HAL
open science

Etude des Distributions de Parton Généralisées avec la Diffusion Compton Profondément Virtuelle "genre espace" et "genre temps"

Marie Boër

To cite this version:

Marie Boër. Etude des Distributions de Parton Généralisées avec la Diffusion Compton Profondément Virtuelle "genre espace" et "genre temps". Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112372 . tel-01133318

HAL Id: tel-01133318

https://theses.hal.science/tel-01133318

Submitted on 19 Mar 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.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE PARTICULES, NOYAUX, COSMOS

LABORATOIRES : INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY (CNRS/IN2P3)
ET SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE (CEA-SACLAY/IRFU)

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 28 novembre 2014 par

Marie Boër

Etude des Distributions de Parton Généralisées avec la Diffusion Compton Profondément Virtuelle "genre espace" et "genre temps"

Composition du jury

Dr	BURTIN	Etienne	CEA, Saclay, FRANCE	(directeur de thèse)
Dr	GUIDAL	Michel	IPN, Orsay, FRANCE	(directeur de thèse)
Pr	HYDE	Charles	ODU, Norfolk, USA	(examinateur)
Pr	KHAN	Elias	IPN, Orsay, FRANCE	(président du jury)
Pr	SANDACZ	Andrzej	NCBJ, Świerk, POLOGNE	(rapporteur)
Dr	VOUTIER	Eric	LPSC, Grenoble, FRANCE	(examinateur)
Dr	WALLON	Samuel	LPT, Orsay, FRANCE	(rapporteur)

Résumé

Plus de quarante ans après la découverte de constituants ponctuels dans le nucléon, sa structure en quarks et gluons (partons) fait toujours l'objet d'études intenses. Certains processus exclusifs (où tous les produits de l'état final sont connus) de leptoproduction ou de photoproduction exclusive de photon ou de méson sur le nucléon permettent d'accéder aux Distributions de Parton Généralisées (GPDs). Ces fonctions paramétrisent la structure complexe du nucléon et contiennent des informations sur l'impulsion longitudinale et la position transverse des partons dans le nucléon. De tels processus exclusifs sont la Diffusion Compton Profondément Virtuelle "genre espace" et "genre temps" (DVCS et TCS respectivement) qui correspondent à la diffusion d'un photon de haute énergie sur un quark du nucléon et sont mesurés respectivement à partir des réactions $\ell N \to \ell N \gamma$ ($N =$ proton ou neutron, $\ell =$ lepton) et $\gamma N \to \ell^+ \ell^- N$.

La première partie de cette thèse est une étude expérimentale du DVCS avec les données 2009 de l'expérience COMPASS au CERN. Dans un premier temps, la section efficace de diffusion profondément inélastique est mesurée, de façon à valider la mesure du flux de muons et à déterminer certains effets systématiques dans la recontruction des traces. Ensuite, la section efficace de production exclusive d'un photon est mesurée. Elle contient le processus DVCS (photon émis par un quark du nucléon) et le processus Bethe-Heitler (photon émis par le lepton diffusé) qui ont le même état final. L'étude des bruits de fond a aussi conduit à estimer une limite à la section efficace de production exclusive d'un pion neutre.

La seconde partie de la thèse est dédiée à une étude phénoménologique du TCS aux énergies typiques de JLab 12 GeV. Les amplitudes du TCS et du Bethe-Heitler associé sont d'abord calculées. Puis, toutes les asymétries de simple et de double polarisation de la cible et/ou du faisceau linéairement ou circulairement polarisé sont calculées en fonction de diverses contributions de GPDs. Enfin, une méthode d'ajustement est présentée pour extraire les Facteurs de Forme Compton (qui sont des fonctions des GPDs) avec des données et/ou des simulations de DVCS et/ou de TCS.

Mots clefs

Structure du nucléon, quark, partons, Distributions de Parton Généralisées (GPDs), Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), Diffusion Compton genre temps (TCS), fonction de structure, réactions exclusives, sonde électromagnétique.

Abstract

More than forty years after the discovery of pointlike constituents inside the nucleon, its quarks and gluons structure is still intensively studied. Some exclusive processes (where all the final state products are known) of leptoproduction or of photoproduction of photon or meson off the nucleon provide access to the Generalized Parton Distributions (GPDs). These functions parameterize the complex structure of the nucleon and contain informations about the longitudinal momentum and the spatial transverse distribution of partons inside the nucleon. Such exclusive processes are the "Spacelike" and the "Timelike" Deeply Virtual Compton Scattering processes (DVCS and TCS respectively) which correspond to the scattering of a high-energy photon off a quark in the nucleon and are respectively measured in the reactions $\ell N \to \ell N \gamma$ ($N =$ proton or neutron, $\ell =$ lepton) and $\gamma N \to \ell^+ \ell^- N$.

The first part of this thesis is devoted to the experimental study of DVCS, using the 2009 data from the COMPASS experiment at CERN. In a first step, the Deep Inelastic Scattering cross section is measured in order to check the muon flux measurement and to evaluate some systematic effects. Then, the cross section for the exclusive production of a photon is measured. It is made up of the DVCS process (the photon is emitted by a quark) and of the Bethe-Heitler process (the photon is emitted by the scattered lepton) which has the same final state. The study of the background has allowed to estimate in parallel an upper limit for the cross section of the exclusive production of a π^0 meson.

The second part of the thesis is devoted to a phenomenological study of TCS at typical energies for the JLab 12 GeV upgrade. Firstly, the amplitudes for the TCS and for the associated Bethe-Heitler process are derived. Then, all single and double polarization (beam and/or target) observables are calculated as a function of different GPD contributions. Finally, a method is presented to extract the Compton Form Factors (functions of GPDs) from fits on DVCS and/or TCS data and/or simulations.

Keywords

Nucleon structure, quark, partons, Generalized Parton Distributions (GPDs), Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS), Timelike Compton Scattering (TCS), structure function, exclusive reactions, electromagnetic probe.

Τὸν ἄρα τῷ, ὄντι φιλομαθῆ πάσης ἀληθείας δεῖ εὐθὺς ἐκ νέου ὅτι μάλιστα ὀρέγεσθαι.

Celui qui aime réellement la sagesse doit, dès sa jeunesse, aspirer aussi vivement que possible à saisir toute vérité.

Platon, *La République*, livre VI, section 485d.

A ma soeur Claire, avec tous mes encouragements pour être le prochain docteur de la famille,

A mes parents, Anne et Michel, qui m'ont toujours soutenue,

A mes amis, sans qui rien ne serait possible.

Remerciements

Il y a tant de personnes que j'ai rencontrées dans ma vie, amis, famille, professeurs, connaissances, qui ont contribué directement ou indirectement à ce que je termine ma thèse aujourd'hui que je ne pourrais jamais toutes les remercier. C'est pourquoi je vais commencer ces remerciements en présentant milles excuses à toutes les personnes qui ne seront pas citées.

Je vais commencer par remercier les directeurs des instituts qui m'ont accueillis pendant mes trois années de thèse pour m'avoir acceptée, Michel Garçon et Héloise Goutte au Service de Physique Nucléaire du CEA Saclay et Faiçal Azaiez à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je remercie les responsables de l'IN2P3 et du CEA, ainsi que les responsables de l'école doctorale "Particules, Noyaux, Cosmos 517" pour m'avoir accordé leur confiance en m'attribuant une bourse de thèse. Je remercie Nicole d'Hose et Michel Guidal, en tant que chefs de groupe, respectivement au SPhN et à l'IPN, pour m'avoir acceptée dans leurs groupes.

Je tiens à remercier Elias Khan, premièrement pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, mais aussi pour avoir suivi mon parcours et fait confiance dans mes choix de thèse.

Je remercie mes deux rapporteurs, Samuel Wallon et Andrzej Sandacz, d'une part pour avoir eu le courage de lire ma thèse en entier, mais également pour tout ce qu'ils m'ont apporté en terme de connaissance en physique. En particulier, les cours d'école doctorale que j'ai suivis avec Samuel, ainsi que ses explications très claires ont largement contribué à mes connaissances en QCD. Andrzej m'a quand à lui introduit aux simulations et aux modèles et a toujours répondu en détail à tous mes mails de questions de physique.

Je remercie mes deux autres examinateurs, Eric Voutier et Charles Hyde, pour leurs remarques très pertinentes sur mon travail. J'ai aussi pu avoir avec eux des discussions très intéressantes sur la physique, en particulier après ma soutenance.

J'en viens à présent à remercier mes directeurs de thèse. J'ai d'abord travaillé avec Etienne Burtin, sur la partie analyse de ma thèse, puis avec Michel Guidal, sur la partie phénoménologie. Tous les deux m'ont énormément apporté. Ils m'ont transmis avec beaucoup de patience leurs connaissances, ont toujours su trouver le temps pour m'aider, me guider dans la thèse ou répondre à mes questions. Ils ont su me faire partager leur passion pour la physique hadronique et m'apprendre leur travail. J'ai aussi eu la chance d'avoir deux directeurs très complémentaires sur la physique.

Parmi mes collègues avec qui j'ai travaillé durant ma thèse, je voudrais en particulier remercier Oleg Kouznetsov pour nos heures passées dans son bureau au CERN à faire de l'analyse, toujours avec patience et bonne humeur, ainsi que pour avoir été mon "papa" à chaque fois que j'allais à Genève, Damien Neyret, pour sa constante bonne humeur, pour la "pause du soir" et pour m'avoir initiée aux joies de la recherche des bugs en informatique, Rafayel Paremuzyan, pour toutes nos discussions passionnantes sur la physique, son amitié et sa grande gentillesse, Carlos Munoz pour avoir toujours pris le temps de répondre à mes questions sur l'analyse, Marc Vanderhaeghen pour notre collaboration sur le TCS et pour toutes ses remarques particulièrement pertinentes et bienvenues et Andrea Ferrero pour son aide avec les simulations de COMPASS. Je remercie aussi Christophe Diarra sans l'aide de qui le chapitre 8 de cette thèse n'existerait pas. En effet, j'ai eu la chance

de bénéficier de son aide pour la mise en place des simulations sur l'infrastructure "GRIF".

Je tiens particulièrement à remercier Magda Staicu-Casagrande, avec qui j'ai enseigné durant ma thèse, pour m'avoir accordé sa confiance en m'offrant l'opportunité d'encadrer des cours, TD et TP et pour m'avoir transmis son plaisir d'enseigner. Ceci m'a permis de découvrir différentes facettes de l'enseignement à l'université et mon goût pour l'encadrement des étudiants. J'en profite pour remercier mes collègues moniteurs pour notre "petite équipe" et mes étudiants qui, probablement sans le savoir, m'ont beaucoup apporté avec toutes leurs questions.

Je remercie mes "collocataires" de bureau Brice Garillon et Mohammad Hattawy pour notre cohabitation, ainsi que les autres membres du groupe de l'IPN, Camille Desnault et Alejandro Marti qui étaient en thèse en même temps que moi, Hyon-Suk Jo et Gabriel Charles qui étaient en postdoc, Raphaël Dupré et Silvia Niccolai qui sont chercheurs permanents, Jean-Pierre Didelez qui vient souvent nous rendre visite. Je remercie aussi mes collègues de COMPASS au CEA et au sein de la collaboration, avec qui j'ai souvent eu des échanges intéressants. En particulier, je remercie Nour Makke, Heiner Wollny et Luigi Capozza pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée au début de ma thèse.

Je voudrais remercier "les filles de l'IPN", en particulier Diane Martraire pour nos nuits et week-end passés au bureau dans la dernière ligne droite de nos thèses respectives, Zaida Conesa Del Valle pour nous avoir supportées à ce moment là, Dominique Marchand et Isabelle Lhenry avec qui nous avons bien ri dans le couloir du premier étage. Je remercie Aurélie Jallat en l'encourageant à continuer à organiser des choses au laboratoire et Marie Simonnet. Du côté du CEA, je remercie particulièrement Katarina Kraljic, ma "binôme" de travail avant la thèse et de "pauses thé" dans la bibliothèque du SPhN pendant la thèse. Je remercie aussi tous les autres thésards, postdocs et stagiaires du CEA et de l'IPN que j'ai eu la chance de cotoyer pendant ma thèse.

Je remercie du fond du coeur Asmaa Abada pour m'avoir soutenue tout au long de ma thèse et m'avoir bien aidée dans mon parcours. Je remercie Hervé Moutarde pour avoir accepté d'être mon tuteur à Saclay et pour m'avoir été d'un grand soutien pendant ma thèse, ainsi que pour avoir été un très bon professeur de physique hadronique avant la thèse. Pour avoir croisé sa route lors de mes études, je remercie énormément Marie-Christine Angonin, pour m'avoir accordée sa confiance, donné ma chance et sans qui je n'aurais probablement jamais pu suivre la voie qui me plaît aujourd'hui.

Je remercie le "support informatique", en particulier par Laure-Amélie Couturie, Florent Mellac et Gilles Tricoche ainsi que le "support administratif", en particulier par Isabelle Richard qui m'a aidée à ne pas me noyer dans les papiers administratifs, Valérie Poyeton, Danielle Coret, Monique Launay, Pascale Guyonvarch, Hélène Thibault et Jean-Yves Zana.

Je remercie aussi toutes les personnes qui m'ont formée "à la vie" et donné le courage nécessaire pour finir ma thèse, c'est à dire mes entraîneurs sportifs et mes camarades judokas. En effet, quelle meilleure formation pour ma thèse que le sport ? Pour m'avoir appris les valeurs de l'amitié et de la solidarité dans la douleur de l'entraînement et dans les difficultés matérielles, pour m'avoir appris à ne jamais rien lâcher, à croire en moi et à travailler avec ardeur pour l'obtention de résultats lointains et parfois hypothétiques, je remercie donc toute ma "grande famille" du judo. En particulier, je tiens à adresser un grand merci à Jean-Pierre Decosterd, que je considère comme mon principal formateur. Je n'oublie pas non plus Patrick Vergnault, mon dernier coach avant "ma retraite" qui,

après s'être arraché quelques cheveux sur sa chaise de coach a fait le déplacement pour vérifier que je suive bien ses recommandations "de combat" lors de ma soutenance de thèse.

Je remercie beaucoup tous mes amis, physiciens et non physiciens, que je ne vais pas citer par peur d'oublier quelqu'un, mais sans qui je n'aurais jamais achevé cette thèse. Je compte sur eux pour se reconnaître dans ce paragraphe et je tiens à leur témoigner encore une fois de mon amitié sincère. N'oubliez pas que ma thèse vous est aussi dédicacée. Je tiens aussi à remercier certaines personnes avec qui j'ai malheureusement perdu contact, qui m'ont permis de poursuivre ma scolarité universitaire en m'aidant dans mon parcours et en m'aidant à suivre des cours à distance. Sans eux, je ne serais jamais arrivée en thèse.

Je termine ces remerciements par tous les membres de ma famille : mes parents et ma soeur qui ont toujours cru en moi et m'ont aidée à affronter les difficultés, mes cousins, oncles et tantes et mes grands-mères qui m'ont bien encouragée avant ma soutenance... Je remercie "bon papa" pour la promesse que je lui ai faite.

Enfin, merci à tous ceux qui prendront le temps de lire ce manuscrit pour l'intérêt que vous y porterez.

Table des matières

Introduction **1**

1 La structure du nucléon **3**
1.1 La diffusion élastique 4
1.2 La diffusion profondément inélastique et les distributions de partons 7
1.2.1 Section efficace et fonctions de structure non polarisées 7
1.2.2 Modèle des partons 8
1.2.3 Fonction de structure longitudinale F_L 9
1.2.4 Lois d'évolution 10
1.3 Processus exclusifs et Distributions de Parton Généralisées 12
1.3.1 Théorème optique et généralisation du DIS à la diffusion Compton profondément virtuelle 12
1.3.2 Décomposition du tenseur hadronique en Distributions de Parton Généralisées 14
1.4 Contenu physique et interprétation des GPDs 17
1.4.1 Limite "vers l'avant" et distributions de partons 17
1.4.2 Interprétation des différentes distributions de partons généralisées et représentation en paramètre d'impact 17
1.4.3 Polynomialité et développement en moments de x 17
1.5 Modélisation des distributions de parton généralisées 20
1.5.1 Dépendance en x et ξ des GPDs 20
1.5.2 Les doubles distributions 21
1.5.3 Dépendance en t des GPDs 22
1.5.4 Le modèle VGG 23
1.6 Mesures du DVCS et extraction des GPDs 24
1.6.1 Les Facteurs de Forme Compton 24
1.6.2 Interférence avec le processus de Bethe-Heitler 24
1.7 Expériences de mesure du DVCS 27
1.7.1 Expériences à HERA 27
1.7.2 Expériences au Jefferson Laboratory (JLAB) 28
1.8 Production exclusive de méson 30

I Analyse des données DVCS-2009 à COMPASS : mesure des sections efficaces de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre **31**

2 Présentation de l'expérience **33**
2.1 Les programmes de la collaboration COMPASS 34
2.1.1 Programmes actuels 34

2.1.2 Le projet d'expérience COMPASS-II pour la mesure des GPDs 34
2.2 COMPASS au CERN 35
2.2.1 Le Super Proton Synchroton 35
2.2.2 Le faisceau de muons polarisés 36
2.3 Le spectromètre COMPASS 37
2.3.1 Les dipôles 38
2.3.2 Le système de *trigger* 38
2.3.3 Reconstruction du faisceau 42
2.3.4 Reconstruction du muon diffusé 43
2.3.5 La cible d'hydrogène liquide 44
2.3.6 Le détecteur de proton de recul 45
2.3.7 Les calorimètres électromagnétiques 45
2.4 Données expérimentales 46
2.4.1 Présentation des données 46
2.4.2 Caractéristiques des données DVCS-2009 47
2.5 Simulation de l'expérience 47
2.5.1 Description du spectromètre 47
2.5.2 Génération des évènements de diffusion profondément inélastique 48
2.5.3 Génération des évènements de production exclusive d'un photon 49
2.5.4 Génération des évènements de production exclusive d'un pion neutre . . . 50
2.5.5 Luminosité des données simulées 50

3 Mesure de la luminosité 51
3.1 Mesure du flux de muons 52
3.1.1 Méthode des déclenchements aléatoires de l'acquisition 52
3.1.2 Mesure du flux effectif 53
3.1.3 Paramètres du *trigger* aléatoire 53
3.1.4 Sélection du faisceau 54
3.1.5 Résultats et discussion 57
3.2 Effets systématiques et corrections sur le flux mesuré 58
3.2.1 Temps morts 58
3.2.2 Effets systématiques liés au *trigger* 59
3.2.3 Effets systématiques associés au faisceau 61
3.3 Luminosité : résultats 61

4 Etudes systématiques et changement de faisceau 63
4.1 Stabilité des mesures et effets d'intensité 64
4.1.1 Sélection du jeu de données 64
4.1.2 Dépendances en intensité 64
4.1.3 Evolutions au cours du temps 66
4.2 Renversement de la charge du faisceau 67
4.2.1 Profil du faisceau 67
4.2.2 Homogénéité de la distribution des vertex dans la cible 70
4.2.3 Probabilité d'interaction dans la cible 70
4.2.4 Bilan sur les asymétries de charge 73
4.3 Correction des efficacités et limitation des surfaces effectives des détecteurs 73
4.3.1 Points d'impacts au niveau des *triggers* hodoscopes 73
4.3.2 Détecteur de recul 73

4.3.3 Calorimètres électromagnétiques . . . 76
4.4 Paramètres de reconstruction des observables . . . 79
4.4.1 Calibration des données simulées . . . 79
4.4.2 Résolutions des variables cinématiques . . . 79

5 Mesure de la fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ 81
5.1 Traitement des données . . . 82
5.1.1 Sélection de l'état final . . . 82
5.1.2 Domaine cinématique . . . 83
5.1.3 Discrétisation de l'espace de phases . . . 84
5.2 Corrections sur les données reconstruites . . . 85
5.2.1 Corrections radiatives . . . 85
5.2.2 Correction en *acceptance* et à la migration des évènements . . . 85
5.2.3 Corrections des taux de comptage . . . 88
5.3 Validation de la simulation . . . 93
5.4 Extraction de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ . . . 94
5.4.1 Paramétrage de la section efficace . . . 94
5.4.2 Incertitudes . . . 96
5.4.3 Résultats de la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ . . . 97
5.4.4 Conclusion sur la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ . . . 100

6 Sections efficaces de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre 101
6.1 Sélection des données . . . 102
6.1.1 Domaine cinématique et discrétisation de l'espace des phase . . . 102
6.1.2 Proton de recul . . . 104
6.1.3 Sélection du photon . . . 105
6.1.4 Définition des variables d'exclusivité . . . 106
6.1.5 Coupures d'exclusivité . . . 108
6.1.6 Réductions . . . 113
6.2 Validation des simulations . . . 115
6.2.1 Production exclusive d'un photon . . . 115
6.2.2 Production exclusive d'un pion neutre . . . 115
6.3 Corrections sur les données reconstruites . . . 115
6.3.1 Corrections aux taux de comptage . . . 115
6.3.2 Correction d'*acceptance* et de migration des évènements . . . 117
6.4 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un photon . . . 123
6.4.1 Evènements semi-inclusifs . . . 123
6.4.2 Production exclusive d'un pion neutre . . . 123
6.4.3 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible . . . 126
6.4.4 Production associée de pion . . . 127
6.5 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un pion neutre . . . 127
6.5.1 Evènements semi-inclusifs . . . 127
6.5.2 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible . . . 127
6.6 Sections efficaces . . . 129
6.6.1 Incertitudes . . . 129
6.6.2 Section efficace de production exclusive d'un photon . . . 131
6.6.3 Section efficace de production exclusive d'un pion neutre . . . 136
6.7 Conclusion . . . 138

II Etude phénoménologique de la diffusion Compton "genre temps" 139

7 La diffusion Compton "genre temps" sur le nucléon 141
7.1 Formalisme . . . 142
7.1.1 La diffusion Compton "genre temps" et le Bethe-Heitler . . . 142
7.1.2 Cinématique . . . 144
7.1.3 Amplitude du TCS . . . 145
7.1.4 Corrections de twist supérieur . . . 148
7.1.5 Amplitude du Bethe-Heitler . . . 149
7.1.6 Calcul de la section efficace . . . 149
7.1.7 Asymétries de polarisation . . . 151
7.2 Résultats pour la diffusion sur le proton . . . 153
7.2.1 Section efficace non polarisée . . . 153
7.2.2 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon circulairement polarisé 156
7.2.3 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon linéairement polarisé 157
7.2.4 Asymétries de polarisation de la cible . . . 160
7.2.5 Asymétries de double polarisation de la cible et du faisceau . . . 163
7.2.6 Corrections de twist supérieur et impact sur les observables . . . 166
7.3 Résultats pour la diffusion sur le neutron . . . 167
7.3.1 Comparaison des sections efficaces . . . 167
7.3.2 Comparaison de l'asymétrie de simple polarisation du faisceau pour le TCS sur le proton et sur le neutron. . . . 168
7.3.3 Comparaison des asymétries de simple polarisation de la cible . . . 168
7.3.4 Comparaison des asymétries de double polarisation du faisceau et de la cible 169
7.4 Conclusion sur les observables du TCS . . . 172

8 Extraction des facteurs de forme Compton 173
8.1 Algorithme de fit des données . . . 174
8.1.1 Méthode des moindres carrés . . . 174
8.1.2 Minimisation avec MINUIT . . . 174
8.1.3 Application à l'extraction des Facteurs de Forme Compton . . . 175
8.2 Fits des observables associées au DVCS . . . 176
8.2.1 Simulations . . . 176
8.2.2 Influence des valeurs d'initialisation des paramètres . . . 177
8.2.3 Influence du domaine de variation des paramètres . . . 179
8.2.4 Effets de résolution et dispersion des points . . . 184
8.2.5 Fits des données mondiales de DVCS . . . 186
8.2.6 Conclusion des études systématiques sur les fits avec le DVCS . . . 186
8.3 Fits des observables associées au TCS . . . 188
8.3.1 Simulations . . . 188
8.3.2 Sensibilités aux facteurs de forme Compton . . . 188
8.3.3 Fits du TCS seul avec dispersion des points . . . 189
8.4 Fits combinant les observables de DVCS et de TCS . . . 192
8.4.1 Intérêts et conditions de réalisation des fits . . . 192
8.4.2 Résultats à la limite asymptotique . . . 192
8.5 Perspectives expérimentales pour le TCS à JLab . . . 195
8.5.1 Espace des phases pour le TCS à JLab à 12 GeV . . . 195
8.5.2 Proposition d'expérience avec CLAS12 et premières mesures du TCS à JLab 196

8.6 Incertitudes pour un scénario d'expérience à CLAS12 196
8.6.1 Flux de photons et luminosité 196
8.6.2 Acceptance de CLAS12 200
8.6.3 Taux de comptage en fonction de la cinématique 200
8.6.4 Conclusion 202

Conclusion **203**

A Résolution des variables cinématiques **209**

B Quelques outils de statistique **213**
B.1 Détermination de l'erreur statistique sur la mesure du flux 213
B.2 Division des intervalles dans les variables cinématiques 214
B.3 Incertitude sur les asymétries 215
B.4 Tirage aléatoire d'une variable suivant une loi normale 215

C Sélection de la production exclusive d'un méson ρ^0 **217**

D Corrections radiatives au DIS **219**

E Mesures de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ **221**
E.1 Mesure de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ avec le faisceau de muons négatifs 221
E.2 Tables des résultats de mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ 221
E.3 Comparaisons de la mesure de F_2 avec différentes paramétrisations 221

F Tables : sections efficaces de production exclusive de photon et de pion **231**
F.1 Mesure de la production exclusive d'un photon 231
F.2 Mesure de la production exclusive d'un pion neutre 232

Bibliographie **237**

Introduction

C'est dans l'antiquité grecque que le concept de particule élémentaire est né. Le mot $\alpha\tau o\mu o\sigma$ signifie *insécable* et caractérise alors la plus petite portion de matière. Mais un autre courant de pensée voulait que la matière soit une combinaison d'éléments naturels. Cette idée a été majoritaire jusqu'à quelques centaines d'années d'aujourd'hui. Les chimistes du début du XIXe siècle sont revenus à la recherche des briques élémentaires de la matière et ont étudié la composition des molécules sous forme d'atomes. Mais ces atomes ne sont pas non plus des particules élémentaires. L'étude de leurs propriétés à la fin du XIXe siècle a permis la découverte de l'électron, puis du noyau. Les premiers modèles atomiques ont vu le jour au début du XXe siècle. La physique nucléaire, qui étudie la composition en protons et neutrons (nucléons) du noyau atomique, s'est développée. Les accélérateurs de particules ont permis de sonder la matière à des échelles de plus en plus petites grâce au principe que plus l'énergie apportée aux particules est grande, plus il est possible de sonder de petites échelles. Aujourd'hui le nucléon est vu comme une structure complexe, constituée de quarks, d'antiquarks et de gluons, appelés les *partons*. L'étude des propriétés des partons confinés dans le nucléon se fait en *Physique Hadronique*. Plus généralement, la physique hadronique étudie les propriétés des *hadrons*, qui est le terme générique donné aux particules constituées de quarks et gluons et qui peuvent être formées avec les accélérateurs de particules. La théorie fondamentale associée à la physique hadronique est la *Chromodynamique Quantique* (QCD). Elle décrit l'*interaction forte* entre les partons, dont le médiateur est le gluon.

Le nucléon correspond à 99% de la masse visible de l'univers. Or, la QCD ne parvient pas à expliquer certaines de ses propriétés globales à partir de ses constituants élémentaires, comme la répartition de sa masse et de son spin selon ses constituants, ou encore le mécanisme du confinement. L'étude des distributions en position et/ou en impulsion des partons dans le nucléon se fait depuis les années $\sim$1950. Depuis une vingtaine d'année, des quantités appelés *Distributions de Parton Généralisées* (GPDs) ont été introduites et donnent accès à une vision tridimensionnelle du nucléon. Les GPDs contiennent entre autres la corrélation entre l'impulsion longitudinale et la "position" transverse des partons dans le nucléon. Elles sont accessibles dans des réactions avec des hadrons, dites *exclusives*, où toutes les particules produites sont connues. Deux cas particuliers de ces processus sont la *Diffusion Compton Profondément Virtuelle "genre espace"* (DVCS) et la *Diffusion Compton "genre temps"* (TCS) qui correspondent, respectivement, à la leptoproduction exclusive d'un photon sur le nucléon : $\ell N \to \ell N \gamma$, et à la photoproduction d'une paire de leptons sur le nucléon : $\gamma N \to \ell^+ \ell^- N$. L'étude de ces deux réactions est l'objectif principal de cette thèse. La première partie de ce manuscrit correspond à l'analyse de données du DVCS dans l'expérience COMPASS au CERN et la deuxième partie est une étude phénoménologique du TCS, qui n'a encore jamais vraiment été mesuré.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, les motivations à l'étude du DVCS et du TCS seront exposées. Le concept de GPD est introduit ainsi que certaines interprétations et certaines manières

de les modéliser. Les différentes expériences ayant mesuré le DVCS seront brièvement passée en revue.

Ensuite, la première partie de ce manuscrit porte sur l'analyse des données de l'expérience COMPASS. Elle est composée de cinq chapitres. Le deuxième chapitre contient la description du spectromètre COMPASS et présente les simulations qui ont été faites pour l'analyse des données. Le troisième chapitre présente la mesure de la luminosité de l'expérience, qui permettra de normaliser les sections efficaces mesurées. Le quatrième chapitre contient les études ayant été menées pour l'évaluation des incertitudes systématiques dans les mesures de sections efficaces. Il contient également la description des corrections faites sur les efficacités des détecteurs et leur calibration. Le cinquième chapitre présente la mesure de la fonction de structure $F_2(x_{bj}, Q^2)$ en diffusion profondément inélastique. La comparaison de cette mesure aux données mondiales permet de valider la faisabilité de la mesure de sections efficaces à COMPASS et la valeur de la luminosité mesurée au troisième chapitre de la thèse. Le sixième chapitre contient les résultats principaux de cette partie du manuscrit. Il présente la mesure des sections efficaces de DVCS et de production exclusive d'un méson π^0 avec en particulier la méthode de sélection des évènements, les corrections sur les données reconstruites, l'évaluation des incertitudes, la réduction du bruit de fond et les résultats finaux.

La seconde partie de ce manuscrit est composée de deux chapitres. Le septième chapitre présente les calculs théoriques pour la réaction TCS sur le proton et sur le neutron. Des observables de polarisation simple et double du faisceau de photon et/ou du nucléon cible seront présentées et leur sensibilité aux GDPs sera discutée. Le huitième chapitre contient la description de l'algorithme de *fits* développé pour extraire les *Facteurs de Forme Compton* (CFF) qui sont des fonctions des GPDs. Des *fits* sont réalisés sur des données simulées de TCS. Les simulations sont faites à partir des calculs théoriques présentés au septième chapitre. Des *fits* combinant des observables du TCS et du DVCS, réalisés à partir de simulations, seront également présentés, afin de montrer l'apport et l'intêret du TCS.

Le dernier chapitre est une discussion autour des résultats présentés. Les perspectives du DVCS à COMPASS et l'utilité pour les mesures à venir de cette première analyse de données ayant conduit à la mesure de la section efficace de production exclusive d'un photon à COMPASS seront discutées. L'étude théorique faite pour le TCS est la plus poussée actuellement et la discussion portera sur les perspectives et l'utilité d'une mesure de TCS à JLab12.

Chapitre 1

La structure du nucléon

Sommaire

1.1 La diffusion élastique **4**
1.2 La diffusion profondément inélastique et les distributions de partons **7**
1.2.1 Section efficace et fonctions de structure non polarisées 7
1.2.2 Modèle des partons 8
1.2.3 Fonction de structure longitudinale F_L 9
1.2.4 Lois d'évolution 10
1.3 Processus exclusifs et Distributions de Parton Généralisées **12**
1.3.1 Théorème optique et généralisation du DIS à la diffusion Compton profondément virtuelle 12
1.3.2 Décomposition du tenseur hadronique en Distributions de Parton Généralisées 14
1.4 Contenu physique et interprétation des GPDs **17**
1.4.1 Limite "vers l'avant" et distributions de partons 17
1.4.2 Interprétation des différentes distributions de partons généralisées et représentation en paramètre d'impact 17
1.4.3 Polynomialité et développement en moments de x 17
1.5 Modélisation des distributions de parton généralisées **20**
1.5.1 Dépendance en x et ξ des GPDs 20
1.5.2 Les doubles distributions 21
1.5.3 Dépendance en t des GPDs 22
1.5.4 Le modèle VGG 23
1.6 Mesures du DVCS et extraction des GPDs **24**
1.6.1 Les Facteurs de Forme Compton 24
1.6.2 Interférence avec le processus de Bethe-Heitler 24
1.7 Expériences de mesure du DVCS **27**
1.7.1 Expériences à HERA 27
1.7.2 Expériences au Jefferson Laboratory (JLAB) 28
1.8 Production exclusive de méson **30**

1.1 La diffusion élastique

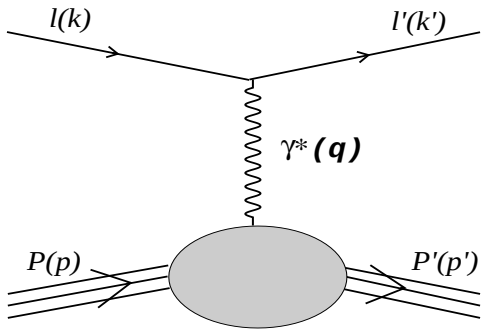


FIGURE 1.1 – Diagramme pour la diffusion élastique d'un lepton sur un proton, au premier ordre.

La section efficace de *Mott* est caractéristique de la diffusion d'un électron relativiste, de spin $1/2$, sur une particule ponctuelle de spin $1/2$. La diffusion se fait par l'échange d'un photon virtuel, ce qui caractérise la sonde électromagnétique (voir figure 1.1). La section efficace peut s'écrire [1]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{Mott} = \frac{\alpha_{EM}^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}, \tag{1.1}$$

où Ω est l'angle solide de l'électron diffusé, α_{EM} est la constante de couplage électromagnétique, E est l'énergie de l'électron et θ son angle de diffusion. Il a été observé dans les mesures de diffusion de faisceaux d'électrons sur des cibles de proton, dans les années ∼1950, une déviation de la valeur attendue de la section efficace par rapport à ce que prévoit la formule de Mott (équation 1.1) pour une particule ponctuelle [2]. Cette diminution est proportionnelle au carré du transfert en impulsion, égal à

$$t = q^2 = (p - p')^2 = (k' - k)^2, \tag{1.2}$$

où p et p' sont les impulsions (quadrivecteurs) du proton avant et après la réaction, k et k' sont les impulsions de l'électron avant et après la réaction et q est l'impulsion du photon virtuel. La variable cinématique $Q^2 = -q^2$ est appelée la *virtualité* de la sonde et elle est proportionnelle à l'inverse de la résolution spatiale. La déviation à grand Q^2 par rapport à la section efficace de Mott est une indication de l'existence d'une structure interne. Une sonde d'impulsion plus élevée résout de manière plus fine le proton grâce à sa plus petite longueur d'onde, et, devenant sensible à la distribution de ses constituants, ne "voit" pas la totalité de sa charge (voir figure 1.2).

Dans l'objectif de traduire la diminution de la section efficace par rapport à un objet ponctuel, une paramétrisation par des *Facteurs de Forme* (FF) de la section efficace a été introduite par Rosenbluth [3]. Celle-ci peut s'écrire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{el} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{Mott} \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} G_M^2(Q^2)}{1 + \frac{Q^2}{4m_N^2}} + \frac{Q^2}{2m_N^2} G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right), \tag{1.3}$$

où m_N est la masse du nucléon, θ est l'angle de diffusion du lepton et $G_E(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$ sont respectivement les facteurs de forme dits électrique et magnétique, dans la convention de Sachs.

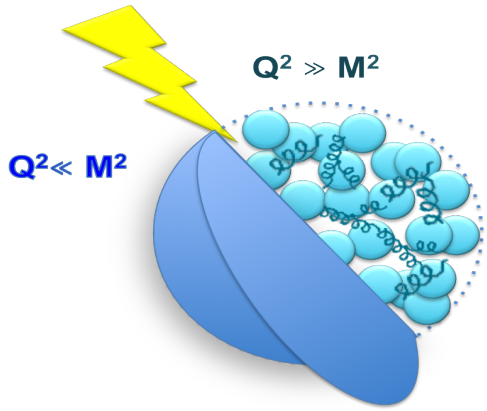


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de la diffusion d'un photon virtuel sur un nucléon. Une faible virtualité ne permet pas de résoudre sa structure interne en partons tandis qu'une grande virtualité permet d'accéder aux partons.

Le proton étant de spin 1/2, deux facteurs de forme interviennent dans l'expression du courant électromagnétique au vertex hadronique. Ils sont invariants de Lorentz et dans l'approximation d'échange d'un seul photon, ils sont réels. Une autre convention pour les facteurs de forme est courament utilisée : les facteurs de forme dits de Dirac et Pauli, respectivement notés $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, sont une combinaison linéaire de $G_E(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$. Les relations liant ces facteurs de forme sont

$$\begin{aligned} G_E(Q^2) &= F_1(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} F_2(Q^2), \\ G_M(Q^2) &= F_1(Q^2) + F_2(Q^2). \end{aligned} \tag{1.4}$$

Il existe aussi des facteurs de forme notés $G_A(Q^2)$ et $G_P(Q^2)$, qui représentent respectivement la réponse du nucléon à des sondes axiale et pseudo-scalaire, par contraste avec le courant électromagnétique pour F_1 et F_2.

Le référentiel de Breit est défini par le repère où le photon virtuel est purement du "genre espace" et ne transfère pas d'énergie au nucléon. Dans ce référentiel, l'impulsion du nucléon de l'état final, orientée selon l'axe z, est renversée par rapport à celle du nucléon incident. Les transformées de Fourier tridimensionnelles de $G_E(Q^2)$ et de $G_M(Q^2)$ s'interprètent dans le référentiel de Breit comme une distribution non relativiste de charge électrique et charge magnétique dans le nucléon.

Un autre référentiel de moment infini peut être défini par une impulsion du nucléon avant et après l'interaction grande ("infinie") selon l'axe longitudinal dans la direction positive, z^+, telle que $p_z \gg (p_x, p_y)$ et $p_\perp \to 0$. La transformée de Fourier du facteur de forme $F_1(Q^2)$ s'interprète comme une densité de charge dans le plan transverse dans un nucléon non polarisé. La transformée de Fourier du facteur de forme $F_2(Q^2)$ s'interprète comme une densité de charge dans un nucléon polarisé transversalement. La connexion entre les interprétations des facteurs de forme dans les deux repères est en cours d'étude [4].

La facteurs de forme du nucléon sont toujours activement étudiés. Les recherches les plus récentes pour les facteurs de forme du "genre espace", dont il est question ici pour la diffusion de leptons, se font dans des expériences à MAMI (Mayence, Allemagne) et à JLAB (Newport News,

Virginie, USA). La figure 1.3 présente une compilation des données sur G_E et G_M du proton et du neutron et montre une dépendance en Q^2 du rapport de ces facteurs de forme.

Remarque La diffusion d'un lepton sur un nucléon peut également se faire par la sonde électrofaible, avec un courant neutre, caractérisé par l'échange d'un boson Z^0. Dans le cas de la diffusion inélastique dont il sera question plus loin, la diffusion peut se faire avec un courant chargé, caractérisé par l'échange de bosons $W^{\pm}$. Il ne sera pas tenu compte dans la suite de ce manuscrit des interférences avec le courant Z^0 car la virtualité de la sonde est suffisamment petite devant la masse du boson Z^0 pour négliger au premier ordre les interférences entre l'échange d'un photon virtuel et d'un boson Z^0.

A retenir : L'étude de la diffusion élastique permet d'accéder aux distributions en position transverse des quarks dans un nucléon.

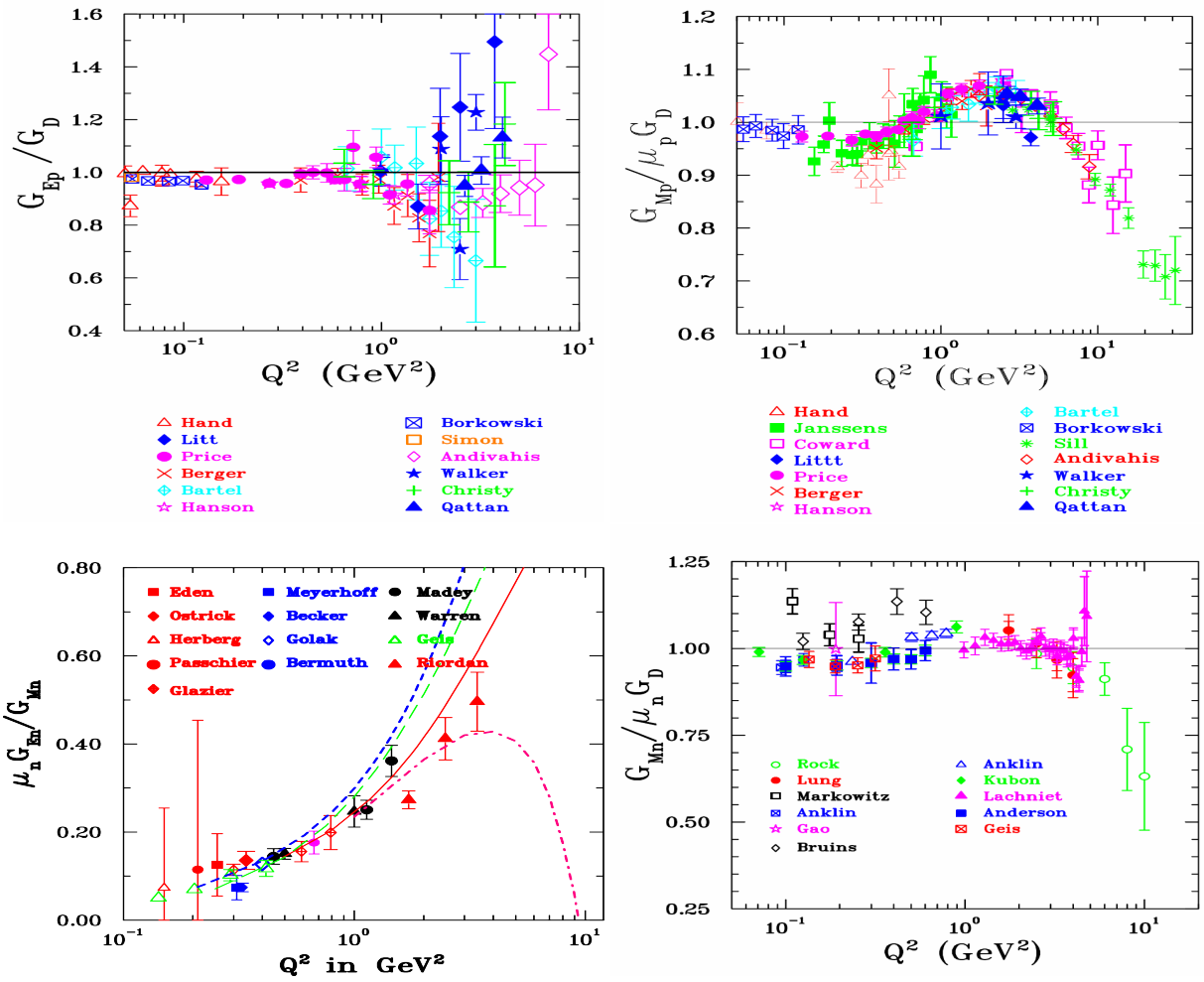


FIGURE 1.3 – Facteurs de forme du proton et du neutron en fonction de Q^2. En haut à gauche : G_E/G_D pour le proton, où G_D est le *facteur de forme dipôle*, tel que $G_D \propto (1+\frac{Q^2}{A})^{-2}$, avec A est un coefficient réel. En haut à droite : $G_M/\mu G_D$, où μ est le moment magnétique du proton. En bas à gauche : $\mu G_E/G_M$ pour le neutron. En bas à droite : $G_M/\mu G_D$ pour le neutron. Ces figures proviennent de [5].

1.2 *La diffusion profondément inélastique et les distributions de partons*

1.2.1 Section efficace et fonctions de structure non polarisées

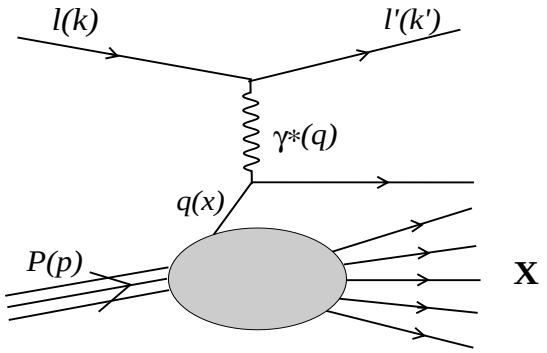


FIGURE 1.4 – Diagramme pour la diffusion inélastique où le photon virtuel échangé interagit avec un quark du nucléon. L'état final reste non résolu et est noté X.

La diffusion profondément inélastique *inclusive* (DIS) correspond à la diffusion d'un lepton sur un nucléon qui ne reste pas intact après la réaction. L'interaction se fait par l'échange d'un photon virtuel qui, à suffisamment grand Q^2, permet de résoudre les partons. La diffusion a lieu sur un quark du nucléon (figure 1.4).

La section efficace du DIS peut s'exprimer comme

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2}{Q^4}\frac{E'}{E}L^{\mu\nu}W_{\mu\nu}, \tag{1.5}$$

avec E et E' l'énergie du lepton avant et après la diffusion. Les tenseurs $L^{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}$ sont les tenseurs leptonique et hadronique. Avec les notations de la figure 1.4 et en négligeant la masse du lepton, le tenseur leptonique se décompose pour un faisceau non polarisé en

$$L^{\mu\nu} = 2\left(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - g^{\mu\nu}(k.k')\right), \tag{1.6}$$

où $g^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique. En négligeant les termes anti-symétriques qui disparaîtront après la contraction avec $L^{\mu\nu}$ et en considérant la condition d'invariance de jauge, $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, le tenseur hadronique peut se décomposer en

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -W_1\, g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2}\, p_\mu p_\nu \\ &+ \left(\left(\frac{pq}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{m_N^2}{q^2}\, W_1\right)\frac{1}{m_N^2}q_\mu q_\nu - \frac{pq}{Q^2}\, W_2\frac{1}{m_N^2}(p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu), \end{aligned} \tag{1.7}$$

où les coefficients W_1 et W_2 dépendent de Q^2 et de la variable cinématique dite de *Bjorken*, définie par :

$$x_{bj} = \frac{-q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2m_N\nu}. \tag{1.8}$$

En introduisant la variable $\nu = E - E'$ qui est l'énergie du photon virtuel dans le référentiel où le nucléon est au repos, il est possible de réexprimer le tenseur hadronique à partir des fonctions de structure

$$\begin{aligned} F_1(x_{bj}, Q^2) &= m_N W_1, \\ F_2(x_{bj}, Q^2) &= \nu W_2. \end{aligned} \tag{1.9}$$

Attention, la notation des fonctions de structure est la même que celle utilisée pour les facteurs de forme de Dirac et Pauli, bien qu'ils soient différents. La contraction des tenseurs et l'introduction de l'angle θ entre le lepton incident et le lepton diffusé, permet d'exprimer la section efficace de l'équation 1.5 sous la forme

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \left(\frac{2F_1(x_{bj}, Q^2)}{m_N} \sin^2(\theta/2) + \frac{F_2(x_{bj}, Q^2)}{\nu} \cos^2(\theta/2) \right). \tag{1.10}$$

Des détails sur les calculs présentés dans cette section et plus d'informations sur le modèle des partons peuvent être trouvées, par exemple, dans [1].

1.2.2 Modèle des partons

Le modèle des partons donne une interprétation du DIS à la limite de Bjorken où $Q^2 \to \infty$, dans le repère où le nucléon a une impulsion purement longitudinale ("infinie") dans la direction positive avant et après l'interaction. Le DIS s'interprète alors comme la diffusion d'un lepton sur un quark libre portant une fraction x de l'impulsion longitudinale du nucléon. Le modèle des partons "naïf" ne considère pas le rayonnement de gluons par les quarks. Dans ce cas, la section efficace du DIS peut s'interpréter comme une somme pondérée et incohérente de sections efficaces de diffusion élastique sur des quarks libres. Celle-ci peut s'exprimer

$$\left(\frac{d^2\sigma(\ell N \to \ell X)}{dx_{bj} dQ^2} \right) = \sum_i \int_0^1 dx\, e_i^2 q_i(x) \left(\frac{d^2\sigma(\ell q_i \to \ell q_i)}{dx_{bj} dQ^2} \right) \delta(x - x_{bj}), \tag{1.11}$$

où $q_i(x)$ est la densité de probabilité de trouver dans le nucléon un parton de saveur i, de charge e_i et portant la fraction x de l'impulsion longitudinale du nucléon. Le facteur $\delta(x - x_{bj})$ permet de tenir compte de la contrainte pour la diffusion élastique sur un quark libre, $q = x(p' - p)$ (voir équation 1.2). En effet : $(xp')^2 = q^2 + (xp)^2 + 2x(p.q) \simeq 0$, d'où $x = x_{bj}$ en négligeant les termes de masse. La fonction $q_i(x)$ est appelée *distribution de parton* (pdf). Dans le cadre du modèle des partons cette fonction ne dépend pas de Q^2. Cette propriété est appelé l'*invariance d'échelle*. En insérant l'expression de la section efficace de diffusion élastique (équation 1.1) dans l'équation 1.11 et en comparant celle-ci avec l'équation 1.10, il est possible d'identifier les fonctions de structure et de les relier aux distributions de parton à partir des relations :

$$\begin{aligned} F_1(x_{bj}) &= \frac{1}{2} \sum_i \int_0^1 e_i^2 q_i(x) \delta(x - x_{bj}) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x_{bj}), \\ F_2(x_{bj}) &= \sum_i \int_0^1 x e_i^2 q_i(x) \delta(x - x_{bj}) = \sum_i x_{bj} e_i^2 q_i(x_{bj}). \end{aligned} \tag{1.12}$$

Ces égalités permettent d'obtenir la *relation de Callan-Gross* :

$$F_2(x_{bj}, Q^2) = 2x_{bj} F_1(x_{bj}, Q^2). \tag{1.13}$$

Cette relation caractérise la diffusion sur des objets ponctuels de spin $1/2$. Les premières observations expérimentales, dans les années ∼1960, ont vérifié cette relation, ainsi que l'invariance d'échelle, ce qui a mené à la conclusion que le proton contient des objets poncutels de spin $1/2$.

Fonctions de structure polarisées

Les termes antisymétriques dans le tenseur hadronique ont été omis dans l'équation 1.7 en raison de la contraction avec le tenseur leptonique non polarisé, qui est symétrique. Avec un faisceau de leptons polarisés, le DIS est sensible à la polarisation des partons et à la partie anti-symétrique du tenseur hadronique. Deux autres fonctions de structure, dites polarisées, interviennent alors dans la section efficace. Elles sont notées $g_1(x_{bj}, Q^2)$ et $g_2(x_{bj}, Q^2)$. Elles sont accessibles expérimentalement dans les mesures d'asymétrie de polarisation de faisceau et de cible et permettent, en particulier, de définir la distribution de parton polarisée $\Delta q_i(x)$ selon

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Delta q(x). \tag{1.14}$$

1.2.3 Fonction de structure longitudinale F_L

La section efficace du DIS (équation 1.10) est proportionnelle à la section efficace d'absorption d'un photon virtuel par le nucléon. La section efficace du processus $\gamma^* N \to X$ peut se décomposer comme la somme de la section efficace d'absorption de photons virtuels transversalement et longitudinalement polarisés, sous la forme

$$\sigma^{DIS} \propto \sigma^{\gamma_T^* P \to X} + \epsilon \sigma^{\gamma_L^* P \to X}. \tag{1.15}$$

où ϵ est le rapport des flux de photons virtuels longitudinalement et transversalement polarisés ($\epsilon = \gamma_L^*/\gamma_T^*$). Le rapport des sections efficaces avec des photons virtuels correspondantes s'écrit

$$R(x_{bj}, Q^2) = \frac{\sigma^{\gamma_L^* P \to X}}{\sigma^{\gamma_T^* P \to X}} = \frac{F_L(x_{bj}, Q^2)}{F_2(x_{bj}, Q^2)}, \tag{1.16}$$

avec $F_L(x_{bj}, Q^2)$ la fonction de structure dite longitudinale. Elle est reliée aux fonctions de structure F_1 et F_2 par la relation

$$F_L(x_{bj}, Q^2) = F_2(x_{bj}, Q^2) - 2x_{bj} F_1(x_{bj}, Q^2). \tag{1.17}$$

Dans l'équation 1.16, la fonction de structure $F_2(x_{bj}, Q^2)$ est identifiée à la fonction de structure dite transverse. En effet, dans le modèle des partons les quarks sont de masse nulle et ils doivent donc subir une rotation d'une unité de leur moment cinétique pour conserver leur hélicité au vertex hadronique. Ceci implique qu'ils ne peuvent absorber que des photons de polarisation transverse. Or, la possibilité pour les quarks d'émettre ou d'absorber un gluon (absente dans le modèle des partons) permet l'absorption de photons polarisés longitudinalement. La fonction de structure F_L est donc liée à la distribution en gluon $g(x)$. Dans le modèle des partons, $F_L(x_{bj}, Q^2) = 0$, et la relation 1.13 est vérifiée.

L'équation 1.10 peut se réécrire en fonction des variables cinématiques x_{bj} et Q^2 et en fonction de $R(x_{bj}, Q^2)$ sous la forme [6]

$$\frac{d\sigma}{dx_{bj} dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{x_{bj} Q^4}\left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \left(1 - \frac{2m_l}{Q^2}\right)\left(\frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R(x_{bj}, Q^2)}\right)\right] F_2(x_{bj}, Q^2), \tag{1.18}$$

où la masse du lepton $m_l \neq 0$ a été introduite et avec $y = \frac{p.q}{p.k} = \nu/E$ (variable dite d'*inelasticité*).

1.2.4 Lois d'évolution

Une violation de l'invariance d'échelle en Q^2 des fonctions de structure, non prévue dans le modèle des partons, a été observée expérimentalement. Les quarks rayonnent des gluons et des paires de gluons et de quarks et antiquarks sont formées et annihilées continuellement. Aussi, en augmentant la virtualité Q^2 de la sonde, celle-ci devient sensible à ces structures et la densité de partons observée devient plus importante. Les diagrammes à l'ordre sous-dominant en α_s par rapport au diagramme de la figure 1.4, où α_s est la constante de couplage en interaction forte, correspondent aux radiations de gluons et à des formations de paires de quarks et antiquarks. Ils doivent être introduits dans les calculs d'amplitudes afin de tenir compte de cette évolution. Ces corrections par rapport à l'ordre dominant en α_s dans les amplitudes sont proportionnelles à $\alpha_s \ \log(Q^2)$. Ce comportement est décrit par l'équation d'évolution DGLAP [7, 8, 9]

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} \begin{pmatrix} q(x,Q^2) \\ g(x,Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \begin{pmatrix} P_{qq}(\frac{x}{y}) & P_{qg}(\frac{x}{y}) \\ P_{gq}(\frac{x}{y}) & P_{gg}(\frac{x}{y}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q(y,Q^2) \\ g(y,Q^2) \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

où $q(x,Q^2), g(x,Q^2)$ sont respectivement les distributions de partons des quarks et des gluons. Les probabilités P_{ij} paramétrisant cette équation ($i,j = q,g$) correspondent à (figure 1.5) :

- P_{qq} est la probabilité qu'un quark d'impulsion y soit issu d'un quark d'impulsion x après la radiation d'un gluon ("gluon-Bremstrahlung"),
- P_{qg} est la probabilité qu'un quark d'impulsion y soit issu d'un gluon d'impulsion x scindé en paire quark-antiquark (fusion photon-gluon),
- P_{gq} est la probabilité qu'un gluon d'impulsion y soit issu d'un quark d'impulsion x,
- P_{gg} est la probabilité qu'un gluon d'impulsion y provienne d'un gluon d'impulsion x après la radiation d'un gluon.

L'équation 1.19 montre que l'évolution des distributions de partons $q(x,Q^2)$ et $g(x,Q^2)$ sont liées, ce qui rend possible l'extraction de $g(x,Q^2)$ à partir de l'évolution de $q(x,Q^2)$ en Q^2. La figure 1.6 présente les distributions de partons non polarisées pour les quarks de valence, $u_V(x,Q^2)$ et $d_V(x,Q^2)$, pour les quarks de la mer, $S(x,Q^2)$ ($S = u_S, \bar{u}, d_S$...), et pour les gluons, $g(x,Q^2)$. La différence des formes des distributions pour les deux valeurs de Q^2 présentées montre la plus grande sensibilité aux gluons à grand Q^2. A Q^2 fixé, la dépendance en x des distributions de parton caractérise la probabilité d'interaction avec un certain type de parton (quark, antiquark ou gluon). La région à petits x est dominée par les gluons, tandis que la région à grand x représente la région de valence. Du fait que la densité en gluon augmente fortement en fonction de $\frac{1}{x}$, la violation de l'invariance d'échelle est plus importante à petit x, ce qui est observée dans les expériences.

A retenir : L'étude du DIS permet de mesurer les distributions en impulsion longitudinale des quarks et des gluons dans le nucléon.

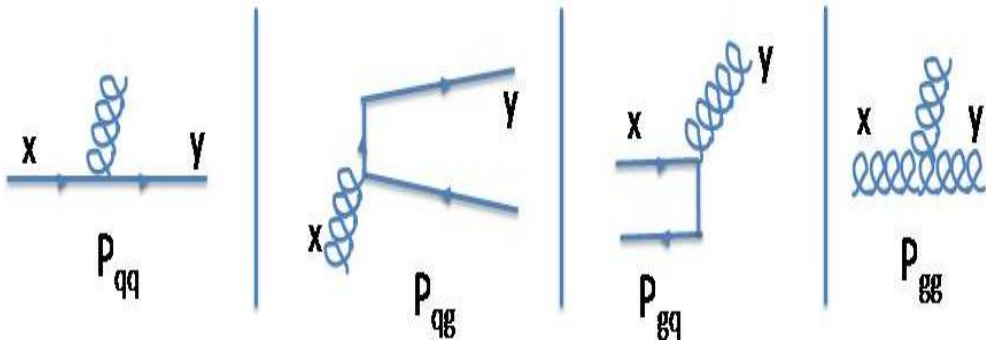


FIGURE 1.5 – Quatre fonctions de couplage avec les gluons correspondant aux éléments de matrice dans l'équation d'évolution DGLAP.

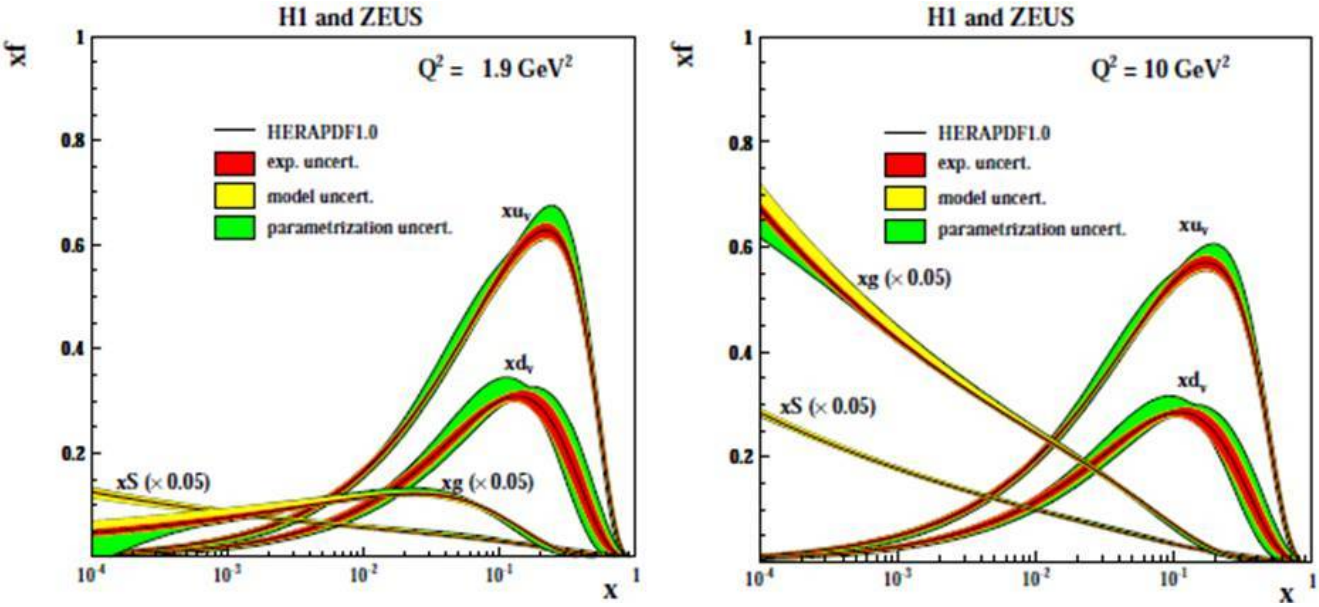


FIGURE 1.6 – Distributions de partons obtenues par HERA (HERAPDF1.0) à $Q^2 = 1.9$ GeV^2 (à gauche) et $Q^2 = 10$ GeV^2 (à droite). Les contributions des différentes pdf sont séparées. La pdf des gluons est xg, la pdf des quarks de la mer est $xS = 2x(\bar{U} + \bar{D})$ (xS et xg sont divisées par un facteur 20 pour la lisibilité des figures), xu_v et xu_d sont les pdf des quarks de valence. [10]

1.3 Processus exclusifs et Distributions de Parton Généralisées

1.3.1 Théorème optique et généralisation du DIS à la diffusion Compton profondément virtuelle

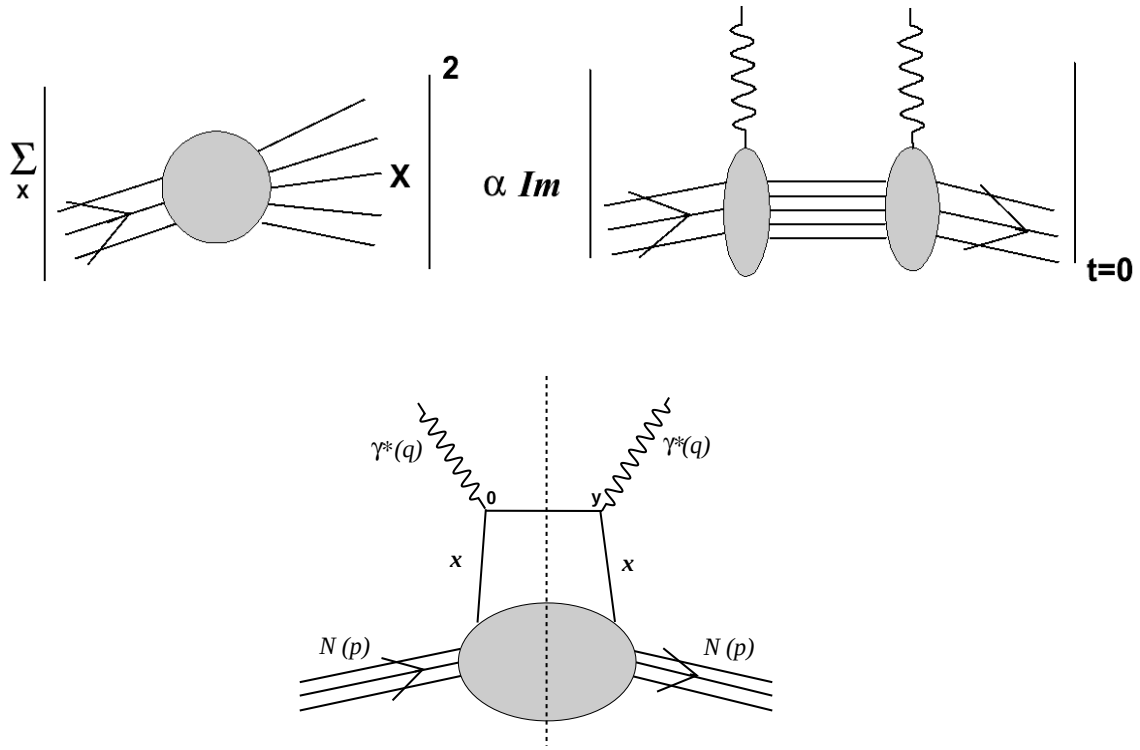


FIGURE 1.7 – En haut : représentation diagrammatique du théorème optique pour le DIS. En bas : diagramme pour la diffusion Compton "vers l'avant".

Il est possible d'établir un lien entre le DIS, $\gamma^* q \to X$, et la diffusion Compton "vers l'avant", $\gamma^* q \to \gamma^* q$, grâce au théorème optique illustré sur la figure 1.7 (en haut) [11]. La diffusion Compton "vers l'avant" correspond à la diffusion d'un photon virtuel sur un quark du nucléon sans échange d'impulsion, soit $t = p' - p = 0$. La figure 1.7 (en bas) présente ce processus dans la limite de la représentation en *handbag*. Le tenseur hadronique correspondant peut s'écrire

$$W^{\mu\nu} \propto \int d^4y e^{iq.y} \langle N(p)|J^\mu(y)J^\nu(0)|N(p)\rangle_{y^+=y_\perp=0}, \tag{1.20}$$

avec le courant électromagnétique

$$J^\mu(y) = \sum_q e_q \bar{\Psi}_q(y)\gamma^\mu \Psi_q(y), \tag{1.21}$$

où $\bar{\Psi}_q(y)$ et $\Psi_q(y)$ représentent respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'un quark. La variable y dont dépend le courant électromagnétique représente les coordonnées d'espace-temps du quark. Les indices $y^+ = y_\perp = 0$ font référence au référentiel dans lequel le tenseur est

exprimé, où la direction du quark est sur l'axe du cône de lumière, défini par $y^2 = 0$. L'élément de matrice de l'équation 1.20 s'interprète comme la probabilité de former un quark en $y_i = 0$ et de l'annihiler en $y_f = y$ dans un nucléon dont l'impulsion reste inchangée. La transformée de Fourier dans l'équation 1.20, permet d'accéder à une distribution dans l'espace des impulsions, c'est à dire aux distributions de parton présentées dans la section précédente.

Un processus pour lequel l'impulsion du photon entrant n'est pas la même que l'impulsion du photon sortant et où au moins un photon porte une virtualité suffisamment grande pour résoudre les partons dans le nucléon permet une généralisation du diagramme de la diffusion Compton "vers l'avant" (figure 1.7, en bas) pour le cas où le transfert en impulsion est tel que $t \neq 0$ A la limite où le photon final est réel, il s'agit du processus de diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), présenté sur la figure 1.8, et qui sera étudié dans la partie I de ce manuscrit. A la limite où le photon initial est réel, il s'agit du processus de diffusion Compton "genre temps" (TCS) qui sera étudié dans la partie II de ce manuscrit. Les premières introduction du DVCS dans la littérature sont dans les références [12, 13, 14].

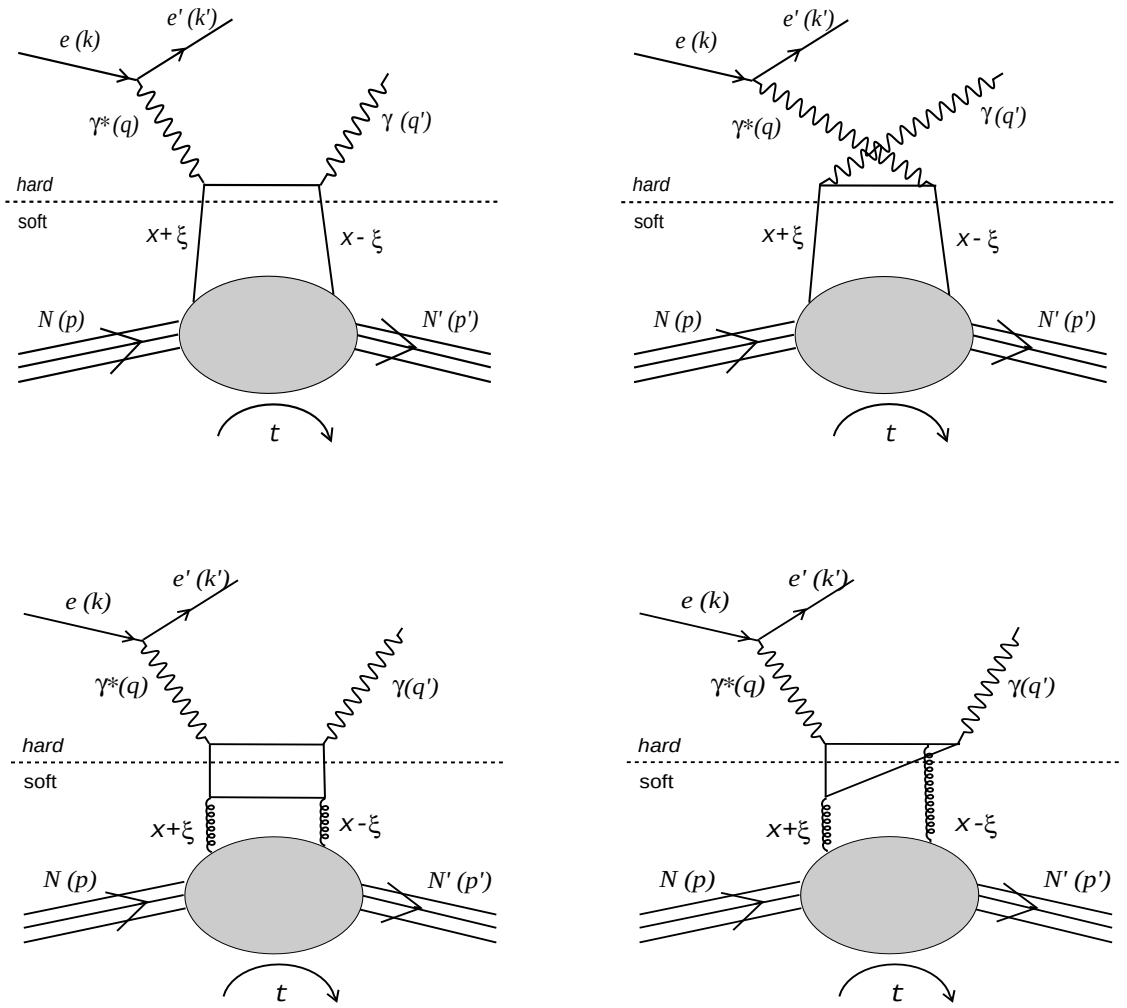


FIGURE 1.8 – Diagrammes pour le DVCS sur le nucléon au premier ordre. En haut : DVCS où l'interaction se fait avec un quark du nucléon. En bas : DVCS où l'interaction se fait avec un gluon du nucléon. La ligne en pointillés illustre la factorisation entre la partie perturbative et la partie non perturbative.

Il est indiqué sur les diagrammes de la figure 1.8 que les quarks initial et final portent respectivement une fraction d'impulsion longitudinale $x+\xi$ et $x-\xi$ de l'impulsion moyenne du nucléon, dans le repère où le nucléon a une impulsion grande ("infini") suivant l'axe z. Les domaines où sont définies les variables x et ξ sont $|x| \leq 1$ et $0 \leq \xi \leq 1$. Une fraction d'impulsion positive caractérise un quark tandis qu'une fraction d'impulsion négative caractérise un antiquark. La variable ξ est proportionnelle au transfert en impulsion longitudinale. Elle caractérise, dans un référentiel où les impulsions sont orientées selon z la composante positive de l'impulsion moyenne du proton selon l'axe z positif, notée P^+. La variable ξ, est égale, à la limite où les termes de masse et où les termes supprimés par des puissances en $\left(\frac{1}{Q}\right)^n$ sont négligés, à

$$\xi = \frac{(q'-q)(q+q')}{(p+p')(q+q')}, \tag{1.22}$$

où p et p' sont respectivement les impulsions du nucléon entrant et sortant et où q et q' sont respectivement les impulsions des photons entrant et sortant, avec $[q'^2 = 0;\ q^2 < 0]$ pour le DVCS et $[q^2 = 0;\ q'^2 > 0]$ pour le TCS. L'égalité 1.22 sera démontrée pour le cas du TCS à la section 7.1. La variable x n'est pas mesurable car elle n'intervient que dans une boucle et intervient donc comme une variable d'intégration dans l'amplitude du DVCS. La variable ξ est mesurable et elle est reliée pour le DVCS à la variable de Bjorken par

$$\xi \simeq \frac{x_{bj}}{2-x_{bj}}. \tag{1.23}$$

1.3.2 Décomposition du tenseur hadronique en Distributions de Parton Généralisées

Les diagrammes de la figure 1.8 indiquent la séparation entre deux parties correspondant à des échelles en énergie différentes. La partie haute (indiquée par *hard*), dite "dure", correspond à une interaction ponctuelle, à haute énergie, entre le photon et le quark. La partie basse (indiquée par *soft*), dite "molle", correspond à des interactions à basse énergie au sein du nucléon. La même séparation peut être faite pour le DIS (diagramme 1.4) où la partie "dure" correspond à l'interaction du photon virtuel avec le quark et la partie "molle" est paramétrée par les fonctions de structure qui interviennent dans le développement du tenseur hadronique. L'amplitude du DVCS correspond au produit de la partie "dure" et de la partie "molle". La *factorisation* a été démontré pour le DVCS dans [15] et elle est valable lorsque $t/Q^2 \ll 1$. Contrairement à la partie "dure", il n'est pas possible de calculer la partie "molle" des diagrammes. Il est possible de la paramétrer à partir du tenseur hadronique. Pour le DVCS, en faisant l'approximation que les quarks n'ont pas de masse et au *twist* 2 (ordre le plus bas en $\frac{1}{Q}$), le tenseur hadronique peut se décomposer en une structure *vecteur* et une structure *pseudo-vecteur*, correspondant à [13] :

$$F_q^\mu(x,\xi,t,Q^2) = \frac{1}{2\pi}\int d^4y\, e^{ixp^+y^-}\langle N(p')|\bar{\Psi}_q(y)\gamma^\mu\Psi_q(0)|N(p)\rangle_{y^+=y_\perp=0} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right), \tag{1.24}$$

$$\tilde{F}_q^\mu(x,\xi,t,Q^2) = \frac{1}{2\pi}\int d^4y\, e^{ixp^+y^-}\langle N(p')|\bar{\Psi}_q(y)\gamma^\mu\gamma^5\Psi_q(0)|N(p)\rangle_{y^+=y_\perp=0} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right), \tag{1.25}$$

Ces deux structures peuvent être décomposées respectivement en structures vecteur et tenseur et en structures pseudo-vecteur et pseudo-scalaire, qui sont associées à des *Distributions de Parton Généralisées* (GPDs), respectivement notées H^q, E^q, $\tilde{H}^q$ et $\tilde{E}^q$. Suivant la convention de Ji [13], cette

décomposition s'écrit au *twist* 2 :

$$F_q^\mu(x,\xi,t,Q^2) = \bar{u}(p')\left(H^q(x,\xi,t)\gamma^\mu + iE^q(x,\xi,t)\frac{\sigma^{\mu\nu}\Delta_\nu}{2m_N}\right)u(p). \tag{1.26}$$

$$\tilde{F}_q^\mu(x,\xi,t,Q^2) = \bar{u}(p')\left(\tilde{H}^q(x,\xi,t)\gamma^\mu\gamma^5 + i\tilde{E}^q(x,\xi,t)\frac{\Delta^\mu}{2m_N}\gamma^5\right)u(p), \tag{1.27}$$

où $\Delta^2 = t$. Le tenseur hadronique du DVCS peut s'exprimer en fonction des distributions de parton généralisées selon [13]

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} = \frac{g^{\mu\nu} - p^\mu n^\nu - p^\nu n^\mu}{2}\int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{1-\xi/2+i\epsilon} + \frac{1}{1-\xi/2-i\epsilon}\right) \\ \left[H(x,\xi,t)\,\bar{u}(p')\not{n}u(p) + E(x,\xi,t)\,\bar{u}(p')\frac{i\sigma^{\alpha\beta}n_\alpha\Delta_\beta}{2m_N}u(p)\right] \\ + \frac{i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}p_\alpha n_\beta}{2}\int_{-1}^{1} dx \left(\frac{1}{x-\xi+i\epsilon} - \frac{1}{x-\xi-i\epsilon}\right) \\ \left[\tilde{H}(x,\xi,t)\,\bar{u}(p')\not{n}\gamma_5 u(p) + \tilde{E}(x,\xi,t)\,\frac{\Delta.n}{2m_N}\bar{u}(p')\gamma_5 u(p)\right], \end{aligned} \tag{1.28}$$

où $g^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique et où p et n sont des vecteurs unitaires selon les directions, respectivement, $+$ et $-$ sur le cône de lumière, avec la notation $\not{n} = \gamma^\mu n_\mu$.

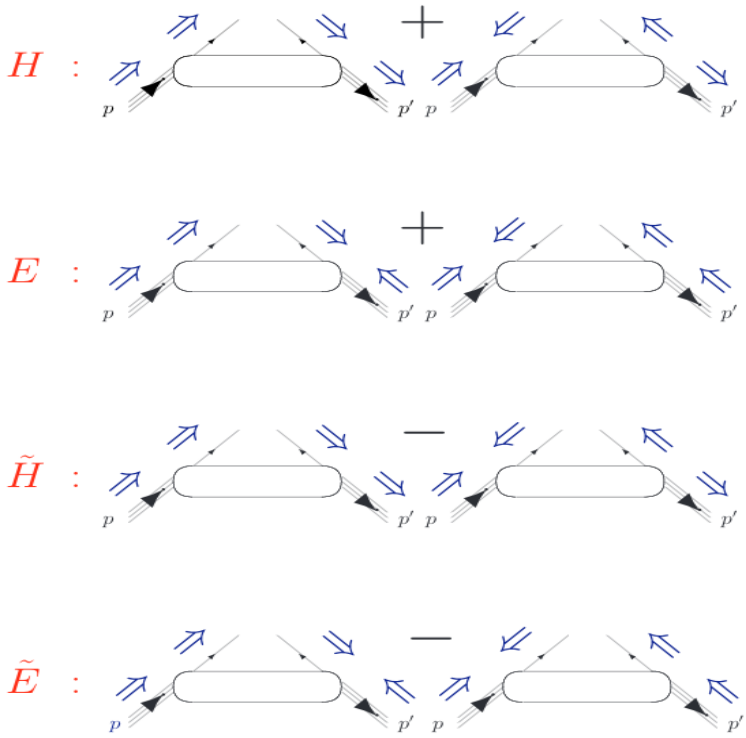


FIGURE 1.9 – Correspondance entre les distributions de parton généralisées et les orientations relatives des hélicités du nucléon et du quark [16].

La figure 1.9 montre la sensibilité des GPDs aux orientations relatives des hélicités du quark et du nucléon au cours de la diffusion. La GPD H est associée à la distribution en impulsion longitudinale et en position transverse des partons dans un nucléon non polarisé (voir paragraphe 1.4.2 plus loin). La GPD E implique un échange d'une unité de spin avec la cible. Elle correspond à un élément de matrice pour lequel l'hélicité du quark est conservée et l'hélicité du nucléon est inversée. La GPD E caractérise la densité en quarks dans un nucléon polarisé transversalement. La GPD $\tilde{H}$ est associée à la distribution en hélicité des quarks dans le nucléon. Elle caractérise une densité de spin. La GPD $\tilde{E}$ est associée à la structure pseudo-scalaire du tenseur hadronique. Elle est sensible à l'hélicité du quark et correspond à un renversement du spin du nucléon au cours de la diffusion. Elle caractérise une densité de parton polarisés dans un nucléon polarisé transversalement.

Plus de détails sur la décomposition du tenseur hadronique et sur la décomposition des vecteurs dans le référentiel du cône de lumière seront donnés dans la section 7.1.

Autres distributions de parton généralisées

La décomposition en GPDs de quark a été présentée. La décomposition en distributions de partons généralisées pour les courants de gluons est similaire à celle obtenue pour les quarks. Avec des gluons de masse nulle, quatre GPDs de gluon sont définies au *twist* dominant. Elles sont notées respectivement H^g, E^g, $\tilde{H}^g$ et $\tilde{E}^g$.

En levant l'approximation de masse nulle pour les quarks et les gluons, ceux-ci peuvent subir une inversion de leur hélicité au cours de la diffusion. Les structures tenseur et pseudo-scalaire dans la décomposition du tenseur hadronique survivent alors. Comme pour la décomposition présentée à l'équation 1.24, ces deux structures se décomposent en quatre structures de matrices γ qui sont associées à des GPDs dites de *transversité*, notées par exemple H_T^q. Les GPDs de transversité interviennent dans l'amplitude du DVCS au *twist* dominant, dans ce cas de masses non nulles.

Décomposition en saveur des distributions de partons généralisées avec le DVCS

Il est possible d'accéder à la décomposition en saveur des GPDs sur les quarks u et d en comparant les GPDs mesurées via le DVCS sur un proton et sur un neutron à partir des relations :

$$\begin{aligned} H^p &= \left(\frac{4}{9}H^u + \frac{1}{9}H^d\right), \\ H^n &= \left(\frac{1}{9}H^u + \frac{4}{9}H^d\right). \end{aligned} \tag{1.29}$$

1.4 Contenu physique et interprétation des GPDs

1.4.1 Limite "vers l'avant" et distributions de partons

A la limite où $t = 0$ et $\xi = 0$ (limite *forward*), les GPDs H et $\tilde{H}$ tendent vers les distributions de partons, selon

$$\begin{aligned} H^q(x, \xi \to 0, t \to 0) &= q(x)\theta(x) - \bar{q}(-x)\theta(-x), \\ \tilde{H}^q(x, \xi \to 0, t \to 0) &= \Delta q(x)\theta(x) + \Delta\bar{q}(-x)\theta(-x), \\ H^g(x, \xi \to 0, t \to 0) &= xg(x)\theta(x) - xg(-x)\theta(-x), \\ \tilde{H}^g(x, \xi \to 0, t \to 0) &= x\Delta g(x)\theta(x) + x\Delta g(-x)\theta(-x), \end{aligned} \tag{1.30}$$

où $\theta(x) = 1$ si $x \geq 0$, $\theta(x) = 0$ sinon.

En raison du facteur $\Delta = 0$ dans l'équation 1.26, les GPDs E et $\tilde{E}$ n'ont pas de limite définie pour $t = 0$ et $\xi = 0$.

1.4.2 Interprétation des différentes distributions de partons généralisées et représentation en paramètre d'impact

Il est possible de décomposer le transfert en impulsion dont dépendent les GPDs sous la forme $\Delta = \Delta_L + \Delta_T$, où Δ_L et Δ_T représentent respectivement les composantes longitudinale et transverse de Δ. A la limite où $\xi = 0$, la composante longitudinale de l'impulsion transférée s'annule et $t = \Delta_T^2$. La transformée de Fourier de la GPD $H^q(x, \xi = 0, t = \Delta_\perp^2)$, telle que

$$H^q(x, b_\perp) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2\Delta_T \, e^{ib_\perp \Delta_T} H^q(x, |\Delta_T^2|), \tag{1.31}$$

peut s'interpréter, comme une distribution en paramètre d'impact dans le plan transverse à la direction du nucléon selon l'axe z [17, 18, 19]. La figure 1.10 représente la GPD H^u en fonction de x et de $b_\perp$. Celle-ci montre une évolution en x allant dans le sens d'une extension de la "dimension" en $b_\perp$ pour le quark u, aussi caractérisée par une augmentation de la valeur de H^u. La forme des distributions de parton présentée en figure 1.6 permet de comprendre la dépendance en x des distributions en paramètres d'impact. La figure 1.11 représente schématiquement cette interprétation en "tomographie du nucléon" avec l'évolution de la "dimension transverse" ($b_\perp$) en fonction de l'impulsion longitudinale x. Suivant la représentation de la figure 1.11 (venant d'un modèle), les partons ayant un grand x, correspondant à la région de valence, seraient plus proches du barycentre du nucléon que les partons à petit x.

Remarque Des interprétations similaires en terme de représentations en paramètre d'impact dans le plan transverse sont faites pour les facteurs de forme du nucléon [21, 22, 23].

1.4.3 Polynomialité et développement en moments de x

Polynomialité

Les moments de Mellin des GPDs sont obtenus à partir du développement des dérivées covariantes *n-ième* des corrélateurs dans l'équation 1.24. En considérant l'invariance de Lorentz, ils

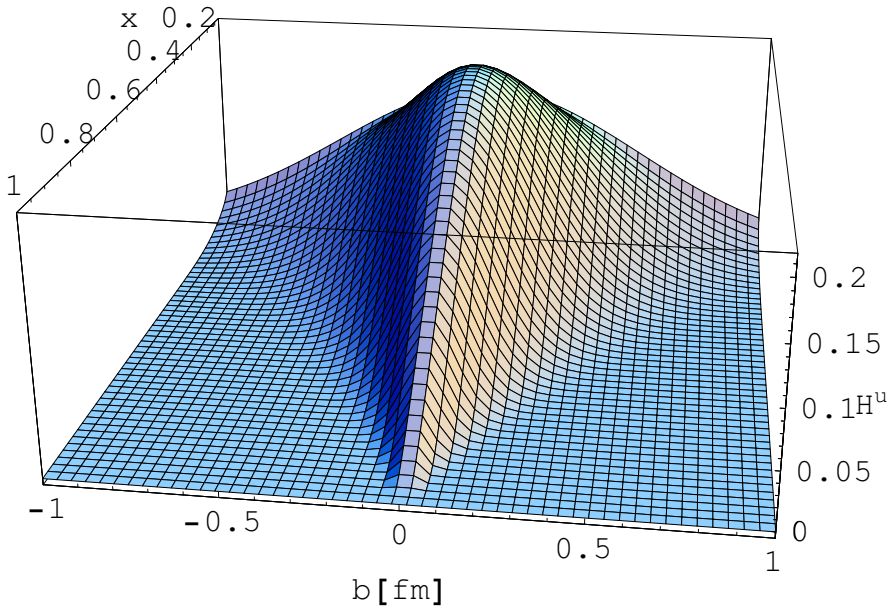


FIGURE 1.10 – Représentation en paramètre d'impact de la GPD $H(x, b_\perp)$ en fonction de x et de $b_\perp$ [20].

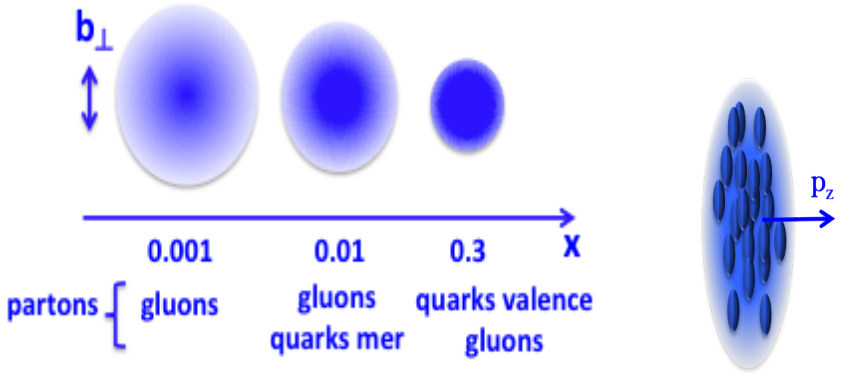


FIGURE 1.11 – Interprétation de la GPD H en distribution en paramètre d'impact dans le plan transverse au *boost* selon z, à $\xi = 0$ et $|t| = \Delta_\perp^2$.

permettent d'obtenir un développement sous la forme d'un polynôme d'ordre n en ξ du moment d'ordre x^{n-1} des GPDs. Cette propriété fondamentale s'appelle la *polynomialité* des GPDs. Le développement à l'ordre n prend la forme pour les composante vecteur et tenseur [24] :

$$H_n^q(\xi,t) = \int dx\, x^{n-1} H^q(x,\xi,t) = \sum_{k=0}^{\frac{n-1}{2}} (-2\xi)^{2k}\, A_{n,2k}^q(t) + Mod(n+1,2) C_n^q(t)(-2\xi)^n, \quad (1.32)$$

$$E_n^q(\xi,t) = \int dx\, x^{n-1} E^q(x,\xi,t) = \sum_{k=0}^{\frac{n-1}{2}} (-2\xi)^{2k}\, B_{n,2k}^q(t) - Mod(n+1,2) C_n^q(t)(-2\xi)^n,$$

où les coefficients A_n, B_n et C_n sont indépendants. Les termes d'ordre impair en ξ n'apparaissent pas dans le développement en raison de l'invariance des GPDs par translation dans le temps. L'équation 1.32 montre que pour les GPDs H^q et E^q, le polynôme est d'ordre n si n est pair et d'ordre $n+1$ si n est impair. Comme les moments d'ordre ξ^{n+1} pour H^q et E^q sont égaux et de signe opposé, le polynôme correspondant à la somme $(H^q + E^q)$ est d'ordre ξ^n. Pour les GPDs $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$, le polynôme est d'ordre n en ξ, que n soit pair ou impair, du fait de la présence de la matrice γ^5 dans les corrélateurs et des considérations de parité sur les GPDs.

Le moment d'ordre 1 et les facteurs de forme

Le moment d'ordre x^0 des GPDs de *twist* 2 correspond aux facteurs de forme, suivant les relations

$$F_1(t) = \int dx\, H(x,\xi,t) \quad (\forall\xi), \quad F_2(t) = \int dx\, E(x,\xi,t)(\forall\xi) \quad (\forall\xi), \quad (1.33)$$

$$G_A(t) = \int dx\, \tilde{H}(x,\xi,t) \quad (\forall\xi), \quad G_P(t) = \int dx\, \tilde{E}(x,\xi,t) \quad (\forall\xi).$$

La perte de la dépendance en ξ est une conséquence de l'invariance de Lorentz car il n'existe plus de direction privilégiée pour le nucléon.

Le moment d'ordre 2 et les règles de somme

La règle de somme de Ji [25] permet de relier les GPDs au moment angulaire total des quarks J_q selon

$$J^q(t=0) = \frac{1}{2}\int dx\, x\, [H^q(x,\xi,t=0) + E^q(x,\xi,t=0)] = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q \quad (\forall\xi), \quad (1.34)$$

où L_q le moment angulaire orbital des quarks et $\Delta\Sigma$ est la fraction du spin du nucléon portée par les quarks, elle est telle que $\Delta\Sigma \approx 0.3$. Cette valeur est mesurée dans les expériences de diffusion profondément inélastique polarisée [26]. Du fait que le terme d'ordre ξ^1 du développement en moments de l'équation 1.32 s'annule en sommant $(H^q + E^q)$, la règle de somme de Ji ne dépend pas de la valeur de ξ. Un développement en moments similaire à celui présenté pour les quarks peut être obtenu pour les GPDs de gluon. Ceci conduit à la règle de somme de Ji sur le spin total du nucléon[25]

$$J^q + J^g = \frac{1}{2}. \quad (1.35)$$

Ainsi, la mesure des GPDs H et E pourrait permettre une meilleure compréhension de la répartition du spin du nucléon sur ses constituants partoniques.

A retenir : L'étude du DVCS et des GPDs permet d'accéder à la corrélation entre la "position" des partons dans le plan transverse à la direction du nucléon et leur distribution en impulsion longitudinale.

1.5 *Modélisation des distributions de parton généralisées*

1.5.1 Dépendance en x et ξ des GPDs

L'interprétation de la dépendance en x et ξ des GPDs est schématisée sur la figure 1.12. En fonction des valeurs relatives de x et ξ, trois régimes se distinguent. Le premier (à gauche) et le troisième (à droite) s'interprètent respectivement comme la diffusion sur un antiquark et sur un quark et correspondent à la région dite DGLAP car l'évolution en Q^2 suit les lois d'évolution DGLAP (voir paragraphe 1.2.4). Le second (au centre) s'interprète comme une interaction avec une paire de quark-antiquark du nucléon, car une fraction d'impulsion est négative tandis que l'autre est positive. La modélisation des GPDs dans cette région peut s'inspirer de la modélisation d'une Distribution d'Amplitude (DA). La DA représente l'amplitude de probabilité de créer une paire quark-antiquark collinéaires d'impulsions z et $\bar{z} = 1 - z$ (voir figure 1.13) et peut se modéliser par un polynôme de Gegenbauer. Ce régime pour les GPDs correspond à la région dite ERBL car l'évolution en Q^2 suit les équations d'évolution *ERBL* [27, 28].

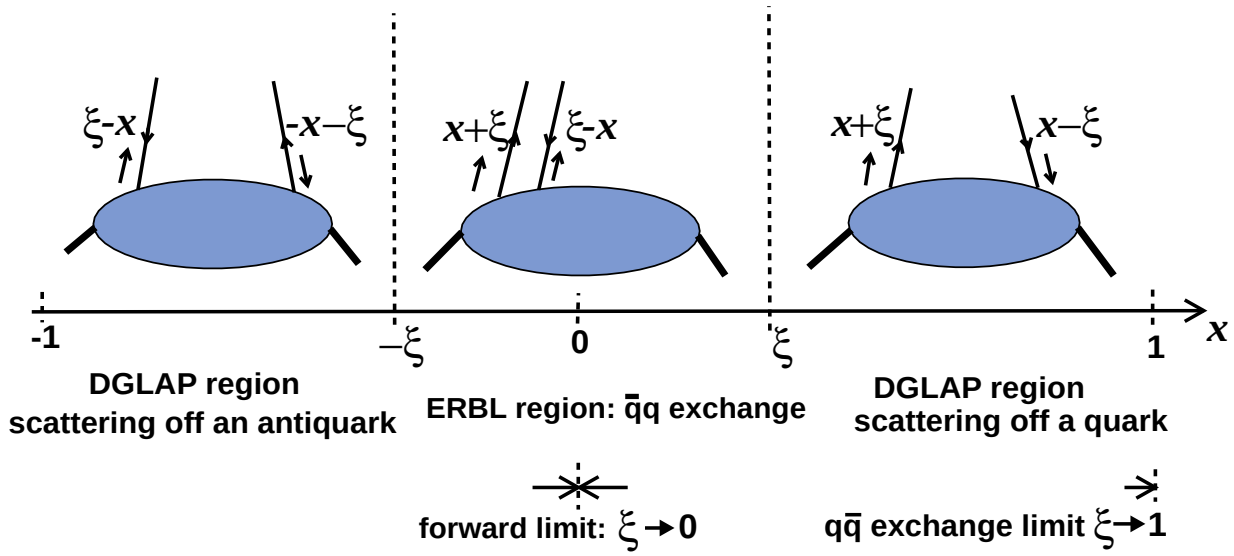


FIGURE 1.12 – Interprétation des distributions de parton généralisées dans les intervalles en x : $[-1, -\xi]$, $[-\xi, \xi]$, $[\xi, 1]$. Les régions cinématiques et les limites en $\xi \to 0$ et $\xi \to 1$ sont indiquées sur le schéma. Inspiré de la figure originale de [29].

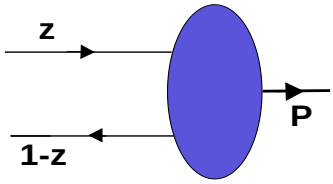


FIGURE 1.13 – Distribution d'amplitude avec un quark et un anti-quark.

1.5.2 Les doubles distributions

Les doubles distributions (DD) sont introduites dans [12, 14, 30, 31] et permettent une interpolation continue entre les trois régimes définis précédemment pour modéliser les GPDs. La paramétrisation sous forme de doubles distributions est basée sur la considération des deux régions limites des GPDs : la région où $\xi \to 0$ qui correspond à une distribution de parton ordinaire, et la région où $\xi \to 1$, où la GPD prend la forme d'une distribution d'amplitude. La DD peut prendre la forme du produit de convolution d'une distribution de parton et d'une DA en effectuant un changement de variables $(x, \xi) \longrightarrow (\alpha, \beta)$ tel que

$$(x \pm \xi)P^+ = \beta P^+ \mp (1 \pm \alpha)\frac{\Delta^+}{2}. \tag{1.36}$$

Ce changement de variables permet de décorréler la dépendance en ξ des GPDs de l'impulsion du proton P, portée après le changement de variables par α, qui est corrélée au transfert en impulsion Δ. Cette modification permet de faire prendre la forme d'une DA aux doubles distributions lorsque $P \to 0$ et $\Delta \neq 0$.

Les DDs peuvent être factorisées sous la forme [31]

$$H^{DD}(\beta, \alpha) = h(\beta, \alpha)q(\beta), \tag{1.37}$$

où $q(\beta)$ est une distribution de parton et où $h(\beta, \alpha)$ est une *fonction de profil* pouvant être modélisée par

$$h(\beta, \alpha) = \left(\frac{\Gamma(2b+2)}{2^{2b+1}\Gamma^2(2b+1)}\right)\left(\frac{[(1-|\beta|)^2 - \alpha^2]^b}{(1-|\beta|)^{2b+1}}\right), \tag{1.38}$$

$$\text{avec} \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} h(\beta, \alpha)d\beta = 1.$$

Le paramètre libre b dans l'équation 1.38 caractérise la dépendance en ξ de la fonction de profil. La dépendance en ξ est plus importante lorsque b diminue. Ce paramètre peut être défini indépendamment pour les quarks de valence et de la mer. Il est possible de reconnaître dans l'équation 1.38 un polynôme de Gegenbauer, provenant de la modélisation de la DA (voir paragraphe 1.5.1).

Le D-term

Les modèles de doubles distributions ne respectent pas la polynomialité des GPDs car le dernier terme du développement en ξ^{n+1} des GPDs H et E, lorsque n est impair, n'est pas pris en

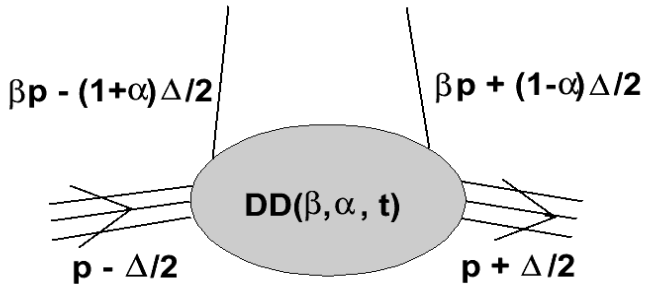


FIGURE 1.14 – Représentation schématique d'une double distribution exprimée en fonction des variables β, α et t.

compte, du fait de la corrélation entre x et ξ. La polynomialité peut être restaurée par l'ajout d'un terme supplémentaire, appelé le *D-term*. Celui-ci a été introduit dans [32]. Il existe un *D-term* pour chaque saveur de quark (D^q) et pour les gluons (D^g). Ce terme est réel et il est associé à un échange de méson de parité 0^+ (deux pions par exemple). Il ne "survit" que dans la région *ERBL* des DDs car il est défini pour $|\alpha| \leq 1$ [29]. Le *D-term* peut se décomposer en polynômes de Gegenbauer suivant [32, 33, 29]

$$D^q(x,t) = (1-x^2) \sum_{n=1, n \text{ pair}}^{\infty} d_n C_{2n+1}^{3/2}(x), \tag{1.39}$$

où les coefficients d_n dépendent de t. La décomposition est similaire pour D^g.

1.5.3 Dépendance en t des GPDs

Dépendance en t factorisée

La relation entre les GPDs et les DDs ne dépend pas de t. Il est donc possible d'utiliser une forme factorisée pour la dépendance des doubles distributions en t. Comme le premier moment en x des GPDs est un facteur de forme dépendant uniquement de t, il est possible d'obtenir une dépendance en t factorisée pour les GPDs sous la forme [34]

$$\begin{aligned} H^u(x,\xi,t) &= \frac{1}{2} F_1^u(t) H^u(x,\xi,0), \quad H^d(x,\xi,t) = F_1^d(t) H^d(x,\xi,0), \\ \tilde{H}^{u,d}(x,\xi,t) &= \frac{G_A(t)}{G_A(0)} \tilde{H}^{u,d}(x,\xi,0). \end{aligned} \tag{1.40}$$

Dépendance en t non factorisée

Une dépendance en t non factorisée des GPDs peut être obtenue en paramétrisant celles-ci par un *ansatz* "à la Regge" avec lequel l'interaction entre les photons et les quarks est décrite par un échange de mésons portant les mêmes nombres quantiques, sauf leur spin. Avec cet *ansatz*, l'amplitude est proportionnelle à $s^{\alpha(t)}$ où l'exposant $\alpha(t)$ est une *trajectoire de Regge* (voir [35] pour plus d'informations). La trajectoire de Regge peut être décomposée en $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$. Dans le

régime à grand s où sont étudiées les GPDs, $x \sim \frac{1}{s}$. Pour reproduire le comportement asymptotique de $F_1(t)$ en $1/t$, il est possible d'introduire une dépendance en t des GPDs de la forme [36]

$$H(x, \xi, t) \propto e^{\alpha'(1-x)t}. \tag{1.41}$$

1.5.4 Le modèle VGG

Le modèle VGG [18, 36, 34, 37] (voir aussi la revue [16]) est basé sur les doubles distributions pour les quarks. Il est optimisé pour décrire les GPDs dans la région de valence. Ce modèle est utilisé pour les calculs de la partie II de ce manuscrit. La paramétrisation des GPDs dans le modèle VGG est faite d'après les éléments exposés dans les sections 1.5.2 et 1.5.3. Pour le travail présenté dans la partie II les dépendances en t de H et E sont paramétrées suivant [18, 36]

$$\begin{aligned} H^q(x,0,t) &\longrightarrow q_v(x) x^{-\alpha_1'(1-x)t} \\ E^q(x,0,t) &\longrightarrow \frac{\kappa_q}{N_q}(1-x)^{\eta_q} q_v(x) x^{-\alpha_2'(1-x)t} \end{aligned} \tag{1.42}$$

où κ_q est le moment magnétique anomal du nucléon pour la saveur de quark q. Le paramètre η_q sert à contraindre le comportement à grand x de la GPD E. Dans ce travail, le paramètre $\alpha' = 1.098$ et le paramètre b dans la fonction de profil (équation 1.38) est tel que $b_{val} = b_{sea} = 1$. Le D-term n'est pas inclus dans les calculs. Une dépendance en t factorisée pour H peut aussi être obtenue sous la forme

$$H^q(x,0,t) = q_v(x) F_1(t). \tag{1.43}$$

La figure 1.15 présente la dépendance en x et en ξ de la GPD H d'après le modèle VGG. Elle montre que la GPD prend la forme d'une distribution de parton quand $\xi \to 0$ et la forme d'une DA quand $\xi \to 1$, comme mentionné au paragraphe 1.5.1.

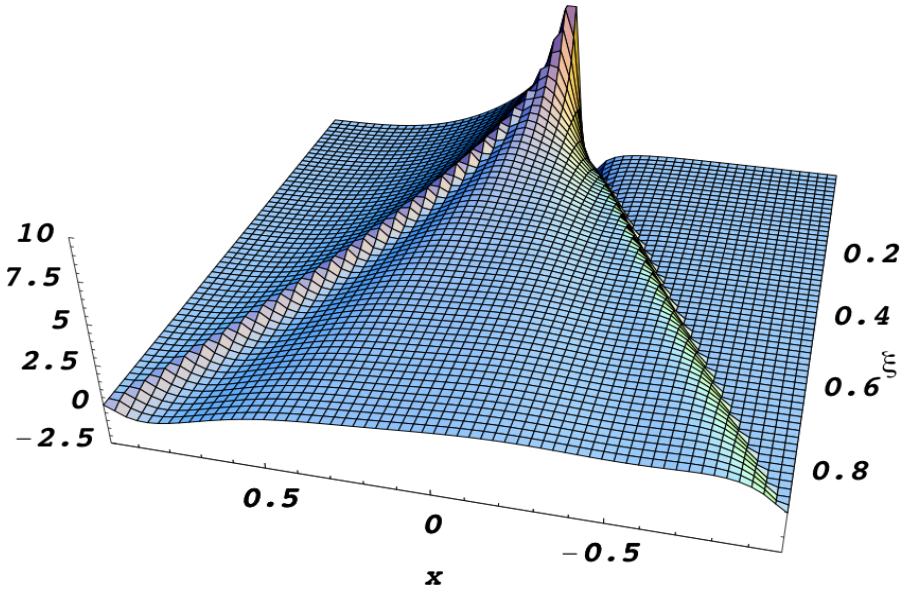


FIGURE 1.15 – Dépendance en x et en ξ de la GPD H d'après le modèle VGG [38].

Autres modèles

Des informations sur les différents modèles de GPDs peuvent être trouvées dans la revue [16]. Plusieurs modèles sont basés sur les doubles distributions, notamment le modèle VGG utilisé ici dans la partie II, et le modèle GK utilisé au chapitre 6 pour décrire la production exclusive de π^0.

1.6 Mesures du DVCS et extraction des GPDs

1.6.1 Les Facteurs de Forme Compton

La dépendance sur les trois variables (x, ξ, t) des GPDs n'est pas accessible directement avec le DVCS car la dépendance en x n'intervient que sous la forme d'une intégrale (voir l'équation 1.28). Les facteurs de forme Compton (CFFs) auxquels les amplitudes sont proportionnelles sont définis en fonction des GPDs par

$$\mathcal{F}^q(\xi,t) = \sum_q e_q^2 \int_{-1}^{1} dx\, F^q(x,\xi,t)\, \left(\frac{1}{\xi - x - i\epsilon} - \frac{1}{\xi + x + i\epsilon}\right), \tag{1.44}$$
$$\tilde{\mathcal{F}}^q(\xi,t) = \sum_q e_q^2 \int_{-1}^{1} dx\, \tilde{F}^q(x,\xi,t)\, \left(\frac{1}{\xi - x - i\epsilon} + \frac{1}{\xi + x + i\epsilon}\right).$$

Les GPDs H et E donnent les CFFs $\mathcal{H}$ et $\mathcal{E}$, comme $\mathcal{F}^q(\xi,t)$. Les GPDs $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$ donnent les CFFs $\tilde{\mathcal{H}}$ et $\tilde{\mathcal{E}}$, comme $\tilde{\mathcal{F}}^q(\xi,t)$. Les parties réelle et imaginaire des CFFs sont telles que

$$\Re e[\mathcal{F}(\xi,t)] = \mathcal{P} \int_0^1 dx\, [\frac{1}{x-\xi} + \frac{1}{x+\xi}].[F(x,\xi,t) - F(-x,\xi,t)], \tag{1.45}$$
$$\Re e[\tilde{\mathcal{F}}(\xi,t)] = \mathcal{P} \int_0^1 dx\, [\frac{1}{x-\xi} - \frac{1}{x+\xi}].[\tilde{F}(x,\xi,t) + \tilde{F}(-x,\xi,t)],$$
$$\Im m[\mathcal{F}(\xi,t)] = \pi[F(\xi,\xi,t) - F(-\xi,\xi,t)],$$
$$\Im m[\tilde{\mathcal{F}}(\xi,t)] = \pi[\tilde{F}(\xi,\xi,t) + \tilde{F}(-\xi,\xi,t)],$$

où $\mathcal{P}$ est la valeur principale de l'intégrale.

1.6.2 Interférence avec le processus de Bethe-Heitler

Un autre processus mène au même état final que le DVCS : le Bethe-Heitler (BH) qui dépend seulement des facteurs de forme du nucléon et qui correspond à la diffusion du lepton sur le nucléon, avec la radiation d'un photon par le lepton entrant ou sortant (voir figure 1.16). La production exclusive d'un photon sur le nucléon $\ell N \to \ell N \gamma$ correspond donc à la somme cohérente de ces deux processus, qui ne peuvent pas être mesurés individuellement. La section efficace totale de la réaction pour une énergie de faisceau E fixée peut s'écrire [39]

$$\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dx_{bj} dt d\phi} = \frac{1}{32(2\pi)^4} \frac{x_{bj} y}{Q^4} \frac{1}{\sqrt{1 - 4x_{bj}^2 M^2/Q^2}} |\mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS}|^2, \tag{1.46}$$

où l'angle ϕ, représenté sur la figure 1.17, est l'angle entre le plan hadronique et le plan leptonique.

