



CERN-THESIS-2006-110

ORSAY

N° d'ordre : 8329

UNIVERSITÉ PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

soutenue le

mardi 04 juillet 2006

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

par Sébastien Procureur

**Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon par la
production de hadrons à grande impulsion transverse à
COMPASS.**

Thèse dirigée par Jean-Marc Le Goff

Président du jury : Prof. Étienne Augé
Rapporteur : Prof. Bernard Pire
Rapporteur : Prof. Dietrich Von Harrach
Examineur : Prof. John Ellis
Examineur : Dr. Jean-Marc Le Goff
Examineur : Dr. Bruno Mansoulié
Invité : Dr. Yann Bedfer

À mes parents.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Étienne Augé, pour avoir accepté de présider mon jury de thèse, ainsi que pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Mes remerciements les plus chaleureux vont aussi à Dietrich von Harrach pour son précieux soutien et sa disponibilité qu'il m'a toujours témoignés, notamment en tant que rapporteur de ma thèse. Bernard Pire a lui aussi accepté d'être rapporteur de ma thèse; qu'il soit ici remercié pour ses suggestions et remarques pertinentes, ainsi que pour la patience avec laquelle il a répondu à mes questions. Je remercie enfin John Ellis et Bruno Mansoulié, qui m'ont fait le grand honneur de participer à mon jury, malgré leurs nombreuses activités d'éminents physiciens.

Je voudrais ensuite exprimer toute ma gratitude à Nicolas Alamanos, chef du SPhN et son adjointe Françoise Auger, qui m'ont accueilli dans leur service et m'auront, par deux fois, accordé une confiance que j'espère ne jamais décevoir.

1007 jours se seront écoulés entre le début de ma thèse et la soutenance; 1007 jours à apprendre le merveilleux métier de physicien; 1007 jours, aussi, de recherche, d'interrogations, de doutes, 1007 jours d'idées (beaucoup moins d'idées que de jours!), de pistes suivies; 1007 jours de bonheur, enfin, à côtoyer des gens hors du commun, à qui je me dois ici de témoigner ma reconnaissance.

Il est difficile d'imaginer meilleur directeur de thèse que Jean-Marc Le Goff, tant sa rigueur scientifique, ses connaissances (et pas seulement en statistique!), sa disponibilité et son sens profond de la physique m'auront été profitables au cours de cette thèse. Je le remercie du fond du coeur d'avoir ainsi autant contribué à ma formation de physicien, et il restera pour moi un exemple à suivre. Je lui suis également extrêmement reconnaissant de sa discrétion et de la confiance qu'il m'a accordée en me laissant une grande autonomie dans mon travail.

Je dois aussi énormément à Yann Bedfer, mon responsable CEA et qui, à ce titre, a suivi avec bienveillance le bon déroulement de mes travaux. Mais ma reconnaissance à son égard va bien au-delà de cet accompagnement, tant ses conseils et ses idées, souvent lumineuses, m'auront inspirés au cours de ces trois années. Je le remercie également pour sa patience infinie, sa disponibilité, et toutes ses autres qualités qui en font, pour le jeune physicien que je suis, un modèle.

Je remercie chaleureusement Fabienne Kunne, qui a toujours montré un vif intérêt pour mon travail de thèse, thèse qu'elle a su orienter avec beaucoup de clairvoyance dans les moments décisifs. Ce fut également pour moi une grande chance d'être initié par elle aux secrets du monde (parfois mystérieux!) des détecteurs Micromegas, et je lui suis reconnaissant d'avoir partagé ses connaissances, avec un enthousiasme toujours communicatif. Enfin,

elle a grandement contribué à l'amélioration du présent manuscrit, par ses nombreuses et pertinentes remarques.

Je dois à Alain Magnon la chance d'avoir effectué ma thèse sur COMPASS ; lui seul pouvait en effet convaincre ce jeune étudiant en physique théorique de rejoindre le monde enchanté des expérimentateurs. Comme tous les membres de la collaboration, je sais aussi ce que son expérience et son savoir, mêlés d'une passion qui n'appartient qu'à lui, ont apporté à COMPASS. Je le remercie enfin pour ces discussions enthousiastes, notamment sur la polarisation de la cible.

Le chaleureux soutien de Nicole d'Hose m'a accompagné tout au long de ces trois ans (à pied ou à vélo!). Je ne saurais la remercier suffisamment pour le rôle que ce soutien a joué, et pas seulement dans mon travail.

Remerciement spécial à Damien Neyret, pour son aide précieuse, notamment en informatique, pour sa gestion des comptes au centre de calculs de l'in2p3 de Lyon (grâce auquel j'ai pu réalisé l'essentiel de mon analyse), et plus encore pour son extraordinaire bonne humeur et gentillesse.

Merci aussi à Claude Marchand, Jacques Marroncle, Étienne Burtin, Jacques Ball, Colin Bernet, Stéphane Platchkov pour leur aide, leur sympathie et leur bonne humeur. Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude pour tous les bons moments passés avec ceux qui, dans l'équipe, auront partagé avec moi le statut de "p'tits jeunes" : Stefano Panebianco, Theopisti Dafni, Florent Robinet et Ahmed El-Alaoui.

Je ne peux bien sûr pas nommer tous les membres de la collaboration COMPASS, mais que tous trouvent ici mes sincères remerciements pour leur gentillesse et pour la joie que j'ai éprouvée à travailler avec eux, ou simplement à les côtoyer. Je remercie en particulier Gerhard Mallot, porte-parole de la collaboration, pour son soutien qui m'a particulièrement touché et honoré. Merci aussi à Fritz-Herbert Heinsius, Sonja Hedicke, Roland Windmolders, Jorg Pretz et Roman Hermann, pour avoir partagé le plaisir de l'analyse de données, ainsi qu'à Vadim Alexakhin, Aram Kotzinian, Fabrice Gautheron, Catarina Quintans, Robert Sulej, Sergei Gerassimov et Krzysztof Kurek, pour leur aide sympathique.

Ces trois années de thèse ont par ailleurs été l'occasion de discussions particulièrement intéressantes avec d'éminents physiciens, comme Elliot Leader, Marco Stratmann et Gerry Bunce ; qu'ils trouvent ici mes sincères remerciements pour ces moments privilégiés.

Un grand merci également aux membres du Service de Physique Nucléaire du CEA-Saclay, pour leur soutien et la confiance qu'ils m'ont accordée, plus particulièrement Michel Garçon, David Lhuillier, Jean Gosset et Franck Sabatié, mais aussi Isabelle Richard et Danielle Coret, sans qui le SPhN ne serait pas ce qu'il est.

Je tiens aussi à exprimer ici toute ma gratitude envers mes anciens professeurs de physique qui m'ont fait aimer la science et m'ont transmis cette passion si délicieusement

contagieuse : Mme Rouyer, pour avoir allumé la flamme, et M. Hirondel, pour l'avoir fait grandir encore.

Je remercie enfin mes amis pour leur soutien et leur affection : mes très chers et érudits confrères du SPI, François et Benjamin ; mais aussi Catherine, Lamia, David et bien sûr Petra.

Pour finir, спасибо Оксане, маленькому ангелу, который поселился на моем небосклоне и в моем сердце, заставляя биться его немного быстрее день за днем.

Table des matières

Introduction	xi
1 La structure en spin du nucléon	1
1.1 La diffusion profondément inélastique	1
1.1.1 Sections efficaces et fonctions de structure	2
1.1.2 Le modèle des partons	3
1.2 La crise du spin	7
1.2.1 Prédictions théoriques et règles de somme	8
1.2.2 Résultats expérimentaux	9
1.2.3 Rôle des gluons : l'anomalie axiale	10
1.3 Détermination de ΔG	11
1.3.1 Analyse QCD de g_1	12
1.3.2 Détermination directe de ΔG	12
2 L'expérience COMPASS	15
2.1 Principe de la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ à COMPASS	15
2.1.1 Asymétrie expérimentale	17
2.1.2 Leptoproduction de charme ouvert	18
2.1.3 Production de hadrons à grande impulsion transverse	20
2.2 Dispositif expérimental	20
2.2.1 Le faisceau de muons	20
2.2.2 La cible polarisée	22

2.2.3	Le spectromètre	24
2.2.4	Le traitement en-ligne des données	28
2.2.5	Le traitement hors-ligne et la reconstruction des événements	30
3	Alignement du spectromètre de COMPASS selon l'axe du faisceau	33
3.1	Programme d'alignement de COMPASS	34
3.1.1	Principe de fonctionnement	34
3.1.2	Paramètres à aligner	35
3.1.3	Contraintes	37
3.1.4	Procédure	38
3.2	Alignement en z sans champ magnétique	39
3.2.1	Alignement des détecteurs Micromegas	39
3.2.2	Alignement des chambres à dérive	40
3.2.3	Alignement des GEM	41
3.2.4	Alignement des autres détecteurs	43
3.3	Alignement en z avec champ magnétique	44
3.3.1	Alignement des aimants dipolaires	44
3.3.2	Réalignement des détecteurs	47
3.4	Effet des variations de température	47
3.5	Effet du nouvel alignement sur la reconstruction	49
4	Étude des détecteurs Micromegas de COMPASS	51
4.1	Les détecteurs Micromegas de COMPASS	51
4.1.1	Principe de fonctionnement	52
4.1.2	Description	53
4.1.3	Électronique frontale	54
4.2	Étude des performances avec un faisceau de muons	54
4.2.1	Efficacité	55
4.2.2	Résolution spatiale	59

4.2.3	Résolution temporelle	61
4.3	Détecteurs Micromegas avec un faisceau de hadrons	63
4.3.1	Modifications des détecteurs Micromegas	63
4.3.2	Performances	64
4.4	Conclusion	65
5	Extraction de l'asymétrie de spin dans la production de hadrons à grande impulsion transverse	67
5.1	Sélection des événements	67
5.1.1	Position du vertex et géométrie de la cible	68
5.1.2	Coupures sur les variables inclusives	68
5.1.3	Coupures sur les variables semi-inclusives	69
5.1.4	Sélection par réseau de neurones	70
5.2	Mesure de l'asymétrie de spin	72
5.3	Fausse asymétries	73
5.3.1	Sélection	75
5.3.2	Fausse asymétrie reproductible	77
5.3.3	Fausse asymétrie aléatoire	84
5.3.4	Conclusion	85
5.4	Résultats	85
6	Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon $\frac{\Delta G}{G}$	87
6.1	La simulation Monte Carlo	88
6.1.1	Génération d'événements	88
6.1.2	Modélisation du spectromètre	90
6.1.3	Reconstruction des traces	91
6.2	Comparaison avec les données réelles	91
6.2.1	Importance des modifications du spectromètre et de la reconstruction	92
6.2.2	Ajustement des paramètres du générateur	93
6.2.3	Coupures supplémentaires	95

6.2.4	Résultats	95
6.3	Contributions des différents processus à l'asymétrie	101
6.3.1	Contribution des événements de fusion photon gluon ($\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$)	101
6.3.2	Contribution des événements QCD ($\gamma^* q \rightarrow qq$)	103
6.3.3	Contribution des événements LO($\gamma^* q \rightarrow q$), <i>low</i> p_T et diffractifs	104
6.3.4	Contribution des événements photons résolus	104
6.4	Extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$	107
6.5	Évaluation de x_g et de μ^2	108
6.6	Erreurs systématiques liées à l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$	110
6.6.1	Incertitude sur les paramètres du générateur MC	110
6.6.2	Incertitude sur les PDF polarisées du photon virtuel	115
6.7	Analyse à $Q^2 < 1$ (GeV/c) ² avec sélection par réseau de neurones	116
6.7.1	Introduction	116
6.7.2	Configuration et entraînement du réseau de neurones	118
6.7.3	Comparaison entre les données et la simulation	120
6.7.4	Performances du réseau de neurones	120
6.7.5	Résultats	123
6.8	Analyse avec un seul hadron à grand p_T	124
6.8.1	Simulation et comparaison avec les données	124
6.8.2	Résultats et perspectives	127
6.9	Polarisation des partons dans le photon virtuel	127
6.10	Analyse à $Q^2 > 1$ (GeV/c) ²	128
6.10.1	Expression de l'asymétrie et optimisation de la coupure sur $\sum p_T^2$	129
6.10.2	Résultats et perspectives	131
6.11	Discussion des résultats	133
7	Extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à différentes valeurs de x_g	135
7.1	Reconstruction de x_g	136
7.1.1	Reconstruction de x_g à l'aide d'un réseau de neurones	139

7.1.2	Reconstruction de <i>pseudo-jets</i>	142
7.1.3	Conclusion et perspectives sur la reconstruction de x_g	145
7.2	Amélioration de la couverture à grand x_g pour les futures données	146
7.2.1	Effet d'une diminution de l'énergie du faisceau	146
7.2.2	Effet du nouvel aimant COMPASS	147
7.3	Conclusion	150
Résumé et conclusion		151
A	Asymétries grand p_T par période	i
B	Comparaison entre données et simulation pour la sélection par réseau de neurones	iii
C	Comparaison entre données et simulation pour la sélection à un hadron	vii

Introduction

L'étude de la structure de la matière à l'échelle microscopique a connu, depuis le début du XX^{ème} siècle, un essor sans précédent, grâce notamment à la réalisation d'expériences de diffusion de particules à des énergies de plus en plus élevées. La première expérience de ce type remonte à 1911, et permit à Rutherford de mettre en évidence l'existence du noyau atomique. On découvrit plus tard que ce noyau n'était pas élémentaire, mais constitué de protons et de neutrons, regroupés sous le terme générique de *nucléons*. Il fallu ensuite attendre le début des années 1970 pour mettre en évidence expérimentalement que les nucléons sont eux-mêmes constitués de *quarks* (leur existence ayant été suggérée dès 1964 par Gell-Mann). Cette vision de la structure en quarks des nucléons a été formalisée par la théorie des interactions fortes, ou *chromodynamique quantique* (ou QCD, pour *Quantum Chromo-Dynamic*). Dans cette théorie, les quarks, dont il existe six *saveurs* différentes, sont des particules ponctuelles (donc élémentaires), interagissant par l'intermédiaire de *gluons*, particules de masse nulle, équivalent au photon de l'électrodynamique quantique. Aujourd'hui, notre vision de la structure du nucléon est toujours fondée sur cette théorie, et a été complétée expérimentalement par la découverte du gluon en 1979, et de la sixième saveur de quark (*top*) en 1995.

En attendant de pouvoir mettre en évidence une éventuelle structure des quarks, des expériences de diffusion lepton-nucléon sont menées depuis les années 1980, afin de préciser comment les caractéristiques (comme l'impulsion ou le spin) du nucléon se répartissent entre les quarks et les gluons. Ces expériences sont particulièrement importantes pour notre compréhension de la structure du nucléon, car la théorie donne peu de prédictions dans ce domaine. En effet, il n'est pas (encore) possible de résoudre exactement les équations de la QCD, et les méthodes de résolution de type perturbatif utilisées jusqu'ici ne s'appliquent pas à basse énergie.

Le résultat le plus surprenant de ces expériences fut de montrer que le spin des quarks ne contribuait que très peu au spin du nucléon (collaboration EMC du CERN, 1988). Cette mesure provoqua un effort théorique considérable, qui mit en lumière le rôle potentiel des gluons. Plusieurs expériences se proposèrent alors de mesurer leur polarisation dans le nucléon, $\frac{\Delta G}{G}$, et, parmi elles, la collaboration COMPASS, approuvée dès 1997.

Ce mémoire de thèse présente les résultats de différentes études menées dans le cadre de cette expérience pendant près de trois ans, et notamment sur la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$.

Le chapitre 1 est consacré à la structure en spin du nucléon. Nous introduirons d'abord le formalisme de la diffusion profondément inélastique, conduisant aux notions de fonctions de structure non polarisées et polarisées, qui seront interprétées dans le modèle des partons. Nous confronterons ensuite les prédictions théoriques avec les résultats expérimentaux, montrant ainsi l'importance de la détermination de la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$. Enfin, nous passerons en revue les différents moyens de déterminer cette polarisation.

L'expérience COMPASS du CERN est présentée au chapitre 2. Nous y verrons comment COMPASS se propose de déterminer $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ (où x_g désigne la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon) par la sélection des processus dits de *fusion photon gluon*. Nous montrerons pour cela que la mesure de l'*asymétrie d'hélicité* de ce processus est liée à la polarisation des gluons dans le nucléon. Nous expliquerons alors comment mesurer cette asymétrie d'hélicité, et aussi comment sélectionner les événements de fusion photon gluon. Nous décrirons ensuite l'ensemble du dispositif expérimental.

Afin d'obtenir la détermination la plus précise possible de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$, il est nécessaire d'optimiser les performances de reconstruction des trajectoires. Nous présenterons donc au chapitre 3 les améliorations que nous avons apportées à l'alignement des quelques 200 plans de détections composant le spectromètre, en réalisant pour la première fois un alignement le long de l'axe du faisceau. Les effets sur la reconstruction des trajectoires seront discutés.

Nous étudierons alors plus en détails les performances des détecteurs Micromegas en 2004, détecteurs construits au DAPNIA, et dont l'équipe COMPASS du SPhN est responsable. Ceci fait l'objet du chapitre 4, dans lequel nous verrons que ces détecteurs, moyennant quelques modifications, peuvent également être utilisés avec un faisceau de hadrons, et ce avec de très bonnes performances.

Au chapitre 5, nous nous intéresserons à l'extraction de l'asymétrie de spin dans la production de paires de hadrons à grande impulsion transverse, à partir des données prises par COMPASS entre 2002 et 2004. Nous détaillerons le principe de cette extraction, et présenterons les résultats obtenus avec diverses sélections. Ces mesures étant très précises, une étude poussée des fausses asymétries sera discutée.

Dans le canal utilisé, l'interprétation de l'asymétrie de spin n'est pas aisée, en raison d'un bruit de fond physique potentiellement important. Le chapitre 6 sera donc consacré à l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à partir des asymétries mesurées et d'une simulation Monte Carlo. Nous y présenterons notamment la première estimation de l'asymétrie des processus dits *photons résolus*, ainsi qu'une analyse détaillée des différents erreurs systématiques. Les résultats obtenus, les plus précis à ce jour, seront comparés aux précédentes mesures de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$, ainsi qu'à des paramétrisations de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$. Les contraintes apportées sur ΔG par ces résultats seront discutées.

Enfin, nous verrons au chapitre 7 comment optimiser la reconstruction de x_g dans les données, notamment par la recherche de *pseudo-jets*, pour permettre d'extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à des valeurs aussi différentes que possible de x_g . Nous verrons également l'effet du nouvel aimant COMPASS sur la couverture en x_g des futures données.

Chapitre 1

La structure en spin du nucléon

Nous introduisons dans ce chapitre les outils et les concepts nécessaires à l'étude de la structure en spin du nucléon. Dans cette étude, la réaction dite de diffusion profondément inélastique joue un rôle central, et sera présentée en section 1.1. Nous verrons notamment que, à partir du formalisme du modèle standard, le calcul des sections efficaces de diffusion fait apparaître les fonctions de structure du nucléon, que nous interpréterons dans le modèle des partons. Nous expliquerons dans la section 1.2 comment obtenir des prédictions théoriques sur les moments de ces fonctions de structure, prédictions qui seront confrontées aux résultats expérimentaux, aboutissant à ce qu'on a appelé la crise du spin. Cette confrontation fera apparaître le rôle fondamental des gluons dans la structure en spin du nucléon. Nous concluerons ce chapitre en passant en revue les différents moyens d'accéder à leur polarisation $\frac{\Delta G}{G}$ dans le nucléon (section 1.3).

1.1 La diffusion profondément inélastique

L'un des outils expérimentaux les mieux adaptés à l'étude de la structure du nucléon est la diffusion d'un lepton (électron, muon) de haute énergie sur un nucléon, au cours de laquelle ces particules échangent des bosons vecteurs de QED, photons ou Z^0 . Cependant, à une énergie dans le centre de masse de 18 GeV (comme dans l'expérience COMPASS), l'échange de Z^0 est complètement négligeable. De même, des considérations théoriques (petite valeur de la constante de structure fine α) et expérimentales (mesures de sections efficaces $\mu^\pm N \rightarrow \mu^\pm X$) permettent de penser que l'échange de plusieurs photons est très improbable. Nous supposons donc qu'un seul photon est échangé au cours de cette diffusion, comme illustré sur la figure 1.1. Les variables cinématiques utilisées pour décrire cette réaction sont résumées dans le tableau 1.1.

Afin d'observer la structure interne du nucléon, l'échelle QCD de la réaction (généralement Q^2) doit être élevée. Intuitivement en effet, si Q^2 est petit, la longueur d'onde du photon est grande, et celui-ci ne voit le nucléon que dans son ensemble. D'un point de vue théorique, on ne peut voir les constituants du nucléon qu'avec une longueur d'onde très inférieure à la taille de celui-ci. On définit donc la diffusion profondément inélastique (ou

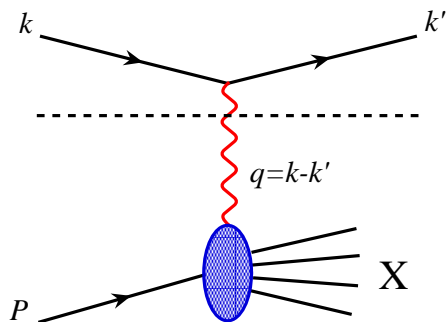


FIG. 1.1: Diffusion d'un lepton sur un nucléon avec échange d'un photon.

$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$	Virtualité du photon ($Q^2 > 0$)
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$	Variable de Bjorken ($0 < x < 1$)
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$	Fraction d'énergie perdue par le lepton ($0 < y < 1$)
$\nu = \frac{P \cdot q}{M}$	Énergie perdue par le lepton
$W^2 = (P+q)^2$	Carré de la masse invariante de l'état final hadronique X

TAB. 1.1: Variables cinématiques couramment utilisées en diffusion profondément inélastique.

DIS, pour *Deep Inelastic Scattering*) comme la région correspondant à la limite $Q^2 \rightarrow \infty$. D'un point de vue expérimental, on considère que l'on peut commencer à sonder l'intérieur du nucléon dès que $Q^2 > 1$ (GeV/c)² en *inclusif* (où seul le lepton diffusé est détecté) ou *semi-inclusif* (où l'on détecte en plus une partie des produits de la réaction). Comme on peut le voir dans le tableau 1.1, plusieurs invariants de Lorentz peuvent être définis à partir de la cinématique d'un événement DIS. Mais deux seulement sont suffisants pour la caractériser complètement dans le cas inclusif, Q^2 et x étant les plus fréquemment utilisés. Les sections efficaces de diffusion peuvent donc s'exprimer uniquement en fonction de ces deux variables, comme nous allons le voir.

1.1.1 Sections efficaces et fonctions de structure

Le modèle standard indique que la section efficace du DIS inclusif polarisé peut s'écrire comme la contraction d'un tenseur leptonique $L_{\alpha\beta}$ et d'un tenseur hadronique $W^{\alpha\beta}$:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{MQ^2} \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta} W^{\alpha\beta} \quad (1.1)$$

Le tenseur leptonique correspond à l'émission d'un photon par le lepton incident, et est calculable exactement en QED, les particules mises en jeu étant élémentaires. Il peut s'écrire comme une somme d'un tenseur symétrique (indépendant de la polarisation du lepton incident) et d'un tenseur antisymétrique (dépendant du vecteur spin $s = \pm \frac{1}{2}k$ du lepton) :

$$L_{\alpha\beta} = 2[k_\alpha k'_\beta + k'_\alpha k_\beta - g_{\alpha\beta}(k \cdot k' - m^2)] - 4im\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} s^\mu k'^\nu \quad (1.2)$$

De la même manière, le tenseur hadronique correspond à l'absorption du photon par le nucléon, et à une évolution vers un état hadronique X quelconque. Mais ici, les particules mises en jeu ne sont pas ponctuelles, il n'est donc pas possible de calculer exactement $W_{\alpha\beta}$ à partir de QCD. En revanche, en utilisant les symétries par parité et renversement du temps, ainsi que la conservation des courants, on peut montrer que l'expression la plus générale possible de $W_{\alpha\beta}$ est :

$$W_{\alpha\beta} = \left(\frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} - g_{\alpha\beta} \right) \frac{F_1(x, Q^2)}{M} + \left(p_\alpha - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\alpha \right) \left(p_\beta - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\beta \right) \frac{F_2(x, Q^2)}{M^2 \nu} + i \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \frac{q^\mu}{p \cdot q} \left[S^\nu g_1(x, Q^2) + \left(S^\nu - \frac{s \cdot q}{p \cdot q} p^\nu \right) g_2(x, Q^2) \right] \quad (1.3)$$

La première ligne représente la partie symétrique (indépendante du spin), et la deuxième la partie antisymétrique (dépendante du vecteur spin S du nucléon).

Les coefficients multiplicatifs des différents termes de cette expression sont inconnus et font apparaître quatre *fonctions de structure* sans dimension, dépendant des deux invariants de Lorentz x et Q^2 , et caractérisant la structure du nucléon. F_1 et F_2 (resp. g_1 et g_2) sont indépendantes (resp. dépendantes) du contenu en spin du nucléon, et sont donc appelées fonctions de structure *non polarisées* (resp. *polarisées*).

La contraction des tenseurs leptonique et hadronique permet donc de relier la section efficace de DIS aux fonctions de structure du nucléon. Dans le cas où les leptons ou les nucléons ne sont pas polarisés, les termes antisymétriques disparaissent, et la mesure expérimentale de la section efficace permet alors de déterminer les fonctions F_1 et F_2 . La détermination de g_1 et g_2 nécessite l'utilisation de leptons et de nucléons polarisés : la différence des sections efficaces pour des nucléons de spins parallèles et antiparallèles au spin du lepton s'écrit alors (en négligeant la masse du lepton) :

$$\frac{d(\Delta\sigma)}{dx dQ^2} = \frac{16\pi\alpha^2 y}{Q^4} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{Q^2 y^2}{4\nu^2} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{Q^2 y}{2\nu^2} g_2(x, Q^2) \right] \quad (1.4)$$

Les fonctions de structure que nous venons d'introduire traduisent la nature composite du nucléon. Nous allons donc maintenant chercher à les interpréter en termes d'objets plus élémentaires.

1.1.2 Le modèle des partons

Dans ce modèle, le nucléon est composé de particules ponctuelles de différents saveurs, les *partons* [1]. On se place pour simplifier dans un référentiel où l'impulsion P du nucléon est très élevée (référentiel dit de moment infini), ce qui permet de négliger l'impulsion transverse de ces partons, ainsi que leur masse. Dans ce référentiel, l'impulsion p d'un parton est donc colinéaire à celle du nucléon, et on peut écrire :

$$p = \xi P \quad (1.5)$$

La diffusion profondément inélastique correspond dans ce modèle à l'absorption du photon virtuel par un parton, $p + \gamma^* \rightarrow p'$. On a alors :

$$(p + q)^2 = (\xi P + q)^2 = p'^2 = 0 \quad (1.6)$$

La masse du nucléon étant négligeable dans ce référentiel, on trouve $\xi = -q^2/(2P \cdot q) = x$. D'après l'équation 1.5, la variable x représente donc la fraction d'impulsion du nucléon portée par le parton absorbant le photon, dans le référentiel de moment infini.

Dans ce modèle, on peut exprimer la section efficace de DIS à partir des densités de probabilités $\eta_f(x, s, S)$ de trouver un parton de saveur f portant un spin s et une fraction d'impulsion x du nucléon de spin S . L'échelle de temps du processus DIS étant très petite ($\approx 1/Q$), les interactions entre partons sont gelées, et ces derniers peuvent donc être considérés comme libres. Ainsi, le tenseur hadronique $W_{\alpha\beta}$ est la somme des tenseurs $w_{\alpha\beta}(\xi, s)$ représentant l'absorption du photon par n'importe lequel des partons du nucléon, pondérée par les densités de partons [2] :

$$W_{\alpha\beta} = \sum_{f,s} e_f^2 \int_0^1 d\xi [\eta_f(\xi, s, S) \times w_{\alpha\beta}(\xi, s)] \quad (1.7)$$

Les partons étant ponctuels et supposés de spin 1/2, $w_{\alpha\beta}(x, s)$ a la même expression que le tenseur leptonique $L_{\alpha\beta}$ introduit précédemment, en remplaçant l'impulsion k du lepton incident par l'impulsion ξP du parton. Mais ici, le quark de l'état final n'est pas détecté, contrairement au muon diffusé, et on doit donc réaliser une intégration supplémentaire, portant sur son vecteur impulsion p' . On obtient alors :

$$w_{\alpha\beta}(x, s) = \frac{1}{2\xi P \cdot q} \delta(\xi - x) [2\xi^2 P_\alpha P_\beta - g_{\alpha\beta} \xi P \cdot q g_{\alpha\beta} + \xi P_\alpha q_\beta + \xi q_\alpha P_\beta - 2im_f \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} s^\mu q^\nu] \quad (1.8)$$

L'intégration de l'équation 1.7 aboutit à :

$$W_{\alpha\beta} = \frac{P_\alpha P_\beta}{P \cdot q} \sum_f e_f^2 x f(x) - g_{\alpha\beta} \sum_f e_f^2 f(x) + i\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \frac{q^\mu S^\nu}{2P \cdot q} \sum_f e_f^2 \Delta f(x), \quad (1.9)$$

où on a introduit les *fonctions de distribution de partons* (PDF), non polarisées et polarisées :

$$f(x) \equiv \eta_f(x, s = S, S) + \eta_f(x, s = -S, S) \quad (1.10)$$

$$\Delta f(x) \equiv \eta_f(x, s = S, S) - \eta_f(x, s = -S, S) \quad (1.11)$$

L'équation 1.9 ne contient pas tous les termes présents dans l'expression 1.3, mais une fois réinjectés dans l'expression de la section efficace (qui est une observable, contrairement au tenseur hadronique), les termes supplémentaires disparaissent, et on obtient ainsi par identification :

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 f(x) \quad (1.12)$$

$$F_2(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 x f(x) = 2x F_1(x, Q^2) \quad (1.13)$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta f(x) \quad (1.14)$$

$$g_2(x, Q^2) = 0 \quad (1.15)$$

Dans le modèle des partons, les fonctions de structure sont donc indépendantes de Q^2 , c'est l'*invariance d'échelle*. Intuitivement, on comprend que la résolution de la sonde ne joue aucun rôle, puisque les partons sont ponctuels. Notons aussi que la vérification expérimentale de l'équation 1.13 reliant F_1 et F_2 (relation dite de *Callan-Gross* [3]) a permis de montrer que les partons avaient un spin $1/2$, et étaient donc de bons candidats pour les quarks de QCD.

D'autres observations ont permis d'identifier définitivement partons et quarks, notamment en comparant la fonction de structure F_2 du proton et du neutron. En effet, en utilisant les trois saveurs de quarks u , d et s et la symétrie d'isospin, l'équation 1.13 permet d'écrire :

$$F_2^p = x \left[\frac{1}{9}(4u(x) + d(x) + s(x)) \right] \quad F_2^n = x \left[\frac{1}{9}(4d(x) + u(x) + s(x)) \right], \quad (1.16)$$

où $u(x)$, $d(x)$ et $s(x)$ désignent les PDF dans le proton. La région à très petit x étant dominée par les quarks s ¹, le modèle des "partons quarks" prévoit donc $\frac{F_2^n}{F_2^p} \sim 1$ dans cette région. En revanche, quand x est proche de 1, les quarks u dominent (proton), et on attend donc $\frac{F_2^n}{F_2^p} \sim 1/4$. Ces deux prédictions ont été confirmées expérimentalement [4, 5, 6].

Signalons que des expériences de diffusion de neutrinos sur des nucléons ont également confirmé les prédictions de ce modèle. Dans ce cas, on montre en effet que :

$$F_2^{\nu N} = x(u(x) + d(x) + s(x)), \quad (1.17)$$

les neutrinos ne portant pas de charge électrique. En se plaçant à grand x , où la contribution de la mer peut être négligée, on attend donc $\frac{F_2^{\nu N}}{F_2^p} \sim 5/18$. Là encore, les données existantes sont compatibles avec cette prédiction [7].

Malgré ces succès expérimentaux, d'autres observations sont en contradiction avec le modèle des partons. La mesure de l'intégrale de F_2 a notamment montré que seulement la moitié de l'impulsion totale du nucléon est portée par les quarks, indiquant que le modèle des partons ne présente qu'une vision incomplète de la structure du nucléon. QCD fournit naturellement un candidat pour compléter cette vision : le *gluon*, vecteur de l'interaction forte entre quarks. Notons que celui-ci est absent du modèle des partons tel que nous l'avons présenté, puisque ce modèle fait l'hypothèse fondamentale que les interactions entre partons sont gelées. Par ailleurs, le gluon est électriquement neutre, et ne peut donc pas interagir directement avec un photon.

Ce modèle des partons amélioré permet de résoudre les contradictions entre l'expérience et le modèle des partons naïf. Par exemple, il attribue le reste de l'impulsion du nucléon aux

¹plus exactement par les quarks de la mer, incluant donc les paires $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$.

gluons. Il permet aussi d'expliquer la violation de l'invariance d'échelle mise en évidence expérimentalement, comme illustrée sur la figure 1.2.

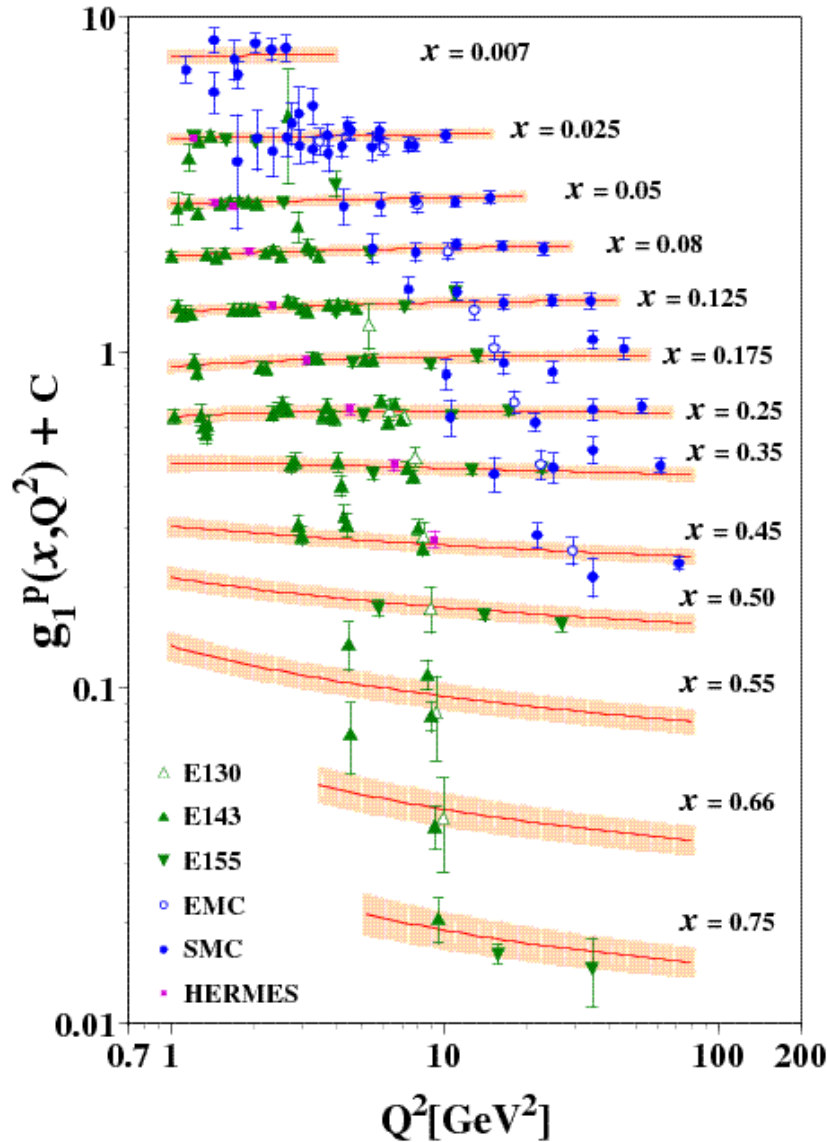


FIG. 1.2: Violation de l'invariance d'échelle de la fonction de structure polarisée g_1 (Figure extraite de [8]).

On observe en effet que les fonctions de structure dépendent légèrement de l'échelle Q^2 , contrairement à ce que prédit le modèle des partons. Plus précisément, F_2 et g_1 augmentent (resp. diminuent) avec Q^2 à petit (resp. grand) x . L'interprétation de ces variations est représentée sur la figure 1.3 : un photon donné a une certaine résolution déterminée par son Q^2 . Si on augmente Q^2 , sa résolution devient meilleure, et il peut distinguer de plus petites structures. Il pourra par exemple différencier un quark seul d'un quark qui a émis un gluon. L'impulsion du quark étant plus petite dans le deuxième cas, un photon à grand Q^2 "voit" donc plus de quarks à petit x , et moins à grand x . Ce phénomène est par ailleurs amplifié

à petit x par la présence des quarks de la mer.

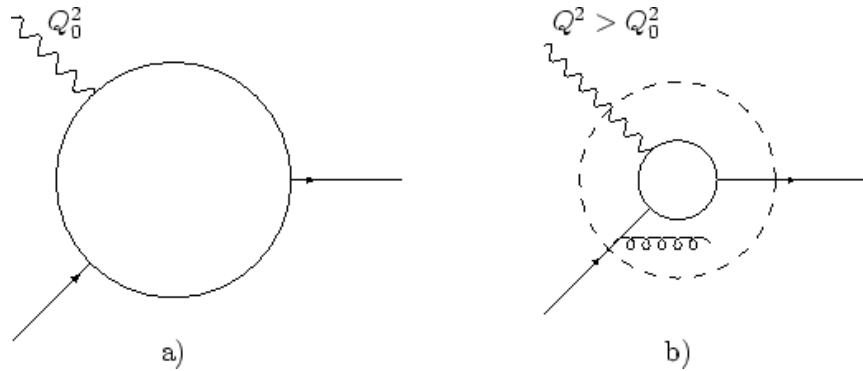


FIG. 1.3: L'augmentation de Q^2 permet d'améliorer la résolution, et ainsi d'observer des structures plus petites.

Cette dépendance de F_2 et g_1 avec Q^2 peut être calculée à partir de la description des interactions quark-gluon dans QCD, aboutissant aux équations d'évolution *DGLAP* (pour Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi [9]). Ces équations font apparaître une évolution de F_2 avec $\ln(Q^2)$ en excellent accord avec les résultats expérimentaux, ce qui constitue l'un des premiers grands succès de QCD. Comme nous le verrons en section 1.3.1, elles permettent aussi d'obtenir des informations sur les PDF non polarisées et polarisées du gluon.

1.2 La crise du spin

Nous avons vu à la section précédente que l'impulsion totale du nucléon se répartit entre les quarks et les gluons, dans des proportions équilibrées. On peut également se demander comment ces particules se répartissent le spin $1/2$ du nucléon. Celui-ci s'exprime, de manière très intuitive, comme la somme des moments angulaires intrinsèques et orbitaux des quarks et des gluons :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g, \quad (1.18)$$

c'est la *règle de somme du moment angulaire*. Les deux premiers termes représentent respectivement la contribution du spin des quarks (de spin $1/2$) et du spin des gluons (de spin 1). Les deux derniers sont la contribution des moments orbitaux de ces particules.

Ces contributions sont des quantités dites *non perturbatives*, signifiant qu'il n'est pas possible de les calculer en utilisant un développement en puissances de α_s à partir des équations de QCD ². Néanmoins, nous allons voir qu'il est possible d'obtenir des prédictions sur cette répartition du spin du nucléon.

²Un calcul numérique est cependant envisageable dans l'avenir, vu les récents progrès de la QCD sur réseau.

1.2.1 Prédictions théoriques et règles de somme

Dans sa description la plus simple, le nucléon est composé uniquement de trois quarks (par exemple uud pour le proton), portant chacun $1/3$ de la masse du nucléon : c'est le modèle des *quarks constituants*. Dans sa formulation non relativiste, le moment orbital des quarks constituants est nul ³, et la totalité du spin du nucléon provient du spin des quarks, $\Delta\Sigma = 1$. Les quarks étant relativistes dans le nucléon, ils possèdent en fait un moment angulaire orbital qui contribue au spin du nucléon pour environ $1/4$ [10], soit :

$$\text{quarks constituants : } \quad \Delta\Sigma \approx 0.75 \quad (1.19)$$

Il est possible d'obtenir une autre prédiction de $\Delta\Sigma$, en utilisant le formalisme de l'*Operator Product Expansion* (OPE) [11], qui permet de relier les moments des fonctions de structure à des éléments de matrices du nucléon. On définit tout d'abord l'opérateur :

$$A_q^\alpha = \bar{\psi}_q \gamma^\alpha \gamma_5 \psi_q \quad (1.20)$$

Cet opérateur est un courant *axial* ; sur un quark q , les éléments de matrices correspondants sont les composantes du (pseudo-)vecteur spin de celui-ci. De même, sur un nucléon d'impulsion P et de spin S , l'élément de matrice ne peut être que proportionnel à S^α :

$$\langle P, S | A_q^\alpha | P, S \rangle = 2a_q S^\alpha \quad (1.21)$$

L'OPE fournit alors une relation entre les éléments de matrices a_q et le premier moment de la fonction de structure $g_1(x, Q^2)$:

$$\Gamma_1 \equiv \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 a_q \quad (1.22)$$

On regroupe généralement les a_q en trois combinaisons correspondant aux éléments de matrices des courants diagonaux A_0^α , A_3^α et A_8^α (résultant de la diagonalisation simultanée des matrices de Gell-Mann λ_0 , λ_3 et λ_8) :

$$\begin{cases} a_0 = a_u + a_d + a_s \\ a_3 = a_u - a_d \\ a_8 = a_u + a_d - 2a_s \end{cases} \quad (1.23)$$

On obtient alors :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{12} \left\{ \frac{4}{3} a_0 + a_3 + \frac{1}{3} a_8 \right\} \quad (1.24)$$

Il est important de souligner que cette expression provient uniquement de QCD, et est indépendante du modèle des partons. En fait, cette expression est valide à l'ordre zéro en α_s . D'une manière plus générale, l'OPE fournit :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{12} \left\{ \frac{4}{3} C_1^S a_0 + C_1^{NS} [a_3 + \frac{1}{3} a_8] \right\}, \quad (1.25)$$

³En effet, le nucléon correspondant à un état fondamental, la partie spatiale de sa fonction d'onde est symétrique dans l'échange de deux quarks.

où C_1^S et C_1^{NS} sont les coefficients de Wilson singulet et non singulet.

Un certain nombre d'hypothèses supplémentaires permettent alors d'estimer Γ_1 :

- symétrie d'isospin SU(2) : on peut montrer en effet que si cette symétrie est exacte, $a_u - a_d$ ($= a_3$) est égal à la constante de désintégration du neutron $\frac{g_A}{g_V} = 1.257 \pm 0.003$;
- symétrie de saveur SU(3) : dans cette hypothèse, a_8 s'exprime à partir des constantes de désintégration de l'octet des hyperons : $a_8 = 3F - D = 0.585 \pm 0.025$;
- $a_8 = 0$: cette hypothèse fondamentale fait intervenir le modèle des partons. En effet, en comparant les équations 1.22 et 1.14, on peut identifier les éléments de matrices a_q avec les intégrales des PDF polarisées :

$$a_q = \int_0^1 [\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)] dx \equiv \Delta q, \quad (1.26)$$

Δq étant la différence entre le nombre total de quarks de saveur q de spins parallèles et de spins antiparallèles à celui du nucléon ⁴. Dans ce modèle, la proportion de quarks étranges dans le nucléon est faible, et leur polarisation totale doit donc être petite : $\Delta s \sim 0$.

On aboutit ainsi à l'expression suivante, appelée *règle de somme d'Ellis-Jaffe* [12] :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{12} \left\{ \frac{4}{3} C_1^S (3F - D) + C_1^{NS} \left[g_A/g_V + \frac{1}{3} (3F - D) \right] \right\} = 0.188 \pm 0.004 \quad (1.27)$$

Comme a_0 n'est rien d'autre que $\Delta\Sigma$, la contribution du spin des quarks au spin du nucléon, cette règle de somme peut également être écrite sous la forme :

$$\text{Ellis - Jaffe :} \quad \Delta\Sigma \approx 0.6 \quad (1.28)$$

Cette prédiction est qualitativement en accord avec le modèle intuitif des quarks constituants. De ce fait, il était admis jusqu'à la fin des années 1980 que le spin du nucléon provenait essentiellement du spin de ses quarks, le reste provenant vraisemblablement de leur moment orbital.

1.2.2 Résultats expérimentaux

Les vérifications expérimentales des règles de somme de QCD ont commencé au SLAC en 1978, en mesurant les asymétries de sections efficaces de diffusion d'un faisceau d'électrons polarisés sur une cible de protons polarisés. L'énergie du faisceau ne permettait à l'époque d'accéder qu'aux quarks portant une grande fraction x de l'impulsion du nucléon, et il fallu attendre encore 10 ans pour que l'expérience EMC (*European Muon Collaboration*) au CERN puisse étudier la région des petits x , grâce à son faisceau de muons polarisés de 200 GeV. Les mesures combinées du SLAC et de EMC fournirent à l'époque [13] :

$$\Gamma_1(\langle Q^2 \rangle = 10.7(\text{GeV}/c)^2) = 0.128 \pm 0.013(\text{stat}) \pm 0.019(\text{syst}) \quad (1.29)$$

⁴Les Δq contiennent ici les contributions des quarks et des antiquarks.

Cette mesure fut par la suite confirmée par de nombreuses expériences au CERN (SMC [14], COMPASS [15]), au SLAC (E142 [16], E143 [17], E154 [18], E155 [19]), à DESY (HERMES [20]), et est en désaccord de près de 3σ avec la règle de somme d'Ellis-Jaffe. En relâchant l'hypothèse $a_s = 0$, et en utilisant à la place la valeur expérimentale de Γ_1 , on trouve :

$$a_0 = \Delta\Sigma = 0.06 \pm 0.12(stat) \pm 0.17(syst) \quad a_s = -0.19 \pm 0.03(stat) \pm 0.04(syst) \quad (1.30)$$

D'après le modèle des partons, ces résultats indiquent que le spin des quarks contribue très peu au spin du nucléon, et que les quarks étranges sont largement polarisés !

Cette grande et surprenante contradiction avec la prédiction d'Ellis-Jaffe, obtenue dans le cadre du modèle des partons, fut appelée *crise du spin dans le modèle des partons*. Elle suggère que certaines des hypothèses utilisées sont à revoir. Les symétries SU(2) et SU(3) n'étant que faiblement brisées⁵, il peut sembler naturel de s'interroger sur l'hypothèse $\Delta s = 0$. Malgré tout, il est difficile d'imaginer que la polarisation des quarks étranges soit grande, et une autre solution a été retenue pour résoudre cette crise du spin, comme nous allons le voir maintenant.

1.2.3 Rôle des gluons : l'anomalie axiale

Revenons d'abord sur la définition des éléments de matrices a_q :

$$\langle P, S | A_q^\alpha | P, S \rangle = 2a_q S^\alpha \quad (1.31)$$

On peut montrer que, si le courant associé à l'opérateur A_q^α est conservé, alors a_q ne dépend pas de Q^2 . C'est le cas dans le modèle des partons, particules libres et de masse nulle, d'où par l'équation de Dirac :

$$\partial_\alpha A_q^\alpha = 2im_q \bar{\psi}_q \gamma_5 \psi_q = 0 \quad (1.32)$$

Si on prend maintenant en compte les interactions (c'est-à-dire les ordres supérieurs en α_s de QCD), de nouvelles contributions apparaissent, notamment le diagramme en triangle de la figure 1.4. On montre que ce diagramme entraîne une non conservation du courant A_q^α :

$$\partial_\alpha A_q^\alpha = \frac{\alpha_s}{2\pi} Tr \left[G_{\alpha\beta}^i \tilde{G}_{\alpha\beta}^i \right], \quad (1.33)$$

où les $G_{\alpha\beta}^i$ représentent les huit champs de gluons de couleur i . Cette non conservation est dite *anormale*, car elle n'apparaît pas dans la formulation classique. Les éléments de matrices a_q (et donc $\Delta\Sigma$) dépendent alors de Q^2 . Il est cependant possible, dans certains schémas de factorisation (par exemple le schéma AB [21]), de redéfinir un $\Delta\Sigma$ qui est indépendant de l'échelle [22, 23, 24]. Avec cette redéfinition :

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - \frac{3\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2) \quad (1.34)$$

⁵La vérification expérimentale de la règle de somme dite de *Bjorken*, fondée uniquement sur SU(2), montre que cette symétrie est en effet très bonne.

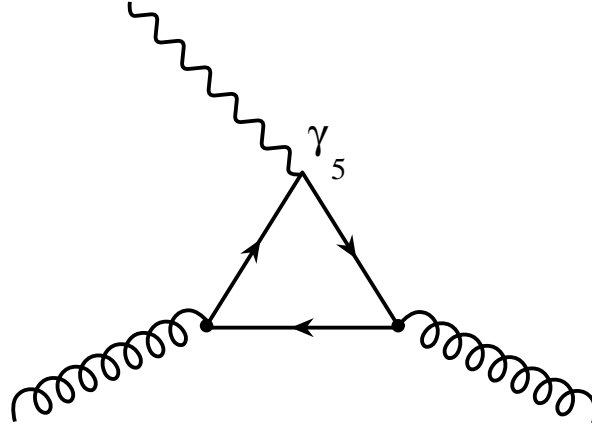


FIG. 1.4: Diagramme en triangle responsable de l'anomalie axiale.

Le terme correctif ne disparaît pas dans la limite $Q^2 \rightarrow \infty$, car la variation de α_s en $1/\ln(Q^2)$ est exactement compensée par la dépendance en $\ln(Q^2)$ de $\Delta G(Q^2)$. Nous insistons sur le fait que cette expression dépend du schéma de factorisation choisi. Dans le schéma \overline{MS} par exemple, le terme en $\Delta G(Q^2)$ est annulé par un autre terme, et a_0 s'écrit :

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma(Q^2)_{\overline{MS}} \quad (1.35)$$

Le fait que l'expression de l'observable $a_0(Q^2)$ dépende du schéma de factorisation est un peu troublant. On peut en effet se demander *lequel* des différents $\Delta\Sigma$ correspond à la contribution du spin des quarks au spin du nucléon. Cependant, si on veut se référer au modèle des quarks, la contribution du spin des quarks ne dépend pas de l'échelle avec laquelle on sonde le nucléon. Mais aucun critère ne permet de déterminer l'échelle à laquelle il faudrait se placer dans le schéma \overline{MS} . En ce sens, le schéma AB est mieux approprié. Ce schéma propose également une manière simple de concilier la prédiction d'une grande valeur de $\Delta\Sigma$ avec la petite valeur expérimentale de a_0 : il suffit en effet que la contribution du spin des gluons soit suffisamment grande ! Qualitativement :

$$\Delta G(Q^2 = 1(\text{GeV}/c)^2) \approx 1.5 \quad \Delta G(Q^2 = 3(\text{GeV}/c)^2) \approx 2.5, \quad (1.36)$$

correspondant à $\Delta\Sigma \approx 0.6$, avec la contrainte expérimentale $a_0 \approx 0.2$.

Dans ce contexte, une détermination de ΔG est particulièrement intéressante, et constituerait une avancée majeure dans notre compréhension de la structure en spin du nucléon.

1.3 Détermination de ΔG

Il existe essentiellement deux manières de déterminer ΔG , soit à partir d'une analyse QCD de la violation de l'invariance d'échelle de la fonction de structure polarisée g_1 (méthode *indirecte*), soit en utilisant une sonde dure polarisée pour explorer le contenu en gluons du nucléon polarisé (méthode *directe*). En pratique, les déterminations directes se font soit avec une sonde électromagnétique, soit en collision proton-proton.

1.3.1 Analyse QCD de g_1

Le point de départ de cette analyse consiste à choisir une paramétrisation des PDF polarisées, à un Q_0^2 initial. Dans le cas de l'analyse AAC [8] par exemple, le choix est le suivant :

$$\Delta f_i(x, Q_0^2 = 1(\text{GeV}/c)^2) = h_i(x) \times f_i(x, Q_0^2 = 1(\text{GeV}/c)^2), \quad (1.37)$$

où les f_i ($= u, d, s, g$) proviennent de la paramétrisation MRST [25] des PDF non polarisées, et :

$$h_i(x) = A_i x^{\alpha_i} (1 + \beta_i x^{\gamma_i}), \quad (1.38)$$

où $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ et A_i sont des paramètres libres. L'avantage de cette paramétrisation est qu'elle permet d'exprimer simplement la condition de positivité, $|h_i(x)| < 1$.

Il faut ensuite faire évoluer ces paramétrisations jusqu'au Q^2 des données. Cette évolution est déterminée par les équations DGLAP :

$$\frac{\partial}{\partial Q^2} \begin{pmatrix} \Delta \Sigma(x, Q^2) \\ \Delta g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta P_{qq}(x) & \Delta P_{qg}(x) \\ \Delta P_{gq}(x) & \Delta P_{gg}(x) \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Delta \Sigma(x, Q^2) \\ \Delta g(x, Q^2) \end{pmatrix}, \quad (1.39)$$

pour la partie singulet. On peut alors exprimer $g_1(x, Q^2)$, et finalement $A_1(x, Q^2) = g_1(x, Q^2)/F_1(x, Q^2)$. La comparaison avec les mesures expérimentales de $A_1(x, Q^2)$ permet de déterminer les différents paramètres, en minimisant à l'aide du programme MINUIT [26] la quantité :

$$\chi^2 = \Sigma \left(\frac{A_1^{data}(x, Q^2) - A_1^{calc}(x, Q^2)}{\delta A_1^{data}(x, Q^2)} \right)^2, \quad (1.40)$$

où $\delta A_1^{data}(x, Q^2)$ représente l'erreur sur les mesures expérimentales.

La figure 1.5 illustre les résultats obtenus pour les PDF polarisées des quarks et des gluons par les analyses LSS05 [27], AAC03 [28], BB02 [29], et GRSV2000 [30] à $Q^2 = 4 (\text{GeV}/c)^2$. Les bandes grisées montrent les incertitudes sur la détermination des paramètres dans l'analyse de LSS05. On constate d'une manière générale que la détermination de ΔG est assez peu précise, ceci en raison de l'absence de données sur une large gamme en Q^2 (voir figure 1.2). Par ailleurs, nous avons vu que ces analyses doivent choisir une certaine paramétrisation pour les PDF polarisées. Si la paramétrisation change, la valeur de ΔG obtenue change également. Cela signifie qu'il faut tenir compte d'une erreur systématique dans ces déterminations, erreur qu'il est très difficile d'évaluer. Pour toutes ces raisons, une détermination directe de ΔG est indispensable.

1.3.2 Détermination directe de ΔG

sonde électromagnétique

La diffusion de leptons sur des nucléons permet de sonder le contenu en gluons par l'intermédiaire d'un photon virtuel. Les gluons ne portant pas de charge électrique, ils ne peuvent

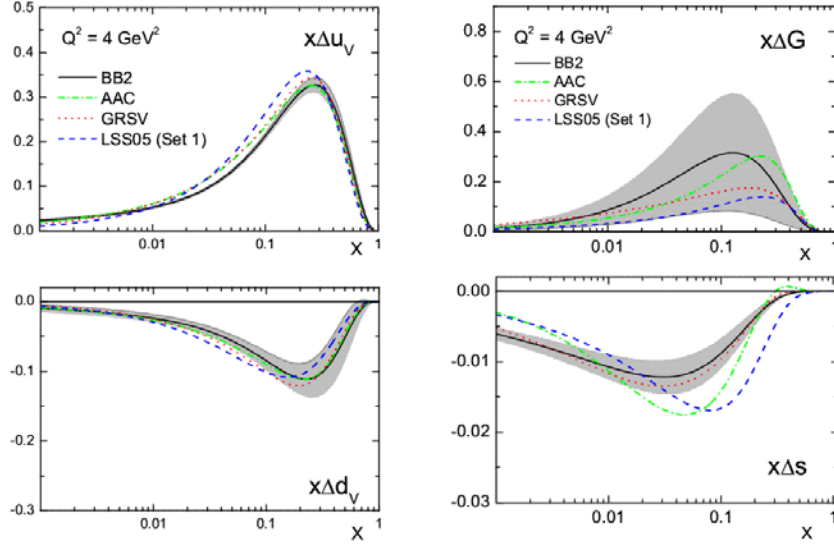


FIG. 1.5: Résultats de déterminations indirectes des PDF polarisées au *Next-to-Leading Order* (NLO) dans les analyses LSS05, AAC03, BB02 et GRSV2000. Ces analyses diffèrent par le choix de la paramétrisation, ainsi que par les données utilisées.

cependant pas interagir avec le photon à l'ordre 0 de QCD. Une interaction n'est possible qu'à l'ordre suivant, via le processus dit de *fusion photon gluon* (ou PGF, pour *Photon Gluon Fusion*), dans lequel le gluon et le photon échangent un quark pour produire une paire quark-antiquark dans l'état final (voir figure 1.6(milieu)). Nous verrons au chapitre suivant que l'*asymétrie de spin* correspondant à ce processus est proportionnelle à $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$, où x_g représente la fraction de l'impulsion du nucléon portée par le gluon. Mais la section efficace de ce processus est réduite d'un facteur α_s par rapport au processus à l'ordre 0 (figure 1.6(gauche)), et il est donc nécessaire de le sélectionner. Pour cela, deux méthodes peuvent être utilisées :

- la première consiste à détecter des particules charmées dans l'état final. Du fait de sa masse, le quark c n'a en effet qu'une très petite probabilité de provenir du nucléon (charme dit *intrinsèque*), ou d'être créé au cours du processus de fragmentation. Sa présence dans l'état final signe donc clairement un processus PGF, dans lequel une paire $c\bar{c}$ peut être produite. Dans environ 60% des cas, un quark c forme un méson D^0 , qui peut être identifié dans le canal de désintégration $D^0 \rightarrow K\pi$, dont le taux d'embranchement est de 3.8% ;
- une autre possibilité pour signer les processus PGF consiste à rechercher des hadrons ayant une grande impulsion transverse par rapport à la direction du photon virtuel [31, 32]. Ceci permet d'éliminer une fraction importante des processus à l'ordre dominant (ou LO, pour *Leading Order*), pour lesquels l'impulsion transverse des hadrons de l'état final est généralement petite ⁶. Contrairement à la sélection précédente, on bénéficie ici de la production de saveurs légères, ce qui permet de disposer d'une bien plus grande statistique. En revanche, comme on peut le deviner à partir de la figure 1.6(droite),

⁶mais non nulle, à cause de l'impulsion transverse intrinsèque des quarks dans le nucléon, et aussi de la fragmentation.

cette sélection n'élimine pas les processus de diffusion Compton QCDC (bruit de fond physique). L'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ est donc ici plus compliquée, car il faut tenir compte de l'asymétrie de ce bruit de fond.

Ces deux méthodes sont utilisées sur l'expérience COMPASS, et seront détaillées dans les chapitres 2 et 5 respectivement.

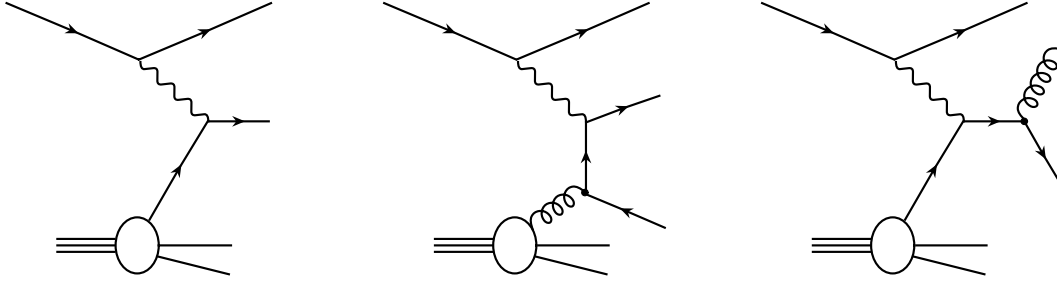


FIG. 1.6: Diagrammes de diffusion profondément inélastique à l'ordre 1 en α_s . À gauche : processus dominant (LO) ; au milieu : fusion photon gluon (PGF) ; à droite : diffusion Compton (QCDC). Seul le processus PGF est sensible à la distribution de gluons.

collision proton-proton

Les expériences PHENIX et STAR de l'accélérateur RHIC [33] utilisent des collisions à haute énergie entre deux protons polarisés, collisions dans lesquelles les quarks de l'un des protons peuvent être utilisés pour sonder les gluons de l'autre. Dans ce cas, trois types d'interactions sont possibles : gg , qg (signal) et qq' (bruit de fond), sensibles respectivement à $\frac{\Delta G}{G}(x_g) \times \frac{\Delta G}{G}(x'_g)$, $\frac{\Delta G}{G}(x_g) \times \frac{\Delta Q}{Q}(x)$ et $\frac{\Delta Q}{Q}(x) \times \frac{\Delta Q}{Q}(x')$. Cette convolution de termes complique l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$, et nécessite la détermination simultanée des fractions d'impulsion portées par chacun des partons. Ceci sera réalisé à terme par une sélection du type $pp' \rightarrow jet + jet + X$ ou $pp' \rightarrow \gamma + jet + X$. En attendant, la production de jets ou de π^0 à grande impulsion transverse [34] permet déjà d'obtenir des informations sur la polarisation des gluons [35], moyennant une hypothèse sur la forme de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$.

Chapitre 2

L'expérience COMPASS

Nous avons vu au chapitre précédent qu'une détermination directe de la polarisation des gluons dans le nucléon $\frac{\Delta G}{G}$ pouvait être obtenue en diffusion profondément inélastique semi-inclusive polarisée, en sélectionnant les processus de fusion photon gluon. Cette détermination est l'un des objectifs principaux de l'expérience COMPASS (pour *COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*) au CERN, proposée en 1996 [36]. Au cours des trois premières années de prises de données du programme muon (2002 à 2004), COMPASS a accumulé une luminosité totale de 1.9 fb^{-1} sur une cible polarisée longitudinalement, lui permettant d'obtenir une précision inégalée sur la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$. La section 2.1 de ce chapitre détaille le principe de cette détermination, ainsi que la sélection par leptoproduction de charme ouvert (la production de hadrons à grande impulsion transverse sera détaillée dans les chapitres 5 à 7). Nous décrirons ensuite dans la section 2.2 les différents éléments du dispositif expérimental, notamment le faisceau de muons, la cible polarisée, le spectromètre et le système d'acquisition.

2.1 Principe de la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ à COMPASS

Nous allons montrer que $\frac{\Delta G}{G}$ peut être déterminé à partir de l'asymétrie d'hélicité de la section efficace du processus de fusion photon gluon, $A_{PGF}^{\mu N}$. Par définition, celle-ci s'écrit :

$$A_{PGF}^{\mu N} \equiv \frac{\Delta\sigma_{PGF}^{\mu N}}{\sigma_{PGF}^{\mu N}} = \frac{\sigma_{PGF}^{\mu\uparrow N\downarrow} - \sigma_{PGF}^{\mu\uparrow N\uparrow}}{\sigma_{PGF}^{\mu\uparrow N\downarrow} + \sigma_{PGF}^{\mu\uparrow N\uparrow}}, \quad (2.1)$$

les flèches indiquant les directions relatives des spins des muons et des nucléons. Si l'on suppose que le processus considéré contient une échelle dure μ^2 suffisamment grande (typiquement $\mu^2 > 1 \text{ (GeV}/c)^2$), alors le *théorème de factorisation* indique que la section efficace de diffusion muon-nucléon, s'écrit comme une convolution des PDF du nucléon (décrivant le processus mou d'extraction d'un parton du nucléon) et de la section efficace au niveau partonique (décrivant le processus dur de l'interaction du muon et du parton). Dans le cas

d'un processus PGF, on peut donc écrire :

$$\sigma_{PGF}^{\mu N} = \int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha} \quad (2.2)$$

$$\Delta\sigma_{PGF}^{\mu N} = \int \Delta\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times \Delta G(x_g, \mu^2) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}, \quad (2.3)$$

où l'intégration est réalisée sur la fraction d'impulsion x_g du nucléon portée par le gluon, sur l'échelle du processus μ^2 , ainsi que sur le reste des variables cinématiques $\vec{\alpha}$ dont dépendent les sections efficaces, dans une certaine région de l'espace des phases (déterminée par l'acceptance de l'appareillage).

En multipliant l'équation 2.3 par $(\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})G(x_g, \mu^2))/(\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})G(x_g, \mu^2))$ et en réinjectant dans l'équation 2.1, on obtient l'expression suivante :

$$A_{PGF}^{\mu N} = \frac{\int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) \times \hat{a}_{LL}^{PGF}(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times \frac{\Delta G(x_g, \mu^2)}{G(x_g, \mu^2)} dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}}{\int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}}, \quad (2.4)$$

dans laquelle on a introduit le pouvoir d'analyse du processus PGF, \hat{a}_{LL}^{PGF} :

$$\hat{a}_{LL}^{PGF}(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \equiv \frac{\Delta\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})}{\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})} \quad (2.5)$$

En supposant que $\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$ varie peu dans la région de l'espace des phases accessible, on peut sortir ce terme de l'intégrale. En définissant le pouvoir d'analyse moyen comme :

$$\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle = \frac{\int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) \times \hat{a}_{LL}^{PGF}(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}}{\int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}}, \quad (2.6)$$

on obtient la relation entre l'asymétrie d'hélicité du processus PGF et la polarisation des gluons dans le nucléon :

$$A_{PGF}^{\mu N} = \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle \times \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle \quad (2.7)$$

Il est important de faire quelques remarques sur cette formule :

- tout d'abord, on voit que l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ n'est possible que si le pouvoir d'analyse moyen du processus PGF est non nul ;
- ce pouvoir d'analyse n'est pas calculable événement par événement à partir des données, car il dépend de la cinématique partonique qui ne peut être reconstruite à l'énergie de COMPASS. Une simulation devra donc être réalisée pour pouvoir l'estimer (voir chapitre 6) ;
- en pratique, on ne détecte que des hadrons, résultant de la fragmentation des partons de l'état final. Il faudrait donc tenir compte dans le calcul ci-dessus des fonctions de fragmentations $D_{q\bar{q}}^{had}$ traduisant la probabilité de produire l'état final hadronique *had* à partir d'une paire $q\bar{q}$. Cependant, si l'on suppose que la fragmentation ne fait pas intervenir de processus dépendant du spin des particules, son effet s'annule largement dans le rapport des sections efficaces non polarisée et polarisée ;

- enfin, ce calcul ne prend en compte que les processus PGF ; dans la pratique, les échantillons d'événements sélectionnés contiennent d'autres processus, et il faut alors tenir compte d'une dilution de l'asymétrie $A_{PGF}^{\mu N}$, ainsi que de l'asymétrie éventuelle de ces autres processus.

Nous avons donc relié l'asymétrie d'hélicité de la section efficace du processus PGF à $\frac{\Delta G}{G}$. Nous allons maintenant voir comment mesurer expérimentalement cette asymétrie.

2.1.1 Asymétrie expérimentale

Expérimentalement, on mesure le nombre de diffusions d'un lepton sur un nucléon, qui s'exprime en fonction de l'asymétrie de section efficace $A_{||}$:

$$N = \Phi n a \sigma^{\mu N} (1 - f P_f P_c A_{||}), \quad (2.8)$$

où Φ désigne le flux intégré du faisceau de muons, n la densité de nucléons dans la cible, a l'acceptance du spectromètre, $\sigma^{\mu N}$ la section efficace non polarisée de la diffusion muon-nucléon, f le facteur de dilution de la cible (qui prend en compte le fait que seule une fraction des nucléons sont polarisables), P_f la polarisation des muons du faisceau et P_c la polarisation de la cible. On peut ainsi définir une asymétrie brute, ou asymétrie de *taux de comptage*, entre le nombre d'événements pour lesquels le muon et le nucléon ont des spins parallèles ($N^{\uparrow\uparrow}$) ou antiparallèles ($N^{\uparrow\downarrow}$) :

$$A_b = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \quad (2.9)$$

En pratique, nous verrons que ces deux nombres sont mesurés simultanément en utilisant une cible composée de deux cellules (de même densité n) dont les polarisations sont opposées. Dans ce cas, les deux cellules reçoivent le même flux de faisceau Φ . Si l'on suppose que les acceptances sont les mêmes ¹, l'asymétrie brute est alors simplement proportionnelle à l'asymétrie $A_{||}$, avec une dilution $f P_f P_c$:

$$A_b = f P_f P_c A_{||} \quad (2.10)$$

Dans la pratique, $A_{||}$ n'est pas nécessairement égale à l'asymétrie d'hélicité de la section efficace du processus PGF, car l'échantillon d'événements utilisé peut contenir d'autres processus (bruit de fond) d'asymétrie non nulle $A_{bruit}^{\mu N}$. D'une manière générale, on peut écrire :

$$A_{||} = \frac{\sigma_{PGF}^{\mu N}}{\sigma^{\mu N}} \times A_{PGF}^{\mu N} + \left(\frac{\sigma^{\mu N} - \sigma_{PGF}^{\mu N}}{\sigma^{\mu N}} \right) \times A_{bruit}^{\mu N}, \quad (2.11)$$

où $\sigma_{PGF}^{\mu N}$ (resp. $\sigma^{\mu N}$) est la section efficace non polarisée du processus PGF (resp. totale). Le rapport de ces sections efficaces est généralement noté $S/(S+B)$ (S étant le signal et B le bruit de fond) ou R_{PGF} (fraction d'événements PGF dans l'échantillon).

