



Mesure de la section efficace d'électroproduction de photons sur le neutron à Jefferson Lab en vue de la séparation du terme de diffusion Compton profondément virtuelle

Camille Desnault

► To cite this version:

Camille Desnault. Mesure de la section efficace d'électroproduction de photons sur le neutron à Jefferson Lab en vue de la séparation du terme de diffusion Compton profondément virtuelle. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112163 . tel-01218410

HAL Id: tel-01218410

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01218410>

Submitted on 21 Oct 2015

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.



Comprendre le monde,
construire l'avenir®

IPNO-T-15-03



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS - ED517
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 17 Septembre 2015 par

Camille Desnault

Mesure de la section efficace d'électroproduction de photons
sur le neutron à Jefferson Lab en vue de la séparation
du terme de diffusion Compton profondément virtuelle

Composition du jury :

Directeur de thèse	Carlos MUÑOZ CAMACHO	Chargé de recherche (IPN-Orsay)
Président du jury	Eric VOUTIER	Directeur de recherche (IPN-Orsay)
Rapporteurs	Hélène FONVIEILLE	Directeur de recherche (LPC-Clermont)
	Julie ROCHE	Professeur (Ohio University)
Examinateurs	Malek MAZOUZ	Maitre de conférences (Université de Monastir)
	Hervé MOUTARDE	Docteur (SPhN/CEA-Saclay)

Lecteur paisible et bucolique,
Sobre et naïf homme de bien,
Jette ce livre saturnien,
Orgiaque et mélancolique.

Si tu n'as fait ta rhétorique
Chez Satan, le rusé doyen,
Jette ! tu n'y comprendrais rien,
Ou tu me croirais hystérique.

Mais si, sans se laisser charmer,
Ton oeil sait plonger dans les gouffres,
Lis-moi, pour apprendre à m'aimer ;

Âme curieuse qui souffres
Et vas cherchant ton paradis,
Plains-moi !... sinon, je te maudis !

Épigraphé pour un livre condamné

Les Fleurs du Mal

CHARLES BAUDELAIRE

Remerciements

Je souhaite remercier les personnes impliquées dans l'aboutissement de ma thèse, tout spécialement mon directeur de thèse Carlos Munoz Camacho pour son encadrement, sa patience et la clareté de son discours. Je remercie les membres de mon jury de thèse : Eric Voutier, Malek Mazouz, Hervé Moutarde et spécialement mes rapporteurs : Hélène Fonvieille et Julie Roche, pour avoir pris le temps de lire et évaluer mon manuscrit.

J'adresse un grand merci à l'équipe de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay : Michel Guidal, Silvia Niccolai, Raphaël Dupré, et les anciens étudiants en thèse : Brice Garillon, Mohammad Hattawy, Marie Boër, avec le regret de ne pas avoir pu profiter pleinement de leur collaboration au quotidien. Je souhaite bonne chance à Ani Simonyan pour sa thèse et j'envoie une pensée d'encouragement pour Meriem Ben Ali pour la finalisation de la sienne. Salutation à Alejandro Marti avec qui j'ai partagé mon bureau à Orsay, à Hyon-Suk Jo dont l'aide a été précieuse lorsque j'ai débuté ma thèse ainsi que Rafayel Paremuzyan avec qui j'ai vécu les premiers moments de travail à Jefferson Lab. Un grand merci à : Nicholas Hirlinger Saylor, Mongi Dlamini, Norman Israel et Frédéric Georges, grâce à qui j'ai pu y passer de bons moments lors de mon séjour de deux ans, ainsi qu'à Gabriel Charles et Olga Kochebina pour m'avoir hébergé lors de mes passages en France et pour m'avoir été d'un grand soutien pour conclure cette période de trois ans de thèse.

Remerciements à mon père, ma mère et mon frère qui m'ont soutenu pendant toute ma scolarité jusqu'à l'élaboration de cette thèse. Finally, I would like to sincerely thank Ricky who helped me daily to progress in this work and to keep perserverance and motivation during the hard times.

Table des matières

Introduction	3
1 Contexte Théorique	5
1.1 Introduction Théorique	5
1.1.1 Diffusion d'électron pour sonder les nucléons	5
1.1.2 Régime perturbatif et "twist" dominant en QCD	5
1.2 Diffusion Elastique	6
1.2.1 Description du processus élastique	6
1.2.2 Section efficace élastique et Facteurs de forme	7
1.3 Diffusion Profondément Inélastique	7
1.3.1 Description du processus DIS	7
1.3.2 Section efficace inélastique et Fonctions de distributions de partons	8
1.4 Diffusion Compton Profondément Virtuelle	8
1.4.1 Description du processus DVCS	8
1.4.2 Interprétation et propriétés des GPDs	9
1.4.3 Section efficace et paramétrisation du DVCS	12
1.5 Observations Expérimentales du DVCS	15
1.5.1 Mesures d'asymétries	15
1.5.2 Mesures de section efficaces	18
1.5.3 Perspectives de JLab à 12 GeV	19
2 Configuration Expérimentale	23
2.1 Accélérateur CEBAF au Jefferson Laboratory (JLab)	23
2.1.1 Présentation de JLab	23
2.1.2 Description de CEBAF	23
2.2 Contrôle de la qualité du faisceau	25
2.2.1 La position du faisceau	25
2.2.2 Le courant du faisceau	25
2.2.3 L'énergie du faisceau	25
2.2.4 La polarisation du faisceau	25
2.3 Equipement du Hall A	28
2.3.1 Caractéristiques de la cible	28
2.3.2 Présentation des spectromètres de haute résolution	30
2.4 Configuration Expérimentale du DVCS	31
2.4.1 Les cinématiques de l'expérience DVCS	32
2.4.2 Propriétés du calorimètre DVCS	35
2.5 Prise de Données de l'Expérience DVCS	37
2.5.1 Acquisition des données DVCS	38
2.5.2 Le système de déclenchement du LHRS	39
2.5.3 Le système de déclenchement du calorimètre DVCS	39

TABLE DES MATIÈRES

3 Contrôle des Données et Analyse des Déetecteurs	41
3.1 Qualité de la Prise de Données	41
3.1.1 Information sur l'hélicité	41
3.1.2 Triggers et calcul du temps mort	42
3.1.3 Variables du spectromètre	43
3.1.4 Variables du calorimètre	44
3.1.5 Conclusion sur la qualité de la prise de données	45
3.2 Analyse du Spectromètre	46
3.2.1 Reconstruction du trajet des particules	46
3.2.2 Changements de référentiels pour la reconstruction du vertex	47
3.2.3 Implémentation de l'acceptance	48
3.3 Analyse du Calorimètre	48
3.3.1 Analyse en forme des signaux	49
3.3.2 Algorithme de groupement des blocs	50
3.3.3 Calibrations en énergie du calorimètre	54
4 Sélection des Données d'Analyse de l'Expérience	65
4.1 Sélection des Evènements DVCS	65
4.1.1 Soustraction des contaminations du DVCS	65
4.1.2 Soustraction des évènements fortuits	67
4.1.3 Correction des évènements à un dépôt d'énergie	68
4.1.4 Coupures sur les données	70
4.1.5 Résultats de la soustraction du bruit de fond au DVCS	70
4.2 Sélection des Données DVCS sur Neutron	70
4.2.1 Calcul de la luminosité de chaque cinématique	70
4.2.2 Ajout du moment de Fermi aux données DVCS sur cible LH2	71
4.2.3 Soustraction des évènements DVCS des cibles LD2-LH2	72
4.3 Comparaison des Résultats	72
4.3.1 Comparaison de la soustraction du bruit de fond au DVCS	73
4.3.2 Comparaison de la soustraction des cibles LD2-LH2	74
5 Extraction des Observables	79
5.1 Principe de Base d'Analyse des Données	79
5.1.1 Détermination des observables à extraire	79
5.1.2 Paramétrisation effective de la section efficace totale	80
5.2 Méthode d'Extraction des Observables	81
5.2.1 Nombre d'évènements de la simulation	81
5.2.2 Procédure d'ajustement des données de la simulation	83
5.2.3 Calcul d'incertitude sur les valeurs des observables et la mesure de la section efficace totale	85
5.2.4 Choix des variables pour l'extraction des observables	85
5.3 Application de la Méthode d'Analyse des Données	87
5.3.1 Elargissement de la distribution en M_X^2 des données de la simulation	87
5.3.2 Résultats de l'ajustement des données de la simulation	89
5.3.3 Etude systématique des résultats sur le neutron	91
Conclusion et Discussion	101

Introduction

La théorie de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) décrit l'interaction forte entre les quarks et les gluons qui composent les nucléons et les hadrons. Elle distingue deux propriétés : pour de faibles énergies, le principe de "confinement" qui implique que les quarks interagissent plus fortement entre eux à mesure que nous les éloignons les uns des autres, pour des énergies élevées, le principe de "liberté asymptotique" nous dit que l'interaction entre les quarks est faible à courtes distances. La QCD est donc le cadre théorique propice à l'étude de la structure interne des nucléons.

Du point de vue expérimental, il est également possible de sonder la matière à son échelle élémentaire. Les expériences de diffusions élastiques et inélastiques d'électrons sur nucléons permettent notamment de comprendre comment les partons sont organisés en position ou en impulsion au sein du nucléon. Les expériences d'électroproduction de photons sur nucléons, par la réaction de Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), nous permettent d'accéder aux Distributions Généralisées de Partons (GPDs) qui donnent la corrélation entre la position et l'impulsion des quarks dans le nucléon.

Le sujet de cette thèse porte donc sur la mesure de la section efficace d'électroproduction de photons sur le neutron. C'est une mesure difficile à réaliser puisque la probabilité que cette interaction ait lieu est faible et il n'existe pas de cibles constituées uniquement de neutrons libres. En choisissant une cible de deutérium, il faudra alors tenir compte des contributions proton et deuton présentes dans nos données pour la sélection et l'analyse des événements neutron. De plus, en réalisant cette mesure en double coïncidence, des contaminations devront être soustraites des données pour procéder à l'analyse. Bien que cette mesure requière plus d'étapes que si elle était réalisée sur le proton, elle permet avant tout d'extraire trois observables dépendantes des GPDs du neutron, de saveurs de quarks différentes. Mais elle est surtout motivée par la règle de somme de Ji [1] puisque la contribution de la GPD E est plus importante pour le neutron que pour le proton. Cette contribution peut donc être déterminée plus précisément et conduire au moment angulaire total J_q des quarks dans le neutron.

Les données que l'on va analyser au cours de cette thèse ont été acquises en 2010 au Jefferson Lab situé en Virginie (USA). La prise de données de cette expérience d'une durée de trois mois est la seconde réalisée dans le Hall A pour l'étude du processus d'électroproduction de photons et de π^0 . La première s'est déroulée en 2004 et fait l'objet de plusieurs publications sur le sujet. Nous mentionnerons certaines d'entre elles au cours de ce manuscrit.

La rédaction de ce travail de thèse se composera de cinq chapitres.

- ▶ Dans le chapitre 1, nous introduirons les notions principales nécessaires à la compréhension théorique du sujet. Nous exprimerons la section efficace totale qu'on veut mesurer et les observables qu'on cherchera à extraire.
- ▶ Le chapitre 2 présentera le contexte expérimental de la thèse. Les caractéristiques de l'accélérateur, des détecteurs et de la cible utilisés pour la prise de données y seront exposées. Nous parlerons ensuite du système d'acquisition des données de l'expérience mis en place dans le Hall A.
- ▶ Le chapitre 3 traitera du contrôle de la qualité des données enregistrées. Après une brève présentation de quelques points d'analyses du spectromètre, les analyses en temps d'arrivée et en énergies des signaux détectés dans le calorimètre seront décrites de façon approfondie.
- ▶ Dans le chapitre 4, nous donnerons les étapes de soustraction des différentes contributions au bruit de fond et le principe de sélection des données neutron.

- Dans le chapitre 5, nous expliquerons en détail la méthode d'extraction des observables et la mesure de la section efficace totale. Une étude systématique réalisée à partir des résultats de l'analyse figurera également dans ce dernier chapitre.

Nous achèverons ce manuscrit sur une conclusion pour récapituler les étapes réalisées au cours de la thèse, puis sur une discussion à propos des possibilités envisagées par rapport aux résultats de l'analyse.

Contexte Théorique

1.1 Introduction Théorique

1.1.1 Diffusion d'électron pour sonder les nucléons

La volonté de comprendre la matière à son échelle la plus fondamentale a conduit les physiciens à faire de nombreuses découvertes. C'est entre les années 1910 à 1940 que nos connaissances sur la structure interne des atomes connaissent un essor avec les découvertes du noyau de l'atome et de ses nucléons. Dans les années 1950, les recherches sur la nature des nucléons débutent. Des particules possédant des similarités avec les nucléons sont étudiées : les Hadrons. Afin de mieux comprendre leurs caractéristiques, des investigations sur la structure interne des Hadrons sont menées à l'aide de la diffusion d'électrons. Dès le début des années 1960, ce processus donne accès à d'importants progrès scientifiques dans ce domaine. Tout d'abord, grâce à ses travaux sur la diffusion d'électron qui lui vaut le Prix Nobel de 1961, R. Hofstadter révèle la nature non ponctuelle mais étendue du noyau atomique. Dès 1964, le physicien M. Gell-Mann, à qui revient le Prix Nobel de 1969, introduit alors le concept de blocs constitutifs des hadrons qu'il nomme "quarks" [2]. En parallèle, l'observation expérimentale de la loi d'échelle de Bjorken pour les expériences de diffusions inélastiques est interprétée par J. D. Bjorken et E. A. Paschos comme caractéristique de la nature ponctuelle des constituants internes des nucléons [3]. A partir de cette explication théorique, R. P. Feynman introduit alors le modèle des partons [4]. Finalement en 1991, le Prix Nobel est décerné aux physiciens J. I. Friedman, H. W. Kendall et R. E. Taylor pour avoir mis en évidence expérimentalement la présence des quarks au sein du proton [5].

Après toutes ces avancées scientifiques, la diffusion d'électrons a prouvé qu'elle est un outil puissant pour sonder la structure interne des nucléons. Ceci du fait que l'électron est une particule ponctuelle et que son interaction avec la matière, principalement à travers l'interaction électromagnétique, est bien décrite par l'Electrodynamique Quantique (QED). Afin d'élargir le champ de connaissances sur l'architecture interne du nucléon, nous utilisons la diffusion d'électrons pour savoir comment les partons sont organisés en position et impulsion au sein du nucléon. Les résultats expérimentaux vont bien sur de pair avec les prédictions théoriques menées en Chromo-Dynamique Quantique (QCD).

La diffusion d'électrons sur des nucléons peut être de deux types, élastique si il y a conservation de l'énergie cinétique au passage à l'état final et inélastique dans le cas contraire. Pour les deux, l'électron interagit avec le nucléon en faisant intervenir un photon virtuel γ^* . Sa virtualité est donnée par le transfert d'impulsion de l'électron au nucléon : $Q^2 = -(k - k')^2 > 0$, où k et k' sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des électrons incidents et diffusés. Elle représente la résolution ou l'échelle à laquelle on sonde la structure interne du nucléon. À large transfert d'impulsion, on sonde le nucléon à plus petite distance par la diffusion "profonde" d'électrons.

1.1.2 Régime perturbatif et "twist" dominant en QCD

En Théorie Quantique des Champs, un processus n'est jamais représenté par un unique diagramme de Feynman, mais par l'ensemble d'un diagramme dominant et des diagrammes plus complexes et plus rares permis par les règles du Modèle Standard régissant les particules élémentaires. Les amplitudes de ces diagrammes peuvent être exprimées sous forme d'une série de termes de

puissances croissantes d'un paramètre $\alpha < 1$: c'est la théorie des perturbations. Ce paramètre α est la constante de couplage reliée à l'intensité des interactions fondamentales qui caractérisent les processus. Lorsque celle-ci est suffisamment faible, les termes perturbatifs d'ordres élevés de la série sont négligeables et la série converge rapidement. On peut alors extraire le diagramme dominant du processus.

En QCD, la constante de couplage de l'interaction forte dépend de Q^2 . À large transfert d'impulsion Q^2 , elle devient suffisamment faible pour qu'on puisse décrire le processus à l'ordre dominant : c'est le régime perturbatif de la QCD. Au contraire, des processus "mous", gouvernés par le régime non-perturbatif de la QCD, peuvent être paramétrisés par des fonctions telles que les Facteurs de Forme élastiques (section 1.2.2), les Fonctions de Distributions de Partons inélastiques (section 1.3.2) ou les Distributions Généralisées de Partons (section 1.4.2) parmi d'autres.

L'amplitude du processus de Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), présenté dans la section 1.4, est développée en une série de produits d'opérateurs en $1/Q$. On utilise alors le twist, défini par : *dimension – spin* de l'opérateur quantifiant le processus, pour classifier les termes de la série selon leur puissance en $1/Q$. Le twist dominant du DVCS est le twist-2 correspondant au premier ordre de la série en $1/Q$. Les termes de twists n supérieurs sont alors supprimés d'un facteur $1/Q^{n-2}$ par rapport au terme de twist-2.

1.2 Diffusion Elastique

1.2.1 Description du processus élastique

La diffusion élastique d'électrons est définie par le processus $eN \rightarrow e'N'$, avec $k(E, \vec{k})$ et $k'(E', \vec{k}')$ les quadrivecteurs énergie-impulsion des électrons incident et diffusé formant l'angle θ_e et dont on négligera la masse. Tandis que p est celui du nucléon N de masse M au repos dans la cible, p' est celui du nucléon N' de recul (figure 1.1). On note p_{γ^*} le quadrivecteur énergie-impulsion du

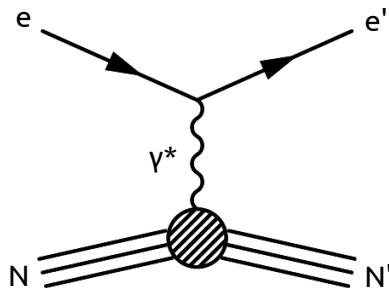


FIGURE 1.1 – Diagramme de la Diffusion Elastique.

photon virtuel γ^* dans l'approximation d'un seul photon échangé entre l'électron et le nucléon. On exclue ainsi les corrections radiatives d'ordres plus élevés tel que le processus Bremsstrahlung et l'échange de deux photons parmi d'autres. Rappelons que l'on exprime la virtualité du photon comme le transfert d'impulsion de l'électron au nucléon : $Q^2 = -p_{\gamma^*}^2 = -(k - k')^2 = 4EE' \sin^2(\theta_e / 2)$.

Au cours de la diffusion élastique et à haute virtualité Q^2 , le photon virtuel va interagir avec un unique quark du nucléon, qui va rester au même point d'espace-temps dans l'état initial que final. Le processus est alors dit "local". De plus, l'impulsion du nucléon entre l'état initial et final va changer mais sa structure interne va rester intacte à l'état final. Le transfert d'impulsion du nucléon est donné par $t = \Delta^2 = (p' - p)^2$ et le processus est dit "non-diagonal" (ou "non-forward"). La conservation de l'énergie-impulsion induit : $(k - k')^2 = (p' - p)^2$, caractérisant la diffusion élastique par l'égalité : $t = -Q^2$.

1.2.2 Section efficace élastique et Facteurs de forme

La section efficace non polarisée de diffusion élastique sur une particule non-ponctuelle de spin 0 dans le référentiel du laboratoire peut se présenter sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, E', \theta_e) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} |F(\vec{p}_{\gamma^*})|^2. \quad (1.1)$$

Elle se compose de la section efficace de diffusion de Mott d'un électron sur une particule ponctuelle de spin 0 donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta_e}{2}}, \quad (1.2)$$

où la variable $\alpha \sim 1/137$ correspond à la constante de couplage de l'interaction électromagnétique et $d\Omega = \sin \theta_e d\theta_e d\phi$ représente l'angle solide de diffusion de l'électron. Elle fait intervenir également la transformée de Fourier $F(\vec{p}_{\gamma^*})$ de la distribution de charge $\rho(\vec{r})$ telle que :

$$F(\vec{p}_{\gamma^*}) = \int \rho(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{p}_{\gamma^*}\vec{r}} d^3\vec{r}. \quad (1.3)$$

Cette fonction $F(\vec{p}_{\gamma^*})$ appelée "Facteur de Forme" (FF) élastique permet de traduire la nature non-ponctuelle de la particule ciblée.

Finalement, dans le cas d'un nucléon, M.N. Rosenbluth donnera l'expression de la section efficace non polarisée de diffusion élastique électron-proton selon l'angle de diffusion θ_e et les facteurs de formes électrique G_E et magnétique G_M de Sachs [6] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, E', \theta_e) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \frac{E'}{E} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right], \quad \text{avec } \tau = \frac{-p_{\gamma^*}^2}{4M^2}. \quad (1.4)$$

Dans le repère de Breit où le transfert d'énergie du photon virtuel au nucléon est nul, les facteurs de forme G_E et G_M dépendants alors de Q^2 correspondent respectivement aux transformées de Fourier à 3-dimensions des distributions spatiales de charge et de magnétisation du nucléon.

1.3 Diffusion Profondément Inélastique

1.3.1 Description du processus DIS

La diffusion profondément inélastique (DIS) est la réaction qui suit le processus $eN \rightarrow e'X$, illustré figure 1.2. Cette diffusion est inclusive puisqu'on ne détecte que l'électron diffusé à l'état final. A

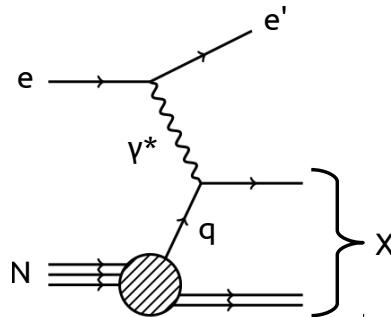


FIGURE 1.2 – Diagramme de la Diffusion Profondément Inélastique (DIS). Le quark interagissant avec le photon virtuel est noté q .

haute virtualité Q^2 , le photon virtuel interagit avec un unique quark q du nucléon. Le quark sondé va s'échapper du nucléon emportant une fraction x de son impulsion et formant un autre hadron dans l'état final. Lorsqu'il va quitter le nucléon, ce dernier va perdre sa structure interne initiale. On

appelle alors X tous les états hadroniques possibles du système après le départ du quark. Seule la masse invariante W de l'état final X est mesurée et elle s'exprime suivant les notations utilisées dans la section 1.2 par :

$$W^2 = (p + p_{\gamma^*})^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (1.5)$$

où $\nu = E - E'$ est la différence entre les énergies des électrons incident et diffusé dont on néglige la masse.

Le processus "profondément inélastique" est défini par : ($Q^2 \gg M^2$) et ($W^2 \gg M^2$). Pour ce processus, la fraction x d'impulsion du nucléon portée par le quark sondé est égale à la variable de Bjorken x_B :

$$x_B = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (1.6)$$

1.3.2 Section efficace inélastique et Fonctions de distributions de partons

La section efficace non polarisée de diffusion profondément inélastique peut s'exprimer comme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\nu}(\theta_e) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \left[W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right], \quad (1.7)$$

où l'on fait apparaître la section efficace de diffusion de Mott donnée à l'éq. (1.2). Les fonctions W_1 et W_2 sont les fonctions de structure du nucléon et dépendent de ν et Q^2 .

La mesure expérimentale de la section efficace du DIS a permis l'observation de la loi d'échelle de Bjorken, interprétée comme l'interaction du photon virtuel avec une particule ponctuelle au sein du nucléon [3, 4]. Ce phénomène est observé à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, dans le régime de Bjorken défini par : $[Q^2, \nu] \rightarrow \infty$ et x_B fixe. Les fonctions de structure W_1 et W_2 ne dépendent alors plus que de x_B [7] telles que :

$$MW_1(\nu, Q^2) = F_1(x_B), \quad \nu W_2(\nu, Q^2) = F_2(x_B). \quad (1.8)$$

Dans un référentiel où l'impulsion du nucléon est infinie : $|\vec{p}| \gg M$, les fonctions de structure F_1 et F_2 s'écrivent :

$$F_1(x_B) = \sum_q \frac{e_q^2}{2} q(x_B), \quad F_2(x_B) = \sum_q e_q^2 x_B q(x_B), \quad (1.9)$$

où $q(x_B)$ sont les "Fonctions de Distributions de Partons" (PDFs). Elles représentent les densités de probabilité de trouver un parton de saveur q , de charge e_q et portant la fraction x_B d'impulsion longitudinale du nucléon.

1.4 Diffusion Compton Profondément Virtuelle

1.4.1 Description du processus DVCS

La diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) correspond au processus $e(k) N(p_1) \rightarrow e'(k') N'(p_2) \gamma(q_2)$ d'électroproduction de photons via un photon virtuel $\gamma^*(q_1)$. Ce processus est donc exclusif puisque son état final est déterminé. A l'ordre dominant de la théorie des perturbations et à twist dominant, la réaction DVCS est représentée par le diagramme du "sac à main" de la figure 1.3. Les opérateurs décrivant le DVCS sont "non-locaux" et "non-diagonaux" (ou "non-forward") puisque le quark qui interagit avec γ^* ne possède pas les mêmes coordonnées d'espace-temps entre les états initial et final et puisqu'il y a transfert d'impulsion Δ au nucléon au cours du processus. L'impulsion du nucléon de recul est donc donné par : $p_2 = p_1 + \Delta$. Le transfert d'impulsion au carré est noté $t = \Delta^2$. De plus, la quantité $x + \xi$ ($x - \xi$), où ici $x \neq x_B$, correspond à la fraction d'impulsion longitudinale initiale (finale) du nucléon portée par le quark. Comme -2ξ est la fraction purement longitudinale du transfert d'impulsion Δ , on note Δ_\perp sa composante transverse.

Dans le référentiel du laboratoire, le processus $eN \rightarrow e'N'\gamma$ s'établi sur deux plans, un plan leptique défini par les électrons incident et diffusé et un plan hadronique contenant le nucléon de recul et le photon réel final (figure 1.4). Comme le plan hadronique contient le photon produit à

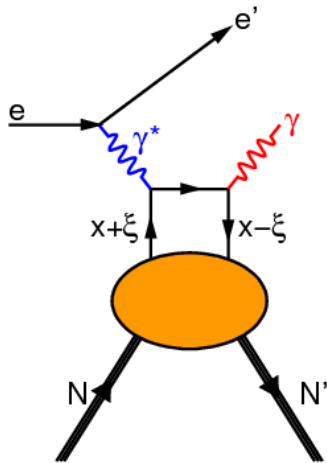


FIGURE 1.3 – Diagramme de twist-2 de la Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS) [8].

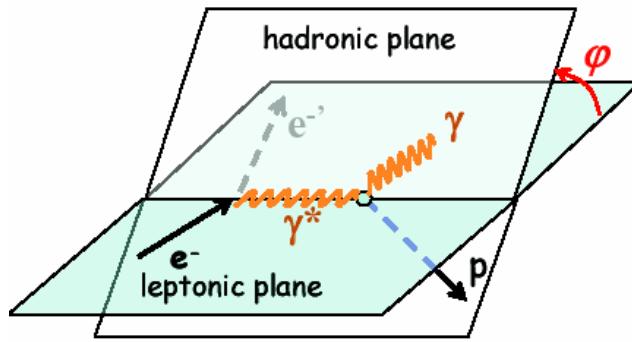


FIGURE 1.4 – Représentation du processus d'électroproduction de photon dans le référentiel du laboratoire. Le nucléon de recul est représenté sur ce schéma par un proton p . Il forme avec le photon final γ le plan hadronique, tandis que les électrons incident e et diffusé e' forment le plan leptonic. L'angle entre ces deux plans est noté ϕ .

l'issue de la réaction, il est nommé quelquefois : plan de production. Les deux plans se coupent selon une droite qui est la direction du photon virtuel. On note alors ϕ l'angle entre les plans leptonic et hadronique.

Dans le régime de Bjorken, on sépare l'amplitude DVCS en deux parties selon le théorème de factorisation [9, 10, 11]. La première partie "dure" peut être décrite perturbativement par la QCD. Elle correspond à l'interaction du photon virtuel, échangé entre l'électron et le nucléon, sur un unique quark du nucléon, celui même qui va émettre un photon réel (processus Compton) dans l'état final. La seconde partie "molle" du DVCS peut être paramétrée par les Distributions Généralisées de Partons (GPDs).

1.4.2 Interprétation et propriétés des GPDs

A l'ordre dominant de la théorie des perturbations et à twist dominant, le processus DVCS ne dépend que de quatre GPDs définies pour chaque saveur de quark q : $H^q, \tilde{H}^q, E^q, \tilde{E}^q$. Elles correspondent aux différentes configurations d'hélicités du système quark-nucléon (figure 1.5). Les GPDs non-polarisées H et E sont indépendantes de l'hélicité du quark et sont définies comme la somme de ses deux états d'hélicités. En revanche, les GPDs polarisées \tilde{H} et \tilde{E} dépendantes de son hélicité sont définies par leur différence. De plus, l'hélicité du quark ne change pas au cours de son interaction avec le photon virtuel. Par conséquent, pour chaque configuration d'hélicité du quark, les GPDs H et \tilde{H} correspondent à la conservation de l'hélicité du nucléon entre l'état initial et final du système. Au

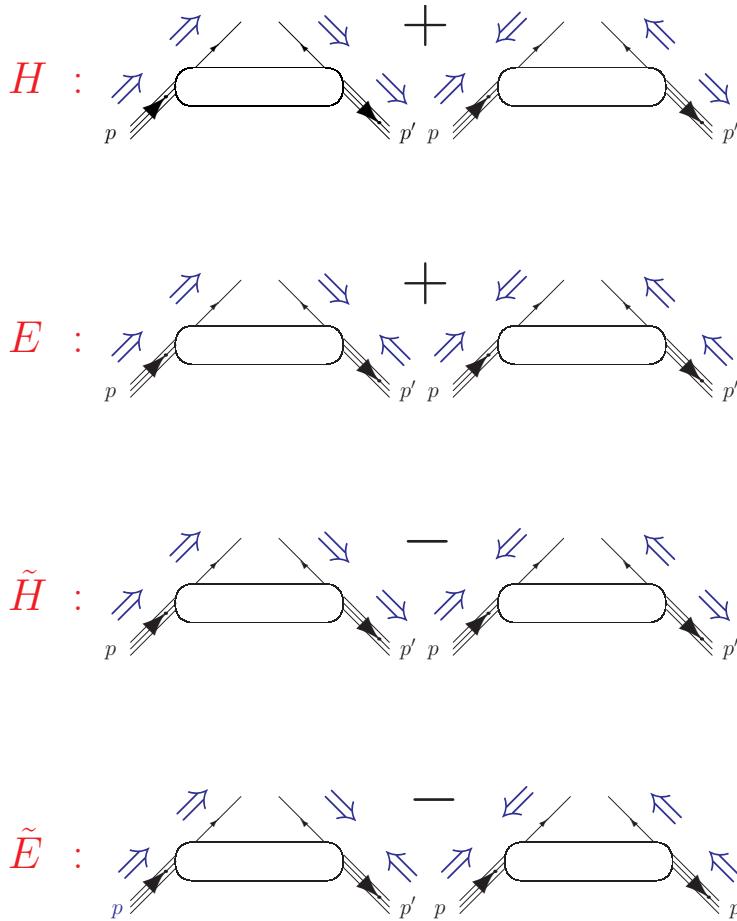


FIGURE 1.5 – Configurations d'hélicités du nucléon et du quark et leurs GPDs associées [12].

contraire, les GPDs E et \tilde{E} sont reliées au changement d'hélicité du nucléon.

En négligeant la dépendance en Q^2 associée aux équations d'évolution de la QCD, les GPDs dépendent des trois variables : x , ξ et t . Elles sont définies dans les intervalles : $x \in [-1, 1]$ et $\xi \in [0, 1]$ (figure 1.6). Lorsque $x > \xi$ ($x < -\xi$), les GPDs représentent l'amplitude de probabilité d'émission et

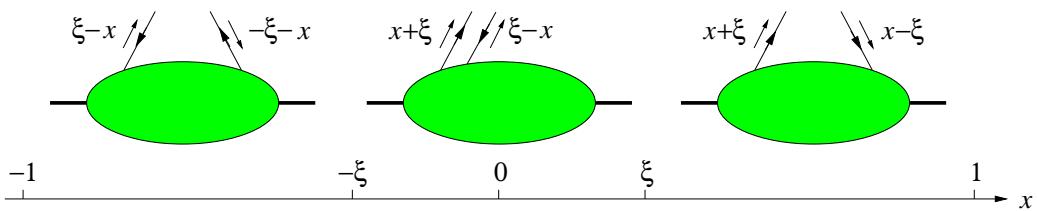


FIGURE 1.6 – Schémas des trois régions de x par rapport à ξ définissant les GPDs [13].

réabsorption d'un quark (antiquark) dans le nucléon avec une fraction d'impulsion $x + \xi$ ($\xi - x$) et $x - \xi$ ($-\xi - x$) respectivement. Tandis que dans la région $-\xi < x < \xi$, les propagateurs correspondant à $x + \xi$ et $\xi - x$ représentent respectivement un quark q et un antiquark \bar{q} et les GPDs l'amplitude de probabilité d'émission-réabsorption d'une paire $q\bar{q}$ dans le nucléon. Précisons qu'en se plaçant dans la limite de Bjorken, $\xi(x_B, Q^2, t)$ ne dépend plus que de la variable x_B introduite à l'éq. (1.6), on obtient ainsi :

$$\xi = \frac{x_B \left(1 + \frac{\Delta^2}{2Q^2}\right)}{2 - x_B + x_B \cdot \frac{\Delta^2}{Q^2}} \xrightarrow{\text{Limite de Bjorken}} \frac{x_B}{2 - x_B}. \quad (1.10)$$

On peut donc voir les GPDs comme des fonctions indépendantes de Q^2 .

Dans la limite aux angles avant (ou "forward limit") où $t = 0$, le théorème optique lie la partie imaginaire de l'amplitude DVCS à la section efficace du processus DIS (figure 1.7). Les GPDs H et

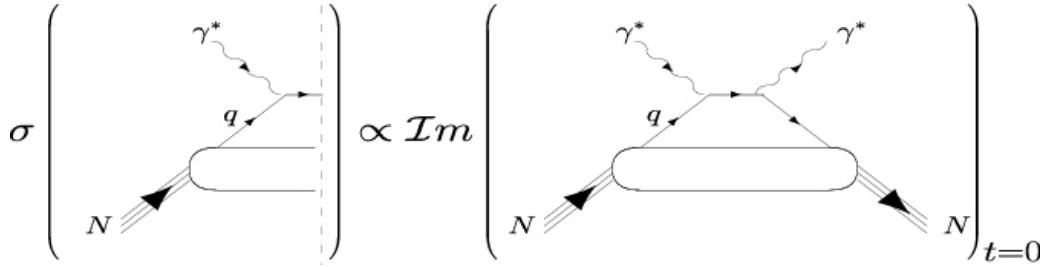


FIGURE 1.7 – Représentation du théorème optique liant la section efficace DIS à la partie imaginaire de l'amplitude DVCS dans la limite où $t = 0$ [12].

\tilde{H} sont ainsi reliées respectivement aux PDFs non-polarisée q et polarisée Δq par les expressions suivantes :

$$H^q(x, 0, 0) = q(x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x). \quad (1.11)$$

On peut relier également le premier moment des GPDs aux FFs élastiques par les règles de sommes suivantes [14] :

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) &= F_1^q(t), & \int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) &= F_2^q(t), & \forall \xi, \\ \int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) &= G_A^q(t), & \int_{-1}^1 dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) &= G_P^q(t), & \forall \xi, \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec pour chaque saveur de quark F_1^q, F_2^q les FFs de Dirac et Pauli, et G_A^q, G_P^q les FFs axial et pseudoscalaire respectivement. Les GPDs regroupent ainsi les informations sur la structure interne du nucléon révélées par les FFs et les PDFs. Rappelons que les FFs nous renseignent sur la distribution spatiale de la charge et du moment magnétique du nucléon dans le plan transverse, et que les PDFs portent l'information sur la distribution d'impulsion longitudinale des quarks dans le nucléon. Ainsi, les GPDs fournissent une information supplémentaire en donnant accès à la corrélation entre la distribution spatiale transverse et la distribution d'impulsion longitudinale. Les GPDs permettent de décrire la structure interne du nucléon en 3-dimensions.

Pour finir, la règle de somme de Ji [1] nous donne accès à la contribution du moment angulaire $J^q (J^g)$ du quark q (du gluon g) au moment angulaire total du nucléon à partir du second moment des GPDs H et E :

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)] = J^q, \quad \forall \xi. \quad (1.13)$$

Elle représente la perspective expérimentale, via les GPDs H et E , de résoudre le "puzzle" que constitue le spin du nucléon décomposé selon [15, 16] :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum_q \Delta q + \sum_q L^q + J^g. \quad (1.14)$$

En effet, il a été mesuré que seule une fraction du spin du nucléon provient de la contribution de spin des quarks Δq [17]. La mesure expérimentale du moment angulaire des quarks dans le nucléon défini par : $J^q = 1/2 \Delta q + L^q$, permettrait donc de déterminer leur moment angulaire orbital L^q et de trouver l'origine du spin du nucléon. Nous verrons dans la section suivante que l'électroproduction de photons sur le neutron donne justement accès à la GPD E , conduisant à la mesure de J^q .

On peut retrouver ces différents résultats présentés par X.-D. Ji [18] ainsi que des études détaillées sur le formalisme des GPDs exposées dans les publications [12, 13, 19].

1.4.3 Section efficace et paramétrisation du DVCS

La section efficace totale du processus $eN \rightarrow e'N'\gamma$ présentée dans cette section sera celle de la référence [20]. Elle peut être exprimée à l'aide des quatre variables cinématiques Q^2, x_B, t, ϕ , telle que :

$$\frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dt d\phi} = \frac{\alpha^3}{64\pi^2 x_B E_b^2 M^2} \frac{2\pi}{\sqrt{1+\epsilon^2}} \cdot \left| \frac{T}{e^3} \right|^2 , \quad (1.15)$$

où T correspond à l'amplitude du processus d'électroproduction de photon. Les variables α et e sont respectivement la constante de couplage électromagnétique et la charge élémentaire et E_b correspond à l'énergie du faisceau d'électrons dont on néglige la masse. Finalement, la variable ϵ s'écrit :

$$\epsilon = 2x_B \frac{M}{Q} . \quad (1.16)$$

L'amplitude T est la somme des amplitudes DVCS : \mathcal{T}_{DVCS} , et Bethe-Heitler (BH) : \mathcal{T}_{BH} . Le processus BH est une diffusion élastique dont les deux diagrammes représentatifs sont donnés dans la figure 1.8. Il est donc paramétrisé par les FFs élastiques mais en plus un photon réel est émis soit par

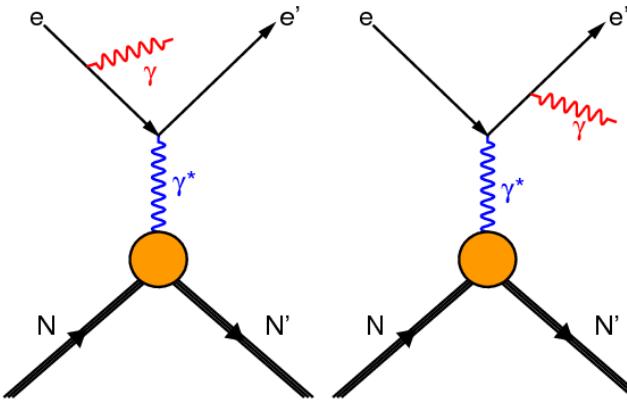


FIGURE 1.8 – Diagrammes représentant le processus Bethe-Heitler (BH). Il est défini comme une diffusion élastique et la production d'un photon réel par un des électrons incident ou diffusé [8].

l'électron incident, soit par l'électron diffusé. L'amplitude totale issue de l'expression de la section efficace (1.15) donne :

$$|T|^2 = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I} , \quad (1.17)$$

où \mathcal{I} est le terme d'interférence entre les amplitudes DVCS et BH :

$$\mathcal{I} = \mathcal{T}_{BH} \mathcal{T}_{DVCS}^* + \mathcal{T}_{BH}^* \mathcal{T}_{DVCS} , \quad (1.18)$$

dépendant par conséquent des FFs et GPDs. Les amplitudes de ces trois contributions à la section efficace totale sont les suivantes :

$$|\mathcal{T}_{BH}|^2 = \frac{e^6}{x_B^2 y^2 (1+\epsilon^2)^2 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ c_0^{BH} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{BH} \cos(n\phi)] + \lambda s_1^{BH} \sin(\phi) \right\} , \quad (1.19)$$

$$|\mathcal{T}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \left\{ c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{DVCS} \cos(n\phi) + \lambda s_n^{DVCS} \sin(n\phi)] \right\} , \quad (1.20)$$

$$\mathcal{I} = \frac{e^6}{x_B y^3 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ c_0^{\mathcal{I}} + \sum_{n=1}^3 [c_n^{\mathcal{I}} \cos(n\phi) + \lambda s_n^{\mathcal{I}} \sin(n\phi)] \right\} . \quad (1.21)$$

On comprend donc qu'on ne puisse pas mesurer directement l'amplitude du processus DVCS du fait de son interférence avec le processus BH. Cette mesure doit être faite de manière indirecte. C'est pourquoi le terme $|\mathcal{T}_{BH}|^2$ que l'on connaît peut être d'abord soustrait de la section efficace totale,

puis les termes $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et \mathcal{I} dépendants des GPDs peuvent être extraits. Dans le cadre de cette analyse, nous allons extraire uniquement le terme \mathcal{I} dominant pour chaque énergie de faisceau. Cela permettra lors d'une prochaine analyse d'en déduire le terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ par la méthode de séparation Rosenbluth. Elle consiste à mesurer deux sections efficaces à cinématique (Q^2, x_B) égale pour deux énergies E_b du faisceau. Il sera ainsi possible de séparer en énergie les deux termes $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et \mathcal{I} dépendants de la variable y (éqs. (1.20) et (1.21)) donnée par :

$$y = \frac{Q^2}{2x_B E_b M}. \quad (1.22)$$

Nous remarquons dans les expressions (1.19) à (1.21) des termes de la section efficace totale qu'elle dépend de l'angle ϕ défini figure 1.4. Les harmoniques c_n et s_n associées respectivement aux contributions en $\cos(n\phi)$ et $\sin(n\phi)$ de la section efficace s'expriment différemment selon l'état de polarisation de la cible. De plus, avec les harmoniques s_n intervient l'état d'hélicité λ de l'électron incident. Pour un faisceau non polarisé, l'hélicité de chaque électron peut être +1 ou -1 avec la même probabilité. Puisque le cadre d'étude de cette thèse consiste à mesurer la section efficace non-polarisée, sur la totalité des données que nous analyserons il y aura autant d'électrons orientés +1 que -1. Dans ce cas, les harmoniques s_n et les dépendances en $\sin(n\phi)$ de la section efficace vont disparaître. Finalement, pour une cible et un faisceau non-polarisés, nous mesurons pour chaque énergie du faisceau les harmoniques du terme d'interférence suivantes :

$$\begin{aligned} c_{0,unp}^{\mathcal{I}} &= -8(2-y) \cdot \Re \left\{ \left[\frac{(2-y)^2 K^2}{1-y} \right] \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\Delta^2}{Q^2} (1-y)(2-x_B) \right] (\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}} + \Delta \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}})(\mathcal{F}) \right\}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$c_{1,unp}^{\mathcal{I}} = -8K(2-2y+y^2) \cdot \Re \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}), \quad (1.24)$$

$$c_{2,unp}^{\mathcal{I}} = \frac{-16K^2(2-y)}{2-x_B} \cdot \Re \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff}). \quad (1.25)$$

Précisons que nous avons négligé ici la contribution des GPDs de transversité des gluons dans le terme \mathcal{I} . Notons également que le terme d'interférence \mathcal{I} possède une dépendance en ϕ supplémentaire apportée par les propagateurs BH de l'électron incident (après émission du photon final) $\mathcal{P}_1(\phi)$ et $\mathcal{P}_2(\phi)$.

Dans les expressions (1.23) à (1.25), la variable K est un facteur cinématique qui disparaît à la limite cinématique $t = t_{min}$ ou $y = y_{max}$ donnée par :

$$t_{min} = \frac{-Q^2 [2(1-x_B)(1-\sqrt{1+\epsilon^2}) + \epsilon^2]}{4x_B(1-x_B) + \epsilon^2}, \quad y_{max} = \frac{2\sqrt{1+\epsilon^2} - 2}{\epsilon^2}. \quad (1.26)$$

De plus, des fonctions dépendantes des GPDs et FFs apparaissent : $\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$, $\Delta \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$, $\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})$. Ce sont en fait des combinaisons linéaires des FFs F_1 et F_2 du BH et des Facteurs de Forme Compton (CFFs) du DVCS de twist-2 que l'on note de manière simplifiée $\mathcal{F} = \{\mathcal{H}, \mathcal{E}, \widetilde{\mathcal{H}}, \widetilde{\mathcal{E}}\}$:

$$\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = F_1 \mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \widetilde{\mathcal{H}} - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2 \mathcal{E}, \quad (1.27)$$

$$\Delta \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}) = \frac{-x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \left\{ \frac{x_B}{2-x_B} (\mathcal{H} + \mathcal{E}) + \widetilde{\mathcal{H}} \right\}, \quad (1.28)$$

et de twist-3 notés \mathcal{F}^{eff} :

$$\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff}) = F_1 \mathcal{H}^{eff} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \widetilde{\mathcal{H}}^{eff} - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2 \mathcal{E}^{eff}. \quad (1.29)$$

Les CFFs sont des convolutions de GPDs et de fonctions perturbatives, intégrées sur la fraction d'impulsion x du quark dans le nucléon.

Puisque dans l'éq. (1.27) le Facteur de forme F_2 est supérieur à F_1 pour le cas du neutron, la contribution du CFF \mathcal{E} (et de la GPD E) est plus importante pour le neutron que celle du CFF \mathcal{H} (et de la GPD H). Etant l'inverse pour le cas du proton, les processus d'électroproduction de photons sur protons et neutrons sont tous les deux indispensables pour la mesure du moment angulaire des quarks dans le nucléon (éq. (1.13)).

Nous remarquons de plus, dans les expressions (1.23) à (1.25), que pour chaque énergie du faisceau seules les parties réelles des trois combinaisons de CFFs (éqs. (1.27) à (1.29)) peuvent être extraites à partir de la mesure de la section efficace totale non-polarisée. Ce sont donc les trois observables que l'on va mesurer dans le cadre de cette thèse. Elles font intervenir les parties réelles des CFFs exprimées en fonction de leurs GPDs associées telles que [12] :

$$\Re \mathcal{H} = \mathfrak{P} \int_0^1 dx \left(\frac{1}{x-\xi} + \frac{1}{x+\xi} \right) [H(x, \xi, t) - H(-x, \xi, t)], \quad (1.30)$$

$$\Re \tilde{\mathcal{H}} = \mathfrak{P} \int_0^1 dx \left(\frac{1}{x-\xi} - \frac{1}{x+\xi} \right) [\tilde{H}(x, \xi, t) + \tilde{H}(-x, \xi, t)], \quad (1.31)$$

de même pour \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$, et où \mathfrak{P} correspond à la valeur principale de l'intégrale.

Pour finir, nous avons résumé dans la table 1.1 les observables jusqu'à twist-3 de chaque terme de la section efficace totale d'électroproduction de photons [20]. Elles correspondent à une cible non-polarisée, un faisceau polarisé ou non-polarisé, et on donne pour chacune : leurs types, les harmoniques c_n et s_n auxquelles elles appartiennent et leurs dépendances angulaires.

Terme Section Efficace	Observable	Type	Harmonique	Dépendance en ϕ
$ \mathcal{T}_{BH} ^2$		FF élastique ²	$c_{0,unp}^{BH}$ $c_{1,unp}^{BH}$ $c_{2,unp}^{BH}$	$[\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\cos(\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\cos(2\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$
$ \mathcal{T}_{DVCS} ^2$	$\mathcal{C}_{unp}^{DVCS}(\mathcal{F}, \mathcal{F}^*)$ $\Re \mathcal{C}_{unp}^{DVCS}(\mathcal{F}^{eff}, \mathcal{F}^*)$ $\Im \mathcal{C}_{unp}^{DVCS}(\mathcal{F}^{eff}, \mathcal{F}^*)$ $\Re \mathcal{C}_{T,unp}^{DVCS}(\mathcal{F}_T, \mathcal{F}^*)$	twist-2 twist-3 twist-3 twist-3	$c_{0,unp}^{DVCS}$ $c_{1,unp}^{DVCS}$ $s_{1,unp}^{DVCS}$ $c_{2,unp}^{DVCS}$	constant $\cos(\phi)$ $\lambda \sin(\phi)$ $\cos(2\phi)$
\mathcal{I}	$\Re \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ $\Im \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ $\Re \Delta \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ $\Re \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})$ $\Im \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})$ $\Re \mathcal{C}_{T,unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}_T)$	twist-2 twist-2 twist-2 twist-3 twist-3 twist-2 (gluon)	$c_{0,unp}^{\mathcal{I}}, c_{1,unp}^{\mathcal{I}}$ $s_{1,unp}^{\mathcal{I}}$ $c_{0,unp}^{\mathcal{I}}$ $c_{2,unp}^{\mathcal{I}}$ $s_{2,unp}^{\mathcal{I}}$ $c_{3,unp}^{\mathcal{I}}$	$[1 + \cos(\phi)] [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\lambda \sin(\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $[\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\cos(2\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\lambda \sin(2\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$ $\cos(3\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$

TABLE 1.1 – Observables jusqu'à twist-3 de la section efficace totale d'électroproduction de photon avec un faisceau polarisé ou non-polarisé et une cible non polarisée. Par souci de clarté, la variable $\mathcal{P}(\phi)$ est une notation simplifiée correspondant au produit des propagateurs BH de l'électron incident : $\mathcal{P}(\phi) = \mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)$.

Précisons que les approximations faites dans la référence [20] ont été progressivement levées, d'abord pour une cible de spin 0 [21], puis pour le cas d'une cible de nucléons [22, 23]. De plus, le calcul de la section efficace du DVCS a été effectué récemment jusqu'à la précision de twist-4 [24, 25].

DVCS sur le deuton

Pour la prise des données que l'on va analyser au cours de cette thèse, une cible de deutérium a été utilisée. Nous verrons alors que nous serons amenés à traiter pour cette analyse à la fois les événements de diffusions quasi-élastiques des électrons sur les neutrons de la cible que la contribution élastique sur le deuton. Les propriétés nécessaires à l'analyse des données du deuton sont les suivantes.

Pour le cas d'une particule de spin 1 comme le deuton, il existe 9 GPDs : H_i ($i = 1, \dots, 5$) et \tilde{H}_j ($j = 1, \dots, 4$) ayant la même évolution en Q^2 que celle des GPDs pour des particules de spin 1/2 [26]. De la même façon que pour les nucléons (éq. (1.11) et (1.12)), la limite aux angles avant où $t = 0$ permet de relier les GPDs H_1, H_5 et \tilde{H}_1 du deuton aux PDFs, et des règles de sommes de relier les GPDs H_i ($i = 1, 2, 3$) et \tilde{H}_j ($j = 1, 2$) aux FFs élastiques.

La référence [27] nous indique que l'expression de la section efficace totale d'électroproduction de photon sur un deuton est équivalente à celle du nucléon (éq. (1.15)). Les expressions de ses termes $|\mathcal{T}_{BH}|^2, |\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et \mathcal{I} sont les mêmes que dans les éq. (1.19) à (1.21), ainsi que les expressions des harmoniques c_n et s_n telles que celles des éq. (1.23) à (1.25), à l'exception près qu'il faut remplacer la masse du nucléon M par la masse du deuton M_d et la variable x_B par :

$$x_A = \frac{M}{M_d} x_B . \quad (1.32)$$

En revanche, les combinaisons de CFFs telles que les éq. (1.27) à (1.29) pour le deuton sont différentes de celles du nucléon puisqu'elles dépendent des FFs et GPDs pour des particules de spin 1.

1.5 Observations Expérimentales du DVCS

De nombreuses expériences de leptoproduction de photons sont nécessaires afin de pouvoir extraire le maximum de combinaisons de GPDs. Un nombre important de résultats expérimentaux permet en effet de mieux contraindre la théorie et les modèles appliqués aux GPDs, assurant ainsi une connaissance plus précise de la structure interne du nucléon. Dans cette optique, ces expériences visent à diversifier les configurations et cinématiques avec lesquelles on étudie le processus DVCS. Ainsi, les expérimentateurs multiplient les mesures d'asymétries ou de sections efficaces avec des faisceaux de particules de charges différentes, des polarisations du faisceau et de la cible différentes ou encore des cibles de masses différentes. Les cinématiques variées en Q^2, x_B, t permettent d'élargir le domaine d'étude du DVCS. Nous présentons dans la suite quelques uns des résultats majeurs obtenus depuis une quinzaine d'années.

