



HAL
open science

La structure en spin du nucléon

N. de Botton, J. Martino

► **To cite this version:**

N. de Botton, J. Martino. La structure en spin du nucléon. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou..aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992 : 11ème session, 1992. cel-00648079

HAL Id: cel-00648079

<https://cel.hal.science/cel-00648079v1>

Submitted on 5 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

La Structure en Spin du Nucléon

Nico de Botton et Jacques Martino
DAPNIA / SPhN CEN Saclay

1 Introduction

Le but de l'expérience SMC, et plus généralement celui des expériences de diffusion profondément inélastique de leptons polarisés, est de déterminer la manière dont le moment angulaire intrinsèque, le spin, du nucléon se répartit entre les différents constituants du nucléon : quarks et gluons.

Ces expériences s'inscrivent dans la lignée des expériences qui, à partir de 1968, au SLAC ont permis aux prix Nobel de la cuvée 1990 Friedman, Kendall et Taylor [1], de mettre en évidence au sein du nucléon les partons, grains de matière chargés. Ceux-ci devaient être par la suite assimilés aux quarks, ces objets mathématiques à l'aide desquels Gell-Mann et Zweig [2] avaient réussi une classification des particules en interaction forte, les baryons.

Les expériences de diffusion profondément inélastiques de leptons chargés ou neutres se poursuivent depuis lors, fournissant des données de plus en plus précises sur les fonctions de distribution des différents types de quarks et des gluons au sein du nucléon. De plus, elles permettent d'accéder au paramètre essentiel de la théorie des interactions fortes (QCD), la constante de couplage α_s .

Il était naturel de compléter ce type d'études par l'introduction du degré de liberté du spin. Des difficultés expérimentales importantes devaient être surmontées pour réaliser de telles expériences. La mise au point d'un faisceau d'électrons polarisés et d'une cible de protons polarisés permettait à V.W Hughes et à son équipe, dans une série d'expériences menées au SLAC de 1976 à 1980 [3], d'obtenir les premières informations sur la distribution du spin au sein du proton, qui semblaient conformes aux prédictions de modèles théoriques simples.

Cette ligne de recherche était poursuivie par la suite auprès du faisceau de muons du CERN en 1986. Les résultats de cette nouvelle expérience [4] qui fournissait des données complémentaires à celles du SLAC semblaient indiquer que seule une fraction négligeable du spin du proton était portée par l'ensemble des quarks. Ce résultat surprenant devait déclencher un effort théorique intense : plusieurs dizaines de papiers tendant à explorer les différentes issues à cette difficulté. Cette activité ayant été provoquée par une seule mesure, il semblait indispensable de confirmer en la précisant cette mesure sur le proton et de l'étendre au neutron.

2 La diffusion profondément inélastique

Il est naturel d'entreprendre l'étude de la structure des hadrons (particules en interaction forte), à l'aide de la sonde électromagnétique qui présente des avantages décisifs. Les leptons n'ont pas de structure, ce sont des particules ponctuelles qui ne risquent pas de se fragmenter. L'interaction électromagnétique avec le hadron procède par l'échange d'un photon qui est la particule la mieux décrite par la théorie. L'électrodynamique quantique (QED) est en effet le paradigme de toutes les théories. Enfin il a été établi expérimentalement que l'échange de 1 photon domine. Il en résulte un avantage important pour la description théorique qui peut factoriser le vertex QED. Il est important de noter que les caractéristiques du photon échangé (masse et polarisation) dépendent seulement des impulsions et des hélicités des leptons et non de leur nature.

Dans la diffusion inclusive de leptons, on détecte seulement le lepton diffusé à un angle θ , avec une énergie E' . Connaissant l'énergie E du lepton incident, le photon est caractérisé par les deux invariants Q^2 et ν :

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \nu = E - E' \quad (1)$$

(la masse du lepton étant négligée devant les énergies en jeu). La polarisation du photon virtuel possède une composante longitudinale en plus de la composante transverse des photons réels. La longueur d'onde du photon $\frac{1}{|\vec{q}|}$, où \vec{q} est l'impulsion du photon, définit la résolution spatiale, et l'inverse de l'énergie du photon $\frac{1}{\nu}$ la résolution temporelle avec lesquelles on explore la structure du hadron. Par exemple dans la diffusion élastique d'électrons à haut transfert d'impulsion sur le noyau, on obtient une image fine mais moyennée de la distribution de charge. Dans la diffusion profondément inélastique, on sélectionne les événements à haut transfert d'impulsion et grande énergie d'excitation afin d'obtenir une image fine et instantanée du nucléon. En réalisant de cette manière une expérience du type de celle de Rutherford, à une autre échelle, on a pu mettre en évidence la présence de constituants ponctuels, les partons, au sein du nucléon [1]. Les propriétés de ces partons les faisaient assimiler aux quarks qui avaient constitué une hypothèse particulièrement fructueuse pour la classification des hadrons.