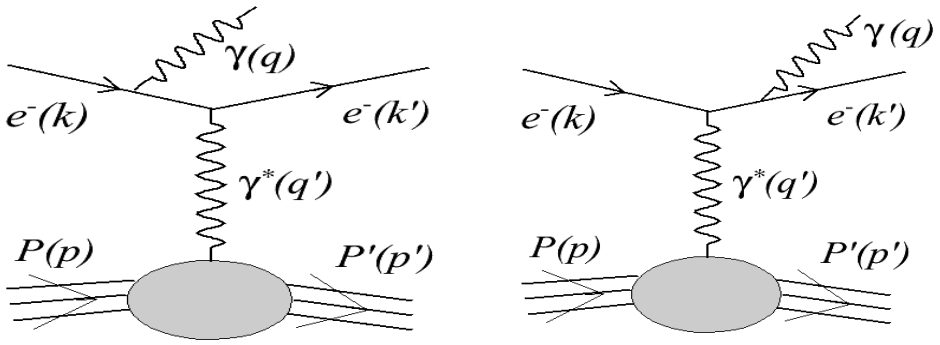


FIGURE 1.16 – Diagrammes pour le Bethe-Heitler ayant le même état final que le DVCS.

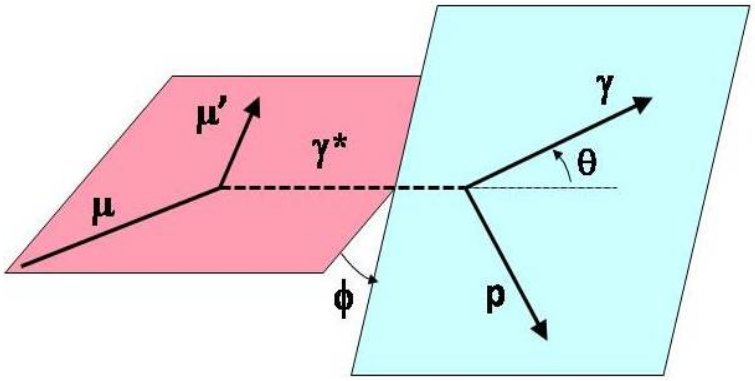


FIGURE 1.17 – Réaction DVCS et angle ϕ entre le plan leptonique (en rose) et le plan hadronique (en bleu).

L'amplitude au carré $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ est supprimée par rapport à $|\mathcal{T}_{BH}|^2$ par un facteur $\frac{1}{\sqrt{1-\epsilon}}$ Le rapport ϵ des flux de photons virtuels longitudinalement et transversalement polarisés peut s'exprimer en fonction de y

$$\epsilon = \frac{\gamma_L^*}{\gamma_T^*} = \frac{1-y}{1-y+y^2/2}. \tag{1.47}$$

Il peut être montré à partir de cette relation que le Bethe-Heiter est dominant, sauf aux grandes valeurs de y. L'interférence entre les deux processus permet toutefois d'accéder au signal de DVCS et aux CFFs. Au *twist* dominant, $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ ne dépend pas de ϕ, contrairement au Bethe-Heitler. Le développement en harmonique de ϕ du terme d'interférence peut s'écrire [29]

$$\begin{aligned}
\mathcal{I} &= \frac{1}{e^6}\sum_{spins} \mathcal{T}^*_{DVCS}\mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}^*_{BH}\mathcal{T}_{DVCS} \qquad (1.48)\\
&\propto\ e_\ell[c_1\cos(\phi)\Re e M_{+,+} + c_2\cos(2\phi)\Re e M_{+,0} + c_3 cos(3\phi)\Re e M_{+,-} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right)]\\
&+P_\ell e_\ell[s_1\sin(\phi)\Im m M_{+,+} + s_2\sin(2\phi)\Im m \mathcal{M}_{+,0} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right)],
\end{aligned}$$

où les amplitudes $M\mu', \mu$ sont des fonctions des facteurs de forme, dont dépend le Bethe-Heitler, et des amplitudes d'hélicité Compton $\mathcal{M}_{\lambda'\mu',\lambda,\mu}$, dont les indices sont dans l'ordre les hélicités du nucléon final, du photon final, du nucléon initial, du photon initial (voir la figure 1.9 pour les différentes configurations d'hélicité). La combinaison linéaire

$$M\mu', \mu = \frac{1}{2}\sum_{\lambda'\lambda} g_{\lambda'\lambda}\mathcal{M}_{\lambda'\mu',\lambda,\mu}, \tag{1.49}$$

permet de relier les amplitudes $M\mu', \mu$ avec les amplitudes d'hélicité $\mathcal{M}_{\lambda'\mu',\lambda,\mu}$. Par exemple, le terme dominant dans le DVCS se décompose à partir de

$$\begin{aligned}
&\mathcal{M}_{++,++} = \sqrt{1-\xi^2}\left(\mathcal{H} + \tilde{\mathcal{H}} - \frac{\xi^2}{1-\xi^2}(\mathcal{E}+\tilde{\mathcal{E}})\right), \qquad (1.50)\\
&g_{++} \propto (F_1(t) + \xi(F_1(t) + F_2(t))).
\end{aligned}$$

Les relations 1.50 et 1.48 montrent que les moments d'ordre $\cos\phi$ et $\sin\phi$ de la section efficace de DVCS+BH sont plus sensibles aux CFFs $\mathcal{H}$ et $\tilde{\mathcal{H}}$ qu'à $\mathcal{E}$ et $\tilde{\mathcal{E}}$ en raison du facteur $\frac{\xi^2}{1-\xi^2}$.

Les calculs de toutes les observables associées au DVCS et pouvant être obtenues à partir des sections efficaces pour lesquelles le faisceau et/ou la cible sont polarisés ou non polarisés, et pour lesquelles la charge du faisceau de lepton est positive ou négative, sont détaillés dans la revue [33].

Par exemple, avec un faisceau polarisé dont la charge peut être renversée en même temps que l'hélicité du lepton, il est possible de définir les variables $S_{cs,u}$ et $D_{cs,u}$ qui sont respectivement, la somme et la différence de section efficace polarisées pour lesquelles la charge du lepton est renversée (indice c), l'hélicité est renversée (indice s) et la cible est non polarisée (indice u). Ces observables sont définies comme

$$\begin{aligned}
S_{cs,u} &= \sigma_{\ell+\leftarrow,u} + \sigma_{\ell-\rightarrow,u}, \qquad (1.51)\\
D_{cs,u} &= \sigma_{\ell+\leftarrow,u} - \sigma_{\ell-\rightarrow,u},
\end{aligned}$$

avec la notation σ pour $\frac{d^4\sigma(\ell P \to \ell' P' \gamma)}{dx_{bj} dQ^2 d|t| d\phi}$. A partir du développement harmonique du terme d'interférence (voir équation 1.48) et du développement des termes $|BH|^2$ et $|DVCS|^2$ (non présenté ici), le développement de la section efficace totale de la réaction $\ell P \to \ell' P' \gamma$ peut s'écrire [29, 40]

$$\frac{d^4\sigma(\ell P \to \ell' P' \gamma)}{dx_{bj} dQ^2 d|t| d\phi} = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + (|\mathcal{T}_{DVCS}|^2_{unpol} + P_\ell |\mathcal{T}_{DVCS}|^2_{pol}) + e_\ell(\mathcal{R}e\, \mathcal{I} + P_\ell\, \mathcal{I}m\, \mathcal{I}), \quad (1.52)$$

où P_ℓ est la polarisation du lepton et e_ℓ est sa charge. D'après ce développement, les observables $S_{cs,u}$ et $D_{cs,u}$ sont proportionnelles à

$$\begin{aligned} S_{cs,u} &= 2\left(|\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2_{unpol} + \mathcal{I}m\, \mathcal{I}\right), \\ D_{cs,u} &= 2\left(\mathcal{I}m\, \mathcal{I} - |\mathcal{T}_{DVCS}|^2_{pol}\right). \end{aligned} \quad (1.53)$$

L'intégration sur ϕ de $S_{cs,u}$ permet d'accéder, après soustraction de l'amplitude du Bethe-Heitler, calculable avec une précision de l'ordre du pourcent, à la section efficace non polarisée du DVCS et à sa dépendance en t. La différence $D_{cs,u}$ donne accès à la partie réelle du CFF $\mathcal{H}$. La collaboration COMPASS a proposé une expérience pour mesurer ces observables avec un faisceau de muons polarisées [40]. Les études présentées dans la partie I de ce manuscrit entrent dans le cadre de ce programme.

1.7 Expériences de mesure du DVCS

La figure 1.18 présente la couverture cinématique en x_{bj} et Q^2 des expériences ayant déjà mesuré le DVCS ou pour lesquelles une proposition d'expérience a été acceptée. La mesure à HERMES et CLAS [41, 42] d'une asymétrie de spin du faisceau dans l'électroproduction d'un photon sur le proton a été interprétée comme la première observation expérimentale du DVCS.

1.7.1 Expériences à HERA

HERA est le nom d'un accélérateur de particules à DESY, à Hamburg. Celui-ci a cessé son activité en 2007. Les spectromètres H1 et ZEUS ont permis d'étudier les collisions d'électrons et de positrons contre des protons avec une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 318$ GeV. HERMES est une expérience sur cible fixe auprès de HERA, qui a disposé d'un faisceau d'électrons et de positrons polarisés de 27 GeV.

Expériences avec un collisionneur : ZEUS et H1

Les premières observations expérimentales du DVCS ont été faites par ZEUS, où un excès d'évènements par rapport à la mesure de Bethe-Heitler seul a pu être mis en évidence. La section efficace du DVCS et en particulier sa dépendance en t et en Q^2 ont été mesurées [43, 44].

Le spectromètre H1 a permis de mesurer la section efficace du DVCS et notamment sa dépendance en t, ainsi que les asymétries de charge du faisceau à très petits x_{bj} [45, 46, 47].

Expérience de cible fixe : HERMES

Les expériences à HERMES ont utilisé une cible non polarisée et une cible polarisée longitudinalement et transversalement. A la fin du programme expérimental de HERMES, un détecteur de recul a été ajouté au dispositif. Il a permis d'obtenir une résolution plus fine sur les observables,

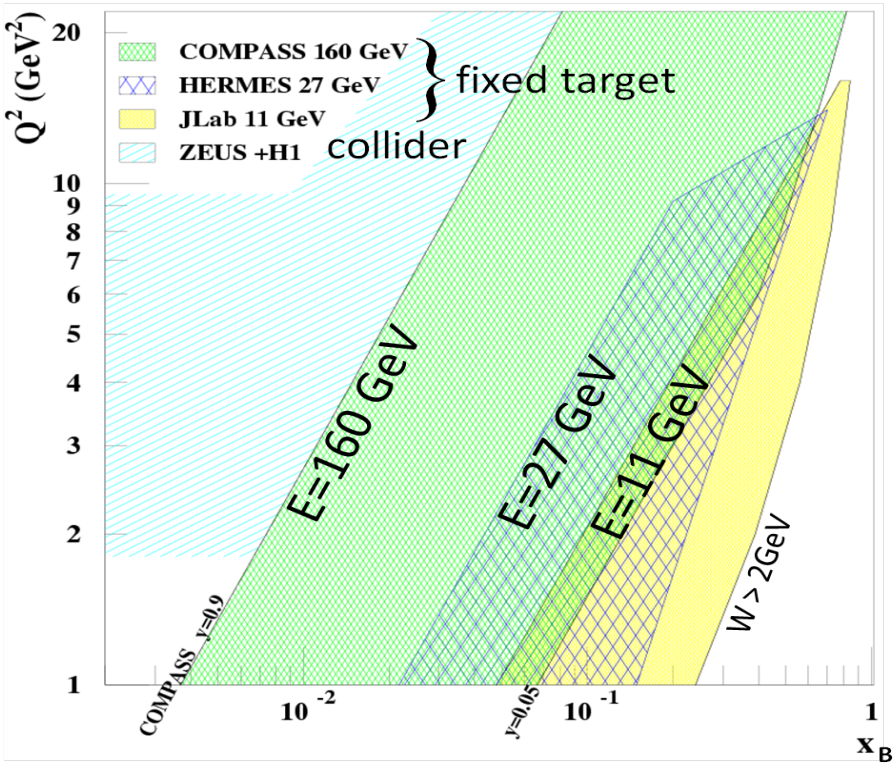


FIGURE 1.18 – Couverture en Q^2 et x_{bj} des différentes expériences permettant l'étude du DVCS.

grâce à une meilleure réduction du bruit de fond obtenue avec des coupures sur la cinématique du proton de recul. HERMES a mesuré toutes les asymétries de simple et de double polarisation de la cible et du faisceau, ainsi que les asymétries simple de charge et double de charge et de polarisation du faisceau.

Les résultats de HERMES sont les plus complets actuellement en terme de nombre d'observables mesurées, mais les incertitudes sur certaines asymétries sont importantes. Les données publiées pour le DVCS sur le proton sont les moments en ϕ des asymétries de polarisation du faisceau [41, 48, 49], des asymétries de polarisation de la cible longitudinalement [50] et transversalement polarisée [51, 52], des asymétries double de spin obtenues avec le faisceau et la cible polarisés et des asymétries double de charge et de polarisation du faisceau [53, 54, 55]. Les mesures ont été faites avec $E_e \sim 27$ GeV pour $\langle x_{bj} \rangle \sim 0.09$ et pour différentes valeurs de t.

1.7.2 Expériences au Jefferson Laboratory (JLAB)

A JLAB, le DVCS a été mesuré à plus grand x_{bj} avec un faisceau d'électrons polarisés à $E \sim 5.75$ GeV, envoyé sur des cibles fixes situées dans plusieurs halls expérimentaux. Il est prévu dès la fin de l'année 2014 une augmentation de l'énergie du faisceau d'électrons à 11 GeV, qui permettra d'étendre l'espace des phases vers les plus petits x_{bj} et les plus grands Q^2. Le domaine cinématique couvert en x_{bj} correspond à la région de valence.

Hall A

Les premières expériences dédiées de DVCS à JLAB ont été effectuées dans le Hall A à l'aide d'un spectromètre de petite *acceptance*, qui permet des mesures de précision des sections efficaces non polarisées et les différences de sections efficaces polarisées. La dépendance en ϕ des sections efficaces polarisées et non polarisées du DVCS sur le proton a été mesurée à $\langle x_{bj} \rangle \sim 0.36$ et pour différentes valeurs de t [56]. Les mesures les plus récentes (non publiées) peuvent être trouvées dans la référence [57]. La première mesure d'asymétrie de polarisation du faisceau pour le DVCS sur le neutron a été publiée dans [58].

Hall B

Le spectromètre CLAS du Hall B de JLAB, est un spectromètre de grande *acceptance*, ce qui permet d'avoir une couverture cinématique en (x_{bj}, Q^2) large. Les données les plus récentes publiées pour le DVCS sur le proton sont les moments en ϕ des asymétries de polarisation du faisceau et de cible longitudinalement polarisée [59, 60]. Des mesures de sections efficaces ont été effectuées (non publiées) [61, 62, 63] pour $\langle x_{bj} \rangle \sim 0.25$ et pour différentes valeurs de t.

1.8 Production exclusive de méson

Les distributions de partons généralisées sont accessibles dans d'autres processus exclusifs, comme la production exclusive d'un méson (figure 1.19). Il est plus difficile d'interpréter ces processus en terme de GPDs car les diagrammes contiennent une partie non perturbative supplémentaire par rapport au DVCS, qui est la DA associée à la formation du méson. L'échange d'un gluon, nécessaire pour obtenir des quarks collinéaires et former le méson, complique également l'interprétation en GPDs de la production de méson, du fait de l'introduction d'un ordre en α_s supplémentaire.

La mesure de la production exclusive de méson permet toutefois d'avoir une décomposition en saveur différentes pour les GPDs ainsi que d'accéder à certaines GPDs supprimées cinématiquement dans le DVCS, en fonction des nombres quantiques du méson formé. Par exemple, la production exclusive de π^0 permet d'accéder aux GPDs $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$. L'étude dans l'expérience COMPASS de cette réaction sera présentée au chapitre 6. Plusieurs expérience étudient la production exclusive de différents mésons.

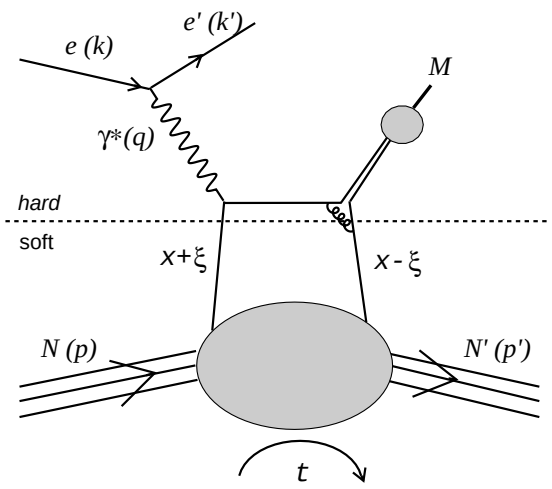


FIGURE 1.19 – Diagramme contribuant à l'ordre le plus bas en α_s et au *twist* 2 à la production exclusive d'un méson sur le nucléon. Les deux ellipses grises correspondent aux deux parties non perturbatives paramétrée par les GPDs (nucléon) et par une DA (méson).

Première partie

Analyse des données DVCS-2009 à COMPASS : mesure des sections efficaces de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre

Chapitre 2

Présentation de l'expérience

Sommaire

2.1 Les programmes de la collaboration COMPASS **34**
2.1.1 Programmes actuels 34
2.1.2 Le projet d'expérience COMPASS-II pour la mesure des GPDs 34
2.2 COMPASS au CERN **35**
2.2.1 Le Super Proton Synchroton 35
2.2.2 Le faisceau de muons polarisés 36
2.3 Le spectromètre COMPASS **37**
2.3.1 Les dipôles 38
2.3.2 Le système de *trigger* 38
2.3.3 Reconstruction du faisceau 42
2.3.4 Reconstruction du muon diffusé 43
2.3.5 La cible d'hydrogène liquide 44
2.3.6 Le détecteur de proton de recul 45
2.3.7 Les calorimètres électromagnétiques 45
2.4 Données expérimentales **46**
2.4.1 Présentation des données 46
2.4.2 Caractéristiques des données DVCS-2009 47
2.5 Simulation de l'expérience **47**
2.5.1 Description du spectromètre 47
2.5.2 Génération des évènements de diffusion profondément inélastique 48
2.5.3 Génération des évènements de production exclusive d'un photon 49
2.5.4 Génération des évènements de production exclusive d'un pion neutre . 50
2.5.5 Luminosité des données simulées 50

2.1 Les programmes de la collaboration COMPASS

2.1.1 Programmes actuels

L'expérience COMPASS (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) est basée au CERN auprès du Super Proton Synchrotron (SPS). L'acquisition de données est effective depuis 2002. La première proposition d'expérience [64] a été conçue dans le contexte de la "crise du spin", après que les mesures de EMC en 1989, puis les mesures de SMC et de SLAC, aient montré que le spin des quarks ne contribue qu'à environ 20% du spin du nucléon. Le programme de physique initiateur de COMPASS a ainsi été la mesure de ΔG, qui est la contribution des gluons au spin du nucléon. Pour réaliser cette mesure, un faisceau de muons polarisés est envoyé sur une cible nucléaire polarisée. Une méthode est de mesurer des asymétries de polarisation du système cible-faisceau, qui permettent d'extraire les fonctions de structure polarisées dont l'évolution avec la résolution de la sonde est sensible à ΔG. Ces mesures sont toujours d'actualité avec une précision accrue grâce aux améliorations apportées au spectromètre et à l'augmentation de la statistique. Les mesures des fonctions de structure polarisées sont aussi réalisées pour extraire les distributions de partons polarisées des différentes saveurs, dans le but d'aquérir une meilleure connaissance de la contribution des différentes saveurs au spin porté par les quarks. Pour cela, la collaboration étudie les fonctions de fragmentation qui décrivent la probabilité de formation d'un certain type de hadron à partir de l'hadronisation d'un quark de saveur donnée.

Plusieurs autres expériences sont en cours à COMPASS. Des études sur la spectroscopie des hadrons sont menées grâce au faisceau de pions. COMPASS contribue à la recherche de nouvelles excitations et d'états exotiques. Actuellement les polarisabilités du pion sont étudiées à partir de recherches utilisant l'effet Primakoff. Des études des réactions de production exclusive de mésons vecteurs sont aussi en cours. Elles entrent dans le cadre du projet COMPASS-II d'étude des processus exclusifs, présenté au paragraphe suivant.

2.1.2 Le projet d'expérience COMPASS-II pour la mesure des GPDs

La région cinématique accessible à COMPASS (figure 1.18) permet d'étudier la structure du nucléon dans le domaine des quarks de la mer et des gluons. L'intêret de mesurer les distribution généralisées à COMPASS est de compléter la couverture cinématique des expériences passées ou en cours. H1 et ZEUS ont mesuré les processus inélastiques dans un domaine où le photon virtuel a une plus grande probabilité d'interagir indirectement avec un gluon, à petite valeur de x_{bj}. HERMES et JLAB sont sensibles à la diffusion sur les quarks de valence et les quarks de la mer portant une relativement grande fraction de l'impulsion du proton, c'est à dire à grande valeur de x_{bj}. Le domaine accessible à COMPASS est à des valeurs de x_{bj} intermédiaires. La complémentarité des différentes expériences est importante pour contraindre les modèles de distributions de partons généralisées. Les observables qu'il est prévu de mesurer dans la première phase du programme DVCS ont été présentées dans la section 1.6.2.

L'analyse présentée dans ce manuscrit est une étude préliminaire à la mesure du DVCS à COMPASS. Elle est réalisée avec des données test acquises en 2009. Ce travail a pour but de mettre en évidence les problèmes techniques et les effets systématiques importants pour la seconde phase de prise de données de test, réalisée en 2012, ainsi que pour la prise de donnée plus longue prévue après 2016. L'analyse des données test acquises en 2012 devrait permettre de montrer la faisabilité du programme, le dispositif en 2012 étant proche de celui prévu dans la proposition d'expérience.

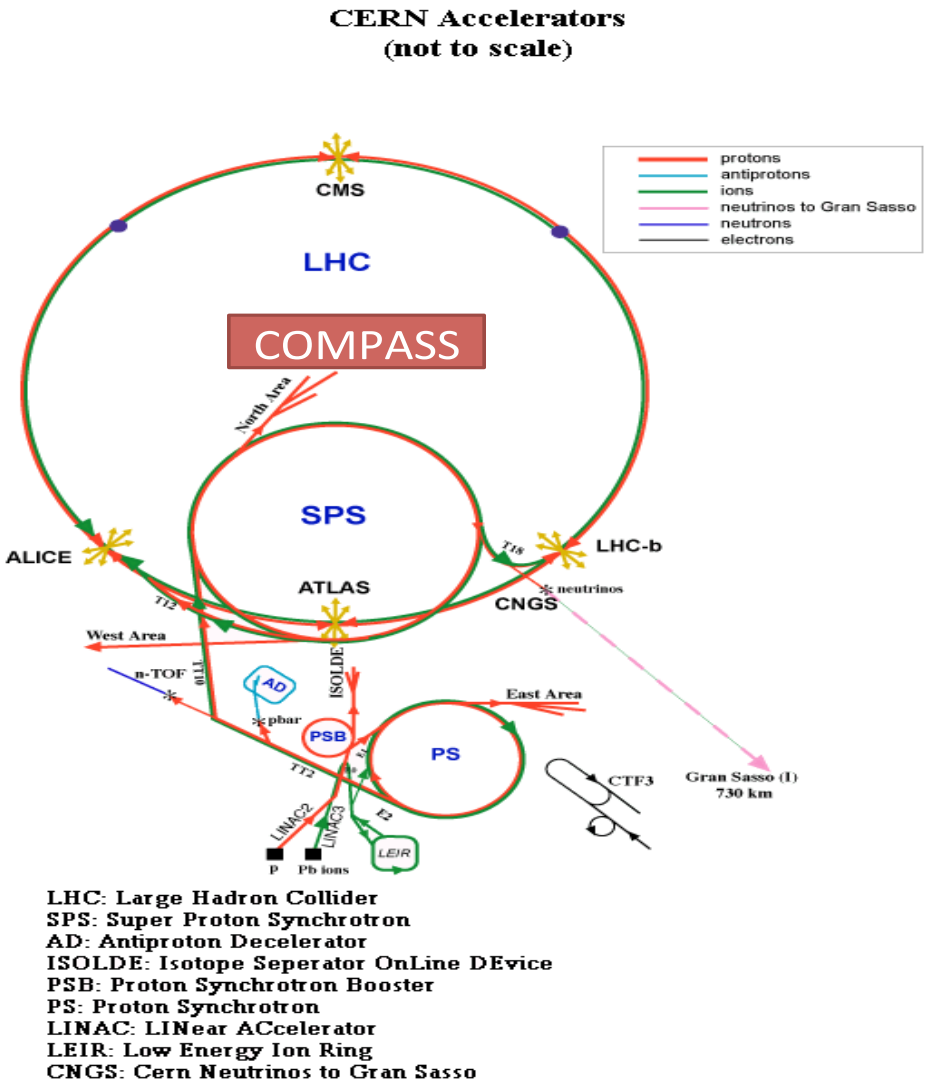


FIGURE 2.1 – Schéma des accélérateurs du CERN en 2009 [65].

Les données DVCS-2009 permettent d'étudier la possibilité d'extraire la section efficace de la diffusion Compton profondément virtuelle avec des faisceaux de charge et de polarisation opposées. La faible statistique des données, le fait que le dispositif expérimental n'ait pas été optimisé en 2009 font que la mesure est peu précise. Toutefois il est possible de déterminer des limites supérieures pour les sections efficaces de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre. Celles-ci seront validées avec les données de la seconde phase de test.

2.2 *COMPASS au CERN*

2.2.1 Le Super Proton Synchroton

L'expérience COMPASS est située au CERN sur le site de Prévessin. Le hall expérimental dans lequel est installé le spectromètre se trouve sur la ligne de faisceau M2 du Super Proton Synchrotron (SPS) (au centre du schéma 2.1). Le SPS est un accélérateur circulaire de 6.9 km de circonfé-

rence. Il est en activité depuis 1976. Il délivre un faisceau de protons non polarisés d'impulsion 400 GeV/c. Pour l'expérience DVCS-2009, un déversement (*spill*) dure 10 secondes et a lieu environ toutes les 45 secondes. Dans l'anneau du SPS, le faisceau se présente sous forme de paquets (*bunchs*) séparés de quelques nanosecondes et plusieurs paquets sont présents simultanément. Une extraction comporte plusieurs paquets. Pour obtenir un faisceau continu, un système d'aimants permet de faire coincider la fin d'un paquet avec le début du paquet suivant (*debunching*). L'intêret d'avoir un faisceau continu est d'éviter des effets dûs à la périodicité de la structure en paquets et de réduire les effets de corrélation entre les muons. La structure périodique ne devrait plus être visible après quelques millisecondes mais elle peut être visible pendant la totalité du *spill*.

2.2.2 Le faisceau de muons polarisés

Faisceau de pions positifs et négatifs

Le faisceau de proton du SPS est envoyé sur une cible de production (T6), composée de Beryllium. L'intensité du faisceau secondaire est déterminée par la quantité de matière présente dans la cible de production. De ce fait, elle est ajustée par l'utilisation de différentes longueurs de cible. La longueur est de 500 mm en 2009 ce qui permet d'obtenir l'intensité maximale. L'interaction du faisceau dans la cible, provoquant la réaction $pp \to \pi\pi\pi(K)$..., génère le faisceau secondaire. Celui-ci est principalement composé de pions, avec des kaons, et plus de pions positifs que négatifs sont produits. Le faisceau secondaire est envoyé dans la ligne de faisceau M2. Un système de dipôles et de quadrupôles magnétiques permet de sélectionner l'impulsion et de transporter le faisceau. L'impulsion moyenne du faisceau de pions sélectionné est de 172 GeV. Une conséquence du mode de production du faisceau est que pour une même intensité délivrée par le SPS, l'intensité des faisceaux de pions négatifs est plus faible que celle des faisceaux de pions positifs.

Faisceau de muons et polarisation

Le faisceau de pions est guidé dans un tunnel de 600 m de longueur. La désintégration en vol d'une fraction des pions génère des muons par la réaction $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ (ou $\pi^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu$). Dans le référentiel du pion au repos, l'hélicité du muon est déterminée par celle du neutrino. Comme le pion a un spin nul et les neutrinos sont d'hélicité gauche dans le modèle standard, les muons positifs ont une hélicité gauche dans le référentiel du pion au repos tandis que les muons négatifs ont une hélicité droite ($\mu^{+\leftarrow}$ ou $\mu^{-\rightarrow}$). L'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz, aussi le passage dans le référentiel du laboratoire introduit une dépendance de l'hélicité des muons avec leur angle d'émission. Dans le laboratoire, les muons de plus haute énergie sont émis selon la direction de propagation des pions et ont la même polarisation que dans le référentiel du pion au repos, tandis que les muons émis vers l'arrière ont une polarisation opposée. Le taux de polarisation du faisceau dépend donc de son énergie moyenne. Pour des muons sélectionnés avec une énergie moyenne de 160 GeV (158.7 GeV en 2009) le taux de polarisation est de $-80\% \pm 4\%$. La mesure a été réalisée par l'expérience SMC qui a précédé COMPASS dans le même hall expérimental [66, 67].

Guidage et sélection du faisceau dans le spectromètre

Un absorbeur composé de béryllium, d'une épaisseur de 10 m, permet de stopper les hadrons pour ne conserver que les muons. Le faisceau est ensuite guidé vers le hall expérimental. La station de mesure de l'impulsion du faisceau (BMS) permet de mesurer l'impulsion de chaque trace du faisceau. La mesure de l'impulsion de chaque muon incident est possible du fait de la fréquence

d'arrivée des muons qui est de l'ordre de 4.10^8 muons par seconde, inférieure à la résolution de la station. Un dipôle permet de dévier la trajectoire des muons afin d'obtenir leur impulsion. Les points de passage de la trace sont déterminés grâce à trois plans de scintillateurs placés avant et après le système d'aimants (figure 2.2).

Le faisceau est orienté selon l'axe du spectromètre et de la cible (axe Z) quand il arrive dans le hall expérimental. Il passe par un système de veto constitué de trois hodoscopes qui est placé environ un mètre avant la cible. Le premier hodoscope a une ouverture plus large que le faisceau, les deux suivants ont une ouverture de la même largeur que le faisceau. Ce système sert à rejeter les évènements pour lesquels un muon du halo en coincidence avec un muon arrivant dans la cible risque d'activer un des hodoscopes du *trigger* et de perturber le déclenchement de l'acquisition. L'acquisition de ces évènements peut être déclenchée par le muon du halo et, en cas d'interaction dans la cible, le muon diffusé risque d'être mal identifié. Deux plans de fibres scintillantes FI01 et FI02 sont placés au même niveau que le système de veto sur la ligne de faisceau. Les plans sont divisés en 6 parties. Le système permet de mesurer les temps de passage des muons du faisceau un par un et d'obtenir la position de leur passage. Cette mesure entre dans la reconstruction de la trajectoire du faisceau. Lorsque le nombre de points d'impacts mesurés dans les plans FI01 et FI02 est insuffisant, la résolution sur la trajectoire de la trace du faisceau est trop large pour être utilisée dans l'analyse. Les détecteurs placés en amont de la cible et mentionnés dans ce paragraphe sont représentés sur le schéma 2.2. La ligne noire en pointillés montre la trajectoire des muons avant leur arrivée dans la cible.

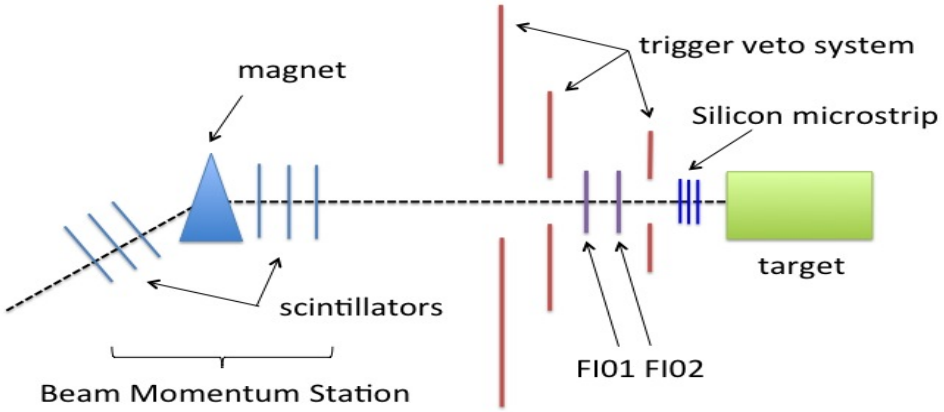


FIGURE 2.2 – Schéma de la trajectoire du faisceau avant son arrivée dans la cible. Le faisceau passe par la "Beam Momentum Station" (BMS) où son impulsion est mesurée, puis sa trajectoire est reconstruite grâce au fibres scintillantes FI01 et FI02. Le système de veto du *trigger* permet de discriminer les muons du halo.

2.3 Le spectromètre COMPASS

La figure 2.3 est une vue en coupe du spectromètre COMPASS. L'*acceptance* géométrique du spectromètre est telle qu'un domaine cinématique étendu est couvert. Ceci permet de mesurer des

évolutions dans les observables. Comme il s'agit d'une expérience avec une cible fixe et un faisceau de grande énergie, les particules sont émises avec une impulsion dont la composante longitudinale est relativement grande. Pour cette raison l'ensemble du spectromètre est situé à l'avant du faisceau sur une longueur d'environ 50 m, excepté le détecteur de recul qui est autour de la cible. Le spectromètre comprend deux parties : deux dipôles (SM1 à gauche et SM2 au milieu, en rouge sur le schéma) permettent de dévier les particules chargées. Celles de plus faible impulsion ont de plus grands angles de diffusion. Elles sont détectées dans la première partie du spectromètre, entre les dipôles SM1 et SM2, tandis que les particules de plus grande impulsion ont des plus petits angles de diffusions et sont détectées dans la seconde partie, après le dipôle SM2. Un ensemble de détecteurs permettant la reconstruction des trajectoires et l'identification des particules est placé après chaque dipôle. Les deux parties du spectromètre sont similaires, mais les types de détecteurs sont choisis en fonction des contraintes liées à leur emplacement, telles, par exemple, que le fait de supporter un flux plus intense à proximité du faisceau. A environ 40 m et 50 m de la cible, un système d'absorbeurs permet de ne conserver que les muons qui arrivent au niveau des *triggers* hodoscopes, à l'extrémité du spectromètre. Pour l'analyse réalisée ici, l'acquisition est déclenchée lorsque le muon diffusé est détecté. Les principaux détecteurs présents dans l'expérience DVCS-2009 et utilisés dans la reconstruction des évènements pour la production exclusive de photon et de pion neutre sont présentés dans cette partie.

2.3.1 Les dipôles

Les deux dipôles (SM1 et SM2) délimitent les deux parties du spectromètre. Ils sont placés à 4 m et à 17 m de la cible. Les trajectoires des particules chargées sont déviées selon l'axe horizontal X, perpendiculaire à l'axe Z du spectromètre. Lorsque la charge des particules du faisceau est inversée, la polarisation des dipôles est inversée, de manière à ce que l'*acceptance* soit la même pour les deux charges.

2.3.2 Le système de *trigger*

Le système de *trigger* pour les expériences de COMPASS utilisant le faisceau de muons est présenté dans l'article [68]. La combinaison de plusieurs *triggers* permet d'élargir la couverture cinématique. Deux types de *triggers* sont utilisés pour l'analyse des processus physiques : les *triggers* dits *inclusifs* requièrent seulement une information sur le muon diffusé tandis que les *triggers* dits *semi-inclusifs* requièrent une information sur une autre particule de l'état final. Les *triggers inclusifs "ladder trigger"* et *"middle trigger"* sont présents dans les données étudiées. Ils sont situés après le filtre à muon et sont composés chacun de deux plans d'hodoscopes entre lesquels est placé un absorbeur en fer pour rejeter les hadrons et les électrons. L'acquisition est déclenchée lorsqu'un muon est détecté en coincidence dans les deux plans. Une matrice de coincidence permet de discriminer les évènements pour lesquels l'angle d'incidence et les points d'impacts de la trace détectée sont incompatibles avec un muon diffusé originaire de la cible (figure 2.4). Le système de veto placé en amont de la cible est associé au *trigger*. Lorsqu'une trace de halo est détectée dans un de ces hodoscopes, le déclenchement de l'acquisition est bloqué. Ceci induit un temps mort pour l'enregistrement des données. La position des différents *triggers* est montrée sur la figure 2.5. Le *middle trigger* correspond au plans notés "H4M" et "H5M", les plans du *ladder trigger* sont notés "H4L" et "H5L", les plans du *Outer trigger* sont notés "HO4" et "HO5". Les autres *triggers* indiqués sur le schéma ne sont pas considérés ici.

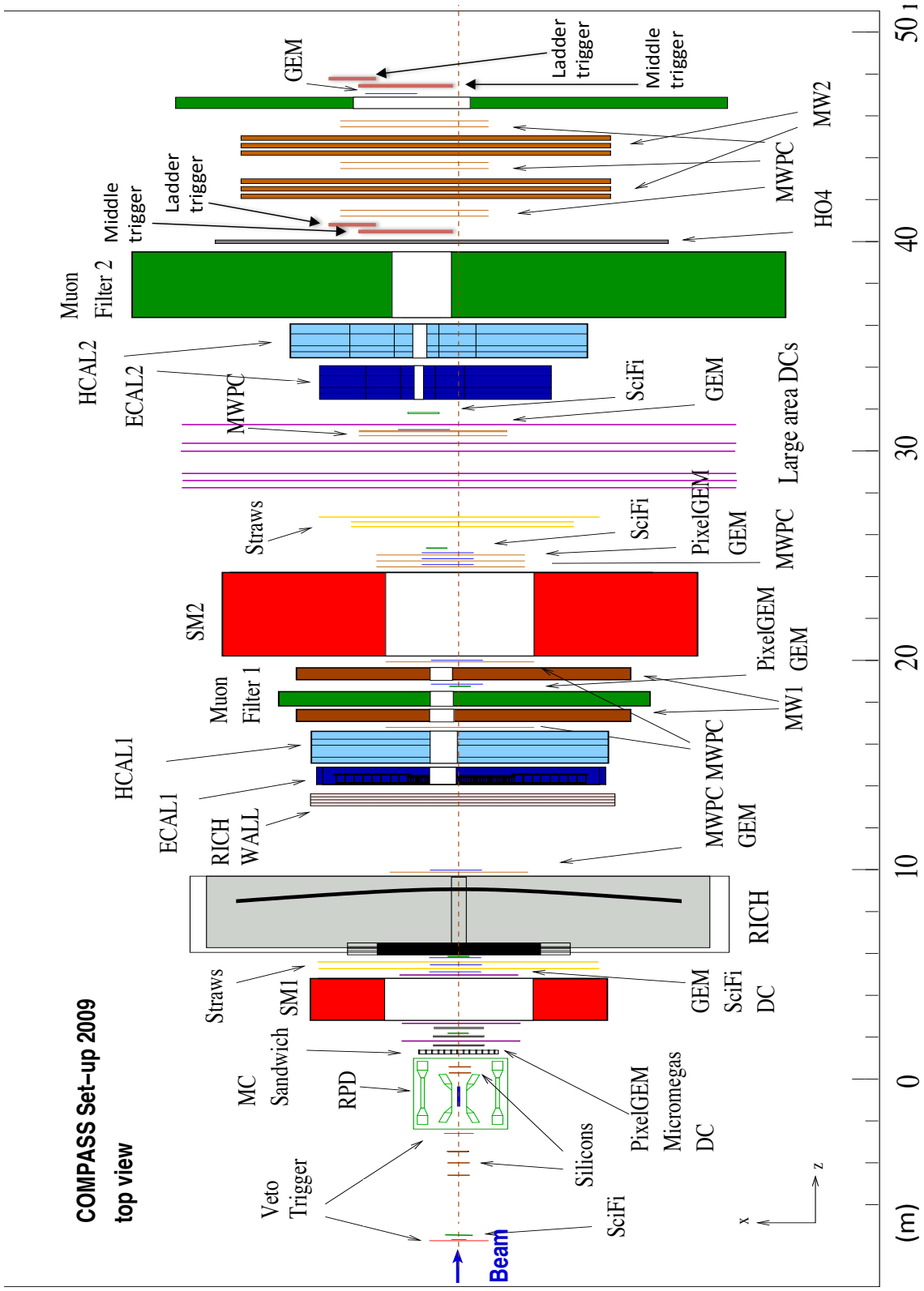


FIGURE 2.3 – Vue en coupe, du dessus, du spectromètre COMPASS. Les deux dipôles sont indiqués en rouge (SM1 à gauche et SM2 au milieu). Ils délimitent les deux parties du spectromètre.

La couverture cinématique et l'*acceptance* en (Q^2, y) du *middle trigger* et du *ladder trigger* sont présentées sur la figure 2.6. Le *middle trigger* a une *acceptance* relativement élevée dans la région $Q^2 \in [1; 5\ \text{GeV}^2], y \in [0.05; 0.9]$ qui correspond au domaine de l'analyse. Le *ladder trigger* couvre principalement les évènements à plus petites valeurs de Q^2. Il n'est utilisé dans cette analyse que pour les études systématiques présentées au chapitre 4 car, au moment où l'analyse a été réalisée, sa description n'était pas complète dans la simulation. Ceci fait perdre environ $1/5$ de la statistique des données. Le *outer trigger* couvrant les évènements à grand Q^2 n'est pas utilisé car seule une petite partie de sa surface était utilisable en 2009. La figure 2.7 (à gauche) montre les taux d'activation des *triggers* pour un *run* type des données DVCS-2009. La figure de droite montre les taux d'activation des *triggers* seulement lorsque ceux-ci sont responsables du déclenchement de l'acquisition en cas de coincidence avec d'autres *triggers*. Cette condition de *trigger* de référence est notée "*Master trigger*" dans la suite. Le temps de déclenchement du *Master trigger* sert d'origine pour les temps des impacts dans les détecteurs. Il sera montré au chapitre 3 qu'il s'agit d'une information importante pour la normalisation des données. La figure montre que le *trigger* aléatoire (RT), le *ladder trigger* (LT) et le *outter trigger* (OT) sont le "*Master trigger*" dans plus de 99% des évènements où ils sont activés, tandis que le *middle trigger* (MT) n'est pas le "*Master trigger*" dans environ 30% des cas.

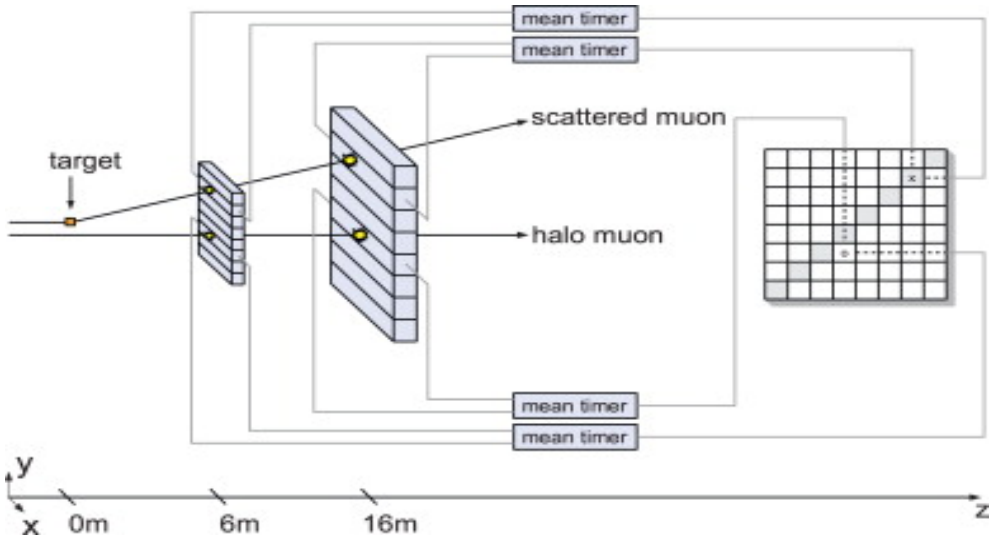


FIGURE 2.4 – Illustration de la matrice permettant l'enregistrement des données après l'activation d'un *trigger*.

Le *trigger* aléatoire

Un système de *trigger* aléatoire est mis en place pour la mesure du flux de muons. Afin de ne pas subir de biais causés par le halo du faisceau, pouvant s'étendre sur environ 10 m, le *trigger* aléatoire est installé dans une salle située à 500 m du hall expérimental. Le caractère aléatoire du *trigger* lui est conféré par l'utilisation d'une source radioactive de ^{22}Na. La demi-vie de la source est de 2.6 ans et ^{22}Na est un émetteur β^+ pour 90% de ses désintégrations. L'anhilation du positron avec un électron du nuage électronique génère deux photons de 511 keV émis à 180^0 l'un de l'autre. Leur détection en coincidence permet de garantir l'origine du déclenchement du signal du *trigger*. Deux photomultiplicateurs sont placés de part et d'autre de la source. Leurs signaux sont envoyés dans un discriminateur puis dans un module de coincidence. Le signal sélectionné passe

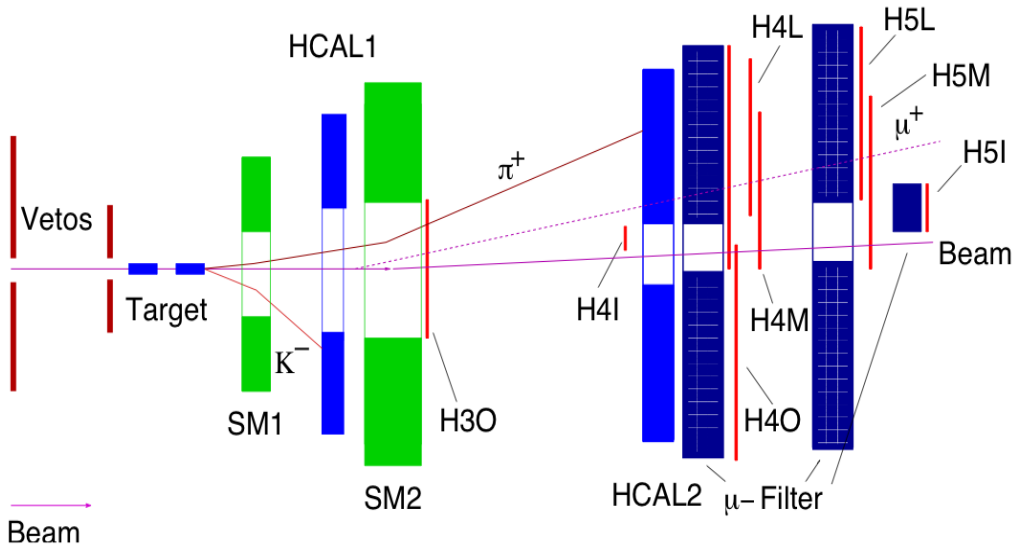


FIGURE 2.5 – *Triggers* pour les expériences avec le faisceau de muons.

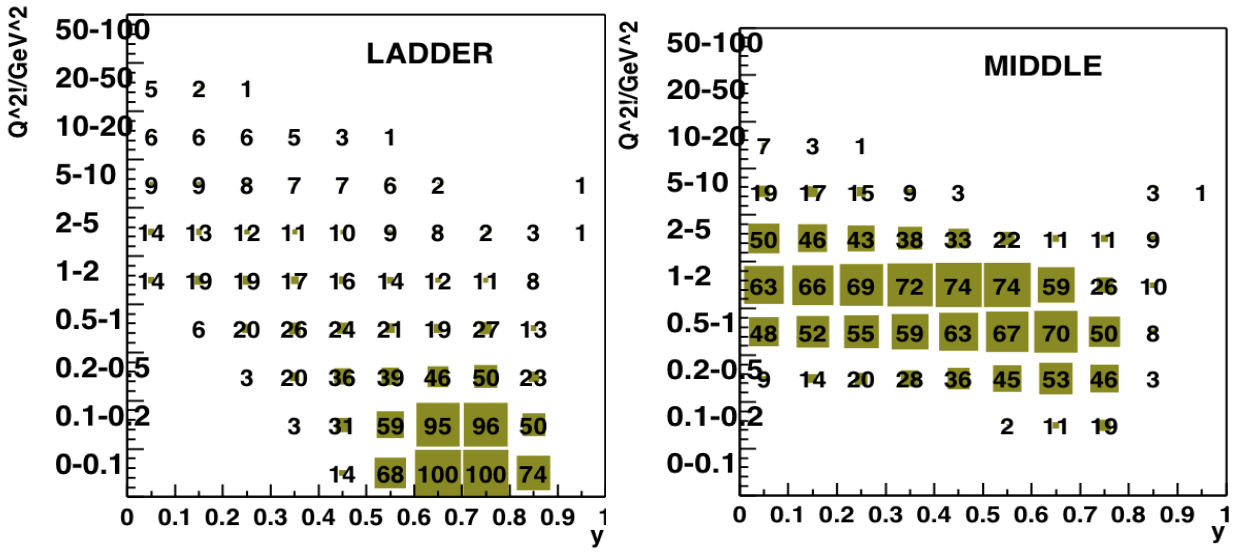


FIGURE 2.6 – *Acceptance* en pourcents pour la détection du muon diffusé en fonction de (Q^2, y) des *triggers* hodoscopes. A gauche : *ladder trigger*, à droite : *middle trigger* [69].

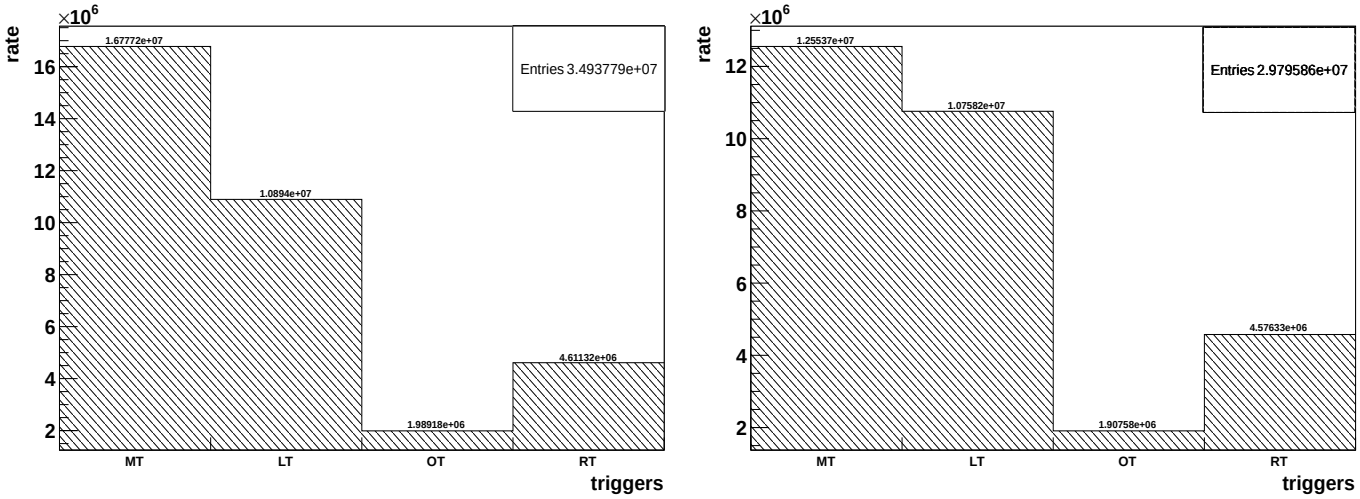


FIGURE 2.7 – A gauche : nombre d'activations des différents *triggers* : MT=*middle*, LT=*ladder*, OT=*outer*, RT=*aléatoire*. A droite : nombre de *trigger* de chaque type ayant déclenché l'acquisition et référençant les temps des traces (*Master trigger*) dans un *run* type de muons positifs (run n^2 79652).

dans un autre discriminateur, puis dans un amplificateur pour réduire les pertes et les risques de contamination électronique, avant d'être envoyé dans le cable qui relie le système de *trigger* aléatoire au hall expérimental, à 500 m environ. L'acquisition est lancée à l'arrivée du signal dans le système de contrôle de *trigger*. Le schéma 2.8 illustre l'ensemble du système. Une description plus complète du *trigger* aléatoire et de sa caractérisation peut être trouvée dans les références [70, 71].

La fréquence du *trigger* aléatoire doit être choisie selon plusieurs critères : une fréquence trop élevée introduit du temps mort dans l'acquisition des évènements "de physique", une fréquence trop basse ne permettrait pas de négliger l'erreur statistique dans la mesure du flux et pourrait introduire des biais systématiques, comme d'éventuels déclenchements liés à des fuites électroniques par exemple. L'ajustement en fréquence du *trigger* est assuré par les valeurs des seuils des discriminateurs. Pour l'expérience DVCS-2009, la fréquence du *trigger* aléatoire est de 3000 Hz.

2.3.3 Reconstruction du faisceau

L'impulsion du faisceau est mesurée dans la *Beam Momentum Station* (BMS) placée en amont de la cible. Elle est constituée d'un dipôle pour dévier les muons et de six plans de scintillateurs de part et d'autre du dipôle. La résolution sur la mesure de l'impulsion est d'environ 1 GeV.

Les fibres scintillantes FI01 et FI02 sont placées en amont de la cible pour détecter le passage du muon incident (paragraphe 2.2.2). La résolution sur la mesure de position pour le faisceau est de l'ordre d'une dizaine de micromètres. La fibre scintillante FI02 est assortie d'un compteur permettant une mesure du flux indépendante de celle présentée au chapitre 3.

La largeur en énergie du faisceau délivré est d'environ 5 GeV.

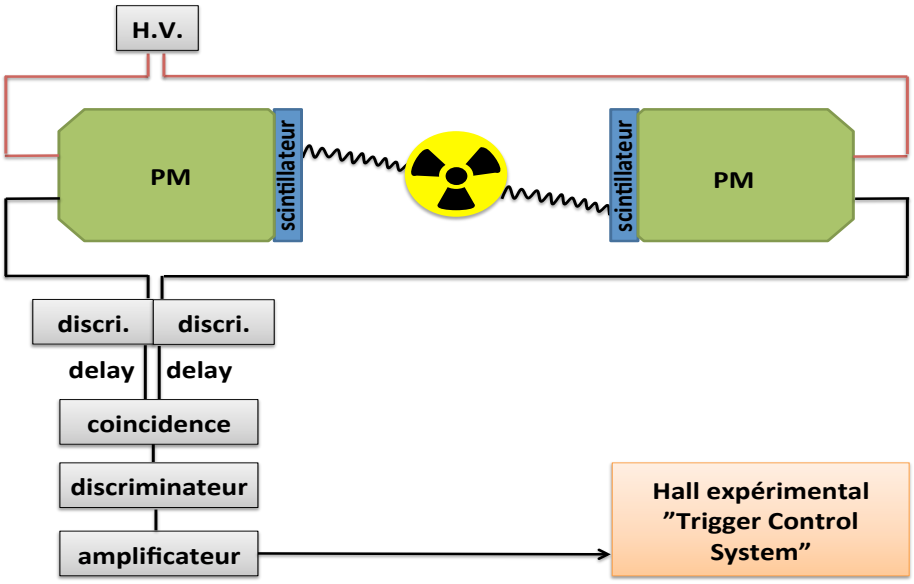


FIGURE 2.8 – Schéma du système de *trigger* aléatoire.

2.3.4 Reconstruction du muon diffusé

La trajectoire du muon diffusé est reconstruite dans les deux parties du spectromètre. Avant le dipôle SM1, les traces chargées sont détectées dans des fibres scintillantes, dans des détecteurs à micropiste de silicium pour la région la plus proche du faisceau et dans des des détecteurs gazeux du type GEM et Micromegas pour la région à distance intermédiaire du faisceau. Le passage d'une trace chargée dans ces détecteurs induit la dérive des électrons présents dans le gaz. L'arrivée en cascade de ceux-ci sur une feuille résistive, sous laquelle des pistes sont reliées à la partie électronique du détecteur, permet de reconstruire la trajectoire de la particule. Dans la région plus éloignée du faisceau, où les flux sont moins intenses, la trajectoire est reconstruite dans des chambres à dérive et dans des chambres à fils. Avant le second dipôle (SM2), un filtre à muon (MW1) permet de stopper les hadrons et les électrons et d'obtenir les points de passage des muons. Il est composé de deux stations de tubes à dérive entre lesquelles est placé un absorbeur de fer de 60 cm d'épaisseur.

Dans la seconde partie du spectromètre, après l'aimant SM2, la reconstruction des trajectoires est assurée par des chambres à dérive (DC) et des chambres à fils (MWPC). Après les calorimètres électromagnétique et hadronique, un absorbeur en béton de 2.4 m d'épaisseur arrête les particules autres que des muons. Il est suivi par un second filtre à muons, composé de deux stations de tubes à dérive. Un absorbeur de 1.5 m de fer est placé avant le système de *triggers* hodoscopes. Entre les différents plans d'absorbeurs se trouvent des chambres à fils (MWPC) pour la reconstruction de la trajectoire des muons.

2.3.5 La cible d'hydrogène liquide

La cible d'hydrogène est représentée sur le schéma 2.9. Elle est constituée d'une cellule de 35 mm de diamètre et de 40 cm de longueur, faite de Mylar d'épaisseur 125 μm et remplie d'hydrogène liquide. Un système de refroidissement permet de maintenir la température constante à 18 K. Il est composé d'un cryostat en aluminium entourant la cible, à une distance suffisament grande pour ne pas être dans l'*acceptance* des particules diffusées vers l'avant. Le système de remplissage est placé au dessus de la cible. Les tubes qui le relient à la cible et qui supportent le cryostat sont maintenus par des supports métalliques au niveau de la face d'entrée de la cible.

La densité de l'hydrogène liquide pour une température de 18 K à une pression de 1020 mbar est de $\rho_{H_{2\ell}} = 36.3$ mol.L^{-1}. La longueur étant de 40 cm, le nombre de protons dans la cible par unité de surface est : $N_{cible}/\ S_\perp = 1.75\ .10^{24}$ protons.cm^{-2}, d'après l'expression de la densité par unité de surface, qui est

$$N_{cible}/\ S_\perp = 2\,\ell\,\rho_{H_{2\ell}}\,\mathcal{N}_A. \tag{2.1}$$

La température et la pression de l'hydrogène sont tels que le liquide est proche de son point critique d'ébullition. La présence de bulles dans la cible induit une variation de sa densité dont la limite supérieure est estimée à 3% [72]. Cette incertitude entre dans le bilan en erreur systématique pour la mesure de la luminosité.

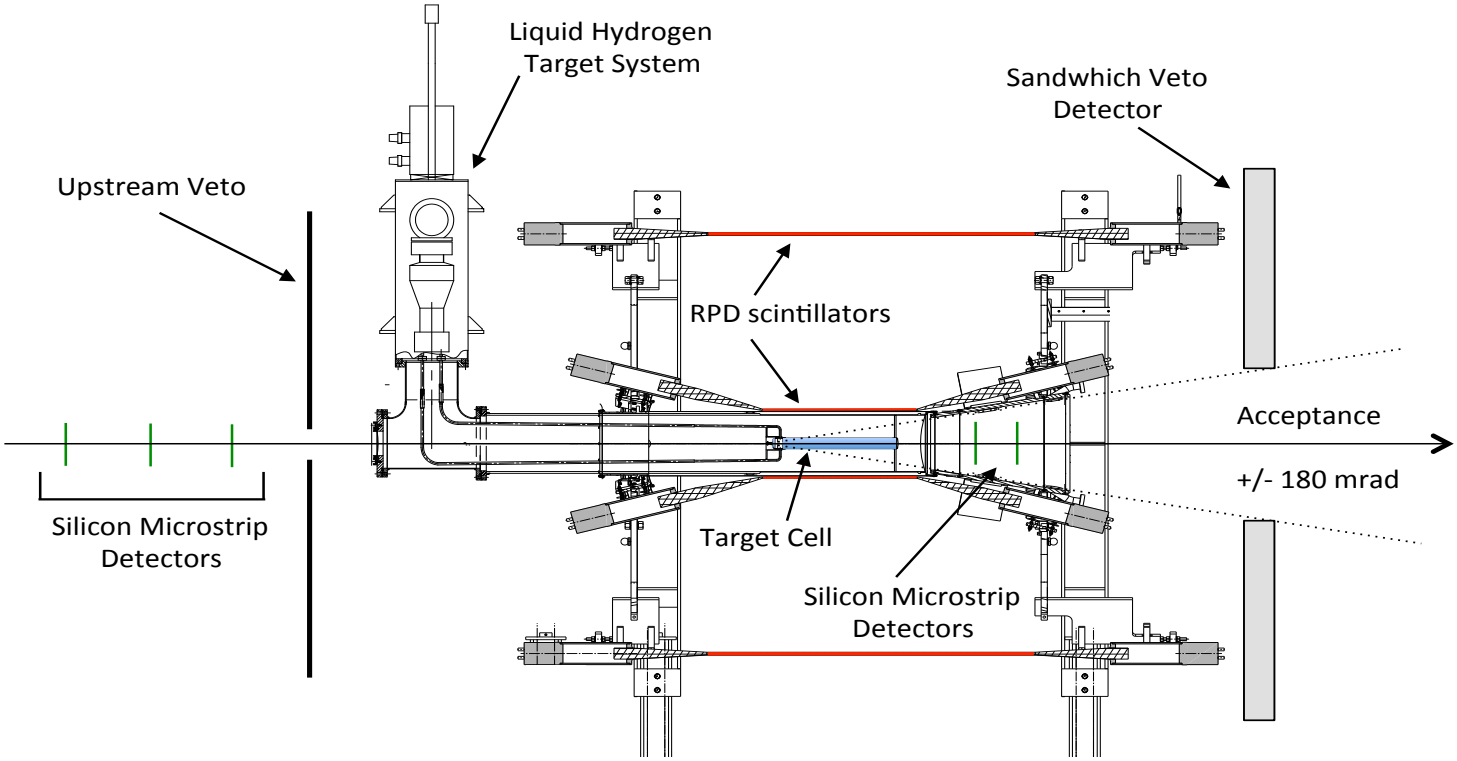


FIGURE 2.9 – Schéma de la cible d'hydrogène liquide et du détecteur de proton de recul (RPD) dont les éléments sont indiqués en rouge.

2.3.6 Le détecteur de proton de recul

Le détecteur de proton de recul (figure 2.9) a été ajouté au dispositif à partir de 2008 pour avoir une meilleure herméticité dans l'étude des processus exclusifs grâce à la détection du proton de recul. Le détecteur comporte deux étages composés respectivement de 12 et 24 plans de scintillateurs en plastique reliés à leurs deux extrémités à des photomultiplicateurs. Ces derniers collectent les photons secondaires générés par le passage d'une particule chargée. La position de la trace dans le scintillateur est reconstruite à partir de la différence des temps d'arrivée des photons au niveau des photomultiplicateurs. Le temps de vol entre les deux couches permet une mesure de l'impulsion du proton. La valeur est corrigée de la perte d'énergie dans la cible et permet d'obtenir le quadrivecteur associé à la trace du proton de recul.

2.3.7 Les calorimètres électromagnétiques

Les deux calorimètres électromagnétiques ECAL1 et ECAL2 sont chacun situés dans une des deux parties du spectromètre, à 14 m et à 33 m de la cible. Les photons émis avec un relativement grand angle de diffusion sont détectés dans ECAL1. Ce sont ceux de plus basse énergie, allant jusqu'à 35 GeV environ. Les photons détectés dans ECAL2 sont ceux émis à plus petit angle. Ils ont une énergie pouvant aller jusqu'à 150 GeV. Deux types de cellules sont utilisées. Une partie des cellules sont en verre dopé au plomb. Le passage d'un photon ou d'un électron dans le verre induit une cascade électromagnétique. Des photons sont émis par effet Cherenkov et ils se propagent dans le verre. La quantité de photons émise est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente. L'intensité est mesurée dans un photomultiplicateur placé derrière chaque cellule. Les autres cellules sont de type Shashlik, il s'agit d'une superposition de scintillateurs et de couches de plomb. Les particules émises lors du passage d'un photon dans le plomb sont détectées dans les scintillateurs. La quantité de particules secondaires est proportionnelle à l'énergie du photon incident.

Les modules sont de trois tailles différentes dans ECAL1 en fonction de la région où ils sont situés : dans la région la plus proche de l'axe du faisceau, les modules font $38.2 * 38.2$ mm, dans la région intermédiaire $75 * 75$ mm et dans la région externe $143 * 143$ mm. Le calorimètre ECAL2 est constitué d'une matrice de $64*48$ modules de $38*38*450$ mm^3. Sa résolution spatiale est d'environ 6 mm/$\sqrt{E}$ et la résolution en énergie est $\sigma(E)/E = 5.5\%/\sqrt{E} + 1.5\%$.

Le recouvrement géométrique des calorimètres électromagnétiques dans les données DVCS-2009 n'est pas total. La figure 2.10 est une illustration de la surface couverte par les deux calorimètres au niveau de ECAL1 à 14 m de la cible. L'ouverture dans ECAL1 pour permettre le passage du faisceau n'est pas totalement couverte par ECAL2 placé en aval. Les dimensions et les positions des calorimètres n'ont pas été optimisées dans cette prise de données. Ceci a été fait pour la prise de données en 2012. Les surfaces non couvertes conduisent à des baisses de l'*acceptance* pour certaines valeurs d'angles de diffusion des photons. Par effet de combinaison avec l'*acceptance* géométrique des hodoscopes, les baisses de l'*acceptance* se retrouvent dans la variable Φ (angle entre les plans de diffusion du lepton et du photon) en fonction de laquelle sont exprimées les sections efficaces mesurées.

L'installation d'un troisième calorimètre électromagnétique à grand angle, ECAL0, placé avant le dipôle SM1, est prévue pour la suite de l'expérience. Celui-ci permet de détecter les photons de plus basse énergie et d'élargir la couverture cinématique vers la région où la contribution de

la diffusion Compton profondément virtuelle devient relativement importante par rapport à celle du Bethe-Heitler dans la section efficace de production exclusive d'un photon. La présence de ECAL0 pourrait permettre également de mesurer la section efficace de production exclusive de π^0 car ceux-ci décroissent en deux photons de relativement basse énergie. Une partie du calorimètre ECAL0 a été testée lors de la prise de données test de 2012.

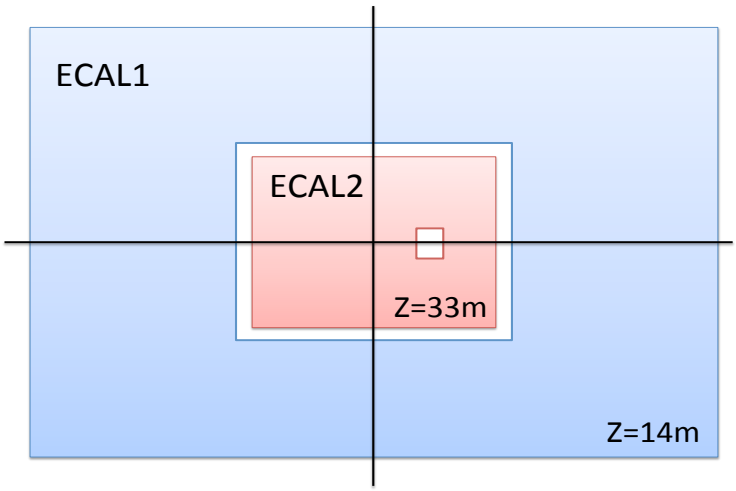


FIGURE 2.10 – Illustration du recouvrement entre les calorimètres électromagnétiques ECAL1 et ECAL2.

2.4 Données expérimentales

2.4.1 Présentation des données

Les données enregistrées lors de l'expérience contiennent toutes les informations sur les impacts dans les différents détecteurs pour chaque évènement. Les temps des impacts ont pour référence le temps de déclenchement de l'acquisition par l'un des *triggers* activé, indiqué comme *"Master trigger"*. Un programme de reconstruction propre à chaque détecteur permet de décoder les informations brutes et d'associer un temps et une position aux points d'impacts. Le programme CORAL permet de combiner les informations de l'ensemble des détecteur afin d'associer des traces aux points d'impacts. Un algorithme propose alors plusieurs possibilités de trajectoires pour les particules. La trajectoire choisie est celle qui relie un maximum de points d'impacts. CORAL attribue une identité à certaines particules en fonction de leurs caractéristiques : identifiant muon si la particule a traversé un nombre suffisant de longueurs de radiation et si elle est vue à la fin du spectromètre, identification dans le détecteur RICH par effet Cherenkov pour les pions et les kaons. Les données réduites reconstruites par CORAL sont enregistrées dans des fichiers *mini-DST*, au format *ROOT*. Ils contiennent les informations pour associer des quadrivecteurs aux traces. Selon les demandes, les informations sur les *triggers* ou sur les impacts dans certains détecteurs peuvent être conservées dans ces fichiers. Ces données sont analysées grâce au logiciel *PHAST*, basé sur des bibliothèques C++, des bibliothèques du logiciel *ROOT* et des bibliothèques internes à la collaboration COMPASS. Les évènements sont traités un par un avec PHAST. Les quadrivecteurs des différentes particules sont reconstruits, ainsi que le vertex de la réaction qui a déclenché l'acqui-

sition. Les particules non identifiées au niveau de CORAL peuvent l'être grâce à l'étude de la cinématique des réactions sélectionnées. Les observables sont définies et sont enregistrées pour les différents canaux étudiés dans des fichiers au format *ROOT*. L'analyse permettant les mesures présentées sont réalisées à partir du traitement de ces derniers fichiers, en associant les données réelles avec des données simulées pour les études systématiques.

2.4.2 Caractéristiques des données DVCS-2009

La prise de données est séparée en *périodes*. Celles-ci sont elles-mêmes séparées en *runs*, qui correspondent à 200 *spills* lorsque les *runs* sont complets (en 2009). Un *spill* comprend une seule extraction du faisceau. Les données DVCS-2009 sont séparées en trois *périodes*. Le changement de *période* correspond au renversement de la charge du faisceau. Les périodes $W38$, $W39$, $W40$ correspondent respectivement à un faisceau $\mu^{+\leftarrow}$, $\mu^{-\rightarrow}$, $\mu^{+\leftarrow}$. La période $W39$ contient 6 *runs* pour 768 *spills*. Ceux-ci ont une intensité de faisceau environ 2.5 fois plus faible que les *runs* avec les muons positifs, en raison du mode de production du faisceau. Il y a au total 145 *runs* contenant 10549 *spills* avec un faisceau de muons positifs après la définition des critères de qualité discutés au paragraphe 4.1.

L'expérience DVCS-2009 a consisté en dix jours de prise de données en décembre 2009 avec un dispositif réduit par rapport à celui prévu pour une acquisition plus longue dans le cadre du programme COMPASS-II. Les différences notables entre le dispositif de 2009 et ce qui est prévu pour le futur de l'expérience sont :

- utilisation en 2009 d'une cible d'hydrogène non polarisée de 40 cm alors que la cible utilisée dans la seconde phase de test en 2012 est de 2.5 m.
- utilisation en 2009 du petit détecteur de recul (RPD). En 2012, le détecteur de recul CAMERA est installé autour de la cible qui est plus longue. L'*acceptance* géométrique est moindre avec le détecteur RPD.
- un calorimètre électromagnétique à grand angle (ECAL0) est prévu en support des deux calorimètres électromagnétiques (ECAL1 et ECAL2) présents en 2009 pour la détection des photons de basse énergie. Une partie du calorimètre ECAL0 a été testée dans la prise de données de 2012.

Une partie des données a été acquise avec un faisceau de muons négatifs, pour l'étude des effets dépendant de la charge du faisceau. Toutefois la luminosité intégrée est environ trente fois plus faible avec le faisceau de muons négatifs. La statistique disponible étant déjà limitée avec le faisceau de muon positifs, les données acquises avec le faisceau de muons négatifs ne sont pas utilisées pour l'étude des processus exclusifs.

2.5 *Simulation de l'expérience*

2.5.1 Description du spectromètre

La description dans les simulations du spectromètre COMPASS est basée sur GEANT3. Les détecteurs de COMPASS et les paramètres qui leur sont associés sont décrits dans la base de données interne à la collaboration, appelée COMGEANT. Pour simuler une expérience réalisée à COMPASS, les détecteurs sont combinés pour reproduire la situation expérimentale. Un générateur d'évènements fournit un tirage aléatoire parmi les possibilités d'états finaux de la réaction

générée. Les processus sont simulées, soit en ajustant la probabilité de tirage en fonction de l'évolution des sections efficaces, soit en pondérant les taux des différents états finaux par rapport à un modèle. Un évènement généré contient des particules incidentes et émises ayant les caractéristiques en énergie et en impulsion initiées par le générateur. Les particules sont propagées dans le spectromètre simulé et les interactions avec les différents détecteurs sont reproduites grâce au programme GEANT3 et aux paramètres de description de COMGEANT. Les particules provenant des évènements générés suivent donc le même chemin dans la simulation que les particules produites lors de l'expérience. Les évènements simulés sont traités de manière similaire aux évènements réels : reconstruction des traces à partir des impacts dans les détecteurs, puis des quadrivecteurs et des observables, sélections... Si la description du spectromètre est fidèle et si le modèle utilisé pour la génération d'évènements est réaliste, les distributions des évènements simulés reconstruits doivent pouvoir prédire les taux de comptage expérimentaux.

2.5.2 Génération des évènements de diffusion profondément inélastique

Le générateur utilisé par COMPASS pour générer des évènements de diffusion profondément inélastique est LEPTO version 6.3 [73]. Ce générateur est basé sur PYTHIA 5.7 - JETSET 7.4 [74]. La paramétrisation des distributions de partons choisie est CTEQ2L [75]. Elle a été publiée en 1992 et cette version ne prévoit pas d'évolution en Q^2 des fonctions de structure. Le choix de cette paramétrisation ancienne est fait pour avoir une paramétrisation dominée statistiquement par les mesures des expériences à cible fixe (notamment NMC) dont la cinématique est proche de celle de COMPASS. Les interactions sont générées sans radiations de gluons par les quarks, c'est à dire à l'ordre le plus bas en α_s et sans évolution en Q^2 des fonctions de structure, et sans corrections radiatives, c'est à dire à l'ordre le plus bas en α_{QED}. Ce modèle simplifié dans la simulation est suffisant pour la mesure de l'*acceptance* dans le cas inclusif où seul le muon diffusé est reconstruit. Dans ce cas, un choix d'intervalles assez fins dans les variables cinématiques permet cette étude car l'*acceptance* est déterminée principalement par la propagation du muon dans le spectromètre, sans dépendances des autres particules diffusées. Si des particules de l'état final doivent être prises en considération, le modèle simplifié n'est pas le plus approprié.

Un échantillon d'évènements est généré avec LEPTO pour simuler les évènements de diffusion profondément inélastique. Ces données sont utilisées pour la mesure de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ (chapitre 5) et pour l'étude de la contribution en bruit de fond dans les processus exclusifs (chapitre 6). Les limites du domaine cinématique définies pour l'analyse sont élargies dans la simulation afin de tenir compte des effets de résolution dans les données reconstruites.

Les paramètres de la simulation sont :
- Domaine cinématique de la génération :
  - 0.7 GeV$^2 \leq Q^2 \leq 15$ GeV^2
  - $0.001 \leq x_{bj} \leq 0.4$
  - $0.02 \leq y \leq 0.95$
  - 3.0 GeV $\leq \nu \leq 157$ GeV
- Profil du faisceau : utilisation d'un profil de faisceau mesuré pour reproduire les paramètres des données réelles (dispersion en énergie-impulsion et distribution spatiale réalistes).
- Quantité d'évènements simulés : $\sim$ 30.3 10^6.
- "Luminosité" des données simulées : 152 pb^{-1}.

2.5.3 Génération des évènements de production exclusive d'un photon

Pour l'étude des processus exclusifs dans le régime profondément inélastique, A. Sandacz a développé pour la collaboration COMPASS le générateur d'évènements exclusifs HEPGEN (Hard Exclusive Processes GENerator) [76]. Celui-ci permet de simuler des évènements de production exclusive de mésons ou de photon à partir de modèles adaptés à la cinématique de COMPASS. Les évènements sont générés à partir de LEPTO et les sections efficaces sont recalculées par HEPGEN qui attribue un poids à chaque évènement en fonction du processus simulé.

La connaissance des amplitudes du Bethe-Heitler, du DVCS et de l'interférence entre ces deux processus à la cinématique de COMPASS est requise pour simuler des évènements de production exclusive de photon. La section efficace de la diffusion Compton profondément virtuelle est calculée à partir du modèle de Frankfurt, Freund et Strikman [77, 78] modifié par A. Sandacz [79]. Ce modèle est initialement prévu pour modéliser le DVCS dans le domaine cinématique de HERA. L'amplitude du DVCS est paramétrisée par la seule distribution de parton généralisée H qui est elle-même reliée à la fonction de structure F_2. Cette approximation est valable à petits x_{bj} où les contributions des autres distributions de partons généralisées sont supprimées. Les changements effectués pour le générateur de COMPASS sont l'utilisation de la paramétrisation de NMC-1995 pour la fonction de structure F_2 [80], le calcul de la partie réelle de l'amplitude à partir des relations de dispersion et l'introduction d'une dépendance en t non factorisée. La section efficace du Bethe-Heitler du modèle original est remplacée par un calcul exact. Les évènements générés pour le DVCS, le Bethe-Heitler et la somme des deux processus, c'est à dire la production exclusive d'un photon, sont pondérés après tirage en fonction des contributions relatives à la section efficace totale à Q^2, ν, t, Φ et E_μ donnés. Pour cela les sections efficaces du Bethe-Heitler et de la diffusion Compton profondément virtuelle seuls, ainsi que le terme d'interférence, sont calculées analytiquement. Il est possible d'étudier séparément les processus dans l'analyse en ne sélectionnant qu'un seul poids.

Il est possible de générer des évènements où le nucléon cible se trouve dans un état excité après la diffusion. Dans ce cas, il peut se désexciter en générant des particules secondaires par dissociation diffractive, principalement des pions. L'activation de cette option permet l'étude et la soustraction de cette contribution au bruit de fond des processus analysés. Le taux de génération de ce type d'évènements est paramétré par la probabilité d'excitation du proton en fonction de l'énergie au cours des réactions de diffusion élastique proton-proton. Celui-ci est proportionnel au taux d'évènements pour lesquels le proton est excité dans les processus exclusifs, si la forme factorisée de la section efficace est considérée. La génération de l'état final des évènements pour lesquels il y a dissociation diffractive du proton se fait à partir de la masse manquante du système excité, qui dépend du taux d'excitation de la cible, et à partir de laquelle la section efficace de dissociation diffractive du proton est intégrée. Les multiplicités et les charges des particules émises sont déterminées en fonction de la masse manquante du système.

Les paramètres de la simulation sont :
- Domaine cinématique de la génération :
  - $0.7\ \text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 15\ \text{GeV}^2$
  - $0.001 \leq x_{bj} \leq 0.4$
  - $0.02 \leq y \leq 0.95$
  - $3.0\ \text{GeV} \leq \nu \leq 157\ \text{GeV}$
- Profil faisceau réaliste.

- Quantité d'évènements simulés : $23.2\ 10^6$ évènements.
- "Luminosité" des données simulées : 29.0 fb^{-1}.
- Possibilité d'évènements avec dissociation diffractive du proton.

2.5.4 Génération des évènements de production exclusive d'un pion neutre

Le modèle de Goloskokov et Kroll [81] est utilisé pour la génération des évènements de production exclusive de pion neutre. Les évènements générés sont pondérés suivant une grille en W, Q^2, $|t - t_{min}|$ en fonction des amplitudes prévues par le modèle.

Les paramètres de la simulation sont :
- Domaine cinématique de la génération :
  - 0.7 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 15 GeV^2
  - $0.001 \leq x_{bj} \leq 0.4$
  - $0.02 \leq y \leq 0.95$
  - 3.0 GeV $\leq \nu \leq$ 157 GeV
- Profil faisceau réaliste.
- Quantité d'évènements simulés : $13.7\ 10^6$ évènements.
- "Luminosité" des données simulées : 10.9 fb^{-1}.
- Possibilité d'évènements avec dissociation diffractive du proton.

2.5.5 Luminosité des données simulées

Les données simulées sont normalisées à partir de la luminosité à laquelle elles ont été générées. Pour les données simulées avec LEPTO, la section efficace générée est donnée dans les fichiers de sortie. Pour les données simulées avec HEPGEN, les sections efficaces sont calculées avec le même modèle qu'utilise le générateur [82]. Le générateur pondère chaque évènement et les poids sont sommés pour extraire une valeur proportionnelle à la luminosité, alors déterminée en normalisant avec la section efficace générée. Les valeurs relatives des erreurs statistiques dans les différents intervalles cinématiques, données par le nombre d'évènements générés, ne suivent pas l'évolution des sections efficaces des processus exclusifs (obtenues après la pondération), mais suivent l'évolution de la section efficace donnée par LEPTO. Ceci est pris en compte dans l'analyse.

Chapitre 3

Mesure de la luminosité

Sommaire

3.1 Mesure du flux de muons **52**
3.1.1 Méthode des déclenchements aléatoires de l'acquisition 52
3.1.2 Mesure du flux effectif 53
3.1.3 Paramètres du *trigger* aléatoire 53
3.1.4 Sélection du faisceau 54
3.1.5 Résultats et discussion 57
3.2 Effets systématiques et corrections sur le flux mesuré **58**
3.2.1 Temps morts 58
3.2.2 Effets systématiques liés au *trigger* 59
3.2.3 Effets systématiques associés au faisceau 61
3.3 Luminosité : résultats **61**

3.1 Mesure du flux de muons

3.1.1 Méthode des déclenchements aléatoires de l'acquisition

Lors d'une mesure expérimentale, une section efficace peut être présentée sous la forme

$$\sigma_{mes} = \frac{(N_{ev} - N_{bg})}{\mathcal{A}\,\mathcal{L}\,(1 - \tau_{DT}^{DAQ})\,(1 - \tau_{DT}^{veto})}, \tag{3.1}$$

avec $(N_{ev} - N_{bg})$ la quantité d'évènements mesurée à laquelle est soustraite la quantité de bruit de fond, $\mathcal{A}$ l'*acceptance* du spectromètre, $\mathcal{L}$ la luminosité absolue et les facteurs τ_{DT}^{DAQ} et τ_{DT}^{veto} qui sont des corrections à la luminosité permettant respectivement de tenir compte du temps mort lié à l'acquisition et du temps mort associé au veto qui est appliqué ici sur le déclenchement de l'acquisition. Les détails sur ces deux facteurs sont donnés dans le paragraphe 3.2.1. Ils sont introduits dans la luminosité effective de l'expérience, définie comme

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}\,(1 - \tau_{DT}^{DAQ})\,(1 - \tau_{DT}^{veto}). \tag{3.2}$$

La luminosité effective peut donc être mesurée pour normaliser les sections efficaces. Pour cela, différentes méthodes existent. A COMPASS, le flux est suffisamment peu intense pour compter les particules du faisceau une par une. Deux méthodes ont été développées. La première méthode consiste en la mesure du flux grâce au comptage du nombre de particules de faisceau arrivant dans le spectromètre au cours de déclenchements aléatoires de l'acquisition. Cette méthode a été utilisée par la collaboration EMC [83]. La seconde méthode est le comptage direct du nombre de particules au niveau du compteur à fibres scintillantes FI02 installé sur la ligne de faisceau. Cette méthode a montré son efficacité pour la normalisation des données en 2004 [84]. Toutefois, l'utilisation des déclenchements aléatoires permet de s'affranchir de plus d'effets systématiques et c'est la raison pour laquelle la première méthode (*trigger* aléatoire) est choisie dans cette analyse.

Les particules de faisceau incidentes au cours des évènements enregistrés à partir des déclenchements aléatoires sont reconstruites de la même manière que si elles étaient associées au vertex de la réaction étudiée. Le nombre de traces répondant à certains critères de reconstruction peut être comptabilisé afin d'obtenir un nombre moyen de muons incidents par évènement. Ce nombre contient l'efficacité de reconstruction du faisceau. Cette quantité est normalisée à la durée des évènements et au nombre de déclenchements aléatoires afin d'obtenir un flux effectif. Celui-ci est multiplié par la densité de cible traversée afin d'obtenir la luminosité. Comme les évènements utilisés pour cette mesure sont acquis dans les mêmes conditions que ceux utilisés pour l'analyse physique des données, ils incluent les mêmes effets systématiques sur la reconstruction de la trace du faisceau. Le temps mort lié à l'aquisition est inclus dans la mesure. Le temps mort lié au veto sur les *trigger* peut aussi être inclus. Ceci conduit à une mesure de luminosité effective.

Si la seconde méthode de mesure était utilisée, il faudrait corriger le nombre de trace comptabilisées de la surface effective de la cible, évaluer la dimension du faisceau et son halo, déterminer l'efficacité et la pureté du comptage, déterminer l'efficacité de reconstruction de la trace de faisceau pour les évènements au cours desquels une interaction a lieu et mesurer le temps mort lié à l'enregistrement des données.

3.1.2 Mesure du flux effectif

Le flux effectif est défini par le nombre de particules de faisceau par unité de surface de cible et par unité de temps reconstruites dans les conditions requises pour l'analyse. Il est donné par secondes, par *spill*, par *run* et par *période*. Le flux est mesuré pendant le temps d'ouverture des *triggers* aléatoires, noté ΔT_{RT}. La fréquence du *trigger* est connue. Le temps mort de l'acquisition est extrait de la comparaison du nombre de déclenchements générés N_{RT}^{gen} (*triggers* générés) et du nombre effectivement enregistré dans les données N_{RT}^{acc} (*triggers* acceptés). Le "temps de vie" de l'acquisition est défini par

$$\tau_{LT}^{DAQ} = 1 - \tau_{DT}^{DAQ} = \frac{N_{RT}^{acc}}{N_{RT}^{gen}}, \tag{3.3}$$

et le flux effectif $\mathcal{F}_{eff}$ s'écrit

$$\mathcal{F}_{eff} = \mathcal{F}.\ \epsilon_{beam}\ \tau_{LT}^{DAQ} = \frac{N_{\mu}^{acc}}{N_{RT}^{gen}\ \Delta T_{RT}}, \tag{3.4}$$

avec $\mathcal{F}$ le flux absolu de muons délivré à l'expérience, ϵ_{beam} l'efficacité de la sélection du faisceau, c'est à dire le taux de traces de faisceau reconstruites utiles pour l'analyse et N_{μ}^{acc} le nombre de muons répondant aux critères de sélection. Les coupures appliquées pour sélectionner le faisceau sont explicitées au paragraphe 3.1.4.

La quantité de *triggers* N_{RT}^{gen} par *spill* intervenant dans l'expression du flux effectif 3.4 est connue à partir de la base de données du SPS. L'information n'est pas présente pour l'intégralité des *spills* de la prise de données. Aussi la valeur est parfois remplacée par la valeur moyenne dans le *run* correspondant, ou dans la *période* correspondante.

3.1.3 Paramètres du *trigger* aléatoire

Les évènements sont sélectionnés lorsque le *trigger* aléatoire est activé. L'ouverture en temps pour la prise en compte des impacts dans les différents détecteurs dans la reconstruction des traces est de 5 ns lorsque les impacts ont pour temps de référence un déclenchement aléatoire tandis que ce temps est de 2 ns quand la référence est associée à un déclenchement par une interaction dans la cible. Les impacts ayant lieu au delà des ces limites en temps ne sont pas utilisés pour reconstruire les traces.

Si le caractère aléatoire du *trigger* ne subit pas de biais, la distribution en temps de la probabilité de reconstruction d'une trace de faisceau pendant le temps d'ouverture du *trigger* aléatoire est une constante qui est proportionnelle à l'intensité du déversement du faisceau. Le temps d'ouverture du *trigger* devrait donc pouvoir être étendu de manière à collecter un grand nombre de traces de faisceau et ainsi minimiser l'incertitude statistique. Or la figure 3.1, qui montre la quantité de traces de faisceau reconstruites sans ou avec une mesure de l'impulsion en fonction de la distance en temps au déclenchement, montre qu'il ne serait pas possible d'étendre le temps d'ouverture. Sur cette figure les critères de reconstruction présentés au paragraphe 3.1.4 sont appliqués. Elle met en évidence une dépendance temporelle dans la reconstruction du faisceau, principalement lorsque le temps de la trace est proche de la limite à 5 ns. La probabilité de trouver une trace augmente en se rapprochant de la limite à 5 ns pour laquelle les impacts sont considérés dans la reconstruction des traces. Plusieurs impacts permettent la reconstruction de la trajectoire et le temps de la trace est la moyenne des temps des impacts. Les traces ayant un temps proche de la limite ont une plus grande probabilité d'avoir été reconstruites avec une quantité moindre d'impacts. Le temps moyen de la

trace reconstruite est alors plus proche du déclenchement que ce qu'il n'est réellement car tous les temps supérieurs à la limite ne sont pas pris en compte dans la moyenne. Pour limiter cet effet de bord il est nécessaire que la coupure en temps dans la phase de reconstruction des traces soit plus large que l'ouverture utile pour la mesure du flux. Cet effet n'intervient pas dans le cas d'évènements avec une interaction dans la cible car, comme le *trigger* est alors déclenché par une particule diffusée, les temps des traces sont beaucoup plus proches du temps du déclenchement.

Une autre conséquence de cet effet de bord se voit sur la figure 3.2 qui montre la variation de la probabilité de mesurer une impulsion avec la BMS (station de mesure de l'impulsion du faisceau) pour les traces sélectionnées en fonction de l'ouverture en temps du *trigger*. Tous les autres critères de sélection sont appliqués. La probabilité de mesurer l'impulsion décroît en s'éloignant du temps du déclenchement. Pour cette raison, il est préférable d'avoir des *triggers* aléatoires avec une ouverture en temps comparable à celle des *triggers* utilisés dans les analyses de physique. La probabilité de mesurer l'impulsion augmente ensuite près de la limite en temps d'ouverture. Ceci s'explique par le fait que dans ce cas, les traces pour lesquelles l'impulsion n'a pas pu être mesurée ont aussi plus de chance d'être rejetées par la sélection sur la projection de la trajectoire dans la cible, du fait d'une résolution moindre sur la trajectoire provenant du plus faible nombre d'impacts pour sa reconstruction.

Pour garantir la stabilité de la reconstruction des traces faisceau pendant le temps d'ouverture des *triggers* aléatoires, l'ouverture en temps des triggers aléatoire est restreinte à $|t| < 2$ ns soit un facteur de temps d'ouverture $\Delta T_{RT} = 4$ ns, correspondant à l'ouverture pour les *triggers* activés par une interaction dans la cible.

La différence de la probabilité de mesure d'une impulsion entre les *runs* avec un faisceau de muons positifs et celui avec un faisceau de muons négatifs est caractéristique d'une variation de l'efficacité de la BMS en fonction de son taux d'occupation. En effet, l'intensité du faisceau de muons négatifs est plus basse. Tandis que la probabilité de mesurer l'impulsion du faisceau est de 0.88 ± 0.01 pour les muons positifs, elle est de 0.95 ± 0.01 pour les muons négatifs, soit une différence de 7%.

3.1.4 Sélection du faisceau

L'étude des processus inélastiques, et en particulier des processus exclusifs, requiert une détermination précise des composantes de l'impulsion du muon incident. Les composantes sont déterminées individuellement pour chaque muon incident et c'est pourquoi les traces faisceau sélectionnées sont celles pour lesquelles l'impulsion est bien définie. La mesure de la luminosité implique aussi de s'assurer que le faisceau traverse la totalité de la cellule de la cible. Une trace reconstruite pendant le temps d'un *trigger* aléatoire est comptabilisée pour la mesure du flux si elle remplit les conditions suivantes :

1. qualité de la trace reconstruite :
   - il y a au moins un impact dans un des plans de scintillateurs de chaque station *SciFi*, "FI01" et "FI02" (il y a deux plans au total pour chaque station).
   - l'impulsion de la trace est mesurée dans la *BMS*.
2. énergie du faisceau : $140 < E_\mu < 180$ GeV, pour la comparaison avec les données simulées.
3. trajectoire de la particule : la trace doit traverser la totalité de la cible car le nombre de particules de cible intervient dans la luminosité. Le point d'impact obtenu par la projection de la

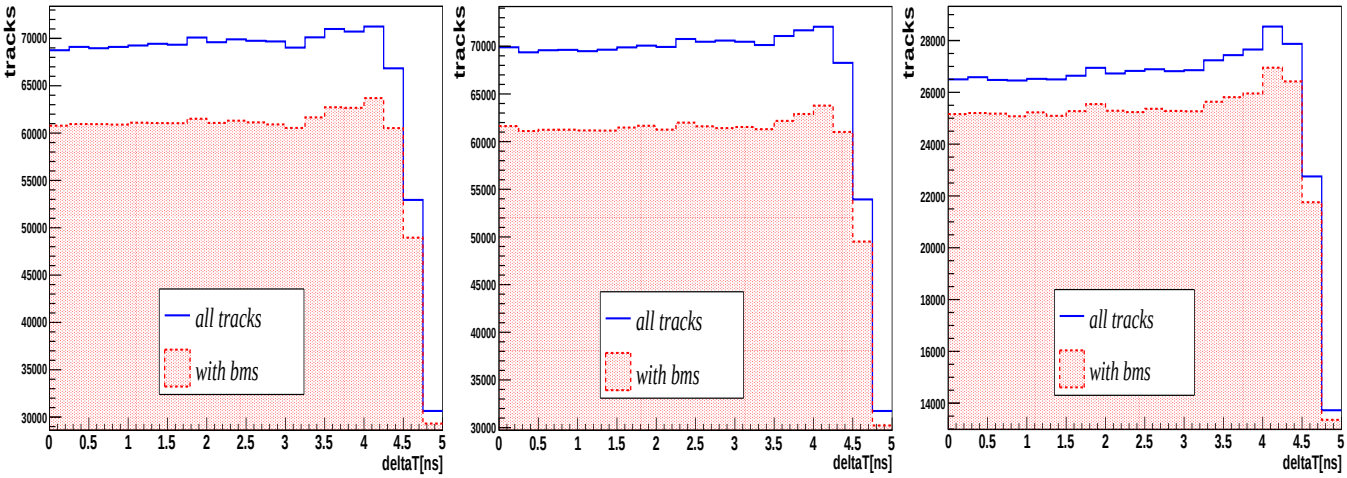


FIGURE 3.1 – Nombre de traces reconstruites avec et sans mesure de l'impulsion de la trace faisceau en fonction de l'ouverture en temps du *trigger* pour un run type de chaque période. A gauche : W38, mu^+ (run 79596), au milieu : W40, mu^+ (run 79832), à droite : W39, mu^- (run 79779).

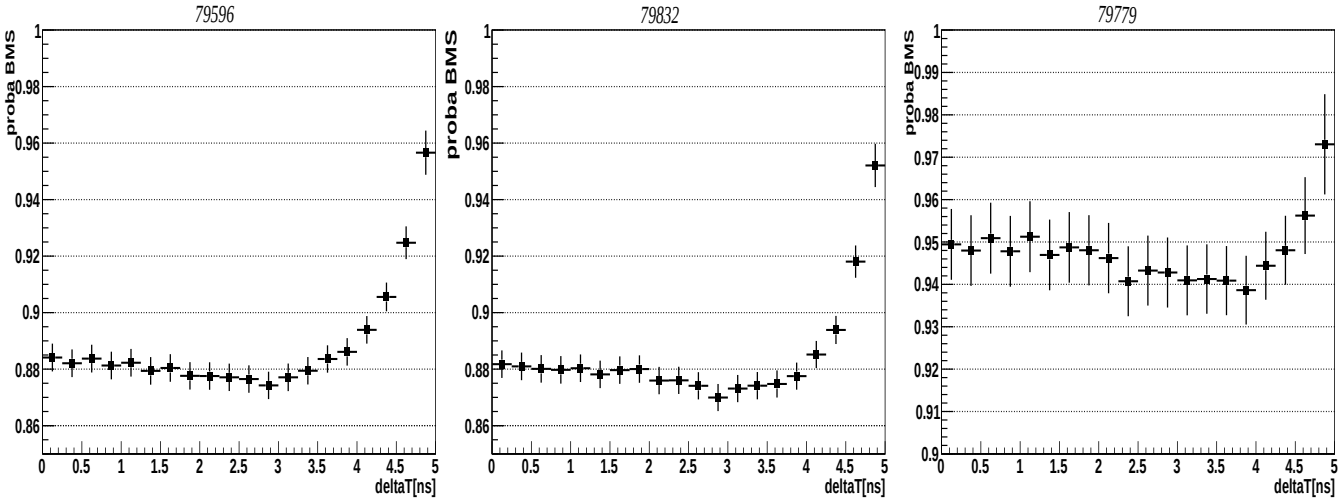


FIGURE 3.2 – Efficacité de la mesure de l'impulsion de la trace faisceau en fonction de l'ouverture en temps du *trigger* pour un run type de chaque période. A gauche : W38, mu^+ (run 79596), au milieu : W40, mu^+ (run 79832), à droite : W39, mu^- (run 79779).

trace sur la face d'entrée et sur la face de sortie de la cible doit être compris dans un rayon $R_{up,down} < 1.6$ cm. Cette même coupure est appliquée pour la sélection des vertex.

4. ouverture en temps du *trigger* : la trace doit se trouver à moins de 2 ns du temps de déclenchement du *trigger* pour garantir la stabilité de la reconstruction de son impulsion.

5. temps dans le *spill* : l'évènement doit être mesuré dans le domaine en temps pendant lequel le taux de veto associé aux différents *triggers* est stable. Une augmentation de ce taux induit un temps mort important et implique une variation non négligeable du flux effectif. Il faut donc couper cette partie du *spill*. Une coupure sur le temps de début du *spill* est nécessaire car le faisceau arrive initialement sous forme de paquets, ce qui induit une augmentation des taux de veto et d'occupation des détecteurs, et ne permet pas de normaliser les données. De plus, comme le flux mesuré est sa moyenne sur un *spill* et qu'il n'est pas constant au cours du temps, il doit être mesuré à partir du temps où les déclenchements par les interactions dans la cible sont rendus possibles. La coupure sur le temps des traces au cours du *spill* est telle que $2 < t_{spill} < 10$ secondes.

La figure 3.3 présente les réductions obtenues après chaque sélection sur les traces de faisceaux reconstruites. Après les sélections énoncées, la distribution des temps des traces en fonction de la distance en temps du *trigger* est constante. La mesure respecte donc la condition du caractère aléatoire de l'enregistrement des évènements. L'excès d'évènements autour de $t = 0$ ns avant la réjection des *triggers* aléatoires en coincidence avec un autre *trigger* est discuté dans les effets systématiques au paragraphe 3.2.2.

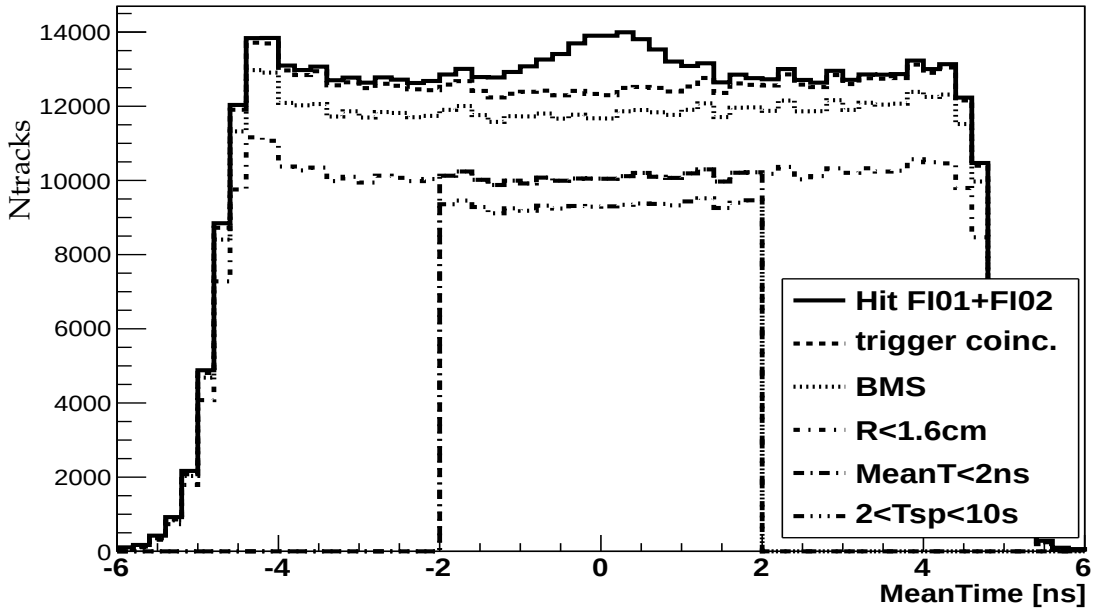


FIGURE 3.3 – Distribution en temps par rapport au *trigger* des traces faisceau reconstruites après chaque coupure (*run 79652*, μ^+). Les sélections successives sont (1) impact dans les fibres scintillantes, (2) rejet des *triggers* aléatoire en coincidence avec un autre *trigger*, (3) mesure de l'impulsion, (4) projection dans la cible, (5) ouverture de $\Delta t = 4$ ns, (6) temps dans le *spill*.

Evènements avec plusieurs muons reconstruits

La probabilité d'avoir deux interactions en coincidence dans la cible enregistrées dans le même évènement est faible. Or il est possible de comptabiliser plusieurs muons du faisceau, et ceux-ci ont la même probabilité d'interaction avec les protons. Il est donc nécessaire de comptabiliser tous les muons, y compris en coincidence au cours d'un même évènement lors de la mesure du flux effectif pour ne pas sous-estimer la luminosité de l'expérience. Lorsque deux muons en coincidence sont sélectionnés dans le temps d'ouverture d'un déclenchement aléatoire, ils sont tous les deux conservés pour la mesure du flux. La figure 3.4 montre le nombre moyen de muons reconstruits par *trigger* aléatoire pour une durée d'ouverture $\Delta T_{RT} = 4$ ns. Pour la durée d'ouverture $\Delta T_{RT} = 4$ ns : $P(N_\mu = 1) \gg P(N_\mu = 2) \gg P(N_\mu = 3)$..., avec $P(N)$ = la probabilité de mesurer un nombre N de muons par déclenchement. Il y a moins d'évènements avec deux muons en coincidence avec le faisceau de muons négatifs ayant une intensité plus basse.

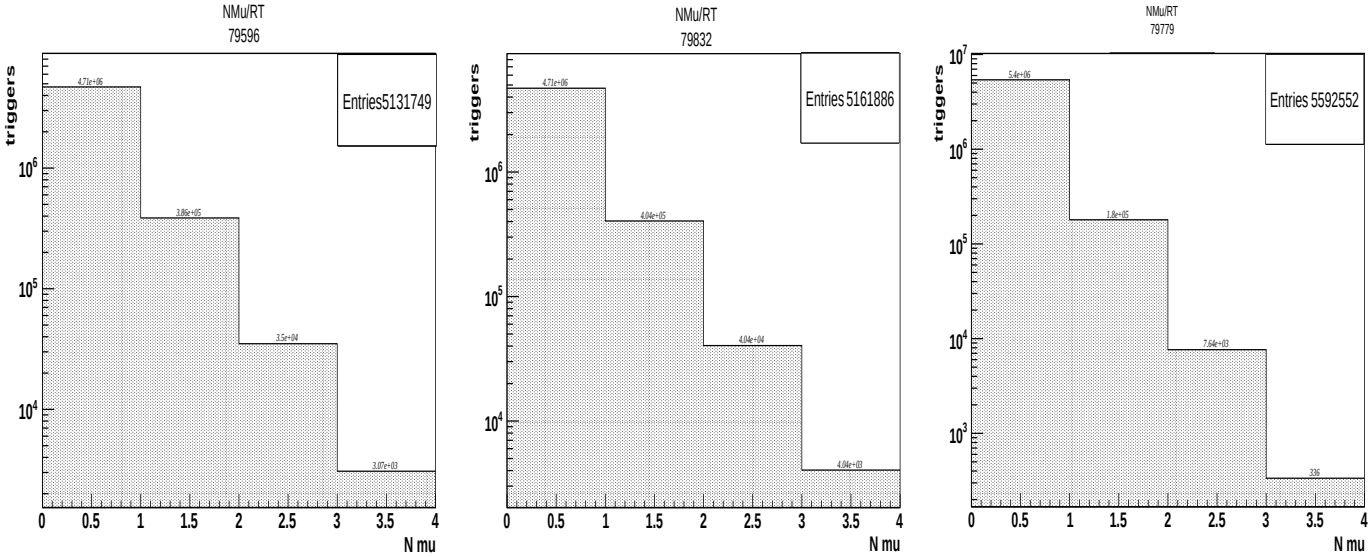


FIGURE 3.4 – Nombre de traces de faisceau pour tous les *trigger* aléatoires dans un *run* type de chaque période A gauche : W38 μ^+ (79596), au milieu : W40, μ^+ (79832), à droite : W39 μ^- (79779).

3.1.5 Résultats et discussion

Une fois la mesure du flux effectif effectuée pour chaque *spill*, celle-ci est intégrée sur chacune des trois *périodes* de la prise de données. Le flux effectif d'une période est obtenu en intégrant sur le temps des *spills* les flux obtenus pour chaque *run* et chaque *spill* de la *période*. Les résultats de la mesure du flux pour les différentes *périodes* de la prise de données DVCS-2009 sont présentés dans la table 3.1. Les erreurs statistiques moyennes en fonction de la durée d'intégration du flux sont présentées dans la table 3.2. La méthode avec laquelle ces erreurs sont déterminées est détaillée en annexe B.1. Le rapport d'intensité entre les faisceaux de muons positifs et négatifs est de $\frac{W40-\mu^+}{W39-\mu^-} = 2.34$. Le rapport des intensités des deux périodes avec un faisceau de muons positifs est de $\frac{W40}{W38} = 1.04$. L'intensité des *runs* avec un faisceau de muon négatif est plus basse en raison du mode de génération du faisceau.

Période	runs	spills	durée (sec)	$\mathcal{F}\ [\mu.per^{-1}]$	$<\mathcal{F}>\ [\mu.run^{-1}]$	$<\mathcal{F}>\ [\mu.spill^{-1}]$	$<\mathcal{F}>\ [\mu.sec^{-1}]$
W38	57	3494	27948.7	$6.5536\ 10^{11}$	$1.145\ 10^{10}$	$1.88\ 10^{8}$	$2.34\ 10^{7}$
W39	6	768	6144	$6.534\ 10^{10}$	$1.09\ 10^{10}$	$8.51\ 10^{7}$	$1.06\ 10^{7}$
W40	88	7055	56434.5	$1.40225\ 10^{12}$	1.59^{10}	$1.99\ .10^{8}$	$2.48\ 10^{7}$
W38+W40	145	10549	84383.2	$2.05761\ 10^{12}$	$1.42\ 10^{10}$	$1.95\ 10^{8}$	$2.44\ 10^{7}$

TABLE 3.1 – Quantité de *runs*, *spills* et durée effective de chaque *période* en seconde et flux effectifs intégrés sur les différentes périodes de la prise de données DVCS-2009 et flux effectifs moyens intégrés par *run*, *spill*, *seconde* pour les différentes périodes.

