# 7　核子構造の物理

# Physics of Nucleon Structure


| | | |
|---|---|---|
| 宮地 義之 | MIYACHI Yoshiyuki | 代表、山形大学 |
| サイデル ラルフ | SEIDL Ralf | 副代表、理化学研究所 |
| | | |
| 熊野 俊三 | KUMANO Shunzo | 高エネルギー加速器研究機構 |
| 小池 裕司 | KOIKE Yuji | 新潟大学 |
| 後藤 雄二 | GOTO Yuji | 理化学研究所 |
| 澤田 崇広 | SAWADA Takahiro | 大阪市立大学 |
| 田中 和廣 | TANAKA Kazuhiro | 順天堂大学 |
| 谷田 聖 | TANIDA Kiyoshi | 日本原子力研究開発機構 |
| 土井 琢身 | DOI Takumi | 理化学研究所 |
| 中川 格 | NAKAGAWA Itaru | 理化学研究所 |
| 中野 健一 | NAKANO Kenichi | 東京工業大学 |
| 長谷川 勝一 | HASEGAWA Shoichi | 日本原子力研究開発機構 |
| 八田 佳孝 | HATTA Yoshitaka | Brookhaven National Laboratory |

## 7.1 核子構造の物理とは

### 目的と意義

原子核物理学において核子は原子核の基本的構成要素である。同時に、その核子は閉じ込められたクォーク・グルーオンの力学を研究する最も基本的な研究対象でもある。我々は、高エネルギー核子散乱を手法として用いて、それに強い相互作用の基礎理論である量子色力学 (QCD) を直接適用することによって、核子の内部構造をクォーク・グルーオン自由度から理解することを目指している。

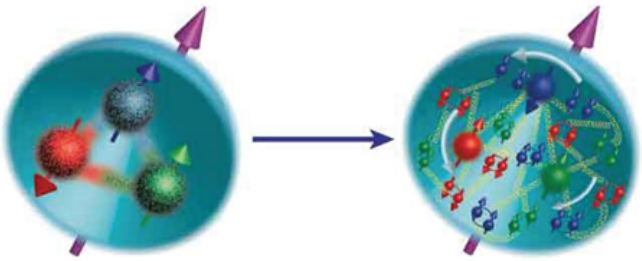

図 7.1: 核子の 2 つの異なる描像。（左図）構成子クォーク描像。（右図）クォーク・グルーオン描像

長年の研究の結果として、核子構造は「構成子クォーク描像」と「クォーク・グルーオン描像」として知られる二つの異なる視点によって理解されてきた。図 7.1 はこの 2 つの異なる描像での核子を模式的に示す。これらの理解は、前者が低エネルギー原子核物理、後者が高エネルギー素粒子原子核物理の基盤を形成している。しかし、この同一の核子の内部構造を表す二つの描像を直接的に対応付けることは困難であり、大きな「断絶」がその間に横たわる。これは、初期宇宙の発展において「高温で開放されたクォーク・グルーオンプラズマ」からどのように「クォーク・グルーオンが閉じ込められ、核子およびハドロンが生成された」のか理解されていないことに対応し、初期宇宙発展の理解としての「断絶」でもある。低エネルギーにおける構成子クォーク描像は、核子を約 1/3 の質量（約 300 MeV/$c^2$）の 3 つのクォークから構成し、広範囲のハドロンの質量や磁気能率など多くの性質を上手く説明することができる。核子のスピンも構成子クォーク描像を基に当初は単にクォークのスピンにより担われていると予想されていた。しかしこれを高エネルギー散乱実験で測定してみると、クォークのスピンだけでは核子のスピンを説明できないことが明らかになった。これは発見当時には「陽子スピンの危機」として大きな注目を集めた。（最近は「スピンパズル」と呼ばれることが多い。）

高エネルギーにおけるクォーク・グルーオン描像では、核子はより多様な内部構造を示す。素粒子標準模型ではクォークはヒッグス機構によりその質量を獲得するが、核子の 3 つの「価クォーク」の質量をあわせても核子質量の 1%程度にしかならない。ここで重要な役目を果たすのがグルーオンである。核子スピンについても同様であり、クォークのスピンに加えて、グルーオンのスピン、クォー

ク・グルーオンの軌道運動の理解を合わせて、初めてその成り立ちを明らかにできる。我々は、軌道運動を含む核子内部に閉じ込められたクォーク、グルーオンの 3 次元的分布を実験により決定し、量子的多体相関を研究することにより、核子の統一された新たな理解を目指している。

高エネルギー散乱実験の多くの目的に対し、互いに独立なクォーク、グルーオンから成る核子という単純な描像が十分良い記述を与えている。ここで、核子中のクォーク、グルーオン（合わせてパートンと呼ぶ）の分布はパートン分布関数で表される。パートン分布関数は、大きな運動量を持つ核子に対して、パートンが担う運動量の割合 $x$ についての分布として定義される。そのとき、核子運動量について横方向のパートンの運動量成分は比較的小さいものとして無視する。

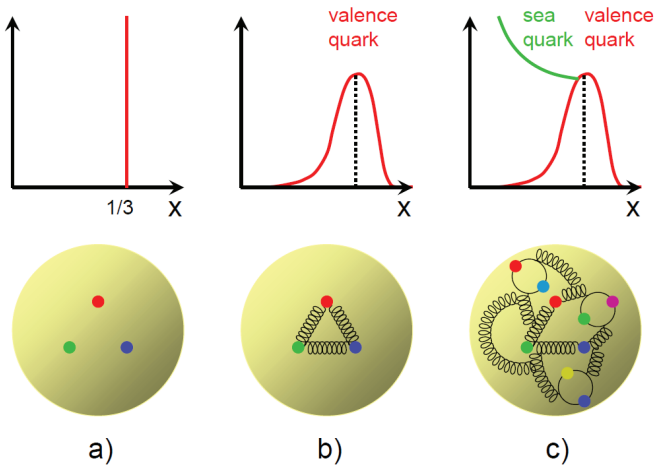


図 7.2: 互いに独立なパートンから成る核子の描像。$x$ はいわゆる Bjorken の $x$ で、縦（核子の運動方向、衝突軸）方向のパートンの運動量の割合を表す。

もし核子が相互作用しない 3 つのクォークだけから成り立っているとすると、クォークのパートン分布関数は $x = 1/3$ にデルタ関数的なピークをもつことになる（図 7.2 a)）。実際はクォーク間にはグルーオンを媒介とする相互作用が働いており、ピークは幅を持つ（図 7.2 b)）。さらにグルーオンがクォーク、反クォークの対に分裂すると、それらはより小さい $x$ の成分として現れることになり (図 7.2 c) )、これが実験データとして観測されるクォークのパートン分布関数の形となる。高エネルギー領域では、核子の散乱はその中のクォークやグルーオンとの散乱の単純な重ね合わせとして理解されるため、個々の縦方向運動量さえ分かればその過程を完全に理解することができる。具体的には、運動量分布であるパートン分布関数がその誤差も含めて与えられれば、高エネルギー散乱過程の散乱断面積を定量的に求めることができる。

しかし、この「互いに独立なパートンから成る核子」という描像では理解できない多くの現象も我々はすでに知っている。その一つに 7.3 章に後述する横偏極現象がある。これを説明するためには、核子内部のパートン間の相互作用、量子多体相関の理解が必要となる。また、核子のスピンの理解に対しても、「互いに独立なパートンから成る核子」という描像は十分な記述を与えない。核子スピンの 1/2 という値はクォークのスピンとグルーオンのスピンだけでは説明できない。クォークとグルーオンは核子内部で運動（軌道運動）をしており、その軌道角運動量も含めないと辻褄が合わない。この

二つの課題を解決するためにも、核子に対する新たな描像の確立が求められている。核子の構造を単に縦方向の運動量分布から一次元的に理解するのではなく、「クォーク・グルーオン描像」で省略されてきた自由度に光を当て核子を多元的に理解する方法であり、一次元的なパートン分布関数を核子の運動方向に垂直な “横” 方向の運動量を含むように拡張・一般化する。この手法により核子内部でのクォークやグルーオンの空間分布を、異なる運動量の割合 $x$ 毎に調べることができる。

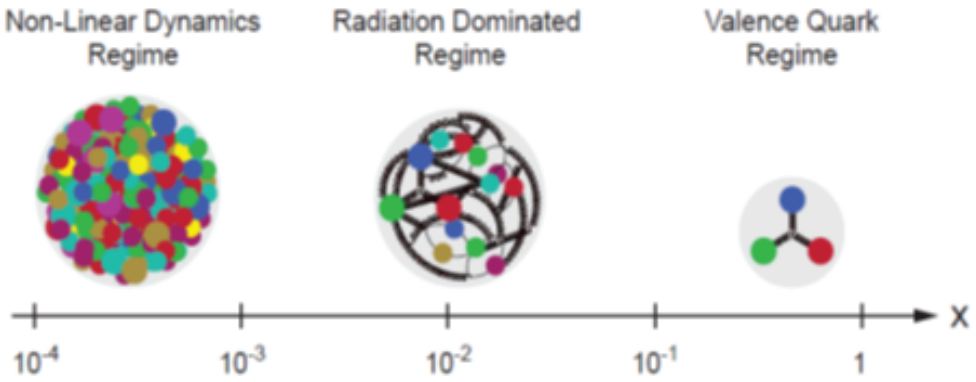


図 7.3: 異なる運動量の割合 $x$ 毎にみる核子内部のクォーク・グルーオン分布の違い。

図 7.3 に示すように $x$ の異なる領域では核子の描像は大きく異なる。大きな $x$ の領域では価クォークが主成分であり、$x$ が小さくなるに従い放射、分離したグルーオンの数が増す。そして $x$ がある値よりも小さくなるとグルーオンの分離と再結合がつり合い、グルーオンが空間的に飽和して集団的な振舞いを示す状態を形成することが理論的に予想され、その発見が期待されている。飽和する領域を実験により決定することは、高エネルギー重イオン衝突で生成される非閉じ込め状態のクォーク・グルーオンプラズマ生成の初期状態を理解するためにも重要である。

### 歴史と概観

核子の内部構造に関する研究は、1960 年代の SLAC における電子核子弾性散乱を用いた形状因子の測定に始まる。散乱される電子からの 4 元運動量移行 $q$ の 2 乗 $Q^2 = -q^2 (> 0)$ の関数として測定された形状因子は、核子が点状ではなく広がりを持ち、その中での電荷や磁気能率の空間分布を示した（図 7.4 左図）。$Q^2$ は電子散乱の分解能を表す。核子の内部構造は、1969 年の MIT-SLAC による電子核子深非弾性散乱（DIS=Deep Inelastic Scattering）測定実験によりさらに明らかにされていった（図 7.4 右図）。DIS 測定から得られる核子の構造関数は、運動学的に $Q^2$ に加えて $\nu = P \cdot q$ （$P$ は核子の 4 元運動量）の 2 変数関数であるが、$Q^2$ と $\nu$ がともに数 GeV$^2$ 以上の領域では、両者の割合 $x = Q^2/2\nu$ のみの 1 変数関数のように振る舞い、$Q^2$ への依存性は極めて弱いことが明らかにされた。この振る舞いは Bjorken スケーリングと呼ばれる。構造関数が $Q^2$ に直接依存しないことは、核子内に核子運動量の $x$ 倍 $(0 < x < 1)$ の運動量割合を持って分布する構造のない点状粒子と電子との独立な弾性散乱として解釈された。これは、電子核子弾性散乱で得られる核子全体の平均化された核子構造 (形状因子) とは本質的に異なる視点をもたらすものであった。この点状の粒子は「パートン（部分子）」と名付けられた。さらに構造関数測定の結果からパートンもまたスピン 1/2 の粒子であることが

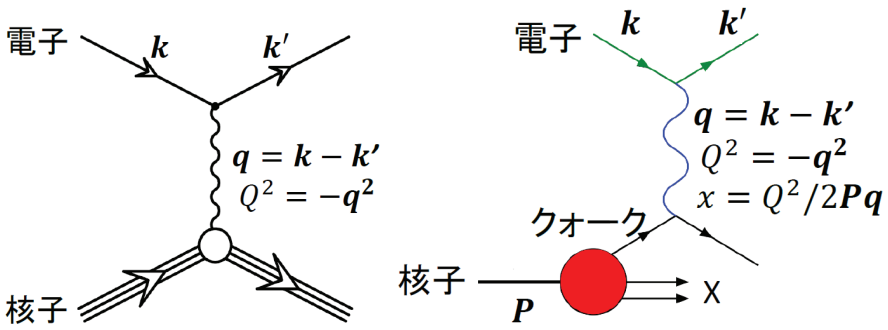


図 7.4: レプトン核子散乱で調べる核子構造。（左：**電子核子弾性散乱**）長波長仮想光子（低い $Q^2$、低分解能）を介してレプトンは核子と弾性散乱をする。形状因子は核子全体を表し、核子の内部構造に起因する電荷、磁気能率の平均空間分布を示す。（右：**電子核子深非弾性散乱**）短波長仮想光子（高い $Q^2$、高分解能）を介してレプトンは核子内部のクォークと直接的に弾性散乱をする。構造関数は核子内部の運動量の割合 $x$ を持つクォークの分布を示す。

明らかになったことから、パートンはハドロンの構成子として提案されていた「クォーク」と同一視され、高エネルギー過程を記述する Bjorken-Feynman の「クォーク・パートン模型」が確立した。さらに、1973 年に発見された非可換ゲージ理論の「漸近的自由性」が自由粒子描像に基づく Bjorken スケーリングを正当化し、更に 3 つのカラーが Ω バリオンの波動関数の統計性を救うことから、クォークの動力学を SU(3) ゲージ理論で記述する研究が始まった。クォーク間の力を媒介するゲージ粒子はグルーオンと呼ばれ、この理論は量子色力学（QCD=Quantum ChromoDynamics）として、その内容の理解や解析手法の枠組みが発展していった。漸近的自由性のため高エネルギー（短距離）でのクォーク・グルーオンの相互作用は QCD 結合定数に関する摂動として計算が可能となる。この摂動計算が意味を持つためには、後述するパートン断面積と非摂動的なパートン分布関数による核子断面積の因子化が本質的に重要になる。構造関数に見られた弱い $Q^2$ 依存性 (「スケーリング則の破れ」) が摂動論的 QCD に基づく理論計算により見事に説明されたため、強い相互作用の基礎理論としての QCD の地位は揺るぎないものとなった。

1970 年代以降には SLAC、CERN、DESY などでより広範な運動学領域で DIS 測定が行われ、パートン分布関数に関する知識が蓄積されていった。深非弾性散乱での $\pi$ 中間子等の同時計測や、陽子＋（反）陽子衝突における高横運動量ジェット生成、ハドロン生成（$pp(p\bar{p}) \to hX$）、光子の直接生成（$pp(p\bar{p}) \to \gamma X$）、Drell-Yan レプトン対生成（$pp(p\bar{p}) \to \ell^+\ell^- X$）、さらには $W$ ボソン生成（$pp(p\bar{p}) \to W^\pm(Z^0)X$）などの多様な測定結果も同様に解析され、パートン分布関数はより高い精度で決められていった。クォーク・反クォークとグルーオンは数 GeV のエネルギースケールでは核子の運動量をそれぞれ 50%ずつ運んでいること、運動量の割合 $x$ の大きな領域（$x > 0.1$）では核子の運動量は価クォークにより運ばれているが、小さな領域では海クォークやグルーオンの密度が増し、特に、$x \to 0$ ではグルーオン密度が極めて高い状態になっていることなどが明らかにされた。また、反クォーク分布のフレーバー対称性は破れており、反アップクォークと反ダウンクォークの分布は大きく異なっている。

パートンとの散乱断面積に対する摂動論的 QCD による高次補正項の計算もすすめられた。精密化

されたパートン分布関数と摂動論的 QCD の計算技術は、QCD に基づいた現象の定量的説明を与えると同時に、LHC などで進行している New Physics 探索のために必要不可欠な、膨大な QCD 過程バックグラウンド評価の道具にもなっている。