Les propriétés de la diffusion profondément inélastique sont plus facilement mises en évidence à l'aide de la fonction d'onde du nucléon décrite dans un système dans lequel celui-ci a une impulsion P très élevée (repère de moment infini [5]). Les partons ont alors des impulsions $p_i = x_i P$, avec $0 \leq x_i \leq 1$ et $\sum x_i = 1$. Le nucléon peut être considéré comme une boîte contenant des partons libres, n'interagissant pas entre eux. En effet lorsque P devient très grand, la dilatation du temps entraîne que le taux d'interaction entre partons devient très petit, et négligeable devant la durée de l'interaction électromagnétique. La conservation de l'impulsion impose que l'absorption du photon (Q^2, ν) ait lieu sur un parton qui porte la fraction $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ de l'impulsion du nucléon. En sélectionnant la cinématique, on échantillonne donc des partons portant une fraction x connue de l'impulsion du nucléon.

3 Les fonctions de structure

La diffusion profondément inélastique [6] de leptons chargés procède essentiellement par l'échange d'un seul photon. La factorisation de la section efficace en un tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ multiplié par un tenseur hadronique $H^{\mu\nu}$ en résulte. L'expression du tenseur leptonique est complètement définie par QED et la nature élémentaire des électrons ou des muons :

$$L_{\mu\nu} = 2(k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - k' \cdot k g_{\mu\nu}) \quad (2)$$

où k_μ et k'_μ sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion du lepton incident et diffusé, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique et où l'on a moyenné sur les spins et négligé la masse du lepton.

Les nucléons n'étant pas des particules élémentaires, seule la forme la plus générale du tenseur hadronique est dictée par QED et par les principes d'invariance habituels. Notre ignorance est paramétrisée par W_1 et W_2 , fonctions réelles de Q^2 et ν , dont le comportement dépend de la structure interne des hadrons :

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right] + \frac{W_2}{M^2} \left[p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right] \left[p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right] \quad (3)$$

où p_μ et q_μ sont respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion du hadron cible et du photon virtuel échangé et où M est la masse du hadron cible. Les fonctions W_1 et W_2 sont appelées fonctions de structure. Finalement l'expression de la section efficace de diffusion inclusive (où seul le lepton diffusé est détecté) en fonction des variables du laboratoire vaut :

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (4)$$

La diffusion profondément inélastique a pour objet la mesure des fonctions de structure, dans le régime cinématique dit "de la limite de Bjorken", c'est-à-dire lorsque Q^2 et ν tendent vers l'infini tout en maintenant x constant. A cette limite, la diffusion a lieu sur les quarks du nucléon et les fonctions de structure s'expriment à partir des populations $q_i(x)$ des différentes saveurs i de quarks, pondérées par le carré de leurs charges électriques respectives :

$$\begin{aligned} MW_1(Q^2, \nu) &= F_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 q_i(x) \\ \nu W_2(Q^2, \nu) &= F_2(x) = x \sum e_i^2 q_i(x) \end{aligned} \quad (5)$$

Dans cette notation $q_i(x)$ est la somme des populations de quarks et d'antiquarks de saveur i . Le couplage électromagnétique impose que, au premier ordre, seules les populations des partons chargés, les quarks, interviennent dans les fonctions de structures. A la limite de Bjorken, les fonctions de structure ne dépendent plus que de la seule variable x . Cette propriété appelé "scaling" [7] ou invariance d'échelle est la manifestation de la présence dans le nucléon de centres diffuseurs ponctuels. La relation de Callan-Gross $F_2(x) = 2xF_1(x)$ résulte de la valeur $\frac{1}{2}$ du spin des quarks.

Grace aux mesures combinées de diffusion profondément inélastique de leptons chargés et de neutrinos [6], sur le proton et le neutron, nous disposons aujourd'hui d'un ensemble de fonctions de distributions $q_i(x)$ qui nous donnent le comportement des partons dans le nucléon et nous permettent de tester le cadre théorique de la Chromodynamique Quantique. Ces résultats font l'objet du cours donné cette année par Gérard Smadja.

