HAL
open science

Exploration de la diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron dans le hall A du Jefferson Laboratory

Malek Mazouz

To cite this version:

Malek Mazouz. Exploration de la diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron dans le hall A du Jefferson Laboratory. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT : . tel-00123411

HAL Id: tel-00123411

https://theses.hal.science/tel-00123411v1

Submitted on 9 Jan 2007

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.

LPSC 06-113

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THÈSE de DOCTORAT

Spétialité
PHYSIQUE SUBATOMIQUE ET ASTROPARTICULES

présentée par

Malek MAZOUZ

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Exploration de la diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron dans le Hall A au Jefferson Laboratory

Soutenue le 8 décembre 2006 devant le jury composé de :

Dr.	Pierre-Yves	BERTIN	Examinateur
Pr.	Johann	COLLOT	Président du jury
Dr.	Kees	DE JAGER	Examinateur
Dr.	Pierre-André-Marie	GUICHON	Rapporteur
Pr.	Zein-Eddine	MEZIANI	Rapporteur
Dr.	Eric	VOUTIER	Directeur de thèse

Remerciements

Je voudrais d'abord remercier Johann Collot pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire de physique subatomique et de cosmologie et d'avoir présidé mon jury de thèse. J'ai passé une grande partie de ma thèse au Jefferson Lab où s'est déroulée l'expérience DVCS, et je tiens à remercier Kees de Jagger, le chef de la collaboration du Hall A, pour son accueil, sa participation à mon jury et son intérêt porté à ce travail. Je voudrais également remercier mes deux rapporteurs Pierre Guichon et Zein-Eddine Meziani pour leur lecture attentive de ce manuscrit ainsi que pour leurs suggestions et remarques fructueuses.

J'estime que j'ai eu énormément de chance d'avoir Eric Voutier comme directeur de thèse. Eric, tu m'as fait confiance tout le long de ces dernières années et tu as toujours veillé à valoriser le travail de cette thèse. Ces quelques lignes de remerciements ne suffiront jamais à t'exprimer toute ma gratitude et mon estime. Je te serai éternellement reconnaissant pour tout ce que tu as fait pour moi et pour tout ce que tu m'as appris.

J'ai eu l'immense plaisir de travailler avec Pierre Bertin et de profiter de sa grande expérience et sa vaste connaissance de la physique. Pierre, j'ai beaucoup apprécié ta disponibilité pour le nombre incalculable de questions que je t'ai posées. Merci beaucoup pour tous les conseils et toutes les idées que tu m'as donnés. Je te serai éternellement reconnaissant pour tout ce que tu m'as appris.

Ce travail a été rendu possible grâce à la contribution de toute une équipe et plus particulièrement Alexandre Camsonne et Carlos Muñoz-Camacho qui sont les deux ex-thésards des expériences DVCS du Hall A. Alex, merci beaucoup pour ton accueil à Newport News, pour ton aide et aussi pour tes nuits blanches consacrées à faire marcher l'électronique et le système d'acquisition. Carlos, un grand merci pour ton aide et pour les innombrables discussions au cours desquelles tu m'as appris beaucoup de choses. Merci aussi pour toutes les remarques et suggestions que tu m'as données pour mon manuscrit et mes transparents.

Je tiens à remercier tous les services et toutes les personnes du LPSC impliquées dans la construction et le développement du détecteur d'étiquetage. Plus particulièrement, un grand merci à Jean-François Muraz et son équipe qui ont développé et assemblé le détecteur en un temps record.

Je voudrais aussi remercier les différents membres de la collaboration DVCS qui ont

participé activement à ce travail. Plus particulièrement, merci à Franck Sabatié et Charles Hyde-Wright pour leurs idées et remarques toujours fructueuses. Merci aussi à Catherine Ferdi, Helena Kuchina et Gagik Gavalian pour l'aide considérable qu'ils ont apporté au travail d'analyse. Enfin, merci à tous les stagiaires : Jean-Marc Fieschi, Astrid Chantelauze et Mathieu Beaumel pour leur participation à ce travail.

J'ai évolué pendant mes années de thèse au sein du groupe JLab/G0 du LPSC et je tiens à remercier chaleureusement tous ses membres ou ex-membres. Un grand merci à Serge Kox, Christophe Furget et Jean-Sébastien Réal qui étaient toujours disponibles pour répondre aux différentes questions que je leur posais. J'ai vraiment apprécié leur accueil et leurs conseils qui m'ont beaucoup aidé. Je voudrais aussi remercier Gilles Quemener et Jean Mougey pour leur disponibilité et leur gentillesse. Merci également à tous les ex-étudiants du groupe qui m'ont aidé au début de ma thèse : Guillaume Batigne, Emilie Penel-Nottaris et Benoît Guillon sans oublier Maud Versteegen et Javier Rodriguez-Vignote avec qui j'ai partagé le bureau ces derniers temps.

Je ne peux pas finir ces remerciements sans penser à celui qui m'a transmis sa passion pour les sciences et m'a donné l'envie de faire une thèse en physique il y a presque dix ans. La qualité de sa formation et ses conseils m'ont servi tout le long de mes études et continuent à me servir aujourd'hui. Je voudrais donc remercier du fond du coeur mon professeur Abdel-Wahed Khalfallah.

Finalement, je voudrais dédier cette thèse à mes parents, à ma famille et à tous mes amis.

Table des matières

Introduction **11**

1 Aperçu de la théorie : GPD et DVCS **17**
1.1 Les diffusions . . . 17
1.1.1 Elastique . . . 18
1.1.2 Inélastique . . . 19
1.1.3 Théorème optique . . . 22
1.2 Distributions de Partons Généralisées . . . 22
1.3 Propriétés et contraintes des GPD . . . 24
1.3.0.1 Limite en avant . . . 24
1.3.0.2 Règles de somme . . . 25
1.4 Paramétrisation des GPD . . . 26
1.4.1 GPD du nucléon . . . 26
1.4.1.1 Factorisation de la dépendance en t . . . 26
1.4.1.2 Dépendance en t non-factorisée . . . 27
1.4.2 GPD du deuton . . . 27
1.5 Diffusion Compton profondément virtuelle . . . 28
1.6 Expression de la section efficace . . . 29
1.6.1 Interférence DVCS-BH . . . 29
1.6.2 Une approche de la section efficace expérimentale . . . 30
1.6.2.1 Sur le nucléon . . . 31
1.6.2.2 Sur le deuton . . . 33
1.7 Expériences DVCS dans le Hall A . . . 34
1.7.1 DVCS sur le proton : E00-110 . . . 34
1.7.2 Motivations et cinématique de E03-106 . . . 34

2 Dispositif expérimental **37**
2.1 Une expérience en physique hadronique . . . 37
2.2 JLab et l'accélérateur CEBAF . . . 38
2.2.1 La source d'électrons . . . 38
2.2.2 L'accélération des électrons . . . 39
2.2.3 Les Halls expérimentaux . . . 40
2.3 Hall A . . . 41

2.3.1 Caractérisation du faisceau 41
2.3.1.1 Mesure de l'énergie 42
2.3.1.2 Mesure de la position 43
2.3.1.3 Mesure de intensité 43
2.3.1.4 Mesure de la polarisation 43
2.3.2 Les cibles utilisées 44
2.3.2.1 Cibles cryogéniques 44
2.3.2.2 Chambre de réaction 46
2.3.3 Les spectromètres de haute résolution 46
2.4 Contexte de l'expérience DVCS sur le neutron 47
2.5 Equipements DVCS dans le Hall A 49
2.5.1 Le calorimètre électromagnétique 49
2.5.2 Le Proton Array 50
2.6 Electronique associée 51
2.6.1 Analog Ring Sampler (ARS) 53
2.6.2 L'acquisition des données 53

3 Détecteur d'étiquetage 59
3.1 Préambule 59
3.2 Géométrie du détecteur 59
3.2.1 Choix des matériaux et optimisation de leurs épaisseurs 60
3.2.2 Optimisation des lattes de scintillateurs 61
3.3 Electronique associée 62
3.4 Collection de la lumière 63
3.4.1 Banc de test 64
3.4.2 Résultats et configuration finale 65
3.5 Calibration à JLab 68

4 Analyse préliminaire 69
4.1 Analyse en forme des ARS 69
4.1.1 Zéro signal 69
4.1.2 Un seul signal 70
4.1.3 Deux signaux 71
4.1.4 Les paramètres de l'analyse en forme 72
4.2 Regroupement en amas 73
4.3 Efficacité du L-HRS 76
4.3.1 Temps de vie de la branche T3 et T4 76
4.3.2 Efficacité des scintillateurs S1 et S2 76
4.3.3 Efficacité des chambres à fils 78
4.4 Calibration du temps de coïncidence du calorimètre. 80
4.4.1 Alignement des décalages des blocs 80
4.4.2 Ajustement du décalage du scintillateur S2 (L-HRS) 81
4.4.3 Propagation de la lumière dans les lattes de S2 82

4.4.4 Longueur des trajectoires dans le L-HRS . . . 83
4.5 Calibration de l'énergie du calorimètre . . . 84
4.5.1 Calibration principale de l'énergie . . . 85
4.5.2 Calibration secondaire de l'énergie . . . 88
4.5.2.1 Avec les π^- . . . 88
4.5.2.2 Avec les π^0 . . . 92
4.5.2.3 Conclusion sur la qualité de la calibration . . . 93
4.6 Calibration des détecteurs de recul . . . 94
4.6.1 Temps de coïncidence . . . 94
4.6.2 Energie déposée . . . 95

5 Analyse en triple coïncidence 99
5.1 Sélection des protons . . . 99
5.2 Sélection des neutrons . . . 102
5.3 Soustraction des fortuites . . . 104
5.4 Conclusion . . . 105

6 Analyse en double coïncidence 109
6.1 Sélection des événements . . . 109
6.1.1 Avec le L-HRS . . . 109
6.1.1.1 Sélection des électrons . . . 109
6.1.1.2 Coupures sur l'acceptance . . . 110
6.1.2 Avec le calorimètre . . . 111
6.1.2.1 Sélection des photons . . . 111
6.1.2.2 Coupures sur l'acceptance . . . 112
6.1.3 Masse manquante . . . 112
6.2 Ajustement des données avec une cible d'hydrogène . . . 114
6.2.1 Ajustement de la calibration relative . . . 114
6.2.2 Ajustement de la résolution relative . . . 115
6.2.3 Ajout du moment de Fermi . . . 117
6.3 Comparaison Hydrogène Deutérium . . . 117
6.3.1 Normalisation . . . 117
6.3.2 Contribution du neutron et du deuton cohérent . . . 118
6.3.3 Soustraction de la contamination π^0 . . . 120
6.3.4 Comparaison aux sections efficaces théoriques . . . 121
6.3.5 Asymétrie et erreurs systématiques de la méthode . . . 123
6.4 Simulation de l'acceptance . . . 125
6.4.1 Energie de l'électron initial . . . 125
6.4.2 Génération des événements DVCS . . . 126
6.4.3 Application de la résolution expérimentale . . . 127
6.5 Extraction des observables . . . 127
6.5.1 Méthode . . . 127
6.5.2 Résultats . . . 128

6.6 Discussion 129
6.6.1 Interprétation des résultats 129
6.6.2 Les améliorations pour des expériences futures 132
6.6.2.1 Calibration relative 132
6.6.2.2 Contamination π^0 132
6.6.2.3 Résolution expérimentale 133

Conclusion **135**
Bibliographie 137

Introduction

La structure de la matière, comme elle est comprise par l'homme, n'a pas cessé d'évoluer au fil des âges. Les grecs anciens, en particulier Démocrite, avaient déjà l'intuition que la matière devait être discrète et non continue. La notion de l'atome était née avant de s'éclipser pendant des siècles en faveur de l'air, l'eau, le feu et la terre, les quatre constituants de la matière selon nos ancêtres. Avec les débuts de la chimie, la notion moderne des éléments telle qu'elle est connue actuellement est apparue grâce à R. Boyle en 1661. Ensuite, J. Dalton en 1808 et A. Avogadro en 1811 ont introduit la notion d'atomes et de molécules pour expliquer les réactions chimiques. Environ un siècle plus tard, l'atome perd son statut de particule insécable et sa structure commence à être étudiée avec la découverte des différents types de radioactivité naturelle et l'identification des électrons en 1897 par J.J. Thomson.
Il est naturel de penser que le meilleur moyen d'observer une structure de plus en plus petite serait d'utiliser un microscope de plus en plus puissant. Cette méthode simple se basant sur la réflexion ou la transmission de la lumière par l'objet sondé a cependant des limites. Il est en effet impossible d'étudier par exemple la structure des protons avec la lumière visible vu que la longueur d'onde de ces photons est largement supérieure à la taille d'un proton. Une solution consiste alors à augmenter l'énergie des photons jusqu'à des valeurs supérieures à 1 GeV afin d'atteindre des longueurs d'onde comparables ou plus petites que la taille du proton ($<$1 fm). Ces photons énergétiques peuvent être générés par collision d'électrons délivrés par un accélérateur sur une cible. Les photons échangés entre les électrons et la cible ont ainsi l'énergie requise. D'autres particules peuvent également être utilisées pour sonder la structure d'un objet, la seule condition étant que la longueur d'onde associée à la sonde soit plus petite que l'objet sondé. D'ailleurs, c'est en observant la diffusion des particules α sur une fine couche d'or que E. Rutherford découvrit en 1911 que l'atome est essentiellement composé d'espace vide avec un noyau lourd et ponctuel [1]. En termes simples, les particules sondes qui diffusent élastiquement sur les noyaux ont un comportement ondulatoire analogue à celui que l'on observe en optique dans la diffusion de la lumière par un petit écran opaque circulaire de rayon R. Un phénomène de diffraction, caractérisé par une certaine distribution angulaire des particules diffusées, présente un premier minimum lié au rayon R. Une étude systématique des noyaux atomiques a été alors entreprise conduisant en quelques années à l'émergence de la notion du proton suivi plus tard du neutron. Ces derniers étaient considérés comme ponctuels jusqu'au milieu des années 1950 quand R. Hofstadter et ses collaborateurs ont mesuré pour la première fois leurs rayons de charge avec des sondes plus énergétiques. La réaction étudiée était la

diffusion élastique d'électrons sur une cible d'hydrogène [2]. Il est à noter que l'analogie précédente avec l'optique devient fausse et que le minimum de la distribution angulaire disparaît car le nucléon n'a pas de "bord franc", comme c'est approximativement le cas des noyaux lourds. La structure des nucléons est alors paramétrée par des facteurs de forme qui peuvent être reliés sous certaines hypothèses aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon. Ces facteurs de forme ne dépendent que d'une seule variable et ils sont généralement exprimés en fonction du moment transferé au nucléon. Pour sonder plus profondément la structure des nucléons, il faut nécessairement augmenter l'énergie de la sonde. Malheureusement, la grande énergie communiquée à la cible tend à changer la nature de l'état final en produisant de nouvelles particules. Le mécanisme dominant devient alors la diffusion inélastique. Comme pour la diffusion élastique, la taille étendue du nucléon est décrite en ce cas par des fonctions de structure qui dépendent maintenant de deux variables : le moment transféré et l'(in)élasticité de la réaction. Il fallut attendre les années 1967-1970 pour que J. Bjorken et R. Feynman imaginent, en interprétant ces fonctions, la présence d'une structure dans les nucléons, c'est-à-dire les quarks et les gluons (appelés partons à l'époque). En effet, à plus grande énergie transferée dans un régime cinématique appelé régime de Bjorken, ces fonctions de structure ne dépendent que d'une seule variable et peuvent alors être reliées aux distributions d'impulsion des partons dans le nucléon. Ce changement de dépendance de deux à une seule variable est la propriété de *scaling* atteinte lors de diffusions profondément inélastiques (DIS). Cette hypothèse (*scaling*) a été confirmée au milieu des années 1970 grâce aux expériences de DIS menées par J. Friedman, H. Kendall et R. Taylor [3]. L'interprétation de ce phénomène est la diffusion élastique de la sonde sur une partie du nucléon (un parton) et non plus la diffusion inélastique sur le nucléon en entier. Ce résultat a accordé ainsi une importance essentielle au modèle théorique des quarks de la physique des particules introduit en 1970 par S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani.

Dans l'état actuel des connaissances, les particules élémentaires de la matière sont donc les quarks et les leptons (électron par exemple). Ces deux familles possèdent trois générations qui sont (u,d), (c,s) et (t,b) pour les quarks et (e,ν_e), (μ,ν_μ) et (τ,ν_τ) pour les leptons. Pour compléter ce paysage, il faut ajouter à chaque saveur de quark (lepton) son anti-quark (anti-lepton) associé. Aux échelles d'énergies accessibles, l'ensemble de ces particules interagissent essentiellement par l'intermédiaire de la force forte, faible et électromagnétique. Ces forces sont décrites dans le modèle standard de la physique des particules en termes de théories des champs où elles sont associées à des bosons de jauge. Ainsi, le photon est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique qui est décrite par l'électrodynamique quantique (QED). L'interaction électromagnétique et l'interaction faible sont la manifestation d'une seule force : la force électrofaible véhiculée par 3 bosons de jauge (W^+,W^- et Z^0) en plus du photon selon la théorie de Glashow-Weinberg-Salam. L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) qui est similaire à QED mais avec des charges de couleurs à la place des charges électriques. Les bosons de jauge de QCD sont appeleés les gluons. Contrairement aux photons qui sont neutres, les gluons portent une charge de couleur mais sont neutres électriquement. Cette

différence primordiale entre photons et gluons fait que ces derniers peuvent interagir entre eux en augmentant l'effet d'écrantage autour d'un quark et par conséquent la constante de couplage effective α_s à grande distance. Les calculs de QCD deviennent alors non-perturbatifs à cette échelle ($<\sim 1$ GeV).
Il est vrai que le modèle standard, QED en particulier, permet de décrire merveilleusement bien plusieurs observations expérimentales. Cependant, notre compréhension de la structure du nucléon demeure incomplète et des prédictions restent non-vérifiées expérimentalement telle l'origine de la masse et du spin des nucléons. Par exemple dans une image un peu naïve où le nucléon est formé de trois quarks (de valence) se déplaçant parallèlement à celui-ci et ne portant donc pas de moment cinétique orbital, le spin du nucléon (1/2) doit être égal à la somme des spins des quarks. Or expérimentalement, la somme mesurée est plus petite que ce que prévoit ce modèle naïf [4]. Une approche plus sophistiquée serait alors d'inclure les gluons ainsi que les différents moments cinétiques orbitaux puis confronter ce modèle aux résultats expérimentaux. Cependant la mesure de chaque contribution a constitué un challenge expérimental depuis plusieurs années et seule la contribution des spins des quarks a été mesurée avec une certaine précision. La mesure du moment cinétique orbital des quarks et des gluons s'avère alors d'une importance capitale pour approfondir notre compréhension du nucléon. Cette thèse s'inscrit dans cette thématique après l'apparition d'un nouvel outil théorique à la fin des années 1990 permettant de relier des mesures expérimentales spécifiques (réactions exclusives) aux propriétés du nucléon. Cet outil appelé Distributions Généralisées de Partons (GPD) et dépendant de trois variables est en fait une généralisation des facteurs de forme et des distributions de partons. Ces deux observables indépendantes sont désormais corrélées grâce aux GPD. Classiquement, il est facile de voir que la connaissance simultanée de la position d'un parton (facteurs de forme) et de son impulsion (distributions de partons) permet de remonter au moment cinétique orbital. Evidemment, la mécanique quantique interdit cette connaissance simultanée mais les GPD, en tant que généralisation des distributions de Wigner au cas quantique et relativiste des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons, permettent de contourner ce problème et de fournir des informations physiquement accessibles sur le moment cinétique orbital tout en respectant les principes de la mécanique quantique.

Les GPD sont aujourd'hui un outil incontournable et très prometteur pour une compréhension approfondie de la structure des nucléons (et des noyaux légers). Elles sont mesurables à travers les réactions inélastiques exclusives dans le régime de Bjorken. La réaction la plus simple est alors la production d'un photon lors de la collision entre un lepton et un nucléon, le photon virtuel échangé interagissant sur un quark qui émet quasi-instantanément le photon réel. Cette réaction est nommée diffusion Compton profondément virtuelle (Deeply Virtual Compton Scattering : DVCS). En terme de simplicité, la réaction suivant directement le DVCS est la production d'un méson neutre. Ces processus exclusifs qui conservent la nature du nucléon peuvent être paramétrés avec les mêmes GPD vu que ces dernières décrivent uniquement la cible et non le mécanisme de réaction. Pour la réaction DVCS avec un faisceau d'électrons, l'objet de cette thèse, les sections efficaces

sont très petites (de l'ordre du $n$barn) rendant à priori délicate leur mesure. De plus, le processus Bethe-Heitler (BH), indiscernable du DVCS mais où le photon réel est émis par l'électron incident ou diffusé, contamine la section efficace de $eN \rightarrow eN\gamma$. Encouragés par l'intérêt théorique des GPD, les collaborations H1 [5] et ZEUS [6] à HERA ont annoncé les premières preuves d'une signature DVCS en comparant les sections efficaces totales mesurées à la section efficace du BH (calculable théoriquement) et à des prédictions utilisant des paramétrisations de GPD (fig. 1). Dans le domaine cinématique de haute énergie de ces deux expériences, le processus DVCS domine le BH, de plus il est sensible aux GPD des gluons. D'un autre coté dans une expérience à plus basse énergie (dans le centre de masse), c'est paradoxalement la dominance du BH et plus précisément son interférence avec DVCS qui a permis d'observer directement dans une expérience non-dédiée cette réaction sur le proton à DESY/HERMES [7]. L'observable mesurée est l'asymétrie relative du taux de comptage en fonction de l'angle azimutal entre le plan leptonique et le plan hadronique (*Beam Spin Azimutal Asymmetry* : BSA). En effet, une BSA non nulle est la preuve directe que la réaction DVCS, et par conséquent des informations sur les GPD, peuvent être accessibles expérimentalement, le BH seul ne pouvant donner cette asymétrie. Cette observation a été également constatée par la collaboration JLAB/CLAS [8] (fig. 2), mais toujours avec une expérience non-dédiée et donc à faible statistique. Depuis, plusieurs expériences consacrées à la réaction DVCS (et autres réactions) ont été programmées dans le monde avec l'objectif d'extraire le maximum d'informations sur les GPD. Ce manuscrit rapporte l'une d'entre elles (E03-106) qui a eu lieu fin 2004 dans le Hall A du Jefferson Laboratory à Newport-News (Virginia, USA) [9]. C'est une expérience exploratoire et pionnière qui a pour objectif d'observer et de mesurer les sections efficaces DVCS sur le neutron (n-DVCS) dans une cinématique bien définie avec une cible de deutérium. En effet, certains modèles prédisent la sensibilité de n-DVCS à la GPD la moins contrainte à ce jour et dont la connaissance s'avère primordiale pour remonter au moment orbital des quarks. E03-106 est une extension de l'expérience E00-110 [10] dédiée à DVCS sur le proton (p-DVCS) et utilise donc en partie l'ensemble des détecteurs de celle-ci. Par conséquent, on ne peut dissocier ces deux expériences et tout travail ou méthode d'analyse concernant l'une, concerne forcément l'autre.

Pour les deux expériences DVCS du Hall A, une attention particulière a été apportée aux choix des détecteurs et de l'électronique associée qui sont placés dans un environnement électromagnétique hostile à fort taux de comptage. Après un bref aperçu de la théorie des GPD et de l'intérêt de la réaction DVCS, le deuxième chapitre présente l'accélérateur CEBAF, le Hall A et les différents appareillages utilisés pendant ces expériences. Le troisième chapitre retrace l'étude, l'élaboration et la mise en oeuvre d'un détecteur d'étiquetage de particules chargées conçu au LPSC Grenoble pour l'expérience n-DVCS. Ensuite, toute l'analyse préliminaire effectuée sur les données brutes ainsi que la calibration des détecteurs utilisés sont présentées dans le quatrième chapitre ; le but principal étant de minimiser la résolution expérimentale pour une meilleure sélection des événements DVCS. Enfin, la méthode d'extraction des observables physiques et les résultats obtenus sont exposés dans le dernier chapitre. Il est à noter que le DVCS sur le deuton

est également présent dans les données de E03-106. Ce processus permet de remonter aux GPD du deuton et il est donc présenté dans cette thèse au même titre que le neutron.

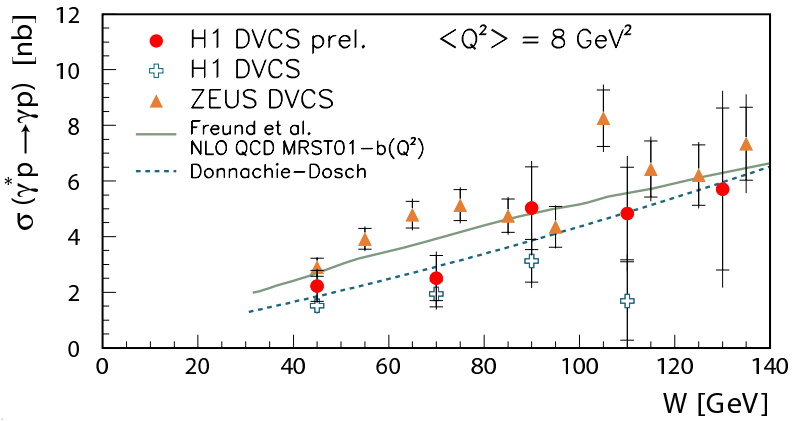


FIG. 1 – Sections efficaces intégrées de DVCS en fonction de W pour $< Q^2 >$=8 GeV^2 ; les mesures de H1 et ZEUS sont globalement en accord avec des prédictions QCD basées sur les GPD [11].

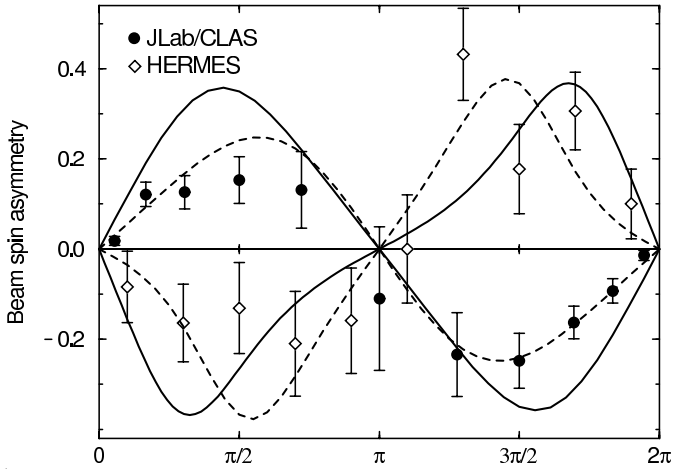


FIG. 2 – La BSA obtenue par les collaborations HERMES et CLAS ; le signe opposé entre les deux asymétries provient de la charge opposée du faisceau entre les deux expériences ; Les courbes en trait continu montrent un ajustement des données utilisant des modèles de GPD [12, 13] et les courbes en pointillées montrent un ajustement phénoménologique.

Chapitre 1

Aperçu de la théorie : GPD et DVCS

La chromodynamique quantique décrit la dynamique des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons. Cependant, plusieurs interrogations subsistent au niveau des mécanismes de formation des hadrons à partir de leurs degrés de liberté fondamentaux. Depuis quelques décennies, des expériences utilisant deux approches différentes mais complémentaires sont effectuées pour éclaircir ces mécanismes : d'une part, la diffusions élastique où les distributions de charge et de magnétisation dans les nucléons et les noyaux légers sont étudiées ; d'autre part, la diffusion profondément inélastique (DIS) où les distributions de partons sont mesurées. Ces deux approches donnent des informations complémentaires sur les nucléons mais ont malheureusement des limitations similaires. En effet, aucun accès à la dynamique des partons n'est fourni par les facteurs de forme, et inversement, aucune information sur leur distribution spatiale n'est disponible avec les DIS. Or, la connaissance du moment angulaire orbitale des quarks et des gluons par exemple, nécessite quelque part une corrélation entre ces deux informations. Ceci est rendu possible grâce à l'apparition récente d'un nouvel outil théorique qui généralise la notion de facteur de forme et de distribution de partons. Les distributions généralisées de partons (GPD) lient donc ces deux approches et offrent des informations supplémentaires sur la structure des hadrons. Ce chapitre présente brièvement les GPD, leurs propriétés et les processus physiques permettant de les déterminer. La notion de facteur de forme et de distribution de partons est d'abord discutée. Un exposé complet sur les GPD avec des références détaillées peut se trouver dans les revues [14, 15].

1.1 Les diffusions

La diffusion d'une particule sur une autre est aujourd'hui le processus le plus commun pour étudier la structure des hadrons. Généralement un faisceau de leptons, comme les électrons ou les muons, est utilisé dans ce genre d'études. En effet, les leptons étant insensibles à l'interaction forte, leur diffusion électromagnétique (ou électrofaible) sur les hadrons est bien décrite théoriquement et permet par conséquent une interprétation plus facile en termes de structure des hadrons.

1.1.1 Elastique

Dans les diffusions élastiques, les particules de l'état initial se retrouvent dans l'état final ; il n'y a pas création de nouvelles particules. La structure de l'objet sondé peut être déterminée en comparant une section efficace connue, en supposant des objets ponctuels, à la section efficace mesurée expérimentalement. Par exemple, la section efficace de diffusion d'électrons non-relativistes sans spin (approximation)sur des noyaux lourds sans spin de charge Ze (fig. 1.1) a la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} |F(|\vec{q}|)|^2 \\ &= \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}} \ |F(|\vec{q}|)|^2 \ , \end{aligned} \tag{1.1}$$

où $\alpha \approx 1/137$ est la constante de couplage électromagnétique (constante de structure fine), E est l'énergie de l'électron incident (= l'énergie de l'électron diffusé E' puisque le recul du noyau a été négligé) et θ est l'angle de diffusion. Cet angle est relié au moment transferé $\vec{q}$ selon :

$$|\vec{q}| = 2\ |\vec{k}|\ \sin\frac{\theta}{2}\,. \tag{1.2}$$

Dans l'équation (1.1) $|F(|\vec{q}|)|$ est un facteur dit de forme paramétrant la structure étendue du noyau vis à vis de l'interaction électromagnétique et correspondant à la transformée de Fourier de la distribution de charge :

$$F(\vec{q}) = \int d^3\vec{r}\ \rho(\vec{r})\ e^{i\vec{q}.\vec{r}}\,. \tag{1.3}$$

$F(\vec{q})$ devient $F(|\vec{q}|)$ si la distribution de charge est à symétrie sphérique, ce qui est approximativement le cas d'un noyau. Un développement limité de $F(|\vec{q}|)$ permet alors de remonter au rayon de charge du noyau par exemple. Un calcul plus élaboré [16], se basant sur les règles de Feynman en QED, donne la formule suivante pour la section efficace de diffusion élastique électron-proton au premier ordre en α (un seul photon échangé) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} \times Recul \times Facteur \\ &= \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 sin^4\frac{\theta}{2}}\right)\ \left(\frac{E'}{E}\right)\ \left[cos^2\frac{\theta}{2} + 2\tau sin^2\frac{\theta}{2}\right] \ , \end{aligned} \tag{1.4}$$

avec $\tau \equiv Q^2/4M^2$ (Q^2 et M sont définis dans la fig. 1.1). L'équation précédente est obtenue en supposant une structure ponctuelle du proton. R. Hofstadter, en observant une différence entre cette section efficace et ce qu'il obtenait expérimentalement a conclu que le proton n'était pas ponctuel [2]. Pour paramétrer notre ignorance de la structure du nucléon, M.N. Rosenbluth avait déjà introduit quelques années auparavant (1950) deux

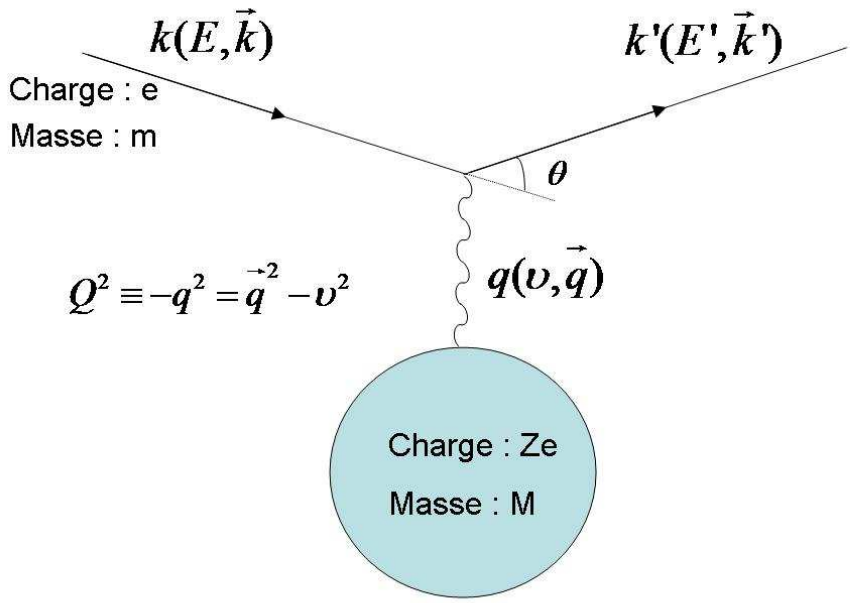


FIG. 1.1 – Diffusion élastique entre un électron et un noyau.

facteurs de forme dans l'expression du courant hadronique [17]. La section efficace de l'équation (1.4) devient alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}\right)\left(\frac{E'}{E}\right)\left[\frac{G_E^2(Q^2)+\tau G_M^2(Q^2)}{1+\tau}\cos^2\frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2(Q^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\right], \quad (1.5)$$

où G_E et G_M sont respectivement les facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon dépendant toujours d'une seule variable ; Q^2 par exemple. Il serait souhaitable de pouvoir interpréter G_E et G_M, comme dans l'équation (1.1), par la transformée de Fourier de la distribution de charge et de magnétisation dans le nucléon. Cependant une telle interprétation est impossible dans le cas général à cause du recul du nucléon : ces facteurs contiennent, en plus, des effets dynamiques dus au boost de Lorentz communiqué au nucléon par le photon virtuel. Par contre, tant que l'impulsion transférée est beaucoup plus petite que la masse du nucléon ($|\vec{q}|^2 \ll M^2$), l'interprétation reste valable. On peut ainsi montrer que G_E et G_M sont étroitement reliés aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon.

1.1.2 Inélastique

En sondant les hadrons avec une énergie plus grande, l'état final tend à être différent de l'état initial par la production de nouvelles particules : c'est la diffusion inélastique

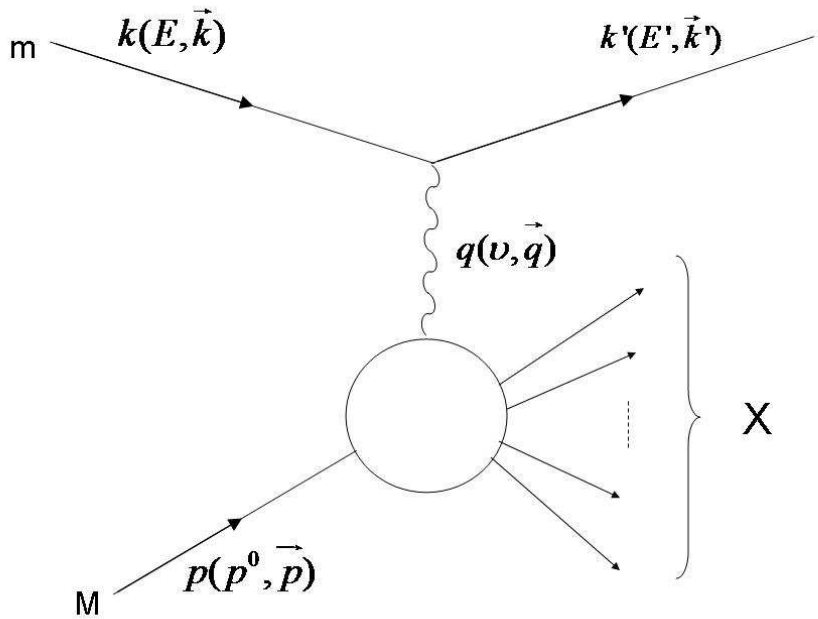


FIG. 1.2 – Diffusion inlélastique entre deux particules ; les particules de l'état final sont différentes de l'état initial.

(fig. 1.2). La section efficace inclusive lepton-nucléon (en détectant seulement le lepton diffusé) est paramétrée par deux variables et s'écrit au premier ordre en α (un seul photon échangé) :

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{q^4}\,\frac{E'}{E}\,L^{\mu\nu}W_{\mu\nu}\,. \tag{1.6}$$

Le tenseur leptonique est donné par la formule suivante selon les règles de Feynman en QED :

$$L^{\mu\nu} = \sum_{spin}\left[\bar{u}(k')\gamma^{\mu}u(k)\right]\left[\bar{u}(k')\gamma^{\nu}u(k)\right]^{*}, \tag{1.7}$$

où u est un spineur à 4 composantes décrivant le lepton (spin 1/2) et les γ^{μ} sont les matrices de Dirac. Les notations cinématiques sont citées dans la figure 1.2. La somme sur les spins dans l'équation (1.7) dépend de la mesure de la polarisation dans l'expérience. Le tenseur hadronique est parametré par des fonctions de structure qui traduisent notre ignorance de la structure du nucléon. Des arguments de symétrie, d'invariance de jauge et les lois de conservation de QED permettent d'écrire le tenseur hadronique en fonction de quatre fonctions de structure indépendantes : W_1, W_2, G_1 et G_2 qui dépendent de deux variables ; par exemple le quadrimoment Q^2 du photon virtuel et son énergie ν. Contrairement à W_1 et W_2, G_1 et G_2 sont sensibles à la polarisation du hadron. L'expression de $W_{\mu\nu}$ est [18] :

$$
\begin{aligned}
W_{\mu\nu} &= W_1(Q^2,\nu)\left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)+\frac{W_2(Q^2,\nu)}{M^2}\left(p_\mu-\frac{p.q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu-\frac{p.q}{q^2}q_\nu\right)\\
&+ G_1(Q^2,\nu)\ M\, i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda s_h^\sigma+\frac{G_2(Q^2,\nu)}{M}\, i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda\left(p.q\, s_h^\sigma - s_h.q\, p^\sigma\right)\ , \qquad (1.8)
\end{aligned}
$$

où $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}$ est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique et s_h le vecteur de polarisation axiale du nucléon. S'il n'y a pas de mesure de polarisation, la section efficace de l'équation (1.6) devient :

$$
\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}\right)\left[W_2(Q^2,\nu)\ \cos^2\frac{\theta}{2}+2W_1(Q^2,\nu)\ \sin^2\frac{\theta}{2}\right]. \qquad (1.9)
$$

Généralement, les quatre fonctions de structure utilisées sont sans dimension et s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
F_1(x_B,Q^2) &= M\ W_1(Q^2,\nu)\,,\\
F_2(x_B,Q^2) &= \nu\ W_2(Q^2,\nu)\,,\\
g_1(x_B,Q^2) &= M^2\,\nu\ G_1(Q^2,\nu)\,,\\
g_2(x_B,Q^2) &= M\,\nu^2\ G_2(Q^2,\nu)\,, \qquad (1.10)
\end{aligned}
$$

où $x_B = Q^2/2M\nu$. Expérimentalement, pour des grandes valeurs de Q^2 (>1 GeV^2) et ν, les fonctions de structure précédentes ne dépendent plus que de la variable x_B [3]. Ce phénomène (*scaling*) prédit par J. Bjorken [19] a été interprété par R. Feynman comme l'interaction du photon virtuel sur une particule ponctuelle à l'interieur du nucléon (un parton) [20]. Ce parton porte alors une fraction x_B de l'impulsion du nucléon.
Dans ce régime de Bjorken ($Q^2 \to \infty$, $\nu \to \infty$ et x_B fixé), on montre en QCD que la section efficace de la diffusion profondément inélastique (DIS), au premier ordre en α, peut se factoriser en deux parties. La première partie correspond à la diffusion du photon virtuel sur un parton du nucléon pendant une durée relativement courte et la deuxième correspond à la fragmentation du nucléon suite à la recombinaison du parton en particules réelles. Cette deuxième partie a lieu pendant une durée beaucoup plus longue que la première compte-tenu de la taille du nucléon. Par conséquent, les deux parties peuvent être vues comme séparées et incohérentes. Dans un référentiel où le nucléon a un moment infini ($|\vec{p}| \gg M$), les fonctions de structure $F_1(x_B)$ et $F_2(x_B)$ sont reliées aux distributions de partons dans le nucléon :

$$
\begin{aligned}
F_1(x_B) &= \frac{1}{2}\sum_q e_q^2\ q(x_B)\,,\\
F_2(x_B) &= \sum_q e_q^2\ x_B\ q(x_B)\,, \qquad (1.11)
\end{aligned}
$$

où les $q(x_B)$ sont les distributions de partons représentant la probabilité de trouver un parton de saveur q et d'impulsion $x_B|\vec{p}|$. La somme court sur toutes les saveurs q et elle est pondérée par la charge e_q du quark.

1.1.3 Théorème optique

Le théorème optique lie la section efficace totale de DIS à la partie imaginaire de la diffusion Compton virtuelle selon :

$$\Im m\ \mathcal{A}_{Compton}(\theta = 0) \quad = \quad \frac{|\vec{q}|\ \sigma_{DIS}}{4\pi}\,. \tag{1.12}$$

Cette relation permet de calculer σ_{DIS} et lie par la même occasion le processus de diffusion Compton virtuelle à angle nul aux distributions de partons dans le régime de Bjorken. Une question peut alors se poser : la diffusion Compton virtuelle (VCS) dans le régime de Bjorken avec des angles non-nuls peut-elle fournir des informations supplémentaires sur la structure des nucléons ?

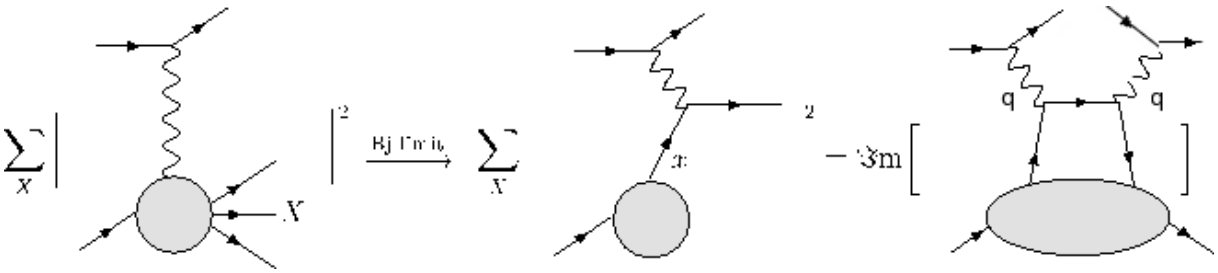


FIG. 1.3 – Le théorème optique lie la section efficace du DIS à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion Compton virtuelle à angle nul.

1.2 Distributions de Partons Généralisées

Les processus impliquant une diffusion Compton virtuelle (analogues à fig. 1.3) sont des processus exclusifs où le photon virtuel émis est remplacé par un photon réel ou un méson neutre. Dans les deux cas, la partie non perturbative de l'amplitude Compton est décrite, comme dans le cas du DIS, par des fonctions de structure qui possèdent cependant un degré de liberté supplémentaire pour tenir compte de l'impulsion communiquée à la particule produite. Ces nouvelles fonctions sont une généralisation des distributions de partons usuelles et sont appelées par conséquent Distributions Généralisées de Partons (GPD). Au premier ordre en $1/Q^2$, il existe quatre GPD H_q, E_q, $\widetilde{H}_q$ et $\widetilde{E}_q$ qui sont définies à partir des élements de matrice de densité hadronique [21] :

$$
\begin{aligned}
\int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle p'|\bar{\psi}_q(-\lambda\tilde{n}/2)\gamma^\mu \psi_q(\lambda\tilde{n}/2)|p\rangle &= H_q(x,\xi,t)\bar{u}(p')\gamma^\mu u(p) \\
&+ E_q(x,\xi,t)\bar{u}(p')\frac{i\sigma^{\mu\nu}\Delta_\nu}{2M}u(p) + \dots , \\
\int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle p'|\bar{\psi}_q(-\lambda\tilde{n}/2)\gamma^\mu \gamma_5 \psi_q(\lambda\tilde{n}/2)|p\rangle &= \widetilde{H}_q(x,\xi,t)\bar{u}(p')\gamma^\mu\gamma_5 u(p) \\
&+ \widetilde{E}_q(x,\xi,t)\bar{u}(p')\frac{\gamma_5\Delta^\mu}{2M}u(p) + \dots , \quad (1.13)
\end{aligned}
$$

où u et $\bar{u}$ sont les spineurs du nucléon, l'indice q est relatif à la saveur des quarks et les points $(\dots)$ représentent des termes d'ordre supérieur en $1/Q^2$. p et p' représentent respectivement le quadrivecteur du nucléon initial et final. Le système de coordonnées utilisé est celui du cône de lumière (*light-cone coordinates*) où la composante $(+)$ est $\tilde{p} = p^+(1,0,0,1)$ et la composante $(-)$ est $\tilde{n} = \frac{1}{2p^+}(1,0,0,-1)$. Ces quadrivecteurs sont des quadrivecteurs de lumière vérifiant $\tilde{n}^2 = \tilde{p}^2 = 0$ et $\tilde{p}.\tilde{n} = 1$. Dans le régime de Bjorken, seules les composantes des quadrivecteurs parallèles à $\tilde{n}$ peuvent être gardées, les autres composantes devenant négligeables. Enfin, le référentiel choisi a un axe (z) colinéaire à la composante spatiale $\vec{q}$ du photon virtuel et à l'impulsion moyenne du nucléon $P = (p+p')/2 = p+\Delta/2$. Les quadrivecteurs P et q perdent ainsi leur composante transverse $(\perp)$ du cône de lumière :

$$
\begin{aligned}
P^\mu &= \tilde{p}^\mu + \frac{M^2 - \Delta^2/4}{2}\,\tilde{n}^\mu , && (1.14)\\
q^\mu &= -\xi\tilde{p}^\mu + \frac{Q^2}{2\xi}\,\tilde{n}^\mu , && (1.15)\\
\Delta^\mu &= -\xi\tilde{p}^\mu + \xi(M^2 - \Delta^2/4)\tilde{n}^\mu + \Delta^\mu_\perp , && (1.16)\\
k^\mu &= (k.\tilde{n})\tilde{p}^\mu + (k.\tilde{p})\tilde{n}^\mu + k^\mu_\perp , && (1.17)
\end{aligned}
$$

où M est la masse du nucléon et

$$
\xi = \frac{-P.q + \sqrt{(P.q)^2 + Q^2(M^2 - \Delta^2/4)}}{M^2 - \Delta^2/4} \xrightarrow{\text{Régime de Bjorken}} \frac{x_B}{2 - x_B} . \qquad (1.18)
$$

ξ représente la fraction du moment transféré au photon virtuel suivant la direction $(+)$ longitudinale ($\xi \equiv -\tilde{n}.\Delta$, voir éq. (1.16)), le moment transféré suivant la direction transverse étant $\Delta^\mu_\perp$ dans le système de coordonnées du cône de lumière. x représente la fraction du moment longitudinal (k) porté initialement par le quark qui subit la diffusion ($k.\tilde{n} = xP.\tilde{n}$). Avec ces définitions et dans le régime de Bjorken, le nucléon dans l'état initial et l'état final a respectivement un moment longitudinal $(1+\xi/2)\tilde{p}$ et $(1-\xi/2)\tilde{p}$. Le quark actif a initialement un moment $(x+\xi/2)\tilde{p}$ et un moment $(x-\xi/2)\tilde{p}$ après émission du photon réel. Quand $x > \xi/2$ (respectivement $x < -\xi/2$), les propagateurs représentent des quarks (respectivement des anti-quarks). Si par contre $-\xi/2 < x < \xi/2$, les propagateurs représentent une paire quark-antiquark (fig. 1.4).

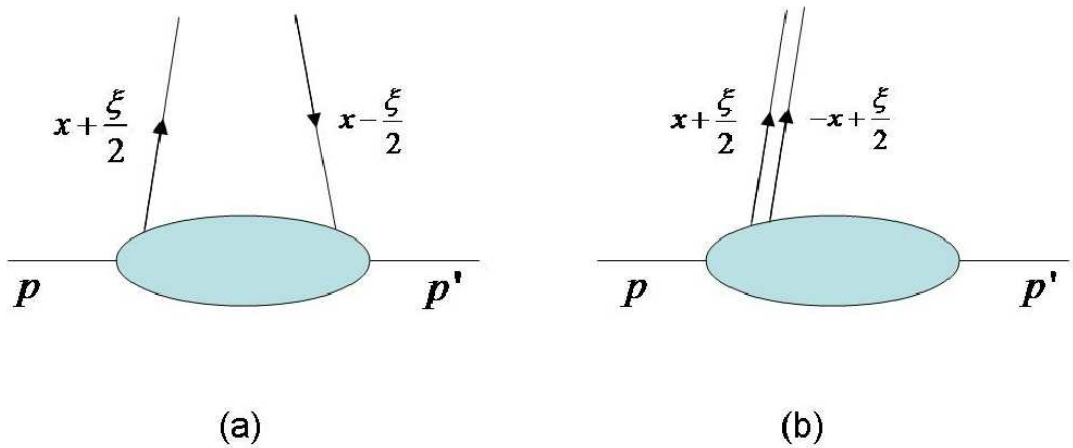


FIG. 1.4 – a) Si $x > \xi/2$ ou $x < -\xi/2$ les propagateurs représentent un quark ou un antiquark. b) Si $-\xi/2 < x < \xi/2$ les propagateurs représentent une paire quark-antiquark.

