



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 : PARTICULES-NOYAUX-COSMOS

LABORATOIRE CEA/DSM/IRFU : SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE HADRONIQUE

SYNTHÈSE EN FRANÇAIS
de la thèse de doctorat

M. Vincent ANDRIEUX

Polarisation des quarks et des gluons dans le nucléon

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Mme Fabienne KUNNE	Docteur (CEA-Saclay, Fr.)
Président du jury :	M. Claude VALLÉE	Directeur de recherche (CNRS de Marseille, Fr.)
Rapporteurs :	M. Abhay DESHPANDE	Professeur (Stony brook, USA)
	M. Werner VOGELSANG	Professeur (Tuebingen University, De.)
Examineurs :	M. Etienne AUGÉ	Professeur (LAL-Orsay, Fr.)
	M. Franco BRADAMANTE	Professeur (Universita' degli studi di Trieste, It.)

Introduction

En 1922, l'expérience de Stern-Gerlach, construite pour tester l'hypothèse de Bohr-Sommerfeld, mit en évidence un résultat surprenant qui suggérait que les électrons se comportent comme s'ils possédaient un moment cinétique intrinsèque. En 1926, Goudsmit et Uhlenbeck ont introduit un nouveau nombre quantique pour décrire ces états : le concept de spin était né. Les nucléons (protons et neutrons), tout comme les électrons, possèdent un spin 1/2 et sont alors considérés comme des particules élémentaires.

Au fur et à mesure des années, de nombreuses particules sensibles à l'interaction forte (les hadrons) furent découvertes tandis que le nombre de leptons (particules insensibles à la force forte) resta faible (aujourd'hui, seulement six particules de ce type sont répertoriées). Ce fait suggéra l'existence d'un nombre plus restreint de particules plus fondamentales sensibles à l'interaction forte. Gell-Mann proposa en 1964, la description des hadrons comme différentes combinaisons de partons. Cependant, l'existence de gluons comme vecteur de l'interaction forte devait être postulée pour expliquer l'apparente violation du principe d'exclusion de Pauli dans le hadron Δ^{++} . Ce fut l'émergence de la chromo-dynamique quantique (CDQ).

Les quarks sont des particules de spin 1/2 et possèdent une saveur. Actuellement, six saveurs sont connues : *up*, *down*, *strange*, *charm*, *top*, *bottom*. Les quarks sont électriquement chargés et portent une fraction +2/3 de la charge électrique élémentaire, e , dans le cas des saveurs u , c , t et $-1/3e$ dans le cas d , s , b .

Dans le modèle des quarks, tous les hadrons sont décrits comme une combinaison de trois quarks (les baryons) ou d'un quark et d'un antiquark (les mésons). Le proton, dans ce cas, s'écrit comme un état uud ce qui donne une charge électrique globale $+1e$ et un spin 1/2 en utilisant l'algèbre de spin SU(2). Par conséquent, on s'attend dans ce modèle à trouver 1 pour la polarisation des quarks, $\Delta\Sigma$, qui représente la fraction du spin du proton portée par les quarks. En ajoutant des corrections relativistes, la valeur de $\Delta\Sigma$ tombe à 0,75.

Les études expérimentales de la structure en spin du nucléon furent initialisées par l'expérience E130 au SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) au début des années 1980, suivie par l'expérience EMC (European Muon Collaboration) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) au milieu des années 1980 via la mesure de diffusion profondément inélastique polarisée. Cette dernière obtint $\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,09 \pm 0,14$ à partir de l'estimation du premier moment de la fonction de structure en spin du proton Γ_1^p . Une telle valeur de $\Delta\Sigma$, compatible avec zéro, était totalement inattendue. La plus petite prédiction obtenue à partir de la règle de somme d'Ellis-Jaffe donnait $\Delta\Sigma = 0,58$. Cet écart par rapport aux mesures expérimentales fut à l'origine de ce que l'on appelle «La crise du spin». Cela a ouvert la voie à une nouvelle ère de la physique du spin et un enthousiasme à déterminer l'origine du spin du nucléon. Les résultats de EMC furent confirmés avec une précision accrue par d'autres expériences utilisant différents accélérateurs et techniques expérimentales. Cependant, une limitation toujours d'actualité dans l'extraction de $\Delta\Sigma$ réside dans l'évaluation de la contribution à Γ_1^p en dehors des plages de mesures et notamment dans le domaine à petit x .

Dans une approche plus générale, le spin du nucléon peut posséder aussi une contribution venant des gluons, ΔG , et du moment de l'ensemble de ses constituants, L_q et L_g :

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

Actuellement, les efforts expérimentaux sont dirigés vers la mesure de chacun des termes mais l'analyse présentée dans cette thèse se focalise sur les deux premières contributions, $\Delta\Sigma$ et ΔG . L'expérience COMPASS contribue à ces efforts et a réalisé une prise de données spécifique en 2011 avec un faisceau de muons polarisés à 200 GeV. Cette énergie, la plus élevée au monde en cible fixe polarisée, permet d'étendre le domaine de mesure tout en améliorant la préci-

sion statistique du domaine cinématique déjà couvert. Les résultats obtenus avec ces nouvelles données sont présentés comme suit dans le manuscrit.

Chapitre 1 : Le cadre théorique ainsi que les motivations de ce travail de recherche sont présentés. Cela inclut une brève description de la réaction de diffusion profondément inélastique polarisée, par courant neutre, ainsi que la définition des variables cinématiques et des observables telles que la fonction de structure en spin du proton, g_1^p . Son interprétation sera donnée aussi bien dans le cadre de différents modèles que dans le formalisme de l'expansion en produit d'opérateurs qui permet la formulation des règles de somme d'Ellis-Jaffe et de Bjorken.

Chapitre 2 : Une présentation succincte du dispositif expérimental utilisé pour la prise de données à 200 GeV est donnée. L'accent sera porté sur la réalisation de la polarisation du faisceau et de la cible qui sont des données primordiales à la réalisation de la mesure de la structure interne en spin du proton.

Chapitre 3 : La méthode expérimentale d'extraction de la fonction de structure en spin du proton est décrite. Nous commencerons par une étude de la stabilité de l'appareillage et de la sélection des données. Nous enchaînerons par la mesure expérimentale et les études approfondies de recherche d'effets systématiques inhérents à la mesure. Finalement les résultats seront comparés aux précédentes mesures couvrant un domaine cinématique similaire.

Chapitre 4 : Une régression au deuxième ordre de CDQ des données mondiales de g_1 , comprenant les résultats du chapitre précédent, est présentée. Nous décrivons la procédure de régression et présenterons les fonctions de distribution de partons (FDPs) obtenues. De nombreuses sources d'incertitudes intervenant dans la méthode sont étudiées et présentées. Les résultats sont finalement comparés aux résultats obtenus par différentes collaborations prenant en compte différents jeux de données. Une évaluation expérimentale du premier moment de la fonction de structure en spin du proton, du deutéron et du neutron est donnée. Dans un second temps, nous avons aussi utilisé les données sur le proton et le deutéron de l'expérience COMPASS afin d'effectuer une vérification de la règle de somme de Bjorken.

Une synthèse regroupant les points importants de chaque chapitre est fournie dans ce document en français mais le lecteur est invité à lire le document en anglais pour une approche plus détaillée du travail de thèse.

Chapitre 1 : Structure en spin du nucléon

L'expérience COMPASS utilise le canal de diffusion profondément inélastique (DPI) polarisée. Un faisceau de muons polarisés diffuse sur une cible de protons polarisés selon la relation $l + N \rightarrow l' + X$. Seules les quadri-impulsions du muon incident (k) et du muon diffusé (k') sont mesurées à l'aide du spectromètre ; le système hadronique de l'état final n'est pas considéré. On parle de réaction DPI inclusive. L'interaction s'effectue par l'échange d'un photon virtuel entre le muon et l'un des constituants du nucléon. Le diagramme de Feynmann de la réaction est représenté sur la figure 1. Deux variables sont nécessaires à la description du processus, on utilise ici -la virtualité du photon Q^2 , qui représente la résolution de la sonde électromagnétique et donnant l'échelle de l'interaction et -la variable de Bjorken x , qui mesure l'inélasticité de la réaction. Cette dernière peut aussi s'interpréter dans le référentiel d'impulsion infinie comme la fraction d'impulsion du nucléon portée par le constituant ayant interagi avec la sonde. L'expression de ces quantités est donnée par les équations 2 et 5, où P désigne la quadri-impulsion du nucléon de la cible. Théoriquement, la DPI correspond à la limite $Q^2 \rightarrow \infty$ à x fixé mais expérimentalement on considère cette limite atteinte pour $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$.

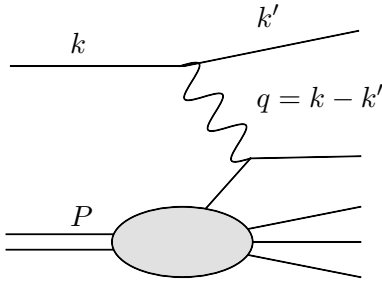


FIGURE 1 – Diagramme de DPI d'un lepton sur un nucléon : $lN \rightarrow l'X$.

