

Autoprezentacja osiągnięć naukowych (autoreferat)

I. IMIĘ I NAZWISKO

Jakub Wagner

II. POSIADANE STOPNIE NAUKOWE

2008: Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki, doktor nauk fizycznych, specjalność: fizyka teoretyczna, *Naruszenie symetrii elektroslabej i struktura poprawek promienistych w rozszerzeniach Modelu Standardowego*, Promotor: Piotr Henryk Chankowski

2002: Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki, magister nauk fizycznych, specjalność: fizyka teoretyczna,

III. INFORMACJE O DOTYCHCZASOWYM ZATRUDNIENIU W JEDNOSTKACH NAUKOWYCH

2008 - obecnie: Narodowe Centrum Badań Jądrowych, stanowisko: adiunkt

IV. WSKAZANIE OSIĄGNIĘCIA WYNIKAJĄCEGO Z ART. 16 UST. 2 USTAWY Z DNIA 14 MARCA 2003 R. O STOPNIACH NAUKOWYCH I TYTULE NAUKOWYM ORAZ O STOPNIACH I TYTULE W ZAKRESIE SZTUKI (DZ. U. NR 65, POZ. 595 ZE ZM.)

A. Tytuł osiągnięcia naukowego – jednotematycznego cyklu publikacji

Badania ekskluzywnej produkcji cząstek w procesach z dużą skalą czasopodobną.

B. Jednotematyczny cykl publikacji (w porządku chronologicznym)

S1: *Can one measure timelike Compton scattering at LHC?*

B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D79** (2009) 014010

S2: *NLO corrections to timelike, spacelike and double deeply virtual Compton scattering*

B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D83** (2011) 034009

S3: *On timelike and spacelike hard exclusive reactions*

D. Mueller, B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D86** (2012) 031502

S4: *Timelike and spacelike deeply virtual Compton scattering at next-to-leading order*

H. Moutarde, B. Pire, F. Sabatié, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D87** (2013) 054029

S5: *Timelike Compton scattering with a linearly polarized photon beam*

A.T. Goritschnig, B. Pire, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D89** (2014) 094031

S6: *Lepton-pair production in ultraperipheral collisions at AFTER@LHC*

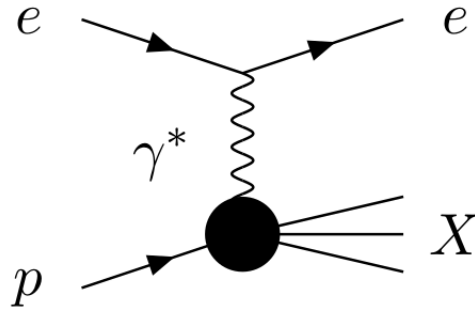
J.P. Lansberg, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **JHEP 1509** (2015) 087

S7: *Hard photoproduction of a diphoton with a large invariant mass*

A. Peđrak, B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D96** (2017) 074008



Rysunek 1. Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne - (ang. *deep inelastic scattering* - DIS)

C. Omówienie celu naukowego wyżej wymienionych prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

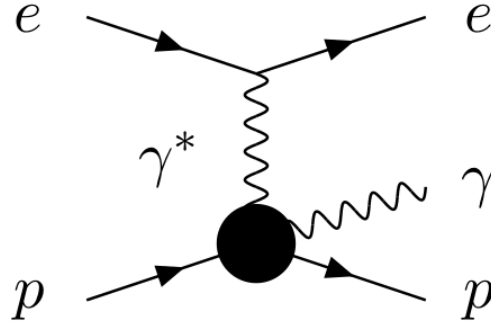
1. Wprowadzenie

Zrozumienie budowy nukleonu jako struktury złożonej z elementarnych pól chromodynamiki kwantowej, czyli kwarków i gluonów, stanowi jedno z najważniejszych wyzwań współczesnej fizyki wielkich energii. Prowadzone przez ostatnie kilkadziesiąt lat badania skupiały się głównie na analizie procesów inkluzywnych, to znaczy takich, w których mierzy się własności tylko niektórych cząstek. Wśród takich procesów najważniejszą rolę pełni rozpraszanie głęboko-nieelastyczne (ang. *deep inelastic scattering* - DIS) elektronów na protonach:

$$e(k) + p(p) \rightarrow e(k') + X, \quad (1)$$

w którym nie mierzy się własności wytworzonego stanu hadronowego X, tylko pęd k' rozproszonego elektronu. Proces ten przedstawiony jest na Rys.1. W tak zwanej granicy Björkena, tzn. gdy zarówno wirtualność fotonu $Q^2 = -q^2 \equiv (k - k')^2$ jak i kwadrat energii w układzie środka masy pary foton-proton $(p + q)^2$ stają się duże, przy stałej wartości parametru $x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$, przekrój czynny takiego procesu podlega faktoryzacji, tzn. można go przedstawić jako konwolucję partonowego przekroju czynnego (policzalnego przy pomocy zwykłego rachunku zaburzeń) oraz funkcje rozkładu partonów (ang. *Parton Distribution Functions* - PDF):

$$\sigma = \text{PDF} \otimes \text{partonowy przekrój czynny} \quad (2)$$



Rysunek 2. Głęboko-wirtualne rozpraszanie Comptonowskie (ang. *Deeply Virtual Compton Scattering* - DVCS)

W PDF-ach zawarta jest informacja o rozkładzie podłużnej składowej pędu oraz polaryzacji niesionych przez kwarki oraz gluony w hadronie, nie zawierają one natomiast żadnej informacji o rozkładzie partonów na płaszczyźnie poprzecznej, ani o tym jak istotny jest wkład ich orbitalnego momentu pędu do spinu nukleonu. Jednakże na przestrzeni ostatnich dwudziestu lat byliśmy świadkami ogromnego postępu w tej dziedzinie, spowodowanego m.in. odkryciem nowego typu obiektów opisujących nieperturbacyjną naturę nukleonu, zwanych uogólnionymi rozkładami partonów (ang. *Generalized Parton Distributions* - GPDs), które badane są w procesach ekskluzywnych [1–5]. Najprostszym z takich procesów jest głęboko-wirtualne rozpraszanie Comptonowskie (ang. *Deeply Virtual Compton Scattering* - DVCS), przedstawione na Rys.2:

$$e(k) + p(p) \rightarrow e(k') + p(p') + \gamma(q') \quad . \quad (3)$$

Do opisu tego procesu najwygodniejsze są tzw. zmienne symetryczne:

$$P = \frac{p + p'}{2} \quad , \quad \bar{q} = \frac{q + q'}{2} \quad , \quad (4)$$

przy pomocy których zdefiniować można uogólnioną zmienną Björkena, ξ :

$$\xi = \frac{-\bar{q}^2}{2\bar{q} \cdot P} \approx \frac{x_B}{2 - x_B} \quad , \quad \text{where:} \quad x_B = \frac{Q^2}{2q \cdot p} \quad . \quad (5)$$

W układzie odniesienia, w którym P ma niezerowe (i dodatnie) tylko składową czasową oraz w kierunku osi z , a wektory na stożku świetlnym zdefiniowane są w następujący sposób:

$$v_+ = (1, 0, 0, 1) \frac{1}{\sqrt{2}} \quad , \quad v_- = (1, 0, 0, -1) \frac{1}{\sqrt{2}} \quad , \quad (6)$$

(-2ξ) interpretuje się jako przekaz pędu w kierunku ”+”.

Kolejną istotną zmienną jest kwadrat przekazu pędu między protonem w stanie początkowym i końcowym:

$$t = (p' - p)^2. \quad (7)$$

W uogólnionej granicy Björkena amplituda DVCS podlega faktoryzacji na uogólnione rozkłady partonów (GPD) i policzalne perturbacyjnie funkcje współczynnikiowe (ang. *coefficient functions*) dane przez amplitudy partonowe:

$$\mathcal{M} = \text{GPD} \otimes \text{amplituda partonowa}.$$

Formalnie, GPD zdefiniowane są przez element macierzowy odpowiednich operatorów na stóźku świetlnym. Poniżej przedstawiony jest przykład tak zwanych wektorowych GPDs , dla kwarków (F^q) i gluonów (F^g):

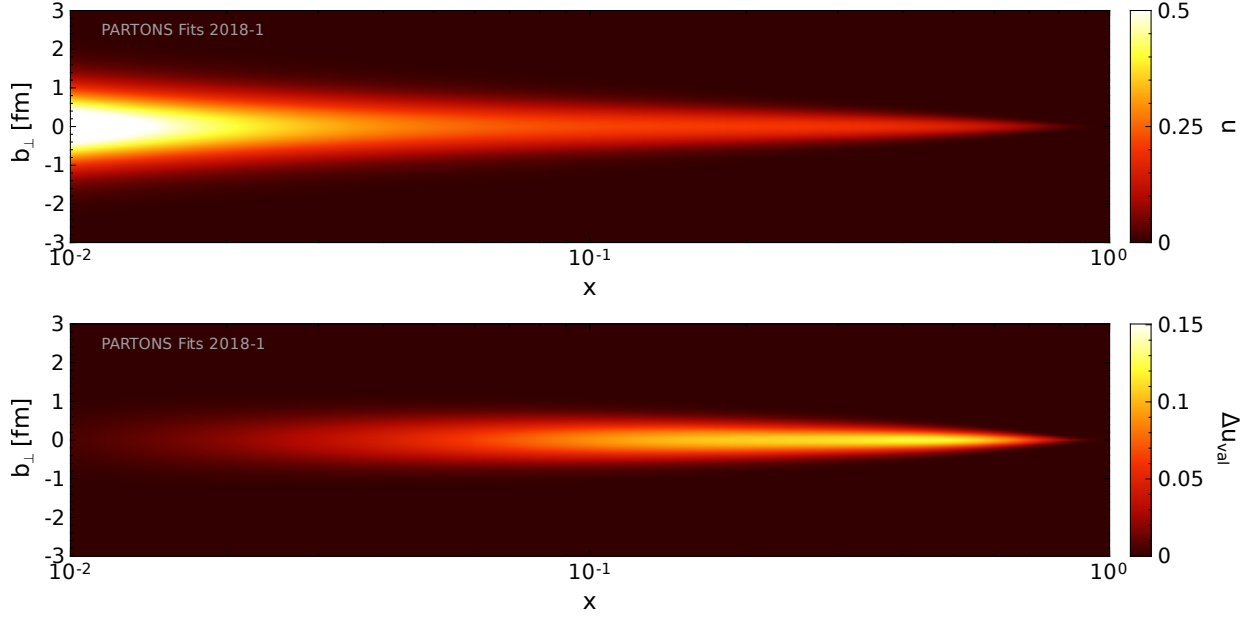
$$\begin{aligned} F^q(x, \xi, t) &= \frac{1}{2} \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+z^-} \langle p' | \bar{q}(-\frac{1}{2}z) \gamma^+ q(\frac{1}{2}z) | p \rangle \Big|_{z^+=0, \mathbf{z}=0} \\ &= \frac{1}{2P^+} \left[H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ u(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_\alpha}{2m} u(p) \right], \\ F^g(x, \xi, t) &= \frac{1}{P^+} \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+z^-} \langle p' | G^{+\mu}(-\frac{1}{2}z) G_{\mu^+}(\frac{1}{2}z) | p \rangle \Big|_{z^+=0, \mathbf{z}=0} \\ &= \frac{1}{2P^+} \left[H^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^+ u(p) + E^g(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{+\alpha} \Delta_\alpha}{2m} u(p) \right]. \end{aligned}$$

W porównaniu z mierzonymi w procesach inkluzywnych PFD-ami, GPDs zależą od dwóch dodatkowych zmiennych - ξ i t - co z jednej strony odzwierciedla ich zaletę, to znaczy fakt iż niosą one więcej informacji o strukturze hadronu, z drugiej jednak strony powoduje, że znacznie trudniej wyznaczyć je z danych eksperymentalnych.

Dwie własności rozkładów GPD przyciągnęły najwięcej uwagi: ich związek z całkowitym momentem pędu partonów [2, 3], pozwalający na rozwikłanie tzw. zagadki spinowej nukleonu, oraz informacja o położeniu kwarków i gluonów w płaszczyźnie poprzecznej do pędu nukleonu [6–8], umożliwiająca tzw. ”tomografię hadronową”. Pierwsza z nich ujmowana jest zazwyczaj w postaci ”reguły sum Ji”:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^1 dx x [H_q(x, \xi, t) + E_q(x, \xi, t)] = 2J_q$$

gdzie J_q jest ułamkiem spinu protonu niesionym przez kwark q (włączając w to zarówno spin kwarku, jak i jego orbitalny moment pędu). Tomografię hadronową umożliwia natomiast



Rysunek 3. Rozkład położeń kwarków górnych w niespolaryzowanym protonie (górny wykres) oraz podłużnych polaryzacji tych kwarków w podłużnie spolaryzowanym protonie (dolny wykres) w funkcji ułamka podłużnego pędu protonu x . Na dolnym wykresie uwzględniony jest tylko wkład kwarków walencyjnych. Rysunek pochodzi z pracy [P4].

fakt, iż w granicy $\xi \rightarrow 0$ zmienna t redukuje się do kwadratu przekazu pędu poprzecznego $-t \rightarrow \Delta_{\perp}^2$, i transformatę Fouriera funkcji rozkładu GPD H :

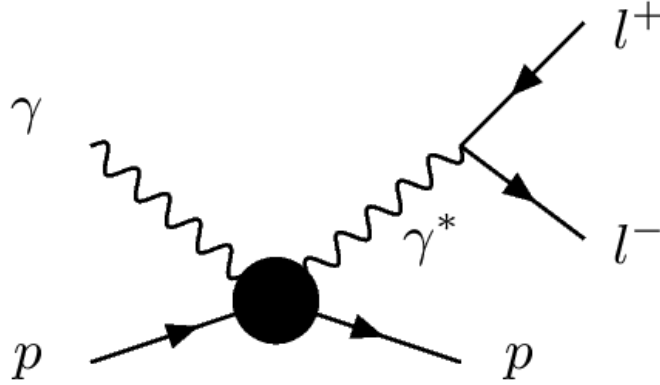
$$H(x, \mathbf{b}_{\perp}) = \int \frac{d^2 \Delta_{\perp}}{(2\pi)^2} e^{-i\mathbf{b}_{\perp} \cdot \Delta_{\perp}} H(x, 0, -\Delta_{\perp})$$

interpretować można jako gęstość prawdopodobieństwa znalezienia partonu z ułamkiem pędu podłużnego x w odległości \mathbf{b}_{\perp} od środka masy nukleonu. Na Rys. 3 przedstawiono przykład takiej gęstości prawdopodobieństwa wyznaczonej z danych DVCS pochodzący z naszej niedawnej pracy [9].

