UNIVERSITÉ MOHAMMED V - FACULTÉ DES SCIENCES, RABAT

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des particules

présentée par

Ahmed El Alaoui

Pour obtenir le grade de Docteur en Sciences
de l'université Mohammed V

La contribution du quark étrange au spin du proton

Thèse dirigée par K. Hafidi,
soutenue le 27 Janvier 2006,
devant le jury composé de :

A. El Hassouni	Président
K. Hafidi	Directrice de thèse
R. Cherkaoui Moursly	
Y. Hassouni	Responsable de l'UFR
H. Jackson	Rapporteur
O. Lazrak	

© 2006

Ahmed El Alaoui

Tous droits réservés

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le laboratoire de physique théorique, de la faculté des sciences de Rabat, qui m'a accordé l'opportunité de poursuivre mes études supérieures dans le domaine de la physique des particules. Je voudrais aussi remercier tous mes enseignants. En particulier, mes professeurs Mohammed El Baghdadi, Abdellah El Hassouni et Fouzia Guédira pour leurs efforts et leurs aides.

Je remercie le laboratoire national d'Argonne (ANL, Argonne National Laboratory), qui m'a accueilli et a financé mon séjour aux états-unis durant mes années de thèse. Je remercie aussi tous les membres du groupe de la physique des énergies intermédiaires, spécialement Dr. Roy Holt, Dr. Kawtar Hafidi et Dr. Harold Jackson qui m'ont suivi de près durant la thèse et qui m'ont beaucoup appris. Je suis également très reconnaissant à Dr. Brahim Mustapha pour son aide précieuse et ses idées remarquables qui m'ont beaucoup aidées à résoudre les problèmes rencontrés lors de l'écriture des programmes d'analyse.

Je voudrais aussi remercier les membres de la collaboration d'HERMES, au sein du laboratoire de DESY en Allemagne, où j'ai passé ma dernière année de thèse, en particulier Dr. Elke-Caroline Aschenauer qui m'a donnée beaucoup de conseils concernant l'utilisation des programmes de simulation.

J'aimerais présenter mes profonds remerciements à ma directrice de thèse Dr. Kawtar Hafidi qui m'a fait bénéficier de ses larges compétences scientifiques. Elle m'a initié à la recherche et elle m'a toujours aidé à prendre les bonnes décisions et à supporter les moments difficiles. Elle a toujours répondu à mes questions avec tant de gentillesse et de rigueur. Sans ses conseils et son esprit critique, cette thèse n'aurait jamais vu le jour. Merci Kawtar !

J'aimerai aussi exprimer mes sincères remerciements à mon professeur A. El Hassouni pour avoir accepter d'être le président du jury. Grâce à lui, j'ai acquis beaucoup de connaissances en physique et c'est aussi grâce à lui que je suis parvenu à continuer mes études supérieures aux états-unis.

J'aimerais présenter mes remerciements à mes professeurs Rajae Cherkaoui-Moursli, Yassine Hassouni et Ouafaa Lazrack pour avoir accepté de faire partie du jury de thèse.

J'aimerai aussi présenter mes remerciements à tous les membres de ma famille en particulier mes parents, mes frères et mes soeurs auxquels je dédie ce travail.

Resumé

Ce travail de thèse a pour objectif de mesurer la contribution du quark étrange au spin du nucléon. Les données analysées sont obtenues en utilisant l'expérience HERMES située au laboratoire DESY, en Allemagne. HERMES utilise et un faisceau d'électrons polarisés, dont l'énergie est de 27.6 GeV, et une cible interne de deutérium polarisée. La mesure de la différence de symétries des kaons chargés, produits lors de la diffusion profondément inélastique, permet l'extraction de l'hélicité du quark étrange. Les résultats de l'analyse des données acquises durant l'an 2000 sont présentés. Ils montrent que la contribution du quark étrange au spin du nucléon est compatible avec zéro. La discussion de ces résultats et de leurs implications sont alors présentées.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction

Après plus d'un demi siècle d'investigation, la structure du nucléon n'a pas encore révélé tous ses secrets. Elle constitue toujours un sujet de grand intêret pour la communauté de la physique des énergies hautes. Le modèle simple de parton suppose que le nucléon est composé de trois quarks, deux quarks "up" et un quark "down" pour le proton et un "up" et deux "down" pour le neutron. Les quarks sont confinés à l'intérieur du nucléon via l'échange de gluons. Ces trois quarks sont appelés les quarks de valence. Le nucléon contient aussi des quarks de la mer qui sont produits à partir de radiation des gluons. Ces quarks s'annihilent à leur tour pour devenir des gluons. Les quarks n'existent pas comme des particules libres due à la propriété du confinement qui se traduit par la croissance de la valeur de couplage de la Chomodynamique quantique, pour l'angliscisme "Quantum Chromo-Dynamique" abrégé en QCD ; avec la distance. Cependant, les quarks sont quasi-libres à l'intérieur du nucléon, un phénomène connu sous le nom de liberté asymptotique.
La structure du nucléon a été sondé à l'aide des expériences de diffusion depuis 1955. Les mesures avaient commencé par la structure non polarisée. Ce n'est qu'à partir des années quatre-vingts du siècle dernier que des expériences au CERN [4] at au SLAC [5] avaient fourni les premières mesures de la structure en spin du proton à l'aide de diffusion de leptons polarisés sur des protons polarisés. Ces expériences avaient conclu que les quarks sont responsables d'une petite fraction du spin du proton. Ce résultat inattendu, incompatible avec le modèle simple des partons est connu sous le nom de *"la crise du spin"*.
Des expériences au SLAC [7] et au CERN [6] étaient les premières à investiguer ce résultat intriguant. HERMES est une expérience de seconde génération qui a été conçu afin de clarifier le mystère du spin. Grâce à la grande acceptance du spectromètre d'HERMES, il est devenu possible d'accéder non seulement aux mesures

inclusives, mais aussi aux mesures semi-inclusives où un hadron est détecté en coïncidence avec le lepton diffusé.

Ces mesures permettent d'accéder à la contribution de chaque quark selon sa saveur. En particulier, le spin du nucléon est la somme des spins des quarks $\Delta\Sigma$, des gluons ΔG et du moment angulaire orbital des quarks L_q et des gluons L_G.

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_G \tag{1}$$

Les mesures des doubles asymétries lorsque des pions sont produits sont sensibles à la contribution des quarks légers tandis que celle des kaons chargés permettent de déterminer la contribution des quarks étranges au spin du nucléon. La contribution des gluons peut être obtenu à partir des mesures d'asymétries dans la production de J/ψ et D^0 où la production de hadrons avec de grands moments transverses [145]. L'accès aux moments angulaires orbitaux pourrait eventuellement se faire via des cibles polarisées transversalement.

Cette thèse a pour but de mesurer la contribution des quarks étranges au spin du proton. L'identification des kaons dans l'état final est cruciale et se fait à l'aide du détecteur Cerenkov "Ring Imaging CHerenkov" RICH. Les données utilisées sont celles collectées par l'expérience HERMES durant l'année 2000 en utilisant une cible de deutérium.

Cette thèse est organisée de la manière suivante. Dans le premier chapitre, le formalisme et les observables de la diffusion profondément inélastique polarisés et non polarisés sont présentés, ainsi que le modèle des partons et le processus de fragmentation. Dans le second chapitre, le dispositif expérimental d'HERMES est décrit. L'analyse des données est présentée dans le troisième chapitre. Enfin, le quatrième chapitre est consacré à la détermination de la polarisation des quarks étranges et non étranges.

Chapitre 1 Formalisme et observables de la diffusion profondément inélastique

Dans ce chapitre, le formalisme de la diffusion profondément inélastique (DIS, Deep Inelastic Scattering) des leptons sur des nucléons est introduit. La première section est consacrée à la définition des variables cinématiques et des invariants de Lorentz associés à la réaction DIS. La deuxième section présente les sections efficaces inclusives polarisée et non polarisée. La troisième section aborde le modèle des partons simple et amélioré et discute la violation d'échelle observée expérimentalement dans les fonctions de structure du nucléon. Dans la quatrième section, les différentes règles des sommes sont présentées. La réaction DIS semi inclusive ainsi que les modèles de fragmentation sont présentés dans la cinquième section. Enfin, la sixième section est réservée à la définition des asymétries de spin ; et leur relation aux fonctions de fragmentation et aux fonctions de distribution des quarks polarisés.

1.1 Les cinématiques de la réaction DIS

La diffusion profondément inélastique, notée par :

$$l + N \to l' + X, \tag{1.1}$$

où l (l') désigne le lepton incident (diffusé), N étant le nucléon cible et X représente l'état hadronique finale, est utilisée pour étudier la structure interne du nucléon. En particulier, elle permet la détermination des distributions en impulsion et en spin associées aux quarks. Le boson échangé lors de la réaction entre le lepton incident de haute énergie et le nucléon cible, se couple avec les constituants du nucléon par l'intermédiaire de l'interaction électrofaible. Le type du boson échangé est un photon ou un boson Z^0, dans le cas de courants neutres, et $W^{\pm}$ dans le cas de courants chargés. La réaction est dite profonde puisqu'à haute énergie, la longueur d'onde associée au lepton incident est très petite par rapport à la taille du nucléon, ce qui permet d'explorer sa structure interne. Elle est dite inélastique puisque les énergies impliquées dans la réaction causent la brisure incohérente du nucléon, et par conséquent, la production de nouvelles particules. La diffusion DIS est décrite par le carré du quadrivecteur impulsion transférée Q^2 obtenue à partir de la différence des quadrivecteurs impulsions des leptons incident et diffusé et par la variable d'échelle de Bjorken x définies par :

$$Q^2 = -q^2 = -\left(k - k'\right)^2 \tag{1.2}$$

$$x = \frac{-q^2}{2P.q} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2} \overset{\text{(Lab frame)}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{1.3}$$

M étant la masse du nucléon cible, ν est l'énergie perdue par le lepton incident et W^2 est la masse invariante de l'état final hadronique donnée par :

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \tag{1.4}$$

Aussi utilisée est la fraction d'énergie du lepton transférée au photon définie par :

$$y = \frac{Pq}{Pk} = \frac{\nu}{E} \tag{1.5}$$

A HERMES, le processus d'échange de photon virtuel est la seule réaction possible puisque la valeur maximale du moment de transfert ($Q^2 \leq 15\,\mathrm{GeV}^2$) est négligeable devant la masse du boson Z^0 ($M_{Z^0} = 91\,\mathrm{GeV}$). La variable d'échelle x est interprétée, dans le référentiel de moment infini, comme la fraction de l'impulsion du nucléon portée par le quark auquel le photon virtuel se couple. Elle représente aussi le paramètre d'inélasticité de la diffusion. En effet, selon l'équation 1.4, la masse invariante de l'état final hadronique est supérieure ou égale à la masse du nucléon, limitant ainsi les valeurs permises pour x à $0 \leq x \leq 1$. Par conséquent, la limite $x = 1\,(W^2 = M^2)$

correspond à la région où la diffusion est élastique et $0 \leq x < 1$ limite la réaction à la zone inélastique. En général, la région cinématique qui défini la diffusion DIS est donnée par le domaine $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ et $W^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$. A noter que l'évaluation de ces invariants de Lorentz est effectuée dans le référentiel du laboratoire où la masse de l'électron est négligée. Selon les particules détectées dans l'état final, la réaction DIS est classifiée comme inclusive, semi inclusive ou exclusive. Dans le premier cas, illustré dans la figure 1.1, seulement le lepton diffusé est détecté, dans le second cas, le lepton diffusé est détecté en coïncidence avec un ou plusieurs hadrons et dans le troisième cas, l'état final de la réaction est complètement déterminé. Dans le cas semi inclusive, deux autres variables cinématiques associées au hadron détecté, sont utilisées. La première est la variable z définie par :

$$z = \frac{P\,.\,P_h}{P\,.\,q} \stackrel{\text{(Lab frame)}}{=} \frac{E_h}{\nu} \tag{1.6}$$

et qui est utilisée pour mesurer la fraction d'énergie du photon portée par le hadron. La seconde variable est x-Feynman (x_F) définie par la projection de la composante longitudinale du vecteur d'impulsion du hadron, calculée dans le référentiel de centre de masse ($\gamma^* N$), sur le vecteur d'impulsion du photon virtuel :

$$x_F = \frac{|\vec{P}^h_{\parallel}|}{|\vec{q}|} \approx \frac{2|\vec{P}^h_{\parallel}|}{W} \tag{1.7}$$

Toutes les variables cinématiques utilisées le long de ce manuscrit, sont définies dans les tableaux 1.1 et 1.2.

1.2 La section efficace de la réaction DIS

La section efficace différentielle de la diffusion DIS est donnée par [8, 9] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S, k', s') = \frac{\alpha^2}{2MQ^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}(k, s, k', s')W^{\mu\nu}(q, P, S) \tag{1.8}$$

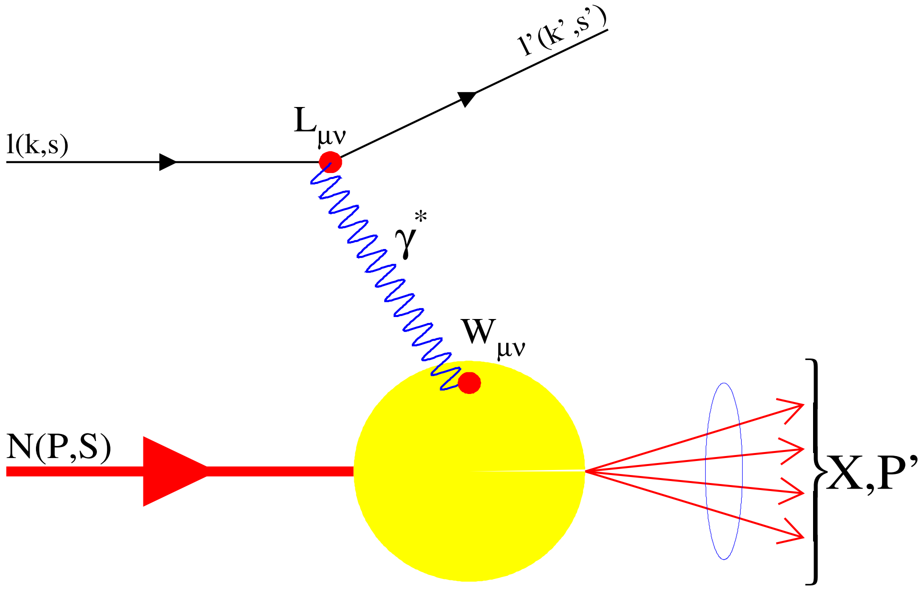

FIG. 1.1 – Le diagramme de la diffusion profondément inélastique inclusive du lepton sur le nucléon où l'approximation d'échange d'un seul photon virtuel est utilisée.

où α est la constante de structure électromagnétique, s (s') désigne le spin du lepton incident (diffusé) et S est le spin de la cible. $L_{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique qui décrit l'émission du photon virtuel par le lepton incident. Son expression est établie selon les lois de l'électrodynamique quantique (QED) par :

$$L_{\mu\nu}(k,s,k') = L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k') + L^{(A)}_{\mu\nu}(k,s,k'), \tag{1.9}$$

$L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k')$ et $L^{(A)}_{\mu\nu}(k,s,k')$ sont respectivement les composantes symétrique et antisymétrique du tenseur $L_{\mu\nu}$ par rapport au échange des indices μ et ν. Elles sont données par :

$$L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k') = 2\left[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(kk' - m^2)\right] \tag{1.10}$$

et

$$L^{(A)}_{\mu\nu}(k,s,k') = 2\,i\,m\,\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,s^\alpha\,q^\beta \tag{1.11}$$

$\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ est le tenseur complètement antisymétrique de Levy-Cevita et m étant la masse du lepton. $W^{\mu\nu}$ désigne le tenseur hadronique. Il représente l'absorption du photon

Les variables cinématiques :	
$k \equiv \left(E, \vec{k}\right)$	quadrivecteur impulsion du lepton incident.
$k' \equiv \left(E', \vec{k'}\right)$	quadrivecteur impulsion du lepton diffusé.
$\theta\,(\phi)$	angle polaire(azimutal) du lepton diffusé.
$P = \left(M, \vec{0}\right)$	quadrivecteur impulsion du nucléon cible dans le référentiel du laboratoire.
$P_h = \left(E_h, \vec{P}_h\right)$	quadrivecteur impulsion du hadron h.
$q = k - k' = (\nu, \vec{q})$	quadrivecteur impulsion du photon virtuel échangé.
$\nu = E - E'$	Energie du photon virtuel dans le référentiel du laboratoire
$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k'}$	vecteur impulsion du photon virtuel échangé.

Tab. 1.1 – La définition des variables cinématiques associés à la réaction DIS.

virtuel par le nucléon. Les lois de la chromodynamique quantique (QCD) ne permettent pas d'établir son expression. Cependant, sous certaines lois de symétries et de conservations telles que :

- la conservation de parité de l'interaction électromagnétique,
- l'invariance sous renversement du temps,
- la conservation du courant,
- l'invariance de Lorentz,

sa forme générale peut être obtenue [10]. Par conséquent, pour une cible nucléaire de spin 1/2, le tenseur hadronique s'exprime par :

$$W^{\mu\nu}(q, P, S) = W^{(S)}_{\mu\nu}(q, P) + W^{(A)}_{\mu\nu}(q, P, S) \tag{1.12}$$

Les invariants calculés à partir des variables cinématiques :	
$Q^2 = -q^2$ $= 4EE' \sin^2(\theta/2)$	Virtualité du photon.
$W^2 = (P+q)^2$ $= M^2 + 2M\nu - Q^2$	La masse invariante du système hadronique final
$x = -q^2/(2P.q)$ $= Q^2/(2M\nu)$	La variable d'échelle de Bjorken.
$y = P.q/P.k$ $= \nu/E$	La fraction d'énergie perdue par le lepton incident.
$z = P.P_h/P.q$ $= E_h/\nu$	Fraction d'énergie du photon virtuel portée par le hadron h
$\vec{p}_\parallel = (\vec{p}.\vec{n}_q)\,.\vec{n}_q$	La composante longitudinale de l'impulsion du hadron dans le référentiel du centre de masse $\gamma^* N$
$\vec{p}_\perp = \vec{p}_h - \vec{p}_\parallel$	La composante transversale de l'impulsion du hadron dans le référentiel du centre de masse $\gamma^* N$
$x_F = \lvert\vec{p}_\parallel\rvert/\lvert\vec{q}\rvert$ $\approx 2\lvert\vec{p}_\parallel\rvert/W$	La variable de Feynman exprimée dans le référentiel du centre de masse de $\gamma^* N$

TAB. 1.2 – La définition des invariants de Lorentz associés à la réaction DIS.

où,

$$W^{(S)}_{\mu\nu}(q,P) = \left(-g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu\, q_\nu}{Q^2}\right)\frac{F_1(x,Q^2)}{M} + \left[\left(P_\mu + \frac{P\,.\,q}{Q^2} q_\mu\right)\left(P_\nu + \frac{P\,.\,q}{Q^2}\, q_\nu\right)\right]\frac{F_2(x,Q^2)}{M\,(P\,.\,q)} \tag{1.13}$$

et

$$W^{(A)}_{\mu\nu}(q,P,S) = i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q^\alpha \frac{1}{P\,.\,q}\left[S^\beta\, g_1(x,Q^2) + \left(S^\beta - \frac{S\,.\,q}{P\,.\,q} P^\beta\right) g_2(x,Q^2)\right] \tag{1.14}$$

$F_1(x,\, Q^2)$ et $F_2(x,\, Q^2)$ sont les fonctions de structure non polarisées du nucléon alors que $g_1(x,\, Q^2)$ et $g_2(x,\, Q^2)$ sont les fonctions de structure polarisées. Elles contiennent les informations nécessaires pour comprendre la structure interne du nucléon telle que la contribution des quarks à l'impulsion et au spin du nucléon.

1.2.1 La section efficace non polarisée

La section efficace doublement différentielle par rapport à x et à Q^2 de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon s'obtient, dans le cas non polarisé, à partir de la contraction des parties symétriques des tenseurs hadronique et leptonique. Elle s'exprime par :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\,\sigma}{dx\,dQ^2} &= \frac{2\,\pi\,M\,\nu}{E'\,x\,((P+k)^2 - M^2)}\,\frac{d^2\,\sigma}{dE'\,d\Omega} \qquad (1.15) \\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \frac{\pi}{E'^2\,x} \left(\frac{1}{\nu}\,F_2(x,Q^2) + \frac{2}{M}\,F_1(x,Q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right) \end{aligned}$$

où $(d\sigma/d\Omega)_{Mott}$ est la section efficace de Mott définie par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2}{4\,E^2\,\sin^4\frac{\theta}{2}}\,\frac{E}{E'}\,\cos^2\frac{\theta}{2} \qquad (1.16)$$

En remplaçant $(d\sigma/d\Omega)_{Mott}$ par son expression (1.16), la section efficace se simplifie à :

$$\frac{d\,\sigma}{dQ^2\,dx} = \frac{4\,\pi\,\alpha^2}{x\,Q^4}\left[x\,y^2\,F_1(x,Q2) + (1-y)\,F_2(x,Q^2)\right] \qquad (1.17)$$

Le rôle du lepton incident consiste à créer la sonde électromagnétique (le photon virtuel) utilisée pour explorer la structure interne du nucléon. Par conséquent, la section efficace de la diffusion DIS lepton-nucléon est proportionnelle à la section efficace d'absorption du photon virtuel par le nucléon définie par :

$$\frac{d^2\,\sigma}{dx\,dQ^2} = \Gamma\,\left[\sigma_L(x,Q^2) + \sigma_T(x,Q^2)\right] \qquad (1.18)$$

où $\sigma_L(x,Q^2)(\sigma_T(x,Q^2))$ est la section efficace d'absorption du photon virtuel polarisé longitudinalement (transversalement) et Γ est un facteur cinématique défini par :

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\,\pi^2\,Q^2}\,\frac{\nu^2\,(1-x)}{E^2\,x}\,\frac{1}{1-\epsilon} \tag{1.19}$$

ϵ étant le rapport entre la polarisation longitudinale et transversale du photon virtuel donné par :

$$\epsilon = \left[1 + \frac{2\,\vec{q}^{\,2}}{Q^2}\,\tan^2\frac{\theta}{2}\right]^{-1} = \frac{1-y-\frac{1}{4}\,\gamma^2\,y^2}{1-y+\frac{1}{4}\,y^2\,(2+\gamma^2)} \tag{1.20}$$

où $\gamma = Q^2/\nu^2$ est un facteur cinématique. Le rapport entre les sections efficaces d'absorption de photons polarisés longitudinalement et transversalement ($R(x,Q^2) \equiv \sigma_L(x,Q^2)/\sigma_T(x,Q^2)$) est relié aux fonctions de structure non polarisées $F_1(x,Q^2)$ et $F_2(x,Q^2)$ par la relation :

$$R(x,Q^2) = \frac{(1+\gamma^2)\,F_2(x,Q^2) - 2\,x\,F_1(x,Q^2)}{2\,x\,F_1(x,Q^2)} \tag{1.21}$$

ou encore,

$$F_1(x,Q^2) = \frac{1+\gamma^2}{2\,x\,(1+R(x,Q^2))}\,F_2(x,Q^2) \tag{1.22}$$

La figure 1.2 montre les différentes mesures du rapport $R(x,Q^2)$ en fonction de x et ce, pour différents intervalles en Q^2. Dans la limite de Bjorken, définie par ($Q^2 \to \infty$, $\nu \to \infty$ et x Bjorken étant finie), le rapport $R(x,Q^2)$ devient négligeable. Ainsi, l'équation 1.22 se simplifie à :

$$F_2(x) = 2\,x\,F_1(x) \tag{1.23}$$

Cette égalité est connue sous le nom de la relation de Callan-Gross [11]. La fonction de structure $F_2(x,Q^2)$ a été mesurée par des expériences utilisant des cibles fixes à Fermilab [12], à SLAC [131] et au CERN [14, 15] et aussi par des expériences de collisions à DESY [16, 17, 18]. Les mesures, illustrées sur la figure 1.3, couvrent des régions cinématiques très larges en x et en Q^2 qui s'étendent respectivement à

$0.00063 < x < 1.0$ et à $0.1\,GeV^2 < Q^2 < 10^6\,GeV^2$. Ces mesures montrent que pour des grandes valeurs de x Bjorken ($x \geq 0.13$), la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ devient indépendante de Q^2. Ce comportement, connu sous le nom de la loi d'échelle, a été prédit par Bjorken [19] en 1967. Et pour des valeurs de x Bjorken inférieures à 0.13, la dépendance de $F_2(x, Q^2)$ en Q^2 devient importante ce qui mène à la violation de la loi d'échelle. Une interprétation de ces deux comportements de la fonction de structure non polarisée sera expliquée à l'aide du modèle des partons décrit dans la sous-section 1.3.

1.2.2 La section efficace polarisée

La section efficace de la diffusion DIS polarisée est obtenue en contractant les composantes antisymétriques des tenseurs leptonique et hadronique sommées sur tous les états de polarisation du lepton diffusé. Sa forme générale dépend des orientations des spins du faisceau et de la cible. Les fonctions de structure polarisées $g_1(x, Q^2)$ et $g_2(x, Q^2)$ s'obtiennent en évaluant la différence entre les sections efficaces où, d'une part, la direction de spin de la cible est alignée parallèlement et antiparallèlement à celle du faisceau, et d'autre part, la direction de spin de la cible est perpendiculaire à celle du faisceau :

$$\frac{d^2\sigma^{\rightleftarrows}}{dx\,dQ^2} - \frac{d^2\sigma^{\rightrightarrows}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\,\pi\,\alpha^2}{M\,E^2\,Q^2\,x}\,\left[(E + E'\cos\theta) g_1(x, Q^2) + 2\,M\,x\,g_2(x, Q^2)\right] \quad (1.24)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Uparrow}}{dx\,dQ^2} - \frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\,\pi\,\alpha^2}{M\,E^2\,Q^2\,x}\,\sin\theta\,\cos\phi\,\left[g_1(x, Q^2) + \frac{2\,E}{\nu}\,g_2(x, Q^2)\right] \quad (1.25)$$

θ étant l'angle polaire et ϕ désigne l'angle azimutal du lepton diffusé. La définition de ces angles est illustrée dans la figure 1.4. Les flèches utilisées comme des exposants dans les expressions des sections efficaces reflètent l'orientation du spin de la cible relativement à celle du faisceau.

La fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ a été mesurée par plusieurs expériences au

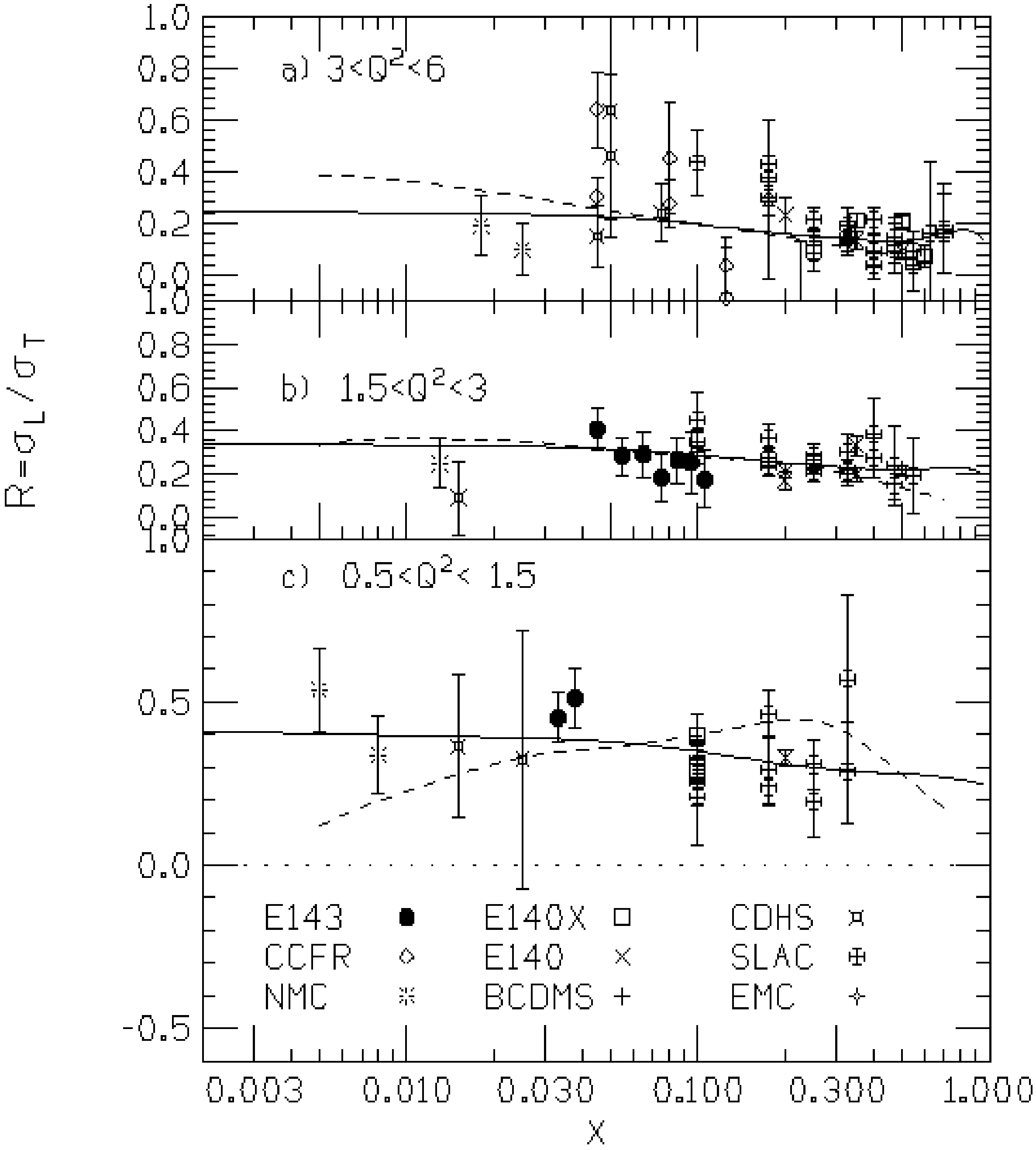

Fig. 1.2 – Le rapport entre les sections efficaces longitudinale et transversale d'absorption de photon mesurées par plusieurs expériences en fonction de x Bjorken et Q^2. Les courbes continue et pointillée représentent respectivement une paramétrisation [21] et un calcul théorique [22, 23] du paramètre R.

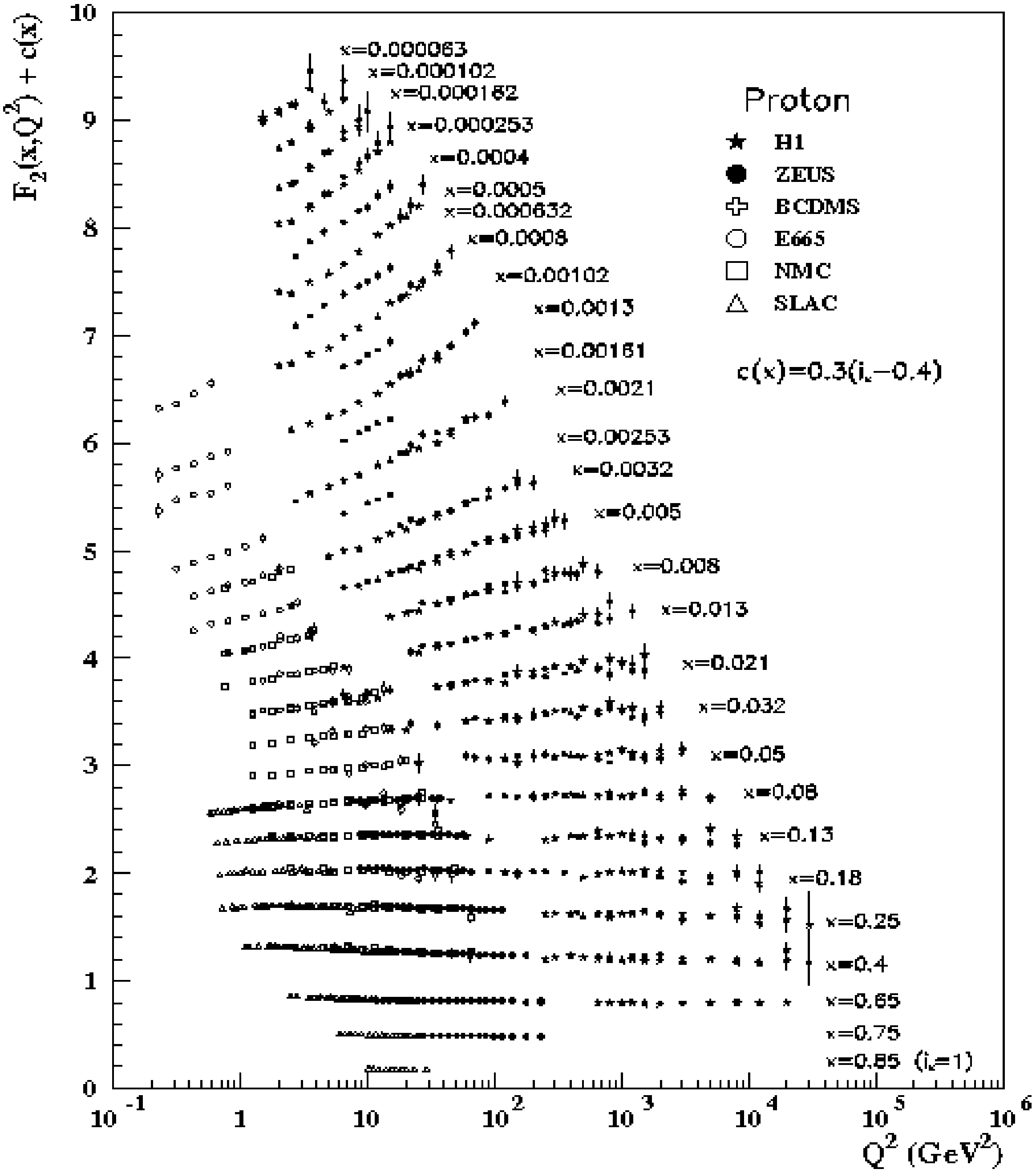

FIG. 1.3 – La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ mesurée par plusieurs expériences utilisant la diffusion d'électrons, de positrons et de muons sur des protons. La constante multiplicative $c(x) = 0.3\,(i_x{-}0.4)$, où i_x est le numéro de l'intervalle de x, est appliquée aux données pour une meilleure illustration. Cette figure est prise de la référence [24]

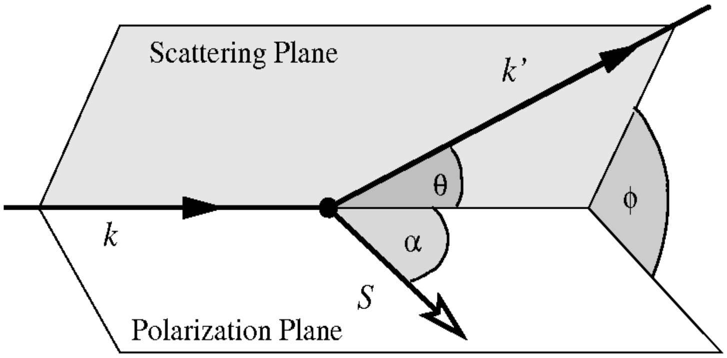

FIG. 1.4 – La définition des différents angles utilisés dans l'expression de la section efficace polarisée.

SLAC [132, 26, 27, 28, 29], à DESY [32, 33] et à CERN [34, 35, 36], comme le montre la figure 1.5. Ces expériences utilisaient des cibles polarisées d'hydrogène, de deutérium et d'hélium-3. La combinaison des données collectées par ces expériences permet de déterminer $g_1(x, Q^2)$ sur des domaines cinématiques très larges en Q^2, qui s'étendent à $0.01\,GeV^2 < Q^2 < 100\,GeV^2$. La figure 1.5 montre que la fonction de structure $g_1(x, Q^2)$ obtenue par HERMES et celle obtenue par des expériences utilisants des énergies très grandes sont presque identiques. Ces résultats indiquent que la violation de la loi d'échelle dans le cas d'une diffusion DIS polarisée est moins observée que dans le cas d'une diffusion non polarisée. Les mesures de $g_2(x, Q^2)$ [30, 31], établies sur les mêmes cibles mentionnées ci-dessus, sont montrées sur la figure 1.6. Les résultats les plus précis, fournis par la collaboration **E 155**, montrent que la fonction de structure polarisée $g_2(x, Q^2)$ est compatible avec zéro.

1.3 Le modèle des partons

1.3.1 Le modèle simple des partons

Le modèle simple des partons a vu le jour afin de donner une interprétation à la première détermination de la fonction de structure du nucléon mesurée à SLAC

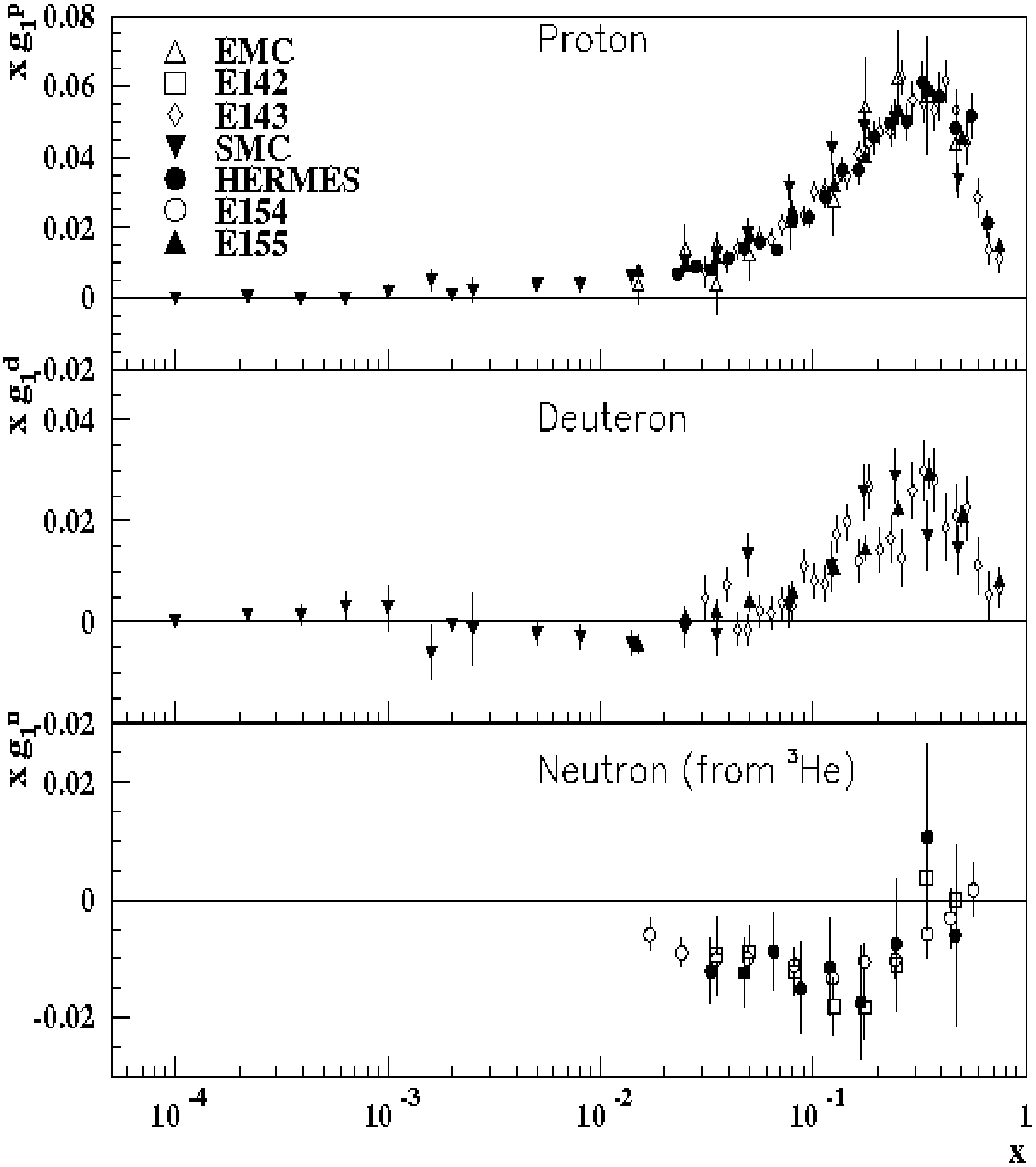

FIG. 1.5 – La fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ du proton, deutérium et du neutron multipliée par la variable x Bjorken.