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2)$$

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \stackrel{\text{lab.}}{=} E - E' \quad (3)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab.}}{=} \frac{E - E'}{E} \quad (4)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab.}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (5)$$

$$W^2 = (P + q)^2 \stackrel{\text{lab.}}{=} M^2 + \frac{Q^2(1-x)}{x} \quad (6)$$

La définition des variables cinématiques utilisées dans le manuscrit est donnée dans la table 1. La section efficace de DPI inclusive s'exprime comme la contraction d'un tenseur leptonique,

TABLE 1 – Définition des variables cinématiques utilisées dans la DPI.

Variable cinématique	Définition
E	Énergie du lepton incident
E'	Énergie du lepton diffusé
k	Quadri-impulsion du lepton incident
k'	Quadri-impulsion du lepton diffusé
q	Quadri-impulsion du photon virtuel
P	Quadri-impulsion du nucléon de la cible
Ω	Angle solide dans lequel est diffusé le lepton
Q^2	Virtualité du photon (échelle de l'interaction)
ν	Transfert d'énergie du lepton au photon virtuel γ^*
y	Fraction de l'énergie transférée du lepton au photon virtuel
x	Variable d'échelle de Bjorken (fraction de la quadri-impulsion du nucléon portée par le quark qui a interagi)
W^2	Carré de la masse invariante du système hadronique

décrivant l'émission d'un photon virtuel, avec un tenseur hadronique, décrivant son absorption par le nucléon,

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad , \quad (7)$$

où $\alpha = e^2/4\pi$ représente la constante de couplage électromagnétique. L'expression du tenseur leptonique est calculable en électrodynamique quantique tandis que celle du tenseur hadronique ne peut être que paramétrée à cause des effets non perturbatifs de l'interaction forte. On postule donc la forme la plus générale possible satisfaisant l'invariance de Lorentz, les invariances par renversement du temps et par parité ainsi que la condition de conservation du courant électromagnétique. Le tenseur hadronique s'écrit comme une somme pondérée de fonctions de structure F_1 , F_2 , g_1 et g_2 . Les deux premières sont indépendantes du spin du nucléon contrairement aux deux dernières qui en dépendent. L'accès à la structure en spin longitudinale du nucléon s'effectue donc par la mesure d'une asymétrie des sections efficaces de nucléons polarisés parallèlement $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ et anti-parallèlement $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ à la polarisation des muons,

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{(2 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{2})g_1(x, Q^2) - \gamma^2 y g_2(x, Q^2)}{x^2 y^2 F_1(x, Q^2) + x(1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4})F_2(x, Q^2)} \quad (8)$$

où $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$. À l'aide du théorème optique, on peut réexprimer cette double asymétrie de spin lepton-nucléon à l'asymétrie de spin photon virtuel-nucléon comme

$$A_{\parallel} \approx DA_1 = D \frac{g_1}{F_1} \quad , \quad (9)$$

dans le domaine cinématique de COMPASS, où D représente le transfert de polarisation du lepton au photon virtuel. La double asymétrie de spin s'exprime donc, à un facteur près, comme le rapport de la fonction de structure en spin, g_1 , et de la fonction de structure indépendante du spin, F_1 .

Ces fonctions de structure sont facilement interprétables dans le cadre du modèle des partons. Celui-ci est habituellement formulé dans le référentiel d'impulsion infinie, où le nucléon se déplace avec une très grande impulsion dans une direction donnée. Dans ce référentiel, les constituants ponctuels du nucléon sont considérés comme étant sans masse et dénués d'impulsion transverse. En invoquant la limite PI, les partons vus par la sonde apparaissent comme des particules libres selon le principe de la liberté asymptotique de l'interaction forte. Seules les particules chargées électriquement peuvent interagir avec la sonde et elles s'identifient donc aux quarks¹. Dans ce modèle, le tenseur hadronique peut s'écrire comme une somme incohérente de tenseurs élémentaires pondérés par une densité de probabilité de trouver un parton de saveur f avec un certain état de spin s et une certaine fraction d'impulsion x , note $q_f^s(x)$. De part le caractère ponctuel des partons, les tenseurs élémentaires hadroniques s'expriment de la même façon que le tenseur leptonique. Après sommation et identification, on obtient comme expression pour les fonctions de structure :

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (10)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (11)$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x) \quad (12)$$

$$g_2(x, Q^2) = 0 \quad (13)$$

1. Les gluons porteurs de l'interaction forte possèdent une charge de couleur mais sont électriquement neutres.

où $q_f(x)$ représente la densité de probabilité de trouver un quark avec une fraction d'impulsion x pour une saveur f . On appelle ces quantités les fonctions de distribution de partons (FDP). De la même façon, $\Delta q_f(x)$ représente la différence des FDP alignée et anti-alignée au spin du nucléon. Deux particularités ressortent de ce modèle. La première est liée à l'invariance d'échelle des fonctions de structure¹ qui n'est autre qu'une conséquence directe de l'hypothèse de particules libres et ponctuelles. La seconde concerne la relation de Callan-Gross, $2 \cdot x F_1(x) = F_2(x)$ dans le cas de particules de spin 1/2, et qui fut vérifiée expérimentalement par SLAC en 1970.

Cependant, on utilise généralement le modèle des partons amélioré de CDQ qui prend en compte les interactions entre les partons permettant ainsi de rendre compte du rôle des gluons et d'expliquer la violation de l'invariance d'échelle observée expérimentalement. Les conclusions précédentes restent les mêmes au premier ordre de CDQ du modèle des partons amélioré, à la différence près que les FDP affichent une dépendance en fonction de Q^2 .

Enfin, en utilisant l'approche visant à étendre les observables en produit d'opérateurs, il est possible de relier le premier moment des fonctions de structure aux éléments de matrices d'opérateurs locaux et des coefficients de Wilson. Dans ce formalisme, on peut montrer que le premier moment de la fonction de structure en spin du proton g_1^p s'exprime comme :

$$\Gamma_1(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx = \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) a_0(Q^2) + C_1^{NS}(Q^2) \left[\frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} a_8 \right] \quad , \quad (14)$$

où a_0 correspond à l'élément de matrice du proton pour le courant axial singulet de la symétrie $SU(3)_f$ de saveur, tandis que a_3 et a_8 sont les éléments de matrice du proton pour les courants axiaux non-singulets de $SU(3)_f$. Les éléments de matrice a_3 et a_8 ne dépendent pas de Q^2 dans la symétrie $SU(3)_f$ due à la conservation du courant.

En remplaçant les éléments de matrice a_3 et a_8 par leur valeur mesurée dans les désintégrations β des neutrons et des hypérons, on obtient la règle de somme d'Ellis-Jaffe :

$$\Gamma_1^p = C_1^S(Q^2) \left[\frac{3F - D + 3\Delta s}{9} \right] + C_1^{NS}(Q^2) \left[\frac{3F + D}{18} \right]. \quad (15)$$

Si on fait aussi l'hypothèse supplémentaire que la contribution du spin des quarks étranges au spin du nucléon est négligeable, alors on peut identifier le terme a_0 au terme a_8 . Dans ce cas, la règle de somme d'Ellis-Jaffe devient prédictive et on obtient

$$\Gamma_1^p = \frac{5}{36} a_8 + \frac{1}{12} a_3 = 0,188 \pm 0,004 \quad (16)$$

pour le premier moment de la structure en spin du proton ainsi que $\Delta\Sigma_{E-J} \simeq 0.6$ pour la contribution du spin des quarks au spin du proton.

La première extraction de $\Delta\Sigma$, obtenue à partir de Γ_1^p et publiée par l'expérience EMC, révélait une violation de cette règle de somme,

$$\Gamma_1^p = 0,123 \pm 0,013 \pm 0,019 \quad \text{à} \quad \langle Q^2 \rangle = 10 \text{ (GeV}/c)^2 \quad (17)$$

$$\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,09 \pm 0,14 \quad , \quad (18)$$

Cette première mesure fut à l'origine de la « crise du spin » ou de manière plus appropriée à la « surprise du spin ». En effet, en supposant la symétrie $SU(3)_f$ conservée, plusieurs possibilités contre intuitives peuvent expliquer ce résultat. Pour n'en citer que quelques-unes : on peut avoir une contribution importante et négative du spin des quarks étranges ou une contribution, elle aussi importante et négative, du spin des anti-quarks \bar{u} ou \bar{d} . Dans tous les cas, la polarisation

1. Les fonctions de structure sont indépendantes de Q^2 .

des quarks de la mer joue un rôle important dans la constitution du spin du nucléon. Une autre explication viendrait du choix du schéma de factorisation pour l'interprétation de l'observable a_0 en terme de polarisation des quarks. Dans le schéma de factorisation d'Adler-Bardeen, on a la relation

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G(Q^2) \quad , \quad (19)$$

où la polarisation des gluons pourrait écranter la contribution de la polarisation des quarks.

