Proton : COMPASS à la recherche du *spin* manquant

Jean-Marc Le Goff (jean-marc.le-goff@cea.fr) et Fabienne Kunne (fabienne.kunne@cea.fr)
Service de Physique nucléaire, DSM/IRFU, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

On sait que le proton est constitué de quarks et de gluons et que son *spin* vaut $1/2$. Cependant, la façon dont ce *spin* $1/2$ se répartit entre les contributions des *spins* de quarks et de gluons et celle de leur moment orbital est toujours une énigme. On s'attendait à ce que l'essentiel du *spin* du proton soit porté par les quarks. La mesure d'une faible contribution provenant des quarks a donc été une grande surprise et a déclenché ce qu'on a appelé la « crise du *spin* ».

L'expérience COMPASS au CERN apporte une première réponse quant à la contribution complémentaire des gluons : le résultat est à nouveau une surprise.

Les termes suivis d'un astérisque sont expliqués dans le glossaire.

Le proton est constitué de quarks, ainsi que de gluons qui véhiculent l'interaction entre les quarks. Les quarks sont des fermions et sont de différents types (ou saveurs*). Les physiciens nucléaires s'attachent depuis des années à comprendre la structure du proton en termes de ces particules et ont émis une théorie : la chromodynamique quantique* (QCD). Dès le début de la QCD dans les années 1970, la structure du proton a révélé des propriétés non intuitives. Par exemple, la masse des quarks libres ne permet pas d'expliquer, même approximativement, celle du proton. Il y a environ deux ordres de grandeur entre ces deux masses, et ce n'est que très récemment qu'on a réussi à calculer la masse du proton à partir de la théorie QCD sur réseau [1]. À présent, si la distribution d'impulsion (ou quantité de mouvement) des quarks et des gluons dans les protons est bien comprise, la situation est beaucoup moins claire en ce qui concerne le *spin*.

Le proton a un *spin* $1/2$ et l'on cherche à comprendre comment ce *spin* $1/2$ se répartit entre trois contributions : celle du *spin* des quarks, celle du *spin* des gluons et celle du moment orbital des quarks et des gluons. Intuitivement, et les modèles le confirmaient, on s'attendait à ce que la majeure partie du *spin* du proton soit portée par les *spins* des quarks. Or, les expériences effectuées dans les années 80 et 90, aussi bien en Europe [2] qu'aux États-Unis, ont convergé vers une valeur faible en regard des prédictions théoriques : 25 à 30 % seulement du *spin* du proton est porté par les quarks, au lieu des 60 % prédits par les modèles [3]. Mais où donc se niche le reste ? Dans la contribution des gluons ou dans celle du moment orbital ? Comme on ne savait pas encore comment mesurer

la contribution du moment orbital, on s'est attaqué à la mesure de la fraction de *spin* portée par les gluons.

Notons qu'il est important de mesurer expérimentalement des quantités telles que la fraction de *spin* portée par les quarks. Si la théorie fondamentale QCD* ne permet pas de les calculer exactement, on arrive presque à les calculer sur réseau, c'est-à-dire de façon numérique et approchée. Une fois mesurées précisément, elles constitueront un banc d'essai pour ces calculs QCD sur réseau et, plus généralement, pour tout modèle du nucléon.

Les trois contributions au *spin* du proton : ΔQ , ΔG et L

Mais définissons tout d'abord ce que l'on entend par les trois contributions au *spin* du proton. Quand on étudie la structure de la matière, on découvre des échelles successives, avec des constituants faits eux-mêmes d'un certain nombre de sous-constituants. Ainsi, le noyau atomique est constitué d'un nombre fixe de protons et de neutrons. Mais la description du proton comme un assemblage de trois quarks est très naïve. Si l'on pouvait prendre des « photos » d'un proton à différents instants, on verrait des états différents avec un nombre de particules variable à l'intérieur du proton. L'état le plus simple (fig. 1, gauche) comprend juste les trois quarks, dits de valence, u, u, d, qui définissent le proton (tandis qu'un neutron a des quarks de valence u, d, d). L'instant d'après, un des quarks peut avoir émis un gluon (fig. 1, centre), qui peut être réabsorbé par un autre quark peu après. Ce sont d'ailleurs ces échanges de gluons entre les quarks qui maintiennent ces derniers

L'expérience COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy).