### 因子化とパートン分布関数

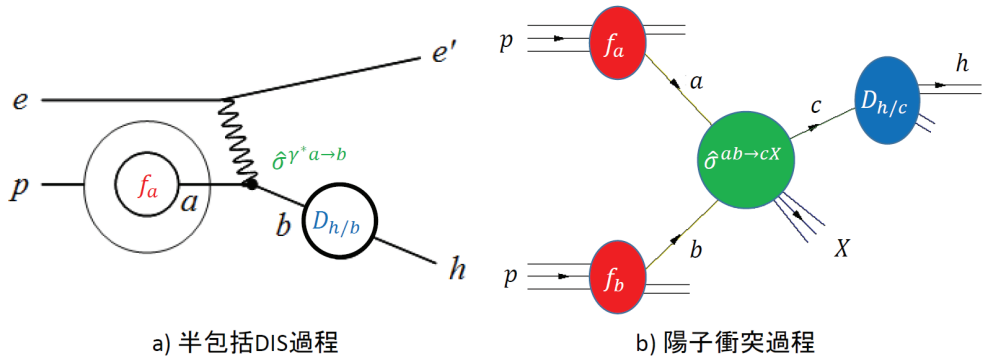


図 7.5: 因子化定理に基づく a) 深非弾性散乱と b) 陽子陽子散乱の反応過程。散乱断面積は「長距離項 (ソフトパート)」と「短距離項 (ハードパート)」の積として記述される。ソフトパートである分布関数 $f$ と破砕関数 $D$ は、「普遍性」を持ち反応過程に依らず a), b) で共通である。ハードパートであるクォーク・グルーオンの反応断面積 ($\hat{\sigma}$) は、反応過程ごとに摂動論的 QCD で求められる。ソフト・ハード分離の任意性は QCD のくりこみ群によって扱われる。

核子構造研究の手法として、高エネルギー包含過程を解析する枠組みである「因子化定理」について述べる [1, 2]。この定理は、「パートン模型」に QCD からの基礎を与え、QCD の高次補正を取り込んだ系統的解析を可能にする。この定理によると、反応過程において、摂動論的 QCD で計算可能な「短距離部分 (ハードパート)」と、閉じ込めなどの非摂動力学を反映した「長距離部分 (ソフトパート)」とが分離され、散乱断面積はこれら因子の積として記述される。つまり、高エネルギーハドロンはその内部に分布するパートン (クォークとグルーオン) のビームとみなされ、個々のパートンがハードな散乱を互いに独立に行う過程の重ね合わせとして、ハドロン散乱が記述されるのである。終状態に生成するハドロンを特定観測する場合には、そのハドロンはパートンが破砕した結果として表される。

深非弾性散乱での散乱電子と生成ハドロンの同時計測 $ep \to ehX$ （$h$ は $\pi$ 中間子など終状態に観測されるハドロン、$X$ は観測されないその他の粒子全体）を例にとって因子化定理を見てみよう。終状態ハドロンの入射ビーム方向に対する横方向の運動量が観測されないか、大きい値で観測される場合には、パートンの運動として重要なのはハドロンの運動方向に沿った（Collinear な）成分のみであり、この過程の反応断面積 $\sigma^{ep \to ehX}$ は、分布関数 $f_a(x, \mu)$、破砕関数 $D_{h/b}(z, \mu)$ と、パートン間のハード断面積 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \to b}(x, z, Q, \mu)$ の積として表され、図 7.5 a) のように模式的に示される。ここで $f_a(x, \mu)$ は核子中でのパートン $a$（クォーク $q$ あるいはグルーオン $g$）の運動量の割合 $x$ についての「分布関数」、$D_{h/b}(z, \mu)$ は、パートン $b$ からハドロン $h$ が運動量の割合 $z$ を受け取って生成される「破砕関数」であり、上記反応の長距離部分である。$\hat{\sigma}^{\gamma^* a \to b}(x, z, Q, \mu)$ はパートン間のハード断面積を表す短距離

部分である。$\mu$ は長距離部分と短距離部分の分離スケール、$Q$ は関与する高運動量移行を象徴的に示した。この $x$ と $z$ はパートンが運ぶ「縦運動量」の割合を示しており、この様な因子化を Collinear 因子化と呼ぶ。長距離・短距離を分離するスケール $\mu$ は任意であり、分布・破砕関数とハード断面積は分離スケール $\mu$ にそれぞれ対数的に依存するものの、全体としては $\mu$ 依存性は相殺する。この任意性を反映して、分布・破砕関数の $\mu$ 依存性は斉次のくりこみ群方程式 (発展方程式) によって記述される [3]。以下では、分布・破砕関数の $\mu$ 依存性は必要な場合を除いて省略する。

分布・破砕関数は、確率分布関数としての意味を持ち、対応する短距離部分を摂動論的 QCD の最低次 (LO: Leading Order) で計算したものが、ファインマンの「パートン模型」である。摂動論的 QCD 計算では、端的に言って、LO（パートン模型）が断面積のオーダーの評価を与え、より高次の計算である NLO(Next-to-Leading Order) が断面積の定量的評価を、NNLO（Next-to-Next-to-Leading Order）が断面積の誤差の評価を可能にする。Collinear 因子化に基づく多数のハード過程は、スピンに依存する場合も含め、NLO 以上で扱われている。

分布関数や破砕関数に対して、ハドロン毎にそれらのスピン状態に基づいて分類された完全系が定義される。核子中のクォークの Collinear 分布関数に対しては、各フレーバー $q$（$q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \cdots$）に対して定義される無偏極核子中の無偏極クォークの分布関数 $q(x)$、縦編極核子中における縦編極クォークのスピン非対称の分布（Helicity 分布）$\Delta q(x)$、横編極核子中における横編極クォークのスピン非対称の分布（Transversity 分布）$\delta q(x)$ の 3 個が完全系をなす。グルーオン分布に対しては、無偏極核子中の無偏極グルーオン分布 $G(x)$、縦編極核子中の Helicity 分布 $\Delta G(x)$ の 2 つが完全系をなす。この様な分布関数、破砕関数は物理過程によらない「普遍性」を持つ。分布・破砕関数のスケール依存性やそれらをつなぐハード断面積は摂動論的 QCD で計算できるため、様々な散乱過程を異なるエネルギースケールで統一的に解析できる。そのため、多様な実験データに対する総合的な解析（グローバル解析）により QCD の非摂動的性質を内包するこれらの関数を普遍的に決定できる。一旦分布・破砕関数が得られれば、同じ関数が現れる他の過程に対する予言も可能となる。

## 7.2 核子構造の物理の現状

### 核子スピンの起源

実験技術の進歩により、スピン偏極したレプトンや核子を用いた実験が行われるようになった。スピン依存過程には、核子内でクォークとグルーオンが担っている「スピンの分布」を表す偏極パートン分布（Helicity 分布）関数が寄与する。核子はクォークとグルーオンの束縛状態なので、そのスピン 1/2 は、QCD に基づいてクォークとグルーオンの Helicity 非対称性と軌道角運動量の寄与にゲージ不変に分解されると期待でき、$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$ と表される。このうち Helicity 非対称性からの寄与は $\Delta\Sigma = \sum_f \int_0^1 \Delta q_f(x)dx$、$\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x)dx$ のようにそれぞれクォークとグルーオンの Helicity 分布の積分値で得られ、それらを測定する実験が行われてきた。縦偏極核子を利用した偏極 DIS 測定で得られる $g_1(x, Q^2)$ 構造関数から $\Delta q(x)$ と $\Delta G(x)$ の情報を得ることができる。1988 年には、CERN の EMC グループが陽子の構造関数 $g_1^p(x, Q^2)$ の測定を行い、$\Delta\Sigma$ が $0.120 \pm 0.094 \pm 0.138$ である事を報告した [4, 5]。これは、『クォークが陽子スピンに寄与していない』事を示し、核子のスピンの起源について大きな話題を引き起こした (スピンパズル)。EMC 実験に続き、CERN、SLAC、DESY、Jefferson Lab (JLab) でも偏極 DIS 実験が行われ、現在のところ $\Delta\Sigma$ の値は $0.25 \sim 0.3$ の範

囲に収束しつつある。これは EMC 実験の値よりも 2 倍程度大きいが、バリオンの磁気能率等の多くのハドロンの性質を上手く説明してきたクォーク模型に基づいた予想 $\Delta\Sigma = 1$ よりはるかに小さいため、核子の「スピンの起源」を探る理論的・実験的研究へと発展した。

残りの 75%はグルーオンのスピンあるいはクォークやグルーオンの軌道角運動量によって運ばれているはずである。グルーオンスピンの寄与を表す偏極グルーオン分布 $\Delta G(x)$ については、偏極 DIS 実験のみならず、終状態に大きな横運動量を持ったハドロン対や重いクォークを含む中間子の生成を伴う DIS 過程（i.e., $\vec{e}\vec{p} \to eh_1h_2X$ や $\vec{e}\vec{p} \to eJ/\psi X$ など）、偏極陽子同士の散乱におけるジェット生成（$\vec{p}\vec{p} \to \mathrm{jet}X$）や $\pi$ 中間子生成（$\vec{p}\vec{p} \to \pi X$）過程などの実験を通じて研究がすすめられている。

## ■偏極構造関数測定

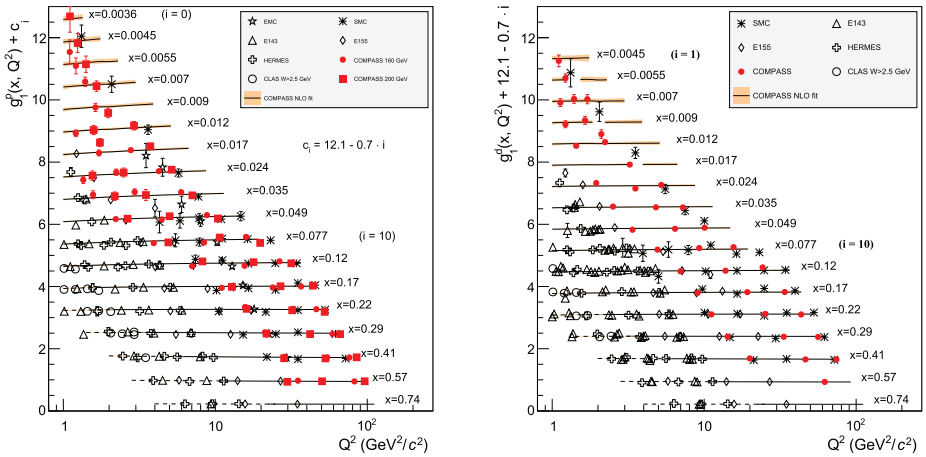


図 7.6: 現在得られている偏極構造関数 $g_1(x, Q^2)$。左：陽子 [8]、右：重陽子 [9]。

EMC 実験から約 30 年にわたる CERN、DESY、SLAC、JLab で行われた多数の偏極深非弾性散乱実験により $1 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2/c^2$、$0.003 < x < 0.8$ の運動学的領域で測定データが蓄積された。偏極標的には陽子に加え、重陽子やヘリウムも利用され、陽子だけでなく中性子（もしくは重陽子）の偏極構造関数が精密に得られている。図 7.6 に代表的な偏極構造関数の測定結果をまとめる。

陽子・中性子の間での構造関数の積分値の差 (Bjorken 和則) はアイソスピン対称性から偏極アップ・ダウンクォークの差に対応づけられ、核子の弱い相互作用を決める軸性結合定数 $g_A$ に比例する。この量は、陽子・中性子の差をとる事でグルーオンの影響が抑制され、高次の QCD 摂動計算が可能となる特徴的な測定量であり、QCD に基づく核子構造研究を保証する一つの指標となっている。現在、Bjorken 和則解析から $|g_A/g_V| = 1.29 \pm 0.05 \pm 0.10$[8, 9] が得られており、一方で、ベータ崩壊の直接的に測定された値は $|g_A/g_V| = 1.2701 \pm 0.002$ [7] となっていて、両者は測定精度の範囲内でよく一致する。クォークフレーバー SU(3) 対称性を仮定すると構造関数をその一・三・八重項で分解できる。偏極構造関数における一重項は Helicity 分布の積分値 $\Delta\Sigma$ に相当する。三重項 $a_3 = \Delta u - \Delta d$

が軸性結合定数に対応する様に、八重項 $a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 0.585 \pm 0.025$ [10] は弱い相互作用でのハイペロン崩壊により測定されている。三重項を含まない重陽子構造関数の積分値から、$\Delta\Sigma$ を精度良く決定する事ができ、$\Delta\Sigma = 0.32 \pm 0.02 \pm 0.04 \pm 0.05$[9] が得られている。同時にクォークスピンをアップ・ダウン・ストレンジに分解でき、海クォークとして存在するストレンジクォークが偏極核子中で核子とは逆向きに偏極していることが示された。中性カレントよるニュートリノ核子弾性散乱断面積の主要項に $\Delta s$ があるため、$\Delta s$ の精密測定は他分野からも求められている。

### ■偏極グルーオン分布

核子スピンに対するグルーオンスピンの寄与 $\Delta G$ の解明は、EMC 実験以降の核子構造研究における主要目的の一つであり、深非弾性散乱、陽子陽子衝突実験等の測定が行われてきた。

深非弾性散乱（DIS）実験では入射レプトンが電磁相互作用によりクォークと散乱するため、直接的にグルーオンの情報を得ることは出来ない。非偏極構造関数 $F_2(x, Q^2)$ のスケーリングの破れ ($Q^2$ 依存性) が核子内部のグルーオン分布 $G(x)$ を決定するように、偏極構造関数 $g_1(x, Q^2)$ のスケーリングの破れから間接的に $\Delta G(x)$ を定めることは原理的には可能であるが、固定核子標的の偏極 DIS 実験では、運動学的制限から小さい x 領域のデータがないために、$\Delta G$ には大きな不確かさが残っている。この点で、より高い衝突エネルギーを達成する衝突型 DIS 実験の実現が待たれる。

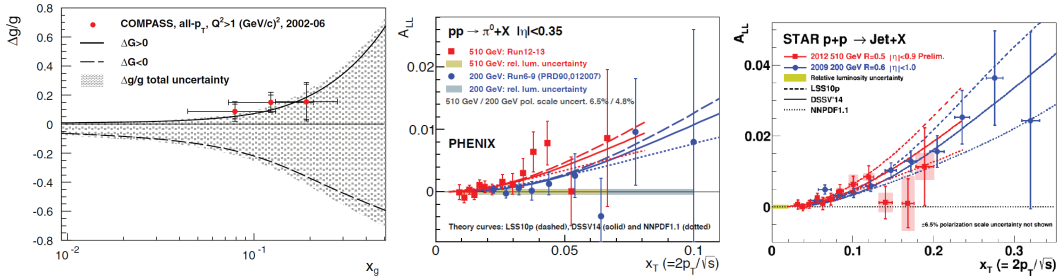


図 7.7: （左図）CERN での COMPASS 実験で得られた $\Delta G/G$ の結果。文献 [11] より。（中・右図）PHENIX 実験で測定された $\pi^0$ の $A_{LL}$ と STAR 実験で測定されたジェットの $A_{LL}$。

深非弾性散乱でも仮想光子が空間的な仮想クォークを介してグルーオンと散乱する過程 ($\gamma^* + g \to q + \bar{q}$) が存在する。その結果、大きな横運動量を持つハドロン生成 (High-$P_t$ ハドロン生成) や、チャームクォーク対生成 (オープンチャーム生成) による $D$ 中間子生成が起きる。図 7.7 左図に COMPASS 第 1 期データにより得られたグルーオン偏極の結果を示す。Hight-$P_t$ ハドロン、オープンチャーム過程それぞれで $\langle \Delta G/G \rangle = 0.113 \pm 0.038 \pm 0.036$ [11]、$\langle \Delta G/G \rangle = -0.13 \pm 0.15 \pm 0.15$ [12] が得られた。$\Delta G/G$ はグルーオンの Helicity 分布 $\Delta G(x)$ と非偏極分布 $G(x)$ の比を表す。

偏極陽子衝突実験では偏極陽子中のクォークとグルーオンが衝突により直接相互作用をするため、生成される粒子の非対称度を用いてグルーオンスピンの寄与 (グルーオン偏極) の測定を行うことができる。ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の衝突型加速器である RHIC での偏極陽子衝突実験が 2001 年に開始されて以来、核子スピンの理解が大きく進展してきた。