Période	$\frac{\delta\mathcal{F}(stat)}{\mathcal{F}}$ (période)	$<\frac{\delta\mathcal{F}(stat)}{\mathcal{F}}>$ (/run)	$<\frac{\delta\mathcal{F}(stat)}{\mathcal{F}}>$ (/spill)
W38	$4.08\ .10^{-4}$	$1-7\ .10^{-3}$	$\sim 2\ .10^{-2}$
W39	$1.29\ .10^{-3}$	$2-3\ .10^{-3}$	$\sim 3\ .10^{-2}$
W40	$2.77\ .10^{-4}$	$1-7\ .10^{-3}$	$\sim 2\ .10^{-2}$

TABLE 3.2 – Erreurs statistiques relatives sur la mesure du flux intégré pour chaque *période* de la prise de données DVCS-2009 et leurs moyennes par *run* et par *spill*.

3.2 *Effets systématiques et corrections sur le flux mesuré*

Le flux mesuré doit être corrigé des effets systématiques conduisant à modifier sa valeur. Les incertitudes associées à ces effets sont évaluées afin de déterminer l'erreur systématique sur la mesure de la luminosité qui intervienent dans l'incertitude sur les mesures des sections efficaces.

3.2.1 Temps morts

Temps mort dû au veto des *triggers* "physiques"

Un temps mort τ_{DT}^{veto} est dû au veto appliqué aux différents *triggers*. Les quantités d'évènements pour les données sont, après normalisation, corrigées du facteur τ_{DT}^{veto} correspondant au veto associé au *trigger* qui a lancé l'acquisition. Chaque *trigger* a son veto. Dans l'expérience DVCS-2009, seul le temps mort associé au *middle trigger* et intégré sur la durée du *spill* est connu [85]. Le veto est identique pour le *ladder trigger*.

La mesure de τ_{DT}^{veto} est effectuée pour chaque *spill*. Comme l'information est manquante dans la base de données de l'expérience pour certains *spills*, le temps mort correspondant est dans ce cas remplacé par la moyenne des temps morts du *run* ou de la période. Le temps de vie du *trigger*, τ_{LT}^{veto}, est défini comme

$$\tau_{LT}^{veto} = 1 - \tau_{DT}^{veto} = \frac{N_{MT_{veto}}}{N_{MT}}, \tag{3.5}$$

avec $N_{MT_{veto}}$ le nombre d'évènements pendant le spill enregistrés à partir du *middle trigger* et N_{MT} le nombre total de *middle trigger* déclenchés pendant ce *spill*. La correction du temps mort lié au veto s'effectue dans les analyses de mesure de sections efficaces par la pondération de chaque évènement reconstruit par le facteur $\frac{1}{\tau_{LT}^{veto}}$ du *run* et du *spill* correspondant. La valeur moyenne

pour les deux périodes de faisceau de muons positifs du temps mort τ_{DT}^{veto} est de 31%. Une erreur systématique est introduite pour tenir compte de l'incertitude sur le taux de veto dans la mesure de la luminisité effective, sa valeur est $\frac{\delta\mathcal{L}_{veto}}{\mathcal{L}} = 2\%$.

Temps mort de l'acquisition

La variation du temps mort de l'acquisition lors de l'enregistrement des données est responsable d'une variation du flux effectif. Pour la limiter, les évènements sont sélectionnés dans la partie du *spill* dans laquelle la variation n'est pas trop importante. Ceci évite de tenir compte des corrélations entre les vetos des différents *triggers* pour lesquels l'information sur l'évolution temporelle des taux de veto n'est pas disponible. En fixant une coupure sur le temps dans le *spill* entre $2 \leq t_{ev} \leq 10$ secondes, une variation de 15% du temps mort de l'acquisition est tolérée (figure 3.6).

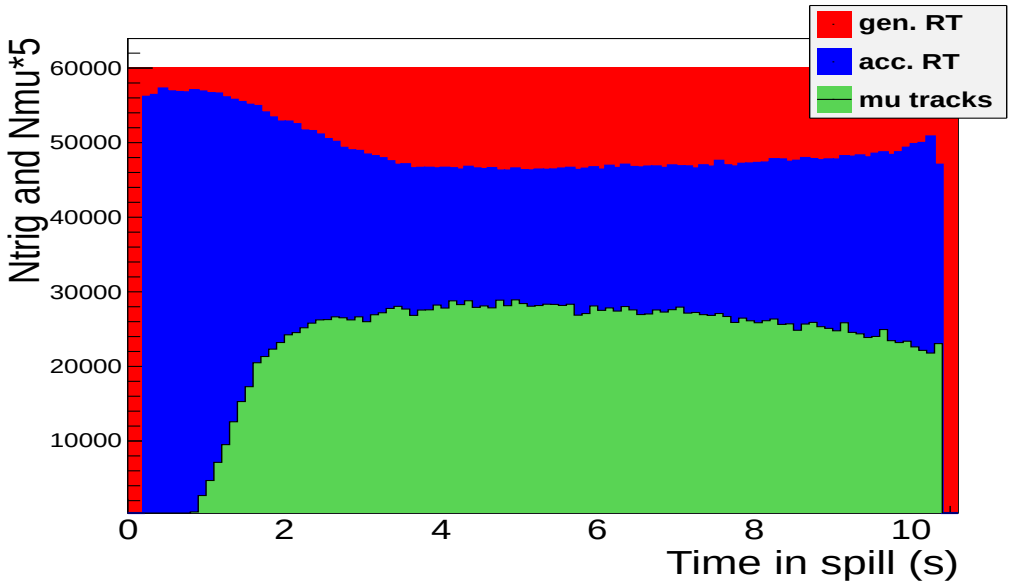


FIGURE 3.5 – Illustration de l'effet du temps mort de l'acquisition. La distribution en rouge est le nombre de *triggers* aléatoires générés, la distribution bleue est le nombre de *triggers* acceptés, quantité qui est proportionnelle au "temps de vie" de l'acquisition, la distribution verte est la quantité de muons reconstruite pour la mesure du flux, mise à l'échelle par un facteur x5 pour la lisibilité. La forme est caractéristique de la distribution des muons dans un déversement.

3.2.2 Effets systématiques liés au *trigger*

Correction sur les coincidences entre les *triggers*

Une coincidence fortuite entre un déclenchement aléatoire et un déclenchement par une interaction physique peut avoir lieu. Dans ce cas, seul un des deux déclenchements référence l'origine des temps pour toutes les mesures de temps d'impacts dans les détecteurs. La probabilité que ce soit le déclechement physique qui référence les temps est plus grande car la trace faisceau est alors le plus souvent plus proche du temps de déclenchement et la distribution du temps de la trace du muon par rapport au déclenchement est dans ce cas une gaussienne centrée à zéro après que

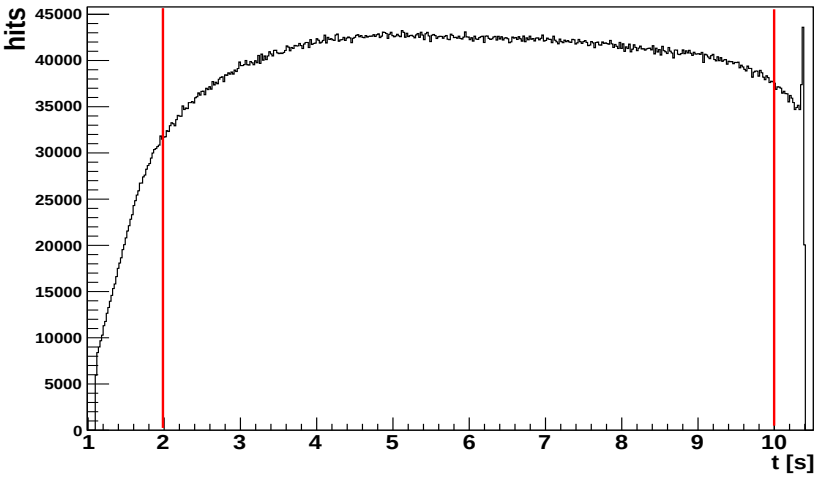


FIGURE 3.6 – Variations du nombre d'impacts au niveau (à gauche) du *middle trigger* au cours du temps dans le *run* 79652 (W38 μ^+). Les lignes rouges indiquent la sélection sur le temps dans le *spill* appliquée.

les temps de référence aient été ajustés de cette façon. Comme seule l'information en temps associée au déclenchement de référence persiste, ceci est responsable de l'excès d'évènements autour de $t = 0$ ns de la figure 3.3 avant les sélections. Par conséquent les *triggers* aléatoires qui ne référencent pas les temps sont rejetés. Il faut tenir compte de la perte de ces déclenchements dans la mesure du flux en corrigeant du nombre de muons qui auraient dû être mesurés pendant ces évènements. La luminosité effective est corrigée du taux de muons perdus selon

$$\mathcal{L}_{eff}^{corr.} = \mathcal{L}_{eff} \, . \left(1 + \frac{5}{2}. \frac{N_{RT}^{acc} - N_{RT}^{acc}(\text{'master trigger"})}{N_{RT}^{acc}}\right), \tag{3.6}$$

où N_{RT}^{acc} est le nombre de *triggers* aléatoires présents dans les évènements enregistrés, où l'annotation $'master\ trigger")$ précise qu'ils référencent les temps. Le facteur $5/2$ provient du fait que l'ouverture de $t = 0 \pm 5$ ns des *triggers* est réduite à $t = 0 \pm 2$ ns et qu'il n'est pas possible de savoir si le muon pour lequel l'information en temps n'est pas disponible serait à l'intérieur ou à l'extérieur de l'ouverture en temps $t = 0 \pm 2ns$.

Le taux de *triggers* aléatoires perdus lors des coincidences est de 0.8% pour les *runs* avec un faisceau de muons positifs et 0.4% pour les runs avec un faisceau de muons négatifs. Ces valeurs ont été inclues en tant qu'erreurs systématiques dans la luminosité mesurée.

Variation du nombre de déclenchements aléatoires générés au cours du temps

Le nombre de *triggers* aléatoires générés est connu *spill* par *spill* à partir de la base de donnée du SPS. L'information est manquante pour une partie des *spills* et dans ce cas une valeur moyenne pour le nombre de *triggers* générés a été prise. La déviation standard relative de la quantité de trigger est faible devant les autres incertitudes : $\frac{\sigma(N_{RT}^{gen})}{<N_{RT}^{gen}>} \sim 10^{-4}$. La diminution du nombre de *triggers* générés au cours du temps (source radioactive) est négligeable pour la durée d'acquisition des données DVCS-2009.

3.2.3 Effets systématiques associés au faisceau

Structure et corrélations du faisceau

Le rapport $R^{2\mu}$ est le rapport des taux d'évènements à deux muons pour deux intensités de faisceau différentes. Il est proportionnel à la différence d'intensité et il vaut ici

$$R^{2\mu} = \frac{[N_\mu = 2]/[N_\mu = 1]\ (W39\ \mu^-)}{[N_\mu = 2]/[N_\mu = 1]\ (W40\ \mu^+)} = 0.36 \pm 0.02. \tag{3.7}$$

Ce rapport $R^{2\mu}$ peut être comparé au rapport des flux R^{flux}

$$R^{flux} = \frac{\mathcal{F}(W39 - \mu^-)}{\mathcal{F}(W40 - \mu^+)} = 0.43 \pm 0.02. \tag{3.8}$$

La différence entre les deux rapports $R^{2\mu} < R^{flux}$ montre un effet de corrélation entre les traces du faisceau dû à sa structure en paquets qui fait que les traces ne sont pas distribuées de façon homogène dans le temps.

La corrélation entre les traces de faisceau entraine une inhomogénéité dans le temps pour les interactions dans la cible car la probabilité d'avoir une seconde interaction dans un temps proche d'une première interaction est plus grande que la probabilité prévue par les sections efficaces des processus physiques. Les sections efficaces mesurées risquent d'être sous-estimées car dans le cas d'un second évènement proche en temps d'un évènement enregistré, celui-ci risque d'être perdu à cause du temps mort de l'acquisition du premier et/ou de l'empilement dans les détecteurs. L'incertitude liée à cet effet est négligée ici car le faisceau est relativement peu corrélé et la probabilité d'avoir deux traces en coincidence est faible.

Erreur sur la reconstruction du faisceau

Les probabilités de mesure de l'impulsion en fonction de l'ouverture en temps du *triggers* sont détaillées au paragraphe 3.1.3. Par rapport à l'évolution de ces probabilités dans l'intervalle $\Delta T_{RT} = 4$ ns, l'incertitude relative associée à la reconstruction du faisceau est estimée à $\delta\mathcal{L}_{trace} = 1\%$.

3.3 *Luminosité : résultats*

Les erreurs systématiques sont répertoriées dans la table 3.3. Ces erreurs sont considérées comme décorrélées et elles sont ajoutées en quadrature pour définir l'erreur systématique totale sur la mesure. La densité de la cible est donnée au paragraphe 2.3.5. La table 3.4 référence les résultats obtenus pour la mesure de luminosité dans les données de l'expérience DVCS-2009. La luminosité effective intégrée est donnée par

$$\mathcal{L}_{eff} = N_{tgt} \sum_{i=1}^{N_{period}} \sum_{j=1}^{N_{run}} \sum_{k=1}^{N_{spill}} \int_{t_{spill}} \mathcal{F}_{eff}^{ijk}\, dt \tag{3.9}$$

Incertitudes	% (μ^+)	% (μ^-)
N_{cible}	3.0	3.0
taux veto	2.0	2.0
reconstruction traces	1.0	1.0
coincidences triggers	0.3	0.2
total	3.8	3.8

TABLE 3.3 – Bilan des erreurs systématiques pour la luminosité des données DVCS-2009.

Période	$\mathcal{L}$	$\frac{\delta\mathcal{L}(stat)}{\mathcal{L}}$	$\frac{\delta\mathcal{L}(sys)}{\mathcal{L}}$
W38+W40	3.598 pb^{-1}	$2.3\ .10^{-4}$	$3.8\ .10^{-2}$
W39	0.114 pb^{-1}	$1.3\ .10^{-3}$	$3.8\ .10^{-2}$

TABLE 3.4 – Luminosité intégrée de l'expérience DVCS-2009 avec un faisceau de μ^+ et de μ^-.

Chapitre 4

Etudes systématiques et changement de faisceau

Sommaire

4.1 Stabilité des mesures et effets d'intensité **64**
4.1.1 Sélection du jeu de données 64
4.1.2 Dépendances en intensité 64
4.1.3 Evolutions au cours du temps 66
4.2 Renversement de la charge du faisceau **67**
4.2.1 Profil du faisceau 67
4.2.2 Homogénéité de la distribution des vertex dans la cible 70
4.2.3 Probabilité d'interaction dans la cible 70
4.2.4 Bilan sur les asymétries de charge 73
4.3 Correction des efficacités et limitation des surfaces effectives des détecteurs . . . **73**
4.3.1 Points d'impacts au niveau des *triggers* hodoscopes 73
4.3.2 Détecteur de recul 73
4.3.3 Calorimètres électromagnétiques 76
4.4 Paramètres de reconstruction des observables **79**
4.4.1 Calibration des données simulées 79
4.4.2 Résolutions des variables cinématiques 79

Ce chapitre présente les études sur les effets systématiques dûs aux variations d'intensité et aux différences de profil du faisceau pour les mesures d'asymétries de charge du faisceau. Les conséquences sur la stabilité des mesures de diffusion profondément inélastique sont évaluées. Les paramètres des détecteurs simulés sont ajustés afin de reproduire de manière plus fidèle les données réelles et de retrouver les valeurs des observables au générateur. Des coupures géométriques sont définies pour limiter la surface effective de certains détecteurs afin de mieux contrôler les erreurs systématiques pour les mesures de sections efficaces.

4.1 Stabilité des mesures et effets d'intensité

4.1.1 Sélection du jeu de données

Il est nécessaire de garantir une bonne stabilité des détecteurs et de l'enregistrement des données pendant la durée de l'expérience pour que les probabilités de reconstruction des évènements ne dépendent pas du temps. Une étude a permis de rejeter les *spills* pour lesquels des problèmes sur les détecteurs ou dans l'enregistrement des données font qu'il n'est pas possible de les inclure avec le reste des données [86]. Les critères essentiels sur lesquels est basée la sélection des "bons" *runs* pour les données DVCS-2009 sont la stabilité des *triggers*, des calorimètres électromagnétiques, du flux et de la reconstruction des traces. Celle-ci est vérifiée à partir du taux de reconstruction des vertex et du taux moyen d'évènements enregistrés. Après la sélection, la stabilité de la reconstruction est validée avec la mesure de la masse du méson K^0, connue, et de sa stabilité au cours du temps. Les *runs* et *spills* pour lesquels la masse varie beaucoup ont été rejetés.

A postériori, une partie des données a été rejetée car la section efficace de diffusion profondément inélastique mesurée dans une dizaine de *runs* consécutifs est environ 30% plus faible que la moyenne des données. Pour ces *runs*, des problèmes au niveau des chambres à fils ont été signalés lors de la prise de données. Certains fichiers endommagés ont aussi engendré la perte d'une partie des données car il n'est pas possible de normaliser les sections efficaces en incluant les *runs* pour lesquels seulement une partie des fichiers existe. En effet, le mode de stockage est tel que les données de chacun des 200 *spills* du *run* (*runs* complets) sont réparties sur une cinquantaine de fichiers stockés sur les bandes magnétiques du CERN et du centre de calcul de l'IN2P3. Les évènements d'un *spill* sont donc dans plusieurs fichiers et la répartition n'est pas aléatoire. Si une partie des évènements d'un même *spill* manque, le mode de mesure du flux ne permet pas de l'inclure. Après la sélection des "bons" *runs*, environ 13% des évènements sont rejetés. La perte totale estimée est de 15% à 20% des données enregistrées.

4.1.2 Dépendances en intensité

L'évolution du nombre d'évènements DIS reconstruits au cours du temps permet de mettre en évidence certains problèmes de reconstruction. Les taux de comptage pour ce processus, pouvant aller jusqu'à 5000 évènements par *run*, sont assez élevés pour la normalisation des données par *run*, ce qui permet de révéler des instabilités au cours du temps. La réalisation de cette étude avec la réaction de diffusion profondément inélastique présente l'intêret de vérifier la stabilité des détecteurs et des *triggers* impliqués dans la reconstruction des muons incidents et diffusés, qui doivent être détectés pour l'analyse des processus exclusifs. Les critères de sélection des évènements de diffusion profondément inélastique reconstruits sont détaillés dans le paragraphe 5.1.1. Seul les résultats obtenus avec le *middle trigger* sont présentés. La correction au temps mort dû au veto des

triggers est appliquée (voir paragraphe 3.2.1). Cette correction est essentielle pour les comparisons entre les périodes car le temps mort est proportionnel au flux. Les données sont normalisées ici par rapport au nombre de traces de faisceau reconstruites au cours des déclenchements aléatoires durant les *runs* et les *spills* correspondants. Ce facteur est proportionnel à la luminosité.

L'évolution *spill* par *spill* du nombre d'évènements reconstruits en fonction de l'intensité du *spill* permet de rechercher une corrélation entre l'intensité du faisceau et les taux de reconstruction. La figure 4.1 montre la dispersion en intensité des *spills* des différentes périodes (l'échelle de l'axe des abscisses est proportionnelle à l'intensité). L'intensité pendant la période W40 (μ^+) est la plus élevée tandis que l'intensité pendant la période W39 (μ^-) est plus basse. Les deux périodes de muons positifs ont une intensité proche. La dispersion en intensité dans W38 (μ^+), la première période avec le faisceau de muons positifs présente une seconde structure qui correspond à quelques *spills* acquis avec un faisceau plus intense. Ceci provient d'un changement dans l'intensité délivrée par le SPS. La valeur moyenne du taux de reconstruction des évènements inclusifs par *spill* en fonction de l'intensité du *spill* donne une différence entre les *spills* de muons positifs ou négatifs d'environ 4%. Ce résultat est donné dans la table 4.2. Cette variation indique une dépendance en intensité des taux de reconstruction, mais la statistique n'est pas suffisante pour réaliser l'étude de la dépendance en intensité *spill* par *spill*.

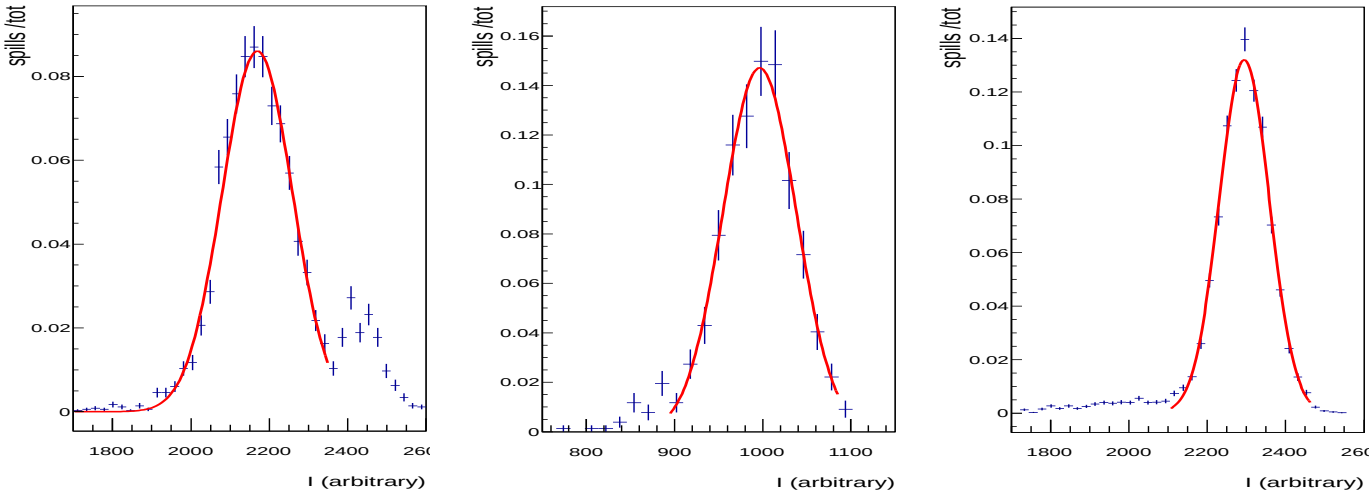


FIGURE 4.1 – Dispersion en intensité du faisceau par période. A gauche : $W38$ (μ^+), au milieu : $W39$ (μ^-), à droite : $W40$ (μ^+).

Période	χ^2/Ndf	$< DIS/I >$
μ^+	32/23	0.01339(0.2%)
μ^-	12/6	0.01394(1.6%)

TABLE 4.1 – Moyennes des nombres d'évènements inélastiques normalisés à l'intensité du *spill* pour les *spills* de muons positifs et négatifs.

4.1.3 Evolutions au cours du temps

La figure 4.2 présente l'évolution du rapport d'évènements inélastiques et de l'intensité au cours des *runs* des trois périodes de la prise de données. Les débuts et fin des trois périodes de prise de données sont indiqués par les lignes verticales (correspondant aux numéros de *runs* 79576 à 79685, 79779 à 79791, 79797 à 79964). Les incertitudes représentées sur la figure sont seulement statistiques. Les *runs* ne contiennent pas tous le même nombre de *spills*, ce qui est responsable du fait que certains *runs* ont une grande barre d'erreur. La valeur moyenne du taux de reconstruction, correspondant à la ligne rouge horizontale sur la figure, est pondérée par la statistique. Les valeurs moyennes du rapport pour chaque période sont données dans la table 4.2. Les taux de comptages ne montrent pas de variation significative entre les deux périodes de muons positifs. La différence est de 2.6% entre les périodes de muons positifs et négatifs. Toutefois, l'écart à la moyenne, $\chi^2/Ndf \simeq 2$. Des variations des taux de comptage sont visibles au cours de chaque période et indiquent qu'il existe des effets systématiques résiduels dépendant des *runs* non pris en compte. Cette étude montre que les dépendances en temps des sections efficaces mesurées peuvent être négligées au premier ordre. En revanche il y a une différence des taux de comptages lors du changement de la charge de faisceau.

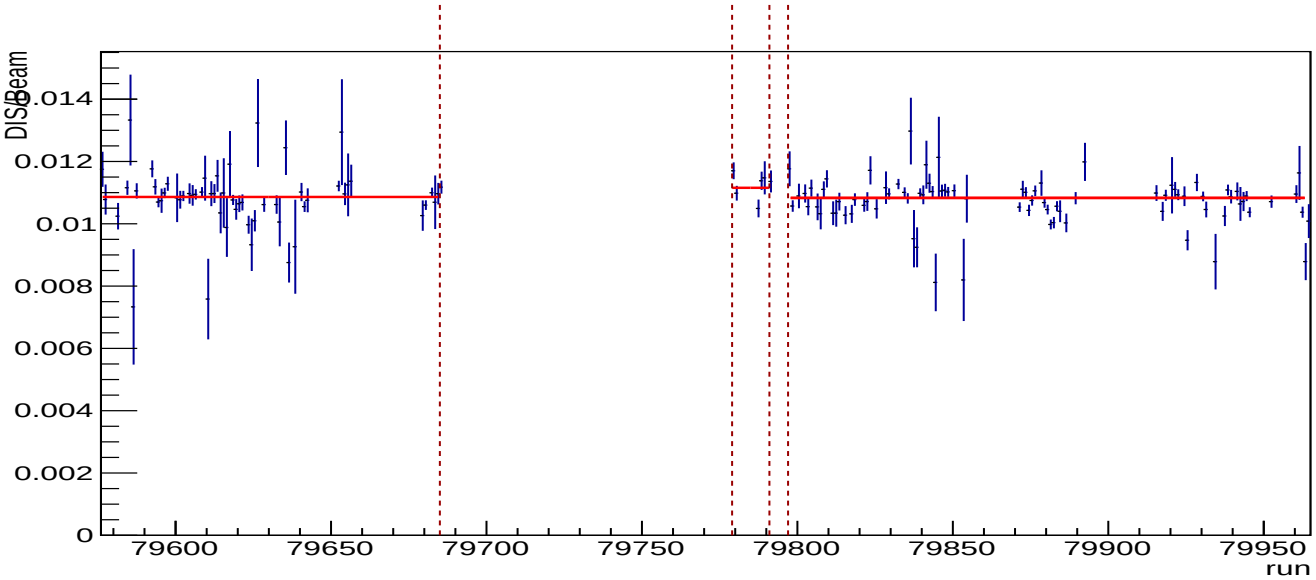


FIGURE 4.2 – Evolution du rapport des nombres d'évènements inélastiques reconstruits par *run* (*middle trigger*) et de l'intensité du *run* pour toute l'expérience DVCS-2009. Les débuts et fins de chaque périodes sont indiqués par les barres rouges verticales en pointillés. Les lignes rouges pleines correspondent aux moyennes du rapport dans chaque période.

Période	χ^2/Ndf	$< DIS/I >$
W38 μ^+	102/55	$0.01086(0.4\%)$
W39 μ^-	11/4	$0.01115(1.1\%)$
W40 μ^+	164/74	$0.01083(0.3\%)$

TABLE 4.2 – Moyennes pour les trois périodes du rapport des nombres d'évènements inélastiques reconstruits et de l'intensité par *run*.

4.2 *Renversement de la charge du faisceau*

4.2.1 Profil du faisceau

Pour les mesures réquérant la combinaison de données prises avec des faisceaux de charge opposée, l'impact des différences du profil des faisceaux doit être étudié. Une différence dans la dispersion spatiale du faisceau peut entraîner des variations des taux de reconstruction dues à des effets d'*acceptance*.

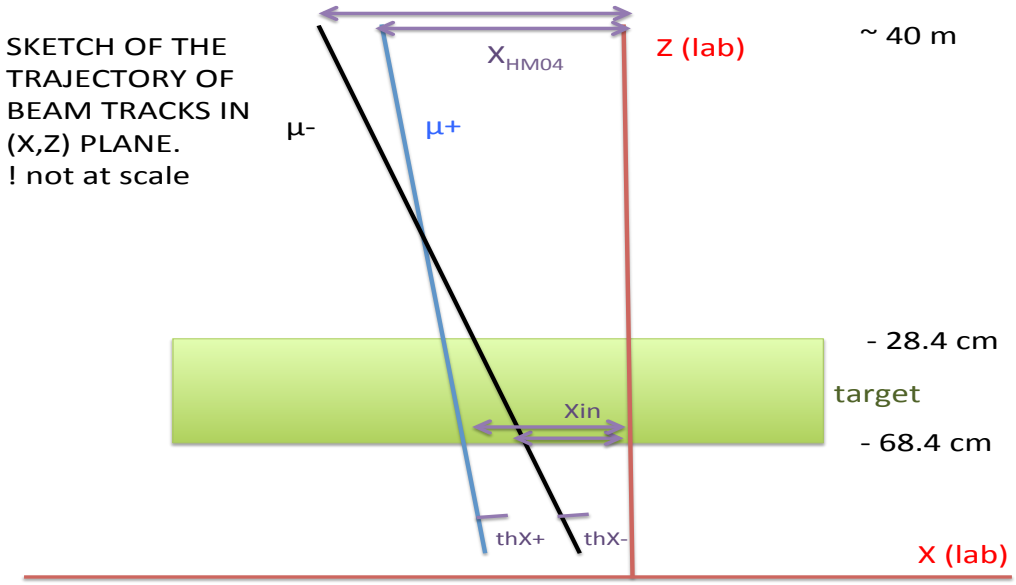


FIGURE 4.3 – Scénario de l'effet d'une orientation différente des faisceaux sur les points d'impacts au niveau de la cible et des hodoscopes (échelle arbitraire, champs magnétiques non représentés). La ligne Z_{lab} figure l'axe du spectromètre et les deux lignes "μ^+" et "μ^-" représentent la trajectoire du faisceau non dévié par les dipôles. Les angles thX^+ et thX^- correspondent à la déviation du faisceau par rapport à l'axe Z_{lab}. X_{in} et X_{HM04} sont les coordonnées des points d'impact dans la cible et au niveau des hodoscopes.

Une différence d'orientation des faisceaux peut affecter la distribution des impacts des muons au niveau du *trigger* et biaiser les asymétries de charge. Le schéma 4.3 est un scénario de l'impact qu'aurait une orientation différente des deux faisceaux sur la distribution des muons au niveau de la cible et des hodoscopes. La figure 4.4 est la distribution angulaire $\theta_{X,Y}$ des faisceaux de muons positifs et négatifs et le rapport de ces distributions. La structure non gaussienne est due au halo des faisceaux. Les distributions sont similaires, avec une différence d'orientation selon l'axe X, $\Delta\theta_X \sim 0.06$ mrad. Les figures 4.5 et 4.6 montrent les distributions en position du faisceau projetées au niveau de la cible et des hodoscopes pour des évènements acquis avec le *trigger* aléatoire. La déviation selon X au niveau de la cible est $\Delta X_{cible} \sim 0.4$ mm et la déviation au niveau des hodoscopes est $\Delta X_{hodo} \sim 2.5$ mm. Ces valeurs sont inférieures aux résolutions en position. Sachant que la déviation moyenne des muons au niveau des hodoscopes dues au champs magnétiques est de l'ordre de 20 cm, les différences d'orientation et de projections sur la cible et les hodoscopes ont un impact négligeable sur l'*acceptance*. L'effet de bord qu'un écart pourrait produire est négligé.

La densité de cible traversée par les deux faisceaux est identique car à ce niveau la déviation est presque nulle. Si toutefois dans des variations plus importantes d'orientation des faisceaux étaient observées, il serait possible de les prendre en compte dans les simulations et de définir une *acceptance* différente pour chaque faisceau.

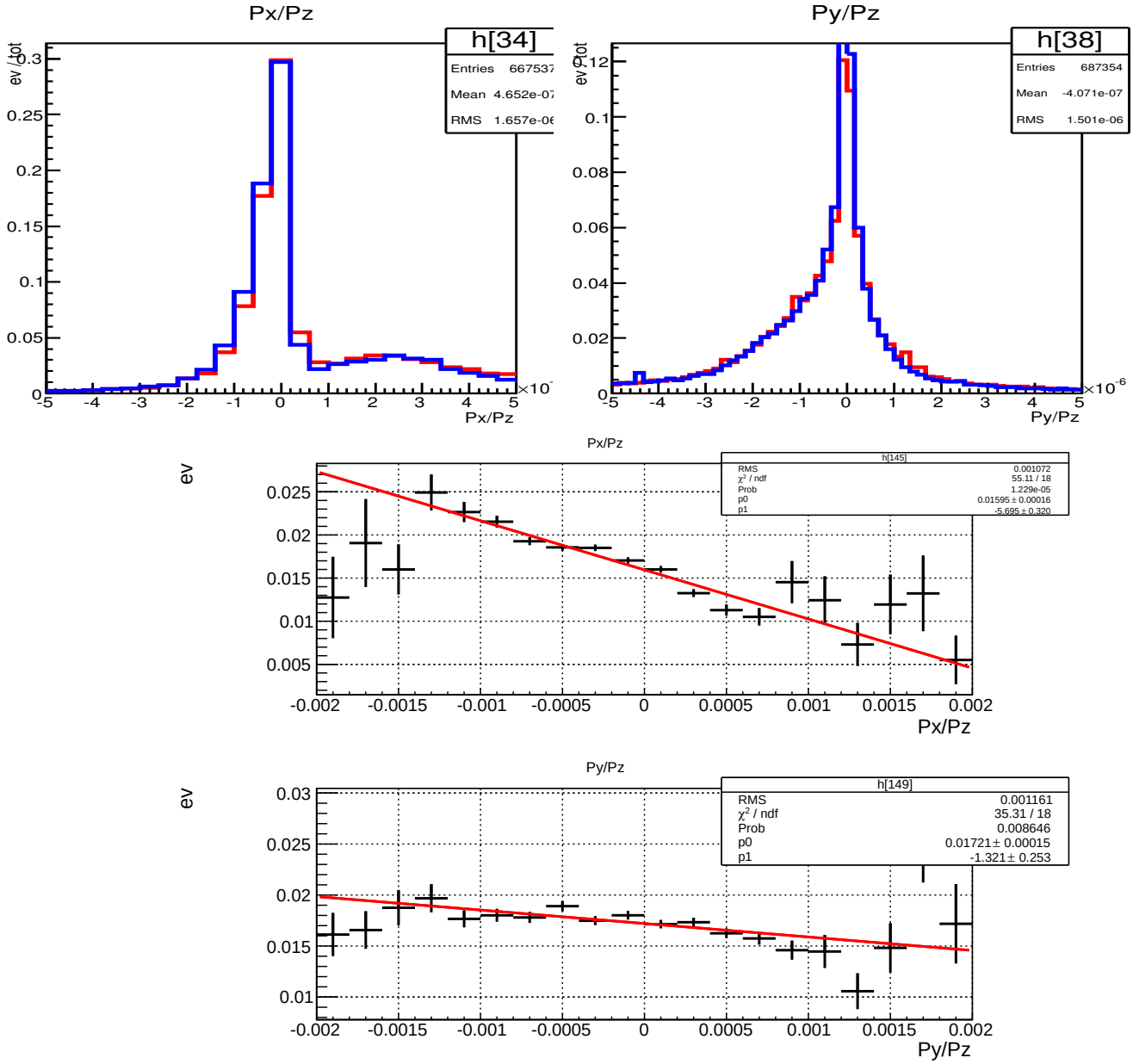


FIGURE 4.4 – Dispersion en θ_X (en haut à gauche) et θ_Y (en haut à droite) du faisceau (μ^+ en rouge, μ^- en bleu) et rapport des distributions $\theta_X(\frac{\mu^+}{\mu^-})$ et $\theta_Y(\frac{\mu^+}{\mu^-})$ (au milieu et en bas, respectivement). La ligne rouge est la paramétrisation par une fonction linéaire de ces deux distributions.

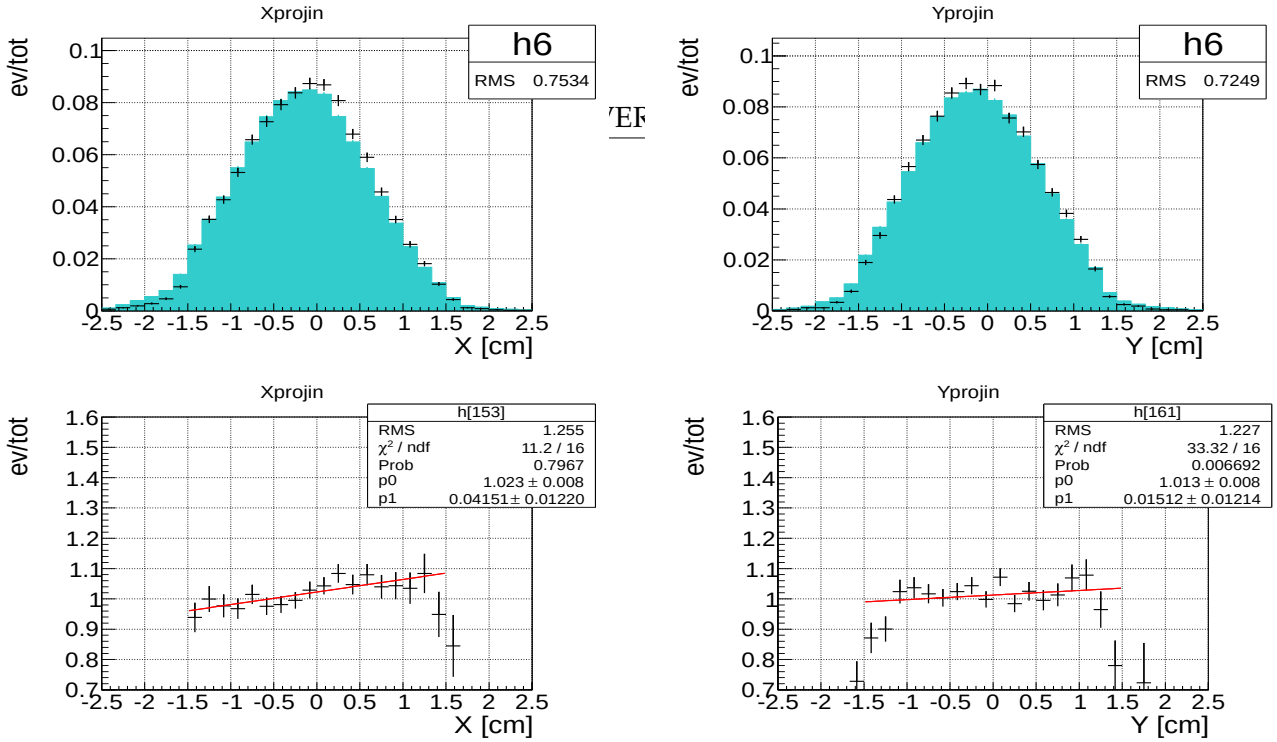


FIGURE 4.5 – Projection du point d'impact du faisceau au niveau de la face d'entrée de la cible. La courbe pleine (bleue) correspond au faisceau de muons positifs et la courbe noire correspond au faisceau de muons négatifs. Distribution selon les axes (en haut à gauche) X et (en haut à droite) Y du faisceau et (en bas à gauche), (en bas à droite) rapport des distributions μ^+/μ^-. La ligne rouge est la paramétrisation par une fonction linéaire.

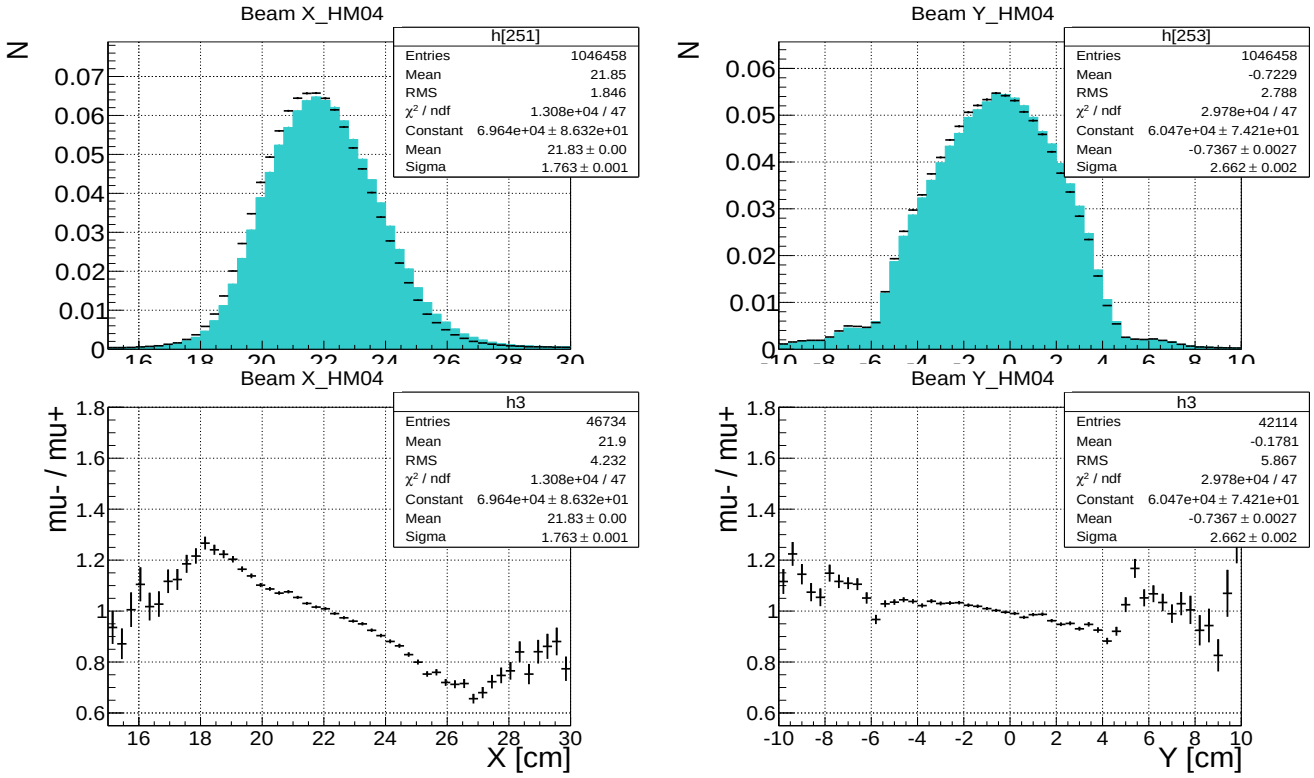


FIGURE 4.6 – Projection du point d'impact du faisceau au niveau des hodoscopes. La courbe pleine (bleue) correspond au faisceau de muons positifs et la courbe noire correspond au faisceau de muons négatifs. (en haut à gauche), (en haut à droite) selon les axes X et Y, (en bas à gauche), (en bas à droite) rapports des distributions présentées μ^+/μ^-.

4.2.2 Homogénéité de la distribution des vertex dans la cible

La figure 4.7 montre la distribution des vertex des évènements de diffusion profondément inélastique dans la cible, en fonction de chaque axe et dans le plan transverse au faisceau. L'excès d'évènements au niveau de la face d'entrée de la cible provient des interaction sur la structure métallique soutenant l'arrivée du système de refroidissement. La probabilité d'interaction dans ce matériau est grande en raison de sa densité. Pour garantir la diffusion des muons sur l'hydrogène, les vertex reconstruits au delà des limites $R \leq 1.6$ cm et $-68.4 \leq Z \leq -28.4$ cm (dans le référentiel du spectromètre) sont rejetés. La coupure sur la position radiale du vertex ($R \leq 1.6$ cm) est figurée par une ligne rouge sur la quatrième figure présentant la distribution dans le plan transverse des vertex. Les distributions sont similaires avec un faisceau de muons positifs ou négatifs.

L'évolution de la distribution transverse des vertex en fonction de Z présentée sur la figure 4.8 ne montre pas d'inhomogénéités. Seule la présence de la structure métallique est visible dans la première partie de la cible. La forme de la distribution en position des vertex est liée au profil du faisceau et aux effets d' *acceptance* des *triggers* ayant déclenché l'acquisition des évènements. Il n'y a pas de différence dans ces distributions liée à la charge du faisceau. La diminution observée sur la distribution en Z après la coupure radiale est un effet de résolution corrélé à la forme de la cible qui est légèrement bombée à son extrémité.

4.2.3 Probabilité d'interaction dans la cible

La différence en intensité des deux faisceaux peut avoir un impact sur la probabilité d'interaction dans la cible et la probabilité de reconstruction des vertex. La sélection du vertex primaire de l'évènement qui a déclenché l'acquisition parmi toutes les possibilités proposées à partir de la projection de traces reconstruites est détaillée au paragraphe 5.1.1. Dans le cas où deux interactions ont eu lieu dans la cible, le vertex sélectionné doit être celui pour lequel le muon diffusé a déclenché le *trigger*. Les taux d'évènements avec deux possibilités de vertex primaires reconstruits dans la cible sont, pour les deux charges de faisceaux :

$$\begin{aligned} \frac{[N_{vtx}=2]}{[N_{vtx}=1]}(\mu^+) &= 0.22, \\ \frac{[N_{vtx}=2]}{[N_{vtx}=1]}(\mu^-) &= 0.14. \end{aligned} \tag{4.1}$$

La probabilité d'avoir une seconde interaction pendant le même évènement est proportionnelle au flux. La comparaison de ces deux valeurs au rapport des flux indique que proportionnellement aux intensités, il est moins probable qu'un second vertex primaire soit reconstruit avec le faisceau de muons négatifs. Ceci peut être attribué à la perte d'informations liée aux taux d'occupation plus importants quand le flux est élevé et le fait que l'incertitude sur le choix du bon vertex est plus grande dans le cas des muons positifs. Cette incertitude sur le bon choix du vertex est aussi plus élevée pour la reconstruction des processus exclusifs où un faible nombre de traces chargées permet de le localiser, puisque seuls les muons incidents et diffusés sont pris en compte. Aussi un nombre plus grand de vertex risque d'être rejeté, ce qui peut conduire à une sous estimation des sections efficaces mesurées. Pour l'étude des processus exclusifs, la sélection des vertex primaires devrait être basée sur la probabilité pour le muon d'être celui ayant déclenché le *trigger*.

Le nombre d'interactions dans la cible est également proportionnel à sa longueur. Aussi, l'incertitude avec la cible courte de 40 cm en 2009 est plus faible qu'avec la cible longue de 2.5 m

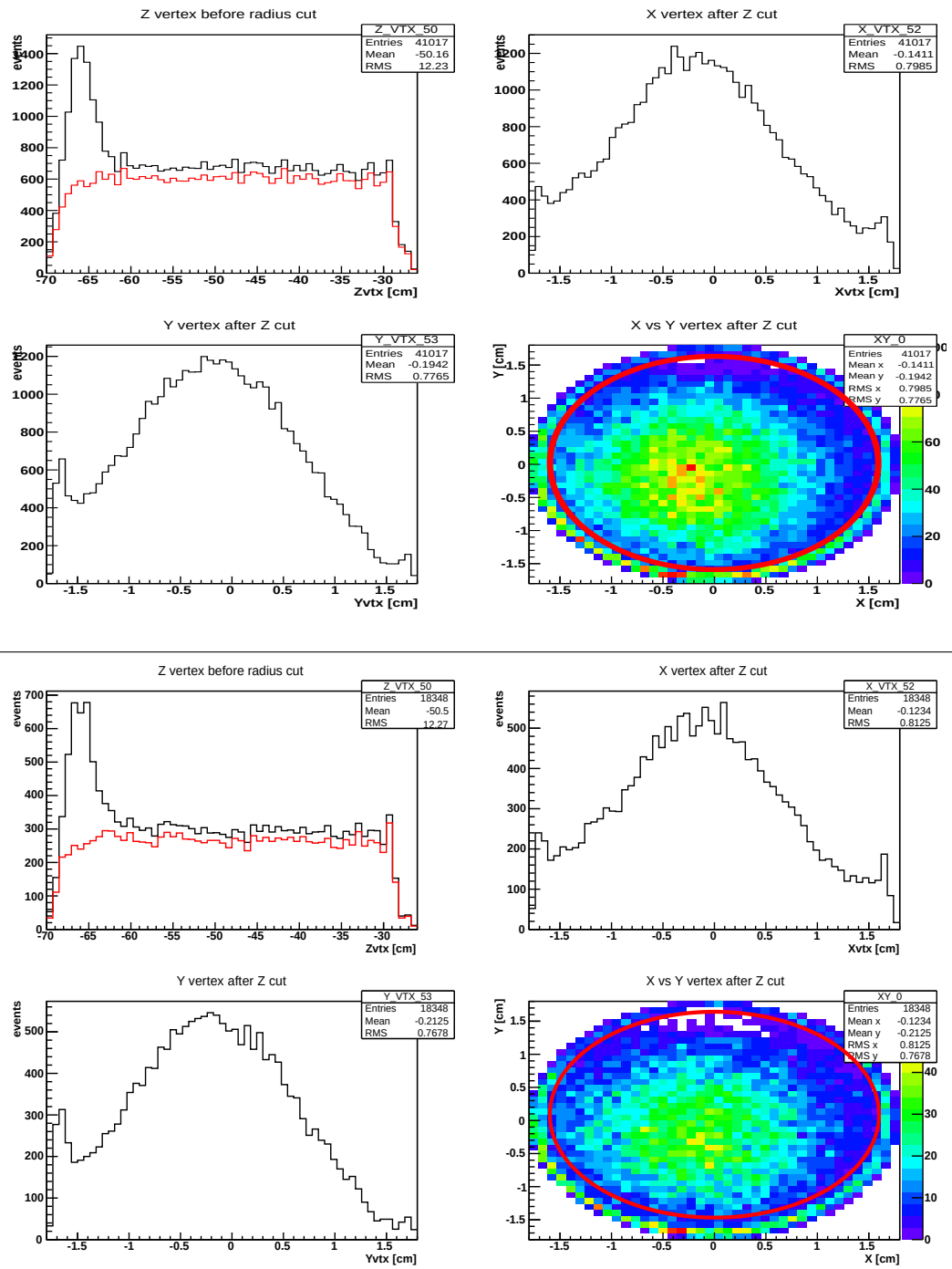


FIGURE 4.7 – Distribution spatiale des vertex primaires reconstruits dans la cible. Pour les deux séries de figures, respectivement ; en haut à gauche : distribution longitudinale (Z) avant (ligne noire) et après (ligne rouge) la sélection radiale, en haut à droite et en bas à gauche : distributions en fonction des coordonnées transverses X et Y, en bas à droite : distribution dans le plan transverse. La ligne rouge montre la sélection radiale. Les deux séries de figures correspondent respectivement au *run W40-79832* (μ^+) et au *run W39-79779* (μ^-). Des effets d'*acceptance* dus au *trigger* affectent les distributions.

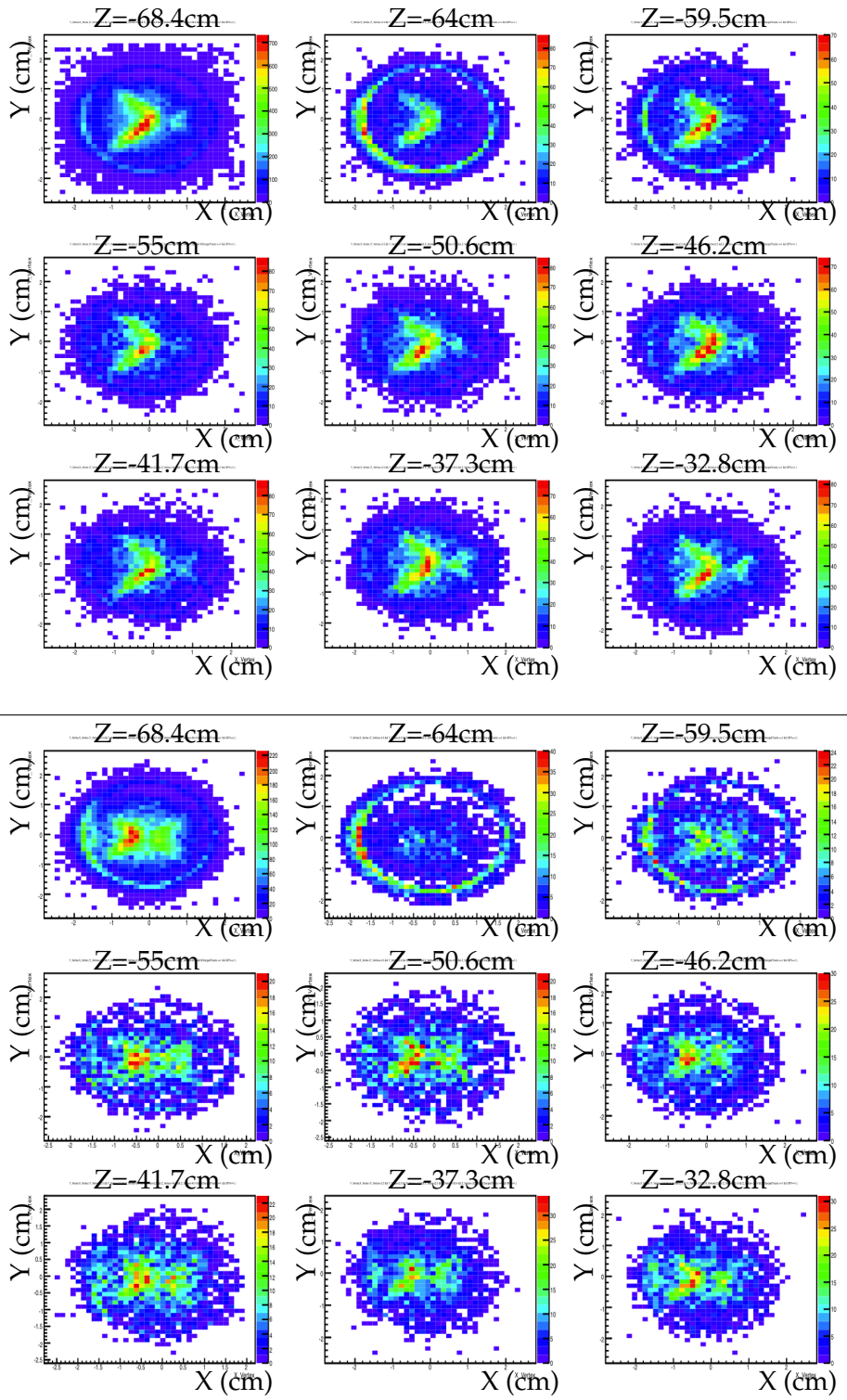


FIGURE 4.8 – Distribution spatiale transverse des vertex primaires reconstruits dans la cible pour différentes "tranches" longitudinales. Neuf figures du haut, Z augmente de gauche à droite : *run W38-79594* (μ^+). Neuf figures du bas, Z augmente de gauche à droite : *run W39-79779* (μ^-). Des effets d'*acceptance* dus au *trigger* affectent les distributions.

utilisée dans la suite du programme DVCS. Il sera préférable d'associer au choix du vertex l'information sur la projection de la trace du proton de recul afin de discriminer une partie des mauvais choix de vertex pour l'étude des processus exclusifs.

La perte d'information due à la probabilité d'avoir un second vertex dans la cible n'est pas considérée dans le bilan des erreurs systématiques pour les mesures de sections efficaces. Cet effet est intégré dans la correction globale pour les taux d'occupation, estimé à partir de la variation des taux de comptage avec l'intensité.

4.2.4 Bilan sur les asymétries de charge

Le principal effet devant être pris en compte pour les asymétries de charge de faisceau provient de leur différence d'intensité. L'occupation des détecteurs est plus faible avec le faisceau de muon négatif, ce qui induit une hausse des taux de reconstruction des évènements inélastiques de 3% à 4%. Les effets d'orientation du faisceau sont négligés.

4.3 Correction des efficacités et limitation des surfaces effectives des détecteurs

4.3.1 Points d'impacts au niveau des *triggers* hodoscopes

La zone effective de *trigger* est réduite pour la mesure de la fonction de structure $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ afin de limiter les effets de bord dans la description du *trigger* dans la simulation. Seul le *middle trigger* est utilisé. Les évènements pour lesquels la trajectoire du muon diffusé pointe sur un des bords externes ou bien sur les zones proches de l'ouverture pour le faisceau et de la projection de la culasse de l'aimant SM2 sont rejetés sur une distance de 1 cm à 2 cm. La figure 4.9 montre les distributions des évènements inélastiques sélectionnés et des évènements simulés dans la zone effective du *trigger*. La troisième figure est le rapport des deux distributions, réelle et simulée. Sa valeur proche de l'unité permet de valider la prise en compte du *trigger* dans la simulation du spectromètre. Deux *triggers* sont en réalité présent dans les données analysées. La figure 4.10 montre les points d'impact des muons diffusés tels que $y > 0.05$ au niveau des hodoscopes *middle trigger* et *ladder trigger*. La zone de recouvrement entre les deux *triggers* correspond au bord interne du *middle trigger* dans la partie des lattes la plus éloignée du faisceau. Il s'agit d'évènements à petite valeur de y. Ce recouvrement peut induire une incertitude sur l'identification du *trigger* qui a effectivement déclenché l'acquisition dans cette zone. C'est pourquoi l'efficacité de la sélection du *trigger* dépend du domaine en y sélectionné.

Dans le cas de l'étude des processus exclusifs, la coupure sur les bords du *trigger* n'est pas appliquée en raison de la faible statistique disponible dans les données DVCS-2009. Toutefois, cette sélection devrait être appliquée pour toute mesure de section efficace si un seul *trigger* est utilisé.

4.3.2 Détecteur de recul

Une correction sur l'efficacité du détecteur de recul est appliquée dans les données simulées. L'efficacité est déterminée à partir d'évènements pour lesquels une prédiction peut être faite sur

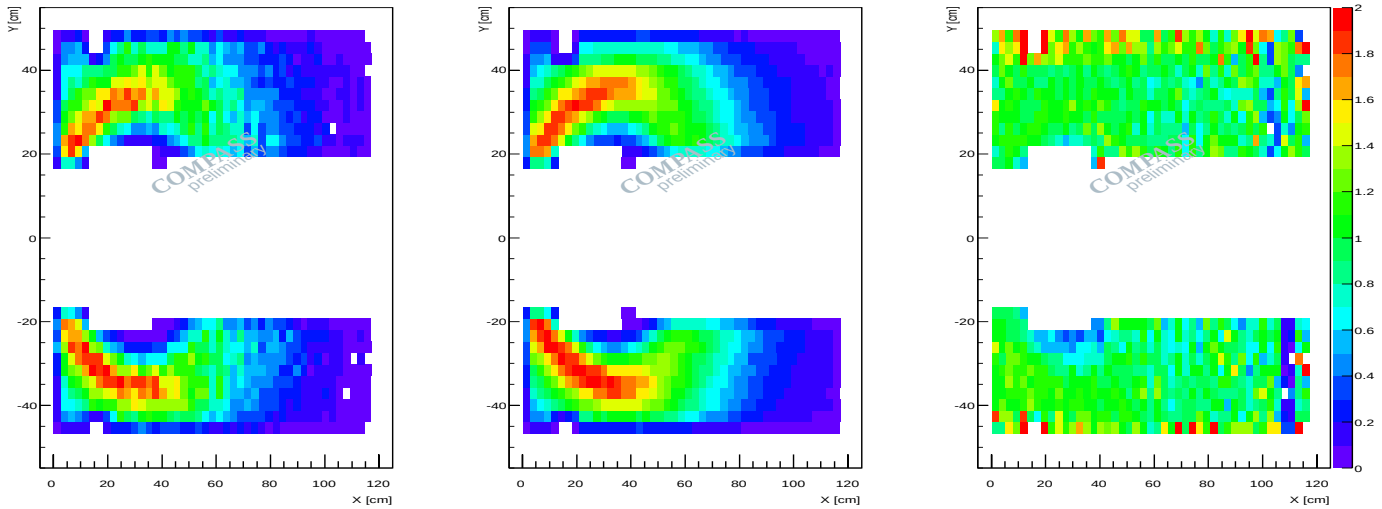


FIGURE 4.9 – Projection des muons diffusés sélectionnés au niveau du *middle trigger*. A gauche : données réelles, au centre : données simulées, à droite : rapport des quantités de muons détectés au niveau du *middle trigger* dans les données réelles et simulées.

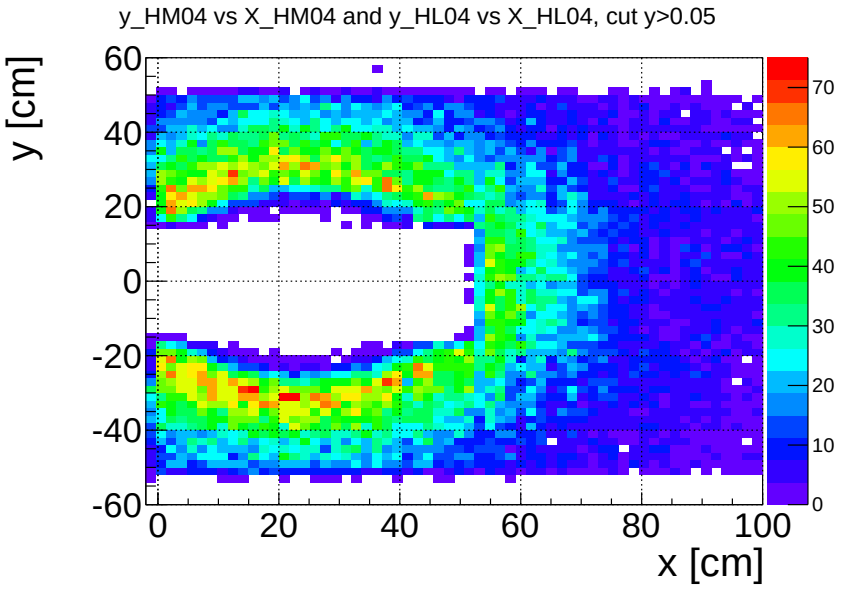


FIGURE 4.10 – Points d'impact au niveau des hodoscopes, *middle trigger* et *ladder trigger*, des muons diffusés tels que $y > 0.05$ dans les données réelles.

la trajectoire et l'énergie du proton. Ceci est possible à partir d'évènements exclusifs comme la production exclusive d'un méson ou d'évènements de diffusion élastique pour lesquels l'état final est complètement déterminé. En utilisant les données DVCS-2009 avec le faisceau de muons, l'efficacité est extraite à partir d'évènements de production exclusive de mésons ρ^0. La sélection de la production exclusive de mésons ρ^0 dans les données DVCS-2009 et la mesure de l'efficacité sont détaillées dans [87, 88] et résumées en annexe C. La figure 4.11 (partie gauche) montre l'efficacité du détecteur de recul en fonction de l'impulsion du proton dans le plan transverse au faisceau, déterminée à partir du muon et du méson ρ^0 diffusés. L'expression de l'impulsion transverse P_T^{equiv} prédite pour le proton de recul est donnée au paragraphe 6.1.4.

Une étude similaire a été réalisée avec les données Primakov-2009 utilisant le même dispositif expérimental mais un faisceau de pions [89]. Dans ce cas l'efficacité est extraite à partir des évènements élastiques (figure 4.11, partie droite). Cette étude montre qu'il n'y a pas de dépendance de l'efficacité de détection du proton avec la position du vertex dans la cible. Une variation de l'ordre de 10% en fonction de l'angle azimutal Φ_P de diffusion du proton est mise en évidence ainsi qu'une dépendance avec l'angle polaire θ_P. Cette dernière est corrélée à la dépendance en impulsion transverse donc elle est prise en compte dans la correction sur l'efficacité en fonction de l'impulsion. La dépendance en Φ_P caractérise les interstices entre les éléments de scintillateurs du détecteur de recul.

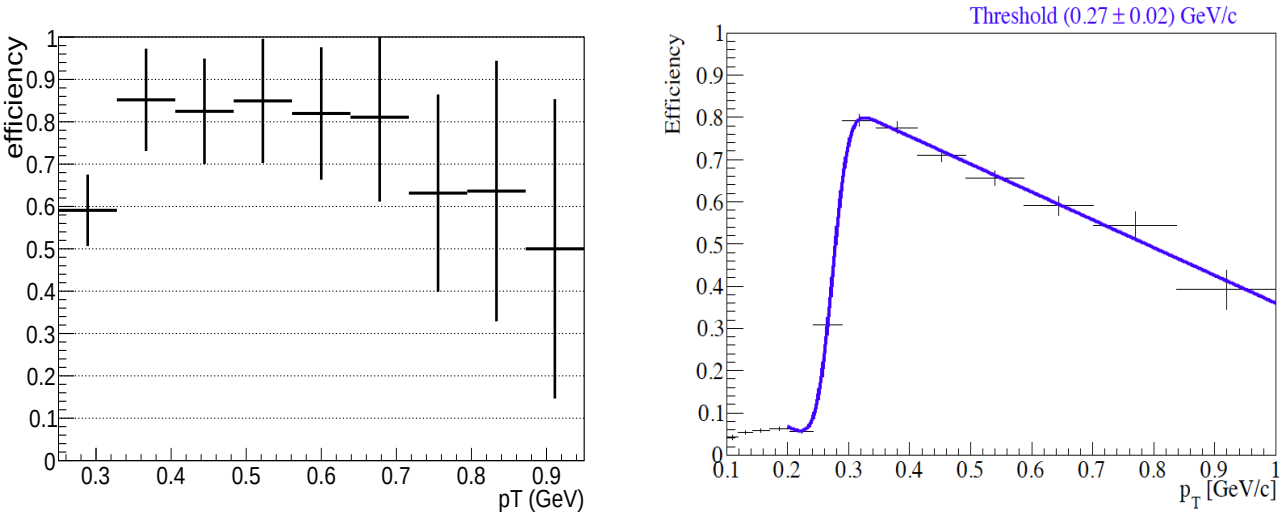


FIGURE 4.11 – Efficacité du détecteur de recul RPD en fonction de l'impulsion prédite pour le proton de recul à partir des données du spectromètre. A gauche : pour la production exclusive de méson ρ^0 avec le faisceau de muons. A droite : pour la diffusion élastique avec le faisceau de pions [89].

Les résultats obtenus pour ces deux études réalisées dans des domaines cinématiques différents sont compatibles dans la limite des incertitudes. Néanmoins, l'efficacité de sélection des évènements de production exclusive de mésons ρ serait supérieure à celle des évènements élastiques et le domaine cinématique des réactions n'est pas le même, ce qui peut induire une différence d'efficacité venant de l'*acceptance* moyenne dans les autres variables cinématiques. Compte tenu des dépendance de l'efficacité de détection du proton, celle-ci est corrigée en fonction de l'impulsion transverse prédite à partir du spectromètre seulement. La fonction de correction d'efficacité du

détecteur de recul est :
$\epsilon^{RPD} = 0.35$ si $0.20 < P_T^{equiv} \leq 0.35$ GeV ,
$\epsilon^{RPD} = 1 - 0.65\, P_T^{equiv}$ si $0.35 < P_T^{equiv} \leq 1$ GeV ,
$\epsilon^{RPD} = 0$ sinon.
Le seuil en impulsion transverse est fixé à 0.20 GeV pour tenir compte de l'incertitude due à la résolution du spectomètre sur la prédiction. Une incertitude de 15% est associée à la détermination de l'efficacité.

4.3.3 Calorimètres électromagnétiques

L'efficacité de la détection d'un photon dans les calorimètres électromagnétiques ECAL1 et ECAL2 est déterminée dans les données réelles à partir de la comparaison des taux de comptage des désintégrations $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ et $\omega \to \pi^0\gamma$. Cette étude à été réalisée en utilisant le faisceau de hadron dans les données 2008 [90, 91]. La comparaison entre l'efficacité réelle des spectromètres et celle donnée par le programme de reconstruction COMGEANT a montré un accord avec une incertitude relative de 10%. Comme il n'y a pas eu de changement majeur du spectromètre entre 2008 et 2009, il est possible d'utiliser ce résultat pour l'analyse des données DVCS-2009. L'efficacité associée à la détection d'un photon dans les cellules des calorimètres électromagnétiques ECAL1 et ECAL2 est de 100% (10%) (efficacité de détection pour un photon ayant déjà traversé la matière présente avant le calorimètre). Une matrice permet de rejeter les photons reconstruits sur des cellules défectueuses [92]. Les photons reconstruits sur les cellules situées en bordure des calorimètres sont également rejetés car une partie de leur énergie risque d'être perdue. Une rangée de cellule est éliminée sur chaque bord extérieur et intérieur (ouverture pour le faisceau) des deux calorimètres électromagnétiques.

Le figure 4.12 montre les positions des cellules utiles et la densité de la distribution des photons reconstruits dans les calorimètres électromagnétiques. L'effet du passage du photon par le canal prévu pour le faisceau dans le détecteur RICH est visible dans ECAL2 et se caractérise par une baisse importante de la densité de photons arrivant au calorimètre. L'efficacité de détection dans cette zone est moins bien connue. La figure 4.13 est l'efficacité de détection d'un photon émis au vertex au niveau des calorimètres électromagnétiques ECAL1 et ECAL2. Les variations de l'efficacité caractérisent la quantité de matière présente en amont du calorimètre. L'efficacité de détection d'un photon, incluant le passage dans la matière présente en amont du calorimètre, est supérieure à 80% dans ECAL1. Elle varie de 50% à 80% dans ECAL2 selon la matière traversée. La perte liée au tube faisceau du détecteur RICH est de l'ordre de 30% d'efficacité.

La figure 4.14 schématise les cellules des deux calorimètres électromagnétiques et montre les positions des photons reconstruits dans le cadre de l'étude de la production exclusive d'un photon (points noirs). Les quatre points rouges correspondent à la position du photon de plus haute énergie pour les quatre pions neutres reconstruits dans ECAL1 dans l'étude de la production exclusive d'un pion neutre. Sur le schéma de ECAL2 les cellules ayant été retirées de l'analyse car défectueuse sont indiquées par des étoiles rouges, les lignes en pointillé orange montrent les cellules aux limites extérieure et intérieure du calorimètre qui ont été enlevée, la zone rouge est le passage du faisceau.

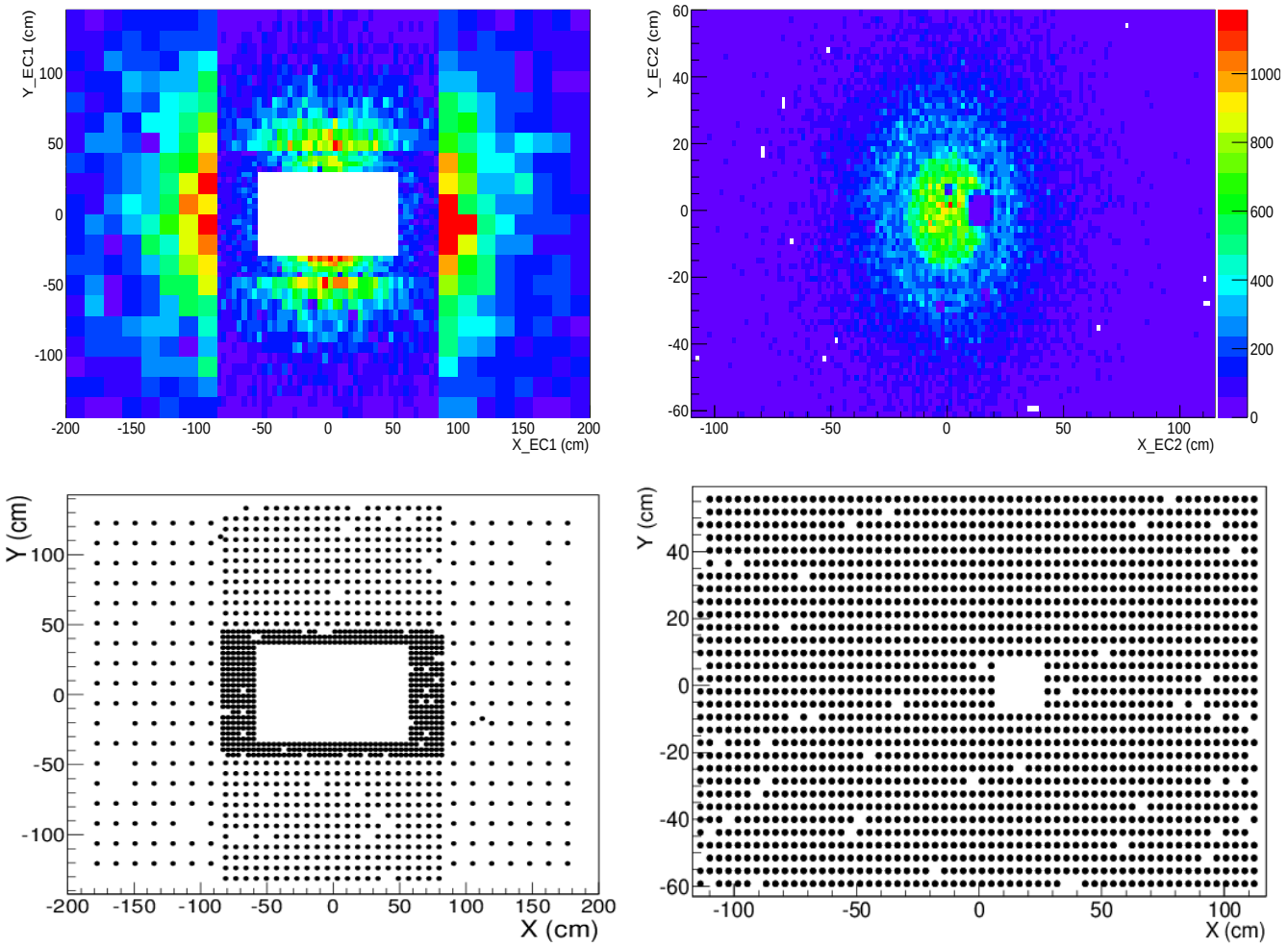


FIGURE 4.12 – Première ligne : distribution des photons émis au vertex au niveau des calorimètres. Seconde ligne : position des cellules. Colonne de gauche : ECAL1 (attention, les cellules n'ont pas toutes la même dimension), colonne de droite : ECAL2.

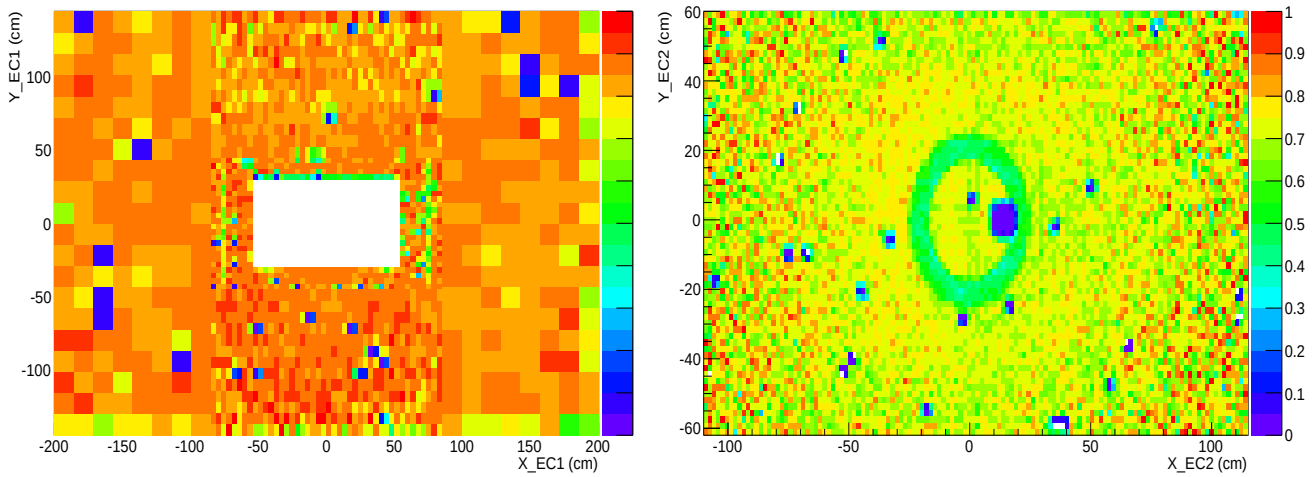


FIGURE 4.13 – Efficacité de détection d'un photon émis au vertex au niveau des calorimètres électromagnétiques. A gauche : ECAL1, à droite : ECAL2.

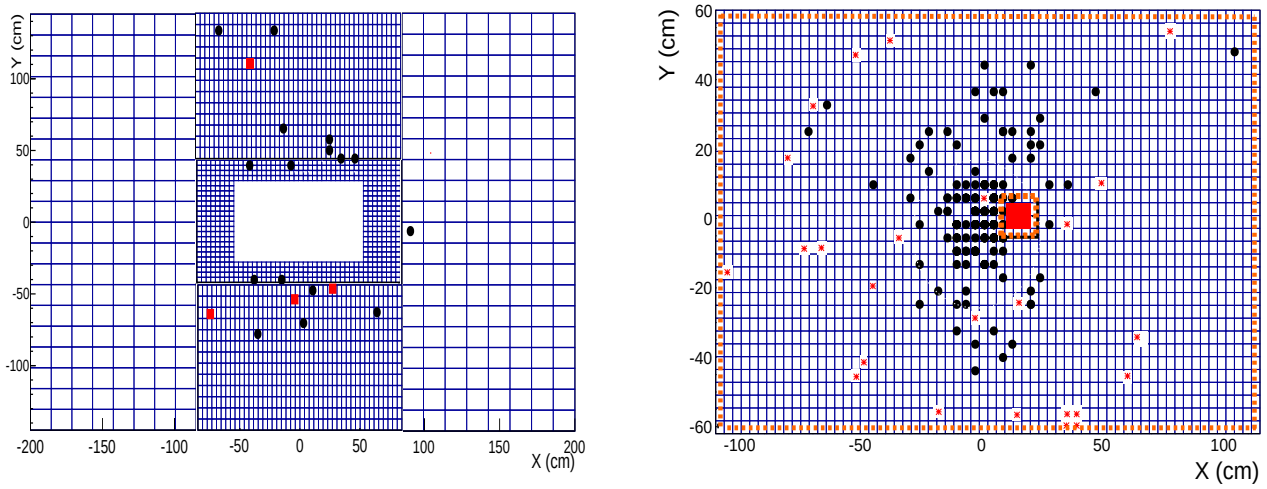


FIGURE 4.14 – Schéma des cellules des calorimètres électromagnétiques. A gauche : ECAL1, à droite : ECAL2. Les points noirs dans ECAL1 et dans ECAL2 représentent les positions des photons sélectionnés pour la production exclusive d'un photon. Les carrés rouges sont les positions du photon de plus haute énergie des pions neutre sélectionnés dans ECAL1. Dans ECAL2 les étoiles oranges indiquent les cellules défectueuses et les lignes oranges en pointillé indiquent les cellules des bords internes et externes. Les photons sur ces cellules sont rejetés. La zone rouge indique l'ouverture pour le faisceau.

4.4 Paramètres de reconstruction des observables

4.4.1 Calibration des données simulées

Les données simulées tiennent compte de paramètres tels que la position des détecteurs ou la mesure des énergies déposées grâce à la propagation des particules générées dans COMGEANT. Certains paramètres comme les constantes de temps ou les positions des détecteurs doivent être ajustés pour retrouver les valeurs générées et reproduire de façon réaliste les données expérimentales.

La mesure de l'impulsion du proton dans le détecteur de recul nécessite la connaissance précise de la position et des temps des points d'impact. Les paramètres sont ajustés à partir des données simulées sans effets de résolution. Dans un premier temps ils sont mis à une valeur par défaut et les corrections aux pertes d'énergie dans la matière ne sont pas appliquées. Les constantes de temps puis les décalages en position des éléments scintillateurs sont ajustées. Ces paramètres sont déterminés à partir de l'ajustement de l'impulsion transverse p_T et de la variable $\beta = E/p$, sensibles au temps de vol et à l'énergie déposée dans les scintillateurs, et de la variable θ_P qui est l'angle d'émission du proton et qui est sensible à la position globale du détecteur (voir la présentation [93]).

Les valeurs mesurées d'après la simulation des énergies déposées dans les calorimètres sont ajustées par une fonction linéaire jusqu'à ce que les valeurs des énergies générées soient retrouvées dans ECAL1 et dans ECAL2 (voir la présentation [94]).

4.4.2 Résolutions des variables cinématiques

Les évolutions de la résolution des variables cinématiques sont présentées en annexe A. Cette étude montre que les résolutions sont corrélées à la cinématique et elle montre de fortes évolutions entre différents intervalles. Les résolutions dans toutes les observables sont dégradées à petite valeur de y, grande valeur de x_{bj} et de $|t|$.

Chapitre 5

Mesure de la fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$

Sommaire

5.1 Traitement des données **82**
5.1.1 Sélection de l'état final 82
5.1.2 Domaine cinématique 83
5.1.3 Discrétisation de l'espace de phases 84
5.2 Corrections sur les données reconstruites **85**
5.2.1 Corrections radiatives 85
5.2.2 Correction en *acceptance* et à la migration des évènements 85
5.2.3 Corrections des taux de comptage 88
5.3 Validation de la simulation **93**
5.4 Extraction de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ **94**
5.4.1 Paramétrage de la section efficace 94
5.4.2 Incertitudes 96
5.4.3 Résultats de la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ 97
5.4.4 Conclusion sur la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ 100

Ce chapitre présente la mesure de la fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ qui paramétrise la section efficace de la diffusion profondément inélastique d'un lepton sur un proton. Cette mesure est réalisée dans le but de valider la mesure de la luminosité et la possibilité de normaliser les sections efficaces non connues des processus exclusifs présentés au chapitre 6.

5.1 Traitement des données

5.1.1 Sélection de l'état final

Mode de déclenchement

La section efficace mesurée pour le processus de diffusion profondément inélastique muon-proton, $\mu P \to \mu' X$, doit prendre en compte les contributions de tous les états finaux X. Pour cela aucune particule autre que le muon diffusé μ' ne doit être considérée ni dans le déclenchement de l'acquisition ni dans l'analyse. Seuls les évènements enregistrés à partir des *triggers* "inclusifs", c'est à dire le *middle trigger* et le *ladder trigger* peuvent être utilisés dans cette mesure et ces *triggers* doivent référencer les temps des traces (voir section 3.2.2). Comme la simulation pour le *ladder trigger* n'est pas complète dans COMGEANT, les évènements sont sélectionnés seulement si le *middle trigger* a déclenché l'acquisition.

Sélection des muons

La trace de faisceau est sélectionnée selon les mêmes critères que ceux définis pour la mesure du flux. La procédure est détaillée au paragraphe 3.1.4.

Le muon diffusé est sélectionné parmi toutes les traces associées au vertex primaire. L'identification des muons est basée sur le fait qu'ils interagissent peu avec la matière. Les conditions pour le choix du muon diffusé sont :

- la trace a la même charge que le faisceau,
- la trace a pour origine le vertex primaire sélectionné
- le dernier impact dans un détecteur du spectromètre doit être après le premier filtre à muons ($Z >$33 m),
- la trace a traversé au moins 15 longueurs de radiation,
- la trajectoire ne doit pas traverser la culasse de l'aimant SM2 où le champ magnétique n'est pas décrit,
- la trajectoire de la particule doit traverser la zone active du *trigger hodoscope* qui a été déclenché dans l'évènement,
- dans le cas où il y a plus d'une trace identifiée comme muon diffusé dans l'évènement, celui sélectionné est celui qui a la plus grande impulsion.

Vertex primaire

Les trajectoires des traces chargées reconstruites dans le spectromètre sont extrapolées et toutes les possibilités sont étudiées pour proposer un choix de vertex à l'évènement. Par ordre de priorité, le vertex primaire sélectionné est celui pour lequel :

- la plus grande quantité de traces peuvent être associées au vertex, bien qu'ensuite seules les traces des muons entrant et sortant soient considérées,
- la résolution sur sa position est la meilleure,

– le muon incident est rattaché à ce vertex.

Le choix du bon vertex primaire est primordial car il influe sur le nombre d'évènements inclusifs sélectionnés et sur la définition des observables cinématiques. La résolution sur la position radiale du vertex est inférieure au millimètre. La résolution longitudinale dépend du nombre de traces associées, allant d'environ 1 mm à 1 cm pour le cas où seuls les muons incident et diffusé ont permis de positionner le vertex. La sélection du vertex à partir des traces d'autres particules que les muons induit une perte partielle du caractère inclusif de la réaction, mais ceci est négligé.

L'évènement est conservé si l'interaction a eu lieu dans la cible, c'est à dire dans les limites géométriques $-68.4 \leq Z \leq -28.4$ cm et $R \leq 1.6$ cm. La sélection appliquée sur le rayon effectif de la cible permet d'éliminer les évènements pour lesquels l'interaction a eu lieu sur l'anneau de support des tuyaux d'hydrogène liquide, placé au niveau de la face d'entrée de la cible.

5.1.2 Domaine cinématique

La limite cinématique en Q^2, qui est la résolution de la sonde, est imposée par le régime profondément inélastique. Pour résoudre la structure interne du proton, il faut typiquement avoir $Q^2 \gg M_P^2$. Une sélection usuellement appliquée pour ce type d'étude est $Q^2 > 1$ GeV^2. La limite supérieure en Q^2 est imposée par la couverture cinématique du spectromètre (il existe aussi une limitation statistique, liée à la luminosité car les sections efficaces décroissent avec Q^2). L'usage du seul *middle trigger* dans cette étude impose une restriction à $Q^2 \simeq 10$ GeV^2. Comme la mesure de $F_2(x_{bj}, Q^2)$ est réalisée dans le but de valider la normalisation pour les processus exclusifs ayant une *acceptance* plus petite que la réaction inclusive du fait de la détection des autres particules, seul le domaine dans lequel l'*acceptance* est assez élevée est conservé ici, soit une acceptance supérieure à 20% environ. La sélection en Q^2 est donc telle que $Q^2 \in [1; 4.5]$ GeV^2.

La variable y représente la fraction d'énergie perdue par le faisceau dans le laboratoire. A grand y, les effets radiatifs sont importants et ils peuvent atteindre plus de 50% des sections efficaces mesurées, induisant une grande incertitude sur les mesures (voir paragraphe D). Une partie des muons identifiés à grand y peut aussi provenir de désintégrations de hadrons. Dans le cas inclusif, il n'est pas possible de discriminer ce type d'évènements, mais pourra l'être avec les coupures d'exclusivité pour l'étude de la diffusion Compton profondément virtuelle. Aussi, une limite maximale en y, telle que $y < 0.8$, est imposée pour réduire les contaminations et pour limiter l'incertitude dans les corrections radiatives. La variable y est proportionnelle à l'angle de diffusion $\theta_{\mu\mu'}$. Pour les petits angles, $y \to 0$, et le muon diffusé a une trajectoire proche du faisceau. L'algorithme de reconstruction des traces est moins performant dans ce domaine. Les taux d'occupation des différentes pistes dans cette zone sont plus grands et la description des *acceptances* est moins fiable car le muon passe près des zones mortes des détecteurs. Les muons reconstruits avec une petite valeur de y peuvent aussi provenir de particules du faisceau ayant subit des diffusions multiples dans le spectromètre ou du halo du faisceau. De plus, la résolution en x_{bj} est dégradée lorsque y décroît. Le domaine en y sélectionné est donc $y \in [0.2; 0.8]$. Ceci permet de réaliser la mesure dans une zone où les erreurs systématiques ne sont pas trop grandes.

La corrélation entre Q^2, y et x_{bj} pour un faisceau monoénergétique permet de définir des bornes en x_{bj} qui sont $x_{bj} \in [0.005; 0.06]$. La limite supérieure en x_{bj} vient de la valeur maximale pour laquelle il est possible de contrôler les erreurs systématiques lorsque seul le *middle trigger* est utilisé. Elle a été fixée lors de l'analyse après la mesure de $F_2(x_{bj}, Q^2)$ dans le but de ne conserver que la partie du domaine cinématique où les données sont normalisées. Les résultats sont présentés ici

avec cette limite, afin qu'ils puissent être comparés avec ceux de la mesure des sections efficaces des processus exclusifs.

Les taux de réduction associés aux différentes sélections détaillées dans cette section sont présentés dans la table 5.1.

Sélection	N_{evt}	réduction	taux
Fichier $mDST$ (total)	$50.9.10^6$	-	1.00
Un "bon" vertex sélectionné	$28.9.10^6$	0.567	0.567
Faisceau $\in$ vertex	$28.9.10^6$	$\simeq 1$	0.567
$-68.4 < Z_{vtx} < -28.4cm$	$3.36.10^6$	0.116	0.066
$R_{vtx} < 1.6cm$	$1.69.10^6$	0.500	0.033
Impulsion faisceau mesurée	$1.41.10^6$	0.848	0.028
Impact faisceau fibres scintillantes	$1.22.10^6$	0.857	0.024
Projection faisceau dans la cible	$1.22.10^6$	1.00	0.024
$140 < E_\mu < 180$ GeV **	$1.21.10^6$	$\simeq 1$	0.024
Identification muon diffusé	60981	0.050	$1.2.10^{-3}$
Trajectoire : vers *trigger* activé	55527	0.91	$1.1.10^{-3}$
$0.2 < y < 0.8$	35655	0.642	$7.0.10^{-4}$
$Q^2 > 1GeV^2$	2163	0.061	$4.2.10^{-5}$
$Q^2 < 4.5GeV^2$	2041	0.944	$4.0.10^{-5}$
$0.005 < x_{bj} < 0.06$	2023	0.991	$4.0.10^{-5}$
Contient *middle* ou *ladder trigger*	1881	0.930	$3.7.10^{-5}$
"Master" *trigger=middle*	1513	0.804	$3.0.10^{-5}$
Temps dans le *spill*	1379	0.991	$2.7.10^{-5}$

TABLE 5.1 – Réduction de la statistique après les sélections successives pour la diffusion profondément inélastique dans le *run* de référence $79652 - \mu^+$. ** Ces deux étoiles indiquent la référence utilisée dans les tables pour les processus exclusifs.

5.1.3 Discrétisation de l'espace de phases

Les mesures sont réalisées grâce à la reconstruction d'un nombre limité d'évènements. L'espace de phases du processus est discrétisé pour observer les évolutions dans les différentes variables cinématiques. Le nombre et la dimension des pas dépend de la résolution dans l'observable considérée, de la statistique disponible et de l'amplitude des variations entre deux intervalles successifs. Le pas doit être grand devant la résolution pour limiter les effets de migration entre les intervalles et pour contenir un nombre suffisamment important d'évènements afin de réduire les incertitudes statistiques, mais il doit être assez fin pour tenir compte des évolutions des sections efficaces. Les intervalles choisis dans cette étude sont définis tels qu'il sont des sous-intervalles en accord avec le choix des intervalles en Q^2 et x_{bj} des intervalles définis pour pour l'étude de la diffusion Compton profondément virtuelle (voir paragraphe 6.1.1). Ce choix est motivé par le fait que la statistique disponible pour les évènements de diffusion profondément inélastique est plus importante et qu'il est plus simple pour les comparaisons d'utiliser des sous-intervalles. Les bornes des sous-intervalles

sont définies de manière à ce qu'ils soient équidistants en échelle logarithmique, afin d'avoir une statistique comparable dans chacun d'eux. La méthode de division des intervalles est montrée en annexe B.2.

Les intervalles définis pour les corrections en *acceptance* sont plus fins car il est possible à partir des simulations d'augmenter la statistique disponible pour réduire l'incertitude sur la variation d'*acceptance* entre les intervalles successifs. La largeur des intervalles ne peut toutefois pas être infiniment fine et doit rester supérieure à la résolution. Dans les deux variables Q^2 et x_{bj}, respectivement 36 et 48 intervalles équidistants en échelle logarithmique sont définis pour les corrections en *acceptance* de la diffusion profondément inélastique. La table 5.2 indique les bornes en Q^2 et x_{bj} pour la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ et pour la correction en *acceptance*.

	bornes pour F_2	bornes pour l'*acceptance*
Q^2 [GeV^2]	1.00 1.06 1.13 1.20 1.30 1.39 1.50 1.89 2.38 3.00 3.43 3.93 4.50	1.000 1.043 1.087 1.134 1.182 1.232 1.285 1.340 1.397 1.232 1.285 1.340 1.397 1.456 1.519 1.583 1.651 1.721 1.795 1.871 1.951 2.035 2.121 2.212 2.306 2.405 2.507 2.614 2.726 2.842 2.963 3.090 3.221 3.359 3.502 3.652 3.807 3.970 4.140 4.316 4.50
x_{bj}	0.0050 0.0056 0.0063 0.0070 0.0079 0.0089 0.0100 0.0144 0.0208 0.03 0.0378 0.0476 0.06	.005 .00527 .00555 .00584 .00615 .00648 .00682 .00718 .00757 .00797 .00839 .00884 .00931 .00980 .0103 .0109 .0115 .0121 .0127 .0134 .0141 .0148 .0156 .0164 .0173 .0182 .0192 .0202 .0213 .0224 .0236 .0249 .0262 .0276 .0291 .0306 .0322 .0339 .0358 .0377 .0397 .0418 .0440 .0463 .0488 .0514 .0541 .057 .060

TABLE 5.2 – Intervalles en Q^2 et x_{bj} pour l'étude de la diffusion profondément inélastique.

5.2 *Corrections sur les données reconstruites*

5.2.1 Corrections radiatives

Les évènements sont pondérés en fonction de leur cinématique par le taux de contribution des évènements non radiatifs dans la section efficace mesurée. La procédure est explicitée en annexe D. Les poids de chaque évènement sont multipliés par le facteur $\eta(x_{bj}, y)$ permettant d'obtenir des distributions proportionnelles à la section efficace d'échange d'un seul photon $\sigma_{1\gamma}$.

5.2.2 Correction en *acceptance* et à la migration des évènements

L'*acceptance* est la probabilité qu'un évènement, avec une cinématique donnée, soit reconstruit après la propagation des particules dans le spectromètre et sa reconstruction. L'*acceptance* comprend des facteurs tenant compte de la géométrie du spectromètre, de la matière présente sur la trajectoire des particules et des efficacités de tous les détecteurs permettant la reconstruction des traces du processus étudié. Elle peut être déterminée grâce à des données simulées. La simulation des évènements inélastiques utilisée pour cette étude est présentée au paragraphe 2.5.2.
Comme la section efficace de la diffusion profondément inélastique dépend de deux paramètres indépendants, en plus de l'énergie du faisceau, considéré ici comme monoénergétique malgré une dispersion non nulle en énergie ($E = 159 \pm 5$ GeV en 2009), la correction en *acceptance* doit s'exprimer en fonction d'au moins deux variables indépendantes. Dans un intervalle donné ij, l'*acceptance*

est égale à la probabilité p_{ij} qu'un évènement soit reconstruit :

$$A_{ij} = p_{ij} = \frac{N_{ij}^{rec}}{N_{ij}^{gen}}, \tag{5.1}$$

où N_{ij}^{gen} est le nombre d'évènements ayant été générés et N_{ij}^{rec} est le nombre d'évènements reconstruits dans le même intervalle.

Les effets de résolution sont responsables de la variation des valeurs des variables cinématiques associées aux évènements. De ce fait, il est possible qu'un évènement soit reconstruit dans l'intervalle cinématique voisin de celui où il a été généré. Pour tenir compte de cet effet, plusieurs solutions sont envisagées. Il est possible de définir l'*acceptance* à partir des valeurs générées des variables cinématiques et de comparer le nombre d'évènements générés au nombre reconstruits. Dans ce cas l'effet de migration n'est pas inclus dans l'*acceptance* directement et peut l'être à partir d'une matrice contenant les taux de migration d'un intervalle à l'autre. Ceci correspond à la précédente définition de l'*acceptance* notée A. Il est possible de définir une *acceptance* incluant les effets de migration, celle-ci est notée $\mathcal{A}$ dans la suite et cette méthode est utilisée ici.

Dans le premier cas l'*acceptance* A_{ij} contient uniquement la probabilité de reconstruction pour un jeu de variables cinématiques donné. Pour corriger l'effet de migration, il faut définir une matrice de passage entre les intervalles, qui est diagonale dans le cas où il n'y a pas d'effets de résolution. Les éléments de la matrice, $m_{ii'}$ pour une matrice à une dimension, définissent la probabilité de reconstruire dans l'intervalle i un évènement généré dans l'intervalle i'. Lorsque les effets de résolution sont intégrés à la simulation, les éléments non diagonaux de la matrice $m_{ii'}$ définissent les probabilités de reconstruction dans un intervalle voisin, tandis que les éléments diagonaux sont tels que $m_{ii} \leq 1$ car tous les évènements ne sont pas forcément reconstruits dans le bon intervalle. Pour corriger les données de l'*acceptance* en tenant compte des effets de migration, chaque évènement doit donc être pondéré par sa probabilité de reconstruction à une cinématique donnée A_{ij}, c'est à dire l'*acceptance* sans effets de résolution, puis l'évènement doit être corrigé du taux de migration total dans l'intervalle, c'est à dire de la migration vers d'autres intervalles et de la migration des autres intervalles vers celui considéré. Les intervalles étant bidimensionnels, la matrice de transition entre les différents intervalles comporte quatre dimension, deux pour chacune des dimensions et deux pour les espaces des variables générées et reconstruites. Les éléments de matrice sont notés $m_{ij,i'j'}$ pour les intervalles ij dans l'espace des variables reconstruites et les intervalles $i'j'$ dans l'espace des variables générées. En tenant compte des effets d'*acceptance* et de migration des évènements, le nombre d'évènements N_{ij}^{rec} reconstruits dans un intervalle ij, correspondant à ce qui est mesuré, est défini par :

$$N_{ij}^{rec} = A_{ij} \left[N_{ij}^{gen}.m_{ij,ij} + \sum_{i' \neq i}^{dim(i)} \sum_{j' \neq j}^{dim(j)} N_{i',j'}^{gen} m_{ij,i'j'} - N_{i,j}^{gen} m_{i'j',ij} \right], \tag{5.2}$$

où N_{ij}^{gen} correspond au nombre d'évènements effectivement généré dans cet intervalle. Il s'agit de la valeur à extraire pour la mesure de la section efficace. La somme porte sur tous les intervalles dans les deux dimensions ij dans l'espace des variables générées.

Pour intégrer directement les effets de migration dans la définition de l'*acceptance*, celle-ci doit être définie comme la probabilité de reconstruire un évènement dans l'intervalle ij dans l'espace des variables reconstruites, quelque soit l'intervalle dans lequel il a été généré dans l'espace des

variables générées, soit

$$\mathcal{A}_{ij,i'j'} = \sum_{i'}^{dim(i)} \sum_{j'}^{dim(j)} \frac{N_{ij}^{rec}}{N_{i'j'}^{gen}}. \tag{5.3}$$

La valeur de $\mathcal{A}_{ij,i'j'}$ peut être obtenue directement des données simulées à condition d'utiliser pour chaque évènement les variables générées avant la propagation dans le spectromètre et les variables reconstruites après la propagation dans le spectromètre et l'inclusion des effets de résolution sur leurs valeurs. Les évènements reconstruits sont donc pondérées par le facteur $1/\mathcal{A}_{ij,i'j'}$ dans chaque intervalle ij. Les intervalles pour l'*acceptance* étant plus fins que ceux dans lesquels les données sont présentées, la méthode consiste en la pondération des données réelles reconstruites évènement par évènement par le facteur d'*acceptance* dans les sous-intervalles, avant que les évènements pondérés ne soient sommés pour définir le nombre d'évènements reconstruits et corrigés dans les intervalles de présentation des résultats. Cette méthode est similaire à celle consistant à corriger seulement les sous-intervalles et à sommer les valeurs qu'ils contiennent. Soit, pour un intervalle IJ dans lequel les résultats sont présentés (intervalles pour $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$), décomposé pour la correction d'*acceptance* et à la migration des évènements en $N_i.N_j$ sous-intervalles ij, le nombre d'évènements dans les données réelles corrigées, proportionnel à la section efficace, est

$$N_{I'J'}^{vertex} = \sum_{i'=1}^{N_i} \sum_{j'=1}^{N_j} \frac{N_{ij}^{mes}}{\mathcal{A}_{ij,i'j'}}. \tag{5.4}$$

La notation N^{vertex} indique qu'il s'agit de la quantité d'évènements ayant effectivement eu lieu au niveau du vertex tandis que N^{mes} est le nombre d'évènements mesurés dans l'analyse. Le fait que les indices soient notés $I'J'$ pour la quantité d'évènements réels indique qu'il s'agit du nombre d'évènements dans l'espace des variables générées. C'est donc ce nombre d'évènements qui est normalisé ensuite pour obtenir la section efficace.

L'inclusion de la migration entre intervalles dans l'*acceptance* sous-entend que les distributions dans les différentes variables cinématiques avec les valeurs des variables reconstruites des données simulées concordent avec celles des données réelles après la sélection du processus étudié. Les résolutions dans la simulation doivent être réalistes. En effet, les taux de migration doivent être réalistes pour ne pas biaiser la correction, ainsi que la distribution statistique des évènements dans les intervalles. Le réalisme de la simulation est dans ce cas un critère important et il doit être inclus dans l'incertitude systématique associée à la correction en *acceptance*.

La figure 5.1 montre la distribution en Q^2 et x_{bj} des évènements générés et la matrice de la correction en *acceptance* en deux dimensions en fonction de Q^2 et x_{bj}. Les figures 5.2, 5.3 et 5.4 montrent la projection de l'*acceptance* en fonction de x_{bj} dans les intervalles successifs en Q^2. Lorsque l'*acceptance* est déterminée avec un nombre d'évènements reconstruits inférieur à 10, sa valeur est mise à 0 pour limiter les incertitudes et l'intervalle correspondant est rejeté. L'*acceptance* est de l'ordre de 50% dans la plupart des intervalles, et varie peu d'un intervalle à un autre. Elle est dominée par le facteur de couverture géométrique du spectromètre.

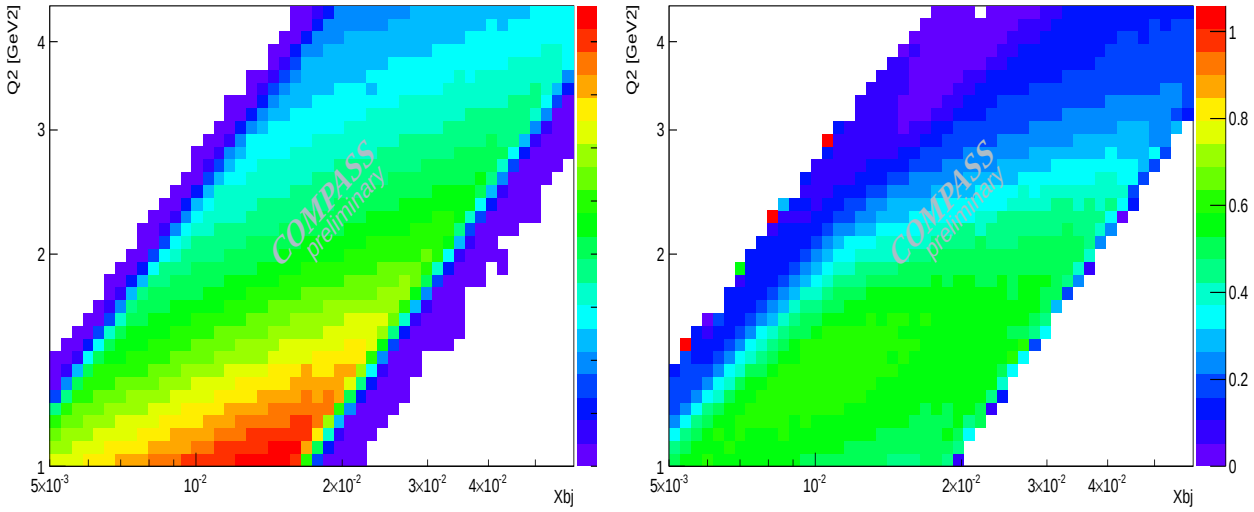


FIGURE 5.1 – A gauche : espace de phases en Q^2 et x_{bj} des évènements inélastiques générés avec LEPTO. A droite : matrice de la correction en *acceptance* selon x_{bj} et Q^2.

5.2.3 Corrections des taux de comptage

Luminosité effective

Les taux de comptage sont normalisés à la luminosité effective qui n'inclue pas la correction du temps mort dû au veto des *triggers*. Celle-ci est appliquée en pondérant chaque évènement par l'inverse du temps de vie du veto en fonction du *run* et du *spill* (voir paragraphe 3.2.1).

Taux d'occupation des détecteurs

Il est montré dans la partie 4.1 une variation des taux de comptage normalisés au flux d'environ 3.5% lorsque l'intensité est divisé par 2.5, lors du changement de charge du faisceau. Cet effet provient de l'occupation des hodoscopes et des autres détecteurs impliqués dans la reconstruction du muon diffusé. En faisant l'approximation d'une dépendance linéaire de la perte d'évènements due aux taux d'occupation, une correction systématique de $(1 - \tau_{pileup}) = 94\% \pm 1\%$ est appliquée aux mesures de sections efficaces avec le faisceau de muons positifs. La correction est telle que $(1 - \tau_{pileup}) = 97.5\% \pm 1\%$ pour les mesures avec le faisceau de muons négatifs.

Efficacité des hodoscopes

L'efficacité des hodoscopes a été étudiée pour les données de 2007 et 2010. En raison de la configuration expérimentale en 2009, cette étude ne peut pas être réalisée pour les données DVCS-2009 et les résultats de 2007 et 2010, compatibles entre eux, sont donc utilisés ici. D'après [95], l'efficacité de détection d'un muon dans un plan du *middle trigger* est de $96\% \pm 2\%$.

Désignation du *trigger* référençant les temps des traces

L'identification du muon diffusé est responsable de la perte de 5% des évènements sélectionnés dans les données réelles et dans les données simulées. Cet effet est pris en compte dans la valeur de

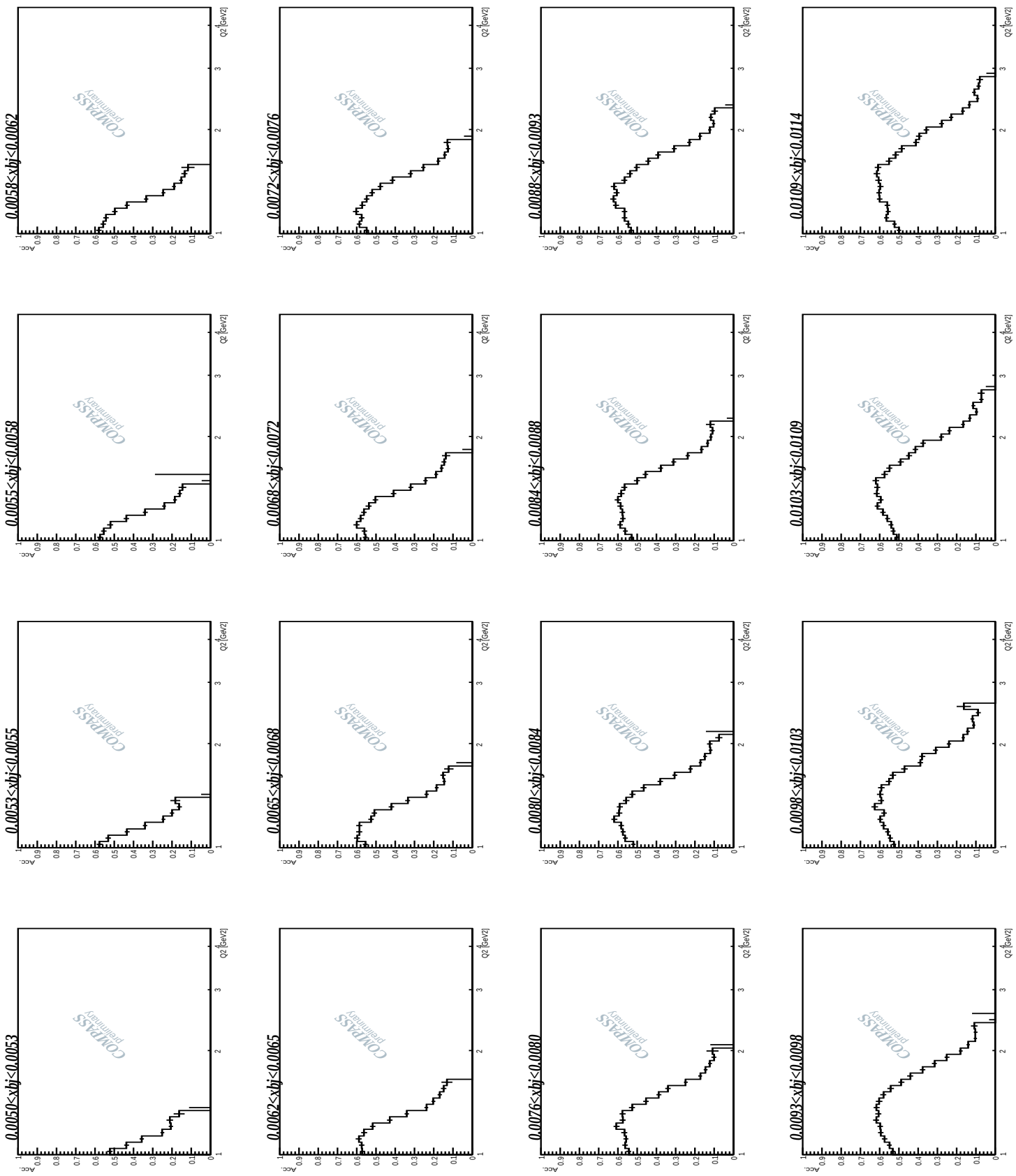


FIGURE 5.2 – Projection de la correction en *acceptance* dans les intervalles en x_{bj} en fonction de Q^2. L'échelle de l'axe des ordonnées est l'*acceptance* sur $[0; 1]$ (1/3).