¹Ceci n'est en fait pas exact, et nous verrons à la section 2.2.2 comment remédier à ce problème.

Dans le cas de la sélection par leptoproduction de charme ouvert, l'asymétrie du bruit de fond est nulle, et l'expression reliant $\frac{\Delta G}{G}$ à A_b s'écrit simplement :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{f P_f P_c \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle (S/(S+B))} \times A_b \quad (2.12)$$

Dans le cas de la production de hadrons à grande impulsion transverse, l'asymétrie du bruit de fond n'est pas nulle, et nous établirons au chapitre 6 l'expression exacte de $\frac{\Delta G}{G}$ à partir d'un recensement des différents processus du bruit de fond.

2.1.2 Leptoproduction de charme ouvert

Comme nous l'avons dit au chapitre 1, la présence de quarks charmés dans l'état final est une signature très propre du processus de fusion photon gluon. Par ailleurs, la masse du quark c est suffisante pour garantir l'application du théorème de factorisation, et donc la validité de l'équation 2.7. Dans la majorité des cas, un quark c s'hadronise en un méson D , qui ne parcourt ensuite que quelques millimètres avant de se désintégrer. Le canal le plus favorable pour cette désintégration est $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, dont le taux d'embranchement est de 3.8%. La détection des mésons D consiste donc à sélectionner les événements contenant au moins un pion et un kaon, dont la masse invariante reconstruite est proche de la masse du D . Ces particules sont identifiées en déterminant leur vitesse, et donc leur masse ², avec un détecteur RICH (pour *Ring Imaging CHerenkov*) : par effet Cherenkov, les particules émettent en effet dans ce détecteur un cône de lumière dont l'angle est proportionnel à leur vitesse. La reconstruction de cercles de photons permet ainsi d'identifier une particule, par une méthode de maximum de vraisemblance.

Il arrive cependant que des événements contiennent une paire pion-kaon dont la masse invariante est fortuitement proche de la masse du méson D . Ces événements constituent un bruit de fond combinatoire dans l'échantillon sélectionné, et entraînent ainsi une dilution de l'asymétrie du processus PGF. Il en résulte une augmentation de l'erreur statistique sur $\frac{\Delta G}{G}$:

$$\delta \left(\frac{\Delta G}{G} \right) = \frac{1}{P_f P_c f \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle} \times \frac{\sqrt{1+B/S}}{\sqrt{S}}, \quad (2.13)$$

où S est le nombre d'événements PGF (signal) dans l'échantillon, et B le bruit de fond combinatoire. On voit donc que pour minimiser l'erreur sur $\frac{\Delta G}{G}$, il est important de minimiser le rapport $\frac{\sqrt{S+B}}{S}$. Pour cela, on introduit des coupures cinématiques supplémentaires sur z_D , la fraction d'impulsion du photon portée par le méson et sur l'angle d'émission θ_K^* du kaon dans le centre de masse du D [37] :

$$z_D > 0.25 \quad (2.14)$$

$$|\cos(\theta_K^*)| < 0.5 \quad (2.15)$$

²L'impulsion étant calculée grâce à la courbure des trajectoires au niveau des aimants du spectromètre.

La figure 2.1(haut) montre la distribution de masse invariante ainsi obtenue, en utilisant les données 2002 à 2004 [38].

Dans environ 30% des cas, le méson D^0 provient en fait d'un méson D^* , par le canal $D^* \rightarrow D^0\pi_s$. La différence de masse $m_{D^*} - m_{D^0}$ entre les deux mésons est seulement de 145 MeV, et l'espace des phases disponible pour le pion lent π_s est donc très limité. Grâce à la bonne résolution sur la détection de ce pion supplémentaire, on peut définir une fenêtre très étroite sur la différence des masses :

$$3.1 \text{ MeV} < M(K\pi\pi_s) - M(K\pi) - M(\pi) < 9.1 \text{ MeV} \quad (2.16)$$

Il en résulte une très grande augmentation du rapport signal sur bruit, comme on peut le voir sur la figure 2.1(bas). Dans ce cas, les coupures cinématiques ont été relâchées :

$$z_D > 0.2 \quad (2.17)$$

$$|\cos(\theta_K^*)| < 0.85 \quad (2.18)$$

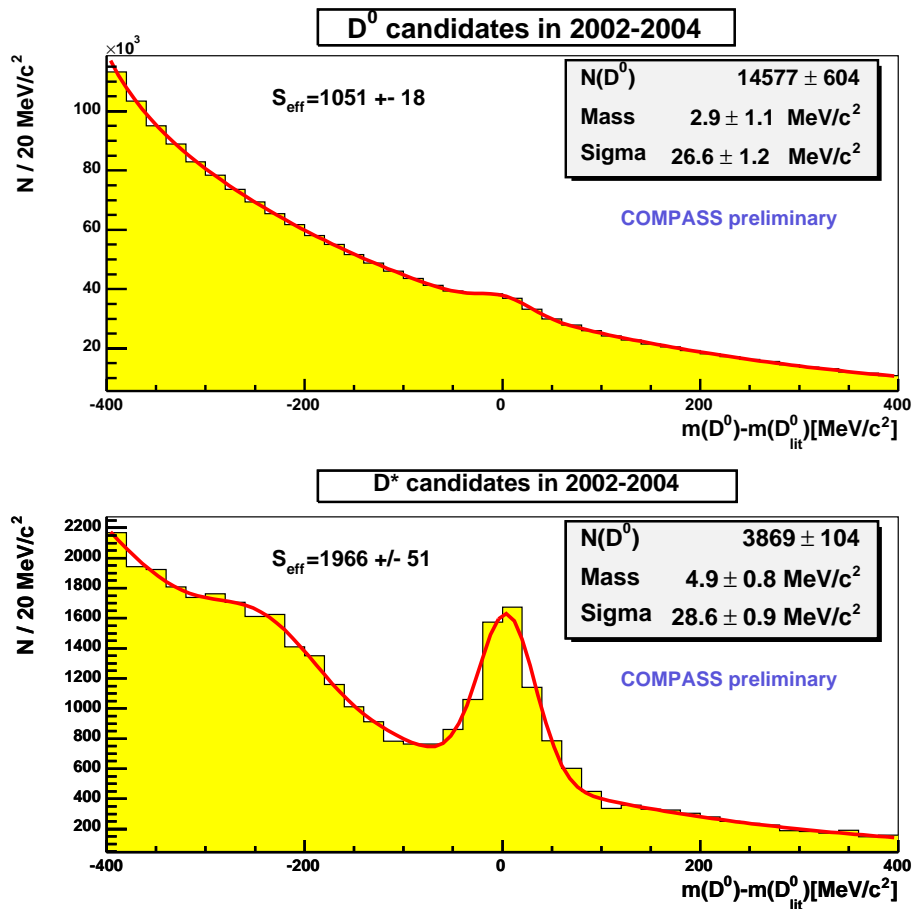


FIG. 2.1: Distribution de la masse invariante des candidats D^0 (en haut) et D^* (en bas) pour les données 2002 à 2004. Par définition, le signal effectif S_{eff} est égal à $S^2/(S+B)$.

À partir des données 2002 à 2004, une première extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ a été réalisée, en séparant les événements avec et sans D^* , conduisant à [38] :

$$\frac{\Delta G}{G}(x_g \approx 0.15) = -0.57 \pm 0.41 \quad (2.19)$$

La précision de ce résultat est encore limitée, mais on attend une erreur statistique de 0.28 avec les données 2006, grâce à une amélioration de l'analyse et des performances du détecteur RICH.

2.1.3 Production de hadrons à grande impulsion transverse

Cette sélection sera détaillée au chapitre 5. Dans ce cas, l'asymétrie du bruit de fond est non nulle, compliquant l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$; elle sera estimée par simulation Monte Carlo au chapitre 6. Notons que l'échelle de factorisation est ici donnée soit par Q^2 quand celui-ci est grand, soit par l'impulsion transverse des hadrons.

2.2 Dispositif expérimental

Nous allons maintenant présenter le dispositif expérimental permettant de mesurer l'asymétrie d'hélicité introduite dans la section précédente. Une présentation beaucoup plus détaillée est disponible dans [39].

2.2.1 Le faisceau de muons

L'expérience COMPASS utilise un faisceau de muons de 160 GeV de haute intensité (jusqu'à $2 \cdot 10^8$ muons par déversement³) et polarisés longitudinalement ($P_f \sim -0.8$), provenant de la ligne M2 de l'accélérateur SPS (pour *Super Proton Synchrotron*) [40].

Production du faisceau

La première étape consiste à faire diffuser sur une cible de béryllium (cible T6) un faisceau primaire de protons, accélérés à 400 GeV dans le SPS, et dont l'intensité est de l'ordre de 10^{13} protons par déversement. Les particules produites lors de cette diffusion (pions et kaons essentiellement) sont alors sélectionnées de manière à ne conserver que les particules de charge positive. Celles-ci forment un faisceau secondaire, composé à 95% de pions pour $\sim 5\%$ de kaons, et d'intensité de l'ordre de quelques 10^9 par déversement. Ce faisceau parcourt ensuite une distance de 600 m, au cours de laquelle 10% environ des particules se désintègrent en une paire $\mu^+ \bar{\nu}_\mu$. Après ces 600 m, les pions et kaons restants sont arrêtés par un absorbeur en béryllium de 10 m de long. Un système de dipôles situé en aval de

³La durée de ce déversement est actuellement de 4.8 s, pour un cycle total de 16.8 s.

cet absorbeur permet alors de sélectionner les muons selon leur impulsion, formant ainsi le faisceau tertiaire qui va être diffusé sur la cible polarisée de COMPASS.

Les muons composant ce faisceau ont une impulsion moyenne de 160 GeV, avec une dispersion de 5 GeV. Au niveau de la cible polarisée, la distribution spatiale du faisceau suit une gaussienne de largeur $\sigma = 7$ mm, avec une divergence angulaire inférieure à 1 mrad. Ceci permet à environ 90% des muons de traverser la cible, dont le rayon est de 1.5 cm.

Notons qu'au cours de la sélection en impulsion des muons, ceux situés à la périphérie du faisceau ne sont pas tous détournés suffisamment. Ils vont ainsi former un halo autour du faisceau principal, dont la dispersion s'étale entre quelques centimètres (*halo proche*) et quelques dizaines de centimètres (*halo lointain*), et qui contribue à augmenter le flux de particules vu par les détecteurs.

Polarisation des muons

En raison de leur mode de production (π^+ ou $K^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$), les muons du faisceau tertiaire sont naturellement polarisés. En effet, π^+ et K^+ sont de spin nul, et par conservation du moment cinétique, il en résulte que le muon et le neutrino doivent avoir la même hélicité (dans le référentiel du centre de masse). Ces derniers n'étant produits qu'avec une hélicité négative, il en est de même pour les muons. Cependant, seuls ceux émis vers l'avant auront une hélicité négative dans le référentiel du laboratoire, cette hélicité devenant positive lorsque l'angle d'émission du muon augmente. Le fait de sélectionner les muons de haute énergie (c'est-à-dire à petit angle) permet donc d'obtenir une polarisation négative élevée. Malheureusement, le faisceau secondaire n'étant pas mono-énergétique, il n'est pas possible de calculer analytiquement la polarisation d'un muon donné. On utilise donc une simulation des dispersions en énergie des faisceaux secondaire et tertiaire, qui permet, à partir de la mesure de l'impulsion d'un muon, d'obtenir la polarisation moyenne correspondante [41]. Cette simulation a été validée avec une précision d'environ 2% par l'expérience précédente (SMC), qui utilisait la même ligne de faisceau, et disposait d'un polarimètre à muons [42].

Mesure de l'impulsion et détection des muons

L'impulsion individuelle de chaque muon est mesurée dans la BMS (pour *Beam Momentum Station*), située à environ 100 m en amont de la cible polarisée (voir figure 2.2). Six plans de scintillateurs horizontaux entourent le dernier dipôle (B6) de la ligne de faisceau, dipôle qui dévie le faisceau dans le plan vertical. La mesure de la position des muons en amont et en aval du dipôle permet de déterminer la courbure des trajectoires, et donc leur impulsion. La précision de cette mesure est d'environ 0.8 GeV pour un muon de 160 GeV.

La détection du muon incident en amont de la cible est particulièrement difficile, à cause du flux très élevé de muons. Par ailleurs, la trajectoire doit être reconstruite avec une très grande précision, car elle est essentielle pour la localisation du vertex primaire. Cette reconstruction est assurée par deux plans de fibres scintillantes et trois stations de détecteurs silicium [43], chacune composée de quatre plans. Ces derniers répondent aux critères précédents, car ils possèdent une excellente résolution temporelle (2.5 ns) et spatiale (16 μm),

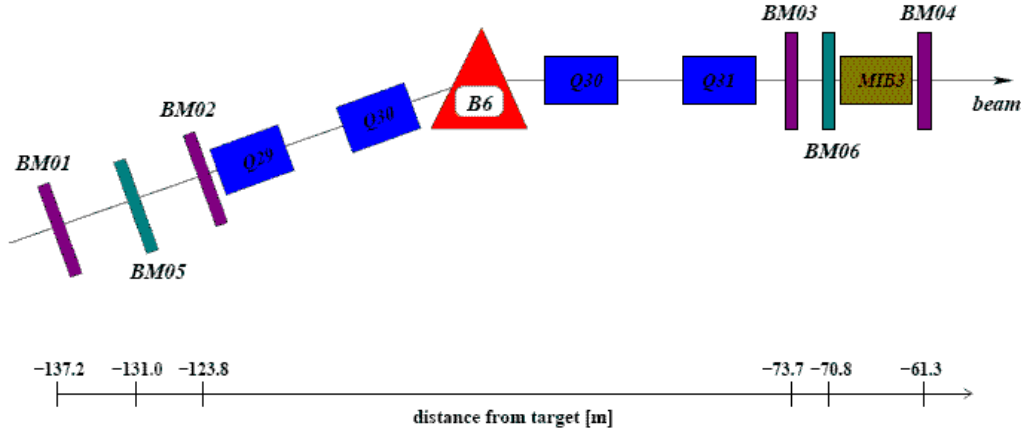


FIG. 2.2: Vue schématique de la BMS.

pour une efficacité proche de 99%. Notons qu'à cause du flux incident très élevé, il arrive que plusieurs traces candidates soient repérées pour un même événement dans la BMS. On utilise alors les détecteurs silicium afin de chercher des coïncidences spatiales permettant de lever les ambiguïtés.

2.2.2 La cible polarisée

Nous avons vu que la mesure de l'asymétrie d'hélicité nécessite de disposer d'une cible de nucléons polarisés. La section efficace du processus de fusion photon gluon étant faible, on augmente la luminosité totale en utilisant une cible épaisse ⁴. En pratique, celle-ci est divisée en deux cellules de 60 cm de long, et de polarisations opposées ; en effet, la mesure simultanée de $N^{\uparrow\uparrow}$ et $N^{\uparrow\downarrow}$ garantit que les luminosités sont les mêmes dans les deux cas, ce qui évite d'avoir à les mesurer avec précision (et d'introduire une erreur systématique liée à l'incertitude d'une telle mesure). La distance entre les deux cellules est de 10 cm, et permet de déterminer sans ambiguïtés dans quelle cellule se trouve le vertex primaire dans le cas de la leptoproduction de charme ouvert ⁵.

Le matériau de la cible doit ensuite être choisi avec soin, afin de maximiser la précision statistique sur l'asymétrie physique. Cette maximisation porte sur différents facteurs :

- la polarisation de la cible P_c (voir équation 2.10) ;
- le facteur de dilution f (idem), traduisant le fait que tous les nucléons ne sont pas polarisables ;
- la densité du matériau ρ ;
- le facteur de remplissage κ de la cible : en effet, le matériau utilisé étant sous forme de granulés, une partie du volume de la cible est occupée par de l'hélium liquide, non

⁴L'épaisseur étant limitée par la difficulté à polariser de très grandes cibles, et aussi par la diffusion multiple des hadrons dans la cible, qui détériore la résolution en masse du spectromètre.

⁵Dans le cas de la sélection à grand p_T , la précision sur la position longitudinale du vertex est bien meilleure, grâce à la présence de hadrons à grande impulsion transverse.

polarisé.

Les deux derniers termes intervenant dans la luminosité, la quantité à maximiser est en fait $\kappa\rho(fP_c)^2$. Le matériau qui a été finalement retenu est le lithium deutéré ${}^6\text{LiD}$, pour lequel on obtient $\kappa = 0.55$, $\rho = 0.84 \text{ g/cm}^3$, $f \approx 0.4$ et $P_c \approx 0.5$. Il est envisagé de compléter les mesures actuelles sur deutéron par des mesures sur proton, en utilisant une cible de NH_3 . Dans ce cas, la polarisation accessible est bien supérieure (≈ 0.8), mais le facteur de dilution (≈ 0.15) rend ce matériau moins intéressant que le lithium deutéré [44].

Afin de polariser la cible, on utilise la technique de polarisation dynamique nucléaire (DNP, pour *Dynamic Nuclear Polarization*) [45]. Pour cela, la cible est d'abord placée dans un champ magnétique longitudinal intense de 2.5 T, très homogène, créé par un aimant supraconducteur construit initialement pour l'expérience SMC. Ce champ magnétique permet de polariser les nucléons et les électrons célibataires ⁶ de la cible en levant la dégénérescence des états de spin (effet *Zeeman*). On peut montrer que leur polarisation est d'autant plus grande que la température est basse ; c'est pourquoi la cible est refroidie à une température de l'ordre de 60 mK, à l'aide d'un réfrigérateur à dilution à base de ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$. Dans le cas des électrons, qui ont un moment magnétique très élevé, on obtient ainsi une polarisation proche de 100%. En revanche, le moment magnétique du deutéron étant près de 2500 fois plus petit que celui des électrons, sa polarisation n'est que de 1% environ. La DNP permet alors de transférer la polarisation des électrons aux deutérons : sous l'effet d'une micro-onde de fréquence convenablement choisie, on peut, en présence du champ magnétique, faire basculer simultanément les états de spin des électrons et des deutérons, qui deviennent ainsi polarisés. Ce nouvel état est instable, et va donc se relaxer vers un minimum énergétique. Cette relaxation est quasi-immédiate pour les électrons, mais de l'ordre de 1000 heures pour les deutérons. En gardant la température du matériau autour de 50 mK, on obtient ainsi une cible de deutérons polarisés. Les polarisations des deux cellules sont opposées grâce à l'utilisation de fréquences micro-ondes différentes, et sont mesurées en ligne par une méthode de résonance magnétique nucléaire.

Le solénoïde supraconducteur utilisé entre 2002 et 2004 pour polariser la cible limite l'acceptance des deux cellules, et ce de manière différente, comme illustré sur la figure 2.3. De ce fait, l'asymétrie de taux de comptage de l'équation 2.9 mesure la somme d'une éventuelle asymétrie physique et d'une (grande) asymétrie d'acceptance :

$$A_b = fP_fP_c(A_{\parallel} + A_{acc}) \approx fP_fP_cA_{acc} \quad (2.20)$$

Pour cette raison, on effectue régulièrement (toutes les huit heures environ) un renversement du champ magnétique de 180° , en inversant progressivement le signe du courant dans le solénoïde. Afin de ne pas perdre la polarisation des deutérons, on utilise en parallèle un aimant dipolaire qui permet de créer un champ magnétique transverse de 0.5 T. De cette façon, le champ magnétique au niveau de la cible est toujours suffisamment élevé, sa direction tournant de manière continue. On aboutit ainsi à une configuration dans laquelle la direction des spins dans les deux cellules a été inversée. L'asymétrie physique change alors de signe, contrairement à l'asymétrie d'acceptance. La différence des asymétries mesurées

⁶On augmente le nombre de ces électrons en irradiant au préalable la cible avec un faisceau d'électrons, de manière à créer des défauts cristallins dans la structure du matériau.

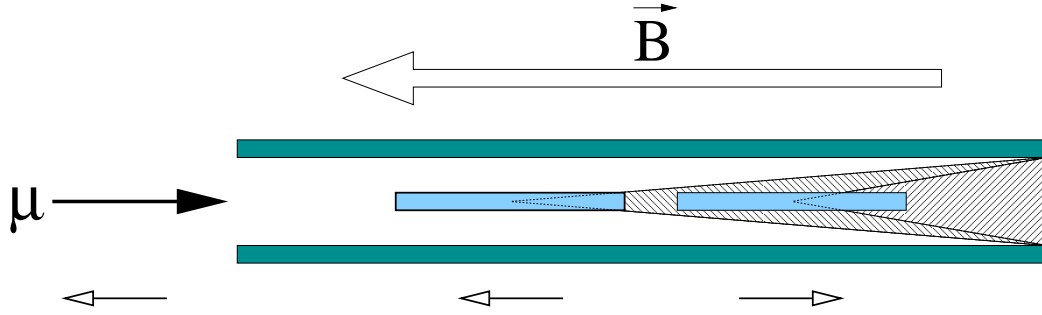


FIG. 2.3: L'acceptance des deux cellules de la cible est limitée par la présence du solénoïde. L'effet est plus important pour la cellule amont, ce qui génère une asymétrie d'acceptance.

dans chacune des configurations permet ainsi d'éliminer le terme d'acceptance :

$$-\frac{1}{2P_f P_c f} \left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v} \right) = A_{||}, \quad (2.21)$$

où N et N' sont les nombres d'événements dans chaque configuration de champ, et les indices m et v désignent les cellules amont et aval de la cible. Nous verrons dans la section 5.3 qu'une asymétrie résiduelle subsiste dans cette expression ; c'est pourquoi on réalise des renversements de fréquences micro-ondes (quelques uns par prise de données), au cours desquels on intervertit les fréquences envoyées aux deux cellules. On arrive ainsi à soustraire presque parfaitement cette asymétrie résiduelle, moyennant de collecter la même statistique dans les deux configurations.

2.2.3 Le spectromètre

La diffusion du faisceau de leptons sur la cible produit en sortie un certain nombre de particules (muon diffusé et hadrons notamment) indiquant la nature et la topologie des événements. Afin d'appliquer les sélections décrites dans la section 2.1, il est donc indispensable de reconstruire les trajectoires et les caractéristiques de ces différentes particules. La figure 2.4 présente une vue schématique du spectromètre utilisé pour la prise de données 2004.

Afin de reconstruire les particules dans un large domaine en impulsion, le spectromètre est décomposé en deux étages successifs, correspondant à des domaines angulaires différents, et articulés autour de deux aimants dipolaires. Ces aimants, dont le champ est vertical, servent à courber les trajectoires des particules chargées qui subissent la force de Lorentz, ce qui permet de déterminer leur impulsion p . Dans le cas où la courbure est faible et la trajectoire perpendiculaire au champ, la relation entre p et θ s'exprime simplement :

$$\frac{q}{p} = \frac{\theta}{0.3 \int B dl}, \quad (2.22)$$

où q est la charge de la particule et $\int B dl$ l'intégrale de champ de l'aimant.

Le premier étage du spectromètre (LAS, pour *Large Angle Spectrometer*) assure la détection

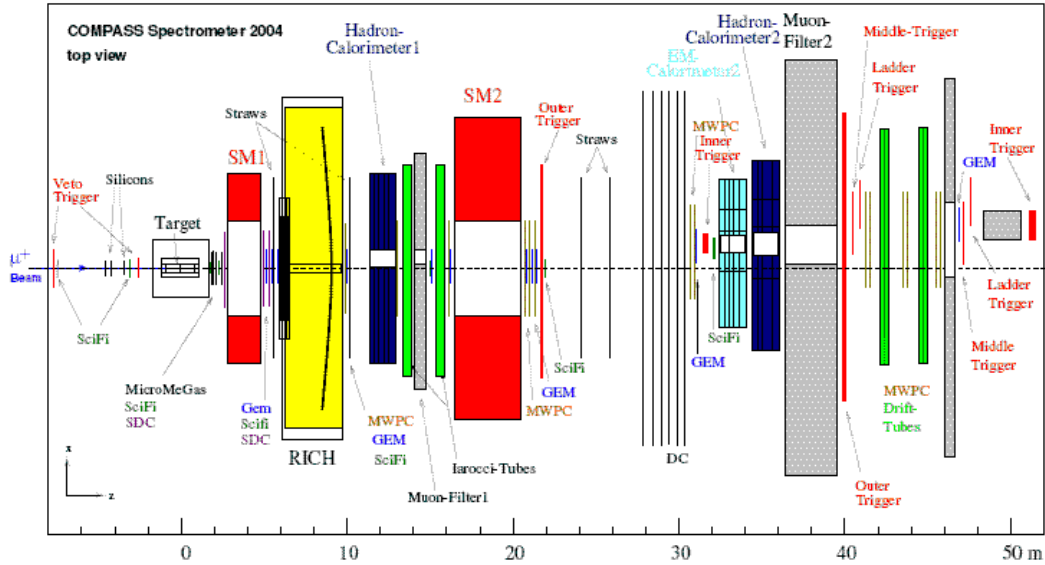


FIG. 2.4: Vue schématique du spectromètre de COMPASS le long de l'axe du faisceau.

des particules à grand angle et petite impulsion (jusqu'à $0.5 \text{ GeV}/c$). Il est construit autour de l'aimant SM1, dont l'acceptance est de 180 mrad , et l'intégrale de champ d'environ 1 Tm . Le second étage est dédié à la reconstruction des particules de plus grande impulsion (à partir de $5 \text{ GeV}/c$). L'élément central est l'aimant SM2, caractérisé par une acceptation plus petite (30 mrad) et par une forte intégrale de champ (4 Tm). Cet étage dispose également d'un long bras de levier ($> 10 \text{ m}$) en aval de SM2, ce qui permet de déterminer l'impulsion des particules de haute énergie avec une grande précision.

Détecteurs de trajectoires après la cible

Les aimants ne déterminent l'impulsion des particules que si des détecteurs permettent de reconstruire les trajectoires en amont et en aval de ces aimants. Le spectromètre comporte donc plus de 200 plans de détection, répartis sur les différents domaines angulaires, et répondant à des critères précis. Ils doivent tout d'abord être capables de supporter le flux des particules incidentes, avec la meilleure efficacité et la meilleure résolution possibles. Ils doivent également introduire un minimum de matière sur le parcours des particules, afin que la diffusion multiple ne dégrade pas la résolution du spectromètre. En effet, cette résolution est un facteur particulièrement important dans le canal du charme ouvert, via le rapport S/B (voir section 2.1.2).

En pratique, on classe les détecteurs en trois régions, caractérisées par des régimes de flux différents :

- la région **VSAT** (pour *Very Small Area Tracking*), couvrant une surface de quelques cm^2 , et correspondant à la zone traversée par le faisceau. De ce fait, le flux y est de l'ordre de quelques dizaines de MHz/cm^2 . Lorsque la virtualité du photon Q^2 est grande, cette région présente peu d'intérêt, puisque le muon est alors diffusé à grand angle. Mais une grande fraction des événements de fusion photon gluon se situent près du régime de

photo-production ($Q^2 \approx 0$), dans lequel le muon diffusé est très peu dévié et reste ainsi à proximité du faisceau.

À cause du flux très élevé, les détecteurs situés dans cette région doivent avoir une excellente résolution temporelle, pour éviter les problèmes d'occupation. En pratique, on utilise six stations de fibres scintillantes [46], dont la distance à la cible varie entre 1 ($4 \times 4 \text{ cm}^2$) et 32 m ($12 \times 12 \text{ cm}^2$). Chaque station est composée d'au moins deux plans, mesurant les positions horizontale et verticale de la trajectoire, trois d'entre elles mesurant en plus la position selon un axe incliné à 45° . Leur résolution temporelle est de 0.5 ns, pour une résolution spatiale de $200 \mu\text{m}$ et une efficacité très proche de 100% ;

- la région **SAT** (pour *Small Area Tracking*), formant une couronne de 15 à 20 cm autour du faisceau, dans laquelle le flux peut atteindre quelques centaines de kHz/cm^2 . Une grande partie des hadrons produits lors de l'interaction est située dans cette zone, et il est indispensable de minimiser la quantité de matière introduite. On utilise donc des détecteurs gazeux à micro-pistes, les Micromegas (*MICRO MESH Gaseous Structure*) [47] et les GEM (*Gas Electron Multiplier*) [48]. Le principe de fonctionnement et les performances des 12 plans de Micromegas, tous situés en amont de SM1, seront décrits au chapitre 4. Les 11 stations de GEM sont réparties sur la quasi-totalité du spectromètre, et possèdent une surface active de $32 \times 32 \text{ cm}^2$ avec une zone morte centrale de 5 cm de diamètre. Chaque station est composée de deux doublets, l'un mesurant les coordonnées horizontale et verticale, l'autre les coordonnées selon des axes inclinés à $\pm 45^\circ$. Leur fonctionnement est similaire à celui des Micromegas, mais avec un espace d'amplification séparé en trois (voir figure 2.5), et un mélange gazeux constitué d'argon (70%) et de CO_2 (30%). Leur résolution spatiale moyenne est de $70 \mu\text{m}$, pour une résolution temporelle de 12 ns et une efficacité de détection de 97% [49].

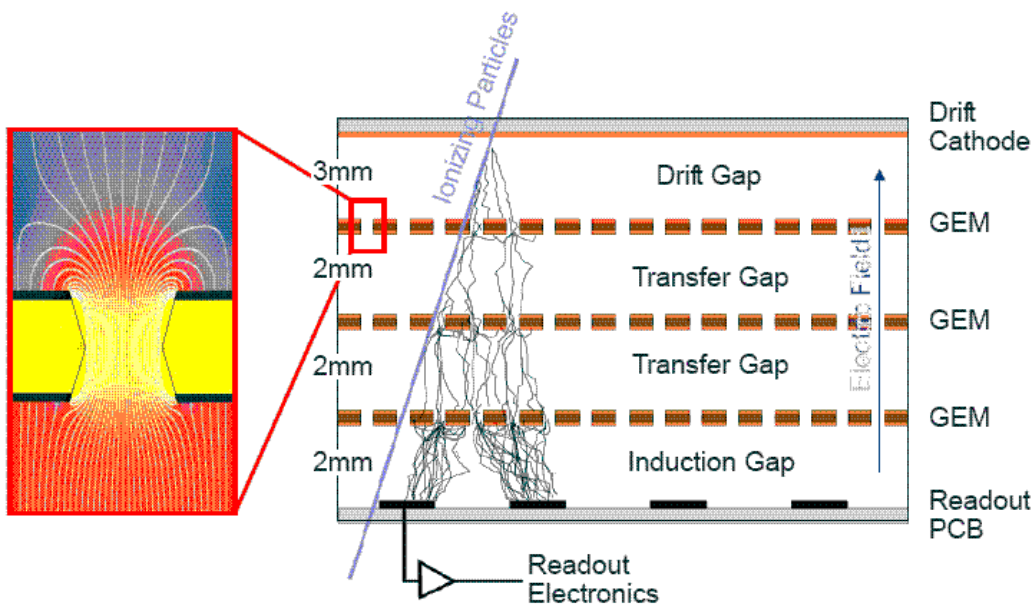


FIG. 2.5: Principe de fonctionnement d'un détecteur GEM.

- la région **LAT** (pour *Large Area Tracking*), la plus éloignée du faisceau, dans laquelle le flux n'est que de quelques kHz/cm². Pour cette raison, il est possible d'utiliser des détecteurs gazeux à lecture par fils. On utilise ainsi trois stations de chambres à dérive (une en amont de SM1, deux en aval), dont la surface active est de 120×120 cm², avec une zone morte centrale de 30 cm de diamètre. Chaque station est composée de quatre doublets mesurant les coordonnées horizontale, verticale, et selon un axe incliné à ±20° par rapport à la verticale. Les deux plans d'un doublet mesurent la même coordonnée, mais sont décalés d'une demi-cellule de dérive ⁷, soit 3.5 mm. La résolution spatiale des chambres à dérive est de 250 μm, pour une efficacité moyenne d'environ 97%. L'épaisseur d'une station ne représente que 0.32% de longueur de radiation. On utilise également 15 double-couches de pailles à dérive (Straw) situés de part et d'autre de SM2, et dont la surface active est de 320×260 cm², avec une zone morte centrale de 20×20 cm². Les coordonnées mesurées sont les mêmes que pour les chambres à dérive et, là encore, les stations sont organisées en double-couches afin de lever l'ambiguïté gauche-droite. La résolution des pailles à dérive est d'environ 300 μm, pour une efficacité moyenne de 97%. La quantité de matière introduite est plus importante que pour les chambres à dérive, un plan correspondant à 0.2% de longueur de radiation. 14 stations de chambres proportionnelle multi-fils (MWPC, pour *Multi-Wire Proportional Chamber*) sont également réparties le long du spectromètre, en aval de SM1. Leur surface active est de 170×120 cm², avec une zone morte d'environ 20 cm de diamètre. Chaque station comporte entre un et quatre plans, mesurant les mêmes coordonnées que les chambres à dérive. Elles possèdent une résolution de 600 μm, pour une efficacité de 99%.

Signalons pour terminer que les quatre stations de Micromegas ainsi que les trois stations de chambres à dérive sont sous la responsabilité du groupe COMPASS du CEA-Saclay, qui en a assuré le développement et la construction.

Identification des particules

La sélection des événements PGF nécessite non seulement de reconstruire les trajectoires des particules produites dans l'état final, mais aussi de les identifier (muon, hadron, etc...). Le spectromètre est donc équipé de deux calorimètres hadroniques (un dans chaque étage), d'un calorimètre électromagnétique (installé à partir de 2003), d'un détecteur RICH [50] et de deux filtres à muons. Le principe très général de fonctionnement du RICH, qui permet d'identifier les pions et les kaons, a été décrit dans la section 2.1.2 ⁸.

Le premier calorimètre hadronique (HCAL1) est installé entre SM1 et SM2, et est protégé par un mur de plomb, qui permet d'arrêter les électrons. Il est composé de près de 20 000 plaques alternées de fer et de scintillateurs, regroupés en 480 modules, et formant une surface active de 10.8 m², avec un trou central de 1.2×0.6 m². Lorsqu'un hadron pénètre dans le calorimètre, il produit une gerbe hadronique, cédant ainsi toute son énergie. À l'inverse, un muon traverse tout le calorimètre, en ne déposant qu'une petite fraction de son énergie. Le rapport entre l'énergie déposée et l'impulsion de la particule permet donc de séparer

⁷Ceci afin de lever l'ambiguïté dite gauche-droite.

⁸Ce détecteur n'étant utilisé que pour la sélection du charme ouvert, nous ne détaillerons pas plus son fonctionnement.

les hadrons des muons. Le signal récolté dans les scintillateurs est proportionnel à l'énergie déposée, ce qui permet de la déterminer (après calibration). La résolution en énergie est de $\sigma(E)/E = 59.4\%/\sqrt{E} \oplus 7.6\%$, pour une résolution spatiale de 14 ± 2 mm et une efficacité proche de 100% pour les particules d'impulsion $p > 5$ GeV/c [51].

Le second calorimètre (HCAL2) est situé 8 m en aval de SM2, et son principe de fonctionnement est identique à celui de HCAL1. Les 8000 plaques d'acier et de scintillateurs qui le composent forment une surface active de 4.4×2 m², avec un trou central de 40×40 cm². Sa résolution en énergie est de $\sigma(E)/E = 66\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL2) est installé juste avant HCAL2, et est composé de 3000 modules de verres de plomb. Un photon ou un électron pénétrant dans ECAL2 provoque une gerbe électromagnétique, qui émet à son tour de la lumière Cherenkov, dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie déposée. Sa résolution en énergie est de $\sigma(E)/E = 5.5\%/\sqrt{E} \oplus 1.5\%$. Ce calorimètre n'est pas encore utilisé dans cette analyse, essentiellement à cause de son acceptation limitée. Il peut malgré tout permettre de détecter les particules neutres comme les π^0 , fournissant ainsi des informations supplémentaires sur la topologie des événements.

Une identification supplémentaire des muons est réalisée à l'aide de deux filtres à muons (murs de fer ou de béton), placés juste après les deux calorimètres hadroniques. Le but de ces absorbeurs est d'intercepter toutes les particules à l'exception des muons. La trajectoire de ces derniers est reconstruite en aval des murs, par des tubes de Larocci et des tubes à dérive.

2.2.4 Le traitement en-ligne des données

Étant donné le flux élevé de muons incidents, il est nécessaire de réaliser une première sélection *en-ligne*, au cours de laquelle seuls les événements potentiellement intéressants sont enregistrés.

Le système de déclenchement (*trigger*)

Ce système est conçu afin de sélectionner des événements dans un large domaine cinématique, allant de $Q^2 \approx 0$ (photo-production) jusqu'à quelques $(\text{GeV}/c)^2$ (voir figure 2.6) [52]. Ces différentes régions peuvent être converties en régions angulaires, en utilisant la relation :

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.23)$$

où E et E' sont les énergies des muons incident et diffusé, et θ l'angle du muon diffusé.

À grand Q^2 (> 1 $(\text{GeV}/c)^2$), on utilise essentiellement les informations du muon diffusé, en mesurant sa position verticale dans deux hodoscopes. Ceci permet de vérifier que le muon provient bien de la cible. Un veto assurant que le muon ne vient pas du halo complète le dispositif.

À petit Q^2 , le muon diffusé est très proche du faisceau, et la sélection précédente ne suffit plus. On utilise alors un ensemble d'hodoscopes situés en amont et en aval des deux filtres

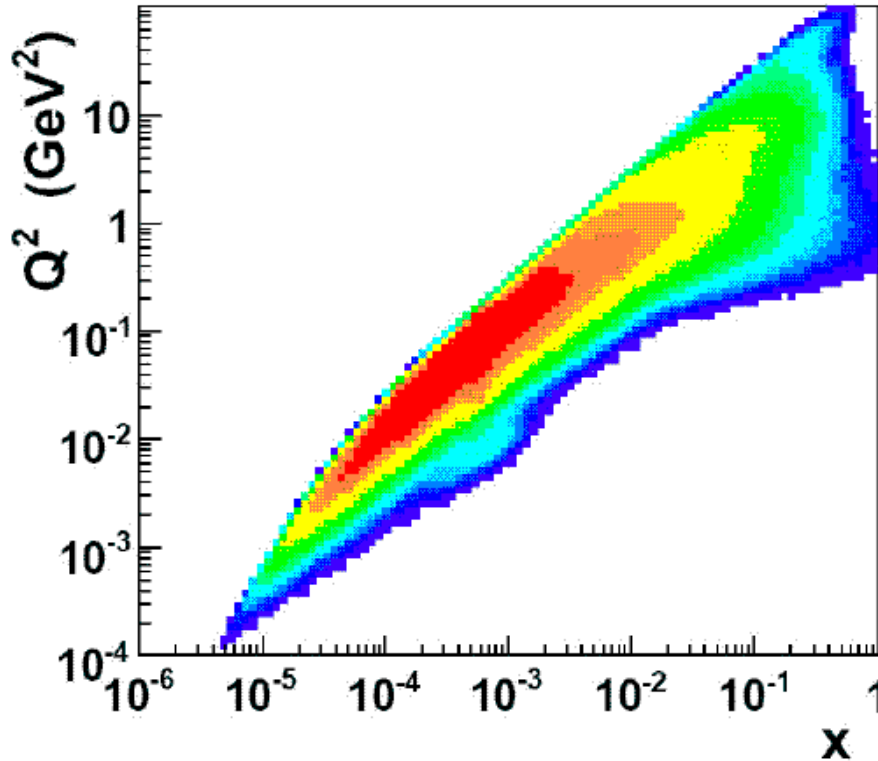


FIG. 2.6: Région cinématique (Q^2, x) couverte par COMPASS.

à muons, composés de lattes verticales et horizontales, dont la précision est inférieure à 1 ns. La combinaison des temps mesurés par les différentes lattes permet de déterminer le temps de passage du muon avec une excellente précision. Les temps mesurés par les différents hodoscopes sont alors mis en coïncidence, comme indiqué sur la figure 2.7, ce qui permet d'estimer la courbure de la trajectoire du muon par les aimants, et ainsi la perte d'énergie y du muon incident. On ne retient alors que les événements pour lesquels $y > 0.2$, correspondant à une certaine partie de la matrice de coïncidence. En effet, outre la difficulté de détecter un muon diffusé très proche du faisceau, le photon est faiblement polarisé dans les événements à petit y , et la sensibilité à l'asymétrie est donc faible.

Cette dernière sélection, complétée par un veto pour les muons du halo, est malgré tout affectée par un bruit de fond important, provenant des effets radiatifs (émission d'un photon par le muon) et des diffusions muon-électron dans la cible. Ce bruit de fond est réduit significativement en requérant qu'une énergie suffisante soit déposée dans les calorimètres hadroniques, en coïncidence avec le signal des hodoscopes (figure 2.7).

L'acquisition de données (DAQ)

Une fois qu'un événement intéressant a déclenché le *trigger*, il est enregistré par le système d'acquisition de données [53]. Celui-ci doit tout d'abord être en mesure de supporter le flux d'événements sélectionnés, de l'ordre de 10 kHz. Il doit aussi recueillir les informations provenant des quatre différents types d'électronique frontale utilisés sur COMPASS,

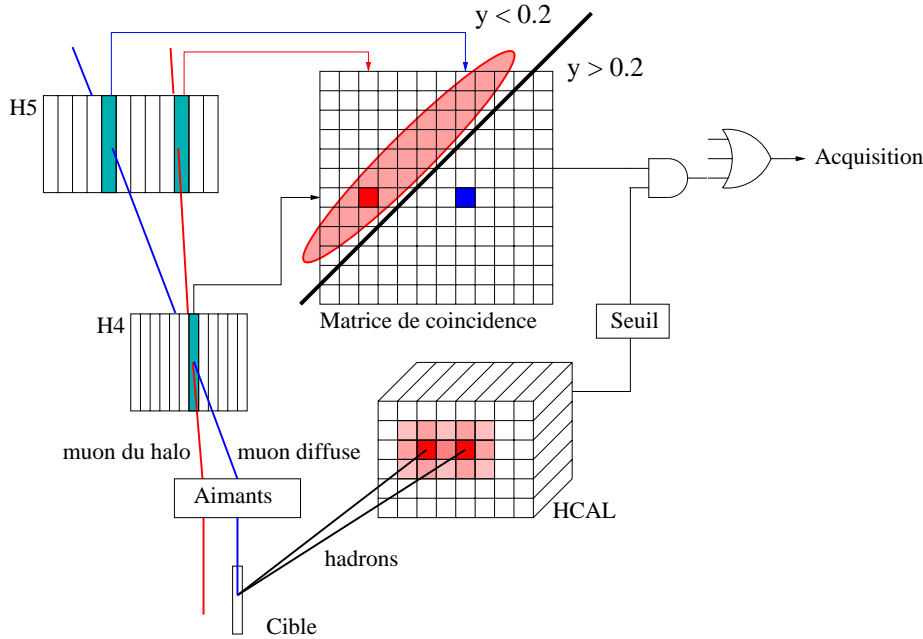


FIG. 2.7: Schéma du système de déclenchement de COMPASS pour les événements à petit Q^2 .

se répartissant près de 250 000 canaux de détecteurs. La solution retenue est un système d'acquisition arborescent et très modulaire, schématisé sur la figure 2.8.

Les données numérisées provenant des cartes d'électronique frontale sont dirigées vers 160 modules de concentration CATCH, qui sont des cartes VME 9U. Les CATCH transmettent ensuite ces données par liaison optique S-Link⁹ jusqu'aux ordinateurs de l'acquisition, appelés ROB (pour *Read-Out Buffers*). Ces ordinateurs regroupent les données pour former des événements partiels, et possèdent une mémoire tampon capable de stocker les données d'un déversement. Les événements complets sont reconstruits par d'autres ordinateurs, appelés EVB (pour *Event Builders*), qui reçoivent les informations des ROB par des commutateurs ethernet gigabit. Ces événements complets sont stockés localement sur les EVB, puis transférés automatiquement sur le système de stockage sur bande du CERN, le CDR (pour *Central Data Recording*).

Au cours des prises de données 2002, 2003 et 2004, COMPASS a enregistré 530TB de données, correspondant à près de 17 milliards d'événements (30 000 par déversement en moyenne).

2.2.5 Le traitement hors-ligne et la reconstruction des événements

Les données enregistrées sur le CDR contiennent l'ensemble des informations des détecteurs pour chaque événement. À partir de ces données brutes (*raw data*), on reconstruit des événements DST (pour *Data Summary Tapes*) en utilisant le programme C++ de reconstruction de COMPASS, CORAL (pour *Compass Reconstruction Algorithm Library*) [54]. Dans ce programme, le spectromètre est divisé en cinq zones, comme illustré sur la figure 2.9, dans

⁹Des multiplexeurs sont utilisés pour relier plusieurs CATCH à un S-Link.

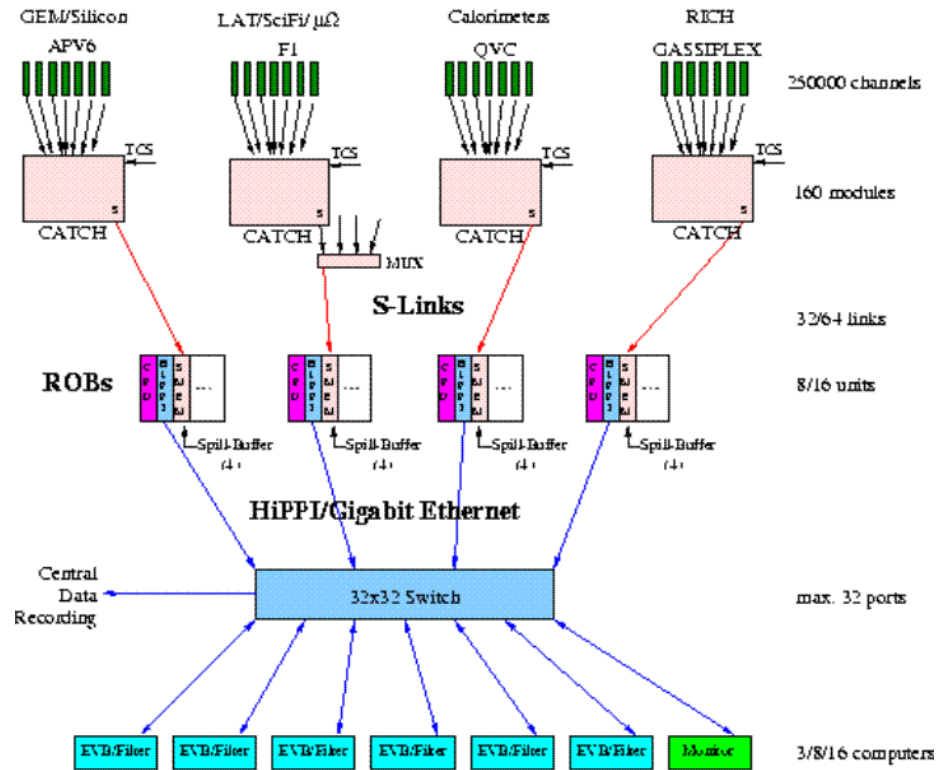


FIG. 2.8: Schéma du système d'acquisition de données.

lesquelles les trajectoires des particules sont quasiment droites (les éléments délimitant les extrémités des zones sont donc des régions proches des aimants, ou contenant une grande quantité de matière : la cible, SM1, SM2 et le deuxième absorbeur à muons). Dans chaque zone, il est donc possible de reconstruire facilement des bouts de trajectoires. On cherche ensuite à connecter ces différents bouts entre eux (*bridging*) en prenant en compte les champs magnétiques des deux aimants, champs disponibles sous forme de cartes en trois dimensions obtenues à partir de mesures. On procède alors à un ajustement final des trajectoires, qui fournit une estimation des cinq paramètres nécessaires à les caractériser¹⁰, ajustement dans lequel tous les éléments de matière sont pris en compte. Une simulation Monte Carlo a montré que l'efficacité de reconstruction des trajectoires de cet algorithme était de 90% en moyenne.

Une fois que toutes les trajectoires sont reconstruites, CORAL détermine alors la position du vertex primaire (et d'éventuels vertex secondaires). Pour cela, il extrapole les différentes trajectoires (incluant celle du muon incident) à l'intérieur de la cible, en prenant en compte le champ du solénoïde, ainsi que la quantité de matière traversée pour la propagation des erreurs. Ceci permet de sélectionner les trajectoires susceptibles d'être rattachées au vertex primaire (le muon incident doit en faire partie). Enfin, la position précise du vertex est déterminée par un ajustement global, qui autorise de légères modifications de l'impulsion des particules mises en jeu. La figure 2.9 présente un événement typique reconstruit par

¹⁰Deux positions transverses et deux angles à une abscisse de référence, ainsi que le rapport charge sur impulsion q/p .

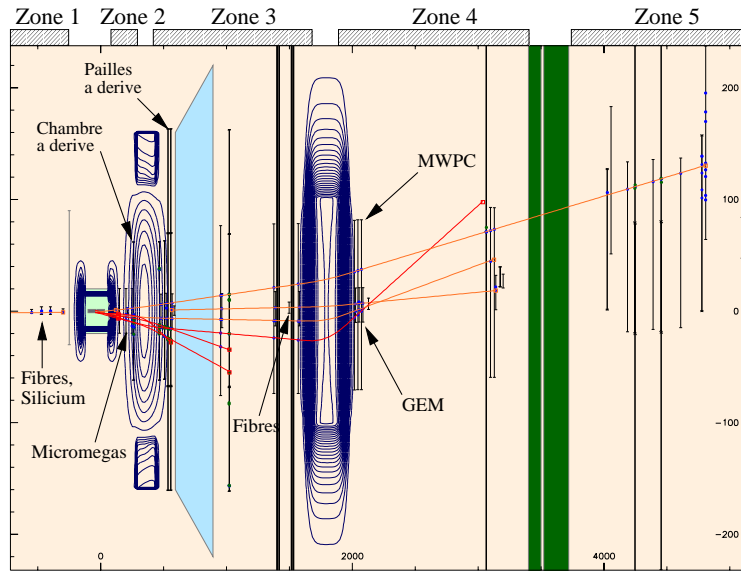


FIG. 2.9: Événement typique reconstruit par CORAL. Le muon diffusé y est facilement identifiable.

CORAL.

Cet algorithme permet de disposer dans les événements DST des paramètres des trajectoires, des vertex (primaire, secondaire), ainsi que des informations sur l'énergie déposée dans les calorimètres, etc... Grâce à l'utilisation de la ferme de calcul du CERN, le temps nécessaire à CORAL pour reconstruire les événements DST correspond à peu près à la durée de la prise de données.

Signalons pour terminer que les événements DST servent ensuite de point de départ aux différentes analyses, effectuées grâce au programme PHAST (pour *PHysics Analysis Software Tools*) [55]. Il permet de calculer les caractéristiques de toutes les particules d'un événement, et de filtrer ces derniers selon une sélection donnée.

Chapitre 3

Alignement du spectromètre de COMPASS selon l'axe du faisceau

L'alignement du spectromètre de COMPASS est une tâche particulièrement importante. En effet, tout écart entre la position réelle et la position estimée d'un plan de détection fausse la détermination de la trajectoire des particules, ce qui peut entraîner une inefficacité de la reconstruction, et donc une perte en statistique. Cette détérioration de la résolution spatiale affecte également la résolution en masse du spectromètre, ce qui, dans le canal du charme ouvert, se traduit par une diminution du rapport signal sur bruit (voir chapitre 2). En pratique cependant, un tel alignement est une tâche difficile, le spectromètre comportant environ 200 plans de détection avec, pour chacun, trois ou quatre paramètres à ajuster. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'un de ces paramètres, la position des détecteurs le long de l'axe z du faisceau (on parlera donc d'*alignement en z*). En effet, si les autres paramètres ont pu être ajustés de manière tout à fait satisfaisante au cours d'études précédant celle-ci, l'alignement en z produit par ces dernières était en contradiction évidente avec la géométrie du spectromètre, avec par exemple des inversions dans l'ordre des plans de détection. Nous verrons dans ce chapitre qu'il nous a néanmoins été possible, en procédant par étapes, de réaliser pour la première fois un alignement suffisamment précis en z , et, de plus, de mettre en évidence des erreurs dans la description de la géométrie du spectromètre. La section 3.1 présente le programme d'alignement utilisé par COMPASS, ainsi que la procédure à utiliser ; nous décrivons ensuite dans les sections 3.2 et 3.3 les résultats obtenus pour l'alignement en z , sans et avec champs magnétiques respectivement. Puis nous étudions dans la section 3.4 les effets dus aux variations de température. Enfin, nous discutons en section 3.5 des améliorations obtenues avec ce nouvel alignement.

3.1 Programme d'alignement de COMPASS

Le programme d'alignement de COMPASS, développé à partir du programme *Millepede* [56], utilise un échantillon de trajectoires réelles, et réalise une minimisation exacte ¹ de la somme des χ^2 de ces trajectoires. Une telle méthode présente l'avantage d'être non itérative, ce qui permet de s'affranchir d'éventuels problèmes de convergence. En revanche, elle requiert *a priori* l'inversion d'une matrice de très grande taille, ce qui la rend impossible à mettre en œuvre dans un temps raisonnable. Néanmoins, nous allons voir qu'on peut remplacer l'inversion de cette matrice de très grande taille par un grand nombre d'inversions de matrices de tailles plus petites, ce qui rend la méthode utilisable en pratique.

3.1.1 Principe de fonctionnement

Afin d'étudier le possible désalignement d'un détecteur i , on introduit tout d'abord une quantité, appelée *résiduel*, définie pour une trajectoire donnée comme la différence entre la position mesurée $u_{m,i}$ par le détecteur i et la position reconstruite u_r :

$$du_i \equiv u_{m,i} - u_r \quad (3.1)$$

Par souci de rapidité, u_r est calculé sans retirer le détecteur considéré de la reconstruction, le résiduel est donc dit *biaisé*. Ce résiduel dépend des paramètres d'alignement α_a , ainsi que des paramètres de la trajectoire α_t (quatre sans champ magnétique, cinq avec champ, mais dans le programme, l'impulsion est fixée). Le χ^2 d'une trajectoire s'écrit alors de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{det}} \frac{[du_i(\alpha_t, \alpha_a)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.2)$$

où σ_i est la résolution du détecteur i , et N_{det} le nombre de détecteurs utilisés. En notant $\alpha = (\alpha_a, \alpha_t)$, la minimisation du χ^2 consiste à résoudre le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_i} = 0 \quad (3.3)$$

En pratique cependant, si du_i dépend linéairement de α_t , il n'en est pas de même pour α_a , et le système formé par l'équation 3.3 n'est pas linéaire. Afin de pouvoir le linéariser, il est donc important que la géométrie du spectromètre fournie au programme d'alignement soit assez proche de la configuration exacte. Dans le cas contraire, des itérations sont nécessaires.

Bien sûr, le système ainsi formé n'utilisant qu'une seule trajectoire, il n'est pas possible de déterminer les $4 \times 4N_{det}$ paramètres de l'alignement. On utilise donc en pratique plusieurs milliers de trajectoires, et on minimise la somme de leur χ^2 . Après linéarisation, le problème se résume à l'inversion d'une matrice $(4N_{det} + 4N) \times (4N_{det} + 4N)$, où N est le nombre

¹moyennant une linéarisation du problème.

de trajectoires utilisées. Le temps nécessaire à une telle inversion est *a priori* proportionnel à $(4N_{det}+4N)^3$, mais le programme d'alignement utilise une méthode permettant de résoudre le problème à partir d'inversions de matrices de tailles plus petites [57]. En effet, en généralisant l'équation 3.3 au cas de N trajectoires, le système peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left(\begin{array}{c|c|c|c} \sum C_i & \cdots & G_i & \cdots \\ \hline \vdots & \ddots & 0 & 0 \\ \hline G_i^T & 0 & \Gamma_i & 0 \\ \hline \vdots & 0 & 0 & \ddots \end{array} \right) \begin{pmatrix} \alpha_a \\ \vdots \\ \alpha_{t,i} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum b_i \\ \vdots \\ \beta_i \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

où les matrices C_i et b_i (resp. Γ_i et β_i) ne contiennent que les dérivées des résiduels par rapport aux paramètres d'alignement (resp. des trajectoires), les matrices G_i contenant les dérivées par rapport à ces deux types de paramètres. On peut réécrire l'équation 3.4 de la manière suivante :

$$\left(\sum_i C_i \right) \times \alpha_a + \sum_i (G_i \times \alpha_{t,i}) = \sum_i b_i \quad \text{et} \quad \forall i : G_i^T \times \alpha_a + \Gamma_i \times \alpha_{t,i} = \beta_i \quad (3.5)$$

En extrayant les $\alpha_{t,i}$ de la deuxième équation et en les reportant dans la première, on a :

$$\left(\sum_i C_i - \sum_i G_i \times \Gamma_i^{-1} \times G_i^T \right) \alpha_a = \sum_i b_i - \sum_i G_i \times \Gamma_i^{-1} \times \beta_i \quad (3.6)$$

On accède donc à α_a en inversant seulement N matrices Γ_i de dimensions 4×4 , puis une matrice de dimension $(4N_{det}) \times (4N_{det})$.

3.1.2 Paramètres à aligner

Dans ce qui va suivre, nous utiliserons un référentiel local (O, u, v, z) , défini pour chaque plan de détection : z désigne l'axe du faisceau ; u et v sont les axes dans le plan de détection, tels que u représente la coordonnée mesurée par celui-ci (v est donc parallèle aux fils, ou aux pistes du plan). O est l'intersection de l'axe z avec le plan de détection. COMPASS utilise également un référentiel global, déterminé par les axes x (horizontal), y (vertical) et z .

Le programme actuel permet d'ajuster, pour chaque plan de détection, les quatre paramètres suivants :

- la position u sur l'axe de mesure. Notons que cette mesure étant indépendante de la position du plan selon l'axe v , il est *a priori* impossible d'ajuster la position v , et donc la position de la surface active. Cependant, les détecteurs étant regroupés par paires (u, v) , l'alignement d'un plan permet de déterminer la surface active de l'autre, et réciproquement ;
- l'angle θ entre les axes u et x ;
- la position z sur l'axe du faisceau ;

– le pas p du détecteur (déterminant la distance inter-fils).

Ce dernier paramètre a été introduit afin de compenser les désalignements en z , qui ne pouvaient pas encore être corrigés ².

Dans le cas idéal où les détecteurs sont parfaitement alignés, la moyenne des résiduels, pour des trajectoires physiques, est nulle ³. Par ailleurs, ces résiduels sont indépendants des paramètres de la trajectoire considérée. En revanche, si un paramètre X d'un plan de détection est mal ajusté d'une quantité ΔX , les résiduels dans ce plan dépendent de ΔX ainsi que des paramètres des trajectoires. Le cas d'un désalignement Δz sur l'axe du faisceau est illustré sur la figure 3.1.

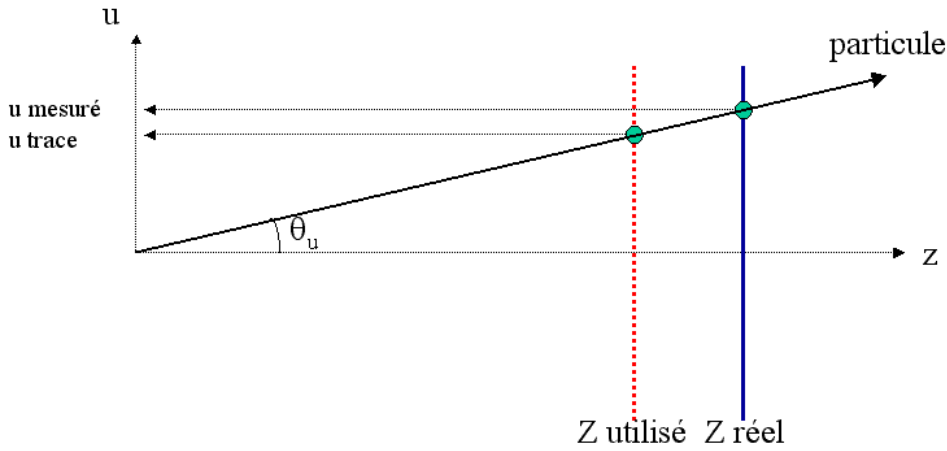


FIG. 3.1: Effet d'un désalignement $\Delta z = Z_{réel} - Z_{utilisé}$ sur la mesure de la position d'une trajectoire inclinée d'un angle θ_u dans le plan (u, z) .

On voit alors facilement que :

$$du = \Delta z \times \tan(\theta_u), \quad (3.7)$$

où θ_u est l'angle de la trajectoire projetée dans le plan (u, z) . De la même manière, on montre que :

$$du = -\Delta u \quad (3.8)$$

$$du = -(\Delta p - 1) \times u \quad (3.9)$$

$$du = -\tan(\Delta\theta) \times v, \quad (3.10)$$

pour des désalignements Δu de la position u , Δp (le rapport entre le pas réel et le pas estimé du détecteur), et $\Delta\theta$ de l'angle (u, x) , respectivement.

Dans la pratique, ces corrélations ne sont cependant pas aussi nettes, à cause de la résolution finie des détecteurs, mais aussi parce que tous les détecteurs sont généralement désalignés. Les résiduels dans un plan sont donc modifiés par les désalignements dans les autres plans,

²L'effet de ces deux paramètres sur les résiduels étant similaire, comme nous allons le voir.

³Seule la moyenne est nulle, à cause de la résolution spatiale finie des détecteurs.

qui peuvent créer un biais sur u_r (voir équation 3.1).

Notons que seules les trajectoires inclinées sont sensibles à un désalignement en z ; c'est pourquoi l'ajustement de ce paramètre est particulièrement important pour les détecteurs à grand angle. Notons aussi que si toutes les trajectoires proviennent d'un même point de la cible, on peut écrire :

$$du = \frac{\Delta z}{Z_{det}} \times u, \quad (3.11)$$

où Z_{det} est la distance de ce point origine au plan considéré. Dans ce cas, un désalignement en z est parfaitement équivalent à un mauvais ajustement du pas du détecteur (voir remarque ci-avant). Le fait d'utiliser une cible étendue, ainsi que les traces du halo, permet (et nécessite) donc d'ajuster indépendamment ces deux paramètres.

Un point très important de l'alignement concerne la précision requise sur l'ajustement de ces différents paramètres. D'une manière générale, l'effet d'un désalignement d'un détecteur doit être inférieur à une fraction de sa résolution spatiale, qui est typiquement d'une centaine de microns. D'après les équations 3.7 à 3.10, la précision requise est donc de l'ordre de :

- une dizaine de microns sur la position transverse (u);
- environ 0.1 mrad sur l'angle (u, x);
- 0.01% sur le pas du détecteur;
- de quelques centaines de microns à quelques millimètres sur la position en z , selon la couverture angulaire du détecteur.

Signalons pour terminer que d'autres paramètres pourraient être ajustés, notamment l'angle entre les axes u et z . Cet angle est fixé à 90° dans le programme de reconstruction, mais dans la réalité, de légères inclinaisons existent. On montre dans ce cas que la corrélation du résiduel avec u est pratiquement parabolique :

$$du = \alpha \times \tan(\theta_u) \times u \approx \alpha \times \frac{u^2}{Z_{det}}, \quad (3.12)$$

α désignant l'écart à 90° de l'angle entre les axes u et z . Dans le cas des Micromegas, par exemple, α est de l'ordre de 10^{-3} ; pour u de l'ordre de 10 cm, du vaut environ 5 microns, ce qui est négligeable. D'une manière générale, aucune corrélation de type parabolique n'a été observée, c'est pourquoi on a gardé $\alpha = 0$ pour tous les détecteurs dans le programme de reconstruction.

3.1.3 Contraintes

Le programme d'alignement ne détermine la position des détecteurs qu'à un certain nombre de transformations globales près. En effet, le χ^2 des trajectoires n'est en rien modifié si l'on effectue, par exemple, une rotation d'ensemble du spectromètre. Il est donc important de répertorier tous les degrés de liberté du système, et d'imposer des contraintes pour les fixer. On peut en distinguer de trois types différents :

- les déplacements globaux : le χ^2 des trajectoires n'est en effet pas modifié si le spectromètre est translaté le long des axes x , y , z , ou bien s'il subit une rotation autour de ces axes. Il faut donc fixer les positions transverses de quatre plans de détection (par exemple deux plans x et deux plans y), ainsi que la position angulaire et la position en z d'un plan ;
- les dilatations : le spectromètre peut se dilater le long des axes x , y et z ; il faut donc fixer le pas de deux plans de détection (par exemple un plan x et un plan y) ainsi que la position en z d'un deuxième plan ;
- la rotation hélicoïdale autour de l'axe z : en toute rigueur, une telle transformation modifie le χ^2 des trajectoires, et n'est donc pas à proprement parler un degré de liberté. Mais en pratique, cette modification est très petite, et il a donc été nécessaire de fixer la position angulaire d'un deuxième plan.

Les contraintes liées aux dilatations peuvent introduire des biais dans l'alignement, en prenant pour étalon des plans de détection qui n'ont aucune raison d'être alignés entre eux. Dans le cas de l'alignement en z , le fait de fixer deux plans revient à choisir un étalon de longueur. Si la distance fixée, Δz_{fix} , entre ces deux plans est différente de la distance réelle Δz_{vrai} , le spectromètre est alors dilaté d'un facteur $\frac{\Delta z_{fix}}{\Delta z_{vrai}}$. Cet effet étant *a priori* d'autant plus grand que Δz_{vrai} est petit, on le minimise en fixant deux détecteurs éloignés l'un de l'autre. On peut également s'assurer que cette dilatation est petite en étudiant les corrections fournies par le programme d'alignement en fonction de la position des détecteurs. Si une corrélation apparaît entre les deux, on applique *a posteriori* une dilatation inverse, de manière à faire disparaître cette corrélation.

3.1.4 Procédure

Le programme d'alignement ne modifie pas, par construction, l'impulsion moyenne des trajectoires utilisées. Par conséquent, si des désalignements de détecteurs produisent un biais sur cette impulsion, ce biais ne peut pas être corrigé, de même que les désalignements qui l'ont produit. Pour s'en convaincre, nous avons réalisé une simulation de reconstruction de trajectoires utilisant les détecteurs Micromegas et les chambres à dérive. Dans le cas où les détecteurs sont parfaitement alignés, les corrections du programme d'alignement sont (bien sûr) compatibles avec zéro. Puis nous avons introduit un désalignement de MM02X de 1 mm le long de l'axe x , et étudié les corrections du programme dans trois cas différents :

- configuration sans champ magnétique : dans ce cas, le programme corrige la position de MM02X de 0.950 mm, les autres corrections étant compatibles avec zéro ;
- configuration avec champ magnétique, dans laquelle MM02X est utilisé dans la reconstruction, mais pas dans l'ajustement final des paramètres des trajectoires ⁴ : là encore, le programme corrige seulement la position de MM02X, de 0.973 mm ;
- idem, mais MM02X est utilisé dans l'ajustement des paramètres : cette fois, la position n'est corrigée que de 0.650 mm. Par ailleurs, les corrections des positions des autres détecteurs ne sont plus compatibles avec zéro (jusqu'à 1 mm pour DC01 !), le biais sur l'impulsion produisant une transformation "en ciseau" du spectromètre autour de SM1.

⁴grâce à l'option `Det2Go2Fit` du programme de reconstruction.