1.5.1 Mesures d'asymétries

Mesures d'asymétries d'hélicité du faisceau

Ces mesures sont réalisées avec un faisceau polarisé longitudinalement (L) et une cible non-polarisée (U). L'asymétrie d'hélicité du faisceau dépendante de ϕ s'écrit :

$$A_{LU}(\phi) = \frac{d^4\sigma^+(\phi) - d^4\sigma^-(\phi)}{d^4\sigma^+(\phi) + d^4\sigma^-(\phi)} . \quad (1.33)$$

Les termes $d^4\sigma^+$ et $d^4\sigma^-$ représentent les sections efficaces mesurées avec des particules du faisceau d'hélicité +1 et -1 respectivement. La différence des sections efficaces polarisées $d^4\sigma^+ - d^4\sigma^-$ correspond à la section efficace dépendante de l'hélicité du faisceau. Leur somme $d^4\sigma^+ + d^4\sigma^-$ définit la section efficace non-polarisée ou indépendante de l'hélicité du faisceau. Se basant toujours sur la référence [20] et sur la table 1.1, nous pouvons donner une approximation au twist-2 du terme d'asymétrie en fonction des harmoniques issues de l'expression de la section efficace totale :

$$A_{LU}(\phi) \sim \frac{s_{1,unp}^{\mathcal{I}} \sin \phi}{(c_{0,unp}^{BH} + c_{0,unp}^{\mathcal{I}} + c_{0,unp}^{DVCS}) + (c_{1,unp}^{BH} + c_{1,unp}^{\mathcal{I}}) \cos \phi + (c_{2,unp}^{BH}) \cos 2\phi} . \quad (1.34)$$

Les collaborations HERMES à DESY [28] et CLAS à Jefferson Lab [29] (Hall B) ont réalisé en 2001 les premières mesures d'asymétries d'hélicité du faisceau. L'expérience HERMES [30] utilisait un faisceau polarisé de positrons de 27.6 GeV et une cible non-polarisée de gaz d'hydrogène pour une cinématique moyenne de : $Q^2 = 2.6 \text{ GeV}^2, x_B = 0.11, t = -0.27 \text{ GeV}^2$. En parallèle, les mesures de CLAS [31] ont été effectuées avec un faisceau polarisé d'électrons de 4.25 GeV et une cible non-polarisée de protons. Au cours de la prise de données, le spectromètre à large acceptance (CLAS) du Hall B a permis les détections des électrons diffusés et des protons de recul. Les valeurs expérimentales obtenues sont données dans la figure 1.9. Elles ont été intégrées sur l'intervalle cinématique

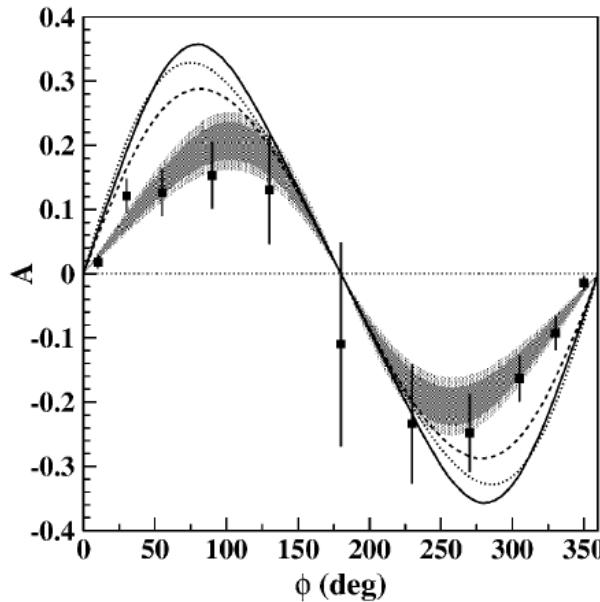


FIGURE 1.9 – Résultats de la collaboration CLAS obtenus par la réaction $ep \rightarrow e'p'\gamma$ montrant la dépendance angulaire des mesures d'asymétrie d'hélicité du faisceau [31]. Les points correspondent aux résultats expérimentaux et la zone hachurée foncée donne leur ajustement par la fonction $A(\phi) = \alpha \sin(\phi) + \beta \sin(2\phi)$ incluant les erreurs statistiques sur α et β . Les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques des points expérimentaux. La zone hachurée plus claire correspond aux erreurs systématiques dues à la méthode d'ajustement utilisée. Les courbes sont différentes prédictions du modèle théorique VGG [32]. Les deux courbes en pointillés sont des calculs évalués à twist-2 et la courbe continue est obtenue en incluant des effets de twist-3.

défini par : $Q^2 \in [1.0, 1.75] \text{ GeV}^2$ et $-t \in [0.1, 0.3] \text{ GeV}^2$, tandis que les prédictions théoriques données pour comparaison ont été évaluées pour : $Q^2 = 1.25 \text{ GeV}^2, x_B = 0.19$ et $-t = 0.19 \text{ GeV}^2$.

En 2005, dans le cadre d'une nouvelle expérience DVCS, la collaboration CLAS s'est engagée dans la construction d'un calorimètre pour la détection du photon final. Cette innovation aura permis d'aboutir en 2008 à de nouvelles mesures d'asymétries réalisées en triple coïncidence [33]. La polarisation moyenne du faisceau d'électrons de 5.77 GeV était d'environ 80% et la cible de protons utilisée était de l'hydrogène liquide. La figure 1.10 montre l'évolution de l'asymétrie en fonction de t pour 12 bins en (Q^2, x_B) et pour un angle $\phi = 90^\circ$.

Mesures d'asymétries d'hélicité de la cible

Les mesures d'asymétries d'hélicité de la cible sont obtenues avec un faisceau non-polarisé (U) et l'utilisation d'une cible polarisée soit longitudinalement (L), soit transversalement. Le terme d'asymétrie pour une polarisation longitudinale est défini par l'expression suivante :

$$A_{UL}(\phi) = \frac{[d^4\sigma^{+\uparrow}(\phi) + d^4\sigma^{-\uparrow}(\phi)] - [d^4\sigma^{+\downarrow}(\phi) + d^4\sigma^{-\downarrow}(\phi)]}{[d^4\sigma^{+\uparrow}(\phi) + d^4\sigma^{-\uparrow}(\phi)] + [d^4\sigma^{+\downarrow}(\phi) + d^4\sigma^{-\downarrow}(\phi)]}. \quad (1.35)$$

Le signe \uparrow (\downarrow) correspond à l'hélicité +1 (-1) des particules de la cible impliquées dans la réaction. Pour chaque état d'hélicité de la cible, on intègre sur les hélicités des particules du faisceau. On

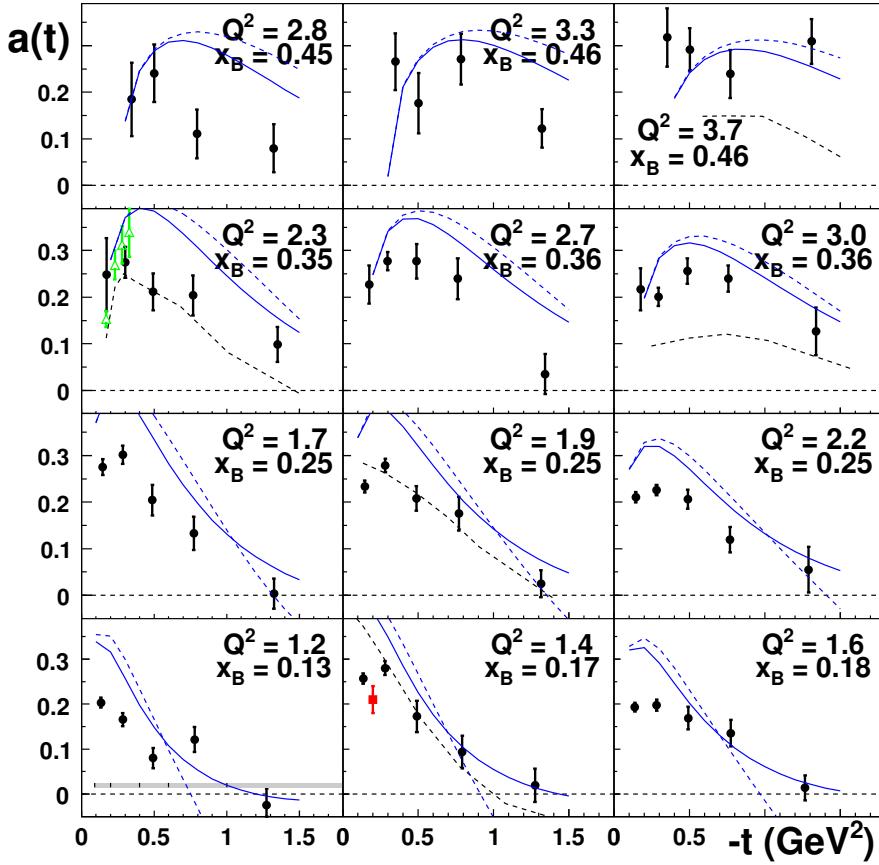


FIGURE 1.10 – Dépendance en t des mesures d’asymétries d’hélicité du faisceau $a = A(\phi=90^\circ)$ réalisées par la collaboration CLAS pour 12 bins en (Q^2, x_B) [33]. La bande grise dans la figure du bas à gauche donne la taille des bins en t et les incertitudes systématiques. Les barres d’erreurs représentent les erreurs statistiques sur les points expérimentaux. Le point rouge correspond aux premiers résultats de CLAS de 2001 [31], les points verts sont ceux du Hall A (JLab) issus de mesures de la section efficace totale [34]. Les courbes sont des résultats théoriques de twist-2 (courbe continue) et de twist-3 (courbe pointillée) et sont expliquées plus en détails dans la référence [33].

obtient pour l’exemple d’une hélicité +1 des particules de la cible : $d^4\sigma^{+\uparrow}(\phi) + d^4\sigma^{-\uparrow}(\phi)$. A l’aide de la référence [20], on peut donner une approximation au twist-2 du terme d’asymétrie en fonction des harmoniques de la section efficace totale :

$$A_{UL}(\phi) \sim s_{1, LP}^T \sin \phi, \quad (1.36)$$

où l’indice LP signifie que la cible est polarisée longitudinalement. Le terme d’asymétrie fait donc apparaître les parties imaginaires des CFFs :

$$A_{UL}(\phi) \sim \left\{ F_1 \operatorname{Im} \tilde{\mathcal{H}} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \left[\operatorname{Im} \mathcal{H} + \frac{x_B}{2} \operatorname{Im} \mathcal{E} \right] - \frac{x_B}{2-x_B} \left[\frac{x_B}{2} F_1 + \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2 \right] \operatorname{Im} \tilde{\mathcal{E}} \right\} \sin \phi, \quad (1.37)$$

qui sont données en terme de GPDs, à l’ordre dominant de la théorie des perturbations, par [12] :

$$\operatorname{Im} \mathcal{H}(\xi, t) = -i\pi[H(\xi, \xi, t) - H(-\xi, \xi, t)], \quad (1.38)$$

$$\operatorname{Im} \tilde{\mathcal{H}}(\xi, t) = -i\pi[\tilde{H}(\xi, \xi, t) + \tilde{H}(-\xi, \xi, t)], \quad (1.39)$$

de même pour les CFFs \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$.

Très récemment, la collaboration CLAS a apporté de nouveaux résultats sur les mesures d’asymétries d’hélicité de la cible [35]. Ils ont été comparés aux précédents résultats de CLAS en 2006 [36] et d’HERMES en 2010 [37] et sont illustrés figure 1.11. La comparaison a été faite par un ajuste-

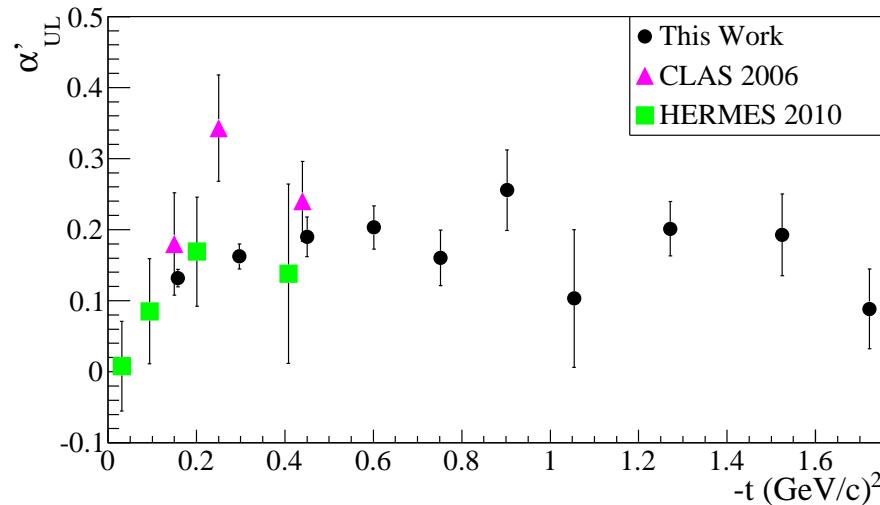


FIGURE 1.11 – Mesures de la contribution en $\sin\phi$ de l’asymétrie de spin de la cible α'_{UL} obtenues par la collaboration CLAS en fonction de t [35]. Les résultats sont comparés à des expériences antérieures réalisées par CLAS [36] et HERMES [37]. Les barres d’erreurs sont statistiques.

ment des distributions en ϕ des asymétries. L’ajustement a d’abord été réalisé par une fonction du type : $\alpha'_{UL} \sin(\phi)$, pour chaque bin en t intégré sur Q^2 et x_B . Le même ajustement a été effectué sur les données des trois expériences qui sont comparées. Les résultats de la figure 1.11 indiquent que les nouvelles valeurs expérimentales restent en accord avec les expériences antérieures avec des barres d’erreurs à petit $|t|$ nettement plus faibles. La stabilité de ces mesures à petit $|t|$ est alors confirmée dans la suite de l’analyse [35], par l’ajout du terme en $\sin(2\phi)$ dans la fonction utilisée pour ajuster les données telle que : $\alpha'_{UL} \sin(\phi) + \gamma_{UL} \sin(2\phi)$.

Précisons que dans le cadre de cette analyse [35], de nouvelles mesures d’asymétries d’hélicité du faisceau ont été extraites, et par polarisations longitudinales du faisceau et de la cible, elle a aussi fourni des mesures de double asymétrie.

1.5.2 Mesures de section efficaces

La collaboration du Hall A à Jefferson Lab a mis en place en 2004 deux expériences E00-110 [34] et E03-106 [38] dédiées à la mesure de la section efficace totale d’électroproduction de photons. Le but était d’extraire à partir de la différence des sections efficaces polarisées, les parties imaginaires des combinaisons de CFFs : $\text{Im } \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})$ de twist-2 et $\text{Im } \mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})$ de twist-3. Puis par mesure de la section efficace non-polarisée, de mesurer les parties réelles des combinaisons de CFFs de twist-2 exprimées éq. (1.27) et (1.28). Il s’agissait donc pour ces deux expériences de mesurer les contributions du DVCS à la section efficace totale dans le terme d’interférence \mathcal{I} avec le BH. Pour cela, un faisceau polarisé d’électrons de 5.75 GeV a été envoyé sur une cible fixe non-polarisée.

L’expérience E00-110 ayant pour but d’étudier la contribution du DVCS sur le proton, une cible d’hydrogène a été utilisée pour trois cinématiques différentes à $x_B = 0.36$ fixé et $Q^2 = 1.5, 1.9, 2.3 \text{ GeV}^2$. La figure 1.12 donne la dépendance en Q^2 et en t des différentes observables mesurées grâce à cette expérience. Elle vérifie que ces observables sont bien de twist-2 et twist-3, c’est-à-dire sans contamination de twists supérieurs, qui auquel cas apporteraient de nouvelles dépendances en Q^2 (autres que celles de twist-2 et twist-3 dont on a tenu compte lors de l’extraction des observables). C’est donc une preuve majeure de la dominance du twist-2 et du mécanisme du sac à main (figure 1.3) pour la description du processus DVCS. De plus, même si l’évolution qualitative des données expérimentales en fonction de t suit celle des prédictions théoriques, le modèle ne reproduit pas les valeurs expérimentales des observables.

L’expérience E03-106 consistait à extraire les contributions du DVCS sur le neutron prise pour la même cinématique en $x_B = 0.36$ et $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ que sur le proton mais avec une cible de deutérium. Ainsi, en plus des diffusions non-cohérentes des électrons incidents sur les protons et neutrons

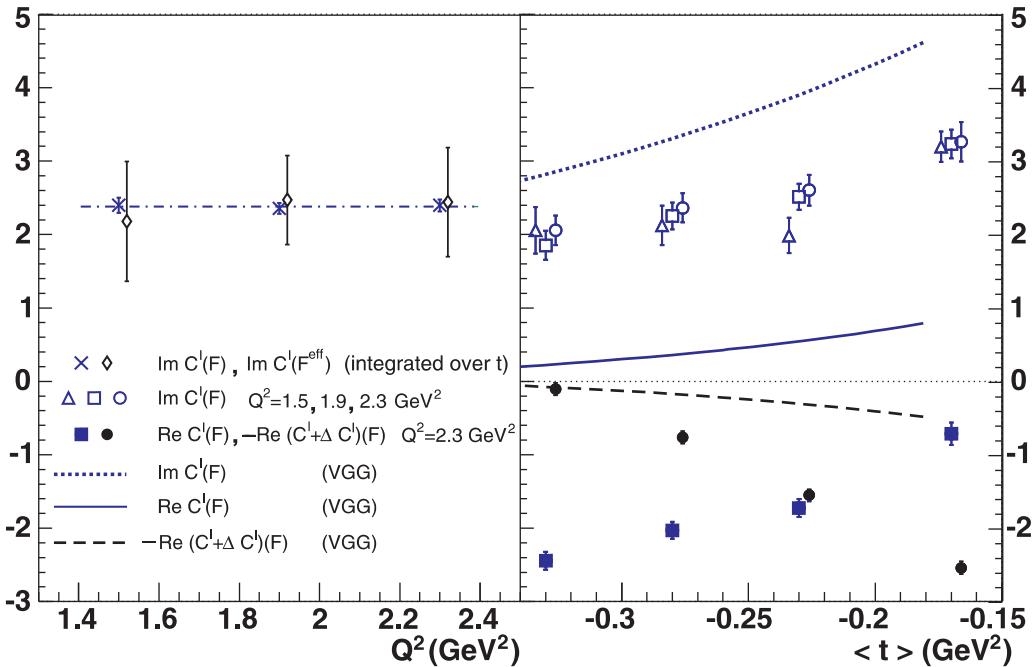


FIGURE 1.12 – Dépendance en Q^2 (à gauche) et en t (à droite) des observables extraits à partir de la mesure de la section efficace totale du processus $ep \rightarrow e' p' \gamma$ par la collaboration Hall A de JLab [34]. La correspondance entre les points expérimentaux et les observables mesurées est donnée en légende. Les barres d'erreurs sur les points expérimentaux sont statistiques. Les courbes détaillées dans la légende correspondent aux prédictions du modèle VGG [32].

libres de la cible, la section efficace totale contient une contribution due à la diffusion cohérente sur les deutons. Par conséquent, à partir de la différence des sections efficaces polarisées, que l'on peut approximer à twist-2 en fonction des CFFs par :

$$d^4\sigma^+ - d^4\sigma^- \propto \left\{ F_1 \text{Im } \mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \text{Im } \tilde{\mathcal{H}} - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2 \text{Im } \mathcal{E} \right\} \sin \phi, \quad (1.40)$$

cette expérience a permis d'extraire les parties imaginaires des combinaisons de CFFs $\text{Im } \mathcal{C}_{\text{unp}}^I(\mathcal{F})$ du neutron et du deuton (figure 1.13). Dans le cas précédent du DVCS-proton (figure 1.12), cette observable est dominée par la partie imaginaire du CFF \mathcal{H} puisque pour le proton : $F_1 \gg F_2$. Rappelons que dans le cas du DVCS-neutron, parce que le facteur de forme du neutron F_2 est supérieur à F_1 , nous sommes plus sensibles à la partie imaginaire du CFF \mathcal{E} et donc à la GPD E .

La collaboration CLAS s'est investie également dans la mesure de section efficace non-polarisée et différence des sections efficaces polarisées [41]. A partir d'une procédure d'ajustement local [42, 43, 44, 45], elle a permis l'extraction directe des parties imaginaire et réelle du CFF \mathcal{H} du proton (figure 1.14). Il s'agissait dans cette analyse d'ajuster simultanément les distributions en ϕ de ces sections efficaces par les deux parties réelles des éq. (1.30) et (1.31) et les deux parties imaginaires des éq. (1.38) et (1.39) des CFFs \mathcal{H} et $\tilde{\mathcal{H}}$, en négligeant donc les CFFs \mathcal{E} et $\tilde{\mathcal{E}}$. On remarque que le modèle surestime la valeur de $\text{Im } \mathcal{H}$ extraite pour le bin : $Q^2 = 1.11 \text{ GeV}^2$, $x_B = 0.126$.

Au final, qu'ils coïncident ou pas avec les prédictions théoriques, les différents résultats exposés permettent ainsi de contraindre les modèles basés sur le formalisme des GPDs.

1.5.3 Perspectives de JLab à 12 GeV

Le passage à une énergie de 12 GeV du faisceau de haute intensité de JLab donne l'opportunité d'élargir le champ de recherche [46] sur la structure interne du nucléon dans un domaine cinématique en (Q^2, x_B) encore jamais étudié par aucune collaboration auparavant (figure 1.15). Dans le régime des quarks de valence $x_B > 0.3$ unique à JLab, doubler l'énergie du faisceau ouvre l'accès à des expériences à plus large Q^2 [49]. Le passage au 12 GeV s'accompagne de la construction d'un

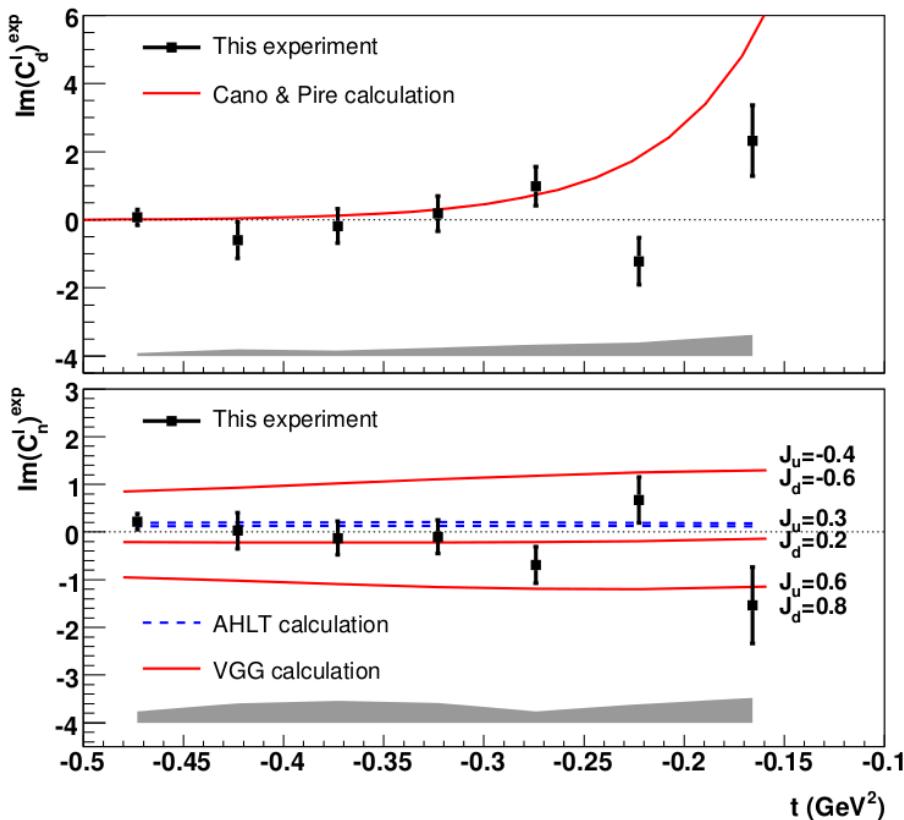


FIGURE 1.13 – Extraction de l’observable $\text{Im}C^I$ du terme d’interférence à partir de la différence des sections efficaces polarisées du DVCS-deuton (en haut) et DVCS-neutron (en bas) [38]. Elle est représentée en fonction de t et sa dépendance est comparée aux modèles théoriques VGG [32] et AHLT [39] pour le neutron, et Cano et Pire pour le cas du deuton [40]. Les trois calculs VGG correspondent aux prédictions sur la valeur de l’observable pour trois séries de moments J_u et J_d des quarks u et d . Les barres d’erreurs correspondent aux erreurs statistiques tandis que les erreurs systématiques sont données par les bandes hachurées.

nouveau hall expérimental, le Hall D, dédié aux études sur l’excitation des gluons [50]. Il donne part également au projet de construction d’un nouveau collisionneur d’ions-électrons (EIC) [47].

Dans le Hall B, la collaboration CLAS propose deux nouvelles expériences DVCS : une sur le proton E12-06-119 et une sur le neutron E12-11-003 avec la construction d’un nouveau détecteur neutron placé au centre du spectromètre CLAS12. Celui-ci est optimisé pour le faisceau de 12 GeV avec l’ajout d’un nouvel aimant supraconducteur [51].

En parallèle, la collaboration Hall A propose une expérience DVCS sur le proton avec des cinématiques à $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ [52] représentées dans la figure 1.16. Ceci permet une estimation plus précise de la dominance du twist-2 et une meilleure détermination des twists d’ordre supérieur. Les cinématiques sont choisies à x_B variable pour étudier la dépendance en ξ des observables. Pour finir, des mesures à haute statistique pour l’étude de la dépendance en t des observables est possible pour chaque cinématique en (Q^2, x_B) .

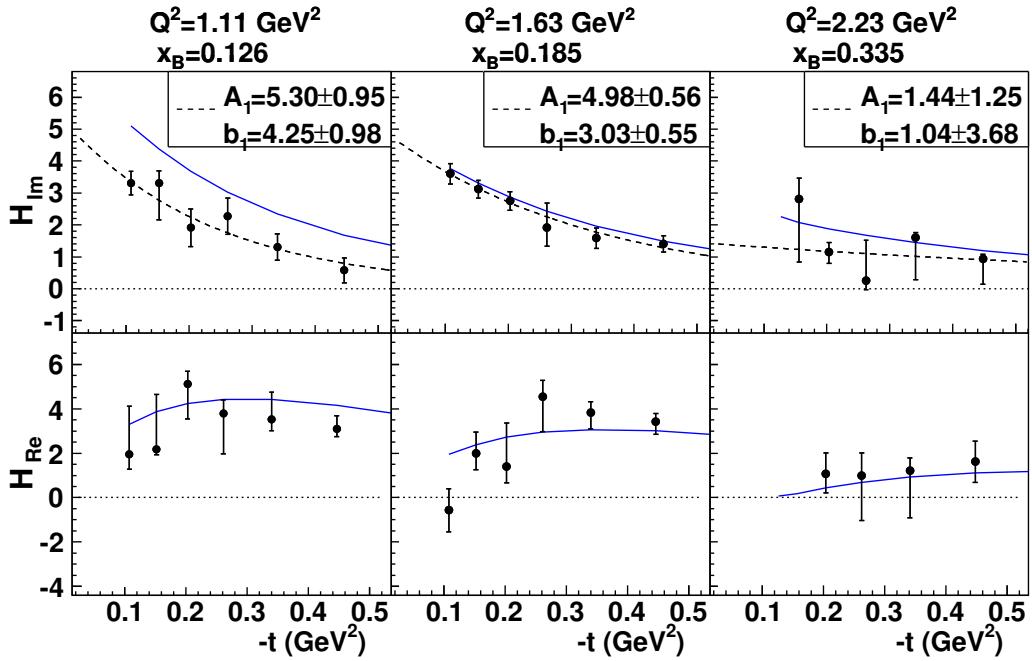


FIGURE 1.14 – Observables $\Re \mathcal{H}$ (noté H_{Re} , ligne du bas) et $\text{Im} \mathcal{H}$ (noté H_{Im} , ligne du haut) extraits par CLAS en fonction de t pour trois bins en (Q^2, x_B) [41]. Les valeurs des bins sont données en légende. La courbe bleue correspond aux prédictions du modèle VGG [32]. Les points expérimentaux correspondent aux résultats de l'ajustement simultané des distributions en ϕ des sections efficaces polarisée et non-polarisée. Un second ajustement (courbe pointillée) est réalisé sur ces résultats par une fonction du type : $A_1 \exp^{b_1 t}$ dont les deux paramètres A_1 et b_1 sont donnés pour chacun des bins.

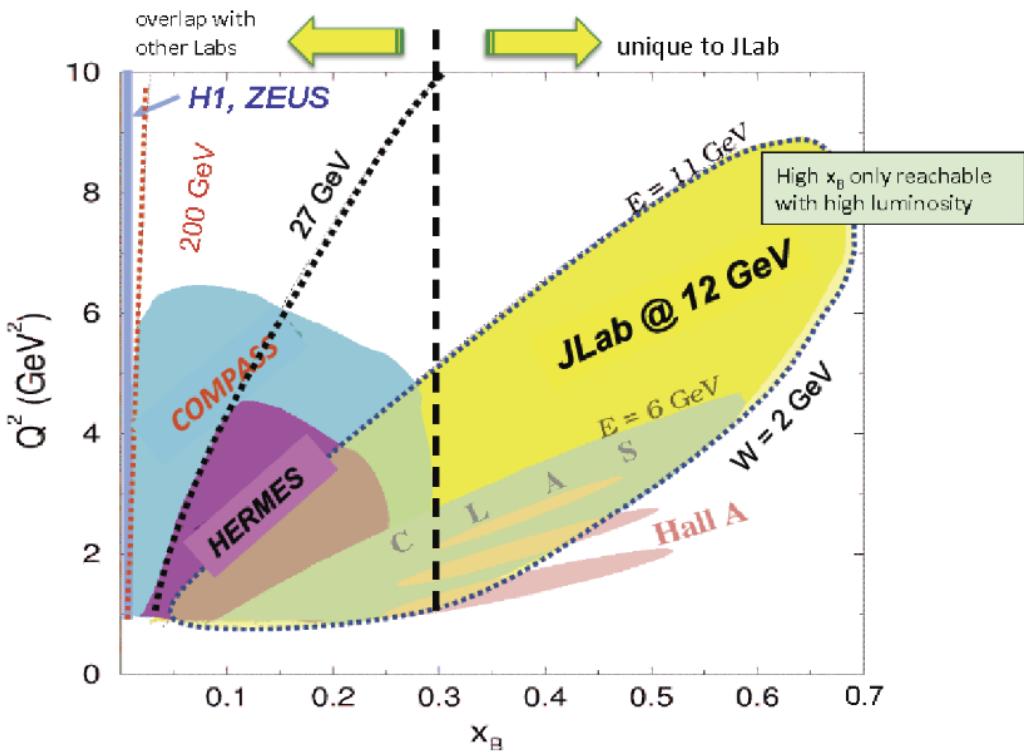


FIGURE 1.15 – Comparaisons avec le passage au 12 GeV de JLab des domaines cinématiques [47] associés aux expériences des collaborations H1, ZEUS et HERMES [28] à DESY, CLAS et Hall A à JLab [29] ainsi que COMPASS [48] au CERN.

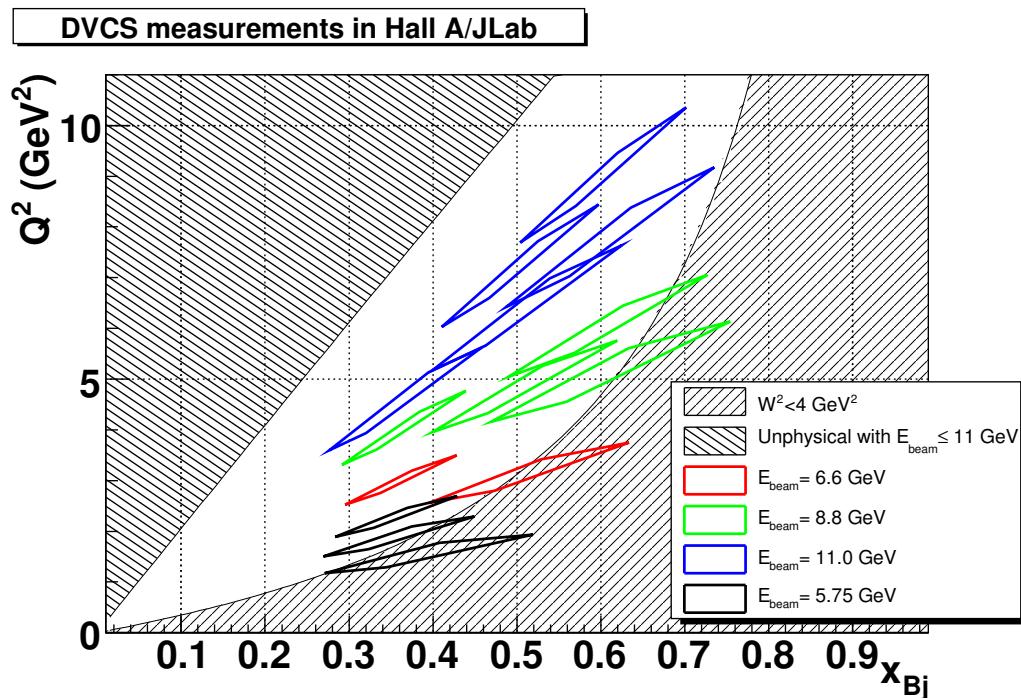


FIGURE 1.16 – Cinématiques proposées pour l’expérience à 12 GeV du Hall A [52]. Les mesures à 5.75 GeV correspondent aux précédentes expériences DVCS du Hall A. Les zones hachurées correspondent aux contraintes cinématiques.

Chapitre 2

Configuration Expérimentale

2.1 Accélérateur CEBAF au Jefferson Laboratory (JLab)

2.1.1 Présentation de JLab

La construction du laboratoire "Thomas Jefferson Accelerator Facility" (JLab) a débuté dans la fin des années 1980 lorsque les physiciens se sont mis d'accord sur la nécessité d'un nouvel accélérateur d'électrons pour des expériences situées à l'interface entre physique nucléaire et physique des particules [53]. Un tel projet a été financé par le "U.S.DOE" pour l'association "Southeastern Universities Research Association" (SURA). Finalement, le site du "Jefferson Laboratory" inclut des bureaux, trois halls expérimentaux et le site de l'accélérateur "Continuous Electron Beam Accelerator Facility" (CEBAF) où est établi le centre de contrôle "Machine Control Center" (MCC) pour l'établissement et le suivi du faisceau.

Les principales exigences qui ont motivé la construction d'un nouvel accélérateur pour la physique hadronique sont les suivantes :

- fournir une énergie de faisceau de plusieurs GeV pour un large choix de cinématiques,
- atteindre une forte intensité de faisceau pour des mesures précises de petites sections efficaces,
- distribuer simultanément différentes énergies de faisceau à différents halls expérimentaux,
- garder la possibilité d'améliorations futures.

Durant sa construction, du fait de ces considérations, les exigences des physiciens et les progrès technologiques, le projet original était mené à évoluer. Les plus importantes innovations étaient le choix de cavités supraconductrices et l'utilisation de plusieurs voies de recirculation du faisceau. Une autre importante nouveauté était de reconsidérer la source d'électrons pour qu'elle soit polarisée.

Plus récemment, grâce aux anticipations techniques prévues dans le design de l'accélérateur pour de possibles améliorations, le projet d'évolution de JLab vers un faisceau de 12 GeV a été testé et validé avec succès au Printemps 2014. Les premières expériences à 12 GeV ont alors débuté à l'Automne 2014.

2.1.2 Description de CEBAF

La construction de l'accélérateur CEBAF a commencé en Février 1987 [53]. Selon sa conception d'origine, il a fourni pendant l'Automne 1997 un faisceau d'électrons de 4 GeV. Depuis 2000, le faisceau d'onde continue de CEBAF est capable d'atteindre une énergie de 6 GeV et des courants jusqu'à 200 μA d'intensité.

De façon générale, l'accélérateur CEBAF est composé de deux linacs antiparallèles à cavités supraconductrices qui sont connectés entre eux par des arcs de recirculation du faisceau créant une ligne de faisceau de plus de 4.5 km de longueur (figure 2.1). Au centre de la ligne de faisceau est installé un site pour l'unité réfrigérante d'Hélium. Un injecteur crée les électrons et les délivre sous forme de paquets. Ces paquets d'électrons sont accélérés en les recirculant jusqu'à 5 fois avant d'être séparés et envoyés à chacun des trois halls expérimentaux. Ces halls sont nommés A, B et C et contiennent tout l'équipement expérimental nécessaire à la prise de données. Au final,

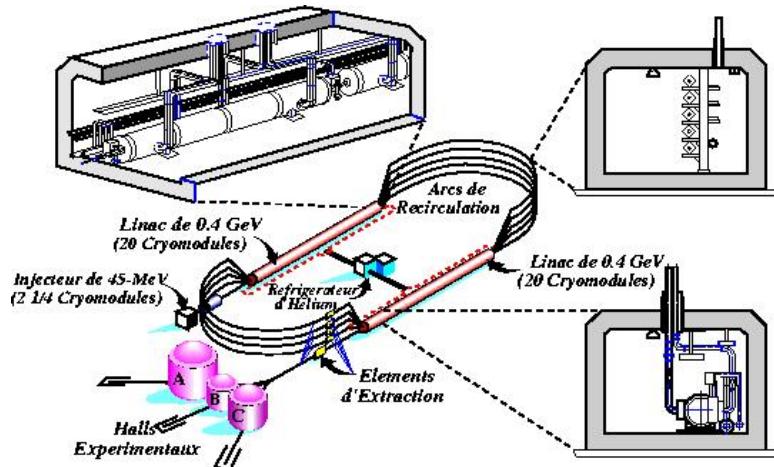


FIGURE 2.1 – Schéma de l'accélérateur CEBAF [53].

le faisceau se termine dans les halls au niveau de blindages où toute l'énergie des électrons est dissipée.

Au niveau de l'injecteur, un canon à photocathode GaAs est illuminé par un faisceau laser Ti :Saphire pulsé opérant à une longueur d'onde de 850 nm pour produire des paquets d'électrons d'hélicités opposées [54, 55]. Les pulses de ~ 50 ps sont émis à une fréquence de 499 MHz/Hall ou un taux total de 1497 MHz et la polarisation actuelle du faisceau d'électrons peut atteindre plus de 80%. Les paquets d'électrons sont alors accélérés par ondes électromagnétiques jusqu'à 45 MeV dans les deux modules cryogéniques de l'injecteur vers l'entrée du premier linac (linac nord).

Chaque linac inclut 20 modules cryogéniques, chacun formés de huit cavités supraconductrices (figure 2.2) accélérant les paquets d'électrons avec un gradient d'énergie de plus de 5 MeV/m. L'énergie de chaque paquet d'électrons correspond donc au nombre de cycles qu'ils ont parcouru



FIGURE 2.2 – Photographie d'une cavité supraconductrice à 5 cellules elliptiques utilisée à CEBAF pour accélérer les électrons du faisceau.

dans l'accélérateur. Au niveau des linacs, les paquets d'électrons sont accélérés tous ensemble dans un même tuyau. Lorsque le faisceau sort d'un linac, un séparateur électromagnétique tri les paquets d'électrons par énergie et les envoie dans des tuyaux différents (les arcs de recirculations). Les électrons ayant circulé le plus grand nombre de fois, donc plus énergétiques, sont moins déviés et traversent les tuyaux les plus bas dans le tunnel de l'accélérateur. Au contraire, ceux dont le nombre de cycles est plus faible sont conduits vers les tuyaux situés plus haut. Une fois que les électrons sont triés selon leur énergie, des aimants peuvent facilement les guider suivant la même trajectoire dans les arcs. Afin d'être de nouveau accélérés dans le linac suivant, les paquets d'électrons sont rassemblés par un recombineur électromagnétique à travers un seul tuyau.

Après cinq recirculations, les paquets d'électrons à la sortie du second linac (linac sud) sont envoyés par l'extracteur sud (ou "Beam Switchyard") vers les halls expérimentaux. Un séparateur haute-fréquence capable de séparer les paquets d'électrons du cinquième cycle arrivant à une

fréquence de 1497 MHz les distribue entre les différents halls. L'envoi simultané du faisceau dans plusieurs halls est donc possible après cinq recirculations. En revanche, si l'énergie des électrons de un à quatre cycles atteint celle requise pour une expérience, tous les paquets d'électrons accélérés à cette énergie sont envoyés par l'extracteur sud vers le hall demandeur du faisceau. Dans ce cas, puisqu'il n'y a pas de séparateur, un autre hall ne peut pas recevoir à ce même moment un faisceau de cette énergie.

2.2 Contrôle de la qualité du faisceau

2.2.1 La position du faisceau

Les mesures de position du faisceau dans CEBAF utilisent des dispositifs de contrôle appelés "Beam Position Monitors" (BPMs) et peuvent être données avec une précision de 100 µm pour des courants au-dessus de 1 µA d'intensité. Les BPMs sont constitués d'une série de quatre fins fils conducteurs opérant à la fréquence fondamentale du faisceau de 1497 MHz [56]. La technique de la différence sur la somme des courants des fils diamétralement opposés est alors utilisée pour déterminer la position du faisceau. La position absolue du faisceau peut être déterminée par les BPMs une fois calibrés par les SuperHarps adjacents.

2.2.2 Le courant du faisceau

Un système de suivi de l'intensité du courant du faisceau appelé "Beam Current Monitors" (BCMs) consiste en un dispositif Unser et deux cavités radiofréquence, tous inclus dans une boîte pour assurer le blindage magnétique et la stabilité de la température en vue de réduire le bruit [57]. L'Unser est un transformateur de courant dont le signal nominal de sortie est de 4 mV/µA. Il est calibré en faisant passer un courant connu à travers un fil à l'intérieur même du tuyau de passage du faisceau. De cette façon, l'Unser fournit une valeur absolue de référence pour calibrer les BCMs. Les deux cavités BCMs sont des guides d'ondes cylindriques composés d'acier inoxydable qui opèrent à la fréquence de l'accélérateur de 1497 MHz. Il en résulte des niveaux de tension à leurs sorties qui sont proportionnels au courant du faisceau.

2.2.3 L'énergie du faisceau

La méthode Arc est utilisée pour des mesures absolues de l'énergie du faisceau avec une précision sur la valeur de 10^{-4} . L'énergie est déterminée en mesurant la déviation du faisceau dans la section d'arc qui précède l'entrée dans le Hall A. La méthode Arc consiste en deux mesures simultanées :

- l'angle de courbure du faisceau θ dans la section d'arc amenant au Hall A,
- l'intégrale du champ magnétique $\int \vec{B} \cdot d\vec{l}$ des huit dipôles de la section d'arc qui conduit au Hall A. L'intégrale du champ dans l'arc est basée sur un dipôle de référence (9ème dipôle) connecté en série avec les huit autres dipôles de l'arc et situé près de la salle de comptage du Hall A.

2.2.4 La polarisation du faisceau

Le principal avantage de l'accélérateur CEBAF pour de nombreuses expériences telles que la mesure de la différence des sections efficaces DVCS polarisées, est donc sa capacité à fournir un faisceau d'électrons hautement polarisé ($\geq 70\%$). La polarisation du faisceau y est de plus mesurée avec une très haute précision absolue (de l'ordre de 1%) par des équipements complémentaires [58] : une source polarisée d'électrons, un filtre Wien, un polarimètre Mott tous situés à l'injecteur ainsi qu'un polarimètre Compton dans le Hall A, un autre dans le Hall C et trois polarimètres Møller pour les trois halls A, B et C (figure 2.3).

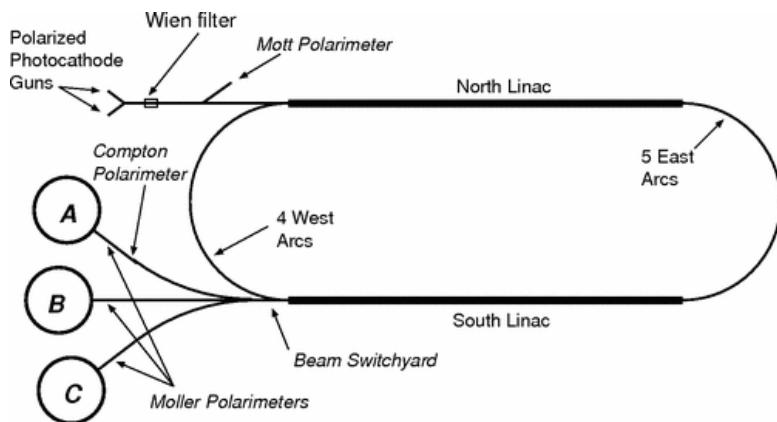


FIGURE 2.3 – Schéma de l'accélérateur CEBAF représentant les équipements dédiés à la mesure de la polarisation du faisceau [58].

De manière générale, il n'y a pas de courbure verticale nette de la ligne de faisceau entre l'injecteur et l'entrée dans les halls. Par conséquent, la composante verticale du vecteur polarisation du faisceau à la sortie de l'injecteur reste inchangée au niveau des polarimètres des halls expérimentaux. En revanche, dans le plan horizontal, la polarisation du faisceau subit une large précession entre l'injecteur et les polarimètres. Elle est due à la courbure de la trajectoire et à l'énergie élevée des électrons au niveau des arcs. En principe, le vecteur polarisation du faisceau au niveau des polarimètres possède donc une composante longitudinale parallèle à la direction du faisceau et une composante transverse horizontale, plus importantes que sa composante transverse verticale.

1. La polarisation du faisceau à l'injecteur

La polarisation du faisceau au niveau de l'injecteur est assurée par trois dispositifs :

- Une source polarisée d'électrons obtenue par l'irradiation d'une photocathode par un faisceau laser polarisé. Le faisceau laser incident est polarisé circulairement par une cellule de Pockels. Le degré de polarisation du faisceau dépend du type de matériau composant la cathode et de la longueur d'onde et du degré de polarisation du faisceau laser.
- Un filtre Wien localisé dans la zone de faisceau de 100 keV agit sur le faisceau comme un rotateur de spin. Le filtre Wien est un dispositif électromagnétique dont les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires à la direction d'impulsion de la particule (figure 2.4).

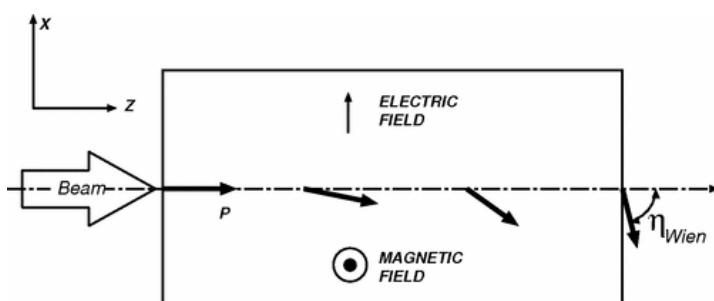


FIGURE 2.4 – Schéma d'un filtre Wien indiquant la rotation du vecteur polarisation du faisceau relativement à sa direction dans le plan du champ électrique. L'angle de rotation est appelé l'angle de Wien η_{Wien} [58].

L'utilité du filtre Wien provient du fait que la polarisation du faisceau passant dans le dispositif peut subir une rotation dans le plan du champ électrique sans affecter la trajectoire centrale du faisceau.

- Un polarimètre Mott localisé sur une ligne de faisceau dédiée dans la région de l'injecteur où l'énergie du faisceau est de 5 MeV à 12.5° de la ligne de faisceau incidente. Il est composé d'un détecteur d'électrons à quatre bras : deux dans le plan horizontal et deux dans le plan vertical et inclut des scintillateurs en coïncidence. Le polarimètre Mott mesure les composantes transverses horizontale et verticale du vecteur polarisation du faisceau en

utilisant comme cibles des feuilles de différentes épaisseurs et plusieurs numéros atomiques. Cette mesure est basée sur la diffusion asymétrique venant du couplage spin-orbite de l'électron dans le potentiel Coulombien du noyau atomique de la cible.

2. Le polarimètre Compton dans le Hall A

Le polarimètre Compton installé à l'entrée du Hall A permet des mesures non-invasives de la polarisation du faisceau, c'est-à-dire n'affectant pas la qualité de l'expérience en cours dans le hall [59]. Il consiste en une bifurcation du faisceau incident grâce à une chicane le long de laquelle est disposée une série de quatre dipôles déviant verticalement les électrons incidents (figure 2.5).

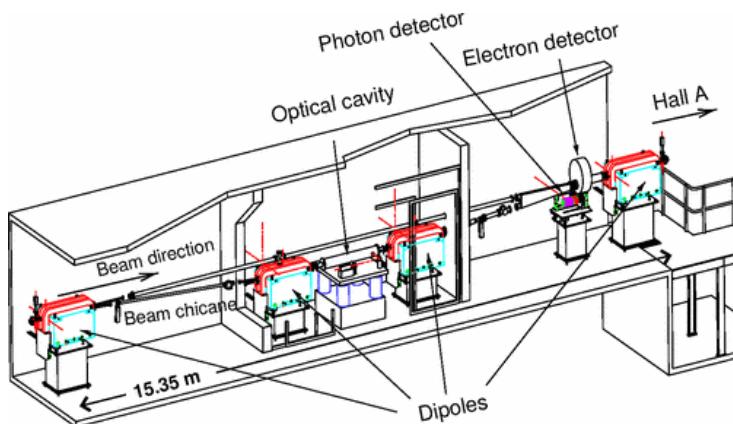


FIGURE 2.5 – Schéma du polarimètre Compton à l'entrée du Hall A [58].

La source de photons nécessaire à la diffusion Compton est fournie par un faisceau laser de 250 mW de Nd :YAG opérant à 1064 nm. La polarisation circulaire du faisceau de photons est assurée par une cellule de Pockels et peut être inversée en utilisant une lame quart d'onde. Le faisceau de photons arrive dans une cavité optique de Fabry-Pérot [60, 61] centrée à l'intérieur de la chicane (figure 2.6).

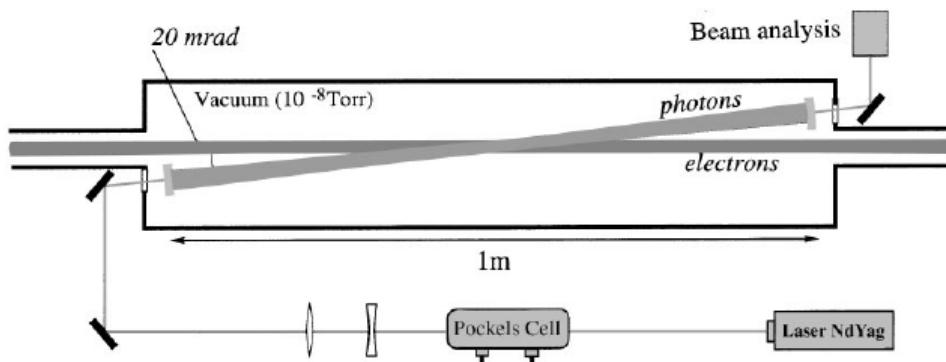


FIGURE 2.6 – Schéma de la cavité Fabry-Pérot située au centre du polarimètre Compton à l'entrée du Hall A [60].

Elle amplifie la puissance du faisceau de photons jusqu'à 1200 W et permet de le maintenir à de petits angles par rapport au faisceau d'électrons incident. Après interaction entre le faisceau d'électrons polarisé longitudinalement et le faisceau cible de photons polarisé circulairement, les photons diffusés sont détectés par un calorimètre composé de cristaux de PbWO₄ [62] et les électrons par un détecteur Silicium. La polarisation du faisceau d'électrons est ainsi extraite à partir de l'asymétrie des taux de comptage obtenus pour des faisceaux polarisés d'électrons d'hélicités opposées. Finalement, les électrons qui n'ont pas interagi sont redirigés par deux dipôles en direction de la cible au centre du hall.

3. Le polarimètre Møller dans le Hall A

Le polarimètre Møller du Hall A implique des mesures invasives de la polarisation longitudinale du faisceau en utilisant la diffusion Møller $e + e' \rightarrow e + e'$ d'électrons polarisés sur des électrons

atomiques polarisés contenus dans une feuille cible magnétisée. La feuille cible ferromagnétique est polarisée dans un champ magnétique de 24 mT créé par une paire de bobines Helmholtz. Après interaction, les paires d'électrons diffusés venant du faisceau incident et ceux de recul venant de la cible passent à travers un spectromètre et sont guidés vers un détecteur. Le spectromètre se compose de trois quadrupôles et d'un dipôle, le détecteur est un calorimètre constitué de cristaux d'oxyde de plomb PbO et divisé en deux bras dans le but de détecter les électrons diffusés en coïncidence (figure 2.7).

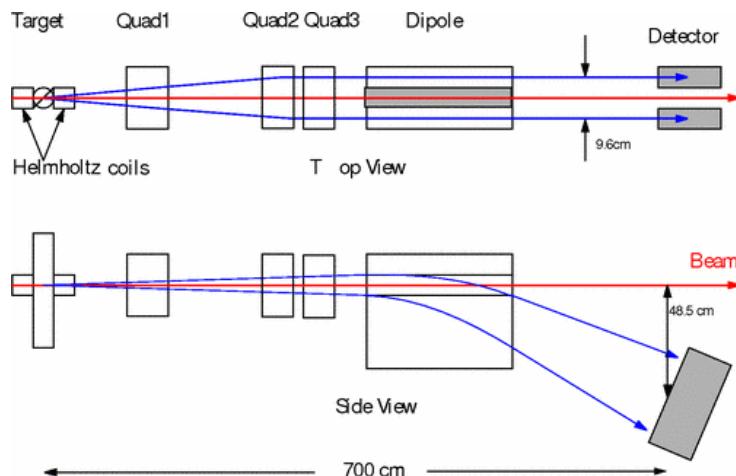


FIGURE 2.7 – Schéma du polarimètre Møller dans le Hall A [58].

