

1 序章

1.1 核子構造研究の目的と意義

現代物理の研究対象は時空と物質の構造の理解であり、その起源である。核子構造研究は、通常の“目で見える”物質の大部分である原子を作っているもの、主に核子の構造を理解することを目的とし、時空と物質の構造、起源の理解の一端を担う。現在我々が行っている研究は、特に強い相互作用の基礎理論である QCD による核子構造の理解を目的とし、高エネルギー衝突実験を手段として用いる。

1.2 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、広がりを持った核子中の電荷分布と磁気能率分布を露わにした。核子の内部構造は、1969年の MIT-SLAC によるレプトン核子深非弾性散乱 (DIS=Deep Inelastic Scattering) 実験、 $ep \rightarrow eX$ 、によりさらに明らかにされていった。DIS で測定される核子の構造関数は、運動学的には Q^2 と $\nu = P \cdot q$ (P は核子の4元運動量) の2変数関数であるが、 Q^2 と ν がともに数 GeV^2 以上の領域では、両者の比 $x_{Bj} = Q^2/2\nu$ 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 Bjorken scaling は、電子の核子からの散乱が、互いに相互作用をしていない点状の粒子からのインコヒーレントな散乱として引き起こされている結果であり、この点状の粒子は「パートン」と名づけられた。しかも、構造関数の間に成り立っている関係 (Callan-Gross の関係) から、パートンもまたスピン $1/2$ の粒子であることが明らかになった。ここに至って、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」と同一視されるようになり、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 Bjorken scaling に相応しいことから、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。ここに現れる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) として発展していった。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強結合定数に関する摂動として計算が可能となるが、この摂動 QCD (pQCD) により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」) は見事に説明され、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。

このパートン模型と pQCD を組み合わせた枠組みでは、核子の内部構造は各パートンのパートン分布関数 (PDF=Parton Distribution Functions) $f^a(x, \mu^2)$ ($a = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$) で表される。ここで、 x はパートンの縦運動量割合、 μ^2 はその PDF が測定されるエネルギースケールである。 μ^2 依存性は DGLAP (=Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 発展方程式により記述される。1970年代以降には、SLAC, CERN, DESY などにより広範な運動学領域で DIS 実験が行われ、PDF に関する知識が蓄積されていった。また、DIS 実験のみならず、終状態に π 中間子などのハドロ人も捕獲するセミインクルーシブ DIS (SIDIS) の実験や陽子- (反)陽子衝突における High- P_T ジェット生成、ハドロン生成 ($pp \rightarrow hX$)、直接光子生成 ($pp \rightarrow \gamma X$)、Drell-Yan レプトン対生成 ($pp \rightarrow \ell^+ \ell^- X$)、さらには Weak Boson 生成 ($p\bar{p} \rightarrow W^\pm(Z^0)X$) などの各プロセスもパートン模型と pQCD により記述され、同時に

PDF はより高い精度で決められていった。これらによると、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、核子の運動量をそれぞれ 50% ずつ運んでいること、 x の大きな領域 ($x > 0.1$) では核子の運動量はヴァレンス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、 $x \rightarrow 0$ 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、パートン間のハード断面積に対する pQCD による高次補正項の計算もすすめられた。 $x \rightarrow 0$ や $x \rightarrow 1$ などの x 領域や、終状態に観測する粒子の横運動量の小さい領域など、位相空間の端で起こる (対応する運動学変数についての) 大きな対数的寄与については、摂動論の全次数で足し上げる再足し上げ理論 (Resummation) が発展した。これら精密化された PDF と 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 などで行っている New Physics 探索のための必要不可欠な道具にもなっている。

一方、実験技術の進歩により、スピン偏極したレプトンと核子を用いた実験も行われるようになった。こうしたスピン依存過程には、核子内で各パートンが担っている「スピンの分布」を表す偏極 PDF が寄与する。1988年には、CERN の EMC グループが核子のスピン依存構造関数に関するデータを報告し、核子中のクォークのスピンの担う核子のスピンの割合は 25% 程度にすぎないことを示した。これは、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核子の描像から大きくはずれた結果であり、核子の「スピンの起源」を探る研究へと発展していった。核子は、クォークとグルーオンの束縛状態なので、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。一方で、そもそも、QCD から核子のスピンをこのように各成分に分解できるのか、また、できるとしたら各成分は実験的にどのように測定されるかについて研究がすすめられた。最近の研究によると、核子のスピンはクォークとグルーオンのそれぞれについてスピンと軌道角運動量に分解され、しかも、各成分が実験観測量と結び付けられることが明らかになった。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、CERN の COMPASS における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 SIDIS 過程を用いた実験 (i.e., $\vec{e}\vec{p} \rightarrow eh_1h_2X$ や $\vec{e}\vec{p} \rightarrow eJ/\psi X$ など)、BNL の RHIC における偏極陽子おしの散乱におけるジェット生成 ($\vec{p}\vec{p} \rightarrow \text{jet}X$) やパイオン生成 ($\vec{p}\vec{p} \rightarrow \pi X$) のスピン非対称などで測定され、小さいことが示された。クォークの軌道角運動量の寄与は、DVCS (=Deeply Virtual Compton Scattering) 過程や電子散乱におけるベクトル中間子の排他的生成過程に現れる一般化されたパートン分布関数 (GPD=Generalized Parton Distribution) の測定を通じて知ることができる。GPD が提供する核子の 3次元構造の解明と合わせ今後の課題となっている。

スピン偏極現象は、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開いている。横偏極核子と無偏極な電子もしくは核子との衝突におけるハドロン生成過程で見られている大きなシングルスピン非対称 (SSA=Single Spin Asymmetry) は、これまでに大きな成功を治めてきた pQCD とパートン模型ではほとんどゼロになるスピン非対称である。SSA は、従来のパートン模型には含まれていないパートンの「固有横運動量」やパートン間の「量子的多体相関」を直接反映しているからである。高エネルギー過程におけるこれらの効果の解析は、理論的には「TMD (=Transverse Momentum dependent) 因子化」や「高次ツイスト効果」の定式化を必要とし、ハードプロセス研究の中で一大潮流を形成している。SSA は SIDIS 過程や核子核子衝突過程の断面積に様々な方位角非対称として現れるため、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。

1.3 この文書の構成

このような QCD ハード過程および核子構造研究の現状と将来を記述すべく、本文書は以下のような構成をとっている。2章では、高エネルギー過程を解析する理論的枠組みとそこに現れるハドロン構造を表現する分布関数や破砕関数を導入する。3章では、2章で導入された各現象や分布関数に関する研究の現状について報告する。4章、5章では将来。。

2 高エネルギー反応過程と核子構造研究の理論的枠組み

2.1 因子化とパートン分布関数

ここでは、まず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。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、高エネルギーハドロンはパートン（クォークとグルーオン）のビームとみなされ、反応は個々のパートンからのインコヒーレントな散乱の重ね合わせとして記述される。終状態にもハドロンを観測する場合には、ハドロンはパートンから破砕した結果としてみなされる。このとき、散乱断面積は、摂動 QCD (pQCD) で計算可能な「短距離部分（ハードパート）」と、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）」とに分離され散乱断面積はこれらの因子の積として記述される。レプトン核子散乱において終状態にハドロンを抑えるセミ・インクルーシブ深非弾性散乱 (SIDIS), $ep \rightarrow ehX$, (h はパイオンなど終状態に観測されるハドロン, X は観測されないハドロン群全体) 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は、

$$\sigma^{ep \rightarrow ehX} \sim \sum_{a,b=q,g} \int \frac{dz}{z} \int \frac{dx}{x} f_a(x, \mu) D_{h/b}(z, \mu) \hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q, \mu), \quad (1)$$

のように表される。ここで $f_a(x, \mu)$ は核子中でのパートン a (フレーバー q のクォーク、あるいはグルーオン g) の運動量割合 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。 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}$ はパートン間のハード断面積を表し短距離部分である。 μ 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。 x, z などは、パートンが運ぶ“縦運動量割合”^{*}である。このため、上のような因子化は Collinear 因子化と呼ばれている。Collinear 因子化は、仮想光子の運動量移行や終状態ハドロン衝突軸に対する横運動量が同じオーダーのハードスケールとみなされるときに有効であり、この枠組みでは、終状態ハドロン横運動量 P_{hT} はパートン間のハードな散乱により生成される。分布・破砕関数は分離スケール μ に対数的に依存し、その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。以下この報告書では、分布・破砕関数の μ 依存性は必要な場合を除いて省略する。また、(1) のような畳み込みを

$$\sigma^{ep \rightarrow ehX} \sim \sum_{a,b} f_a(x) \otimes D_b(z) \otimes \hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q) \quad (2)$$

^{*}パートンの運動量については、ハドロン運動量の方向を“縦”、それと垂直方向を“横”と呼ぶ。

のように略記する。

分布関数や破砕関数はハドロンやパートンの種類およびそれらのスピンの状態に依存するが、各ハドロンごと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。それらは、クォーク・グルーオン場のゲージ不変な積のハドロンによる行列要素として表現される。また、Collinear 因子化に表れる分布・破砕関数は物理的過程によらない「普遍性」を持っているため、pQCD で計算されたハードパートと組み合わせた実験データのグローバル解析をすることでそれら関数を決めることができ、同じ関数が表れる他の過程に対する予言が可能となる。

