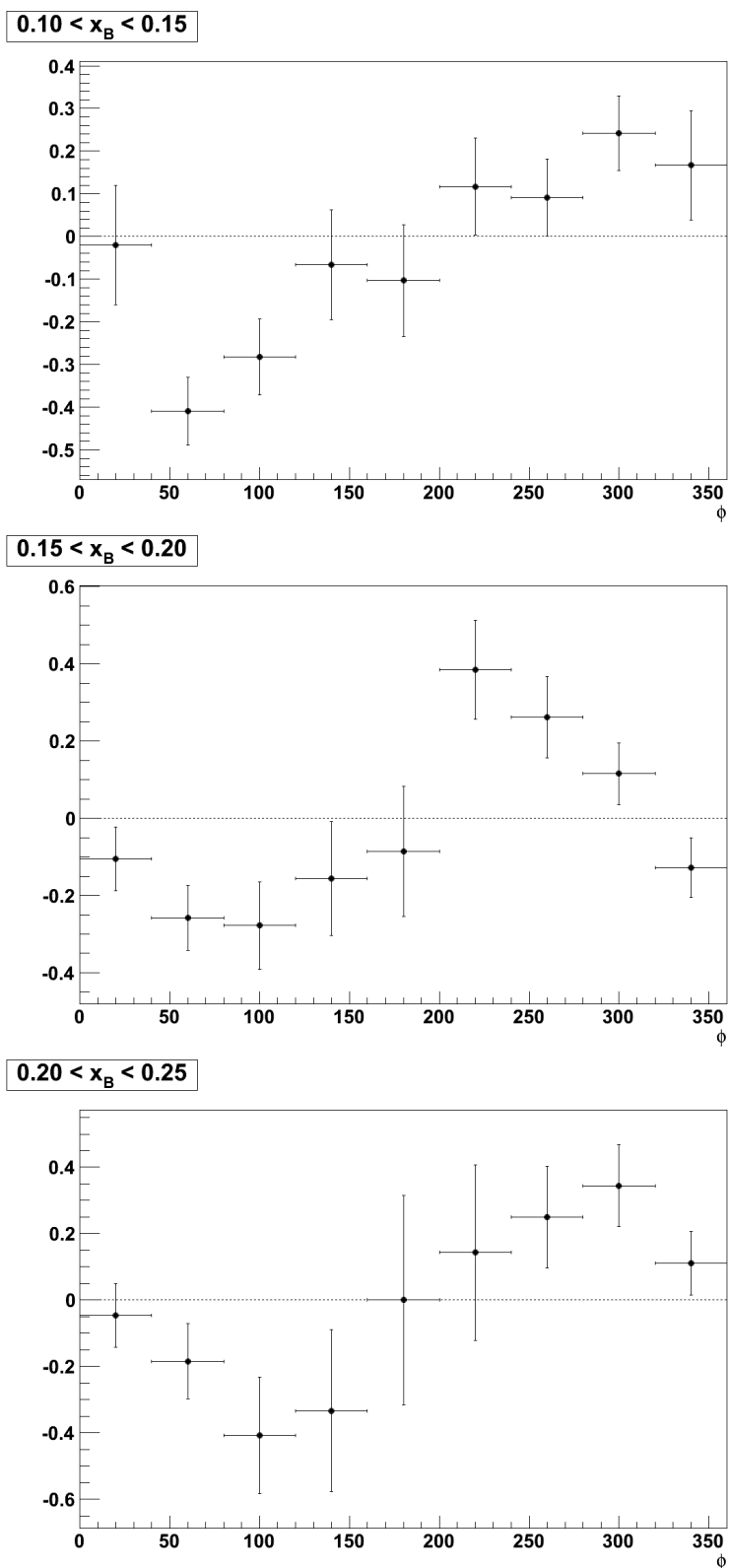


FIGURE 5.17 – Asymétrie de spin de faisceau pour les bins $0.10 < x < 0.15$, $0.15 < x < 0.20$ et $0.20 < x < 0.25$.

4 Interprétation des données

4.1 Extraction du facteur de forme Compton

Les parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton du noyau d'hélium 4 peuvent être séparées par un ajustement des asymétries physiques (eq. 2.25). Les coefficients α_i impliqués dans cet ajustement peuvent s'écrire :

$$\alpha_0(\phi) = \alpha_{01} \sin(\phi) \quad (5.12)$$

$$\alpha_1(\phi) = \alpha_{10} + \alpha_{11} \cos(\phi) + \alpha_{12} \cos(2\phi) \quad (5.13)$$

$$\alpha_2(\phi) = \alpha_{20} + \alpha_{21} \cos(\phi) \quad (5.14)$$

$$\alpha_3(\phi) = \alpha_{30} + \alpha_{31} \cos(\phi) + \alpha_{32} \cos(2\phi) \quad (5.15)$$

les coefficients α_{ij} étant déterminés pour le point de cinématique moyenne de chaque bin (Tab. 5.1).

Les valeurs des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton obtenues grâce à ces différents ajustements sont résumées dans la Tab. 5.10, les ajustements des différents bins étant reportés sur les fig. 5.18 à fig. 5.20. On peut constater que la détermination de la partie réelle est imprécise et qu'excepté pour le bin 4 elle est compatible avec zéro. Ceci peut s'expliquer par une statistique insuffisante ou encore une sélection imparfaite des noyaux d'hélium 4, comme il l'a été montré lors des discussions sur la contamination du canal cohérent. La partie imaginaire est quant à elle déterminée de façon plus précise, similairement aux expériences DVCS sur une cible d'hydrogène.

bin	x_B	Q^2	$-t$	$\Im m(\mathcal{H}_A)$	$\delta \Im m(\mathcal{H}_A)$	$\Re e(\mathcal{H}_A)$	$\delta \Re e(\mathcal{H}_A)$
0	0.160	1.383	0.080	48.9	28.3	-75.2	99.9
1	0.172	1.501	0.133	19.5	5.0	-0.64	14.6
2	0.151	1.281	0.107	22.6	5.9	5.74	19.8
3	0.208	1.859	0.119	26.3	11.8	-24.8	34.4
4	0.130	1.173	0.104	28.8	15.3	139.	42.0
5	0.173	1.479	0.110	37.2	22.9	-46.8	56.5
6	0.221	1.807	0.121	20.2	9.3	-15.4	21.9

TABLE 5.10 – Valeurs des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton déterminées par notre ajustement.

Un ajustement supplémentaire a été réalisé en négligeant $\alpha_3(\phi)$, hypothèse déjà utilisée dans certaines analyses DVCS sur le nucléon. Ce coefficient est négligé, car il présente une amplitude de l'ordre de 10^{-4} , alors que les coefficients α_0 et α_2 sont de l'ordre de 10^{-2} , α_1 étant d'ordre 10^0 (annexe B). Les parties réelles et imaginaires extraites grâce à cette simplification sont résumées dans le tableau 5.11. On peut constater que cette hypothèse aboutit constamment à des

valeurs de la partie imaginaire $\Im m(\mathcal{H}_A)$ légèrement inférieures, avec des erreurs $\delta\Im m(\mathcal{H}_A)$ également inférieures. La partie réelle s'avère également être inférieure, avec des erreurs $\delta\Re e(\mathcal{H}_A)$ généralement inférieures. Cette hypothèse tend donc à sous-estimer les parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton. Cette observation supporterait le fait que l'amplitude DVCS ne peut être négligée dans notre analyse. Néanmoins, cette conclusion ne peut être strictement affirmée compte-tenu des erreurs statistiques en présence. Le bin 4 se révèle à nouveau atypique, en obtenant une valeur de la partie réelle très différente (37.49 ± 8.56 contre 139.3 ± 41.91). Ceci tend à confirmer qu'une plus grande statistique ainsi qu'une meilleure maîtrise de la contamination sont nécessaires à l'amélioration de ces travaux.

bin	x_B	Q^2	$-t$	$\Im m(\mathcal{H}_A)$	$\delta\Im m(\mathcal{H}_A)$	$\Re e(\mathcal{H}_A)$	$\delta\Re e(\mathcal{H}_A)$
0	0.160	1.383	0.080	41.1	9.7	-79.6	63.1
1	0.172	1.501	0.133	19.0	4.7	-4.34	16.1
2	0.151	1.281	0.107	22.0	5.6	2.31	18.7
3	0.208	1.859	0.119	23.4	6.4	-28.2	31.4
4	0.130	1.173	0.104	21.1	5.6	37.5	8.57
5	0.173	1.479	0.110	29.5	6.9	-46.9	34.3
6	0.221	1.807	0.121	17.9	5.7	-18.4	22.5

TABLE 5.11 – Valeurs des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton déterminées par l'ajustement lorsque α_3 est négligé.

