

Osiągnięcia. W ramach projektu uzyskano szereg bardzo interesujących nowych wyników dot. struktury partonowej pionu – najbardziej podstawowego hadronu. Projekt zaowocował 8. opublikowanymi artykułami (m.in. 3 Phys. Lett. B i 3 Phys. Rev. D), oraz jedną pracą złożoną (do Phys. Rev. D), a także trzema artykułami pokonferencyjnymi. Do głównych osiągnięć projektu należy analiza rozkładu gęstości barionowej w pionie, możliwej dzięki nieznacznemu łamaniu symetrii ładunkowej, obliczenie korelacji prądów wektorowego i osiowo-wektorowego w kontekście rozkładów partonowych, znalezienia kwarkowych rozkładów Wignera i Husimiego oraz uogólnionych kwazi rozkładów partonowych, a także analiza efektów pionu będącego poza powłoką masy, czy dualizmu partonowo-hadronowego w funkcjach struktury.

Uzyskane wyniki i realizowane cele. A oto nasze najważniejsze rezultaty:

Obliczono podwójne walencyjne rozkłady partonowe pionu (zad. 2 harmonogramu) w ramach chiralnych modeli kwarkowych. Rozkłady te są w ostatnich latach przedmiotem intensywnych badań, głównie dla przypadku nukleonu w kontekście procesów multipartonowych w zderzeniach wysokoenergetycznych. W granicy chiralnej (masa pionu równa zero) występuje faktoryzacja podłużnych i poprzecznych stopni swobody, co prowadzi do szczególnie prostego podwójnego rozkładu partonowego pionu w postaci $D(x_1, x_2, \mathbf{q}) = \delta(1 - x_1 - x_2)F(\mathbf{q})$, gdzie $x_{1,2}$ są ułamkami pędu podłużnego niesionymi przez walencyjny kwark i antykwark, a $\mathbf{q}$ jest ich względnym pędem poprzecznym. Dla $\mathbf{q} = 0$ wynik ten jest zgodny z tzw. regułami sum Gaunta-Sterlinga. Ewolucja QCD Dokshitzera-Gribova-Lipatova-Altarelliego-Parisiego (DGLAP) od niskiej skali modelu kwarkowego do wyższych skal została przeprowadzona poprzez ewolucję momentów Mellina. Znaczne korelacje podłużne uwidoczniają się w stosunku podwójnego rozkładu i iloczynu rozkładów pojedynczych, $D(x_1, x_2, \mathbf{q} = 0)/[D(x_1)D(x_2)]$ (por. lewa strona rys. 1). Rezultat ten jest istotny koncepcyjnie, albowiem ukazuje, że nie można utworzyć rozkładów podwójnych z rozkładów pojedynczych. Tzw. efektywny przekrój czynny na rozpraszanie podwójnych partonów jest w naszym modelu dokładnie równy geometrycznemu przekrojowi czynnemu, $\sigma_{\text{eff}} = \pi\langle b^2 \rangle$ i wynosi około 20 mb (szczegóły w poz. 1 wykazu publikacji)

Rozkłady partonowe pionu (pojedyncze) są obecnie obiektem badań na siatkach QCD z pomocą nowych metod. W chiralnym modelu kwarkowym obliczyliśmy zaproponowane niedawno przez Ma i Qiu tzw. „dobre przekroje czynne” (good lattice cross sections), które są de facto zdefiniowane jako korelatory prądów wektorowego i osiowo-wektorowego dla pionu (zad. 1 harmonogramu). Nasze wyniki są niezwykle proste w skali modelu kwarkowego i dobrze zgadzają się, po niezbędnej ewolucji QCD, z najnowszymi obliczeniami sieciowymi dla skali $\mu \sim 2$ GeV dla różnych wartości masy pionu użytych w symulacjach. Porównanie jest dokonywane w funkcji tzw. czasu Ioffe ω dla różnych odległości euklidesowych ξ pomiędzy punktami oddziaływania. Przy użyciu wyników modelu dokonaliśmy też oszacowania, jak duże wartości ω na siatkach byłyby niezbędne do zbadania granicy $x \rightarrow 1$, uzyskując $\omega \geq 5$, obecnie nieosiągalne wartości (por. prawa strona rys. 1, szczegóły w poz. 2 wykazu publikacji).