Wyniki pierwszych pomiarów DVCS oraz głęboko-wirtualnej produkcji mezonów (ang *Deeply Virtual Meson Production* - DVMP) [10]:

$$e(k) + p(p) \rightarrow e(k') + p(p') + M(q') \quad , \quad (8)$$

w JLab-ie, DESY oraz CERN-ie, oraz 20 lat rozwoju teorii, potwierdziły efektywność opisu procesów ekluzywnych przy użyciu formalizmu GPD[11, 12]. Współcześnie, pomiary takich



Rysunek 4. Czasopodobne głęboko-wirtualne rozpraszanie Comptonowskie (ang. *Timelike Compton Scattering* - TCS).

procesów stanowią jeden z głównych celów nowej generacji eksperymentów - tych już zbierających dane, jak Hall-A i CLAS przy podwyższonej do 12 GeV energii w JLAB-ie [13], czy COMPASS-II w CERN-ie[14], oraz tych dopiero planowanych, jak zderzacz elektronów z jonami (ang. *Electron Ion Collider* - EIC) [15] czy Wielki Zderzacz Hadronów z Elektronami (ang. *Large Hardron Electron Collider* - LHeC) [16].

W prezentowanym **jednotematycznym cyklu publikacji** badałem procesy ekskluzywne z dużą skalą czasopodobną, głównie skupiając się na głęboko-wirtualnym czasopodobnym rozpraszaniu Comptonowskim (ang. *Timelike Compton Scattering* - TCS), czyli fotoprodukcji par leptonów [17]:

$$\gamma(q) + P(p) \rightarrow P(p') + l^+(k) + l^-(k') \quad , \quad (9)$$

przedstawionym na Rys.4. Proces ten wzbudza duże zainteresowanie, ze względu na komplementarność względem DVCS. W przeciwieństwie do DVMP, gdzie przy wyliczaniu amplitudy trzeba wziąć pod uwagę także nieperturbacyjny obiekt opisujący formowanie się mezonów - słabo znany rozkład amplitud (ang. *distribution amplitude* - DA) - w DVCS i TCS jedynymi nieperturbacyjnymi obiektami są same rozkłady GPD. Cecha ta sprawia, że TCS jest najlepszym kandydatem na proces, za pomocą którego udowodnić można uniwersalność

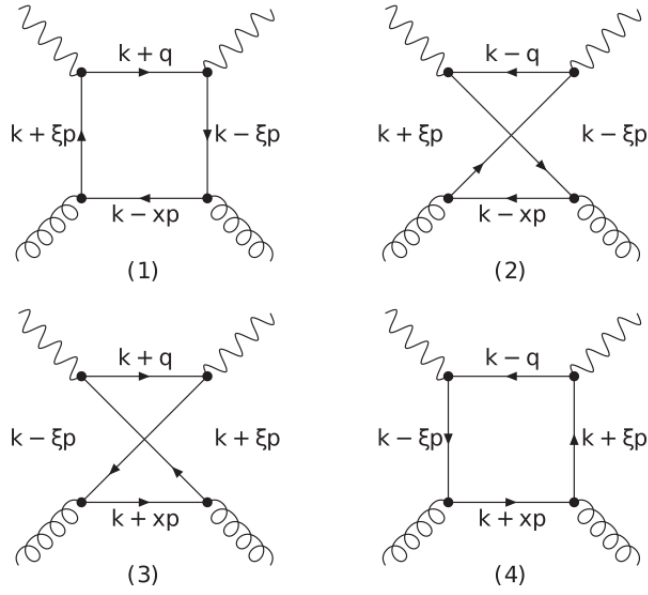
formalizmu GPD. Jednakże taki sprawdzian uniwersalności może mieć znaczenie tylko pod warunkiem uwzględnienia w obliczeniach wyrazów wyższego rzędu (ang. *next-to-leading order* - NLO) w stałej sprzężenia oddziaływań silnych. Struktura analityczna takich poprawek jest zupełnie inna w procesach z dużą skalą czasopodobną (timelike) niż w przypadkach gdy skala ta jest przestrzennopodobna (spacelike). Obecność skali czasopodobnej umożliwia wytworzenie stanów pośrednich w kanałach, w których byłoby to kinematycznie wzbronione w przypadku przestrzennopodobnym, powodując że w amplitudzie pojawiają się nowe części absorpcyjne. Także historia badania procesów inkluzywnych wskazuje, że poprawki NLO często bywają bardziej istotne w przypadkach czasopodobnych. Znany przykład pojawiającego się w procesie Drella-Yanna czynnika K (ang. K-factor) uczy nas, że istotnym źródłem poprawek mogą być czynniki $i\pi$, pochodzące z wyrazów $\log(-Q^2/\mu_F^2)$, które należy poddać resumacji (ang. *soft gluon resummation*) [18, 19].

Zaprezentowany jednotematyczny cykl publikacji stanowi kompletne i dogłębne studium procesów ekskluzywnych z dużymi czasopodobnymi skalami, począwszy od wyprowadzenia amplitud z dokładnością do poprawek NLO, poprzez badanie fenomenologicznych konsekwencji uwzględnienia tych poprawek, aż po przewidywania dla konkretnych eksperymentów. Warto podkreślić, że zaowocowały one także współautorstwem zatwierdzonych eksperymentów w Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLAB):

www.jlab.org/exp_prog/proposals/12/PR12-12-001.pdf

www.jlab.org/exp_prog/proposals/15/PR12-12-006A.pdf

Na opisywany cykl, a więc także na ten autoreferat, o procesach z dużymi skalami czasopodobnymi składają się następujące tematy: i) wyprowadzenie i analiza struktury analitycznej amplitudy NLO dla procesów z dużymi skalami przestrzenno- i czasopodobnymi (prace [S2] i [S3]), ii) badania metodami numerycznymi konsekwencji uwzględnienia poprawek NLO dla DVCS i TCS (praca [S5]), iii) propozycje nowych możliwości pomiarów tych procesów (prace [S1], [S5] oraz [S6]), i na koniec iv) propozycja (w pracy [S7]) nowego procesu fotoprodukcji pary fotonów z dużą masą inwariantną, który także zależy od dużej skali czasopodobnej oraz mógłby być zmierzony w JLAB-ie.

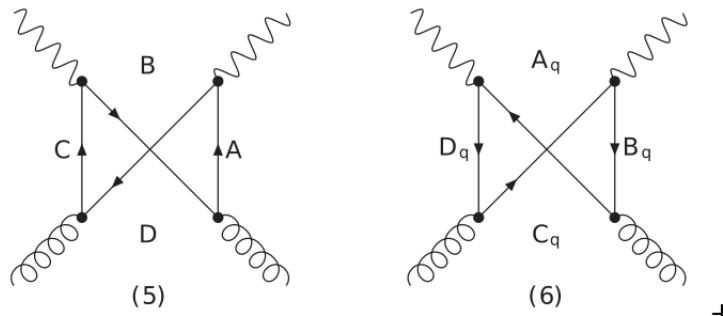


Rysunek 5. Pierwsza grupa diagramów opisujących rozpraszanie $\gamma g \rightarrow \gamma g$.

2. Struktura analityczna amplitud NLO

W pracy [S2] obliczono poprawki rzędu $O(\alpha_s)$ do amplitudy podwójnego głęboko-wirtualnego rozpraszania Comptonowskiego (ang. *Double Deeply Virtual Compton scattering* - DDVCS):

$$\gamma^*(q_{in}) + p(p) \rightarrow \gamma^*(q_{out}) + p'(p). \quad (10)$$



Rysunek 6. Druga grupa diagramów opisujących rozpraszanie $\gamma g \rightarrow \gamma g$.

Ten ogólny wynik został później wykorzystany do wyprowadzenia wzorów opisujących przypadki graniczne $q_{out}^2 = 0$ i $q_{in}^2 = 0$, odpowiadające odpowiednio procesom DVCS oraz TCS. Fenomenologia DDVCS została przedyskutowana w pracy [20].

Motywację dla tego obliczenia stanowił historyczny fakt, że do zrozumienia procesów inkluzywnych (DIS, procesu Drella-Yanna, produkcji hadronów z dużym p_T oraz dżetów) w języku faktoryzacji kolinearnej potrzebna była ich znajomość z dokładnością do NLO, lub nawet NNLO. Także w przypadku DVCS, kompletne rachunki NLO były znane [21–24] i nic nie wskazywało na to, aby można je było pominąć w kinematyce odpowiadającej obecnym lub planowanym eksperymentom. W przypadku TCS można było podejrzewać, że poprawki te pełnią jeszcze istotniejszą rolę. Amplitudy TCS i DVCS w najniższym rzędzie w α_S są sobie równe (z dokładnością do sprzężenia zespolonego), lecz różnią się znacząco w wyższych rzędach, w szczególności ze względu na inną strukturę analityczną.

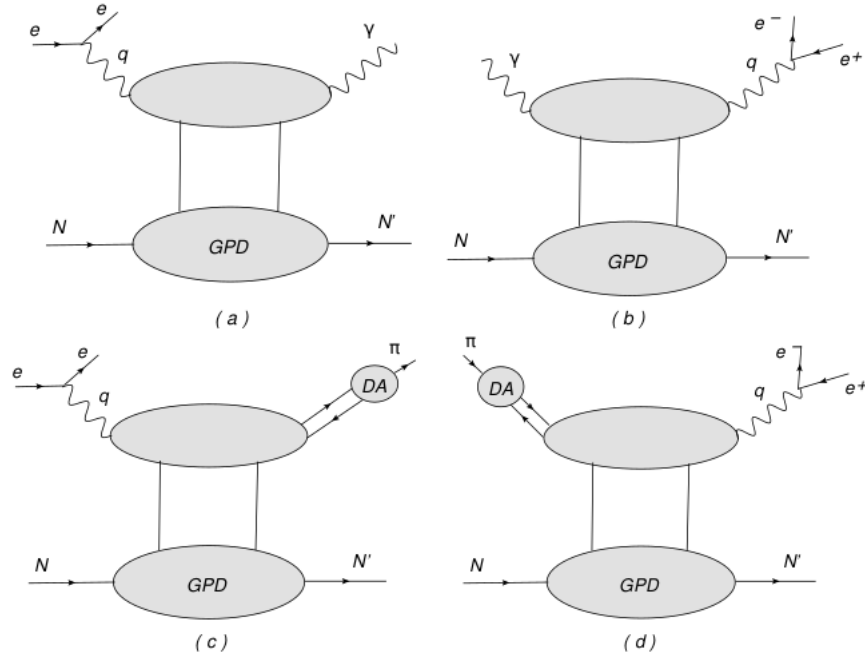
Amplitudę rozpraszania Comptonowskiego (tu dla prostoty pokazana jest tylko symetryczna jej część) parametryzuje się zazwyczaj przy użyciu Comptonowskich czynników postaci (ang. *Compton Form Factors* - CFFs) - w tym przypadku oznaczonych jako \mathcal{H} i \mathcal{E}):

$$\mathcal{A}^{\mu\nu} = -e^2 \frac{1}{(P+P')^+} \bar{u}(P') \left[g_T^{\mu\nu} \left(\mathcal{H} \gamma^+ + \mathcal{E} \frac{i\sigma^{+\rho} \Delta_\rho}{2M} \right) \right] u(P). \quad (11)$$

Zgodnie z twierdzeniami o faktoryzacji, CFFs dane są przez konwolucję funkcji współczynnikowych (T^q dla kwarków i T^g dla gluonów) z rozkładami GPDs:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \int_{-1}^1 dx \left(\sum_q T^q H^q + T^g H^g \right), \\ \mathcal{E} &= \int_{-1}^1 dx \left(\sum_q T^q E^q + T^g E^g \right). \end{aligned} \quad (12)$$

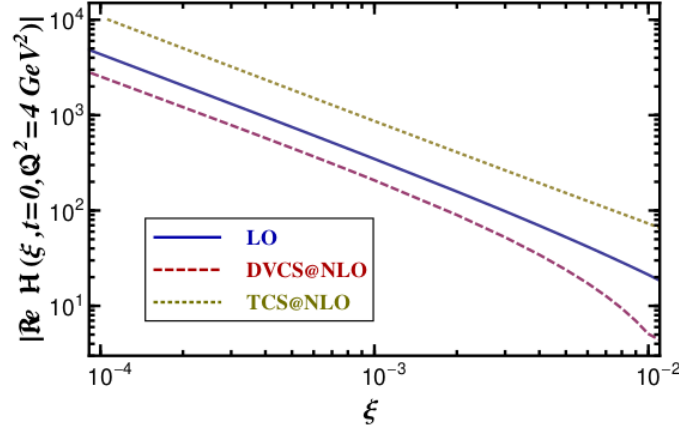
Rachunek został przeprowadzony w schemacie \overline{MS} , z wymiarem $D = 4 + \epsilon$ wybranym w celu regularyzacji rozbieżności podczerwonych. Rozbieżności w ultrafiolecie kasują się w tym przypadku między sobą. Jednopętlowe obliczenia (diagramy odpowiadające gluonowym rozkładom GPD zostały przedstawione na Rys. 5 i 6) niezbędne do otrzymania funkcji współczynnikowych, zostały opisane bardzo dokładnie, gdyż użyte w tym celu techniki mogą być wykorzystane także w przypadku innych procesów ekskluzywnych. Główne wyniki, dotyczące ogólnego przypadku DDVCS, zawarte są we wzorach (46) i (47), natomiast szczególne przypadki DVCS (TCS) – we wzorach (48) i (49) (odpowiednio 50 i 51). Są one



Rysunek 7. Amplitudy par procesów DVCS (a) i TCS (b), jak również elektroprodukcji mezonów (c) i ekskluzywnego procesu Drella-Yanna w zderzeniach πN (d) połączyć można korzystając z operacji odwrócenia czasu oraz z własności ich struktury analitycznej. Faktoryzują się one na opisywaną przez funkcje współczynnika część perturbacyjną (górny owal) , oraz rozkłady GPD (dolny owal) i amplitudę rozkładu (DA) (c,d).

zgodne z wcześniej uzyskanymi wynikami [21, 22], wyprowadzonymi w niefizycznym regionie przestrzeni parametrów a następnie poprzez analityczne przedłużenie sprowadzonymi do przypadku DVCS (jest to możliwe dzięki prostej strukturze analitycznej amplitudy DVCS). Wyniki poprawek NLO w przypadku DDVCS i TCS, wyprowadzone zostały po raz pierwszy, i stanowią podstawę zastosowań fenomenologicznych, których część została zawarta w opisywanym jednotematycznym cyklu publikacji i opisana jest w następnych rozdziałach.