Il existe des équations similaires à (1.13) pour définir les GPD des gluons : H_g, E_g, $\widetilde{H}_g$ et $\widetilde{E}_g$, et comme dans le cas du DIS, les distributions pour le nucléon s'obtiennent en sommant sur les contributions des différentes saveurs de quarks et de gluons. Pour le deuton (spin 1), il y a 9 GPD indépendantes au premier ordre en $1/Q^2$. Ces GPD sont notées H_i (i allant de 1 à 5) et $\tilde{H}_i$ (i allant de 1 à 4) [22].

1.3 Propriétés et contraintes des GPD

Les GPD ont été introduites explicitement pour la première fois dans les références [23, 24] comme des objets ayant une évolution intéressante en pQCD. Elles ont été redécouvertes par X. Ji dans l'étude du moment orbital des quarks où leur potentiel physique pour l'étude de la structure du nucléon s'est révélé [25].

1.3.0.1 Limite en avant

Les 4 GPD du nucléon définies dans la section précédente ont plusieurs propriétés. La première les lie aux distributions de partons ordinaires obtenues en DIS ($\Delta^2 = t = 0$ et donc $\xi = 0$) :

$$H^q(x,0,0) = \begin{cases} q(x) & , \quad x > 0 \\ -\bar{q}(-x) & , \quad x < 0 \end{cases} \tag{1.19}$$

$$\tilde{H}^q(x,0,0) = \begin{cases} \Delta q(x) & , \quad x > 0 \\ \Delta\bar{q}(-x) & , \quad x < 0 \end{cases} \tag{1.20}$$

La dépendance en x des GPD E et $\widetilde{E}$ n'est pas contrainte avec des relations analogues à (1.19) et (1.20). En effet, la présence du Δ dans les termes dépendant de E et $\widetilde{E}$

de l'équation (1.13) empêche d'établir ce genre de relation lorsque $\Delta = 0$. Des relations similaires permettent de lier les GPD H_1, H_5 et $\tilde{H}_1$ du deuton aux distributions de partons ordinaires dans le deuton [22].

1.3.0.2 Règles de somme

La deuxième relation lie le premier moment des GPD et les facteurs de forme :

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} dx\, H^q(x,\xi,t) = \quad F_1(t) \qquad \forall\xi\,, \tag{1.21}$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} dx\, E^q(x,\xi,t) = \quad F_2(t) \qquad \forall\xi\,, \tag{1.22}$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} dx\, \widetilde{H}^q(x,\xi,t) = \quad G_A(t) \qquad \forall\xi\,, \tag{1.23}$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} dx\, \widetilde{E}^q(x,\xi,t) = \quad G_p(t) \qquad \forall\xi\,, \tag{1.24}$$

où $F_1(t)$ et $F_2(t)$ sont respectivement les facteurs de forme de Dirac et de Pauli (des combinaisons linéaires de G_E et G_M de l'équation (1.5)). $G_A(t)$ et $G_p(t)$ sont respectivement le facteur de forme axial et le facteur de forme pseudo-scalaire. L'absence de ξ dans les résultats des intégrales précédentes est une conséquence de l'invariance de Lorentz. En effet, intégrer l'équation (1.13) sur x fait disparaître toute référence à la direction $\tilde{n}$ par rapport à laquelle ξ est défini ($\xi = -\tilde{n}\Delta$). Par conséquent, le résultat ne peut dépendre de cette variable.
Des règles de sommes similaires permettent de lier 5 des GPD du deuton aux facteurs de forme usuels, le premier moment des GPD H_4, H_5, $\tilde{H}_3$ et $\tilde{H}_4$ étant nul [22].
La règle de somme de Ji [25] permet d'accéder au moment angulaire total J^i des quarks et des gluons à partir du second moment des GPD H et E :

$$\int_{-1}^{1} dx\, x[H^q(x,\xi,0) + E^q(x,\xi,0)] = J^q \qquad \forall\xi\,. \tag{1.25}$$

L'indice q dans l'équation précédente est relatif à la fois aux quarks et aux gluons : les GPD d'un quark de saveur donnée (d'un gluon) donnent ainsi accès au moment angulaire total de ce quark (ce gluon). Schématiquement, les contributions au spin du nucléon projeté sur un axe donné peuvent être données par la formule suivante [26] :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta g + L_q + L_g \tag{1.26}$$

où $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ (Δg) représente la contribution du spin des quarks (gluons) et L_q (L_g) la contribution du moment angulaire orbital des quarks (gluons). Naturellement, une somme sur les différentes saveurs est effectuée dans l'équation (1.26). La règle de somme de Ji pour

les quarks, par exemple, permet d'extraire la contribution $\frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q$. Or, puisque pour $\xi = 0$, $H(x, 0, 0)$ est déjà mesurée (éq. (1.19)) et que la contribution $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ commence à être connue avec une certaine précision [4], la détermination de la GPD E donne un accès direct au moment orbital angulaire des quarks.
M. Burkardt a donné une interprétation physique simple pour expliquer le lien existant entre les GPD et le moment angulaire orbital dans la limite $\xi = 0$, c'est-à-dire, quand le moment transféré est purement transverse [27]. Dans cette limite les GPD s'écrivent :

$$GPD(x, \xi = 0, t = \Delta_\perp^2) = \int d^2 b_\perp e^{-i\Delta_\perp . b_\perp} f(x, b_\perp) \tag{1.27}$$

où $f(x, b_\perp)$ représente la probabilité de trouver un quark avec une fraction x du moment du hadron et à une distance $b_\perp$ du centre du moment perpendiculaire. Le terme perpendiculaire est relatif aux vecteurs $\tilde{n}$ et $\tilde{p}$ des coordonnées du cône de lumière. En d'autres termes, les GPD permettent de connaître le moment longitudinal du parton (composante (+)) et sa position dans le plan transverse (perpendiculaire). Cette mesure simultanée peut alors être liée à l'opérateur du moment angulaire [27]. J. P. Ralston, B. Pire et M. Diehl ont par la suite généralisé cette interprétation pour $\xi \neq 0$ [28, 29].

1.4 Paramétrisation des GPD

Les GPD, comme les distributions de partons ordinaires, sont des objets non-perturbatifs et par conséquent ils ne peuvent être calculés en pQCD (mais leurs moments peuvent être calculés sur réseau). Des modélisations sont alors nécessaires ne serait-ce que pour estimer les valeurs d'observables physiques pour des expériences futures. La validité de ces modèles est alors testée en les confrontant aux résultats expérimentaux.

1.4.1 GPD du nucléon

Il existe plusieurs paramétrisations des GPD utilisant des modèles comme le sac du MIT [30] ou le quark-soliton [31]. Cependant, une paramétrisation utilisant les relations des GPD aux facteurs de forme et aux distributions de partons est sans doute la méthode la plus facile pour décrire les GPD des quarks. Une telle paramétrisation a été élaborée par M. Vanderhaegen, P.A.M. Guichon et M. Guidal [32] (VGG) et sera confrontée ultérieurement aux résultats expérimentaux obtenus dans ce travail.

1.4.1.1 Factorisation de la dépendance en t

Dans cette paramétrisation qui satisfait par construction les relations aux facteurs de forme et aux distributions de partons ,la GPD H (par exemple) s'écrit comme un produit entre le facteur de forme de Dirac et un terme indépendant de t et contenant la dépendance en x et ξ :

$$H^q(x, \xi, t) = H^q(x, \xi) F_1^q(t)\,, \tag{1.28}$$

où :

$$H^q(x,\xi) = \int_{-1}^{1} d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \; \delta(x-\beta-\alpha\xi) F^q(\beta,\alpha)\,. \tag{1.29}$$

$F^q(\beta,\alpha)$ est une double distribution interprétée comme l'amplitude de probabilité de trouver un quark ayant une fraction β du moment moyen P du nucléon et une fraction $(1+\alpha)/2$ du moment transféré Δ au nucléon. Les GPD devant se réduire aux distributions de partons ordinaires lorsque $t=0$ et $\xi=0$, la double distribution $F^q(\beta,\alpha)$ doit être de la forme [33] :

$$F^q(\beta,\alpha) = h(\beta,\alpha) q(\beta)\,, \tag{1.30}$$

où $q(\beta)$ est la distribution de partons (de quarks) obtenue en DIS et $h(\beta,\alpha)$ est une fonction générique normalisée à

$$\int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha h(\beta,\alpha) = 1 \tag{1.31}$$

pour être compatible avec la limite (1.19). La fonction $h(\beta,\alpha)$ est similaire à une distribution d'amplitude et peut avoir différentes formes. Un choix simple, motivé par des modèles de distributions d'amplitude de quarks et de gluons peut être utilisé [34] :

$$h(\beta,\alpha) = \frac{\Gamma(2b+2)}{2^{2b+1}\Gamma^2(b+1)} \; \frac{[(1-|\beta|)^2-\alpha^2]^b}{(1-|\beta|)^{2b+1}}\,, \tag{1.32}$$

où b est un paramètre libre caractérisant l'intensité de la dépendance en ξ. Quand $b \to \infty$, H^q devient indépendant de ξ.

1.4.1.2 Dépendance en t non-factorisée

Une dépendance en t plus sophistiquée et inspirée par le modèle quark-soliton est donnée par :

$$H^q(x,\xi=0,t) = \frac{1}{x^{\alpha' t}} q(x)\,, \tag{1.33}$$

où α' est un paramètre libre pouvant être interprété comme la pente d'une trajectoire de Regge.

1.4.2 GPD du deuton

Le modèle utilisé dans le chapitre 6 pour une comparaison avec les résultats obtenus sur le deuton est celui de F. Cano et B. Pire [35]. Contrairement au nucléon, il est difficile de factoriser les GPD suivant le transfert t à cause de deux sources distinctes de dépendance en t dans les H_i et $\widetilde{H}_i$. En effet, la présence du moment transverse dans la fonction d'onde du deuton implique une dépendance secondaire en t des GPD. Le modèle en question utilise donc l'approximation d'impulsion pour calculer directement la matrice de densité des quarks et par conséquent les sections efficaces. Les GPD du deuton peuvent par la suite être dérivées de ces matrices.

1.5 Diffusion Compton profondément virtuelle

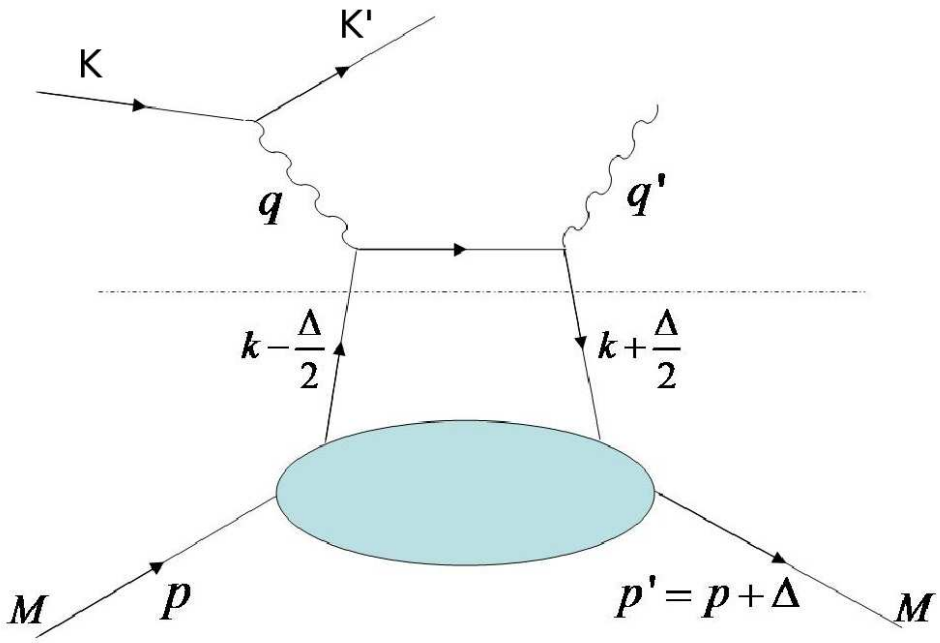


FIG. 1.5 – Un des deux diagrammes de Feynman au premier ordre en α et α_s du processus DVCS.

Dans le régime de Bjorken, la diffusion Compton virtuelle avec production d'un photon réel est appelée *Deeply Virtual Compton Scattering* (DVCS). Il s'agit du processus le plus simple pour accéder aux GPD. Comme dans le cas du DIS, un théorème de factorisation a été prouvé théoriquement pour DVCS [36, 37]. Notre expérience E00-110 du Hall A a apporté des indications solides allant en ce sens [38]. Le processus peut alors être décrit en deux parties : la diffusion inélastique (*hard*) du photon virtuel sur un parton, et l'émission puis l'absorption du parton dans le nucléon. Cette factorisation en deux partie est schématisée par le diagramme dit du "sac à main" (fig. 1.5). La diffusion Compton se faisant maintenant à angle non-nul, il existe alors un moment transferé au nucléon, noté $\Delta = (p' - p)$. Selon le formalisme et les notations de Ji [21], la factorisation permet d'écrire le tenseur de la diffusion Compton $T^{\mu\nu}$ comme un produit entre la diffusion du photon virtuel sur un quark par exemple (partie supérieure de la fig. 1.5) et une partie non-perturbative décrivant l'émission et l'absorption du quark (matrice $\mathcal{M}$) :

$$T^{\mu\nu} = i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \mathrm{Tr}\left\{ \left[\gamma^\nu \frac{i}{\not{k} - \not{\Delta}/2 + \not{q} + i\epsilon} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{i}{\not{k} + \not{\Delta}/2 - \not{q} + i\epsilon} \gamma^\nu \right]_{\alpha\beta} \mathcal{M}_{\alpha\beta}(k) \right\}. \tag{1.34}$$

Les quadrivecteurs k, Δ et q sont décrits dans la figure 1.5 et les indices μ et ν sont relatifs

au photon virtuel et au photon réel. $\mathcal{M}(k)$ est donnée par :

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}(k) = \int d^4z\, e^{ikz}\, \langle p'|\bar{\psi}_\alpha(-z/2)\Gamma\psi_\beta(z/2)|p\rangle\,, \tag{1.35}$$

où Γ est un opérateur générique égal à γ^μ pour une diffusion indépendante de l'hélicité du parton et $\gamma^\mu\gamma^5$ pour une diffusion dépendante de l'hélicité. En introduisant le facteur $\int dx \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda(x-k\cdot\tilde{n})} = 1$ et en intégrant sur k^μ et z^μ, l'équation (1.34) s'écrit alors au premier ordre en α_s et $1/Q^2$ en fonction des quatres GPD H, E, $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$:

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}(p,q,\Delta) \;=\; & \frac{1}{2}(g^{\mu\nu} - \tilde{p}^\mu\tilde{n}^\nu - \tilde{p}^\nu\tilde{n}^\mu)\int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{x-\xi/2+i\epsilon} + \frac{1}{x+\xi/2-i\epsilon}\right) \\ & \left[H(x,\xi,\Delta^2)\bar{u}(p')\not{\tilde{n}}u(p) + E(x,\xi,\Delta^2)\bar{u}(p')\frac{i\sigma^{\alpha\beta}\tilde{n}_\alpha\Delta_\beta}{2M}u(p)\right] \\ & + \frac{i}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\tilde{p}_\alpha\tilde{n}_\beta\int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{x-\xi/2+i\epsilon} - \frac{1}{x+\xi/2-i\epsilon}\right) \\ & \left[\widetilde{H}(x,\xi,\Delta^2)\bar{u}(p')\not{\tilde{n}}\gamma_5 u(p) + \widetilde{E}(x,\xi,\Delta^2)\frac{\Delta\cdot\tilde{n}}{2M}\bar{u}(p')\gamma_5 u(p)\right]. \end{aligned} \tag{1.36}$$

Normalement, pour une réaction DVCS sur une cible de spin 1/2, il doit y avoir 12 distributions indépendantes [39] qui résultent de considérations d'états de polarisation :

- 3 du photon virtuel ;
- 2 du photon réel ;
- 2 du nucléon initial ;
- 2 du nucléon final ;
- 1/2 de l'invariance par parité.

En travaillant uniquement avec le diagramme de sac à main (*leading twist*) la polarisation du photon virtuel est purement transverse, ce qui réduit à 8 le nombre de GPD. Enfin, l'amplitude correspondant au changement de spin des photons est supprimée par un facteur $1/Q^2$ par rapport aux autres amplitudes. Par conséquent seuls 4 GPD : H, E, $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$ apparaissent dans l'équation (1.13). H et $\widetilde{H}$ décrivent les processus où l'hélicité du nucléon est conservée, en revanche E et $\widetilde{E}$ proviennent des processus où l'hélicité est changée.
Le même raisonnement conduit à 9 GPD indépendantes au premier ordre en $1/Q^2$ dans le cas d'une réaction DVCS sur une cible de spin 1 (deuton).

1.6 Expression de la section efficace

1.6.1 Interférence DVCS-BH

D'après l'équation (1.36), les GPD sont contenues dans l'amplitude DVCS sous la forme :

$$\mathcal{T}_{DVCS} \propto \int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{x-\xi+i\epsilon} \pm \frac{1}{x+\xi-i\epsilon}\right) GPD(x,\xi,t)\,, \tag{1.37}$$

Cette amplitude se décompose en une partie réelle, la partie principale de l'intégrale précédente, et une partie imaginaire :

$$\Re\mathrm{e}(\mathcal{T}_{DVCS}) \propto P\int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{x-\xi} \pm \frac{1}{x+\xi}\right) GPD(x,\xi,t)\,, \tag{1.38}$$

$$\Im\mathrm{m}(\mathcal{T}_{DVCS}) \propto -i\pi\Big[GPD(\xi,\xi,t) \pm GPD(-\xi,\xi,t)\Big]\,. \tag{1.39}$$

L'équations précédente montre que les GPD sont accessibles directement à $x = \pm\xi$ si la partie imaginaire de DVCS est mesurée. Dans la partie réelle et dans la section efficace totale $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$, les GPD apparaissent sous forme d'intégrale sur x.
Dans la réalité, DVCS interfère avec le processus Bethe-Heitler (BH) qui donne exactement les mêmes particules dans l'état final (fig. 1.6). Malgré cette contamination DVCS reste accessible expérimentalement et la mesure de sa partie réelle ou imaginaire se trouve facilitée grâce au facteur d'amplification du BH. Par exemple, la différence des sections efficaces obtenues pour deux hélicités différentes du lepton incident donne accès à $\Im\mathrm{m}(\mathcal{T}_{DVCS})$ (voir paragraphe suivant) :

$$\overrightarrow{\sigma} - \overleftarrow{\sigma} = 2.\mathcal{T}_{BH}.\Im\mathrm{m}(\mathcal{T}_{DVCS}) + \left[\left|\overrightarrow{\mathcal{T}}_{DVCS}\right|^2 - \left|\overleftarrow{\mathcal{T}}_{DVCS}\right|^2\right]\,. \tag{1.40}$$

D'autre part, $\Re\mathrm{e}(\mathcal{T}_{DVCS})$ peut aussi être déterminé si la section efficace totale est mesurée :

$$|\mathcal{T}|^2 = (\mathcal{T}_{DVCS} + \mathcal{T}_{BH})^2 = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I}\,, \tag{1.41}$$

où :

$$\mathcal{I} = \mathcal{T}^*_{DVCS}\mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS}\mathcal{T}^*_{BH} = 2\Re\mathrm{e}(\mathcal{T}_{DVCS})\mathcal{T}_{BH}\,, \tag{1.42}$$

car $\mathcal{T}^{BH}$ est purement réel et calculable théoriquement à partir des facteurs de forme du nucléon.
Il est à noter que l'interférence entre DVCS et BH peut être vue comme une holographie de la cible à l'échelle du femtomètre [40, 41]. Ce qui permet d'atteindre cette échelle de résolution n'est plus la longueur d'onde du photon mais le moment transféré t. Le faisceau de référence dans cette interprétation est le BH et la transformée de Fourier de l'équation (1.27) joue le rôle de la lentille de focalisation.

1.6.2 Une approche de la section efficace expérimentale

La diagramme de Feynman de la figure 1.5 est valable dans le régime de Bjorken quand $Q^2 \to \infty$. Expérimentalement, Q^2 prend des valeurs finies (1.9 GeV^2 pour E03-106) et il est alors important d'estimer les corrections du second ordre en $1/Q$ (*higher twist effects*). Les expressions des sections efficaces de (DVCS+BH), utilisées dans le chapitre 6 pour extraire les observables physiques, ont été calculées complètement dans l'approximation de *twist*-3 pour le nucléon [42] (neutron) et les particules de spin 1 [43] (deuton). Le formalisme des deux calculs étant identique, l'expression de la section efficace sur un nucléon est présentée d'abord en détails puis seuls les changements intervenant sur le deuton seront mentionnés.

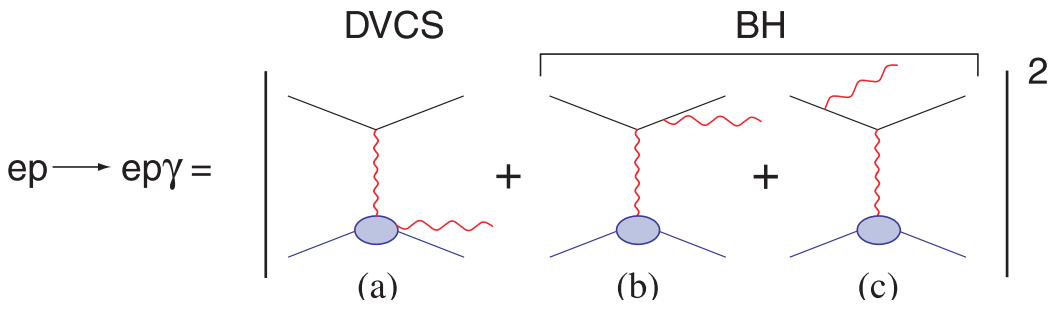


FIG. 1.6 – Les deux contributions à la réaction $eN \to eN\gamma$: le Bethe-Heitler (BH) et DVCS.

1.6.2.1 Sur le nucléon

Dans le cas d'un seul photon virtuel échangé, la section efficace 5 fois différentielle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d^5\sigma}{dQ^2 dx_B d\varphi_e dt d\varphi} = \frac{\alpha^3 x_B y}{16\pi^2 Q^2 \sqrt{1+4x_B^2 M^2/Q^2}} \left|\frac{\mathcal{T}}{e^3}\right|^2 . \tag{1.43}$$

ou φ représente l'angle azimutal entre le plan leptonique et le plan hadronique (fig. 1.7), φ_e l'angle azimutal du plan leptonique, et $y = p.q/p.K$ (fig. 1.5). Enfin, $\mathcal{T}$ est la superposition des amplitudes DVCS et BH (éq. (1.41)). La polarisation du photon virtuel permet de faire une décomposition harmonique de l'équation (1.41) suivant l'angle azimutal φ :

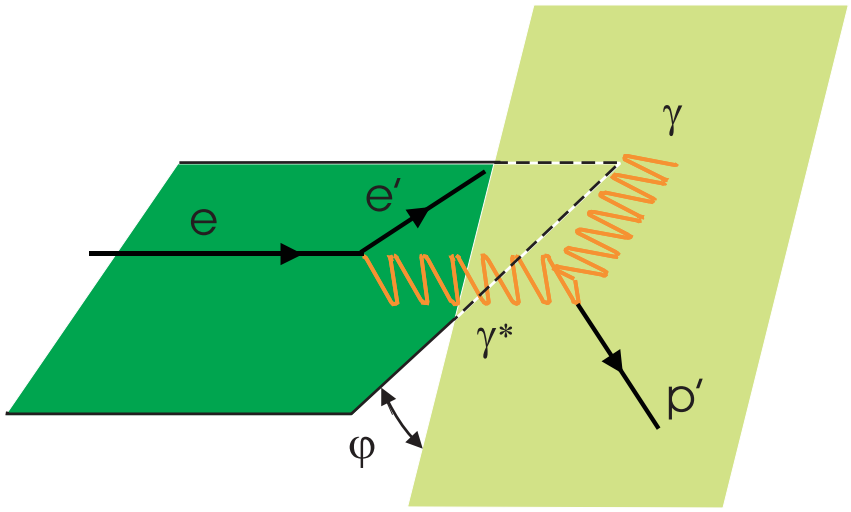


FIG. 1.7 – Définition de l'angle φ ; celle utilisée dans [42, 43] est $\pi - \varphi$.

$$|\mathcal{T}_{\rm BH}|^2 = \frac{e^6}{x_B^2 y^2[1+4x_B^2M^2/Q^2]^2 t\mathcal{P}_1(\varphi)\mathcal{P}_2(\varphi)}\left\{c_0^{\rm BH}+\sum_{n=1}^{2}c_n^{\rm BH}\cos(n\varphi)+s_1^{\rm BH}\sin\varphi\right\}, \tag{1.44}$$

$$|\mathcal{T}_{\rm DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2Q^2}\left\{c_0^{\rm DVCS}+\sum_{n=1}^{2}\left[c_n^{\rm DVCS}\cos(n\varphi)+s_n^{\rm DVCS}\sin(n\varphi)\right]\right\}, \tag{1.45}$$

$$\mathcal{I} = \frac{e^6}{x_B y^3 t\mathcal{P}_1(\varphi)\mathcal{P}_2(\varphi)}\left\{c_0^{\mathcal{I}}+\sum_{n=1}^{3}\left[c_n^{\mathcal{I}}\cos(n\varphi)+s_n^{\mathcal{I}}\sin(n\varphi)\right]\right\}, \tag{1.46}$$

où $\mathcal{P}_1$ et $\mathcal{P}_2$ sont les propagateurs BH et dépendent également de l'angle φ :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_1 &= \frac{-1}{y(1+\epsilon^2)}\left[J+2Kcos(\varphi)\right],\\ \mathcal{P}_2 &= 1+\frac{\Delta^2}{Q^2}+\frac{1}{y(1+\epsilon^2)}\left[J+2Kcos(\varphi)\right],\end{aligned} \tag{1.47}$$

avec K et J des coefficients cinématiques [42] et $\epsilon \equiv 2x_BM/Q$.

Dans les équations de (1.44) à (1.46), e représente la charge de l'électron (lepton utilisé pour E03-106) et pour un faisceau de positrons, il faut ajouter un signe (-) à l'équation (1.46). Seuls les termes $\sin(n\varphi)$ dépendent de l'hélicité de l'électron incident, par conséquent les termes en $\cos(n\varphi)$ disparaissent dans la différence de sections efficaces avec des hélicités opposées. Dans l'approximation de *twist-3*, les coefficients $c_0^{\mathcal{I}}$, $c_1^{\mathcal{I}}$, $s_1^{\mathcal{I}}$ et c_0^{DVCS} proviennent du diagramme principal de DVCS (*twist-2*), alors que c_1^{DVCS}, s_1^{DVCS}, $c_2^{\mathcal{I}}$ et $s_2^{\mathcal{I}}$ sont des coefficients d'ordre supérieur (*twist-3*). Enfin, les termes $s_3^{\mathcal{I}}$ et s_2^{DVCS} sont nuls pour une cible non polarisée et les termes c_2^{DVCS} et $c_3^{\mathcal{I}}$ sont liés aux GPD des gluons pour lesquels l'expérience E03-106 n'est pas sensible (car x_B =0.36). Les coefficients $s_n^{\mathcal{I},DVCS}$ et $c_n^{\mathcal{I},DVCS}$ renferment des informations sur les GPD et sont donc théoriquement les observables physiques à mesurer. Par exemple, une différence de sections efficaces avec une hélicité opposée du faisceau d'électrons donne accès à $s_1^{\mathcal{I}}$, $s_2^{\mathcal{I}}$ et s_1^{DVCS} :

$$\begin{aligned}d^5\overrightarrow{\sigma}-d^5\overrightarrow{\sigma} = 2\cdot\frac{\alpha^3x_By}{16\pi^2Q^2e^6\sqrt{1+4x_B^2M^2/Q^2}}\times\\ \left[\frac{e^6}{y^2Q^2}s_1^{\rm DVCS}\sin\varphi-\frac{e^6}{x_By^3t\mathcal{P}_1(\varphi)\mathcal{P}_2(\varphi)}\left\{s_1^{\mathcal{I}}\sin\varphi+s_2^{\mathcal{I}}\sin 2\varphi\right\}\right].\end{aligned} \tag{1.48}$$

s_1^{DVCS} et $s_1^{\mathcal{I}}$ ayant une dépendance similaire en $\sin(\varphi)$, il est impossible d'extraire avec cette méthode les deux contributions séparément. Cependant, dans la cinématique de E03-106 il est raisonnable de négliger le terme en s_1^{DVCS} qui est supprimé par le rapport entre son facteur cinématique et celui de $s_1^{\mathcal{I}}$ par au moins un facteur 10. Dans ce cas,

en mesurant la dépendance expérimentale en φ de l'équation (1.48) et en supposant que l'approximation de *twist-3* est suffisante, on a :

$$\begin{aligned} s_1^{\mathcal{I}} &= 8Ky(2-y)\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})\,, \\ s_2^{\mathcal{I}} &= \frac{16K^2}{2-x_B}y\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{\mathrm{eff}})\,. \end{aligned} \tag{1.49}$$

$\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ est une combinaison linéaire des facteurs de forme Compton $\mathcal{H}$, $\widetilde{\mathcal{H}}$ et $\mathcal{E}$ qui sont eux même une combinaison linéaire de GPD :

$$C^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = F_1\mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B}(F_1+F_2)\widetilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2}F_2\mathcal{E}\,, \tag{1.50}$$

avec par exemple :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= i\pi\sum_q e_q^2\Big[H^q(\xi,\xi,t) - H^q(-\xi,\xi,t)\Big] \\ &+ \sum_q P\int_{-1}^{1}dx\left(\frac{1}{x-\xi}\pm\frac{1}{x+\xi}\right)H^q(x,\xi,t)\,, \end{aligned} \tag{1.51}$$

et des équations identiques pour $\widetilde{\mathcal{H}}$ et $\mathcal{E}$. D'après l'équation (1.49), la mesure d'une différence de sections efficaces polarisées est sensible à la première ligne des équations (1.51), c'est à dire la partie imaginaire de $\mathcal{H}$, $\widetilde{\mathcal{H}}$ et $\mathcal{E}$. Le $\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{\mathrm{eff}})$ figurant dans l'équation (1.49) est analogue à $\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ sauf qu'il est relié aux GPD effectives du twist-3 :

$$C^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{\mathrm{eff}}) = F_1\mathcal{H}^{\mathrm{eff}} + \frac{x_B}{2-x_B}(F_1+F_2)\widetilde{\mathcal{H}}^{\mathrm{eff}} - \frac{t}{4M^2}F_2\mathcal{E}^{\mathrm{eff}}\,. \tag{1.52}$$

La mesure de la section efficace non polarisée donne accès à la partie réelle d'une autre combinaison linaire de GPD en plus de celles mentionnées précédemment. En effet :

$$\begin{aligned} d^5\sigma &= d^5\sigma(BH^2) + d^5\sigma(DVCS^2) + \Gamma_0^{\Re}\Re e\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})\right] + \Gamma_{0,\Delta}^{\Re}\Re e\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}} + \Delta\mathcal{C}^{\mathcal{I}}\right](\mathcal{F}) \\ &- \Gamma_1^{\Re}\Re e\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})\right]\cos\varphi + \Gamma_2^{\Re}\Re e\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{\mathrm{eff}})\right]\cos 2\varphi\,, \end{aligned} \tag{1.53}$$

où les Γ sont des facteurs cinématiques, et $\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}} + \Delta\mathcal{C}^{\mathcal{I}}\right](\mathcal{F})$ est une autre combinaison linéaire de GPD dépendant uniquement de $\mathcal{H}$ et $\mathcal{E}$:

$$\left[\mathcal{C}^{\mathcal{I}} + \Delta\mathcal{C}^{\mathcal{I}}\right](\mathcal{F}) = F_1\mathcal{H} - \frac{t}{4M^2}F_2\mathcal{E} - \xi^2(F_1+F_2)\left[\mathcal{H}+\mathcal{E}\right]\,. \tag{1.54}$$

1.6.2.2 Sur le deuton

Tous les facteurs cinématiques et les expressions du paragraphe précédent sont valables pour une réaction DVCS sur un deuton à condition de remplacer la masse M du nucléon par la masse du deuton (et le x_B correspondant) [43]. Par contre, l'information sur la structure de la cible, contenue uniquement dans des équations type (1.50), est différente

vu que les facteurs de forme et les GPD ne sont pas les mêmes dans ce cas. Par exemple, l'équation (1.50) devient :

$$C^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = \left(\mathcal{H}_1 \ldots \mathcal{H}_5 \tilde{\mathcal{H}}_1 \ldots \tilde{\mathcal{H}}_4\right) \mathcal{M} \begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \end{pmatrix} \tag{1.55}$$

où G_1, G_2 et G_3 sont les facteurs de forme du deuton et $\mathcal{M}$ une matrice réelle 9x3 dépendant uniquement de ξ et $\frac{t}{4M^2}$ [43].

1.7 Expériences DVCS dans le Hall A

Après les premières observations de la réaction DVCS dans des expériences non-dédiées [5, 6, 7, 8], les GPD et la réaction DVCS en particulier ont suscité chez les expérimentateurs un intérêt grandissant. Ainsi, la collaborations HERMES s'apprête à ajouter un détecteur de nucléons de recul pour assurer l'exclusivité de la réaction DVCS [44]. Les collaborations H1 et COMPASS vont aussi modifier leurs dispositifs expérimentaux pour des prises futures de données DVCS [45, 46]. En attendant, trois expériences dédiées ont déjà tournée au Jefferson Laboratory. Les deux premières se sont déroulées dans le Hall A fin 2004 (voir paragraphes suivants) et la troisième dans le Hall B début 2005 [47]. Enfin, il existe un programme experimental sur DVCS pour CEBAF 12 GeV et les énergies intermédiaires (entre 6 et 12 GeV).
Il est à noter que les expériences du Hall A couvrent un domaine cinématique relativement restreint par rapport aux autres expériences. Cependant, cela est compensé par la très haute luminosité instantanée du faisceau délivré au Hall A qui est au moins 100 fois supérieure à celle du Hall B et 100000 fois à celle des autres expériences.

1.7.1 DVCS sur le proton : E00-110

Dans notre expérience sur le proton, des preuves expérimentales de dominance du diagramme de sac à main dans le processus DVCS ont été apportée [38, 48]. Ce résultat permet d'interpréter les sections efficaces mesurées en termes de GPD. Ainsi, la première combinaison linéaire de GPD (indépendante des modèles) a été extraite pour trois cinématiques différentes. Enfin, avec la section efficace non polarisée (fig. 1.8) une intégrale des GPD ainsi qu'une autre combinaison linéaire ont pu être extraites des données [38].

1.7.2 Motivations et cinématique de E03-106

Une estimation de la partie imaginaire de l'équation (1.50) pour une cinématique proche de celle de E03-106 se basant sur une paramétrisation [34] des GPD, montre que le terme en $\mathcal{H}$ est dominant pour une cible de protons. Au contraire, une réaction DVCS sur un neutron à la même cinématique est sensible à la GPD E [9]. Cela s'explique d'une part par la très faible valeur du facteur de forme de Dirac F_1 par rapport à F_2 pour

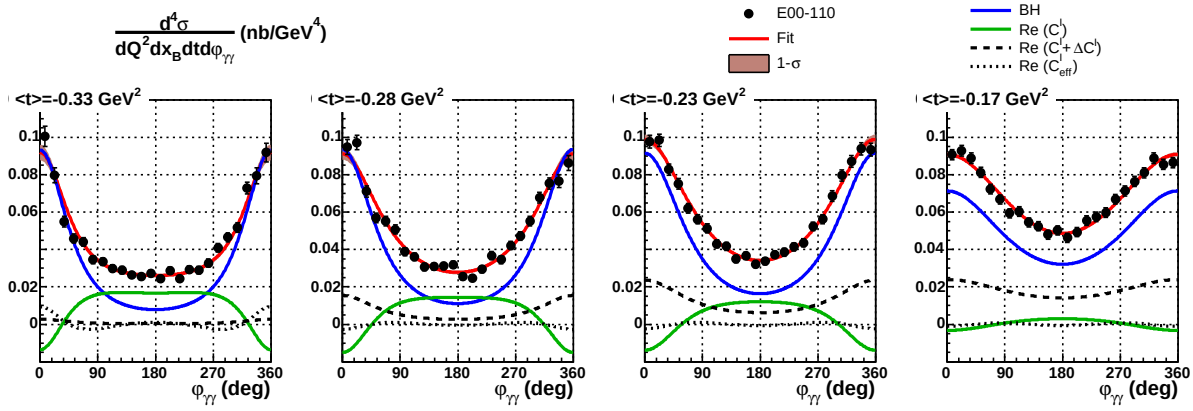


FIG. 1.8 – Section efficace non polarisée en fonction de l'angle φ à Q^2=2.3 GeV^2 et pour 5 bins en t ; les différentes contributions à la section efficace sont montrées sur cette figure.

un neutron, réduisant ainsi la contribution du terme en $\mathcal{H}$ (éq. (1.50)) et d'autre part par la compensation entre les distributions polarisées de quarks u et d dans le neutron attribuant une faible valeur à $\tilde{\mathcal{H}}$. En conclusion, pour des valeurs non-nulles du transfert t, l'équation (1.50) devient plus sensible à la GPD E qu'aux autres GPD.

Motivé par l'importance de cette GPD, non-contrainte par des règles de somme (pas de lien aux distributions de partons) et qui intervient directement dans la règle de somme de Ji, une expérience exploratoire a été programmée dans le Hall A pour mesurer les sections efficaces polarisées du DVCS sur le neutron. Cette expérience s'est déroulée à la suite de l'expérience E00-110 qui a mesuré les sections efficaces polarisées de DVCS sur le proton pour trois cinématiques différentes. La cinématique[1] de E03-106, résumée dans la table 1.1, est identique à la cinématique 2 de E00-110 mais utilise en revanche une cible de deutérium.

$\lvert\vec{K}\rvert$ (GeV/c)	Q^2 (GeV^2)	x_B	$\lvert\vec{K'}\rvert$ (GeV/c)	θ_e (deg)	$\theta_{\gamma*}$ (deg)
5.75	1.91	0.364	2.95	19.32	18.25

TAB. 1.1 – Cinématique de l'expérience E03-106 ; $\lvert\vec{K}\rvert$ est l'énergie de l'électron incident, $\lvert\vec{K'}\rvert$ est le moment moyen de l'électron diffusé, θ_e est son angle polaire par rapport au faisceau et $\theta_{\gamma*}$ est l'angle polaire moyen du photon virtuel.

[1] Cette cinématique porte le numéro 4 et sera nommée comme telle dans ce manuscrit.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Une expérience en physique hadronique

L'objectif de la physique hadronique est d'étudier la structure des noyaux et des hadrons en général, ainsi que les interactions mises en jeu à l'intérieur de ceux-ci. Pour accéder à ces objets microscopiques, il est naturel de penser à utiliser, comme sonde, des particules subatomiques (protons, neutrons, électrons, etc...) en raison de leur petite taille. Cependant en mécanique quantique la taille d'une sonde, telle qu'elle apparaîtra à l'objet sondé, est directement lié à son impulsion dans le repère du centre de masse du système "particule sonde" - "hadron sondé". Ainsi, un électron de quelques centaines de MeV aura une "taille" comparable à celle des nucléons et pourrait donc nous renseigner sur leur distribution à l'intérieur du noyau, alors qu'un électron de quelques GeV pourrait voir au delà de ces nucléons et être sensible à leur structure en quarks. Le choix de la nature de la particule sonde est aussi important. La particule la plus utilisée dans les expériences de physiques hadronique est sans doute l'électron en raison de la facilité de sa mise en oeuvre et surtout son insensibilité à l'interaction forte. Evidemment, d'autres particules vérifiant cette dernière propriété comme les photons ou les muons peuvent être utilisées également.

Généralement les probabilités des processus qu'on cherche à étudier sont extrêmement petites. Pour surmonter ce problème, il est nécessaire de faire les expériences avec un nombre maximal de particules sondes et de préférence en un minimum de temps. Un faisceau d'électrons de haute intensité est l'outil idéal dans ce cas. Cependant, il ne suffit pas d'avoir une grande intensité pour mener à bien une expérience en physique hadronique. La qualité du faisceau, notamment sa structure spatiale, est aussi un paramètre à prendre en compte. Envoyer un grand nombre d'électrons au même moment sur une cible pour s'assurer de la production du processus étudié n'est pas la meilleure solution. En effet, dans ce cas la sélection de la réaction intéressante parmi la multitude d'autres réactions pouvant se produire (fortuites) risque d'être difficile. Pour cette raison et pour une puissance donnée du faisceau, il vaut mieux étaler temporellement au maximum le nombre de particules incidentes, c'est à dire, travailler avec un faisceau quasi-continu.

Le paragraphe suivant présentera l'exemple d'un faisceau continu d'électrons, utilisé par l'expérience n-DVCS, et présentera ses caractéristiques.

Etudier un processus donné en physique hadronique implique au moins la connaissance d'une partie (réaction inclusive) ou de la totalité (réaction exclusive) des particules dans l'état final. La connaissance ne veut pas dire forcément la détection. En effet, les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion peuvent permettre dans certains cas de bien identifier la réaction recherchée à partir de la seule détection d'une partie de l'état final. Evidemment, cela nécessite une bonne connaissance de ce qu'on mesure pour pouvoir déduire correctement ce qu'on ignore. Expérimentalement cela se traduit en terme de résolution des détecteurs. Le troisième paragraphe de ce chapitre présentera avec détails tous les détecteurs utilisés durant notre expérience.

2.2 JLab et l'accélérateur CEBAF

L'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) [49, 50] au laboratoire Jefferson (JLab), situé à Newport-News en Virginie aux Etats-Unis, délivre un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement. Ce faisceau d'électrons peut être distribué à trois halls expérimentaux (A, B et C).

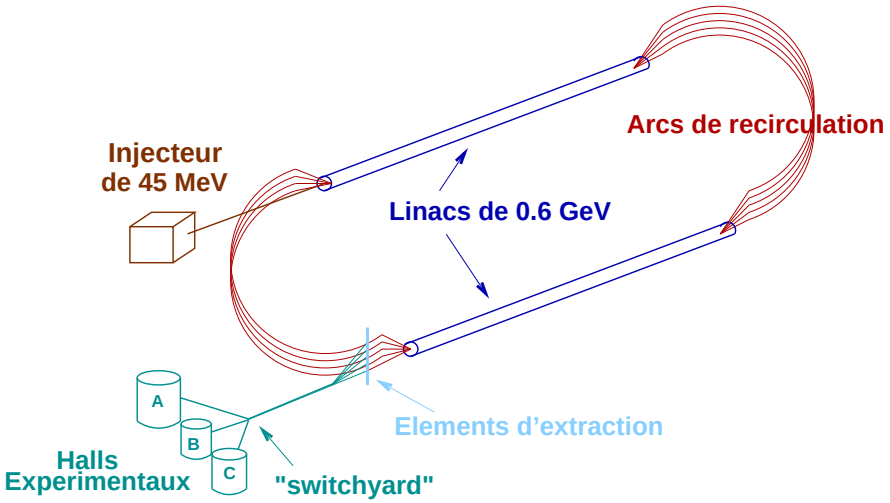


FIG. 2.1 – Représentation schématique de l'accélérateur CEBAF.

2.2.1 La source d'électrons

La source d'électrons utilisée par l'accélérateur est un cristal semi-conducteur d'Arséniure de Gallium contraint (GaAsP). Par pompage optique, un laser d'énergie judicieusement réglée permet de peupler la bande de conduction de ce cristal ($S_{\frac{1}{2}}$, $m_j = \pm\frac{1}{2}$) à

partir d'un niveau d'énergie de la bande de valence où on a levé la dégénérescence avec des atomes de phosphore ($P_{\frac{3}{2}}$, $m_j = \pm\frac{3}{2}$). Ainsi, le choix de la polarisation du laser (+1 ou -1) permet de sélectionner la polarisation du niveau d'énergie de la bande de conduction. Le passage des électrons de la bande de conduction au vide très poussé entourant le cristal se fait par l'intermédiaire d'une couche active de fluorure de césium qui crée une affinité électronique négative entre les deux milieux. Finalement les électrons s'échappant librement du cristal sont accélérés par application d'une différence de potentiel entre la surface du cristal et une anode placée à proximité. Ce mécanisme permet d'obtenir une polarisation du faisceau pouvant atteindre 85%. Afin d'éviter les fausses asymétries sur les taux de comptage dues à la corrélation entre l'hélicité du faisceau et ses propriétés, un renversement régulier de la polarisation se produit à une fréquence de 30 Hz. Ce renversement s'effectue par l'intermédiaire d'une cellule de pockels qui agit sur la lumière laser initiale comme une lame quart d'onde introduisant un déphasage $\pm\frac{\pi}{2}$ selon le signe de la tension appliquée. Pour pouvoir ajuster séparément l'intensité du faisceau distribué aux trois Halls expérimentaux, un laser est associé à chaque Hall. Ces trois lasers fonctionnent à la fréquence nominale de 499 MHz de façon synchrone avec l'accélérateur. L'intensité maximale du courant pouvant être partagée entre les différents halls est de l'ordre de 200 μA.

2.2.2 L'accélération des électrons

CEBAF est composé de deux accélérateurs linéaires (LINAC), pouvant céder aux électrons une énergie de 0.6 GeV chacun, et de deux arcs de recirculation (fig. 2.1). Le nombre de passage dans les LINAC détermine l'énergie finale du faisceau qui peut atteindre 6 GeV au bout de 5 tours. La dispersion en énergie après l'accélération n'est que de 2.5 10^{-5}. Cependant, pour pouvoir accélérer les électrons délivrés par la source, ces derniers doivent avoir une vitesse analogue à ceux déjà circulant dans l'accélérateur, c'est à dire, un bêta=0.999. Cette condition est primordiale pour éviter l'étalement spatial et le mélange des paquets d'électrons destinés à chacun des trois halls. Pour atteindre cette vitesse, les électrons à la sortie de la source passent par un injecteur composé de 18 cavités supraconductrices jusqu'à avoir une énergie de 45 MeV. Enfin, ils sont accélérés par les deux LINAC composés chacun de 160 cavités radiofréquences supraconductrices en Niobium pur. Le champ électromagnétique à l'intérieur des cavités est un champ stationnaire sinusoïdal en phase avec l'injecteur (3x 499 MHz). Cela implique une séparation de $\frac{2}{3}$ ns entre deux paquets successifs d'électrons dans l'accélérateur et une séparation de 2 ns dans les halls expérimentaux. Cette valeur est généralement inférieure à la résolution temporelle des détecteurs, pour cette raison CEBAF est considéré comme une source de courant continue (vu par les détecteurs).
Il est à noter que l'utilisation de cavités supraconductrices réduit considérablement les pertes par effet Joule, donc contrairement à d'autres accélérateurs dans le monde, CEBAF peut accélérer les électrons en continu et n'a pas besoin d'un temps d'arrêt régulier pour refroidir ses cavités. Cela conduit à un cycle utile de la machine proche de 100%.

2.2.3 Les Halls expérimentaux

Les électrons, ayant atteint l'énergie désirée, sont extraits par des cavités radiofréquences situées au niveau de chaque arc de recirculation, puis séparés spatialement au niveau du switchyard. Finalement, ils sont envoyés vers les halls respectifs. JLab est doté de trois halls expérimentaux équipés d'appareils de mesure spécifiques.

Le hall B [51] est conçu pour l'étude des réactions dont l'état final est constitué de plusieurs particules. Il est équipé d'un détecteur 4π dénommé CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) composé d'un ensemble de bobines supraconductrices générant un champ toroïdal autour du faisceau. La trajectoire des particules chargées sous l'effet de ce champ permet leur identification avec des chambres à fils. Des scintillateurs, un calorimètre et un détecteur Čerenkov sont aussi utilisés pour affiner cette identification et accéder aux particules neutres. le Hall B est également équipé d'un dispositif permettant la production par Bremsstrahlung de photons réels d'énergie définie jouant le rôle de la particule sonde. Avec tous ces détecteurs spécifiques, le Hall B est un endroit idéal pour l'étude de la structure et des états excités du nucléon. Cependant, il est à noter que l'intensité du courant delivrée au hall B n'excède pas quelques dizaines de nA en raison de la proximité des chambres à fils de la cible. Cette faible luminosité par rapport aux deux autres halls est compensée en partie par la large acceptance de CLAS. Une expérience DVCS, complémentaire à celle du hall A, a eu lieu récemment dans le Hall B. Plus de détails sur cette expérience et les nouveaux détecteurs ajoutés peuvent être trouvés dans la référence [47].

Les expériences dans le Hall C [52] peuvent couvrir un large domaine en physique hadronique. En effet, il est doté de deux spectromètres : SOS (Short Orbit Spectrometer) utilisé pour la détection de particules à faible temps de vie, et HMS (High momentum spectrometer) qui est un spectromètre de bonne résolution et pouvant détecter des impulsions jusqu'à 7 GeV/c. En plus de ces équipements standards, le Hall C offre la possibilité d'ajouter d'autres détecteurs pour des expériences spécifiques. L'étude des facteurs de forme (deuton, pion, neutron ...) [53] ou encore récemment l'étude de la contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du proton [54], ne sont que quelques exemples de la physique qu'on peut faire dans le Hall C.