一般に、ハード・プロセスの断面積に $(M/Q)^{t-2}$ (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、1 体の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 pQCD 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 1 体の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、Next-to-leading-order (NLO) 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。

高エネルギーで重要になるのはツイスト 2 の寄与であるが、核子中のクォークの Collinear ツイスト 2 ・パートン分布関数としては、各フレーバー q ($q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \dots$) 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 $q(x)$ (あるいは $f_1^q(x)$ と書く)、縦偏極核子中における縦偏極クォークのスピン非対称 (ヘリシティ非対称) の分布 $\Delta q(x)$ (あるいは $g_1^q(x)$)、横偏極核子中における横偏極クォークのスピン非対称の分布 (トランスヴァーシティ 分布) $\delta q(x)$ (あるいは $h_1^q(x)$) の 3 個で完全系をなす。ツイスト 2 ・グルーオン分布としては、無偏極核子中の無偏極グルーオン分布 $G(x)$ 、縦偏極核子中のヘリシティ非対称分布 $\Delta G(x)$ の 2 つで完全系をなす。

短距離効果の pQCD 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、NLO が断面積の定量的評価を、NNLO 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・プロセスは、ツイスト 2 の寄与に対しては、スピンの依存する場合も含め、NLO 以上で扱われている。高次ツイスト効果に対してはほとんどが LO で扱われているのが現状である。

Collinear 因子化の枠組みで解析可能な最も簡単な過程は、序章で述べた DIS, $ep \rightarrow eX$, である。これは、終状態に電子のみを捕える過程であるため、(1) において破砕関数は寄与しない過程 (あるいは、 $D_b(z) \rightarrow \delta(1-z)$ とした) である。非偏極の核子とレプトンを用いた DIS には、核子の $q(x)$ と $G(x)$ が寄与する。この過程には多くの実験データが存在するが、それらは pQCD でにより非常によく記述され、これらパートン分布関数も高い精度で決められている。

縦偏極した核子とレプトンを用いた DIS で測定される核子の $g_1(x_{bj}, Q^2)$ 構造関数には、 $\Delta q(x)$ と $\Delta G(x)$ が寄与する。これらは、クォークやグルーオンのスピンの核子スピンへの寄与に関する情報を運んでいる。1988 年には、CERN の EMC グループが陽子の構造関数 $g_1^p(x_{bj}, Q^2)$ に関するデータを報告し、クォークのスピンが核子のスピンの 25% 程度しか運んでいないことを示し、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。核子のスピンの起源の解明に向け、DIS に加え、SIDIS 過程や pp 衝突過程を通じての $\Delta q(x)$ や $\Delta G(x)$

の測定を進めるとともに、クォークやグルーオンの軌道角運動量の核子スピンへの寄与も明らかにすべく後述する一般化されたパートン分布関数の測定も進行している。

高次ツイスト効果は、ツイスト2の寄与の存在下では、相対的に Q の逆べきで抑制されるため無視できるが、 g_2 構造関数やシングルスピン非対称 (SSA) のように、ツイスト3の寄与が主要項となる場合がある。このような過程は、QCD でハードプロセスを記述する上で新たな挑戦であり、またハドロン中のパートン間多体相関を露わにするという点で核子構造研究に新たな側面を提供している。近年、SSA との関連でツイスト3効果の研究が飛躍的に進展した。これについては4.1節で詳述する。

このように、Collinear 因子化の枠組みで記述される反応断面積や構造関数だけをとって見ても、非常に多くの実験データが蓄積されており、それらはQCDの力学や核子中における運動量分布・スピン分布・パートン間相関などについて多様な情報を提供している。

2.2 TMD 分布関数

近年の高エネルギー過程研究は、Collinear 因子化の枠組みを超えている。終状態ハドロン
の横運動量 P_{hT} が小さい領域 ($\Lambda_{\text{QCD}} \leq P_{hT} \ll Q$) 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、断面積に対する畳み込みの公式 (2) はパートンの固有横運動量 k_{\perp} を含めた形

$$\sigma^{ep \rightarrow ehX} \sim \sum_{a,b} f_a(x, k_{\perp}) \otimes D_b(z, k'_{\perp}) \otimes \hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q) \quad (3)$$

に一般化される。ここで、 \otimes は固有横運動量 k_{\perp} などを含めた畳み込みを表す。このような因子化公式は TMD 因子化 (TMD=Transverse-Momentum-Dependent) 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、ドレル・ヤン過程、SIDIS 過程について示されている。(3) に表れる、TMD 関数のうち核子中のクォーク分布関数は、 z -軸の正の方向に運動している核子に対して

$$\Phi_{ij}^q(x, \vec{k}_{\perp}, \vec{S}) = \int \frac{dz^- d^2 z_{\perp}}{(2\pi)^3} e^{ik \cdot z} \langle PS | \bar{\psi}_j^q(0) \mathcal{W}_{\eta}(0, z) \psi_i^q(z) | PS \rangle \Big|_{z^+=0} \quad (4)$$

のように表される。ここで i, j は、フレーバー q のクォーク場 ϕ^q のスピノール添字を表す。 $\mathcal{W}_{\eta}(0, z)$ は、 0 と z を結ぶ経路 (η) に沿ってのゲージリンク演算子で、 $\Phi_{ij}^q(x, \vec{k}_{\perp}, \vec{S})$ をゲージ不変に定義している。光円錐座標は4元ベクトル a^{μ} に対して $a^{\mu} = (a^+, a^-, \vec{a}_{\perp})$, $a^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a^0 \pm a^3)$ と定義される。4×4 行列 Γ_{ji} の完全系を用いて $\Phi_{ij}^q(x, \vec{k}_{\perp}, \vec{S})$ のスピノール添字と縮約をとったものから TMD 分布関数の完全系が得られる。 $\int d^2 k_{\perp} \Phi_{ij}^q(x, \vec{k}_{\perp}, \vec{S})$ を作ると、2.1 で導入された Collinear なパートン分布関数を定義する。

このようにして得られるツイスト2の TMD 分布関数を表1に示した。 $\Gamma = \gamma^+$ との縮約はクォークが無偏極の分布関数 $f_1(x, k_{\perp})$, $f_{1T}^{\perp}(x, k_{\perp})$ を射影する。 $\Gamma = \gamma^+ \gamma_5$ との縮約はクォーク・スピンの縦偏極非対称に対応する分布関数 $g_1(x, k_{\perp})$, $g_{1T}(x, k_{\perp})$ を射影する。 $\Gamma = i\sigma^{\perp+} \gamma_5$ との縮約は、クォーク・スピンの横偏極非対称に対応する分布関数 $h_1^{\perp}(x, k_{\perp})$, $h_{1L}^{\perp}(x, k_{\perp})$, $h_1(x, k_{\perp})$, $h_{1T}^{\perp}(x, k_{\perp})$ を射影する。このように、クォークのスピンが、無偏極、縦偏極、横偏極に対応して分布関数は、 f, g, h で区別される。分布関数の下付き添字“1”は、それらが $1/Q$ で抑制されない (ツイスト2) こと、下付き添字の“L”, “T”はそれぞれ親の核子が

	クォークの偏極		
	U	L	T
U	f_1		h_1^\perp
L		g_1	h_{1L}^\perp
T	f_{1T}^\perp	g_{1T}	$h_1^\perp h_{1T}^\perp$

表 1: ツイスト 2 のクォーク TMD

縦偏極と横偏極であることを示す。上付き添字の“ \perp ”はそれらの定義が露わに固有横運動量に依存することを示す。テーブル中、太字で書いた f_1 , g_1 , h_1 は、Collinear パarton 分布を $k_\perp \neq 0$ に一般化したものであり、前節に導入した Collinear PDF と $q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp f_1^q(x, k_\perp)$, $\Delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp g_1^q(x, k_\perp)$, $\delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp h_1^q(x, k_\perp)$ の関係がある。これら 3 個以外のものは、 $\Phi_{ij}^q(x, \vec{k}_\perp, \vec{S})$ を \vec{k}_\perp で積分したときにゼロになる。また、これらはすべて、クォークもしくは核子のスピンと固有横運動量との相関を表している。

核子中の Parton の運動は本来 3 次元的であるはずなので、TMD 分布関数は、Collinear な Parton 分布の自然な拡張としてかなり古くからその存在が認識されていた。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、その背景には、大きなシングルスピン非対称 (SSA) の発見がある。

表中の f_{1T}^\perp は、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関する非対称分布を表している。この関数は、発見者の名にちなんで Sivers 関数とよばれており、(3) の中で通常のパイオンの破碎関数と対をなすことで、SSA を効率よく記述することができる。しかしながら、このような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。このため、Sivers 関数はしばしば、“T-odd”分布関数と呼ばれている。そのことは、Sivers 関数の「過程依存性」など大きな問題を引き起こし、近年活発に研究がおこなわれている。(** 節参照) Boer-Mulders 関数 h_1^\perp も、“T-odd”であり、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。

表中他の TMD 関数は “T-even”である。 h_{1T}^\perp は、クォークの横運動量の互いに垂直な方向に偏極した核子の横偏極スピンとクォークの横偏極スピンの相関を表し、“Pretzelocity”分布と呼ばれている。 g_{1T}^\perp と h_{1L}^\perp は、核子とクォークのスピンの偏極が縦と横の組み合わせなので “Worm gear”分布と呼ばれている。