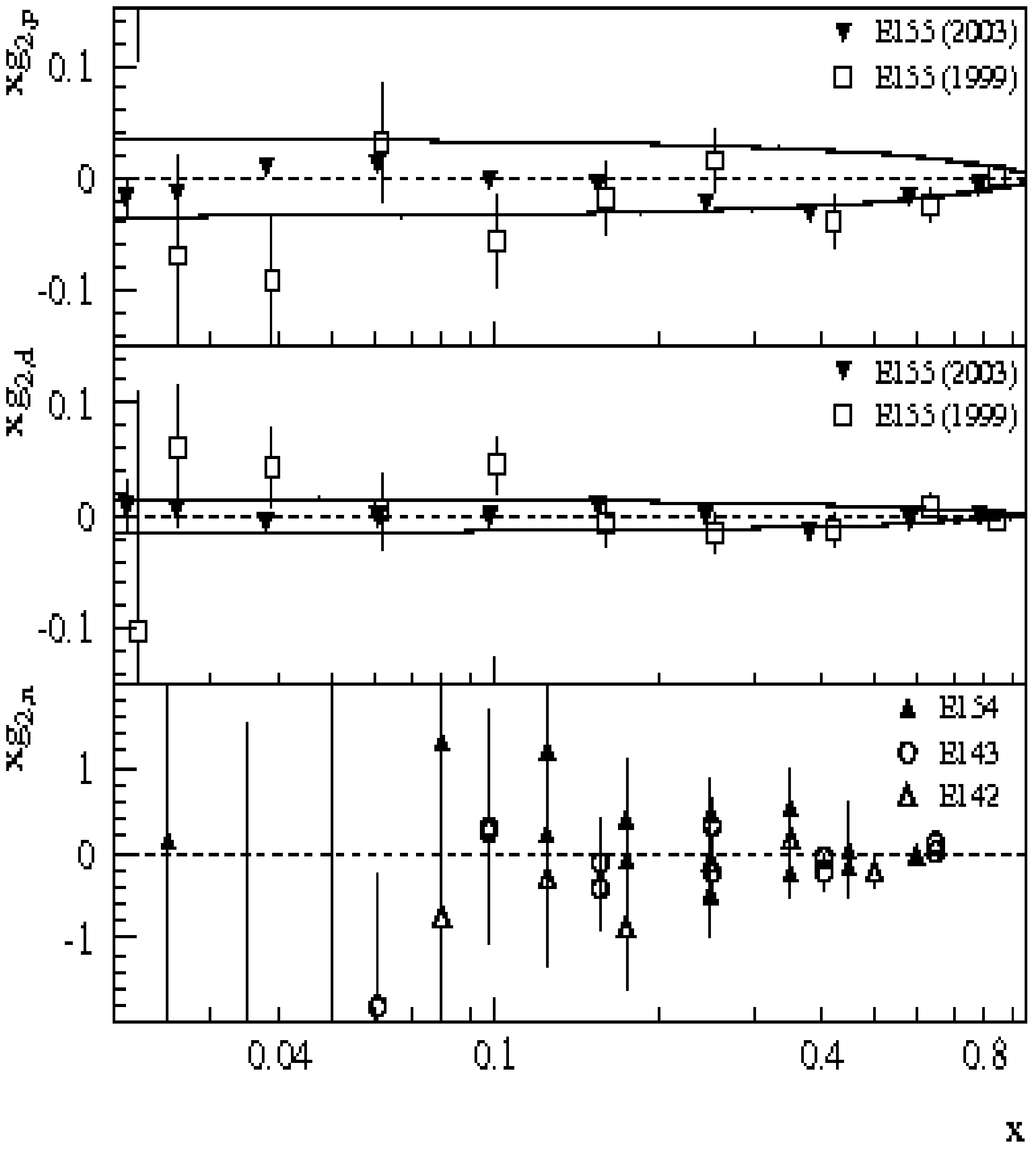

FIG. 1.6 – La fonction de structure polarisée $g_2(x, Q^2)$ du proton, neutron et du deutérium multipliée par la variable x Bjorken. Les données montrées appartiennent à des expériences effectuées en SLAC.

par des expériences utilisants la diffusion DIS électron-proton non polarisé. Il a été introduit par Feynman [37] en 1969. Le modèle décrit le nucléon comme étant un objet composé de particules ponctuelles et libres qui n'interagissent pas entre elles. Ces particules furent identifiées plus tard aux quarks, introduits par Gell-Mann et Zweig en 1964 afin de donner une explication à l'arrangement des baryons et des mésons en octets et en décuplets respectivement [1, 2]. Lors de la réaction DIS, le photon virtuel se couple, à l'aide de l'interaction électromagnétique, avec un parton. Ce dernier, en échangeant de l'énergie avec les partons spectateurs dans le nucléon, se matérialise en un hadron (hadronisation). Le reste du nucléon produit aussi un ensemble de hadrons dans l'état final. Par conséquent, le modèle des partons décrit la réaction DIS comme une somme incohérente de diffusions élastiques de photons virtuels sur des partons chargés de spin 1/2 :

$$\left|A(\gamma^* + N \to X)\right|^2 \equiv \sum_{partons} \left|A(\gamma^* + parton \to X)\right|^2 \tag{1.26}$$

Par conséquent, la section efficace de la diffusion DIS lepton-nucléon ($d\sigma_{l\,N}/dx\, dQ^2$) devient :

$$\frac{d^2\,\sigma_{l\,N}}{dx\,dQ^2} = \sum_f e_f^2\, q_f(x) \frac{d^2\sigma_f}{dx\,dQ^2} \tag{1.27}$$

où $d\sigma_f/dx\,dQ^2$ est la section efficace élastique de la diffusion photon-parton. Elle est donnée par :

$$\frac{d^2\sigma_f}{dx\,dQ^2} = \frac{4\,\pi\,\alpha^2\,e_f^2}{Q^4}\left(1 - y + \frac{y}{2}\right) \tag{1.28}$$

e_f étant la charge électrique du parton f et la fonction $q_f(x)$ représente la distribution d'impulsion du parton f dans le nucléon. Elle est appelée la fonction de distribution des partons (PDFs). $q_f(x)$ défini la probabilité de trouver un parton de type f dans le nucléon, portant une fraction x de son impulsion. La quantité $q_f(x)\,dx$ mesure la densité de nombre de parton f ayant une fraction d'impulsion x. La figure 1.7 montre un exemple de PDFs obtenues par un fit global des données mondiales du DIS. Ce calcul est effectué par la collaboration CTEQ [39]. Les PDFs sont supposées être universelles. C'est à dire qu'elles ne doivent pas dépendre du processus utilisé pour les mesurer. En remplaçant $d\sigma/dQ^2$ par son expression (Eq. 1.28) :

$$\frac{d^2\,\sigma_{l\,N}}{dx\,dQ^2} = \sum_f e_f^2\, q_f(x)\, \frac{4\,\pi\,\alpha^2\, e_f^2}{Q^4} \left(1 - y + \frac{y}{2}\right) \tag{1.29}$$

et en comparant ce résultat à celui donné par l'équation 1.17, on obtient les expressions des fonctions de structure :

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2\, q_f(x) \tag{1.30}$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) = x \sum_f e_f^2\, q_f(x) \tag{1.31}$$

Par conséquent, selon le modèle simple des partons, les fonctions de structure du nucléon non polarisé sont indépendantes de Q^2 et elles s'expriment comme une somme incohérente des PDFs. En combinant les deux équations 1.30 et 1.31, on retrouve la relation de Callan-Gross :

$$F_2(x) = 2\,x\,F_1(x) \tag{1.32}$$

On montrera plus tard que cette relation est une conséquence de la nullité de la section efficace pour les photons polarisés longitudinalement. Les fonctions de distribution des partons $q_f^+(x)$ et $q_f^-(x)$, schématisées sur la figure 1.8, représentent les distributions des quarks ayant une polarisation alignée parallèlement et antiparallèlement par rapport à celle du nucléon. Dans le premier cas, la section efficace photon-parton est notée par $\sigma^{1/2}$ et dans le second cas, elle est notée par $\sigma^{3/2}$. La différence et la somme des $q_f^\pm(x)$ définissent respectivement les fonctions de distribution des quarks polarisés et non polarisés :

$$q_f(x) = q_f^+(x) + q_f^-(x) \tag{1.33}$$

$$\Delta q_f(x) = q_f^+(x) - q_f^-(x) \tag{1.34}$$

Dans le référentiel de Breit, où le nucléon possède une impulsion infinie, le parton

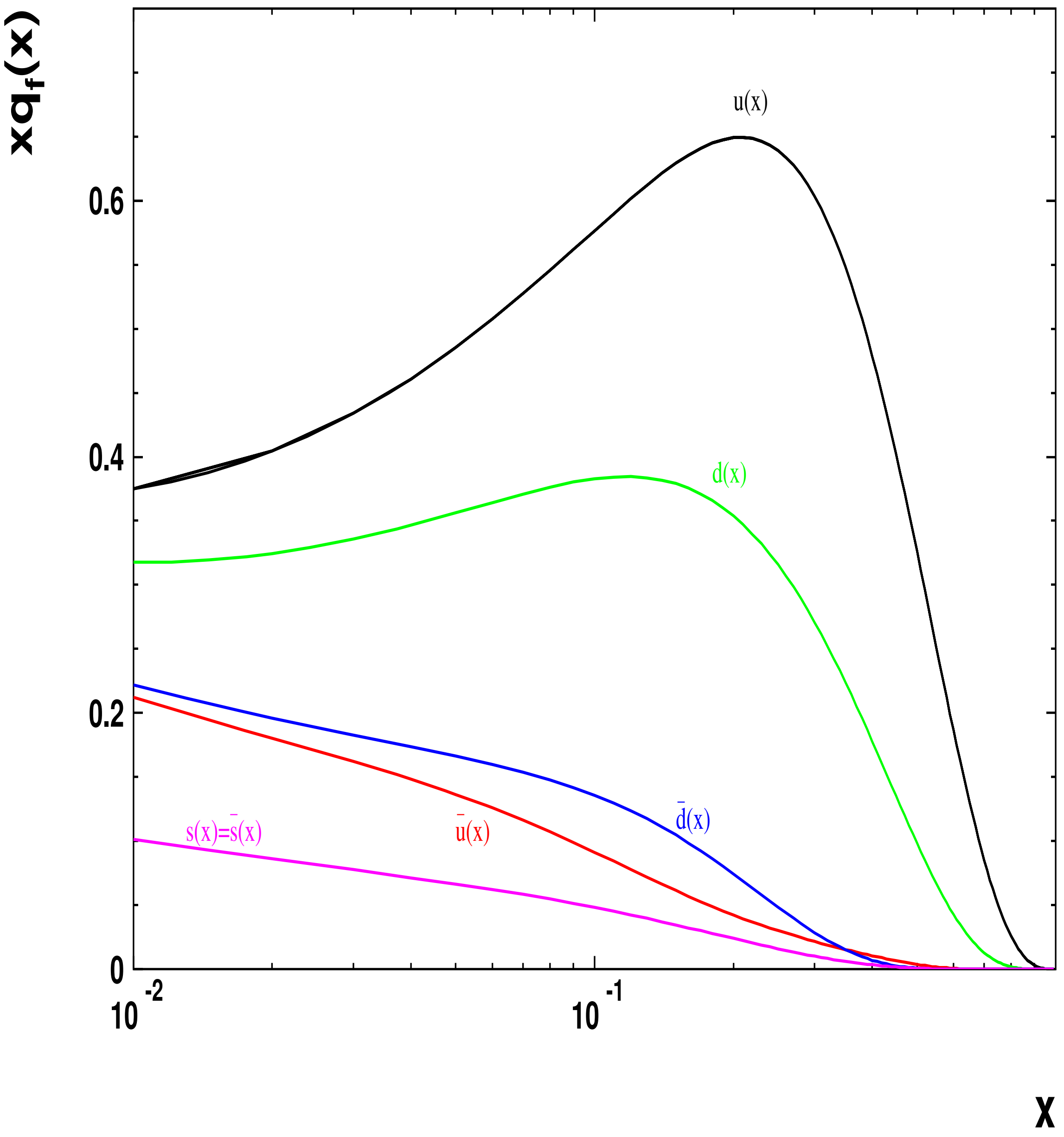

FIG. 1.7 – les fonctions de distribution des partons non polarisés en fonction de x Bjorken évaluées pour une valeur fixe de $Q^2 = 2.5\,GeV^2$. Elles sont obtenues par application d'un fit global aux données mondiales effectué par la collaboration CTEQ [39]

.

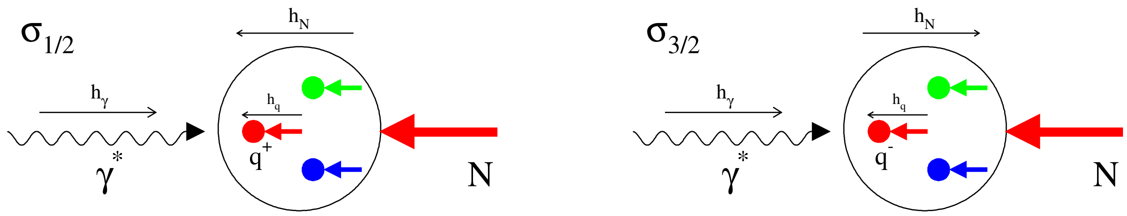

FIG. 1.8 – Schéma du processus DIS polarisé dans le référentiel de Breit. les quantités q^+ (q^-) sont les fonctions de distribution des partons ayant un spin parallèle (antiparallèle) par rapport à celui du nucléon. Les flèches en gras indiquent la direction de l'impulsion des particules ; et les flèches simples montrent la direction des hélicités.

est considéré comme une particule libre ayant une masse nulle. Due à la dilatation relativiste du temps, l'interaction entre les partons est rendue très lente par rapport au temps d'interaction avec le photon virtuel [20]. La variable de Bjorken x est interprétée, dans ce référentiel, comme étant la fraction de l'impulsion du nucléon portée par le parton frappé. En effet, puisque les partons sont des particules libres et ayant une masse nulle, leurs impulsions peuvent être négligées. Ainsi, la conservation du quadrivecteur impulsion donne :

$$m^2 = (x\,P + q)^2 \approx 0 \Rightarrow x = \frac{Q^2}{2\,P\,q} \tag{1.35}$$

La réaction entre le photon virtuel et le parton est interprétée dans le référentiel de Breit comme une collision frontale photon-parton où l'impulsion du quark frappé avant et après la collision est égale respectivement à xP et à $-xP$; où P étant l'impulsion du nucléon. La collision est schématisée sur la figure 1.9. Les fonctions de structure polarisées s'obtiennent de la même façon que les fonction non polarisées. Elles s'expriment par une somme incohérente des fonctions de distribution de partons polarisés :

$$g_1(x, Q^2) \rightarrow g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, \Delta q_f(x) \tag{1.36}$$

$$g_2(x, Q^2) \rightarrow g_2(x) = 0 \tag{1.37}$$

Le modèle des partons prévoît une valeur nulle pour la fonction de structure pola-

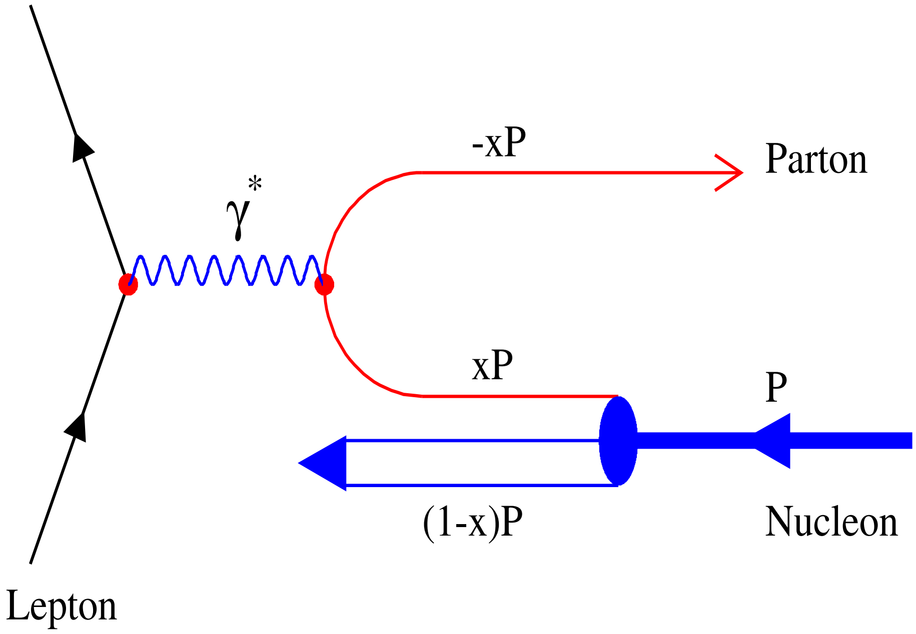

Fig. 1.9 – Le diagramme de la réaction DIS établi dans le référentiel de Breit. L'impulsion du quark frappé, de masse nulle, avant et après la collision est égale à xP et $-xP$ respectivement.

risée $g_2(x, Q^2)$ car la masse des partons ainsi que leur impulsions transversales sont négligeables. Les distributions des partons dans le nucléon sont normalisées de telle sorte que le nombre de chaque quark de valence correspond à la combinaison uud dans le proton :

$$\int u_v(x)\,dx = \int (u(x) - \overline{u}(x))\,dx = 2 \tag{1.38}$$

$$\int d_v(x)\,dx = \int (d(x) - \overline{d}(x))\,dx = 1 \tag{1.39}$$

$$\int s_v(x)\,dx = \int (s(x) - \overline{s}(x))\,dx = 0 \tag{1.40}$$

Les fonctions de distribution des quarks dans le neutron s'obtiennent de celles du proton par application de la symétrie d'isospin :

$$\begin{aligned} u_n(x) &= d_p(x) \equiv d(x) \qquad (1.41)\\ d_n(x) &= u_p(x) \equiv u(x) \\ s_n(x) &= s_p(x) \equiv s(x) \end{aligned}$$

Pour des énergies comparables à celles d'HERMES, la contribution des quarks aux fonctions de structure du nucléon se réduit aux quarks u, d, s et à leurs antiquarks. Par conséquent, les fonctions de structure non polarisée et polarisée du proton deviennent :

$$\begin{aligned} F_{1,p}(x) &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(u(x)+\overline{u}(x))+\frac{1}{9}(d(x)+\overline{d}(x))+\frac{1}{9}(s(x)+\overline{s}(x))\right] \\ g_{1,p}(x) &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(\Delta u(x)+\Delta\overline{u}(x))+\frac{1}{9}(\Delta d(x)+\Delta\overline{d}(x))+\frac{1}{9}(\Delta s(x)+\Delta\overline{s}(x))\right] \end{aligned} \tag{1.42}$$

et pour le neutron :

$$\begin{aligned} F_{1,n}(x) &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(d(x)+\overline{d}(x))+\frac{1}{9}(u(x)+\overline{u}(x))+\frac{1}{9}(s(x)+\overline{s}(x))\right] \\ g_{1,n}(x) &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(\Delta d(x)+\Delta\overline{d}(x))+\frac{1}{9}(\Delta u(x)+\Delta\overline{u}(x))+\frac{1}{9}(\Delta s(x)+\Delta\overline{s}(x))\right] \end{aligned} \tag{1.43}$$

Les mesures des sections efficaces d'absorption de photons polarisés effectuées en SLAC [38] ont montré que le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ est négligeable. Ce résultat met en évidence la prédiction du modèle des partons concernant le spin 1/2 des quarks. En effet, la nullité de la section efficace de la diffusion photon-parton, où le photon est polarisé longitudinalement ($\sigma_L \approx 0$), signifie que seuls les photons ayant une projection de spin égale à ± 1 sont permis de se coupler au quarks. Et D'après le principe de la conservation d'hélicités, ce couplage ne peut avoir lieu que si le spin des quarks est égal à 1/2.

1.3.2 Le modèle amélioré des partons

Le modèle simple des partons décrivait le nucléon comme un objet, dont les seuls constituants sont les quarks et les antiquarks. Cette hypothèse implique que l'intégrale de la somme des fonctions de distribution des partons par rapport à la variable x Bjorken doit être égale à 1 :

$$\sum_f \int x\, q_f(x)\, dx = 1. \tag{1.44}$$

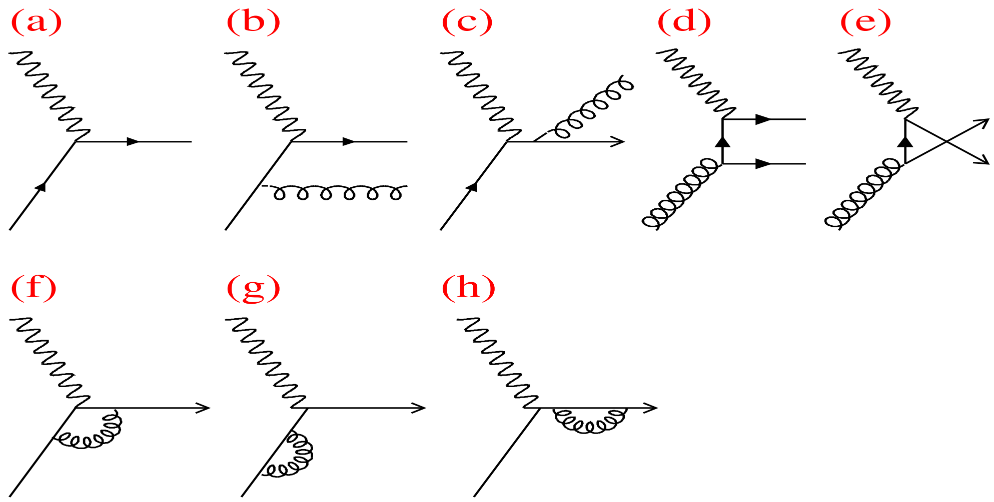

FIG. 1.10 – Les diagrammes intervenant dans la diffusion DIS. (a) : Diagramme sans émission de gluons. (b)-(c) : Diagramme avec émission d'un gluon avant et après la collision avec le photon. (d)-(e) : Diagramme de diffusion sur un quark produit par un gluon ($g \to q\overline{q}$), appelé diagramme de fusion photon-gluon. (f)-(g)-(h) : Diagrammes à une boucle de gluon.

En plus, le modèle simple présente les fonctions de distribution des partons et les fonctions de structure du nucléon comme des quantités qui ne dépendent que de x Bjorken, c'est à dire elles suivent la loi d'échelle. Par conséquent, même avec des moments de transfert (Q^2) très larges, le photon virtuel est incapable de révéler l'existence d'autres structures élémentaires à l'intérieur du nucléon. La violation de ces deux hypothèses a été mise en évidence par des expériences utilisants la diffusion profondément inélastique non polarisée. En effet, les mesures de la fonction de structure du proton non polarisée, établies en CERN [40], ont montré que les fonctions de distribution des partons dépendent non seulement de la variable x, mais aussi de Q^2. Elles ont montré également que les quarks ne portent que la moitié de l'impulsion du nucléon. Une explication des ces résultats expérimentaux est donnée dans le cadre de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) qui interprète la violation de la loi d'échelle par l'existence de nouveaux constituants qui ne sont pas tenus en compte par le modèle simple des partons. Selon cette théorie, le nucléon contient des nouvelles particules ayant un spin égale à 1 et qui sont électriquement neutres. Ces particules, appelées gluons, constituent les médiateurs de l'interaction forte décrite par le groupe de symétrie de couleur non abélien $SU(3)_c$. Les gluons sont échangés lorsque des particules, possédantes une charge de couleur, interagissent entre elles. Etant donné que les gluons portent eux-mêmes une charge de couleur, ils peuvent aussi interagir entre eux. Grâce aux gluons, le couplage du photon polarisé longitudinalement avec le nucléon est rendu possible ; menant ainsi à la violation de la relation de Callan-Gross. La constante de couplage α_s de l'interaction forte est définie par :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\,\pi}{b\,\log(\mu^2/\Lambda^2)} \qquad \text{avec,} \qquad b = \frac{33 - 2\,n_f}{12\,\pi} \tag{1.45}$$

où n_f est le nombre de quarks actifs, μ est l'énergie d'échelle et $\Lambda_{(n_f)}$ est le paramètre d'échelle de QCD et il dépend de n_f. Pour une énergie égale à la masse du Boson Z^0, $\mu \equiv M_{Z^0} = 91.187\,\text{GeV}$, le nombre de quarks actifs est égal à 5 ($n_f = 5$). A cette énergie, la valeur moyenne de la constante de couplage est égale à [41] $\alpha_s(M_{Z^0}) = 0.118 \pm 0.002$, correspondant à $\Lambda_{(5)} = 208\,\text{MeV}$. En pratique, la valeur de μ^2 est fixée par la valeur de Q^2 de l'expérience. Les interactions entre quarks et gluons, au premier ordre de α_s, incluent les diagrammes suivants :

- le diagramme d'émission de gluon par le quark avant ou après son interaction avec le photon virtuel.
- le diagramme de boucle de gluon où le gluon est émis et réabsorbé par le quark avant ou après qu'il interagisse avec le photon.
- le diagramme de fusion photon-gluon où le quark interagissant avec le photon est produit par une fluctuation d'un gluon en une paire $q\overline{q}$.

Ces diagrammes, appelés diagrammes des corrections radiatives de QCD, sont illustrés sur la figure 1.10. Ils doivent maintenant être pris en considération lors du calcul de la section efficace photon-quark :

$$\left|\gamma^* + q \to q'\right|^2 \equiv \left|A\right|^2_{\text{a}} + \left|A\right|^2_{\text{b-c}} + \left|A\right|^2_{\text{d-e}} + \left|A\right|^2_{\text{f-g-h}} \tag{1.46}$$

Le comportement des fonctions de structure du nucléon, illustré sur la figure 1.3, peut être expliqué si on tient compte de la dépendance des fonctions de distribution des quarks en Q^2. La valeur de Q^2 détermine la longueur d'onde associée au photon virtuel ($\lambda \approx 1/Q$) et par conséquent, la résolution de la sonde. Pour une valeur donnée de Q^2 ($Q^2 = Q_0^2$), la fonction de distribution des quarks est donnée par $q_f(x, Q_0^2)$. Si maintenant on augmente la résolution du photon virtuel $Q^2 > Q_0^2$, et à cause de l'émission des gluons, le quark sondé aura une fraction d'impulsion $x' < x$. Ainsi, à petit x, le nombre de quarks et de gluons augmente avec Q^2 ; et pour des grandes valeurs de x, où la contribution des quarks de valence est dominante, la densité des quarks decroît lorsque Q^2 augmente. Ceci explique la violation de la loi d'échelle observée expérimentalement. Dans le domaine où la théorie de perturbation est applicable, l'évolution des densités de quarks et de gluons en fonction de Q^2 est décrite par les équations d'évolution DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi) [42, 43, 44]. Elles sont données par :

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \begin{pmatrix} q(x,Q^2) \\ g(x,Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{q'} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \begin{pmatrix} P_{qq'}(\frac{x}{\xi}) & P_{qg}(\frac{x}{\xi}) \\ P_{gq'}(\frac{x}{\xi}) & P_{gg}(\frac{x}{\xi}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q'(\xi,Q^2) \\ g(\xi,Q^2) \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

où, $q(x, Q^2)$ et $g(x, Q^2)$ sont respectivement les densités des quarks et des gluons. P_{ab}, schématisées sur la figure 1.11, représentent les fonctions de partitions non polarisées. Elles sont définies par :

- $P_{qq}(\frac{x}{\xi})$ est la probabilité qu'un quark ayant émis un gluon se retrouve avec la fraction $\frac{x}{\xi}$ de son impulsion initiale.
- $P_{gq}(\frac{x}{\xi})$ la probabilité qu'un gluon se transforme en une paire $q\overline{q}$ telle que le quark produit ait une fraction $\frac{x}{\xi}$ de l'impulsion.
- $P_{qg}(\frac{x}{\xi})$ est probabilité qu'un quark émette un gluon avec la fraction $\frac{x}{\xi}$ de son impulsion initiale.
- $P_{gg}(\frac{x}{\xi})$ décrit la probabilité qu'un gluon émette un autre gluon avec la fraction $\frac{x}{\xi}$ de son impulsion initiale.

Elles s'écrivent sous la forme d'une série en puissance de α_s :

$$P = P^0 + P^1 \frac{\alpha_s}{2\,\pi} + ... \tag{1.48}$$

A l'ordre dominant, P^0, elles sont données par [45] :

$$P^0_{qq}(\frac{x}{\xi}) = \frac{4}{3}\frac{1+(\frac{x}{\xi})^2}{(1-\frac{x}{\xi})} + 2\,\delta(\frac{x}{\xi}-1) \tag{1.49}$$

$$P^0_{qg}(\frac{x}{\xi}) = \frac{1}{2}((\frac{x}{\xi})^2 + (1-\frac{x}{\xi})^2) \tag{1.50}$$

$$P^0_{gq}(\frac{x}{\xi}) = \frac{4}{3}\frac{1+(1-\frac{x}{\xi})^2}{\frac{x}{\xi}} \tag{1.51}$$

$$P^0_{gg}(\frac{x}{\xi}) = 6\left[\frac{1-\frac{x}{\xi}}{\frac{x}{\xi}} + \frac{\frac{x}{\xi}}{1-\frac{x}{\xi}} + \frac{x}{\xi}(1-\frac{x}{\xi})\right] + \frac{33-2\,n_f}{6}\,\delta(1-\frac{x}{\xi}) \tag{1.52}$$

Les équations d'évolution de quarks et de gluons polarisés s'écrivent de la même manière que pour les équations d'évolution des distributions non polarisées. Cependant, les fonctions de partition polarisées diffèrent de celles non polarisées. Elles sont définies par :

$$\Delta P_{ab} = P_{a^+b^+} - P_{a^-b^-} \tag{1.53}$$

où le signe + (−) désigne un quark ou un gluon dont le spin est aligné parallèlement (antiparallèlement) par rapport à celui du nucléon. A l'ordre dominant en α_s, les fonction de partitions polarisées sont données par [44] :

$$\Delta P_{qq}(\frac{x}{\xi}) = P_{qq}(\frac{x}{\xi}) \tag{1.54}$$

$$\Delta P_{qg}(\frac{x}{\xi}) = \frac{1}{2}((\frac{x}{\xi})^2 - (1-\frac{x}{\xi})^2) \tag{1.55}$$

$$\Delta P_{gq}(\frac{x}{\xi}) = \frac{4}{3}\frac{1-(1-\frac{x}{\xi})^2}{\frac{x}{\xi}} \tag{1.56}$$

$$\Delta P_{gg}(\frac{x}{\xi}) = 3\left[(1+(\frac{x}{\xi})^4)\left(\frac{1}{1-\frac{x}{\xi}}+\frac{1}{\frac{x}{\xi}}\right)-\frac{(1-\frac{x}{\xi})^3}{\frac{x}{\xi}}\right]+\frac{33-2\,n_f}{6}\,\delta(1-\frac{x}{\xi}) \quad (1.57)$$

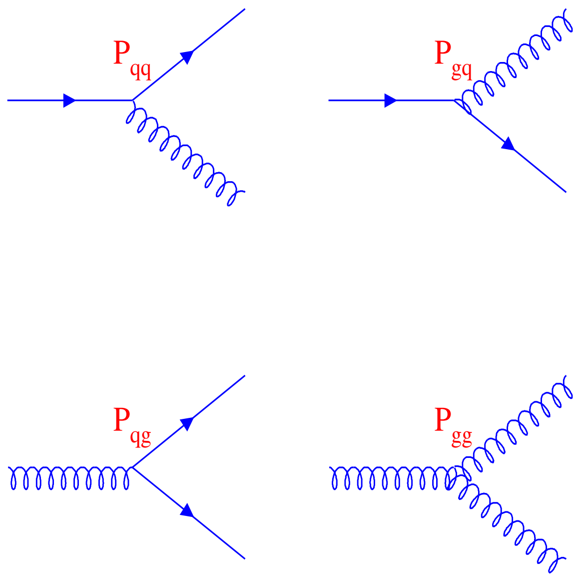

FIG. 1.11 – les couplages associés aux fonctions de partition

La fonction de structure $F_1(x,Q^2)$ s'obtient en sommant les produits de convolution entre les coefficients de Wilson $C_{q,g}(\frac{x}{\xi})$ et les fonctions de distribution des quarks et des gluons :

$$\begin{aligned} F_1(x,Q^2) &= \frac{1}{2}\sum_q e_q^2\Big\{ q(x,Q^2) \\ &+\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[C_q(\frac{x}{\xi})\,q(\xi,Q^2)\;+\;C_g(\frac{x}{\xi})\,g(\xi,Q^2)\right]\Big\} \end{aligned} \quad (1.58)$$

où les coefficients $C_q(\frac{x}{\xi})$ sont définis par :

$$C_q(\frac{x}{\xi}) = \delta(1-\frac{x}{\xi}) \quad (1.59)$$

La fonction de structure polarisée $g_1(x,Q^2)$ s'obtient de la même manière :

$$\begin{aligned} g_1(x,Q^2) &= \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Big\{ \Delta q(x,Q^2) \\ &+ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[\Delta C_q(\frac{x}{\xi})\,\Delta q(\xi,Q^2) + \Delta C_g(\frac{x}{\xi})\,\Delta g(\xi,Q^2)\right]\Big\} \end{aligned} \tag{1.60}$$

Pour des grandes valeurs de x Bjorken, les fonctions de structure polarisées et non polarisées évoluent de la même façon. Ceci est dû au fait que P_{qq} et ΔP_{qq} deviennent égales et la contribution des gluons devient négligeable devant celle des quarks.

1.4 Les règles de somme

La présente sous-setion aborde les différentes règles de somme qui permettent d'établir les relations entre les intégrales des fonctions de distribution des quarks et les propriétés macroscopiques du nucléon. A titre d'exemple, les équations 1.38-1.40 sont considérées comme des règles de somme qui déterminent le nombre des quarks de valence u et d dans le proton. Les règles de somme jouent des rôles très importants. Par exemple, celle de Bjorken permet de tester la théorie de QCD et celle de la fonction de structure polarisée $g_2(x,Q^2)$ permet d'établir une relation entre le spin total du nucléon et celui de ses constituants.

1.4.1 La règle de somme de Gottfried

La règle de somme de Gottfried [46] permet d'établir une relation entre les intégrales par rapport à la variable de Bjorken x de la fonction de structure non polarisée du proton $F_{2p}(x,Q^2)$ et du neutron $F_{2n}(x,Q^2)$. Elle s'exprime par :

$$\int_0^1 \frac{dx}{x}(F_{2,p}(x,Q^2) - F_{2,n}(x,Q^2)) = \frac{1}{3} \tag{1.61}$$

La règle est basée sur le modèle simple des partons et elle suppose la symétrie de l'isospin entre les quarks définie par les équations 1.41. Le but de la règle de somme de Gottfried est de montrer que les distributions des quarks de la mer sont symétriques ; c'est à dire $\overline{u}(x, Q^2) = \overline{d}(x, Q^2)$. Or, la valeur de cette relation obtenue expérimentalement [47] est légèrement inférieure à 1/3. Ceci implique que la distribution des quarks $\overline{u}(x, Q^2)$ dans le nucléon est supérieure à celle des quarks $\overline{d}(x, Q^2)$ et par conséquent, mène à la violation de la règle de somme de Gottfried.

1.4.2 La règle de somme de la fonction de structure polarisée

La règle de somme de la fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ fournis des informations sur la polarisation du nucléon. Elle s'exprime pour le proton et pour le neutron respectivement par [48] :

$$\Gamma_{1p} = \int_0^1 dx\, g_{1p}(x, Q^2) = \frac{1}{2}(a_3 + \frac{a_8}{3})\Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{a_0}{9}\Delta C_S(Q^2) \tag{1.62}$$

$$\Gamma_{1n} = \int_0^1 dx\, g_{1p}(x, Q^2) = \frac{1}{2}(-a_3 + \frac{a_8}{3})\Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{a_0}{9}\Delta C_S(Q^2) \tag{1.63}$$

où $\Delta C_S(Q^2)$ et $\Delta C_{NS}(Q^2)$ sont respectivement les premiers moments des coefficients singulets de Wilson $\Delta c_S(x, Q^2)$ et non singulet $\Delta c_{NS}(x, Q^2)$ dont les valeurs dépendent du schéma de renormalisation utilisé et de nombre du quarks actifs :

$$\begin{aligned} \Delta C_{NS}(Q^2) &= \int_0^1 dx\, \Delta c_{NS}(x, Q^2) \\ \Delta C_S(Q^2) &= \int_0^1 dx\, \Delta c_S(x, Q^2) \end{aligned} \tag{1.64}$$

Si le schéma utilisé est celui de $\overline{MS}$ (Minimal Scheme)[49], les fonctions $\Delta C_S(Q^2)$ et $\Delta C_{NS}(Q^2)$ sont données par un développement en puissance de la constante de couplage α_s [50] :

$$\Delta C_{NS}(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.096\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 \tag{1.65}$$

$$\Delta C_S(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.583\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 - 20.215\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3 \tag{1.66}$$

Ces coefficients se réduisent à 1 dans le cas où le moment de transfert tend vers l'infini. Les coefficients a_3 et a_8 sont les éléments de la matrice du nucléon de type non singulet. a_0 est l'élément de la matrice du nucléon de type singulet. Elles sont définies par :

$$\begin{aligned} < P, S|J^0_\mu|P, S > &= 2\,M\,a_0\,S_\mu \\ < P, S|J^3_\mu|P, S > &= M\,a_3\,S_\mu \\ < P, S|J^8_\mu|P, S > &= M\,a_8\,S_\mu \end{aligned} \tag{1.67}$$

où P et S sont respectivement les quadrivecteur impulsion et polarisation du nucléon et J^3_μ et J^8_μ sont les opérateurs de courants axiaux-vecteurs de type non singulet et J^0_μ est l'opérateur courant axial-vecteur de type singulet. Ces opérateurs sont définis par :

$$J^j_\mu = \sum_{k,l=1}^{3} \overline{\psi}\,\gamma_\mu\,\gamma_5\,\left[\frac{\lambda_j}{2}\right]_{k\,l}\,\psi \tag{1.68}$$

Les λ_j sont les huit matrices (3×3) de Gell-Mann qui forment les générateurs du groupe de SU(3) et $\lambda_0 = 2\,I$ et ψ étant la fonction d'onde du nucléon. Selon le modèle des partons, a_0, a_3 et a_8 sont directement liés aux premiers moments $\Delta q_f = \int_0^1 dx \Delta q_f(x)$ des fonctions de distribution des quarks polarisés [48] :

$$\begin{aligned} a_0 = \Delta\Sigma &= \Delta u + \Delta\overline{u} + \Delta d + \Delta\overline{d} + \Delta s + \Delta\overline{s} \\ a_3 = \Delta q_3 &= \Delta u + \Delta\overline{u} - (\Delta d + \Delta\overline{d}) \\ a_8 = \Delta q_8 &= \Delta u + \Delta\overline{u} + \Delta d + \Delta\overline{d} - (\Delta s + \Delta\overline{s}) \end{aligned} \tag{1.69}$$

les éléments a_j, j=1 à 8 peuvent être déterminés expérimentalement à partir de la désintégration faible des hypérons [51] à condition que les huit hypérons de spin 1/2 forment un octet de la symétrie de saveur $SU(3)$. La brisure de cette symétrie est estimée à 10% [52]. Les désintégrations des hypérons sont alors décrites à l'aide des deux constantes de désintégrations, F et D, à partir desquelles, les éléments de la matrice des courants de l'octet sont évalués. Par conséquent, a_3 est obtenu de la désintégration β du neutron [53, 24] :

$$a_3 = g_A = F + D = 1.2670 \pm 0.0035 \tag{1.70}$$

où g_A est la constante de couplage axiale de la désintégration β du neutron ; et a_8 est mesuré à partir de la désintégration faible des hypérons [51, 54] :

$$a_8 = 3F - D = 0.5840 \pm 0.032 \tag{1.71}$$

a_0 ne peut pas être obtenue à partir des constantes de désintégration. Son évaluation exige la détermination de la règle de somme (Eq. 1.62) ainsi que la connaissance des valeurs de a_3 et de a_8.

1.4.3 La règle de somme de Bjorken

La règle de somme de Bjorken [56] a été établie par Bjorken en 1966 en utilisant uniquement l'algèbre des courants et la symétrie d'isospin. Elle relie la différence des premiers moments de la fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ du proton et du neutron, dans la limite où le moment de transfert du photon virtuel tend vers l'infini, à la constante de couplage de la désintégration β du neutron g_A :

$$\Gamma_{Bj} = \int_0^1 dx \, \left[g_{1,p}(x, Q^2) - g_{1,n}(x, Q^2)\right] = \frac{1}{6} g_A \, \Delta C_{NS}(Q^2) = \frac{1}{6}(F + D) \tag{1.72}$$

Cette règle de somme est fondamentale dans le sens où elle présente un test de la théorie de QCD. Les données disponibles sur les fonctions de structure polarisées $g_{1,p}(x, Q^2)$ et $g_{1,n}(x, Q^2)$ ont été utilisées pour évaluer la règle de somme de Bjorken. Le résultat obtenu est $\Gamma_{Bj} = 0.176 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst})$ pour une valeur de $Q^2 = 5\, GeV^2$. La valeur calculée par Bjorken, à la même échelle, est égale à 0.183 ± 0.002. Les deux valeurs sont en accord compte tenu des erreurs associées à leur détermination.

1.4.4 La règle de somme d'Ellis-Jaffe

La règle de somme d'Ellis et de Jaffe [57] prédit la valeur de l'intégrale de la fonction de structure polarisée $g_1(x, Q^2)$ du proton et du neutron en supposant d'une part que la symétrie SU(3) est exacte, c'est à dire les masses des trois quarks u, d et s sont égales, et d'autre part que les quarks étranges de la mer ne sont pas polarisés ($\Delta s = \Delta\overline{s} = 0$). Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} \Gamma_{1,p} &= \frac{1}{12}(a_3 + \frac{a_8}{3})\Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{a_8}{9}\Delta C_S(Q^2) \\ \Gamma_{1,n} &= \frac{1}{12}(-a_3 + \frac{a_8}{3})\Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{a_8}{9}\Delta C_S(Q^2) \end{aligned} \quad (1.73)$$

Les mesures des premiers moments de la fonction de structure $g_1(x, Q^2)$ du proton et du neutron donnent : $\Gamma_{1,p} = 0.118 \pm 0.004$(stat)$\pm 0.007$(syst) et $\Gamma_{1,n} = -0.058 \pm 0.005$(stat)$\pm 0.008$(syst). Ces valeurs sont un peu différentes de celles prédites par Ellis et Jaffe et qui sont : $\Gamma_{1p} = 0.170 \pm 0.005$ et $\Gamma_{1n} = -0.014 \pm 0.005$. La violation de cette règle de somme met en question les hypothèses imposées par Ellis et Jaffe ; ce qui veut dire ou bien la mer étrange est polarisée, ou bien la symétrie SU(3) n'est pas une symétrie exacte, ou bien les deux !

1.4.5 La polarisation des quarks

L'élément de la matrice du proton de type singulet, a_0, est interprété à l'aide du modèle des partons simple comme la contribution du spin des quarks à celui du nucléon. Sa valeur est obtenue à partir de la fonction de structure polarisée du proton $g_{1,p}(x, Q^2)$ et des éléments de la matrice du proton a_3 et a_8 dont les valeurs sont extraites des constantes de la désintégration β du neutron et de la désintégration faible d'hypéron. La combinaison des premières mesures de la fonction de structure $g_{1,p}(x, Q^2)$ et des valeurs de a_3 et a_8 données respectivement par les équations 1.70 et 1.71 aboutit à une valeur de a_0 de 0.006 ± 0.058(stat)± 0.116(syst) [4]. Une autre mesure plus récente de $g_{1,p}(x, Q^2)$, effectuée par la collaboration EMC [132], donne une valeur de a_0 de $0.23 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$, avec un moment de transfert $Q^2 = 5\,\text{GeV}^2$. Ces mesures ont mené à ce qu'on appelle la crise du spin du proton "*Spin Crisis*". Dans le cadre de la théorie de QCD, le spin du nucléon est constitué du spin des quarks $\Delta\Sigma$, de leurs moments angulaires L_q, du spin des gluons ΔG et de leurs moments angulaires L_G :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma(\mu^2) + L_q(\mu^2) + \Delta G(\mu^2) + L_G(\mu^2) \tag{1.74}$$

où μ^2 désigne l'énergie d'échelle définie précédemment. Elle représente l'énergie avec laquelle le nucléon est sondé, $\mu^2 = Q^2$. Plusieurs modèles ont vu le jour afin de donner une estimation à la contribution des quarks au spin du nucléon. Selon le modèle des quarks $SU(6) \supset SU(3)_{saveur} \otimes SU(2)_{spin}$ [58], où la fonction d'onde du nucléon est décrite par des fonctions d'ondes de saveur et de spin des quarks non relativistes u, d et s, le spin du nucléon est complètement obtenu à partir du spin des quarks ; c'est à dire $\Delta\Sigma = 1$. Le modèle ignore toutes les forces de liaisons et toutes les interactions qui existent à l'intérieur du nucléon. Une autre approche pour estimer la contribution des quarks au spin du nucléon consiste à utiliser les deux hypothèses d'Ellis et de Jaffe qui sont : la symétrie SU(3) exacte et $\Delta s = \Delta\bar{s} = 0$. Dans ce cas, les éléments de matrice a_0 et a_8 deviennent identiques. Par conséquent $\Delta\Sigma$ est obtenue à partir de la désintégration faible des hypérons : $\Delta\Sigma = a_0 = a_8 = 0.585 \pm 0.025$. Le modèle du sac "bag model" [59], qui décrit le nucléon comme étant un objet composé de quarks relativistes confinés dans des "sacs", estime la contribution du spin des quarks à 65% et attribue l'autre fraction du spin du nucléon au moment angulaire orbital des quarks. Dans le modèle de quark soliton [60], les quarks obtiennent une masse dynamique via une brisure spontanée de la symétrie chirale. La contribution des quarks prévue par le modèle est égale à $\Delta\Sigma = 0.56$. La fraction de spin du nucléon manquante est attribuée au moment angulaire des quarks [61]. La règle de somme de QCD, qui a réussi à déterminer les fractions de l'impulsion du nucléon portées par les quarks et les gluons avec succès [62, 63], donne une estimation de la contribution du spin et du moment angulaire orbital des gluons à la polarisation du nucléon [64, 65] : $\Delta G + L_G = 0.35 \pm 0.5$. Par conséquent, $1/2\Delta\Sigma + L_q \approx 0.15 \pm 0.13$ ou encore $\Delta\Sigma \leq 0.13 \pm 0.26$. Ces calculs ont été effectués à une échelle de $1\,\mathrm{GeV}^2$. Tous les modèles présentés jusqu'à présent utilisent l'égalité $a_0 = \Delta\Sigma$ pour estimer la polarisation totale des quarks. Cependant le modèle des partons amélioré prevoît une polarisation des gluons non nulle [48, 66]. Par conséquent, l'expression de l'élément de matrice de type singulet a_0 doit être modifiée afin de tenir compte de la contribution des gluons [55] :

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2) \tag{1.75}$$

Ce qui peut expliquer la valeur de a_0 mesurée. Une autre alternative pour mesurer la contribution de chaque quark au spin du nucléon est donnée dans le contexte de la diffusion DIS semi inclusive polarisée. Cette technique sera présentée dans les sous-sections suivantes.

1.5 Le processus DIS semi inclusive

La réaction DIS semi inclusive (SIDIS) notée par

$$l + N \to l' + h + X, \tag{1.76}$$

est caractérisée par la détection, dans l'état final, d'un hadron (h) en coïncidence avec le lepton diffusé. Le processus est illustré dans la figure 1.12 et les variables cinématiques associées à la réaction sont définies dans les tableaux 1.1 et 1.2. Lors de la réaction, le quark frappé par le photon virtuel s'engage dans une série de création de paire $q\overline{q}$ qui, en fin de compte, se matérialise en un ou plusieurs hadrons. Ce processus est connu sous le nom d'hadronisation ou de fragmentation. Les quarks spectateurs se hadronisent eux aussi. Les hadrons issus de l'hadronisation du quark frappé forment une région cinématique appelée *current fragments*; et ceux provenants des quarks spectateurs forment une seconde région dite *target fragments* [67]. Des études établies par la collaboration EMC [68] ont montré qu'expérimentalement, il est possible de

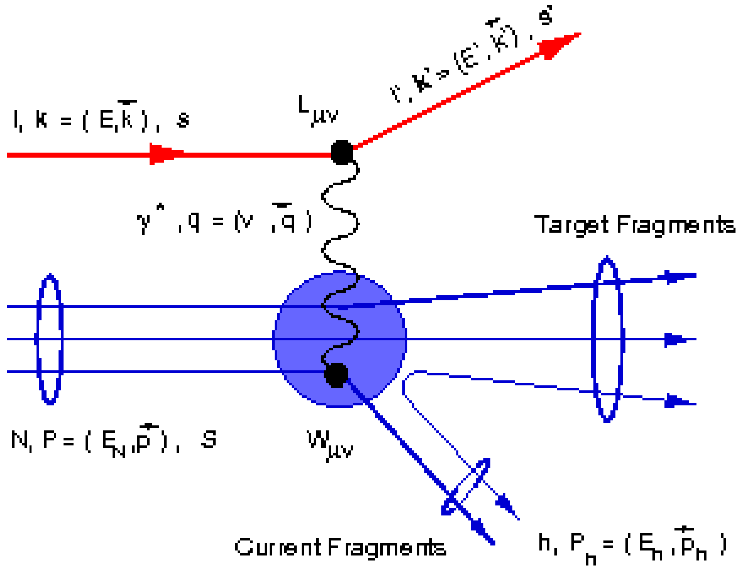

FIG. 1.12 – La réaction DIS semi inclusive.

séparer entre ces deux régions cinématiques. En général, les hadrons produits avec des grandes impulsions à l'avant dans le système de centre de masse photon-nucléon ($\gamma^* N$) ont tendance à appartenir à la région *current fragments*. Les analyses utilisant les processus SIDIS supposent que le hadron détecté provient de la région *current fragments*. C'est à dire, qu'il contient le quark frappé. Cette hypothèse est cruciale afin de pouvoir utiliser la méthode d'étiquetage des quarks [68], qui à son tour permet de déterminer la contribution individuelle de chaque quark au spin du nucléon. Afin que cette supposition soit valable, les hadrons détectés doivent satisfaire les deux coupures cinématiques suivantes : $x_F > 0.1$ et $z > 0.2$.

La section efficace semi inclusive de production d'un hadron de type h, en coïncidence avec le lepton diffusé, s'obtient en supposant que le processus de diffusion sur un quark (diffusion dure) et le processus d'hadronisation se factorisent. En d'autres termes, la section efficace s'exprime comme une sommation sur les produits des fonctions de distribution des quarks $q_f(x, Q^2)$ et des fonctions de fragmentations $D_f^h(x, z)$ qui définissent la probabilité de produire un hadron de type h, portant une fraction d'énergie du photon virtuel $z = E_h/\nu$, lorsqu'un quark de saveur f est frappé. De ce fait les fonctions de structures du nucléon deviennent :

$$F_1^h(x, Q^2, z) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, q_f(x, Q^2) \, D_f^h(Q^2, z) \tag{1.77}$$

$$g_1^h(x, Q^2, z) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, \Delta q_f(x, Q^2) \, D_f^h(Q^2, z) \tag{1.78}$$

Le processus de fragmentation ne peut pas être calculé par la théorie de perturbation puisqu'il invoque des processus à longue distance caractérisés par un petit Q^2. Cependant, la connaissance des fonctions de fragmentation est essentielle pour la détermination de la polarisation des quarks. Par conséquent, on fait recours à des modèles phénoménologiques pour les évaluer. La stratégie adoptée par ces modèles est de briser le processus de fragmentation en une série de phases [69]. Au début, le quark frappé émis un gluon qui, ensuite, déclenche une avalanche formée de quarks et de gluons qui s'achève lorsque les énergies des partons sont épuisées. Dans ce cas, les quarks sont confinés dans les hadrons. Plusieurs modèles ont été développés afin d'expliquer le processus de fragmentation. Dans les paragraphes suivants, le modèle de fragmentation indépendante et le modèle de corde de LUND seront brièvement présentés. La figure 1.13 shématise le fonctionnement des deux modèles.