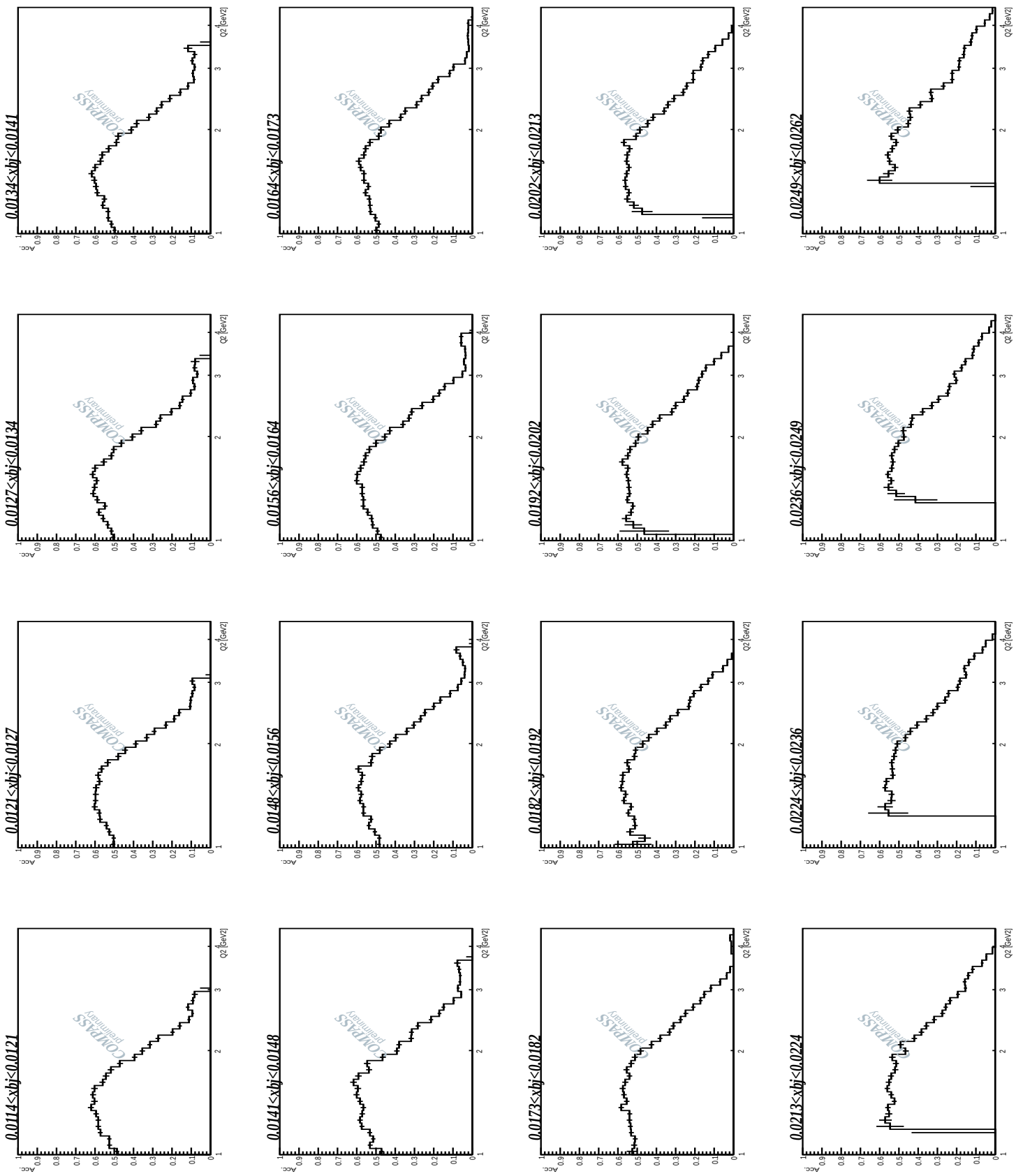


FIGURE 5.3 – Projection de la correction en *acceptance* dans les intervalles en x_{bj} en fonction de Q^2. L'échelle de l'axe des ordonnées est l'*acceptance* sur $[0; 1]$ (2/3).

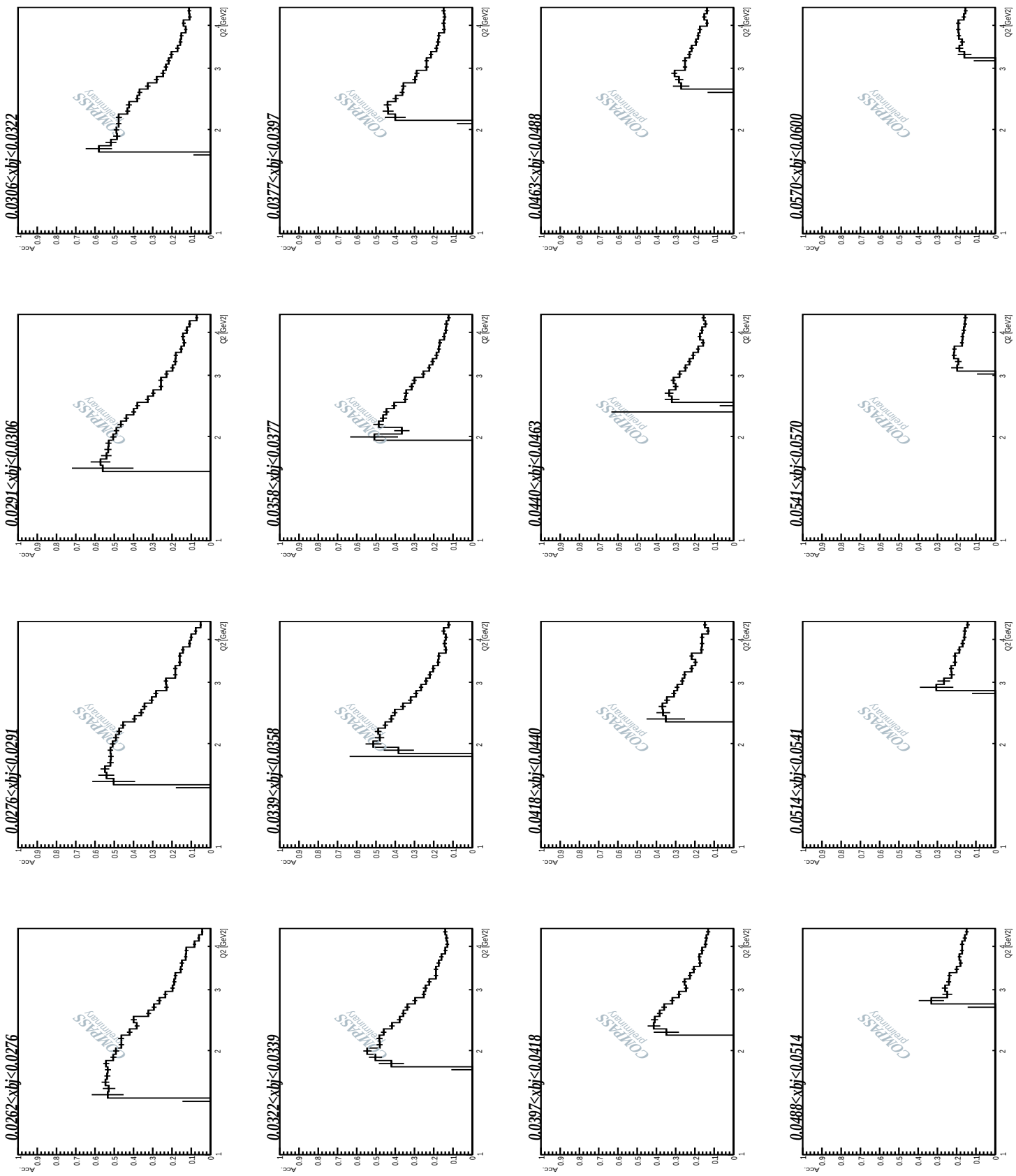


FIGURE 5.4 – Projection de la correction en *acceptance* dans les intervalles en x_{bj} en fonction de Q^2. L'échelle de l'axe des ordonnées est l'*acceptance* sur $[0; 1]$ (3/3).

l'*acceptance*. Il existe toutefois un risque de mésidentification du muon diffusé et du *trigger* ayant déclenché l'acquisition. Comme seul le *middle trigger* est utilisé pour la mesure, la simulation doit prendre en compte les limites de la qualification de *Master trigger* dans le cas où il y aurait plusieurs *triggers* déclenchés. Or, la simulation ne permet pas de connaître quel *trigger* aurait été sélectionné dans ce cas. Une efficacité $\epsilon_{master} = 98\% \pm 1\%$ est associée à la coupure des évènements pour lesquels le *middle trigger* n'est pas le *Master trigger* de l'évènement.

Reconstruction de la trajectoire du muon diffusé

La reconstruction de la trajectoire du muon dans le spectromètre est réalisée grâce aux impacts dans les différents détecteurs. En fonction des efficacités et des taux d'occupation des pistes, certains points ne contribuent pas à la mesure, ce qui contribue à fausser ou à perdre la trajectoire du muon diffusé. L'efficacité globale de reconstruction de la trajectoire associée aux efficacités des différents détecteurs dépend de la redondance de plans de détection dans chaque zone et doit donc être déterminée à partir d'une simulation dans laquelle sont prises en compte toutes les efficacités. Ceci n'est pas fait ici, aussi un facteur de correction globale ϵ_{det} permet de tenir compte de la perte effective de muons diffusés dans les données réelles. Ce facteur est estimé à $\epsilon_{det} = 97\% \pm 3\%$ dans cette étude.

Choix du bon vertex primaire

Au paragraphe 4.2.3, qui traite de l'effet de coincidence entre deux interactions dans la cible, il est montré que cet effet est dépendant du flux. La mésidentification du vertex n'est pas prise en compte dans la simulation et peut conduire à sous estimer les sections efficaces. Cependant l'impact est faible devant les autres incertitudes car la majorité des interactions dans la cible génère des évènements en dehors du domaine cinématique étudié, à $Q^2 < 1$ GeV^2, et, bien qu'un écart de 10% dans la probabilité d'avoir un potentiel second vertex primaire pour les deux charges de faisceau d'intensité différente soit mis en évidence, cet écart n'est pas responsable de la variation des taux de comptage en changeant d'intensité. Aucune correction n'est donc appliquée pour le choix du bon vertex.

Correction à la dimension des intervalles

La section efficace différentielle dans les intervalles en x_{bj} et Q^2 est obtenue en divisant la quantité normalisée d'évènements mesurée dans chaque intervalle par sa largeur ($\Delta x_{bj} \Delta Q^2$). Les valeurs des sections efficaces en fonction de x_{bj} et Q^2 sont corrigées d'un facteur permettant de tenir compte de la dimension de l'intervalle bidimensionnel, qui est réduite après la coupure en y. Pour cela, lorsque la partie analytique de la section efficace est intégrée pour extraire $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$, les pas d'intégration en x_{bj}, Q^2 ne sont pas inclus dans la somme s'ils correspondent à une valeur de y en dehors du domaine sélectionné. Il est possible d'intégrer l'effet de la coupure en y dans l'*acceptance*, mais ceci implique de générer une simulation avec $0 < y < 1$, ce qui nécessite plus de temps de calcul et de gros volumes de fichiers de données.

Bilan des corrections

Une fois les corrections appliquées, la section efficace différentielle mesurée de diffusion profondément inélastique dans un domaine en Q^2, x_{bj} (intervalle $I'J'$ dans l'espace des valeurs des

observables au vertex) peut s'exprimer

$$\left(\frac{\Delta^2\sigma^{DIS}(x_{bj},Q^2)}{\Delta x_{bj}\Delta Q^2}\right)_{I'J'} = \frac{\left(\sum_{i'=1}^{N_{bins}(Q^2)}\sum_{j'=1}^{N_{bins}(x_{bj})}\frac{N_{ij}^{mes}}{\mathcal{A}_{ij,i'j'}}\frac{y_{cut}^{max}-y_{cut}^{min}}{y_{i'j'}^{max}-y_{i'j'}^{min}}\right)\int_{y_{min}}^{y_{max}}\frac{dy}{\eta(x_{bj},y)}}{\mathcal{L}_{eff}\,\tau_{LT}^{veto}\,(1-\tau_{pileup})\,\epsilon_{hodo}\,\epsilon_{det}\,\epsilon_{master}}. \tag{5.5}$$

avec N_{ij}^{mes} le nombre d'évènements mesuré dans l'intervalle ij, N_{bins} le nombre de sous-intervalles dans la variable considérée, $\mathcal{A}_{ij,i'j'}$ la correction en *acceptance* et aux effets de migration dans le sous-intervalle, $\eta(x_{bj},y)$ le facteur de correction radiative, $y_{ij}^{max}, y_{ij}^{min}$ les limites en y dépendant du sous-intervalle en x_{bj} et Q^2 considéré, et $y_{cut}^{max}, y_{cut}^{min}$ les limites en y du domaine cinématique sélectionné. Ce facteur permettant de corriger la section efficace de la coupure en y est en fait inclus dans l'extraction de $F_2^p(x_{bj},Q^2)$ comme explicité au paragraphe 5.2.3 et au moment de la mesure de la section efficace. Il est ajouté dans cette formule pour qu'elle corresponde à la section efficace absolue. Le facteur $(1-\tau_{pileup})$ est la correction aux taux d'occupation du spectromètre, ϵ_{hodo} est l'efficacité de détection et de déclenchement par le *middle trigger*, ϵ_{det} est l'efficacité globale de détection de la trajectoire du muon dans le spectromètre, hors hodoscopes, ϵ_{master} est l'efficacité de la désignation du *middle trigger* comme étant celui référençant les temps des traces et $\mathcal{L}_{eff}\,\tau_{LT}^{veto}$ est la luminosité effective. La table 5.3 indique les valeurs associées à chaque correction.

catégorie	correction	incertitude
Luminosité $\mathcal{L}_{eff}$	-	0.038
veto du *trigger* τ_{LT}^{veto}	~ 0.069	0.02
Corrections radiatives $\eta(x_{bj},Q^2)$	$\sim$ 0.6→1.1	0.02
Acceptance	$\sim$ 20 à 70	selon intervalle
occupation spectro. τ_{pileup}	0.94	0.01
efficacité hodoscopes ϵ_{hodo}	0.96	0.02
"Master trigger" ϵ_{master}	0.98	0.01
efficacité recons. ϵ_{det}	0.97	0.03

TABLE 5.3 – Bilan des corrections et des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace de diffusion profondément inélastique.

5.3 Validation de la simulation

Les distributions des données réelles et simulées sont comparées afin de valider la simulation qui permet d'extraire l'*acceptance*. La figure 5.5 montre que la distribution en Φ_{lab}^{μ} des muons diffusés pour les données après propagation dans le spectromètre est reproduite avec moins de 10% de différence dans la simulation, excepté à l'extrémité de la distribution qui correspond au bord extérieur du *trigger*. Ceci peut mettre en évidence une surestimation de l'*acceptance* à grande valeur de y ou Q^2 correspondant à cette zone du *trigger*. Malgré cet effet, la comparaison de la distribution géométrique des muons diffusés permet de valider sa reconstruction dans la simulation et la description du *trigger*.

La figure 5.6 montre les distributions dans les variables cinématiques, après reconstruction dans le spectromètre, des données simulées (courbes vertes) et réelles (points noirs) et leur rapport.

Les distributions des données simulées dans les variables Q^2, x_{bj} et y sont en accord avec les données réelles, excepté à petit x_{bj}, grand y et grand Q^2 où la description des interactions est moins bonne. Ces différences ont un impact très faible sur l'*acceptance* car elles n'influent que sur les effets de migration entre les intervalles des données reconstruites et l'*acceptance* varie peu d'un intervalle à l'autre. De plus, les différences de taux de reconstruction d'un intervalle à un autre sont faibles devant les incertitudes systématiques.

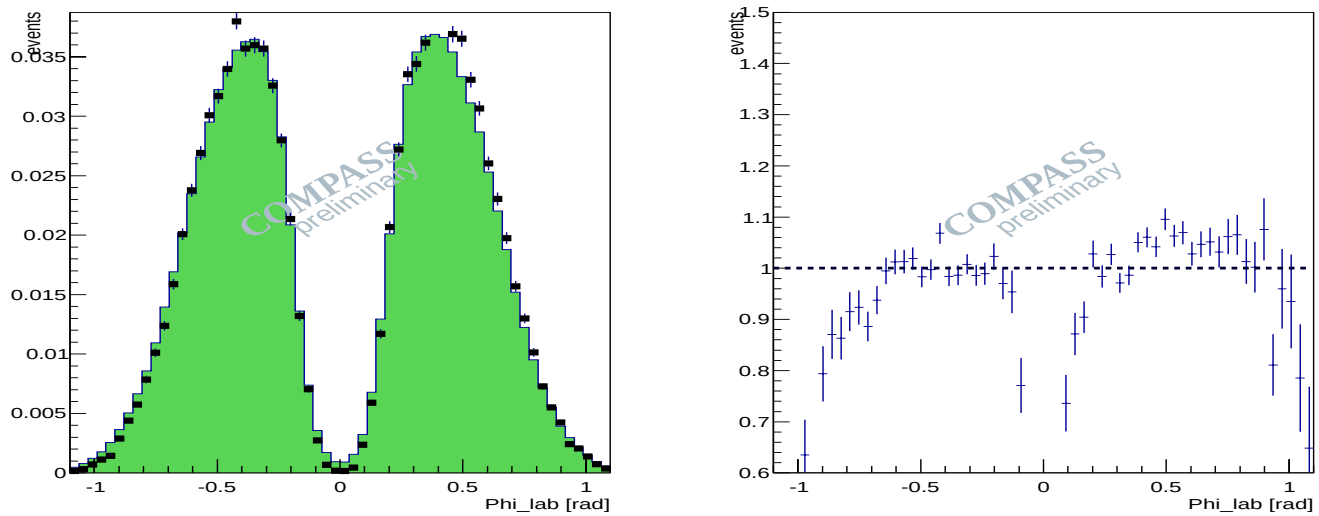


FIGURE 5.5 – A gauche : angle azimutal du muon diffusé, en vert pour les données simulées après propagation dans le spectromètre et en noir pour les données réelles. A droite : rapport des données de l'expérience sur la simulation.

5.4 *Extraction de* $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$

5.4.1 Paramétrage de la section efficace

La section efficace de la diffusion profondément inélastique peut être paramétrée par la fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ (voir équation 1.18). La fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ est alors extraite en intégrant la partie analytique de la section efficace dans un intervalle donné en x_{bj} et Q^2. Les valeurs de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ sont données en fonction des valeurs moyennes pondérées par la forme des distributions de x_{bj} et Q^2 dans chaque intervalle.

Le paramétrage du rapport des sections efficaces d'absorption d'un photon virtuel de polarisation longitudinale et transverse $R(x_{bj}, Q^2)$ est faite à partir de la fonction R1998, qui est une moyenne de trois modèles incluant les données du SLAC (E143) et de NMC (1995) [96]. La figure 5.7 montre la valeur de $R(x_{bj}, Q^2)$ dans un intervalle en x_{bj} en fonction de Q^2. Les valeurs évoluent peu avec x_{bj} dans le domaine étudié. Les résultats obtenus pour $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ sont comparés au paramétrage de NMC-1995 [80], ayant permis de normaliser $R(x_{bj}, Q^2)$ pour l'extension à petits x_{bj} du modèle établit par le SLAC.

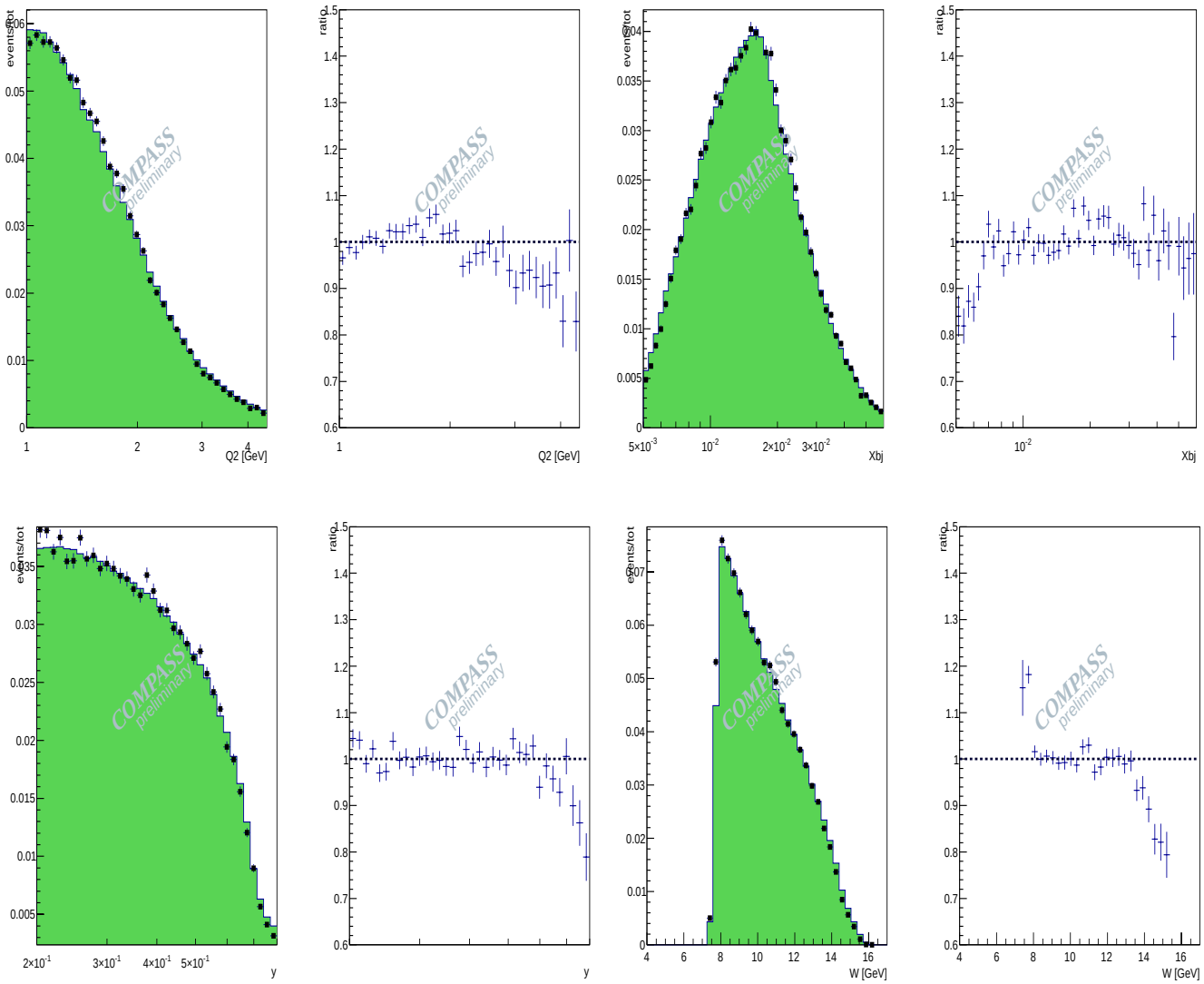


FIGURE 5.6 – Distributions pour les données réelles (points noirs) et simulées (courbes pleines vertes) après reconstruction dans le spectromètre et rapport des distributions des données réelles et simulées (points bleus sur les figures à droite des premières). Les distributions présentées sont les variables, de gauche à droite et de haut en bas : Q^2, x_{bj}, y, et W.

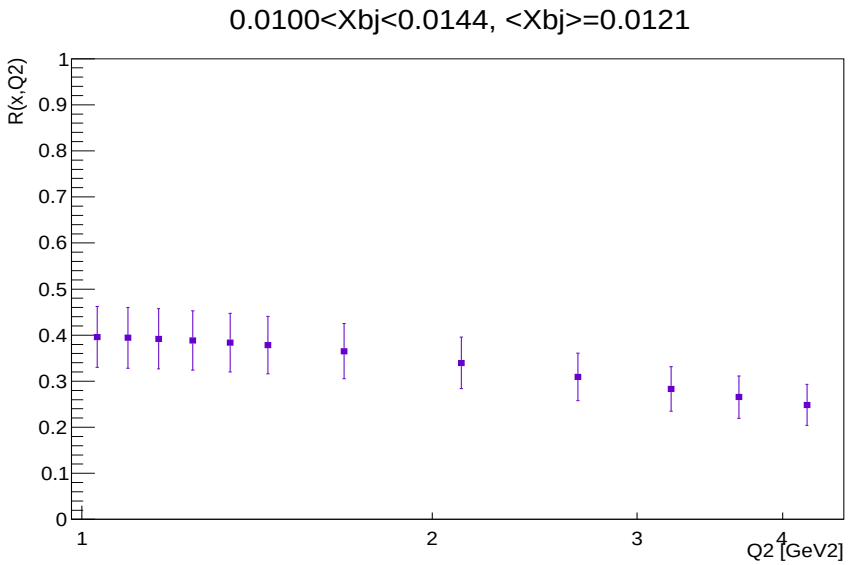


FIGURE 5.7 – Valeur du rapport des sections efficaces d'absorption d'un photon virtuel longitudinal et transverse, $R(x_{bj}, Q^2)$, selon la paramétrisation R1998 [96].

5.4.2 Incertitudes

L'erreur statistique sur la mesure de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ dans chaque intervalle en (x_{bj}, Q^2) est basée sur l'estimation d'une densité de probabilité gaussienne de la distribution des évènements. L'erreur relative est donnée en fonction du nombre d'évènements N par $\frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$.

L'incertitude sur la correction en *acceptance* due à la statistique générée est aussi basée sur l'approximation d'une distribution gaussienne. L'équation B.8 établie en annexe B.1 donne une incertitude pour la correction d'*acceptance* telle que

$$\delta\mathcal{A} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N^{gen}-1}}, \tag{5.6}$$

avec N^{gen} le nombre d'évènements générés et $\epsilon = \frac{N^{rec}}{N^{gen}}$ le taux de reconstruction dans l'intervalle considéré.

L'incertitude sur la correction radiative $\delta\eta(x, y)$ est de 2%, d'après [97] qui compare deux schémas de corrections radiatives dans un domaine cinématique proche de celui considéré.

L'incertitude sur la valeur de $R(x_{bj}, Q^2)$ est négligée car il s'agit d'un terme correctif pour tenir compte de la radiation de gluons par les quarks, or dans le domaine cinématique sélectionné l'impact de cette correction est faible. La comparaison des résultats de la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ avec une valeur de $R(x_{bj}, Q^2)$ non nulle (carrés noirs) ou nulle (carrés gris ouverts) indique que l'effet de la correction est toujours inférieur aux incertitudes (figure E.3).

Les incertitudes statistiques et systématiques sont considérées comme indépendantes et sont ajoutées en quadrature de manière à définir l'incertitude totale dans l'intervalle considéré. Les valeurs des erreurs systématiques sont données dans la table 5.3 à la partie 5.2.3.

Les incertitudes sur les valeurs moyennes $< x_{bj} >$ et $< Q^2 >$ sont de la forme

$$\delta < Q^2 >_{ij} = \frac{\sigma_{ij}(Q^2)}{\sqrt{N_{ij}}}, \tag{5.7}$$

où $< Q^2 >_{ij}$ est la valeur moyenne de Q^2 pondérée en fonction de la forme de la distribution dans l'intervalle, $\sigma_{ij}(Q^2)$ sa résolution et N_{ij} le nombre d'évènements dans l'intervalle considéré.

5.4.3 Résultats de la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$

Les figures 5.8 et 5.9 (et les figures E.3 et E.4 en annexe) montrent les résultats de la mesure de $F_2^P(Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj}. Les valeurs numériques sont données en annexe dans la table E.1. Les valeurs de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ mesurées sont comparées au paramétrage de NMC-1995. En annexe E.3 la mesure est comparée avec d'autres paramétrages et avec les points expérimentaux des expériences NMC et E665, datant d'entre 1991 et 1997. La mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ réalisée avec le faisceau de muons négatifs est présentée en annexe E.1.

La paramétrisation de NMC-1995 est proche des données dans les limites des incertitudes statistiques et systématiques pour les valeurs de $Q^2 < 2$ GeV^2 environ. Au delà, l'*acceptance* est surestimée. L'objectif de cette étude est de valider la normalisation des processus exclusifs pour lesquels les erreurs statistiques sont importantes à grand Q^2. De ce fait, l'effet systématique observé ici, qui implique une sous-estimation des sections efficaces mesurées, pourra être inclus dans l'incertitude pour le cas des processus exclusifs. Il est choisi dans cette étude de ne pas corriger les sections efficaces afin de ne pas inclure de dépendances à un modèle dans les mesures.

Les écarts observées par rapport au paramétrage et l'effet de sous-estimation de la section efficace à grand Q^2 ont été déjà observés dans une précédente analyse [98]. La statistique disponible permettait de comparer les mesures dans différentes périodes mais un facteur de correction avait dû être inclus dans la mesure pour tenir compte du taux de veto, non mesuré au moment de cette analyse, et de l'efficacité de reconstruction de la trace du muon diffusé. La comparaison période par période des mesures a montré une variation de la valeur de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ au cours du temps pouvant atteindre 30% et une sous-estimation à grand Q^2 en comparaison avec les prédictions. Le seuil à partir duquel $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ est sous-estimé n'est pas le même dans toutes les périodes. Cet effet n'a pas été expliqué. Ceci peut être interprété comme une variation d'efficacité d'un détecteur.

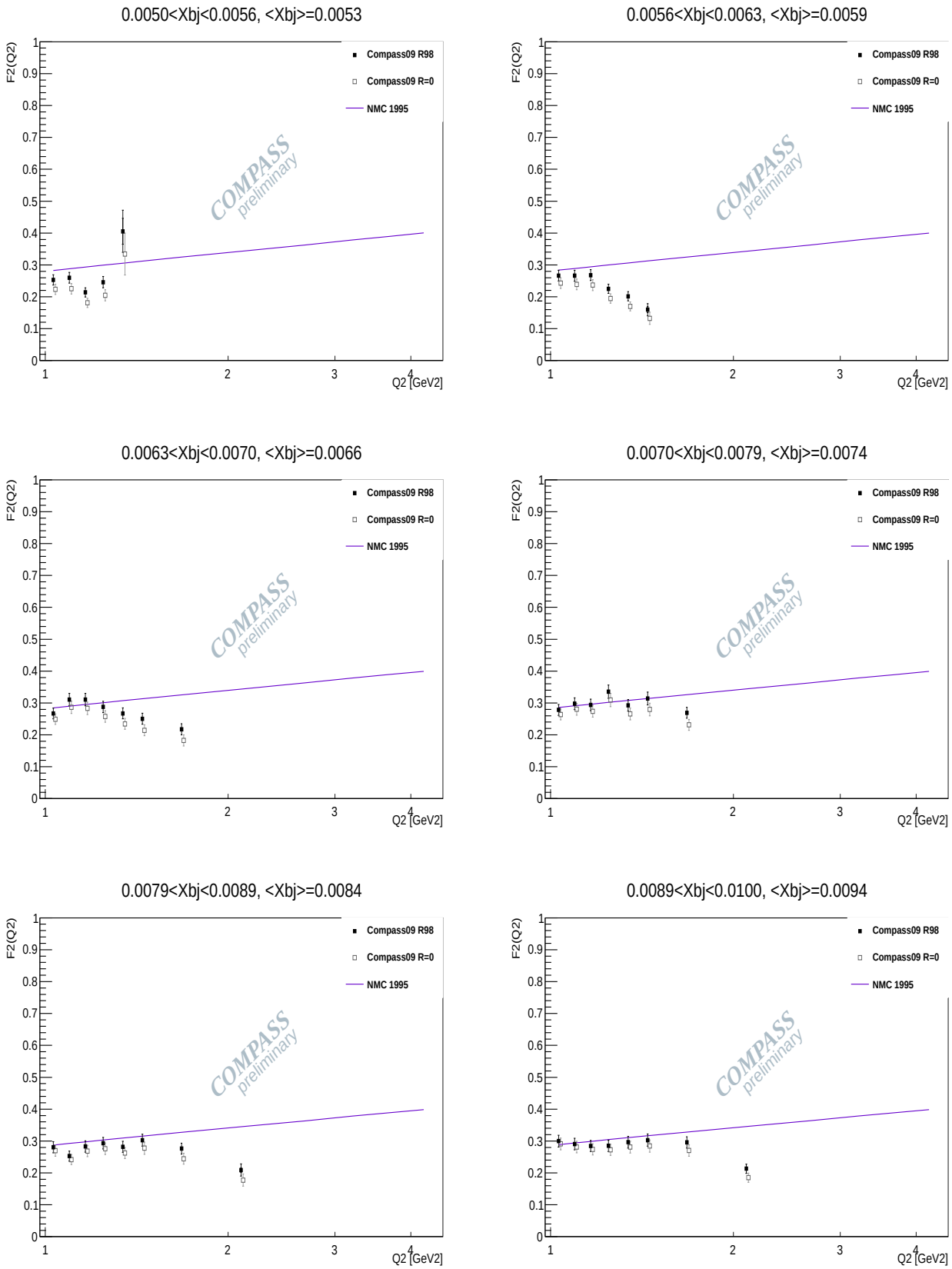


FIGURE 5.8 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2, avec R=$\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$=R1998 (paramétrisation du SLAC) (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 (courbe violette).

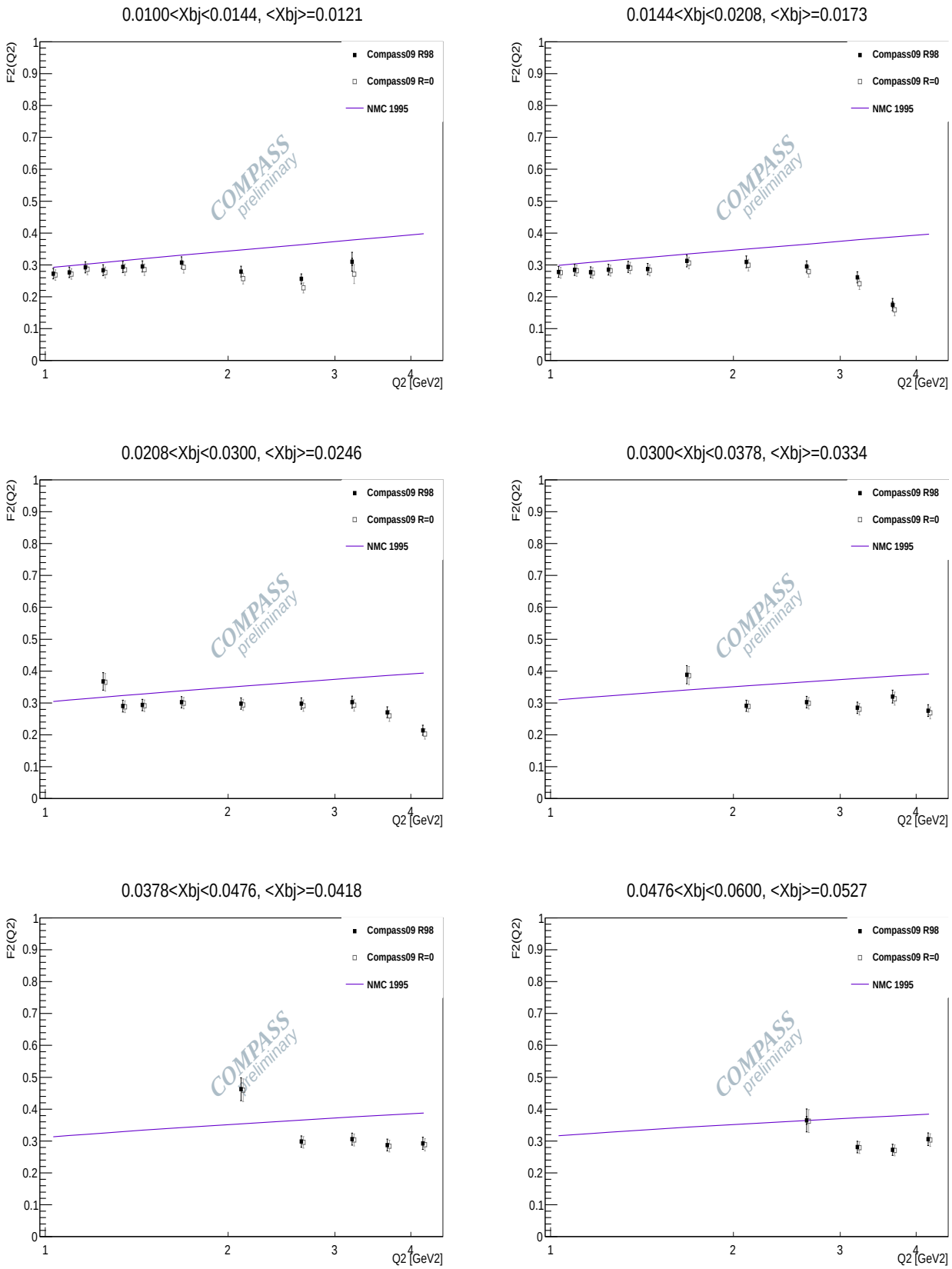


FIGURE 5.9 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2, avec R=$\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$=R1998 (paramétrisation du SLAC) (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 (courbe violette)

5.4.4 Conclusion sur la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$

La mesure réalisée dans ce chapitre montre qu'il est possible de mesurer la fonction de structure $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans un certain domaine en x_{bj} et Q^2. Ceci valide la méthode de mesure des sections efficaces, la valeur de la luminosité intégrée et la description des parties du spectromètre COMPASS impliquées dans la reconstruction des muons incident et diffusé. Cette étude a également permis d'évaluer les effets systématiques intervenant dans la reconstruction des muons.

Les efficacités des différents détecteurs impliqués dans la reconstruction des traces chargées doivent être incluses dans la simulation pour les prochaines analyses dans lesquelles des sections efficaces seront mesurées. Certaines surfaces de détecteurs devront aussi être limitées en coupant leurs parties externes afin d'éviter de trop grandes différences des taux de comptage sur les bords entre les données réelles et simulées. Un travail de simulation et d'analyse doit encore être effectué pour la normalisation des sections efficaces telle que prévue dans la proposition d'expérience.

L'écart avec la valeur attendue d'après les prédictions à grand Q^2 n'a pas fait l'objet d'une correction pour ne pas introduire dans l'analyse de facteur dépendant d'un modèle. Aussi, les incertitudes sur les sections efficaces mesurées à grand Q^2 pour les processus exclusifs doivent être augmentées de 10% à 20% selon les intervalles dans le sens d'une augmentation de la section efficace mesurée.

Chapitre 6

Sections efficaces de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre

Sommaire

6.1 Sélection des données **102**
6.1.1 Domaine cinématique et discrétisation de l'espace des phase 102
6.1.2 Proton de recul 104
6.1.3 Sélection du photon 105
6.1.4 Définition des variables d'exclusivité 106
6.1.5 Coupures d'exclusivité 108
6.1.6 Réductions 113
6.2 Validation des simulations **115**
6.2.1 Production exclusive d'un photon 115
6.2.2 Production exclusive d'un pion neutre 115
6.3 Corrections sur les données reconstruites **115**
6.3.1 Corrections aux taux de comptage 115
6.3.2 Correction d'*acceptance* et de migration des évènements 117
6.4 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un photon **123**
6.4.1 Evènements semi-inclusifs 123
6.4.2 Production exclusive d'un pion neutre 123
6.4.3 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible 126
6.4.4 Production associée de pion 127
6.5 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un pion neutre . . **127**
6.5.1 Evènements semi-inclusifs 127
6.5.2 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible 127
6.6 Sections efficaces **129**
6.6.1 Incertitudes 129
6.6.2 Section efficace de production exclusive d'un photon 131
6.6.3 Section efficace de production exclusive d'un pion neutre 136
6.7 Conclusion **138**

Ce chapitre présente l'analyse de la diffusion Compton profondément virtuelle et de la production exclusive de pion neutre avec les données DVCS-2009. Les sections efficaces sont mesurées et les bruits de fond sont évalués grâce aux simulations. La comparaison est faite entre les taux de comptage prédits par les modèles et ceux mesurés.

6.1 Sélection des données

Les évènements candidats aux deux réactions étudiées, la production exclusive d'un photon ou d'un pion, $\mu P \to \mu' P' \gamma$ (ou π^0) sont sélectionnés. Le pion neutre décroît dans 99% des cas en deux photons selon $\pi^0 \to \gamma\gamma$ et il est étudié ici dans ce canal. Il a une durée de vie de $8.4\ .10^{-17} s$ [99] et ne se propage donc pas dans la cible. Il est reconstruit à partir de la détection des photons. L'état final pour les deux réactions doit donc comporter le muon diffusé, le proton et un ou deux photons. Seule la trajectoire du muon diffusé est reconstruite dans le spectromètre. Les photons sont arrêtés dans un des deux calorimètres électromagnétiques. La trajectoire des photons n'est pas reconstruite car il s'agit d'une particule neutre. La position et l'énergie déposée dans le calorimètre permettent de définir le quadrivecteur associé au photon à partir de la trajectoire entre le point d'impact et le vertex. Le proton est détecté dans le détecteur de recul et de même que pour le photon, la projection de sa trajectoire dans la cible au niveau du vertex permet de définir son quadrivecteur. Le vertex de l'évènement est donc uniquement défini par les traces des muons incident et diffusé. Il s'agit d'un cas particulier de diffusion profondément inélastique où l'état final est entièrement reconstruit. Les sélections sur les traces des muons sont donc les mêmes que celles exposées au paragraphe 5.1.1. Comme l'état final est entièrement résolu, il est possible de limiter la perte de statistique en utilisant des sélections moins conservatives que dans le cas inclusif. Ceci est rendu possible par le fait que les critères d'exclusivité de la réaction permettent de réduire une partie du bruit de fond. Les conditions d'identification du muon diffusé sont moins restrictives ici : la condition est d'avoir seulement une trace chargée dans le spectromètre et que le *middle trigger* ait été activé.

6.1.1 Domaine cinématique et discrétisation de l'espace des phase

Les contraintes sur le choix du domaine cinématique en Q^2, y et x_{bj} sont similaires à celles définies au paragraphe 5.1.1. Des efforts sont menés pour élargir la couverture cinématique à petit y dans le cadre de l'étude des processus exclusifs car c'est dans cette zone que la majeure partie du signal de DVCS est attendue (voir paragraphe 1.6.2). La coupure en y appliquée ici est donc plus large que dans le cas inclusif pour la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$. La borne inférieure en y est imposée par la fiabilité de l'algorithme de reconstruction des traces, par la limite en couverture du *middle trigger* et la résolution en x_{bj}. Les évènements sont sélectionnés si $y \in [0.05, 0.9]$. Dans le domaine en Q^2 et x_{bj} choisi, cette coupure n'aurait pas d'impact si les effets de résolution n'étaient pas pris en compte. Elle est appliquée car, par effet de résolution, des évènements pourraient être reconstruits avec une valeur de y hors des bornes de la coupure. La statistique disponible ne permet pas d'évaluer l'impact de cette coupure.

Quatre intervalles en $(Q^2;\ x_{bj})$ sont choisis. Les bornes proviennent du domaine dans lequel la fonction de structure $F_2^p(x, Q^2)$ a pu être normalisée. Ces intervalles sont indiqués dans la suite du texte par leur numéro "intervalle (n)". Ils sont tels que :

1. $x_{bj} \in [0.005; 0.007[$ et $Q^2 \in [1; 1.2\ GeV]$

2. $x_{bj} \in [0.007; 0.01[$ et $Q^2 \in [1; 1.5\, GeV]$
3. $x_{bj} \in [0.01; 0.03[$ et $Q^2 \in [1; 2.5\, GeV]$
4. $x_{bj} \in [0.03; 0.06[$ et $Q^2 \in [1; 4.5\, GeV]$

Les sections efficaces mesurées dépendent du transfert d'impulsion t, pouvant être défini à partir du proton par $t = (P - P')^2$, avec P et P' les impulsions du proton avant et après la diffusion. Comme la mesure de t est faite à partir de la détection du proton de recul, les limites du domaine d'analyse en t sont définies par l'acceptance géométrique du détecteur de recul et par le seuil en énergie pour que le proton sorte de la cible et atteigne les deux couches de scintillateurs. A trop faible valeur de $|t|$, le proton n'atteint pas les deux couches du détecteur. La limite maximale en $|t|$ est fixée par la résolution qui s'élargit proportionnellement à $|t|$. Aussi les limites sont fixées à $t \in [-0.8, -0.06\,\text{GeV}^2]$. A $-t = 0.8\,\text{GeV}^2$, la résolution sur t est d'environ 25%. Les protons peuvent être identifiés pour des valeurs de $\beta \simeq 0.4$. Au delà il n'est pas possible de les distinguer des pions par la perte d'énergie **[?]**. L'identification se fait donc avec les coupures de l'analyse, à partir des caractéristiques du quadrivecteur auquel la masse associée est celle du proton.

La largeur des intervalles en t et Φ est définie par rapport à la statistique disponible, en conservant un nombre d'intervalles suffisant pour distinguer des évolutions dans les sections efficaces. L'espace des phases est divisé en 10 intervalles linéaires en Φ, tels que $-180 < \Phi < 180^0$. La plupart des distributions sont présentées avec un seul intervalle en t, tel que $t \in [-0.8, -0.06]$ GeV^2. Dans certaines figures deux intervalles en t sont présentés. Leurs bornes sont alors telles que $-t = [0.06; 0.2; 0.8]$ GeV^2.

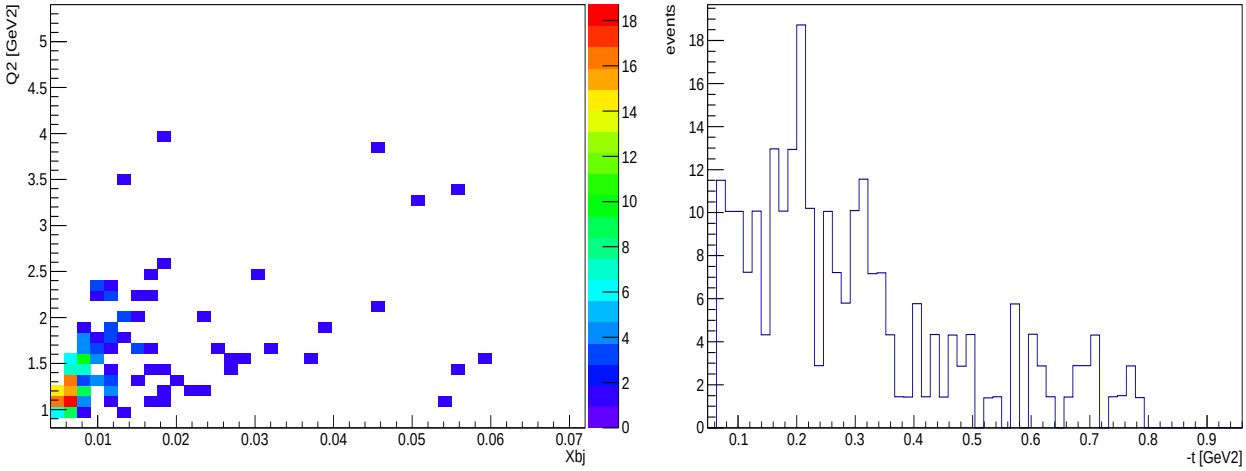


FIGURE 6.1 – Espace des phases en fonction de Q^2 et x_{bj} (à gauche) et de t (à droite) pour les données de production exclusive d'un photon sélectionnées.

La figure 6.1 montre la distribution en fonction de Q^2, x_{bj} et t des évènements de production exclusive de photon sélectionnés. La figure 6.2 montre la distribution en fonction de Q^2 et y dans les données réelles et simulées après la propagation dans le spectromètre et les coupures. Deux zones de plus forte densité sont distinguables dans la distribution des données simulées. A petite valeur de y, la contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle est relativement plus importante tandis qu'à plus grande valeur de y, la contribution du Bethe-Heitler est dominante (voir paragraphe 1.6.2). La forme de la distribution est affectée par les effets de coupure et

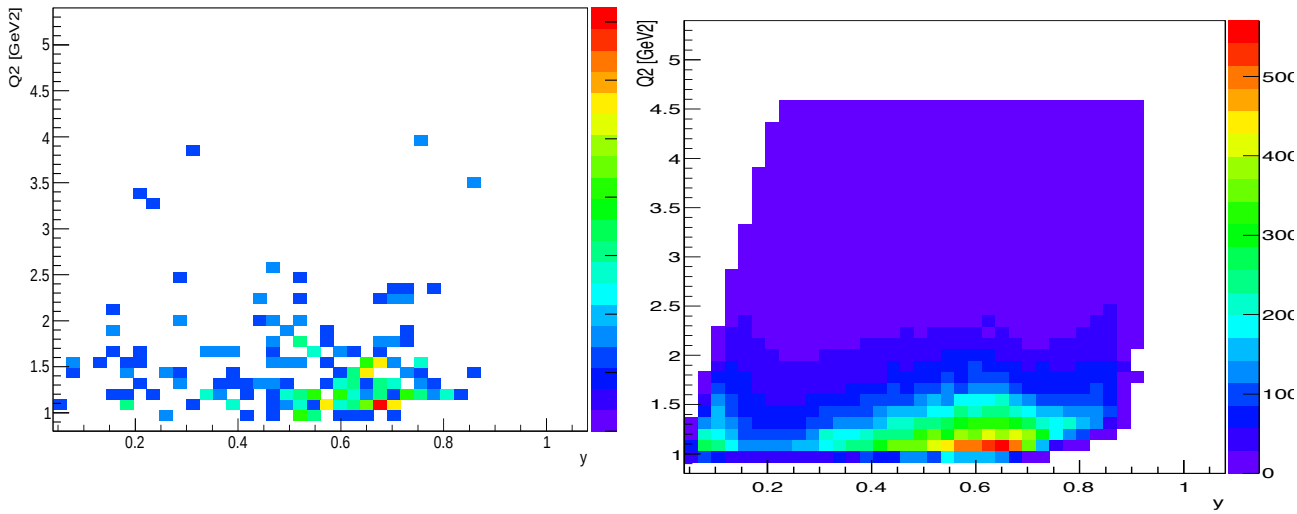


FIGURE 6.2 – Distribution en Q^2 en fonction de y, des données réelles (à gauche) et simulées après la propagation dans le spectromètre et les coupures (à droite).

d'*acceptance* du spectromètre. Le fait qu'il y ait moins d'évènements à grand y vient de l'*acceptance* du *middle trigger*. Après la propagation dans le spectromètre et les coupures, une coupure diagonale apparaît. Elle provient de la coupure en x_{bj}, qui est corrélée à y et Q^2 ($x_{bj} = \frac{Q^2}{2.M_P.E_{mu}.y}$). Le seuil autour de $y \sim 0.05$ vient de la détection du photon. L'énergie du photon étant corrélée à y, le muon doit perdre suffisament d'énergie au cours de la diffusion pour que le photon soit détecté.

6.1.2 Proton de recul

Le proton de recul est détecté dans le détecteur RPD, présenté au paragraphe 2.3.6. Environ la moitié des évènements présentent au moins une trace dans le détecteur. Les évènements sont sélectionnés lorsqu'il n'y a qu'une seule trace reconstruite dans le détecteur, ce qui correspond à environ 45% de la statistique.

De 15% à 20% des évènements ayant au moins une trace dans le RPD ont deux traces candidates à être le proton de recul. Dans 3 cas sur 4, les deux traces candidates ont un point d'impact en commun dans une des deux couches de scintillateurs. L'étude de l'exclusivité montre que conserver ces évènements en choisissant une des deux traces augmente de façon importante le bruit de fond sans augmenter le signal. Le point d'impact supplémentaire par rapport à la configuration où il n'y aurait qu'une seule trace possible peut provenir soit d'une autre particule, soit de l'occupation du détecteur. Les traces assimilées à des protons auraient alors une relativement grande impulsion transverse. La simulation Monte-Carlo ne prévoyant pas la possibilité d'avoir deux traces au lieu d'une pour un proton dans le RPD, cet effet est inclu dans l'efficacité de reconstruction d'une trace de proton par le détecteur.

La projection de la trace du proton au niveau de la cible doit coincider avec la position du vertex primaire de l'évènement. La coupure $|\Delta Z| = |Z_{vtx} - Z_{proj}| < 10$ cm, avec Z_{vtx} la coordonnée longitudinale du vertex primaire et Z_{proj} la projection du proton de recul dans la cible, permet de garantir l'origine de la trace. La résolution sur la position du vertex à partir du proton de recul est $\delta Z = 10$ cm. Après la coupure sur ΔZ, il n'est plus nécessaire d'assurer une coupure sur la

coincidence en temps des traces. Le fait que l'information associée au détecteur de recul est enregistrée dans le temps d'ouverture du *trigger* est suffisant pour garantir que la trace appartient au bon évènement [87].

Les impulsions mesurées sont corrigées de la perte en énergie dans la cible pour des valeurs avant correction telles que $0.2 < P < 0.6$ GeV/c. Au delà de 0.6 GeV les pertes d'énergie sont inférieures à 1%. En dessous de 0.2 GeV/c, le proton n'a pas assez d'énergie pour être détecté. Pour les mêmes raisons que celles énoncées au paragraphe 6.1.1 pour le choix du domaine en t, les protons sont conservés si leur impulsion transverse est telle que $0.25 < P_T^{recoil} < 1$ GeV.

La correction de l'efficacité du détecteur de recul dans la simulation (paragraphe 4.3.2) implique une coupure en impulsion transverse prédite pour le proton P_T^{equiv}, à partir des traces du photon et du muon diffusé. La sélection est $0.2 < P_T^{eq} < 1$ GeV.

6.1.3 Sélection du photon

La détection des photons est assurée par les deux calorimètres ECAL1 et ECAL2 (décrits au paragraphe 2.3.7). Le photon est détecté grâce à sa gerbe électromagnétique dans les calorimètres. La coincidence en temps du photon avec les traces chargées de l'évènement considéré est garantie par une coupure à ± 2.4 ns si le photon est détecté dans ECAL1 et à ± 2.9 ns si le photon est détecté dans ECAL2. Cette sélection permet d'éliminer une partie du bruit fortuit dans les cellules. Ensuite, seuls les évènements n'ayant qu'un seul ou deux candidats à être un photon sont conservés.

Pour l'étude de la production exclusive d'un photon, un seul photon est requis. Son énergie doit être supérieure à 5 GeV si le photon est vu dans ECAL1 et supérieure à 10 GeV si le photon est vu dans ECAL2. Ces seuils sont proches de l'énergie minimale que peut avoir un photon provenant d'un évènement exclusif au niveau des deux calorimètres électromagnétiques.

Pour le cas de la production exclusive d'un pion neutre, un nombre exact de deux photons dans les deux calorimètres électromagnétiques est requis. Il n'est pas possible de sélectionner des évènements avec un nombre de photons détectés supérieur, même s'il s'agit de bruit dans les cellules, car il serait possible de surestimer la quantité de pions neutres produits en cas de mauvais appariement des deux photons, ou d'appariement statistiquement biaisé par une requête sur la masse de π^0. Les seuls évènements conservés sont ceux pour lesquels les deux photons sont dans ECAL1 car après toutes les coupures, aucun évènement de production exclusive de pion neutre n'a été reconstruit pour deux photons dans ECAL2. Il serait possible avec plus de statistique d'intégrer ce calorimètre dans l'analyse. Les évènements sont sélectionnés si la somme des énergies des deux photons est supérieure à 5 GeV et si la masse invariante du système des deux photons $M_{\gamma\gamma}$ est telle que $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0} \pm 35$ MeV, avec $M_{\pi^0} = 135$ MeV [99]. La largeur de la distribution en masse provient de la résolution du calorimètre électromagnétique à la masse du π^0, qui est d'environ 10 MeV dans ECAL1 [100].

Les évènements sont rejetés lorsque la position moyenne du photon reconstruit est située sur une cellule indiquée comme défectueuse ou située en bordure d'*acceptance* géométrique (voir paragraphe 4.3.3). L'énergie du *cluster* et la trajectoire correspondant à la projection du photon ou du pion au niveau du vertex primaire de l'évènement permettent de définir le quadrivecteur du photon ou pion diffusé.

6.1.4 Définition des variables d'exclusivité

Les critères d'exclusivité permettent de contraindre le nombre de particules de l'état final. Celui-ci ne doit être constitué que d'un proton, un muon et un ou deux photons. Les variables d'exclusivité sont corrélées, ce qui permet de surcontraindre l'état final pour optimiser la réjection du bruit de fond.

Bilan en énergie et en masse manquante

Le bilan en énergie et en masse manquante est réalisé à partir de la définition du quadrivecteur "undet" dont les composantes sont nulles dans le cas d'un évènement exclusif. Il correspond à tout ce qui n'aurait pas été détecté dans le système. Ce quadrivecteur est défini pour la production exclusive de photon (ou de pion) par

$$\text{“undet”} = \mu P - \mu' P' \gamma \quad (ou\, \pi^0). \tag{6.1}$$

Sa masse au carré M^2_{undet} et son énergie E_{undet}, nulles pour le cas d'un évènement exclusif, définissent la masse et l'énergie manquante de l'évènement.

Bilan en impulsion

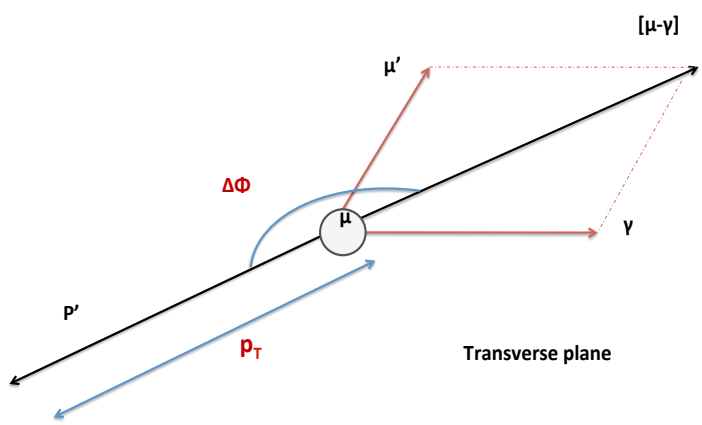


FIGURE 6.3 – Illustration des impulsions dans le plan transverse au faisceau

La conservation de l'impulsion permet de définir deux observables supplémentaires. L'impulsion et la direction du proton de recul sont mesurées à partir du détecteur de recul. L'état final comprend également un photon (ou un pion) et un muon diffusé. En se plaçant dans le repère où le proton est au repos avant l'interaction et où le muon incident est selon l'axe Z du laboratoire, la projection des vecteurs impulsions de l'état final dans le plan transverse au faisceau donne pour les trois particules f de l'état final la relation $\sum_{f=1}^{3} \vec{P_{T,f}} = \vec{0}$. Ceci permet de définir la variable ΔP_T, telle que

$$\Delta P_T = ||\vec{P_T}(\vec{P'})|| - ||\vec{P_T}(\vec{\gamma} + \vec{\mu'})|| = 0. \tag{6.2}$$

La conservation angulaire donne la variable

$$\Delta\phi = \phi(\vec{P'}) - \left(\phi(\vec{\gamma} + \vec{\mu'})\right) \pm \pi = 0. \tag{6.3}$$

Dans le cas de l'étude de la production exclusive de pion neutre, la particule π^0 remplace la particule γ dans les définitions précédentes.

Angles de diffusion

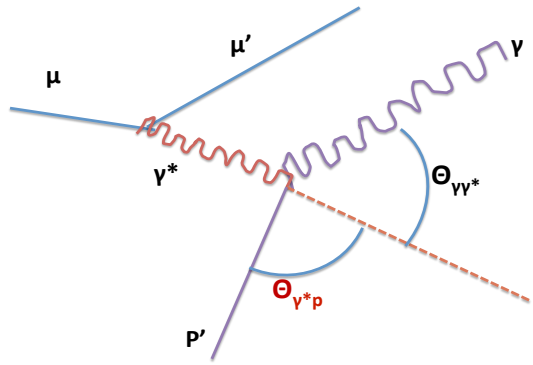


FIGURE 6.4 – Illustration des angles de diffusion pour la réaction $\gamma^* P \to \gamma P'$.

Il est possible de prédire l'angle d'ouverture $\theta_{\gamma^* P}$ entre le photon virtuel et le proton en écrivant les relations entre les quadrivecteurs de la réaction $\gamma^* P \to \gamma P'$ (ou $\gamma^* P \to \pi^0 P'$) qui est une réaction à deux corps (figure 6.4). L'angle $\theta_{\gamma^* P'}$ peut être déterminé de plusieurs manières. Il est mesuré en connaissant la direction du photon virtuel et en mesurant l'angle de diffusion du proton θ_P à l'aide du détecteur de recul. Il est alors noté $\theta^{mes}_{\gamma^* P'}$. L'angle peut être calculé à partir des quadrivecteurs des muons qui définissent les variables x_{bj} et Q^2, caractérisant la direction du photon virtuel, et en mesurant le transfert d'impulsion t. Ce dernier peut-être mesuré à partir du proton de recul ou du photon (ou du π^0). Deux valeurs d'angle dépendant de la résolution sont alors calculables. Il est choisi ici d'utiliser la valeur de t obtenue avec la trace du proton de recul pour laquelle la résolution est moins large à grand x_{bj}. L'angle obtenu par le calcul avec les variables cinématiques est noté $\theta^{pred}_{\gamma^* P'}$ [101]. Pour la production exclusive d'un photon ($\gamma^* P \to \gamma P'$), $cos\theta^{pred}_{\gamma^* P'}$ s'exprime

$$\cos\theta^{pred}_{\gamma^* P'}(\gamma^* P \to \gamma P') = \frac{2\, x_{bj}\, M_P^2}{\sqrt{-t\left(4M_P^2 - t\right)\left(1 + \frac{4M_P^2 x_{bj}^2}{Q^2}\right)}} \left(1 - \frac{t}{Q^2}\left(1 + \frac{Q^2}{2M_P^2 x_{bj}}\right)\right), \tag{6.4}$$

et pour la production exclusive d'un méson, ici le pion ($\gamma^* P \to \pi^0 P'$) l'expression est

$$\cos\theta^{pred}_{\gamma^* P'}(\gamma^* P \to \pi^0 P') = \frac{2\, x_{bj}\, M_P^2\, (M_{\pi^0}^2 - t) - Q^2\, (t - 2\, x_{bj}\, M_P^2)}{x_{bj}\, M_P^2 \sqrt{-t\, Q^2\, (4 - \frac{t}{M_P^2})\left(4 + \frac{Q^2}{x_{bj}^2 M_P^2}\right)}}. \tag{6.5}$$

La valeur de $cos\theta^{pred}_{\gamma^* P'}$ est comparée à $cos\theta^{mes}_{\gamma^* P'}$, qui est l'angle mesuré à partir du quadrivecteur du proton de recul. La cinquième variable utilisée pour définir l'*exclusivité* est $\Delta\cos\theta_{\gamma^* P'}$ (notée dans la suite $\Delta\cos\theta$) qui est définie dans le cas d'un évènement exclusif par

$$\Delta\cos\theta = \cos\theta^{mes}_{\gamma^* P'} - \cos\theta^{pred}_{\gamma^* P'} = 0. \tag{6.6}$$

Cette variable caractérise la corrélation entre le transfert d'impulsion t et l'angle de diffusion du proton θ_P.

6.1.5 Coupures d'exclusivité

Les courbes de la figure 6.5 comparent les distributions dans les variables d'exclusivité pour les évènements sélectionnés respectivement de production exclusive d'un photon ou d'un pion neutre (en noir) aux distributions des données simulées (en rouge pour le photon ou en vert pour le π^0). Pour chaque distribution présentée, les trois (ou quatre pour la distribution en E_{undet}) autres coupures d'exclusivité sont appliquées. La surdétermination et la complémentarité des sélections fait que le niveau de bruit de fond dans les distributions en exclusivité est faible. Les résolutions étant quasiment identiques pour les deux réactions étudiées, les coupures sont les mêmes. Compte tenu de la résolution en énergie manquante E_{undet} qui ne permet pas de distinguer un évènement exclusif d'un évènement non-exclusif, aucune sélection n'est effectuée à partir de cette variable. Les figures montrent que l'accord entre les données et la simulation sur les variables d'exclusivité est bon. Les distributions ont une forme et une résolution similaires. Ceci permet de définir les valeurs des coupures d'exclusivité à partir des simulations. Le taux d'évènements rejetés est déterminé pour inclure l'efficacité des coupures dans l'*acceptance*. Un décalage dans la distribution en $\Delta \cos\theta$ est visible, mais la quantité de bruit de fond en dehors du pic d'exclusivité est assez faible pour en négliger l'impact. Les résolutions et les valeurs des sélections sont présentées dans la table 6.1. Les sélections sont indiquées sur les figures par des lignes verticales.

Réaction	Variable	σ	sélection
Prod. γ	$\lvert\Delta\Phi\rvert$	0.077 rad	0.3 rad
	$\lvert\Delta P_T\rvert$	0.047 GeV	0.2 GeV
	$\lvert\Delta cos\theta\rvert$	0.041	0.15
	$\lvert M^2_{undet}\rvert$	-	0.5 GeV^2
Prod. π^0	$\lvert\Delta\Phi\rvert$	0.088 rad	0.3 rad
	$\lvert\Delta P_T\rvert$	0.045 GeV	0.2 GeV
	$\lvert\Delta cos\theta\rvert$	0.040	0.15
	$\lvert M^2_{undet}\rvert$	-	0.5 GeV^2

TABLE 6.1 – Résolution dans les variables d'exclusivité pour la production exclusive d'un photon et d'un pion déterminées à partir de la paramétrisation par un gaussienne des distributions des évènements simulés sélectionnés lorsque toutes les autres sélections sont appliquées.

La résolution des variables d'exclusivité dépend de la cinématique. La largeur des distributions dépend du fait que le photon soit détecté dans ECAL1 ou ECAL2, de son énergie et des variables de cinématique (x_{bj}, Q^2, y). L'évolution de la résolution dans les variables d'exclusivité avec (x_{bj}, Q^2, y) vient principalement du fait qu'à plus petit x_{bj} le photon est plus probablement détecté dans ECAL2 et a une plus grande énergie. La résolution en énergie est telle que $\Delta E \propto \sqrt{E}$. Les autres effets proviennent du muon diffusé, avec notamment un élargissement des résolutions à petit y.

La figure 6.6 montre la différence de résolution en E_{undet} et M^2_{undet} en fonction du calorimètre dans lequel le photon a été détecté. En plus de la différence de résolution en énergie, l'angle d'incidence des photons dans ECAL2, placé plus loin de la cible, est plus petit, ce qui augmente l'incertitude sur la valeur absolue des composantes de l'impulsion des photons dans ECAL2. La variable E_{undet} est sensible à la différence de résolution en énergie et la variable M^2_{undet} est sensible aux deux effets.

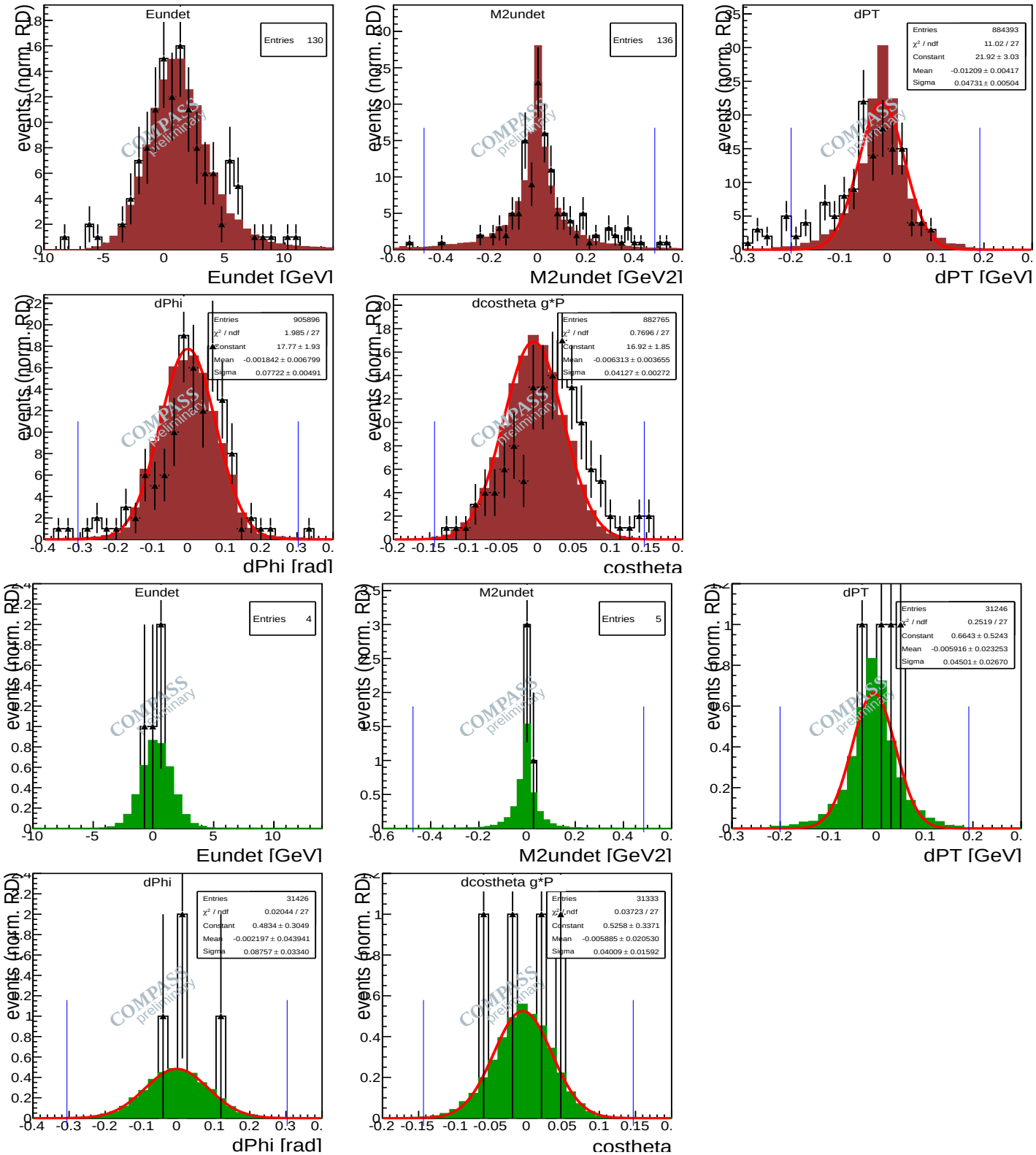


FIGURE 6.5 – Variables d'exclusivité et comparaison des résolutions dans les données réelles (triangles noirs) et simulées (courbes pleines en rouge foncé et en vert). La première série de courbes correspond à la comparaison de simulations de Bethe-Heitler (en rouge foncé) aux données de production exclusive d'un photon et la seconde série de courbes correspond à la comparaison des simulations (en vert) et des données pour la production exclusive d'un pion $\mu P \rightarrow \mu' P' \pi^0$. La courbe rouge clair est la paramétrisation des différentes distributions par une fonction gaussienne. Les lignes bleues figurent les sélections. Les figures sont, en haut, à gauche : E_{undet}, en haut, au centre : M^2_{undet}, en haut, à droite : ΔP_T, en bas, à gauche : $\Delta\phi$, en bas, au centre : $\Delta \cos\theta$. Les distributions sont normalisées à leur intégrale.

D'autres effets cinématiques peuvent intervenir liés à la détection du muon diffusé. La figure 6.7 montre l'évolution de la résolution en masse manquante en fonction de x_{bj} et Q^2 pour la production exclusive d'un photon. La largeur des distributions en masse manquante évolue peu avec Q^2, mais elle est multipliée par un facteur 2 à 3 lorsque x_{bj} diminue. Ceci est dû au changement de calorimètre.

La figure 6.8 montre l'évolution avec x_{bj} des cinq variables d'exclusivité. Les variations des résolutions sont négligées ici dans les choix des sélections d'exclusivité car la faible statistique des données réelles ne permet pas de valider les largeurs des résolutions des données simulées avec des intervalles plus fins. Pour une mesure plus précise, les sélections pourraient évoluer avec la cinématique et avec le calorimètre impliqué pour optimiser le rapport signal sur bruit après les sélections.

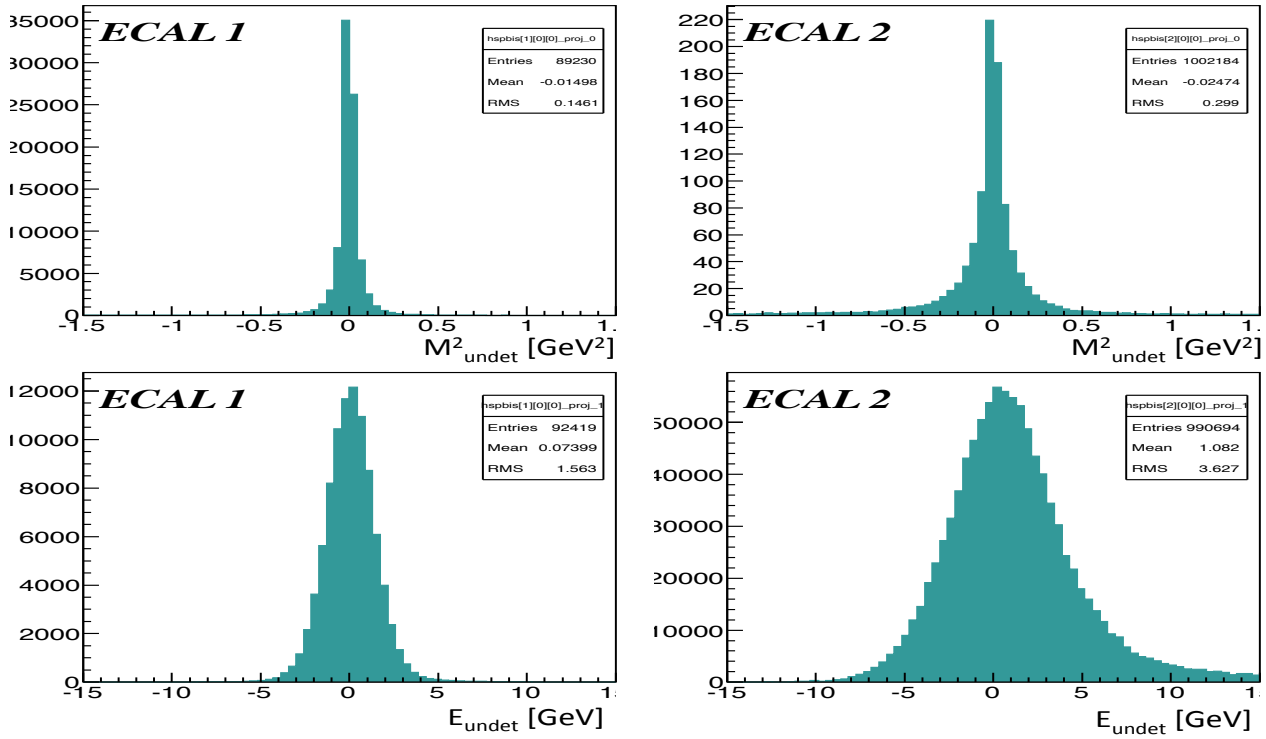


FIGURE 6.6 – Evolution de la résolution en masse et en énergie manquante en fonction du calorimètre ayant détecté le photon pour la réaction $\mu P \rightarrow \mu' P' \gamma$. En haut à gauche : M^2_{undet} (ECAL1+ECAL2), en haut, au milieu : M^2_{undet} dans ECAL1, en haut, à droite : M^2_{undet} dans ECAL2, en bas, à gauche : E_{undet} (ECAL1+ECAL2), en bas, au centre : E_{undet} dans ECAL1, en bas, à droite : E_{undet} dans ECAL2. A partir de données simulées.

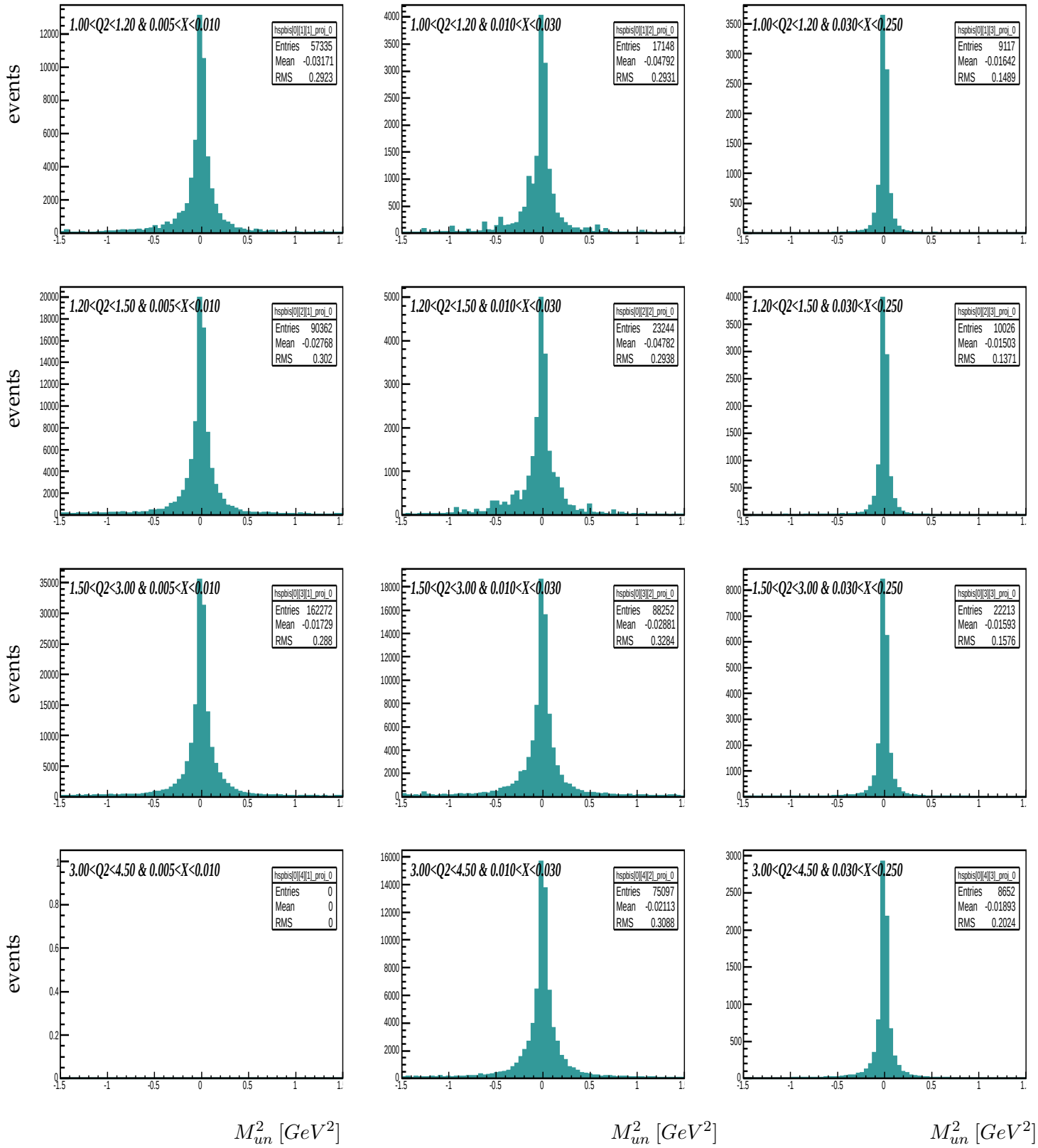


FIGURE 6.7 – Evolution de la résolution en masse manquante en fonction de x_{bj} (lignes : $x_{bj} \in [0.005, 0.01]; [0.01; 0.03]; [0.03; 0.06]$) et Q^2 (colonnes, $Q^2 \in [1; 1.2]; [1.2; 1.5]; [1.5; 2.5]; [2.5; 4.5]$ GeV^2) pour le DVCS. A partir de données simulées DVCS+Bethe-Heitler, en nombre de coups.

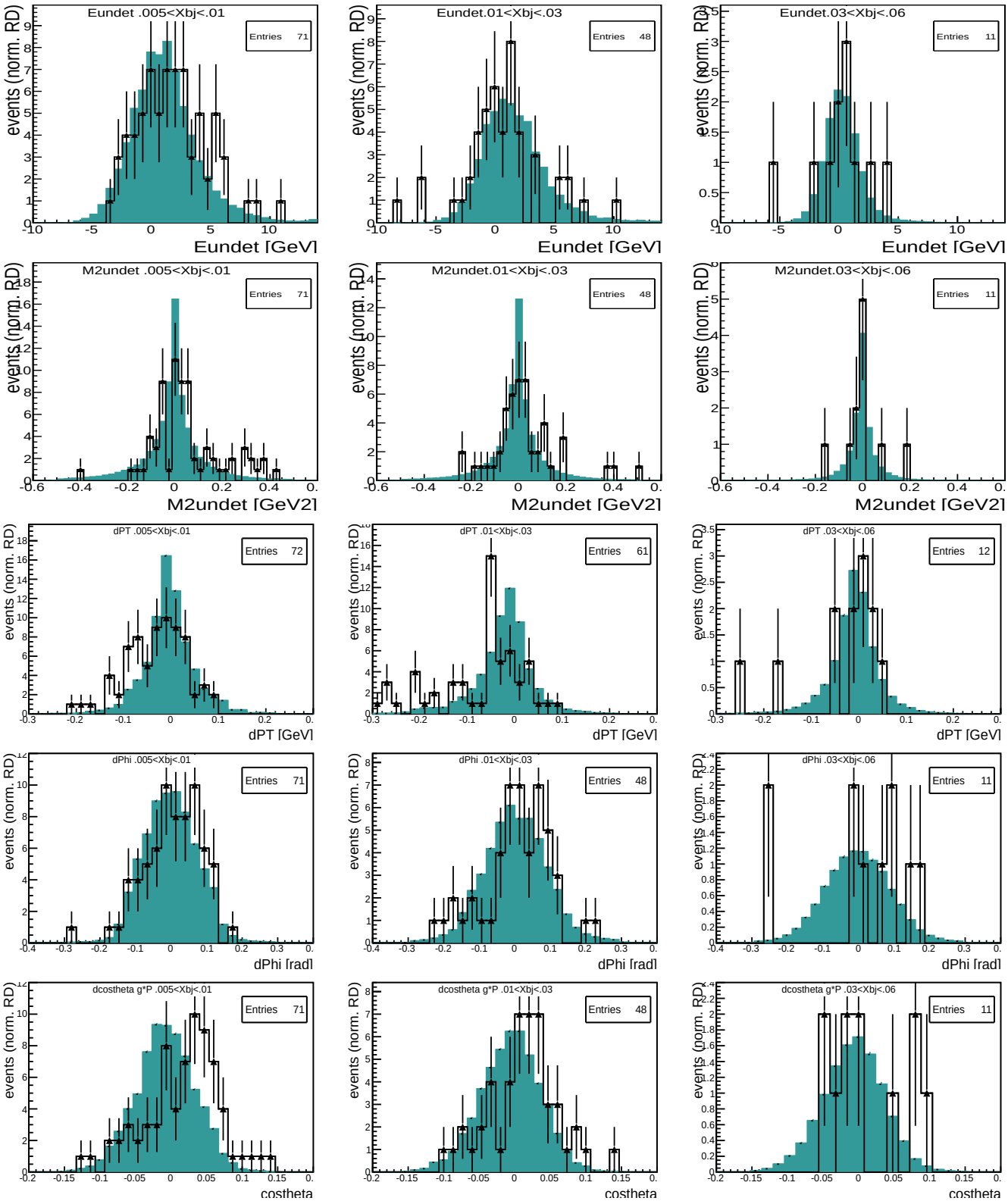


FIGURE 6.8 – Différence de résolution en fonction de x_{bj} pour la réaction $\mu P \rightarrow \mu' P' \gamma$ pour les variables E_{undet} (ligne 1), M^2_{undet} (ligne 2), $\Delta\phi$ (ligne 3), ΔP_T (ligne 4) et $\Delta cos\theta$ (ligne 5). Les trois colonnes correspondent aux trois intervalles en x_{bj} tels que (1) $0.005 < x_{bj} < 0.01$, (2) $0.01 < x_{bj} < 0.03$, (3) $0.03 < x_{bj} < 0.06$. La courbe bleue pleine contient les évènements de production exclusive d'un photon simulés et les triangles noirs les évènements réels sélectionnés. Les distributions sont normalisées à leur intégrale.

6.1.6 Réductions

Les tables 6.2 et 6.3 présentent pour chacune des deux réactions étudiées les nombres d'évènements et les taux de réductions après chaque coupure et par rapport à la statistique initiale.

Sélection	N_{evt}	réduction	taux
faisceau+vertex dans la cible, 1 seule trace chargée $0.05 < y < 0.9$ & $Q^2 > 1GeV^2$	51520	(0)	1.00
$Q^2 < 4.5GeV^2$	47403	0.920	0.920
$0.005 < x_{bj} < 0.06$	23185	0.4891	0.450
$N_{RPD} \geq 1$ (sans photon)	10987	0.474	0.213
$N_{RPD} = 1$ (sans photon)	6806	0.619	0.132
Identification proton (sans photon)	5450	0.801	0.106
1 photon (sans proton)	4478	(0.193)	$(8.69.10^{-2})$
photon + proton	1206	0.221	$2.34.10^{-2}$
$t < -0.06GeV^2$	1197	0.993	$2.32.10^{-2}$
$-t > 0.8GeV^2$	746	0.623	$1.45.10^{-2}$
$0.25GeV < P_T(proton) < 1GeV$	733	0.983	$1.42.10^{-2}$
$0.20GeV < P_T(\mu + \gamma) < 1GeV$	533	0.727	$1.03.10^{-2}$
$\Delta P_T < 0.2GeV$ (seul)	376	(0.705)	$(7.30.10^{-3})$
$\Delta\phi < 0.3rad$ (seul)	363	0.681	$(7.04.10^{-3})$
$\Delta cos\theta < 0.15$ (seul)	427	(0.801)	$(8.29.10^{-3})$
$M^2_{undet} < 0.5GeV^2$ (seul)	339	(0.636)	$(6.58.10^{-3}$
$\Delta\phi + \Delta_P T$	296	0.815	$5.75.10^{-3}$
$+\Delta cos\theta$	286	0.966	$5.55.10^{-3}$
$+M^2_{undet}$	267	0.933	$5.18.10^{-3}$
Temps dans le *spill*	249	0.933	$4.83.10^{-3}$
Contient *middle* ou *ladder trigger*	217	0.871	$4.21.10^{-3}$
"Master" *trigger=middle*	173	0.797	$3.36.10^{-3}$
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}1	41	(0.237)	$(7.95.10^{-4})$
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}2	30	(0.173)	$(5.82.10^{-4})$
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}3	48	(0.277)	$(9.32.10^{-4})$
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}4	11	(0.064)	$(2.14.10^{-4})$

TABLE 6.2 – Réduction de la statistique après les sélections successives pour la production exclusive d'un photon. Les valeurs sont données avec pour référence les évènements ** (E_μ) de la sélection de la table 5.1 et la cinématique $Q^2 > 1$ GeV^2 et $0.05 < y < 0.9$. Lorsque les réductions sont indiquées entre parenthèses, la coupure n'est pas systématiquement appliquée.

Sélection	N_{evt}	réduction	taux
faisceau+vertex dans la cible, 1 seule trace chargée $0.05 < y < 0.9$ & $Q^2 > 1GeV^2$	51520	(0)	1.00
$Q^2 < 4.5GeV^2$	47403	0.920	0.920
$0.005 < x_{bj} < 0.06$	23185	0.4891	0.450
$N_{RPD} \geq 1$ (sans pion)	10987	0.474	0.213
$N_{RPD} = 1$ (sans pion)	6806	0.619	0.132
Identification proton (sans pion)	5450	0.801	0.106
1 pion (sans proton)	699	$(3.01.10^{-2})$	$(1.36.10^{-2})$
pion + proton	157	$2.88.01.10^{-2}$	$3.05.10^{-3}$
pion (ECAL1)+proton	96	0.611	$1.86.10^{-3}$
$t < -0.06GeV^2$	95	0.605	$1.84.10^{-3}$
$-t > 0.8GeV^2$	55	0.579	$1.07.10^{-3}$
$0.25GeV < P_T(proton) < 1GeV$	52	0.945	$1.01.10^{-3}$
$0.20GeV < P_T(\mu + \pi^0) < 1GeV$	42	0.808	$8.15.10^{-4}$
$\Delta P_T < 0.2GeV$ (seul)	19	(0.45)	$(3.69.10^{-4})$
$\Delta\phi < 0.3rad$ (seul)	8	(0.190)	$(1.55.10^{-4})$
$\Delta cos\theta < 0.15$ (seul)	29	(0.452)	$(5.63.10^{-4})$
$M^2_{undet} < 0.5GeV^2$ (seul)	14	(0.333)	$(2.71.10^{-4})$
$\Delta\phi + \Delta_P T$	8	0.190	$1.55.10^{-4}$
$+\Delta cos\theta$	6	0.75	$1.16.10^{-4}$
$+M^2_{undet}$	5	0.833	$9.70.10^{-5}$
Temps dans le *spill*	5	1	$9.70.10^{-5}$
Contient *middle* ou *ladder trigger*	5	1	$9.70.10^{-5}$
"Master" *trigger=middle*	4	0.8	$7.76.10^{-5}$
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}1	0	(0)	(0)
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}2	0	(0)	(0)
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}3	0	(0)	(0)
Intervalle x_{bj}, Q^2 n^{0}4	4	(1)	$(7.76.10^{-5})$

TABLE 6.3 – Réduction de la statistique après les sélections successives pour la production exclusive d'un π^0. Les valeurs sont données avec pour référence les évènements ** (E_μ) de la sélection de la table 5.1 et la cinématique $Q^2 > 1$ GeV^2 et $0.05 < y < 0.9$. Lorsque les réductions sont indiquées entre parenthèses, la coupure n'est pas systématiquement appliquée.

6.2 Validation des simulations

Les simulations réalisées avec HEPGEN (paragraphe 2.5.3) sont comparées aux données reconstruites. La comparaison des distributions dans les variables d'exclusivité donne une validation partielle de leur utilisation. La comparaison des distributions dans les variables cinématiques permet de valider les simulations pour les corrections en *acceptance*.

6.2.1 Production exclusive d'un photon

D'après les prédictions, la contribution du Bethe-Heitler à la section efficace de production exclusive d'un photon est dominante pour les plus petites valeurs de x_{bj} du domaine étudié (voir paragraphe 1.6.2). Sur l'ensemble du domaine cinématique, la contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle dans la mesure n'est pas connue mais le modèle utilisé pour les prédictions prévoit qu'elle soit faible devant celle du Bethe-Heitler. Toutefois la contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle dépend du modèle utilisé et donc pour ne pas introduire de dépendance, la comparaison entre les données réelles et les données simulées est faite dans un premier temps avec une simulation contenant seulement le Bethe-Heitler. La figure 6.9 montre l'accord entre les données simulées et réelles en fonction des variables cinématiques, après propagation des données simulées dans le spectromètre. Les données sont normalisées à la luminosité et les résultats sont présentés en fonction du nombre réel d'évènements. La forme des distributions et l'accord des normalisations relatives montre que la simulation reproduit les données dans la limite des incertitudes statistiques.

La contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle et son interférence avec le Bethe-Heitler est ensuite introduite dans la simulation. La faible contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle dans la mesure ne permet pas de distinguer une variation importante avec le cas précédent.

6.2.2 Production exclusive d'un pion neutre

La statistique des pions neutres sélectionnés est faible et ne permet pas de comparaison avec la simulation pour valider la forme des distributions. Toutefois, la simulation réalisée avec le modèle de Goloskokov et Kroll (paragraphe 6.6.3) est utilisée pour les corrections en *acceptance* dans l'analyse. Le modèle ne prédit pas d'évolution en l'angle Φ entre le plan leptonique et hadronique. L'*acceptance* dépend de la propagation des photons de décroissance du π^0, des muons et du proton de recul. La figure 6.10 montre les distributions dans les variables cinématiques des données simulées après leur reconstruction dans le spectromètre.

6.3 Corrections sur les données reconstruites

6.3.1 Corrections aux taux de comptage

Les corrections systématiques liées à la reconstruction de l'évènement et du muon diffusé sont détaillées au paragraphe 5.2.3. La correction au temps mort associé au veto du *middle trigger* permet de normaliser les données, les autres corrections portent sur la reconstruction du muon diffusé. Les corrections liées au *trigger* sont $\epsilon_{hodo} = 96 \pm 2\%$, (efficacité du *middle trigger*), et $\epsilon_{master} = 96 \pm 1\%$,

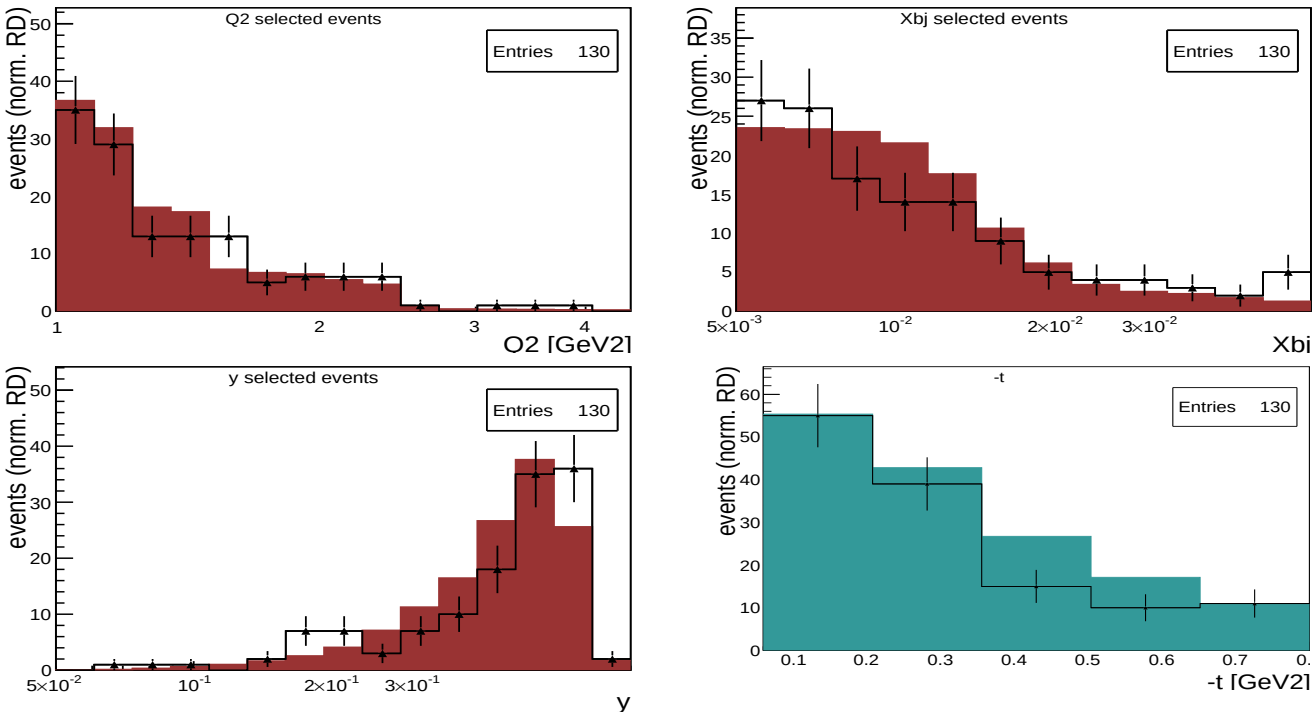


FIGURE 6.9 – Distribution dans les variables cinématiques (en haut, à gauche) Q^2, (en haut, à droite) x_{bj}, (en bas à gauche) y, (en bas à droite) t, pour les données (triangles noirs) et pour la simulation d'évènements de Bethe-Heitler (courbe rouge pleine, ou bleue pour la dernière figure). Les distributions sont normalisées à la luminosité.

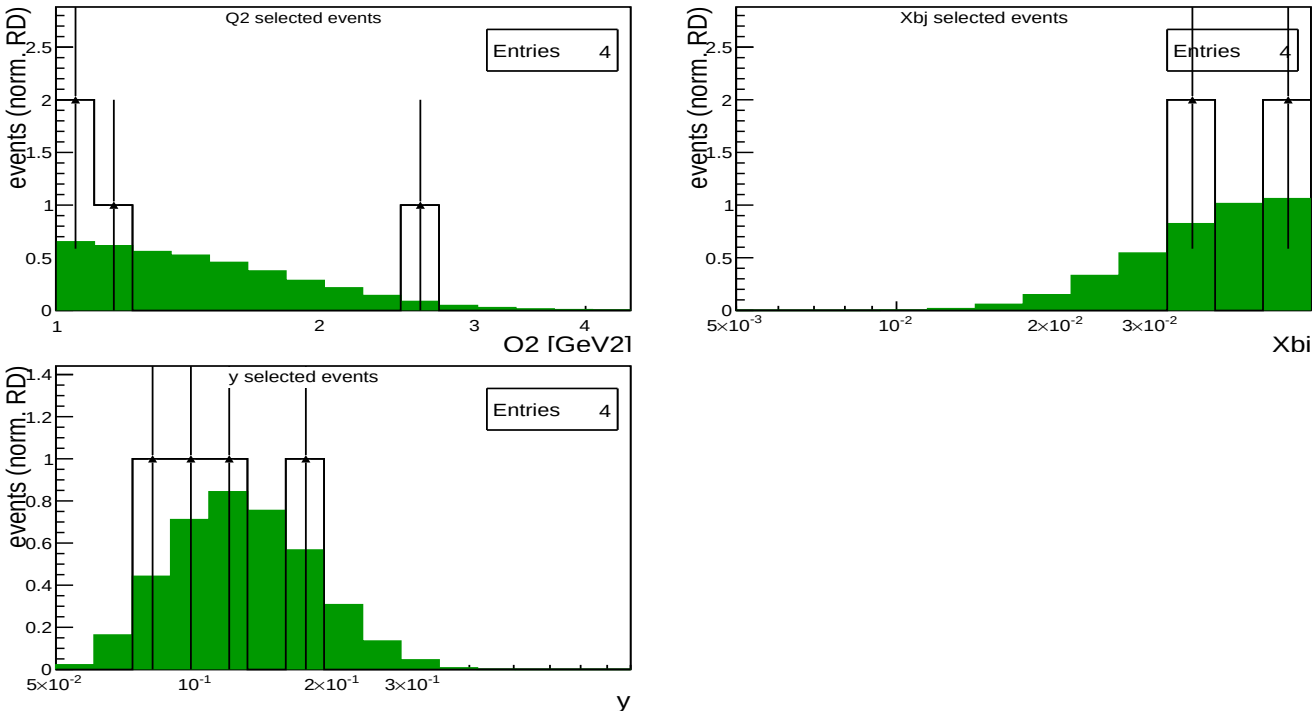


FIGURE 6.10 – Distribution dans les variables cinématiques (en haut, à gauche) Q^2, (en haut, à droite) x_{bj}, (en bas) y pour les données (triangles noirs) et pour la simulation d'évènements de production exclusive d'un π^0 (vert, courbe pleine).

(efficacité de la sélection du trigger référençant les temps). La valeur est plus élevée que dans le cas inclusif car la coupure en y est plus large et inclut des zones à petit y dans lesquelles le muon diffusé est détecté sur les bords internes du *middle trigger*, pour lesquelles il peut y avoir une confusion avec des déclenchements à partir du *ladder trigger*. La zone effective du *middle trigger* n'est pas limitée ici comme dans le cas des évènements inclusifs pour une raison de statistique. Les autres corrections sont le taux d'occupation des détecteurs en fonction de l'intensité, $(1-\tau_{pileup}) = 94\pm1\%$ et l'efficacité globale de reconstruction de la trajectoire du muon diffusé $\epsilon_{tracking} = 97 \pm 3\%$.

Les données simulées sont pondérées par le facteur d'efficacité associé à la détection du proton de recul, qui est défini au paragraphe 4.3.2. Il dépend de l'impulsion transverse du proton prédite avec les autres particules p_T^{equiv}.

Dans cette étude préliminaire des processus exclusifs, la contribution des corrections radiatives n'est pas évaluée. Les corrections virtuelles peuvent avoir un impact sur les valeurs des sections efficaces, négligé ici devant la largeur des incertitudes.

6.3.2 Correction d'*acceptance* et de migration des évènements

Production exclusive d'un photon

La section efficace de production exclusive d'un photon s'exprime en fonction de quatre variables indépendantes dans le cas de la diffusion d'un muon polarisé sur une cible non polarisée avec un faisceau monoénergétique. La correction d'*acceptance* doit donc dépendre d'au moins quatre variables indépendantes. Comme les sections efficaces mesurées sont exprimées en fonction des variables Q^2, x_{bj}, t et Φ, la correction d'*acceptance* est faite ici en fonction de celles-ci. De même que pour la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ (voir le paragraphe 5.2.2), la correction d'*acceptance* est déterminée dans des intervalles plus fins que ceux dans lesquels sont présentées les données reconstruites. Chaque évènement est pondéré par le facteur $\frac{1}{\mathcal{A}(i,j,k,l)}$ correspondant à la probabilité de reconstruire un évènement dans l'intervalle (i, j, k, l). La table 6.4 indique les bornes des intervalles dans chaque variable pour la présentation des données et pour l'application de la correction d'*acceptance*.

	bornes pour les données	bornes pour l'*acceptance*
Q^2 (GeV^2)	1 1.2 1.5 2.5 4.5	1 1.2 1.5 3 4.5
x_{bj}	0.005 0.007 0.01 0.03	.005 .00559 .00626 .007 .00788 .00888 .01 .0144 .0208 .03 0.0378 .0476 .06
$-t$ (GeV^2)	0.06 0.2 0.8	0.06 0.2 0.8
Φ (rad)	-180 -144 -108 -72 -36 0 36 72 108 144 180	-180 -162 -144 -126 -108 -90 -72 -54 -36 -18 0 18 36 54 72 90 108 126 144 162 180

TABLE 6.4 – Intervalles en Q^2, x_{bj}, t, Φ pour l'étude des productions exclusives de photon et de pion neutre. Les bornes en Q^2 indiquées dans la première colonne de la table sont les limites des intervalles bidimensionnels en Q^2, x_{bj}.

La projection de l'*acceptance* en fonction de Φ dans les intervalles en Q^2, x_{bj} et t est présentée sur les figures 6.12 et 6.13. Les variations observées proviennent principalement de la géométrie du spectromètre. La forme du *trigger* peut être représentée par deux rectangles dans le plan transverse

au faisceau et la forme des calorimètres par des rectangles ouverts. L'ouverture de ECAL1 n'est pas totalement couverte par ECAL2 et la bande non couverte entre les deux calorimètres est une cause de diminution de l'*acceptance* lorsque le photon devrait y être détecté. L'*acceptance* dépend donc de la valeur de l'énergie du photon et de son angle de diffusion, qui induit que le photon soit détecté dans l'un ou l'autre des calorimètres. Les effets géométriques de l'*acceptance* sont corrélés à la cinématique. Il a été vu lors de la mesure de $F_2(x, Q^2)$ que l'*acceptance* diminue avec Q^2. La trajectoire du photon virtuel dépend des variables x_{bj} et Q^2. Sa projection, comparée à celle de la trajectoire du photon, donne accès à l'angle Φ entre les plans leptonique et de diffusion du photon. Ainsi, en fonction de l'endroit où devrait être projeté le photon virtuel, dépendant de la cinématique, il est possible de déterminer les zones dans lesquelles le photon ne pourrait pas être détecté. Le schéma 6.11 illustre les effets de variation de l'*acceptance*.

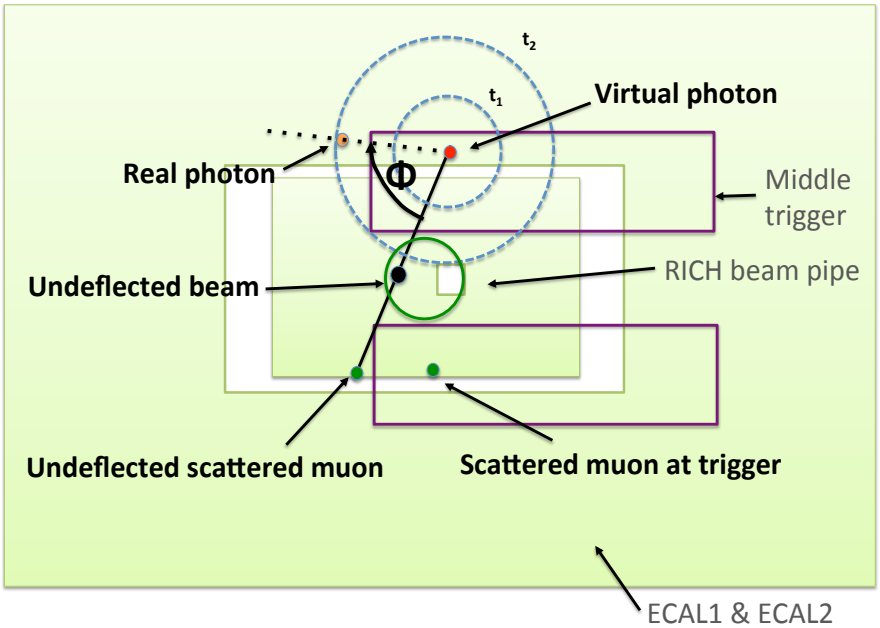


FIGURE 6.11 – Illustration de la projection des particules dans le plan transverse au faisceau et de l'angle Φ dépendant de leur positions relatives.