Cet exercice montre que la procédure d’alignement doit être séparée en deux grandes étapes : on commence par un alignement sans les champs magnétiques des deux aimants dipolaires, et donc sans biais. Puis on réalise juste après un alignement avec les champs magnétiques, ceux-ci étant susceptibles de déplacer les détecteurs situés à proximité. Ces détecteurs sont retirés de la procédure d’ajustement des paramètres des trajectoires, ce qui permet, d’après l’exercice précédent, d’éviter tout biais. En pratique, il faut s’assurer au préalable que les aimants dipolaires sont correctement alignés par rapport aux détecteurs. Nous allons à présent détailler, dans les sections 3.2 et 3.3, les résultats obtenus dans chacune de ces grandes étapes (sans champ et avec champ).

3.2 Alignement en z sans champ magnétique

Comme nous l’avons déjà dit, les études antérieures n’ont pas permis de réaliser un alignement du spectromètre le long du faisceau. Pour démêler les problèmes, nous avons commencé par étudier l’alignement des détecteurs Micromegas uniquement, puis nous avons ajouté successivement les autres détecteurs.

3.2.1 Alignement des détecteurs Micromegas

La figure 3.2 montre les résiduels dans les 12 plans de Micromegas, en fonction de l’angle des trajectoires projetées dans le plan (u, z) (voir section 3.1.2). Une très forte corrélation est observée, suggérant des désalignements en z de plusieurs millimètres. Les corrections fournies par le programme d’alignement ont confirmé cette observation, mais ont par ailleurs suggéré une sous-estimation de la distance entre les plans d’un même doublet de Micromegas, comme indiqué dans le tableau 3.1. Cette sous-estimation systématique et indépendante du temps s’est avérée être due à une erreur dans la définition de la position en z des détecteurs, celle-ci ayant été donnée par la position du plan de pistes, et non par le milieu de l’espace de conversion. Les doublets étant constitués de deux détecteurs “tête-bêche”, la distance moyenne entre les deux *hits* correspondants était donc effectivement sous-estimée de deux demis espaces de conversion, plus deux espaces d’amplification, soit 3.4 mm (voir figure 3.3). En fait, la plupart des valeurs relevées sont même légèrement supérieures à cette valeur, ce qui pourrait venir d’un bombage asymétrique des détecteurs, le plan de pistes étant, du fait de sa rigidité, moins bombé que l’extrémité opposée.

date	1U-1V	1Y-1X	2U-2V	2Y-2X	3U-3V	3Y-3X
14/08/2002 - 23h30	3.85	5.86	4.29	4.33	3.45	3.90
29/08/2002 - 14h30	4.15	6.04	4.12	3.54	3.11	3.92

TAB. 3.1: Augmentation en millimètres de la distance entre chaque plan d’un même doublet de Micromegas, calculée par le programme d’alignement, pour deux échantillons de trajectoires pris à 15 jours d’intervalle. On remarque que ces corrections sont indépendantes des données utilisées.

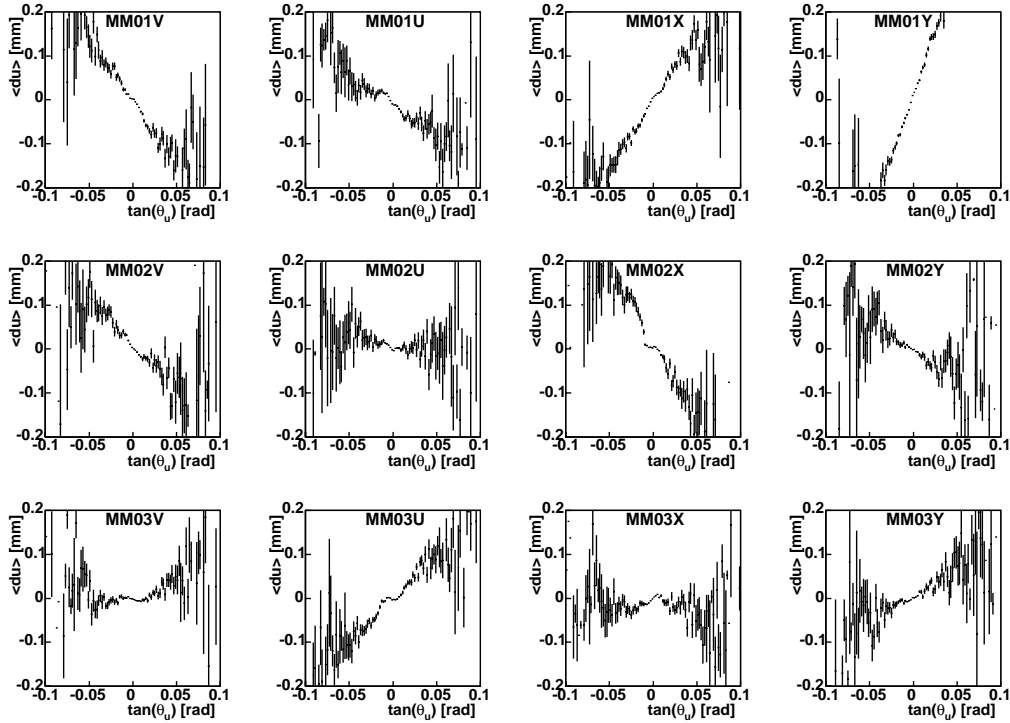


FIG. 3.2: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les 12 plans de Micromegas, avant alignement en z ; les corrélations indiquent des désalignements de plusieurs millimètres. La différence systématique des pentes obtenues pour chaque doublet (UV ou XY) suggère une sous-estimation de leur distance, sous-estimation quantifiée par le programme d'alignement.

La figure 3.4 montre les résiduels obtenus après implémentation des corrections du programme d'alignement. Les fortes corrélations observées figure 3.2 ont complètement disparu, indiquant que la position en z des Micromegas a pu être déterminée à moins d'un millimètre près, c'est-à-dire au niveau de précision requis (voir section 3.1.2).

3.2.2 Alignement des chambres à dérive

Grâce au bon alignement des Micromegas, nous avons pu ensuite étudier le désalignement des trois stations de chambres à dérive, en fixant la position en z des Micromegas. Les résiduels obtenus dans DC01 sont présentés sur la figure 3.5. La distance entre les plans d'une même chambre est ici très bien connue (à une centaine de microns près), et a été bien implémentée dans le programme de reconstruction. Malgré tout, les corrections suggérées par le programme d'alignement pour les différents plans se sont révélées être en léger désaccord, des écarts de deux à trois millimètres étant observés. Ces écarts sont dus à des corrections effectives, provenant de variations locales du pas des détecteurs (visibles sur la figure 3.6), et propres à chaque plan. Afin de respecter la distance inter-plans d'une chambre donnée, nous avons décidé d'imposer un déplacement d'ensemble de ses plans.

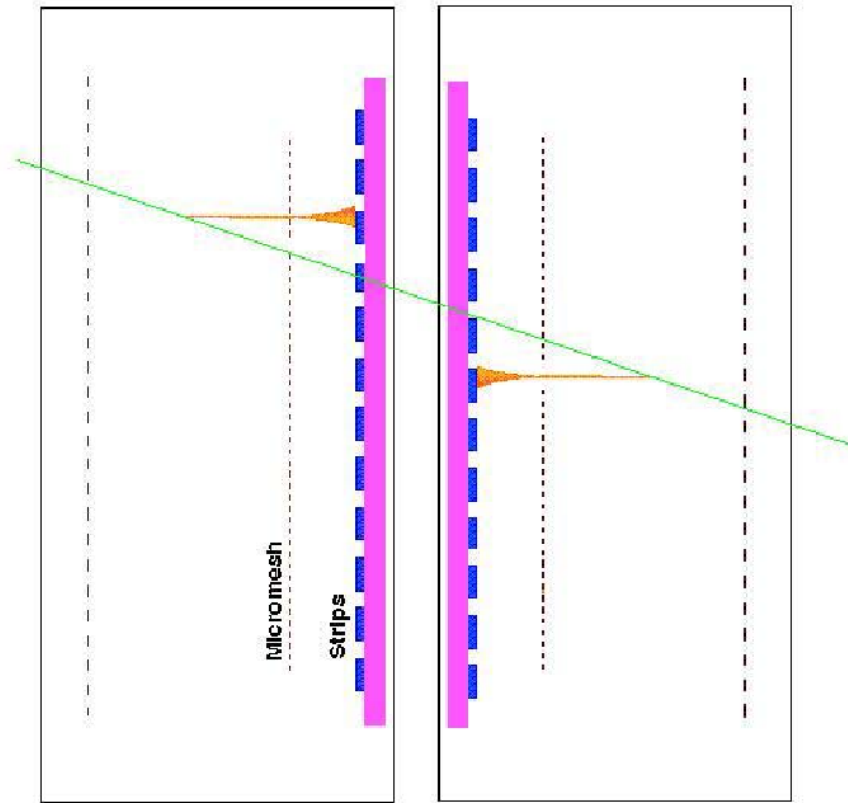


FIG. 3.3: Disposition “tête-bêche” des deux détecteurs d’un doublet de Micromegas. La distance entre les deux *hits* de la trajectoire est supérieure à la distance entre les plans de pistes.

Nous avons donc modifié le programme d’alignement, afin d’utiliser un seul paramètre pour la position en z d’une chambre à dérive. La figure 3.6 montre les résiduels obtenus après reparamétrisation et alignement. Les corrections obtenues sont d’environ 10, 3 et 1 mm pour DC01, DC02 et DC03 respectivement. Le fait de moyenniser huit corrections différentes, compatibles à 3 mm près, permet de penser que la précision obtenue sur la position des chambres à dérive est, là encore, inférieure au millimètre.

Notons que la reparamétrisation que nous avons introduite ici a été utilisée par la suite pour un grand nombre de détecteurs, pour lesquels la distance inter-plans est très bien connue. Malgré tout, il faut toujours s’assurer au préalable que les corrections obtenues pour différents plans d’un détecteur sont relativement proches, et qu’elles ne peuvent s’expliquer que par des irrégularités locales.

3.2.3 Alignement des GEM

La même procédure a ensuite été appliquée pour l’alignement des GEM, en se servant de l’alignement obtenu pour les Micromegas et les chambres à dérive. Comme pour les Micromegas, le programme d’alignement a montré que la distance entre les doublets de GEM

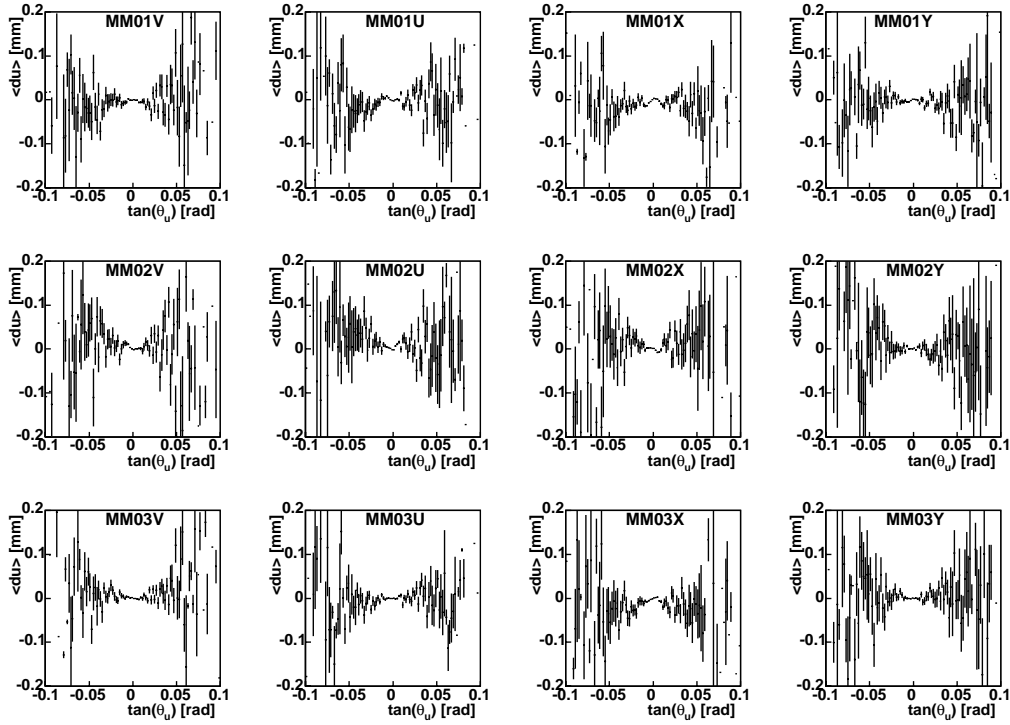


FIG. 3.4: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les 12 plans de Micromegas, après alignement en z ; toutes les corrélations ont pratiquement disparu.

avait été sous-estimée de trois à quatre millimètres, à cause d'une erreur dans l'implémentation de ces distances dans le fichier de géométrie. La distance entre les plans (tête-bêche) d'un même doublet a également été sous-estimée, la position moyenne d'un *hit* n'étant pas, contrairement aux Micromegas, au milieu de l'espace de conversion. En effet, celui-ci est ici séparé en plusieurs étages, et si une particule ionise dans un étage trop proche du plan de pistes, l'avalanche est trop faible et la particule n'est pas détectée.

Le tableau 3.2 indique que, comme pour les Micromegas, des désalignements de quelques millimètres ont été observés, et qu'ils sont stables dans le temps. Une erreur plus grossière a cependant été mise en évidence sur la position du détecteur GEM04, erreur qui a pu être confirmée par un alignement indépendant du détecteur sur lequel est fixé GEM04 (PS01).

date	1UV	2UV	3UV	4UV	5UV	6UV
14/08/2002 - 23h30	4.85	1.96	3.46	-19.21	4.22	4.10
29/08/2002 - 14h30	5.58	2.77	5.07	-17.88	6.54	4.11

TAB. 3.2: Corrections en millimètres de la position des plans U et V des six premiers GEM, pour deux échantillons de trajectoires pris à 15 jours d'intervalle.

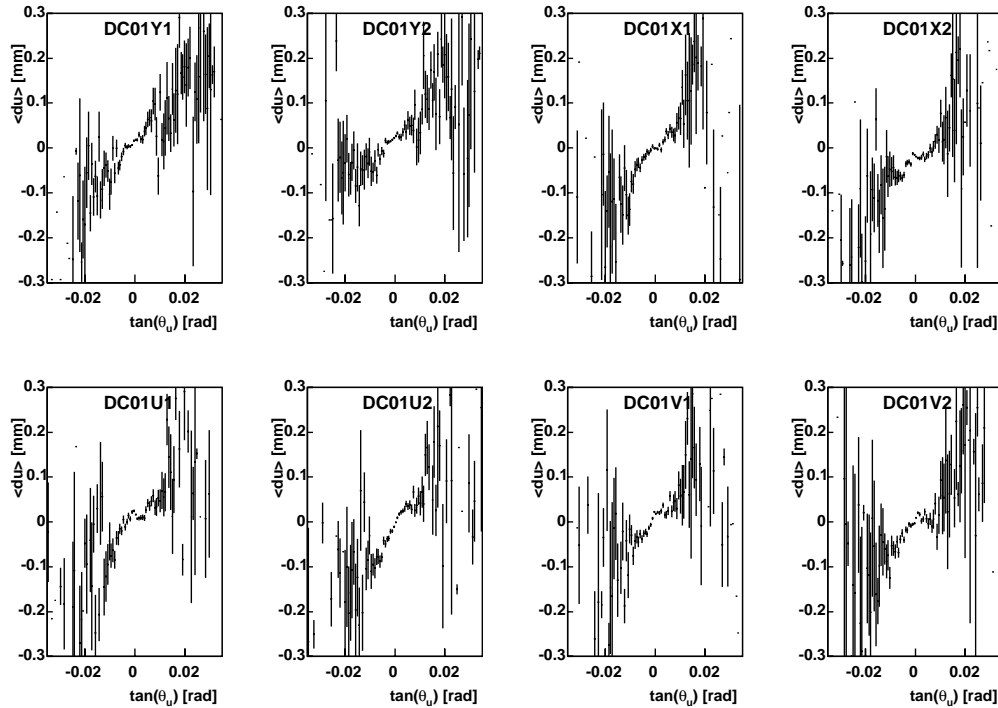


FIG. 3.5: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les huit plans de DC01, avant alignement en z .

3.2.4 Alignement des autres détecteurs

Les autres détecteurs du spectromètre ont pu ainsi être progressivement ajoutés à la procédure d'alignement, les corrections obtenues sur leur position en z étant généralement de quelques millimètres. Il a même été possible d'aligner les détecteurs situés en amont de la cible en utilisant les trajectoires des muons incidents, trajectoires qui sont pourtant à très petit angle, et donc très peu sensibles à des désalignements en z . Nous avons ainsi mis en évidence une erreur grossière sur la position du détecteur SI02, pour lequel le programme d'alignement nous a indiqué un désalignement de 4 cm ! Les figures 3.7 et 3.8 montrent l'effet de ce réaligement sur les résiduels. Il s'est avéré par la suite que la position de SI02 avait été correctement mesurée par les géomètres, mais mal implémentée dans le programme de reconstruction.

Signalons pour terminer que tous les détecteurs n'ont pas pu être inclus dans la procédure d'alignement en z . Tout d'abord, les détecteurs situés au-delà des DW45 étant très éloignés de la cible, les trajectoires qui y parviennent ne sont pas suffisamment inclinées pour être sensibles à des désalignements en z . Il n'est donc pas possible, et pas utile, de les inclure dans la procédure. Par ailleurs, à cause de la similitude entre un désalignement en z et un mauvais ajustement du pas des détecteurs, il n'est pas possible d'aligner en z les plans présentant des irrégularités locales trop importantes, irrégularités illustrées figure 3.9. C'est notamment le cas des détecteurs Straw, pour lesquels des mesures de ces irrégularités ont été réalisées par rayons X, afin d'être prises en compte dans le programme de construc-

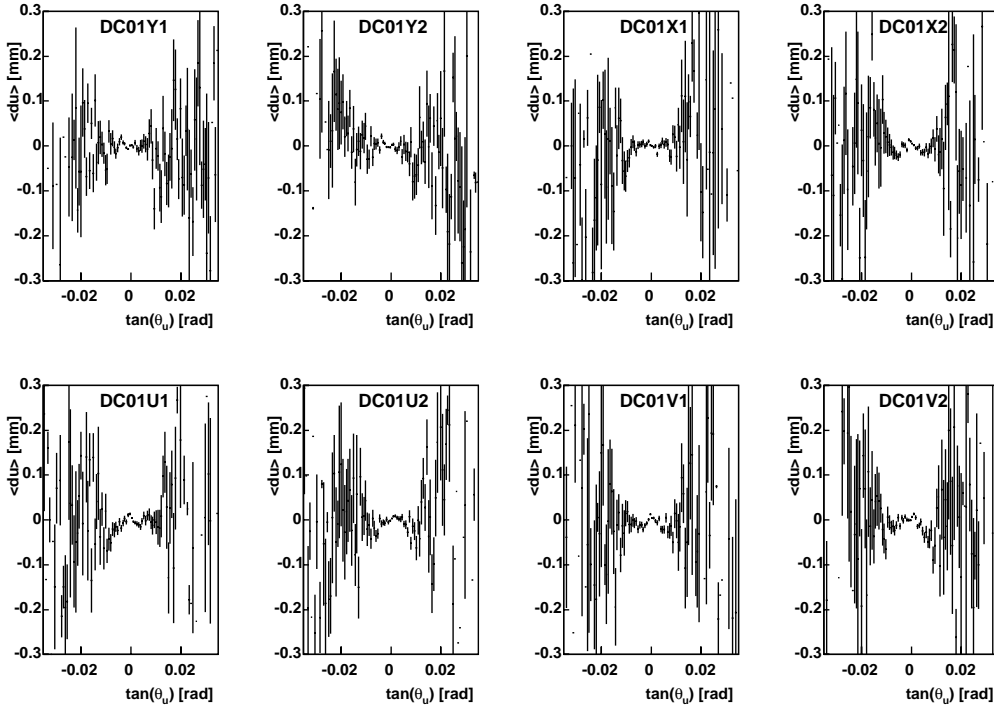


FIG. 3.6: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les huit plans de DC01, après alignement en z . Les variations locales du pas des pistes expliquent les petites structures observées.

tion. Ces corrections n'étaient malheureusement pas encore opérationnelles au moment où cette étude a été menée.

3.3 Alignement en z avec champ magnétique

La deuxième étape consiste à réaliser un alignement en présence des champs magnétiques des deux aimants dipolaires SM1 et SM2, en partant de l'alignement sans champ présenté dans la section précédente. Comme nous l'avons dit, il nous faut tout d'abord aligner en z SM1 et SM2 par rapport au reste du spectromètre. En effet, du fait de l'uniformité de leur champ dans les directions x et y , leur position transverse a peu d'importance.

3.3.1 Alignement des aimants dipolaires

A priori, un désalignement en z d'un aimant produit une corrélation entre les résiduels d'un détecteur situé en aval de cet aimant et la différence des angles de la trajectoire en aval et en amont de l'aimant :

$$du \propto [\tan(\theta_u^{aval}) - \tan(\theta_u^{amont})] \quad (3.13)$$

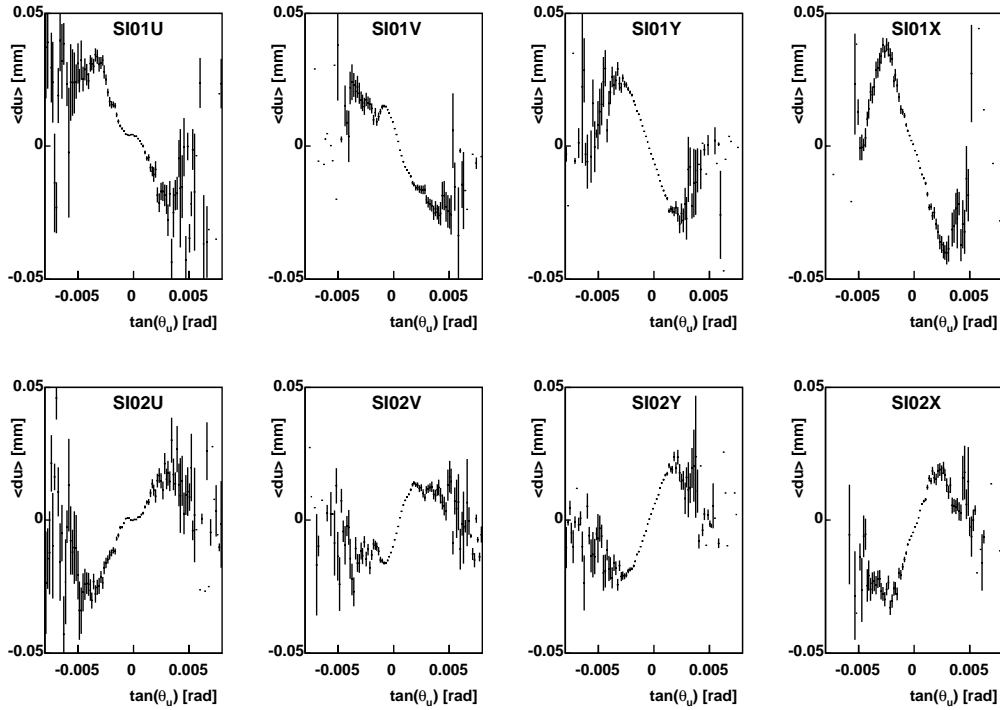


FIG. 3.7: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les huit plans de silicium, avant alignement en z . Les pentes différentes observées pour SI01 et SI02 indiquent que la distance entre ces deux détecteurs est très mal estimée. Notons que la couverture angulaire des particules (muons incidents) est très limitée !

En pratique cependant, si un tel désalignement apparaît, la détermination de l'impulsion est biaisée par la minimisation des résiduels, et la corrélation ci-dessus est inobservable. Nous avons d'ailleurs vérifié avec une simulation Monte Carlo qu'un déplacement de SM1 de 1 cm selon l'axe z n'a aucune influence sur les distributions de résiduels, ni sur les corrections apportées par le programme d'alignement à la position des détecteurs en aval (ou en amont). Nous avons donc, dans un premier temps, utilisé la simulation afin de développer une procédure permettant d'être sensible à un désalignement de l'aimant, avec une précision d'environ 1 mm. La procédure que nous avons finalement retenue est la suivante : on utilise les détecteurs de part et d'autre de SM1 (MM, DC, GEM01-05, PS01 et PA01), mais on retire de la procédure d'ajustement des paramètres des trajectoires les détecteurs situés juste en aval de SM1 (DC02-03, GEM01-03). On réalise alors un alignement de tous les détecteurs utilisés, en étudiant les corrections obtenues pour ceux retirés de l'ajustement. Si l'aimant est parfaitement aligné, la simulation indique que ces corrections sont compatibles avec zéro. Mais pour les données réelles, ces corrections sont d'environ -4 mm. Afin d'obtenir les mêmes corrections dans la simulation, il nous a fallu déplacer SM1 de -7 mm. Nous avons alors répété cette procédure avec les données réelles, mais en modifiant la position de l'aimant de +7 mm dans le programme de reconstruction de trajectoires. Cette fois, les corrections obtenues se sont révélées être compatibles avec zéro, confirmant les résultats de la simulation ! Nous avons aussi vérifié que ces corrections

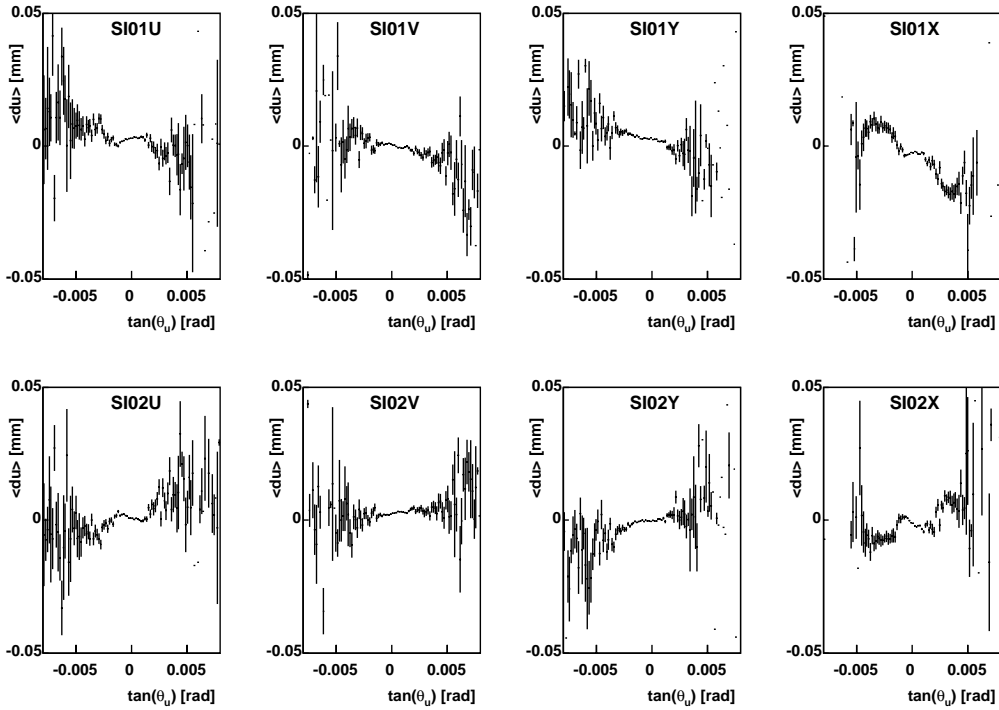


FIG. 3.8: Résiduels en fonction de l'angle des trajectoires dans les huit plans de silicium, après alignement en z .

ne provenaient pas d'un déplacement réel de DC02 et DC03 dû à la présence du champ de SM1, en fixant ces détecteurs à l'aimant.

Ce résultat peut paraître surprenant, car il est en désaccord de 4.5 mm avec la mesure des géomètres ⁵, censée être très précise. Mais il faut aussi tenir compte de l'ajustement de la carte de champ par rapport à la position réelle de l'aimant, ajustement dont la précision est justement de l'ordre de quelques millimètres [58]. Notons enfin qu'avant cette étude, la masse des K^0 reconstruite avec l'aimant SM1 était légèrement décalée par rapport à la masse attendue. Ce décalage correspondait à une surestimation de l'impulsion moyenne des particules de 0.8%. Notre résultat, qui conduit à une diminution de l'impulsion de 0.6%, explique la quasi-totalité de ce décalage.

En utilisant la position de SM1, nous avons ensuite étudié un possible désalignement de SM2. Là encore, la simulation nous a permis de déterminer une procédure sensible à un tel désalignement : on utilise ici les détecteurs MM, DC, PS, PA et GEM, mais on retire de l'ajustement des paramètres des trajectoires les détecteurs situés en aval de SM2, de sorte que l'impulsion des trajectoires n'est calculée qu'avec SM1. La simulation indique que seul un désalignement de SM2 entraîne des corrections sur la position en z des détecteurs en aval, comme précédemment. Dans la configuration réelle, aucune correction significative n'est observée (avec une précision d'environ 2 mm), indiquant un bon alignement de SM2. Cela n'est pas étonnant car l'ajustement de la carte de champ par rapport à la position physique de l'aimant est ici beaucoup plus aisée, en raison de la symétrie du champ de SM2.

⁵une erreur de 2.5 mm ayant été, là encore, commise dans l'implémentation de cette mesure.

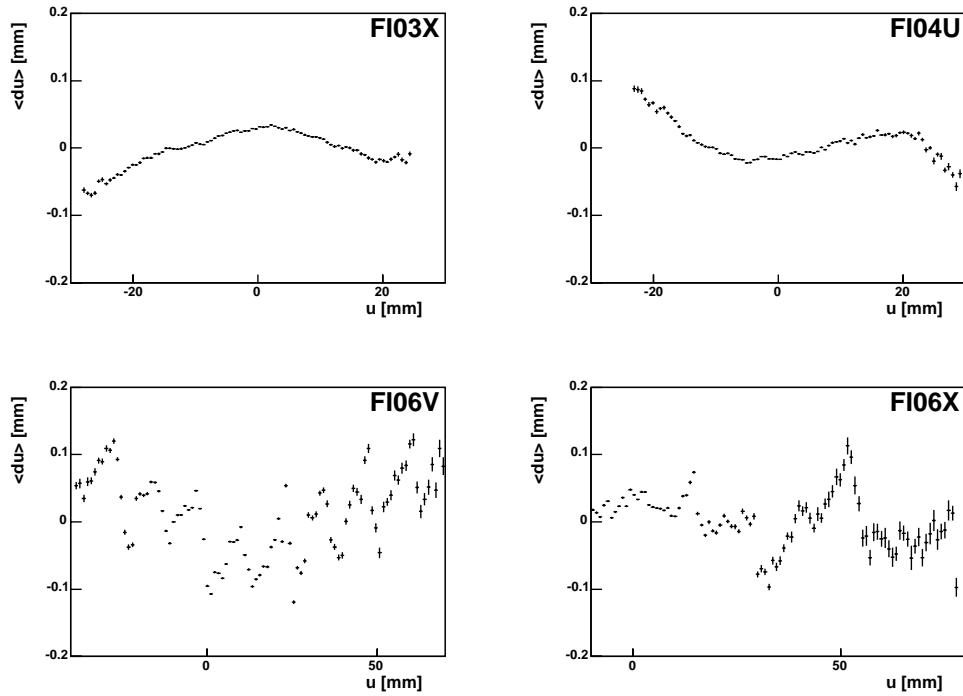


FIG. 3.9: Résiduels des trajectoires en fonction de leur position u dans quelques plans de fibres scintillantes. Les variations observées sont dues à de grandes irrégularités dans le pas de ces détecteurs.

3.3.2 Réalignement des détecteurs

La dernière étape consiste à réaliser un nouvel alignement des détecteurs, en présence des champs des deux aimants dipolaires. Cette étape est particulièrement importante dans le cas de l'ajustement de la position transverse des détecteurs : en effet, le champ magnétique modifie la trajectoire de dérive des électrons dans les détecteurs gazeux situés à proximité (comme les GEM), biaisant la position mesurée de plusieurs centaines de microns. En ce qui concerne l'alignement en z , notre étude a montré que les champs magnétiques ne modifiaient pas la position des détecteurs. En revanche, la présence des champs permet de disposer de trajectoires plus inclinées en aval de SM2, ce qui permet l'alignement en z des détecteurs situés entre les DW45 et le deuxième filtre à muons. Là encore, des désalignements allant jusqu'à plusieurs centimètres (pour le détecteur GEM10) ont été mis en évidence.

3.4 Effet des variations de température

Actuellement, les données sans champ magnétique étant prises au début de chaque période, un seul alignement sans biais est réalisable par semaine. On sait cependant qu'à cause des dilatations thermiques des cadres sur lesquels les détecteurs sont fixés, la position de certains plans peut fluctuer dans le temps. De même, la dilatation des détecteurs eux-mêmes

peut induire des variations du pas des pistes. Les progrès que nous venons de présenter sur la précision de l'alignement nécessitent une étude des effets éventuels de ces dilatations sur les performances de la reconstruction.

La figure 3.10 présente les distributions en masse invariante de paires (π^+, π^-) autour de la masse du K^0 , correspondant à des données prises à différents moments de la journée. On voit que la largeur du pic ne présente pas de variation significative avec le temps (la probabilité de compatibilité de ces quatre valeurs est de 76%). Ces observations montrent que la variation sur une journée de la résolution en masse est inférieure à 5%. Ces résultats ont par ailleurs été confirmés par d'autres études réalisées sur des périodes de temps plus longues et dans lesquelles aucune variation significative de l'efficacité de reconstruction n'a été observée.

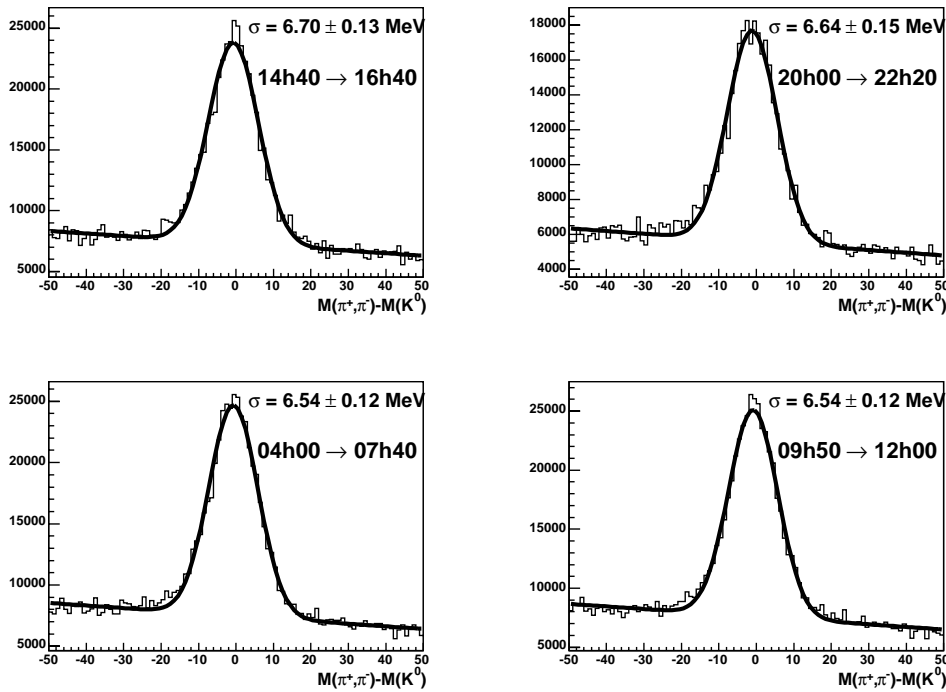


FIG. 3.10: Pics de K^0 reconstruits à différents moments de la journée. Aucune variation jour/nuit significative de la largeur du pic n'est observée.

De petites oscillations ont cependant pu être mises en évidence sur le χ^2 des trajectoires des particules détectées, comme l'indique la figure 3.11. La période de ces oscillations correspond effectivement à 24 heures ; malgré tout, leur amplitude, d'environ 3%, reste très limitée, et c'est pourquoi nous avons estimé qu'un alignement par semaine était suffisant. Notons d'ailleurs que ces oscillations ne sont pas observées sur l'ensemble des données, sans doute à cause de variations de température moins importantes ⁶.

⁶La température n'ayant pas été enregistrée de manière systématique, il n'est malheureusement pas possible d'étudier la corrélation entre les variations de χ^2 et les variations de température.

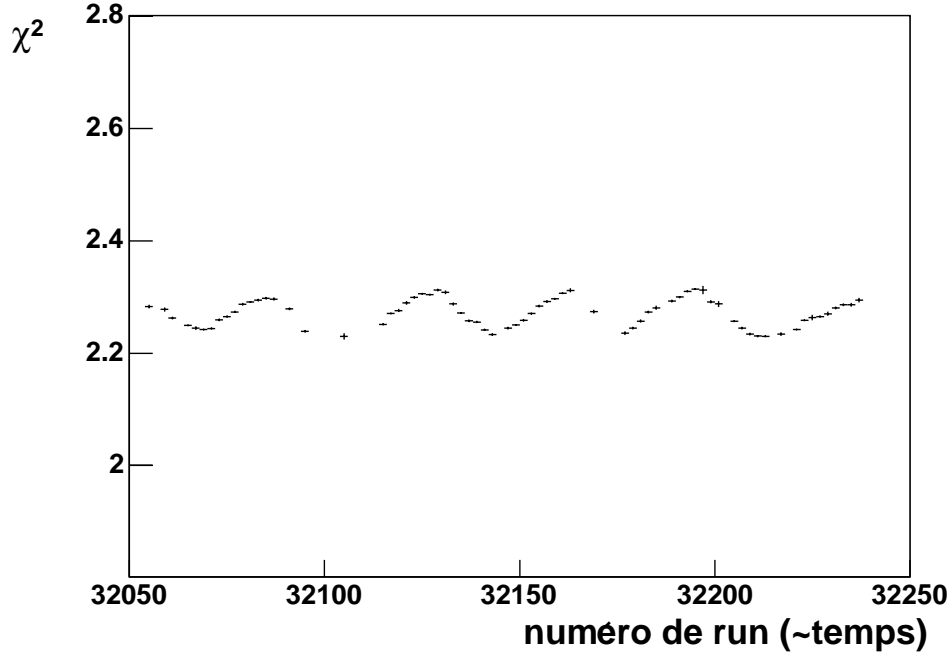


FIG. 3.11: Évolution temporelle du χ^2 moyen des trajectoires des particules (période P1J, données 2003). La période des oscillations est de 24 heures.

3.5 Effet du nouvel alignement sur la reconstruction

Même si l'ensemble des résultats que nous avons obtenus au cours de cette étude a été utilisé dans les (re-)productions de données, il n'est pas facile d'estimer précisément le gain en statistique apporté par ce nouvel alignement dans les données, car d'autres améliorations ont été implémentées en parallèle (notamment sur la reconstruction des muons du faisceau). En revanche, le gain sur la qualité de la reconstruction, et donc sur la résolution en masse, peut être évalué.

Signalons tout de même que différentes études réalisées sur des données ne différant que par l'alignement ont été menées⁷. Comme nous l'avons déjà dit, l'ajustement de la position de l'aimant SM1 a permis de faire pratiquement coïncider les pics de K^0 reconstruits dans les spectromètres à petit et à grand angle. La différence de masse reconstruite est ainsi passée de 4 à 1 MeV. Par ailleurs, une amélioration de 5 à 10% sur la résolution en masse des K^0 a été observée, ainsi qu'un gain en statistique d'environ 5%.

La figure 3.12 présente une comparaison du χ^2 moyen des hadrons à grand p_T pour une période reproduite avec le nouvel alignement. On constate une amélioration d'environ 15% (jusqu'à 20% pour certaines périodes), ainsi qu'une plus grande stabilité dans le temps. Cette stabilité vient du fait qu'un seul alignement est maintenant réalisé, contre deux précédemment (une pour chaque configuration de champ, ces deux alignements n'étant pas

⁷le nouvel alignement n'étant cependant pas encore finalisé à l'époque.

forçément de même qualité).

Enfin, le tableau 3.3 présente les résolutions en masse obtenues sur les D^0 , avec sélection

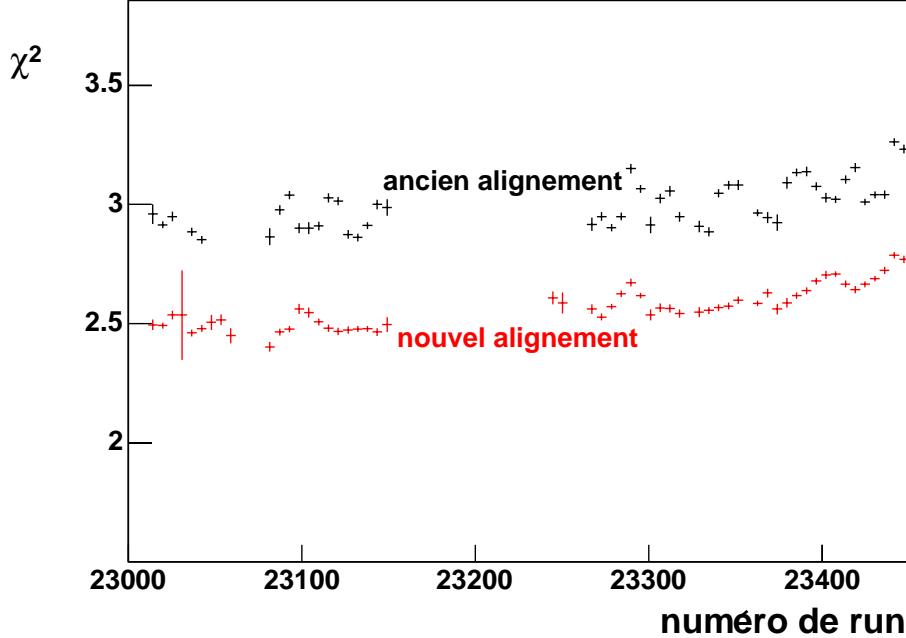


FIG. 3.12: Comparaison des χ^2 moyens des hadrons à grand p_T pour l'ancien et le nouvel alignement (période P2G, données 2002).

par D^* , pour les années 2002 et 2003 [59]. Dans la nouvelle analyse, où toutes les données sont produites avec le nouvel alignement, les résolutions pour 2002 et 2003 sont largement compatibles. Dans l'ancienne analyse, quatre des cinq périodes de 2002 sont produites avec l'ancien alignement. Ces chiffres suggèrent une amélioration de la résolution de 15% environ, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que toutes les études précédentes.

année	ancienne analyse	nouvelle analyse
2002	32.8 ± 3.0	28.7 ± 2.6
2003	26.8 ± 1.6	26.5 ± 1.4

TAB. 3.3: Résolutions en masse (en MeV) sur le D^0 , avec sélection par D^* , obtenues pour 2002 et 2003, l'ancienne analyse utilisant, pour la majorité des données de 2002, l'ancien alignement (voir texte).

Notons pour terminer qu'il est encore possible d'améliorer la qualité de l'alignement, en prenant en compte les variations locales du pas de certains détecteurs dans le programme de reconstruction. Ce travail vient d'être récemment finalisé pour les détecteurs Straws, pour lesquels les irrégularités sont les plus marquées.

Chapitre 4

Étude des détecteurs Micromegas de COMPASS

Douze détecteurs à micro-pistes de type Micromegas sont utilisés depuis le début de la prise de données dans le spectromètre COMPASS. Ils sont situés juste derrière la cible et en amont du premier dipôle, là où les flux sont les plus intenses. Ces détecteurs ont été conçus à l'origine pour fonctionner avec un faisceau de muons, et ne sont donc pas encore optimisés pour les faisceaux de hadrons.

La section 4.1 présente succinctement le principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas, ainsi que son intégration dans le spectromètre de COMPASS. Puis nous étudions dans la section 4.2 les performances de ces détecteurs pendant la prise de données avec un faisceau de muons. Dans le but d'optimiser les performances des détecteurs pour une utilisation future dans le programme hadron, plusieurs modifications ont été étudiées lors du faisceau "pilote" de 2004. Pour limiter le taux de décharges en présence d'un flux intense de hadrons, un mélange gazeux plus léger a été utilisé. Nous avons d'autre part testé, sur l'un des détecteurs, une augmentation de l'espace de conversion, permettant de fonctionner à un gain plus faible. Cette étude fait l'objet de la section 4.3, dans laquelle nous présentons notamment la caractérisation du détecteur modifié. Cette caractérisation a permis de montrer que les détecteurs Micromegas pourront être utilisés avec succès lors du programme hadron.

4.1 Les détecteurs Micromegas de COMPASS

Dans cette section, nous présentons brièvement le principe de fonctionnement ainsi que l'intégration des Micromegas dans le spectromètre de COMPASS. Une description plus exhaustive est disponible dans [47], et les études menées pour leur conception sont présentées dans [60, 61].

4.1.1 Principe de fonctionnement

Le détecteur Micromegas (pour *MICRO MESH Gaseous Structure*) [62] est un détecteur gazeux muni d'une électrode plate de dérive (cathode) et d'un ensemble de micro-pistes (anode) relié à l'électronique de lecture. Sa caractéristique principale est la présence d'une micro-grille supplémentaire séparant le volume gazeux en deux parties distinctes (voir figure 4.1) :

- un espace de conversion de quelques millimètres, dans lequel les particules incidentes provoquent une ionisation du gaz. Les électrons (dits *primaires*) produits au cours de cette ionisation dérivent dans un champ électrique modéré de l'ordre de 1 kV/cm.
- un espace d'amplification de l'ordre d'une centaine de microns, dans lequel un champ plus intense (≈ 50 kV/cm) provoque une multiplication des électrons par avalanche.

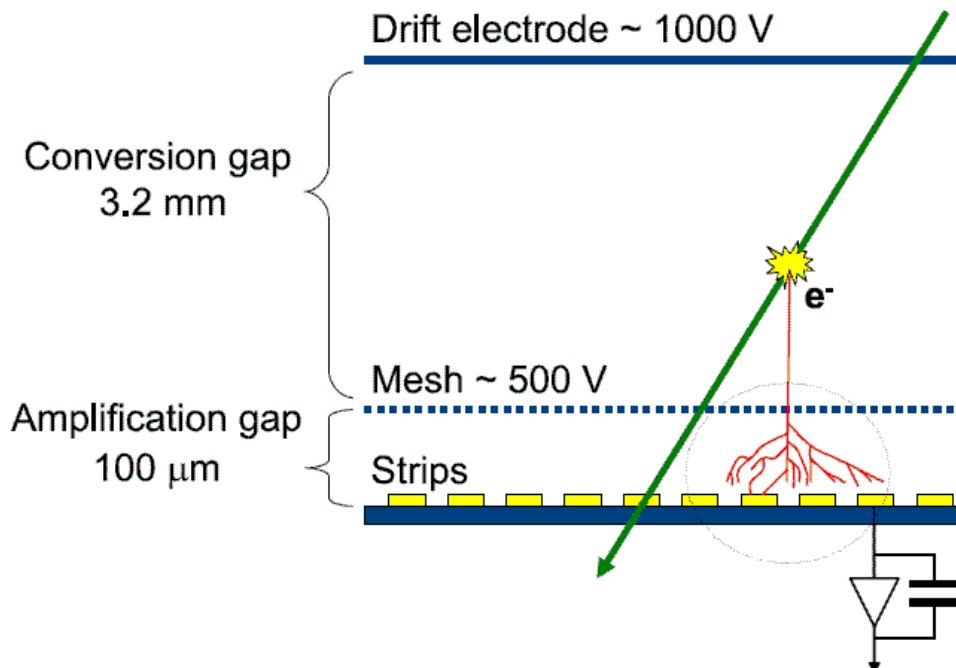


FIG. 4.1: Principe de fonctionnement du détecteur Micromegas.

L'intérêt de cette micro-grille est qu'elle permet de collecter rapidement (≈ 100 ns) les ions produits au cours de l'avalanche, en limitant leur distance de dérive à une centaine de microns. En effet, si le rapport des champs dans l'espace d'amplification et dans l'espace de dérive est suffisamment élevé, les ions n'ont pratiquement aucune chance de franchir la grille et de dériver jusqu'à la cathode, comme le montre la figure 4.2. Ce détecteur est ainsi capable de supporter des flux bien supérieurs à un détecteur gazeux classique de type chambre à fils.

Notons que lors du passage de particules très ionisantes, des décharges peuvent se produire entre l'anode et la micro-grille, entraînant des inefficacités globales de quelques millisecondes. Pour cette raison, les pistes d'anode ont été découplées. À terme, ces décharges peuvent également endommager le détecteur, et il est donc indispensable de limiter leur fréquence, notamment en utilisant un gaz léger, et en fonctionnant à un gain faible (quelques

milliers)¹ [61].

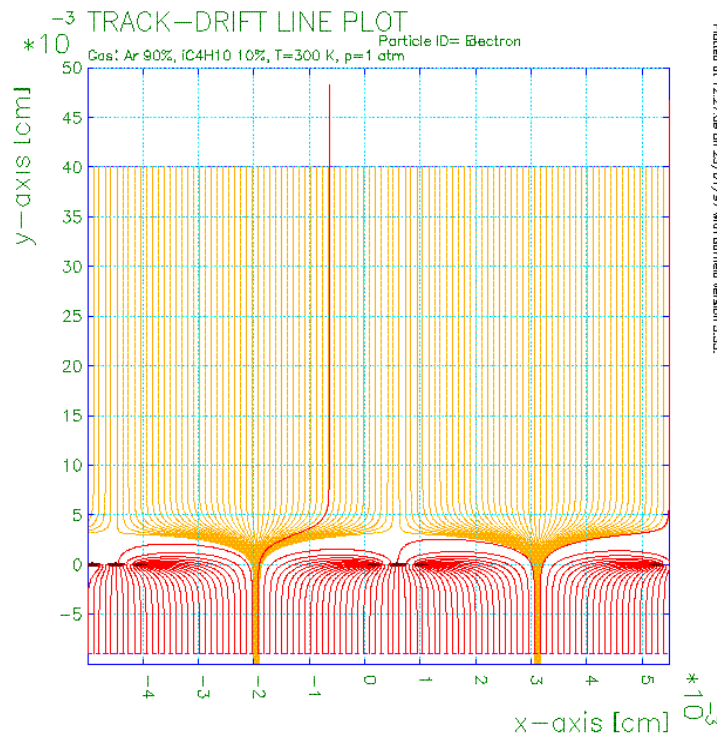


FIG. 4.2: Carte des lignes de champs dans un Micromegas [63]. La micro-grille est transparente aux électrons produits dans l’espace de conversion, qui sont aspirés dans les trous. À l’inverse, les ions produits lors de l’avalanche sont arrêtés par la micro-grille.

4.1.2 Description

Les détecteurs utilisés ont une surface active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, avec une zone morte centrale de 5 cm de diamètre. Les pistes d’anode en cuivre, de $15 \mu\text{m}$ d’épaisseur pour $200 \mu\text{m}$ de largeur, sont disposées sur une feuille d’époxy de $100 \mu\text{m}$ d’épaisseur. Elles sont espacées de $360 \mu\text{m}$ (distance appelée le *pas* des pistes) dans la région centrale, et de $420 \mu\text{m}$ dans la moitié périphérique du détecteur, le flux incident dans cette région étant moins élevé, et la résolution requise moindre. Pour diminuer la quantité de matière dans l’acceptance du spectromètre, des circuits imprimés de grande taille ont été fabriqués, ce qui permet de déporter les cartes d’électronique en prolongeant les pistes de 35 cm. Pour assurer leur rigidité, on colle ces circuits imprimés sur une plaque en nid d’abeille de 5 mm d’épaisseur, qui est elle-même collée sur une feuille de $100 \mu\text{m}$ de carbone-époxy, revêtue de $15 \mu\text{m}$ d’épaisseur de cuivre à l’extérieur pour le blindage.

L’espace d’amplification a une épaisseur de $100 \mu\text{m}$. Des plots isolants en résine photo-

¹Le gain désigne le nombre d’électrons produits par un électron provenant de l’ionisation.

sensible ², de la même épaisseur et de 150 μm de diamètre, sont fixés à intervalles réguliers sur les pistes d'anode. Ils recouvrent environ 6% de la surface active du détecteur, et permettent de définir avec précision l'épaisseur de l'espace d'amplification. La micro-grille et l'électrode de dérive sont des grilles de nickel électroformées de 4 μm d'épaisseur, avec des pas respectifs de 500 et 200 lpi (pour *line per inch*, c'est-à-dire 20 et 8 lignes par millimètres). Ces grilles sont tendues et collées sur un cadre en fibre de verre démontable, fixé sur le plan d'anode. La taille de l'espace de conversion est de 3.2 mm, correspondant à l'épaisseur du cadre.

Une fenêtre de kapton cuivré, tendue sur un cadre en plastique fixé sur le circuit imprimé, assure l'étanchéité du volume de gaz (environ 6 L, mélange de Ne-C₂H₆-CF₄ dans les proportions 80-10-10), ainsi que le blindage électromagnétique. Au total, un plan de détection pèse moins de 500 g, et ne représente que 0.3% de longueur de radiation.

Chacune des quatre stations de Micromegas est composée de deux doublets de plans perpendiculaires VU (pistes à $\pm 45^\circ$) et XY (pistes à 0 et 90°), maintenus par un cadre suspendu et posé sur des rails, ce qui permet de les extraire facilement pour d'éventuelles interventions.

4.1.3 Électronique frontale

Le signal produit par le passage d'une particule chargée dans le détecteur se décompose en deux parties : dans un premier temps, les électrons sont recueillis par les pistes d'anode, donnant lieu à un courant très bref (1 ns environ) et de grande amplitude. Puis les ions sont évacués sur la micro-grille, générant un courant plus faible et étalé dans le temps (100 ns). L'électronique développée pour récupérer ce signal a été optimisée afin d'obtenir la meilleure efficacité possible à des gains de quelques milliers seulement (nécessaires pour réduire le taux de décharges), tout en assurant une occupation de quelques pourcents seulement sur les pistes les plus exposées au flux de particules. L'amplificateur-discriminateur SFE16 a été spécialement conçu pour répondre à ces critères [64]. Avec un temps de montée de 80 ns, il permet notamment d'augmenter l'amplitude du signal, en intégrant une grande partie du signal ionique. Son faible bruit électronique facilite aussi la détection des signaux de petite amplitude, en utilisant des seuils peu élevés pour les discriminateurs.

4.2 Étude des performances avec un faisceau de muons

Nous présentons ici les résultats d'une étude sur les caractéristiques des Micromegas pour la prise de données 2004, avec un faisceau de muons. Nous étudierons successivement leur efficacité, leur résolution spatiale et temporelle, avec dans chaque cas, une analyse de l'évolution de ces performances dans le temps. Notons qu'en raison de la répartition spatiale du flux, ces caractéristiques sont essentiellement déterminées par la région centrale des détecteurs.

²Cette résine est également utilisée pour la zone morte centrale.

4.2.1 Efficacité

L'efficacité d'un détecteur désigne la probabilité qu'a celui-ci de repérer le passage d'une particule dans sa zone active. Elle est calculée en reconstruisant un ensemble de trajectoires (sans utiliser le détecteur étudié), et en comptant celles pour lesquelles un *cluster* (ensemble de pistes touchées) du détecteur peut y être associé. À haut flux, cette méthode doit être corrigée en tenant compte du fait que d'autres particules peuvent être associées au même *cluster* [65].

Pour chaque détecteur, il faut tout d'abord déterminer son point de fonctionnement, c'est-à-dire la tension à appliquer sur la micro-grille. Au préalable, le seuil des discriminateurs est fixé de manière à obtenir un niveau de bruit acceptable : pour la plupart des détecteurs, on utilise un seuil de 4000 e^- , qui correspond à un bruit de l'ordre du kHz par voie. On calcule alors l'efficacité moyenne d'un détecteur pour différentes valeurs de la tension, avec un faisceau de basse intensité, ce qui permet de déterminer les *plateaux d'efficacités*. Il existe en effet une tension seuil au-delà de laquelle l'efficacité n'augmente plus. La figure 4.3 représente les plateaux obtenus pour les 12 plans de Micromegas, ainsi que les valeurs des tensions utilisées pour 2004. Ces tensions sont en général très proches du début de plateau, et sont le résultat d'un compromis entre deux critères en partie contradictoires : être sur le plateau d'efficacités, et avoir un faible taux de décharges (pour ne pas endommager le détecteur). Ces dernières sont en effet d'autant plus fréquentes que le gain, et donc la tension, est élevé.

Nous avons ensuite déterminé, de la même manière, les efficacités moyennes dans les conditions nominales, c'est-à-dire avec un faisceau à haute intensité. Le tableau 4.1 indique les valeurs obtenues, en les comparant avec les valeurs à bas flux (environ 1% de l'intensité nominale). La différence de 3% observée s'explique par l'occupation de l'électronique dans la région proche du faisceau, région qui concentre l'essentiel de la statistique. L'efficacité moyennée sur les 12 plans de Micromegas est de 95.9%. En 2002, l'efficacité moyenne à haut flux était de 96.5% [65], pour des tensions de micro-grilles inférieures de 4 V en moyenne. En ne considérant que les huit détecteurs déjà présents en 2002, les résultats obtenus suggèrent une bonne stabilité au cours du temps.

Il peut arriver malgré tout que des décharges abîment le détecteur, en produisant notamment des déformations ou des trous dans la micro-grille, entraînant ainsi des variations locales du gain, et donc de l'efficacité. La figure 4.4 présente une cartographie en deux dimensions de l'efficacité des 12 plans de Micromegas en 2004, obtenue avec un échantillon de 4 000 000 de traces. Un certain nombre de défauts locaux sont visibles, notamment des pistes ou grilles endommagées, des grilles plissées (zones entourées en noir) et des fils manquants (zones d'inefficacité verticales). La quasi-totalité des déformations de grille se situe dans les zones périphériques, et affecte donc très peu l'efficacité moyenne. Ce n'est cependant pas le cas des défauts de MM03V, responsables d'une moins bonne efficacité pour cette chambre. Une étude régulière et systématique de cette cartographie permettra à l'avenir de repérer rapidement les détecteurs détériorés, et le cas échéant de les remplacer. Notons que de petites inefficacités sont observées sur des zones étendues des quatre premiers plans. L'origine de ces inefficacités n'est pas connue, mais il est probable qu'elles ne viennent pas des détecteurs eux-mêmes : ces zones étaient en effet déjà visibles en 2002,

avec des détecteurs différents.

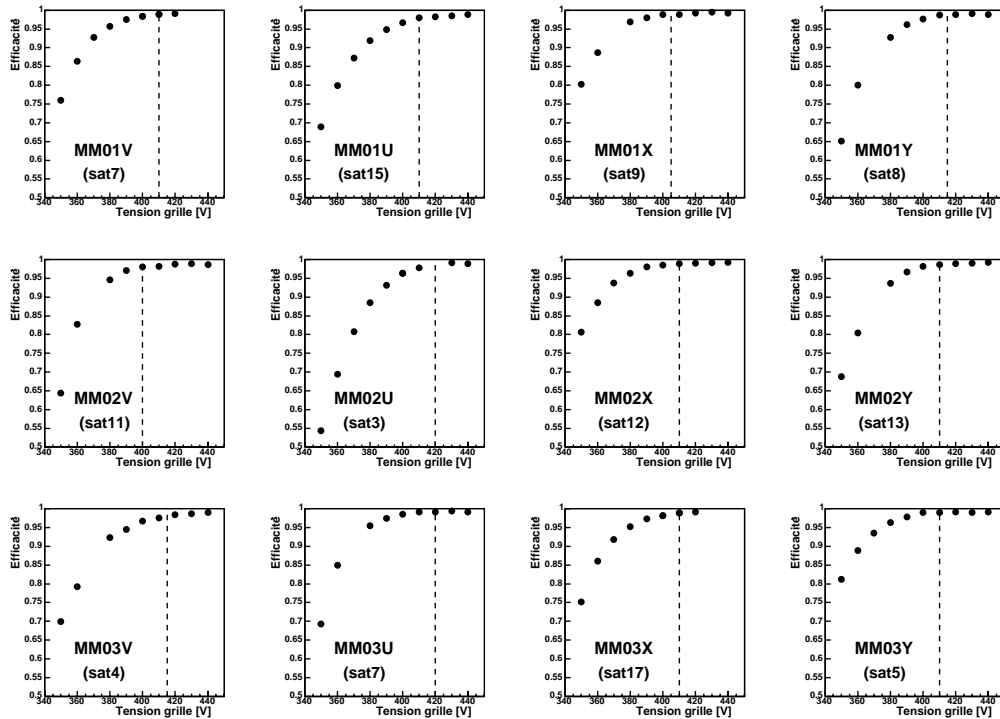


FIG. 4.3: Efficacités en fonction de la tension appliquée sur la micro-grille pour les 12 plans de Micromegas en 2004. Les traits en pointillés indiquent les tensions choisies pour la prise de donnée 2004.

Plan	numéro	Tension (V)	$\epsilon_{bf}(2004)$	$\epsilon_{hf}(2004)$
MM01V	7	410	98.9%	95.6%
MM01U	15	410	98.2%	93.3%
MM01X	18	405	98.9%	96.1%
MM01Y	8	415	98.8%	96.3%
MM02V	11	400	98.0%	96.1%
MM02U	3	420	98.8%	95.7%
MM02X	12	410	98.9%	95.8%
MM02Y	13	410	98.7%	96.7%
MM03V	19	415	97.6%	94.8%
MM03U	14	420	99.2%	96.8%
MM03X	17	410	98.9%	96.8%
MM03Y	5	410	99.0%	95.9%
moyenne			98.7%	95.9%

TAB. 4.1: Efficacités à bas et haut flux pour les 12 plans de Micromegas en 2004.

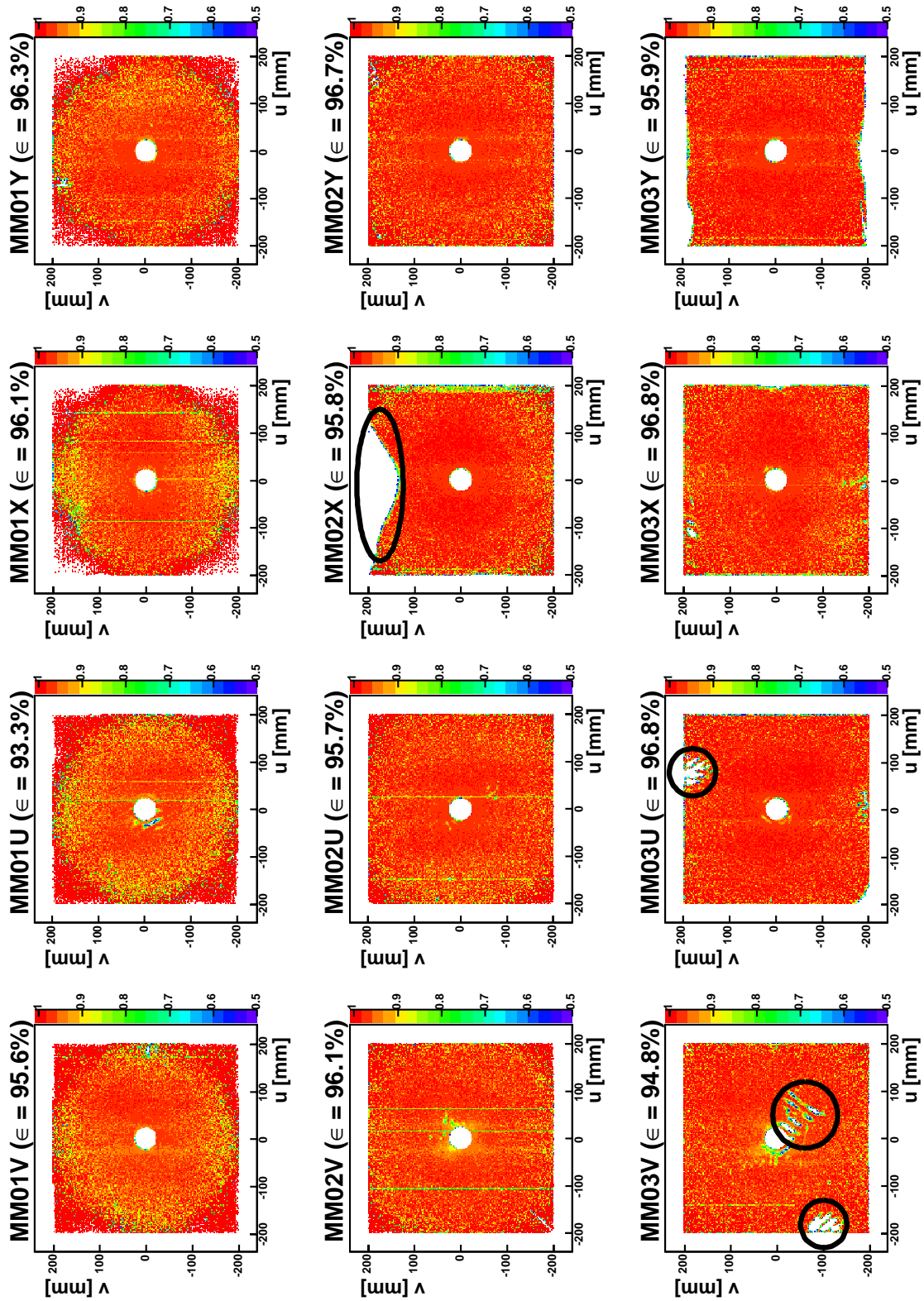


FIG. 4.4: Efficacités en deux dimensions pour les 12 plans de Micromegas en 2004. Les principaux défauts locaux ont été entourés. L'effet sur l'efficacité moyenne n'est pas significatif, sauf dans le cas de MM03V.

Nous avons également étudié la variation de l'efficacité des Micromegas au cours d'une journée, afin de voir une éventuelle dépendance avec la température, via, par exemple, un déplacement des détecteurs par dilatation thermique, ou une augmentation du bruit électronique. La figure 4.5 indique une grande stabilité de l'efficacité au cours de la journée. Si l'on ajuste sur ces valeurs une fonction de la forme :

$$f(t) = A + B \sin \left(\frac{2\pi t}{C} + D \right), \quad (4.1)$$

on trouve que l'amplitude B est compatible avec zéro, indiquant que l'effet de la température sur l'efficacité est inférieur à 0.2%.

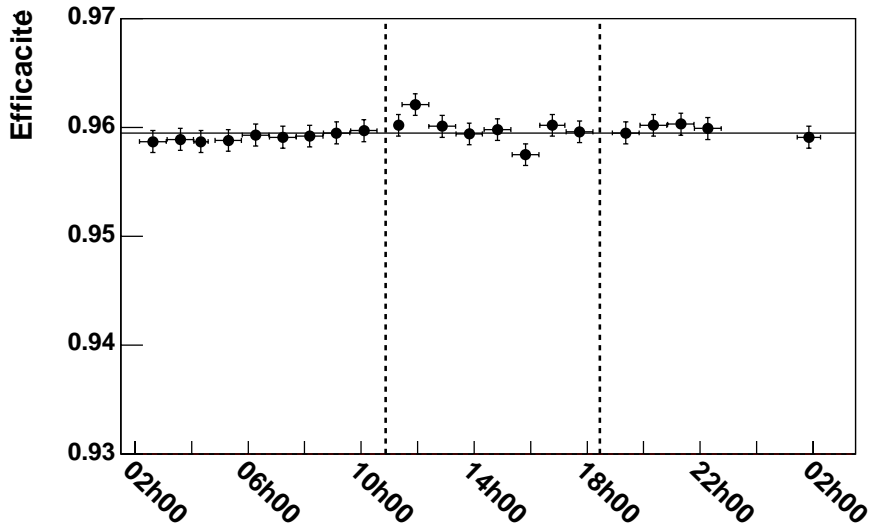


FIG. 4.5: Efficacité moyenne des 12 plans de Micromegas au cours de la journée du 13 juillet 2004. Aucun effet jour/nuit significatif n'est observé. Les lignes en pointillés indiquent les renversements de champ du solénoïde de la cible.

Enfin, les détecteurs Micromegas se trouvant à proximité immédiate de la cible, nous avons étudié une possible dépendance de l'efficacité avec les renversements de champ du solénoïde de la cible. La figure 4.5 nous indique déjà que l'efficacité moyenne n'est pas affectée. En revanche, on sait que les spectres d'occupation dans les chambres ne sont pas identiques dans les deux configurations de champ, ceci à cause des particules de basse énergie qui sont déviées dans des directions différentes selon l'orientation du champ du solénoïde. Ces différences dans les distributions des particules sont susceptibles de changer localement l'efficacité des détecteurs, en modifiant l'occupation de l'électronique. La figure 4.6 présente cette efficacité pour les quatre premiers plans de Micromegas, en fonction de la coordonnée mesurée u . On distingue nettement une asymétrie entre les deux configurations de champ. Cet effet est *a priori* problématique, car susceptible de générer une fausse asymétrie dans l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$. Malgré tout, on peut penser que cette fausse asymétrie est très petite, pour différentes raisons : tout d'abord, l'asymétrie d'efficacité est limitée, inférieure à 2%

dans le cas le plus défavorable, et ne concerne que la première station de Micromegas. Ensuite, si une fausse asymétrie a effectivement été observée dans les données, nous avons montré que son origine était différente (voir section 5.3). Notons cependant que cet effet pourrait être amplifié en 2006, avec l'utilisation de l'aimant de grande acceptance, pour lequel le champ de fuite est plus important.