Le modèle de fragmentation indépendante

Le modèle de fragmentation indépendante [70] a été développé par Field et Feynman. Chaque quark de l'avalanche se hadronise sans tenir compte de l'existence des autres partons dans la cascade. Le quark frappé q_0 se combine au antiquark $\overline{q}_1$ de la paire $q_1\overline{q}_1$ crée du vide. La paire $q_0\overline{q}_1$ forme un hadron primaire portant une fraction d'énergie z. Le quark restant q_1 se couple au antiquark $\overline{q}_2$ de la paire $q_2\overline{q}_2$ et forme un second hadron ayant une fraction d'énergie $1 - z$; ce processus continue jusqu'à l'instant où l'énergie disponible devient inférieure à l'énergie de *cutoff* à partir de laquelle le processus de fragmentation s'arrête. Les quarks restants sont négligés ce qui entraîne une violation des nombres quantiques de couleur et de saveur.

Le modèle de corde de LUND

Le modèle de corde de LUND [71] suppose que les quarks qui se hadronisent sont connectés entre eux par un tube ou une corde (gluon) dont la densité d'énergie est égale à κ=1 GeV/fm. L'énergie potentielle d'une paire V(r)=κ r augmente lorsque la distance r séparant les deux quarks augmente. La corde peut être brisée lorsque les énergies des deux quarks dépassent la masse invariante de la paire, produisant ainsi une nouvelle paire $q'\overline{q'}$ où les quarks, récemment produits, sont connectés par une nouvelle corde. Le même scénario est répété successivement et ne s'arrête que lorsque l'énergie associée à la paire est proche de la masse sur couche d'un hadron. Dans ce modèle, la production des baryons est possible grâce à un mécanisme appelé "pop-corn" [72] où trois paires $q\overline{q}$ peuvent être combiner entre elles pour former un baryon et un antibaryon. Contrairement au cas précédent, le modèle de LUND conserve les nombres quantiques de couleur et de saveur.

Le Monte Carlo utilisé pour reproduire les multiplicités des hadrons, mesurées à HERMES, utilise Le modèle de corde de LUND ; où ses paramètres ont été ajustés pour qu'ils soient compatibles avec les énergies d'HERMES. L'un de ces paramètres est le facteur de suppression d'étrangeté qui définit le rapport des probabilités de produire une paire étrange $s\overline{s}$ et une autre non étrange $u\overline{u}$ ou $d\overline{d}$.

1.6 Les asymétries de spin

Outre que les fonctions de fragmentation, les asymétries de spin inclusive et semi inclusive constituent un second ingrédient nécessaire pour l'extraction de $\Delta q(x, Q^2)$. Les asymétries de spin de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon sont données par :

$$A_{\|}(x, Q^2) = \frac{\frac{d^2\sigma^{\rightleftarrows}}{dx\,dQ^2} - \frac{d^2\sigma^{\rightrightarrows}}{dx\,dQ^2}}{\frac{d^2\sigma^{\rightleftarrows}}{dx\,dQ^2} + \frac{d^2\sigma^{\rightrightarrows}}{dx\,dQ^2}}, \qquad A_{\perp}(x, Q^2) = \frac{\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Uparrow}}{dx\,dQ^2} - \frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{dx\,dQ^2}}{\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Uparrow}}{dx\,dQ^2} + \frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{dx\,dQ^2}} \tag{1.79}$$

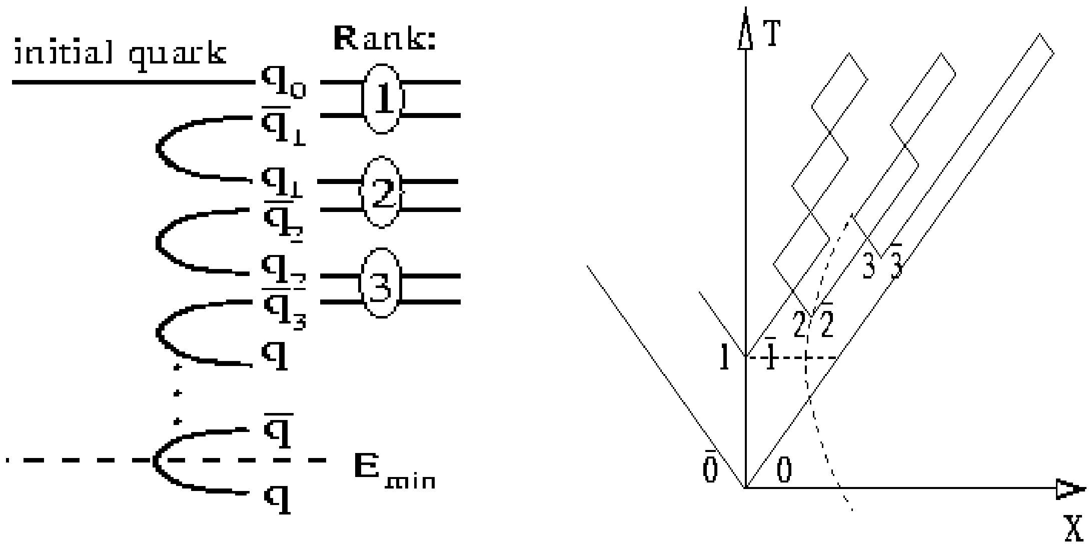

FIG. 1.13 – Le modèle de fragmentation indépendante et le modèle de corde de LUND illustrés respectivement par la première et la deuxième figure.

où $A_{\parallel}(x,Q^2)$ mesure le rapport de la différence et de la somme des sections efficaces où le spin du nucléon est aligné parallèlement et antiparallèlement par rapport à celui du lepton incident ; et $A_{\perp}(x,Q^2)$ mesure la même quantité sauf que dans ce cas, le spin du nucléon est perpendiculaire à celui du lepton incident.

Les fonctions de distribution des quarks polarisés sont liées directement aux asymétries de spin physiques $A_1(x,Q^2)$ et $A_2(x,Q^2)$, obtenues à partir des sections efficaces polarisées de l'absorption photon-nucléon $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{3/2}$:

$$A_1(x,Q^2) = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{g_1(x,Q^2) - \gamma^2\, g_2(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)} \tag{1.80}$$

$$A_2(x,Q^2) = \frac{2\,\sigma_{TL}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{\gamma(g_1(x,Q^2) + g_2(x,Q^2))}{F_1(x,Q^2)} \tag{1.81}$$

où la dérivation de la section efficace par rapport à x et à Q^2 est omise pour la simplicité d'écriture. $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{3/2}$ sont définies sur la figure 1.8 et σ_{TL} mesure l'interférence entre les amplitudes d'absorption de photon polarisé longitudinalement et transversalement. Les relations entre A_1, A_2 et les fonctions de structure sont obtenues grâce au théorème optique qui relie la section efficace d'absorption de photon par le nucléon a celle de la diffusion de Compton virtuelle à l'avant [58]. Au cours de cette réaction, le photon virtuel incident conserve son quadrivecteur impulsion. Les asymétries physiques sont obtenues de celles expérimentales par la relation :

$$A_{\parallel}(x,Q^2) = D(x,Q^2)(A_1(x,Q^2) + \eta A_2(x,Q^2)) \tag{1.82}$$

$$A_{\perp}(x,Q^2) = D(x,Q^2)(-\frac{\eta}{\xi}A_1(x,Q^2) + \xi A_2(x,Q^2)) \tag{1.83}$$

où γ, η et ξ sont des facteurs cinématiques définis par :

$$\gamma = \frac{Q^2}{\nu^2} \tag{1.84}$$

$$\eta = \frac{\epsilon\,\gamma\,y}{1-(1-y)\,\epsilon} \tag{1.85}$$

$$\xi = \sqrt{\frac{2\,\epsilon}{(1+\epsilon)}} \tag{1.86}$$

et $D(x,Q^2)$ est la dépolarisation du photon virtuel par rapport à la polarisation du lepton incident. Elle est définie par :

$$D(x,Q^2) = \frac{1-(1-y)\,\epsilon}{1+\epsilon\,R(x,Q^2)} \tag{1.87}$$

où ϵ et $R(x,Q^2)$ sont définis précédemment par les équations 1.20 et 1.21. En utilisant les équations 1.80 et 1.81 on obtient :

$$A_1(x,Q^2) = \frac{1}{(1+\eta\gamma)D(x,Q^2)}\,A_{\parallel}(x,Q^2) - \frac{\eta\gamma(1+\gamma^2)}{1+\eta\gamma}\frac{g_2(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)} \tag{1.88}$$

La contribution de la fonction de structure $g_2(x,Q^2)$ à l'équation 1.88 est supprimée par le produit des facteurs cinématiques $\eta\gamma$ qui, dans la région cinématique couverte par HERMES, s'étend à $1.4\,10^{-3} < \eta\gamma < 0.6$. Par conséquent, la mesure de l'asymétrie de spin longitudinale $A_{\parallel}(x,Q^2)$ est suffisante pour déterminer l'asymétrie physique photon-nucléon $A_1(x.Q^2)$. L'asymétrie de spin semi inclusive du hadron h s'obtient de la même façon que dans le cas inclusive :

$$A_1^h(x,Q^2) \overset{g_2 \approx 0}{=} \frac{\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz\, g_1^h(x,Q^2,z)}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz\, F_1^h(x,Q^2,z)} \tag{1.89}$$

où l'intégrale couvre les valeurs de la fraction d'énergie z qui définissent la région *current fragments*. A l'ordre dominant, et suivant le modèle des partons, les asymétries de spin inclusive $A_1(x,Q^2)$ et semi inclusive $A_1^h(x,Q^2)$ s'expriment à partir des fonctions de fragmentations $D_f^h(Q^2,z)$ et des fonctions de structure des quarks polarisés $\Delta q_f(x,Q^2)$ et non polarisés $q_f(x,Q^2)$ via les expressions suivantes :

$$A_1(x,Q^2) = \frac{\sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x,Q^2)}{\sum_{f'} e_{f'}^2\, q_{f'}(x,Q^2)} \tag{1.90}$$

$$A_1^h(x,Q^2) = \frac{\sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x,Q^2)}{\sum_{f'} e_{f'}^2\, q_{f'}(x,Q^2)} \frac{\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz\, D_f^h(Q^2,z)}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz\, D_{f'}^h(Q^2,z)} \tag{1.91}$$

Ces deux équations seront exploitées dans le quatrième chapitre pour déterminer la contribution du spin des quarks étranges $(\Delta s + \Delta\overline{s})$ et celui des quarks non étranges $(\Delta u + \Delta\overline{u} + \Delta d + \Delta\overline{d})$ au spin total du nucléon.

Les fonctions de fragmentation des quarks étranges et des quarks non étranges en des kaons chargés $K \equiv K^+ + K^-$ ainsi que les asymétries de spin inclusive $A_1(x,Q^2)$ et semi $A_1^K(x,Q^2)$ nécessaires pour cette extraction seront déterminées dans le troisième chapitre.

Chapitre 2 Dispositif expérimental

Ce chapitre présente l'expérience d'HERMES (HERA Measurement of Spin). Le site expérimental et le détecteur sont successivement décrits. Depuis sa mise en service, en 1995, le dispositif expérimental a subi quelques modifications. Les informations contenues dan ce chapitre se réfèrent à la période 1999-2000 durant laquelle, les données utilisées dans l'analyse ont été enregistrées.

2.1 Le collisionneur HERA

HERA(Hadron-Elektron-Ring-Anlage, en allemand) est le seul collisionneur lepton-proton au monde. Il accélère des électrons ou des positrons jusqu'à 27.5 GeV et des protons jusqu'à 920 GeV. Il est situé sur le site du DESY (Deutshes Electronen Synchrotron) à Hambourg en Allemagne et a une circonférence de 6336 m.

Le site du DESY regroupe plusieurs accélérateurs permettant d'atteindre progressivement l'énergie requise pour l'injection dans HERA. Les électrons sont produits à partir d'une cathode et accélérés jusqu'à une énergie de 450 MeV dans un accélérateur linéaire (Linac II) de 70 m de long. Si les leptons désirés sont des positrons et non des électrons , les électrons produits par le Linac sont injectés dans un convertisseur de positrons où ils émettent par bremsstrahlung un photon énergétique qui va se désintégrer en une paire électron-positron. Ce procédé ne permettant pas de produire des faisceaux de positrons aussi intenses que les faisceaux des électrons, les positrons sont accumulés, après leur accélération dans le Linac II, dans un anneau d'accumulation à 450 MeV. Les leptons (électrons ou positrons) sont ensuite regroupés par paquets et injectés dans un autre accélérateur (DESY II) où ils atteignent une énergie de 7 GeV. Ils vont ensuite dans l'accélérateur PETRA II où ils sont accélérés jusqu'à 12 GeV ce qui permet leur injection dans HERA. Une fois dans HERA, ils

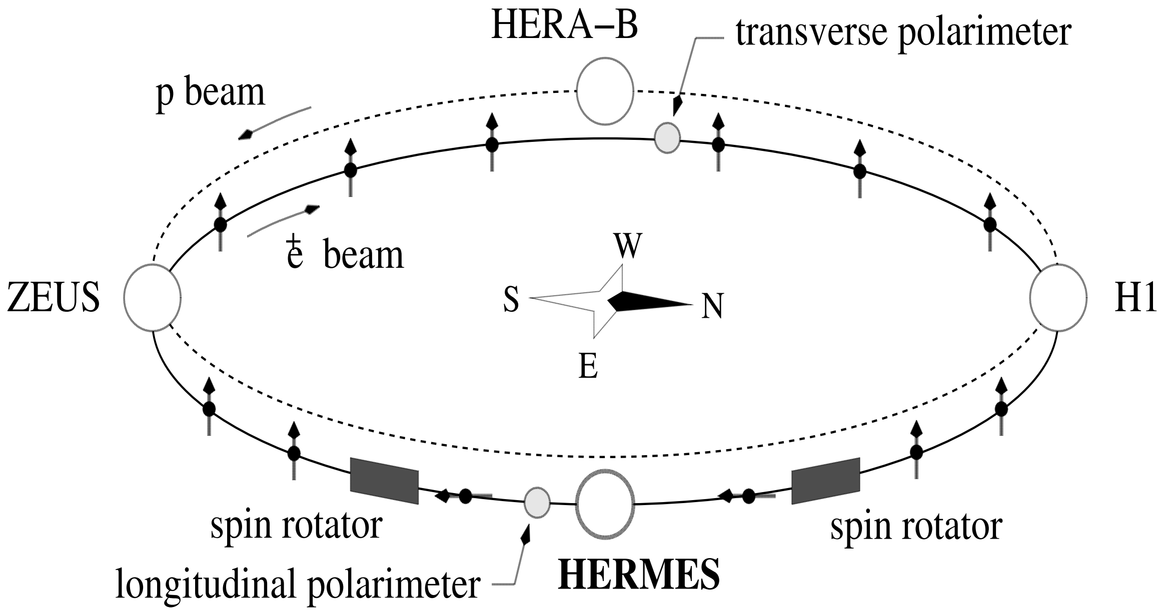

Fig. 2.1 – Schéma général de la machine HERA.

atteignent l'énergie de collision (27.6 GeV). Dans cet anneau, les leptons circulent dans un champ magnétique créé par des aimants conventionnels et ils sont accélérés par des cavités supraconductrices radio-fréquences. Les protons sont produits par la dissociation puis l'ionisation d'une molécule d'hydrogène. Ils sont ensuite portés à 50 MeV dans un accélérateur linéaire (Linac III) puis sont regroupés par paquet et successivement injectés dans DESY III, PETRA II et enfin HERA ce qui leur permet d'atteindre les énergies de 7.5 GeV, 40 GeV et enfin 920 GeV. Ils circulent dans un anneau composé d'aimants supraconducteurs où ils sont eux aussi accélérés par des cavités radio-fréquences. Une fois l'énergie requise est atteinte pour les deux faisceaux, leurs trajectoires sont légèrement modifiées pour qu'ils se croisent en deux points et y produisent des collisions. L'intervalle de temps entre le croisement de deux paquets de particules est de 96 ns.

2.1.1 Les expériences utilisant HERA

Il y a quatre points d'interaction sur HERA. Deux points de collision entre les deux faisceaux et deux points de collision entre un faisceau et une cible fixe. Ces quatre points sont chacun utilisés par une expérience différente comme le montre la figure 2.1 :

H1, ZEUS sont deux expériences de collisions. Elle s'intéressent aux interactions électron-proton et sont destinées à mesurer la fonction de structure du proton dans des régions cinématiques à grand moment de transfert (Q^2) et à petit x Bjorken qui sont inaccessibles par les expériences à cible fixe.

HERA-B s'intéresse à la violation de CP dans le système du quark b. Pour cela, elle utilise uniquement le faisceau de protons qu'elle fait interagir avec une cible fixe (en fait des fils de cuivre insérés dans le faisceau).

HERMES est l'expérience dont les données ont été utilisées pour cette thèse. Elle utilise uniquement le faisceau d'électrons polarisés longitudinalement grâce à des rotateurs de spin. Elle s'intéresse principalement aux distributions de spin des quarks en étudiant les interactions entre une cible interne de gaz polarisée et le faisceau d'électrons polarisés.

2.1.2 La polarisation du faisceau de positrons

Sous l'action du champ magnétique qui règne à l'intérieur de l'anneau d'accélération, et qui est perpendiculaire au plan du faisceau, les positrons, qui sont initialement non polarisés, émettent des rayonnements synchrotrons. Après un certain temps, les positrons vont acquérir une polarisation perpendiculaire à leurs impulsions. Cet effet est connu sous le nom de l'effet de Sokolov-Ternov [73].

La polarisation du faisceau croît exponentiellement en fonction du temps. Elle est définie par [74] :

$$P(t) = P_{ST}(1 - e^{-t/\tau_{ST}}) \tag{2.1}$$

$P_{ST} = 92.4\,\%$ est la polarisation asymptotique de Sokolov-Ternov et τ_{ST} est une constante de temps caractéristique de la montée de la polarisation définie par :

$$\tau_{ST} = 2.83\,10^{18}\,\frac{\rho^3}{\gamma^5}\,s\,m^{-3} \tag{2.2}$$

où ρ est le rayon de courbature de l'anneau d'accélération et $\gamma = E/m_e$ est le facteur de Lorentz. τ_{ST} dépend de la géométrie de l'anneau et de l'énergie du faisceau. Dans le cas de HERA, où E= 26.57 GeV et $\rho = 707$ m, elle est égale à 37 min.

Les valeurs de P_{ST} et τ_{ST} données ci-dessus correspondent à une machine idéale. Mais, en réalité, il y a plusieurs effets de dépolarisation qui contribuent à la détérioration de la polarisation du faisceau. Par exemple, les mauvais alignements des aimants de l'accélérateur mènent à la non-uniformité des lignes du champ magnétique qui, à son tour, mène à la désorientation du spin du faisceau. Les déviations des positrons de leurs orbites constituent aussi une large source de dépolarisation. Elles sont causées, d'une part, par les collisions entre les deux faisceaux à ZEUS et à H1 et, d'autre part, par les émissions des rayonnements synchrotrons. Ces déviations génèrent des inclinaisons des axes du spin des positrons réduisant ainsi la polarisation transversale du faisceau. Tous ces effets de dépolarisation sont pris en considération par une constante de temps de dépolarisation τ_D. La polarisation asymptotique et le temps effectif de montée de polarisation sont donnés par :

$$\tau_{eff} = \tau_{ST} \frac{\tau_D}{\tau_{ST} + \tau_D} \tag{2.3}$$

$$P_\infty = P_{ST} \frac{\tau_D}{\tau_{ST} + \tau_D} \tag{2.4}$$

Les effets de dépolarisation diminuent la polarisation asymptotique P_{ST} à 70% qui peut être atteinte en un temps plus court (20 min).

Afin d'accomplir son programme de physique de spin, HERMES a besoin d'un faisceau de positrons polarisé longitudinalement. Pour cette raison, deux rotateurs de spin ont été installés avant HERMES pour tourner le spin vertical à une position longitudinale, et après HERMES pour le rendre à sa direction verticale. Les champs magnétiques ne doivent perturber ni la valeur de la polarisation, ni la trajectoire des positrons. Ceci est pris en considération lors de la construction des rotateurs. La polarisation du faisceau de positrons est mesurée indépendamment et par le polarimètre longitudinale et par celui transversale montrée dans la figure 2.1. Le polarimètre transversale (TPOL) [75, 76] utilise le fait que la section efficace de la diffusion Compton des photons polarisés circulairement sur des leptons polarisés transversalement est une distribution azimutale dépendante du spin [80]. La polarisation verticale (transverse) P_y est obtenue en mesurant pour chaque énergie du photon le décalage de la valeur moyenne de la position verticale des photons d'hélicités opposées diffusés aux angles arrières

$$\Delta y(E_\gamma) = \frac{< y > (E_\gamma)\big|_L - < y > (E_\gamma)\big|_R}{2} = \Delta P_{circ}\, P_y\, \pi(E_\gamma), \tag{2.5}$$

où $\Delta P_{circ} = (P_{circ}|_L - P_{circ}|_R)/2$ est la différence de la polarisation de photons dans chaque état d'hélicité et $\pi(E_\gamma)$ est le pouvoir d'analyse indiquant le décalage attendu lorsque et les photons et les leptons sont 100% polarisés. Le faisceau de photons polarisés linéairement est obtenu à partir d'un laser d'ions d'argon qui délivre continuellement une lumière verte de 514.5 nm de longueur d'onde. La polarisation des photons devient circulaire après son passage par des cellules de pockels. Durant ces mesures de polarisation, l'hélicité est alternée à une fréquence de 83.3 Hz. Ensuite, un système de miroirs transporte le faisceau de photons une distance de 200 m jusqu'à la région d'interaction dans le tunnel de HERA où il est focalisé sur le faisceau de leptons avec un angle de 3.1 mrad. Les photons diffusés à angles arrières ont des énergies qui peuvent atteindre 13.8 GeV. Elles sont mesurées à l'aide d'un calorimètre tungsten-scintillateur sensible à la position, situé à 65 m du point d'interaction. Le calorimètre consiste en deux moitiés symétriques autour du plan du faisceau des leptons. Le polarimètre opère avec la méthode du photon unique où l'intensité du laser a été choisie assez bas afin de ne détecter qu'un seul photon. L'asymétrie mesurée de la gerbe qui se développe dans les deux moitiés du calorimètre aussi que sa totale énergie déposée sont reliées à la position d'impact verticale et à l'énergie du photon. Ce qui permet d'accéder à la polarisation du lepton suivant l'équation 2.5. Le pouvoir d'analyse de cette mesure a été optimisé afin de sélectionner l'intervalle d'énergie de

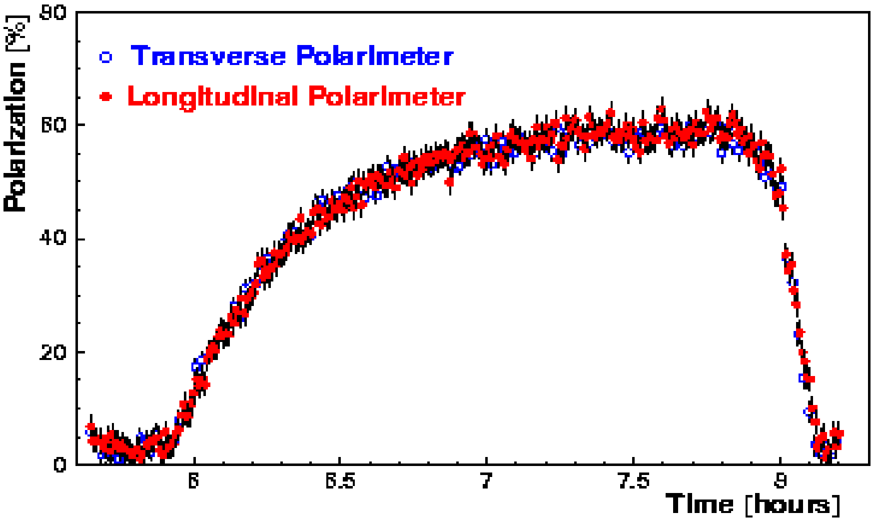

FIG. 2.2 – La polarisation mesurée par les polarimètres TPOL et LPOL.

photons à angles arrières où l'asymétrie est la plus large.

En 1997, le second polarimètre (LPOL) [77] est devenu opérationnel, mesurant directement la polarisation longitudinale dans la région entre les deux rotateurs de spin. Le polarimètre utilise l'asymétrie en énergie de la section efficace Compton pour des photons circulaires sur des leptons longitudinaux. Un laser Nd :YAG pulsé avec des cellules pockels produisent des photons circulaires dont la longueur d'onde est de 532 nm. Les photons sont transportés de la même manière que pour le polarimètre transversale au point d'interaction avec les leptons situé 52 m en aval de l'expérience HERMES. Les photons diffusés à angles arrières sont détectés dans un calorimètre situé 54 m loin du point d'interaction. Puisque le bruit créé par le bremsstrahlung en aval de la cible d'HERMES est très large, le polarimètre fonctionne dans un régime multi-photon où plus que 10^3 photons sont générés pour chaque pulse de laser. Une différence entre le polarimètre transversal et celui longitudinal, c'est que ce dernier peut mesurer la polarisation pour chaque paquet du faisceau de leptons. La croissance exponentielle de la polarisation et sa valeur asymptotique sont montrées dans la figure 2.2 où une comparaison entre les mesures avec les deux polarimètres est montrée.

2.2 L'expérience d'HERMES

2.2.1 La cible interne

Puisque l'insertion d'une cible solide ou liquide dans le faisceau de lepton est incompatible avec les conditions de fonctionnement de HERA, HERMES utilise une cible interne gazeuse. Ce type de cible se caractérise par un facteur de dilution proche de 1, de plus la direction de polarisation peut être alternée rapidement réduisant l'erreur systématique dans l'expérience. La cible est préparée par une source de faisceau atomique (ABS, Atomic Beam Source) [81] avant d'être injectée dans la cellule d'interaction [82]. La polarisation est mesurée par un polarimètre de Breit-Rabi (BRP, Breit-Rabi Polarimeter) [83]. Les fractions atomiques et moléculaires contenues dans la cible sont déterminées par un analyseur de cible gazeuse (TGA, Target Gas Analyser) [84]. Toutes ces composantes sont présentées dans la figure 2.3.

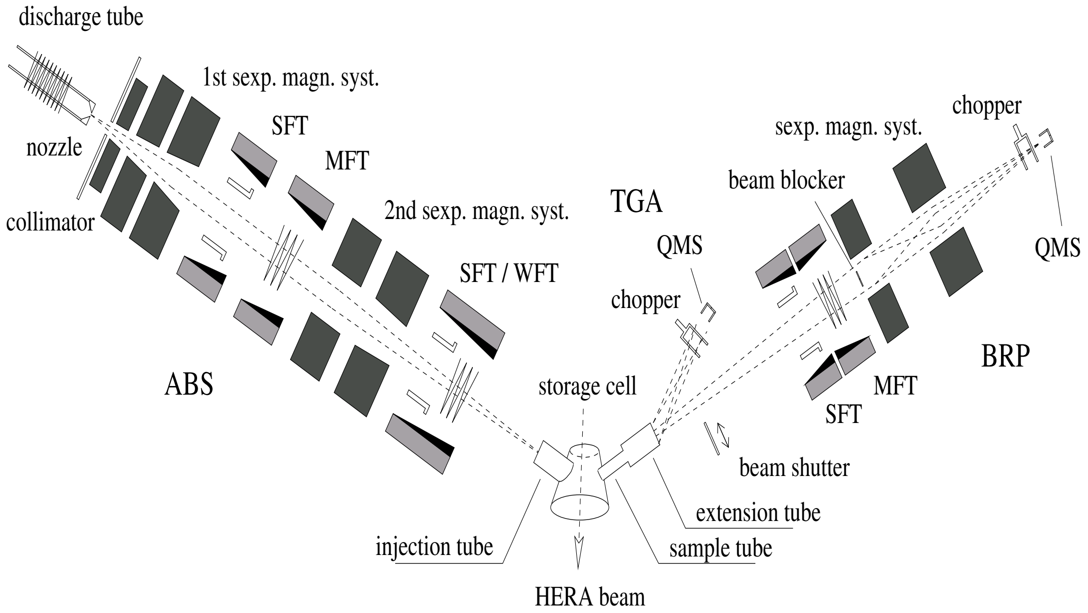

Fig. 2.3 – Le système de préparation de la cible polarisée à HERMES

La source du faisceau atomique

Les molécules d'hydrogène (deutérium) pures sont dissociées à l'intérieur de l'ABS par une décharge à fréquence radio [85, 86]. Le gaz atomique obtenu est propulsé par un système de pompage vers un sextupole qui sert à focaliser les atomes dont la projection du spin des électrons est égale à $+\frac{1}{2}$ (mécanisme de Gerlach-Stern [87]). Ensuite, le gaz passe à travers un ensemble d'unités de transition [88] à champ fort (SFT), moyen (MFT) et faible (WFT) qui servent à introduire des échanges de population entre les différents états du spin de l'atome et dont le but est de sélectionner une polarisation particulière. Enfin, un autre sextupole focalise les atomes polarisés une seconde fois et les injecte, par le biais d'un petit tube d'injection, dans la cellule d'interaction. Le flux du gaz des atomes d'hydrogène (deutérium) est $5\,10^{16}$ atomes/s ($6.6\,10^{16}$ atomes/s). Afin de minimiser les erreurs systématiques, l'hélicité de la cible est renversée chaque 45 secondes. La définition des états du spin de l'atome d'hydrogène en présence d'un champ magnétique externe est donnée dans le tableau 2.1.

Hydrogène	Deutérium
$\|1>=\|\frac{1}{2},\frac{1}{2}>$	$\|1>=\|\frac{1}{2},1>$
$\|2>=\cos\theta\|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>+\sin\theta\|-\frac{1}{2},\frac{1}{2}>$	$\|2>=\cos\theta_+\|\frac{1}{2},0>+\sin\theta_+\|-\frac{1}{2},1>$
$\|3>=\|-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>$	$\|3>=\cos\theta_-\|\frac{1}{2},-1>+\sin\theta_-\|-\frac{1}{2},0>$
$\|4>=\sin\theta\|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>-\cos\theta\|-\frac{1}{2},\frac{1}{2}>$	$\|4>=\|-\frac{1}{2},-1>$
	$\|5>=\sin\theta_-\|\frac{1}{2},-1>-\cos\theta_-\|-\frac{1}{2},0>$
	$\|6>=\sin\theta_+\|\frac{1}{2},0>-\sin\theta_+\|-\frac{1}{2},1>$
$\cos\theta=\sqrt{\frac{1}{2}\left(1+\frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\right)}$	$\cos\theta_\pm=\sqrt{\frac{1}{2}\left(1+\frac{3x\pm1}{\sqrt{8+(3x\pm1)^2}}\right)}$

TAB. 2.1 – Définition des états du spin pour un atome d'hydrogène et de deutérium. La variable x décrit le champ magnétique externe.

La cellule d'interaction

La cible d'HERMES est constitué d'une cellule de storage interne ouverte des deux bouts. La cellule est un cylindre elliptique dont la taille est de 29×9.8 mm et la longueur est 550 mm. Elle est fabriquée d'aluminium pure de 100 micron d'épaisseur. Une longueur de tube de 400 mm est incluse dans la région de la cible et les 150 mm restante forme une extension dans le spectromètre pour que le particules diffusées à petits angles passent par la même quantité de matière. Les atomes de la cible sont injectés via le tube d'injection placé dans la partie centrale de la cellule confinant ainsi les particules injectés autour de la ligne du faisceau. Un système de pompage permet de se débarrasser des atomes de la cibles pour prévenir la dégradation du vide de l'anneau des leptons. Deux pompes turbomoléculaires maintiennent la pression à $1.5\,10^{-7}$ mbar dans la région de la cible. Trois pompes additionnelles réduisent la pression pour l'égaler à celle du vide de l'anneau qui est de $5\,10^{-9}$ mbar. Deux collimateurs ont été installés juste avant la chambre de la cible pour la protéger de l'énorme quantité de photons créés en amant de la région d'HERMES. La cellule d'interaction est schématisée dans la figure 2.4.

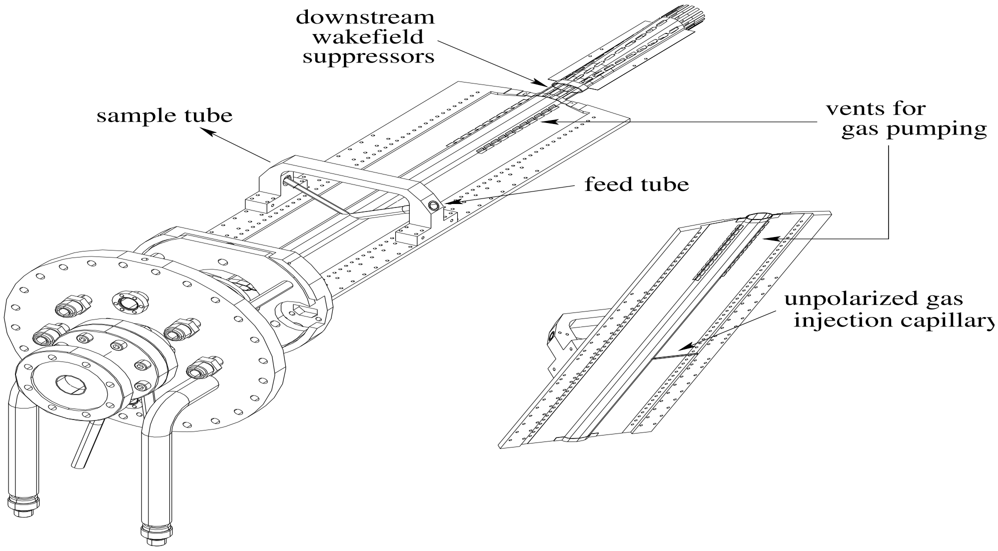

FIG. 2.4 – Vue schématique de la région de la cible

L'analyseur de cible gazeuse

L'analyseur de cible gazeuse mesure les fractions d'atomes et de molécules existantes dans la cible et qui servent ultérieurement à déterminer le nombre des nucléons polarisés dans la cible. En général, la plupart des molécules dépolarisent la cible et seulement celles formées par recombinaison des atomes à l'intérieur de la cellule d'interaction sont polarisées. La détermination de ces fractions est essentielle puisqu'elles permettent d'obtenir la polarisation de la cible avec une grande précision. Le TGA se compose d'un chopper, de deux baffles, d'une chambre d'ionisation et d'un spectromètre de masse quadripolaire (QMS, Quadrupole Mass Spectrometer). Ce système de détection du faisceau atomique effectue les tâches suivantes :

- aligne les atomes et les molécules afin de s'assurer qu'ils ne heurtent pas les parois internes de la chambre d'ionisation.
- sépare les faisceaux des atomes et des molécules à l'aide d'un filtre de masse installé à l'intérieur du QMS.
- mesure le nombre des atomes et des molécules ionisés afin d'extraire les flux atomique et moléculaire.

Le polarimètre de Breit-Rabi

Le polarimètre de Breit-Rabi contient quatre sextupoles et des unités de transitions à champ faible et moyen, qui fonctionnent de la même manière que dans l'ABS, et d'un système de détection du faisceau atomique qui génère un signal proportionnel à l'intensité des atomes détectés. Le principe de fonctionnement du BRP est illustré dans l'exemple suivant : Considérons un ensemble de $n = \sum_{i=1}^{4} n_i$[1] atomes d'hydrogène auquel on applique, par exemple, la transition à fréquence radio SFT(2-4). Ceci implique un échange de population entre les états de spin $|2>$ et $|4>$. Les atomes passent ensuite à travers le système des sextupoles afin d'éliminer les états

[1] n_i est le nombre d'occupation du $i^{\text{ème}}$ état de spin.

dont la projection du spin des électrons est égale à $-\frac{1}{2}$:

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT(2-4)}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_4 \\ n_3 \\ n_2 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{sextupoles}} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_4 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

Le signal mesuré par le système de détection est donc proportionnel à $n_1 + n_4$. Si la transition SFT(2-4) est omise, le signal sera proportionnel à $n_1 + n_2$. Le rapport entre les deux intensités est donné par :

$$R_{24} = \frac{n_1 + n_2}{n_1 + n_4} = 1 - \frac{n_2 - n_4}{n_1 + n_2} \tag{2.7}$$

En général, on applique une série de transitions à fréquence radio entre les différents états $|i>$ et $|j>$ permettant ainsi de construire le système des équations suivant :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -R_{14} & 1 - R_{14} & 0 & 1 \\ 1 - R_{24} & -R_{24} & 0 & 1 \\ 1 - R_{23} & -R_{23} & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

où la condition de normalisation $\sum_i n_i = 1$ est adoptée. La solution de ce système permet de déterminer le nombre d'occupation de chaque état de spin $|i>$. La polarisation des atomes d'hydrogène est déduite de ces nombres selon l'expression suivante [88] :

$$P_T^H = n_1 + n_3 - n_2 - n_4 + 2\,(n_2 - n_4)\,\sin 2\theta \tag{2.9}$$

θ est définie dans le tableau 2.1. La polarisation des atomes de deutérium est mesurée de la même manière. Les six états du spin décrivants un système de $n = \sum_{i=1}^{6} n_i$ atomes de deutérium sont définis dans le tableau 2.1 et leur polarisation est donnée

par :

$$P_T^D = n_1 + n_4 - n_3 - n_6 - (n_2 - n_6)(sin^2\theta_+ - \sqrt{2}\, sin2\theta_+)$$
$$+(n_3 - n_5)(sin^2\theta_- + \sqrt{2}\, sin2\theta_-) \qquad (2.10)$$

La définition de $\theta_\pm$ est donnée dans le tableau 2.1. A noter que le BRP mesure seulement la polarisation des atomes.

La polarisation de la cible

L'évaluation de la contribution des quarks légers (u, d, s) au spin du proton exige la connaissance de la polarisation des nucléons contenus dans la cible d'hydrogène (deutérium). Celle-ci est déduite des fractions d'atomes et de molécules mesurées par le TGA et de leurs polarisations. Pour ce fin, il est préférable de déterminer la densité des nucléons polarisés. On définit la densité totale des nucléons par :

$$\rho_{tot} = \rho^a + 2\,\rho^m_{unpol} + 2\,\rho^m_{pol} \qquad (2.11)$$

où ρ^a représente la densité des nucléons contenus dans les atomes polarisés et $\rho^m_{pol(unpol)}$ est la densité des nucléons contenus dans les molécules polarisées (non polarisées). Pour des raisons de simplicité, on définit deux constantes α_0 et α_r par :

$$1 - \alpha_0 = \frac{2\,\rho^m_{unpol}}{\rho_{tot}} \qquad (2.12)$$

$$\alpha_r = \frac{\rho^a}{\rho^a + 2\,\rho^m_{pol}} \qquad (2.13)$$

où $(1 - \alpha_0)$ est la fraction des nucléons provenants des molécules non polarisées et α_r est la fraction des nucléons provenants des atomes qui n'ont pas subi le processus de recombinaison. Ces deux constantes servent à redéfinir la fraction des atomes polarisés :

$$\alpha_0\,\alpha_r = \frac{\rho^a}{\rho_{tot}} \qquad (2.14)$$

et la fraction des molécules polarisées :

$$\alpha_0\,(1-\alpha_r) = \frac{2\,\rho^m_{pol}}{\rho_{tot}} \tag{2.15}$$

La polarisation de la cible est donnée par :

$$\begin{aligned} P_T &= \alpha_0\,\alpha_r\,P^a + \alpha_0\,(1-\alpha_r)P^m \\ &= \alpha_0\,(\alpha_r + (1-\alpha_r)\,\beta)P^a \end{aligned} \tag{2.16}$$

$\beta = P^m/P^a$ est le rapport entre la polarisation des molécules et la polarisation des atomes. Sa valeur est extraite de l'asymétrie de la polarisation de la cible d'hydrogène obtenue en variant la valeur de α_r. Le degré de recombinaison des atomes dépend de la température à l'intérieur de la cellule d'interaction. Par conséquent, pour obtenir une valeur élevée de α_r, on augmente la température de la cellule de sa valeur normale 100 K, à une valeur de 270 K. Une valeur de α_r de 0.64 ± 0.40 a été obtenue [89].

2.2.2 La cible non polarisée

HERMES utilise aussi des cibles gazeuses non polarisées. Elles sont injectées à l'intérieur de la cellule d'interaction grâce au système de remplissage de cible non polarisée (UGFS, Unpolarized Gas Feed System). Ces gaz possèdent une densité cent fois plus grande que celle des cibles polarisées, par conséquent, afin de respecter les conditions de fonctionnement de HERA, elles ne sont injectées que lorsque l'intensité de courant du faisceau de positrons atteint une valeur faible ($I_e \leq 13$ mA). Les données enregistrées durant la période 1999-2000, utilisants la cible de deutérium non polarisée, sont utilisées pour extraire les multiplicités des kaons qui vont servir à déterminer les fonctions de fragmentation des kaons.

2.2.3 Le spectromètre

Le spectromètre d'HERMES [90] est un instrument qui détecte les particules diffusées à des angles avant. Son acceptence géométrique est limitée à $\pm[40, 140]$ mrad verticalement et à $[-170, 170]$ mrad horizontalement. Il est composé de deux parties identiques et symétriques par rapport au plan du faisceau. Chaque moitié contient une séquence de détecteurs qui forme le système de trajectographie, l'aimant, le système d'identification des particules (PID, Particles Identification Detectors) et le moniteur de luminosité. Le spectromètre est monté sur une plate-forme mouvante qui permet de le déplacer lors de la maintenance. Le spectromètre est capable d'identifier et de séparer entre les leptons et les hadrons détectés en coïncidence avec une grande efficacité. A HERMES on adopte le système de coordonnées suivant : l'axe z est parallèle au faisceau des positrons, l'axe y est orienté vers le haut et l'axe x pointe vers le centre de l'anneau des positrons. L'origine du référentiel coïncide avec le centre de la cellule d'interaction. Le spectromètre est illustré dans la figure 2.5 et la description de ses composantes est présentée dans les paragraphes suivants.

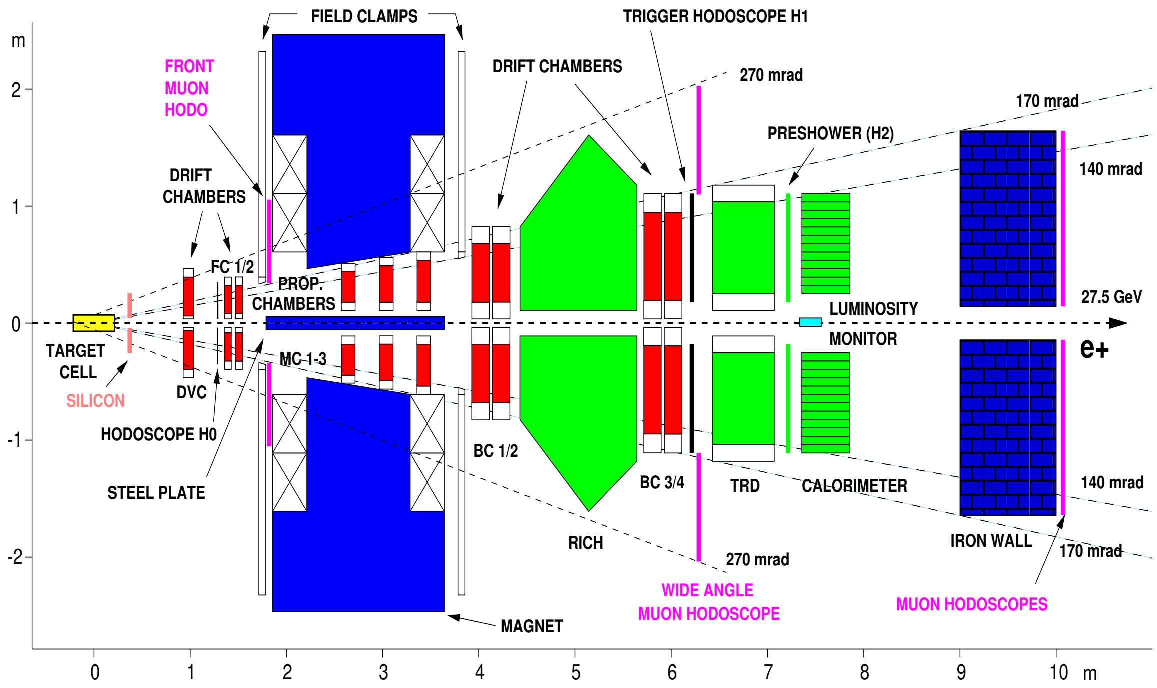

FIG. 2.5 – Le spectromètre d'HERMES

2.2.4 Le système de trajectographie

Le système de trajectographie à HERMES est constitué de sept chambres à dérives placées à l'avant (DVC, FC1/2) et à l'arrière (BC1/4) de l'aimant et de trois chambres proportionnelles à fils multiples (MC1/3) placées à l'intérieur de l'aimant. Le rôle de ces détecteurs à ionisation est de :

- reconstruire la trajectoire des particules chargées qui les traversent,
- déterminer l'intersection de chaque particule avec l'axe des z,
- déterminer l'angle de diffusion de chaque particule et en particulier celle du positron diffusé inélastiquement (DIS) qui sert à calculer les variables cinématique de l'événement,
- mesurer les impulsions des particules à courte trajectoire,
- associer chaque trajectoire reconstruite au signal enregistré par le système d'identification de particules.

Le principe et la description des chambres à dérive et des chambres à fils sont présentés ci-dessous :

Une particule chargée qui traverse une chambre à dérive ionise le gaz libérant ainsi des électrons et des ions sur son passage ; ceux-ci dérivent sous l'effet d'un champ électrique vers les électrodes de la chambre. En mesurant leur temps de dérive $T = \int_{t_0}^{t_1} dt\ = x\,/v$, on en déduit la position de la particule. t_0 étant un signal déclenché par un scintillateur lorsque la particule traverse la chambre à dérive, t_1 est un autre signal créé par les électrons lorsqu'ils atteignent l'anode et v est la vitesse de dérive des électrons. Chacune des chambres à dérive (DVC, FC1/2 et BC1/4) consiste en un empilement de trois doublets de plans de dérive (UU', XX' et VV') enfermés dans une enceinte remplie d'un mélange gazeux. Chaque plan de dérive contient un plan de fils, formé d'une succession de cathodes et d'anodes, placé en sandwich entre deux grande feuilles fabriquées de Mylar et qui forment la cathode. Les fils du plan X ont une direction verticale tandis que ceux du plan U(V) sont inclinés d'un angle de $30^o\,(-30^o)$ par rapport à la verticale. Ces différentes orientations permettent de déterminer la position de la particule suivant les trois axes du référentiel. Les plans (U', X' et V') ressemblent à leurs partenaires (U, X et V) sauf que leurs fils sont décalés d'une demie-cellule[2] afin de lever l'ambiguïté droite/gauche. Un mélange gazeux composé d'Ar(90%), de CO_2(5%) et de CF_4(5%) est choisi pour remplir le volume intérieur de la chambre à dérive. Il permet la libération d'un grand nombre d'électrons, d'augmenter leurs vitesses de dérives et d'absorber les photons créés lors d'une avalanche afin qu'ils ne puissent pas induire une seconde avalanche. Les chambres à dérive BC1 sont montrées sur la figure 2.6.