RHIC 加速器ではこれまで衝突エネルギー 200 GeV の偏極陽子衝突において平均値で偏極度 55%、輝度 $6.3 \times 10^{31}$ cm$^{-2}$s$^{-1}$、510 GeV では偏極度 52%、輝度 $1.6 \times 10^{32}$ cm$^{-2}$s$^{-1}$ を達成し、衝突実験

データの統計精度を高め、系統的誤差の理解を進めてきた。エネルギーの高さは衝突実験の利点であり、例えば、粒子の生成断面積の測定・比較により摂動論的 QCD の適用性を実証することができる。

2014 年には衝突エネルギー 200 GeV での PHENIX 実験の中性 $\pi$ 中間子と STAR 実験のジェットの非対称度測定を合わせた摂動論的 QCD 解析により、グルーオン偏極がクォーク偏極と同程度存在することが発見された [13, 14]。現在、$x > 0.05$ の領域にわたる積分量では、陽子スピンに対するグルーオン偏極の割合がおよそ 4 割に達することが示されている。さらに衝突エネルギー 510 GeV での測定や前方検出器による非対称度測定を用いてグルーオンの運動量領域をさらに小さい $x$ に広げる解析が進んでいる。図 7.7 中・右図に衝突エネルギー 200 GeV と 500 GeV での PHENIX 実験で測定された $\pi^0$ の $A_{LL}$ [15, 16] と STAR 実験で測定されたジェットの $A_{LL}$ [17, 18] の結果を示す。$A_{LL}$ は Helicity 非対称度と呼ばれる測定量であり、縦方向に偏極した核子同士の衝突において、衝突する核子が平行（同じ Helicity 状態）に偏極している場合と反平行（異なる Helicity 状態）に偏極している場合の生成断面積の差を、その和で割ったものである。

### ■偏極、非偏極クォーク、反クォーク分布

クォークが $g \to q + \bar{q}$ という摂動的なグルーオン分岐から生じる場合、$\bar{u}$ と $\bar{d}$ の質量は QCD スケールに比べて無視できるので、$\bar{u}$、$\bar{d}$ の生成確率はほぼ等しく、核子内の $\bar{u}$ と $\bar{d}$ の分布量はフレーバー対称、つまり $\bar{d}(x) = \bar{u}(x)$ であると考えられていた。ところが、CERN の NMC 実験は 1990 年に陽子と中性子の構造関数を測定し、Gottfried 和 が $S_G = 0.235 \pm 0.026$ であることを発見した [19]。この Gottfried 和は、陽子内の $\bar{u}(x)$ と $\bar{d}(x)$ が等しい場合に $S_G = 1/3$ となるべき量であり、測定結果の $S_G < 1/3$ は $\bar{d}$ が多いことを意味する。さらに CERN の NA51 実験 (1994 年)[20] と Fermilab の E866/NuSea 実験 (1998 年)[21] は、反クォークのパートン分布関数を直接的に測定してフレーバーに対する比 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ を決定した。非対称性は運動量の割合 $x$ に強く依存し、$x \sim 0.1$ では $\bar{d}$ は $\bar{u}$ に対して 7 割も多く存在する。この大きな非対称性は、非摂動論的な効果が反クォークの生成に影響していることを示唆しており、核子構造ひいては非摂動論的領域での強い相互作用の性質を理解するために重要な現象である。

大きな $\bar{d}/\bar{u}$ 非対称性の発生メカニズムを説明すべく、様々な理論モデルが提唱され、測定結果と比較されている [22]。多くのモデルは非対称性の $x$ 依存性をおよそ再現するが、$x \sim 0.3$ に向けて急速に非対称性が小さくなるという傾向は説明できない。さらに、大きい $x$ で非対称性が $\bar{d} < \bar{u}$ に転じるという傾向を測定結果は示しており、この大小関係の反転はどの理論モデルも再現しえないものである。測定データと理論モデルの一致度を精査するためには、大きな $x$ で測定データの精度を高める必要がある。

大きな $x$ での $\bar{d}/\bar{u}$ を測定するために、現在 Fermilab において E906/SeaQuest 実験が実施されている。この実験では陽子および重陽子の標的に陽子ビームを照射し、Drell-Yan 反応を計測することにより $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ を直接的に測定する。Drell-Yan 反応とは、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子となってからレプトン対 $(\mu^+ + \mu^-)$ に崩壊する過程であり、反応断面積が小さいので大きな積算ルミノシティを必要とする。Fermilab の Main Injector から取り出される陽子ビームは、その強度 ($10^{12}$ 陽子/秒) とエネルギー (120 GeV) において SeaQuest 実験の目的に適った施設である。

SeaQuest 実験は 2012 年 4 月から 2017 年 7 月まで物理データを収集した。ビーム陽子 $1.4 \times 10^{18}$ 個のデータを計測・記録し、収集したデータの 1/3 を用いた $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ の preliminary な結果 (図 7.8 左

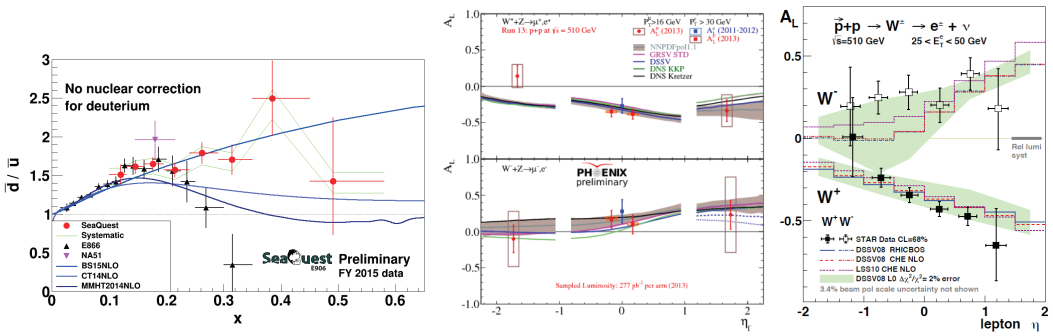


図 7.8: （左）SeaQuest 実験による $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ の preliminary な測定結果。（中）PHENIX 実験で測定された $W$ ボソンの $A_L$ と（右）STAR 実験で測定された $W$ ボソンの $A_L$。

図) を 2016 年 4 月に公表した。$0.1 < x < 0.6$ の範囲で有意な非対称性が観測されており、解析データの追加および解析手法の改良により高精度な最終結果を求めつつある。また、収集された Drell-Yan 反応のデータを用いて、$p+p$ と $p+d$ での角度分布 (Boer-Mulders 分布関数) の測定 [23] や $p+A$ での原子核効果の測定 [24] の為のデータ解析も進行中である。

フレーバー非対称な反クォークを記述する理論モデルは、反クォークの偏極分布 $\Delta\bar{u}(x)$、$\Delta\bar{d}(x)$ もまたフレーバー対称性を破り、$\Delta\bar{u} > \Delta\bar{d}$ である事を予言している。破砕過程による生成されるハドロンの同定により、深非弾性散乱（DIS）でもクォークの種類を推定できるため DESY での HERMES 実験 [25]、CERN での COMPASS 実験 [26] 等で偏極 DIS 実験でのハドロン同時計測が行われてきた。COMPASS による測定結果は $\Delta u = 0.69 \pm 0.04$、$\Delta d = -0.33 \pm 0.05$、$\Delta\bar{u} = 0.02 \pm 0.02$、$\Delta\bar{d} = -0.05 \pm 0.04$、$\Delta s = \Delta\bar{s} = -0.01 \pm 0.01$ を示した。偏極アップ・ダウン分布 $\Delta u$、$\Delta d$ が精度よく決定される反面、反クォーク分布は相対誤差が大きい。DIS 断面積にはクォークの電荷自乗が効くため反クォークの直接的な分離・決定ができないことによる。反クォークを直接プローブする反応過程による直接的測定が望まれてきた。

衝突エネルギー 510 GeV での偏極陽子衝突実験による $W$ ボソン生成過では、弱い相互作用のパリティーの破れを利用し、フレーバーを選択した $\Delta q(x)$、$\Delta\bar{q}(x)$ 測定ができる。これは DIS 過程とは独立な測定結果をより高いエネルギースケール（$m_W^2$）で与える。2013 年までに RHIC 実験において十分なデータ取得が行われ、精密な解析が着実に進んでいる。図 7.8 中・右図に PHENIX 実験で測定された $W$ ボソンの $A_L$ [27] と STAR 実験で測定された $W$ ボソンの $A_L$ [28] の結果を示す。$A_L$ は $W$ ボソンの生成に対するパリティの破れた Helicity 非対称度であり、縦偏極した片方の核子の偏極方向が正（正の Helicity）である場合と負（負の Helicity）である場合の差を、その和で割ったものである。

### ■偏極パートン分布関数のグローバル解析

パートン分布関数の「普遍性」を基礎に、深非弾性散乱や陽子陽子衝突等からの様々な実験データを総合的に解析することで、非摂動論的な物理量であるパートン分布関数を決定できる（グローバル解析）。深非弾性散乱では仮想光子とクォークとの散乱が主な過程であり、一方、陽子陽子衝突での (比較的小さい横運動量 $p_T$ の領域における)$\pi^0$ 中間子生成やジェット生成ではグルーオン・グルーオン散乱が主な過程となる。これらはグローバル解析においてそれぞれクォークパートン分布・グルー

オンパートン分布の情報を主に与えるという点で相補的な役割を持つ。非偏極分布関数のグローバル解析では衝突型の DIS 実験（DESY-HERA）によって可能になった運動学領域、特に大きな $Q^2$ の領域での構造関数 $F_2(x, Q^2)$[7] のデータがグルーオン分布 $G(x)$ の決定に重要な役割を果たした。一方、未だに衝突型の偏極 DIS 実験は実現しておらず、RHIC での偏極陽子衝突におけるこれらの過程に対する非対称度測定データが、$\Delta G(x)$ 決定精度の向上に重要な働きをしている。

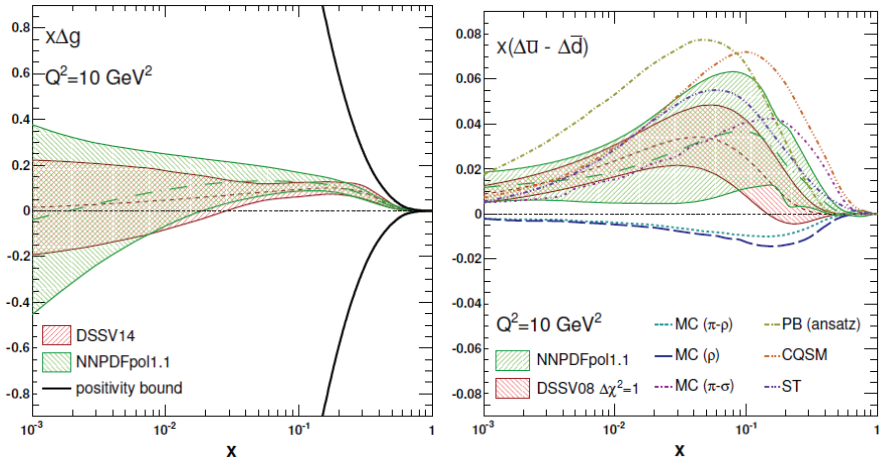


図 7.9: DSSV グループと NNPDF グループのグローバル解析による $\Delta G$ と $\Delta\overline{u} - \Delta\overline{d}$ の結果。

実験技術の発展とともに、分布関数最適化手法や QCD 摂動計算の高次補正等の解析手法の開発も進展しており、グループ毎に特徴を活かした解析が進められている（DSSV[13]、NNPDF[14]、JAM[29]、LSS[10]、KTA[30]）。図 7.9 に示すのは DSSV グループ、NNPDF グループによる RHIC 偏極陽子衝突実験データを含むグローバル解析の結果である。左図は正のグルーオン偏極を示し、右図は $\Delta\overline{u} > \Delta\overline{d}$ の傾向（非偏極では $\overline{d} > \overline{u}$）を示している [31]。DSSV グループによって得られた $\int_{0.05}^{1} dx\Delta G(x) \approx 0.2\pm^{0.06}_{0.07}$[13] という値は従来の予想よりもかなり大きく、陽子スピンの 40 パーセントがグルーオンの Helicity 非対称性に由来することを示唆している。しかしながら $x$ の小さい領域 $x < 0.05$ での不定性が非常に大きい。現時点の実験値で決定できる $\Delta G(x)$ の $x$ 領域は狭く、特に小さい $x$ 領域の振る舞いを正確に決定しなければその積分値の確定は難しい。将来の EIC（Electron–Ion Collider) 計画での偏極電子・陽子衝突実験により、広い $x$ 領域がカバーされる [32]。

一方でクォークとグルーオンの軌道角運動量 $L_q, L_g$ に関しては、実験でどのように測定すればよいのか具体的な提案がなく、そもそも QCD に基づくゲージ不変な定義すら満足に得られていなかった。幸い、後者の問題は最近の理論の進展で解決された。そこで新たに得られた知見として、$L_q, L_g$ に対してもゲージ不変な一種の「パートン分布関数」を定義することができ、$L_{q,g} = \int_0^1 dx L_{q,g}(x)$ のように書けること [33]、また $L_{q,g}(x)$ はいわゆるウィグナー関数のモーメントで表せる $L_{q,g}(x) = \int d^2k_\perp d^2b_\perp (\vec{k}_\perp \times \vec{b}_\perp)_z W_{q,g}(x, \vec{k}, \vec{b}_\perp)$ ということが分かった。ここで $k_\perp, b_\perp$ はそれぞれパートンの横運動量とインパクトパラメーターである。これより軌道角運動量の測定はウィグナー関数の測定と密接に関係していることが分かる。この関係を用いて、最近になり軌道角運動量を測定する方法が立て続けに 3 つ提案された [34, 35, 36]。これらの提案は EIC 計画での測定を見据えており、今後の発展が

期待される。

## 7.3 研究計画

### 横偏極現象の解明

#### ■シングルスピン非対称性（SSA）の物理

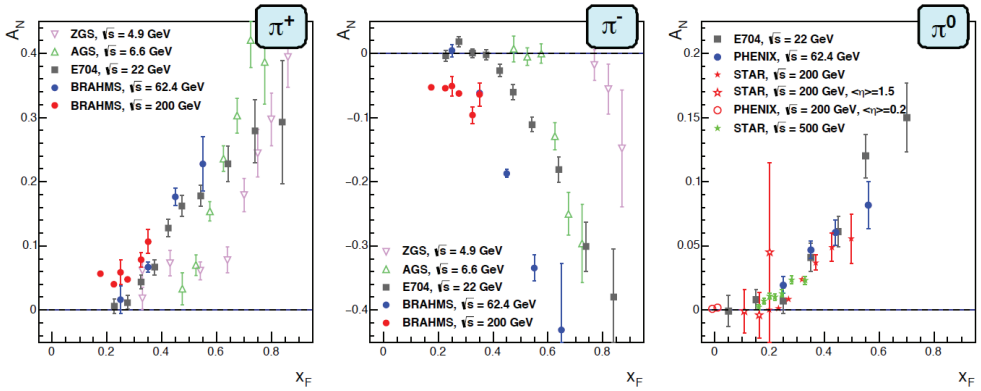


図 7.10: ZGS 実験、AGS 実験、Fermilab-E704 実験、BRAHMS 実験、STAR 実験、PHENIX 実験により測定された $\pi$ 中間子の SSA の結果。

スピン偏極現象の研究は、核子スピンの起源のみならず、 QCD の動力学と核子構造の新側面を切り拓いている。近年注目される現象として、シングルスピン非対称性 (SSA) が挙げられる。それは、スピンが (進行方向に対し) 横偏極した核子と無偏極な電子あるいは核子との衝突において、終状態にハドロン ($\pi$, $K$, $\eta$, $D$, $J/\psi$ 中間子等) や (仮想) 光子の生成する反応断面積が入射核子のスピンの向きに依存する現象である。測定の結果（図 7.10）は、広い衝突エネルギーの範囲で大きなスピン非対称度が存在する事を示している。SSA はハドロン生成を伴う深非弾性散乱過程や核子核子衝突過程の断面積に様々な方位角非非対称度として現れるが、「互いに独立なパートンからなる核子」という単純な描像ではこの大きな非対称度を説明できない事が知られており、その起源を明らかにすべく、世界各地で測定が進行している。