Si on se limite à l'hypothèse de la symétrie de saveur SU(2), il est possible d'obtenir une nouvelle règle de somme en combinant le premier moment de la fonction de structure en spin du proton et du neutron. Les éléments de matrice, a_0 et a_3 , du proton et du neutron sont invariants par symétrie d'isospin tandis que l'élément de matrice a_3 se transforme en son opposé :

$$a_0^p = a_0^n \quad (20)$$

$$a_3^p = -a_3^n \quad (21)$$

$$a_8^p = a_8^n \quad (22)$$

De plus, comme il a été mentionné plus haut, l'élément de matrice a_3 peut aussi s'obtenir à partir des mesures de désintégration β du neutron. Bjorken, en faisant l'hypothèse d'isospin, prédit la règle de somme,

$$\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6} \cdot \frac{g_A}{g_V} C_1^{NS}(Q^2) \quad (23)$$

qui porte son nom. L'hypothèse sur laquelle repose cette règle de somme est très forte, sa vérification est considérée comme un test fondamental de la CDQ.

En conséquence, COMPASS a pris des données à 200 GeV avec un faisceau de muons polarisés et une cible de protons polarisés pour améliorer la précision des jeux de données de DPI déjà existantes. Les autres données couvrant un domaine similaire ont été prises par l'expérience SMC à 190 GeV avec une luminosité plus faible et par COMPASS à 160 GeV sur une cible de protons (NH₃) et de deutérons (LiD). L'augmentation de l'énergie à 200 GeV se justifie par la volonté de vouloir apporter de nouvelles contraintes dans un domaine cinématique légèrement étendu tout en améliorant la statistique des pages de mesures existantes. Le nouveau jeu de données à 200 GeV, qui est à la base de ce travail de thèse, permet une vérification de la règle de somme de Bjorken avec une statistique mieux équilibrée entre les données proton et deutéron de COMPASS et une régression globale au deuxième ordre de CDQ des fonctions de structure en spin du proton, g_1^p , du deutéron, g_1^d , et du neutron, g_1^n .

Chapitre 2 : Expérience COMPASS

L'expérience COMPASS est une expérience sur cible fixe située au CERN sur le SPS (Super Proton Synchrotron). Elle reçoit un intense faisceau de muons polarisés par violation de parité. Les protons du faisceau primaire émis par le SPS interagissent sur une cible de Béryllium pour produire un faisceau secondaire de pions majoritairement et de kaons. Celui-ci voyage le long d'un tunnel de désintégration où les pions décroissent en paire de muons et de neutrinos. Comme les neutrinos sont toujours d'hélicité gauche et que le pion est une particule de spin zéro, les muons produits sont aussi d'hélicité gauche (entièrement polarisée) dans le référentiel du pion au repos. Cependant, l'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz et lors du passage au référentiel du laboratoire, la polarisation des muons dépend de l'impulsion de ceux-ci. Cette dépendance est illustrée sur la figure 2a.

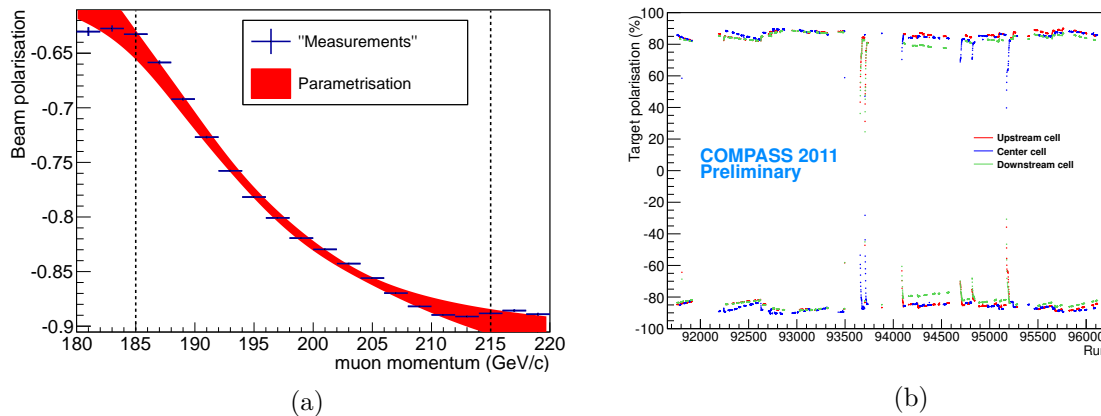


FIGURE 2 – a : Polarisation du faisceau en fonction de son impulsion. Les barres d'erreurs verticales correspondent aux incertitudes statistiques de la polarisation du faisceau pour une tranche d'impulsion (barre d'erreur horizontale). La bande rouge montre le résultat d'une régression à 95% N.C. des données Monte-Carlo par une fonction arc-tangente. b : Polarisation de la cible pour la cellule amont (rouge), aval (vert) et centrale (bleu) en fonction du numéro de run.

La cible est composée de cristaux d'ammoniac plongés dans un bain réfrigérant d' $^3\text{He}/^4\text{He}$ à ~ 50 mK. La cible est placée à l'intérieur d'un solénoïde superconducteur produisant un champ magnétique longitudinal intense et de grande homogénéité. La polarisation du matériau repose sur l'effet Zeeman et la technique de polarisation nucléaire dynamique. La cible comporte trois cellules de polarisation alternée (cf. figure 2b) pour permettre une mesure simultanée des deux états de spin et ainsi réduire les différences d'acceptance entre ces deux états. Le spectromètre est composé de deux étages incluant chacun un dipôle. Le premier étage, nommé LAS (spectromètre à grand angle), est dédié à la mesure des particules émises à grand angle et aux particules de faible impulsion. L'élément principal qui le compose est un aimant d'une ouverture de 180 mrad correspondant à l'ouverture angulaire du solénoïde.

Le deuxième étage, nommé SAS (spectromètre à petit angle), couvre une plage en impulsion allant de 5 GeV/c jusqu'à une centaine de GeV/c. Il peut détecter toutes les particules émises dans un cône de 30 mrad d'ouverture.

La reconstruction des traces des particules est effectuée dans chaque étage par une série de détecteurs regroupant plusieurs technologies adaptées au flux de particules de chaque région. La résolution spatiale et temporelle des différents détecteurs est fournie en table 2.

TABLE 2 – Segmentation de l’acceptance du spectromètre COMPASS en trois régions angulaires avec les caractéristiques des détecteurs qui les composent.

Région à très petits angles (flux maximal : $5 \cdot 10^7$ Hz/cm ²)			
Détecteurs	# de dét.	Résolution spatiale (μ m)	Résolution temporelle (ns)
Fibres scintillantes	23	120-210	0.35-0.45
Silicium à micropistes	6	8-11	2.5
Région à petits angles (flux maximal : $3 \cdot 10^5$ Hz/cm ²)			
Détecteurs	# de dét.	Résolution spatiale (μ m)	Résolution temporelle (ns)
Micromegas	12	90	9
GEM	22	70	12
Région à grands angles (flux maximal : $1 \cdot 10^4$ Hz/cm ²)			
Détecteurs	# de dét.	Résolution spatiale (μ m)	Résolution temporelle (ns)
Chambre à dérive	3	190	-
Pailles	9	190	-
MWPC	14	1600	-

Chapitre 3 : Extraction de l'asymétrie de spin et de la fonction de structure en spin longitudinal

En premier lieu, avant l'extraction de l'asymétrie de spin, la stabilité de l'appareillage est étudiée suivant plusieurs critères dans le but de minimiser l'impact de l'appareillage dans l'extraction du résultat physique. Pour cela, des variables simples de reconstruction et de pseudo-efficacité des détecteurs sont analysées sur de petits paquets déversements de faisceau de 10 s sur toute la durée de la prise de données afin d'identifier et de rejeter toutes sources de biais dans la mesure. Puis une étude de la stabilité de la reconstruction des quantités physiques (variable de Bjorken pour des événements $\mu e \rightarrow \mu e$, masse du K_0 et énergie manquante pour les événements de production de ρ exclusif) est effectuée afin de révéler des problèmes d'alignements hors-ligne des détecteurs, de calibrations ou de cartes de champs magnétiques. Ces études préliminaires se terminent par la détermination de la localisation précise de la cible ainsi que par la création de listes de périodes de prises de données affichant les mêmes caractéristiques. L'échantillon des données utilisées dans l'extraction de l'asymétrie de spin est obtenu après application de différentes coupures permettant de garantir leur caractère DPI ainsi que leur qualité (cf Table 3). Le domaine cinématique couvert par les données est représenté en fonction

TABLE 3 – Liste des sélections et taille de l'échantillon correspondant à l'application de chacune d'elles. Les deux dernières lignes indiquent la contribution de chaque déclencheur dans l'échantillon final.

Coupures	Évènements/10 ⁶	(%)
# évènements reconstruits	12940	100.00
Présence d'un vertex primaire	7921	61.21
Présence d'un muon diffusé	1955	15.10
$Q^2 > 0.9 \text{ (GeV/c)}^2$	202	1.56
Suppression des mauvais déversements	174	1.34
Suppression des données sans mesure de la polarisation de la cible	173	1.33
$ E_{\text{faisceau}} - 200\text{GeV} < 20 \text{ GeV}$	173	1.33
Particules faisceau sans impulsion reconstruite	171	1.32
$\sum_h z_h < 1$	170	1.31
$Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$	159	1.23
$0.0025 < x < 0.7$	156	1.21
$0.1 < y < 0.9$	99	0.77
Extrapolation du muon faisceau traversant toutes les cellules	96	0.74
Présence d'un vertex primaire dans le matériau de la cible	78	0.60
# évènements venant d'un mode de déclenchement purement inclusif	65	84.4
# évènements venant d'un mode de déclenchement semi-inclusif	12	15.6

de y et de Q^2 , puis de x et de y sur la figure 3.