Un nouveau cooking utilisant une meilleure calibration, notamment de la RTPC, va bientôt avoir lieu. Une analyse similaire de ce nouveau jeu de données devrait permettre une meilleure détermination de la partie réelle du facteur de forme Compton.

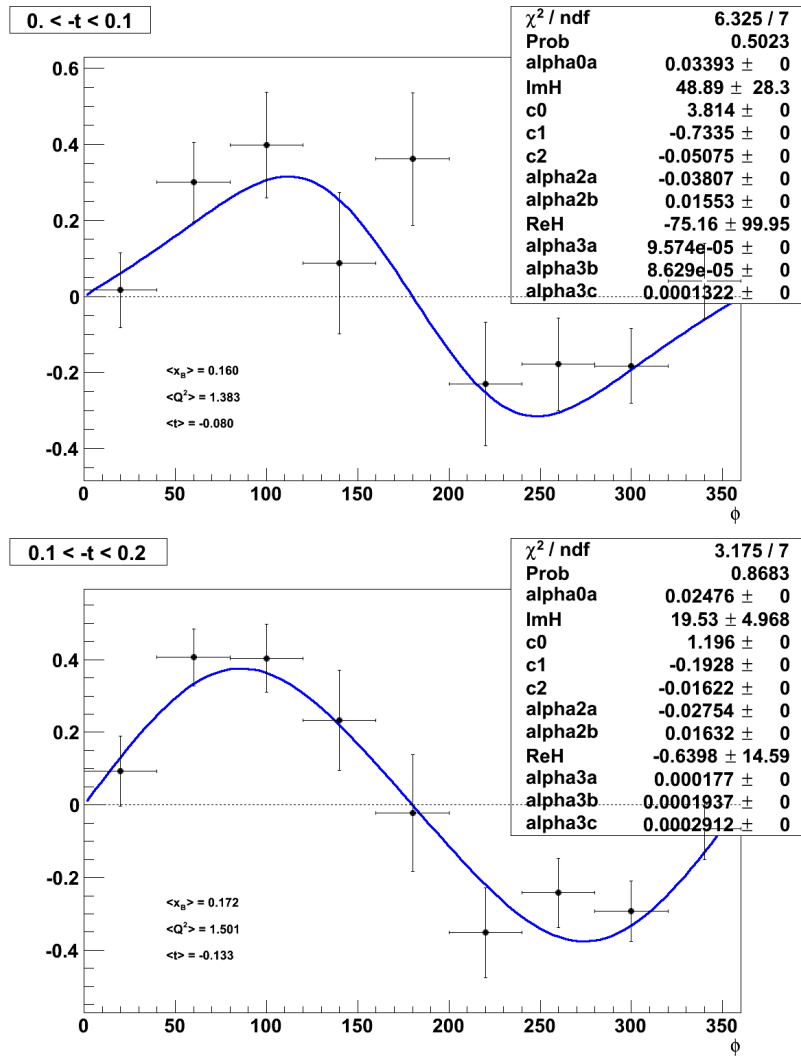


FIGURE 5.18 – Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour $0 < -t < 0.1$ (GeV^2) et $0.1 < -t < 0.2$ (GeV^2).

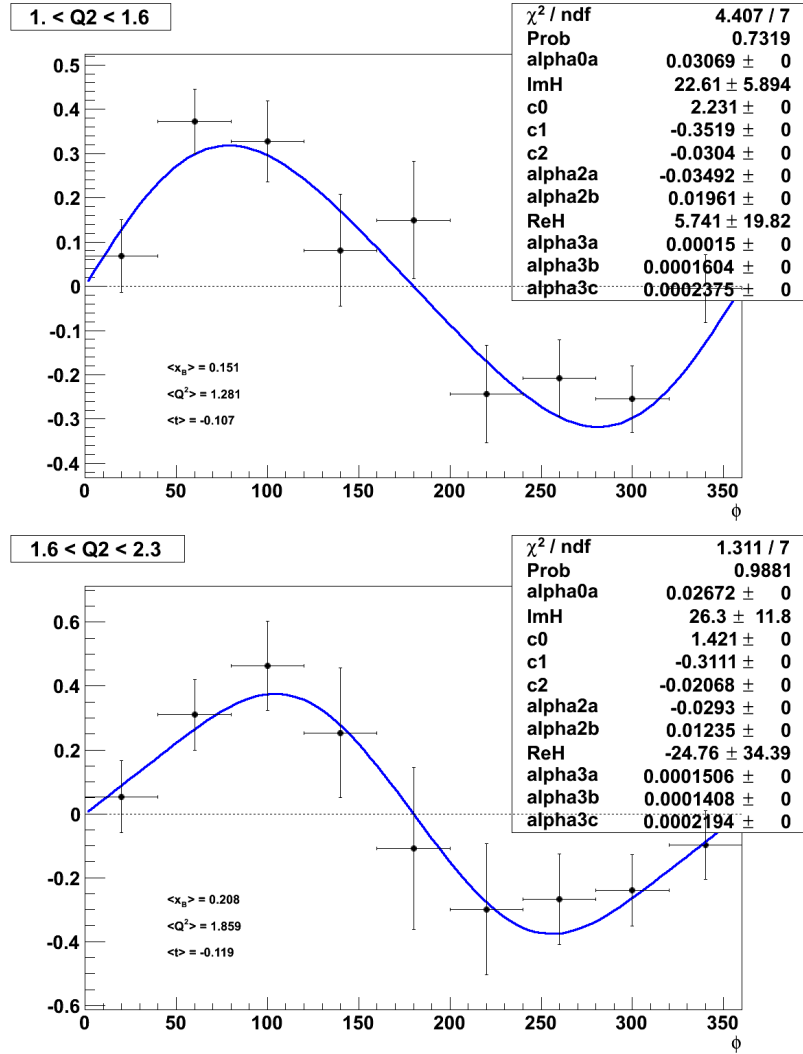


FIGURE 5.19 – Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour $1 < Q^2 < 1.6$ (GeV^2) et $1.6 < Q^2 < 2.3$ (GeV^2).