高エネルギー過程の記述に成功してきたパートン模型 (摂動論的 QCD) から期待される SSA は、クォーク質量に比例する微小量 $\alpha_s m_q/Q$ （$\alpha_s$ は強結合定数、$m_q$ は $u$、$d$ クォークの質量、$Q$ は 1GeV 以上の高エネルギースケール）であり [37]、それは実際に観測される SSA を説明できない。現象としては極めて単純な SSA であるが、その発生機構を QCD から理解するためは、散乱過程を解析する理論的枠組みの拡張が必要であり、ひいては、単純なパートン描像を超えたハドロン構造の理解が必要とされている。SSA の解明に向けた理論研究は、90 年代から始められ、最近 10 年程の間に飛躍的な進歩を遂げたが、未解決の課題も多く、現在も活発に研究が進められているところである。

これまでの研究により、大きな SSA を可能にする 2 つのメカニズムが提案されている。その 1 つは、「横運動量依存（TMD=Transverse Momentum Dependent）因子化」の枠組み [2] で定義される分布・破砕関数を用いて、パートンの「固有横運動量」の効果を考慮することによって SSA を記述するものである。もう 1 つは、Collinear 因子化の枠組みで、パートンの量子的多体相関の結果現れる「ツイスト 3 観測量」[38, 39] として SSA を記述する（ツイスト 3 機構）ものである。以下、これらについて説明する。

### ■横運動量依存（TMD）因子化

終状態ハドロンの横運動量 $p_{hT}$ が小さい領域（$\Lambda_{\rm QCD} \leq p_{hT} \ll Q$）では、パートンの縦運動量成分のみならず、横運動量成分も観測される効果をもたらす。このような過程では、断面積 $\sigma^{ep\to ehX}$ はパートンの固有横運動量 $k_\perp$ を含めた形として、分布関数 $f_a(x, k_\perp)$、破砕関数 $D_b(z, k'_\perp)$ と、パートン間のハード断面積 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a\to b}$ の積として表される。このような因子化は TMD 因子化と呼ばれ、その正当性は $e^+e^-$ 衝突における back-to-back 2-jets 生成過程における方位角非対称性、Drell-Yan 過程、ハドロン生成を伴う深非弾性散乱（DIS）過程について示されている。

TMD 分布の 1 つは提案者の名にちなんで Sivers 分布 [40] とよばれており、横偏極核子中での無偏極クォークの横運動量分布の核子スピンの向きに対する非対称性を表している。パートン分布を Sivers 分布に代え、破砕関数には通常のものを用いて $\pi$ 中間子生成を記述することによって、観測された SSA を再現できる。しかしながら、このような分布関数がゲージ不変に、かつ、QCD の時間反転不変性と無矛盾に存在し得るためには、ゲージリンク $W_\eta(0, z)$ の存在が不可欠であることが知られている [41]。その結果として Sivers 分布は、ハドロン生成を伴う DIS 過程と Drell-Yan 過程において逆の符号をとる「非普遍性」をもつ。このことを実験的に検証することは、TMD 因子化のテストとして極めて重要である。Sivers 分布と同様な非普遍性を持つ他の分布関数としては、無偏極核子中における横偏極クォークの横運動量のクォークスピンの向きについての非対称度を表す Boer-Mulders 分布がある [42]。

TMD 破砕関数も定義される。特に重要なのは、Transversity 分布 $\delta q(x)$ と対をなすことで SSA を引き起こす終状態相互作用を記述する Collins 破砕関数である [43]。これは、横偏極したクォークから、$\pi$ 中間子などの（無偏極）ハドロンがクォークスピンと垂直方向の横運動量を伴って生成される際の、クォークスピンと横運動量との相関を表す関数である。

上で述べた、Sivers 分布関数と Collins 破砕関数は、終状態に生成される粒子の横運動量が小さな領域（$\Lambda_{\rm QCD} \leq p_T \ll Q$）でほぼ、$p_T/M_N$ のように振る舞う SSA を引き起こす。核子中のパートンの運動は本来 3 次元的であるはずなので、TMD 分布・破砕関数は、Collinear なパートン分布・破砕関数の自然な拡張としてかなり古くから議論されていた。しかしながら、特に注目されるようになったのは比較的最近であり、その背景には、上述した大きな SSA の発見がある。因子化の可能性や TMD 関数の非普遍性などについてまだ理論的な研究の余地があるが [2]、TMD 分布関数は、核子中におけるクォーク分布の運動量空間における 3 次元構造を表している点でおおきな関心を集め、その測定が進行している。

■ツイスト 3 因子化

一般に、ハード過程の断面積に $(M/Q)^{t-2}$（$M$ は核子の質量）のオーダーで寄与する分布・破砕関数は「ツイスト $t$」の関数と呼ばれる。高エネルギーで主要項として効くツイスト 2 の分布・破砕関数は、確率分布関数としての意味を持ち、対応する短距離部分を摂動論的 QCD の最低次 (LO) で計算したものが、ファインマンの「パートン模型」である。ツイストが 3 以上の分布・破砕関数の寄与は「高次ツイスト効果」と呼ばれる。それらは、パートン間の量子的多体相関の効果であり、確率解釈を持ったパートン分布関数の寄与とは本質的に異なる。このように、断面積に対するパートン模型の寄与への QCD からの補正としては、NLO（Next-to-Leading Order）以上の摂動的補正と、$M/Q$ の逆冪で効く運動学的な標的質量補正と高次ツイスト補正がある。

■深非弾性散乱での横偏極現象

偏極深非弾性散乱での横偏極現象では、横運動量依存 (TMD) 分布関数と散乱断面積方位角依存性との間に密接な関係があるので、これを用いて TMD 分布関数の情報を引き出すことができる。入射・散乱レプトンを含むレプトン散乱平面を基準として、仮想光子と生成ハドロンを含むハドロン生成平面がなす仮想光子まわりの方位角 $\phi_h$ と、標的スピンの $\phi_S$ が定義できる。HERMES 実験、COMPASS 実験、そして JLab で行われた一連の偏極深非弾性散乱実験では、これらの方位角に対する生成断面積依存性を利用し、Sivers 分布 [44, 45, 46, 47]、Transversity 分布 [48, 45, 46, 47]、Boer-Mulders 分布 [49, 50, 51] に関する測定がなされている。陽子陽子衝突での $\pi$ 中間子生成での SSA 測定では Sivers、Transversity の分離はできないため、深非弾性散乱実験の特徴となっている。

Helicity 分布と同様に、実験データを利用したグローバル解析 [52, 53, 54, 55, 56, 57, 58] も行われている。Sivers 分布については $u$、$\bar{u}$、$d$、$\bar{d}$ 毎にその値が定められている。価クォークが支配的な $x$ 領域でアップ・ダウンクォークの分布が同程度の大きさで、符号が逆の値を取り、偏極核子中で互いに逆方向に軌道回転を行う様子を示唆している。反クォークの分布は誤差の範囲でゼロに一致するが、クォーク分布と比較して誤差が大きい。COMPASS や BNL での STAR 実験による Sivers 分布の非普遍性の実証により、TMD 分布についても様々な実験結果を利用したグローバル解析が可能となる。特に偏極 SeaQuest 実験（E1039）での Drell-Yan 測定や RHIC での $W$ ボソン生成は反クォークを直接測定できる。

深非弾性散乱実験結果と電子陽電子衝突実験 (Belle、BaBar) での Collins 破砕関数測定結果に基づくグローバル解析からは、アップ・ダウンクォークに対して Transversity 分布が定められている。素粒子標準模型を越えた新物理探索を目的として、中性子電気的双極子モーメント (EDM) の測定が積極的にすすめられている。クォーク・パートン模型では中性子 EDM は、クォーク EDM のテンソル電荷による加重和として得られ、Transversity 分布の積分値がその値を決定する ($\delta_{Tq} = \int_0^1 (\delta q - \delta\bar{q}) dx$)。グローバル解析の結果を元に $\delta_{Tu} \sim 0.4$、$\delta_{Td} \sim -0.3$ が得られている [58, 59]。単純なクォーク模型ではそれぞれ 4/3、 − 1/3 となるものであり、ダウンクォークの測定値はクォーク模型と一致を示すものの、アップクォークでは異なる値を示し、核子スピンパズルと同様に QCD の動力学が如実に現れている。しかしながら、測定値の統計誤差が大きく、反クォークも含め各フレーバー毎の Transversity 分布の精確な決定が望まれている。

■研究計画

核子散乱の横偏極現象を記述する理論的基礎づけの進展に伴い、Sivers 分布の非普遍性の実証などの精密化への新たな展開が始まろうとしている。これまでの偏極測定量の結果は主にアップクォークの情報を与えるものであったが、ダウンクォーク、そして海クォーク (反クォーク・ストレンジクォーク)、グルーオン横運動量依存 (TMD) 分布の直接的測定による正確な、高統計測定の実現による精確な決定が今後の目的となる。それぞれ、COMPASS での横偏極重陽子標的による測定 (2021 年)、偏極 SeaQuest(E1039) による陽子ビームと横偏極陽子標的による Drell-Yan 測定 (2019-2020)、fsPHENIX 実験による偏極陽子陽子衝突実験 (2022-2023 年) での測定が計画されている。

2025 年以降には、EIC 将来計画では偏極深非弾性散乱で未踏の運動学的領域での測定が実現される。深非弾性散乱の包括的測定同様、測定範囲を飛躍的に拡大する。2018 年以降には JLab における 12 GeV 偏極電子ビームによる低エネルギースケールでの高統計測定が予定されており、広い運動学的領域での高い精度での測定による TMD 分布の $Q^2$ 依存性の実験的検証等、大きな期待が寄せられている。

## 核子の３次元構造と軌道角運動量

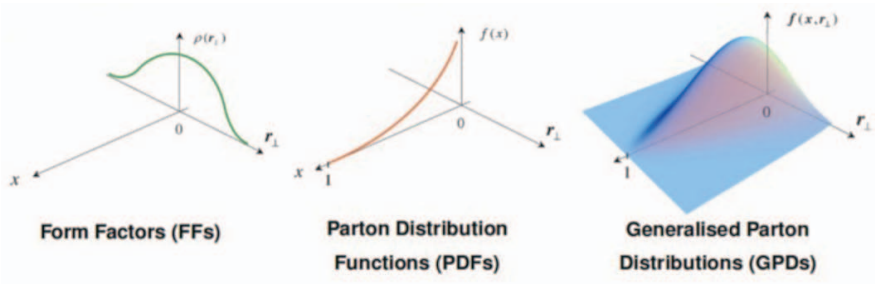


図 7.11: 一般化されたパートン分布（GPD）関数とパートン分布関数・形状因子

核子の形状因子とパートン分布の両方の性質を併せ持つ一般化されたパートン分布（GPD = Generalized Parton Distribution）関数の測定は、核子構造研究にあらたな展開をもたらした（図 7.11）。特に、陽子スピンに対するパートンの全角運動量の実験的検証に道標を示した Ji 和則の発見は理論的・実験的研究の加速的発展を促した。GPD 関数研究の代表的な散乱過程である深部仮想コンプトン散乱に関する研究手法の発展と様々なエネルギー領域の実験による測定データの蓄積により、陽子内部構造の断層的解明が実現されつつある。

■一般化されたパートン分布（GPD）関数と Ji のスピン和則

深非弾性散乱で散乱レプトンのみを測定する様な「包含過程」のみならず、散乱後も標的核子が核子として姿をとどめながら二次粒子生成が起きる「排他的生成過程」も核子構造の研究手法となる。排他的生成過程には、実光子生成をともなう深部仮想コンプトン散乱（DVCS = Deeply Virtual Compton Scattering: $ep \to e'\gamma^{(*)}p$、図 7.12 左）や排他的中間子生成 (HEMP = Hard Exclusive Meson

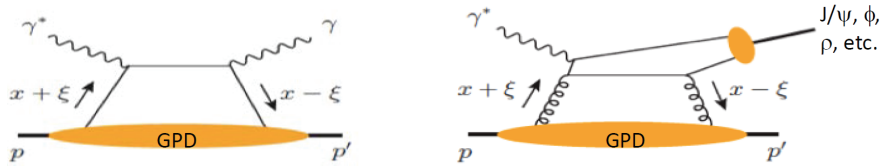


図 7.12: 左：深部仮想コンプトン散乱 (DVCS)、右：排他的中間子生成（HEMP）

Production: $ep \to e'Mp$、図 7.12 右）がある。仮想光子と散乱した核子中のクォークは、深非弾性散乱のように核子外でハドロン破砕過程を起こさず、実光子等を生成した後に核子内に戻されるため、仮想光子と標的核子の弾性散乱を介するように振る舞う。このようなクォークを GPD 関数 $H_q(x, y, \Delta^2)$、$E_q(x, y, \Delta^2)$ により記述する [60]。ここで、$\Delta = P' - P$ は核子の運動量移行、 $\bar{P} = (P + P')/2$ は散乱前後の平均運動量で $y = -\Delta^+/(2\bar{P}^+)$ である。GPD 関数は $\Delta \to 0$ の極限で Collinear なパートン分布関数に移行する量である。すなわち、$H_q(x, 0, 0) = q(x)$ である。また、$x$ で積分すると、核子の形状因子へと移行する。すなわち、$\int_{-1}^{1} dx H_q(x, y, \Delta^2) = F_1^q(\Delta^2)$ （Dirac 形状因子）と $\int_{-1}^{1} dx E_q(x, y, \Delta^2) = F_2^q(\Delta^2)$ （Pauli 形状因子）の関係が成立している。このように、GPD 関数は形状因子とパートン分布関数を統一し一般化した関数といえる。Ji が論文 [60] において、GPD 関数の 2 次のモーメントが、クォークのスピンと軌道角運動量を合わせた核子スピンへのクォークの全寄与を表していることを示して以来、「核子スピンパズル」を解明する鍵として、GPD 関数に対する関心が大いに高まった。この関係により、$J_q - \int_0^1 dx\, \Delta q(x)$ は、クォークの軌道角運動量の核子スピンへの寄与を表していることになる。

もちろん、核子のスピン・コンテンツの情報と関係するのは、2 次のモーメントという GPD 関数の 1 側面に過ぎず、GPD 関数自体は、横運動量依存（TMD）分布関数と同様に、パートンの 3 次元的情報を含むより豊富な物理量である。上述した、パートン分布関数や形状因子との関係の他、GPD 関数の空間座標へのフーリエ変換である衝突係数依存パートン分布は、空間座標における確率密度としての解釈を有し、通常のパートン分布関数の自然な 3 次元的拡張になっていることが Burkardt によって示されている [61]。また、GPD 関数は Collinear 因子化の枠組みで解析可能であり、摂動論的 QCD の最低次で既に因子化が証明されているなど、TMD 分布関数に比べると、GPD 関数の理論は既に成熟したレベルにある。

### ■深部仮想コンプトン散乱（DVCS）測定

DVCS 断面積は HERA 加速器での実験等で測定が行われてきた。断面積には一般化されたパートン分布（GPD）関数中の $H$ 関数が主な役割を果たす。一方で、固定標的による実験では DVCS 過程と同じ終状態を持つ Bethe-Heitler（BH）過程 (入射または散乱電子による実光子輻射) がより支配的となるため、直接的な DVCS 過程の断面積測定は現実的ではない。スピン非対称度やビーム電荷非対称度には、BH-DVCS 干渉項が電子散乱平面と実光子生成平面のなす方位角 $\phi$ への依存性を持ってあらわれるため、これらの非対称度測定に基づく GPD 研究が可能となる。深非弾性散乱実験でのハドロン同時計測による横運動量依存（TMD）研究と同様に、非対称度方位角分布のそれぞれのフーリエ係数に対し、対応する核子形状因子と GPD 関数との積が知られている。