Production exclusive d'un pion neutre

L'*acceptance* pour la production exclusive de pion neutre est déterminée de la même façon que pour le photon, en fonction des variables Q^2, x_{bj}, t et Φ. Les bornes des différents intervalles sont les mêmes que pour l'étude de la production exclusive d'un photon, mais seul l'intervalle en Q^2, x_{bj} (4) ($0.03 < x_{bj} < 0.06$ et $1 < Q^2 < 4.5GeV^2$) est considéré pour la présentation des résultats. En effet, l'*acceptance* est proche de zéro ou nulle dans les autres intervalles du fait que le seul calorimètre électromagnétique ECAL1 soit utilisé dans cette analyse. La figure 6.14 (et 6.15) est la projection de l'*acceptance* en fonction de Φ dans les différents intervalles. La forme du calorimètre électromagnétique ECAL1 permet de mesurer des photons avec un relativement grand angle d'incidence. A petit x_{bj} l'angle est plus petit et, comme le calorimètre électromagnétique ECAL2 dans lequel ils devraient être détectés n'est pas utilisé dans l'analyse, l'*acceptance* diminue ou est nulle dans certains intervalles. La diminution intervient plus rapidement autour de $\Phi = 0$ à cause du trou dans ECAL1. L'amplitude des variations entre les intervalles est plus importante que dans le cas où un seul photon est détecté car l'*acceptance* dépend de l'efficacité de détection des deux photons.

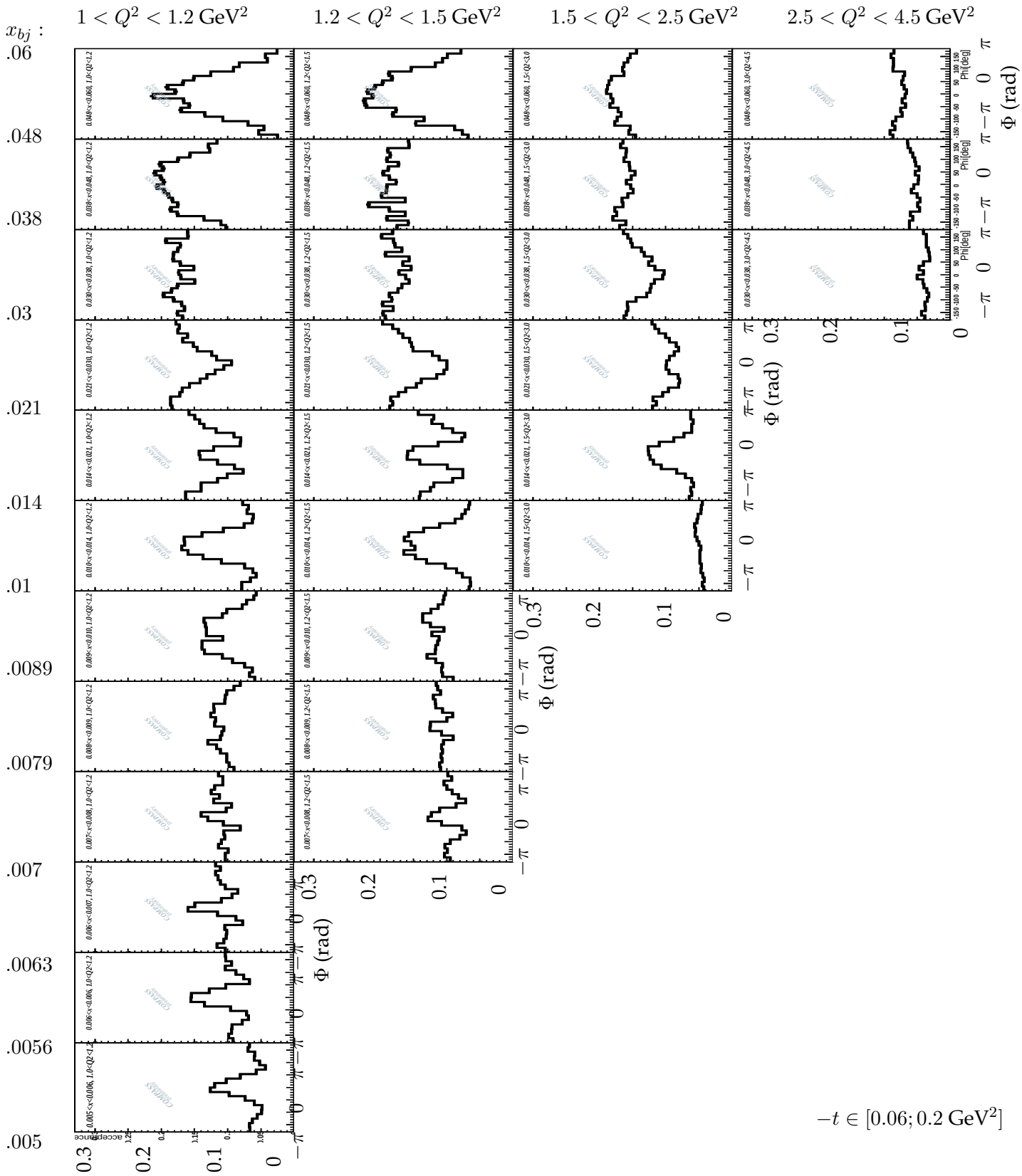


FIGURE 6.12 – Projection de l'*acceptance* pour la production exclusive d'un photon en fonction de Φ dans les intervalles en x_{bj} (lignes), Q^2 (colonnes) et $-t \in [0.06; 0.2$ GeV$^2]$. L'échelle verticale est $A(x_{bj}, Q^2, -t, \Phi) \in [0; 0.33]$. (1/2)

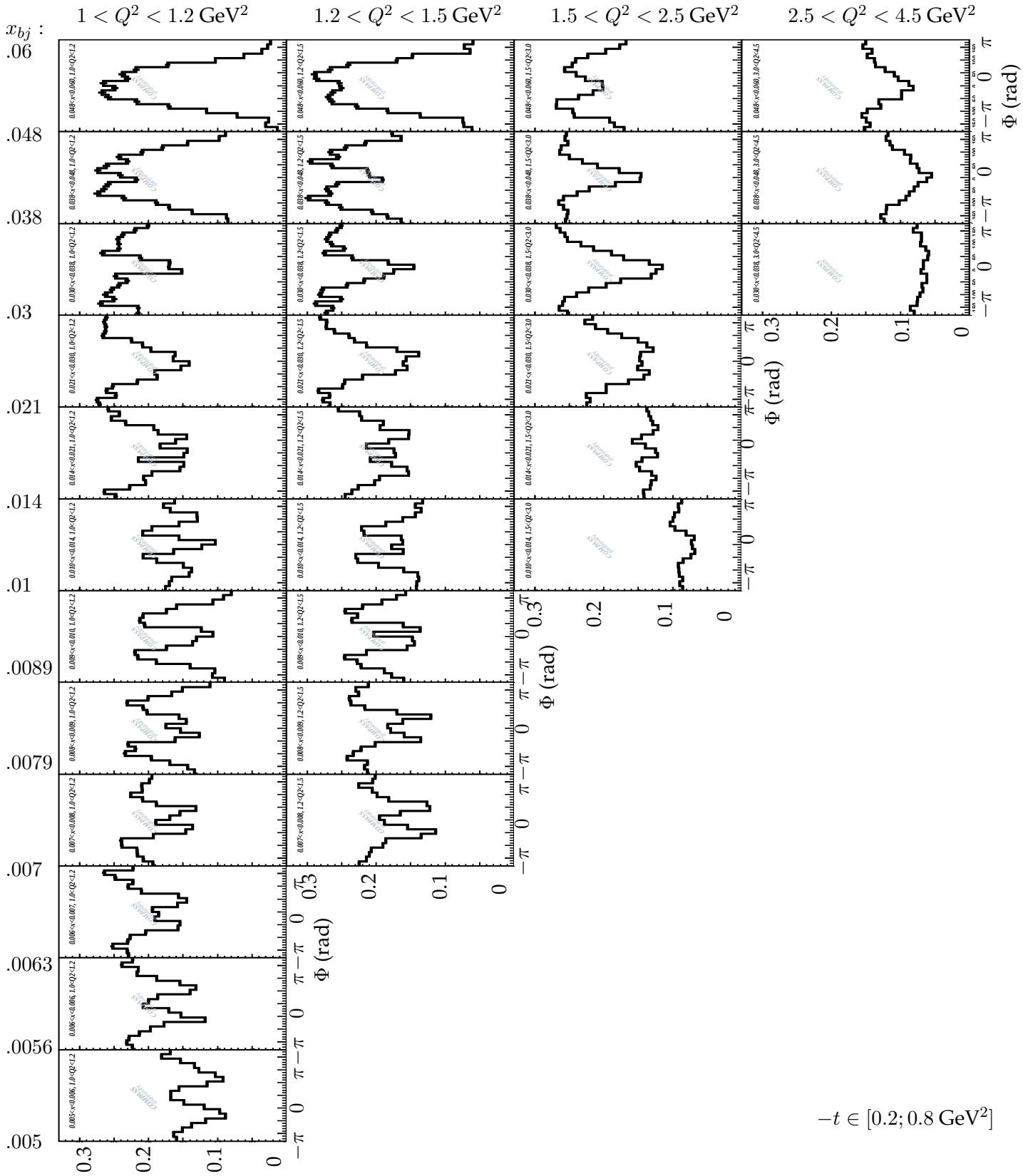


FIGURE 6.13 – Projection de l'*acceptance* pour la production exclusive d'un photon en fonction de Φ dans les intervalles en x_{bj} (lignes), Q^2 (colonnes) et $-t \in [0.2; 0.8$ GeV$^2]$. L'échelle verticale est $A(x_{bj}, Q^2, -t, \Phi) \in [0; 0.33]$. (2/2)

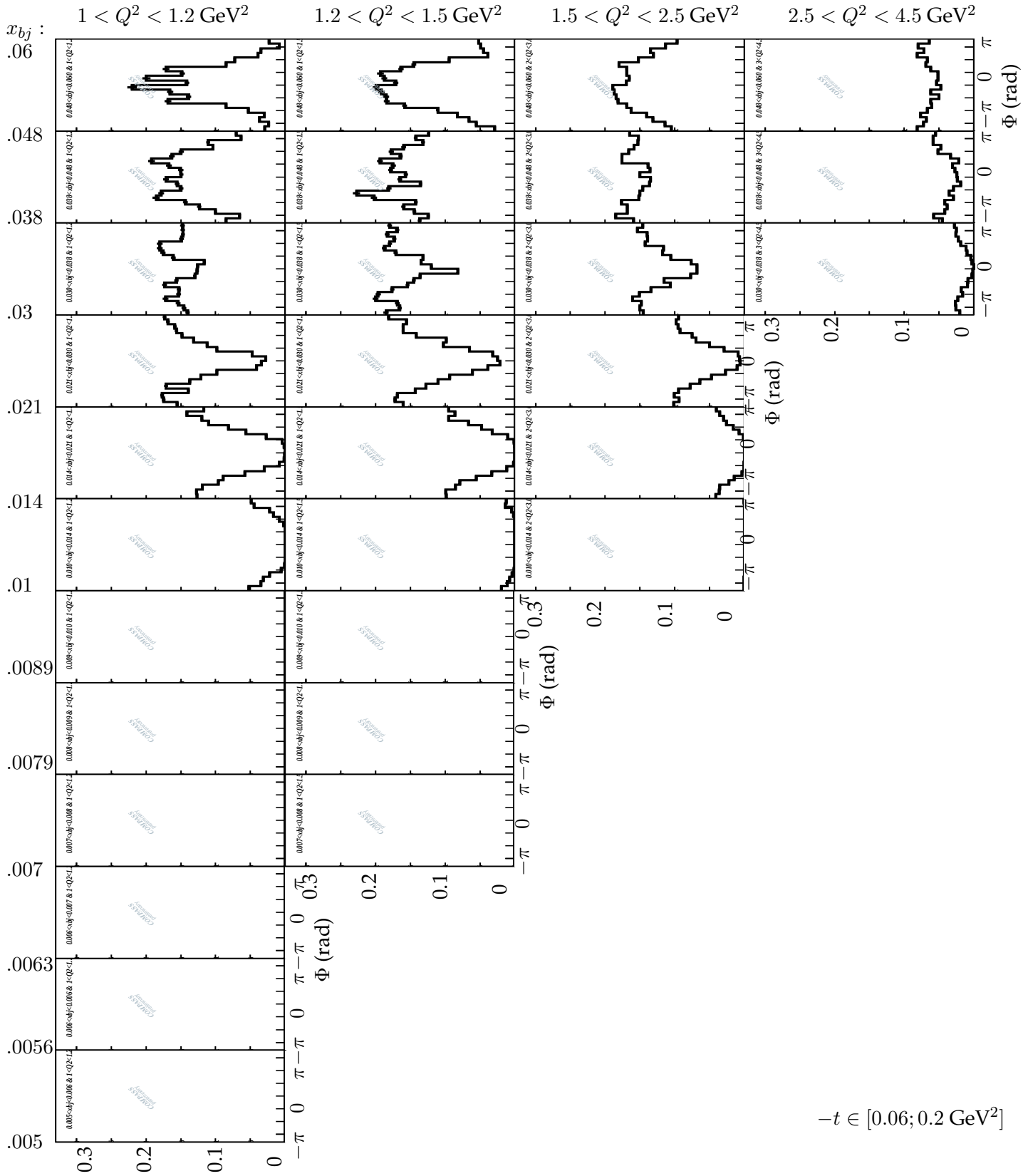


FIGURE 6.14 – Projection de l'*acceptance* pour la production exclusive d'un π^0 en fonction de Φ dans les intervalles en x_{bj} (lignes), Q^2 (colonnes) et $-t \in [0.06; 0.2]$ GeV^2. L'échelle verticale est $A(x_{bj}, Q^2, -t, \Phi) \in [0; 0.33]$. (1/2)

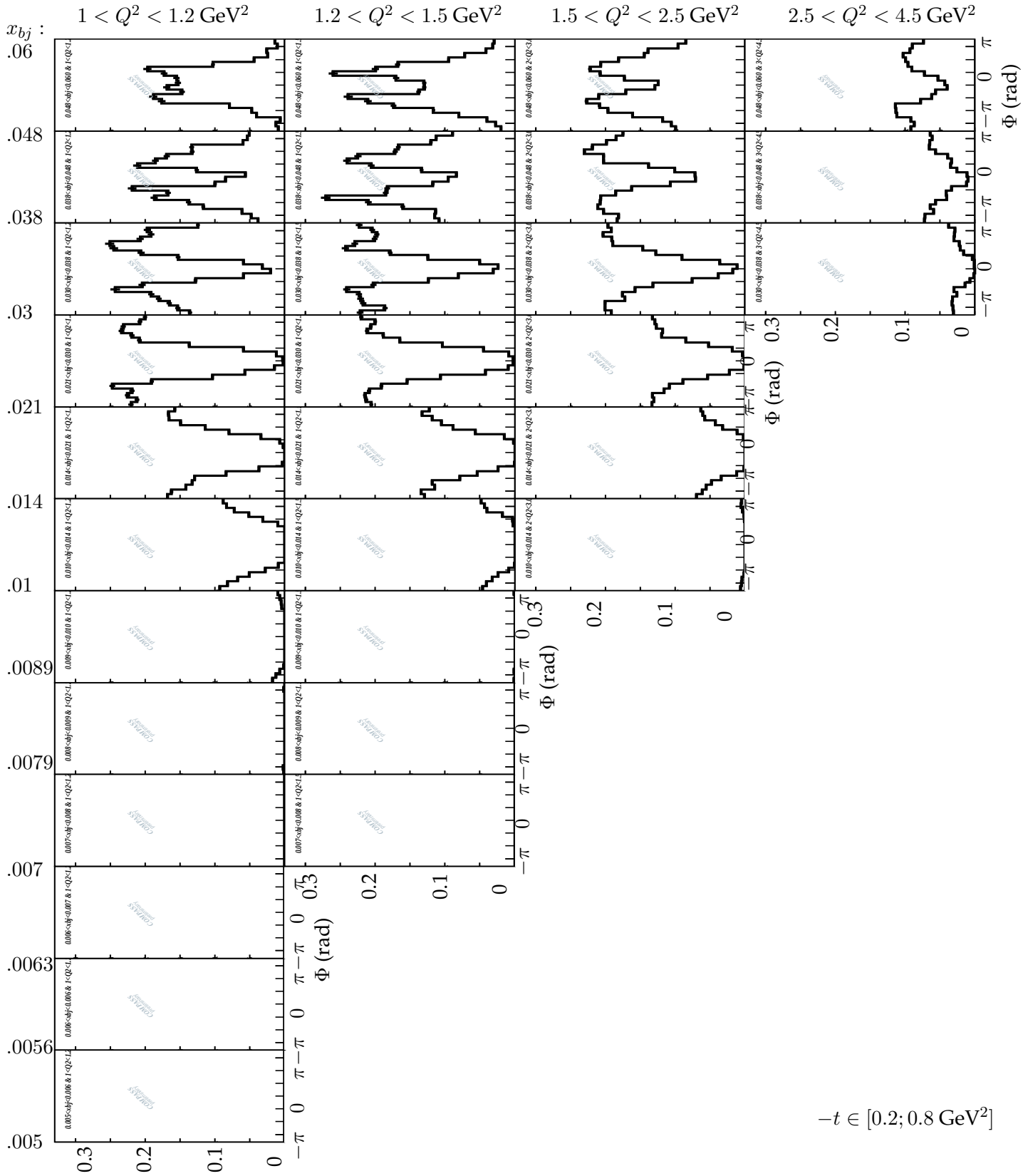


FIGURE 6.15 – Projection de l'*acceptance* pour la production exclusive d'un π^0 en fonction de Φ dans les intervalles en x_{bj} (lignes), Q^2 (colonnes) et $-t \in [0.2; 0.8]$ GeV^2. L'échelle verticale est $A(x_{bj}, Q^2, -t, \Phi) \in [0; 0.33]$. (2/2)

6.4 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un photon

6.4.1 Evènements semi-inclusifs

Les largeurs des résolutions dans les variables d'exclusivité ne permettent pas de discriminer tous les évènements dans lesquels d'autres particules en plus de celles souhaitées dans l'état final sont produites. La majeure partie de cette contamination, par des évènements du type semi-inclusif, provient de la production de particules telles que π^0 ou η, se désintégrant en générant des photons et pouvant simuler le signal. D'autres particules non détectées sont également produites. Les réactions sont du type $\mu P \to \mu' P' \pi^0 \ (\eta) \ + X \to \mu' P' \gamma + X$.

La simulation d'évènements de diffusion profondément inélastique LEPTO décrite au paragraphe 2.5.2 permet de reproduire le bruit de fond semi-inclusif. Le modèle simplifié utilisé n'est toutefois pas optimisé pour cette étude de bruit de fond. La nécessité d'ajuster la normalisation du taux de contamination a été montrée dans l'analyse de production exclusive de méson ρ^0 [102]. Dans ce cas la contamination est normalisée à partir de la forme du bruit de fond à grande énergie manquante. La validité de la simulation n'est pas démontrée dans le cas où peu de particules sont produites dans l'état final, c'est à dire pour les évènements proches du cas exclusif. Néanmoins, comme ici la statistique des données réelles est trop faible pour réaliser un ajustement de la normalisation du Monte Carlo, les sections efficaces prédites par la simulation ne sont pas corrigées. La contamination par les évènements du type semi-inclusifs est normalisée à la luminosité de la simulation LEPTO. L'erreur sur la normalisation de la contamination est considéré comme étant 100% de sa valeur.

La figure 6.16 montre les distributions dans les variables d'exclusivité pour les évènements semi-inclusifs après qu'ils aient été sélectionnés de la même manière que les données réelles. Les distributions sont plus plates que dans le cas des évènements exclusifs grâce à la complémentarité des coupures et la surdétermination de l'exclusivité. La contamination n'est pas complètement éliminée par les coupures et son taux doit être estimé et soustrait pour obtenir les sections efficaces. La figure 6.17 montre les taux de comptage en nombre d'évènements de la contamination par les évènements semi-inclusifs en fonction de Φ dans les intervalles (3) et (4) en x_{bj}, Q^2 (grand x_{bj}). A plus petite valeur de x_{bj}, la contamination est négligeable. Elle est de l'ordre de 1% dans l'intervalle (3) en x_{bj}, Q^2 et de 8% dans l'intervalle (4).

6.4.2 Production exclusive d'un pion neutre

La réaction de production exclusive d'un pion neutre peut contaminer les évènements de production exclusive d'un photon lorsqu'un des photons de la décroissance du π^0 n'est pas détecté. Un seul photon est reconstruit dans les calorimètres électromagnétiques. La figure 6.18 montre les distributions des variables d'exclusivité pour ce type d'évènements après que les coupures sur les autres variables aient été effectuées. Cette contamination est difficilement discriminable car elle présente des distributions similaires à celles des évènements exclusifs. Les sélections en impulsion manquante $\Delta\phi$ et ΔP_T sont les plus sensibles à ce type de bruit de fond car l'impulsion du photon non détecté, généralement celui de plus basse énergie, a une relativement grande composante transverse.

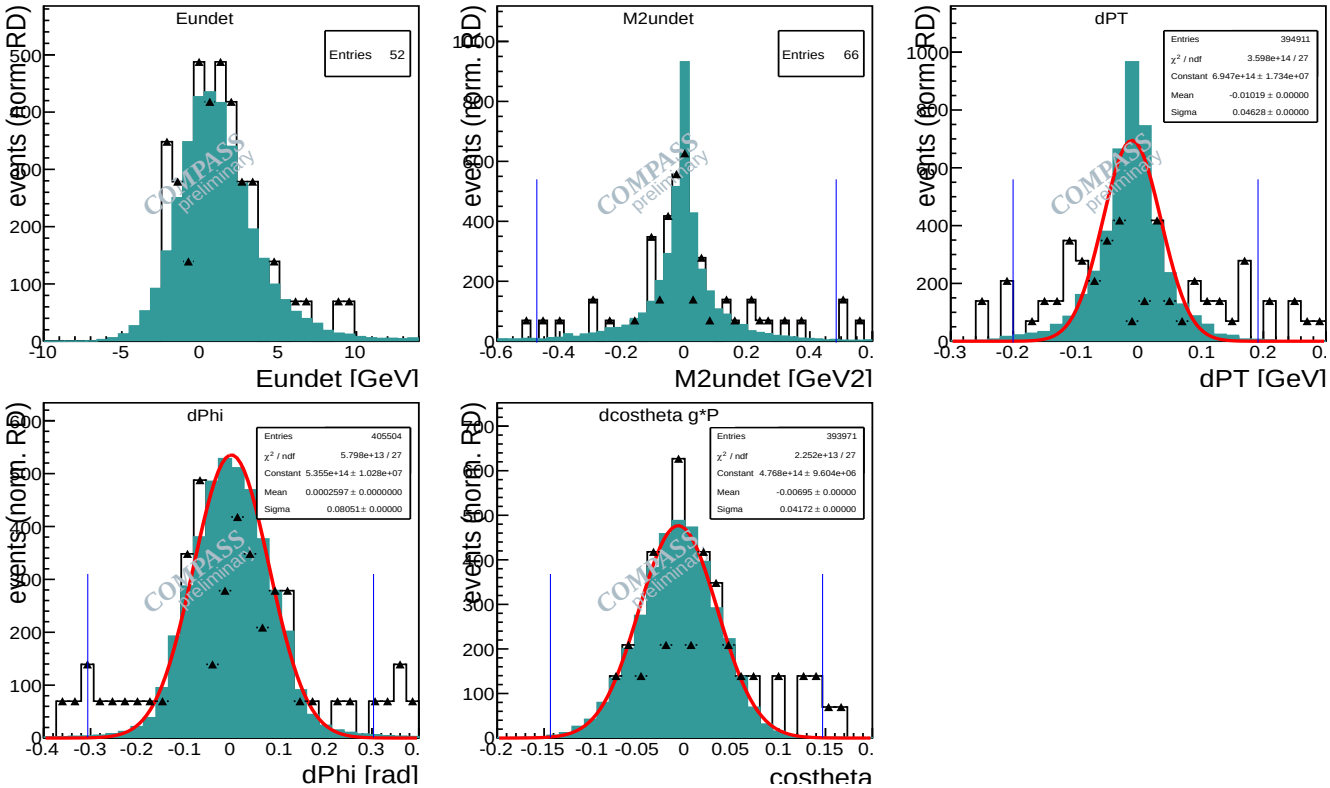
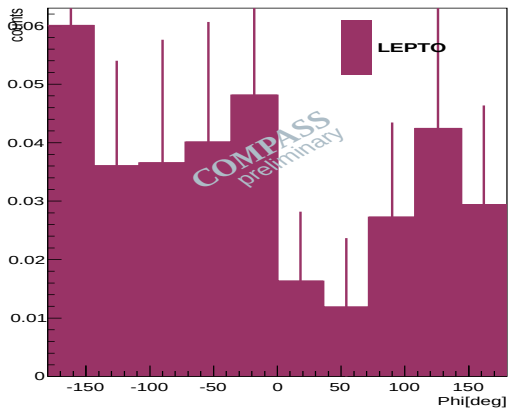
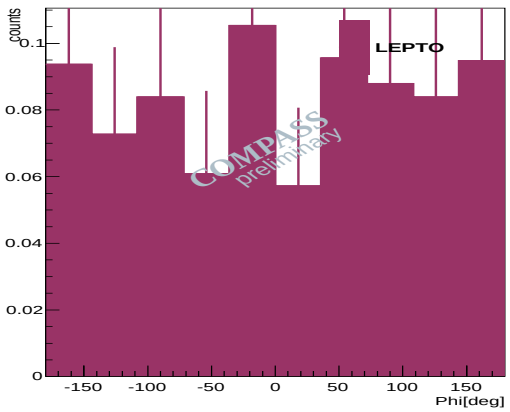


FIGURE 6.16 – Distribution des variables d'exclusivité pour des évènements de bruit de fond semi-inclusif reconstruits comme évènements de production exclusive de photon (triangles noirs) et comparés à la forme du signal (d'après la simulation HEPGEN, courbe bleu-verte pleine). La courbe rouge est la paramétrisation du signal par une fonction gaussienne. Les lignes bleues figurent les sélections. En haut à gauche : E_{undet}, en haut, au centre : M^2_{undet}, en haut, à droite : ΔP_T, en bas, à gauche : $\Delta\phi$, en bas, au centre : $\Delta\cos\theta$. Les distributions sont normalisées à leur intégrale et ne représentent pas le taux de contamination. Les incertitudes ne sont pas représentées.



$.01 < x_{bj} < .03\,;\, 1 < Q^2 < 2.5\ \mathrm{GeV}^2$



$.03 < x_{bj} < .06\,;\, 1 < Q^2 < 4.5\ \mathrm{GeV}^2$
$-t \in [.06; .8]\ \mathrm{GeV}^2$

FIGURE 6.17 – Prédiction de taux de comptage en nombre d'évènements dans chaque intervalle en Φ pour la contamination en bruit de fond semi-inclusif dans la production exclusive d'un photon, d'après la simulation LEPTO 6.3. A gauche : intervalle (3) en Q^2, x_{bj}, à droite : intervalle (4) en Q^2, x_{bj}.

Cette contamination est évaluée avec la simulation réalisée à partir du modèle de Goloskov et Kroll. Elle est normalisée à la section efficace prévue par la simulation, compatible avec le résultat obtenu au paragraphe 6.6.3. La figure 6.19 est une prédiction des taux de comptages en nombre d'évènements dans les 4 intervalles en x_{bj}, Q^2 en fonction de Φ. Dans les deux premiers intervalles, la contamination est $\ll 1\%$. Elle est inférieure à 1% dans l'intervalle (3) et inférieure à 2% dans l'intervalle (4), en comparaison au nombre d'évènements de production exclusive d'un photon mesurés. La forme des distributions pour les taux de comptage en contamination est caractéristique de la forme de l'*acceptance* pour la détection d'un photon de décroissance du pion. Ceci explique l'augmentation de la contamination autour de $\Phi = 0^0$ ou $\Phi = 180^0$, en fonction de l'*acceptance* moyenne dans l'intervalle considéré. Cette variation justifie le fait qu'une soustraction de la contamination doive être faite en fonction de Φ et non à partir de la valeur moyenne intégrée sur le domaine en Φ.

En raison de la faible contribution de la contamination par les évènements de production exclusive de π^0 en comparaison aux incertitudes sur les valeurs des sections efficaces, celle-ci n'est pas soustraite des valeurs mesurées de la section efficace.

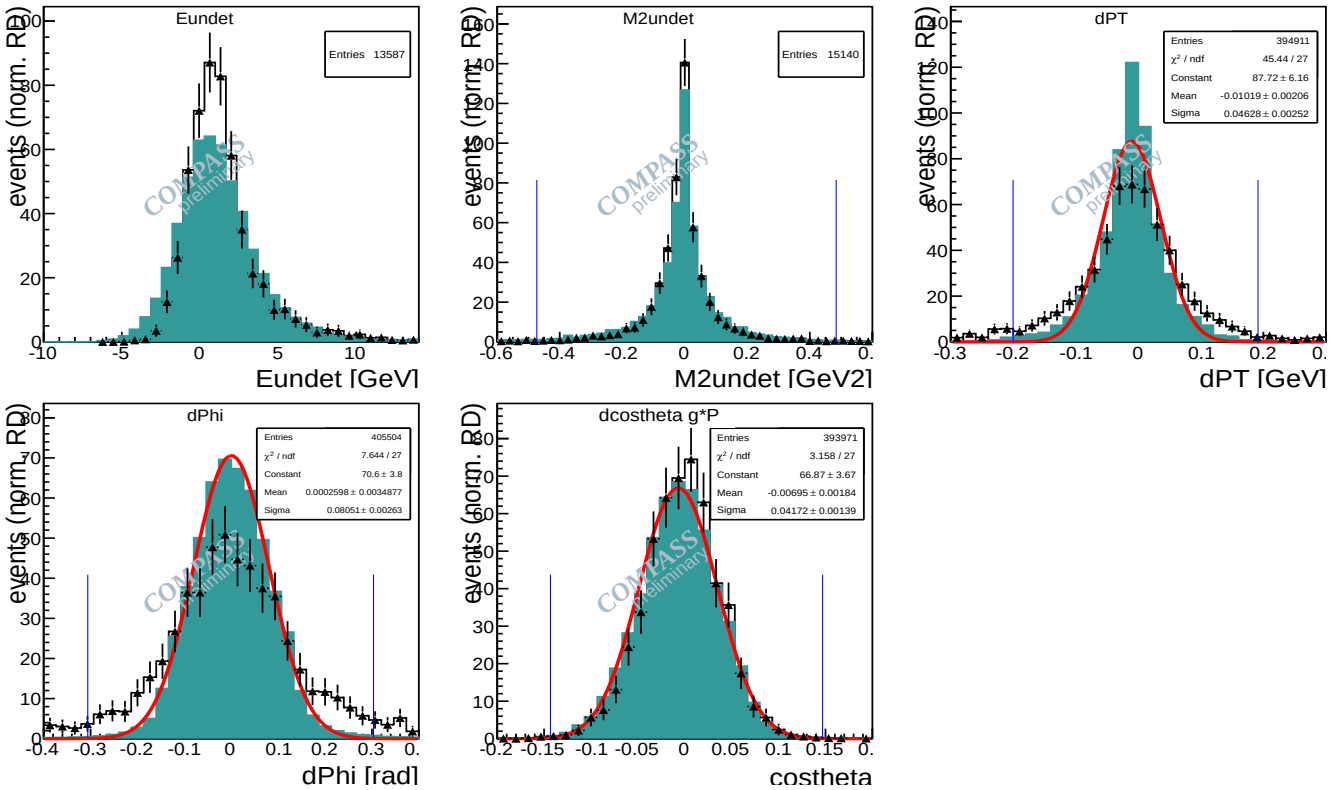


FIGURE 6.18 – Distributions dans les variables d'exclusivité des évènements de production exclusive de π^0 simulés (d'après HEPGEN) pour lesquels un photon n'est pas détecté (triangles noirs). Les distributions sont comparées au signal (évènements DVCS+Bethe-Heitler simulés d'après HEPGEN, courbe bleu-verte pleine). La courbe rouge est la paramétrisation du signal par une fonction gaussienne. Les lignes bleues figurent les sélections. En haut, à gauche : E_{undet}, en haut, au centre : M^2_{undet}, en haut, à droite : ΔP_T, en bas, à gauche : $\Delta\phi$, en bas, au centre : $\Delta cos\theta$. Les distributions sont normalisées à leur intégrale et ne représentent pas le taux de contamination.

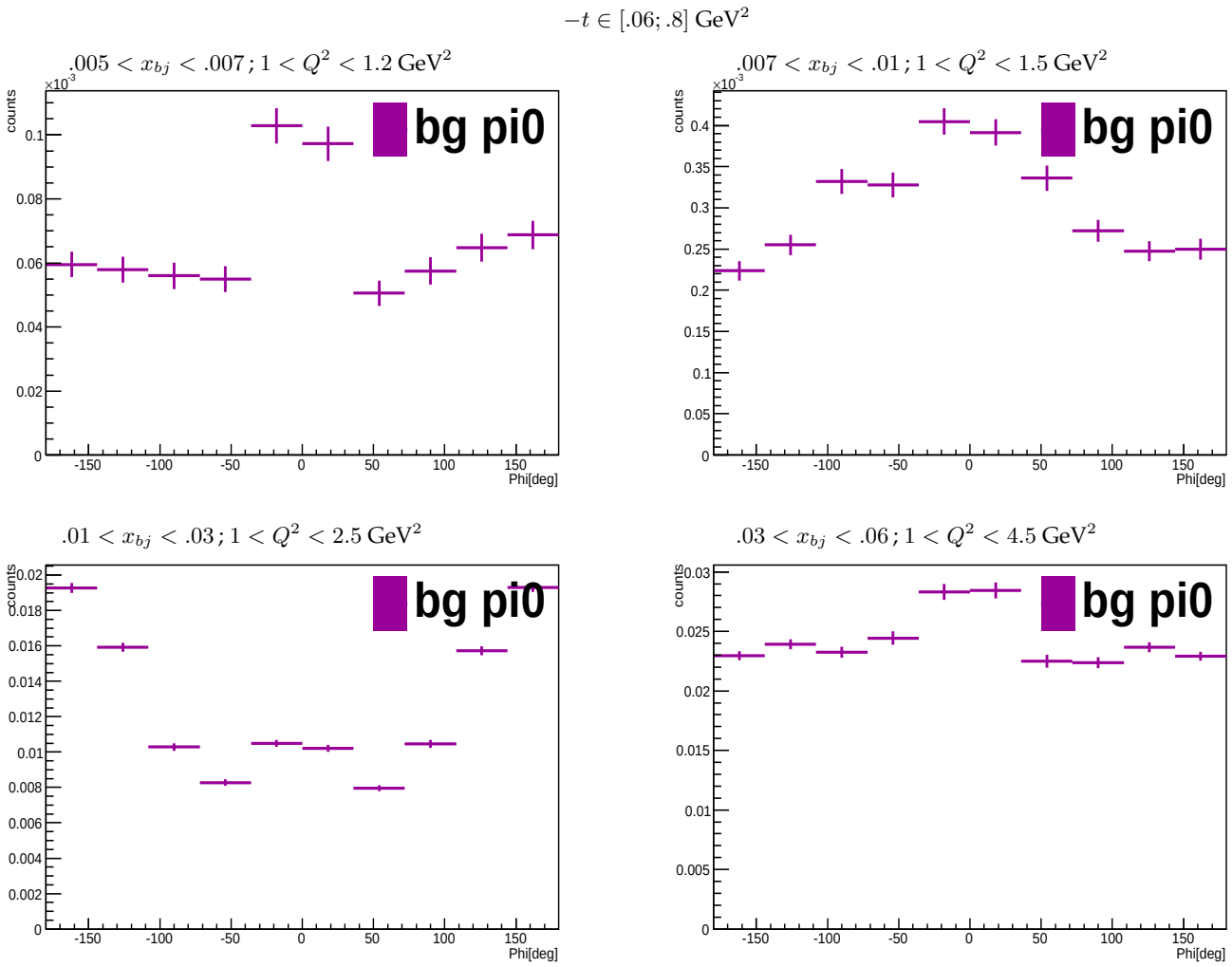


FIGURE 6.19 – Prédiction de taux de comptage en nombre d'évènements de la contamination en bruit de fond par les évènements de production exclusive de π^0 d'après le modèle de Goloskokov et Kroll, dans les évènements mesurés de production exclusive d'un photon en 2009.

6.4.3 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible

Le proton peut être excité lors de la diffusion. Il revient à son état fondamental par dissociation diffractive en émettant des particules secondaires, principalement des pions de basse énergie. La réaction est du type $\mu P \to \mu'\gamma P^* \to \mu'\gamma P' + \pi$.... D'après la simulation avec HEPGEN, la détection du proton dans le détecteur de recul permet d'éliminer l'essentiel de cette contamination car, dans la plupart des cas, le proton perd assez d'énergie pour qu'il ne sorte pas de la cible. Les pions secondaires peuvent aussi être vus dans le détecteur de recul, ce qui induit un évènement avec des traces multiples dans ce détecteur et entraîne son rejet. Le bilan en impulsion transverse peut aussi donner un écart important avec la prédiction faite à partir du muon et du photon diffusés dans le spectromètre. Le taux d'évènements pour lesquels le proton est excité au cours de l'interaction et se désexcite par dissociation diffractive de la cible simulés au niveau du générateur est de l'ordre d'un tiers des évènements générés. Après les coupures il est très inférieur à 1%. La méthode de soustraction de ce bruit est la pondération des évènements reconstruits par le facteur $(1 - \tau_{dd})$ où τ_{dd} est le taux de contribution des évènements avec dissociation diffractive de la cible après les sélections dans l'intervalle considéré.

6.4.4 Production associée de pion

D'après [103] la réaction de diffusion avec production associé d'un pion mou $\mu P \rightarrow \mu' P' \gamma \pi^0$ contribuerait pour quelques pourcents à la mesure. Ces prédictions ont été faites à plus grand x_{bj} que le domaine étudié ici et elles ne sont pas extrapolées. Cette contribution est négligée dans cette analyse car elle est faible devant les incertitudes mais elle pourra être prise en compte pour des mesures plus précises.

6.5 Soustraction du bruit de fond pour la production exclusive d'un pion neutre

6.5.1 Evènements semi-inclusifs

La contamination en bruit de fond qui contribue le plus à la mesure de la production exclusive de pion neutre provient des évènements du type semi-inclusif pour lesquels en plus du pion détecté, d'autres particules sont produites. La figure 6.20 montre les distributions des variables d'exclusivité pour cette contamination. Après les sélections, il reste un taux non négligeable de contamination sous les pics d'exclusivité que les résolutions ne permettent pas de distinguer. Comme pour le cas de la production exclusive d'un photon, la statistique disponible dans les données ne permet pas de normaliser la contamination à partir de la forme du bruit dans les distributions. La contamination est normalisée à la section efficace donnée dans la simulation LEPTO et l'incertitude est définie telle qu'elle est égale à 100% de la valeur de la contamination. La figure 6.21 présente les taux de comptage en fonction de Φ de la contamination par les évènements semi-inclusifs. En raison de la forme de l'*acceptance* moyenne dans les intervalles dans lesquels les résultats sont présentés, les taux de comptage pour la contamination sont plus importants pour Φ autour de $\pm 90^0$.

6.5.2 Diffusion avec dissociation diffractive de la cible

Le taux d'évènements reconstruits dans lesquels le proton est excité et la réaction est suivie de la dissociation diffractive de la cible est corrigé en pondérant chaque évènement par un facteur $(1 - \tau_{dd})$ où τ_{dd} est le taux de contamination par ces évènements. Après les sélections, la simulation prévoit un taux de l'ordre de 1% des évènements avec dissociation diffractive de la cible. Ce taux est négligeable devant les erreurs statistiques.

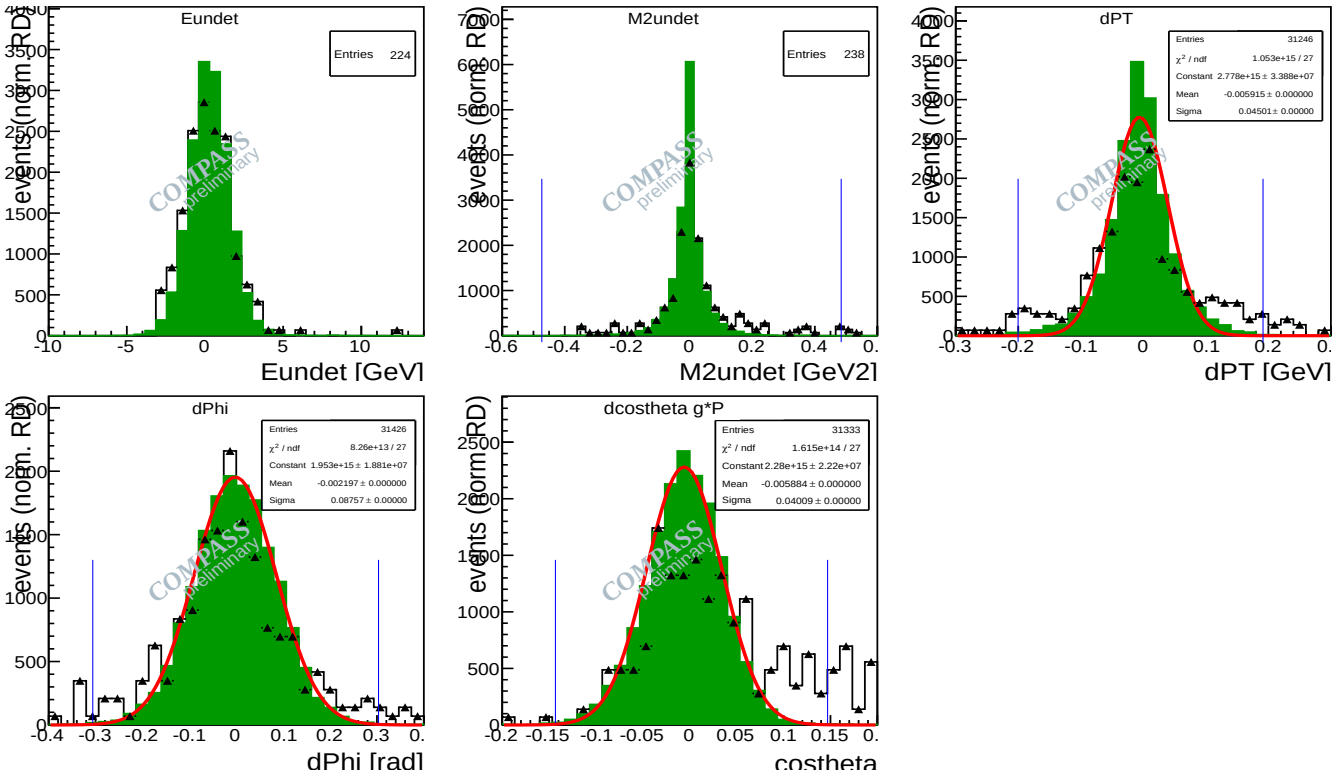
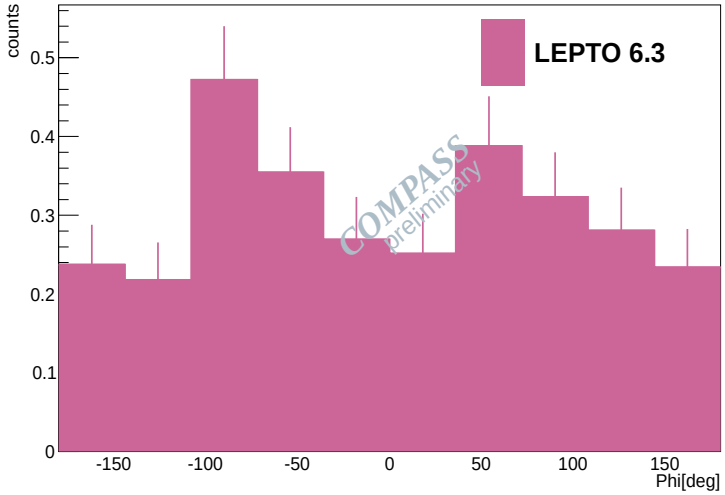


FIGURE 6.20 – Distributions dans les variables d'exclusivité pour les évènements de bruit de fond semi-inclusifs contaminant la mesure de production exclusive de π^0 (triangles noirs). Les distributions sont comparées au signal (d'après la simulation HEPGEN $\mu P \to \mu' P' \pi^0$, courbe verte pleine). La courbe rouge est la paramétrisation du signal par une fonction gaussienne. Les lignes bleues figurent les sélections. En haut, à gauche : E_{undet}, en haut, au centre : M^2_{undet}, en haut, à droite : ΔP_T, en bas, à gauche : $\Delta\phi$, en bas, au centre : $\Delta \cos\theta$. Les distributions sont normalisées à leur intégrale et ne représentent pas le taux de contamination.



$.03 < x_{bj} < .06\,;\, 1 < Q^2 < 4.5\,\mathrm{GeV}^2\,;\, -t \in [.06; .8]\,\mathrm{GeV}^2$

FIGURE 6.21 – Prédiction de taux de comptage dans chaque intervalle en Φ de la contamination en bruit de fond semi-inclusif, d'après la simulation avec LEPTO 6.3, dans la mesure de la production exclusive de π^0.

6.6 Sections efficaces

Après la normalisation des données, la correction des taux de comptage et des effets systématiques, la soustraction des différentes contaminations et le calcul des incertitudes, il est possible d'extraire les sections efficaces différentielles recherchées. Les tables données en annexe F contiennent les valeurs numériques correspondant à toutes les mesures présentées.

6.6.1 Incertitudes

Bien que la quantité d'évènements dans les données reconstruites soit faible, l'approximation de distributions gaussiennes est utilisée pour définir l'incertitude statistique sur la mesure. L'incertitude relative est de la forme $\frac{\delta\sigma_{stat}}{\sigma} = \frac{\sqrt{N}}{N}$, avec N le nombre d'évènements non pondéré reconstruit dans l'intervalle sélectionné.

L'erreur statistique sur la correction en acceptance est définie de la même manière qu'au paragraphe 5.4.2, soit $\frac{\delta\sigma_{acc}}{\sigma} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N^{gen}-1}}$ avec $\epsilon = \frac{N^{rec}}{N^{gen}}$ le taux d'évènements simulés reconstruits dans l'intervalle sélectionné. N_{rec} et N_{gen} sont les nombres d'évènements reconstruits et générés non pondérés. L'erreur de 3.8% sur la mesure de luminosité entre également dans le bilan en tant qu'incertitude de normalisation.

Les incertitudes sur la détection des particules de l'état final sont :
- $\delta\epsilon_{hodo} = 2\%$, $\delta\epsilon_{master} = 1\%$, $\delta\epsilon_{tracking} = 3\%$ et $\delta\tau_{pileup} = 1\%$, définies au paragraphe 5.2.3 pour la reconstruction du muon diffusé,
- $\delta_{RPD} = 15\%$ pour l'efficacité du détecteur de recul,
- $\delta_{ECAL} = 10\%$ pour l'efficacité du calorimètre dans le cas de la mesure d'un seul photon et $\delta^2_{ECAL} = \sqrt{2}.10\%$ dans le cas de la mesure des deux photons de décroissance du π^0.
Les incertitudes sont ajoutées en quadrature pour définir l'erreur totale statistique et systématique sur la section efficace mesurée avant soustraction du bruit de fond.

Les sections efficaces mesurées sont ensuite corrigées des contaminations. Seule la soustraction du bruit de fond semi inclusif est considéré car les autres sources de bruit de fond sont négligées. Les incertitudes introduites par cette étape ont trois origines possible :
- erreur statistique en $\frac{1}{\sqrt{N}}$: provient de la quantité de données simulées. Cette erreur est complètement décorrélée de la mesure des données réelles. Elle peut être réduite en simulant plus de données.
- erreur de normalisation : provient de la méconnaissance des sections efficaces pour les productions semi-inclusives de photon ou de pion neutre dans le cas où ils portent une grande fraction de l'impulsion de l'état final. Dans cette étude, cette erreur systématique est considérée comme étant égale à la valeur de la contamination, soit étant $\frac{\delta\sigma^{norm}_{sidis}}{\sigma} = 100\%$ Cette incertitude est décorrélée de la mesure des données réelles.
- autres erreurs systématiques : elles proviennent de la correction en *acceptance*, des efficacités de reconstruction... Elles sont totalement corrélées à la mesure. Ces erreurs ne sont pas prises en compte dans le bilan car elles sont inclues dans l'incertitude sur la mesure des données réelles.

L'incertitude totale sur la section efficace mesurée après la soustraction de la contamination est la somme en quadrature des erreurs statistiques et systématiques associées à la mesure des données réelles avant la soustraction, qui est ajoutée quadratiquement à l'incertitude statistique et

systématique sur la section efficace de contamination par le bruit de fond semi inclusif. La valeur de l'incertitude totale sur la section efficace est

$$\delta\sigma = \left[\left(\left(\frac{\delta\sigma_{mes}}{\sigma_{mes}}\right).\sigma_{mes}\right)^2 + \left(\left(\frac{\delta\sigma^{norm}_{sidis}}{\sigma_{sidis}}\right)^2 + \frac{1}{N_{sidis}}\right).\sigma^2_{sidis}\right]^{1/2}, \tag{6.7}$$

avec σ_{mes} la section efficace avant soustraction des contaminations, σ_{sidis} la section efficace de contamination, $\delta\sigma_{mes}$ le bilan en incertitudes statistiques et systématiques sur σ_{mes} et N_{sidis} le nombre d'évènements semi inclusif dans l'intervalle considéré. La valeur de $\delta\sigma$ est l'incertitude absolue sur le résultat, intégrée dans le domaine considéré. Les sections efficaces étant présentées sous forme différentielle, les valeurs des incertitudes absolues sont calculées pour chaque intervalle donné dans les figures et les tables de résultats. Pour obtenir les sections efficaces et leurs incertitudes dans des domaines d'intégrations plus larges en (x_{bj}, Q^2, t, Φ) que l'intervalle dans lequel elles sont mesurées, les erreurs sont recalculées en fonction des écarts types dans les sous-intervalles, $\delta\sigma_{ijkl}$ pour les intervalles à quatre dimensions d'indices $ijkl$, selon la somme portant sur les quatre dimensions

$$\delta\sigma^{tot} = \left(\sum_{i,j,k,l}^{N_{bins}} \left(\frac{1}{\delta\sigma_{ijkl}}\right)^2\right)^{-1/2}. \tag{6.8}$$

La table 6.5 contient le bilan des incertitudes systématiques. L'incertitude liée à la normalisation à grand Q^2 mise en évidence avec l'étude de $F_2^p(x, Q^2)$ n'est pas inclue dans ce bilan. Une correction systématique devrait être appliquée dans l'intervalle (4) en x_{bj}, Q^2, tendant à augmenter de 10% à 15% la valeur de la section efficace. Les barres d'erreurs n'ont pas été corrigées ici. Les autres intervalles ne sont pas affectés par cette incertitude de normalisation suplémentaire en raison de leur limite supérieure plus basse en Q^2.

Incertitudes	$\delta\sigma^{DVCS+BH}$ (%)
luminosité	3.8
$\delta\epsilon_{ECAL}$	10
$\delta\epsilon_{RPD}$	15
$\delta\epsilon_{tracking}$	3
$\delta\epsilon_{hodo}$	2
$\delta\epsilon_{master}$	1
$\delta\tau_{pileup}$	1
acceptance	$\ll 1$
soustraction sidis	< 0.2
somme quadratique	$\sim 19\%$

TABLE 6.5 – Bilan des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace de production exclusive d'un photon.

6.6.2 Section efficace de production exclusive d'un photon

La section efficace de production exclusive d'un photon est mesurée dans les intervalles définis au paragraphe 6.1.1 en fonction de Φ. La contamination par les évènements du type semi-inclusif est soustraite. La figure 6.22 présente la mesure de la section efficace (carré noirs). Celle-ci est comparée à la section efficace prédite d'après la simulation (ligne bleue). Les différentes contributions dans la section efficace simulée sont isolées pour faciliter l'interprétation de la mesure. La contribution du Bethe-Heitler (ligne en tirets rouges) est dominante dans les trois premiers intervalles en x_{bj}. Comme sa section efficace est connue, la comparaison avec la mesure, qui donne une valeur similaire, permet de valider la mesure de la section efficace de la réaction avec un état final comprenant un muon, un proton et un photon. Dans l'intervalle (4), la contribution de la diffusion Compton profondément virtuelle et de l'interférence des deux processus est plus importante. La valeur mesurée est compatible avec un excès dû à la diffusion Compton profondément virtuelle, en plus du Bethe-Heitler dans la limite des incertitudes.

Les figures 6.23 et 6.24 présentent les taux de comptage mesurés et ceux attendus d'après les simulations contenant seulement du Bethe-Heitler ou toutes les contributions à la section efficace de production exclusive d'un photon. La quantité d'évènements prévue dans l'intervalle (4) est trop faible avec la luminosité des données analysées pour permettre d'isoler les différentes contributions dans la section efficace mesurée. La figure 6.25 montre la contamination par les évènements du type semi inclusif dans la section efficace mesurée.

Les valeurs numériques de la section efficace différentielle, des contaminations et les incertitudes sont données en annexe F.1.

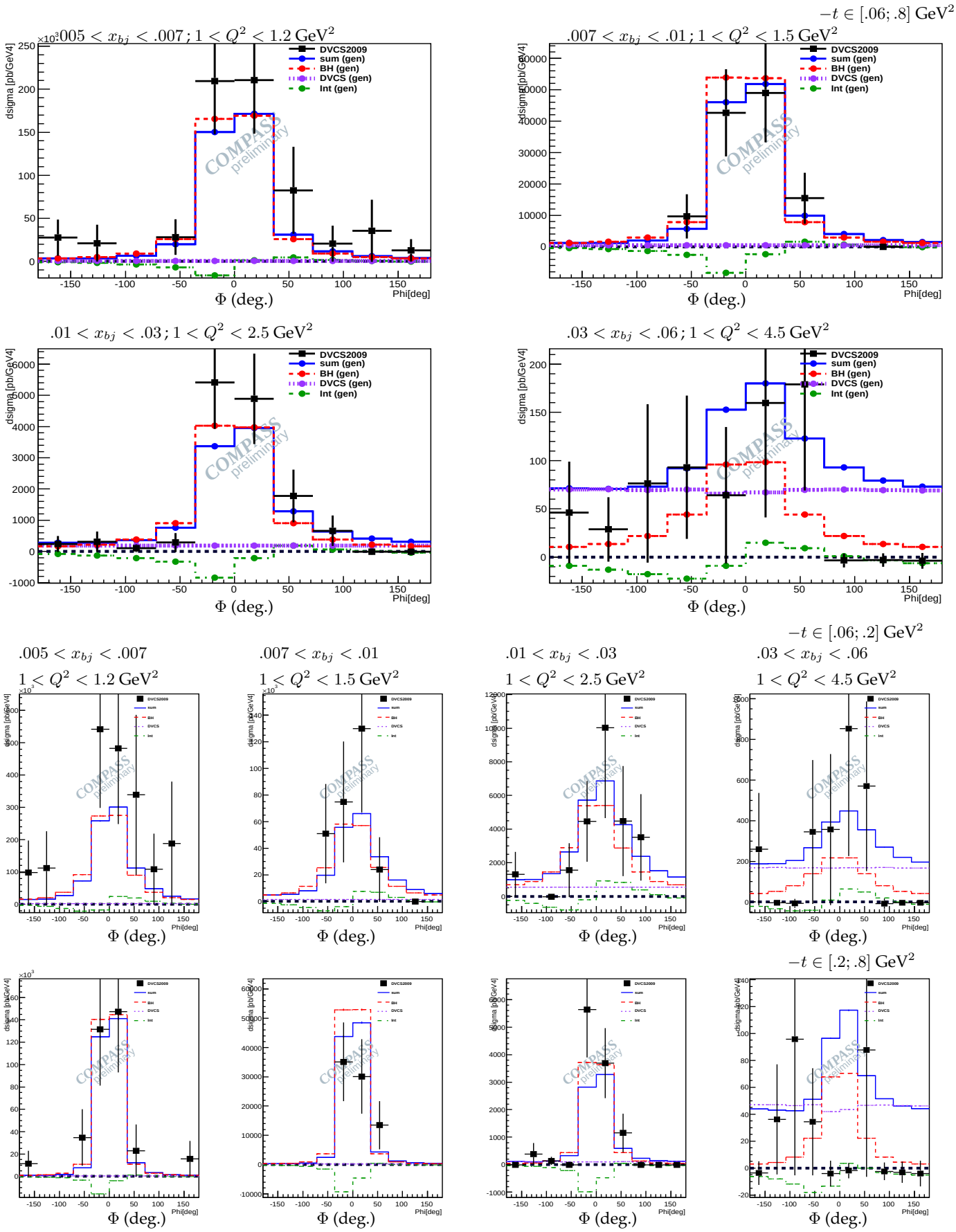


FIGURE 6.22 – Section efficace différentielle en fonction de Φ de production exclusive de photon mesurée après soustraction du bruit de fond (carrés noirs) et contributions prédites pour le Bethe-Heitler (rouge, tirets), le DVCS (violet, pointillés), le terme d'interférence (vert, tirets larges) et la somme des processus (bleu, ligne pleine). La première série de figures correspond aux 4 intervalles bidimensionnels en x_{bj}, Q^2 et la deuxième série, ces 4 mêmes intervalles (colonnes) séparés en deux intervalles en t (lignes).

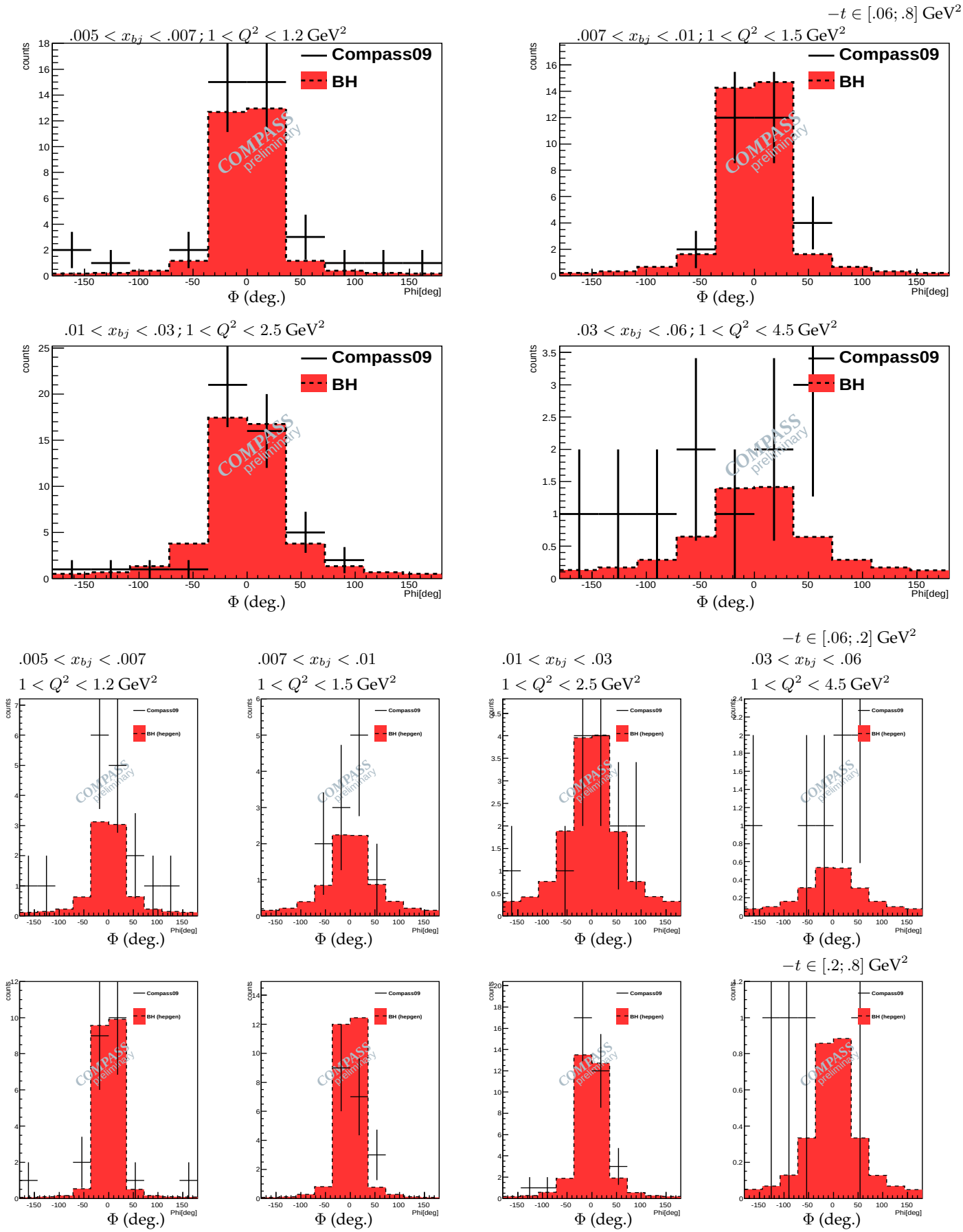


FIGURE 6.23 – Taux de comptage en nombre de coups (points noirs) et prédits par la simulation pour le Bethe-Heitler seul dans les données simulées (courbes pleines rouges). Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

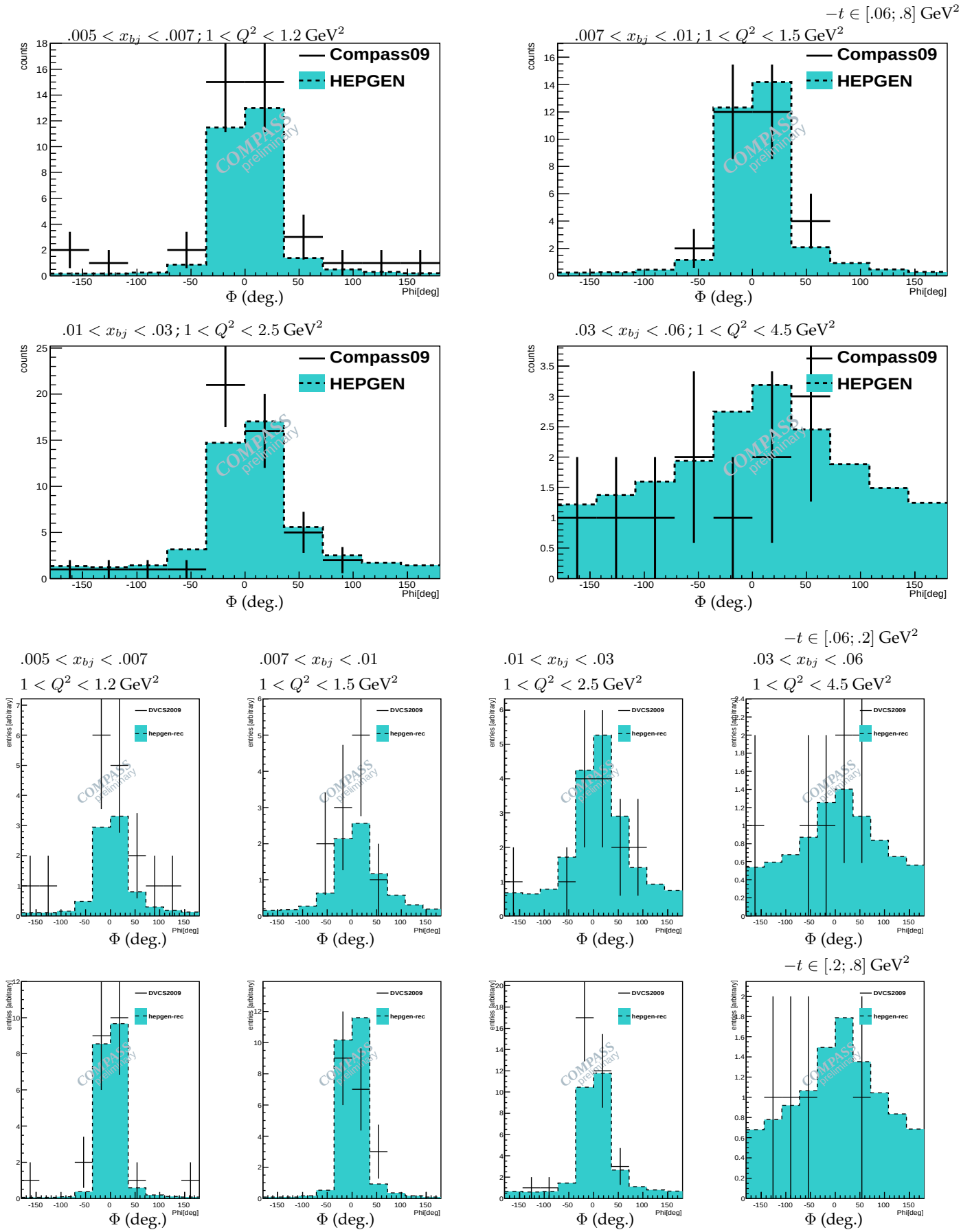


FIGURE 6.24 – Taux de comptage en nombre de coups (points noirs) et prédits par la simulation (courbes pleines bleues) pour la production exclusive d'un photon. Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

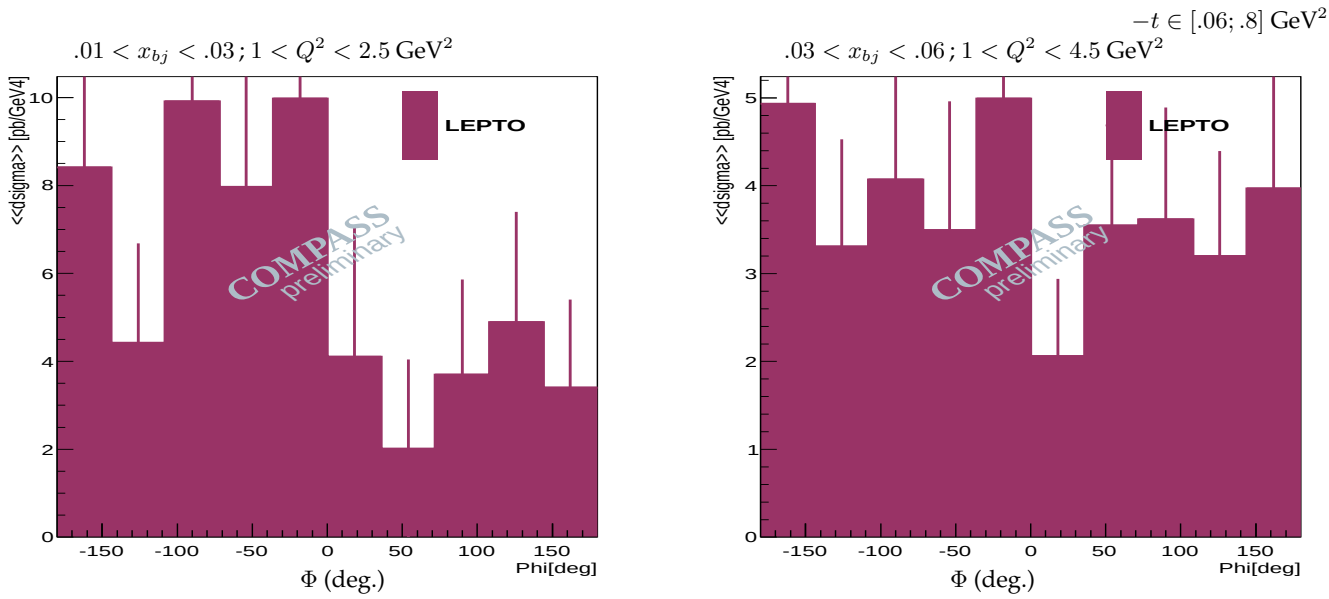


FIGURE 6.25 – Contamination en évènements semi-inclusifs dans la mesure de production exclusive d'un photon d'après la simulation LEPTO 6.3. Seule l'erreur statistique est représentée.

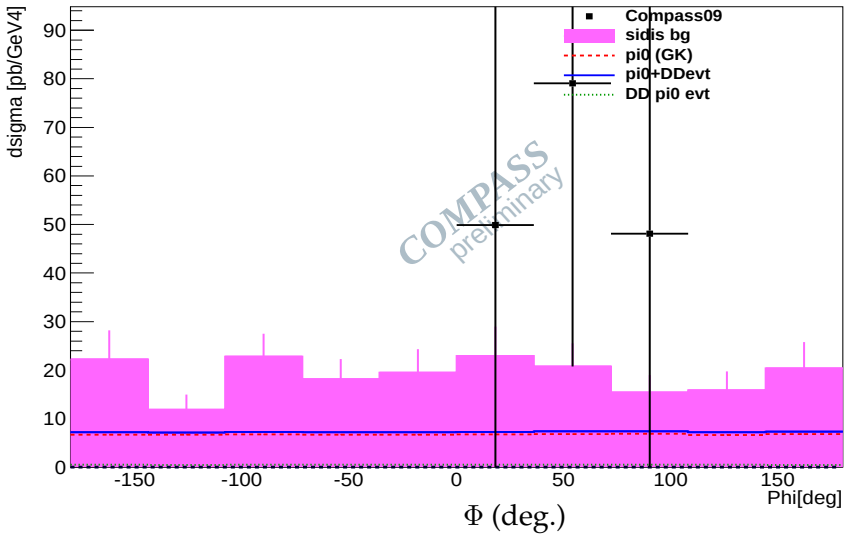
6.6.3 Section efficace de production exclusive d'un pion neutre

La figure 6.26 montre la section efficace de production exclusive de pion neutre en fonction de Φ mesurée dans l'intervalle $0.03 < x_{bj} < 0.06$, $1 < Q^2 < 4.5$ GeV^2 et $0.06 < -t < 0.8$ GeV^2, avant soustraction de la contamination par les évènements semi inclusifs. Seulement quatre évènements sont mesurés. En raison de la faible statistique, les points se trouvent à des valeurs de section efficace différentielle très supérieures à la valeur moyenne sur tout le domaine en Φ. C'est pourquoi seule la mesure moyenne sur l'ensemble du domaine cinématique, intégrée sur Φ, est considérée pour les conclusions. La figure montre la contamination par les évènements du type semi-inclusifs et la prédiction de la section efficace de production exclusive de pion neutre d'après le modèle de Goloskokov et Kroll, avec ou sans l'excitation du proton et la dissociation diffractive de la cible. La section efficace de contamination par les évènements semi-inclusifs est proche de la valeur de la section efficace mesurée sur l'ensemble du domaine cinématique pour les données réelles. Après la soustraction du bruit de fond, la section efficace est compatible avec une valeur nulle mais avec une grande incertitude. Une limite supérieure à la section efficace est établie et elle est telle que la valeur maximale à 1σ de la section efficace différentielle est de 24 pb.GeV^{-4} dans l'intervalle $x_{bj} \in [0.03, 0.06]$, $Q^2 \in [1, 4.5]$ GeV^2, $-t \in [0.06, 0.8]$ GeV^2, $\Phi \in [-\pi, +\pi]$. Cette valeur peut être 10% à 15% plus élevée en tenant compte de l'incertitude de normalisation mise en évidence à grand Q^2 lors de la mesure de $F_2(x, Q^2)$ et qui n'est pas inclue dans le bilan des erreurs systématiques. Ce résultat est compatible avec le modèle de Goloskokov et Kroll, qui prévoit une section efficace différentielle de 7.8 pb.GeV^{-4} dans ce domaine. La figure 6.27 indique les taux de comptage prévus par le modèle pour la luminosité des données analysées. Ces valeurs sont trop faibles pour permettre une mesure de section efficace absolue avec la statistique des données DVCS-2009.

Du fait que seulement quatre évènements sont mesurés le résultat de la mesure de la section efficace n'est pas significatif. Il est intéressant de noter que la comparaison des taux de comptage réels et de la contamination par les évènements semi-inclusifs donne un excès pour les données réelles, tandis que la même comparaison avec les valeurs des sections efficaces donne un déficit. Il s'agit d'un effet statistique, inclu dans l'incertitude, et qui atteste le fait que le résultat n'est pas significatif avec cette statistique. Ceci provient du fait que les quatre évènements sont reconstruit dans un domaine particulier de l'espace des phases dans lequel l'*acceptance* est plus importante (voir figure 6.12). Après correction, la valeur est donc relativement petite en comparaison aux données simulées qui remplissent la totalité du domaine en Φ. Cet effet ne serait pas visible avec une statistique plus importante car l'effet d'*acceptance* serait moyenné.

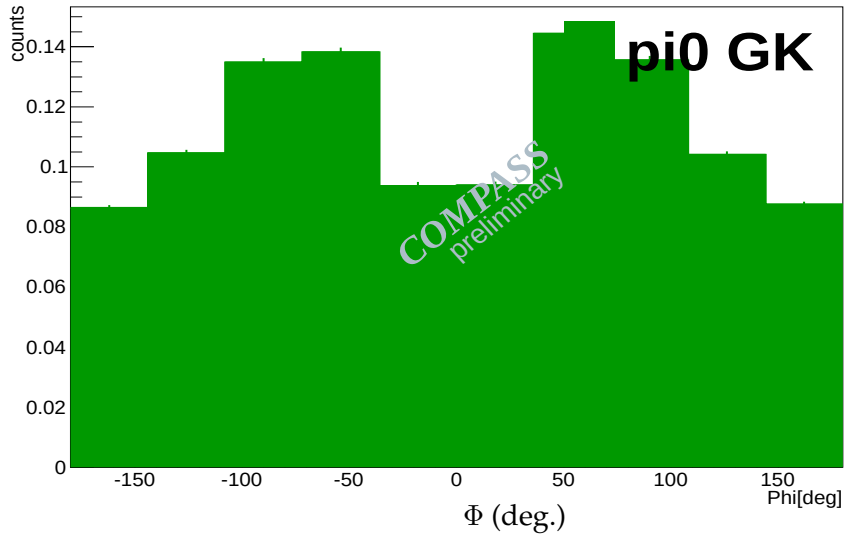
Un point important pour améliorer cette mesure avec des données ayant une statistique plus importante est l'amélioration de la simulation des évènements semi-inclusifs. Ceci permettra d'améliorer la prédiction du taux de contamination. Comme celui-ci est supérieur à la quantité de signal attendue, il doit être connu précisément.

Le résultat de la mesure de la section efficace valide l'estimation de la contamination en évènements de ce type dans la production exclusive d'un photon et justifie le fait qu'aucune soustraction de bruit n'ait été faite.



$.03 < x_{bj} < .06\,;\, 1 < Q^2 < 4.5\ \mathrm{GeV}^2\,;\, -t \in [.06; .8]\ \mathrm{GeV}^2$

FIGURE 6.26 – Section efficace différentielle de production exclusive de π^0 en fonction de Φ mesurée avant soustraction du bruit de fond (carrés noirs) et contributions prédites selon les modèles : en tirets rouges, prédiction de production exclusive de π^0 selon GK, la ligne pleine bleue est la production exclusive de π^0 incluant les évènements avec dissociation diffractive de la cible, représentés par la courbe verte en pointillés. La courbe rose est la contamination par les évènements semi-inclusifs.



$.03 < x_{bj} < .06\,;\, 1 < Q^2 < 4.5\ \mathrm{GeV}^2\,;\, -t \in [.06; .8]\ \mathrm{GeV}^2$

FIGURE 6.27 – Prédiction de taux de comptage pour le signal en nombre de coups d'après le modèle GK à la luminosité des données DVCS-2009. Seule l'erreur statistique est représentée.

6.7 Conclusion

La mesure des sections efficaces de production exclusive de photon et de pion neutre est montrée dans ce chapitre. Toutes les études présentées dans cette partie d'analyse ont permis d'obtenir ce résultat, qui est la première mesure de sections efficaces de processus exclusifs à COMPASS. Ce travail a été mené pour faire une étude de la faisabilité de telles mesures, pour mettre en place une méthode d'analyse et pour mettre en évidence certains problèmes techniques à résoudre pour le projet d'expérience COMPASS-II.

L'accord obtenu entre la section efficace de production exclusive d'un photon mesurée et la prédiction pour le Bethe-Heitler est satisfaisant dans les intervalles où ce processus domine. Ceci démontre la possibilité de mesurer la section efficace de production exclusive d'un photon à COMPASS mais met également en évidence certains problèmes techniques devant être résolus dans les expériences futures afin d'obtenir une section efficace normalisée avec une incertitude de 3% comme le prévoit la proposition d'expérience COMPASS-II. La luminosité des données analysées ici est insuffisante pour pouvoir isoler les différentes contributions à la section efficace totale et extraire la section efficace de diffusion Compton profondément virtuelle. De plus, pour une raison de statistique, seulement les données acquises avec le faisceau de muons positifs ont pu être utilisées. La statistique acquise grâce aux données de la seconde phase de test de l'expérience en 2012 devrait permettre de réaliser cette mesure. Toutefois, seule une longue période d'acquisition, telle que le prévoit la proposition d'expérience COMPASS-II, pourrait permettre une mesure conduisant à l'extraction des distributions de partons généralisées à partir de la diffusion Compton profondément virtuelle dans le domaine cinématique de COMPASS.

Note d'analyse Tous les résultats présentés dans cette partie de thèse ont été soumis à la collaboration COMPASS sous la forme d'une note d'analyse [104].

Deuxième partie

Etude phénoménologique de la diffusion Compton "genre temps"

Chapitre 7

La diffusion Compton "genre temps" sur le nucléon

Sommaire

7.1 Formalisme **142**
7.1.1 La diffusion Compton "genre temps" et le Bethe-Heitler 142
7.1.2 Cinématique 144
7.1.3 Amplitude du TCS 145
7.1.4 Corrections de twist supérieur 148
7.1.5 Amplitude du Bethe-Heitler 149
7.1.6 Calcul de la section efficace 149
7.1.7 Asymétries de polarisation 151
7.2 Résultats pour la diffusion sur le proton **153**
7.2.1 Section efficace non polarisée 153
7.2.2 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon circulairement polarisé 156
7.2.3 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon linéairement polarisé 157
7.2.4 Asymétries de polarisation de la cible 160
7.2.5 Asymétries de double polarisation de la cible et du faisceau 163
7.2.6 Corrections de twist supérieur et impact sur les observables 166
7.3 Résultats pour la diffusion sur le neutron **167**
7.3.1 Comparaison des sections efficaces 167
7.3.2 Comparaison de l'asymétrie de simple polarisation du faisceau pour le TCS sur le proton et sur le neutron. 168
7.3.3 Comparaison des asymétries de simple polarisation de la cible 168
7.3.4 Comparaison des asymétries de double polarisation du faisceau et de la cible 169
7.4 Conclusion sur les observables du TCS **172**

La réaction de photoproduction exclusive d'une paire électron-positron sur le nucléon, $\gamma N \to e^+e^-N'$, correspond au processus de diffusion Compton "genre temps" (TCS) et au processus de Bethe-Heitler (BH) associé. La réaction permet, via la factorisation de la partie non perturbative de la section efficace, d'accéder aux Distributions de Partons Généralisées (GPDs). Dans ce chapitre, les amplitudes des deux processus (TCS et BH) sont calculées et les observables pouvant être définies avec un photon et un nucléon polarisé(s) ou non polarisé(s) sont étudiées en fonction de différentes variables cinématiques. Leur dépendance en fonction de certaines paramétrisations des GPDs est étudiée également. Ces résultats ont été soumis à publication [105, 106].

Une première étude du TCS a été réalisée en 2002 par Berger et al. [107]. Les sections efficaces non polarisée et avec une polarisation de faisceau circulaire ont été dérivées analytiquement. Plus récemment les sections efficaces ont été calculées pour une polarisation de faisceau linéaire [108]. Les résultats de ce travail seront comparés à ces références. Dans le travail présenté dans ce chapitre, certaines corrections de twist 3 et de twist 4 sont effectuées et en particulier, une prescription pour restaurer l'invariance de jauge est proposée.

7.1 Formalisme

7.1.1 La diffusion Compton "genre temps" et le Bethe-Heitler

La réaction de diffusion Compton "genre temps" (TCS) sur le nucléon correspond, dans le régime du DIS, à la diffusion Compton d'un photon sur un quark, où le photon de l'état initial est réel et le photon de l'état final porte une suffisament grande virtualité pour être sensible à la structure en partons du nucléon. Le photon virtuel décroît en une paire de leptons. Ici, seul le cas de la décroissance en une paire e^+e^- est pris en considération. La réaction étudiée est donc

$$\gamma(q,\lambda)\, P(p,\mu) \;\to\; \gamma^*(q',\lambda')\, P'(p',\mu') \;\to\; e^-(k,s)\, e^+(k',s')\, P'(p',\mu') \tag{7.1}$$

avec les vecteurs de polarisation λ, λ' pour les photons initial et final, et les orientations du spin μ, μ' pour le proton initial et final, s, s' pour l'électron et le positron. La figure 7.1 présente les deux diagrammes pour le TCS sur le nucléon où l'interaction a lieu avec un quark au *twist* dominant, c'est à dire à l'ordre dominant en $\frac{t}{Q'^2}$, où Q'^2 est la virtualité du photon émis et $t = (p'-p)^2$. Comme pour le processus DVCS, le TCS a le même état final que le processus du type Bethe-Heitler représenté sur la figure 7.2, avec lequel il interfère. Pour le Bethe-Heitler, le photon incident est converti en une paire électron-positron dans le champ du nucléon, qui est connecté soit à l'électron, soit au positron, par l'échange d'un photon virtuel. Le processus Bethe-Heitler dépend des facteurs de forme du nucléon.

La virtualité du photon émis dans la réaction de TCS doit être suffisament grande pour que la diffusion ait lieu sur un quark du nucléon et permettre de définir une échelle "dure". Le diagramme peut alors être factorisé en une partie perturbative, correspondant à l'interaction "dure" $\gamma q \to \gamma^* q'$, calculable en QED, et une partie non perturbative, correspondant aux interactions entre les partons dans le nucléon au cours de la réaction. Cette partie du diagramme est paramétrée par les Distributions de Partons Généralisées. Sauf indication contraire, tous les calculs présentés dans ce chapitre sont effectués à partir du modèle VGG pour la modélisation des GPDs, présenté dans la section 1.5.4.

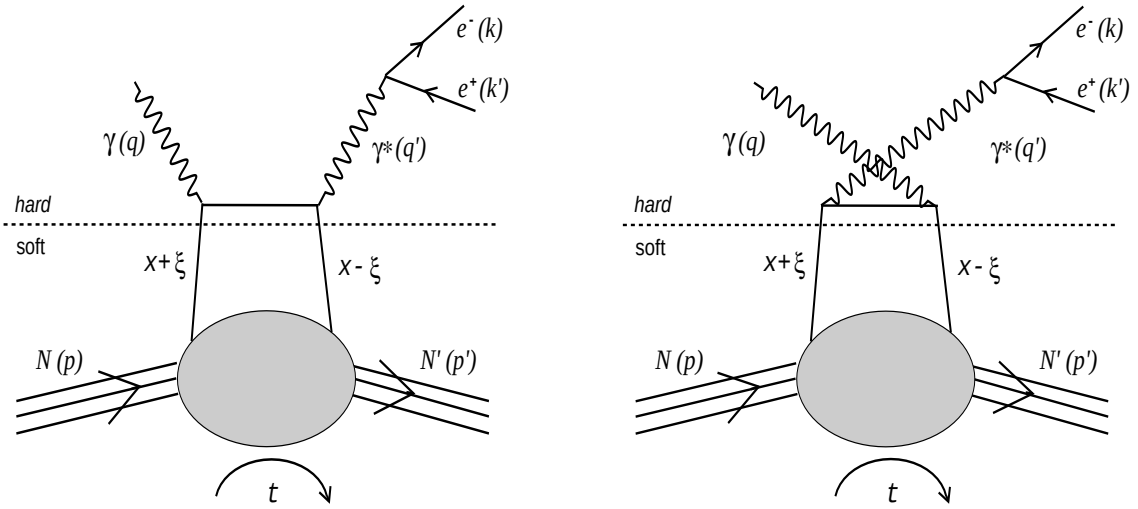


FIGURE 7.1 – Diagramme du type *handbag* pour le TCS au *twist* 2 et au premier ordre. La ligne en pointillés illustre la factorisation entre la partie perturbative, calculable, et la partie non perturbative.

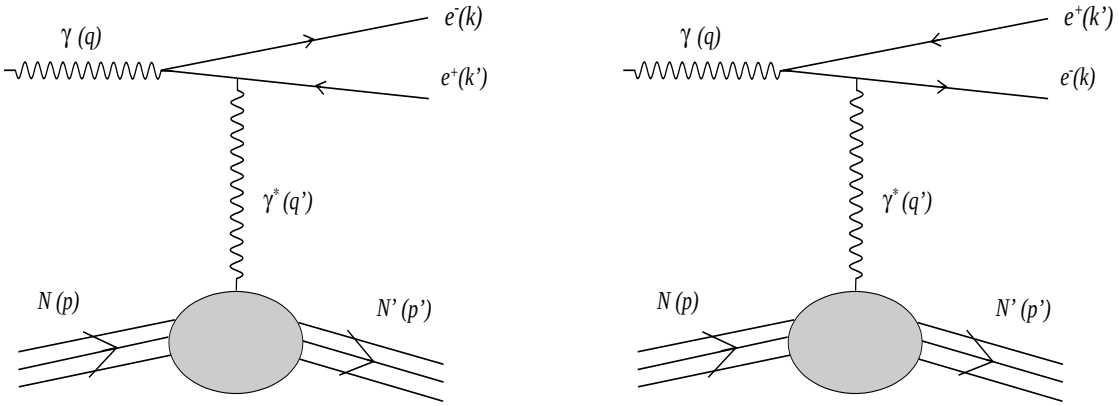


FIGURE 7.2 – Diagrammes pour le Bethe-Heitler qui a le même état final que le TCS, au premier ordre.

7.1.2 Cinématique

La virtualité de la sonde (γ^*) est définie par la quadri-impulsion $Q'^2 = +q'^2 = (k+k')^2$. D'après les expériences de DIS, elle doit typiquement être telle que $Q'^2 > 1$ GeV^2 pour que la réaction soit "dure". Le transfert en impulsion doit être tel que $t/Q'^2 \ll 1$ pour minimiser les corrections de *twist* supérieur. La cinématique de la réaction est également caractérisée par le carré de l'énergie dans le centre de masse γP, noté s. Les variables de Mandelstam s et t s'écrivent

$$t = (p' - p)^2 = (q - q')^2 = -2\, m_N\, (E_\gamma - \sqrt{Q'^2 + ||\vec{q'}||^2}), \tag{7.2}$$

$$s = (p + q)^2 = m_N^2 + 2\, E_\gamma\, m_N, \tag{7.3}$$

dans le référentiel où le proton cible est initialement au repos. Les quadrivecteurs utilisés dans les calculs des amplitudes sont exprimés en terme d'impulsions moyennes pour le photon ($\bar{q}$) et pour le proton (P), définies par

$$P = \frac{1}{2}\left(p + p'\right), \tag{7.4}$$

$$\bar{q} = \frac{1}{2}(q + q'). \tag{7.5}$$

L'impulsion moyenne du photon est liée à la virtualité du photon final par

$$\bar{q}^2 = Q'^2 - \frac{\Delta^2}{4}, \tag{7.6}$$

avec le transfert en impulsion $\Delta^2 = t$. Les calculs sont faits dans un repère où les impulsions $\bar{q}$ et P sont colinéaires et orientées selon l'axe z, dans la direction z^+ pour P et dans la direction z^- pour $\bar{q}$. Dans le référentiel du cône de lumière, tout quadrivecteur peut se décomposer sur la base de Sudakov, dont les vecteurs sont définis par

$$\tilde{p}^\mu = \Lambda/\sqrt{2}\,(1, 0, 0, 1), \tag{7.7}$$

$$n^\mu = 1/\sqrt{2}\Lambda\,(1, 0, 0, -1), \tag{7.8}$$

avec la constante de normalisation Λ. Les vecteurs de Sudakov satisfont $\tilde{p}^2 = n^2 = 0$ et $\tilde{p}.n = 1$. Les composantes longitudinales sur le cône de lumière du quadrivecteur $a = (a^0, a^1, a^2, a^3) = (a^0, \vec{a_\perp}, a^3)$ sont alors

$$a^+ = a \cdot n = (a^0 + a^3)/\sqrt{2}, \tag{7.9}$$

$$a^- = a \cdot \tilde{p} = (a^0 - a^3)/\sqrt{2}, \tag{7.10}$$

et sa décomposition est

$$a^\mu = a^+ \tilde{p}^\mu + a^- n^\mu + a_\perp^\mu. \tag{7.11}$$

Pour le système étudié, il est commode de fixer la normalisation des vecteurs de Sudakov à la composante + de P, telle que $\Lambda = P^+$. Les fractions d'impulsion $-\tilde{\xi}$ et $-\tilde{\xi}'$ sont introduites et sont proportionnelles, respectivement aux composantes + des quadrivecteurs Δ et $\bar{q}$. Les quadrivecteurs se décomposent alors comme

$$P^\mu = \tilde{p}^\mu + \frac{\bar{m}^2}{2}\, n^\mu, \tag{7.12}$$

$$\Delta^\mu = -2\tilde{\xi}\tilde{p}^\mu + \tilde{\xi}\bar{m}^2 n^\mu + \Delta_\perp^\mu, \tag{7.13}$$

$$\bar{q}^\mu = -\tilde{\xi}'\, \tilde{p}^\mu - \frac{\bar{q}^2}{2\tilde{\xi}'}\, n^\mu. \tag{7.14}$$

où $\bar{m}^2 = m_N^2 - \frac{\Delta^2}{4}$, avec m_N la masse du nucléon. Les vecteurs de Sudakov peuvent aussi être réexprimés en fonction de P et $\bar{q}$:

$$\tilde{p}^\mu = \frac{1}{1-\tilde{\xi}'^2\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2}}\left(P^\mu + \tilde{\xi}'\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2}q^\mu\right) \simeq P^\mu, \tag{7.15}$$

$$n^\mu = \frac{-2\tilde{\xi}'}{2\bar{q}^2(1-\tilde{\xi}'^2\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2})}\left(\bar{q}^\mu + \tilde{\xi}'P^\mu\right) \simeq \frac{-4\xi'}{q'^2}(\xi' P^\mu + \bar{q}^\mu). \tag{7.16}$$

Les fractions d'impulsion sur le cône de lumière $\tilde{\xi}$ et $\tilde{\xi}'$ ne sont pas accessibles expérimentalement. Les variables cinématiques ξ et ξ' sont donc définies en fonction des quadrivecteurs qui sont mesurables, Δ, P et $\bar{q}$:

$$\xi = -\frac{\Delta\cdot\bar{q}}{2P\cdot\bar{q}} = \frac{Q'^2}{2(s-m_N^2)+\Delta^2-Q'^2}, \tag{7.17}$$

$$\xi' = -\frac{\bar{q}^2}{2P\cdot\bar{q}} = \frac{-Q'^2+\Delta^2/2}{2(s-m_N^2)+\Delta^2-Q'^2}. \tag{7.18}$$

Elles se relient aux variables $\tilde{\xi}$ et $\tilde{\xi}'$ en développant les produits des quadrivecteurs et en résolvant les équations du second degré obtenues avec les égalités suivantes :

$$\Delta.\bar{q} = \bar{q}^2\,\frac{\tilde{\xi}}{\tilde{\xi}'}\left(1-\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2}\,\tilde{\xi}'^2\right), \tag{7.19}$$

$$P.\bar{q} = -\bar{q}^2\,\frac{1}{2\tilde{\xi}'}\left(1+\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2}\tilde{\xi}'^2\right), \tag{7.20}$$

$$\frac{1}{\xi'} = \frac{1}{\tilde{\xi}'}\left(1+\tilde{\xi}'^2\,\frac{\bar{m}^2}{\bar{q}^2}\right), \tag{7.21}$$

ce qui donne

$$\tilde{\xi} = \frac{1+\tilde{\xi}'^2\,\bar{m}^2/\bar{q}^2}{1-\tilde{\xi}'^2\,\bar{m}^2/\bar{q}^2}\,\xi, \tag{7.22}$$

$$\tilde{\xi}' = \frac{2\xi'}{1+\sqrt{1-4\xi'^2\bar{m}^2/\bar{q}^2}}. \tag{7.23}$$

A la limite asymptotique où les termes en $\Delta^2/\bar{q}^2$ et en $\bar{m}^2/\bar{q}^2$ sont négligés, la relation entre les variables est

$$\tilde{\xi} = \xi = -\tilde{\xi}' = -\xi' = \frac{Q'^2}{2s-Q'^2}. \tag{7.24}$$

Les calculs numériques présentés dans la suite de ce chapitre sont effectués à la limite $\xi = -\tilde{\xi}'$. L'impact des corrections en masse induite par l'introduction de $\xi \neq -\tilde{\xi}'$ dans les propagateurs sera étudié dans la section 7.2.6.

7.1.3 Amplitude du TCS

La partie "dure" de l'interaction est calculée d'après les diagrammes représentés sur la figure 7.3 et en suivant les règles de Feynman [11]. L'amplitude pour les deux diagrammes, au premier ordre, est proportionnelle au tenseur

$$T_H^{\mu\nu} = \frac{1}{(k+\bar{q})^2+i\epsilon}\gamma^\nu\,(\not{k}+\not{\bar{q}})\,\gamma^\mu + \frac{1}{(k-\bar{q})^2+i\epsilon}\gamma^\mu\,(\not{k}-\not{\bar{q}})\,\gamma^\nu, \tag{7.25}$$

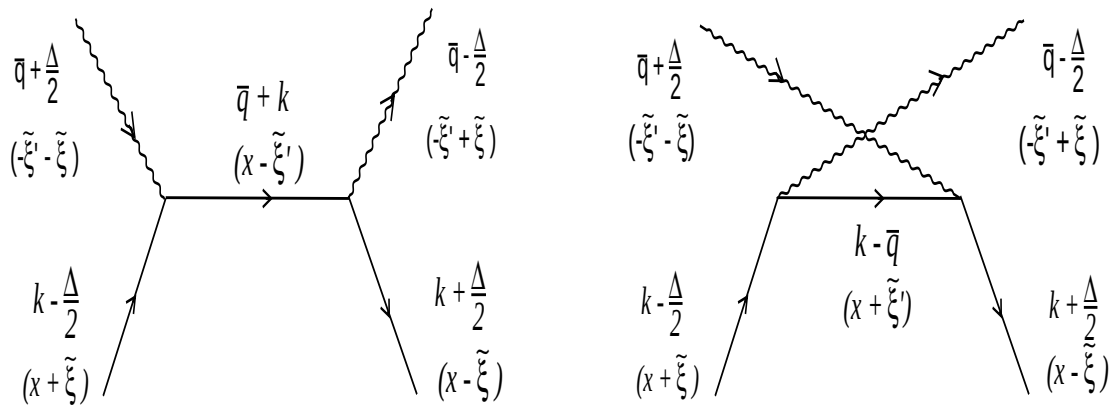


FIGURE 7.3 – Diagramme du processus $\gamma q \to \gamma q$ à l'ordre le plus bas. Les composantes des quadrivecteurs selon la direction "+" sont indiquées entre parenthèses.

qui correspond à la partie "dure" de l'interaction et qui sera contracté avec les vecteurs de polarisation des photons initial et final. Dans l'équation 7.25, les indices μ et ν font référence aux vertex et les composantes des quadrivecteurs entrant dans le développement de l'amplitude sont (notation $(k^+, k^-, k_\perp)$) :

$$k = \begin{pmatrix} x \\ 0 \\ k_\perp \end{pmatrix}, \quad \bar{q} = \begin{pmatrix} -\tilde{\xi}' \\ -\dfrac{\bar{q}^2}{2\tilde{\xi}'} \\ \bar{q}_\perp = 0 \end{pmatrix}. \tag{7.26}$$

pour lesquels $k^2 = 0$ et $k_\perp \to 0$. Le premier terme de l'équation 7.25 peut se développer en

$$\frac{\not{k} + \not{\bar{q}}}{(k+\bar{q})^2 + i\epsilon} = \frac{\gamma^-(k^+ + \bar{q}^+) + \gamma^+\bar{q}^- + \gamma_\perp k_\perp}{2\bar{q}^-(\bar{q}^+ + k^+) + k_\perp}. \tag{7.27}$$

Soit, en négligeant la composante $k_\perp$ et en considérant que $q^- \gg (k^+ + \bar{q}^+)$,

$$\frac{\not{k} + \not{\bar{q}}}{(k+\bar{q})^2 + i\epsilon} \simeq \frac{\gamma^+ q^-}{2\bar{q}^-(\bar{q}^+ + k^+) + i\epsilon} \simeq \frac{\not{n}}{2(x - \tilde{\xi}') + i\epsilon}. \tag{7.28}$$

Le développement du second terme donne

$$\frac{\not{k} - \not{\bar{q}}}{(k-\bar{q})^2 - i\epsilon} \simeq \frac{\not{n}}{2(x + \tilde{\xi}') - i\epsilon}. \tag{7.29}$$

En rappelant la convention pour le tenseur métrique : $2g^{\mu\nu} = \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\}$, la décomposition du produit de trois matrices γ est donnée par

$$\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho = g^{\mu\nu}\gamma^\rho + g^{\nu\rho}\gamma^\mu - g^{\mu\rho}\gamma^\nu + i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\gamma_\sigma\gamma^5. \tag{7.30}$$

Par conséquent

$$\begin{aligned}\gamma^\mu \not{n} \gamma^\nu &= n^\mu \gamma^\nu + n^\nu \gamma^\mu - \not{n} g^{\mu\nu} + i\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho} n_\rho \gamma_\sigma \gamma^5 \\ &= \not{n} \left(-(g^{\mu\nu})_\perp - i\gamma^5 \, (\epsilon^{\mu\nu})_\perp \right).\end{aligned} \tag{7.31}$$

avec les tenseurs

$$\begin{aligned}(g^{\mu\nu})_\perp &= g^{\mu\nu} - (\tilde{p}^\mu n^\nu + \tilde{p}^\nu n^\mu), \\ (\epsilon^{\mu\nu})_\perp &= \epsilon^{\mu\nu\sigma\rho} \, n_\rho \, \tilde{p}_\sigma.\end{aligned} \tag{7.32}$$

L'équation 7.25 peut donc se reécrire sous la forme

$$T_H^{\mu\nu} = \frac{\not{n}}{2} \left[-(g^{\mu\nu})_\perp \cdot \left(\frac{1}{x - \tilde{\xi}' + i\epsilon} + \frac{1}{x + \tilde{\xi}' - i\epsilon}\right) - i\gamma_5 (\epsilon^{\mu\nu})_\perp \left(\frac{1}{x - \tilde{\xi}' + i\epsilon} - \frac{1}{x + \tilde{\xi}' - i\epsilon}\right) \right] \tag{7.33}$$

Il est maintenant possible d'introduire la partie "molle" de l'interaction et de la connecter au tenseur $T_H^{\mu\nu}$ développé précédemment, qui caractérise la partie "dure". La figure 7.4 représente schématiquement les différents tenseurs permettant de calculer l'amplitude du TCS. Pour des quarks sans masse, le tenseur 7.33 présente une structure vecteur et une structure pseudo-vecteur. La partie "molle" du diagramme contient les structures scalaire, pseudo-scalaire, vecteur, pseudo-vecteur et tenseur. L'amplitude est proportionnelle à la trace du produit du tenseur $T_H^{\mu\nu}$ et de l'opérateur associé à l'élément de matrice hadronique (voir équation 1.26). Or, la trace d'un nombre impair de matrice γ^μ est nulle. De ce fait, seules les structures vecteur et pseudo-vecteur de la partie "molle" subsisteront après la contraction avec la partie "dure" du diagramme. A la limite asymptotique où $\tilde{\xi}' = -\xi$ et au *twist* dominant le tenseur $H_{\mu\nu}$ peut s'écrire, en suivant les conventions de Ji [13] pour la décomposition en GPDs, sous la forme

$$\begin{aligned}&H_{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2} \, (-g_{\mu\nu})_\perp \int_{-1}^{1} dx \, \left(\frac{1}{x - \xi - i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi + i\epsilon} \right) \cdot \left(H(x,\xi,t) \bar{u}(p') \not{n} u(p) + E(x,\xi,t) \bar{u}(p') i\sigma^{\alpha\beta} n_\alpha \frac{\Delta_\beta}{2m_N} \, u(p) \right) \\ &- \frac{i}{2} (\epsilon_{\nu\mu})_\perp \int_{-1}^{1} dx \, \left(\frac{1}{x - \xi - i\epsilon} - \frac{1}{x + \xi + i\epsilon} \right) \cdot \left(\tilde{H}(x,\xi,t) \bar{u}(p') \not{n} \gamma_5 \, u(p) + \tilde{E}(x,\xi,t) \bar{u}(p') \gamma_5 \frac{\Delta \cdot n}{2m_N} \, u(p) \right).\end{aligned} \tag{7.34}$$

L'intégration sur x provient de la boucle de quark. Cette décomposition est similaire à celle présentée pour le DVCS dans l'équation 1.28 (paragraphe 1.3.2) et dans l'article [37].

L'amplitude totale du TCS s'obtient en connectant le tenseur $H_{\mu\nu}$ à la paire de leptons de décroissance du photon virtuel et en incluant le vecteur de polarisation du photon incident (voir figure 7.4). L'amplitude du TCS est

$$\mathcal{T}^{TCS} = -\frac{e^3}{q'^2} \, \bar{u}(k) \, \gamma^\nu \, v(k') \, \epsilon^\mu(q,\lambda) \, H_{\mu\nu}^{TCS}, \tag{7.35}$$

où $\epsilon^\mu(q,\lambda)$ est le vecteur de polarisation du photon incident.

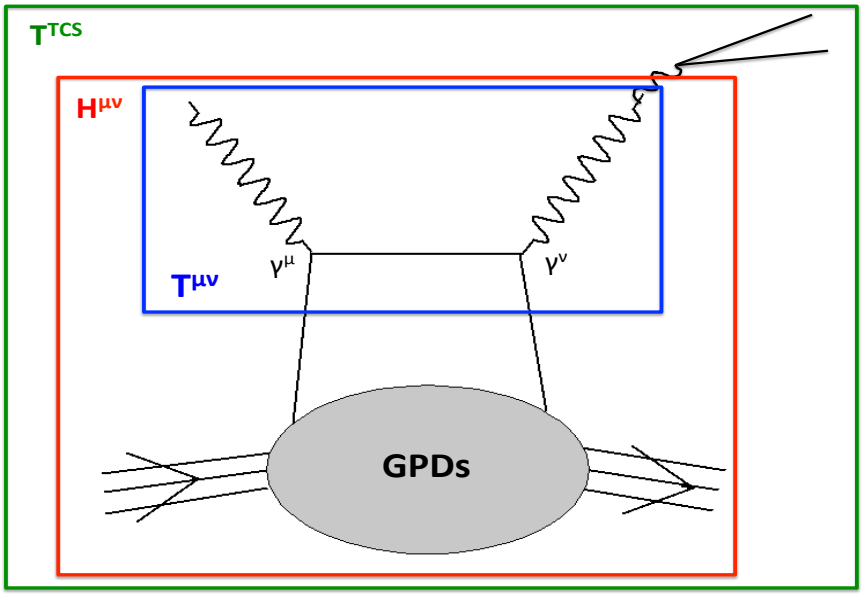


FIGURE 7.4 – Représentation schématique des tenseurs $T_H^{\mu\nu}$ représentant la partie "dure" et $H^{\mu\nu}$ obtenu après contraction avec la partie "molle" paramétrisée par les GPDs. L'amplitude totale du TCS, T^{TCS}, s'obtient en contractant $H^{\mu\nu}$ avec le tenseur leptonique correspondant à la production de la paire e^+e^- par le photon virtuel.

7.1.4 Corrections de twist supérieur

Restauration de l'invariance de jauge

Les amplitudes calculées au *twist* 2 ne sont pas invariantes de jauge. Pour la partie vecteur, elles devraient satisfaire la condition pour les courants du photon initial et du photon final :

$$q_\mu H^{\mu\nu} = q_\nu H^{\mu\nu} = q'_\mu H^{\mu\nu} = q'_\nu H^{\mu\nu} = 0. \tag{7.36}$$

Or, le développement de ces produits donne les relations (avec l'indice "LT" indiquant qu'il s'agit du terme de twist dominant)

$$\begin{aligned} q_\mu H_{LT}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2}(\Delta_\perp)_\kappa \, H_{LT}^{\kappa\nu}, \\ q'_\mu H_{LT}^{\mu\nu} &= -\frac{1}{2}(\Delta_\perp)_\lambda \, H_{LT}^{\kappa\lambda}. \end{aligned} \tag{7.37}$$

La correction proposée pour la partie vecteur est

$$\begin{aligned} H^{\mu\nu} &= H_{LT}^{\mu\nu} - \frac{P^\mu}{2P\cdot\bar{q}} \cdot (\Delta_\perp)_\kappa \cdot H_{LT}^{\kappa\nu} \\ &+ \frac{P^\nu}{2P\cdot\bar{q}} \cdot (\Delta_\perp)_\lambda \cdot H_{LT}^{\mu\lambda} - \frac{P^\mu P^\nu}{4(P\cdot\bar{q})^2} \cdot (\Delta_\perp)_\kappa \cdot (\Delta_\perp)_\lambda \cdot H_{LT}^{\kappa\lambda}. \end{aligned} \tag{7.38}$$

qui permet de rétablir la condition d'invariance de jauge (équation 7.36) par l'ajout de termes ad-hoc de *twist* 3 et 4 (en $\Delta_\perp/Q$ et $(\Delta_\perp/Q)^2$ par rapport au *twist* dominant). L'impact de cette correction sur les sections efficaces et les asymétries sera présenté au paragraphe 7.2.6.

Corrections à la cinématique

Les facteurs $\tilde{\xi}'$ qui sont remplacés à la limite asymptotique par des facteurs ξ peuvent être conservés dans les propagateurs de l'équation 7.34. Ceci correspond à des corrections de *twist* 4, supprimée par un facteur m_n^2/Q^2 par rapport au *twist* dominant et pouvant être considérées comme des corrections en masse dans l'amplitude du TCS. L'effet sera présenté au paragraphe 7.2.6.

7.1.5 Amplitude du Bethe-Heitler

Les diagrammes pour le Bethe-Heitler sont présentés sur la figure 7.2. L'amplitude correspondante à ce processus s'exprime

$$T_{BH} = -\frac{e^3}{\Delta^2}\,\bar{u}(p')\,\Gamma^\nu\,u(p)\,\epsilon^\mu(q)\,\bar{u}(k)\,\left(\gamma_\mu\frac{\not{k}-\not{q}}{(k-q)^2}\gamma_\nu+\gamma_\nu\frac{\not{q}-\not{k}'}{(q-k')^2}\gamma_\mu\right)\,v(k'), \tag{7.39}$$

où $\bar{P}\,\Gamma^\nu\,P$ représente le tenseur hadronique, avec la matrice associée au vertex électromagnétique photon-proton

$$\Gamma^\nu = \gamma^\nu\,F_1(t) + \frac{i\sigma^{\nu\rho}\Delta_\rho}{2\,m_N}\,F_2(t). \tag{7.40}$$

L'amplitude du Bethe-Heitler dépend des facteurs de forme de Dirac et Pauli, $F_1(t)$ et $F_2(t)$, bien connus à petit $|t|$. Ils s'expriment en fonction des facteurs de forme électrique et magnétique du proton selon

$$F_1(t) = \frac{G_E(t) - \frac{t}{4\,m_N^2}G_M(t)}{1-\frac{t}{4\,m_N^2}\,G_M(t)}\ , \qquad F_2(t) = \frac{G_M(t)-G_E(t)}{1-\frac{t}{4\,m_N^2}\,G_M(t)}. \tag{7.41}$$

Dans les calculs présentés dans ce chapitre, les paramétrisations des facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon proviennent respectivement des références [109] et [110] pour le proton, et [111] et [112] pour le neutron. Pour le proton, les facteurs de forme sont

$$G_E(t) = \frac{1-0.13.(-t-0.04)}{A}, \tag{7.42}$$

$$G_M(t) = \frac{\mu_P}{A},$$

$$A = 1+0.116\sqrt{-t}-2.874.t+0.241.(-t)^{\frac{3}{2}}+1.006.t^2+0.345(-t)^{\frac{5}{2}}\ ; \tag{7.43}$$

avec $\mu_P = 2.792850$.