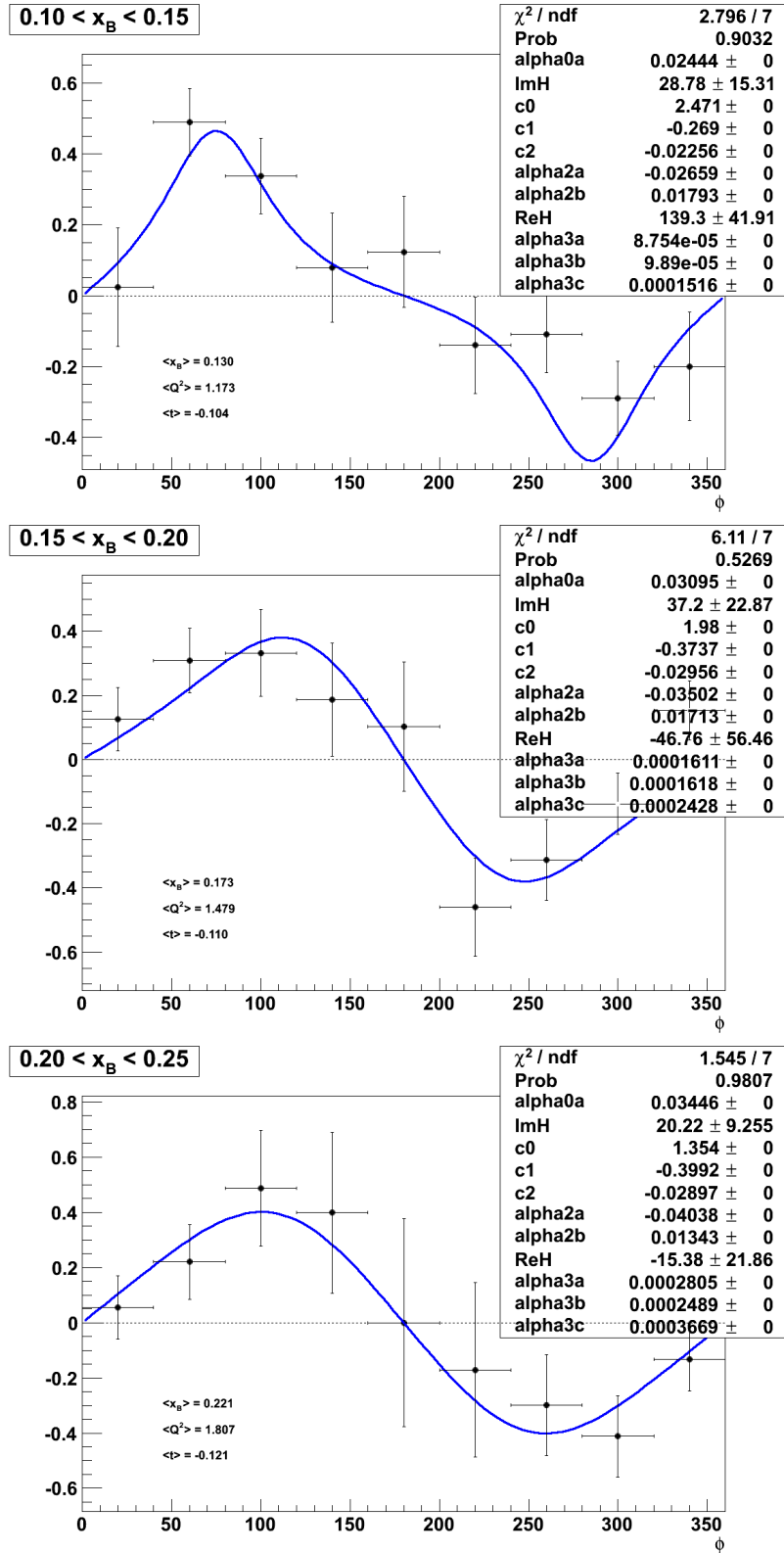


FIGURE 5.20 – Détermination des parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton pour $0.10 < x_B < 0.15$, $0.15 < x_B < 0.20$ et $0.20 < x_B < 0.25$.

4.2 Compréhension des données

Les résultats obtenus pour chaque bin sont comparés aux prédictions du modèle (eq. 2.1) supposant le noyau comme étant composé de nucléons indépendants [51]. On constate à nouveau le caractère atypique du bin 4. La partie imaginaire extraite à partir des données est constamment supérieure aux prédictions du modèle (fig. 5.21) et excepté pour le bin 4, la partie réelle extraite est constamment compatible avec zéro (fig. 5.22). Dans l'état actuel des données, il n'est pas vraiment possible de statuer par rapport à un modèle théorique en raison de la faible statistique et des suspicions de contamination par le canal incohérent. On peut cependant noter globalement que les parties imaginaires expérimentales sont voisines des prédictions alors que les parties réelles sont systématiquement différentes. C'est une indication supplémentaire d'une contamination par le canal incohérent : l'excès d'événements est absorbé dans une augmentation artificielle de la partie réelle alors que la partie imaginaire intervenant au numérateur et au dénominateur de l'asymétrie DVCS est plus fortement contrainte.

La conséquence de cette contamination est également observée dans l'amplitude de l'asymétrie physique à 90° . Soit c la fraction d'événements incohérents contaminants

$$c = \frac{N_{3\text{H}}^+ + N_{3\text{H}}^-}{N_{4\text{He}}^+ + N_{4\text{He}}^-} \quad (5.16)$$

l'asymétrie mesurée A_{LU}^m s'écrit exactement

$$A_{LU}^m = A_{LU}^{4\text{He}} \frac{1}{1+c} + A_{LU}^{3\text{H}} \frac{c}{1+c} \quad (5.17)$$

où $A_{LU}^{4\text{He}}$ est l'asymétrie du canal cohérent et $A_{LU}^{3\text{H}}$ est l'asymétrie du canal incohérent. Cette expression montre non-seulement la dilution de l'asymétrie recherchée mais aussi la contribution néfaste du canal incohérent dont on a montré expérimentalement qu'il possédait une asymétrie non-nulle. L'amplitude de l'asymétrie physique mesurée à 90° peut être reconstruite à partir des parties réelles et imaginaires déduites de l'ajustement des données. Cette valeur est comparée sur la fig. 5.23 aux prédictions du modèle de nucléons indépendants [51] déterminées pour le noyau d'hélium et le proton libre. A titre de comparaison et en première approximation, l'asymétrie calculée sur un proton libre peut être assimilée à celle du canal incohérent. Les résultats expérimentaux sont systématiquement plus proches d'une asymétrie incohérente que cohérente, renforçant à nouveau la suspicion de contamination.

L'analyse future des données mieux calibrées et mieux sélectionnées devrait pouvoir permettre un pas supplémentaire, en particulier dans la direction de l'effet EMC transverse. A la lumière de notre étude, deux conditions essentielles doivent

être néanmoins requises : une meilleure statistique et le rejet de la contamination du canal incohérent.

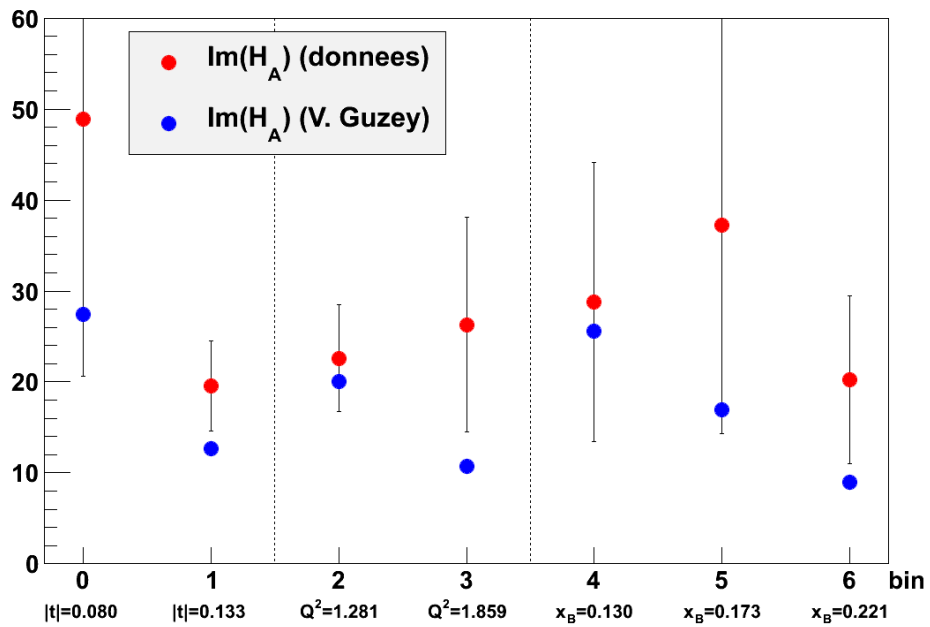


FIGURE 5.21 – Comparaison de $\Im m(\mathcal{H}_A)$ obtenue à partir des données avec le modèle de V. Guzey. Les points rouges correspondent aux données et les points bleus à la partie imaginaire du facteur de forme Compton de l'hélium déterminée à partir de eq. 2.1.

