

Dr Witold Przygoda

Załącznik nr 3 do Wniosku z dnia 1 kwietnia 2018 r. o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego w dziedzinie nauk fizycznych w dyscyplinie fizyka.

Autoreferat

Spis treści

Informacje o wnioskodawcy	1
Dane osobowe	1
Aktualna afiliacja i adres	1
Stopnie naukowe	2
Zatrudnienie	2
Lista zajęć dydaktycznych	2
Działalność naukowa i organizacyjna	3
Projekty badawcze	3
Współpraca z innymi ośrodkami naukowymi	3
Wystąpienia konferencyjne	4
Osiągnięcie stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego	5
Przegląd tematyki badawczej i uzyskanych wyników	5
Rezonanse w zderzeniach elementarnych	6
Produkcja par dielektronowych w zderzeniach elementarnych	13
Plany badawcze	23
Podsumowanie	26
Literatura	27

Informacje o wnioskodawcy

Dane osobowe



Imię i nazwisko:	Witold Przygoda
Data i miejsce urodzenia:	19 stycznia 1972, Kędzierzyn-Koźle
Narodowość:	polska

Aktualna afiliacja i adres

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Instytut Fizyki im. M. Smoluchowskiego
Uniwersytet Jagielloński
ul. Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków

Witold Przygoda

Stopnie naukowe

- stopień naukowy doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki z dnia 5.12.2002
Wydział Matematyki, Fizyki i Informatyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie,
„Identyfikacja cząstek e^+/e^- za pomocą detektora RICH w spektrometrze HADES”
- stopień naukowy magistra fizyki z dnia 12.06.1995
Wydział Matematyki, Fizyki i Informatyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie,
„Badanie komór drutowych dla detektora kaskadowego spektrometru HADES”

Zatrudnienie

- 1.10.2017–30.09.2018 – samodzielny fizyk, Uniwersytet Jagielloński, Kraków
- 1.11.2016–24.09.2017 – asystent naukowy, Uniwersytet Jagielloński, Kraków
- 1.10.2007–30.09.2016 – adiunkt, Uniwersytet Jagielloński, Kraków
- 1.10.2003–30.09.2007 – asystent, Uniwersytet Jagielloński, Kraków
- 1997–1999 – studia doktorskie, Technische Universität München
- 1996–2002 – studia doktorskie, Uniwersytet Jagielloński, Kraków
- 1995–1996 – asystent (z tytułem mgr), Uniwersytet Jagielloński, Kraków

Lista zajęć dydaktycznych

Uniwersytet Jagielloński w Krakowie

- Opieka nad studentami
 1. Promotor pomocniczy dwóch prac doktorskich:
Anna Kożuch: „Badanie produkcji mezonów π w reakcji $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$ przy energii wiązki 1,25 GeV za pomocą spektrometru HADES” (obroniona 3 lutego 2017)
Jacek Biernat: „Measuring di-electron Dalitz decays of baryon resonances with HADES and PANDA” (obroniona 10 kwietnia 2017)
 2. 1 magistrant
 3. recenzje prac licencjackich z informatyki i z fizyki
- Wykłady
 1. Język C++
 2. Zaawansowane techniki programowania obiektowego w C++
 3. Programowanie II
- Ćwiczenia rachunkowe
 1. Ćwiczenia do wykładu: Fizyka dla Informatyki Stosowanej
 2. Ćwiczenia do wykładu: Fizyka dla Chemii
 3. Ćwiczenia i konwersatorium: Fizyka dla Biologii
 4. Ćwiczenia do wykładu: Wstęp do Fizyki Jądrowej
 5. Podstawy fizyki: Termodynamika
- Laboratoria / pracownie
 1. II pracownia fizyczna (pracownia jądrowa)
 2. Język C++
 3. Zaawansowane techniki programowania obiektowego w C++
 4. Programowanie II
 5. Nowy standard - Język C++0x – Warsztaty
 6. Podstawy obsługi komputera

Działalność naukowa i organizacyjna

1. Członek współpracy HADES i PANDA.
2. Członek Rady Instytutu Fizyki (pracownik niesamodzielny) w latach 2012-2016.
3. Współautor realizowanego obecnie (2017-2019) projektu finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju na kurs dla studentów informatyki, prowadzony we współpracy z firmą Nokia, mający na celu podwyższenie standardów nauczania uniwersyteckiego i adaptacji na potrzeby rynku pracy. Temat kursu: **C++ z elementami inżynierii oprogramowania w projektach telekomunikacyjnych**.
4. Główny organizator HADES Collaboration Meeting XXIV w Krakowie, 2012.
5. Sekretarz naukowy konferencji MESON2018 w Krakowie.

