

■ 研究紹介

COMPASS での核子スピン構造の研究

山形大学 理学部

岩田 高広

tiwata@sci.kj.yamagata-u.ac.jp

2021 年 5 月 1 日

1 はじめに

CERN の SPS での固定標的実験, COMPASS は核子スピンの起源に焦点を絞った核子のクォーク・グルーオン構造の研究やハドロンの分光学的な研究を 2002 年から行ってきた。本稿では核子スピン構造の研究の流れを振り返りながら COMPASS によって得られた研究成果を紹介する。

2 核子スピンの起源の謎

核子の構造を調べる時, そのスピンの注目することで興味深く, より詳細な情報が得られる。クォークモデルによれば核子のスピンは核子を構成する 3 つのクォークのスピンの合成として説明される。この考え方は陽子と中性子の磁気能率の比がクォークモデルの予言とよく一致することからも広く受け入れられてきた。これを深部非弾性散乱 (DIS, 図 1) で確認するための日米西独の共同実験¹ が SLAC で初めて行われたのは今から半世紀近く前のことである。日本から小早川久氏, 近藤登登氏, 笹尾登氏らが参加されていた。この実験ではビーム方向に偏極 (縦偏極²) した電子を, 同じく縦偏極させた陽子標的に入射し, Q^2 の大きな領域に散乱する電子を検出し, スピン非対称度 $A_{||} = (d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}) / (d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow})$ を測った。その結果 [1] はクォークモデルと矛盾しないものだった。この電子のエネルギーは最大 13 GeV, プローブしていた Bjorken- x (以下単に x)³ が 0.2–0.3 の valence-quark 領域だった。

その後, この測定は CERN の SPS からの高エネルギー偏極ミューオンビーム (100 – 200 GeV) を用いてさら

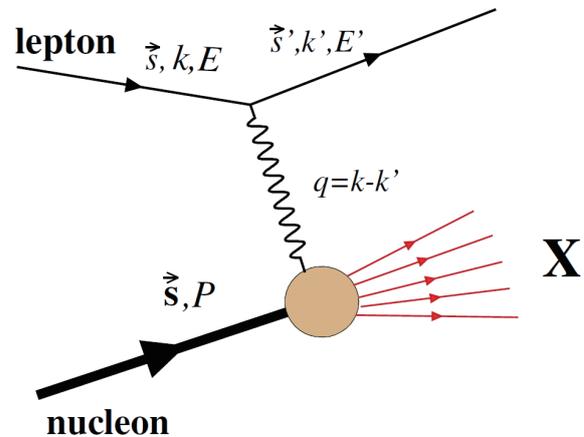


図 1: 深部非弾性散乱 (DIS)。Lepton からの仮想光子が核子を叩き, ハドロンが生成される過程。通常, $Q^2 = -q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$, $M_X > \sqrt{10} \text{ GeV/c}^2$ を条件とする。

に x の小さな領域までを調べる EMC 実験に引き継がれた。EMC では $A_{||}$ をもとに陽子に対するスピン依存構造関数 $g_1^p(x)$ ⁴ を決定し, その x 積分 $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$ からクォークのスピン寄与 $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$ を決定しようとした。ここで, 各フレーバーのスピン寄与 (Δq) は $\Delta q = (q^\uparrow + \bar{q}^\uparrow) - (q^\downarrow + \bar{q}^\downarrow)$ で, 陽子スピンの方向にスピンを向けたクォーク (および反クォーク) の確率から逆方向にスピンを向けたクォーク (および反クォーク) の確率を引いたものである。このとき, $\Gamma_1^p = (1/2)[(4/9)\Delta u + (1/9)\Delta d + (1/9)\Delta s]$ という関係がある⁵。ナイーブなクォークモデルでは $\Delta\Sigma = 100\%$ となる。ちなみに EMC には柴田利明氏, 水野義之氏が参加されていた。そして, 1988 年, EMC は驚くべき結果 [2]

¹SLAC E80 Collaboration

²スピンをビーム軸方向に向けることを縦偏極, 垂直方向を横偏極と呼ぶ。

³ x は核子内部のクォークが持つ 4 元運動量比で $0 < x < 1$ をとる。DIS では核子の 4 元運動量を P , 仮想光子の 4 元運動量を q とすれば仮想光子に叩かれたクォークは $x = -q^2/2Pq$ を持つ。高速で運動する核子を考え, その中で x を持つクォークの 4 元運動量を p とすると $p \approx xP$ となっている。

⁴ $A_{||}$ は 4 つの構造関数 $F_1(x), F_2(x), g_1(x), g_2(x)$ によって記述され, このうち $F_1(x), F_2(x)$ は非偏極構造関数でよく調べられている。また, $g_1(x), g_2(x)$ はスピンに依存する。 $g_1(x)$ はパートンモデルで $g_1(x) = (1/2) \sum_q e_q^2 \Delta q(x)$ と表され, $g_2(x)$ の $A_{||}$ への寄与は小さく無視できる。

⁵中性子についてはアイソスピン対称性を仮定して u と d を入れ替えて $\Gamma_1^n = (1/2)[(1/9)\Delta u + (4/9)\Delta d + (1/9)\Delta s]$ となる。核子のパートン分布関数は陽子のパートン分布関数で代表させていることに注意。

を発表した。なんと陽子スピンに対するクォークのスピン寄与は $\Delta\Sigma = (1 \pm 12 \pm 24)\%$ ⁶, つまり「誤差の範囲で核子スピンにクォークスピンはほとんど効いていない」というショッキングなものであった。Flavor 毎の寄与は $\Delta u = (74.6 \pm 3.8 \pm 7.8)\%$, $\Delta d = (-50.8 \pm 3.8 \pm 7.8)\%$, $\Delta s = (-22.6 \pm 3.8 \pm 7.8)\%$ といった具合に u-quark の寄与を d-quark と s-quark が相殺し、クォークモデルでは寄与があり得ないはずの sea-quark である s-quark が 23% もの寄与を与えていることも驚きであった。これは「核子のスピンの問題」, 「核子スピンの起源の謎」などと呼ばれ, 大問題に発展した⁷。QCD を含めた理論的な枠組みに問題があるのではないかと、などの指摘もあり, 「スピン危機」とも喧伝された。その後, CERN の SMC, SLAC の一連の偏極実験 (E142, E143, E154), DESY での HERMES が追試を行った。その結果, クォークスピン寄与は 0 ではないが, 確かに小さいことが確認された。例えば, SMC による結果 [5] $\Delta\Sigma = 0.19 \pm 0.05$ ($Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$)⁸ が得られている。

SMC は重陽子標的でも測定を行い, 陽子と中性子の g_1 の間に成り立つ Bjorken 和則 [3] が成り立っていることも確認した。この和則は, QCD をもとにした厳密なもので, 以下のように与えられる。

$$\int_0^1 [g_1^p - g_1^n] dx = (1/6)C(Q^2)g_A/g_V$$

ここで $C(Q^2)$ は摂動 QCD (pQCD) によって与えられる係数で α_s の 3 次まで計算されている [6]。従って, QCD を基礎とする理論的な枠組みには問題がないことが明らかになった。