Le Hall A [55] est le hall où a eu lieu l'expérience discutée dans cette thèse. Il est équipé de deux spectromètres de haute résolution HRS (High Resolution Spectrometer) dédiés aux expériences nécessitant des mesures très précises dans un espace de phase restreint (fig. 2.2). Contrairement au hall B, il possède donc une faible acceptance mais cela est compensé par une luminosité environ mille fois plus grande, ce qui permet de couvrir d'autres régions cinématiques en un temps raisonnable. Le programme expérimental s'étend de la mesure des facteurs de forme et des fonctions de structure du nucléon, à celle des fonctions d'onde des noyaux légers, en passant par des mesures d'asymétries de violation de parité. La liste des expériences menées dans le Hall A est donnée en [56].

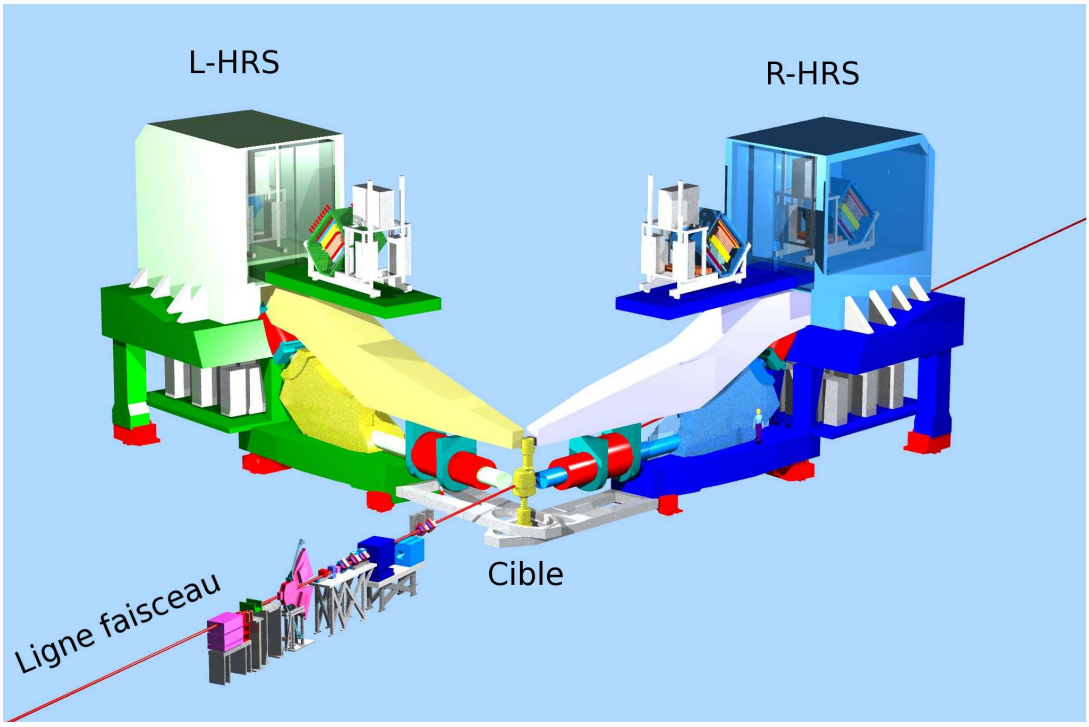


FIG. 2.2 – Vue shématique du Hall A montrant les deux spectromètres de haute résolution, la cible et la ligne du faisceau.

2.3 Hall A

Le Hall A est destiné à accueillir une très haute luminosité (jusqu'à $\approx 10^{39} cm^{-2} s^{-1}$) pour des expériences à grande précision. Il est évident que la seule haute intensité du faisceau est insuffisante pour arriver à cette précision. En effet, Une connaissance précise des caractéristiques du faisceau (énergie, position, etc.), ainsi que des particules détectées après la réaction, est obligatoire pour pouvoir étudier un processus physique et donner par exemple une valeur précise de sa section efficace. Le but de cette section est de décrire brièvement les détecteurs et les instruments de mesure du Hall A dans le cas précis de l'expérience DVCS. Une description plus complète des équipements du hall A se trouve dans la référence [57].

2.3.1 Caractérisation du faisceau

La ligne de faisceau du Hall A est équipée d'une série d'instruments servant à caractériser le faisceau (fig. 2.3). Les grandeurs à connaître étant l'énergie du faisceau, sa

position, son intensité et enfin sa polarisation. Ces mesures sont effectuées en amont de la cible.

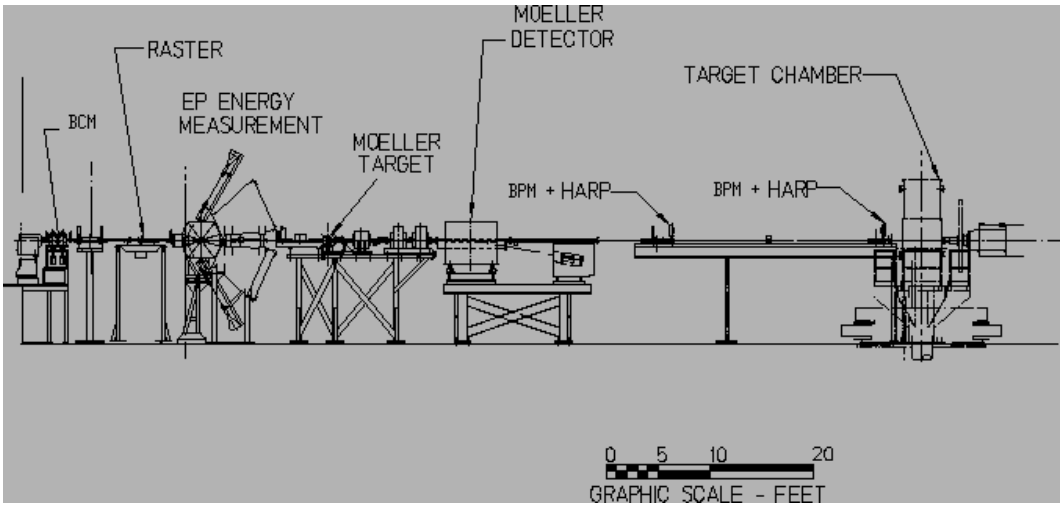


FIG. 2.3 – Vue schématique de la ligne de faisceau du Hall A. Le polarimètre Compton ne figure pas sur cette vue.

2.3.1.1 Mesure de l'énergie

Cette grandeur intervient entre autres dans le calcul de la masse manquante de la réaction (chapitre 5), et par conséquent joue un rôle important dans l'identification du processus étudié. Dans le hall A, deux appareillages effectuent une mesure indépendante de l'énergie du faisceau avec une précision de 2.10^{-4} [58] : il s'agit des dispositifs Arc [59] et ep [60].
Le dispositif ep repose sur une mesure (destructive) de l'angle de diffusion élastique de l'électron et de l'angle du proton éjecté d'une cible de polyéthylène $(CH_2)^n$. Dans une diffusion élastique entre deux corps dont l'un est au repos, la connaissance des angles de diffusion permet de remonter à l'énergie du corps incident. Cependant pour s'affranchir des incertitudes sur l'orientation du faisceau par rapport à sa direction théorique, deux mesures symétriques par rapport à l'axe du faisceau sont utilisées. Un détecteur silicium micro pistes (SDD) permet de mesurer les angles de diffusion avec une précision de quelques μrad. Malheureusement, le dispositif ep n'a pas été en état de marche pendant l'expérience DVCS.
Une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique subie la force de Lorentz et va donc décrire une trajectoire courbe. La connaissance du rayon de courbure ainsi que du champ magnétique appliqué permet de remonter à l'impulsion de la particule. Ce principe de base est utilisé pour déterminer l'énergie du faisceau à JLab. Evidemment, en pratique cette méthode est légèrement plus compliquée car on mesure instantanément l'intégrale du champ magnétique ainsi que les angles de diffusion à quelques μrad près.

La valeur de l'énergie du faisceau, mesurée pendant l'expérience DVCS par le dispositif arc est $5757.2 \pm 1 \pm 1$ MeV.

2.3.1.2 Mesure de la position

La position du faisceau dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation intervient dans le calcul des quadrivecteurs des particules détectés dans l'état final. Théoriquement, les éléments d'optique de focalisation et de positionnement permettent d'obtenir une tâche de faisceau dont l'extension spatiale dans le plan transverse est de l'ordre de 100 μm. Deux moniteurs de position (Beam Position Monitors BPM) [61], l'un placé à 7.524 m avant la cible et l'autre à 1.286 m, déterminent la position de cette tâche dans le plan transverse. Le principe de la mesure se base sur les lois de Lenz : une particule chargée en mouvement induit un champ électrique aux bords d'un fil conducteur placé à proximité, ce signal électrique étant inversement proportionnel à la distance qui sépare la charge du fil. Les deux moniteurs de position sont donc constitués chacun de 4 antennes, ainsi, le rapport des deux signaux électriques mesurés dans deux antennes parallèles nous renseigne sur la distance entre le faisceau et ces deux antennes avec une précision de l'ordre de 100 μm.

2.3.1.3 Mesure de intensité

L'intensité du faisceau intervient dans le calcul de la luminosité et par conséquent dans celui de la section efficace. Le principe de cette mesure est analogue à la méthode de mesure de la position, sauf qu'ici deux cavités radiofréquences (Beam Cavity Monitor BCM) sont utilisées à la place des antennes pour minimiser le bruit et éviter les interférences. La forme des cavités a été choisie de façon à avoir une fréquence de 1499 MHz pour un champ électromagnétique qui se forme à l'intérieur. Les électrons du faisceau, arrivant à la fréquence 1499 MHz, créent par conséquent un champ électromagnétique résonnant à l'intérieur de ces cavités dont l'intensité est proportionnelle à celle du faisceau. Les BCM sont placées à 24.5 m en amont de la cible et mesure l'intensité du faisceau avec une précision meilleure que 5.10^{-3}.
Il est à noter qu'en plus des BPM et des BCM, d'autres instruments sont utilisés régulièrement pour calibrer les mesures effectuées. La valeur moyenne du courant pour l'expérience DVCS varie entre 2.5 μA et 4 μA. Le choix de ces valeurs sera justifié dans la section suivante.

2.3.1.4 Mesure de la polarisation

La taux de polarisation moyen du faisceau est l'un des facteurs à appliquer pour déterminer la différence de sections efficaces polarisées. Pour effectuer cette mesure, on dispose de deux instruments : le polarimètre Compton et le polarimètre Møller.
Comme son nom l'indique, le polarimètre Compton [62] utilise la diffusion Compton entre des photons polarisés circulairement et les électrons du faisceau. L'asymétrie du taux de comptage entre les deux états d'hélicité du faisceau est liée à la polarisation moyenne du

faisceau. La figure 2.4 montre les différents éléments de ce polarimètre. Cette mesure a l'avantage d'être non-destructive et peut donc avoir lieu en même temps que la prise des données DVCS. En effet les électrons qui n'ont pas interagit avec les photons poursuivent leur trajectoire jusqu'à la cible. L'erreur statistique sur la polarisation est négligeable (1% pour 2.5 heures de prise de données), alors que l'erreur systématique est de l'ordre de 2%, dûe essentiellement à la résolution et la calibration du polarimètre Compton.
Le polarimètre Møller, utilise aussi une asymétrie de taux de comptage. La réaction est la diffusion Møller des électrons du faisceau sur les électrons polarisés d'une cible. L'incovénient du polarimètre Møller est sa difficulté d'utilisation. En effet, contrairement au polarimètre Compton, la prise simultanée des données DVCS est impossible pendant la mesure de la polarisation. En plus, une faible intensité du courant est nécessaire pour le bon fonctionnement de ce polarimètre. L'erreur statistique pour 1 heure de prise de données est de 0.2%, alors que l'erreur systématique est de 3%.
La mesure de la polarisation pendant l'expérience DVCS a surtout été faite avec le polarimètre Compton. Comme le montre la figure 2.5, la valeur moyenne trouvée est de $75.32 \pm 0.07 \pm 1.50$ [63].

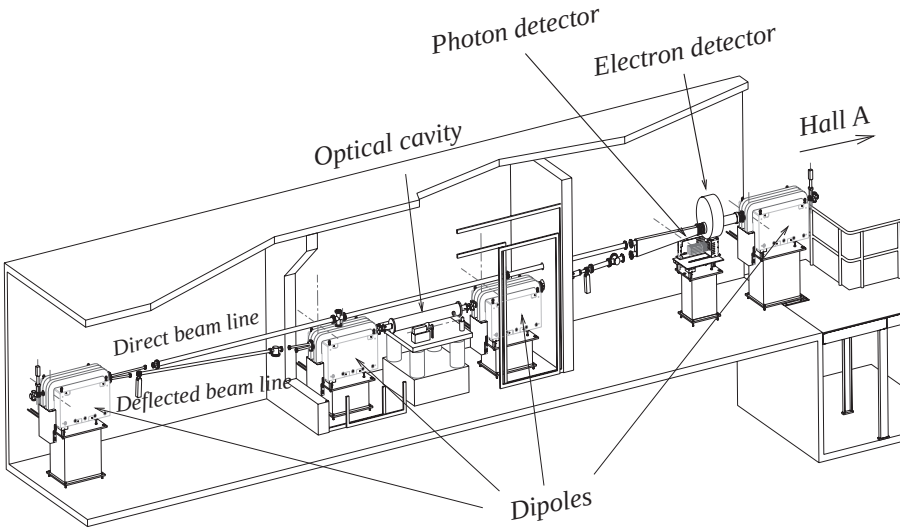


FIG. 2.4 – Vue schématique du polarimètre Compton, montrant les quatre dipôles de la chicane, la cavité optique et les détecteurs du photon et de l'électron.

2.3.2 Les cibles utilisées

2.3.2.1 Cibles cryogéniques

Deux cibles cryogéniques ont été utilisées pour la prise des données DVCS sur le neutron : une cible d'hydrogène liquide et une cible de deutérium liquide. Les deux cibles ont

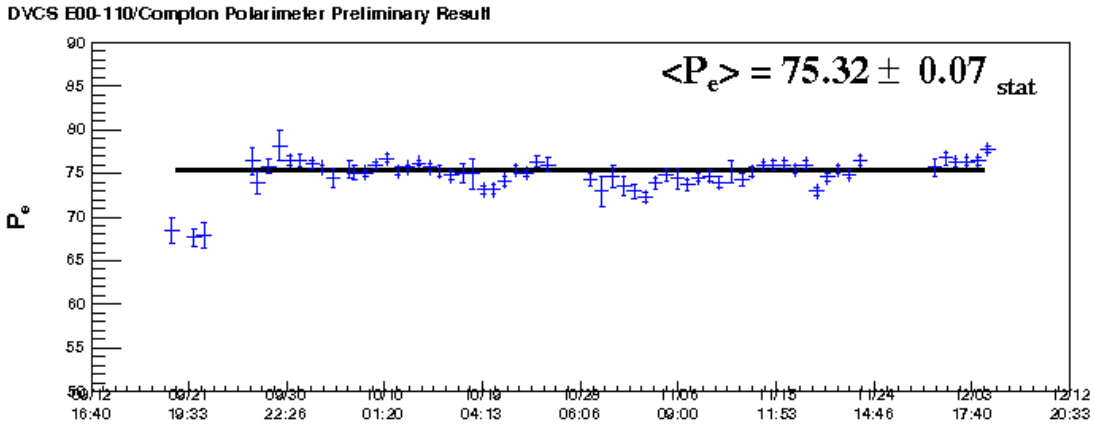


FIG. 2.5 – La polarisation du faisceau durant les deux expériences DVCS.

une forme cylindrique de 15 cm de long et sont contenues dans une enveloppe d'aluminium de faible épaisseur (0.1 mm). La densité de l'hydrogène et du deutérium est respectivement de 0.0723 g/cm^3 et 0.16 g/cm^3. L'état liquide des cibles offre l'avantage d'avoir une grande densité et par conséquent une grande luminosité par nucléon (de l'ordre de quelques 10^{37} cm^{-2}s^{-1}). Par contre, un système complexe d'alimentation des cibles et de circuits de refroidissement est nécessaire dans ce cas pour maintenir une température et une pression constante de l'hydrogène et du deutérium. En effet, le liquide circule à l'intérieur d'une boucle cryogénique afin de limiter les échauffements au niveau du passage du faisceau et de permettre le refroidissement au niveau d'un échangeur de chaleur. Les mesures de température et de pression sont effectuées grâce à des capteurs situés à plusieurs endroits de la boucle de cryogénie.
D'autres cibles solides sont également utilisées durant l'expérience pour effectuer des mesures de contrôle :

1. Optique : il s'agit de 7 feuillles de carbone de 1 mm chacune utilisées pour calibrer l'optique du HRS (voir section suivante) ;

2. Cross hair : c'est une sorte de grillage en aluminium utilisé pour mesurer la position du faisceau relativement à la cible ;

3. BeO : cette cible permet de voir la tache du faisceau sur la cible à travers une caméra placée à l'intérieur de la chambre de réaction ;

4. Cible vide : elle est utilisée pour réduire les radiations reçues par les différents détecteurs en présence du faisceau dans le hall pendant les tests de l'accélérateur.

Toutes les cibles sont montées sur un bras mécanique vertical, contrôlé par ordinateur, permettant le passage rapide d'une cible à une autre. Un exposé plus détaillé sur toutes les cibles du Hall A et l'ensemble du système cryogénique associé est disponible dans la référence [64].

2.3.2.2 Chambre de réaction

Tout le système de cibles, décrit précédemment, est disposé à l'intérieur d'une chambre de réaction sous vide. Cette chambre sphérique en aluminium est construite spécialement pour l'expérience DVCS, remplaçant une ancienne chambre de forme cylindrique (fig. 2.10). Cette nouvelle géométrie permet d'avoir la même perte d'énergie quelque soit la direction des particules dans l'état final. En plus, l'épaisseur de cette nouvelle chambre a été réduite à 1 cm pour permettre aux nucléons éjectés d'atteindre les détecteurs. Aussi, une fenêtre a été aménagée pour les électrons diffusés vers le HRS. Les électrons n'ayant pas interagit dans la cible poursuivent leur chemin à travers un tube faisceau élargi, en direction du *beam dump* placé à l'extérieur du hall, où ils sont arrêtés. Ce tube faisceau élargi contribue à la dimunition du bruit dans les détecteurs DVCS et constitue la raison principale du remplacement de l'ancienne chambre.

2.3.3 Les spectromètres de haute résolution

Le Hall A est doté de deux spectromètres de haute résolution (HRS), permettant de détecter les particules chargées. Chaque spectromètre est composé d'un ensemble de dipôles et de quadripôles (fig. 2.6) afin de sélectionner une petite gamme d'impulsion et d'en faire la spectroscopie. Une analogie avec l'optique pourrait se faire : la cible serait alors une source de lumière polychromatique, et le spectromètre un filtre de lumière placé à un angle donné par rapport à la source. Pour continuer cette analogie, après la sélection d'une gamme de longueurs d'onde, un ensemble de lentilles (les quadripôles) focalise cette lumière et la fait passer par un prisme (le dipôle). La lumière résultante est ainsi séparée spatialement suivant sa longueur d'onde. Avec les HRS, on obtient donc un spectre en impulsions, suivant l'axe vertical, des particules chargées émises dans un angle solide donné. La résolution de ce dispositif est de 2.10^{-4} sur l'impulsion et meilleure que 2 mrad pour l'angle horizontal, sachant que l'acceptance en impulsion est de l'ordre de $\pm 5\%$ et que les acceptances angulaires sont de $\pm$ 30 mrad horizontalement et $\pm$ 60 mrad verticalement. Chaque spectromètre est équipé d'un ensemble de détecteurs (fig. 2.7) pour l'identification et la caractérisation des particules chargées. Le R-HRS (right HRS) étant très similaire au L-HRS (left HRS) et utilisé uniquement pour monitorer la luminosité pendant l'expérience, seuls les détecteurs du L-HRS seront décrits ci-après. D'abord, il y a deux plans parallèles de scintillateurs (S1 et S2) composés respectivement de 6 et 16 lattes, chaque latte correspondant approximativement à une impulsion donnée. Ces deux plans de scintillateurs servent généralement à signer le passage d'une particule chargée dans le spectromètre et déclencher l'électronique d'acquisition. Un détecteur Čerenkov [65], rempli de CO_2 à pression atmosphérique, est placé entre les deux plans de scintillateurs pour

séparer les électrons des particules chargées plus lourdes (pions, protons, etc.). Ce détecteur peut être intégré dans la logique du système de déclenchement suivant la proportion d'électrons et de pions souhaitée. Enfin, deux chambres à fils [66] sont placées dans le plan focal du spectromètre, où la séparation sur l'impulsion est la meilleure, pour reconstruire la trajectoire des particules. Ces deux éléments, munis chacun de deux plans de fils, permettent d'avoir une mesure précise du vecteur impulsion de la particule détectée (électron diffusé dans le cas de l'expérience DVCS), ainsi que la coordonnée longitudinale du vertex d'interaction. Une connaissance précise des champs magnétiques et de l'optique du spectromètre est nécessaire pour pouvoir déterminer ces mesures. A cette fin, des mesures de calibration avec des cibles appropriées (optique, carbone...) sont régulièrement faites pendant la prise de données.
La polarité des HRS peut être choisie pour détecter les particules de charge négative ou les particules de charge positive. Pour l'expérience DVCS, la polarité du L-HRS est négative pour pouvoir détecter les électrons diffusés. Cependant, des données sont acquises avec une polarité positive afin de détecter des pions positifs, dans ce cas les électrons diffusés sont détectés dans le calorimètre électromagnétique. Ces mesures, sur une cible d'hydrogène, avaient pour but d'obtenir un faisceau de neutrons dans la direction du Proton Array afin de calibrer son efficacité de détection.

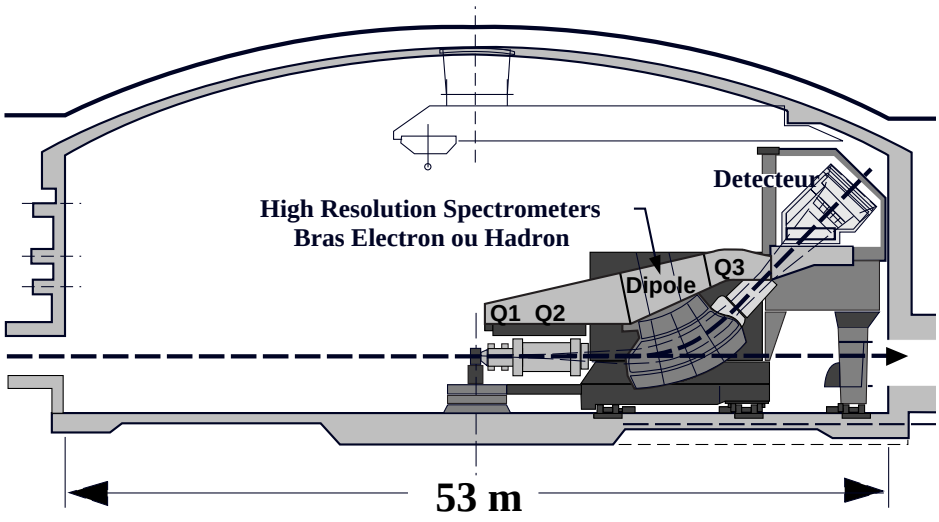


FIG. 2.6 – Vue de profil d'un des spectromètres HRS du Hall A.

2.4 Contexte de l'expérience DVCS sur le neutron

L'expérience DVCS sur le neutron a eu lieu immédiatement après celle sur le proton fin 2004. Rappelons que dans cette dernière expérience, l'électron diffusé est détecté dans le L-HRS et le photon dans un calorimètre électromagnétique. Pour s'assurer de l'exculsivité de la réaction, un détecteur de protons de recul (Proton Array) est aussi utilisé (fig.

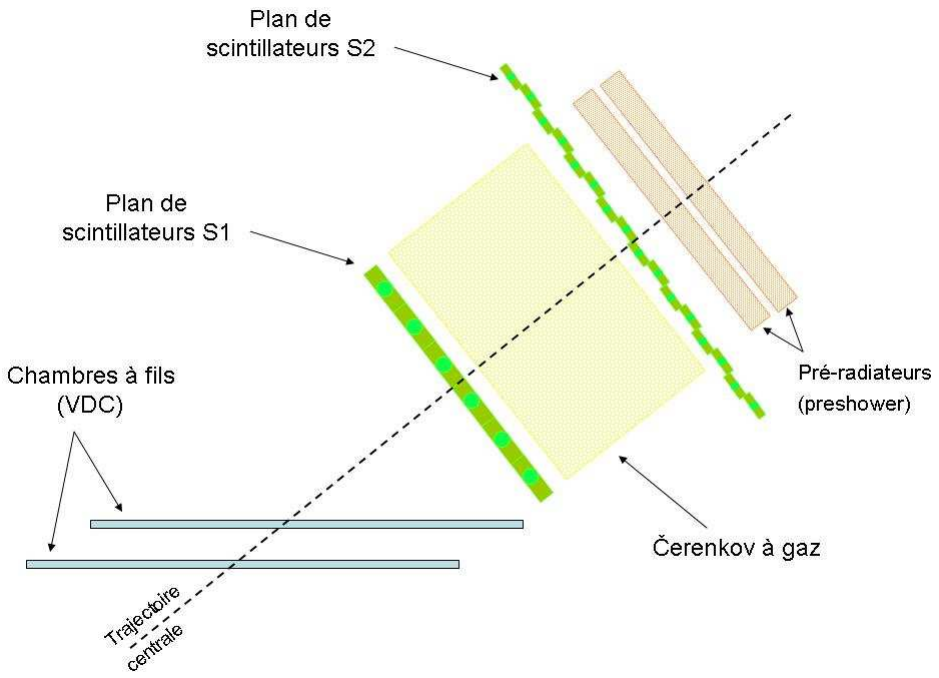


FIG. 2.7 – Représentation de l'ensemble des détecteurs du bras électron. Le pré-radiateur n'a pas été utilisé pour notre expérience.

2.8). Le calorimètre électromagnétique et le Proton Array sont décrits brièvement dans les pages suivantes [48] et [67].

L'expérience DVCS sur le neutron utilise exactement les mêmes équipements. Cependant, avec une cible de deutérium le nucléon de recul peut être soit un proton soit un neutron. L'idée initiale a été donc d'ajouter un détecteur d'étiquetage (Tagger), constitué d'une fine couche de scintillateurs, en face du Proton Array pour signer les protons. Une absence de signal corrélé à une réponse du Proton Array serait dans ce cas la signature d'un neutron. Le chapitre 3 décrit en détail ce nouveau détecteur, conçu et réalisé au LPSC de Grenoble.

La détection de l'électron dans le L-HRS permet d'avoir un photon virtuel dans un angle solide bien défini. Le calorimètre électromagnétique, utilisé pour détecter et caractériser le photon réel, est centré sur ce photon virtuel. L'objectif est une mesure précise du quadrivecteur du photon réel. Il est important de noter que la seule connaissance précise de l'électron diffusé et du photon permet d'identifier le processus DVCS par la technique de la masse manquante. En d'autres termes, si le calorimètre a suffisamment de résolution expérimentale, toute l'analyse et l'extraction des données physiques pourrait se faire avec le spectromètre et le calorimètre uniquement. Cette remarque primordiale est valable pour l'expérience sur le proton et l'expérience sur le neutron (chapitre 6). Comme mentionné

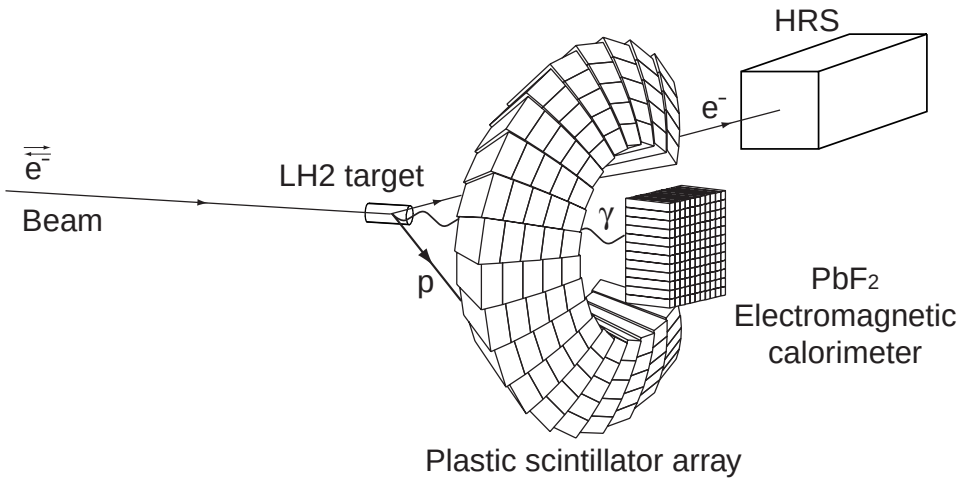


FIG. 2.8 – Les detecteurs de l'experience DVCS.

précédemment, le hall A peut recevoir jusqu'à 120 μA de courant sur une cible d'hydrogène ou de deutérium. Or, il est dangereux de travailler avec des valeurs de luminosité si haute avec des détecteurs à proximité de la cible, car contrairement aux HRS qui ont tous leurs détecteurs à une vingtaine de mètres du point d'interaction, le calorimètre électromagnétique devait être placé à environ un mètre de la cible. Cette distance est le fruit d'un compromis entre le domaine cinématique couvert (sur le transfert au nucléon t), la résolution expérimentale souhaitée et enfin la taille (donc le coût) du calorimètre. Aussi, la valeur du courant choisie (entre 2.5 et 4 μA) est un compromis entre la statistique nécessaire pour extraire les résultats physiques, la résolution expérimentale et enfin les dommages par radiation qu'aurait subi l'ensemble des détecteurs.
Cela dit, avant le démarrage des deux expériences, une inconnue de taille a fait l'objet de toute cette prudence quant à utiliser des détecteurs de recul : c'est l'effet du bruit électromagnétique sur la résolution expérimentale. Cette prudence était justifiée, mais heureusement, la résolution a été suffisamment bonne pour pouvoir travailler qu'avec deux détecteurs (HRS et calorimètre) comme le montrera le chapitre 6 de ce manuscrit.

2.5 Equipements DVCS dans le Hall A

Jusqu'ici, seuls les équipements standards du hall A ont été presentés. Cette section montre les détecteurs spécifiques développés et utilisés dans l'expérience DVCS.

2.5.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique devait remplir les conditions suivantes :

1. avoir une bonne résolution en énergie et en position sur le photon détecté ;

2. avoir une résistance aux éventuels dommages causés par les radiations ;
3. être compact à cause de la petite place disponible à un mètre de la cible ;
4. être insensible, au maximum, au bruit hadronique et au bruit électromagnétique de basse énergie.

Le choix de la géométrie a été donc le suivant : une matrice de 12 x 11 blocs (132 au total) en PbF2 qui présente l'avantage d'avoir une grande densité (7.77 g/cm^3) et donc d'être à la fois compact et capable d'arrêter les photons DVCS. En plus, la détection avec le PbF2 se fait par l'émission de lumière Čerenkov, ce qui le rend insensible aux particules chargées ayant un β inférieur à 0.487 (exemple les électrons de moins de 80 KeV). De plus, la largeur d'un signal lumineux Čerenkov est moins importante que dans le cas d'un scintillateur , d'où une meilleure facilité de détection en cas d'empilement de signaux. La taille de chaque bloc est de 3 x 3 cm^2 car le rayon de moliére d'une gerbe est de 2.2 cm, et la longueur est de 18.6 cm, correspondant à 20 longueurs de radiation. Tous les blocs sont séparés par une fine couche de Tedlar© pour éviter la fuite de lumière d'un bloc vers un autre. Cette lumière est détectée par des photomultiplicateurs (Hamamatsu R7700) compacts et rapides pour être transformée en signal électrique. Typiquement selon le Monte Carlo, 1000 photons Čerenkov sont émis par GeV d'énergie déposée et la gerbe d'un photon DVCS de 3 GeV se développe sur 9 blocs adjacents.

Un système de LED (Light Emitting Diodes) a été mis en place pour monitorer la calibration de chaque bloc pendant l'expérience (voir [67] et [48]). Malheureusement, la nature des dommages par radiations n'a pas permis une utilisation escomptée de ce système. D'autres méthodes de calibration, exposées dans le chapitre 4, ont par conséquent été utilisés pour remédier à ce problème.

2.5.2 Le Proton Array

Ce détecteur a pour but d'assurer l'exclusivité de la réaction en détectant le nucléon de recul. Le calorimètre électromagnétique étant centré sur la position moyenne des photons virtuels, la condition de coplanarité entre le photon réel et le nucléon de recul définit la géométrie du Proton Array. En d'autres termes, à chaque cercle effectif du calorimètre (ensemble des positions d'un photon d'énergie donnée), il existe un cercle de même centre (le photon virtuel) que le précédent entourant le calorimètre et qui représente la position du nucléon de recul associé, dans le plan du calorimètre. Vu, que le calorimètre n'a pas une forme circulaire, le Proton Array devait par conséquent avoir une géométrie compliquée. Pour des raisons de simplicités et de place disponible dans le hall A, la forme finale choisie est une 3/4 de couronne (fig. 2.9). Le quart manquant correspond à l'emplacement du tube faisceau sortant (fig. 2.10).
La couverture angulaire polaire du Proton Array par rapport au photon virtuel est entre 18° et 38°. L'angle minimal est imposé pour ne pas masquer une partie du calorimètre tandis que L'angle maximal est justifié par le domaine en t couvert par le calorimètre. Le Proton Array est composé de 100 blocs de scintillateurs (EJ400) formant cinq couronnes

adjacentes, chaque couronne étant destinée à couvrir un certain intervalle pour la variable t. La longueur des blocs est de 30 cm, ce qui laisse espérer une efficacité de 30% pour la détection des neutrons de reculs. Chaque bloc est équipé d'un photomultiplicateur (XP2972).
Le détecteur d'étiquetage est placé juste devant ce detecteur, couvrant approximativement les mêmes angles polaires et azimutaux que le Proton Array. Le chapitre 3 sera consacré entièrement à ce détecteur.

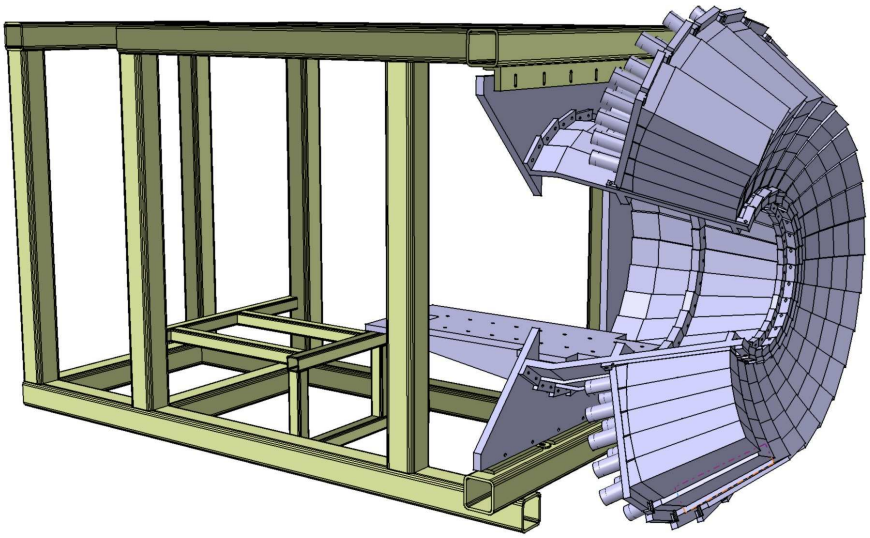


FIG. 2.9 – Vue du Proton Array ; la forme des blocs épouse celle de la chambre de réaction ; le calorimètre électromagnétique, non representé sur cette vue, est placé juste en amont du Proton Array, à l'intérieur de celui-ci.

2.6 Electronique associée

Contrairement aux détecteurs du L-HRS, les équipements spécifiques DVCS (calorimètre, Proton Array, Tagger) sont placés à une distance très proche de la cible (1.1 m pour le calorimètre et 0.65 m pour le tagger) et centrés sur un angle de 18.25 degrés par rapport au faisceau. Ceci implique un taux de bruit électromagnétique assez important pour tous les blocs utilisés. Ce bruit de basse énergie se traduit par une composante continue de lumière (Čerenkov ou de scintillation) vue par les PMs et donc par un courant de fuite qui dégrade et limite leur durée de vie. Aussi, pour enlever cette composante continue des données enregistrées, chaque PM est suivi d'un couplage capacitif.
La grande luminosité instantanée pendant l'expérience implique un taux de comptage assez important dans les détecteurs. Ce taux de comptage varie d'un bloc à un autre et il

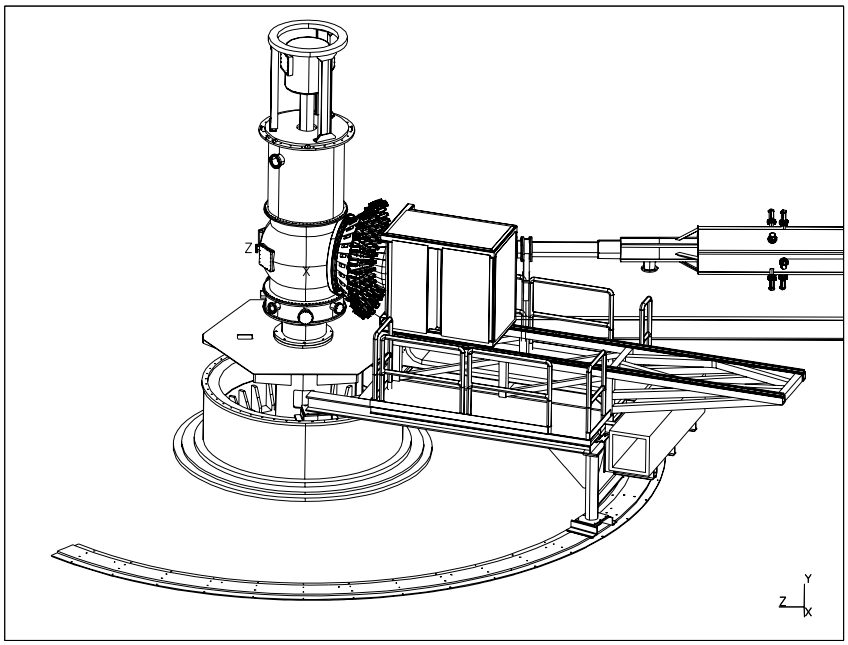


FIG. 2.10 – Position des détecteurs DVCS par rapport à la chambre d'interaction.

est évidemment plus important pour les détecteurs les plus proches de la cible (Tagger) et les blocs les plus proches du faisceau. Pour donner une idée sur ce taux de comptage, il n'est pas impossible d'avoir cinq, voire six, signaux dans une fenêtre en temps de 100 ns dans les blocs ou l'environnement électromagnétique est le plus "hostile" ! Cela a deux conséquences importantes :

1. l'utilisation d'ADC et de TDC traditionnels est impossible pour maintenir une bonne résolution sur l'énergie déposée et le temps de coïncidence dans un détecteur donné ; l'empilement des signaux serait la cause majeure de la dégradation de la résolution dans ce cas.

2. l'acquisition des données doit être conçue de façon à éviter l'enregistrement de tout ce que l'on détecte (donc essentiellement du bruit) et réduire au maximum le temps d'acquisition (ou le temps mort de l'acquisition).

Les trois paragraphes suivants décrivent l'électronique utilisée [67] durant les expériences DVCS.

2.6.1 Analog Ring Sampler (ARS)

Il s'agit d'un ensemble de 128 cellules capacitives qui enregistrent en continu, sous forme analogique, les signaux électriques issus d'un bloc donné avec une fréquence de 1 GHz. Lorsqu'un signal *STOP* les arrête, la charge de chaque cellule est proportionnelle au signal d'entrée pour la nanoseconde associée. Les 128 valeurs, enregistrées et codées sur 12 bits (après réception d'un signal *VALID*), représentent alors la forme du signal pendant les 128 dernières nanosecondes. Ce système peut être vu comme un oscilloscope numérique relié à chaque bloc ou encore comme 128 ADC qui intègrent chacun le signal sur une nanoseconde. La figure 2.11 donne l'exemple d'un signal codé par les ARS ; l'avantage de ce genre de dispositif est de séparer deux signaux qui arrivent quasiment en même temps. Cette séparation est impossible avec un ADC traditionnel, car la valeur donnée en ce cas est la somme de toute la charge enregistrée des signaux se trouvant dans l'intervalle d'intégration. Une analyse en forme des données ARS est nécessaire par la suite pour déterminer la charge de chaque impulsion et par conséquent l'énergie déposée dans le bloc par chaque particule détectée.
En conclusion, il est facile de constater que 128 valeurs caractérisent mieux un signal (en temps et en charge) qu'une simple valeur pour la charge (ADC) et pour le temps (TDC). L'inconvénient est cependant d'enregistrer 128 valeurs au lieu de 2. En effet, chaque bloc du calorimètre, du Proton Array et chaque latte du détecteur d'étiquetage est relié à un ARS, d'où au total 128 x (132+100+57) valeurs à enregistrer pour chaque événement ! Bien sur, cela se répercute sur le temps d'acquisition et par conséquent le temps mort de l'expérience. Vu que le choix des ARS ne peut être abondonné à cause des forts taux de comptage et de la résolution souhaitée, un système d'acquisition intelligent s'impose pour ne pas lire la totalité des voies.

2.6.2 L'acquisition des données

Parmi la multitude d'événements pouvant se produire avec une luminosité de quelques 10^{37} cm^{-2}s^{-1}, seuls les événements ressemblant à un processus DVCS sont enregistrés. Un électron détecté dans le L-HRS et un signal dans le calorimètre sont le minimum requis pour déclencher l'acquisition d'un événement :

1. Une particule de charge négative doit être signalée dans le L-HRS. Cela se fait, comme mentionné précédemment, par l'intermédiaire d'une coïncidence entre les scintillateurs S1 et S2. La présence d'un signal dans le détecteur Čerenkov est requise pour éliminer une grande partie des pions négatifs. Il est à noter que pour contrôler la calibration du calorimètre, des données avec des pions (donc absence de signal Čerenkov) ont été enregistrés en mettant un facteur de prescale sur ce genre d'événements. Lorsqu'un candidat électron est détecté dans le L-HRS, un signal *STOP* arrête tous les ARS connectés aux voies du calorimètre, du Proton Array et du détecteur d'étiquetage. Un deuxième niveau de décision intervient alors par l'intermédiaire du calorimètre :

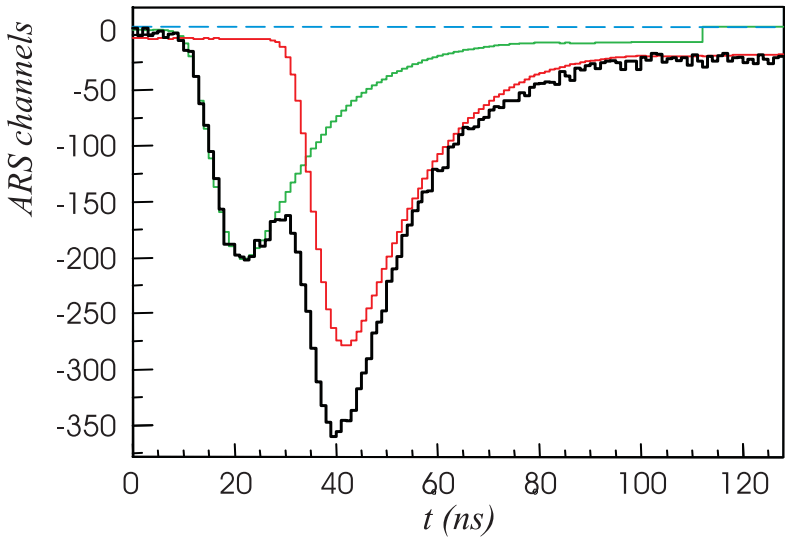


FIG. 2.11 – Un signal codé par les ARS et contenant deux impulsions ; une analyse en forme permettrait par la suite de déterminer l'énergie déposée par chacune des deux particules.

2. Un module trigger spécialement conçu pour le calorimètre, doit prendre la décision d'enregistrer ou pas l'événement. Cette décision se base sur le fait que les photons DVCS ont une énergie plus grande que 2 GeV dans la cinématique de l'expérience et que les gerbes électromagnétiques crées se développent typiquement sur 9 blocs. Un seuil par bloc en énergie semble être une solution possible pour ne pas enregistrer toutes les données ARS. Cependant, 90% de l'énergie est déposée dans un seul bloc compte-tenu du profil exponentiel de la gerbe électromagnétique. Par conséquent, un seuil très haut empêche l'enregistrement de tous les blocs ou la gerbe a été developpée et donc dégrade la résolution expérimentale. En revanche, un seuil très bas permet l'enregistrement de "tout et n'importe quoi" et donc n'est pas très efficace. Une solution intermédiaire est alors de mettre un seuil par groupe de 4 blocs jointifs. En pratique, cela est fait de la manière suivante :
   Quand le module trigger du calorimètre reçoit un signal positif du L-HRS (candidat électron), le signal de chaque PM du calorimètre est intégré sur un intervalle de 60 ns à l'aide d'un flash-ADC d'une résolution de 7-bit. Ensuite, comme le montre la figure 2.12, il calcule la somme de cette intégrale pour tous les carrés possibles de quatre blocs (au total 110 sommes à faire pour 132 blocs). Toutes les sommes sont ensuite comparées à un seuil équivalent à 1.2 GeV pour décider de l'enregistrement des données ARS des carrés associés. De cette façon, tous les ARS susceptibles de contenir des informations sur le dépôt d'énergie d'une particule (candidat photon DVCS) sont enregistrés. En plus, vu la valeur du seuil, une large partie des particules déposant moins de 1.2 GeV est éliminée des données enregistrées. Maintenant, il est

naturel de penser à augmenter le seuil à 2 GeV par exemple au lieu de 1.2 GeV, vu l'énergie des photons DVCS. Deux raisons s'opposent à cette augmentation : Premièrement, parler en termes d'énergie pour le seuil n'est pas très correct sauf si la correspondance entre l'énergie déposée et la valeur ADC mesurée est parfaitement connue pendant toute la durée de l'expérience. La variation du gain des blocs (chapitre 4) et l'effet de la résolution expérimentale sur l'énergie déposée justifie le choix d'une valeur inférieure à 2 GeV. Deuxièmement, il est impératif d'enregistrer des événements où des pions neutres sont détectés dans le calorimètre pour pouvoir soustraire une source importante de contamination du DVCS (chapitre 6). Pour pouvoir détecter les deux photons, issus d'un pion ayant une énergie comparable à un photon DVCS, le seuil doit être donc largement inférieur à 2 GeV (de l'ordre de 1 GeV).

11	23	35	47	59	71	83	95	107	119	131
10	22	34	46	58	70	82	94	106	118	130
9	21	33	45	57	69	81	93	105	117	129
8	20	32	44	56	68	80	92	104	116	128
7	19	31	43	55	67	79	91	103	115	127
6	18	30	42	54	66	78	90	102	114	126
5	17	29	41	53	65	77	89	101	113	125
4	16	28	40	52	64	76	88	100	112	124
3	15	27	39	51	63	75	87	99	111	123
2	14	26	38	50	62	74	86	98	110	122
1	13	25	37	49	61	73	85	97	109	121
0	12	24	36	48	60	72	84	96	108	120

9	9	8	10	9	10	8	9	8	8	10
11	10	11	11	9	12	11	9	9	8	9
9	8	9	9	9	8	8	8	9	6	9
9	9	10	9	8	9	7	8	9	10	9
9	8	8	10	9	10	8	8	7	17	8
9	8	8	9	9	9	8	9	5	4	12
9	8	8	9	9	10	11	8	8	7	10
9	10	9	15	9	9	12	9	41	15	5
9	9	9	9	10	9	9	7	14	12	10
9	9	8	8	9	10	8	10	10	8	12
9	10	10	9	9	9	9	8	7	9	9
9	8	9	9	9	9	10	7	8	8	8

FIG. 2.12 – Gauche : La numérotation des blocs du calorimètre et un exemple de deux carrés pour lesquels on calcule la somme des ADC. Droite : Valeurs ADC pour chaque bloc, le piedestal étant autour de 9 canaux. Dans ce cas particulier, il y a 9 blocs à enregistrer (entourés en jaune) car 4 carrés dépassent le seuil qui est ici de 60 canaux ADC.

Le module trigger du calorimètre met 340 ns pour faire tous les calculs de somme et choisir les données ARS à enregistrer. Si aucun carré du calorimètre ne dépasse le seuil requis, un signal *CLEAR* remet de nouveau en route l'échantillonage des données ARS de tous les détecteurs (Proton Array et détecteur d'étiquetage compris) avec un temps mort total de 500 ns environ. Si par contre, au moins un carré dépasse le seuil, les ARS correspondants sont enregistrés avec un temps mort résultant de 128 μs. Toutes les données ARS du Proton Array ne sont pas enregistrées dans ce cas, par soucis de réduire le temps mort de l'expérience. En effet, seule une partie des blocs du Proton Array est lue. Le choix de cette partie à enregistrer est basé sur la condition de coplanarité entre le nucléon de

recul et le photon. Rappelons que vu la faible acceptance du L-HRS, le photon virtuel est émis dans une petite région angulaire autour de laquelle est centré le calorimètre (le point d'impact imaginaire du photon virtuel couvre environ 4 blocs du calorimètre). Avec la connaissance des blocs à lire du calorimètre et donc la position du photon (candidat DVCS), la région ou les blocs à enregistrer du Proton Array peuvent alors être déterminés. Une table de correspondance a donc été établie sur la base d'une simulation GEANT 3.21 qui contient une description réaliste de tous les détecteurs DVCS. La figure 2.13 montre les blocs du Proton Array correspondant à chaque carré du calorimètre. Il est à noter qu'aucun seuil n'a été appliqué sur l'énergie déposée dans le Proton Array pour pouvoir détecter les neutrons de recul ainsi que les protons de faible énergie. La communication entre le module trigger du calorimètre et l'électronique du Proton Array pour le choix des ARS à enregistrer a été possible grâce à un module multiplexer (MUX) [67]. Pour le détecteur d'étiquetage, toutes les données ARS ont été enregistrées pour chaque événement.