2001 年に HERMES と CLAS 実験により主に $H(x, y, \Delta^2)$ に依存する DVCS 過程のビームスピン非対称度 $A_{\rm LU}^{\sin\phi}$ の存在が報告された [62, 63]。以来、Ji 和則によるクォーク全角運動量の決定を目指し、HERMES や JLab での実験で DVCS 過程の測定が精力的に行われてきた。特に HERMES はビーム粒子に電子、陽電子を利用できるため、$H(x, y, \Delta^2)$ の情報をビーム電荷非対称度 $A_{\rm C}^{\cos\phi}$ 測定からも得る事が出来る。Ji 和則の決定には $E(x, y, \Delta^2)$ が必要である。$E(x, y, \Delta^2)$ の情報は横偏極標的による DVCS 過程の測定、例えば標的スピン非対称度の標的スピンの方位角 $\phi_{\rm S}$ 依存性 $A_{\rm UT}^{\sin(\phi-\phi_{\rm S})\cos\phi}$ の測定から得られる。例えば、HERMES からは、$A_{\rm LU,I}^{\sin\phi} = -0.224 \pm 0.028 \pm 0.020$ [64]、$A_{\rm C}^{\cos\phi} = 0.055 \pm 0.009 \pm 0.004$ [64]、$A_{\rm UT}^{\sin(\phi-\phi_{\rm S})\cos\phi} = -0.164 \pm 0.039 \pm 0.023$ [65] が報告されている。HERMES、JLab で測定された非対称度から、陽子内でのアップ、ダウンクォークの持つ全角運動量の推定も行われ、GPD 関数に対する理論的模型の仮定のもとで $J_u + J_d/2.8 = 0.49 \pm 0.17$ [65]、$J_u + J_d/5.0 = 0.18 \pm 0.14$ [66] が得られている。JLab の 6 GeV 偏極電子ビームを利用して、非偏極断面積 $d\sigma$ 、ビーム偏極断面積 $\Delta(d\sigma)$ の測定が Hall A 実験 [67] や CLAS 実験 [68] で行われた。また、CLAS 実験では縦偏極陽子標的を利用して標的スピン非対称度 $A_{\rm UL}$ [69]、$A_{\rm LU}$、$A_{\rm LL}$ [70] が測定されている。

先述のように、$\Delta q(x)$、$\Delta G(x)$ や Sivers 関数等の TMD 分布関数は様々な実験データに基づくグローバル解析によりその形が定められている。近年、GPD 関数のグローバル解析についても開発がすすめられており、PARTON グループによる先駆的な試みがなされている [71]。解析では JLab での断面積や各非対称度の測定データをよく再現する GPD-$H$ 関数が得られており、将来的にはより高いエネルギースケールでの測定データや、DVCS 以外の排他的生成過程を含めたグローバル解析が期待される。GPD 関数についても、グローバル解析の基盤がととのいつつあり、DVCS 過程等の精密測定による核子の三次元的内部構造研究がまさに始まろうとしている。

### ■排他的中間子生成（HEMP）測定

HEMP 過程では、擬スカラー・ベクトル中間子の違いにより Helicity 依存性の異なる GPD を独立に決定できる。さらに、中間子の種類を同定する事で、生成に関与したパートンの種類（クォークフレーバー、クォーク・グルーオン）も推定できる。縦偏極標的、横偏極標的を利用した HEMP 測定は、HERMES や、JLab での一連の実験で積極的に行われてきた。横偏極陽子標的による $\rho$ 中間子生成で得られる標的スピン非対称度は、アップ・ダウンクォークの $E$ 関数が直接関与するため、それらの全角運動量決定に重要な役割を果たす。HERMES は $A_{\rm UT}^{\rm LL,\sin(\phi-\phi_S)} = -0.035 \pm 0.103$ を報告している [72]。いくつかの GPD 関数の模型による $J_u$、$J_d$ 依存性が計算されており、今後の精密測定が望まれる。横偏極陽子標的による $\pi^+$ 中間子の HEMP 過程では $A_{\rm UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ が GPD 関数の $\tilde{H}$ と $\tilde{E}$ の積に関係する事が知られている。HERMES での横陽子標的による測定結果は、運動量移行の小さい領域 ($-t \sim 0.1$ GeV$^2$) で有意に負の値 $A_{\rm UT}^{\sin(\phi-\phi_S)} \sim 0.3$ を持つことを示しており $\tilde{E}$ の存在を示唆するものであった [73]。

### ■研究計画

COMPASS-II 実験の一つの柱は DVCS 測定を行う一般化されたパートン分布（GPD）関数プログラムである。160 GeV の偏極 $\mu$ 粒子ビームと非偏極液体水素標的を用い、DVCS 過程を通して GPD 関数の $H$ に関する情報を得る。測定できる運動学的領域は $0.005 < x < 0.1$ であり、HERA での電子

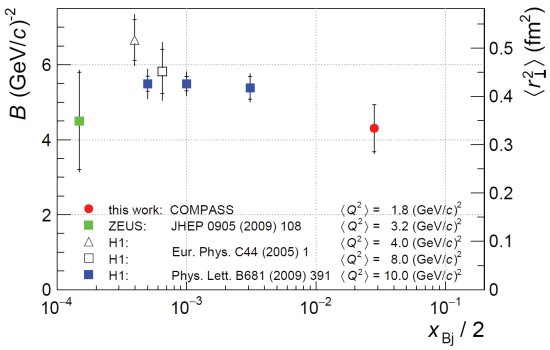


図 7.13: 深部仮想コンプトン散乱（DVCS）測定による陽子トモグラフィー（断層撮影）。

陽子衝突と HERMES 実験の中間に当たる。前述のように固定標的実験では Bethe-Heitler 過程が支配的ではあるが、COMPASS 実験の場合 $x < 0.03$ の範囲では DVCS 過程の寄与が支配的となり、断面積の直接測定が可能となる。形状因子測定の場合、弾性散乱断面積の運動量移行依存性から核子の平均自乗半径を得ることができる。DVCS 過程の場合も同様に散乱断面積から、運動学的にクォークの縦運動量の割合 $x$ 毎に断層的にクォーク空間分布の平均自乗半径を得ることができる。図 7.13 に、HERA での実験、COMPASS で行われた DVCS 測定に基づく、陽子トモグラフィー（断層撮影）の結果を示す。実験毎の運動学的条件の違いから、広い運動量の割合の領域 $10^{-4} < x < 0.03$ で DVCS 断面積の運動量移行係数 $d\sigma/dt \propto \exp(-\langle b_\perp^2 \rangle t/2)$ が得られている。得られた係数が各運動量の割合 $x$ を持つパートンの空間的広がりに対応するため、グルーオン (ZEUS/H1)、海クォーク (COMPASS) 毎に核子の断層的空間構造がはじめて得られた。

COMPASS 実験は 2016-2017 年にも DVCS 測定をおこなっており、断面積測定をより高精度で実現する。COMPASS の $\mu$ 粒子ビームは $\pi$ 中間子崩壊から得られており、スピン偏極している。ビームエネルギーの選択によりスピンと電荷の反転が可能であるので、DVCS のスピン・電荷非対称度測定による GPD-$H$ 関数の高精度決定も目的としている。JLab では 12 GeV 偏極電子ビームによる DVCS 等の高統計測定実験が計画されており、DVCS データの運動学的領域の拡大・高精度化が期待されている。COMPASS 実験後の次期計画のひとつとして、2023 年以降の横偏極陽子標的による DVCS 実験が計画されている。未だに実現されていない DVCS の反跳陽子検出が可能な偏極陽子標的開発が検討されており、Ji 和則によるクォーク全角運動量測定へと導く。EIC 実験は GPD 研究においても、核子構造研究を新たなステージへと押し上げる。固定標的領域から HERA 加速器の電子陽子衝突領域にわたる全域での DVCS 測定が可能であり、断面積測定によるさらに連続的な陽子のトモグラフィー（断層撮影）の実現が期待できる。固定標的とは異なり、横偏極陽子による高精度測定が可能となる。断面積、ビームスピン非対称度、標的スピン非対称度によるグローバル解析により、GPD-$H$、GPD-$E$ 関数が定められる。

これまでに測定されてきたものとは異なる散乱過程による研究も計画されている。深非弾性散乱と Drell-Yan 過程の関係と同様に、排他的中間子生成過程と中間子散乱での排他的 Drell-Yan 過程はそれぞれ時間的・空間的な対称関係にある。異なる散乱過程の測定により、分布関数の普遍性・非普遍性を実証するのと同様に、排他的 Drell-Yan 過程の測定は GPD 関数の普遍性を実証する手段となる。

J-PARC 高運動量ビームラインの $\pi$ 中間子ビームを利用した、排他的 Drell-Yan 過程の世界ではじめての測定が計画されている。

## 実験計画

日本グループが推進している代表的な実験計画を選択的に紹介する。

### ■ SeaQuest 実験

SeaQuest 実験のデータ収集が一段落し、その高度化実験が準備されている。核子構造の現在の理論的フレームワーク (横運動量依存因子化) を検証する手法として Drell-Yan 反応の重要性は高く、偏極したビームや標的を用いた偏極 Drell-Yan 反応の測定が Fermilab において重要な役割を担う。

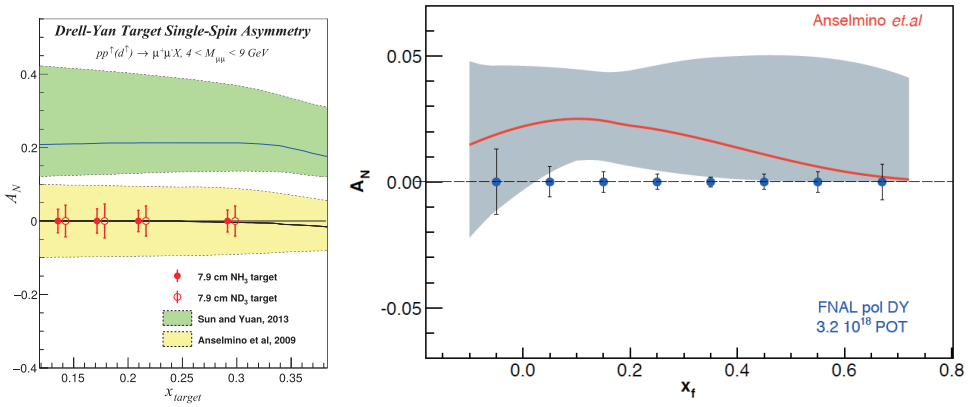


図 7.14: （左）E1039 実験において陽子と重陽子の横偏極標的を用いて 2 年間のデータ収集を行なった場合に期待される $A_N$ の測定精度。（右）E1027 実験において陽子の非偏極標的を用いて 1 年間のデータ収集を行なった場合に期待される $A_N$ の測定精度。

偏極標的を用いた実験が E1039 実験として提案・準備されている。$NH_3$ と $ND_3$ を陽子と重陽子の横偏極標的として用い、SeaQuest 実験の検出器をそのまま利用して陽子ビームとの偏極 Drell-Yan 反応を計測する。終状態ミューオン対の生成方位角依存性にあらわれる標的スピン非対称度 $A_N$ から、反クォークの Sivers 分布関数を抽出する。2 年間のデータ収集で達成可能な測定精度を図 7.14 左図に示す。○ 点に付いた縦棒が各 $x$ での統計精度を表す。2 本の曲線とそのバンドは、二種類の理論モデルによる予想値であり、HERMES や COMPASS での深非弾性散乱実験のハドロン同時計測に基づいて計算されている。E1039 実験により、先行実験を上回る精度で非対称度を決定し、提案されている理論モデルを検証する。早ければ 2018 年後半から物理データの収集を開始する。

また、偏極ビームを用いた実験が E1027 実験として提案・準備されている。$A_N$ を測定するという測定手法は E1039 実験と同じだが、ビーム側を偏極させることによりクォークの Sivers 分布関数を抽出できる。陽子標的を用いた 1 年間のデータ収集で達成可能な測定精度を図 7.14 右図に示す。○ 点に付いた縦棒が各 $x$ での統計精度を表す。曲線とそのバンドは、理論モデルによる予想値である。

E1027 実験により、既存の測定を上回る精度でクォークの Sivers 分布関数を決定可能である。2012 年 11 月に Fermilab より Stage-1 approval を受けており、加速器の装置を偏極ビーム用に再設計するための具体的な計画が検討されている。長期計画として、E1039 実験の偏極標的を併用することで二重偏極の Drell-Yan 反応の計測も可能となり、反クォークの Transversity 分布関数などを直接測定できる。

### ■ COMPASS 実験

2018 年度には $\pi$ 中間子ビームと横偏極陽子標的を利用した偏極 Drell-Yan 過程測定実験を行い、Sivers 非対称度の統計精度の向上をはかる。高精度での非普遍性検証にとどまらず、現在考えられている理論モデルの選別を実現する。ビームの粒子識別のためのチェレンコフ検出器 (CErenkov Differential counters with Achromatic Ring focus, CEDAR) をアップグレードすることにより、$\pi^-$、$K^-$、$\bar{p}$ 識別が計画されている。深非弾性散乱（DIS）でのハドロン同時測定によるクォーク種類の推定と同様に、Drell-Yan 反応を引き起こしているクォーク種類の推定が期待されている。

2019、2020 年は LHC アップグレードのために加速器停止が予定されている。2021 年には再度偏極 $\mu$ 粒子を利用した DIS 実験が予定されている。HERMES で横偏極陽子標的を用いて得られた大きなスピン非対称度の結果を受けて、COMPASS 第 1 期計画では横偏極重陽子標的を利用した測定が行われた。HERMES の横偏極陽子標的による結果に反し、得られたスピン非対称度は統計誤差の中でゼロに一致していた。現在では互いに逆の寄与をもつアップ・ダウンクォークによりスピン非対称度が相殺されていると理解されている。HERMES・COMPASS で得られている陽子標的の結果に比べ、重陽子については COMPASS の限定的な結果のみが存在し、その統計誤差の大きさがダウンクォークの横運動分布がもつ大きな統計誤差を生み出している。陽子と同程度の統計精度での重陽子に対するスピン非対称度を得ることが 2021 年の目的となっている。

COMPASS の後継実験が現在検討されている。ビームラインについては、RF-separation した高強度の $K$ 中間子、反陽子のビームの実現が検討されている。また、横偏極標的を利用した深部仮想コンプトン散乱（DVCS）標的スピン非対称度測定実験の検討もすすめられている。DVCS 事象を正確に得るためには、反跳 $\mu$ 粒子と生成光子の同定に加え反跳陽子検出が必須となる。そのため COMPASS-II ではあらたに反跳陽子検出器を導入し、DVCS 断面積測定の実現に至った。非偏極標的による測定は一般化されたパートン分布関数の $H$ 関数が主要な項となるが、Ji 和則によるクォーク全角運動量決定にはさらに $E$ 関数が必要となる。$E$ 関数の測定には横偏極標的を利用した DVCS 標的スピン非対称度測定が必要である。これまでに HERMES 実験でスピン非対称度測定が行われているが、反跳陽子検出器は組み込まれておらず、系統的不定性が無視できない。反跳粒子検出器を組み込んだ偏極核子標的は今まで実現されておらず、現在 R&D がすすめられている。

### ■ sPHENIX 実験

RHIC 加速器では横方向に偏極した陽子衝突による前方検出器において $\pi$ 中間子、$K$ 中間子、陽子・反陽子に大きな非対称度が示され、核子内部の横方向の運動量分布による多次元構造を起源とする解析が行われている。2017 年には STAR 実験で衝突エネルギー 510 GeV での $W$ ボソンの非対称度が測定され、核子の多次元構造の研究を発展させる。