Les chambres à fils ont été construites pour la première fois par G. Charpak [91] en 1969. Elles servent en général à déterminer l'énergie déposée par la particule qui les traversent. A HERMES, on utilise trois chambres à fils (MC1/3) [92] afin de déterminer les impulsions des particules ayant une trajectoire courte. Chaque chambre comprends trois plans de dérive (U, X et V). Chaqu'un de ces plans contient un plan à fils (les anodes) entouré de deux autres plans à fils (les cathodes). L'orientation des fils est similaire à celle définie auparavant. Le mélange gazeux choisi ressemble en composition à celui contenu dans la chambre à dérive mais diffère en proportion pour des raisons de sécurité. Le défi à relever était de trouver un mélange qui réduit les risques d'un incendie à l'intérieur de l'aimant et en même temps d'augmenter la performance de la chambre. Après plusieurs essais, il s'est avéré que le choix d'un mélange gazeux d'Ar(65%), de CO_2(30%) et de CF_4(5%) est le plus convenable. Plus de détails sur les chambres à dérive et les chambres à fils utilisées par HERMES sont donnés dans la référence [90].

2.2.5 L'aimant

L'aimant utilisé par HERMES est un dipôle de type H [93]. Il sert à déterminer les impulsions des différentes particules chargées qui le traversent. Il délivre un champ magnétique total de 1.5 Tm. Les lignes de champ ont une direction verticale (parallèle à l'axe des y) permettant ainsi de dévier les particules horizontalement. L'espacement

[2]La cellule est la distance qui sépare deux fils successifs de même type.

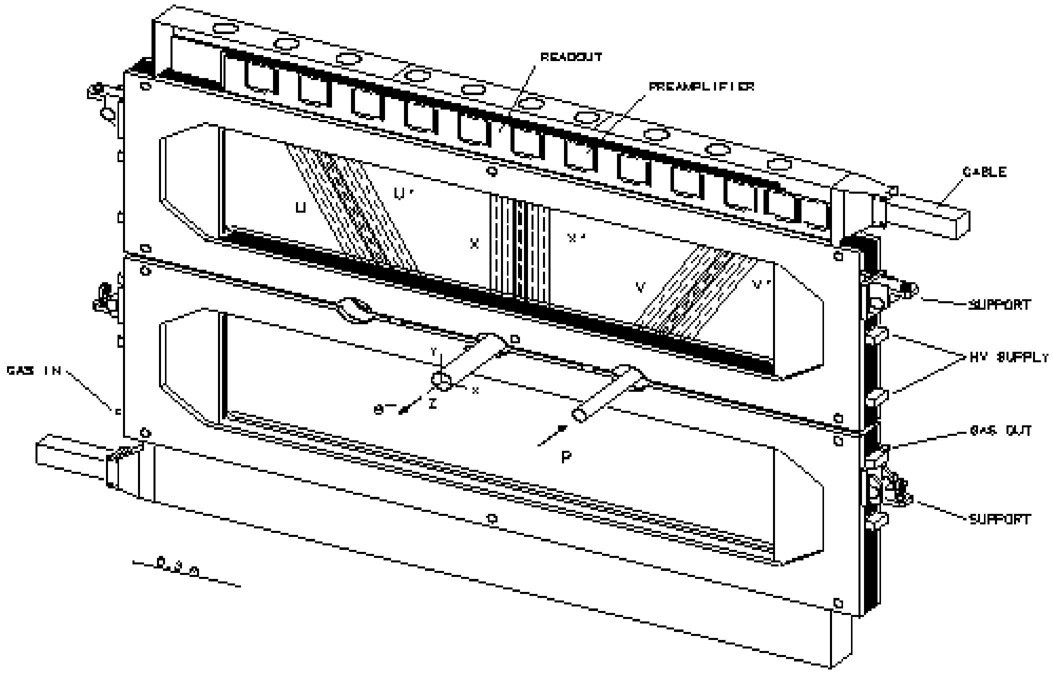

FIG. 2.6 – Vue schématique de la chambre d'avant ($BC1$).

qui existe entre ses pôles intérieurs abrite les trois chambres à fils (MC1/3) ce qui limite l'acceptance géométrique du spectromètre à $\pm[40, 140]$ mrad verticalement et à $[-170, 170]$ mrad horizontalement. Deux absorbeurs de champ magnétique sont installés à gauche et à droite de l'aimant afin de protéger les chambres à dérive FC1/2 et BC1/2 qui l'entourent. De même, une plaque de fer massive est placée au milieu de l'aimant pour protéger les faisceaux de protons et de positrons du champ magnétique.

2.2.6 Le système d'identification des particules

Le système d'identification des particules est constitué d'un calorimètre (CALO), de trois hodoscopes (H0, H1, H2), du détecteur de radiation de transition (TRD) et du détecteur Čerenkov (RICH). Les trois premiers détecteurs sont utilisés pour identifier et séparer entre les positrons et les hadrons tandis que le détecteur RICH identifie et sépare entre les différents types des hadrons (pions, kaons et protons).

Le détecteur de radiation de transition

Une particule relativiste émet une radiation de transition lorsqu'elle traverse deux milieux ayant deux différentes constantes diélectriques. La particule crée un champ électrique différent dans chaqu'un des milieux. La condition de continuité des champs électriques aux bords des deux milieux est rétablie par l'émission d'une radiation de transition [94]. Les photons sont émis sous forme d'un cône dont l'angle d'ouverture est inversement proportionnel au facteur de Lorentz de la particule chargée ($\theta \propto 1/\gamma$). L'énergie et le nombre moyen des photons émis lors d'une radiation de transition sont donnés par :

$$E = \frac{2}{3}\,\alpha\,\gamma\,\hbar\,\omega_p \qquad (2.17)$$

$$< N >= \alpha\,\gamma\,\frac{\hbar\,\omega_p}{< \hbar\,\omega >} \qquad (2.18)$$

où $\omega_p = 28.8\sqrt{\rho\, Z/A}$ est la fréquence du plasma du milieu et $\alpha = 1/137$ est la constante de couplage électromagnétique. ρ, Z et A sont respectivement la densité, le nombre atomique et la masse atomique du matériau. L'équation 2.17 montre par exemple que l'énergie déposée par un positron avec une énergie de $5\,GeV$ ($\gamma = 10^4$) est 300 fois plus grande que celle déposée par un pion ayant la même énergie ($\gamma = 36$). Cet exemple illustre le point fort derrière l'utilisation d'un détecteur de radiation de transition pour l'identification et la séparation entre les positrons et les hadrons.

En général, la probabilité pour qu'une radiation de transition soit produite lors du passage d'une particule chargée à travers un matériau est très petite. Par conséquent, les détecteurs doivent être équipés d'un très grand nombre de matériaux afin d'augmenter la probabilité de produire une telle radiation. En pratique, l'utilisation des mélanges de fibres diélectriques est avantageuse. Ces mélanges sont capables de jouer le rôle d'un grand nombre de radiateurs tout en occupant un espace très limité. Le détecteur de radiation de transition [95] contient six modules identiques. Chaqu'un d'eux comprend un radiateur et une chambre proportionnelle à fils multiples. Le radiateur est fabriqué d'un mélange de fibres de polyéthylène et de polypropylène

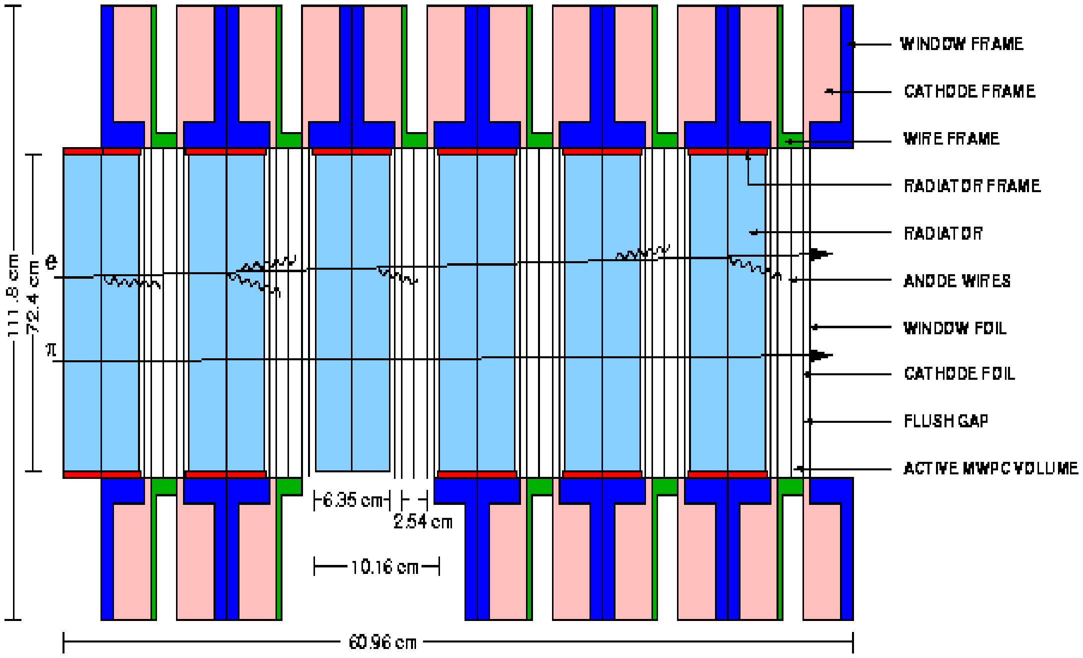

FIG. 2.7 – Le détecteur de radiation de transition

qui est équivalent à l'utilisation de 250 surfaces diélectriques. La chambre à fils mesure, en même temps, l'énergie déposée par la radiation de transition sous l'effet photoélectrique et l'énergie déposée par la particule chargée par ionisation. Il est impossible de séparer entre ces deux énergies au niveau de la chambre à fils puisque la radiation de transition est produite colinéairement à la particule chargée ($\theta \propto 1/\gamma$). Afin de résoudre ce problème, un seuil qui correspond à $\gamma = 920$ a été fixé. Ceci entraîne l'élimination de toute les radiations produites par les hadrons. Le mélange de gaz utilisé dans la chambre à fils, xenon(90%) et de méthane(10%), favorise l'absorption des photons. Le détecteur est présenté dans la figure 2.7. Les énergies déposées par les hadrons et les positrons sont montrées dans la figure 2.8. La partie foncée représente l'énergie perdue par les hadrons due à l'ionisation et la partie claire correspond à la somme des énergies déposées par les positrons due à la radiation de transition.

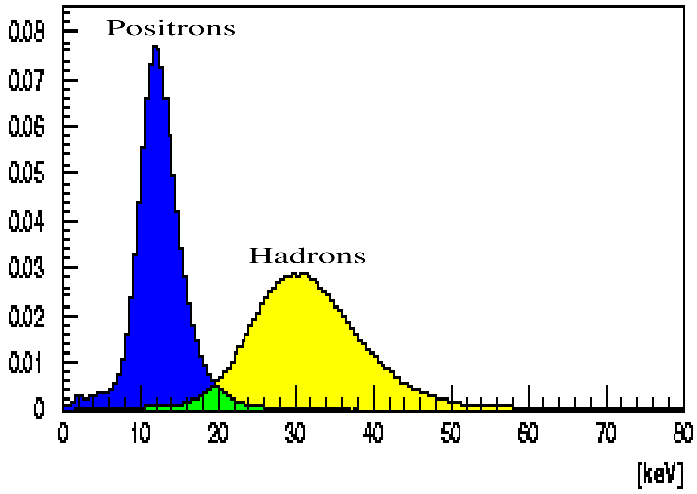

FIG. 2.8 – Les énergies déposée dans le détecteur de radiation de transition par les positrons et les hadrons illustrées respectivement par les parties claire et foncée.

Le calorimètre

L'identification des positrons et des hadrons est basée sur la structure de l'énergie déposée dans le calorimètre par l'intermédiaire des gerbes électromagnétiques et hadroniques. La gerbe électromagnétique est produite par l'interaction d'électrons, de positrons et de photons avec la matière. La nature du processus responsable de cette avalanche dépend de l'énergie de la particule incidente. Par exemple, pour des énergies de l'ordre de 100 MeV, le bremsstrahlung et la création de paires (e^+e^-) sont les processus dominants pour les positrons (électrons) et les photons respectivement. Les particules secondaires vont créer à leurs tours des particules tertiaires et ainsi de suite jusqu'à ce que les particules atteignent une certaine énergie, dite énergie critique (E_c). A ce moment là, le processus d'ionisation devient dominant et toute particule créée va perdre son énergie par ionisation. La détermination des longueurs longitudinale et transversale de la gerbe est cruciale pour le choix du matériau utilisé dans le calorimètre. Elles sont déduites de l'énergie critique $E_c \approx 500/\mathrm{Z}$ et de la longueur de radiation $X_0 \approx 180\mathrm{A}/\mathrm{Z}$ où A et Z sont la masse et le nombre atomique du matériau. X_0 étant la distance moyenne parcourue par un électron (positron) afin que son énergie soit réduite par un facteur du (1/e). Les expressions de X_0 et de E_c sont valables seulement pour des matériaux ayant un nombre atomique supérieur à 13 ($Z > 13$). Les distances nécessaires pour absorber 98% de la longueur longitudinale et 95% de la longueur transversale d'une gerbe électromagnétique sont données par [96] :

$$L(98\%) \approx 20\, X_0 \tag{2.19}$$

$$R(95\%) \approx 2\, R_M \approx 2\, \left(21\, \frac{X_0}{E_c}\right) \tag{2.20}$$

où R_M est le rayon de molière.

Les gerbes hadroniques possèdent une structure compliquée et différente de celles électromagnétiques. Les hadrons perdent une fraction de leur énergie par ionisation avant d'interagir avec la matière. La gerbe est produite par fission ou par spallation. Les fragments issus des particules primaires vont se désintégrer en des hadrons et des fragments nucléaires. Les pions neutres (π^0) produits lors de ces réactions vont se désintégrer en deux photons qui vont entamer une gerbe électromagnétique à l'intérieur de la gerbe hadronique. En fin de compte, la gerbe va contenir un mélange de pions, protons, neutrons, fragments nucléaires, neutrinos et des gerbes électromagnétiques. Cependant, les hadrons ne déposent pas la totalité de leur énergie dans le calorimètre, ce qui rend difficile d'estimer les dimensions de la gerbe hadronique. Le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre et l'impulsion de la particule (E/p) permet de séparer entre les positrons et la hadrons : il est proche de 1 pour les positrons et inférieur à 1 pour les hadrons. Comme le montre la figure 2.10. Le calorimètre [97] est formé d'un ensemble de 420 blocs de dimensions $9 \times 9 \times 50\,\mathrm{cm}^3$ fabriqué de F101 verre au plomb. Quelques caractéristiques de ce matériau sont données dans le tableau 2.2. Chaque bloc est connecté à un photo-multiplicateur (PMT) qui enregistre l'énergie déposée par la particule qui le traverse. Le calorimètre est monté sur un plateau mouvant qui permet de le déplacer à l'intérieur et à l'extérieur du spectromètre pour le protéger des hautes radiations qui règnent au voisinage du faisceau

Densité	$3.86\,\mathrm{g/cm^3}$
X_0	$2.97\,\mathrm{cm}$
E_c	$17.97\,\mathrm{cm}$
R_M	$3.28\,\mathrm{cm}$

TAB. 2.2 – Les caractéristiques du matériau utilisé dans le calorimètre.

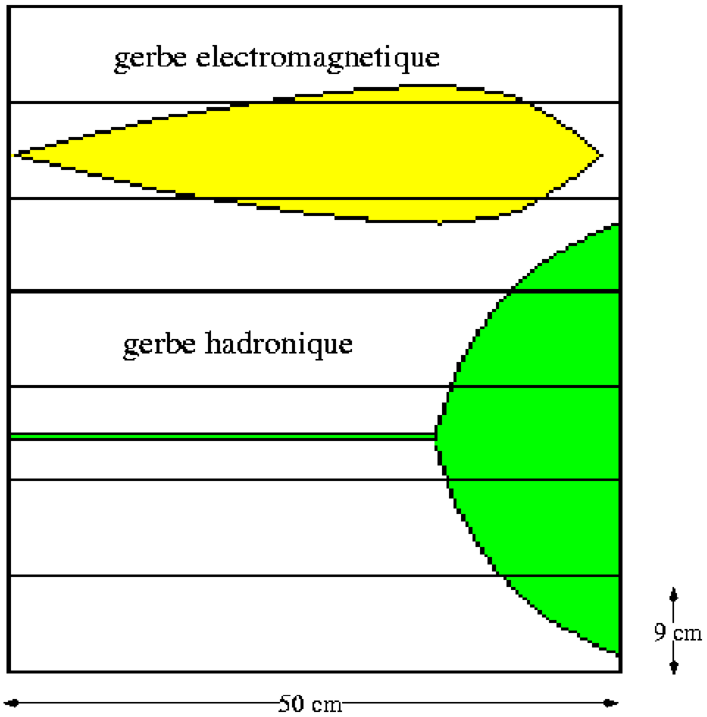

FIG. 2.9 – Les gerbes électromagnétique et hadronique créées dans le calorimètre.

de positrons lors de son injection. Un exemple des gerbes électromagnétiques et hadroniques est donné dans la figure 2.9. La gerbe électromagnétique est complètement absorbée dans un volume de 3×3 blocs. Quant à la gerbe hadronique, elle est partiellement absorbée par le matériau.

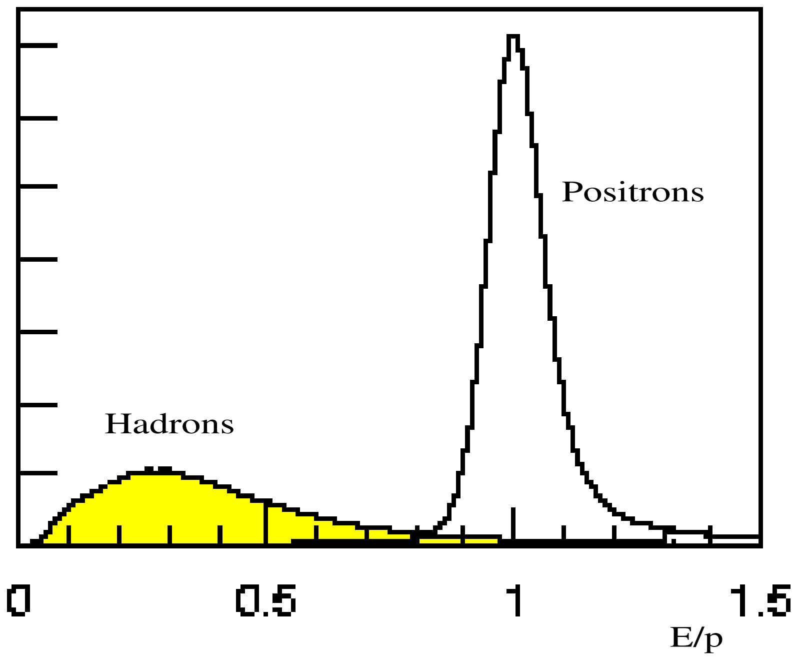

FIG. 2.10 – Les énergies déposées par les positrons et les hadrons dans le calorimètre normalisées à leurs impulsions.

Le système d'hodoscopes

HERMES comprend trois hodoscopes H0, H1 et H2. Les deux premiers génèrent un signal de déclenchement (Trigger) chaque fois qu'ils sont traversés par une particule chargée. Cette dernière excite les atomes du plastique et leur retour à l'état fondamental est accompagné de l'émission d'une lumière visible enregistré par les deux photo-multiplicateurs. L'hodoscope H2 offre une autre possibilité de séparer entre les positrons et les hadrons. Il contient 42 scintillateurs connectés, d'un seul côté, à des photo-multiplicateurs et précédés par un radiateur fabriqué de plomb dont l'épaisseur est 1.1 mm.

Les positrons entament une gerbe électromagnétique au fur et à mesure qu'ils pénètrent dans le radiateur. Une partie de la cascade est dissipée dans les scintillateurs. Les hadrons déposent une partie de leur énergie par ionisation seulement

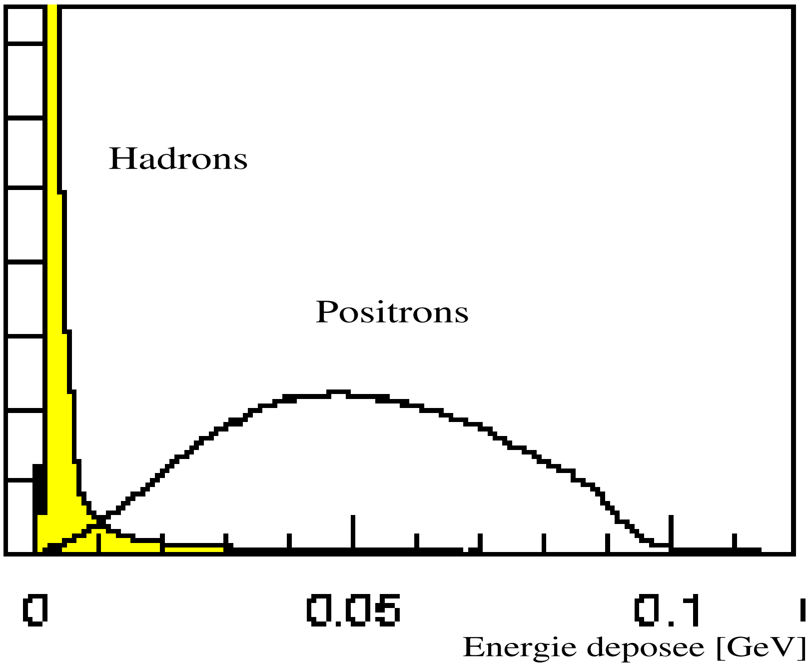

FIG. 2.11 – Les énergies déposées par les positrons et les hadrons dans l'hodoscope H2 (preshower).

puisque l'épaisseur du radiateur est inférieur à la distance minimale nécessaire pour déclencher une gerbe hadronique. La réponse du hodoscope H2 est illustrée par la figure 2.11. L'hodoscope H0 est formé d'une seule plaque en plastique dont les deux bouts sont connectés à deux photo-multiplicateurs. H1 est construit de la même façon que $H2$ mais pourvu du radiateur. Les signaux qu'ils fournissent font partie du signal de déclenchement physique (Trigger 21) qui sert à définir un événement DIS. Ils assurent les deux points suivant :

- supprimer les signaux provenants des particules neutres qui déposent des grandes énergies dans le calorimètre et dans l'hodoscope H2. Ces signaux peuvent être interprétés comme des DIS.
- H0 supprime le bruit de fond dû au faisceau de protons : les protons qui échappent du faisceau peuvent entrer en interaction avec les différents matériaux de l'anneau

et peuvent ainsi provoquer une gerbe hadronique qui déposera des énergies dans les différents détecteurs. Les particules provenants de la gerbe ont une direction de propagation opposée à celle du faisceau de positrons. L'emplacement de H0 aide à déterminer cette direction de propagation.

Le Čerenkov RICH

Le détecteur RICH (Ring Imaging Čerenkov) [98] joue un rôle très important pour les analyses qui exigent la détection d'un hadron en coïncidence avec le positron diffusé (l'analyse semi inclusive). Il est capable d'identifier et de séparer entre les différents types de hadrons (pions, kaons et protons) avec une grande efficacité et une faible contamination. Son principe de fonctionnement est présenté ci-dessous : Une particule chargée crée une radiation de Čerenkov [99], lors de son passage à travers un matériau, lorsque sa vitesse est supérieure à celle de lumière (c/n). Les photons sont produits sous forme d'un cône. Leur angle d'émission est donné par :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta\, n} = \frac{1}{n}\sqrt{1 + \frac{(m_0\, c)^2}{p^2}} \tag{2.21}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu, m_0 est la masse au repos de la particule chargée et p est son impulsion. Les courbes des angles de Čerenkov en fonction des impulsions pour deux différents radiateurs sont données dans la figure 2.12. L'équation 2.21 permet de définir l'impulsion seuil p_{th} à partir de laquelle la particule va produire une radiation de Čerenkov :

$$p_{th} = \frac{m_0\, c}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{2.22}$$

Les impulsions seuilles des pions, kaons et protons pour différents radiateurs sont données dans le tableau 2.3. L'identification des hadrons repose d'une part sur la détermination de l'angle de Čerenkov et d'autre part sur l'impulsion de la particule. A HERMES, les hadrons sont produits avec des impulsions qui peuvent atteindre jusqu'à 15 GeV. Cependant, il est pratiquement impossible de trouver un radiateur où tous les hadrons puissent y générer des radiations. Afin de résoudre ce problème,

Radiateur	Indice de réfraction	p_{th}^{π}	p_{th}^{K}	p_{th}^{P}
C_4F_{10}	1.00137	5.6	19.8	37.6
N_2	1.00031	2.7	9.4	17.9
Aerogel	1.03040	0.6	2.0	3.8

TAB. 2.3 – Les indices de réfraction et les impulsions seuils correspondants aux différents radiateurs.

le détecteur RICH a été construit avec deux radiateurs : un gaz de C_4F_{10} à pression atmosphérique et un aérogel de silicon [100]. Leurs indices de réfraction sont donnés dans le tableau 2.3. Le détecteur est illustré dans la figure 2.13. Son corps est construit d'aluminium avec un volume de 4000 litre. Un système de contrôle de gaz fait circuler le C_4F_{10} à l'intérieur de ce volume tout en le gardant à une pression légèrement proche de la pression atmosphérique. L'autre radiateur (aérogel) occupe la partie de l'avant du détecteur. Il est constitué d'un ensemble de 425 carreaux de dimension $11.4 \times 11.4 \times 1.13\,\mathrm{cm}^3$. Les deux radiateurs garantissent une grande transmission et une faible dispersion de la lumière. Les parois internes du détecteur sont peints en noir afin de minimiser la réflexion des photons qui les heurtent. Les radiations de Čerenkov sont reflétés vers un plan de détection de photons (le plan de PMTs) à l'aide des segments de miroirs fabriqués d'une composition de fibre de graphite et couverts d'une couche d'epoxy et d'aluminium. Les miroirs ont une forme courbée et sont installés à la partie arrière du détecteur. Le plan de PMTs, où les photons sont projetés sous forme d'ellipse, est constitué de 1934 photo-multiplicateurs [101] fonctionnant en mode digital. Ceci permet de déterminer les positions des photons sur le plan de PMTs et non leur nombre.

Le RICH ne permet pas de mesurer l'angle d'émission des particules directement. Par conséquent, une méthode de reconstruction, dite la reconstruction inverse de la radiation (IRT, Inverse Ray Tracing) [102], a été développée pour ce fin. Une seconde méthode, la reconstruction directe de la radiation (DRT, Direct Ray Tracing)

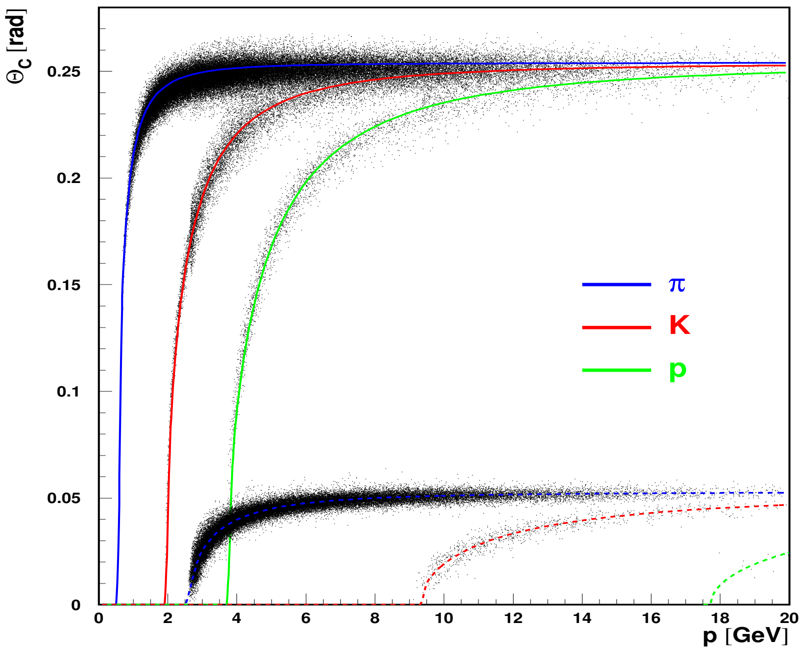

FIG. 2.12 – Les angles de Čerenkov en fonction des impulsions pour différents particules et radiateurs.

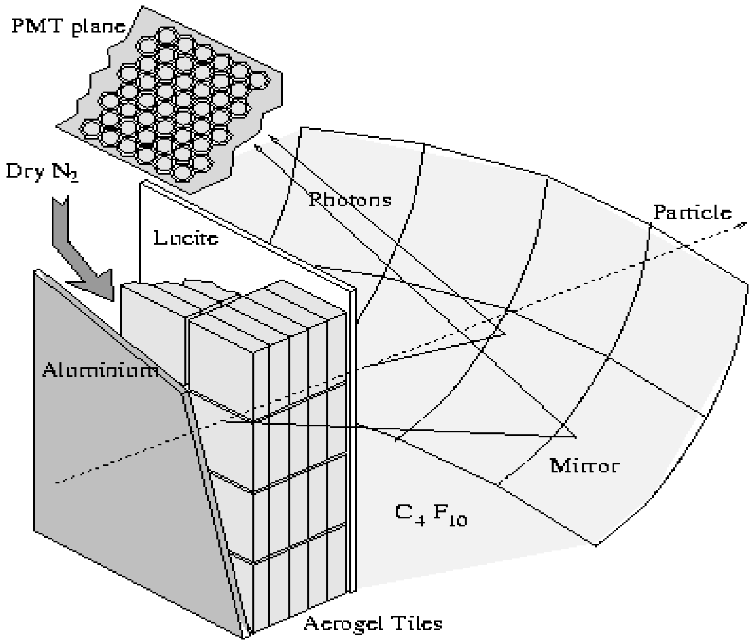

FIG. 2.13 – Les différentes composantes du détecteur RICH

[103], a été conçue pour identifier les hadrons sans utiliser l'information sur l'angle de Čerenkov.

La première méthode permet de calculer, pour chaque hadron h_i, un angle de Čerenkov moyen $(<\theta>)_{h_i}$ à partir du point d'émission de photon et des coups enregistrés dans le plan de PMTs. Ces angles moyens ont une distribution gaussienne centrée autour de leurs valeurs théoriques ($\theta^{th}_{h_i}$). En principe, l'identification est basée sur un programme de probabilité [104] : on suppose que chaque distribution angulaire est induite par un hadron de type h_i où $i = \pi,\ K,\ p$ et on calcule ensuite la probabilité L_{h_i} associée a cette hypothèse. Le type de hadron sera donc celui ayant la grande probabilité L_i.

La seconde méthode (DRT) fonctionne d'une manière différente. En Supposant que le point d'émission de la radiation et l'impulsion du hadron sont connus, la DRT détermine le point de réflexion du photon par les miroirs ainsi que la position du coup sur le plan de PMTs. Cette méthode est répétée pour chaque photon émis et pour chaque hadron de type h_i. Les coups calculés forment des structures de coups (*hits pattern*). Chacune d'elles est comparée à la vraie structure enregistrée par le détecteur. Le type du hadron est donc déduit de la structure la plus proche de la réalité. La méthode DRT est la plus efficace pour identifier les hadrons ayant des petites impulsions mais elle est moins rapide que la méthode IRT. Pour les hadrons à hautes énergies, l'IRT est la plus rentable. Un algorithme (RPS, RICH PID Scheduler) [105] a été développé qui, selon l'impulsion du hadron et la topologie de l'événement, décide la méthode adéquate à utiliser.

2.2.7 Le moniteur de luminosité

La luminosité à HERMES est mesurée par le moniteur de luminosité [106]. Elle est déterminée par la section efficace de la diffusion élastique [107] des positrons du faisceau sur les électrons de la cible ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$)[3] et aussi par la section efficace de l'annihilation de paires [108] ($e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Ces sections efficaces sont connues

[3] Diffusion de Bhabha

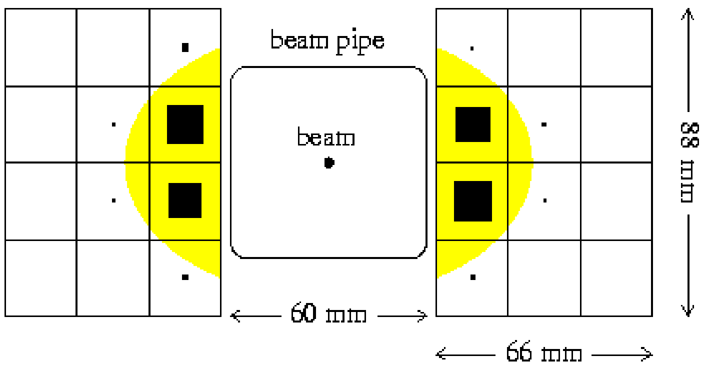

FIG. 2.14 – La distribution des coups enregistrés par les deux calorimètres. La taille des rectangles noirs est proportionnelle au nombre de coups par bloque. La partie hachurée en jaune représente l'acceptance imposée par l'anneau des positrons.

avec une très grande précision [109]. Dans le cas où HERMES utilise un faisceau d'électrons, la luminosité est déterminée par la section efficace de la diffusion de Moller [110] ($e^- e^- \to e^- e^-$). La luminosité est définie par la relation suivante :

$$L = \frac{R}{\int_{\Delta\Omega} d\Omega\, \epsilon \, \frac{(d\sigma^{e^+ e^-} + d\sigma^{\gamma\gamma})}{d\Omega}} \tag{2.23}$$

où R est le nombre total des événements correspondants à ces deux processus et ϵ est l'efficacité du détecteur. L'intégrale des sections efficaces tient compte de l'acceptance du moniteur de luminosité. Sa valeur est calculée par un programme de simulation [111] .

$$\int_{\Delta\Omega} d\Omega\, \epsilon \, \frac{(d\sigma^{e^+ e^-} + d\sigma^{\gamma\gamma})}{d\Omega} = (2.22 \pm 0.14)\, \mu b \tag{2.24}$$

Les deux particules sont diffusées à de très faibles angles (6.1 mrad) et détectées par deux calorimètres situés à 7.2 m du point d'interaction. Ils peuvent être déplacés horizontalement afin de se protéger des radiations provenants du faisceau de positrons. Chaque calorimètre consiste en 12 cristaux de Čerenkov fabriqués de $NaBi(WO_4)_2$ et arrangés dans un bloc de (3 lignes) $\times$ (4 colonnes). L'énergie déposée dans chaque cristal est mesurée par un photo-multiplicateur de type Hamamatsu R4125Q. Le signal de déclenchement associé au moniteur de luminosité est produit à chaque fois que les deux calorimètres enregistrent simultanément deux signaux de même intensité (figure 2.14).

Chapitre 3 L'analyse des données

Ce chapitre est consacré à la description de l'analyse des données collectées au cours de l'année 2000, utilisant la cible du deutérium polarisée et non polarisée. Le but de cette analyse, schématisée dans le diagramme 3.1, est l'extraction des multiplicités des kaons ainsi que les asymétries de spin inclusive et semi inclusive. Ces quantités seront utilisées dans le prochain chapitre pour déterminer la polarisation des quarks étranges $\Delta S(x)/S(x)$ et celle des quarks non étranges $\Delta Q(x)/Q(x)$ dans le proton.

Le présent chapitre est organisé de la manière suivante : dans la première section, les différentes coupures appliquées, sont présentées. La seconde section est consacrée à l'extraction des multiplicités brutes des kaons. Dans la troisième section, les différentes corrections appliquées aux multiplicités sont discutées. Les erreurs systématiques sur les multiplicités sont discutées dans la quatrième section. Dans la cinquième section, les multiplicités finales des kaons chargés sont présentées. Le formalisme de fit utilisé pour extraire les fonctions de fragmentation étrange et non étrange de kaons chargés, intégrées sur la variable z, est présenté dans la sixième section. Dans la septième section, les asymétries brutes de spin parallèles ($A_{\parallel}(x)$) et de photon virtuel ($A_1(x)$) sont présentées. Dans la huitième section, les corrections appliquées aux asymétries brutes sont exposées. Les erreurs systématiques sur les asymétries sont discutées dans la neuvième section. Enfin, les asymétries finales inclusive et semi inclusive sont présentées dans la dixième section.

3.1 La sélection des données

3.1.1 La structure des données

Dans un premier lieu, il est nécessaire d'effectuer une pré-sélection des données collectées durant chaque phase afin de ne garder que les événements qui sont "pro-

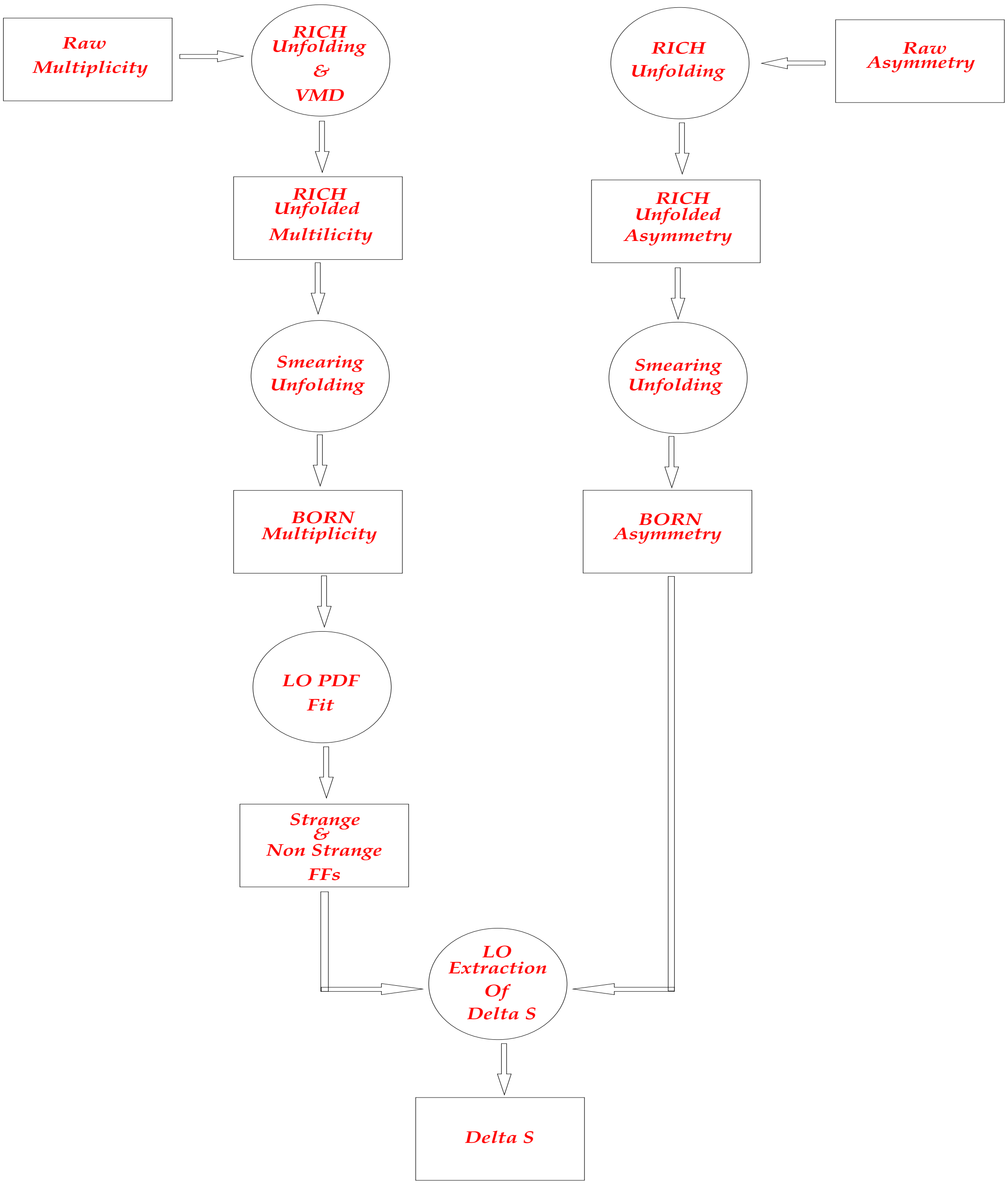

FIG. 3.1 – Vue schématique de l'analyse toute entière. Voir texte pour plus de détails.

prement" enregistrés. Une phase correspond à une période de 6 à 8 heures de prise de données continue commençant après l'injection du faisceau de positrons et se terminant lorsque l'intensité du courant atteint 5 mA. Durant cette période, la qualité du faisceau doit être acceptable. Les informations enregistrées durant chaque phase sont séparées, à l'aide du système d'acquisition de données (DAQ, Data Acquisition System), en des runs correspondants à des périodes qui durent entre deux et cinq minutes. Un run est composé de périodes de 11 secondes de durée appelées "bursts". Des enregistrements tels que la polarisation de la cible, la polarisation du faisceau, la luminosité partielle et beaucoup d'autres informations sont lues au début de chaque burst par le système DAQ. Un burst peut contenir jusqu'à trois records et chaqu'un d'eux correspond à un état bien défini de la polarisation de la cible. Ces structures de données sont présentées dans le tableau 3.1.Les données collectées durant les runs et les bursts doivent satisfaire des critères de sélection avant d'être utilisées dans l'analyse. Ces critères de sélections sont présentées en détail dans les paragraphes suivants.

période	phase	run	burst/record
Durée	6 à 8 h	2 à 5 min	$\leq$ 11 s

TAB. 3.1 – La structure des données telle qu'elle est enregistrée par le système d'acquisition de données.

3.1.2 La sélection des runs et des bursts

La première étape dans la procédure de sélection de données consiste à éliminer les runs présentant des anomalies dues au mauvais fonctionnement des détecteurs ou à des problèmes liés au système d'acquisition des données. Au début et à la fin de chaque run, DAQ exécute une multitude d'opérations dont le but est, d'une part, l'initialisation du système électronique, lié aux détecteurs, et d'autre part, la préparation du système de détection pour une nouvelle prise de données. Les enregistrements col-

	Cible polarisée	Cible non polarisée
	Exclure les trois premiers bursts et le dernier burst de chaque run pour des raisons d'initialisation.	
luminosité	5 Hz $< \mathcal{L} <$ 80 Hz	5 Hz $< \mathcal{L} <$ 5000 Hz
Polarisation du faisceau	$30\% < P_F < 55\%$	–
Polarisation de la cible	$P_C > 70\%$	–
Fonctionnement des détecteurs	- Ni haute tension, Ni chute de courant dans les chambres à dérive, le TRD et le RICH - Aucun problème dans le calorimètre et dans le moniteur de luminosité	
Intensité de courant du faisceau	5 mA $< I_F <$ 50 mA	
	durée de burst $<$ 11 s	

TAB. 3.2 – Les critères de sélection des bursts.

lectés durant ces procédures sont probablement défectueuses et il est préférable de les exclure de l'analyse. Pour cette raison, les trois premiers bursts et le dernier burst de chaque run ne sont pas analysés. La seconde étape de la sélection est de vérifier la qualité de toutes les informations enregistrées au début de chaque burst. Afin que ce dernier soit acceptable, les informations qu'il contient doivent satisfaire les conditions suivantes :

- tous les détecteurs doivent être en état de marche dans les deux moitiés du spectromètre. Aucune haute tension ou chute de courant ne doit être observée dans les détecteurs de trajectographie.

	Cible polarisée	**C**ible non polarisée
Polarisation de la cible	0.85	——
Polarisation du faisceau	0.54	0.54
Nombre de runs	28836	260
Nombre de bursts	$(\Uparrow\uparrow)$: 299101 $(\Uparrow\downarrow)$: 301146	7028
Luminosité intégrée	$(\Uparrow\uparrow)$: $8.77\ 10^7$ $(\Uparrow\downarrow)$: $8.81\ 10^7$	$4.59\ 10^7$

TAB. 3.3 – Le nombre de runs et de bursts, ainsi que la luminosité intégrée obtenus après l'application des critère de sélection, pour le cas de la cible polarisée et non polarisée. Ces statistiques sont pour la cible de deutérium seulement.

- Les polarisations de la cible et du faisceau doivent avoir des valeurs raisonnables. En plus, la direction de la polarisation de la cible doit être dans un état bien défini c'est à dire ou bien parallèle ou bien antiparallèle à la direction de la polarisation du faisceau.

- Le faisceau doit être stable, ayant une énergie de 27.60 GeV et une intensité de courant supérieure à 5 mA.

- Les valeurs de la luminosité donnent une indication sur la stabilité du faisceau et la densité de la cible. Il est donc nécessaire d'imposer des coupures sur ces valeurs afin de garantir des conditions favorables de prise de données.

- Eliminer tous les runs marqués comme non analysables dans le logbook.

Les critères de sélection des bursts sont donnés en détail dans le tableau 3.2. Les nombres des runs et des bursts obtenus après l'application de toutes ces coupures sont affichés dans le tableau 3.3.

3.1.3 La sélection des événements DIS

Ce paragraphe décrit en détail les différentes coupures appliquées aux événements appartenants aux bursts qui ont survécu les critères de sélection discutés auparavant. Ces coupures seront appliquées individuellement à chaque trajectoire (particule) de l'événement afin de sélectionner les positrons (DIS) ainsi que les hadrons en coïncidence nécessaires pour l'extraction de la multiplicité des kaons chargés. La procédure de sélection se résume aux quatre points suivants :

- le choix de longues trajectoires,
- l'application des coupures géométriques et d'acceptence,
- l'identification et la séparation entre leptons et hadrons,
- et l'application des coupures cinématiques aux leptons et hadrons.

Ces quatre étapes sont détaillées dans le tableau 3.4 et seront discutées ci-dessous.

La sélection des trajectoires

Chaque trajectoire possède une partie à l'avant et une autre à l'arrière par rapport à l'aimant. Ces deux parties sont reconstruites séparément, grâce au programme de reconstruction de trajectographie, ensuite, elles sont reliées entre elles pour former une seule trajectoire. Cette jonction n'est pas toujours possible ce qui résulte en des trajectoires partiellement reconstruites, dites trajectoires courtes, qui doivent être exclues lors de l'analyse.