TMD 破碎関数も場の相関関数として定義される。特に重要なのは、SSA を引き起こす終状態相互作用を記述する Collins 関数 $H_1^\perp(z, k_\perp)$ である。これは、横偏極したクォークから、パイオンなどの (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している関数である。これも “T-odd”の関数であるが、これまでの解析によると、 f_{1T}^\perp や h_1^\perp などの “T-odd”な分布関数と異なり、過程には寄らないと考えられている。

TMD 分布関数については、その因子化可能性や過程依存性などについてまだ理論的な研究の余地があるが、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。

2.3 一般化されたパートン分布関数

核子構造は、包含過程のみならず、排他的過程においてもプローブされる。包含過程に対するパートン分布関数は、(4) に表されているように、対応する場の積の核子による前方行列要素であった。これは、因子化が断面積に対して行われたことによる。これに対し、核子の形状因子がそうであるように、排他的過程の記述に現れる核子の行列要素は非前方行列要素である。仮想光子による核子からのコンプトン散乱 (DVCS=Deeply Virtual Compton Scattering, $ep \rightarrow e'\gamma^*(*)p$) や中間子の生成 ($ep \rightarrow e'Mp$) には、次式で定義される一般化されたパートン分布関数 (GPD=Generalized Parton Distribution) $H_q(x, y, \Delta^2)$, $E_q(x, y, \Delta^2)$ が寄与する。

$$\begin{aligned} & \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+z^-} \langle P' S' | \bar{\psi}^q(-\frac{z^-}{2}) \gamma^+ \psi^q(\frac{z^-}{2}) | P S \rangle \\ &= \frac{1}{\bar{P}} \bar{U}(P', S') \left(\gamma^+ H_q(x, y, \Delta^2) + i \frac{\sigma^{+\nu} \Delta_\nu}{2M} E_q(x, y, \Delta^2) \right) U(P, S). \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $U(P, S)$ と $U(P', S')$ は散乱前後の核子に対するスピノール、 $\Delta = P' - P$ 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。これより、GPD は $\Delta \rightarrow 0$ の極限で Collinear な PDF 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 form 形状因子) の関係が成立している。このように、GPD は形状因子とパートン分布関数を一般化し統一した関数といえる。

GPD の存在自体は以前から知られていたが、Ji が'97 年の論文で、GPD が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、GPD への関心は大いに高まった。すなわち、 $J_q = \frac{1}{2} \int_0^1 dx x [H_q(x, 0, 0) + E_q(x, 0, 0)]$ は、クォークの核子スピンへの全寄与であり、 $J_q - \int_0^1 dx \Delta q(x)$ 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。

GPD はまた、運動量移行 Δ を伴う行列要素であることから、核子の横方向への“広がり”の各点における Collinear PDF、すなわち Impact-parameter-dependent PDF と関係が深いことが示されている。TMD PDF が運動量空間での核子の 3 次元構造に関する情報を提供してくれたのに対し、GPD は PDF の空間的な 3 次元構造に関する情報を運んでいる点で相補的である。

3 現在の目標、対象

3.1 PDF の精密化とスピンパズルの解明

3.1.1 Inclusive DIS とスピンパズル (宮地)

EMC 実験は偏極陽子構造関数 $g_1^p(x, Q^2)$ とその積分値 $\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2)$ を測定し、陽子スピンへのクォークスピンの寄与が 25% 程度にすぎないことを示した。この陽子の「スピンパズル」の提起をうけ、CERN、SLAC、DESY、JLab で偏極 DIS 実験がすすめられてきた。重陽子、中性子のスピン構造関数の測定もすすめられた。特に陽子・中性子の間での構造関数の積分値の差 (Bjorken 和則) により、軸性結合定数 $|g_A/g_V| = 1.28 \pm 0.07 \pm 0.10(1)$ が得ら

れた。 β 崩壊による測定結果 1.2694 ± 0.0028 とよい一致を示しており、フレーバー SU(3) 対称性の元では、 β 崩壊等から求められる軸性行列要素を利用し、クォークスピンの和に加え、アップ、ダウン、ストレンジクォークからの寄与を独立に決定できる。特に重陽子構造関数の測定結果から、 $\Delta\Sigma = 0.330 \pm 0.04$ が得られている。SU(3) 対称性の仮定の下、フレーバー毎の成分 $\Delta u + \Delta\bar{u} = 0.842 \pm 0.013$, $\Delta d + \Delta\bar{d} = 0.427 \pm 0.013$, $\Delta s + \Delta\bar{s} = 0.085 \pm 0.0018$ が得られた。

3.1.2 Semi-Inclusive DIS(SIDIS) (宮地)

DIS はレプトン測定により運動学的に明確という性格を持つ一方、レプトンとクォーク間の電磁相互作用を利用するため散乱レプトンのみの測定 (包括的測定) では「クォーク・反クォーク」を区別出来ない。異なる標的による測定等からフレーバーに関する情報は得られるが、荷電対称性、SU(3) 対称性等の仮定を必要とする。フレーバー情報を得る手段として、散乱レプトンに加え、散乱により生成されるハドロンの同時測定 (準包括的測定、Semi-Inclusive DIS: DIS) がある。固定標的による深非弾性散乱で生成されるハドロ数 $\text{GeV}/c \sim$ 十数 GeV/c の運動量をもつ。準包括的測定では、この運動量領域での中間子、K 中間子、陽子識別が必要とされ、リングイメージングチェレンコフ検出器等の実験技術の発展により、実現に至った。HERMES・COMPASS による SIDIS 測定による、ハドロ生成断面積スピン非対称度より、クォークフレーバー毎に陽子スピンへの寄与が明らかになった。 $\Delta u = 0.69 \pm 0.04$, $\Delta d = 0.33 \pm 0.05$, $\Delta\bar{u} = 0.02 \pm 0.02$, $\Delta\bar{d} = 0.05 \pm 0.04$, $\Delta s = \Delta\bar{s} = 0.01 \pm 0.01$. アップ・ダウンクォークの結果が、包括的測定との良い一致を見せる反面、海クォーク、特にストレンジクォークの値は有意な違い、陽子スピンの方向に対しほぼ無偏極状態である事、を示している。SIDIS の測定結果に基づく解析はフレーバー SU(3) 対称性を必要としないため、その違いは核子内部での対称性の破れを示唆しているとも考えられる。一方で、解析に利用するハドロン破砕関数、測定領域外からの寄与等の系統的不定性もあり、ハドロン破砕を含まない別過程による検証が求められる。

3.1.3 pp 衝突 (後藤)

陽子散乱による核子構造の研究は、歴史的に核子の構造、相互作用の理解に重要な役割を果たして来たが、ここで行われてきたのは主に非偏極の実験であった。偏極実験は、より詳しい理解を得るために必要であるが、これまで技術的困難からできなかった。しかし近年、偏極ビーム、偏極ターゲットの進歩により、BNL の RHIC 実験においては偏極陽子衝突実験が行われ、核子の偏極構造に対して新たな知識が得られるようになった。

縦偏極陽子衝突では、double-helicity asymmetry (A_{LL}) を測定する。偏極陽子衝突実験の第一の目的は、グルーオンのヘリシティ分布関数 $\Delta G(x)$ の測定である。そのための 2 つの最も優れたチャンネルは光子の直接生成過程とヘビーフレーバー生成過程である。これらの過程は寄与するチャンネルがはっきりしているが、生成断面積が小さく、統計的に制限される。RHIC では、 π^0 やジェットの非対称を測定し $\Delta G(x)$ を調べる。これらのチャンネルは $g + g$, $g + q$, $q + q$ 散乱の混合であるが、割合は断面積測定からわかっている。Mid-rapidity における、PHENIX 実験の π^0 の A_{LL} 測定と、STAR 実験のジェットの A_{LL} 測定から $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x, Q^2 = 1 \text{ GeV}^2) = 0.4$ の GRSV-standard 計算は、 3σ 以上で却下され、グ

ルーオンスピンの寄与に対しておおきな制限が与えられた。同様の結果は QCD グローバル解析からも与えられ、 $0.05 < x < 0.2$ の範囲で $\Delta G(x)$ に大きな制限が与えられている。

3.1.4 W 生成 (後藤)

$\Delta G(x)$ だけでなく、海クォーク分布、反クォーク分布も不確定性が大きい。W ボソンのパリティの破れた asymmetry ($A_L^{PV}(x)$) は、反クォークの偏極に対してよい感度を持つ。フレーバー毎のクォーク、反クォークのスピンの寄与は、W ボソンの A_L 測定により調べられる。2010年、 $\sqrt{S} = 500$ GeV で、最初の測定が行われた。2011年より本格的データ収集が開始される。