Avec un courant de 4 μA et donc une luminosité instantanée de 4.10^{37} cm^{-2}s^{-1}, le temps mort moyen pour l'expérience DVCS sur le neutron a été de 38%.

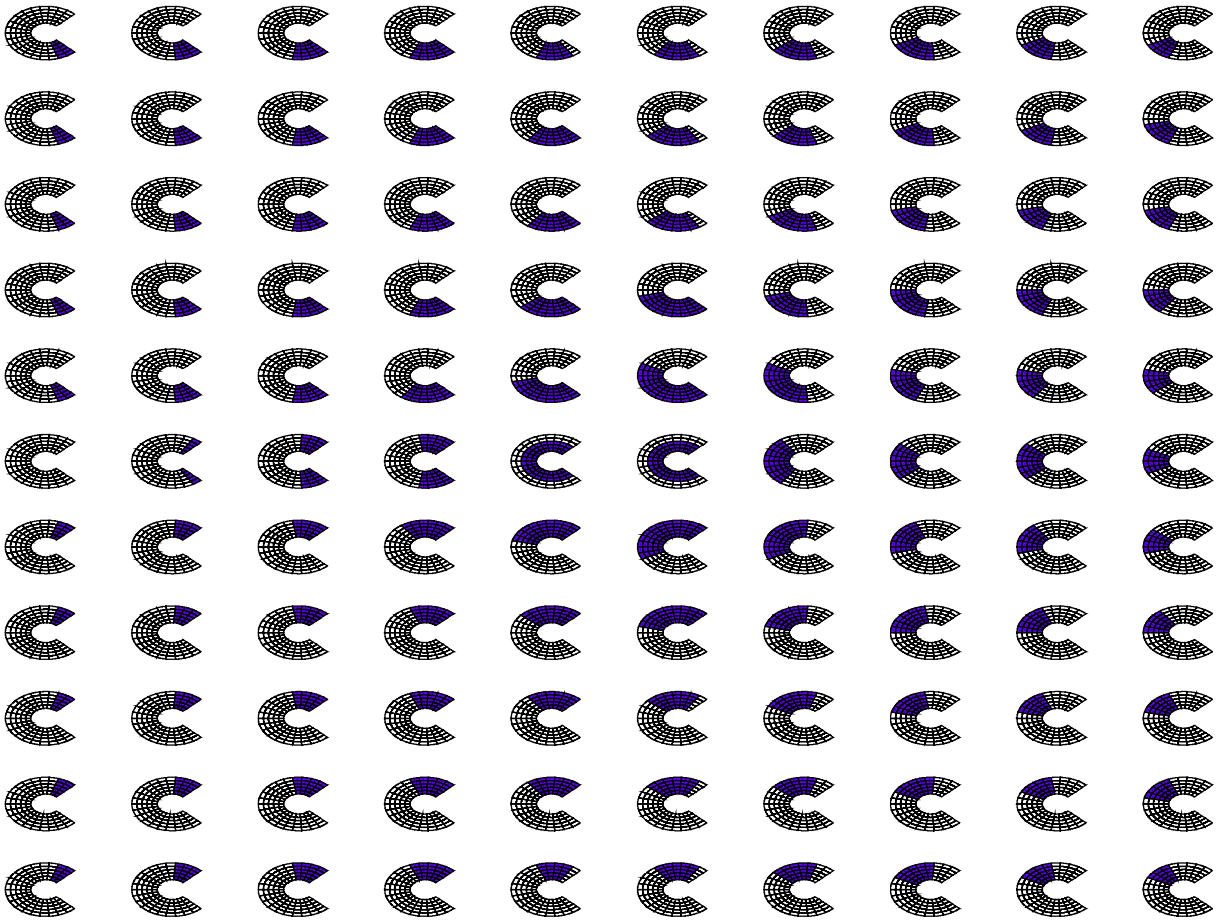


FIG. 2.13 – Table de correspondance entre les carrés du calorimètre enregistrés (voir numérotation dans fig. 2.12) et les blocs à lire du Proton Array ; chaque dessin correspond à un carré du calorimètre (donc 10×11 dessins) et montre les blocs à lire (en bleu) du Proton Array.

Chapitre 3

Détecteur d'étiquetage

3.1 Préambule

Le chapitre précédent a présenté les détecteurs utilisés dans l'expérience DVCS sur le neutron et en particulier le Proton Array qui sert à détecter les nucléons de recul. Avec une cible de deutérium, un détecteur d'étiquetage placé devant le Proton Array est nécessaire pour pouvoir discriminer les neutrons de recul des protons.
L'expérience DVCS sur le neutron a été acceptée en 2003, soit trois années après celle sur le proton et une année avant les prises de données. L'idée principale était de placer une fine couche de scintillateurs entre la chambre de réaction et le Proton Array. La liberté de manoeuvre pour construire ce nouveau détecteur était très restreinte, vu les contraintes suivantes :

1. l'espace disponible entre la chambre de réaction et le Proton Array n'est que d'une dizaine de centimètres ;
2. le fort taux de radiation et de comptage à cette distance de la cible ;
3. l'uniformité de la réponse de tous les éléments de ce détecteur pour éviter les fausses asymétries ;
4. enfin, le temps nécessaire pour l'étude, la construction et la mise en oeuvre de ce détecteur.

L'étude et la construction du détecteur d'étiquetage a été confiée au LPSC Grenoble. Ce chapitre présente les différentes étapes de cette étude ainsi que les tests qui ont conduit à la configuration finale de ce détecteur.

3.2 Géométrie du détecteur

Dans un scintillateur, les particules chargées interagissent principalement par des effets coulombiens avec les atomes d'hydrogène et de carbone. Ceci conduit à une excitation de ces atomes suivie par une désexcitation qui s'accompagne de l'émission d'un photon

(lumière de scintillation). Le neutron étant une particule électriquement neutre, son interaction par ionisation avec le scintillateur est inexistante. Par contre, le neutron peut interagir avec les protons du scintillateur et leur communiquer une fraction de son énergie. Cela a pour effet d'avoir une efficacité de détection des neutrons non-nulle. Il est facile de voir, que la probabilité d'interaction d'un neutron avec les protons du scintillateur est proportionnelle à la distance parcourue dans ce matériau, par conséquent l'efficacité de détection est proportionnelle à la taille du scintillateur. En pratique, on compte une efficacité de 1%/cm pour des neutrons ayant une énergie voisine de 500 MeV (énergie des nucléons de recul du DVCS).
Avec ces chiffres, nous avons donc un moyen expérimental pour discriminer par exemple un faisceau de protons et un faisceau de neutrons : utiliser une fine couche de scintillateur. Cependant, l'absence de signal dans cette fine couche ne correspond pas nécessairement au passage d'un neutron. En effet, s'il n'y a pas de particule incidente au moment de la mesure, on ne risque pas d'obtenir un signal dans le détecteur ! Par conséquent, il est important de pouvoir détecter les neutrons avec un autre dispositif expérimental fonctionnant en coïncidence avec la fine couche de scintillateur : c'est le rôle du Proton Array. Rappelons que ce dernier détecteur est composé de 100 blocs de scintillateurs faisant 30 cm de long conduisant à une efficacité empirique de 30% pour la détection des neutrons. Il est naturel de penser à mettre une fine couche de scintillateur devant chaque bloc, malheureusement ce choix est impossible car chaque couche doit être connectée à un PM qui risquerait d'écranter les blocs du Proton Array. La solution est donc de mettre une latte de scintillateur devant chaque groupe de 5 blocs (une tour) du détecteur de recul. Dans ce cas, le PM de chaque latte est en dehors de l'acceptance angulaire du Proton Array.
Une contrainte imposée au détecteur d'étiquetage est la bonne résistance aux radiations et une insensibilité maximale au bruit électromagnétique de basse énergie et donc aux taux de comptage. Pour satisfaire ces deux conditions, un blindage servant à protéger l'électronique (PM+bases électriques) et à réduire le taux de comptage est donc utilisé. Le paragraphe suivant décrit la géométrie finale du détecteur d'étiquetage et les grandes lignes de l'étude réalisée pour parvenir à ce résultat.

3.2.1 Choix des matériaux et optimisation de leurs épaisseurs

La détermination des épaisseurs du blindage et des lattes de scintillateur a fait l'objet d'une étude [68] dont les résultats sont présentés ci-après. Cette étude est faite avec une simulation GEANT 3.21 qui génère du bruit de fond électromagnétique dans les détecteurs. Elle se base sur l'évolution du taux de comptage dans les lattes en fonction de l'épaisseur du blindage et des scintillateurs.
Il a été montré qu'une faible épaisseur (<1 cm) du blindage conduit à un bruit électromagnétique très élevé dans les lattes. Une épaisseur plus grande (>2 cm) conduit également à des taux de comptage importants car dans ce cas il y a production massive de rayons X par effet Bremsstrahlung. La largeur optimale trouvée est de 1 cm pour un blindage en Fer. Pour les lattes de scintillateurs, il est naturel de penser à utiliser une épaisseur très fine pour diminuer l'efficacité de détection des neutrons. Or, une épaisseur très fine conduit

aussi à un faible dépôt d'énergie pour les protons de recul. Par conséquent, ils risquent d'être noyés dans le bruit électromagnétique de basse énergie rendant alors impossible la discrimination neutron-proton. Dans la logique des systèmes élaborés, l'absence de signal dans une latte étiquette un neutron uniquement s'il y a une distinction claire du signal déposé par le proton. L'épaisseur choisie pour les scintillateurs (ELJEN EJ200) est donc de 2 cm.
Pour éviter les zones mortes entre deux lattes adjacentes d'une part, et réduire l'efficacité globale de détection des neutrons (2% pour 2 cm) d'autre part, une deuxième couche de lattes a été ajoutée. Cette couche est décalée par rapport à la première suivant l'angle azimutal. De cette façon, un proton passant par les interstices (zones mortes) de la première couche et risquant donc d'être identifié comme un neutron, laisse forcément un signal dans la deuxième couche qui trahira la nature de sa charge. De plus, en travaillant avec une coïncidence entre les 2 couches, l'efficacité de détection des neutrons est réduite à 0.04% (2%×2%).
Pour des raisons mécaniques, une couche d'aluminium de 3 mm est ajoutée entre les deux couches de scintillateurs. Elle a pour but de fournir un support mécanique de maintien pour les différentes lattes. Aussi, une autre couche d'aluminium, identique à la première, est placée après le deuxième niveau de lattes pour fermer l'ensemble du détecteur et fournir une étanchéité à la lumière extérieure.

Les mêmes simulations montrent qualitativement une différence assez importante au niveau des taux de comptage entre les lattes proches du faisceau et celles situées au centre du détecteur. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par des tests avec faisceau d'une tour du Proton Array. En effet, suivant la position de la tour relativement au faisceau, certains blocs reçoivent un taux de comptage très élevé et deviennent donc inutilisables pendant l'expérience. Pour réduire ce taux, une géométrie appropriée pour les lattes concernées est choisie. Un découpage en deux de ces lattes et une réduction de leurs longueurs (pour ne pas couvrir les blocs "dangereux" du Proton Array) ont conduit à la géométrie finale du détecteur d'étiquetage comme le montre la figure 3.1.

3.2.2 Optimisation des lattes de scintillateurs

La dernière étape consiste à finaliser la géométrie et les dimensions des lattes de scintillateurs. L'étude discutée précédemment [68] se base sur une géométrie difficile à réaliser en pratique, puisque les lattes étaient des portions de sphère centrées sur la cible. Des lattes planes dont la géométrie permet d'occuper le même angle solide qu'avant, vu de la cible, sont donc utilisées à la place. Pour des raisons de coût, il est aussi indispensable d'utiliser le plus possible de volumes identiques. Enfin pour l'assemblage mécanique final, les éléments du détecteur doivent être réalisés de telle manière qu'il ne puisse y avoir d'ambiguïté sur le positionnement de chacun. En tenant compte de ces contraintes, la géométrie typique des lattes est comme le montre la figure 3.2.

Les dimensions des lattes de la première couche de scintillateurs diffèrent légèrement de celles de la deuxième couche. Si on ajoute à cela quatre formes différentes pour les demi-lattes de chaque couche, et une dimension particulière pour trois lattes spécifiques (pour

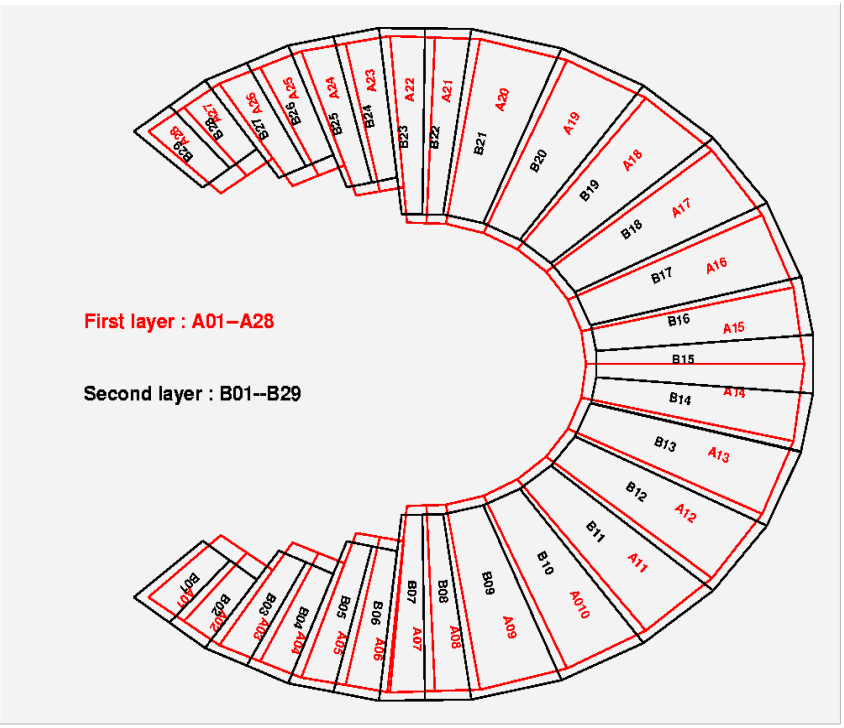


FIG. 3.1 – La géométrie des 57 scintillateurs composant le détecteur d'étiquetage.

des raisons mécaniques), on obtient au total 11 formes différentes pour les 57 lattes composant le détecteur d'étiquetage (fig. 3.1). Chaque scintillateur est placé perpendiculairement à l'angle polaire 18 degrés et de façon à être tangent aux lattes sphériques équivalentes. La géométrie finale de l'ensemble des scintillateurs, ainsi que les différents éléments de blindages et de supports mécaniques, ont été implémentés dans la simulation GEANT afin de vérifier les résultats qualitatifs des études de bruit de fond obtenus précédemment. Cette simulation, qui confirme globalement les conclusions de l'étude précédente, a aussi servi par la suite pour faire d'autres études comme l'efficacité du discernement neutron-proton avec l'ensemble des détecteurs de recul [69].

3.3 Electronique associée

Les scintillateurs sont reliés à des PM (Hammamatsu R7877) qui ont les mêmes caractéristiques que ceux du calorimètre électromagnétique. Ce sont des PM à huit étages qui ont l'avantage d'être compacts et rapides. Une base électrique à deux étages, conçue au LPSC Grenoble, est connectée à chaque PM pour distribuer la haute tension (HT) aux huit étages. En plus du couplage capacitif qu'elle offre, éliminant ainsi la composante continue du bruit électromagnétique, elle amplifie le signal à la sortie du PM par

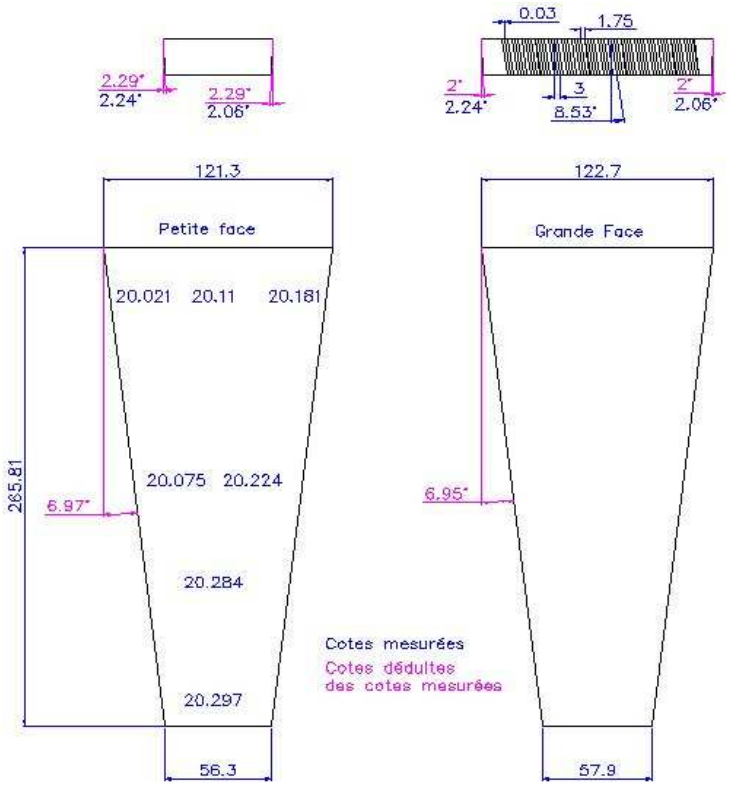


FIG. 3.2 – géométrie et dimensions typiques d'un scintillateur.

un facteur 10. L'amplitude du signal à la sortie de cet ensemble est donné par la formule suivante :

$$A = \alpha(HT)^{\beta} \tag{3.1}$$

ou α et β sont respectivement des caractéristiques de l'ensemble base-PM et du PM. Une série de tests a été effectuée afin de mesurer ces deux valeurs pour l'ensemble des PM du détecteur d'étiquetage. De plus, des courbes de gains en fonction de la HT appliquée ont été établies [70].

3.4 Collection de la lumière

Pour éviter les fuites de lumière d'un scintillateur à un autre, chaque latte est couverte par un habillage noir en Tedlar©. La seule enveloppe noire d'étanchéité est insuffisante pour assurer un rendement acceptable de la collection de la lumière produite dans le scintillateur. Un habillage supplémentaire réfléchissant doit donc être mis entre le scintillateur et le Tedlar©. Le choix de la nature de cet habillage a fait l'objet d'une étude présentée ci-après. Comme mentionné précédemment, le PM et sa base électrique sont connectés au scintillateur au niveau de sa partie supérieure en dehors de l'acceptance angulaire du

Proton Array. Or vu la largeur des scintillateurs ($\approx 10\times 2$ cm^2) et la surface active du PM (2×2 cm^2), il peut y a voir des zones mortes dans les coins du scintillateur. En effet, une lumière produite dans ces zones a peu de chance d'atteindre le PM. Or une des contraintes imposées au détecteur d'étiquetage est l'uniformité de sa réponse quelque soit la position du proton de recul. Il est egalement important d'optimiser la nature de la connection entre le PM et le scintillateur afin d'avoir un rendement uniforme de la collection de lumière. Ces deux études sont décrits brièvement dans les paragraphes suivants [71].

3.4.1 Banc de test

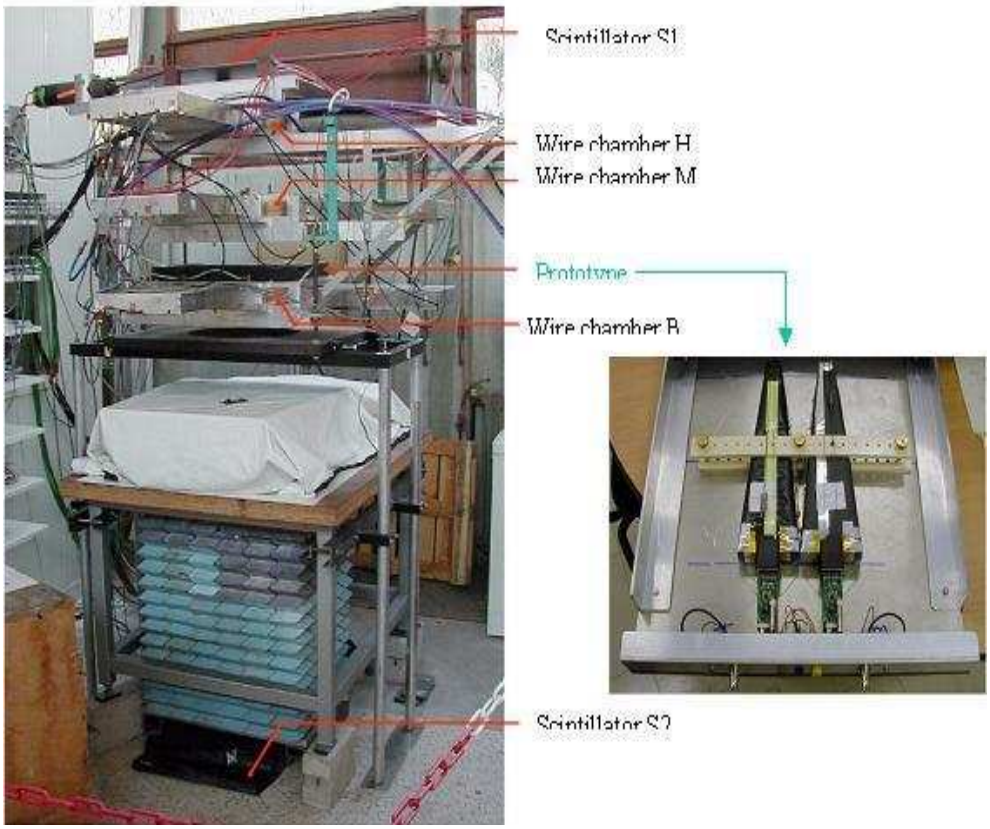


FIG. 3.3 – Banc de test avec les cosmiques.

Pour réaliser cette étude, le moyen le plus facile d'avoir des dépôts d'énergie dans les lattes comparables à ceux des protons DVCS (3 à 9 MeV/cm) est d'utiliser des muons provenant du rayonnement cosmique au minimum d'ionisation (2 MeV/cm). Un banc de test, illustré par la figure 3.3, a donc été conçu. Il est composé de deux scintillateurs S1 et S2 servant à déclencher l'acquisition de l'événement, trois chambres à fils permettant de reconstituer la trajectoire des particules cosmiques et enfin un prototype de latte avec une configuration donnée à tester. Pour sélectionner les muons au minimum d'ionisation

et donc ceux ayant une énergie incidente assez élevée, 70 cm de plomb sont placés entre S1 et S2. Avec les chambres à fils, la trajectoire des muons et par conséquent le point d'impact sur les lattes à tester est determiné à moins de 1 cm. Pour se rapprocher, autant que faire se peut, des mêmes conditions expérimentales à JLab, la même électronique d'acquisition (ARS) et les mêmes longueurs de câbles sont utilisées. Figure 3.4 résume le schéma de principe du banc de test. Connaissant la position de la lumière produite dans le scintillateur ainsi que les caractéristiques du signal correspondant, plusieurs configurations de lattes avec des habillages différents ou des guides de lumière de forme variable peuvent être testées.
Le simulateur LITRANI (LIght TRansmission in ANIsotropic media) [72] est utilisé pour sélectionner à l'avance les configurations intéressantes à tester. En effet, ce Monte-Carlo résoud les équations de Maxwell dans des matériaux de nature et de géométrie variées et permet par conséquant de suivre la trajectoire des photons simulés dans un objet quelconque (les lattes dans notre cas). Le paragraphe suivant montre les résultats de cette étude qui a permis d'obtenir la configuration finale des lattes. Plus de détails sur l'ensemble des simulations et l'historique des tests effectués sont donnés dans la référence [71].

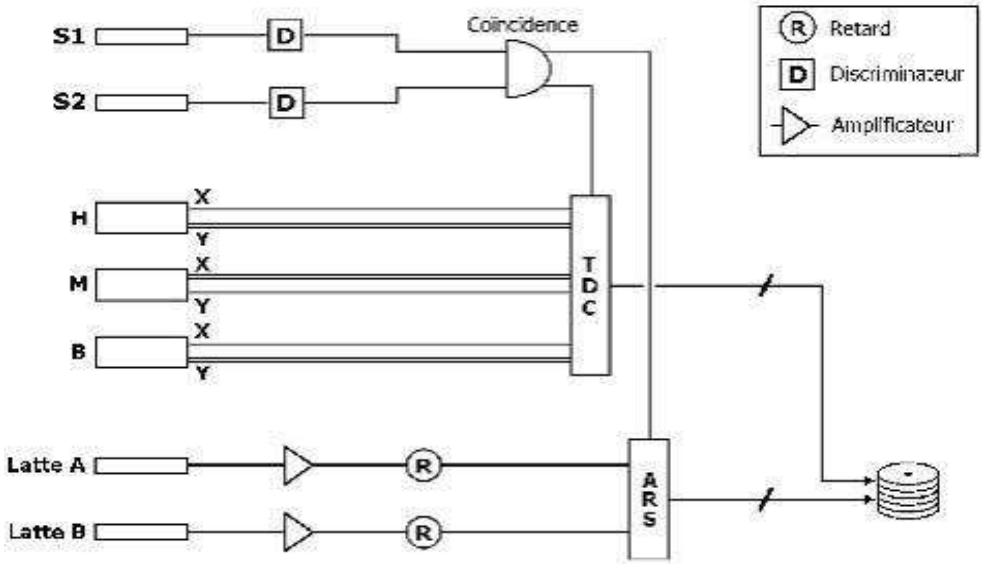


FIG. 3.4 – Schéma logique de l'acquisition.

3.4.2 Résultats et configuration finale

Deux habillages différents, en aluminium et en millipore ont été testés. Tandis que le premier réfléchit la lumière comme un miroir, le deuxième diffuse la lumière produite dans toutes les directions. Figure 3.5 montre la largeur du signal collecté avec les deux configurations. On constate que la largeur du signal est plus importante dans le cas d'un

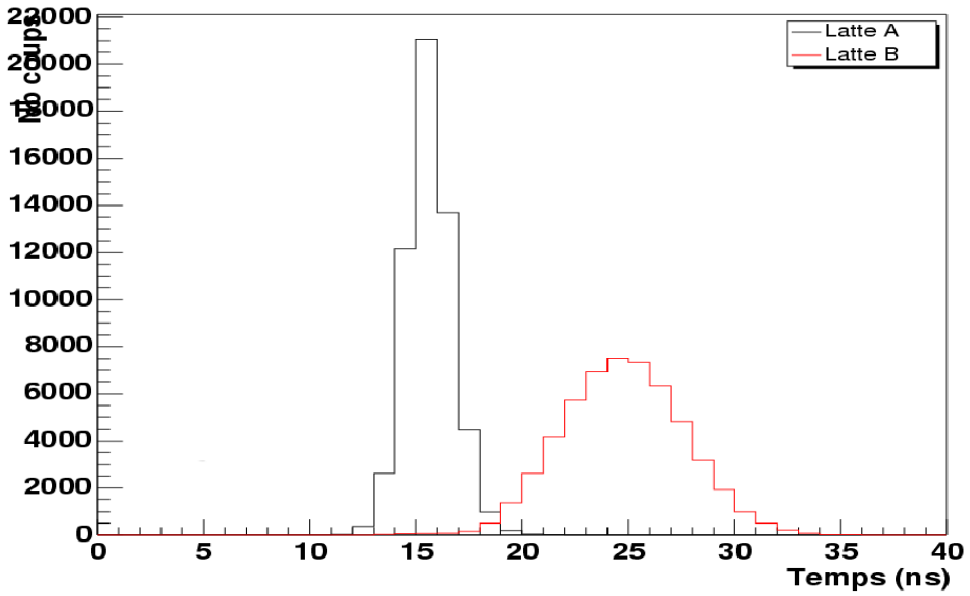


FIG. 3.5 – Largeur à mi-hauteur des signaux collectés pour un habillage en aluminium (latte A) et en millipore (latte B).

habillage en millipore. Cela peut s'expliquer par une trajectoire plus longue de certains photons dans le scintillateur à cause de l'effet dispersif du millipore. Pour une meilleure facilité de détection des signaux, il est donc décidé d'utiliser l'habillage en aluminium malgré une amplitude moyenne plus petite. Il est à noter qu'une partie de la lumière est réfléchie par le scintillateur lui même. En effet, il existe toujours une fine couche d'air entre le scintillateur et les revêtements, créant ainsi un changement d'indice optique ($\approx$ 1 pour l'air et $\approx$ 1.5 pour le scintillateur). La réflexion se fait alors au niveau de cette interface si l'angle d'incidence est inférieur à un angle limite. Pour favoriser ce dernier type de réflexion, tous les scintillateurs ont été fabriqués avec un usinage diamanté.
Une étude de l'uniformité de réponse des lattes suivant la position du point d'impact a été entreprise. La variable utilisée dans cette étude (éq. (3.2)) représente l'amplitude moyenne des signaux collectés pour des cosmiques arrivant sur une surface élémentaire du scintillateur (1 cm^2). Elle est ensuite normalisée par l'amplitude moyenne de tous les signaux collectés.

$$A_{cm^2} = \sum_{i=1}^{n_{cm^2}} \frac{A^i_{cm^2}}{n_{cm^2}} \Bigg/ \sum_{i=1}^{n_{Tot}} \frac{A^i}{n_{Tot}} \tag{3.2}$$

Figure 3.6 (droite) montre la distribution de cette variable pour la configuration initiale de la latte, c'est à dire sans guide de lumière entre le PM et le scintillateur. La dispersion de l'amplitude dans ce cas est plus grande que 100%. En particulier une grande amplitude des signaux est mesurée juste devant le PM et seule une fraction de la lumière, produite dans les coins du scintillateur, est collectée. Cette observation a conduit à mettre un

guide de lumière entre le PM et le scintillateur pour mieux "voir" les coins et augmenter la distance PM-scintillateur pour uniformiser les amplitudes. La forme du guide, ainsi que ses dimensions ont été optimisés à l'aide de simulations et de tests avec les cosmiques. La forme finale est triangulaire (fig. 3.7) de 3 cm de hauteur avec une partie plane de 1 cm servant à fixer une coque renfermant le PM. La dispersion de l'amplitude avec cette nouvelle configuration est montrée par la figure 3.6 (centre) : le guide de lumière apporte une nette amélioration sur l'uniformité de la collection de lumière. Il est à noter que les interfaces guide-scintillateur et guide-PM sont traitées respectivement avec une colle et un gel optique ayant approximativement le même indice optique que le scintillateur et le guide (≈ 1.5) afin d'éviter la formation de bulles d'air réfléchissantes. Une dernière optimisation consiste en une coupure triangulaire au centre du guide. Cela a pour effet de masquer davantage le PM de la lumière qui est produite près de celui-ci, mais l'idée principale de cette coupure était de fabriquer deux petits miroirs avec les deux faces inclinées du triangle. En effet, un choix judicieux de l'angle d'inclinaison de ces deux faces conduit à fabriquer une sorte de "rétroviseurs" pour le PM lui permettant d'accéder aux coins du scintillateur. Avec cette configuration finale des lattes, la collection de la lumière est plus uniforme, comme le prouve la figure 3.6 (droite). Finalement, la dispersion de l'amplitude des signaux collectés est inférieure à 30%. Ce chiffre est encore plus petit pour les demi-lattes.

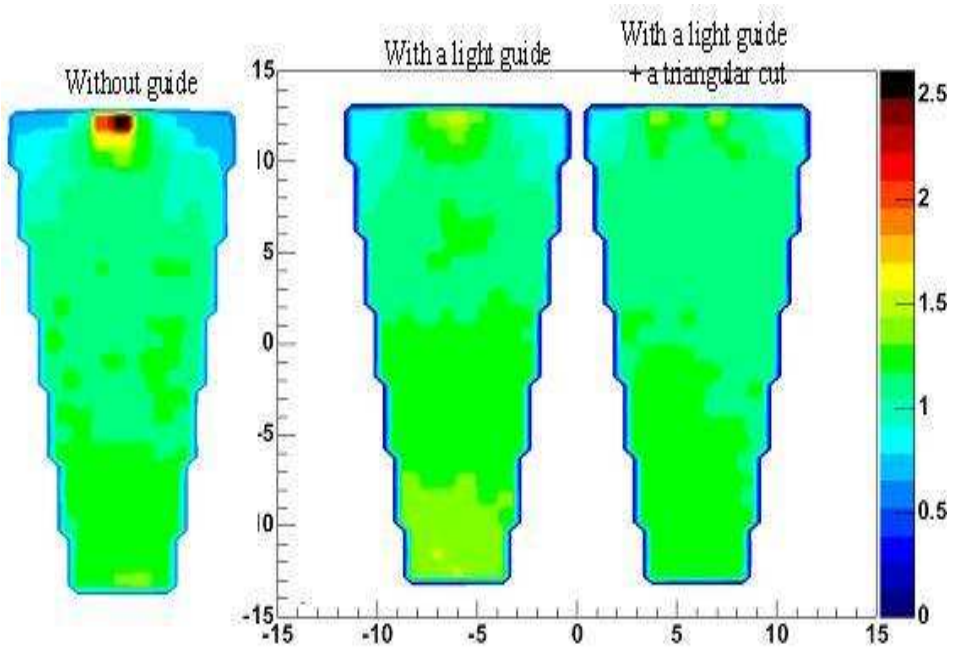


FIG. 3.6 – Carte de la collection de lumière pour trois configurations des lattes.

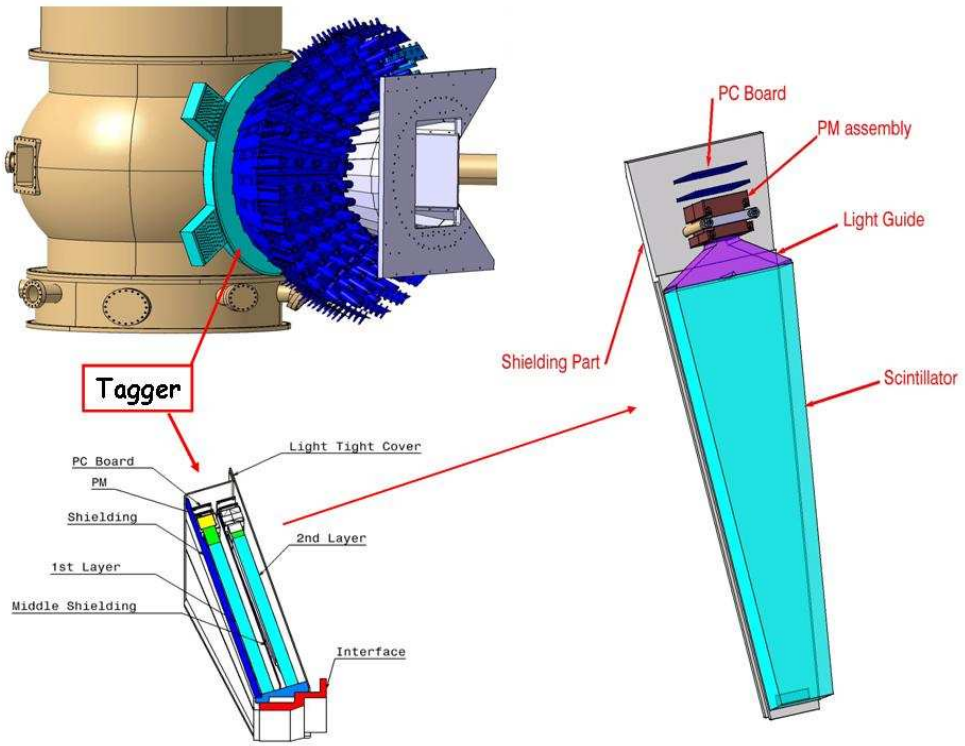


FIG. 3.7 – Vu d'ensemble du détecteur d'étiquetage ; sa position par rapport au Proton Array et la chambre de réaction ; et la forme de ses différents éléments.

3.5 Calibration à JLab

Après l'assemblage complet du détecteur et son envoi à JLab, un contrôle complet de toute la chaîne de détection est réalisé. Des mesures de calibration avec des cosmiques sont aussi effectuées et comparées à celles obtenues à Grenoble. Les résultats de ce travail, prouvant que le détecteur était en état de marche, peuvent être trouvés dans la référence [73].

Chapitre 4

Analyse préliminaire

Ce chapitre présente le traitement préliminaire des données nécessaire avant toute analyse physique. La première section décrit l'algorithme de l'analyse en forme appliquée aux données ARS. La deuxième section traite du calcul de l'énergie et de la position d'une particule détectée dans le calorimètre électromagnétique. Ensuite, plusieurs parties sont consacrées à la calibration de l'ensemble des détecteurs DVCS.

4.1 Analyse en forme des ARS

Le chapitre 2 a évoqué les raisons de l'utilisation des ARS pour les détecteurs DVCS. La figure 2.11 a notamment montré un exemple de signal en sortie des ARS. Pour pouvoir évaluer la charge déposée par une particule ainsi que son temps d'arrivée, il est nécessaire de faire une analyse en forme des 128 valeurs ARS associées à chaque bloc enregistré. La méthode [74] est basée sur la minimisation d'un χ^2 entre les valeurs ARS et une forme de référence représentant le signal. En fait trois possibilités d'analyse en forme peuvent être envisagées par cette méthode : un ajustement par une constante, un ajustement par un seul signal ou un ajustement par deux signaux. Plus de détails sur l'implantation de cette procédure dans le code d'analyse et le temps nécessaire au traitement des données peuvent être trouvés dans la référence [48].

4.1.1 Zéro signal

Dans un cas idéal où il n'y a ni bruit ni signal (charge déposée), les 128 valeurs de chaque ARS doivent être constantes à la fluctuation près du bruit électronique (σ= 3 canaux ARS). Elles décrivent alors une ligne de base ayant pour valeur moyenne b qui est propre à chaque voie ARS. Cependant, dans l'environnement à haut bruit électromagnétique de l'expérience, cette valeur moyenne peut osciller au cours du temps. Il est donc nécessaire de déterminer une nouvelle ligne de base pour chaque signal ARS enregistré.

Dans le cas d'un ajustement par une constante, la valeur :

$$b = \frac{1}{(i_{max} - i_{min})} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i \tag{4.1}$$

minimise

$$\chi^2 = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - b)^2 \,, \tag{4.2}$$

où les x_i représentent les valeurs des canaux ARS entre les canaux i_{min} et i_{max}. En effet, il est préférable de n'utiliser qu'une partie des valeurs ARS au lieu des 128 car la fenêtre en temps contenant les signaux physiques (non accidentelles) est largement inférieure à 128 ns (20-30 ns pour le calorimètre et 50 ns pour le Proton Array et le détecteur d'étiquetage). Cette réduction de la fenêtre d'analyse a pour conséquences d'améliorer l'ajustement et de diminuer le temps de calcul surtout si un ajustement par deux signaux de référence s'avère nécessaire. Il est bien sûr impératif de connaître cette fenêtre d'analyse au préalable pour chaque voie ARS des différents détecteurs.

Cette procédure d'ajustement par une constante est la première étape de l'analyse en forme, elle est faite systématiquement pour chaque signal ARS. L'objectif principal de cette première partie n'est pas seulement la détermination de la valeur moyenne b qui est uniquement liée au bruit électromagnétique. En effet, le calcul du χ^2 de l'équation (4.2) pour la valeur b trouvée et sa comparaison à une valeur seuil χ_0^2 renseigne sur la présence éventuelle de signaux dans la fenêtre d'analyse. En pratique, le χ^2 (notée χ_t^2 ci-après) peut être calculé sur une fenêtre $[\chi_{min}^2, \chi_{max}^2]$ plus petite que $[i_{min}, i_{max}]$ et judicieusement placée autour de l'endroit où sont attendus les signaux physiques. En effet, χ_t^2 aura plus de "crédibilité" et donc sa comparaison au χ_0^2 correspondant sera d'autant plus juste qu'il est calculé sur la partie du signal ayant une grande pente (partie montante). Pour résumer, si $\chi_t^2 < \chi_0^2$ la procédure de l'analyse en forme s'arrête avec la conclusion de l'absence de signaux dans la fenêtre d'analyse considérée. Dans le cas contraire, la procédure d'ajustement par un seul signal de référence est déclenchée.

4.1.2 Un seul signal

L'hypothèse principale utilisée dans cette procédure d'analyse est que la forme du signal dans une voie ARS donnée est indépendante de son amplitude ou de son temps d'arrivée. Par conséquent, une forme de référence h_i^n (i allant de 1 à 128) est utilisée pour chaque voie n. Ces formes de références sont obtenues à l'aide des données de calibration élastique pour le calorimètre, le bruit électromagnétique étant très faible (calorimètre à 5.5 m de la cible). Pour le Proton Array et le détecteur d'étiquetage, des formes de référence obtenues avec des rayons cosmiques sont utilisées pour les mêmes raisons. Les paramètres libres de l'ajustement par un seul signal sont l'amplitude a_1 par laquelle il faut multiplier les h_i, le temps d'arrivée t_1 et la ligne de base b. La forme $b + a_1 h_{i-t_1}$ qui s'approche le

plus du signal expérimental est celle qui minimise

$$\chi^2(t_1) = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - a_1(t_1)h_{i-t_1} - b(t_1))^2 \,, \tag{4.3}$$

pour tous les t_1 possibles variant dans une fenêtre $[t_1^{min}; t_1^{max}]$; $a_1(t_1)$ et $b(t_1)$ sont obtenus pour chaque t_1 en résolvant le système linéaire suivant qui découle de $\frac{\partial \chi^2(t_1)}{\partial a_1(t_1)} = 0$ et $\frac{\partial \chi^2(t_1)}{\partial b(t_1)} = 0$:

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i h_{i-t_1} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1}^2 & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(t_1) \\ b(t_1) \end{pmatrix} . \tag{4.4}$$

L'inversion de la matrice 2 x 2 de l'équation précédente donne $a_1(t_1)$ et $b(t_1)$. Le χ^2 minimal (eq. (4.3)) trouvé dans la fenêtre $[t_1^{min}; t_1^{max}]$ correspond aux valeurs b, a_1 et t_1 reproduisant le mieux le signal expérimental. On peut aussi calculer pour chaque t_1

$$\chi_t^2(t_1) = \sum_{i=\chi_{min}^2}^{\chi_{max}^2} (x_i - a_1(t_1)h_{i-t_1} - b(t_1))^2 \,, \tag{4.5}$$

Comme dans le cas de l'ajustement par une constante, le χ_t^2 minimal est comparé à une valeur seuil χ_1^2 permettant de déterminer si le résultat de l'ajustement par un seul signal est suffisant. Si $\chi_t^2 < \chi_1^2$ la procédure d'analyse en forme s'arrête avec la conclusion de la présence d'un seul signal (caractérisé par b, a_1 et t_1) dans la fenêtre d'analyse considérée. Dans le cas contraire, la procédure d'ajustement par deux signaux de référence est déclenchée.

4.1.3 Deux signaux

Un signal accidentel peut contaminer un signal physique comme le montre l'exemple de la figure 2.11. Cet empilement de signaux est d'autant plus fréquent que le bruit expérimental est élevé. L'ajustement par une seule forme de référence s'avère insuffisant dans ce cas pour caractériser le signal mesuré. L'algorithme précédent peut alors être généralisé à un ajustement par deux formes de référence identiques et le χ^2 à minimiser dans ce cas est :

$$\chi^2(t_1, t_2) = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - a_2(t_1, t_2)h_{i-t_2} - a_1(t_1, t_2)h_{i-t_1} - b(t_1, t_2))^2 \,, \tag{4.6}$$

où a_2 et t_2 représentent l'amplitude et le temps d'arrivée du deuxième pulse. La minimisation de $\chi^2(t_1, t_2)$ pour chaque valeur de t_1 et t_2 par rapport aux 3 paramètres libres a_1,

a_2 et b conduit au système linéaire suivant :

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i h_{t_1+i} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i h_{i-t_2} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1} h_{i-t_1} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1} h_{i-t_2} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_1} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{t_1+i} h_{i-t_2} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_2} h_{i-t_2} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_2} \\ \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{t_1+i} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_{i-t_2} & \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(t_1,t_2) \\ a_2(t_1,t_2) \\ b(t_1,t_2) \end{pmatrix} . \tag{4.7}$$

Avec les valeurs de $a_1(t_1,t_2)$, $a_2(t_1,t_2)$ et $b(t_1,t_2)$ obtenues en inversant la matrice 3 x 3 de l'équation précédente, on peut calculer le $\chi_t^2(t_1,t_2)$ pour chaque valeur de t_1 (variant dans la fenêtre $[t_1^{min};t_1^{max}]$) et t_2 (variant dans la fenêtre $[t_2^{min};t_2^{max}]$). Le χ_t^2 minimal trouvé représente alors la qualité de l'ajustement. Il est évident que cette procédure peut se généraliser à une recherche de 3 ou 4 signaux dans la fenêtre d'analyse, mais compte-tenu d'une augmentation exponentielle du temps de traitement des données avec le nombre de paramètres libres de l'ajustement, il a été décidé de s'arrêter à une recherche de deux signaux quelque soit la valeur du dernier χ_t^2 obtenu.
Il est important de noter que dans le cas d'un ajustement à deux signaux, le système (4.7) n'est pas toujours non-singulier. En effet, pour 2 signaux qui se superposent exactement ($t_1 = t_2$), il existe en théorie une infinité de valeurs a_1 et a_2 qui minimisent le χ^2. En pratique, il est très difficile de résoudre deux signaux qui arrivent dans un intervalle de temps très petit. La condition supplémentaire $|t_1 - t_2| > \Delta\tau$ est donc utilisée pour valider les valeurs obtenues par la procédure de recherche de 2 signaux. Dans le cas contraire, c'est l'ajustement par une seule forme qui est pris en compte.

4.1.4 Les paramètres de l'analyse en forme

L'algorithme de l'analyse en forme exposé dans les paragraphes précédents contient plusieurs paramètres résumés dans la table 4.1. La dépendance à la voie ARS de toutes les fenêtres en temps vient du fait que le temps d'arrivée d'un signal physique n'est pas le même pour chaque voie. En effet le câblage des ARS introduit un retard qui n'est pas forcément le même partout (longueurs de câbles différents). De plus, le décalage électronique de chaque ARS contribue aussi au déphasage entre les voies. Normalement toutes les fenêtres en temps dépendent aussi de l'événement car c'est le signal STOP provenant du L-HRS qui arrête les ARS. Cette dépendance résulte de la flusctuation en temps du signal STOP. Toutes les fenêtres en temps de l'analyse en forme, à une exception près, sont différentes pour chaque ARS et chaque événement. Pour des raisons de temps de traitement des données, la fenêtre d'analyse $[i_{min};i_{max}]$ est indépendante de l'événement. Les deux seuils χ_0^2 et χ_1^2 sont en canaux ARS et dépendent donc du coefficient de calibration de chaque bloc (ou latte). Pour une meilleure signification physique, ces seuils sont donnés par la suite en MeV en les multipliant par les coefficients de calibration de chaque bloc. Par exemple, un seuil $\chi_0^2 = 30$ MeV permet de négliger un signal représentant 30 MeV

NOM	NOTATION	DEPENDANCE
Fenêtre d'analyse	$[i_{min},i_{max}]$	voie ARS
Fenêtre du χ^2	$[\chi^2_{min},\chi^2_{max}]$	voie ARS et événement
$1^{\text{ère}}$ fenêtre	$[t_1^{min},t_1^{max}]$	voie ARS et événement
$2^{\text{ème}}$ fenêtre	$[t_2^{min},t_2^{max}]$	voie ARS et événement
Seuil pour un ajustement à 1 seul signal	χ^2_0	voie ARS
Seuil pour un ajustement à 2 signaux	χ^2_1	voie ARS
Condition sur la résolution	$\Delta\tau$	constante

TAB. 4.1 – Notation des différents paramètres de l'analyse en forme et leurs dépendances.

de dépôt d'énergie et d'ajuster le signal ARS correspondant par une ligne de base. $\chi^2_1 =$ 50 MeV permet de négliger un signal de 50 MeV au maximum qui viendrait s'ajouter à l'impulsion déjà trouvée par l'analyse en forme et donc de ne pas déclencher la procédure de recherche de deux signaux.
Une étude qualitative des paramètres de l'analyse en forme, se basant essentiellement sur l'efficacité de détection des signaux de faible énergie ($<$ 1.5 GeV) a été effectuée. Dans cette étude, le temps d'analyse est aussi pris en compte pour ne pas choisir des fenêtres trop larges ou encore des seuils trop petits. Par exemple, rechercher toujours deux signaux dans le calorimètre en mettant un χ^2_1 trop petit n'améliore pas la résolution des photons DVCS et favorise surtout la détection des accidentelles de faible énergie. De plus, cela a pour effet d'alourdir considérablement le temps d'analyse puisque la procédure de recherche de deux signaux est déclenchée à chaque fois. Les tables 4.2, 4.3 et 4.4 montrent les paramètres de l'analyse en forme utilisés pour tous les ARS durant l'expérience DVCS. Toutes les fenêtres, sauf celle d'analyse $[i_{min}\,;i_{max}]$, sont centrées autour du temps d'arrivée des signaux physiques prédit par le L-HRS. Cette prédiction est traitée en détails plus loin dans ce chapitre.
Il est important de noter que l'efficacité de détection des photons DVCS est très proche de 100% et ne varie quasiment pas avec le choix de ces paramètres (à moins de chercher les signaux physiques au mauvais endroit !). En effet, les photons DVCS étant très énergétiques ($>$2 GeV), il est très improbable que la procédure d'analyse en forme rate l'impulsion principale de grande amplitude (la gerbe électromagnétique se développe en théorie sur 9 blocs avec 90% du dépôt d'énergie dans un seul bloc).