4 La diffusion profondément inélastique polarisée

Pour étudier les propriétés liées au moment angulaire intrinsèque du nucléon, le spin, il faut disposer à la fois de leptons et de nucléons polarisés. L'un ou l'autre ne donnent des informations que sur les propriétés générales d'invariance de l'interaction électromagnétique. Si on polarise les électrons ou muons incidents et que l'on utilise une cible de nucléons non polarisée, on peut mettre en évidence les effets de violation de la parité. Si on polarise la cible perpendiculairement au plan de diffusion et que les électrons ou muons ne sont pas polarisés, on met en évidence des effets éventuels de violation du renversement du temps. La nécessité d'avoir à la fois des leptons et des nucléons polarisés pour atteindre les observables de spin est liée à la valeur $\frac{1}{2}$ du spin des leptons et des nucléons.

L'utilisation de leptons polarisés longitudinalement permet de transférer une polarisation circulaire au photon virtuel (ce point est détaillé dans le cours donné par Hélène Fonvieille). La conservation de l'hélicité et du moment angulaire total dans la direction de l'impulsion, impose que l'hélicité du quark absorbant le photon soit antiparallèle à celle du photon. Par ce même argument, on démontre que les photons virtuels longitudinaux (dont la composante de spin dans la direction de l'impulsion est nulle) n'interagissent pas avec les quarks. Donc, en sélectionnant la cinématique et en choisissant la polarisation du photon virtuel, on échantillonne les quarks de fraction x et d'hélicité antiparallèle à celle du photon [8].

Lorsqu'on ne somme pas sur les polarisations, les tenseurs leptonique et hadronique définis au paragraphe précédent contiennent chacun un terme antisymétrique supplémentaire. De nouveau la partie leptonique est dictée par QED, alors que la nouvelle contribution hadronique introduit de nouvelles fonctions de structure (dont le nombre dépend du spin de la cible). Dans le cas du nucléon, de spin $\frac{1}{2}$, il y a 2 nouvelles fonctions de structure $G_1(Q^2, \nu)$ et $G_2(Q^2, \nu)$. L'expression des tenseurs antisymétriques est :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^a &= -h \left[i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k'^\rho k^\sigma \right] \\ W_{\mu\nu}^a &= i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \left[s^\sigma \left(M G_1 + \frac{p \cdot q}{M} G_2 \right) - \frac{s \cdot q}{M} p^\sigma G_2 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

où $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur totalement antisymétrique, s_μ le quadrivecteur spin du nucléon et h l'hélicité du lepton incident. L'asymétrie dans la diffusion de leptons polarisés longitudinalement sur des nucléons polarisés longitudinalement vaut :

$$\begin{aligned} A(Q^2, \nu) &= \frac{d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ -\nu \end{smallmatrix}\right) - d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ a- \end{smallmatrix}\right)}{d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ -\nu \end{smallmatrix}\right) + d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ a- \end{smallmatrix}\right)} = D [A_1(Q^2, \nu) + \eta A_2(Q^2, \nu)] \\ A_1(Q^2, \nu) &= \frac{M\nu G_1 + q^2 G_2}{W_1} \\ A_2(Q^2, \nu) &= \sqrt{-q^2} \frac{M G_1 + \nu G_2}{W_1} \\ D &= \frac{1 - \frac{E'}{E}}{1 + \epsilon R} \\ \eta &= \frac{\epsilon \sqrt{-q^2}}{E - E' \epsilon} \end{aligned}$$

$$R = \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) \frac{W_2}{W_1} - 1$$

$$\frac{1}{\epsilon} = 1 + 2 \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \quad (7)$$

où W_1 et W_2 sont les fonctions de structure non polarisées introduites au paragraphe précédent.

De nouveau si l'on se place à la limite de Bjorken où la diffusion a lieu sur les quarks, les fonctions de structure G_1 et G_2 , comme W_1 et W_2 , vont tendre vers des fonctions de la seule variable x :

$$M^2 \nu G_1(Q^2, \nu) = g_1(x)$$

$$M \nu^2 G_2(Q^2, \nu) = g_2(x) \quad (8)$$

Dans le régime cinématique de la diffusion profondément inélastique sur des nucléons polarisés longitudinalement, où l'on peut considérer que s_μ tend vers $\frac{p_\mu}{M}$, la contribution de G_2 aux sections efficaces s'annule et il ne reste qu'une seule fonction de structure G_1 , ce qui simplifie l'expression de A_1 et A_2 . De plus, à la limite de Bjorken (Q^2 et ν tendant vers l'infini avec $Q^2/2M\nu$ fini), il est clair que η tend vers 0. Comme on peut aussi montrer que $|A_2| \leq \sqrt{R}$ tend aussi vers 0 à la limite de Bjorken, l'expression finale de l'asymétrie est :