さらに flavor 毎の Δq については EMC と同様の結果を確認した。また, sea-quark が支配的な x の小さな領域での g_1 の値が小さいことから sea-quark の寄与は小さいだろうと予想された。これらの Inclusive-DIS での分析では $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$ をもとに中性子やハイペロンの崩壊のパラメータを利用して flavor 毎の x 積分したスピン寄与 $\Delta q = \int_0^1 q(x) dx$ を求めている。そのため flavor 毎, valence-sea 分解をしたスピン寄与の x 依存性は得られず, それらは今後の実験の課題として残された。一方, 最大の問題はスピン寄与の残り 80% 分 (missing spin) に何が寄与しているかということであった。出発

⁶この値の導出にはアイソスピン対称性を仮定して中性子のベータ崩壊から $\Delta u - \Delta d = g_A/g_V = F + D = 1.254 \pm 0.006$ [3] と SU(3) flavor 対称性を仮定してハイペロンのセミレプトニック崩壊から $\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D = 0.687 \pm 0.034$ [4] という条件を利用する。

⁷これは「EMC スピン効果 (EMC 第二効果)」とも呼ばれる。EMC は核子のパートン分布関数が原子核中では変化している, という発見もしている。それは「EMC 効果」としてよく知られている。

⁸測定値は Q^2 に依存するが, QCD によってその依存性を予測することができる。SMC では Q^2 が 1 GeV^2 よりも高い領域でのデータを 1 GeV^2 に内挿したデータから $\Delta\Sigma$ を求めている。また, $\Delta\Sigma$ は Q^2 依存性が非常に小さい。

点に戻って考えれば, 核子はクォークがグルーオン (スピン 1) の交換によって結合した複合粒子で, そのスピンは, (1) クォークスピン寄与 $\Delta\Sigma$, (2) グルーオンスピン寄与 ΔG , (3) クォークとグルーオンの軌道角運動量 (OAM) 寄与 L_q, L_g によると考えられる。すなわち,

$$1/2 = (1/2)\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$$

となる。これまでに小さいクォークスピン寄与 $\Delta\Sigma$ が確認され, OAM は基底状態の核子には考えにくいとため, グルーオンスピン寄与の可能性が真っ先に疑われた。

3 COMPASS

CERN の COMPASS (COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) は核子スピンの問題を中心に核子構造の研究を目指す研究者らとエキゾチックハドロンに着目してハドロンのスペクトロスコピーを行う研究者らがビームラインとスペクトロメータを共用し, 協力して研究を行うために立ち上げたグループである。研究者によって重点の置き方は様々だが QCD を基礎としてハドロンの研究を行う点において一致している。12 カ国の 20 以上の研究機関から 200 名近くの参加者が含まれる固定標的実験としては大規模な編成になっている。日本から山形大学, 宮崎大学, 中部大学, KEK から 10 名程度が参加している。2002 年の実験開始から, CERN の加速器が稼働している期間は年に 6ヶ月程度のデータ収集を行ってきた。

3.1 COMPASS 実験セットアップ

COMPASS のビームには SPS からの遅い取り出しで得られる 400 GeV 陽子による 2 次ビームでミューオン (μ^\pm), ハドロン ($p, \pi^\pm, K^\pm, \bar{p}$ を含む) を切り替えて使用する。 π^\pm の崩壊で生ずる μ^\pm を運動量選択することで偏極度 80% 程度の偏極 μ^\pm も利用できる。また, ハドロンビームの場合, ビームラインに装備された閾値型チェレンコフカウンターで粒子毎の粒子識別が可能である。

粒子検出系 (図 2) [7] は 2 つの分析用電磁石を用いた 2 段スペクトロメータでミューオン入射での測定の場合, 2 段目のスペクトロメータで主に高エネルギーの散乱ミューオンを, 標的直後の 1 段目でフラグメントしたハドロンを捉える。ハドロンの粒子識別のための RICH, 電磁カロリメータ, ハドロンカロリメータ, ミューオンフィルターを装備し, ターゲット周辺での高い計数率に対応できるシンチレーションファイバトラッカー, GEM, MicroMegas, SSD など組み込まれた汎用性が高い構成となっている。

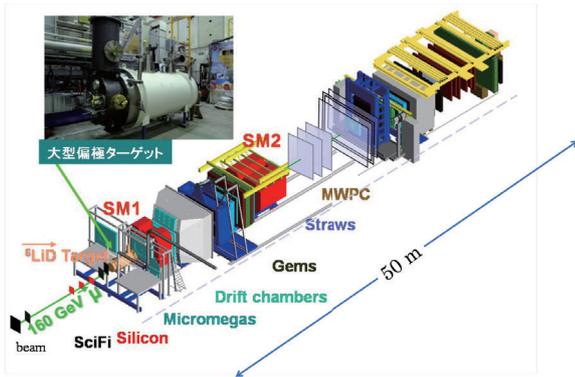


図 2: COMPASS スペクトロメーター。2 段スペクトロメーターでミュオン入射での測定の場合、2 段目で散乱ミュオンを、1 段目でフラグメントしたハドロンを捉える。RICH, 電磁カロリメータ, ハドロンカロリメータ, ミュオンフィルターを装備し, 高い計数率に対応できるシンチレーションファイバトラッカー, GEM, MicroMegas, SSD など組み込まれている。

標的には原子核標的, 液体水素, 偏極標的などが利用できるが, 核子スピンの研究には何と言っても偏極標的が重要な役割を担っている。COMPASS の偏極標的 [8] (図 3) では動的核偏極法 (DNP) によって陽子や重陽子を偏極させている。微量の不对電子を含む標的物質を低温高磁場に置くと電子は高偏極するが, 原子核は磁気モーメントが小さいためほとんど偏極しない。そこで, 電子スピン共鳴 (ESR) に近い周波数のマイクロ波を照射することによって電子スピン偏極を核スピンの移行させて核偏極を励起する。COMPASS では標的物質に電子線を照射して格子欠陥を作って不对電子を導入し, 陽子 (NH_3 中の水素核) で 90%, 重陽子 (${}^6\text{LiD}$ 中) で 50% 近い偏極度を得ている。標的部は 2 つ, あるいは 3 つのセルに分割されており, 隣接セルを互いに逆方向に偏極させることによって, 偽の非対称度を相殺し, 非対称度に対する系統誤差を減らすように工夫している。また, ソレノイド型とダイポール型を組み合わせた超伝導マグネットを使って, 縦偏極と横偏極のどちらの状態も取ることができる。このシステムは 120 cm という異例の長さを持つ史上最大規模の偏極標的である。