3.1.5 QCD グローバル解析 (平井)

非摂動的な物理量である PDF(=parton distribution function) はその普遍性を基礎に、様々な散乱過程の実験データのグローバル解析をすることで決定される。特に、縦偏極 PDF はスピンパズルの解明には必要な分布関数である。偏極 PDF $\Delta q(x)$ および $\Delta G(x)$ を x で積分した 1 次モーメントは、それぞれクォーク・反クォークおよびグルーオンの持つスピンの核子スピンへの寄与を与える。これまで縦偏極 DIS の実験データを用いた解析が行われおり、クォーク・反クォークのスピンの核子スピンへの寄与の全フレーバーにわたる総和は、 $Q^2 = 4$ GeV² で約 25 %程度と分かっている。残りの 75 %の 1 部としてグルーオンのスピンの寄与が考えられるが、それは偏極グルーオン分布 $\Delta G(x)$ を通じて知ることができる。しかしながら、グルーオン分布は DIS の実験のみの解析では決定はできない。グルーオン分布は DIS 実験で測定される構造関数 $g_1(x, Q^2)$ に対して Q^2 発展と摂動的 QCD による高次補正項としてのみ寄与するため、クォーク分布に比べその寄与は非常に小さいことが原因である。そのため、DIS の実験値より得られたグルーオン分布の不定性は極めて大きくその符号すら明らかでない。

そこで、RHIC による偏極陽子・陽子衝突の実験値を取り入れたグローバル解析が進められている。 π^0 中間子生成過程や、Jet 生成過程において、比較的小さい横運動量 p_T の領域では、グルーオン・グルーオン散乱過程が主な寄与となるため、これらの実験値はグルーオン分布の決定に有用である。実際にこれらの実験値を取り入れた解析の結果はグルーオン分布の決定精度が上がったことを示している。しかし、これらの過程では微分断面積に対してグルーオン分布はその 2 乗で寄与するため、グルーオンの核子スピンへの寄与の符号の決定が難しいことが分かっている。そのため、クォーク・グルーオン散乱過程が主な寄与となる直接光子生成過程や中間子生成過程における (?+ - ? -) のスピン非対称度を用いた解析が必要である。また、現時点の実験値で決定されるグルーオン分布の 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 1 次モーメントの値を確定することが難しい。そのため、より広い x 領域をカバー出来る実験が求められている。

また、反クォーク分布のフレーバー依存性についてもいまだ明らかにされていない。DIS の構造関数には、クォークと反クォーク分布が常に和の形でしか現れないため、それらの寄与を分離して知ることができない。そこで、SIDIS のデータを取り入れた解析も行われている。SIDIS の断面積は PDF と破碎関数の畳み込みで表現される。測定されるハドロンの種類によって各フレーバーの PDF に対応する破碎関数が異なるため、反クォーク分布のフレー

バー毎の寄与をある程度分離することが可能となる。解析の結果では、 \bar{u} , \bar{d} 分布はこれまでのフレーバー SU(3) 対称性を仮定して得られた分布とは異なった振る舞いを示している。しかしながら、 \bar{s} クォーク分布は解析の際の K 中間子の破砕関数の決定が不十分なため、いまだ明確な決定は難しい状況である。破砕関数は、PDF 同様、 e^+e^- の実験値を用いたグローバル解析により求められるが、 K 中間子の破砕関数は実験値の精度があまり高くないため、 π 中間子の破砕関数に比べ不定性が大きい。そのため、SIDIS を用いた反クォーク分布の決定にはより精度良く決定された破砕関数が要求される。SIDIS による反クォーク分布のフレーバー分解は破砕関数に依存することが大きい。そのため、反クォーク分布をより詳しく調べるには破砕関数を用いない散乱過程の実験値が必要とされ、RHIC での W ボソン生成過程や、J-PARC でのドレル・ヤン過程の測定が求められている。

3.1.6 反クォーク分布、フレーバー依存性の測定（後藤）

ドレル・ヤン反応は、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子となり、それがレプトン対に崩壊する過程である。非偏極の実験であっても、ドレル・ヤン実験のような生成断面積の小さな反応に対しては、大強度ビームを必要とする。FNAL-E866 実験は Tevatron 加速器から取り出された大強度陽子ビームを用い、ドレル・ヤン反応によるミュオン対の測定を陽子標的と重陽子標的を用いて行い、反クォーク分布のフレーバー非対称性を高統計で得た。そこでは反アップクォークと反ダウンクォークの分布は著しく異なることが示された。FNAL-E906 実験が Tevatron 加速器より低いエネルギーの Main Injector 加速器から取り出される大強度陽子ビームを用いて開始される。陽子標的と重陽子標的を用いて反クォーク分布のフレーバー非対称性をより高い運動学的領域で高精度で測定する。また角分布測定により TMD 分布関数のひとつである Boer-Mulders 関数を得る。

3.1.7 小さい x 領域の構造関数（川村）

核子の深非弾性散乱において、小さなブジョルケン x の領域はマンデルスタム変数では $1 \gg s/t$ の超前方散乱の領域に相当し、そこでは構造関数が $x^{-\lambda(Q)}$ のような x の逆べきで急激に上昇することが HERA などの実験で観測されている。そういった振る舞いの起源として、ソフトな QCD ダイナミクスをよく記述する Regge 理論に現れるソフト・ポメロンの寄与や、ハードなグルーオン交換に由来するハード・ポメロンの寄与などが議論されている。特に後者については BFKL 方程式やその改良など、この領域で重要となる $\log(x)\ln(x)$ の対数補正を全次数にわたって足し上げる試みがなされているが、HERA の運動学的領域では非対数補正も無視できないために現象論的にはあまり成功しているとは言えない。また、偏極深非弾性散乱などの偏極過程においては $(\alpha \ln^2 x)^n$ の二重対数補正が現れることが知られており、高エネルギー発展方程式による足し上げが議論されている。一方で small- x での構造関数の急激な上昇は、いずれ核子中のパートン（おもにグルーオン）密度が飽和することによって抑えられると考えられる。そのような領域ではパートンは互いに重なり合い、個別のパートンによる非コヒーレントな散乱という従来のパートン描像は成立しなくなる。パートン飽和を実現するモデルとしてパートンの再結合効果を取り入れた非線形方程式（BK 方程式）や、より一般的な有効理論であるカラー・グラス凝縮、それらのモデルと従来のコリニア因子化に基づく摂動論的 QCD との関係などが議論されている。それらのモデルによると、 x と Q^2 の

組み合わせとして表される（パートンの重なり度を表す） という量のみで深非弾性散乱の断面積が表される（幾何学的スケーリング：GS）と考えられ、実際に HERA 等の実験結果でよく成立している。一方でこの GS は従来の DGLAP 方程式でも説明がつかないことが最近わかり、どちらのダイナミクスがより重要かは一般に運動学的領域によると考えられる。いずれにせよ理論・実験の両方でより広範囲で精密なスタディが必要である。また、small-x における構造関数の振る舞いはそれ自体興味深いだけでなく、構造関数のモーメントと実験データや格子 QCD の結果を比較する際などに重要となる。このように、small-x の物理は摂動計算の足し上げ、Regge 理論に基づく非摂動 QCD、摂動領域ではあるが CGC などの新しい枠組みを必要とするパートン飽和などの豊富な物理を含んでいる。それらの物理の探索には、深非弾性散乱のみでなく Diffractive 過程やジェット生成過程などと組み合わせることが重要で、LHC、LHeC、EIC などにおける広い運動学的領域をカバーする実験により QCD と核子構造の新たな側面が理解できると期待される。

3.1.8 大きい x 領域の構造関数（熊野）

深非弾性散乱による核子構造関数の研究は、摂動論的量子色力学 (pQCD) の確立と核子構造の非摂動論的側面の理解に寄与してきた。大きい x 領域の構造関数は主に JLab で研究されているが未だに十分大きい不変質量のデータは得られておらず、12 GeV 電子加速器完成後の主要研究課題の一つである。 $x=1$ はレプトン・核子弾性散乱を意味し、この過程を記述する理論的指針として pQCD に基づく計数則の描像がある。弾性散乱は、3つのクォーク間のハード・グルーオン交換により記述できると考えれば、構造関数およびクォーク分布関数の x 依存性は $q(x) \sim (1-x)^{2n-3}$ となる。ここで、 n は価クォーク数である。JLab 実験の場合、例えば不変質量 $W^2 > 4(3) \text{ GeV}^2$ 領域は $x < 0.6(0.7)$ に対応し、まだ非常に大きい x 領域まで到達していない。また、 d クォークの分布を決定するために中性子の構造関数が必要であるため重陽子標的を用いた実験を行う。重陽子実験から中性子の構造関数を取り出すには原子核補正を行う必要があり、短距離相互作用を含む重陽子構造の詳細が必要になる問題がある。この原子核補正の問題の研究とともに、構造関数における計数則の検証が進められている。

3.2 横偏極現象の解明

3.2.1 シングルスピンの非対称 (SSA) (小池)

スピンの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) 光子を生成する反応で、生成断面積が入射核子のスピンの向きに依存する現象をシングルスピン非対称 (SSA) と呼ぶ。これまでに FNAL, BNL-RHIC が核子-核子衝突において、DESY, CERN などが電子-核子衝突で大きな SSA を報告している。パートン模型 (「ツイスト 2」の摂動論的 QCD) は、高エネルギー包含過程の記述に成功してきたが、大きな SSA の記述には無力である。それは、SSA がパートンの「固有横運動量」や「量子的多体相関」といった従来のパートン模型には含まれていない効果を反映した物理量だからである。SSA を記述するためには、これらの効果を曖昧さなく表現し、かつ系統的に取り入れる理論的枠組みが必要となる。このように、SSA は現象としては極めて単純であるが、その定量的理解は、高エネルギー過程を解析する理論