Finalement, à l'injecteur, le polarimètre Mott ne mesure que les polarisations transverses horizontale et verticale du faisceau d'électrons. Tandis que les polarimètres du Hall A sont dédiés à la mesure de sa polarisation longitudinale.

2.3 Equipement du Hall A

2.3.1 Caractéristiques de la cible

La cible du Hall A est constituée d'une chambre de diffusion, à l'intérieur de laquelle se trouvent des cibles liquides et solides [63]. L'équipement relié à la cible comprend un système cryogénique pour refroidir les cibles liquides, un système de gestion des gaz réfrigérants et le tout est régulé par un système de contrôle de la température et de la pression. Pour finir, un système de mise en mouvement des cibles à distance permet de changer de cibles au cours d'une expérience sans avoir à pénétrer dans le hall.

Chambre de diffusion

Pour la prise de données des premières expériences DVCS E00-110 et E03-106 de 2004 dans le Hall A, et réutilisée pour cette expérience en 2010, une nouvelle chambre de diffusion placée sous vide a été réalisée pour limiter le taux de bruit de fond électromagnétique. Le design de la chambre de diffusion était une sphère d'aluminium d' 1.2 m de diamètre avec des parois de 10 mm d'épaisseur. Le conduit d'entrée du faisceau de 1" existant pour la chambre standard a été gardé. Cependant, un nouveau cylindre d'aluminium de 8 mm d'épaisseur et plus large avec un diamètre de 6" a remplacé le tuyau standard de sortie du faisceau. Une ouverture de 6" au sommet de la chambre avec une turbopompe était utilisée pour faire le vide. De fines fenêtres de Kapton pour les électrons diffusés et les photons émis ont été placées sur la chambre pour réduire la diffusion multiple.

Cibles liquides

À partir du design standard de la cible du Hall A comportant trois cellules refroidies par cryogénie (figure 2.8), l'expérience DVCS n'a utilisé seulement que les deux cellules cibles d'hydrogène liquide (LH_2) et de deutérium liquide (LD_2). Elles sont de forme cylindrique et composées d'aluminium

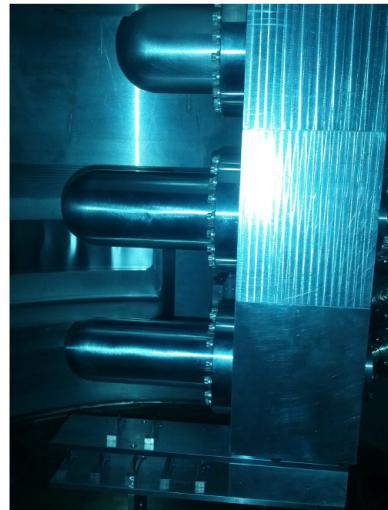


FIGURE 2.8 – Photographie des cellules refroidies de la cible du Hall A.

de 63.5 mm de diamètre et de 15 cm de long et sont montées à la verticale sur un support mobile contrôlé à distance. Les parois des cellules étaient d'une épaisseur de 178 μm avec des fenêtres d'entrées et sorties de 102 μm et 127 μm respectivement. Les températures et pressions opérantes étaient de 19 K et 0.17 MPa pour la cible de LH_2 et de 22 K et 0.15 MPa pour celle de LD_2 . Les densités résultantes étaient respectivement de 0.0723 g/cm³ et 0.167 g/cm³. Les deux cibles liquides étaient refroidies avec de l'Hélium à 15 K de puissance maximale de refroidissement de 1 kW.

Un faisceau de courant de 130 μA a déjà été utilisé auparavant et une luminosité de plus de $5 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ déjà atteinte dans le Hall A, ce qui représente des conditions plus critiques pour la cible que celles nécessaires à l'expérience DVCS : un courant maximal de 4 μA et une luminosité de $4 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Cibles solides

Les cibles solides sont arrangées selon un empilement vertical et fixées sur le support mobile en dessous des cibles liquides (figure 2.9). Les cibles solides généralement utilisées au cours des



FIGURE 2.9 – Photographie des cibles solides dans le Hall A.

expériences sont les suivantes :

- ▷ **cibles factices** utilisées pour mesurer les contributions des fenêtres et comportant deux fins échantillons d'aluminium séparés de 4 cm pour l'une des cibles et de 15 cm pour l'autre,
- ▷ **cibles optiques** utilisées pour la calibration optique des spectromètres avec sept feuilles de Carbone d'1 mm d'épaisseur,
- ▷ **cible de BeO** utilisée pour rendre visible le faisceau à sa surface pour des calibrations approximatives mais rapides de la position du faisceau,
- ▷ **cible de Carbone ^{12}C** d'1 mm d'épaisseur,
- ▷ **cible de Carbone avec un trou** utilisée pour calibrer la position du faisceau,
- ▷ **cibles vides** utilisées pour les réglages du faisceau dans le but de réduire la radiation sur les détecteurs.

2.3.2 Présentation des spectromètres de haute résolution

Caractéristiques générales des spectromètres

L'équipement principal du Hall A est une paire de Spectromètres de Haute Résolution (HRS) d'acceptance maximale en impulsion de 4 GeV/c (figure 2.10a). Elle est composée d'un spectromètre droit (RHS) et d'un spectromètre gauche (LHRS) utilisé dans l'expérience DVCS pour la détection des électrons diffusés (figure 2.10b). La configuration magnétique des deux spectromètres consiste

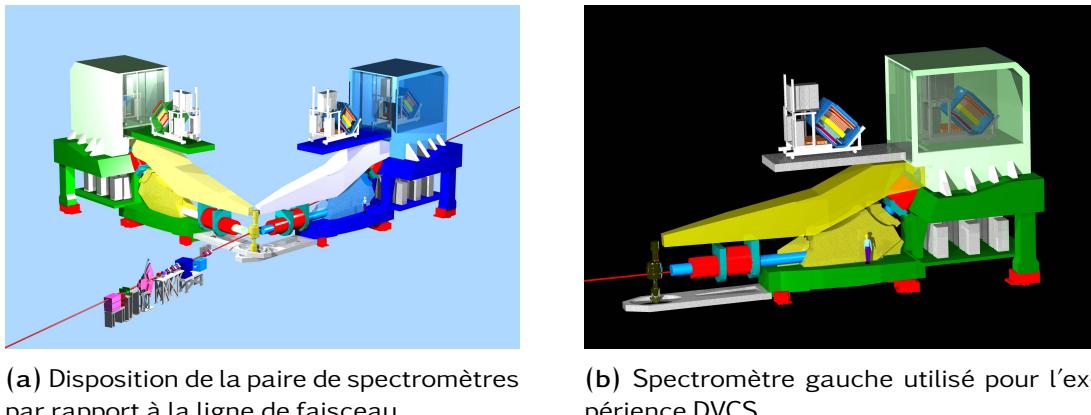


FIGURE 2.10 – Schéma des Spectromètres de Haute Résolution (HRS) dans le Hall A.

en trois quadrupôles Q et un dipôle D de 6.6 m installés en une série QQQ [63]. Cet agencement fournit une courbure verticale de 45° , une résolution relative en impulsion de $1 \cdot 10^{-4}$ et une résolution angulaire horizontale (verticale) de 0.6 mrad (2 mrad). Contrairement à ces hautes résolutions, les acceptances en impulsion et les acceptances angulaires horizontales et verticales des spectromètres sont petites avec des valeurs respectives de $|\delta p/p| < 4.5\%$, ± 30 mrad et ± 60 mrad. La variable $\delta p/p$ correspond à la déviation d'impulsion de la trajectoire suivie par la particule dans le spectromètre par rapport à l'impulsion de la trajectoire centrale.

Description des détecteurs

Les détecteurs des deux spectromètres fournissent [63] :

- ▷ un déclenchement (ou "trigger") pour activer l'électronique d'acquisition des données,
- ▷ une mesure de la position et direction des particules,
- ▷ une identification des particules diffusées.

Pour les deux spectromètres, le déclenchement est donné par des scintillateurs, et la trajectoire des particules est reconstruite par des chambres à fils (VDCs). L'identification des particules est obtenue à partir d'une variété de détecteurs Čerenkov gazeux ou à aérogel et des réjecteurs de pions à cristaux dont l'arrangement diffère d'un spectromètre à l'autre. Les détecteurs et l'électronique d'acquisition des données sont entourés de blindages pour les protéger de la radiation ambiante. Nous donnons ci-après une brève description des détecteurs du LHRS utilisés pour l'expérience DVCS (figure 2.11).

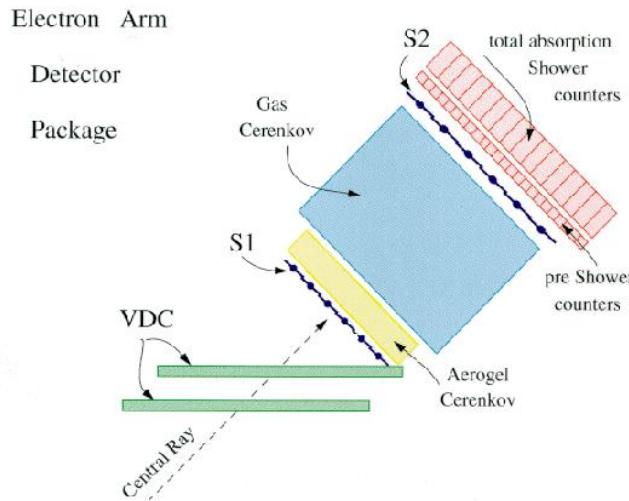


FIGURE 2.11 – Schéma de la disposition des détecteurs dans le spectromètre gauche (LHRS) du Hall A.

1. Les scintillateurs

Les scintillateurs appelés S1 et S2 sont composés de deux plans séparés d'une distance d'environ 2 m et constitués respectivement de six et seize lattes se chevauchant. Ces lattes sont des scintillateurs plastiques de 5 mm d'épaisseur pour minimiser l'absorption hadronique. Chaque latte est vue par deux photomultiplicateurs (PMTs), un de chaque côté. La résolution en temps par plan est approximativement de 0.3 ns. Un scintillateur additionnel appelé S0 de 10 mm d'épaisseur peut être installé.

2. Les VDCs

Les chambres à fils sont organisées par paires au sein de chaque spectromètre. Chacune d'elles est composée de deux plans de fils séparés de 26 mm et orientés à 90° l'un par rapport à l'autre. Chaque plan de fils contient 368 fils espacés de 4.24 mm. Les VDCs sont placées dans le plan horizontal du laboratoire et sont remplies d'un composé gazeux d'argon (62%) et d'éthane (38%) pour l'ionisation des particules incidentes. Un champ électrique de -4 kV est appliqué sur les plans de fils pour collecter les signaux dus à la migration des charges créées.

3. L'identification des particules dans le LHRS

L'identification des particules dans le LHRS est donnée par un détecteur gazeux Čerenkov et un réjecteur de pions. Le détecteur Čerenkov est rempli de CO₂ sous pression atmosphérique et placé entre les deux scintillateurs S1 et S2. Il est composé de miroirs chacun vu par un PMT. Il permet l'identification des électrons avec une efficacité de 99% et possède un seuil à 4.8 GeV/c pour éviter la détection des pions. Le réjecteur de pion est composé de deux couches de 34 cristaux orientés perpendiculairement aux traces des particules et permettent la suppression des π^- .

Durant l'expérience DVCS, un collimateur a été placé pour certaines cinématiques à l'entrée du LHRS afin de définir avec précision son acceptance. Le principal trigger utilisé pour l'expérience était un événement dans le spectromètre en coïncidence avec un photon dans le calorimètre DVCS. Dans le LHRS, l'événement était défini comme un signal dans le détecteur Čerenkov mesuré en coïncidence avec l'arrivée d'un signal dans au moins une des 16 lattes du scintillateur S2 (section 2.5.2).

2.4 Configuration Expérimentale du DVCS

L'équipement de l'expérience DVCS se compose du LHRS pour la détection de l'électron diffusé et la détermination du vertex de la réaction dans la cible, tandis qu'un calorimètre électromagnétique permet la détection du photon final émis lors de la diffusion (figure 2.12). Parce que nous voulons étudier les propriétés des hadrons (le neutron dans notre cas), nous avons besoin d'identifier le

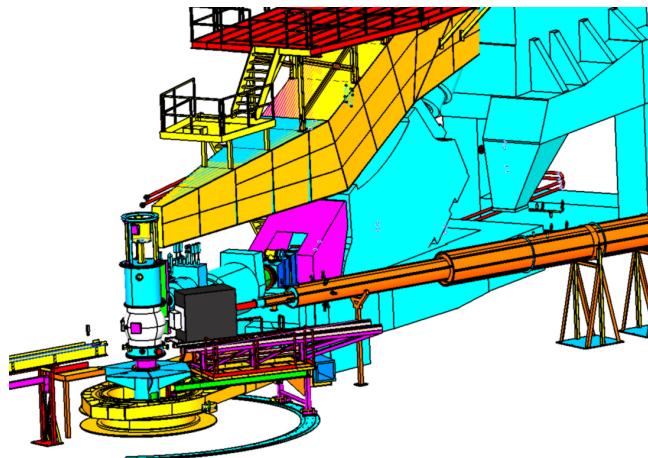


FIGURE 2.12 – Schéma montrant la disposition de l'équipement de l'expérience DVCS dans le Hall A, avec la chambre de diffusion (cible), le spectromètre gauche et le calorimètre DVCS. Le tuyau de la ligne de faisceau (en orange) pour les électrons non-diffusés est localisé entre le LHRS et le calorimètre.

nucléon de recul issu de la diffusion. Au lieu d'utiliser un détecteur, nous verrons plus tard que nous nous servons de la mesure de la masse manquante au carré du processus de diffusion pour son identification.

2.4.1 Les cinématiques de l'expérience DVCS

Pour l'installation de l'expérience DVCS dans le Hall A, le LHRS et le calorimètre ont été placés à des positions stratégiques (distances et angles définis dans la figure 2.13) pour être capable de détecter les électrons diffusés et les photons finaux émis lors de la diffusion.

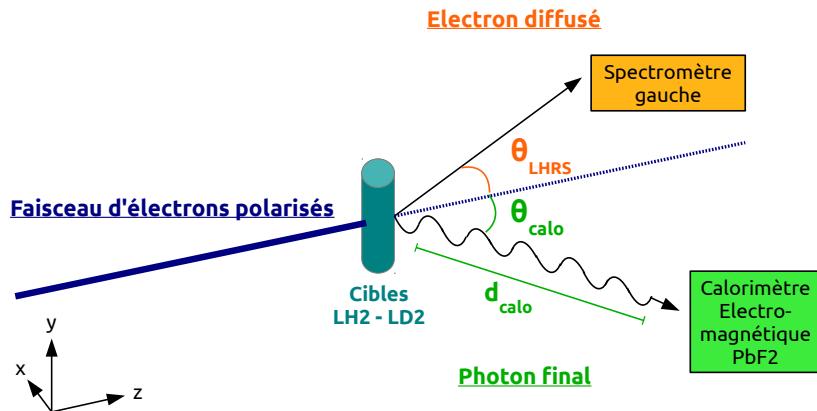


FIGURE 2.13 – Schéma de la configuration de l'expérience DVCS dans le Hall A, avec les notations choisies pour les distances et angles des détecteurs. Les notations Θ_{LHRS} et Θ_{calo} représentent les angles entre la ligne de faisceau et respectivement le centre du LHRS et le centre du calorimètre. La distance de la cible à la surface d'entrée du calorimètre est définie par d_{calo} .

Les choix des cinématiques en (Q^2, x_B) et les configurations expérimentales pour l'expérience DVCS sont résumés dans la table 2.1 et expliqués dans les deux sections suivantes.

Seule la cinématique KIN II utilise les deux cibles de LH2 et LD2 d'intérêt pour l'expérience DVCS sur le neutron. Aussi, durant la prise de données, les changements de cibles ont été réalisés en gardant les mêmes cinématiques et la même énergie de faisceau dans le but d'acquérir des données LH2 et LD2 dans les mêmes conditions expérimentales. En effet, nous verrons dans la section 4.2 que par soustraction des données de chaque cible, obtenues avec les mêmes configurations

Cinématiques	KIN I		KIN II		KIN III	
	Kin1Low	Kin1High	Kin2Low	Kin2High	Kin3Low	Kin3High
Q^2 (GeV 2)	1.5		1.75		2.0	
x_B	0.36		0.36		0.36	
E_b (GeV)	3.356	5.552	4.454	5.552	4.454	5.552
P_{LHRS} (GeV)	1.136	3.332	1.864	2.962	1.494	2.591
Θ_{LHRS} (deg)	36.56	16.37	26.55	18.78	31.82	21.49
d_{calo} (m)	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1
Θ_{calo} (deg)	14.78	19.39	14.78	16.79	14.78	14.78
Cibles	LH2	LH2	LH2/LD2	LH2/LD2	LH2	LH2

TABLE 2.1 – Pour chaque cinématique en (Q^2, x_B) et selon la valeur d'énergie du faisceau E_b , la table donne les configurations expérimentales du spectromètre LHRS et du calorimètre DVCS dans le Hall A. L'impulsion centrale de l'électron diffusé dans le spectromètre est défini par P_{LHRS} . Les cibles utilisées pour chaque cinématique sont aussi spécifiées.

expérimentales, nous pouvons sélectionner les données DVCS sur le neutron.

Les exigences et contraintes scientifiques de l'expérience DVCS

En réalisant cette expérience, les intérêts scientifiques suivants ont voulus être atteints :

- » étude de la dépendance en Q^2 et en t des observables issues de la réaction DVCS,
- » extraction du terme $|T_{DVCS}|^2$ avec des mesures à différentes énergies du faisceau E_b .

Pour mener à bien ce projet, ils conduisent aux exigences cinématiques et expérimentales suivantes :

- » sélectionner le domaine cinématique du DVCS en excluant les résonances nucléaires,
- » assurer l'exclusivité de la réaction DVCS en détectant les π^0 du bruit de fond,
- » prendre plusieurs cinématiques en Q^2 à x_B constant,
- » assurer une large acceptance en t ,
- » définir deux énergies de faisceau E_b pour chaque cinématique en (Q^2, x_B).

Pour répondre à ces exigences, il faut bien sûr tenir compte des contraintes expérimentales imposées par le Hall A :

- » énergie du faisceau maximale disponible dans le Hall A : $E_b = 5.552$ GeV maximale pour 5 cycles,
- » énergies du faisceau fixées par le nombre de cycles d'accélération subis par les électrons : $E_b = 4.454$ GeV pour 4 cycles et $E_b = 3.356$ GeV pour 3 cycles,
- » position optimale (distance et angle) du calorimètre.

Les compromis expérimentaux et choix cinématiques établis pour l'expérience DVCS

Tout d'abord, l'emplacement du calorimètre par rapport à la cible exigeait un compromis entre :

- » choisir cette distance d_{calo} suffisamment petite pour assurer une large acceptance en t ,
- » choisir cette distance d_{calo} suffisamment grande pour permettre la séparation des deux photons issus des π^0 dans la réaction $eN \rightarrow e'N'\pi^0 \rightarrow e'N'\gamma\gamma$.

Finalement la distance entre la cible et le calorimètre des runs de production DVCS a été fixé à 1.1 m. Précisons que l'acceptance angulaire du calorimètre, qui est donnée par l'angle maximal entre le photon virtuel et le photon final détecté, représente l'acceptance en t de la réaction (figure 2.14). En fixant la position du calorimètre, on a restreint l'acceptance en t à : $|t| \lesssim 0.5$ GeV 2 .

De plus, à cette distance optimale $d_{calo} = 1.1$ m, l'angle minimum entre le centre du calorimètre, placé selon la direction du photon virtuel, et la ligne de faisceau est : $\Theta_{calo} = 14.78^\circ$. Ainsi l'angle expérimental du calorimètre correspond dans l'idéal à l'angle cinématique entre le photon virtuel et

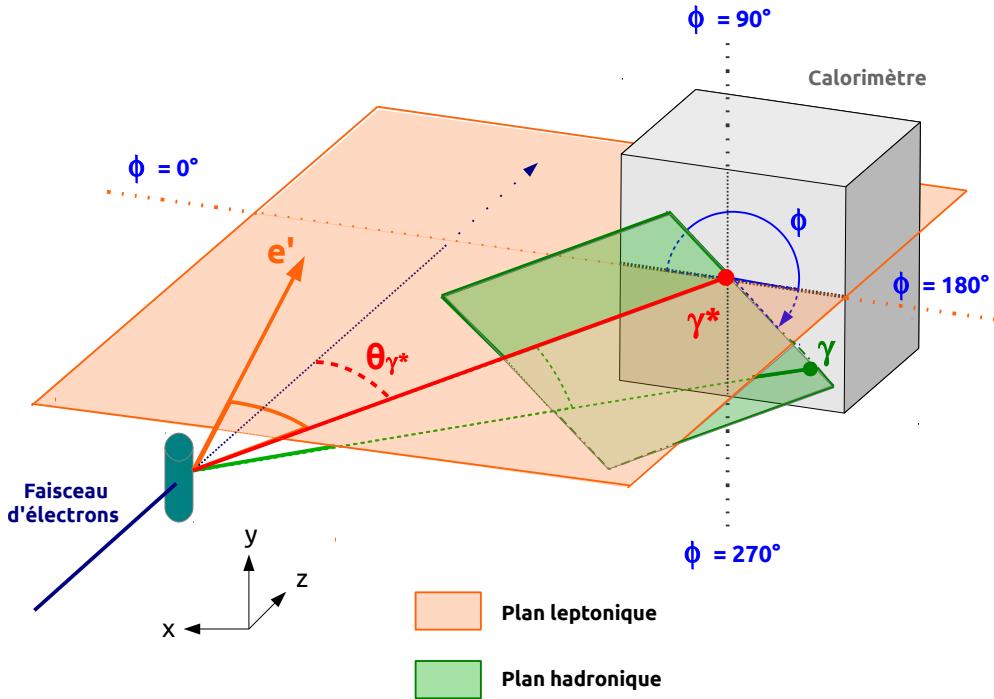


FIGURE 2.14 – Schéma de la configuration de l’expérience DVCS du point de vue cinématique. L’angle ϕ entre les plans leptonique et hadronique dans le référentiel du laboratoire est représenté au niveau de la surface du calorimètre. L’angle en pointillé vert entre le photon virtuel γ^* au centre du calorimètre et le photon final γ définit l’acceptance en t . L’angle θ_{γ^*} en pointillé rouge correspond à l’angle cinématique entre le photon virtuel et la ligne de faisceau. Voir qu’en réalité le calorimètre est perpendiculaire à la trajectoire du photon virtuel (en rouge) et non à la ligne de faisceau.

le faisceau, que l’on note θ_{γ^*} (figure 2.13 et 2.14). Cet angle peut s’exprimer en fonction des combinaisons de variables cinématiques (x_B, Q^2) et (x_B, W^2) . Pour cela, nous partons de la réaction leptוניתque $e(k) \rightarrow e'(k')\gamma^*(q_1)$, avec le quadrivecteur énergie-impulsion du photon virtuel noté $q_1(\nu, \vec{q}_1)$ où :

$$\nu = \frac{Q^2}{2Mx_B}, \quad \text{et} \quad |\vec{q}_1| = \sqrt{\nu^2 + Q^2}. \quad (2.1)$$

A partir de la conservation de l’énergie-impulsion de cette réaction, on arrive à une expression reliant l’angle θ_{γ^*} aux variables cinématiques (Q^2, x_B) à déterminer :

$$\begin{aligned} |k'|^2 &= (k - q_1)^2, \\ Q^2 &= -2E_b(\nu - |\vec{q}_1|\cos\theta_{\gamma^*}), \\ \cos\theta_{\gamma^*} &= \frac{\nu + Q^2 / 2E_b}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}}, \\ \cos\theta_{\gamma^*} &= \frac{1 + Mx_B / E_b}{\sqrt{1 + 4M^2x_B^2 / Q^2}}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Nous traçons alors les dépendances de l’angle θ_{γ^*} en fonction de x_B pour des valeurs fixées de Q^2 (figure 2.15). De la même façon, on peut exprimer l’angle θ_{γ^*} en fonction de x_B et de la variable $W^2 = (p_1 + q_1)^2$ dans laquelle le quadrivecteur énergie-impulsion du nucléon est $p_1(M, 0, 0, 0)$. Pour cela, on introduit W^2 dans l’expression (2.2) en remplaçant la variable Q^2 par :

$$Q^2 = \frac{(W^2 - M^2)x_B}{1 - x_B}. \quad (2.3)$$

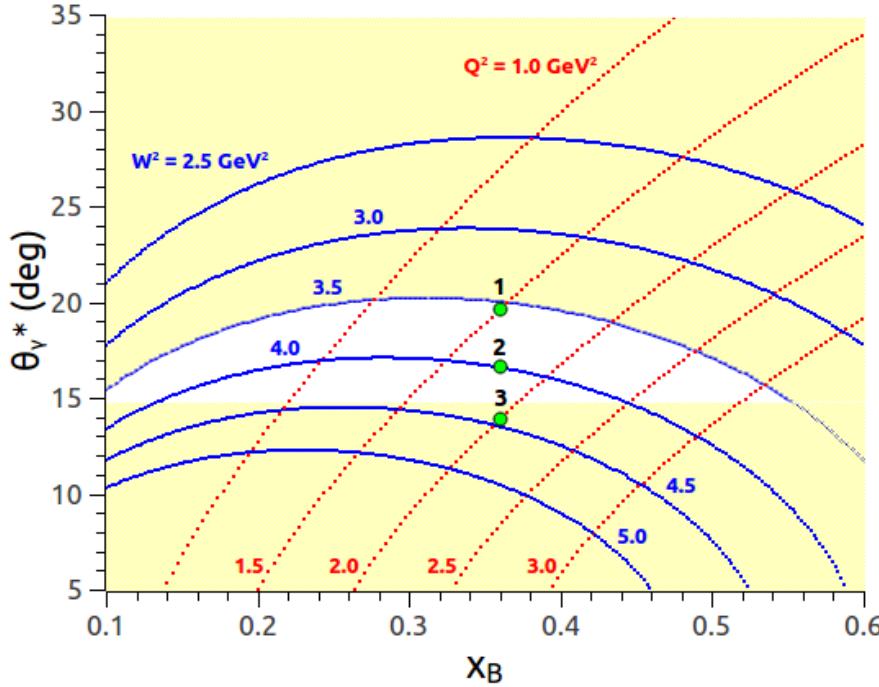


FIGURE 2.15 – Graphique représentant l’angle θ_{γ^*} entre le photon virtuel et la ligne de faisceau en fonction de x_B . La zone laissée en blanc est celle autorisée par les contraintes expérimentales et cinématiques expliquées dans le texte. Les courbes rouges calculées à l’aide de l’éq. (2.2) correspondent à des valeurs fixées en Q^2 , tandis que les courbes bleues sont obtenues grâce à l’éq. (2.4) en fixant les valeurs de W^2 . Toutes ces courbes sont tracées pour une énergie du faisceau disponible dans le Hall A après 4 cycles d’accélération dans CEBAF de $E_b = 4.454 \text{ GeV}$. Les trois points notés de 1 à 3 représentent les trois cinématiques de KIN I à KIN III choisies pour l’expérience DVCS en accord avec les contraintes.

Cela conduit à l’équation de l’angle suivante :

$$\cos \theta_{\gamma^*} = \frac{1 + Mx_B / E_b}{\sqrt{1 + 4M^2x_B^2(1 - x_B) / (W^2 - M^2)x_B}}. \quad (2.4)$$

De même, nous traçons les dépendances de l’angle θ_{γ^*} en fonction de x_B pour des valeurs fixées de W^2 (figure 2.15). Nous faisons alors apparaître la limite expérimentale sur l’angle θ_{γ^*} minimum correspondant à l’angle minimal $\Theta_{calo} = 14.78^\circ$. Nous représentons en plus la limite cinématique $W^2 \geq 3.5 \text{ GeV}^2$ qui nous est imposée si l’on veut exclure les résonances nucléaires. Nous voyons finalement une zone "autorisée" par ces contraintes apparaître en blanc, dans laquelle les cinématiques en (Q^2, x_B) ont été sélectionnées telles que :

- ▷ $x_B = 0.36$ a été choisi pour être au centre de la zone autorisée,
- ▷ la cinématique à plus large Q^2 (KIN III) est fixée par l’angle θ_{γ^*} minimal : $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$,
- ▷ la cinématique à plus faible Q^2 (KIN I) est fixée par la limite cinématique $W^2 \geq 3.5 \text{ GeV}^2$: $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$.

La dernière valeur de Q^2 (KIN II) doit être choisie pour être comprise dans l’intervalle $[1.5, 2.0] \text{ GeV}^2$, elle a été ainsi fixée à la valeur moyenne de $Q^2 = 1.75 \text{ GeV}^2$.

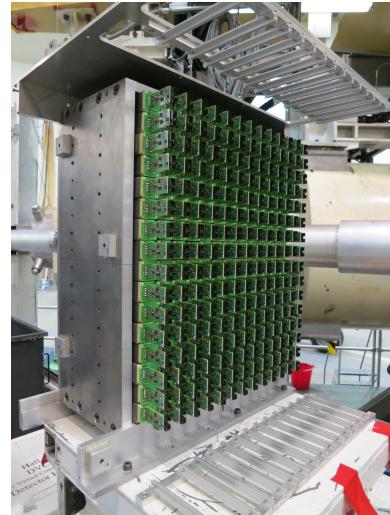
2.4.2 Propriétés du calorimètre DVCS

Pour détecter le photon final du processus DVCS, nous utilisons un calorimètre électromagnétique avec des cristaux de fluorure de plomb PbF_2 déjà utilisé pour l’expérience de 2004. Dans le but d’élargir notre acceptance en t et améliorer l’efficacité de la reconstruction des π^0 (afin de soustraire proprement la contamination π^0), le calorimètre est étendu à 16 lignes et 13 colonnes pour

un total de 208 blocs (figure 2.16). Les cristaux de PbF_2 mesurent $3 \times 3 \times 18.6 \text{ cm}^3$ et possèdent les



(a) Face avant du calorimètre avec des cristaux de PbF_2 .



(b) Face arrière du calorimètre avec les bases des PMTs.

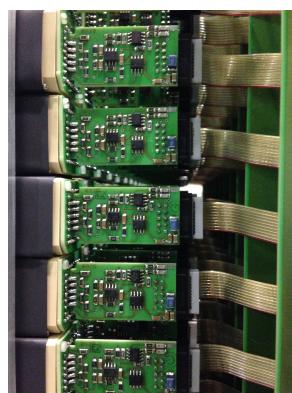
FIGURE 2.16 – Photographies des faces avant et arrière du calorimètre DVCS.

propriétés suivantes :

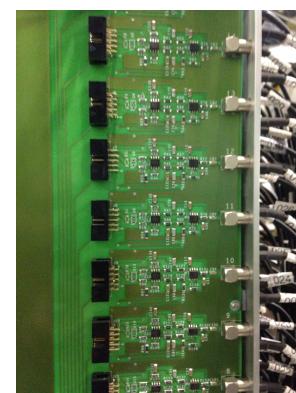
- ▷ un milieu Čerenkov,
- ▷ densité élevée de 7.77 g/cm^3 ,
- ▷ longueur de radiation de $X_0 = 0.93 \text{ cm}$, ce qui correspond à 1/20 de la longueur des cristaux,
- ▷ rayon de Molière de 2.2 cm, ce qui permet aux gerbes électromagnétiques d'être contenues dans approximativement 9 blocs adjacents, assurant une bonne résolution en position.

Grâce à la courte longueur de radiation, plus de 99.9% de l'énergie des photons est absorbée dans les cristaux. De plus, le faible rayon de Molière nous permet de séparer des gerbes électromagnétiques proches issues des décroissances des π^0 , et de minimiser les fuites aux limites du calorimètre puisque la majeure partie de l'énergie déposée par le photon est contenue dans un bloc.

En plus des cristaux, les blocs du calorimètre sont constitués de PMTs (Hamamatsu R7700) joints à la base des cristaux par des supports en laiton. Ils sont enveloppés d'un matériau composé de Tyvek© (enveloppe interne) et Tedlar© (enveloppe externe) afin d'éviter le transfert de lumière Čerenkov d'un bloc à l'autre. Les circuits imprimés placés à la suite des PMTs contiennent des ponts diviseurs qui distribuent la haute tension aux dynodes, de telle manière qu'ils augmentent la valeur de tension appliquée à chacune d'elles à mesure qu'elles se situent plus proches de l'anode (figure 2.17a). Ces cartes à la base des PMTs contiennent également des préamplificateurs de



(a) Bases des PMTs connectées aux cartes PM-BUS.



(b) Cartes PM-BUS et câbles de signal.

FIGURE 2.17 – Photographies de l'électronique située à l'arrière du calorimètre DVCS.

courants des charges collectées par les anodes. En plus, ils permettent des mesures de courants continus d'anodes, qui sont dûs à la collection de petites quantités de photoélectrons venant de photons ou électrons de faibles énergies. Ces photons ou électrons sont détectés en continu par le calorimètre et génèrent un bruit de fond continu de faibles courants aux anodes. Pour chaque colonne du calorimètre, les bases des PMTs sont connectées à des cartes imprimées PM-BUS qui transfèrent la haute tension aux PMTs et les alimentent par basse tension (figure 2.17b). A la sortie des cartes PM-BUS, les signaux amplifiés sont amenés par câbles au sommet du LHRS où se présentent les détecteurs et toute l'électronique logique, tandis que les courants d'anodes sont conduits à des convertisseurs analogique-numérique (ADCs) installés sur des châssis du côté droit du spectromètre droit RHRHS avec l'alimentation haute tension des PMTs.

Pour prévenir les dommages causés aux PMTs dans le cas d'excès de lumière incidente, et réduire le bruit dû à la lumière parasite (particules provenant de la cible, lumière du hall), des blindages étaient utilisés durant la prise de données. D'abord, une boîte noire hermétique à la lumière extérieure a été installée autour du calorimètre afin de protéger les PMTs de la lumière directe lorsqu'ils sont sous tension. Aussi, deux blindages de tungstène ont été placés sur le tuyau de la ligne de faisceau à la sortie de la cible où la radiation prédomine en raison des diffusions dans la chambre cible (figure 2.18). Le premier, triangulaire, est utilisé pour empêcher la radiation d'endommager les blocs

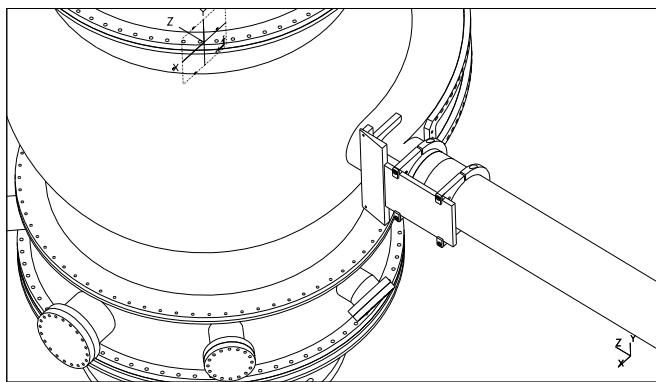


FIGURE 2.18 – Schéma de la disposition des deux blindages de tungstène pour l'expérience DVCS. Ils sont situés à la jonction entre la chambre cible de diffusion et le tuyau de la ligne de faisceau.

du calorimètre situés dans la colonne la plus proche de la ligne de faisceau. Sa forme triangulaire permet de cacher la surface d'entrée de ces blocs des particules provenant de la cible. Le second blindage, rectangulaire, protège le côté du calorimètre face à la ligne du faisceau. De la même façon, pour minimiser le bruit de fond dû au courant continu d'anode, deux plaques de plastique à l'avant du calorimètre et parallèles à la surface d'entrée ont été installées, une devant la boîte noire (à l'extérieur) et une à l'intérieur de celle-ci placée devant les blocs (figure 2.19).

Le calorimètre est placé sur un support ainsi que les câbles disposés dans un réceptacle fait d'une succession de lattes articulées (figure 2.19). De cette manière, il est facile de déplacer l'ensemble lorsqu'on souhaite modifier la configuration des détecteurs pour changer de cinématique durant la prise de données. Dans le but de tester les composants du calorimètre tels que les blocs ou l'électronique, des runs cosmiques et des runs utilisant des Diodes ElectroLuminescentes (LEDs) ont été pris. Les runs cosmiques utilisent deux lattes de scintillateurs, une située en dessous du calorimètre et une placée au-dessus. Les runs LED utilisent un panneau avec un mode *scan* pour clignoter une fois devant chacun des blocs de façon séquentielle, et pour lequel nous pouvons contrôler la fréquence.

2.5 Prise de Données de l'Expérience DVCS

Le système d'acquisition des données de l'expérience DVCS inclut l'électronique de déclenchement du LHRS et du calorimètre DVCS en coïncidence. Il implique de plus la lecture et la gestion des informations issues des différents modules électroniques et le stockage des données.

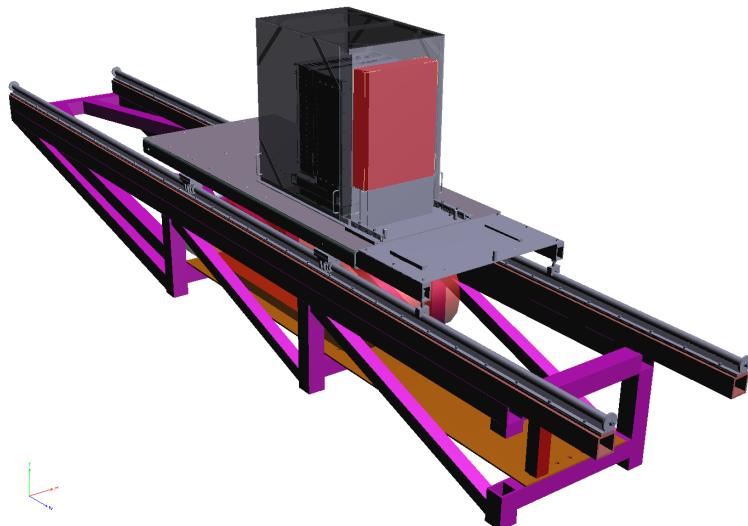


FIGURE 2.19 – Schéma du calorimètre avec les plaques de plastique pour son blindage et son support pour sa mobilité.

2.5.1 Acquisition des données DVCS

L'acquisition des données dans le Hall A utilise le système CODA (CEBAF On-line Data Acquisition) développé par les chercheurs de JLab pour tous les halls. Le système CODA a été réalisé pour contrôler, configurer et surveiller le flux de données transportées en réseau à travers des processeurs opérant VxWorks et Unix. Les principales étapes d'acquisition des données par CODA sont listées et détaillées ci-après, dans l'ordre dans lequel elles s'appliquent.

1. Le système de déclenchement

Pour la prise de données, chaque expérience a besoin de son propre système électronique de déclenchement. Ces systèmes peuvent être construits sur 1 ou 2 niveaux logiques de sélection des événements. Comme ce sera expliqué dans les sections 2.5.2 et 2.5.3, l'expérience DVCS requiert 2 niveaux logiques de déclenchement pour l'acquisition des données en coïncidence dans le LHRS et le calorimètre. Pour être capable de gérer plusieurs niveaux de déclenchement, une interface commune appelée "Trigger Superviseur" a été développée.

2. Le Trigger Superviseur (TS)

Le TS peut gérer plusieurs niveaux de déclenchement puisqu'il est capable de recevoir plusieurs données d'entrées indépendantes et d'interagir entre elles. La plupart de ces entrées peuvent être préprogrammées et individuellement autorisées ou non à recevoir des informations provenant des différents modules de déclenchement. En utilisant des horloges internes, le TS peut aussi fournir le temps mort de l'électronique de déclenchement. Lorsqu'une donnée d'entrée est acceptée par tous les niveaux de déclenchement, elle est alors envoyée à tous les châssis électroniques (ou "front-end crates") pour sa lecture et sa sauvegarde. Pour les données DVCS, un module logique de déclenchement du calorimètre a été choisi au lieu du TS en raison de sa plus grande rapidité de traitement des données. Il envoyait ensuite une unique information au TS.

3. Les Contrôleurs Read Out (ROCs)

Au niveau des châssis électroniques, l'événement validé par l'électronique de déclenchement est lu par un processeur appelé ROC. Un seul ROC gère seulement un châssis. Les principales fonctions des contrôleurs ROCs sont de communiquer avec le TS, de lire les données d'entrée et de les envoyer en réseau sous forme de fragments d'événements à un Constructeur d'évènement (Event Builder).

4. Le constructeur d'évènement ou "Event Builder"

Le constructeur d'évènement est un processeur opérant sur un poste de travail Unix. Son rôle est de rassembler les fragments de données de tous les ROCs afin de reconstruire les évènements dans un format commun à CEBAF.

5. L'enregistreur d'évènement ou "Event Recorder"

Les évènements récupérés et traduits dans un langage commun peuvent être écrits et sauvés sur disque ou bandes par l'enregistreur d'évènement.

2.5.2 Le système de déclenchement du LHRS

Le système de déclenchement du LHRS est utilisé pour informer de la détection d'un électron. Pour l'expérience DVCS, la détection de l'électron diffusé est la première étape d'activation du système d'acquisition des données puisqu'elle initialise le déclenchement du calorimètre. Cet évènement électron dans le spectromètre ne sera validé par le module logique de déclenchement du calorimètre DVCS que s'il y a détection d'un photon en coïncidence.

Comme mentionné dans la section 2.3.2 concernant les détecteurs des HRS, le déclenchement (ou "trigger") du spectromètre gauche implique la mesure de signaux en coïncidence entre le scintillateur S2 et le détecteur Čerenkov. La détection de cet évènement électron par **S2 ET Čer** est le principal trigger utilisé par le LHRS. Toutefois, d'autres triggers ont été utilisés pendant la prise de données DVCS [64] :

- ▶ **S2 ET S1** : pour tester l'efficacité de déclenchement du détecteur Čerenkov,
- ▶ **Trigger aléatoire** : généré par une horloge pour fournir des évènements du bruit de fond. Ils peuvent être utilisés dans une simulation Monte Carlo pour reproduire les résolutions expérimentales des détecteurs,
- ▶ **Pion trigger** : (**S2 SANS Čer**) avec un *prescaler* afin de sélectionner uniquement les π^- pour suivre en continu la calibration du calorimètre.

2.5.3 Le système de déclenchement du calorimètre DVCS

Tous les signaux analogiques étaient amenés par des câbles au sommet du LHRS pour être traités par l'électronique logique de déclenchement de l'expérience DVCS. Chaque signal provenant de chacun des PMTs était lu par un trigger "Fast Analog to Digital Converter" (FADC), qui est un convertisseur analogique-numérique très rapide d'exécution, et un numériseur "Analog Ring Sampler" (ARS) de 1 GHz, qui est un échantillonneur-bloqueur. Deux modes étaient opérés [65] :

- ▶ **Mode simple** : l'ARS est activé par un *prescaler* pour numériser les signaux des 208 PMTs pour les évènements DIS (e, e'),
- ▶ **Mode en coïncidence** : l'ARS est arrêté (le traitement de tout évènement additionnel est inhibé) et le FADC initié pour tout évènement dans le LHRS. Mais seulement un signal de validation par un module logique déclenche la numérisation de l'ARS afin d'acquérir toutes les données en coïncidence ($e, e'\gamma X$).

Le mode simple (prise de données des électrons DIS) est utilisé pour calculer la section efficace connue du DIS et la comparer aux mesures mondiales, ce qui fournit une normalisation et l'estimation des incertitudes liées à l'expérience DVCS. Le mode en coïncidence entre électrons et photons du DVCS est assuré par un module logique incorporé directement dans l'électronique de déclenchement du calorimètre DVCS. A fortiori, en l'absence de ce module logique, l'acquisition des données est opérée en mode simple.

Les fonctions réalisées par les FADCs et les ARS sont présentées ci-dessous pour décrire le système de déclenchement du calorimètre DVCS dans le mode en coïncidence [64, 65] :

1. Numérisation et Groupement des signaux des FADCs

Après l'arrivée d'un électron activant le système de déclenchement du LHRS, les 208 canaux FADC intègrent les signaux analogiques provenant des 208 PMTs du calorimètre dans une fenêtre de 45 ns en coïncidence avec l'électron. Un fois intégrés, ils sont numérisés avec une résolution de 12 bits et sommés par groupe de 2×2 canaux FADC. Si l'amplitude intégrée d'un des groupes de signaux est supérieure à un seuil (fixé pour réduire le bruit de fond parmi

les données qui vont être sauvées), cela confirme la détection en coïncidence d'au moins un photon par le calorimètre. Dans ce cas, un signal logique de validation est envoyé aux ARS pour approuver l'acquisition de l'évènement.

2. Echantillonnage des ARS

En parallèle, les signaux analogiques provenant des 208 PMTs du calorimètre sont lus en continu par les 208 ARS, aussi longtemps qu'aucun évènement dans le LHRs ne déclenche l'électronique d'acquisition. Chaque ARS possède 128 condensateurs qui à tour de rôle, à une fréquence de 1 GHz, sont chargés proportionnellement à la valeur intégrée du signal analogique (figure 2.20).

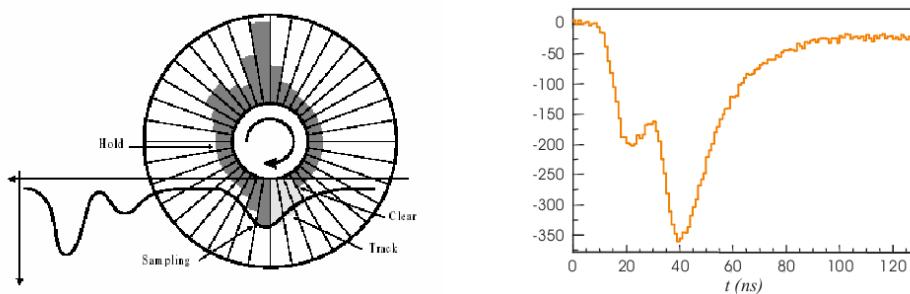


FIGURE 2.20 – Schéma du principe d'échantillonnage des ARS (à gauche) et illustration d'un signal à deux impulsions de 128 ns reconstruit à partir des échantillons ARS (à droite) lorsqu'un signal de validation a été reçu.

En d'autres termes, chaque ARS possède en permanence 128 échantillons de 1 ns, qui lorsqu'un nouveau cycle d'échantillonnage commence, sont à tour de rôle écrasés par les nouveaux échantillons. Au contraire, lorsque le déclenchement du LHRs est activé par l'arrivée d'un évènement, les 208 canaux ARS sont arrêtés. Pour chacun d'eux, les échantillons des 128 ns précédents, déjà stockés dans les condensateurs ne sont pas écrasés. Si un signal logique de validation est reçu, les 128 échantillons de chaque ARS sont numérisés en série par un ADC opérant à 1 MHz, et ceci pour les 208 canaux ARS en parallèle. Ainsi, le temps total de numérisation sur 12 bits des 208 ADCs est de 128 μ s. En l'absence d'un signal de validation sur une durée de ~ 550 ns, une remise à zéro rapide des FADCs et des canaux ARS est activée et l'échantillonnage des ARS peut reprendre.

Le rôle d'échantillonnage des ARS nous donne une copie du signal (forme, amplitude, durée des impulsions) sur une durée de 128 ns telle que pourrait le faire un oscilloscope. Ainsi, il est possible à l'aide de ces échantillons d'entreprendre une analyse en forme des signaux provenant du calorimètre (section 3.3.1). Nous pouvons alors identifier en temps et en amplitude les impulsions de ces signaux et les séparer si elles sont plusieurs.

Durant la prise de données DVCS, tandis que les fonctions de numérisation des FADCs et d'échantillonnage des ARS ont été très tôt opérationnelles, le rôle de validation de l'évènement dans le calorimètre (par groupement des signaux des FADCs et envoi d'un signal de validation par le module logique) n'a été au point que les deux dernières semaines de l'expérience. Par conséquent, la plupart des données DVCS ont été prises en mode simple avec des évènements dans le calorimètre enregistrés à chaque électron détecté dans le LHRs.

Contrôle des Données et Analyse des DéTECTEURS

3.1 Qualité de la Prise de Données

Tous les runs de toutes les cinématiques sont vérifiés afin de contrôler les données prises durant l'expérience. Nous regardons pour cela des variables normalisées par le nombre total d'événements de chacun des runs ou par la charge totale de chaque run en μC de faisceau délivré dans la cible. Si des variations trop importantes de leurs valeurs, des irrégularités parmi les spectres, ou d'autres anomalies sont rencontrées pour seulement quelques runs d'une cinématique, ils sont traités comme étant problématiques et si besoin retirés des données. Au final, une liste est créée avec l'ensemble des runs de qualité que l'on va analyser par la suite.

3.1.1 Information sur l'hélicité

Au niveau de l'injecteur, la source polarisée envoie des paquets d'électrons avec une certaine hélicité. L'information sur l'hélicité des électrons arrivant sur la cible durant la prise de données est une des variables à contrôler. L'hélicité des électrons peut être $+1$ ou -1 , mais il arrive pendant l'expérience qu'on ne puisse pas la déterminer. Dans ce cas, nous notons l'hélicité = 0. Précisons que seulement des événements avec des électrons d'hélicités connues peuvent être utilisés pour déterminer la différence des sections efficaces DVCS polarisées. Toutefois, on garde les runs contenant des événements dont l'hélicité des électrons est inconnue pour le calcul de la section efficace DVCS non polarisée.

Après avoir vérifié pour chaque run sur l'ensemble de la prise de données la proportion d'événements avec une certaine hélicité soit positive, soit négative ou nulle (inconnue), on a noté que 17% de ces runs contenaient plus de 10% de leurs événements dont l'hélicité n'était pas déterminée. Par exemple, nous avons remarqué que pour 100% des événements d'un run de la cinématique Kin1Low, les électrons étaient d'hélicité inconnue en raison d'un changement de la cellule Pockels (figure 3.1a). Nous avons repéré aussi que plusieurs runs de la cinématique Kin2LowLH2 et Kin3Low

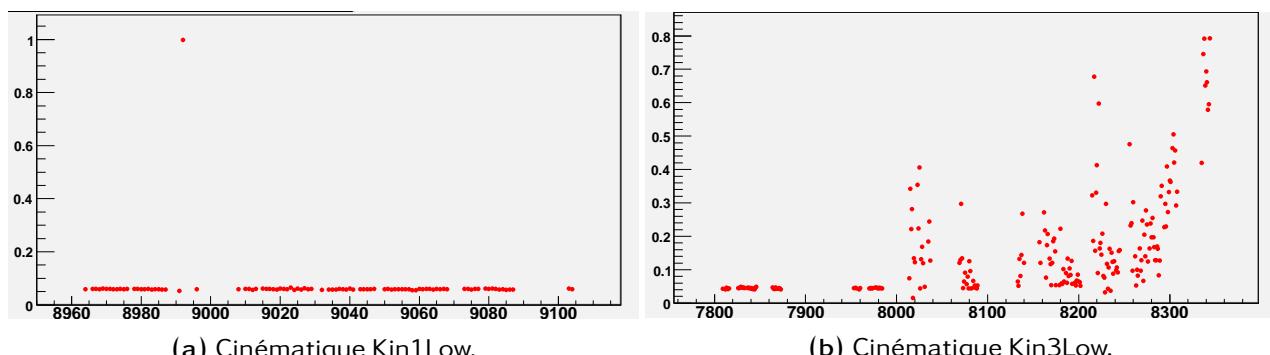


FIGURE 3.1 – Proportions d'événements avec une hélicité inconnue en fonction du numéro du run.

(figure 3.1b) présentaient des proportions supérieures à 10% d'événements dont l'hélicité des élec-

trons n'était pas non plus définie. Ce problème était dû à une mauvaise reconstruction de l'hélicité par le code d'acquisition.

3.1.2 Triggers et calcul du temps mort

Afin d'assurer la qualité des données prises durant l'expérience, les taux de comptage essentiels à l'expérience doivent être vérifiés. Ils sont donnés par les triggers suivants :

- ▷ T1 : trigger du scintillateur S2,
- ▷ T2 : trigger du scintillateur S0,
- ▷ T3 : trigger en coïncidence entre les scintillateurs S1 et S2 pour la mesure de l'efficacité du trigger du détecteur Čerenkov,
- ▷ T4 : trigger en coïncidence entre deux détecteurs au choix parmi le détecteur Čerenkov et les scintillateurs S0, S1 et S2,
- ▷ T5 : trigger en coïncidence entre le détecteur Čerenkov, le scintillateur S2 et le calorimètre,
- ▷ T6 : trigger en coïncidence entre le détecteur Čerenkov et le scintillateur S2,
- ▷ T7 : horloge réglée sur une fréquence d'acquisition des événements de 11 Hz pour le calcul du bruit de fond expérimental,
- ▷ T10, TSscalLive1 and TSscalLive2 : horloge et modes du Trigger Superviseur (TS) utilisés pour le calcul du temps mort.