Le nombre d'évènements obtenu pour chaque cellule de la cible est donné par

$$N_{cell} = \phi a_{cell} n_{cell} \sigma_0 (1 + P_{t_{cell}} P_b f D A_1^p), \quad (24)$$

qui dépend de l'acceptance a_{cell} , de la densité de la cible n_{cell} , de la section efficace DPI, σ_0 , ainsi que de l'asymétrie A_1^p et des facteurs dilutifs tels que la polarisation de la cible et du faisceau, du facteur de dilution, f , et du facteur de dépolarisation, D . En calculant une asymétrie de nombres d'évènements pour les différentes cellules de la cible, normalisée par les facteurs dilutifs, on obtient le terme d'asymétrie physique A_1^p . Celle-ci est déjà corrigée des effets radiatifs non

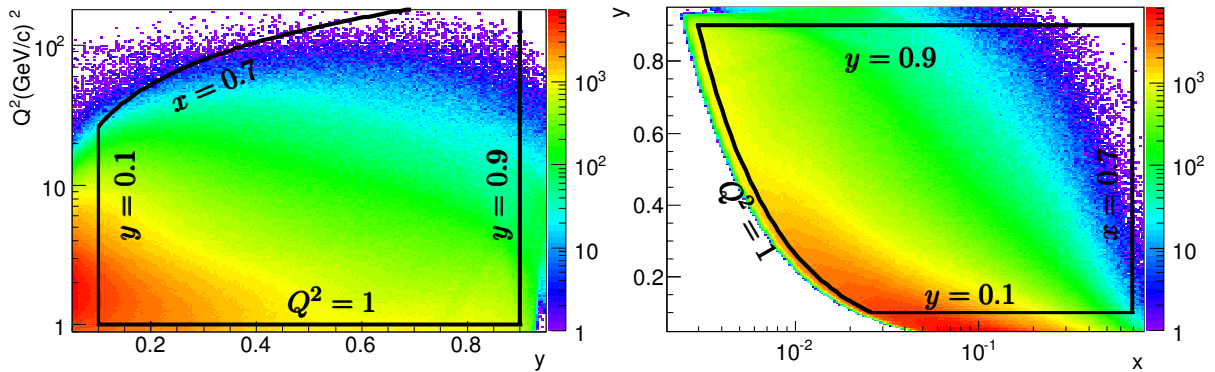


FIGURE 3 – Distributions de Q^2 vs y (gauche) et y vs x (droite). Les coupures cinématiques pour sélectionner les événements DPI sont représentées par les lignes noires.

dépendant de l'état de polarisation par un facteur de correction (calculé avec TERAD) qui est inclus dans le facteur de dilution. Après corrections des effets radiatifs dépendant de la polarisation (calculés avec POLRAD) et de la contribution de l'azote 14, on obtient l'asymétrie de spin du proton dans l'approximation de Born. Ce résultat est illustré en fonction de x au Q^2 des mesures sur la figure 4. L'asymétrie est positive sur tout le domaine en x . L'asymétrie est très grande dans la région de valence (comme attendue) et se réduit quand on s'enfonce dans la région de la mer. Les incertitudes systématiques sont représentées par la bande d'erreur en bas de la figure. Elles prennent en compte la propagation des incertitudes sur les facteurs multiplicatifs et des termes additifs de corrections ; cela comprend l'évaluation d'une possible fausse asymétrie inhérente/associée à la mesure. Cette dernière contribution est évaluée d'une part, à l'aide de données simulées (effet de migration cinématique, effet du champ de fuite du solénoïde, choix des déclencheurs) et de d'autre part, à partir de tests statistiques effectués sur les données réelles (homogénéité de la polarisation, anisotropie du spectromètre, instabilités temporelles, bruit électronique, dilatation thermique). L'erreur systématique de chacune des contributions est donnée dans la table 4 et la fraction de l'incertitude systématique totale portée pour chaque contribution est représentée sur la figure 5. La relation entre la fonction

TABLE 4 – Erreurs systématiques sur A_1 .

Erreurs multiplicatives, σ_{mult}	Polarisation du faisceau	σ_{P_b}/P_b	5%
	Polarisation de la cible	σ_{P_t}/P_t	3.5%
	Facteur de dépolarisation	$\sigma_{D(R)}/D(R)$	2 – 3 %
	Facteur de dilution	σ_f/f	2 %
Total			$\sigma_{mult} \simeq 0.07A_1^p$
Erreurs additives, σ_{add}	Asymétrie transverse	$\sigma_{\eta \cdot A_2}$	$10^{-3} - 10^{-2}$
	Corr. radiatives	σ_{ARC}	$0.1 \cdot \text{Max}(A_{RC,incl.} , A_{RC,semi-incl.}) = 10^{-5} - 10^{-3}$
	Fausse asymétrie	$\sigma_{A_{faulse}}$	$< (0.36-0.84) \cdot \sigma_{stat}$

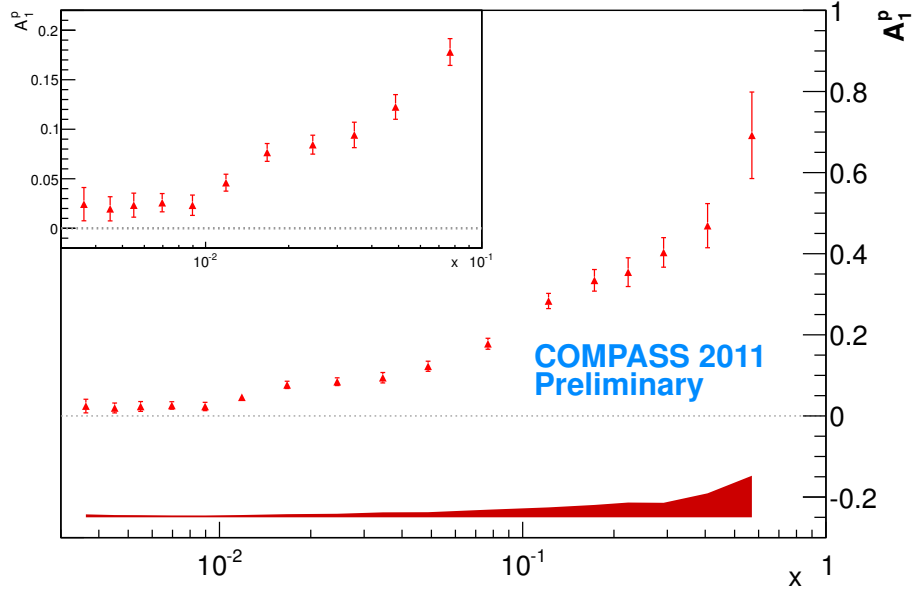


FIGURE 4 – Asymétrie A_1^p en fonction de x obtenue à partir des données COMPASS à 200 GeV. La bande rouge représente les incertitudes systématiques. L'inséré montre un zoom sur la région à petit x .

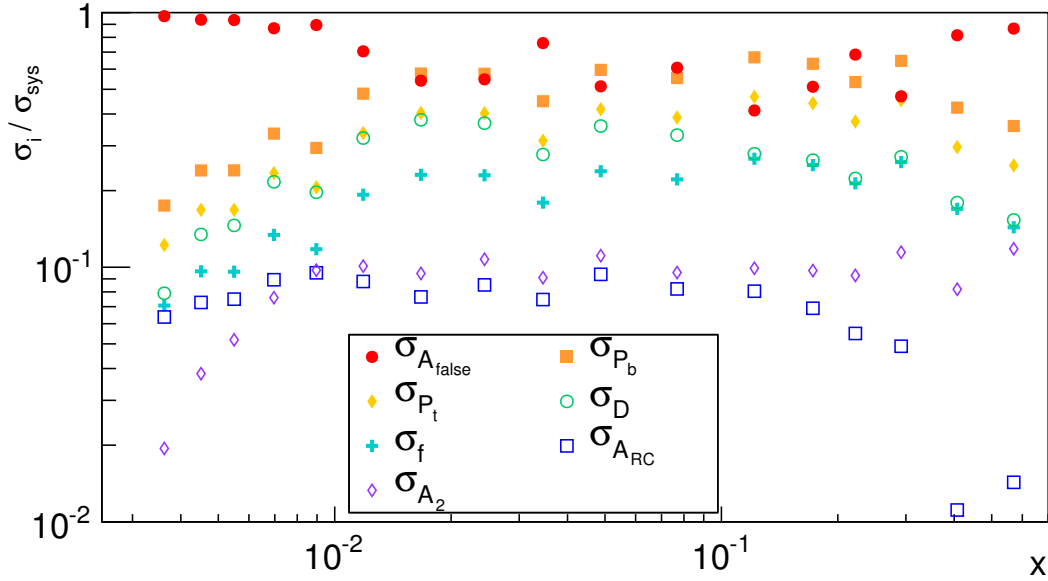


FIGURE 5 – Fraction de l'erreur systématique totale de chaque contribution.

de structure en spin du proton et la double asymétrie de spin est donnée par

$$g_1^p(x, Q^2) = \frac{F_2^p}{2 \cdot x \cdot (1 + R(x, Q^2))} \cdot A_1^p(x, Q^2), \quad (25)$$

où les fonctions de structure F_2^p et R sont évaluées aux valeurs moyennes des variables cinématiques associées aux points de mesure de l'asymétrie. La fonction de structure en spin obtenue à partir des données à 200 GeV est représentée sur la figure 6 et comparée aux précédentes mesures couvrant significativement le même domaine cinématique. Une amélioration significa-

tive de la région à petit x est réalisée grâce à ces nouvelles données et une valeur encore plus faible de x a pu être atteinte.