$$A(Q^2, \nu) = D A_1 \rightarrow D \frac{g_1(x)}{F_1(x)} \quad (9)$$

L'absorption de photons longitudinaux par des partons chargés de spin $\frac{1}{2}$ étant impossible, on se cantonne à la description de l'absorption de photons transverses polarisés circulairement par des nucléons polarisés longitudinalement. Pour le système (photon transverse - nucléon) il n'y a que deux configurations relatives de spin, parallèle ou antiparallèle, auxquelles correspondent les deux sections efficaces $\sigma^{1/2}$ et $\sigma^{3/2}$. Comme le quark absorbant le photon doit avoir une hélicité antiparallèle à celle du photon, $\sigma^{1/2}$ mesure la population de quarks d'hélicité alignée avec celle du nucléon et $\sigma^{3/2}$ mesure la population de quarks d'hélicité anti-alignée avec celle du nucléon. On a donc :

$$\sigma^{1/2} \propto \gamma^\dagger N^\dagger \propto \sum e_i^2 q_i^\dagger(x)$$

$$\sigma^{3/2} \propto \gamma^\dagger N^\dagger \propto \sum e_i^2 q_i^\dagger(x) \quad (10)$$

$\sigma^{1/2}$ et $\sigma^{3/2}$ se calculent comme $\frac{d\sigma}{dE' d\Omega'}$ à partir du tenseur $W_{\mu\nu}$ et, en fonction de $g_1(x)$ et $F_1(x)$, on obtient :

$$\frac{\sigma^{1/2} - \sigma^{3/2}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = A_1(Q^2, \nu) = A_1(x) = \frac{g_1(x)}{F_1(x)} = \frac{\frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^\dagger(x) - q_i^\dagger(x)]}{\frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^\dagger(x) + q_i^\dagger(x)]} \quad (11)$$

Cette expression montre que A_1 est l'asymétrie d'absorption de photons virtuels polarisés circulairement par des nucléons de polarisation longitudinale (on en déduit

que $|A_1| \leq 1$). C'est donc A_1 qui a une interprétation simple dans le modèle des partons et c'est pourquoi dans l'expression de A (eqs. (7)) on factorise le terme D . Ce terme D , dit facteur de dépolariation, et qui varie entre 0 et 1, résulte du fait que ce sont les leptons et les nucléons dont les polarisations sont parallèles ou antiparallèles et non celles des photons virtuels et des nucléons.

A la limite de Bjorken la fonction de structure $g_1(x)$ s'exprime donc en fonction des différences $\Delta q_i(x)$ des populations de quarks de saveur i et dont l'hélicité est parallèle ou antiparallèle à celle du nucléon parent :

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 \Delta q_i(x)$$

$$\Delta q(x) = q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x) \quad (12)$$

Le but de la diffusion profondément inélastique polarisée est la mesure des fonctions de structure $g_1(x)$ et $g_2(x)$. La mesure de $g_1(x)$ met en jeu des nucléons polarisés longitudinalement, alors que celle de $g_2(x)$ nécessite des nucléons polarisés perpendiculairement aux leptons. Dans la suite de ce cours, seul le cas des nucléons polarisés longitudinalement, donc seule la mesure de $g_1(x)$ est considérée.

5 La structure en spin du nucléon

Dans le modèle le plus simple, les hadrons sont constitués de quarks qui se distinguent par leur saveur u, d, s, \dots , et qui portent une charge d'interaction forte, la couleur. La fonction d'onde du hadron constitué par ces fermions, doit être selon le principe de Pauli complètement antisymétrique dans l'échange de deux quarks. Il est établi que tous les hadrons sont dans un état singlet (donc antisymétrique) de couleur, il en résulte que la fonction d'onde d'espace, de spin et de saveur doit être complètement symétrique. Pour construire la fonction d'onde d'un proton constitué de 3 quarks uud dans une onde s , et dont la projection de spin est $\frac{1}{2}$, on peut partir d'un système ud $S=S_z=0$ qui est antisymétrique de spin. Si on antisymétrise dans l'échange de la saveur, on obtient une fonction d'onde complètement symétrique. Il suffit alors de symétriser par rapport au second quark u d'hélicité $\frac{1}{2}$. On en déduit les populations des différents quarks. La fonction d'onde du neutron se déduit par la symétrie d'isospin c'est-à-dire par le changement des quarks u en quarks d et inversement. Dans ce modèle simple on a les valeurs suivantes des populations moyennes de quarks (intégrées sur x) :

$$\begin{array}{llll} u^\uparrow = \frac{5}{3} & u^\downarrow = \frac{1}{3} & u = 2 & \Delta u = \frac{4}{3} \\ d^\uparrow = \frac{1}{3} & d^\downarrow = \frac{2}{3} & d = 1 & \Delta d = -\frac{1}{3} \\ s^\uparrow = 0 & s^\downarrow = 0 & s = 0 & \Delta s = 0 \end{array}$$

avec $q = \int q(x) dx = (u, d, s, \dots)$

$$\Delta q = \int \Delta q(x) dx = (\Delta u, \Delta d, \Delta s, \dots) \quad (13)$$