Projekty badawcze

- Wykonawca w projektach grantów (kierownik: prof. dr hab. Piotr Salabura)
 1. Badanie promieniowania par dielektronowych z rezonansów barionowych w próżni oraz w gęstej materii jądrowej przy pomocy spektrometru HADES (lata 2013-2017) 2013/10/M/ST2/00042
 2. Construction DIRAC-PHASE-1. Grant w ramach 6. programu ramowego Unii Europejskiej (lata 2005-2011) 515876
 3. Spektroskopia dielektronów oraz dziwnych hadronów w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach 1-2 GeV/u (lata 2010-2012) N N202 198639
- Wykonawca zadań z projektu COPIN: „Badania we współczesnej fizyce cząstek i fizyce jądrowej we współpracy z jednostkami IN2P3 we Francji”, w przeciągu ostatnich 10 lat.
- Wnioskodawca i wykonawca czterech projektów związanych z analizą fal parcjalnych w zderzeniach elementarnych z wiązką protonową i pionową, finansowanych z projektu KNOW (FOKUS) (wewnętrzny fundusz Instytutu Fizyki UJ):
 1. Produkcja jednopionowa w zderzeniach p+p przy $E_{kin} = 1,25$ GeV w opisie analizy fal parcjalnych PWA Bonn-Gatchina
 2. Produkcja jednopionowa w zderzeniach p+p przy $E_{kin} = 3,5$ GeV w opisie analizy fal parcjalnych PWA Bonn-Gatchina
 3. Udział w międzynarodowym spotkaniu roboczym CPPCON 2014 nt języka C++ i narzędzi programowania używanych w zastosowaniach naukowych
 4. Produkcja dwupionowa w zderzeniach $\pi^- + p$ w opisie PWA Bonn-Gatchina

Współpraca z innymi ośrodkami naukowymi

1. **GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Niemcy**
Wielokrotne pobyty związane z pomiarami eksperymentalnymi, analizą danych oraz symulacji, a także przeprowadzaniem szkoleń
2. **Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Francja**
Systematyczne krótkie pobyty (1-3 na rok) poświęcone analizie danych
3. **Helmholtz-Instituts für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Niemcy**
Systematyczne krótkie pobyty (1-3 na rok) poświęcone analizie fal parcjalnych (dla eksperymentu HADES), rozwijanej przez grupę Bonn-Gatchina
4. **Physik-Department E12, Technische Universität München, Niemcy**
Kilkukrotny pobyt w grupie "Cluster of excellence"
5. **Physik-Department E12, Technische Universität München, Niemcy**
2,5-roczny pobyt (studia doktoranckie) w okresie luty 1997 – październik 1999