Nous avons noté que les problèmes concernant les triggers représentent principalement 2.3% de la totalité des runs et sont reliés à l'horloge T7. Nous avons constaté qu'en réinitialisant les Contrôleurs Entrées/Sorties (IOCs) utiles pour le contrôle de l'équipement du Hall A, l'horloge T7 n'était pas immédiatement restaurée à 11 Hz (figure 3.2). Une valeur élevée de la fréquence de cette hor-

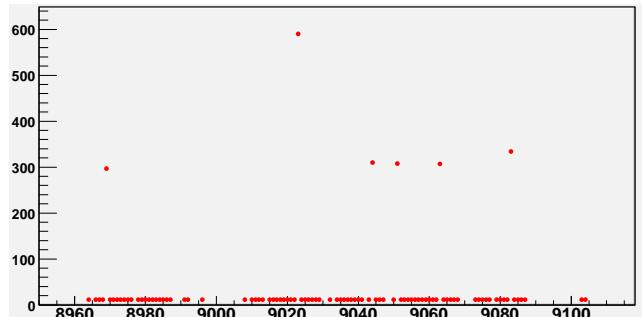


FIGURE 3.2 – Taux de comptage de l'horloge T7 (en Hz) en fonction du numéro du run pour la cinématique Kin1Low.

logie conduit à acquérir une très grande quantité d'événements. Cela augmente significativement la durée du temps mort du système d'acquisition des données nous obligeant à rejeter les runs affectés.

Il est essentiel dans notre analyse de prendre en compte le temps mort pour avoir une estimation correcte du nombre réel d'événements détectés par rapport au nombre d'événements enregistrés par le système d'acquisition. Nous le calculons à l'aide des deux méthodes suivantes afin de s'assurer de sa valeur :

- ▷ $DT = 1 - [T6/(T7 + T10)]$,
- ▷ $DT = TSscalLive1/TSscalLive2$.

Plus le temps mort est élevé, plus l'incertitude sur le taux réel de comptage est large ce qui rend plus difficile l'estimation du nombre d'événements arrivant réellement dans le détecteur. Puisque l'erreur sur la mesure de la section efficace totale d'une réaction est directement liée à l'incertitude sur son nombre d'événements, nous préférerons rejeter les runs pour lesquels le temps mort est trop élevé ($\geq 70\%$) comme pour l'exemple de la figure 3.3. Les runs affectés par ce problème représentent 0.8% de la totalité de la prise de données.

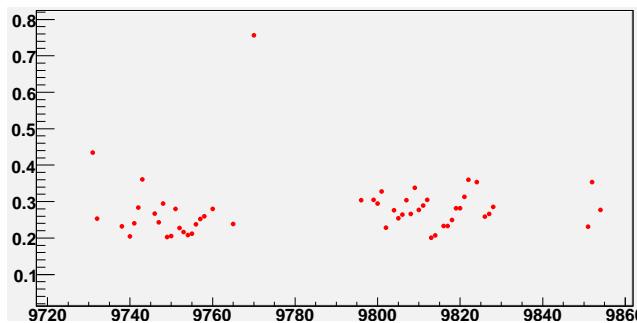


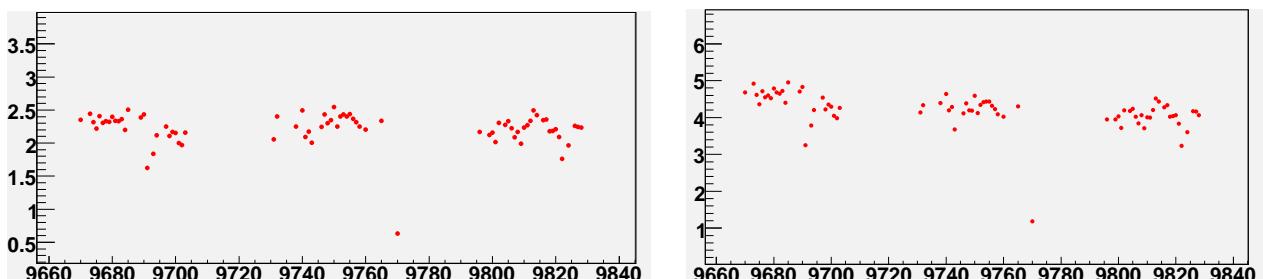
FIGURE 3.3 – Fractions du temps mort calculé avec la seconde méthode $DT = TSscalLive1/TSscalLive2$ du trigger superviseur en fonction du numéro du run pour la cinématique Kin2HighLD2. Le run 9770 en particulier montre un temps mort trop élevé comparativement au reste de la cinématique.

3.1.3 Variables du spectromètre

Le spectromètre est composé de différents détecteurs dont nous devons étudier pour tous les runs de chaque cinématique les variables suivantes :

- ▷ le nombre d'événements par μC de faisceau délivré dans la cible, mesuré dans chacune des 16 lattes du scintillateur S2,
- ▷ le nombre d'événements par μC de faisceau délivré dans la cible, mesuré dans chacun des 10 photomultiplicateurs du détecteur Čerenkov,
- ▷ le nombre moyen de fils déclenchés par le passage d'une particule détectée dans chacun des 4 plans des deux chambres à fils,
- ▷ le nombre moyen de groupement de fils (avec un $\chi^2 < 10$) situés sur le trajet d'une particule dans chacun des 4 plans des deux chambres à fils,
- ▷ le nombre d'événements à une trace par μC de faisceau délivré dans la cible, mesuré dans chacun des 4 plans des deux chambres à fils,
- ▷ la proportion d'événements multi-traces mesurée dans chacun des 4 plans des deux chambres à fils,
- ▷ le nombre moyen de blocs déclenchés par la détection d'une particule dans chacune des 2 couches du réjecteur de pion.

Le principal problème concernant ces variables apparaît lorsque le temps mort du système d'acquisition des données est trop élevé puisque l'acquisition est occupée à traiter les premières données et ne sauve plus d'autres événements durant cette période. On remarque alors une chute du nombre de coups dans les détecteurs du spectromètre. Par exemple, nous avons constaté pour le run 9770, déjà mentionné dans la figure 3.3 en raison de son temps mort élevé, que très peu d'événements déclenchent le scintillateur S2 (figure 3.4a) et le détecteur Čerenkov (figure 3.4b).



(a) Nombres d'événements normalisés par la charge totale de chaque run en μC de faisceau délivré dans la cible, mesurés dans le scintillateur S2 pour une de ses 16 lattes.

(b) Nombres d'événements normalisés par la charge totale de chaque run en μC de faisceau délivré dans la cible, mesurés dans le détecteur Čerenkov pour un de ses 10 photomultiplicateurs.

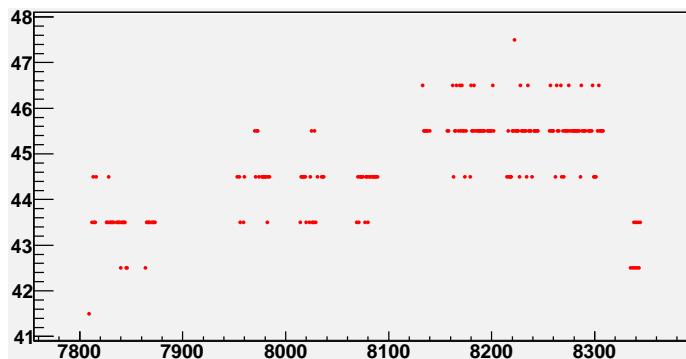
FIGURE 3.4 – Variables du spectromètre pour la cinématique Kin2HighLD2. Les nombres d'événements par μC de faisceau délivré dans la cible, mesurés dans les détecteurs S2 et Čerenkov pendant le run 9770 sont nettement plus faibles que pour les autres runs en raison du temps mort élevé (figure 3.3).

3.1.4 Variables du calorimètre

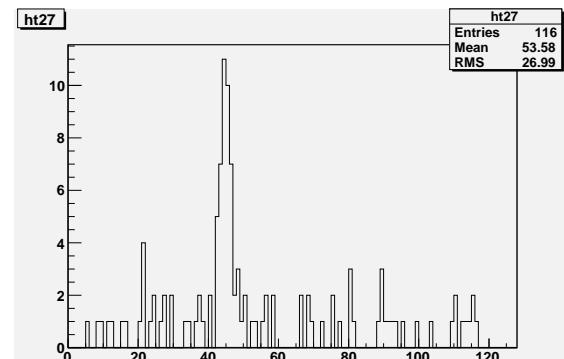
Les spectres en énergie et en temps des impulsions mesurées dans chaque bloc du calorimètre et pour chaque run de la prise de données doivent être vérifiés. Afin de contrôler plus rapidement ces informations, nous comparons pour tous les runs d'une cinématique :

- » le nombre d'événements du spectre en énergie au-dessus d'un seuil (fixé pour l'étude de la qualité des données), par μC de faisceau délivré dans la cible pour chaque bloc du calorimètre,
- » le temps d'arrivée le plus probable du spectre en temps des impulsions mesurées dans chaque bloc du calorimètre.

Nous montrons en exemple dans la figure 3.5a, les temps d'arrivée les plus probables des impulsions dans un bloc non-problématique du calorimètre pour tous les runs de la cinématique Kin3Low. Dans la figure 3.5b, nous donnons le spectre en temps des impulsions mesurées dans ce même bloc durant un des runs de cette cinématique. On comprend donc que le temps d'arrivée le plus prob-



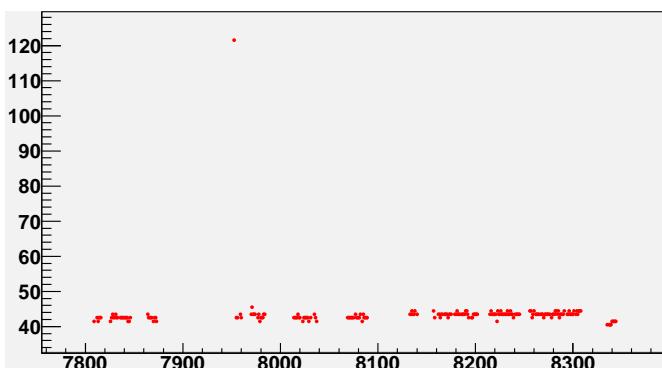
(a) Temps d'arrivée les plus probables (en ns) des impulsions en fonction du numéro du run.



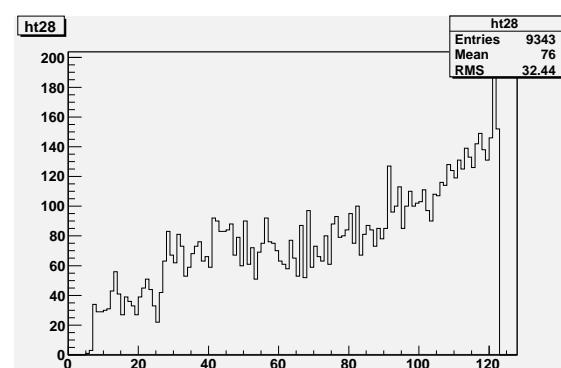
(b) Spectre en temps (en ns) pour le run 7953.

FIGURE 3.5 – Variables du calorimètre habituellement observées pour l'exemple du bloc 27 non-problématique pour la cinématique Kin3Low.

able d'un run correspond à la position du pic d'amplitude maximale de son spectre en temps. Ces deux figures sont celles habituellement observées lorsqu'aucun problème n'a été rencontré. Elles sont données ici à titre de comparaison par rapport à celles qui ont été affectées par des problèmes d'électronique. Parmi elles, nous avons justement remarqué que certains blocs du run de la cinématique Kin3Low choisi en exemple dans la figure 3.5b présentaient des spectres en temps irréguliers et trop bruités (figure 3.6b). Dans ce cas, les temps les plus probables d'arrivée des impulsions dans les blocs problématiques deviennent difficiles à déterminer puisqu'ils se confondent avec des pics de bruit de fond (figure 3.6a).



(a) Temps d'arrivée les plus probables (en ns) des impulsions en fonction du numéro du run.



(b) Spectre en temps (en ns) pour le run 7953.

FIGURE 3.6 – Variables du calorimètre pour le bloc 28 présentant un problème d'électronique durant le run 7953 de la cinématique Kin3Low.

De plus, si des problèmes de connexions des blocs, cartes ou alimentations interviennent durant la prise de données, les spectres en énergie et en temps de certains blocs peuvent se retrouver vides. Dans ce cas en effet, aucune impulsion ne peut être mesurée dans ces blocs. Cela s'est justement produit pour plusieurs blocs du calorimètre durant un run de la cinématique Kin3Low (figure 3.7). Ce problème est également survenu pour un seul bloc durant 21 runs de cette même cinématique.

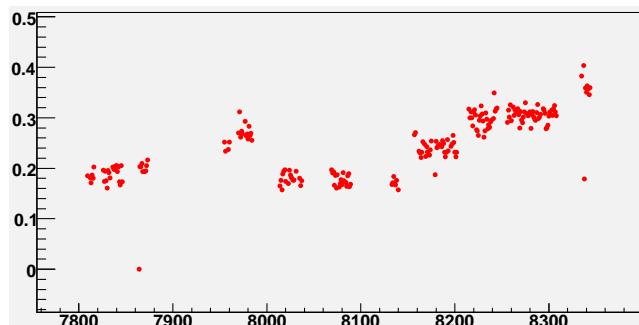


FIGURE 3.7 – Nombres d'évènements au-dessus d'un seuil en énergie normalisés par la charge totale de chaque run en μC de faisceau délivré dans la cible, dans le bloc 84 en fonction du numéro du run de la cinématique Kin3Low. Aucune impulsion n'a été enregistrée dans ce bloc pendant le run 7864.

Ces runs situés au début de la cinématique Kin3Low n'ont pas été pris en compte pour réaliser la figure 3.7, mais ils seront évidemment retirés des données au même titre que le run problématique précédemment repéré.

Enfin, des problèmes de calibrations ou du système d'acquisition des données peuvent occasionner un décalage du temps le plus probable d'arrivée des impulsions dans un bloc par rapport à ceux des autres blocs. On a relevé ce problème sur les spectres en temps d'un bloc correspondant à trois runs de la cinématique Kin2LowLH2, pour lesquels la position du pic de plus grande amplitude, habituellement située entre 40 ns-45 ns, s'est retrouvée décalée entre 20 ns-25 ns (figure 3.8). Au

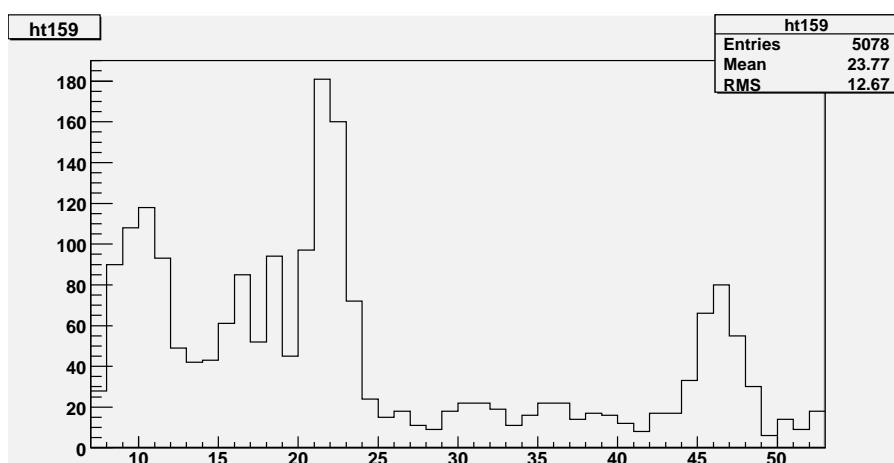


FIGURE 3.8 – Spectre en temps (en ns) des signaux du bloc 159 pour le run 8466 de la cinématique Kin2LowLH2. Le temps d'arrivée le plus probable des impulsions de ce bloc se situe entre 20 ns-25 ns.

final, nous avons constaté qu'environ 3% de la totalité des runs de l'expérience était affectée par des problèmes liés au calorimètre.

3.1.5 Conclusion sur la qualité de la prise de données

Les problèmes explicités précédemment ne représentent que 6% de la prise de données totale. D'autres anomalies plus rares ou plus difficiles à comprendre ont été en plus relevées. On peut mentionner parmi elles des problèmes avec le système d'acquisition des données (CODA) ou les Contrôleurs Read-Out (ROCs), ainsi qu'au niveau de l'électronique des ARS ou du trigger superviseur,

sans oublier bien sûr les problèmes liés à l'expérimentateur qui gère par exemple les alimentations haute tension de tous les détecteurs.

A l'issue de cette étude, nous avons retiré environ 10% de la totalité des runs. Au cours de ce contrôle des données, des runs présentant des problèmes mineurs ont pu être gardés dans la mesure où ils n'affectent pas ou peu l'analyse des données. C'est le cas par exemple des runs comportant des événements dont l'hélicité est indéterminée, puisqu'ils seront tout de même utilisés pour le calcul de la section efficace DVCS non polarisée.

3.2 Analyse du Spectromètre

3.2.1 Reconstruction du trajet des particules

La reconstruction du trajet suivi par une particule dans le spectromètre est effectuée en utilisant les données des deux chambres à fils. Rappelons que chacune d'elles est composée de deux plans de fils orientés à 90° l'un par rapport à l'autre dans le plan horizontal du spectromètre noté ($u0v$). Le plan dont les fils sont dirigés selon l'axe ($0v$) est schématisé en exemple dans la figure 3.9 et utilisé par la suite pour la description de leur principe de fonctionnement [63].

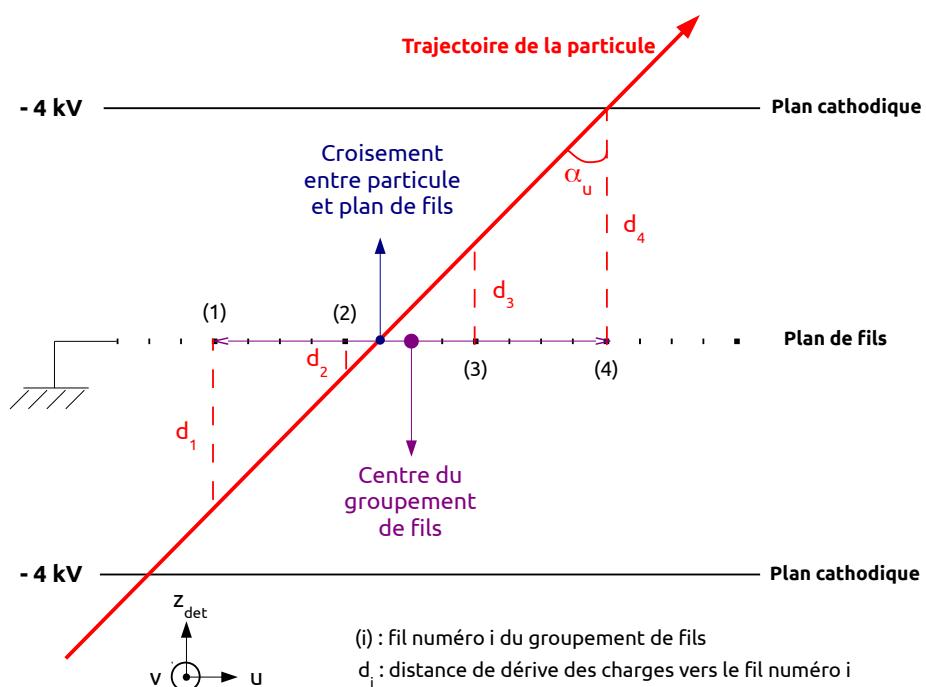


FIGURE 3.9 – Schéma de la reconstruction du trajet d'une particule dans un plan de fils dirigés suivant ($0v$) d'une des deux chambres à fils du spectromètre. La reconstruction se fait par groupement des fils voisins collectant les charges produites lors de l'ionisation du gaz par la particule. Le centre du groupement de fils i (dans l'exemple de la figure $i = 1, \dots, 4$) ne fournit pas une très bonne résolution spatiale pour la détermination de la position de la particule sur le plan de fils, et les temps de dérives d_i pour chaque fil i sont alors nécessaires afin de l'améliorer.

Tout d'abord, les plans de fils connectés à la masse sont chacun précédés et suivis de plans cathodiques soumis à une tension de -4 kV induisant des différences de potentiel. Lorsqu'une particule traverse les chambres à fils, elle va ioniser les atomes de gaz contenus dans ces dernières. Les électrons secondaires issus de l'ionisation vont dériver en direction des fils en raison de ces différences de potentiel entre fils et cathodes. A proximité des fils, le champ électrique s'intensifiant, les électrons secondaires vont à leur tour ioniser le gaz environnant et créer une réaction en chaîne appelée "avalanche". C'est par le mouvement de toutes ces charges dans ces "zones de dérives" que

les signaux électriques sont générés. Ces signaux induits par le passage de particules sont ensuite amplifiés et envoyés à des convertisseurs temps numériques (TDCs).

Une fois que ces signaux sont enregistrés, des groupements locaux de fils sont réalisés sur chacun des plans. Tous les fils voisins les uns des autres qui ont collecté des charges sont alors regroupés. Finalement, les fils d'un même groupement local sont donc à l'origine du signal produit par la traversée d'une seule et même particule.

Dans l'exemple de la figure 3.9, sachant que l'on connaît les coordonnées des fils sur l'axe ($0u$), on peut reconstruire la position de la particule lorsqu'elle a croisé le plan de fils comme étant la position centrale du groupement sur cet axe. Mais la résolution spatiale fournit par cette méthode n'est pas suffisante. La figure 3.9 le montre justement, puisque la trajectoire de la particule ne croise pas le plan de fils au centre du groupement. On peut toutefois améliorer la résolution spatiale si on tient compte des temps de dérive des charges vers chacun des fils qui sont fournis par les TDCs. A partir de ces temps de dérive, on peut déduire les distances de dérive des charges et les coordonnées sur le plan vertical du spectromètre ($z_{det}0u$) des positions de la trajectoire de la particule où elles ont été créées. On définit par α_u l'angle entre la trajectoire reconstruite puis projetée sur le plan ($z_{det}0u$) et l'axe vertical ($0z_{det}$).

En faisant de même avec le second plan de fils orientés selon l'axe ($0u$) et dont on connaît leurs coordonnées sur l'axe ($0v$), nous reconstruisons la projection cette fois sur le plan vertical ($z_{det}0v$) de la trajectoire de la particule, qui décrit un angle α_v avec l'axe ($0z_{det}$). En combinant les deux plans, nous obtenons au final la trajectoire suivie par la particule dans le repère à 3-dimensions (u, v, z_{det}).

Le même principe est utilisé dans la seconde chambre à fils, et les informations combinées des deux chambres fournissent une mesure de haute précision et sur une longue distance du trajet de la particule dans le spectromètre. La combinaison des quatre plans de fils permet également d'améliorer la séparation et la reconstruction des trajets de chaque particule dans des événements multi-traces [63].

3.2.2 Changements de référentiels pour la reconstruction du vertex

Après avoir défini les trajets des particules dans les chambres à fils, nous pouvons reconstruire les vertex d'interaction dont elles sont issues. Pour cela, il est avantageux de changer de système de coordonnées pour passer du repère de la trajectoire de la particule (u, v, z_{det}) à celui du détecteur ($x_{det}, y_{det}, z_{det}$), dont l'axe vertical ($0z_{det}$) est commun aux deux repères. La coordonnée x_{det} suit la direction dispersive du spectromètre et elle forme un angle β avec l'axe ($0u$) et un angle γ avec l'axe ($0v$). Le changement de coordonnées s'écrit alors [63] :

$$x_{det} = \frac{u \sin \gamma - v \sin \beta}{\sin(\gamma - \beta)} \quad (3.1)$$

$$y_{det} = \frac{u \cos \gamma - v \cos \beta}{\sin(\gamma - \beta)}. \quad (3.2)$$

De même, un changement de système de coordonnées est réalisé pour leurs coordonnées angulaires correspondantes :

$$\theta_{det} = \frac{\sin \gamma \tan \alpha_u - \sin \beta \tan \alpha_v}{\sin(\gamma - \beta)} \quad (3.3)$$

$$\phi_{det} = \frac{\cos \gamma \tan \alpha_u - \cos \beta \tan \alpha_v}{\sin(\gamma - \beta)}, \quad (3.4)$$

avec α_u et α_v les angles du repère (u, v, z_{det}) définis dans la section précédente 3.2.1. Les angles θ_{det} et ϕ_{det} correspondent aux tangentes des angles dans les directions dispersive d'axe ($0x_{det}$) et perpendiculaire à la direction dispersive d'axe ($0y_{det}$) du spectromètre respectivement. De plus, nous définissons l'impulsion centrale notée p_0 comme l'impulsion idéale que doit avoir une particule pour que sa trajectoire passe au centre du spectromètre. Pour toute autre trajectoire, la particule a une impulsion p différente de l'impulsion centrale et dont la déviation relative est notée :

$$\delta_{det} = \frac{p - p_0}{p_0}. \quad (3.5)$$

Pour finir, dans le cas idéal où le centre du Hall est aligné sur la trajectoire centrale du spectromètre, les coordonnées du détecteur ($x_{det}, \theta_{det}, y_{det}, \phi_{det}, \delta_{det}$) deviennent les coordonnées du plan focal de la particule dans le spectromètre ($x_{fp}, \theta_{fp}, y_{fp}, \phi_{fp}, \delta_{fp}$). C'est à partir de ce repère du plan focal que l'on va reconstruire le vertex par passage dans le repère de la cible ($x_{tg}, \theta_{tg}, y_{tg}, \phi_{tg}, \delta_{tg}$). Ce changement de système de référence est assuré au premier ordre par la matrice optique d'unités : mètres, sans dimension et δ relatifs, appelée "Tenseur de Transport" [63] :

$$\begin{bmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ \delta \end{bmatrix}_{fp} = \begin{bmatrix} -2.48 & 0 & 0 & 0 & 12.4 \\ -0.15 & -0.40 & 0 & 0 & 2.04 \\ 0 & 0 & -0.40 & -1.30 & 0 \\ 0 & 0 & 0.54 & -0.78 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1.0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ \delta \end{bmatrix}_{tg}. \quad (3.6)$$

3.2.3 Implémentation de l'acceptance

L'acceptance du spectromètre est définie par l'espace de phase à 4-dimensions décrit par les coordonnées du repère de la cible : $(\delta, y_{tg}, \theta_{tg}, \phi_{tg})$, x_{tg} étant négligeable. Une particule qui se trouve dans la région d'acceptance passe par le plan focal du spectromètre et est détectée. Au contraire, toute particule en dehors de la zone d'acceptance ne sera pas détectée. L'acceptance du spectromètre est implémentée selon le formalisme de la "R-fonction" pour faciliter sa prise en compte lors de l'analyse des données [66].

Principe de la R-fonction

Le formalisme de la R-fonction est l'ensemble des fonctions décrivant les limites géométriques d'objets par des équations. Ces fonctions combinées donnent une valeur résultante égale à 0 sur les limites de l'objet, et une valeur négative ou positive respectivement en dehors ou à l'intérieur de l'objet. De plus, sa valeur absolue est approximativement la distance aux limites de cet objet. Dans notre cas, l'utilisation de la R-fonction permet de traduire l'acceptance du spectromètre selon une valeur résultante appelée *rval*.

Application de la R-fonction sur les données

Lors de l'analyse des données, des coupures sur la région d'acceptance peuvent être appliquées. Cela permet de gagner ou perdre en statistique par rapport à l'acceptance limite donnée par *rval* = 0. Pour cela, nous faisons appel à une seule coupure sur la R-fonction pour traduire toutes les coupures sur l'acceptance. Son principe est le suivant : couper sur une valeur positive (négative) de *rval* va réduire (élargir) la zone d'acceptance de cette valeur. Par exemple, si l'on applique la coupure *rval* > 0.005, on va réduire la région d'acceptance uniformément sur ses 4 dimensions. Cela réduit le nombre de particules inclus dans l'analyse, mais assure en contrepartie qu'elles passent bien par le plan focal du spectromètre et qu'elles soient bien reconstruites par le détecteur.

3.3 Analyse du Calorimètre

Au cours de l'expérience, les particules vont arriver dans le calorimètre à tout moment et à n'importe quelle position. Par conséquent, une étude en temps et en position des signaux s'impose afin de reconstruire l'énergie et la position d'impact de chaque particule dans le calorimètre. L'analyse en forme des signaux ARS permet de séparer deux particules arrivant proches en temps, en déterminant les temps d'arrivée et les amplitudes des impulsions produites par chacune d'elles. L'algorithme de groupement des blocs permet de définir les zones du calorimètre où les particules ont déposé de l'énergie afin de remonter à la position d'impact de chacune d'elles. Finalement, la calibration du calorimètre permet de reconstruire l'énergie de chaque particule.

3.3.1 Analyse en forme des signaux

Principe de l'analyse

Le but de l'analyse en forme des signaux ARS est de déterminer les amplitudes et temps d'arrivée des impulsions dans chaque bloc du calorimètre [67]. Pour cela, les signaux ARS sont ajustés par une impulsion de référence. Sachant que les signaux ARS peuvent contenir zéro, une ou deux impulsions selon le nombre de particules détectées, jusqu'à trois ajustements sont quelquefois nécessaires. Dans le cas de signaux à deux impulsions, l'analyse en forme permet de fournir l'amplitude de chacune.

Ajustement de la ligne de base Un premier ajustement est effectué sur la ligne de base des signaux ARS afin de prendre en compte le bruit de fond électronique. On définit par $\{x\}$ un signal sauvegardé par l'ARS et par x_i l'échantillon numéro i compris dans la fenêtre d'analyse $[i_{min}, i_{max}]$ de ce signal. Tous les échantillons du signal sont ajustés par une constante b considérée comme le décalage (en canaux) de la ligne de base par rapport à zéro. L'ajustement est réalisé en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \frac{1}{n_{dof}} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - b)^2. \quad (3.7)$$

La variable n_{dof} correspond au nombre de degrés de liberté. Dans ce cas, nous recherchons la valeur d'un paramètre libre b pour l'ajustement des $(i_{max} - i_{min})$ échantillons du signal ARS. La valeur n_{dof} normalisant le χ^2 est donc donnée par : $(i_{max} - i_{min}) - 1$. Finalement, la valeur optimale de b donnant le meilleur ajustement est donnée par la valeur moyenne des $(i_{max} - i_{min})$ échantillons du signal :

$$b = \frac{\sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} x_i}{(i_{max} - i_{min})}. \quad (3.8)$$

Nous comparons alors la valeur minimale obtenue pour le χ^2 à une valeur seuil χ_0^2 . Si le χ^2 est plus petit que le seuil, nous pouvons considérer que le signal ARS se compose seulement d'une ligne de base. Dans le cas contraire, cela signifie que le signal contient au moins une impulsion et qu'un second ajustement est nécessaire.

Ajustement de signaux à une impulsion Un second ajustement est effectué dans le cas d'un signal ARS à une impulsion. Toujours en prenant en compte la ligne de base représentée par la constante b , on définit en plus un signal de référence $\{h\}$ comportant une impulsion. On note par h_i l'échantillon numéro i du signal de référence et par a_1 l'amplitude de son impulsion arrivant à $t = 0$. Parce que le temps d'arrivée t_1 de l'impulsion dans le signal ARS est à déterminer, on décale le signal de référence de t_1 pour réaliser l'ajustement. Ainsi, l'échantillon i du signal de référence h_i se retrouve à $i + t_1$ et devient h_{i+t_1} . Son impulsion arrivant dorénavant à $t = t_1$ a une amplitude $a_1(t_1)$. Quant à la constante b , elle est également à définir au temps d'arrivée t_1 et notée $b(t_1)$. Finalement, pour n'importe quel temps d'arrivée t_1 dans une fenêtre $[t_{1min}, t_{1max}]$, les deux paramètres libres $a_1(t_1)$ et $b(t_1)$ reproduisant le mieux le signal ARS sont ceux qui minimisent le χ^2 suivant :

$$\chi^2(t_1) = \frac{1}{n_{dof}} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - a_1(t_1)h_{i+t_1} - b(t_1))^2, \quad (3.9)$$

avec pour nombre de degrés de liberté $n_{dof} = (i_{max} - i_{min}) - 2$. Au final, la valeur minimum obtenue pour le χ^2 est comparée à une valeur seuil χ_1^2 . Si le χ^2 est plus petit que le seuil, le signal ARS contient bien une impulsion, dans le cas contraire deux impulsions sont présentes et un troisième ajustement s'impose.

Ajustement de signaux à deux impulsions Un troisième ajustement est effectué dans le cas d'un signal ARS à deux impulsions. On considère deux fois le signal de référence $\{h\}$, une fois au temps d'arrivée t_1 de la première impulsion dans le signal ARS, une seconde fois au temps d'arrivée t_2 de la seconde impulsion. Ainsi, pour n'importe quels temps d'arrivée t_1 et t_2 , les amplitudes $a_1(t_1, t_2)$ et $a_2(t_1, t_2)$ des impulsions et la constante $b(t_1, t_2)$ de la ligne de base correspondant le plus à ceux du signal ARS sont ceux qui minimisent le χ^2 suivant :

$$\chi^2(t_1, t_2) = \frac{1}{n_{dof}} \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} (x_i - a_1(t_1, t_2)h_{t_1+i} - a_2(t_1, t_2)h_{t_2+i} - b(t_1, t_2))^2, \quad (3.10)$$

avec $n_{dof} = (i_{max} - i_{min}) - 3$. Notons que dans le cas où $t_1 = t_2$, l'ajustement du signal devient singulier puisqu'il y a une infinité de paires a_1 et a_2 pouvant minimiser le χ^2 . En effet, il est impossible de distinguer deux impulsions simultanées induites par deux particules arrivant en même temps dans le calorimètre. L'écart minimum entre les temps d'arrivée des particules en dessous duquel on ne peut plus les séparer par analyse en forme est en fait la résolution $\Delta\tau$. Ainsi, si les temps d'arrivée de deux impulsions vérifient $|t_1 - t_2| < \Delta\tau = 4$ ns, on considère qu'il est plus fiable d'effectuer un ajustement à une impulsion du signal ARS.

Paramétrisation de l'analyse

Afin de réaliser l'analyse en forme des signaux ARS, les paramètres de l'algorithme ont été fixés préalablement [68]. Dans un premier temps, afin de réduire la durée d'analyse des signaux, les fenêtres dans lesquelles les signaux ARS sont ajustés et les amplitudes des impulsions déterminées, doivent être optimisées. Parce que les impulsions dans les signaux ARS durent autour de 20 ns-30 ns, la fenêtre d'acquisition qui contient les 128 échantillons de 1 ns du signal ARS peut être réduite à une fenêtre d'analyse $[i_{min}, i_{max}]$ de 80 ns. Cela est suffisant pour contenir deux impulsions. De plus, l'ajustement du signal ARS par le signal de référence sera de meilleure qualité s'il est réalisé dans une zone réduite centrée sur l'impulsion qui nous intéresse.

Dans un deuxième temps, on fixe les fenêtres en temps $[t_{1min}, t_{1max}] = [-20, 25]$ ns et $[t_{2min}, t_{2max}] = [-40, 40]$ ns, dans lesquelles les temps d'arrivée des impulsions t_1 et t_2 sont susceptibles de se trouver. On les recherche par pas de 1 ns puisque la fenêtre d'analyse se compose d'échantillons ARS de 1 ns. On les détermine en calculant le χ^2 pour chaque valeur possible de t_1 (pour une impulsion) ou de paire t_1, t_2 (pour deux impulsions en assurant $t_1 \neq t_2$), et en trouvant la plus petite valeur des χ^2 . À chacun de ces χ^2 est associée l'amplitude $a_1(t_1)$ (ou les amplitudes $a_1(t_1, t_2)$ et $a_2(t_1, t_2)$) qui le minimise. Ainsi, en déterminant le temps d'arrivée d'une impulsion dans le signal ARS, on retrouve sa bonne amplitude associée au plus petit des χ^2 .

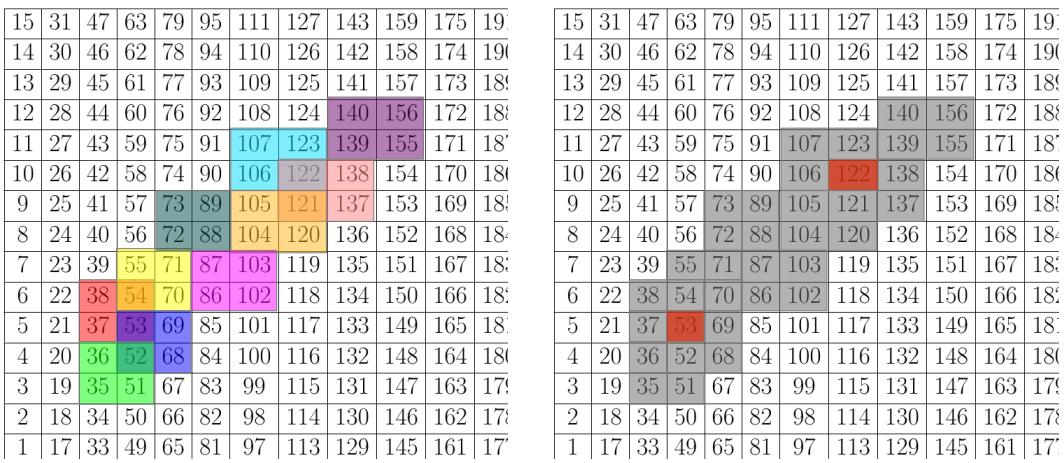
D'autres paramètres sont également à considérer qui sont les seuils χ_0^2 et χ_1^2 nous permettant de discriminer si un signal ARS possède zéro, une ou deux impulsions. Ces seuils doivent être comparés avec les valeurs de χ^2 minimales obtenues en canaux ARS à chaque ajustement. Une conversion en énergie est donc nécessaire pour la détermination de ces seuils. Pour cela, on les multiplie par les coefficients de calibration de chaque bloc.

3.3.2 Algorithme de groupement des blocs

Lorsqu'une particule traverse le calorimètre, elle perd de l'énergie par production de paires électron-positron et processus Bremsstrahlung et forme une cascade électromagnétique. Elles atteignent en général des groupes de neuf blocs ou plus, mais la majeure partie de l'énergie déposée est contenue dans un seul bloc que l'on nomme "maximum local". Ainsi, le but de l'algorithme de groupement des blocs est de définir chaque zone du calorimètre où chaque particule a déposé de l'énergie afin d'en déduire la position d'impact de la particule sur sa surface d'entrée. L'algorithme consiste en trois étapes : sélectionner les blocs contenant un dépôt d'énergie, déterminer parmi eux les maxima locaux et former des groupes de blocs contenant chacun l'énergie totale perdue par une seule et même particule dans le calorimètre. Une fois que cette procédure est terminée, nous pouvons reconstruire la position exacte d'impact de chaque particule.

Sélection des blocs contenant un dépôt d'énergie

Afin de retrouver parmi tous les blocs du calorimètre ceux qui contiennent une partie de l'énergie déposée par les particules détectées, des combinaisons de quatre blocs adjacents sont créées. Ensuite, l'énergie totale de chaque combinaison est alors comparée à une énergie seuil. Les quatre blocs de chaque combinaison dont l'énergie totale dépasse le seuil sont alors sélectionnés (figure 3.10a). Cette méthode est réalisée pour toutes les combinaisons possibles de quatre blocs dans



(a) Sélection des combinaisons de 4 blocs (blocs colorés) dont l'énergie totale dépasse un seuil.

(b) Sélection des maxima locaux (en rouge) parmi les blocs (en gris) atteints par l'énergie déposée des particules détectées.

FIGURE 3.10 – Schéma de la première étape de l'algorithme de groupement des blocs.

le calorimètre. Ainsi, chaque bloc est testé quatre fois à part les blocs situés sur les bords qui ne peuvent être combinés que deux fois et les blocs situés aux coins qu'une seule fois.

Détermination des maxima locaux

Parmi tous les blocs sélectionnés (contenant un dépôt d'énergie), ceux possédant une énergie plus élevée que celles des blocs alentours sont des maxima locaux (figure 3.10b). Ils définissent le nombre de groupements de blocs à déterminer. Lorsque deux maxima locaux sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, il est facile de délimiter les groupements de blocs associés à chacun d'eux. Au contraire, pour deux maxima locaux très proches l'un de l'autre, les blocs sélectionnés peuvent ne former qu'une seule zone qu'il est plus difficile de scinder en deux groupes (cas de la figure 3.10). D'autant plus que les blocs à mi-distance des deux maxima, bien qu'ils ne seront attribués qu'à un des deux groupes par l'algorithme, peuvent contenir chacun une part des énergies déposées par les deux particules détectées.

Groupement des blocs contenant un dépôt d'énergie

Dans cette étape, l'algorithme de groupement des blocs doit faire des associations de blocs parmi ceux atteints par les dépôts d'énergie des particules. L'énergie totale d'un groupement de blocs doit correspondre à l'énergie perdue par une seule et même particule. Une sélection en temps des impulsions dans le calorimètre est d'abord effectuée. Aussi, chaque bloc ne doit appartenir qu'à un seul groupe et ainsi n'être associé qu'à un seul maximum local. Lorsqu'il y a ambiguïté sur un bloc adjacent à deux groupes, l'algorithme doit être capable de choisir auquel de ces deux groupes il va attribuer le bloc. Pour répondre à toutes ces attentes, l'algorithme mis en place pour l'analyse du calorimètre se base sur une méthode nommée automate cellulaire [69]. Son principe est illustré dans la figure 3.11 et les étapes de la procédure qu'elle suit sont les suivantes. Les maxima locaux sont considérés comme des virus, les valeurs d'énergies comme potentiels de contamination et les blocs contenant de l'énergie déposée par les particules comme les sujets à risques qui vont être

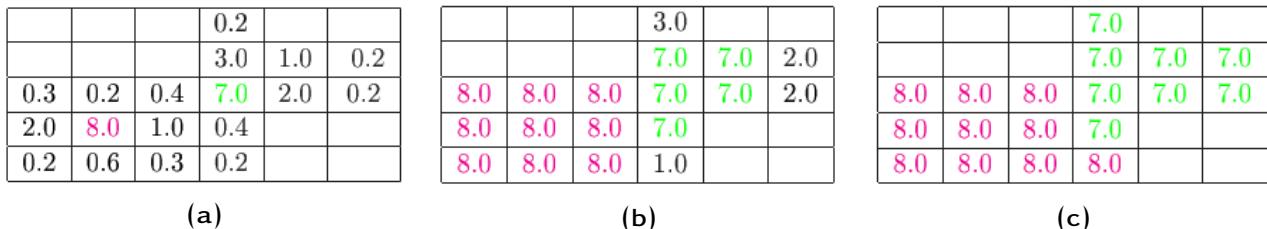


FIGURE 3.11 – Schéma de la procédure suivie par l'automate cellulaire pour le groupement des blocs atteints par l'énergie déposée par les particules dans le calorimètre.

affectés par ces virus. Toute la méthode repose sur la façon de déterminer par quel virus vont être affectés ces sujets à risques.

Etapes (a) → (b) : Au début, une première épidémie va toucher les sujets à risques en contact avec les virus. Autrement dit, les blocs adjacents aux maxima locaux vont être affectés et prendre leurs valeurs d'énergies. Les blocs adjacents à deux maxima locaux vont se voir attribuer la valeur d'énergie du maximum local la plus élevée des deux puisqu'il correspond au virus à plus haut potentiel de contamination (plus contagieux). De la même façon qu'un virus plus contagieux va toucher plus de sujets, une énergie déposée plus élevée va se propager plus loin et toucher plus de blocs au sein du calorimètre. Les blocs qui sont alors affectés gardent définitivement la valeur d'énergie transmise par les virus, leur permettant de cette manière de s'immuniser contre les autres virus et devenant aussi contagieux (même potentiel de contamination) que leurs maxima associés. Ainsi, ils peuvent à leur tour transmettre le virus qui les a atteints.

Etapes (b) → (c) : Ensuite, une seconde vague d'épidémie va toucher les sujets à risque adjacents aux blocs précédemment contaminés. On procède de la même façon que pour la première épidémie en attribuant aux sujets à risque toujours l'énergie la plus élevée parmi ces blocs contaminés. En continuant comme cela à se propager de proche en proche à chaque itération, les virus contaminent finalement tous les sujets à risques. L'algorithme de groupement des blocs s'arrête donc lorsqu'il n'y a plus un seul bloc sain parmi les blocs sélectionnés. Les groupes de blocs sont alors formés par tous les sujets porteurs d'un même virus, c'est-à-dire contenant la même valeur d'énergie que leur maximum local associé.

Reconstruction des positions d'impact des particules

Une fois que nous avons regroupé les blocs par dépôts d'énergie de chacune des particules détectées, nous pouvons reconstruire les positions exactes \vec{x} de coordonnées (x, y) des points d'impact des particules sur la surface d'entrée du calorimètre. Elles sont données par l'expression suivante :

$$\vec{x} = \frac{\sum_i w_i \cdot \vec{x}_i}{\sum_i w_i}, \quad (3.11)$$

c'est-à-dire par le barycentre des positions centrales \vec{x}_i des blocs i d'un groupe pondérés par leur poids w_i . C'est ce poids qui nous permet de discriminer l'importance donnée aux blocs du groupement pour la reconstruction du point d'impact. En effet, il tient compte du fait que la fraction d'énergie contenue dans les blocs diminue à mesure que l'on s'éloigne du maximum local. On note l'énergie des blocs i par E_i et l'énergie totale du groupement de blocs par E . Ainsi, on pourrait estimer le poids comme $w_i = E_i/E$. Mais puisque la perte transverse d'énergie de la particule dans le calorimètre est exponentielle et que pratiquement la totalité de l'énergie est déposée dans le maximum local, le point d'impact serait toujours reconstruit au centre du maximum local. Afin de réduire l'importance du poids attribué au maximum local et de considérer d'avantage les autres blocs du groupe, on associe une fonction logarithmique aux fractions d'énergies telle que le poids serait défini cette fois par $w_i = \ln(E_i/E)$. Mais les poids obtenus avec l'ajout de cette fonction sont négatifs. Comme nous voulons que les poids soient positifs pour reconstruire le point d'impact de

la particule, nous leur ajoutons une constante W_0 . Elle doit être ajustée pour que la reconstruction soit pertinente. En effet, si sa valeur est trop élevée, la pondération des blocs devient trop uniforme, au contraire en étant trop faible, elle ne suffit plus pour maintenir les poids à des valeurs positives. Au final, lorsque les fractions d'énergie contenues dans les blocs loin du maximum local sont trop faibles pour être compensées par W_0 , les poids normalement négatifs sont alors fixés à zéro :

$$w_i = \max \left\{ 0, \left[W_0 + \ln \left(\frac{E_i}{E} \right) \right] \right\}. \quad (3.12)$$

Les blocs pondérés par zéro ne contribuent pas à la détermination des positions exactes des points d'impact des particules.

Pour résumer, avec cette méthode utilisant les équations (3.11) et (3.12), c'est-à-dire en considérant tous les blocs d'un groupe, on devient plus précis que la taille du maximum local (9 cm^2) pour définir la position de la particule entrant dans le calorimètre. Autrement dit, on gagne en résolution sur la reconstruction des positions dans le calorimètre puisqu'on définit les points d'impact à l'intérieur même des blocs. A cette position \vec{x} mesurée sur la surface du calorimètre, doivent être appliquées deux corrections liées à la position du vertex dans la cible, et à la position du barycentre longitudinal de la gerbe électromagnétique créée par la particule dans le calorimètre.

Correction liée à la position du vertex Sachant que le calorimètre est placé à une distance $L = 1.1 \text{ m}$ de la cible, et que celle-ci mesure 15 cm de long, la position du vertex v_z par rapport au centre de la cible doit être prise en compte pour reconstruire la position $\vec{x} = (x, y)$ du point d'impact d'une particule sur la surface d'entrée du calorimètre (figure 3.12). Jusqu'à maintenant, la position du

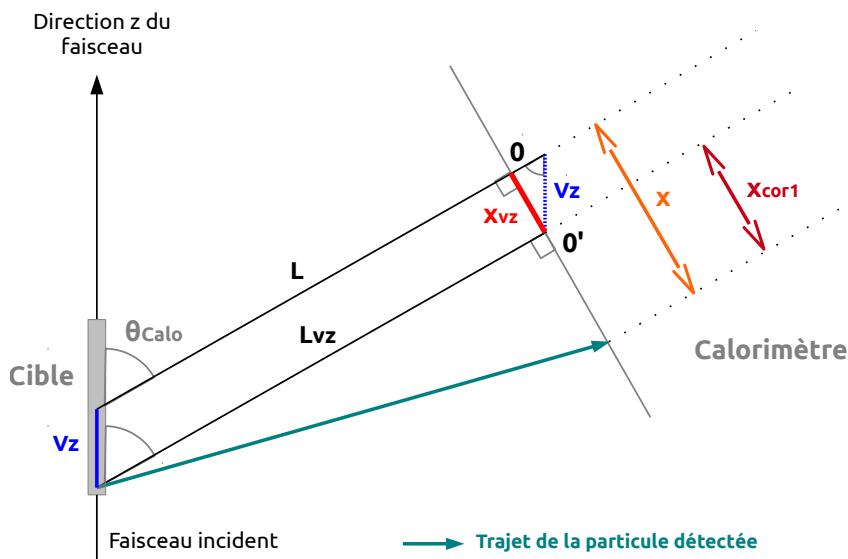


FIGURE 3.12 – Schéma de la correction x_{vz} due à la position v_z du vertex dans la cible à apporter sur la position horizontale du point d'impact x d'une particule dans le calorimètre. La position corrigée du point d'impact est notée x_{cor1} . La longueur L correspond à la distance entre le centre de la cible et le centre O du calorimètre, tandis que la longueur L_{vz} est la distance entre le vertex et la surface du calorimètre. L'angle θ_{Calo} est situé entre l'axe z de la cible et l'axe perpendiculaire au calorimètre passant par son centre O .

point d'impact a été reconstruite par rapport à l'origine 0 de la surface du calorimètre correspondant à la projection du centre de la cible. Mais ce que nous voulons en fait, c'est la position du point d'impact de la particule par rapport à son vertex projeté sur la surface du calorimètre (l'origine $0'$). Aussi, puisque le vertex est situé sur l'axe z de la cible défini par la direction du faisceau, le décalage du point d'impact sur la surface d'entrée du calorimètre est horizontal et noté x_{vz} . Ainsi, la composante horizontale x de la position du point d'impact corrigée du décalage est donnée par :

$$x_{cor1} = x - x_{vz} = x - v_z \sin \theta_{Calo}. \quad (3.13)$$

Correction liée à la position du barycentre de la cascade électromagnétique Jusqu'ici on a reconstruit la position du point d'impact $\vec{x} = (x, y)$ d'une particule comme la position du barycentre de la cascade électromagnétique qu'elle génère dans le calorimètre (figure 3.13). On a considéré dans

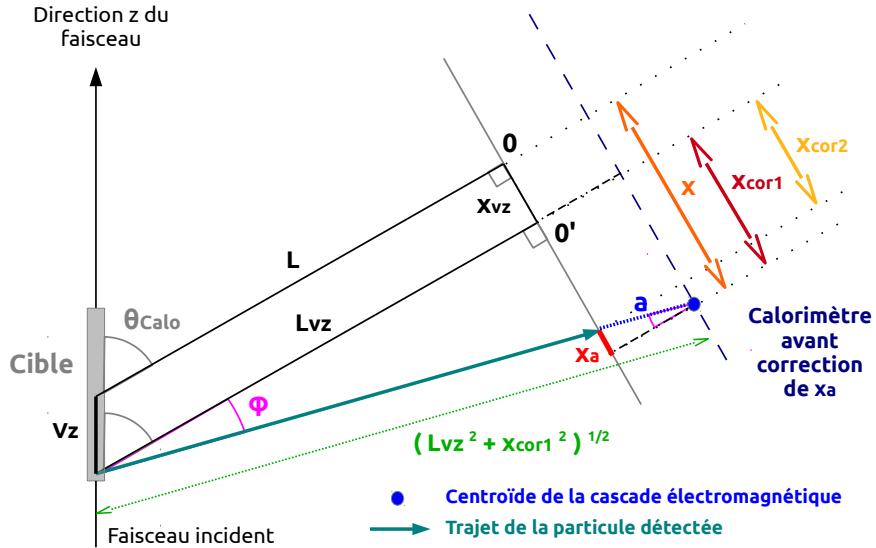


FIGURE 3.13 – Schéma de la correction x_a due à la position du barycentre de la cascade électromagnétique (marqué d'un point bleu) à apporter sur la position horizontale du point d'impact x d'une particule dans le calorimètre. La position corrigée du point d'impact est notée x_{cor2} . Elle est déjà corrigée du décalage x_{vz} lié à la position du vertex. Les longueurs L et L_{vz} et l'angle θ_{Calo} sont expliqués dans la figure 3.12. L'angle φ est défini entre l'axe de projection du vertex sur la surface du calorimètre et la trajectoire de la particule. Le barycentre de la cascade électromagnétique est situé à une distance a par rapport à la surface du calorimètre.

ce cas que le barycentre était situé sur la surface d'entrée du calorimètre. En réalité, le barycentre est situé à une distance \vec{d} de la surface du calorimètre, le long de la trajectoire de la particule. Aussi, le décalage induit par cette distance sur le point d'impact est bidimensionnel. Puisque la figure 3.13 ne représente que le plan horizontal du calorimètre, la distance a correspond à la projection de la distance \vec{d} sur ce plan. La composante horizontale x de la position du point d'impact corrigée de ce décalage horizontal x_a est donnée par :

$$x_{cor2} = x_{cor1} - x_a = x_{cor1} \left[1 - \frac{a}{\sqrt{L_{vz}^2 + x_{cor1}^2}} \right], \quad (3.14)$$

avec :

$$L_{vz} = L + v_z \cos \theta_{Calo}. \quad (3.15)$$

Le décalage x_a est obtenu en faisant intervenir un angle φ , représenté et défini en légende dans la figure 3.13, et qui vérifie les égalités suivantes :

$$\sin \varphi = \frac{x_a}{a} = \frac{x_{cor1}}{\sqrt{L_{vz}^2 + x_{cor1}^2}}. \quad (3.16)$$

En projetant la distance \vec{d} sur le plan vertical du calorimètre, on pourrait trouver de la même façon le décalage vertical du point d'impact de la particule détectée.