Le spin du nucléon doit être la somme des spins et des moments angulaires de ses constituants internes. Dans le cas général on a donc :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum \Delta q_i + \Delta G + \langle L_z \rangle \quad (14)$$

où Δq_i est l'excès moyen de quarks de saveur i d'hélicité parallèle à celle du nucléon par rapport à ceux d'hélicité antiparallèle, ΔG le terme analogue pour les gluons et $\langle L_z \rangle$ la valeur moyenne de la somme des moments angulaires orbitaux de tous les partons. Dans le modèle simple décrit précédemment, il n'y a ni gluons ni mouvement orbital, et tout le spin est porté par les quarks u et d : $\Delta u + \Delta d = 1$.

Les expériences de diffusion profondément inélastique polarisée mesurent $g_1(x)$, donc une combinaison linéaire (eqs. (12)) des quantités $\Delta q_i(x)$ pour le proton ou le neutron. Après intégration sur x , on obtient les quantités Γ_p ou Γ_n :

$$\begin{aligned} \Gamma_p &= \int g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right] \\ \Gamma_n &= \int g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta s \right] \end{aligned} \quad (15)$$

où les quantités Δq se rapportent au proton et où l'on a considéré que proton et neutron forment un doublet d'isospin.

Les désintégrations faibles semi-leptoniques des baryons de l'octet $\frac{1}{2}^+$ mesurent des éléments de matrice de transition dépendant du spin entre des états qui peuvent être reliés au proton ou au neutron par des hypothèses de symétrie plus ou moins fortes : SU_2 isospin, SU_3 saveur. Ces désintégrations faibles fournissent 2 autres combinaisons linéaires indépendantes.

La désintégration β du neutron fournit la première : on se sert de la symétrie d'isospin pour exploiter la valeur du rapport des facteurs de forme faibles axial et vectoriel $\frac{g_A}{g_V}$. Cette quantité est le rapport des amplitudes de renversement de spin (Gamow-Teller) et de non renversement du spin (Fermi). On obtient alors :

$$\Delta u - \Delta d = \frac{g_A}{g_V} \quad (16)$$

Pour les désintégrations semi-leptoniques des hypérons on utilise la symétrie SU_3 de saveur. Deux paramètres suffisent à décrire tous les rapports $\frac{g_A}{g_V}$ de l'octet des baryons $\frac{1}{2}^+$, traditionnellement notés F et D . On obtient alors une nouvelle combinaison linéaire :

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D \quad (17)$$

L'ensemble des équations (15), (16) et (17) forment un système à 3 inconnues qu'il est possible de résoudre en Δu , Δd et Δs (la diffusion profondément inélastique sur le nucléon fournissant l'équation qui manquait aux désintégrations faibles). Ce système d'équations, répétons-le, suppose la validité des hypothèses de symétrie SU_2 et SU_3 . Les mesures existantes de diffusions profondément inélastiques polarisées sur le proton [1, 3] ainsi que celles des désintégrations semi-leptoniques [9] conduisent à :

$$\begin{aligned} \Delta u &= +0.78 \pm 0.08 \\ \Delta d &= -0.47 \pm 0.08 \\ \Delta s &= -0.19 \pm 0.08 \\ \Sigma &= \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.12 \pm 0.24 \end{aligned} \quad (18)$$

Σ représente l'excès moyen de quarks d'hélicité alignée (par rapport aux quarks d'hélicité anti-alignée) avec l'hélicité du proton parent. Il s'agit donc du nombre qui, multiplié par $\frac{1}{2}$ (spin des quarks), donne la contribution moyenne des quarks au spin du proton. La faible valeur de Σ semble indiquer que la direction du spin du proton n'est pas due aux quarks. Ces derniers ne fixent que la valeur demi-entière du spin du nucléon mais pas sa direction : ce résultat inattendu est connu sous le nom de "crise du spin".