A : Vue artistique du spectromètre. Un faisceau très énergétique de muons polarisés, issu de l'accélérateur SPS du CERN, entre par la gauche et bombarde la cible. Celle-ci est située à l'intérieur d'un solénoïde cylindrique (en beige) dont le champ magnétique permet de polariser les *spins* des noyaux d'hydrogène. Les particules sont éjectées vers l'avant et identifiées dans le spectromètre, long de 50 m et constitué de plus de 200 plans de détection placés de part et d'autre de deux gros aimants dipolaires (en rouge). Le petit personnage à côté du premier aimant donne l'échelle. B : Micromegas, un détecteur gazeux à micropistes pour les hauts flux de particules (plusieurs kHz par mm²), installé entre la cible et le premier aimant. Il permet de repérer la position d'impact de la particule, avec une résolution de 70 microns.

confinés à l'intérieur du proton. À un autre moment, un gluon émis par un quark s'est lui-même transformé en une paire quark-antiquark étrange (fig. 1, droite), etc... La structure du proton en quarks et gluons est donc modifiée en permanence.

Voyons maintenant ce qui se passe pour le *spin*. Les *spins* sont en fait des vecteurs qui indiquent l'axe de rotation. Le *spin* 1/2 du proton est la somme vectorielle des *spins* des différents quarks (de *spin* 1/2), des *spins* des différents gluons (de *spin* 1) et des moments orbitaux des quarks et des gluons (qui prennent des valeurs entières). Considérons la projection des *spins* des constituants sur l'axe du *spin* du proton. À chaque instant (pour chaque état) la projection du *spin* du proton (1/2) est la somme des contributions des *spins* des quarks (ΔQ), des *spins* des gluons (ΔG) et des moments orbitaux (L), de telle sorte que ces contributions satisfont à la règle de somme :

$$\Delta Q + \Delta G + L = 1/2$$

$$= 100\% \text{ du } \textit{spin} \text{ du proton (1).}$$

Quand on moyenne sur tous les états possibles avec leurs poids respectifs, les différentes contributions prennent des valeurs réelles et pas seulement entières ou demi-entieres. On peut même *a priori* avoir une contribution bien supérieure à 100% du *spin* du proton, compensée par une contribution négative. Il ne faut donc pas confondre ces contributions avec des probabilités. Le *spin* du proton, quant à lui, vaut 1/2 dans chaque état, et donc aussi 1/2 en moyenne. La problématique est donc résumée par l'équation (1), où l'on cherche à mesurer chacune des contributions ΔQ , ΔG et L .

>>>

1. Différents schémas montrant le changement de structure du proton au fil du temps. Dans l'état « uud » à gauche, le *spin* 1/2 du proton est obtenu par $1/2 + 1/2 - 1/2$: la contribution des quarks est $\Delta Q = 1/2 = 100\%$ du *spin* du proton, et celle des gluons $\Delta G = 0\%$. Dans l'exemple du milieu « uug », les quarks uud contribuent pour trois fois $+1/2$, soit 300%, et le gluon g, qui a un *spin* 1, contribue pour -200% . Dans l'exemple de droite, « uuds », comportant une paire quark-antiquark étrange (s), on a $\Delta Q = 100\%$ et $\Delta G = 0\%$. À d'autres moments, on peut avoir une contribution L du moment orbital des quarks et des gluons.

>>>

La contribution des quarks

La théorie QCD ne permet pas de calculer la contribution du *spin* des quarks, ΔQ , à partir des premiers principes. Mais, en utilisant des résultats expérimentaux et en faisant l'hypothèse d'une contribution nulle des quarks étranges *s*, QCD prédit une contribution des quarks de l'ordre de 60%. Cette hypothèse sur les quarks étranges semble raisonnable, car il y a peu de quarks étranges dans le proton et ceux qui existent n'ont pas de raison d'avoir un *spin* orienté dans une direction particulière.