Wystąpienia konferencyjne

1. **MESON 2016**: 14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, 2–7 czerwca 2016, Kraków, Polska. "Production and decay of baryonic resonances in pion induced reactions" (zaproszony, sesja główna)
2. **BARYONS 2016**: International Conference on the Structure of Baryons, 16–20 maja 2016, Tallahassee, Floryda, USA. "Resonance production and decay in pion induced collisions with HADES" (sesja równoległa)
3. **ERICE 2015**: International School of Nuclear Physics (37th Course), Probing Hadron Structure with Lepton and Hadron Beams, 16–24 września 2015, Erice, Włochy. "Probing of dielectron decays of baryon resonances with HADES" (sesja główna)
4. **NSTAR 2015**: The 10th International Workshop on the Physics of Excited Nucleons, 25–28 maja 2015, Osaka, Japonia. "Resonance production and decay in proton and pion induced collisions with HADES" (sesja główna)
5. **RSN@CT 2014**: Resonance Workshop at Catania, 3–7 listopada 2014, Włochy. "Hadronic resonances in pp interaction with HADES" (zaproszony, sesja główna)
6. **MESON 2014**: The 13th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, 29 maja–3 czerwca 2014, Kraków, Polska. "Single pion production in proton–proton collisions at 1.25 GeV measured with HADES and the Bonn-Gatchina PWA description" (sesja równoległa)
7. **HIRSCHEGG 2014**: Hadrons from Quarks and Gluons, 12–18 stycznia 2014, Hirscheegg, Austria. "Production and Dalitz decays of baryon resonances in p+p interactions at $E_{\text{kin}} = 1.25$ and 3.5 GeV beam energy with HADES" (sesja główna)
8. **MESONNET 2013**: International Workshop MesonNet meeting, 17–19 czerwca 2013, Praga, Czechy. "Production and Dalitz decays of baryon resonances in p+p interactions at $E_{\text{kin}} = 1.25$ and 3.5 GeV beam energy with HADES" (sesja główna)
9. **NSTAR 2013**: The 9th International Workshop on the Physics of Excited Nucleons, 27–30 maja 2013, Peñíscola, Hiszpania. "Resonance production and decay in proton proton collisions at $T = 1.25$ GeV measured with HADES spectrometer" (sesja równoległa)
10. **PWA TOOLS 2013**: PWA Tools in Hadron Spectroscopy, 18–20 lutego 2013, Mainz, Niemcy. "The study of the proton-proton collisions at the beam momentum 2 GeV/c measured with HADES within Bonn-Gatchina PWA" (sesja główna)
11. **9th Polish Workshop on Relativistic Heavy-Ion Collisions**, 24–25 listopada 2012, Kraków, Polska. "Dilepton production in NN, pA and AA collisions at a few AGeV by means of the HADES spectrometer" (sesja główna)
12. **PRIMENET 2011**: PrimeNet Meeting on Conversions Decays of Baryon Resonances, 10–11 kwietnia 2011, Warszawa, Polska. "Exclusive reconstruction of π^0 and $\Delta^+(1232)$ via dilepton channels in p+p collisions at $E = 1.25$ GeV" (sesja główna)
13. **PANIC 2008**: The 18th Particle and Nuclei International Conference, 9–14 listopada 2008, Ejlat, Izrael. "Dielectron production at 1-2 AGeV with HADES" (sesja równoległa)
14. **HARD PROBES 2006**: The 2nd International Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High-Energy Nuclear Collisions, 9–16 czerwca 2006, Asilomar, Kalifornia, USA. "Dielectron Production in C+C Collisions at 2 AGeV with HADES" (sesja równoległa)
15. **29th Mazurian Lakes Conference on Physics 2005**: Nuclear Physics and the Fundamental Processes, 30 sierpnia–6 września 2005, Piaski, Polska. "HADES experiment: Dilepton spectroscopy in p+p (2.2 GeV) and C+C (1 and 2 AGeV) collisions" (sesja główna)

Osiągnięcie stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego

Osiągnięciem naukowym zdefiniowanym w 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. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.) jest monografia:

Autor: Witold Przygoda

Tytuł: **"Resonance production and decays in nucleon-nucleon collisions with HADES"**
(ISBN 978-83-60391-99-0)

Poniżej przedstawione zostanie streszczenie najważniejszych wyników opublikowanych w monografii, wraz z określeniem roli autora. Odnośniki do literatury są zgodne z użytymi w monografii. W tekście podano również odniesienia do poszczególnych rozdziałów pracy, w których znajduje się szczegółowa analiza i omówienie danego problemu.

Przegląd tematyki badawczej i uzyskanych wyników

Główne słowa kluczowe: rezonanse barionowe, mezony, rozpady mezonów i barionów, rozpad Dalitza, modele rezonansowe, analiza fal parcjalnych, algorytmy identyfikacji sygnału, systemy pomiarowe.