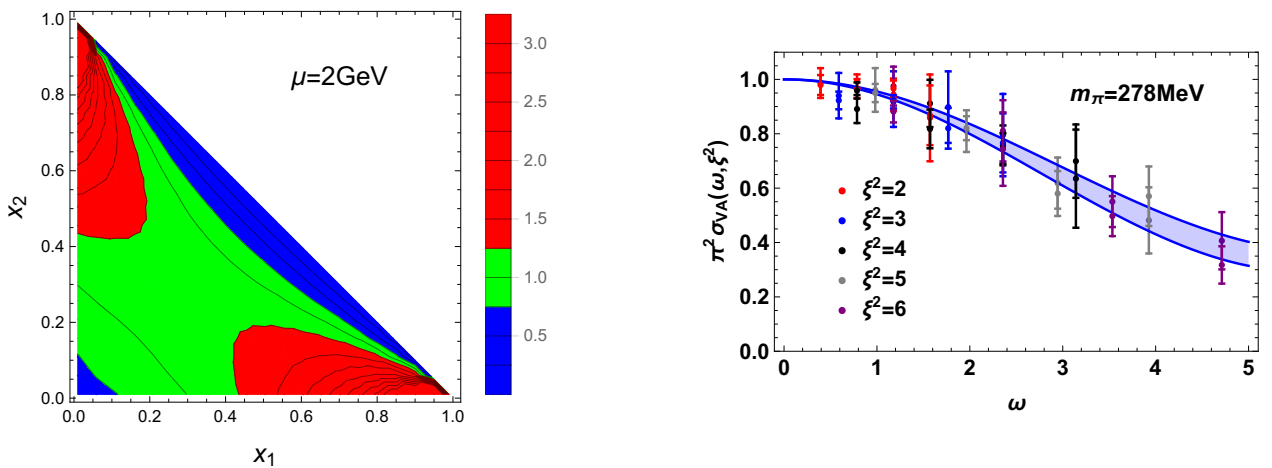
W ramach zad. 1 obliczono też elementy macierzowe korelatorów różnych prądów dla pionu (wektorowe, osiowo-wektorowe, skalarne, pseudoskalarne i tensorowe) w modelu Nambu–Jona-Lasinio. Znaczna część tego typu wyników, jakościowo zgodnych z naszymi, została opublikowana przez konkurującą grupę [A. Courtoy, S. Noguera, S. Scopetta, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 10, 909] już w trakcie trwania naszego projektu, co wymaga dalszego rozszerzenia otrzymanych wyników przed planowaną publikacją (w szczególności np. o prądy związane z tensorem energii-pędu).

W ramach zad. 3 obliczono uogólnione rozkłady pędu poprzecznego (GTMD), rozkłady Wignera, oraz rozkłady Husimiego kwarków w pionie w ramach chiralnego modelu kwarkowego. Wyrażenia analityczne otrzymane dla GTMD pozwoliły na jakościową dyskusję ich cech, podczas gdy rozkłady