On dispose d'autre part d'un modèle dit des « quarks constituants » qui, sans être une théorie fondamentale comme QCD, donne une très bonne description théorique des hadrons*. Ce modèle décrit, par exemple, leurs moments angulaires et leur spectre de masse. On s'attend donc à ce qu'il donne également une bonne estimation de ΔQ . Le calcul dans la version la plus sophistiquée, avec des corrections relativistes, donne une contribution ΔQ d'environ 75% au *spin* total (1/2), tandis que les 25% complémentaires viennent du moment orbital *L*.

On a donc un accord qualitatif entre le modèle des quarks constituants ($\Delta Q \sim 75\%$) et la théorie QCD ($\Delta Q \sim 60\%$). Avant de mesurer la contribution des quarks au *spin* du proton, on s'attendait donc à ce qu'elle soit importante.

La crise du *spin*

Pour sonder les quarks à l'intérieur du proton, il faut faire des expériences de « diffusion profondément inélastique » : un faisceau d'électrons est envoyé sur une cible de protons, avec une énergie telle que l'électron interagit avec un seul quark à l'intérieur du proton ; on détecte uniquement l'électron diffusé. L'interaction électromagnétique entre l'électron et le quark est véhiculée par l'échange d'un « photon virtuel », qui est émis par l'électron et absorbé par le quark, lequel est éjecté du proton comme illustré sur la figure 2. Dans un second temps, le quark éjecté donne naissance à un ou plusieurs hadrons, lors d'un processus complexe dit d'hadronisation*.

L'expérience n'est cependant pas sensible à tous les quarks : ceux qui portent une fraction *x* très faible de l'impulsion du proton ne sont pas pris en compte. La mesure doit alors être extrapolée dans le domaine

2. Sonder les quarks du proton : dans la diffusion profondément inélastique d'un électron (ou d'un muon) sur un proton, un quark est éjecté, puis il crée des hadrons lors de l'hadronisation*. L'interaction est véhiculée par un « photon virtuel », émis par l'électron et absorbé par le quark.

en *x* non mesuré. Plus l'énergie du faisceau est faible, plus la plage d'extrapolation est grande. Les premières expériences, réalisées entre 1976 et 1983 à Stanford en Californie, utilisaient un faisceau d'électrons de 20 GeV*. La plage d'extrapolation était importante, et les modèles utilisés pour extrapoler résultaient en une valeur de la contribution ΔQ des quarks, compatible avec les attentes. Pour augmenter l'énergie du faisceau il faut faire appel à un faisceau de muons, les cousins plus lourds de l'électron. À la fin des années 1980, l'expérience EMC au CERN a ainsi réduit fortement la plage d'extrapolation, grâce à un faisceau de muons de l'ordre de 200 GeV. La surprise fut grande à la publication des résultats : on obtenait une valeur de ΔQ compatible avec zéro et une contribution des quarks étranges non nulle et significativement négative !

Ce résultat a déclenché ce qu'on a appelé la « crise du *spin* », et la publication correspondante [2] est encore maintenant l'un des articles expérimentaux les plus cités dans le domaine de la physique nucléaire et des particules. Le résultat a ensuite été affiné au cours des années 90 par de nouvelles expériences au CERN (muons de 200 GeV) [4], à Stanford (électrons de 50 GeV) et à Hambourg (électrons de 30 GeV) : ΔQ n'est pas nul mais faible, entre 25 et 30% du *spin* du proton, et la contribution des quarks étranges, Δs , vaut entre 5 et 10%.

Une sortie de crise possible

Néanmoins, très peu de temps après les résultats de l'expérience EMC, des théoriciens ont présenté un scénario pour sortir de la crise du *spin*. Du fait d'effets quantiques complexes dans la théorie QCD*, la quantité mesurée expérimentalement est en fait ΔQ corrigé par une petite fraction de ΔG . Si ΔG est grand et positif, de l'ordre de 500% du *spin* du proton, la mesure expérimentale se traduit par ΔQ proche de 60%, comme attendu. Seulement ceci impose un ΔG très grand et, pour que la règle de somme (1) soit satisfaite, la contribution du moment orbital *L* doit être presque aussi grande mais de signe négatif. Il devenait alors important de mesurer ΔG pour deux raisons : déterminer sa contribution propre à la règle de somme (1) et extraire ΔQ des mesures expérimentales.