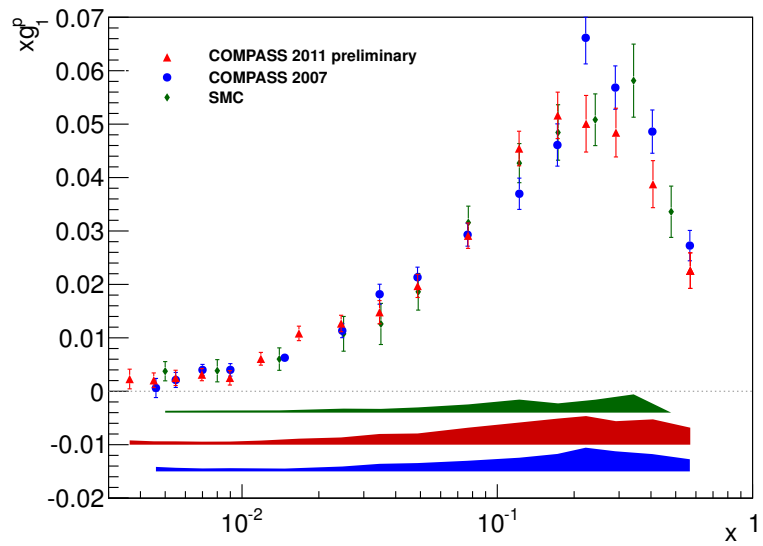


FIGURE 6 – Fonction de structure en spin longitudinal du proton $x \cdot g_1^p$ en fonction de x aux valeurs de Q^2 mesurées pour les données de COMPASS à 200 GeV (rouge), comparées aux données de COMPASS à 160 GeV (bleu), et à celles de SMC à 190 GeV (vert). Les incertitudes systématiques sont représentées par les bandes situées sous les données.

Chapitre 4 : Analyse au deuxième ordre de CDQ, extraction des FDP et de la règle de somme de Bjorken

Les FDP polarisées sont extraites à l'aide d'un programme informatique de régression des fonctions de structure en spin du proton g_1^p , deuteron g_1^d et neutron g_1^n et le point expérimental de muoproduction de charme ouvert au deuxième ordre de CDQ. Le programme fut développé au sein de l'expérience SMC. Nous avons apporté des modifications pour prendre en compte les incertitudes de normalisation des données expérimentales et avons mis à jour des informations externes d'après le statut des connaissances actuelles (FDP non polarisées, α_s , code d'évolution et le couplage axial-vecteur). La régression est effectuée dans le schéma de factorisation et de renormalisation $\overline{\text{MS}}$. Contrairement à la plupart des programmes de régression disponibles qui résolvent les équations de DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) dans l'espace de Mellin, cet algorithme calcule l'évolution en Q^2 dans une grille (x, Q^2) qui couvre le domaine cinématique des données expérimentales. Les données à la fois en classes de x et de Q^2 sont privilégiées par rapport aux données intégrées en Q^2 lorsqu'elles sont disponibles. En tout, 682 points de mesure sont pris en compte et couvrent deux ordres de grandeur en Q^2 comme en x , cf figure 7. Cependant, seulement 679 points sont retenus dans l'analyse car trois points

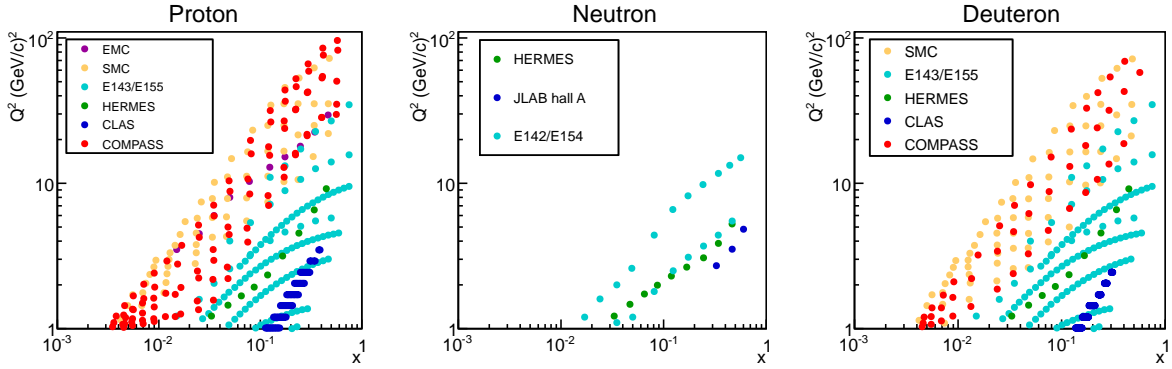


FIGURE 7 – Domaine cinématique en x et Q^2 couvert par les données g_1 utilisées dans l'analyse. Gauche à droite : proton, neutron, deuteron.

expérimentaux de l'analyse proton de CLAS sont ignorés à cause de leur large contribution en terme de χ^2 (environ 40). Au deuxième ordre de CDQ, l'expression de g_1 se lit

$$g_1^{p(n)} = \frac{1}{9} \left(C_S \otimes \Delta q_S + C_{NS} \otimes \left[\pm \frac{3}{4} \Delta q_3 + \frac{1}{4} \Delta q_8 \right] + C_g \otimes \Delta g \right) \quad (26)$$

où les combinaisons singulet et non-singulet de saveurs des FDP polarisées sont utilisées (singulet $\Delta q_S = \Delta u + \Delta d + \Delta s$, triplet $\Delta q_3 = \Delta u - \Delta d$ and octet $\Delta q_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s$, respectivement) et Δg est la distribution en spin du gluon. Toutes les quantités dépendent de x et Q^2 . Les coefficients de Wilson, C_S , C_{NS} et C_g , sont calculés au deuxième ordre de CDQ. Une fois les distributions connues à une échelle donnée Q_0^2 , la fonction de structure en spin peut être calculée à toutes les échelles Q^2 par le biais des équations de DGLAP

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \Delta q_{NS} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta P_{qq} \otimes \Delta q_{NS} \quad (27)$$

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \begin{pmatrix} \Delta q_S \\ \Delta g \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} \Delta P_{qq} & 2n_f \Delta P_{qg} \\ \Delta P_{gq} & \Delta P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Delta q_S \\ \Delta g \end{pmatrix} \quad (28)$$

où $\alpha_s(Q^2)$ représente le couplage fort, n_f est le nombre de saveurs actives et les ΔP_{ij} sont les fonctions de séparations calculées au deuxième ordre de CDQ. Les formes fonctionnelles

suivantes sont postulées à une échelle de référence Q_0^2 :

$$\Delta q_S(x, Q_0^2) = \eta_S \frac{x^{\alpha_S} (1-x)^{\beta_S} (1 + \gamma_S x + \rho_S \sqrt{x})}{\int_0^1 x^{\alpha_S} (1-x)^{\beta_S} (1 + \gamma_S x + \rho_S \sqrt{x}) dx} \quad (29)$$

$$\Delta g(x, Q_0^2) = \eta_g \frac{x^{\alpha_g} (1-x)^{\beta_g} (1 + \gamma_g x + \rho_g \sqrt{x})}{\int_0^1 x^{\alpha_g} (1-x)^{\beta_g} (1 + \gamma_g x + \rho_g \sqrt{x}) dx} \quad (30)$$

$$\Delta q_3(x, Q_0^2) = \eta_3 \frac{x^{\alpha_3} (1-x)^{\beta_3}}{\int_0^1 x^{\alpha_3} (1-x)^{\beta_3} dx} \quad (31)$$

$$\Delta q_8(x, Q_0^2) = \eta_8 \frac{x^{\alpha_8} (1-x)^{\beta_8}}{\int_0^1 x^{\alpha_8} (1-x)^{\beta_8} dx} \quad (32)$$

Au total, il y a au plus 14 paramètres libres. Afin de déterminer les FDP des quarks $u + \bar{u}$, $d + \bar{d}$ et $s + \bar{s}$ à partir des données protons et neutrons (soit des données deutérons ou ^3He), le premier moment des distributions non-singulets de $\text{SU}(3)_f$ est fixé à sa valeur obtenue par les mesures de désintégration β des neutrons et des hyperons. La valeur des paramètres est obtenue après minimisation de la fonction de χ^2 donnée en équation 33 qui tient compte des incertitudes statistiques, des incertitudes de normalisation (polarisation du faisceau et de la cible) et des contraintes de positivité.