的枠組みの拡張が必要であり、それにより単純なパートン猫像を超えたハドロン構造が明らかになる。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、未だ、未解決な問題も多く発展途上である。以下、SSA 研究の現状と将来の展望を述べる。

SSA は「単純時間反転奇」[†]の物理量であるため、異なる複素位相を持った散乱振幅の干渉項として生ずる。また、横偏極スピンの非対称は、ヘリシティの反転を意味する。このため、従来のパートン模型と摂動 QCD では、SSA は $\alpha_s m_q/Q$ (α_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) 程度の無視できる量となってしまう。高エネルギー過程での SSA を説明するためには、その定式化の拡張が必要なのである。

これまでの研究により、大きな SSA 生成を可能にする 2 つのメカニズムが明らかにされている。その 1 つは、TMD 因子化の枠組みで定義される “T-odd” 分布・破砕関数により 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 観測量として SSA を記述する (ツイスト 3 機構) ものである。いずれも、1 つのヘリシティの反転機構は、カイラル対称性を破る非摂動効果としてハドロンの行列要素により提供される。それらの特徴をまとめると以下ようになる。

TMD 因子化における “T-odd” 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 ($\Lambda_{\text{QCD}} \leq p_T \ll Q$) の SSA を記述し、ほぼ、 $\sim p_T/M_N$ のように振る舞う SSA を引き起こす。よく知られたものとして、2 節で導入した Siverts 関数 $f_{1T}^\perp(x, k_{perp})$ と Collins 破砕関数 $H_1^\perp(z, k_{perp})$ がある。因子化される “T-odd” 関数は、一般に物理的過程に依存する関数である。たとえば、Drell-Yan 過程と SIDIS に現れる Siverts 関数は互いに逆符号の関係にある。これは、実験的に検証する必要がある。

終状態ハドロンの横運動量 p_T が大きな領域 ($p_T \sim Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$) では、Collinear 因子化が有効であり、この領域では SSA はツイスト 3 物理量として現れるため、SSA は $\sim M_N/Q$ ($Q = p_T, \sqrt{s}$ など) のように振る舞う。ハドロンから放出された余分なグルーオンが、パートンレベルの散乱に直接関与するため、ソフトパート (ハドロンの行列要素) としては、パートンの多体相関関数が寄与する。それらは「ツイスト 3 相関関数」と総称されるが、代表的なものとして、横偏極核子中の「クォーク・グルーオン相関関数」や純粋にグルーオン間の相関を表わす「3 グルーオン相関関数」、及びパートンからハドロンへの破砕過程に現れる「ツイスト 3 破砕関数」などである。ツイスト 3 相関関数は、縦運動量割合 2 個の関数として $G^{(3)}(x_1, x_2)$ などと表現され、すべて過程によらないハドロンに固有な普遍的な関数である。例えば、核子中のクォーク・グルーオン相関関数は $G^{(3)}(x_1, x_2) \sim \mathcal{FT} \langle \psi(0) g F^{+\perp}(\eta^-) \psi(\xi^-) \rangle$ といった、核子中におけるクォーク場 ψ とグルーオンの強度テンソル $F^{\alpha\beta}$ の光円錐上における相関関数のフーリエ変換という形に書け、 $x_1, x_2 - x_1$ はそれぞれ核子から出る、クォーク、グルーオンの縦運動量割合を表している。

上記 2 つの機構は、異なる運動学領域の SSA を記述する点で互いに相補的である一方で、互いに深い関係がある。まず、分布関数の関係として、Siverts 関数の k_\perp についての特定のモーメント ($= \int dk_\perp k_\perp^2 f_{1T}^\perp(x, k_\perp)$) が $G^{(3)}(x_1, x_2)$ と関係づけられることが知られており、このことは 2 つの機構が関係していることを示唆する。両者がともに有効な p_T の中間領域 ($\Lambda_{\text{QCD}} \ll p_T \ll Q$) では、SIDIS 過程における特定の構造関数と Drell-Yan 過程について、横偏極核子中の Siverts 関数とクォーク・グルーオン相関関数による SSA の記述が等価であることが示されている。しかも、Siverts 関数がこれら 2 つの過程で互いに符号が逆であること

[†]時間の向きを逆にするが初期状態と終状態の入れ替えはしない変換の下で、符号を反転する性質。

ともコンシステントである。また、SIDIS 過程で Collins 関数が主要項となる構造関数についても、ツイスト3 破砕関数が等価な SSA を与えることも示されている。これらのことは、2 つの機構が p_T の全領域で SSA を記述する QCD に基づいた唯一の枠組みであることを意味している。SIDIS に現れる他の構造関数や他の過程における 2 つの機構の関係を明らかにすることは今後の課題である。

ツイスト2 のレベルの Collinear 因子化 (パートン模型と摂動 QCD) による高エネルギー包含過程のグローバル解析が、核子中の「パートン密度」についての知見を与えたのと同様、SSA のグローバル解析は SSA の発現機構を解明し、パートンの「固有横運動量分布」や「パートン間多体相関」といったハドロン構造の新側面を切り拓く。

これまでに、SIDIS 過程について HERMES や COMPASS が、 $p_T < 1$ GeV 領域で多くの SSA データを報告しており、それを基に Sivers 関数について一定の知見が得られている。また、これら SIDIS のデータと KEK-Belle で得られた Collins 関数を組み合わせ核子中のトランスヴァーシティー分布についても情報が得られている。COMPASS, RHIC, J-PARC における Drell-Yan 実験、及び EIC による SIDIS 過程の SSA は、より広い運動学領域におけるこれら関数の決定と普遍性の検証を可能にする。

RHIC が報告した $p^\uparrow p \rightarrow hX$ ($h = \pi, K, \eta, D, J/\psi$) における多くのデータは $p_T \gtrsim 1$ GeV にあり、ツイスト3 機構による解析に適している。横偏極核子中のクォーク・グルーオン相関関数と3 グルーオン相関関数の寄与は得られているが、ツイスト3 破砕関数の寄与はまだ不完全である。SIDIS 過程についても、同様な事情である。完全な理論公式をそろえ、進行している RHIC や EIC 実験による SIDIS のデータのグローバル解析をすることで、核子中におけるパートンの多体相関に関する詳細な情報を提供することであろう。

3.2.2 pp 衝突、Drell-Yan 過程 (後藤)

前方の粒子生成に対する大きな横スピン非対称度 AN が FNAL-E704 実験や RHIC 実験により測定されている。Sivers 効果、Collins 効果、Higher-twist 効果等による説明がなされているが、これらの効果の寄与を分離して理解する必要がある。Sivers 効果だけを分離する場合、Sivers 効果には始状態相互作用 (ISI) と終状態相互作用 (FSI) の関与が重要であることがわかっているので、ISI と FSI も分離する必要がある。Drell-Yan 過程は、ISI を含む Sivers 効果の測定を与える。

Transversity 測定について。Twist-3 効果について。

ドレル・ヤン反応を偏極実験で測定することにより、様々な新たな測定を行うことができる。横偏極非対称度や角分布の測定からは、TMD 分布関数 (Sivers 関数、Boer-Mulders 関数) や Transversity 分布関数を測定し、またその理論的フレームワークの評価を行うことができる。縦偏極非対称度測定からは反クォークの偏極に対するフレーバー非対称性を求めることができる。偏極ドレル・ヤン実験は、核子スピンの理解のための次の大きな目標として位置づけられ、偏極陽子ビームや偏極標的を用いた多くの偏極実験の計画が世界中で提案されている。

3.2.3 SIDIS、DVCS (宮地)

横偏極 SIDIS 過程の微分断面積は、仮想光子と核子の運動量が Collinear な座標系において、レプトン平面とハドロン平面の間の方位角 ϕ_h とレプトン平面から測定した核子のスピンベクトルの方位角 ϕ_S への依存性により 5 個の異なる構造関数に分解される。各構造関数は、特定の TMD 分布・破砕関数のたたみ込みとして表されるためそれらに関する情報が得られる。特に、Sivers 関数が $\sin(\phi_h - \phi_S)$ 成分に、核子の Transversity 分布が Collins 関数と対をなし $\sin(\phi_h + \phi_S)$ 成分に、pretzelosity 分布が Collins 関数と対をなし $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分に寄与する。他の 2 つの構造関数はツイスト 3 の寄与となる。

横偏極陽子・重陽子標的を利用した、シングルスピン非対称度 (SSA) 測定による TMD 研究が HERMES、COMPASS 実験で進められた。HERMES、COMPASS は横偏極陽子標的による深非弾性散乱測定を行った。得られた Sivers 非対称度が π^+ 中間子が正、 π^0 中間子が小さいながらも若干正の値を示しているのに対し、 π^- 中間子については測定誤差の範囲内で有意な非対称度が得られなかった。また、 K^+ 中間子が π^+ 中間子と同等かさらに大きな非対称度を示しており、陽子スピンの方向に対し、海クォークがより大きな相関をもって存在する可能性を示唆している。Collins 非対称度は π^+ 、 π^- 中間子がそれぞれ正、負の非対称度を示す一方、 π^0 中間子については有意な非対称度が得られなかった。また K^+ 中間子はどちらも π^+ と同程度の正の非対称度が得られた。 K^- 中間子は有意な非対称度を示していない。特に負の大きな π^- 中間子の非対称度は、Collins 破砕過程において、unfavored 破砕関数が favored と逆符号で大きな値を持つ可能性を示した。(Belle の結果へのリンクを出す?)