L'amplitude du Bethe-Heitler est purement réelle car il n'y a aucun propagateur sur couche. Par conséquent, pour le Bethe-Heitler seul, les observables sensibles aux parties imaginaires des amplitudes seront nulles.

7.1.6 Calcul de la section efficace

Variables cinématiques et angles de décroissance

Pour une énergie de photon E_γ ou pour une valeur du transfert en impulsion longitudinal ξ fixés, le processus $\gamma(q)N(p) \to N'(p')e^-(k)e^+(k')$ dépend de quatre variables cinématiques indépendantes : Q'^2, t et les angles de décroissance ϕ et θ de la paire de leptons dans le référentiel

de centre de masse du photon virtuel. Ces angles sont montrés sur la figure 7.5. Sur le schéma de gauche, les trois flèches rouges représentées dans la direction du nucléon incident et perpendiculairement à celle-ci indiquent les orientations possibles de la polarisation de la cible, c'est à dire longitudinale pour une orientation dans la direction de propopagation du nucléon (axe z) ou transverse, selon x si le vecteur de polarisation est dans le plan de la réaction, selon y si le vecteur de polarisation est perpendiculaire au plan. Les deux flèches rouges associées au photon incident montrent les deux états de polarisation linéaire pour le photon réel, c'est à dire selon l'axe x, dans le plan de réaction, ou selon l'axe y, perpendiculairement au plan de réaction. L'angle de polarisation Ψ est l'angle entre le vecteur de polarisation du photon et le plan de la réaction.

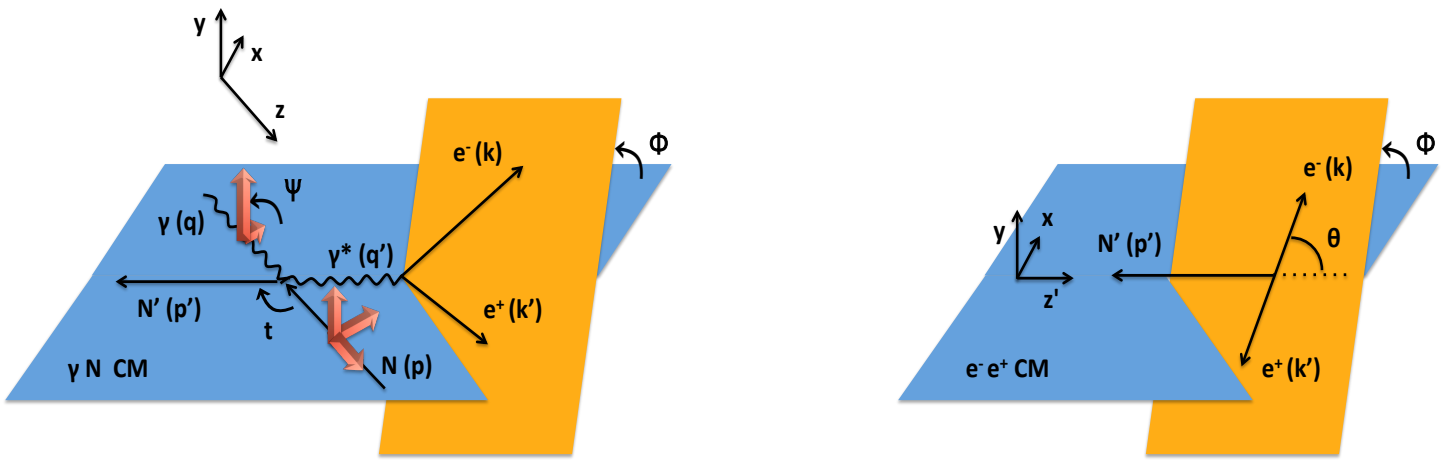


FIGURE 7.5 – A gauche : schéma de la réaction $\gamma N \to \gamma^* N'$ (pour le TCS) dans le référentiel de centre de masse de γN. Les flèches rouges représentent les vecteurs de polarisation pour le faisceau de photons et pour le nucléon cible. A droite : angles de décroissance dans le référentiel de centre de masse de la paire $e^- e^+$, où ϕ est l'angle entre le plan de la réaction et celui de décroissance de la paire de leptons, et θ est l'angle entre entre l'axe z' de propagation de l'électron et celui du photon virtuel dans le référentiel de centre de masse γN.

Facteur de flux et facteur d'espace de phases

Une section efficace différentielle peut s'écrire de façon générale

$$\frac{d\sigma}{d\Phi} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{\mathcal{F}}, \tag{7.44}$$

où $\mathcal{M}$ est l'amplitude de la réaction. Le facteur $\mathcal{F}$ est le facteur de flux, défini de façon générale pour la réaction $p_1\, p_2 \to X$, où p_1 et p_2 sont les quadrivecteurs des deux particules incidentes, par

$$\mathcal{F} = \sqrt{4[(p_1.p_2)^2 - m_1^2.m_2^2]} = \sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}, \tag{7.45}$$

avec m_1, m_2 les masses des deux particules incidentes. Le facteur de flux se réduit pour le TCS, dans le référentiel du laboratoire où le nucléon est au repos, à

$$\mathcal{F} \simeq 4 m_N.E_\gamma. \tag{7.46}$$

Le facteur $d\Phi$ dans l'équation 7.44 est le facteur d'espace de phases. Pour la réaction $\gamma N \to e^+e^-N$, il se décompose en

$$d\Phi = \left(\frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E_{N'}}\right).\left(\frac{d^3k}{(2\pi)^3 2E_{e^-}}\right).\left(\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E_{e^+}}\right).(2\pi)^4\,\delta^{(4)}\left(q+p-p'-k-k'\right), \tag{7.47}$$

avec la convention de normalisation des états

$$\langle p'|p\rangle = 2E\,(2\pi)^2\,\delta^{(3)}(\vec{p}-\vec{p'}). \tag{7.48}$$

Le facteur d'espace de phases peut être réexprimé en fonction des variables $Q'^2,\ t,\ \phi$ et $\cos\theta$ en intégrant les égalités suivantes dans l'équation 7.47 :
- pour le nucléon de recul (les variables sont exprimées dans le référentiel du laboratoire)

$$q'^2 = t + 2m_N E_\gamma - 2E_\gamma E_{N'} + 2E_\gamma|\vec{p'}|\cos(\theta_{N'\gamma}) \Rightarrow \frac{dq'^2}{dcos\theta_{N'\gamma}} = 2E_\gamma|\vec{p'}|, \tag{7.49}$$

$$|\vec{p'}|^2 = -t\left(1-\frac{t}{4m_N^2}\right)\ ;\ E_{N'} = m_N\left(1-\frac{t}{2m_N^2}\right) \Rightarrow \frac{|\vec{p'}|^2\,d|\vec{p'}|}{2E_{N'}} = \frac{|\vec{p'}|}{4m_N}\,dt$$

$$\Longrightarrow \frac{|\vec{p'}|^2 d|\vec{p'}|d\cos\theta_{\gamma N'}}{2E_{N'}} = \frac{dt\,dq'^2}{8m_N E_\gamma}.$$

- pour les deux leptons de décroissance du photon virtuel (les variables sont exprimées dans le référentiel du centre de masse de e^+e^- pour faire apparaître les angles θ et ϕ qui sont définis dans ce référentiel et $m_{e^+} = m_{e^-} = 0$)

$$\left(\frac{d^3k}{(2\pi)^3.2E_{e^-}}\right).\left(\frac{d^3k'}{(2\pi)^3.2E_{e^+}}\right).(2\pi)^4\,\delta^{(4)}\left(q+N-N'-k-k'\right) \tag{7.50}$$

$$= \frac{1}{4}\,d|\vec{k}|\,d\cos\theta d\phi\ \delta\left(\sqrt{q'^2}-2|\vec{k}|\right) = \frac{d\cos\theta d\phi}{8\,(2\pi)^2}.$$

soit

$$d\Phi = \frac{dQ'^2\,dt\,d\cos\theta\,d\phi}{64\,(2\pi)^4\,m_N\,E_\gamma}. \tag{7.51}$$

Finalement, en introduisant ce facteur dans l'équation 7.44, la section efficace de la réaction peut s'exprimer

$$\frac{d^4\sigma(\gamma p \to p'e^+e^-)}{dQ'^2 dt d\Omega} = \frac{|\,T^{BH}+T^{TCS}\,|^2}{64\,(2\pi)^4\,(s-m_N^2)^2} \tag{7.52}$$

avec $d\Omega = d\cos\theta d\phi$. Le facteur $|\,T^{BH}+T^{TCS}\,|^2$ est moyenné sur les hélicités des particules de l'état final. La section efficace non polarisée s'obtient en moyennant également sur les hélicités du nucléon et du photon de l'état initial, tandis que les sections efficaces polarisées s'obtiennent en moyennant simplement sur les hélicités du photon ou du proton (simple polarisation) ou en fixant ces hélicités (double polarisation).

7.1.7 Asymétries de polarisation

Faisceau linéairement polarisé : asymétrie en Ψ

La dépendance de la section efficace dans l'angle Ψ entre le plan de la réaction et le vecteur de polarisation du photon incident a été développée de façon analytique dans [108]. Elle est prise en

compte dans ce travail en calculant numériquement les sections efficaces à partir des vecteurs de polarisation pour le photon

$$\epsilon_x = -\begin{pmatrix}\cos\Psi\\ \sin\Psi\\ 0\end{pmatrix}, \;\; \epsilon_y = -\begin{pmatrix}-\sin\Psi\\ \cos\Psi\\ 0\end{pmatrix} \tag{7.53}$$

L'asymétrie de polarisation linéaire du faisceau en fonction de Ψ est définie suivant

$$A_{\ell U}(\Psi) = \frac{\sigma_x(\Psi) - \sigma_y(\Psi)}{\sigma_x(\Psi) + \sigma_y(\Psi)} \tag{7.54}$$

avec la notation $\sigma_{x,y}(\Psi)$ pour la section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma}{dQ'^2 dt d\Omega d\Psi}$ où les indices x, y correspondent à une orientation du spin du photon selon l'axe x ou y. Dans [108], il est montré que le terme d'interférence pour une polarisation linéaire du faisceau est

$$\frac{d^5\sigma^{(INT)}_{linpol}}{dQ'^2\, dt\, d\Omega\, d\Psi} = \frac{-\alpha^3}{16\pi^2\, s^2\, Q'^2}\left(\frac{4s|\Delta_\perp|}{Q'\, t}\right)(\sin\theta\cos(2\Psi+3\phi))\,\Re\left[\mathcal{H}F_1 - \frac{t}{4m_N^2}\mathcal{E}F_2 + \xi\tilde{\mathcal{H}}(F_1+F_2)\right] \tag{7.55}$$

ce qui prédit une modulation en $\cos 2\Psi$, dont le moment non nul est un moment en $\cos(3\phi)$.

Asymétries de simple et double polarisation avec une cible polarisée et/ou un faisceau circulairement polarisé

Les asymétries de simple et de double polarisation de la cible et/ou du faisceau circulairement polarisé sont calculées dans la suite de ce travail en fonction de l'angle ϕ et en fonction de la variable cinématique t. La dépendance en Ψ est intégrée dans les calculs des sections efficaces polarisées permettant de définir ces asymétries. Les asymétries de simple polarisation en fonction de ϕ avec un faisceau circulairement polarisée ($A_{\odot U}$) ou une cible polarisée (A_{Ui}) sont définies par

$$A_{\odot U}\;\;(A_{Ui}) = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \tag{7.56}$$

où $\sigma^\pm$ représente la section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma}{dQ'^2 dt d\Omega}$. Pour une cible polarisée, dans A_{Ui}, l'indice i représente l'axe selon lequel est orienté le spin du nucléon : x, y ou z et les exposants $+$ et $-$ représentent le sens de la polarisation. Pour un faisceau polarisé, dans $A_{\odot U}$, les exposants $+$ et $-$ représentent les deux sens de polarisation du photon circulairement polarisé, correspondant aux vecteurs de polarisation du photon

$$\epsilon_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ 1\\ +i\\ 0\end{pmatrix}, \epsilon_- = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ 1\\ -i\\ 0\end{pmatrix}. \tag{7.57}$$

Les asymétries de double polarisation de la cible et du faisceau sont définies en fonction de ϕ, pour un faisceau circulairement polarisé et pour une cible polarisée, selon

$$A_{\odot i} = \frac{(\sigma^{++} + \sigma^{--}) - (\sigma^{+-} + \sigma^{-+})}{\sigma^{++} + \sigma^{--} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+}} \tag{7.58}$$

où $\sigma\pm\pm$ représente le section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma}{dQ'^2 dt d\Omega}$ et où le premier indice représente le sens de rotation du spin du photon, $+$ ou $-$, tandis que le second indice représente le sens de polarisation du nucléon, polarisé selon l'axe $i = x, y$ ou z.

7.2 Résultats pour la diffusion sur le proton

Dans cette section les calculs des sections efficaces polarisées sont effectués à la limite asymptotique, soit $\tilde{\xi}' = -\xi$. Les amplitudes n'incluent pas le terme de restauration de l'invariance de jauge.

7.2.1 Section efficace non polarisée

Dépendance angulaire

La figure 7.6 montre la dépendance en θ et en ϕ de la section efficace à $\xi = 0.2$ et $-t = 0.4\,\text{GeV}^2$, une cinématique typique de JLAB avec un faisceau d'électrons à 11 GeV. Celle-ci est présentée en fonction de ϕ pour différentes valeurs de θ, pour le Bethe-Heitler seul (courbes oranges), pour le TCS seul (courbes de la partie basse de la figure, c'est à dire à plus faibles sections efficaces), et pour les deux processus ensemble (courbes colorées dans la partie supérieure de la figure). La comparaison entre les courbes pour le Bethe-Heitler seul et le TCS seul montre que le Bethe-Heitler est dominant dans la réaction d'un à deux ordres de grandeur. Les sections efficaces totales ne varient que de l'ordre du pourcent avec l'ajout du TCS. L'angle θ caractérise le taux relatif de Bethe-Heitler et de TCS dans la réaction.

La dépendance en θ des sections efficaces s'explique en examinant les contributions relatives des deux diagrammes associés au Bethe-Heitler. Lorsque $\theta \to 0°$, l'électron se propage dans la direction du photon incident. Or, lorsque k et q sont colinéaires, l'amplitude 7.39 présente un pic. Ceci implique que le diagramme où le positron est connecté au proton domine. L'électron, le positron et le proton sont alors tous dans le même plan. Ceci correspond à un angle $\phi = 180°$, car ϕ est défini par rapport à la direction de l'électron. Un pic est donc attendu pour $\phi = 180°$. Inversement, lorsque $\theta = 180°$ l'électron se propage vers l'arrière et le positron va dans la même direction que le photon virtuel. Ceci implique une singularité dans l'équation 7.39 et le diagramme dominant est celui pour lequel l'électron est connecté au proton. Un pic est attendu pour $\phi = 0°$. Aux angles intermédiaires, la contribution relative des deux diagrammes pour le Bethe-Heitler diminue, et leur contribution est équivalente pour $\theta = 90°$. La figure montre que la section efficace du Bethe-Heitler pour $\theta = 90°$ augmente légèrement à $\phi = 0°$ et à $\phi = 180°$, ce qui est la résultante des deux pics correspondant aux deux diagrammes. Comme le Bethe-Heitler est dominant dans la section efficace totale, la forme de sa dépendance en ϕ évolue avec l'angle θ de la même façon que pour le Bethe-Heitler seul.

Dans une perspective expérimentale, il est utile d'intégrer les sections efficaces sur θ afin de conserver plus de statistique dans les intervalles cinématiques. La courbe noire montre le résultat obtenu pour la section efficace totale lorsque θ est intégré sur $[45°, 135°]$. Celle-ci est environ trois fois plus grande qu'à $\theta = 90^0$, ou le taux de TCS était plus important. En intégrant sur θ, le rapport des sections efficaces TCS/BH a été diminué d'un rapport 5 environ en comparaison du rapport TCS/BH à $\theta = 90^0$. Toutefois, l'impact sur les asymétries (dont il sera question plus loin) est moins important.

Dépendance en Q'^2 et en t

La figure 7.7 montre les résultats pour $\frac{d\sigma}{dtdQ'^2}$ en fonction de Q'^2 à gauche et en fonction de t à droite, obtenus avec θ intégré sur $[\pi/4, 3\pi/4]$ et ϕ intégré sur $[0, 2\pi]$. Les courbes correspondent aux

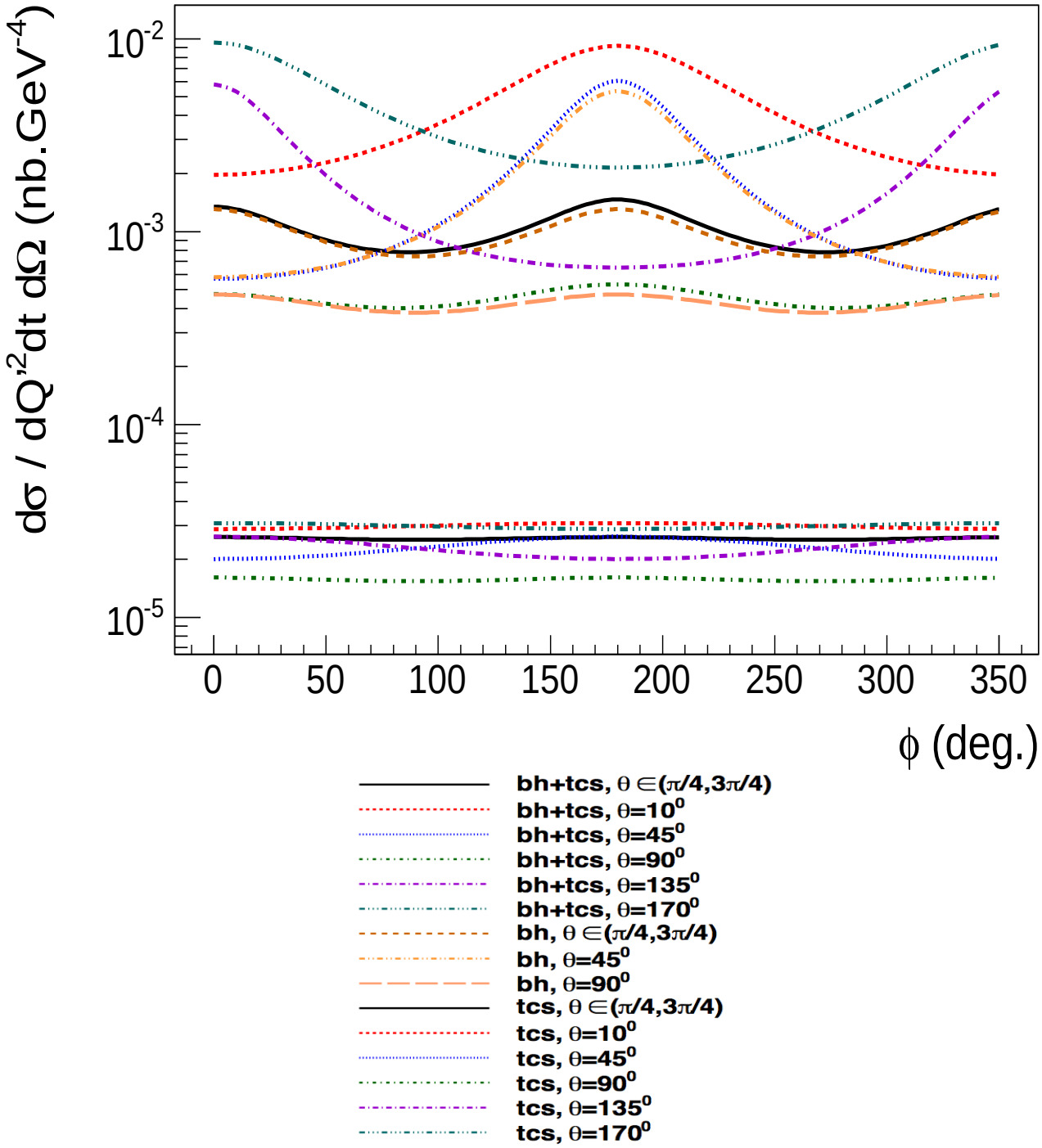


FIGURE 7.6 – Section efficace différentielle non polarisée $\frac{d\sigma}{dQ'^2\, dt\, d\phi\, d(cos\theta)}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p' e^+ e^-$ en fonction de ϕ à ξ=0.2, $-t = 0.4$ GeV^2, $Q'^2 = 7$ GeV^2 et pour différentes valeurs de θ, fixé à : $10°, 45°, 90°, 135°, 170°$ ou θ intégré sur $[45°, 135°]$. Les courbes du bas de la figure avec les plus faibles sections efficaces correspondent aux résultats pour le TCS seul. Les calculs pour le TCS+BH et pour le Bethe-Heitler correspondent aux courbes du haut de la figure.

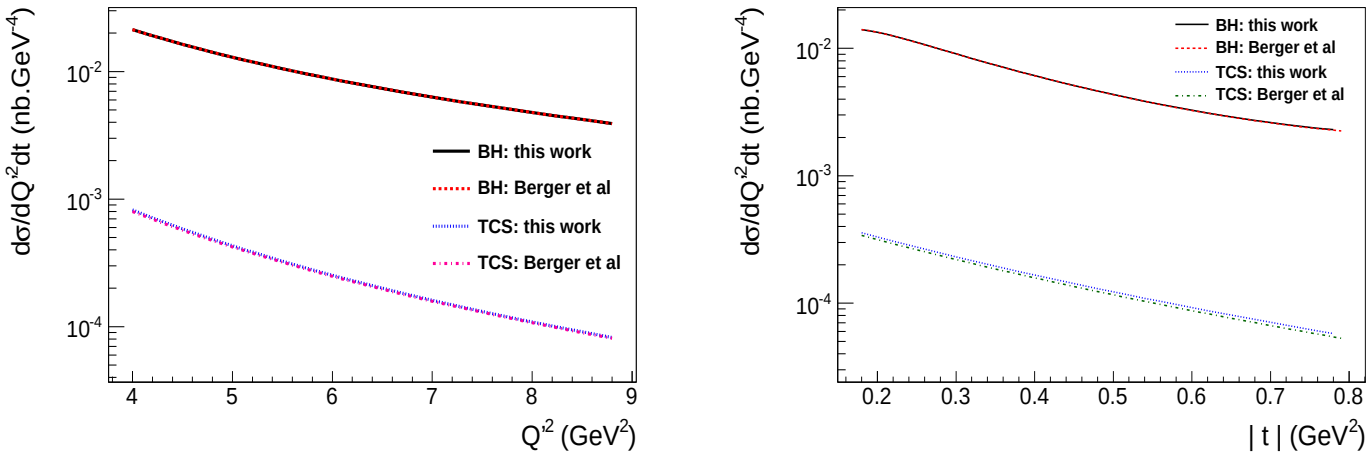


FIGURE 7.7 – Section efficace différentielle $d\sigma/dtdQ'^2$ intégrée sur $\phi \in [0, 2\pi]$ et $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$, en fonction de Q'^2 (à gauche) et t (à droite). La dépendance en Q'^2 est calculée pour $-t = 0.4$ GeV^2 et $\xi = 0.2$. La dépendance en t est calculée à $Q'^2 = 7$ GeV^2 et $\xi = 0.2$. Pour les deux figures, les deux courbes avec les plus grandes sections efficaces correspondent au Bethe-Heitler seul tandis que les deux courbes avec les sections efficaces les plus petites correspondent au TCS seul. Les résultats numériques de ce travail sont comparés aux prédictions avec les expressions analytiques de [107].

sections efficaces pour le Bethe-Heitler seul (en noir) et pour le TCS seul (en bleu). Comme attendu, celles-ci décroissent avec $|t|$ et Q'^2. Ces résultats sont comparés à ceux de Berger et al. [107] (courbes rouge pour le Bethe-Heitler et verte pour le TCS). Comme il est difficile de distinguer les différentes courbes, la figure 7.8 montre le rapport des calculs de ce travail et de [107] en fonction de Q'^2, pour le Bethe-Heitler seul, pour le TCS seul et pour les deux processus ensembles. La paramétrisation des GPDs utilisée pour les deux calculs est celle du modèle VGG et ne prend en compte que la GPD H.

Comme ceci a déjà été mentionné, le poids relatif du TCS par rapport au Bethe-Heitler est d'environ deux ordres de grandeur inférieur. Les résultats obtenus ici montrent que ceci est vrai quelques soient les valeurs de t et Q'^2 explorées ici.

La comparaison entre les résultats de ce travail et ceux de [107] montre des sections efficaces très proches pour le Bethe-Heitler et présentant une différence de quelques pourcents pour le TCS, en particulier à petit Q'^2. Cette différence provient des approximations en t/Q'^2 qui ont été faites dans le développement analytique. Il existe aussi une différence au niveau du facteur de flux qui, dans ce travail est $\mathcal{F} = \frac{1}{2\,(s-m_N^2)}$, tandis qu'il est approximé à $\mathcal{F} = \frac{1}{2\,s}$ dans [107]. La courbe bleue (pointillés) correspond à la comparaison faite après avoir ajouté le terme de masse dans les équations analytiques par rapport aux équations d'origine tandis que la courbe rouge (tirets) correspond à la comparaison sans l'ajout du terme de masse.

Comme l'effet du TCS dans les sections efficaces non polarisées est très faible (de l'ordre du pourcent), les observables de polarisation, dans lesquelles l'impact du TCS peut être amplifié grâce au terme d'interférence, sont étudiées dans les paragraphes suivants de cette section.

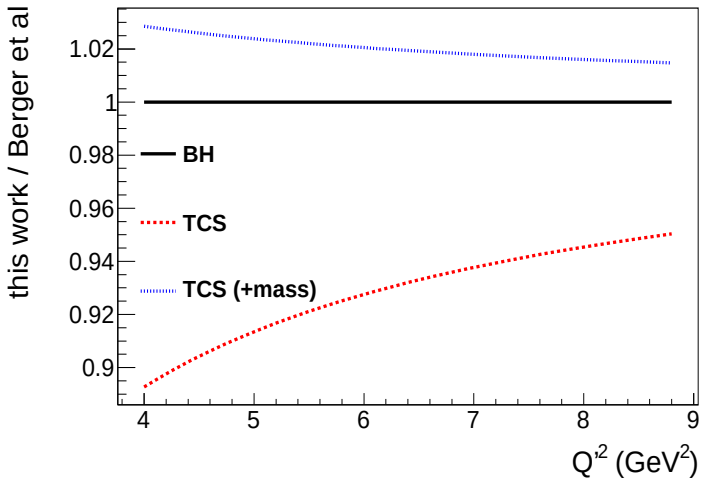


FIGURE 7.8 – Rapport des sections efficaces $d\sigma/dtdQ'^2$ "analytique" [107] et "numérique" (ce travail) en fonction de Q'^2, à $-t = 0.4$ GeV^2 et $\xi = 0.2$. La courbe bleue est obtenue après l'ajout du terme de masse dans le terme d'espace de phase par rapport aux équations analytiques d'origine.

7.2.2 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon circulairement polarisé

L'asymétrie de simple polarisation de faisceau avec un faisceau circulairement polarisé (équation 7.56) est sensible à la partie imaginaire de l'amplitude. Ceci est montré dans les expressions analytiques développées dans [107], où seul le terme d'interférence dépend de la polarisation circulaire du faisceau et peut s'écrire :

$$\left(\frac{d\sigma_{INT}}{dQ'^2 dt d\cos\theta d\phi}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma_{INT}}{dQ'^2 dt d\cos\theta d\phi}\right)_{unpol} \tag{7.59}$$
$$- \nu \frac{M\,\alpha_{EM}^3}{4\pi s^2(-t)Q'} \frac{1}{\tau\sqrt{1-\tau}} \frac{L_0}{L}$$
$$\left[\sin\phi \frac{1+\cos^2\theta}{\sin\theta} \Im m(\tilde{M}^{--}) - \sin 2\phi\sqrt{2}\cos\theta \Im m(\tilde{M}^{0-}) + \sin 3\phi \sin\theta \Im m(\tilde{M}^{+-}) + O(\frac{1}{Q'})\right],$$

où ν est la polarisation circulaire du faisceau, $\tau = \frac{Q'^2}{2p.q}$, $= (p+p')^2$, et $\tilde{M}^{\mu'\mu}$ sont les amplitudes d'hélicité dont les exposants correspondent respectivement la polarisation du photon entrant et sortant. Le facteur $\frac{L}{L_0}$ correspond au rapport du produit des propagateurs du Bethe-Heitler et de sa valeur à la limite asymptotique L_0. Les termes correspondant à l'amplitude au carré du DVCS seul et du TCS seul dans la section efficace polarisée ne dépendent pas de la polarisation du faisceau. L'asymétrie est donc sensible aux GPDs à travers le terme d'interférence. La figure 7.9 montre l'asymétrie de faisceau circulairement polarisé $A_{\odot U}$ en fonction de ϕ pour différentes valeurs d'angle θ pour un scénario avec seulement du Bethe-Heitler dans le processus (courbe noire) et avec du TCS en addition (asymétries de 15% à 25%). Les résultats sont comparés aux prédictions analytiques de [107]. Dans les deux cas, le TCS est paramétrisé avec seulement la GPD H. La figure confirme une asymétrie plus grande à $\theta = 90°$ où le rapport TCS/BH est le plus grand. Ce rapport tend à diminuer lorsque θ se rapproche des singularités pour le Bethe-Heitler en $\theta \to 0°$ et $\theta \to 90°$. L'intégration sur l'angle θ telle que $\theta \in [45°, 135°]$ ne change pas l'interprétation qui peut être faite en terme de GPDs. La différence de quelques pourcents entre les résultats de ce travail et

de [107] provient des approximations en t/Q'^2 dans le développement analytique, qui augmentent légèrement l'amplitude de l'asymétrie.

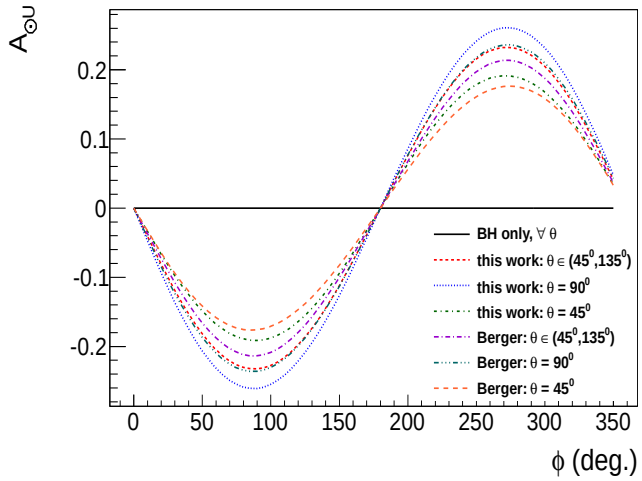


FIGURE 7.9 – Asymétrie de faisceau circulairement polarisé $A_{\odot U}$ en fonction de ϕ pour $Q'^2 = 7$ GeV^2, $\xi = 0.2$, $-t = 0.4$ GeV^2 et pour $\theta = 45°$, $\theta = 90°$ et $\theta \in [45°, 135°]$. Le TCS est paramétrisé avec seulement la GPD H. Les calculs de ce travail sont comparés aux prédictions de [107].

La sensibilité de $A_{\odot U}$ aux GPDs est présentée sur la figure 7.10 (à gauche) en fonction de ϕ. Cette asymétrie est principalement sensible à la partie imaginaire du CFF $\mathcal{H}$. Le premier moment de l'asymétrie étant en $\sin\phi$, l'évolution en t de $A_{\odot U}(\phi = 90°)$ est présentée sur la figure 7.10 (à droite), pour différents scénarios de paramétrisation par les GPDs : le calcul est effectué avec seulement H dans la paramétrisation du TCS, puis en incluant en addition $\tilde{H}$, E ou $\tilde{E}$. L'évolution des différentes courbes montre une asymétrie plus importante à grand $|t|$ ainsi qu'une sensibilité aux quatre GPDs de quark. La sensibilité est plus importante pour $\tilde{H}$ mais l'inclusion de E dans la paramétrisation fait varier de façon non négligeable la valeur de l'asymétrie à grand $|t|$. La comparaison avec la courbe en pointillés-tirets verte, qui correspond à une paramétrisation avec une forme factorisée de la dépendance en t dans H, montre que la dépendance aux GPDs dépend du modèle utilisé pour la paramétrisation.

7.2.3 Asymétrie de polarisation du faisceau avec un photon linéairement polarisé

L'asymétrie de polarisation du faisceau pour un faisceau linéairement polarisé est présentée en fonction de l'angle Ψ sur la figure 7.11. Elle montre $A_{\ell U}(\Psi)$ à $\phi = 0°$ et à $\phi = 10°$ pour $\theta = 45°$, $\theta = 90°$ et θ intégré sur $[\pi/4, 3\pi/4]$, pour le Bethe-Heitler seul et pour le Bethe-Heitler+TCS, avec $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2. Elle met en évidence la présence d'un facteur de phase dépendant de ϕ dans la modulation en $\cos(2\Psi)$ de l'asymétrie. Ceci se retrouve dans les développements analytiques de [108], qui prévoient pour la partie dépendante de la polarisation

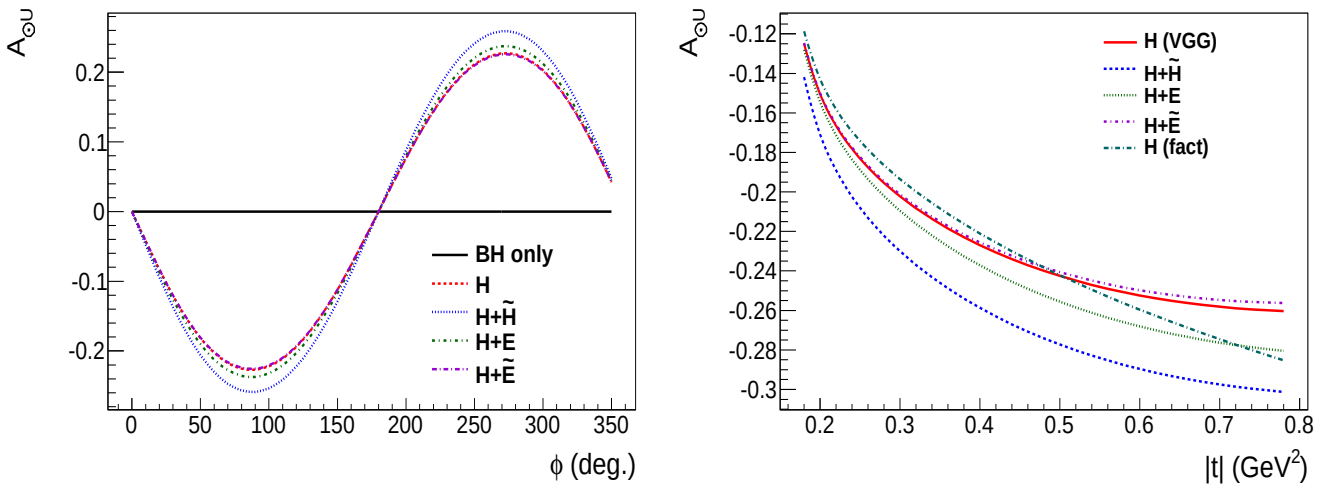


FIGURE 7.10 – A gauche : asymétrie $A_{\odot U}$ en fonction de ϕ à $Q'^2 = 7\,\text{GeV}^2$, $\xi = 0.2$, $-t = 0.4\,\text{GeV}^2$ et θ est intégré sur $[45°, 135°]$. Le TCS est calculé avec la GPD H seulement (courbe rouge en tirets) ou en ajoutant $\tilde{H}$, E ou $\tilde{E}$ (courbes bleue en pointillés, courbe verte en petits tirets et pointillés, courbe violette en tirets larges et pointillés). A droite : asymétrie de faisceau circulairement polarisé $A_{\odot U}$ en fonction de t pour BH+TCS à $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7\,\text{GeV}^2$, $\phi = 90°$ et θ intégré sur $[45°, 135°]$. Le TCS est paramétrisé avec la GPD H (courbe rouge pleine) et $\tilde{H}$ (traits bleus) ou E (points verts clairs) ou $\tilde{E}$ (traits et points violets). La courbe vert foncée correspond à une dépendance en t factorisée pour la GPD H.

linéaire du faisceau du terme d'interférence :

$$\left(\frac{d\sigma^{INT}}{dQ'^2 dt d\Omega d\Psi}\right)_{linpol} = \tag{7.60}$$
$$-\frac{\alpha^3}{16\pi^2 s^2 Q'^2}\frac{4s\,|\Delta_\perp|}{Q'\,t}\left(\sin\theta\cos(2\Psi+3\phi)\right)\Re e\left[F_1\mathcal{H} - \frac{t}{4M^2}\mathcal{E}F_2 + \xi\tilde{\mathcal{H}}(F_1+F_2)\right].$$

La comparaison entre les asymétries obtenues pour une même cinématique pour le Bethe-Heitler seul et en incluant le TCS montre que le Bethe-Heitler domine dans l'asymétrie. La figure montre une forte dépendance en θ, provenant de l'influence du Bethe-Heitler dans l'asymétrie. Plus θ est proche de $90°$ où le rapport TCS/BH est plus important, plus l'asymétrie est grande. En intégrant sur θ, la différence des asymétries pour le Bethe-Heitler seul et pour BH+TCS devient très petite. L'amplitude des asymétries évolue également avec ϕ, mais de façon moins prononcée, en raison de l'évolution avec ϕ du taux relatif de Bethe-Heitler et de TCS dans le processus. La figure 7.12 montre l'évolution avec t des asymétries pour différentes valeurs de θ à $\Psi = 180°$. Les calculs sont faits pour $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7\,\text{GeV}^2$, $\phi = 180^0$ et pour $\theta = 45°$, $\theta = 90°$ et θ intégré sur l'intervalle $[\pi/4, 3\pi/4]$.

Comme pour la section efficace non polarisée, cette observable n'est pas favorable pour étudier le TCS et les GPDs.

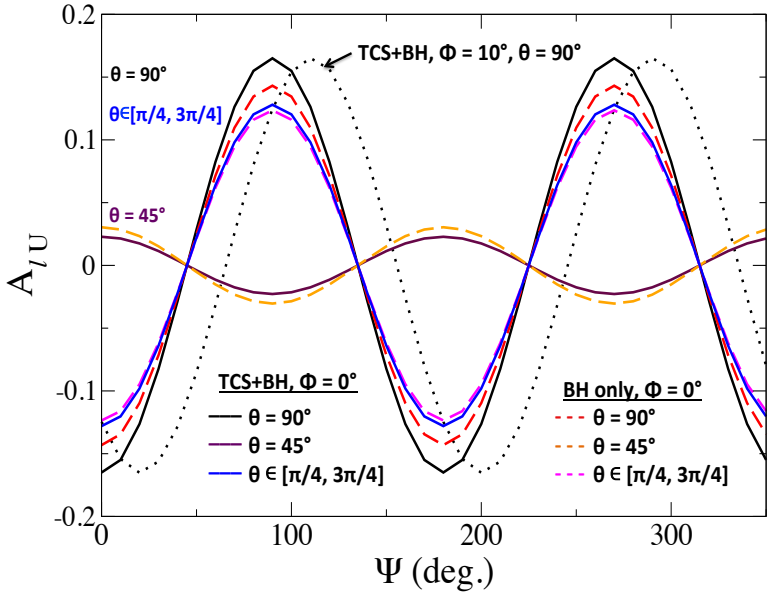


FIGURE 7.11 – Asymétrie de polarisation linéaire du faisceau, $A_{\ell U}$, en fonction de Ψ pour le Bethe-Heitler seul et le Bethe-Heitler+TCS à ξ=0.2, $-t = 0.2$ GeV^2, $Q'^2 = 7$ GeV^2 pour $\phi = 0°$ et $\phi = 10°$ et pour $\theta = 45°$, $\theta = 90°$ et $\theta \in [\pi/4, 3\pi/4]$.

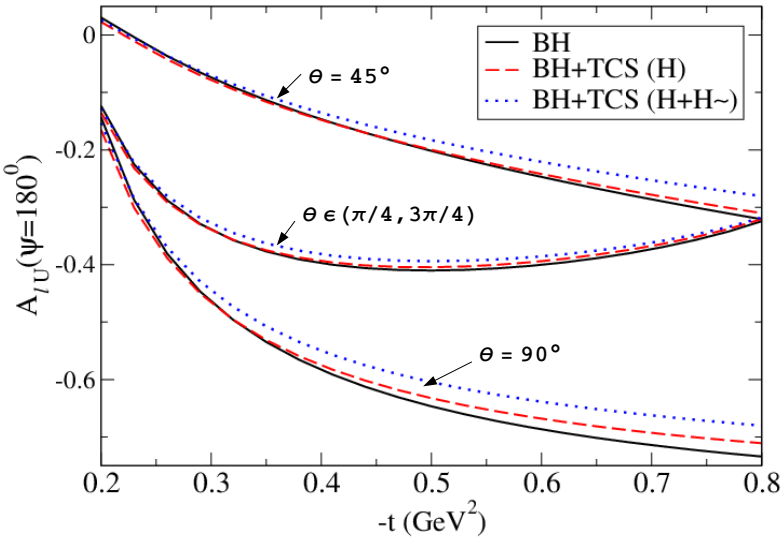


FIGURE 7.12 – Asymétrie $A_{\ell U}$ en fonction de t pour ξ=0.2, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $\phi = 0°$, $\Psi = 180°$ et différents angles θ : $\theta = 45°$, $\theta = 90°$ et $\theta \in [\pi/4, 3\pi/4]$. Les courbes noires correspondent à l'asymétrie pour le Bethe-Heitler seul, les courbes rouges à l'asymétrie pour le Bethe-Heitler+TCS avec seulement H dans la paramétrisation du TCS, et les courbes bleues, avec également $\tilde{H}$ dans la paramétrisation du TCS.

7.2.4 Asymétries de polarisation de la cible

Trois cas se distinguent pour les asymétries de simple polarisation de la cible : la cible peut être polarisée selon l'axe z (polarisation longitudinale) ou selon les axes x ou y (polarisation transverse). Les asymétries de simple polarisation de la cible sont nulles pour le Bethe-Heitler seul. Elles sont donc particulièrement sensibles au TCS et aux GPDs. La figure 7.13 montre la dépendance en ϕ de ces asymétries pour la cinématique $\xi = 0.2$, $-t = 0.4$ GeV^2, $Q'^2 = 7$ GeV^2 pour différentes valeurs de θ, avec seulement la GPD H dans l'amplitude du TCS. Les amplitudes des asymétries varient de 10% à 20%. La diminution due à l'intégration sur θ n'est que de quelques pourcents. La dépendance en ϕ avec $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$ est présentée dans la figure 7.14 pour différents scénarios de paramétrisation en GPDs. La figure 7.15 montre la dépendance en t des asymétries pour $\theta \in [\pi/4, 3\pi/4]$ à $\phi = 90°$ pour A_{Ux} et A_{Uz} qui ont une forme en $\sin(\phi)$ et à $\phi = 180°$ pour A_{Uy} qui a une forme en $\cos(\phi)$. Ces résultats montrent une sensibilité particulière à $\tilde{H}$ de A_{Ux} et de A_{Uz}.

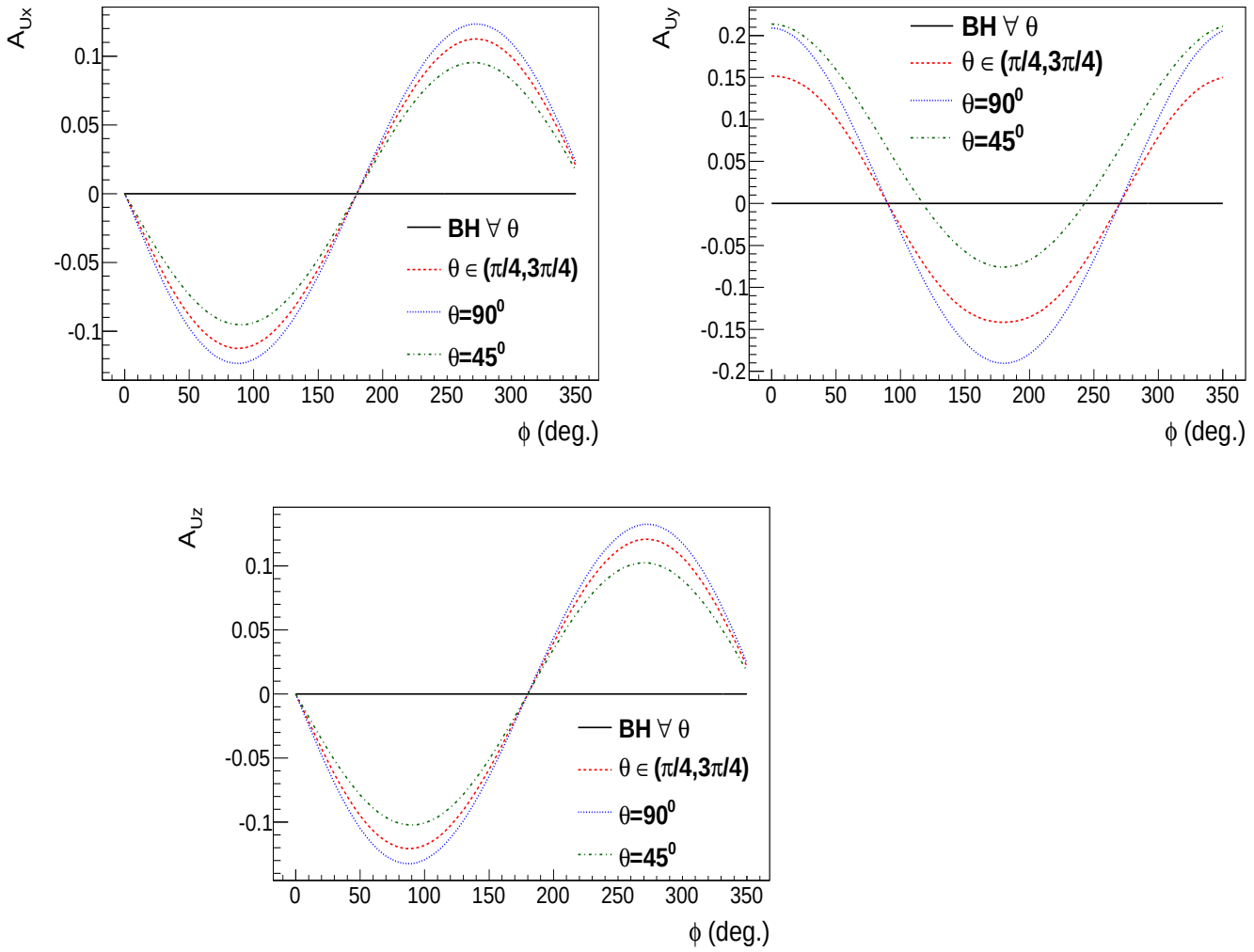


FIGURE 7.13 – Asymétries de polarisation de la cible en fonction de ϕ pour θ=45°, 90° et θ intégré $[\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$. En haut, à gauche : A_{Ux}, en haut, à droite : A_{Uy}, en bas : A_{Uz}. Les calculs sont effectués pour $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2. Seule la GPD H est inclue dans la paramétrisation du TCS.

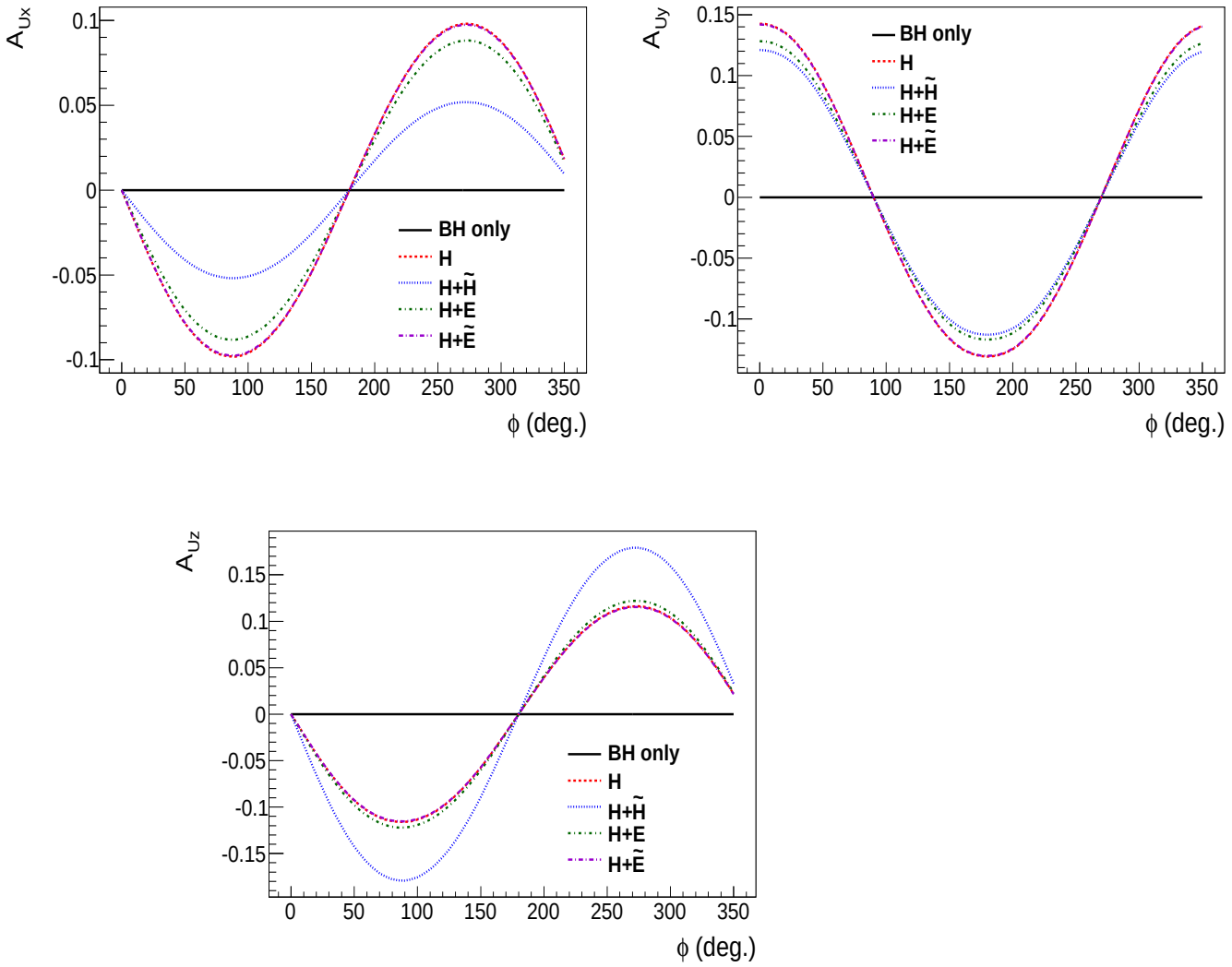


FIGURE 7.14 – Asymétries de polarisation de la cible en fonction de ϕ pour différents scénarios de paramétrisation en GPDs du proton : A_{Ux} (en haut, à gauche), A_{Uy} (en haut, à droite) et A_{Uz} (en bas). Les sections efficaces polarisées sont calculées pour $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7\,\text{GeV}^2$, $-t = 0.4\,\text{GeV}^2$ et θ intégré sur $[\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$.

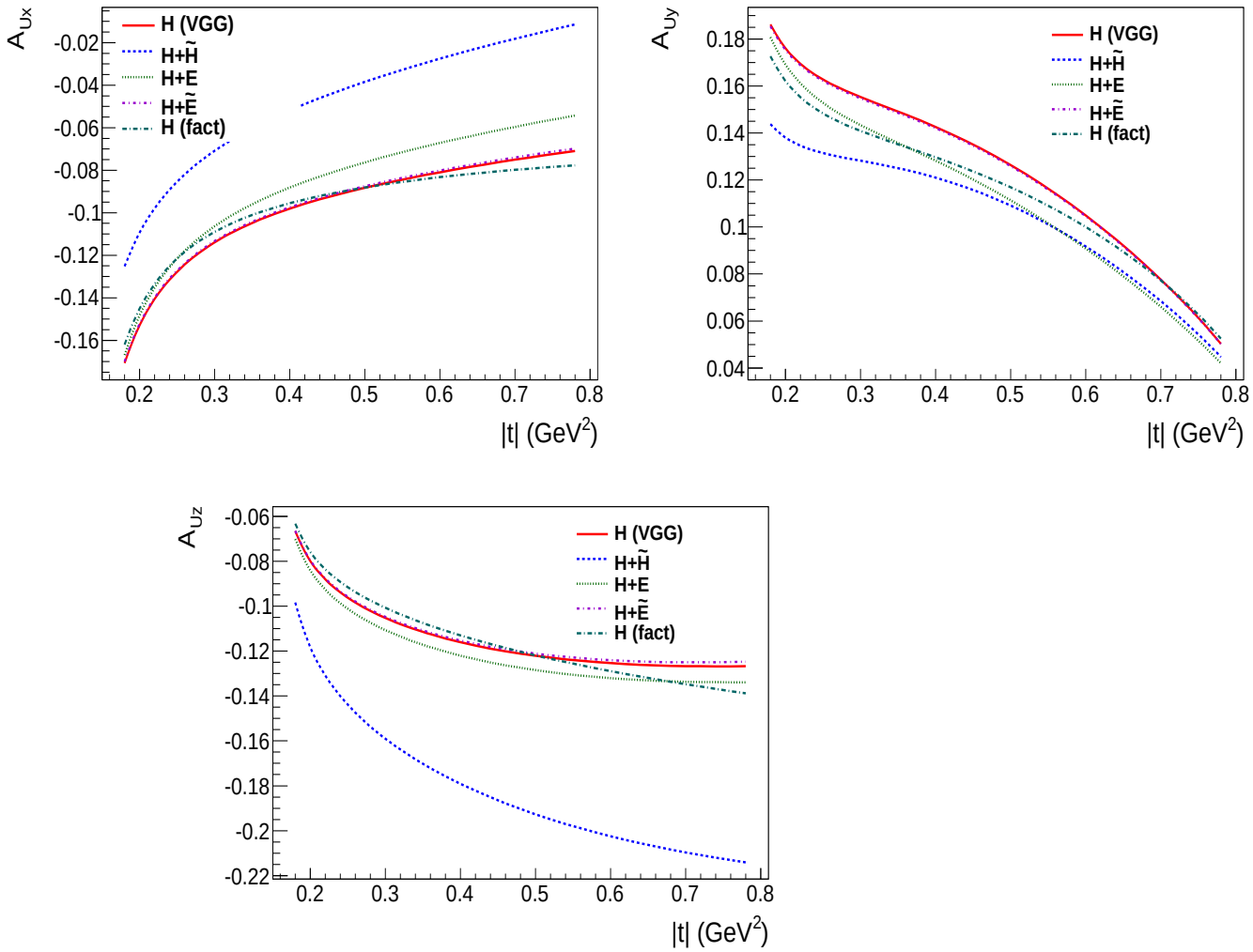


FIGURE 7.15 – Asymétries de polarisation de la cible en fonction de $|t|$: A_{Ux} (en haut, à gauche), A_{Uy} (en haut, à droite) et A_{Uz} (en bas), à ϕ=90°, 0° et 90° respectivement, et pour $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2 et θ intégré sur $[\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$. Plusieurs paramétrisations en GPDs sont présentées.

7.2.5 Asymétries de double polarisation de la cible et du faisceau

Les asymétries de double polarisation de la cible et du faisceau circulairement polarisé sont présentées pour la cinématique $\xi = 0.2$, $-t = 0.4$ et $Q'^2 = 7$ GeV^2, sur la figure 7.16 en fonction de ϕ pour différentes valeurs de θ : $\theta = 45°$ (rangée du haut), $\theta = 90°$ (rangée du bas) et θ intégré sur $[\pi/4, 3\pi/4]$. La contribution du Bethe-Heitler seul dans ces asymétries est non nulle, ce qui explique les fortes évolutions des asymétries avec l'angle θ ainsi que les formes plus complexes par rapport aux asymétries de simple polarisation pour la dépendance en ϕ. Les asymétries prennent la forme d'un développement en moments du type $\cos^n(\phi)$ pour $A_{\odot x}$ et $A_{\odot z}$ et du type $\sin^n(\phi)$ pour $A_{\odot y}$. Les moments dominants dépendent de la valeur de θ. La seconde rangée de la figure montre les asymétries avec θ intégré sur $[\pi/4, 3\pi/4]$. La forme de ces asymétries est proche des asymétries observées à $\theta = 90°$, avec des amplitudes un peu moins importantes du fait du plus faible taux de TCS dû à l'intégration.

La figure 7.17 montre l'évolution en t des asymétries et la dépendance dans la paramétrisation en GPDs. Les calculs sont effectués à $\phi = 90^0$ pour $A_{\odot y}$ et à $\phi = 180°$ pour $A_{\odot x}$ et $A_{\odot z}$. Ces résultats montrent une forte sensibilité à toutes les GPDs et indiquent que ces observables seraient particulièrement intéressantes à mesurer, en particulier pour apporter des contraintes sur les GPDs E et $\tilde{E}$.

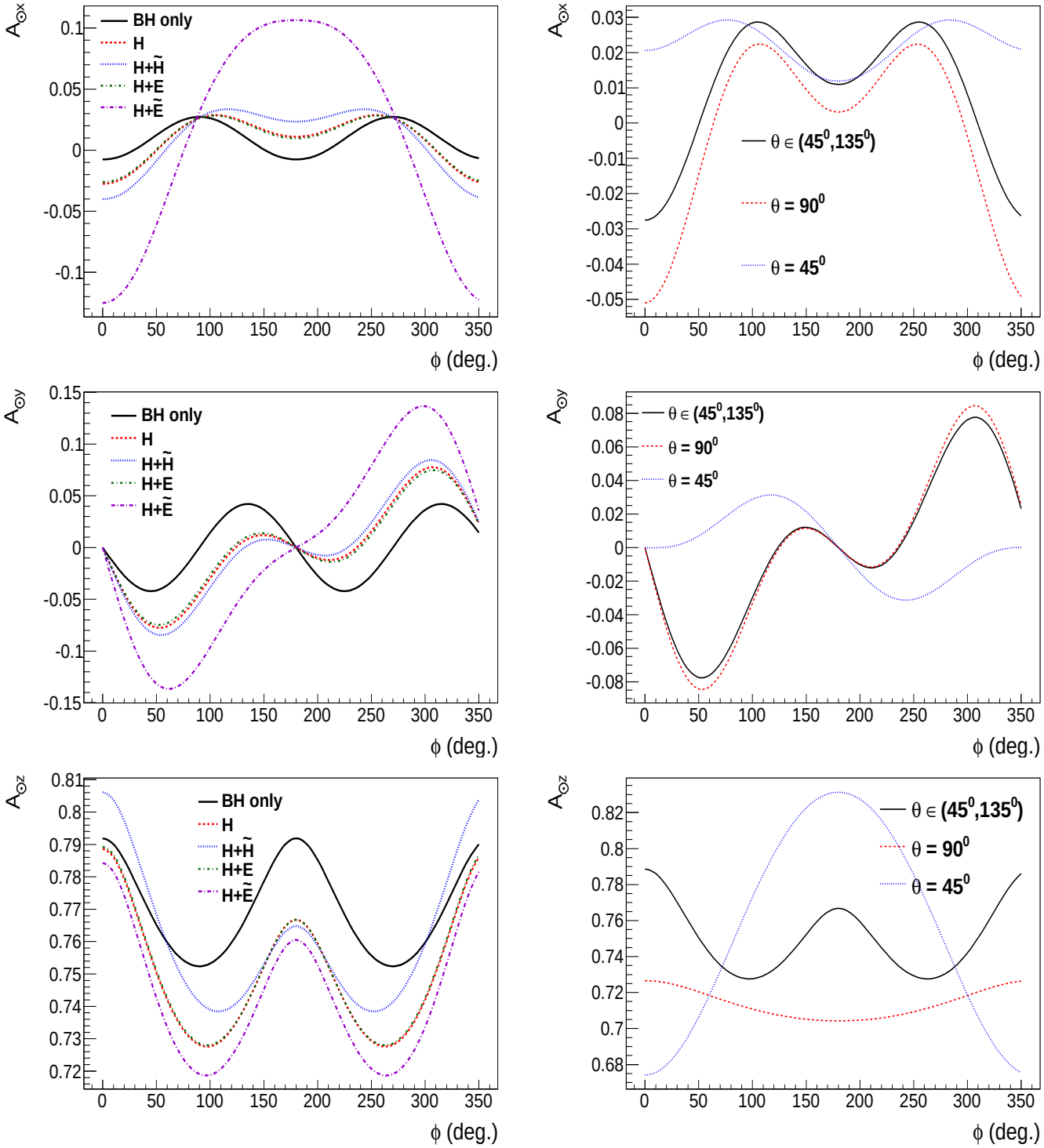


FIGURE 7.16 – Asymétries de double polarisation en fonction de ϕ avec le faisceau circulairement polarisé et le proton polarisé, à la cinématique $\xi = 0.2$, $-t = 0.4$ GeV^2 et $Q'^2 = 7$ GeV^2. Première ligne : $A_{\odot x}$, deuxième ligne : $A_{\odot y}$, troisième ligne : $A_{\odot z}$. Première colonne : $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$, asymétries pour le Bethe-Heitler seul et pour différents scénarios de paramétrisation des GPDs. Deuxième colonne : le TCS est paramétrisé avec la GPD H seulement et les asymétries sont présentées pour $\theta = 45°$ (courbes bleues), $\theta = 90°$ (courbes rouges) et $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$ (courbes noires).

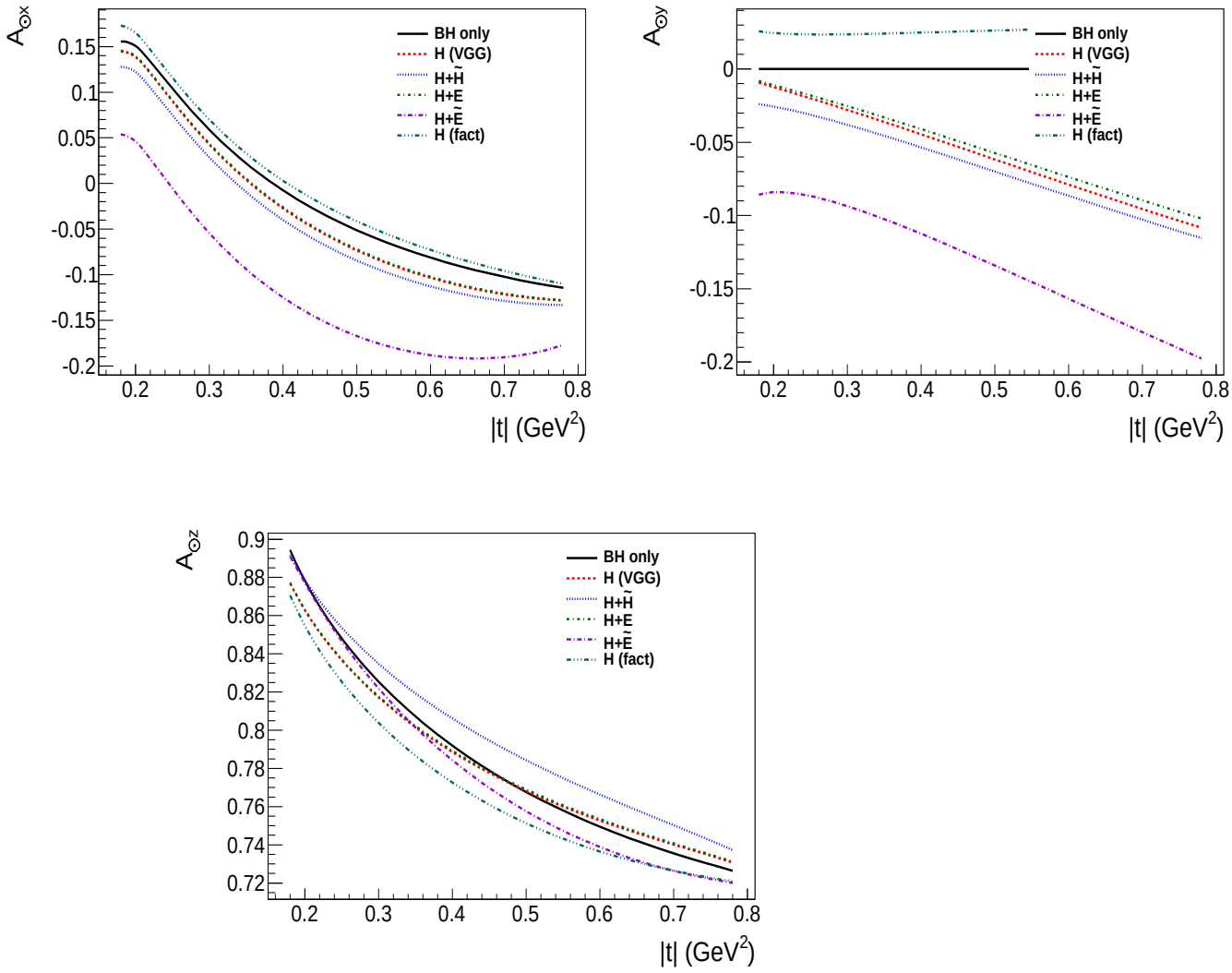


FIGURE 7.17 – Asymétries de double polarisation en fonction de $|t|$ avec le faisceau circulairement polarisé et le proton polarisé, à la cinématique $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$. En haut, gauche : $A_{\odot x}$ à ϕ=0°, en haut, à droite : $A_{\odot y}$ à ϕ=90°, en bas : $A_{\odot z}$ à $\phi = 0°$.

7.2.6 Corrections de twist supérieur et impact sur les observables

Les résultats précédemment exposés sont obtenus à partir du calcul des sections efficaces à la limite asymptotique, c'est à dire à $\tilde{\xi}' = -\xi$. Dans cette section, les corrections présentées au paragraphe 7.1.4 vont être introduites dans le tenseur hadronique pour le TCS. Leur impact sur les sections efficaces non polarisées en fonction de Q'^2 et de t est présenté sur la figure 7.18. La figure montre le rapport des sections efficaces pour le TCS et pour le TCS avec le Bethe-Heitler, obtenues "avec" la correction d'invariance de jauge par rapport à "sans" cette correction (courbe pointillés-tirets) ainsi que les rapports des sections efficaces avec le calcul à la cinématique exacte, par rapport au calcul à la limite asymptotique (courbe pointillés). Les calculs sont effectués pour $\xi = 0.1$ et $-t = 0.4$ GeV^2 pour la figure de gauche qui montre la dépendance en Q'^2, et $Q'^2 = 7$ GeV^2 pour la figure de droite qui montre la dépendance en $|t|$. L'effet des corrections est négligeable pour le Bethe-Heitler+TCS et il est de l'ordre de quelques pourcents pour le TCS seul. Les corrections cinématiques ont un impact plus important que la correction d'invariance de jauge. Les sections efficaces convergent à grand Q'^2 (à t fixé) et à petit $|t|$ (à Q'^2 fixé), comme prévu.

La figure 7.19 montre l'impact des corrections sur les asymétries de simple et double polarisation de la cible et du faisceau circulairement polarisé. Les courbes correspondent à la différence entre les asymétries sans et avec correction. La correction d'invariance de jauge a un effet de l'ordre de $1/1000$ sur les asymétries, tandis que la correction cinématique impacte de l'ordre de 1% les résultats. Les corrections n'affectent donc pas les conclusions en terme de dépendances aux GPDs.

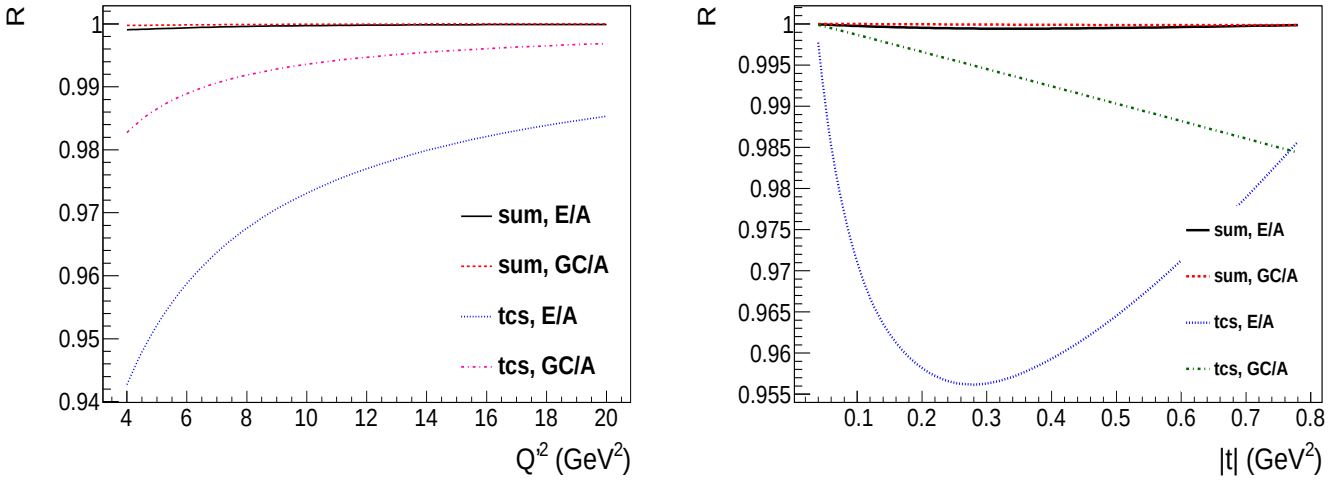


FIGURE 7.18 – Rapport des sections efficaces différentielles $d\sigma/dtdQ'^2$, pour le TCS seul et pour le TCS avec le Bethe-Heitler, intégrées sur $\phi \in [0, 2\pi]$ et $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$ à $\xi = 0.1$, avec et sans la correction d'invariance de jauge (courbes en poitillés et tirets) et avec la cinématique "exacte" et avec la cinématique à la limite de Bjorken (courbes en pointillés). Les rapports sont présentés en fonction de Q'^2 à $-t = 0.4$ GeV^2 (à gauche) et en fonction de $|t|$ à $Q'^2 = 7$ GeV^2 (à droite).

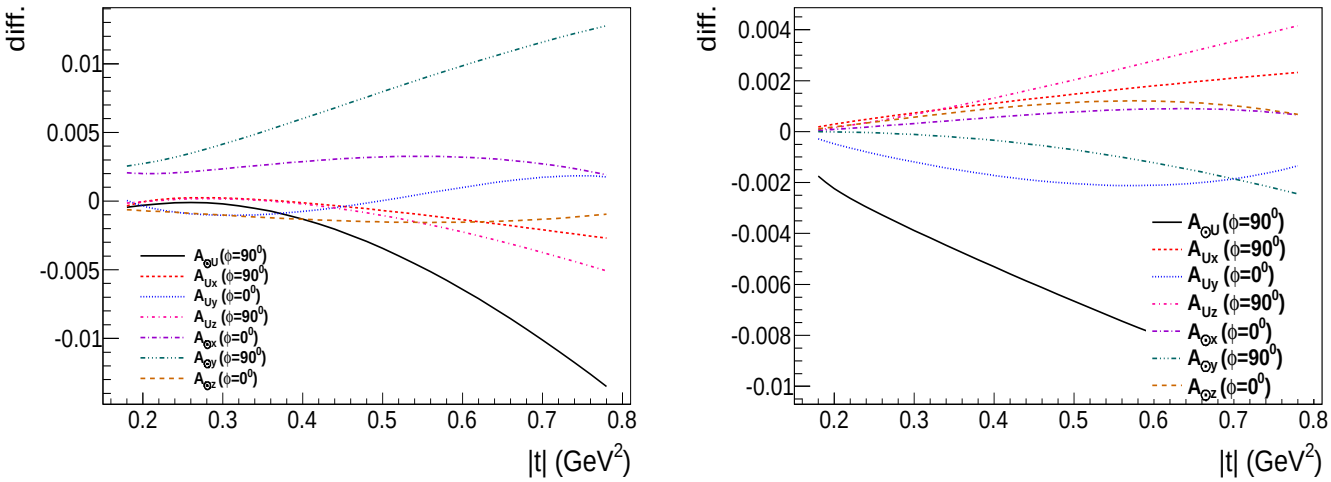


FIGURE 7.19 – Différence entre les asymétries de double polarisation calculées avec la cinématique "exacte" et à la limite asymptotique (à gauche) et avec et sans la correction de l'invariance de jauge (à droite). Les résultats sont présentés en fonction de $|t|$ à $\phi = 0°$ ou à $\phi = 90°$. Les calculs sont effectués avec $\theta \in [\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}]$, $\xi = 0.1$, $Q'^2 = 7$ GeV^2.

7.3 *Résultats pour la diffusion sur le neutron*

Il a été montré dans le cadre des études du DVCS sur cible de neutron une sensibilité particulière à la GPD E. La mesure d'observables associées au DVCS sur le neutron permet entre autres d'accéder à des GPDs qui sont cinématiquement supprimées avec les mesures sur le proton. Aussi, l'intêret d'une mesure de DVCS sur le proton et sur le neutron consiste en la possibilité d'une séparation en saveur des GPDs sur les quarks u et d (voir équation 1.29). La sensibilité aux GPDs du neutron dans le processus $\gamma N \to e^+e^-N$ est étudiée dans cette section.

7.3.1 Comparaison des sections efficaces

La figure 7.20 montre la comparaison entre les sections efficaces du TCS seul et du Bethe-Heitler seul sur le proton et sur le neutron, en fonction de t, pour la cinématique $\xi = 0.2$, $Q'^2 = 7$ GeV^2. Les angles de décroissance sont intégrées sur $[0, 2\pi]$ pour ϕ et sur $[\pi/4, 3\pi/4]$ pour θ. Pour le TCS et pour le Bethe-Heitler, les sections efficaces sur le proton sont environ deux fois plus élevées. Cette différence est faible en comparaison de la différence qu'il existe dans le cas du DVCS. Ceci vient du fait que l'amplitude du Bethe-Heitler est ici dominée par la contribution du facteur de forme magnétique et non celle du facteur de forme électrique (voir paragraphe 7.1.5). Toutefois, que la diffusion ait lieu sur le proton ou sur le neutron, la section efficace du Bethe-Heitler seul est toujours d'un à deux ordres de grandeur supérieure à celle du TCS.

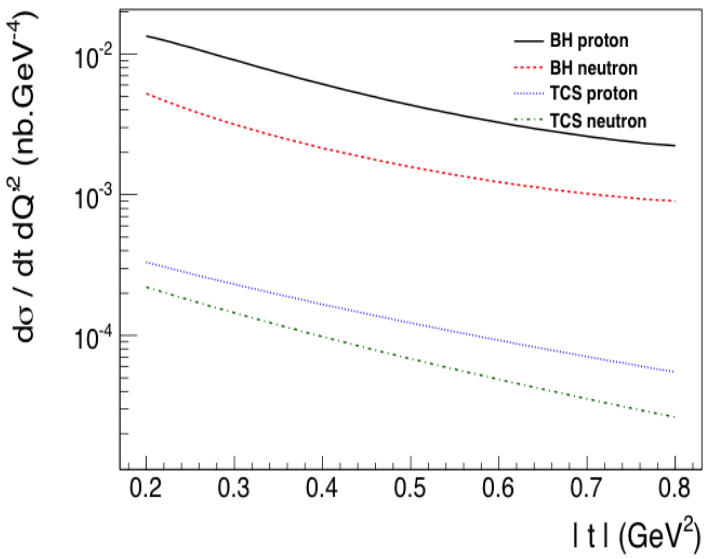


FIGURE 7.20 – Sections efficaces non polarisées pour le Bethe-Heitler sur le proton (noir, trait plein) et le neutron (rouge, tirets) et le TCS sur le proton (bleu, pointillés) et le neutron (vert, traits et pointillés).

7.3.2 Comparaison de l'asymétrie de simple polarisation du faisceau pour le TCS sur le proton et sur le neutron.

La figure 7.21 montre $A_{\odot U}(\phi = 90^0)$ pour le proton (courbes bleues) et le neutron (courbes rouges). Les GPDs auxquelles l'asymétrie est particulièrement sensible sont H et $\tilde{H}$, avec, en incluant $\tilde{H}$ dans la paramétrisation, une augmentation de l'amplitude de l'asymétrie sur le proton, tandis que celle-ci est diminuée sur le neutron. Une sensibilité particulière à la GPD E est visible sur le neutron, augmentant d'environ 10% l'amplitude de l'asymétrie par l'ajout de E dans la paramétrisation, à partir de $-t \simeq 0.5$ GeV^2. Comme dans le cas du DVCS, le TCS sur le neutron est donc relativement sensible à la GPD E.

7.3.3 Comparaison des asymétries de simple polarisation de la cible

Comme pour l'asymétrie simple de spin du faisceau, les asymétries de simple polarisation de la cible ont une contribution nulle pour le Bethe-Heitler seul et reflètent donc directement l'influence du TCS et des GPDs. La figure 7.22 montre la comparaison des asymétries en fonction de $-t$, à $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2 et θ intégré sur $[\pi/4, 3\pi/4]$, sur le proton et sur le neutron pour $\phi = 90^0$ pour les asymétries A_{Uz} et A_{Ux} qui ont une modulation en $\sin\phi$ et pour $\phi = 180^0$ pour A_{Uy} qui a une modulation en $\cos\phi$. Les modulations ont la même forme pour le neutron et pour le proton au signe près. Avec une cible longitudinalement polarisée, les asymétries sur le proton et le neutron sont du même ordre de grandeur, avec de nouveau des sensibilités particulières aux GPD E et $\tilde{H}$. Les asymétries avec une cible transversalement polarisée, A_{Ux} et A_{Uy}, sont un peu plus importantes sur le neutron que sur le proton. Elles permettent en principe une séparation de la GPD E par rapport à une paramétrisation avec seulement la GPD H. L'introduction de E dans la paramétrisation réduit l'asymétrie A_{Ux} et l'introduction de $\tilde{H}$ l'augmente. Les effets observés

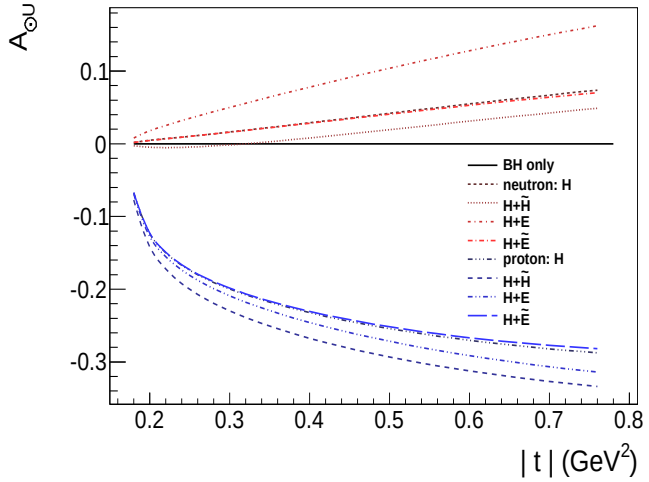


FIGURE 7.21 – Asymétrie de simple polarisation du faisceau en fonction de $-t$ à $\phi = 90^0$, $\theta \in [\pi/4,\ 3\pi/4]$ et $Q'^2 = 7$ GeV^2 pour le TCS sur le proton (courbes bleues) et sur le neutron (courbes rouges). Les différentes courbes correspondent aux différentes paramétrisations par les GPDs. La courbe noire indique l'asymétrie nulle pour le Bethe-Heitler seul.

sont amplifiés lorsque θ n'est pas intégré.

7.3.4 Comparaison des asymétries de double polarisation du faisceau et de la cible

La contribution du Bethe-Heitler seul aux asymétries de double polarisation est non nulle et elle est du même ordre que les asymétries obtenues pour la réaction Bethe-Heitler+TCS, pour le TCS sur le proton ainsi que pour le TCS sur le neutron. La figure 7.23 montre les asymétries de double polarisation en fonction de t avec une cible longitudinalement ou transversalement polarisée, pour la réaction sur le proton (courbes bleues) et sur le neutron (courbes rouges). Les asymétries sont présentées à $\phi = 90^0$ pour $A_{\odot y}$ qui a une modulation en $\sin\phi$ et à $\phi = 180^0$ pour $A_{\odot x}$ et $A_{\odot z}$ qui ont une modulation en $\cos\phi$. Les asymétries $A_{\odot x}$ et $A_{\odot y}$ sur le proton et sur le neutron sont de signe opposé. Il est plus favorable de distinguer les différences de paramétrisation à grand $|t|$. Les asymétries sont en général plus importantes sur le neutron. Elles montrent dans les deux cas une dépendance aux quatre GPDs du proton ou du neutron. Contrairement au cas de la diffusion sur le proton, il n'est pas crucial pour une mesure sur le neutron de prendre de petits intervalles en θ pour étudier les asymétries de double polarisation, car même en intégrant sur $\theta \in [\pi/4, 3\pi/4]$, les asymétries restent grandes. Elles ont également une dépendance en t plus prononcée.

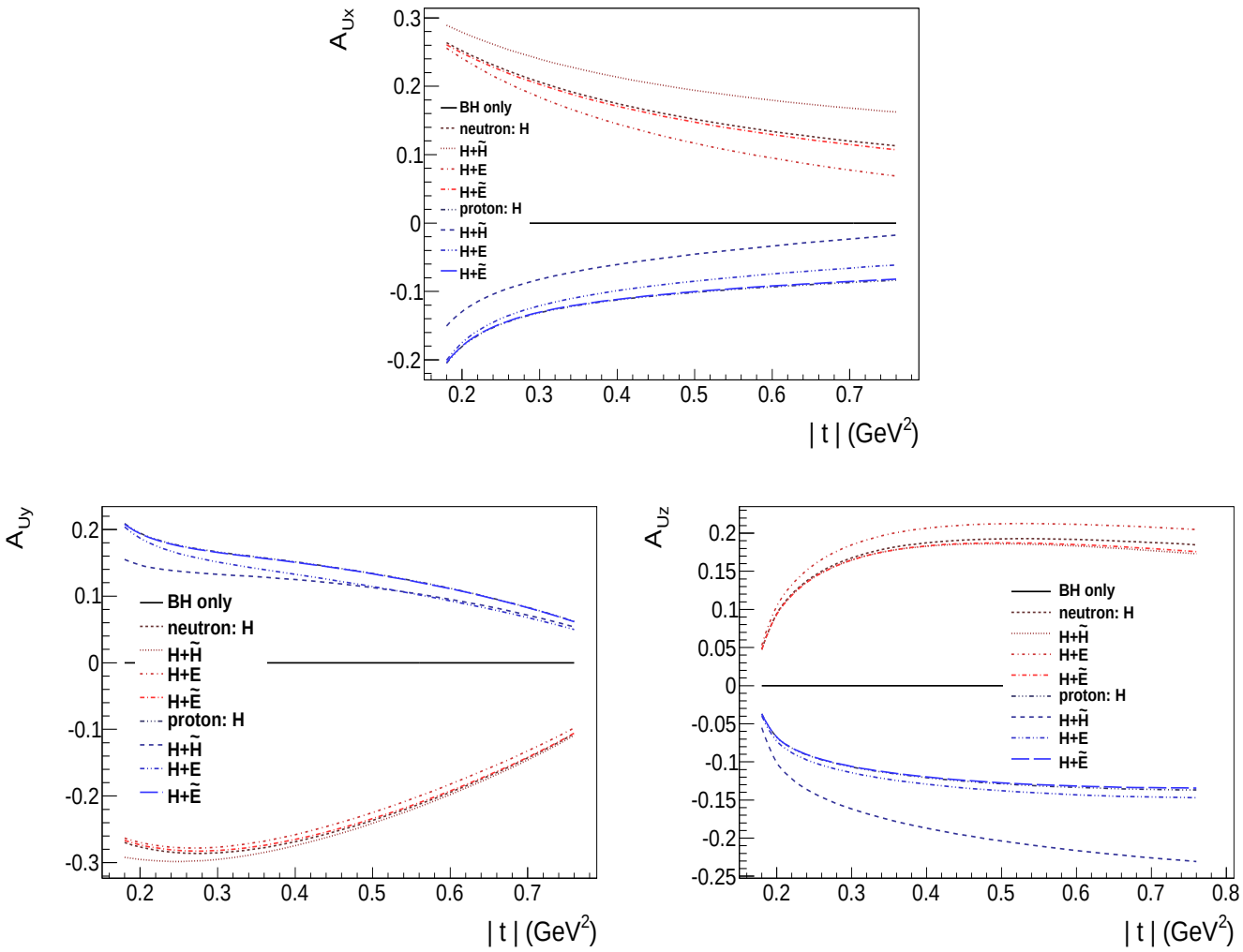


FIGURE 7.22 – Asymétries de simple polarisation de la cible en fonction de t pour le TCS sur le proton et le TCS sur le neutron, avec différentes paramétrisations par les GPDs. En haut à gauche : A_{Ux} à $\phi = 90^0$, en haut à droite : A_{Uy} à $\phi = 0^0$, en bas : A_{Uz} à $\phi = 90^0$. La cinématique est : $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2, $\xi = 0.2$ et θ est intégré sur $[\pi/4,\ 3\pi/4]$.

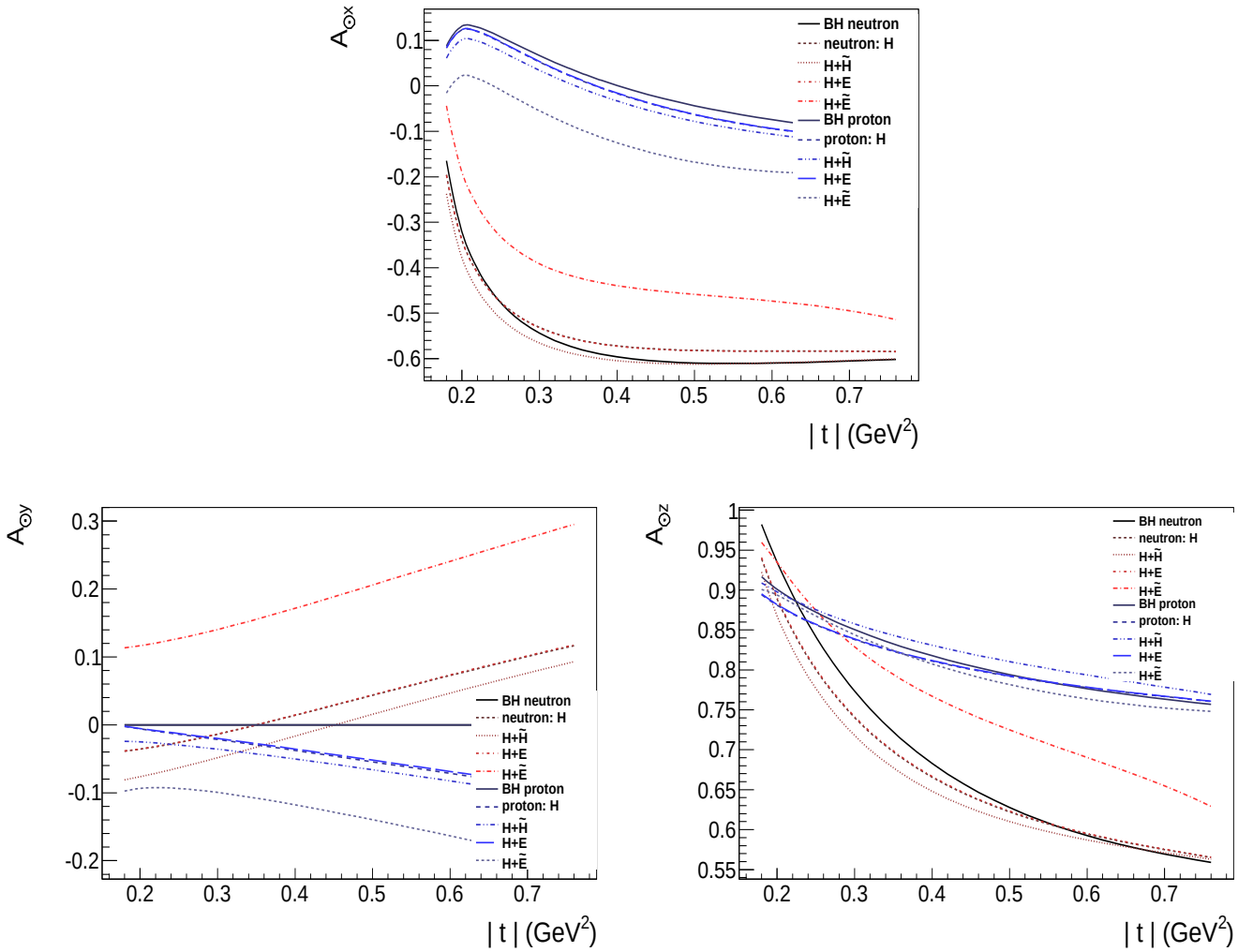


FIGURE 7.23 – Asymétrie de double polarisation du faisceau circulairement polarisée et de la cible longitudinalement et transversalement polarisée pour le TCS sur le proton (courbes bleues) et sur le neutron (courbes rouges) avec différentes GPDs pour paramétrer les sections efficaces. En haut à gauche : $A_{\odot x}$, en haut à droite : $A_{\odot y}$, en bas : $A_{\odot z}$. La cinématique est : $Q'^2 = 7$ GeV^2, $-t = 0.4$ GeV^2, $\xi = 0.2$ et θ est intégré sur $[\pi/4,\ 3\pi/4]$.

7.4 Conclusion sur les observables du TCS

Plusieurs sections efficaces et asymétries pouvant être définies avec un faisceau de photon polarisé ou non polarisé et un nucléon polarisé ou non polarisé ont été calculées et présentées dans ce chapitre, ainsi que leur sensibilité aux GPDs. Le TCS est supprimé dans la plupart du domaine cinématique accessible à JLAB à 11 GeV par rapport au Bethe-Heitler. Il est toutefois possible d'être sensible au TCS dans la réaction $\gamma N \to e^+e^-N'$ grâce à l'interférence entre les deux processus qui permet d'être sensible au TCS et aux GPDs. En effet, certaines observables, comme les asymétries de simple polarisation, présentent des asymétries de 10% à 20% qui sont sensibles à la partie imaginaire de l'amplitude du TCS, tandis que la contribution du Bethe-Heitler seul s'annule. Il est plus difficile d'étudier les GPDs avec les asymétries de double polarisation et avec l'asymétrie de polarisation linéaire du faisceau car la contribution du Bethe-Heitler est non nulle.

Chapitre 8

Extraction des facteurs de forme Compton

Sommaire

8.1 Algorithme de fit des données **174**
8.1.1 Méthode des moindres carrés 174
8.1.2 Minimisation avec MINUIT 174
8.1.3 Application à l'extraction des Facteurs de Forme Compton 175
8.2 Fits des observables associées au DVCS **176**
8.2.1 Simulations 176
8.2.2 Influence des valeurs d'initialisation des paramètres 177
8.2.3 Influence du domaine de variation des paramètres 179
8.2.4 Effets de résolution et dispersion des points 184
8.2.5 Fits des données mondiales de DVCS 186
8.2.6 Conclusion des études systématiques sur les fits avec le DVCS 186
8.3 Fits des observables associées au TCS **188**
8.3.1 Simulations 188
8.3.2 Sensibilités aux facteurs de forme Compton 188
8.3.3 Fits du TCS seul avec dispersion des points 189
8.4 Fits combinant les observables de DVCS et de TCS **192**
8.4.1 Intérêts et conditions de réalisation des fits 192
8.4.2 Résultats à la limite asymptotique 192
8.5 Perspectives expérimentales pour le TCS à JLab **195**
8.5.1 Espace des phases pour le TCS à JLab à 12 GeV 195
8.5.2 Proposition d'expérience avec CLAS12 et premières mesures du TCS à JLab 196
8.6 Incertitudes pour un scénario d'expérience à CLAS12 . . . . . **196**
8.6.1 Flux de photons et luminosité 196
8.6.2 Acceptance de CLAS12 200
8.6.3 Taux de comptage en fonction de la cinématique 200
8.6.4 Conclusion 202

Les Facteurs de Forme Compton peuvent être extraits à partir de fits sur les données expérimentales. Une telle méthode de fit est présentée dans ce chapitre. Des études systématiques y sont aussi réalisées sur des simulations de DVCS pour en caractériser les avantages et les limitations. Ensuite, des fits du TCS et des fits combinant le TCS et le DVCS sont présentés. Enfin, les perspectives expérimentales à court terme pour le TCS à JLab sont discutées.

8.1 Algorithme de fit des données

8.1.1 Méthode des moindres carrés

Les paramètres libres d'un modèle peuvent être estimés en comparant les prédictions théoriques du modèle et les résultats expérimentaux. Pour cela, la méthode de minimisation "des moindres carrés" est couramment utilisée. Cette technique consiste à faire varier les paramètres du modèle de façon à minimiser la fonction χ^2 du système, qui caractérise la différence entre le modèle et les données. La fonction χ^2 est définie par

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{X_i - y_i(\hat{a})}{\delta X_i} \right]^2, \tag{8.1}$$

dont les termes sont les résidus pour chaque point expérimental i. X_i est la valeur expérimentale, y_i est la valeur obtenue à partir du modèle pour le jeu de paramètres $\hat{a}$ et δX_i est l'incertitude expérimentale, qui pondère les résidus. La méthode des moindres carrés s'applique pour les *fits* de systèmes où la distribution des points expérimentaux suit une loi normale. Plus d'informations sur les méthodes de *fits* et sur la méthode des moindres carrés peuvent être trouvées dans les références [113, 114].

8.1.2 Minimisation avec MINUIT

MINUIT, MIGRAD et MINOS

MINUIT est un algorithme de minimisation de fonctions développé par le CERN pour la physique des hautes énergies [115]. Il permet de varier les paramètres libres d'un système dans un domaine dont les bornes sont choisies par l'utilisateur et de calculer la fonction qui doit être minimisée et qui dépend de ces paramètres. Cette fonction peut être le χ^2 du système. L'algorithme de minimisation par défaut dans MINUIT, appelé MIGRAD, cherche le minimum de la fonction χ^2 en calculant les dérivées par rapport à chaque paramètre.

L'inconvénient de la méthode de MIGRAD est que l'ensemble de l'espace des paramètres n'est pas exploré. L'algorithme s'arrête dès qu'un minimum de la fonction a été trouvé. Or, il peut s'agir d'un minimum local et le résultat peut donc dépendre du jeu initial des paramètres à minimiser. Un autre algorithme de minimisation, appelé MINOS permet d'explorer l'ensemble de l'espace des paramètres libres. L'espace des paramètres est découpé en intervalles. Le pas est défini après une première minimisation avec MIGRAD, ce qui permet au programme d'optimiser le temps de calcul par rapport à la complexité du problème. Comme les résultats obtenus avec MINOS sont plus fiables et plus stables qu'avec MIGRAD, tous les *fits* présentés dans ce chapitre sont faits avec MINOS. L'inconvénient de MINOS est qu'il requière un temps de calcul très supérieur à MIGRAD.

Incertitudes avec MINUIT et avec MINOS

Les incertitudes sont définies à partir des valeurs que prendraient les paramètres pour la fonction $\chi^2_{min} \pm 1$, correspondant aux valeurs des paramètres à $y_i \pm \delta y_i$. Une fois que les dérivées premières du système ont permis de déterminer un jeu de paramètres minimisant la fonction χ^2, l'algorithme de MINOS construit une matrice à partir des dérivées partielles secondes de la fonction, calculées aux valeurs des paramètres qui minimisent la fonction. La *matrice de covariance* du système est l'inverse de cette matrice. Ses éléments diagonaux sont les carrés des incertitudes sur les paramètres et incluent les corrélations avec les autres paramètres. Pour le calcul de la matrice de covariance, MINUIT suppose une forme parabolique de la fonction autour de son minimum. Or, cette approximation est incorrecte pour les systèmes qui ne sont pas linéaires et pour lesquels la fonction χ^2 ne prend pas la forme d'une parabole.

MINOS calcule la fonction à minimiser dans tout l'espace des paramètres et peut donc déterminer les valeurs des paramètres à $\chi^2_{min} \pm 1$ sans faire d'approximation. Lorsqu'un problème est non linéaire, MINOS peut donc obtenir des erreurs asymétriques. La non linéarité du système est caractérisée par l'asymétrie des barres d'erreur.

8.1.3 Application à l'extraction des Facteurs de Forme Compton

Position du problème

L'objectif est d'extraire, à partir d'observables de DVCS et/ou de TCS mesurées à un point expérimental en ξ, t et Q^2 (ou Q'^2 pour le TCS), les facteurs de forme Compton qui dépendent de ces variables cinématiques. Dans ce travail, la dépendance en Q^2 est négligée et les amplitudes sont limitées au *twist* et à l'ordre dominant. Les paramètres libres à extraire sont les huit CFFs (quatre parties imaginaires et quatre parties réelles pour les CFFs, appelées de façon générique "CFF" dans la suite de ce chapitre) qui entrent dans les sections efficaces du DVCS et du TCS sur le nucléon : $\mathcal{R}e(\mathcal{H})$, $\mathcal{R}e(\tilde{\mathcal{H}})$, $\mathcal{R}e(\mathcal{E})$, $\mathcal{R}e(\tilde{\mathcal{E}})$, $\mathcal{I}m(\mathcal{H})$, $\mathcal{I}m(\tilde{\mathcal{H}})$, $\mathcal{I}m(\mathcal{E})$, $\mathcal{I}m(\tilde{\mathcal{E}})$. La partie imaginaire de $\tilde{\mathcal{E}}$ est négligée dans ce travail car $\tilde{\mathcal{E}}$ est souvent associé au pôle du pion dans la voie t, qui est un terme purement réel.

La difficulté des *fits* de CFFs provient du faible nombre d'observables qui ont été mesurées aujourd'hui pour le DVCS (voir la description des expériences pour le DVCS à la section 1.7). Il n'y aucune mesure publiée pour le TCS. Les *fits* vont donc être sous-contraints dans la plupart des cas.

Méthodes de *fit* existantes

La méthode de *fits* locaux de CFFs qui est utilisée dans ce chapitre a été initiée par M. Guidal pour le DVCS [116, 117, 118, 119]. Les *fits* sont faits par minimisation du χ^2 avec MINUIT et MINOS. Les paramètres libres devant être extraits ne sont pas les CFFs eux-mêmes mais des coefficients multiplicateurs de CFFs, notés $a(CFF)$, qui réprésentent des déviations par rapport à des CFFs de référence, donnés par le modèle VGG. En supposant que les valeurs des CFFs dans VGG sont proches de la réalité, extraire des coefficients multiplicateurs de CFFs au lieu des CFFs eux-mêmes permet de démarrer la minimisation avec des valeurs proches du minimum et d'avoir des paramètres à extraire étant tous du même ordre de grandeur. Cette condition est requise par

MINUIT pour éviter les erreurs dues à de trop fortes corrélations entre les paramètres [115].

D'autres méthodes de *fit* existent. Dans la référence [120] (voir aussi les équations dans [121]), un sytème de huit équations permet de relier les observables de DVCS aux huit CFFs. Ces équations sont linéaires sous certaines approximations (*twist* 2 et ordre en α_s dominant, termes en t/Q^2 négligés...). Elles permettent d'extraire avec des équations analytiques les CFFs des données réelles dans les intervalles cinématiques contraints par les données de HERMES, où suffisament d'observables ont été mesurées. Les *fits* dits *globaux* permettent de prendre en compte simultanément des données expérimentales à différentes valeurs de ξ et t. Toutefois, ce type de méthode nécessite une forme fonctionnelle pour la dépendance en ξ et t de la fonction à minimiser, ce qui nécessite des approximations. Cette méthode est appliquée dans la référence [122]. C'est aussi le cas de la référence [123] (avec seulement la GPD H comme paramètre libre dans cette référence) où les *fits* sont fait pour des intervalles en (ξ, t) mais où une forme fonctionnelle est introduite dans la paramétrisation de la GPD H pour générer une continuité dans les valeurs des CFFs extraits.

Extraction de paramètres avec des systèmes sous-contraints

L'avantage de la méthode de *fits* des références [116, 117, 118, 119] est de pouvoir extraire certains CFFs, de façon "quasi" indépendante de modèle, même dans des systèmes sous-contraints, c'est à dire où le nombre d'observables indépendantes est inférieur au nombre de paramètres. En effet, certains CFFs contribuent beaucoup plus que les autres aux valeurs des observables associées au DVCS et au TCS. En comparaison, l'impact des valeurs que prennent les autres CFFs dans les *fits* est négligeable, à condition de limiter le domaine dans lequel il peuvent varier. Cette condition permet d'avoir un résultat pour les CFFs "dominants" (voir [124]). Par exemple, pour un système tel que

$$\mathcal{O} = x + 0.001y, \tag{8.2}$$

avec $\mathcal{O}$ la valeur de l'observable considérée et x, y les deux CFFs à extraire, il devrait y avoir une infinité de solutions. Or, si la variation de y est limitée au domaine $y \in [-10, 10]$, il est possible d'avoir une approximation sur la valeur de x, telle que

$$x = \mathcal{O} \pm 0.01. \tag{8.3}$$

Aussi, la valeur prise par les CFFs non dominants dans les *fits* peut avoir un impact sur les incertitudes mais n'empêche pas l'extraction des CFFs dominants.

Dans la suite de ce chapitre, les *fits* sont faits en limitant le domaine de variation de tous les CFFs sur un domaine tel que $a(CFF) \in [-5, 5]$. Ce choix sera justifié dans la section 8.2.3.

8.2 *Fits des observables associées au DVCS*

8.2.1 Simulations

Les pseudo-données utilisées pour les *fits* présentés dans cette section sont générées à partir du modèle VGG pour le DVCS [34, 37] . Les observables étudiées sont différentes combinaisons de sections efficaces non polarisées, de différences de sections efficaces polarisées et d'asymétries de polarisation de la cible et/ou du faisceau d'électrons. Pour les exemples présentés dans cette section, toutes les observables sont calculées pour la cinématique $\xi = 0.2$ (soit $x_{bj} \simeq 0.33$), $-t = 0.4$

GeV^2, $Q^2 = 3$ GeV^2 et $\phi \in [0, 2\pi]$, avec 20 intervalles en ϕ. Cette cinématique est typique de JLab. Les *fits* sont faits en fonction de ϕ, dont ne dépendent pas les CFFs, et en fixant les variables ξ, t et Q^2, dont ils dépendent.

Les jeux d'observables qui vont être considérés dans cette section sont présentés dans la table 8.1. Le premier jeu d'observables (a) correspond aux mêmes observables que celles mesurées dans le Hall A de JLab. Le jeu d'observables b correspond à ce qui sera prochainement disponible avec les données du Hall B de JLab. Les jeux d'observables c et d permettent d'étudier l'algorithme de *fit* avec des systèmes mieux contraints, qui pourraient être prochainement envisagés avec JLab à 12 GeV. La figure 8.1 présente les distributions en ϕ des différentes observables générées.

indice	N obs. indépendantes	observables
(a)	2	σ, $\Delta\sigma_{LU}$ (Hall A de JLab)
(b)	3	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$ (Hall B de JLab)
(c)	5	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$
(d)	8	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$, $\Delta\sigma_{LL}$, $\Delta\sigma_{Lx}$, $\Delta\sigma_{Ly}$

TABLE 8.1 – Jeux d'observables étudiés pour le DVCS. Pour les différences de sections efficaces polarisées, notées $\Delta\sigma$, le premier indice correspond à la polarisation du faisceau d'électrons ($L =$ longitudinal ou $U =$ non polarisé) et le second indice correspond à la polarisation de la cible (x, y = polarisation transverse, respectivement dans le plan de la réaction ou perpendiculairement à celui-ci, $L =$ polarisation longitudinale).

Pour ces quatre jeux d'observables, deux configurations sont étudiées. La configuration notée I dans la suite, correspond à une situation "idéale" où les valeurs des pseudo-données sont strictement égales aux valeurs générées par le modèle VGG. Les points sont pondérés par une incertitude relative de 5% sur les sections efficaces, totalement décorrélées (voir la dérivation des incertitudes en annexe B.3).

Une seconde configuration, notée II, correspond à une situation plus réaliste. Les points sont pondérés par une incertitude relative de 5% sur les sections efficaces et sont distribués en suivant une loi normale autour de la valeur du modèle VGG. La méthode pour décaler les points est présentée en annexe B.4 (voir aussi [114]). Plusieurs milliers de jeux de données dans la configuration II sont générés. Ils représentent autant de réponses expérimentales à une résolution de 5%.

8.2.2 Influence des valeurs d'initialisation des paramètres

Bien que MINOS permette d'explorer l'ensemble de l'espace des paramètres, les résultats peuvent dépendre des valeurs de départ des paramètres libres du sytème. En effet, comme la taille des pas (en sept dimensions) est finie, les bornes des intervalles au cours des itérations de MINOS peuvent différer légèrement selon l'initialisation. Les valeurs de la fonction ne sont alors plus identiques d'un *fit* à un autre en variant les valeurs de départ des CFFs. La valeur de χ^2_{min} peut être affectée. C'est en particulier le cas pour les systèmes sous-contraints qui présentent des profils en χ^2 de faible pente en fonction de certains CFFs.