W pracy [S3] uogólniono wynik uzyskany w [S2], uzyskując ogólny związek między amplitudami procesów z dużą przestrzenno- i czasopodobną skalą, z dokładnością do poprawek NLO. Związek ten zobrazowano przykładami elektroprodukcji fotonu i mezonu, oraz foto- i mezono-produkcji par leptonów (przedstawionymi na Rys.7). Pokazano iż własność faktoryzacji amplitud procesów ekskluzywnych w wiodącym twiście, wraz z ich strukturą analityczną pozwalają na wyprowadzenie związku między CFF w przypadku *czasopodobnym* ($T\mathcal{H}$)



Rysunek 8. Część rzeczywista CFF \mathcal{H} w funkcji ξ przy $\mu^2 = Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = 0$ z dokładnością LO (linia ciągła) i NLO (linia przerywana) dla DVCS. W przypadku TCS linią kropkowaną przedstawiono ujemną wartość części rzeczywistej tego CFF w NLO.

oraz przestrzennopodobnym (\mathcal{H}):

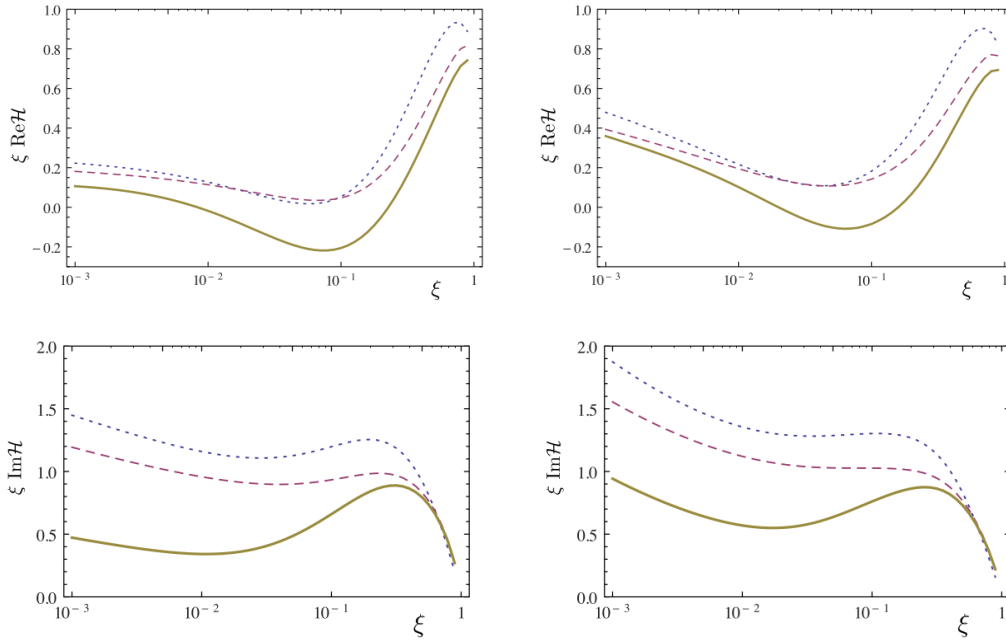
$${}^T\mathcal{H} \stackrel{\text{NLO}}{=} \mathcal{H}^* - i\pi Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \mathcal{H}^*, \quad (13)$$

$${}^T\tilde{\mathcal{H}} \stackrel{\text{NLO}}{=} -\tilde{\mathcal{H}}^* + i\pi Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \tilde{\mathcal{H}}^*. \quad (14)$$

Analogiczny związek uzyskano dla czasopodobnych π^\pm i przestrzennopodobnych π^\mp czynników postaci przejścia (ang. *transition form factors* - TFFs) - co opisuje wzór (27) w pracy [S3].

Otrzymane z dokładnością NLO związki (13–14) pokazują, że w obszarach w których odstępstwo od skalowania (ang. *scaling violations*) jest niewielkie, czasopodobne CFF (TFF) można otrzymać z przestrzennopodobnych poprzez sprzężenie zespolone. Wyniki oparte na konkretnych modelach GPD sugerują, że w obszarze walencyjnym, czyli przy wartościach parametru $\xi \sim 0.2$, CFFs w niewielkim stopniu zależą od skali. Jednakże wiadomo, że w rejonie małych wartości tego parametru ewolucja CFF \mathcal{H} sprawia, że jego część urojona staje się dużo większa niż część rzeczywista, co zgodne jest z fenomenologiczną analizą danych z HERA [25]. Proporcjonalna do $-i\pi$ część wzoru (13) powoduje, że mały czynnik $\Re\mathcal{H}$ w niewielkim stopniu wpłynie na przewidywanie na poziomie LO $\Im\mathcal{H}^T \stackrel{\text{LO}}{=} -\Im\mathcal{H}$. Z drugiej jednak strony, możemy się spodziewać olbrzymiej poprawki NLO do związku $\Re\mathcal{H}^T \stackrel{\text{LO}}{=} \Re\mathcal{H}$, wynikającej z dużej wartości $\Im\mathcal{H}$. Korzystając z modelu Goloskokova-Krolla dla GPD H [26], zobrazowano ten efekt na Rys. 8, w obszarze $10^{-4} \leq \xi \leq 10^{-2}$, dostępnym w planowa-

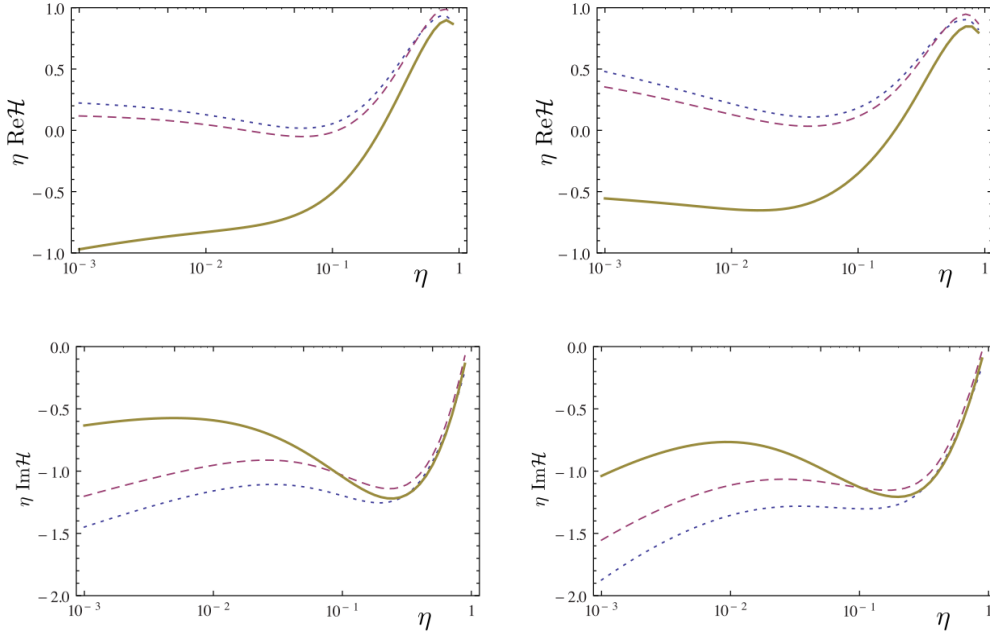
nym zderzaczu EIC [27], dla $t = 0$. Na wykresie pokazano $\Re\mathcal{H}$ w funkcji ξ , z dokładnością LO dla DVCS i TCS (linia ciągła), NLO DVCS (linia przerywana) i NLO TCS (linia kropkowana), przy skali faktoryzacji $\mu^2 = Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$. W przypadku NLO TCS na wykresie pokazano $-\Re^T\mathcal{H}$, gdyż poprawka jest tak duża, że nawet znak ulega zmianie. Łatwo zauważyć, że poprawka NLO do $\Re^T\mathcal{H}$ jest rzędu -400% i część rzeczywista w TCS staje się równie istotna jak część urojona. Przewidywanie to można sprawdzić eksperymentalnie poprzez analizę rozkładów kątowych pary wyprodukowanych leptonów, gdyż rozkłady te zależne są od $\Re^T\mathcal{H}$ [17]. Tak samo drastyczny efekt czasopodobnej natury wychodzącego fotonu w rozpraszaniu Comptonowskim zauważono także w analizie opartej na modelu dipolowym [28]. Fenomenologiczne konsekwencje uwzględnienia poprawek NLO zostały dokładniej przestudiowane w pracy [S4].



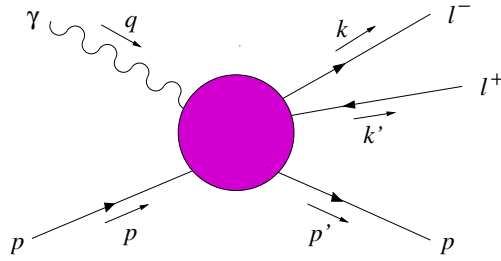
Rysunek 9. Pomnożona przez ξ rzeczywista (górny rząd) i urojona (dolny rząd) część *przestrzennie-podobnego* CFF $\mathcal{H}(\xi)$, w funkcji ξ , wyliczona przy użyciu modeli Krolla-Goloskokova (lewa kolumna) i MSTW08 (prawa kolumna), dla $\mu_F^2 = Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = -0.1 \text{ GeV}^2$, w LO (linia kropkowana), z uwzględnieniem poprawek NLO do kwarkowej funkcji współczynnikowej (linia kreskowana) oraz z uwzględnieniem kwarkowych i gluonowych poprawek NLO (linia ciągła).

3. Fenomenologiczne konsekwencje uwzględnienia poprawek NLO

W pracy [S4], korzystając z wyników otrzymanych w pracach [S2] i [S3], badano fenomenologiczne konsekwencje uwzględnienia poprawek NLO dla amplitud i obserwabli w DVCS i TCS, skupiając się głównie na obszarze kinematycznym odpowiadającym eksperymentom w JLAB-ie i COMPASS-ie. Aby oszacować ilościowo wpływ włączenia, pojawiającej się po raz pierwszy na poziomie NLO, funkcji współczynnikowej gluonów, oraz poprawki NLO do funkcji współczynnikowej kwarków, zastosowano dwa modele GPD, oparte na tak zwanej *double distribution* (DD) [29, 30]. Modele tego typu automatycznie spełniają ograniczenia teoretyczne wynikające między innymi z niezmienniczości Lorentzowskiej, oraz odtwarzają zwykłe rozkłady partonów (PDF) w granicy $\xi, t \rightarrow 0$. Pierwszy z nich to model Goloskokova-Krolla (GK) [12, 26, 31, 32], drugi - prosty model oparty na PDF-ach MSTW08 [33], z rozfaktoryzowaną zależnością od zmiennej t .



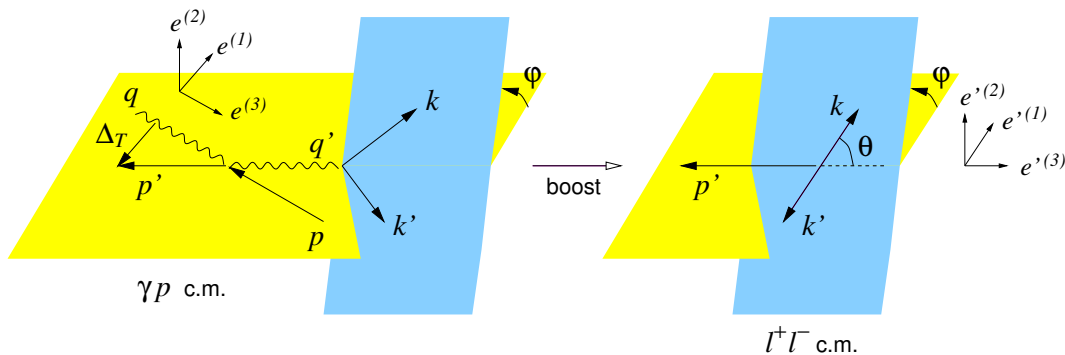
Rysunek 10. Pomnożona przez η rzeczywista (górny rząd) i urojona (dolny rząd) część *czasopodobnego* CFF $\mathcal{H}(\eta)$, w funkcji η , wyliczona przy użyciu modeli Krolla-Goloskokova (lewa kolumna) i MSTW08 (prawa kolumna), dla $\mu_F^2 = Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = -0.1 \text{ GeV}^2$. Oznaczenia linii jak na Rys. 9. Przez η oznaczamy uogólnioną zmienną Björkena w procesie TCS.