Les coupures géométriques

La position de chaque trajectoire dans le plan (X, Y) du calorimètre doit être suffisamment loin de ses bords afin de garantir une identification propre de la particule associée à cette trajectoire. En effet, le type de la particule est déterminé selon la taille de la gerbe qu'elle dépose dans les blocs du calorimètre. Ce dernier fournit un signal clair lorsque la particule est loin de ces bords de telle sorte que la gerbe soit entièrement (en cas des leptons) absorbée par le calorimètre. Une seconde coupure est appliquée sur le point d'origine des trajectoires (vertex) afin d'assurer qu'elles proviennent de la région de la cible. A noter que pour les hadrons, la limite supérieure imposée sur la composante longitudinale du vertex est poussée à 100 cm au lieu de 20 cm pour inclure les π^+ et les π^-, issus de la désintégration des particules K_{short}, dans l'évaluation des multiplicités des pions.

L'identification des particules

L'identification des particules est basée sur une approche qui applique le théorème de Bayes à l'ensemble des signaux fournis par les quatre détecteurs d'identification, décrits dans le chapitre précédent. Dans cette approche, chaque signal est considéré comme une *probabilité conditionnelle,* $\mathcal{L}_D^i$, définie comme étant la probabilité pour qu'un détecteur de type D, enregistre un signal donné lorsqu'il est traversé par une particule de type i. La combinaison des probabilités conditionnelles de tous les détecteurs définit la probabilité d'identification des particules :

$$\mathcal{L}^i \equiv \prod_D \mathcal{L}_D^i \tag{3.1}$$

Si le flux de la particule incidente, i, (Φ^i) est connu, la probabilité $\mathcal{P}^i$ pour qu'elle soit de type vrai i est donnée par :

$$\mathcal{P}^i = \frac{\mathcal{L}^i \Phi^i}{\sum_j (\mathcal{L}^j \ \Phi^j)} \tag{3.2}$$

Ainsi, la probabilité pour qu'une particule détectée soit, par exemple, un lepton est :

$$\mathcal{P}^l = \frac{\mathcal{L}^l}{\Phi \mathcal{L}^h + \mathcal{L}^l} \tag{3.3}$$

où l et h désigne lepton et hadron respectivement. Le rapport, $\Phi = \Phi^h/\Phi^l$, peut être paramétrisé en fonction de l'impulsion, de l'angle de diffusion et de la charge de la particule en question [113, 114] :

$$\Phi = \frac{\text{Nombre de hadrons incidents}(p_h, \theta_h)}{\text{Nombre de leptons incidents}(p_l, \theta_l)} \tag{3.4}$$

Il est évident que ce rapport ne peut pas être obtenu par un calcul direct de l'expression ci-dessus puisqu'il dépend de l'identification de la particule. Alternativement, il est estimé en utilisant une méthode itérative décrite en détail dans la référence [115]. Afin de séparer entre les leptons et les hadrons, il est convenable d'introduire la probabilité PID définie comme étant le logarithme du rapport entre les vraies probabilités $\mathcal{P}^l$ et $\mathcal{P}^h$:

$$PID \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{P}^l}{\mathcal{P}^h} = \log_{10} \frac{\mathcal{L}^l}{\mathcal{L}^h} - log_{10}\Phi \tag{3.5}$$

Cette quantité peut être calculée pour un ou plusieurs détecteurs d'identification. Par exemple, les signaux fournis par le calorimètre, le compteur preshower et le RICH sont utilisés pour définir la probabilité PID_3 :

$$PID_3 \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}^l_{CAL}.\mathcal{L}^l_{PRE}.\mathcal{L}^l_{RICH}}{\mathcal{L}^h_{CAL}.\mathcal{L}^h_{PRE}.\mathcal{L}^h_{RICH}} \tag{3.6}$$

et les signaux enregistrés par les différents plans du détecteur TRD sont utilisés pour définir la quantité PID_5 :

$$PID_5 \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}^l_{TRD}}{\mathcal{L}^h_{TRD}} \equiv \log_{10} \frac{\prod_{m=1}^{5} \mathcal{L}^l_{TRD,m}}{\prod_{m=1}^{5} \mathcal{L}^h_{TRD,m}} \tag{3.7}$$

La somme de ces deux probabilités ($PID_3 + PID_5$) est utilisée pour identifier et séparer entre les leptons et les hadrons :

$$\begin{array}{ll} \text{Hadron} & -100 < PID_3 + PID_5 < 0 \\ \text{Lepton} & 0 < PID_3 + PID_5 < 100 \end{array} \tag{3.8}$$

La figure 3.2 montre la distribution de $PID_3 + PID_5$ pour les lepton et les hadrons.

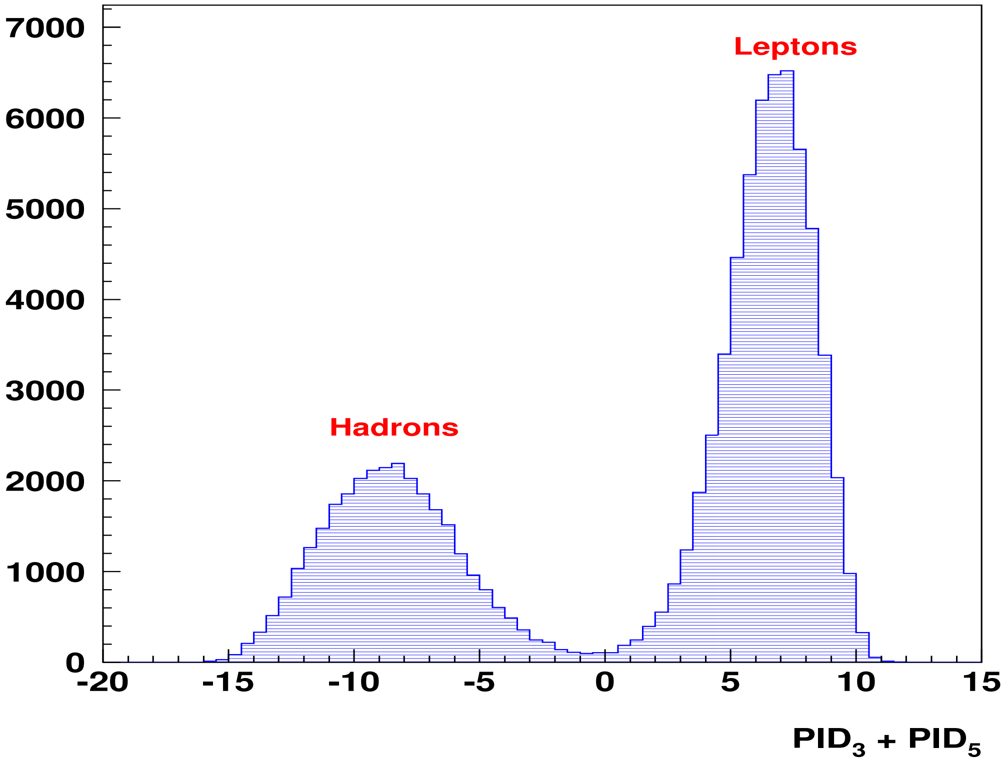

FIG. 3.2 – La distribution de $pid_3 + pid_5$ utilisée par l'analyse pour identifier les leptons et les hadrons. Le graphe montre deux distributions clairement séparées l'une de l'autre ce qui reflète le bon fonctionnement de la procédure d'identification des particules.

Les coupures cinématiques

Les particules identifiées comme des leptons par le système de PID vont être trier afin de ne garder que le positron dominant. Celui ci doit avoir la plus grande impulsion par rapport aux autres particules de son genre. Et en plus, il doit déposer une énergie supérieure à 3.5 GeV dans le calorimètre afin de satisfaire la condition de déclenchement du calorimètre. L'énergie et l'angle polaire de diffusion du positron dominant vont servir à déterminer les variables cinématiques de l'événement, x, y, ν, Q^2 et W^2. Ces variables doivent satisfaire les conditions qui définissent l'espace de phase associé à la diffusion profondément inélastique. Ces condition sont discutées brièvement ci-dessous :

- La coupure $y > 0.85$ rejette la région où la contribution des effets radiatifs à la section efficace de la réaction DIS est très élevée.
- La coupure sur la masse invariante de l'état final hadronique $W^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$ est utilisée pour éviter la région des résonances. Elle est aussi utilisée pour séparer la région de fragmentation de celle des quarks spectateurs.
- Enfin, la coupure $Q^2 > 1\mathrm{GeV}^2$ permet de sélectionner les événements DIS. La distribution des événements DIS dans le plan cinématique (x, Q^2) est illustrée par la figure 3.3.

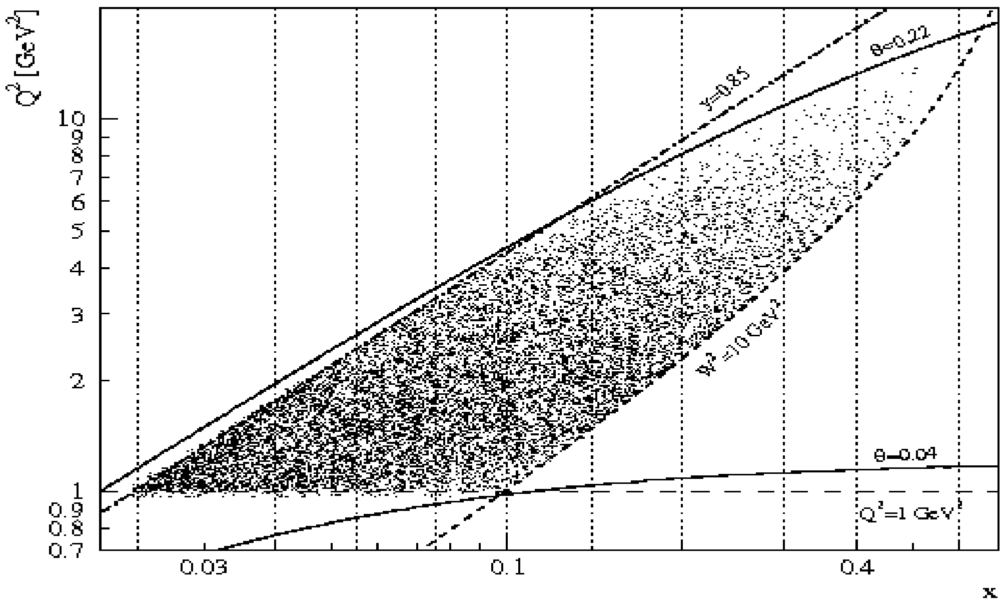

FIG. 3.3 – La région cinématique définie par le spectromètre de HERMES dans le plan $(x,\ Q^2)$ de la réaction. Le graphe montre aussi les coupures cinématiques appliquées pour identifier un DIS.

La condition $-100 < PID_3 + PID_5 < 0$ est utilisée pour sélectionner les hadrons, détectés en coïncidence avec le DIS, qui vont servir pour évaluer les multiplicités. Le détecteur RICH est utilisé pour séparer entre les pions, les kaons et les protons. Les coupures sur les variables cinématiques $0.2 < z < 0.8$ et $0.1 < x_F < 1.0$ sont

Sélection de trajectoires	
Méthode de reconstruction NOVC impulsion des trajectoires $p > 0.5$ GeV Élimination des trajectoire courte.	
Coupures géométriques	
Position dans le calorimètre	$0 < \|x_{calo}\| < 175\ cm$ $30 < \|y_{calo}\| < 108\ cm$
Position longitudinale du vertex	Lepton $\|z_{vertex}\| < 18\ cm$ Hadron :$-20cm < z_{vertex} < 100\ cm$
Position transversale du vertex	Lepton :$\|d_{vertex}\| < 0.75\ cm$
Sélection des DIS	
PID	$2 < PID_3 + PID_5 < 100$
Coupures cinématiques	$E_{calo} > 3.5 GeV$ $Q^2 > 1.0\ GeV^2$ $W^2 > 10.0\ GeV^2$ $0.1 < y < 0.85$
Sélection des hadron SIDIS	
PID	$-100 < PID_3 + PID_5 < 0$
Méthode de reconstruction (RICH)	IRT, rQP > 0.
Coupures cinématiques	$z > 0.2$ $x_F > 0.1$ 2.0 GeV $< P <$ 15.0 GeV

TAB. 3.4 – Les critères de sélection des événements DIS et des hadrons détectés en coïncidence.

	Cible non polarisée	Cible polarisée ($\Uparrow\uparrow$)	Cible polarisée ($\Uparrow\downarrow$)
DIS	2589307	2676700	1377600
π^+	304283	313065	1587763
π^-	242052	248387	126113
K^+	63492	66388	33632
K^-	27995	28770	14646
p	39844	40991	20483
$\bar{p}$	7008	7079	3694

TAB. 3.5 – Les nombres totaux de DIS, de pions, de kaons et de protons obtenus dans les deux cas polarisé et non polarisé.

imposées aux hadrons pour deux raisons. Les limites inférieures sont utilisées pour favoriser le fait que les hadrons détectés proviennent de la hadronisation du quark avec lequel le positron a interagi. Tandis que la limite supérieure est utilisée pour éliminer les hadrons provenants des réaction exclusives telle la production du méson ρ. Les coupures appliquées pour sélectionner les événements DIS ainsi que les statistiques obtenues sont illustrées respectivement dans les tableaux 3.4 et 3.5.

3.2 Détermination des multiplicités

La multiplicité d'un hadron de type h en fonction des variables cinématiques x et de z est définie, dans le cadre du modèle des quarks et des partons, par la section efficace semi inclusive de production du hadron h en fonction de x et de z normalisée par la section efficace inclusive en fonction de x :

$$\frac{d^2\sigma^h(x,z)/dxdz}{d\sigma^{DIS}(x)/dx} = \frac{d^2N^h(x,z)/dxdz}{dN^{DIS}(x)/dx} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f(x,Q^2) D_f^h(z)}{\sum_f e_f^2 q_f(x,Q^2)} \tag{3.9}$$

où $q_f(x, Q^2)$ est la distribution du quark de saveur f dans le proton et $D_f^h(z)$ est la fonction de fragmentation du quark f au hadron de type h. En intégrant cette

	Intervalle	$< x >$		Intervalle	$< x >$
1	0.0200 – 0.0300	0.0273	11	0.085 – 0.100	0.0923
2	0.0300 – 0.0340	0.0320	12	0.100 – 0.118	0.1086
3	0.0340 – 0.0380	0.0360	13	0.118 – 0.140	0.1284
4	0.0380 – 0.0420	0.0400	14	0.140 – 0.170	0.1539
5	0.0420 – 0.0460	0.0440	15	0.170 – 0.210	0.1881
6	0.0460 – 0.0510	0.0485	16	0.210 – 0.250	0.2282
7	0.0510 – 0.0570	0.0540	17	0.250 – 0.300	0.2722
8	0.0570 – 0.0640	0.0605	18	0.300 – 0.380	0.3328
9	0.0640 – 0.0735	0.0687	19	0.380 – 0.600	0.4300
10	0.0735 – 0.0850	0.0791			

TAB. 3.6 – Les 19 intervalles de x utilisés pour l'extraction de la multiplicité des kaons chargés.

quantité par rapport à z, en utilisant l'invariance de la conjugaison de charge des kaons chargés :

$$D_u^{K^+ + K^-} = D_{\bar{u}}^{K^+ + K^-} \tag{3.10}$$

$$D_d^{K^+ + K^-} = D_{\bar{d}}^{K^+ + K^-} \tag{3.11}$$

$$D_s^{K^+ + K^-} = D_{\bar{s}}^{K^+ + K^-} \tag{3.12}$$

et en supposant l'invariance d'isopsin des quarks u et d dans le deuton :

$$u_p(x) = d_n(x) \tag{3.13}$$

$$d_p(x) = u_n(x) \tag{3.14}$$

l'équation 3.9 devient :

$$\frac{dN^{K^+ + K^-}(x)/dx}{dN^{DIS}(x)/dx} = \frac{Q(x)\int \mathcal{D}^{K^+ + K^-}_{non-strange}(z)dz + S(x)\int \mathcal{D}^{K^+ + K^-}_{strange}(z)dz}{5Q(x) + 2S(x)} \tag{3.15}$$

où $Q(x) = u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)$, $S(x) = s(x) + \bar{s}(x)$ et

$$\begin{aligned} \int \mathcal{D}_{non-strange}(z)dz &= 4\int \mathcal{D}(z)^{K^+ + K^-}_u dz + \int \mathcal{D}(z)^{K^+ + K^-}_d dz \qquad (3.16) \\ \int \mathcal{D}_{strange}(z)dz &= 2\int \mathcal{D}(z)^{K^+ + K^-}_s dz. \end{aligned}$$

Les multiplicités des kaons chargés, en fonction de x, sont calculées séparément pour chaque état de spin. Ensuite, leur moyenne est ajoutée à celle non polarisée. La multiplicité résultante est montrée dans la figure 3.4. Les valeurs de x utilisées dans cette analyse sont données dans le tableau 3.6

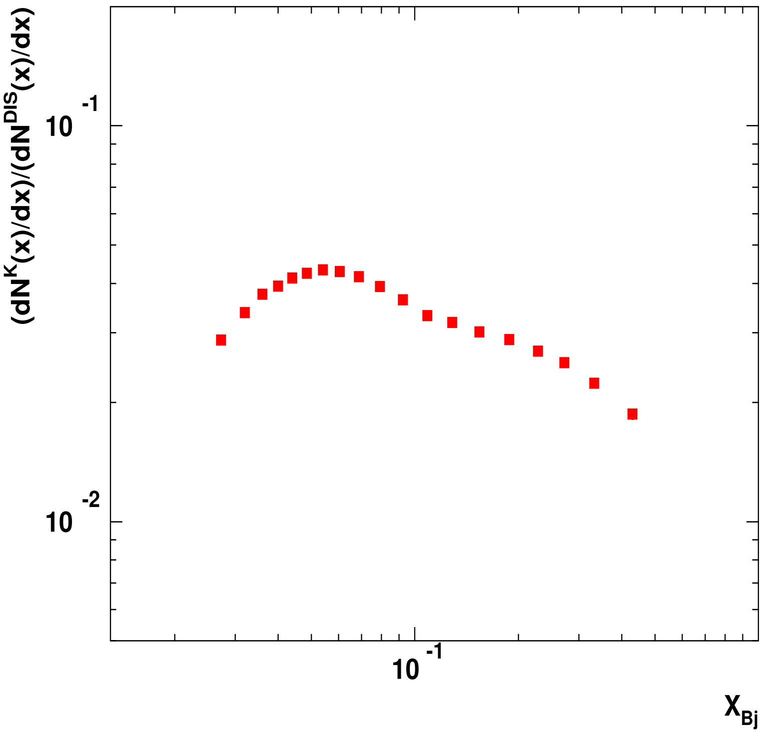

FIG. 3.4 – La multiplicité brute des kaons chargés en fonction de x. Les positrons issus des processus symétriques ont été soustraits.

3.3 Les corrections appliquées aux multiplicités

3.3.1 Bruits de fond symétriques

Les processus symétriques de création de paires, tels que, la désintégration des pions neutres en deux photons ($\pi^0 \to 2\gamma \to e^+e^-$) et la création de e^+e^- par des photons de hautes énergies, dûs au Bremsstrahlung ($\gamma \to e^+e^-$) produisent des positrons qui, la plupart du temps, sont identifiés comme des événements DIS. Les nombres d'électrons et positrons produits par les processus symétriques sont égaux. Afin d'estimer la contamination en positrons symétriques de l'ensemble des positrons détectés, il suffit de détecter les électrons symétriques et de les soustraire du nombre total des positrons. La figure 3.5 montre le rapport entre le nombre total des positrons détectés et le nombre total des positrons issus des processus symétriques.

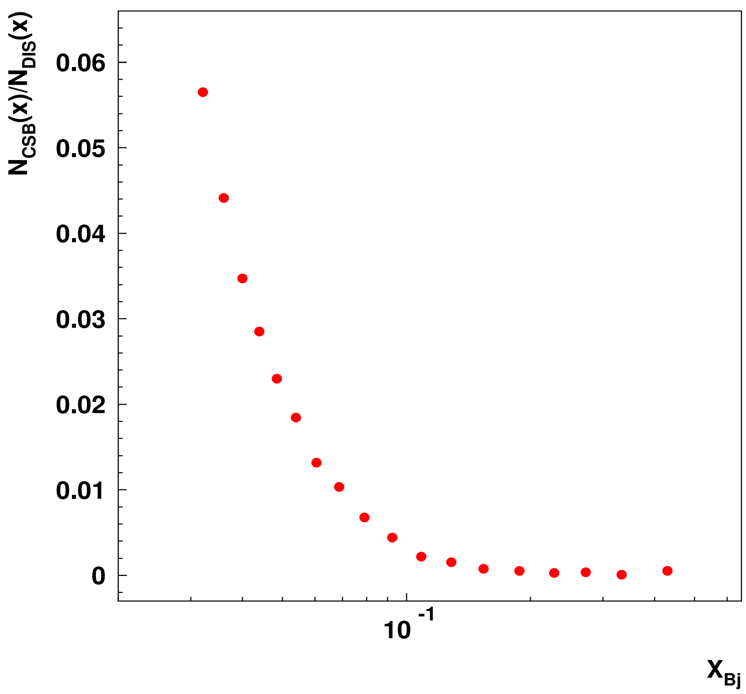

FIG. 3.5 – La fraction des positrons provenants des processus de symétrie de charge, en fonction de x. La contamination est de l'ordre de 6% pour les petits x et négligeable pour les grands x.

3.3.2 L'efficacité du détecteur RICH

Le détecteur RICH permet de séparer entre les différents types des hadrons (pions, kaons et protons) détectés par le spectromètre de HERMES. RICH a été conçu de telle sorte qu'il soit capable de fournir une identification propre de tous les hadrons qu'il détecte. Malheureusement, des études [112, 116] ont montré son efficacité dépend de l'impulsion des hadrons. Ceci entraîne, dans certains cas, à des mal-identifications. Par conséquent, on doit faire recours au Monte Carlo pour extraire le vrai flux des kaons, N^{h_t} à partir des flux de tous les hadrons identifiés par le RICH I_{h_i}. Cette approche [117] consiste à utiliser le générateur Lepto [118] pour générer les "vrais" hadrons ($N^{h_t}_{Lepto}$) et ensuite, les faire passer à travers le détecteur RICH, en utilisant un programme de simulation basé sur GEANT [119], pour déterminer leurs types une deuxième fois ($N^{h_i}_{RICH}$). Ces nombres ont été évalué en fonction de l'impulsion des hadrons et en fonction du nombre des trajectoires dans chaque moitié du détecteur (topologie). Leur rapport forme les éléments de la matrice P :

$$P^{h_i}_{h_t}(p, \text{topologie}) = \frac{N^{h_i}_{RICH}(p, \text{topologie})}{N^{h_t}_{Lepto}(p, \text{topologie})} \tag{3.17}$$

$P^{h_i}_{h_t}$ étant la probabilité pour qu'un hadron de vrai type h_t soit identifié comme un hadron de type h_i. La matrice P est ensuite appliquée aux flux des hadrons identifiés pour en extraire leurs vrais types :

$$\begin{pmatrix} I_\pi \\ \\ I_K \\ \\ I_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P^\pi_\pi & P^\pi_K & P^\pi_p \\ \\ P^K_\pi & P^K_K & P^K_p \\ \\ P^p_\pi & P^p_K & P^p_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_\pi \\ \\ N_K \\ \\ N_p \end{pmatrix} \tag{3.18}$$

La matrice P utilisée dans cette analyse est illustrée par la figure 3.6. Afin d'extraire le vrai type de chaque hadron, il suffit d'appliquer les éléments de la matrice P^{-1} au flux des hadrons identifiés. Cette procédure est appliquée événement par événement : à chaque hadron de type h_i, on lui accorde un poids $(P^{-1})^{h_t}_{h_i}$. Ainsi, le nombre total

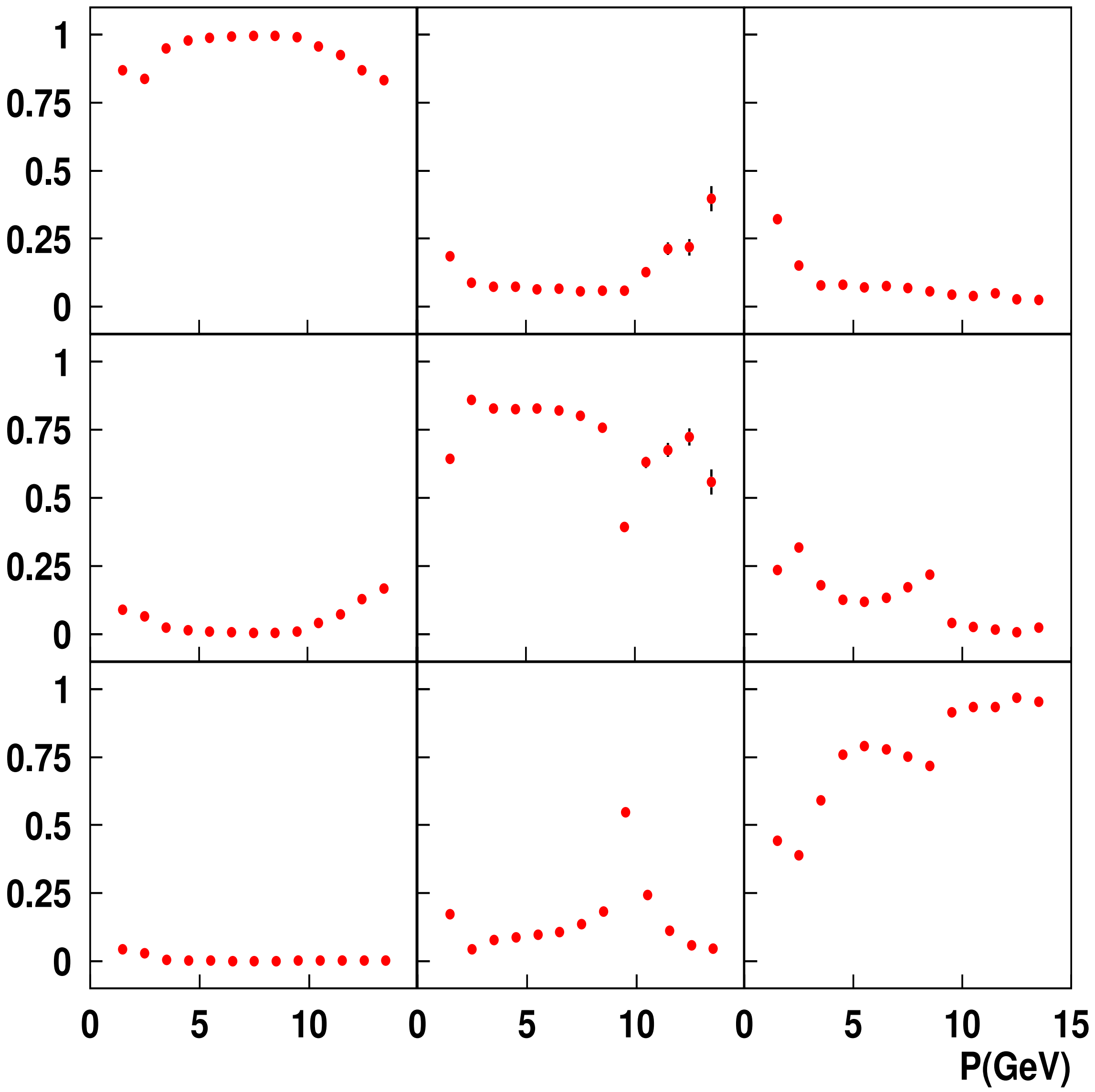

FIG. 3.6 – La matrice P en fonction de l'impulsion des hadrons calculée dans le cas de deux trajectoires dans chaque moitié du détecteur.

des vrais hadrons est obtenu en sommant tous les poids de la manière suivante :

$$N^{h_t} = \sum_{h_i} \left(P^{-1}\right)_{h_i}^{h_t} \, . \, I_{h_i} \tag{3.19}$$

Dans le cas où le positron dominant DIS possède une charge opposée à celle du faisceau, les éléments de la matrice P^{-1} sont multipliés par (-1) afin de soustraire les hadrons en coïncidence avec les positrons provenants des processus symétriques.

3.3.3 Elimination des hadrons issus des processus diffractifs

La validité de l'analyse exige que tout les hadrons détectés soient produits par le processus d'hadronisation. Cependant, une partie de ces hadrons provient des processus diffractifs et doit être éliminer. Malheureusement les coupures présentées dans le paragraphe 3.1.3 sont insuffisantes. Par conséquent, on doit utiliser le Monte Carlo pour les soustraire. Le générateur PYTHIA [120] est utilisé pour évaluer la contamination des processus de diffraction. Tous les hadrons qui sont produits en coïncidence avec un positron DIS et qui satisfont les critères de sélections cités dans le tableau 3.4 sont gardés. Ces hadrons sont notés par (N^h_{SIDIS}). Ceux provenant des processus de diffraction forment un sous ensemble des hadrons totaux et ils sont notés par N^h_{VM}. Le rapport $\left(\epsilon^h \equiv N^h_{VM}/N^h_{SIDIS}\right)$ détermine la fraction des hadrons provenant des processus de diffraction. Ces coefficients sont déterminés pour les pions et les kaons séparément en fonction de x pour quatre différentes régions de z. Ensuite, ils sont appliqués directement au nombre de hadrons obtenus lors de l'analyse. Les nombres corrigés sont ensuite intégrés sur z. En général, la contamination est importante lorsque x est petit et z est grand. Elle est de l'ordre de 10% pour les pions et 5% pour les kaons comme le montre les figures 3.7 et 3.8. Les hadrons diffractifs sont soustraits du nombre total des hadrons de la manière suivante :

$$N^h_{SIDIS}(z,x) = N^h_{meas}(z,x) - N^h_{VM}(z,x) \tag{3.20}$$

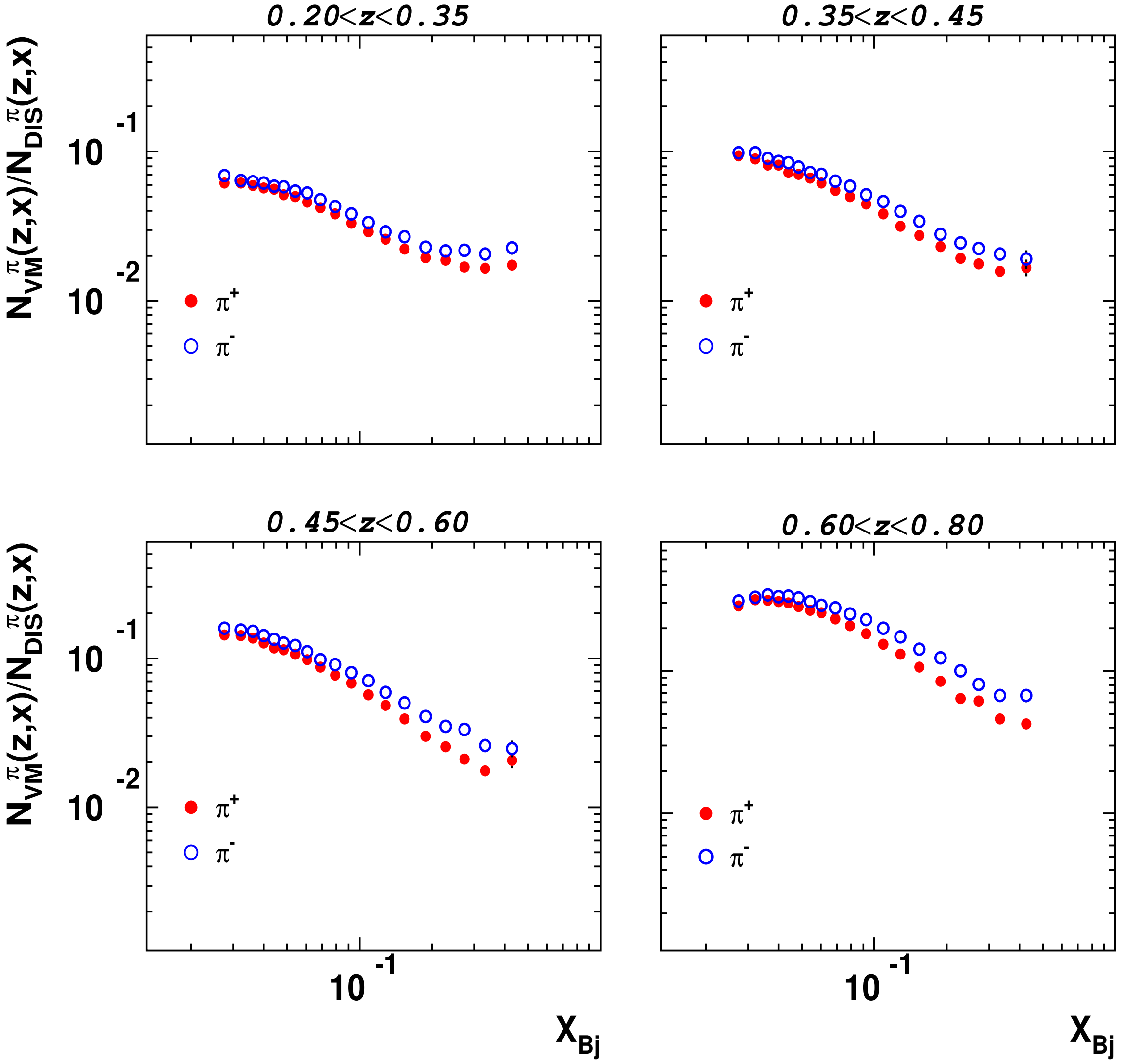

FIG. 3.7 – Fraction des pions provenant des processus de diffraction en fonction de x et z.

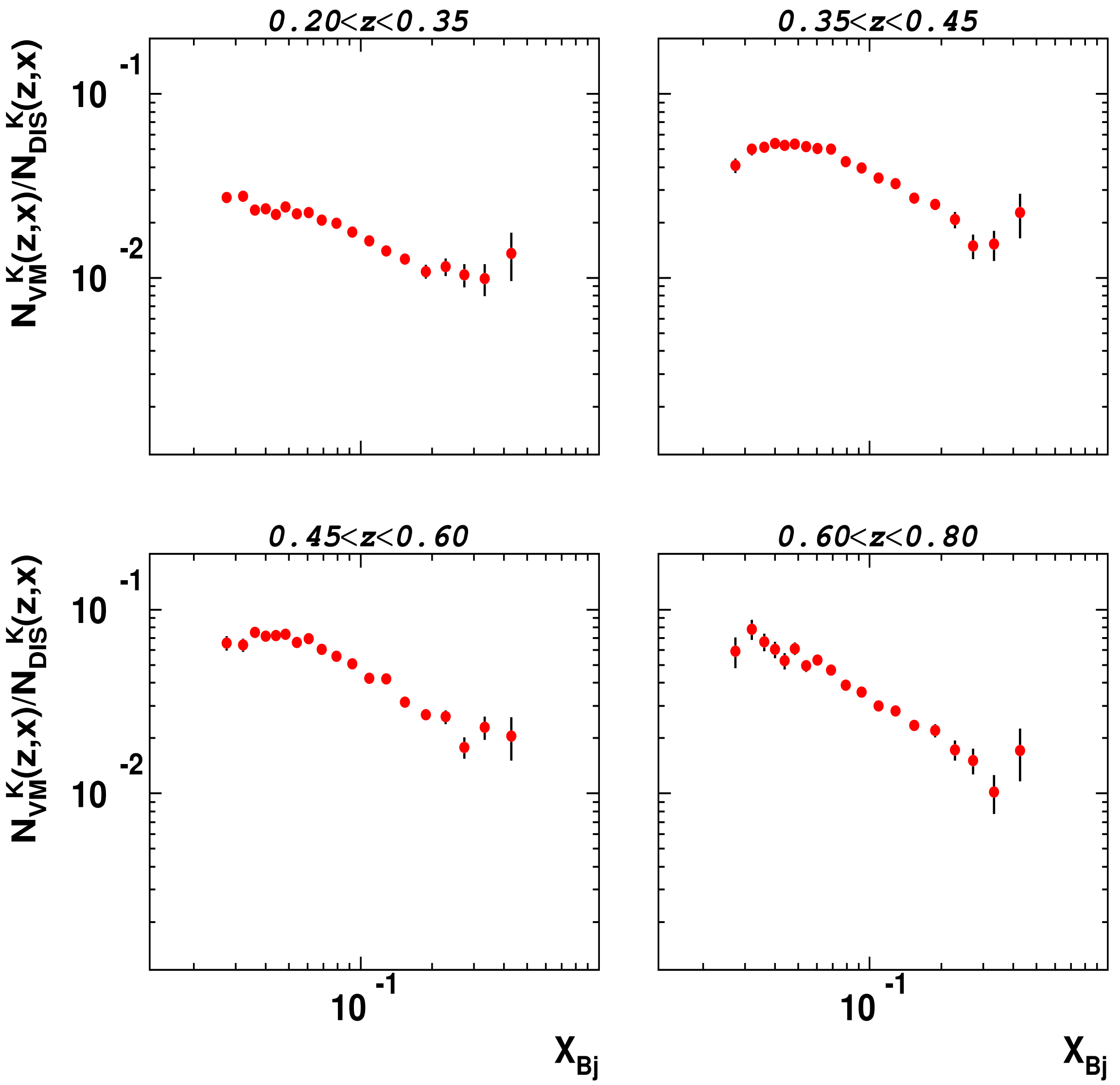

FIG. 3.8 – Fraction des kaons provenant des processus de diffraction en fonction de x et z.

$$= N^h_{meas}(z,x)\left(1-\epsilon^h(z,x)\right) \tag{3.21}$$

L'erreur statistique associée a cette correction est donnée par :

$$\Delta N^h_{SIDIS}(z,x) = \sqrt{[1+\epsilon^h(z,x)^2]\,(\Delta N^h_{meas}(z,x))^2 + N^h_{meas}(z,x)^2\ (\Delta\epsilon^h(z,x))^2} \tag{3.22}$$

La figure 3.9 montre les multiplicités des pions et des kaons multiplicités en fonction de x après la correction due aux hadrons diffractifs.

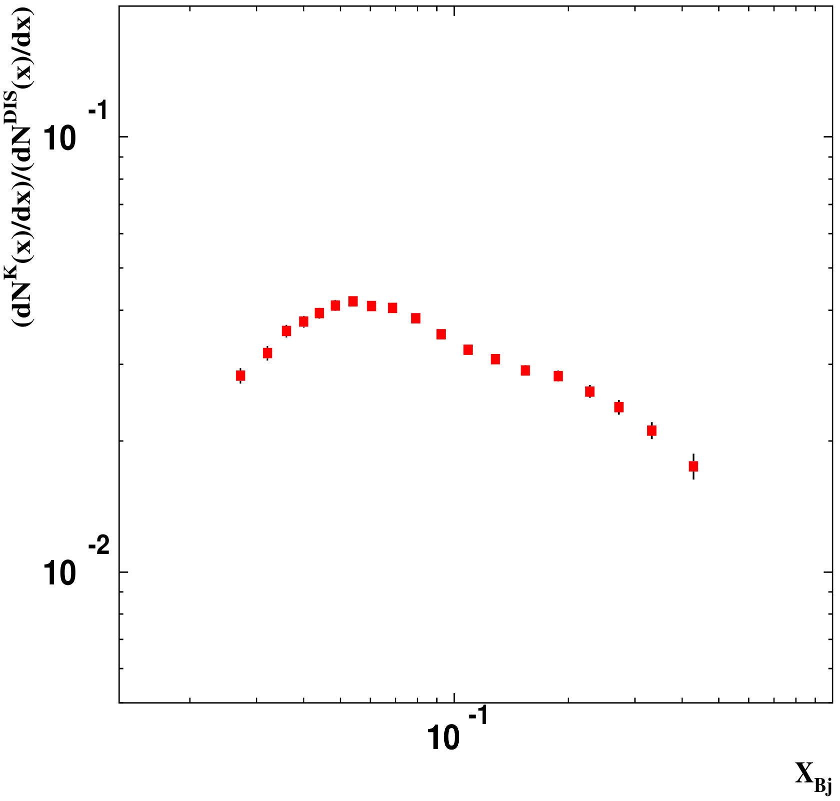

FIG. 3.9 – La multiplicité de kaons chargés en fonction de x. Les seules corrections appliquées sont celles dues à l'inefficacité du RICH et aux hadrons issus des processus de diffraction.

3.3.4 Les corrections de "smearing"

La dernière correction à appliquer aux multiplicités concerne les effets dus aux interactions avec les matériaux des détecteurs, les effets radiatifs et la correction d'acceptence due à la géométrie limitée du spectromètre. Dans ce qui suit, pour des raisons de simplicité, les trois corrections seront appelées les corrections de "smearing". La procédure entière est expliquée en détail dans les références [121, 122]. L'application de ces corrections nécessite l'utilisation de deux productions de Monte Carlo. Dans la première, appelée production Born, les événements DIS sont générés sans inclure ni la simulation du spectromètre, ni les effets radiatifs ni la limite géométrique du spectromètre. Elle est utilisée pour déterminer le nombre de DIS (kaons) de Born $n^B_{DIS(K)}(j)$. Dans la seconde production, appelée production expérimentale, les effets radiatifs et la simulation du spectromètre y sont inclus. Elle est utilisée pour déterminer le nombre de DIS (kaons) expérimental $n_{DIS(K)}(i)$. j et i désignent la variable cinénatique x calculée respectivement à partir de la production Born et expérimentale. Les corrections de smearing appliquées au flux des DIS et à celui des kaons sont décrites par le système des équations :

$$
\begin{aligned}
L_{DIS} k(i) \sum_{j=0}^{n_B} S_{DIS}(i,j) B_{DIS}(j) &= X_{DIS}(i) \\
L_K k(i) \sum_{j=0}^{n_B} S_K(i,j) B_K(j) &= X_K(i)
\end{aligned}
\tag{3.23}
$$

où :

- $X_{DIS(K)}(i)$ désigne le flux expérimental des DIS (kaons) en fonction de la variable cinématique expérimentale i.
- $B_{DIS(K)}(j)$ est le flux des DIS (kaons) de Born en fonction de la variable cinématique de Born j.
- $k(i)$ représente les inefficacités des détecteurs.
- $L_{DIS(K)}$ désignent les luminosités. Ici, L_{DIS} et L_K sont égaux puisque le flux des kaons forme un sous ensemble de flux des DIS.
- $S_{DIS(K)}(i,j)$ est la matrice de smearing définie par :

$$
S_{K(DIS)}(i,j) = \frac{\partial \sigma^X(i)}{\partial \sigma^B(j)} = \frac{n_{DIS(K)}(i,j)}{n^B_{DIS(K)}(j)} \tag{3.24}
$$

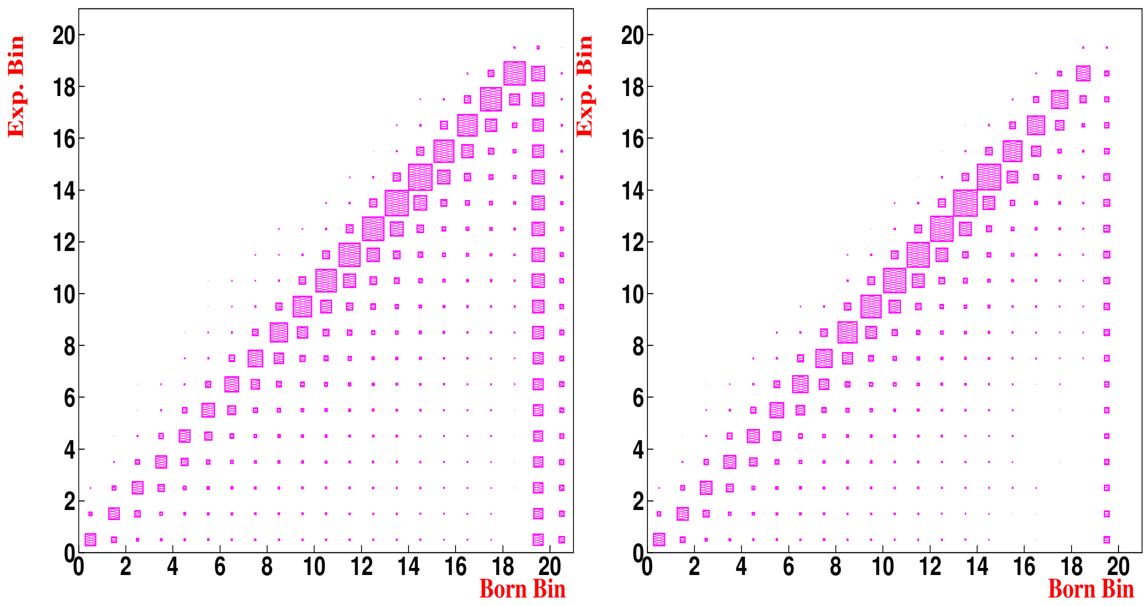

FIG. 3.10 – Les matrices de "smearing" de DIS et de kaons chargés appliquées aux multiplicités expérimentales.