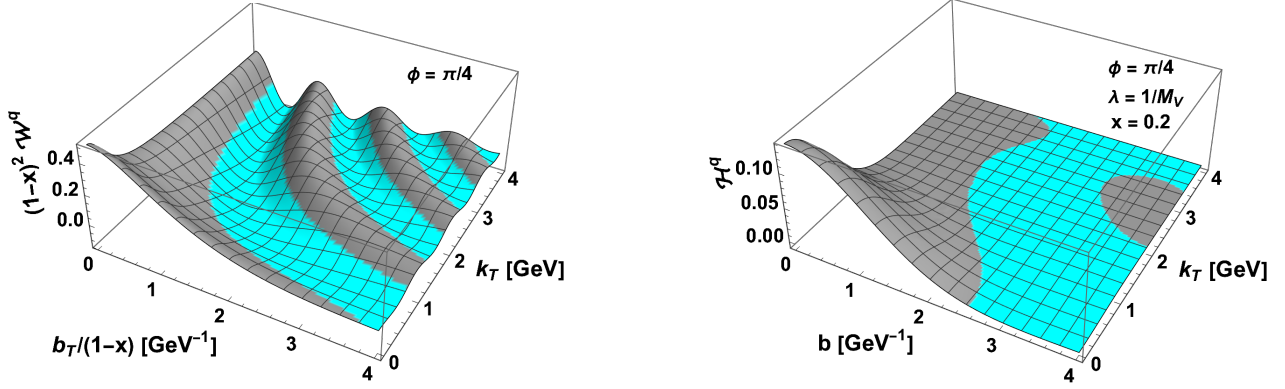
Wignera i Husimiego zostały uzyskane za pomocą numerycznego całkowania prostych wzorów. W naszym modelu teoriopole rozkłady Husimiego, które są interpretowane jako gruboziarniste (coarse-grained) rozkłady Wignera, nie są matematycznie dodatnio-określone, co wynika z zastosowania niezbędnej regularyzacji usuwającej wkład procesów twardych). Jednak wielkość ich ujemnych wartości jest niewielka i występuje przy dużych wartościach pędów poprzecznych i parametrów zderzenia (zob. rys. 2). Stąd, zgodnie z oczekiwaniami, gruboziarnistość prowadzi do lepiej zachowujących się funkcji rozkładu z punktu widzenia interpretacji probabilistycznej (szczegóły w poz. 8 wykazu publikacji).

W ramach zad. 4 projektu zajęliśmy się bezpośrednim obliczeniem funkcji rozkładu partonów pionu, jako najprostszego stanu hadronowego, poprzez użycie wszystkich możliwych pośrednich fizycznych stanów hadronowych, które są ograniczone jedynie przez dozwolone liczby kwantowe jak spin i parzystość, oraz mają moment pędu J i radialną liczbę kwantową n . Widma tych stanów są dobrze opisywane przez uniwersalny model Reggeowski [P. Masjuan, E. Ruiz Arriola, W. Broniowski, Phys. Rev. D 85 (2012) 094006]. Analiza została przeprowadzona za pomocą uogólnionego podejścia Rarity-Schwingera dla relatywistycznych cząstek o wysokim spinie, w bliskiej analogii do przypadku nukleonu [G. Domokos, S. Kovesi-Domokos, E. Schonberg, Phys. Rev. D 3 (1971) 1191]. Nasza szczegółowa analiza pokazuje, że zarówno skalowanie Bjorkena, jak i relacje Callana-Grossa, mogą być osiągnięte za pomocą pośrednich czysto hadronowych stanów, bez jawnego odniesienia do kwarków i gluonów (!). Jest to istotny wynik z punktu widzenia fundamentalnej interpretacji funkcji struktury. Nasza metoda nie determinuje jednak jednoznacznie kształtu rozkładu partonów pionu w zmiennej x Bjorkena; niezbędne są tu dalsze prace i uściślające założenia, aby uzyskać wyniki możliwe do porównania z eksperymentem.

W ramach projektu uzyskano też szereg wyników wpisujących się bardzo ściśle w zagadnienie nieperturbacyjnej partonowej struktury pionu, które można luźno przypisać do zad. 1 harmonogramu. Pomysły te narodziły się podczas realizacji zadań projektu.