(重陽子の結果を書くだけのスペースはない?) COMPASS では横偏極重陽子標的による測定も行われたが、重陽子標的による測定ではどの中間子でも測定精度内では有意なシバース・コリンズ非対称度が得れていない。フレーバー間で非対称度が相殺されたものと推測されている。

$\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分も大きな非対称を示しており、Pretzelosity がゼロでない事が明らかになってきた。一方で、それらのフーリエ係数は分布関数と破砕関数のたたみ込み積分であり、係数から直接それぞれの関数に関する情報を得ることは単純ではなく、クォーク等の持つ横運動量分布の仮定を必要とする。二つのハドロンが生成される破砕過程では、対応する破砕関数と分布関数の単純積としてフーリエ係数に現れる。これは特にトランスバーシティの研究をすすめる上で、コリンズ非対称度の測定と相補的な役割をもつ。非偏極散乱や、縦偏極散乱のフーリエ係数解析も HERMES、COMPASS、JLab で行われてきた。

3.3 GPD と核子スピンの分解 (若松)

古くからその存在が認識されていた TMD に比べると、一般化パートン分布 (Generalized Parton Distribution、略して GPD) が高エネルギー散乱の物理に登場したのはだいぶ後になってからである。GPD の原型は、仮想コンプトン散乱の解析に関連して、1980 年代の Watanabe や、Leipzig group の論文などに現れているが、その重要性が認識され、広い関心と呼ぶようになったのは、何と云っても、1997 年の Ji の論文によるところが大きい。この有名な論文において、Ji は仮想コンプトン散乱などを通じて観測可能な GPD の 2 次のモーメントが核子中のクォークとグルオンが運ぶ全角運動量と関係づけられることを示した。1988 年に CERN の EMC グループが提出した、いわゆる「核子スピンの謎」を解明する上で、極めて重要な情報

を提供する GPD に対する関心はこれによっていやが上にも高まったのである。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 の 1 側面に過ぎず、GPD 自体は、TMD 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と考えられている。様々な原理的な問題が残されている TMD に比べると、GPD の理論は既に成熟したレベルにある。まず、GPD は Colinear 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。GPD のモーメントは、既知の hadronic form factor や、その一般化を含み、前方極限では通常のパートン分布に帰着する。GPD の座標空間へのフーリエ変換である衝突係数依存パートン分布は、座標空間における確率密度としての解釈を有し、通常の PDF 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等々である。

GPD の物理に関係して最近大きな進展があったのが、「核子スピンの完全分解は可能か？」という問題である。核子スピンをクォークとグルオンの固有スピンと軌道角運動量に完全分解できるか否かという問題は、EMC グループによる「核子スピンの謎」の提出の直後に出版された Jaffe と Manohar の有名な論文における問題提起以来、ずっと未解決の難しい問題であった。世の中に広く知られた核子スピン分解に、Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解という 2 つがあって、その優劣について長い間論争が続いて来た。Jaffe-Manohar の分解の明らかな短所は、分解の各項が別々にゲージ不変性を満たしていないことであり、観測量はゲージ不変でなければならないというゲージ原理の立場からいうとこれは大変不満足なことであった。一方、Ji の分解の各項はゲージ変換の下で不変であるという望ましい性質を満たしているのであるが、グルオンの全スピンを、その固有スピンと軌道角運動量の寄与に分解することは不可能であるとされていた。最近、Chen らは、それが可能であるとして上のいずれの分解とも異なるゲージ不変な分解を提唱し、論争を引き起こした。その後、Chen らの論文に啓発された Wakamatsu の一連の仕事によって核子スピンの完全分解の問題は肯定的に解決された。これによると、核子スピンのクォークとグルオンの固有スピンと軌道角運動量へのゲージ不変な分解は確かに存在する。ただし、この分解は一意的ではなく、Chen らの分解とは異なるもう一つのゲージ不変な分解が存在する。後者は、Chen らの分解とは、軌道角運動量部分が本質的に異なり、その分解の著しい利点は、分解の各項の寄与が全て、高エネルギー深部非弾性散乱の観測量（具体的には非偏極 GPD の 2 次のモーメントや縦偏極分布関数の 1 次のモーメント）に対応づけられることである。これによって、何と、相対論的複合粒子である核子のスピンの内訳（起源）を、純粋に実験的に決定するための理論的基盤が得られたことになるのである。したがって、残る問題は、実験に関するもので、GPD とグルオン偏極を如何に精度よく引き出せるか否かだけになった。複合粒子のスピン分解が、純粋に観測量のみを通じて可能であるということが如何に稀有のことかは、原子核のスピンの果たず構成子の軌道角運動量という概念が根本的に模型に依存する概念であり、いかなる直接の観測量にも対応しないことを思い出せば明らかであろう。

3.4 破碎関数、偏極破碎関数の測定 (Seidl)

$e+e-$ 対消滅でクォーク反クォーク対を作り、分布関数の寄与なしに破碎関数の研究ができる。非偏極の破碎関数は LEP で高い Q ($\sim 90\text{GeV}$) の実験データが集められた。RHIC のグルオンの縦偏極分布関数のために必要なグルオン破碎関数は、LEP の結果を evolution することによりわかる。低い Q ($\sim 10\text{GeV}$) の破碎関数は Belle 実験のデータを解析して得

られる。Belle 実験では生成したハドロンの ID が得られるので、 z 分布を最も細かく測定することができる。

軽いハロン破砕関数以外のチャームハロン (D , D^* , D_s , c) の破砕関数も測定することができる。

e^+e^- 対消滅からのクォーク反クォーク対生成では横偏極の解析が可能性であり、偏極破砕関数の研究ができる。この破砕関数 (Collins 破砕関数、Interference 破砕関数、横偏極 破砕関数) は SIDIS や pp 実験の横偏極分布関数の測定に必要である。Belle 実験において世界で初めて測定された Collins 破砕関数は、既に理論研究者によるグローバル解析に使われ、最初の u クォーク、 d クォークの横偏極分布関数が得られた。

最近、世界ではじめて Interference 破砕関数の測定が行われた。この破砕関数も横偏極分布関数の解析のために使われる。

3.5 形状因子の測定 (中川)

核子の弾性電磁形状因子の研究は電子加速器のエネルギーの拡張と共に、より高い移行運動量領域での測定が行われ、核子-中間子の描増からクォークグルーオンの自由度による記述へと幅広いスケールで核子構造の理解が試みられてきている。80~90年代頃には入射エネルギー 50 GeV の SLAC 実験により陽子の弾性形状因子測定で Q^2 は 30 GeV² に達し、p QCD による記述に期待が高まった。一方加速器の強度や測定技術の向上により、Jlab が立ち上がった 90 年代から精密測定による再評価の側面も顕著になった。

精密測定により、SLAC の測定では見落としていた現象も見つかっている。陽子の電荷分布と磁化分布の比 GE/GM が Q^2 と共に 1 からずれていくという興味深い現象が高精度の Jlab 実験により明らかになった。この現象は高い Q^2 で電子が散乱される際に、1 光子交換近似が成り立つか疑問を呈した。

また、中性子電磁形状因子の測定も精度の向上とともに、より高い Q^2 へ測定範囲も広がっている。そもそも広範囲の Q^2 を統一的に記述する手だてがない事と、さらに中性子と陽子の 4 つの電磁形状因子を同時に矛盾なく記述するのは現状では非常に難しい。Meson Cloud、VMD、クォークモデル等複数のフリーパラメータを調整する形でフィットしているのが現状であり、決定的な知見を得られる程には理論の成熟度が不足している。

3.6 QCD 非摂動論

3.6.1 格子 QCD (大谷)

* 一般化パートン分布 (GPD) のモーメントの格子計算

核子の電荷分布等の情報を担う形状因子は、クォークの局所演算子を、異なる運動量を持つ核子状態ではさんだ非前方行列要素として定義される。一方、深非弾性散乱 (DIS) などの過程において、核子の非摂動的側面を記述するパートン分布関数 (PDF) は、非局所演算子の前方行列要素として定義される。この両者の概念を包含し、より詳細な核子構造の情報を担う非局所演算子の非前方行列要素として定義される量が、一般化パートン分布 (GPD) である。

格子 QCD シミュレーションは、強い相互作用の非摂動的動力学を時空の離散化によって第一原理から計算する手法であり、これを用いて GPD のモーメント (一般化形状因子) が計算できる。

核子の形状因子より、荷電半径や異常磁気能率などが得られ、その前方極限值から、軸性結合定数 g_A やテンソル結合定数 g_T 、クォークのスピン Σ といった諸量が算出される。

また、 J_i の和則と呼ばれる関係式により、GPD の 2 次のモーメントからクォークが担う全角運動量が計算できるため、スピンの情報を勘案すれば、クォークの軌道角運動量の寄与も格子 QCD によって評価できる。

格子上でのクォークの定式化にはいくつか方法があり、計算量の違いやカイラル対称性との整合性、考慮する動的なクォークの数などに差がある。核子構造の計算には、国内外の異なる研究グループが、様々なクォークの定式化を用いて、シミュレーションが行われている。