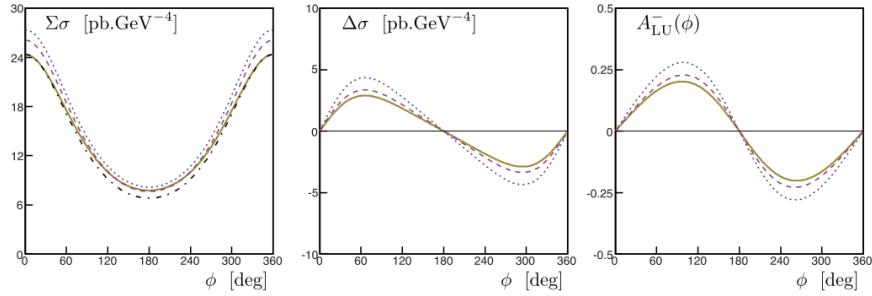
Rysunek 11. Proces produkcji pary leptonów w rozpraszaniu rzeczywistego fotonu na protonie.

W omawianej pracy udowodniono, że w obszarze kinematycznym odpowiadającym średnim energiom, tzn. takim które bada się w eksperymentach JLAB i COMPAS, uwzględnienie poprawek NLO ma istotne znaczenie, a różnica między przypadkiem czasopodobnym a przestrzennopodobnym jest tak istotna, że może być podniesiona do rangi bezpośredniego testu poprawności opisu procesów ekskluzywnych przy pomocy faktoryzacji kolinearnej QCD (porównaj CFFs przedstawione na Rys.9 dla DVCS oraz na Rys.10 dla TCS).

Procesem fizycznym, w którym badać możemy TCS, jest fotoprodukcja pary leptonów z dużą masą niezmienniczą: $\gamma N \rightarrow \mu^+ \mu^- N$ lub $\gamma N \rightarrow e^+ e^- N$. Tak jak w przypadku DVCS, także i tu do amplitudy wkład daje też czysto elektromagnetyczny proces Bethe-Heitlera (BH), w którym para leptonów tworzy się w podprocesie $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Amplituda BH jest w pełni policzalna w QED, pod warunkiem że znane są elektromagnetyczne czynniki postaci (Form Factors - FFs) nukleonu dla małych wartości t . Wkład od BH przy małych i średnich energiach dominuje nad wkładem TCS, gdy wyciąkuje się różniczkowy przekrój czynny po kątach. Można jednak wybrać takie obszary przestrzeni fazowej, gdzie wkłady te są



Rysunek 12. Definicje zmiennych kinematycznych w układach środka masy γp i $\ell^+ \ell^-$.

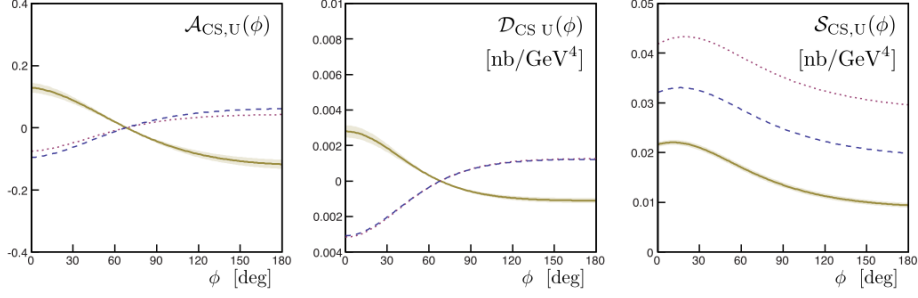


Rysunek 13. Na rysunku, zaczynając od lewej strony, przedstawiono całkowity przekrój czynny DVCS wyrażony w pb/GeV^4 , różnicę przekrojów czynnych dla przeciwnych skrętności (ang. helicities) cząstek w wiązce, także wyrażoną w pb/GeV^4 , oraz odpowiadającą tej różnicy asymetrię, w funkcji kąta ϕ (zdefiniowanego zgodnie z konwencją Trento [34]), przy $E_e = 11 \text{ GeV}$, $\mu_F^2 = Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = -0.2 \text{ GeV}^2$. Rozkład GPD $H(x, \xi, t)$ dany jest przez model GK, wkłady innych GPD nie są uwzględnione. Na wszystkich wykresach, wynik LO oznaczony jest linią kropkowaną, pełen wynik NLO - linią ciągłą, a wynik NLO bez wkładów gluonowych - linia kreskowaną. Wkład od procesu Bethe-Heitlera pojawia się na wykresie przekroju czynnego w postaci linii z kreską i kropek.

podobnego rzędu, i albo odjąć dobrze znany wkład od BH, albo wykorzystać obserwabę czułą na interferencję obu amplitud.

Zmienne kinematyczne opisujące proces $\gamma(q)N(p) \rightarrow \ell^-(k)\ell^+(k')N(p')$ przedstawione są na Rys. 12. W układzie środka masy pary $\ell^+\ell^-$ wprowadza się kąt polarny θ oraz azymutalny φ opisujący wektor \vec{k} , w układzie współrzędnych z osią 3 wzdłuż wektora $-\vec{p}'$ i osiami 1 i 2 wybranymi tak że \vec{p} leży w płaszczyźnie 1-3 i ma dodatnią składową 1.

Badany efekt uwzględnienia poprawek NLO zilustrowano przewidywaniami dla kilku obserwabli mierzalnych w procesach DVCS i TCS. Na Rys.13 przedstawiono asymetrię ze względu na spin cząstek w wiązce (ang. *beam spin asymmetry*) dla procesu DVCS w kinematyce odpowiadającej eksperymentom w JLAB12, a na Rys. 14 – łączoną asymetrię ze względu na spin i ładunek cząstek w wiązce (ang. *mixed charge spin asymmetry*), odpowiednią dla eksperymentu COMPASS. W przypadku TCS odstępstwo od czystego procesu BH dla niespolaryzowanego przekroju czynnego określa się ilościowo przy pomocy współczynnika



Rysunek 14. Obserwable DVCS mieralne w eksperymencie COMPASS. Od lewej: mieszana asymetria ładunkowo-spinowa, różnica i suma przekrojów czynnych (w nb/GeV⁴) dla $\xi = 0.05$, $Q^2 = 4$ GeV², $t = -0.2$ GeV². Rozkład GPD $H(x, \xi, t)$ dany jest przez parametryzację opartą na PDF MSTW08, wkłady innych GPD nie są uwzględnione. Na wszystkich wykresach, wynik LO oznaczony jest linią kropkowaną, pełen wynik NLO - linią ciągłą, a wynik NLO bez wkładów gluonowych - linia kreskowaną.

R zdefiniowanego w pracy [17] w następujący sposób:

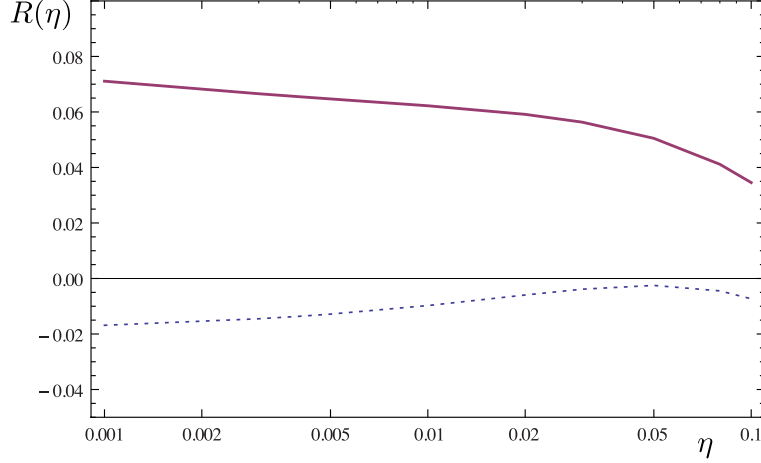
$$R(\eta) = \frac{2 \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \frac{dS}{dQ^2 dt d\varphi}}{\int_0^{2\pi} d\varphi \frac{dS}{dQ^2 dt d\varphi}}, \quad (15)$$

gdzie S jest ważonym przekrojem czynnym danym wzorem (43) w pracy [17]. Wykres tej wielkości w funkcji η (tak w przypadku TCS oznaczamy uogólnioną zmienną Björkena) przedstawiono na Rys. 15 dla $Q^2 = \mu^2 = 4$ GeV² oraz $t = -0.2$ GeV². W wiodącym twiście licznik wzoru Eq. 15 jest liniowy ze względu na część rzeczywistą CFFs, natomiast mianownik, w rozważanym obszarze kinematycznym, zdominowany jest przez wkład procesu Bethe-Heitlera. Efekt uwzględnienia poprawki NLO jest rzeczywiście bardzo duży, wpływa nawet na zmianę znaku tej wielkości.

Część urojona CFF zmierzyć można dzięki obserwabdom wykorzystującym wiązkę kołowo spolaryzowanych fotonów [17]. Asymetria ze względu na znak takiej polaryzacji:

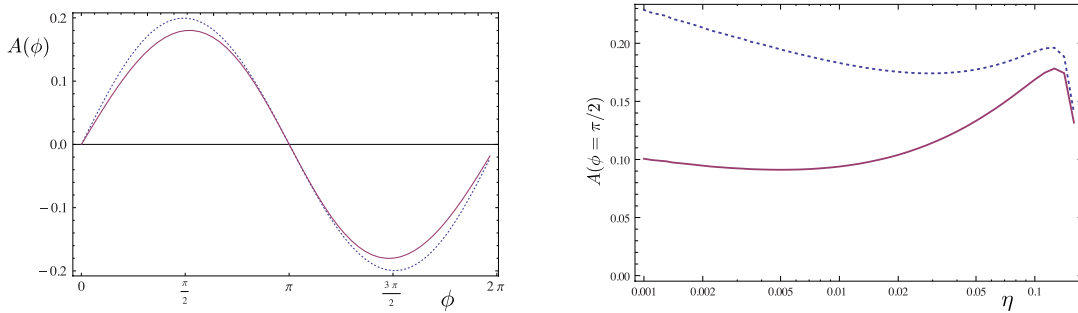
$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}, \quad (16)$$

pokazana jest w lewej części Rys. 16, w funkcji kąta ϕ w obszarze kinematycznym dostępnym w JLAB: $Q^2 = 4$ GeV² = μ_F^2 , $t = -0.1$ GeV² oraz $E_\gamma = 10$ GeV (co odpowiada wartości zmiennej $\eta \approx 0.11$). Ta sama wielkość przedstawiona jest w prawej części Rys. 16 w funkcji η dla $\phi = \pi/2$ oraz $Q^2 = 4$ GeV² = μ_F^2 . Efekt uwzględnienia poprawek NLO jest dość duży,



Rysunek 15. Współczynnik R zdefiniowany wzorem Eq. (15) w funkcji zmiennej η , przy $Q^2 = \mu_F^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = -0.1 \text{ GeV}^2$. Linia kropkowana przedstawia wkład LO, a linia ciągła - całkowity wynik NLO.

od około 10% dla $\eta = 0.1$ (co odpowiada eksperymentom w JLab) przez 30% przy $\eta = 0.05$ (co odpowiada eksperymentowi COMPASS) aż do 100% przy bardzo małych wartościach zmiennej η .



Rysunek 16. (Lewa strona) Asymetria związana z polaryzacją kołową wiązki fotonów w funkcji kąta ϕ , dla $t = -0.1 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = \mu^2 = 4 \text{ GeV}^2$, wycalkowana w obszarze $\theta \in (\pi/4, 3\pi/4)$, przy $E_\gamma = 10 \text{ GeV}$ ($\eta \approx 0.11$). (Prawa strona) Ta sama asymetria w funkcji η dla $Q^2 = \mu^2 = 4 \text{ GeV}^2$, i $t = -0.2 \text{ GeV}^2$ wycalkowana w obszarze $\theta \in (\pi/4, 3\pi/4)$. Wynik z dokładnością LO przedstawiony jest linią kreskowaną, całkowity wynik NLO - linią ciągłą.