3.2 COMPASS の経緯

核子スピンの起源のうち不明な部分の正体を探ることが COMPASS の目的であるが, 特にグルーオンスピンの寄与を探るため, グルーオン偏極度の測定を目標として設定した。これには, 散乱ミュオンと同時に生成されるハドロンを捕まえ, グルーオンが関与する反応を選択し, スピン非対称度を測定する。このようにハドロンを同時計測する場合, 従来の散乱レプトンだけを検出する

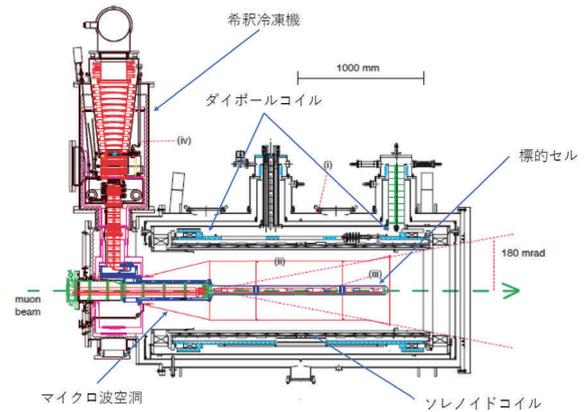


図 3: COMPASS 偏極ターゲット。標的の長さは 120 cm。動的核偏極法 (DNP) によって陽子や重陽子を偏極させる。陽子 (NH_3 中の水素核) で 90%, 重陽子 (${}^6\text{LiD}$ 中) で 50% 近い偏極度が得られる。標的部は 2 つ, あるいは 3 つのセルに分割され, 隣接セルを互いに逆方向に偏極させ, 系統誤差を減らす。ソレノイド型とダイポール型を組み合わせた超伝導マグネットを使って, 縦偏極と横偏極のどちらも可能。

Inclusive-DIS に対して Semi-Inclusive-DIS (SIDIS) と呼ぶ。グルーオンスピン寄与のデータを収集する時, Inclusive-DIS や SIDIS のデータを同時に収集することでクォークスピン寄与の flavor 分解, valence-sea 分解も可能となる。実験の初期にはグルーオン偏極度測定のため縦偏極での測定に集中した。しかし, 途中からクォーク OAM の効果を調べるために横偏極標的でもデータを取得し, TMD⁹ (横運動量依存パートン分布関数) の情報を得るようにした。

TMD の一つである Sivers 分布関数はクォークの OAM 寄与と関係し, この分布関数が non-zero (分布関数を $f(x)$ として $f(x)=0$ でないこと) ならば OAM の存在が示唆される。当初 COMPASS では重陽子標的で TMD の測定を行っており, TMD の効果が現れる非対称度は 0 と矛盾しない値が得られていたので TMD も 0 だと考えていた。そのころ, HERMES では陽子標的で non-zero の Sivers 非対称度を見出した [9]。COMPASS でも陽子標的でデータを取って見たところ non-zero の非対称度が得られ [10], このころからクォーク OAM 寄与がにわかにクローズアップされ始めた。

OAM 寄与を定量的に明らかにするには一般化分布関数 (GPD)¹⁰ を調べるのがよいとされる。QCD の枠組みの下で定式化された J_i の和則 [11] によれば GPD はクォークの全角運動量 (スピンと OAM の和) を与えるからである。そして, GPD は深部仮想コンプトン散乱 (DVCS)¹¹, $\mu + p \rightarrow \mu' + \gamma + p$ の断面積に現れる。そこ

⁹Transverse Momentum Distribution

¹⁰Generalized Parton Distribution

¹¹Deeply Virtual Compton Scattering

で、COMPASS では非偏極水素標的を用いて DVCS の測定を行った。

一方、SIDIS での TMD と関連する Drell-Yan (DY) 反応での情報を得るために横偏極陽子標的に π^- を入射した偏極 DY 測定も行った。このように核子スピン研究の進展に歩調を合わせるように、様々な測定を COMPASS では行ってきた。以下ではこれらの測定の結果を簡潔に示すことにする。

3.3 Inclusive-DIS 縦偏極スピン非対称度

COMPASS でも EMC, SMC などと同様の方法で Inclusive-DIS に対するスピン非対称度を調べ、陽子と重陽子に対するスピン依存構造関数 g_1^p と g_1^d を測定した [12]。 g_1^d は SMC の値とよく一致していたが、小さな x 領域での精度を格段に向上させた。これによって $x \rightarrow 0$ への内挿時の不定性を大幅に減らすことができた。さらに g_1^d データに対して QCD の DGLAP 方程式を用いた NLO フィットを試みたところ $\Delta\Sigma$ については 0.27 ~ 0.33 程度の値が得られ、クォークスピン寄与は 30% 程度であることを確認した。興味深いのは EMC でも示された s-quark の負のスピン寄与は $\Delta s(Q^2 \rightarrow \infty) = -0.08 \pm 0.01 \pm 0.02$ ¹² と精度が上がって与えられたことである。やはり s-quark は核子スピンとは逆方向に偏極しているようである。また Bjorken 和則に従って g_A/g_V を求めると $1.28 \pm 0.07 \pm 0.10$ [13] となり、中性子ベータ崩壊から知られた値 1.2694 ± 0.0028 [14] とよく一致し、pQCD が機能していることが示された。一方、グルーオンスピンの寄与には大きな不定性が残り、その符号さえ確定できなかった。これは仮想光子がクォークを直接たたく過程が支配的な Inclusive-DIS では、グルーオンは観測値に対して高次の効果しか与えないからである。

3.4 ヘリシティ分布関数の flavor 分解, valence-sea 分解

前節で述べた Inclusive-DIS ではヘリシティ分布関数 $\Delta q(x)$ の x 積分値が得られるだけで、 x 分布は得られない。これに対して、散乱レプトンと生成されたハドロンを粒子識別し同時検出する SIDIS でスピン非対称度 A_1^h ($h = \pi^\pm, K^\pm$) を測定すると、flavor 分解, valence-sea 分解したヘリシティ分布関数が得られる。図 4 は COMPASS で得られた u, d-quark に対する valence, sea のヘリシティ分布関数および s-quark のヘリシティ分布関数である [15]。s-quark を含む sea の寄与は少なく、クォークス