C'est ce résultat qui a stimulé une intense activité théorique, dont le détail sortirait du cadre de ce cours. L'étude précise du tenseur hadronique antisymétrique a révélé l'importance de l'anomalie triangulaire pour le courant axial singlet de saveur [10] : même lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$, cette anomalie induit une contribution finie proportionnelle à la polarisation ΔG des gluons dans le nucléon, qui modifie l'interprétation de $g_1(x)$ selon :

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 \Delta q'_i(x)$$

$$\Delta q'_i(x) = \Delta q_i(x) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(x) \quad (19)$$

Cet effet de l'anomalie s'annule pour les désintégrations faibles et ne modifie que la combinaison linéaire obtenue par la diffusion profondément inélastique, où Δq doit être remplacé par $\Delta q'$. Le prix à payer est que maintenant le système de 3 équations (15), (16) et (17) comporte 4 inconnues : Δu , Δd , Δs et ΔG . La mesure ou une estimation théorique de ΔG est donc nécessaire pour extraire le contenu en spin du nucléon, mais la porte reste ainsi ouverte pour l'explication de la "crise du spin" : toute mesure de ΔG est d'une importance capitale pour la compréhension de la structure en spin du nucléon.

6 La règle de somme de Bjorken

Il n'existe pas de prédictions théoriques pour ni pour ΔG ni pour Σ , qui nous permettent de tester les résultats expérimentaux. Par contre la différence $\Gamma_p - \Gamma_n$ (voir eqs. (15) et (16)) ne s'exprime qu'en fonction du rapport $\frac{g_A}{g_V}$:

$$\Gamma_p - \Gamma_n = \int [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} [\Delta u - \Delta d] = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \quad (20)$$

Cette prédiction, dite "règle de somme de Bjorken", a été établie dès 1966 par Bjorken [11] en utilisant l'algèbre des courants du modèle des quarks naïfs. Aujourd'hui, elle est également une conséquence rigoureuse de QCD [12], qui la précise au premier ordre en α_s selon :

$$\Gamma_p - \Gamma_n = \int [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right] \quad (21)$$

Les contributions des ΔG provenant de l'anomalie axiale s'annulent et la vérification de la règle de somme de Bjorken est donc un test crucial du cadre théorique présent. Sa violation pourrait remettre en cause notre compréhension actuelle basée sur QCD et rendrait caduque toute la discussion antérieure qui a conduit à Σ et à la "crise du spin".

La vérification expérimentale de la règle de somme de Bjorken demande la mesure de Γ_p et de Γ_n , donc les mesures à la fois du proton et du neutron. Cette vérification est l'une des motivations essentielles de la nouvelle génération de mesures en cours aujourd'hui.

7 Le détecteur et le polarimètre de l'expérience SMC

Ce paragraphe et le suivant décrivent très brièvement quelques points importants du dispositif expérimental de l'expérience SMC. Il serait hors sujet de rentrer ici dans une discussion détaillée de l'appareillage : ce serait le sujet d'un cours en soi. De même, la prise de données étant actuellement en cours, il est bien trop tôt pour donner quelque résultat que ce soit. Signalons seulement que depuis le début de l'expérience nous avons acquis 30% de la statistique voulue sur le neutron, qu'en 1993 nous espérons acquérir toute la statistique du proton, et si tout va bien, augmenter celle du neutron. En 1994 nous devrions terminer les prises de données sur le neutron.

L'expérience SMC (Spin Muon Collaboration) se déroule au CERN et utilise le faisceau secondaire de muons (positifs) du SPS, à des énergies de 100 et 200 GeV. Ces muons sont naturellement polarisés par la désintégration en vol de pions (et de kaons). L'intensité utilisée est de 4×10^7 muons par impulsions de 2 secondes toutes les 14 secondes. Environ 80% de ce faisceau traverse la cible de nucléons polarisés. L'impulsion des muons incidents est mesurée, muon à muon, par la déviation magnétique de l'un des derniers aimants de la ligne de faisceau en amont de la cible. L'impulsion des muons diffusés dans la cible est mesurée par un spectromètre magnétique. Un ensemble de détecteurs (scintillateurs, chambres à fils) permet de déterminer les paramètres géométriques et temporels des trajectoires. Le muon diffusé est identifié comme étant la seule particule pouvant traverser un absorbeur de fer de 2m d'épaisseur. Une description plus détaillée de ce dispositif peut être trouvée dans [13].