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{N_{exp}} \left[\underbrace{\sum_{i=1}^{N_n^{\text{données}}} \left(\frac{g_1^{fit}(x_i, Q_i^2) - \mathcal{N}_n g_{1,i}^{\text{données}}}{\mathcal{N}_n \sigma_i} \right)^2}_{\text{Statistiques}} + \underbrace{\left(\frac{1 - \mathcal{N}_n}{\delta \mathcal{N}_n} \right)^2}_{\text{Normalisations}} \right] + \chi_{\text{positivité}}^2 \quad (33)$$

Les résultats de cette régression CDQ sont regroupés sous la forme de trois paramétrisations qui représentent les trois hypothèses possibles concernant la polarisation du gluon (positive, compatible avec zéro et négative), cf figure 8. Les bandes de couleurs foncées représentent la propagation des incertitudes statistiques des données. Les bandes de couleurs claires correspondent à la combinaison des incertitudes statistiques et des incertitudes systématiques (choix des formes fonctionnelles, échelle de référence, FDP pour la positivité, valeur de $\alpha_s(M_Z)$, valeur du paramètre β_g). La principale contribution à ces erreurs est due au choix des formes fonctionnelles et de l'échelle de référence qui ne peuvent pas être discriminées par les données inclusives actuelles. Le domaine de confiance pour les paramètres décrivant le premier moment des FDP polarisées, η_S pour $\Delta\Sigma$ et η_g pour ΔG est représenté sur la figure 9 pour les trois types d'ensemble de formes fonctionnelles. Une corrélation certaine est visible entre ΔG et $\Delta\Sigma$. En considérant l'ensemble des trois solutions de ΔG , $\Delta\Sigma$ est contraint à la plage $[0.264, 0.356]$ à $Q^2 = 1$ (GeV/c) 2 et $[0.256, 0.335]$ à $Q^2 = 3$ (GeV/c) 2 . La comparaison de la paramétrisation de g_1 résultant de la régression des données mondiales inclusives est illustrée sur la figure 10. Cette paramétrisation permet à partir des données de COMPASS d'évaluer le premier moment des fonctions de structure en spin du proton, du deutéron et du neutron, cf Table 5.

Comparons maintenant les trois solutions de $\Delta g(x)$ aux mesures directes de ΔG . Ces mesures proviennent de l'analyse du canal de fusion photon-gluon qui peut être sélectionné par la production de hadrons à grand p_T ou par la muoproduction de charme ouvert. Elles sont interprétables au premier et au deuxième ordre de CDQ respectivement. Ces mesures sont toutes en bon accord avec les résultats des régressions (qui n'incluent pas ces données, à part celui du charme ouvert de COMPASS). Cependant, la mesure directe la plus précise (l'extraction au 1^{er} ordre CDQ de COMPASS) tend à favoriser la solution positive et compatible avec zéro des régressions au 2^{ème} ordre de CDQ.

La comparaison de ces résultats aux autres régressions globales de CDQ au 2ème ordre d'autres collaborations (LSS, DSSV, NNPDFpol) montre sur la figure 12 un bon accord pour

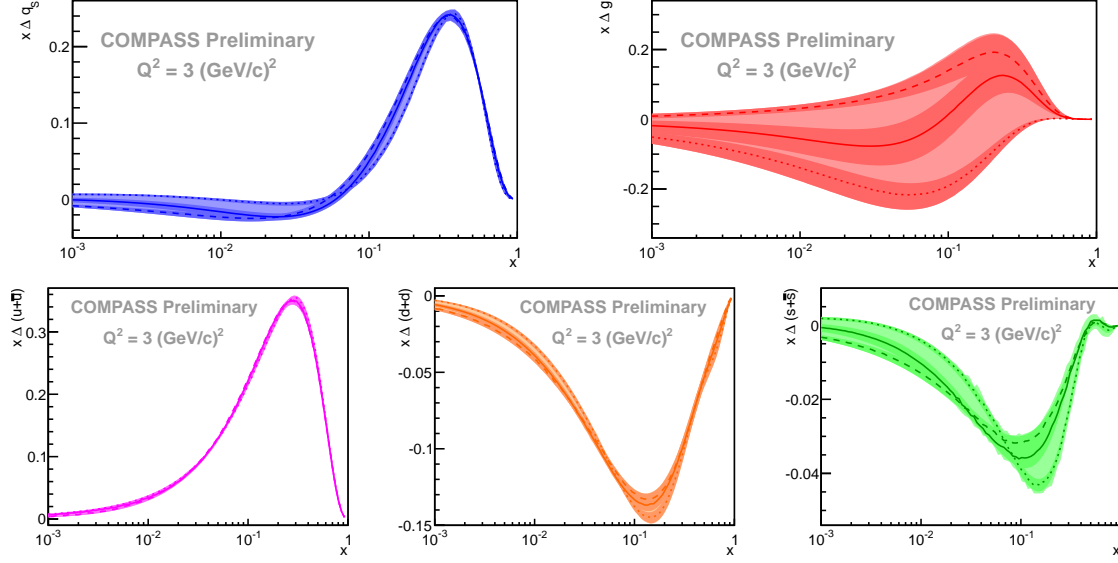


FIGURE 8 – Résultats de la régression au 2^{ème} ordre des données mondiales de g_1 à $Q^2=3$ (GeV/c)². En haut à gauche : combinaison singlet $x\Delta q_S(x)$. En haut à droite : gluon $x\Delta g(x)$. En bas, de gauche à droite : $x(\Delta q + \Delta \bar{q})(x)$ pour les saveurs u, d et s. Les trois solutions (lignes discontinue, continue et pointillées) correspondent aux trois jeux d’hypothèses de formes fonctionnelles.

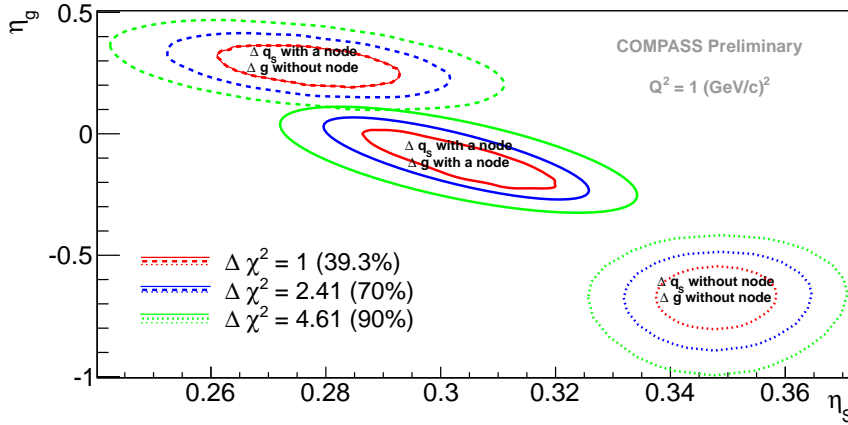


FIGURE 9 – Domaines à 39%, 70% et 90% de niveau de confiance pour η_s (*i.e.* $\Delta\Sigma$) et η_g (*i.e.* ΔG) pour les trois jeux de formes fonctionnelles postulées. Les domaines sont représentés à $Q^2 = Q_0^2 = 1$ (GeV/c)².

les FDP $u + \bar{u}$ et $d + \bar{d}$ malgré une légère déviation du résultat de NNPDFpol dans le dernier cas. Dans le cas $s + \bar{s}$, des différences plus importantes sont visibles sur tout le domaine en x . Deux tendances sont observables (cette analyse et NNPDFpol d’une part, LSS et DSSV d’autre part) suivant les jeux de données et de contraintes pris en compte lors de la régression (données inclusives, semi-inclusives et fonctions de fragmentation des quarks). Pour Δg , la dispersion des résultats est la plus grande. Parmi les hypothèses de Δg possibles dans cette analyse, seules les solutions positives et passant par zéro sont compatibles avec les résultats des collaborations DSSV et NNPDFpol (qui intègrent les données en spin de RHIC capables de contraindre ΔG dans le domaine $[0.05, 0.2]$).

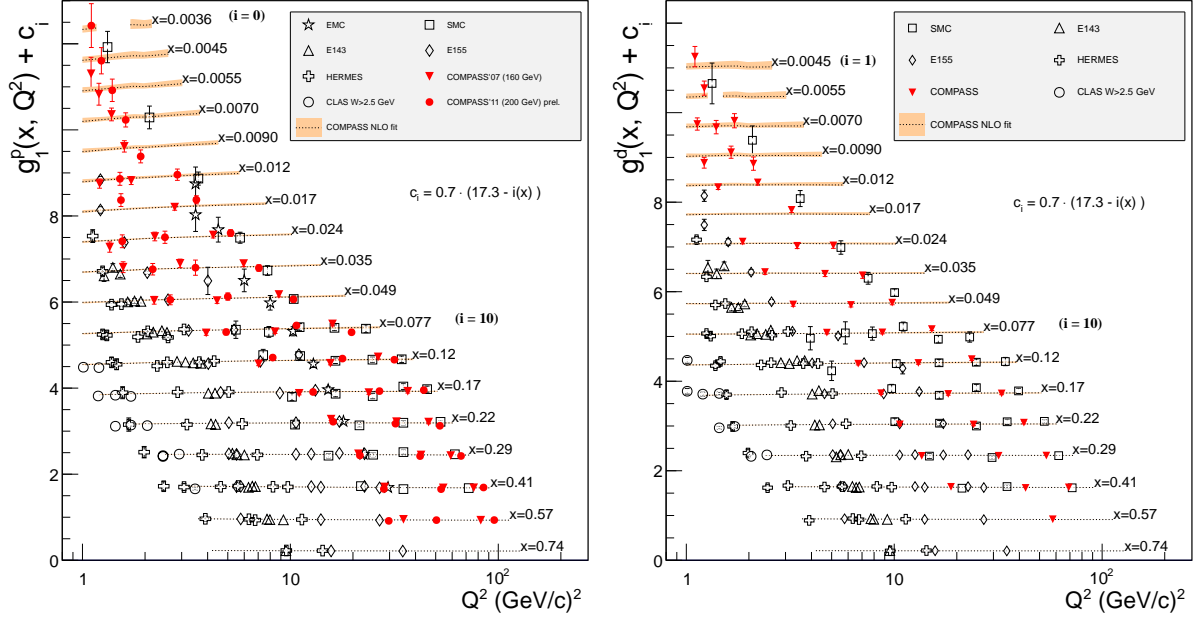


FIGURE 10 – Résultats de la régression au 2^{ème} ordre des données mondiales de g_1 , proton (gauche) et deuteron (droite). Les courbes sont données en fonction de Q^2 à différentes valeurs de x et sont comparées aux données. Les bandes oranges représentent l'incertitude totale associée à la méthode (statistique et systématique).