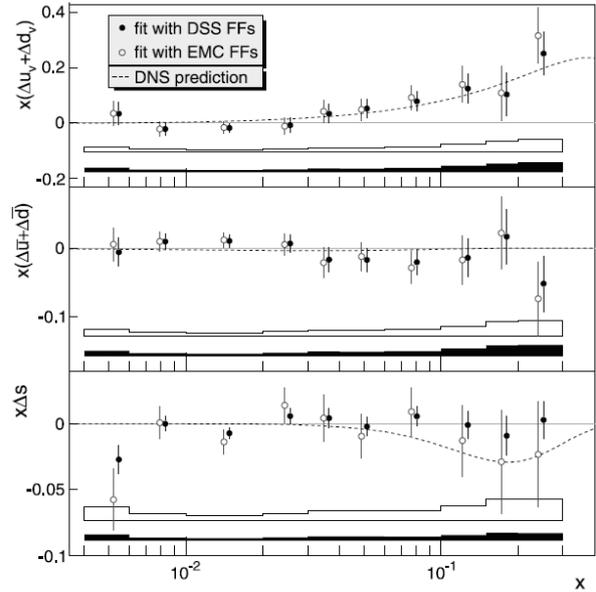


図 4: COMPASS で得られた u, d-quark の valence, sea のヘリシティ分布関数および s-quark のヘリシティ分布関数 $\Delta s (= \Delta \bar{s}$ を仮定) [15]。2 種類のデータ点 (白丸, 黒丸) は解析時に使用した破砕関数 (Fragmentation Function) の違いによる。破砕関数は u, d, s クォークを種として各ハドロンが生成される確率を与え、過去のデータから求められているが、モデルによる不定性がある。点線はこれまでの実験データを基にした理論予想。下にある帯はそれぞれの破砕関数を選択したときの系統誤差を表している。

ピン寄与には sea-quark よりも valence-quark が重要な役割を演じていることがわかった。

3.5 グルーオン偏極

グルーオン偏極を COMPASS では 2 つのアプローチから研究した。まずグルーオン偏極度の測定, 次は inclusive hadron channel の非対称度によるグルーオンスピン寄与の推定である。グルーオン偏極度とは $\Delta g(x)/g(x)$ で定義される量で、 $g(x)$ と $\Delta g(x)$ はそれぞれ非偏極, 偏極のグルーオン分布関数¹³ である。偏極グルーオン分布関数 $\Delta g(x)$ を $x = 0$ から 1 まで積分するとグルーオンスピン寄与 ΔG が得られる。

3.5.1 グルーオン偏極度

これまでにも述べたように、Inclusive-DIS ではグルーオンに対しての感度が低い。グルーオン偏極を調べるためにはそれが関与する過程を適切に選択する必要がある

¹² Δs も Q^2 に依存するが、 $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2 \rightarrow \infty$ でも 10% 程度の変化しかない。

¹³ $g(x) = g^\uparrow(x) + g^\downarrow(x)$, $\Delta g(x) = g^\uparrow(x) - g^\downarrow(x)$ で、 $g^\uparrow(x)$, $g^\downarrow(x)$ はそれぞれ核子スピンの向きにスピンを向けたグルーオンと逆向きに向けた場合の確率密度を表している。

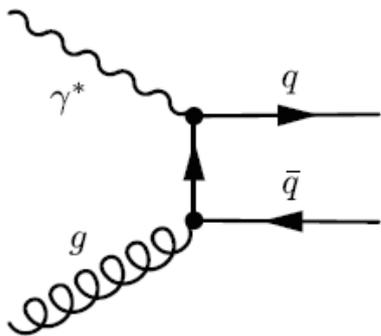


図 5: photon-gluon-fusion (PGF)。 γ^* が核子からのグルーオンと結合し、クォークペアを生ずる。核子内部のグルーオンの状態をプローブできる。

る。COMPASS では、図 5 のように γ^* が核子からのグルーオンと結合し、クォークペアを生ずる photon-gluon-fusion (PGF) を選択した。この時、 γ^* の偏極度は QED で計算され、グルーオンの偏極度を仮定すると pQCD によって PGF のスピン非対称度も決定される。逆に測定したスピン非対称度からグルーオンの偏極度を定めることができる。ただし、このとき pQCD が適用できるように $gq\bar{q}$ パーテックスで大きな運動量移行を要求する。その条件を満たすため charm ペアからチャーム中間子 ($D^0/D^{*\pm}$) が生ずる open-charm や大きな P_T を持つ異符号のハドロンペアを捉える high P_T hadron pair を抽出する。open-charm では終状態にチャーム中間子を 1 つ捉えるだけでプロセスを確定できるのでイベントの純度は高いが、high P_T hadron pair では QCD-COMPTON や DIS 由来のバックグラウンドが存在し、それらからの寄与をモンテカルロを使って適切に推定する必要がある。このようにして得られたグルーオン偏極度は図 6 のように測定誤差の範囲で 0 と矛盾しない結果 [16] となった。少なくともグルーオンの Bjorken- x , x_g が $0.04 - 0.3$ の範囲でのグルーオンスピン寄与は少ない。

3.5.2 inclusive hadron でのグルーオンスピン寄与

上記のグルーオン偏極度測定では特徴的なイベントを抽出するため、統計を上げることは難しい。一方、single hadron を inclusive に捉えるだけでもグルーオンの効果を見ることができ、この場合、長年蓄積されたデータによってかなりの統計を期待できる。およそ 10 年間にわたる陽子・重陽子標的でのデータを解析したところ inclusive hadron channel での非対称度が得られた [17]。これをグルーオン偏極を含むモデル計算と比べると、gluon-resummation を行わなくてもよい高い η 領域での計算とつじつまが合い、 x_g が $0.05 - 0.2$ で少なくともグルーオンスピンの負の寄与はなさそうな結論となった。

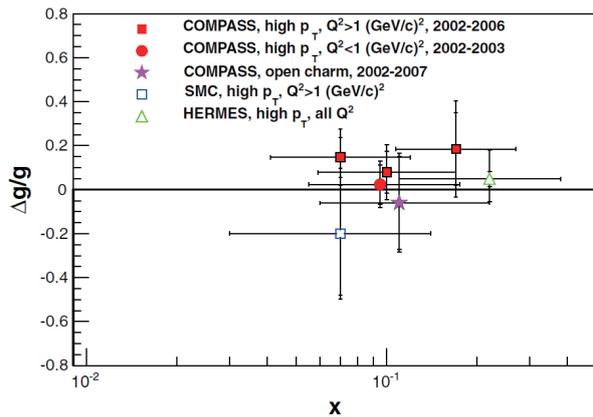


図 6: 核子内グルーオン偏極度の測定値。横軸はグルーオンの Bjorken- x 。COMPASS での測定値以外に SMC と HERMES による測定値も示してある。すべての測定値がほぼ 0 となっている。

ちなみにグルーオンスピン寄与の研究は偏極 pp コライダー RHIC の PHENIX と STAR でも精力的に進められてきた。これまでにグルーオンスピン偏極に感度があると考えられる $p^\uparrow + p^\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ や $p^\uparrow + p^\uparrow \rightarrow jet + X$ の非対称度 A_{LL} が得られている [18]。これらのデータは、COMPASS のデータとともにグローバル解析の貴重なインプットとなっており、グルーオンスピン寄与への制限が与えられている。例えば、NNPDFpol1.1 [19] では $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ において $x_g = [0.05, 0.2]$ の $\Delta g(x)$ の x 積分値は $\Delta G[0.05, 0.2] = +0.17 \pm 0.06$ と正の寄与を与えるが、グルーオンスピン寄与を最終的に与える $x_g = [0, 1]$ の全域での積分値は $\Delta G[0, 1] = +0.03 \pm 3.24$ という具合に全く決まっていないのが実情である。グルーオンスピン寄与の探求は将来の EIC (電子原子核/陽子コライダー) での重要な課題として残されている。