Une des incertitudes les plus importantes des mesures antérieures est la connaissance de la polarisation des muons incidents (environ -80%). C'est pourquoi le dispositif expérimental de SMC comprend aussi un polarimètre à muons situé en aval du détecteur de diffusion profondément inélastique. Le but de ce polarimètre est la mesure de la polarisation du faisceau avec une précision statistique meilleure que 5% en moins de 10 heures, et avec une incertitude systématique inférieure ou de l'ordre de 3%. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer la polarisation du faisceau. La première est basée sur la forme de la distribution en énergie des positrons de désintégration des μ^+ , forme qui est fonction de la polarisation du muon qui se désintègre. La seconde méthode est la mesure de l'asymétrie dans la diffusion des muons sur des électrons polarisés parallèlement puis antiparallèlement au faisceau, asymétrie proportionnelle à la polarisation longitudinale du faisceau.

8 La cible polarisée de l'expérience SMC

La cible de nucléons polarisés [13, 14] est certainement le dispositif le plus délicat de l'expérience. Elle doit être à la fois suffisamment épaisse pour que le nombre de diffusions soit celui qui est requis par la précision visée et contenir suffisamment de

protons ou de neutrons polarisés pour que les asymétries soient visibles. Compte tenu du flux de muons utilisé (voir paragraphe précédent), la cible est composée de 2 cellules de matériau polarisable ayant chacune 40 cm de long et 5 cm de diamètre. Le matériau polarisable utilisé est du butanol ou du butanol deutéré, dopé à faible concentration par un complexe de chrome qui intervient dans le processus de polarisation. Cette cible a été utilisée en 1991 et en 1992 avec du butanol deutéré et la polarisation obtenue pour les deutons est meilleure que 40%. Les 2 cellules sont polarisées en sens inverse, ce qui permet une mesure simultanée des deux directions de spin, permettant de réduire considérablement d'éventuels effets systématiques liés à l'intensité du faisceau et à l'acceptance du détecteur.

La cible est polarisée sur le principe de la polarisation nucléaire dynamique imaginé par A. Abragam [15]. Considérons un système comportant un mélange de spins nucléaires et de spins électroniques dans un champ magnétique élevé et à une température basse. A l'équilibre thermique, la polarisation des spins électroniques est bien supérieure à celle des spins nucléaires car les moments magnétiques correspondants sont dans le rapport inverse des masses. Les systèmes de spins nucléaires et électroniques ne sont pas complètement déconnectés, ils sont couplés par une interaction. Il lui correspond un diagramme de niveaux d'énergie où chaque état nucléaire possède deux sous-niveaux électroniques remplis selon la polarisation des électrons. On applique alors à l'échantillon un champ électromagnétique oscillant dont la fréquence est adaptée sur une transition provoquant le renversement des deux spins. La relaxation du spin électronique qui est très rapide ramène le spin électronique dans la direction initiale, tandis que la relaxation du spin nucléaire est trop lente pour modifier la direction du spin nucléaire. Le spin électronique est alors prêt à renverser un nouveau spin nucléaire. Le processus se poursuit théoriquement jusqu'à ce que la polarisation nucléaire soit égale à la polarisation électronique. Dans la réalité on n'atteint pas cette limite, mais on arrive à obtenir des polarisations nucléaires significatives (80% pour les protons du butanol et 40% pour les deutons du butanol deutéré). Dans le mode de fonctionnement en spin gelé, on profite du très long temps de relaxation des spins nucléaires à basse température. Lorsque la température est de l'ordre de 50 mK, un champ magnétique d'environ 2.5 T sans qualité d'homogénéité particulière est suffisant pour maintenir sur une semaine la polarisation nucléaire. De plus, si l'on fait tourner la direction de ce champ de maintien, la polarisation nucléaire suit la direction du champ magnétique, ce qui permet un renversement du sens des spins en un temps bien inférieur (30 min.) à celui que demande une dépolarisation et une repolarisation en sens opposé.

La connaissance de la polarisation de la cible est bien entendu un ingrédient majeur de l'expérience, car les asymétries mesurées lui sont proportionnelles. Un progrès significatif dans ce domaine a été accompli par SMC pour la mesure de la polarisation des deutons. La polarisation est mesurée par des bobines placées au sein du matériau polarisable et qui absorbent une puissance radio-fréquence (RF) extérieure : si un champ RF, appliqué à la cible, est en résonance avec les transitions $spin \uparrow \rightleftharpoons spin \downarrow$, il stimulera la transition. Si ce champ est appliqué sur un échantillon non polarisé, il y aura autant d'émission que d'absorption stimulées, et la valeur mesurée par les bobines sera la même que celle appliquée. Par contre s'il existe une polarisation positive elle absorbera une partie du signal RF, alors qu'une polarisation négative émettra un excès de signal RF. La diminution ou l'augmentation du signal RF