TABLE 5 – Premier moment de la fonction de structure en spin du proton (haut), du deuteron après correction de l'état D (milieu) et du neutron (bas) à 3 (GeV/c)^2 des données COMPASS.

$Q^2 \text{ (GeV/c)}^2$	Γ_1^p
3	$0.1372 \pm 0.0027 _{stat.} \pm 0.0084 _{syst.} \pm 0.0031 _{evol.}$
$Q^2 \text{ (GeV/c)}^2$	Γ_1^d
3	$0.0463 \pm 0.0028 _{stat.} \pm 0.0035 _{syst.} \pm 0.0031 _{evol.}$
$Q^2 \text{ (GeV/c)}^2$	Γ_1^n
3	$-0.0445 \pm 0.0063 _{stat.} \pm 0.0112 _{syst.} \pm 0.0031 _{evol.}$

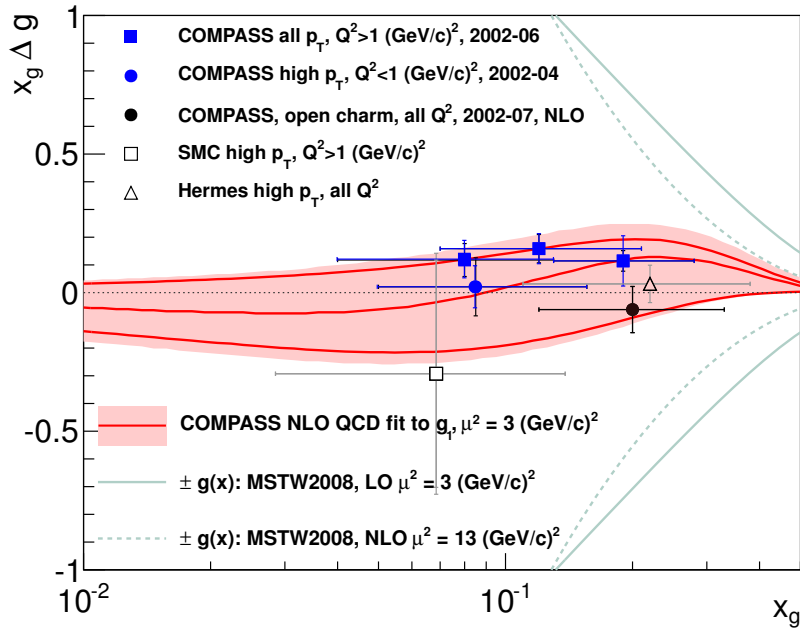


FIGURE 11 – Comparaison des trois solutions de Δg extraites de la régression au 2^{ème} ordre CDQ des données mondiales aux mesures mondiales directes par le canal de fusion photon-gluon. Extraction au 1^{er} ordre via la production de hadrons à grand p_T (cercle bleu, carrés bleus, triangle ouvert, carré ouvert) et au 2^{ème} ordre via la muoproduction de charme ouvert (cercle noir).

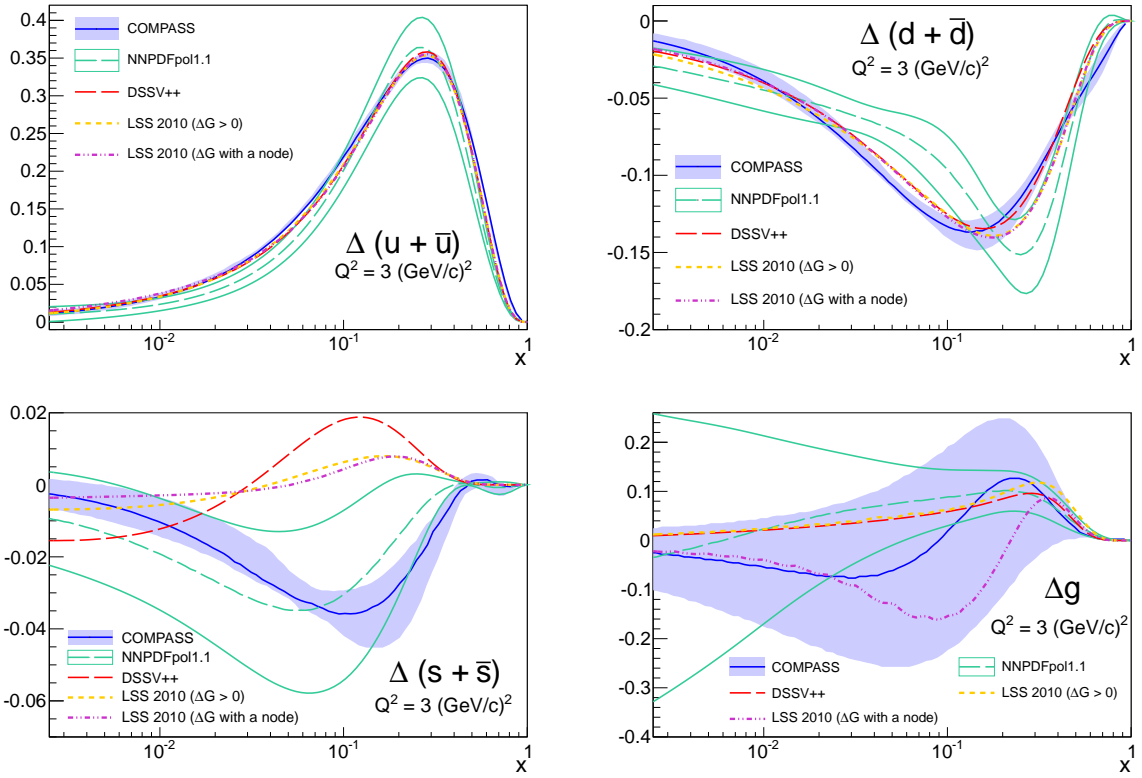


FIGURE 12 – Distributions de $\Delta(u + \bar{u})$ (en haut à gauche), $\Delta(d + \bar{d})$ (en haut à droite), $\Delta(s + \bar{s})$ (en bas à gauche) and Δg (en bas à droite) à 3 (GeV/c)^2 . Cette analyse (continu bleu) est comparée aux collaborations LSS (pointillés jaunes et tirets-pointillés roses), DSSV (tirets rouges) et NNPDFpol (tirets verts).

A l'aide des données protons et deutérons de COMPASS, on peut aussi vérifier la règle de somme de Bjorken qui relie le premier moment de la fonction de structure en spin non-singulet d'isospin, Γ_1^{NS} , au rapport des constantes de couplage axial-vecteur et vecteur de désintégration faible, g_A/g_V . En tant que distribution non singulet, cette quantité permet de s'affranchir de la grande incertitude attachée à ΔG et permet une vérification de la CDQ. Les données protons et deutérons sont combinées en

$$g_1^{NS}(x, Q^2) = g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2) = 2 \left[g_1^p - \frac{g_1^d}{1 - 1.5\omega_D} \right] \quad (34)$$

puis paramétrées à l'aide d'un programme de régression au 2^{ème} ordre de CDQ. La paramétrisation de g_1^{NS} est obtenue par minimisation de la fonction de

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{16} \left(\frac{g_1^{NS,fit}(x_i, Q_i^2) - g_{1,i}^{NS,doonnées}}{\sigma_i^{stat}} \right)^2, \quad (35)$$

qui évalue l'accord entre les données et la fonction de structure modélisée. Une fois obtenue, cette paramétrisation nous permet de faire évoluer les points expérimentaux à une même échelle et l'estimation du premier moment. On se sert une nouvelle fois de la paramétrisation pour compléter l'évaluation de l'intégrale en dehors de la plage des mesures. Les points expérimentaux après évolution sont comparés au résultat de la régression sur la figure 13 à gauche. À droite est représentée l'évaluation de Γ_1^{NS} en fonction de la borne inférieure de l'intégrale. Les