* 最近の進展

近年の進展としては、場の境界値に複素位相などを乗じるといった境界条件に工夫をして、前方極限値の系統誤差を抑制する試みや、運動量移行に対するフーリエ変換による、パートン分布の衝突径数依存性などの評価、格子上で非局所演算子を直接構成し、その行列要素を計算することで、横運動量依存パートン分布 (TMD) を算出する試みなどがなされている。ただし、格子上における非局所演算子に定義に際しては、リンク変数の積分路の取り方などに問題があり、定量的な評価には至っていないのが現状である。

また、確率的因子を利用した非結合ダイアグラムからの寄与の評価や、核子スピンに対するグルーオンからの寄与を評価する試みなどもなされつつある。これらの寄与の評価には、通常の GPD のモーメントの計算と比べて、膨大な計算コストが必要となり、系統誤差を抑えた有意な値を得るには、さらなる計算手法の開発が望まれる

* 今後の課題と展望

GPD のモーメントに関しては、擬スカラー中間子の質量が重い領域でしか格子計算がなされておらず、カイラル摂動論によるカイラル外挿の妥当性を注意深く検討する必要がある。

また、連続極限をとる際の系統誤差や、有限体積効果を抑制するためにも、カイラル対称性との整合性の高いフェルミオンの定式化を用いた、現実的なパイ中間子質量を再現するような設定で、多数の格子点と十分な統計量を用いた大規模な計算が、GPD の評価にあたって不可欠である。

このような観点からも、汎用京速計算機をはじめとするスーパーコンピュータの開発と効率的な運用が、長期的な視点を持って計画・実行されることが望まれる。

3.6.2 有効理論、有効模型 (若松、Bentz)

高エネルギー深部非弾性散乱過程を扱うための基本的理論枠組みである摂動論的 QCD の基礎をなすのが、QCD の漸近自由性である。この性質のゆえに、一定の条件を満たす高エネルギー散乱過程は、摂動論を基礎にして解析することが可能になるのである。ここで、本質的な役割を果たすのが摂動論 QCD の因子化定理であり、散乱断面積を、摂動論的に扱えるハード部分と、非摂動論的な核子の内部構造 (パートン構造) を含むソフト部分の積に因子化できることを主張する。このソフト部分に含まれるのが、核子中のクォーク分布関数やグルーオン分布関数であり、純粋に摂動論的 QCD の立場に立つならば、この部分は理論的予言の対象ではなく、深部非弾性散乱の断面積の解析から引き出す量と考えるのである。それはそれで一貫した立場なのではあるが、我々が知りたいパートン分布を引き出すために必要十分な情報を実験が提供できない状況はしばしば起きる。また、実験的にパートン分布の形が決められたとしても、なぜそれがそのような形をとるのかを理解したいのが物理屋であろう。ここ

で、出番となるのが、QCDの有効理論、有効模型や格子ゲージ理論である。今でこそ、高エネルギー深部非弾性散乱の物理においてそれが果たす役割の重要性が認められている低エネルギー有効理論であるが、初めからそうではなかったことは強調しておく必要があるだろう。摂動論的 QCD の立場では、核子中の海クォークは、発展方程式 (Altarelli-Parisi 方程式) で記述されるスケール発展の過程で輻射的に生成される。ここでは、核子中の海クォークは、親となるクォークからのグルオン輻射を通じて常にクォーク・反クォークの対として生成される。ところが、グルオンはフレーバー量子数をもたない (flavor blind) なのでここで生成されるクォークと反クォークは同じフレーバーを持つことになる。したがって、QCD のスケール発展の機構によって核子中の海クォーク分布にフレーバーによる非対称性が生じることはあり得ない。高エネルギー深部非弾性散乱は摂動論的 QCD で記述できるという考えが染みついてきたために、本来ソフト部分であるパートン分布は、摂動論的 QCD の守備範囲を超える対象であるにもかかわらず、なんとなく、核子中の海クォーク分布はフレーバー対称であろうと信じられていたのである。この理由のない神話を打ち破ったのが 1991 年の NMC グループの実験であり、この実験により、陽子中の \bar{u} -クォークと \bar{d} -クォークの分布の明らかな非対称性が確立されたのである。この非対称性は、少なくとも定性的にはパイ中間子雲の効果として説明できることが知られているが、それがなぜ重要かということ、低エネルギー領域の QCD ではその本質的重要性が認識されていたにもかかわらず、高エネルギー領域の散乱現象とはあまり関係がないものと思われていた QCD のカイラル対称性とその自発的破れが深部非弾性散乱の物理においても極めて重要な役割を果たすことをはっきりと認識させてくれたからである。これを契機として、未だ実験的な情報が少ない縦偏極分布関数のフレーバー非対称性、核子のスピン構造に対して縦偏極分布とは独立の情報を含む transversity と呼ばれる分布関数、核子スピンの内訳等に対する低エネルギー有効模型の予言に対して、深部非弾性散乱の物理の専門家からも強い関心を寄せるようになった。もちろん、ソフト部分を調べるのに有効模型に頼らざるを得ない理由は、我々が、QCD を非摂動論的に扱える解析的手法を知らないからである。格子ゲージ理論があるのではないかと思うかもしれないが、残念ながら、現在、格子ゲージ理論で扱えるのはパートン分布や一般化パートン分布の低次のモーメントのみであり、分布関数自体 (つまりその Bjorken 変数 x 依存性) は計算不可能なのである。モーメントは分布関数の重要な情報の一つではあるが、この x 依存性にこそ非常に豊富な物理が含まれているので、その部分に関して予言ができることが、有効模型の、格子ゲージ理論にたいする大きな優位性と言えよう。さらに、現段階の格子ゲージ理論には、現実的なパイ中間子質量でのシミュレーションが困難なこと、有限体積の効果から来る不定性等、まだまだ信頼性に問題も多いこと、また得られた結果の物理的解釈が容易ではないことなどを考えると、有効理論、有効模型の果たす役割は非常に大きいと言わざるを得ないのである。

Bentz

クォークの分布関数および破碎関数はレプトン・核子およびレプトン・原子核深部非弾性散乱過程において基本的な観測量である。それらの関数は量子色力学 (QCD) の非摂動論的な効果を含んでいるので、理論解析を行うために QCD の有効模型は有力な道具である。例えば MIT バッグ模型に基づく「クォーク・中間子結合模型」、ソリトン描像に基づく「カイラルクォーク模型」、クォーク間の相関を重視する「クォーク・ダイクォーク模型」などがその代表的な有効模型である。核子ターゲットの場合は勿論、原子核を平均場近似の範囲内に記述すればそれらの模型は原子核ターゲットにおける分布関数および破碎関数の記述および予言も可能にする。

核子および原子核内のクォークの縦運動量分布関数について、スピンの依存する関数も含め既に多くのモデル解析が行われてきた。例えば、原子核内の核子の内部構造が単独の核子と異なるので、通常の EMC 効果を定量的に説明できると同時に、スピンの依存する「偏極 EMC 効果」も予言できた。破碎関数について、多重破碎プロセスを取り入れたジェット模型の考えに基づき、生成されたハドロンの縦運動量分布が求められ、半包含的反応の実験データの解析から得られた経験的な破碎関数との比較も行われた。それらの計算では、低エネルギーのモデルスケールにおいて分布および破碎関数が求められ、摂動論的 QCD における発展方程式 (next-to-leading order の項まで含む) によりその結果を実験の高エネルギースケールで表された。

以上の背景の元に、QCD の有効模型の適用範囲を次のように拡張できる：

* 核子ターゲットに対する破碎過程の記述：破碎過程で生成されたハドロンの（光子の運動量方向に対する）横運動量分布関数を記述するために、次の2つの効果を取り入れなければならない：(i) 核子中のクォークの横運動量分布。その分布関数を先ず有効模型を使って求め、その結果を半包含的散乱過程および Drell-Yan 過程から得られたデータの解析結果と比較する。(ii) クォークの破碎過程から生じるハドロンの横運動量分布。それについてジェット模型の考えを利用して、破碎するクォークの運動量方向に対するハドロンの横運動量分布関数を求め、最近の実験データの解析で得られたガウス正規分布の parametrization と比較する。最後に、(i) および (ii) 両方の効果を取り入れ、破碎過程で生成されたハドロンの（光子の運動量方向に対する）横運動量分布関数を求め、特にその二乗の平均値を変数 x, z の関数として詳しく議論することができる。

* 原子核ターゲットに対する破碎過程の記述：最近 HERMES および JLab (CLAS) の実験でレプトン・原子核の半包含的散乱過程におけるハドロンの縦運動量分布が測定され、より詳しい測定は現在計画中の Electron Ion Collider (EIC) での重要な研究課題として取り上げられている。そのデータを解析および予言するために有効模型の範囲内に次の計算を行うことができる：(i) 媒質中のハドロンの生成の平均行程、(ii) 媒質中のクォークおよびハドロンのエネルギー損失、(iii) 媒質中の平均場の影響。それらの計算の一部は既にルンド模型を使って行われてきたが、分布関数の媒質効果 (EMC 効果) も再現できる模型の枠組み内での解析はまだない。

以上の計算に基づき、次のステップとしてレプトン・原子核の半包含的散乱過程におけるハドロンの横運動量分布関数の解析を行うことも可能である。それに関する重要な観測量は、生成されたハドロンの横運動量分布幅の増加 (transverse momentum broadening) であり、主に媒質中のクォークの多重散乱の効果を表していると思われる。