4.2 Regroupement en amas

Ce paragraphe concerne uniquement le calorimètre électromagnétique. Contrairement au Proton Array et au détecteur d'étiquetage, la particule détectée dans le calorimètre dépose toujours de l'énergie dans plusieurs blocs. Il est donc nécessaire de regrouper les informations des blocs touchés pour pouvoir remonter à l'énergie totale de la particule ainsi qu'à son point d'impact dans le calorimètre. Dans la pratique, il peut y avoir plusieurs

Fenêtre d'analyse	$[i_{min},i_{max}]$	[0,80]
Fenêtre du χ^2	$[\chi^2_{min},\chi^2_{max}]$	[-20,20]
1ère fenêtre	$[t_1^{min},t_1^{max}]$	[-20,25]
2ème fenêtre	$[t_2^{min},t_2^{max}]$	[-20,25]
Condition sur la résolution	$\Delta\tau$	4 ns
Seuil pour un ajustement à 1 seul signal	χ^2_0	42 MeV
Seuil pour un ajustement à 2 signaux	χ^2_1	283 MeV
Ligne de base	b	libre

TAB. 4.2 – Les paramètres de l'analyse en forme pour les ARS du calorimètre.

Fenêtre d'analyse	$[i_{min},i_{max}]$	[45,75]
Fenêtre du χ^2	$[\chi^2_{min},\chi^2_{max}]$	[-20,20]
1ère fenêtre	$[t_1^{min},t_1^{max}]$	[-20,20]
2ème fenêtre	$[t_2^{min},t_2^{max}]$	[-20,20]
Condition sur la résolution	$\Delta\tau$	4 ns
Seuil pour un ajustement à 1 seul signal	χ^2_0	2.3 MeV
Seuil pour un ajustement à 2 signaux	χ^2_1	15.3 MeV
Ligne de base	b	Fixé à 0

TAB. 4.3 – Les paramètres de l'analyse en forme pour les ARS du Proton Array.

Fenêtre d'analyse	$[i_{min},i_{max}]$	[50,90]
Fenêtre du χ^2	$[\chi^2_{min},\chi^2_{max}]$	[-28,12]
1ère fenêtre	$[t_1^{min},t_1^{max}]$	[-28,12]
2ème fenêtre	$[t_2^{min},t_2^{max}]$	[-28,12]
Condition sur la résolution	$\Delta\tau$	4 ns
Seuil pour un ajustement à 1 seul signal	χ^2_0	1 MeV
Seuil pour un ajustement à 2 signaux	χ^2_1	5 MeV
Ligne de base	b	libre

TAB. 4.4 – Les paramètres de l'analyse en forme pour les ARS du détecteur d'étiquetage.

particules incidentes au même moment donnant plusieurs amas de blocs touchés. Dans le cas d'une détection de deux photons provenant de la désintégration d'un π^0 de 3 GeV par exemple, la séparation entre les centres des deux amas n'est que de 6 cm, c'est à dire 2 blocs. Dans ce cas, il est important de pouvoir séparer ces deux amas et de ne pas les confondre avec un seul amas d'un éventuel photon DVCS. Après la sélection des blocs contenant un signal en coïncidence avec le L-HRS, une procédure se basant sur un automate cellulaire [75] est utilisée pour le regroupement des blocs (*clustering*). La première étape consiste à chercher les maximums locaux, c'est à dire les blocs principaux de chaque amas. Ensuite, chaque bloc trouvé se comporte comme un virus en contaminant ses blocs (cellules) voisins. Chaque bloc contaminé peut à son tour passer le virus à ses blocs voisins. Cette procédure se fait étape par étape et elle s'arrête lorsque le virus ne peut plus se propager (il n'y a plus de blocs enregistrés contenant un signal en temps et dépassant un certain seuil). Les blocs ayant attrapé le même virus appartiennent alors au même amas. Une fois les blocs d'un même amas identifiés, une énergie déposée est attribuée à chacun d'entre eux à l'aide des coefficients de calibration C_i :

$$E_i = C_i A_i \qquad\qquad E = \sum_i E_i \,, \tag{4.8}$$

où A_i est l'amplitude en canaux ARS du signal du bloc i. L'énergie E de l'amas est alors la somme de toutes les énergies des blocs le composant. La position d'impact $\vec{x}$ (bidimensionnelle) de la particule est le barycentre des positions des blocs de l'amas, chaque bloc ayant un poids logarithmique relatif à l'énergie déposée :

$$\vec{x} = \frac{\sum_i w_i \, \vec{x}_i}{\sum_i w_i} \quad w_i = \max\left\{0, \left[W_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E}\right)\right]\right\}. \tag{4.9}$$

Le paramètre W_0 permet de régler le poids relatif de chaque bloc. En effet, si W_0 est très grand, tous les blocs auront la même importance dans le calcul de la position centrale de l'amas. Si par contre, W_0 est très petit, la position est surtout déterminée par le bloc ayant le plus d'énergie déposée. De plus, seuls les blocs ayant une énergie relative E_i/E supérieure à e^{-W_0} seront pris en compte dans la méthode de regroupement en amas. La position $\vec{x}$ est par la suite corrigée du fait que la particule n'a pas une incidence normale par rapport au calorimètre et que la gerbe électromagnétique se développe à une certaine profondeur (7 cm) de la surface des blocs. Un temps d'arrivée de la particule incidente peut aussi être calculé en prenant la moyenne pondérée par l'énergie relative de chaque temps d'arrivée des signaux dans les blocs de l'amas.

Avec l'énergie de l'amas, sa position centrale et les coordonnées du vertex d'interaction données par le L-HRS, le quadrivecteur de la particule détectée dans le calorimètre est déterminé. La résolution atteinte avec l'analyse en forme et cet algorithme de regroupement en amas pour des particules de 4.2 GeV est de 2 mm (σ) sur la position transverse $|\vec{x}|$ et 2.4% sur l'énergie à 5.5 m de la cible.

4.3 Efficacité du L-HRS

L'efficacité des différents détecteurs composant le L-HRS est un paramètre important qui intervient dans le calcul des coefficients de normalisation des sections efficaces. Pour mesurer et suivre cette efficacité, les données utilisées sont celles prises tout le long de l'expérience DVCS pour contrôler et corriger la luminosité. Il s'agit des configurations (*TWOARMS*) où les deux spectromètres du Hall A sont utilisés. Seuls les événements de type T3 et T4, définis dans la table 4.5, sont considérés dans cette étude [76]. De plus, vu que l'acquisition des événements DVCS est déclenchée essentiellement par les scintillateurs S1 et S2 et vu que le quadrivecteur de la particule détectée est déterminée uniquement par les chambres à fils (VDC), seuls ces détecteurs importants seront traités dans ce qui suit.

Type d'événement	Définition	facteur d'échelle
T3	S1 touché ET S2 touché	5 ou 8
T4	(S1 et Čerenkov) touchés OU (S2 et Čerenkov) touchés	1

TAB. 4.5 – Définition des événements de type T3 et T4.

4.3.1 Temps de vie de la branche T3 et T4

Il arrive que pendant une certaine période appelée temps mort une particule pénétrant le L-HRS ne peut être identifiée, le système étant occupé par le traitement d'une autre particule arrivée peu de temps avant. Chaque détecteur (ou assemblage de détecteur) possède donc un temps mort ou à l'inverse un temps de vie pendant lequel il est actif. Cette variable intervient, comme le montre le paragraphe suivant, dans le calcul des efficacités des scintillateurs S1 et S2 [77]. Le temps mort des branches T3 et T4 a deux origines : le temps mort du calculateur et le temps mort électronique. Pour l'expérience DVCS les taux de comptages sont faibles et le temps mort électronique peut alors être négligé [67]. Pour une branche T3 (respectivement T4), le temps de vie du calculateur est défini par :

$$lt = \frac{ps\, N_{trig}}{N_{evt}} \tag{4.10}$$

où N_{trig} représente le nombre de *trigger*, ps est le facteur d'échelle de la branche en question, et N_{evt} le nombre de fois où la branche T3 (respectivement T4) a été sollicitée. La valeur du temps de vie pour les branches T3 et T4 durant toute l'expérience DVCS est voisin de 90%.

4.3.2 Efficacité des scintillateurs S1 et S2

L'efficacité des scintillateurs S1 et S2 est calculée en sélectionnant des événements idéaux dans le L-HRS et en comparant le nombre d'événements détectés dans S1 et S2.

Un événement idéal pour le scintillateur S1 (respectivement S2) signifie une seule particule bien identifiée dans le L-HRS ayant une trajectoire centrale et donnant un signal dans S2 (respectivement S1). Pour ce genre d'événements, il est intéressant de regarder d'abord la multiplicité dans les scintillateurs S1 et S2 (table 4.6). On constate que 4% (respectivement 10%) des événements dans S1 (respectivement S2) produisent deux signaux. Cet effet s'explique par la zone de recouvrement des lattes de scintillateurs composant S1 et S2 où une particule peut traverser deux lattes à la fois. La figure 4.1 illustre ce comportement en montrant la position transverse dans le scintillateur S2 pour les événements à double multiplicité : les différents pics dans les figures correspondent aux zones de recouvrement.

multiplicité	0	1	2	3	4
nombre d'événements dans S1 (en %)	0.10	96.03	3.78	0.07	0.02
nombre d'événements dans S2 (in %)	0.08	89.22	9.90	0.72	0.05

TAB. 4.6 – La multilicité dans les scintillateurs S1 et S2 pour des événements T3.

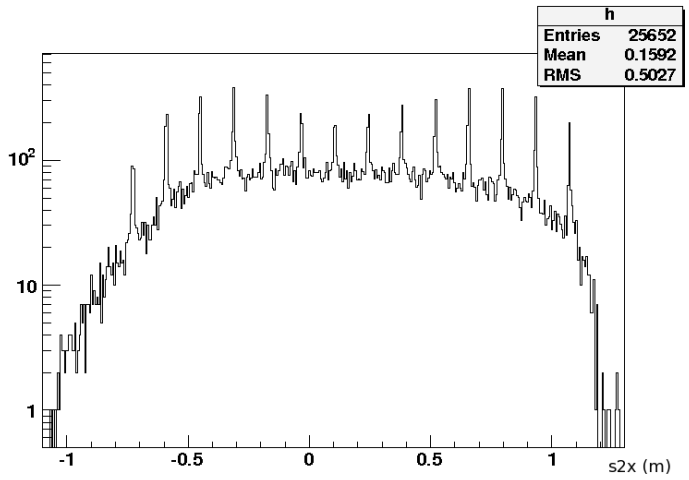


FIG. 4.1 – Position transverse dans le scintillateur S2 pour les événements à double multiplicité.

L'efficacité du scintillateur S1 est donnée par

$$\epsilon = 1 - \frac{\frac{ps(4)N_4^0}{lt(3)}}{\frac{ps(3)N_3}{lt(3)} + \frac{ps(4)N_4}{lt(4)}} \tag{4.11}$$

où N_3 et N_4 sont les nombres d'événements idéaux dans S2 et N_4^0 est le nombre d'événements avec une multiplicité nulle dans S1. $ps(3)$ et $ps(4)$ sont les facteurs d'échelle de la branche T3 et T4 définis dans le tableau 4.5. Enfin, $lt(3)$ et $lt(4)$ sont les temps de

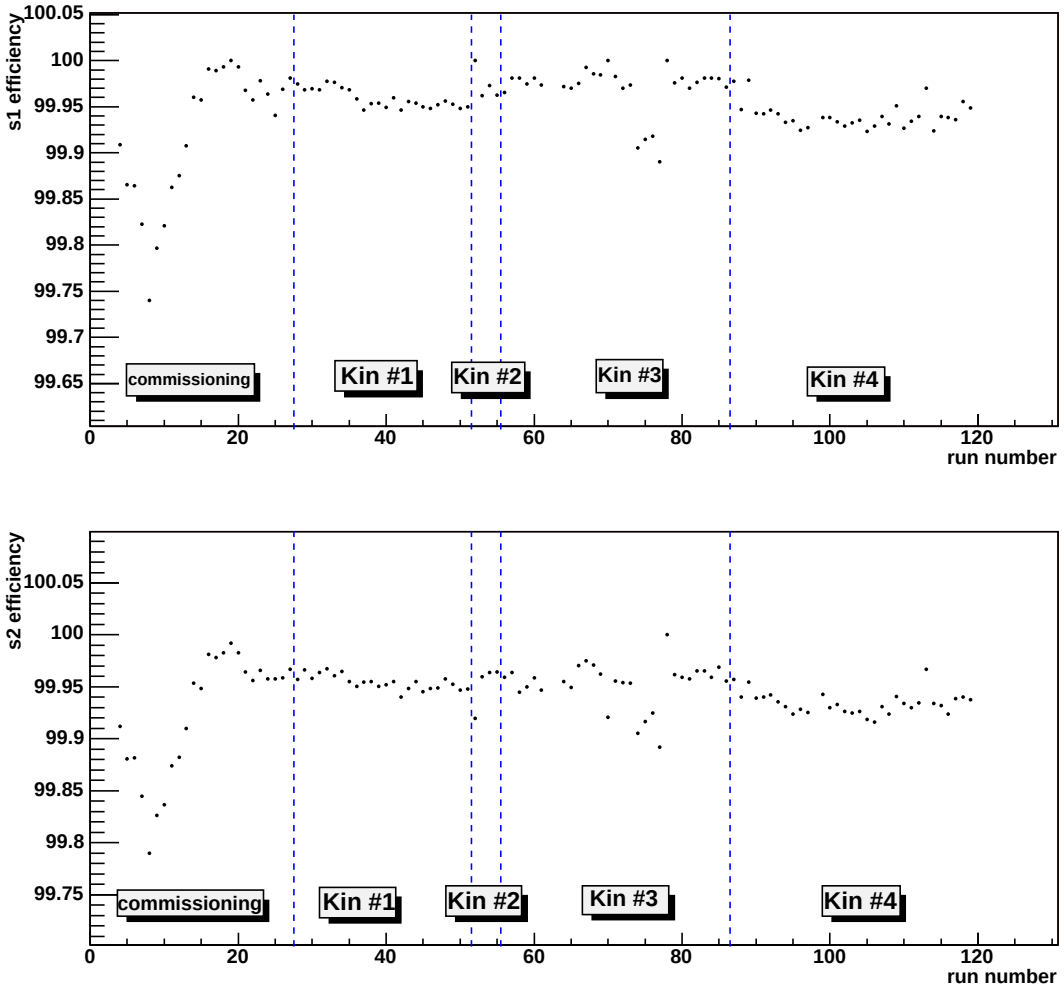


FIG. 4.2 – Efficacité du scintillateur S1 (en haut) et S2 (en bas) durant l'expérience ; les erreurs statistiques sur les efficacités sont négligeables.

vie de la branche T3 et T4 déterminés dans le paragraphe précédent. L'efficacité pour le scintillateur S2 est donnée par la même formule en sélectionnant les événements idéaux pour S2. La figure 4.2 montre les résultats de ces efficacités durant l'expérience.

L'efficacité des scintillateurs S1 et S2 est stable et très proche de 100% durant l'expérience DVCS. En conséquence, cette correction est négligée dans le calcul des sections efficaces.

4.3.3 Efficacité des chambres à fils

La reconstruction de la trajectoire des particules chargées à l'intérieur du L-HRS est assurée par les chambres à fils (VDC) qui sont composées par 4 plans de fils (u1, u2, v1 et v2). Pour chaque plan de fils, un minimum de 3 fils touchés est nécessaire pour avoir une

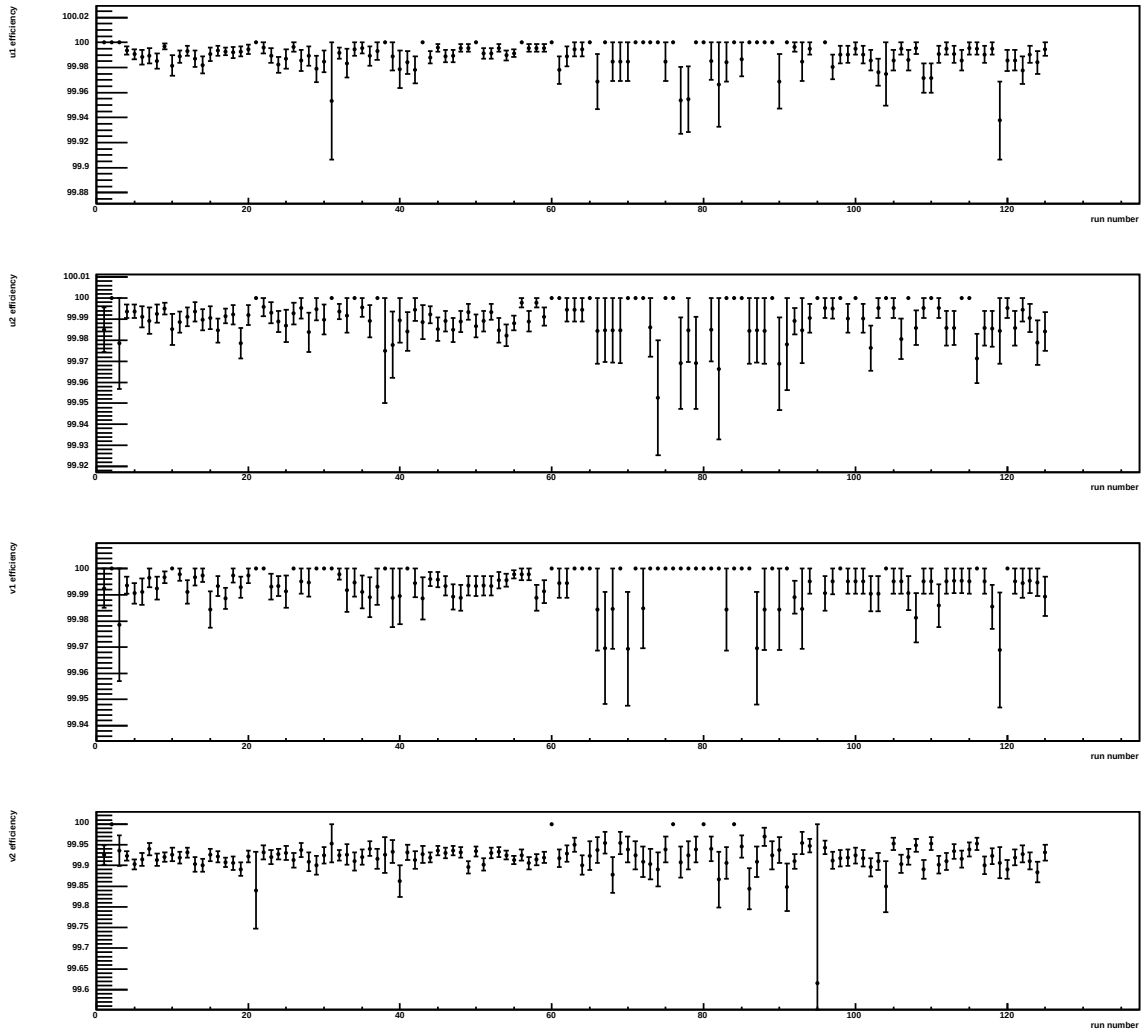


FIG. 4.3 – Efficacité des 4 plans de fils durant l'expérience.

information fiable, une réponse idéale étant une multiplicité entre 4 et 10. Par conséquent, l'efficacité d'un plan de fils est égale à :

$$\epsilon = \frac{N1(mult > 2)}{N2(mult > 3 \ and \ mult < 11)} \tag{4.12}$$

où N1 le nombre d'événements avec une multiplicité supérieure ou égale à 3 dans le plan considéré et N2 le nombre d'événements avec une multiplicité comprise entre 4 et 10 dans les autres plans. Comme dans le cas du calcul de l'efficacité de S1 et S2, une sélection au préalable des événements idéaux dans le L-HRS est nécessaire. Ces événements vérifient les conditions :

- une seule trace (trajectoire) dans les chambres à fils ;
- une multiplicité idéale (entre 4 et 10) dans les trois autres plans de fils ;

– au moins une latte touchée dans S1 et S2 ;
– un événement de type T3.

La figure 4.3 montre les résultats de l'efficacité pour les quatre plans de fils. La valeur obtenue est partout très proche de 100 %, par conséquent cette correction d'efficacité sera aussi négligée dans le calcul des sections efficaces.

Lors de la sélection des événements DVCS, seuls les événements donnant une seule trajectoire dans le L-HRS sont gardés. La table 4.7 montre le pourcentage des trajectoires multiples dans le L-HRS. On constate que pour l'expérience sur le neutron (cinématique 2 et 4) 8.7% des événements donnent plusieurs traces dans le spectromètre. Par conséquent, seuls les événements à une seule trace seront utilisés et une correction de 8.7% sera appliquée aux sections efficaces ultérieurement.

Cinématique	1	2	3	4
Nombre d'événements ayant plusieurs traces (in %)	9.36	8.72	7.32	8.75

TAB. 4.7 – Pourcentage des traces multiples dans le L-HRS ; l'erreur statistique sur ces valeurs est inférieure à 10^{-2}.

4.4 Calibration du temps de coïncidence du calorimètre.

Le temps d'arrivée d'un signal dans les détecteurs DVCS est la différence entre le temps de parcours de la particule qui a déclenché l'acquisition dans le L-HRS et le temps de parcours de la particule qui a déposé son énergie dans un bloc ou une latte donnée. Le spectre du temps d'arrivée des signaux sert alors à sélectionner les particules en coïncidence. Plus la résolution sur ce spectre est meilleure, plus la sélection est précise et donc le nombre de coïncidences fortuites minimal. De plus, vu la méthode d'analyse utilisée pour le calorimètre (regroupement en amas), l'identification des blocs appartenant à un même amas est plus précise dans ce cas. Cette section présente l'étude [78] menée pour améliorer la résolution du temps de coïncidence entre le calorimètre et le L-HRS. La même méthode est appliquée par la suite au Proton Array et au détecteur d'étiquetage.
Le temps d'arrivée d'un signal dans un bloc est donné par l'analyse en forme. Il est égal à la différence temporelle qui sépare la forme de référence et le signal en question. La figure 4.4 montre le spectre du temps de coïncidence pour les 132 blocs du calorimètre. La résolution sur ce temps brut donné par les ARS dépasse 1.5 ns (σ). Quatre améliorations possibles, provenant de quatre effets distincts, peuvent être apportées à la résolution et sont discutées ci-après.

4.4.1 Alignement des décalages des blocs

Le spectre en temps de la figure 4.4 est la contribution de 132 spectres des 132 blocs du calorimètre. Or, même si l'acquisition est toujours déclenchée au même moment (pas

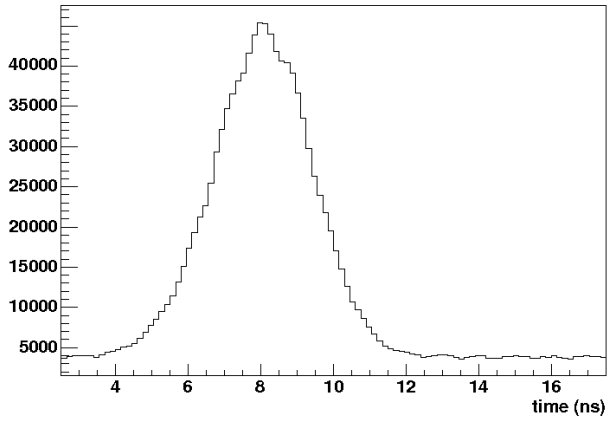


FIG. 4.4 – Spectre du temps d'arrivée des signaux mesurés dans les 132 blocs du calorimètre ; le pic correspond aux événements en coïncidence avec le L-HRS.

d'effets du L-HRS), et même si les photons arrivent au même instant sur le calorimètre, les 132 pics de chaque contribution ne seront pas forcément au même endroit. Cela peut s'expliquer par deux raisons. D'une part, les formes de référence utilisées par l'analyse en forme sont différentes pour chaque bloc. Leur "temps d'arrivée" absolu n'est pas forcément le même dans la fenêtre [0 ;128] ns. D'autre part, des différences sur les longueurs de câbles utilisés pour chaque voie et l'électronique associée introduisent aussi un décalage temporel entre les différents blocs du calorimètre. Cela peut se vérifier sur la figure 4.5 qui montre la position du pic de coïncidence pour les 132 voies.
Une première correction consiste alors à ajouter artificiellement un décalage temporel à chaque temps d'arrivée des signaux ne dépendant que du numéro du bloc où il a été mesuré. Cette correction aligne alors tous les pics de coïncidence à une valeur commune égale à zéro (par choix). La largeur à mi-hauteur du pic de la figure 4.4 est alors réduite de 0.8 ns.

L'alignement des décalages des blocs est évidemment propre au calorimètre et il faut appliquer la même méthode sur les voies des autres détecteurs DVCS pour arriver au même résultat. Cette correction est prise en compte dans tous les spectres en temps qui figurent dans les paragraphes suivants.

4.4.2 Ajustement du décalage du scintillateur S2 (L-HRS)

Le STOP des ARS et l'acquisition éventuelle des données sont déclenchés lorsqu'il y a une coïncidence entre les scintillateur S1 et S2 du L-HRS. La référence de temps est donnée dans ce cas par le PM droit de l'une des 16 lattes de S2 touchée en premier. En conséquence, le temps d'arrivée des signaux dans le calorimètre dépend de la latte en question et du décalage temporel propre de son électronique. La position du pic de

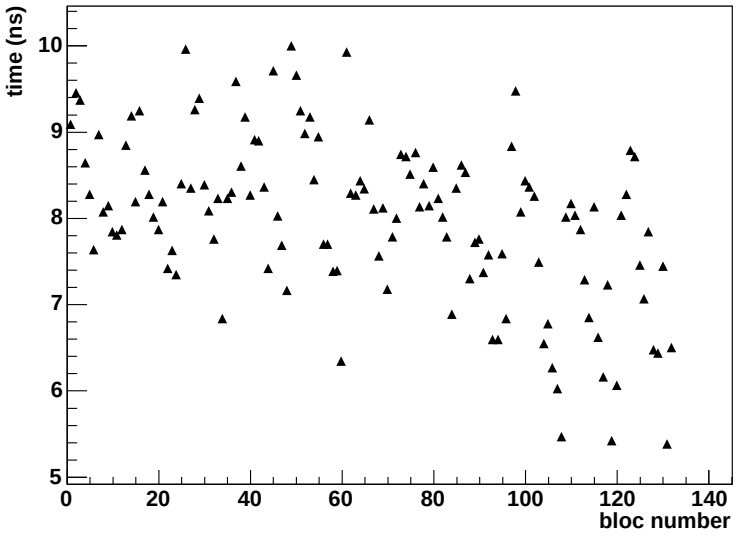


FIG. 4.5 – Position (en ns) du pic de coïncidence pour les 132 blocs du calorimètre.

coïncidence selon la latte touchée en premier dans le scintillateur S2 doit donc être mesurée afin d'apporter une amélioration supplémentaire de la résolution (les détails de la détermination des lattes touchées en premier dans les cas d'une multiplicité supérieure à 1 peuvent être trouvés dans la référence [78]). La figure 4.6 montre le décalage temporel qu'il faut soustraire à chaque temps d'arrivée des signaux, événement par événement, selon le numéro de la latte touchée dans S2. La distribution de ce décalage suivant le numéro de latte est amplifiée par les trajectoires différentes dans le L-HRS des particules qui ont heurté S2. Ce phénomène est traité avec plus de détails après le paragraphe suivant.

Contrairement à la première correction, ce nouvel ajustement est valable pour toutes les données ARS des détecteurs DVCS. Il est aussi pris en compte dans tous les spectres en temps qui figurent dans les paragraphes suivants.

4.4.3 Propagation de la lumière dans les lattes de S2

Comme mentionné plus haut, le temps mesuré dans le calorimètre ou n'importe quel détecteur DVCS devrait être égal à la différence entre le temps de parcours de la particule dans le L-HRS (électron par exemple) et le temps de parcours de la particule détectée dans le calorimètre (photon par exemple) depuis la cible. Ce qu'on mesure en pratique dépend de l'instant durant lequel les ARS sont stoppés. Tout ce qui pourrait retarder ce signal STOP se répercute forcément sur le temps d'arrivée des signaux. La région où la particule touche la latte de S2 est un paramètre qui retarde le déclenchement du signal STOP à cause du temps que met la lumière de scintillation pour arriver jusqu'au PM

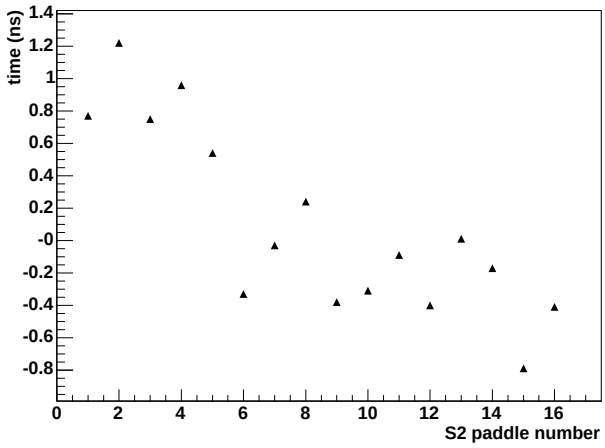


FIG. 4.6 – Position (en ns) du pic de coïncidence suivant la latte touchée de S2.

droit de la latte. En effet ce temps est égale à :

$$t = \frac{n}{c}\ S_2y \approx 5.3\ S_2y \tag{4.13}$$

où n est l'indice optique du scintillateur, c la vitesse de la lumière dans le vide et S_2y la distance (en mètre) qui sépare le point d'impact de la particule sur la latte à son PM droit. Cet effet est illustré par la figure 4.7 (gauche) qui montre la corrélation entre le temps de coïncidence mesuré dans le calorimètre et la variable $S2_y$ pour la latte numéro 8 de S2. Enfin, la figure 4.7 (droite) montre la valeur de la pente de la corrélation pour les lattes de S2. Comme prévu, la valeur de la pente est autour de 5-6 ns/m, la dispersion de cette valeur provenant des faibles différences entre le matériau des scintillateurs.

La nouvelle correction à apporter consiste donc à supprimer la corrélation de la figure 4.7 en retranchant au temps mesuré dans les détecteurs DVCS la quantité $pente \times S_2y$, événement par événement, selon le numéro de la latte touchée dans S2. Cette correction est valable pour tous les détecteurs DVCS.

4.4.4 Longueur des trajectoires dans le L-HRS

La dernière correction à appliquer au temps de coïncidence consiste à normaliser toutes les trajectoires dans le L-HRS à la même longueur. En effet, une trajectoire plus longue par rapport à la moyenne retarde le déclenchement du signal STOP et affecte par conséquent le temps de la particule correspondante (provenant de la même réaction) mesuré dans les détecteurs DVCS. Chaque latte de S2 correspond globalement à une impulsion donnée des particules et donc une longueur de trajectoire différente, cette correction est donc en partie prise en compte lors des ajustements des décalages des lattes de S2. Cependant, une correction plus fine peut être appliquée car il est toujours possible d'avoir des

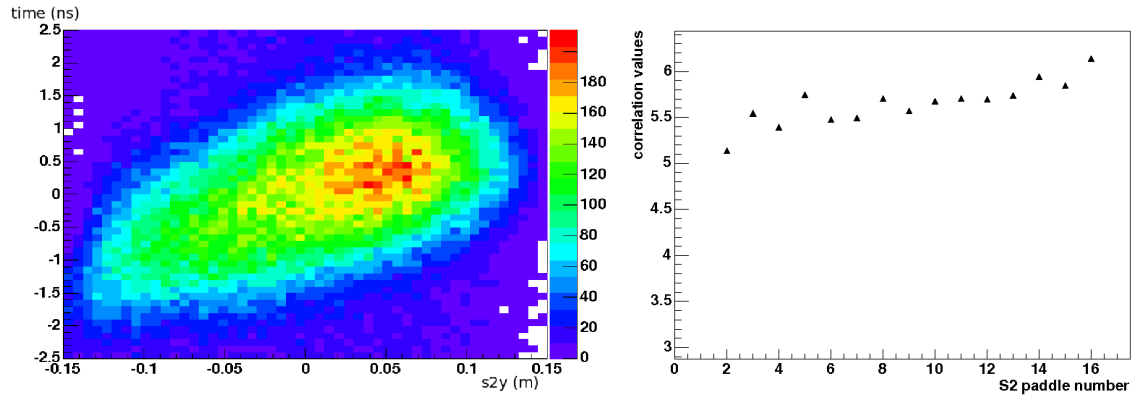


FIG. 4.7 – Gauche : corrélation entre le temps d'arrivée des photons dans le calorimètre et la distance S_2y dans la latte numéro 8 du scintillateur S2. Droite : valeur de la pente de corrélation pour les lattes du scintillateur S2.

longueurs de trajectoires différentes pour une même latte touchée dans S2. La variable qui traduit le mieux la longueur de trajectoire est l'impulsion relative du L-HRS (notée dp/p). La figure 4.8 (gauche) montre la corrélation entre cette variable et le temps d'arrivée des photons dans le calorimètre pour la latte numéro 8 de S2. La pente de cette corrélation, et donc la nouvelle correction à appliquer, est montrée dans la figure 4.8 (droite) pour les lattes de S2. Dans la zone centrale de S2, la pente est quasiment constante c'est à dire ne dépendant pas du numéro de la latte. Par contre, cette pente baisse pour les lattes du bord à cause d'éventuels effets d'aberration optique qui apparaissent à la limite de l'acceptance du L-HRS.

La suppression des corrélations, en retranchant au temps mesuré dans les détecteurs DVCS la quantité $pente \times dp/p$, événement par événement selon le numéro de la latte touchée dans S2, est la dernière correction appliquée. Cette correction est valable pour tous les détecteurs DVCS. La figure 4.9 montre le spectre en temps des photons détectés dans le calorimètre après l'application de toutes les corrections. Cette figure est à comparer avec le spectre initial de la figure 4.4. La résolution atteinte est de 0.65 ns (σ) soit un gain de près d'un facteur 3 par rapport à la valeur initiale. Cette résolution permet de voir la structure à 2 ns du faisceau de CEBAF.

4.5 Calibration de l'énergie du calorimètre

La détermination de l'énergie déposée par les photons DVCS dans le calorimètre nécessite la connaissance des coefficients de passage entre l'amplitude des signaux dans les ARS et l'énergie correspondante (eq. (4.8)). Ainsi, deux calibrations élastiques sur une cible d'hydrogène ont été effectuées durant l'expérience à un mois d'interval. Les protons

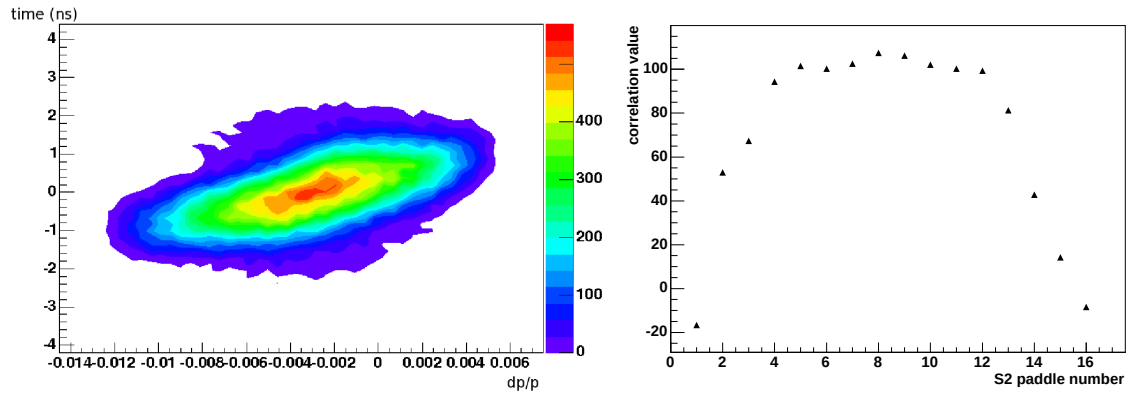


FIG. 4.8 – Gauche : corrélation entre le temps du photon mesuré dans le calorimètre et l'impulsion relative de l'électron dans le L-HRS lorsque la latte numéro 8 de S2 est touchée. Droite : valeur de la pente de corrélation pour les lattes du scintillateur S2.

de recul sont détectés dans le L-HRS permettant une connaissance précise de l'énergie des électrons diffusés en direction du calorimètre. Pour permettre aux électrons d'illuminer tous les blocs du calorimètre, celui-ci a été placé à 5.5 m pour correspondre à l'acceptance du L-HRS. Connaissant l'énergie incidente et l'amplitude ARS mesurée des signaux, une procédure de minimisation [48] permet de déterminer les 132 coefficients de calibration. La figure 4.10 montre la variation de ces coefficients entre la première et la deuxième calibration. Le changement du gain des blocs est à l'origine de cette variation. L'exposition prolongée aux radiations dégrade les propriétés optiques des cristaux PbF2 en les noircissant. Cela conduit à la perte par absorption d'une partie des photons collectés par les PM et par conséquent à une baisse globale des gains des blocs. Il est alors primordial de suivre cette variation et de déterminer les coefficients de calibration en fonction du temps pour pouvoir préserver la résolution sur l'énergie. Deux méthodes ont été utilisées pour atteindre cet objectif : la première utilise les coefficients de calibration déterminés précédemment et fait une interpolation entre les deux en se basant sur la dose de radiation reçue par chaque bloc [79]. La deuxième méthode est un raffinement de la première utilisant des réactions physiques spécifiques pour apporter des corrections, si nécessaire, aux coefficients déterminés par la méthode principale.

4.5.1 Calibration principale de l'énergie

Pour un dépôt d'énergie E donné dans un bloc i, le nombre de photo-électrons $N^i(t)$ collectés par le PM vérifie l'équation :

$$E = G^i(t)\, A^i(t) = G^i(t)\, c^i\, N^i(t) \tag{4.14}$$

où $G^i(t)$ est le gain effectif (ou coefficient de calibration) du bloc i à l'instant t, $A^i(t)$ l'amplitude du signal résultant du dépôt d'énergie E et c^i une constante ne dépendant que du PM et de son électronique. Le noircissement du bloc i a pour effet de diminuer

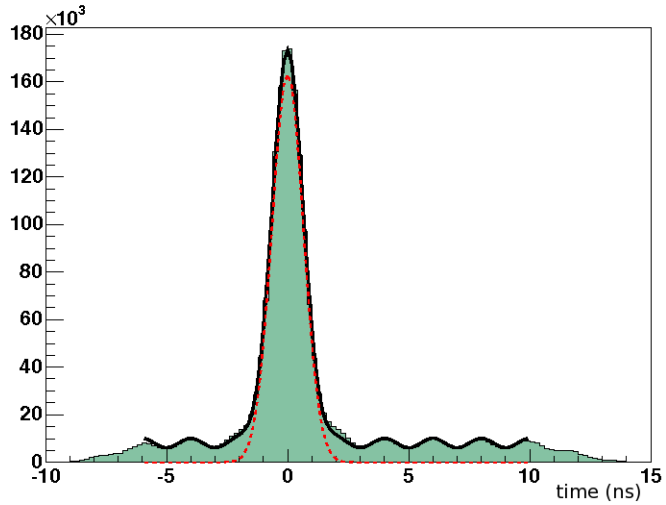


FIG. 4.9 – Temps d'arrivée des signaux dans le calorimètre après application de toutes les corrections ; la courbe noire est un ajustement par un ensemble de gaussiennes de mêmes σ séparées de 2 ns, les paramètres libres de cet ajustement étant σ, l'amplitude du pic de coïncidence et l'amplitude des fortuites ; la courbe rouge (en pointillés) montre la contribution du pic de coïncidence.

$N^i(t)$ et par conséquent $G^i(t)$ doit être augmenté artificiellement pour compenser cette perte. L'hypothèse principale utilisée dans cette approche est la proportionnalité entre la dose D^i reçue par le bloc i et la diminution du nombre N^i. On peut donc écrire la relation suivante entre le gain à l'instant t et la dose totale $D^i(t)$ reçue depuis la première calibration :

$$\frac{1}{G^i(t)} = \frac{1}{G^i(t_1)} - \left[\frac{1}{G^i(t_1)} - \frac{1}{G^i(t_2)}\right] \frac{D^i(t)}{D^i(t_2)} \tag{4.15}$$

où t_1 et t_2 sont respectivement les dates de la première et la deuxième calibration élastique. Les $G^i(t_1)$ et $G^i(t_2)$ sont alors les gains déterminés par les données de diffusion élastique et $D^i(t_2)$ la dose totale de radiation reçue par le bloc i entre ces deux calibrations. Les $D^i(t)$ sont directement liés à la charge du faisceau et peuvent s'écrire :

$$D^i(t) = \alpha^i \int_{t_1}^{t} I(x)\, dx\,, \tag{4.16}$$

où $I(x)$ est la valeur instantanée du courant, connue toutes les secondes, et α^i un coefficient de proportionnalité tenant compte de la position relative des blocs par rapport au faisceau. Il est à noter que pour une cinématique et une cible données les α^i sont indépendants du temps, par contre ils doivent être recalculés à chaque changement de configuration. D'après l'équation (4.15), seul le rapport des α^i intervient dans le calcul des gains. Un moyen simple pour l'évaluation de ce rapport est basé sur l'utilisation des courants DC^i

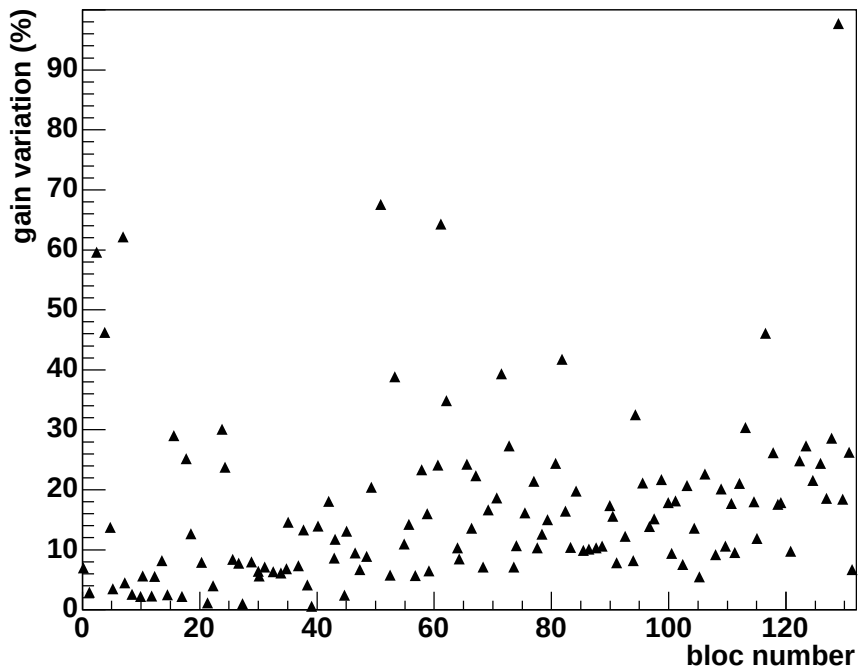


FIG. 4.10 – Variation en pourcentage du gain des 132 blocs du calorimètre entre la première et la deuxième calibration.

des PM (courants de fuite). En effet, ces courants traduisent le bruit électromagnétique de basse énergie présent dans chaque bloc. Par conséquent, si le courant DC d'un bloc i est par exemple deux fois plus élevé que celui d'un bloc j, la dose reçue l'est aussi (au bruit hadronique près). La figure 4.11 montre une distribution des courants DC dans les blocs du calorimètre normalisée par la valeur du courant pour le bloc numéro 0. Cette figure confirme que les PM débitant le plus de courant sont ceux des blocs proches de la ligne du faisceau. D'après les arguments précédents, on peut écrire dans le cas général où il y a des changements de configurations (cinématique ou cible) entre l'instant t et l'instant t_2 :

$$\frac{D^i(t)}{D^i(t_2)} = \frac{\alpha^i(t)\ \int_{t_1}^{t} I(x)\,dx}{\alpha^i(t_2)\ \int_{t_1}^{t_2} I(x)\,dx} = \frac{DC^i(t)\,Q(t)}{DC^i(t_1)\,Q(t_2)}\,, \tag{4.17}$$

où $Q(t)$ est la charge délivrée dans le hall entre la première calibration et l'instant t. Avec les équations (4.15) et (4.17) les gains effectifs peuvent être déterminés en fonction du temps pendant toute la durée de l'expérience DVCS. Plus de détails sur la détermination des rapports $DC^i(t)/DC^i(t_1)$ peuvent être trouvés dans la référence [79].

La figure 4.12 montre le résultat de cette méthode de calibration pour trois blocs du calorimètre. Les variations les plus importantes se sont produites pendant l'expérience n-DVCS (cible de deutérium) où la luminosité était la plus haute et les dommages donc plus conséquents.

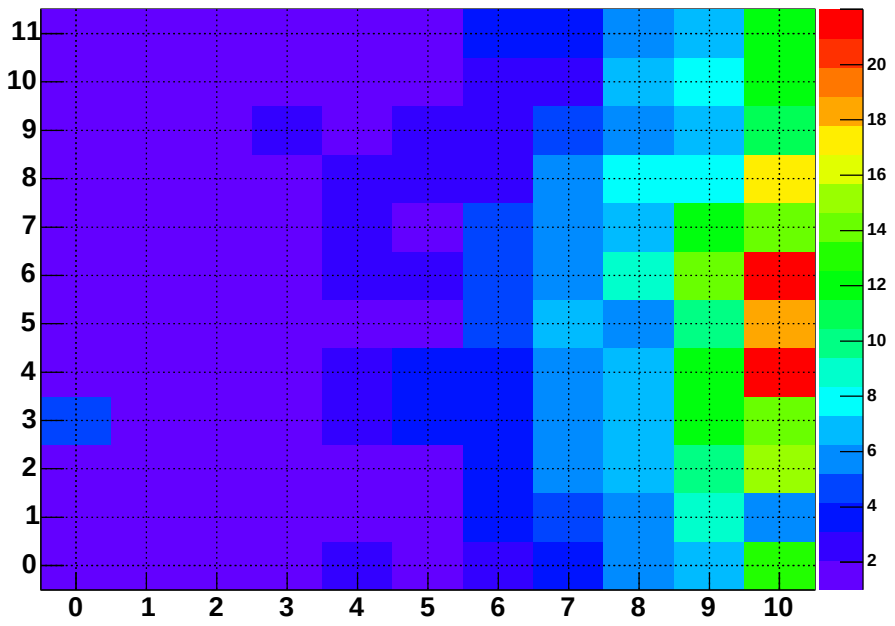


FIG. 4.11 – Distribution relative des courants DC des 132 blocs. La figure représente le calorimètre vu de derrière (le faisceau se trouve à droite).

4.5.2 Calibration secondaire de l'énergie

La méthode précédente a utilisé des hypothèses de linéarité qui ne sont pas nécessairement valables lorsque les variations de gains sont importantes. De plus, les deux calibrations élastiques sont faites dans des conditions de bruit différentes de celles des données DVCS beaucoup plus bruitées (calorimètre à 1.1 m de la cible contre 5.5 m pour les calibrations élastiques). Pour vérifier et corriger si nécessaire les résultats de la calibration principale de l'énergie, deux moyens indépendants de la réaction DVCS sont utilisés.

4.5.2.1 Avec les π^-

Le premier moyen consiste à utiliser la réaction $n(e, e'\pi^-)p$ dont les données ont été enregistrées en parallèle avec les données DVCS sur la cible de deutérium. Dans cette réaction le π^- est détecté dans le L-HRS et l'électron diffusé dans le calorimètre. La figure 4.13 montre un spectre de masse manquante au carré lorsque seules ces deux particules sont détectés. Les événements de la réaction $n(e, e'\pi^-)p$ correspondent au pic autour de la masse du proton au carré (≈ 0.88 GeV^2). Si la calibration précédente est parfaite, la position du pic devrait être la même quelque soit l'endroit où l'électron diffusé a été détecté dans le calorimètre. La figure 4.14 montre que ce n'est pas toujours le cas, surtout

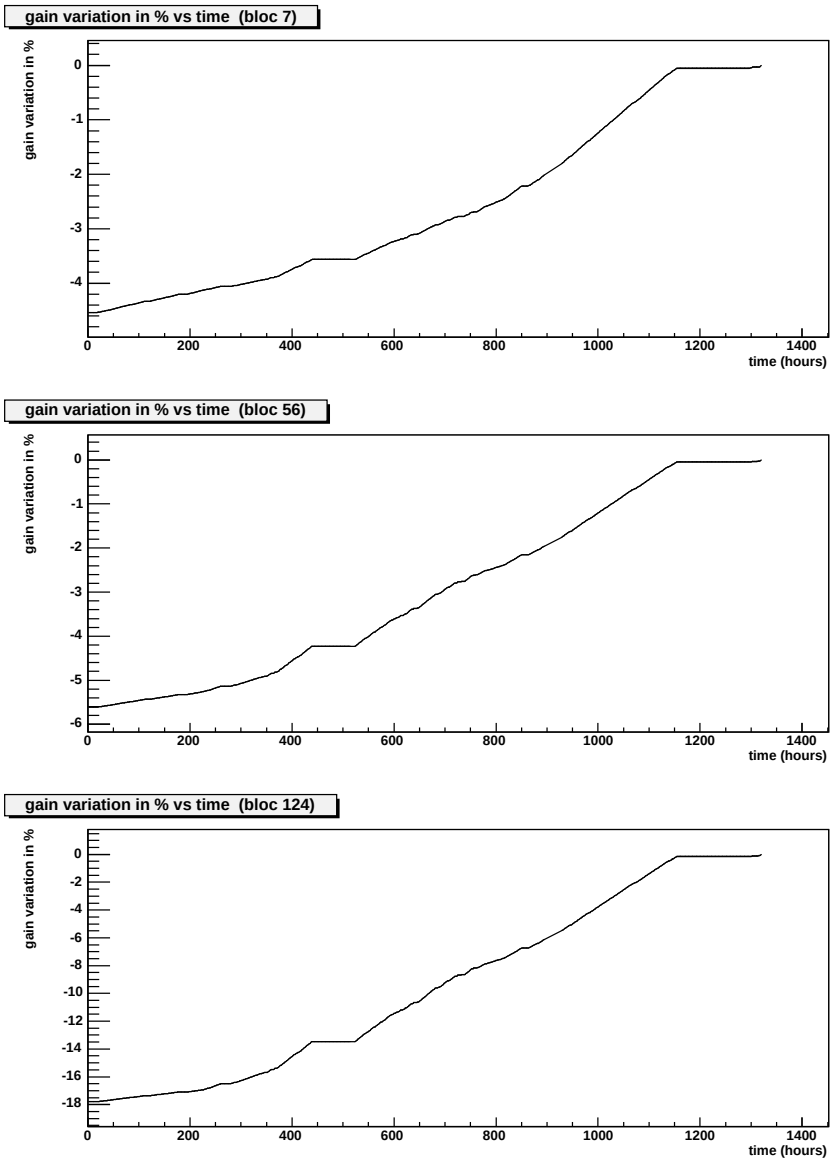


FIG. 4.12 – Variation du gain au cours du temps pour trois blocs du calorimètre ; la deuxième calibration élastique a été prise pour référence (variation du gain=0).