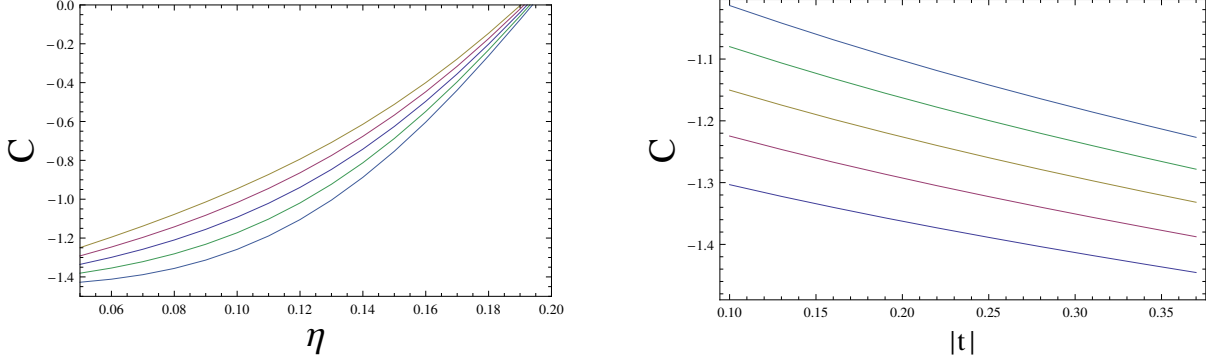
Należy podkreślić wniosek, który nie był zauważany we wcześniejszych pracach, mianowicie istotną rolę wkładów gluonowych do amplitudy DVCS, nawet przy wartościach zmiennej ξ w tak zwanym obszarze walencyjnym. Nie jest to zupełnie zaskakujące, gdy weźmie się pod uwagę fakt, że obecność gluonów (na przykład w zwykłych rozkładach PDF) nie jest ograniczona wyłącznie do bardzo małych wartości x oraz to, że gluonowe CFF obliczone przy pewnej wartości ξ zależą także od rozkładów GPD przy niższych wartościach zmiennej x . Efekt ten jest szczególnie istotny w przypadku części rzeczywistej CFF w procesie czasopodobnym. Sprawia to, że obserwable czułe na tę wielkość niosą także istotną informację na temat roli gluonów w trójwymiarowej strukturze nukleonu.

4. Przewidywania dla eksperymentów

Kolejną część wyników składających się na przedstawiony cykl publikacji tworzą przewidywania dla pomiarów w bieżących oraz planowanych eksperymentach. W opisanej w poprzednim rozdziale pracy [S4] zamieszczono takie przewidywania dla eksperymentów w JLAB-ie (Rys. 13) oraz COMPASS-ie (Rys. 14).

W pracy [S5] zaproponowano nowy sposób pomiaru spolaryzowanych rozkładów GPD \tilde{H} i \tilde{E} w czasopodobnym rozpraszaniu Comptonowskim (TCS). Ze względu na to, że pomiar takich spolaryzowanych GPD w procesie głęboko-wirtualnej leptoprodukcji mezonów pseudoskalarnych okazał się bardziej skomplikowany niż przewidywano, odpowiednio zdefiniowane obserwable w TCS mogą stanowić interesującą alternatywę. Zidentyfikowanie takich obserwabli było motywacją do rozważań nad wykorzystaniem liniowo spolaryzowanej wiązki fotonów w procesie TCS.

Opracowane w ostatnich czasach techniki eksperymentalne pozwalają uzyskać w JLAB-ie intensywną wiązkę liniowo spolaryzowanych fotonów, bądź to wykorzystując detektor umożliwiający detekcję elektronów przy małych kątach w CLAS (tzw. *forward tagger*) [35], bądź to z techniki koherentnego promieniowania hamowania (ang. *coherent bremsstrahlung technique*) w eksperymencie GlueX [36]. W pracy [S5] udowodniono, że może być ona użyta do przeprowadzenia nowych pomiarów czułych na spolaryzowane rozkłady GPD kwarków i gluonów. Uważna analiza zależności przekroju czynnego od kąta Φ_h między wektorem polaryzacji a płaszczyzną hadronową, pozwala na zdefiniowanie współczynnika C (wzory 13-15 z pracy [S5]) czułego na słabo znany rozkład GPD \tilde{H} :



Rysunek 17. (Lewa strona) Współczynnik C w funkcji η policzony dla $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $t = t_0(\eta)$. (Prawa strona) Współczynnik C w funkcji t dla $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i $\eta = 0.1$. Różne krzywe odpowiadają różnym modelom spolaryzowanych rozkładów GPD $\tilde{H}_g = \{-1, 0, 1, 2, 3\} \cdot \tilde{H}_g^{GK}$. Obliczenia przeprowadzono z dokładnością NLO, przy $\alpha_S = 0.3$.

$$C = \frac{2 - 3\pi \operatorname{Re} \left[\mathcal{H}F_1 - \frac{t}{4M^2} \mathcal{E}F_2 - \eta \tilde{\mathcal{H}}(F_1 + F_2) \right]}{2 + \pi \operatorname{Re} \left[\mathcal{H}F_1 - \frac{t}{4M^2} \mathcal{E}F_2 + \eta \tilde{\mathcal{H}}(F_1 + F_2) \right]}. \quad (17)$$

Aby zobrazować zależność zaproponowanej obserwabli od \tilde{H} skorzystano z modelu Goloskokowa-Krolla (GK). W oszacowaniach ilościowych przyjęto GPD E równe zero, jako że funkcja ta jest słabo znana, oraz tłumiona przez mały czynnik kinematyczny $\frac{t}{4M^2}$. Lewa strona Rys.17 przedstawia współczynnik C w funkcji uogólnionej zmiennej Björkena η , obliczony przy $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ i minimalnej wartości $t = t_0(\eta) = -4\eta^2 M^2 / (1 - \eta^2)$. W celu zbadania czułości tej obserwabli na GPD \tilde{H} , obliczoną ją dla różnych wartości wkładu gluonowego, przyjmując $\tilde{H}_g = \{-1, 0, 1, 2, 3\} \cdot \tilde{H}_g^{GK}$, gdzie \tilde{H}_g^{GK} dana jest przez model GK. Prawa strona Rys. 17 przedstawia C w funkcji t dla $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ oraz $\eta = 0.1$. W obu przypadkach widoczny jest istotny efekt na poziomie 30%, co pokazuje że C jest dobrą obserwabłą czułą na rozkład GPD \tilde{H} .

W uzupełnieniu do badań opisanych powyżej, które skupiały się na eksperymentach z wiązką leptonów padającą na tarczę (jak dzieje się to w eksperymentach w JLAB i COMPASS), w pracach [S1] i [S6] rozważaliśmy możliwość wykorzystania zderzaczy hadronów jako silnego źródła quasi-rzeczywistych fotonów w zderzeniach ultra-peryferyjnych (ang. *Ultra-peripheral Collisions* - UPCs) [37]. Umożliwia to badanie wielu aspektów zderzeń foton-proton oraz foton-foton przy wysokich energiach dostępnych w RHIC lub w LHC [38]. Wysoka

światłość oraz energia takich wiązek fotonów pozwala studiować czasopodobne rozpraszanie Comptonowskie (TCS) w niedostępnym wcześniej obszarze kinematycznym, oraz wyznaczać GPD w rejonie małych wartości zmiennej ξ , co jest komplementarne w stosunku do wyznaczania tych rozkładów w rejonie walencyjnym dostępnym w osiagających niższe energie akceleratorach elektronów, takich jak JLab.

W pracy [S1] opisano możliwość przeprowadzenia doświadczalnych pomiarów procesu TCS w zderzeniach UPC w LHC. Przekrój czynny na proces fotoprodukcji w zderzeniach proton-proton [39] dany jest następującym wzorem:

$$\sigma_{pp} = 2 \int \frac{dn(k)}{dk} \sigma_{\gamma p}(k) dk \quad (18)$$

gdzie $\sigma_{\gamma p}(k)$ oznacza przekrój czynny na proces $\gamma p \rightarrow pl^+l^-$, a k jest energią fotonu. Czynnikiem $\frac{dn(k)}{dk}$ opisuje tzw. strumień fotonów równoważnych (ang. *equivalent photon flux*), czyli liczbę fotonów o energii k . Związek między kwadratem energii s w zderzeniu γp , a energią fotonu k wyraża się w następujący sposób:

$$s \approx 2\sqrt{s_{pp}}k,$$

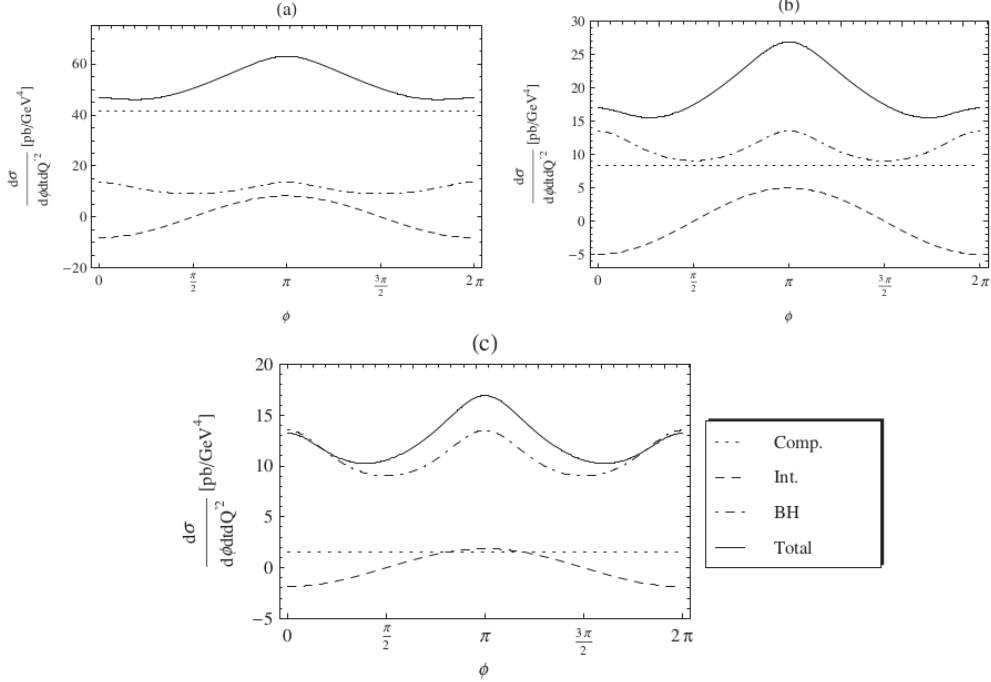
gdzie s_{pp} jest kwadratem energii w środku masy układu proton-proton ($\sqrt{s_{pp}} = 14$ TeV dla LHC).

Na Rys. 18 pokazano wkład interferencyjny do przekroju czynnego w porównaniu do wkładu procesów Bethe-Heitlera oraz Comptona, dla kilku wartości kwadratu energii w środku masy układu foton-proton $s = 10^7 \text{ GeV}^2, 10^5 \text{ GeV}^2, 10^3 \text{ GeV}^2$. Zauważyć można, że przy najwyższych energiach wkład od procesu Comptona dominuje, a w przypadku $s = 10^5 \text{ GeV}^2$ wszystkie wkłady są porównywalne. Sprawia to, że zderzenia przy wysokich energiach, z jakimi mamy dotychczasowe doświadczenia w przypadku UPC, są interesujące z punktu widzenia badań czasopodobnego rozpraszania Comptonowskiego, gdyż stosunek sygnału (TCS) do tła (B-H) jest zdecydowanie lepszy niż przy energiach osiągalnych w JLab-ie lub COMPASS-ie.

Czysty wkład procesu Bethe-Heitlera do σ_{pp} , wycalkowany w obszarze $\theta = [\pi/4, 3\pi/4]$, $\phi = [0, 2\pi]$, $t = [-0.05 \text{ GeV}^2, -0.25 \text{ GeV}^2]$, $Q'^2 = [4.5 \text{ GeV}^2, 5.5 \text{ GeV}^2]$, i energiach fotonów $k = [20, 900] \text{ GeV}$ wynosi:

$$\sigma_{pp}^{BH} = 2.9 \text{ pb} . \quad (19)$$

Wkład procesu Comptona (obliczony z użyciem prostego modelu GPD opartego na rozkła-



Rysunek 18. Różniczkowy przekrój czynny (linia ciągła) dla $t = -0.2 \text{ GeV}^2$, $Q'^2 = 5 \text{ GeV}^2$ wycałkowany w obszarze $\theta = [\pi/4, 3\pi/4]$, w funkcji φ , dla $s = 10^7 \text{ GeV}^2$ (a), $s = 10^5 \text{ GeV}^2$ (b), $s = 10^3 \text{ GeV}^2$ (c) i $\mu_F^2 = 5 \text{ GeV}^2$. Na wykresie pokazano także wkłady Comptona (linia kropkowa), Behte-Heitlera (linia z kropek i kreskek) i interferencyjny (linia kreskowana).

dach PDF GRVGJR2008 i przy skali faktoryzacji $\mu_F^2 = 5 \text{ GeV}^2$ wynosi:

$$\sigma_{pp}^{TCS} = 1.9 \text{ pb} . \quad (20)$$

Zakres energii fotonów wybrano zgodnie z planowanymi możliwościami oznaczania energii fotonów w LHC. Uzyskane wartości σ_{pp} odpowiadają dużej liczbie przypadków rzędu 10^5 na rok zbierania danych w LHC przy świetlności ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

W pracy [S6] badaliśmy możliwość pomiaru procesu produkcji pary leptonów w zderzeniach ultraperyferycznych w proponowanym eksperymencie AFTER@LHC [40], w ramach którego planuje się wykorzystanie w LHC wiązek protonów lub jonów o energiach kilku TeV, skierowanych na stacjonarną tarczę. W Tabeli I podsumowano istotne parametry charakteryzujące zderzenia UPC w LHC, RHIC i SPS (na stacjonarnej tarczy).