3.6 クォーク軌道角運動量寄与の研究

核子スピンへの寄与としてクォークの OAM も考えられるようになってきたため、COMPASS では研究の重点をこちら移してきた。クォーク OAM の効果が現れる量としてクォークの TMD を考える。最低次 (twist-2) ¹⁴ に限ると図 7 に示すように核子のスピン (S) とクォークのスピン (s_q) および横運動量 (k_\perp) に対応して 8 種類の TMD を考えることができる。これらのうち、ヘリシティ分布関数と transversity 分布関数 (横偏極分布関数) はクォークのスピン寄与と関係し、Sivers 分布関数と Boer-Mulders (BM) 分布関数はクォーク OAM に関連づけられる。

¹⁴pQCD を用いて断面積を考える場合、断面積が $1/Q^{t-2}$ に比例するならば「twist- t 」と呼び、最低の t は 2 で「twist-2」、 t が 3 以上の場合、higher-twist と呼ばれ、 Q が大きくなると反応が抑制される。

		Nucleon		
		unpol.	long. pol.	trans. pol.
Quark	unpol.	$q(=f_1)$ number density Nucleon Parton		f_{1T}^\perp Sivers T-odd
	long. pol.		$\Delta q(=g_{1L})$ helicity	g_{1T} worm-gear-T
	trans. pol.	h_1^\perp Boer-Mulders T-odd	h_{1L}^\perp worm-gear-L	$\Delta_T q(=h_T)$ Transversity h_{1T}^\perp pretzelosity

図 7: クォークの横運動量依存分布関数 (TMD)。核子とクォークの状態に対して最低次では 8 種類の TMD が考えられている。大円は核子を小円はクォークを表し、矢印はそれぞれのスピンを表している。 k_T で示された矢印はクォークの横運動量の方向を示している。例えば右上隅の Sivers 分布関数の場合、上向きに横スピン偏極した核子中の横運動量を持つクォークの状態と下向きに横スピン偏極した核子中の同じ方向の横運動量を持つクォークの状態との確率の差を示している。ヘリシティ分布関数はクォークスピン寄与と関係し、Sivers 分布関数、Boer-Mulders 分布関数ではクォーク OAM 寄与の効果を見ることができる。

Sivers 分布関数 $f_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_\perp; \mathbf{S})$ [20] は”横偏極”した核子スピンとクォークの横運動量の相関を表す。この分布関数が non-zero の場合、クォーク OAM の存在が示唆される。一方、BM 分布関数 $h_1^\perp(x, \mathbf{k}_\perp; \mathbf{s}_q)$ [21] は”非偏極”核子中のクォークの横スピンとクォークの横運動量の相関を表す。non-zero の BM 分布関数はクォークの $\mathbf{L}_q \cdot \mathbf{s}_q$ 結合に由来すると考えられるため、結果的に OAM の存在を示す証拠となり得る。さらに興味深いことに BM 分布関数はスピンを持たないハドロンに対しても考えることができ、例えば、パイオン中のクォークの BM 分布関数が non-zero ならばその OAM の存在を示唆するのだろう。

3.6.1 Sivers 分布関数 (f_{1T}^\perp)

COMPASS で核子の Sivers 分布関数を調べるには横偏極核子にミュオンを入射して、図 8 のように γ^* 軸の周りのハドロンの方角 ϕ_h を測定する。核子スピンの方位角 ϕ_S と ϕ_h の差、Sivers 角 $\phi_{\text{Siv}} = \phi_h - \phi_S$ を求め、 $A_{\text{Siv}} \sin(\phi_{\text{Siv}})$ の成分を抽出する。この振幅 A_{Siv} が Sivers 非対称度を与える。簡単に言えば、核子スピンに関するハドロン生成の左右非対称に相当する量を観ていることになる。この Sivers 非対称度は Sivers 分布関数 f_{1T}^\perp と (非偏極) 破砕関数 (FF_h) との積 $f_{1T}^\perp \otimes FF_f$ の

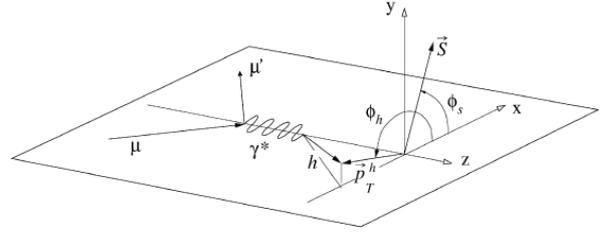


図 8: SIDIS でのハドロン生成の運動学。 γ^* にクォークが叩かれハドロンが生成する。レプトン面 ($\mu - \mu'$) を基準として γ^* 軸 (Z 軸) の周りのハドロンの方角を ϕ_h 、核子スピンの方位角を ϕ_S 。ここで $\phi_{\text{Siv}} = \phi_h - \phi_S$ を Sivers 角と呼ぶ。 $A_{\text{Siv}} \sin(\phi_{\text{Siv}})$ の成分を抽出し、この振幅 A_{Siv} が Sivers 非対称度を与える。一方、非偏極核子に対して ϕ_h の変調成分を抽出すると Boer-Mulders 分布関数による効果を見ることができる。

効果として現れる。クォーク OAM が存在しないならば Sivers 分布関数も 0 で、Sivers 非対称度も 0 が期待された。ところが、HERMES では陽子標的で π^+, K^+ 生成において non-zero の Sivers 非対称度を見いだした [9, 22]。COMPASS でも同様の測定を陽子標的 [23]、重陽子標的 [24] に対して行い、陽子標的について π^+, K^+ で non-zero の Sivers 非対称度を得た。さらに COMPASS では偏極陽子標的でのハドロン選択をしない Sivers 非対称度データを非偏極 PDF や破砕関数の情報を利用し、図 9 のように valence の u,d-quark の Sivers 分布関数を抽出した [25]。これらから、u-quark と d-quark ともに OAM 寄与が存在し、それらは逆向きだろうと考えられる。