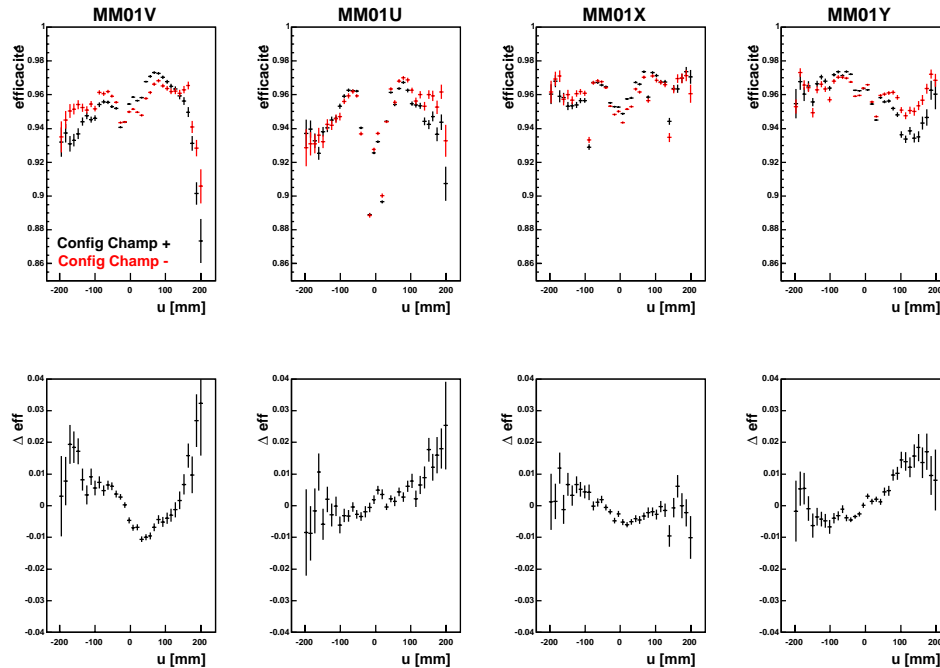


FIG. 4.6: En haut : efficacités dans les quatre plans de MM01 en fonction de la coordonnée mesurée u , pour les deux configurations de champ de la cible ; en bas : différence d'efficacités entre ces deux configurations. La différence est maximale sur MM01V (2%), c'est-à-dire le plan le plus proche du solénoïde. L'effet est pratiquement inobservable sur les deux dernières stations MM02 et MM03.

4.2.2 Résolution spatiale

La résolution spatiale σ_s caractérise l'incertitude sur la position de la particule au niveau du détecteur. Elle se calcule à partir de la largeur σ de la distribution de ses résiduels (définis au chapitre 3). En notant σ_r la résolution spatiale du reste du spectromètre, on a :

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_r^2 \quad (4.2)$$

La difficulté vient alors de ce que σ_r , qui dépend des résolutions de tous les autres détecteurs, est inconnue. Une première méthode, intuitive, consisterait à estimer σ_r en utilisant des valeurs approchées de ces résolutions. Il est néanmoins possible de définir une méthode plus rigoureuse [65], en utilisant les 11 autres plans de Micromegas pour la reconstruction des trajectoires, et en supposant que tous ont des résolutions spatiales identiques (on peut

éventuellement itérer si cette hypothèse se révèle être trop approximative *a posteriori*). La figure 4.7 indique les résolutions spatiales moyennes obtenues par cette méthode pour chaque détecteur en 2004 (voir tableau 4.2). La dégradation de la résolution pour la troisième station s'explique par la proximité de l'aimant SM1, dont le champ modifie la direction de propagation des électrons dans le gaz. Étant donnée l'orientation du champ selon l'axe y , cet effet est maximal sur le plan MM03X, et inexistant sur le plan MM03Y. La valeur moyenne de la résolution spatiale sur les 12 plans est de :

$$\langle \sigma_s \rangle = 92.5 \mu m \quad (4.3)$$

En 2002, la résolution moyenne était de $93 \mu m$ [65], indiquant une excellente stabilité sur une grande échelle de temps.

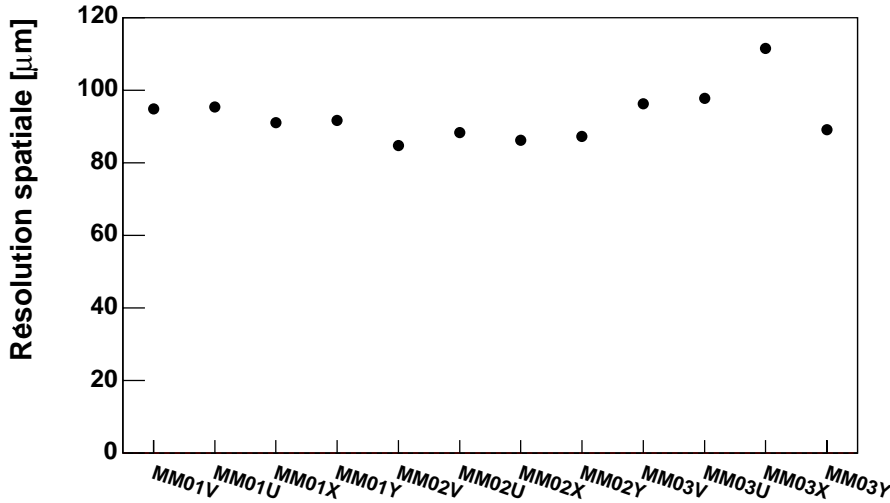


FIG. 4.7: Résolution spatiale en micromètres des 12 plans de Micromegas en 2004.

La variation de la résolution spatiale au cours d'une journée est indiquée sur la figure 4.8. Là encore, une grande stabilité est observée, mais si l'on ajuste une fonction de la forme de l'équation 4.1 sur ces valeurs, on obtient :

$$B = 0.21 \pm 0.06 \mu m \quad C = 22.0 \pm 3.5 \text{ heures} \quad (4.4)$$

Bien que très faible, l'amplitude de la variation est ici significativement non nulle. La période étant compatible avec 24 heures, il est probable que ces oscillations sont bien dues à des variations de température. Le fait que la résolution soit meilleure la nuit, c'est-à-dire au moment où a été réalisé l'alignement correspondant, suggère que l'effet vient principalement des dilatations thermiques des détecteurs.

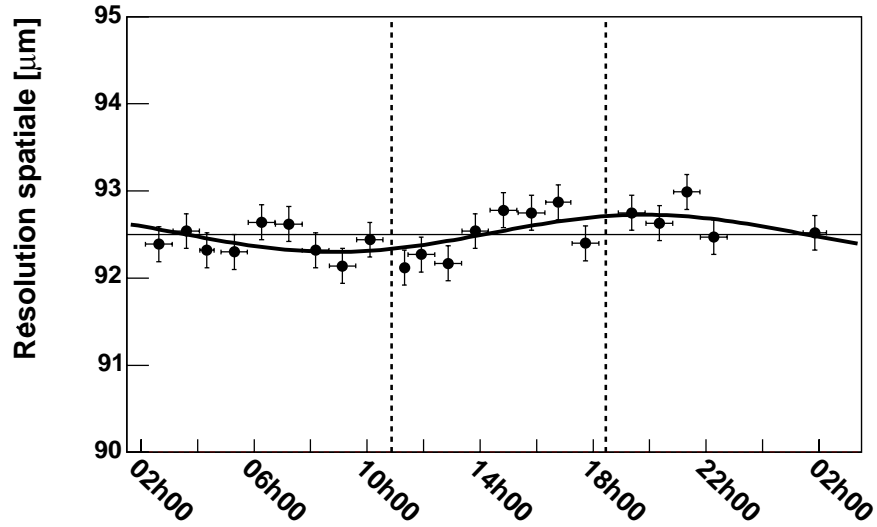


FIG. 4.8: Résolution spatiale moyenne des 12 plans de Micromegas au cours de la journée du 13 juillet 2004. Les lignes en pointillés indiquent les renversements de champ du solénoïde ; la ligne horizontale correspond à la résolution moyenne. La fonction utilisée pour l'ajustement est de la forme de l'équation 4.1.

4.2.3 Résolution temporelle

La résolution temporelle σ_t caractérise l'incertitude sur la mesure du temps de passage de la particule au niveau du détecteur. Elle est déterminée à partir de la distribution de :

$$\Delta t \equiv t_{cluster} - t_{trace}, \quad (4.5)$$

où $t_{cluster}$ est le temps du *cluster* le plus proche de la position de la trace, et t_{trace} est le temps de la trace déterminé par le reste du spectromètre ³. En notant σ_r la résolution sur t_{trace} , la largeur σ de la distribution des Δt est donnée par :

$$\sigma^2 = \sigma_t^2 + \sigma_r^2 \quad (4.6)$$

De la même manière que précédemment, σ_r est *a priori* inconnu. La solution consiste à sélectionner les traces pour lesquelles la mesure de t_{trace} est très bonne, ce qui permet d'écrire $\sigma = \sigma_t$. Il a été montré [65] que cette sélection peut être réalisée avec une coupure simple du type $t_{trace} \ll \sigma_t$. En pratique, on choisit :

$$|t_{trace}| < 0.5 \text{ ns} \quad (4.7)$$

Les résolutions temporelles obtenues à haut flux sont résumées dans le tableau 4.2. Par rapport à 2002, on constate une amélioration de la résolution moyenne, qui passe de 10.0 ns à 9.0 ns ; il est possible que la différence vienne d'une sélection différente des trajectoires utilisées.

³Ces temps sont mesurés par rapport au temps du *trigger*.

plan	numéro	σ_s (μm)	σ_t (ns)
MM01V	7	94.7	8.80
MM01U	15	94.7	9.80
MM01X	18	89.4	9.16
MM01Y	8	91.3	8.67
MM02V	11	84.1	8.93
MM02U	3	87.9	9.08
MM02X	12	86.3	8.63
MM02Y	13	87.1	8.83
MM03V	19	96.2	9.34
MM03U	14	97.4	9.25
MM03X	17	110.9	8.85
MM03Y	5	90.0	8.70
moyenne		92.5	9.01

TAB. 4.2: Résolutions spatiale et temporelle des 12 plans de Micromegas à haute intensité (2004).

La figure 4.9 indique l'évolution au cours d'une journée de la résolution temporelle. L'ajustement d'une fonction du type précédent montre que l'amplitude des éventuelles oscillations est compatible avec zéro à 1.5σ . Dans tous les cas, cette amplitude est inférieure à 0.05 ns.

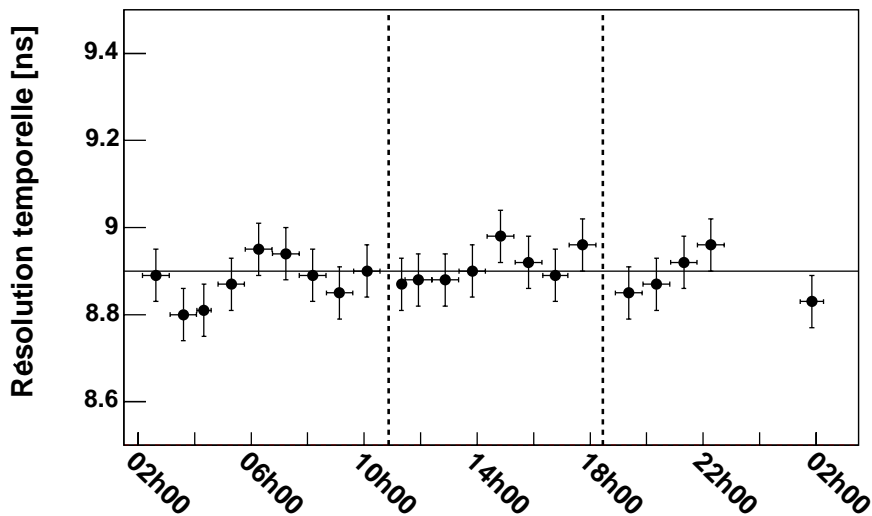


FIG. 4.9: Résolution temporelle moyenne de 10 des 12 plans de Micromegas au cours de la journée du 13 juillet 2004. Aucune oscillation jour/nuit significative n'est observée.

4.3 Détecteurs Micromegas avec un faisceau de hadrons

En 2004, COMPASS a pour la première fois utilisé un faisceau “pilote” de hadrons pendant quatre semaines, avec pour objectifs l’étude de la polarisabilité du pion par diffusion Primakoff, ainsi que la recherche de mésons hybrides par la production diffractive de systèmes $\eta\pi$ [66]. Le faisceau de hadrons est produit par la ligne M2 du SPS de la même manière que le faisceau de muons, en retirant cette fois les absorbeurs à hadrons. À 190 GeV/c, le faisceau est constitué majoritairement de pions π^- (94.7%), avec une petite contamination de kaons (4.6%) et d’anti-protons (0.7%). L’intensité du faisceau utilisé était au maximum de $2 \cdot 10^7$ hadrons par cycle du SPS.

La section efficace du processus de diffusion Primakoff augmentant avec Z^2 , où Z est le numéro atomique de la cible, trois matériaux ont été utilisés afin de vérifier cette dépendance : le plomb, le cuivre et le carbone. Une cible de CH_2 a également été utilisée pour permettre l’étude simultanée de la diffusion Primakoff (sur le carbone) et de la production de mésons diffractifs (sur l’hydrogène).

4.3.1 Modifications des détecteurs Micromegas

Le changement de faisceau n’a que peu d’influence sur la plus grande partie du dispositif expérimental, qui est donc resté pratiquement identique à celui du programme muons, excepté dans la région proche de la cible. Dans cette région, le flux de hadrons (particules très ionisantes) vu par les détecteurs est nettement plus élevé, en raison essentiellement du halo du faisceau. L’augmentation du taux de décharges qui en résulte pour les détecteurs Micromegas risquant d’endommager ces derniers, il a donc fallu changer leur point de fonctionnement. Pour cela, deux modifications ont été apportées :

- tout d’abord, le gaz le plus lourd (CF_4) a été retiré du mélange gazeux de tous les détecteurs. En effet, le nombre d’ionisations primaires étant pratiquement proportionnel à Z , près d’un tiers de ces ionisations primaires est dû au CF_4 dans un gaz Ne(80%)- C_2H_6 (10%)- CF_4 (10%). Des études antérieures [61] ont par ailleurs montré que le taux de décharges augmentait très rapidement avec Z . D’un autre côté, une particule ne produit que peu d’ionisations primaires (six en moyenne) dans un espace de conversion de 3.2 mm et avec le mélange contenant le CF_4 . Si l’on diminue encore ce nombre d’ionisations, qui obéit à une loi de Poisson, on peut avoir dans certains cas aucune ionisation, d’où une baisse d’efficacité ;
- on peut ensuite augmenter l’espace de conversion des détecteurs, actuellement de 3.2 mm. Ceci permet d’obtenir le même nombre d’ionisations total, pour un gain plus petit. Un espace de conversion de 5.5 mm a donc été testé sur l’un des plans de Micromegas [67]. Nous avons étudié les caractéristiques du détecteur ainsi modifié, afin de s’assurer qu’il pouvait supporter le flux de hadrons, moyennant une dégradation minimale de ses performances. En effet, le retrait du CF_4 ralentit la vitesse de dérive des électrons et augmente la diffusion transverse. L’étude que nous allons présenter a permis de quantifier les dégradations correspondantes en terme de résolutions temporelle et spatiale.

4.3.2 Performances

Efficacité

La figure 4.10 montre les plateaux d'efficacité pour trois plans de Micromegas, dont celui pour lequel l'espace de conversion a été augmenté de 3.2 à 5.5 mm (MM01X). Pour ce détecteur, le plateau est atteint pour une tension inférieure de 50 V environ.

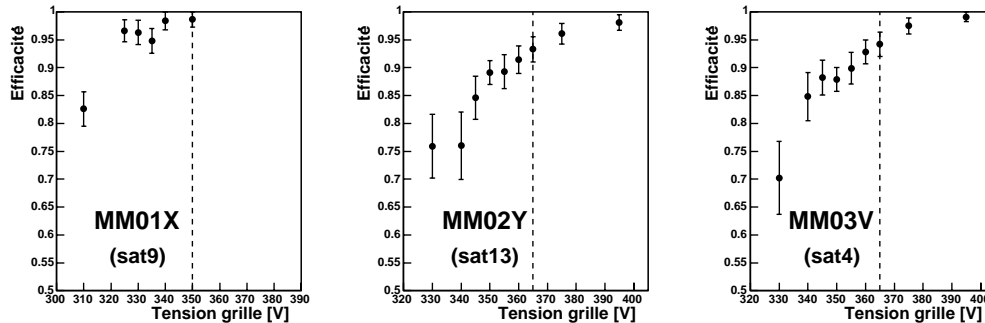


FIG. 4.10: Plateaux d'efficacité en faisceau de hadrons (sans CF_4) pour trois plans de Micromegas. L'espace de conversion est de 5.5 mm pour MM01X, et de 3.2 mm pour les autres. Les traits en pointillés indiquent les tensions de fonctionnement.

Des mesures du taux de décharges ont par ailleurs été effectuées pour les différents détecteurs. Pour MM01X, à 360 V, on observe environ dix décharges par heure. La limite ayant été fixée à sept décharges (pour minimiser la dégradation des détecteurs), on a utilisé une tension de fonctionnement de 350 V. La figure 4.10 indique que cette tension permet d'atteindre le maximum d'efficacité, avec une marge d'environ 20 V. Cette marge montre que le détecteur peut fonctionner à pleine efficacité avec une intensité de faisceau encore plus élevée. Pour les autres détecteurs, des taux de décharges entre cinq et dix fois supérieurs ont été mesurés, à une tension de 375 V. C'est pourquoi la tension de fonctionnement a dû être ramenée à 360 ou 365 V selon les détecteurs, ce qui n'a pas permis d'atteindre le plateau d'efficacité.

Les efficacités moyennes de chaque plan sont indiquées dans le tableau 4.3.

Résolution spatiale

Les résolutions spatiales de chaque plan sont également résumées dans le tableau 4.3. La valeur moyenne pour les 11 plans non modifiés est de 120 μm , soit une augmentation d'environ 30% par rapport à la résolution avec le faisceau de muons. Cette augmentation était attendue, car le CF_4 , qui a été retiré du mélange gazeux pour la prise de données en hadrons, réduit la diffusion transverse des électrons dans le gaz. Cette augmentation est en assez bon accord avec les premiers tests effectués sur le choix du mélange gazeux [61], qui avaient montré que l'ajout de 10% de CF_4 dans le gaz améliorait la résolution spatiale de 30%.

On voit aussi que le détecteur modifié a une résolution spatiale très proche de $120 \mu\text{m}$ également. Intuitivement, on s'attendrait à une moins bonne résolution, puisque les électrons dérivent sur une distance plus grande. D'ailleurs, la taille des *clusters* pour ce détecteur est significativement plus grande que les autres (3.1 contre 2.5). Il est donc probable que, dans ce cas, l'élargissement de la "tache" laissée par une particule n'a que peu d'effet sur la détermination de sa position. Le fait que la modification du détecteur n'a pas dégradé sa résolution spatiale devra encore être confirmé en faisceau de muons, avec le CF_4 .

Résolution temporelle

Le tableau 4.3 indique que la résolution temporelle des 11 plans non modifiés (environ 16 ns) est nettement supérieure à celle obtenue avec un faisceau de muons. Là encore, l'effet vient du changement du mélange gazeux et était attendu : il a en effet été observé antérieurement que l'ajout de 10% de CF_4 permet de réduire la résolution temporelle d'un facteur deux [61].

Contrairement à la résolution spatiale, la résolution temporelle est affectée par l'augmentation de l'espace de conversion : le passage de 3.2 à 5.5 mm dégrade cette résolution d'environ 30%. Si on s'attend intuitivement à un effet de ce genre, il n'est pas du tout évident de le quantifier. Notons cependant qu'une simulation du détecteur à 5.5 mm a obtenu une résolution de 20 ns [68], très proche de notre mesure.

plan	numéro	efficacité	σ_s (μm)	σ_t (ns)
MM01V	7	92.1	115.6	15.9
MM01U	15	75.2	115.9	18.1
MM01X	18	94.8	120.7	21.6
MM01Y	8	92.7	113.0	16.8
MM02V	11	87.7	126.4	18.5
MM02U	3	89.2	120.2	16.1
MM02X	12	82.1	117.7	16.3
MM02Y	13	91.7	116.3	15.1
MM03V	4	90.8	133.1	17.0
MM03U	14	91.9	120.8	17.5
MM03X	17	93.1	138.0	15.7
MM03Y	5	91.7	113.4	16.0

TAB. 4.3: Performances des 12 plans de Micromegas avec le faisceau de hadrons (sans CF_4). L'espace de conversion de MM01X est de 5.5 mm.

4.4 Conclusion

Au cours de cette étude, nous avons déterminé les performances des Micromegas pendant la prise de données en muons de 2004. Ces performances sont pratiquement identiques à

celles obtenues pour la prise de donnée de 2002. Les deux tiers des Micromegas n'ayant pas encore été remplacés, ces résultats indiquent une grande stabilité dans le temps des détecteurs, même soumis à des flux élevés.

Nous avons aussi déterminé les performances d'un détecteur modifié, au cours de la première prise de données avec un faisceau de hadrons. L'augmentation de l'espace de conversion, ainsi que la modification du mélange gazeux, ont permis à ce détecteur de fonctionner à pleine efficacité (95%), avec un taux de décharges suffisamment faible. Nous avons observé que les résolutions spatiale et temporelle, respectivement de $120.7 \mu\text{m}$ et 21.6 ns , sont dégradées essentiellement à cause du retrait du CF_4 du mélange gazeux. À l'avenir, une optimisation de ce mélange devra être réalisée, probablement en rajoutant quelques pourcents de CF_4 (rajout rendu possible par la marge d'environ 20 V observé sur le plateau d'efficacité). À l'issue de cette étude, il a été décidé de la fabrication d'un prototype disposant d'un espace de conversion d'épaisseur variable (3.2 ou 5.5 mm), en vue d'un fonctionnement alterné en faisceau de muons et faisceau de hadrons. Ce prototype devrait être testé lors de la prochaine prise de données en 2006 (muons). Il est également prévu de compléter les tests déjà réalisés sur le détecteur à 5.5 mm par une étude des performances en muons, c'est-à-dire avec le CF_4 .

Chapitre 5

Extraction de l'asymétrie de spin dans la production de hadrons à grande impulsion transverse

Afin d'obtenir une détermination précise de la polarisation des gluons dans le nucléon, nous avons vu qu'il était nécessaire de disposer d'un échantillon d'événements enrichi en processus de *fusion photon gluon*. Pour cela, une des voies possibles consiste à sélectionner, dans l'état final de la réaction muon-deutéron, un ou deux hadrons à grande impulsion transverse. Cette sélection est l'objet du présent chapitre, ainsi que la mesure de l'asymétrie de spin de l'échantillon d'événements correspondant, mesure réalisée à partir des données collectées par l'expérience COMPASS au cours des années 2002 à 2004. Cette mesure étant très précise - la plus précise à ce jour! -, une étude détaillée des fausses asymétries dues à l'appareillage est nécessaire, et est aussi présentée ici. L'extraction de la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$ à partir de ces résultats n'est pas immédiate, et sera décrite dans le prochain chapitre.

5.1 Sélection des événements

Le premier critère de sélection des événements est l'existence d'un vertex primaire, auquel au moins quatre particules peuvent être rattachées : un muon incident (qui assure le caractère "primaire" de ce vertex), un muon diffusé, et deux hadrons. S'il existe plusieurs candidats pour le vertex primaire, on garde celui pour lequel le χ^2 est minimum (fonction `iBestPrimaryVertex()`, disponible dans le programme d'analyse PHAST [55]). La trajectoire du muon diffusé doit par ailleurs aller au-delà du filtre à muons (fonction `iMuPrim()` de PHAST). Il peut arriver que plusieurs candidats muons diffusés¹ soient identifiés, auquel cas l'événement est rejeté. Notons aussi qu'il existe une variante à cette sélection, qui s'appuie sur la détection d'un seul hadron au lieu de deux. Cette variante sera présentée

¹c'est-à-dire des muons qui peuvent être rattachés au vertex.

en section 5.1.3.

5.1.1 Position du vertex et géométrie de la cible

Pour sélectionner les événements dans lesquels le muon incident a interagi avec un nucléon polarisé, il est impératif que le vertex précédemment défini se trouve à l'intérieur de la cible. La position de celle-ci est déterminée en utilisant le fait que le porte-cible cylindrique, de rayon $R = 1.5$ cm a une densité beaucoup plus élevée que l'hélium environnant. La distribution en deux dimensions des vertex dans le voisinage du matériau polarisé fournit donc une sorte de "photographie" de ce porte-cible. On en déduit la position du centre de la cible aux extrémités amont et aval de celle-ci. Ces positions sont déterminées chaque année, et présentées dans le tableau 5.1.

	x_m	y_m	x_v	y_v
2002	-0.20	0.10	-0.30	-0.15
2003	0.04	0.03	-0.03	-0.20
2004-1	0.00	-0.10	0.00	-0.30
2004-2	0.00	-0.13	0.00	-0.20

TAB. 5.1: Positions en centimètres du centre de la cible aux extrémités amont (x_m, y_m) et aval (x_v, y_v) de la cible. Deux positions différentes sont utilisées pour 2004, suite à une opération de renforcement de la fixation de la cible.

Une fois cette position connue, les coupures suivantes sont appliquées aux coordonnées (v_x, v_y, v_z) du vertex, dans le référentiel de la cible :

- $-100 \text{ cm} < v_z < -40 \text{ cm}$ (cellule amont), ou $-30 \text{ cm} < v_z < 30 \text{ cm}$ (cellule aval) ;
- $r = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} < 1.4 \text{ cm}$;
- $v_y < 1.0 \text{ cm}$ en 2002 et 2003, $v_y < 0.8 \text{ cm}$ en 2004 ;
- $v_x < 0.8 \text{ cm}$ ou $v_y < 0.7 \text{ cm}$ en 2002 ;
- $v_x < 0.5 \text{ cm}$ ou $v_y < 0.5 \text{ cm}$ en 2003 ;

Les trois dernières coupures rejettent environ 15% des événements, et ont été introduites pour supprimer les parties de la cible dans lesquelles des inhomogénéités, sources de fausses asymétries, ont été observées (cf section 5.3). Afin de s'assurer que les deux cellules sont soumises au même flux de muons, ces coupures (à l'exception de la première) sont également appliquées à la position du muon incident, en entrée et en sortie de la cible.

5.1.2 Coupures sur les variables inclusives

Il n'est pas nécessaire, *a priori*, d'utiliser une coupure sur la virtualité Q^2 du photon. En effet, nous avons déjà mentionné que l'échelle dure, nécessaire à la factorisation des processus, peut être fournie par l'impulsion transverse des hadrons. Néanmoins, pour des raisons liées au choix du générateur Monte Carlo (voir chapitre 6), nous avons séparé

l'analyse à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² (*petit* Q^2) de celle à $Q^2 > 1$ (GeV/c)² (*grand* Q^2). Notons que près de 90% de notre statistique se trouve à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² (voir figure 5.1(gauche)).

La fraction d'énergie y du muon incident emportée par le photon doit satisfaire :

- $0.35 < y < 0.9$ dans l'analyse à petit Q^2 ;
- $0.1 < y < 0.9$ dans l'analyse à grand Q^2 ;

les événements à très grand y sont rejetés car ils sont affectés par d'importants effets radiatifs, difficiles à prendre en compte. La figure 5.1(droite) montre que cette coupure est plutôt académique, tant la fraction d'événements à $y > 0.9$ est faible. Il en est de même pour la région $y < 0.1$, qui n'est pratiquement pas couverte par l'acceptance du *trigger*. Dans le cas des petits Q^2 , un désaccord entre notre simulation et les données réelles nous a contraint à rejeter les événements à $y < 0.35$ (voir chapitre 6).

Notons que, contrairement à l'analyse réalisée par SMC [69], nous prenons en compte les événements à $y < 0.4$ dans l'analyse à grand Q^2 . Ayant un faible facteur de dépolarisation D , ils contribuent pourtant peu à l'asymétrie de spin. Mais comme nous allons le voir, l'utilisation d'une pondération de nos événements dans le calcul d'asymétrie permet à présent de les utiliser. Le relâchement de cette coupure nous a permis de gagner 7% sur la statistique effective en 2002, et près de 11% en 2003.

La figure 5.1 illustre les coupures inclusives utilisées dans l'analyse à petit Q^2 .

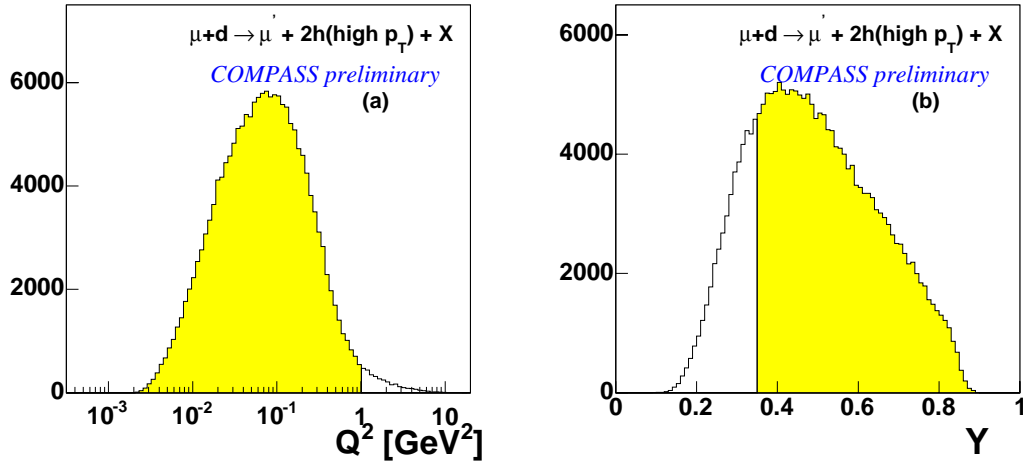


FIG. 5.1: Distributions des variables inclusives Q^2 (a) et y (b), pour l'échantillon grand p_T petit Q^2 de 2003 ; pour chaque distribution, toutes les autres coupures sont actives.

5.1.3 Coupures sur les variables semi-inclusives

À ce stade, toutes les particules associées au vertex primaire autres que les muons incident et diffusé sont des candidats hadrons. Ces particules sont alors classées selon leur impulsion transverse. Afin d'éliminer une possible contamination de muons fortuits, on ne considère que les deux hadrons à plus grand p_T qui déposent une fraction assez grande de leur énergie dans les calorimètres, $E_{cal}/p > 0.3$. Cette coupure est illustrée figure 5.2(a), où une conta-

mination de muons est effectivement observée. À cause du trou central des calorimètres, il arrive cependant qu'aucune énergie ne soit déposée (dans 15 à 20% des cas), auquel cas le candidat hadron n'est rejeté que s'il franchit le filtre à muons MF2. On ne garde ensuite que les deux hadrons à plus grand p_T , $h1$ et $h2$, qui satisfont aux conditions suivantes :

- $x_F > 0.1$ (figure 5.2(b)), où x_F désigne la fraction de l'impulsion longitudinale totale emportée par le hadron. Cette coupure permet d'éliminer les hadrons provenant de la fragmentation de la cible. Elle est un peu relâchée dans l'analyse à grand Q^2 , $x_F > 0$ seulement, ceci car la fraction d'événements PGF dans cette région reste alors assez élevée (voir section 6.10).
- $z^{h1} + z^{h2} < 0.95$, où z désigne la fraction d'énergie du photon portée par le hadron. Cette coupure est introduite afin de supprimer la production de mésons exclusifs, production visible sur la figure 5.2(c), et qui n'est pas simulée par les générateurs d'événements PYTHIA et LEPTO.
- $m(h1, h2) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$, où $m(h1, h2)$ désigne la masse invariante des hadrons $h1$ et $h2$. Ceci permet de rejeter les événements dans lesquels un méson ρ est produit dans l'état final. La figure 5.2(d) montre la distribution de la masse invariante, où un pic résiduel est visible autour de la masse du ρ , $m_\rho = 0.77 \text{ GeV}/c^2$.
- $p_T > 0.7 \text{ GeV}/c$, et $(p_T^{h1})^2 + (p_T^{h2})^2 > 2.5 (\text{GeV}/c)^2$. Cette coupure *grand* p_T , la plus importante, permet d'enrichir l'échantillon d'événements en processus PGF.

Dans le cas d'une sélection avec seulement un hadron, certaines de ces coupures ne peuvent évidemment pas être appliquées, et on utilise à la place la sélection suivante :

- $x_F > 0$;
- $z < 0.5$. Cette coupure a été introduite pour avoir un bon accord entre les données et la simulation (voir chapitre 6) ;
- $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$.

Pour l'analyse à $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$, nous avons utilisé $\sum p_T^2 > 1.4 (\text{GeV}/c)^2$ (au lieu de 2.5, voir le chapitre 6).

5.1.4 Sélection par réseau de neurones

Afin d'optimiser notre sélection des événements grand p_T , nous avons également utilisé une sélection par réseau de neurones dans l'analyse à petit Q^2 . Cette méthode a été employée dans l'analyse SMC à $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$ [69], et est décrite dans le chapitre 6. Elle diffère de la sélection standard pour les coupures suivantes :

- $x_F > 0$ au lieu de 0.1. Dans cette région, la fraction d'événements PGF est un peu plus faible que dans la région à $x_F > 0.1$, mais reste cependant assez élevée ;
- $(p_T^{h1})^2 + (p_T^{h2})^2 > 2.0 (\text{GeV}/c)^2$ au lieu de 2.5. Là aussi, la fraction d'événements PGF est plus faible, mais pas négligeable ;
- $y_{RN} > 0.562$, où y_{RN} est la réponse du réseau de neurones, calculée pour l'événement considéré (voir chapitre 6). Cette coupure a été choisie afin d'obtenir la même fraction d'événements PGF que dans l'analyse standard.

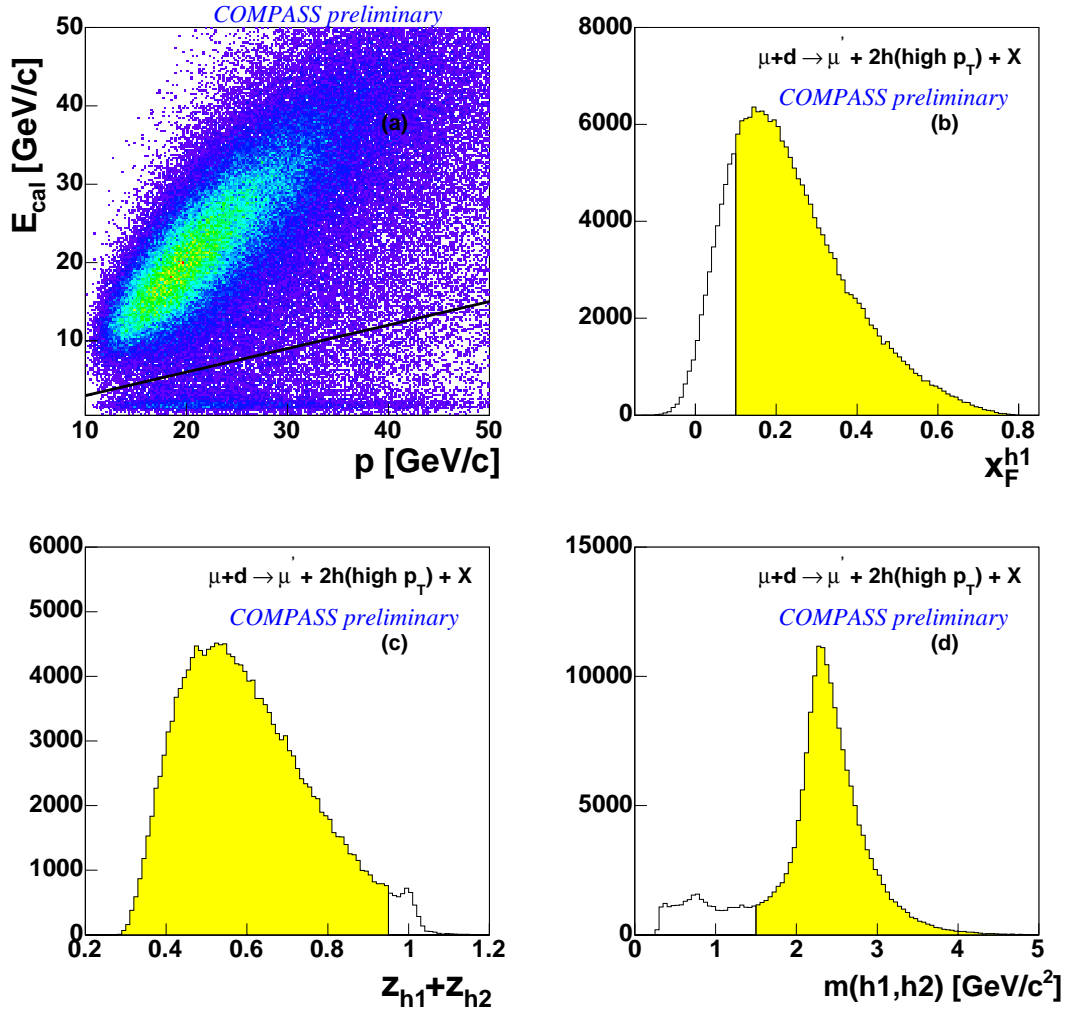


FIG. 5.2: Distributions de quelques variables semi-inclusives, pour l'échantillon grand p_T petit Q^2 de 2003 ; pour chaque distribution, toutes les autres coupures sont actives. (a) Énergie déposée dans les calorimètres par le premier hadron en fonction de son impulsion ; (b) x_F du premier hadron ; (c) somme des z des deux hadrons à grand p_T ; (d) masse invariante de ces deux hadrons.

Cette sélection est significativement plus efficace que la méthode précédente, le nombre d'événements grand p_T étant augmenté de 29%. Bien sûr, signalons que l'asymétrie mesurée sur cet échantillon d'événements n'est pas complètement indépendante de l'asymétrie mesurée avec la méthode standard, puisqu'environ 75% des événements de l'échantillon grand p_T sont sélectionnés par notre réseau de neurones. Mais cela signifie, *a contrario*, qu'environ 45% des événements sélectionnés par le réseau de neurones ne sont pas dans l'échantillon grand p_T . Par ailleurs, ces événements ont en moyenne un plus grand facteur de dépolarisation D , comme l'indique la figure 5.3. Cela permet de gagner encore 11% par rapport à l'analyse standard, d'où un gain total en statistique de $1.29 \times 1.11 = 1.43$!

5.2 Mesure de l'asymétrie de spin

Nous avons vu au chapitre 2 comment relier la polarisation des gluons $\Delta G/G$ avec l'asymétrie de spin A_{\parallel} . Rappelons que celle-ci est obtenue à partir de l'asymétrie de taux de comptage, ou asymétrie brute, A_b , définie par :

$$A_b = \frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} \quad (5.1)$$

N_m (resp. N_v) représente le nombre d'événements provenant de la cellule amont (resp. aval). Bien que cette asymétrie contienne déjà un signal physique, elle ne peut être utilisée en l'état, et ce pour deux raisons :

- premièrement, ce signal physique est dilué par un certain nombre de facteurs, comme par exemple la polarisation P_{μ} ($|P_{\mu}| < 1$) des muons incidents. De la même manière, il faut tenir compte de la polarisation P_c de la cible, ainsi que de son facteur de dilution f , qui traduit le fait que tous les nucléons ne sont pas polarisables ;
- deuxièmement, les acceptances des deux cellules ne sont pas identiques, et ce principalement en raison de la géométrie de l'aimant SMC. Le nombre d'événements dans la cellule aval est donc artificiellement plus élevé. Autrement dit, l'asymétrie brute est la somme d'une asymétrie physique et d'une asymétrie d'acceptance. Pour cette raison, on effectue, toutes les huit heures environ, un retournement du champ du solénoïde. Les nucléons des deux cellules voient alors leur spin changer d'orientation, ce qui change le signe de l'asymétrie physique. Comme l'asymétrie d'acceptance reste inchangée, on s'en affranchit en faisant la différence des asymétries mesurées dans deux configurations de champ opposées.

Finalement, l'asymétrie de spin de la diffusion muon-deutéron s'écrit, avec des notations évidentes :

$$A_{\parallel}^{\mu d} = -\frac{1}{2\langle P_{\mu}P_c f \rangle} \left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v} \right) \quad (5.2)$$

De la même manière, on peut définir une asymétrie de spin pour la diffusion photon-deutéron. On doit alors tenir compte du fait que seule une fraction D de la polarisation du muon est transmise au photon virtuel :

$$A_{\parallel}^{\gamma^* d} = -\frac{1}{2\langle P_{\mu}P_c f D \rangle} \left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v} \right) \quad (5.3)$$

Pour des raisons qui seront explicitées au chapitre 6, c'est l'asymétrie photon-deutéron qui est utilisée pour l'extraction de $\Delta G/G$.

En fait, cette méthode, bien que parfaitement exacte, n'est pas optimale d'un point de vue statistique. En effet, elle attribue le même poids à tous les événements, alors que tous n'ont pas la même valeur de $P_{\mu}P_c D f$. Pour cette raison, nous avons donc utilisé une méthode dans laquelle chaque événement est pondéré par $w = P_{\mu} D f$. On montre que, pour que l'asymétrie d'acceptance soit bien éliminée dans l'équation 5.3, il ne faut pas introduire

dans le poids des quantités qui varient avec le temps [70] ; la polarisation de la cible n'est donc pas incluse dans w . L'expression de l'asymétrie photon-deutéron prend alors la forme suivante :

$$A_{\parallel}^{\gamma^*d} = -\frac{1}{2\langle P_c \rangle} \left(\frac{\sum w_m - \sum w_v}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} - \frac{\sum w'_m - \sum w'_v}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v} \right), \quad (5.4)$$

avec pour l'erreur statistique :

$$\delta A_{\parallel}^{\gamma^*d} = \frac{1}{2\langle P_c \rangle} \sqrt{\frac{1}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} + \frac{1}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}} \quad (5.5)$$

Afin de pouvoir utiliser cette pondération, il est nécessaire de calculer P_μ , f et D événement par événement :

- P_μ est déterminé à partir d'une paramétrisation en fonction de l'énergie du muon incident, paramétrisation obtenue grâce à une simulation de la ligne de faisceau [41]. La polarisation moyenne était de -0.76 en 2002-2003, et de -0.80 en 2004.
- f , qui s'exprime comme le rapport entre le nombre d'interactions sur un nucléon polarisé et sur un nucléon non polarisé, a été paramétré en fonction de x et Q^2 [71]. Le facteur de dilution moyen est de 0.42 dans l'analyse à petit Q^2 , et de 0.37 dans l'analyse à grand Q^2 .
- D , le facteur de dépolarisation, est calculable en fonction des variables cinématiques inclusives :

$$D = \frac{y[-\frac{2m^2 y^2}{Q^2(1-xy)} - y + 2]}{[(1-y)^2 - \frac{2m^2 y^2}{Q^2} + 1] \sqrt{1 - \frac{4m^2(1-x)xy^2}{Q^2(1-xy)^2}}} \quad (5.6)$$

Contrairement à l'analyse réalisée dans [69], la masse du muon doit être ici prise en compte, car celle-ci n'est pas négligeable devant Q^2 . La figure 5.3 montre la distribution de D dans l'analyse à petit Q^2 , pour les sélections standard et par réseau de neurones. Quant à la polarisation de la cible P_c , elle est mesurée régulièrement dans les cellules amont et aval, et moyennée dans l'intervalle de temps considéré.

5.3 Fausses asymétries

L'évaluation des systématiques expérimentales est un point crucial de l'analyse à grand p_T . En effet, notre mesure de l'asymétrie photon-deutéron étant très précise, il faut s'assurer que les asymétries provenant de l'appareillage sont sous contrôle. Les équations 5.2 et 5.4 ne permettent d'éliminer l'asymétrie d'acceptance que si les acceptances sont constantes dans le temps. Dans le cas contraire, une fausse asymétrie résiduelle apparaît. En fait, on montre que l'effet d'acceptance s'annule parfaitement si le produit des rapports d'acceptance a et de luminosité \mathcal{L} dans les deux cellules est le même dans les deux configurations de champ considérées pour le calcul d'asymétrie :

$$\left(\frac{a_m \mathcal{L}_m}{a_v \mathcal{L}_v} \right) = \left(\frac{a_m \mathcal{L}_m}{a_v \mathcal{L}_v} \right)', \quad (5.7)$$

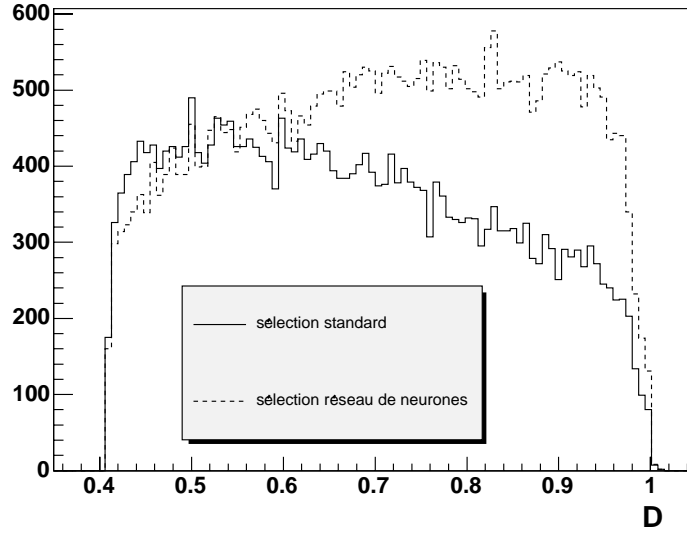


FIG. 5.3: Facteur de dépolarisation D pour les événements à grand p_T et petit Q^2 , avec sélections standard et par réseau de neurones. Les valeurs moyennes de D^2 sont respectivement 0.479 et 0.534, soit un gain équivalent en statistique de 11%.

où l'indice m (resp. v) désigne la cellule amont (resp. aval).

En pratique, ce rapport peut changer au cours du temps pour différentes raisons :

- le renversement du champ magnétique : en effet, l'interaction de ce champ avec l'aimant SM1 fait qu'au cours d'un tel renversement, l'extrémité aval de la cible bascule d'environ 300 microns. Combiné avec des inhomogénéités du matériau polarisé, ce mouvement peut faire varier le nombre de nucléons vu par le faisceau de muons, et donc le rapport des luminosités dans les deux cellules. Le champ de fuite du solénoïde peut également affecter les performances des détecteurs les plus proches, comme nous l'avons d'ailleurs vu au chapitre 4 : ce champ modifie en effet la direction des particules, entraînant notamment des modifications du profil d'efficacité dans les Micromegas. Dans tous ces cas, les fausses asymétries correspondantes sont corrélées de manière systématique à la direction du champ magnétique, elles sont donc dites *reproductibles* ;
- la fluctuation des performances du spectromètre : malgré la bonne redondance des plans de détection, des variations d'efficacité des détecteurs peuvent avoir un impact sur la reconstruction des traces, et donc changer le rapport d'acceptance entre les deux cellules. Ces fluctuations n'étant généralement pas corrélées à la direction du champ magnétique, les fausses asymétries correspondantes sont dites *aléatoires*².

Minimiser ces effets est l'un des défis majeurs de l'expérience. Pour minimiser les fausses asymétries reproductibles A_{rep} , une procédure de renversement de polarisation par micro-ondes a été mise en place : pour une direction donnée du champ du solénoïde, il est possible d'inverser les polarisations des deux cellules, en intervertissant les fréquences des micro-

²Même si les fluctuations, elles, ne sont pas aléatoires, mais corrélées par exemple aux variations de température.

ondes utilisées. L'équation 5.4 mesure alors :

$$A_+ \equiv A_{\parallel}^{\gamma^*d} + A_{rep} \quad (5.8)$$

dans une configuration micro-onde ³, et :

$$A_- \equiv A_{\parallel}^{\gamma^*d} - A_{rep} \quad (5.9)$$

dans la configuration opposée, moyennant de changer le signe du terme de droite dans l'équation 5.4.

En prenant des données dans les deux configurations, on peut donc éliminer A_{rep} de l'asymétrie mesurée. En pratique cependant, la statistique dans les deux configurations n'est pas exactement la même, et la moyenne pondérée de A_+ et A_- contient encore une fraction résiduelle de A_{rep} :

$$A_R = \frac{(\delta A_+)^2 - (\delta A_-)^2}{(\delta A_+)^2 + (\delta A_-)^2} \times A_{rep} \quad (5.10)$$

Quant aux fausses asymétries aléatoires, on peut les minimiser en amont, en stabilisant au mieux les performances des différents détecteurs, et en aval, en regroupant les données sur un intervalle de temps pour lequel ces performances sont constantes. Un cas extrême de variation de performances a été observé sur une période de 2003, pour laquelle la fausse asymétrie mesurée était anormalement élevée. Il est apparu que le problème venait de ce que les données prises à la fin de cette période avaient une asymétrie brute nettement différente des autres, comme illustré figure 5.4(haut). On a alors découvert que ces données avaient été prises exactement au moment où deux plans de Micromegas étaient manquants, et ne devaient donc pas être mélangées avec les autres données. Notons qu'elles ont quand même pu être utilisées, puisqu'elles correspondaient à deux configurations de champ consécutives. Cela n'est malheureusement pas toujours le cas, comme le montre la figure 5.4(bas), qui présente l'asymétrie brute pour une autre période de 2003. Vu l'importance de telles variations dans les analyses menées, ces problèmes sont maintenant traités de manière plus systématique, à partir d'études détaillées sur la stabilité des performances des détecteurs et de la reconstruction [72]. Ces études permettent d'identifier les données à combiner (définies dans des *grouping lists*), comme dans le cas de la figure 5.4(haut), et éventuellement les données à rejeter (définies dans des *bad spill lists*), comme dans le cas de la figure 5.4(bas).

5.3.1 Sélection

Malgré tout le soin apporté à la minimisation des fausses asymétries, il demeure essentiel de pouvoir les quantifier. Pour cela, on utilise un échantillon de traces similaires à celui sélectionné dans l'analyse, mais qui a l'avantage d'offrir une statistique bien supérieure. La sélection est la même que précédemment, exceptée :

- $\Sigma p_T^2 < 1.5 \text{ (GeV/c)}^2$, au lieu de $p_T > 0.7 \text{ (GeV/c)}$ et $\Sigma p_T^2 > 2.5 \text{ (GeV/c)}^2$;
- $x_F > 0$, au lieu de 0.1 ;

³le + est ici purement conventionnel.

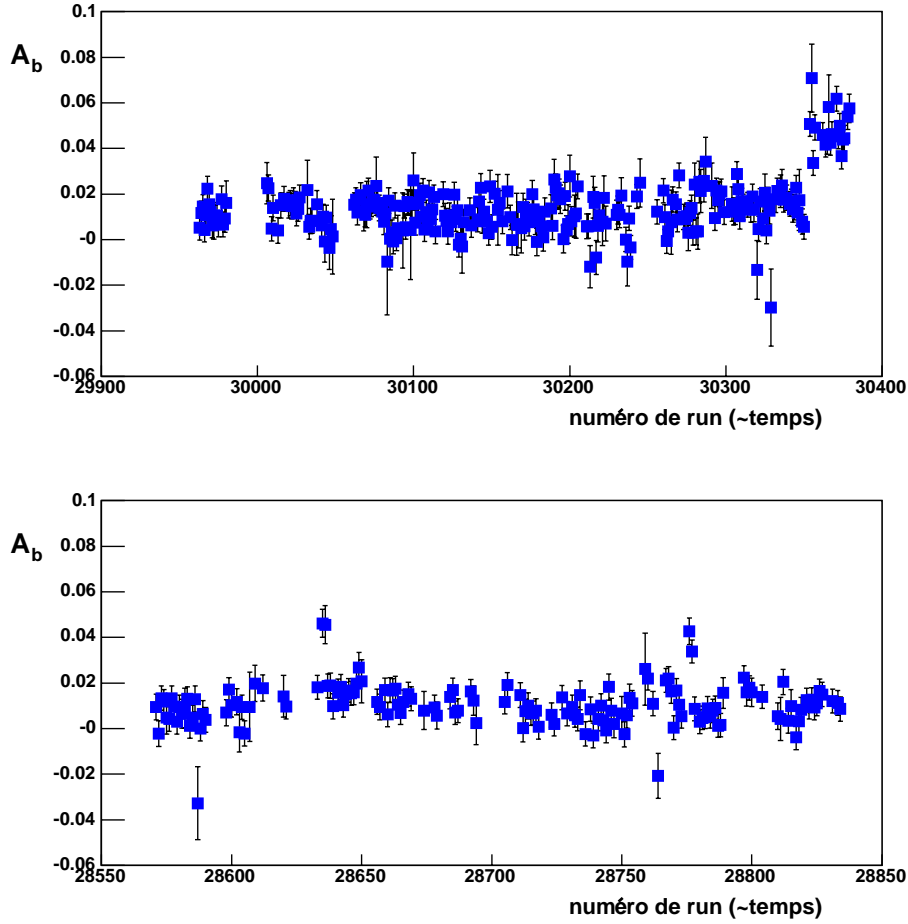


FIG. 5.4: Asymétrie brute en fonction du temps, pour deux périodes de 2003 ; en haut : cas où tout un groupe de *runs* présente un comportement significativement différent des autres ; en bas : dans ce cas, les *runs* suspects sont éparpillés sur toute la période.

- pas de coupure sur la masse invariante des deux hadrons ;
- $\theta_{h_1, h_2} > 20$ mrad, où θ_{h_1} et θ_{h_2} sont les angles des deux hadrons.

La dernière coupure permet de se placer dans la même région angulaire que pour les événements grand p_T . En mesurant l'asymétrie expérimentale dans cet échantillon à *petit* p_T , pour les deux configurations micro-ondes, on peut donc extraire la fausse asymétrie reproductible A_{rep} en utilisant les équations 5.8 et 5.9, et évaluer la fausse asymétrie aléatoire en étudiant les fluctuations des mesures dans le temps. L'asymétrie expérimentale mesurée dans cet échantillon petit p_T va donc nous servir d'estimation de la fausse asymétrie dans notre analyse à grand p_T .

5.3.2 Fausse asymétrie reproductible

Le tableau 5.2 résume les valeurs de A_+ , A_- , A_{rep} et A_R pour chacune des trois années; seules les coupures cible standard ($r < 1.4$ cm, $v_y < 1.0$ cm) sont utilisées ici.

	A_+	A_-	A_{rep}	A_R
2002	-0.001 ± 0.003	-0.013 ± 0.003	0.006 ± 0.002	0.00014 ± 0.00005
2003	0.007 ± 0.002	-0.013 ± 0.002	0.010 ± 0.002	0.00018 ± 0.00003
2004	0.007 ± 0.002	-0.011 ± 0.002	0.009 ± 0.001	0.0011 ± 0.0002

TAB. 5.2: Asymétries mesurées avec l'échantillon petit p_T dans les deux configurations micro-ondes et asymétries reproductibles correspondantes, pour les trois années de prise de données.

La première observation que l'on tire de ce tableau est que la fausse asymétrie reproductible A_{rep} est largement incompatible avec zéro, particulièrement pour 2003 et 2004. Ceci justifie pleinement l'emploi d'un renversement de polarisation par micro-ondes; en effet, grâce à ce renversement, et au fait que la statistique est bien répartie entre les deux configurations + et -, une très grande partie de la fausse asymétrie reproductible est éliminée. Notons que cette élimination n'est pas académique, car sans elle, A_{rep} serait du même ordre de grandeur que notre précision statistique sur l'asymétrie à grand p_T !

D'un autre côté, on ne pourrait se satisfaire complètement d'une telle méthode: premièrement, l'annulation de deux quantités non négligeables devant l'effet qu'on cherche à mesurer n'est jamais sans risques. Ensuite, cette procédure est assez contraignante en pratique, car elle demande d'avoir la même statistique dans les deux configurations micro-ondes. Ceci n'est pas chose aisée, compte tenu des imprévus qui peuvent arriver pendant une prise de données. Enfin, cette fausse asymétrie étant liée au champ magnétique du solénoïde, il n'est pas exclu que l'effet observé s'amplifie en 2006, avec l'utilisation de l'aimant de grande acceptance de COMPASS, pour lequel le champ de fuite est beaucoup plus important.

Pour toutes ces raisons, un certain nombre d'études plus approfondies ont été menées afin d'essayer d'identifier la ou les source(s) de cette fausse asymétrie.

Fausse asymétrie due à la cible

Parmi les sources possibles de la fausse asymétrie reproductible, la cible polarisée est naturellement un bon candidat; en effet, nous avons déjà dit que la combinaison de son mouvement avec des inhomogénéités dans le remplissage du matériau polarisé pouvait induire des fausses asymétries. Le fait que la cible n'est pas entièrement remplie a déjà été pris en compte dans une analyse antérieure [65], mais on peut se demander s'il n'existe pas d'autres inhomogénéités de remplissage, notamment sur les bords. Pour cela, on a virtuellement découpé la cible longitudinalement en 50 petites boîtes, et pour chacune d'elle, on a calculé l'asymétrie petit p_T à partir des événements dont le vertex se trouvait à l'intérieur. La figure 5.5 montre l'asymétrie obtenue dans chacune de ces 50 boîtes, pour les trois

années de prises de données. Pour des raisons bien compréhensibles de statistique, on ne change pas le critère sur le muon incident, qui n'est donc pas contraint de traverser que la boîte considérée. Notons aussi que pour les deux boîtes supérieures, on a bien sûr relâché la coupure $v_y < 1.0$ cm.

On voit très nettement qu'en plus de la zone déjà rejetée par cette coupure, une petite zone située juste en dessous sur la droite (côté Jura) contribue de manière non négligeable à la fausse asymétrie. Cette structure, visible pour les trois années de prises de données, suggère que la cible est systématiquement plus remplie d'un côté que de l'autre. Quoiqu'il en soit, cette zone doit être rejetée de la sélection. Afin de minimiser la perte en statistique, nous avons donc testé différents jeux de coupures, ce qui a conduit à introduire, pour chacune des trois années, les coupures décrites dans la section 5.1. Le tableau 5.3 montre que, pour de faibles pertes en statistique, on a pu se débarrasser d'une fraction importante de la fausse asymétrie. Par ailleurs, les trois valeurs obtenues sont désormais compatibles entre elles.

	$\Delta N/N$	A_{rep}^{avant}	$A_{rep}^{après}$	$\Delta A_{rep}/A_{rep}$
2002	-1.6%	0.006 ± 0.002	0.005 ± 0.002	-19%
2003	-5.8%	0.010 ± 0.002	0.006 ± 0.002	-39%
2004	-7.8%	0.009 ± 0.001	0.007 ± 0.001	-30%

TAB. 5.3: Variations de la statistique et de la fausse asymétrie dues à l'emploi des nouvelles coupures sur la cible.

On peut aussi étudier la compatibilité des asymétries mesurées dans chacune des boîtes à partir du *pull*, défini comme la distribution de :

$$P_i = \frac{\langle A \rangle - A_i}{\sigma_i^2}, \quad (5.11)$$

où $\langle A \rangle$ désigne la valeur moyenne de l'asymétrie, A_i l'asymétrie mesurée dans une boîte, et σ_i l'erreur associée. La figure 5.5 montre ces pulls obtenus à partir des 46 boîtes restantes ; on remarque que les probabilités de compatibilité sont raisonnables pour 2002 et 2004 ⁴, mais pas pour 2003. Malgré tout, aucun problème localisé n'apparaît clairement, indiquant que la fausse asymétrie restante ne dépend pas de la position des vertex dans la cible. Signalons qu'un renforcement de la cible a été réalisé pendant la prise de données 2004 ; son mouvement a pu ainsi être réduit d'un facteur deux. Après ce renforcement, on a observé une diminution du même ordre de grandeur de l'asymétrie dans la partie supérieure de la cible. Cette observation tend à confirmer l'interprétation qui a été donnée de cette fausse asymétrie. Elle signifie également qu'un renforcement suffisant (difficile en pratique !) permettrait de récupérer la statistique perdue par les diverses coupures introduites pour supprimer cet effet. Cette perte s'élevait à 16% en 2003 et 2004.

Afin de savoir si la fausse asymétrie restante provient ou non de la cible, nous avons mené une étude similaire à la précédente, mais cette fois en découpant chacune des cellules en six

⁴à l'exception d'une boîte vers le centre, à gauche sur la figure, pour les données de 2004 ; mais le problème n'apparaissant qu'à certaines périodes, cette boîte n'a pas été exclue.

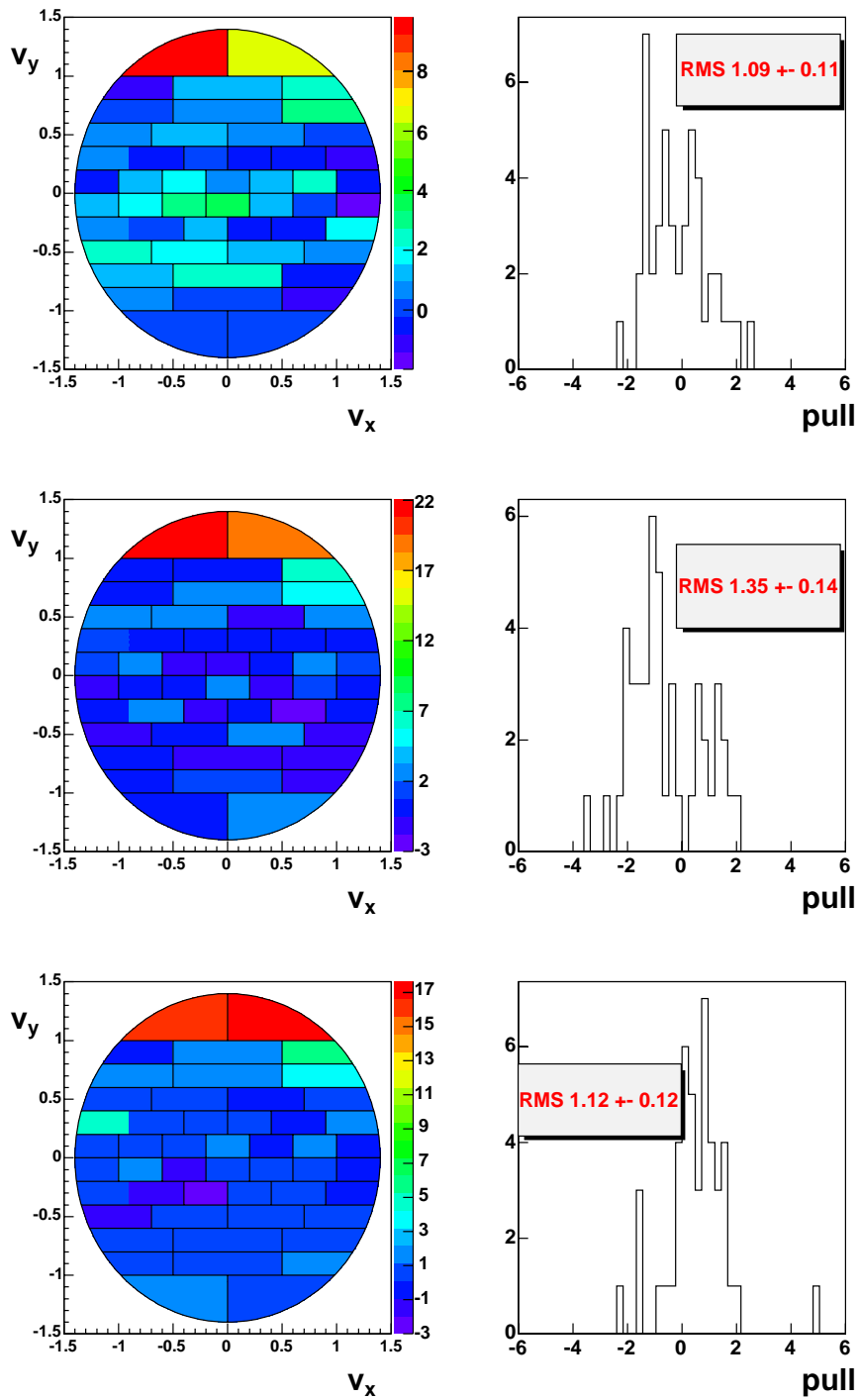


FIG. 5.5: Asymétrie reproductible (en nombre de σ) en fonction de la position (v_x, v_y) en cm du vertex dans la cible. Les histogrammes de droite montrent les pulls associés aux 46 valeurs d'asymétrie mesurées, les deux boîtes supérieures ainsi que les deux boîtes en haut à droite ayant été retirées; en haut : 2002; au milieu : 2003; en bas : 2004.

tranches de 10 cm, selon l'axe du faisceau (la partie supérieure de la cible étant à présent retirée). Le but de cette étude est de détecter d'éventuelles inhomogénéités le long de la cible, ou encore des effets de bord aux extrémités de chacune des cellules. À partir de ce découpage 6×6 , on peut calculer *a priori* 36 fausses asymétries différentes $(A_{rep})_{i,j}$, où i représente la $i^{\text{ème}}$ tranche de la première cellule et j la $j^{\text{ème}}$ de la deuxième cellule.

La figure 5.6 montre les six termes diagonaux de cette "matrice" de fausses asymétries. Aucun effet systématique n'est visible, même si le χ^2 des différentes valeurs est assez élevé pour 2002 et 2003. Là encore, la fausse asymétrie semble décorrélée de la position du vertex selon l'axe du faisceau.

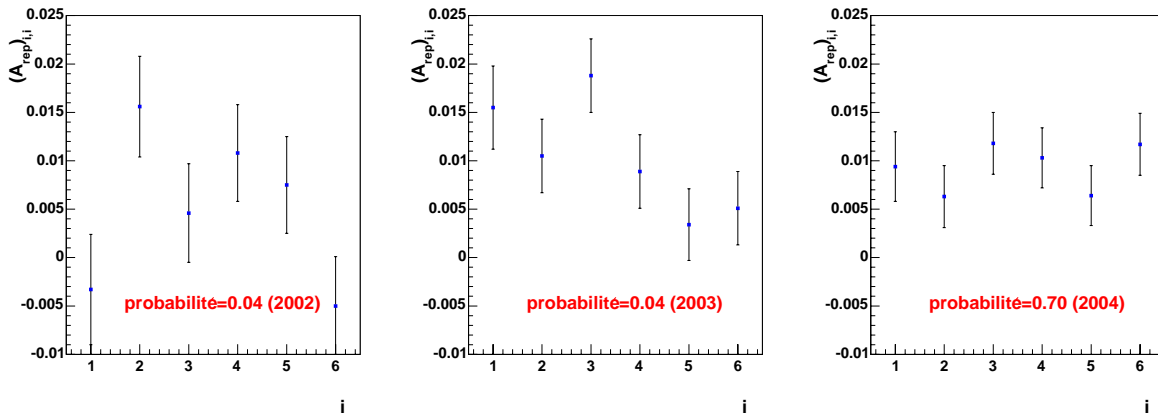


FIG. 5.6: Fausse asymétrie reproductible $(A_{rep})_{i,i}$ en fonction de la tranche i de la cible considérée, pour chacune des années.

Fausse asymétrie due au spectromètre

D'autres études ont été menées afin de tester une possible corrélation entre la fausse asymétrie et les performances du spectromètre. Ces études ont porté soit sur la détection du muon diffusé, soit sur celle des hadrons. Dans le premier cas, la fausse asymétrie s'est révélée être complètement indépendante du *trigger* utilisé, du nombre de coups associés à la trajectoire du muon reconstruit, de son impulsion, etc... Ce résultat est en fait raisonnable, si l'on considère que la détection du muon diffusé se fait principalement dans une région du spectromètre très éloignée de la cible, et donc insensible à la direction du champ du solénoïde.

En ce qui concerne la détection des hadrons, la figure 5.7 montre que la fausse asymétrie reproductible augmente avec la multiplicité des événements, indiquant que l'efficacité de reconstruction du spectromètre n'est pas la même dans les deux configurations de champ.