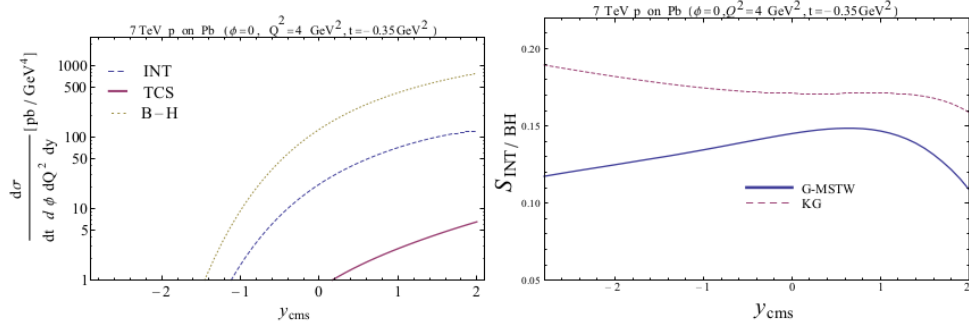
Pierwszym wynikiem uzyskanym w pracy [S6] było oszacowanie wielkości przekrojów czynnych na produkcję par leptonów w fuzji dwóch fotonów w ultraperyferycznym zderze-

Tabela I. Parametry istotne w zderzeniach ultraperyferycznych AB w AFTER@LHC, RHIC i SPS: (i) $\sqrt{s_{NN}}$ w układzie środka masy nukleon-nukleon (ii) świetlność, \mathcal{L}_{AB} , (iii-iv) energie zderzających się hadronów, $E_{A,B}^{\text{lab}}$, w układzie laboratoryjnym, (v) czynnik Lorentza pomiędzy układem spoczynkowym hadronu a układem cms, $\gamma = \sqrt{s_{NN}}/(2m_N)$, (vi) czynnik Lorentza pomiędzy układami spoczynkowymi hadronów $\gamma = s_{NN}/(2m_N^2)$, (vii-viii) odwrotność promieni zderzających się hadronów (odpowiadająca typowej energii fotonów w układzie spoczynkowym emitera) (ix-x) “energia obcięcia” fotonów w układzie spoczynkowym tarczy (odp. cząstki w wiązce - ang. *projectile*), $E_{\gamma \text{ max}}^{\text{B rest}}$ (odp. $E_{\gamma \text{ max}}^{\text{A rest}}$) (xi-xii) “maksymalna” energia układu foton-nukleon (w jego układzie cms) gdzie A (odp. B) jest emiterym fotonu, $\sqrt{s_{\gamma N}^{\text{max}}}$ (odp. $\sqrt{s_{N\gamma}^{\text{max}}}$) (xiii) “energia obcięcia” fotonów w układzie cms, $E_{\gamma \text{ max}}^{\text{cms}}$, gdy obie cząstki A i B emitują fotony (xiv) “maksymalna” energia układu foton-foton (w jego układzie cms), $\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\text{max}}}$.

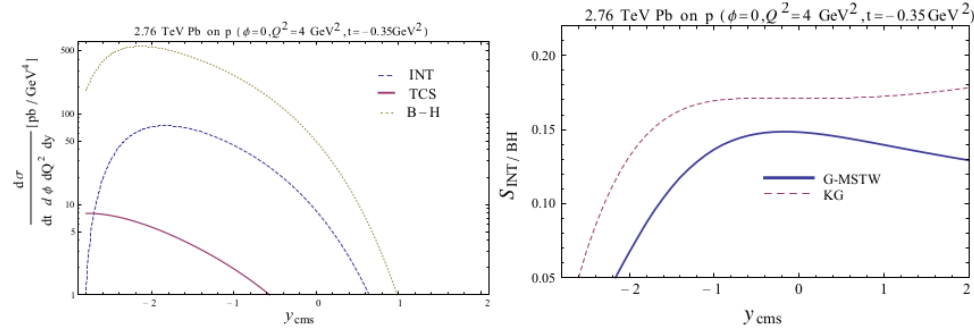
System	target	$\sqrt{s_{NN}}$	\mathcal{L}_{AB}	E_A^{lab}	E_B^{lab}	γ^{cms}	$\gamma^{A\leftrightarrow B}$	$\frac{hc}{R_A+R_B}$	$E_{\gamma \text{ max}}^{A/B \text{ rest}}$	$\sqrt{s_{\gamma N}^{\text{max}}}$	$E_{\gamma \text{ max}}^{\text{cms}}$	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\text{max}}}$
	thickness	(GeV)	($\text{pb}^{-1}\text{yr}^{-1}$)	(GeV)	(GeV)	($\frac{\sqrt{s_{NN}}}{2m_N}$)	($\frac{s_{NN}}{2m_N^2}$)	(MeV)	(GeV)	(GeV)	(GeV)	(GeV)
AFTER@LHC												
pp	100	115	2.0×10^4	7000	m_N	61.0	7450	141	1050	44	8.6	17
$p\text{Pb}$	1	115	160	7000	m_N	61.0	7450	25.3	188	19	1.5	3.1
pd	100	115	2.4×10^4	7000	m_N	61.0	7450	69.5	517	31	4.2	8.5
PbPb	1	72	$7. \times 10^{-3}$	2760	m_N	38.3	2940	13.9	40.7	8.8	0.53	1.1
Pbp	100	72	1.1	2760	m_N	38.3	2940	25.3	74.2	12	0.97	1.9
$\text{A}rp$	100	77	1.1	3150	m_N	40.9	3350	41.1	138	16	1.7	3.4
$\text{O}p$	100	81	1.1	3500	m_N	43.1	3720	53.0	197	19	2.3	4.6
RHIC												
pp	n/ap	200	12	100	100	106	22600	141	3190	77	15	30
AuAu	n/ap	200	2.8×10^{-3}	100	100	106	22600	14.2	320	25	1.5	3.0
SPS												
InIn	n/av	17	n/av	160	m_N	9.23	170	16.9	2.87	2.4	0.16	0.31
PbPb	n/av	17	n/av	160	m_N	9.23	170	13.9	2.36	2.1	0.13	0.26

niu hadronów. Ten czysto elektromagnetyczny proces B-H jest użytecznym narzędziem do wyznaczania świetlności wiązek, lecz może także służyć do eksperymentalnej weryfikacji obszaru stosowalności przybliżenia efektywnych fotonów (ang. *effective-photon approximation*). Badano także możliwość wyznaczania rozkładów GPD w procesie TCS.

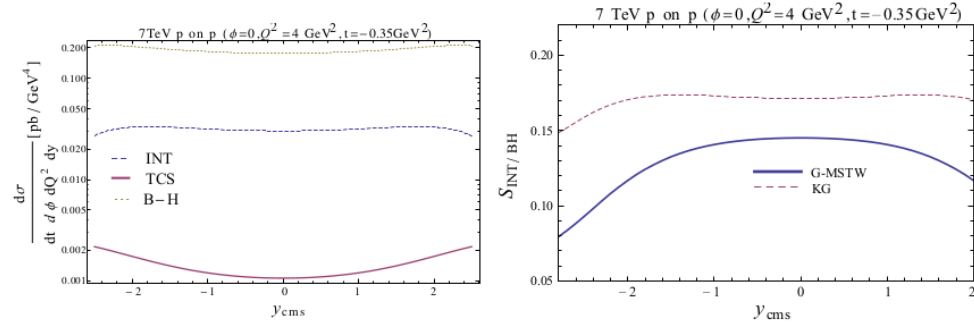
Otrzymane przewidywania przekrojów czynnych procesu BH – przy użyciu cięć odpowiednich do studiowania rozkładów GPD – są rzędu kilku tysięcy pb, dla zderzeń $p\text{Pb}$ i Pbp . W przypadku zderzeń pp wynoszą one około 10 pb. Potwierdzono także dominację BH nad TCS



(a) 7 TeV p on Pb target.



(b) 2.76 TeV Pb on H target.



(c) 7 TeV p on H target.

Rysunek 19. (Lewa kolumna) Różniczkowy przekrój czynny $\frac{d\sigma}{dydt d\phi dQ^2}$ wyliczony w modelu GK dla $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, $t = -0.35 \text{ GeV}^2$ i $\phi = 0$ wycalkowany w granicach $\theta \in (\pi/4, 3\pi/4)$. Linia kropkowana przedstawia wkład procesu Bethe-Heitlera, linia kreskowana - wkład interefrencyjny, linia ciągła - TCS. (Prawa kolumna) Stosunek przekrojów czynnych $\frac{d\sigma}{dydt d\phi dQ^2}$ wkładu interferencyjnego do B-H obliczony z dokładnością NLO przy $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, $t = -0.35 \text{ GeV}^2$ i $\phi = 0$ w modelach GK (linia kreskowana) i G-MSTW (linia ciągła). Kolejne rzędy odpowiadają - od (a) do (c) - przypadkom zderzeń $p\text{Pb}$, PbH i $p\text{H}$.

w badanym obszarze kinematycznym. Ta dominacja może zostać częściowo przewyżczona poprzez analizę członu interferencyjnego – także czułego na rozkłady GPD – między TCS

a BH. Analizę tę przeprowadzono uwzględniając poprawki NLO. Na Rys.19 przedstawiono stosunek wkładu członu interferencyjnego do wkładu procesu B-H, przy uwzględnieniu odpowiednich cięć. Stosunek ten, obliczony przy pomocy dwóch modeli GPD – modelu Goloskokova-Krolla i prostego modelu opartego na PDF-ach grupy MSTW - wynosi około 10%. Wielkość ta daje nadzieję na wyznaczenie członu interferencyjnego poprzez analizę rozkładów kątowych wyprodukowanej pary leptonów. Badanie czasopodobnego rozpraszania Comptonowskiego (TCS) w zderzeniach ultraperyferycznych na stacjonarnej tarczy umożliwiłoby także wyznaczanie asymetrii związanych z polaryzacją tarczy, które są użyteczne przy wyznaczaniu rozkładów GPD [41].

Wyniki otrzymane w pracach [S2-S6] oraz zdobyte doświadczenie w analizie czasopodobnego rozpraszania Comptonowskiego (TCS) poskutkowało także współautorstwem zaakceptowanych propozycji eksperymentów w Thomas Jefferson Accelerator Facility (JLAB):

www.jlab.org/exp_prog/proposals/12/PR12-12-001.pdf

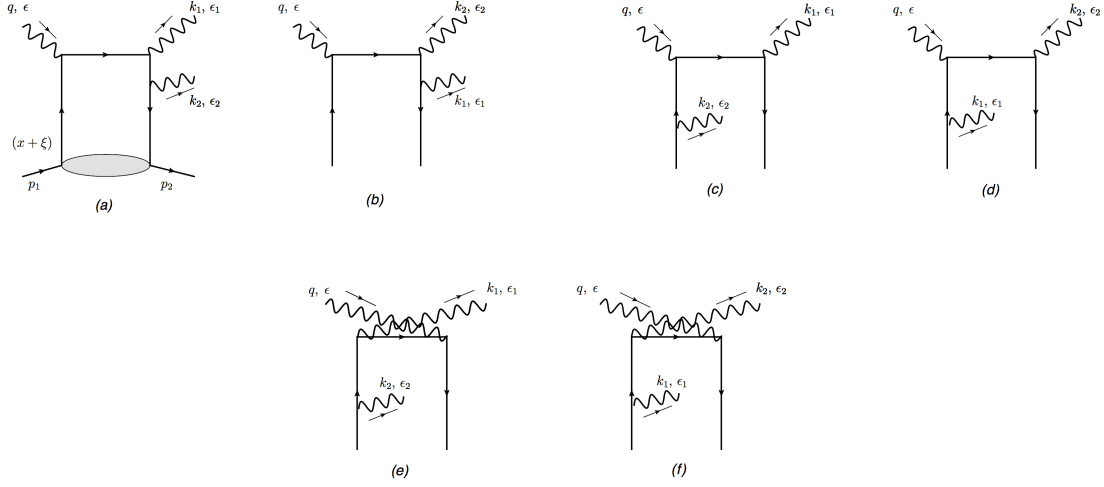
www.jlab.org/exp_prog/proposals/15/PR12-12-006A.pdf

5. Fotoprodukcja pary fotonów z dużą masą inwariantną

W pracy [S7] po raz pierwszy zaproponowano i przestudiowano proces ekskluzywnej fotoprodukcji dwóch fotonów na niespolaryzowanym protonie lub neutronie:

$$\gamma(q, \epsilon) + N(p_1, s_1) \rightarrow \gamma(k_1, \epsilon_1) + \gamma(k_2, \epsilon_2) + N'(p_2, s_2), \quad (21)$$

w obszarze kinematycznym obejmującym dużą masę inwariantną $M_{\gamma\gamma}$ pary fotonów oraz mały kwadrat przekazu czteropędu $t = (p_2 - p_1)^2$ między nukleonem w stanie początkowym i końcowym. Taka konfiguracja w przybliżeniu oznacza duże i przeciwnie skierowane pędy wyprodukowanych fotonów. Rozważany proces ma kilka interesujących cech. Po pierwsze, na poziomie Bornowskim, część twarda zawiera tylko oddziaływania elektromagnetyczne (co widać na Rys. 20) - podobnie jak w przypadku rozpraszania głęboko-nieelastycznego (DIS), głęboko-wirtualnego rozpraszania Comptonowskiego (DVCS) czy jego czasopodobnego odpowiednika - TCS. Po drugie, proces taki nie jest czuły na gluonowe rozkłady GPD, co zazwyczaj łączy się też z większą stabilnością rachunku perturbacyjnego. Po trzecie, nie zależy on od słabo znanych rozkładów GPD o nieparzystej chiralności (ang. *chiral-odd GPDs*). Praca ta zwiększa grupę procesów $2 \rightarrow 3$, które analizować można w języku faktoryzacji

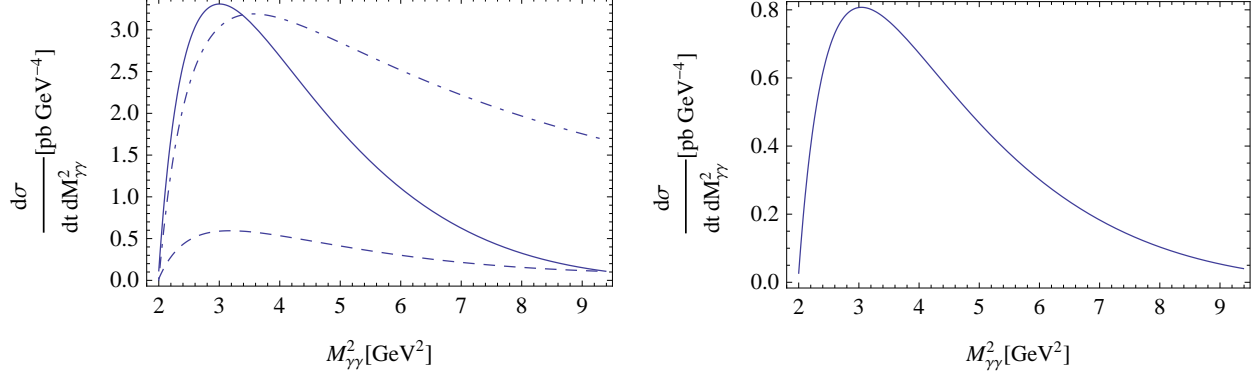


Rysunek 20. Diagramy Feynmana dające wkład do funkcji współczynnikowej procesu $\gamma N \rightarrow \gamma\gamma N'$ kolinearnej QCD [42–44].