La matrice $n_{DIS(K)}(i, j)$ représente le nombre des DIS (Kaons) exprimé en fonction de la variable cinématique expérimentale $i = 1, ..., n_X$ et de la variable cinématique de Born $j = 0, ..., n_B$; où n_X et n_B sont le nombre d'intervalles utilisés dans les productions de Monte Carlo expérimentale et Born. L'intervalle $j = 0$ contient les événements où les variables cinématiques de Born ne satisfont pas les critères de sélection de la diffusion profondément inélastique. Les matrices $n_{DIS(K)}(i, j)$ obtenues sont illustrées dans la figure 3.10. Le facteur $k(i)$ est extrait de la première équation du système 3.23 :

$$k(i) = \frac{X_{DIS}(i)}{L \sum_{j=0}^{n_B} S_{DIS}(i, j) B_{DIS}(j)} \tag{3.25}$$

et il est implanté dans la seconde équation du système afin d'obtenir $X_K(i)$:

$$X_K(i) = \frac{X_{DIS}(i) \sum_{j=0}^{n_B} S_K(i, j) B_K(j)}{\sum_{j=0}^{n_B} S_{DIS}(i, j) B_{DIS}(j)} \tag{3.26}$$

Il est clair que le terme du dénominateur n'est rien d'autre que le nombre de DIS expérimental $n^X_{DIS}(i)$. Le nombre de kaons de Born $n^B_K(j)$ est le seul inconnu à déterminer. Pour le trouver, il suffit de réarranger les termes de l'équation 3.26 :

$$n_K^B(j) = \sum_{i=1}^{n_X} [S'_K]^{-1}(j,i) \left[R_X(i) \sum_{k=0}^{n_B} [S_{DIS}](i,k) n_{DIS}^B(k) - S_K(i,0) n_K^B(0) \right] \quad (3.27)$$

où $S'(i,j)$ est la sous matrice de $S(i,j)$ obtenue en éliminant la première colonne $j = 0$ et $R_X(i) = X_K(i)/X_{DIS}^B(i)$ est la multiplicité expérimentale. La multiplicité de kaons chargés de Born, $R_B(j) = n_K^B(j)/n_{DIS}^B(j)$ est obtenue de l'équation 3.27 en la normalisant par rapport à $n_{DIS}^B(j)$:

$$R_B(j) = \frac{1}{n_{DIS}^B(j)} \sum_{i=1}^{n_X} [S'_K]^{-1}(j,i) \left[R_X(i) n_{DIS}^X(i) - n_K(i,0) \right] \quad (3.28)$$

L'erreur sur la multiplicité de Born $\delta(R_B(j))$ est obtenue à partir de la matrice de dilution radiative $D(j,i)$ définie par dérivation de la multiplicité de Born $R_B(j)$ par rapport à la multiplicité expérimentale $R_X(j)$:

$$D(j,i) = \frac{\partial R_B(j)}{\partial R_X(i)} = \frac{[S'_K]^{-1}(j,i) n_{DIS}^X(i)}{n_{DIS}^B(j)} \quad (3.29)$$

et,

$$\begin{aligned} \delta^2(R_B(j)) &= \sum_{i=i}^{n_X} \frac{\partial^2 R_B(i)}{\partial^2 R_X(i)} \, \delta^2(R_X(i)) \quad (3.30) \\ \delta^2(R_B(j)) &= \sum_{i=i}^{n_X} D^2(j,i) \, \delta^2(R_X(i)) \end{aligned}$$

3.4 L'erreur systématique

L'erreur systématique est dominée par l'inefficacité du détecteur RICH. Afin de la déterminer, on utilise deux différentes P matrices autres que celles utilisées auparavant. Ces matrices sont appelées e-tune et Φ-tune et elles sont décrites en détail dans la référence [123]. L'erreur systématique est obtenue de la façon suivante :

$$\delta m^K(x) = \frac{(m_\Phi^K(x) - m_e^K(x))}{2\sqrt{3}} \tag{3.31}$$

$m_\phi^K(x)$ et $m_e^K(x)$ sont les multiplicités de kaons chargés calculés en utilisant respectivement les matrices Φ-tune et e-tune. Les erreurs systématiques dues à l'inefficacité de RICH sont données par le tableau 3.7.

$< x >$	Erreur systématique	$< x >$	Erreur systématique
0.0273	0.021371	0.0923	0.012589
0.0320	0.022461	0.1086	0.012275
0.0360	0.023726	0.1284	0.012382
0.0400	0.024138	0.1539	0.011553
0.0440	0.024988	0.1881	0.011694
0.0485	0.020985	0.2282	0.014407
0.0540	0.018651	0.2722	0.015604
0.0605	0.017189	0.3328	0.017104
0.0687	0.014850	0.4300	0.023576
0.0791	0.013618		

TAB. 3.7 – Les erreurs systématiques dues à l'inefficacité de RICH en fonction de x.

3.5 La multiplicité finale

La figure 3.11 montre la multiplicité des kaons chargés obtenue après l'application de toutes les corrections mentionnées auparavant et les valeurs obtenues pour chaque x sont données dans le tableau 3.8

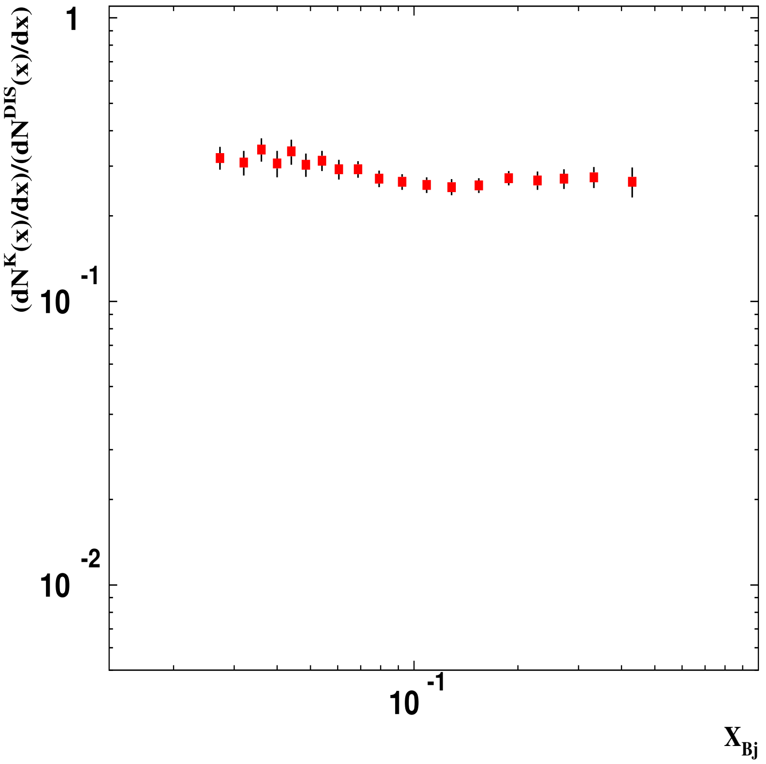

FIG. 3.11 – Les multiplicités de Born des kaons chargés en fonction de x obtenues après application de toutes les corrections discutées. Les erreurs montrées sont de nature statistique.

	Multiplicité	Erreur statistique		Multiplicité	Erreur statistique
1	0.3208	0.017047	11	0.2640	0.007975
2	0.3083	0.017383	12	0.2578	0.007992
3	0.3433	0.018635	13	0.2532	0.008209
4	0.3065	0.019246	14	0.2563	0.008078
5	0.3377	0.020332	15	0.2722	0.008950
6	0.3031	0.016041	16	0.2671	0.012565
7	0.3139	0.013878	17	0.2708	0.014859
8	0.2922	0.012405	18	0.2743	0.017042
9	0.2924	0.010147	19	0.2645	0.025559
10	0.2709	0.010147			

TAB. 3.8 – Les multiplicités de Born des kaons chargés en fonction de x et leurs erreurs statistiques.

3.6 Extraction de $\int dz\ D_{nstrg}(z)$ et $\int dz\ D_{strg}(z)$

L'extraction de la polarisation des quarks légers u, d, et s nécessite l'utilisation de leurs fonctions de fragmentations pour différents types de hadrons. Elles sont obtenues à l'aide des analyses basées sur le Monte Carlo qui implémente des modèles du processus de fragmentation, ou à partir des expériences de collisions e^+e^-. Cependant, les premières introduisent des erreurs systématiques très larges dues à l'utilisation des modèles de fragmentation, et les secondes sont déterminées à partir des énergies très hautes ($< Q^2 > \approx\ 50\,GeV^2$) et sont donc inadéquates pour les énergies accessibles à HERMES, ($< Q^2 > \approx\ 2.5\,GeV^2$), en particulier les fonctions de fragmentation des quarks étranges en des kaons, nécessaires pour la présente analyse. Une autre alternative est de les déterminer en utilisant les données collectées à HERMES.

Dans ce paragraphe, la méthode utilisée pour extraire les fonctions de fragmentations étranges et non étranges des kaons chargés ($K \equiv K^+ + K^-$), intégrées sur la variable z, est présentée. La procédure consiste à appliquer un fit aux multiplicités obtenues précédemment. La relation entre les multiplicités et les fonctions de fragmentations est donnée par :

$$\frac{dN^K(x)/dx}{dN^{DIS}(x)/dx} = \frac{Q(x)\int \mathcal{D}^K_{nstrg}(z)dz + S(x)\int \mathcal{D}^K_{strg}(z)dz}{5Q(x)+2S(x)} \tag{3.32}$$

Les multiplicités des kaons sont évaluées pour 19 différentes valeurs de x. Donc, on dispose d'un système surestimé de 19 équations ayant deux inconnus seulement. Sous

	Ce Travail	Kretzer	KKP
$\int \mathcal{D}^K_{nstrg}(z)dz$	$1.20 \pm 0.06 \pm 0.03$	1.103	1.111
$\int \mathcal{D}^K_{strg}(z)dz$	$1.43 \pm 0.36 \pm 0.15$	0.392	0.150

TAB. 3.9 – Les fonctions de fragmentations étrange et non étrange obtenues par le fit et leurs erreurs statistiques et systématiques. Les valeurs théoriques calculées par Kretzer et KKP sont montrées pour comparaison.

forme matricielle, le système d'équations 3.32 devient :

$$\vec{M} = Q\vec{D} \tag{3.33}$$

Le vecteur $\vec{M}$ contient les 19 valeurs de la multiplicité des kaons, le vecteur $\vec{D}$ contient les fonctions de fragmentations étranges $\int \mathcal{D}^K_{strg}(z)dz$ et non étranges $\int \mathcal{D}^K_{nstrg}(z)dz$ et la matrice Q, de dimension 2×2, est formée des fonctions de distribution des partons (PDF) étranges $S(x)$ et non étranges $Q(x)$ calculées pour les mêmes valeurs de x que les multiplicités. Les distributions CTEQ6 LO [124] sont choisies pour évaluer les PDFs.

$$Qij = \begin{cases} Q(x_j) & \text{if } i=1 \\ \\ S(x_j) & \text{if } i=2 \end{cases} \tag{3.34}$$

Une solution du problème consiste à trouver le vecteur $\vec{D}$ qui minimise le χ^2 défini

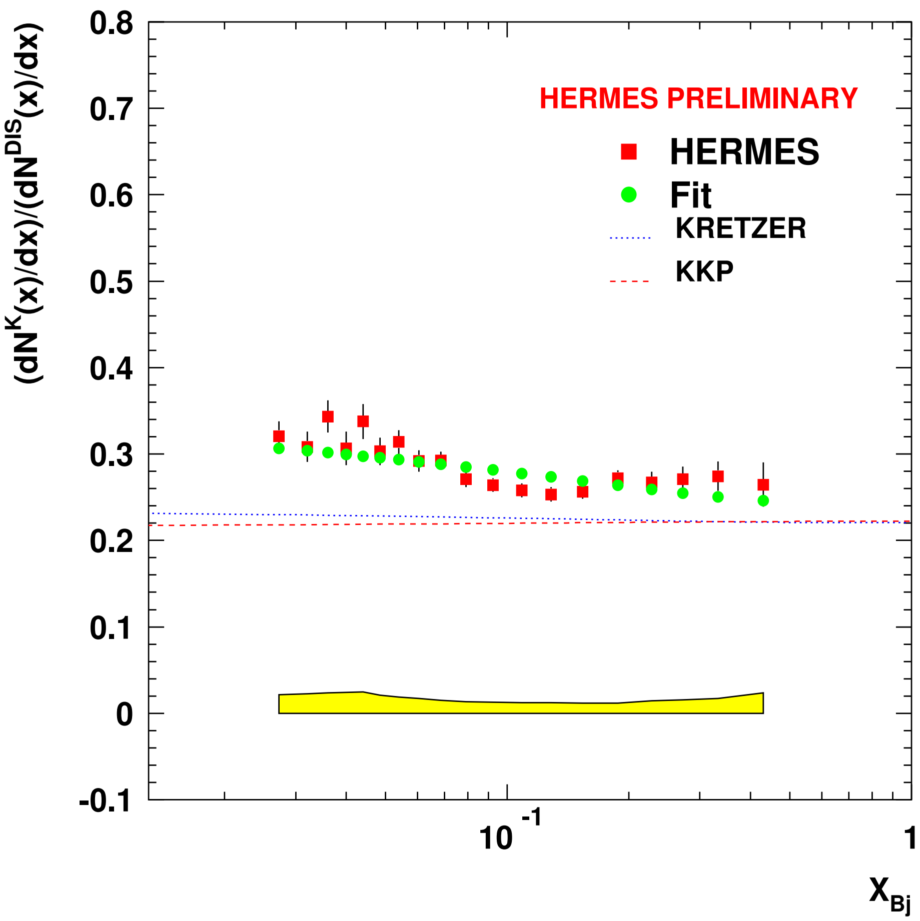

FIG. 3.12 – Fit des multiplicités des kaons chargés. Les carrés représentent les données d'HERMES, les cercles sont les multiplicités des kaons calculées à partir des fonctions de fragmentation obtenues par le fit. Les lignes pointillés (tirés) sont les multiplicités des kaons obtenues des fonctions de fragmentations théoriques, calculées par Kretzer(KKP), et les fonctions partoniques CTEQ6LO. Les erreurs systématiques, représentées par la bande en bas de la figure, sont dues à l'inefficacité du détecteur RICH.

par :

$$\chi^2 = (\vec{M} - Q\vec{D})^T (cov(M_i, M_j))^{-1} (\vec{M} - Q\vec{D}) \tag{3.35}$$

La méthode utilisée pour ce fin est appelée la décomposition en valeur singulières (SVD, Singular Value Decomposition) [125] dont voici la définition :
Toute matrice $\mathcal{A}$ de dimension $m \times n$ peut être décomposée comme le produit d'une matrice orthogonale de dimension $m \times n$ (U), d'une matrice diagonale de dimension $n \times n$ (V) dont les éléments sont définis positifs et le transposé d'une matrice orthogonale de dimension $n \times n$ ($\mathcal{V}$) :

$$\mathcal{A}_{ij} = \sum_{k=1}^{n} U_{ik} \mathcal{W}_k V_{jk} \tag{3.36}$$

En appliquant la méthode sur la matrice Q, on obtient la solution du système d'équations 3.33 :

$$\vec{D} = V \mathcal{W} U^T \vec{M} \tag{3.37}$$

La valeur de χ^2 retournée par le fit est égale à 0.71. Les valeurs des fonctions de fragmentations étrange et non étrange ainsi que les erreurs statistiques et systématiques sont données par le tableau 3.9. Ces valeurs et les distributions des fonctions partoniques (CTEQ6 LO) sont utilisées pour calculer les multiplicités obtenues du fit. Le résultat obtenu est illustré dans la figure 3.12 où les multiplicités théoriques obtenues en utilisant les fonctions des fragmentation de Kretzer [126] et KKP [127] sont aussi montrées.

3.7 Extraction des asymétries de spin

L'asymétrie de spin parallèle $A_{\parallel}(x)$ est définie comme le rapport de la différence des sections efficaces de diffusion profondément inélastique polarisée lorsque le spin des positrons incidents est antiparallèle ($\sigma^{\Uparrow\downarrow}$) et aligné ($\sigma^{\Uparrow\uparrow}$) avec le spin du nucléon, et de leur somme :

$$A_{\parallel}(x) = \frac{(\sigma^{\Uparrow\downarrow}(x) - \sigma^{\Uparrow\downarrow}(x))}{(\sigma^{\Uparrow\downarrow}(x) + \sigma^{\Uparrow\downarrow}(x))} \tag{3.38}$$

La représentation des différentes orientations du spin du faisceau et de la cible est illustrée par la figure 3.13. Expérimentalement, les asymétries de spin sont déterminées

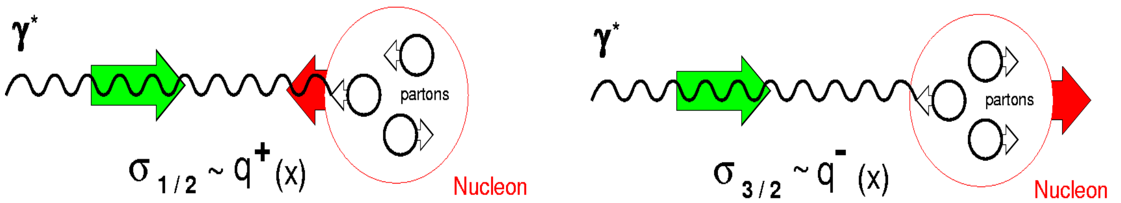

FIG. 3.13 – La représentation des orientations de spin de la cible et du faisceau.

à partir des flux mesurés pour chaque état de spin :

$$A_{||}^{e(K)}(x) = \frac{1}{< P_B P_T >} \frac{(N^{e(K)}(x)/L)^{\Uparrow\downarrow} - (N^{e(K)}(x)/L)^{\Uparrow\uparrow}}{(N^{e(K)}(x)/L)^{\Uparrow\downarrow} + (N^{e(K)}(x)/L)^{\Uparrow\uparrow}} \tag{3.39}$$

où $< P_B P_T >$ est la valeur moyenne du produit de la polarisation de la cible et du faisceau, $\left(N^{e(K)}\right)^{\Uparrow\uparrow}$ et $\left(N^{e(K)}\right)^{\Uparrow\downarrow}$ sont les nombres de DIS et des kaons accumulés pour chaque état de spin. $L^{\Uparrow\uparrow}$ et $L^{\Uparrow\downarrow}$ sont les luminosités totales calculées pour chaque hélicité. Les nombres de DIS et des kaons obtenus pour chaque orientation de spin, après l'application des critères de sélection, présentées dans le paragraphe 3.1.3, sont donnés dans le tableau 3.5. Les asymétries parallèles inclusive et des kaons chargés, construites à partir de ces nombres, sont données, respectivement, par les figures 3.14 et 3.15. Les 9 intervalles de x utilisés dans cette analyse sont donnés dans le tableau 3.10. L'asymétrie physique de photon virtuel et l'asymétrie parallèle sont reliées entre elles par la relation suivante :

$$A_1^{e(K)}(x) = \frac{1}{(1+\eta\gamma)} \frac{A_{||}^{e(K)}(x)}{D} \tag{3.40}$$

Les différents termes dans l'expression ci-dessus sont définis par :

$$\gamma = \frac{Q^2}{\nu} \tag{3.41}$$

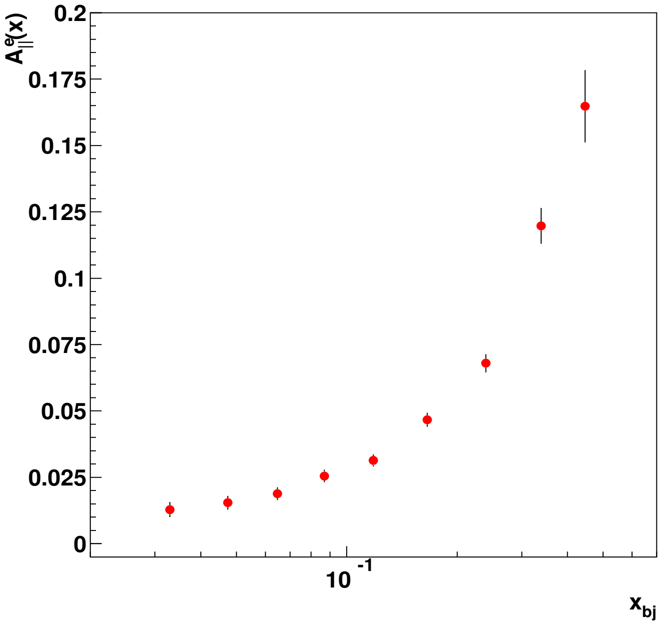

FIG. 3.14 – l'asymétrie de spin parallèle inclusive.

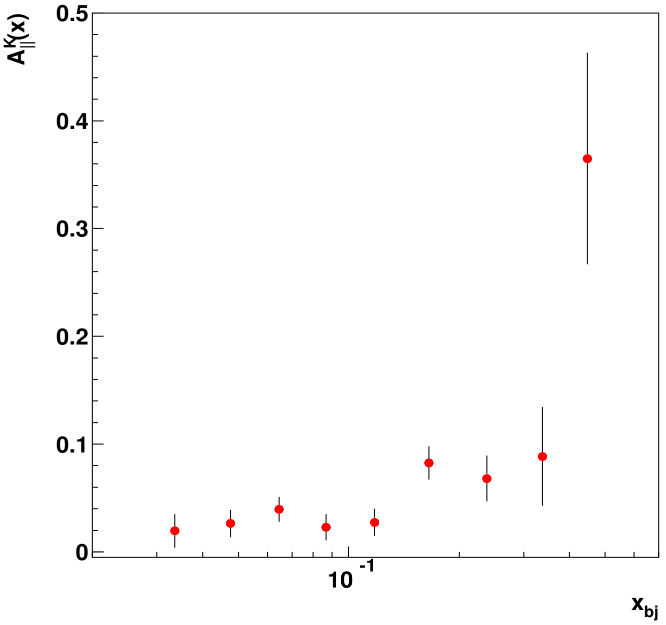

FIG. 3.15 – l'asymétrie de spin parallèle de kaon chargées.

	limite inférieure	limite supérieure	$< x >$	$< Q^2 >$	$< y >$
1	0.020	0.040	0.0336	1.2149	0.7184
2	0.040	0.055	0.0476	1.4710	0.6017
3	0.055	0.075	0.0646	1.7227	0.5170
4	0.075	0.100	0.0866	1.9964	0.4452
5	0.100	0.140	0.1177	2.4036	0.3943
6	0.140	0.200	0.1653	3.2187	0.3756
7	0.200	0.300	0.2380	4.5856	0.3704
8	0.300	0.400	0.3374	6.6101	0.3766
9	0.400	0.600	0.4475	9.2085	0.3979

TAB. 3.10 – Les 9 intervalles de x utilisés pour l'extraction des asymétries de spin inclusive et de kaons chargés ainsi que les valeurs moyennes de Q^2 et de y calculées pour chaque intervalle en x.

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)} \tag{3.42}$$

$$\epsilon = \frac{4(1-y) - \gamma^2 y^2}{4(1-y) + 2y^2 + \gamma^2 y^2} \tag{3.43}$$

$$\eta = \frac{2\gamma(1-y)}{(2-y)} \tag{3.44}$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \tag{3.45}$$

où D décrit la dépolarisation du photon virtuel par rapport à la polarisation du positron, ϵ est le rapport entre la polarisation longitudinale et transversale du photon virtuel et R décrit le rapport entre la section efficace longitudinale (transversale) d'absorption du photon $\sigma^{\parallel}(\sigma^{\perp})$. η et γ sont des coefficients cinématiques. Les valeurs de ces facteurs en fonction de x sont données dans les tableaux 3.11 et 3.12. L'erreur statistique sur les asymétries de photon virtuel est donnée par :

$$\delta A_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial A_\parallel}{\partial N^{\Uparrow\uparrow}}\delta N^{\Uparrow\uparrow}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_\parallel}{\partial N^{\Uparrow\downarrow}}\delta N^{\Uparrow\downarrow}\right)^2} \tag{3.46}$$

$$= \frac{1}{(1+\eta\gamma)} \cdot \frac{L^{\Uparrow\downarrow}P^{\Uparrow\uparrow}D^{\Uparrow\uparrow} + L^{\Uparrow\uparrow}P^{\Uparrow\downarrow}D^{\Uparrow\downarrow}}{(N^{\Uparrow\downarrow}P^{\Uparrow\uparrow}D^{\Uparrow\uparrow} + N^{\Uparrow\uparrow}P^{\Uparrow\downarrow}D^{\Uparrow\downarrow})^2} \sqrt{(N^{\Uparrow\uparrow})^2 \ N^{\Uparrow\downarrow} + (N^{\Uparrow\downarrow})^2 \ N^{\Uparrow\uparrow}}$$

	$< x >$	η	γ	D	ϵ	R	δR
1	0.0329785	0.0246120	0.0561451	0.7122904	0.5207319	0.3802854	0.0272344
2	0.0474444	0.0417013	0.0734078	0.5824387	0.6861134	0.3610436	0.0239202
3	0.0646675	0.0600242	0.0924558	0.4923965	0.7816688	0.3378117	0.0208976
4	0.0869722	0.0820868	0.1155079	0.4202432	0.8465394	0.3095905	0.0178628
5	0.1180803	0.1072533	0.1429250	0.3748575	0.8840596	0.2706073	0.0144795
6	0.1657824	0.1323389	0.1734039	0.3704522	0.8956237	0.2118673	0.0106428
7	0.2392379	0.1602973	0.2096468	0.3835374	0.8976322	0.1491295	0.0073566
8	0.3389544	0.1871798	0.2473972	0.4070821	0.8919279	0.1016874	0.0055874
9	0.4460292	0.2032123	0.2758209	0.4442612	0.8755338	0.0734057	0.0052384

TAB. 3.11 – Les facteurs cinématiques utilisés pour l'évaluation de l'asymétrie de photon virtuel inclusive en fonction de x.

Les asymétries de photon virtuel inclusive et des kaons chargés sont illustrées, respectivement, par les figures 3.16 et 3.17.

3.8 Les corrections appliquées aux asymétries

Les corrections dues au bruit de fond symétrique et à l'inefficacité du RICH ressemblent plus ou moins à celles discutées dans les paragraphes précédents. Elles se-

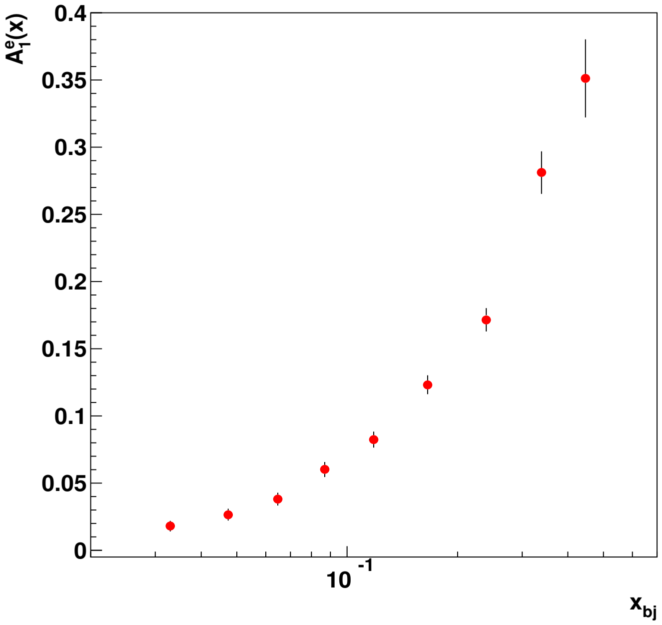

FIG. 3.16 – l'asymétrie de photon virtuel inclusive.

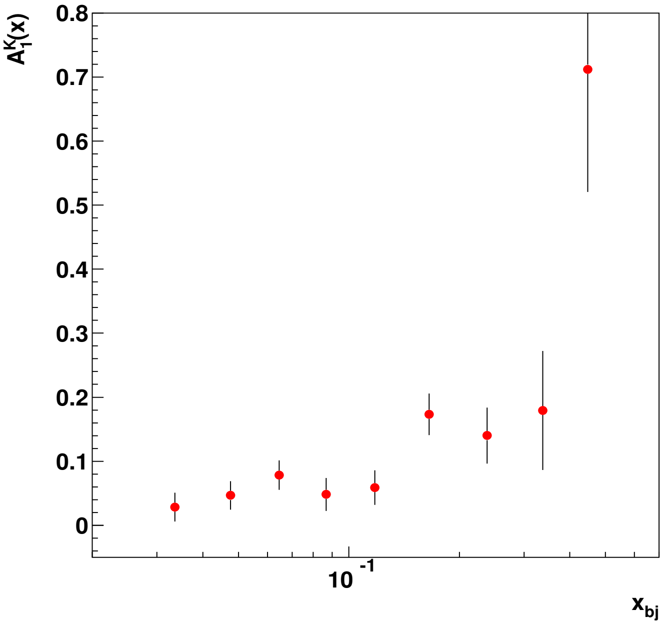

FIG. 3.17 – l'asymétrie de photon virtuel de kaons chargées.

	$<x>$	η	γ	D	ϵ	R	δR
1	0.0335951	0.0265909	0.0574792	0.6886203	0.5522000	0.3804737	0.0272355
2	0.0476075	0.0435256	0.0745089	0.5634503	0.7057243	0.3627061	0.0240790
3	0.0645894	0.0588621	0.0916547	0.5015896	0.7738306	0.3363406	0.0208002
4	0.0866224	0.0741797	0.1100045	0.4715924	0.8092831	0.2987751	0.0173523
5	0.1177487	0.0910807	0.1313700	0.4610292	0.8294856	0.2483194	0.0137286
6	0.1653278	0.1104374	0.1575457	0.4687534	0.8378486	0.1872323	0.0100710
7	0.2380077	0.1359623	0.1917429	0.4738467	0.8467931	0.1315743	0.0070678
8	0.3374337	0.1654031	0.2313136	0.4755246	0.8538273	0.0922859	0.0053826
9	0.4474888	0.1885352	0.2655077	0.4879179	0.8502819	0.0687396	0.0050290

TAB. 3.12 – Les facteurs cinématiques utilisés pour l'évaluation de l'asymétrie de photon virtuel de kaons en fonction de x.

ront mentionnées brièvement. Les corrections dues aux effets radiatifs et aux effets de smearing diffèrent un peu de celles présentées auparavant, elles vont être détaillées dans le sous paragraphe 3.8.3.

3.8.1 La correction due au bruit de fond symétrique

La correction due au bruit de fond symétrique est appliquée au flux de DIS et des kaons avant de les utiliser pour calculer les asymétries de spin inclusive et semi inclusive. De même que précédemment, le nombre des DIS polarisés dûs aux processus symétriques et de l'ordre de 6% à petit x.

3.8.2 La correction due à l'inefficacité du détecteur RICH

Le nombre des vrais kaons est extrait de l'ensemble des hadrons identifiés en appliquant la même P matrice utilisée pour corriger les multiplicités des kaons. Il est attendu que cette correction soit d'ordre petit puisque, dans l'expression de l'asymétrie semi inclusive, le nombre total des kaons figure dans le numérateur et le dénominateur. La figure 3.18 montre la comparaison entre l'asymétrie brute de photon virtuel des kaons chargés et celle obtenue après l'application de la correction due à l'inefficacité du détecteur RICH.

3.8.3 Les corrections de smearing

La correction due aux effets des détecteurs et aux effets radiatifs, appliquée aux asymétries mesurées, est décrite en détail dans la référence [128]. La procédure est un peu différente de celle appliquée aux multiplicités et qui est discutée dans le paragraphe 3.3.4. Cette correction nécessite l'utilisation de quatre productions de Monte Carlo pour générer des événements DIS polarisés obtenus en diffusant des positrons polarisés sur des noyaux de deuton polarisés. Pour ce but, on utilise les fonctions de distribution des partons polarisés GRSV2000 (LO, standard scénario) [136] et le modèle de LUND pour simuler le processus de fragmentation implémenté dans le

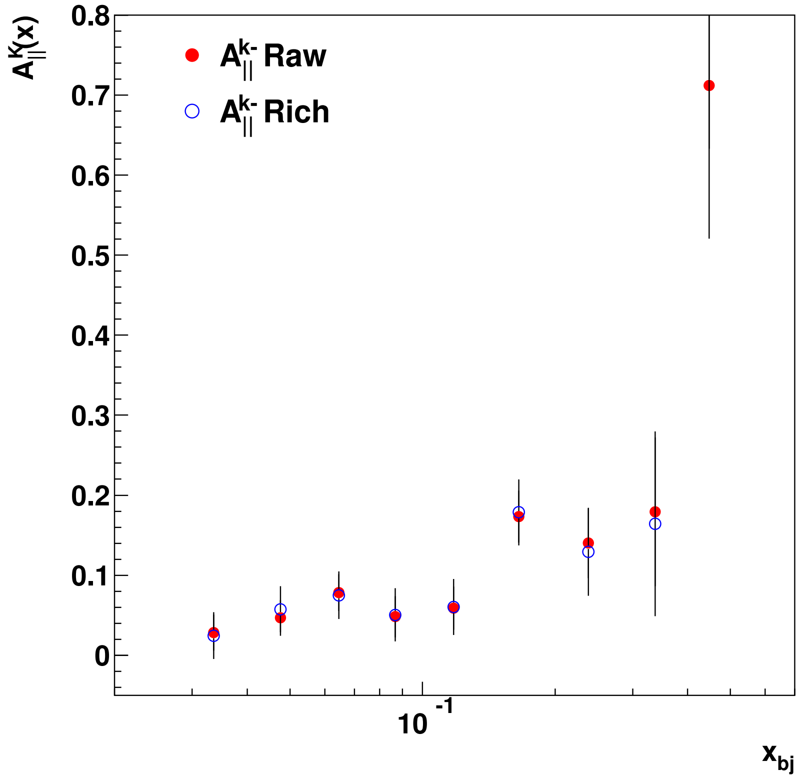

FIG. 3.18 – Comparaison entre les asymétries de photon virtuel de kaons construites avant et après application de la correction due à l'inefficacité de RICH.

programme JETSET 7.4 [129]. Ces quatre productions sont configurées de la manière suivante : dans la première (la seconde) production, les événements DIS sont générés de telle sorte que les spins de la cible et du faisceau sont alignés parallèlement (antiparallèlement) l'un par rapport à l'autre. Ces deux productions n'incluent ni effets radiatifs ni simulation du spectromètre. La troisième et la quatrième productions possèdent la même configuration de spin que celle de la première et la seconde productions. Mais elles incluent les effets radiatifs ainsi que la simulation du spectromètre. Les matrices de smearing $S(i,j)$ calculées à partir de ces productions dépendent de l'orientation du spin de la cible et du faisceau de positrons. Leurs expressions sont données par :

$$S_{\pm}^{h(DIS)}(i,j) = \frac{n_{\pm}^{h(DIS)}(i,j)}{n_{\pm}^{h(DIS),B}(j)}, \tag{3.47}$$

où le signe $+(-)$ désigne l'hélicité parallèle (antiparallèle). Les figures 3.19 et 3.20 montrent un exemple des matrices de smearing reconstruites pour les DIS et les kaons chargés, pour les deux différentes orientations de spin.

L'équation qui relie les distributions de Born et expérimentale, pour chaque hélicité, est donnée par :

$$X_{\pm}^{h(DIS)}(i) = Pk(i) \sum_{j=0}^{n_B} S_{\pm}^{h(DIS)}(i,j) B_{\pm}^{h(DIS)}(j) \tag{3.48}$$

où P est le produit de la polarisation de la cible et du faisceau et $k(i)$ est le produit de l'efficacité des détecteurs et de la luminosité calculée pour chaque état de spin. Les distributions expérimentales polarisées $X_p(i)$ et non polarisées $X_u(i)$ sont définies à partir des distributions $X_+(i)$ et $X_-(i)$ par :

$$X_p^{h(DIS)}(i) = X_+^{h(DIS)}(i) - X_-^{h(DIS)}(i) \tag{3.49}$$

$$X_u^{h(DIS)}(i) = X_+^{h(DIS)}(i) + X_-^{h(DIS)}(i) \tag{3.50}$$

La même définition est utilisée pour obtenir les distribution de Born polarisées $B_p(j)$

et non polarisées $B_u(j)$. L'asymétrie expérimentale $A_{||}^X(i)$ est exprimée comme le rapport entre $X_p(i)$ et $X_u(i)$:

$$A_{||}^X(i) = \frac{X_p(i)}{X_u(i)} = \frac{\sum_{j=0}^{n_B}[S_-(i,j)B_-(j) - S_+(i,j)B_+(j)]}{\sum_{j=0}^{n_B}[S_-(i,j)B_-(j) + S_+(i,j)B_+(j)]} \tag{3.51}$$

Le terme $B_{u(p)}(j=0)$ représente les événements DIS de Born non polarisé (polarisé) générés en dehors de l'acceptence et qui ne satisfont pas les critères cinématiques de DIS. Sa valeur est estimée à partir du Monte Carlo. Pour la simplicité du calcul, il est mieux de remplacer le terme du dénominateur par $n_u^X(i)$. Ainsi, l'équation précédente devient :

$$\sum_{j=1}^{n_B}[S_-(i,j)B_-(j) - S_+(i,j)B_+(j)] = A_{||}^X(i)n_u^X(i) - n_p(i,0) \tag{3.52}$$

On développe l'équation 3.52 de telle sorte qu'elle ne contienne qu'un seul inconnu $(B_-(j))$:

$$\sum_{j=1}^{n_B}[S_-(i,j) - S_+(i,j)]\,B_-(j) = A_{||}^X(i)n_u^X(i) - n_p(i,0) + \sum_{j=1}^{n_B} S_+(i,j)n_u^B(j) \tag{3.53}$$

En terme des distributions de Born $B_-(j)$ et $B_+(j)$, l'asymétrie de Born $A_{||}^B(j)$ s'écrit :

$$A_{||}^B(j) = \frac{B_-(j) - B_+(j)}{B_-(j) + B_+(j)} = \frac{2B_-(j) - B_u(j)}{B_u(j)} \tag{3.54}$$

et en remplaçant dans l'équation ci-dessus $B_-(j)$ par son expression, qu'on obtient à partir de l'équation 3.53, on trouve :

$$A_{||}^B(j) \;=\; -1 + \frac{2}{n_u^B(j)}\sum_{i=1}^{n_X}\mathcal{S}'^{-1}(j,i)\times \tag{3.55}$$

$$\left[A_{||}^X(i)n_u^X(i) - n_p(i,0) + \sum_{k=1}^{n_B}\mathcal{S}_+(i,k)n_u^B(k)\right]$$

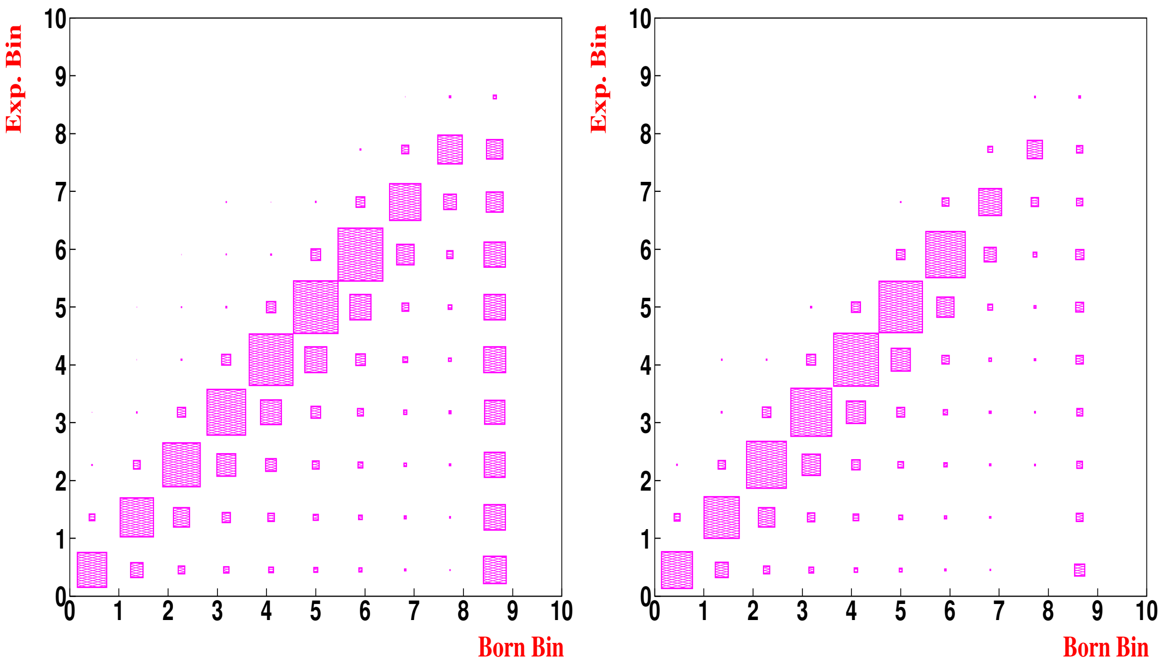

FIG. 3.19 – Les matrices de smearing de DIS et des kaons chargés $S_+(i,j)$ calculées dans le cas où le spin du faisceau de positrons et celui de la cible de deuton sont alignés parallèlement l'un par rapport à l'autre.

où $S'(i,j)$ est une sous matrice de $S(i,j) \equiv S_-(i,j) - S_+(i,j)$, obtenue en éliminant la première colonne $j = 0$. La propagation de l'erreur statistique à travers le formalisme de smearing est obtenue via la matrice de dilution radiative $D(j,i)$ définie par :

$$D(j,i) = \frac{\partial A^B_{||}(j)}{\partial A^X_{||}(i)} = \frac{2[S'_K]^{-1}(j,i) n^X_u(i)}{n^B_u(j)} \tag{3.56}$$

d'où, l'erreur statistique sur les asymétries de Born est obtenue :

$$\delta^2(A^B_{||}(j)) = \sum_{i=1}^{n_X} \frac{\partial^2 A^B_{||}(j)}{\partial^2 A^X_{||}(i)} \delta^2(A^X_{||}(i)) \sum_{i=1}^{n_X} D^2(j,i)\, \delta^2(A^X_{||}(i)) \tag{3.57}$$

3.9 Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques des asymétries sont discutées dans cette section. Ces erreurs sont liées, d'une part, à l'incertitude des mesures telles que les polarisations de la

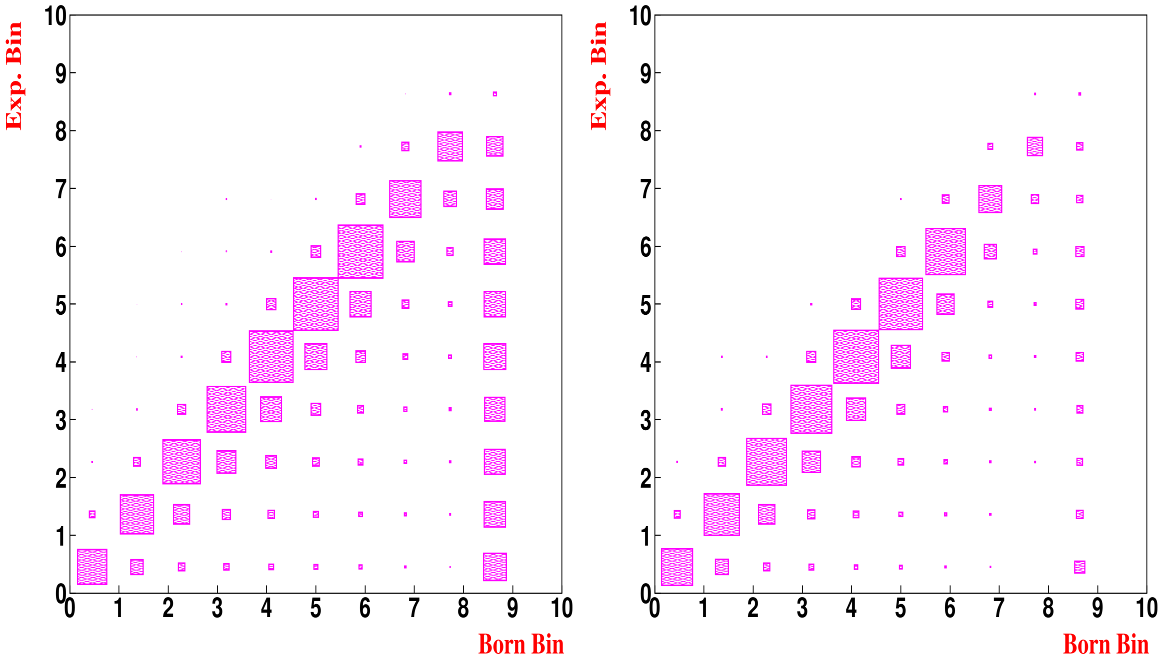

FIG. 3.20 – Les matrices de smearing de DIS et des kaons chargés $S_{-}(i,j)$ calculées dans le cas où le spin du faisceau de positrons et celui de la cible de deuton sont alignés antiparallèlement l'un par rapport à l'autre.

cible et du faisceau, et d'autre part aux modèles théoriques utilisés dans l'analyse. Ces contributions sont estimées pour chaque intervalle en x et ajoutées quadratiquement pour déterminer l'erreur systématique totale.

3.9.1 L'erreur sur la polarisation de la cible

L'erreur relative associée à la détermination de la polarisation de la cible de deutérium a été estimée à $\delta P_C/P_C = 4.0\%$. L'erreur systématique sur les asymétries due à la polarisation de la cible est donnée par :

$$[\delta A_1]_{P_C} = \sqrt{\left(\frac{\partial A_1}{\partial P_C}\right)^2 (\delta P_C)^2} = \left| A1.\frac{\delta P_C}{P_C} \right| \quad (3.58)$$

3.9.2 L'erreur sur la polarisation du faisceau

Contrairement aux autres années, la polarisation du faisceau, durant l'an 2000, a été mesurée en utilisant le polarimètre longitudinale seulement. L'erreur relative associée à ces mesures est $\delta P_F/P_F = 1.9\%$. L'erreur systématique sur les asymétries due à cette erreur est donnée par :

$$[\delta A_1]_{P_F} = \sqrt{\left(\frac{\partial A_1}{\partial P_F}\right)^2 (\delta P_F)^2} = \left|A1.\frac{\delta P_F}{P_F}\right| \tag{3.59}$$

3.9.3 L'erreur associée à l'inefficacité du RICH

De même que précédemment, l'erreur systématique associée à l'inefficacité du RICH, est estimée en utilisant les deux matrices e-tune et Φ-tune, pour déterminer les asymétries de kaons respectivement. La différence entre les asymétries obtenues est utilisée pour estimer l'erreur systématique :

$$[\delta A_1]_{RICH} = \frac{\left|A_1^{\Phi\text{-tune}} - A_1^{\text{e-tune}}\right|}{2\sqrt{3}} \tag{3.60}$$

3.9.4 L'erreur due à la paramétrisation de R

Le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ est utilisé pour calculer le facteur de dépolarisation D. L'erreur δR associée à la paramétrisation de R est présentée dans la référence [130]. La contribution de δR à l'erreur systématique sur l'asymétrie est obtenue des équations 3.42 et 3.40 :

$$[\delta A_1]_R = \left|\frac{\epsilon}{1+\epsilon R}A_1\right| \delta R \tag{3.61}$$

3.9.5 L'erreur liée à la fonction de structure $g_2(x)$

Dans l'expression de l'asymétrie de photon virtuel (3.40), la fonction de structure de spin a été négligée. Cette hypothèse est basée sur des mesures de $g_2(x)$ effectuées par plusieurs expériences en SLAC [131, 132], qui couvrent des régions cinématiques identiques à celles couvertes par HERMES. La fonction de structure polarisée mesurée par ces expériences, en tenant compte des erreurs statistiques, est compatible avec zéro. L'erreur systématique, due a cette hypothèse, est évaluée par une paramétrisation des erreurs expérimentales de la forme :

$$\delta g_2(x) = \pm 0.015 x^{-1}(1-x)^{0.9} \tag{3.62}$$

La contribution à l'asymétrie est donnée par :

$$[\delta A_1]_{g_2(x)=0} = \frac{\eta\gamma(1+\gamma^2)}{1+\eta\gamma}\frac{\delta g_2 x}{F_1(x)} \tag{3.63}$$

La paramétrisation de la fonction de structure $F_1(x)$ est donnée dans la référence [133].