Nous avons ensuite étudié la fausse asymétrie reproductible selon la région du spectromètre dans laquelle les hadrons étaient détectés. La figure 5.8 montre une dépendance très nette avec l'angle azimuthal des hadrons (dans le référentiel du laboratoire), dépendance identique pour les trois années de prises de données. Cette asymétrie haut/bas peut s'expliquer

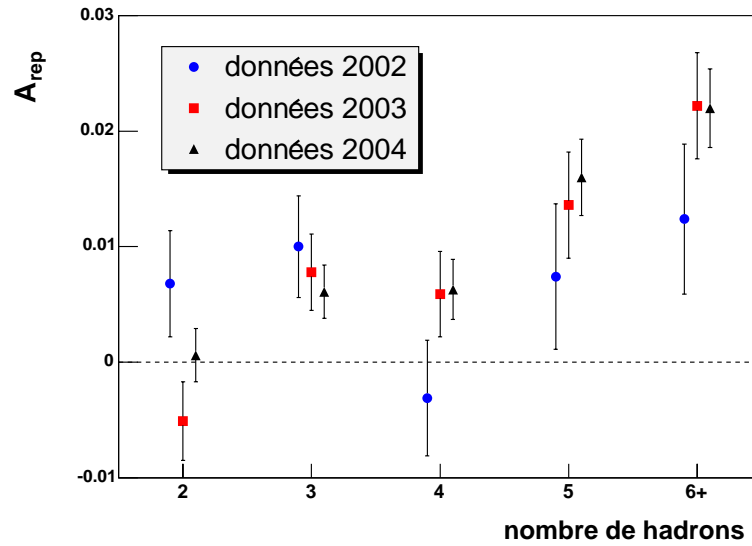


FIG. 5.7: Fausse asymétrie reproductible en fonction du nombre de hadrons détectés pour les données 2002 à 2004.

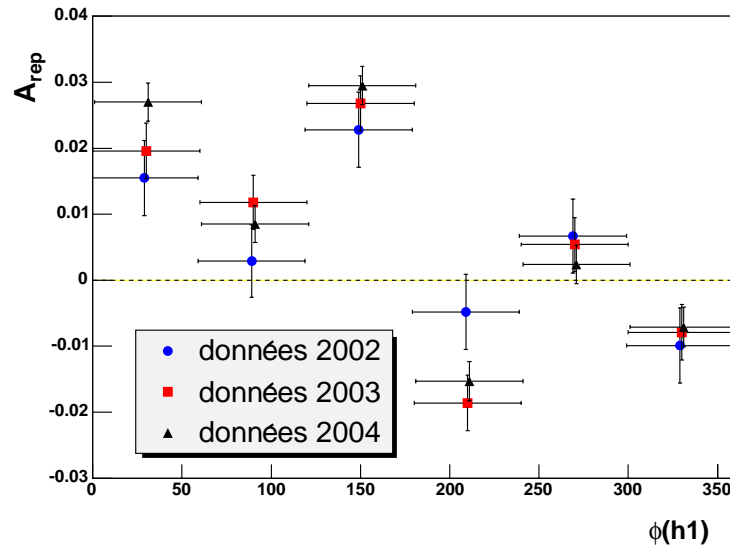


FIG. 5.8: Fausse asymétrie reproductible en fonction de l'angle azimuthal du hadron à plus grand p_T , pour les données 2002 à 2004 (échantillon petit p_T). L'asymétrie étant de type haut/bas, l'effet est plus important dans les *bins* 1,3,4 et 6 que dans les *bins* 2 et 5.

de deux manières différentes :

- une efficacité de reconstruction différente dans les parties haute et basse du spectromètre, ce que nous avons d'ailleurs observé, au moins sur les Micromegas ;
- la superposition des champs de fuite du solénoïde et de l'aimant SM1 ; nous insistons sur

le fait que, pris séparément, ces champs ne peuvent pas générer une asymétrie haut/bas. Signalons aussi que cette superposition est suffisante, et que l'effet discuté ici ne provient donc pas de termes d'*interférences* entre le solénoïde et SM1.

Ces deux effets ne s'excluent pas l'un l'autre, le premier étant même une conséquence du deuxième.

Il est possible de déterminer la part de chacun à l'asymétrie observée en étudiant la fausse asymétrie sur un échantillon similaire, mais provenant d'une simulation Monte Carlo. En effet, cette simulation ne contient, par construction, que des profils d'efficacité uniformes pour tous les plans de détection, mais utilise en revanche les mesures des cartes de champs du solénoïde et de SM1.

La figure 5.9 présente la fausse asymétrie obtenue avec une simulation du dispositif expérimental de 2004, et la compare avec celle observée dans les données. Ce résultat indique qu'une fausse asymétrie significative est présente dans la simulation (deux des six points étant à plus de 3σ de zéro), et qu'elle est en plus compatible avec la fausse asymétrie réelle, avec une probabilité de 46% ! Ceci permet d'affirmer que l'asymétrie haut/bas observée est bien due à la superposition des champs du solénoïde et de SM1. *A contrario*, la fausse asymétrie provenant de la variation des profils d'efficacité des Micromegas présentée au chapitre 4 est négligeable.

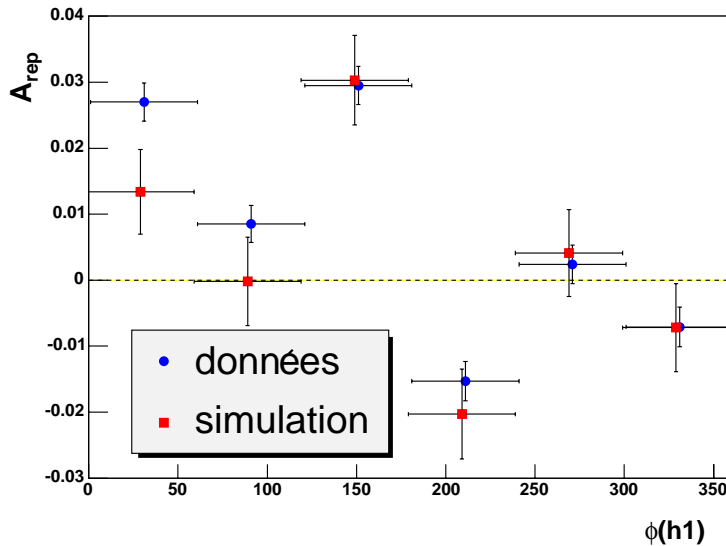


FIG. 5.9: Comparaison de la fausse asymétrie reproductible en fonction de l'angle azimuthal ϕ du hadron à plus grand p_T , dans les données 2004 et dans la simulation.

En revanche, cette seule superposition des champs ne permet pas d'expliquer la fausse asymétrie *totale*, c'est-à-dire calculée sur l'ensemble de l'échantillon. En effet, les fausses asymétries dans les parties haute et basse du spectromètre devraient se compenser exactement, ce qui n'est pas le cas dans les données. Cette compensation imparfaite montre que, outre cette superposition des champs, un deuxième effet brise la symétrie haut/bas du dispositif expérimental. Là encore, plusieurs origines sont possibles :

- tout d’abord, la direction du faisceau incident n’est pas horizontale, mais légèrement inclinée vers le bas ;
- de même, la cible pointe vers le bas (environ 2 mm sur 130 cm) ;
- enfin, le spectromètre n’est pas symétrique haut/bas, la plupart des plans de détection n’étant pas centrés en $y = 0$ (axe vertical).

Dans le premier cas, nous avons vérifié que la fausse asymétrie dans les données ne changeait pas de signe selon que l’on considérait les muons incidents partant vers le haut ou vers le bas. Dans le deuxième, nous avons constaté que la fausse asymétrie dans les données restait significativement non nulle en ne considérant qu’un morceau parfaitement horizontal de la cible. Il est donc probable que la deuxième brisure de symétrie haut/bas soit due à l’asymétrie du spectromètre lui-même. Ceci expliquerait d’ailleurs pourquoi la fausse asymétrie change significativement lorsque l’on reproduit les données avec un nouvel alignement des détecteurs.

A priori, cette hypothèse pourrait être confirmée en simulant un spectromètre parfaitement symétrique, et en vérifiant que la fausse asymétrie totale est alors nulle. Malheureusement, la fausse asymétrie obtenue avec la simulation précédente (pour laquelle le spectromètre n’est pas symétrique), bien que compatible avec les données réelles, n’est pas significativement différente de zéro :

$$A_{rep}^{MC} = 0.0034 \pm 0.0027 \quad (5.12)$$

Ce résultat (ainsi que ceux présentés sur la figure 5.9) a nécessité quatre semaines de production Monte Carlo sur la ferme de calcul de l’in2p3 à Lyon, au cours desquelles près de 100 machines fonctionnant simultanément ont généré plus de 100 000 000 d’événements. À ce rythme, plus de six mois seraient nécessaires avant de mettre en évidence une différence sur la fausse asymétrie des spectromètres symétrique et asymétrique.

Cette étude montre en revanche qu’il est possible d’estimer la fausse asymétrie des futures données prises avec le nouvel aimant de grande acceptance, pour lequel le champ de fuite pourrait générer une grande fausse asymétrie. Nous avons donc réalisé une simulation identique à la précédente, mais avec une modélisation du dispositif 2006. Cette fois, la fausse asymétrie totale se trouve à 3σ de zéro :

$$A_{rep}^{MC2006} = 0.0121 \pm 0.0039 \quad (5.13)$$

Il semble par ailleurs que cette valeur soit significativement plus élevée que celle obtenue avec l’aimant SMC. Notons aussi qu’elle dépend des positions en y des détecteurs, et que celles-ci ne sont pas encore fixées. La dépendance avec l’angle azimuthal ϕ indique en tout cas que l’effet du nouvel aimant sur la fausse asymétrie reste limité. Signalons cependant que l’effet d’autres processus (comme des variations des profils d’efficacité des détecteurs) pourrait aussi être amplifié, et participer significativement à la fausse asymétrie des données réelles.

5.3.3 Fausse asymétrie aléatoire

La fausse asymétrie aléatoire peut être estimée en étudiant les fluctuations de l'asymétrie à petit p_T autour de la valeur moyenne. D'une manière générale, ces fluctuations sont la composition d'effets purement statistiques et d'une fluctuation de la réponse de l'appareil de mesure. Si les fluctuations mesurées sont supérieures à ce que l'on attend d'un point de vue statistique, on mesure une fausse asymétrie aléatoire ; dans le cas contraire, on dispose d'une borne supérieure. Notons également que la valeur déterminée précédemment de la fausse asymétrie reproductible peut *a priori* être affectée par cette asymétrie aléatoire. Il s'avère cependant que celle-ci est largement inférieure à l'effet reproductible observé.

La figure 5.10 montre les *pulls* des asymétries mesurées pour les trois années de prise de données. Chaque valeur correspond à l'asymétrie obtenue pour un groupe de données, défini par les *grouping lists*. On écrit ensuite le *RMS* (pour *Root Mean Square*) de chacun de ces *pulls* comme la somme quadratique d'une fluctuation statistique et d'une fausse asymétrie aléatoire. On note que tous les RMS sont compatibles avec 1, à 1σ près, indiquant que la fausse asymétrie aléatoire, si elle existe, est petite. Afin de donner une limite supérieure à cette dernière, on utilise en fait le $RMS + 1\sigma$, ce qui nous donne :

$$A_{aleat} = \sqrt{(RMS + 1\sigma)^2 - 1^2} \times \delta A, \quad (5.14)$$

où δA est l'erreur statistique sur l'asymétrie à petit p_T .

Le tableau 5.4 résume les valeurs des RMS, de δA et de la fausse asymétrie aléatoire obtenues pour chacune des trois années.

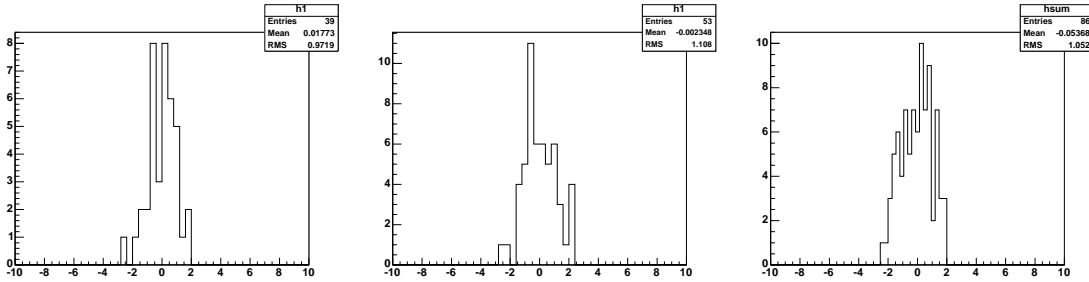


FIG. 5.10: *Pulls* des asymétries petit p_T par année ; ces *pulls* sont en fait la somme des *pulls* obtenus dans chacune des configurations micro-ondes, ceci car les valeurs moyennes de A_+ et de A_- sont différentes.

	$RMS+1\sigma$	δA	A_{aleat}
2002	0.972 ± 0.110	0.0027	0.0011
2003	1.108 ± 0.108	0.0019	0.0013
2004	1.052 ± 0.080	0.0016	0.0008

TAB. 5.4: Fausses asymétries aléatoires obtenues à partir de la formule 5.14, pour les trois années de prise de données.

5.3.4 Conclusion

À partir des résultats précédents, on peut finalement estimer la fausse asymétrie, en sommant quadratiquement les parties reproductible et aléatoire. Même si la fausse asymétrie aléatoire a été surestimée, on multiplie malgré tout les valeurs obtenues par un facteur deux, valeurs résumées dans le tableau 5.5.

	A_R	A_{aleat}	A_{exp}
2002	0.00014	0.0011	0.0022
2003	0.00018	0.0013	0.0026
2004	0.0011	0.0008	0.0028

TAB. 5.5: Valeurs des fausses asymétries reproductibles, aléatoires et totales pour chacune des trois années.

Pour l'ensemble des trois années, la valeur retenue est $A_{exp} = 0.0030$. Là encore, ce choix est assez conservatif, surtout si l'on considère que l'asymétrie aléatoire diminue avec la racine carrée du nombre d'événements.

Signalons pour finir que d'autres sources d'erreurs systématiques n'ont pas été prises en compte ici, notamment les incertitudes sur la détermination de la polarisation du faisceau, de la cible, ainsi que du facteur de dilution. Si l'on considère que l'erreur systématique correspondante est proportionnelle à l'asymétrie mesurée, qui est très petite, on s'aperçoit en effet que ces contributions peuvent être négligées.

5.4 Résultats

La statistique et l'asymétrie mesurée pour chacune des périodes de 2002, 2003 et 2004 sont présentées en annexe A. Le tableau 5.6 résume les valeurs obtenues par année pour les différentes sélections utilisées. Les asymétries mesurées sur l'ensemble des données 2002-2004 sont toutes compatibles avec zéro. Par ailleurs, aucune dépendance significative n'a été observée en fonction de $\sum p_T^2$ et Q^2 , comme le montre la figure 5.11.

L'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ à partir de ces résultats n'est pas évidente, car les fractions des processus PGF dans les différents échantillons sont inconnues, tout comme la contribution du bruit de fond physique à ces asymétries. Ces quantités doivent être estimées à partir de simulations Monte Carlo, simulations que nous allons maintenant présenter.

	2002	2003	2004	all
2h, petit Q^2 , std	-0.022 ± 0.032	0.023 ± 0.023	0.004 ± 0.017	0.006 ± 0.013
2h, petit Q^2 , RN	-0.008 ± 0.027	0.003 ± 0.019	0.005 ± 0.014	0.003 ± 0.011
2h, grand Q^2 , std	0.025 ± 0.057	0.014 ± 0.032	-0.001 ± 0.023	0.006 ± 0.018
1h, petit Q^2 , std	-0.060 ± 0.036	0.012 ± 0.025	-0.002 ± 0.018	-0.006 ± 0.014

TAB. 5.6: Asymétrie grand p_T pour les différentes sélections utilisées. 2h (resp. 1h) signifie sélection à deux hadrons (resp. un hadron); std (resp. RN) la sélection standard (resp. avec réseau de neurones). Seule l'erreur statistique est donnée. Le tableau 5.5 indique que les erreurs systématiques sont nettement plus petites.

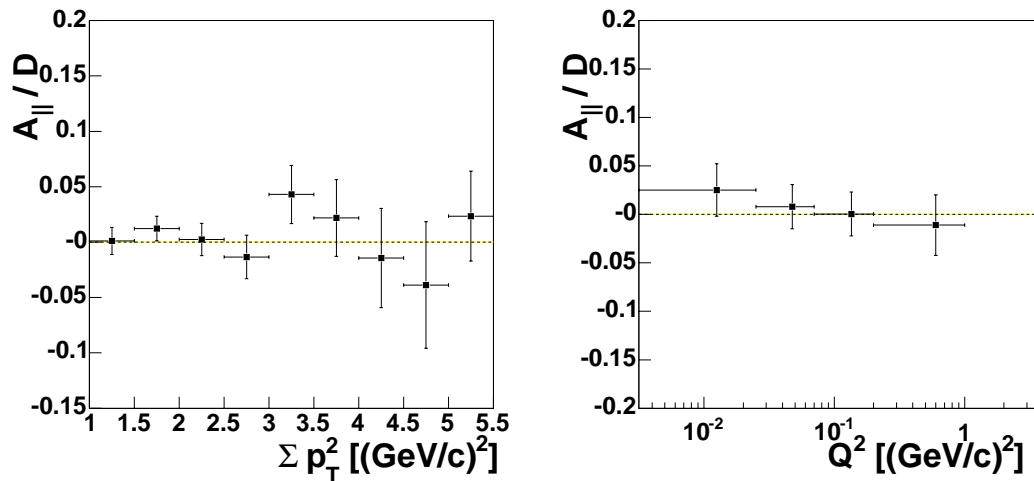


FIG. 5.11: Asymétries grand p_T dans la sélection standard à deux hadrons et petit Q^2 , en fonction de $\sum p_T^2$ (gauche) et Q^2 (droite).

Chapitre 6

Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon $\frac{\Delta G}{G}$

Nous avons vu au chapitre précédent comment mesurer l'asymétrie de spin de l'échantillon d'événements à grand p_T . Nous savons aussi que cette asymétrie dépend d'une manière non triviale de $\frac{\Delta G}{G}$ via le processus de fusion photon gluon. Le présent chapitre a pour but d'expliciter cette dépendance, afin de pouvoir remonter à $\frac{\Delta G}{G}$. Nous utiliserons pour cela un générateur d'événements, pour déterminer certaines quantités auxquelles nous ne pouvons pas avoir accès dans les données réelles, comme par exemple la fraction des processus PGF dans l'échantillon d'événements grand p_T . Ce générateur est décrit en section 6.1; nous nous assurerons en section 6.2 que ce générateur offre une description satisfaisante des données, justifiant ainsi son utilisation dans cette analyse. Nous passerons ensuite en revue l'ensemble des processus présents dans notre échantillon; ceci fait l'objet de la section 6.3, dans laquelle nous présentons, pour la première fois, une estimation de la contribution à l'asymétrie des processus dits photons résolus. L'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ dans l'analyse à deux hadrons et $Q^2 < 1$ (GeV/c)² est présentée en section 6.4. Comme $\frac{\Delta G}{G}$ dépend de la fraction d'impulsion x_g du nucléon portée par le gluon, ainsi que de l'échelle dure QCD μ^2 , nous décrirons leur estimation dans la section 6.5. Cette analyse étant réalisée à partir d'une simulation Monte Carlo dont certains paramètres ne sont pas complètement contraints par les données existantes, nous évaluerons dans la section 6.6 l'erreur systématique sur $\frac{\Delta G}{G}$ associée aux incertitudes sur ces paramètres, ainsi que des erreurs systématiques théoriques. Les sections 6.7 et 6.8 seront consacrées aux spécificités des autres analyses que nous avons réalisées à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² (sélection par réseau de neurones et avec un seul hadron). Nous tenterons ensuite dans la section 6.9 d'extraire des informations sur la polarisation des partons dans le photon résolu. L'analyse à $Q^2 > 1$ (GeV/c)² sera détaillée en section 6.10. Enfin, nous discuterons l'ensemble des résultats obtenus en section 6.11.

6.1 La simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo utilisée pour cette analyse se décompose en trois étapes successives, parfaitement distinctes :

- la génération d'événements dans la région cinématique appropriée ;
- la propagation de chaque particule de ces événements dans une modélisation du spectromètre de COMPASS ;
- la reconstruction des trajectoires de ces particules.

Ces trois étapes, schématisées sur la figure 6.1, constituent notre *chaîne Monte Carlo*, et vont à présent être détaillées.

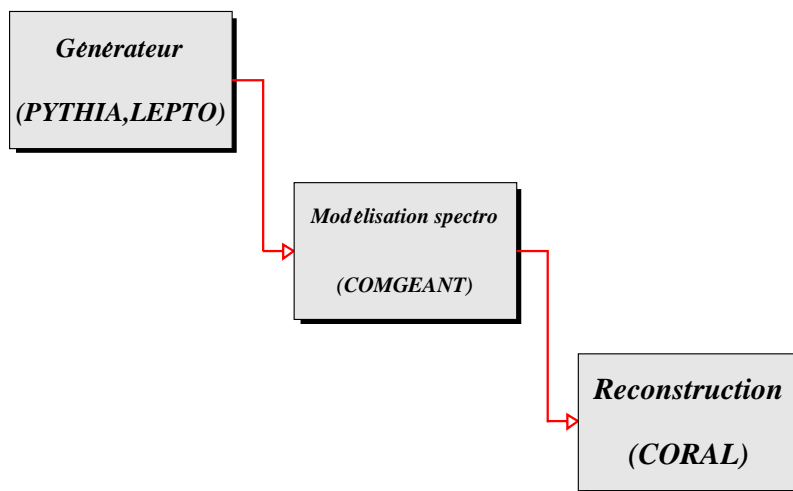


FIG. 6.1: Schéma des trois étapes successives de la chaîne Monte Carlo.

6.1.1 Génération d'événements

La première étape consiste à fabriquer des événements, en utilisant un *générateur*. D'une manière très générale, un générateur est un programme utilisant des techniques Monte Carlo pour assigner des valeurs à un certain jeu de variables, selon des distributions de probabilités données. Dans notre cas, ce jeu de variables caractérise un événement résultant de l'interaction entre un muon incident et un nucléon de la cible, dans une certaine région cinématique. Cette région se situe entre le régime de diffusion profondément inélastique, ou DIS ($Q^2 \gg M^2$, où M est la masse du nucléon), et le régime de photo-production ($Q^2 \approx 0$). Les modèles mis en jeu n'étant pas les mêmes dans ces différents régimes, différents générateurs ont dû être utilisés : LEPTO [73] pour les événements DIS, PYTHIA [74] pour les événements proches de la photo-production. Dans le premier cas, LEPTO génère seulement trois types d'événements, correspondant aux trois diagrammes à l'ordre un en

diffusion profondément inélastique (voir chapitre 1) : le processus à l'ordre dominant (LO), la fusion photon gluon (PGF) et la diffusion Compton (QCDC). Dans le cas de PYTHIA, la virtualité Q^2 du photon étant petite, celui-ci a une probabilité non négligeable de fluctuer en composants hadroniques - on dit alors que le photon est *résolu*. PYTHIA simule ce comportement en générant, en plus des événements de diffusion profondément inélastique, des événements dans lequel le photon fluctue soit en une paire quark-antiquark (partie perturbative), soit en un méson vecteur (partie non perturbative). Si l'événement est produit avec une échelle dure, un des partons provenant du photon interagit alors avec un parton du nucléon, donnant lieu à des processus du type $qq' \rightarrow qq'$, $qg \rightarrow qg$, ou $gg \rightarrow gg$. Dans le cas contraire, les composants hadroniques du photon résolu interagissent de manière non perturbative avec le nucléon, selon des paramétrisations de sections efficaces hadron-nucléon.

Notons que, d'une manière très générale, les processus mis en œuvre sont facilement traduisibles dans un langage probabiliste, c'est pourquoi les techniques Monte Carlo sont particulièrement bien adaptées à notre problème. Malgré tout, le nombre et l'extrême complexité de ces processus ne permettent pas de générer un événement en une seule étape ; une partie importante du programme de génération consiste donc, dans un premier temps, à factoriser un événement en différents sous-processus plus simples, et, autant que possible, indépendants les uns des autres. Voici, dans les grandes lignes, le cheminement suivi par le générateur pour fabriquer un événement :

- le point de départ consiste en un muon incident et un nucléon ; l'impulsion du muon est tirée aléatoirement à partir d'une simulation de la distribution du faisceau ; dans notre cas, l'impulsion du nucléon est nulle. La nature de ce nucléon (proton ou neutron) est elle aussi tirée au hasard, avec des probabilités 1/2 : 1/2 (la cible contient autant de protons que de neutrons) ;
- à partir de ces informations, le générateur évalue les sections efficaces pour tous les processus possibles, ce qui détermine les probabilités respectives de chacun d'eux. Elles permettent au générateur de sélectionner un processus particulier ;
- un point (x, Q^2, \dots) de l'espace des phases correspondant est alors tiré aléatoirement ;
- le générateur utilise ensuite des fonctions de distribution de partons (PDF) $f(x, Q^2)$ (non polarisées) qui donnent directement la probabilité d'extraire un parton f portant une fraction x de l'impulsion du nucléon, ou le cas échéant du photon virtuel. Ces PDF sont des paramétrisations réalisées sur les données existantes. Le générateur attribue également une impulsion transverse à ces partons. Celle-ci n'ayant jamais été mesurée, il n'existe aucune paramétrisation des distributions de probabilités pour les impulsions transverses intrinsèques des partons dans le nucléon et dans le photon virtuel ; le générateur utilise à la place des distributions gaussiennes, de largeurs ajustables ;
- le générateur simule alors l'interaction des deux particules incidentes, et produit les partons de l'état final. Les caractéristiques de ces partons sont déterminées par le type d'événement qui a été choisi ;
- les partons produits dans l'état final s'hadronisent alors, selon le modèle de la corde de Lund [75]. Dans ce modèle phénoménologique, les deux partons, qui partent dans des directions opposées, sont reliés par une corde représentant un tube de flux de couleur. Ce tube contenant une quantité constante d'énergie par unité de longueur, l'énergie du système augmente au fur et à mesure que les partons s'éloignent l'un de l'autre. Lorsqu'elle

devient suffisamment grande, une paire quark-antiquark est créée, cassant ainsi la corde en deux parties, contenant chacune deux quarks. L'opération se répète alors jusqu'à ce que les cordes produites par ce mécanisme ne contiennent plus que des hadrons de charge de couleur nulle ;

- enfin, le générateur simule la désintégration des hadrons instables formés pendant l'hadronisation, à partir des taux d'embranchement qui sont mesurés expérimentalement.

Signalons que la liste des sous-processus que nous venons de faire n'est pas exhaustive ; le générateur, qui ne simule que des diagrammes jusqu'à l'ordre α_s , peut aussi générer des *gerbes de partons*, dont le but est de prendre en compte, de manière effective, les diagrammes d'ordres supérieurs. Ces corrections, désactivables, sont uniquement des corrections de type QCD, correspondant à l'émission de partons par un parton donné, aussi bien dans l'état initial que dans l'état final. Les corrections QED, elles, peuvent être implémentées dans le générateur en lui greffant un autre générateur spécifique, RADGEN [76]. Celui-ci, à partir des probabilités d'émission d'un photon par un lepton, modifie un certain nombre d'événements dans lesquels le muon incident, ou le muon diffusé, émet un photon réel ; dans certains cas, le photon émis par le muon incident peut aussi être réabsorbé par le muon diffusé, ce qui ne change pas la cinématique de l'événement. Néanmoins, ce générateur n'a pas été utilisé dans la présente analyse, ceci car les diverses implémentations de ce programme ont montré que les événements dont la cinématique était modifiée ne représentaient que quelques pourcents de l'échantillon total (cela n'affecte donc pas la comparaison entre les données et la simulation), et que l'effet correspondant sur $\frac{\Delta G}{G}$ était négligeable.

En sortie du générateur, nous disposons donc d'un événement complet, avec des particules stables dans l'état final. Seule la position du vertex n'est pas déterminée ; celle-ci est tirée aléatoirement dans la cible, le long de la direction du muon incident (en supposant une cible parfaitement homogène).

6.1.2 Modélisation du spectromètre

À ce stade, nous pourrions sélectionner les événements générés selon la méthode détaillée au chapitre précédent, et comparer les distributions obtenues avec les données. Mais cette simulation ne tiendrait pas compte des effets d'acceptance de l'appareillage - acceptance géométrique et efficacité des détecteurs notamment -, ni des effets d'étalement des distributions dus à la résolution finie des détecteurs. Nous avons donc utilisé une description du spectromètre, appelée COMGEANT [77], basée sur le programme GEANT, qui simule le passage des particules dans la matière. Cette description tient compte de l'ensemble des plans de détection du spectromètre - type et matériau -, mais aussi des calorimètres, des champs magnétiques, etc... Elle permet de passer d'événements sortis du générateur à un ensemble de *hits* dans les détecteurs, parfaitement similaire au format des données brutes, avec cependant quelques informations supplémentaires concernant la nature de l'événement généré. Cette étape est la plus longue de la chaîne Monte Carlo, un événement étant traité en environ deux secondes (alors qu'il faut moins d'un quart de seconde à PYTHIA pour le générer). Signalons que la répartition des différents systèmes de *trigger* n'est pas encore décrite correctement par COMGEANT ; c'est pourquoi les comparaisons que nous allons

présenter entre données et Monte Carlo (voir section 6.2) seront faites *trigger* par *trigger*.

6.1.3 Reconstruction des traces

Ces ensembles de *hits* sont alors transmis à CORAL, le programme de reconstruction des trajectoires de COMPASS, exactement comme pour les données réelles. Notons toutefois que dans le cas d'événements simulés, CORAL commence par prendre en compte l'efficacité et la résolution de chaque détecteur. Cette étape n'est réalisée qu'à ce stade, afin de pouvoir changer les caractéristiques des détecteurs sans avoir à repasser par COMGEANT (il faut en effet moins d'une seconde à CORAL pour reconstruire un événement).

Nous obtenons enfin un ensemble d'événements reconstruits, auquel on peut appliquer la sélection *grand p_T* utilisée pour les données réelles. Les événements ainsi sélectionnés définissent l'*échantillon Monte Carlo à grand p_T* .

6.2 Comparaison avec les données réelles

À partir de maintenant, et jusqu'à la section 6.7, l'analyse que nous présentons correspond aux événements à $Q^2 < 1$ (GeV/c)², sélectionnés par la méthode standard (coupure sur Σp_T^2). La plupart des méthodes que nous allons détailler ici, ainsi que les conclusions que nous ferons sont cependant applicables aux autres sélections. Seules les spécificités de celles-ci seront traitées séparément, dans les sections 6.7 (analyse avec réseau de neurones), 6.8 (analyse avec un seul hadron) et 6.10 (analyse à $Q^2 > 1$ (GeV/c)²).

Avant d'extraire les quantités dont nous avons besoin pour déterminer $\frac{\Delta G}{G}$, nous devons nous assurer que l'échantillon Monte Carlo à grand p_T reproduit correctement l'échantillon d'événements réels. Il nous faut donc comparer les distributions des différentes variables caractérisant les événements, obtenues avec le Monte Carlo et avec les données. Ce genre de comparaison nécessitant une statistique assez élevée, nous avons introduit les coupures utilisées dans [65], appliquées au niveau de la génération des événements, et qui permettent de ne pas transférer à COMGEANT et à CORAL des événements qui seront, de manière certaine, rejetés par la sélection *grand p_T* . Ces coupures portent sur l'acceptance géométrique de l'appareillage, ainsi que sur l'impulsion transverse des deux hadrons à grand p_T , $p_T > 0.6$ GeV/c ; elles permettent de réduire le temps de calcul utilisé par la chaîne Monte Carlo d'un facteur six. Ici, nous avons introduit une coupure supplémentaire, portant sur $p_T^{h1} + p_T^{h2}$; en effet, beaucoup d'événements étaient jusqu'ici traités par l'ensemble de la chaîne Monte Carlo, puis rejetés par la coupure à grand p_T . Compte tenu de la résolution en impulsion du spectromètre, nous avons choisi, de manière très prudente, de ne retenir à la génération que les événements pour lesquels $p_T^{h1} + p_T^{h2} > 2.0$ (GeV/c)². Ceci a permis de gagner un autre facteur six sur le temps de calcul total nécessaire à la chaîne Monte Carlo, et s'est révélé particulièrement utile pour l'ajustement des paramètres du générateur PYTHIA (qui nécessite un grand nombre de simulations).

Notons que pour comparer les données avec la simulation, nous normalisons systématiquement les distributions au nombre total d'événements, et pas au flux de muons. Comme

notre analyse n'utilise que des rapports de sections efficaces, et que les asymétries mesurées sont nulles, la comparaison des sections efficaces absolues (non polarisées) n'est pas déterminante ici.

6.2.1 Importance des modifications du spectromètre et de la reconstruction

Les comparaisons entre données réelles et simulation Monte Carlo doivent tenir compte de tous les changements susceptibles de modifier les caractéristiques de l'échantillon grand p_T . Ces changements peuvent venir soit d'une modification du dispositif expérimental, comme l'ajout de plans de détections ou un changement des seuils des systèmes de *trigger*, soit d'une modification du programme de reconstruction CORAL, comme l'implémentation d'une nouvelle calibration d'un détecteur ou une amélioration de l'algorithme de reconstruction.

La figure 6.2 montre la distribution de y pour les échantillons grand p_T de 2002 et 2003 : les différences observées indiquent qu'un seul échantillon Monte Carlo à grand p_T ne permet pas de décrire l'ensemble des données de manière satisfaisante. C'est pourquoi il est indispensable de réaliser au moins une simulation par année (avec une description du dispositif expérimental correspondant), et même plus si l'algorithme de reconstruction est modifié. Cependant, en ce qui concerne l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$, les différentes simulations réalisées donnent toutes des résultats statistiquement identiques, c'est pourquoi il n'est pas nécessaire de calculer $\frac{\Delta G}{G}$ par année.

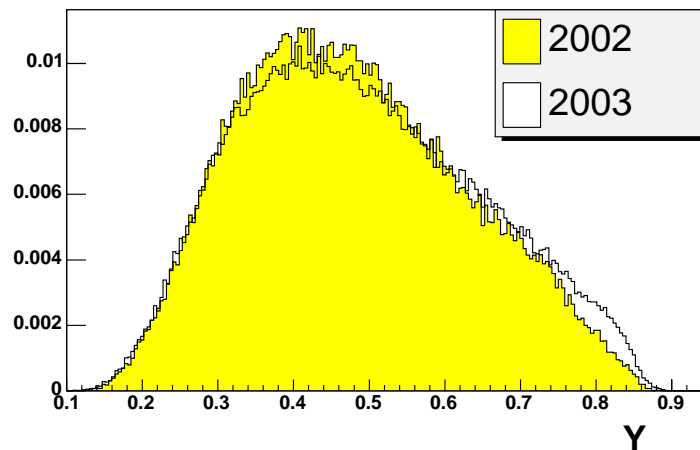


FIG. 6.2: Distribution en y des échantillons grand p_T de 2002 et 2003 (avant coupure sur $y > 0.35$) ; la différence observée vient d'une amélioration dans la reconstruction du muon diffusé.

6.2.2 Ajustement des paramètres du générateur

L'ajustement initial des paramètres de PYTHIA ayant été réalisé essentiellement sur les données du LEP (pour *Large Electron and Positron collider*), il n'est pas certain *a priori* que la version par défaut puisse décrire les données de COMPASS, prises à des énergies nettement inférieures. La description des variables inclusives par le Monte Carlo est satisfaisante, mais on observe malgré tout un désaccord sur les variables semi-inclusives, comme l'illustre la figure 6.3(gauche), qui montre la distribution de l'impulsion transverse du deuxième hadron à plus grand p_T . Il s'est avéré [78] qu'un meilleur accord pouvait être obtenu en diminuant la largeur de la gaussienne simulant l'impulsion transverse intrinsèque dans le photon résolu, comme le montre la figure 6.3(droite). Cette diminution était d'ailleurs attendue [79].

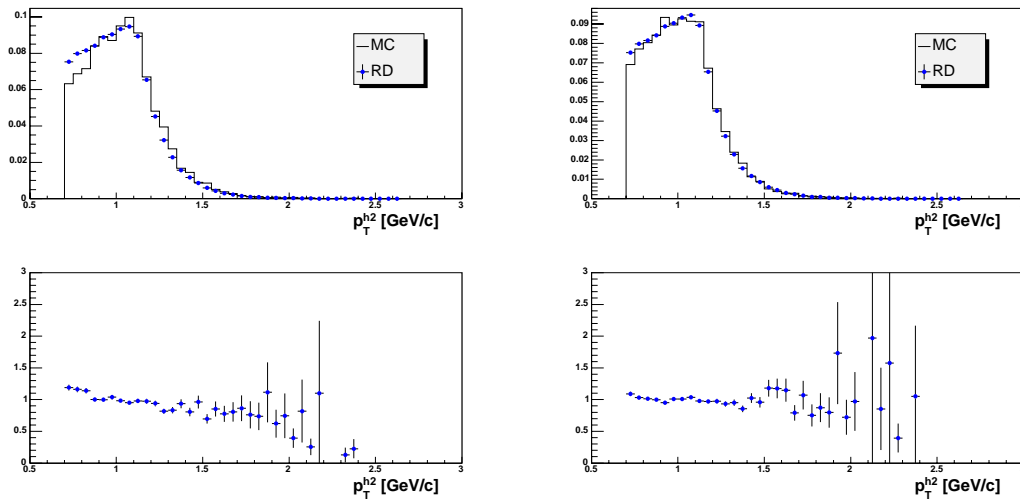


FIG. 6.3: Comparaison de l'impulsion transverse du second hadron dans les données et dans la simulation. À gauche : $k_T^\gamma = 1.0$ GeV/ c (défaut) ; à droite : $k_T^\gamma = 0.5$ GeV/ c . Les histogrammes du bas montrent les fractions données/Monte Carlo.

Parallèlement, nous avons étudié l'influence du *cut-off* en p_T introduit dans le générateur. Ce *cut-off* est indispensable, car les sections efficaces des processus de fusion photon gluon (PGF) et de diffusion Compton (QCDC) sont divergentes lorsque les deux partons émis sont colinéaires, c'est-à-dire quand leur impulsion transverse tend vers zéro. Dans notre analyse, cependant, ce *cut-off* est quasiment inutile, puisque nous imposons que l'impulsion transverse des hadrons soit grande. Nous avons d'ailleurs observé qu'une modification raisonnable de ce *cut-off* n'affectait en rien l'accord entre les données et le Monte Carlo. Néanmoins, la figure 6.4 montre que ce *cut-off* a un effet sur la fraction d'événements PGF dans l'échantillon Monte Carlo. On voit que, pour des valeurs suffisamment grandes du *cut-off*, cette fraction diminue rapidement, alors qu'elle est stable lorsque le *cut-off* est petit. L'interprétation de ce résultat est la suivante : lorsque nous choisissons une certaine valeur pour le *cut-off*, nous forçons le générateur à ne pas simuler de PGF ou de QCDC à des impulsions transverses inférieures à cette valeur. Comme une grande majorité des partons

des événements à grand p_T ont une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c, un *cut-off* en dessous de cette valeur n'a aucune influence sur la composition de l'échantillon. Mais si le *cut-off* augmente au-delà de cette valeur, les événements PGF et QCDC se trouvant entre 1 GeV/c et la valeur du *cut-off* ne sont plus simulés, d'où une diminution artificielle de la fraction totale de ces événements dans l'échantillon. On voit sur la figure 6.4 que la valeur par défaut du *cut-off* ne permet pas d'être sur le plateau, autrement dit qu'une petite fraction d'événements PGF à grand p_T est artificiellement supprimée. Nous avons donc modifié la valeur du *cut-off*, afin de se placer complètement sur le plateau ; pour cela, on voit qu'il est suffisant de prendre un *cut-off* de 0.9 GeV/c.

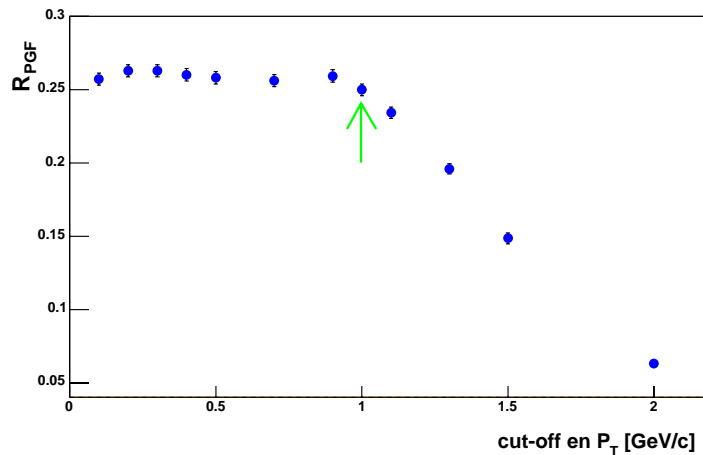


FIG. 6.4: Fraction d'événements PGF dans l'échantillon grand p_T en fonction du *cut-off* introduit dans le générateur ; la flèche indique la valeur par défaut, qui ne permet pas d'être sur le plateau.

Enfin, nous avons étudié une possible contamination de notre échantillon grand p_T par des événements diffractifs. Ces processus, très difficiles à modéliser dans un générateur, ne sont pas simulés dans la version par défaut de PYTHIA - version dite de *biais minimum*. Il existe néanmoins une option¹ permettant de générer de tels événements ; les sections efficaces de ces processus étant mal connues, la proportion de ces événements dans l'échantillon final n'est pas très fiable. Malgré tout, la comparaison entre les données et la simulation Monte Carlo avec et sans génération de ces processus peut donner une indication de leur proportion. La figure 6.5 montre que l'accord entre données et simulation sur la distribution en multiplicité des événements à grand p_T est légèrement meilleure avec ces événements diffractifs (dont la proportion dans l'échantillon est d'environ 3%), toutes les autres distributions n'étant pas affectées.

¹activée par la spécification MSEL=2.

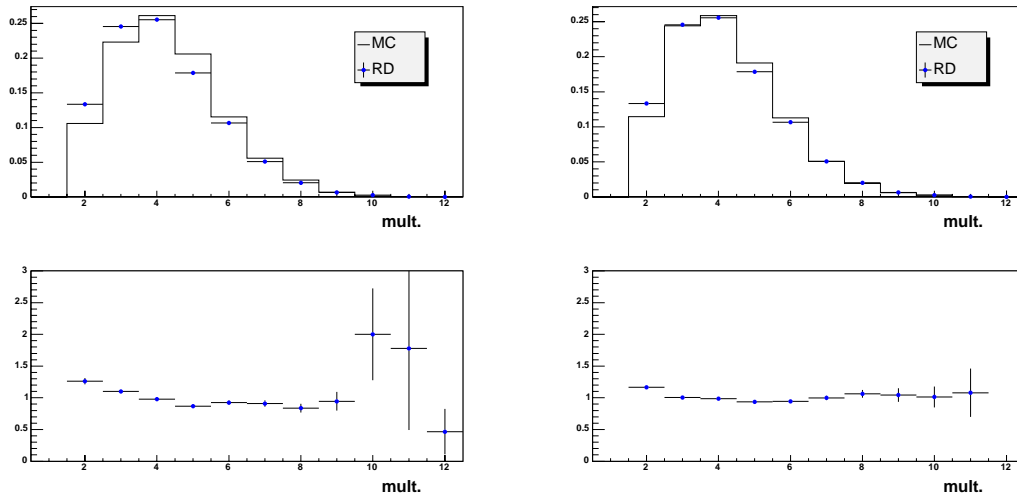


FIG. 6.5: Comparaison de la multiplicité des événements à grand p_T dans les données et dans la simulation. À gauche : sans processus diffractifs à la génération (défaut) ; à droite : avec génération de processus diffractifs.

6.2.3 Coupures supplémentaires

Malgré tout le soin apporté à l’ajustement des paramètres du générateur, un petit nombre de désaccords entre la simulation et les données subsiste [78] ; tout d’abord, il s’est avéré que deux des systèmes de *trigger* n’étaient pas correctement décrits par notre simulation (ils ne représentent heureusement que 10% des événements). En outre, on a observé un excédent de données à petit y par rapport au Monte Carlo. Dans les deux cas, il est probable que le problème ne vienne pas du générateur lui-même, mais de la description de l’appareillage dans COMGEANT.

Par ailleurs, la figure 6.6(gauche) montre la distribution de l’angle θ , par rapport à l’axe du faisceau, du hadron à plus grand p_T , pour les événements dont le vertex se situe dans la cellule amont. Un désaccord significatif est visible à grand angle ; nous avons montré que ce désaccord provenait des hadrons passant à travers le solénoïde : rejeter ces traces (qui sont de toute manière douteuses) permet en effet d’obtenir un bien meilleur accord, comme l’atteste la figure 6.6(droite).

Le tableau 6.1 résume les coupures supplémentaires introduites afin d’obtenir un accord satisfaisant entre les données et la simulation, ainsi que les pertes statistiques associées (prenant en compte le fait que les événements à petit y ont un faible poids dans le calcul d’asymétrie).

6.2.4 Résultats

Les figures 6.7 à 6.15 montrent les distributions inclusives et semi-inclusives obtenues dans les données et avec la simulation Monte Carlo (2004). Grâce aux coupures supplémentaires introduites dans la section précédente, un accord très satisfaisant est obtenu sur presque

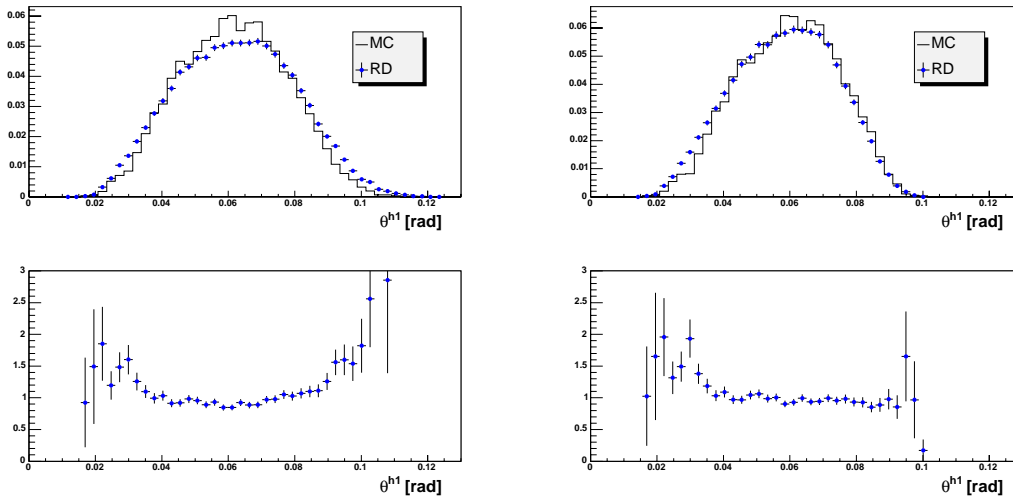


FIG. 6.6: Comparaison de la distribution angulaire du premier hadron dans les données et dans la simulation. À gauche : tous les hadrons sont sélectionnés ; à droite : les hadrons traversant le solénoïde sont rejetés.

coupures	pertes cumulées en statistique effective
triggers IT et LT seulement	10.1%
$y > 0.35$	15.3%
pas de hadrons grand p_T traversant le solénoïde	19.8%

TAB. 6.1: Coupures supplémentaires, et pertes effectives en statistique, introduites dans la sélection à grand p_T à partir des comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo.

toutes les variables. On note cependant pour le deuxième hadron un léger excès de données à grand x_F , ou alternativement à grande impulsion. La qualité de cet accord légitime l'utilisation de ces échantillons Monte Carlo pour l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$.

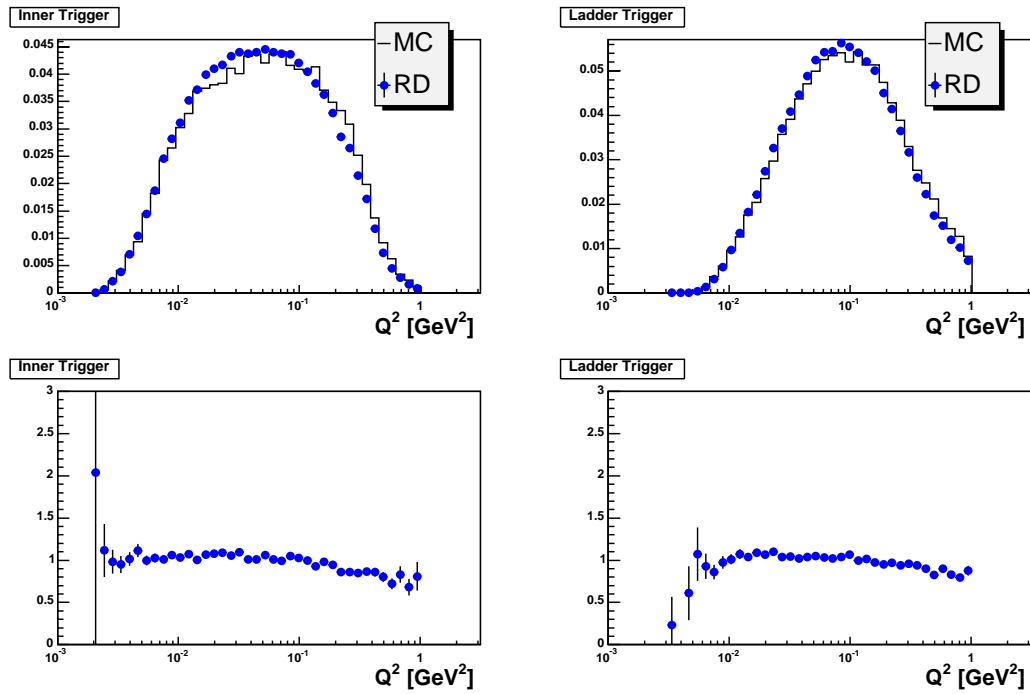


FIG. 6.7: Comparaison des distributions de Q^2 dans les données et dans la simulation, pour les deux systèmes de *trigger* utilisés.

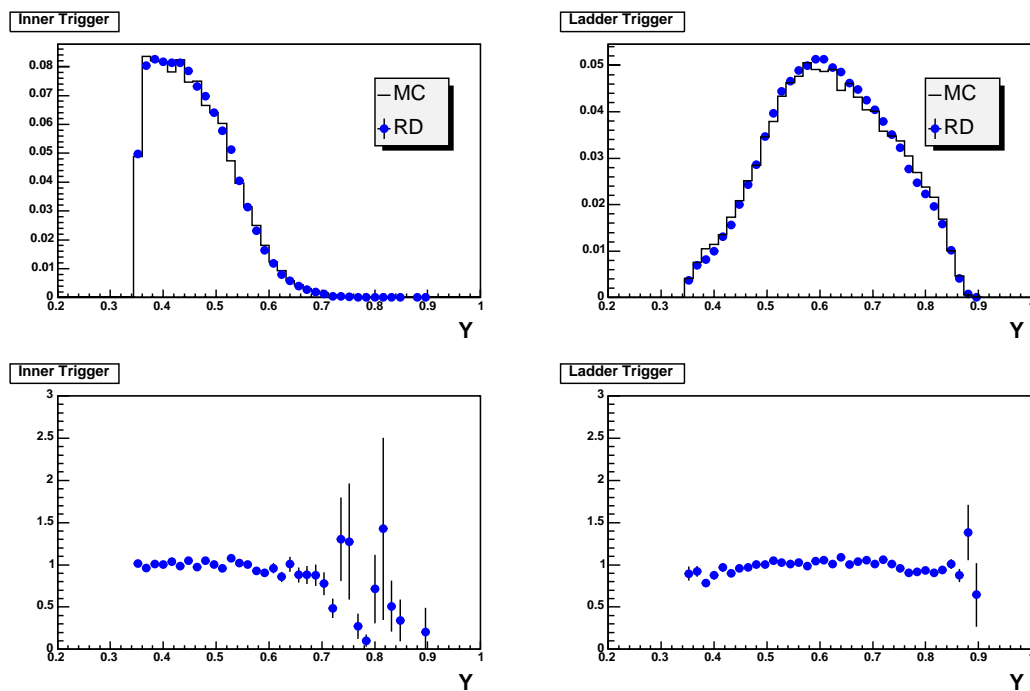


FIG. 6.8: Comparaison des distributions de y dans les données et dans la simulation.

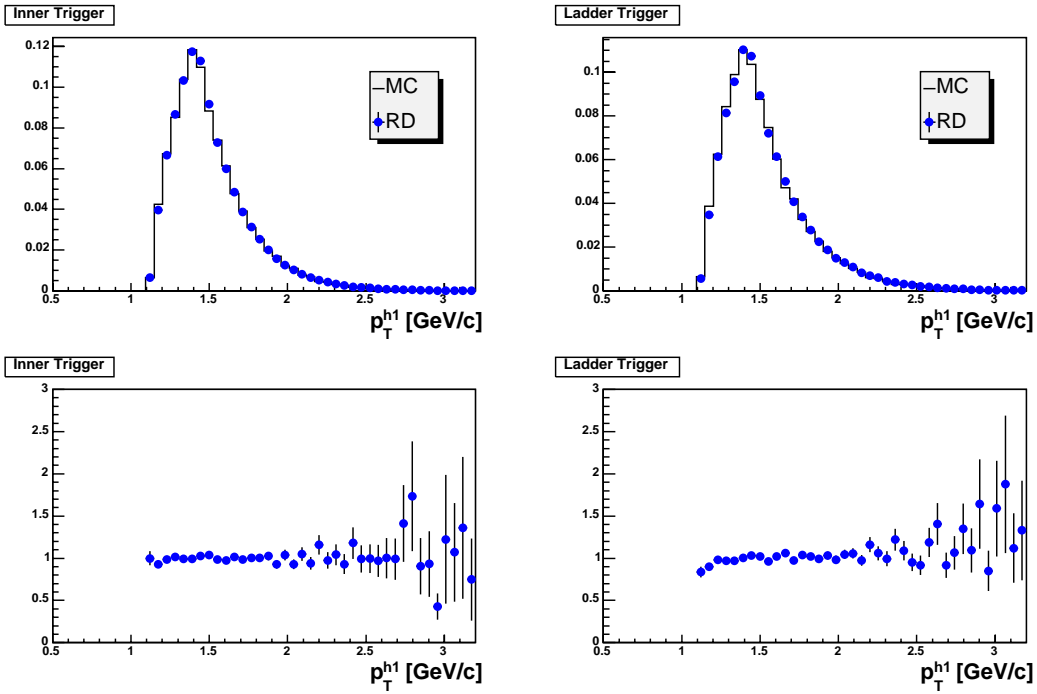


FIG. 6.9: Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du premier hadron dans les données et dans la simulation.

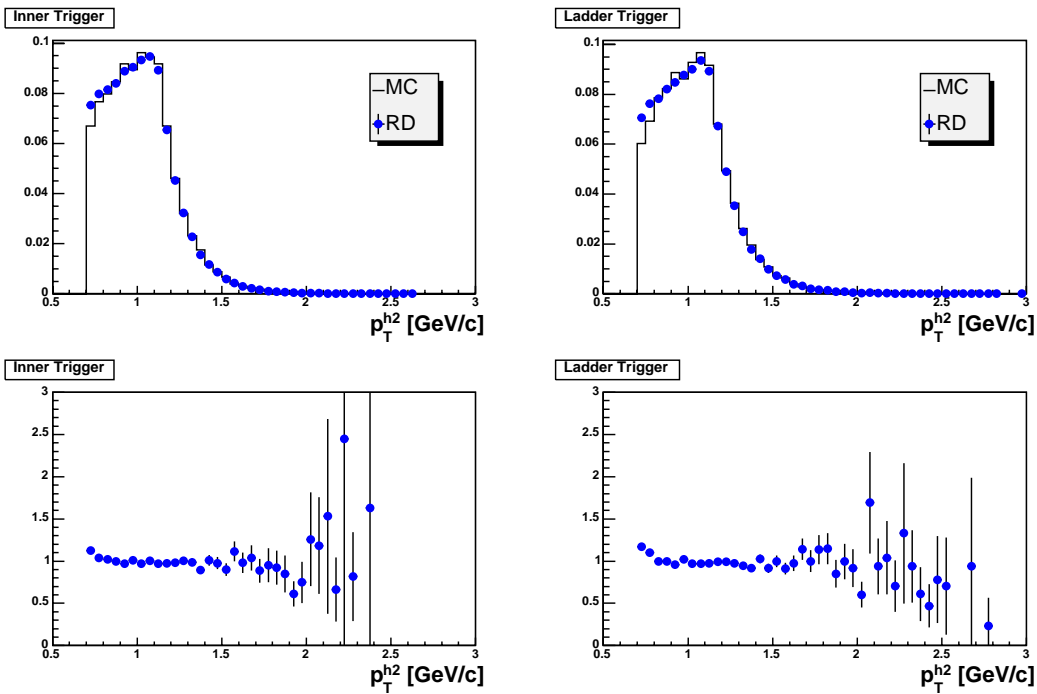


FIG. 6.10: Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du deuxième hadron dans les données et dans la simulation.

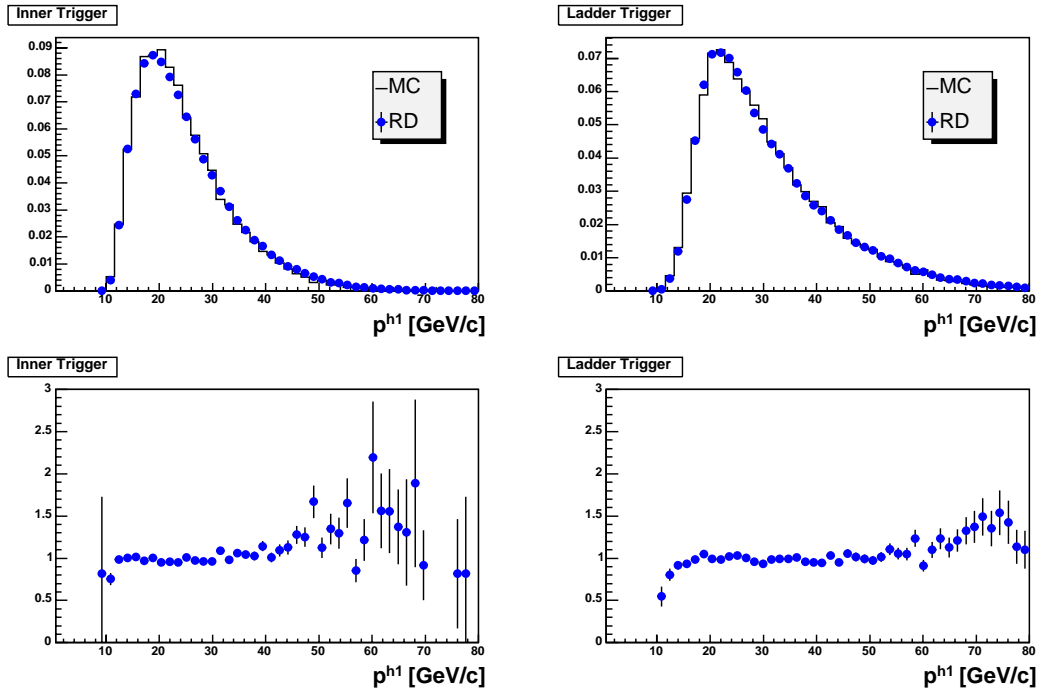


FIG. 6.11: Comparaison des distributions de l'impulsion du premier hadron dans les données et dans la simulation.

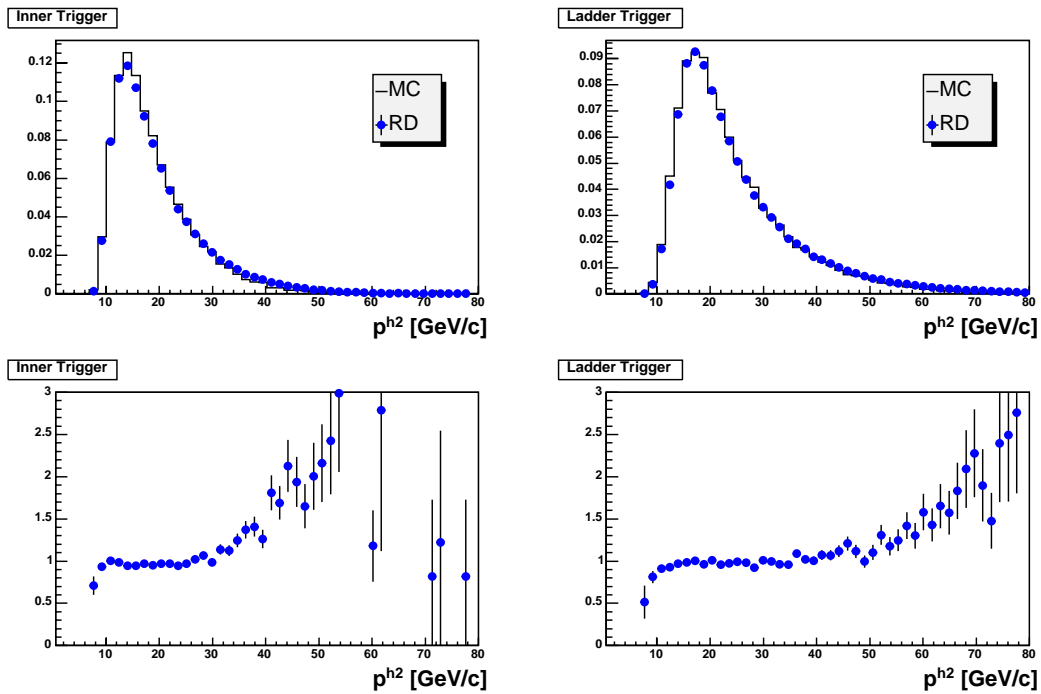


FIG. 6.12: Comparaison des distributions de l'impulsion du deuxième hadron dans les données et dans la simulation.

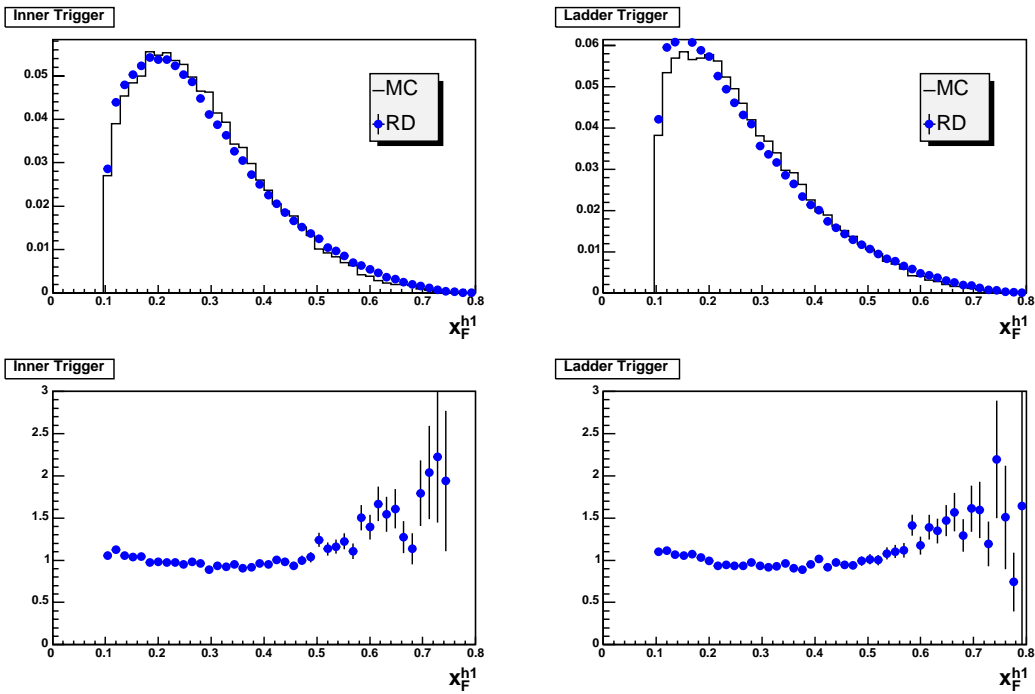


FIG. 6.13: Comparaison des distributions de x_F du premier hadron dans les données et dans la simulation.

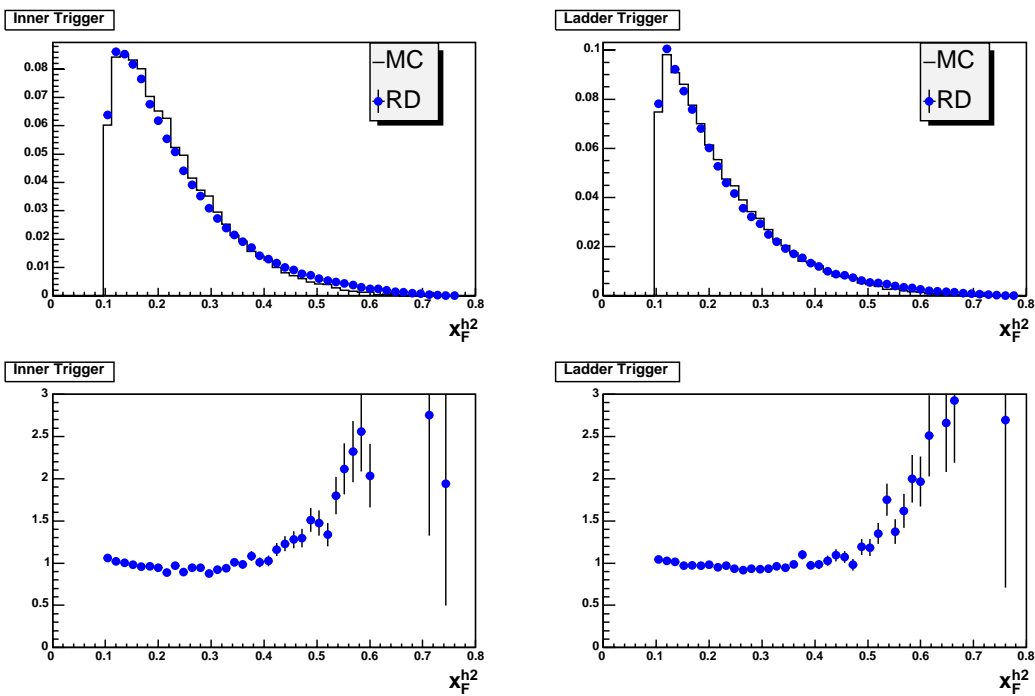


FIG. 6.14: Comparaison des distributions de x_F du deuxième hadron dans les données et dans la simulation.

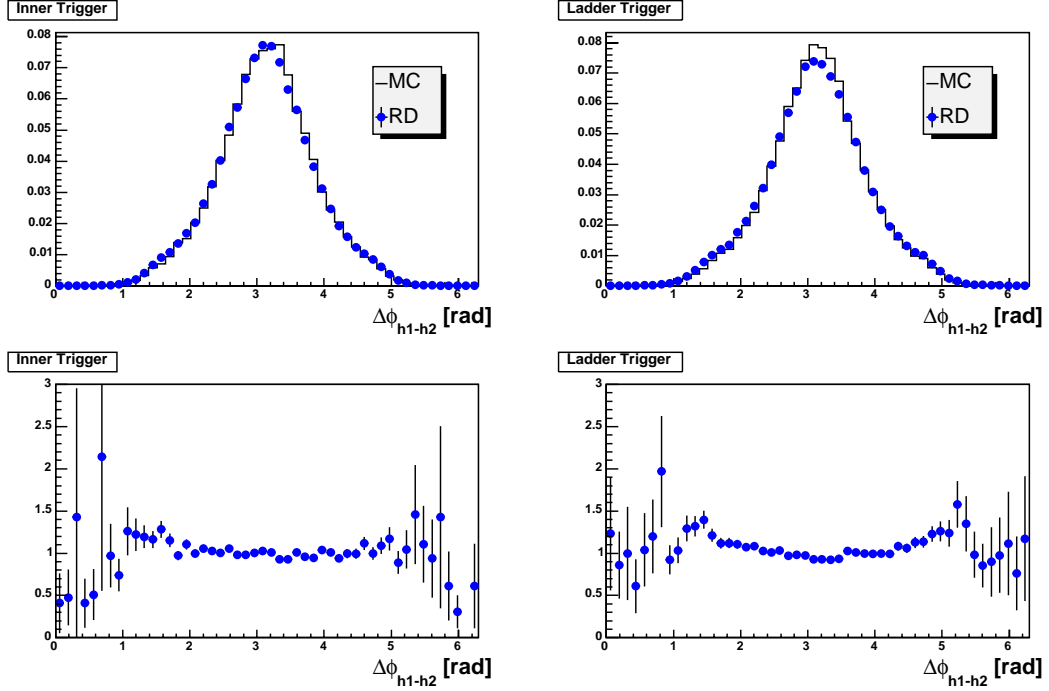


FIG. 6.15: Comparaison de la distribution de l'angle azimuthal entre les deux hadrons à grand p_T dans les données et dans la simulation.