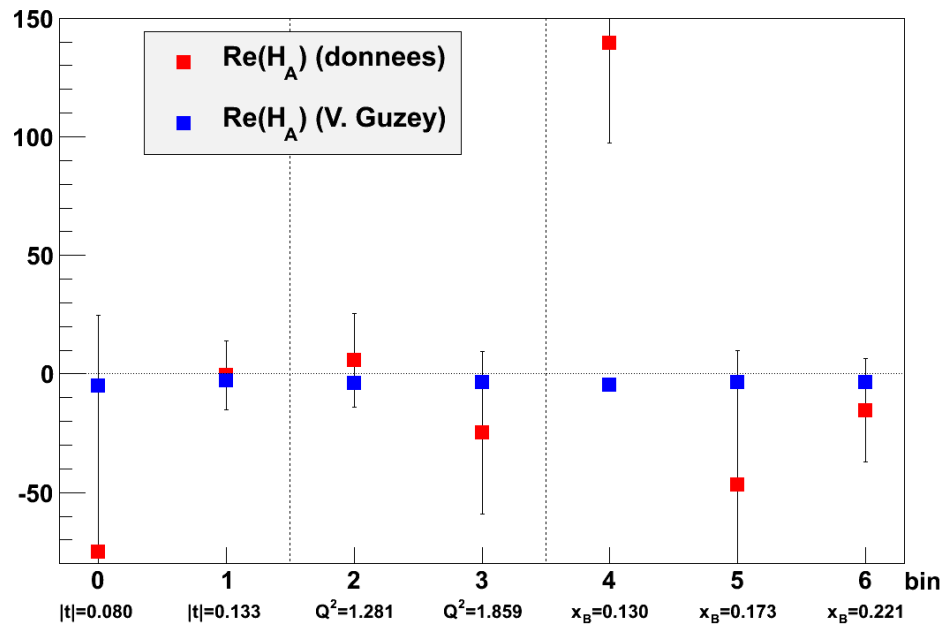


FIGURE 5.22 – Comparaison de $\Re(\mathcal{H}_A)$ obtenue à partir des données avec le modèle de V. Guzey. Les carrés rouges correspondent aux données et les carrés bleus à la partie réelle du facteur de forme Compton de l'hélium déterminée à partir de eq. 2.1.

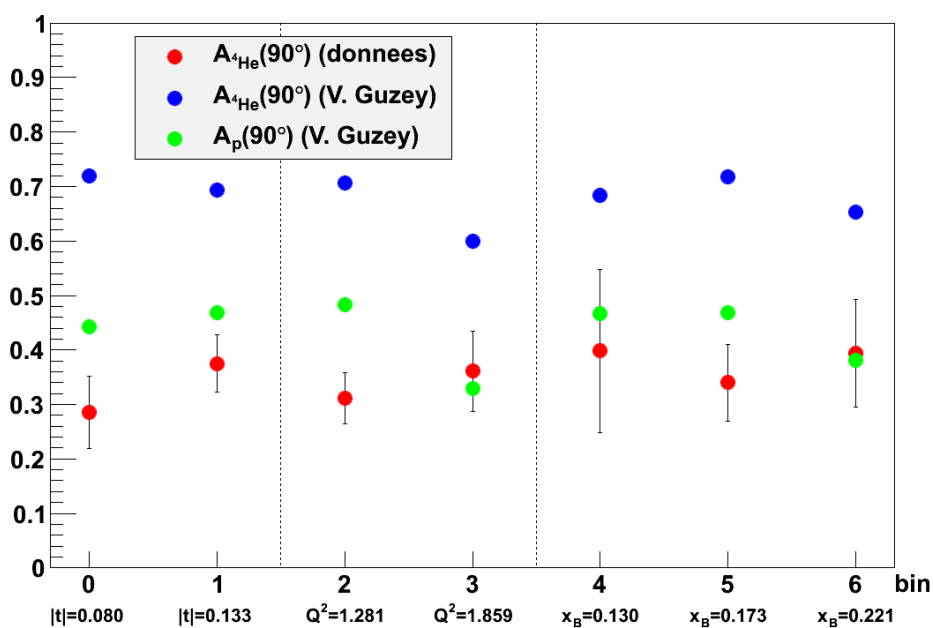


FIGURE 5.23 – Comparaison de l'amplitude de l'asymétrie à 90° obtenue à partir de l'ajustement des données par rapport au modèle de V. Guzey. Les points rouges correspondent aux données, les points bleus à l'amplitude de l'asymétrie sur l'hélium 4 et les points verts à l'amplitude de l'asymétrie sur le proton.

Conclusion

L'expérience E08-024 qui a eu lieu dans le Hall B du Jefferson Laboratory s'inscrit dans un cadre de recherche mondial des distributions généralisées de partons. En effet, comme il l'a été préalablement expliqué dans ce manuscrit, seule l'association de données provenant d'expériences complémentaires permettra l'exploration approfondie des distributions généralisées de partons. Tandis que l'étude du nucléon a déjà commencé avec des expériences dans les Halls A et B du Jefferson Laboratory (et continuera après l'amélioration des performances de CEBAF à une énergie de 12 GeV et à COMPASS), la réaction DVCS sur une cible nucléaire a été moins étudiée expérimentalement (malgré des premiers résultats mesurés par HERMES). L'expérience E08-024 se présente donc comme une expérience exploratoire du DVCS nucléaire, et se focalise sur une cible d'hélium 4. Ce noyau, de spin nul, peut être caractérisé au twist-2 par une seule GPD. Alors que ce travail de thèse se focalise sur le canal cohérent ${}^4\text{He}(e, e'\gamma){}^4\text{He}$ de la réaction DVCS, il est intéressant de préciser que le canal incohérent offre une voie d'étude de l'effet EMC.

Les données ont été mesurées par le spectromètre à grande acceptance CLAS, ainsi que par le Calorimètre Interne précédemment utilisé dans les expériences DVCS sur le nucléon. Ce dispositif expérimental a été complété par une TPC radiale (RTPC), afin de détecter les noyaux d'hélium 4 diffusés. Cependant, la calibration du dispositif expérimental, notamment de la RTPC, n'était pas complète pour le jeu de données utilisé dans ce manuscrit.

L'observable choisie pour étudier le canal cohérent est l'asymétrie de spin du faisceau afin de s'affranchir des effets d'acceptance et d'efficacité des détecteurs. Un ajustement de la dépendance en ϕ de l'asymétrie de spin du faisceau a permis l'extraction et la séparation des parties réelle et imaginaire du facteur de forme Compton \mathcal{H}_A . Cependant l'erreur sur la détermination des parties réelle et imaginaire est importante, et bien que la partie imaginaire soit déterminée de façon un peu plus précise, la partie réelle se révèle compatible avec zéro.

Toutefois il s'avère que les données utilisées sont contaminées, notamment par des ${}^3\text{H}$ mal identifiés en ${}^4\text{He}$ provenant du canal DVCS incohérent ${}^4\text{He}(e, e'p\gamma){}^3\text{H}$.

Les améliorations en cours sur la calibration de la RTPC vont cependant permettre un meilleur rejet de cette contamination. De plus, les erreurs statistiques sur l'asymétrie de spin du faisceau sont également importantes. En effet, la statistique mesurée est inférieure à celle demandée au comité d'évaluation des expériences du Jefferson Laboratory. Cette statistique insuffisante a donc conduit à une étude sur des bins non indépendants les uns des autres.

Malgré ces imprécisions, cette étude a montré la possibilité d'extraire les parties réelles et imaginaires du facteur de forme Compton. De plus, les données provenant d'un nouveau *cooking* utilisant une meilleure calibration du dispositif expérimental devrait permettre d'obtenir des résultats plus précis. Enfin, ce travail n'est qu'une brique d'un ouvrage bien plus vaste construit grâce aux diverses expériences dédiées à l'étude de la réaction DVCS ou DVMP, et visant à améliorer notre compréhension de la structure partonique de la matière.