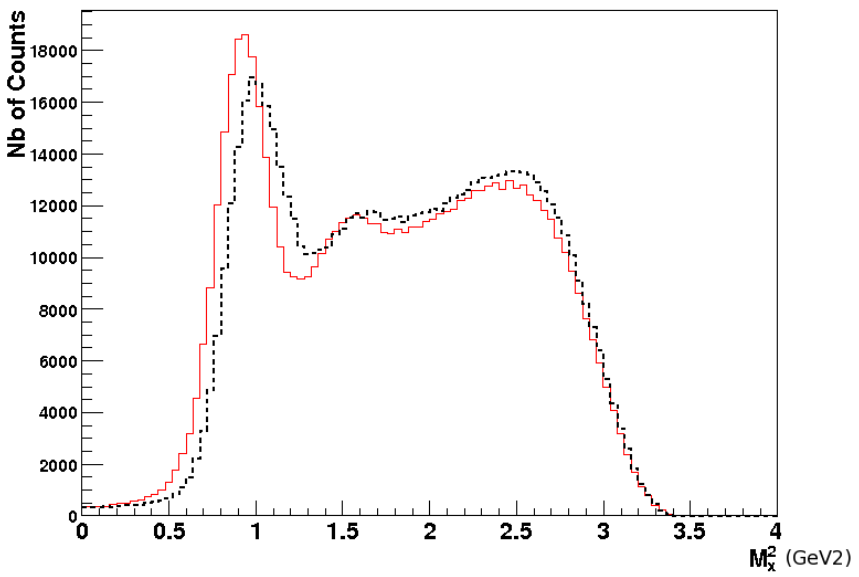


FIG. 4.13 – Masse manquante au carré des événements ^{2}H$(e, e'\pi^-)$X avant la calibration secondaire (pointillés noirs) et après (rouge) ; les coefficients de calibration utilisés sont issus de la calibration principale.

pour les blocs du calorimètre proches de la ligne du faisceau, c'est à dire pour ceux où le bruit et la variation du gain sont les plus importants (fig. 4.10). Une méthode de minimisation analogue à celle utilisée dans les calibrations élastiques peut alors être appliquée pour corriger les gains des blocs concernés. Bien évidemment, cela suppose une sélection des événements $n(e, e'\pi^-)p$ avec une coupure stricte sur la masse manquante (seuil de production d'un deuxième π). Cependant, avec la seule connaissance du π^- par le L-HRS il est impossible de prédire précisément l'énergie de l'électron diffusé puisqu'il y a trois particules dans l'état final. Pour palier à ce problème, on peut supposer que la position de l'électron reste bien déterminée malgré que les coefficients de calibration soient légèrement erronés, puis utiliser cette information supplémentaire pour prédire l'énergie déposée dans le calorimètre. Cette hypothèse est réaliste puisque d'après l'équation (4.9), la position est surtout déterminée par le bloc principal (où il y a $\approx 90\%$ de l'énergie déposée) et donc elle est peu sensible (au premier ordre) aux gains des blocs. La figure 4.15 montre les changements qu'il faut apporter aux anciens coefficients de calibration après l'application de cette méthode. Finalement, la figure 4.13 (courbe rouge) montre la nouvelle masse manquante au carré des événements ^{2}H$(e, e'\pi^-)$X après l'utilisation des nouveaux coefficients. En plus d'un meilleur positionnement du pic, cette méthode améliore la largeur du pic et par conséquent la résolution expérimentale.

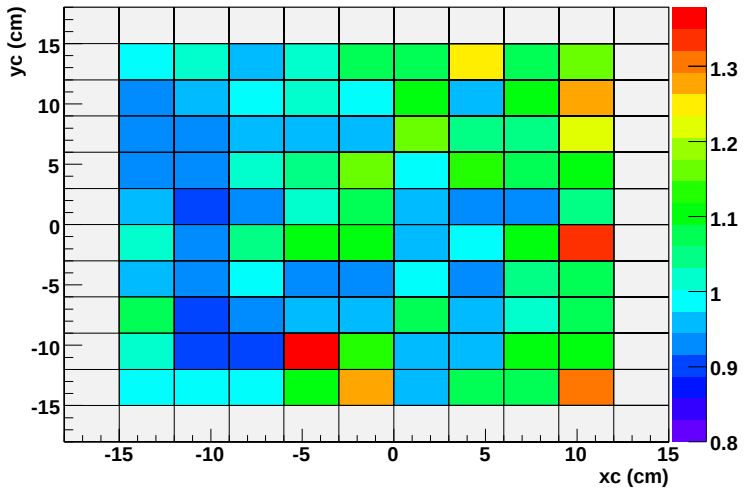


FIG. 4.14 – Position du pic (en GeV^2) correspondant aux événements $n(e, e'\pi^-)p$ en fonction de la région du calorimètre dans laquelle l'électron diffusé a été détecté.

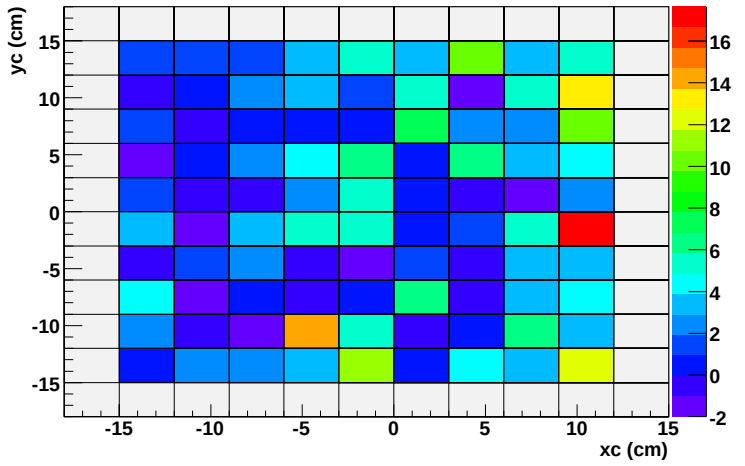


FIG. 4.15 – Changement (en pourcent) à apporter aux coefficients de calibration (pour la cinématique 4 uniquement) suite à la nouvelle minimisation avec la réaction $n(e, e'\pi^-)p$; chaque rectangle coloré représente un bloc du calorimètre ; à cause des effets de bord sur la détermination de l'énergie déposée, les blocs extérieurs du calorimètre (en blanc) sont écartés de l'analyse.

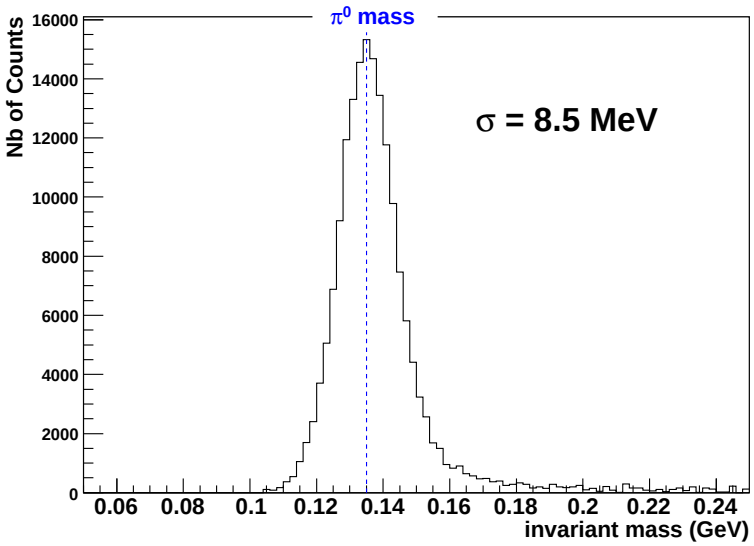


FIG. 4.16 – Masse invariante de deux photons détectés dans le calorimètre (cinématique 4) ; les coefficients de calibration utilisés sont issus de la calibration principale et secondaire en π^-.

4.5.2.2 Avec les π^0

Le deuxième moyen consiste à étudier l'électroproduction de π^0 à travers la masse invariante de deux photons détectés dans le calorimètre. Cette réaction, indépendante de la précédente et de DVCS, permet aussi de vérifier la qualité des gains déterminés jusque là. Néanmoins, compte-tenu qu'il y a deux amas de blocs associés au π^0, il est difficile de savoir avec certitude lequel des deux a de mauvais gains si la masse invariante obtenue est erronée. La figure 4.16 montre un spectre de masse invariante pour la cinématique avec la cible de deutérium, après soustraction des fortuites. La résolution obtenue sur cette variable est de 8.5 MeV après l'application de la méthode de calibration principale et secondaire. Un histogramme bidimensionnel représentant la position du pic de la masse invariante en fonction de la région du calorimètre touchée par les deux photons est représenté sur la figure 4.17. La quasi-totalité des blocs ont des gains corrects (à 1 % près) car la masse invariante obtenue est partout proche de la masse théorique du π^0 (134.9 MeV). Quelques blocs semblent donner cependant une masse invariante erronée mais cela est dû à la mauvaise détermination de la position du pic par manque de statistique, le seuil en énergie sur ces blocs étant trop haut pour pouvoir détecter suffisamment de photons. Il est toujours possible de refaire une correction des gains à l'aide des π^0. En effet la masse invariante au carré s'écrit :

$$m^2 = 2E_1E_2(1 - \cos(\theta)) \tag{4.18}$$

où E_1 et E_2 sont les énergies des deux photons et θ est l'angle qui les sépare. Si la masse invariante est systématiquement erronée à chaque fois qu'un bloc i récolte le maximum

d'énergie dans un amas, il est possible que son coefficient de calibration en soit la cause. En supposant que le reste des blocs soient bien calibrés en moyenne, une correction égale à $(m/134.9)^2$ peut alors être appliquée au coefficient de calibration du bloc considéré. Toutefois, l'énergie des photons issus des π^0 est en moyenne deux fois inférieure à celle des photons DVCS. Or l'effet du bruit sur la détermination expérimentale de l'énergie par l'analyse en forme des ARS peut ne pas être le même pour deux gammes différentes en énergie.

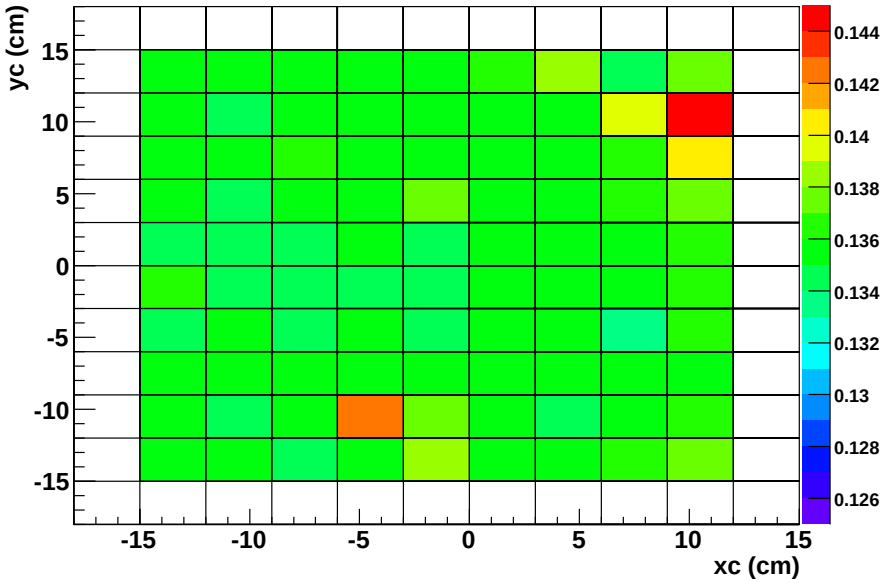


FIG. 4.17 – Position du pic de la masse invariante suivant les blocs touchés.

4.5.2.3 Conclusion sur la qualité de la calibration

La calibration secondaire avec les π^- a permis de corriger principalement des défauts et des effets de bruit que la calibration principale ne peut prendre en considération. Elle offre aussi l'avantage de calibrer les blocs dans les mêmes conditions de bruit et la même gamme en énergie que les données DVCS. Une vérification de la qualité de cette calibration avec la masse invariante des π^0 montre néanmoins des décalages de l'ordre de 1% (ou inférieur selon les blocs) par rapport à la masse théorique. De nouvelles corrections peuvent alors être apportées en faisant l'hypothèse d'une calibration moyenne correcte. Cependant, les imperfections des deux méthodes de calibrations secondaires nous conduisent à admetre que la calibration des blocs ne peut être connue à mieux que 1% dans l'état actuel de l'analyse. Cette imperfection sera traitée par la suite comme une erreur systématique.

4.6 Calibration des détecteurs de recul

Comme le calorimètre électromagnétique, la calibration du Proton Array a été faite pour toute l'expérience DVCS mais les résultats qui sont montrés dans cette section concernent uniquement l'expérience n-DVCS et plus précisément la cinématique avec la cible de deutérium et le détecteur d'étiquetage. Cette calibration a été faite à l'aide de la réaction $n(e, e'\pi^-)p$, discutée ci-dessus, pour disposer d'un faisceau de protons d'énergie comparable à celle des protons DVCS en direction des détecteurs de recul. Pour les autres cinématiques, la réaction utilisée est $p(e, e'\pi^0)p$. La procédure de calibration est naturellement la même pour toutes les cinématiques.

4.6.1 Temps de coïncidence

La calibration du temps de coïncidence des détecteurs de recul est analogue à celle du calorimètre. Comme mentionné précédemment, toutes les corrections dues au L-HRS sont applicables au Proton Array indépendamment de la cinématique. Le seul ajustement restant à faire est alors celui des décalages de chacune des voies ARS.
Les particules détectées dans le calorimètre sont des particules légères ayant au moins 1 GeV d'énergie à cause du seuil appliqué. La durée de leurs parcours ($\approx$ 1.1 m) entre la cible et les blocs du calorimètre est constante du point de vue de la résolution expérimentale car leur β est le même (quasiment égal à 1). Cependant, toutes les particules détectées dans le Proton Array (et le détecteur d'étiquetage) n'ont pas forcément cette propriété. En effet, entre les protons ou les neutrons DVCS qui ont un $\beta \approx 0.6$ par exemple et des électrons fortuits de $\beta \approx 1$, il y a 2 ns de différence sur un parcours de 1 m. Or, dans les détecteurs de recul, le taux d'accidentelles est largement supérieur à celui des nucléons DVCS, une calibration avec des spectres en temps bruts de chaque bloc (ou latte) n'est pas alors appropriée.
La réaction choisie pour la calibration est $n(e, e'\pi^-)p$ qui peut être sélectionnée en mettant une coupure stricte sur la masse manquante de la figure 4.13 au seuil de production d'un deuxième pion ($\approx$ 1.15 GeV^2). Pour chaque événement, la quantité de mouvement du proton de recul peut alors être déterminée avec la connaissance du π^- (L-HRS) et de l'électron diffusé (calorimètre). Il est à noter que seule la connaissance de la position de l'électron diffusé dans le calorimètre suffit (au moment de Fermi près) pour la caractérisation du proton de recul si la réaction $n(e, e'\pi^-)p$ est supposée. De cette manière, la prédiction de la direction et de l'énergie du proton est plus précise car la résolution expérimentale est dominée par la résolution sur l'énergie dans le calorimètre. Pour chaque événement, le bloc du Proton Array se trouvant sur la trajectoire du nucléon de recul peut donc être prédit. Il suffit alors de vérifier s'il y a un signal en temps dans ce bloc. Naturellement, la trajectoire prédite du nucléon de recul peut être en dehors de l'acceptance des détecteurs de recul. Dans ce cas, cet événement n'est pas pris en compte.
Apres la détermination de la position du pic de coïncidence dans tous les blocs prédits et l'ajustement des décalages éventuels, le résultat final est donné par la figure 4.18. La résolution temporelle obtenue est de 0.9 ns.

Pour le détecteur d'étiquetage la méthode de calibration est exactement la même mais en considérant les lattes prédites. Aucune information du Proton Array n'est utilisée pour éviter les erreurs systématiques. Un ajustement des décalages entre les voies ARS a été fait et le résultat final est montré sur la figure 4.19. Après application des techniques de calibration en temps développées pour le calorimètre, la résolution temporelle obtenue est de 0.95 ns. Cette valeur, comme celle du Proton Array est légèrement plus grande que celle obtenue pour le calorimètre (0.65 ns), sans doute à cause du bruit (électromagnétique et hadronique) plus important dans ces détecteurs.

4.6.2 Energie déposée

Pour la calibration de l'énergie déposée dans le Proton Array, des événements en triple coïncidence sont d'abord sélectionnés (fig. 4.18). Ensuite, une coupure sur le spectre en temps de chaque couche du détecteur d'étiquetage est réalisée (fig. 4.19) pour une meilleure identification des protons. Pour chaque événement et donc pour chaque bloc prédit, la connaissance des caractéristiques du proton de recul permet de calculer le dépôt d'énergie théorique dans le scintillateur. Au préalable, la perte d'énergie dans la cible, la chambre d'interaction et le détecteur d'étiquetage est prise en considération. Les coefficients de calibration s'obtiennent alors en comparant cette énergie prédite à l'amplitude du signal mesuré dans le bloc (fig. 4.20). La calibration de l'énergie du détecteur d'étiquetage suit la même procédure par comparaison du dépôt d'énergie prédit et de l'amplitude mesurée des signaux (fig. 4.21).

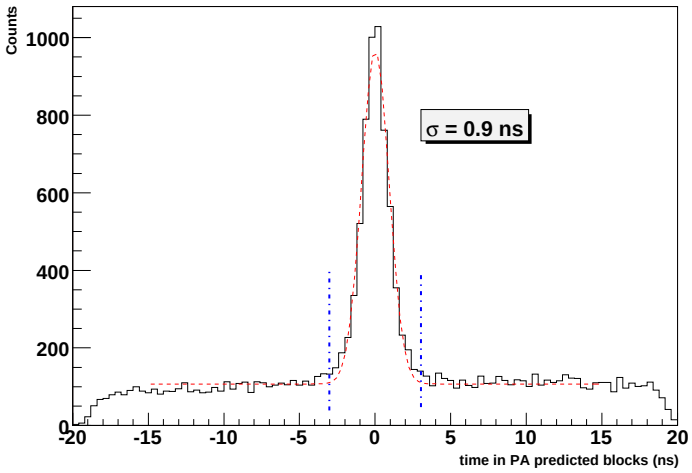


FIG. 4.18 – Spectre en temps dans les blocs prédits du Proton Array ; la courbe rouge (en pointillés) est un ajustement par une gaussienne plus une constante ; les deux lignes bleues verticales (en pointillés) montre la coupure appliquée pour sélectionner les événements en triple coïncidence.

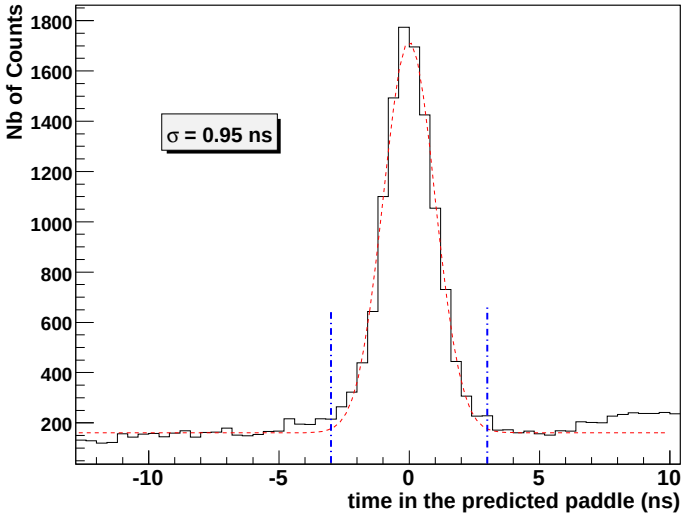


FIG. 4.19 – Spectre en temps dans les lattes prédites du détecteur d'étiquetage indépendamment de la réponse du Proton Array ; la courbe rouge (en pointillés) est un ajustement par une gaussienne plus une constante ; les deux lignes bleues verticales (en pointillés) montre la coupure appliquée pour sélectionner les événements en triple ou quadruple coïncidence si le Proton Array est utilisé.

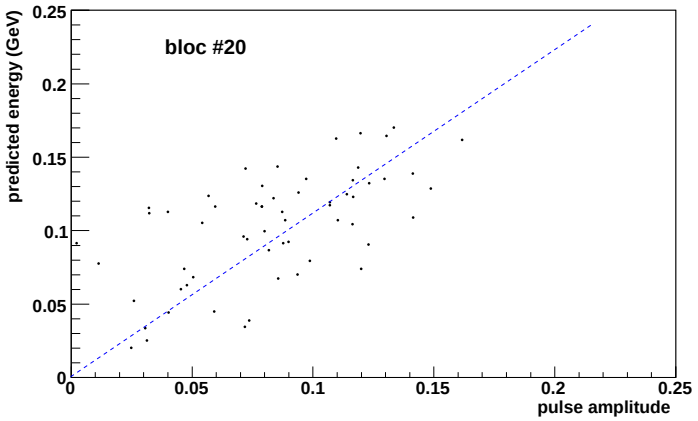


FIG. 4.20 – Dépôt d'énergie théorique (en GeV) lorsque le bloc numéro 20 est prédit en fonction de l'amplitude du signal mesuré dans le même bloc (unités arbitraires) ; la ligne bleue (en pointillés) montre un ajustement linéaire de cette distribution ; le coefficient de calibration du bloc numéro 20 est égal à la pente de cette droite.

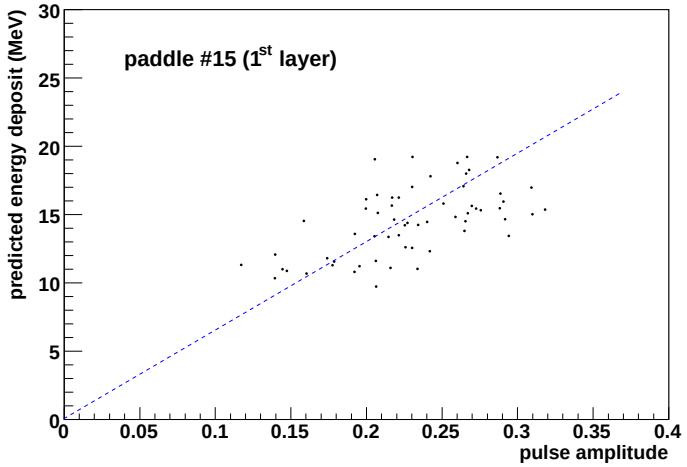


FIG. 4.21 – Dépôt d'énergie théorique (en MeV) lorsque la latte numéro 15 ($1^{\text{ère}}$ couche) est prédite en fonction de l'amplitude du signal mesuré (unités arbitraires) ; la ligne bleue (en pointillés) montre un ajustement linéaire de cette distribution ; le coefficient de calibration de la latte numéro 15 est égal à la pente de cette droite.

Chapitre 5

Analyse en triple coïncidence

Après la calibration de tous les détecteurs, une identification des réactions DVCS sur le neutron et sur le proton avec une cible de deutérium a été expérimentée. La méthode utilisée est analogue à celle utilisée pour la calibration des détecteurs de recul car elle présente l'avantage d'être la plus sélective. Pour chaque événement en double coïncidence dans le calorimètre et le L-HRS, le quadrivecteur du nucléon de recul est calculé en supposant une réaction DVCS. La réponse du bloc du Proton Array prédit et des lattes prédites peut alors être étudiée.

5.1 Sélection des protons

La figure 5.1 montre l'énergie déposée dans la première couche du détecteur d'étiquetage en fonction de l'énergie déposée dans la deuxième couche lorsqu'un signal dans la fenêtre de coïncidence est trouvé dans les lattes prédites et le bloc prédit. La distribution obtenue est en accord avec la prédiction de l'énergie théorique déposée par des protons DVCS (courbe rouge de la figure 5.1). Cependant, n'importe quelle particule chargée traversant tout le détecteur d'étiquetage donnerait quasiment la même distribution. La figure 5.2 montre l'énergie déposée dans les lattes prédites des deux couches du détecteur d'étiquetage en fonction de l'énergie déposée dans le bloc prédit du Proton Array. Comme prévue, les candidats protons DVCS ne sont pas les seuls événements présents après cette sélection des blocs prédits. En effet, tous les événements de la figure 5.2 ne sont pas forcément des événements DVCS malgré la sélection stricte (un signal en temps dans le bloc et les lattes prédites) car il arrive parfois que la prédiction ne soit pas correcte pour différentes raisons :

- l'événement en question n'est pas une réaction DVCS car il y a un bruit de fond physique dans le lot d'événements en double coïncidence sélectionnés au départ ;
- les caractéristiques du photon détecté dans le calorimètre sont erronées par des effets de résolution expérimentale ;
- le proton de recul DVCS peut diffuser dans une autre direction et le signal mesuré dans le bloc ou la latte prédite correspond alors à une fortuite ;

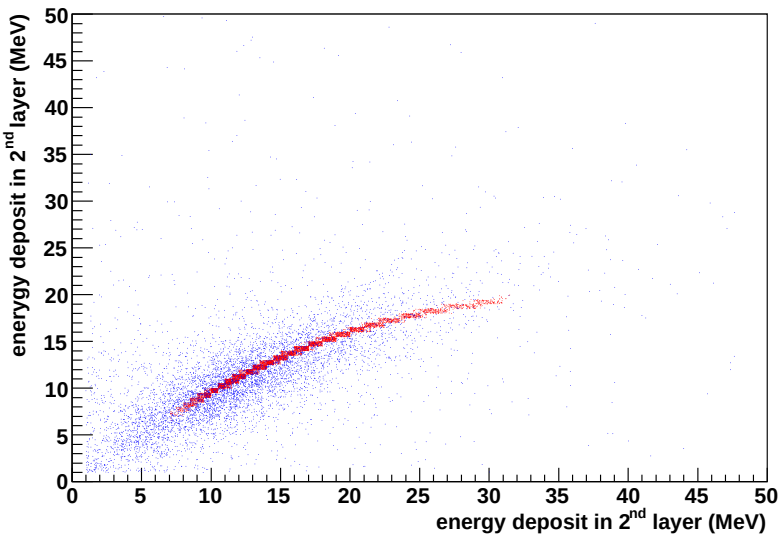


FIG. 5.1 – Dépôt d'énergie dans la latte prédite de la première couche en fonction du dépôt d'énergie de la latte prédite de la deuxième couche ; la courbe rouge montre la distribution théorique des dépôts d'énergie pour les protons DVCS.

- le moment de fermi des nucléons à l'intérieur du deuton n'est pas pris en compte dans la prédiction et peut donc fausser la trajectoire prédite.

Le contenu des blocs et des lattes prédites dans ce cas est purement fortuit et peut prêter à confusion. Plus les bruits électromagnétique et hadronique dans les détecteurs de recul sont importants, plus le lot d'événements sélectionnés en triple coïncidence est contaminé par des fortuites et du bruit de fond physique. Par conséquent, une triple (ou quadruple) coïncidence n'est pas forcément synonyme d'exclusivité. Il faut noter que les accidentelles en double coïncidence (calorimètre et L-HRS) sont soustraites et donc celles observées en triple coïncidence ne sont que le fruit d'une mauvaise prédiction accompagnée par un bruit important dans les détecteurs de recul.
La courbe rouge de la figure 5.2 représentant la distribution théorique des protons DVCS permet cependant d'enlever une partie du bruit et d'identifier la région correspondant aux protons et donc aux candidats DVCS. En effet, on peut distinguer sur la figure 5.2 et sur la continuité de la courbe rouge une région (environ 10 MeV pour le détecteur d'étiquetage et 45 MeV pour le Proton Array) où les dépôts d'énergie sont dus à des particules au minimum d'ionisation. La figure 5.3 représentant le dépôt d'énergie dans la première couche du détecteur d'étiquetage en fonction du temps d'arrivée associé prouve que cette région correspond à des particules légères (électrons, pions) puisqu'elles arrivent environ 1 à 2 ns plus tôt que les protons, ce qui leur donne un $\beta \approx 1$. Il s'agit donc du bruit de haute énergie.

La figure 5.4 (droite) représentant la masse manquante au carré calculée avec le calorimètre et le L-HRS, illustre la contamination des événements DVCS par le bruit de

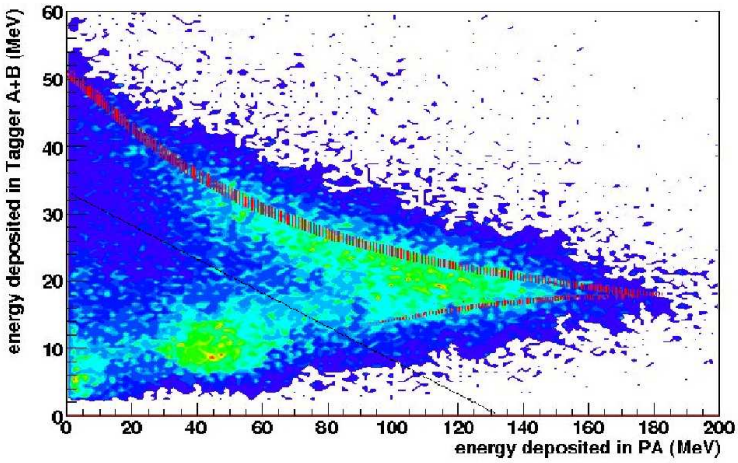


FIG. 5.2 – Dépôt d'énergie dans les lattes prédites du détecteur d'étiquetage en fonction du dépôt d'énergie dans le bloc prédit du Proton Array ; la courbe rouge montre la distribution théorique des dépôts d'énergie pour les protons DVCS ; une coupure bidimensionnelle autour de cette distribution théorique est alors appliquée pour sélectionner les protons (événements en dessus du trait en pointillés).

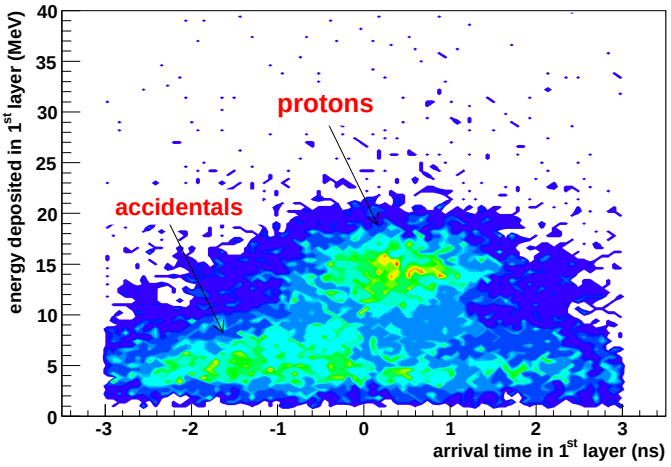


FIG. 5.3 – Dépôt d'énergie dans la latte prédite de la première couche du détecteur d'étiquetage en fonction du temps d'arrivée de la particule associée.

fond restant malgré la sélection des protons de la figure 5.2. Evidemment, une coupure stricte sur ce spectre autour de la masse du proton peut être appliquée pour diminuer au maximum la contamination. La figure 5.4 (droite) montre la différence entre les taux de comptage avec des hélicités opposées du faisceau en fonction de l'angle azimutal φ pour les protons ainsi sélectionnés. L'asymétrie obtenue est cohérente avec l'existence de protons DVCS dans le lot d'événements sélectionnés, son signe étant compatible avec les résultats de l'expérience p-DVCS sur une cible d'hydrogène. Cependant, une asymétrie relative ne peut être calculée correctement tant que le reste du bruit de fond n'est pas soustrait (fortuites du Proton Array et contamination π^0).

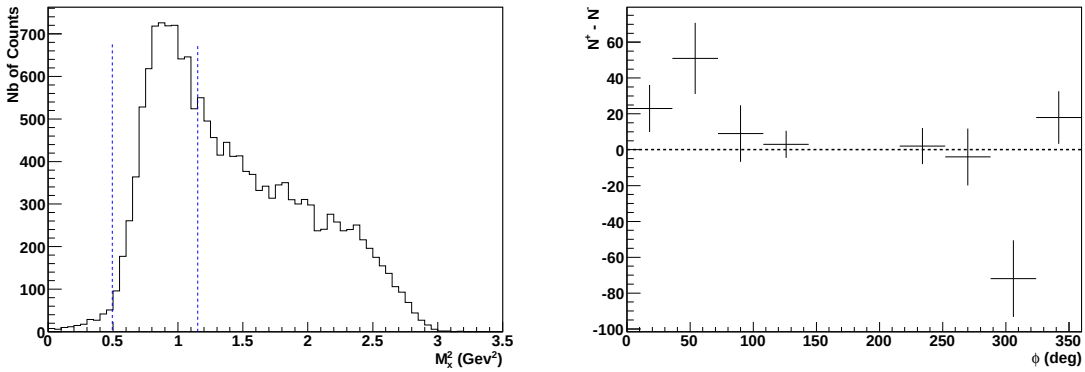


FIG. 5.4 – Gauche : masse manquante au carré déterminée par le calorimètre et le spectromètre lorsque les protons de la figure 5.2 sont sélectionnés ; les lignes bleues verticales (en pointillés) montrent la coupure appliquée pour minimiser la contamination ; la coupure supérieure est égale au seuil de production de pions. Droite : nombre de coups pondéré par l'hélicité du faisceau en fonction de l'angle azimutal φ pour les événements sélectionnés (gauche).

5.2 Sélection des neutrons

La figure 5.5 montre le dépôt d'énergie des protons candidats DVCS, sélectionnés par une coupure sur le spectre de la figure 5.4 (gauche), dans la première et la deuxième couche du détecteur d'étiquetage. Ces deux spectres permettent de fixer un seuil de 5 MeV pour le dépôt d'énergie minimal des protons et de définir par conséquent une réponse du détecteur d'étiquetage aux particules candidates neutrons (dépôt < 5 MeV). La figure 5.6 (gauche) montre le spectre de masse manquante lorsqu'il y a un signal en temps dans le bloc prédit du Proton Array et une réponse négative des lattes prédites du détecteur d'étiquetage. La contamination par le bruit de fond est dans ce cas beaucoup plus importante que dans le cas du proton. En effet, aux raisons évoquées précédemment, viennent s'ajouter les deux faits suivants :

- les protons, plus nombreux que les neutrons, peuvent "pousser" des neutrons dans la chambre de réaction et surtout dans le blindage principal du détecteur d'étiquetage ; cet événement de conversion ($p \rightarrow n$) est alors perçu comme un candidat n-DVCS ;
- un proton n'est pas forcément signalé par le détecteur d'étiquetage à cause de l'influence du haut taux de comptage sur l'analyse en forme.

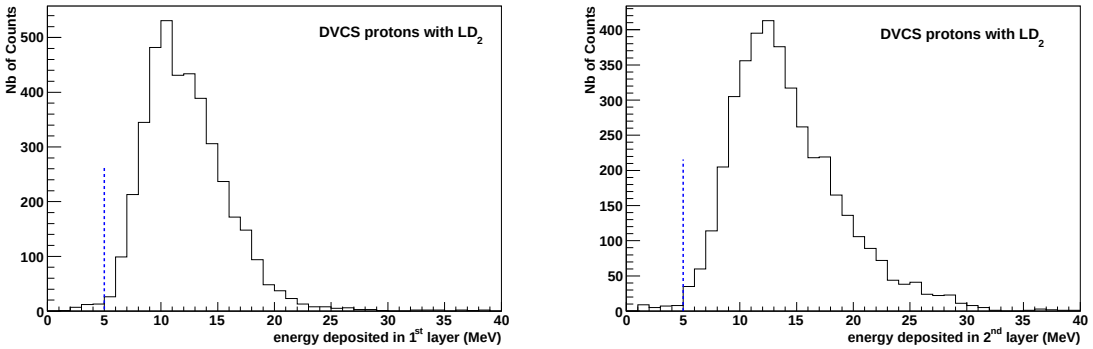


FIG. 5.5 – Dépôt d'énergie expérimental des protons DVCS dans la latte prédite de la première couche (gauche) et de la deuxième couche (droite) du détecteur d'étiquetage.

En appliquant les mêmes coupures utilisées pour l'identification des neutrons au faisceau de protons étiquetés de la réaction $n(e, e'\pi^-)p$, il est possible d'estimer l'importance de ces deux effets conjugués. De la même façon, des données avec une polarité positive du L-HRS ont été prises pour évaluer les effets inverses avec un faisceau de neutrons étiquetés de la réaction $p(e, e'\pi^+)n$.

Cette étude montre que 34% des événements $n(e, e'\pi^-)p$ donnant un signal en temps dans le bloc prédit du Proton Array, conduisent à une réponse négative du détecteur d'étiquetage (dépôt <5 MeV). Par conséquent un proton sur trois est pris pour un neutron lors de la sélection des événements DVCS en appliquant une coupure sur le spectre de la figure 5.6 (gauche). Il faut noter que ce chiffre dépend de la nature des coupures appliquées pour définir une réponse positive ou négative des détecteurs de recul. Cela dit, le plus important est l'estimation de cette contamination avec les mêmes coupures utilisées pour sélectionner les événements candidats n-DVCS. Un spectre d'asymétrie de taux de comptage pour les événements candidats n-DVCS est montré dans la figure 5.6 (droite) : le signe obtenu est identique à celui du proton. Cependant, l'asymétrie attendue des neutrons DVCS devrait être de signe opposé d'après les modèles. Une faible asymétrie du processus n-DVCS et la forte contamination des données sélectionnées par les protons DVCS (34% des candidats p-DVCS se convertissent en candidat n-DVCS) peuvent expliquer la nature du signe observé.

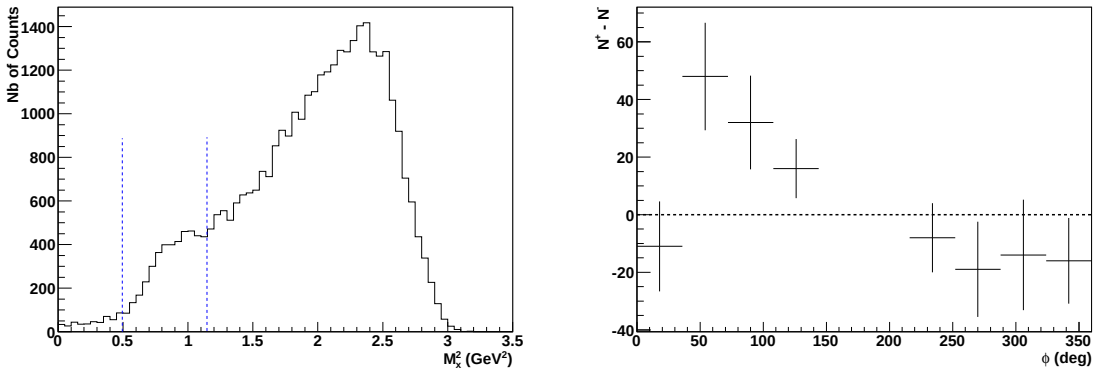


FIG. 5.6 – Gauche : masse manquante au carré déterminée par le calorimètre et le spectromètre pour les événements qui donnent une réponse négative dans les lattes prédites du détecteur d'étiquetage (énergie < 5 MeV) et une réponse positive dans le bloc prédit du Proton Array (énergie > 0) ; les lignes bleues verticales (en pointillés) montrent la coupure appliquée pour minimiser la contamination par le bruit de fond ; la coupure supérieure est égale au seuil de production de pions. Droite : nombre de coups pondéré par l'hélicité du faisceau en fonction de l'angle azimutal φ pour les événements ainsi sélectionnés (gauche)

5.3 Soustraction des fortuites

Une soustraction des fortuites au lot d'événements sélectionnés (candidats p-DVCS ou n-DVCS) a été entreprise. Cette méthode est plus complexe qu'une soustraction de fortuites en double coïncidence car elle fait intervenir quatre détecteurs à la fois (L-HRS + calorimètre + detecteurs de recul). Comme mentionné précédemment, la sélection des candidats n-DVCS ou p-DVCS se fait à partir d'un lot initial d'événements en double coïncidence. Pour chaque événement, une région du Proton Array et du détecteur d'étiquetage peut être prédite en supposant une réaction DVCS. La sélection des candidats n-DVCS ou p-DVCS se fait alors en imposant une réponse adéquate de ces détecteurs (réponse positive). Dans un environnement imaginaire sans bruit de fond, il y aurait au maximum une seule région répondant positivement dans les détecteurs de recul. Dans l'environnement expérimental il peut y avoir plusieurs régions qui, conjuguées avec une mauvaise prédiction, donnent naissance aux événements fortuits. Pour soustraire ces derniers événements, on procède de la manière suivante :

- D'abord une région des detecteurs de recul est considérée. Cette région peut être un ou plusieurs blocs du Proton Array associés aux lattes correspondantes du détecteur d'étiquetage (les lattes en face de ces blocs). La configuration la plus simple consiste à définir une région r par un seul bloc et les deux lattes correspondante. Par conséquant, 100 (car 100 blocs) régions différentes des détecteurs de recul peuvent être choisies dans cette configuration.
- Soit n_r le nombre de réponses positives de la région r quand celle-ci n'est pas prédite. Normalisé par le nombre d'événement total, ce nombre ($\bar{n_r}$) représente la probabi-

lité de trouver une réponse positive dans la région r. Il est à noter que dans un environnement sans fortuites n_r vaut zéro. La normalisation de n_r tient compte du fait que tous les blocs du Proton Array ne sont pas lus par le système d'acquisition (MUX) à chaque événement.

- Soit maintenant n_r^{tot} le nombre de réponses positives de la région r quand celle-ci est prédite n_r^p fois. Le nombre de fortuite dans cette configuration est alors égal à $n_r^p \times \bar{n_r}$ qu'il faut soustraire à n_r^{tot} pour trouver le bon nombre d'événement candidats DVCS dans la région r.
- Enfin les trois étapes précédentes sont effectuées pour toutes les régions r possibles pour trouver le nombre total d'événements candidats DVCS corrigés des fortuites :

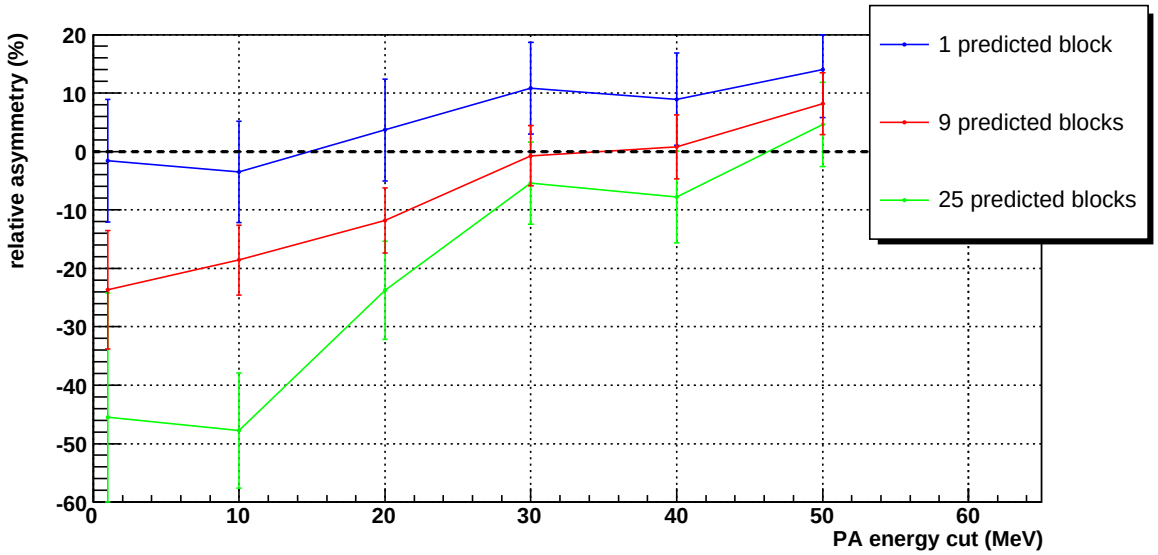
$$n^{DVCS} = \sum_r n_r^{tot} - n_r^p \times \bar{n_r} \,.$$

Toutefois, n^{DVCS} reste contaminé par des réactions qui ont la même cinématique que le DVCS comme l'électroproduction de π^0 (voir chapitre suivant). Aussi, cette procédure ne résoud pas le problème de conversion neutron-proton dans le blindage. La figure 5.7 montre l'asymétrie relative obtenue pour les événements candidats n-DVCS (haut) et p-DVCS (bas) en fonction de la coupure sur l'énergie déposée dans le Proton Array et après soustraction des fortuites. Trois configurations de régions définies respectivement par 1 bloc, 9 blocs (bloc prédit + les 8 proches voisins) et 25 blocs (bloc prédit + 24 proches voisins) ont été testées pour vérifier la stabilité de la méthode. Les résultats de cette études sont aussi montrés dans la figure 5.7. Pour les événements candidats p-DVCS, l'asymétrie relative obtenue est relativement stable en fonction de la configuration des régions prédites et du dépôt d'énrgie dans le Proton Array. Par contre, on constate une augmentation de l'asymétrie relative en fonction du dépôt d'énergie pour les événements n-DVCS. Cela s'explique par une contamination croissante par des événements p-DVCS ayant une asymétrie positive. En effet, en exigeant un dépôt d'énergie important dans le Proton Array les protons sont favorisés par rapport aux neutrons malgré une réponse négative dans le détecteur d'étiquetage. Comme mentionné précédemment, cette réponse négative du détecteur d'étiquetage est dûe à une faible inéfficacité de celui-ci aux protons. Il est aussi à remarquer que l'asymétrie relative des événements candidats n-DVCS est sensible à la configuration des régions prédites (1, 9 ou 25 blocs). Cette instabilité montre que la procédure de soustraction des fortuites souffre de quelques lacunes lors de la sélection des neutrons par une réponse négative du détecteur d'étiquetage.

5.4 Conclusion

L'analyse en triple coïncidence a montré l'importance des bruits de fond électromagnétique et hadronique dans les détecteurs de recul et ses effets néfastes sur l'identification des particules. Conjugué avec une prédiction qui peut être mauvaise pour différentes raisons, cela n'élimine pas tout le bruit de fond en double coïncidence et par conséquent n'assure pas l'exclusivité de la réaction. Comme dans le cas d'une analyse en double coïncidence (voir le chapitre suivant), une coupure sur la masse manquante doit alors être

appliquée pour sélectionner les événements DVCS. De plus, la "transformation" des protons en neutrons dans les différents blindages contribue à la contamination des neutrons DVCS. Certes, des données spécifiques ont été prises pour estimer l'importance de cet effet et corriger les asymétries obtenues si nécessaire, malheureusement la statistique disponible permet uniquement de faire une étude globale des efficacités d'identification. Or, une étude bloc par bloc et latte par latte est nécessaire pour éviter les fausses asymétries. Il convient également de remarquer que la méthode utilisée pour choisir les événements candidats DVCS en triple coïncidence est très sélective. En effet, seul 1% des événements en double coïncidence donnent un signal en temps dans le bloc prédit du Proton Array. D'autres méthodes d'analyse moins sélectives qui traitent la réponse des détecteurs de recul indépendamment de la prédiction ont été étudiées. Le gain en statistique est accompagné dans ces cas par une augmentation du bruit de fond et complique d'avantage l'identification neutron-proton.