3.6.2 BM 分布関数 (h_1^\perp)

OAM 効果をプローブするうえで Sivers 分布関数とともに興味深いのは BM 分布関数 h_1^\perp である。この効果は非偏極核子を標的とした SIDIS で、ハドロン生成の方角変調の非対称として期待される。この場合、核子スピンの偏極は無視して、図 8 の ϕ_h についての変調を調べる。この非対称度は BM 分布関数と、クォークの横スピンに依存したハドロン生成の左右非対称を表す Collins 破砕関数 (FF_h^C) との積 $h_1^\perp \otimes FF_h^C$ の効果として現れる。Collins 破砕関数は e^+e^- 衝突 (Belle) において non-zero の値が知られているので、もし BM 分布関数が non-zero ならば non-zero の非対称度が期待できる。実際、これまでに COMPASS や HERMES で測られた非対称度は大きな non-zero の値を示している [26, 27]。しかしながら、 ϕ_h 変調には高次の効果 (twist-3) だが Cahn 効果と呼ばれる運動学的な効果や前方での ρ^0 崩壊の効果も含まれているため [28]、実際に BM 分布関数の効果だけを抽出するには Q 依存性を考慮した注意深い解析

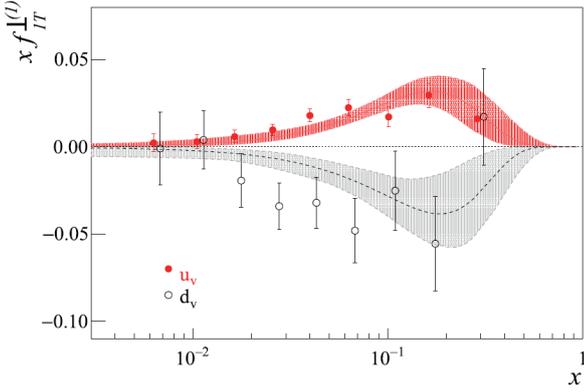


図 9: COMPASS で得られた valence-quark の Siverson 分布関数。縦軸は Siverson 分布関数に x を掛けた値になっている。u-quark と d-quark は逆符号で、OAM 寄与の効果も互いに相殺する方向に現れると考えられる。Siverson 分布関数は x と k_T の関数なので、 k_T^2 の重みを掛けて積分したモーメント $f_{1T}^{(1)q} = \int d^2 \mathbf{k}_T \frac{k_T^2}{2M^2} f_{1T}(x, \mathbf{k}_\perp; \mathbf{S})$ を示している。 M は核子質量。

が必要で、COMPASS では解析を継続している。

3.6.3 Drell-Yan 過程での TMD

SIDIS で考えられた Siverson 分布関数、BM 分布関数を反映する効果は仮想光子に叩かれたクォークと残留パートンとの final state interaction によって生み出されるハドロン生成の方位角変調に由来する。従って、Drell-Yan (DY) 過程でも同様の効果を見ることができるとは思われる。ただし、DY での非対称は initial state interaction に由来するため、DY での分布関数は SIDIS と逆符号になることが予想されている [29]。すなわち

$$\begin{aligned} f_{1T}^\perp(x) |_{\text{SIDIS}} &= -f_{1T}^\perp(x) |_{\text{DY}}, \\ h_1^\perp(x) |_{\text{SIDIS}} &= -h_1^\perp(x) |_{\text{DY}}. \end{aligned}$$

これを確認するため、COMPASS では世界で初めての偏極標的による DY 測定を行った。横偏極した陽子標的に 190 GeV の π^- を入射して、主に π^- 中の \bar{u} と陽子中の u が消滅し、 γ^* を経て生成されるミュオンペアを検出する。図 10 はミュオンペアの不変質量で、連続的な DY イベントに加え、 J/ψ などの共鳴も観測されている。共鳴の影響を除くため、 $4.3 < M_{\mu\mu} < 8.5 \text{ GeV}/c^2$ の領域を選択し、解析を行った。 γ^* の軸に対するミュオンペアの方位角と陽子スピンの相関を調べ、非対称度を導出し、Siverson 分布関数の効果で現れるスピン非対称度を測定した [30]。このスピン非対称度は陽子の Siverson 分布関数とすでに調べられている π^- の分布関数 (number density, $f_1[\pi]$) との積の効果として現れる。現時点ではすべてのデータの解析が終了してはいないが、COMPASS

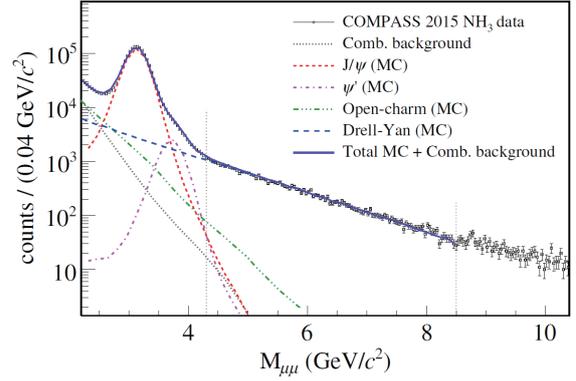


図 10: 190 GeV の π^- を横偏極陽子 (NH_3) に入射して得られたミュオンペアの不変質量分布。3 GeV/c^2 付近のピークは J/ψ 、4 GeV/c^2 付近には $\psi(2S)$ の肩が見える。さらに、9 GeV/c^2 以上に Υ の共鳴があるので DY 領域として $4.3 < M_{\mu\mu} < 8.5 \text{ GeV}/c^2$ を選択する。

で得られている SIDIS の Siverson 分布関数を逆符号として DY の非対称度を求めると、実験値と矛盾がなく、逆に同符号にすると一致が難しくなることから、符号反転を支持する結果となっている。

ちなみに、陽子や π の BM 分布関数についても DY で調べることができる。DY の上記とは別のスピン非対称度は π の BM 分布関数と陽子の Transversity 分布関数¹⁵や pretzelocity 分布関数¹⁶との積の効果として現れる。これらの非対称度が non-zero になっていると、 π の BM 分布関数も non-zero のはずで π 中のクォーク OAM の存在を示唆する。しかし、これまでの結果では誤差を考慮すると 0 と矛盾しない非対称度が観測されている。また、非偏極 DY の非対称度の一つは陽子と π の BM 分布関数の積の効果として現れる。現在、この非偏極 DY の非対称度の解析を鋭意進めている。

ちなみに、RHIC でも $p^\dagger + p \rightarrow W^\pm/Z^0 + X$ でのスピン非対称度を用いて、Siverson 分布関数の符号反転を確認しようとされているが [31]、まだ確定的な結論が得られていない¹⁷。

3.6.4 グルーオン-OAM 寄与

クォーク-OAM と同様にグルーオン-OAM も興味深いのが、その研究は始まったばかりである¹⁸。COMPASS ではグルーオン-Siverson 非対称度へのアプローチとして横偏極陽子・重陽子標的に対する SIDIS での測定データから P_T の大きな 2 ハドロン (電荷選択なし) を捉