La piste des gluons

La mesure de la contribution des gluons se révèle plus ardue que celle des quarks. En effet, au premier ordre il n'y a pas d'interaction électromagnétique entre les électrons (ou les muons) et les gluons car ces derniers ne portent pas de charge électrique, contrairement aux quarks. Au second ordre (de l'électrodynamique quantique), une interaction est cependant possible via le processus dit de fusion du photon et du gluon (PGF), illustré sur la figure 3. Ce

3. Sonder les gluons du proton : lors du processus de fusion du photon et du gluon (PGF), un muon interagit avec un gluon. En principe, on pourrait utiliser un faisceau d'électrons, mais il n'en existe pas qui ait suffisamment d'énergie. L'interaction se fait par échange d'un quark et résulte dans la production d'une paire quark-antiquark. Si la paire créée est une paire de saveur charme c, on peut repérer l'événement sans ambiguïté grâce au méson D^0 , produit lors de l'hadronisation* du quark c, et facilement identifiable lorsqu'il se désintègre en une paire de mésons K- π (kaon-pion).

processus PGF est beaucoup moins probable que le processus du premier ordre qu'est l'absorption du photon virtuel par un quark (fig. 2). Il faut donc trouver un moyen d'identifier parmi toutes les interactions enregistrées, on parle « d'événements », celles qui correspondent au processus PGF.

Le processus PGF produit une paire quark-antiquark ; cette paire peut être de saveur u, d ou s, mais également de saveur charme c. La manière la plus simple d'identifier le processus est alors de sélectionner les événements avec un quark c. En effet, ce quark pesant environ $1300 \text{ MeV}/c^2$ (*), il n'y a pas de paire quark-antiquark de saveur charme c préexistante dans le proton, qui ne pèse que $938 \text{ MeV}/c^2$; la présence d'une telle paire signe bien le processus PGF. En pratique, on détecte le quark c quand, dans le processus d'hadronisation*, il se combine avec un antiquark $\bar{u}$ pour former un méson D^0 et que celui-ci se désintègre en un méson π et un méson K.

Bien qu'il existe d'autres méthodes pour mesurer ΔG , concentrons-nous sur le processus PGF identifié par une paire de quarks charmés. Il s'agit, en effet, du canal le plus direct et le mieux maîtrisé sur le plan théorique. Nous décrivons donc principalement l'expérience COMPASS (représentée sur la figure de la page 15) qui, grâce au faisceau de muons polarisés du CERN, est la seule disposant d'un faisceau d'énergie suffisante pour exploiter ce canal.

Des expériences longues et délicates

Pour mesurer les contributions au *spin*, ΔG pour les gluons ou ΔQ pour les quarks, il faut que le faisceau de muons et la cible de protons soient polarisés, c'est-à-dire que les *spins* des muons et des protons soient orientés dans une direction privilégiée. On mesure alors des « asymétries de *spin* » entre les taux de réaction selon l'orientation relative des *spins* des muons et des protons, d'où l'on déduit ΔQ ou ΔG .

Il s'agit d'expériences délicates. Les asymétries observables sont faibles et leur mesure requiert de comparer des données prises à des moments différents. Une très grande stabilité de l'appareillage et de nombreuses astuces expérimentales sont donc nécessaires pour réduire les effets systématiques possibles. Les prises de données sont longues ; plus de 20 mois de temps de faisceau, répartis entre 2002 et 2007, ont ainsi été nécessaires pour la mesure de ΔG à COMPASS, et les données accumulées représentent un volume d'environ 3500 téraoctets.

Ce projet est mené par un grand nombre de chercheurs, et la collaboration, formée en 1997, regroupe 240 physiciens de 12 pays différents, majoritairement européens. Elle comprend 15 physiciens français, membres du CEA/IRFU de Saclay, dont Alain Magnon qui codirige l'expérience depuis huit ans.

»»»

Glossaire

Chromodynamique quantique (QCD)

Théorie fondamentale de « l'interaction forte », c'est-à-dire de l'interaction entre les quarks et les gluons, et donc entre les hadrons*.