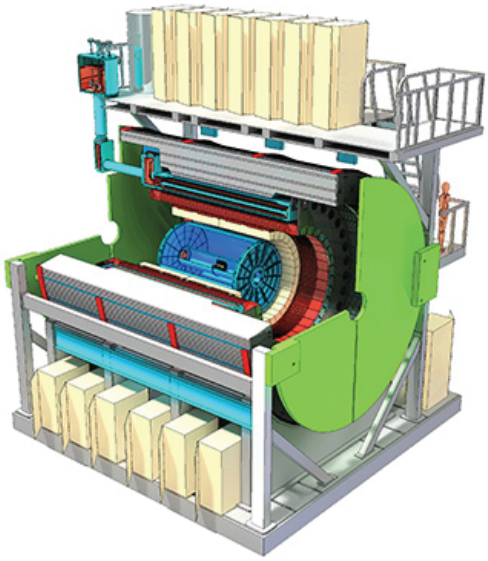

図 7.15: PHENIX 実験の検出器高度化の計画（sPHENIX 計画）。

PHENIX 実験は 2016 年を以ってデータ収集を終了し、これまでの PHENIX 実験のデータ解析を進めている。PHENIX 検出器は解体が行われ、それに代わり SLAC の BaBar 実験で使用された超伝導ソレノイドを取得し、大規模な検出器の高度化（sPHENIX 計画）が開始されている [74]。図 7.15 に sPHENIX 検出器を示す。sPHENIX 検出器は電磁及びハドロンカロリメータを持つ $4\pi$ 検出器であり、ジェット及びチャーム・ボトム粒子の測定に優れた性能を持ち、将来は eRHIC での検出器への移行が考えられている。この高度化により 2022 年から縦偏極を用いた偏極陽子衝突実験を行い、ジェット、光子の直接生成、重クォークをプローブとした高統計の研究により、グルーオン偏極測定の精密化、核子の多次元構造の研究を進める。

現在建設が行われている sPHENIX 検出器は中央バレル検出器のみであるが、この検出器に前方測定に特化したジェット測定を行う検出器を設置することにより、低温での量子色力学（”Cold QCD”）の研究として、新たな偏極核子や原子核の内部クォーク・グルーオン構造の先駆的研究を行うことが可能となる [75]。

偏極核子構造としては横方向の偏極衝突実験による前方ハドロン反応の大きな非対称度 ($A_N$) に対する理論的な理解、現在の理論的理解に対する検証を行い、核子の三次元構造を表す核子内部のクォーク・グルーオンの横運動量依存分布関数および一般化されたパートン分布関数の測定を行う。さらに、縦方向の偏極衝突実験による前方ジェットの非対称度 ($A_{LL}$) 測定を行うことにより、中央バレル検出器では到達できない Bjorken's $x$ の小さな $\Delta g(x)$ の高統計の測定を行う。前方ジェットの $A_{LL}$ 測定により、$x < 0.01$ の領域の $\Delta g(x)$ の高精度の測定が可能となる。

原子核構造としては、偏極核子＋原子核衝突実験により、低温での原子核の核物質効果の研究を行う。高エネルギー原子核衝突では超高温核物質であるクォーク・グルーオンプラズマ（QGP）が生成されるが、その初期状態である原子核内部のクォーク・グルーオン分布関数を測定し、QGP の生成に

至るメカニズムを解明する。

### ■ Electrom Ion Collider (EIC) 計画

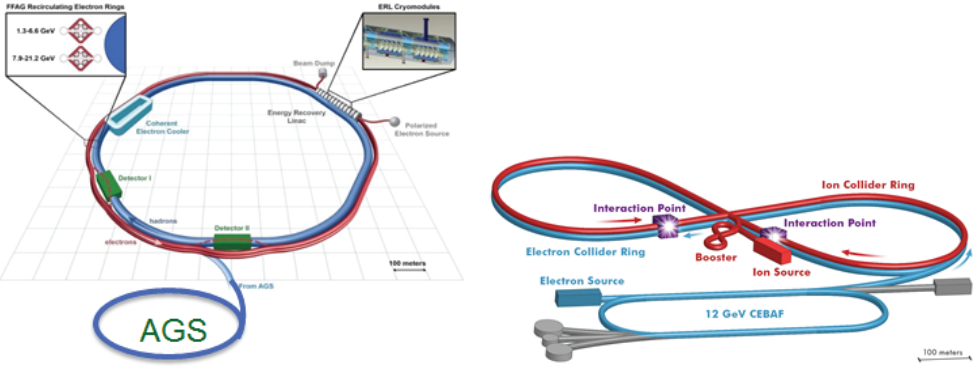


図 7.16: eRHIC と JLEIC の見取り図。

アメリカ原子核物理の次期将来計画として、世界初の偏極電子＋陽子及び原子核衝突型加速器である EIC(Electron–Ion Collider) 計画が進行中であり、BNL と JLab が候補地となっている [76]。図 7.16 に BNL で計画されている eRHIC 加速器と JLab で計画されている JLEIC 加速器を示す。EIC 計画は QCD 物理の新領域を拓き、原子核・ハドロン物理の豊かさを拡大する計画である。2015 年にアメリカの核科学諮問委員会 (NSAC) から FRIB の次の大型将来計画としての推薦を得て、実現へ向けて評価プロセスが着々と行われている。

EIC 計画における 3 次元的な核子構造の理解で鍵となるのはグルーオンの役割である。グルーオンの一般化されたパートン分布（GPD）関数を測定することによりグルーオンの核子内部での空間分布を測定することができる。クォークの空間分布と比較することにより、核子内部でクォークがどのように閉じ込められているか知るための直接的測定となる。核子内部のクォークとグルーオンの相互作用の理解はまた、質量のないグルーオンと質量の小さいクォークがどのように核子のほとんど全て（98%以上）の質量をもたらしているのか、質量の起源を知るための手がかりとなる。原子核内部では小さいエネルギーを担うグルーオンの数は無限に発散するが、どこかで再結合が起こり、その数は飽和すると予想されている（カラーグラス凝縮, CGC）。原子核衝突における QGP 発展の理解にも EIC 計画での CGC 発見・測定は不可欠である。EIC 計画は核子構造研究のみならず QGP 研究にとっても重要な、次世代の高エネルギー QCD 物理のための最重要拠点となる。

**核子のトモグラフィー、グルーオンの空間分布測定**　電子＋陽子衝突の排他的な過程に対して特定の終状態を選択することにより、EIC 計画ではグルーオン（とクォーク・反クォーク対）の GPD 関数を精密に測定することができる。GPD 関数は縦方向の運動量の割合の関数としてその横方向の空間分布を与え、そこから縦方向の運動量の割合に対する分布関数と横方向の空間分布を示す形状因子を得ることができる。横方向の距離の拡がりから、核子構造に対する長距離での QCD の精密な測定を与える。そこからスピンと軌道運動の相関を得ることもでき、クォークやグルーオンの運ぶスピンと

軌道運動を含む角運動量の陽子スピンに対する寄与を決定することができる。また、同様の測定は、原子核についても得ることができる。

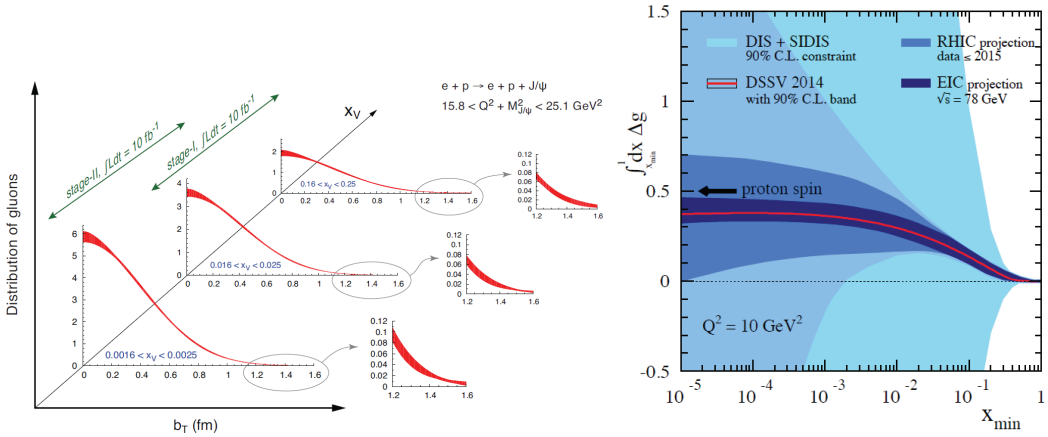


図 7.17: （左図）排他的な $J/\psi$ 生成断面積から得られるグルーオンの横方向の空間分布に対する予想精度。（右図）EIC 計画で到達できる $\Delta G(x)$ 精度の予想値 [32]。

図 7.17 の左図は排他的な $J/\psi$ 生成断面積から得られるグルーオンの横方向の空間分布対する予想精度を表す。散乱された陽子の運動量移行に対する測定されない領域への外挿の系統的不確定性と統計的不確定性を含む。陽子の中心からのグルーオンの位置を $b_T$(fm) で表し、$x_V$ は運動学的に決定されたグルーオンの持つ運動量の割合である。

**パートン分布関数測定の精密化**　前節で紹介したようにグルーオン偏極 $\Delta G(x)$ の正確な決定には、より小さな $x$ 領域での測定が必要不可欠な状況になっている。HERA 電子陽子衝突型加速器での構造関数 $F_2$ 測定が非偏極グルーオン分布 $G(x)$ の決定に主要な役割を果たしたように、$x$ のみならずより広い $Q^2$ 領域での $g_1$ 測定も重要である。EIC 計画 [76] では、偏極電子ビームと偏極陽子ビームによる世界ではじめての偏極深非弾性散乱（DIS）実験が予定されている。非偏極構造関数 $F_2$ の測定で DESY-HERA 電子陽子衝突加速器が果たしたのと同様に、より小さな $x$、そしてより大きな $Q^2$ での測定が実現される。現在得られている $g_1(x, Q^2)$ 測定結果、RHIC での偏極陽子陽子衝突実験の結果に、EIC 計画での $g_1(x, Q^2)$ 測定データを加えたグローバル解析により、偏極核子のフレーバー・スピン構造が高精度に明らかになることが期待される。

図 7.17 は DSSV のグローバル QCD 解析による $\Delta g(x)$ の $x = x_{min}$ から 1 までの積分値のエラーを示す [32]。2014 年の DSSV の計算結果は、その後の RHIC の 2015 年までの実験結果を合わせることにより、$x_{min} = 10^{-3}$ でエラーの大きさはさらに 1/2 になることを示す。このエラーの大きさは将来の EIC 計画の偏極 DIS 測定により $x_{\rm min} = 10^{-5}$ まで格段に小さくなる。

**グルーオン飽和、電子＋原子核衝突**　核子・ハドロンに対する理解は原子核に対しても適用され、原子核のクォーク・グルーオン描像による新たな理解へもつながる。ここで興味深いのは小さい $x$ の領域と呼ばれる運動学的領域であり、小さい運動量の割合を担うグルーオンは核子や原子核内部で飽和

していると考えられている。この領域を実験により決定することは、高エネルギー重イオン衝突で生成される非閉じ込め状態のクォーク・グルーオンプラズマ（QGP）生成の初期条件を理解するためにも重要である。

QCD では低い $x$ においてはグルーオン同士の再結合という非線形の過程によりグルーオン密度の増加が抑えられ、その結果、ある $Q_s$ というスケールにおいて、グルーオンの分岐と再結合が平衡に達し、グルーオンの密度が飽和する。Color Glass Condensate (CGC) と呼ばれる、このような飽和した小さな運動量の割合のグルーオンの飽和は、QCD におけるグルーオンの自己相互作用の帰結である。

その領域を実験的に測定するためには、十分高い $Q^2$（分解能）で低い $x$ の領域を測定することができる高エネルギー、高輝度の EIC 加速器 が必要である。飽和した結果、どのようなグルーオン、クォーク・反クォークの力学が成り立っているかを知るためには、その領域を分離して測定しなくてはならない。これは高い $Q^2$（分解能）で閉じ込めを測定する新しい実験的方法である。

$Q_s$ に達するのは電子＋核子散乱ではエネルギーとして数 TeV を要するが、原子核を用いることにより $A^{1/3}$ の増大が得られ、$Q_s$ により低いエネルギーで到達することができる。HERA、RHIC、LHC ではグルーオン飽和に対するヒントは得られたが、EIC 計画の電子＋原子核衝突により、明白な証拠を得ることができる。そして、飽和したグルーオンの集団的な力学という新たな領域の探索を可能とする。

グルーオン飽和に対する利得だけでなく、EIC 計画の電子＋原子核衝突により、原子核の構造や反応をクォーク、グルーオン描像に基づき QCD により研究、理解するすることができる。核子と同様に原子核のトモグラフィーとして 3 次元構造として測定することができる。EIC 計画はまた、原子核中を通過するカラー荷に対する反応として、原子核内部でのハドロン化に対するクォークの質量依存（heavy or light）の初めての測定を可能とする。

### ■ Belle / Belle II 実験

**破砕関数**　破砕関数は、高エネルギーの漸近的自由なパートンが質量をもつハドロン内部へとどのように閉じ込められるのかを理解するためだけでなく、核子構造を研究する方法としての役割も果たす。アップクォークは正電荷の $\pi$ 中間子を生成する高い可能性を持つ一方、ダウンクォークは負電荷の $\pi$ 中間子を生成するため、破砕関数はフレーバーに対する感度を提供する。終状態が $K$ 中間子の場合は、ストレンジクォークに起因する可能性が高いことになる。深非弾性散乱（DIS）反応やハドロン衝突でのハドロン生成におけるフレーバーに対する感度を提供する。偏極実験ではクォークフレーバー、グルーオン毎の検極能を生み出し、陽子スピン分解における重要な役割を担っている。横偏極現象の発見を受け TMD 破砕関数への興味が高まっている。非偏極の横運動量依存破砕関数は、Sivers 関数や Boer-Mulder 関数等の分布関数にアクセスするための実験手法としての重要性も高い。Collins 破砕関数や干渉破砕関数のような横スピン依存破砕関数は、クォークの Transversity 分布やテンソル荷を測定する基本的に唯一の方法を提供する。

電子・陽電子消滅により対生成されるクォーク対は決まった運動量を持つため、破砕関数をより系統的に得ることのできる特徴的な研究手法といえる。電子・陽電子消滅による主要な破砕関数の測定結果として CERN-LEP 加速器による $Z^0$ 質量スケールでの高統計データが得られている反面、低いエネルギー領域では限られた統計量の結果しか存在しない。これらの測定は、特に高い運動量の割合

の領域において重点的に行われてきた。分布関数同様にスケーリングの破れからグルーオンからの破砕関数を得ることができるが、これらの実験結果による感度・精度は限定的なものとなっていた。最近では 2 つの B ファクトリー実験である Belle [77] と BABAR [78] が DIS 実験やハドロン衝突実験により近いスケールにおいて、粒子識別された軽いハドロンに対する高精度データセットを与えている。RHIC や LHC での精密な $\pi$ 中間子の生成断面積測定とともに、これらの測定は非常に精密な $\pi$ 中間子や $K$ 中間子の破砕関数を与える。これにより偏極パートン分布関数に対する全体的な不確定性は大きく減少している。電子-陽電子対消滅過程でのハドロン破砕過程は、可能なすべてのクォークフレーバーからの破砕過程が寄与する互いに逆方向に生成されるハドロン対の生成断面積を測定できると、それらの電荷・ハドロン種類の組み合わせによりクォークフレーバーに関する情報を系統的に得ることができる [79]。さらに最近、ハイペロンやチャームを含むバリオンの破砕関数の決定が Belle 実験により行われている [80]。Collins 破砕関数、干渉破砕関数に関する非対称度の決定は最初に Belle 実験 [81, 82, 83] が $\pi$ 中間子に対して行い、その後 BABAR 実験により追認がなされ [78]、さらに $K$ 中間子に対する拡張が行われた [84]。さらに干渉破砕関数のベースラインとして、非偏極の二つのハドロンへの破砕関数が Belle 実験により決定された [85]。これらは STAR 実験からの新たな結果 [86] を用いて、クォークテンソル電荷の決定精度を高めると期待されている。もう一つの重要な測定は横運動量に対するゼロでない $\Lambda$ 粒子の偏極であり [87]、Sivers 分布と組をなして $\Lambda$ 粒子生成でのシングルスピン非対称性を生む。