3.3.3 Calibrations en énergie du calorimètre

Principe des calibrations

Le but de calibrer le calorimètre est de convertir en énergie les amplitudes A_j^i des impulsions obtenues à partir de l'analyse en forme des signaux ARS. Pour cela, nous cherchons des coefficients

de calibration nous permettant d'ajuster l'énergie que l'on mesure :

$$E_j^m = \sum_{i=0}^{207} C_i \cdot A_j^i, \quad (3.17)$$

à une énergie que nous connaissons qui est notre valeur de référence notée E_j^{ref} . Les coefficients C_i de calibration sont déterminés pour chaque bloc i ($i = 0, 1, \dots, 207$) du calorimètre et de façon à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \left(E_j^{ref} - E_j^m \right)^2. \quad (3.18)$$

Le nombre total d'évènements j est donné par N . La procédure de minimisation se traduit par l'expression suivante :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial C_k} = -2 \sum_{j=1}^N \left[\left(E_j^{ref} - \sum_{i=0}^{207} C_i \cdot A_j^i \right) A_j^k \right] = 0, \quad \forall k = 0, 1, \dots, 207. \quad (3.19)$$

Ce qui nous donne en inversant les sommes sur les blocs i et les évènements j :

$$\sum_{i=0}^{207} \left[\sum_{j=1}^N A_j^i A_j^k \right] C_i = \sum_{j=1}^N E_j^{ref} A_j^k, \quad \forall k = 0, 1, \dots, 207, \quad (3.20)$$

qui peut être exprimé sous la forme d'une équation matricielle :

$$M \cdot C = M'. \quad (3.21)$$

Les matrices obtenues comportent les caractéristiques suivantes :

- M est une matrice symétrique de (208×208) éléments : $M_{ik} = \sum_{j=1}^N A_j^i A_j^k$,
- M' est une matrice colonne de 208 éléments : $M'_k = \sum_{j=1}^N E_j^{ref} A_j^k$.

Ainsi C est une matrice colonne composée des 208 coefficients de calibration que nous obtenons par inversion de la matrice M .

En pratique, nous utilisons deux méthodes de calibration différentes : la calibration élastique et la calibration π^0 . Précisons que des calibrations régulières et fréquentes assurent un suivi continu, au fil de la prise de données, de la qualité des blocs du calorimètre. Elles permettent justement de prendre en compte le noircissement des cristaux avec l'exposition à la radiation au cours de l'expérience. Ce phénomène d'usure est d'ailleurs important à JLab du fait de l'intensité élevée du faisceau.

Calibration élastique

Cette méthode de calibration [68, 70] utilise le processus de diffusion élastique $ep \rightarrow e'p'$ sur la cible LH2 et dont l'électron diffusé est détecté dans le calorimètre et le proton de recul dans le spectromètre (figure 3.14). La configuration expérimentale du processus élastique est différente de celle du DVCS pour laquelle l'électron est détecté dans le spectromètre. Pour cette raison, la polarité du spectromètre pour les runs élastiques est inversée par rapport à ceux DVCS. La calibration élastique requiert donc la prise de runs dédiés lorsque la prise de runs de production DVCS n'est pas en cours.

Trois sessions de prise de données élastiques ont été réalisées durant l'expérience, une au début, une à la fin et une au milieu des trois mois d'expérience. Les deux premières sessions ont permis la prise de runs élastiques à une énergie de faisceau de $E_b = 4.454$ GeV où le calorimètre était placé à un angle $\Theta_{calo} = 24.3^\circ$ par rapport à la ligne de faisceau. La dernière session comportait un faisceau d'énergie $E_b = 5.552$ GeV et l'angle du calorimètre était réglé à $\Theta_{calo} = 22.6^\circ$. De plus, afin d'assurer que tous les blocs collectent du signal et puissent être calibrés, trois réglages différents de l'angle Θ_{LHRS} du spectromètre ont été fixés pour chacune des cinématiques élastiques. Changer l'angle du spectromètre a permis ainsi de couvrir de gauche à droite toute la surface du calorimètre. Aussi, puisque le calorimètre ne pouvait pas être bougé verticalement, la solution pour garantir sa couverture verticale a été de l'éloigner à $d_{calo} = 5.5$ m de la cible par rapport aux runs DVCS.

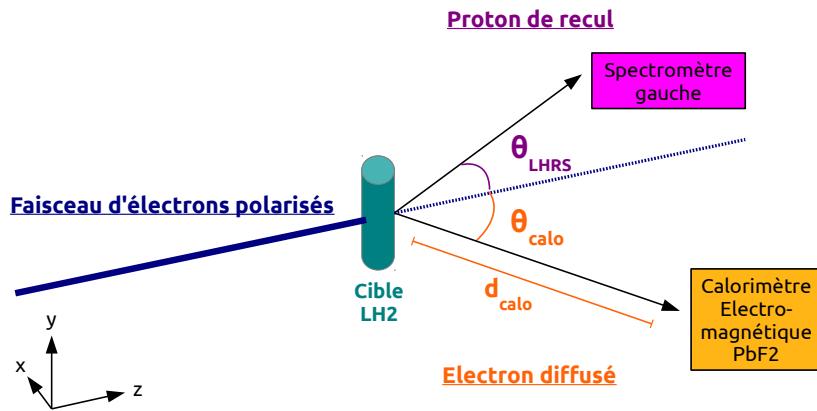


FIGURE 3.14 – Schéma de la configuration élastique dans le Hall A, pour des runs dédiés à la calibration du calorimètre. Les angles Θ_{LHRS} et Θ_{calo} représentent respectivement les angles du spectromètre et du calorimètre par rapport à la ligne de faisceau. La distance entre la cible et le centre du calorimètre est définie par d_{calo} .

Procédure suivie par la méthode élastique Pour un évènement j et considérant la cible au repos, la loi de conservation de l'énergie de la réaction élastique nous permet d'exprimer l'énergie totale de l'électron diffusé par :

$$E_{e'}^j = E_b + M_p - E_{p'}^j, \quad (3.22)$$

avec E_b l'énergie du faisceau, M_p la masse connue du proton et $E_{p'}^j$, l'énergie totale du proton de recul déterminée par le spectromètre avec une haute résolution. L'énergie de l'électron obtenue est ainsi l'énergie de référence $E_{e'}^{ref}$ avec laquelle nous ajustons l'énergie mesurée en canaux ARS dans le calorimètre. Au final, nous obtenons trois séries, pour les trois prises de données élastiques, de 208 coefficients qui minimisent le χ^2 et calibrent les 208 blocs du calorimètre.

Sélection des évènements La signature typique de la diffusion élastique est la corrélation entre angle et impulsion des particules dans le spectromètre. Nous pouvons donc sélectionner les évènements élastiques utiles à cette méthode de calibration en affichant les déviations en impulsions des particules par rapport à l'impulsion centrale du spectromètre dp/p_0 en fonction de leurs angles de déviation $d\theta$ (figure 3.15). En appliquant une coupure 2-dimensions sur le graphique obtenu de manière à délimiter cette corrélation angle-impulsion, on s'assure ainsi de sélectionner les évènements issus du processus de diffusion élastique.

Calibration π^0

Cette méthode [71] utilise la réaction $ep \rightarrow e' p' \pi^0 \rightarrow e' p' \gamma\gamma$ où le π^0 décroît en deux photons. L'avantage de cette méthode est basé sur le fait que les évènements π^0 sont sauvés en même temps que les évènements DVCS pendant la prise de données. En effet, la configuration expérimentale π^0 reste la même : un électron détecté dans le spectromètre plus un signal en coïncidence dans le calorimètre. Par conséquent, des calibrations π^0 peuvent être faites tout au long de l'expérience et ainsi entre les calibrations élastiques, ce qui optimise la calibration du calorimètre durant ces périodes. En revanche, les évènements π^0 sont identifiés comme les évènements à deux groupements de blocs dans le calorimètre, puisque contrairement aux évènements DVCS, deux photons vont être détectés en coïncidence avec l'électron dans le spectromètre.

Procédure suivie par la méthode π^0 La méthode π^0 repose sur le calcul de la valeur de référence de l'énergie du π^0 avec laquelle on ajuste sa valeur mesurée afin de calibrer le calorimètre. La valeur mesurée de l'énergie du pion est obtenue à partir de la détection des deux photons dans le calorimètre. La procédure suivie pour le calcul de la valeur de référence est la suivante.

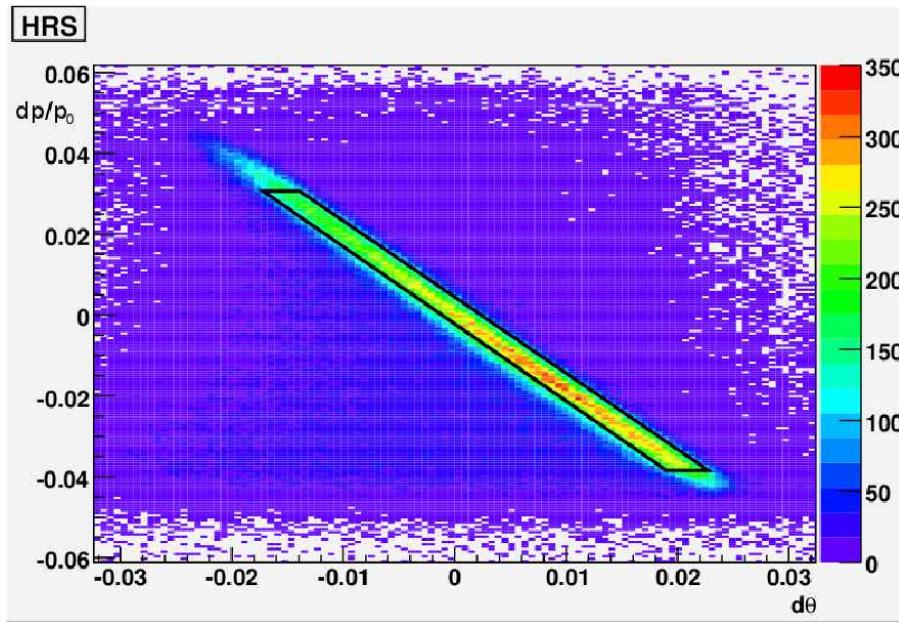


FIGURE 3.15 – Figure illustrant la coupure 2-dimensions appliquée aux déviations en impulsion dp par rapport à l’impulsion central p_0 du spectromètre en fonction de leurs angles de déviation $d\theta$ [68].

Exprimons tout d’abord la masse manquante au carré de la réaction $M_X^2 (ep \rightarrow e'(X)\gamma\gamma)$:

$$M_X^2 = (q_{\gamma^*} + q_p - q_1 - q_2)^2, \quad (3.23)$$

où $q_{\gamma^*}(E_{\gamma^*}, \vec{q}_{\gamma^*})$ est le quadrivecteur énergie-impulsion du photon virtuel obtenu à l’aide de ceux des électrons incident q_e et diffusé $q_{e'}$ tel que $q_{\gamma^*} = q_e - q_{e'}$. De plus, q_p est le quadrivecteur énergie-impulsion du proton au repos, $q_1(E_1, \vec{q}_1)$ et $q_2(E_2, \vec{q}_2)$ sont ceux des photons 1 et 2 issus du π^0 : $q_{\pi^0}(E_{\pi^0}, \vec{q}_{\pi^0})$. Nous exprimons ensuite la masse invariante comme :

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{(q_1 + q_2)^2}. \quad (3.24)$$

Pour le calcul de l’énergie de référence du π^0 , nous fixerons ces variables aux valeurs connues de la masse au carré du proton et de la masse du pion :

$$M_X^2 = (M_p)^2 \simeq (0.938)^2 \text{ GeV}^2, \quad M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0} \simeq 0.135 \text{ GeV}. \quad (3.25)$$

Cela permet à l’énergie de référence d’être déterminée indépendamment des données expérimentales du calorimètre que l’on veut calibrer.

Ensuite, nous faisons intervenir l’énergie du π^0 dans l’expression (3.23) de la masse manquante au carré, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (q_{\gamma^*} + q_p)^2 + M_{\gamma\gamma}^2 - 2(q_{\gamma^*} + q_p)(q_1 + q_2), \\ M_X^2 &= (q_{\gamma^*} + q_p)^2 + M_{\gamma\gamma}^2 - 2(E_{\gamma^*} + M_p)E_{\pi^0} + 2\vec{q}_{\gamma^*} \cdot \vec{q}_{\pi^0}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Dans le but de déterminer la valeur de référence de l’énergie du π^0 , nous utilisons sa position définie au niveau du calorimètre par son angle θ par rapport au photon virtuel. L’expression de l’angle θ s’écrit :

$$\cos \theta = \frac{\vec{q}_{\gamma^*} \cdot \vec{q}_{\pi^0}}{\|\vec{q}_{\gamma^*}\| \cdot \|\vec{q}_{\pi^0}\|}. \quad (3.27)$$

On remarque qu’elle fait intervenir le vecteur impulsion du pion \vec{q}_{π^0} obtenue à partir des quadrivecteurs énergie-impulsion q_1 et q_2 des photons détectés dans le calorimètre. Puisque leurs énergies

mesurées dépendent des résultats de la calibration, le calcul de l'angle θ et de l'énergie de référence du π^0 va lui aussi dépendre de la calibration. Par conséquent, afin de fixer cette valeur de référence E_{π^0} et de stabiliser la calibration π^0 , nous devrons répéter plusieurs fois sa procédure. Après plusieurs itérations, les coefficients π^0 devraient en effet converger.

Pour finir, l'expression (3.26) de la masse manquante au carré peut être exprimée en fonction de l'angle θ de la façon suivante :

$$M_X^2 = (q_{\gamma^*} + q_p)^2 + M_{\gamma\gamma}^2 - 2(E_{\gamma^*} + M_p)E_{\pi^0} + 2\|\vec{q}_{\gamma^*}\| \sqrt{E_{\pi^0}^2 - M_{\gamma\gamma}^2} \cos \theta. \quad (3.28)$$

Nous obtenons alors une équation quadratique de la masse manquante au carré en fonction de l'énergie du π^0 :

$$aE_{\pi^0}^2 + bE_{\pi^0} + c = 0, \quad (3.29)$$

où a , b et c sont les facteurs suivants :

$$\begin{aligned} a &= 4(E_{\gamma^*} + M_p)^2 - 4\|\vec{q}_{\gamma^*}\|^2 \cos^2 \theta, \\ b &= 4(E_{\gamma^*} + M_p) \left[M_X^2 - (q_{\gamma^*} + q_p)^2 - M_{\gamma\gamma}^2 \right], \\ c &= 4M_{\gamma\gamma}^2 \|\vec{q}_{\gamma^*}\|^2 \cos^2 \theta + \left[M_X^2 - (q_{\gamma^*} + q_p)^2 - M_{\gamma\gamma}^2 \right]^2. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Dans le cas où $b^2 - 4ac > 0$, on obtient deux valeurs d'énergie du π^0 qui sont toutes les deux physiques mais dont seulement une correspond à l'événement que l'on étudie. Pour sélectionner la valeur qui nous intéresse, nous choisissons celle des deux qui est la plus proche de la valeur d'énergie du pion $E_{\pi^0}^m$ que l'on mesure avec les données du calorimètre. La valeur E_{π^0} finalement sélectionnée correspond donc à l'énergie de référence $E_{\pi^0}^{ref}$ avec laquelle on va ajuster $E_{\pi^0}^m$ et déduire les coefficients π^0 calibrant chacun des blocs du calorimètre. Remarquons qu'elle est déterminée avec précision puisqu'elle est calculée avec les données du photon virtuel obtenues par le spectromètre avec une haute résolution et les masses connues du proton au carré et du pion (éq. (3.25)). Surtout, son calcul ne fait intervenir que les données en position du pion obtenues par le calorimètre avec une très bonne résolution (2 – 3 mm).

Notons que nous gardons la masse du proton au carré pour la calibration de tous les runs, même ceux pris avec la cible LD2 (pour les données neutrons). En effet lorsque l'électron incident va diffuser sur la cible LD2, les contributions incohérentes p-DVCS et n-DVCS vont toutes deux participer à la section efficace totale DVCS et une calibration du calorimètre pour les deux canaux de diffusions seraient souhaitée. Mais puisqu'on ne peut pas expérimentalement attribuer chacun des événements à un de ces canaux de diffusion, et puisque la contribution du proton au processus DVCS est plus élevée que celle du neutron, on considère la masse du neutron égale à celle du proton. Cela est valable puisque l'écart d'environ 1 MeV entre les masses du neutron et du proton est négligeable par rapport aux énergies de l'expérience.

Création des groupes de calibration Selon l'équation (3.21), nous trouvons les coefficients de calibration en inversant la matrice symétrique M . Son inversion n'est possible que si son déterminant est non nul. Mais la matrice M est particulière puisqu'un seul bloc i vide $\sum_{j=1}^N A_j^i = 0$ implique que tous les éléments de matrice de la colonne i correspondant à ce bloc soient vides $\sum_{j=1}^N A_j^i A_j^k = 0$. Dans ce cas, le déterminant de M devient nul et la procédure de calibration impossible à réaliser. Par conséquent, on doit s'assurer que tous les blocs du calorimètre contiennent au moins un minimum de dépôt d'énergie. Ainsi, nous devons accumuler assez de statistique afin de réaliser la calibration. Pour cela, nous devons rassembler assez de runs sur une période plus longue de prise de données, nous créons alors des groupes de calibration. Bien que ces groupes doivent être assez gros en quantité de données et longs en temps de prise de données, nous les voulons nombreux pour garder un suivi aussi continu que possible de la calibration du calorimètre.

Pour la formation de ces groupes de calibration, en plus de ce compromis sur la quantité des données, les changements de configurations de l'expérience durant la prise de données ont été pris

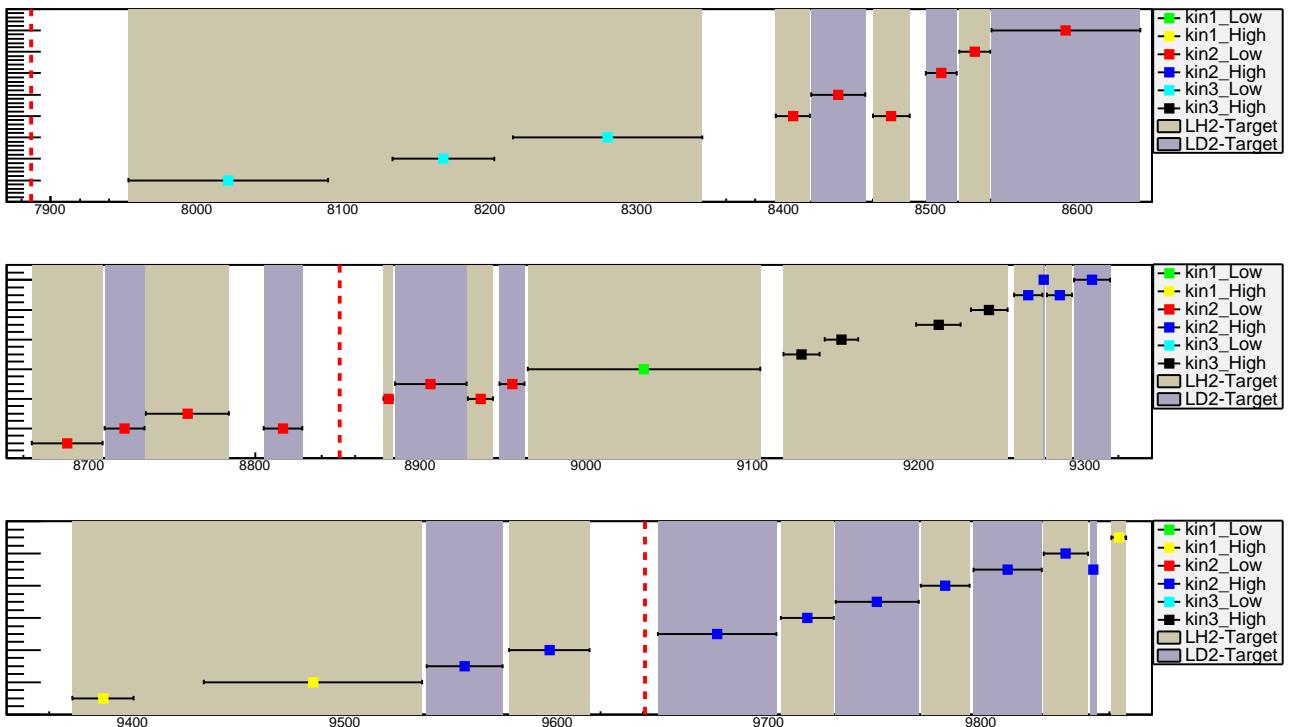


FIGURE 3.16 – En fonction du numéro du run (suivant la chronologie de la prise de données) figurent les groupes de runs définis pour la calibration π^0 . L'abscisse représente la prise de données établie sur 3 niveaux et suivant l'ordre croissant des numéros des runs. L'axe vertical est arbitraire, c'est-à-dire qu'il nous sert juste à repérer les groupes de calibration comme étant tous les runs compris dans les intervalles de même ordonnées (situés sur une même ligne horizontale marquée d'un carré de la couleur de leur cinématique correspondante). Les zones en gris et beige indiquent les changements de cibles. Les lignes verticales rouges représentent les runs dédiés à la calibration élastique.

en compte (figure 3.16). En d'autres termes, nous avons regroupé les runs d'une même cinématique entre eux, mais seulement dans le cas où un changement de cinématique ne s'est pas présenté entre temps. Dans cette logique, nous avons séparé des runs même s'ils appartenaient à la même cinématique lorsqu'un arrêt assez important de la prise de données DVCS s'est produit. Ceci inclut les pauses intervenues durant la prise de données pour la prise de runs élastiques ou simplement des runs pour des réglages (position du faisceau sur la cible par exemple) survenus pendant l'expérience. Pour finir, tout comme les changements de cinématiques, on a considéré les changements de cibles pour la séparation des groupes de runs utilisés pour la calibration. Au final, nous avons créé 31 groupes de calibration contenant environ 1 à 2 jours de données chacun.

Sélection des événements Afin de réaliser la calibration π^0 , nous devons sélectionner parmi les données les événements π^0 à deux groupes de blocs ou deux photons dans le calorimètre. Pour cela, nous fixons un seuil en énergie de 0.2 GeV pour l'énergie minimum déposée par chacun des photons dans le calorimètre. Lorsque les signaux ARS comportent deux impulsions, on sélectionne celle qui est la plus proche en temps de la détection de l'électron dans le spectromètre. Afin d'assurer que les énergies des deux photons soient bien reconstruites, autrement dit que tous les blocs d'un même groupe soient contenus dans le calorimètre, on sélectionne les événements dont les centres des deux groupes se situent à plus d'un bloc des bords du détecteur. On se limite donc à des groupes de blocs situés dans la zone du calorimètre de dimensions : $-21.5 \text{ cm} < X < 12.2 \text{ cm}$ et $-21.4 \text{ cm} < Y < 21.5 \text{ cm}$.

En plus de sélectionner les événements π^0 au niveau du calorimètre, on s'assure que ces événements sont bien reconstruits au niveau du vertex en ne gardant que les événements pour lesquels le vertex est situé dans la cible de 15 cm. De la même façon, les événements π^0 sont sélectionnés si l'électron diffusé est bien reconstruit dans le spectromètre. On fixe pour cela l'acceptance mini-

male du spectromètre à l'aide de la R-fonction (expliquée dans la section 3.2.3) par une valeur de $rval > 0.005$.

Pour finir, afin de retirer les événements correspondants au bruit de fond, nous appliquons une coupure à $\pm 3\sigma$ autour de la masse invariante que l'on considère à la valeur connue de la masse du pion $M_{\gamma\gamma} = 0.135 \text{ GeV}$ (figure 3.17). On obtient une coupure fixe pour la sélection des événements

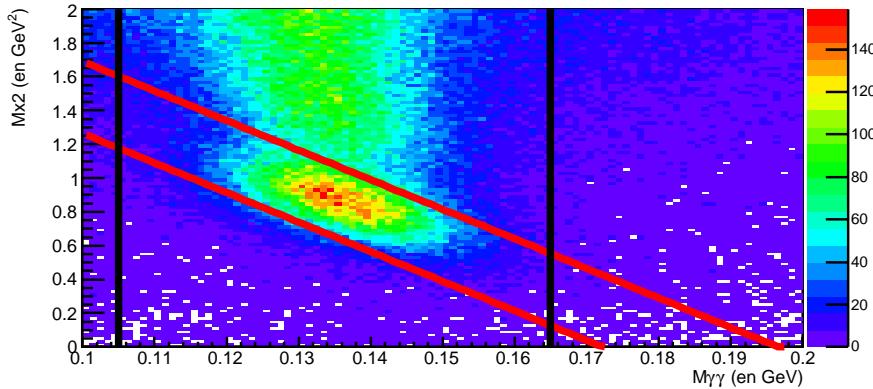


FIGURE 3.17 – Figure montrant la corrélation entre M_X^2 (en ordonnée) et $M_{\gamma\gamma}$ (en abscisse). La coupure sur la masse invariante (lignes noires) et la coupure 2-dimensions sur la masse manquante au carré (lignes rouges) sont représentées.

compris dans l'intervalle : $0.105 \text{ GeV} < M_{\gamma\gamma} < 0.165 \text{ GeV}$. Toujours dans le but d'exclure les événements parasites à la calibration, une coupure 2-dimensions sur la masse manquante au carré a été effectuée. Elle tient compte de la corrélation entre la masse manquante au carré et la masse invariante. Les expressions (3.23) et (3.24) montrent que si l'énergie-impulsion des photons q_1 et q_2 augmente, $M_{\gamma\gamma}$ tendra à augmenter mais M_X^2 deviendra plus faible et inversement. On sélectionne pour cette coupure les événements compris entre des valeurs fixes (équivalentes à environ $\pm 1.3\sigma$) autour du pic obtenu après rotation de la masse manquante au carré : $3.014 < M_X^2 + 17.5 \cdot M_{\gamma\gamma} < 3.44$. Le facteur 17.5 correspond à la pente de la coupure.

Résultats de la calibration Lorsque la procédure de calibration est achevée, l'amplitude d'une impulsion j dans un bloc i du calorimètre est convertie en unité d'énergie suivant l'expression :

$$E_j^i = A_j^i \cdot C_i^{e'} \cdot C_i^{\pi^0}, \quad (3.31)$$

où $C_i^{e'}$ et $C_i^{\pi^0}$ sont respectivement les coefficients élastiques et π^0 . En considérant les coefficients de n itérations, l'amplitude convertie s'exprime de manière générale :

$$E_j^i (\text{n itération}) = A_j^i \cdot C_i^{e'} \cdot C_i^{\pi^0}(1) \cdot C_i^{\pi^0}(2) \dots C_i^{\pi^0}(n). \quad (3.32)$$

Afin d'assurer qu'elle soit stable, nous avons réalisé la calibration sur 16 itérations. Nous avons tenu compte pour toutes ces itérations des coefficients élastiques, auxquels nous avons multiplié à chaque nouvelle itération le produit des coefficients π^0 des itérations précédentes. Comme on le voit sur l'exemple de la figure 3.18, les coefficients π^0 sont par conséquent des corrections aux coefficients élastiques et doivent avoir des valeurs autour de 1. Aussi, comme on s'attendrait à le voir, les coefficients dévient de la valeur 1 à mesure que l'on s'éloigne des périodes de prises de données des runs élastiques. Des valeurs $C_i^{\pi^0} > 1$ signifient que la calibration élastique sous-estime la conversion entre unités amplitude-énergie de canaux ARS à GeV. Au contraire, des valeurs $C_i^{\pi^0} < 1$ signifient que les coefficients $C_i^{e'}$ ont été surestimés.

Dans le but de vérifier si la calibration a été réalisée avec succès, nous comparons avant et après calibration (après ses 16 itérations) la masse manquante au carré M_X^2 et la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ pour chaque groupe de calibration. Nous les comparons aussi aux valeurs que nous leur avons

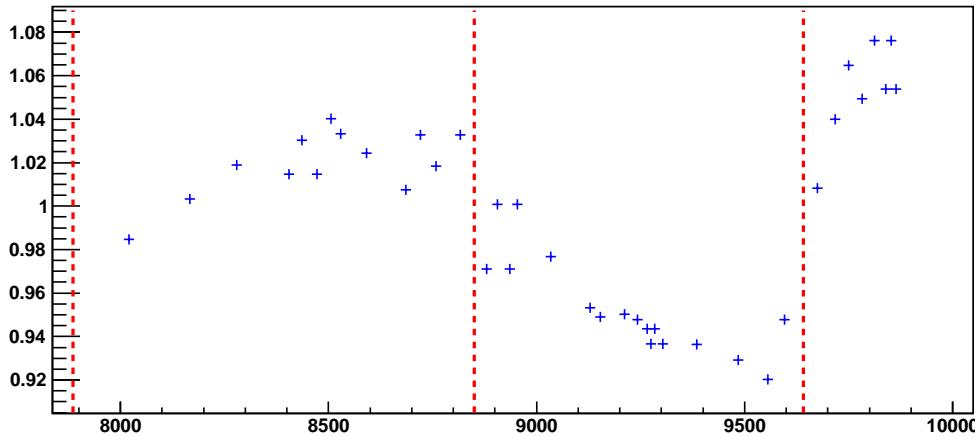


FIGURE 3.18 – Exemple des coefficients de calibrations (produit des coefficients des 16 itérations) pour un bloc au centre du calorimètre en fonction du numéro du run (suivant la chronologie de la prise de données). Les lignes pointillées rouges correspondent aux trois sessions de prises de données de runs élastiques.

attribuées pour le calcul de l'énergie de référence de l'éq. (3.25). Précisons que les spectres en M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ obtenus pour l'ensemble des événements d'un groupe de calibration possèdent chacun un pic d'allure gaussienne. Afin de réaliser ces comparaisons, nous les ajustons donc par une distribution gaussienne pour déterminer leurs positions et largeurs (figure 3.19).

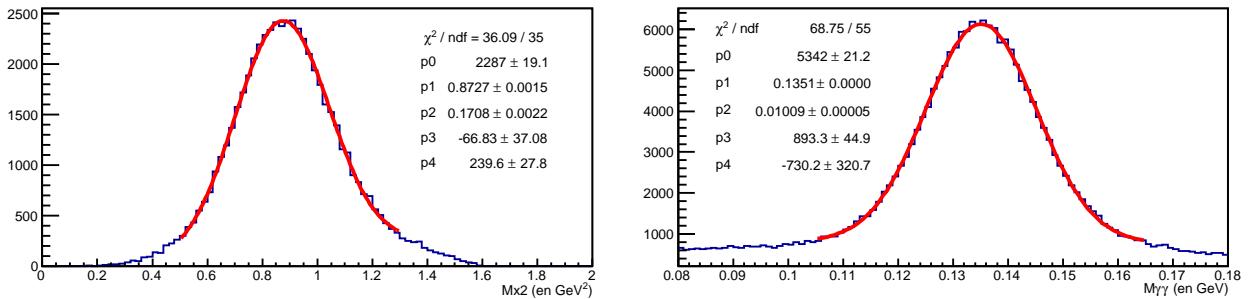


FIGURE 3.19 – Exemple d'ajustement par une gaussienne des pics de M_X^2 (à gauche) et $M_{\gamma\gamma}$ (à droite) sur les spectres obtenus pour un groupe de calibration.

Les résultats obtenus montrent que les maximums après calibration dans les spectres en M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ sont décalés par rapport à ceux avant calibration (figure 3.20). Surtout, ces maximums après calibration se sont nettement rapprochés des valeurs de masses attendues. On peut en conclure que la procédure de calibration a fonctionné. De plus, on constate une légère amélioration sur la largeur des pics de M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ après calibration. En effet, en ajustant les valeurs de tous les groupes de calibration par une droite, représentant alors la largeur moyenne de tous les pics, on remarque que celle-ci est plus étroite après calibration.

Pour finir, il est intéressant de comparer les positions des pics avant et après calibration, cela pour chaque groupe de calibration, mais en fonction de la cinématique à laquelle ils appartiennent et de la cible (figure 3.21). On remarque ainsi que les fluctuations des positions, que ce soit avant ou après calibration pour les groupes des cinématiques Kin2Low et Kin2High, sont dues aux changements des cibles lors de l'expérience. Nous pouvons aussi comparer l'efficacité de la calibration entre les cinématiques. Par exemple au niveau de $M_{\gamma\gamma}$, il semblerait que la calibration ait mieux réussi sur les cinématiques Kin1High et KinII que sur les cinématiques Kin1Low et KinIII. Mais on constate que toutes ont été améliorées si l'on considère la variable M_X^2 .

Comparaison des résultats Dans le but de vérifier la fiabilité de la calibration π^0 , les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux d'une analyse parallèle [72]. Naturellement, les mêmes contraintes doivent être appliquées sur les deux analyses. Ainsi, le nombre et la taille des groupes de

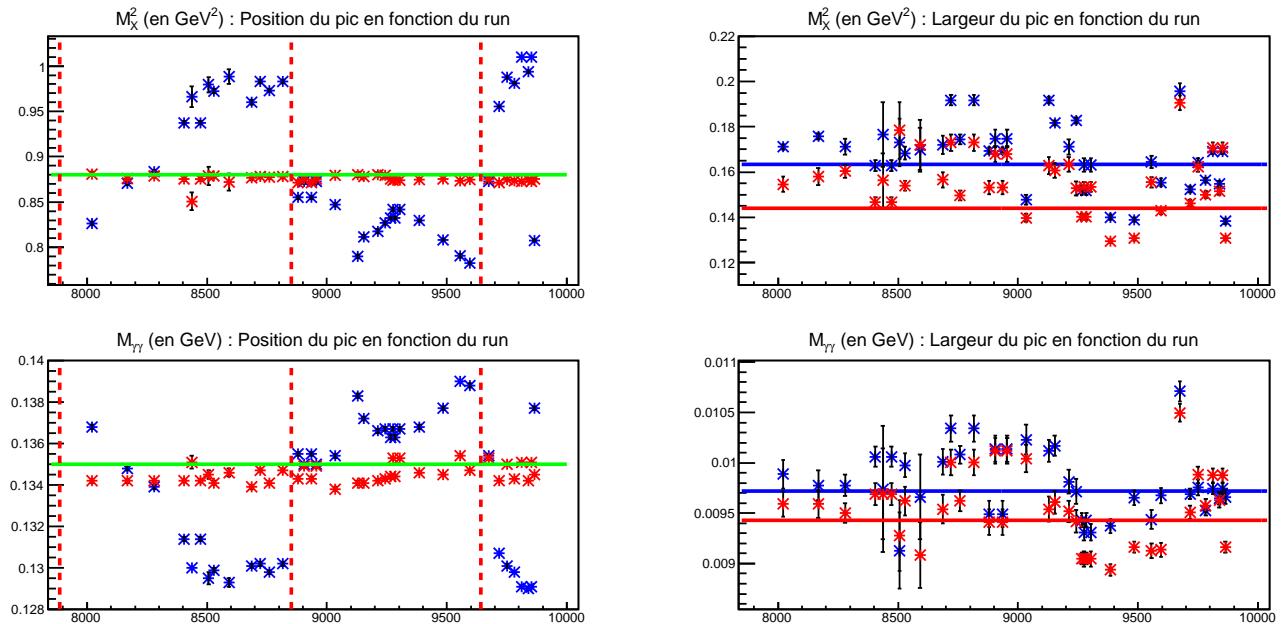


FIGURE 3.20 – Comparaison avant calibration (en bleu) et après calibration (en rouge) des positions (colonne de gauche) et largeurs (colonne de droite) des pics de M_X^2 (ligne du haut) et $M_{\gamma\gamma}$ (ligne du bas), en fonction du numéro du run. Les lignes horizontales bleues (avant calibration) et rouges (après calibration) correspondent chacune à l'ajustement par une droite des largeurs des pics (colonne de droite) de tous les groupes de calibration. Les lignes horizontales vertes indiquent les valeurs attendues de M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ après calibration. Les lignes verticales rouges représentent les runs dédiés à la calibration élastique.

calibration, ainsi que le nombre d’itérations, ont été choisis aussi proches que possible d’une analyse à l’autre. Les coefficients élastiques intégrés initialement à la calibration π^0 sont les mêmes dans les deux analyses. Et la sélection des événements est identique entre les deux analyses, à la seule différence que les coupures sur la masse invariante et la coupure 2-dimensions sur la masse manquante au carré sont fixes dans notre cas, mais variables dans l’analyse parallèle. En effet, à chaque nouvelle itération, de nouveaux spectres en masse sont créés et de nouveaux pics gaussiens de positions et largeurs différentes sont formés. En appliquant une coupure à $\pm 3\sigma$ autour des pics de $M_{\gamma\gamma}$ et une coupure 2-dimensions sur les pics en : $M_X^2 + 17.5 \cdot M_{\gamma\gamma}$, les valeurs des coupures de l’analyse parallèle changent à chaque itération.

Les résultats de la comparaison révèlent que les deux calibrations améliorent les positions des pics en M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ plus proches des valeurs attendues (figure 3.22). On remarque toutefois qu’ils diffèrent d’une analyse à l’autre de moins de 2% pour M_X^2 et de moins de 1% pour $M_{\gamma\gamma}$. Nous pouvons noter également que les résultats de notre analyse sont plus proches de la valeur attendue pour $M_{\gamma\gamma}$, mais que les deux analyses semblent situées à égales distances de celle en M_X^2 . Nous pouvons conclure qu’il est impossible d’admettre une des calibrations comme étant meilleure que l’autre. Nous garderons par la suite les résultats de notre calibration pour l’analyse des données.

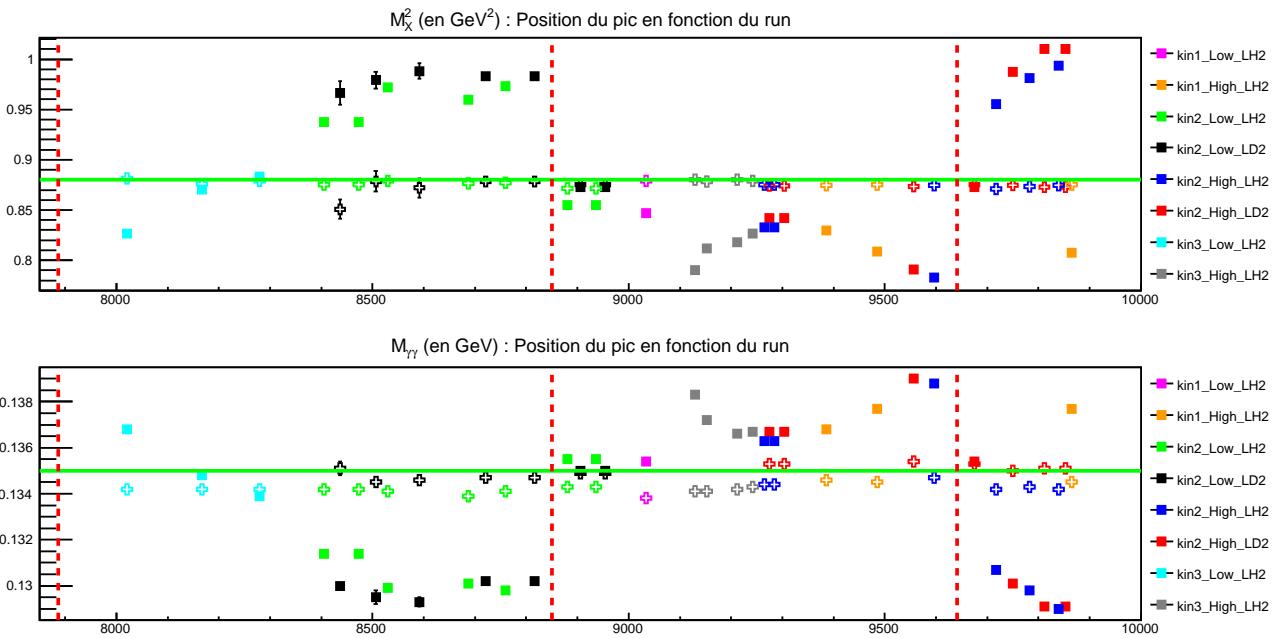


FIGURE 3.21 – Comparaison avant calibration (carrés) et après calibration (étoiles) des positions des pics de M_X^2 (haut) et $M_{\gamma\gamma}$ (bas), en fonction du numéro du run. La comparaison est faite en fonction des différentes cinématiques et cibles repérées par un code couleur. Les lignes horizontales vertes indiquent les valeurs attendues de M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ après calibration. Les lignes verticales rouges représentent les runs dédiés à la calibration élastique.

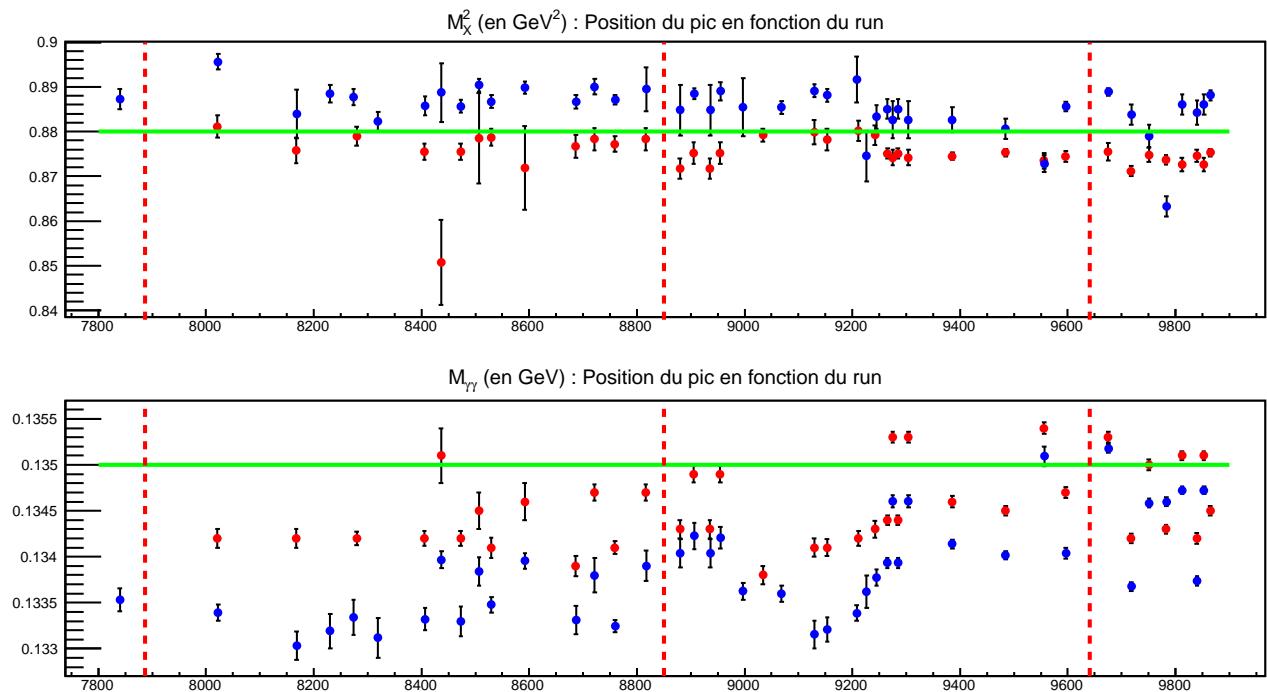


FIGURE 3.22 – Comparaison des positions des pics de M_X^2 (en haut) et $M_{\gamma\gamma}$ (en bas) obtenues après calibration avec notre analyse (en rouge) et celles de la seconde analyse [72] (en bleu) en fonction du numéro du run. Les lignes horizontales vertes indiquent les valeurs attendues de M_X^2 et $M_{\gamma\gamma}$ après calibration. Les lignes verticales rouges représentent les runs dédiés à la calibration élastique.

Sélection des Données d'Analyse de l'Expérience

4.1 Sélection des Evènements DVCS

L'ensemble des données acquises durant l'expérience, et qui n'ont pas été rejetées après contrôle de leur qualité, représentent nos données brutes. Rappelons qu'elles correspondent à la détection d'un ou plusieurs photons dans le calorimètre en coïncidence avec l'entrée d'un électron dans le spectromètre. Elles sont donc issues de la réaction $eN \rightarrow e'\gamma X$ et comprennent aussi bien des évènements du processus d'électroproduction de photons $eN \rightarrow e'N'\gamma^1$, que des contaminations du type $eN \rightarrow e'N'\gamma X$ et $eN \rightarrow e'N'\gamma\gamma$. Une autre contribution au bruit de fond du processus DVCS est présente parmi les données brutes lorsque les photons des évènements acquis ne proviennent pas du même vertex de réaction que l'électron. Pour la sélection des évènements DVCS que l'on veut analyser, il faudra donc soustraire des données brutes les différentes contributions au bruit de fond du DVCS.

4.1.1 Soustraction des contaminations du DVCS

Les canaux associés au DVCS

Lors de l'expérience, les évènements des réactions $eN \rightarrow e'N'\gamma X$ sont confondus avec ceux du DVCS $eN \rightarrow e'N'\gamma$ puisqu'on détecte uniquement l'électron diffusé et le photon final. Ces évènements qu'on qualifie alors d'évènements associés au DVCS, sont des contaminations du processus DVCS que l'on doit supprimer de nos données brutes. Parce qu'il y a conservation de l'énergie-impulsion au cours de la réaction $e(k)N(p_1) \rightarrow e'(k')\gamma(q_2)X$, on utilise la masse manquante au carré : $M_X^2 = (k + p_1 - k' - q_2)^2$ pour reconstruire la masse au carré du produit de la réaction non détecté X . Ainsi les évènements pour lesquels M_X^2 est autour de la masse au carré du nucléon correspondent aux évènements DVCS. Ceux pour lesquels M_X^2 est supérieur à 1.15 GeV^2 correspondent à des évènements associés au DVCS. Ceux en particulier qui définissent cette valeur limite sont issus de la réaction $eN \rightarrow e'N'\gamma\pi^0 \rightarrow e'N'\gamma\gamma\gamma$ qui est un canal de production de π^0 et dont M_X^2 est donné par :

$$M_X^2 = (M_N + M_{\pi^0})^2 \sim 1.15 \text{ GeV}^2. \quad (4.1)$$

Afin de supprimer le bruit de fond dû aux canaux de contamination du DVCS, nous appliquons sur les données une coupure définie à cette valeur maximale de $M_X^2 < 1.15 \text{ GeV}^2$.

Les contaminations π^0

Parmi les évènements $eN \rightarrow e'N'\gamma X$ acquis durant la prise de données, une contamination n'a pas été supprimée par la coupure : $M_X^2 < 1.15 \text{ GeV}^2$. Il s'agit en effet de la réaction $eN \rightarrow e'N'\pi^0 \rightarrow e'N'\gamma\gamma$ dont M_X^2 est équivalent à celui du DVCS. Ce sont en fait des évènements d'électroproduction de π^0 , les mêmes que l'on a utilisé pour réaliser la méthode de calibration π^0 du calorimètre.

1. On nommera les évènements issus du processus $eN \rightarrow e'N'\gamma$ par abus de langage "évènements DVCS" de façon à alléger le texte de ce chapitre.

On les différencie des événements DVCS parce qu'ils décroissent en deux photons que l'on détecte dans le calorimètre. Il arrive cependant qu'ils contaminent le canal DVCS lorsqu'un des photons n'a pas pu être détecté. Ce cas se présente soit parce qu'il est émis avec un angle trop large pour atteindre la surface du détecteur, soit parce que son énergie est trop faible pour dépasser un seuil en énergie. La figure 4.1 permet de schématiser le problème. Du point de vue du centre de

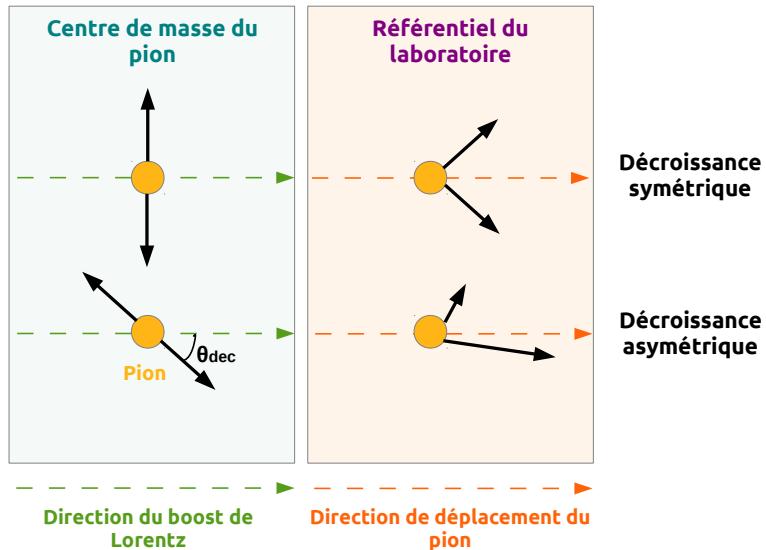


FIGURE 4.1 – Boost de Lorentz appliqué sur la décroissance du π^0 lors du changement de référentiel entre celui du centre de masse du pion et celui du laboratoire. La décroissance du pion peut être symétrique (ligne du haut) ou asymétrique (ligne du bas).

masse du pion où il apparaît immobile, sa décroissance est isotrope et les deux photons sont ´émis à 180° l'un de l'autre. Au passage du centre de masse au référentiel du laboratoire où le π^0 est en mouvement, le Boost de Lorentz va projeter les photons dans la direction de son vecteur impulsion. La décroissance qui en résulte peut être :

- **symétrique** si l'axe des photons ´émis dans le centre de masse est perpendiculaire à la direction du Boost. Ils portent alors chacun la moitié de l'énergie du pion et on les détecte dans le calorimètre.
- **asymétrique** si l'axe des photons décrit un angle θ_{dec} avec la direction du Boost diff  rent de 90°. Ils se partagent alors in  g  alement l'énergie du pion. Le photon portant la fraction d'énergie la plus faible est ´émis à large angle par rapport à la direction du Boost et n'est pas détecté. Plus l'angle θ_{dec} est faible, plus les chances de détecter les deux photons deviennent faibles.

Dans tous les cas, que l'on détecte un seul ou les deux photons issus du π^0 , l'énergie de chacun d'eux est inférieure à celle d'un photon DVCS. Le seuil minimum d'énergie qui était fixé à 1 GeV pour des v  nements à un dépôt d'énergie est alors diminué à 0.5 GeV pour assurer la sélection des v  nements π^0 .

La méthode utilisée pour soustraire des données brutes les contaminations π^0 à un seul photon détecté consiste à calculer cette contribution par une simulation Monte Carlo. La procédure suivie dans la simulation est la suivante :

1. Elle consiste dans un premier temps à trier les v  nements à un photon n_γ de ceux à deux photons $n_{\gamma\gamma}$ issus des données brutes $n_{\gamma X}$.
2. A partir des v  nements à deux photons $n_{\gamma\gamma}$, nos "v  nements π^0 pères", nous g  nerons pour chacun d'eux, n_{dec} décroissances aléatoires dans leurs centres de masse. Elles sont uniformément générées dans le repère sphérique dont l'angle polaire θ_{dec} vérifie : $\cos(\theta_{dec}) \in [-1, 1]$, et dont l'angle azimutal est défini par : $\phi_{dec} \in [0, 2\pi]$.
3. Nous passons ensuite dans le référentiel du laboratoire en appliquant le Boost de Lorentz sur l'ensemble des photons générés.

4. Nous les projetons finalement sur la surface du calorimètre. Cette dernière étape prend en compte la profondeur à laquelle se créent les gerbes électromagnétiques dans le calorimètre (~ 7 cm), ainsi que la distance du vertex de réaction par rapport au centre de la cible.

A l'issue de la simulation, nous obtenons sur les n_{dec} décroissances, pour chacun des π^0 pères, les nombres d'événements suivants :

- ▷ n_0 : lorsqu'aucun photon n'a été détecté,
- ▷ n_1 : lorsqu'un photon a été détecté,
- ▷ n_2 : lorsque deux photons ont été détectés,

avec $n_0 + n_1 + n_2 = n_{dec}$.