3.9.6 L'erreur systématique totale

L'erreur systématique totale sur les asymétries est obtenue en ajoutant quadratiquement les cinq erreurs systématiques mentionnées précédemment :

$$[\delta A_1]_{syst} = \sqrt{\sum_i \left([\delta A_1]_i\right)^2} \tag{3.64}$$

Les différentes contributions à l'erreur systématique totale, en fonction de x, associées à la détermination de l'asymétrie inclusive et celle des kaons chargés sont données respectivement par les tableaux 3.13 et 3.14.

3.10 Les asymétries finales

Les asymétries de Born de photon virtuel inclusive (A_1^e) et des kaons chargés (A_1^K) sont illustrées respectivement par les figures 3.21 et 3.22. Ces asymétries incluent toutes les corrections discutées auparavant. Leurs valeurs, pour chaque intervalle en x, sont présentées dans les tableaux 3.15 et 3.16.

Les asymétries de Born et les fonctions de fragmentation étrange et non étrange des kaons chargés seront utilisées dans le chapitre prochain pour l'extraction de la polarisation des quarks étranges et non étranges en utilisant la méthode isoscalaire.

	polarisation de la cible	polarisation du faisceau	R	$g_2(x) = 0$	Contribution totale
1	0.0007475	0.0004058	0.0002528	0.0001856	0.0009065
2	0.0010177	0.0005524	0.0003825	0.0003803	0.0012774
3	0.0014285	0.0007755	0.0005274	0.0006446	0.0018263
4	0.0019052	0.0010342	0.0006522	0.0010325	0.0024881
5	0.0023940	0.0012996	0.0007065	0.0015595	0.0032173
6	0.0040117	0.0021778	0.0009183	0.0021835	0.0051427
7	0.0056832	0.0030851	0.0009457	0.0031574	0.0072581
8	0.0100901	0.0054775	0.0013172	0.0048779	0.0125436
9	0.0126266	0.0068544	0.0015548	0.0076785	0.0163643

TAB. 3.13 – L'erreur systématique sur l'asymétrie inclusive.

	polarisation de la cible	polarisation du faisceau	RICH	R	$g_2(x) = 0$	Contribution totale
1	0.000421	0.000229	0.000174	0.000150	0.000205	0.000570
2	0.001101	0.000598	0.003180	0.000426	0.000403	0.003467
3	0.003239	0.001758	0.000432	0.001182	0.000626	0.003944
4	0.001939	0.001052	0.000791	0.000626	0.000883	0.002581
5	0.001272	0.000690	0.000358	0.000343	0.001200	0.001944
6	0.005807	0.003152	0.000126	0.001210	0.001632	0.006914
7	0.003281	0.001781	0.000212	0.000505	0.002433	0.004490
8	0.003440	0.001867	0.000476	0.000419	0.004036	0.005657
9	0.028010	0.015206	0.028425	0.003233	0.006850	0.043372

TAB. 3.14 – L'erreur systématique sur l'asymétrie des kaons chargés.

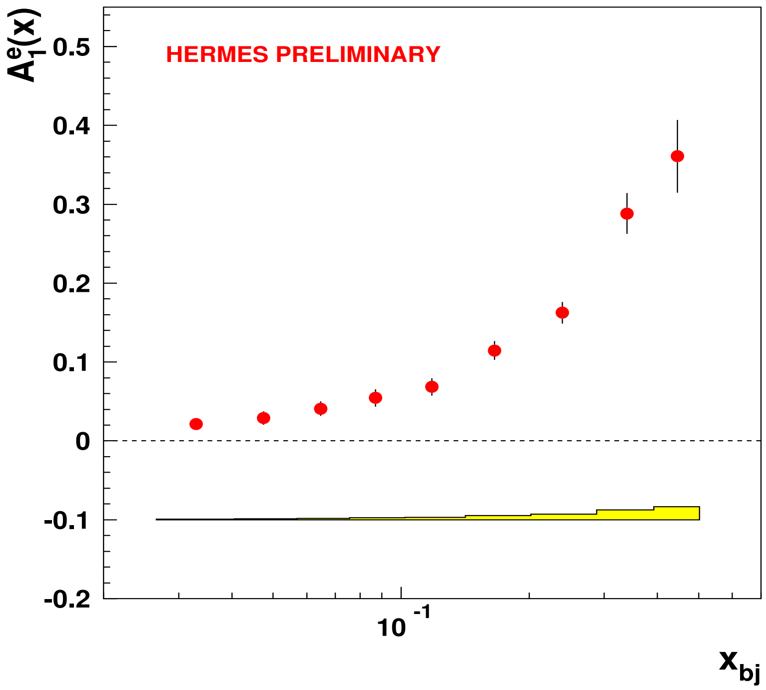

FIG. 3.21 – L'asymétrie de Born inclusive. Les barres d'erreurs désignent les erreurs statistiques et la bande en bas de la figure désigne les erreurs systématiques.

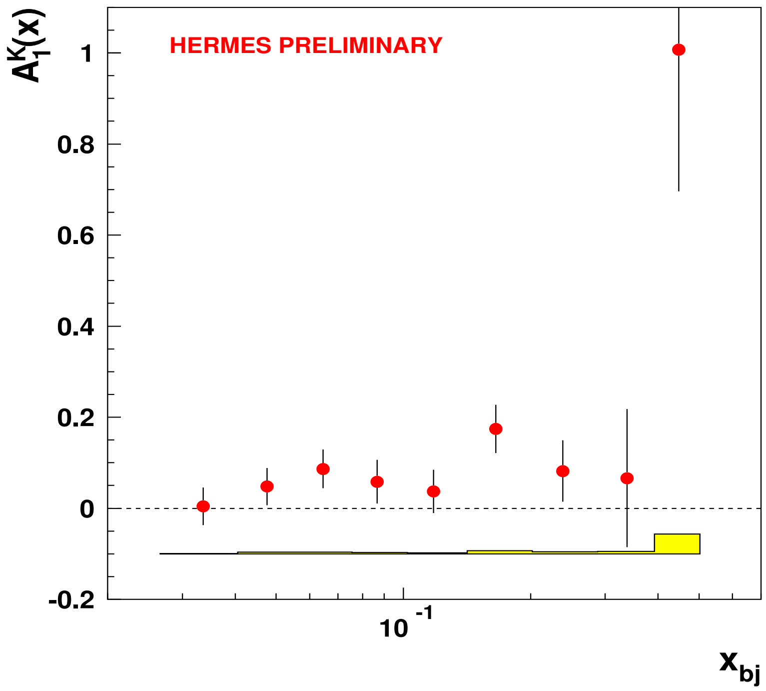

FIG. 3.22 – L'asymétrie de Born des kaons chargés. Les barres d'erreurs désignent les erreurs statistiques et la bande en bas de a figure désigne les erreurs systématiques.

	$< x >$	Asymétrie inclusive	Erreur Statistique
1	0.0336	0.0213556	0.00781
2	0.0476	0.0290758	0.00856
3	0.0646	0.0408133	0.00924
4	0.0867	0.0544329	0.01090
5	0.1178	0.0683982	0.01100
6	0.1653	0.1146208	0.01199
7	0.2380	0.1623758	0.01367
8	0.3374	0.2882884	0.02576
9	0.4475	0.3607590	0.04610

TAB. 3.15 – L'asymétrie de Born inclusive en fonction de x et son erreur statistique.

	$< x >$	Asymétrie de kaon	Erreur statistique
1	0.0336	0.01204	0.03184
2	0.0476	0.03145	0.03189
3	0.0646	0.09254	0.03286
4	0.0866	0.05538	0.03705
5	0.1178	0.03634	0.03679
6	0.1653	0.16591	0.04186
7	0.2380	0.09375	0.05385
8	0.3374	0.09828	0.12198
9	0.4475	0.80030	0.25898

TAB. 3.16 – L'asymétrie de Born des kaons chargés en fonction de x et son erreur statistique.

Chapitre 4 Extraction de la polarisation des quarks étranges

L'utilisation de la diffusion polarisée semi-inclusive SIDIS permet d'accéder directement à la contribution individuelle de chaque quark de saveur au spin du nucléon. En particulier, elle permet l'extraction de la contribution de la polarisation des quarks étranges $\Delta S(x) = \Delta s(x) + \Delta\overline{s}(x)$ au spin du proton. La mesure de ΔS est d'une grande importance car elle permet de tester notre compréhension de la structure en spin du nucléon. La méthode d'extraction de $\Delta S(x)$, présentée dans ce chapitre, est appelée la méthode isoscalaire. Elle est décrite en détail dans la référence [134]. Son applicabilité est limitée uniquement aux cibles isoscalaires où le nombre de protons et de neutrons sont identiques. Dans cette méthode, connue aussi sous le nom de la méthode à deux composantes, la symétrie de conjugaison de charge des fonctions de fragmentation des kaons et la symétrie d'isospin des quarks u et d dans le deuton sont les seules contraintes utilisées pour accéder à la polarisation des quarks étranges. L'extraction de $\Delta S(x)$ nécessite la connaissance de l'asymétrie inclusive et semi inclusive des kaons ainsi que la matrice de pureté $\mathcal{P}$. Cette dernière est calculée à partir des fonctions de distribution des quarks non polarisés et des fonctions de fragmentations des quarks étranges et non étranges en des kaons chargés.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante : dans la première section, la méthode isoscalaire d'extraction de la polarisation des quarks étranges $\Delta S(x)$ et non étranges $\Delta Q(x)$ est expliquée. Dans la deuxième section, la vérification de la méthode isoscalaire à l'aide d'une simulation basée sur le Monte Carlo, est presentée. La troisième section discute les différentes erreurs systématiques associées à la détermination des deux polarisations. Dans la quatrième section, les valeurs de $\Delta S(x)$ et de $\Delta Q(x)$ obtenues sont présentées. La cinquième section est consacrée à la détermination des premiers moments de $\Delta S(x)$ et de $\Delta Q(x)$. Dans la sixième section, une comparaison entre les différents résultats expérimentaux existants de $\Delta Q(x)$ et de $\Delta S(x)$ est présentée. Dans la septième section les valeurs de $\Delta Q(x)$ et de $\Delta S(x)$ obtenues à partir de certaines paramétrisations sont présentées.

4.1 La méthode isoscalaire

Selon le modèle des partons, décrit dans la référence [135], l'asymétrie de spin longitudinale semi inclusive peut être exprimée en fonction des fonctions de distribution des quarks polarisés $\Delta q(x, Q^2)$, celles des quarks non polarisés $q(x, Q^2)$ et en fonction des fonctions de fragmentation $D_q^h(x, Q^2)$ par :

$$\begin{aligned} A_1^h(x, Q^2, z) &= C_R(x, Q^2) \frac{\sum_q e_q^2 \, \Delta q(x, Q^2) \, D_q^h(z, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 \, q'(x, Q^2) \, D_{q'}^h(z, Q^2)} \\ &= C_R(x, Q^2) \sum_q \mathcal{P}_q^h(x, Q^2, z) \frac{\Delta q(x, Q^2)}{q(x, Q^2)} \end{aligned} \tag{4.1}$$

où $\mathcal{P}_q^h$ sont les éléments semi inclusive de la matrice de pureté $\mathcal{P}$. Ils définissent la probabilité de détecter un hadron de type h lorsqu'un quark de saveur q, portant une fraction x de l'impulsion du nucléon, est frappé. Leurs expressions sont données par :

$$\mathcal{P}_q^h(x, Q^2, z) = \frac{e_q^2 \, q(x, Q^2) \, D_q^h(z, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 \, q'(x, Q^2) \, D_{q'}^h(z, Q^2)} \tag{4.2}$$

De même, l'asymétrie de spin inclusive s'exprime par :

$$\begin{aligned} A_1(x, Q^2) &= C_R(x, Q^2) \frac{\sum_q e_q^2 \, \Delta q(x, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 \, q'(x, Q^2)} \\ &= C_R(x, Q^2) \sum_q \mathcal{P}_q(x, Q^2) \frac{\Delta q(x, Q^2)}{q(x, Q^2)} \end{aligned} \tag{4.3}$$

où,

$$\mathcal{P}_q(x, Q^2) = \frac{e_q^2 \, q(x, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 \, q'(x, Q^2)} \tag{4.4}$$

sont les éléments inclusive de la matrice $\mathcal{P}$. Le facteur $C_R(x, Q^2) = (1+R(x, Q^2))/(1+\gamma^2)$ est inclus dans les expressions des asymétries de spin pour la raison suivante : la détermination de la fonction de structure non polarisée $F_1(x, Q^2)$ tient compte du rapport des sections efficaces longitudinale et transversale d'absorption du photon polarisé $R(x, Q^2)$. Par conséquent, la paramétrisation des fonctions de distribution des quarks non polarisés $q(x, Q^2)$, déduite de $F_1(x, Q^2)$ grâce à la relation :

$$F_1(x, Q^2) = \frac{(1+\gamma^2)}{(1+R(x, Q^2))} \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \, q(x, Q^2), \tag{4.5}$$

tient aussi compte des photons polarisés transversalement et longitudinalement. Cependant, les asymétries mesurées ici sont obtenues en utilisant uniquement des photons polarisés longitudinalement. Par conséquent, le facteur $C_R(x, Q^2)$ est introduit afin d'utiliser les fonctions de distributions des quarks non polarisés convenablement. La forme et la dimension de la matrice $\mathcal{P}$ dépend du nombre des quarks, du type des hadrons et de la cible utilisée. Par exemple, pour une cible d'hydrogène, et en considérant les six quarks u, $\overline{u}$, d, $\overline{d}$, s, $\overline{s}$ et les quatre hadrons $\pi^\pm$ et $K^\pm$, la matrice $\mathcal{P}$ prend la forme suivante :

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} P_u & P_{\overline{u}} & P_d & P_{\overline{d}} & P_s & P_{\overline{s}} \\ P_u^{\pi^+} & P_{\overline{u}}^{\pi^+} & P_d^{\pi^+} & P_{\overline{d}}^{\pi^+} & P_s^{\pi^+} & P_{\overline{s}}^{\pi^+} \\ P_u^{\pi^-} & P_{\overline{u}}^{\pi^-} & P_d^{\pi^-} & P_{\overline{d}}^{\pi^-} & P_s^{\pi^-} & P_{\overline{s}}^{\pi^-} \\ P_u^{K^+} & P_{\overline{u}}^{K^+} & P_d^{K^+} & P_{\overline{d}}^{K^+} & P_s^{K^+} & P_{\overline{s}}^{K^+} \\ P_u^{K^-} & P_{\overline{u}}^{K^-} & P_d^{K^-} & P_{\overline{d}}^{K^-} & P_s^{K^-} & P_{\overline{s}}^{K^-} \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

où la première ligne de la matrice est formée des éléments inclusives et les autres lignes contiennent les éléments semi inclusives. La dépendence en x et en Q^2 est omise pour la simplicité d'écriture. En général, la matrice $\mathcal{P}$ est obtenue à partir du Monte Carlo de HERMES incluant les fonctions CTEQ6LO pour paramétriser les distributions des quarks non polarisés et le modèle de la corde de LUND pour modéliser le processus d'hadronisation. Cependant, les analyses précédentes, effectuées à HERMES pour extraire la polarisation individuelle de chaque quark de saveur, illustrée sur la figure 4.1, ont montré que l'incertitude due à la modélisation du processus d'hadronisation domine largement les erreurs systématiques associées à l'extraction de la polarisation des quarks. La matrice $\mathcal{P}$ utilisée dans ce travail est calculée, pour la première fois, à partir des fonctions de fragmentation obtenues directement des données d'HERMES. Par conséquent, ceci permet de déterminer la polarisation des quarks étranges avec une meilleure précision.

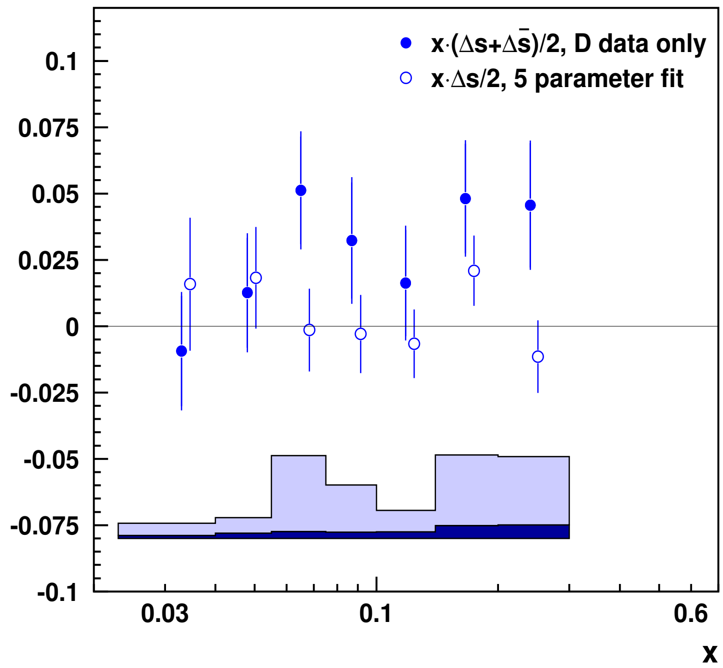

FIG. 4.1 – La valeur moyenne de la polarisation des quarks étranges $x[\Delta s(x) + \Delta\overline{s}(x)]/2$ obtenue à partir de la méthode isoscalaire basée sur le Monte Carlo (points) et à partir d'une seconde méthode dite fit à cinq paramètres (cercles)[135]. Les points sont déplacées horizontalement pour une meilleure illustration. La bande en bas de la figure montre les erreurs systématiques totales associées à l'extraction de la polarisation des quarks étranges obtenues par la méthode isoscalaire. La partie hachurée en noir correspond à la contribution liée aux erreurs sur les asymétries et la partie hachurée en gris donne les erreurs systématiques due à la modélisation des fonctions de fragmentation des kaons.

Les quarks étranges font partie des quarks de valence des kaons : ($K^+ \equiv u\overline{s}$, $K^- \equiv s\overline{u}$). Par conséquent, l'asymétrie de spin des kaons est très sensible à la polarisation totale des quarks étranges. Ceci fût la raison principale derrière l'utilisation de la méthode isoscalaire pour extraire $\Delta S(x)$. Soit en réécrivant les expressions des asymétries de spin semi inclusive 4.1 et inclusive 4.3 pour la cible de deutérium polarisée et pour la somme des kaons chargés $K \equiv K^+ + K^-$, en utilisant la symétrie de l'isospin pour les quarks u, d et s dans le deuton :

$$u \equiv u_p = d_n, \ d \equiv d_p = u_n, \ s \equiv s_p = s_n, \tag{4.7}$$

et en utilisant la symétrie de la conjugaison de charge pour les fonctions de fragmentation des kaons :

$$D_u^{K^++K^-} = D_{\bar{u}}^{K^++K^-}, \ D_d^{K^++K^-} = D_{\bar{d}}^{K^++K^-}, \ D_s^{K^++K^-} = D_{\bar{s}}^{K^++K^-}, \tag{4.8}$$

on peut obtenir une relation simple qui relie linéairement les asymétries de spin inclusive et semi inclusive aux fonctions de distribution des quarks étranges et non étranges polarisés :

$$A_1(x, Q^2) = \frac{5\Delta Q(x, Q^2) + 2\Delta S(x, Q^2)}{5Q(x, Q^2) + 2S(x, Q^2)} \tag{4.9}$$

et

$$\begin{aligned} A_1^K(x, Q^2) &= \frac{\Delta Q(x)[4\int D_u^K(z)dz + \int D_d^K(z)dz] + 2\Delta S(x)\int D_s^K(z)dz}{Q(x)[4\int D_u^K(z)dz + \int D_d^K(z)dz] + 2S(x)\int D_s^K(z)dz} \\ &= \frac{\Delta Q(x)\int D_{\text{non-étrange}}^K(z)dz + \Delta S(x)\int D_{\text{étrange}}^K(z)dz}{Q(x)\int D_{\text{non-étrange}}^K(z)dz + S(x)\int D_{\text{étrange}}^K(z)dz} \end{aligned} \tag{4.10}$$

avec

$$\begin{aligned} \int D_{\text{non-étrange}}^K(z)\,dz &= 4\int D_u^K(z)\,dz + \int D_d^K(z)\,dz \\ \int D_{\text{étrange}}^K(z)\,dz &= 2\int D_s^K(z)\,dz \end{aligned} \tag{4.11}$$

L'intégration des fonctions de fragmentation des kaons est effectuée sur les valeurs de z assurants une faible contamination des hadrons produits de la région *target fragments* et de ceux produits par les processus diffractifs : $z \in [0.2, 0.8]$. Dans les expressions des asymétries, la contribution totale des quarks au spin du proton est regroupée en deux parties : la composante étrange $\Delta S(x) = \Delta s(x) + \Delta\overline{s}(x)$ et la composante non étrange $\Delta Q(x) = \Delta u(x) + \Delta\overline{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta\overline{d}(x)$. D'une façon similaire, les distributions des quarks non polarisés s'écrivent : $S(x) = s(x) + \overline{s}(x)$ et $Q(x) = u(x) + \overline{u}(x) + d(x) + \overline{d}(x)$. Sous une forme matricielle, les expressiosn 4.9 et 4.10 deviennent :

$$\begin{pmatrix} A_D(x) \\ \\ A_D^K(x) \end{pmatrix} = C_R(x, Q^2) \begin{pmatrix} P_Q(x) & P_S(x) \\ \\ P_Q^K(x) & P_S^K(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\Delta Q(x)}{Q(x)} \\ \\ \frac{\Delta S(x)}{S(x)} \end{pmatrix}. \tag{4.12}$$

d'où l'appellation méthode à deux composantes puisqu'elle consiste à déterminer les deux composantes $\Delta Q(x)/Q(x)$ et $\Delta S(x)/S(x)$ simultanément. Les éléments inclusives de la matrices $\mathcal{P}$ sont donnés par :

$$P_Q(x) = \frac{5Q(x)}{5Q(x) + 2S(x)} \tag{4.13}$$

$$P_S(x) = \frac{2S(x)}{5Q(x) + 2S(x)} \tag{4.14}$$

et ceux semi inclusives sont exprimés par :

$$P_Q^K(x) = \frac{Q(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{non-étrange}}(z)dz}{Q(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{non-étrange}}(z)dz + S(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{étrange}}(z)dz} \tag{4.15}$$

$$P_S^K(x) = \frac{S(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{étrange}}(z)dz}{Q(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{non-étrange}}dz + S(x) \int \mathcal{D}^K_{\text{étrange}}dz} \tag{4.16}$$

Ils sont calculées en fonction de x à partir des fonctions de fragmentation des kaons, obtenues dans le chapitre précédent, et à partir de la paramétrisation CTEQ6LO des fonctions de distribution des quarks non polarisés, évaluées pour un moment de transfert moyen $< Q_0^2 >= 2.5\,GeV^2$. Les valeurs des éléments de la matrice $\mathcal{P}$ sont illustrées dans le tableau 4.1

4.2 Test de la méthode isoscalaire

La méthode isoscalaire a été testée pour la cible de deutérium a l'aide d'une simulation basée sur le Monte Carlo. Cette étude consiste à utiliser les fonctions de distribution des quarks polarisées parametrisées par GRSV2000 LO[136] et celles des quarks non polarisées CTEQ6LO, séparément, ainsi que le modèle de fragmentation de corde de LUND pour modéliser le processus d'hadronisation, implanté dans le Monte Carlo grâce au programme de JETSET, afin de générer des événements DIS polarisés et non polarisés. La production non polarisée a été utilisée pour déterminer la matrice de pureté $\mathcal{P}$, tandis que celle non polarisée a été utilisée pour extraire les asymétries de spin inclusive et semi inclusive. Ces éléments sont ensuite utilisés par la méthode isoscalaire pour extraire les polarisations des quarks étranges et non étranges, qui à leurs tours, ont servi pour calculer les premiers moments de $\Delta S(x)$ et de $\Delta Q(x)$[1]. La comparaison entre les premiers moments obtenus par la méthode isoscalaire, désignés par les moments finaux, et ceux calculés directement à partir de la paramétrisation GRSV2000 LO, désignés par les moments initiaux, présente une indication de la validité de la méthode. Ces premiers moments sont données dans le tableau 4.2 et ils sont proches les uns des autres. Ceci implique que la méthode fonctionne parfaitement.

4.3 Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques associées à la détermination de la polarisation des quarks étranges et non étranges sont attribuées respectivement aux erreurs systématiques liées à l'extraction des asymétries de spin inclusive et semi inclusive,

[1]Les premiers moments seront introduits dans la cinquième section

$< x >$	$P_Q(x)$	$P_S(x)$	$P_Q^{K^+ + K^-}(x)$	$P_S^{K^+ + K^-}(x)$
0.0330	0.9487	0.0513	0.7569	0.2431
0.0474	0.9546	0.0454	0.7799	0.2201
0.0647	0.9601	0.0399	0.8020	0.1980
0.0870	0.9657	0.0343	0.8258	0.1742
0.1181	0.9718	0.0282	0.8532	0.1468
0.1658	0.9790	0.0210	0.8871	0.1129
0.2391	0.9867	0.0133	0.9260	0.0740
0.3387	0.9932	0.0068	0.9609	0.0391
0.4469	0.9970	0.0030	0.9827	0.0173

TAB. 4.1 – Les valeurs des éléments de la matrice $\mathcal{P}$ calculées en fonction de x à partir de la paramétrisation CTEQ6LO, évaluées pour un moment de transfert moyen $< Q_0^2 >= 2.5\, GeV^2$, et à partir des fonctions de fragmentation des kaons obtenues à partir des données d'HERMES.

aux incertitudes liées à la détermination des fonctions de fragmentations, utilisées pour calculer les éléments de la matrice de pureté $\mathcal{P}$, aux incertitudes dues aux fonctions de distribution des quarks étranges non polarisés et enfin à l'erreur associée au facteur $C_R(x, Q^2)$. Les erreurs systématiques attribuées à la polarisation des quarks non étranges ne seront pas discutées puisqu'elles s'obtiennent d'une façon similaire à celles associées à la détermination de la polarisation des quarks étranges.

4.3.1 Les erreurs systématiques liées aux asymétries

Les différentes erreurs systématiques liées à la détermination des asymétries inclusive et semi inclusive présentées auparavant et qui sont :

- l'erreur sur la polarisation de la cible,
- l'erreur sur la polarisation du faisceau,
- l'erreur associée au rapport d'absorption de photons polarisés $R(x, Q^2)$,

	premier moment de $\Delta S(x)$	premier moment de $\Delta Q(x)$
valeurs initiales	0.166	0.007
valeurs finales	0.156 ± 0.003	0.010 ± 0.002

Tab. 4.2 – Comparaison entre les premiers moments des fonction de distribution des quarks étranges et non étranges polarisés obtenus à partir de la méthode isoscalaire basée sur le Monte Carlo et ceux calculés directement à partir de la paramétrisation GRSV2000 LO.

– l'inefficacité du RICH et

– l'erreur attribuée à la modélisation de la fonction de structure polarisée du proton $g_2(x.Q^2)$

sont exprimées par les deux variables d'incertitudes $\delta A_D^K(x)$ et $\delta A_D(x)$. Leurs contributions à l'erreur systématique totale associée à l'extraction de la polarisation des quarks étranges est données par :

$$\delta\left[\Delta S(x)/S(x)\right]_A = \sqrt{\left(\frac{\partial(\Delta S(x)/S(x))}{\partial A_D^K(x)}\,\delta A_D^K(x)\right)^2 + \left(\frac{\partial(\Delta S(x)/S(x))}{\partial A_D(x)}\,\delta A_D(x)\right)^2} \tag{4.17}$$

4.3.2 Les erreurs liées à la matrice des pureté $\mathcal{P}$

Les erreurs systématiques associées à la détermination des fonctions de fragmentations sont utilisées pour déterminer l'erreur systématique associée à la matrice de pureté $\mathcal{P}$. Elle est donnée par :

$$\delta\left[\Delta S(x)/S(x)\right]_P = \sqrt{\left(\frac{\partial(\Delta S(x)/S(x))}{\partial P_Q^K(x)}\,\delta P_Q^K(x)\right)^2 + \left(\frac{\partial(\Delta S(x)/S(x))}{\partial P_S^K(x)}\,\delta P_S^K(x)\right)^2} \tag{4.18}$$

où les erreurs $\delta P_Q^K(x)$ et $\delta P_S^K(x)$ sont calculées respectivement à partir des deux équations 4.15 et 4.16.

4.3.3 Les erreurs liées au facteur $C_R(x, Q^2)$

L'erreur associée au facteur $C_R(x, Q^2)$, qui figure dans les expressions des asymétries de spin, est déduite de l'erreur sur le paramètre d'absorption des photons polarisés $R(x, Q^2)$ par la relation :

$$\delta C_R(x, Q^2) = \frac{1}{1+\gamma^2}\, \delta R(x, Q^2) \tag{4.19}$$

Sa contribution à l'erreur systématique totale associée à la polarisation des quarks étranges est donnée par :

$$\delta \left[\Delta S(x)/S(x)\right]_{C_R} = \sqrt{\left(\frac{\partial(\Delta S(x)/S(x))}{\partial C_R}\, \delta C_R\right)^2} \tag{4.20}$$

4.3.4 Les erreurs liées aux distributions des quarks étranges non polarisés

Les erreurs sur la paramétrisation CTEQ6LO des fonctions de distribution des quarks étranges non polarisés S(x) ne sont pas disponibles. Par conséquent, l'erreur systématique est estimée en étudiant la sensibilité de la polarisation des quarks étranges par rapport à S(x). En effet, pour chaque x, les valeurs de S(x) ont été variées par $S(x) \to S(x) + \delta S(x)$, où $\delta S(x) = 0.1\, S(x)$, et utilisées une seconde fois pour recalculer la polarisation des quarks étranges. L'erreur relative obtenue, pour chaque valeur en x, est largement négligeable par rapport à l'erreur statistique et systématique liées à la détermination de $\Delta S(x)$. Par conséquent, ces erreurs ont été négligées.

4.3.5 L'erreur systématique totale

Les erreurs systématiques totales associées à l'extraction de la polarisation des quarks étranges et non étranges sont obtenues en sommant quadratiquement les différentes erreurs présentées ci-dessus :

$$\delta[\Delta S(x)/S(x)] = \sqrt{(\delta[\Delta S(x)/S(x)]_A)^2 + (\delta[\Delta S(x)/S(x)]_P)^2 + (\delta[\Delta S(x)/S(x)]_{C_R})^2} \tag{4.21}$$

$$\delta[\Delta Q(x)/Q(x)] = \sqrt{\delta([\Delta Q(x)/Q(x)]_A)^2 + \delta([\Delta Q(x)/Q(x)]_P)^2 + \delta([\Delta Q(x)/Q(x)]_{C_R})^2} \tag{4.22}$$

Les tableaux 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6 montrent respectivement les différentes sources des erreurs contribuantes aux erreurs systématiques totales associées à la détermination de $\Delta Q(x)/Q(x)$, $\Delta S(x)/S(x)$, $x\Delta Q(x)$ et de $x\Delta S(x)$.

4.4 Extraction de $\Delta S(x)$ et de $\Delta Q(x)$

L'extraction de la polarisation des quarks étranges et non étranges à partir des données nécessite la résolution du système de deux équations 4.15 et 4.16 pour obtenir, pour chaque valeur de x, les valeurs de $\Delta S(x)/S(x)$ et de $\Delta Q(x)/Q(x)$. Ceci fait on trouve :

$$\frac{\Delta Q(x)}{Q(x)} = \frac{1}{C_R}\frac{P_Q\, A_D^K(x) - P_Q^K\, A_D(x)}{P_S^K P_Q - P_S P_Q^K} \tag{4.23}$$

$$\frac{\Delta S(x)}{S(x)} = \frac{1}{C_R}\frac{P_S^K\, A_D(x) - P_S\, A_D^K(x)}{P_S^K\, P_Q - P_S\, P_Q^K} \tag{4.24}$$

Soit en multipliant la première équation par $Q(x)$ et la seconde par $S(x)$, obtenues à partir de la paramétrisation CTEQ6LO, on obtient les expressions de $\Delta Q(x)$ et de $\Delta S(x)$ pour chaque x et pour une valeur moyenne du moment de transfert $< Q_0^2 >= 2.5\,\mathrm{GeV}^2$. Les quatre quantités $\Delta Q(x)/Q(x)$, $\Delta Q(x)$, $\Delta S(x)/S(x)$ et $\Delta S(x)$ sont montrées sur les figures 4.2 et 4.3 et leurs valeurs sont données dans le tableau 4.7. Les résultats obtenus montrent que la polarisation des quarks non étranges est positif et posséde une allure croissante par rapport à x. Elle devient large pour les grands valeurs de x ($x > 0.3$) où la contribution des quarks de valence devient dominante. Par contre, la polarisation des quarks ètranges est compatible avec zéro.

$< x >$	Asymétries	Puretés	R	Erreur totale
0.0330	0.000233	0.000842	0.000648	0.001088
0.0474	0.000317	0.001362	0.000677	0.001554
0.0647	0.002041	0.001881	0.000575	0.002834
0.0870	0.000422	0.002447	0.000955	0.002661
0.1181	0.000944	0.003219	0.001079	0.003524
0.1658	0.002465	0.005536	0.001063	0.006152
0.2391	0.002502	0.008087	0.001250	0.008557

TAB. 4.3 – Les erreurs systématiques liées à la détermination de $\Delta Q(x)/Q(x)$.

$< x >$	Asymétries	Puretés	R	Erreur totale
0.0330	0.003310	0.004307	0.000672	0.005473
0.0474	0.014614	0.006663	0.001000	0.016093
0.0647	0.019367	0.049051	0.007357	0.053247
0.0870	0.017867	0.011878	0.001075	0.021482
0.1181	0.022565	0.032573	0.002758	0.039721
0.1658	0.075465	0.114859	0.006827	0.137601
0.2391	0.120443	0.185744	0.006715	0.221478

TAB. 4.4 – Les erreurs systématiques liées à la détermination de $\Delta S(x)/S(x)$.

$< x >$	Asymétries	Puretés	R	Erreur totale
0.0330	0.000261	0.000942	0.000725	0.001217
0.0474	0.000362	0.001554	0.000773	0.001773
0.0647	0.002374	0.002188	0.000669	0.003297
0.0870	0.000499	0.002892	0.001129	0.003144
0.1181	0.001122	0.003824	0.001281	0.004186
0.1658	0.002862	0.006428	0.001234	0.007144
0.2391	0.002638	0.008526	0.001318	0.009022

Tab. 4.5 – Les erreurs systématiques liées à la détermination de $x\Delta Q(x)$.

$< x >$	Asymétries	Puretés	R	Erreur totale
0.0330	0.000501	0.000652	0.000102	0.000829
0.0474	0.001983	0.000904	0.000136	0.002184
0.0647	0.002343	0.005935	0.000890	0.006443
0.0870	0.001877	0.001248	0.000113	0.002257
0.1181	0.001943	0.002805	0.000237	0.003420
0.1658	0.004702	0.007156	0.000425	0.008573
0.2391	0.004277	0.006595	0.000238	0.007864

Tab. 4.6 – Les erreurs systématiques liées à la détermination de $x\Delta S(x)$.

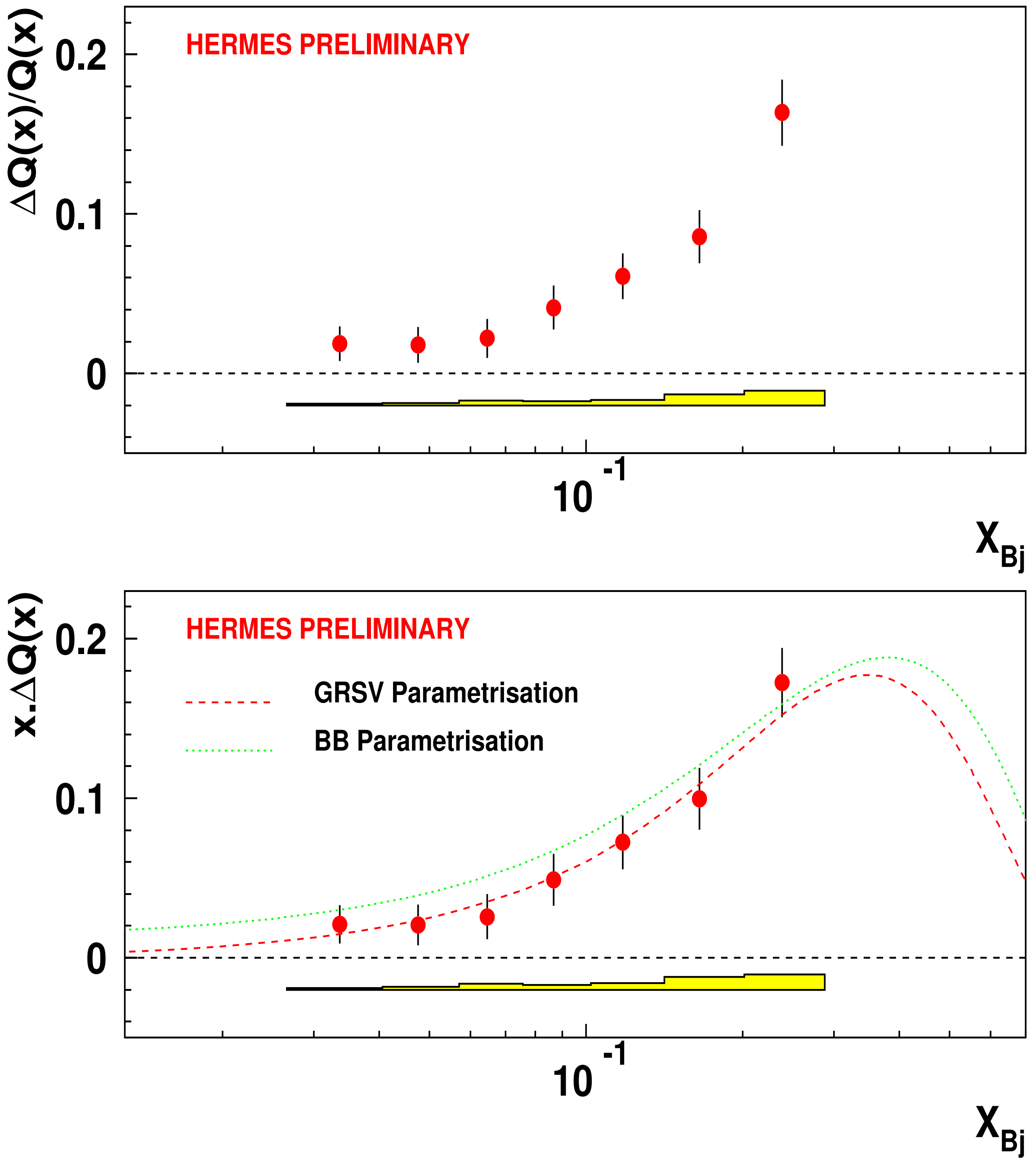

FIG. 4.2 – Les mesures de $\Delta Q(x)/Q(x)$ et $x\Delta Q(x)$ obtenus à partir des données. La bande en bas de chaque figure représente l'erreur systématique totale et les barres représentent les erreurs statistiques. Les courbes pointillées et tirés sont respectivement les paramétrisations de GRSV2000 et de Böttcher-Blümlein

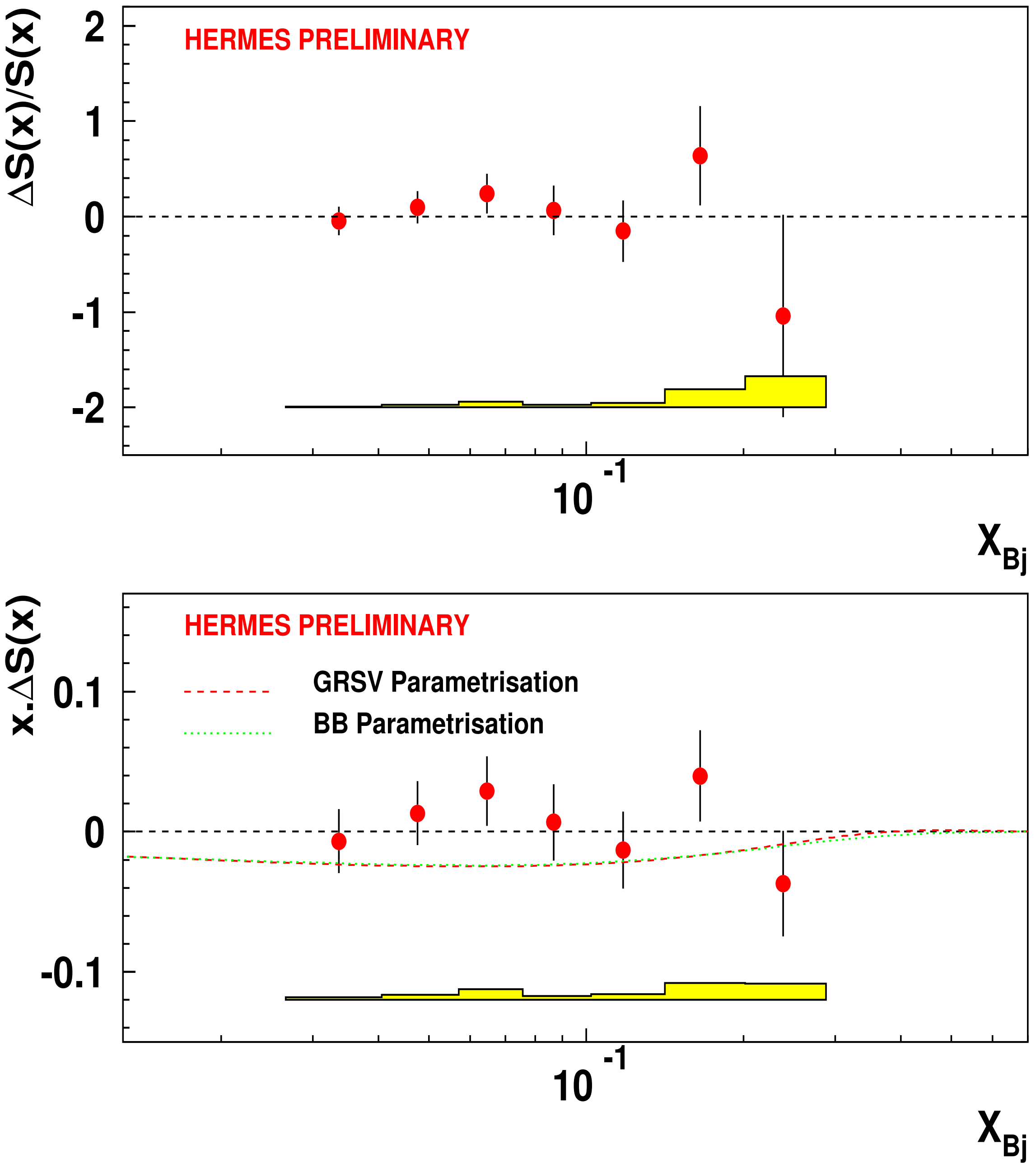

FIG. 4.3 – Les mesures de $\Delta S(x)/S(x)$ et $x\Delta S(x)$ obtenus à partir des données. La bande en bas de chaque figure représente l'erreur systématique totale et les barres représentent les erreurs statistiques. Les courbes pointillées et tirés sont respectivement les paramétrisations de GRSV2000 et de Böttcher-Blümlein

$<x>$	$\frac{\Delta Q(x)}{Q(x)}$	$\frac{\Delta S(x)}{S(x)}$	$x\Delta Q(x)$	$x\Delta S(x)$
0.0336	0.0188 ± 0.0108	-0.0448 ± 0.1505	0.0210 ± 0.0121	-0.0068 ± 0.0228
0.0476	0.0179 ± 0.0112	0.0966 ± 0.1684	0.0204 ± 0.0128	0.0131 ± 0.0229
0.0646	0.0221 ± 0.0121	0.2401 ± 0.2054	0.0257 ± 0.0141	0.02904 ± 0.0249
0.0866	0.0414 ± 0.0139	0.0638 ± 0.2604	0.0489 ± 0.0164	0.0067 ± 0.0274
0.1177	0.0609 ± 0.0142	-0.1519 ± 0.3208	0.0724 ± 0.0169	-0.0131 ± 0.0276
0.1653	0.0858 ± 0.0167	0.6379 ± 0.5235	0.0997 ± 0.0194	0.0397 ± 0.0326
0.238	0.1635 ± 0.0206	-1.0421 ± 1.0585	0.1724 ± 0.0218	-0.0370 ± 0.0376

TAB. 4.7 – Les valeurs de $\Delta Q(x)/Q(x)$, $\Delta S(x)/S(x)$, $x\Delta Q(x)$ et $x\Delta S(x)$ obtenues en fonction de x et pour un moment de transfert moyen $< Q_0^2 >= 2.5\, GeV^2$. Les erreurs montrées correspondent aux erreurs statistiques seulement.

4.5 Les premiers moments

Le n$^{\text{ème}}$ moment des fonctions de distribution des quarks polarisés est définie par :

$$\Delta^{(n)}q(Q^2) = \int_0^1 dx\, x^{n-1}\Delta q(x, Q^2) \tag{4.25}$$

Les premiers moments ($n = 1$) des distributions des quarks étranges et non étranges polarisés dans la région de x mesurée $x \in [0.02, 0.6]$ et pour un moment de transfert moyen $< Q_0^2 >= 2.5\, GeV^2$ sont obtenus à partir des mesures présentées dans le paragraphe précédent. Soit en utilisant l'équation 4.25 on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta Q(Q_0^2) = \int_{0.02}^{0.6} dx \Delta Q(x, Q_0^2) &= \sum_i \frac{\Delta Q}{Q}(x_i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} Q(x, Q_0^2) dx \qquad (4.26) \\ \Delta S(Q_0^2) = \int_{0.02}^{0.6} dx \Delta S(x, Q_0^2) &= \sum_i \frac{\Delta S}{S}(x_i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} S(x, Q_0^2) dx \end{aligned}$$

où les $[x_i, x_{i+1}]$; i=1,...7 sont les sept intervalles de la variable x utilisés dans l'analyse. $\Delta Q(x)/Q(x)$ et $\Delta S(x)/S(x)$ sont supposées être constantes dans chaqu'un de ces sept intervalles. Les distributions des quarks non polarisés sont déduites de la paramétrisation CTEQ6LO. Les premiers moments ainsi que leurs erreurs statistiques et systématiques, obtenues en sommant quadratiquement les erreurs sur la polarisation déterminée pour chaque valeur de x, sont données par le tableau 4.8.