Annexe A

Espace de phase du canal cohérent du DVCS

Dans le référentiel du laboratoire, soit E_0 l'énergie du faisceau incident d'électrons, $\nu = E_0 - E'$ l'énergie du photon virtuel, M_A la masse du noyau, M_N la masse du nucléon, et :

$$x_A = \frac{Q^2}{2M_A\nu} = x_B \frac{M_N}{M_A} \quad (\text{A.1})$$

Alors Q^2 est borné par :

$$Q_{min}^2 = \frac{4E_0^2 \sin^2(\theta_e/2)}{1 + \frac{2E_0 \sin^2(\theta_e/2)}{M_A x_A}} \quad (\text{A.2})$$

avec θ_e l'angle de l'électron diffusé, et :

$$Q_{max}^2 = \frac{4M_A E_0^2}{2E_0 + M_A} \quad (\text{A.3})$$

De plus, x_A est borné par :

$$x_{Amin} = \frac{2E_0 Q^2}{M_A(4E_0^2 - Q^2)} \quad (\text{A.4})$$

$$x_{Amax} = 1 \quad (\text{A.5})$$

Une limite $W = M^2 + 2M\nu - Q^2 > W_s$ (avec $W_s = 2$ GeV) est également appliquée afin d'exclure de la région d'étude le domaine des résonances du nucléon. Cette limite conduit à :

$$Q_{min}^2 = \frac{(W_s^2 - M_N^2)x_B}{1 - x_B} \quad (\text{A.6})$$

x_B intervient dans cette équation car cette limite est liée aux résonances du nucléon : la masse invariante W est donc calculée par rapport à la masse du proton.

Enfin, l'impulsion de recul de la cible est bornée par :

$$p_{min} = \left| \frac{q}{W} \epsilon_{p'} - \frac{\nu + M_A}{W} p'_{cm} \right| \quad (\text{A.7})$$

$$p_{max} = \frac{q}{W} \epsilon_{p'} + \frac{\nu + M_A}{W} p'_{cm} \quad (\text{A.8})$$

où p'_{cm} est l'impulsion de recul de la cible dans le centre de masse (photon virtuel - noyau) et $\epsilon_{p'}$ est son énergie. Ces deux paramètres ont pour expression :

$$p'_{cm} = \frac{W^2 - M_A^2}{2W} \quad (\text{A.9})$$

$$\epsilon_{p'} = \frac{W^2 + M_A^2}{2W} \quad (\text{A.10})$$

Enfin, à partir de l'impulsion p de recul de la cible, il est possible de déterminer la valeur de $-t$:

$$-t = 2M_A(\sqrt{p^2 + M_A^2} - M_A) \quad (\text{A.11})$$

Les limites sur l'impulsion de recul p permettent donc de borner $-t$.

Annexe B

Dépendance en ϕ des coefficients α_i

Dans cette annexe est montrée la dépendance en ϕ des coefficients α_i impliqués dans l'équation de l'asymétrie de spin du faisceau

$$A_{LU}^\lambda(\phi) = \lambda \frac{\alpha_0(\phi) \Im m(\mathcal{H}_A)}{\alpha_1(\phi) + \alpha_2(\phi) \Re e(\mathcal{H}_A) + \alpha_3(\phi) (\Re e(\mathcal{H}_A)^2 + \Im m(\mathcal{H}_A)^2)} \quad (\text{B.1})$$

et définis tels que :

$$\alpha_0(\phi) = 8 K x_A (1 + \epsilon^2)^2 (2 - y) F_A \sin(\phi) \quad (\text{B.2})$$

$$\alpha_1(\phi) = c_0^{BH} + c_1^{BH} \cos(\phi) + c_2^{BH} \cos(2\phi) \quad (\text{B.3})$$

$$\alpha_2(\phi) = 8 \frac{x_A}{y} (1 + \epsilon^2)^2 F_A \left[K(2y - y^2 - 2) \cos(\phi) - (2 - y) \frac{t}{Q^2} \left\{ (2 - x_A)(1 - y) - (1 - x_A)(2 - y)^2 \left(1 - \frac{t_{min}}{Q^2} \right) \right\} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$\alpha_3(\phi) = 2 \frac{x_A^2 t}{Q^2} (2 - 2y + y^2) (1 + \epsilon^2)^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi). \quad (\text{B.5})$$

Tandis que le coefficient α_1 semble dominant avec une amplitude de l'ordre de 10^0 , les coefficients α_0 et α_2 se révèlent être du même ordre de grandeur en 10^{-2} , et le coefficient α_3 semble plus négligeable avec une amplitude de l'ordre de 10^{-4} .

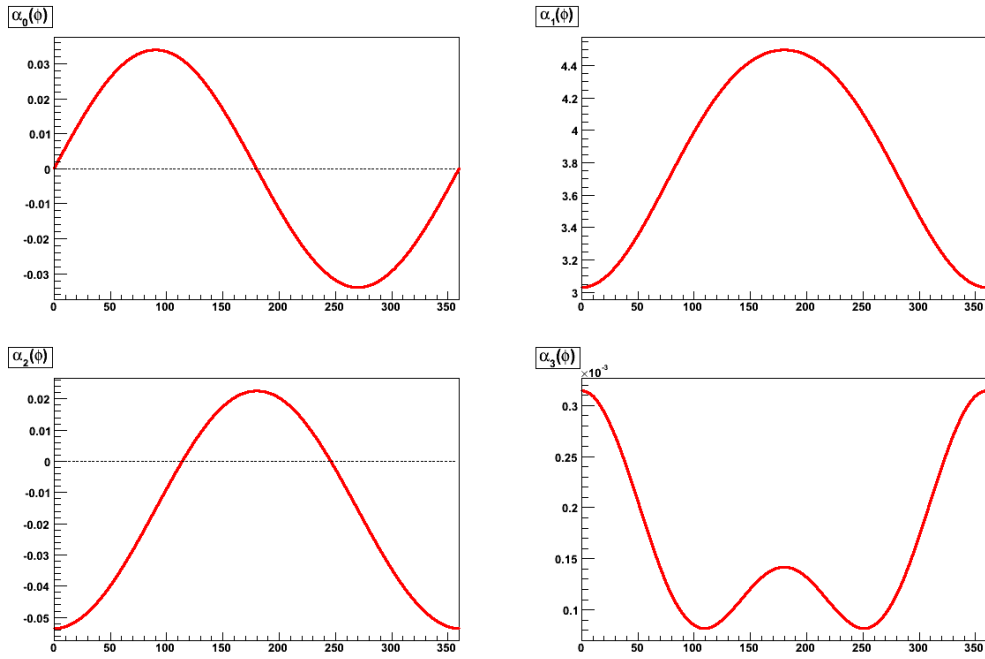


FIGURE B.1 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 0).

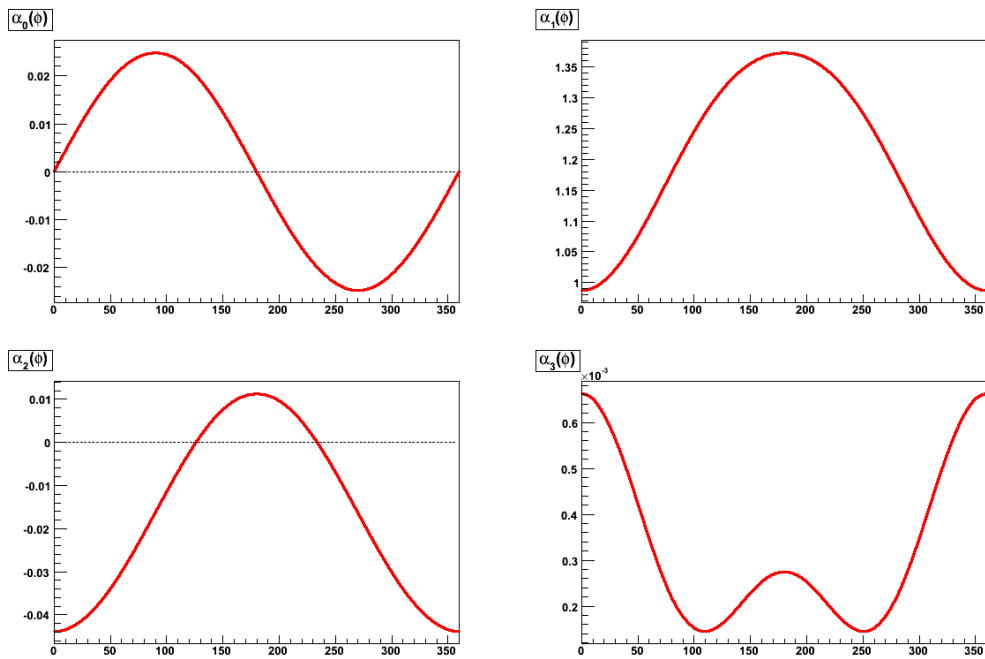


FIGURE B.2 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 1).