6.3 Contributions des différents processus à l'asymétrie

Nous pouvons à présent étudier la contribution à l'asymétrie des différents processus, en utilisant l'échantillon Monte Carlo présenté précédemment. La figure 6.16 montre les fractions des différents processus obtenues à partir de cet échantillon.

6.3.1 Contribution des événements de fusion photon gluon ($\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$)

Nous avons déjà montré que la contribution à l'asymétrie des événements PGF s'écrivait sous la forme suivante :

$$A_{pgf} = R_{pgf} \left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle \frac{\Delta G}{G} \quad (6.1)$$

R_{pgf} représente la fraction d'événements PGF dans notre échantillon grand p_T . Comme indiqué sur la figure 6.16, la simulation nous donne :

$$R_{pgf} = 31.7\% \quad (6.2)$$

Cette valeur est significativement plus élevée que celle mentionnée dans [65] (23%), ce qui vient de la diminution de l'impulsion transverse intrinsèque du photon (voir section 6.2.2) dans le générateur. En effet, plus cette impulsion est petite, plus il est difficile pour un événement de type photon résolu de satisfaire la coupure $\Sigma p_T^2 > 2.5 \text{ (GeV}/c)^2$.

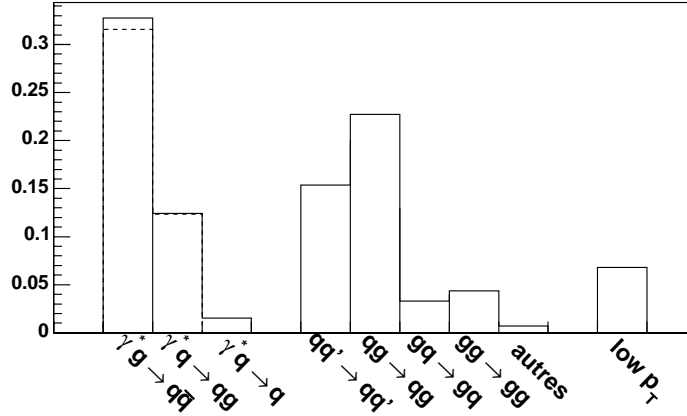


FIG. 6.16: Fractions des différents processus dans l'échantillon Monte Carlo à grand p_T ; le premier bloc représente les processus directs (les pointillés horizontaux dans la barre du PGF indiquent que, dans une faible fraction des événements, le photon généré est polarisé longitudinalement) ; le second représente les processus photons résolus.

D est le facteur de dépolarisation, défini par l'équation 5.6. \hat{a}_{LL}^{pgf} est l'asymétrie d'hélicité du processus élémentaire $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ (voir chapitre 2), calculable en fonction des variables cinématiques partoniques. Comme pour le facteur de dépolarisation, nous utilisons à présent une expression tenant compte de la masse du muon, qui ne peut pas être négligée à petit Q^2 .

La simulation fournit :

$$\left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle = -0.934 \quad (6.3)$$

Nous obtenons donc la contribution totale des événements PGF à l'asymétrie :

$$A_{pgf} = -0.296 \frac{\Delta G}{G} \quad (6.4)$$

La figure 6.17 montre l'asymétrie d'hélicité \hat{a}_{LL}^{pgf} en fonction de D . Une très nette anti-corrélation est observée ($\text{corr}(D, \hat{a}_{LL}^{pgf}) = -0.75$), ce qui justifie l'utilisation du facteur de dépolarisation dans la pondération des événements : en effet, les événements ayant un grand D ont également un grand \hat{a}_{LL}^{pgf} , et contribuent donc plus à l'asymétrie. Idéalement, il faudrait utiliser directement \hat{a}_{LL}^{pgf} dans le poids, mais cela n'est pas possible, puisque nous n'avons pas accès à la cinématique partonique dans les données. Une autre solution consisterait à paramétrer \hat{a}_{LL}^{pgf} par certaines observables ; mais en raison de la forte corrélation avec D , le gain d'une telle méthode n'est que de 5% environ ².

²Dans le cas du charme ouvert, le gain potentiel est nettement plus large, car la corrélation entre \hat{a}_{LL}^{pgf} et D est plus faible.

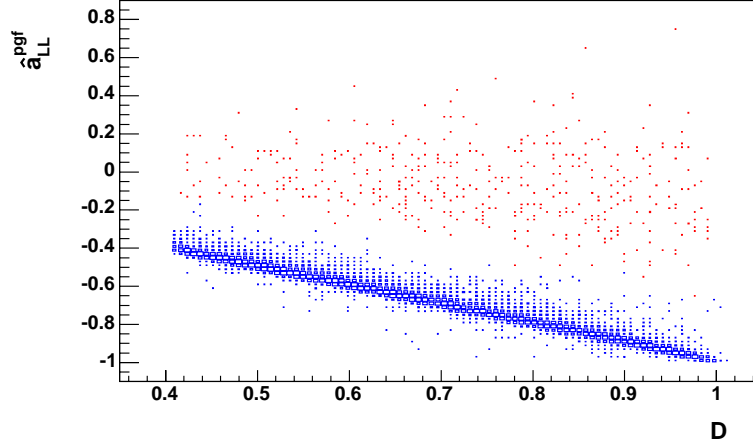


FIG. 6.17: Anti-corrélation entre le facteur de dépolarisation D et l'asymétrie d'hélicité partonique \hat{a}_{LL}^{pgf} , pour les événements PGF de notre échantillon à grand p_T . Les événements en bleu correspondent à la production de saveurs légères, et ceux en rouge (autour de $\hat{a}_{LL}^{pgf} = 0$) à la production de quarks charmés.

6.3.2 Contribution des événements QCDC ($\gamma^*q \rightarrow qg$)

La contribution à l'asymétrie des événements QCDC peut se dériver de la même manière que pour celle des événements PGF :

$$A_{qcdc} = R_{qcdc} \left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{qcdc}}{D} \frac{\Delta Q}{Q} \right\rangle \quad (6.5)$$

La simulation donne :

$$R_{qcdc} = 11.6\% \quad (6.6)$$

L'asymétrie d'hélicité partonique \hat{a}_{LL}^{qcdc} est calculée comme pour les processus PGF, en prenant en compte la masse du muon. Quant à $\frac{\Delta Q}{Q}$, nous avons montré qu'il était tout à fait justifié de l'approximer par A_1^d , pour lequel une paramétrisation provenant des données des expériences SMC et E143 a été utilisée [80, 81]. Cette approximation n'est pas valable à $Q^2 > 1$ (GeV/c)², comme nous le verrons à la section 6.10.

Nous obtenons alors :

$$\left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{qcdc}}{D} \frac{\Delta Q}{Q} \right\rangle = 0.0551 \quad (6.7)$$

La contribution des processus QCDC à l'asymétrie est donc :

$$A_{qcdc} = 0.00639 \quad (6.8)$$

6.3.3 Contribution des événements LO($\gamma^*q \rightarrow q$), *low* p_T et diffractifs

Dans le cas de l'analyse à petit Q^2 , nous ne pouvons pas dériver l'expression de l'asymétrie de ces processus comme nous l'avons fait pour les autres. En effet, le théorème de factorisation ne s'applique que s'il existe une échelle dure dans le processus considéré. Comme nous l'avons déjà dit, cette échelle est fournie par l'impulsion transverse transmise aux partons dans l'état final. Dans le cas des événements LO, *low* p_T et diffractifs, l'impulsion transverse des hadrons vient uniquement de la fragmentation et de l'impulsion transverse intrinsèque dans le nucléon, qui sont des mécanismes mous. Nous n'avons donc pas d'autre choix que de négliger l'asymétrie de ces processus. Cette hypothèse n'est cependant pas déraisonnable, et ce pour deux raisons :

- premièrement, la fraction de tous ces processus dans l'échantillon grand p_T est faible, environ 8%, et même si nous ne pouvons pas dériver une expression pour leur contribution à l'asymétrie, nous savons au moins que celle-ci est proportionnelle à cette fraction ;
- deuxièmement, dans nos études sur les fausses asymétries, nous avons été amenés à calculer l'asymétrie sans coupure en impulsion transverse, correspondant donc à un échantillon composé principalement de tous ces processus. Aucune asymétrie physique significative n'a été observée, indiquant que leur contribution à l'asymétrie grand p_T est inférieure à $2 \cdot 10^{-4}$.

Nous voyons ici qu'il est donc important que ces processus représentent une fraction aussi petite que possible dans notre échantillon, et ce dans toutes les analyses réalisées à $Q^2 < 1$ (GeV/c)².

6.3.4 Contribution des événements photons résolus

La contribution des événements photons résolus s'obtient de la même manière que pour les autres processus :

$$A_{Res.Phot.} = \sum_{f,f'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s},g} R_{ff'} \hat{a}_{LL}^{ff'} \left(\frac{\Delta f}{f} \right)^d \left(\frac{\Delta f'}{f'} \right)^\gamma \quad (6.9)$$

Les $\hat{a}_{LL}^{ff'}$ représentent les asymétries d'hélicité au niveau partonique des différents processus, $\left(\frac{\Delta f}{f} \right)^d$ la polarisation du parton f dans le deutéron, $\left(\frac{\Delta f'}{f'} \right)^\gamma$ la polarisation du parton f' dans le photon résolu, et $R_{ff'}$ la fraction d'événements de type $f f' \rightarrow f f'$ dans l'échantillon grand p_T .

En pratique, il est plus commode de séparer les différentes contributions selon qu'elles font intervenir un gluon ou un quark :

$$\begin{aligned} A_{Res.Phot.} = & \sum_{f,f'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} R_{ff'} \hat{a}_{LL}^{ff'} \left(\frac{\Delta f}{f} \right)^d \left(\frac{\Delta f'}{f'} \right)^\gamma + R_{qg} \hat{a}_{LL}^{qg} \sum_{f'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^d \left(\frac{\Delta f'}{f'} \right)^\gamma \\ & + R_{gq} \hat{a}_{LL}^{gq} \sum_{f=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} \left(\frac{\Delta f}{f} \right)^d \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^\gamma + R_{gg} \hat{a}_{LL}^{gg} \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^d \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^\gamma \quad (6.10) \end{aligned}$$

Le premier terme de droite est la contribution du processus $qq' \rightarrow qq'$ (ISUB=11 dans PYTHIA)³; les deux suivants représentent la contribution des processus $qg \rightarrow qg$ (ISUB=28). Contrairement à PYTHIA, nous distinguons ici le cas où le gluon vient du nucléon (2^{ème} terme du membre de droite) de celui où le gluon vient du photon (3^{ème} terme); en effet, le premier cas participe au signal, puisque faisant intervenir $(\frac{\Delta G}{G})^d$, mais pas le deuxième. Enfin, le dernier terme est la contribution du processus $gg \rightarrow gg$ (ISUB=68). Notons que PYTHIA génère d'autres types d'événements photons résolus, dont la contribution à l'asymétrie a été négligée dans cette analyse. Il s'agit des processus $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$ (ISUB=12), $q\bar{q} \rightarrow gg$ (ISUB=13) et $gg \rightarrow q\bar{q}$ (ISUB=53), qui ne représentent à eux trois que 0.8% de notre échantillon à grand p_T . Notons cependant que leur pouvoir d'analyse est maximal, puisque les asymétries d'hélicité partoniques correspondantes valent exactement -1.

Afin de pouvoir calculer l'asymétrie des processus photons résolus donnée par l'équation 6.10, nous avons besoin des ingrédients suivants :

- les asymétries d'hélicité partoniques $\hat{a}_{LL}^{ff'}$, calculées au LO [82]. La figure 6.18 montre les distributions de ces asymétries pour chacun des processus photons résolus considérés. On voit notamment que le pouvoir d'analyse du processus $gg \rightarrow gg$ est assez élevé, compensant sa petite fraction dans l'échantillon;
- les fonctions de distribution de partons polarisées (Δf) et non polarisées (f) du nucléon, pour chaque saveur de quark. Ces fonctions ont été mesurées par de nombreuses expériences, ce qui a permis de les paramétrer avec une assez bonne précision. En pratique, nous avons utilisé les paramétrisations au LO de GRV98 [83] (non polarisé) et GRSV2000 [30] (polarisé), ceci car PYTHIA utilise GRV98 par défaut;
- les fonctions de distribution de partons polarisées ($\Delta f'$) et non polarisées (f') [84] du photon résolu, pour les quarks, mais aussi pour les gluons.

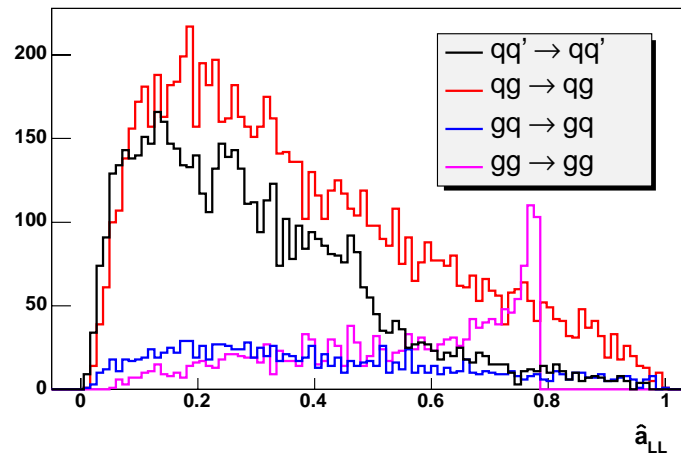


FIG. 6.18: Distributions des asymétries d'hélicité partoniques pour les différents processus photons résolus. Contrairement à l'asymétrie partonique du PGF, celles-ci sont toutes positives.

Malheureusement, les fonctions de distribution de partons polarisées du photon n'ont à

³L'asymétrie d'hélicité ne se factorise pas dans ce cas, car elle dépend des saveurs respectives des quarks f et f' .

ce jour pas encore été mesurées. Néanmoins, il est possible de les contraindre à partir de considérations théoriques [85] : en effet, on peut exprimer la PDF polarisée du photon virtuel en une somme des contributions perturbative et non perturbative :

$$\Delta f^{\gamma(Q^2)}(x, \mu^2) = \Delta f_p^{\gamma(Q^2)}(x, \mu^2) + \Delta f_{np}^{\gamma(Q^2)}(x, \mu^2) \quad (6.11)$$

Le premier terme correspond à la fluctuation d'un photon en une paire $q\bar{q}$ et est entièrement calculable en QED et QCD. Le second représente la fluctuation d'un photon en un méson vecteur. Ce processus ne pouvant pas être décrit en termes partoniques, il n'est pas calculable. Malgré tout, on peut écrire avec certitude :

$$-f_{np}^{\gamma(Q^2)} < \Delta f_{np}^{\gamma(Q^2)} < +f_{np}^{\gamma(Q^2)} \quad (6.12)$$

Comme il existe des mesures sur la partie non polarisée, qui est donc assez bien connue, on obtient ainsi deux bornes pour la PDF polarisée du photon virtuel. Par la suite, nous distinguerons les quatre scénarios extrêmes suivants :

- $\Delta q_{np}^{\gamma(Q^2)} = -q_{np}^{\gamma(Q^2)}$ et $\Delta g_{np}^{\gamma(Q^2)} = -g_{np}^{\gamma(Q^2)}$ (scénario minimum) ;
- $\Delta q_{np}^{\gamma(Q^2)} = -q_{np}^{\gamma(Q^2)}$ et $\Delta g_{np}^{\gamma(Q^2)} = +g_{np}^{\gamma(Q^2)}$ (scénario minimum-maximum) ;
- $\Delta q_{np}^{\gamma(Q^2)} = +q_{np}^{\gamma(Q^2)}$ et $\Delta g_{np}^{\gamma(Q^2)} = -g_{np}^{\gamma(Q^2)}$ (scénario maximum-minimum) ;
- $\Delta f_{np}^{\gamma(Q^2)} = +f_{np}^{\gamma(Q^2)}$ et $\Delta g_{np}^{\gamma(Q^2)} = +g_{np}^{\gamma(Q^2)}$ (scénario maximum).

Le premier scénario correspond à des partons polarisés antiparallèlement à la direction du photon résolu, alors que dans le dernier, ils sont polarisés parallèlement.

Pour chacun de ces quatre scénarios, on peut extraire la valeur correspondante de $\frac{\Delta G}{G}$. On pourra alors affirmer que $\frac{\Delta G}{G}$ se trouve nécessairement entre les valeurs extrêmes ainsi calculées. Notons qu'en pratique, celles-ci sont presque toujours obtenues avec les scénarios minimum et maximum, comme on peut le voir sur la figure 6.19 qui montre la relation entre l'asymétrie à grand p_T (mesurée) et $\frac{\Delta G}{G}$, pour chacun de ces quatre scénarios. Les scénarios minimum-maximum et maximum-minimum ne sont les scénarios extrêmes que dans une très petite région autour de la valeur d'asymétrie pour laquelle les scénarios minimum et maximum donnent exactement la même valeur de $\frac{\Delta G}{G}$. Mais cet effet est négligeable, et l'asymétrie mesurée est de toute manière en dehors de cette bande. Notons que nous avons également mélangé les scénarios entre saveurs de quarks dans le photon, avec le même résultat. Signalons enfin que, puisque la partie non perturbative des PDF non polarisées du photon diminue avec Q^2 , la différence entre les scénarios extrêmes est plus petite pour les événements à grand Q^2 .

La contribution de chacun des processus photons résolus est indiquée dans le tableau 6.2, pour les scénarios minimum et maximum. On peut en tirer un certain nombre de conclusions importantes :

- les processus sensibles à $\frac{\Delta G}{G}$ apportent une contribution de signe opposé à celle des événements PGF - ceci car leurs \hat{a}_{LL} sont positifs -, ce qui diminue la sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$;
- les événements photons résolus semblent finalement contribuer assez peu à l'asymétrie, ce qui n'était pas évident *a priori*, puisqu'ils représentent près de 50% de notre échantillon grand p_T . Ceci vient essentiellement des \hat{a}_{LL} , entre deux et cinq fois plus petits que celui du processus PGF ;

- enfin, la différence entre les scénarios extrêmes est petite, ce qui, là aussi, n'était pas évident. Nous verrons dans la section 6.6 que l'erreur systématique associée à cette différence est très petite comparée à notre précision statistique.

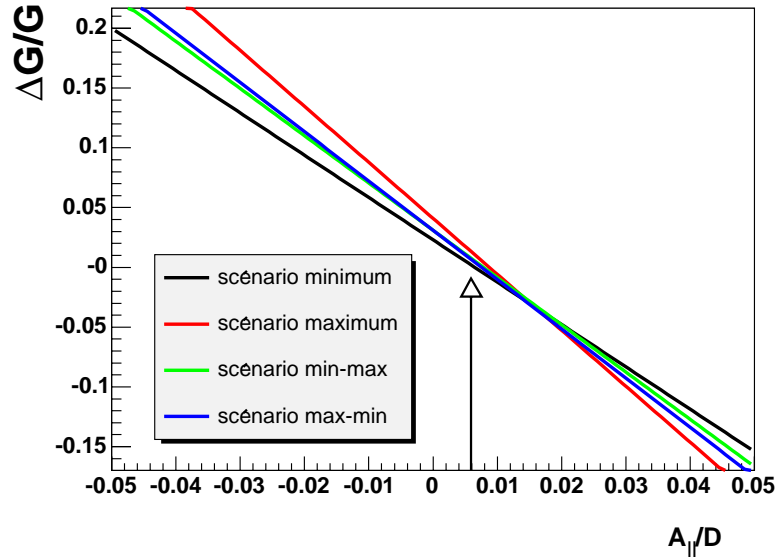


FIG. 6.19: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ en fonction de l'asymétrie mesurée, pour les différents scénarios considérés ; on voit qu'il est justifié de ne considérer que les scénarios minimum et maximum. La flèche indique la valeur d'asymétrie mesurée.

	contributions	
	scénario minimum	scénario maximum
11 ($qq' \rightarrow qq'$)	0.0006	0.0015
28 ($qg \rightarrow qg$)	$0.021 \times \Delta G/G$	$0.059 \times \Delta G/G$
28 ($gq \rightarrow gq$)	-0.0004	0.0007
68 ($gg \rightarrow gg$)	$-0.010 \times \Delta G/G$	$0.018 \times \Delta G/G$

TAB. 6.2: Contributions des processus photons résolus à l'asymétrie grand p_T . Les contributions des processus PGF et QCDC sont de $-0.296 \times \Delta G/G$ et 0.00639 respectivement.

6.4 Extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$

Nous sommes maintenant en mesure d'extraire la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$ dans le nucléon, à partir des valeurs d'asymétries de la section 5.4, en regroupant toutes les contributions que nous venons d'estimer. Le tableau 6.3 résume les valeurs obtenues dans les scénarios minimum et maximum, pour chacune des trois années, et en combinant toutes les données.

	$\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$	
	scénario minimum	scénario maximum
2002	0.218 ± 0.125	0.310 ± 0.170
2003	-0.073 ± 0.082	-0.086 ± 0.108
2004	0.009 ± 0.060	0.021 ± 0.077
2002-2004	0.010 ± 0.045	0.023 ± 0.058

TAB. 6.3: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}(x_g, \mu^2)$ obtenues à partir des asymétries grand p_T calculées pour chaque année (seule l'erreur statistique est donnée). La probabilité de compatibilité des données 2002 à 2004 est d'environ 15%.

Rappelons que notre détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ dépend de deux paramètres, la fraction x_g d'impulsion du nucléon portée par le gluon, ainsi que l'échelle dure μ^2 des événements. Avant de pouvoir comparer les résultats ci-dessus avec les modèles existants, nous devons donc estimer ces deux quantités.

6.5 Évaluation de x_g et de μ^2

Il n'est pas possible de mesurer x_g et μ^2 à partir des données, car ces deux quantités dépendent de la cinématique partonique, à laquelle nous n'avons pas accès. Là encore, nous avons donc besoin de la simulation pour les estimer.

Le problème qui se pose ici est que nous ne pouvons pas tenir compte uniquement des événements PGF pour calculer ces quantités ; en effet, nous avons vu que certains processus de photons résolus font également intervenir $\frac{\Delta G}{G}$. L'extraction que nous venons de présenter suppose implicitement que $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ est mesuré au même x_g dans tous les processus, ce qui n'est pas rigoureusement exact. La figure 6.20(gauche) montre en effet que les distributions (et les valeurs moyennes) de x_g ne sont pas les mêmes pour les événements PGF et photons résolus. Il faut par conséquent tenir compte de ces différences, en pondérant le x_g de chaque événement par le carré de la sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ du processus correspondant. Ces sensibilités dépendant du scénario choisi pour la polarisation des partons dans le photon, la valeur moyenne de x_g n'est donc pas exactement la même dans les scénarios minimum et maximum.

En fait, il s'est avéré que cette méthode n'est pas tout à fait correcte, à cause d'une anti-corrélation entre x_g et le facteur de dépolarisation D , utilisé dans la pondération des événements. Cette anti-corrélation, illustrée sur la figure 6.20(droite), fait que les événements à grand x_g ont en moyenne un poids plus faible dans l'asymétrie. Afin de ne pas surestimer la valeur moyenne de x_g , nous devons donc rajouter le facteur D^2 dans la pondération de x_g . Cette correction n'est en pratique pas négligeable, puisque la valeur moyenne de x_g est diminuée d'environ 10%.

Nous obtenons finalement les valeurs suivantes pour les scénarios minimum et maximum :

$$\langle x_g \rangle_{min} = 0.084^{+0.071}_{-0.034} \qquad \langle x_g \rangle_{max} = 0.086^{+0.073}_{-0.035} \qquad (6.13)$$

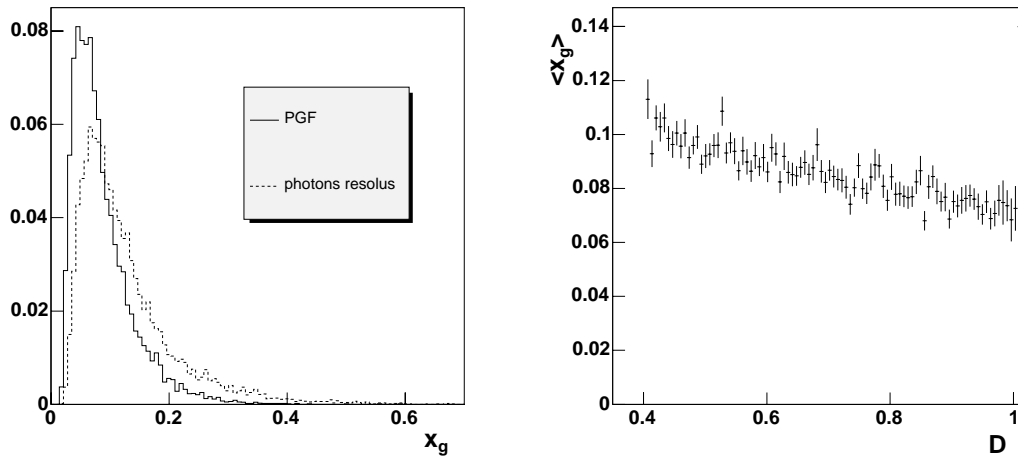


FIG. 6.20: À gauche : distributions de x_g (non pondérés) pour les événements PGF et photons résolus de l'échantillon à grand p_T ; à droite : valeur moyenne de x_g en fonction de D pour les événements PGF.

Comme les distributions sont asymétriques, nous avons utilisé les RMS à gauche et à droite pour estimer leur largeur. On voit que la différence entre les deux est finalement assez académique.

La valeur moyenne des deux scénarios est obtenue en sommant les deux distributions obtenues. Nous trouvons alors :

$$\langle x_g \rangle = 0.085^{+0.071}_{-0.035} \quad (6.14)$$

L'estimation de l'échelle dure μ^2 pose un problème supplémentaire, puisque le choix d'une telle échelle est arbitraire. Nous avons donc choisi d'utiliser l'échelle fournie par défaut dans PYTHIA ⁴ :

$$\mu^2 \approx p_T^2 + \frac{Q^2}{2}, \quad (6.15)$$

où p_T est l'impulsion transverse du processus de diffusion.

Là encore, cette quantité dépend du processus considéré (figure 6.21(gauche)), et est cette fois corrélée avec D (figure 6.21(droite)), c'est pourquoi nous avons appliqué la même méthode que pour l'estimation de x_g . Nous obtenons alors :

$$\langle \mu^2 \rangle_{min} = 2.95 (GeV/c)^2 \quad \langle \mu^2 \rangle_{max} = 2.83 (GeV/c)^2 \quad (6.16)$$

Comme $\frac{\Delta G}{G}$ dépend seulement faiblement de μ^2 , et surtout que le choix de cette échelle n'est pas unique, nous prenons donc :

$$\langle \mu^2 \rangle \approx 3 (GeV/c)^2 \quad (6.17)$$

⁴Voir la définition exacte donnée par le paramètre MSTP(32).

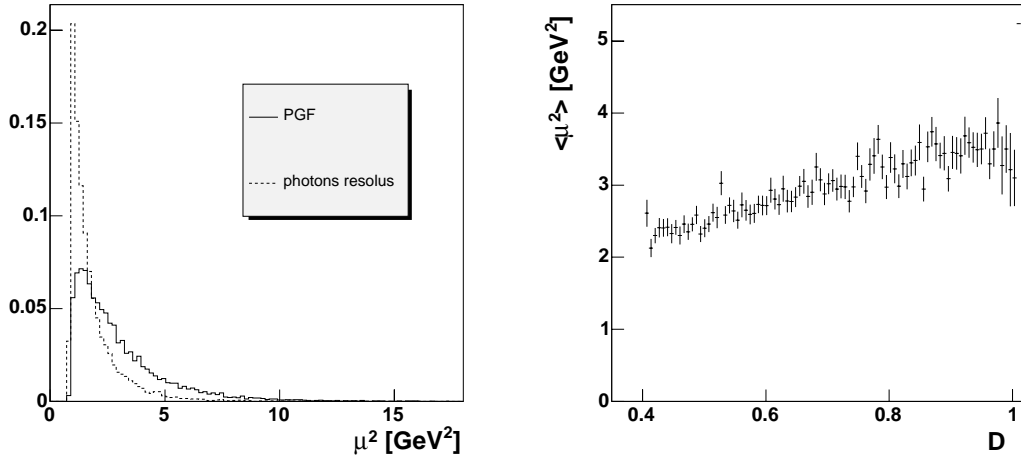


FIG. 6.21: À gauche : distributions de μ^2 (non pondérés) pour les événements PGF et photons résolus de l'échantillon à grand p_T ; à droite : valeur moyenne de μ^2 en fonction de D pour les événements PGF.

Notons qu'avec cette définition de l'échelle, la proportion d'événements PGF qui vérifie $\mu_{min}^2 = 0.7 < \mu^2 < 1$ (GeV/c)², c'est-à-dire ceux pour lesquels la factorisation peut ne pas s'appliquer, est seulement d'environ 3%. Il est donc raisonnable de penser que l'erreur associée à cette hypothèse est pratiquement négligeable.

6.6 Erreurs systématiques liées à l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$

6.6.1 Incertitude sur les paramètres du générateur MC

Une des parties les plus importantes de cette analyse est l'estimation des erreurs systématiques dues à la simulation Monte Carlo. En effet, la valeur de $\frac{\Delta G}{G}$ que nous obtenons dépend du choix des paramètres du générateur. Bien sûr, nous avons vu en section 6.2.2 que ceux-ci sont ajustés afin de reproduire au mieux les données. Malgré tout, ce critère ne permet pas de les contraindre complètement, mais seulement de déterminer des intervalles dans lesquels ils se trouvent. Sur ces intervalles, la comparaison entre la simulation et les données reste en effet "raisonnable". Nous devons donc déterminer ces intervalles, et étudier les variations correspondantes de $\frac{\Delta G}{G}$.

Le générateur contient plusieurs dizaines de paramètres indépendants, et il n'est donc pas réaliste de les faire varier tous. Une première étape consiste donc à déterminer ceux qui sont vraiment pertinents, c'est-à-dire susceptibles d'avoir un effet significatif sur $\frac{\Delta G}{G}$. Comme notre sélection s'appuie principalement sur les coupures en p_T , il nous a paru que les paramètres les plus importants étaient ceux déterminant :

- l'impulsion transverse intrinsèque dans le nucléon (gaussienne de largeur $k_T^N = PARP(91)$) ;
- l'impulsion transverse intrinsèque dans le photon résolu (gaussienne de largeur $k_T^\gamma = PARP(99)$) ;

- l'impulsion transverse générée par la fragmentation (gaussiennes de largeur $k_T^{fr} = PARJ(21)$ et $PARJ(24) * PARJ(21)$).

Puisque la modification des paramètres du générateur nécessite de reproduire un échantillon Monte Carlo, nous avons décidé de les faire varier indépendamment les uns des autres, ceci pour ne pas avoir à tester un trop grand nombre de combinaisons. La figure 6.22 montre la comparaison entre les données et la simulation pour différentes valeurs de k_T^N ; elle nous permet de définir l'intervalle des valeurs possibles pour cette variable, à savoir :

$$k_T^N \in [0.8, 1.2] \text{ GeV}/c \quad (6.18)$$

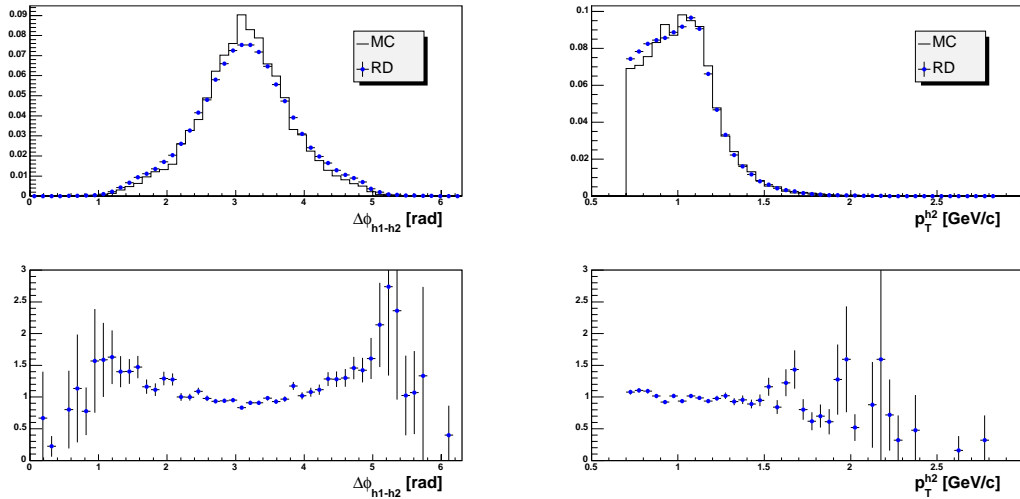


FIG. 6.22: Comparaison entre les données et des simulations réalisées avec différentes valeurs de k_T^N . À gauche : angle azimuthal entre les deux hadrons à grand p_T , pour $k_T^N = 0.8 \text{ GeV}/c$; à droite : impulsion transverse du deuxième hadron pour $k_T^N = 1.2 \text{ GeV}/c$. Le désaccord n'apparaît pas toujours sur la même variable.

Il s'avère que la variation de notre sensibilité ⁵ à $\frac{\Delta G}{G}$ sur cet intervalle est faible. Cela s'explique par le fait que k_T^N affecte tous les événements, notamment PGF et photons résolus. Néanmoins, on observe que la sensibilité, et donc la fraction de PGF dans notre échantillon Monte Carlo, augmente légèrement avec k_T^N : en effet, du fait de l'impulsion transverse intrinsèque dans le photon, les processus photons résolus sont naturellement avantagés par rapport au PGF ; mais plus k_T^N augmente, plus cet avantage diminue.

De la même manière, la figure 6.23 montre la comparaison entre les données et des simulations réalisées avec différentes valeurs de k_T^γ . Nous tirons de cette figure :

$$k_T^\gamma \in [0.1, 0.9] \text{ GeV}/c \quad (6.19)$$

Dans ce cas, la variation de notre sensibilité sur cette intervalle est plus marquée (voir figure 6.24(gauche)). Cela vient du fait que k_T^γ n'affecte que les processus photons résolus :

⁵Nous appelons sensibilité le coefficient multiplicatif de $\frac{\Delta G}{G}$ dans l'expression de l'asymétrie ; sa valeur absolue est donc directement proportionnelle à l'erreur statistique sur $\frac{\Delta G}{G}$.

plus k_T^γ augmente, plus ils sont avantagés par rapport au PGF, d'où une diminution de notre sensibilité.

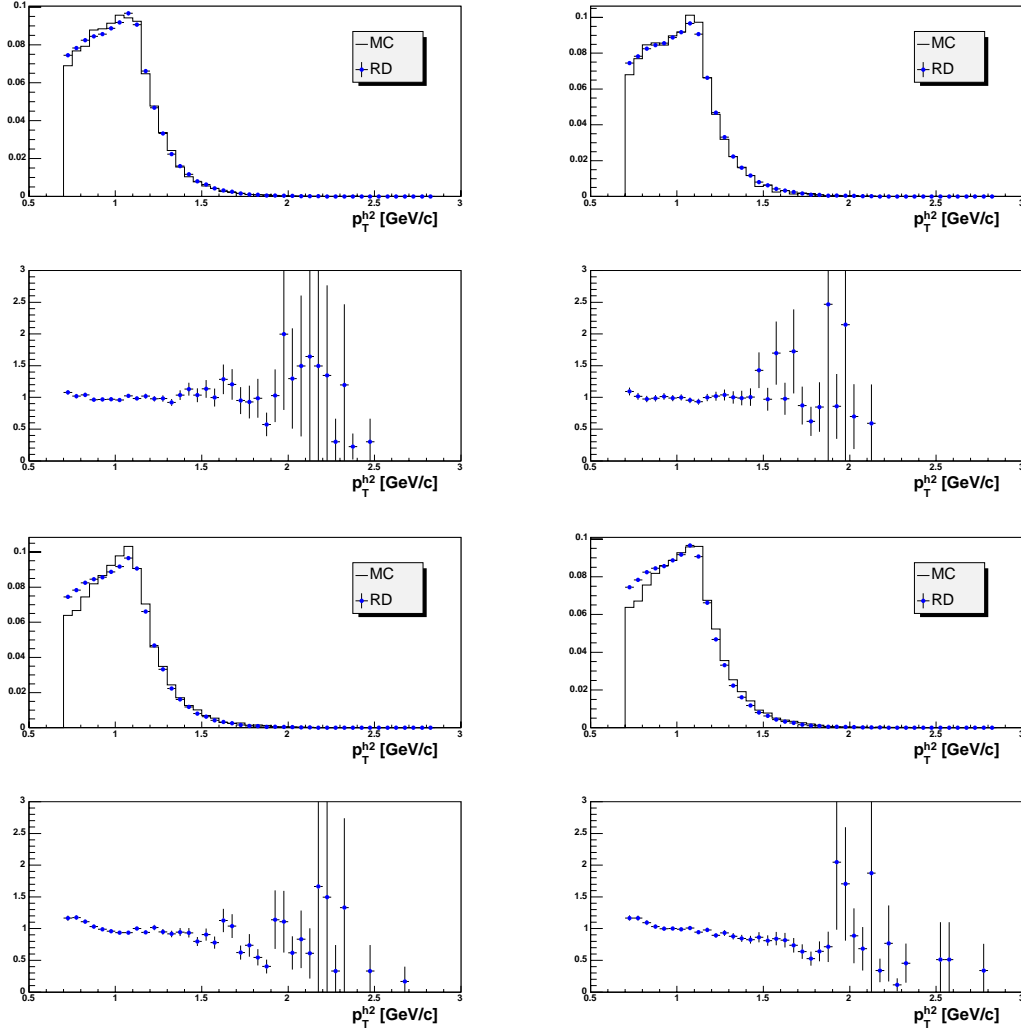


FIG. 6.23: Comparaison de l'impulsion transverse du deuxième hadron dans les données et des simulations réalisées avec différentes valeurs de k_T^γ ; En haut à gauche : $k_T^\gamma = 0.1$ GeV/c; en haut à droite : $k_T^\gamma = 0.5$ GeV/c; en bas à gauche : $k_T^\gamma = 0.9$ GeV/c; en bas à droite : $k_T^\gamma = 1.1$ GeV/c.

L'effet de k_T^{fr} sur la comparaison avec les données et sur la sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ est indiqué sur les figures 6.25 et 6.24(droite). Nous avons alors choisi :

$$k_T^{fr} \in [0.26, 0.41] \text{ GeV}/c \quad (6.20)$$

Comme dans le cas de k_T^N , cette variable affecte à la fois le PGF et les photons résolus, et l'on s'attendrait donc à une faible variation de la sensibilité à ce paramètre. Mais en fait l'augmentation de k_T^{fr} profite surtout aux événements LO (qui acquièrent l'essentiel

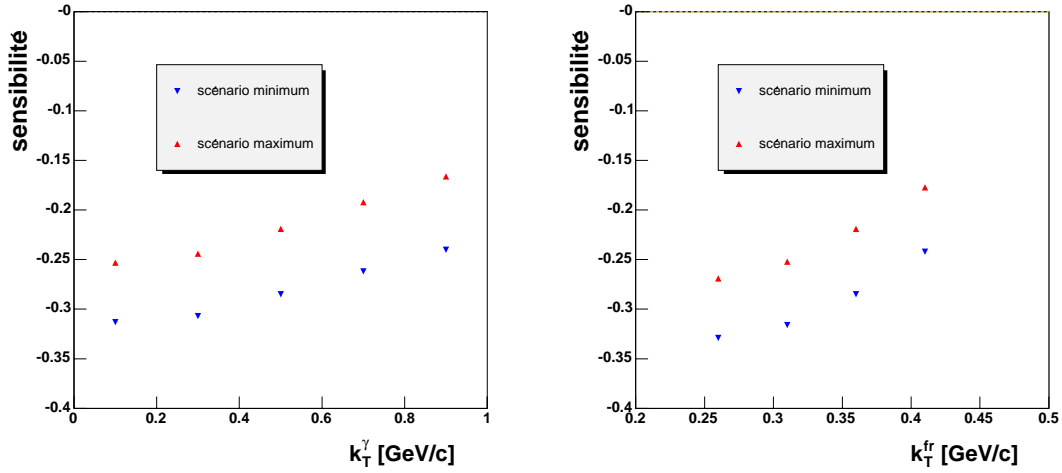


FIG. 6.24: Sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ en fonction de k_T^γ (gauche) et $k_T^{f,r}$ (droite), dans les scénarios minimum et maximum.

de leur impulsion transverse pendant le processus de fragmentation), d'où une diminution nette de la fraction des événements PGF (et photons résolus) dans notre échantillon.

Signalons que des études supplémentaires ont été menées [78] sur l'influence d'autres paramètres⁶ de la fragmentation, déterminant la probabilité qu'un hadron emporte une fraction z de l'impulsion longitudinale du quark initial. Pour la même raison que précédemment, une très faible variation de notre sensibilité a été observée.

Nous avons aussi étudié l'influence des *gerbes de partons*, censées prendre en compte des effets d'ordres supérieurs en α_s . En toute rigueur, ces gerbes de partons devraient être désactivées, puisque nous menons une analyse au LO. Néanmoins, PYTHIA ayant été optimisé avec des gerbes de partons, nous avons préféré ne pas les désactiver pour l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$. De plus, il s'est avéré que cette désactivation n'avait que très peu d'incidence sur notre sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ (même raison que précédemment), ainsi que sur la comparaison avec les données. Ce dernier point est surprenant *a priori*, mais s'explique (dans le cas de l'impulsion transverse) par le fait que ces gerbes de partons sont présentes à la fois dans l'état initial et dans l'état final de la réaction élémentaire. Dans le premier cas, l'impulsion transverse des partons incidents est petite (malgré k_T^γ et k_T^N), et les gerbes de partons tendent donc à l'augmenter. Mais après l'interaction, cette impulsion transverse est plus élevée, et la radiation de partons tend à la partager, et donc à la diminuer, moyennant quoi ces deux effets se compensent largement.

Enfin, nous avons estimé l'incertitude venant du fait que le choix de l'échelle n'est pas unique (voir section 6.5). Dans PYTHIA, cette estimation est possible en multipliant l'échelle choisie par une valeur arbitraire X , spécifiée par le paramètre PARP(34). Traditionnellement, on évalue l'ordre de grandeur de cette dépendance d'échelle en prenant $X = 2$ et $X = 0.5$. Nous avons ainsi vérifié que la variation correspondante de la sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ est là aussi très faible ; par ailleurs, aucune différence n'a été observée dans la comparaison avec les données.

⁶PARJ(41) et PARJ(42).

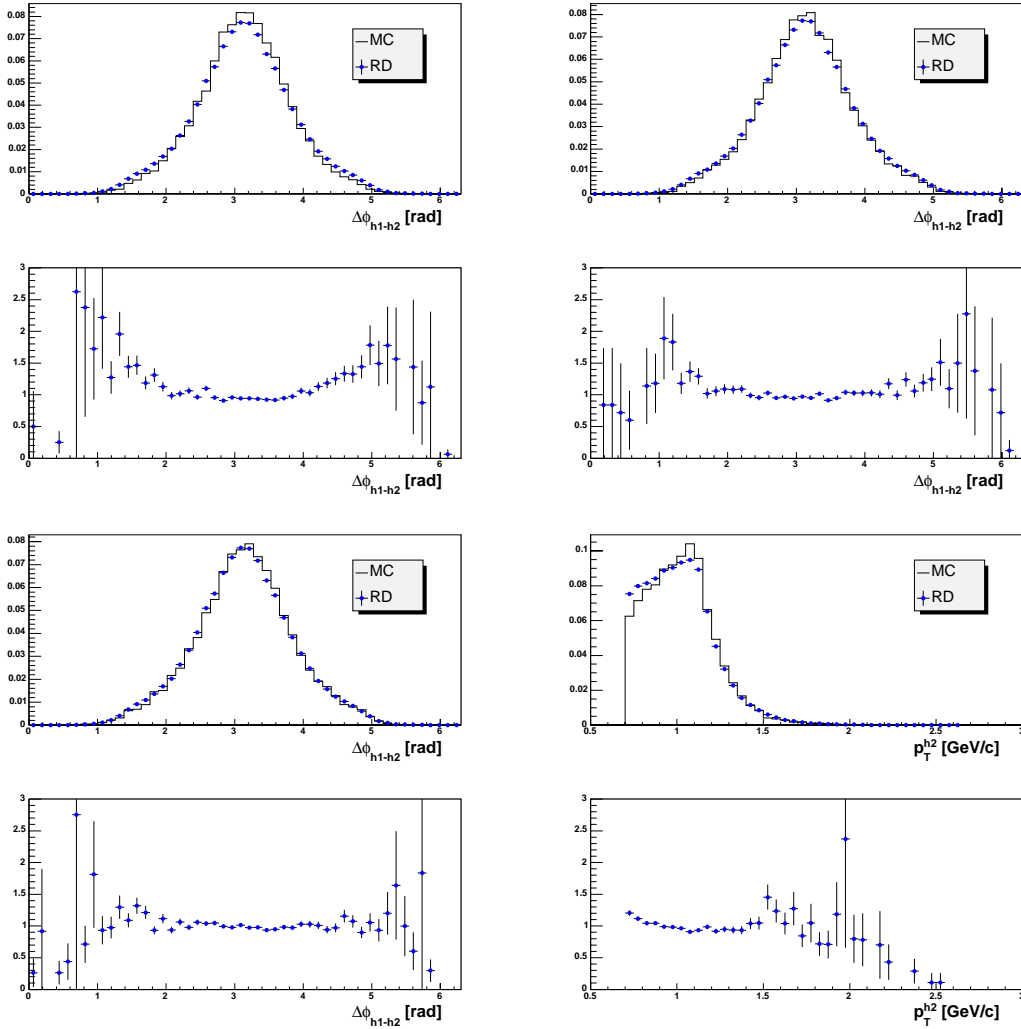


FIG. 6.25: Comparaison entre les données et des simulations réalisées avec différentes valeurs de k_T^{fr} . En haut à gauche : angle azimutal entre les deux hadrons à grand p_T pour $k_T^{fr} = 0.26$ GeV/c ; en haut à droite : idem, avec $k_T^{fr} = 0.31$ GeV/c ; en bas à gauche : idem, avec $k_T^{fr} = 0.36$ GeV/c ; en bas à droite : impulsion transverse du deuxième hadron, avec $k_T^{fr} = 0.41$ GeV/c.

Nous sommes à présent en mesure d'estimer l'erreur systématique due à la simulation. Pour cela, nous avons considéré tous les échantillons à grand p_T produits au cours de cette étude, et avons, pour chacun d'eux, extrait $\frac{\Delta G}{G}$. L'erreur systématique est obtenue en prenant la moitié de la différence entre les deux valeurs extrêmes ; en pratique, elles correspondent aux valeurs extrêmes de k_T^γ . Cependant, comme le résultat obtenu est en partie proportionnel à la valeur (très petite) de l'asymétrie mesurée, nous avons calculé cette différence en autorisant une variation de 1σ (statistique) de l'asymétrie, et pris le

maximum des trois valeurs ainsi obtenues :

$$\delta(\text{sys.MC}) = \frac{1}{2} \max_{A, A-\sigma, A+\sigma} \left| \left(\frac{\Delta G}{G} \right) (k_T^\gamma = 0.9 \text{ GeV}/c) - \left(\frac{\Delta G}{G} \right) (k_T^\gamma = 0.1 \text{ GeV}/c) \right| \quad (6.21)$$

Le tableau 6.4 résume les valeurs obtenues pour chacune des trois années, et en les regroupant.

	$\delta(\text{sys.MC})$	
	scénario minimum	scénario maximum
2002	0.078	0.199
2003	0.044	0.087
2004	0.020	0.040
2002-2004	0.015	0.031

TAB. 6.4: Erreurs systématiques dues aux choix des paramètres de la simulation, par année et par scénario. Ces valeurs sont très corrélées aux asymétries mesurées, et sont donc généralement petites.

6.6.2 Incertitude sur les PDF polarisées du photon virtuel

La dernière erreur systématique à estimer vient de l'incertitude sur la polarisation des partons dans le photon résolu (voir section 6.3.4). À partir de l'extraction de $\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{min}$ et $\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{max}$, nous définissons d'abord une valeur unique, moyenne des deux scénarios :

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{min} + \left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{max} \right] \quad (6.22)$$

Puis nous assignons comme erreur systématique à cette valeur la moitié de la différence entre les deux scénarios. Mais comme pour les systématiques dues au Monte Carlo, cette valeur est d'autant plus faible que l'asymétrie mesurée est petite. Nous avons donc décidé d'autoriser une fluctuation statistique de 1σ , d'où :

$$\delta(\gamma) = \frac{1}{2} \max_{A, A-\sigma, A+\sigma} \left| \left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{max} - \left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{min} \right| \quad (6.23)$$

De manière très prudente, nous avons choisi d'assigner à la valeur centrale définie par l'équation 6.22 les erreurs (statistiques, systématiques expérimentales et dues au Monte Carlo) évaluées pour le scénario maximum.

L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans le tableau 6.5. Avant de les discuter, nous allons maintenant décrire les autres analyses que nous avons réalisées.

	2002	2003	2004	2002-2004
$\frac{\Delta G}{G}$	0.119	-0.069	0.015	0.006
$\delta(\text{stat.})$	0.149	0.107	0.077	0.058
$\delta(\text{syst.exp.})$	0.014	0.014	0.014	0.014
$\delta(\text{syst.MC})$	0.199	0.087	0.040	0.031
$\delta(\gamma)$	0.037	0.018	0.015	0.013

TAB. 6.5: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ obtenues à partir des asymétries grand p_T dans l'analyse à deux hadrons à $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$, avec toutes les erreurs statistiques et systématiques. La probabilité de compatibilité des valeurs par année est de 58% (erreur statistique uniquement).

6.7 Analyse à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² avec sélection par réseau de neurones

6.7.1 Introduction

L'analyse détaillée jusqu'à présent utilise principalement pour sélectionner les événements PGF une coupure sur l'impulsion transverse des hadrons, $\Sigma p_T^2 > 2.5$ (GeV/c)². Cependant, cette variable n'est pas la seule à être corrélée à la fraction de PGF dans un échantillon donné, comme l'illustre la figure 6.26. En d'autres termes, cette sélection n'est pas optimale, car elle n'utilise pas toute l'information disponible, susceptible de mieux séparer le PGF du bruit de fond. Une première possibilité pour améliorer l'efficacité de la sélection serait donc de répertorier toutes les variables corrélées à la fraction de PGF, puis de déterminer les coupures à appliquer sur ce jeu de variables. Mais en raison du nombre de ces variables, et de leur corrélation, ce genre d'optimisation *à la main* se révèle souvent très long. Une solution élégante consiste dans ces cas-là à utiliser un *réseau de neurones*, qui permet une optimisation beaucoup plus rapide et fiable de la sélection.

Les réseaux de neurones sont utilisés dans de nombreux problèmes de reconnaissance de structure (reconnaissance de voix, de caractères), de classification (signal/bruit de fond), de prévisions (météorologiques, boursières), etc... Ils sont particulièrement bien adaptés aux problèmes complexes, pour lesquels des solutions de type algorithmique sont impossibles ou trop compliquées à mettre en œuvre. En contrepartie, ils ne s'appliquent qu'à des domaines où de grandes quantités de données peuvent être collectées, et sont donc fondés sur la perception plutôt que sur un raisonnement logique quelconque.

La structure d'un réseau de neurones est schématisée sur la figure 6.27. Il est composé d'unités élémentaires, appelées *neurones* (par analogie aux neurones biologiques), organisées en *couches* distinctes et connectées les unes aux autres de manière ordonnée. On distingue trois couches différentes : la première couche, dite couche d'*entrée*, qui reçoit les caractéristiques d'un événement particulier ; les couches intermédiaires, dites couches *cachées* ; la dernière couche, dite couche de *sortie*, renvoie la ou les valeur(s) calculée(s) par le réseau. Chacun des neurones a pour but de transmettre une valeur à partir des informations qu'il reçoit en amont. Considérons par exemple un neurone i de la couche k , relié en amont à N

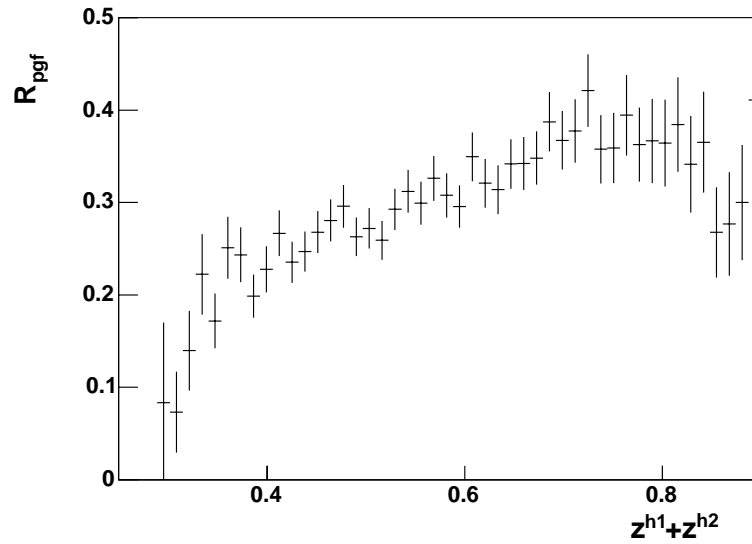


FIG. 6.26: Fraction de processus PGF en fonction de $z^{h1} + z^{h2}$ dans l'analyse standard, analyse qui n'utilise pas ce genre de corrélation pour augmenter l'efficacité de la sélection. Notons que $z^{h1} + z^{h2}$ apporte une information supplémentaire à celle de Σp_T^2 , puisque $\text{corr}(z^{h1} + z^{h2}, \Sigma p_T^2) = 0.16$ seulement.

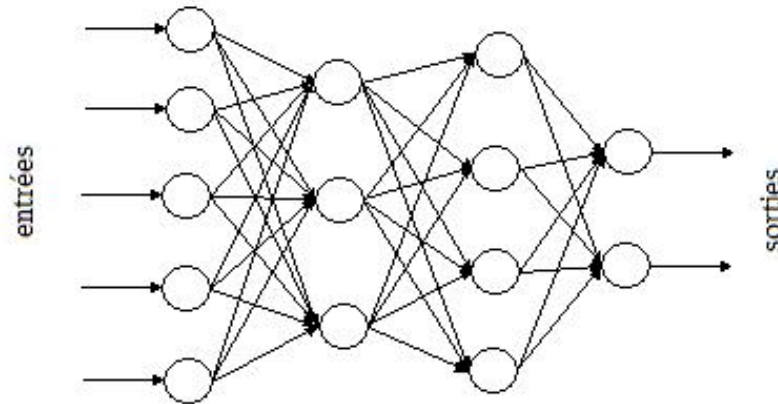


FIG. 6.27: Exemple d'un schéma d'un réseau de neurones possédant cinq entrées, deux couches cachées de trois et quatre neurones chacune, et deux sorties.

neurones de la couche $(k - 1)$. À partir des sorties y_j^{k-1} que ces neurones lui fournissent, il effectue d'abord une somme pondérée :

$$x_i^k = \sum_{j=1}^N w_{ij}^k y_j^{k-1}, \quad (6.24)$$

où w_{ij}^k est le *poids* de la connection entre les neurones j de la couche $(k - 1)$ et i de la couche k . Puis le neurone produit une valeur de sortie à partir d'une *fonction d'activation* f :

$$y_i^k = f(x_i^k) \quad (6.25)$$

Cette fonction est généralement un échelon ou une sigmoïde (fonction du type $\frac{1}{1+e^{-x}}$), et permet d'introduire des non linéarités dans le système ⁷.

La mise en œuvre d'un réseau de neurones peut se décomposer en trois étapes distinctes :

- la phase d'apprentissage, pendant laquelle on fournit au réseau un ensemble d'exemples pour lesquels la réponse que l'on souhaite avoir de celui-ci est connue (par exemple des caractères manuscrits, ou, dans le cas présent, des événements dont on connaît la nature : PGF ou bruit de fond) ;
- la phase de test, qui consiste à vérifier que le réseau de neurones fonctionne correctement. Pour cela, on lui fournit à nouveau des exemples dont on connaît la réponse souhaitée, et on compare celle-ci avec la réponse effectivement rendue par le réseau ;
- la phase d'utilisation, au cours de laquelle on fournit au réseau des données (codes postaux à lire sur des enveloppes, ou ici, des événements réels) dont on souhaite connaître rapidement la nature.

Durant la phase d'apprentissage, le réseau va ajuster l'ensemble des poids w_{ij}^k afin de rendre une valeur aussi proche que possible de la réponse souhaitée. À partir de poids initialisés aléatoirement, le réseau calcule une valeur y_n . Connaissant la valeur souhaitée y , on définit alors l'erreur Err :

$$Err = \frac{1}{2} \sum (y_n - y)^2 \quad (6.26)$$

À partir des équations 6.24 et 6.25, il est alors possible d'exprimer Err en fonction des sorties des neurones des couches précédentes (méthode de *rétro-propagation* de l'erreur), et ainsi de former le gradient $\partial Err / \partial w$, où w est le vecteur de tous les poids du réseau. On peut alors minimiser l'erreur en ajustant ces poids par des méthodes de type *descente du gradient*.

6.7.2 Configuration et entraînement du réseau de neurones

Le code du réseau utilisé dans cette analyse a été conçu par [86] et possède deux couches cachées, comportant cinq et trois neurones respectivement. Nous avons tout d'abord dû déterminer la meilleure configuration (E, S) , où E est le nombre d'entrées et S le nombre de sorties du réseau. Naïvement, on s'attendrait à ce que l'efficacité du réseau de neurones soit d'autant meilleure que le nombre d'entrées utilisées (et donc l'information fournie au réseau) est grand. Ce n'est cependant pas le cas, pour deux raisons :

- tout d'abord, plus le nombre d'entrées (et donc de poids) est élevé, plus l'optimum est difficile à trouver ;

⁷C'est cette non linéarité qui rend la relation entre les entrées et la sortie non triviale.

– ensuite, plus on ajoute de variables à l’entrée, plus l’information que l’on apporte est petite, puisque toutes les variables sont généralement corrélées. En pratique, on observe qu’au-delà de sept ou huit variables, les performances du réseau de neurones n’augmentent plus.

Nous avons donc décidé d’utiliser huit entrées pour notre réseau de neurones ; deux jeux de variables ont été sélectionnés :

- jeu 1 : $\sum p_T^2, p_T^{h1}, p^{h1}, x_F^{h1}, z^{h1} + z^{h2}, Q^2, x$ et la multiplicité N des événements.
- jeu 2 : $\sum p_T^2, p_T^{h1}, p^{h1}, x_F^{h1}, x_F^{h1} + x_F^{h2}, Q^2, \Delta\phi_{12}$ et $m(h1, h2)$, où $\Delta\phi_{12}$ est l’angle azimuthal entre les deux hadrons à grand p_T et $m(h1, h2)$ leur masse invariante ;

Concernant le nombre de sorties, une seule est *a priori* suffisante, puisque nous voulons juste séparer le PGF du bruit de fond. Cependant, le bruit de fond étant composé d’événements à la topologie bien différente (LO ou photons résolus), nous avons testé une configuration à trois sorties, une pour séparer le PGF, une pour le LO (et *low p_T*) et une pour les photons résolus. Mais là encore, les performances de ce réseau n’ont pas été significativement meilleures que celui avec une seule sortie, indiquant que l’hétérogénéité du bruit de fond n’était pas un problème pour le réseau de neurones.

Enfin, nous avons dû préparer l’échantillon à fournir au réseau pour son apprentissage. Pour cela, nous avons généré environ 2 000 000 d’événements Monte Carlo (avec PYTHIA), puis nous avons testé le réseau de neurones avec différents échantillons, correspondant à différentes coupures cinématiques. Outre la coupure sur $\sum p_T^2$, la coupure sur x_F a pu également être relâchée. Comme on peut le voir sur la figure 6.28, la proportion d’événements PGF se trouvant entre $x_F = 0$ et $x_F = 0.1$ n’est en effet pas négligeable.

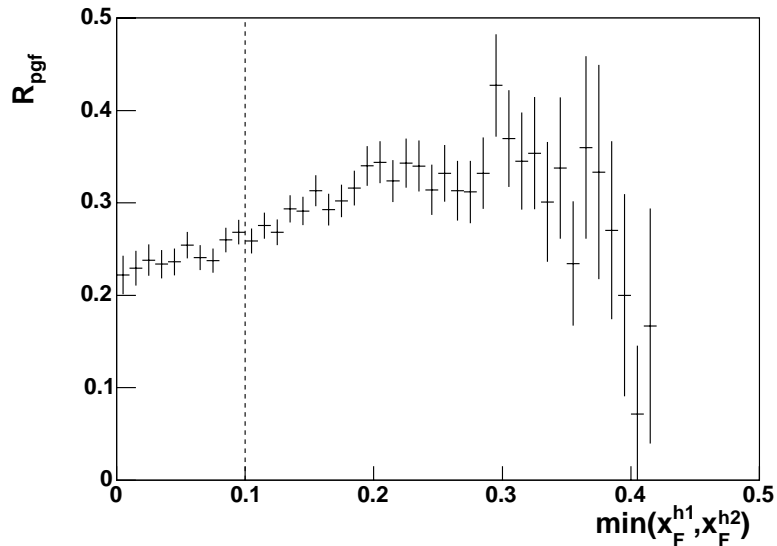


FIG. 6.28: Fraction de processus PGF en fonction de $\min(x_F^{h1}, x_F^{h2})$ dans la simulation. Tous les événements à gauche de la ligne en pointillés sont rejetés dans l’analyse standard pour maximiser R_{pgf} ; le réseau de neurones permet d’en récupérer une partie.

Curieusement, nous avons observé que l’efficacité du réseau de neurones était optimale en

utilisant, pour produire l'échantillon d'apprentissage, la coupure suivante :

$$\sum p_T^2 > 2.0(\text{GeV}/c)^2 \quad (6.27)$$

Autrement dit, le réseau est inefficace pour les événements à moyenne impulsion transverse. Cela est peut-être dû au fait que la fraction de PGF pour ces événements est significativement plus petite, et le réseau de neurones leur attribue une valeur faible (ce qui n'améliore pas son efficacité). En outre, il est moins bien entraîné dans la région à grande impulsion transverse, puisque cette région est moins représentée dans l'échantillon d'apprentissage (d'où une dégradation des performances). Une solution permettant de récupérer malgré tout des événements PGF avec $\sum p_T^2 < 2.0$ (GeV/c)² consisterait sans doute à entraîner un autre réseau de neurones, spécifiquement dans cette région. Cependant, il ne faut pas oublier que dans l'analyse à petit Q^2 , il est dangereux de sélectionner des événements PGF à trop petite impulsion transverse, puisque celle-ci sert d'échelle de factorisation.

Toutes ces études ont permis d'optimiser l'utilisation du réseau de neurones ; néanmoins, avant de comparer ses performances avec la sélection standard, nous devons tout d'abord nous assurer que l'accord entre données et simulation reste satisfaisant avec cette nouvelle sélection.

6.7.3 Comparaison entre les données et la simulation

La sélection par réseau de neurones utilisant des coupures relâchées sur $\sum p_T^2$ et x_F , il faut au préalable vérifier la qualité de l'accord entre données et simulation. Il faut également s'assurer que les distributions de la réponse du réseau de neurones sont identiques.

La figure 6.29 montre ces distributions, pour les deux jeux de variables utilisés (voir section 6.7.2). L'accord est plutôt satisfaisant, mais dans le cas du jeu 2, on note que la distribution est significativement plus resserrée. Puisque nous allons couper sur cette variable, l'accord entre données et simulation doit donc être particulièrement bon. Ce n'est malheureusement pas le cas, et la figure 6.30 montre que, pour le jeu 2, la simulation ne reproduit pas de manière satisfaisante les données. En revanche, l'accord est satisfaisant dans le cas du jeu 1 (voir figure 6.30 et annexe B).

Nous avons donc décidé de n'utiliser pour la sélection des événements que le réseau de neurones préparé avec le jeu 1. Nous allons maintenant étudier plus en détails ses performances.

6.7.4 Performances du réseau de neurones

La performance d'une sélection peut se mesurer par son efficacité ϵ à une pureté p donnée, c'est-à-dire pour une certaine fraction de signal dans l'échantillon ($p = R_{pgf}$). Partant d'un échantillon d'événements, pour lequel par définition $\epsilon = 100\%$, on peut étudier comment varient ϵ et p en introduisant une coupure de plus en plus grande (sur $\sum p_T^2$, ou sur la réponse du réseau de neurones). La figure 6.31 montre cette évolution, à partir d'un échantillon de départ sélectionné avec $\sum p_T^2 > 2.0$ (GeV/c)² et $x_F > 0$. Puisque, dans le

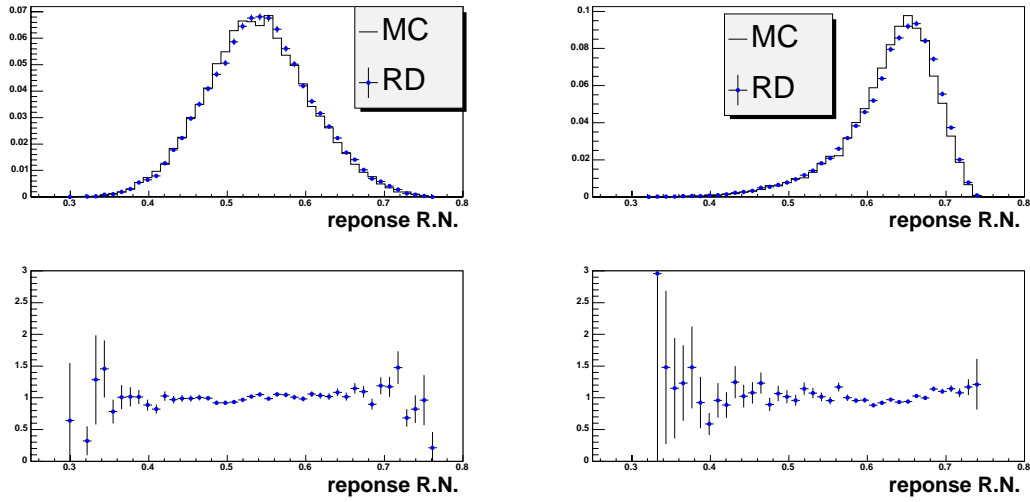


FIG. 6.29: Comparaison de la réponse du réseau de neurones dans les données et dans la simulation. À gauche : réseau préparé avec le jeu 1 ; à droite : réseau préparé avec le jeu 2. La distribution est plus resserrée pour le jeu 2, et l'accord avec les données un peu moins bon.

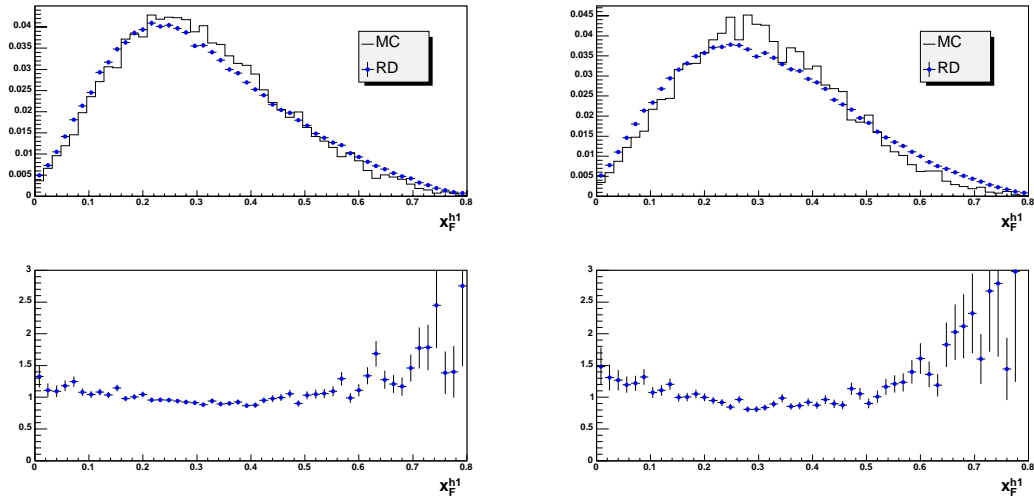


FIG. 6.30: Comparaison de x_F^{h1} dans les données et dans la simulation, avec une sélection par réseau de neurones. À gauche : jeu 1 ; à droite : jeu 2. Le jeu 1 fournit visiblement une meilleure description des données (voir les autres distributions en annexe B).

cas de la sélection standard, nous coupons sur deux variables ($\sum p_T^2$ et x_F), nous avons distingué trois cas :

- sélection standard : nous appliquons d'abord la coupure sur $x_F > 0.1$ (ce qui explique pourquoi la courbe correspondante ne débute pas à $\epsilon = 100\%$), puis nous augmentons progressivement la coupure sur $\sum p_T^2$;
- sélection standard modifiée : nous n'appliquons aucune coupure supplémentaire sur x_F , et nous ne modifions que la coupure sur $\sum p_T^2$;

– sélection par réseau de neurones : dans ce cas, nous augmentons progressivement la coupure sur la réponse du réseau de neurones.