mesuré dans les bobines par rapport au signal appliqué est donc une mesure de la polarisation de la cible. Cette méthode n'est fiable que s'il est possible de la calibrer sur un état de polarisation connue. Ceci peut être théoriquement réalisé à l'aide de la très faible polarisation naturelle qui existe lorsque le système est à l'équilibre thermique (TE) dans de l'hélium-4 superfluide : à 1K et pour un champ magnétique de 2.5 T cette polarisation TE vaut environ 0.25% pour les protons et 0.05% les deutons. Pratiquement ce signal n'était jusqu'à présent utilisable que pour le proton. Pour les deutons de la cible de l'expérience SMC, le très faible signal TE a pu être extrait du bruit de fond et mesuré précisément : il fournit donc la calibration de la mesure de la polarisation. Pour la cible de butanol deutéré on a ainsi pu mesurer la polarisation avec une précision relative meilleure que 5% : les polarisations obtenues excèdent $\pm 40\%$ selon la demi-cible considérée. Cette valeur et sa précision représentent un progrès expérimental notoire compte-tenu de la taille de la cible SMC.

9 Conclusion

L'interprétation des résultats existants sur la fonction de structure en spin du proton ne repose que sur les mesures SLAC-EMC, et pour la partie à petit x seulement sur EMC. De nouvelles données sont donc attendues avec impatience, qui confirmeront ou infirmeront les conclusions inattendues qu'on en tire actuellement. En particulier la vérification du résultat EMC sur le proton, avec une précision accrue, et la mesure de la fonction de structure en spin du neutron, qui permettra de tester la règle de somme fondamentale de Bjorken, devraient apporter la clarification encore attendue.

Les premiers résultats de SMC sur le neutron devraient être analysés pour le printemps 1993, date à laquelle on devrait aussi connaître les premiers résultats de E142, mesure analogue réalisée au SLAC. Seul un bon accord de ces deux mesures de diffusion profondément inélastique polarisée sur le neutron, obtenues par des techniques et des appareillages différents (SMC : butanol deutéré et muons polarisés; SLAC : helium-3 et électrons polarisés) permettra de décider sur la surprise qu'est l'actuelle "crise du spin" : la contribution moyenne du spin des quarks au spin du nucléon étant très faible, la part des gluons et de des mouvements orbitaux ne doit plus être négligée dans la description du nucléon. Nous verrons alors si le spin n'est que "l'inutile complication" prédite par certains, ou s'il nous permet d'approfondir notre connaissance de la structure interne du nucléon.

Références

- [1] R. E. Taylor, H. W. Kendal et J.I. Friedman, *Rev. Mod. Phys.* **63** (1991) 573, 597, 615.
- [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
G. Zweig, *CERN Preprints TH 401* (1964) 412 (non publié).
- [3] J. Ashman, *et al.*, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 1167.
J. Ashman, *et al.*, *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.
- [4] J. Alguard, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1261.
G. Baum, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1135.
- [5] J. Kogut et L. Susskind, *Physics Reports* **8** (1973) 75.
- [6] On peut sur ce sujet consulter par exemple :
F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, édité par John Wiley & Sons (1984).
T. Sloan, G. Smadja et R. Voss, *Physics Reports* **162** (1988) 45.
- [7] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.
R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [8] V. W. Hughes et J. Kuti, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 611.
On peut aussi consulter par exemple :
F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Leptons*, édité par Academic Press (1979).
E. Leader et E. Predazzi, *Gauge Theories and the New Physics*, édité par Cambridge Univ. Press (1985).
- [9] M. Bourquin, *et al.*, *Z. Phys.* **C21** (1983) 27.
- [10] G. Altarelli et G. G. Ross, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 391.
R. D. Carlitz, J. C. Collins et A. H. Mueller, *Phys. Lett.* **214B** (1988) 229.
- [11] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **148** (1966) 1467.
J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1376
- [12] On trouvera une discussion détaillée de ce sujet dans :
A. V. Manohar, *An Introduction to Spin Dependent Deep Inelastic Scattering, Proceedings of the Seventh Lake Louise Winter Institute*, édité par World Scientific (1992) 1.
- [13] G. K. Mallot, *Nucl. Phys.* **A543** (1992) 349.
- [14] S. C. Brown, *et al.*, *Proc. 4th International Workshop on Polarized Target Materials and Techniques*, Bonn, (1984) 102, édité par W. Meyer.
L. Klostermann, *Proceedings of the Seventh Lake Louise Winter Institute*, édité par World Scientific (1992) 397.
- [15] A. Abragam et M. Goldman, *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 395.