¹⁵横偏極核子中でのクォークの横スピンとの相関を表す分布関数で SIDIS でよく調べられている。

¹⁶横偏極核子中でのクォークの横スピンと横運動量の相関を表す分布関数で実験でほとんど調べられていない TMD の一つ。

¹⁷ W^- でのみ確認されている。

¹⁸RHIC-PHENEX の $p^\dagger + p \rightarrow \pi^0 + X$ のデータを用いたグルーオン Siverson 分布関数の初めての推定が行われている [32]。

え、グルーオンに感度が高いと考えられる PGF の非対称度を測定した。仮想光子の軸に対する 2 ハドロン系の運動量ベクトルの方位角と核子スピンの相関を調べ、非対称度を求める。PGF 以外に QCD-COMPTON や DIS の寄与が背景事象として混入するため、それらをモンテカルロシミュレーションで生成したイベントを用いて訓練したニューラルネットワークによって推定し、PGF の非対称度としてグルーオン-Sivers 非対称度を導出した。その結果、陽子、重陽子の結果を平均として $\langle x_g \rangle = 0.13 - 0.15$ におけるグルーオン Sivers 非対称度は $-0.23 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.})$ と、 2σ 程度で non-zero というグルーオン-OAM の可能性を残す興味深い結果が得られた [33]。グルーオンにも OAM が存在するかもしれない。

3.6.5 transversity 分布関数 (h_1) と BSM

核子スピン構造の研究は素粒子の標準モデル (SM) での QCD を基礎とする研究だが、標準モデルを超える理論 (BSM) との関連も指摘されている。SM では非常に小さいとされる中性子 EDM だが、BSM のある理論ではクォーク EDM d_q をもとに中性子 EDM は $d_n = g_T^u d_u + g_T^d d_d + g_T^s d_s$ のように現れるとされる [34]。ここで、 g_T^q は核子の行列要素であるテンサーチャージ (TC) である。つまりクォーク EDM が核子 EDM へ与える影響は TC に左右される。極端な場合、クォーク EDM があったとしても TC が小さい場合には核子 EDM に反映されないこともあり得る。そのため近年、格子 QCD において TC の計算は重要な課題となっている。一方、TC は TMD の一つである transversity 分布関数、 $h_1(x)$ を用いて $g_T^q = \int_0^1 [h_1^q(x) - h_1^{\bar{q}}(x)] dx$ と表すことができる。この分布関数は核子スピンの状態を表す量としてヘリシティ分布関数と並んで重要な量で横スピン偏極した核子中で横偏極したクォーク分布を意味している。

さて、この transversity 分布関数は横偏極した核子標的に対するハドロン方位角分布の非対称度、Collins 非対称度 A^{Coll} として現れると期待される。COMPASS では陽子、重陽子に対する A^{Coll} 測定を精力的に行ってきた。 A^{Coll} は transversity 分布関数と Collins 破碎関数との積 ($h_1 \otimes FF_h^C$) に依存し、 FF_h^C は測定されているので、グローバル解析によって u、d-quark に対する transversity 分布関数が抽出されている [35]。まだ十分なデータが蓄積されていないが、u-quark の transversity 分布関数は正、d-quark は不定性が高いが負の値を示唆している。今後、偏極 SIDIS のデータが収集されれば、TC の精度向上によって核子 EDM の推定精度も高まってくると期待される。

3.6.6 一般化パートン分布関数

DIS では x の関数としてパートン分布関数が、さらに SIDIS ではクォークの横方向運動量に依存した TMD が調べられてきた。さらに、近年 DVCS を捉えることによって求められるパートンの横方向位置の情報を含む一般化パートン分布関数 (GPD) が注目されている。すでに 3.2 節で述べたように GPD が Ji の和則 [11] によってクォークの全角運動量寄与 J_q 、すなわちスピン角運動量寄与 Δq と軌道角運動量寄与 L_q の和 $J_q = \Delta q + L_q$ を定量的に与えるとされるからである。すなわち、GPD によって、すでに知られているスピン寄与 Δq から軌道角運動量寄与 L_q を定量的に決定できると期待される。また、GPD はパートンの横位置の情報を内包し、 x に依存したパートンの横位置分布 (Impact Parameter ($b_\perp(x)$) 分布) と関係する興味深い量でもある¹⁹。COMPASS では 2016–17 年に 2.5m 長の水素標的 [36] の周囲に反跳陽子検出器を配置し、DVCS を捉え、断面積測定を行った。従来の SIDIS に比べ、散乱 μ と γ 、および反跳陽子を排他的に捉える必要があるため、困難な測定であったが、DVCS イベントを確認できた。データを解析し、手始めに DVCS の微分断面積の t 依存性²⁰を調べた。微分断面積には $d\sigma/dt = e^{-B|t|}$ が期待され、傾き B は陽子内のパートンの広がりを反映する。DVCS の微分断面積の測定はこれまでに HERA で行われているが、非常に小さい x 領域に限られてきた。今回、図 11 のように比較的大きな x 領域 ($x = 0.056$) で初めて陽子内のパートンの広がりを与えた。この広がりを示す実際の値は $\sqrt{\langle r_\perp^2 \rangle} = 0.58 \text{ fm}$ [37] で x の小さな領域 ($x < 10^{-2}$) での測定値と比べると 10% 程度小さくなっている。まだ誤差が大きいので確定的な事は言えないが、これは核子中のパートンのうち、小さい x を持つパートンは横方向に広がり、 x が大きくなると広がりが小さくなることを意味している。これは x で切り取った断層イメージに対応し、核子トモグラフィーなどと呼ばれている。さらに、GPD 自体を抽出するためには、DVCS 断面積のビームの電荷依存性、スピン依存性を広い運動学的領域で調べる必要があり、現在、データ解析を続けている。

4 まとめと今後の展望

核子スピンの研究はクォークスピン寄与が小さいことへの素朴な驚きが契機となり始まった。研究が進展するにつれグルーオンスピンやクォーク OAM にも広がりをみせ、pQCD を基礎とした理論的な枠組みも整備されたおかげで核子の三次元的な構造を表す核子トモグラ

¹⁹GPD は $t = 0$ の極限で核子の形状因子と関係づけることができる。

²⁰核子に対する運動量移行。

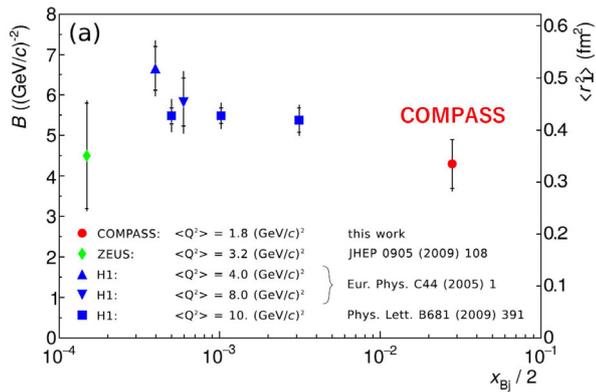


図 11: 陽子内のパートンの広がりを示すデータ。COMPASS のデータは最も大きな x での値。HERA で得られている x の小さな領域 ($x < 10^{-2}$) での測定値と比べると 10% 程度小さい。核子中のパートンのうち、小さい x を持つパートンはより横方向に広がり、大きな x になると広がりが小さくなっている。