現在ではまだ横運動量依存破砕関数についてはほとんど何もわかっていないため、Sivers 関数のような横運動量依存分布関数の精度に対する制限となっている。Belle 実験は $\pi$ 中間子や $K$ 中間子への破砕関数の横運動量への依存性を明らかにし、それらの運動量の割合への依存性やフレーバー依存性を決定する。さらに、$K$ 中間子に対する Collins 非対称度や干渉非対称度の決定を進めており、EIC 将来計画におけるストレンジクォークの Transversity 研究の研究基盤となる。Collins 非対称度の横運動量依存性を決定することにより、現在および将来の Transversity の研究における理論的不確定性を減少させる。Belle-II 実験のような将来の実験では、日本や中国で提案されている Higgs ファクトリーと同様に、現在の統計では難しい破砕関数を測定できる。特に、初期状態における輻射を用いて、初期に生成されたクォーク・反クォーク対のエネルギーとスケールを選択、調整することにより、破砕関数、そしてさらに横運動量依存破砕関数に対するスケール依存性を研究することが可能となる。

**一般化分布振幅**　一般化分布振幅 (**GDA** = Generalized Distribution Amplitude) は 3 次元構造関数の一つであり、一般化されたパートン分布（GPD）関数において Mandelstam 変数 $s$ と $t$ を交叉させた分布である。実際、GPD 関数が深部仮想コンプトン散乱によって特定されるのに対して、GDA は 2 光子過程によるハドロン対生成 $\gamma^*\gamma \to h\bar{h}$ によって測定可能であり [88, 89]、$q\bar{q}$ あるいはグルーオン対からハドロン対 $h\bar{h}$ への生成を記述する関数である。

GDA の研究は、これまで理論的な基礎研究のみに限られていたが、KEKB の実験データ $\gamma^*\gamma \to \pi^0\pi^0$ が発表され [90]、実験を含めた実質的な議論が可能になりつつあり、時間的過程からハドロンの 3 次元構造を明らかにしていくことができると予想される [91]。特に、終状態のハドロン $h$ として $f_0(980)$, $a_0(980)$, $\Lambda(1405)$ などのエキゾチックハドロン候補が考えられ、これまで進められている核子の 3 次元構造関数から、エキゾチックハドロンの 3 次元トモグラフィー研究へと研究を進めることができると期待される。GPD 関数や GDA に含まれる形状因子により内部構造が明らかになり、コンパクトなテトラクォークやペンタクォーク状態なのか、あるいはハドロン分子状態なのかの判別に貢献できる

と期待される [89]。

### ■ J-PARC

一般化されたパートン分布（GPD）測定には従来、深部仮想コンプトン散乱 (DVCS) や排他的中間子生成 (HEMP) 過程が用いられてきたが、空間的 (space-like) 過程である HEMP に対応する時間的 (time-like) 過程である 中間子ビームによる排他的 Drell-Yan 過程を用いても GPD 関数を測定できる。現在建設中の J-PARC 高運動量ビームラインを利用した排他的 Drell-Yan 過程による GPD 研究の検討が進められている [92]。排他的 Drell-Yan 過程を通じて得られる GPD 関数を、JLab、COMPASS などによる従来のアプローチ（DVCS、HEMP）で得られる GPD 関数と比較することにより、空間的 $\leftrightarrow$ 時間的過程間での GPD 関数の普遍性、および GPD 関数による核子構造研究の理論的基盤の検証が可能となる。

J-PARC 高運動量ビームラインは、J-PARC 主リングから取り出された運動量 30 GeV/$c$ の一次陽子ビームをスイッチヤードで分岐させ、高運動量ビームとしてハドロン実験施設に導くものである。また、分岐部分に二次粒子生成標的を設置することにより、高運動量の $\pi$ 中間子・$K$ 中間子・反陽子などの二次粒子をハドロン実験施設に輸送できるように設計されている。ハドロン実験施設にすでに建設されているビームラインは、二次粒子の運動量が最高で 2 GeV/$c$ であったが、高運動量ビームラインにより J-PARC において、 30 GeV/$c$ の一次陽子ビームと 20 GeV/$c$ 程度までの二次ハドロンビームの利用が可能となる。高運動量ビームラインはまず 2019 年に一次陽子ビームを輸送することを目標にしており、このビームを直接用いた実験として原子核中で $e^+e^-$ に崩壊する $\phi$ 中間子の質量分布の媒質中における変化を調べる研究（E16 実験）が予定されている。その後二次ビームの 20 GeV/$c$ $\pi^-$ 中間子ビームを用いたチャームバリオン分光実験（E50 実験）が予定されている。E50 実験の検出器群にミューオン検出器を追加設置することにより排他的 Drell-Yan 過程の測定が可能となり、陽子の GPD 関数が抽出される。

## 格子 QCD

格子 QCD は、4 次元時空を離散化し、クォーク・グルーオンの自由度を格子上に配置することで、QCD を非摂動的に定義・計算する理論手法である。通常の格子 QCD シミュレーションにおいては、クォーク・グルーオンの量子化は経路積分によって定式化し、時間をユークリッド虚時間にすることで数値的なモンテカルロ積分を行う。QCD そのもののパラメータ (クォーク質量、結合定数) のみを利用し、摂動論に頼ることなく第一原理的な計算が可能なことが大きな特徴となっている。ただし、QCD は連続時空における場の量子論であるから、格子 QCD から最終的な予言を行うには、格子体積無限大の極限 (熱力学極限)、格子間隔無限小の極限 (連続極限) を取る必要がある。また、もしクォーク質量について (主に計算コスト上の理由で) 非物理的な値が用いられた場合は、物理点に向けて適切な外挿・内挿を取る必要がある。

格子 QCD は、核子など単体ハドロンの基底状態の質量スペクトラムについては既に精密物理の域に達しており、例えば (QED の効果も取り入れた上で) 陽子・中性子の質量差の再現などがなされている。核子の内部構造に関しても、物理的クォーク質量近傍で、熱力学極限、連続極限を取った定量的計算が行われつつあり、現在は精密計算に向けた大きな節目の時期とも言える。また後述するよう

に、パートン分布関数などこれまで計算不可能と思われていた行列要素の計算も新たな理論定式化の進展により可能になりつつあり、格子 QCD 計算の結果は今後より一層大きなインパクトを与えていくものと思われる。

格子 QCD における核子構造計算について、ベンチマークともいえる役割を果たすのが軸性結合定数 $g_A$ の計算である。これについては、過去の格子 QCD での計算では $g_A$ を実験値に比べて過小評価することが多く、クォーク質量の外挿、相関関数における励起状態の混合、有限体積効果など様々な系統誤差の可能性が指摘されてきた。ごく最近、全ての系統誤差をコントロールした格子計算の結果として、実験値と無矛盾な値が得られたという報告がなされており、他の定式化による検証が待たれる。$g_A$ と同様基本的なベンチマークとして長年計算されてきているのが電磁気形状因子である。形状因子の運動量ゼロ付近での振る舞いは異常磁気能率や荷電核子半径と対応しているが、近年のミューオン原子分光によって示された「陽子半径パズル」を受け、標準模型を超えた物理 (BSM) との関係からも新たな注目を集めている。現在の形状因子の格子 QCD 計算は、おおむね成功を収めているものの、クォーク質量依存性や励起状態の混合など、系統誤差の問題が課題であったり、物理的クォーク質量での計算では統計誤差が大きかったりするなど、実験値との精密な定量的比較をするにはまだ改善が必要である。これらの問題点については研究が精力的に進められており、将来的には、格子 QCD の結果が陽子半径パズルへインパクトを与えることが期待される。なお、従来は計算コストの軽減を目的に簡素化・近似化された限定的な計算手法が用いられていたが、技術的発展に伴いよりそのような扱いを含まない計算も可能になり、行列要素をクォークフレーバー毎に決定する計画等が進展している。

標準物理を超えた物理という観点からは、核子の様々な行列要素の計算が重要である。例えば、テンソル行列要素、スカラー行列要素、陽子崩壊行列要素、中性子 EDM 行列要素、などの計算が行われている。これら行列要素の値自身は BSM の情報を含むわけではないが、これらの行列要素に結合するチャネルと対応する実験結果から BSM に関する情報を引き出す (or BSM に制限を加える) 際に、必要となる量である。なお、実験へのインパクトという観点からは、例えばニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊実験に見られるように、単に核子の行列要素だけでなく、原子核の行列要素の計算も重要であるが、格子 QCD で核子多体系を直接扱う際には励起状態の混合に起因する特殊な困難さがあり、その行列要素の計算手法の開発は今後の重要な課題として残されている。

核子構造において長年の課題となってきたのが、スピンパズルである。Ji のスピン和則に対応する行列要素は、クォークスピンは $g_A$ から、クォーク/グルーオン角運動量は、エネルギー運動量テンソル演算子の行列要素から計算できる。これらは計算コストの大きさや、グルーオン行列要素の統計誤差の大きさなどから困難であったが、初めての全要素計算がクォーク質量の大きい領域でのクエンチ近似 QCD でなされ、その後ほぼ物理点での 2-flavor QCD での計算も行われた。これにより、クォークスピンだけでなく、クォークの軌道角運動量やグルーオンが実際に核子スピンを担っていることが示されている。今後は、繰り込みの取り扱いや動的ストレンジクォークの偏極効果、連続極限の計算などについて改善が必要である。

核子構造のより全貌を明らかにするには、パートン分布関数を決定することが望ましい。因子化によって、高エネルギー反応過程は摂動論によって計算できるが、低エネルギー行列要素のパートン分布関数は非摂動的物理量のため、格子 QCD による決定のインパクトは非常に大きい。しかし、格子 QCD はユークリッド虚時間で定式化されているため、パートン分布関数を直接計算することはできず、これまではモーメントの計算に限られていた。この場合、もし無限次のモーメントの計算まで可

能であればパートン分布関数の情報に変換することが可能であるが、高次のモーメントの計算においては、より低次のモーメントとの演算子混合を避けることができず、これは連続極限で発散するような系統誤差をもたらすため、実質的には数次のモーメントの計算に限られていた。

これは原理的に解決不可能な問題と考えられていたが、最近、Ji によって新しい計算定式化がなされた。これは、パートン分布関数の定義として無限運動量系を用い、一方、格子上では無限運動量系での計算は不可能なので、十分大きな、しかし有限な運動量における準パートン分布関数を定義する。パートン分布関数と準パートン分布関数は同一ではないが、この 2 つを、Large-Momentum 有効理論によってマッチングを行うことで、パートン分布関数の計算を行うという手法である。この新しい定式化による格子 QCD 計算も実際に行われており、有望な結果が得られている。マッチングにおける系統誤差をどのようにコントロールするのが良いかなど、様々な研究課題はあるが、今後大きな発展が見込まれる。

以上のような格子 QCD 計算において、その発展を支えるもう一つの鍵は、スーパーコンピュータの性能向上に伴う数値計算の高速化・大規模化である。今後の発展においても、ハードウェアの開発・整備、さらにソフトウェアの開発が重要であり、その長期的なサポート体制を維持発展させていくことが必要である。

## 7.4 他の WG、他分野との連携

### 高エネルギー重イオン物理

これまでも RHIC で共同実験を行ってきたように、高エネルギー QCD 実験として共通のエネルギー・運動量領域に興味を持つ。核子構造は重イオン衝突によるクォーク・グルーオンプラズマ（QGP）生成を理解するために不可欠の知識であり、陽子衝突実験は重イオン衝突実験と直接比較対照するデータとして基礎を成すものである。EIC 計画での測定もまた、小さい $x$ 領域の核子及び原子核構造を明らかにし、QGP 生成の初期状態を理解するものとして重要なものである。宇宙の歴史から見るとハドロンは QGP を経て生成されたものであり、RHIC/LHC 実験で生成された QGP からのハドロン生成の理解は核子構造に取っても重要な知識である。今後も技術的な協力を含み、RHIC での共同実験と同様の協力体制を維持し、高エネルギー QCD 分野の活性化を図りたい。

### ハドロン物理

ハドロンを対象とする点は共通だが、ハドロン物理グループによる研究は比較的低エネルギーの実験（ハドロンスペクトロスコピーなど）であり、主に構成子クォーク描像に基づく低エネルギーでの QCD の振舞いを対象とする。クォークはカイラル対称性の破れの結果大きな質量を持ち、基底状態のハドロンの質量スペクトルなどの性質を説明する。しかし、理論的基盤は異なるが QCD の持つカラー閉じ込め機構やカイラル対称性の破れの問題は共通する研究対象である。低エネルギーでの性質に接続する広いエネルギー領域に対する核子構造測定実験を行うことが重要であり、非摂動論領域における QCD によるハドロン・核子の共通の理解を得ることは非常に重要な目標である。また、実験技術としては共通性が多く、J-PARC での協力、共同実験の可能性や、heavy-flavor 物理など共通のプローブを用いた協力を行いたい。J-PARC E50 実験や LEPS における核子のストレンジ成分に関す

る実験は核子構造の研究を国内で行うための重要な基盤となる。ここで、境界領域での鍵となる現象を探るためにも、また格子 QCD などの理論計算との比較を行うためにも、実験の精密化が非常に重要である。

### ストレンジネス核物理、不安定核物理、精密核物理

ハドロン物理と同様、低エネルギーでの原子核物理であるこれらのグループとは理論的基盤がかなり異なる。しかし、短距離における核力や相関においてグルーオンの交換を考えることも可能であり、その際グルーオン反応の知識が必要とされる

### 基礎物理

基礎物理の多くの実験においてハドロン反応は主要なバックグラウンドや不定性の原因であり、核子・ハドロン構造やハドロン生成を測定として確立することは、基礎物理に対する大きな寄与となる。また、Belle 実験でのハドロン生成測定や EIC 計画での実験で基礎物理に対する重要な情報を得られる可能性もあるので、基礎物理に対して常に感度を持つことは重要である。

### 高エネルギー素粒子物理領域との連携

核子構造の研究から得られるクォーク・グルーオンの分布関数は、LHC などの陽子衝突実験の基盤であり、分布関数の精度は高エネルギー素粒子物理実験の系統的不確定性の大きな要因のひとつである。また、LHC の ATLAS 実験、CMS 実験、ALICE 実験、LHCb 実験から得られるハドロンやジェットの生成断面積測定・相関測定や、TOTEM 実験の結果は、核子構造や高エネルギー QCD に対する重要なデータである。Event Generator の開発にとっても、前方の大きな Energy Flow を説明するための重要なインプットとなる。さらに、高エネルギー領域の計画である LHeC は EIC と同様の電子＋陽子衝突実験の計画であり、互いに協力することにより相補的な役割を果たすことも可能である。検出器開発に対する領域間の協力も行っていきたい。

### 宇宙線物理領域との連携

前方における左右非対称度測定としてもう一つ重要な測定は、RHIC での最前方ゼロ度に設置されたハドロンカロリメータを用いた中性子の大きな左右非対称度の発見 [93] である。この測定は最初、PHENIX 実験に用いるローカル偏極度計の開発として行われ、その後 PHENIX 実験で断面積測定を含む確認を行った [94]。この現象を用いて PHENIX 実験では高精度のローカル偏極度計を得た一方、この現象に対する $\pi$ 中間子及びレッジェ粒子交換に基づく物理として発展している。2015 年には横偏極陽子と原子核 (金およびアルミ) 衝突において陽子同士の非対称度からは予測できないさらに大きな非対称度が発見され、原子核反応や超周辺衝突に対する新たな発見、理解へと発展している [95]。この測定は最前方の中性粒子（中性子、光子、中性 $\pi$ 中間子）の測定として、宇宙線物理領域からも大きな興味のある領域である。最前方領域は大部分のエネルギーの流れが集中しているにもかかわらず、反応メカニズムの理解が不十分であり、それに基づく現象論的衝突モデルを用いた超高エネルギー宇

宙線の地表での空気シャワー観測データの解釈の不定性は、その組成と起源探索に対する大きな問題となっている。LHC 加速器においても非偏極の断面積測定が LHCf 実験により行われており、この実験グループと共同で RHIC に LHCf 実験の電磁カロリメータを設置し、RHICf 実験として 2017 年に STAR 実験と共同でデータ収集を行った。新たな興味深い結果が得られており、実験データの解析を進めている。