ANNEXE B. DÉPENDANCE EN ϕ DES COEFFICIENTS α_I

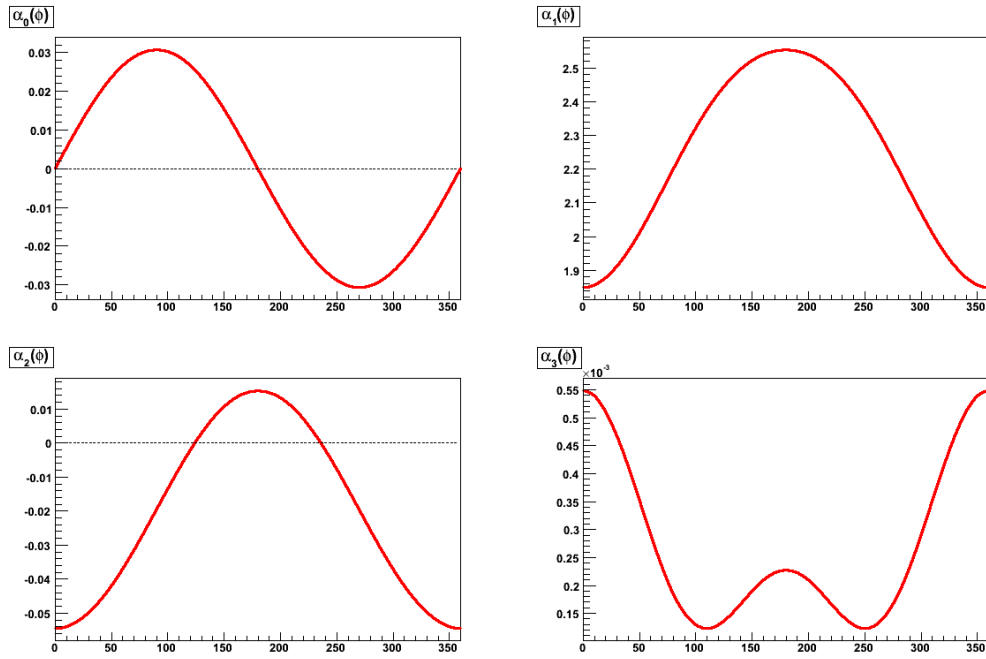


FIGURE B.3 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 2).

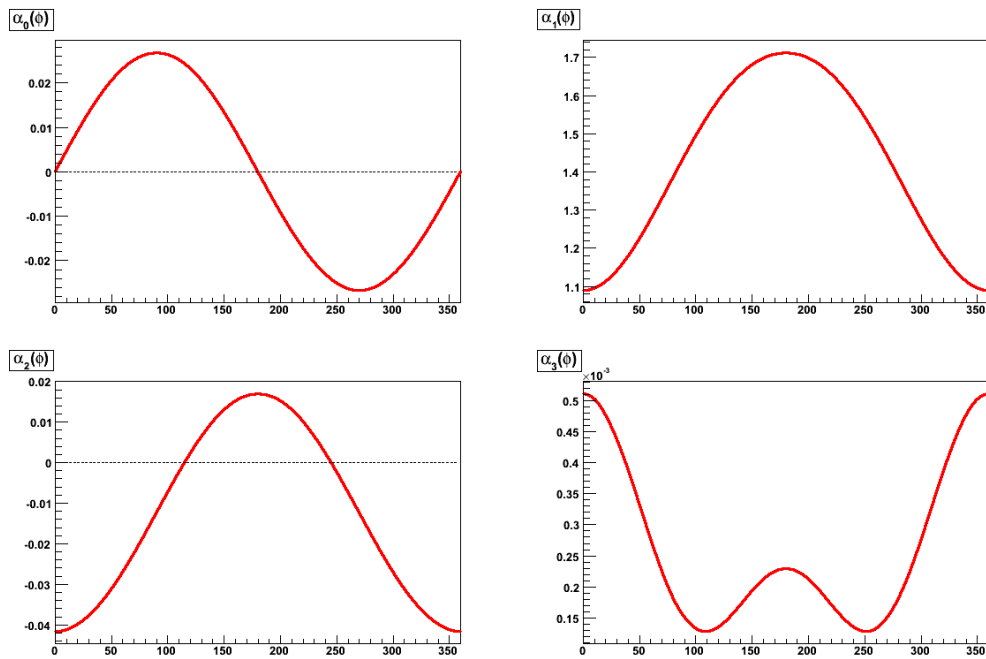


FIGURE B.4 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 3).

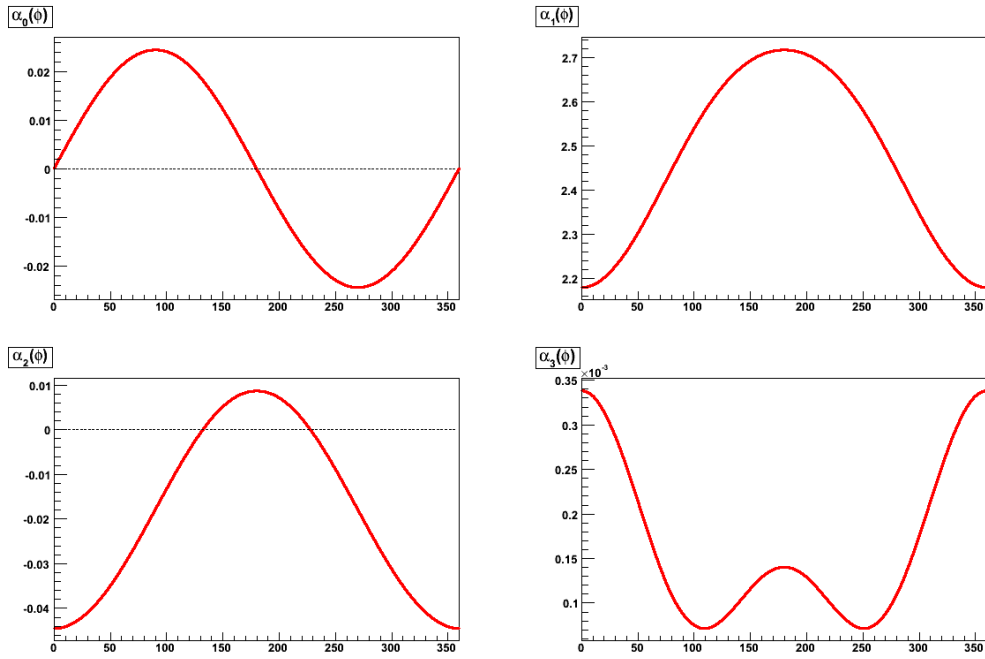


FIGURE B.5 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 4).

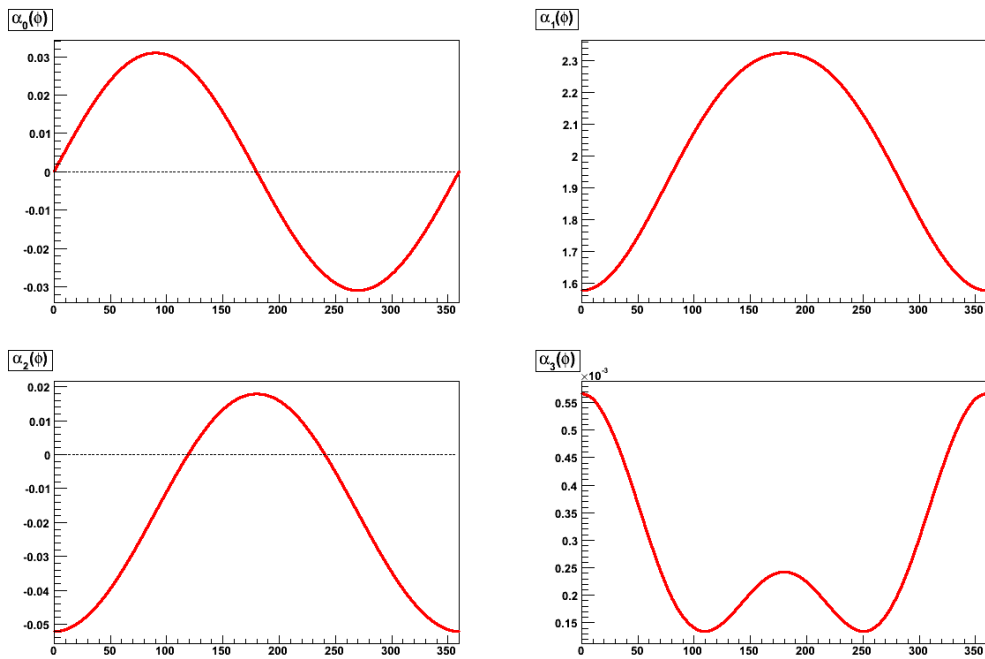


FIGURE B.6 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 5).