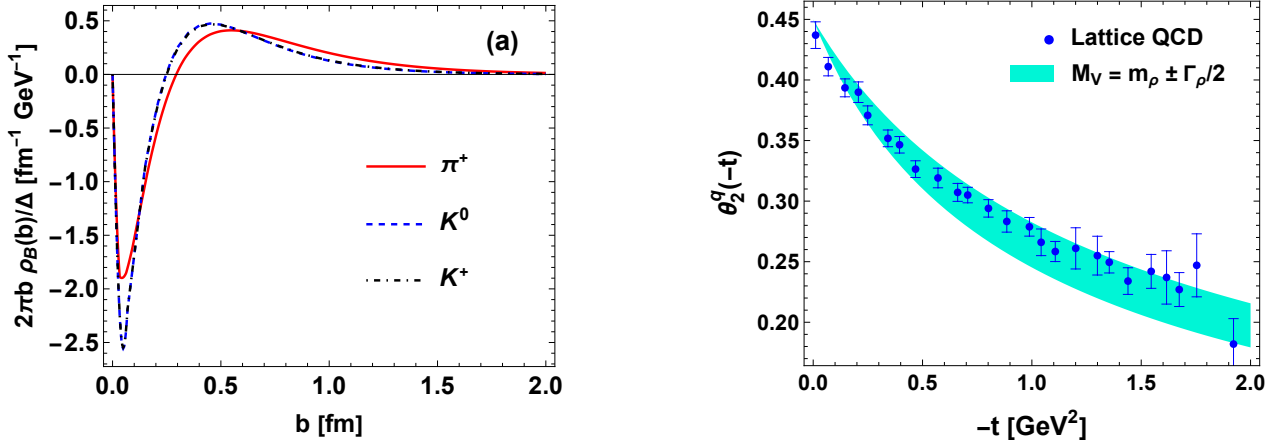
Rysunek 1. Lewa strona: korelacja kwarków walencyjnych w pionie, $D(x_1, x_2, \mathbf{q} = 0)/[D(x_1)D(x_2)]$, przy skali $\mu = 2$ GeV. w pewnych obszarach kinematycznych widać istotne odstępstwa od wartości 1, tj. silne korelacje. Prawa strona: korelator prądu wektorowego i osiowo-wektorowego dla pionu uzyskany w modelu (pasma, którego grubość odzwierciedla niepewność parametrów modelu), wykreślony w funkcji czasu Ioffego ω i porównany z danymi z sieci QCD (punkty) dla różnych odległości x_i między punktami oddziaływania.



Rysunek 2. Rozkłady Wignera (lewa strona) i Husimiego (prawa strona) dla kwarków walencyjnych w pionie. Zmienne k_T i b_T oznaczają wielkość poprzecznego pędu i położenia kwarku, ϕ – kąt pomiędzy nimi, a x – część pędu podłużnego pionu niesioną przez kwark. Obszary o ujemnych wartościach rozkładów oznaczono kolorem niebieskim.

Obliczono barionowy czynnik kształtu (form factor) naładowanego pionu, który powstaje w wyniku złamania symetrii izospinowej przez różne masy prądowe kwarków. Fakt istnienia tej wielkości i jej znaczenie został po raz pierwszy wskazany w pracach 4 i 5 wykazu publikacji. Oszacowania tej podstawowej własności dokonano na dwa różne sposoby: przy użyciu prostych modeli kwarkowych oraz z dopasowania do danych doświadczalnych procesu $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Wszystkie nasze metody dają dodatni średni kwadratowy promień barionu π^+ , będący w zakresie 0.04 – 0.07 fm. Wyłania się stąd intuicyjny obraz, w którym obszar zewnętrzny ma netto dodatnią gęstość barionową, a obszar wewnętrzny netto dodatnią gęstość antybarionową, przy czym oba wkłady kompensują się wzajemnie, tak że całkowita liczba barionowa pionu wynosi oczywiście zero (zob. lewa strona rys. 3). Dla π^- efekt jest przeciwny. Przeprowadziliśmy również analogiczną analizę dla kaonu, gdzie efekt jest znacznie większy ze względu na większe rozszczepienie mas kwarków s i u/d . Omówiliśmy też perspektywy pomiaru barionowych czynników kształtu naładowanych pionów oraz kaonów na siatkach QCD.

Zaproponowano i zanalizowano uogólnienie kwazi-rozkładów partonowych na przypadek niediagonalnych elementów macierzowych (praca 6 z listy publikacji). Kwazi-rozkłady, zdefiniowane dla hadronu który porusza się ze skończonym pędem (a nie nieskończonym, jak w przypadku zwykłych rozkładów partonowych), są możliwe do uzyskania z symulacji na siatkach QCD, w związku z czym nabierają istotnego praktycznego znaczenia. Używając modelu Nambu-Jona-Lasinio odpowiedzieliśmy na podstawowe pytanie, mianowicie jak szybko musi się poruszać pion, aby efektywnie osiągnąć nieskończoną granicę pędu, gdzie podejście kwazi-rozkładów może dostarczyć informacji o uogólnionych funkcjach rozkładu partonów. Rozważyliśmy zarówno rozkłady wektorowe, jak i rozkłady poprzeczne (tensorowe), związane z gęstościami spinowymi. Dzięki opracowanym wyrażeniom analitycznym doszliśmy do wniosku, że potrzebne są pędy pionów rzędu ~ 3 GeV, co jest nie lada wyzwaniem dla siatek QCD. Nasze wyniki modelowe, które są analityczne lub półanalityczne, stanowią cenny wgląd w formalizm teoretyczny i ilustrują jego na niebanalnym a analitycznym przykładzie (szczegóły w pracy 6 wykazu publikacji).