Nous devons ensuite normaliser le nombre n_1 de contaminations π^0 à un photon détecté pour les soustraire des n_γ données brutes à un photon détecté. Nous devons d'abord tenir compte du fait que nous avons généré n_{dec} décroissances aléatoires à partir de chaque π^0 pères en pondérant les n_1 contaminations d'un premier facteur :

$$f_1 = \frac{1}{n_{dec}}. \quad (4.2)$$

Aussi, puisque les π^0 pères à partir desquels on génère les décroissances aléatoires ne représentent qu'une portion $n_{\gamma\gamma}$ des données brutes $n_{\gamma X}$, on normalise les n_1 contaminations d'un second facteur :

$$f_2 = \frac{1}{n_{\gamma\gamma}/n_{\gamma X}} = \frac{1}{n_2/n_{dec}}. \quad (4.3)$$

Le poids total à appliquer au nombre n_1 de contaminations π^0 pour les normaliser et les soustraire est finalement de $1/n_2$:

$$W = f_1 \cdot f_2 = \frac{1}{n_{dec}} \cdot \frac{n_{dec}}{n_2} = \frac{1}{n_2}. \quad (4.4)$$

4.1.2 Soustraction des événements fortuits

Pendant l'expérience, des photons atteignent en permanence le calorimètre, mais uniquement ceux détectés en coïncidence avec l'électron nous intéressent puisque parmi eux sont présents les photons du DVCS. Nous avons déjà vu comment supprimer les canaux associés aux DVCS et les contaminations π^0 . A présent, parmi les photons restants qui se trouvent en coïncidence avec les événements DVCS, ceux qui ne proviennent pas du même vertex de réaction constituent la dernière contribution au bruit de fond que l'on doit éliminer des données brutes. On les qualifie d'événements fortuits ou de coïncidences fortuites.

Sachant que des photons sont détectés en continu dans le calorimètre, la distribution en temps d'arrivée des fortuites est uniforme sur toute la fenêtre d'acquisition des événements du calorimètre. La méthode utilisée pour supprimer les fortuites consiste alors à les sélectionner dans une fenêtre de 6 ns hors-coïncidence où les événements DVCS sont absents. A partir des impulsions sélectionnées dans cette fenêtre, le groupement des blocs est réalisé et les temps moyens d'arrivée des photons détectés sont reconstruits :

$$t_m = \frac{\sum_i E_i \cdot t_i}{\sum_i E_i}. \quad (4.5)$$

Ils correspondent à la moyenne des temps d'arrivée de chaque impulsion dans chacun des blocs i qui ont été regroupés par dépôts d'énergies, pondérés par leurs énergies associées E_i .

Notons que la taille de la fenêtre dans laquelle nous déterminons les temps moyens d'arrivée des photons a été fixée à 6 ns pour sélectionner des impulsions à $\pm 3\sigma$ de la résolution en temps du calorimètre de ~ 1 ns. La fenêtre dite "en coïncidence" est celle centrée, lors de l'analyse en forme des signaux ARS, autour de $t = 0$ ns correspondant à l'arrivée de l'électron dans le spectromètre. Les photons en coïncidence avec l'électron sont donc détectés dans le calorimètre dans un intervalle de temps compris entre $[-3, 3]$ ns. De plus, on parlera de photons détectés "en temps" lorsque leurs temps d'arrivée dans le calorimètre sont compris dans la même fenêtre de 6 ns.

Parmi nos données brutes, plusieurs types de fortuites sont présentes :

- ▷ $acc1$: les "fortuites du DVCS" à un dépôt d'énergie,
- ▷ $acc2$: les "fortuites des π^0 " à deux dépôts d'énergies.

Les fortuites du DVCS sont directement soustraites des événements à un photon n_γ . En revanche, nous avons utilisé trop d'événements à deux photons $n_{\gamma\gamma}$ pour la soustraction des contaminations π^0 . Ces π^0 pères comptaient en effet des fortuites à deux dépôts d'énergies que l'on doit rajouter en évaluant leur contribution à un photon détecté.

Afin d'illustrer les différents cas de fortuites $acc2$, il est possible de représenter le temps moyen d'arrivée d'un photon dans le calorimètre en fonction du temps moyen d'arrivée du second (figure 4.2). On remarque que la zone centrale en coïncidence avec les électrons déclencheurs de l'ac-

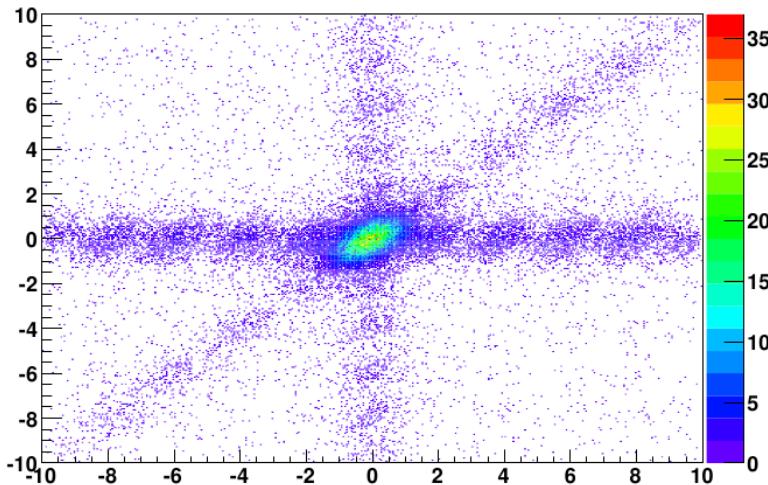


FIGURE 4.2 – Temps moyen d'arrivée (en ns) d'un photon dans le calorimètre en fonction de celui du second photon pour des événements à deux dépôts d'énergies [73].

quisition des événements concentre la plus grande partie de ces données. Cette zone contient les événements π^0 pères ainsi que les fortuites que l'on retrouve hors-coïncidences dans les trois bandes de statistiques plus élevées et dispersées de part et d'autre de la figure 4.2. Elles correspondent aux trois cas suivants :

- ▷ $\pi^0 acc$: les deux photons sont détectés en temps l'un par rapport à l'autre et hors-coïncidence avec l'électron de l'évènement acquis (bande oblique),
- ▷ $dvcSacc$: les deux photons sont détectés hors-temps l'un par rapport à l'autre, mais l'un d'eux est en coïncidence avec l'électron de l'évènement acquis (bandes horizontale et verticale),
- ▷ $accacc$: les deux photons sont détectés hors-temps l'un par rapport à l'autre et hors-coïncidence par rapport à l'électron de l'évènement acquis (évenements dispersés).

En ajoutant les contributions $\pi^0 acc$ et $dvcSacc$ aux événements n_γ à un photon détecté, les événements fortuits qui se trouvent dispersés dans la figure 4.2 sont comptés deux fois. La contribution $accacc$ est donc soustraite des deux autres afin de prendre en compte ce double comptage.

Nous donnons dans la table 4.1 les valeurs des critères de sélection des fortuites, à savoir le nombre de photons, la fenêtre en temps et le seuil en énergie. On notera que pour améliorer l'estimation du nombre de fortuites $acc1$ à un dépôt d'énergie, nous avons sélectionné plus d'événements en choisissant non pas une mais deux fenêtres en temps, que l'on a soustrait après les avoir moyennés par un facteur 1/2.

4.1.3 Correction des événements à un dépôt d'énergie

Pour cette analyse, puisque nous voulons sélectionner les événements DVCS pour lesquels un seul photon est détecté, nous avons centré notre intérêt sur les événements à un dépôt d'énergie. Il arrive cependant que l'algorithme de groupement des blocs du calorimètre les interprète comme des événements à deux dépôts d'énergies. Ce cas se présente lorsqu'un photon fortuit est détecté dans la fenêtre de coïncidence avec le photon DVCS. On perd alors ces événements qui n'apparaissent

Contribution accidentelle	Nombre de photon(s)	Fenêtre en temps (en ns)	Seuil en énergie (en GeV)
<i>acc1</i>	1	([-11, -5] + [5, 11])/2	1.0
$\pi^0 acc$	2	[-11, -5] \cup [-11, -5]	0.5
<i>dvcсacc</i>	2	[-3, 3] \cup [5, 11]	0.5
<i>accacc</i>	2	[-11, -5] \cup [5, 11]	0.5

TABLE 4.1 – Table récapitulative des valeurs des paramètres utilisés pour la sélection des fortuites qui participent au bruit de fond des données DVCS et π^0 . Les paramètres correspondent aux nombres de dépôts d'énergies, à la fenêtre en temps d'arrivée des impulsions et au seuil minimal d'énergie déposée dans le calorimètre.

plus dans nos données n_γ ou n_{acc1} à un seul dépôt d'énergie. Afin de prendre en compte ce défaut d'efficacité de l'algorithme, et de ne pas fausser la proportion d'évènements DVCS obtenue après soustraction du bruit de fond, nous leur appliquons une correction.

La valeur cor de la correction est calculée selon :

$$cor = \frac{N_1 + N_2}{N_1}, \quad (4.6)$$

où N_1 et N_2 sont les nombres d'évènements à un et deux photons détectés parmi les données brutes d'une cinématique. Ils sont obtenus à partir des contributions à un et deux photons tels que :

$$N_1 = n_\gamma - n_{acc1}, \quad (4.7)$$

$$N_2 = \frac{(n_{\gamma\gamma} - n_{\pi^0 acc}) + (n_{dvcсacc} - n_{accacc})}{2}. \quad (4.8)$$

Le nombre d'évènements N_2 correspond au nombre moyen d'évènements à deux photons dont un est détecté en coïncidence avec l'électron et dont on a soustrait les fortuites. Une moyenne est réalisée puisque deux contributions sont possibles pour ce type d'évènements :

- ▷ $n_{\gamma\gamma}$ où les deux photons sont détectés en temps l'un par rapport à l'autre, ils sont soustraits de leurs fortuites $n_{\pi^0 acc}$,
- ▷ $n_{dvcсacc}$ où les deux photons sont détectés hors-temps l'un par rapport à l'autre, ils sont sous-traités de leurs fortuites n_{accacc} .

On donne dans la table 4.2 les résultats obtenus pour les valeurs des corrections de chaque cinématique et pour chacune des cibles.

Cinématique	Cible	Correction
Kin2Low	LH2	1.02287
	LD2	1.04536
Kin2High	LH2	1.01469
	LD2	1.02515

TABLE 4.2 – Valeurs des corrections à un dépôt d'énergie à appliquer sur les évènements bruts et les fortuites à un photon détecté.

Les nombres d'évènements de chaque contribution ont été obtenus en appliquant un seuil d'énergie minimum déposé pour le regroupement des blocs du calorimètre de 1 GeV. Nous avons assuré l'exclusion des canaux associés au DVCS par la coupure $M_X^2 < 1.15 \text{ GeV}^2$. Nous avons sélectionné parmi les évènements à deux photons détectés N_2 , uniquement ceux dont un seul des deux photons vérifiait cette coupure en M_X^2 .

4.1.4 Coupures sur les données

En vue de soustraire les données du bruit de fond au DVCS, nous appliquons des coupures sur les variables liées aux détecteurs et au vertex pour sélectionner des événements utiles à l'analyse. Dans un premier temps, nous devons assurer que les énergies des photons détectés dans le calorimètre soient bien reconstruites. De même que pour réaliser la calibration π^0 , nous voulons que toute l'énergie du photon détecté soit contenue dans les blocs. Nous appliquons donc une coupure fiduciale sur les bords du calorimètre, afin de ne considérer que les événements dont les points d'impact des photons sont situés dans une zone délimitée par les dimensions suivantes : $-21.5 \text{ cm} < X < 12.2 \text{ cm}$ et $-21.4 \text{ cm} < Y < 21.5 \text{ cm}$. De la même façon, on restreint la sélection des électrons détectés dans une zone d'acceptance du spectromètre plus étroite pour laquelle on assure leurs reconstructions, ceci en imposant une valeur minimale à la R-fonction de $rval > 0.005$.

De plus, afin d'assurer l'unicité de l'événement dans la fenêtre d'acquisition du spectromètre, on sélectionne les événements à une seule trace, c'est-à-dire à un seul électron détecté. Cela permet de n'étudier qu'un événement à la fois, relié à l'électron déclencheur de l'acquisition.

Aussi, nous voulons être sûrs que le vertex de la réaction soit bien défini dans la cible, ou autrement dit que l'électron incident a bien diffusé sur un nucléon de la cible et non pas sur ses parois. Nous ne gardons alors que les événements dont la position du vertex n'est pas aux bords de la cible mais comprise dans une zone plus restreinte autour de son centre de dimension : $-5.5 \text{ cm} < v_z < 6 \text{ cm}$.

4.1.5 Résultats de la soustraction du bruit de fond au DVCS

Nous donnons dans les figures 4.3 et 4.4 nos résultats de la soustraction du bruit de fond au DVCS sur le spectre en M_X^2 pour les cinématiques Kin2Low et Kin2High respectivement et pour chacune des cibles. Nous indiquons en plus les proportions de chaque contribution au bruit de fond par rapport aux données brutes, avec la proportion finale d'événements DVCS obtenue après leurs soustractions.

4.2 Sélection des Données DVCS sur Neutron

Après soustraction du bruit de fond des données brutes de chaque cible, nous pouvons sélectionner parmi les données DVCS restantes celles correspondantes aux données sur neutron. Nous procédons pour cela à la soustraction des données issues de la cible LD2 par celles des données de la cible LH2. En procédant ainsi, nous pouvons soustraire les événements DVCS proton $ep \rightarrow e'p'\gamma$ de la cible LD2 :

$$D(e, e'\gamma)X - H(e, e'\gamma)X = [p(e, e'\gamma)X + n(e, e'\gamma)X + d(e, e'\gamma)X] - [p(e, e'\gamma)X], \quad (4.9)$$

et ne conserver que les données sur neutron. Les données de chaque cible doivent être préalablement normalisées avant de procéder à la soustraction (voir section 4.2.1). A l'issu de la soustraction, les contributions DVCS sur deuton provenant de la cible LD2 restent présentes avec les données neutrons. Nous devrons donc analyser les données de ces deux contributions en même temps.

4.2.1 Calcul de la luminosité de chaque cinématique

La luminosité intégrée de chaque cinématique nous permet de normaliser les données de chaque afin de les soustraire. Nous la calculons sur la durée de tous les runs de la cinématique selon :

$$\mathcal{L} = Q \frac{\rho \cdot l}{A} \frac{N_A}{e}, \quad (4.10)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro donné par : $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ et e correspond à la charge élémentaire : $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. La variable Q est la charge intégrée du faisceau passant à travers une des cibles sur la durée de tous les runs de chaque cinématique. La charge intégrée, et par conséquent la luminosité intégrée, sont corrigées du temps mort du système d'acquisition des données.

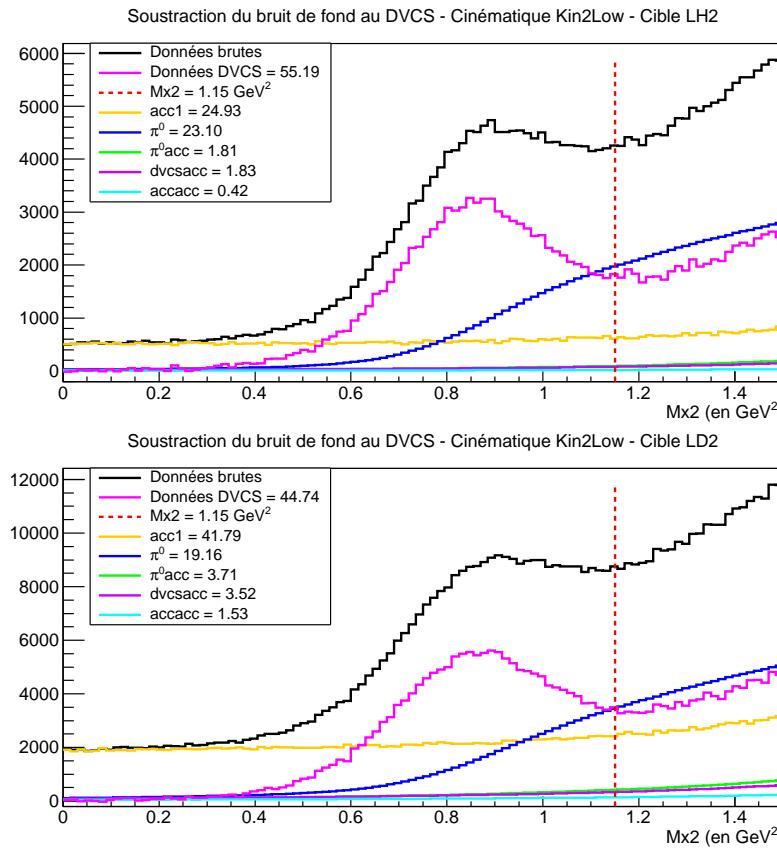


FIGURE 4.3 – Résultats sur le spectre en M_X^2 de la soustraction du bruit de fond au DVCS pour la cinématique Kin2Low et pour chacune des cibles LH2 (haut) et LD2 (bas). Les différentes distributions en M_X^2 sont données en légende avec leurs proportions respectives d'évènements (en pourcentage) qu'elles représentent par rapport aux données brutes (courbe noire) dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$. La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

Ses valeurs sont données dans la table 4.3 avec les variables A et ρ reliées à la cible. Ces dernières correspondent respectivement à la masse atomique de la cible et la densité de la cible. Pour finir, la longueur de la cible est définie indépendamment de la coupure sur la position v_z du vertex, à la valeur de : $l = 15 \text{ cm}$.

En pratique, on normalise les données en appliquant un facteur de normalisation $Norm$ seulement sur les données DVCS de la cible LH2 tel que :

$$D(e, e'\gamma)X - Norm \cdot H(e, e'\gamma)X , \quad \text{avec} \quad Norm = \frac{\mathcal{L}_{LD2}}{\mathcal{L}_{LH2}} . \quad (4.11)$$

4.2.2 Ajout du moment de Fermi aux données DVCS sur cible LH2

Afin de soustraire les données protons $p(e, e'\gamma)X$ de la cible LD2 par celles de la cible LH2, on doit prendre en compte le fait que les protons sont au repos dans l'hydrogène mais sont animés d'un mouvement initial au sein du deutérium. Il s'agit du moment de Fermi, que l'on doit donc rajouter aux données protons de la cible LH2 avant soustraction. Pour cette cible, le proton initial normalement au repos $p_1 = (M, \vec{0})$ devient $p_1 = (E_f, \vec{p}_f)$ par ajout de l'impulsion de Fermi \vec{p}_f . L'énergie totale du proton initial devient $E_f^2 = M^2 + |\vec{p}_f|^2$. La conséquence du mouvement de Fermi sur le proton de recul peut se retrouver dans l'expression de la masse manquante au carré :

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (p_1 + q_1 - q_2)^2 , \\ M_X^2 &= p_1^2 + (q_1 - q_2)^2 + 2p_1(q_1 - q_2) , \\ M_X^2 &= M^2 + t + 2E_f(\nu - |\vec{q}_2|) - 2\vec{p}_f(\vec{q}_1 - \vec{q}_2) . \end{aligned} \quad (4.12)$$

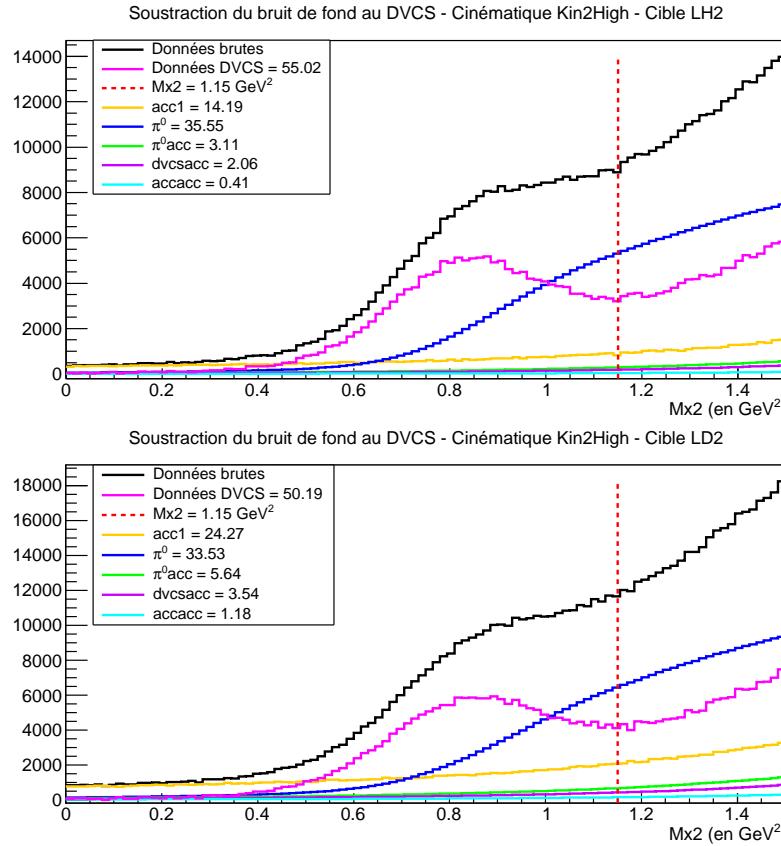


FIGURE 4.4 – Résultats sur le spectre en M_X^2 de la soustraction du bruit de fond au DVCS pour la cinématique Kin2High et pour chacune des cibles LH2 (haut) et LD2 (bas). Les différentes distributions en M_X^2 sont données en légende avec leurs proportions respectives d'évènements (en pourcentage) qu'elles représentent par rapport aux données brutes (courbe noire) dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$. La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

La procédure consiste pour chaque évènement à tirer aléatoirement sous la distribution du moment de Fermi l'impulsion $|\vec{p}_f|$ à appliquer au proton initial [74]. La figure 4.5 montre un exemple de tirages aléatoires des impulsions $|\vec{p}_f|$ du moment de Fermi.

4.2.3 Soustraction des évènements DVCS des cibles LD2-LH2

Nous donnons dans la figure 4.6 les résultats des soustractions des données DVCS de la cible LD2 par celles de la cible LH2 pour chacune des cinématiques Kin2Low et Kin2High. Nous représentons les données DVCS des deux cibles selon leurs distributions en M_X^2 . Nous avons différencié de plus les distributions des données de la cible LH2 avant et après normalisation, mais pour les deux le moment de Fermi a été ajouté. Les facteurs de normalisations obtenus à partir des valeurs de la table 4.3 pour chacune des cinématiques et appliqués aux données LH2 sont les suivants :

$$Norm_{Kin2Low} = 1.18773, \quad Norm_{Kin2High} = 0.875691. \quad (4.13)$$

4.3 Comparaison des Résultats

Une étude de comparaison de nos résultats avec une analyse parallèle a été réalisée afin de vérifier la fiabilité de notre procédure de sélection des données DVCS sur neutron. L'analyse parallèle est la même que celle dont on a comparé nos résultats sur la méthode de calibration π^0 du calorimètre. Dans cette seconde analyse, les mêmes étapes de soustraction du bruit de fond au DVCS et des données des cibles LD2-LH2 ont été suivies. Aussi, ces soustractions ont été faites à partir des mêmes données brutes et les mêmes coupures ont été appliquées aux données des deux analyses. Enfin,

Cible	Cinématique	A (g/mol)	ρ (g/cm 3)	Q (C)	\mathcal{L} (fb $^{-1}$)
LH2	Kin2Low	1.0079	0.07229	1.09134	4413.21
	Kin2High			0.824225	3333.04
LD2	Kin2Low	2.0140	0.1670	1.1212	5241.72
	Kin2High			0.624310	2918.71

TABLE 4.3 – Table quantitative des variables liées au faisceau et à la cible utilisées pour les calculs des luminosités intégrées \mathcal{L} . Les résultats sont donnés pour chaque cinématique et chaque cible pour la normalisation des données. Les différentes variables sont expliquées dans le texte.

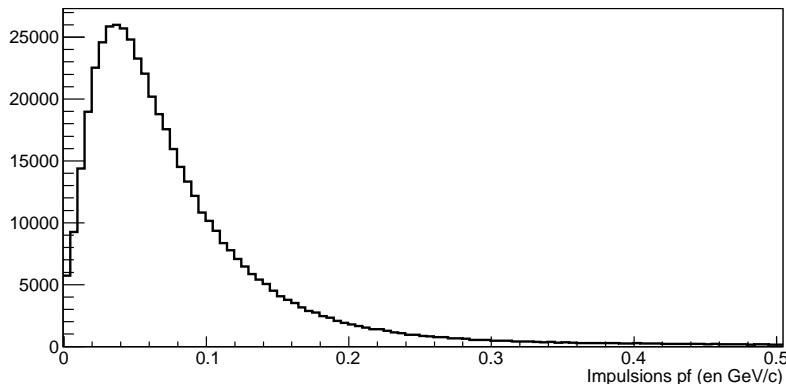


FIGURE 4.5 – Distribution des impulsions $|\vec{p}_f|$ du moment de Fermi à appliquer au proton initial des événements de la cible LH2.

pour la soustraction des événements π^0 , le même nombre de décroissances aléatoires de chaque π^0 père a été généré dans les simulations Monte Carlo des deux analyses.

Nous présentons par la suite les résultats des comparaisons obtenus après soustraction du bruit de fond au DVCS, puis dans un second temps après soustraction des données des cibles LD2-LH2.

4.3.1 Comparaison de la soustraction du bruit de fond au DVCS

Au cours de la soustraction du bruit de fond au DVCS, nous avons comparé aux résultats de l’analyse parallèle les différentes contributions que nous avions à soustraire des données brutes. Nous donnons dans la figure 4.7 les comparaisons réalisées sur les contributions à un photon des données brutes n_γ et des fortuites $acc1$ pour l’exemple de la cinématique Kin2Low et de la cible LD2. Afin de comprendre les différences observées entre les résultats des deux analyses nous avons cherché à les minimiser en modifiant les paramètres suivants :

- » la méthode de calibration π^0 du calorimètre (section 3.3.3),
- » la correction des événements à un dépôt d’énergie (section 4.1.3).

En appliquant sur nos données la même calibration utilisée dans l’analyse parallèle et en supprimant pour les deux analyses la correction des événements à un dépôt d’énergie, nous avons amélioré les résultats. Leurs différences relatives devenant respectivement égales à 0.21% et 0.07% pour les données brutes et les fortuites $acc1$ seraient dues à des différences d’arrondis sur certaines coupures.

Nous avons réalisé ensuite cette étude comparative sur les contaminations π^0 . Nous donnons dans la figure 4.8, la comparaison réalisée sur les contributions à un photon des π^0 corrigées des fortuites à deux dépôts d’énergies, toujours pour l’exemple de la cinématique Kin2Low et cible LD2. De même que pour l’étude précédente, nous avons voulu connaître les raisons des différences observées entre les résultats des deux analyses. Nous avons pour cela modifié les paramètres suivants :

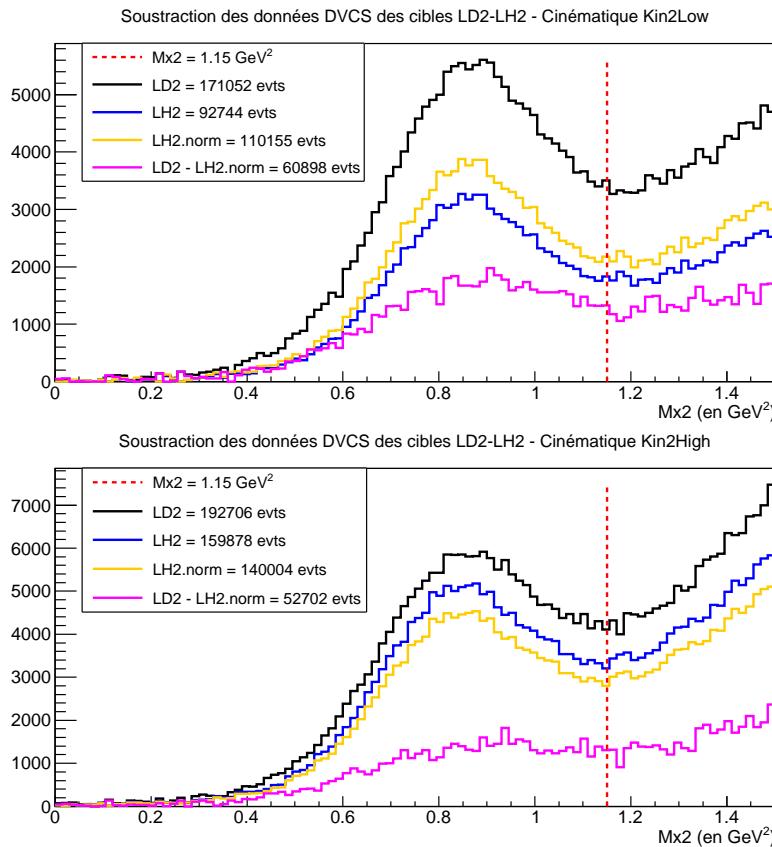


FIGURE 4.6 – Résultats sur le spectre en M_X^2 de la soustraction des données DVCS de la cible LD2 par celles de la cible LH2 pour les cinématiques Kin2Low (haut) et Kin2High (bas). Les différentes distributions en M_X^2 sont données en légende avec le nombre d'événements qu'elles représentent dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$. La distribution LH2.norm correspond aux données LH2 après normalisation. La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

- ▶ le générateur aléatoire des décroissances des π^0 pères dans la simulation Monte Carlo utilisée pour l'estimation de la contribution π^0 à un photon détecté,
- ▶ l'implémentation de la géométrie du calorimètre lors de la projection sur sa surface des photons issus de ces décroissances.

A partir des mêmes événements π^0 pères dans les deux analyses, nous avons comparé sur un run de la cinématique Kin2LowLD2 les résultats que l'on obtenait pour ces paramètres lorsqu'ils étaient différents et lorsqu'on a appliqué à nos données ceux de l'analyse parallèle. Avec des paramètres de simulation communs aux deux analyses, nous améliorons la différence relative entre les résultats obtenus sur ce run, qui passe de 1.32% à 0.44%. Ce qui représente en fait un écart de 2 événements sur un total de 453 dû à des différences d'arrondis sur les valeurs des coupures sur l'impulsion de l'électron dans le spectromètre.

Concernant l'ensemble des cinématiques et cibles, ainsi que pour les différentes contributions au bruit de fond du DVCS et pour les données DVCS elles-mêmes, nous regroupons dans la table 4.4 les différences relatives entre les résultats des deux analyses. Ces résultats ont été obtenus en appliquant aux données de chaque analyse les paramètres d'étude propres à chacune d'elles, à savoir la méthode de calibration π^0 du calorimètre, la correction des événements à un dépôt d'énergie et les paramètres de la simulation pour la soustraction des π^0 . Finalement, après toutes les étapes de soustraction du bruit de fond au DVCS, nous arrivons à une différence relative de l'ordre de seulement 2% entre les nombres d'événements DVCS des deux analyses.

4.3.2 Comparaison de la soustraction des cibles LD2-LH2

Suite à la comparaison des contributions au bruit de fond puis des données DVCS de notre analyse avec celles d'une analyse parallèle, nous donnons dans la figure 4.9 la comparaison des résul-

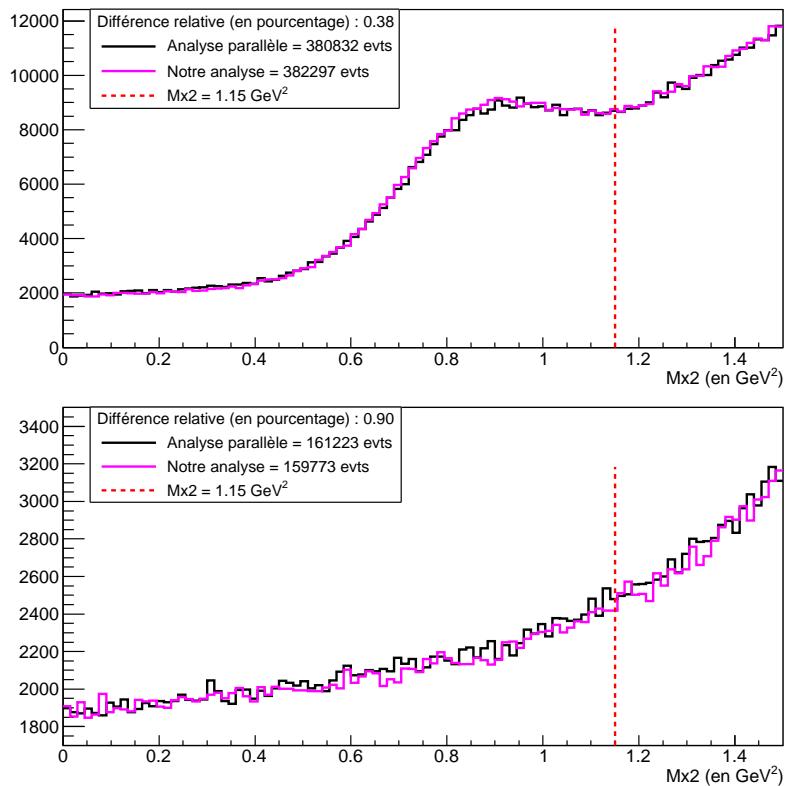


FIGURE 4.7 – Comparaison des distributions en M_X^2 des données brutes (haut) et des fortuites *acc1* (bas) à un photon détecté entre notre analyse (courbe magenta) et l’analyse parallèle (courbe noire) pour la cinématique Kin2Low et la cible LD2. Les nombres d’événements de chaque distribution en M_X^2 obtenus dans l’intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$ sont donnés en légende avec leurs différences relatives (en pourcentage) obtenues entre les deux analyses. La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

tats DVCS-neutron obtenus après soustraction des données de la cible LD2 par celles de la cible LH2. Les différences relatives entre les distributions en M_X^2 des deux analyses pour les données DVCS-neutron de chaque cinématique sont indiquées en plus de cette figure dans la table 4.4.

Nous remarquons alors que nous passons de différences relatives autour de 2% avant soustraction des données des cibles à des différences relatives d’environ 8% et 10% après soustraction. Cette variation s’explique par la taille de l’échantillon d’événements que l’on compare. En effet, puisque les nombres d’événements DVCS de chaque cible sont importants, les nombres d’événements DVCS-neutron que l’on a obtenus après leurs soustractions sont petits (figure 4.6). Ainsi, pour le même nombre d’événements d’écart entre les deux analyses, la différence relative sera plus faible en comparant les nombres d’événements DVCS que ceux DVCS-neutron. Il est important de noter que cette différence sera en partie compensée lors de la mesure de la section efficace totale. Chaque analyse va en effet considérer sa propre distribution expérimentale en M_X^2 pour adapter (par une dégradation de la résolution en énergie des détecteurs) celle d’une simulation Monte Carlo utilisée pour la normalisation des données.

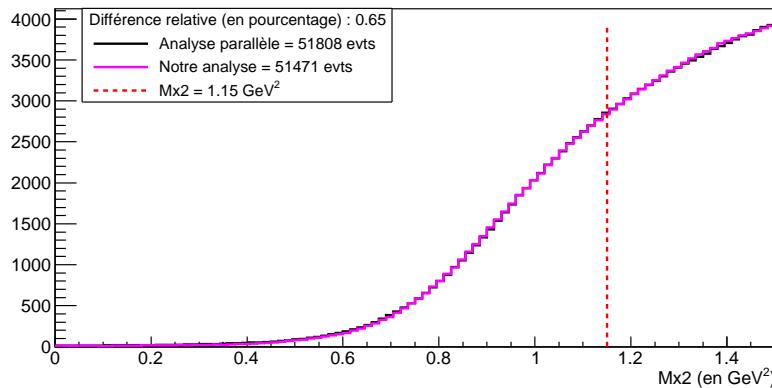


FIGURE 4.8 – Comparaison des distributions en M_X^2 des contributions à un photon des π^0 corrigées de celles des fortuites à deux dépôts d'énergies entre notre analyse (courbe magenta) et l'analyse parallèle (courbe noire) pour la cinématique Kin2Low et cible LD2. Les nombres d'évènements des distributions en M_X^2 de chaque analyse obtenus dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$ sont donnés en légende avec leur différence relative (en pourcentage). La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

Cinématique	Cible	Différence relative (en %) sur :				
		n_γ	n_{acc1}	n_{π^0}	n_{DVCS}	$n_{DVCS}^{LD2-LH2}$
Kin2Low	LH2	1.11	1.02	2.16	2.29	9.58
	LD2	0.38	0.90	0.65	1.90	
Kin2High	LH2	0.89	0.11	6.51	2.02	7.54
	LD2	1.95	1.21	5.39	0.57	

TABLE 4.4 – Différences relatives entre les nombres d'évènements des distributions en M_X^2 des deux analyses dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$ pour chaque cinématique et chaque cible. Elles sont données pour chacune des contributions au bruit de fond du DVCS ainsi que pour les données DVCS obtenues après leurs soustractions. La dernière colonne correspond à la différence relative obtenue pour les données DVCS-neutron de chaque cinématique après soustraction des données des cibles LD2-LH2.

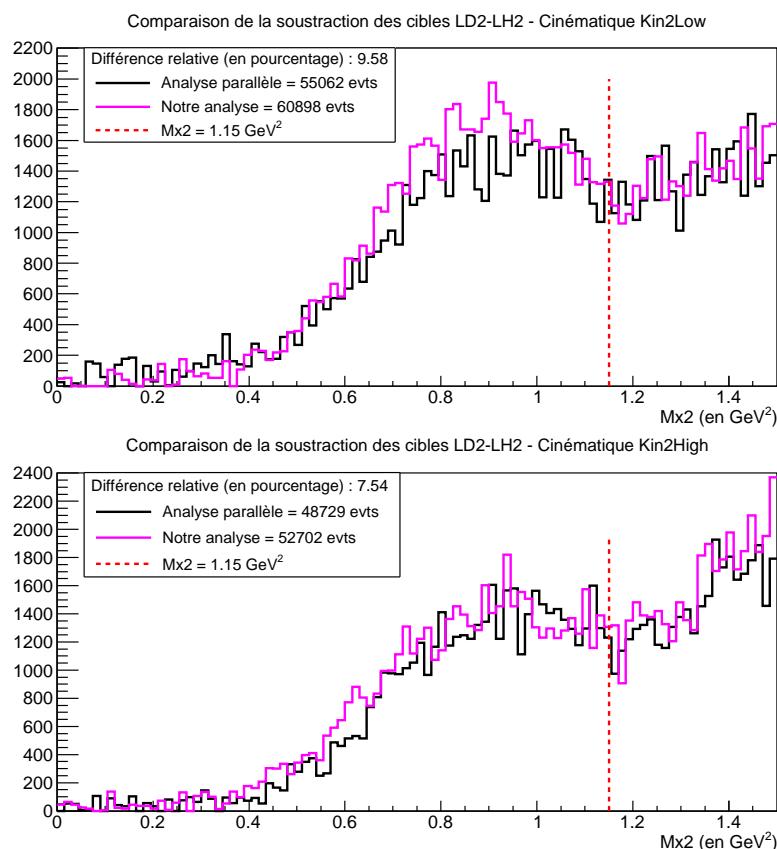


FIGURE 4.9 – Comparaison des distributions en M_X^2 des données DVCS sur neutron pour la cinématique Kin2Low (haut) et Kin2High (bas) entre notre analyse (courbe magenta) et l'analyse parallèle (courbe noire). Les nombres d'événements de chaque distribution en M_X^2 obtenus dans l'intervalle $M_X^2 \in [0, 1.15] \text{ GeV}^2$ sont donnés en légende avec leurs différences relatives (en pourcentage) obtenues entre les deux analyses. La droite en pointillé rouge représente la coupure $M_X^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ appliquée aux données pour exclure les canaux associés au DVCS.

Extraction des Observables

5.1 Principe de Base d'Analyse des Données

Le sujet d'analyse de cette thèse est basé sur la mesure de la section efficace totale d'électro-production de photons, dont on rappelle l'expression donnée dans le chapitre 1 :

$$\frac{d^4\sigma}{dx_B dQ^2 dt d\phi} = \frac{\alpha^3}{64\pi^2 x_B E_b^2 M^2} \frac{2\pi}{(\sqrt{1+\epsilon^2}) e^6} \cdot [|\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I}]. \quad (5.1)$$

Cette mesure est réalisée indépendamment de l'hélicité du faisceau, en vue de l'extraction d'observables dépendantes des GPDs et issues des termes \mathcal{I} et $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$:

$$|\mathcal{T}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \left\{ c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{DVCS} \cos(n\phi)] \right\}, \quad (5.2)$$

$$\mathcal{I} = \frac{e^6}{x_B y^3 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ c_0^{\mathcal{I}} + \sum_{n=1}^3 [c_n^{\mathcal{I}} \cos(n\phi)] \right\}. \quad (5.3)$$

Puisque les observables contenues dans les harmoniques $c_n^{\mathcal{I}}$ et c_n^{DVCS} sont associées (par combinaisons linéaires) à des contributions en $\cos(n\phi)$ à la section efficace totale non-polarisée, leur extraction est réalisée en reproduisant leurs dépendances angulaires. Celles-ci sont ensuite ajustées à celles d'une simulation GEANT4 prenant en compte l'acceptance des détecteurs utilisés pour l'expérience. La méthode d'ajustement de ces contributions angulaires à la section efficace totale sera expliquée en détail dans le principe d'extraction des observables section 5.2.

La démarche suivie pour cette analyse est la suivante. Dans un premier temps, on procédera à l'extraction des observables du terme \mathcal{I} de façon indépendante pour chacune des énergies du faisceau. Dans ce cas, les observables ne dépendent pas uniquement des GPDs mais d'un produit de GPDs et FFs issus du processus BH. Cette première étape réalisée permettra, dans le cadre d'une seconde analyse, d'effectuer l'extraction des observables du terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ par un ajustement combiné des contributions angulaires des termes \mathcal{I} et $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ aux deux énergies du faisceau. Dans ce second cas, les observables dépendent de produits de deux GPDs. Nous expliquons par la suite les procédures d'extraction de l'ensemble de ces observables.

5.1.1 Détermination des observables à extraire

Un argument décisif dans la détermination des observables que l'on va pouvoir extraire à partir des données expérimentales est la valeur de l'amplitude de chacune, à savoir leurs contributions à l'amplitude totale d'électroproduction de photons $|\mathcal{T}|^2$. Tout d'abord, le terme d'amplitude au carré du processus DVCS $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ est plus faible par rapport à celui du processus BH $|\mathcal{T}_{BH}|^2$ ou au terme \mathcal{I} d'interférence avec le BH. Par conséquent, avec les paramètres de l'expérience : l'intensité du faisceau, la nature de la cible et l'acceptance des détecteurs, nous sommes sensibles principalement à ces termes $|\mathcal{T}_{BH}|^2$ et \mathcal{I} dominants. Pour une seule énergie du faisceau, nous négligerons donc le terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ dans l'expression de la section efficace totale. En revanche, pour deux mesures simultanées de deux sections efficaces totales à deux énergies de faisceau E_{b1} et E_{b2} , la méthode

de séparation Rosenbluth nous permet de déduire la contribution du terme d'amplitude $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ à l'amplitude totale, même si celle-ci est faible. En effet, après soustraction de la contribution connue du BH et pour deux mesures de sections efficaces à cinématique égale (Q^2, x_B fixés), on obtient le système de deux équations suivant :

$$\begin{aligned}\sigma_1 &\propto \Gamma(E_{b1}) |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \Gamma'(E_{b1}) \mathcal{I}, \\ \sigma_2 &\propto \Gamma(E_{b2}) |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \Gamma'(E_{b2}) \mathcal{I},\end{aligned}\quad (5.4)$$

où les facteurs cinématiques Γ, Γ' dépendent de l'énergie du faisceau. Les observables des termes \mathcal{I} et $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ sont au contraire fixées par la cinématique et ne dépendent pas de l'énergie du faisceau.

De plus, pour chacun de ces termes, les contributions des observables de twist-3 à l'amplitude totale sont plus faibles que celles de twist-2. Par conséquent, on négligera les observables de twist-3 dans le terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ déjà non-dominant dans l'expression de la section efficace totale. Et pour aucun des termes on ne tiendra compte des observables de transversité du gluon dépendantes des CFFs \mathcal{F}_T de twist-2.

Un argument supplémentaire, également déterminant pour le choix des observables qu'on va être amené à extraire, est le suivant. Parce qu'on utilise la dépendance en ϕ de la section efficace totale afin d'extraire les observables, leur choix va dépendre principalement de leurs contributions angulaires associées. En effet, on ne pourra pas dissocier les valeurs des observables ayant la même contribution en ϕ , on ne pourra extraire dans ce cas que la valeur totale (la somme) donnée par leur combinaison. Par conséquent, les observables que l'on va pouvoir extraire doivent posséder des dépendances en ϕ différentes. Aussi, il ne faut pas négliger les dépendances angulaires supplémentaires apportées par les propagateurs BH de l'électron incident $\mathcal{P}_1(\phi)$ et $\mathcal{P}_2(\phi)$.

Finalement, on résume dans la table 5.1 du même type que la table 1.1, les observables du terme \mathcal{I} que l'on va extraire à l'issue de l'analyse des données expérimentales de cette thèse, ainsi que celle du terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ qui pourra être extraite dans une analyse complémentaire. Insistons sur

Terme Section Efficace	Observable	Type	Harmonique	Dépendance en ϕ
$ \mathcal{T}_{DVCS} ^2$	$\mathcal{C}_{unp}^{DVCS}(\mathcal{F}, \mathcal{F}^*)$	twist-2	$c_{0,unp}^{DVCS}$	constant
\mathcal{I}	$\Re[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]$	twist-2	$c_{0,unp}^{\mathcal{I}}, c_{1,unp}^{\mathcal{I}}$	$[1 + \cos(\phi)] [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$
	$\Re[\Delta\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]$	twist-2	$c_{0,unp}^{\mathcal{I}}$	$[\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$
	$\Re[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})]$	twist-3	$c_{2,unp}^{\mathcal{I}}$	$\cos(2\phi) [\mathcal{P}(\phi)]^{-1}$

TABLE 5.1 – Observables des termes \mathcal{I} (et $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$) que l'on va extraire lors de cette analyse (et lors d'une analyse complémentaire) par mesure de la section efficace totale non-polarisée d'électroproduction de photons. Par souci de clarté, la variable $\mathcal{P}(\phi)$ est une notation simplifiée correspondant au produit des propagateurs BH de l'électron incident : $\mathcal{P}(\phi) = \mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)$.

le fait qu'au cours de ce chapitre, et principalement sur les sections où l'on expose les résultats de cette analyse, le symbole \Re de la partie réelle des observables du terme \mathcal{I} que l'on va extraire sera quelque fois omis pour simplifier les notations. On gardera donc à l'esprit qu'il ne s'agira pas des parties réelles plus imaginaires des combinaisons de CFFs mais bien uniquement de leurs parties réelles.

5.1.2 Paramétrisation effective de la section efficace totale

Pour éviter tout abus de langage, il est important de préciser que les observables issues du terme \mathcal{I} que l'on va extraire ne correspondent pas exactement à celles décrites par la référence [20]. Elles ne sont en réalité que des approximations de ces observables, puisqu'afin de les extraire le terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et certaines contributions angulaires du terme \mathcal{I} ont dû être négligés. On parle ainsi de paramétrisation effective de la section efficace totale et d'observables effectives.

Ainsi, une mesure de section efficace nous permettant d'extraire plus d'observables rend plus aisée leur comparaison par rapport à celles prédictes par les modèles théoriques. En effet, moins on néglige de contributions à la section efficace totale, plus les observables que l'on extrait sont proches de celles des modèles théoriques. Autrement dit, la paramétrisation effective que l'on choisit pour exprimer la section efficace totale a un impact direct sur la qualité des observables que l'on extrait. Ceci explique d'autant plus l'intérêt d'utiliser la séparation Rosenbluth pour extraire une observable supplémentaire du terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$.

Au final, la paramétrisation effective de la section efficace totale non-polarisée que l'on va utiliser dans cette analyse pour l'extraction des observables est donnée par :

$$\frac{d^4\sigma^p}{dx_B dQ^2 dt d\phi} = \Gamma^{BH} + \Gamma_1^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})] + \Gamma_2^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\Delta\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})] + \Gamma_3^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})]. \quad (5.5)$$

Elle est exprimée ici pour la diffusion d'un électron sur une particule p via un photon virtuel. Or avec une cible de deutérium LD2, les électrons vont interagir de façon non-cohérente avec les protons et neutrons de la cible, mais aussi de façon cohérente avec les deutons. Après soustraction des données des cibles LD2-LH2, nous conservons les événements sur neutrons et deutons. Nous réalisons alors l'extraction combinée des observables du neutron n et du deuton d à l'aide de la paramétrisation suivante :

$$\frac{d^4\sigma}{dx_B dQ^2 dt d\phi} = \sum_{p=n,d} \Gamma_p^{BH} + \Gamma_{p,1}^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]_p + \Gamma_{p,2}^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\Delta\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]_p + \Gamma_{p,3}^{\mathcal{I}} \operatorname{Re}[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})]_p. \quad (5.6)$$

5.2 Méthode d'Extraction des Observables

5.2.1 Nombre d'événements de la simulation

La méthode d'extraction des observables est basée sur la mesure de la section efficace totale de diffusion d'électrons sur des nucléons cibles. De façon générale, la section efficace différentielle moyenne de diffusion est reliée au nombre d'événements N mesuré par les détecteurs lors de l'expérience, normalisé par la luminosité intégrée \mathcal{L} du faisceau incident sur la nature de la cible utilisée pour la prise de données et par l'angle solide (ou acceptance) $\Delta\Omega$ des détecteurs telle que :

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle = \frac{N}{\mathcal{L}\Delta\Omega}. \quad (5.7)$$

Afin de tenir compte de l'acceptance des détecteurs, nous ajustons par le nombre de coups N^{Exp} obtenus expérimentalement, le nombre de coups N^{MC} issus d'une simulation GEANT4 implémentant les géométries, les configurations dans le hall et la résolution des détecteurs. Dans cette simulation basée sur un Monte Carlo, on définit par :

$$\mathbf{x}_v = \left\{ t, \phi, E_b, x_B, Q^2, M_X^2 \right\}_v, \quad (5.8)$$

les variables cinématiques générées au vertex de la réaction, et par :

$$\mathbf{x}_e = \left\{ t, \phi, E_b, x_B, Q^2, M_X^2 \right\}_e, \quad (5.9)$$

ces mêmes variables cinématiques mais reconstruites par les détecteurs. Ces variables \mathbf{x}_e représentent donc les variables expérimentales. Exceptée la masse manquante au carré M_X^2 dont on parlera dans le choix des variables (section 5.2.4), les autres variables sont les variables cinématiques dont dépend la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ exprimée dans l'équation (5.1). Ce sont donc les variables définissant l'angle solide $d\Omega$ des détecteurs et sur lesquelles on va biner et intégrer la section efficace différentielle :

$$N(bin) = \mathcal{L} \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{bin} \Delta\Omega_{bin} = \mathcal{L} \int_{bin} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (5.10)$$

afin d'obtenir le nombre d'évènements de la simulation que l'on va ajuster aux données. L'indice *bin* correspond soit aux bins formés par les variables au vertex :

$$\mathbf{j}_v = \{j_t, j_\phi, j_{E_b}, j_{x_B}, j_{Q^2}, j_{M_X^2}\}_v , \quad (5.11)$$

soit à ceux déterminés par les variables reconstruites au niveau des détecteurs :

$$\mathbf{i}_e = \{i_t, i_\phi, i_{E_b}, i_{x_B}, i_{Q^2}, i_{M_X^2}\}_e . \quad (5.12)$$

Comme nous l'avons entrevu dans les équations (5.4) et (5.5), nous faisons apparaître des facteurs cinématiques Γ qui contiennent l'ensemble des variables cinématiques de la section efficace totale, y compris ses contributions angulaires en $\cos(n\phi)$ associées aux observables que nous voulons extraire. Ces facteurs cinématiques sont définis par les variables au vertex \mathbf{x}_v . En plus de l'acceptance des détecteurs, l'ajustement des nombres d'évènements issus de la simulation permet de prendre en compte les deux phénomènes suivants :

- » la variation de ces facteurs cinématiques à l'intérieur d'un même bin au vertex,
- » la migration des évènements entre les bins définis au vertex et ceux reconstruits aux détecteurs.

La migration des évènements entre les bins est en fait le résultat de la résolution imparfaite des détecteurs qui fausse la reconstruction des variables cinématiques définies au vertex. Afin de prendre en compte tous ces facteurs expérimentaux, nous définissons une fonction de "mapping" notée $K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v)$ qui donne la probabilité qu'un évènement avec une cinématique définie par les variables au vertex \mathbf{x}_v soit reconstruit à la cinématique donnée par les variables \mathbf{x}_e aux détecteurs. Intégrer $K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v)$ sur les nombres d'évènements des cinématiques définies par \mathbf{x}_v et \mathbf{x}_e donne la probabilité totale, pondérée par les facteurs cinématiques $\Gamma^\Lambda(\mathbf{x}_v)$, que les évènements soient inclus dans l'espace de phase à 2-dimensions ($\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v$) :

$$K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^\Lambda = \int_{\mathbf{x}_e \in (\mathbf{i}_e)} \int_{\mathbf{x}_v \in (\mathbf{j}_v)} \frac{K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v) \Gamma^\Lambda(\mathbf{x}_v) \cdot \text{fact}}{N_{gen}} d\mathbf{x}_v d\mathbf{x}_e . \quad (5.13)$$

Aussi, pour normaliser $K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^\Lambda$ nous considérons les conditions initiales fixées pour la réalisation de la simulation : le nombre total d'évènements générés N_{gen} et les intervalles limites de valeurs à l'intérieur desquels les variables cinématiques ont été choisies pour générer ces évènements (représentés par un facteur *fact*). Toujours dans l'expression (5.13), L'indice Λ représente le numéro des observables que nous voulons extraire à partir de la méthode d'ajustement. Ces observables sont notées par la suite $\mathcal{C}_{\mathbf{j}_v}^\Lambda$, et sont définies aux bins au vertex \mathbf{j}_v .