Próba opisu sił jądrowych zaczyna się zwykle od badania zderzeń elementarnych. Precyzyjne pomiary i pełna rekonstrukcja stanu końcowego pozwalają na wgląd w naturę oddziaływań nukleon-nukleon. Pomiary muszą być prowadzone w funkcji energii, ponieważ wraz z rosnącą energią otwierają się kolejne kanały produkcji, np. powyżej progów produkcyjnych dla jednego i dwóch pionów. Kluczowymi zagadnieniami w oddziaływaniach jądrowych są rezonanse barionowe, tj. krótkotrwałe, wzbudzone stany nukleonów. Rezonans jest identyfikowany jako biegun na płaszczyźnie zespolonej energii. Z eksperymentalnego punktu widzenia, rezonans manifestuje się jako maksimum w funkcji wzbudzenia, obserwowalne w przekroju różniczkowym w okolicach pewnej energii. Właściwości rezonansów charakteryzują się nie tylko położeniem bieguna rezonansu, ale także przez sprzężenia do różnych kanałów rozpadów, czyli współczynniki rozgałęzień. Szczególnie ważny region 1–2 GeV reprezentowany jest przez bariony zbudowane z trzech kwarków (u, d, s), z izospinem $1/2$ lub $3/2$. W opisie supermultipletu $SU(6) \times O(3)$ liczba możliwych kombinacji wynosi 434 i znacznie przekracza liczbę 112 zidentyfikowanych rezonansów (Particle Data Group [PDG16]), z których wiele nie posiada dobrze określonych parametrów. Możliwe wyjaśnienie faktu „brakujących rezonansów” powiązane jest z tym, że głównym źródłem wiedzy o właściwościach barionów uzyskano najpierw z analizy fal parcjalnych kanału $N\pi$, do którego część rezonansów może się sprzęgać słabo. Dodatkowa trudność wynika z tego, że funkcje spektralne rezonansów są zwykle dość szerokie, co skutkuje nakładaniem się różnych rezonansów. W ostatnich lat, zebrano dużo danych w eksperymentach fotoprodukcji, które znacząco wpłynęły na wiedza na temat właściwości rezonansów barionowych.

Rezonanse w zderzeniach elementarnych

W mojej pracy badawczej zajmuję się doświadczalną fizyką jądrową, realizowaną na akceleratorze SIS zainstalowanym w Instytucie Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadt. Od wielu lat jestem członkiem współpracy HADES, dzięki czemu uczestniczyłem w szerokim wachlarzu eksperymentów, obejmujących zderzenia NN, pA, oraz AA (nukleon-nukleon, proton-jądro, jądro-jądro) przy energiach z zakresu 1,25–3,5 GeV/nukleon, oraz ostatnio $\pi\pi$ i πA (pion-proton, pion-jądro). Eksperymenty wykonano na spektrometrze HADES, który pozwala na pomiary zarówno kanałów dielektronowych (e^+e^-) jak i hadronowych. Tematyka, którą opisałem w monografii, dotyczy produkcji rezonansów barionowych Δ i N^* oraz ich rozpadów, a także mezonów, ze szczególnym uwzględnieniem roli mezonów wektorowych. Badania oparte zostały na analizie inkluzywnych i ekskluzywnych kanałów rozpadu, zarówno hadronowych jak i dileptonowych, w zderzeniach elementarnych (proton-proton, neutron-proton, pion-proton). W poniższej syntezie przedstawię najważniejsze osiągnięcia oraz mój wkład do poszczególnych wyników.