Rozważany proces jest także ciekawy ze względu na badanie wpływu czasopodobnych i przestrzennopodobnych skal na strukturę analityczną amplitud (oraz na wielkość poprawek NLO), gdyż występuje w nim zarówno skala czasopodobna (masa inwariantna pary leptonów $M_{\gamma\gamma}^2$), jak i przestrzennopodobna (zmienna Mandelstama u'). Mamy więc do czynienia z sytuacją pośrednią między czasopodobnym TCS a przestrzennopodobnym DVCS.

Na Rys. 21 przedstawiono różniczkowy przekrój czynny w funkcji $M_{\gamma\gamma}^2$ przy $\Delta_T = 0$ oraz $S_{\gamma N} = 20 \text{ GeV}^2$, 100 GeV^2 i 10^6 GeV^2 dla fotoprodukcji na protonie oraz dla $S_{\gamma N} = 20 \text{ GeV}^2$ na neutronie. Przekrój czynny przy dużych energiach maleje jak $1/S_{\gamma N}$, co bierze się z faktu, że proces ten nie jest czuły na rosnące w obszarze dużych energii rozkłady gluonów i kwarków morza. Proces ten nie będzie więc istotny przy energiach rozważanych na przykład w proponowanym eksperymencie LHeC [16], czy w ultraperyferyjnych zderzeniach w LHC.

Z oszacowanych przekrojów czynnych wynika, że proces ten może być zmierzony przy wykorzystaniu dostępnych w JLab-ie intensywnych wiązek fotonów. Przekroje czynne są oczywiście niezbyt duże, ale ich rząd wielkości jest podobny do przypadku procesu TCS, a wykonalość tego pomiaru zademonstrowano w pracy [45]. W pracy [S5] pokazano także, że wykorzystanie liniowo spolaryzowanej wiązki fotonów skutkuje dużymi wartościami odpowiednich asymetrii, podobnie jak w przypadku TCS.



Rysunek 21. Przekrój czynny $\frac{d\sigma}{dM_{\gamma\gamma}^2 dt}$ fotoprodukcji na protonie (lewy panel) i neutronie (prawy panel) w funkcji kwadratu masy inwariantnej wyprodukowanej pary fotonów $M_{\gamma\gamma}^2$, przy $t = t_{min}$ oraz $S_{\gamma N} = 20 \text{ GeV}^2$ (linia ciągła), $S_{\gamma N} = 100 \text{ GeV}^2$ (linia kreskowana) and $S_{\gamma N} = 10^6 \text{ GeV}^2$ (linia z kreszek i kropek, pomnożona przez 10^5).

6. Podsumowanie i perspektywy

Przedstawiony cykl publikacji przedstawia postępy w teoretycznym i fenomenologicznym opisie procesów ekskluzywnych z dużą czasopodobną skalą. Wyniki osiągnięte w pracy [S2] umożliwiają analizę, z dokładnością do wyrazów wyższego rzędu (NLO) w stałej oddziaływań silnych, całej rodziny procesów z rozpraszaniem Comptonowskim: DVCS, DDVCS, TCS. Procesy te są w tej chwili przedmiotem bardzo dużego zainteresowania zarówno teoretycznego jak i eksperymentalnego. Uogólnienie tych wyników w pracy [S3] pozwoliło na wyprowadzenie związków pomiędzy różnymi parami procesów z dużą skalą czasopodobną i przestrzennopodobną, między innymi dla przypadku ekskluzywnego procesu Drella-Yanna, umożliwiając pełną analizę z dokładnością do wyrazów NLO, eksperymentów planowanych w niedalekiej przyszłości w J-Parc [46, 47].

W pracy [S4] przeprowadzono analizę numeryczną konsekwencji uwzględnienia poprawek wyższego rzędu wyprowadzonych w pracach [S2] i [S3]. Istotnym wnioskiem tej analizy jest większy niż oczekiwano wkład rozkładów gluonowych do amplitud i obserwabli DVCS and TCS, nawet w obszarze umiarkowanych energii, tradycyjnie nazywanym obszarem walencyjnym. Efekt ten jest szczególnie duży w przypadku rzeczywistej części amplitudy czasopodobnego rozpraszania Comptonowskiego (TCS) co sprawia, że związane z nią obserwabli niosą istotną informację na temat trójwymiarowych rozkładów glu-

onów w nukleonach. Obserwable takie zmierzone będą w planowanych eksperymentach:
www.jlab.org/exp_prog/proposals/12/PR12-12-001.pdf
www.jlab.org/exp_prog/proposals/15/PR12-12-006A.pdf,
zapropnowanych przez grupę, w której skład wchodził także autor prezentowanego cyklu publikacji.

W pracach [S1], [S5] i [S6] zaproponowano kilka nowych możliwości eksperymentalnych pomiaru czasopodobnego rozpraszania Comptona (TCS), a w kończącej opisywany cykl pracy [S7] przedstawiono nowy proces fotoprodukcji pary fotonów z dużą masą inwariantną, w którym także jedna ze skal ma charakter czasopodobny. Przedstawiono także wyniki świadczące o tym, że proces taki może być zmierzony w eksperymentach w JLab.

Opisane w niniejszym autoreferacie wyniki osiągnięte w pracach [S1-S7] pozwalają na przeprowadzenie pełnej analizy, z uwzględnieniem wyrazów wyższego rzędu, procesów ekskluzywnych z dużą skalą czasopodobną. Umożliwi to zinterpretowanie wyników eksperymentów planowanych na najbliższe lata oraz przeprowadzenie testów uniwersalności formalizmu GPD bez żadnych dodatkowych założeń dotyczących na przykład mezonowych amplitud rozkładów (ang. *distribution amplitudes* - DA). Dane zebrane w takich eksperymentach będą mogły być także wykorzystane do wyznaczania rozkładów GPD, co pozwoli na przeprowadzenie tzw. "tomografii hadronów", analizy struktury spinowej hadronów a nawet ich własności mechanicznych [48]. Cele te osiągnąć można przy pomocy platformy softwarowej PARTONS, opisanej w pracy [P3], korzystając na przykład z podejścia opisanego w pracy [P4].

V. DESCRIPTION OF OTHER SCIENTIFIC ACHIEVEMENTS

A. Other important publications (after completing PhD studies)

P1 *Exclusive neutrino-production of a charmed meson*

B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D95** (2017) 094001

P2 *Hard exclusive neutrino production of a light meson*

B. Pire, L. Szymanowski, J. Wagner

Published in **Phys.Rev.D95** (2017) 114029

P3 *PARTONS: PARtonic Tomography Of Nucleon Software : A computing framework for the phenomenology of Generalized Parton Distributions*

B. Berthou, ..., J. Wagner et al..

Published in **Eur.Phys.J.C78** (2018) 478

P4 *Border and skewness functions from a leading order fit to DVCS data*

H. Moutarde, P. Sznajder, J. Wagner

Published in **Eur.Phys.J.C78** (2018) 890

P5 *Single-Transverse-Spin Asymmetries in Exclusive Photo-production of J/ψ in Ultra-Peripheral Collisions in the Fixed-Target Mode at the LHC and in the Collider Mode at RHIC*

J.P. Lansberg, L. Massacrier, L. Szymanowski, J. Wagner

Accepted for publication in **Physics Letters B**, (e-Print: arXiv:1812.04553)

W pracach [P1] i [P2] badano przekroje czynne procesów ekskluzywnych w eksperymentach na wiązce neutrin. Taka "neutrinoprodukcja" stanowi alternatywną metodę studiowania (uogólnionych) rozkładów partonów [49–51]. Mimo, że przekroje czynne takich procesów są rzędy wielkości mniejsze niż w przypadku elektroprodukcji, a operowanie wiązkami neutrin - dużo trudniejsze niż wiązkami naładowanych leptonów, stanowią one istotny element prowadzący do zrozumienia struktury zapachowej hadronów, a nowa generacja eksperymentów neutrinowych otwiera wiele nowych możliwości. Wykorzystanie ich powinno znacząco wpłynąć na program wyznaczania rozkładów GPD z danych.

W pracy [P1] skupiono się na analizie produkcji mezonów powabnych. Produkcja ciężkiego kwarku pozwala na rozszerzenie obszaru stosowalności twierdzeń o faktoryzacji kolinearnej, gdyż jego masa ma istotny wpływ na występującą w procesie twardą skalę, która wynosi w tym przypadku $O(Q^2 + m_c^2)$. Pokazano, że zarówno rozkłady gluonowe jak i kwarkowe o dodatniej i ujemnej chiralności dają specyficzny wkład do amplitud dla różnych polaryzacji bozonu pośredniczącego W . Zależność od parametru y pozwala na rozdzielenie różnych wkładów, dodatkowo pomiar zależności kątowej poprzez analizę momentów $\langle \cos\varphi \rangle$ oraz $\langle \sin\varphi \rangle$ pozwala na wyodrębnienie wkładów od zupełnie nieznanymi do tej pory rozkładów "transversity" GPD. Różnica między przekrojami czynnymi D^+ i D^0 umożliwia oszacowanie wkładów od rozkładów gluonowych a różnica pomiędzy produkcją na neutronie i na protonie - rozdzielenie wkładów od kwarków u i d .

Analizy danych doświadczalnych [52–56] zademonstrowały ich zdolność do rozróżnienia pomiędzy różnymi kanałami produkcji cząstek powabnych w eksperymentach na wiązkach neutrin i antyneutrin. Liczba danych była jednak zbyt mała, by możliwe było rozdzielenie wkładów podłużnych i poprzecznych. Co więcej analizy te nie były przeprowadzone w odpowiednim podejściu teoretycznym, tzn. biorąc pod uwagę efekty przekazu pędu podłużnego między nukleonem w stanie początkowym i końcowym. Jednakże planowane eksperymenty neutrinowe takie jak NOvA [57], *Minerva* [58] czy MINOS+ [59], realizując program badania oscylacji neutrin czy poszukiwania sterylnych neutrin, zbiorą także dane które wesprą - bez żadnego dodatkowych detektorów - postęp w dziedzinie fizyki hadronów.

W pracy [P2] rozważano ekskluzywną neutrinoprodukcję lekkich mezonów: pseudoskalar-nych $M = \pi$ i spolaryzowanych podłużnie mezonów wektorowych $M = \rho_L$. W obliczeniach uwzględniono pominięte we wcześniejszych pracach [49] pojawiające się w wiodącym rzędzie wkłady gluonowe. Pokazano, że wkłady te pełnią bardzo ważną rolę w procesie produkcji mezonów π^+ . Inna interesująca obserwacja dotyczy tego, że inaczej niż w przypadku elektroprodukcji mezonów, w rozważanym przypadku amplitudy produkcji mezonów π oraz podłużnie spolaryzowanych mezonów wektorowych ρ są do siebie proporcjonalne. Ponieważ fenomenologia elektroprodukcji budzi pewne kontrowersje [60, 61] dotyczące dominacji wiodącego twist-u, eksperyment z wiązką neutrin powinien dostarczyć istotnych informacji w szczególności pozwalając na rozdzielenie roli GPD nukleonów i DA mezonów w łamaniu tej dominacji.

W pracy [P3] opisano architekturę i funkcjonalność platformy softwarowej PARTONS,

poswięconej fenomenologii uogólnionych rozkładów partonów (GPD). Platforma ta stanowi niezbędny łącznik między modelami uogólnionych rozkładów partonów a danymi zebranymi w eksperymentach mierzących procesy ekskluzywne. W pracy zawarto opis celów w jakich powstała owa platforma, zawarte w niej modele fizyczne, oraz możliwości numeryczne. Program PARTONS stworzony został z myślą o fizykach zajmujących się zarówno teorią jak i eksperymentem - nie tylko jako ułatwienie w tworzeniu nowych modeli ale także jako pomoc w interpretacji danych albo nawet w planowaniu nowych doświadczeń. Praca [P3] opisuje także w jaki sposób osiągnięto najważniejsze cele: zautomatyzowanie obliczeń, modularność kodu, testowanie regresji czy przechowywanie danych. Zawarto w niej także przykładowe scenariusze XML ilustrujące zautomatyzowane obliczenia różnych wielkości fizycznych. Kompletna dokumentacja wraz z przykładami i szczegółowym opisem zawartych modułów dostępna jest na stronie domowej PARTONS [62]. W pracy ujęto także argumenty przemawiające za tym aby PARTONS stał się głównym narzędziem softwarowym do analizy danych z nowej generacji eksperymentów ekskluzywnych. Podejście to stało się także dla autora niniejszego referatu motywacją do zorganizowania w Warszawie workshopu, w trakcie którego najbardziej aktywni członkowie społeczności pracującej nad wyznaczeniem GPD dyskutowali nad najlepszymi strategiami na nadchodzące dekady [63].