Hadronisation

Les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre. Un quark éjecté du proton ne peut donc pas s'en échapper en l'état. L'énergie apportée par le faisceau est utilisée pour créer des paires quark-antiquark, et par exemple un antiquark « $\bar{d}$ » se combine avec un quark éjecté « u » pour former un méson π^+ . Ce processus, qui produit un ou des hadron(s) à partir d'un quark, est dénommé hadronisation.

Hadrons

Ce sont toutes les particules formées de quarks et de gluons, comme les protons, les neutrons, les mésons π et K entre autres.

MeV et GeV

L'électron-volt est une unité d'énergie correspondant à l'énergie cinétique d'un électron accéléré par une différence de potentiel d'un volt, soit $1,6 \cdot 10^{-19}$ joule. On utilise les multiples, le MeV = 10^6 eV et le GeV = 10^9 eV. Du fait de l'équivalence masse énergie, $E = mc^2$, on utilise également le MeV/ c^2 ou le GeV/ c^2 pour mesurer des masses ; ainsi, le proton pèse environ $938 \text{ MeV}/c^2$.

Saveurs de quarks

Les quarks existent en six saveurs (u, d, s, c, b, t) de charges (q) et de masses (m) différentes : *up* ou haut (u, q = 2/3, m = qq MeV/ c^2 *), *down* ou bas (d, q = -1/3, m = qq MeV/ c^2), *strange* ou étrange (s, q = -1/3, m ~ 100 MeV/ c^2), *charm* (c, q = 2/3, m ~ 1,3 GeV/ c^2), *bottom* ou beau (b, q = -1/3, m ~ 4,2 GeV/ c^2) et *top* (t, q = 2/3, m ~ 170 GeV/ c^2). Il existe, de plus, pour chaque saveur, des antiquarks (notés $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$, $\bar{c}$, $\bar{b}$ et $\bar{t}$, on dit « u bar » ...), de même masse et de charge opposée. Seuls les quarks u, d et s, plus légers que le proton, interviennent dans sa structure.

Bibliographie

1. S. Dürr et al., "Ab Initio Determination of Light Hadron Masses", *Science* **322** (2008) 1224-1227.
2. EMC, J. Ashman et al., *Phys. Lett.* **B206** (1988) 364 ; *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.
3. J. Ellis et R. Jaffe, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1444-1446, **D10** (1974) 1669.
4. D. Adams et al., *Phys. Rev.* **D56** (1997) 5330.
5. COMPASS collaboration, *Phys. Lett.* **B 633** (2006) 25-32.

Pour en savoir plus :

S. Bass, *The Spin Structure of the Proton*, World Scientific (2007).

Une nouvelle surprise, du côté des gluons

L'analyse des données est également délicate et ne peut pas être décrite en détails ici. La diffusion coulombienne multiple des particules produites dans la cible épaisse, complique l'identification des mésons D^0 : la masse équivalente des systèmes kaon-pion est reconstruite à partir des quadri-impulsions des deux particules, et les D^0 n'apparaissent que statistiquement comme un pic dans la distribution de la masse reconstruite. Une méthode sophistiquée d'extraction du signal a été initiée à Saclay. Elle utilise une pondération suivant plusieurs variables, dont le rapport signal-sur-bruit.

L'expérience fournit la contribution des gluons au *spin* du proton, $\Delta G(x)$, dans une certaine gamme de la fraction x de l'impulsion du proton portée par le gluon. La contribution totale des gluons au *spin* du proton, ΔG , est l'intégrale de 0 à 1 de $\Delta G(x)$. La figure 4 présente l'ensemble des résultats de mesure directe de $\Delta G(x)$. La mesure dans le canal des quarks c (astérisque rouge), qui vient d'être décrite, est la seule mesure indépendante de tout modèle. Les autres résultats ont été obtenus à partir de processus PGF sans production de quark c . Ces processus sont mis en évidence par la production de deux hadrons*, avec une grande impulsion transverse. Ce canal est plus abondant, et conduit donc à une meilleure précision statistique. Cependant, l'échantillon sélectionné ne contient qu'environ un tiers d'événements PGF. La contribution à l'asymétrie de *spin* des deux tiers restants ne peut être évaluée que *via* un modèle. C'est pourquoi la mesure dans le canal des quarks c , bien que difficile à réaliser et entachée d'une erreur statistique plus grande, possède un potentiel supérieur.