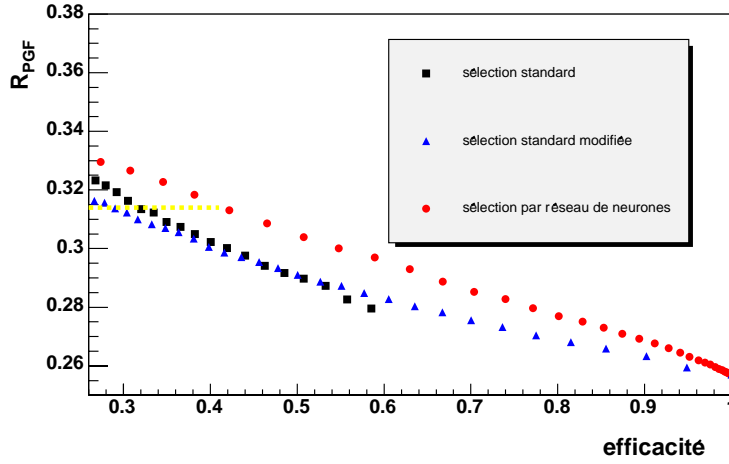


FIG. 6.31: Fraction de PGF dans l'échantillon (pureté) en fonction de l'efficacité pour les sélections standard ($x_F > 0.1$ et $\sum p_T^2$ varie), standard modifiée ($x_F > 0$ et $\sum p_T^2$ varie) et par réseau de neurones ($x_F > 0$ et y_{RN} varie). La ligne horizontale en pointillés indique la valeur de la pureté utilisée dans l'analyse standard.

À pureté donnée, on voit que le réseau de neurones est significativement plus efficace que la sélection standard, ce qui prouve son bon fonctionnement. La figure indique également que la supériorité du réseau de neurones n'est pas due au fait que l'on a relâché la coupure sur x_F , puisque la sélection modifiée ($x_F > 0$) est moins efficace que la sélection standard à la pureté nominale (ligne en pointillés).

Ce résultat légitime complètement l'utilisation de ce réseau de neurones dans la sélection des événements. Le dernier point à déterminer avant de pouvoir calculer les asymétries et d'extraire $\frac{\Delta G}{G}$ est la coupure à choisir sur la réponse du réseau de neurones. Une première possibilité est de fixer cette coupure de manière à minimiser l'erreur sur $\frac{\Delta G}{G}$, c'est-à-dire à maximiser $p\sqrt{\epsilon}$. La figure 6.31 indique que ce maximum est atteint pour l'échantillon de départ, donc sans aucune coupure ! Rappelons cependant qu'il faut réduire autant que possible la fraction des événements LO et *low* p_T afin de limiter leur contribution (inconnue) à l'asymétrie ; la pureté de notre échantillon doit donc être *suffisamment* grande. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser une coupure sur la réponse du réseau de neurones qui permet d'obtenir exactement la pureté de l'échantillon standard (donnée par l'équation 6.2), c'est-à-dire :

$$y_{RN} > 0.562 \quad (6.28)$$

Cette valeur a été utilisée pour calculer les asymétries résumées dans le tableau 5.6. Pour cette valeur, le gain en efficacité, évalué avec notre simulation, par rapport à l'analyse standard est de :

$$\Delta\epsilon = 24\% \quad (6.29)$$

Ce gain est proche de celui estimé à la section 5.1.4 (29%) à partir des données réelles. La différence s'explique par un léger excès de données dans la région $0 < x_F < 0.1$. Rappelons que le gain sur le facteur de mérite est plus élevé (43% dans les données, 38% dans la simulation), les événements sélectionnés par le réseau de neurones ayant un facteur de dépolarisation moyen D plus grand (voir figure 5.3).

La figure 6.32 indique la fraction des différents processus dans l'échantillon ainsi sélectionné. Notons qu'avec cette sélection, la fraction d'événements PGF pour lesquels l'échelle fournie par PYTHIA est inférieure à 1 (GeV/c)^2 est réduite à 2% (contre 3% dans l'analyse standard).

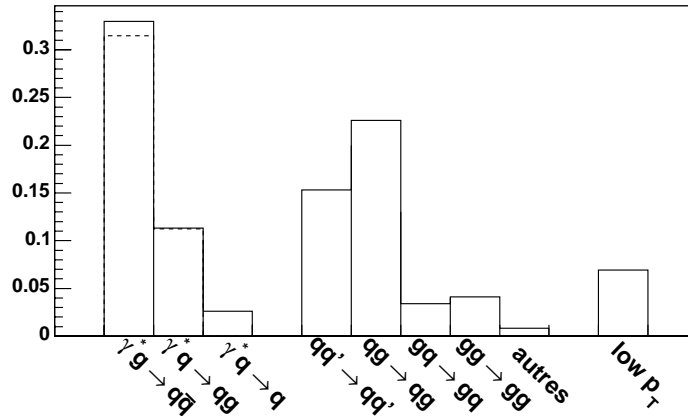


FIG. 6.32: Fractions des différents processus dans l'échantillon sélectionné par le réseau de neurones. La composition de cet échantillon est très proche de celle obtenue avec la méthode standard (voir figure 6.16).

6.7.5 Résultats

À partir des asymétries présentées au chapitre précédent, nous avons réalisé la même analyse que dans les sections 6.3 à 6.6 ; les valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ correspondantes ainsi que toutes les erreurs évaluées, sont résumées dans le tableau 6.6. Les valeurs correspondantes de x_g et μ^2 (évaluées de la même manière que pour la sélection standard) sont :

$$\langle x_g \rangle = 0.085_{-0.036}^{+0.083} \quad \langle \mu^2 \rangle \approx 3 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (6.30)$$

Ces valeurs sont très proches de celles de la sélection standard, mais on notera malgré tout que le RMS à droite est plus grand, indiquant que le réseau de neurones récupère plus d'événements à grand x_g .

Signalons pour finir que cette analyse peut encore être améliorée dans le futur :

- tout d'abord, en utilisant la réponse du réseau de neurones dans la pondération des événements. Ceci permet de donner plus de poids aux événements qui ont une plus grande probabilité d'être des processus PGF ;

	2002	2003	2004	2002-2004
$\frac{\Delta G}{G}$	0.062	0.017	0.012	0.021
$\delta(\text{stat.})$	0.124	0.087	0.063	0.047
$\delta(\text{syst.exp.})$	0.013	0.013	0.013	0.013
$\delta(\text{syst.MC})$	0.085	0.044	0.035	0.032
$\delta(\gamma)$	0.024	0.015	0.012	0.012

TAB. 6.6: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ obtenues à partir d'une sélection par réseau de neurones, avec toutes les erreurs statistiques et systématiques. La probabilité de compatibilité des valeurs par année est de 94%.

- en utilisant ensuite les caractéristiques des autres hadrons de l'événement dans le réseau de neurones. Cela permet d'apporter une information supplémentaire, qui n'est pas contenue dans les caractéristiques des deux hadrons à grand p_T . Mais la prise en compte de ces informations n'est pas évidente, car le nombre de variables dépend alors de l'événement ;
- certaines coupures peuvent en outre être relâchées (à part $\sum p_T^2$) : par exemple, nous avons observé qu'une fraction non négligeable d'événements PGF était rejetée par la coupure sur la masse invariante ;
- enfin, une nouvelle version plus performante du code de réseau de neurones est disponible ; cette nouvelle version n'est cependant disponible que sous Windows.

6.8 Analyse avec un seul hadron à grand p_T

Une autre façon d'améliorer la sélection standard, indépendamment de la sélection par réseau de neurones, consiste à récupérer les événements pour lesquels un seul hadron à grand p_T a été détecté. Dans le cas des processus PGF, au moins deux hadrons sont produits, mais il peut arriver que le second échappe à la détection (à cause de l'acceptance géométrique ou des inefficacités de détection et de reconstruction), ou bien que son impulsion transverse soit trop petite (par exemple à cause de la fragmentation). D'un autre côté, certaines coupures, visant à augmenter R_{PGF} ou à garantir un bon accord entre les données et la simulation, ne sont plus applicables dans cette sélection (comme par exemple la coupure sur la masse invariante des deux hadrons à grand p_T). Nous avons donc étudié la faisabilité d'une telle analyse à partir d'une simulation Monte Carlo.

6.8.1 Simulation et comparaison avec les données

La simulation Monte Carlo utilise les mêmes coupures que précédemment à la génération (voir section 6.2), exceptées celles portant sur un éventuel deuxième hadron. Dans un souci de cohérence, nous avons utilisé les mêmes paramètres que ceux ajustés dans l'analyse à deux hadrons, mais sans générer de processus diffractifs. La figure 6.33 (gauche) montre en effet que la distribution en impulsion transverse du hadron est mal reproduite par

la simulation quand les processus diffractifs sont inclus. En retirant ces processus de la simulation, nous avons observé que l'accord sur l'impulsion transverse était bien meilleur (voir figure 6.33(droite)). Dans l'analyse à deux hadrons, ils n'avaient pratiquement aucune influence, car ils ne représentaient que quelques pourcents de l'échantillon à grand p_T . Mais ici, en utilisant $p_T^{h1} > 1.5$ GeV/c, ils représentent encore près de 40% de l'échantillon Monte Carlo! Ces processus étant assez mal décrits dans PYTHIA, il se peut que ce pourcentage soit très surestimé. La simulation que nous utiliserons par la suite ne prend donc pas en compte ces processus.

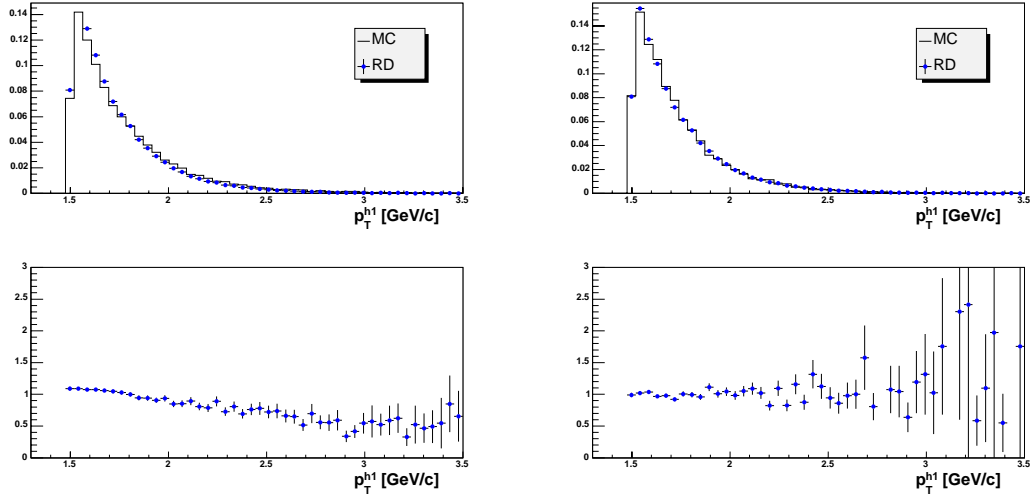


FIG. 6.33: Comparaison de la distribution en impulsion transverse dans la simulation et dans les données, avec (gauche) ou sans (droite) génération de processus diffractifs.

Par ailleurs, la figure 6.34(gauche) montre que la distribution de y pour le *trigger* IT n'est pas reproduite dans le Monte Carlo; nous n'utiliserons donc que le *trigger* LT pour l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$, sans coupure supplémentaire sur y (figure 6.34(droite)). Enfin nous avons observé un excédent de données à grande impulsion longitudinale, suggérant que le Monte Carlo ne contient pas suffisamment de processus LO (qui sont essentiellement à grand z), ou que les données contiennent une fraction non négligeable de processus diffractifs. Dans cette analyse préliminaire, nous ne retiendrons donc que les événements pour lesquels $z < 0.50$.

La dernière coupure à ajuster concerne l'impulsion transverse du hadron, afin d'obtenir une fraction élevée de processus PGF dans notre échantillon, mais aussi d'éliminer au maximum les processus LO et *low* p_T , dont la contribution à l'asymétrie n'est pas calculable à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² (voir section 6.3.3). La figure 6.35 montre l'évolution de la proportion de ces événements dans l'échantillon en fonction de la coupure sur p_T . Nous avons ainsi retenu la coupure $p_T > 1.5$ GeV/c, pour laquelle :

$$R_{pgf} = 27.1\%, \quad (6.31)$$

et $R_{LO,lowpT} = 4.8\%$. Ce résultat indique qu'il est possible de mener une telle analyse, même si l'échantillon à un hadron est un peu moins riche en PGF que celui à deux hadrons.

Les comparaisons entre la simulation et les données figurent en annexe C. Dans la région sélectionnée par toutes ces coupures, la simulation reproduit les données de manière satisfaisante, à l'exception de la distribution en multiplicité, probablement à cause de la surestimation de l'efficacité du spectromètre dans COMGEANT (comme pour l'analyse à deux hadrons), ou de la présence de processus diffractifs dans les données.

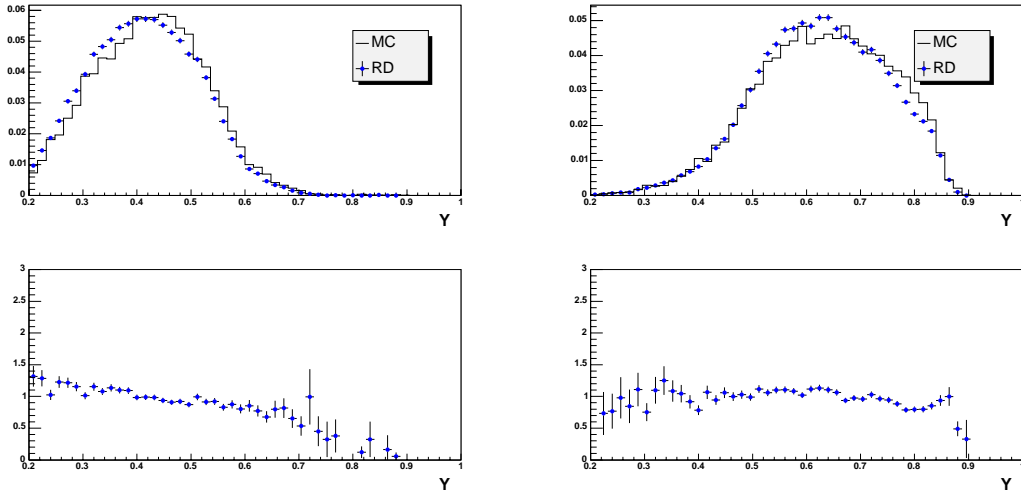


FIG. 6.34: Comparaison de la distribution de y dans la simulation et dans les données, pour les systèmes de *trigger* IT (gauche) et LT (droite).

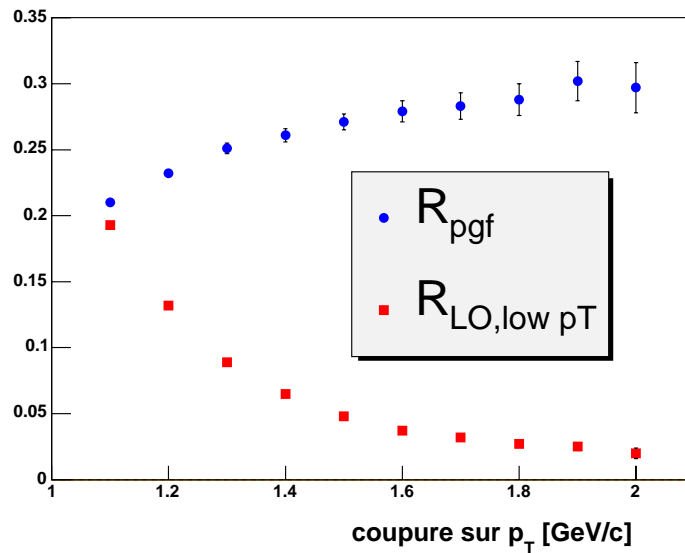


FIG. 6.35: Fractions des processus PGF, LO et *low p_T* dans l'échantillon à un hadron en fonction de son impulsion transverse. La coupure $p_T > 1.5$ GeV/c permet d'éliminer une grande partie des processus LO et *low p_T*, tout en conservant une statistique élevée.

6.8.2 Résultats et perspectives

Les résultats par année de cette analyse sont résumés dans le tableau 6.7.

	2002	2003	2004	2002-2004
$\frac{\Delta G}{G}$	0.352	-0.015	0.059	0.079
$\delta(\text{stat.})$	0.217	0.151	0.110	0.082
$\delta(\text{syst.exp.})$	0.018	0.018	0.018	0.018

TAB. 6.7: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ obtenues à partir de la sélection à un hadron. La probabilité de compatibilité des valeurs par année est de 37%.

Pour cette sélection, on trouve :

$$\langle x_g \rangle = 0.105_{-0.039}^{+0.086} \quad \langle \mu^2 \rangle \approx 3 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (6.32)$$

On note que la valeur de x_g est plus élevée que celle de l'analyse à deux hadrons : en effet, on récupère ici des événements pour lesquels l'un des deux hadrons sort de l'acceptance géométrique du spectromètre, événements qui sont donc à grand x_g .

Notons que cette analyse est encore préliminaire, des coupures sévères ayant été introduites pour obtenir un bon accord entre les données et la simulation (un seul système de *trigger*, $z < 0.5$). Nous avons néanmoins montré qu'elle permet aussi de déterminer $\frac{\Delta G}{G}$ avec une grande précision. Le potentiel de cette sélection est même supérieur à celle avec deux hadrons, l'utilisation de tous les *triggers* permettant un gain statistique supérieur à deux.

6.9 Polarisation des partons dans le photon virtuel

Nous présentons ici la première tentative d'extraction de la polarisation des partons dans le photon virtuel à partir des données de COMPASS. Nous avons vu en effet que cette polarisation intervient dans l'expression de l'asymétrie à grand p_T , dans l'analyse à $Q^2 < 1 \text{ (GeV/c)}^2$, dans laquelle près de 50% de nos événements sont des processus photons résolus. Malgré tout, le fait que $\frac{\Delta G}{G}$ dépende peu du scénario choisi (voir section 6.6.2) signifie que la sensibilité à ces polarisations est faible.

$\frac{\Delta G}{G}$ étant inconnu, le principe d'une telle mesure est de disposer de plusieurs échantillons de compositions aussi différentes que possible. C'est cependant difficilement réalisable, car tous les processus ont des caractéristiques très voisines. Néanmoins, nous avons constaté que la distribution de $z^{h1} + z^{h2}$ est significativement différente pour les processus PGF et photons résolus, comme on peut d'ailleurs le deviner à partir de la figure 6.26. Nous avons donc utilisé cette distribution pour séparer l'échantillon grand p_T en trois parties de statistique équivalente⁸, avec pour chaque partie des fractions d'événements résumées dans le tableau 6.8.

⁸puisqu'il nous faut *a priori* trois inconnues, $\frac{\Delta G}{G}$, $(\frac{\Delta G}{G})^\gamma$ et $(\frac{\Delta Q}{Q})^\gamma$.

	$z^{h1} + z^{h2} < 0.50$	$z^{h1} + z^{h2} \in [0.50; 0.63]$	$z^{h1} + z^{h2} > 0.63$
R_{pgf}	24.6%	32.0%	37.1%
$R_{qq'}$	17.3%	16.2%	13.1%
R_{gg}	28.5%	25.2%	18.2%
R_{gq}	5.3%	3.6%	2.1%
R_{qg}	7.3%	4.5%	2.6%

TAB. 6.8: Fraction des processus PGF et photons résolus en fonction des coupures sur $z^{h1} + z^{h2}$.

En calculant l'asymétrie grand p_T pour chacun de ces échantillons, et en exprimant ces asymétries en fonction des inconnues, nous disposons d'un système 3×3 inversible. En fait, ceci n'est vrai que si l'on néglige la contribution du processus qq' , puisque son asymétrie ne se factorise pas sous la forme $\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^\gamma$. Malgré la fraction relativement élevée de ce processus dans les données, cette hypothèse est quand même raisonnable (voir tableau 6.2). On extrait alors les quantités suivantes :

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d = -0.32 \pm 0.44 \quad (6.33)$$

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d \left(\frac{\Delta G}{G}\right)^\gamma = +3.4 \pm 5.8 \quad (6.34)$$

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^\gamma = -1.7 \pm 2.2 \quad (6.35)$$

La taille des barres d'erreur vient du fait que le déterminant de la matrice du système est très petit, car l'échantillon intermédiaire est *trop similaire* aux deux autres. Une dernière approximation consiste à négliger la contribution du processus gg (là encore, cette hypothèse est raisonnable). En utilisant les deux échantillons extrêmes, on obtient alors :

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d = -0.08 \pm 0.21 \quad (6.36)$$

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^d \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^\gamma = -0.29 \pm 0.48 \quad (6.37)$$

Cette analyse préliminaire montre qu'une extraction de la polarisation des partons dans le photon virtuel n'est pas réalisable avec ces données. La méthode que nous avons employée peut bien sûr être perfectionnée, en utilisant notamment un réseau de neurones pour mieux séparer les processus PGF et photons résolus. On voit cependant sans aucun calcul qu'il sera très difficile de contraindre d'une manière significative ces polarisations, car elle apparaissent en facteur de quantités compatibles avec zéro dans l'asymétrie.

6.10 Analyse à $Q^2 > 1$ (GeV/c)²

Une analyse indépendante des précédentes consiste à utiliser les événements à grande virtualité du photon, soit $Q^2 > 1$ (GeV/c)². Cette analyse présente plusieurs avantages :

- tout d’abord, le photon virtuel a une probabilité bien plus petite d’être résolu ; On s’attend donc à ce que la contribution de ces processus soit négligeable, facilitant ainsi l’interprétation des asymétries mesurées. En fait, on a montré en utilisant PYTHIA que ces processus ne représentaient pas plus de 15% des événements à grand p_T et grand Q^2 ;
- ensuite, Q^2 peut à présent servir d’échelle de factorisation, il n’est donc plus nécessaire que $\sum p_T^2$ soit grand. Ceci permet de conserver des événements à petite impulsion transverse ;
- de la même manière, la contribution des processus LO est ici calculable.

D’un autre côté, 10% seulement des événements à grand p_T se trouvent dans la région à $Q^2 > 1$ (GeV/c)².

Pour les raisons que nous avons expliquées en section 6.1.1, nous utilisons pour cette analyse le générateur LEPTO ; l’ajustement des paramètres de ce générateur est détaillé dans [87]. Contrairement aux études menées jusqu’ici à $Q^2 > 1$ (GeV/c)² par SMC [69] puis COM-PASS [87], nous avons décidé de relâcher la coupure sur x_F (> 0.1), car nous avons observé que la fraction de PGF dans la région à petit x_F était grande, comme indiqué sur la figure 6.36. R_{pgf} est pratiquement inchangé (34.9% à 33.5%), mais le nombre d’événements augmente de 66% ! Si l’on tient compte du fait que les événements ainsi récupérés ont un facteur de dépolarisation plus grand (et donc un plus grand poids statistique), le gain sur le facteur de mérite (incluant la baisse de R_{pgf}) est de 69%.

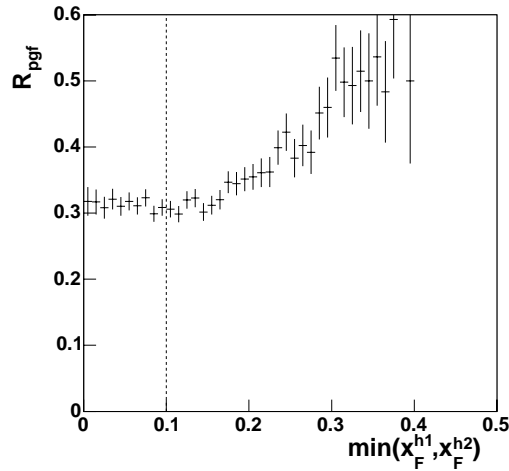


FIG. 6.36: Fraction de PGF en fonction de $\min(x_F^{h1}, x_F^{h2})$ dans l’échantillon à grand p_T et $Q^2 > 1$ (GeV/c)² ; les événements à gauche de la ligne verticale étaient rejetés par les précédentes analyses.

6.10.1 Expression de l’asymétrie et optimisation de la coupure sur $\sum p_T^2$

À la différence de l’analyse à $Q^2 < 1$ (GeV/c)², la présence d’une échelle dure permet de calculer la contribution à l’asymétrie des processus LO ; celle-ci se dérive de la même

manière que pour le PGF :

$$A_{LO} = R_{LO} \frac{\Delta Q}{Q} \quad (6.38)$$

Comme pour l'analyse précédente, nous utilisons pour estimer $\frac{\Delta Q}{Q}$ une paramétrisation de l'asymétrie inclusive A_1 . Cependant, nous allons montrer qu'à $Q^2 > 1$ (GeV/c)², la correction due à cette approximation n'est pas négligeable. En effet, même si A_1 est mesuré à partir d'un échantillon de données inclusives, celui-ci contient malgré tout une petite fraction d'événements PGF (et QCDC). La relation liant A_1 à $\frac{\Delta Q}{Q}$ est donc la suivante :

$$\begin{aligned} A_1^{inc}(x, \mu^2) &= R_{LO}^{inc} \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) (x, \mu^2) + R_{QCDC}^{inc} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D} \right)^{inc} \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) (x, \mu^2) \\ &+ R_{PGF}^{inc} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{PGF}}{D} \right)^{inc} \left(\frac{\Delta G}{G} \right) (x, \mu^2), \end{aligned} \quad (6.39)$$

où *inc* indique que ces quantités correspondent à un échantillon inclusif. De la même manière, la relation liant l'asymétrie à grand p_T à $\frac{\Delta G}{G}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{A_{||}}{D} &= R_{LO} \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) (x, \mu^2) + R_{QCDC} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D} \right) \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) (x, \mu^2) \\ &+ R_{PGF} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{PGF}}{D} \right) \left(\frac{\Delta G}{G} \right) (x, \mu^2) \end{aligned} \quad (6.40)$$

En utilisant l'équation 6.39 pour éliminer $\frac{\Delta Q}{Q}$, on obtient ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{A_{||}}{D} &= \frac{\Delta G}{G} \left(R_{PGF} \frac{\hat{a}_{LL}^{PGF}}{D} - R_{PGF}^{inc} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{PGF}}{D} \right)^{inc} \frac{R_{LO} + R_{QCDC} \frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D}}{R_{LO}^{inc} + R_{QCDC}^{inc} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D} \right)^{inc}} \right) \\ &+ A_1^{inc} \left(\frac{R_{LO} + R_{QCDC} \frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D}}{R_{LO}^{inc} + R_{QCDC}^{inc} \left(\frac{\hat{a}_{LL}^{QCDC}}{D} \right)^{inc}} \right) \end{aligned} \quad (6.41)$$

Notons que nous avons supposé ici que $\frac{\Delta Q}{Q}$ et $\frac{\Delta G}{G}$ sont les mêmes dans les échantillons inclusifs et à grand p_T , ce qui est raisonnable puisque les domaines en x correspondants sont proches. Pour $\frac{\Delta G}{G}$, on ne peut de toute façon pas faire mieux sans introduire une paramétrisation particulière de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$. Quant à $\frac{\Delta Q}{Q}(x)$, il varie très peu avec x dans le domaine considéré.

L'équation 6.41 indique que la sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}$ est plus petite que celle obtenue en négligeant cette correction ; les précédentes analyses réalisées à $Q^2 > 1$ (GeV/c)² sous-estimaient donc la barre d'erreur sur $\frac{\Delta G}{G}$. D'un autre côté, si l'on étudie cette barre d'erreur en fonction de la coupure sur l'impulsion transverse des hadrons, on voit qu'elle est infinie sans coupure (puisque les équations 6.39 et 6.40 sont alors identiques), et tend vers l'infini quand la

coupure augmente (puisque l'on perd ainsi toute la statistique). Il existe donc une coupure optimale sur l'impulsion transverse, qui rend cette barre d'erreur minimale.

La figure 6.37 montre l'inverse de cette barre d'erreur (c'est-à-dire le produit $S\sqrt{N}$, où S est la sensibilité et N le nombre d'événements effectif de l'échantillon grand p_T) en fonction de la coupure utilisée sur $\sum p_T^2$. On voit que la coupure utilisée dans les précédentes analyses n'est effectivement pas optimale, et qu'un gain de 26% peut être obtenue sur le facteur de mérite en prenant la coupure :

$$\sum p_T^2 > 1.4(\text{GeV}/c)^2 \quad (6.42)$$

Ce gain compense la sous-estimation venant de la non prise en compte des termes correctifs de l'équation 6.41, correspondant à une diminution de 24% du facteur de mérite.

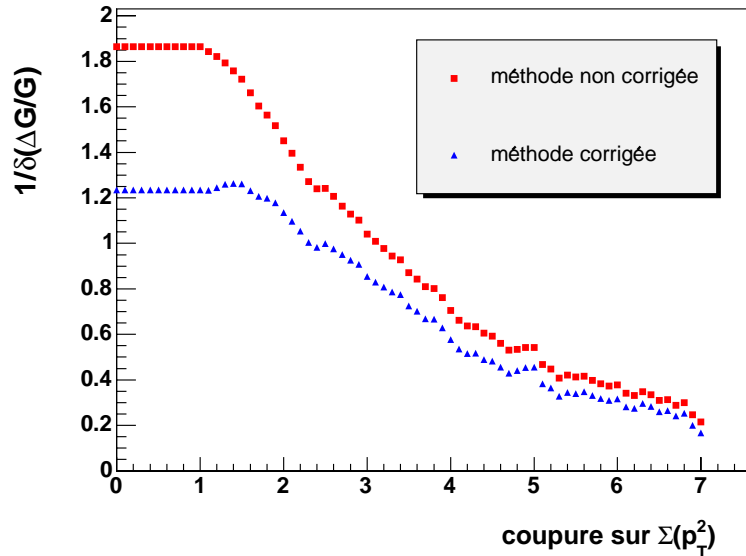


FIG. 6.37: Inverse de la barre d'erreur (statistique) sur $\frac{\Delta G}{G}$ en fonction de la coupure sur $\sum p_T^2$. On voit que la méthode non corrigée (équation 6.40 en remplaçant directement $\frac{\Delta Q}{Q}$ par A_1^{inc}) utilisée dans les précédentes analyses sous-estime cette barre d'erreur. Le plateau initial vient de la coupure $p_T > 0.7 \text{ GeV}/c$. Les valeurs sont normalisées par rapport au point à $\sum p_T^2 > 2.5 \text{ (GeV}/c)^2$ de la méthode corrigée (équation 6.41).

La figure 6.38 indique la fraction des différents processus dans les échantillons sélectionnés avec la coupure standard et optimale ; avec celle-ci, la fraction de PGF est plus petite, mais compensée par une plus grande statistique.

6.10.2 Résultats et perspectives

Les valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ obtenues pour chaque année sont résumées dans le tableau 6.9, seule l'erreur statistique étant prise en compte. On voit que les modifications que nous avons

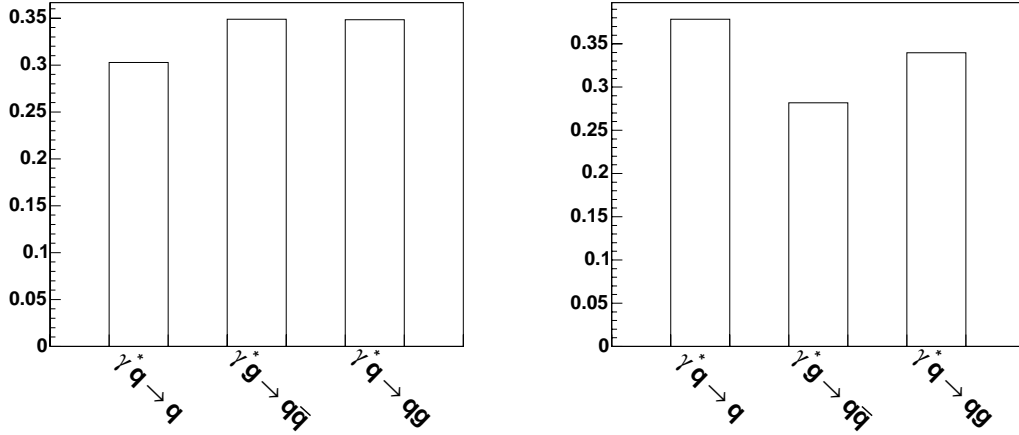


FIG. 6.38: Fraction des différents processus dans l'échantillon Monte Carlo à grand p_T et $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$. À gauche : coupure standard ; à droite : coupure optimale.

introduites dans cette sélection à $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ permettent d'obtenir une bien meilleure précision statistique que celle prévue initialement (0.15 au lieu de 0.19). Notons aussi que des études sur les erreurs systématiques expérimentales et dues au Monte Carlo ont montrées que celles-ci étaient pratiquement négligeables [87].

	2002	2003	2004	2002-2004
$\frac{\Delta G}{G}$	-0.02	0.08	0.20	0.14
$\delta(\text{stat.})$	0.49	0.28	0.20	0.15

TAB. 6.9: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ obtenues à partir de la sélection à $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$. La probabilité de compatibilité des valeurs par année est de 89%.

Pour cette sélection, on trouve :

$$\langle x_g \rangle = 0.11_{-0.05}^{+0.09} \quad \langle \mu^2 \rangle \approx 3 \text{ (GeV/c)}^2. \quad (6.43)$$

Signalons pour finir que la précision statistique de cette méthode peut être améliorée, comme pour l'analyse à petit Q^2 , en ne considérant par exemple qu'un seul hadron, ou bien en utilisant un réseau de neurones, ce dernier point étant d'ailleurs en cours de réalisation. On pourrait aussi envisager de relâcher la coupure $p_T > 0.7 \text{ GeV/c}$.

6.11 Discussion des résultats

La figure 6.39 montre une comparaison de toutes les déterminations directes de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ existantes⁹. Ces déterminations utilisent une sélection grand p_T , à tout Q^2 pour HERMES [88] (rond creux), et à $Q^2 > 1$ (GeV/c)² pour SMC [69] (carré creux). Notons que l'analyse d'HERMES ne prend en compte ni la contribution des photons résolus à l'asymétrie, ni même la contribution de la plupart de ces processus à la section efficace totale, processus qui représentent pourtant près de 50% des événements à grand p_T à l'énergie de COMPASS. Pour cette raison, l'erreur statistique fournie par cette analyse est très probablement sous-estimée. Les autres résultats viennent des analyses que nous avons détaillées dans les deux derniers chapitres, et sont tous compatibles (les résultats à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² sont néanmoins corrélés). La figure montre aussi les paramétrisations GRSV [30], obtenues à partir d'hypothèses sur l'intégrale de $\Delta G(x_g)$ à $\mu^2 = 0.40$ (GeV/c)² : polarisation maximale (GRSV-max), polarisation provenant d'études sur l'évolution en Q^2 de g_1 (GRSV-std), et polarisation minimale (GRSV-min). Les courbes représentées sur la figure correspondent à $\mu^2 = 3$ (GeV/c)², c'est-à-dire après évolution par les équations DGLAP. À cette échelle, les valeurs de ΔG correspondantes sont 2.6, 0.6 et 0.2 respectivement. Nous avons également reporté sur la figure deux paramétrisations plus récentes, AAC03 [28] et LSS01 [89], prises à $\mu^2 = 3$ (GeV/c)², et correspondant à des valeurs de ΔG de 0.80 et 0.97 respectivement. La comparaison avec toutes ces paramétrisations indique que les données de COMPASS excluent de grandes valeurs de ΔG (> 1), au profit de valeurs entre 0 et 0.5, ou bien que $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ présente un nœud vers $x_g \sim 0.1$.

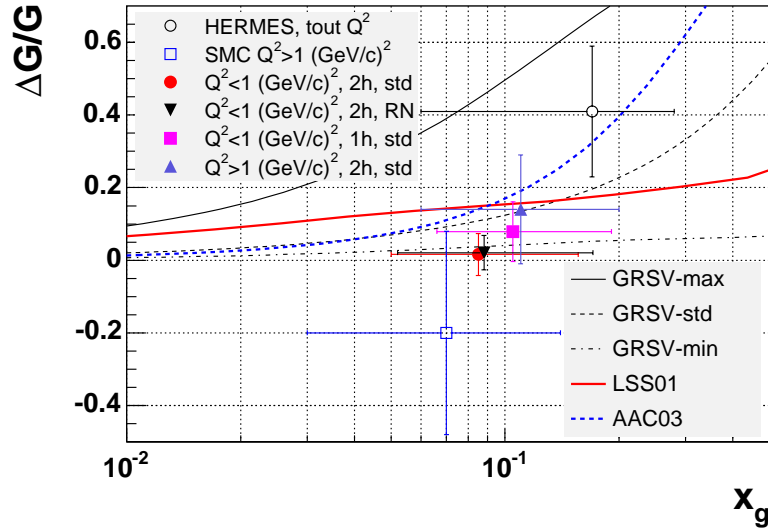


FIG. 6.39: Comparaison des déterminations directes de $\frac{\Delta G}{G}$ avec les paramétrisations GRSV (en noir), LSS01 (en rouge) et AAC03 (en bleu) ; voir texte.

⁹à l'exception de la mesure par charme ouvert de COMPASS, pour laquelle l'erreur statistique est encore très grande.

Signalons que d'autres déterminations de ΔG sont en cours sur les expériences PHENIX et STAR à RHIC (voir chapitre 1). Les résultats obtenus à partir d'analyses au NLO des données 2003 à 2005 tendent également à exclure de grandes valeurs de ΔG [35]. Cependant, ces analyses ne permettent pas encore de déterminer ΔG pour une valeur donnée de x_g , et doivent donc choisir une paramétrisation de $\Delta G(x_g)$. Aucune évaluation de l'erreur systématique associée à ce choix n'a encore été réalisée.

Nous avons vu au chapitre 1 que, dans le cadre du modèle des partons et dans certains schémas de renormalisation, il était possible de concilier la valeur expérimentale (petite) de l'élément de matrice a_0 et la valeur élevée attendue pour $\Delta\Sigma$, en introduisant une grande polarisation des gluons dans le nucléon, $\Delta G \sim 2.5$ à $\mu^2 = 3$ (GeV/c)². Les analyses présentées ici favorisant des valeurs entre 0 et 0.5, elles montrent qu'une telle conciliation n'est probablement pas envisageable, et que les quarks contribuent donc peu au spin du nucléon. D'un autre côté, cette contribution étant d'environ 20%, les résultats actuels suggèrent que les 80% manquants pourraient provenir entièrement du spin des gluons :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma(\sim 0.1) + \Delta G(\sim 0.4) + L(\sim 0) \quad (6.44)$$

Il est également envisageable que ces 80% proviennent des moments orbitaux des quarks et des gluons :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma(\sim 0.1) + \Delta G(\sim 0) + L(\sim 0.4) \quad (6.45)$$

En revanche, une compensation entre des grandes valeurs de ΔG et L est désormais improbable à $\mu^2 = 3$ (GeV/c)², et la réalité se situe vraisemblablement entre les équations 6.44 et 6.45. Rappelons pour terminer que l'analyse que nous avons réalisée à $Q^2 < 1$ (GeV/c)² est à ce jour la détermination directe la plus précise de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$. Comme nous disposons d'une grande statistique, nous allons maintenant étudier la possibilité d'extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à différentes valeurs de x_g .

Chapitre 7

Extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à différentes valeurs de x_g

Nous avons présenté dans le chapitre 6 la détermination de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$, pour une fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon $x_g = 0.085^{+0.071}_{-0.035}$. Il y a quelques années, les paramétrisations de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ prévoyaient un maximum proche de cette valeur, alors que la plupart des paramétrisations récentes suggèrent à présent que le maximum se situe à de plus grands x_g (voir figure 6.39). Le but du présent chapitre est donc d'extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à différents x_g , afin de tester les modèles existants. Ceci est particulièrement intéressant dans l'analyse à petit Q^2 , où l'on dispose d'une grande statistique, et où l'on peut donc séparer les données en plusieurs *bins* en x_g . Malheureusement, il n'est pas possible de reconstruire parfaitement x_g , car celui-ci dépend de la cinématique au niveau partonique. Améliorer cette reconstruction est un problème très compliqué, puisqu'à l'énergie de COMPASS une grande partie de l'information sur l'état partonique final est perdue pendant le processus de fragmentation. Nous verrons en section 7.1 qu'il existe cependant des solutions pour améliorer un peu cette reconstruction :

- l'utilisation d'un réseau de neurones ;
- la reconstruction de *pseudo-jets*.

Malgré tout, nous verrons que la couverture en x_g reste limitée avec les données actuelles, ce qui rend la détermination de $\Delta G = \int \Delta G(x_g) dx_g$ difficile. C'est pourquoi nous avons étudié la possibilité d'élargir le domaine en x_g lors des futures prises de données, notamment vers les grands x_g . Ceci fera l'objet de la section 7.2, dans laquelle deux solutions seront discutées :

- une diminution de l'énergie du faisceau ;
- l'utilisation du nouvel aimant de grande acceptance.

7.1 Reconstruction de x_g

Afin d'extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ à différents x_g , il est important de pouvoir reconstruire ce dernier, événement par événement. Ceci n'est malheureusement pas possible à partir des informations disponibles. En effet, pour un processus PGF, x_g s'exprime sous la forme :

$$x_g = \frac{\gamma \cdot g}{\gamma \cdot P}, \quad (7.1)$$

où γ , g et P sont les vecteurs énergie-impulsion du photon virtuel, du gluon et du nucléon respectivement. En développant, on peut donc l'exprimer sous la forme suivante :

$$x_g = \frac{Q^2 + \hat{s}}{2M\nu} = \frac{Q^2 + \nu^2 \tan(\theta_q) \tan(\theta_{\bar{q}})}{2M\nu}, \quad (7.2)$$

où \hat{s} est l'énergie dans le centre de masse, et θ_q (resp. $\theta_{\bar{q}}$) l'angle du quark (resp. de l'antiquark) par rapport à la direction du photon virtuel, dans le référentiel du laboratoire. On voit ainsi pourquoi x_g ne peut pas être reconstruit, puisque ces angles ne sont pas connus. En revanche cette expression particulière de x_g , qui ne fait intervenir que les angles des partons, permet d'en obtenir une estimation, en utilisant l'angle des deux hadrons à grand p_T , θ_{h1} et θ_{h2} ; on définit ainsi :

$$x_g^{rec} = \frac{Q^2 + \nu^2 \tan(\theta_{h1}) \tan(\theta_{h2})}{2M\nu} \quad (7.3)$$

Il est important d'apporter quelques précisions sur ces formules :

- à cause de la fragmentation, les hadrons ne partent pas dans la direction du quark, mais dans un cône autour de celle-ci, dont l'ouverture dépend de l'impulsion du quark initial, ainsi que de l'impulsion transverse acquise au cours de la fragmentation. x_g^{rec} n'est donc qu'une approximation de x_g .
- Malgré cette dispersion, on s'attendrait à ce que, en moyenne, x_g et x_g^{rec} soient les mêmes, car les hadrons sont *a priori* répartis de manière uniforme à l'intérieur du cône. Mais comme on sélectionne ceux qui ont la plus grande impulsion transverse, ils se trouvent en moyenne à un angle plus grand, d'où $\langle x_g^{rec} \rangle > \langle x_g \rangle$.
- Par ailleurs, on fait l'hypothèse, dans l'équation 7.3, que les deux hadrons à grand p_T proviennent chacun d'un des deux quarks de l'état final, et jamais du même. Ceci est une bonne approximation, comme le montre la figure 7.1 : on voit en effet que, essentiellement grâce à la coupure sur la masse invariante, les deux hadrons à grand p_T des événements PGF sélectionnés sont toujours émis dans des directions très éloignées ; la contamination par des événements où les deux hadrons proviennent du même quark est donc très faible.
- Enfin, nous insistons sur le fait que cette formule n'est valable que pour les processus PGF ; dans le cas des photons résolus, ce n'est pas l'énergie du photon qui doit entrer dans les équations 7.2 et 7.3, mais l'énergie du parton qui en a été extrait ; c'est pourquoi la formule 7.2 donne *a priori* $x_g \times x_p$, où x_p est la fraction d'impulsion du photon résolu emportée par le parton, fraction elle aussi inaccessible dans les données. En fait, cette dernière relation devient elle-même fautive pour les événements dans lesquels l'un des deux hadrons à grand p_T provient des restes du photon résolu, événements dont la

fraction n'est probablement pas négligeable. Pour toutes ces raisons, l'équation 7.3 est une approximation assez médiocre pour ces processus.

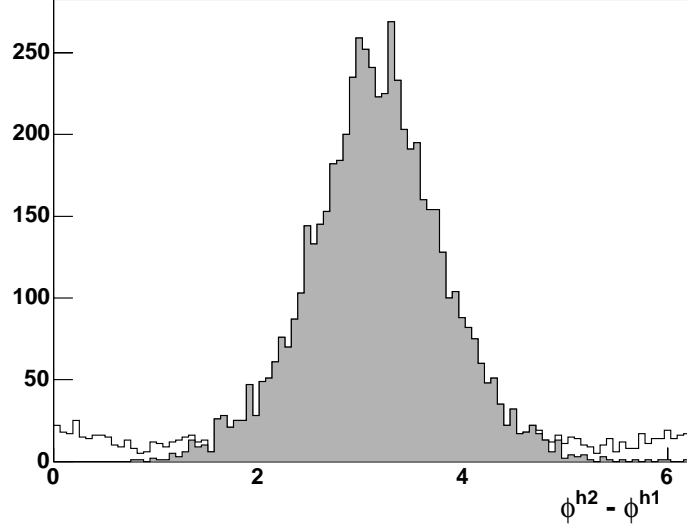


FIG. 7.1: Distributions Monte Carlo de l'angle azimuthal entre les deux hadrons à grand p_T , pour les processus PGF, avant (courbe non grisée) et après (courbe grisée) coupure sur la masse invariante. On voit que cette coupure permet d'éliminer tous les processus dans lesquels les deux hadrons à grand p_T sont pratiquement colinéaires, donc susceptibles de provenir du même quark.

Dans ce qui va suivre, nous utiliserons l'échantillon à petit Q^2 et deux hadrons, sélectionné par le réseau de neurones présenté à la section 6.7. La figure 7.2 montre la comparaison de x_g et de x_g^{rec} , pour les processus PGF de l'échantillon Monte Carlo à grand p_T . On trouve :

$$\text{corr}(x_g, x_g^{rec}) = 0.50 \quad (7.4)$$

Pour les photons résolus, la corrélation tombe à 0.13 pour les processus qg et 0.10 pour les processus gg . Si l'on diminue l'impulsion transverse acquise au cours de la fragmentation dans la simulation, en mettant k_T^{fr} à zéro (voir section 6.6.1), la corrélation passe de 0.50 à 0.79. En retirant en plus l'impulsion transverse intrinsèque dans le nucléon ($k_T^N = 0$), la corrélation monte à 0.90¹.

Bien que cette corrélation soit assez moyenne, nous pouvons malgré tout faire des *bins* en x_g^{rec} , et extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ dans chacun de ces *bins*. Le découpage utilisé est indiqué sur la figure 7.3, et les valeurs correspondantes de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ sur la figure 7.4, où l'on peut voir le chevauchement en x_g des trois *bins* utilisés (x_g est évalué en utilisant la méthode décrite en section 6.5, c'est-à-dire en pondérant les événements Monte Carlo par le produit de D^2 et de leur sensibilité à $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$) :

$$\text{méthode std :} \quad x_g^1 = 0.057_{-0.021}^{+0.051} \quad x_g^2 = 0.078_{-0.031}^{+0.052} \quad x_g^3 = 0.118_{-0.051}^{+0.085}, \quad (7.5)$$

¹et pas à 1, puisque la simulation Monte Carlo génère de toute manière une impulsion transverse au cours de la fragmentation, afin d'éviter des divergences colinéaires.

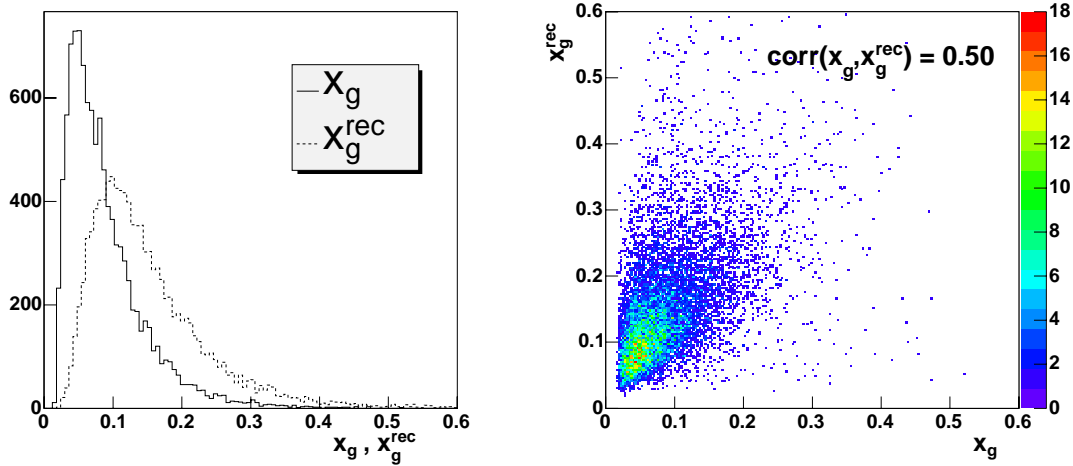


FIG. 7.2: À gauche, distributions (non pondérées) de x_g (trait plein) et x_g^{rec} (trait en pointillés) pour les événements PGF de l'échantillon Monte Carlo sélectionné par le réseau de neurones. À droite, comparaison de x_g et x_g^{rec} pour ces événements.

ainsi que la compatibilité des trois mesures. Notons que si les données permettaient de reconstruire parfaitement x_g , y compris pour les photons résolus, la simulation indique que les valeurs moyennes des trois *bins* seraient respectivement 0.038, 0.071 et 0.147. Nous voyons donc qu'il serait vraiment intéressant de pouvoir mieux estimer x_g .

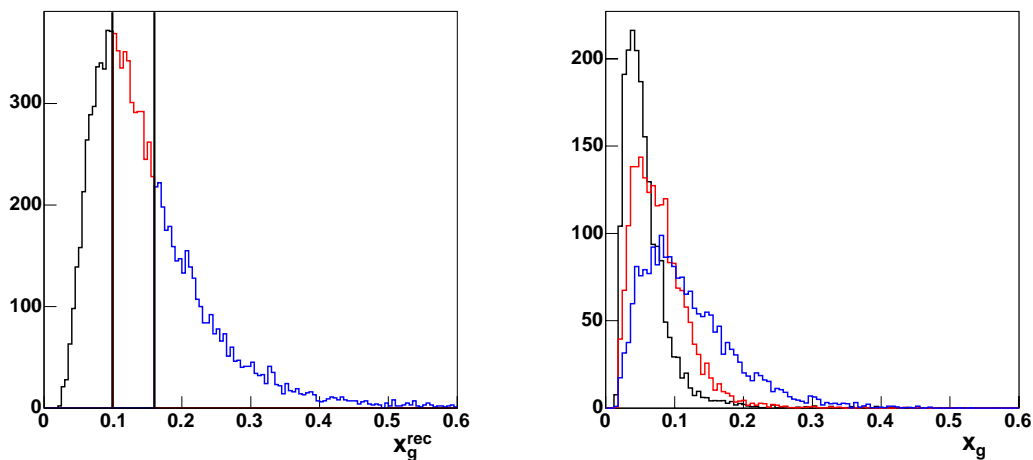


FIG. 7.3: À gauche : distribution Monte Carlo (non pondérée) de x_g^{rec} pour les processus PGF, et découpage utilisé ; les trois *bins* ne contiennent pas le même nombre d'événements, ceci pour compenser le fait que les événements à grand x_g ont un poids statistique plus faible. À droite : distributions Monte Carlo de x_g pour les trois *bins* en x_g^{rec} .

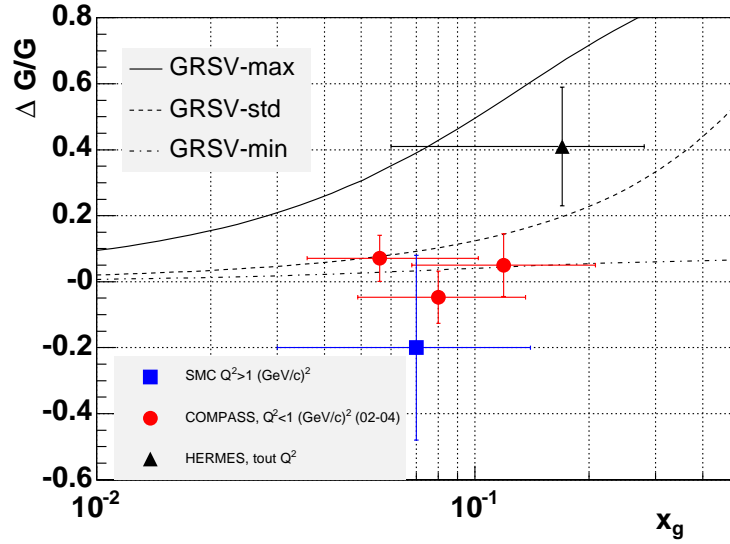


FIG. 7.4: Extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ pour les trois *bins* en x_g^{rec} , à partir de l'échantillon grand p_T petit Q^2 sélectionné par réseau de neurones. Les paramétrisations GRSV sont représentées à une échelle constante $\mu^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2$ (échelle moyenne sur tout l'échantillon), alors que les trois *bins* sont à 2.1, 2.9 et 4.4 $(\text{GeV/c})^2$ (de gauche à droite). Mais cet effet est négligeable, car la dépendance de $\frac{\Delta G}{G}$ avec l'échelle est faible.

7.1.1 Reconstruction de x_g à l'aide d'un réseau de neurones

Pour reconstruire x_g plus précisément, une première méthode consiste, là encore, à utiliser un réseau de neurones. En effet, l'estimation que nous venons de présenter ne prend en compte que l'angle des hadrons à grand p_T , alors que d'autres observables portent aussi des informations sur la cinématique partonique. Ces observables peuvent également nous renseigner sur la qualité de l'estimation de x_g par x_g^{rec} , comme illustré figure 7.5; on voit que cette estimation est d'autant meilleure que l'impulsion des hadrons est grande (puisque dans ces cas-là, l'ajout d'une impulsion transverse modifie peu l'angle). Ce genre d'information doit donc être fourni au réseau de neurones.

Le programme que nous avons utilisé pour cette étude est le même que celui présenté en section 6.7. Mais ici, le but n'est pas de séparer un signal du bruit de fond (correspondant à une réponse binaire du réseau), mais de mieux reconstruire une variable (x_g); la sortie du réseau de neurones est donc dans ce cas une valeur continue sur l'intervalle $[0,1]$. Concernant le nombre et le choix des variables d'entrées à fournir au réseau, différents tests nous ont conduits à choisir les variables suivantes : $\sum p_T^2$, p_T^{h1} , p^{h1} , z^{h1} , $z^{h1} + z^{h2}$, Q^2 , x_{Bj} et bien sûr x_g^{rec} .

L'échantillon d'apprentissage utilisé est composé de 12 000 événements (Monte Carlo) PGF à grand p_T ; nous avons également testé le réseau en ajoutant diverses fractions de processus photons résolus, mais il s'est avéré que cela nuisait aux performances du réseau, sans doute en raison de la très faible corrélation entre x_g^{rec} et x_g pour les événements photons résolus.

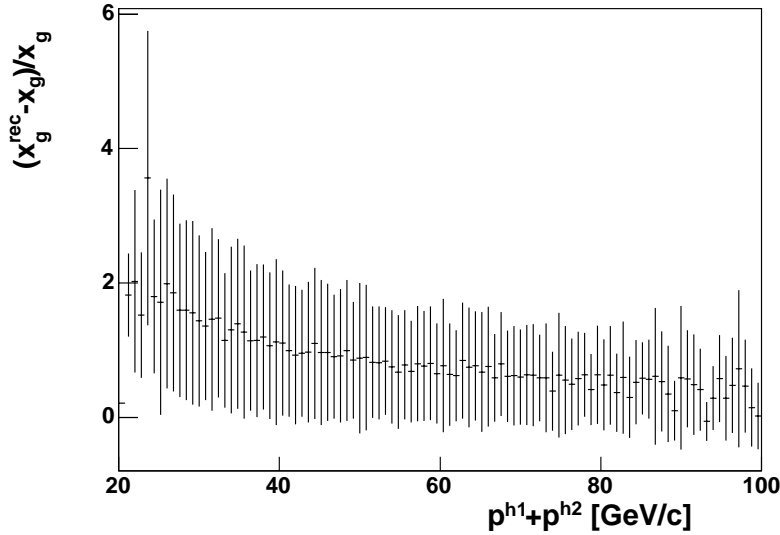


FIG. 7.5: Valeur moyenne de l'erreur faite sur l'estimation de x_g par x_g^{rec} en fonction de la somme des impulsions des deux hadrons à grand p_T ; outre une diminution nette de la moyenne, on observe aussi une diminution des barres d'erreurs, indiquant une dispersion plus petite des valeurs, c'est-à-dire une meilleure corrélation entre x_g et x_g^{rec} .

La figure 7.6(droite) montre la corrélation entre x_g et la réponse x_g^{RN1} du réseau de neurones. Nous observons un gain de 20% sur le facteur de corrélation, qui passe de 0.50 à 0.60 (de 0.13 à 0.24 et de 0.10 à 0.13 pour les processus photons résolus), ce qui montre là encore son bon fonctionnement. En revanche, la figure 7.6(gauche) montre que le réseau de neurones produit une distribution trop resserrée, alors que celle de x_g^{rec} ne l'était pas assez. Malgré le gain sur la corrélation, les valeurs moyennes de x_g dans chaque *bin* en x_g^{RN1} sont assez proches de celles obtenues avec x_g^{rec} , même si les moyennes des *bins* extrêmes sont un peu plus éloignées :

$$\text{méthode RN1 : } \quad x_g^1 = 0.055_{-0.020}^{+0.050} \quad x_g^2 = 0.078_{-0.029}^{+0.055} \quad x_g^3 = 0.120_{-0.049}^{+0.083} \quad (7.6)$$

Cette étude suggère que l'amélioration de la reconstruction de x_g n'est pas nécessairement le meilleur critère pour la séparation des *bins* : pour un événement donné, nous voulons surtout savoir dans quel *bin* il se trouve, et non pas la valeur exacte de x_g . Nous avons donc entraîné un deuxième réseau de neurones (RN2), avec pour valeur de sortie :

- 0.05 si $x_g < 0.0525$;
- 0.95 si $x_g > 0.092$;

les autres cas étant retirés de l'échantillon d'apprentissage. La figure 7.7 montre la distribution de la réponse du réseau pour les événements se trouvant dans les deux *bins* extrêmes en x_g . Là encore, le réseau semble bien fonctionner, mais les valeurs de x_g obtenues dans chacun des trois *bins* ne sont pas significativement différentes de celles du premier réseau (voir tableau 7.1).

Nous avons par la suite essayé de raffiner cette méthode, en introduisant des fonctions

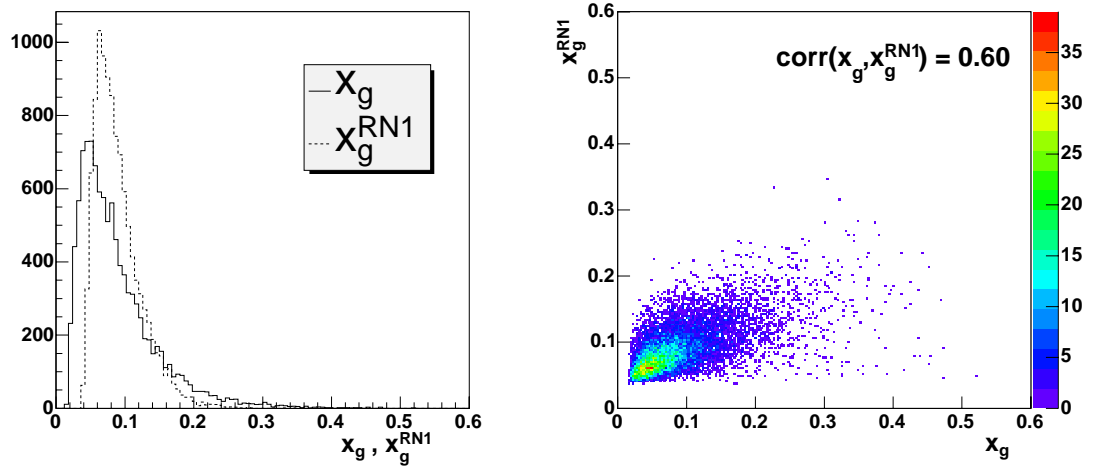


FIG. 7.6: À gauche : distributions Monte Carlo (non pondérées) de x_g (trait plein) et de la réponse du réseau de neurones x_g^{RN1} (trait en pointillés) pour les événements PGF de l'échantillon à grand p_T sélectionné par réseau de neurones. À droite : comparaison de x_g et x_g^{RN1} pour ces événements.

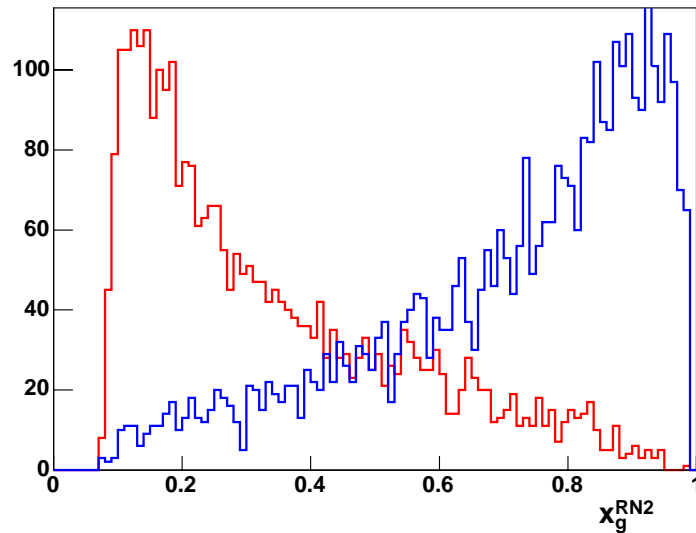


FIG. 7.7: Réponse du deuxième réseau de neurones pour les événements (Monte Carlo) PGF à $x_g < 0.0525$ (histogramme de gauche) et à $x_g > 0.092$ (histogramme de droite).

continues à la place des échelons précédents, ou en préparant un échantillon d'apprentissage ayant une distribution uniforme en x_g (ceci pour que le réseau ne soit pas sous-entraîné dans les régions à petit ou grand x_g , où le nombre d'événements est plus petit). Mais aucune amélioration n'a été observée par rapport au réseau de neurones précédent.

L'amélioration de la séparation des *bins* en x_g à l'aide d'un réseau de neurones reste donc

assez limitée, malgré une amélioration d'environ 20% sur la corrélation avec x_g . Cela signifie qu'une partie de l'information sur la cinématique partonique est irrémédiablement perdue au cours de la fragmentation, ou en tout cas qu'elle n'est pas transmise aux deux hadrons à grand p_T .

7.1.2 Reconstruction de *pseudo-jets*

Une autre possibilité pour améliorer la connaissance de x_g consiste à reconstruire des *jets* dans les événements à grand p_T , c'est-à-dire à rechercher tous les hadrons formés à partir d'un parton donné. À suffisamment grande énergie, chaque parton produit en effet un grand nombre de hadrons, émis dans un cône autour de sa direction. En sommant les impulsions de tous ces hadrons, on obtient ainsi les caractéristiques du parton initial, notamment son angle, avec une bien meilleure précision que celle obtenue en prenant un seul de ces hadrons. Cependant, à l'énergie de COMPASS, il n'y a pas de véritables jets, le nombre de hadrons produits étant réduit. De plus, l'acceptance de l'appareillage est limitée, et ne permet donc pas de les détecter tous. Malgré tout, la multiplicité moyenne des événements à grand p_T est d'environ quatre, et nous avons donc étudié la possibilité de reconstruire des *pseudo-jets* à partir de ces hadrons supplémentaires, et ainsi d'estimer x_g à partir de leurs angles θ_{PJ1} et θ_{PJ2} :

$$x_g^{PJ} = \frac{Q^2 + \nu^2 \tan(\theta_{PJ1}) \tan(\theta_{PJ2})}{2M\nu} \quad (7.7)$$

La première difficulté de cette reconstruction consiste à pouvoir associer deux hadrons à un même parton ; nous avons vu dans la section précédente que les deux hadrons à grand p_T partaient presque toujours dans des directions opposées (voir figure 7.1), et qu'ils provenaient donc de partons différents. Mais est-il facile d'associer le troisième hadron (88% des événements ont plus de deux hadrons) à l'un des deux premiers ? La réponse à cette question est fournie par la figure 7.8, qui présente la répartition angulaire du troisième hadron par rapport aux deux premiers. On voit que cette répartition n'est pas du tout isotrope, mais localisée dans deux zones distinctes, indiquant que ce hadron part préférentiellement soit avec le premier (zone en haut à gauche), soit avec le second (en bas à droite). À partir de cette observation, nous avons développé une procédure qui associe les hadrons entre eux selon un certain nombre de critères, procédure optimisée pour maximiser la corrélation entre x_g et x_g^{PJ} , mais aussi pour minimiser le chevauchement des *bins* en x_g^{PJ} . Dans cette procédure, les deux *pseudo-jets* sont construits à partir des deux hadrons à plus grand p_T (p), qui sont donc supposés provenir de partons différents (nous avons vu que cette hypothèse était très raisonnable). En pratique, nous avons observé que la reconstruction de *pseudo-jets* n'est efficace que si :

- les deux hadrons à grand p_T sont émis *suffisamment* tête-bêche ; la procédure ne considère donc que les événements pour lesquels $|\phi_{h2} - \phi_{h1} - \pi| < 2.0$ rad (115°). Comme on peut le voir sur la figure 7.1, cette condition n'exclut de la procédure qu'un nombre assez petit d'événements. Pour ceux-ci, nous avons essayé de trouver, parmi les hadrons supplémentaires, de meilleurs candidats pour le deuxième *pseudo-jet* (le premier étant

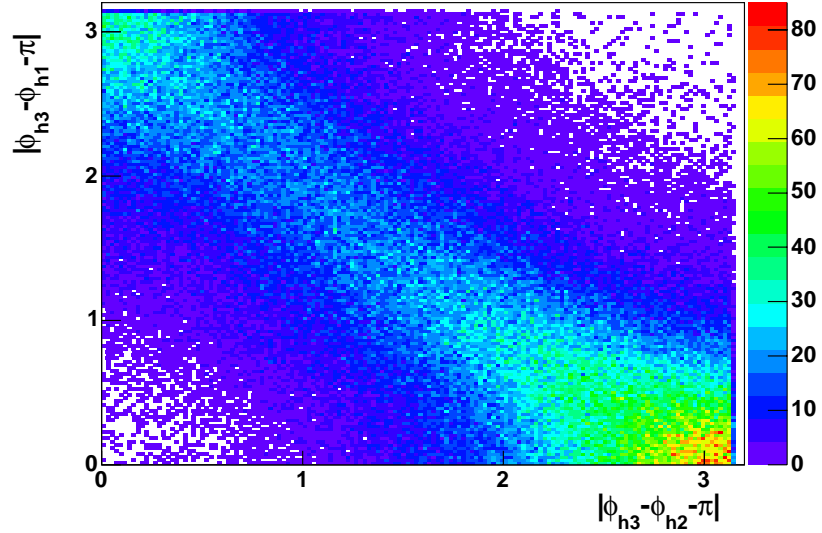


FIG. 7.8: Position en azimuth du troisième hadron à plus grand p_T en fonction des deux premiers, dans l'échantillon sélectionné par réseau de neurones (données 2004) ; la zone en haut à gauche correspond au cas où le troisième hadron part dans le même sens que le premier, et tête-bêche au deuxième, la zone en bas à droite correspond au cas inverse. La répartition non uniforme observée sur ce graphe met en évidence la présence de *pseudo-jets* dans nos données. On remarque également que le troisième hadron est majoritairement associé au deuxième plutôt qu'au premier, ce qui est assez intuitif.

déterminé par le hadron à plus grande impulsion transverse), mais l'amélioration qui en résulte est marginale ;

- la fraction d'impulsion portée par ces deux hadrons n'est pas trop élevée ; dans le cas contraire, x_g^{rec} est une bonne approximation de x_g (voir figure 7.5), et les autres hadrons n'apportent pas d'information supplémentaire. La procédure ne considère donc que les événements qui satisfont $x_F^{h1} + x_F^{h2} < 0.75$ (soit 95% de notre échantillon).