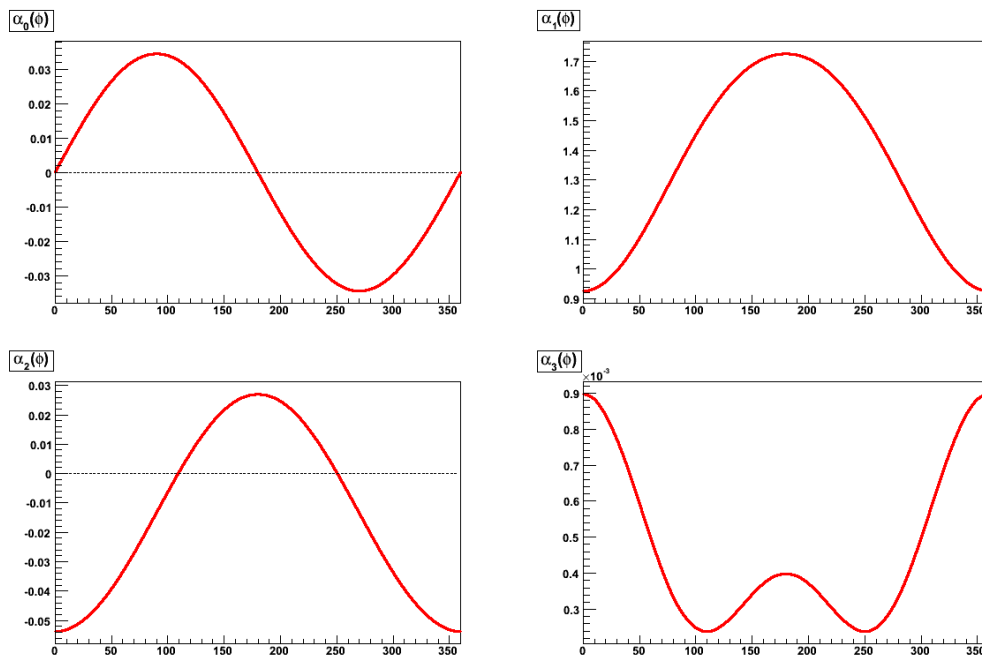


FIGURE B.7 – Dépendance en ϕ des coefficients α_i (bin 6).

Bibliographie

- [1] R.W. McAllister, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **98** (1955) 217.
- [2] M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L.W. Mo, R.W. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935.
- [3] J.J. Kelly, *Phys.Rev. C* **66** (2002) 065203.
- [4] J.D. Bjorken, *Phys. Rev. D* **179** (1969) 1547.
- [5] D. Müller, D. Robaschick, B. Geyer, F.M. Dittes, J. Hořejši, *Fortschr. Phys.* **42** (1994) 101.
- [6] X. Ji, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **54** (2004) 413.
- [7] M. Burkardt, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 071503.
- [8] J.P. Ralston, B. Pire, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 111501.
- [9] M. Diehl, *Eur. Phys. Jour. C* **25** (2002) 223.
- [10] A.V. Belitsky, D. Müller, *Nucl. Phys. A* **711** (2002) 118c.
- [11] M.V. Polyakov, *Phys. Lett. B* **555** (2003) 57.
- [12] X. Ji, *Phys. Rev. Lett* **78** (1997) 610.
- [13] <http://www.jlab.org/12GeV/>
- [14] A. Ferrero, *J. Phys. Conf. Sr.* **295** (2011) 012039.
- [15] European Muon Collaboration, J.J. Aubert et al., *Phys. Lett. B* **123** (1983) 275.
- [16] H. Egiyan, F.-X. Girod, K. Hafidi, S. Liuti, E. Voutier, et al., *CLAS Collaboration Experiment E08-024*, Jefferson Laboratory (2008).
- [17] E.P. Wigner, *Phys. Rev.* **40** (1932) 749.
- [18] M. Diehl, *Phys. Rep.* **388** (2003) 41.
- [19] A.V. Belitsky, A.V. Radyushkin, *Phys. Rep.* **418** (2005) 1.
- [20] Ph. Hägler, *Phys. Rep.* **490** (2010) 49.
- [21] F. Yuan, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 051501(R).
- [22] X. Ji, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 7114.

- [23] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** (2001) 401.
- [24] X. Ji, *J. Phys. G* **24** (1998) 1181.
- [25] A.V. Belitsky, D. Müller, A. Kirchner, *Nucl. Phys. B* **629** (2002) 323.
- [26] A. Kirchner, D. Müller, *Eur. Phys. J. C* **32** (2003) 347.
- [27] A.V. Belitsky, D. Müller, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 014017.
- [28] HERMES Collaboration, A. Airapetian et al., *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 182001.
- [29] CLAS Collaboration, S. Stepanyan et al., *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 182002.
- [30] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Phys. Lett. B* **517** (2001) 47.
- [31] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al., *Phys. Lett. B* **573** (2003) 46.
- [32] H1 Collaboration, F.D. Aaron et al., *Phys. Lett. B* **659** (2008) 796.
- [33] Hall A Collaboration, C.M. Camacho et al., *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 262002.
- [34] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, M. Guidal, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 094017.
- [35] HERMES Collaboration, A. Airapetian et al., *Phys. Rev. D* **75** (2007) 011103(R).
- [36] J. Grames, E. Voutier et al., *PEPPo Collaboration Experiment E12-11-105*, Jefferson Laboratory (2011).
- [37] CLAS Collaboration, F.-X. Girod et al., *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 162002.
- [38] M. Guidal, *Eur. Phys. J. A* **37** (2008) 319.
- [39] H. Moutarde, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 094021.
- [40] K. Kumerički, D. Müller, K. Passek-Kumericki, *Nucl. Phys. B* **794** (2008) 244.
- [41] K. Kumerički, D. Müller, A. Schäfer, *JHEP* **1107** (2011) 073.
- [42] CLAS Collaboration, S. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 072002.
- [43] HERMES Collaboration, A. Airapetian et al., *Phys. Lett. B* **704** (2011) 15.
- [44] P.-Y. Bertin, C.E. Hyde, F. Sabatié, E. Voutier et al., *Hall A Collaboration Experiment E03-106*, Jefferson Laboratory (2003).
- [45] A. Camsonne, C.E. Hyde, M. Mazouz et al., *Hall A Collaboration Experiment E08-025*, Jefferson Laboratory (2008).
- [46] A. El Alaoui, V. Kubarovsky, M. Mirazita, S. Niccolai et al., *CLAS Collaboration Experiment E12-11-003*, Jefferson Laboratory (2011).
- [47] Hall A Collaboration, M. Mazouz et al., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 242501.