Artykuł [P4] opisuje wyznaczanie Comptonowskich czynników postaci (CFF) z globalnych fitów do danych z procesu DVCS na protonie zebranych w eksperymentach Hall A, CLAS, HERMES i COMPASS. W celu obliczenia CFF skorzystano z relacji dyspersyjnej przy ustalonej wartości parametru t [64], otrzymując w ten sposób wynik z dokładnością do wiodącego twistu i do wiodącego wyrazu w stałej sprzężenia oddziaływań silnych. Dla danego CFF, relacja dyspersyjna wraz z wykorzystaną techniką analitycznej regularyzacji wymagają dwóch składników: *i*) funkcji opisującej rozkład GPD przy $\xi = 0$, oraz *ii*) poprawki na związanej z przekazem pędu podłużnego (tzw. skewness ratio) przy $x = \xi$. Zaproponowane w opisywanej pracy Ansätze na te dwie funkcje, zawierają w sobie informacje zakodowane w dostępnych parametryzacjach PDF i elastycznych czynnikach postaci (ang. *elastic form factors*), oraz wykorzystują wyniki teoretyczne takie jak na przykład zachowanie GPD w granicy $x \rightarrow 1$ [65]. Pozwala to wyznaczyć GPD przy $x = \xi$ (ang. border function) [66, 67], oraz stałą odjęcia w relacji dyspersyjnej, powiązaną bezpośrednio z tensorem energii pędu.

Podejście zastosowane w omawianej pracy pozwala na wykorzystanie wielu podstawowych własności GPD do fitowania CFF. Równoczesna analiza PDF, ale także elastycznych

czynników postaci oraz danych z DVCS, pozwala na połączenie informacji pochodzących z eksperymentów (semi-) inkluzywnych, ekskluzywnych oraz z rozpraszania elastycznego. W analizie tej położono szczególny nacisk na propagację niepewności pomiarowych, co osiągnięto stosując metodę replikacji danych. Wyniki pozwoliły na przeprowadzenie tomografii nukleonu (jeden z uzyskanych obrazów tomograficznych przedstawiony jest na Rys.3), a wyznaczona z danych stała odjęcia może posłużyć do zrozumienia rozkładu sił działających na partony w nukleonie.

W pracy [P4] wykorzystana została, opisana w artykule [P3], platforma softwarowa PARTONS. Służyła ona nie tylko jako główny element przy fitowaniu danych, ale także wspomagała obliczenia wielowątkowe oraz przechowywanie i wydobywanie danych z baz MySQL. Umożliwiła także porównanie uzyskanych wyników z istniejącymi modelami GPD.

W pracy [P5], oszacowano przekrój czynny fotoprodukcji mezonu J/ψ przy użyciu detektora wzorowanego na LHCb, w eksperymencie z ustaloną tarczą (AFTER@LHC) i wiązką protonów o energii 7 TeV lub wiązką jonów ołowiu o energii 2.76 TeV, i porównano je z przewidywaniami dla RHIC. Liczbę wyprodukowanych na spolaryzowanej tarczy gazowej mezonów J/ψ oszacowaliśmy na 200.000/rok przy wykorzystaniu wiązki protonów i na 1000/rok przy wiązce jonów ołowiu.

Przy użyciu jednego z modeli rozkładu GPD E^g oszacowaliśmy wielkość asymetrii spinowej (single transverse spin asymmetry - STSA), oraz dokładność z którą planowany eksperyment mógłby ją zmierzyć. Uzyskane wyniki pozwalają stwierdzić, że eksperyment AFTER@LHC umożliwi pierwszy pomiar nieznanego rozkładu GPD E^g jeszcze przed rokiem 2025.

VI. REFERENCES

-
- [1] D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer, F. M. Dittes, and J. Hořejši, Fortsch. Phys. **42**, 101 (1994), arXiv:hep-ph/9812448 [hep-ph].
 - [2] X.-D. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997), arXiv:hep-ph/9603249 [hep-ph].
 - [3] X.-D. Ji, Phys. Rev. **D55**, 7114 (1997), arXiv:hep-ph/9609381 [hep-ph].
 - [4] A. V. Radyushkin, Phys. Lett. **B385**, 333 (1996), arXiv:hep-ph/9605431 [hep-ph].

- [5] A. V. Radyushkin, Phys. Rev. **D56**, 5524 (1997), arXiv:hep-ph/9704207 [hep-ph].
- [6] M. Burkardt, Phys. Rev. **D62**, 071503 (2000), [Erratum: Phys. Rev. **D66**, 119903 (2002)], arXiv:hep-ph/0005108 [hep-ph].
- [7] M. Burkardt, Int. J. Mod. Phys. **A18**, 173 (2003), arXiv:hep-ph/0207047 [hep-ph].
- [8] M. Burkardt, Phys. Lett. **B595**, 245 (2004), arXiv:hep-ph/0401159 [hep-ph].
- [9] H. Moutarde, P. Sznajder, and J. Wagner, Eur. Phys. J. **C78**, 890 (2018), arXiv:1807.07620 [hep-ph].
- [10] L. Favart, M. Guidal, T. Horn, and P. Kroll, Eur. Phys. J. **A52**, 158 (2016), arXiv:1511.04535 [hep-ph].
- [11] N. d’Hose, S. Niccolai, and A. Rostomyan, Eur. Phys. J. **A52**, 151 (2016).
- [12] P. Kroll, H. Moutarde, and F. Sabatie, Eur. Phys. J. **C73**, 2278 (2013), arXiv:1210.6975 [hep-ph].
- [13] J. Dudek *et al.*, Eur. Phys. J. **A48**, 187 (2012), arXiv:1208.1244 [hep-ex].
- [14] F. Gautheron *et al.*, “*COMPASS-II Proposal*,” (2010), SPSC-P-340, CERN-SPSC-2010-014.
- [15] A. Accardi *et al.*, Eur. Phys. J. **A52**, 268 (2016), arXiv:1212.1701 [nucl-ex].
- [16] J. L. Abelleira Fernandez *et al.*, J. Phys. **G39**, 075001 (2012), arXiv:1206.2913 [physics.acc-ph].
- [17] E. R. Berger, M. Diehl, and B. Pire, Eur. Phys. J. **C23**, 675 (2002), arXiv:hep-ph/0110062 [hep-ph].
- [18] G. Altarelli, R. K. Ellis, and G. Martinelli, Nucl. Phys. **B157**, 461 (1979).
- [19] R. Stroyanowski, Phys. Rept. **71**, 1 (1981).
- [20] M. Guidal and M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. Lett. **90**, 012001 (2003), arXiv:hep-ph/0208275 [hep-ph].
- [21] X.-D. Ji and J. Osborne, Phys. Rev. **D58**, 094018 (1998), arXiv:hep-ph/9801260 [hep-ph].
- [22] L. Mankiewicz, G. Piller, E. Stein, M. Vanttinen, and T. Weigl, Phys. Lett. **B425**, 186 (1998), [Erratum: Phys. Lett. **B461**, 423(1999)], arXiv:hep-ph/9712251 [hep-ph].
- [23] A. V. Belitsky and D. Mueller, Phys. Lett. **B417**, 129 (1998), arXiv:hep-ph/9709379 [hep-ph].
- [24] A. V. Belitsky, D. Mueller, L. Niedermeier, and A. Schafer, Phys. Lett. **B474**, 163 (2000), arXiv:hep-ph/9908337 [hep-ph].
- [25] K. Kumerički and D. Mueller, Nucl. Phys. **B841**, 1 (2010), arXiv:0904.0458 [hep-ph].
- [26] S. V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **C50**, 829 (2007), arXiv:hep-ph/0611290 [hep-ph].

- [27] D. Boer *et al.*, (2011), arXiv:1108.1713 [nucl-th].
- [28] W. Schafer, G. Slipek, and A. Szczurek, Phys. Lett. **B688**, 185 (2010), arXiv:1003.0610 [hep-ph].
- [29] A. V. Radyushkin, Phys. Rev. **D59**, 014030 (1999), arXiv:hep-ph/9805342 [hep-ph].
- [30] M. Diehl, Phys. Rept. **388**, 41 (2003), arXiv:hep-ph/0307382 [hep-ph].
- [31] S. V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **C42**, 281 (2005), arXiv:hep-ph/0501242 [hep-ph].
- [32] S. V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **C53**, 367 (2008), arXiv:0708.3569 [hep-ph].
- [33] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009), arXiv:0901.0002 [hep-ph].
- [34] A. Bacchetta, U. D’Alesio, M. Diehl, and C. A. Miller, Phys. Rev. **D70**, 117504 (2004), arXiv:hep-ph/0410050 [hep-ph].
- [35] M. Battaglieri *et al.*, “*Meson spectroscopy with low- Q^2 electron scattering in CLAS12,*” (2012), PR12-11-005.
- [36] A. Somov (GlueX), *Proceedings, 12th International Conference on Meson-nucleon physics and the structure of the nucleon (MENU 2000): Williamsburg, USA, May 31-June 4, 2010*, AIP Conf. Proc. **1374**, 282 (2011).
- [37] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, and Y. Kharlov, Phys. Rept. **364**, 359 (2002), arXiv:hep-ph/0112211 [hep-ph].
- [38] A. J. Baltz, Phys. Rept. **458**, 1 (2008), arXiv:0706.3356 [nucl-ex].
- [39] C. A. Bertulani, S. R. Klein, and J. Nystrand, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 271 (2005), arXiv:nucl-ex/0502005 [nucl-ex].
- [40] S. J. Brodsky, F. Fleuret, C. Hadjidakis, and J. P. Lansberg, Phys. Rept. **522**, 239 (2013), arXiv:1202.6585 [hep-ph].
- [41] M. Boër, M. Guidal, and M. Vanderhaeghen, (2015), arXiv:1501.00270 [hep-ph].
- [42] M. El Beiyad, B. Pire, M. Segond, L. Szymanowski, and S. Wallon, Phys. Lett. **B688**, 154 (2010), arXiv:1001.4491 [hep-ph].
- [43] D. Yu. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski, and O. V. Teryaev, Phys. Lett. **B550**, 65 (2002), arXiv:hep-ph/0209300 [hep-ph].
- [44] S. Kumano, M. Strikman, and K. Sudoh, Phys. Rev. **D80**, 074003 (2009), arXiv:0905.1453 [hep-ph].
- [45] M. Boër, M. Guidal, and M. Vanderhaeghen, Eur. Phys. J. **A51**, 103 (2015).

- [46] T. Sawada, W.-C. Chang, S. Kumano, J.-C. Peng, S. Sawada, and K. Tanaka, Phys. Rev. **D93**, 114034 (2016), arXiv:1605.00364 [nucl-ex].
- [47] J. Ahn *et al.*, “Letter of intent: Studying generalized parton distributions with exclusive drell-yan process at j- parc,” (2018).
- [48] M. V. Polyakov and P. Schweitzer, Int. J. Mod. Phys. **A33**, 1830025 (2018), arXiv:1805.06596 [hep-ph].
- [49] B. Z. Kopeliovich, I. Schmidt, and M. Siddikov, Phys. Rev. **D86**, 113018 (2012), arXiv:1210.4825 [hep-ph].
- [50] B. Lehmann-Dronke and A. Schafer, Phys. Lett. **B521**, 55 (2001), arXiv:hep-ph/0107312 [hep-ph].
- [51] A. Psaker, W. Melnitchouk, and A. V. Radyushkin, Phys. Rev. **D75**, 054001 (2007), arXiv:hep-ph/0612269 [hep-ph].
- [52] N. Ushida *et al.* (Fermilab E531), Phys. Lett. **B206**, 375 (1988).
- [53] S. A. Rabinowitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 134 (1993).
- [54] P. Vilain *et al.* (CHARM II), Eur. Phys. J. **C11**, 19 (1999).
- [55] P. Astier *et al.* (NOMAD), Phys. Lett. **B486**, 35 (2000).
- [56] A. Kayis-Topaksu *et al.*, New J. Phys. **13**, 093002 (2011), arXiv:1107.0613 [hep-ex].
- [57] D. S. Ayres *et al.* (NOvA), (2004), arXiv:hep-ex/0503053 [hep-ex].
- [58] L. Aliaga *et al.* (MINERvA), Nucl. Instrum. Meth. **A743**, 130 (2014), arXiv:1305.5199 [physics.ins-det].
- [59] A. Timmons, Adv. High Energy Phys. **2016**, 7064960 (2016), arXiv:1511.06178 [hep-ex].
- [60] S. V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **C65**, 137 (2010), arXiv:0906.0460 [hep-ph].
- [61] S. V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **A47**, 112 (2011), arXiv:1106.4897 [hep-ph].
- [62] “PARTONS web page,” <https://www.partons.cea.fr>.
- [63] “Prospects for extraction of gpd’s from global fits of current and future data.” <https://events.ncbj.gov.pl/e/gpd2019>.
- [64] O. V. Teryaev, in *11th International Conference on Elastic and Diffractive Scattering: Towards High Energy Frontiers: The 20th Anniversary of the Blois Workshops, 17th Rencontre de Blois (EDS 05) Chateau de Blois, Blois, France, May 15-20, 2005* (2005) arXiv:hep-ph/0510031 [hep-ph].
- [65] F. Yuan, Phys. Rev. **D69**, 051501 (2004), arXiv:hep-ph/0311288 [hep-ph].

- [66] A. V. Radyushkin, Phys. Rev. **D83**, 076006 (2011), arXiv:1101.2165 [hep-ph].
- [67] A. V. Radyushkin, *Proceedings, QCD Evolution Workshop (QCD 2012): Newport News, Virginia, USA, May 14-17, 2012*, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **20**, 251 (2012).

Jakub Węgr