	Ce travail	Analyse 1	Analyse 2
ΔQ	$0.286 \pm 0.026 \pm 0.011$	$0.319 \pm 0.043 \pm 0.052$	—
ΔS	$0.006 \pm 0.029 \pm 0.007$	$0.028 \pm 0.033 \pm 0.009$	$0.129 \pm 0.042 \pm 0.129$

Tab. 4.8 – Les premiers moments des fonctions de distribution des quarks étranges et non étranges polarisés. Les deux erreurs associées à chaque valeur correspondent respectivement à l'erreur statistique et l'erreur systématique. Les termes Analyse 1 et Analyse 2 désignent respectivement la methode isoscalaire et la methode à cinq paramètres effectuées par la collaboration HERMES.

4.6 Comparaison avec d'autres résultats

Les figures 4.5 et 4.4 montrent respectivement une comparaison entre les polarisations des quarks étranges et non étranges obtenues ici et celles obtenues par des analyses précédentes utilisant la méthode isoscalaire et la méthode à cinq paramètres [135]. Les premiers moments obtenus de ces trois analyses sont donnés dans le tableau 4.8. La collaboration SMC (Spin Muon Collaboration) est la seule autre collaboration qui a publié la contribution individuelle de chaque quark au spin du nucléon dont l'extraction est basée sur la diffusion DIS semi inclusive polarisée [137]. Ces mesures, établies dans la même région cinématique couverte par HERMES, sont obtenues en supposant que les quarks de la mer vérifient une symétrie SU(3) exacte ; c'est à dire, $\Delta\overline{u}(x)$=$\Delta\overline{d}(x)$=$\Delta s(x)$=$\Delta\overline{s}(x)$. Les premiers moments trouvés après intégration des distributions $\Delta Q(x)$ et $\Delta S(x)$ sur x, où $x \in [0.02, 0.6]$, sont $\Delta Q_{SMC} = 0.30 \pm 0.094(\text{stat}) \pm 0.079(\text{syst})$ et $\Delta S_{SMC} = 0.02 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$. En tenant compte des erreurs statistiques et systématiques, on peut conclure que les polarisations des quarks étranges et non étranges dans le proton obtenues par la collaboration SMC sont en accord avec celle de HERMES.

La somme des premiers moments de la polarisation des quarks étranges et non étranges permet de déterminer la contribution du spin des quarks à celui du proton. La valeur obtenue, pour un moment de transfert $Q^2 = 2.5\,\text{GeV}^2$, est $\Delta\Sigma = \Delta Q + \Delta S$ =0.296±0.027(stat)±0011(syst). Ceci implique que seulement 30% de la polarisation du proton est portée par les quarks. D'un autre côtè, les premiers moments de $\Delta Q(x)$ et de $\Delta S(x)$ permettent d'accéder directement à $a_8 = \int(\Delta Q(x) - 2\Delta S(x))\,dx$. Une valeur de a_8 de $0.278 \pm 0.039(\text{stat}) \pm 0.018(\text{syst})$ a été obtenue. Les erreurs statistiques et systématiques asociées à l'extraction de $\Delta S(x)$, presentées ici, sont inférieures à celles obtenues par les analyses précédentes mentionnées ci-dessus. Par conséquent, la mesure de la polarisation des quarks étranges obtenue dans ce travail peut être considerée comme la détermination la plus précise de $\Delta S(x)$ effectuée jusqu'à présent.

4.7 Exemples de paramétrisations

La disponibilité des données utilisant les diffusions DIS polarisées [4, 132, 29] a rendu possible le développement de plusieurs paramétrisations des fonctions de distribution des quarks polarisés. La détermination de ces distributions consiste généralement à les décrire par des expressions contenants des paramètres libres dont les valeurs seront obtenues à l'aide d'un fit appliqué aux asymétries inclusives mesurées expérimentalement. Dans ce paragraphe, les paramétrisations établies respectivement par Leader et par Glück, et leurs collaborateurs, seront présentées.

Leader, Sidorov et Stamenov [138] ont extrait les fonctions de distribution des partons polarisés en utilisant une analyse basée sur la minimisation de χ^2 définie

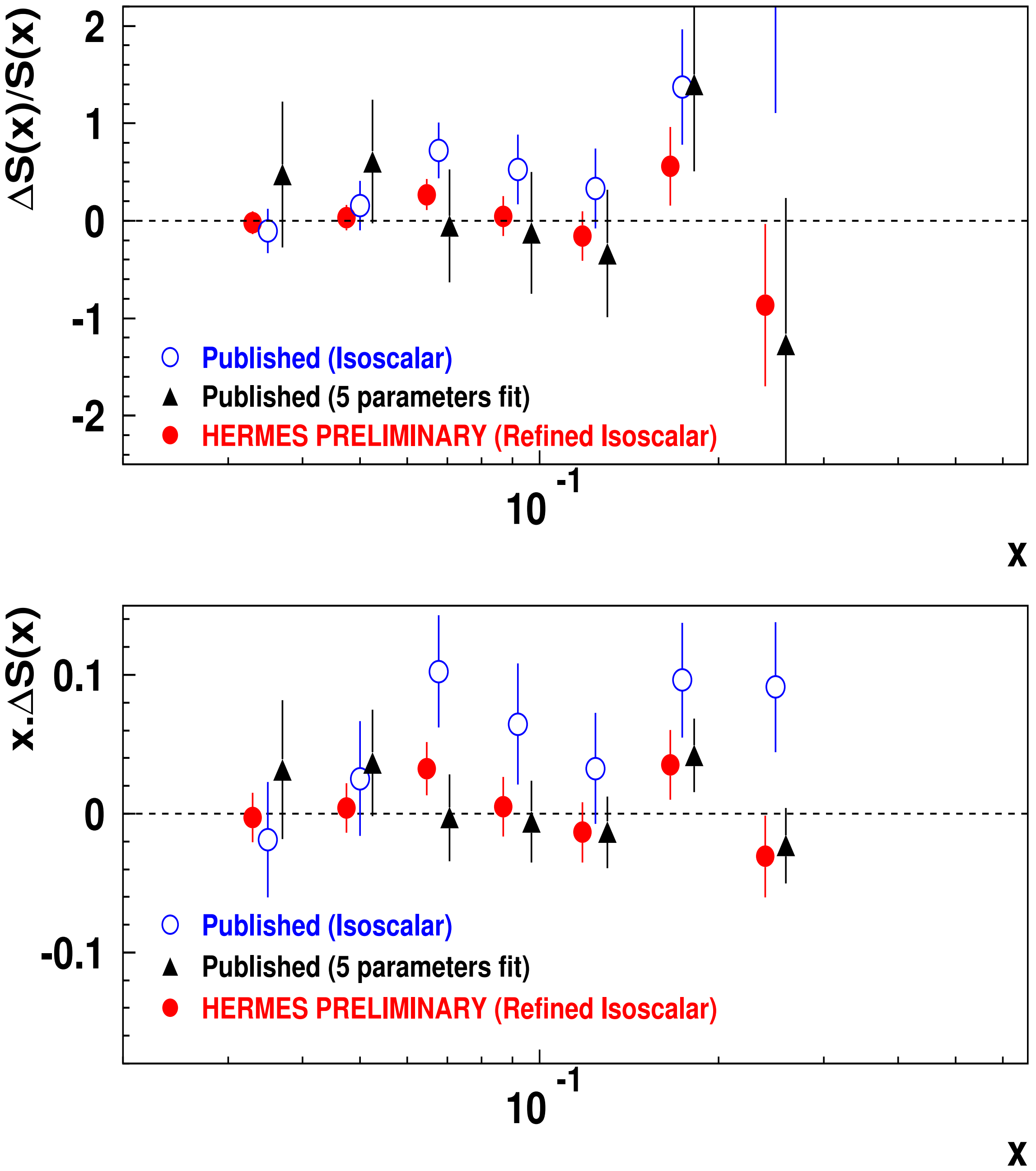

FIG. 4.4 – Comparaison entre les valeurs de $\Delta S(x)/S(x)$ et de $x\Delta S(x)$ obtenues dans ce travail et celles obtenues des analyses précédentes, effectuées par la collaboration d'HERMES, par l'intermédiaire de la méthode isoscalaire et la méthode à cinq paramètres.

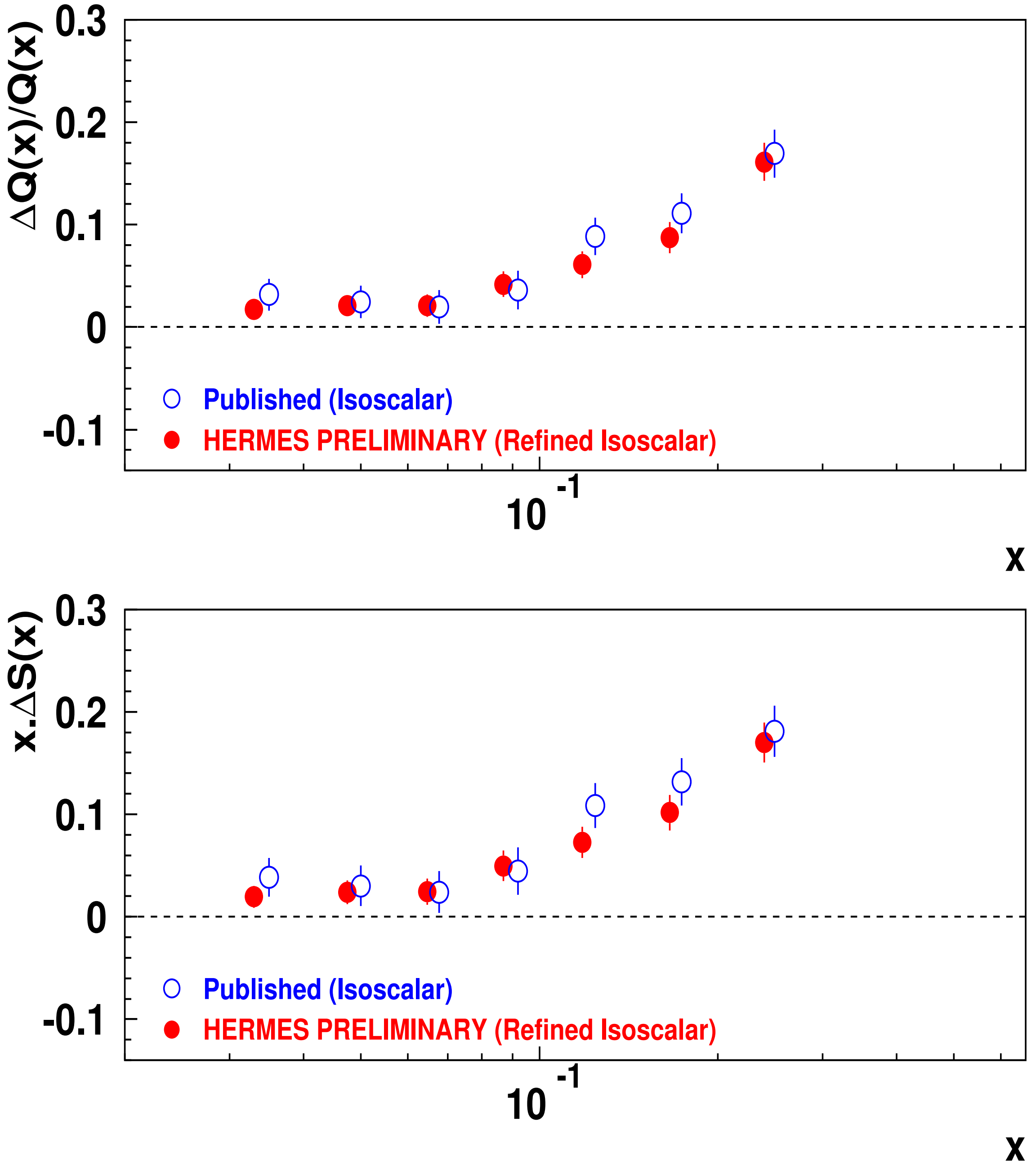

Fig. 4.5 – Comparaison entre les valeurs de $\Delta Q(x)/Q(x)$ et de $x\Delta Q(x)$ obtenues dans ce travail et celles obtenues des analyses précédentes, effectuées par la collaboration d'HEREMS, par l'intermédiaire de la mèthode isoscalaire et la mèthode à cinq paramètres.

par :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left[A_{1,i}^{\text{data}}(x,Q^2) - A_{1,i}^{\text{calc}}(x,Q^2)\right]^2}{\left[\Delta A_{1,i}^{\text{data}}(x,Q^2)\right]^2} \tag{4.27}$$

où $A_{1,i}^{\text{data}}(x,Q^2)$ sont les asymétries de spin inclusives mesurées en utilisant des diffusions DIS polarisées et $A_{1,i}^{\text{calc}}(x,Q^2)$ sont celles calculées à partir de la fonction de structure polarisée $g_1(x,Q^2)$ et celle non polarisée $F_1(x,Q^2)$:

$$A_1(x,Q^2) \approx \frac{g_1(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)} \tag{4.28}$$

La sommation dans l'équation 4.27 porte sur le nombre de points expérimentaux disponibles. Cette paramétrisation a été effectuée en utilisant 185 points. A l'ordre dominant, les fonctions $F_1(x,Q^2)$ et $g_1(x,Q^2)$ sont données par :

$$F_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2(q(x,Q^2) + \overline{q}(x,Q^2)) \quad \text{où } f = \text{u, d et s} \tag{4.29}$$

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2(\Delta q(x,Q^2) + \Delta\overline{q}(x,Q^2)) \tag{4.30}$$

Leader et ses collaborateurs ont choisi une paramétrisation de $\Delta q(x,Q^2)$ de telle sorte qu'elle contienne un nombre minimum de paramètres, tout en respectant la condition de positivité définie par :

$$|\Delta q_f(x,Q^2)| \leq q_f(x,Q^2) \tag{4.31}$$

par conséquent, ils ont adopté la paramétrisation suivante :

$$\Delta u_v(x,Q^2) = N_u x^{\alpha_u}\, u(x,Q^2) \tag{4.32}$$

$$\Delta d_v(x,Q^2) = N_d x^{\alpha_d}\, d(x,Q^2) \tag{4.33}$$

$$\Delta\overline{q}(x,Q^2) = N_{\overline{q}} x^{\alpha_{\overline{q}}}\, \overline{q}(x,Q^2) \tag{4.34}$$

où N_u, α_u, N_d, α_d, $N_{\overline{q}}$ et $\alpha_{\overline{q}}$ sont des paramètres libres qui doivent être déterminer par le fit des asymétries, $\Delta u_v(x,Q^2) = \Delta u(x,Q^2) - \Delta\overline{u}(x,Q^2)$ et $\Delta d_v(x,Q^2) = \Delta d(x,Q^2) - \Delta\overline{d}(x,Q^2)$ désignent les distributions des quarks de valence polarisés et $\Delta\overline{q}(x,Q^2)$ défini la distribution des quarks de la mer polarisés qui sont supposées être symétriques :

$$\Delta\overline{q} \equiv \Delta\overline{u} = \Delta\overline{d} = \Delta s = \Delta\overline{s} \tag{4.35}$$

Les fonctions de distribution des quarks non polarisées $q(x,Q^2)$ sont données par la paramétrisation MRST98 [139]. Les premiers moments $\Delta q_3(Q^2)$ et $\Delta q_8(Q^2)$ définis par :

$$\Delta q_3 = \Delta u + \Delta\overline{u} - (\Delta d + \Delta\overline{d}) \tag{4.36}$$

$$\Delta q_8 = \Delta u + \Delta\overline{u} + \Delta d + \Delta\overline{d} - 2(\Delta s + \Delta\overline{s}) \tag{4.37}$$

peuvent être évalués expérimentalement à partir des deux constantes F et D calculées à partir de la désintégration β du neutron et la désintégration faible des hypérons, où dans le second cas, la symétrie de saveur SU(3) est utilisée :

$$\Delta u + \Delta\overline{u} - (\Delta d + \Delta\overline{d}) = F + D = 1.267 \pm 0.0035 \tag{4.38}$$

$$\Delta u + \Delta\overline{u} + \Delta d + \Delta\overline{d} - 2(\Delta s + \Delta\overline{s}) = 3F - D = 0.585 \pm 0.025 \tag{4.39}$$

Ces deux conditions ainsi que celle de la positivité ont été utilisées pour contraindre le fit. Les valeurs des paramètres minimisant l'équation 4.27 sont données dans le tableau 4.9 et les premiers moments des fonctions de distribution des quarks polarisés sont donnés dans le tableau 4.10.

La validité de la symétrie de saveur SU(3) a été étudiée par Ratcliffe [52]. Une brisure de l'ordre de 10% a été observée. Leader et Stamenov [141, 142] ont étudié l'effet de la brisure de cette symétrie sur la polarisation du quark étrange. Leur idée était d'attribuer une erreur de 20% sur la valeur de a_8 mesurée, ce qui permet d'élargir les valeurs possibles de a_8 à :

$$0.47 \leq a_8 \leq 0.70, \tag{4.40}$$

N_u	α_u	N_d	α_d	N_s	α_s	χ^2
0.926	0.121	-0.341	0.102	-0.055	0.754	0.921

TAB. 4.9 – Les valeurs des paramètres libres obtenues à partir du fit appliqué aux asymétries mesurées expérimentalement.

$\Delta u + \Delta\overline{u}$	$\Delta d + \Delta\overline{d}$	$\Delta s + \Delta\overline{s}$
0.82	-0.45	-0.11

TAB. 4.10 – Les premiers moments des fonctions de distribution des quarks polarisés obtenus de la paramétrisation de Leader *et al.*

et en exprimant a_8 en fonction du premier moment de la fonction de structure $g_1(x, Q^2)$:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 dx g_1^p(x, Q^2) = \frac{1}{6}[\frac{1}{2}a_3 + \frac{5}{6}a_8 + 2\Delta S(Q^2)], \tag{4.41}$$

ils ont obtenu :

$$0.47 \leq a_8 = \frac{6}{5}[6\Gamma_1^p(Q^2) - \frac{1}{2}a_3 - 2\Delta S(Q^2)] \leq 0.70 \tag{4.42}$$

ou encore

$$3\Gamma_1^p(Q^2) - 0.61 \leq \Delta S(Q^2) \leq 3\Gamma_1^p(Q^2) - 0.51 \tag{4.43}$$

où la valeur de a_3 de 1.267±0.0035 a été utilisée. Les valeurs de $g_1(x, Q^2)$ mesurées par les collaborations E155 et E143 ont été utilisées pour déterminer $\Gamma_1^p(Q^2)$ en deux valeurs différentes de Q^2 :

$$\Gamma_1^p(Q^2 = 5GeV^2) = 0.118 \pm 0.004(stat) \pm 0.007(syst) \tag{4.44}$$

$$\Gamma_1^p(Q^2 = 3GeV^2) = 0.133 \pm 0.003(stat) \pm 0.009(syst) \tag{4.45}$$

et en remplaçant $\Gamma_1^p(Q^2)$ par sa valeur dans 4.43 ils ont obtenu :

$$-0.2544 \leq \Delta S(Q^2 = 5GeV^2) \leq -0.158 \tag{4.46}$$

$$-0.208 \leq \Delta S(Q^2 = 3GeV^2) \leq -0.112 \tag{4.47}$$

Ainsi, ils ont constaté, d'une part, que la polarisation des quarks étranges est sensible à la symétrie de saveur SU(3) et d'autre part, une polarisation positive des quarks étranges exige une brisure totale de cette symétrie. La paramétrisation des fonctions de distribution des quarks polarisées choisie par Glück, Reya, Stratmann et Vogelsang (GRSV) [136] contient une contribution à petit x dont l'allure est donnée par une série polynomiale en puissance de x et une autre à grand x décrite par une puissance de $(1-x)$ [143] :

$$\Delta u(x, Q^2) = N_u x^{\alpha_u} (1-x)^{\beta_u} \, u(x, Q^2) \tag{4.48}$$

$$\Delta d(x, Q^2) = N_d x^{\alpha_d} (1-x)^{\beta_d} \, d(x, Q^2) \tag{4.49}$$

$$\Delta \overline{q}(x, Q^2) = N_{\overline{q}} x^{\alpha_{\overline{q}}} (1-x)^{\beta_{\overline{q}}} \, \overline{q}(x, Q^2) \tag{4.50}$$

où la paramétrisation GRV98 [144] a été choisie pour décrire la distribution des quarks non polarisés. Les paramétrisations 4.48, 4.49 et 4.50 sont ensuite introduites dans l'expression de la fonction de structure $g_1(x, Q^2)$. Les paramètres libres sont ajustés de telle sorte que le rapport $g_1(x, Q^2)/F_1(x, Q^2)$ reproduit les asymétries $A_1(x, Q^2)$ mesurées. Cependant Glück est ses collaborateurs ont établi cette paramétrisation en utilisant deux scénarios différents. Le premier, dit le scénario standard, ressemble exactement à l'approche effectuée par Leader *et al.*. Dans le second scénario, dit scénario de valence, Glück *et al.* ont attribué une valeur nulle à la polarisation des quarks étranges :

$$\Delta \overline{q} \equiv \Delta \overline{u} = \Delta \overline{d} \tag{4.51}$$

$$\Delta s = \Delta \overline{s} = 0 \tag{4.52}$$

Ils ont aussi imposé une brisure de la symétrie de saveur SU(3) sous prétexte que les échanges de saveur dans les désintégrations faibles des hypérons s'appliquent uniquement aux quarks de valence. Par conséquent, les relations 4.38 et 4.39 deviennent :

$$\Delta u_v - \Delta d_v = F + D = 1.267 \pm 0.0035 \tag{4.53}$$

$$\Delta u_v + \Delta d_v = 3F - D = 0.585 \pm 0.025 \tag{4.54}$$

ce qui implique :

$$\Delta q_3 = F - D \tag{4.55}$$

et tenant compte de 4.52,

$$\Delta q_8 = 3F - D + 4\Delta\overline{q} \tag{4.56}$$

Par conséquent, il suffit d'avoir une valeur négative de $\Delta\overline{q}$ pour assurer la violation de la règle d'Ellis et Jaffe sans exiger une polarisation négative pour le quark étrange. Le tableau 4.11 donne les valeurs des paramètres obtenues pour les deux scénarios. Le tableau 4.12 affiche les premiers moments.

Scénario	N_u	α_u	β_u	N_d	α_d	β_d	$N_{\overline{q}}$	$\alpha_{\overline{q}}$	$\beta_{\overline{q}}$	χ^2
Standard	0.851	0.45	0	-0.734	0.49	0.03	-0.587	0.68	0	0.84
Valence	1.297	0.79	0.27	-2.496	1.17	1.31	2.005	0.79	1.93	0.83

TAB. 4.11 – Les valeurs des paramètres libres figurants dans les expressions des fonctions de distribution des quarks polarisées à partir d'un fit appliqué aux asymétries obtenues expérimentalement.

Scénario	Δu	Δd	$\Delta\overline{q}$	Δs
Standard	0.871	-0.396	-0.054	-0.054
Valence	0.664	-0.248	-0.261	0

TAB. 4.12 – Les premiers moments des fonctions de distribution des quarks polarisés obtenus de la paramétrisation de Glück *et al.*

Par conséquent, la paramétrisation de Glück *et al* prédit une polarisation qui dépend du scénario choisi. Le premier scénario prévoit une polarisation négative pour le quark étrange tandis que le second scénario prévoit une polarisation nulle qui est en accord avec les mesures obtenues ici.

Conclusion

Les données enregistrées durant la période 1999-2000, utilisant la diffusion profondément inélastique des positrons polarisés sur la cible de deutérium polarisée ont été analysées dans cette thèse pour extraire les asymétries de spin inclusive et semi inclusive. Les données collectées durant la même période, mais pour la cible de deutérium non polarisée, ont été combinées avec celles polarisées et utilisées pour extraire les fonctions de fragmentation des quarks étranges et non étranges en des kaons chargés. Ces informations ont été utilisées par l'intermédiaire de la méthode isoscalaire pour déterminer la polarisation des quarks étranges et non étranges dans le proton. Une valeur de ΔS de 0.006±0.029(stat)±0.007(syst) a été obtenue. Cette valeur est compatible avec zéro. Par conséquent, on peut conclure que la polarisation des quarks étranges dans le proton est compatible avec zéro. En plus, les erreurs associées à cette extraction sont inférieures à celles liées à la détermination de la polarisation des quarks étranges effectuée précédemment par la collaboration d'HERMES. Par conséquent, le résultat obtenu dans ce travail est considéré comme la mesure la plus précise à l'heure actuelle de ΔS. La contribution des quarks au spin total du proton a été évaluée. Une valeur de $\Delta\Sigma$ de 0.296±0.027(stat)±0011(syst) a été obtenue indiquant que la contribution des quarks au spin du proton s'élève à 30%.

La polarisation des gluons ainsi que le moment angulaire orbital des quarks et des gluons constituent les pièces manquantes pour résoudre l'énigme de la polarisation du proton. Leur détermination constitue un sujet d'actualité qui demande beaucoup d'efforts sur le niveau expérimental et théorique.

HERMES est l'une des expériences qui s'intéresse à la détermination de la polarisation des gluons. La valeur de cette contribution obtenue est $\Delta G/G$=0.41±0.18(stat)±0.03(syst) [145] via la production de hadrons avec de grands moments transverses. L'expérience de COMPASS, en CERN, propose de mesurer $\Delta G/G$, avec une grande précision

[146, 147, 148], en étudiant la production des quarks charmés (open charm) via l'intermédiaire de la réaction de fusion photon gluon. Elle utilise la diffusion de muons polarisés de haute énergie sur une cible solide polarisée ^6LiD.

D'autre programmes au laboratoire National de Brookhaven (BNL, Brookhaven National Laboratory) sont en cours de réalisation. Ils sont destinés à étudier le spin du nucléon à l'aide des collisions proton-proton polarisés en utilisant le collisionneur des ions relativistes lourds (RHIC, Relativistic Heavy Ion Collider). L'énergie atteinte lors de ces collisions, et qui est de l'ordre de 250, 500 GeV dans le référentiel de centre de masse [149], permet de déterminer les fonctions de structures du nucléon polarisées dans des régions cinématiques qui sont inaccessibles jusqu'à présent.

La contribution du moment angulaire orbital des quarks à la polarisation du proton peut être déterminée par l'intermédiaire de la diffusion profondément virtuelle de Compton (DVCS, Deeply Virtual Compton Scattering) [150, 150, 152]. Cette réaction permet de mesurer les distribution des quarks généralisées qui sont utilisées pour estimer la somme de la polarisation totale des quarks et de leur moment orbital $\Delta\Sigma + L_q$.

Ainsi, malgré les multiples tentatives effectuées et les efforts consacrés pour résoudre l'énigme du spin du nucléon, il est encore impossible de donner une image claire sur le spin du nucléon. Par conséquent, on doit attendre la réalisation de plusieurs programmes physiques de spin qui peuvent apportés des éléments de réponses à ce mystère appelé le spin du nucléon.

Liste des Puplications

- A. Airapetian *et al.*, Double hadron leptoproduction in the nuclear medium, Phys. Rev. Lett. (submitted), hep-ex/0510030.
- A. Airapetian *et al.*, Subleading twist effects in single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a longitudinally polarized hydrogen target, Phys. Lett. **B 622**, 14-22 (2005), hep-ex/0505042.
- A. Airapetian *et al.*, Search for an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance at a mass near 1862 MeV in quasi-real photoproduction, Phys. Rev. **D 71**, 032004 (2005),hep-ex/0412027.
- A. Airapetian *et al.*, First Measurement of the Tensor Structure Function b1 of the Deuteron Phys. Rev. Lett. (in press), hep-ex/0506018.
- A. Airapetian *et al.*, Single-Spin Asymmetries in Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering on a Transversaly-Polarized Hydrogen Target, Phys. Rev. Lett. **94**, 012002 (2005), hep-ex/0408013.
- A. Airapetian *et al.*, The HERMES Polarized Hydrogen and Deuterium Gas Target in The HERA Electron Storage Ring, Nucl. Instr. and Meth. **A 540**, 68 (2005), physics/0408137.
- A. Airapetian *et al.*, Quark Helicity Distributions in the Nucleon for up-, down-, and strange-quarks from Semi-inclusive Deep-inelastic Scttering, Phys. Rev. **D 71**, 012003 (2005), hep-ex/0407032
- A. Airapetian *et al.*, Hard Exclusive Electroproduction of $\pi^+\pi^-$ Pairs, Phys. Lett. **B 599**, 212 (2004), hep-ex/0406052.
- A. Airapetian *et al.*, Evidence for a new narrow $|S| = 1$ baryon state at a mass of 1528 MeV in quasi-real photoproduction, Phys. Lett. **B 585**, 213, (2004), hep-ex/0312044.

- A. Airapetian *et al.*, Flavor Decomposition of the Sea Quark Helicity Distributions in the Nucleon from Semi-inclusive Dep-inelastic Scattering, Phys. Rev. Lett. **92**, 012005 (2004), hep-ex/0307064.
- A. Airapetian *et al.*, Nuclear Polarization of Molecular Hydrogen Recombined on a Non-metallic Surface, Eur. Phys. J. **D 29**, 21 (2004), physics/0408138.
- A. Airapetian *et al.*, Quark Fragmentation to $\pi^{+/-}$, π^0, $K^{+/-}$, p and $\overline{p}$ in the NuclearEnvironment, Phys. Lett. **B 577**, 37-46 (2003), hep-ex/0307023.
- A. Airapetian *et al.*, Measurement of Single-spin Azimuthal Asymmetries in Semi-inclusive Electroproduction op Pions and Kaons on a Longitudinally Polarized Deuterium Target, Phys. Lett. **B 562**, 182-192 (2003), hep-ex/0212039.
- A. Airapetian *et al.*, Double-spin Asymmetries in the Cross Section of Diffravtive ρ^0 and phi Production at Intermediate Energies, Eur. Phys. J. **C 29**, 171-179 (2003), hep-ex/0302012.
- A. Airapetian *et al.*, Q^2 Dependence of Nuclear Transparency for (In)cohernet ρ^0 production, Phys. Rev. Lett. **90**, 052501 (2003), hep-ex/0209072.
- A. Airapetian *et al.*, Erratum to K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. B 475 386 (2000), Phys. Lett. **B 567** 339 (2003), hep-ex/0210067.
- A. Airapetian *et al.*, The Q^2 Dependence of the Generalized Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule for the Proton and the Neutron, Eur. Phys. J. **C 26**, 527-538 (2003), hep-ex/0210047.

Bibliographie

[1] M. Gell-Mann. Phys. Lett. **8**, 214 (1964).

[2] G. Zweig. Technical report, **CERN-TH-412**, (1964).

[3] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. **B 47**, 365 (1976).

[4] J. Ashman *et al.*, **EMC**, Phys. Lett. **B 206**, 364 (1988).

[5] M. J. Alguard *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 1261 (1976).

[6] D. Adams *et al.*, Phys. Lett **B 329**, 399 (1994).

[7] P. L. Anthony *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 959 (1993).

[8] E. Leader et E. Predazzi. An introduction to gauge theories and the "new physics". Cambridge University Press, (1982).

[9] M. Anselmino, A. Efremov et E. Leader. Phy. Rep., **261**, 1, (1995).

[10] A Manohar, An introduction to spin dependent deep inelastic scattering, Lectures presented at the Lake Louis Winter Institute, **UCSD/PTH 92-10** February, (1992).

[11] C. Callan et D. Gross, Phys. Rev. Lett. **21**, 311 (1968).

[12] M. R. Adams *et al.*, **E665**, Phys. Rev. **D 54**, 3006 (1996).

[13] L. W. Whitlow, E. M. Riordan, S. Dasu, S. Rock et A. Bodek, Phys. Lett. **B 282**, 475 (1992).

[14] A. Benvenuti *et al.*, **BCDMS**, Phys. Lett. **B 223**, 485 (1989).

[15] M. Arneodo *et al.*, **NMC**, Nucl. Phys. **B 483**, 3 (1997).

[16] C. Adloff *et al.*, **H1**, Eur. Phys. J. **C 13**, 609 (2000).

[17] C. Adloff *et al.*, **H1**, Eur. Phys. J. **C 21**, 33 (2001).

[18] S. Chelanov *et al.*, **ZEUS**, Eur. Phus. J. **C 21**, 443 (2001).

[19] J. D. Bjorken. Phys. Rev. **179**, 1547 (1969).

[20] J. D. Bjorken et E. A. Paschos, Phys. Rev. **185**, 1975 (1969).

[21] K. Abe *et al.*, **E143**, Phys. Lett. **B 452**, 194 (1999).

[22] G. Altarelli et G. Martinelli, Phys. Lett. **76 B**, 89 (1978).

[23] H. Georgi and D. Politzer, Phys. Rev. **D 14**, 1829 (1976).

[24] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. **D 66**, 010001 (2002).

[25] P. L. Anthony *et al.*, **E155** Phys. Lett. **B 493**, 19 (2000).

[26] K. Abe *et al.*, **E154**, Phys. Rev. Lett. **79**, 26 (1997).

[27] P. L. Anthony *et al.*, **E142** Phys. Rev. **D 54**, 6620 (1996).

[28] K. Abe *et al.*, **E143**, Phys. Rev. **D 58**, 112003 (1998).

[29] P. L. Anthony *et al.*, **E155** Phys. Lett. **B 463**, 339 (1999).

[30] P. L. Anthony *et al.*, **E155** Phys. Lett. **B 458**, 529 (1999).

[31] K. Abe *et al.*, **E154**, Phys. Lett. **B 405**, 180 (1997).

[32] A. Airapetian *et al.*, **HERMES**, Phys. Lett. **B 442**, 484 (1998).

[33] K. Ackerstaff *et al.*, **HERMES**, Phys. Lett. **B 404**, 383 (1997).

[34] J. Ashman *et al.*, **EMC**, Nucl. Phys. **B 328**, 1 (1989).

[35] B. Adeva *et al.*, **SMC**, Phys. Rev. **D 58**, 1120001 (1998).

[36] B. Adeva *et al.*, **SMC**, Phys. Rev. **D 60**, 072004 (1999), Erratum-Ibidum, **D 62**, 079902 (2000).

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

[38] L. W. Whitlow *et al.*, Phys. Lett. **B 250**, 599 (1990).

[39] S. Kretzer *et al.*, Phys. Rev. **D 69**, 114005, (2004).

[40] T. Sloan, G. Smadja, et R. Voss, Phys. Rep. **162**, 45, (1988).

[41] D. E. Groom. *et al.*, Eur. Phys. J. **C 14**, 1 (2000).

[42] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438.

[43] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 675.

[44] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298, (1977).

[45] M. Peskin et D. Schroeder, An introduction to quantum field theory, Addison-Wesley Publishing Company, Inc (1996).

[46] K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. **18**, 1174 (1967).

[47] P. Amaudruz *et al.*, **NMC**, Phys. Rev. Lett. **66**, 2712 (1991).

[48] M. Anselmino, A. Efremov et E. Leader. Erratum-ibidum, Phys. Rept. **281**, 399 (1997).

[49] W. Bardeen, A. Buras, D. W. Duke et T. Muta. Phys. Rev. **D 18**, 3998 (1978).

[50] S. A. Larin. Phys. Lett. **B 334**, 192 (1994).

[51] M. Bourquin *et al.*, Zeit. Phys. **C 21**, 27 (1983).

[52] P. G. Ratcliffe, Phys. Rev. **D 59**, 014038 (1999).

[53] D. Griffiths, Introduction to elemantary particles, John Wiley and sons (1987).

[54] Y. Goto *et al.*, Phys. Rev. **D 62**, 034017 (2000).

[55] S. L. Adler and W. Bardeen, Phys. Rev. **182**, 1517 (1969).

[56] D. J. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).

[57] J. R. Ellis et R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D 9**, 1444 (1974), Erratum-ibidum **D 10**, 1669 (1974).

[58] F. E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press, (1979).

[59] R. L. Jaffe et A. Manohar, Nucl. Phys. **B 337**, 509 (1990).

[60] C. V. Christov *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **37**, 91 (1996).

[61] K. Suzuki et W. Weise, Nucl. Phys. **A 634**, 141 (1998).

[62] A. V. Kolesnichenko, Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 968 (1984).

[63] V. M. Belyaev et B. Y. Block, Z. Phys. **C 30**, 279 (1986).

[64] I. Balitsky et X. D. Ji, Phys. Lett. **79**, 1225 1997.

[65] N. F. Nasrallah, Phys. Rev. **D 61**, 056002 (2000).

[66] S. L. Adler Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).

[67] E. L. Berger, Semi-inclusive inelastic electron scattering from nuclei. In Proc. of NPAS Workshop on Electronuclear Physics with Internal Targets, Stanford, CA, **ANL-HEP-CP-87-45**, (1987).

[68] J. M. Niczyporuk et E. E. Bruins, Phys. Rev. **D 58**, 091501 (1998).

[69] B. R. Webber, J. Mod. Phys. **A15S1**, 577 (2001).

[70] R. D. Field et R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B 136**, 1 (1978).

[71] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelmann et T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).

[72] B. Andersson, G. Gustafson et T. Sjöstrand, Phys. Scripta **32**, 574 (1985).

[73] A. A. Sokolov and I. M. Ternov, Sov. Phys. **Dokaldy 8**, 1203 (1964).

[74] M. Duren The HERMES Experiment : From the Design to the First Results, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (1995), HERMES internal note 95-02.

[75] D. P. Barber *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 329**, 79 (1993).

[76] D. P. Barber *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 338**, 166 (1994).

[77] D. P. Barber *et al.*, TPhys. Lett. **B 343**, 436 (1995).

[78] U. Fano, J. Op. Soc. Am. **39**, 859 (1949).

[79] A. Airapetian *et al.*,, Proposal for a Longitudinal Electron Polarimeter at the HERA-East Section, HERMES report (1994).

[80] M. Beckmann, Extraction of Polarized Quark Distributions of the Nucleon from Deep Inelastic Scattering at the HERMES Experiment, PhD Thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, (2000).

[81] F. Stock *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A 343**, 334 (1994).

[82] L. H. Kramer *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A 365**, 49 (1995).

[83] C. Baumgarten *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A 482**, 606 (2002).

[84] C. Baumgarten *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A 496**, 263 (2003).

[85] N. Koch. A Study on the Production of Intense Cold Atomic Beams for Polarized Hydrogen and Deuterium Target, PhD Thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (1999).

[86] A. Nass, PhD Thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (2002).

[87] W. Gerlach and O. Stern, Z. Physik **8**, 110 (1921).

[88] M. Henoch, Absolute Calibration of a polarized Deuterium Gas Target, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, PhD Thesis, (2002).

[89] H. Kolster, The HERMES Gaseous Internal Polarized Proton Target and its use in the HERA Positron Storage Ring, Ludwigs-Maximilian-Universität, PhD Thesis, (1998).

[90] A. Airapetian *et al.*,, Nucl. Instr. Meth. **A 417**, 20 (1998).

[91] G. Charpak *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **97**, 377 (1970).

[92] A. Airapetian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 465**, 482 (2001).

[93] A. Airapetian *et al.*, Technical Design Report, (1993).

[94] X. Artru, G. B. Yodh and G. Mennessier, Phys. Rev. **D 12**, 1289 (1975).

[95] K. Ackerstaff *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 417**, 230 (1998).

[96] C. W. Fabjan, Addison-Wesley, (1987).

[97] H. Avakian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 417**, 69 (1998).

[98] N. Akopov *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 479**, 511 (2001).

[99] T. Ypsilantis and J. Seguinot, Nucl. Instr. Meth. **A 343**, 30 (1994).

[100] I. Adachi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 355**, 390 (1995).

[101] E. Aschenauer *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 440**, 338 (2000).

[102] D. de Scheper, R. Kaiser, and E. Cisbani. HERMES Internal Note 98-008 (1998).

[103] E. Cisbani, La coppia di rivelatori RICH per lo studio di processi semi-inclusivi ad HERMES, PhD Thesis, Universita di Roma La Sapienza (1998).

[104] R. Kaiser, Likelihood Analysis for the RICH IRT Method, HERMES Internal Note 00-026 (2000).

[105] A. T. Maas, Particle identification with RICH detectors : algorithms and their optimizations, PhD Thesis, GSI Darmstadt, DESY Zeuthen, Germany (2000).

[106] T. Benisch *et al.*, The Luminosity Monitor of the HERMES Experiment at DESY, Nucl. Instr. Meth. **A 471**, 314 (2001).

[107] H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. (London) **A 154**, 195 (1935).

[108] V. B. Berestetskii *et al.*, Quantum Electrodynamics, Pergamon Press, Oxford, 369 (1982).

[109] F. A. Berends, in : A. Ali, P. Söding (Eds.), High Energy Electron-Positron Physics. World Scientific Publishing, Singapore, 27 (1988).

[110] C. Moller, Ann. Phys. **14**, 531 (1932).

[111] U. Elschenbroich, Bhabha-Streuung and Luminositätsmessung in HERMES-Experiment, Diplomarbeit, Heinrich Heine Universität, Düsseldorf, (2001).

[112] K. Negodaeva, The PID Efficiency of the HERMES RICH and the IRT Method, HERMES Internal Note 00-028 (2000).

[113] Y. Gaerber. Messung der Proton-Spinstrukturfunktion g1 bis zu kleinstmóglichen Bjorken-x mit dem HERMES Experiment. PhD thesis, Humboldt-Univ. Berlin, Germany, (2001).

[114] J. Wendland, HERMES Internal Note 01-067, (2001).

[115] F. Menden, Measurement of the Valence Quark Spin Distributions of the Nucleon Using Deep Inelastic Scattering at HERMES, Diplomarbeit, Univerität Hamburg, (1997).

[116] Y. Miyashi, H. Nihoni, J. Shirono, HERMES Internal Note, (2003).

[117] B. Hommez, H. Jackson, R. Kaiser, Y. Miyash, HERMES Internal Note, (2003).

[118] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, Comp. Phys. Commun. **101**, 108 (1997).

[119] R. Brun, R. Hagrlberg, M. Hansroul, et J. Lassale, CERN-DD-78-2-REV, (1978).

[120] T. Sjöstrand. High energy physics event generator with PYTHIA 6.1, (2000).

[121] A. Miller Applying Radiative Corrections to Ratios of Cross Sections for Deeply Inelastic Scattering, HERMES Internal Note.

[122] A. Hillenbrand, B. Maiheu, E. C. Aschenauer, Extraction of pion and kaon multiplicities from HERMES 2000 data, HERMES Internal Report.

[123] B. Hommez, A Study of Fragmentation Processes in the HERMES experiment using a Ring Imaging Cerenkov Detector, Ph. D. thesis, University of Gent, (2003).

[124] S. Kretzer, H.L. Lai, F. Olness, W.K. Tung, Phys. Rev. **D 69**, 114005 (2004).

[125] W. H. Press, S. A. Teukolsky W. T. Vetterling, B. P. Flannery : Numerical Recipes in C, The Art Of Scientific Computing, Combridge University Press, Second Edition.

[126] S. Kretzer, Phys Rev. **D 62**, 054001 (2000).

[127] B. Kniehl, G. Kramer, et B. Pötter, Nucl. Phys. **B 582**, 514 (2000).

[128] A. Miller Applying Radiative Corrections to Polarization Asymmetries for Deeply Inelastic Scattering, HERMES Internal Note.

[129] T. Sjöstrand. Comp. Phys. Commun., **82**, 74 (1994).

[130] K. Abe *et al.*, **E143**, Phys. Lett **B 452**, 194 (1999).

[131] P. L. Anthony *et al.*, **E155**, Phys. Lett. **B 458**, 529 (1999).

[132] P. L. Anthony *et al.*, **E142**, Phys. Lett. **D 54**, 6620 (1996).

[133] M. Arneodo *et al.*, **NMC**, Phys. Lett. **B 364**, 107 (1995).

[134] H. E. Jackson, HERMES Internal Report 00-039.

[135] A. Airapetian, *et al.*, Phys. Rev. **D 71**, 012003 (2005).

[136] M. Clück, E. Reya, M. Stratmann et W. Vogelsang, Phys. Rev. **D 63**, 094005 (2001).

[137] B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. **B 420**, 180 (1998).

[138] E. Leader, A. V. Sidorov et D. B. Stamenov, Eur. Phys. J. **C 23**, 479 (2002).

[139] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling et R. S. Thorne. Eur. Phys. J. **C 14**, 133 (2000).

[140] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C 15**, 695 (2000).

[141] E. Leader et D. B. Stamenov. Phys. Rev. **D 67**, 037503 (2003).

[142] E. Leader et D. B. Stamenov. Phys. Lett. **B 488**, 283 (2000).

[143] S. J. Brodsky, M. Burkardt et I. Schmidt. Nucl. Phys. **B 441**, 197 (1995).

[144] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Eur. Phys. J. **C 5**, 461 (1998).

[145] A. Airapetian *et al.*, **HERMES**, Phys. Rev. Lett. **84**, 2584 (2000).

[146] G. Baum *et al.*, **COMPASS**, CERN-SPSLC-96-14.

[147] M. Lamanna, **COMPASS**, Nucl. Phys. **A 711**, 50 (2002).

[148] S. Hedicke, **COMPASS**, Prog. Part. Nucl. Phys. **50**, 499 (2003).

[149] N. Saito, Nucl. Phys. **A 698**, 275 (2001).

[150] F. M. Dittes, D. Muller, D. Robaschik, B. Geyer and J. Horejsi, Phys. Lett. **B 209**, 325 (1988).

[151] X. D. Ji, Phys. Rev. **D 55**, 7114 (1997).

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

Résumé de thèse :

Ce travail de thèse a pour objectif de mesurer la contribution du quark étrange au spin du nucléon. Les données analysées sont obtenues en utilisant l'expérience HERMES située au laboratoire DESY, en Allemagne. HERMES utilise et un faisceau d'électrons polarisés, dont l'énergie est de 27.6 GeV, et une cible interne de deutérium polarisée. La mesure de la différence de symétries des kaons chargés, produits lors de la diffusion profondément inélastique, permet l'extraction de l'hélicité du quark étrange. Les résultats de l'analyse des données acquises durant l'an 2000 sont présentés. Ils montrent que la contribution du quark étrange au spin du nucléon est compatible avec zéro. La discussion de ces résultats et de leurs implications sont alors présentées.

Mots-Clefs :

Spin du nucléon, quarks étrange, différence de symétries, fonction de fragmentation, diffusion profondément inélastique.