Rysunek 3. Lewa strona: gęstość barionowa w pionie i kaonie, podzielona odpowiednio przez $\Delta = m_d - m_u$ lub $\Delta = m_s - m_u$, w funkcji współrzędnej poprzecznej b . Prawa strona: kwarkowa składowa grawitacyjnego czynnika kształtu pionu w funkcji kwadratu pędu $-t = Q^2$. Dane z QCD na siatkach z pracy [D. C. Hackett et al., 2307.11707 [hep-lat]].

Jednym z planowanych punktów przyszłego programu badań na Electron-Ion Collider (EIC) jest zmierzenie uogólnionego rozkładu partonów (generalized parton distribution, GPD) w pionie z pomocą tzw. procesu Sullivana, tj. elektroprodukcji pionu na nukleonie ze stowarzyszoną emisją fotonu (szczegóły w pracach 7 i 9 wykazu publikacji). W procesie tym jeden z pionów jest poza powłoką masy, ważne jest więc, aby sprawdzić rolę efektów pozapowłokowych w tej sytuacji. Dotychczasowa literatura nie zawierała stosownych analiz. Proces Sullivana zależy od GPD, a zatem zanalizowaliśmy efekty pozapowłokowe w GPD pionu. Od strony formalnej, ze względu na brak symetrii skrzyżowania (crossing symmetry), momenty GPD zawierają również nieparzyste potęgi tzw. parametru skośności ξ (podłużnego transferu pędu), co skutkuje pojawieniem się nowych czynników kształtu, które znikają gdy pion jest na powłoce masy. Stosując techniki algebry prądów, wyprowadziliśmy ogólne związki między czterema grawitacyjnymi czynnikami postaci pionu poza powłoką masy, analogicznie do przypadku elektromagnetycznego, gdzie występują dwa powiązane czynniki kształtu. Nasze wyniki nakładają rygorystyczne ograniczenia na pozapowłokowe rozkłady GPD pionu.

Uzyskane w kwarkowym modelu chiralnym uogólnione pozapowłokowe rozkłady partonów są ewoluowane od skali modelu kwarkowego do wyższych skal za pomocą równań DGLAP, po czym obliczane są odpowiednie amplitudy Comptona, które wchodzi do przekroju czynnego w procesie Sullivana. Ważnym wynikiem jest fakt, że efekty pozapowłokowe w GPD, choć same w sobie znaczące (zob. rys. 4), mogą być w dużej mierze niwelowane przez poprawki pozapowłokowe do propagatora pionu. Kasowanie to zachodzi przy małych wartościach zmiennej ξ i znacznych skalach μ , a wynika ze związków uzyskanych w ogólny sposób z tożsamości Warda-Takahashiego. W szczególności dotyczy to czynników kształtu Comptona wchodzących do amplitudy głęboko wirtualnego rozpraszania Comptona (DVCS). W rezultacie spodziewamy się niewielkich efektów pozapowłokowych w reakcjach elektroprodukcji pionu, takich jak proces Sullivana.