## 7.5 これからの核子構造の物理

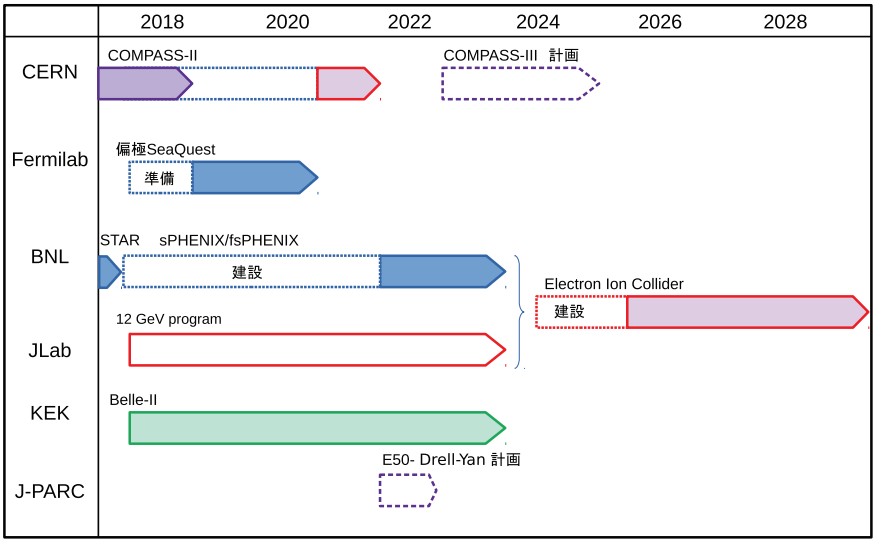


図 7.18: 核子構造研究での実験計画タイムライン

図 7.18 に、核子構造研究領域で計画されている実験タイムラインの概要を示す。今後 5 年の中心課題は横偏極現象の解明である。SeaQuest 実験では偏極 Drell-Yan 実験が 2018 年より開始され、反クォークの Sivers 分布関数の測定を行う。COMPASS 実験においても 2018 年に偏極 Drell-Yan 実験を行い、Sivers 分布関数の持つ「非普遍性」の高精度での検証を行う。2021 年には再度偏極 $\mu$ 粒子を利用した深非弾性散乱（DIS）実験が予定されており、その後の後継実験についての検討を行っている。RHIC においては sPHENIX 計画において前方ジェット検出器を設置することにより、2022 年以降、横偏極現象の解明を含む、新たな偏極陽子や原子核の内部クォーク・グルーオン構造の研究を行うことを目指す。長期的には EIC 計画を中心に進める計画であり、核子のトモグラフィーによるグルーオンの空間分布測定、パートン分布関数測定の精密化、電子＋原子核衝突によるグルーオン飽和の研究を進める。Belle 実験では相補的な研究として破砕関数の測定を行い、さらに新たな測定として一般化分布振幅の測定を行う。J-PARC では一般化されたパートン分布（GPD）関数に対する相補的な測定となる排他的 Drell-Yan 測定の検討を行っている。

図には示していない計画としては、GSI での偏極陽子・反陽子衝突実験、NICA における偏極陽子陽子衝突実験計画がある。非偏極実験には LHC での Drell-Yan 反応測定を目指す AFTER 実験、電

子加速器を追加するLHeC計画等も検討されている。GPD研究の進展を受け、2光子過程からの排他的中間子生成を記述する一般化分布振幅（GDA）が近年注目を集めている。KEK-BelleII実験での高統計精度測定に加え、ILC将来計画でのより高スケールでの測定はGDAに基づくハドロン多角的構造理解を更に発展させるものとして期待されている。また、ハドロン破砕関数はそれ自身の物理的意味に加え、DIS実験や陽子陽子衝突実験におけるクォークフレーバー推定に必要とされる。BelleやBaBar等でのハドロン生成測定の結果を受け、クォークからの破砕関数は比較的精度良く定められている。分布関数の決定と同様に、広いエネルギースケールでの測定がグルーオンの情報決定に不可欠であるが、高精度測定はBelle等のB中間子スケールおよびLEPでのウィークボソンスケールのみで行われている。ILCでは中心エネルギーの段階的増加が計画されており、特に高いエネルギースケールでのハドロン生成データによるグルーオンからの破砕関数の精密決定への貢献が期待されている。

核子構造の研究において我々は、軌道運動を含む核子内部に閉じ込められたクォーク、グルーオンの3次元的分布を実験により決定し、その量子的多体相関の研究を行い、多様なハドロン描像を理解することを目標としている。また原子核物理の基盤となっている低エネルギーでのハドロンの理解と、高エネルギー素粒子物理の基盤となっているハドロンの理解の間を結びつける、統一された新たな描像を確立することを目指している。多様なハドロン描像としては、グルーオンが空間的に飽和して集団的な振舞いをする状態の発見を期待している。これにより高エネルギー重イオン衝突で生成される非閉じ込め状態のクォーク・グルーオンプラズマ生成の初期状態を理解することは、宇宙の歴史で言えば逆に、高温で開放されたクォーク・グルーオンプラズマから、どのように閉じ込められたクォーク・グルーオンが閉じ込められた核子およびハドロンが生成されるかを理解することでもある。ハドロンの構造、反応の理解は宇宙線、宇宙素粒子物理にも影響を及ぼすため、これら全ての広い分野、領域との連携を進めることは非常に重要である。核子構造の研究は高エネルギー加速器を要するため、将来計画は現状ではSeaQuest、COMPASS、RHIC、EICといった国際協力実験を中心に進んでいるが、BelleやJ-PARCでの国内計画でも相補的な実験を遂行、発展させることにより、より多様な成果を得る計画を推進する。

## 参考文献


[1] J. Collins, D. Soper, G Sterman, in *Perturbative Quantum Chromodynamics* (ed. A. Mueller, World Scientific, 1989)

[2] J. Collins, Foundation of Pertubative QCD (Cambridge, 2011)

[3] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438; L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 95; G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298; Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.

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

[5] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Nucl. Phys. B **328**, 1 (1989).

[6] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **690**, 466 (2010) [arXiv:1001.4654 [hep-ex]].

[7] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group], Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012). doi:10.1103/PhysRevD.86.010001

[8] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **753**, 18 (2016) doi:10.1016/j.physletb.2015.11.064 [arXiv:1503.08935 [hep-ex]].

[9] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **769**, 34 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2017.03.018 [arXiv:1612.00620 [hep-ex]].

[10] E. Leader, A. V. Sidorov and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D **82**, 114018 (2010) doi:10.1103/PhysRevD.82.114018 [arXiv:1010.0574 [hep-ph]].

[11] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Eur. Phys. J. C **77**, no. 4, 209 (2017) doi:10.1140/epjc/s10052-017-4716-x [arXiv:1512.05053 [hep-ex]].

[12] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. D **87**, no. 5, 052018 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.052018 [arXiv:1211.6849 [hep-ex]].

[13] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. Lett. **113**, no. 1, 012001 (2014).

[14] E. R. Nocera *et al.* [NNPDF Collaboration], Nucl. Phys. B **887**, 276 (2014).

[15] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **90**, no. 1, 012007 (2014).

[16] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **93**, no. 1, 011501 (2016).

[17] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 9, 092002 (2015).

[18] Z. Chang [STAR Collaboration], Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **40**, 1660021 (2016) [arXiv:1512.05400 [hep-ex]].

[19] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Phys. Rev. D **50**, R1 (1994).

[20] A. Baldit *et al.* [NA51 Collaboration], Phys. Lett. B **332**, 244 (1994).

[21] R. S. Towell *et al.* [NuSea Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 052002 (2001)

[22] W. C. Chang and J. C. Peng, Prog. Part. Nucl. Phys. **79**, 95 (2014)

[23] L. Y. Zhu *et al.* [NuSea Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 182001 (2009)

[24] M. A. Vasilev *et al.* [NuSea Collaboration], Phys. Rev. Lett. **83**, 2304 (1999)

[25] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 012003 (2005) [arXiv:hep-ex/0407032].

[26] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **693**, 227 (2010) [arXiv:1007.4061 [hep-ex]].

[27] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **93**, no. 5, 051103 (2016).

[28] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **113**, 072301 (2014).

[29] N. Sato *et al.* [Jefferson Lab Angular Momentum Collaboration], Phys. Rev. D **93**, no. 7, 074005 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.074005 [arXiv:1601.07782 [hep-ph]].

[30] H. Khanpour, S. T. Monfared and S. Atashbar Tehrani, Phys. Rev. D **95**, no. 7, 074006 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.95.074006 [arXiv:1703.09209 [hep-ph]].

[31] E. R. Nocera, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **40**, 1660016 (2016) [arXiv:1503.03518 [hep-ph]].

[32] E. C. Aschenauer, R. Sassot and M. Stratmann, Phys. Rev. D **92**, no. 9, 094030 (2015).

[33] Y. Hatta and S. Yoshida, JHEP **1210**, 080 (2012) doi:10.1007/JHEP10(2012)080 [arXiv:1207.5332 [hep-ph]].

[34] Y. Hatta, Y. Nakagawa, F. Yuan, Y. Zhao and B. Xiao, Phys. Rev. D **95**, no. 11, 114032 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.95.114032 [arXiv:1612.02445 [hep-ph]].

[35] X. Ji, F. Yuan and Y. Zhao, Phys. Rev. Lett. **118**, no. 19, 192004 (2017) doi:10.1103/PhysRevLett.118.192004 [arXiv:1612.02438 [hep-ph]].

[36] S. Bhattacharya, A. Metz and J. Zhou, Phys. Lett. B **771**, 396 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2017.05.081 [arXiv:1702.04387 [hep-ph]].

[37] G.L. Kane, J. Pumplin, W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41** 1689 (1978).

[38] J. Qiu, G. Sterman, Nucl. Phys. B 378 (1992) 52.

[39] H. Eguchi, Y. Koike, K. Tanaka, Nucl. Phys. B 763 (2007) 198.

[40] D. Sivers, Phys. Rev. D 41 (1990) 83; Phys. Rev. D 43 (1991) 261.

[41] J. C. Collins, Phys. Lett. B 536 (2002) 43.

[42] D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).

[43] J. C. Collins, Nucl. Phys. B396 (1993) 161.

[44] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 152002 (2009) [arXiv:0906.3918 [hep-ex]].

[45] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **744**, 250 (2015) doi:10.1016/j.physletb.2015.03.056 [arXiv:1408.4405 [hep-ex]].

[46] E. S. Ageev *et al.* [COMPASS Collaboration], Nucl. Phys. B **765**, 31 (2007) doi:10.1016/j.nuclphysb.2006.10.027 [hep-ex/0610068].

[47] X. Qian *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 072003 (2011) doi:10.1103/PhysRevLett.107.072003 [arXiv:1106.0363 [nucl-ex]].

[48] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **693**, 11 (2010) [arXiv:1006.4221 [hep-ex]].

[49] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. D **87**, no. 1, 012010 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.012010 [arXiv:1204.4161 [hep-ex]].

[50] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Nucl. Phys. B **886**, 1046 (2014) doi:10.1016/j.nuclphysb.2014.07.019 [arXiv:1401.6284 [hep-ex]].

[51] M. Osipenko *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. D **80**, 032004 (2009) doi:10.1103/PhysRevD.80.032004 [arXiv:0809.1153 [hep-ex]].

[52] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, F. Murgia and A. Prokudin, JHEP **1704**, 046 (2017) doi:10.1007/JHEP04(2017)046 [arXiv:1612.06413 [hep-ph]].

[53] A. Bacchetta and M. Radici, Phys. Rev. Lett. **107**, 212001 (2011) doi:10.1103/PhysRevLett.107.212001 [arXiv:1107.5755 [hep-ph]].

[54] M. G. Echevarria, A. Idilbi, Z. B. Kang and I. Vitev, Phys. Rev. D **89**, 074013 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.89.074013 [arXiv:1401.5078 [hep-ph]].

[55] Z. B. Kang, A. Prokudin, P. Sun and F. Yuan, Phys. Rev. D **93**, no. 1, 014009 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.014009 [arXiv:1505.05589 [hep-ph]].

[56] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, S. Melis, F. Murgia and A. Prokudin, Phys. Rev. D **87**, 094019 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.094019 [arXiv:1303.3822 [hep-ph]].

[57] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, J. O. Gonzalez Hernandez, S. Melis, F. Murgia and A. Prokudin, Phys. Rev. D **92**, no. 11, 114023 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.114023 [arXiv:1510.05389 [hep-ph]].

[58] V. Barone, M. Boglione, J. O. Gonzalez Hernandez and S. Melis, Phys. Rev. D **91**, no. 7, 074019 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.074019 [arXiv:1502.04214 [hep-ph]].

[59] M. Pitschmann, C. Y. Seng, C. D. Roberts and S. M. Schmidt, Phys. Rev. D **91**, 074004 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.074004 [arXiv:1411.2052 [nucl-th]].

[60] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).

[61] M. Burkardt, Phys. Rev. **D62**, 071503, Erratum-ibid. **D66**, 119903 (2002).

[62] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001) [arXiv:hep-ex/0106068].

[63] S. Stepanyan *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182002 (2001) [arXiv:hep-ex/0107043].

[64] A. Airapetian *et al.* [HERMES collaboration], JHEP **0911**, 083 (2009) [arXiv:0909.3587 [hep-ex]].

[65] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **0806**, 066 (2008) [arXiv:0802.2499 [hep-ex]].

[66] M. Mazouz *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 242501 (2007) [arXiv:0709.0450 [nucl-ex]].

[67] M. Defurne *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Phys. Rev. C **92**, no. 5, 055202 (2015) doi:10.1103/PhysRevC.92.055202 [arXiv:1504.05453 [nucl-ex]].

[68] H. S. Jo *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 21, 212003 (2015) doi:10.1103/PhysRevLett.115.212003 [arXiv:1504.02009 [hep-ex]].

[69] E. Seder *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **114**, no. 3, 032001 (2015) Addendum: [Phys. Rev. Lett. **114**, no. 8, 089901 (2015)] doi:10.1103/PhysRevLett.114.089901, 10.1103/PhysRevLett.114.032001 [arXiv:1410.6615 [hep-ex]].

[70] S. Pisano *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. D **91**, no. 5, 052014 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.052014 [arXiv:1501.07052 [hep-ex]].

[71] B. Berthou *et al.*, arXiv:1512.06174 [hep-ph].

[72] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **679**, 100 (2009) [arXiv:0906.5160 [hep-ex]].

[73] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **682**, 345 (2010) [arXiv:0907.2596 [hep-ex]].

[74] A. Adare *et al.*, arXiv:1501.06197 [nucl-ex].

[75] E. C. Aschenauer *et al.*, arXiv:1602.03922 [nucl-ex].

[76] A. Accardi *et al.*, Eur. Phys. J. A **52**, no. 9, 268 (2016) [arXiv:1212.1701 [nucl-ex]].

[77] M. Leitgab *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, 062002 (2013).

[78] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **90**, no. 5, 052003 (2014).

[79] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 9, 092007 (2015).

[80] M. Niiyama *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1706.06791 [hep-ex].

[81] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 232002 (2006).

[82] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 032011 (2008) Erratum: [Phys. Rev. D **86**, 039905 (2012)].

[83] A. Vossen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 072004 (2011).

[84] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 11, 111101 (2015).

[85] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **96**, no. 3, 032005 (2017).

[86] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], arXiv:1710.10215 [hep-ex].

[87] A. Abdesselam *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1611.06648 [hep-ex].

[88] M. Diehl, Phys. Rept. **388**, 41 (2003).

[89] H. Kawamura and S. Kumano, Phys. Rev. D **89**, 054007 (2014).

[90] M. Masuda *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 032003 (2016).

[91] S. Kumano, Qin-Tao Song, and O. V. Teryaev, KEK-TH-1959, J-PARC-TH-0086, to be submitted for publication.

[92] T. Sawada, W. C. Chang, S. Kumano, J. C. Peng, S. Sawada and K. Tanaka, Phys. Rev. D **93**, no. 11, 114034 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.114034 [arXiv:1605.00364 [nucl-ex]].

[93] Y. Fukao *et al.*, Phys. Lett. B **650**, 325 (2007).

[94] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **88**, no. 3, 032006 (2013).

[95] C. Aidala *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **120**, no. 2, 022001 (2018) doi:10.1103/PhysRevLett.120.022001 [arXiv:1703.10941 [hep-ex]].