- [48] HERMES Collaboration, Z. Ye, *Proc. of the XIVth International Workshop on Deep Inelastic Scattering*, Tsukuba (Japan), (2006) 20; *arXiv :hep-ex 0606061* (2006).
- [49] F. Ellinghaus, W.-D. Nowak, A.V. Vinnikov, Z. Ye, *Eur. Phys. J. C* **46** (2006) 729.
- [50] E. Voutier, *arXiv :nucl-ex 0809.2670* (2008).
- [51] V. Guzey, *Phys. Rev. C* **78** (2008) 025211.
- [52] M. Rinaldi, S. Scopetta, *arXiv :nucl-th 1204.0723* (2012).
- [53] C.E. Hyde, M. Guidal, A.V. Radyushkin, *J. Phys. Conf. Ser.* **299** (2011) 012006.
- [54] J.C. Collins, L. Frankfurt, M. Strikman, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 2982.
- [55] CLAS Collaboration, C. Hadjidakis et al., *Phys. Lett. B* **605** (2005) 256.
- [56] CLAS Collaboration, S.A. Morrow et al., *Eur. Phys. J. A* **39** (2009) 5.
- [57] CLAS Collaboration, L. Morand et al., *Eur. Phys. J. A* **24** (2005) 445.
- [58] CLAS Collaboration, R. De Masi et al., *Phys. Rev. C* **77** (2008) 042201(R).
- [59] A. Fradi, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, **IPNO-T-09-02**, Orsay (2009).
- [60] COMPASS Collaboration, C. Adolph, *arXiv :hep-ex 1207.4301* (2012).
- [61] E. Voutier, *arXiv :nucl-ex 0901.3016* (2009).
- [62] S. Ahmad, G.R. Goldstein. S. Liuti, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 054014.
- [63] S.V. Goloskokov, P. Kroll, *Eur. Phys. J. C* **65** (2010) 137.
- [64] Hall A Collaboration, E. Fuchey et al., *Phys. Rev. C* **83** (2011) 025201.
- [65] CLAS Collaboration, I. Bedlinskiy et al., *arXiv :hep-ex 1206.6355* (2012).
- [66] CLAS Collaboration, K.S. Egiyan et al., *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 082501.
- [67] Hall A Collaboration, R. Schneur et al., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 072501.
- [68] Hall A Collaboration, R. Subedi et al., *Science* **320** (2008) 1476.
- [69] D.F. Geesaman, K. Saito, A.W. Thomas, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 337.
- [70] L.B. Weinstein, E. Piassetzky, D.W Higinbotham, J. Gomez, O. Hen, R. Schneur *Phys. Rev.Lett.* **106** (2011) 052301.
- [71] M. Arneodo, *Phys. Rep.* **240** (1994) 301.
- [72] M. Diehl, *Eur. Phys. J C* **19** (2001) 485.
- [73] S. Boffi, B. Pasquini, *Riv. Nuo. Cim.* **30** (2007) 387.
- [74] E.R. Berger, F. Cano, M. Diehl, P. Pire, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 142302.
- [75] V. Guzey, M. Strikman, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 015204.

- [76] F. Cano, B. Pire, *Eur. Phys. J A* **19** (2004) 423.
- [77] S. Scopetta, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 015205.
- [78] S. Liuti, S.K. Taneja, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 032201(R).
- [79] S. Liuti, S.K. Taneja, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 034902.
- [80] S. Liuti, S.K. Taneja, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 074019.
- [81] S. Scopetta, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 025207.
- [82] S. Liuti, *arXiv :hep-ph* **0601125** (2006).
- [83] E. Voutier, Mémoire de Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Joseph Fourier, Grenoble (2005).
- [84] Hall A Collaboration, S. Strauch et al., *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 052301.
- [85] K. Saito, K. Tsushima, A.W. Thomas, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58** (2007) 1.
- [86] Hall A Collaboration, M. Paolone et al., *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 072001.
- [87] Hall A Collaboration, S.P. Malace et al., *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 052501.
- [88] V. Guzey, A.W. Thomas, K. Tsushima, *Phys. Lett. B* **673** (2009) 9.
- [89] A. Misiejuk et al., *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 172501.
- [90] M.-B. Barbaro, C. Maieron, E. Voutier, *Travail en cours*.
- [91] F. Ellinghaus, *arXiv :hep-ex* **0710.5768** (2007).
- [92] A.V. Belitsky, D. Müller, A. Kirchner, A. Schäfer, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 116002.
- [93] K. Goeke, V. Guzey, M. Siddikov, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 035210.
- [94] V. Guzey, M. Siddikov, *J Phys. G* **32** (2006) 251.
- [95] A.V. Belitsky, D. Müller, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 014017.
- [96] R. Schiavilla, V.R. Pandharipande, D.O. Riska, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 309.
- [97] C.W. Leeman, D.R. Douglas, G.A. Krafft, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51** (2001) 413.
- [98] B Mecking et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 503** (2003) 513.
- [99] M. Mestayer et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 449** (2000) 81.
- [100] G. Adams et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 465** (2001) 414.
- [101] E.S Smith et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 432** (1999) 265.
- [102] M. Amarian et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 460** (2001) 239.
- [103] I. Bedlinskiy et al., *CLAS-note en préparation*.
- [104] F.-X. Girod, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2006).
- [105] H.S. Jo, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, **IPNO-T-07-05**, Orsay (2007).

-
- [106] H. Fenker *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 592** (2008) 273.
- [107] F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 386** (1997) 531.
- [108] L. Quettier, J. Ball, *CLAS Note* **2009-009** (2009).
- [109] N. Baillie, H. Fenker, *communication privée*
- [110] N. Baillie, Ph.D. Thesis, College of William and Mary, Williamsburg (2010).
- [111] H. Egiyan, http://clasweb.jlab.org/rungroups/lowq/wiki/index.php/RTPC_Gas_System_Design_and_Construction
- [112] R. Dupré, http://clasweb.jlab.org/rungroups/lowq/wiki/index.php/First_drift_path_extraction
- [113] J. Zhang, Ph.D. Thesis, Old Dominion University, Norfolk (2010).
- [114] D. Lawrence, M. Mestayer. *CLAS Note* **1999-018** (1999).
- [115] http://www.jlab.org/Hall-B/secure/eg6/cooking/online_sql/monitor.html
- [116] F.-X. Girod, http://clasweb.jlab.org/rungroups/lowq/wiki/index.php/IC_calibrations
- [117] E. Voutier, http://clasweb.jlab.org/rungroups/lowq/wiki/index.php/RTPC_calibration_with_elastic_scattering_at_one_pass
- [118] R. Paremuzyan, https://userweb.jlab.org/~rafopar/eg6/TPC/ad_hoc_cuts/HTML/dEdx_P_grid.html

TITRE :

Etude de la structure partonique du noyau d'hélium

RÉSUMÉ

La structure des nucléons et des noyaux a été intensivement étudiée au cours du vingtième siècle au travers de la diffusion élastique d'électrons (mesure des facteurs de forme électromagnétique) et de la diffusion profondément inélastique (mesure des distributions de partons). Le formalisme des distributions généralisées de partons (GPD) a permis d'unifier les facteurs de forme et les distributions de partons. Ce lien procure une source d'information unique sur la dynamique des partons, telle la distribution des forces nucléaires et de moment orbital au sein des hadrons. L'accès expérimental le plus simple aux GPD est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), correspondant à l'électroproduction dure d'un photon réel. Tandis que plusieurs expériences se sont déjà focalisées sur la réaction DVCS sur le nucléon, les expériences sur une cible nucléaire s'avèrent plus rares. Cette thèse se concentre sur l'étude du canal DVCS cohérent sur l'hélium 4, avec pour objectif l'extraction des parties réelle et imaginaire du facteur de forme Compton via l'asymétrie de spin du faisceau.

Mots-clefs : distribution généralisée de parton, GPD, diffusion Compton profondément virtuelle, DVCS, facteur de forme Compton, noyau, hélium

TITLE:

Study of the partonic structure of helium nucleus

ABSTRACT

The structure of the nucleons and of the nuclei was actively studied during the twentieth century through electron elastic scattering (measuring the electromagnetic form factors) and deep inelastic electron scattering (measuring the parton distributions). The formalism of generalized parton distributions (GPD) achieved the unification of the form factors and the parton distributions. This link gives a source of information about parton dynamics, such as the distribution of nuclear forces and orbital momentum inside hadrons. The easiest experimental access to the GPD is the deeply virtual Compton scattering (DVCS), which corresponds to the hard electroproduction of a real photon. While several experiments focussed on DVCS off the nucleon, only a few experiments studied DVCS off a nuclear target. This thesis is dealing with the study of the coherent channel of DVCS off helium 4, with the aim to extract the real and imaginary parts of the Compton form factor thanks to the beam spin asymmetry.

Keywords: generalized parton distribution, GPD, deep virtual Compton scattering, DVCS, Compton form factor, nucleus, helium