Les résultats indiquent une faible contribution des gluons, compatible avec zéro dans la région cinématique mesurée. La figure 4 présente également deux courbes théoriques, correspondant à des intégrales ΔG de 60 et 500%. Les données excluent ainsi les grandes valeurs de ΔG qui avaient été envisagées pour sortir de la crise du *spin*. La correction à la mesure de la contribution ΔQ des quarks, due à ΔG , est donc faible et l'on peut conclure que la valeur de ΔQ se situe entre 25 et 30%, soit bien en dessous des attentes originelles.

La valeur limitée de ΔG est confirmée de deux manières. D'une part, les mesures d'asymétries de *spin* effectuées dans les collisions

4. Toutes les mesures directes de la contribution des gluons au *spin* du proton, $\Delta G(x)$, sont compatibles avec une valeur nulle dans le domaine cinématique accessible, aussi bien dans le canal des quarks de saveur charme c décrit dans cet article (COMPASS, astérisque rouge) que dans celui dit des « paires de hadrons* », exploré au CERN (SMC, carré blanc, et COMPASS, ronds bleus) et à Hambourg (triangle vert). Les barres d'erreurs correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques. Les courbes présentent des modèles théoriques correspondant à deux valeurs de la contribution totale des gluons, $\Delta G = 60$ et 500%.

5. Trois scénarios possibles pour la décomposition du *spin* du proton.

antiproton-proton polarisés à Brookhaven aux États-Unis, donnent aussi des résultats compatibles avec zéro. D'autre part, on dispose d'une mesure indirecte de $\Delta G(x)$ par une analyse sophistiquée, dans le cadre de QCD, des expériences de mesure de ΔQ . Cette analyse conclut également à une valeur limitée de ΔG . Quand on combine toutes ces informations, on est amené à conclure que ΔG est compris typiquement entre -60 et $+60\%$.

Conclusions

Plusieurs scénarios peuvent être envisagés quant à la répartition du *spin* du proton sur ses constituants, comme illustré sur la figure 5. La contribution du *spin* des quarks, ΔQ , se situe entre 25 et 30%. On sait maintenant que la contribution des gluons est limitée. L'hypothèse d'une contribution de l'ordre de 500%, évoquée comme une possible sortie de crise, est exclue, mais des valeurs allant de -60% à $+60\%$ restent possibles. Il n'existe encore aucune mesure de la contribution du moment orbital ; on sait simplement qu'elle doit compléter les deux autres contributions pour satisfaire à la règle de somme (1). Elle peut donc être quasi nulle, aussi bien que supérieure à 100%.

Que doit-on conclure ? Si la question de la répartition du *spin* du nucléon sur ses constituants a bien progressé, plusieurs questions restent ouvertes. Quelle est la forme de $\Delta G(x)$ et que vaut l'intégrale ΔG ? Est-elle positive, nulle ou négative ? Comment les quarks se partagent-ils leur contribution de 25 à 30% suivant leur saveur u , d , et s ? Les quarks étranges ont-ils vraiment une contribution négative, comme certaines mesures semblent l'indiquer ?

La prochaine étape consistera à mesurer la contribution du moment orbital. Pour cela, il faudra s'attaquer à des canaux encore plus difficiles à identifier, car nécessitant la mesure complète de tous les produits de réaction. Des mesures pionnières ont déjà eu lieu à Hambourg et au Jefferson Lab en Virginie (USA), et de nouvelles mesures sont prévues prochainement à COMPASS. Il s'agit néanmoins d'un programme très difficile, qui mettra de nombreuses années à se réaliser.

La France joue depuis des années un rôle important dans l'étude du *spin* du proton. Ceci à travers les équipes du CEA/IRFU et du CNRS/IN2P3, qui ont participé à la deuxième génération d'expériences à Stanford, et surtout à travers les équipes du CEA/IRFU impliquées dans toutes les mesures de *spin* au CERN. ■