フィーさえも視野に入るようになってきた。さらに、核子に限らずパイオン中のクォーク OAM など、一般的なハドロンの 3 次元的な構造研究への道が開かれつつある。このような流れの中で我々の COMPASS 実験は最高エネルギーでの偏極固定標の実験として成果を上げてきた。クォークスピン寄与の flavor 分解, valence-sea 分解を行い, valence-quark が重要な役割をしていることを示した。大きなグルーオンスピン寄与が期待されたが、COMPASS がプローブできる x_g が 0.04 – 0.3 の領域でのグルーオンの偏極度は誤差の範囲で 0 であり、少なくともこの領域での寄与は小さいことを確認した。今後はさらに x_g の小さな領域でのグルーオンスピン寄与の決定が課題として残された。さらに、バリオンの基底状態である核子には期待されないクォーク OAM の寄与の存在を示すデータを与えるなど、ハドロンの基底状態でもクォーク OAM が存在する可能性を示唆することができた。しかし、残念なことに COMPASS は 2021~22 年に横偏極重陽子標的を用いた SIDIS でのデータ収集を最後に 20 年近くの測定プログラムの幕を閉じることになる。その一方で、CERN の同じビームラインで COMPASS の遺産を引き継ぐ実験 AMBER (NA66) が採択され、産声を上げた。AMBER ではミューオンと陽子の弾性散乱での陽子半径の測定、偏極標的を用いた GPD の研究、RF で分離されたハドロンスピン (K^\pm, p) を用いた DY での核子およびメソンの構造の研究が計画されている。一方、BNL で計画されている偏極陽子電子コライダーの機能を持つ EIC においてグルーオンスピン寄与、GPD の測定によるクォーク OAM 寄与、グルーオン OAM 寄与などの詳細な情報が得られ、核子スピンの謎が解き明かされることが期待される。

5 謝辞

現在 COMPASS には日本グループとして堂下典弘 (山形大), 宮地義之 (山形大), 糠塚元気 (理研・山形大), 近藤薫 (LNGS・山形大), 松田達郎 (宮崎大), 堀川直顕 (中部大), 鈴木肇 (中部大), 石元茂 (KEK) の諸氏が参加している。本稿は校正時に堂下典弘氏, 宮地義之氏, 糠塚元気氏に読んでいただき, コメントをいただいた。日本学術振興会から以下の支援をいただいた。特別推進 : 1995 年 (07102008), 2006 年 (18002006), 基盤研究 S : 2020 年 (20H05637), 基盤研究 A : 1997 年 (09044072), 2014 年 (26247032), 特別研究促進費 : 2000 年 (12800008), 頭脳循環 : 2010 年 (R2203), 2017 年 (R2902), 若手研究 (B) : 2009 年 (21740156), 2019 年 (19K14729)。山田財団, 大幸財団, 笹川科学助成 (29-205) にも支援をいただいた。山形大学から YU-COE 経費, 総合スピン科学プロジェクト経費の支援をいただいた。以上の支援に対して感謝する。

参考文献

- [1] M. J. Alguard *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 1261 (1976).
- [2] J. Ashman *et al.*, EMC, Phys. Lett. B **206** 364 (1988), J. Ashman *et al.*, EMC, Nucl. Phys. B **328** 1 (1989).
- [3] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** 1467 (1966), J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **1** 1376 (1970).
- [4] J. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **9** 1444 (1974), D **10** 1669 (1974).
- [5] B. Adeva *et al.*, SMC, Phys. Rev. D **58** 112002 (1998).
- [6] S. A. Larin, T. van Ritbergen, J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. D **404** 153 (1997).
- [7] P. Abbono *et al.*, COMPASS, NIM A **577** 455 (2007).
- [8] 堂下典弘, 近藤薫, 岩田高広, 日本物理学会誌, Vol.66, No.12 905 (2011).
- [9] A. Airapetian *et al.*, HERMES, Phys. Rev. Lett. **103** 152002 (2009).
- [10] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **717** 383 (2012).
- [11] X. D. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).

- [12] M. G. Alekseev *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **690** 466 (2010), V. Yu. Alexakhin *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **647** 8 (2007).
- [13] M. G. Alekseev *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **690** 1 (2007).
- [14] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. B **664** 1 (2008).
- [15] M. Alekseev *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **680** 217 (2009).
- [16] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Phys. Rev. D **87** 052018 (2013).
- [17] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **753** 573 (2016).
- [18] A. Adare *et al.*, PHENIX, Phys. Rev. Lett. **103**, 012003 (2009), B.I.Abelev *et al.*, STAR, Phys. Rev. Lett. **100**, 232003 (2008), J. Adam *et al.*, STAR, Phys. Rev. D **100**, 052005 (2019).
- [19] E. R. Nocera *et al.*, NNPDF, Nucl. Phys. B **887** 276 (2014).
- [20] D. W. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
- [21] D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).
- [22] A. Airapetian *et al.*, HERMES, Phys. Rev. Lett. **103** 152002 (2009).
- [23] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **744** 250 (2015).
- [24] M. Alekseev *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **673** 127 (2009).
- [25] M. G. Alexeev *et al.*, COMPASS, Nucl. Phys. B **940** 34(2019).
- [26] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Nucl. Phys. B **886** 1046 (2014).
- [27] A. Airapetian *et al.*, HERMES, Phys. Rev. D **87**(1) 012010 (2013).
- [28] J. Agarwala *et al.*, COMPASS, Nucl. Phys. B **956** 115039 (2020).
- [29] J. C. Collins, Phys. Lett. B **536** 43 (2002), S. J. Brodsky, D. S. Hwang, I. van Schmidt, Phys. Lett. B **530** 99 (2002).
- [30] M. Aghasyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **119** 112002 (2017).
- [31] M. Anselmino *et al.*, JHEP **2017**, 46 (2017).
- [32] U. D'Alesio, F. Murgia, C. Pisano, JHEP **1509** 119 (2015).
- [33] C. Adolph *et al.*, COMPASS, Phys. Lett. B **772** 854 (2017).
- [34] J. R. Ellis and R. A. Flores, Phys. Lett. B **377** 83 (1996), T. Bhattacharya, V. Cirigliano, and R. Gupta, Proceedings, 30th International Symposium on Lattice Field Theory(Lattice 2012), PoSLATTICE2012, 179 (2012), arXiv:1212.4918.
- [35] 例えぼ M. G. Perdekamp and F. Yuan, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **65** 429 (2015).
- [36] E. Bielert *et al.*, NIM A **746** 20 (2014).
- [37] R. Akhunzyanov *et al.*, Phys. Lett. B **793** 188 (2019).