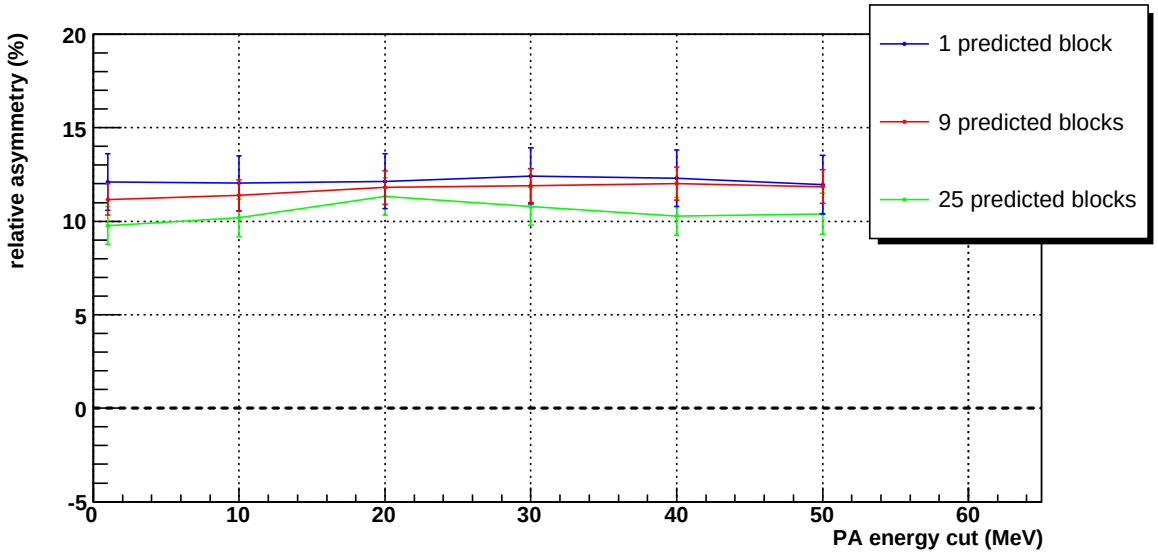


FIG. 5.7 – Haut : BSA pour les événements candidats n-DVCS en fonction de l'énergie déposée dans le Proton Array et pour trois configurations de régions prédites. Bas : même chose mais pour les événements candidats p-DVCS.

Chapitre 6

Analyse en double coïncidence

Ce chapitre décrit l'analyse effectuée en double coïncidence en utilisant seulement le calorimètre et le L-HRS. Les événements DVCS sur le neutron (et le deuton) sont obtenus en comparant les données prises à la même cinématique avec une cible de deutérium (cinématique 4) et avec une cible d'hydrogène (cinématique 2). En effet, l'électroproduction de photons sur une cible de deutérium peut s'écrire comme la somme d'une contribution élastique ($d(e,e'\gamma)d$), d'une contribution quasi-élastique ($p(e,e'\gamma)p + n(e,e'\gamma)n$) et d'autres réactions avec des particules supplémentaires dans l'état final :

$$\mathrm{D}(e,e'\gamma)X = p(e,e'\gamma)p + n(e,e'\gamma)n + d(e,e'\gamma)d + \dots . \tag{6.1}$$

La contribution du p-DVCS ($p(e,e'\gamma)p$) est déterminée à partir des mesures avec une cible d'hydrogène. Les événements n-DVCS et d-DVCS ($n(e,e'\gamma)n$ et $d(e,e'\gamma)d$) sont par la suite séparés par la dépendance de la masse manquante M_X^2. La première étape consiste alors à sélectionner un lot d'événements candidats DVCS dans les deux configurations. Après la soustraction des fortuites, un ajustement des données de la cinématique 2 à celles de la cinématique 4 est nécessaire pour effectuer une comparaison précise. Cela se traduit en terme de calibration et de résolution expérimentale qui doivent être, autant que faire se peut, les mêmes dans les deux cas. Ensuite, une simulation de l'espace de phase est faite pour pouvoir extraire les observables physiques. Les résultats obtenus ainsi que leurs erreurs systématiques sont discutés en fin de chapitre.

6.1 Sélection des événements

Cette section présente les coupures appliquées sur les données pour sélectionner un électron dans le L-HRS et un photon dans le calorimètre électromagnétique.

6.1.1 Avec le L-HRS

6.1.1.1 Sélection des électrons

Le chapitre 4 a montré qu'il y a 8.7% de traces multiples dans le spectromètre. La première coupure à appliquer consiste alors à sélectionner les événements donnant une

seule trace. Les électrons sont ensuite identifiés avec le détecteur Čerenkov au moyen d'une coupure sur la somme des canaux ADC des 10 miroirs le composant. Figure 6.1 montre le spectre de la somme ADC pour la cinématique 2 et la cinématique 4 sur lequel on peut distinguer un pic correspondant à un signal d'un seul photoélectron, puis une distribution assez large correspondant aux électrons et centrée autour de 800 canaux. Le premier pic, pouvant être facilement généré par un bruit électronique, ne peut être dû au passage d'un électon qui conduit à la collection de 7 photoélectrons en moyenne. Par conséquent, une coupure à 150 canaux ADC (fig. 6.1) est appliquée pour sélectionner les électrons.

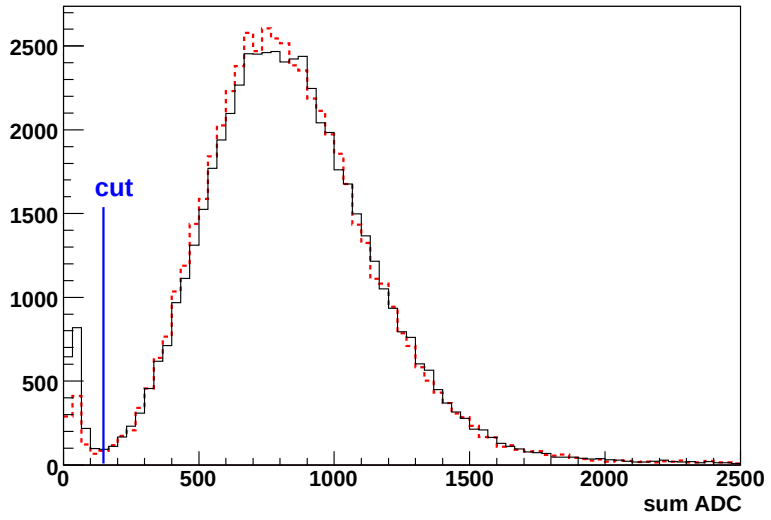


FIG. 6.1 – Spectre de la somme des ADC Čerenkov pour la cinématique 2 (en pointillés) et la cinématique 4 (trait plein) ; une coupure à 150 MeV est utilisée pour sélectionner les électrons dans chacun des cas.

6.1.1.2 Coupures sur l'acceptance

Afin de rejeter les événements provenant des parois de la cible (en aluminum), une coupure sur la position du vertex d'interaction suivant la direction du faisceau est appliquée. La distribution de cette position (fig. 6.2) montre que la cible est décalée par rapport au centre du Hall A. Une coupure dissymétrique est alors utilisée pour sélectioner une longueur totale de cible égale à 13.5 cm. Il est à noter que la résolution sur le vertex d'interaction est égale à 3.6 mm pour la cinématique de E03-106 où le L-HRS est placé à un angle de 19.32^o par rapport au faisceau [48].
Les trajectoires des particules sélectionnées par les coupures précédentes ne sont pas forcément bien reconstruites par le L-HRS aux limites de son acceptance. Une coupure sur des variables reconstruites telles que l'angle vertical ou horizontal ou encore l'impulsion s'avère alors nécessaire pour sélectionner la région du L-HRS où l'acceptance est bien

définie. M. Rvachev [80] a développé une méthode, appelée *R-function*, plus sophistiquée que de simples coupures sur les variables reconstruites pour sélectionner cette région. Il s'agit d'une fonction qui calcule dans un espace à 4 dimensions la distance minimale qui sépare la trajectoire des bords de l'acceptance du L-HRS. Cette méthode, utilisée pour les expériences DVCS avec un seuil de 5.10^{-3}, agit comme un collimateur effectif permettant de rejeter beaucoups moins d'événements que dans les techniques d'analyse basées sur des coupures uni-dimensionnelles.
Les deux coupures décrites dans ce paragraphe sont appliquées identiquement aux deux cinématiques et à la simulation Monte Carlo afin de déterminer les angles solides.

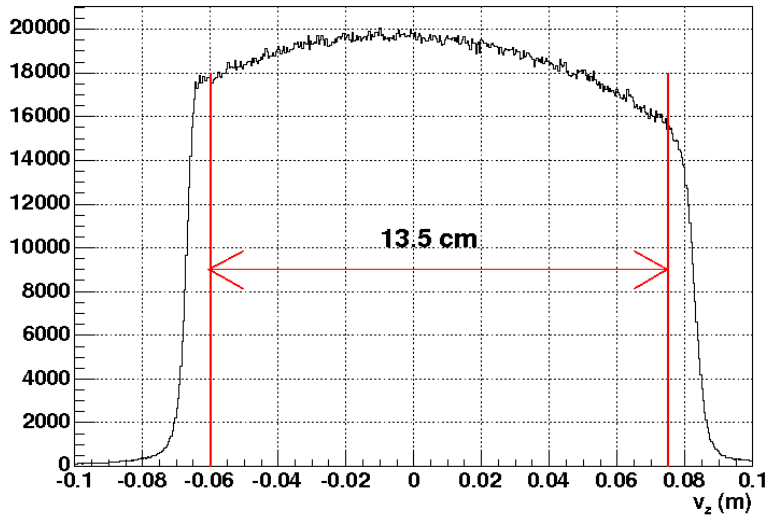


FIG. 6.2 – Position du vertex d'interaction ; seule une longueur totale de 13.5 cm (au lieu de 15 cm) est utilisée pour annihiler l'influence des parois de la cible.

6.1.2 Avec le calorimètre

6.1.2.1 Sélection des photons

La procédure de l'analyse en forme sur les signaux ARS a été décrite dans le chapitre 4. Les bons événements sont choisis par application de la procédure de regroupement en amas pour les blocs où il y a un signal avec un temps d'arrivée compris entre -3 ns et +3 ns (fig. 4.9), c'est à dire en coïncidence avec l'électron détecté dans le L-HRS. La résolution en temps du calorimètre étant de 0.6 ns, une fenêtre d'analyse de [-3 ;3] ns permet de récupérer plus de 99.98 % des événements de coïncidence. La dernière étape consiste à ne garder que les événements où le nombre d'amas est égal à 1 (fig 6.3) sachant que la proportion des événements candidats DVCS dans les amas multiples écartés par cette coupure est autour de 2%. Ce chiffre interviendra par la suite comme une correction d'efficacité des sections efficaces.

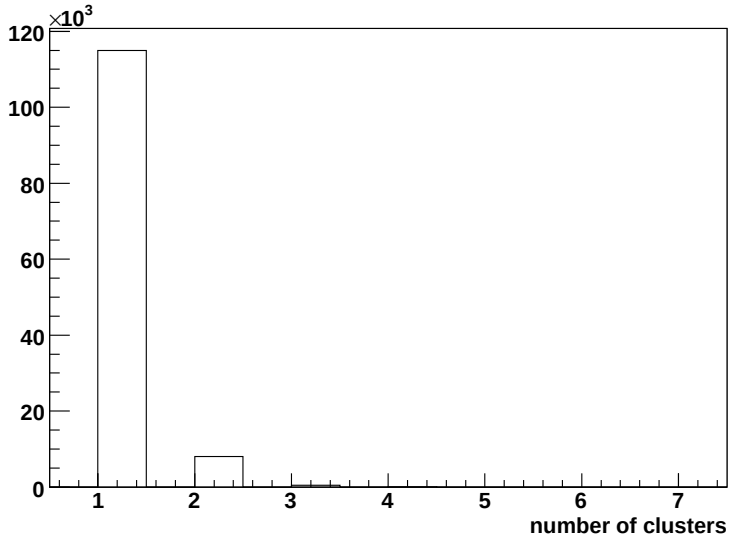


FIG. 6.3 – Distribution du nombre d'amas reconstruit dans le calorimètre.

6.1.2.2 Coupures sur l'acceptance

La coupure sur l'acceptance du calorimètre est motivée par la dégradation de la résolution sur ses bords. En effet, lorsque le bloc principal de l'amas est l'un des blocs du bord du calorimètre, une partie de la gerbe électromagnétique n'est pas détectée. Par conséquent, tous les amas reconstruits dont le centre appartient à un bloc du bord sont écartés de l'analyse. Cette restriction est également appliquée de la même manière sur les données simulées. Après les coupures sur l'acceptance, le transfert t varie entre -0.5 GeV^2 environ (photon près du bord du calorimètre) et t_{min} (-0.155 GeV^2 pour n-DVCS et -0.123 GeV^2 pour d-DVCS).

6.1.3 Masse manquante

.

La figure 6.4 montre le spectre de la masse manquante au carré pour les événements sélectionnés par les coupures mentionnées précédemment. Les événements DVCS sur un nucléon doivent être autour de la masse du nucléon au carré car même pour la cinématique avec une cible de deutérium, la masse manquante est toujours calculée en supposant une interaction sur un nucléon. La figure 6.4 montre aussi la contribution des fortuites dans les deux cinématiques qui s'obtient en décalant la fenêtre d'analyse [-3 ;3] de plusieurs nanosecondes : par exemple [-11 ;-5] ou [5 ;11] ns. En plus des événements DVCS, plusieurs canaux sont présents sur le spectre de masse manquante en double coïncidence :

- Electroproduction de π^0 : $eN \rightarrow eN\pi^0$ où seul un photon issu de la désintégration du π^0 est détecté dans le calorimètre. La contamination du DVCS par cette réaction est d'autant plus importante que la désintégration du π^0 est dissymétrique, c'est à

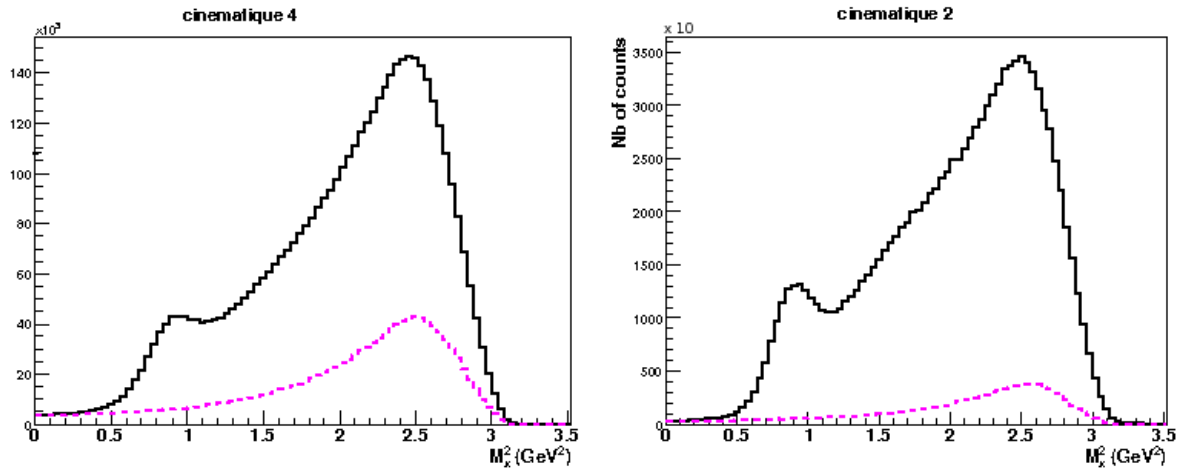


FIG. 6.4 – Masse manquante au carré pour la cinématique 4 (gauche) et la cinématique 2 (droite) ; les lignes en pointillés montrent la contribution des fortuites dans chaque cas.

dire, lorsque le photon détecté emporte la plupart de l'énergie du π^0. Dans ce cas, l'énergie mesurée dans le calorimètre est comparable à l'énergie des photons DVCS et la masse manquante de ces événements est proche de la masse du nucléon. Un moyen de calculer cette contamination en vue de la soustraire est dérivé du nombre de π^0 détectés à partir de deux amas dans le calorimètre. En effet, lorsqu'un π^0 est identifié comme tel, cela signifie que sa désintégration était symétrique puisque dans le cas contraire un des photons est éliminé par le seuil du trigger (1 GeV). Ainsi à partir du nombre de π^0 détectés, le nombre de désintégrations dissymétriques et donc la contamination peuvent être déterminés et soustraits pour chaque canal (*bin*) expérimental [81]. La figure 6.5 montre par exemple la contribution de cette contamination pour le spectre de la masse manquante de la cinématique 2.

- Réactions associées au DVCS par la production d'un ou plusieurs mésons supplémentaires, par exemple $eN \rightarrow eN\gamma\pi$. Cette réaction commence sur les spectres de masse manquante à la valeur $(M_N + m_\pi)^2 = 1.15$ GeV^2 correspondant à la production d'un π au repos (fig. 6.5). Cette valeur particulière a été choisie comme coupure supérieure pour la sélection des événements DVCS afin de réduire l'importance de cette contamination aux effets de résolution.
- Réactions associées au DVCS par la production d'une résonance, par exemple $eN \rightarrow e\Delta\gamma$. Les événements correspondant à la production de la première résonance $\Delta(1232)$ contribuent au spectre de la figure 6.5 autour de 1.5 GeV^2 : compte-tenu de la résolution expérimentale et des coupures appliquées, sa contamination des événements DVCS dans la région $M_x^2 < 1.15$ GeV^2 est faible.

L'évaluation de ces deux derniers types de contamination aux événements DVCS est discutée ultérieurement.

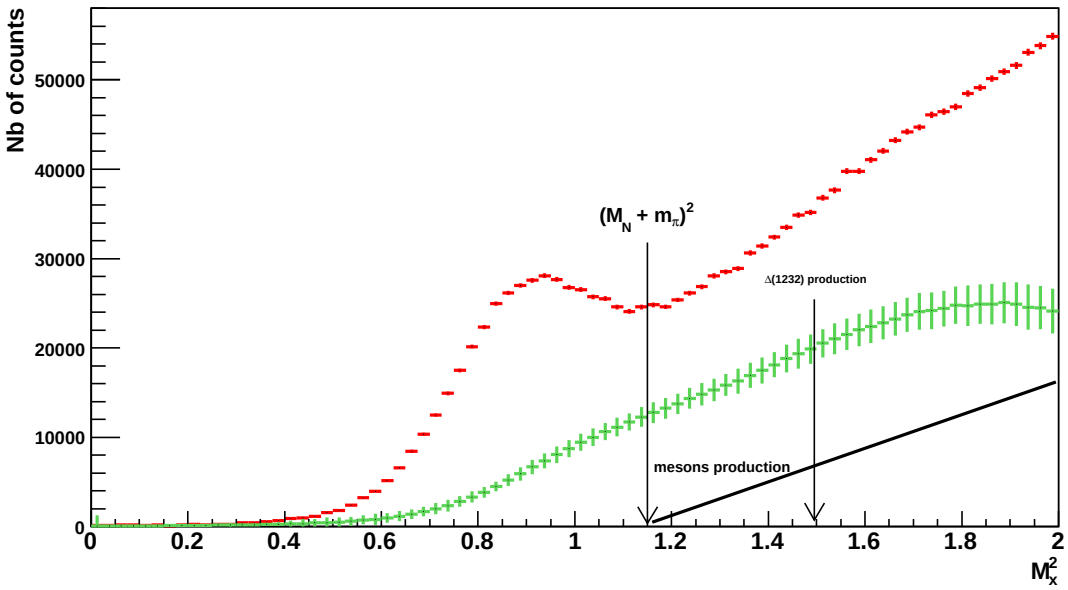


FIG. 6.5 – Masse manquante au carré pour la cinématique 2 (rouge) et la contamination π^0 associée (vert) ; les lignes montrent les autres types de contamination.

6.2 Ajustement des données avec une cible d'hydrogène

Un ajustement des données prises avec une cible d'hydrogène à celles prises avec une cible de deutérium est nécessaire pour pouvoir extraire la contribution de la réaction DVCS sur le neutron. D'une part, le bruit électromagnétique dans le calorimètre n'est pas le même dans les deux cinématiques conduisant à une dégradation de la résolution expérimentale de la cinématique la plus bruitée (cinématique 4). D'autre part, le moment de Fermi des nucléons à l'intérieur du deuton est absent dans le cas d'une cible d'hydrogène et doit par conséquent être pris en compte.

6.2.1 Ajustement de la calibration relative

La cinématique 4 a eu lieu environ un mois après la cinématique2. Pendant cette période les blocs du calorimètre ont subi des dommages par radiations et leurs coefficients de calibration ont donc variés. Dans le chapitre 4, les trois méthodes de calibrations employées pour tenir compte de cette variation pour la cinématique 4 ont été présentées. Une différence de calibration relative entre les deux cinématiques représente une source majeure d'erreur systématique puisque la sélection des événements DVCS se fait par l'intermédiaire d'une coupure sur la masse manquante. Pour cette raison, il faut être sûr que tous les blocs du calorimètre soient calibrés d'une même manière dans les deux cinématiques. En l'absence de réaction $n(e, e'\pi^-)p$ pour la cinématique 2 (cible d'hydrogène), la seule méthode permettant une comparaison adéquate de cette calibration est le suivi de la

masse invariante reconstruite des π^0 détectés. Cette méthode, exposée dans le chapitre 4, doit également être appliquée à la cinématique 2. La figure 6.6 montre la comparaison des masses invariantes des deux cinématiques pour les blocs du calorimètre après ajustement des coefficients de calibration des blocs générant une masse invariante différente de la masse du π^0. Cette figure permet de voir que les masses invariantes reconstruites entre les deux cinématiques sont identiques pour tous les blocs du calorimètre à 1 MeV près. Néanmoins, pour les raisons discutées dans le paragraphe 4.5.2, une erreur systématique estimée à 1% sur cet ajustement sera employée. Cette imprécision de la calibration peut décaler la position relative des spectres de masse manquante de ± 0.02 GeV^2 et sera par conséquent traitée ultérieurement comme une erreur systématique.

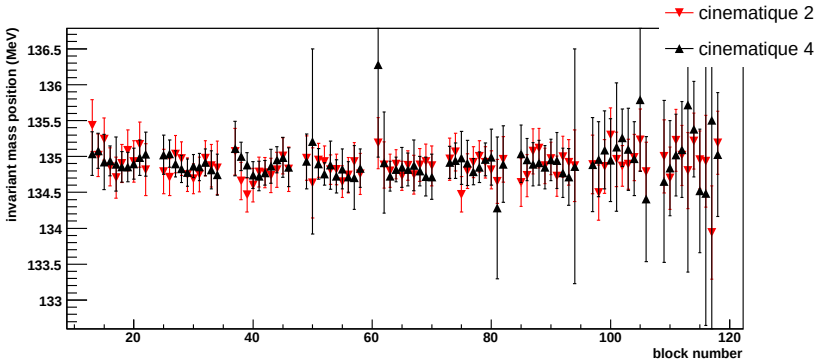


FIG. 6.6 – Comparaison entre les positions des masses invariantes entre les cinématiques 2 et 4 ; les blocs du bord du calorimètre ont été écartés de l'analyse.

6.2.2 Ajustement de la résolution relative

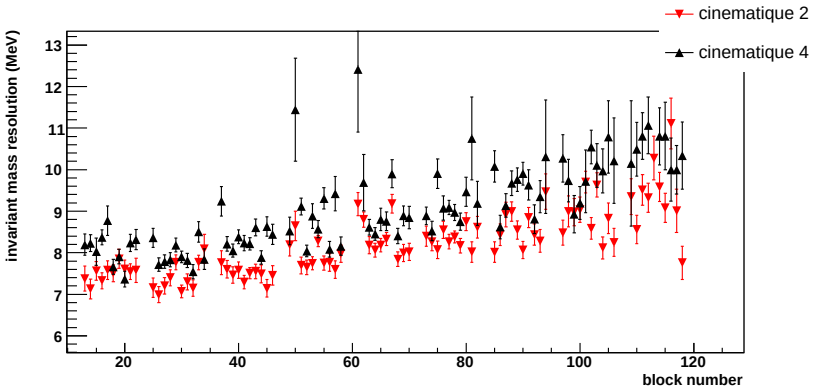


FIG. 6.7 – Comparaison entre la résolution des masses invariantes entre les cinématiques 2 et 4.

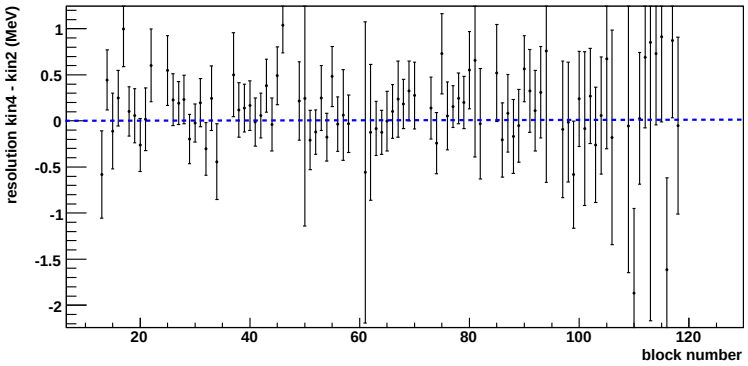


FIG. 6.8 – Comparaison entre la résolution des masses invariantes entre les cinématiques 2 et 4 après ajustement.

La valeur moyenne de l'intensité du faisceau pour la cinématique 2 était de 2.5 μA alors qu'elle était de 4 μA pour la cinématique 4. Cela entraîne une augmentation du bruit électromagnétique dans le calorimètre pour la cinématique 4. Une conséquence majeure de cette augmentation est la dégradation de la résolution expérimentale. En effet dans l'état actuel de la procédure d'analyse en forme, on constate une perte de blocs dans les amas d'autant plus importante que la région correspondante du calorimètre est bruitée. Cela se traduit par une taille moyenne des amas plus petite pour la région du calorimètre proche de la ligne du faisceau. L'énergie reconstruite des photons est alors sous-estimée dans ces régions, induisant une dégradation de la calibration en énergie et de la résolution expérimentale. D'ailleurs, cela explique en partie pourquoi une calibration secondaire dans les mêmes conditions de bruit est nécessaire afin de corriger ces effets (section 4.5.2). La figure 6.7 montre le σ de la distribution expérimentale de la masse invariante des π^0 (fig. 4.16) en fonction du numéro du bloc du calorimètre où l'un des deux photons a été détecté. Comme prévu, la résolution est dégradée dans les régions s'approchant de la ligne du faisceau (numéros de blocs croissants) et la dégradation d'autant plus importante que la cinématique est bruitée. Le deuxième ajustement des données de la cinématique 2 consiste à dégrader artificiellement la résolution sur l'énergie pour la ramener au niveau de celle de la cinématique 4. Cela est fait par ajout d'une quantité d'énergie (positive ou négative) à chaque bloc i de la cinématique 2 suivant une distribution gaussienne centrée sur 0 et ayant une largeur proportionnelle à $(\sigma_4^i - \sigma_2^i)$, où les σ^i sont les valeurs reportées sur la figure 6.7. La figure 6.8 montre la comparaison entre les résolutions de la cinématique 2 et la cinématique 4 après cet ajustement et permet de constater la compatibilité entre ces deux cinématiques pour les π^0. La même dégradation est ensuite appliquée sur les événements donnant un seul amas dans le calorimètre (événements candidats DVCS).

Etant donné que le bruit expérimental n'est pas simulé, la même procédure de dégradation de l'énergie par bloc est appliquée par la suite aux données DVCS simulées pour obtenir la même résolution que celle de l'expérience. Les coefficients de dégradation dans

ce cas s'obtiennent à partir de données simulées de π^0.

6.2.3 Ajout du moment de Fermi

La masse manquante dans la cinématique 2 est calculée en supposant une cible au repos. Pour pouvoir soustraire correctement la contribution du proton des données en deutérium, il faut ajouter artificiellement le mouvement initial du proton cible à l'intérieur du noyau. Cela a pour effet d'élargir le spectre de masse manquante de la figure 6.5 par un terme $2\vec{p_X}.\vec{p_f}$, où $\vec{p_X}$ représente l'impulsion manquante ($= \vec{q} - \vec{q'}$) et $\vec{p_f}$ l'impulsion de Fermi. Avec les notations cinématiques du chapitre 1 (fig. 1.5)

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (p + q - q')^2 \\ &= M^2 + t + 2p(q - q') \qquad (6.2) \\ &= M^2 + t + 2M(q_0 - q'_0) - 2\vec{p_f}(\vec{q} - \vec{q'}), \quad \text{car } M^2 + \vec{p_f}^{\,2} \approx M^2 \\ &= M_X^2(\text{cible au repos}) - 2\vec{p_f}\vec{p_X}\,. \qquad (6.3) \end{aligned}$$

La figure 6.9 montre la distribution de $|\vec{p_f}|$ utilisée pour ce calcul [82] et la contribution résultante de $-2\vec{p_X}.\vec{p_f}$. Cette dernière distribution (fig. 6.9 droite) n'augmente en moyenne la résolution du spectre de la masse manquante ($\sigma \approx 0.17$ GeV^2) que de 0.005 GeV^2.

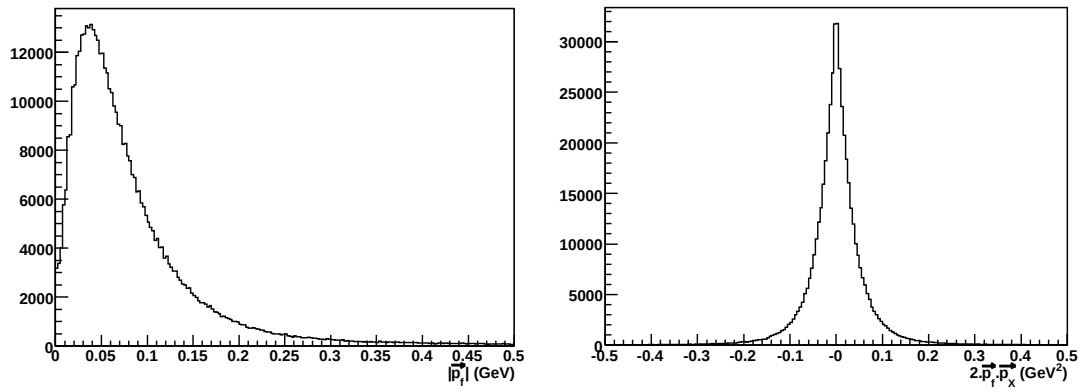


FIG. 6.9 – Gauche : la distribution utilisée du moment de Fermi des nucléons dans le deuton [82]. Droite : le spectre de $-2\vec{p_X}.\vec{p_f}$.

6.3 Comparaison Hydrogène Deutérium

6.3.1 Normalisation

Avant de comparer la cinématique 2 et la cinématique 4, il est nécessaire de normaliser la luminosité de l'une par rapport à l'autre. La luminosité intégrée d'une cinématique

recevant une charge totale Q (électrons incidents) et ayant une cible de longueur l=15 cm et de densité ρ est donnée par :

$$\int \mathcal{L}\, dt = \frac{Q}{e}\frac{N_A \rho l}{A}\frac{1}{\epsilon}, \tag{6.4}$$

où e est la charge de l'électron, A la masse atomique de la cible et N_A le nombre d'Avogadro. Le coefficient ϵ tient compte des efficacités citées précédemment (calorimètre, traces multiples dans L-HRS, polarisation etc.). La charge Q est donnée avec précision par les BCM (paragraphe 2.3.1.3) pour les différents états d'hélicité du faisceau. Cependant, cette charge doit être corrigée du temps mort de l'acquisition qui est déterminé en utilisant une horloge fournissant des pulsations à 62.5 MHz. La comparaison du nombre de pulsations enregistrées à la fin d'une prise de données à celui fournies par l'horloge donne la valeur de ce temps mort [83]. La période pendant laquelle il y a des coupures de faisceau (*beam trip*) est également prise en compte dans ce calcul. En moyenne, le temps mort de l'acquisition pour la cinématique 2 est de 27.7% (pour 2.5 μA de courant) alors qu'il est de 38% pour la cinématique 4 (4 μA de courant). La table 6.1 résume la luminosité corrigée du temps mort pour les cinématiques 2 et 4 [83].

Cinématique	A (g/mole)	ρ (g/cm^3)	Q_{+1} (C)	Q_{-1} (C)	$\int \mathcal{L}_{+1,-1}\, dt$ (fb^{-1})
2	1.0079	0.07229	0.528681	0.529295	3850.6
4	2.0140	0.1670	1.09056	1.09194	9183.8

TAB. 6.1 – Charge et luminosité intégrée corrigées du temps mort de l'acquisition et des efficacités de détection ; Q_{+1} (respectivement Q_{-1}) est la charge pour les états d'hélicité positive (respectivement négative) ; la charge qui intervient dans le calcul de la luminosité est donc $Q = Q_{+1} + Q_{-1}$.

Pour la suite, la luminosité de la cinématique 4 sera prise comme référence donc une multiplication de tous les spectres de la cinématique 2 par un facteur $2.385 = 9183.8/3850.6$ est nécessaire pour effectuer une comparaison des deux cinématiques.

6.3.2 Contribution du neutron et du deuton cohérent

La figure 6.10 montre le nouveau spectre de la masse manquante au carré de la cinématique 2 après les ajustements cités précédemment (section 6.2) et le résultat de sa soustraction à celui de la cinématique 4. Le spectre bleu de la figure 6.10 devrait contenir des événements DVCS sur le neutron mais aussi sur le deuton. En effet, le photon virtuel peut interagir sur le deuton sans le casser et donner par conséquent un deuton intact dans l'état final. Puisque dans le calcul de la masse manquante, une interaction sur un nucléon est supposée, les événements DVCS sur le neutron doivent apparaître autour de M_n^2 (masse du neutron) sur le spectre de la figure 6.10 alors que les événements DVCS sur le deuton sont à une masse manquante effective $M_n^2 + t/2 < M_n^2$. En effet, le transfert

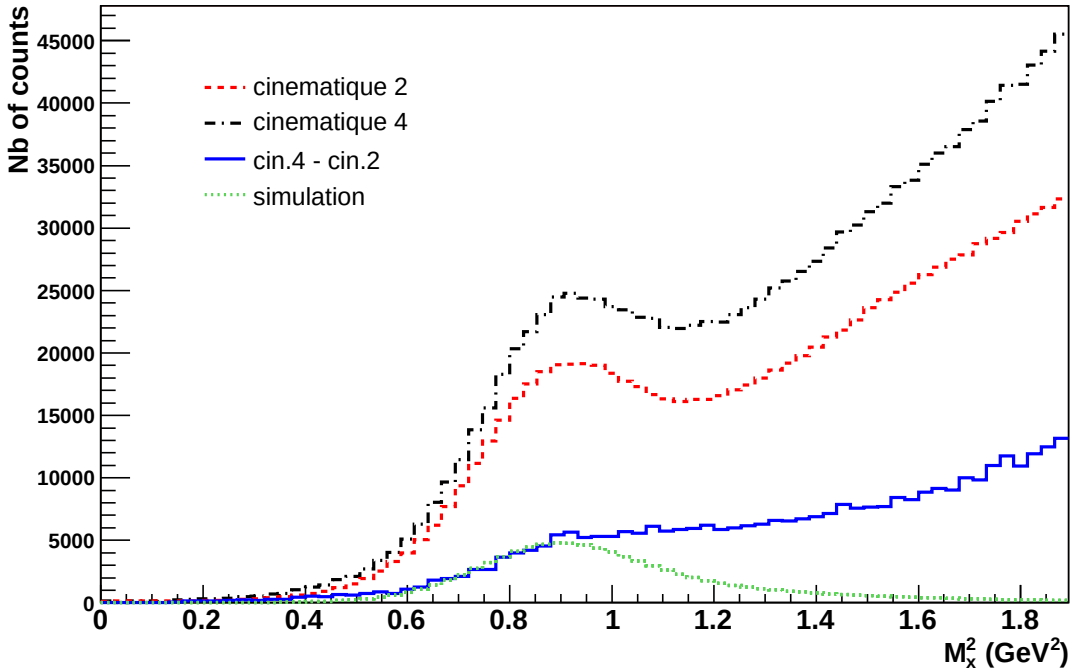


FIG. 6.10 – Les spectres de masse manquante de la cinématique 4 (noir), la cinématique 2 après les ajustements (rouge), et la différence entre les deux cinématiques (bleu) ; la courbe en vert montre un ajustement de ce dernier spectre par une simulation Monte Carlo (section 6.4) des événements n-DVCS.

t pour une réaction d-DVCS s'écrit en fonction de la masse du deuton M_d :

$$t = (p - p')^2 = -2M_d(q_0 - q_0') \,, \tag{6.5}$$

car $p_0' = M_d + q_0 - q_0'$ si on néglige la résolution expérimentale. Par conséquent,

$$(q_0 - q_0') = \frac{-t}{2M_d} \,. \tag{6.6}$$

En intégrant cette denière équation dans l'équation (6.2) calculée avec M_n comme masse de cible (ce qui est le cas dans la pratique), on obtient la masse manquante effective suivante pour une réaction d-DVCS

$$M_X^2 = M_n^2 + (1 - \frac{M_n}{M_d})t \approx M_n^2 + \frac{t}{2} \,. \tag{6.7}$$

Expérimentalement, aucune séparation claire entre les deux contributions (n-DVCS et d-DVCS) n'a été observée dans les différentes régions cinématiques. La résolution expérimentale moyenne (σ) sur les spectres de masse manquante est d'environ 0.17 GeV^2, par

conséquent, une séparation entre le neutron et le deuton ne pourrait être faite en théorie que pour $|t|$ >0.34 GeV^2. Or pour ces valeurs de transfert, tout porte à croire que la contribution du deuton devient négligeable par rapport au neutron comme le montre les valeurs du BH sur la figure 6.11. Cette figure montre par exemple que la contribution du BH sur le deuton ne représente que 10% du BH sur le neutron pour des transferts $-t >$ 0.35 GeV^2. Dans l'hypothèse où la contribution du DVCS à ce rapport est négligeable, la section efficace totale est alors dominée au premier ordre par la contribution du neutron pour ces valeurs du transfert.

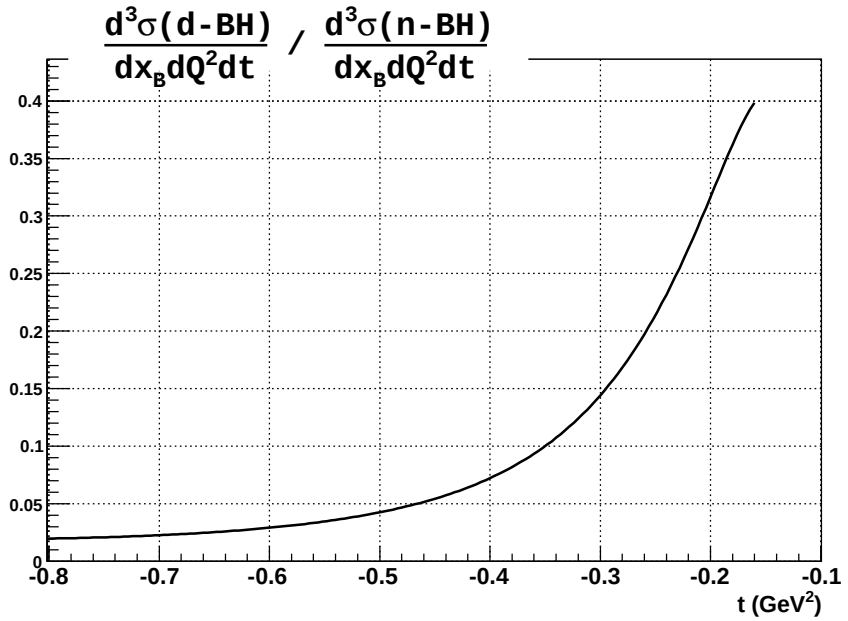


FIG. 6.11 – Rapport entre le BH sur le deuton (d-BH) et le BH sur le neutron (n-BH) pour Q^2= 1.9 GeV^2 et x_B = 0.36 (n-BH) et 0.18 (d-BH). La section efficace 5 fois différentielle de l'équation (1.43) a été intégrée sur φ et φ_e.

6.3.3 Soustraction de la contamination π^0

La figure 6.5 a montré la contamination des photons issus des π^0 au spectre de la masse manquante de la cinématique 2. Malheureusement, la méthode exposée dans le paragraphe 6.1.3 pour soustraire cette contamination est difficilement applicable à la cinématique 4. En effet les photons DVCS font en moyenne entre 2.5 et 3 GeV, ce qui nécessite la détection de π^0 ayant la même énergie pour soustraire la contamination correspondante. Détecter un π^0 de 2.5 GeV dans le calorimètre sous-entend la détection de ses deux photons faisant alors en moyenne 1.25 GeV. Or une grande partie de ces photons est éliminée par le seuil du trigger qui, pour cette cinématique, prend des valeurs supérieures à 1.2 GeV et pouvant atteindre 1.5 GeV pour les régions le plus bruitées du calorimètre en conséquence du vieillissement des blocs. Par conséquent, seule une partie

des π^0 énergétiques sont détectés et donc seule une partie de la contamination correspondante peut être soustraite. Pour la cinématique 2, le seuil moyen du trigger se situe entre 0.9 et 1 GeV et permet par conséquent une soustraction correcte de la contamination π^0 aux événements DVCS sur le proton.
En faisant la différence entre la cinématique 4 et la cinématique 2 (spectre bleu de la fig. 6.10), la contamination des π^0 issus d'une interaction sur le proton disparaît automatiquement. Une évaluation expérimentale indirecte de la contamination des π^0 issus d'une interaction sur le neutron ou le deuton montre que cette contamination est beaucoup moins importante que dans le cas du proton. En d'autres termes, les événements correspondant à la détection d'un photon énergétique d'un π^0 sont négligeables, en première approximation, sur le spectre bleu de la figure 6.10. En effet, en appliquant les seuils élevés de la cinématique 4 à la cinématique 2 et en comparant le nombre total de π^0 détectés dans chacun des cas, on trouve :

$$\frac{\text{nb } \pi^0 \text{ cinématique 4}}{\text{nb } \pi^0 \text{ cinématique 2}} = 0.95 \pm 0.06 \pm sys\,,$$

où l'erreur systématique ($<$0.2) provient de la détermination expérimentale des seuils du trigger. Cette mesure, tenant compte de la luminosité respective des deux cinématiques, indique que les π^0 produits avec une cible de deutérium proviennent en majorité d'une interaction sur le proton du deuton. D'autre part, une estimation théorique basée sur les distributions de partons polarisées du proton [84] permet d'écrire [85] :

$$\frac{\text{nb } \pi^0 \text{ sur le (neutron + proton)}}{\text{nb } \pi^0 \text{ sur le proton}} \approx \frac{3 + 3\Delta d/\Delta u}{2 + \Delta d/\Delta u} \approx 1.15 \tag{6.8}$$

ce qui est compatible avec l'observation précédente.

6.3.4 Comparaison aux sections efficaces théoriques

Après la soustraction de la contamination π^0 de la cinématique 2, une comparaison avec le spectre de la différence permet de constater que le nombre d'événements dans la région de masse manquante comprise entre 1.4 et 2 GeV^2 n'est pas très différent dans les deux cas (fig 6.12 et table 6.2). Or cette région est dominée essentiellement par la production inélastique de mésons (par exemple $ep \to en\gamma\pi^+$ pour le proton et $en \to ep\gamma\pi^-$ pour le neutron). Une contamination de même importance dans chaque cas et une section efficace n-DVCS plus faible que p-DVCS, expliqueraient alors l'absence d'un pic sur le spectre bleu de la figure 6.12 contrairement au spectre de la cinématique 2. Une évaluation de cette contamination, à partir d'un ajustement du spectre expérimental avec un spectre équivalent d'événements n-DVCS simulés (fig. 6.10), donne une valeur de 19 % pour une coupure supérieure de 1.15 GeV^2 sur la masse manquante, ou 11% pour une coupure de 1 GeV^2. Ce Chiffre est normalisé par rapport au nombre d'événements du spectre bleu (fig. 6.10) passant la coupure de la masse manquante. Pour la cinématique 2 ou la cinématique 4, la contamination estimée par la même méthode, en négligeant toujours

	cin.2 - cont. π^0	cin.4 - cin.2	cont. π^0
$0. < M_x^2 < (M_n + m_\pi)^2$	333977 ± 4475	130291 ± 1541	138122 ± 4318
$(M_n + m_\pi)^2 < M_x^2 < (M_n + 2m_\pi)^2$	169386 ± 5014	120692 ± 1338	200038 ± 4907
$(M_n + 2m_\pi)^2 < M_x^2 < (M_n + 3m_\pi)^2$	300614 ± 7901	219111 ± 1783	357533 ± 7782

TAB. 6.2 – Nombre d'événements en fonction de la région de la masse manquante pour les 3 spectres de la figure 6.12.

la contribution de la réaction DVCS sur un deuton (cinématique 4), donne des valeurs inférieures à 3%.

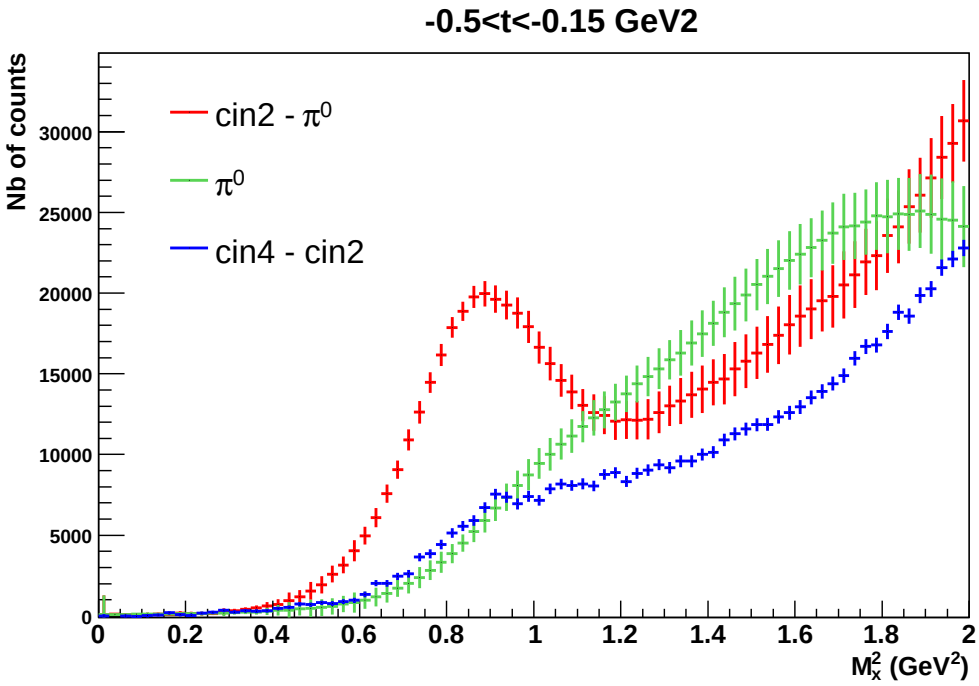


FIG. 6.12 – Comparaison entre le spectre de masse manquante de la différence et celui de la cinématique 2 ; la contamination des π^0 (en vert) est soustraite dans le dernier cas.

La figure 6.13 montre une comparaison entre le rapport expérimental R^{exp} définit par :

$$R^{exp} = \frac{\text{nb d'événements de la cinématique 2 avec } M_x^2 < 1 \text{ GeV}^2}{\text{nb d'événements de la (cinématique 4 - cinématique 2) avec } M_x^2 < 1 \text{ GeV}^2}, \tag{6.9}$$

corrigé de la contamination discutée ci-dessus, et le rapport théorique R^{th} des sections efficaces des processus p-DVCS et n-DVCS prédit par le modèle VGG (voir section 1.4.1). Les hypothèses de ce calcul [32, 34] sont :

$< t >$	-0.165 GeV^2	-0.231 GeV^2	-0.288 GeV^2	-0.384 GeV^2
R^{exp}	$2.72 \pm 0.08\ ^{+0.83}_{-0.50}$	$2.53 \pm 0.12\ ^{+0.86}_{-0.51}$	$2.53 \pm 0.17\ ^{+1.05}_{-0.58}$	$2.75 \pm 0.22\ ^{+1.55}_{-0.71}$
R^{th}	2.30	2.40	2.42	2.45

TAB. 6.3 – valeurs de R^{exp} en fonction du transfert ; l'erreur systématique provient de l'incertitude sur la calibration relative.

- dependance en t non factorisée ;
- absence de la contribution de la GPD $\widetilde{H}$;
- absence du D-term ;
- GPD E paramétrée avec $J_u = 0.3$ et $J_d = 0.1$.

Les valeurs de R^{exp} et R^{th} sont résumées dans la table 6.3. Cette comparaison pour différents transferts t montre une cohérence entre les prédictions théoriques et le rapport du nombre d'événements expérimental. Les erreurs systématiques sont néanmoins trop grandes pour autoriser une interprétation plus approfondie de ce résultat.

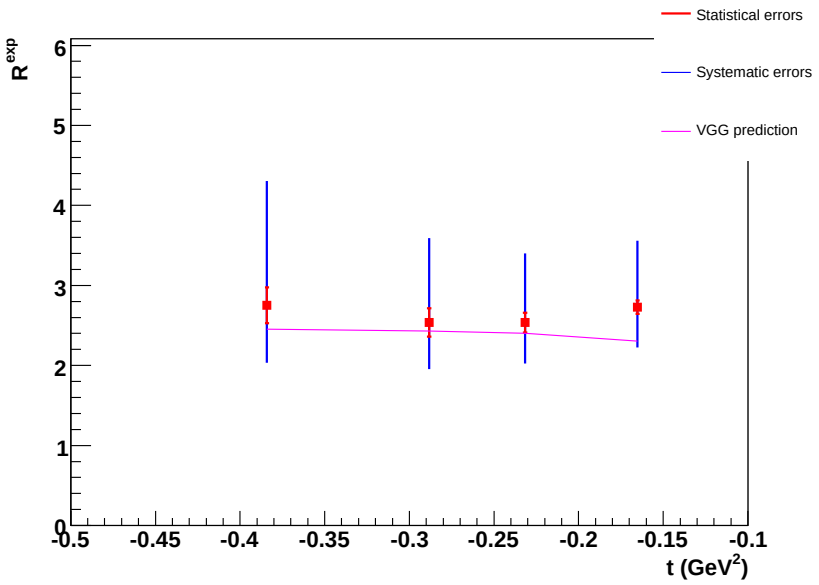


FIG. 6.13 – R^{exp} pour différentes valeurs du transfert t et le rapport théorique des sections efficaces des processus p-DVCS et n-DVCS (en violet) ; les erreurs systématiques (en bleu) ne prennent en considération que l'incertitude sur la calibration relative des cinématiques 2 et 4.