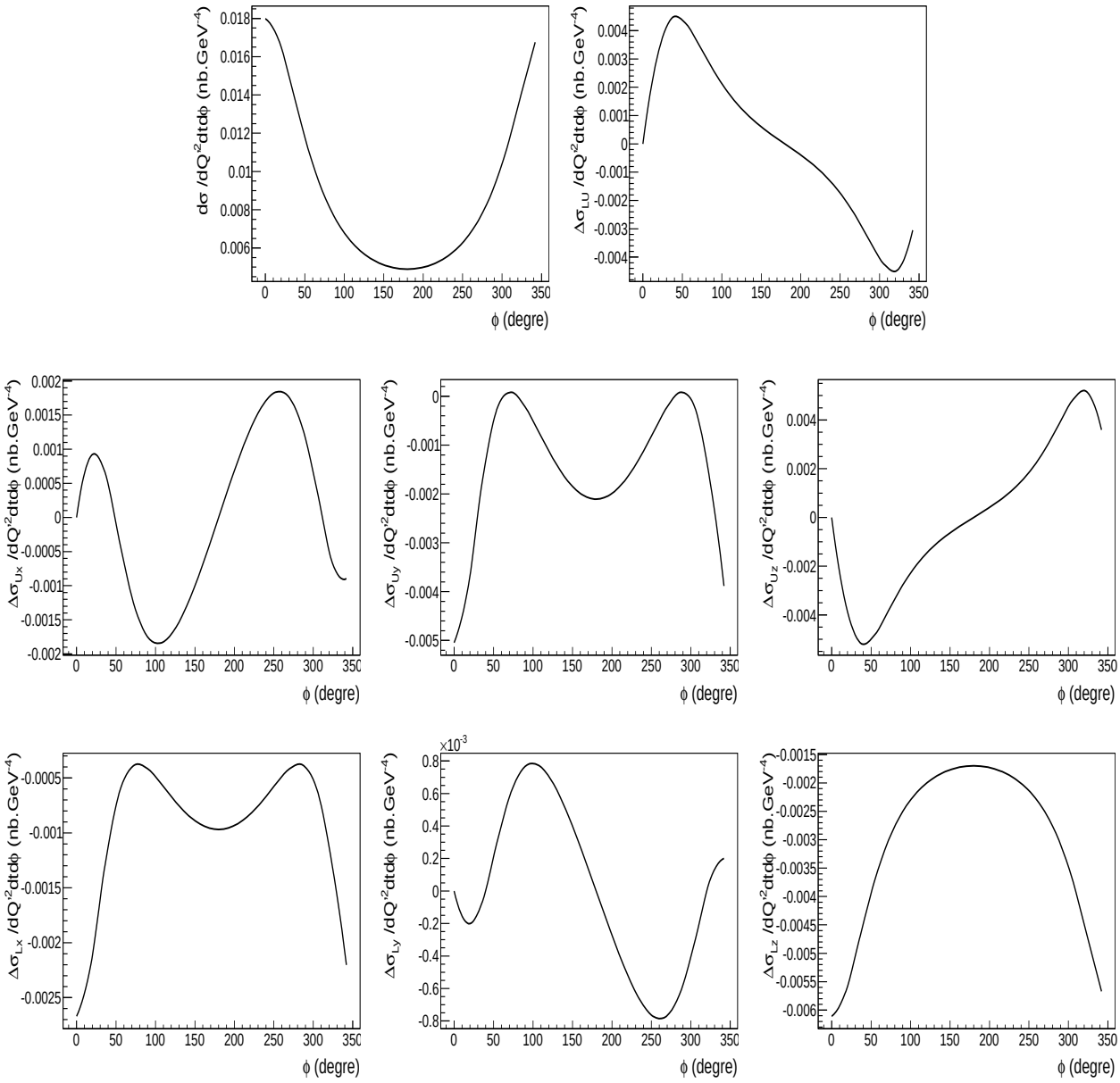


FIGURE 8.1 – Observables de DVCS. Première rangée : σ (à gauche), $\Delta\sigma_{LU}$ (à droite) ; deuxième rangée : $\Delta\sigma_{Ux}$ (à gauche), $\Delta\sigma_{Uy}$ (au centre), $\Delta\sigma_{UL}$ (à droite) ; troisième rangée : $\Delta\sigma_{Lx}$ (à gauche), $\Delta\sigma_{Ly}$ (au centre), $\Delta\sigma_{LL}$ (à droite) .

Stabilité des résultats

La figure 8.2 (en haut) présente les résultats obtenus pour chaque CFF pour le jeu d'observables a de la table 8.1 dans la configuration I. Les résultats correspondent à cent *fits* avec des valeurs d'initialisation différentes des coefficients multiplicateurs des CFFs. Ces valeurs sont tirées aléatoirement entre -5 et $+5$. Les CFFs $\Im m\mathcal{H}$, $\Re e\mathcal{H}$, $\Im m\tilde{\mathcal{H}}$ et $\Re e\tilde{\mathcal{E}}$ sont généralement extraits avec une barre d'erreur finie. Pour $\Im m(\mathcal{H})$, la précision est de l'ordre de 50% et pour les autres CFFs une limite à leur valeur peut être attribuée. Une erreur "infinie" est attribuée aux CFFs lorsque MINUIT ne peut pas calculer la matrice de covariance ou lorsque l'incertitude sur un paramètre est supérieure à la valeur de son domaine de variations. Par ailleurs, les résultats montrent que les valeurs centrales, correspondant au résultat du *fit*, varient avec les valeurs d'initialisation. En revanche, les valeurs extrêmes, c'est à dire les valeurs $a(CFF) \pm \delta a$, sont stables. Ainsi, même pour les systèmes sous-contraints, il est possible de donner une limite stable sur les valeurs des CFFs, ce qui est une information très importante.

La figure 8.2 (en bas) présente les mêmes résultats pour le jeu d'observables d, qui est un système suffisamment contraint. Dans ce cas, tous les CFFs sont extraits et les résultats sont stables. Tous les essais ont convergé et les incertitudes sont symétriques. La largeur des incertitudes est plus importante pour les CFFs dont la contribution est supprimée dans les valeurs des observables.

Corrélation entre le résultat et le χ^2_{min} du système

La figure 8.3 (en haut) présente, pour le jeu d'observables a, la corrélation entre la valeur de χ^2_{min} et le résultat des *fits*. Seuls les résultats pour lesquels une erreur finie a été trouvée sont présentés sur cette figure. Certains CFFs n'apparaissent donc pas. Cette figure montre que les variations observées sur les valeurs des paramètres extraits correspondent à de très petites variations de χ^2_{min} du système.

Les figures 8.3 (en bas) et 8.4 (en haut) présentent les mêmes résultats pour les jeux d'observables b et c pour lesquels les asymétries de simple polarisation de la cible ont été ajoutées. Pour le cas b, les mêmes CFFs sont extraits que dans le cas a mais avec de plus petites incertitudes. Pour le cas c, correspondant à l'ajout des polarisations de cible transverses, le CFF $\Im m\mathcal{E}$ a été extrait en plus. Les incertitudes sur les parties imaginaires des CFFs et sur $\Re e\mathcal{E}$ présentent aussi une forme plus symétrique.

La figure 8.4 (en bas) présente les résultats pour le jeu d'observables d. Tous les CFFs sont extraits. La précision est plus grande sur les parties imaginaires auxquelles les observables pour la réaction DVCS considérées dans cette étude sont plus sensibles. Les résultats sont stables et les valeurs centrales correspondent à la valeur générée. La valeur centrale trouvée ne dépend pas de χ^2.

8.2.3 Influence du domaine de variation des paramètres

Les limites du domaine de variation des paramètres influent sur les résultats et en particulier sur la définition ou non d'une barre d'erreur. En effet, celle-ci ne peut être calculée que si les valeurs du paramètre considéré correspondant à $\chi^2_{min} \pm 1$ sont inférieures aux bornes de son domaine de variation. Pour les *fits* sous-contraints, même lorsqu'il est possible de calculer l'incertitude, celle-ci subit l'influence des valeurs que prennent les autres CFFs. Ces valeurs étant limitées aux valeurs

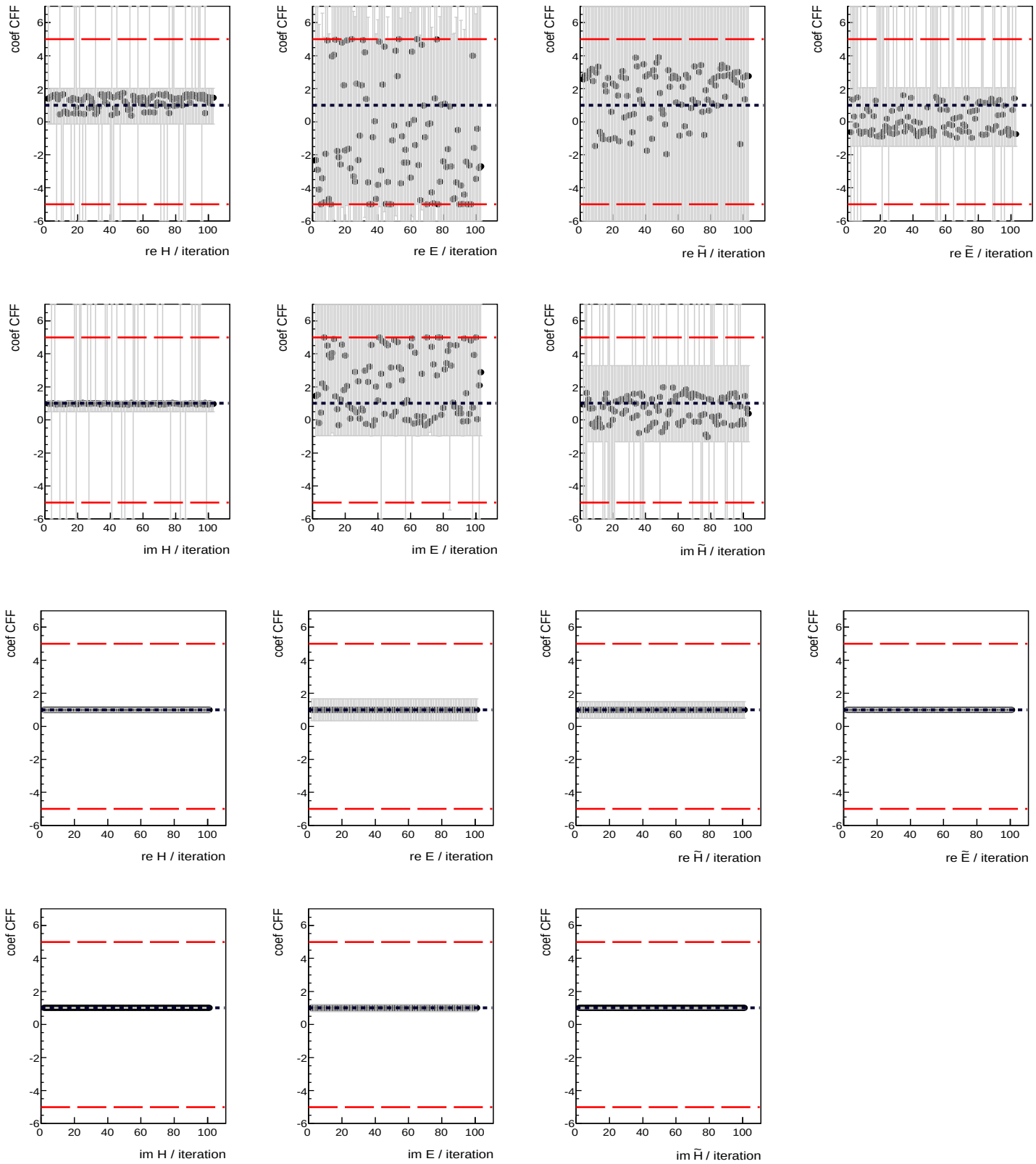


FIGURE 8.2 – Résultats obtenus pour les coefficients multiplicateurs des sept CFFs pour cent essais avec des valeurs d'initialisation différentes, dans la configuration I et pour les jeux d'observables : a (deux rangées du haut) et d (deux rangées du bas). Les lignes en pointillés rouges indiquent les limites du domaine de variation des paramètres et la ligne en pointillés noirs indique la valeur générée.

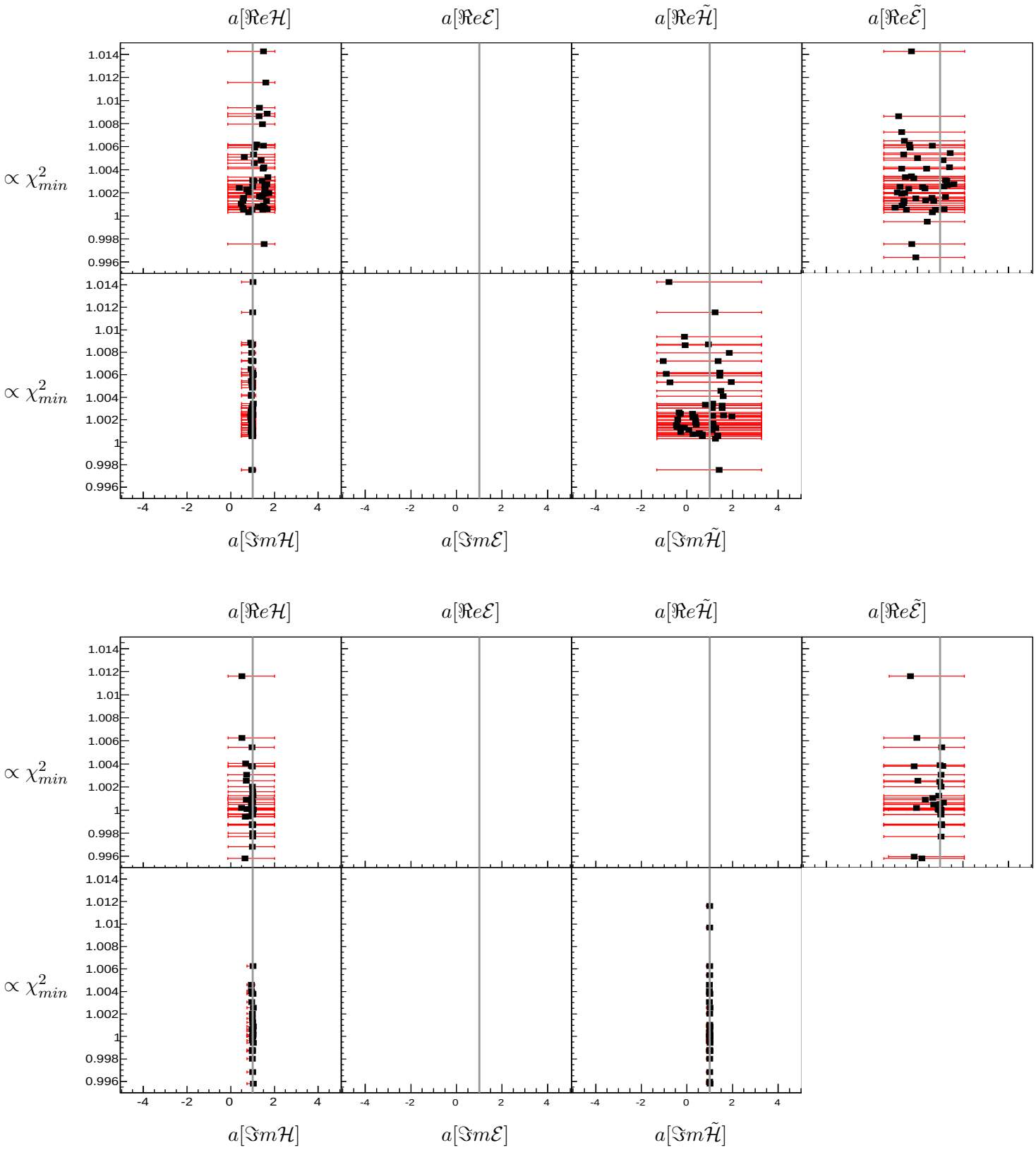


FIGURE 8.3 – Relation entre les CFFs extraits (en abscisse) et χ^2_{min} (en ordonnée) pour différentes valeurs d'initialisation des CFFs. Les incertitudes sont représentées en rouge. Les barres verticales grises correspondent à la valeur générée. Les deux jeux de figures correspondent aux jeux d'observables a et b dans la configuration I. Pour chacun, la première rangée correspond dans l'ordre aux CFFs $\Re e(\mathcal{H})$, $\Re e(\mathcal{E})$, $\Re e(\tilde{\mathcal{H}})$, $\Re e(\tilde{\mathcal{E}})$. La deuxième rangée correspond dans l'ordre à $\Im m(\mathcal{H})$, $\Im m(\mathcal{E})$, $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$.

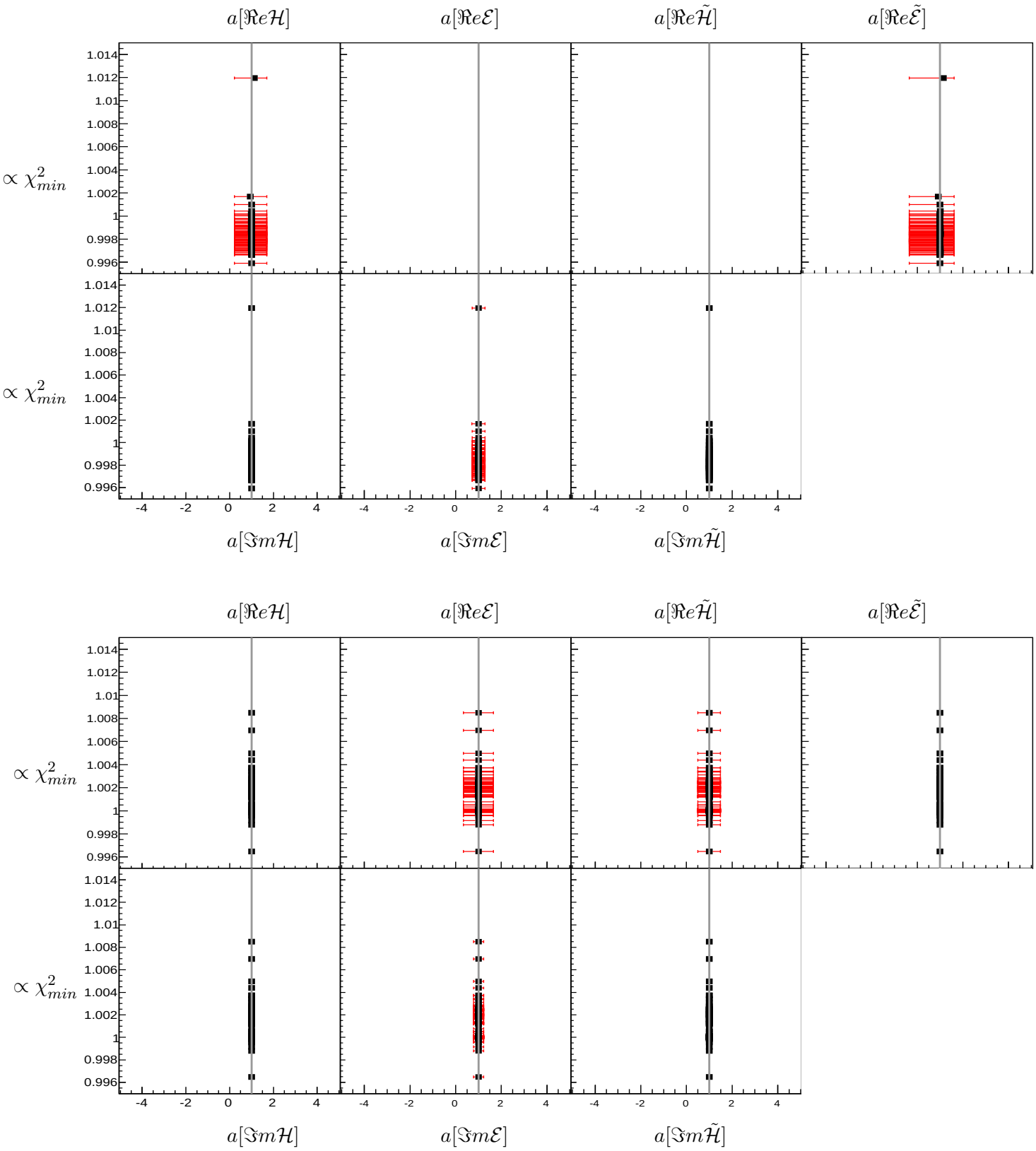


FIGURE 8.4 – Relation entre les CFFs extraits (en abscisse) et χ^2_{min} (en ordonnée) pour différentes valeurs d'initialisation des CFFs. Les incertitudes sont représentées en rouge. Les barres verticales grises correspondent à la valeur générée. Les deux jeux de figures correspondent aux jeux d'observables c et d dans la configuration I. Pour chacun, la première rangée correspond dans l'ordre aux CFFs $\Re e(\mathcal{H})$, $\Re e(\mathcal{E})$, $\Re e(\tilde{\mathcal{H}})$, $\Re e(\tilde{\mathcal{E}})$. La deuxième rangée correspond dans l'ordre à $\Im m(\mathcal{H})$, $\Im m(\mathcal{E})$, $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$.

des bornes du domaine de variation, l'incertitude sur les paramètres extraits est donc corrélée à ces bornes. La figure 8.5 met en évidence cet effet de bord pour la configuration I et pour $\Im m\mathcal{H}$. Les domaines de variations des CFFs varient de deux fois à dix fois la valeur générée (de bas en haut sur la figure). Partant des *fits* les moins contraints (à gauche) aux mieux contraints (à droite) (voir les observables considérées dans la table 8.1), les incertitudes se réduisent, se symétrisent, et deviennent de moins en moins dépendantes du domaine de variation des paramètres, comme attendu. Pour les *fits* sous-contraints (jeux d'observables a et b), la limite inférieure des CFFs varie beaucoup avec les bornes du domaine de variation, tandis que la limite supérieure des CFFs est stable. Ceci provient de la corrélation avec les valeurs que prennent les CFFs non extraits. Les incertitudes sur les CFFs extraits doivent donc être interprétées avec attention et pour un domaine de variation des CFFs donné.

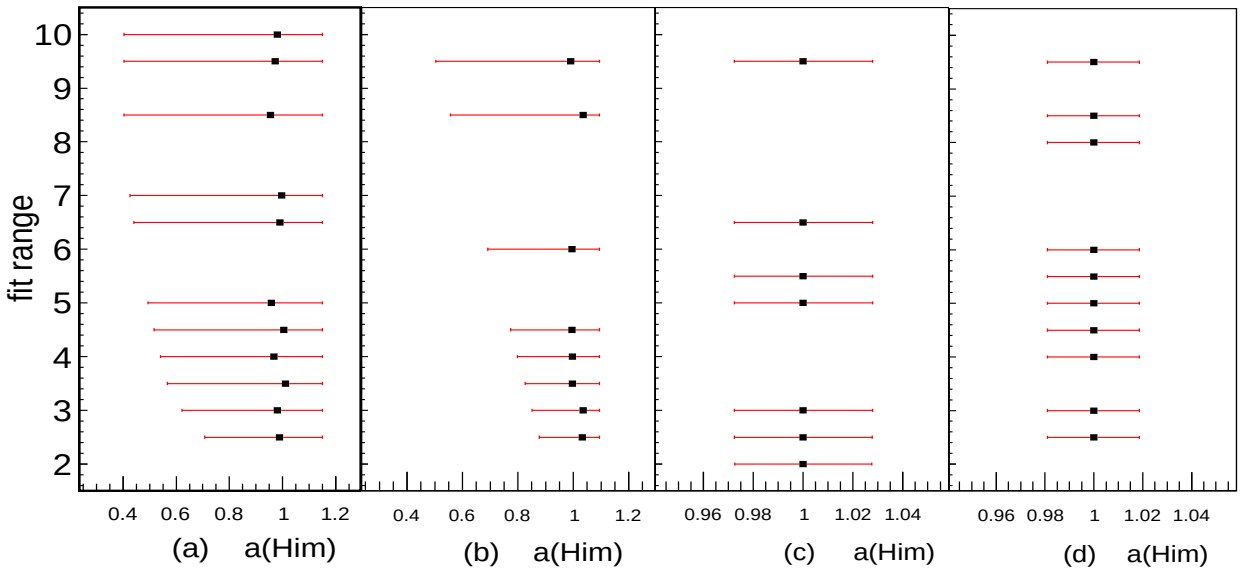


FIGURE 8.5 – Résultat des *fits* pour $a[\Im m(\mathcal{H})]$ pour les jeux d'observables, de gauche à droite, a, b, c, d, dans la configuration I. Les limites du domaine de variation de tous les paramètres vont de deux fois à dix fois la valeur générée. Tous ces *fits* sont effectués à partir de la valeur d'initialisation $a(CFF) = 0$ pour tous les paramètres.

Les résultats obtenus montrent que, lorsque le problème est suffisament bien contraint par rapport au nombre de paramètres à extraire, les incertitudes sur les CFFs extraits sont fonction de la résolution sur les observables. Comme les CFFs n'ont pas tous le même poids dans le calcul des observables, les CFFs "dominants" peuvent être extraits avec une grande précision tandis que ceux qui influent moins sur les valeurs des observables sont extraits avec de grandes incertitudes. Le nombre de CFFs pouvant être extraits simultanément dépend du nombre d'observables indépendantes dans les *fits* et des CFFs auxquels elles sont plus sensibles.

8.2.4 Effets de résolution et dispersion des points

Distribution des résultats dans les expériences

Pour étudier l'impact sur les résultats des *fits* des effets de résolution dans les valeurs des observables mesurées expérimentalement, les *fits* sont maintenant faits avec des pseudo-données dans la configuration II. Dans un premier temps, les *fits* sont effectués avec les mêmes valeurs d'initialisation des CFFs sur 350 jeux de pseudo-données représentant 350 "réponses expérimentales" pour une résolution de 5%, avec une *acceptance* constante en fonction de ϕ. La figure 8.6 présente la distribution des résultats obtenus avec le jeu d'observables d pour $a[\Im m(\mathcal{H})]$ et pour ses valeurs extrêmes $a[\Im m(\mathcal{H})] \pm \delta a$. Les distributions des valeurs limites ($a \pm \delta a$) ont une largeur du même ordre de grandeur que la largeur de la valeur centrale. Pour la configuration I, c'est à dire sans dispersion des points, les valeurs limites étaient au contraire stables. Généralement, l'étude montre que les CFFs peuvent être extraits avec des valeurs limites proche de la valeur générée. Ceci démontre la faisabilité de l'extraction des CFFs avec des expériences réelles.

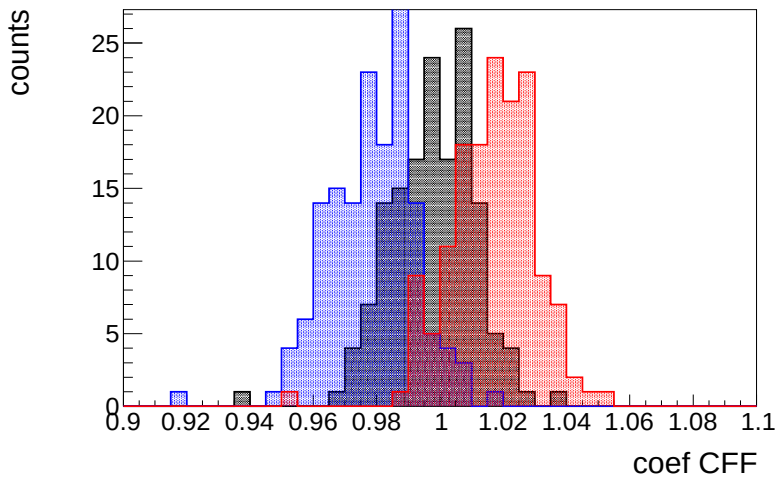


FIGURE 8.6 – Distribution des résultats pour la valeur centrale de $a[\Im m(\mathcal{H})]$ (en noir), pour sa valeur minimale ($a - \delta a$) (en bleu) et pour sa valeur maximale ($a + \delta a$) (en rouge). Cette figure correspond à 350 distributions différentes des valeurs des pseudo-données autour de la valeur du modèle (configuration II) pour le jeu d'observables d et avec des valeurs d'initialisation des paramètres égales aux valeurs générées.

Distributions pour cinq exemples d'expériences

Il est important de savoir si les largeurs des distributions observées sur la figure 8.6 sont la conséquence d'un décalage systématique des valeurs $a(CFF)$ et $a \pm \delta a(CFF)$ induit par la dispersion des points "expérimentaux" ou si elles proviennent du fait que certaines configurations de dispersions des points donnent des incertitudes de largeur différentes (une configuration peut être plus favorable à l'extraction d'un CFF). Cinq jeux de pseudo-données ont donc été générés dans la configuration II et sont étudiés plus précisément.

Comme dans la section 8.2.2, les *fits* des quatre jeux d'observables de la table 8.1 ont été effectués en variant les valeurs d'initialisation des CFFs afin d'obtenir la distribution des résultats pour les CFFs et pour les incertitudes qui y sont associées. La figure 8.7 présente les résultats

obtenus pour $a[\Im m(\mathcal{H})]$ pour les quatre jeux d'observables et pour les cinq configurations. Ces résultats montrent que les largeurs des incertitudes diffèrent d'une configuration à une autre. Certaines configurations permettent donc d'extraire $\Im m(\mathcal{H})$ avec plus de précision. De plus, lorsque la valeur centrale (résultat du *fit*) est proche de la solution générée, les barres d'erreur sont plus symétriques. En revanche, lorsque, pour les *fits* sous-contraints, le résultat s'éloigne de la valeur générée, les barres d'erreur deviennent très asymétriques, permettant d'englober la valeur générée ($a[\Im m(\mathcal{H})] = 1$).

Ces observations confirment qu'il est possible d'extraire les CFFs dans les expériences réelles avec une dispersion non nulle des points. Ceci confirme également que les limites $a(CFF) \pm \delta a$ obtenues sont plus pertinentes que les valeurs centrales dans le cas des *fits* expérimentaux. L'asymétrie des barres d'erreur dans les *fits* expérimentaux pourrait être un indicateur de la pertinence du résultat pour la valeur centrale.

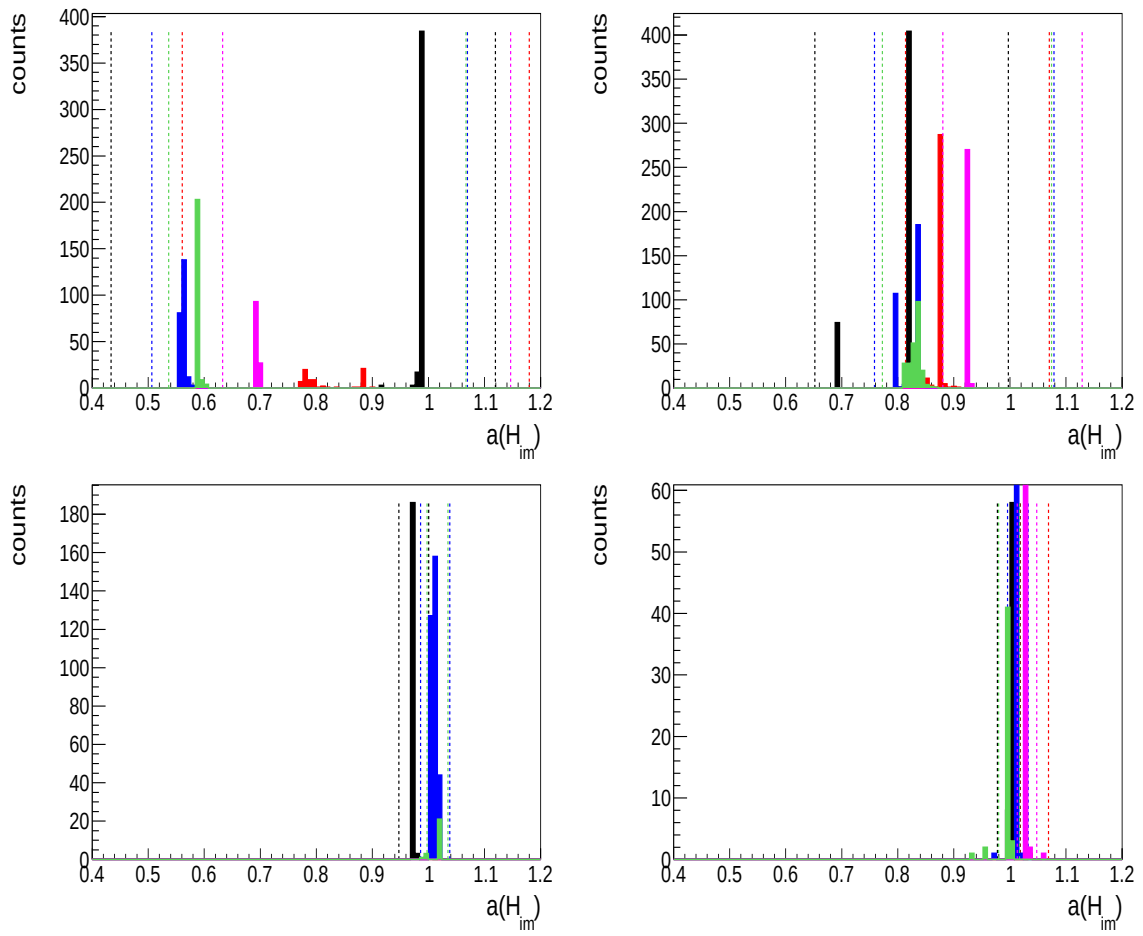


FIGURE 8.7 – Résultat obtenus pour $a[\Im m(\mathcal{H})]$ avec cinq "expériences" dans la configuration II, pour les *fits* des jeux d'observables a (en haut à gauche), b (en haut à droite), c (en bas à gauche) et d (en bas à droite). Les valeurs de départ des paramètres sont tirés aléatoirement dans $a \in [-5, +5]$. Chaque couleur correspond à une configuration ("expérience"). Les distributions obtenues pour les valeurs centrales (résultat du *fit*) sont les cinq distributions colorées. Les valeurs moyennes de la valeur minimale et de la valeur maximale à $a \pm \delta a$ associées à chaque "expérience" sont représentées par des barres verticales (mêmes couleurs que les distributions centrales associées).

Remarque Il est possible que les incertitudes sur différents points soient corrélées dans les expériences réelles. Cet effet n'a pas été prise en compte dans cette étude et pourrait justifier d'un traitement statistique plus complexe pour les données réelles.

Cas de plusieurs solutions à la minimisation de χ^2

Pour le jeu d'observables a, la configuration présentée en rouge sur la figure 8.7 donne deux valeurs "centrales" différentes (deux distributions observées). Les deux solutions sont $a[\Im m(\mathcal{H})] \sim 0.8$ et $a[\Im m(\mathcal{H})] \sim 0.9$. Cet effet a été observé pour plusieurs cas de jeux d'observables pour lesquels les *fits* sont sous-contraints et pour lesquels deux jeux de CFFs peuvent minimiser la fonction χ^2. Il est possible de distinguer la solution la plus proche de la valeur générée par la valeur de χ^2_{min}. Comme généralement les valeurs de χ^2_{min} pour les deux solutions sont proches, deux autres méthodes permettent de sélectionner la solution la plus proche de la valeur générée : soit à partir de l'asymétrie entre les barres d'erreur supérieure et inférieure, soit en changeant le domaine de variation des CFFs. Généralement, la "mauvaise" solution est plus fortement corrélée que l'autre aux valeurs des bornes du domaine de variation.

8.2.5 Fits des données mondiales de DVCS

Les études systématiques faites avec les simulations de DVCS ont aussi été effectuées sur les données du Hall A de JLab [56]. Les résultats obtenus avec les simulations pour le jeu d'observable a et présentés précédemment sont comparables à ceux obtenus avec les données réelles, comprenant aussi la section efficace non polarisée et la différence des sections efficaces pour un faisceau d'électrons polarisés. La méthode de *fit* présentée dans cette section a déjà été appliquée sur les données réelles auparavant [116, 117, 118, 119]. La figure 8.8 présente les résultats de *fits* de $\Im m(\mathcal{H})$, $\Re e(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$ en fonction de $-t$ pour trois valeurs de x_{bj}, effectués à partir du modèle VGG. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus avec d'autres méthodes (voir paragraphe 8.1.3). Les différents modèles sont en accord sur les résultats obtenus pour les trois CFFs présentés.

8.2.6 Conclusion des études systématiques sur les fits avec le DVCS

Il a été montré dans cette section qu'il est possible d'extraire les CFFs à partir de systèmes sous-contraints, grâce au fait que certains CFFs sont dominants dans les valeurs des observables. L'étude des différents jeux d'observables avec les pseudo-données a permis de caractériser les effets systématiques qui entreront en compte dans les *fits* de données expérimentales, ainsi que dans les *fits* des simulations pour le TCS. Cette étude a également permis de discuter de l'interprétation des incertitudes sur les CFFs extraits.

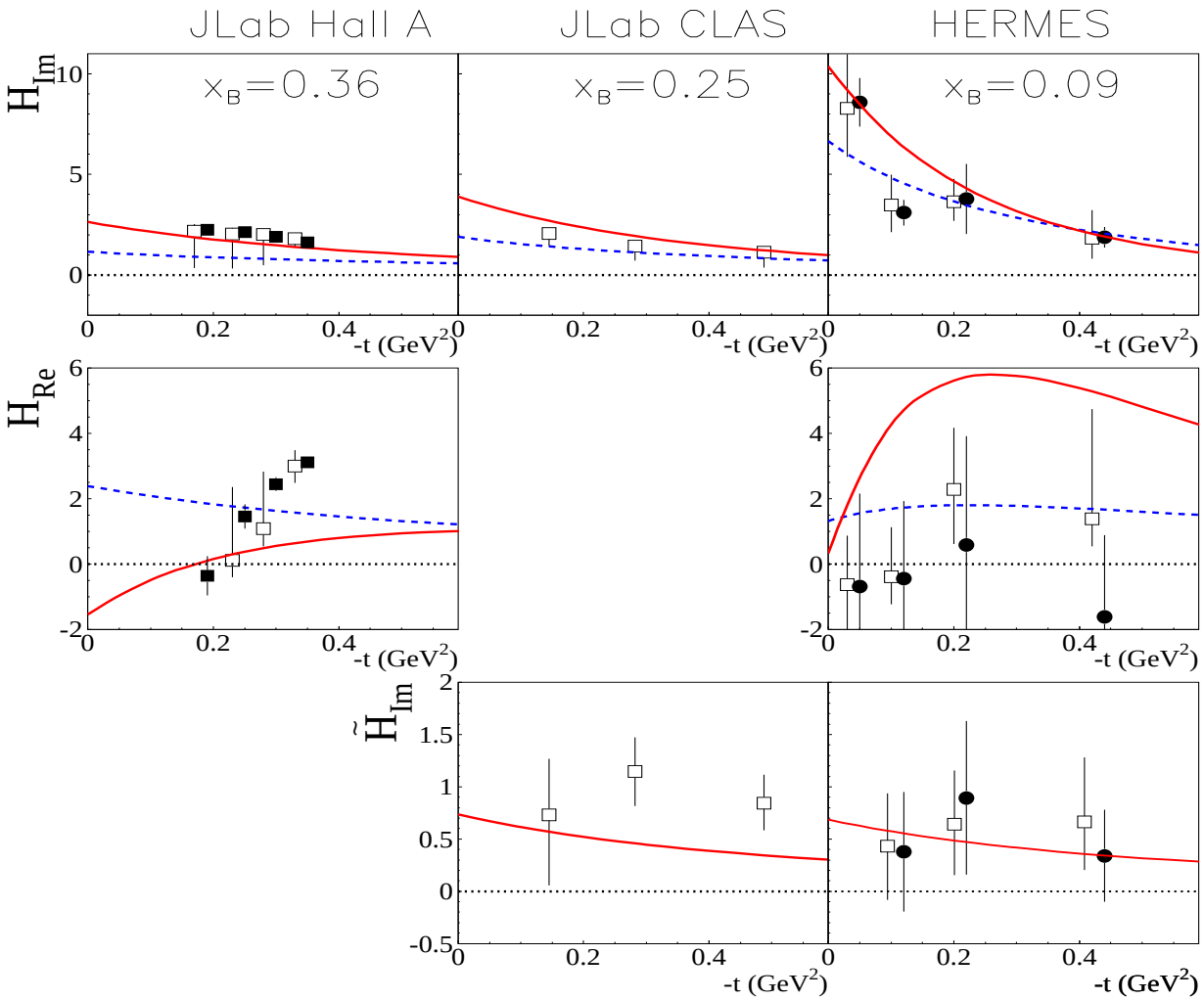


FIGURE 8.8 – Résultats de *fits* pour $\Im m(\mathcal{H})$, $\Re e(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$ en fonction de $-t$ pour trois valeurs de x_{bj}, sur les données de JLab et de HERMES. Les carrés ouverts sont les résultats des *fits* avec la méthode décrite ici. Les cercles pleins dans la dernière colonne sont les résultats obtenus avec un *mapping* linéaire [120]. Les carrés noirs sont les résultats des *fits* avec seulement la GPD H, obtenus avec la méthode présentée dans la référence [123]. Les courbes rouges sont la prédiction du modèle VGG et les courbes en tirets bleus sont les résultats des *fits* de la référence [122]. Cette figure provient de la revue [16].

8.3 Fits des observables associées au TCS

Les mêmes études systématiques que celles présentées pour le DVCS dans la section précédentes ont été effectuées pour le TCS. Une sélection de résultats est exposée dans cette section.

8.3.1 Simulations

Les pseudo-données sont générées pour les observables de TCS à partir des calculs présentés au chapitre 7. Comme pour le DVCS dans la section 8.2.1, les pseudo-données sont générées pour une configuration "idéale", notée I, où les points sont alignés sur les valeurs données à partir du modèle et sont pondérés par une incertitude relative de 5% sur les sections efficaces. Une seconde configuration "réaliste" est générée (notée II), où les points sont dispersés selon un loi normale autour de la valeur générée par le modèle VGG. Cinq jeux d'observables sont étudiés. Ils sont indiqués dans la table 8.2. Le jeu d'observables noté h ne comprend que des asymétries de polarisation. Les incertitudes sur les points pour ce jeu h correspondent à 3% d'erreur sur les sections efficaces polarisées qui entrent dans la définition des asymétries. En effet, il est possible d'admettre qu'une partie des erreurs systématiques s'annule dans une mesure d'asymétrie. Suivant ce même argument, un second ensemble de configurations "idéales" et "réalistes" a été généré avec 1% d'incertitude sur les sections efficaces polarisées (mesurables dans les asymétries) et 5% d'incertitude sur la section efficace non polarisée. Ces deux configurations sont respectivement notées III (sans dispersion des points) et IV (avec dispersion des points) dans la suite. Elles peuvent correspondre au cas d'expériences avec des erreurs statistiques négligeables devant les erreurs systématiques. Toutes les observables sont calculées pour la cinématique $\xi = 0.2$, $-t = 0.4$ GeV^2, $Q'^2 = 7$ GeV^2, $\theta = 90°$ et $\phi \in [0, 2\pi]$, avec 20 intervalles en ϕ.

indice	N obs. indépendantes	observables
(e)	2	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$
(f)	3	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$
(g)	5	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$
(h)	7	$A_{\odot U}$, A_{UL}, A_{Ux}, A_{Uy}, $A_{\odot L}$, $A_{\odot x}$, $A_{\odot y}$
(i)	8	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$, $\Delta\sigma_{\odot L}$, $\Delta\sigma_{\odot x}$, $\Delta\sigma_{\odot y}$

TABLE 8.2 – Jeux d'observables générés pour le TCS

8.3.2 Sensibilités aux facteurs de forme Compton

Comme pour le DVCS, les *fits* sont effectués pour les différents jeux d'observables avec sept CFFs comme paramètres libres, pour lesquels le domaine de variation dans les *fits* est limité à ± 5 fois leur valeur dans le modèle VGG. La valeur d'initialisation des CFFs est choisie aléatoirement dans leur domaine de variation et les *fits* sont effectués plusieurs centaines de fois. La figure 8.9 présente les résultats obtenus pour cent essais pour les différents jeux d'observables dans la configuration I. Les résultats sont comparables à ceux obtenus dans le cas du DVCS avec des jeux d'observables équivalents, mais les incertitudes sur les CFFs extraits sont plus importantes. Comme pour le cas du DVCS, il est donc possible d'extraire les CFFs avec le TCS.

Comme pour le jeu d'observables a du DVCS, le jeu d'observables e du TCS permet d'extraire les CFFs $\Re e(\mathcal{H})$, $\Re e(\tilde{\mathcal{E}})$, $\Im m(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$ avec une incertitude finie. En ajoutant l'asymétrie de

polarisation longitudinale de la cible (jeu f), les incertitudes sur $\Im m(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$ sont réduites mais il n'est pas possible encore d'extraire les autres CFFs. En ajoutant les asymétries de simple polarisation transverse de la cible (jeu g), il est possible d'extraire, en plus, $\Im m(\tilde{\mathcal{E}})$ et les incertitudes sur $\Im m(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$ sont encore réduites. Les résultats avec les jeux d'observables f et g montrent que les asymétries de cible longitudinalement et transversalement polarisée sont sensibles aux parties imaginaires des CFFs. Avec le jeu d'observables i où les asymétries de double polarisation du faisceau et de la cible ont été ajoutées, tous les CFFs ont été extraits. La comparaison entre les jeux d'observables i, où la section efficace non polarisée est prise en compte, et le jeu d'observables h, où seules des asymétries sont prises en compte, montre que la mesure de la section efficace non polarisée permet de mieux contraindre les parties réelles des CFFs. En effet, la dépendance en ϕ de la section efficace non polarisée est sensible aux parties réelles des CFFs [107]. En revanche, comme l'ajout de la section efficace absolue ne permet pas de mieux contraindre les parties imaginaires des CFFs, l'extraction avec le TCS des parties imaginaires des CFFs pourrait se faire avec des mesures d'asymétries uniquement.

La figure 8.10 présente les résultats obtenus pour les 7 CFFs avec 5% de résolution sur les sections efficaces non polarisées et 1% de résolution sur les sections efficaces polarisées (configuration III) pour les jeux d'observables e, f, g, i. Ces résultats montrent que $\Im m(\mathcal{H})$ peut être extrait pour les quatre jeux d'observables. L'asymétrie de polarisation longitudinale de la cible permet d'apporter des contraintes sur $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$. L'ajout des asymétries de polarisation transverse de la cible ne permet pas de contraindre plus de CFFs mais permet en revanche de réduire les incertitudes de $\Im m(\mathcal{H})$ et $\Im m(\tilde{\mathcal{H}})$. Avec le jeu d'observables i, tous les CFFs sont extraits mais les incertitudes sont plus grandes que ce qui peut être obtenu avec le DVCS.

8.3.3 Fits du TCS seul avec dispersion des points

Les effets liés à la dispersion des points pour les observables du TCS sont identiques à ceux observés pour le DVCS (voir à la section 8.2.4). La figure 8.11 présente les distributions des valeurs centrales et limites ($a(CFF) \pm \delta a$) pour trois jeux d'observables et pour différents CFFs. Comme pour le DVCS, les distributions obtenues pour les valeurs limites $a[\Im m(\mathcal{H})] \pm \delta a$ permettent un encadrement de $\Im m(\mathcal{H})$ proche de la valeur générée ($a = 1$). Il est donc possible d'extraire $\Im m(\mathcal{H})$ dans une expérience mesurant les jeux d'observables e, g ou i. Pour $\Im m(\mathcal{E})$ et $\Re e(\mathcal{H})$, les figures en bas à gauche et au centre de 8.11 montre qu'il est parfois possible de sous-estimer ou de surestimer la valeur générée. Les effets de résolution sont alors à prendre en compte dans l'erreur systématique sur les résultats des *fits*.

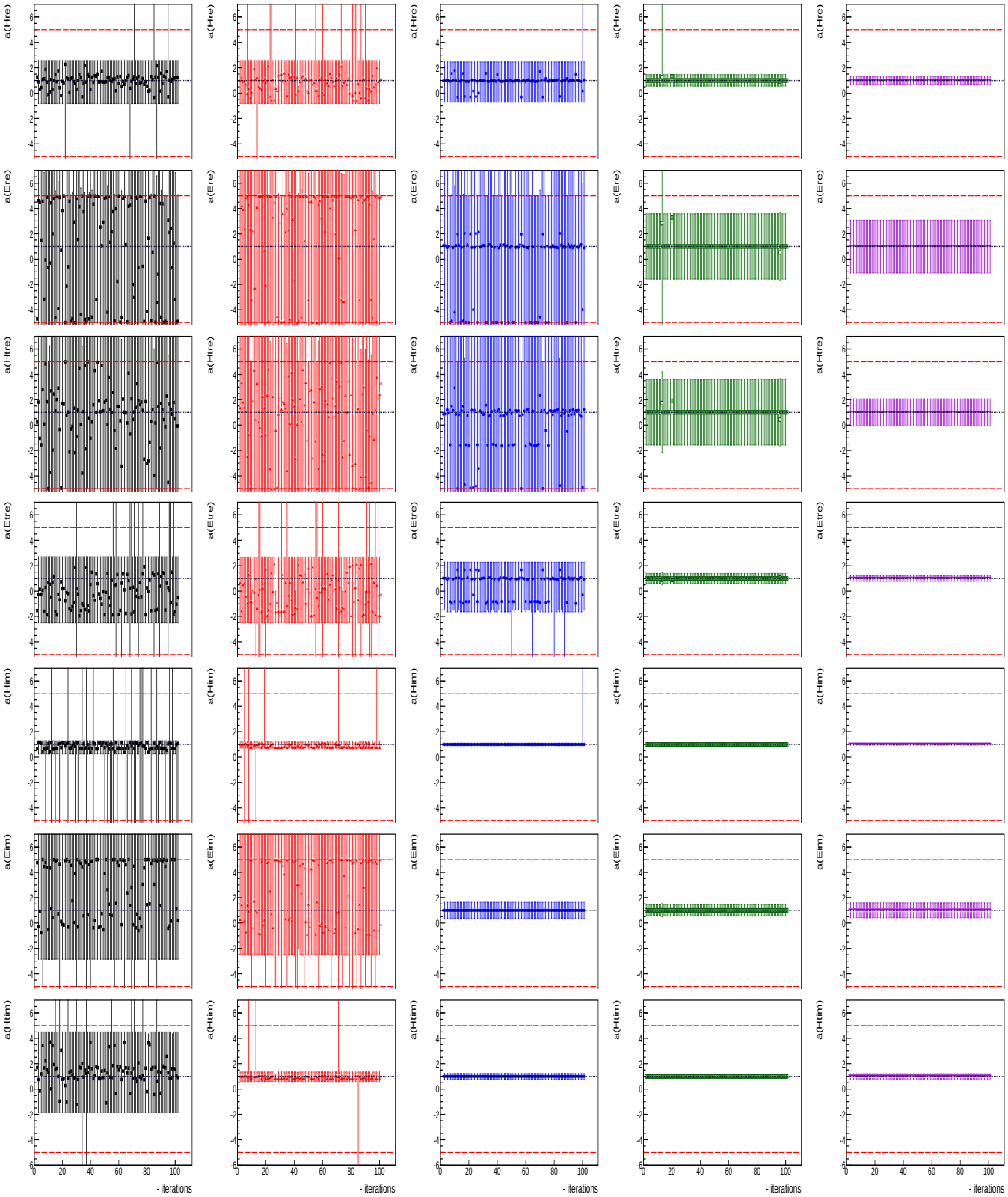


FIGURE 8.9 – Distribution des résultats des *fits* obtenus pour cent essais. Les rangées représentent, dans l'ordre, les CFFs : $a[\Re e(\mathcal{H})]$, $a[\Re e(\mathcal{E})]$, $a[\Re e(\tilde{\mathcal{H}})]$, $a[\Re e(\tilde{\mathcal{E}})]$ $a[\Im m(\mathcal{H})]$, $a[\Im m(\mathcal{E})]$, $a[\Im m(\tilde{\mathcal{H}})]$. Les colonnes en noir, rouge, bleu, vert, violet représentent respectivement les résutats pour les jeux d'observables $e,\ f,\ g,\ h,\ i$.

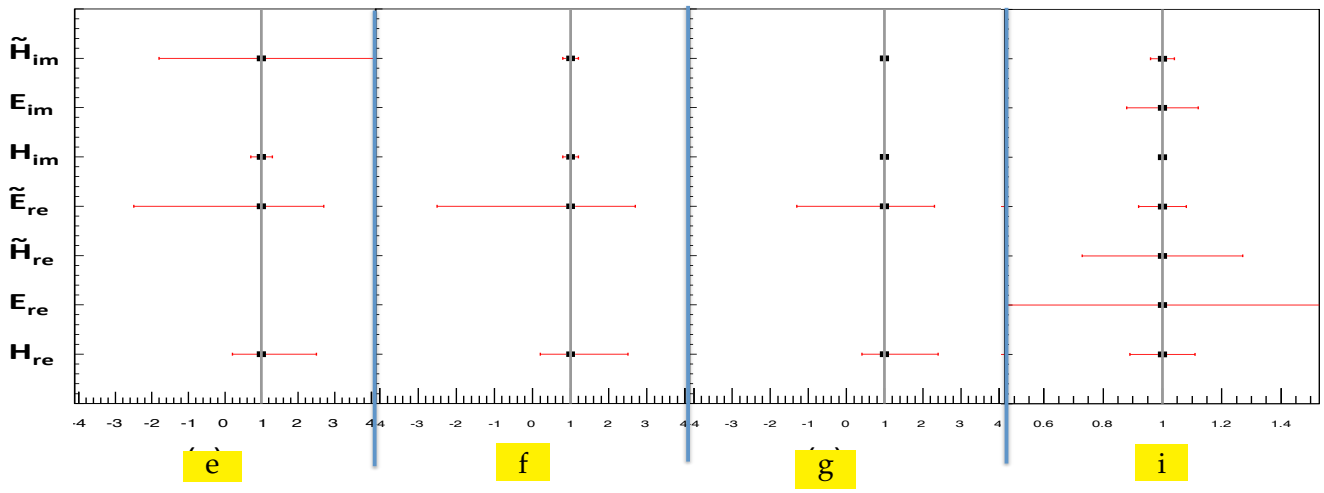


FIGURE 8.10 – Moyenne des résultats obtenus pour les coefficients multiplicateurs des sept CFFs (indiqués en ordonnée) dans la configuration d'incertitudes III pour, respectivement, les jeux d'observables e, f, g, i. La moyenne n'est faite que pour les résultats présentant une incertitude finie. Aussi, pour les jeux d'observables e, f, g, certains CFFs n'apparaissent pas. Attention : l'échelle de l'abscisse de la dernière figure est différente des autres pour plus de lisibilité.

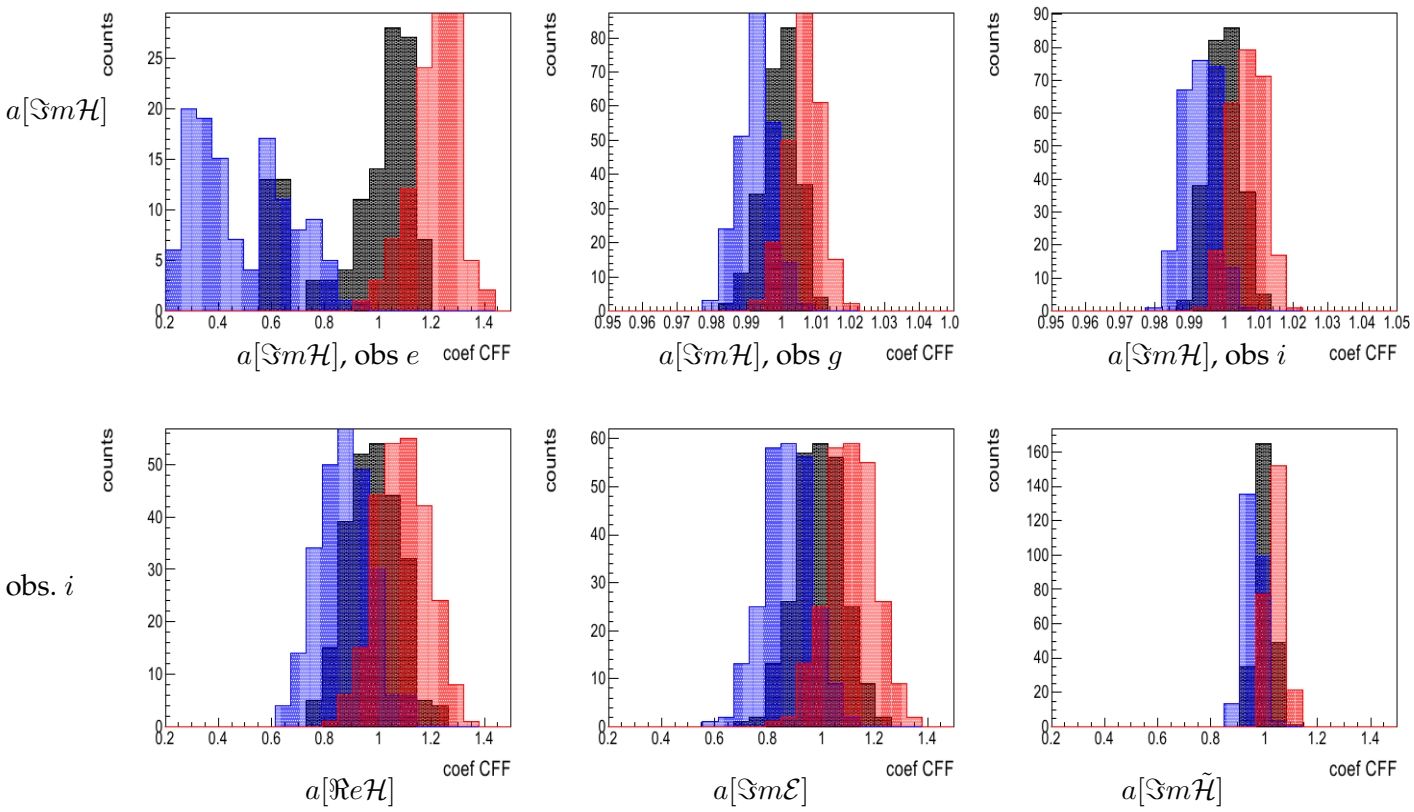


FIGURE 8.11 – Distribution des valeurs centrales des résultats (en noir) et des valeurs de la barre d'erreur inférieure (en bleu) et supérieure (en rouge) obtenues pour la configuration VI. La première rangée correspond aux résultats pour $a[\Im m(\mathcal{H})]$ pour, respectivement les jeux d'observables e, g et i. La deuxième rangée correspond aux résultats pour le jeu d'observable i pour, respectivement, les coefficients $a[\Re e(\mathcal{H})]$, $a[\Im m(\mathcal{E})]$ et $a[\Im m(\tilde{\mathcal{H}})]$.

8.4 *Fits combinant les observables de DVCS et de TCS*

8.4.1 Intérêts et conditions de réalisation des fits

Intérêts

Les *fits* de CFFs combinant le DVCS et le TCS ont plusieurs intérêts. La comparaison des résultats obtenus dans les *fits* de DVCS et les *fits* de TCS réalisés indépendamment peut permettre de valider l'approche dans les calculs de sections efficaces de *twist* 2 et d'ordre dominant en α_s. Ceci permet de valider l'hypothèse d'universalité des GPDs. Alternativement, ceci permet de quantifier les effets d'ordre supérieur dans les amplitudes : le DVCS et le TCS ont des effets d'ordre supérieur différents alors que les CFFs sont les mêmes au premier ordre.

Pour pouvoir combiner des *fits* de DVCS et de TCS au *twist* 2, les calculs sont faits à la limite asymptotique où $\xi'_{DVCS} = -\xi'_{TCS} = \xi$ et sans restauration de l'invariance de jauge. L'évolution en Q^2 (ou en Q'^2 pour le TCS) des CFFs est négligée. Au *twist* 2, les amplitudes du DVCS et du TCS sont complexe conjuguées [107], ce qui fait que les observables pour les deux réactions ne sont pas complètement indépendantes.

Simulations

Les pseudo-données utilisées dans la suite de cette section sont générées dans les mêmes conditions que celles présentées dans les sections 8.2 et 8.3. Seuls les résultats de la configuration III sans dispersion des points autour des valeurs des courbes théoriques sont présentés ici. Les résolutions sur les sections efficaces absolues sont de 5% et les résolutions sur les asymétries sont de 1%. Les combinaisons d'observables pour cette étude sont présentées dans la table 8.3.

indice	N obs. indépendantes	observables DVCS	observables TCS
(ae)	4	σ, $\Delta\sigma_{LU}$	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$
(bf)	6	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$
(bg)	8	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$
(di)	16	σ, $\Delta\sigma_{LU}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$, $\Delta\sigma_{LL}$, $\Delta\sigma_{Lx}$, $\Delta\sigma_{Ly}$	σ, $\Delta\sigma_{\odot U}$, $\Delta\sigma_{UL}$, $\Delta\sigma_{Ux}$, $\Delta\sigma_{Uy}$, $\Delta\sigma_{\odot L}$, $\Delta\sigma_{\odot x}$, $\Delta\sigma_{\odot y}$

TABLE 8.3 – Jeux d'observables pour les *fits* combinant DVCS et TCS. Pour les différences de sections efficaces polarisées, notées $\Delta\sigma$, le premier indice correspond à la polarisation du faisceau ($L =$ linéaire, $\odot =$ circulaire ou $U =$ non polarisé) et le second indice correspond à la polarisation de la cible (x, y = polarisation transverse, dans le plan de la réaction ou perpendiculairement à celui-ci, $L =$ polarisation longitudinale selon l'axe z).

8.4.2 Résultats à la limite asymptotique

La figure 8.12 compare les résultats pour le DVCS seul et pour les *fits* combinant DVCS et TCS pour respectivement, les jeux d'observables d et di, qui sont ceux contenant le plus d'observables

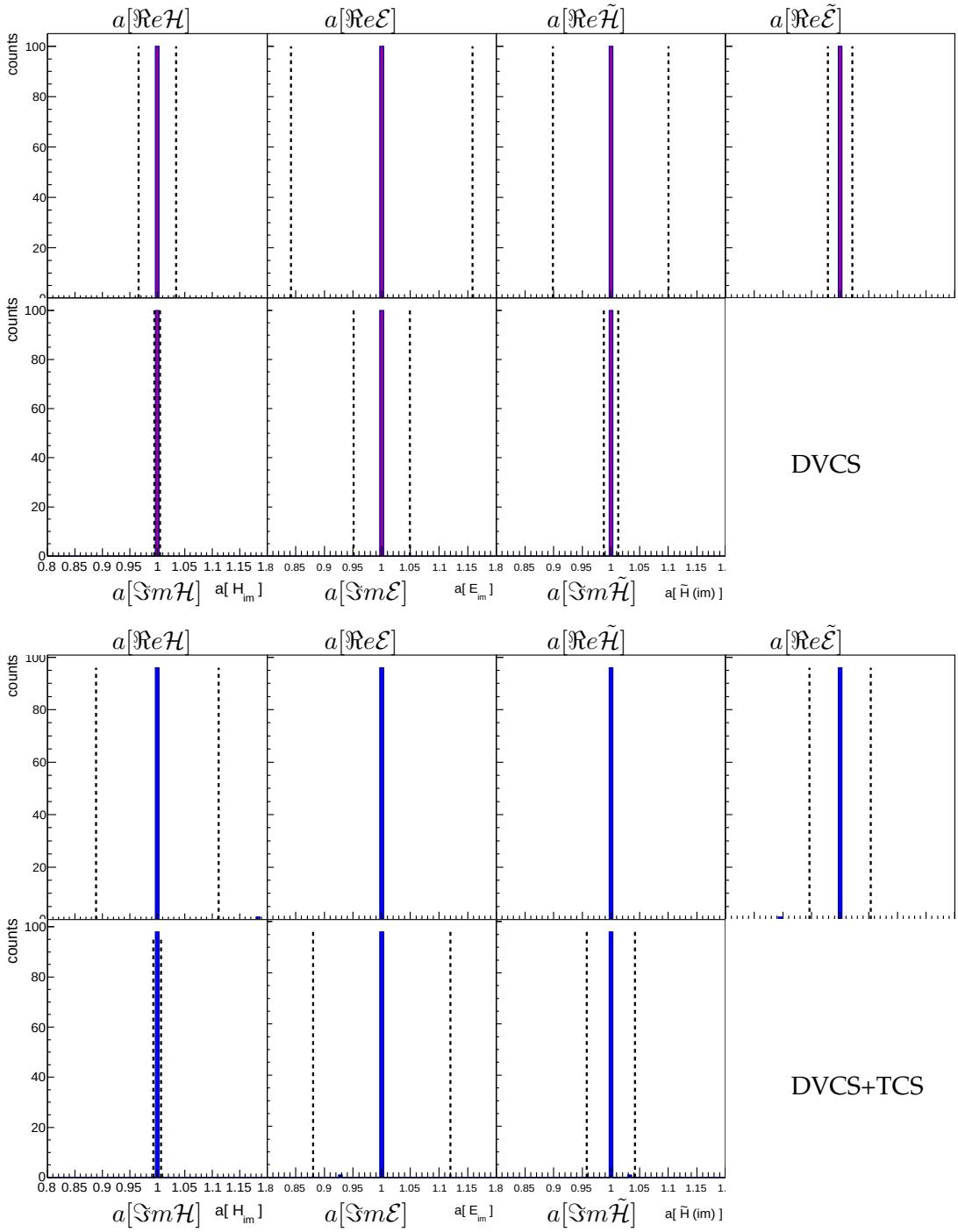


FIGURE 8.12 – Figures du haut (deux premières rangées) : distribution des résultats des *fits* de DVCS pour le jeu d'observables d, où les *fits* sont contraints par 8 observables indépendantes. Figures du bas en bleu (deux dernières rangées) : distribution des résultats des *fits* combinant DVCS et TCS pour le jeu d'observables di, où les *fits* sont contraints par 16 observables indépendantes. Pour les deux jeux d'observables, la première rangée correspond, de gauche à droite, à : $a[\Re e(\mathcal{H})]$, $a[\Re e(\mathcal{E})]$, $a[\Re e(\tilde{\mathcal{H}})]$ et $a[\Re e(\tilde{\mathcal{E}})]$. La seconde rangée correspond, de gauche à droite, à : $a[\Im m(\mathcal{H})]$ $a[\Im m(\mathcal{E})]$ et $a[\Im m(\tilde{\mathcal{H}})]$. Les pics colorés sont les distributions des valeurs centrales des résultats des *fits* et les barres verticales noires en pointillés sont les valeurs moyennes des incertitudes sur le résultat. Cent essais avec différentes valeurs d'initialisation des CFFs ont été effectués. Pour plus de lisibilité, les incertitudes ne sont pas représentées pour $\Re e(\mathcal{E})$ et $\Re e(\tilde{\mathcal{H}})$. Leurs valeurs sont : $\delta a[\Re e(\mathcal{E})] \simeq 0.6$ et $\delta a[\Re e(\tilde{\mathcal{H}})] \simeq 0.3$.

indépendantes. Les *fits* sont faits pour la configuration III des incertitudes et cent essais sont faits avec des valeurs d'initialisation des CFFs différentes. Dans les deux cas, tous les CFFs sont extraits. En revanche, en combinant DVCS et TCS les incertitudes sont plus grandes par rapport aux incertitudes pour le DVCS seul. Elles sont plus petites que celles qui seraient obtenues pour le TCS seul (voir figure 8.10). Cet effet provient du fait que les observables de DVCS et de TCS ne sont pas complètement indépendantes à l'ordre dominant. Les incertitudes sont alors comprises entre ce qui serait obtenu pour le DVCS seul et ce qui serait obtenu pour le TCS seul.

Les résultats des CFFs obtenus dans les *fits* combinant DVCS et TCS pour les jeux d'observables ae, bf et bg et pour la configuration III des incertitudes sont présentés sur la figure 8.13. Les mêmes CFFs sont contraints par les observables de DVCS seul et par les observables de TCS seul. De ce fait, pour les CFFs qu'il est déjà possible d'extraire avec le DVCS, aucune contrainte supplémentaire, avec les jeux d'observables comparés, n'est apportée par le TCS. Comme pour le jeu d'observables di, les incertitudes pour les *fits* combinant DVCS et TCS sont comprises entre celles qui seraient obtenues pour le DVCS seul et pour le TCS seul.

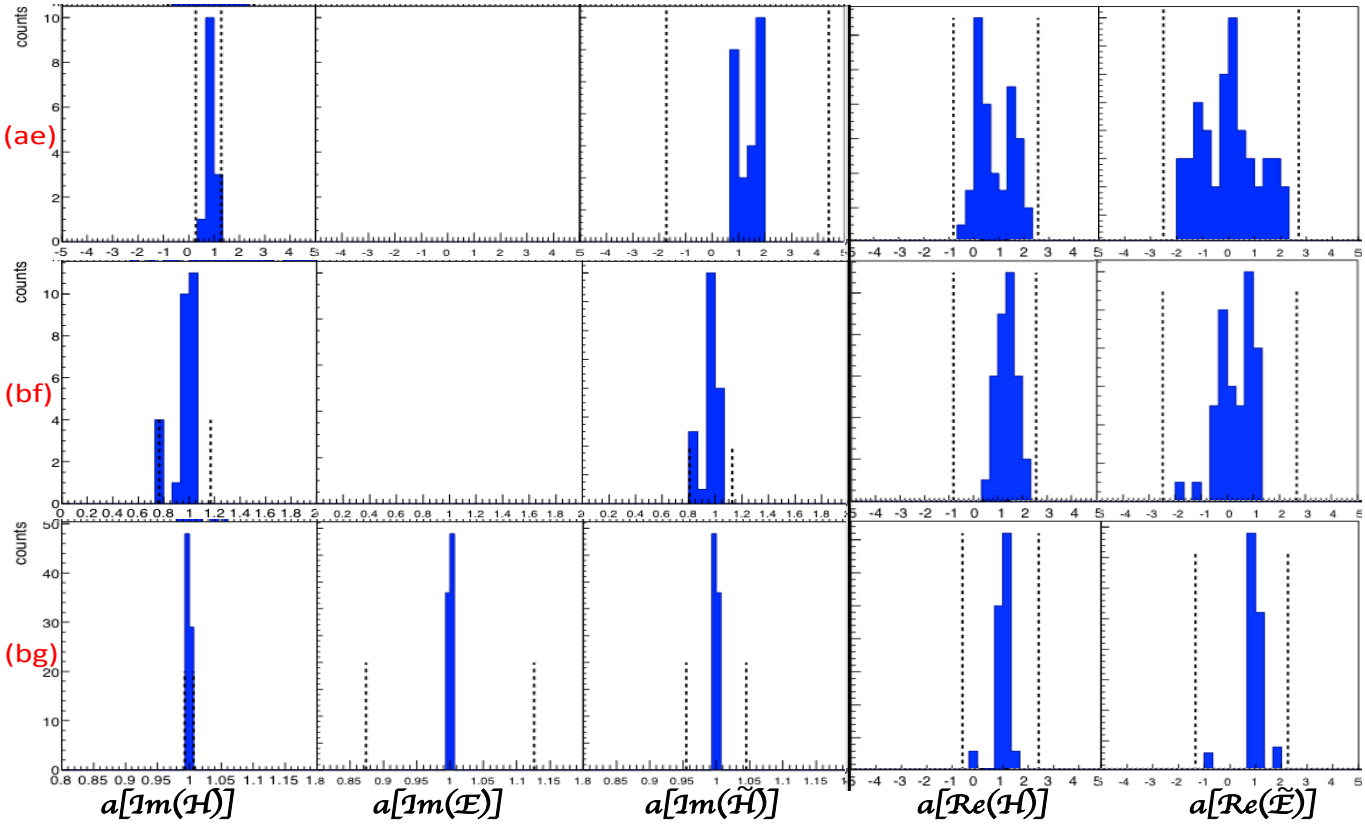


FIGURE 8.13 – Distribution des résultats des *fits* combinant DVCS et TCS (en bleu) et des valeurs moyennes des limites minimale et maximale (représentées en lignes noires en pointillés car elles sont stables) pour les différents CFFs et pour les trois jeux d'observables ae, bf et bg (indiqués à gauche des figures, trois rangées). Les cinq colonnes correspondent respectivement à $a[\Im m(\mathcal{H})]$ $a[\Im m(\mathcal{E})]$, $a[\Im m(\tilde{\mathcal{H}})]$, $a[\Re e(\mathcal{H})]$ et $a[\Re e(\tilde{\mathcal{E}})]$. Attention : pour plus de lisibilité, les échelles horizontales ne sont pas les mêmes sur toutes les figures.

8.5 *Perspectives expérimentales pour le TCS à JLab*

8.5.1 Espace des phases pour le TCS à JLab à 12 GeV

Dès la fin de cette année, un faisceau d'électron de $E = 11$ GeV sera disponible à JLAB. Cette montée en énergie permettra d'étendre le domaine cinématique accessible pour le DVCS. Elle permettra également de mesurer le TCS. La figure 8.14 montre l'espace de phase en (ξ, Q^2) accessible pour le DVCS (surface pleine rouge) et l'espace de phase en (ξ, Q'^2) accessible pour le TCS (surface bleue), avec un faisceau d'électrons de 11 GeV. Pour le TCS, qui peut être mesuré par "quasi-photoproduction", c'est à dire en électroproduction à très bas Q^2, l'énergie du faisceau est limitée à $E_\gamma \in [5, 11]$ GeV. Pour les deux réactions, une coupure en t telle que $-t \in [0, 1]$ GeV^2 est appliquée. Cette coupure est justifiée pour réduire les contributions de *twist* supérieur dans les amplitudes du DVCS et du TCS. Pour le DVCS, une coupure en $s > 4$ GeV^2 est appliquée pour éviter la région des résonances baryoniques. Pour le TCS, le domaine en Q'^2 sélectionné est tel que $Q'^2 \in [4, 9]$ GeV^2 afin d'être dans une région sans résonance en méson pour la paire e^+e^- de décroissance du photon virtuel, ce qui est important pour l'interprétation des résultats. Cette sélection en Q'^2 correspond à une coupure en masse $M_{e^+e^-} \in [2, 3]$ GeV, dont les bornes correspondent respectivement à la formation du méson ρ' et à la formation du méson J/Ψ.

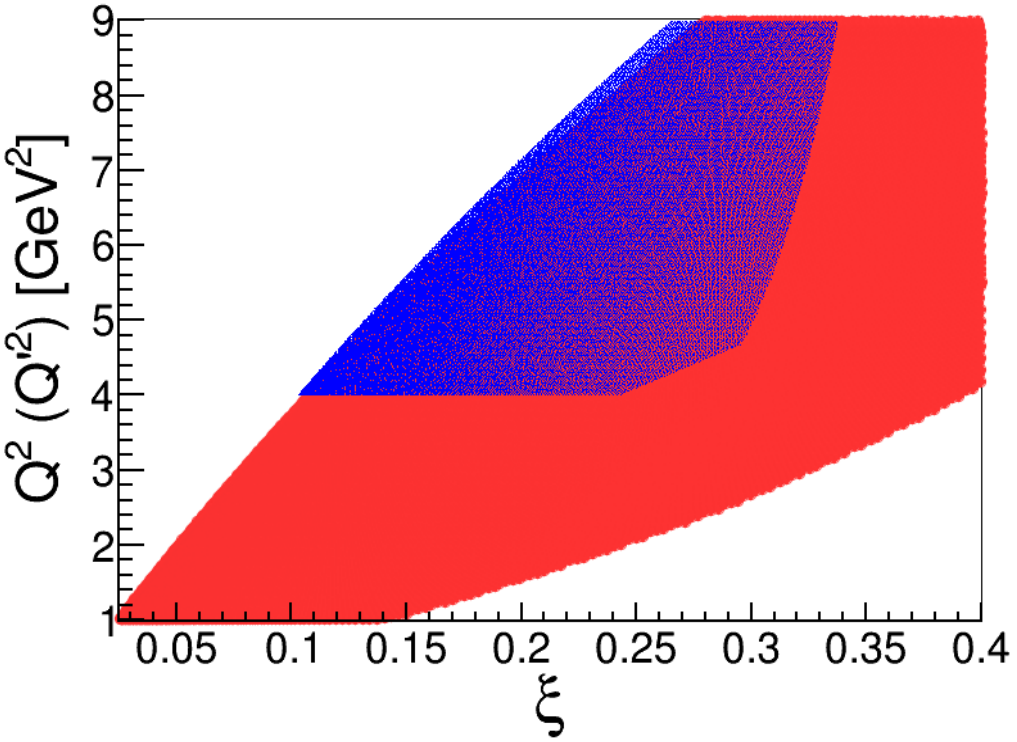


FIGURE 8.14 – Domaine cinématique accessible en fonction de ξ et Q^2 avec $Q^2 \in [1, 9]$ GeV^2 pour le DVCS (surface pleine rouge) avec un faisceau d'électrons de 11 GeV et en fonction de ξ et Q'^2 (avec $Q'^2 \in [4, 9]$ GeV^2) pour le TCS (surface bleue avec points) avec un faisceau de photons tel que $E_\gamma \in [5, 11]$ GeV. Dans les deux cas, une coupure $-t \in [0, 1]$ GeV^2 est appliquée, avec en plus pour le DVCS $s > 4$ GeV^2.

8.5.2 Proposition d'expérience avec CLAS12 et premières mesures du TCS à JLab

Une première proposition d'expérience dédiée à la mesure de sections efficaces pour le TCS [125] a été soumise et acceptée en 2012 par le " JLab Program Advisory Committee" (PAC). Les mesures seront prises dans le Hall B avec le spectromètre à grande acceptance CLAS12. L'expérience utilisera le faisceau de photons quasi-réels provenant de l'interaction entre le faisceau d'électrons de 11 GeV et la cible. La détection de l'électron diffusé permet de mesurer l'énergie et la virtualité du photon du faisceau. Il est montré dans la proposition d'expérience [125] que l'espace des phases accessible avec le faisceau d'électrons à 11 GeV permet d'explorer la région cinématique en Q'^2 telle que $Q'^2 \in [4, 9]$ GeV^2.

Avant la proposition d'expérience, une analyse pionnière a été effectuée à CLAS avec le faisceau d'électrons de 6 GeV grâce à la technique de "quasi-photoproduction" [126]. Cette analyse montre qu'il est techniquement possible avec le spectromètre CLAS de reconstruire la réaction $\gamma p \to p' e^- e^+$. Ces résultats ne peuvent pas être interprétés en terme de GPDs en raison du faisceau d'électrons de 6 GeV qui ne permet pas d'avoir beaucoup de statistique à $Q'^2 > 4$ GeV^2. Néanmoins, la méthode développée dans [126] pourra servir de base pour les analyses de TCS avec CLAS12. La figure 8.15 montre les résultats obtenus dans cette analyse à 6 GeV. Ces résultats indiquent que le premier moment en ϕ de la section efficace non polarisée du TCS pondérée par la section efficace intégrée permettrait de distinguer les modèles de type "Dual" et de type "Doubles Distributions" (voir section 1.5.4).

Par ailleurs, une lettre d'intention a été déposée pour mesurer le TCS dans le Hall A de JLab avec le spectromètre SOLID [127]. Cette expérience pourrait disposer d'une luminosité dix fois supérieure à celle de CLAS12. Le comité des expériences de JLab a recommandé, pour un dépôt d'une proposition d'expérience à SOLID, de démontrer entre autres l'apport que pourrait avoir le TCS par rapport aux mesures faites avec le DVCS dans l'extraction des CFFs.

8.6 Incertitudes pour un scénario d'expérience à CLAS12

Les taux de comptage sont évalués à partir des sections efficaces polarisées pour le TCS selon le formalisme développé au chapitre 7. Les contraintes expérimentales correspondent à celles du spectromètre CLAS12.

L'étude présentée dans cette section a pour but de déterminer quelle précision pourrait être atteinte dans la configuration actuelle de CLAS12 sur les mesures d'observables de TCS entrant dans les *fits* présentés dans les sections 8.3 et 8.4. La résolution sur les pseudo-données dans ces *fits* est comparée à la résolution accessible à court terme avec CLAS12.

8.6.1 Flux de photons et luminosité

En utilisant un faisceau d'électrons, deux processus permettent d'obtenir un faisceau secondaire de photons. Le premier cas, évoqué précédemment, est la production de photons quasi-réels à très bas Q^2. Le second cas est la production de photons de *bremsstrahlung* dans la cible.

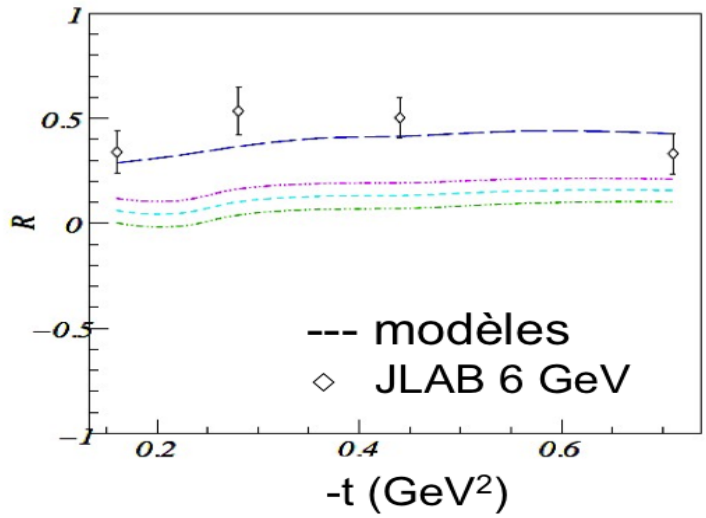


FIGURE 8.15 – Premier moment en ϕ en fonction de $|t|$ de la section efficace non polarisée du TCS pondérée par le produit de la section efficace intégrée et les propagateur du Bethe-Heitler (voir [107]). Les losanges sont les résultats obtenus dans l'analyse des données de CLAS à 6 GeV. Les courbes sont des prédictions de cette observable avec une paramétrisation des GPDs par un modèle de type "Dual" [128, 129, 130, 131] (courbe du haut, en bleu foncé et tirets larges) et par un modèle de doubles distributions [30] (trois autres courbes). Ces trois courbes sont des calculs avec, respectivement, le D-term ajouté (courbe rouge, tirets et trois points), sans D-term (courbe cyan, tirets) et avec le D-term soustrait (courbe verte, tirets et deux points). Cette figure provient de [126].

Photons quasi-réel : facteur de flux "équivalent"

La section efficace d'électroproduction $\sigma^{eN\to e^+e^-N}$ peut s'écrire en fonction de la section efficace de photoproduction $\sigma^{\gamma N\to e^+e^-N}$ sous la forme [132]

$$\int dydQ^2 \frac{d\sigma^{eN\to e^+e^-N}}{dy\, dQ^2} \simeq N(y, Q^2_{max})\, \sigma^{\gamma N\to e^+e^-N}, \tag{8.4}$$

où y et Q^2 sont respectivement la fraction d'énergie perdue par le lepton dans le laboratoire et la virtualité du photon et où $N(y, Q^2)$ est le facteur de *flux de photons virtuels*. Cette relation est appelée l'*Equivalent Photon Approximation* (EPA). Les photons tels que $Q^2 \to 0$ sont considérés comme quasi-réels. En sélectionnant ces photons, il est possible d'utiliser un dispositif expérimental avec un faisceau d'électron au lieu d'un faisceau de photon pour effectuer la photoproduction. L'EPA permet alors de déterminer le flux de photons quasi-réels disponible à partir du flux d'électrons.

Le facteur de flux, à la limite où les termes en Q^2/E_γ sont négligés, peut s'écrire [132, 133, 134]

$$N(y, Q^2_{max}) = \frac{\alpha_{EM}}{\pi y}\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - (1-y)\right]. \tag{8.5}$$

La limite Q^2_{min} est donnée par la cinématique, et est telle que

$$Q^2_{min} = \frac{y^2\, m_e^2}{1-y}, \tag{8.6}$$

où m_e est la masse de l'électron. Le facteur Q^2_{max} dans l'équation 8.5 correspond à la limite pour laquelle le photon peut encore être considéré comme quasi-réel. En raison de la décroissance rapide des sections efficaces d'électroproduction en fonction de Q^2, cette limite influe peu sur la valeur du facteur de flux. Elle ne doit pas être trop élevée en raison de l'approximation $Q^2/E_\gamma \ll 1$ dans l'équation 8.5 et pour négliger le flux de photons longitudinalement polarisés, très faible à $Q^2 \to 0$. Une autre condition de validité de l'EPA est que l'impact de $Q^2 \neq 0$ sur les sections efficaces de photoproduction soit négligeable. Pour le TCS, cette valeur doit donc être telle que $Q^2 \ll Q'^2$. La figure 8.16 montre que la sélection des photons de plus grande énergie dans l'*acceptance* CLAS12 correspond à une sélection en virtualité des photons du faisceau telle que $Q^2 \in [0.01, 0.25]$ GeV^2 [135]. Dans la suite de cette section, le flux de photon équivalent sera donc calculé avec une limite telle que $Q^2_{max} = 0.25$ GeV^2. La figure 8.17 présente la dépendance du facteur de flux en fonction de l'énergie des photons quasi-réels pour un faisceau d'électrons de 11 GeV.

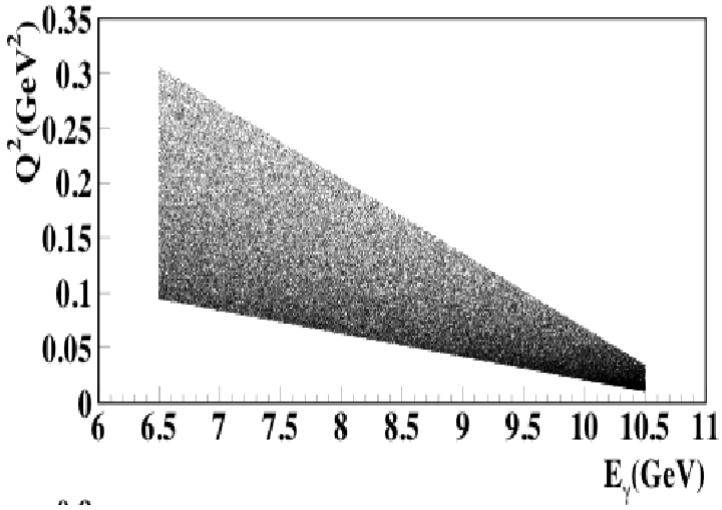


FIGURE 8.16 – Corrélation entre l'énergie du faisceau de photons et sa virtualité Q^2, dans l'*acceptance* du détecteur d'électron diffusé de CLAS12. Cette figure provient de [135].

Photons réels : bremsstrahlung dans la cible

L'émission de photons réels de *bremsstrahlung* par l'interaction des électrons dans la cible contribue aussi au flux de photons. La section efficace de *bremsstrahlung* pour l'électron est calculée à partir de [136] :

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} 4\pi\alpha_{EM} r_e^2 \{(\frac{4}{3}(1-y)+y^2)[Z^2(L_{rad} - f(Z)) + ZL'_{rad}] + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2+Z)\}, \quad (8.7)$$

où $y = E_\gamma/E_{e^-}$ et où Z et A sont respectivement la charge et le numéro atomique de l'élément constituant la cible, soit $Z = A = 1$ pour l'hydrogène. Les longueurs de radiation dans l'hydrogène sont $L_{rad} = 5.31$ et $L'_{rad} = 6.144$ et le facteur $\frac{4\pi\alpha_{EM} r_e^2 \mathcal{N}_A}{A} = \frac{1}{716.408}$ g^{-1}.cm^2 [136], avec $\mathcal{N}_A$ qui est le nombre d'Avogadro. La fonction $f(Z)$ est donnée par [137]

$$f(Z) = a^2[(1+a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6 ...], \quad (8.8)$$

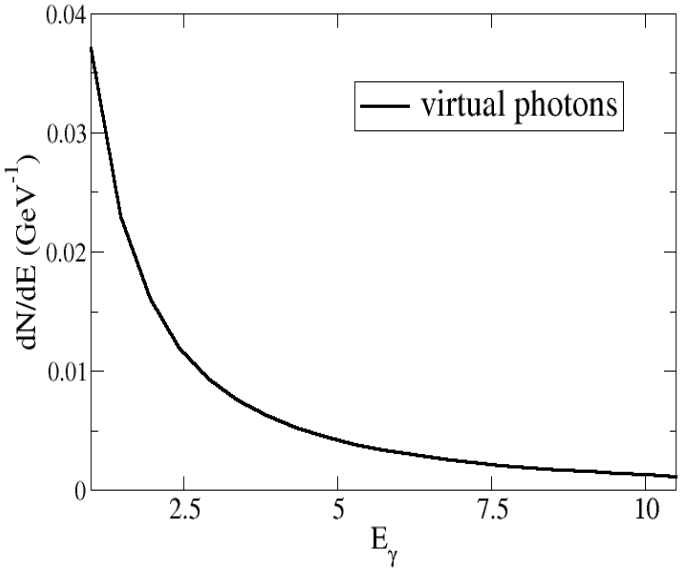


FIGURE 8.17 – Flux de photons virtuels en fonction de l'énergie du photon émis, pour un faisceau d'électrons de 11 GeV.

avec $a = \alpha_{EM} Z$. Le flux de photons de *bremsstrahlung* par unité d'énergie est donné par

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = N_{cible} \frac{d\sigma}{dE_\gamma}. \tag{8.9}$$

où la quantité de noyaux d'hydrogène dans la cible, N_{cible}, est

$$N_{cible} = \ell_{cible} \frac{\rho_H \mathcal{N}_A}{M_H}. \tag{8.10}$$

Dans cette expression, ℓ_{cible} est la longueur de la cible, $\rho_H = 71.3$ g.cm^{-3} est la densité en hydrogène dans une cible de dihydrogène liquide, $M_H \simeq 1$ g.mol^{-1} est la masse molaire de l'hydrogène. La longueur totale de la cible, ℓ_{cible} est divisée par 2 dans les calculs pour tenir compte du fait que les photons émis à une distance $z_{min} + \epsilon$ de l'origine de la cible, z_{min}, ne peuvent intergir que sur une longueur de cible $\ell_{cible} - \epsilon$. Le flux de photon de *bremsstrahlung* par unité d'énergie du photon est calculé et présenté pour des cibles d'hydrogène liquide de 15 cm, 30 cm et 40 cm sur la figure 8.18. A plus grande énergie, cette contribution est du même ordre de grandeur que le flux de photons quasi-réels.

Remarque L'électron incident dans CLAS12 sera polarisé longitudinalement et son taux de polarisation sera mesurable [138]. Les photons de *bremsstrahlung* issus de l'interaction avec la cible ont un taux élevé de polarisation circulaire pour les photons de haute énergie, proche de 100% à l'extrémité du spectre en énergie [139].

Luminosité

La luminosité de CLAS12 avec le faisceau d'électrons à 11 GeV est de $\mathcal{L} = 10^{35}$ cm^{-2}.s^{-1}. Les calculs présentés dans cette section sont effectués pour une expérience de 100 jours sur une

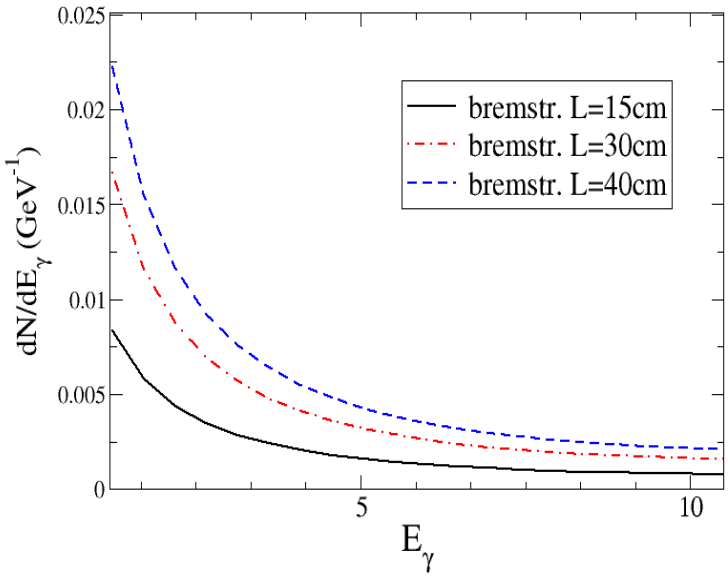


FIGURE 8.18 – Evaluation du bremsstrahlung dans la cible en fonction de l'énergie du photon émis, pour un faisceau d'électrons de 11 GeV, avec des longueurs de cible de 15 cm (courbe noire en trait plein), 30 cm (courbe rouge en traits en pointillés avec tirets), 40 cm (courbe bleue en tirets).

cible d'hydrogène liquide de 15 cm. La luminosité nominale a été réduite d'un facteur 2 pour tenir compte des arrêts de faisceau, soit 50 jours de faisceau pleins (*50 jours PAC*). La luminosité intégrée "effective" en électrons est notée $\mathcal{L}_{int}^{eff}$ dans la suite de cette section.

La luminosité équivalente de l'expérience en photons est calculée pour les différents intervalles en énergie en sommant la contribution des photons "quasi-réels" et des photons réels de *bremsstrahlung*.

8.6.2 Acceptance de CLAS12

L'acceptance du détecteur n'est pas évaluée dans ce travail. La figure 8.19 présente les résultats obtenus dans la référence [125] pour l'acceptance différentielle en (Q'^2, s, t) de CLAS12 pour la réaction $\gamma P \rightarrow e^+e^-P$. Compte tenu de ces résultats, les calculs sont fait dans la suite de cette section avec un facteur d'*acceptance* global tel que $A_{tot} = 0.2$ pour tenir compte de la géométrie de CLAS12, des efficacités des détecteurs et des temps morts de l'expérience.

8.6.3 Taux de comptage en fonction de la cinématique

Les taux de comptage dans un intervalle à cinq dimensions (E_γ, Q'^2, t, ϕ, θ) sont donnés par :

$$N(\Delta E_\gamma, \Delta Q'^2, \Delta t, \Delta\Omega) = \left(\frac{d\sigma^{\gamma P \rightarrow e^+e^-P}}{dE_\gamma dQ'^2 dt d\Omega}\right) \Delta E_\gamma \, \Delta Q'^2 \, \Delta t \, \Delta\Omega \, A_{tot} \, \mathcal{L}_{int}^{eff} \tag{8.11}$$

$$\left[\Gamma_V(E_e = 11 \text{ GeV}, E_\gamma, \Delta E_\gamma, Q^2_{max}) + \Gamma_{brm}(E_e = 11 \text{ GeV}, E_\gamma, \Delta E_\gamma, \ell_{cible} = 15 \text{ cm})\right],$$

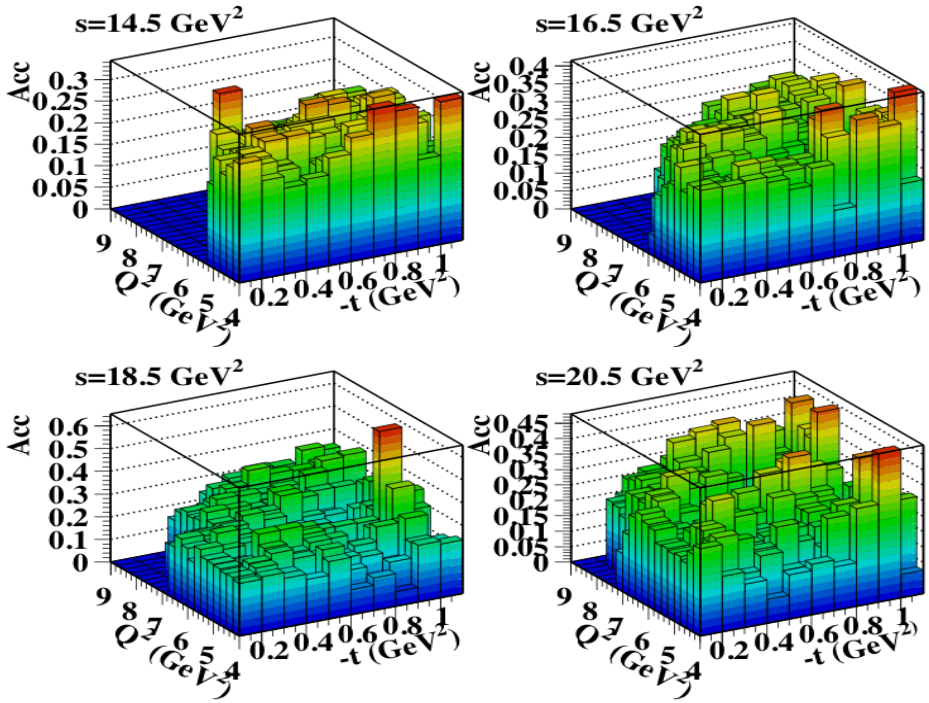


FIGURE 8.19 – Acceptance de CLAS12 pour le Bethe-Heitler dans la réaction $eP \rightarrow e^+e^-P(e')$ montrant les différents intervalles en s, t et Q'^2. Cette figure provient de [125].

où Γ_V et Γ_{brm} représentent respectivement le flux de photons quasi-réels et le flux de photons de *bremsstrahlung* dans l'intervalle en énergie ΔE_γ considéré, pour un faisceau primaire d'électrons de 11 GeV. Ces deux facteurs dérivent des relations 8.5 et 8.7. Les sections efficaces différentielles sont calculées dans les différents intervalles cinématiques pour les valeurs moyennes des variables E_γ (ξ), ϕ, $\cos\theta$. Pour les variables Q'^2 et t, pour mieux tenir compte des variations importantes de la section efficace différentielle avec l'évolution de ces deux variables, les calculs sont effectués pour la valeur de leur moyenne géométrique dans l'intervalle, définie par $\langle a \rangle = \sqrt{a_{min}\, a_{max}}$. Les incertitudes sont données dans l'approximation d'une distribution gaussienne des évènements dans les différents intervalles, soit $\delta N \simeq \sqrt{N}$. Les incertitudes sur les observables sont dérivées selon la méthode présentée en annexe B.3.

La figure 8.20 (à gauche) présente un exemple de résultats obtenus pour la section efficace non polarisée en fonction de ϕ, pour deux intervalles en ξ. Ces résultats indiquent que, dans les conditions expérimentales étudiées, les incertitudes statistiques seraient de 6% à 7% sur les sections efficaces non polarisées en fonction de ϕ.

La figure 8.20 (à droite) présente l'asymétrie de polarisation circulaire du faisceau dans les mêmes conditions expérimentales (avec le même flux de photon équivalent), en fonction de ϕ, pour deux intervalles en ξ. L'objectif étant d'obtenir un ordre de grandeur sur les erreurs statistiques, le taux de polarisation circulaire du faisceau est considéré dans le calcul comme étant égal à 1 et la moitié des 100 jours de l'expérience sont supposés être dédiés à chaque état de polarisation du faisceau d'électron. Le résultat obtenu montre des erreurs statistiques de l'ordre de 5% à 7% sur

cette asymétrie dans les deux intervalles en ξ considérés.

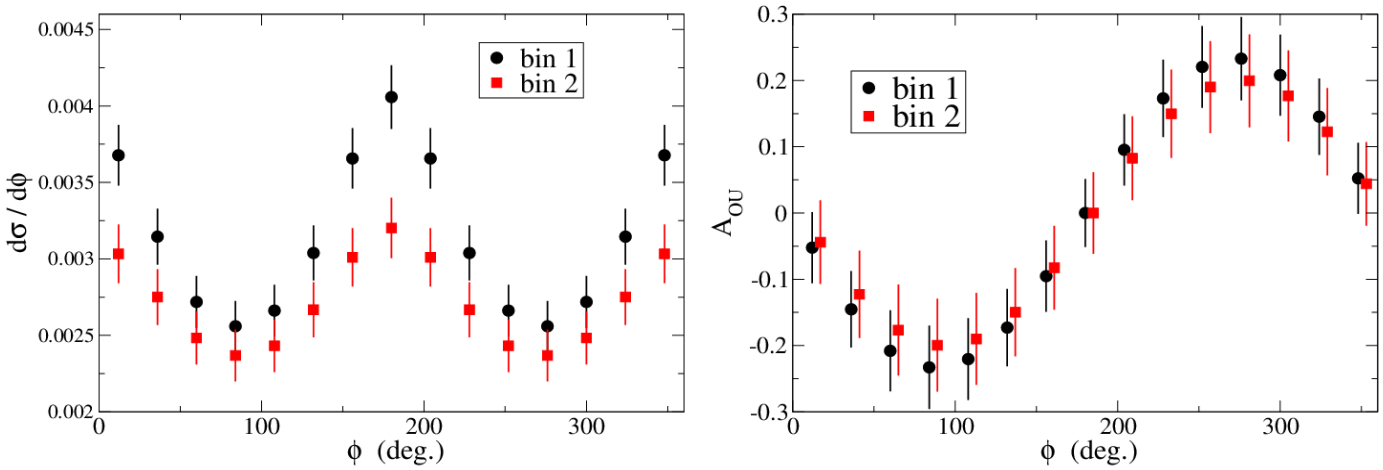


FIGURE 8.20 – Section efficace (à gauche) et asymétrie de polarisation du faisceau (à droite) en fonction de ϕ pour la réaction $\gamma p \to e^+e^-p$, pour cent jours de faisceau à CLAS12. Les incertitudes statistiques sont représentées pour des intervalles tels que $Q'^2 \in [4, 7]$ GeV^2, $\theta \in [45°, 135°]$, $-t \in [0.2, 0.4]$ GeV^2 et pour 15 intervalles en ϕ, tels que $\phi \in [0°, 360°]$. Deux intervalles en ξ sont représentés respectivement en cercles noirs pour $\xi \in [0.17, 0.2]$ et en carrés rouges pour $\xi \in [0.2, 0.23]$. Les carrés sont décalés de $5°$ sur la figure de droite pour plus de lisibilité. Ces prédictions peuvent être comparées à la figure 7.6 pour la section efficace en fonction de ϕ à $\xi = 0.2$ et à la figure 7.9 pour l'asymétrie de spin à $\xi = 0.2$.

8.6.4 Conclusion

Dans la configuration expérimentale actuellement prévue pour CLAS12 et prise comme exemple (dans un cas "idéal") pour estimer les taux de comptage, les incertitudes statistiques sur les observables dépendant de l'angle ϕ sont élevées par rapport à la résolution choisie dans les *fits* présentés aux sections 8.3 et 8.4. En effet, le scénario "expérimental" pris en compte pour les *fits* était de considérer que les erreurs systématiques dominent par rapport aux erreurs statistiques dans les incertitudes. Ceci permettait de supposer des incertitudes plus petites sur les asymétries et d'extraire les CFFs avec des incertitudes raisonnables. Pour les *fits* de CFFs avec le TCS, il serait préférable de mesurer le TCS avec un flux de photons plus élevé à JLab.

Conclusions et perspectives

Cette thèse est composée de deux parties principales liées par la problématique de l'étude des distributions de partons généralisées et de la réaction de diffusion Compton profondément virtuelle sur le nucléon. La première partie de la thèse concerne l'analyse des données de DVCS (diffusion Compton profondément virtuelle "genre espace") de COMPASS qui ont été acquises en 2009, avec la mesure de la luminosité de l'expérience, des études systématiques sur le faisceau et sur la réponse du spectromètre COMPASS dans la reconstruction des évènements inclusifs et exclusifs, la mesure de la fonction de structure $F_2^P(x, Q^2)$ et la mesure des sections efficaces de production exclusive de photon et de méson π^0. La deuxième partie de la thèse est une étude phénoménologique de la réaction de TCS (diffusion Compton "genre temps"). Elle comprend une étude théorique avec les calculs de sections efficaces non polarisées et polarisées (faisceau et/ou cible) et des observables associées à la réaction $\gamma N \rightarrow e^+e^-N$. Elle comprend aussi des études systématiques sur les *fits* de DVCS, de TCS et les *fits* combinant DVCS et TCS, ainsi que quelques perspectives pour de futures mesures de TCS à JLab 12 GeV.

Première partie

Avant d'arriver à la mesure de la section efficace de DVCS, différentes étapes ont été présentées dans cette thèse. Dans un premier temps, la luminosité de l'expérience a été mesurée grâce à la reconstruction et au comptage des traces de faisceau enregistrées au cours de déclenchements aléatoires de l'aquisition. Cette mesure a mis au jour différents problèmes techniques au niveau des *triggers*, en partie résolus dans l'expérience de 2012. Par exemple, les temps morts des *triggers* ne sont pas bien connus et les recouvrements entre *triggers* doivent être maîtrisés lorsque plusieurs *triggers* sont simultanément déclenchés. Néanmoins des critères de qualité de reconstruction de la trace du faisceau ont pu être mis en place et ont permis de réaliser la mesure du flux de muons. La luminosité a ainsi été mesuré avec une précision de 4%.

Ensuite, certains effets systématiques induits par le changement de faisceau de μ^+ à μ^- ont été étudiés à partir d'évènements de diffusion profondément inélastique. Les limites géométriques des détecteurs impliqués dans la reconstruction des traces dans le DVCS ont été déterminées pour mieux contrôler les erreurs sur les efficacités. L'efficacité du détecteur de recul a été déterminée grâce à l'analyse de la production exclusive de méson ρ^0 et des prédictions pouvant être faites sur l'impulsion du proton de recul. Ces études ont permis de caractériser le spectromètre dans la mesure des sections efficaces et se sont montrées indispensable pour la détermination des erreurs systématiques sur les mesures réalisées ensuite.

La validité de la mesure du flux et des corrections systématiques faites dans la reconstruc-

tion d'évènements DIS (inclusifs) a été démontrée grâce à la mesure de la fonction de structure $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ en DIS. La section efficace de DIS a été mesuré avec une précision de l'ordre de 10% dans la plupart des intervalles cinématiques. Les résultats obtenus pour $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ ont été comparés à ceux de l'expérience NMC et ont montré un accord satisfaisant, de l'ordre de 10%, dans une grande partie de l'espace des phases accessible à COMPASS. Le domaine cinématique dans lequel la normalisation des sections efficaces a été validée grâce au DIS a ensuite été choisi comme domaine cinématique pour la mesure des sections efficaces de DVCS et de production exclusive de méson π^0.

La mesure de la section efficace de DVCS était le principal objectif de cette analyse à COMPASS. Malgré une très faible statistique et de grandes incertitudes, celle-ci a pu être déterminée. L'accord entre la mesure et la prédiction pour le Bethe-Heitler dans le domaine où ce processus est dominant a permis de valider la reconstruction dans le spectromètre de la réaction exclusive $\mu P \rightarrow \mu' P' \gamma$ et de valider la mesure de la section efficace. Dans le domaine où une plus grande contribution est attendue pour le DVCS, d'après les modèles, la statistique obtenue après les coupures dans l'analyse ne permet pas de conclusion définitive. Néanmoins, un excès dû au DVCS pourrait être observé. La conclusion principale de cette analyse est donc la faisabilité de la reconstruction et de la normalisation des processus de type exclusif dans le spectromètre COMPASS et le fait que pour la première fois une section efficace exclusive ait pu être mesurée à COMPASS. Il s'agissait en effet d'une étude pionnière pour montrer la faisabilité du programme expérimental de mesure des GPDs à COMPASS et pour montrer les aspects techniques devant être améliorés pour les futures mesures de DVCS. Avec une statistique plus importante, COMPASS pourrait contribuer aux données mondiales et contraindre les modèles de GPDs dans un domaine cinématique particulièrement intéressant car sensible aux distributions de quarks et de gluons.

Pour la mesure de production exclusive de π^0, seuls quatre évènements ont passé toutes les sélections. Aussi, seule une limite maximale à la valeur de la section efficace a pu être fixée. Cette limite a permis de rejeter l'hypothèse de contamination des sections efficaces de DVCS par la production exclusive de méson π^0 dans cette analyse.

Seconde partie

La deuxième partie de la thèse concerne l'étude du TCS. Cette étude est orientée vers des prédictions et la démonstration des intérêts du TCS pour les futures expériences pouvant mesurer cette réaction, en particulier les expériences pouvant être faites à JLab.

Dans un premier temps, les amplitudes du TCS, du Bethe-Heitler et les sections efficaces non polarisées et polarisées de la réaction $\gamma N \rightarrow e^+e^-N'$ ($N =$ proton ou neutron) ont été calculées. A partir de ces sections efficaces, une étude systématique de la dépendance en fonction des GPDs des observables de simple et de double polarisation du faisceau et/ou de la cible a été faite pour le TCS sur le proton et sur le neutron. Cette étude a permis de démontrer les intérêts que pourrait avoir le TCS pour contraindre les GPDs. Elle a aussi permis de déterminer quelles sont les observables les plus intéressantes à mesurer dans les expériences.

Ensuite, des études systématiques sur un algorithme de *fits* locaux (quasi indépendant de modèle) ont été présentées. L'objectif était de déterminer, avec des simulations de DVCS, avec quelle

précision les CFFs peuvent être extraits en fonction des jeux d'observables mesurés expérimentalement et en fonction des incertitudes expérimentales sur les observables. Cette étude a prouvé la robustesse de l'algorithme de *fit* pour l'extraction des CFFs et a démontré que ceux-ci peuvent être extraits même lorsque le nombre d'observables indépendantes est inférieur au nombre de CFFs qui sont en paramètres libres dans les *fits*.

La même étude a été faite pour les observables du TCS et a montré qu'il est également possible d'extraire les CFFs avec le TCS. Les incertitudes sur les CFFs extraits sont plus grandes pour le TCS que pour le DVCS, du fait de la moindre sensibilité aux CFFs des observables de la réaction $\gamma P \to e^+e^-P'$ par rapport aux observables de la réaction $eP \to e'P'\gamma$.