À partir de ces notations et de l'expression (5.10), nous pouvons déterminer le nombre d'évènements par bin au vertex comme :

$$N^{MC}(\mathbf{j}_v) = \mathcal{L} \int_{\mathbf{x}_v \in (\mathbf{j}_v)} \left[\sum_\Lambda \frac{\Gamma^\Lambda(\mathbf{x}_v) \mathcal{C}_{\mathbf{j}_v}^\Lambda \cdot \text{fact}}{N_{gen}} \right] d\mathbf{x}_v , \quad (5.14)$$

où l'on remarque la somme de la section efficace différentielle sur tous les évènements de cinématiques définies par \mathbf{x}_v comprises dans le bin au vertex \mathbf{j}_v . Le nombre d'évènements par bin expérimental est alors donné par la somme des évènements au vertex sur tous les bins \mathbf{j}_v , pondérés par la probabilité que ces évènements $N^{MC}(\mathbf{j}_v)$ soit reconstruits au bin \mathbf{i}_e . On fait donc intervenir la fonction de mapping $K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v)$ et le tout est par définition sommé sur l'ensemble des évènements de cinématiques \mathbf{x}_e comprises dans le bin \mathbf{i}_e :

$$N^{MC}(\mathbf{i}_e) = \int_{\mathbf{x}_e \in (\mathbf{i}_e)} \left[\sum_{\mathbf{j}_v} N^{MC}(\mathbf{j}_v) K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v) \right] d\mathbf{x}_e . \quad (5.15)$$

En remplaçant $N^{MC}(\mathbf{j}_v)$ par son expression (5.14), on obtient :

$$\begin{aligned} N^{MC}(\mathbf{i}_e) &= \int_{\mathbf{x}_e \in (\mathbf{i}_e)} \left[\sum_{\mathbf{j}_v} \left(\mathcal{L} \int_{\mathbf{x}_v \in (\mathbf{j}_v)} \sum_{\Lambda} \frac{\Gamma^\Lambda(\mathbf{x}_v) C_{\mathbf{j}_v}^\Lambda \cdot \text{fact}}{N_{gen}} d\mathbf{x}_v \right) K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v) \right] d\mathbf{x}_e, \\ N^{MC}(\mathbf{i}_e) &= \mathcal{L} \sum_{\mathbf{j}_v} \sum_{\Lambda} C_{\mathbf{j}_v}^\Lambda \left(\int_{\mathbf{x}_e \in (\mathbf{i}_e)} \int_{\mathbf{x}_v \in (\mathbf{j}_v)} \frac{K(\mathbf{x}_e | \mathbf{x}_v) \Gamma^\Lambda(\mathbf{x}_v) \cdot \text{fact}}{N_{gen}} d\mathbf{x}_v d\mathbf{x}_e \right). \end{aligned} \quad (5.16)$$

Nous retrouvons, entre parenthèse dans cette dernière expression (5.16), l'élément de matrice $K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^\Lambda$ donné dans l'éq. (5.13). Finalement, nous exprimons le nombre d'événements issus de la simulation Monte Carlo par le nombre d'événements par bin expérimental tel que :

$$N^{MC}(\mathbf{i}_e) = \mathcal{L} \sum_{\mathbf{j}_v, \Lambda} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^\Lambda C_{\mathbf{j}_v}^\Lambda. \quad (5.17)$$

Notons bien que c'est par l'ajustement de ce nombre d'événements Monte Carlo par celui des données expérimentales que l'on va extraire les paramètres inconnus $C_{\mathbf{j}_v}^\Lambda$ qui sont nos observables effectives. Les détails de la procédure d'ajustement sont exposés dans la section suivante.

5.2.2 Procédure d'ajustement des données de la simulation

L'ajustement du nombre d'événements simulés $N^{MC}(\mathbf{i}_e)$ par le nombre d'événements expérimentaux $N^{Exp}(\mathbf{i}_e)$ consiste à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{\mathbf{i}_e} \frac{[N^{Exp}(\mathbf{i}_e) - N^{MC}(\mathbf{i}_e)]^2}{[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e)]^2}, \quad (5.18)$$

avec $\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e)$ l'erreur statistique sur le nombre d'événements $N_{N'\gamma}$ du bin expérimental \mathbf{i}_e correspondant aux événements d'électroproduction de photons $eN \rightarrow e'N'\gamma$. Elle est obtenue à partir des incertitudes sur les nombres d'événements de chaque contribution au bruit de fond de cette réaction :

- ▷ incertitude ΔN_{π^0} sur le nombre N_{π^0} de contaminations π^0 ,
- ▷ incertitude ΔN_{acc1} sur le nombre de fortuites N_{acc1} à un seul dépôt d'énergie,
- ▷ incertitude ΔN_{acc2} sur le nombre de fortuites N_{acc2} à deux dépôts d'énergies,

ainsi que de l'incertitude ΔN_{tot} sur le nombre d'événements bruts N_{tot} acquis pour toute réaction du type $eN \rightarrow e'\gamma X$. Puisque ces nombres d'événements sont considérés indépendants, l'erreur $\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e)$ est équivalente à la somme quadratique de leurs incertitudes :

$$\begin{aligned} N_{N'\gamma} &= N_{tot} - N_{acc1} - N_{\pi^0} + N_{acc2}, \\ \sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) &= \sqrt{\Delta N_{tot}^2 + \Delta N_{acc1}^2 + \Delta N_{\pi^0}^2 + \Delta N_{acc2}^2}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

De plus, pour ne considérer que les événements sur neutron et deuton de la cible de deutérium, il faut prendre en compte la soustraction de ces données entre les deux cibles LD2-LH2. Comme les événements des deux cibles sont indépendants, chacune des incertitudes est obtenue par la somme quadratique de celles des cibles. On obtient pour l'exemple de l'incertitude sur le nombre de données brutes :

$$\begin{aligned} N_{tot} &= N_{tot}^{LD2} - L \cdot N_{tot}^{LH2}, \\ \Delta N_{tot} &= \sqrt{(\Delta N_{tot}^{LD2})^2 + L^2 \cdot (\Delta N_{tot}^{LH2})^2}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

avec $L = \mathcal{L}^{LD2}/\mathcal{L}^{LH2}$ le rapport des luminosités intégrées de chaque cible pour la normalisation et la soustraction de leurs données.

On note par $\bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}$ les valeurs des observables $\mathcal{C}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}$ qui minimisent le χ^2 :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathcal{C}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}} \Bigg|_{\bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}} = 0. \quad (5.21)$$

En développant la dérivée partielle et en l'inversant avec la somme discrète $\sum_{\mathbf{i}_e}$ sur les bins \mathbf{i}_e dans l'expression (5.18) du χ^2 , on arrive à :

$$\sum_{\mathbf{i}_e} \left(\frac{2 \left[N^{Exp}(\mathbf{i}_e) - N^{MC}(\mathbf{i}_e) \right]}{\left[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]^2} \cdot \frac{\partial \left(N^{Exp}(\mathbf{i}_e) - N^{MC}(\mathbf{i}_e) \right)}{\partial \left(\bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} \right)} \right) = 0. \quad (5.22)$$

Ce qui donne en remplaçant N^{MC} par son expression (5.17) :

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{i}_e} & \left(\frac{2 \left[N^{Exp}(\mathbf{i}_e) - \left(\mathcal{L} \sum_{\mathbf{j}_v, \Lambda} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^{\Lambda} \bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} \right) \right]}{\left[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]^2} \cdot \frac{\partial \left(\mathcal{L} \sum_{\mathbf{j}_v, \Lambda} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^{\Lambda} \bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} \right)}{\partial \left(\bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} \right)} \right) = 0, \\ & \sum_{\mathbf{i}_e} \frac{\left[\mathcal{L} \sum_{\mathbf{j}'_v, \Lambda'} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}'_v}^{\Lambda'} \bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}'_v}^{\Lambda'} - N^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]}{\left[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]^2} \cdot \mathcal{L} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^{\Lambda} = 0. \end{aligned} \quad (5.23)$$

On fait alors apparaître deux matrices α et β :

$$\sum_{\mathbf{j}'_v, \Lambda'} \alpha_{\mathbf{j}_v, \mathbf{j}'_v}^{\Lambda, \Lambda'} \bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}'_v}^{\Lambda'} - \beta_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} = 0, \quad \forall \mathbf{j}_v, \Lambda. \quad (5.24)$$

qui sont définies par :

$$\alpha_{\mathbf{j}_v, \mathbf{j}'_v}^{\Lambda, \Lambda'} = \sum_{\mathbf{i}_e} \mathcal{L}^2 \cdot \frac{K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^{\Lambda} K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}'_v}^{\Lambda'}}{\left[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]^2}, \quad (5.25)$$

$$\beta_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} = \sum_{\mathbf{i}_e} \mathcal{L} \cdot \frac{N^{Exp}(\mathbf{i}_e) K_{\mathbf{i}_e, \mathbf{j}_v}^{\Lambda}}{\left[\sigma^{Exp}(\mathbf{i}_e) \right]^2}. \quad (5.26)$$

La matrice α est carrée de dimension $(\Lambda \cdot \mathbf{j}_v)$ et β est une matrice colonne de même dimension $(\Lambda \cdot \mathbf{j}_v)$. Nous arrivons finalement à extraire les observables, qui sont les paramètres libres de l'ajustement, telles que :

$$\bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda} = \sum_{\mathbf{j}'_v, \Lambda'} \left[\alpha_{\mathbf{j}_v, \mathbf{j}'_v}^{\Lambda, \Lambda'} \right]^{-1} \beta_{\mathbf{j}'_v}^{\Lambda'}. \quad (5.27)$$

Il faut comprendre que cette procédure d'ajustement des nombres d'événements issus de la simulation $N^{MC}(\mathbf{i}_e)$ par ceux de l'expérience $N^{Exp}(\mathbf{i}_e)$ est réalisée sur tous les bins expérimentaux \mathbf{i}_e considérés pour cette analyse. C'est donc un ajustement dit "global" nous permettant d'assurer sa réussite puisque nous prenons la statistique totale de la simulation et de l'expérience pour le réaliser. En revanche, les résultats de cet ajustement, qui sont nos valeurs d'observables, sont représentés par bin afin d'étudier leurs dépendances en fonction des variables choisies pour le binning. C'est à cette étape que le choix des variables sur lesquelles nous binnons et étudions les observables est important. Il est expliqué en détail dans la section 5.2.4.

À partir des résultats de l'ajustement combiné, à savoir les valeurs extraites des observables $\mathcal{C}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}$ du neutron et du deuton, nous pouvons reconstruire leurs sections efficaces totales respectives en fonction des variables au vertex \mathbf{x}_v :

$$d^4 \sigma(\mathbf{x}_v) = \sum_{\Lambda} \Gamma^{\Lambda}(\mathbf{x}_v) \bar{\mathcal{C}}_{\mathbf{j}_v}^{\Lambda}. \quad (5.28)$$

Elles sont indépendantes de la paramétrisation choisie pour réaliser l'ajustement des nombres d'évènements. Ceci est vrai du moment que la procédure d'ajustement a réussi et que les valeurs d'observables obtenues redonnent bien les mêmes nombres d'évènements une fois réinjectés dans la paramétrisation utilisée pour les extraire.

5.2.3 Calcul d'incertitude sur les valeurs des observables et la mesure de la section efficace totale

Nous notons par V la matrice inverse de α définie comme la matrice carrée et symétrique de variances-covariances des observables $\bar{C}_{j_v}^\Lambda$:

$$V_{j_v, j'_v}^{\Lambda, \Lambda'} = [a_{j_v, j'_v}^{\Lambda, \Lambda'}]^{-1} = \begin{pmatrix} \text{Var}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1}) & \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_1}) & \dots & \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_6}) \\ \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_1}) & \text{Var}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2}) & \dots & \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_6}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_6}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_1}) & \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_6}, \bar{C}_{j'_v}^{\Lambda'_2}) & \dots & \text{Var}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_6}) \end{pmatrix}, \quad (5.29)$$

où les indices $\{\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3\}$ correspondent aux numéros que l'on a attribués aux trois observables du neutron et $\{\Lambda_4, \Lambda_5, \Lambda_6\}$ à ceux du deuton. Les termes diagonaux de cette matrice déterminent les incertitudes au carré sur les valeurs des observables pour un bin au vertex j_v :

$$V_{j_v=j'_v}^{\Lambda=\Lambda'} = \text{Var}(\bar{C}_{j_v}^\Lambda) = (\Delta \bar{C}_{j_v}^\Lambda)^2. \quad (5.30)$$

Les termes non diagonaux donnent les corrélations entre deux des observables pour un bin au vertex j_v :

$$V_{j_v=j'_v}^{\Lambda \neq \Lambda'} = \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^\Lambda, \bar{C}_{j'_v=j_v}^{\Lambda' \neq \Lambda}). \quad (5.31)$$

À partir des valeurs des observables, nous reconstruisons la section efficace totale selon son expression (5.28). Pour l'exemple du neutron, nous obtenons l'expression de la section efficace totale suivante (sans le terme BH) :

$$d^4\sigma(\mathbf{x}_v) = \Gamma^{\Lambda_1}(\mathbf{x}_v) \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1} + \Gamma^{\Lambda_2}(\mathbf{x}_v) \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2} + \Gamma^{\Lambda_3}(\mathbf{x}_v) \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_3}, \quad (5.32)$$

de même pour le deuton avec ses observables associées. Puisque la section efficace totale est une combinaison linéaire d'observables, son incertitude au carré peut être obtenue par analogie avec la propriété suivante de la variance d'une combinaison $aX + bY$:

$$\text{Var}(aX + bY) = a^2 \text{Var}(X) + b^2 \text{Var}(Y) + 2ab \text{Cov}(X, Y), \quad (5.33)$$

où les deux variables X et Y sont corrélées. Cela conduit à l'incertitude sur la mesure de la section efficace totale suivante :

$$\begin{aligned} \text{Var}(\sigma) = (\Delta\sigma)^2 &= \left(\Gamma^{\Lambda_1} \cdot \Delta \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1} \right)^2 + \left(\Gamma^{\Lambda_2} \cdot \Delta \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2} \right)^2 + \left(\Gamma^{\Lambda_3} \cdot \Delta \bar{C}_{j_v}^{\Lambda_3} \right)^2 + 2 \Gamma^{\Lambda_1} \Gamma^{\Lambda_2} \cdot \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1}, \bar{C}_{j'_v=j_v}^{\Lambda'_2}) \\ &\quad + 2 \Gamma^{\Lambda_1} \Gamma^{\Lambda_3} \cdot \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_1}, \bar{C}_{j'_v=j_v}^{\Lambda'_3}) + 2 \Gamma^{\Lambda_2} \Gamma^{\Lambda_3} \cdot \text{Cov}(\bar{C}_{j_v}^{\Lambda_2}, \bar{C}_{j'_v=j_v}^{\Lambda'_3}). \end{aligned} \quad (5.34)$$

5.2.4 Choix des variables pour l'extraction des observables

Nous avons vu dans la section 5.2.1 qu'afin d'extraire les observables la procédure d'ajustement de la simulation aux données fait intervenir deux séries de variables issues de la simulation \mathbf{x}_v et \mathbf{x}_e . Afin de garder la procédure d'ajustement cohérente, ces deux séries doivent être composées des mêmes variables dont doit dépendre la section efficace totale, à savoir les variables cinétiques : Q^2, x_B, t, ϕ .

Le choix du binning appliqué à ces variables est important pour la réussite de la procédure d'ajustement. Puisque les observables $\mathcal{C}_{j_v}^\Lambda$ définies au vertex, sont des parties réelles de combinaisons de CFFs ne dépendant que des variables t et x_B , et sachant que l'on veut étudier leur dépendance en t à x_B fixé, il est logique de ne biner qu'en t pour les variables au vertex. Aussi, puisque nos nombres d'  v  nements Monte Carlo dépendent des variables expérimentales et varient en fonction de la variable t , nous appliquerons le même binning sur la variable t expérimentale que sur celle au vertex.

De plus, puisqu'on ajuste dans l'éq. (5.18) le nombre d'  v  nements Monte Carlo exprimé dans l'éq. (5.17) sur l'ensemble des bins expérimentaux \mathbf{i}_e afin d'en extraire les observables $\mathcal{C}_{j_v}^\Lambda$, il est nécessaire pour que l'ajustement soit possible que le nombre de bins \mathbf{i}_e soit supérieur aux nombres Λ d'observables de tous les bins au vertex j_v à extraire, soit $\Lambda \cdot j_v$ paramètres libres. De cette façon, le système de \mathbf{i}_e équations linéaires à $\Lambda \cdot j_v$ inconnues à ajuster n'est pas singulier et les résultats de l'ajustement, à savoir les valeurs des paramètres libres sont définis. Il faut donc trouver une variable expérimentale \mathbf{x}_e supplémentaire à t sur laquelle biner et dont les observables soient indépendantes. Il s'agira donc de biner sur la variable ϕ pour séparer les différentes contributions angulaires des observables à la section efficace totale.

Pour finir, puisqu'on ne peut pas séparer nos données neutrons de celles deutons prises avec la cible LD2, nous recherchons à extraire leurs observables respectives par un ajustement combiné de leurs contributions issues de deux simulations différentes. L'ajustement doit alors permettre d'extraire en même temps les 3 observables du neutron et du deuton alors qu'elles ont les mêmes dépendances angulaires, amenant à une solution singuliere. Par conséquent, suivant le raisonnement précédent pour le binning en ϕ , nous binnerons en plus sur la variable M_X^2 expérimentale selon laquelle les proportions d'  v  nements neutron et deuton à ajuster varient mais dont les observables ne dépendent pas. En effet, les valeurs de M_X^2 de chaque contribution neutron et deuton aux   v  nements d'electroproduction de photons diff  rent par un déplacement $t/2$. On peut retrouver ce facteur en considérant la diffusion $e(k)d(p_1) \rightarrow e'(k')d'(p_2)\gamma(q_2)$ d'un électron sur un deuton au repos dans la cible via un photon virtuel $\gamma^*(q_1)$. Puisque la diffusion est cohérente, le deuton reste intact et sa masse inchangée à l'état final. Nous reconstruisons ainsi la masse M_d du deuton par M_X^2 telle que :

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (p_1 + q_1 - q_2)^2, \\ M_X^2 &= p_1^2 + (q_1 - q_2)^2 + 2p_1(q_1 - q_2), \\ M_X^2 &= M_d^2 + t + 2M_d(\nu - |\vec{q}_2|) = M_d^2. \end{aligned} \quad (5.35)$$

Ce qui conduit à une expression de t en fonction de M_d :

$$\frac{-t}{M_d} = 2(\nu - |\vec{q}_2|). \quad (5.36)$$

En intégrant cette dernière équation dans l'expression de la masse manquante au carré calculée pour le neutron, cela donne :

$$\begin{aligned} M_X^2 &= M_n^2 + t + 2M_n(\nu - |\vec{q}_2|), \\ M_X^2 &= M_n^2 + t \left(1 - \frac{M_n}{M_d}\right), \\ M_X^2 &\simeq M_n^2 + \frac{t}{2}. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Puisque les valeurs de t sont négatives, les données deuton doivent donc se situer autour d'une valeur en M_X^2 inférieure à celle des données neutron.

5.3 Application de la Méthode d'Analyse des Données

5.3.1 Elargissement de la distribution en M_X^2 des données de la simulation

Principe

Les données issues de la simulation Monte Carlo sont trop parfaites comparées aux données expérimentales, ou autrement dit pas assez réalistes. En effet, les variables expérimentales \mathbf{x}_e de la simulation, bien que tenant compte des effets de résolutions des détecteurs, sont encore trop idéales par rapport à celles reconstruites à partir des données de l'expérience. C'est d'autant plus le cas avec les variables reliées au calorimètre, de moins bonne résolution en énergie que le spectromètre. Puisque nous devons ajuster les données simulées par celles de l'expérience pour extraire les observables, et puisque nous utilisons la variable cinématique M_X^2 pour séparer les contributions neutron et deuton, nous élargissons la distribution en M_X^2 des données Monte Carlo pour la rendre plus réaliste et assurer la réalisation à terme de l'ajustement.

Le principe utilisé pour élargir la distribution des données de la simulation consiste à dégrader la résolution en énergie du photon final détecté par le calorimètre. On applique pour cela un facteur aléatoire α_{Gauss} obtenu selon une distribution gaussienne à chaque événement proton : $e(k) p(p_1) \rightarrow e'(k') p'(p_2) \gamma(q_2)$. On utilise donc les données de la simulation et de l'expérience des cinématiques sur cible LH2 pour lesquelles les électrons diffusent uniquement sur des protons. En effet, puisqu'on ne peut pas différencier les données expérimentales du neutron de celles du deuton, on ne peut pas utiliser leurs distributions individuelles comme référence pour élargir celles des simulations. On applique donc le facteur aléatoire sur le quadri-vecteur énergie-impulsion du photon final tel que la masse manquante au carré devient :

$$M_X^2 = [q_1 + p_1 - (q_2 \cdot \alpha_{Gauss})]^2 . \quad (5.38)$$

De plus, puisque la résolution en énergie du calorimètre n'est pas uniforme, nous réalisons différents élargissements pour différentes zones du calorimètre. Ainsi, on applique à chaque photon final détecté dans le calorimètre, un facteur aléatoire issu de la distribution gaussienne correspondante à la région du détecteur où se situe son point d'impact. Ces distributions gaussiennes $Gauss(\kappa, \sigma)$ sont définies par les moyennes κ et largeurs σ de leurs pics. On doit donc déterminer pour chacune des zones du calorimètre, de façon à élargir la distribution en M_X^2 des photons de la simulation pour qu'elle se rapproche au plus de celle de l'expérience. Il nous faut pour cela suffisamment de statistique dans chacune des zones que l'on doit délimiter. En étudiant les distributions en M_X^2 des données expérimentales, nous sommes arrivés à former 23 zones sur la surface du calorimètre qui vont correspondre à 23 distributions gaussiennes différentes.

De manière à trouver les moyennes et largeurs optimales des pics gaussiens nous donnant le meilleur élargissement possible, nous utilisons un outil implémenté dans ROOT¹, nommé "TMinuit". Il va essayer toutes les combinaisons possibles de (κ, σ) afin de minimiser un χ^2 qu'on lui passe en argument, et de proche en proche ou par un algorithme de récurrence, il va aboutir à la combinaison optimale donnant le χ^2 le plus petit. En pratique, TMinuit se charge de trouver les combinaisons les plus cohérentes selon les résultats des χ^2 des itérations précédentes. En revanche, à chaque itération et à partir de la combinaison de nouvelles valeurs qu'il renvoie, nous chargeons du calcul du χ^2 qu'on lui retourne pour un nouvel essai. L'expression du χ^2 à minimiser est donnée par :

$$\chi^2 = \sum_n \frac{[N_{Exp}(n) - N_{Simu}(n)]^2}{[\sigma_{Exp}(n)]^2} , \quad (5.39)$$

avec n un des 34 bins en M_X^2 dans un intervalle de $[0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$ sur lequel nous réalisons l'élargissement. La variable N_{Exp} correspond au nombre d'événements proton expérimentaux après soustraction du bruit de fond et N_{Simu} au nombre d'événements proton simulés après élargissement.

1. ROOT est un logiciel de programmation orientée objet et une bibliothèque logicielle utilisant le langage C++. Il a été développé par le CERN et conçu pour l'analyse des données en physique des particules.

Site internet : <https://root.cern.ch/drupal/>

L'incertitude sur le nombre d'événements proton expérimentaux $\sigma_{Exp} = \sqrt{N_{Exp}}$ est obtenue à partir des données proton avant soustraction du bruit de fond. Puisque les quantités de données de la simulation et de l'expérience ne sont pas égales, le nombre d'événements proton issu de l'expérience dans chacun des bins n a été normalisé selon :

$$N_{Exp}(n) = N_{Exp}^{ini}(n) \cdot \frac{\sum_n N_{Simu}(n)}{\sum_n N_{Exp}^{ini}(n)}, \quad (5.40)$$

où $N_{Exp}^{ini}(n)$ est le nombre d'événements de proton expérimentaux pour le bin n avant la normalisation.

Résultats

Les valeurs optimales des moyennes κ et largeurs σ des pics des distributions gaussiennes pour lesquelles les distributions en M_X^2 des données simulées sont les plus proches de celles de l'expérience sont reportées sur la figure 5.1 pour chaque région du calorimètre et chaque cinématique. Nous pourrions nous attendre à observer sur ces deux cinématiques une corrélation entre les ré-

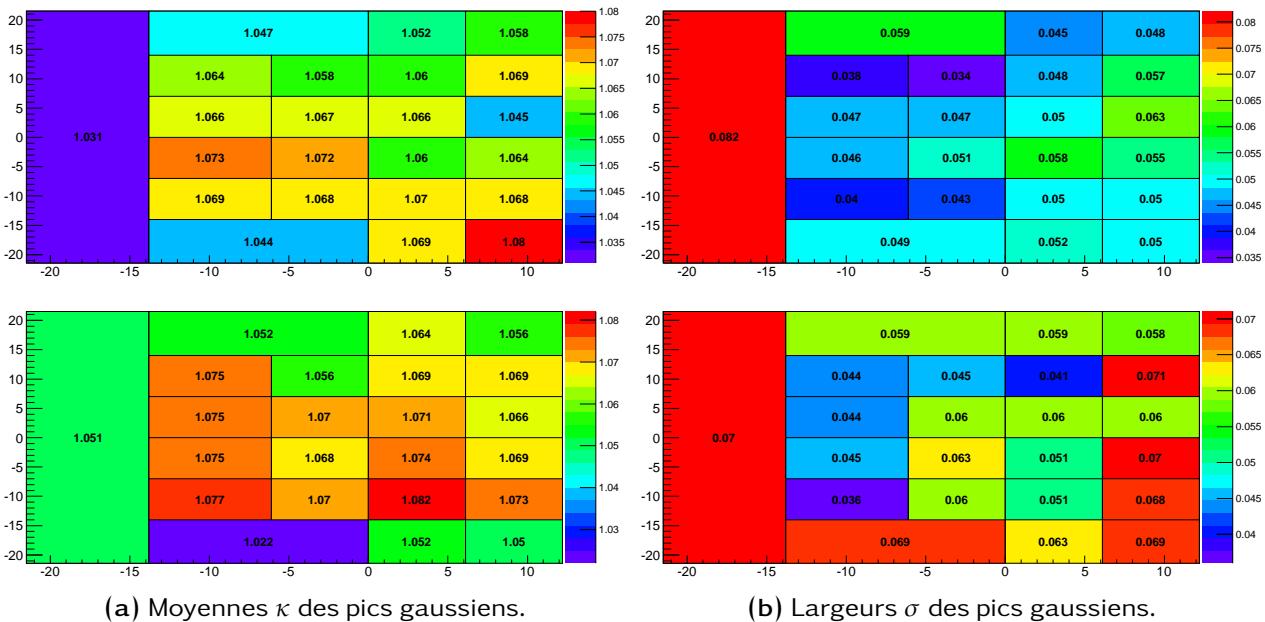


FIGURE 5.1 – Valeurs optimales des moyennes κ et largeurs σ des pics des distributions gaussiennes utilisées pour les élargissements des distributions en M_X^2 des données de la simulation pour les cinématiques Kin2Low (haut) et Kin2High (bas). Elles sont indiquées selon une échelle de couleur et précisées numériquement sur la région correspondante du calorimètre. Est représentée ici la surface (X,Y) arrière du calorimètre par rapport à laquelle le faisceau est positionné sur sa droite.

gions du calorimètre et les valeurs associées des moyennes et largeurs des gaussiennes. En effet, les zones plus proches du faisceau contenant des événements du bruit de fond dus aux radiations, se verraient attribuer des élargissements plus importants de M_X^2 pour correspondre au mieux à l'expérience. Ce que nous constatons finalement est une répartition aléatoire des moyennes et largeurs des gaussiennes sur la surface du calorimètre. Nous remarquons de plus que ces valeurs ne sont pas homogènes sur la globalité des régions du calorimètre, passant de $\kappa = 1.03$ à $\kappa = 1.08$ pour les moyennes et de $\sigma = 0.035$ à $\sigma = 0.07$ à 0.08 pour les largeurs des gaussiennes. Aussi, nous pouvons voir qu'elles diffèrent beaucoup d'une région à l'autre du détecteur. Ce dernier point pouvant être dû à la qualité des blocs du détecteur. En effet, les blocs ont été disposés de façon à ce que des blocs d'efficacités similaires se retrouvent dispersés de part et d'autre du détecteur. Ceci afin de ne pas favoriser (ou défavoriser) une région du calorimètre plutôt qu'une autre pour la détection des photons finaux.

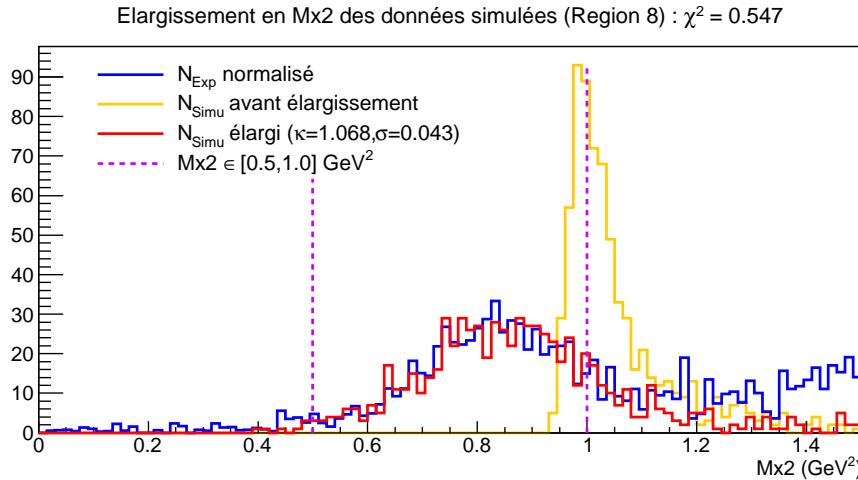


FIGURE 5.2 – Résultat de l’élargissement de la distribution en M_X^2 des données proton de la simulation pour une région du calorimètre et pour la cinématique Kin2Low. Les différentes distributions sont expliquées en légende. Les valeurs optimales (κ, σ) de la gaussienne obtenues pour un χ^2 minimal sont indiquées en plus dans la légende. La valeur du χ^2 minimal est donnée en entête. L’intervalle en M_X^2 dans lequel est réalisée la procédure d’élargissement est également représenté.

Nous donnons dans la figure 5.2, pour l’exemple d’une zone centrale du calorimètre et de la cinématique Kin2Low, l’élargissement de la distribution en M_X^2 obtenu sur les données simulées. Nous la comparons à la distribution en M_X^2 des données expérimentales reconstruite dans la même région du détecteur. Nous remarquons avec cet exemple que la procédure d’élargissement a été efficace puisqu’à son terme nous voyons qu’il y a un bon accord entre les distributions expérimentales et simulées.

5.3.2 Résultats de l’ajustement des données de la simulation

Pour la réalisation de l’ajustement du nombre d’événements de la simulation par celui de l’expérience, nous avons effectué 24 bins équidistants en ϕ dans l’intervalle $\phi \in [0, 360]^\circ$, 20 bins équidistants en M_X^2 dans l’intervalle $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$ et 5 bins en t . Pour assurer la faisabilité de l’ajustement et la fiabilité des valeurs d’observables que l’on va extraire, nous voulons que tous les bins en t sur lesquels nous intégrons les nombres d’événements simulation-expérience aient suffisamment de statistique. De cette façon, il n’y aura pas de bins en t avec peu de statistiques risquant d’afficher la qualité de l’ajustement et des résultats de ceux avec plus d’événements. Nous nous arrangeons donc pour avoir la répartition des événements expérimentaux la plus équivalente possible sur les 5 bins en t , cela en ajustant leurs tailles pour chacune des cinématiques. La figure 5.3 donne la comparaison du nombre d’événements de chacun des 5 bins en t dans l’intervalle $t \in [-0.40, -0.15] \text{ GeV}^2$, lorsque ceux-ci sont équidistants et lorsqu’ils sont choisis à statistiques équivalentes. Les valeurs limites ainsi que les valeurs des milieux des bins en t obtenues sont données dans la table 5.2 pour les deux cinématiques. Précisons que les bins en t_A pour le deuton (variable t calculée avec la masse du deuton) sont inclus dans l’intervalle $t_A \in [-0.4, -0.1] \text{ GeV}^2$.

Nous donnons dans la figure 5.4, pour l’exemple de la cinématique Kin2Low, les nombres d’événements expérimentaux du DVCS et des contributions au bruit de fond en fonction de ϕ obtenus sur le bin $t \in [-0.23, -0.19] \text{ GeV}^2$ pour 2 bins en M_X^2 . Le premier bin d’intervalle $M_X^2 \in [0.500, 0.525] \text{ GeV}^2$ a été choisi comme exemple pour illustrer le cas de bins en M_X^2 de faibles statistiques. Au contraire, le second bin d’intervalle $M_X^2 \in [0.875, 0.900] \text{ GeV}^2$ contient la statistique la plus élevée puisqu’il se situe au niveau du pic de la distribution en M_X^2 des données expérimentales.

Pour ces deux bins en M_X^2 , le nombre total des simulations neutron et deuton reconstruit selon l’expression (5.17) à partir des valeurs d’observables extraites ont été représentés dans la figure 5.5 en fonction de ϕ . Les valeurs de χ^2 obtenues lors de la procédure d’ajustement sont précisées en entête de la figure 5.5. Elles correspondent aux valeurs du χ^2 obtenues pour

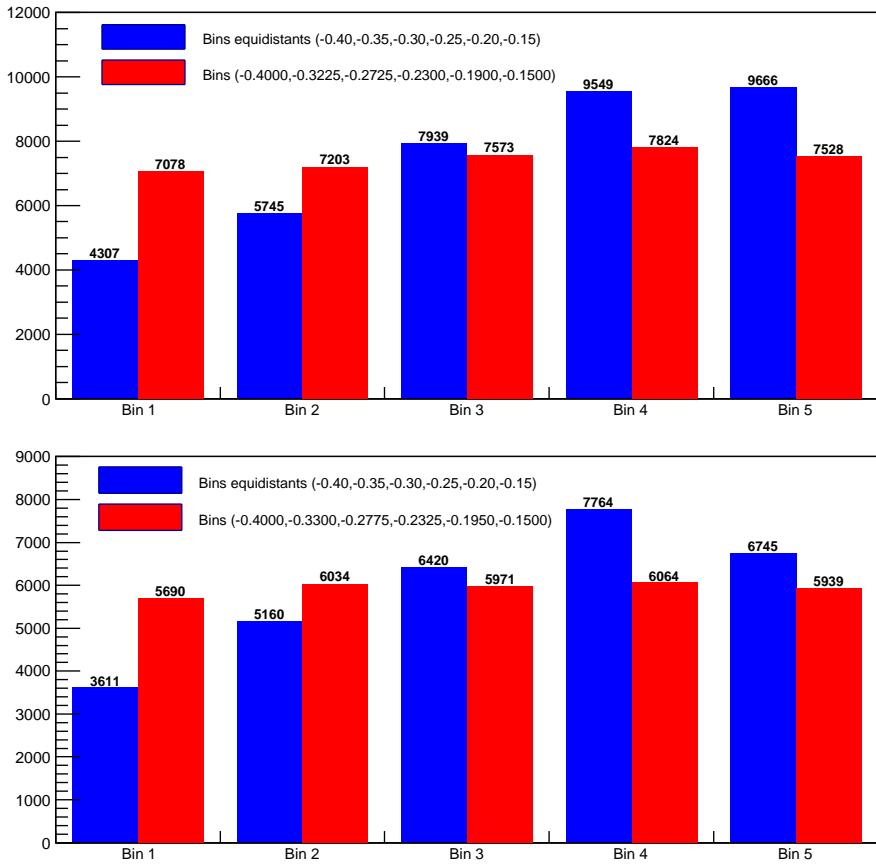


FIGURE 5.3 – Comparaison statistique des 5 bins en t définis dans l'intervalle $t = [-0.4, -0.15] \text{ GeV}^2$ pour les cinématiques Kin2Low (haut) et Kin2High (bas). La comparaison est basée sur la taille des bins, à savoir entre des bins équidistants (bleus) et des bins de tailles différentes mais de statistiques équivalentes (rouges). La statistique de chaque bin est représentée qualitativement grâce à la hauteur des barres et quantitativement par les nombres d'événements affichés à leurs sommets. Les valeurs en t des limites de chaque bin sont précisées en légende.

chaque bin en M_X^2 . Notons qu'on pourrait tout aussi bien calculer une seule valeur de χ^2 reliée à l'ajustement global des nombres d'événements intégrés sur tous les bins de toutes les variables cinématiques. Nous avons préféré le calcul de plusieurs χ^2 afin de connaître la qualité de l'ajustement sur chacun des bins en M_X^2 . Finalement, la procédure d'ajustement a été réalisée avec succès puisque les valeurs des χ^2 de tous les bins en M_X^2 sont de l'ordre de l'unité. Ce constat est donc valable aussi bien pour des bins de faibles statistiques que pour des bins avec beaucoup d'événements.

En réinjectant les valeurs des observables que l'on a extraites pour le neutron et pour le deuton dans l'expression (5.5) de leurs paramétrisations effectives associées, nous obtenons les sections efficaces totales d'électroproduction de photons de chacune. Nous les avons représentées dans les figures 5.6 et 5.7 pour les cinématiques respectives Kin2Low et Kin2High. Les sections efficaces totales et chacune de leurs contributions angulaires y sont tracées en fonction de ϕ pour chaque bin en t et t_A .

Comme attendu pour ces résultats, nous retrouvons les dépendances angulaires en $\cos(\phi)$ et $\cos(2\phi)$ des sections efficaces introduites par les facteurs cinématiques. Nous remarquons que la largeur de l'erreur statistique sur la section efficace totale dépend de façon cohérente avec l'angle ϕ que l'on peut voir comme l'angle de rotation autour du centre du calorimètre (figure 2.14). En effet, l'angle $\phi = 0^\circ$ (ou $\phi = 360^\circ$) correspond à des mesures réalisées à partir de données avec plus de bruit de fond que pour les angles $\phi = 135^\circ$ et $\phi = 225^\circ$ pour lesquels le bruit de fond du faisceau est le plus faible. L'erreur statistique suit donc cette évolution, à savoir elle est plus importante lorsqu'il y a plus de bruit de fond.

Nous observons de plus que la section efficace totale du neutron paraît être plus élevée pour

Bins	Kin2Low			Kin2High		
	$-t_{min}$	$-t_{max}$	$-t$	$-t_{min}$	$-t_{max}$	$-t$
Bin 1	0.1500	0.1900	0.1700	0.1500	0.1950	0.1725
Bin 2	0.1900	0.2300	0.2100	0.1950	0.2325	0.2138
Bin 3	0.2300	0.2725	0.2513	0.2325	0.2775	0.2550
Bin 4	0.2725	0.3225	0.2975	0.2775	0.3300	0.3038
Bin 5	0.3225	0.4000	0.3613	0.3300	0.4000	0.3650

TABLE 5.2 – Valeurs limites $\{-t_{min}, -t_{max}\}$ et valeurs $-t$ des milieux des bins en t de chaque cinématique utilisés pour la procédure d'ajustement.

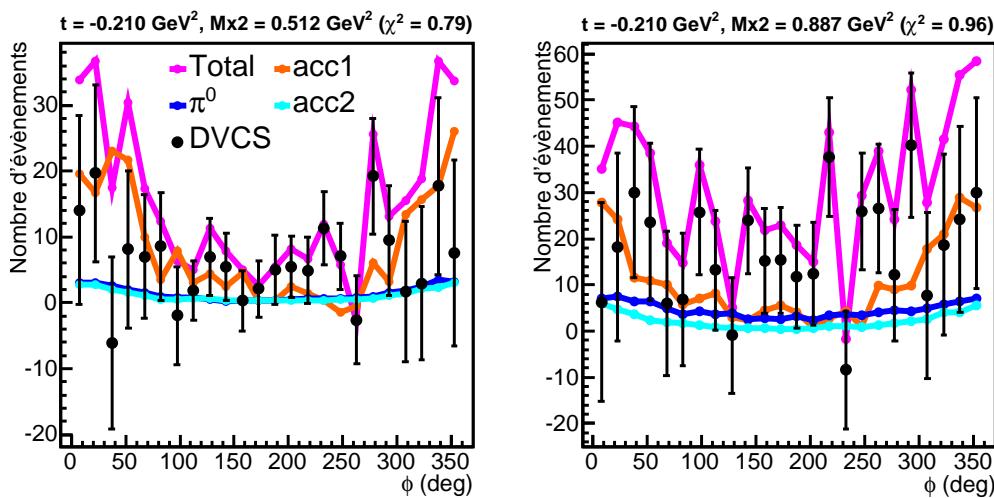


FIGURE 5.4 – Nombre d'événements expérimentaux du DVCS-neutron en fonction de ϕ sur le bin $t \in [-0.23, -0.19] \text{ GeV}^2$ et pour 2 bins en M_X^2 d'intervalles de valeurs $M_X^2 \in [0.500, 0.525] \text{ GeV}^2$ et $M_X^2 \in [0.875, 0.900] \text{ GeV}^2$ de la cinématique Kin2Low. Les barres d'erreurs représentent leurs incertitudes statistiques. Ces nombres d'événements DVCS-neutron de l'expérience sont obtenus à partir du nombre total d'événements bruts sur neutron soustraits de leurs contaminations π^0 et fortuites acc1 à un dépôt d'énergie et ajoutés des fortuites acc2 à deux dépôts d'énergies.

une valeur de $|t|$ plus faible et semble décroître à mesure que $|t|$ augmente. Elle est aussi plus élevée que la contribution due au BH pour des angles autour de $\phi \sim 180^\circ$, surtout à petit $|t|$ où la déviation varie selon ϕ d'environ 1σ à 2σ .

Finalement, nous constatons sur l'ensemble de ces bins que la section efficace totale du deuton qu'on a mesurée, avec le respect des incertitudes statistiques, est très faible voire compatible avec zéro. Elle est de plus compatible avec la contribution due au BH, qui elle aussi se trouve être très proche de zéro pour le cas du deuton. Ceci signifie que dans le domaine cinématique de l'expérience, les électrons incidents diffuseraient pratiquement seulement de façon quasi-élastique sur les nucléons de la cible et que les deutons leurs seraient "invisibles".

5.3.3 Etude systématique des résultats sur le neutron

Les résultats sur les mesures de sections efficaces du neutron et du deuton montrés précédemment dans la section 5.3.2 doivent être indépendants des réglages des paramètres de l'analyse. Ceux-ci comprennent le choix du nombre de bins sur les variables cinématiques utilisées pour la procédure d'ajustement, l'extraction des observables et la représentation des résultats. Ils incluent de plus le choix des intervalles de valeurs des variables cinématiques sur lesquels nous sélectionnons les données utilisées pour la mesure de la section efficace totale, dans la mesure où ces inter-

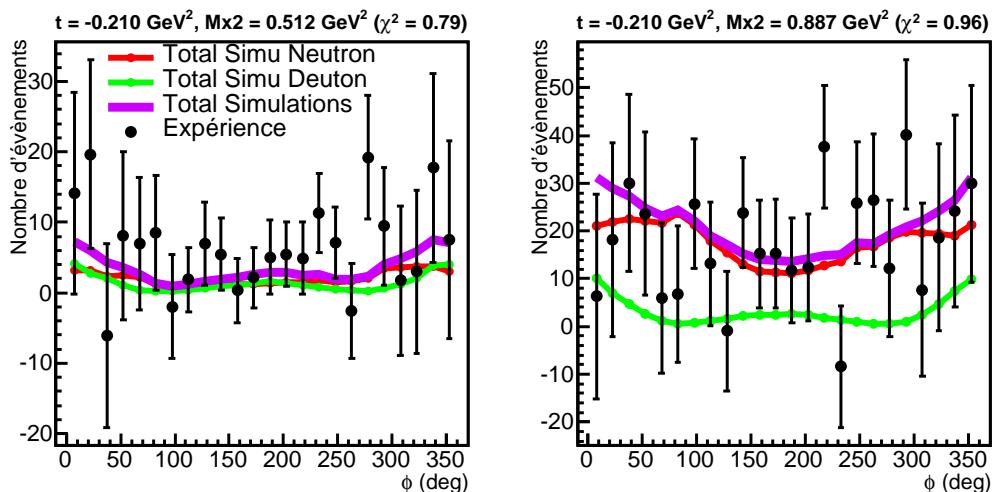


FIGURE 5.5 – Nombre total d'évènements de la simulation neutron, deuton et le nombre total d'évènements des deux simulations comparés au nombre total d'évènements expérimentaux donnés en fonction de ϕ pour les deux mêmes bins en M_X^2 montrés dans la figure 5.4. Les valeurs des χ^2 de chaque bin en M_X^2 sont données en entête.

valles sont identiques entre la simulation et l'expérience. Nous avons donc choisi d'étudier l'impact du nombre de bins en t , en gardant le même intervalle de valeurs et en ne changeant que la taille des bins, sur les valeurs extraites des observables du neutron. De plus, nous avons voulu étudier l'évolution de la mesure de la section efficace totale du neutron en fonction du choix des intervalles de valeurs en M_X^2 sur lesquels nous garderons le même nombre de bins. Ces deux études sont réalisées en conservant les caractéristiques suivantes :

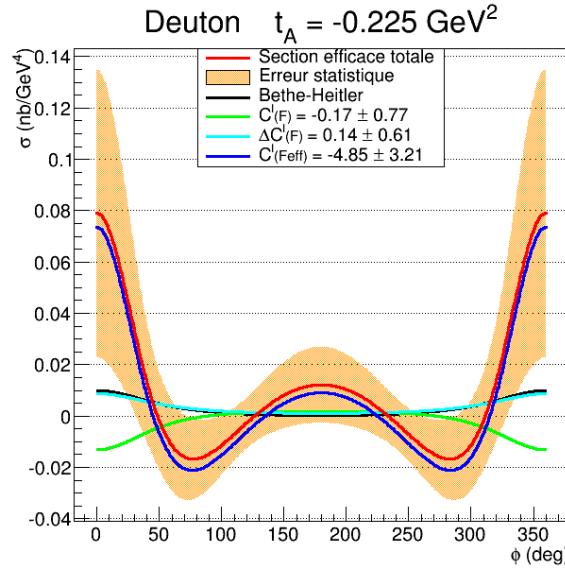
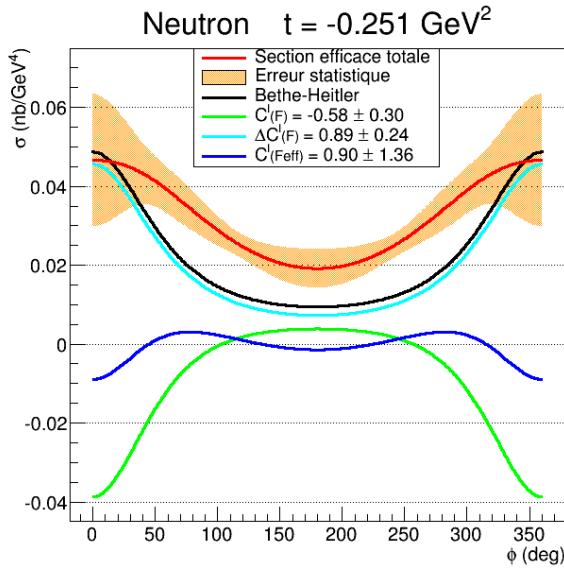
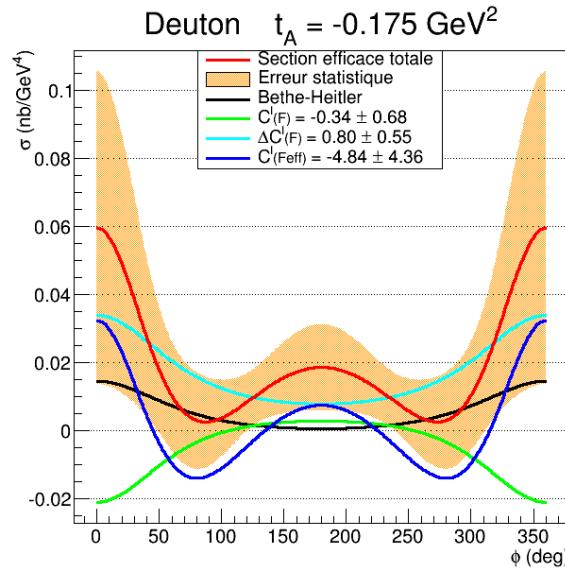
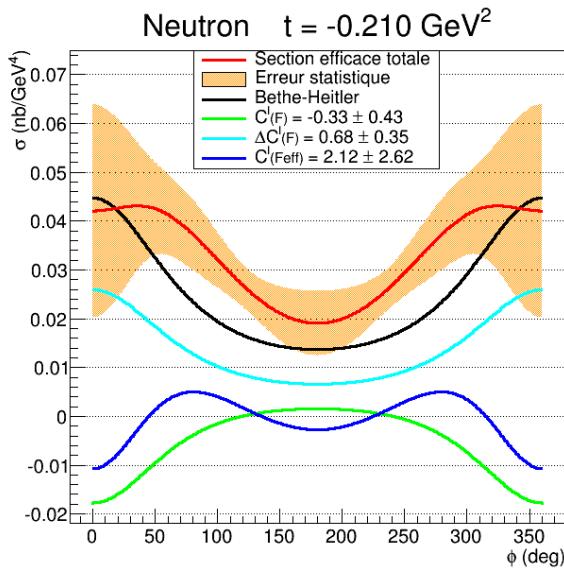
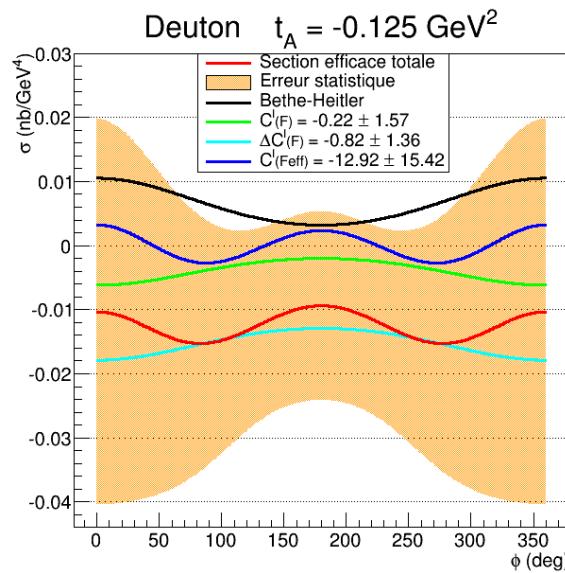
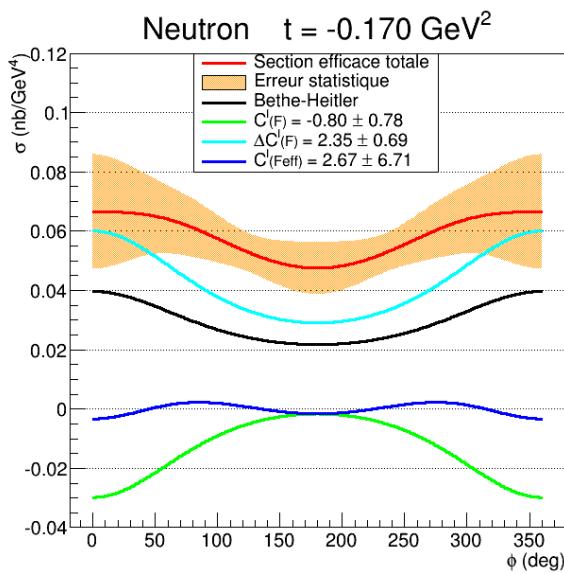
- ▷ des bins en t de tailles différentes mais de statistiques équivalentes,
- ▷ des bins en M_X^2 équidistants.

Etude en t des observables

La figure 5.8 compare pour les cinématiques Kin2Low et Kin2High, les valeurs des observables du neutron obtenues pour deux analyses différentes. La première analyse est celle présentée dans la section 5.3.2, avec 5 bins en t détaillés dans la table 5.2. La seconde analyse comporte deux bins en t dont les valeurs limites sont : $[-0.400, -0.245]$ et $[-0.245, -0.150] \text{ GeV}^2$ pour Kin2Low, et $[-0.4000, -0.2525]$ et $[-0.2525, -0.1500] \text{ GeV}^2$ pour Kin2High. Nous observons à l'issue de la comparaison que les valeurs des observables avec deux bins en t sont compatibles avec celles obtenues pour 5 bins en t en prenant en compte les incertitudes statistiques. Nous remarquons d'ailleurs, en toute logique, que les barres d'erreurs statistiques deviennent plus faibles lorsque les valeurs d'observables sont obtenues avec 2 bins en t , plus larges et donc contenant plus de statistiques.