6.3.5 Asymétrie et erreurs systématiques de la méthode

La figure 6.14 montre le nombre d'événements pondérés par l'hélicité $(N^+ - N^-)$ en fonction de l'angle azimutal φ pour les événements de la [cinématique 4 - cinématique 2]

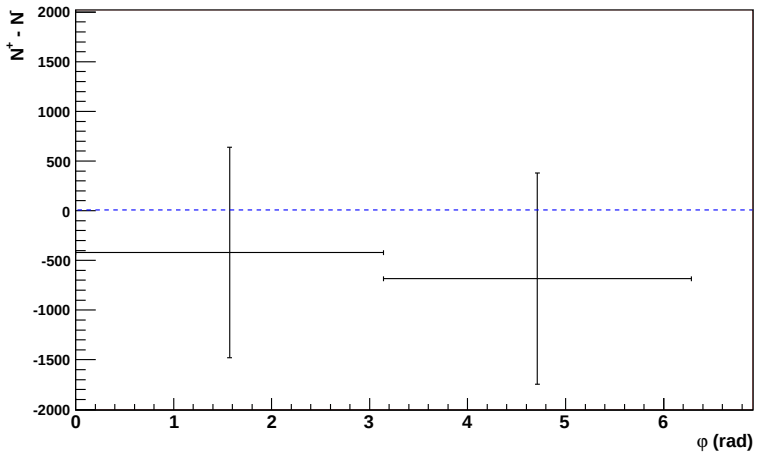


FIG. 6.14 – nombre d'événements pondéré par l'hélicité en fonction de l'angle azimuthal φ pour une masse manquante < 1.15 GeV^2.

(spectre bleu de fig. 6.10) dans la région $M_X^2 < 1.15$ GeV^2. Cette figure montre une asymétrie compatible avec zéro. Cependant, si la calibration du calorimètre pour la cinématique 4 est erronée de 1% (erreur systématique) le spectre de masse manquante correspondant se déplace de 0.02 GeV^2 et une asymétrie légèrement positive apparaît. De plus, deux asymétries différentes apparaissent dans deux régions séparées de la masse manquante (fig. 6.15). Il est alors naturel de penser, si l'asymétrie de la fig. 6.15 est vraie, que ce changement de signe est dû à deux contributions différentes : les événements DVCS sur le neutron ayant une asymétrie négative et les événements DVCS sur le deuton ayant une asymétrie positive, d'autant plus que les modèles théoriques n'excluent pas des signes opposés d'asymétrie pour ces deux processus [34, 35] et que les deux contributions observées sont dans les bonnes régions de masse manquante. Cet exemple montre la très grande sensibilitée des résultats à la calibration relative entre les deux cinématiques.

Une extraction des deux contributions (n-DVCS et d-DVCS) à l'asymétrie expérimentale peut être effectuée. Les données sont ajustées par les termes en $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ du neutron et du deuton ($\sin(\varphi)$) de l'équation (1.48). Les termes en $\sin(2\varphi)$ ne seront pas utilisées ou mesurées. En effet, pour l'expérience E00-110, les coefficients $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ (terme de twist-2) et $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{\mathrm{eff}})$ (terme de twist-3) de l'équation (1.49) ont été extraits pour la réaction DVCS sur le proton. Puisque les asymétries observées dans notre cas sont relativement petites, voire compatibles avec zéro dans les barres d'erreurs, il est inutile d'extraire le terme en $\sin(2\varphi)$ de l'équation (1.48) pour le neutron et le deuton. En effet, l'expérience E00-110 a montré que la contribution de ce terme au signal d'asymétrie était négligeable pour la cinématique 2 [48]. Il devient donc absurde de vouloir extraire une contribution d'ordre supérieur alors que la contribution principale risque d'être compatible avec zéro dans les barres d'erreurs (section 6.5.2). Afin de mesurer $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ selon ces hypothèses, il convient de déterminer au préalable l'acceptance expérimentale à l'aide d'une simulation.

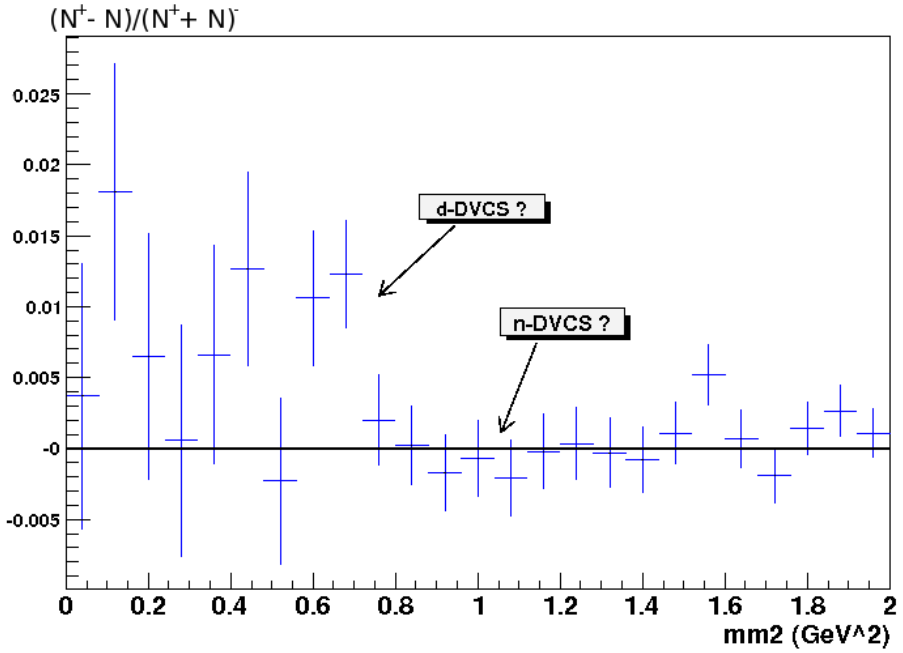


FIG. 6.15 – BSA en fonction du canal de la masse manquante ; un décalage du spectre de la masse manquante de la cinématique 4 fait apparaître deux contributions de signes opposés.

6.4 Simulation de l'acceptance

Une simulation GEANT 3.21 des événements DVCS (neutron et deuton), contenant une description réaliste du dispositif expérimental, est effectuée pour déterminer l'acceptance expérimentale. Les différentes étapes de cette simulation, prenant seulement en compte les corrections radiatives réelles, sont décrites brièvement ci-après [48].

6.4.1 Energie de l'électron initial

Deux corrections radiatives sont d'abord appliquées à l'énergie de l'électron incident ($E_0 = 5.7572$ GeV). En effet, en traversant de la matière avant l'interaction, l'électron perd de l'énergie en émettant des photons Bremsstrahlung. Pour tenir compte de cette radiation réelle externe, l'énergie de l'électron E^{ext} est générée dans le Monte Carlo selon [86] :

$$E^{ext} = E_0 R_{Ext}^{1/bt} \tag{6.10}$$

où R_{Ext} est une variable aléatoire uniforme entre 0 et 1, b$\approx$ 4/3 et t est l'épaisseur de matière traversée en unités de longueur de radiation. Cette dernière variable dépend du vertex d'interaction qui est tiré uniformément selon la longueur de la cible.
Une deuxième correction, appelée correction réelle interne, est appliquée pour tenir compte de l'émission d'un photon supplémentaire à celui des processus DVCS ou BH. Ce photon

peut être émis soit par l'électron incident ou diffusée comme dans le cas du BH, soit par un parton comme dans le cas du DVCS. Un calcul utilisant la technique du radiateur équivalent [87] permet de déterminer ces corrections internes. Il se base sur l'hypothèse que la radiation interne est équivalente à celle qui apparaît en plaçant deux radiateurs de même épaisseur avant et après l'interaction. L'énergie de l'électron incident est alors donnée par :

$$E_1^{int} = E^{ext} \left(R_1^{Int}\right)^{2/\nu} \tag{6.11}$$

où R_{Int} est une autre variable aléatoire uniforme entre 0 et 1, et ν est égale à :

$$\nu = \frac{\alpha}{\pi} \left[ln \left(\frac{Q^2}{m_e^2} \right) - 1 \right] \tag{6.12}$$

avec m_e la masse de l'électron et α la constante de structure fine. L'équation (6.11) est appliquée également à l'énergie de l'électron diffusé.

6.4.2 Génération des événements DVCS

Les événements sont générés selon la cinématique DVCS uniformément en Q^2, x_B, t, φ et φ_e qui sont les cinq variables figurant dans les expressions des sections efficaces du chapitre 1 [42, 43]. Puisque l'acceptance du L-HRS est restreinte, simuler la totalité de l'espace de phase permis par la réaction DVCS s'avère inefficace. En pratique, les événements sont générés uniquement dans un espace de phase restreint mais légèrement plus grand que celui de l'expérience. D'abord, un domaine de variation de l'angle horizontal ϕ_e de l'électron et son impulsion p_e est choisi dans le plan horizontal (φ_e=0) :

$$\phi_e^{\min} < \phi_e < \phi_e^{\max}, \tag{6.13}$$

$$p_e^{\min} < p_e < p_e^{\max}. \tag{6.14}$$

en prenant une acceptance de ±5.5% pour l'impulsion et ±60 mrad pour l'angle horizontal. Après le choix de ce domaine de variation, Q^2 et x_B sont tirés aléatoirement selon :

$$(Q^2)^{\min} = 2p_e^{\min} E_1^{\text{int}} (1 - \cos\phi_e^{\min}) < Q^2 < 2p_e^{\max} E_1^{\text{int}} (1 - \cos\phi_e^{\max}) = (Q^2)^{\max}, \tag{6.15}$$

$$x_B^{\min} = \frac{p_e^{\min} E_1^{\text{int}} (1 - \cos\phi_e^{\min})}{M(E_1^{\text{int}} - p_e^{\min})} < x_B < \frac{p_e^{\max} E_1^{\text{int}} (1 - \cos\phi_e^{\max})}{M(E_1^{\text{int}} - p_e^{\max})} = x_B^{\max}, \tag{6.16}$$

où M est la masse de la cible (neutron ou deuton). Avec l'énergie initiale de l'électron E_1^{int}, Q^2 et x_B, la cinématique de la partie leptonique de la réaction DVCS est fixée et le quadrivecteur de l'électron diffusé peut être calculé. Un facteur de phase $\Delta Q^2 \Delta x_B = [(Q^2)^{\max} - (Q^2)^{\min}] \cdot [x_B^{\max} - x_B^{\min}]$ est alors attribué à chaque événement généré. Pour la partie hadronique de la réaction, les variables t et φ sont choisies aléatoirement selon :

$$t_{max} < t < t_{min} = -Q^2 \frac{2(1 - x_B)(1 - \sqrt{1 + \epsilon^2}) + \epsilon^2}{4x_B(1 - x_B) + \epsilon^2}, \tag{6.17}$$

$$0 < \varphi < 2\pi, \tag{6.18}$$

où $\epsilon = 2x_B M/Q$. La valeur de t_{max} qui dépend de la cinématique est minorée dans la pratique par un nombre suffisamment petit (-1 GeV^2). Un facteur de phase supplémentaire $|t_{\max} - t_{\min}| \cdot 2\pi$ est alors attribué à chaque événement. La dernière étape consiste à faire une rotation des particules générée (électron diffusé et photon) autour de l'axe du faisceau pour simuler l'acceptance verticale du L-HRS. Comme dans les cas précédents, une acceptance verticale $\Delta\varphi_e$ légèrement plus grande que l'acceptance nominale du L-HRS est choisie. Le facteur de phase final attribué à chaque événement est alors :

$$\Delta\Gamma \quad = \quad \Delta x_B \Delta Q^2 \Delta\varphi_e \Delta\varphi \Delta t \,. \tag{6.19}$$

6.4.3 Application de la résolution expérimentale

Pour chaque événement, la résolution expérimentale du L-HRS est appliquée aux variables leptoniques car il n'y a pas de suivi dans la simulation de l'électron diffusé dans le L-HRS. Par contre, une simulation complète du développement de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre est effectuée. La lumière Čerenkov émise peut aussi être suivie dans les blocs mais pour des raisons de temps de calcul, ceci n'est pas fait dans la pratique. Néanmoins, des tests ont permis de connaître le nombre de photons Čerenkov collectés par GeV d'énergie déposée. Ce nombre très voisin de 1000 est ensuite appliqué directement pour connaître l'énergie déposée dans chaque bloc du calorimètre. La dernière étape consiste alors à dégrader la résolution sur l'énergie bloc par bloc, avec la méthode décrite précédemment, pour s'adapter aux données expérimentales. Enfin, La procédure de regroupement en amas est effectuée pour remonter au quadrivecteur photon.

6.5 Extraction des observables

L'objectif de cette section est d'extraire, à partir du nombre d'événements pondéré par l'hélicité du faisceau $(N^+ - N^-)$ et la simulation décrite précédemment, les deux termes $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ du neutron et du deuton définis par l'équation (1.49). La procédure se base sur un ajustement de la simulation aux données expérimentales, pour des valeurs différentes du transfert t, et avec comme paramètres libres $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})(t)$.

6.5.1 Méthode

Le nombre d'événements expérimental N_i^{exp} dans un domaine cinématique i peut s'écrire en fonction de la section efficace moyenne $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_i$ dans ce domaine i :

$$N_i^{exp} = \mathcal{L} \int_i \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \mathcal{L} \frac{\int_i \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int_i d\Omega} \int_i d\Omega = \mathcal{L} \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_i \Delta\Omega_i \,, \tag{6.20}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité et $\Delta\Omega_i$ l'angle solide correspondant au domaine i. Les sections efficaces s'écrivent théoriquement en fonction de combinaisons linéaires de GPD : $\mathcal{F}(GPD)$

(seulement les $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})(t)$ dans notre cas), multipliés par des coefficients cinématiques $\Gamma(Q^2, x_B, t, \varphi)$. Ces derniers peuvent être intégrés dans la simulation et calculés en même temps que l'angle solide :

$$N_i^{sim} = \mathcal{L} \int_i \Gamma(Q^2, x_B, t, \varphi)\mathcal{F}(GPDs)\ d\Omega = \mathcal{L}\langle\mathcal{F}(GPDs)\rangle_i \underbrace{\int_i \Gamma(Q^2, x_B, t, \varphi)\ d\Omega}_{\text{calculée dans la simulation}} . \quad (6.21)$$

Il suffit alors d'ajuster les nombres N_i^{sim} et N_i^{exp} au moyen d'un χ^2 en jouant sur les paramètres libres $\langle\mathcal{F}(GPDs)\rangle_i$ qu'on cherche à déterminer. Cette méthode présente l'avantage de tenir compte de la migration des événements d'un canal cinématique vers un autre par des effets de résolution expérimentale. En effet, avec la simulation qui contient les informations sur la résolution, la probabilité de la migration d'un événement appartenant initialement à un domaine i vers un domaine expérimental j peut être déterminée. Aussi, les variations des coefficients $\Gamma(Q^2, x_B, t, \varphi)$ à l'intérieur d'un même domaine cinématique sont prises en considération. L'extraction des deux contributions séparemment (n-DVCS et d-DVCS) est rendue possible grâce à un ajustement de N_i^{sim} et N_i^{exp} pour differents canaux de la masse manquante puisque ces deux contributions ont globalement la même dépendance en φ mais pas la même importance dans chaque canal de M_X^2. Les détails complets de la minimisation du χ^2 peuvent être trouvés dans les références [88, 48].

6.5.2 Résultats

La différence de sections efficaces polarisées s'écrit :

$$d^5\overrightarrow{\sigma} - d^5\overleftarrow{\sigma} = \left(\Gamma_n\,\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) + \Gamma_d\,\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})\right)\ \sin\varphi\,, \quad (6.22)$$

où Γ_n (respectivement Γ_d) est un coefficient cinématique de la réaction sur le neuton (respectivement sur le deuton) et contenant les propagateurs du BH. Deux termes en $\sin(\varphi)$ sont présents dans l'eq. (6.22) : $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ et $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ qui correspondent respectivement au neutron et au deuton. Les résultats de cette extraction sont résumés dans la table 6.4. La figure 6.16 montre les coefficients extraits du neutron et la figure 6.17 montre ceux du deuton. Tous les coefficients sont globalement compatibles avec zéro dans les barres d'erreurs. Il convient de remarquer que les erreurs systématiques des résultats extraits sont du même ordre que les erreurs statistiques. De plus, il y a une corrélation entre les erreurs de $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ et $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$. La figure 6.18 montre les ellipses de corrélation entre les erreurs totales (statistique + systématique) du neutron et du deuton pour les quatres valeurs de t.
La figure 6.16 montre également trois prédictions du modèle VGG avec le paramétrage suivant :

- dependance en t non-factorisée pour la GPD H et E avec $b = 1$ (eq.(1.32)) et $\alpha' = 0.8$ (eq.(1.33)) ;
- absence de la contribution de la GPD $\widetilde{H}$;

$< t >$ (GeV^2)	-0.165	-0.231
$\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$	-0.89 $\pm$ 0.42 $^{+0.68}_{-0.68}$	0.40 $\pm$ 0.39 $^{+0.52}_{-0.41}$
$\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$	2.02 $\pm$ 0.80 $^{+1.43}_{-1.48}$	-0.98 $\pm$ 0.58 $^{+1.17}_{-1.08}$
$< t >$ (GeV^2)	-0.288	-0.384
$\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$	-0.57 $\pm$ 0.35 $^{+0.50}_{-0.40}$	0.03 $\pm$ 0.15 $^{+0.18}_{-0.22}$
$\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$	0.82 $\pm$ 0.49 $^{+0.77}_{-0.89}$	-0.12 $\pm$ 0.21 $^{+0.41}_{-0.33}$

TAB. 6.4 – valeurs de $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ et $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ en fonction du transfert ; l'erreur systématique contient uniquement l'incertitude sur la calibration relative.

– absence du D-term ;

Les trois prédictions sont obtenues avec des valeurs différentes de J_u et J_d indiquées sur la figure 6.16 et servant à paramétrer la GPD E.

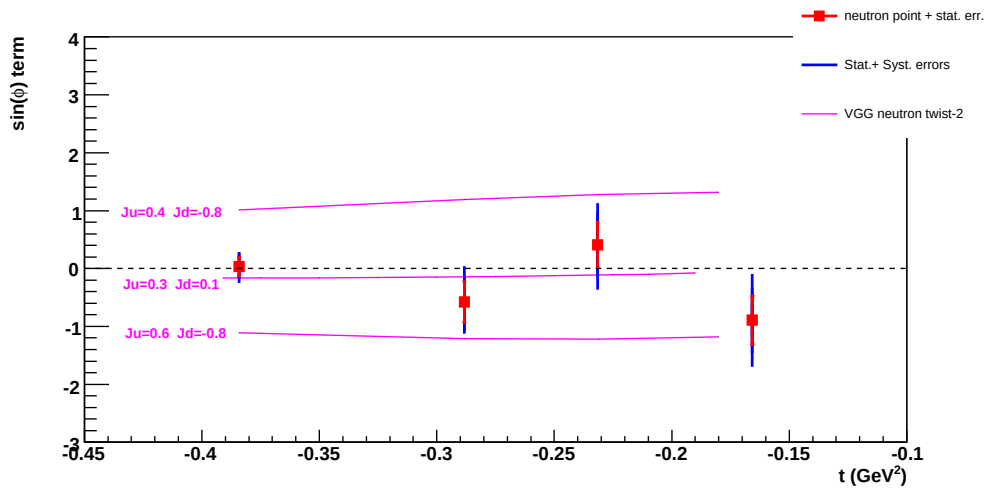


FIG. 6.16 – Les coefficients $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ expérimentaux du neutron en fonction du transfert t ; l'erreur totale a été obtenue en additionnant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique. La courbe en trait plein montre une prédiction du modèle VGG pour $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ du neutron pour différentes valeurs de J_u et J_d.

6.6 Discussion

6.6.1 Interprétation des résultats

Les résultats précédents montrent des coefficients extraits compatibles avec zéro. Les résultats pour le plus petit $|t|$ sont cohérents avec la présence de deux contributions de signes opposées (fig. 6.18) mais les barres d'erreurs empêchent de conclure d'une manière

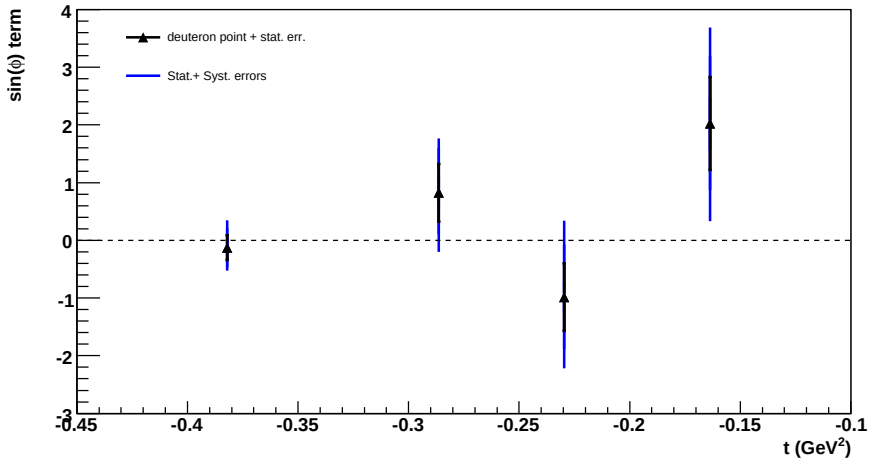


FIG. 6.17 – Les coefficients $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ expérimentaux du deuton en fonction du transfert t ; l'erreur totale a été obtenue en additionnant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique.

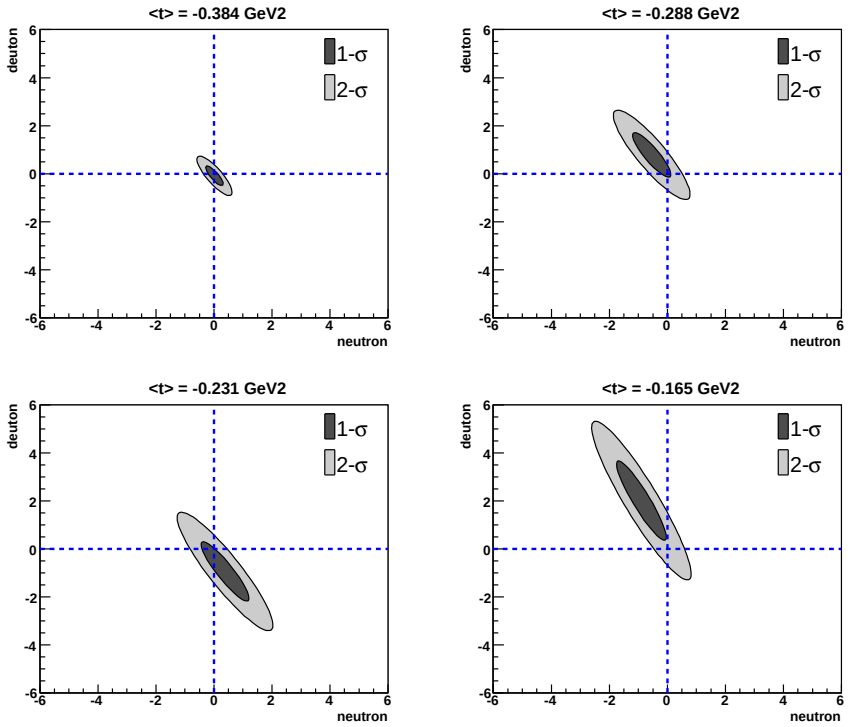


FIG. 6.18 – L'ellipse de corrélation entre l'erreur totale de $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_n^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ et $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}_d^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ pour les quatre valeurs du transfert t.

non-ambigüe sur le signe des deux conributions. Dans ce cas, seule une limite supérieure sur chaque contribution peut être attribuée. D'autre part, une comparaison des coefficients extraits sur le neutron au modèle théorique de VGG (*twist-2*) permet de constater que toutes les prédictions de ce modèle ne sont pas compatibles avec les points expérimentaux (fig. 6.16). Par conséquent, ces mesures peuvent contribuer à contraindre quelques paramètres libres de ce modèle en rapport avec le moment cinétique orbital des quarks. La figure 6.19 montre les valeurs de J_u et J_d qui donnent un χ^2 réduit inférieur à 1 entre les prédictions et les points expérimentaux. Cet ajustement permet de définir une bande sur la figure 6.19 qui correspond à une déviation standard.

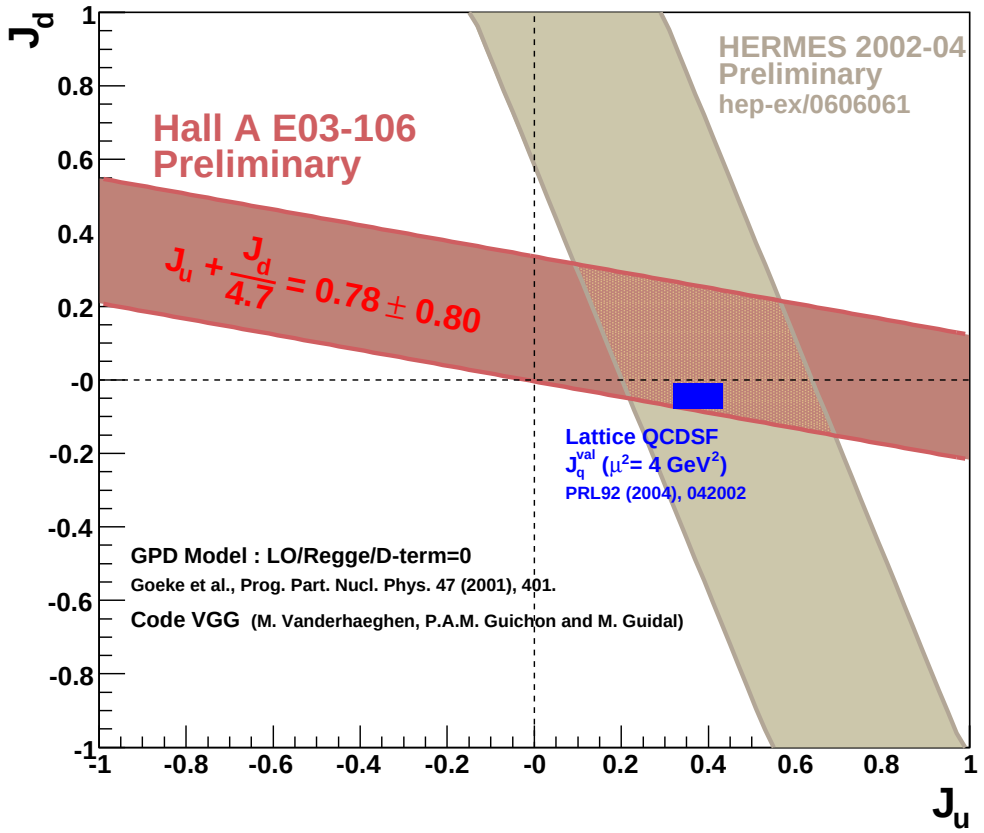


FIG. 6.19 – Contrainte de J_u et J_d, basée sur le modèle VGG, avec les résultats sur le neutron. Les résultats d'Hermes et de QCDSF sont aussi montrés à titre indicatif. Les erreurs systématiques du modèle ne sont pas prises en compte dans cette figure.

Finalement il est utile de rappeler que les coefficients $\Im\mathrm{m}\,\mathcal{C}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ extraits ne sont pas forcément égaux aux termes de twist-2 du neutron ou du deuton. En effet, interpréter les coefficients extraits en terme de combinaisons linéaires de GPD nécessite une preuve expérimentale de la dominance du twist-2 pour le DVCS sur le neutron et le deuton à Q^2=1.9 GeV^2. Certes l'expérience E00-110 a apporté des indications solides allant dans ce

sens pour le proton ce qui laisse présager que c'est aussi le cas pour le neutron, mais cela ne peut se prouver expérimentalement qu'avec des mesures de la contribution du twist-3 et des expériences à différents Q^2. Pour cette expérience, une large erreur expérimentale sur des résultats compatibles avec zéro interdit toute mesure raisonnable de la contribution du twist-3.

6.6.2 Les améliorations pour des expériences futures

Cette expérience exploratoire a permis de révéler quelques imperfections qui peuvent être évitées dans le futur. Ils sont cités ci-dessous par ordre d'importance :

6.6.2.1 Calibration relative

La connaissance de la calibration relative entre la cinématique avec une cible d'hydrogène et une cible de deutérium est certes faible dans cette expérience (de l'ordre de 1%), néanmoins, elle peut introduire une erreur systématique très large dans le cas d'une extraction séparée des contributions du deuton et du neutron. Pour éviter ce problème, les données avec cible d'hydrogène et cible de deutérium doivent être prises d'une manière alternée et dans les mêmes conditions de bruit. Il est important de noter que c'est la calibration relative et non absolue qui introduit d'une façon majeure les erreurs systématiques. Une simulation basique (fig. 6.20) montre que même pour des valeurs faibles du transfert t, c'est à dire quand la séparation entre les événements d-DVCS et n-DVCS est minimale et donc indiscernable sur un spectre de masse manquante, il y a toujours une asymétrie résiduelle non nulle. En d'autres termes, l'asymétrie du deuton ne peut jamais compenser complètement l'asymétrie du neutron pour tous les canaux de masse manquante. Cela prouve qu'avec une même calibration relative, une extraction séparée du deuton et du neutron peut être entreprise. De plus, même si l'asymétrie expérimentale observée est compatible avec zéro, une limite supérieure sur chaque contribution peut être déterminée.

6.6.2.2 Contamination π^0

Le seuil élevé du trigger pour la cinématique 4 a empêché de faire une soustraction correcte de la contamination π^0 produit sur un neutron ou un deuton. Certes, des observations indirectes montrent que cette contamination est négligeable, mais une mesure plus précise est nécessaire pour en avoir la certitude. Cela oblige à détecter tous les π^0 ayant une énergie proche des photons DVCS et qui se désintègrent d'une manière symétrique dans le calorimètre. Par conséquent, en utilisant le même système de déclanchement un seuil plus bas doit être appliqué. Malheureusement, cela aura pour effet d'augmenter le temps mort à cause d'un taux d'acquisition plus élevé. Une meilleure solution serait alors d'utiliser un système de trigger différent qui enregistre tous les blocs du calorimètre (et non une partie) à chaque fois qu'il y a un dépôt d'énergie total (et non dans 4 blocs adjacent) supérieure à 2 GeV par exemple. Ce système garantie l'acquisition de toutes les particules ayant une énergie supérieure à 2 GeV (contrairement à 1 GeV actuellement)

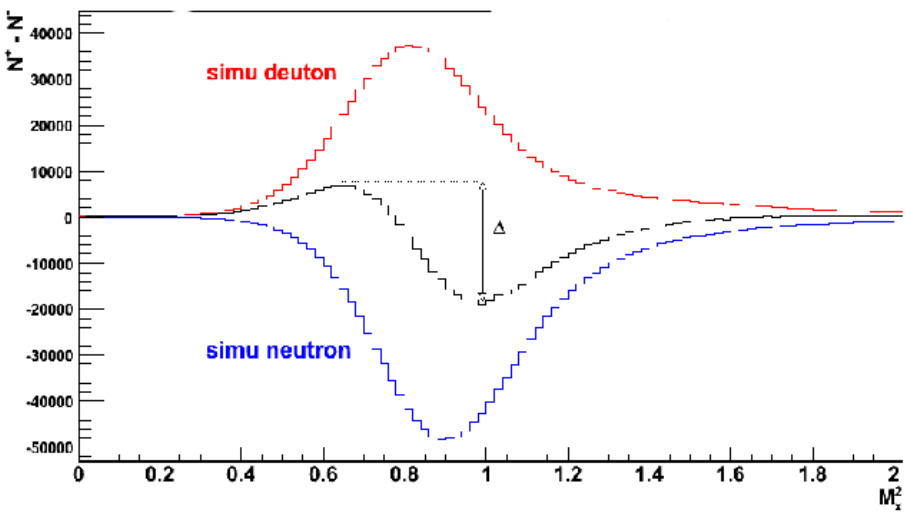


FIG. 6.20 – Une asymétrie résiduelle apparaît (en noir) même pour une séparation minimale entre les événements n-DVCS et d-DVCS (petits $|t|$) et une compensation maximale entre les deux contributions (amplitude minimale pour l'asymétrie résiduelle).

et en particulier les photons DVCS et les π^0. Le codage de tous les blocs n'augmente pas forcément le temps mort car les événements donnant des particules de basse énergie ($<$2 GeV) dans le calorimètre ne seront pas détectés avec cette valeur du seuil. De plus, l'absence des détecteurs de reculs pour les futures expériences diminue forcément le temps d'acquisition des données.

6.6.2.3 Résolution expérimentale

Ce paramètre est important pour diminuer la contamination et assurer l'exclusivité de la réaction DVCS avec une analyse en double coïncidence. Une amélioration de la résolution ne peut donc qu'être souhaitable. Par contre, avec la valeur actuelle il est toujours possible d'entreprendre une séparation entre le d-DVCS et n-DVCS comme le prouve la figure 6.20. Un ecart important entre la résolution prédite par le Monte Carlo et celle obtenue expérimentalement pousse à croire que cette dernière peut être améliorée. En effet, comme mentionné précédemment, une perte de blocs dans les amas reconstruits dans le calorimètre est à l'origine de cette dégradation. Cette perte semble être intimement liée au bruit et à l'algorithme de l'analyse en forme. Une étude plus approfondie et pouvant être entreprise sur les données actuelles pourrait conduire à une récupération de ces blocs, donc à une amélioration de la résolution expérimentale.

Conclusion

Après les premières observations expérimentales du DVCS par H1, ZEUS, HERMES et CLAS [5, 6, 7, 8], plusieurs projets à travers le monde visent actuellement à étudier d'une manière plus approfondie les GPD. Cet intérêt grandissant a d'ores et déjà commencé avec la première expérience dédiée au DVCS qui a eu lieu dans le Hall A du Jefferson Lab (E00-110). Cette expérience a apporté des indications solides allant dans le sens de la dominance du diagramme de "sac à main" pour le DVCS à relativement bas Q^2 ($\sim$1.5 GeV^2), étape primordiale avant de pouvoir interpréter les sections efficaces mesurées en termes de GPD. Une étude en fonction de la polarisation longitudinale du faisceau a permis d'extraire pour la première fois, et indépendamment des modèles, des combinaisons linéaires des GPD H, $\widetilde{H}$, E. Cette mesure est peu sensible à E qui est la GPD la moins contrainte à ce jour. Pour cette raison, une autre expérience (E03-106) a été programmée juste après celle sur le proton avec le but d'étudier le DVCS sur le neutron. Ce processus est principalement sensible à la GPD E en raison de la faible valeur du facteur de forme de Dirac du neutron.

Les deux expériences du Hall A représentent un défi expérimental puisque les détecteurs sont placés à proximité de la cible et dans un environnement électromagnétique hostile sous une luminosité de 4.10^{37} cm^{-2}.s^{-1} par nucléon. Une électronique nouvelle, un système d'acquisition et des méthodes d'analyse originales ont été développés pour assurer la faisabilité de l'expérience. Pour l'expérience sur le neutron une attention particulière a été accordée au détecteur d'étiquetage, étudié et mis en oeuvre par le LPSC de Grenoble, en raison de sa vue directe de la cible. Les résultats de ce travail montrent que ce détecteur a fonctionné correctement jusqu'à la fin de l'expérience et que son étiquetage des particules chargées est intrinséquement satisfaisant. Cependant, l'identification des neutrons DVCS, basée sur tous les détecteurs de l'expérience, se heurte à deux difficultés : le fort taux de comptages des particules de basse énergie dans les détecteurs de recul et les problèmes de conversion proton-neutron dans le blindage du détecteur d'étiquetage.
Comme dans le cas de l'expérience sur le proton, une analyse en double coïncidence utilisant le L-HRS et le calorimètre électromagnétique a été réalisée. Elle nécessite une soustraction des données prises avec une cible d'hydrogène à celles prises avec une cible de deutérium. Une masse manquante effective permet la séparation des contributions du DVCS sur le neutron et sur le deuton si la résolution est suffisamment bonne. Dans la pratique, cette résolution est suffisante tant que le DVCS sur le deuton et le DVCS sur le neutron ont des asymétries de signes opposés comme le prévoit les modèles et le suggère

les résultats préliminaires de cette expérience. Pour les mesures de sections efficaces non polarisées, il est par contre important d'améliorer ce paramètre pour séparer les deux contributions.
Puisque la sélection des événements DVCS se fait au moyen d'une coupure sur la masse manquante, une calibration minitieuse du calorimètre pour les deux types de données (hydrogène et deutérieum) est obligatoire afin d'extraire correctement les observables physiques. Les erreurs systématiques obtenues sur les résultats sont du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques même pour une incertitude égale à 1% sur la calibration relative. Les résultats de cette expérience fixent des limites supérieures sur la contribution du DVCS sur le neutron et du DVCS sur le deuton et suggèrent une asymétrie opposée pour les deux contributions à petits $|t|$. Il s'agit des premières mesures de sections efficaces polarisées du n-DVCS et du d-DVCS. En particulier, les résultats sur le neutron sont suffisamment précis pour contribuer à contraindre quelques paramètres libres des modèles théoriques en rapport avec le moment cinétique orbital des quarks.

Dans le futur, les barres d'erreurs systématiques peuvent être enlevée dans des expériences analogues en alternant toutes les 2 ou 3 heures la prise des données avec une cible d'hydrogène et une cible de deutérium et en fonctionnant dans les mêmes conditions de bruit. Il est également important de remarquer que les détecteurs de recul sont responsables d'une grande partie du temps mort élevé de l'acquisition (40%). Une future expérience sans ces détecteurs et utilisant un système de trigger plus intelligent pour mesurer directement la contamination π^0 pourrait donc récolter deux fois plus de statistique que l'expérience actuelle pour un même temps de faisceau. Au total, les barres d'erreurs peuvent être réduites par au moins un facteur 2.5, ce qui permettrait une interprétation non ambigüe des résultats et une meilleure contrainte des modèles théoriques. L'expérience E03-106 a été la première à explorer le DVCS sur le neutron. Outre ses résultats préliminaires encourageants, elle a permis de lever le voile sur les difficultés de ces mesures et d'y apporter des solutions. Elle prépare ainsi le terrain pour des expériences futures.
Finalement, les GPD constituent un vaste programme expérimental à travers des expériences complémentaires les unes aux autres. Une expérience couvrant un large domaine en Q^2 et x_B sur le DVCS a eu lieu récemment dans le Hall B de JLab [47] et s'apprète à débuter sa deuxième phase de prise de données. Une autre expérience dans le même Hall avec une cible polarisée [89] va également avoir lieu. Plusieurs propositions d'expériences pour le 12 GeV dans le Hall A [90] et dans le Hall B [91, 92] ont également été présentées pour mesurer les GPD soit à partir du DVCS soit à partir de l'électroproduction de mésons. Les collaborations HERMES à HERA et COMPASS au CERN s'interessent aussi aux GPD et plusieurs expériences dédiées au DVCS dans des régions cinématiques différentes de celles de JLab seront réalisées dans le futur [46].

Bibliographie

[1] E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669 (1911).

[2] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957).

[3] J. Friedman, H. Kendall, Ann. Rev. Nucl. Sci. **22**, 203 (1972).

[4] J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).

[5] C. Adloff et al., Phys. Lett. **B517**, 47 (2001).

[6] S. Chekanov et al., Phys. Lett. **B573**, 46 (2003).

[7] A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001).

[8] S. Stepanyan et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 182002 (2001).

[9] P. Y. Bertin, C. Hyde-Wright, F.Sabatié, E. Voutier et al., Jefferson Lab proposal **E03-106** (2003).

[10] P. Y. Bertin, C. Hyde-Wright, R. Ransome, F.Sabatié et al., Jefferson Lab proposal **E00-110** (2000).

[11] A. Freund, M. McDermott, M. Strikman, Phys. Rev. **D67**, 036001 (2002).

[12] N. Kivel, M. V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. **D63**, 114014 (2001).

[13] A. V. Belitsky, A. Kirchner, D. Mueller, A. Schafer, Phys. Lett. **B510**, 117 (2001).

[14] M. Diehl, Phys. Rept. **388**, 41 (2003).

[15] A. V. Belitsky, A. V. Radyushkin, Phys. Rept. **418**, 1 (2005).

[16] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks & leptons* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1984).

[17] M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).

[18] Fayyazuddin and Riazuddin, *A modern introduction to particle physics* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., New York, 2000).

[19] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **160**, 1582 (1967).

[20] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).

[21] X. Ji, Phys. Rev. **D55**, 7114 (1997).

[22] E.R. Berger, F. Cano, M. Diehl and B. Pire, Phys. Rev. Lett. **87**, 142302 (2001).

[23] F.M. Dittes et al., Phys. Lett. **209**, 325 (1988).

[24] D. Müller et al., Fortschr. Phys. **42**, 101 (1994).

[25] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).

[26] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337**, 509 (1990).

[27] M. Burkardt, Phys. Rev. **D62**, 071503 (2000).

[28] J.P. Ralston, B. Pire, Phys. Rev. **D66**, 111501 (2002).

[29] M. Diehl, Eur. Phys. J. **C25**, 223 (2002).

[30] X. Ji, W. Melnitchouk, and X. Song, Phys. Rev. **D59**, 5511 (1997).

[31] V. Petrov et al., Phys. Rev. **D57**, 4325 (1998).

[32] M. Vanderhaeghen, P. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. **D60**, 094017 (1999).

[33] A. V. Radyushkin, Phys. Lett. **B449**, 81 (1999).

[34] K. Goeke, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 401 (2001).

[35] F. Cano and B. Pire, Eur. Phys. J. **A19**, 423 (2004).

[36] J. C. Collins, A. Freund, Phys. Rev. **D59**, 074009 (1999).

[37] X. Ji, J. Osborne, Phys. Rev. **D58**, 094018 (1998).

[38] C. Muñoz-Camacho et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 262002 (2006).

[39] P. Kroll, M. Schurmann, and P.A.M. Guichon, Nucl. Phys. **A598**, 435 (1996).

[40] J. P. Ralston and B. Pire, Phys. Rev. **D66**, 111501 (2002).

[41] A. V. Belitsky and D. Müller, Nucl. Phys. **A711**, 118 (2002).

[42] A. V. Belitsky, D. Müller, A. Kirchner, Nucl. Phys. **B629**, 323 (2002).

[43] A. Kirchner and D. Müller, Eur. Phys. J. **C32**, 347 (2003).

[44] V. A. Korotkov, W. D. Nowak, Eur. Phys. J. **C23**, 455 (2002).

[45] VPS proposal, [DESY PRC 01/00] and [H1-5/00-582] .

[46] The COMPASS collaboration, Expression of Interest **SPSC-EOI-005**, (2005).

[47] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan et al., Jefferson Lab proposal **E01-113** (2001).

[48] C. Muñoz-Camacho, Ph.D. thesis, Université Paris VI, 2005.

[49] C. W. Leemann, D. R. Douglas and G. A. Krafft, Nucl. Part. Sci. **51**, 413 (2001).

[50] Site web de CEBAF, http ://www.jlab.org/.

[51] Site web du Hall B, http ://www.jlab.org/Hall-B/.

[52] Site web du Hall C, http ://www.jlab.org/Hall-C/.

[53] D. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1379 (1999).

[54] B. Guillon, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, 2005.

[55] Site web du Hall A, http ://hallaweb.jlab.org/.

[56] http ://hallaweb.jlab.org/physics/.

[57] A. Alconrn, et al., Nucl. Inst. and Meth. **A522**, 294 (2004).

[58] J. Berthot and P. Vernin, Nucl. Phys. News **9**, 12 (1990).

[59] D. Marchand, Ph.D. thesis, CEA/Saclay DAPNIA/SPhN, 1998.

[60] O. Ravel, Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, 1997.

[61] C. Hyde-Wright, L. Todor, G. Laveissière, JLab Technical Note **JLab-TN-01-001**, (2001).

[62] M. Baylac et al., Phys. Lett. **B539**, 8 (2002).

[63] S. Nanda, Communication interne (2004).

[64] http ://hallaweb.jlab.org/equipment/targets/cryotargets/Halla_tgt.html.

[65] M. Iodice, et al., Nucl. Inst. and Meth. **A411**, 223 (1998).

[66] K. G. Fissum, et al., Nucl. Inst. and Meth. **A474**, 108 (2001).

[67] A. Camsonne, Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, 2005.

[68] N. Baier, Rapport de DEA, ENSPS, 2003.

[69] J. M. Fieschi, Communication interne, http ://hallaweb.jlab.org/experiment/DVCS/simu.pdf. (2004).

[70] M. Mazouz, J. F. Muraz et E. Voutier, DVCS Technical Note, http ://hallaweb.jlab.org/experiment/DVCS/Note_2.pdf (2004).

[71] M. Mazouz et al., JLab Technical Note **JLab-TN-04-041**, (2004).

[72] F. X. Gentit, http ://gentit.home.cern.ch/gentil/litrani/. .

[73] J. M. Fieschi, M. Mazouz et E. Voutier, DVCS Technical Note, http ://hallaweb.jlab.org/experiment/DVCS/note_tagger.pdf (2004).

[74] P. Y. Bertin, Rapport interne pour la collaboration DVCS http ://www.jlab.org/ mazouz/notes/ARS.ps (2003).

[75] V. Breton, et al., Nucl. Inst. and Meth. **A362**, 478 (1995).

[76] M. Mazouz, P.Y. Bertin, A. Camsonne et E. Voutier, Rapport interne pour la collaboration DVCS http ://www.jlab.org/ mazouz/notes/efficacite.ps (2005).

[77] E. Voutier and E. Penel-nottaris, JLab Technical Note **JLAB-PHY-04-240**, (2004).

[78] M. Mazouz, P. Y. Bertin et E. Voutier, JLab Technical Note **JLab-TN-05-042**, (2005).

[79] M. Mazouz et E. Voutier, JLab Technical Note **JLab-TN-05-033**, (2005).

[80] M. Rvachev, JLab Technical Note **JLAB-01-055**, (2001).

[81] P. Y. Bertin, Rapport interne pour la collaboration DVCS http ://www.jlab.org/ mazouz/notes/pizero.ps (2005).

[82] M. Garcon and J.W. Van Orden, Adv. Nucl. Phys. **26**, 293 (2001).

[83] A. Camsonne, C. Ferdi, Rapport interne pour la collaboration DVCS http ://www.jlab.org/ mazouz/notes/luminosity.ps (2005).

[84] J. Blümlein, H. Böttcher, Nucl. Phys. **D636**, 225 (2002).

[85] P. A. M. Guichon, Communication privée (2006).

[86] X. Jiang, PhD thesis, University of Massachusetts Amherst .

[87] L. W. Mo, Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205 (1969).

[88] P. Y. Bertin, C. E. Hyde-Wright, Rapport interne pour la collaboration DVCS http ://www.jlab.org/ mazouz/notes/ABelitsky.ps (2005).

[89] A. Biselli, L. Elouadrhiri, K. Joo, S. Nicolai et al., JLab Proposal **E05-114**, (2005).

[90] C. E. Hyde-Wright, B. Michel, C. Munoz Camacho, J. Roche et al., JLab Proposal **PR12-06-114**, (2006).

[91] C. W. e. a. K. Joo, V. Kubarovsky, F. Sabatié, P. Stoler, M. Ungaro, JLab Proposal **PR12-06-108**, (2006).

[92] A. Biselli, H. Egiyan, L. Elouadrhiri, M. Holtrop, D. Ireland, W. Kim, F. Sabatié et al., JLab Proposal **PR12-06-119**, (2006).

RESUMÉ

Les distributions généralisées de partons (GPDs) sont des fonctions universelles permettant une meilleure compréhension des propriétés des nucléons en termes de quarks et de gluons. La diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) est le processus le plus simple permettant leur mesure. En particulier, le DVCS sur le neutron est sensible à la GPD E qui est la moins contrainte à ce jour et dont la connaissance s'avère indispensable pour accéder au moment angulaire des quarks. La première expérience dédiée au DVCS sur le neutron a eu lieu fin 2004 au Hall A du Jefferson Lab. La haute luminosité de l'expérience et le taux de bruit de fond qui en découle ont nécessité le développement d'équipements spécifiques qui sont décrits. Les méthodes d'analyse utilisées sont présentées et les résultats de l'expérience conduisant à des contraintes préliminaires sur la GPD E sont discutés.

MOTS CLEFS

Physique hadronique. Sonde électromagnétique. Structure du nucléon. Réactions exclusives. Distributions de Partons Généralisées (GPDs). Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS). Moment angulaire des quarks. Jefferson Lab (CEBAF).

ABSTRACT

Generalized Parton Distributions (GPDs) are universal functions which provide a comprehensive description of hadron properties in terms of quarks and gluons. Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) is the simplest hard exclusive process involving GPDs. In particular, the DVCS on the neutron is mostly sensitive to E, the less constrained GPD, wich allows to access to the quark angular momentum. The first dedicated DVCS experiment on the neutron ran in the Hall A of Jefferson Lab in fall 2004. The high luminosity of the experiment and the resulting background rate recquired specific devices which are decribed in this document. The analysis methods and the experiment results, leading to preliminary constraints on the GPD E, are presented.

KEYWORDS

Hadronic physics. Electromagnetic probe. Nucleon structure. Exclusive reactions. Generalized Parton Distributions (GPDs). Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS). Quark angular momentum. Jefferson Lab (CEBAF).