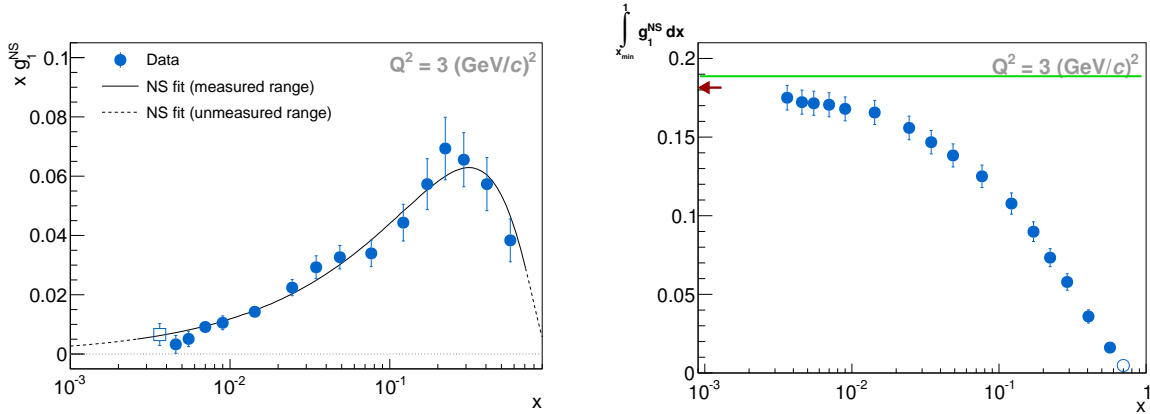


FIGURE 13 – À gauche : valeurs de $g_1^{NS}(x)$ à $Q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2$ obtenues à partir des données g_1^d et g_1^p (cercles fermés) et à partir de la combinaison de la mesure de g_1^p avec le résultat de la régression au 2^{ème} ordre (carré ouvert). À droite : $\int_{x_{min}}^1 g_1^{NS} dx$ en fonction de x_{min} . La flèche indique la valeur extrapolée du premier moment Γ_1^{NS} .

différentes contributions au premier moment de Γ_1^{NS} sont données dans la table 6 et aboutissent à

$$\Gamma_1^{NS}(Q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.181 \pm 0.008(\text{stat.}) \pm 0.014(\text{syst.}) \text{ (Prelim.)}, \quad (36)$$

où les erreurs systématiques sont résumées dans la table 7. Avec cette analyse, 94% du premier moment sont évalués dans la région couverte par les données expérimentales. Cette valeur du premier moment se traduit en

$$g_A/g_V = 1.220 \pm 0.053(\text{stat.}) \pm 0.095(\text{syst.}) \text{ (Prelim.)} \quad (37)$$

pour le rapport des constantes de couplage faible, qui est à comparer à $g_A/g_V = 1.2701 \pm 0.002|_{\beta \text{ decay}}$ à partir des mesures de désintégration β des neutrons. La règle de somme de Bjorken est vérifiée avec 8.8% de précision.

TABLE 6 – Résultat des différentes contributions à l'évaluation de l'intégrale de g_1^{NS} et du premier moment résultant Γ_1^{NS} à $Q^2 = 3$ (GeV/c)².

Contribution à Γ_1^{NS} (prélim.)		Γ_1^{NS}
plage en x		
0	– 0.0025	0.0064
0.0025	– 0.7	0.170 ± 0.008
0.7	– 1.0	0.0047
0	– 1	0.181 ± 0.008

TABLE 7 – Incertitudes systématiques relatives pour les différents échantillons de données.

Incertitudes systématiques (prélim.)			
	Deutéron 160 GeV	Proton 160 GeV	Proton 200 GeV
Polarisation du faisceau	5%		
Polarisation de la cible	5%	2%	3.5%
Facteur de dépolarisation	2%	2%	2%
Facteur de dilution	2%	1%	2%
Erreurs combinées (cible, dép., dil.)	6%	3.6%	

Conclusion

La structure interne en spin du proton a été étudiée via la réaction de diffusion profondément inélastique polarisée par courant neutre $\vec{\mu}p \rightarrow \mu'X$, qui est le processus le plus propre pour sonder les hadrons. Les données furent collectées sur une cible polarisée d'ammoniac sur l'expérience COMPASS bénéficiant du faisceau de muons polarisés le plus énergétique au monde (200 GeV). Environ $8 \cdot 10^7$ évènements de diffusion profondément inélastique sont utilisés pour extraire la double asymétrie des sections efficaces polarisées sur le proton, A_1^p , et obtenir la fonction de structure en spin du proton, g_1^p . Le domaine cinématique couvert par ces données étend la couverture cinématique des données mondiales aussi bien à plus petit x (jusqu'à $x=0.0035$) qu'à de plus grandes valeurs de Q^2 (jusqu'à $100 \text{ (GeV}/c)^2$). Ce nouveau jeu de données complète la précédente mesure de COMPASS obtenue à 160 GeV avec une même statistique. À partir des résultats combinés, environ un facteur trois de précision statistique est obtenu en comparaison avec les précédents résultats de l'expérience SMC pour un temps de faisceau similaire. L'incertitude systématique dominante provient de l'incertitude sur la quantification de la fausse asymétrie expérimentale. Elle représente une contribution allant de trente à quatre-vingts pour cent de la précision statistique. Elle est évaluée principalement à partir de tests statistiques effectués sur les données réelles. L'avantage de cette méthode est sa fiabilité à refléter les conditions expérimentales mais elle a aussi l'inconvénient de ne permettre qu'une évaluation conservatrice des incertitudes due à la statistique limitée.

Les FDP polarisées ont été extraites à partir d'une régression au deuxième ordre de CDQ (\overline{MS}) des données de diffusion profondément inélastique inclusive mondiales g_1^p , g_1^d , g_1^n qui comprennent les résultats de g_1^p obtenus avec un faisceau à 200 GeV et de l'extraction directe au deuxième ordre de CDQ de la polarisation du gluon ΔG par le canal de production de charme ouvert à COMPASS. Suivant le choix des formes fonctionnelles postulées dans la régression, trois catégories de solutions correspondant à un ΔG positif, compatible avec zéro et négatif sont mises en évidence. En conséquence, le choix des formes fonctionnelles constitue l'incertitude dominante de cette méthode. La solution pour le premier moment de la contribution du spin des quarks au spin du nucléon $\Delta\Sigma$ est trouvée dans l'intervalle 0.256 et 0.335 à $Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c)^2$. Cette valeur est en accord avec les résultats d'autres régressions au deuxième ordre de CDQ telles que celles obtenues par les collaborations LSS, DSSV et NNPDFpol qui utilisent des jeux de données différents. Le premier moment ΔG , qui n'est pas bien contraint par les données inclusives, est déterminé être entre -1 et 0.5 à $Q^2=3 \text{ (GeV}/c)^2$. La solution positive et celle compatible avec zéro, correspondant aussi aux résultats ayant les meilleurs χ^2 de cette analyse, sont en accord avec le premier moment tronqué ΔG des collaborations DSSV et NNPDFpol qui contraignent mieux cette distribution grâce à l'inclusion des dernières données précises et sensibles à la polarisation du gluon des expériences en spin de RHIC.

Le premier moment des fonctions de structure en spin a été évalué à partir des données seules de COMPASS dans la plage mesurée et une fois évoluées à une échelle commune. Les résultats de la régression au deuxième ordre de CDQ des données inclusives mondiales sont utilisés à la fois pour l'évolution et pour l'évaluation de l'intégrale en dehors des plages de mesure. À $Q^2=3 \text{ (GeV}/c)^2$, le premier moment du proton est : $\Gamma_1^p = 0.137 \pm 0.0027 \pm 0.0084 \pm 0.0031$, celui du deutéron : $\Gamma_1^d = 0.0463 \pm 0.0028 \pm 0.0035 \pm 0.0031$ et celui du neutron $\Gamma_1^n = -0.00445 \pm 0.0063 \pm 0.0112 \pm 0.0031$. Ces résultats violent tous, comme déjà rapporté, la règle de somme d'Ellis-Jaffe.

Finalement, une régression au deuxième ordre de CDQ complètement indépendante et basée sur les données proton et deutéron de l'expérience COMPASS seule est menée pour vérifier la règle de somme de Bjorken. Le résultat de cette régression est utilisé à la fois pour évoluer les données à une échelle commune et pour extrapoler la valeur de l'intégrale en dehors de la région en x couverte par les données. Le premier moment de la fonction de structure non singulet est

déterminé être $\Gamma_1^{NS} = 0.181 \pm 0.008_{stat} \pm 0.014_{syst.}$, où 94% de la valeur provient de la région couverte par les mesures expérimentales. En comparaison avec la précédente évaluation de COMPASS de la règle de somme de Bjorken, la contribution des régions non mesurées est 30% plus faible. Les incertitudes statistiques sont réduites d'environ 12% et les incertitudes systématiques de 7%. La vérification de la règle de somme de Bjorken est maintenant validée avec 8.5% de précision.

L'analyse CDQ souffre d'une couverture cinématique limitée par les données inclusives ainsi que par leur précision. Les données à 200 GeV ne changent pas beaucoup la tendance générale des FDP mais apportent une réduction des incertitudes statistiques. Un futur collisionneur électron-ion polarisés permettrait une avancée majeure, par l'ouverture du domaine cinématique à de bien plus grandes valeurs de Q^2 et de bien plus faibles valeurs de x , dans la détermination des FDP polarisées.