3.6.3 AdS/CFT からのアプローチ (八田)

1998 年に Maldacena によって提唱された AdS/CFT 対応は、AdS (アンチドジッター) 空間における超弦理論と共形なゲージ理論との間の双対性 (等価性) に関するものである。これは共形対称性を持つゲージ理論の様々な物理量が弦理論、重力理論を用いて非摂動的に計算できるという画期的な提案であり、現在の素粒子論における大きな流れの一つとなった。近年では QCD のように閉じ込めを持つ理論への拡張も議論され、強く結合したクォークグルオンプラズマなどの現象論への応用も積極的になされている。核子構造、高エネルギーハドロンの衝突に関しても、分布関数のように本質的に非摂動的な量や散乱振幅の計算に AdS/CFT

が新たな知見を与えることが期待できる。実際これまでに、深非弾性散乱 (DIS)、電子陽電子消滅 ($e+e-$ annihilation)、DVCS、陽子衝突、原子核衝突等さまざまな過程が AdS/CFT を用いて解析されており、予言を含むいくつかの結果 (ポメロン、オデロンなどのレッジ粒子や、陽子スピンの分解など) は実験の観点からも大変興味深い。今後の課題は定性的から定量的に移行することである。このためには AdS 空間を変形した (閉じ込め、カイラル対称性の破れの効果や現実的なフレーバーの導入など) より QCD に近い弦理論から出発し、超重力近似を超えた計算を行うことが必要である。DIS に関してはいくつかの仕事で実験との比較がなされているが、まだ改良の余地が大きい。構造関数、破砕関数、陽子スピンの分解、一般化パートン分布関数など将来計画に沿った物理量への応用が望まれる。

4 将来の目標

4.1 TMD 分布関数の測定

4.2 GPD 関数の測定

5 実験計画

5.1 CERN/COMPASS (宮地、堂下、近藤)

偏極ドレル・ヤン、GPD を含めた新たなプロポーザルが 2010 年に CERN で承認された。

COMPASSII の偏極 Drell-Yan プログラムでは、2014 年に $190\text{GeV}/c$ の μ -粒子ビームと偏極固体陽子標的を用いて $x_{bj} > 0.1$ における横スピン非対称度を測定し、Sivers 関数、Boer-Mulders 関数や Transversity 関数などを抽出する。また、T-odd である Sivers 関数や Boer-Mulders 関数が SIDIS から求められたものと符号が反転することを実験的に検証する。

COMPASSII の GPD プログラムでは、2015、2016 年に $160\text{GeV}/c$ の互いに偏極方向が反対の偏極 μ^+ と μ^- 粒子と液体水素標的を用いて深仮想コンプトン散乱 (DVCS) 過程を通して GPD の H を抽出する。測定できる運動学的領域は、 $0.005 < x_{bj} < 0.1$ であり HERA での実験と HERMES 実験での領域の中間に当たる。また、 $0.03 > x_{bj}$ においては、Bethe-Heitler 過程からの寄与があまりないので核子の横方向サイズを測定することができる。

5.2 RHIC (後藤、谷田、中川、Seidl、深尾)

RHIC 実験では、2013 年までは $\sqrt{s}=500\text{GeV}$ での W ボソンの AL 測定によるフレーバー毎のクォーク、反クォークのスピンからの寄与の測定が優先的に行われる。

横スピン非対称度 AN の測定や角分布測定をより選択的な反応過程 (例えばドレル・ヤン反応) に対して行うことにより、Sivers 効果を説明する TMD 分布関数 (Sivers 関数) や他の理論的フレームワークの評価を行う。これらは核子内部の軌道角運動と関連があり、核子スピンに対する軌道角運動量の寄与に結びつく理解が求められている。

5.3 Drell-Yan 実験 (後藤、中野、堂下)

FNAL-E906 実験が Main Injector から取り出される大強度陽子ビームを用いて 2011 年から開始される。

陽子標的、重陽子標的を用いて反クォーク分布のフレーバー非対称性をより高い x_Bj 領域で高精度で測定する。また角分布測定により TMD 分布関数のひとつである Boer-Mulders 関数を得る。

原子核標的を用いた EMC 効果、エネルギー減衰の測定も行われる。

横スピン非対称度や角分布の測定により、TMD 分布関数 (Sivers 関数、Boer-Mulders 関数) や Transversity 分布を測定し、またそのフレームワークの評価を行う。

反クォークの偏極に対するフレーバー非対称性を求める。

偏極ドレル・ヤン実験は、核子スピンの理解のための次の大きな目標として位置づけられ、偏極陽子ビームや偏極標的を用いた多くの偏極実験の計画が提案されている。

5.4 Belle (Seidl)

Belle 実験のデータ収集は終わったが、まだ多くの破砕関数の結果を得ることができる。非偏極破砕関数 ($e+e^- \rightarrow hX$): 荷電ハドロン (π, K, p) 中性ハドロン (η, η') 非偏極破砕関数の横運動量分布非偏極のハドロン対 ($e+e^- \rightarrow hhX$): 荷電ハドロン (π, K, p) Collins 効果: 荷電ハドロン K と vector 中間子 ρ の Collins 破砕関数 Collins 破砕関数の横運動量分布 Interference 破砕関数の他の荷電ハドロンコンビネーション: π, K, KK Local パリティ非保存

5.5 Jlab-12GeV (中川)

Jlab では 12 GeV へのアップグレードが計画されている。SLAC の測定をより高精度で塗り替えてきた測定範囲をさらに高 Q^2 領域へと拡張していく。従来のアプローチを再考し、2 光子交換などプローブ自身の理解を深めながら、高精度データで p Q C D の本格検証を行う。一方で Jlab のエネルギー領域では、核子-中間子自由度からパートン自由度への遷移現象を実測する事が期待されている。核子-中間子自由度とクォーク自由度を併せ持つハイブリッドモデルによる検証もなされている。

5.6 EIC/ENC,/LHeC (後藤、谷田、宮地)

5.7 J-PARC (谷田、熊野)

J-PARC は、最大エネルギーが 50GeV と低めであるが、大強度ビームが得られるという利点があり、それを活かした研究が可能である。その 1 つは SeaQuest と同様の Drell-Yan 実験 (J-PARC P04) であり、さらに高い x 領域 ($0.25 \leq x \leq 0.6$) の探査が期待できる。Fermilab-E866 実験の結果を外挿すれば、この領域において $d(x) \sim u(x)$ (注: 正しくは中線でなく上付き線) となっている可能性がある。反クォーク分布が $d(x) \sim u(x)$ となるのは pion cloud 模型などによる理解が可能であるが、これらの模型では、大きな x 領域で $d(x) \sim u(x)$ となることは説明できない。したがって、もし実験的に $d(x) \sim u(x)$ (for $x \leq 0.2$) が確認されれば、核

子構造について新たな問題が投げかけられることになる。他にも、大きな x ($x \gtrsim 0.6$) における $d(x)/u(x)$ 比の測定に興味ももたれている。 $x \rightarrow 1$ の極限におけるこの比は、単純な SU(6) クォーク模型の予言では $1/2$ だが、他の模型では 0 や $1/5$ などの値が予言されており、興味深い。J-PARC では $u(x)$ を $x \approx 0.9$ まで測定することができ、この問題に対して貴重なデータを提供することができる。偏極陽子（ビームおよびターゲット）の利用も J-PARC における重要なテーマである。RHIC などでの Drell-Yan 実験と同様に、AN を通した Sivers 関数の測定、ALL を通した helicity 分布の測定、ATT を通した transversity の測定があげられる。RHIC よりも高い x 領域での測定が可能であり、RHIC での Drell-Yan 測定と相補的な情報が得られる。もう一つ、J-PARC の特徴を活かした測定としては、ニュートリノ弾性散乱を利用した g_1^p の測定が挙げられる。この測定は、 $Q^2 \rightarrow 0$ における Axial form factor が g_1^p と結びついていることを利用したもので、いかに低い Q^2 (weak force では Q^2 が小さくなるほど断面積が小さくなる) まで測定が行えるかが鍵となる。J-PARC ではニュートリノ振動実験のために 1 GeV 以下のニュートリノを大量に取り出すビームラインが既に存在しており、実験環境としては最適である。この実験がうまくいけば、ストレンジクォークの偏極という長年の問題に終止符をうつことが期待されている。

重陽子などのスピン 1 粒子には、スピン $1/2$ の核子とは異なるテンソル偏極分布関数が存在する。この分布は構成粒子が S 状態であれば存在しないため、ハドロンの動力学性質を特徴づける物理量であり、またクォークの自由度によるテンソル構造の記述を目指す上でも重要である。テンソル構造関数 b_1 の実験は 2005 年 HERMES によって行われ、その結果の解析によれば予期しなかった有限な反クォークテンソル偏極が示唆されている。この反クォーク分布は J-PARC において偏極重陽子標的を用いた Drell-Yan 実験で特定することが可能である。他方、JLab において b_1 の実験が検討されており、2011 年の JLab-PAC-37 で letter of intent が好評価を得たため現在実際の実験提案を準備中であり、これから研究が盛んになることが予想される。

5.8 Neutrino 散乱, neutrino factory (宮地, 斎藤)