Etude en M_X^2 de la section efficace totale

Nous avons voulu étudier l'évolution en fonction de t de la section efficace pour trois intervalles en M_X^2 : $[0.5, 0.9] \text{ GeV}^2$, $[0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$ et $[0.5, 1.15] \text{ GeV}^2$. Après avoir réeffectué la procédure d'ajustement pour chacun de ces intervalles, nous avons représenté les sections efficaces obtenues pour chaque bin en t dans les figures 5.9 et 5.10 pour les cinématiques respectives Kin2Low et Kin2High. Nous observons une déviation entre les mesures de la section efficace à différents intervalles en M_X^2 . Cette déviation dépend de ϕ mais ne semble pas varier selon le bin en t . Elles sont plus importantes à $\phi = 0^\circ$ (ou $\phi = 360^\circ$) où les incertitudes statistiques sont les plus importantes. Mais nous constatons aussi que ces déviations dues à l'incertitude systématique sur ces mesures restent du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques.



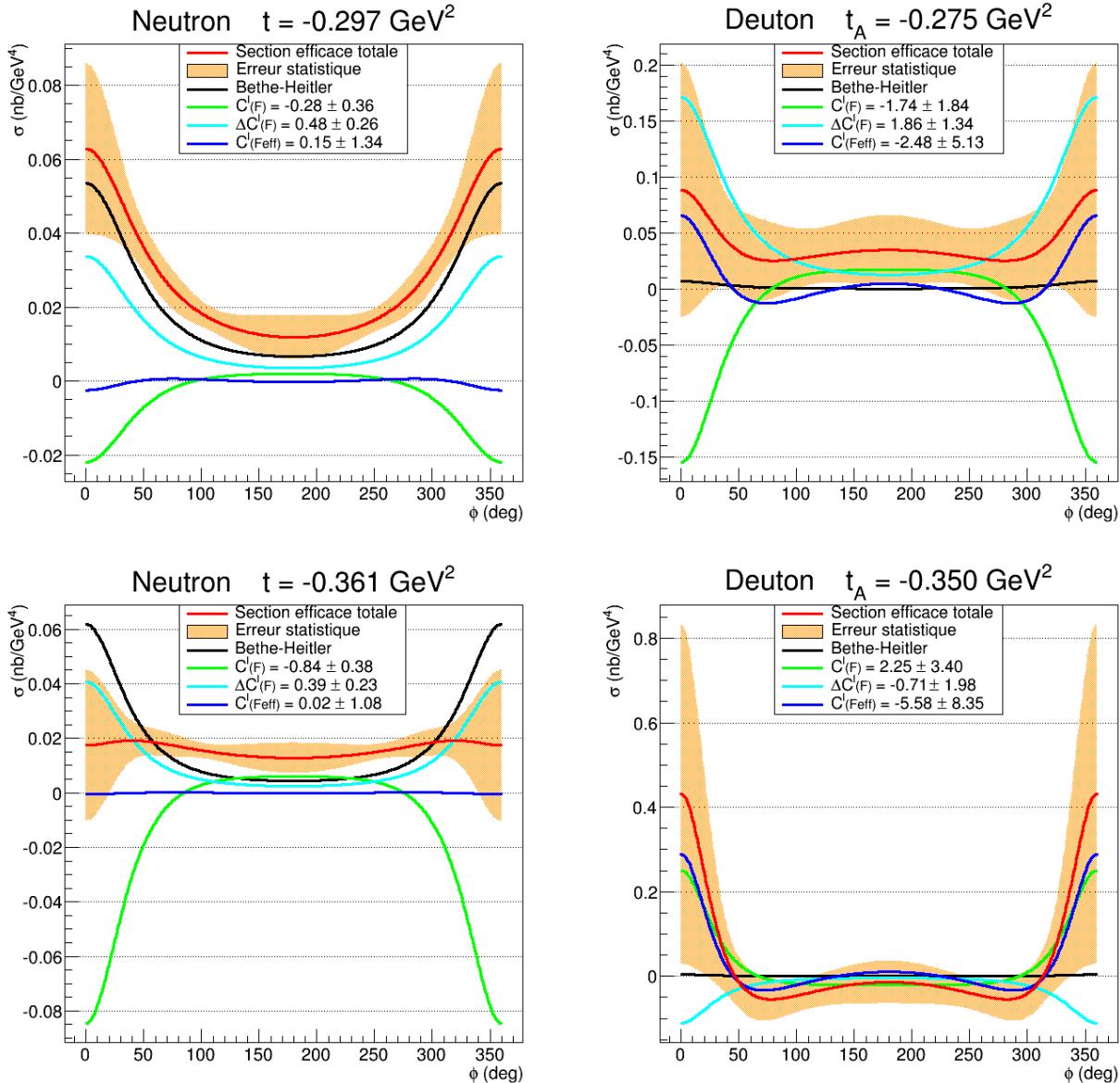
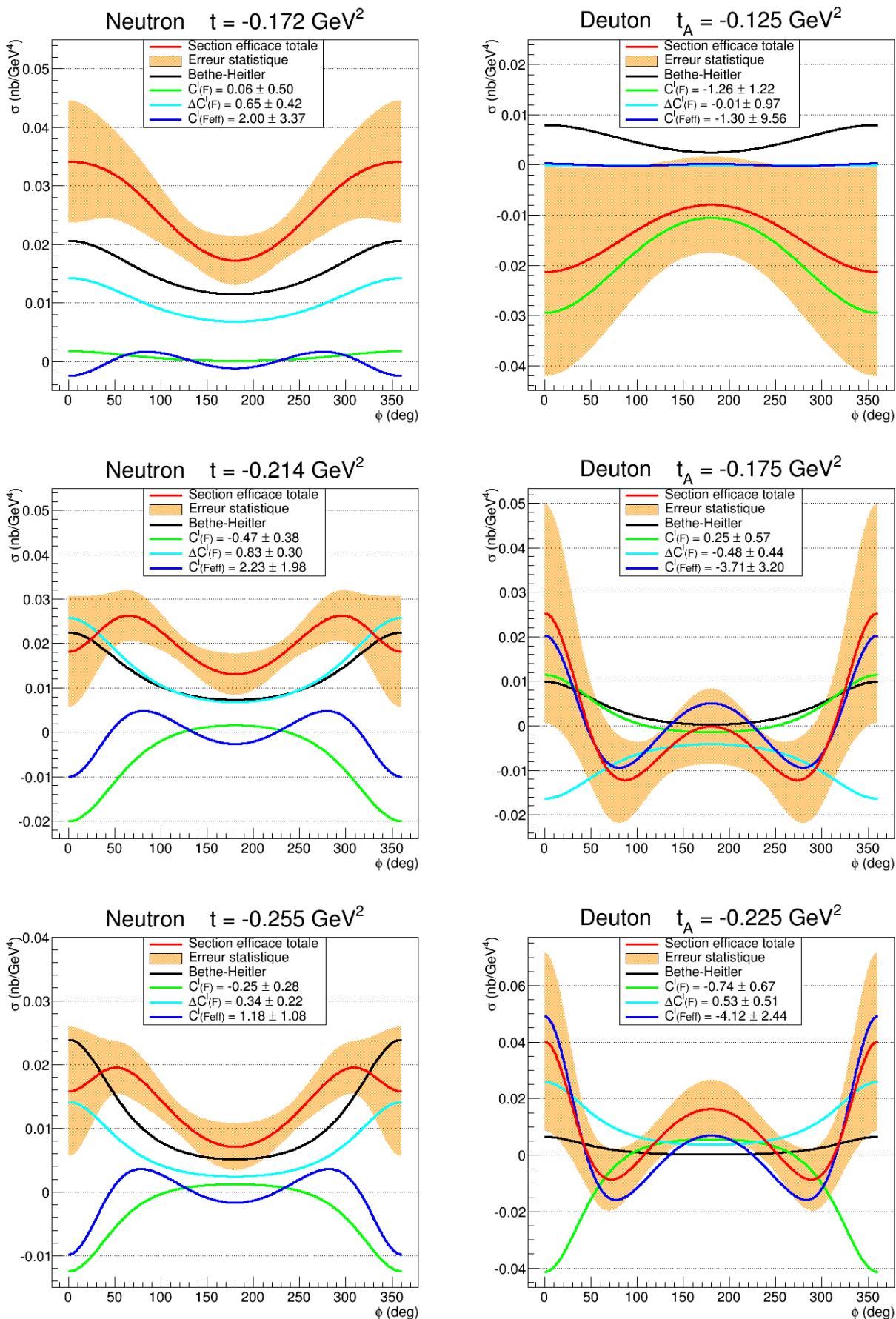


FIGURE 5.6 – Dépendances en ϕ des sections efficaces totales du neutron et du deuton et de chacune de leurs contributions angulaires pour la cinématique Kin2Low dans le domaine $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$. Elles sont représentées pour les 5 bins en t du neutron détaillés dans la table 5.2 et pour les 5 bins en t_A du deuton dans l'intervalle $t_A \in [-0.4, -0.1] \text{ GeV}^2$. Les valeurs numériques données en légende correspondent aux valeurs des observables extraites à partir de la procédure d'ajustement et leurs incertitudes statistiques. La zone colorée délimite le domaine d'incertitude statistique sur la mesure de la section efficace totale.



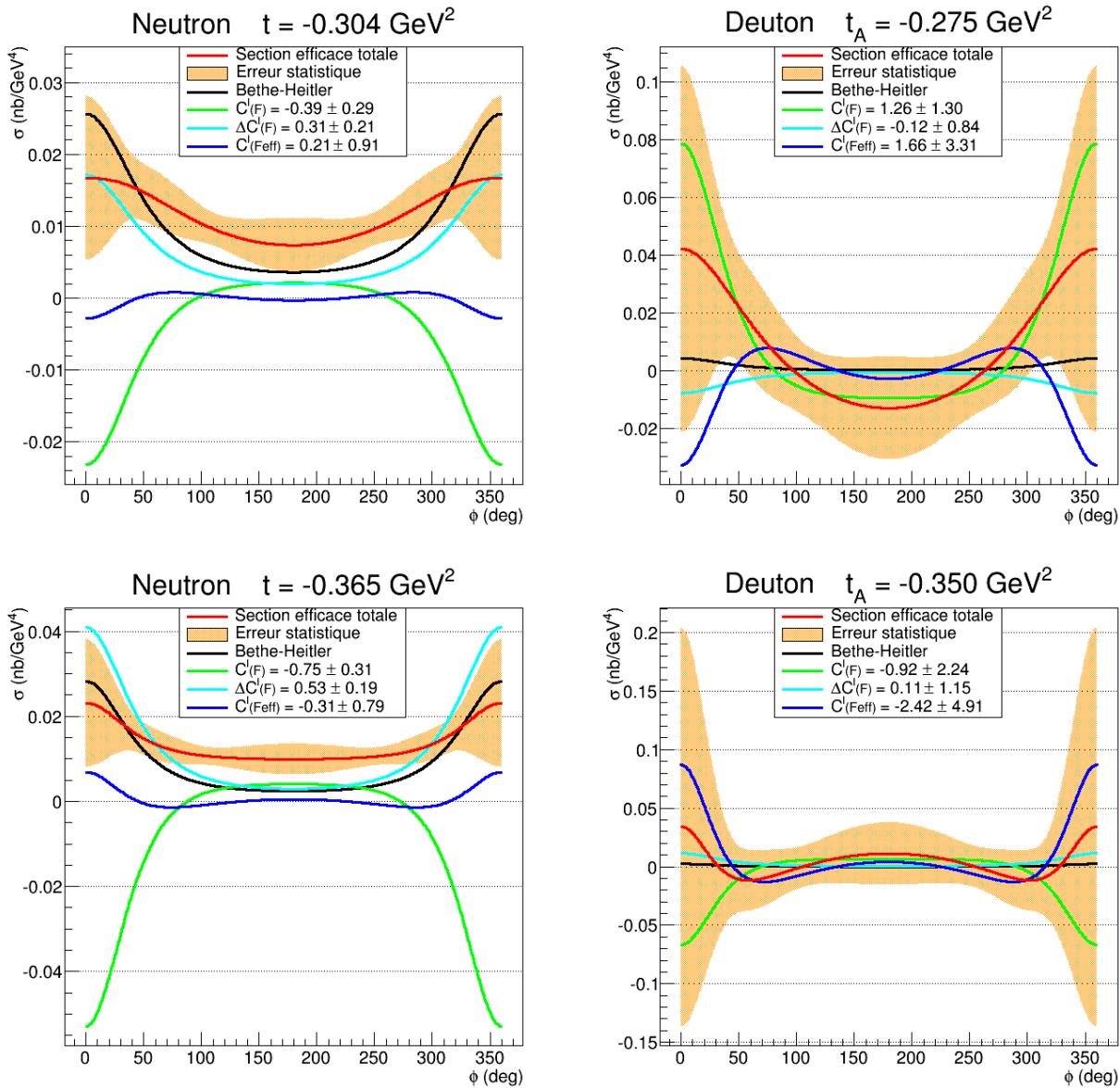


FIGURE 5.7 – Dépendances en ϕ des sections efficaces totales du neutron et du deuton et de chacune de leurs contributions angulaires pour la cinématique Kin2High dans le domaine $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$. Elles sont représentées pour les 5 bins en t du neutron détaillés dans la table 5.2 et pour les 5 bins en t_A du deuton dans l'intervalle $t_A \in [-0.4, -0.1] \text{ GeV}^2$. Les valeurs numériques données en légende correspondent aux valeurs des observables extraites à partir de la procédure d'ajustement et leurs incertitudes statistiques. La zone colorée délimite le domaine d'incertitude statistique sur la mesure de la section efficace totale.

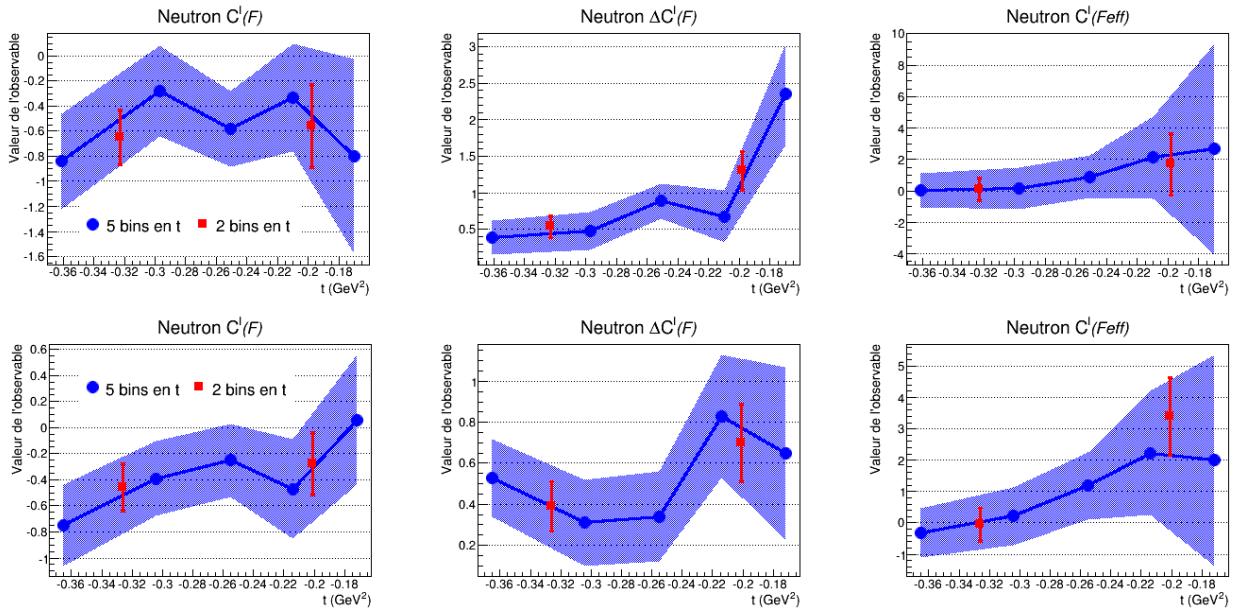


FIGURE 5.8 – Comparaison des valeurs des observables obtenues pour une analyse à 5 bins en t (bleue) et une seconde analyse à 2 bins en t (rouge), toutes d'intervalle $t \in [-0.4, -0.15] \text{ GeV}^2$ et pour chaque cinématique Kin2Low (haut) et Kin2High (bas) dans le domaine $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$. Les domaines d'incertitudes et barres d'erreurs sont statistiques.

Etude en M_X^2 des observables

Nous avons cherché à comprendre quelle observable effective pouvait participer au manque de stabilité de la section efficace totale du neutron en fonction de l'intervalle d'étude en M_X^2 . Nous avons choisi de reproduire l'étude précédente (mêmes intervalles en M_X^2 et mêmes bins en t de la table 5.2) sur les valeurs d'observables de la cinématique Kin2High qui présente la variation de la section efficace la plus élevée. Nous les avons donc représentées pour chaque intervalle en M_X^2 en fonction de la valeur moyenne des bins en t (figure 5.11). Nous constatons que l'observable $\Re[\mathcal{C}_{unp}^I(\mathcal{F}_{eff})]$ de twist-3 varie plus faiblement que les observables $\Re[\Delta C_{unp}^I(\mathcal{F})]$ et $\Re[C_{unp}^I(\mathcal{F})]$ de twist-2, surtout à petit $|t|$. Les valeurs de l'observable de twist-3 sont même stables dans les limites des incertitudes statistiques.

Bien sûr, il nous faudrait poursuivre cette étude afin de donner à ces résultats une interprétation fiable pour expliquer la variation de la section efficace totale sur le neutron. Par exemple, il serait intéressant de comparer ces observables pour le neutron à celles du deuton, de même que de réaliser cette comparaison en les pondérant par leurs facteurs cinématiques. Nous discuterons en conclusion de cette thèse des possibilités que l'on peut envisager par la suite pour stabiliser la mesure de la section efficace totale et les valeurs des observables que l'on a extraites.

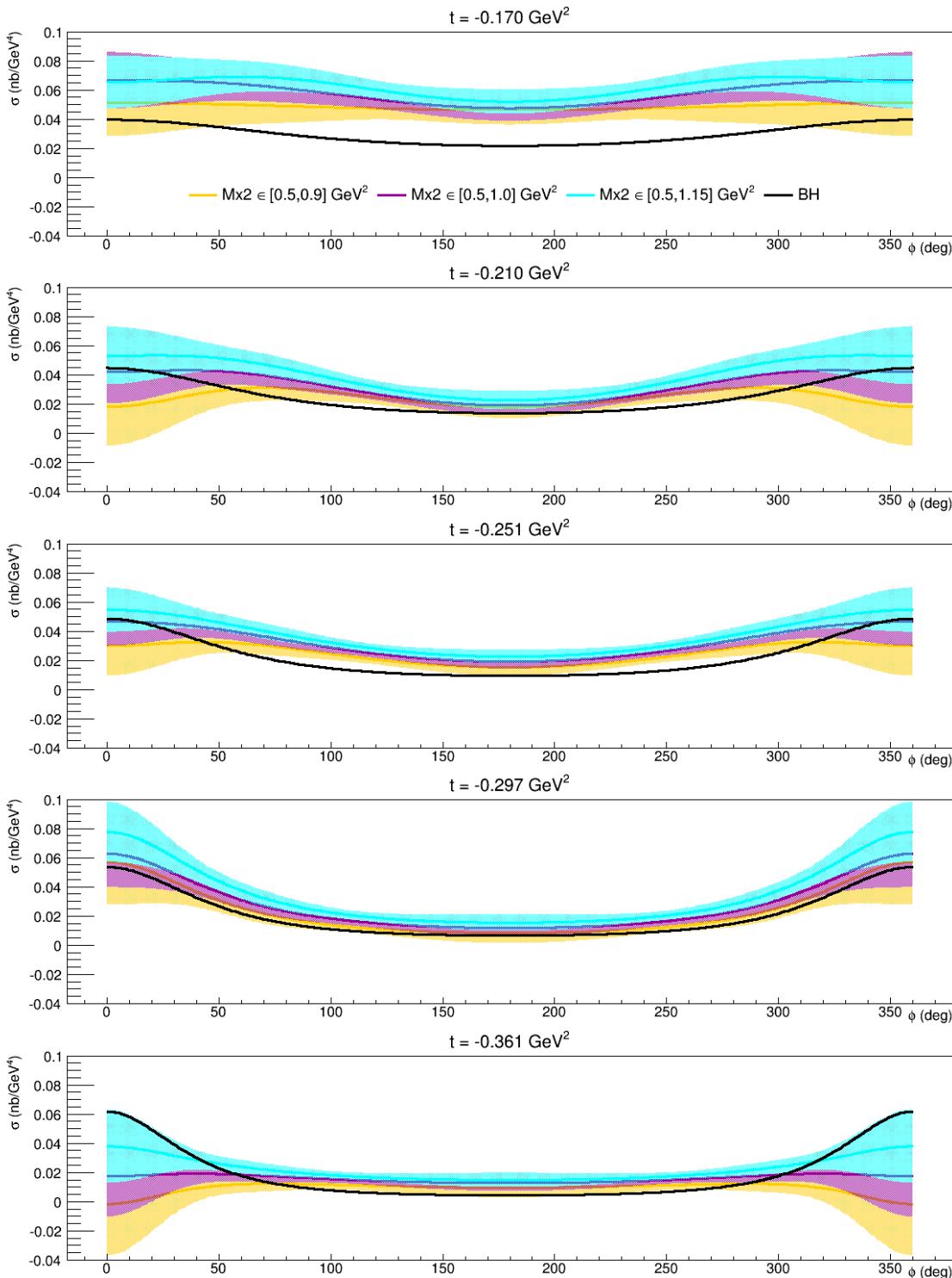


FIGURE 5.9 – Comparaison en t entre trois analyses des dépendances en ϕ des sections efficaces totales du neutron pour la cinématique Kin2Low. Chaque analyse comporte un intervalle différent en M_X^2 explicité en légende. Les sections efficaces ont été représentées pour chaque bin en t de la table 5.2 avec leurs incertitudes statistiques. La courbe noire correspond à la contribution Bethe-Heitler pour l'intervalle d'étude $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$.

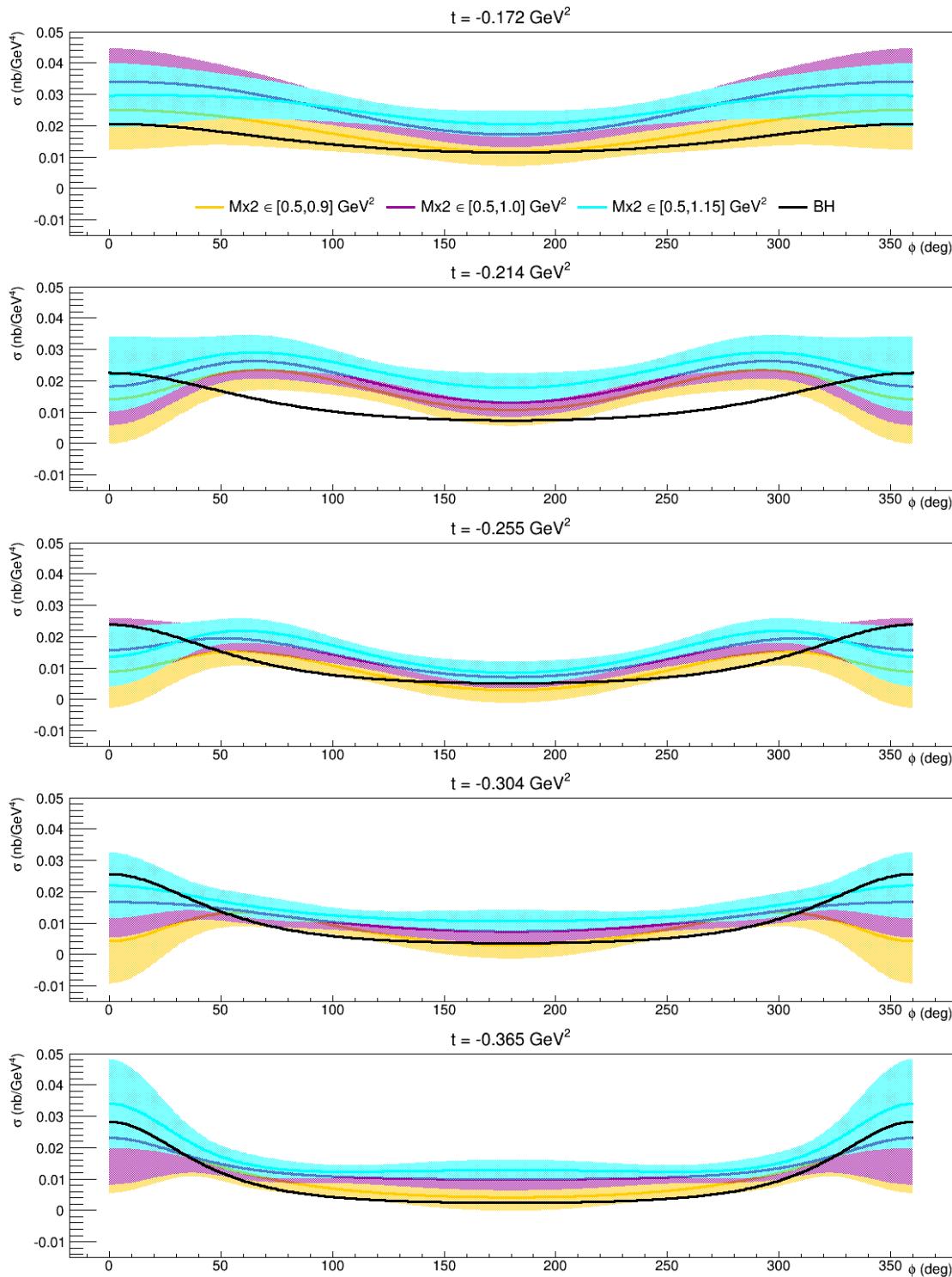


FIGURE 5.10 – Comparaison en t entre trois analyses des dépendances en ϕ des sections efficaces totales sur neutron pour la cinématique Kin2High. Chaque analyse comporte un intervalle différent en M_X^2 explicité en légende. Les sections efficaces ont été représentées pour chaque bin en t de la table 5.2 avec leurs incertitudes statistiques. La courbe noire correspond à la contribution Bethe-Heitler pour l'intervalle d'étude $M_X^2 \in [0.5, 1.0] \text{ GeV}^2$.

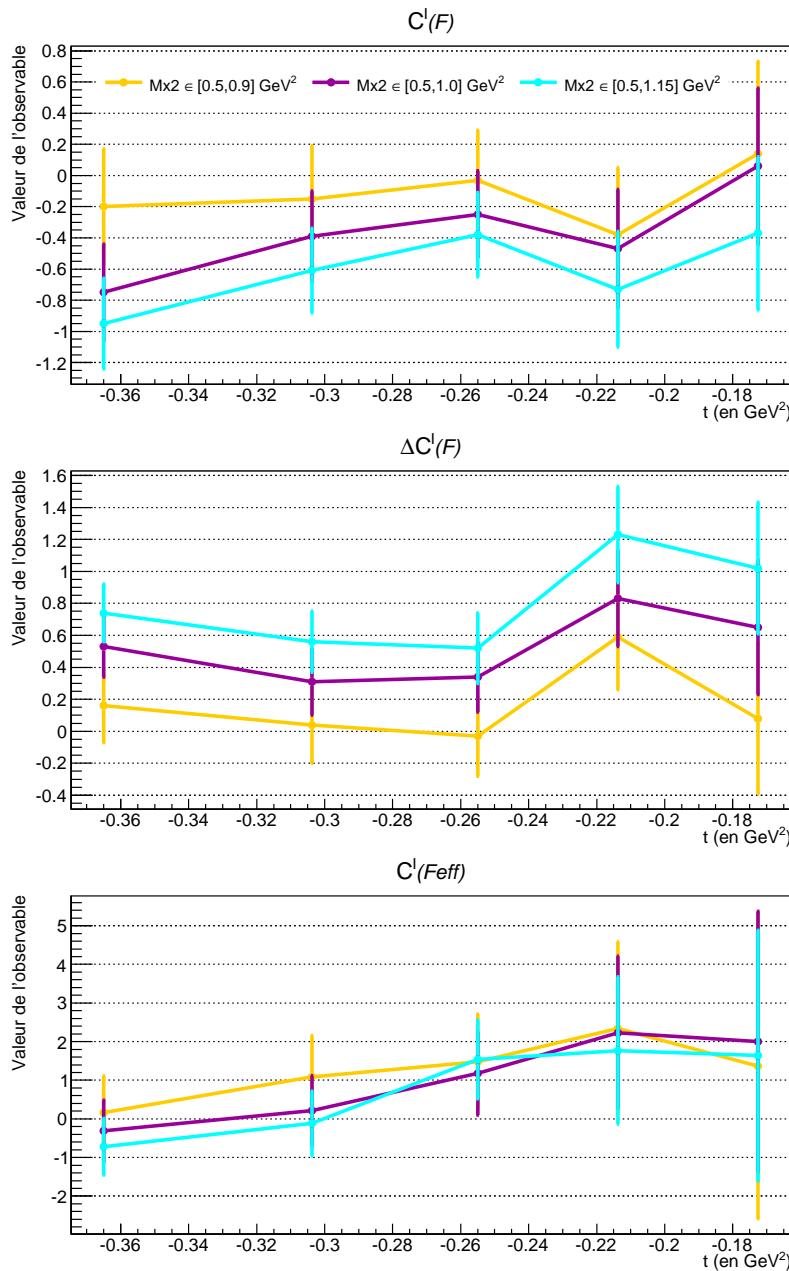


FIGURE 5.11 – Comparaison entre trois analyses des valeurs des observables du neutron en fonction de t pour la cinématique Kin2High. Chaque analyse comporte un intervalle différent en M_X^2 explicité dans le texte. Les barres d'erreurs sont statistiques.

Conclusion et Discussion

Le travail de cette thèse consistait à mesurer la section efficace totale du processus d'électro-production de photons sur le neutron. Ce processus fait intervenir deux mécanismes réactionnels, le Bethe-Heitler qui nous renseigne sur les Facteurs de Forme du neutron, et le DVCS qui nous donne accès aux Distributions Généralisées de Partons du neutron. Mais c'est en fait à l'interférence \mathcal{I} entre ces deux réactions que notre mesure expérimentale est la plus sensible dans notre domaine cinématique. L'intérêt de cette mesure portait donc sur l'extraction des trois observables $\Re[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]$, $\Re[\Delta\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F})]$ et $\Re[\mathcal{C}_{unp}^{\mathcal{I}}(\mathcal{F}^{eff})]$ dépendantes des FFs et des GPDs et participant à l'amplitude d'interférence entre le BH et le DVCS. De plus, cette mesure a été réalisée dans le même domaine cinématique pour deux énergies du faisceau d'électrons. A partir de ces deux mesures de la section efficace totale menées dans le cadre de cette thèse, une dernière observable $\mathcal{C}_{unp}^{DVCS}(\mathcal{F}, \mathcal{F}^*)$ issue de l'amplitude $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et dépendante de produits de deux GPDs pourra être extraite par la suite. L'étude de ces observables contribue donc à une des approches possibles pour la détermination des GPDs. Elle participe avec d'autres expériences à contraindre les modèles théoriques basés sur ce formalisme.

Cette mesure a été effectuée en utilisant un faisceau d'électrons envoyé sur une cible d'hydrogène et une cible de deutérium. L'acquisition des données a été assurée par un système électronique de déclenchement basé sur une détection en double coïncidence des électrons diffusés dans le spectromètre et des photons dans le calorimètre. Après une analyse en forme des signaux enregistrés dans le calorimètre, trois calibrations élastiques ont été réalisées. Nous avons alors entrepris lors de cette thèse une autre méthode de calibration en énergie du calorimètre. Cette méthode utilisant le canal de production des π^0 a permis l'optimisation de la calibration et fourni une calibration en continu tout au long de la prise de données. Nous avons pu vérifier l'efficacité de la méthode et sa fiabilité en la comparant à une calibration parallèle réalisée à partir des mêmes données.

Parmi les événements acquis durant l'expérience, des contaminations et des coïncidences fortuites étaient à soustraire des données brutes pour la sélection des événements d'électroproduction de photons. Une simulation Monte Carlo a été implémentée pour estimer la contribution à un photon détecté des contaminations π^0 . Les événements fortuits des π^0 supprimés lors de la soustraction de ces contaminations ont été ajoutés aux données brutes. Une correction sur la perte des événements à un dépôt d'énergie dans le calorimètre considérés comme données à deux photons détectés a été appliquée. Après soustraction du bruit de fond, nous avons procédé à la sélection des données d'électroproduction de photons sur le neutron. La soustraction des données proton de la cible de deutérium par ceux de la cible d'hydrogène, tenant compte du mouvement initial du proton dans la cible de deutérium, a permis d'isoler ces événements neutron. N'étant pas la seule contribution présente dans les événements restants, mais accompagnés des événements de diffusion cohérente des électrons sur les deutons de la cible, nous avons dû traiter les deux contributions simultanément lors de l'analyse des données expérimentales.

Finalement, à partir de ces événements neutron et deuton, notre mesure de la section efficace d'électroproduction de photons sur le neutron a pu être réalisée. Nos données expérimentales ont du être normalisées par la luminosité de chacune des deux cinématiques Kin2Low et Kin2High (de même domaine cinématique en Q^2, x_B mais d'énergie E_b du faisceau différente), et par l'acceptance des détecteurs utilisés pour cette mesure. Afin de tenir compte de ce dernier paramètre, nous avons fait appel à une simulation Monte Carlo implémentée sous GEANT4. La procédure mise en oeuvre pour la mesure de la section efficace totale neutron consistait à ajuster les nombres d'événements

issus des simulations neutron et deuton par ceux de l'expérience. Ces nombres d'événements normalisés ont été obtenus à partir des distributions en t et ϕ , les variables cinématiques dont dépend la section efficace, et en M_X^2 pour la séparation en masse des contributions neutron et deuton. Une paramétrisation effective a été utilisée représentant ces nombres d'événements, et la section efficace des contributions combinées du neutron et du deuton, sous forme d'une combinaison linéaire de Λ facteurs cinématiques Γ^Λ et d'observables \mathcal{C}^Λ de valeurs inconnues. Par ajustement des nombres d'événements, les observables étant indépendantes de ϕ et M_X^2 ont pu être extraites. Nous avons alors pu reconstruire par somme des contributions respectives du neutron et par somme de celles du deuton la section efficace totale de chacune. Elles sont indépendantes de l'expression utilisée pour paramétriser les nombres d'événements, et elles ne doivent pas non plus dépendre du nombre de bins ou de la largeur des intervalles de valeurs des variables cinématiques utilisés pour leur détermination.

Suite à une étude systématique sur les valeurs des observables, nous avons vu qu'elles restaient stables dans le domaine d'incertitude statistique pour deux analyses avec différents nombres de bins en t . En revanche, elles varient sur différents intervalles de valeurs en M_X^2 . De même, la section efficace totale d'électroproduction de photons sur le neutron fluctue en fonction de l'intervalle en M_X^2 . Toutefois, la déviation systématique des mesures des sections efficaces reste du même ordre de grandeur que les incertitudes statistiques. D'autres études systématiques plus poussées peuvent être entreprises et nous aider à expliquer cette variation. Nous pourrions être amenés dans un premier temps à réfléchir sur l'implication des événements deuton dans notre procédure d'ajustement. A savoir, l'incertitude systématique obtenue sur la section efficace totale du neutron ne proviendrait-elle pas de l'erreur sur la mesure combinée de celle du deuton. Nous pourrions donc observer l'évolution de la section efficace totale neutron plus deuton lors d'études systématiques similaires. Nous pourrions également essayer de reproduire cette étude en minimisant la contribution deuton en choisissant un intervalle en M_X^2 plus restreint autour du pic des événements neutron et à plus grand $|t|$ où les événements deuton sont les plus décalés par rapport à ceux du neutron.

De plus, des possibilités d'améliorations de la procédure de mesure de la section efficace totale peuvent être envisagées par la suite. Nous pourrions améliorer par exemple la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre dans la simulation. Cela permettrait de mieux rapprocher les distributions en M_X^2 des données Monte Carlo et expérimentales. Ceci pourrait être réalisé en augmentant le nombre de régions considérées dans le calorimètre. De plus, au lieu de déterminer les distributions gaussiennes pour l'élargissement de M_X^2 à partir des données proton, nous pourrions utiliser directement la somme des données des simulations neutron plus deuton. Si aucune amélioration n'est observée, des contaminations non-exclusives au processus d'électroproduction de photons sur neutron sont présentes parmi nos données expérimentales. Nous pourrions alors les soustraire par un modèle ou un ajustement du spectre en M_X^2 .

N'oublions pas non plus que la mesure de la section efficace totale d'électroproduction de photons sur le neutron est un réel défi expérimental. En effet, pour ce processus rare la section efficace est faible (~ 10 pbarn/GeV 4) et donc plus difficile à déterminer. Ceci est vrai d'autant plus pour le cas du neutron, puisque sa section efficace est environ 5 fois plus faible que celle du proton [68]. De plus, sa mesure implique une bonne estimation des contaminations et une bonne normalisation des données pour estimer le nombre d'événements du processus de façon indépendante des conditions expérimentales : flux de particules dans le faisceau, caractéristiques de la cible et résolutions des détecteurs. Cette mesure réalisée pour le cas du neutron demande plus d'étapes que pour celle du proton ce qui induit des incertitudes systématiques plus grandes. Tout d'abord, parce qu'il n'existe pas de cible constituée uniquement de neutrons libres. Aussi, avec une cible de deutérium, la contribution du proton doit être soustraite, puis celle du deuton doit être considérée en même temps que celle du neutron lors de la mesure de la section efficace totale. Finalement, malgré la difficulté technique de cette mesure de la section efficace totale, nous avons montré qu'elle était réalisable, et ceci pour deux énergies du faisceau. Nous avons réussi l'extraction de trois observables pour chacune des deux particules neutron et deuton. Par le travail de cette thèse, nous laissons surtout la perspective ouverte de la séparation en énergie du terme $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ et de l'extraction d'une observable supplémentaire.

Bibliographie

- [1] X.-D. Ji, "Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin," *Phys.Rev.Lett.*, vol. 78, pp. 610–613, Jan 1997.
- [2] M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons," *Phys.Lett.*, vol. 8, pp. 214–215, 1964.
- [3] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, "Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon," *Phys. Rev.*, vol. 185, pp. 1975–1982, Sep 1969.
- [4] R. P. Feynman, "Very High-Energy Collisions of Hadrons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 1415–1417, Dec 1969.
- [5] J. I. Friedman, "Deep inelastic scattering : Comparisons with the quark model," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 63, pp. 615–627, Jul 1991.
- [6] M. N. Rosenbluth, "High energy elastic scattering of electrons on protons," *Phys. Rev.*, vol. 79, pp. 615–619, Aug 1950.
- [7] J. D. Bjorken, "Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum," *Phys. Rev.*, vol. 179, pp. 1547–1553, Mar 1969.
- [8] A. Airapetian et al., "Separation of contributions from deeply virtual Compton scattering and its interference with the Bethe-Heitler process in measurements on a hydrogen target," *JHEP*, vol. 0911, p. 083, Sep 2009.
- [9] A. V. Radyushkin, "Nonforward parton distributions," *Phys. Rev. D*, vol. 56, pp. 5524–5557, Nov 1997.
- [10] J. C. Collins and A. Freund, "Proof of factorization for deeply virtual Compton scattering in QCD," *Phys.Rev.*, vol. D59, p. 074009, 1999.
- [11] X.-D. Ji and J. Osborne, "One loop corrections and all order factorization in deeply virtual Compton scattering," *Phys.Rev.*, vol. D58, p. 094018, Jan 1998.
- [12] M. Guidal, H. Moutarde, and M. Vanderhaeghen, "Generalized parton distributions in the valence region from deeply virtual compton scattering," *Reports on Progress in Physics*, vol. 76, p. 066202, May 2013.
- [13] M. Diehl, "Generalized parton distributions," *Phys.Rept.*, vol. 388, pp. 41–277, Dec. 2003.
- [14] X.-D. Ji, "Deeply virtual Compton scattering," *Phys. Rev. D*, vol. 55, pp. 7114–7125, Jun 1997.
- [15] M. Burkardt, "Parton Orbital Angular Momentum and Final State Interactions," *Phys. Rev.*, vol. D88, no. 1, p. 014014, 2013.
- [16] C. Lorcé, "Exploring the proton spin structure," in *21th DAE-BRNS High Energy Physics Symposium (hepbrns2014) Guwahati, India, December 8-12, 2014*, 2015.
- [17] J. Ashman et al., "An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarized Muons on Polarized Protons," *Nucl. Phys.*, vol. B328, p. 1, 1989.
- [18] X.-D. Ji, "Off forward parton distributions," *J.Phys.*, vol. G24, pp. 1181–1205, Jul 1998.
- [19] A. Belitsky and A. Radyushkin, "Unraveling hadron structure with generalized parton distributions," *Phys.Rept.*, vol. 418, pp. 1–387, June 2005.
- [20] A. Belitsky, D. Müller, and A. Kirchner, "Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon," *Nuclear Physics B*, vol. 629, no. 1–3, pp. 323 – 392, 2002.

- [21] A. V. Belitsky and D. Mueller, "Refined analysis of photon lepto-production off spinless target," *Phys. Rev.*, vol. D79, p. 014017, 2009.
- [22] A. V. Belitsky and D. Mueller, "Exclusive electroproduction revisited : treating kinematical effects," *Phys. Rev.*, vol. D82, p. 074010, 2010.
- [23] A. V. Belitsky, D. Müller, and Y. Ji, "Compton scattering : from deeply virtual to quasi-real," *Nucl. Phys.*, vol. B878, pp. 214–268, 2014.
- [24] V. M. Braun, A. N. Manashov, and B. Pire, "Finite-t and target mass corrections to deeply virtual Compton scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 242001, 2012.
- [25] V. M. Braun, A. N. Manashov, D. Müller, and B. M. Pire, "Deeply Virtual Compton Scattering to the twist-four accuracy : Impact of finite-*t* and target mass corrections," *Phys. Rev.*, vol. D89, no. 7, p. 074022, 2014.
- [26] E. R. Berger, F. Cano, M. Diehl, and B. Pire, "Generalized parton distributions in the deuteron," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, p. 142302, Jun 2001.
- [27] A. Kirchner and D. Mueller, "Deeply virtual Compton scattering off nuclei," *Eur. Phys. J.*, vol. C32, pp. 347–375, Feb 2003.
- [28] M. Düren and the HERMES Collaboration, "Deeply Virtual Compton Scattering off Polarized and Unpolarized Protons at Hermes," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 295, no. 1, p. 012036, 2011.
- [29] C. E. Hyde, M. Guidal, and A. V. Radyushkin, "Deeply Virtual Exclusive Processes and Generalized Parton Distributions," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 299, no. 1, p. 012006, 2011.
- [30] A. Airapetian *et al.*, "Measurement of the beam spin azimuthal asymmetry associated with deeply virtual Compton scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, p. 182001, Sep 2001.
- [31] S. Stepanyan and the CLAS Collaboration, "Observation of Exclusive Deeply Virtual Compton Scattering in Polarized Electron Beam Asymmetry Measurements," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, p. 182002, Oct 2001.
- [32] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon, and M. Guidal, "Deeply virtual electroproduction of photons and mesons on the nucleon : Leading order amplitudes and power corrections," *Phys. Rev. D*, vol. 60, p. 094017, Oct 1999.
- [33] F. X. Girod, R. A. Niyazov, H. Avakian, J. Ball, I. Bedlinskiy, V. D. Burkert, R. De Masi, L. Elouadrhiri, M. Garçon, M. Guidal, H. S. Jo, and the CLAS Collaboration, "Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering Beam-Spin Asymmetries," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 162002, Apr 2008.
- [34] C. M. Camacho and al., "Scaling Tests of the Cross Section for Deeply Virtual Compton Scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 262002, Dec 2006.
- [35] S. Pisano, A. Biselli, S. Niccolai, E. Seder, M. Guidal, M. Mirazita, K. P. Adhikari, D. Adikaram, M. J. Amaryan, and the CLAS Collaboration, "Single and double spin asymmetries for deeply virtual Compton scattering measured with CLAS and a longitudinally polarized proton target," *Phys. Rev. D*, vol. 91, p. 052014, Mar 2015.
- [36] S. Chen and the CLAS Collaboration, "Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering with a Polarized-Proton Target," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 072002, Aug 2006.
- [37] A. Airapetian and the HERMES Collaboration, "Exclusive lepto-production of real photons on a longitudinally polarised hydrogen target," *Journal of High Energy Physics*, vol. 6, p. 19, June 2010.
- [38] M. Mazouz and al., "Deeply Virtual Compton Scattering off the Neutron," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 242501, Dec 2007.
- [39] S. Ahmad, H. Honkanen, S. Liuti, and S. Taneja, "Generalized parton distributions from hadronic observables : non-zero skewness," *The European Physical Journal C*, vol. 63, no. 3, pp. 407–421, 2009.
- [40] F. Cano and B. Pire, "Deep electroproduction of photons and mesons on the deuteron," *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 19, no. 3, pp. 423–438, 2004.

- [41] H. S. Jo, F. X. Girod, H. Avakian, V. D. Burkert, M. Garçon, M. Guidal, V. Kubarovsky, S. Niccolai, P. Stoler, and the CLAS Collaboration, “Cross sections for the exclusive photon electroproduction on the proton and Generalized Parton Distributions,” *ArXiv e-prints*, Apr 2015.
- [42] M. Guidal, “A Fitter code for Deep Virtual Compton Scattering and Generalized Parton Distributions,” *Eur.Phys.J.*, vol. A37, pp. 319–332, Sep 2008.
- [43] M. Guidal and H. Moutarde, “Generalized Parton Distributions from Deeply Virtual Compton Scattering at HERMES,” *Eur.Phys.J.*, vol. A42, pp. 71–78, Dec 2009.
- [44] M. Guidal, “Generalized Parton Distributions from Deep Virtual Compton Scattering at CLAS,” *Phys.Lett.*, vol. B689, pp. 156–162, Mar 2010.
- [45] M. Guidal, “Constraints on the \tilde{H} Generalized Parton Distribution from Deep Virtual Compton Scattering Measured at HERMES,” *Phys.Lett.*, vol. B693, pp. 17–23, May 2010.
- [46] J. Dudek, R. Ent, R. Essig, K. Kumar, C. Meyer, R. McKeown, Z. Meziani, G. Miller, M. Pennington, D. Richards, L. Weinstein, G. Young, and S. Brown, “Physics opportunities with the 12 GeV upgrade at Jefferson Lab,” *The European Physical Journal A*, vol. 48, Dec 2012.
- [47] R. McKeown, “Overview of Nuclear Physics at Jefferson Lab,” *PoS*, vol. CD12, p. 001, Mar 2013.
- [48] A. Ferrero and the COMPASS Collaboration, “Study of DVCS and DVMP processes at COMPASS,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 295, no. 1, p. 012039, 2011.
- [49] V. D. Burkert, “The JLab 12 GeV upgrade and the initial science program - Selected topics,” *Proc.Int.Sch.Phys.Fermi*, vol. 180, pp. 303–332, Mar 2012.
- [50] E. S. Smith, “The 12-GeV JLab Upgrade Project,” *Nucl.Phys.*, vol. A827, pp. 599C–604C, 2009.
- [51] L. Quettier, V. Burkert, D. Kashy, L. Elouadrhiri, E. Salpietro, et al., “Status of Hall B Superconducting Magnets for the CLAS12 Detector at JLAB,” *IEEE Trans.Appl.Supercond.*, vol. 22, no. 3, p. 4500504, 2012.
- [52] J. Roche, C. E. Hyde, G. Gavalian, M. Amarian, S. Bultmann, et al., “Measurements of the electron-helicity dependent cross-sections of deeply virtual compton scattering with CEBAF at 12-GeV,” Sep 2006.
- [53] C. W. Leemann, D. R. Douglas, and G. A. Krafft, “The continuous electron beam accelerator facility : Cebaf at the jefferson laboratory,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 51, no. 1, pp. 413–450, 2001.
- [54] M. Poelker, P. Adderley, J. Clark, A. Day, J. Grames, J. Hansknecht, P. Hartmann, R. Kazimi, P. Rutt, C. Sinclair, and M. Steigerwald, “Polarized source performance and developments at Jefferson Lab,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 570, no. 1, pp. 943–948, 2001.
- [55] M. L. Stutzman, P. Adderley, M. Baylac, J. Clark, A. Day, J. Grames, J. Hansknecht, and M. Poelker, “Status of Jefferson Lab’s Load Locked Polarized Electron Gun,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 675, no. 1, pp. 1078–1082, 2003.
- [56] W. Barry, J. Heefner, and J. Perry, “Electronic systems for beam position monitors at CEBAF,” *AIP Conf.Proc.*, vol. 229, pp. 48–74, 1991.
- [57] R. Kazimi, B. Dunham, G. Krafft, R. Legg, C. Liang, et al., “Precision intercomparison of beam current monitors at CEBAF,” *Conf.Proc.*, vol. C950501, pp. 2610–2612, 1995.
- [58] J. Grames, C. Sinclair, J. Mitchell, E. Chudakov, H. C. Fenker, et al., “Unique electron polarimeter analyzing power comparison and precision spin-based energy measurement,” *Phys.Rev.ST Accel.Beams*, vol. 7, p. 042802, 2004.
- [59] M. Baylac, E. Burtin, C. Cavata, S. Escoffier, B. Frois, et al., “First electron beam polarization measurements with a Compton polarimeter at Jefferson Laboratory,” *Phys.Lett.*, vol. B539, pp. 8–12, 2002.
- [60] J. Jorda, E. Burtin, C. Cavata, J. Jardillier, B. Frois, et al., “A Fabry-Perot cavity for Compton polarimetry,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A412, pp. 1–18, 1998.
- [61] N. Falletto and the HAPPEX Collaboration, “Compton scattering off polarized electrons with a high finesse Fabry-Perot cavity at JLab,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A459, pp. 412–425, 2001.

- [62] D. Neyret, T. Pussieux, T. Auger, M. Baylac, E. Burtin, et al., "A Photon calorimeter using lead tungstate crystals for the CEBAF Hall A Compton polarimeter," *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A443, pp. 231–237, 2000.
- [63] J. Alcorn, B. Anderson, K. Aniol, J. Annand, et al., "Basic instrumentation for Hall A at Jefferson Lab," *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A522, no. 3, pp. 294 – 346, 2004.
- [64] A. Camsonne, C. E. Hyde, C. M. Camacho, J. Roche, and the Hall A DVCS Collaboration, "DAQ Overview, Status, Challenges for E12-06-114 DVCS Run 2014-2015." http://edwards1.phy.ohiou.edu/~roche/transfer/wiki_dvcs/DVCS_Review_initialdocmay2014.pdf, May 2014.
- [65] C. E. Hyde, C. M. Camacho, A. Camsonne, M. Mazouz, J. Roche, and the Hall A DVCS Collaboration, "Commissioning Plan for Hall A DVCS Experiments E07-007 and E08-025." <https://hallaweb.jlab.org/wiki/images/a/a9/Commissioning-E07007.pdf>.
- [66] M. Rvachev, "Effective use of JLab Hall A HRS acceptance with R-functions," Hall A Technical Note Jlab-TN-01-055, Jefferson Lab, Dec 2001.
- [67] C. M. Camacho, P. Bertin, and F. Sabatié, "Waveform analysis on simulated DVCS data and background noise." <https://userweb.jlab.org/~munoz/calo>, Apr 2004. Internal Note.
- [68] A. M. Martí Jiménez-Argüello, *Measurement of the photon electroproduction cross section at JLAB with the goal of performing a Rosenbluth separation of the DVCS contribution*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI; Universidad de Valencia (Espagne), July 2014.
- [69] V. Breton, H. Fonvieille, P. Grenier, et al., "Application of neural networks and cellular automata to interpretation of calorimeter data," *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A362, pp. 478 – 486, Aug 1995.
- [70] C. M. Camacho, *Diffusion Compton profondément virtuelle dans le Hall A au Jefferson Laboratory*. Theses, Université Paris VI, Dec. 2005.
- [71] M. Mazouz, "Calorimeter calibration with π^0 ." <https://hallaweb.jlab.org/dvcslog/DVCS2/109>, Aug 2011. Internal Note.
- [72] M. Ben Ali, "New π^0 calibration method." <https://hallaweb.jlab.org/dvcslog/DVCS2/157>, Nov 2012. Internal Results.
- [73] A. Camsonne, *Dispositif expérimental pour la diffusion Compton virtuelle dans le régime profondément inélastique dans le Hall A au Jefferson Laboratory*. PhD thesis, 2005. Thèse de doctorat dirigée par Michel, Bernard Physique corpusculaire Clermont-Ferrand 2 2005.
- [74] M. Mazouz, *Exploration of deeply virtual Compton scattering on the neutron in the Hall A of Jefferson Laboratory*. Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, Dec. 2006.