La combinaison des observables associées au DVCS et au TCS dans les *fits* de pseudo-données générées à l'ordre le plus bas et au *twist* le plus bas, c'est à dire avec les mêmes CFFs, n'a pas permis de démontrer l'intérêt du TCS pour mieux contraindre les CFFs par rapport à ce qui était déjà obtenu avec le DVCS. En revanche, le TCS pourrait apporter de nouvelles contraintes pour caractériser les effets de *twist* et d'ordre en α_s supérieurs dans les amplitudes de DVCS et de TCS.

Les intêrets expérimentaux de l'étude du TCS à JLab ont été brièvement présentés. La section efficace de la réaction $\gamma P \to e^+e^-P'$ étant très faible et l'apport du TCS dans les *fits* de CFFs demandant des mesures de précision, la configuration de CLAS12 telle que prévue pour les mesures de DVCS n'est pas suffisante pour le TCS. En effet, l'étude de cette réaction requière une plus grande luminosité. Des études plus approfondies des intérêts du TCS dans la problématique des GPDs pourraient mener à une proposition d'expérience dans un des halls expérimentaux de JLab. Il serait pour cela préférable que la mesure de TCS puisse se faire avec un faisceau de photons réels de haute intensité et d'énergie telle que $E \in [5, 12]$ GeV. Les mesures pourraient toutefois se faire avec un faisceau de photons quasi réels.

Annexes

Annexe A

Résolution des variables cinématiques

La figure A.1 montre l'évolution de la résolution des variables cinématiques en fonction de leurs valeurs. Alors que la résolution en Q^2 est constante, les résolutions en t, x_{bj} et y s'élargissent à mesure que $|t|$ augmente, du fait de l'imprécision sur la mesure de l'impulsion du proton. Lorsque l'impulsion du proton augmente, x_{bj} augmente et y diminue. Ces deux dernières variables étant corrélées à Q^2 constant, cet effet vient de la plus grande incertitude sur la reconstruction du muon diffusé lorsque celui-ci est plus proche du faisceau.

Les figures A.2 à A.5 montrent l'évolution des résolutions sur les variables cinématiques en fonctions des autres variables. Les résolutions sont obtenues par la paramétrisation des distributions par des distributions gaussiennes. Les effets observés sont corrélés. A petit y, la résolution et l'incertitude sur la valeur de x_{bj} sont dégradées. La résolution en Q^2 ne dépend pas des autres variables. La résolution en y est constante en fonction des autres variables, excepté à grand x_{bj}. Comme il s'agit d'une région peuplée par les petites valeurs de y, l'effet est corrélé à la résolution en y. En revanche la résolution en t (mesuré par le détecteur de recul) est fortement dépendante de la cinématique de la réaction. A grand x_{bj} et à petit y, l'écart type de la distribution en t est de 15%. La résolution en t n'est jamais inférieure à 10%.

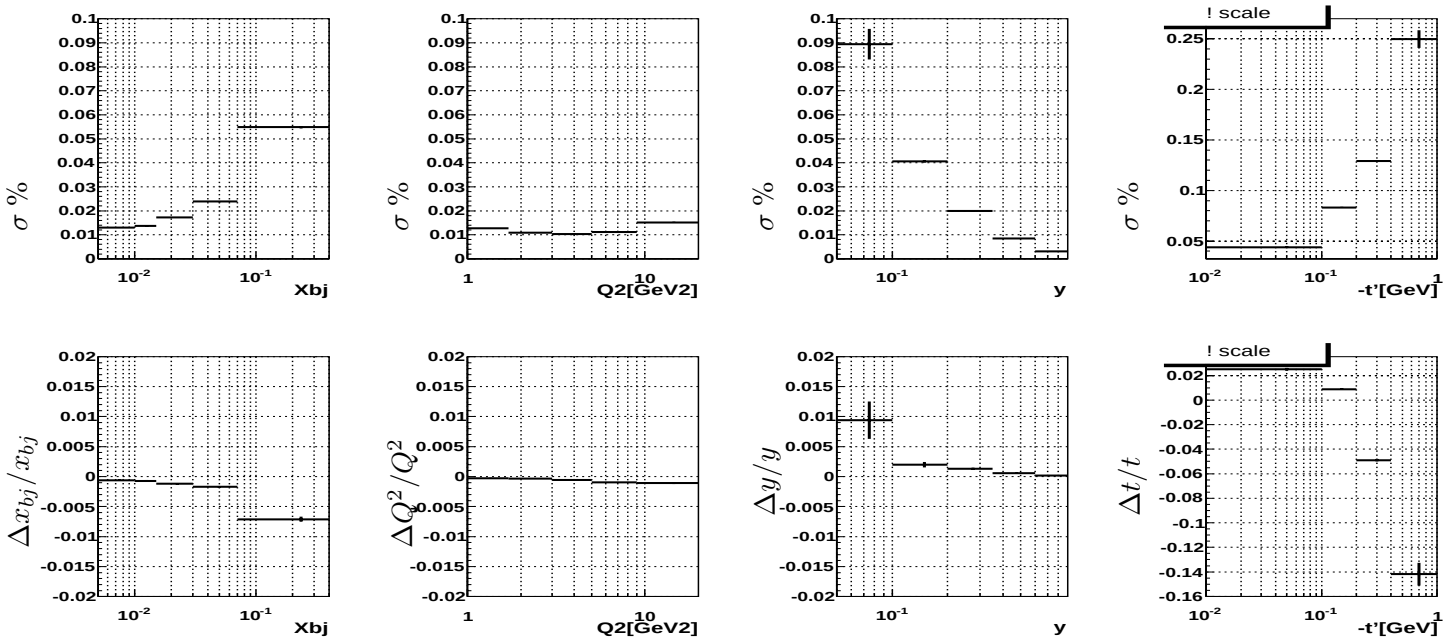


FIGURE A.1 – Evolution de la résolution dans les variables cinématiques en fonction de leur valeur. Première ligne, de gauche à droite : écart type relatif (unité : 1=100%) des distributions des variables x_{bj}, Q^2, y, t. Seconde ligne, de gauche à droite : déviation moyenne à la valeur générée (dans la même unité que la variable considérée, non indiquée sur les graphiques).

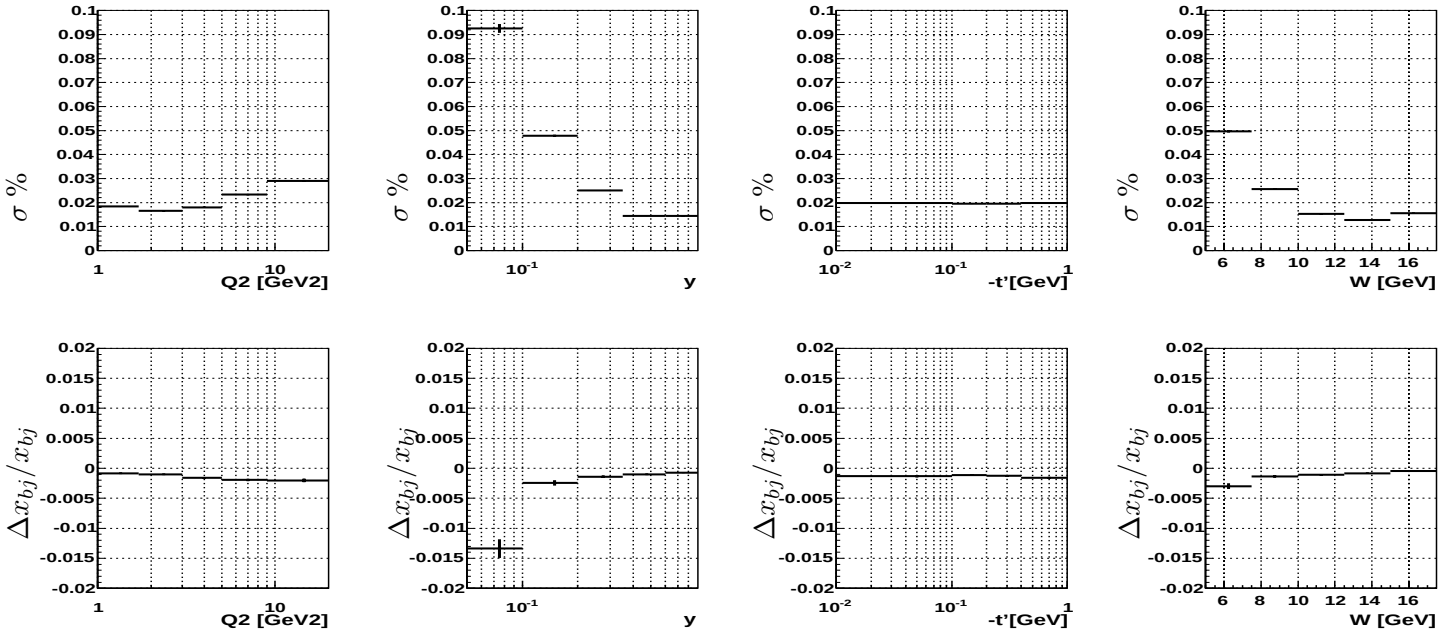


FIGURE A.2 – Evolution de la résolution en x_{bj}. Première ligne, de gauche à droite : écart type relatif (unité : 1=100%) des distributions en x_{bj}. Seconde ligne, de gauche à droite : déviation à la valeur générée (sans unité) en fonction de Q^2, y, t, W.

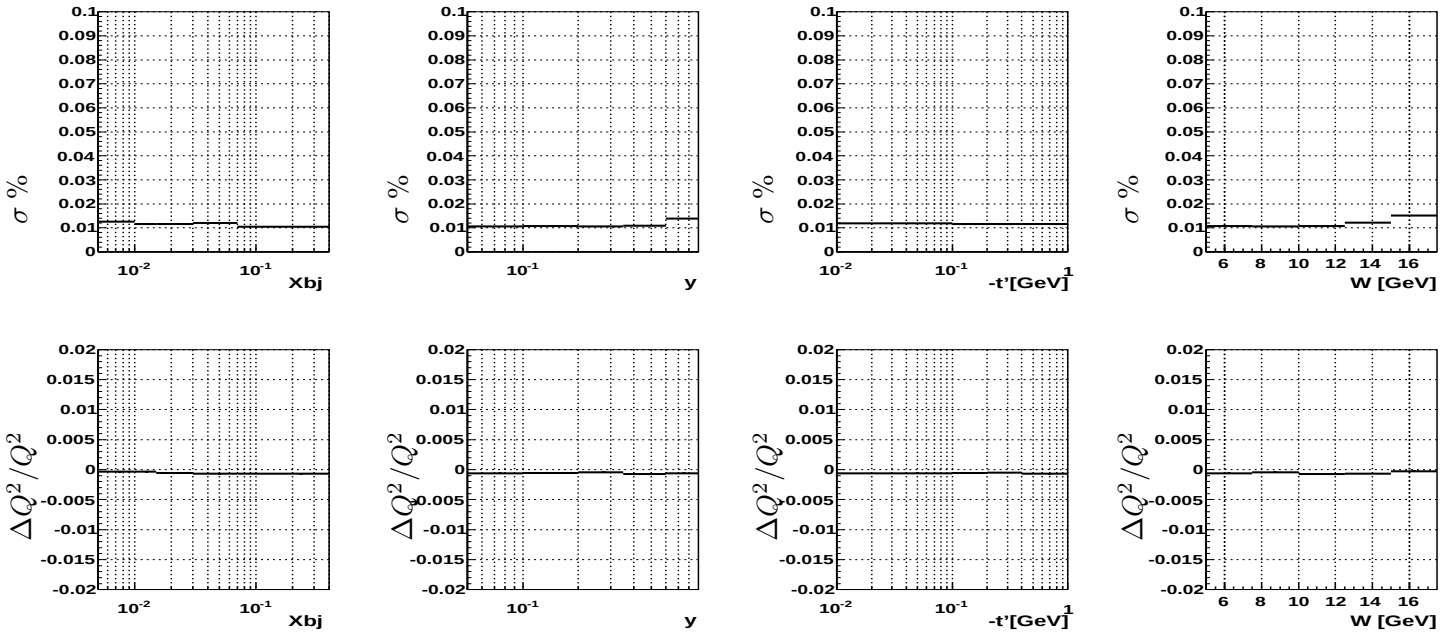


FIGURE A.3 – Evolution de la résolution en Q^2. Première ligne, de gauche à droite : écart type relatif (unité : 1=100%) des distributions en Q^2. Seconde ligne, de gauche à droite : déviation à la valeur générée (en GeV^2, unité non indiquée sur les graphiques) en fonction de x_{bj}, y, t, W

.

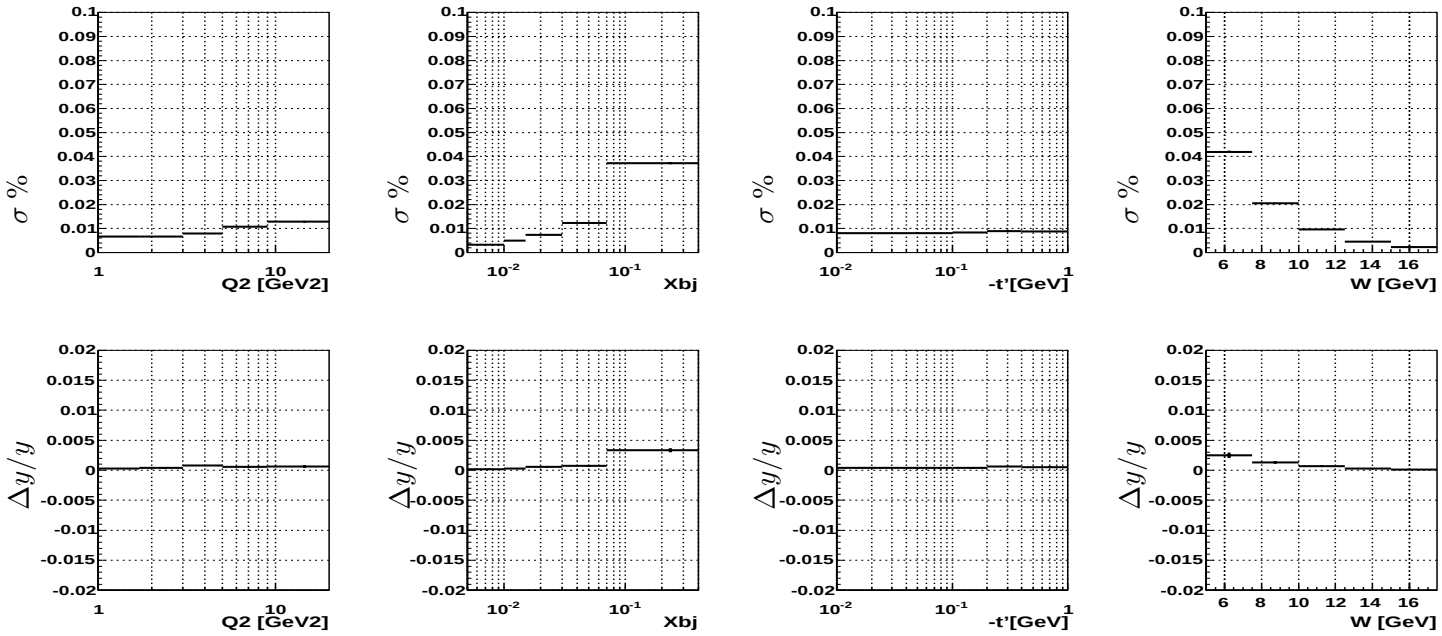


FIGURE A.4 – Evolution de la résolution en y. Première ligne, de gauche à droite : écart type relatif (unité : 1=100%) des distributions en y. Seconde ligne, de gauche à droite : déviation à la valeur générée (sans unité) en fonction de Q^2, x_{bj}, t, W

.

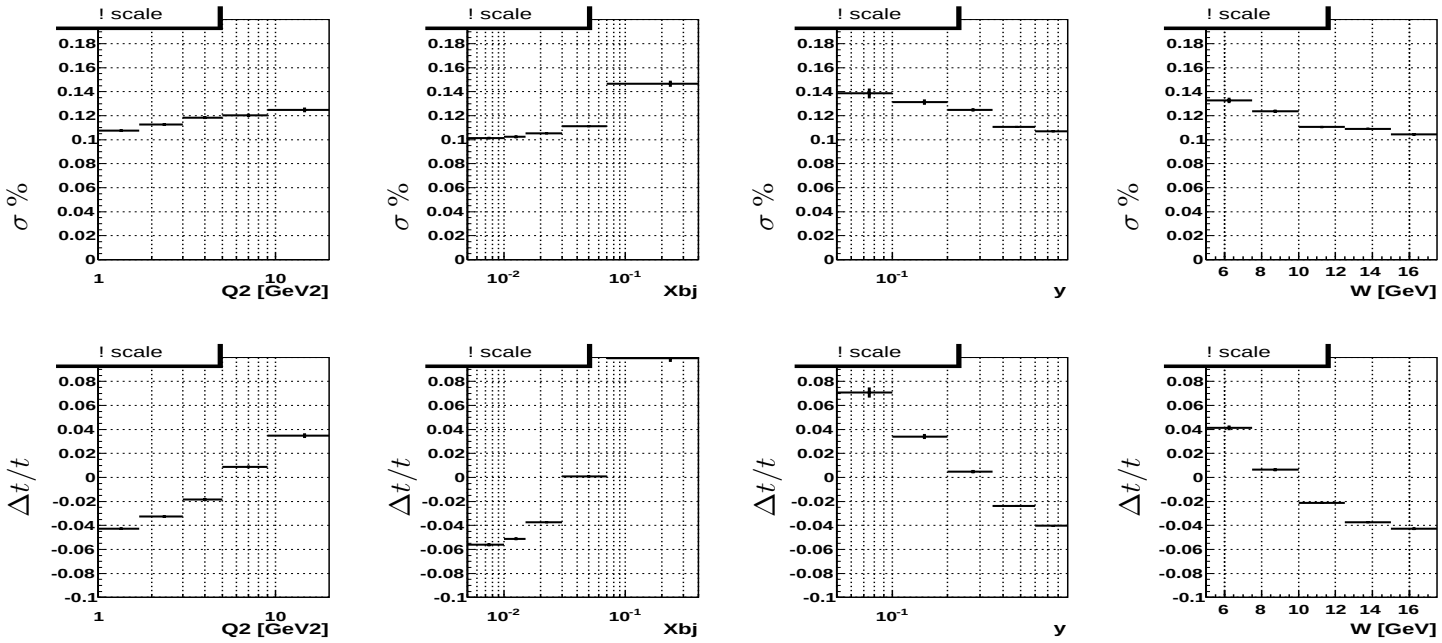


FIGURE A.5 – Evolution de la résolution en t. Première ligne, de gauche à droite : écart type relatif (unité : 1=100%) des distributions en t. Seconde ligne, de gauche à droite : déviation à la valeur générée (en GeV^2, unitée non indiquée sur les graphiques) en fonction de Q^2, x_{bj}, y, W
.

Annexe B

Quelques outils de statistique

B.1 Détermination de l'erreur statistique sur la mesure du flux

Un flux peut-être considéré comme une série statistique d'une variable aléatoire x discrète et comportant N éléments. N est alors le nombre total de *triggers*. Les éléments de la série sont les entiers $x = i \in [0; k]$ et correspondent au nombre de muons comptabilisés durant l'ouverture d'un *trigger*. L'élément $i = 0$ correspond au cas où aucun muon n'a été détecté durant le *trigger* et k est le nombre maximal de muons qu'il est possible de comptabiliser pour un *trigger*. La probabilité p_i de chaque élément i de la série correspond à la probabilité de mesurer i muons pendant un *trigger*. Pour la mesure du flux à COMPASS, $p_0 > p_1 \gg p_2 ... \gg p_k$. Aussi k sera restreint à $k = 2$. L'approximation d'une probabilité constante pendant le temps du déversement est faite, bien que ce ne soit pas le cas, compte tenu des corrélations du faisceau et du "dépaquettage" au cours du déversement. Les éléments de la série sont traités comme étant totalement décorrélés.

Pour déterminer l'erreur statistique sur la mesure du flux, il faut déterminer l'erreur statistique sur la série précédemment définie à partir de sa déviation standard. La normalisation de la série donne

$$\sum_{i=0}^{k} p_i = 1, \tag{B.1}$$

et l'espérance de la série est égale à la valeur moyenne de la variable aléatoire x

$$E(x) = \sum_{i=0}^{k} p_i \; i = \langle x \rangle. \tag{B.2}$$

La variance de la série est donc

$$\begin{aligned} V = E[(x_i - E(x_i))^2] &= \sum_{i=0}^{k} p_i \; (i - \langle x \rangle)^2 \\ &= \sum_{i=0}^{k} p_i \; i^2 + \langle x \rangle^2 \sum_{i=0}^{k} p_i - 2\langle x \rangle \sum_{i=0}^{k} p_i \; i. \end{aligned} \tag{B.3}$$

Soit en incluant B.1 et B.2

$$V = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \sigma^2, \tag{B.4}$$

où σ est par définition la déviation standard de la série. L'erreur statistique est définie par le rapport de la déviation standard σ de la série et du nombre de degrés de liberté du système, soit $N-1$ pour la série de N éléments, la perte d'un degré de liberté venant du fait que la valeur moyenne $\langle x \rangle$ est utilisée pour calculer σ. L'erreur statistique pour la série S est donc définie de manière générale par

$$\delta S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{k} p_i \, (i - \langle x \rangle)^2}{N-1}}. \tag{B.5}$$

L'application au calcul de l'erreur statistique sur le facteur $\frac{N_\mu}{N_{RT}^{gen}}$ qui intervient dans l'expression du flux, en se restreignant à $k = 2$ muons au maximum dans le temps d'un trigger, donne

$$\delta \left(\frac{N_\mu}{N_{RT}^{gen}} \right) (stat) = \sqrt{\frac{p_1 + 4\, p_2 \; - \; (p_1 + 2p_2)^2}{N_{RT}^{gen} - 1}}, \tag{B.6}$$

avec N_{RT}^{gen} le nombre de *triggers* générés pris en considération, p_1 et p_2 les probabilité respectivement d'avoir 1 ou 2 muons pendant le temps d'un *trigger*. L'erreur statistique sur la mesure du flux $\mathcal{F}$ pour laquelle on néglige l'incertitude sur le temps d'ouverture ΔT_{RT} du *trigger* est par conséquent

$$\delta \mathcal{F}(stat) = \frac{1}{\Delta T_{RT}} \, . \, \delta \left(\frac{N_\mu}{N_{RT}^{gen}} \right) (stat). \tag{B.7}$$

Remarque

La série S restreinte à $k = 1$ est une loi binomiale de paramètres k et N. Elle peut représenter par exemple une efficacité, avec p_0 la probabilité que l'évènement soit rejeté et p_1 la probabilité pour qu'il soit retenu. Les erreurs statistiques sur les efficacités sont calculable à partir de B.5, donnant dans ce cas

$$\delta \epsilon(stat) = \sqrt{\frac{\epsilon \, (1 - \epsilon)}{N-1}} \tag{B.8}$$

avec $\epsilon = \frac{p_1}{p_0 + p_1}$ l'efficacité. A la limite d'une faible efficacité, $p_1 \ll p_0$, $\epsilon \rightarrow \frac{p_1}{p_0} = \frac{\# \, reussites}{\# \, coups}$ et la distribution de probabilité est représentée par une loi de Poisson. Cette loi peut aussi représenter les erreurs statistiques pour le cas des distributions expérimentales avec un faible nombre d'évènements par intervalle.

B.2 Division des intervalles dans les variables cinématiques

Afin d'obtenir des intervalles équidistants en échelle logarithmique pour la variable x définie sur le domaine $[x_0; x_N]$, il faut définir les bornes telles que pour le *i-ème* intervalle $x \in [x_i; x_{i+1}]$. La condition initiale est

$$\frac{ln(x_{i+1})}{ln(x_i)} = k, \tag{B.9}$$

soit

$$x_i = x_0 \, e^{ik} \Rightarrow x_i = x_0 \, A^i \Rightarrow x_N = x_0 \, A^N, \tag{B.10}$$

avec A une constante ($A = (\frac{x_N}{x_0})^{1/N}$). La borne inférieure du *i-ème* intervalle est donc

$$x_i = x_0 \, (\frac{x_N}{x_0})^{i/N}. \tag{B.11}$$

B.3 Incertitude sur les asymétries

Soit une fonction de n variables indépendantes $f(x_1, x_2, ...x_n)$. L'incertitude sur cette fonction peut être dérivée à partir des dérivées premières partielles sur les x_i. Pour des variables x_i totalement décorélées, l'incertitude sur la fonction f s'écrit

$$|\delta f(x_1, x_2, ..., x_n)|^2 = \left|\frac{\partial f}{\partial x_1}\right|^2 \delta x_1^2 + \left|\frac{\partial f}{\partial x_2}\right|^2 \delta x_2^2 + \ ... \ \left|\frac{\partial f}{\partial x_n}\right|^2 \delta x_n^2. \tag{B.12}$$

Une asymétrie peut se définir comme

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \tag{B.13}$$

Pour le problème considéré (simulations), les incertitudes relatives sur les sections efficaces polarisées sont considérées comme étant toutes égales, soit : $\frac{\delta\sigma^+}{\sigma^+} = \frac{\delta\sigma^-}{\sigma^-} = \frac{\delta\sigma}{\langle\sigma\rangle}$. En effet, pour les simulations et les *fits* d'observables effectués dans cette thèse, les effets systématiques sur les mesures de σ^+ et de σ^- sont considérés comme étant les mêmes, ainsi que la statistique qui serait acquise pour les deux états de polarisation. L'erreur sur l'asymétrie est alors

$$\delta A = \frac{2\sqrt{2}\left(\frac{\delta\sigma}{\langle\sigma\rangle}\right) \sigma^+\sigma^-}{(\sigma^+ + \sigma^-)^2}. \tag{B.14}$$

De la même façon, l'incertitude sur les différences de sections efficaces polarisées est définie par

$$\delta(\Delta\sigma) = \frac{\delta\sigma}{\langle\sigma\rangle} \sqrt{(\sigma^+)^2 + (\sigma^-)^2}. \tag{B.15}$$

A la limite où les incertitudes sont purement statistiques et où le nombre d'évènements N est suffisamment grand pour faire l'approximation d'une distribution gaussienne dans les intervalles, l'incertitude $\frac{\delta\sigma}{\sigma} \simeq \frac{1}{N}$ et l'incertitude sur l'asymétrie peut s'écrire

$$\delta A = \sqrt{\frac{1 - A^2}{N}}, \tag{B.16}$$

où $N = N^+ + N^-$ et représente le nombre total d'évènements.

B.4 Tirage aléatoire d'une variable suivant une loi normale

Dans les simulations présentées au chapitre 8, certaines distributions sont générées avec des effets de résolution sur les sections efficaces afin d'en étudier l'influence sur les résultats des *fits* de facteurs de forme Compton. Pour générer ces distributions, les valeurs des observables sont calculées dans un premier temps d'après le modèle. Ensuite, les valeurs sont modifiées en y incluant un

facteur de résolution, obtenu par le tirage aléatoire d'une variable selon une distribution normale autour de la valeur du modèle et dont la largeur est la résolution donnée comme paramètre dans les *fits*. La méthode de *Box-Müller* [140] permet d'obtenir de telles distributions pour deux variables aléatoires indépendantes. Le principe est d'effectuer un changement de variables pour obtenir une densité de type gaussienne à partir de deux variables indépendantes. Cette méthode a été modifiée pour simplifier le traitement numérique. La solution proposée dans [114] est de définir un cercle de rayon $R = v_1^2 + v_2^2$, où $v_1, v_2 \in [0, 1]$ et tel que $R \in [0, 1]$. Les transformations correspondantes sont

$$V_1 = v_1 \sqrt{-2\frac{\log(R)}{R}}, \qquad \text{(B.17)}$$
$$V_2 = v_2 \sqrt{-2\frac{\log(R)}{R}},$$

où V_1, V_2 sont deux variables indépendantes suivant une distribution normale centrée en 0 et de largeur $\sigma = 1$. Les valeurs simulées incluant les effets de résolution avec le décalage $\Delta\sigma$ sont donc calculées selon

$$\sigma + \Delta\sigma = \sigma + V_1 \frac{\delta\sigma}{\langle\sigma\rangle}\,\sigma, \qquad \text{(B.18)}$$

où $\frac{\delta\sigma}{\langle\sigma\rangle}$ est la résolution sur la section efficace σ donnée en paramètre pour les *fits*.

Annexe C

Sélection de la production exclusive d'un méson ρ^0

La production exclusive de méson ρ^0 peut être étudiée pour l'extraction des distributions de partons généralisées. Toutefois, cette réaction ne fait pas ici l'objet d'une étude approfondie. Elle est étudiée à COMPASS dans le cadre de l'extraction des éléments de la matrice de densité de spin [141]. Il n'y a pas encore eu de mesure de la section efficace à COMPASS.

La sélection de la production exclusive de méson ρ^0 dans les données DVCS-2009 peut se faire avec ou sans l'utilisation du détecteur de proton de recul. La section efficace de cette réaction est supérieure à celle de la production exclusive de photon et de pion neutre et l'état final comporte deux pions chargées, ce qui est plus facile à résoudre expérimentalement qu'un état final avec des particules neutres. De ce fait elle peut être étudiée afin d'effectuer des tests pour valider certaines sélections, comme les sélections d'exclusivité avec ou sans détecteur de recul. L'étude de cette réaction permet également de déterminer l'efficacité du détecteur de recul en fonction d'observables également mesurées dans les réactions étudiées.

Dans la réaction $\mu P \rightarrow \mu' P' \rho^0$ un méson ρ^0 est produit dans l'état final. Celui-ci décroît par interaction forte en deux pions ($\sim 99\%$). Aussi l'état final doit être composé d'un proton, du muon diffusé et de deux pions chargés. Les évènements présentant cette topologie sont donc sélectionnés. Après la sélection initiale des évènements inélastiques, détaillée dans la partie 5.1.1, une coupure sur la masse invariante du système des deux pions est appliquée, telle que $0.47 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.07$ GeV ($M_{\rho^0} = 0.775$ GeV [99]). Des contraintes supplémentaires par rapport à la diffusion profondément inélastique sont appliquées sur la cinématique de la réaction. Une sélection sur l'énergie du système photon virtuel-proton $W > 5$ GeV permet de réduire les évènements pour lesquels le proton se trouve dans un état excité après la réaction. Une coupure sur l'énergie du méson $E_{\rho^0} > 15$ GeV permet de réduire le bruit de fond à grande énergie manquante car la région à basse énergie du méson E_{ρ^0} est éliminée par la coupure en y dans le cas des évènements exclusifs. Finalement, sans détecteur de recul, l'exclusivité de la réaction est garantie par une coupure sur l'énergie manquante E_{miss} du système, en faisant l'approximation d'un proton au repos dans le référentiel du laboratoire. Cette observable s'exprime en fonction de la masse du proton M_P et de la masse "non détectée" M_X, égale à la masse du proton pour le cas d'un évènement exclusif, soit

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (p + q - v)^2, \\ E_{miss} &= \frac{M_X^2 - M_P^2}{2\, M_P}, \end{aligned} \tag{C.1}$$

avec p l'impulsion du proton à l'état initial (au repos), q l'impulsion du photon virtuel et v l'impulsion du méson ρ^0. Pour la sélection de la production exclusive d'un méson ρ^0 les évènements sélectionnés sont ceux pour lesquels la variable d'exclusivité $|E_{miss}| < 2.5$ GeV (figure C.1, partie verte). Toutefois le bruit sous le pic d'exclusivité étant important, pour augmenter la probabilité que l'évènement considéré soit du signal et non du bruit lors des mesures d'efficacités, seule la région $-1.5 < E_{miss} < 0.5$ GeV est sélectionnée (figure C.1, partie rouge).

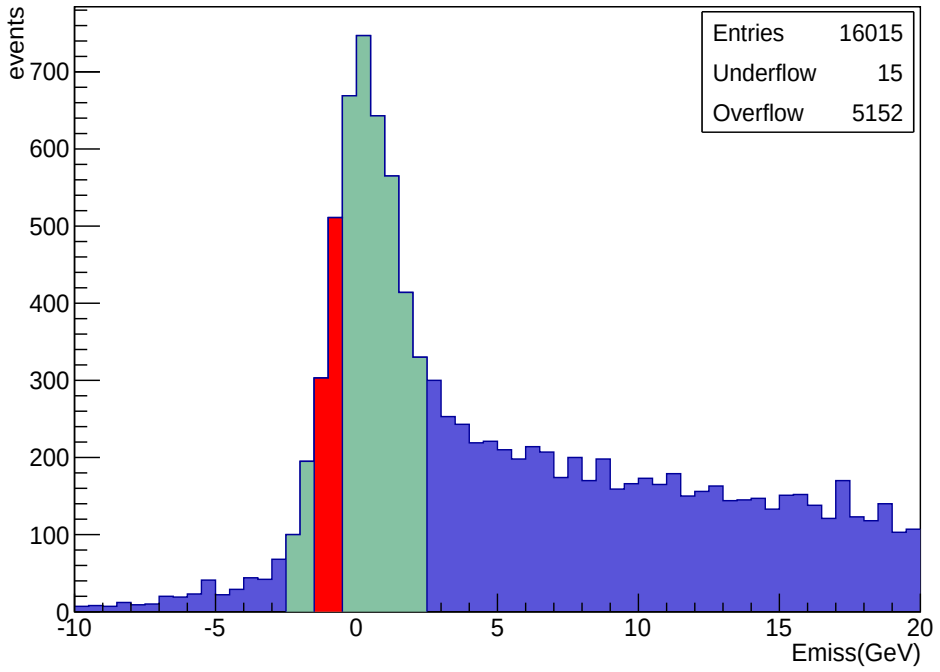


FIGURE C.1 – Distribution en énergie manquante des évènements de production exclusive de méson ρ^0. La bande verte représente les évènements sélectionnés pour l'étude de la réaction sans détecteur de proton de recul et la bande rouge représente les évènements sélectionnés pour la mesure de l'efficacité du détecteur de proton de recul.

Annexe D

Corrections radiatives au DIS

La contribution à l'ordre le plus bas en α_{EM} dans la section efficace de diffusion profondément inélastique est notée $\sigma_{1\gamma}$ et correspond à l'échange d'un seul photon virtuel. Les contributions d'ordres supérieurs correspondent à des diagrammes où au moins un photon supplémentaire intervient dans le processus et sont appelées corrections radiatives (voir figure D.1). Les corrections radiatives sont dites réelles lorsqu'elles correspondent à l'émission d'un photon par un lepton ou un quark et sont dites virtuelles lorsqu'il s'agit d'une boucle. Les corrections virtuelles sont la correction au vertex leptonique, la correction à la polarisation du vide, l'échange de deux photons, la correction au vertex hadronique. La section efficace mesurée σ_{mes} doit être corrigée afin que les fonctions de structure qui interviennent dans le développement de $\sigma_{1\gamma}$ (équation 1.10) puissent être extraites. La contribution des effets radiatifs peut être représentée par un facteur dépendant des variables cinématiques x et y, défini par

$$\eta(x, y) = \frac{\sigma_{1\gamma}}{\sigma_{mes}}. \tag{D.1}$$

La figure D.2 montre l'importance des effets radiatifs en fonction de x et y, d'après le schéma MT [142, 143, 144] élaboré dans les années 1960. Dans ce schéma, les corrections radiatives à la branche hadronique sont négligées. De ce fait, il présente l'avantage de ne pas dépendre du choix des distributions de partons. Les corrections prises en compte dans le schéma MT sont les corrections virtuelles à la polarisation du vide avec une boucle leptonique, la correction au vertex leptonique et les corrections réelles à la branche leptonique, pour lesquelles une échelle en énergie Δ permet de résoudre les divergences infrarouges en traitant séparément l'émission de photons de basse et de haute énergie. La version du schéma MT utilisée dans ce travail pour l'extraction de la fonction de structure $F_2^P(x, Q^2)$ avec les données de COMPASS (chapitre 5) a été modifiée par rapport au schéma originel par la collaboration SMC [145]. La circulation de paires quark-antiquark dans le terme de polarisation du vide et un terme d'interférence entre l'échange d'un photon virtuel et d'un boson Z^0 ont été ajoutés dans les corrections à l'ordre α_{EM}^3. Une comparaison entre plusieurs schémas de corrections radiatives aux énergies de COMPASS est faite dans [97], qui montre un écart maximal de l'ordre de 2% entre les résultats obtenus en utilisant le schéma MT modifié par SMC et le schéma de corrections radiatives de "Dubna" [146, 147], plus complet au niveau des corrections radiatives à la branche hadronique. Cette valeur de 2% est incluse dans l'évaluation des incertitudes systématiques dans la mesure de $F_2^P(x, Q^2)$ au chapitre 5.

Remarque Il n'est pas tenu compte dans les analyses à COMPASS d'effets de migration des évènements entre les intervalles cinématiques après l'émission d'un photon de basse énergie (corrections "réelles") car la résolution en impulsion du faisceau de muons est de l'ordre du GeV.

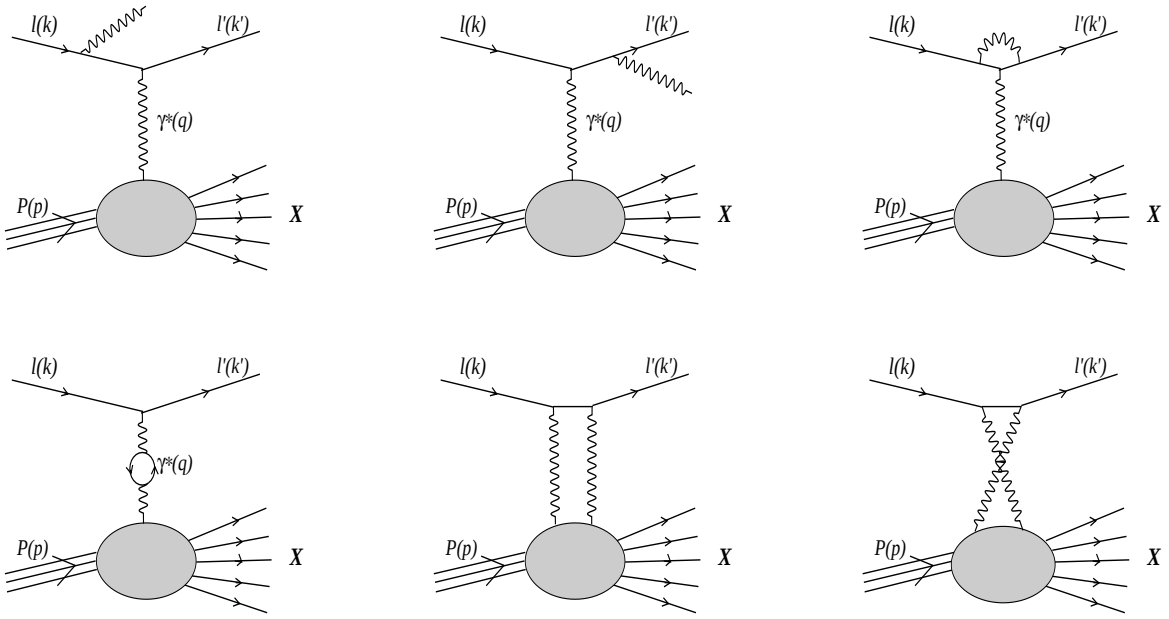


FIGURE D.1 – Diagrammes correspondant à des corrections radiatives à la diffusion profondément inélastique à l'ordre α_{EM}. En haut : bremsstrahlung du lepton initial (à gauche), final (au centre), correction au vertex leptonique (à droite). En bas : correction à la polarisation du vide (à gauche), échange de deux photons (au centre et à droite). Les corrections au vertex hadronique et la radiation d'un photon par le quark ne sont pas représentées.

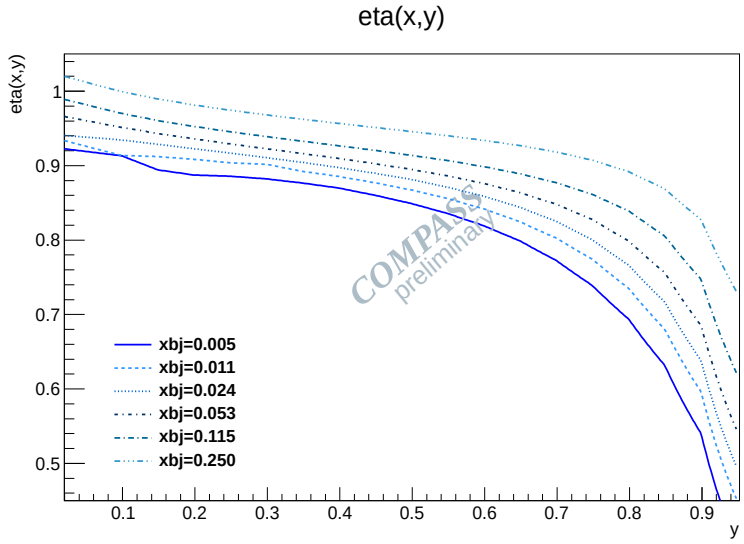


FIGURE D.2 – Facteur $\eta(x, y)$ utilisé dans ce travail pour les corrections radiatives dans les données DIS de COMPASS. Ces courbes sont obtenues à partir des tables de la collaboration COMPASS [145].

Annexe E

Mesures de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$

E.1 Mesure de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ avec le faisceau de muons négatifs

La mesure de $F_2^P(x_{bj}, Q^2)$ est réalisée avec le faisceau de muons négatifs pour comparer les résultats obtenus avec ceux présentés en 5.4.3. La même correction en *acceptance* a été employée car au premier ordre les effets dans les détecteurs sont les mêmes et seul le champ magnétique des dipôles est inversé, pour que les particules se propagent dans les mêmes zones du spectromètre. La correction aux taux de comptage est ici $(1 - \tau_{pileup}) = 97.5\%$, contre 94% avec le faisceau de muons positifs. Le temps mort associé au veto sur le *trigger* est moins important. Les autres facteurs sont identiques. Les figures E.1 et E.2 montre les résultats obtenus en fonction de Q^2 dans différents intervalles en x_{bj}.

E.2 Tables des résultats de mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$

.

Les tables E.1 à E.3 présentent les résultats de la mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ avec le faisceau de muons positifs. Les valeurs sont données en fonction des moyennes $< x_{bj} >$ et $< Q^2 >$, avec la paramétrisation $R(x_{bj}, Q^2) = R1998$ dont les valeurs sont indiquées dans chaque intervalle et avec $R(x_{bj}, Q^2) = 0$. Les tables E.4 et E.5 présentent les résultats obtenus avec le faisceau de muons négatifs.

E.3 Comparaisons de la mesure de F_2 avec différentes paramétrisations

Les figures E.3 et E.4 montrent les résultats de la mesure de $F_2(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj}, avec le faisceau de muons positifs . Les valeurs mesurées sont comparées à la paramétrisation NMC-1995 (résultats de NMC jusqu'en 1995) [80], SMC-1997 (résultats de NMC jusqu'en 1997, BCDMS, SLAC, E665 et HERA) [148, 6], et ALLM-1997 (H1 et ZEUS) [149], et avec les points expérimentaux de NMC de 1992 à 1997 [150, 80, 148], et de E665 de 1991 et 1992 [151].

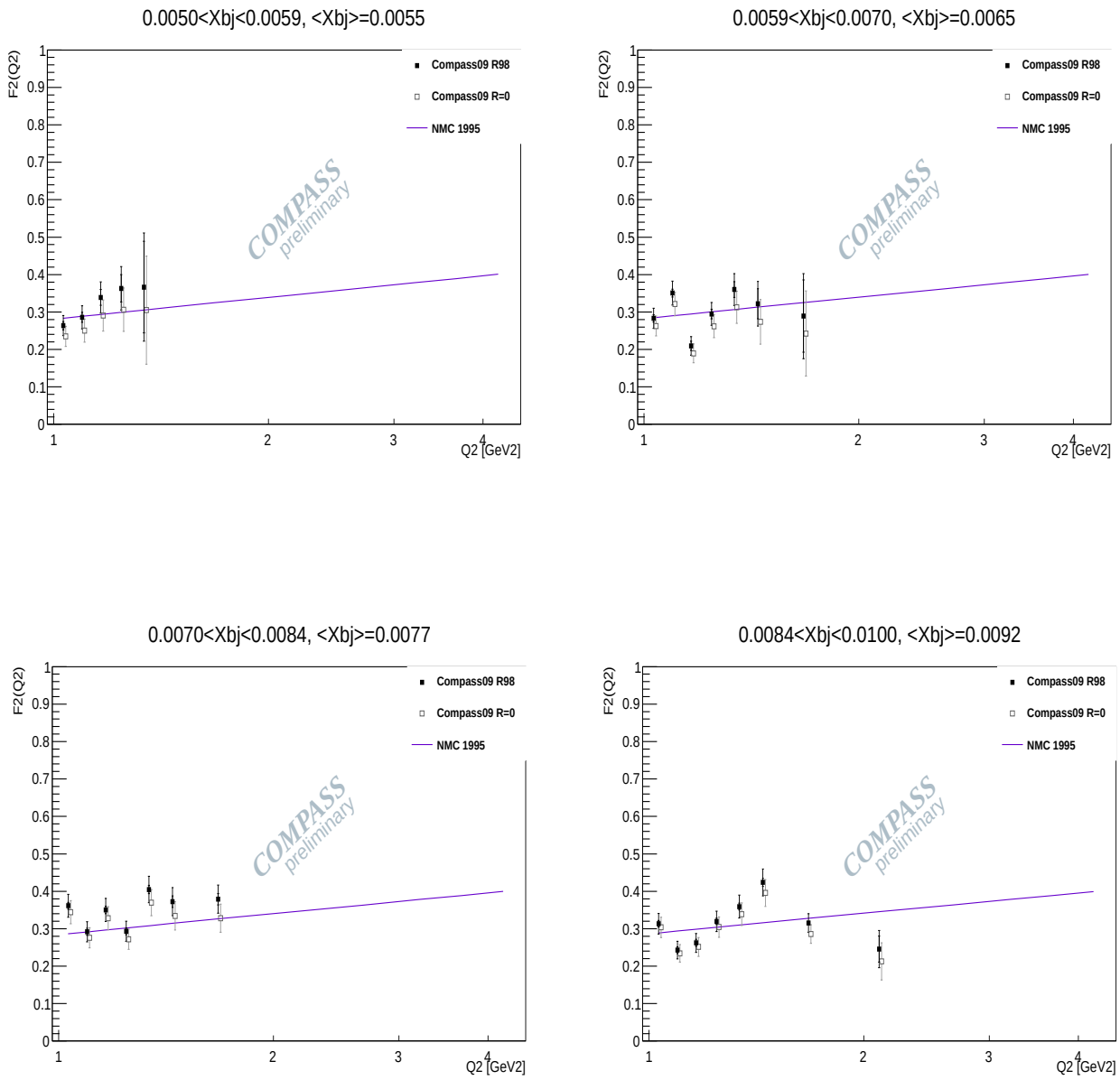


FIGURE E.1 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2 avec une extraction avec R=R1998 (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, légèrement décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 (courbe violette). Les carrés ouverts sont décalés pour plus de lisibilité.

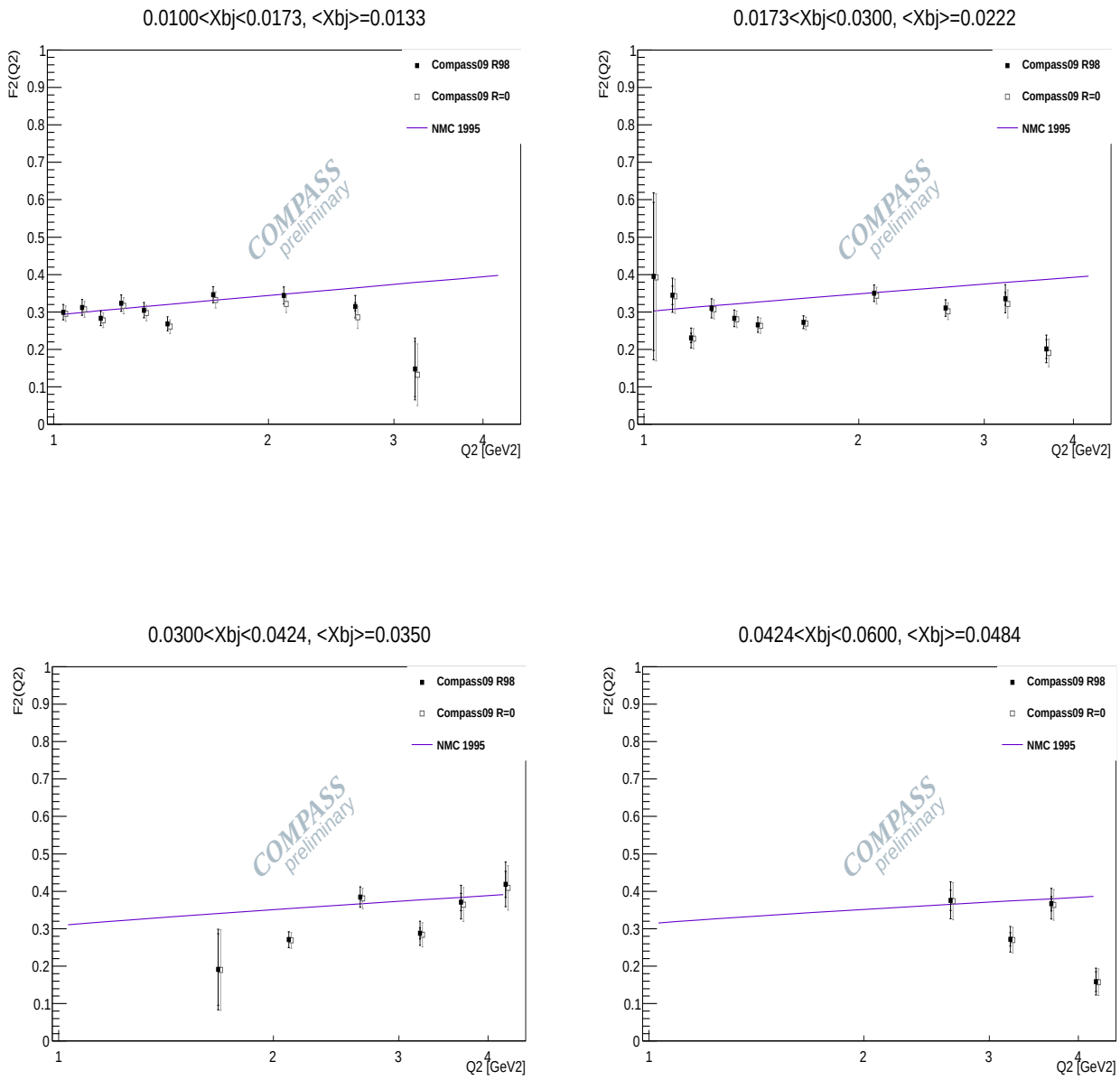


FIGURE E.2 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2 avec une extraction avec R=R1998 (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, légèrement décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 (courbe violette). Les carrés ouverts sont décalés pour plus de lisibilité.

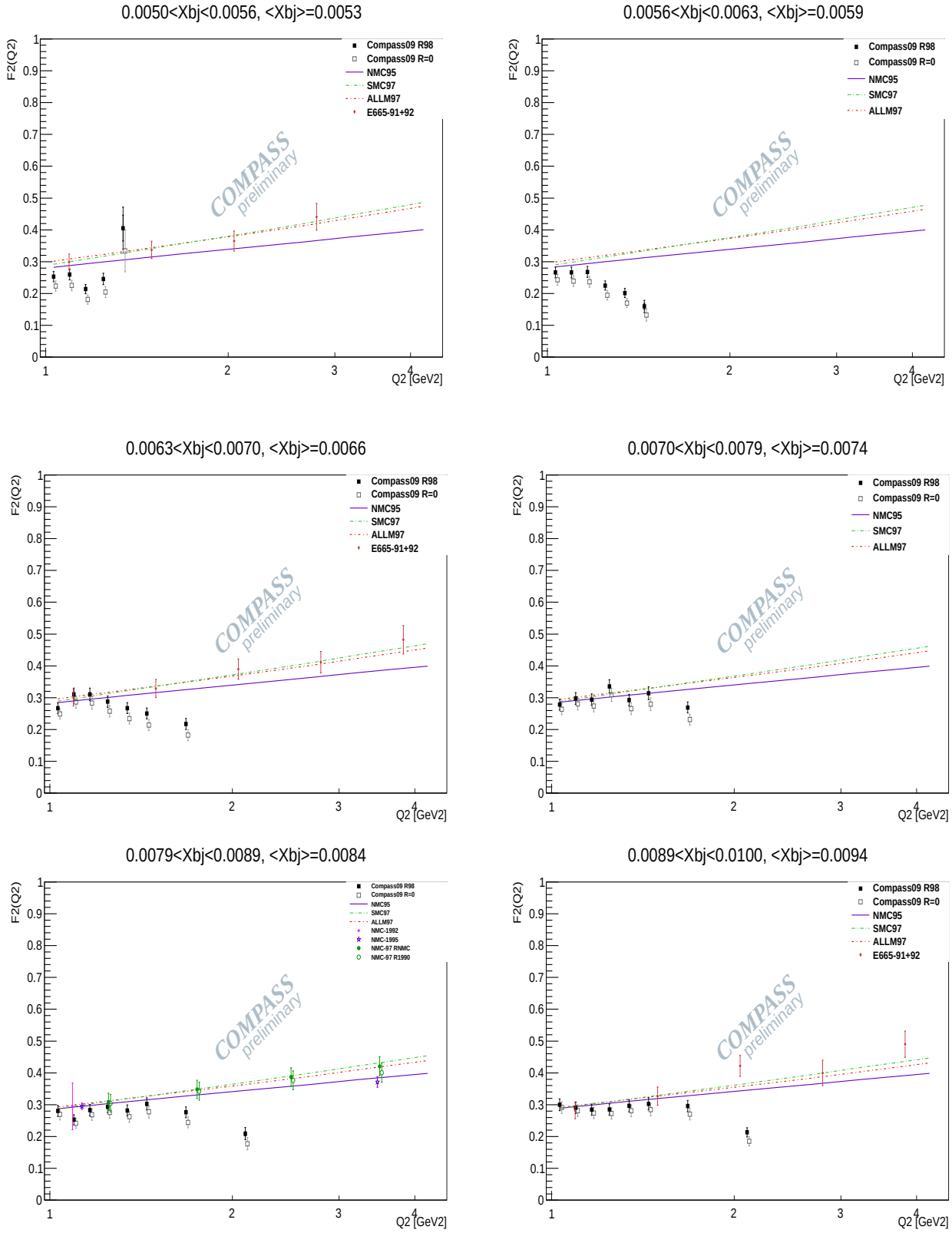


FIGURE E.3 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2 avec une extraction avec R=R1998 (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, légèrement décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 [80] (courbe violette), de SMC-1997 [148, 6] (tirets verts larges) et ALLM-1997 [149] (tirets rouges courts). Les losange (E665) [151], les étoiles et les cercles (NMC) [150, 80, 148] sont des mesures publiées. Les cercles et les carrés ouverts (respectivement NMC97 et R=0) sont décalés pour plus de lisibilité.

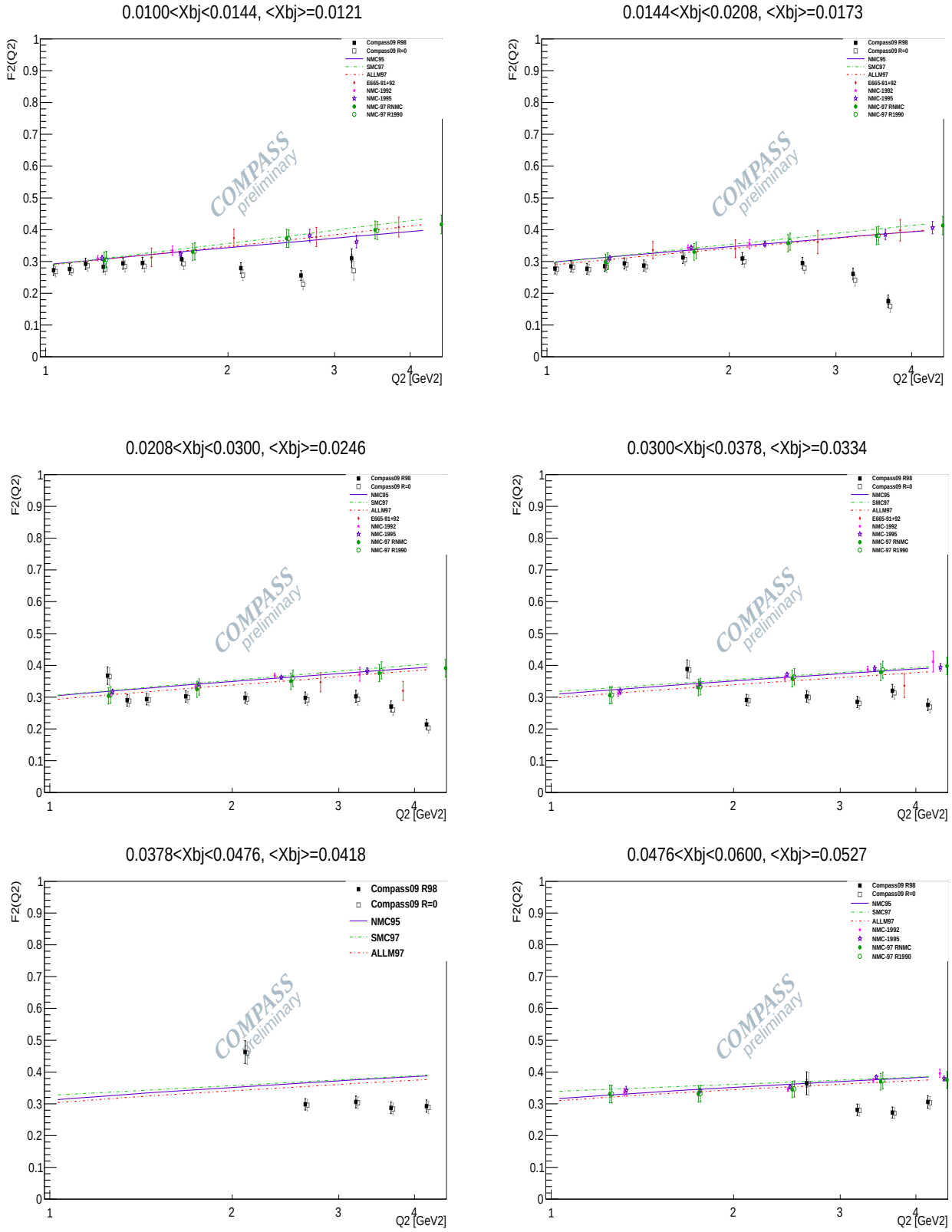


FIGURE E.4 – Mesure de $F_2^p(x_{bj}, Q^2)$ dans différents intervalles en x_{bj} et en fonction de Q^2 avec une extraction avec R=R1998 (carrés noirs) et avec R=0 (carrés gris, légèrement décalés). La mesure est comparée à la paramétrisation de NMC-1995 [80] (courbe violette), de SMC-1997 [148, 6] (tirets verts larges) et ALLM-1997 [149] (tirets rouges courts). Les losange (E665) [151], les étoiles et les cercles (NMC) [150, 80, 148] sont des mesures publiées. Les cercles et les carrés ouverts (respectivement NMC97 et R=0) sont décalés pour plus de lisibilité.

$< x_{bj} >$	$< Q^2 > [GeV^2]$	R98	$F_2(R=0)$	$F_2(R=R98)$	stat	sys	$\frac{F_2(mes)}{F_2(NMC)}$
0.0053	1.03	0.401	0.2236	0.2528	0.0007	0.0153	0.89
0.0053	1.10	0.399	0.2253	0.2599	0.0009	0.0157	0.90
0.0053	1.16	0.397	0.1812	0.2138	0.0015	0.0129	0.73
0.0053	1.25	0.394	0.2047	0.2457	0.0029	0.0148	0.82
0.0053	1.34	0.389	0.3340	0.4054	0.0405	0.0253	1.33
0.0059	1.03	0.400	0.2432	0.2667	0.0006	0.0161	0.94
0.0059	1.10	0.399	0.2391	0.2661	0.0007	0.0161	0.92
0.0059	1.16	0.396	0.2368	0.2681	0.0009	0.0162	0.91
0.0059	1.25	0.393	0.1946	0.2252	0.0011	0.0135	0.75
0.0059	1.34	0.388	0.1699	0.2016	0.0022	0.0121	0.66
0.0059	1.45	0.383	0.1327	0.1595	0.0094	0.0097	0.51
0.0066	1.03	0.400	0.2493	0.2673	0.0006	0.0161	0.94
0.0066	1.10	0.398	0.2868	0.3108	0.0006	0.0187	1.07
0.0066	1.16	0.396	0.2831	0.3107	0.0007	0.0188	1.05
0.0066	1.25	0.392	0.2577	0.2876	0.0007	0.0173	0.96
0.0066	1.34	0.388	0.2345	0.2673	0.0011	0.0161	0.87
0.0066	1.45	0.382	0.2144	0.2506	0.0020	0.0151	0.80
0.0066	1.68	0.369	0.1824	0.2173	0.0043	0.0130	0.67
0.0074	1.03	0.399	0.2641	0.2782	0.0006	0.0167	0.97
0.0074	1.10	0.397	0.2802	0.2976	0.0006	0.0179	1.02
0.0074	1.16	0.395	0.2741	0.2938	0.0006	0.0177	0.99
0.0074	1.25	0.391	0.3091	0.3354	0.0006	0.0202	1.11
0.0074	1.34	0.387	0.2654	0.2926	0.0007	0.0176	0.95
0.0074	1.45	0.381	0.2796	0.3140	0.0011	0.0189	1.00
0.0074	1.68	0.368	0.2313	0.2692	0.0011	0.0159	0.82
0.0084	1.03	0.398	0.2700	0.2808	0.0006	0.0169	0.98
0.0084	1.10	0.397	0.2417	0.2528	0.0006	0.0152	0.86
0.0084	1.16	0.394	0.2686	0.2829	0.0006	0.0170	0.95
0.0084	1.25	0.391	0.2760	0.2932	0.0005	0.0176	0.97
0.0084	1.34	0.386	0.2623	0.2820	0.0006	0.0170	0.91
0.0084	1.45	0.381	0.2777	0.3026	0.0008	0.0182	0.96
0.0084	1.68	0.367	0.2446	0.2762	0.0005	0.0164	0.84
0.0084	2.10	0.342	0.1775	0.2090	0.0067	0.0125	0.61
0.0094	1.03	0.398	0.2910	0.2997	0.0005	0.0180	1.04
0.0094	1.10	0.396	0.2810	0.2907	0.0006	0.0175	0.99
0.0094	1.16	0.393	0.2737	0.2846	0.0006	0.0171	0.95
0.0094	1.25	0.390	0.2723	0.2849	0.0005	0.0171	0.94
0.0094	1.34	0.385	0.2810	0.2965	0.0006	0.0178	0.96
0.0094	1.45	0.380	0.2842	0.3029	0.0006	0.0182	0.96
0.0094	1.68	0.367	0.2702	0.2957	0.0003	0.0175	0.90
0.0094	2.10	0.341	0.1852	0.2132	0.0017	0.0126	0.62

TABLE E.1 – Résultats de la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ avec le faisceau de muons positifs. Les valeurs sont données avec la paramétrisation $R(x, Q^2)$ de SMC-97 (R98) [148, 6] et avec R=0 et sont comparés à la paramétrisation de F_2 de NMC-1995 [80] (1/3).

$< x_{bj} >$	$< Q^2 > [GeV^2]$	R98	$F_2(R=0)$	$F_2(R=R98)$	stat	sys	$\frac{F_2(mes)}{F_2(NMC)}$
0.0121	1.03	0.396	0.2682	0.2728	0.0002	0.0161	0.93
0.0121	1.10	0.394	0.2713	0.2766	0.0002	0.0163	0.93
0.0121	1.16	0.392	0.2863	0.2928	0.0002	0.0173	0.97
0.0121	1.25	0.388	0.2762	0.2834	0.0002	0.0167	0.92
0.0121	1.34	0.384	0.2848	0.2936	0.0002	0.0173	0.94
0.0121	1.45	0.378	0.2849	0.2953	0.0002	0.0175	0.93
0.0121	1.68	0.365	0.2923	0.3074	0.0001	0.0180	0.93
0.0121	2.10	0.340	0.2569	0.2793	0.0002	0.0164	0.80
0.0121	2.64	0.309	0.2279	0.2561	0.0009	0.0150	0.70
0.0121	3.20	0.283	0.2709	0.3100	0.0111	0.0184	0.82
0.0173	1.03	0.393	0.2755	0.2780	0.0003	0.0166	0.93
0.0173	1.10	0.392	0.2818	0.2845	0.0003	0.0169	0.94
0.0173	1.16	0.389	0.2744	0.2772	0.0002	0.0164	0.90
0.0173	1.25	0.386	0.2821	0.2853	0.0002	0.0168	0.91
0.0173	1.34	0.381	0.2902	0.2940	0.0002	0.0174	0.92
0.0173	1.45	0.376	0.2829	0.2872	0.0002	0.0170	0.89
0.0173	1.68	0.363	0.3059	0.3124	0.0001	0.0183	0.93
0.0173	2.10	0.338	0.2994	0.3097	0.0001	0.0182	0.88
0.0173	2.64	0.307	0.2793	0.2950	0.0003	0.0173	0.81
0.0173	3.20	0.281	0.2409	0.2611	0.0024	0.0153	0.69
0.0173	3.66	0.264	0.1593	0.1756	0.0088	0.0102	0.45
0.0173	4.18	0.247	0.1452	0.1617	0.0323	0.0094	0.41
0.0246	1.25	0.383	0.3650	0.3677	0.0044	0.0232	1.16
0.0246	1.34	0.378	0.2881	0.2903	0.0007	0.0176	0.90
0.0246	1.45	0.373	0.2912	0.2937	0.0004	0.0175	0.89
0.0246	1.68	0.360	0.2995	0.3024	0.0001	0.0177	0.89
0.0246	2.10	0.335	0.2940	0.2982	0.0001	0.0175	0.85
0.0246	2.64	0.305	0.2914	0.2980	0.0002	0.0175	0.81
0.0246	3.20	0.278	0.2930	0.3027	0.0008	0.0178	0.80
0.0246	3.66	0.261	0.2594	0.2707	0.0014	0.0159	0.70
0.0246	4.18	0.244	0.2026	0.2144	0.0035	0.0125	0.54
0.0334	1.68	0.356	0.3860	0.3886	0.0040	0.0244	1.14
0.0334	2.10	0.331	0.2890	0.2913	0.0002	0.0172	0.82
0.0334	2.64	0.301	0.2993	0.3026	0.0003	0.0178	0.82
0.0334	3.20	0.275	0.2805	0.2849	0.0010	0.0168	0.76
0.0334	3.66	0.257	0.3136	0.3201	0.0015	0.0189	0.83
0.0334	4.18	0.240	0.2688	0.2760	0.0023	0.0163	0.71

TABLE E.2 – Résultats de la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ avec le faisceau de muons positifs. Les valeurs sont données avec la paramétrisation $R(x, Q^2)$ de SMC-97 (R98) [148, 6] et avec R=0 et sont comparés à la paramétrisation de F_2 de NMC-1995 [80] (2/3).

$< x_{bj} >$	$< Q^2 > [GeV^2]$	R98	$F_2(R=0)$	$F_2(R=R98)$	stat	sys	$\frac{F_2(mes)}{F_2(NMC)}$
0.0418	2.10	0.327	0.4596	0.4625	0.0063	0.0292	1.30
0.0418	2.64	0.297	0.2962	0.2983	0.0004	0.0176	0.81
0.0418	3.20	0.271	0.3032	0.3059	0.0008	0.0181	0.81
0.0418	3.66	0.253	0.2841	0.2875	0.0013	0.0170	0.75
0.0418	4.18	0.237	0.2882	0.2927	0.0018	0.0173	0.75
0.0527	2.64	0.292	0.3626	0.3647	0.0126	0.0230	1.00
0.0527	3.20	0.265	0.2795	0.2812	0.0015	0.0168	0.75
0.0527	3.66	0.248	0.2706	0.2725	0.0012	0.0161	0.72
0.0527	4.18	0.231	0.3031	0.3058	0.0016	0.0181	0.80

TABLE E.3 – Résultats de la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ avec le faisceau de muons positifs. Les valeurs sont données avec la paramétrisation $R(x, Q^2)$ de SMC-97 (R98) [148, 6] et avec R=0 et sont comparés à la paramétrisation de F_2 de NMC-1995 [80] (3/3).

$< x_{bj} >$	$< Q^2 > [GeV^2]$	R98	$F_2(R=0)$	$F_2(R=R98)$	stat	sys	$\frac{F_2(mes)}{F_2(NMC)}$
0.0055	1.03	0.401	0.2349	0.2635	0.0110	0.0158	0.93
0.0055	1.10	0.399	0.2503	0.2859	0.0136	0.0171	0.99
0.0055	1.16	0.397	0.2905	0.3389	0.0212	0.0203	1.15
0.0055	1.24	0.393	0.3062	0.3632	0.0363	0.0217	1.21
0.0065	1.03	0.400	0.2626	0.2831	0.0098	0.0169	0.99
0.0065	1.10	0.398	0.3215	0.3506	0.0106	0.0210	1.21
0.0065	1.16	0.396	0.1896	0.2096	0.0123	0.0126	0.71
0.0065	1.24	0.392	0.2619	0.2947	0.0128	0.0176	0.98
0.0065	1.34	0.388	0.3127	0.3600	0.0212	0.0215	1.17
0.0065	1.44	0.382	0.2739	0.3221	0.0403	0.0192	1.03
0.0077	1.03	0.399	0.3442	0.3614	0.0090	0.0216	1.26
0.0077	1.10	0.397	0.2758	0.2918	0.0094	0.0174	1.00
0.0077	1.16	0.395	0.3280	0.3500	0.0100	0.0209	1.18
0.0077	1.24	0.391	0.2716	0.2931	0.0092	0.0175	0.97
0.0077	1.34	0.387	0.3697	0.4047	0.0109	0.0242	1.31
0.0077	1.44	0.381	0.3343	0.3724	0.0155	0.0223	1.18
0.0077	1.67	0.368	0.3283	0.3788	0.0152	0.0223	1.16
0.0092	1.03	0.398	0.3037	0.3135	0.0087	0.0187	1.09
0.0092	1.10	0.396	0.2342	0.2429	0.0090	0.0145	0.83
0.0092	1.16	0.394	0.2515	0.2622	0.0094	0.0157	0.88
0.0092	1.24	0.390	0.3044	0.3196	0.0082	0.0191	1.05
0.0092	1.34	0.386	0.3389	0.3591	0.0090	0.0214	1.16
0.0092	1.44	0.380	0.3956	0.4238	0.0106	0.0253	1.34
0.0092	1.67	0.367	0.2862	0.3154	0.0062	0.0186	0.96
0.0092	2.10	0.341	0.2126	0.2457	0.0351	0.0145	0.71
0.0133	1.03	0.395	0.2953	0.2996	0.0028	0.0176	1.02
0.0133	1.10	0.393	0.3072	0.3122	0.0028	0.0184	1.04
0.0133	1.16	0.391	0.2782	0.2834	0.0029	0.0167	0.93
0.0133	1.24	0.388	0.3169	0.3237	0.0025	0.0190	1.05
0.0133	1.34	0.383	0.2972	0.3048	0.0027	0.0179	0.97
0.0133	1.44	0.378	0.2608	0.2686	0.0029	0.0158	0.84
0.0133	1.67	0.365	0.3320	0.3460	0.0013	0.0202	1.04
0.0133	2.10	0.339	0.3213	0.3440	0.0028	0.0201	0.99
0.0133	2.65	0.309	0.2859	0.3144	0.0112	0.0184	0.86

TABLE E.4 – Résultats de la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ avec le faisceau de muons négatifs. Les valeurs sont données avec la paramétrisation $R(x, Q^2)$ de SMC-97 (R98) [148, 6] et avec R=0 et sont comparés à la paramétrisation de F_2 de NMC-1995 [80] (1/2).

$< x_{bj} >$	$< Q^2 > [GeV^2]$	R98	$F_2(R=0)$	$F_2(R=R98)$	stat	sys	$\frac{F_2(mes)}{F_2(NMC)}$
0.0222	1.10	0.389	0.3420	0.3446	0.0246	0.0210	1.12
0.0222	1.16	0.387	0.2288	0.2307	0.0128	0.0139	0.74
0.0222	1.24	0.384	0.3071	0.3099	0.0070	0.0184	0.98
0.0222	1.34	0.379	0.2804	0.2831	0.0053	0.0168	0.88
0.0222	1.44	0.374	0.2633	0.2660	0.0045	0.0157	0.81
0.0222	1.67	0.361	0.2693	0.2727	0.0012	0.0159	0.81
0.0222	2.10	0.336	0.3438	0.3501	0.0017	0.0205	0.99
0.0222	2.65	0.305	0.3018	0.3107	0.0040	0.0182	0.85
0.0222	3.21	0.279	0.3216	0.3354	0.0177	0.0197	0.89
0.0222	3.67	0.262	0.1905	0.2013	0.0252	0.0118	0.52
0.0350	2.10	0.330	0.2688	0.2709	0.0050	0.0160	0.76
0.0350	2.65	0.300	0.3809	0.3847	0.0046	0.0226	1.05
0.0350	3.21	0.274	0.2838	0.2878	0.0151	0.0169	0.76
0.0350	3.67	0.256	0.3646	0.3712	0.0232	0.0218	0.97
0.0350	4.23	0.238	0.4089	0.4186	0.0349	0.0246	1.07
0.0484	2.65	0.293	0.3736	0.3760	0.0269	0.0225	1.03
0.0484	3.21	0.267	0.2699	0.2718	0.0181	0.0161	0.73
0.0484	3.67	0.250	0.3638	0.3667	0.0193	0.0216	0.96
0.0484	4.23	0.232	0.1572	0.1588	0.0265	0.0093	0.41

TABLE E.5 – Résultats de la mesure de $F_2^p(x, Q^2)$ avec le faisceau de muons négatifs. Les valeurs sont données avec la paramétrisation $R(x, Q^2)$ de SMC-97 (R98) [148, 6] et avec R=0 et sont comparés à la paramétrisation de F_2 de NMC-1995 [80] (2/2).

Annexe F

Tables : sections efficaces de production exclusive de photon et de pion

F.1 Mesure de la production exclusive d'un photon

Les tables F.1 et F.2 présentent les résultats de la mesure de la section efficace de production exclusive d'un photon. Dans F.1 les résultats sont intégrés sur le domaine couvert en t et Φ, ou seulement en fonction de Φ, et dans F.2 les résultats sont intégrés en fonction de t.

Les huit premières colonnes sont les limites dans les variables cinématiques, minimale (m) et maximales (M) notées respectivement Q^2_m, Q^2_M, x_m, x_M, $-t_m$, $-t_M$, Φ_m, Φ_M. Les cinq colonnes suivantes sont : N_{evt} est le nombre d'évènements mesurés dans les données, DD et SI sont les contaminations respectivement en évènements avec dissociation diffractive de la cible et provenant d'évènements semi-inclusifs, données en pb.GeV^{-4}. Les quatres colonnes suivantes sont les résultats de la mesure de la section efficace, pour lesquels toutes les valeurs sont données en pb.GeV^{-4}. σ_{mes} est la valeur avant la réduction des bruits de fond, σ_{-DD} est la valeur après la seule réduction des évènements avec dissociation diffractive, σ_{-SI} est la valeur après la seule réduction des évènements semi inclusifs et σ_{-BG} est la valeur après la réduction de tous les bruits de fond. Les cinq dernières colonnes contiennent les valeurs des incertitudes. Les colonnes $stat_r$ et sys_r sont les incertitudes statistique et systématique relatives de la section efficace σ_{mes}, $\delta\sigma_{mes}$ est la valeur absolue de l'incertitude sur σ_{mes} en pb.GeV^{-4}, δSI est l'incertitude statistique absolue en pb.GeV^{-4} sur la contamination par les évènements semi inclusifs (l'incertitude systématique est par définition ici égale à 100% de la valeur de la contamination) et $\delta\sigma_{tot}$ est la valeur absolue de l'incertitude sur σ_{-BG}, après la réduction des bruits de fond. L'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fond semi inclusif n'est pas inclue dans la valeur de $\delta\sigma_{tot}$. L'incertitude provenant de la soustraction des évènements avec diffraction dissociative est négligée. Pour plus de lisibilité, aucune unité n'est indiquée dans la table.

Les valeurs de la section efficace mesurée et son incertitude totale, données comme résultats de la mesure réalisée sont σ_{-BG} et $\delta\sigma_{tot}$ contenues dans les colonnes 15 et 20.

F.2 Mesure de la production exclusive d'un pion neutre

La table F.3 présente les résultats de la mesure de la section efficace de production exclusive d'un pion neutre, intégrée sur le domaine couvert en t et en Φ ou seulement en Φ. Son contenu est décrit au paragraphe F.1.

Q^2_m	Q^2_M	x_m	x_M	$-t_m$	$-t_M$	Φ_m	Φ_M	N_{evt}	DD	SI	σ_{mes}	σ_{-DD}	σ_{-SI}	σ_{-BG}	$stat_r$	sys_r	$\delta\sigma_{mes}$	δSI	$\delta\sigma_{tot}$
1	1.2	.005	.007	.06	.2	-180	180	17	19	0	186867	186848	186867	186848	0.24	0.19	57368	0	57368
1	1.2	.005	.007	.2	.8	-180	180	24	34	0	36395	36367	36395	36367	0.20	0.19	10099	0	10099
1	1.5	.007	.01	.06	.2	-180	180	11	11	18	27966	27950	27948	27932	0.30	0.19	9935	2	9935
1	1.5	.007	.01	.2	.8	-180	180	19	23	0	7885	7868	7885	7868	0.23	0.19	2335	0	2335
1	2.5	.01	.03	.06	.2	-180	180	14	2	10	2543	2540	2533	2531	0.27	0.19	830	9	831
1	2.5	.01	.03	.2	.8	-180	180	34	2.5	5	1106	1103	1101	1098	0.17	0.19	281	10	281
1	4.5	.03	.06	.06	.2	-180	180	7	.2	5	241	241	236	236	0.38	0.19	102	8	102
1	4.5	.03	.06	.2	.8	-180	180	4	.14	3.4	26.9	26.9	23.5	23.4	0.50	0.19	14.4	16.7	22.0
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-180	180	41	30.92	0	64863	64837	64863	64837	0.16	0.19	15860	0	15860
1	1.5	.007	.01	.06	.8	-180	180	30	21.27	3.4	11684	11668	11681	11664	0.18	0.19	3060	12	3060
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-180	180	48	2.45	5.9	1378	1375	1372	1369	0.14	0.19	326	3	326
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-180	180	11	0.15	3.7	67.4	67.3	63.7	63.6	0.30	0.19	23.9	1.5	24.0

TABLE F.1 – Résultats de la mesure de la section efficace de production exclusive d'un photon, intégrée sur le domaine couvert en Φ et pour les quatre dernières lignes en t et en Φ. Voir le texte du paragraphe F.1 qui décrit le contenu de cette table.

Q_m^2	Q_M^2	x_m	x_M	$-t_m$	$-t_M$	Φ_m	Φ_M	N_{evt}	DD	SI	σ_{mes}	σ_{-DD}	σ_{-SI}	σ_{-BG}	$stat_r$	sys_r	$\delta\sigma_{mes}$	δSI	$\delta\sigma_{tot}$
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-180	-144	2	1.79	0	27641	27610	27641	27610	0.71	0.19	20204	0	20204
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-144	-108	1	5.33	0	21156	21156	21156	21156	1	0.19	21528	0	21528
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-108	-72	0	11	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-72	-36	2	5	0	28167	28167	28167	28167	0.71	0.19	20611	0	20611
1	1.2	.005	.007	.06	.8	-36	0	15	139	0	209468	209304	209468	209304	0.26	0.19	66885	0	66885
1	1.2	.005	.007	.06	.8	0	36	15	100	0	210741	210686	210741	210686	0.26	0.19	67327	0	67326.6
1	1.2	.005	.007	.06	.8	36	72	3	32	0	82636	82636	82636	82636	0.58	0.19	50183	0	50183
1	1.2	.005	.007	.06	.8	72	108	1	6	0	20515	20515	20515	20515	1	0.19	20875	0	20875
1	1.2	.005	.007	.06	.8	108	144	1	4	0	35569	35569	35569	35569	1	0.19	36194	0	36193.9
1	1.2	.005	.007	.06	.8	144	180	1	5	0	12735	12724	12735	12724	1	0.19	12947	0	12947
1	1.5	.007	.010	.06	.8	-180	-144	0	0	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	1.5	.007	.01	.06	.8	-144	-108	0	1	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	1.5	.007	.01	.06	.8	-108	-72	0	2	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	1.5	.007	.01	.06	.8	-72	-36	2	13	0	9650	9639	9650	9639	0.71	0.19	7053	0	7053
1	1.5	.007	.01	.06	.8	-36	0	12	78	0	42695	42615	42695	42615	0.29	0.19	14687	0	14687
1	1.5	.007	.01	.06	.8	0	36	12	106	0	49035	48985	49035	48985	0.29	0.19	16882	0	16882
1	1.5	.007	.01	.06	.8	36	72	4	6	0	15463	15434	15463	15434	0.50	0.19	8246	0	8246
1	1.5	.007	.01	.06	.8	72	108	0	5	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	1.5	.007	.01	.06	.8	108	144	0	1	34	0	0	-	-	0	0.19	0	116	116
1	1.5	.007	.01	.06	.8	144	180	0	0.98	0	0	0	0	0	0	0.19	0	0	0
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-180	-144	1	0.42	8	250	249	241	241	1	0.19	254	13	254
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-144	-108	1	0.36	4	320	319.8	315.5	315	1	0.19	325	9	326
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-108	-72	1	0.43	9.9	117	117	108	107	1	0.19	119	14	120
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-72	-36	1	0.67	8	297	297	289	289	1	0.19	302	13	302
1	2.5	.01	.03	.06	.8	-36	0	21	14	10	5438	5420	5429	5410	0.22	0.19	1562	14	1562
1	2.5	.01	.03	.06	.8	0	36	16	5.28	4	4901	4894	4897	4890	0.25	0.19	1532	9	1532
1	2.5	.01	.03	.06	.8	36	72	5	1.43	2	1787	1784	1785	1782	0.45	0.19	866	6	866
1	2.5	.01	.03	.06	.8	72	108	2	0.67	4	666	665	662	662	0.71	0.19	487	9	487
1	2.5	.01	.03	.06	.8	108	144	0	0.50	4.9	0	0	-	-	0	0.19	0	9.9	9.9
1	2.5	.01	.03	.06	.8	144	180	0	0.29	3	0	0	-	-	0	0.19	0	8	8
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-180	-144	1	0.13	4.9	51	51	46	46	1	0.19	52	5	52
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-144	-108	1	0.1	3	32	32	29	29	1	0.19	33	4	33
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-108	-72	1	0.11	4	80	80	76	76	1	0.19	82	5	82
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-72	-36	2	0.1	3.5	97	97	93	93	0.71	0.19	71	5	71
1	4.5	.03	.06	.06	.8	-36	0	1	0.3	5	69	69	64	64	1	0.19	70	5	70
1	4.5	.03	.06	.06	.8	0	36	2	0.3	2.1	162	162	160	160	0.71	0.19	118	3	119
1	4.5	.03	.06	.06	.8	36	72	3	0.2	3.5	183	183	179	179	0.58	0.19	111	5	111
1	4.5	.03	.06	.06	.8	72	108	0	0.15	3.6	0	0	-	-	0	0.19	0	4.5	4.5
1	4.5	.03	.06	.06	.8	108	144	0	0.1	3.2	0	0	-	-	0	0.19	0	4.3	4.3
1	4.5	.03	.06	.06	.8	144	180	0	0.1	4.0	0	0	-	-	0	0.19	0	4.8	4.8

TABLE F.2 – Résultats de la mesure de la section efficace de production exclusive d'un photon, intégrée sur le domaine couvert en t. Voir le texte du paragraphe F.1 qui décrit le contenu de cette table.

Q^2_m	Q^2_M	x_m	x_M	$-t_m$	$-t_M$	Φ_m	Φ_M	N_{evt}	DD	SI	σ_{mes}	σ_{-DD}	σ_{-SI}	σ_{-BG}	$stat_r$	sys_r	$\delta\sigma_{mes}$	δSI	$\delta\sigma_{tot}$
1	4.5	.03	.06	.06	.2	-180	180	2	.02	35.6	51.4	51.4	15.9	15.8	0.71	0.21	38.0	66.0	76.1
1	4.5	.03	.06	.20	.8	-180	180	2	.01	15.1	9.8	9.8	-	-	0.71	0.21	7.3	32.5	33.3
1	4.5	.03	.06	.06	0.8	-180	180	4	.01	19.0	17.7	17.6	-	-	0.5	0.21	9.6	3.3	9.5

TABLE F.3 – Résultats de la mesure de la section efficace de production exclusive d'un π^0, intégrée sur le domaine couvert en Φ, et pour la dernière ligne en t. Voir le texte du paragraphe F.1 qui décrit le contenu de cette table. Les valeurs de section efficace qui seraient négative après la soustraction du bruit de fond sont indiquées par (0).

Bibliographie

[1] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and leptons*, édition John Wiley & sons, (1984), QC793.5.Q2522H34.

[2] R. Hofstadter, *Electron scattering and nuclear structure*, Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 214.

[3] M. N. Rosenbluth, *High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons*, Phys. Rev. **79** (1950) 615.

[4] J. A. Rinehimer and G. A. Miller, *Connecting the Breit Frame to the Infinite Momentum Light Front Frame : How G(E) turns into F(1)*, Phys. Rev. C **80** (2009) 015201.

[5] C. Perdrisat and V. Punjabi (2010), Sholarpedia, 5(8) :10204.

[6] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], *Measurement of the proton and deuteron structure functions, F2(p) and F2(d), and of the ratio sigma-L / sigma-T*, Nucl. Phys. B **483** (1997) 3.

[7] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[8] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].

[9] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 [Yad. Fiz. **15** (1972) 781].

[10] [H1 and ZEUS Coll.], *Combined Measurement and QCD analysis of the inclusive $e^{\pm}p$ scattering cross section at HERA*, Desy 09-158, (2010).

[11] C. Itzykson and J.-B. Zuber, *Quantum Field Theory*, Mc Graw-Hill Int. Editions (1980), ISBN 0-07-066353.

[12] D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer, F.-M. Dittes and J. Hořejši, *Wave functions, evolution equations and evolution kernels from light ray operators of QCD*, Fortsch. Phys. **42** (1994) 101.

[13] X. D. Ji, *Deeply virtual Compton scattering*, Phys. Rev. D **55** (1997) 7114.

[14] A. V. Radyushkin, *Nonforward parton distributions*, Phys. Rev. D **56** (1997) 5524.

[15] J. C. Collins and A. Freund, *Proof of factorization for deeply virtual Compton scattering in QCD*, Phys. Rev. D **59** (1999) 074009.

[16] M. Guidal, H. Moutarde and M. Vanderhaeghen, *Generalized Parton Distributions in the valence region from Deeply Virtual Compton Scattering*, Rept. Prog. Phys. **76** (2013) 066202.

[17] M. Burkardt, *Impact pararameter space interpretation for Generalized Parton Distributions* , Int. J. Mod. Phys. A, 18, 173 (2003).

[18] M. Guidal, M. V. Polyakov, A. V. Radyushkin and M. Vanderhaeghen, *Nucleon form-factors from generalized parton distributions*, Phys. Rev. D **72** (2005) 054013. . [hep-ph/0410251].

[19] M. Diehl, *Generalized parton distributions in impact parameter space*, Eur. Phys. J. C **25** (2002) 223 [Erratum-ibid. C **31** (2003) 277]

[20] M. Guidal, *Représentation en paramètre d'impact de GPD $H^u(x, b_\perp)$ d'après le modèle VGG*, communication privée (2014).

[21] G. A. Miller, *Charge Densities of the Neutron and Proton*, Phys. Rev. Lett. 99, 112001 (2007).

[22] C. E. Carlson and M. Vanderhaeghen, *Empirical Transverse Charge Densities in the Nucleon and the Nucleon-to-Δ Transition*, Phys. Rev. Lett. 100, 032004 (2008).

[23] S. Venkat, J. Arrington, G. A. Miller and X. Zhan, *Realistic Transverse Images of the Proton Charge and Magnetic Densities*, Phys. Rev. C **83** (2011) 015203.

[24] X. D. Ji, *Off forward parton distributions*, J. Phys. G **24** (1998) 1181 [hep-ph/9807358].

[25] X. D. Ji, *Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610 [hep-ph/9603249].

[26] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], *The Polarized Valence Quark Distribution from semi-inclusive DIS*, Phys. Lett. B (2008) 458.

[27] G. P. Lepage and S. J. Brodsky, *Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics*, Phys. Rev. D **22** (1980) 2157.

[28] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, *Factorization and Asymptotical Behavior of Pion Form-Factor in QCD*, Phys. Lett. B **94** (1980) 245.

[29] M. Diehl, *Generalized parton distributions*, Phys. Rept. **388** (2003) 41.

[30] A. V. Radyushkin, *Double distributions and evolution equations*, Phys. Rev. D **59** (1999) 014030.

[31] A. V. Radyushkin, *Symmetries and structure of skewed and double distributions*, Phys. Lett. B **449** (1999) 81.

[32] M. V. Polyakov and C. Weiss, *Skewed and double distributions in pion and nucleon*, Phys. Rev. D **60** (1999) 114017.

[33] Belitsky, A. V. ; Radyushkin, A. V. *Unraveling hadron structure with generalized parton distribution*, Physics Reports 418 : 1–387 (2005).

[34] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. Lett. **80** 5064 (1998)

[35] P. D. B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, (1977), ISBN 9780521110358.

[36] K. Goeke, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, *Hard exclusive reactions and the structure of hadrons*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 401

[37] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. D **60** 094017 (1999).

[38] M. Guidal, *Représentation de la GPD H en fonction de x et ξ dans le modèle VGG*, communication privée (2014).

[39] M. Diehl, T. Gousset, B. Pire and J. P. Ralston, *Testing the handbag contribution to exclusive virtual Compton scattering*, Phys. Lett. B **411** (1997) 193.

[40] F. Gautheron *et al.* [COMPASS Collaboration], *COMPASS-II Proposal*, SPSC-P-340 (2010).

[41] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2001 *Measurement of the beam spin azimuthal asymmetry associated with deeply-virtual Compton scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 182001

[42] S. Stepanyan *et al.* [CLAS Collaboration], *Observation of exclusive deeply virtual Compton scattering in polarized electron beam asymmetry measurements*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182002.

[43] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA*, Phys. Lett. B **573** (2003) 46 [hep-ex/0305028].

[44] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *A Measurement of the Q**2, W and t dependences of deeply virtual Compton scattering at HERA*, JHEP **0905** (2009) 108.

[45] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of deeply virtual compton scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **44** (2005) 1 [hep-ex/0505061].

[46] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of deeply virtual Compton scattering and its t-dependence at HERA*, Phys. Lett. B **659** (2008) 796

[47] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], *Deeply Virtual Compton Scattering and its Beam Charge Asymmetry in e+- Collisions at HERA*, Phys. Lett. B **681** (2009) 391.

[48] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2012 *Beam-helicity and beam-charge asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on the unpolarised proton*, *JHEP* **1207**, 032

[49] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2012 *Beam-helicity asymmetry arising from deeply virtual Compton scattering measured with kinematically complete event reconstruction*, 561 *JHEP* **1210**, 042

[50] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2010 *Exclusive Leptoproduction of Real Photons on a Longitudinally Polarised Hydrogen Target*, *JHEP* **1006**, 019

[51] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2008 *Measurement of Azimuthal Asymmetries With Respect To Both Beam Charge and Transverse Target Polarization in Exclusive Electroproduction of Real Photons*, *JHEP* **0806**, 066

[52] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2011 *Measurement of double-spin asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on a transversely polarized hydrogen target*, *Phys. Lett. B* **704**, 15

[53] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2007 *The beam-charge azimuthal asymmetry and deeply virtual Compton scattering*, *Phys. Rev. D* **75**, 011103

[54] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2009 *Separation of contributions from deeply virtual Compton scattering and its interference with the Bethe-Heitler process in measurements on a hydrogen target*, *JHEP* **0911**, 083

[55] Airapetian A *et al.* [HERMES Collaboration] 2010 *Nuclear-mass dependence of azimuthal beam-helicity and beam-charge asymmetries in deeply virtual Compton scattering*, *Phys. Rev. C* **81**, 035202

[56] Camacho C M *et al.* [Jefferson Lab Hall A and Hall A DVCS Collaborations] 2006 *Scaling tests of the cross-section for deeply virtual Compton scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 262002

[57] A. Marti, PhD Thesis, Université Paris Sud, France and Universitad de Valencia, Espagne, *Rosenbluth separation of the DVCS cross section*, (2014).

[58] M. Mazouz *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], *Deeply virtual compton scattering off the neutron*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 242501

[59] Girod F X *et al.* [CLAS Collaboration] 2008 *Measurement of Deeply virtual Compton scattering beam-spin asymmetries*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 162002

[60] Chen S *et al.* [CLAS Collaboration] 2006 *Measurement of deeply virtual Compton scattering with a polarized proton target*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 072002.

[61] H-S. Jo, PhD Thesis, Université Paris Sud, *Etude de la diffusion Compton profondément virtuelle sur le nucléon avec le détecteur CLAS de Jefferson Lab : Mesure des sections efficaces polarisées et non polarisées*, (2007).

[62] B. Guegan, PhD Thesis, Université Paris-Sud, France and Rensselaer Polytechnic Institute, USA, *Study of the Generalized Parton Distributions and Deeply Virtual Compton Scattering on the nucleon with the CLAS and CLAS12 detectors at the Jefferson Laboratory (Virginia, USA)* , (2012).

[63] N. Saylor, PhD Thesis, Université Paris-Sud, France and Rensselaer Polytechnic Institute, USA, (2013).

[64] G. Baum *et al.* [COMPASS Collaboration], *COMPASS : A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*, CERN-SPSLC-96-14.

[65] Page web des expériences du CERN, `http://greybook.cern.ch/`

[66] D. Adams *et al.* [Spin Muon Collaboration], *Measurement of the SMC muon beam polarization using the asymmetry in the elastic scattering off polarized electrons*, Nucl. Instrum. Meth. A **443** (2000) 1.

[67] B. Adeva *et al.* [Spin Muon (SMC) Collaboration], *Measurement of the polarization of a high-energy muon beam*, Nucl. Instrum. Meth. A **343** (1994) 363.

[68] C. Bernet, A. Bravar, J. Hannappel, D. von Harrach, R. Hermann, E. Kabuss, F. Klein and A. Korzenev *et al.*, *The COMPASS trigger system for muon scattering*, Nucl. Instrum. Meth. A **550** (2005) 217.

[69] J. Pretz, *Geometrical trigger acceptance*, COMPASS note, (2002).

[70] S. Trippel, *Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS*, Diploma Arbeit, Universität Freiburg, (2005).

[71] H. Wollny, *Bestimmung des Myonenflusses am COMPASS-Experiment*, Diploma Arbeit, Universität Freiburg, (2007).

[72] P. Abbon et al., [COMPASS coll.], *The COMPASS setup for Physics with Hadron Beams*, (soumis à Elsevier, Juin 2013).

[73] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin, *LEPTO version 6.3 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, DESY note, (1995).

[74] T. Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 : Physics and manual*, hep-ph/9508391.

[75] J. Botts *et al.* [CTEQ Collaboration], *CTEQ parton distributions and flavor dependence of sea quarks*, Phys. Lett. B **304** (1993) 159 [hep-ph/9303255].

[76] A. Sandacz and P. Sznajder, *HEPGEN - generator for hard exclusive leptoproduction*, arXiv :1207.0333 [hep-ph].

[77] L. L. Frankfurt, A. Freund and M. Strikman, *Diffractive exclusive photoproduction in DIS at HERA*, Phys. Rev. D **58** (1998) 114001 [Erratum-ibid. D **59** (1999) 119901] [hep-ph/9710356].

[78] L. L. Frankfurt, A. Freund and M. Strikman, *Deeply virtual Compton scattering at HERA : A Probe of asymptotia*, Phys. Lett. B **460** (1999) 417 [hep-ph/9806535].

[79] A. Sandacz, *Modifications to FFS model and predictions*, COMPASS GPD meeting, (avril 2009).

[80] M. Arneodo *et al.* [New Muon. Collaboration], *Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F2(p) and F2(d)*, Phys. Lett. B **364** (1995) 107 [hep-ph/9509406].

[81] S. V. Goloskokov and P. Kroll, *Transversity in hard exclusive electroproduction of pseudoscalar mesons*, Eur. Phys. J. A **47** (2011) 112 [arXiv :1106.4897 [hep-ph]].

[82] A. Sandacz, *Codes : amplitude du DVCS à partir du modèle FFS modifié et amplitude de la production exclusive de pion neutre à partir du modèle GK*, communication privée, (2012).

[83] R. P. Mount, *The Measurement Of Intense Particle Beams*, Nucl. Instrum. Meth. **187** (1981) 401.

[84] C. Hoppner, A. Morreale et al, *Luminosity 2004 W28-W31*, COMPASS note 2010-10 (2010).

[85] Page web du groupe COMPASS : page du groupe trigger, `http://wwwcompass.cern.ch/twiki/bin/view/Trigger/VetoDeadtimesGPD`

[86] N. Dufresnes, E-M Kabuss, M. Boër, E. Burtin *Flux determination for 2009 DVCS data*, COMPASS Release note, (2012).

[87] M. Boër, *Production exclusive de méson ρ^0 dans l'expérience COMPASS*, Rapport, (2010).

[88] M. Boër, *Exclusive ρ^0 meson production at COMPASS experiment : impact of the detection of the recoil proton in RPD in the measurement of exclusivity*, Rapport, (2010).

[89] J. Bernhard, *RPD and DT0 efficiency*, Présentation COMPASS, (2013).

[90] J. Bernhard, K. Schönning, *Release note on first results of he OZI tests in $pp \to ppV$ vector meson production with COMPASS*, (2011).

[91] J. Bernhard, K. Schönning, *Addendum to release note on first results of he OZI tests in $pp \to ppV$ vector meson production with COMPASS : systematic effects*, (2011).

[92] S. Bauer et al., *Position des cellules défectueuses de ECAL1 & 2*, communication privée, (2013).

[93] M. Boër, *MC Simulation of 2009 DVCS*, présentation au meeting du sous-groupe GPD de COMPASS (juillet 2012).

[94] M. Boër, *Status of 2009 DVCS analysis*, présentation au meeting du sous-groupe GPD de COMPASS (décembre 2012).

[95] K. Novotny, E. Kabuss, *Performance of the trigger hodoscopes in 2007 and 2010*, COMPASS-note 2012-5.

[96] K. Abe *et al.* [E143 Collaboration], *Measurements of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and Fit to World Data* , Phys. Lett. B **452** (1999) 194.

[97] B. Badelek, D. Y. .Bardin, K. Kurek and C. Scholz, *Radiative correction schemes in deep inelastic muon scattering*, Z. Phys. C **66** (1995) 591.

[98] J.-F. Rajotte, M. Faessler, *COMPASS inclusive cross section $\mu N \to \mu' N X$ for $Q^2 > 1(GeV/c)^2$*

[99] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Review of particle physics*, J. Phys. G **37** (2010) 075021.

[100] O. Kouznetsov, *t47 vs t67, ECAL1 & ECAL2 performances*, GPD meeting talk, (2011).

[101] P.A.M. Guichon, $cos\theta^{pred}_{\gamma^* P}$, Communication privée, (2010).

[102] G. Jegou, *Production exclusive de mésons ρ^0 dans l'expérience COMPASS au CERN*, Thèse, (2009).

[103] L. Mosse, *Etude de la diffusion Compton profondément virtuelle dans le régime profondément inélastique pour le dispositif expérimental COMPASS*, Thèse, (2002).

[104] M. Boër, E. Burtin, *Measurement of the cross section for exclusive photoproduction of a single photon and of a neutral pion on hydrogen target, in the context of Generalized Partons Distributions studies at COMPASS-II*, COMPASS internal note 2013-12, (2013).

[105] M. Boër, M. Guidal, M. Vanderhaeghen, *Single and double polarization observables in timelike Compton scattering off proton*, arXiv :1501.00270 [hep-ph].

[106] M. Boër, M. Guidal, M. Vanderhaeghen, *Timelike Compton scattering off the neutron and polarization observables*, à soumettre.

[107] E. R. Berger, M. Diehl and B. Pire, *Timelike Compton Scattering : exclusive photoproduction of lepton pairs*, Eur. Phys. J. C **23**, 675 (2002).

[108] A. T. Goritschnig, B. Pire and J. Wagner, *Timelike Compton scattering with a linearly polarized photon beam*, Phys. Rev. D **89** (2014) 094031.

[109] E. J. Brash, A. Kozlov, S. Li and G. M. Huber, *New empirical fits to the proton electromagnetic form-factors*, Phys. Rev. C **65** (2002) 051001 [hep-ex/0111038].

[110] O. Gayou *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], *Measurement of G(Ep) / G(Mp) in polarized-e p —> e polarized-p to Q**2 = 5.6-GeV**2*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 092301 [nucl-ex/0111010].

[111] G. Warren *et al.* [Jefferson Lab E93-026 Collaboration], *Measurement of the electric form-factor of the neutron at Q^2 = 0.5 and 1.0 GeV^2/c^2*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 042301 [nucl-ex/0308021].

[112] G. Kubon, H. Anklin, P. Bartsch, D. Baumann, W. U. Boeglin, K. Bohinc, R. Bohm and M. O. Distler *et al.*, *Precise neutron magnetic form-factors*, Phys. Lett. B **524** (2002) 26 [nucl-ex/0107016].

[113] Site web du projet "R", `www.r-project.org`

[114] W.H. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, B. Flannery, *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, 1st Edition, ISBN 0-521-37516-9 (1989), 3rd Edition, ISBN 0-521-88068-8 (2007).

[115] F. James and M. Roos, *Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations*, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343.

[116] M. Guidal, *A Fitter code for Deep Virtual Compton Scattering and Generalized Parton Distributions*, Eur. Phys. J. A **37** (2008) 319 [Erratum-ibid. A **40** (2009) 119] [arXiv :0807.2355 [hep-ph]].

[117] M. Guidal and H. Moutarde, *Generalized Parton Distributions from Deeply Virtual Compton Scattering at HERMES*, Eur. Phys. J. A **42** (2009) 71

[118] M. Guidal, *Generalized Parton Distributions from Deep Virtual Compton Scattering at CLAS*, Phys. Lett. B **689** (2010) 156.

[119] M. Guidal, *Constraints on the $\tilde{H}$ Generalized Parton Distribution from Deep Virtual Compton Scattering Measured at HERMES*, Phys. Lett. B **693** (2010) 17.

[120] K. Kumerički, D. Müller and M. Murray, *Revealing CFFs and GPDs from experimental measurements*, Nuovo Cim. C **036** (2013) 05, 159.

[121] A. V. Belitsky, D. Mueller and A. Kirchner, *Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon*, Nucl. Phys. B **629** (2002) 323.

[122] K. Kumerički and D. Mueller, *Deeply virtual Compton scattering at small x_B and the access to the GPD H*, Nucl. Phys. B **841** (2010) 1.

[123] H. Moutarde, *Extraction of the Compton Form Factor H from DVCS measurements at Jefferson Lab*, Phys. Rev. D **79** (2009) 094021

[124] M. Boër and M. Guidal, *Generalized Parton Distributions and Deeply Virtual Compton Scattering*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 42 034023 (2015). arXiv :1412.4651 [hep-ph].

[125] I. Albayrak et al. and the CLAS Collaboration, *Jefferson Lab PAC 39 Proposal, Timelike Compton Scattering and J/Ψ photoproduction on the proton in e^+e^- pair production with CLAS12 at 11 GeV* (2012).

[126] Rafayel Paremuzyan, PhD Thesis, *Timelike Compton Scattering*, Yerevan Physics Institute (2010).

[127] P. Nadel-Turonski *et al*, *Timelike Compton Scattering in e^+e^- pair production on the proton with SoLID at 11 GeV*, Letter of intend for JLab PAC40, (2013).

[128] M. V. Polyakov and A. G. Shuvaev, *On'dual' parametrizations of generalized parton distributions*, hep-ph/0207153.

[129] V. Guzey and T. Teckentrup, *The Dual parameterization of the proton generalized parton distribution functions H and E and description of the DVCS cross sections and asymmetries*, Phys. Rev. D **74** (2006) 054027

[130] V. Guzey and T. Teckentrup, *On the mistake in the implementation of the minimal model of the dual parameterization and resulting inability to describe the high-energy DVCS data*, Phys. Rev. D **79** (2009) 017501

[131] M. V. Polyakov and K. M. Semenov-Tian-Shansky, *Dual parametrization of GPDs versus double distribution Ansatz*, Eur. Phys. J. A **40** (2009) 181

[132] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin and V. G. Serbo, *The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation*, Phys. Rept. **15** (1975) 181.

[133] C. Carimalo, G. Cochard, P. Kessler, J. Parisi and B. Roehner, *Nuclei as Generators of Quasi-real Photons*, Phys. Rev. D **10** (1974) 1561.

[134] P. Kessler, *Photon fluxes and the EPA*, In *Lund 1994, Two-photon physics at LEP and HERA* 183-190

[135] M. Battaglieri *et al.*, *Meson Spectroscopy with low Q^2 electron scattering in CLAS12*, CLAS collaboration proposal to PAC37.

[136] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46, 815 (1974).

[137] H. Davies, H.A. Bethe, and L.C. Maximon, Phys. Rev. 93, 788 (1954).

[138] [CLAS coll.] CLAS12 Technical Design Report, Version 5.1 (2008).

[139] H. Olsen and L. C. Maximon, *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*, Phys. Rev. **114** (1959) 887.

[140] Box, G. E. P. and Muller, M. E., *A Note on the Generation of Random Normal Deviates*, Ann. Math. Stat. 29, 610-611, 1958.

[141] C. Adolph et al, [COMPASS coll.], *Exclusive ρ^0 muoproduction on transversely polarised protons and deuterons*, Nucl. Phys. B **865** (2012) 1.

[142] Y.S. Tsai : Phys. Rev. 120 (1960) 269.

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

[144] Y.S. Tsai : SLAC-PUB-848 (1971).

[145] Site Web de la collaboration COMPASS, informations sur l'usage des tables de corrections radiatives `http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/offline/input/radcor/`

[146] A.A. Akhundov et al. : Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 660 ; IINR-Dubna preprints E2-10147 (1976), E2-10205 (1976) ; D. Bardin, N. Shumeiko ; Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 499.

[147] A.A. Akhundov et al. : Sov. J. Nucl. Phys. 44 (1986) 988 ; JINR-Dubna preprint E2-86-104 (1986).

[148] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], *Accurate measurement of F2(d) / F2(p) and R**d - R**p*, Nucl. Phys. B **487** (1997) 3.

[149] H. Abramowicz and A. Levy, *The ALLM parameterization of sigma(tot)(gamma* p) : An Update*.

[150] P. Amaudruz *et al.* [New Muon Collaboration], *Proton and deuteron f2 structure functions in deep inelastic muon scattering*, Phys. Lett. B **295** (1992) 159.

[151] M. R. Adams *et al.* [FNAL-665] *Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470 GeV*, Phys. Rev. D **54**, 3006 (1996).