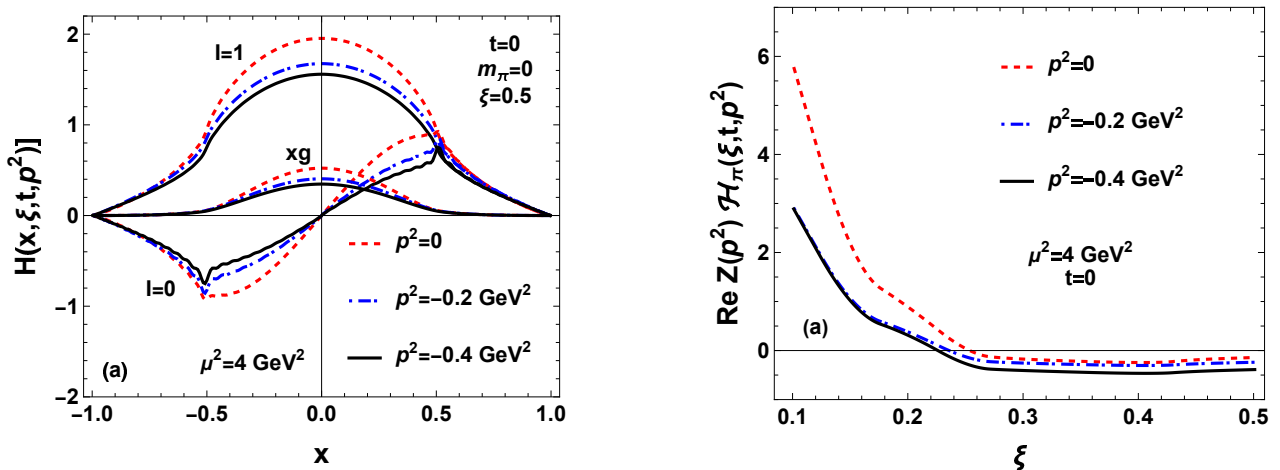
Niejako „po drodze” porównaliśmy uzyskany w modelu grawitacyjny kwarkowy czynnik kształtu pionu (na powłoce masy) z najnowszymi danymi z QCD na siatkach, uzyskując bardzo zgodny wynik (prawa strona rys. 3).

Wpływ na dyscyplinę. Podsumowując, dzięki badaniom wykonanym w ramach projektu udało się lepiej zrozumieć nieperturbacyjną strukturę pionu. Wielkości takie, jak barionowy czynnik kształtu pionu (dla różnych mas kwarków u i d), korelacje prądów wektorowego i osiowo-wektorowego, rozkłady Wignera i Husimiego w kwarkowych modelach chiralnych, zaproponowane uogólnione kwazi-rozkłady partonowe, efekty pionu będącego poza powłoką masy, czy dualizm partonowo-hadronowy w funkcjach struktury, zostały zbadane po raz pierwszy w literaturze i stanowią w naszej opinii znaczący przyczynę w tej dziedzinie. Wiele naszych rezultatów znajduje bezpośrednie odniesienie do symulacji QCD na siatkach, gdzie badania pionu są łatwiejsze od przypadku nukleonu (na odwrót niż w eksperymentach fizycznych). Natomiast poprawne oszacowanie efektów pozapowłokowych w elektroprodukcji pionów ma istotne znaczenie dla interpretacji planowanych eksperymentów na EIC.

Oczywiście trudno nam jako autorom już w tym momencie ocenić dokładniej wydźwięk naszych prac. Praca 1 z wykazu publikacji, jako najstarsza, uzyskała dotąd za bazą SPIRES 18 cytowań (10 bez autocytowań), a praca 6 – 8 (6 bez autocytowań), gdzie pośród cytujących są czołowi badacze w dziedzinie.

W badaniach opublikowanych w pracach 6, 7 i 9 brał aktywny udział młody naukowiec Vanamali Shastry. Uzyskane wyniki i zgromadzone doświadczenie w dziedzinie modelowania nieperturbacyjnych aspektów QCD umożliwiły mu dalsze kontynuowanie kariery naukowej (obecnie w Iowa State University, USA).

Z powodu pandemii i związanych z nią utrudnień w realizacji współpracy międzynarodowej, czas realizacji projektu został przedłużony do 4. lat.



Rysunek 4. Lewa strona: efekty pozapowłokowe dla partonowych funkcji rozkładu pionu w kwarkowym modelu chiralnym, wyewoluowanych do skali $\mu = 2 \text{ GeV}^2$. Typ linii oznacza poszczególne kwadraty pędu początkowego pionu p^2 . Etykiety $I = 0, 1$ wskazują izoskalarny i izowektorowy wkład od kwarków, a etykieta xg oznacza wkład gluonowy przemnożony przez zmienną Bjorkena x . Prawa strona: amplituda Comptona odpowiadająca kwarkowym rozkładom partonowym pionu, przemnożona przez poprawkę od efektu pozapowłokowego w propagatorze pionu.