On teste alors pour chaque hadron supplémentaire h s'il est possible de l'associer à l'un des deux *pseudo-jets*, selon les critères suivants :

- le hadron h ne doit pas venir de la fragmentation de la cible, on impose donc $x_F^h > 0$ (on constate d'ailleurs que, si on inclut les hadrons à $x_F^h < 0$, on détériore la reconstruction de x_g) ;
- il doit ensuite être *suffisamment* proche de l'un des deux *pseudo-jets* : on l'associe au premier *pseudo-jet* si $\theta_{PJ1,h} < 2.4$ rad, $\theta_{PJ2,h} > 1.0$ rad et $\theta_{PJ1,h} < \theta_{PJ2,h} - 0.09$ rad, où $\theta_{PJ1,h}$ (resp. $\theta_{PJ2,h}$) est l'angle entre le hadron h et le *pseudo-jet* 1 (resp. 2). De la même manière, il est associé au deuxième *pseudo-jet* (construit à partir du deuxième hadron à plus grand p_T) si $\theta_{PJ2,h} < 2.3$ rad et $\theta_{PJ2,h} < \theta_{PJ1,h} - 0.05$ rad.

S'il est associé à un *pseudo-jet*, on ajoute alors vectoriellement son impulsion à celle du *pseudo-jet*.

Il est intéressant de noter que l'optimisation de la procédure nous a conduit à ne pas associer systématiquement un hadron à un *pseudo-jet* ; on observe en effet que ceux qui sont

perpendiculaires, en azimuth, aux deux *pseudo-jets* détériorent la reconstruction de x_g . D'une manière générale, tous les critères introduits au cours de l'optimisation sont assez intuitifs.

La figure 7.9 présente l'amélioration de la corrélation avec x_g obtenue par cette méthode, en fonction de la multiplicité des événements. Comme on pouvait s'y attendre, on voit que cette amélioration est d'autant meilleure que le nombre de hadrons est grand. La valeur, intégrée sur la multiplicité, de la corrélation avec x_g passe de 0.50 à 0.57 pour les processus PGF, et de 0.13 à 0.24 (resp. 0.10 à 0.11) pour les processus qg (resp. gg). Si l'on utilise x_g^{PJ} pour séparer les événements en trois *bins*, on trouve (voir figure 7.10) :

$$\text{méthode PJ : } \quad x_g^1 = 0.055_{-0.020}^{+0.051} \quad x_g^2 = 0.076_{-0.029}^{+0.048} \quad x_g^3 = 0.122_{-0.051}^{+0.083} \quad (7.8)$$

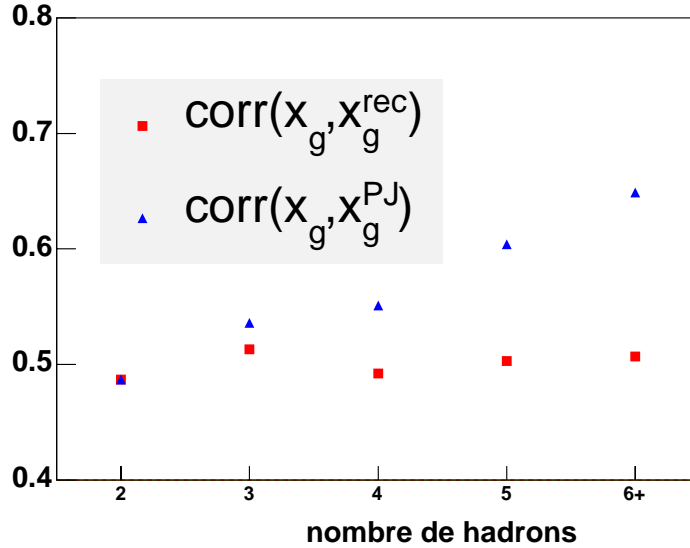


FIG. 7.9: Coefficient de corrélation entre x_g et x_g^{rec} , x_g^{PJ} en fonction du nombre de hadrons dans les événements à grand p_T (sélection par réseau de neurones). Plus ce nombre est élevé, meilleure est la reconstruction des *pseudo-jets*.

Signalons que cette reconstruction de *pseudo-jets* pourrait aussi être utilisée dans la sélection des événements à grand p_T : au lieu de ne retenir que les deux hadrons à plus grande impulsion transverse, on pourrait d'abord reconstruire des *pseudo-jets*, puis couper sur leur impulsion transverse. *A priori*, cela permettrait d'augmenter encore l'efficacité de la sélection, en récupérant des événements à grande multiplicité (puisque plus le nombre de hadrons est grand, plus leur impulsion transverse individuelle est petite), pour lesquels, par ailleurs, la reconstruction de x_g est meilleure. Cependant, on cherche à récupérer des événements PGF qui ont une valeur intermédiaire de $\sum p_T^2$ (de l'ordre de 1.5 à 2 (GeV/c)²), c'est-à-dire dans une région dominée par les processus LO et *low p_T*. Comme il n'est pas

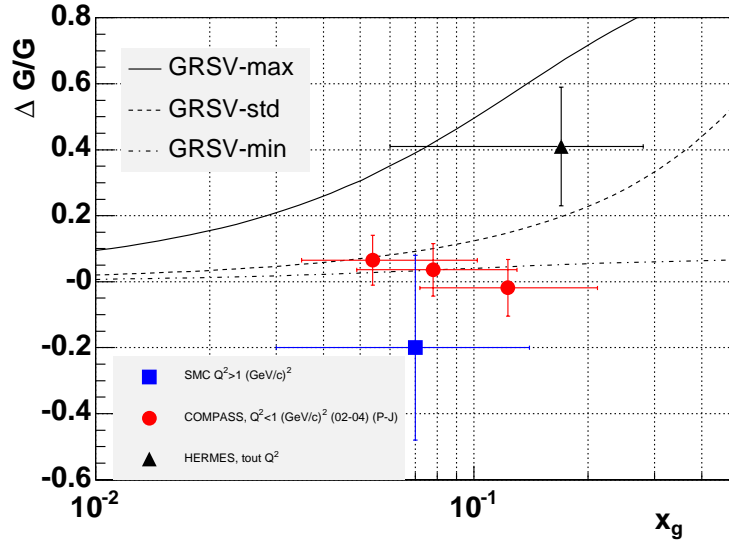


FIG. 7.10: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ pour les trois *bins* en x_g^{PJ} , avec sélection par réseau de neurones. L'échelle μ^2 dans les trois *bins* vaut respectivement 2.0, 2.8 et 4.5 (GeV/c)².

possible de déterminer si un événement contient un ou deux *pseudo-jets*, tous les processus voient leur impulsion transverse augmenter de la même manière au cours de la reconstruction de *pseudo-jets*, d'où une pureté de sélection médiocre.

7.1.3 Conclusion et perspectives sur la reconstruction de x_g

Le tableau 7.1 résume les valeurs de x_g dans chacun des *bins*, pour les différentes méthodes utilisées. On voit que l'utilisation d'un réseau de neurones pour la sélection des événements permet d'augmenter de manière non négligeable la valeur de x_g pour le dernier *bin*. Même si le gain dû à l'utilisation d'un réseau de neurones ou de *pseudo-jets* pour la reconstruction de x_g peut sembler modéré, il n'est malgré tout pas négligeable si on le compare au gain maximal (correspondant à une reconstruction parfaite de x_g , donc inaccessible). Une dernière possibilité consisterait à d'abord reconstruire des *pseudo-jets*, puis à entraîner un réseau de neurones en lui fournissant leurs caractéristiques. Comme les informations utilisées par les deux méthodes sont différentes, il est peut-être possible de combiner leur gain. Cette première étude a en tout cas permis de montrer que des *pseudo-jets* pouvaient être reconstruits aux énergies accessibles à COMPASS, et qu'ils permettaient d'obtenir des informations supplémentaires sur nos événements. D'ailleurs, l'arrivée du nouvel aimant de grande acceptance (qui augmentera la multiplicité de nos événements), de même que le développement du calorimètre électromagnétique (qui permettra d'identifier des π^0) devraient prochainement améliorer encore la reconstruction de *pseudo-jets*.

sélection des événements	reconstruction de x_g	$bin\ 1$	$bin\ 2$	$bin\ 3$
standard	standard	$0.058^{+0.052}_{-0.020}$	$0.079^{+0.054}_{-0.028}$	$0.113^{+0.074}_{-0.046}$
réseau de neurones	standard	$0.057^{+0.051}_{-0.021}$	$0.078^{+0.052}_{-0.031}$	$0.118^{+0.085}_{-0.051}$
réseau de neurones	réseau de neurones RN1	$0.055^{+0.050}_{-0.020}$	$0.078^{+0.055}_{-0.029}$	$0.120^{+0.083}_{-0.049}$
réseau de neurones	réseau de neurones RN2	$0.055^{+0.051}_{-0.020}$	$0.077^{+0.059}_{-0.030}$	$0.120^{+0.082}_{-0.047}$
réseau de neurones	<i>pseudo-jets</i>	$0.055^{+0.051}_{-0.020}$	$0.076^{+0.048}_{-0.029}$	$0.122^{+0.083}_{-0.051}$
réseau de neurones	parfaite (irréaliste)	$0.038^{+0.014}_{-0.009}$	$0.071^{+0.021}_{-0.019}$	$0.147^{+0.078}_{-0.055}$

TAB. 7.1: Valeurs de x_g obtenues dans chacun des trois *bins*, pour différentes méthodes utilisées.

7.2 Amélioration de la couverture à grand x_g pour les futures données

La couverture en x_g des données actuelles restant malgré tout limitée, il est intéressant d'étudier les différentes façons d'élargir cette couverture vers les grands x_g . Si l'on reprend l'équation 7.2 donnant l'expression de x_g , on s'aperçoit qu'il existe essentiellement deux possibilités (outre l'augmentation de Q^2) :

- diminuer l'énergie du photon virtuel ν , c'est-à-dire diminuer l'énergie du faisceau de muons. Cette possibilité peut sembler prometteuse, puisque si l'on diminue cette énergie de 160 GeV à 60 GeV (c'est-à-dire proche de l'énergie minimale), on s'attend *a priori* à augmenter $\langle x_g \rangle$ d'un facteur $160/60 \sim 2.7$;
- augmenter l'angle des quarks, et donc l'acceptance géométrique, limitée actuellement par l'aimant SMC. Sur ce point, une avancée significative devrait être obtenue par l'utilisation, dès 2006, du nouvel aimant de grande acceptance, permettant de passer d'une ouverture angulaire de 70 à 180 mrad.

Nous avons donc réalisé des simulations afin de quantifier l'effet sur x_g de ces deux modifications.

7.2.1 Effet d'une diminution de l'énergie du faisceau

L'un des avantages de COMPASS est de pouvoir disposer d'un faisceau de muons d'énergie ajustable, la ligne M2 ayant en effet été conçue pour fournir des muons entre 50 et 300 GeV. Dans un premier temps, un faisceau de 100 GeV a été simulé, pour voir si l'augmentation de $\langle x_g \rangle$ suivait bien la diminution de l'énergie du faisceau. Nous avons donc généré 500 000 événements avec PYTHIA, avec les coupures à la génération introduites dans la section 6.2, en utilisant une paramétrisation du faisceau à 100 GeV. En utilisant une sélection par réseau de neurones, nous avons obtenu :

$$\langle x_g \rangle = 0.103^{+0.080}_{-0.039}, \quad (7.9)$$

à comparer à ~ 0.136 correspondant à une augmentation dans le rapport des énergies ! En fait, il s'est avéré que, si l'énergie du photon avait bien diminué selon le facteur attendu (de 87 à 52.5 GeV, soit un facteur 1.66), cette diminution a été largement compensée par

une diminution de \hat{s} , passant de 14 à 10 (GeV/c)². Comme celui-ci peut s'exprimer en fonction des impulsions transverses des quarks de l'état final, et que nous sélectionnons la même région en impulsion transverse, cette diminution est *a priori* surprenante. Il est possible qu'elle soit due à la forte diminution de la densité de gluons à grand x_g . Signalons malgré tout que la valeur obtenue pour le troisième *bin* en x_g^{rec} est relativement élevée (voir figure 7.11 et tableau 7.2).

Puisque COMPASS peut utiliser des énergies encore plus basses, nous avons réalisé une deuxième simulation, à 60 GeV, pour laquelle nous avons obtenu :

$$\langle x_g \rangle = 0.123_{-0.039}^{+0.075} \quad (7.10)$$

Même si cette valeur ne correspond pas non plus à la valeur attendue naïvement, l'augmentation devient importante, surtout si l'on considère le troisième *bin* en x_g^{rec} (voir figure 7.11 et tableau 7.2). Malheureusement, il faut tenir compte de la dépendance de la section efficace totale de la réaction muon-deuteron avec l'énergie. Le tableau 7.2 montre en effet que le passage de 160 à 60 GeV représente une perte en statistique de plus de 70%.

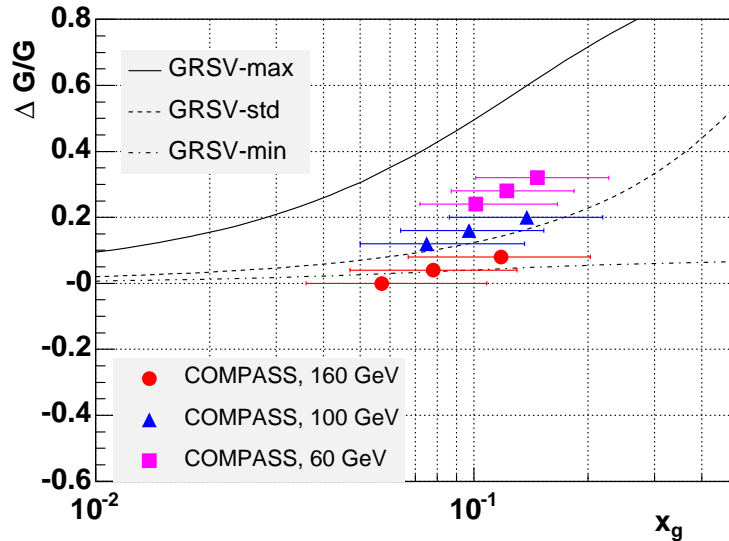


FIG. 7.11: Positions des trois *bins* en x_g^{rec} pour différentes valeurs de l'énergie du faisceau.

À l'issue de cette étude, il a donc été décidé de ne pas modifier l'énergie du faisceau pour les prochaines prises de données ; en effet, l'augmentation de x_g , même si elle est intéressante, n'est pas suffisante pour compenser les pertes attendues sur la statistique.

7.2.2 Effet du nouvel aimant COMPASS

Comme nous l'avons dit, l'utilisation du nouvel aimant COMPASS en 2006 va permettre d'atteindre de plus grandes valeurs de x_g , en reconstruisant des hadrons à plus grand

Énergie du faisceau (GeV)	160	100	60
$\langle x_g \rangle$	$0.085^{+0.083}_{-0.036}$	$0.103^{+0.080}_{-0.039}$	$0.123^{+0.075}_{-0.039}$
$\langle x_g^3 \rangle$	$0.118^{+0.085}_{-0.051}$	$0.138^{+0.081}_{-0.052}$	$0.147^{+0.080}_{-0.046}$
section efficace normalisée (PYTHIA)	1	0.59	0.29

TAB. 7.2: Valeurs moyennes de x_g pour tout l'échantillon, pour le *bin* à plus grand x_g , et section efficace totale normalisée pour les trois énergies de faisceau simulées.

angle. Les caractéristiques (géométrie, carte de champ, etc...) de ce nouvel aimant étant connues, de même que le dispositif expérimental prévu pour 2006 (incluant l'ajout d'une grande chambre à dérive pour la détection aux grands angles), une description du nouvel appareillage est déjà disponible dans COMGEANT. En utilisant cette description, nous avons généré environ 2,5 millions d'événements avec PYTHIA, pour obtenir un premier échantillon Monte Carlo à grand p_T , pour 2006. Nous avons alors obtenu :

$$\langle x_g \rangle = 0.103^{+0.094}_{-0.046}, \quad (7.11)$$

à comparer avec $0.085^{+0.071}_{-0.035}$ des données existantes ; l'augmentation de x_g est donc similaire à celle obtenue avec un faisceau de 100 GeV. Pour les valeurs de x_g dans chacun des *bins*, nous trouvons (voir figure 7.12) :

$$2006 : \quad x_g^1 = 0.071^{+0.058}_{-0.028} \quad x_g^2 = 0.099^{+0.069}_{-0.042} \quad x_g^3 = 0.135^{+0.105}_{-0.060} \quad (7.12)$$

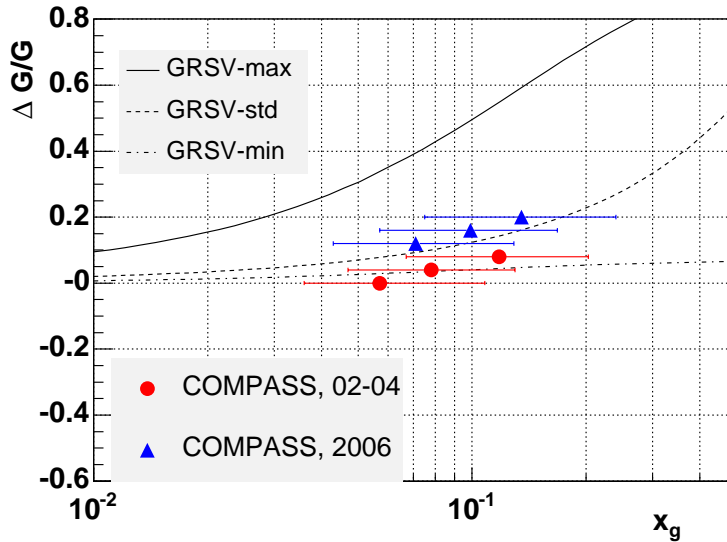


FIG. 7.12: Positions des trois *bins* en x_g^{rec} avec l'aimant SMC (données actuelles) et COMPASS (données 2006). L'utilisation des *pseudo-jets* et d'une meilleure reconstruction à grand angle permettra sans doute d'augmenter encore la valeur du troisième *bin*.

Avec le futur aimant COMPASS, la valeur de x_g pour le troisième *bin* est donc signifi-

cativement plus grande que celle obtenue avec l'aimant SMC. Elle devrait être en réalité encore plus élevée, pour plusieurs raisons :

- tout d'abord, cette étude ne prend pas en compte la reconstruction de *pseudo-jets* qui, comme nous l'avons vu, permet d'augmenter la valeur de x_g dans le dernier *bin*.
- ensuite, cette reconstruction de *pseudo-jets* devrait gagner en efficacité, l'acceptance du nouvel aimant permettant de détecter un plus grand nombre de hadrons. Nous avons observé que la multiplicité moyenne des événements à grand p_T passait en effet de quatre à cinq, d'où trois hadrons supplémentaires au lieu de deux ;
- enfin, il semble que le programme de reconstruction ne soit pas encore complètement optimisé pour les particules à très grand angle, puisqu'il a été développé pour la région couverte par l'aimant SMC. On peut donc espérer récupérer encore des événements à grand x_g .

Pour ces trois raisons, une valeur de l'ordre de 0.15 pour x_g^3 paraît tout à fait réaliste.

Par ailleurs, nous avons également montré au cours de cette étude que le gain en statistique dû à la plus grande acceptance du nouvel aimant devrait être d'environ 60% ; là encore, la reconstruction à grand angle n'étant pas optimale, ce chiffre est estimé en utilisant les événements générés (mais avec la reconstruction actuelle, le gain est déjà de 40%). Il est aussi intéressant de noter que plus de 88% des événements à grand p_T générés sont dans l'acceptance géométrique du nouvel aimant, ce qui était loin d'être le cas avec l'aimant SMC (voir figure 7.13).

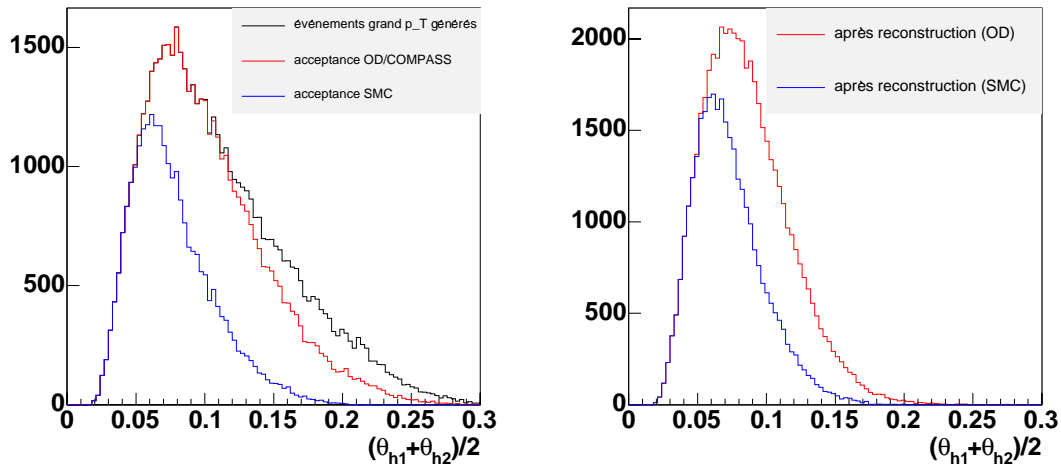


FIG. 7.13: À gauche, distribution angulaire des événements grand p_T générés sans reconstruction (en noir), avec les coupures d'acceptance géométrique de l'aimant SMC (en bleu) et OD/COMPASS (en rouge). Seuls 12% des événements générés sont en dehors de l'acceptance du nouvel aimant. À droite, idem, mais après reconstruction.

7.3 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les moyens d'améliorer la reconstruction de x_g , et aussi d'augmenter la plage couverte par les futures données. Dans le premier cas, nous avons montré qu'il était possible de reconstruire des *pseudo-jets* dans les données de COMPASS, et qu'ils pouvaient servir à améliorer notre connaissance sur la cinématique partonique. Dans le second, nous avons montré qu'une diminution de l'énergie du faisceau n'était pas intéressante, l'augmentation en x_g étant contrebalancée par une forte perte en statistique. Nous avons également quantifié l'intérêt du nouvel aimant COMPASS en terme de couverture en x_g et de gain en statistique.

Les résultats présentés sur la figure 7.10 suggèrent que COMPASS sera en mesure de distinguer les scénarios GRSV-std et GRSV-min dès 2006. Pour la première fois, une légère préférence pour le scénario GRSV-min, c'est-à-dire une polarisation quasi-nulle des gluons dans le nucléon, est néanmoins observée à partir des données 2002 à 2004.

Résumé et conclusion

Ce mémoire de thèse présente différentes études réalisées dans le cadre de l'expérience COMPASS au CERN, dont le but principal est la détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon, $\frac{\Delta G}{G}$. On mesure pour cela l'asymétrie d'hélicité du processus de fusion photon gluon, dans la diffusion de muons polarisés sur une cible de deutérons polarisés. Ce processus est sélectionné soit par production de particules charmées, soit par production de hadrons à grande impulsion transverse.

Afin de pouvoir bénéficier d'une statistique la plus élevée possible, la résolution en masse du spectromètre, ainsi que l'efficacité de reconstruction, doivent être optimales. Cela nécessite, entre autres, de réaliser un alignement *offline* suffisamment précis des quelques 200 plans de détecteurs qui composent le spectromètre. Une partie de ce travail de thèse a ainsi consisté à améliorer la qualité de l'alignement existant, notamment en réglant les problèmes de désalignement des détecteurs le long de l'axe du faisceau. Ce travail a permis d'obtenir un gain significatif sur la résolution en masse, entre 10 et 15%, tout en augmentant la statistique d'environ 5%.

Parmi les différents détecteurs utilisés, les Micromegas jouent un rôle particulièrement important, puisqu'ils assurent la détection des particules pour la reconstruction juste après la cible, là où le flux de particules est le plus intense. Ces détecteurs ont été développés et construits par le CEA-Saclay, et sont utilisés depuis 2002. La détermination de leurs performances à haut flux pendant la prise de donnée 2004 a démontré leur très bonne stabilité dans le temps : aucune détérioration n'a en effet été mise en évidence par rapport aux performances de 2002, que ce soit sur l'efficacité (96%), la résolution spatiale (92 μm) ou temporelle (9 ns). Pour la première fois, ces détecteurs ont également été testés avec un faisceau de hadrons. Nous avons montré que, moyennant une modification du mélange gazeux et de l'espace de conversion, ils pourront être utilisés avec succès pour le programme hadron de COMPASS, leurs performances restant tout à fait acceptables.

Une grande partie de ce travail de thèse a été consacrée à la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ par la production de hadrons à grande impulsion transverse à petite virtualité du photon ($Q^2 < 1 \text{ (GeV}/c)^2$). Pour cela, l'ensemble des données prises entre 2002 et 2004 par COMPASS a été analysé, afin de mesurer l'asymétrie d'hélicité des événements à grand p_T . Au cours de cette analyse, la sélection des événements a été améliorée, en utilisant notamment un réseau de neurones, permettant ainsi un gain statistique de 40%. D'autres sélections ont également été étudiées et optimisées, comme la production d'un seul hadron à grand p_T , ou

la sélection à $Q^2 > 1$ (GeV/c)². Étant donnée la grande précision statistique de cette analyse, une étude très détaillée de la fausse asymétrie expérimentale a par ailleurs été menée. Celle-ci a pu être réduite à l'aide de coupures appropriées. L'origine de la fausse asymétrie résiduelle a été identifiée (superposition des champs magnétiques de la cible et du premier aimant dipolaire), à l'aide d'une simulation comprenant plus de 100 millions d'événements. Grâce à cette simulation, il a même été possible de fournir une première estimation de la fausse asymétrie attendue en 2006, où un nouvel aimant de grande acceptation sera utilisé. À partir de la mesure des asymétries d'hélicité, une extraction de $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ a été réalisée à l'aide d'une simulation Monte Carlo. Celle-ci a permis de déterminer la fraction d'événements PGF dans les données sélectionnées (environ 30%). En utilisant cette simulation, l'asymétrie du bruit de fond physique a aussi été estimée, incluant, pour la première fois, la contribution des photons résolus (grâce à des considérations théoriques). Cette contribution s'est avérée être petite, même si 50% des événements sélectionnés à petit Q^2 sont de type photons résolus. Enfin, les erreurs systématiques dues au Monte Carlo ont été évaluées, de même que la fraction d'impulsion moyenne x_g du nucléon portée par le gluon et l'échelle dure μ^2 de la réaction. Dans le cas de la sélection à petit Q^2 par réseau de neurones, on obtient finalement :

$$\frac{\Delta G}{G}(x_g = 0.085^{+0.083}_{-0.036}, \mu^2 \approx 3(\text{GeV}/c)^2) = 0.021 \pm 0.047(\text{stat}) \pm 0.037(\text{syst}) \quad (7.13)$$

Ce résultat est le plus précis à ce jour, et permet d'exclure de grandes valeurs de $\Delta G (> 1)$, à moins que $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ ne présente un nœud autour de 0.1.

Nous avons aussi étudié la possibilité d'extraire $\frac{\Delta G}{G}(x_g)$ pour différents intervalles en x_g . Comme la cinématique partonique n'est pas accessible dans les données, ces intervalles se recouvrent largement. Nous avons montré qu'il était possible de les séparer un peu mieux en reconstruisant des *pseudo-jets* à partir des données. Avec cette méthode, les données actuelles indiquent, pour la première fois, une légère préférence pour $\Delta G \approx 0.2$ (scénario *minimum* dans la paramétrisation GRSV) par rapport à $\Delta G \approx 0.6$ (scénario *standard*), à une échelle QCD de $\mu^2 \approx 3$ (GeV/c)². L'effet n'est cependant pas encore réellement significatif, mais l'utilisation dès 2006 du nouvel aimant de grande acceptation, dont l'effet sur le domaine en x_g couvert par les données a été quantifié, devrait permettre de trancher entre ces deux valeurs.

Près de 20 ans après le résultat de la collaboration EMC et la crise du spin, le rôle du spin des gluons dans la structure en spin du nucléon commence enfin à se préciser, notamment grâce aux données de COMPASS. Il semble désormais pratiquement exclu que la polarisation des gluons dans le nucléon soit très grande (> 1). Cela suggère que la contribution du spin des quarks est elle aussi petite, en contradiction avec la règle de somme d'Ellis-Jaffe. Il ne faudrait cependant pas conclure que nous sommes à l'aube d'une deuxième crise du spin, car les résultats actuels sont encore compatibles avec une polarisation des gluons d'environ 0.4, c'est-à-dire la totalité du spin "manquant" du nucléon :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma(\sim 0.1) + \Delta G(\sim 0.4) + L(\sim 0) \quad (7.14)$$

D'un autre côté, les données actuelles ne permettent pas non plus de rejeter une polarisation nulle, correspondant au scénario :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma(\sim 0.1) + \Delta G(\sim 0.0) + L(\sim 0.4) \quad (7.15)$$

Il est probable cependant que la réalité se situe entre ces deux scénarios. Grâce notamment aux données 2006 de COMPASS, la séparation entre les deux devrait bientôt pouvoir être affinée.

Annexe A

Asymétries grand p_T par période

Les tableaux ci-dessous présentent les asymétries mesurées par périodes de 2002, 2003 et 2004 respectivement, pour les quatre sélections utilisées, dans la configuration dite *consécutives* (std désigne la sélection standard, et RN la sélection par réseau de neurones).

période	2h,petit Q^2 ,std	2h,petit Q^2 ,RN	2h,grand Q^2 ,std	1h,petit Q^2 ,std
P2A-2	-0.05886 ± 0.05565	-0.03241 ± 0.04725	0.16307 ± 0.09664	-0.09238 ± 0.06296
P2D-3	0.06962 ± 0.07883	0.04013 ± 0.06755	0.07017 ± 0.14047	-0.07557 ± 0.08907
P2E-2	0.01939 ± 0.06666	0.01800 ± 0.05755	-0.02251 ± 0.11724	-0.05667 ± 0.07646
P2F-2	0.03299 ± 0.10569	0.05773 ± 0.09017	-0.30866 ± 0.18468	0.08178 ± 0.11842
P2Gm-2	-0.13755 ± 0.09543	-0.11685 ± 0.08110	-0.02538 ± 0.17342	0.00744 ± 0.10468
P2Gp-2	-0.10339 ± 0.13131	0.00910 ± 0.11296	-0.10349 ± 0.23667	-0.21310 ± 0.14965
2002	-0.02233 ± 0.03217	-0.00773 ± 0.02750	0.02456 ± 0.05671	-0.06018 ± 0.03635

période	2h,petit Q^2 ,std	2h,petit Q^2 ,RN	2h,grand Q^2 ,std	1h,petit Q^2 ,std
P1A-1	0.02375 ± 0.08491	0.00688 ± 0.07131	-0.05367 ± 0.12373	-0.00413 ± 0.09350
P1B-1	0.13386 ± 0.08370	0.07961 ± 0.07035	-0.11598 ± 0.11847	-0.08851 ± 0.09060
P1C-1	-0.03151 ± 0.07456	0.03995 ± 0.06278	0.03638 ± 0.10716	0.08721 ± 0.08174
P1D-1	0.07666 ± 0.07331	-0.00381 ± 0.06156	0.03860 ± 0.10493	0.15853 ± 0.08097
P1E-1	0.04498 ± 0.05374	0.00750 ± 0.04505	0.05418 ± 0.07414	0.08368 ± 0.05925
P1F-1	0.11928 ± 0.06690	0.06932 ± 0.05554	0.14112 ± 0.08841	-0.00378 ± 0.07221
P1I-3	-0.01664 ± 0.06364	-0.07117 ± 0.05341	-0.07047 ± 0.08570	-0.03719 ± 0.06925
P1J-2	-0.06157 ± 0.04950	-0.03110 ± 0.04115	0.00232 ± 0.06539	-0.06317 ± 0.05368
2003	0.02349 ± 0.02311	0.00352 ± 0.01933	0.01384 ± 0.03171	0.01235 ± 0.02523

période	2h,petit Q^2 ,std	2h,petit Q^2 ,RN	2h,grand Q^2 ,std	1h,petit Q^2 ,std
W22-2	0.03235 ± 0.04926	-0.00414 ± 0.04196	-0.12043 ± 0.06671	-0.03164 ± 0.05369
W23-3	-0.02828 ± 0.06353	0.01916 ± 0.05373	-0.11640 ± 0.08770	-0.05405 ± 0.06946
W26-2	-0.02666 ± 0.06016	-0.02867 ± 0.05098	-0.08644 ± 0.08054	-0.11219 ± 0.06492
W27-2	0.06406 ± 0.07671	0.08268 ± 0.06445	-0.03366 ± 0.10221	0.11980 ± 0.08303
W28-2	0.01754 ± 0.07974	0.03322 ± 0.06680	0.09472 ± 0.10312	0.05763 ± 0.08656
W29-1	-0.02607 ± 0.07810	-0.02695 ± 0.06535	-0.09178 ± 0.10060	0.02669 ± 0.08449
W30-2	0.11389 ± 0.06408	0.08569 ± 0.05341	0.07813 ± 0.08377	0.02335 ± 0.06876
W31-2	-0.01801 ± 0.06496	-0.05416 ± 0.05405	0.20967 ± 0.08488	-0.03266 ± 0.06967
W32-2	0.04625 ± 0.05687	0.03468 ± 0.04739	0.02428 ± 0.07416	0.00331 ± 0.06077
W37-3	-0.01598 ± 0.05138	-0.01718 ± 0.04378	0.03947 ± 0.06893	0.03421 ± 0.05596
W38-2	-0.04210 ± 0.04604	-0.01832 ± 0.03873	-0.00088 ± 0.06083	$4.533e-05 \pm 0.04974$
W39-2	-0.04718 ± 0.06617	-0.03175 ± 0.05578	-0.00142 ± 0.08799	-0.04199 ± 0.07227
W40-3	0.04004 ± 0.08225	0.07586 ± 0.06936	0.05143 ± 0.10890	0.09161 ± 0.08936
2004	0.00445 ± 0.01704	0.00528 ± 0.01435	-0.00103 ± 0.02261	-0.00221 ± 0.01845
2002-2004	0.00600 ± 0.01261	0.00280 ± 0.01063	0.00594 ± 0.01751	-0.00620 ± 0.01378

Annexe B

Comparaison entre données et simulation pour la sélection par réseau de neurones

Les figures ci-dessous indiquent que l'accord entre les données et la simulation, pour une sélection par réseau de neurones à petit Q^2 , est satisfaisant. Comme dans la sélection standard, on note cependant un excès de données à grande impulsion, essentiellement pour le deuxième hadron.

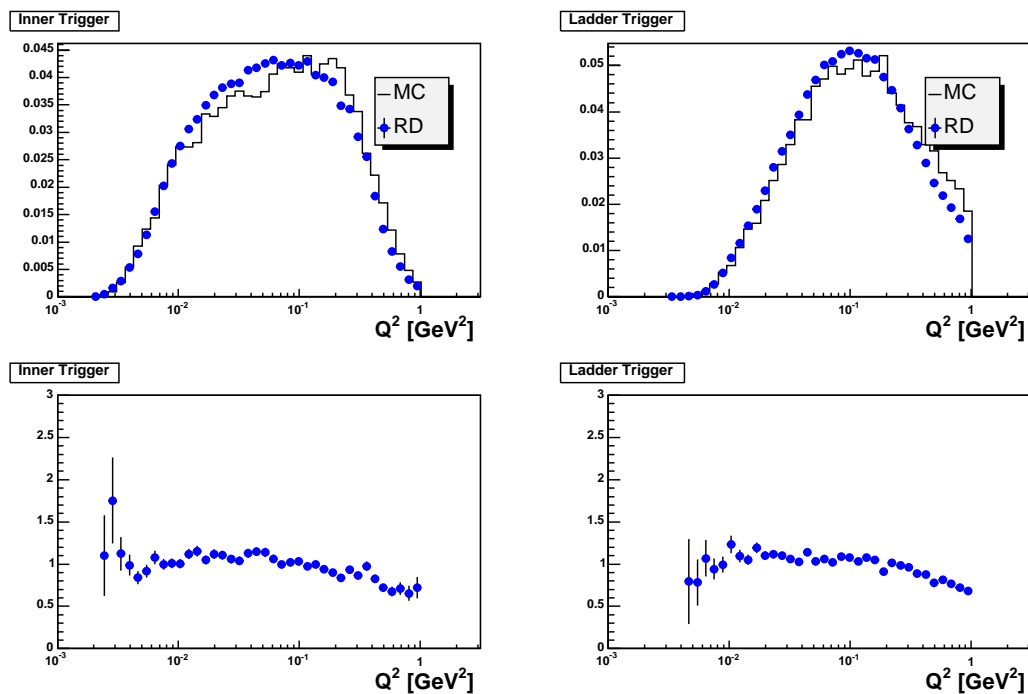


FIG. B.1: Comparaison des distributions de Q^2 dans les données et dans la simulation, pour les deux systèmes de *trigger* utilisés.

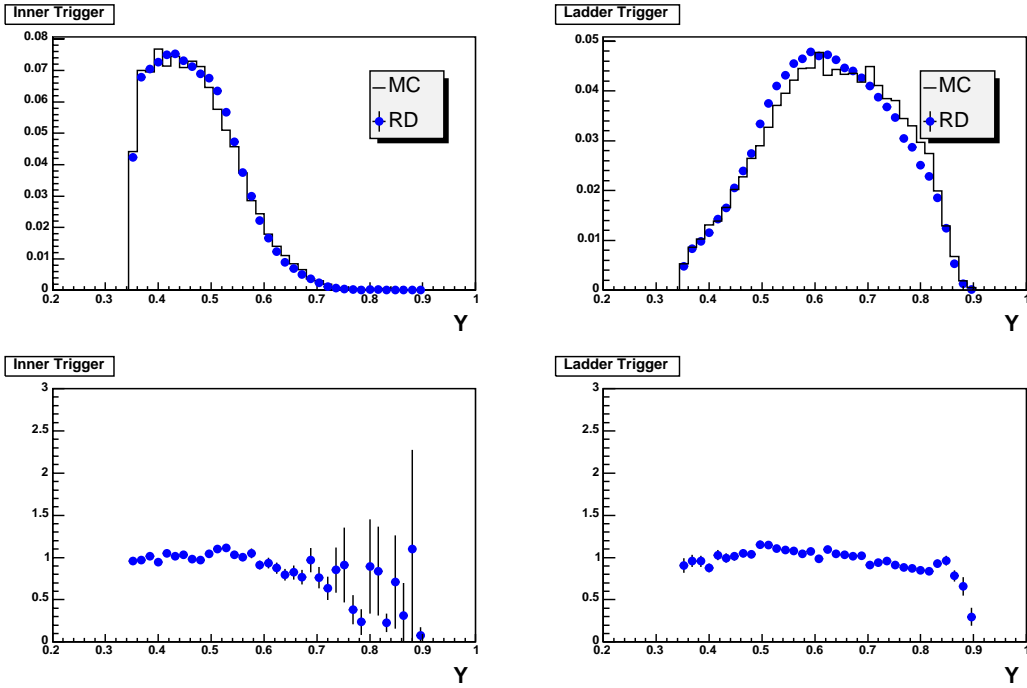


FIG. B.2: Comparaison des distributions de y dans les données et dans la simulation.

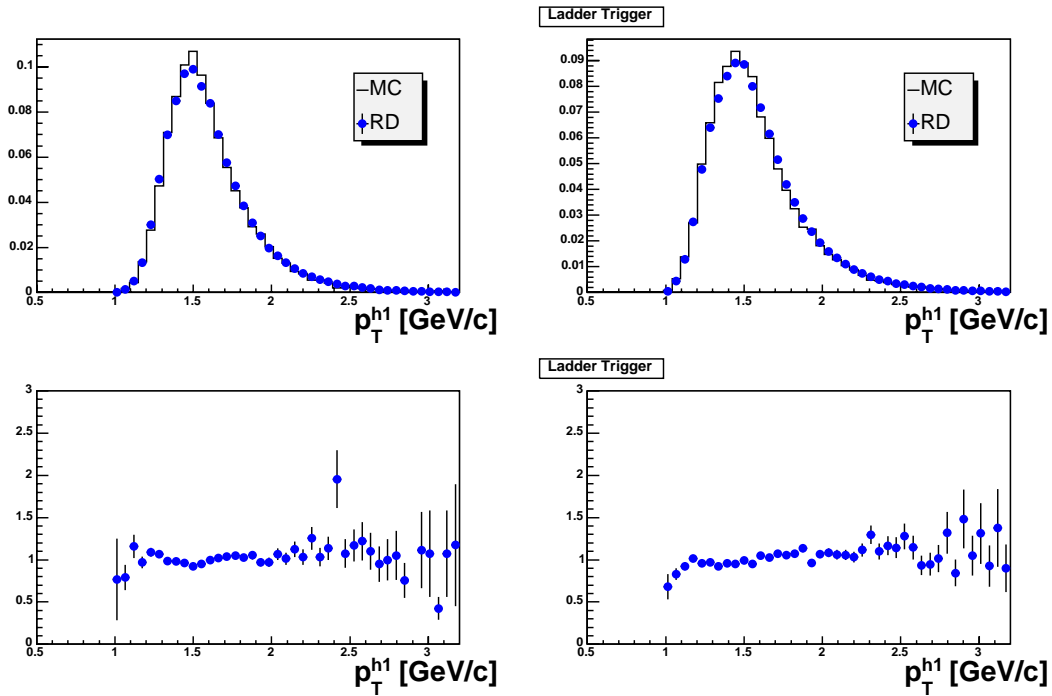


FIG. B.3: Comparaison des distributions de p_T^{h1} dans les données et dans la simulation.

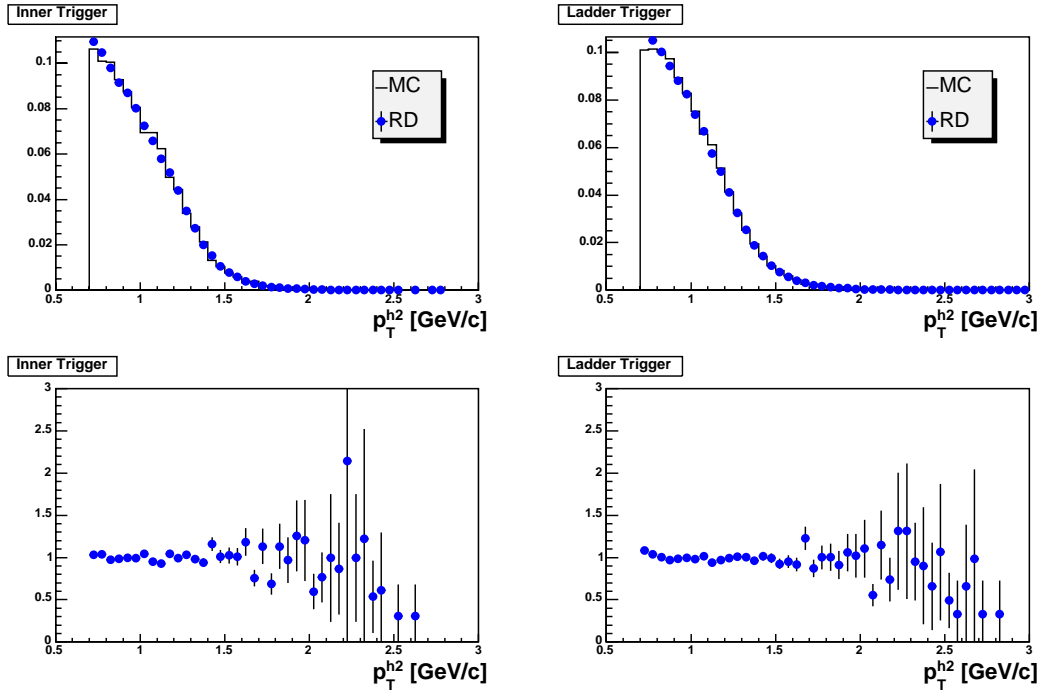


FIG. B.4: Comparaison des distributions de p_T^{h2} dans les données et dans la simulation.

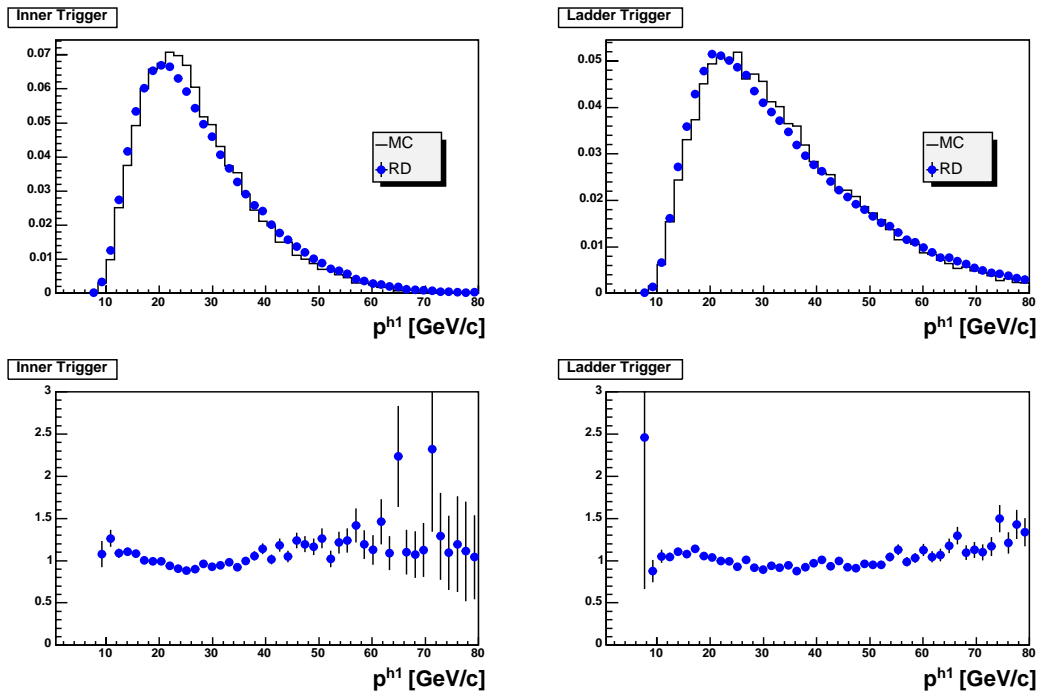


FIG. B.5: Comparaison des distributions de p^{h1} dans les données et dans la simulation.

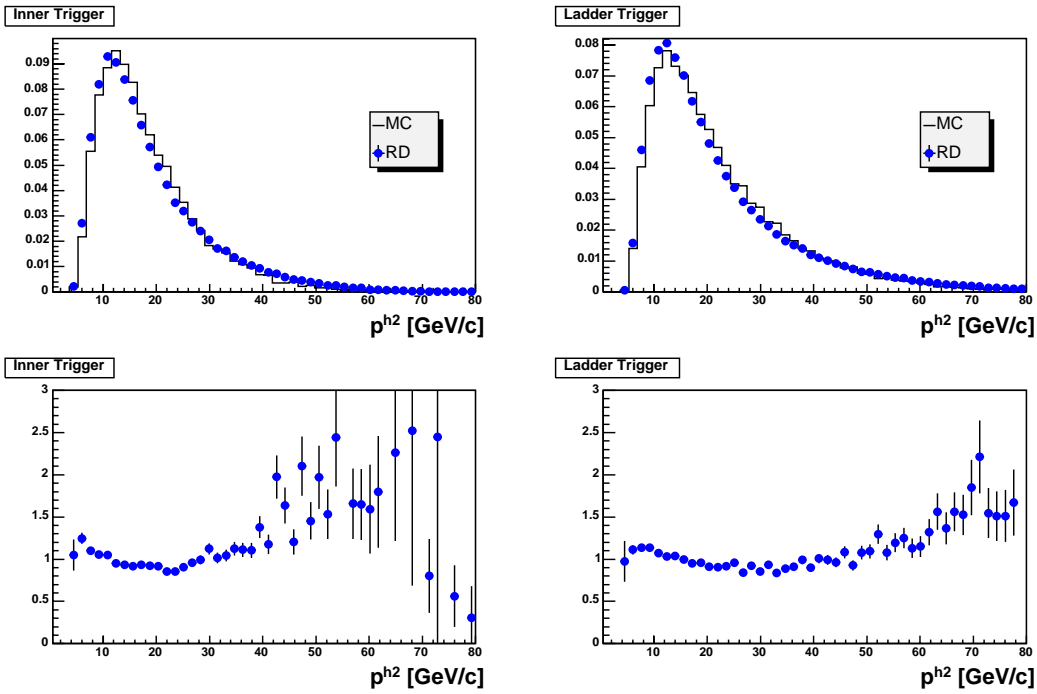


FIG. B.6: Comparaison des distributions de p^{h2} dans les données et dans la simulation.

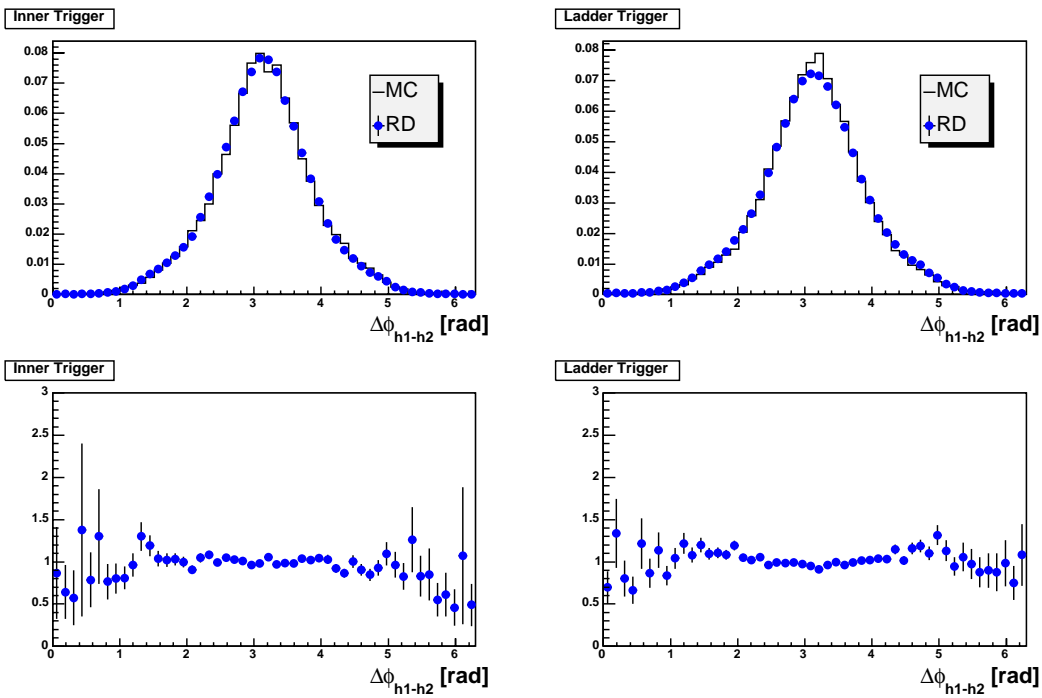


FIG. B.7: Comparaison de la distribution de l'angle azimuthal entre les deux hadrons à grand p_T dans les données et dans la simulation.

Annexe C

Comparaison entre données et simulation pour la sélection à un hadron

Les figures ci-dessous présentent la comparaison entre les données et la simulation dans le cas de l'analyse à un hadron. Un seul système de *trigger* est utilisé (*Ladder Trigger*).

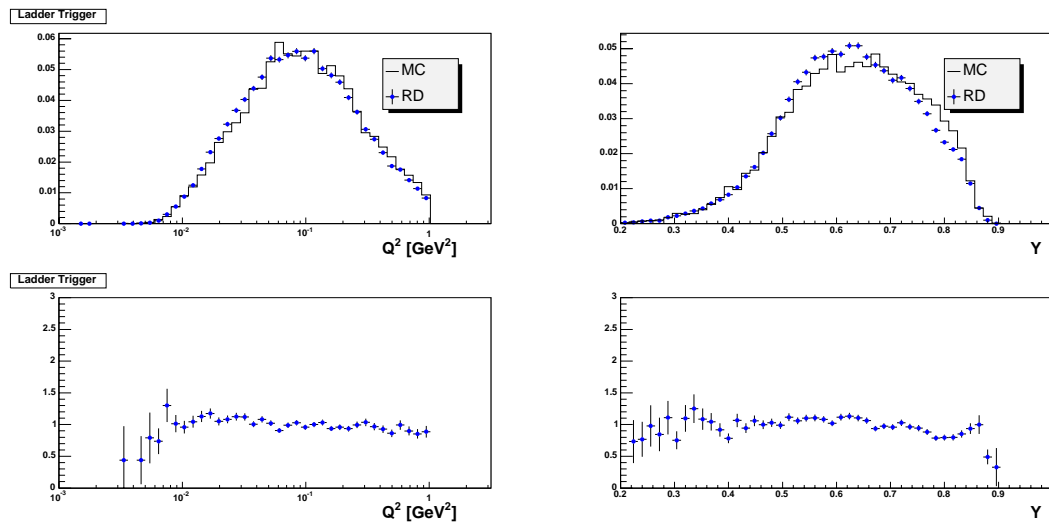


FIG. C.1: Comparaison des variables inclusives (Q^2, y) dans les données et dans la simulation.

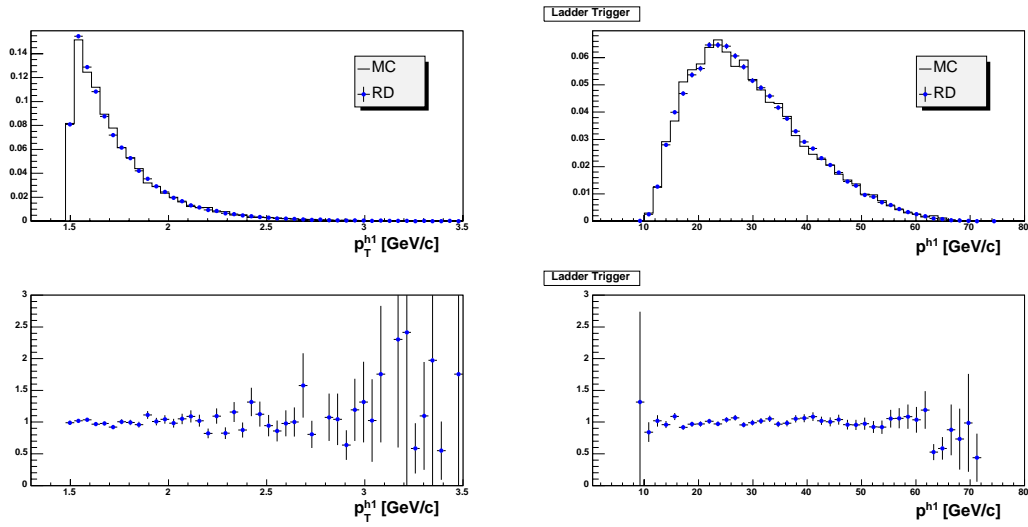


FIG. C.2: Comparaison des impulsions transverse et totale dans les données et dans la simulation.

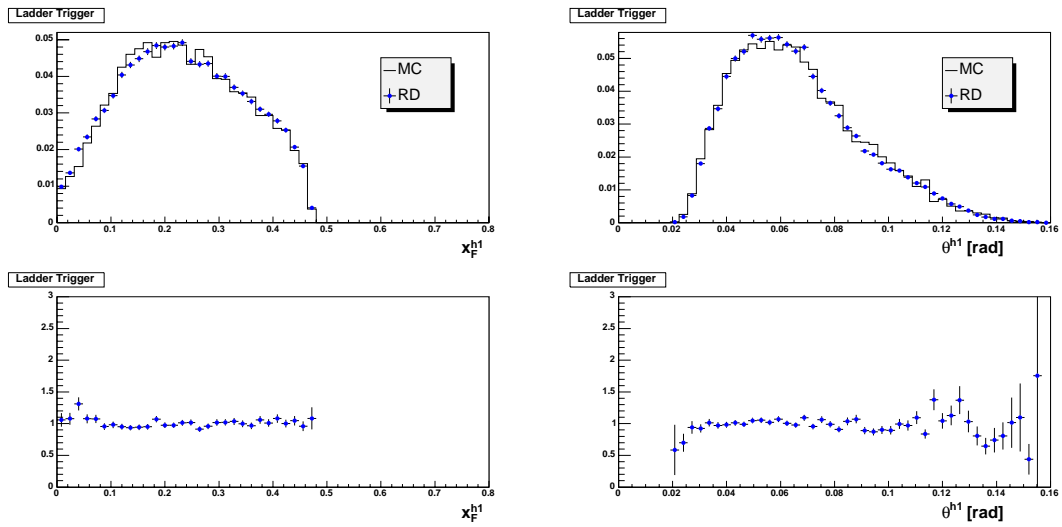


FIG. C.3: Comparaison de x_F et θ_{h1} dans les données et dans la simulation.

Bibliographie

- [1] F. Close, Rep. Prog. Phys. **42** (1979) 1285
- [2] M. Anselmino, A. Efremov et E. Leader, CERN-TH/7216/94, ou hep-ph/9501369
- [3] C.J. Callan et D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156
- [4] EMC Collaboration, J.J. Aubert *et al.*, Nucl. Phys. B **293** (1987) 740
- [5] BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti *et al.*, Phys. Lett. B **237** (1990) 599
- [6] NMC Collaboration, P. Amaudruz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2712
- [7] J.G.H. de Groot *et al.*, Z. Phys. **C1** (1979) 143
- [8] AAC, M. Hirai, S. Kumano et N. Saito, hep-ph/0603213
- [9] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 ; **15** (1972) 675 ; G. Alterelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B **216** (1977) 298 ; Y. I. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641
- [10] R.L. Jaffe et A. Manohar, Nucl. Phys. B **337** (1990) 509
- [11] A. V. Manohar, *Lecture at the Lake Louise Winter Institute*, hep-ph/9204208
- [12] J. Ellis et R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444 ; **D10** (1974) 1669
- [13] EMC Collaboration, J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. B **206** (1988) 364 ; Nucl. Phys. B **328** (1989) 1
- [14] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Rev. **D56** (1997) 5330
- [15] COMPASS Collaboration, E. S. Ageev *et al.*, Phys. Lett. B **612** (2005) 154
- [16] E142, Anthony *et al.*, Phys. Rev. **D54** (1996) 6620
- [17] E143, Abe *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 112003
- [18] E154, Abe *et al.*, Phys. Lett. B **405** (1997) 180
- [19] E155, Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **493** (2000) 19
- [20] HERMES, A. Airapetian *et al.*, Phys. Lett. B **442** (1998) 484
- [21] R. D. Ball, S. Forte et G. Ridolfi, Phys. Lett. B **378** (1996) 255
- [22] A.V. Efremov et O.V. Teryaev, Dubna report, JIN-E2-88-287 (1988)
- [23] G. Altarelli et G. Ross, Phys. Lett. B **212** (1988) 391
- [24] R.D. Carlitz, J.D. Collins et A.H. Mueller, Phys. Lett. B **214** (1988) 229
- [25] A.D. Martin *et al.*, Eur. Phys. J **C28** (2003) 455

- [26] F. James, <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [27] LSS, E. Leader, A.V. Sidorov et D.B. Stamenov, Phys. Rev. **D73** (2006) 034023
- [28] AAC, M. Hirai, S. Kumano et N. Saito, Phys. Rev. **D69** (2004) 054021
- [29] J. Bluemlein et H. Boettcher, hep-ph/0203155
- [30] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann et W. Vogelsang, Phys. Rev. **D63** (2001) 094005, ou hep-ph/0011215
- [31] M. Fontannaz, D. Schiff et B. Pire, Z. Phys. C **8** (1981) 349
- [32] A. Bravar, D. v. Harrach et A. Kotzinian, Phys. Lett. B **421** (1998) 349, ou hep-ph/9710266
- [33] C. Aidala *et al.*, *Research plan for spin physics at RHIC*, <http://spin.riken.bnl.gov/rsc/report/masterspin.pdf>.
- [34] J. Babcock *et al.*, Phys. Rev. **D19** (1979) 1483 (équivalent de Z. Phys. C **8** (1981) 349 en proton-proton)
- [35] K. Boyle, *Neutral pion double longitudinal spin asymmetry in proton-proton collisions at 200 GeV using the PHENIX detector*, PANIC05, Santa Fe, Octobre 2005
- [36] COMPASS proposal, CERN/SPSLC 96-14, <http://wwwcompass.cern.ch/compass/proposal/welcome.html>
- [37] S. Panebianco, *Mesure de la polarisation des gluons par l'asymétrie de spin dans la production de mésons charmés*, Thèse de Doctorat, Univ. Paris XI, 21 septembre 2005
- [38] G. Brona *et al.*, note COMPASS 2006-XX
- [39] The COMPASS experiment at CERN, article en préparation
- [40] N. Doble *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 351
- [41] L. Gatignon, <http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html>
- [42] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 363
- [43] H. Angerer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **512** (2003) 229
- [44] J. Ball *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **498** (2003) 101
- [45] A. Abragam *et al.*, Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 395
- [46] J. Bisplinghoff *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **490** (2002) 101
- [47] C. Bernet *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **536** (2005) 61
- [48] F. Sauli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **386** (1997) 531
- [49] B. Ketzer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **535** (2004) 314
- [50] E. Albrecht *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **518** (2004) 586
- [51] O. P. Gavrishchuk *et al.*, note COMPASS 2004-20
- [52] C. Bernet *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **550** (2005) 217
- [53] L. Schmitt *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 439
- [54] <http://coral.web.cern.ch/coral/>
- [55] <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html>

- [56] <http://www.desy.de/blobel/wwwmille.html>
- [57] V. Blobel, hep-ex/0208021
- [58] A. Korzenev et S. Gerassimov, communication privée
- [59] S. Koblitz, communication privée
- [60] D. Thers *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **469** (2001) 133
- [61] D. Thers, *Développement du détecteur gazeux Micromegas pour l'expérience COMPASS*, Thèse de Doctorat, Univ. Blaise Pascal, 7 décembre 2000
- [62] Y. Giomataris *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **376** (1996) 29
- [63] G. Barouch et G. Pauli, *Description of Micromegas*, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/mm/Welcome.html>
- [64] É. Delagnes *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47** (2000) 447
- [65] C. Bernet, *Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS*, Thèse de Doctorat, Univ. Paris VII, 17 mai 2004
- [66] A. Ferrero, Czechoslovak Journal of Physics, Vol **55** (2005)
- [67] F. Kunne, *Micromegas tracker in COMPASS and NA48*, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=473>
- [68] Ph. Rebourgeard, communication privée
- [69] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. **D70** (2004) 012002 ou hep-ex/0402010
- [70] J-M. Le Goff, *Asymmetry extraction*, note COMPASS 2004-3
- [71] B. Badelek et K. Gustafson, <http://wwwcompass2.cern.ch/compass/software/offline/input/dilfac/>
- [72] S. Koblitz et A. Korzenev, <http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/offline/input/stab/index.html>
- [73] G. Ingelman *et al.*, Computer Physics Commun. **101** (1997) 108
- [74] T. Sjöstrand *et al.*, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238
- [75] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [76] I. Akushevich *et al.*, hep-ph/9906408
- [77] V. Alexakhine, <http://valexakh.web.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html>
- [78] C. Bernet *et al.*, *Measurement of $\Delta G/G$ in the production of high p_T hadrons pairs at low Q^2* , note COMPASS 2005-9
- [79] T. Sjöstrand, communication privée
- [80] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 112001
- [81] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 112003
- [82] C. Bourrely, J. Soffer, F.M. Renard et P. Taxil, Phys. Report **177** (1989) 319
- [83] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Eur. Phys. J **C5** (1998) 461
- [84] M. Glück, E. Reya et I. Schienbein, Phys. Rev. **D60** (1999) 054019
- [85] M. Glück, E. Reya et C. Sieg, Eur. Phys. J **C20** (2001) 271
- [86] R. Sulej, <http://www.ire.pw.edu.pl/rsulej/NetMaker/>

- [87] S. Hedicke, *Determination of the Gluon Polarisation in the Nucleon using Hadron Pairs with High Transverse Momentum at COMPASS*, Thèse de Doctorat, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Octobre 2005
- [88] HERMES Collaboration, A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2584 ou hep-ex/9907020
- [89] LSS, E. Leader, A.V. Sidorov et D.B. Stamenov, Eur. Phys. J **C23** (2002) 479

Résumé

L'objectif principal de l'expérience COMPASS au CERN est la détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon, $\frac{\Delta G}{G}$. On mesure pour cela l'asymétrie d'hélicité du processus de fusion photon gluon, dans la diffusion de muons polarisés sur une cible de deutérons polarisés. Ce processus peut être sélectionné par la production de hadrons à grande impulsion transverse (p_T), ce qui permet de disposer d'une grande statistique. En contrepartie, la présence d'un bruit de fond physique complique l'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$. Ce mémoire de thèse présente différentes études menées afin d'optimiser la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ dans ce canal. Une étude sur l'alignement des quelques 200 plans de détection est notamment présentée, améliorant ainsi la résolution du spectromètre. Les performances des 12 détecteurs de type Micromegas ont également été déterminées au cours de la prise de données 2004. Puis, les asymétries obtenues à partir de l'analyse des données 2002 à 2004 sont calculées, pour différentes variantes de la sélection à grand p_T : production de 1 ou 2 hadrons, à petit ou grand Q^2 . Une optimisation de la sélection a aussi été développée à l'aide d'un réseau de neurones. Une étude détaillée de la fausse asymétrie expérimentale est également réalisée. L'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ est ensuite décrite, à partir de simulations Monte Carlo (utilisant PYTHIA ou LEPTO). Pour la première fois, l'asymétrie des processus dits photons résolus est estimée. Une amélioration de la reconstruction de la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon est également proposée, par la reconstruction de *pseudo-jets*. Enfin, les petites valeurs obtenues pour $\frac{\Delta G}{G}$ sont discutées, notamment en termes de contraintes sur la contribution des gluons au spin du nucléon.

Summary

The main goal of the COMPASS experiment at CERN is the determination of the gluon polarisation in the nucleon, $\frac{\Delta G}{G}$. For this, the helicity asymmetry of the photon gluon fusion process is measured, in the scattering of polarized muons on a polarised deuteron target. This process can be tagged by the production of hadrons with high transverse momentum (p_T), that allows to get a large statistics. On the other hand, a physical background remains and complicates the extraction of $\frac{\Delta G}{G}$. This PhD thesis presents different studies performed to optimize the determination of $\frac{\Delta G}{G}$ in this channel. In particular, a study of the alignment of the 200 detection planes is presented, leading to an improvement of the spectrometer resolution. Performances of the 12 Micromegas detectors have also been determined during 2004 run. Then, the asymmetries obtained in the analysis of 2002 to 2004 data are calculated, for various high p_T selections : production of 1 or 2 hadrons, at low or high Q^2 . An optimization of the selection, based on a neural network, has also been developed, and a detailed study of the experimental false asymmetry has been performed. $\frac{\Delta G}{G}$ extraction is then described, based on Monte Carlo simulations (using PYTHIA or LEPTO). For the first time, the asymmetry of the so-called resolved photon processes is estimated. An improvement on the reconstruction of nucleon momentum fraction carried by the gluon is also proposed, by reconstructing *pseudo-jets*. Finally, small values obtained for $\frac{\Delta G}{G}$ are discussed, in terms of constraints on the gluon contribution to the nucleon spin.