Produkcja rezonansów barionowych w zderzeniach nukleon-nukleon (NN) może być badana w kanałach hadronowych, poprzez określenie produkcji jednopionowej, dwupionowej, oraz mezonu η , w funkcji energii wzbudzenia. Cel ten zrealizowany został przez systematyczne pomiary w eksperymentach z wiązką protonów o energii kinetycznej 1,25 GeV, 2,2 GeV i 3,5 GeV, a także z wiązką deuteronu o energii 1,25 GeV/nukleon. Kanały ekskluzywne z jednym pionem ($np\pi^+$, $pp\pi^0$) oraz η ($pp\eta$) w stanie końcowym porównywane były w różnych reprezentacjach (masy niezmienniczej, rozkładów kątowych, zdefiniowanych w [Dodatku C.3.5](#)) z modelem rezonansowym Teis'a *et al.* [[Tei97](#)], który sumuje niekoherentnie wkłady od poszczególnych rezonansów o masach poniżej 2 GeV/c². Istotnym wynikiem było uzyskanie opisu produkcji rezonansowej i nierezonansowej w ramach analizy fal parcjalnych w ujęciu grupy Bonn-Gatchina ([Rozdz. 2.1.2](#)) dla zderzeń $p + p$ przy energii 1,25 GeV. W zderzeniach proton-proton przy energii kinetycznej 3,5 GeV bardzo dobry opis kanału z jednym pionem w stanie końcowym został osiągnięty przez dopasowanie przekrojów czynnych na produkcję poszczególnych rezonansów barionowych (Δ , N^*) oraz parametryzację ich produkcji kątowej rezonansów. Produkcja dwóch pionów ($\pi^+\pi^-$) w kwazi-swobodnych zderzeniach $n + p$ porównana została z różnymi modelami ([Rozdz. 2.2.2](#)), w których wiodący wkład ma kanał produkcji podwójnego rezonansu Δ . Ekstrapolacja do pełnego kąta bryłowego, zależna od tych modeli, dała całkowity przekrój czynny na produkcję dwupionową. Pomiar ten ustanowił także ograniczenia dla istnienia rezonansu d^* o masie $M \approx 2,38$ GeV/c² oraz $\Gamma \sim 70$ MeV, zidentyfikowanego w pomiarach współpracy WASA-at-COSY. Zebrane z dużą statystyką dane $p + p$ i $n + p$ pozwalają na przetestowanie mechanizmów produkcji mezonów i udział rezonansów barionowych, w uzupełnieniu do poprzednich eksperymentów o niskiej statystyce, ale o wysokiej akceptancji. Uzyskane wyniki służą również jako dane wejściowe do określenia wkładów z dielektronowych rozpadów Dalitza, które następnie mogą być porównane z bezpośrednią rekonstrukcją kanałów ppe^+e^- oraz npe^+e^- ([Rozdział 4](#)).

Produkcja rezonansów w zderzeniach p+p dla energii $T = 1,25$ GeV

Zderzenia $p + p$ przy energii kinetycznej wiązki $T = 1,25$ GeV (Rozdział 2.1) faworyzują produkcję rezonansu $\Delta(1232)$, a jednocześnie odbywają się poniżej progu na produkcję mezonu η . W celu określenia mechanizmów produkcji jednopionowej w kanałach hadronowych, zidentyfikowano zdarzenia z jednym protonem i pionem ($p\pi^+$) oraz dwoma protonami (pp), otrzymując, za pomocą techniki masy brakującej (n, π^0), ekskluzywne kanały z jednym pionem (π^+, π^0) w stanie końcowym. Liczba zrekonstruowanych zdarzeń wynosi $2,73 \times 10^6$ i $0,53 \times 10^6$, odpowiednio dla zdarzeń z π^+ i π^0 . Do opisu produkcji jednego pionu w zderzeniach $p + p$ użyto model rezonansowy w ujęciu Teis'a *et al.* [Tei97] (Rozdz. 1.2.2), który zakłada praktycznie całkowitą produkcję mezonów poprzez pośrednio wzbudzone rezonanse barionowe. Istotnymi parametrami modelu są poszczególne przekroje czynne na produkcję rezonansów, a także mechanizm ich wzbudzenia i kształt ich funkcji spektralnych. Model rezonansowy włącza obliczenia modelu wymiany jednopionowej (one-pion exchange, OPE) w ujęciu Dmitrieva *et al.* [Dmi86] (Rozdz. 1.2.1) oraz parametryzację całkowitej szerokości połówkowej $\Gamma(m)$ rezonansu Δ zastosowaną przez model Moniza [Koc84]. Ta i inne parametryzacje (np. Blatt-Weiskopffa, Rozdz. 1.1) różnią się tłumieniem wkładu rezonansu w wysokich masach, zatem wybór konkretnej parametryzacji istotnie może wpływać na poprawność opisu danych. Własności rezonansu $\Delta(1232)$ określone zostały przede wszystkim w kanale $pp \rightarrow np\pi^+$, z dominującym wkładem od Δ^{++} (rozpadającym się całkowicie do stanu $p\pi^+$). Kanał ten jest również korzystniejszy z punktu widzenia akceptancji spektrometru HADES. Model rezonansowy został empirycznie zmodyfikowany poprzez dopasowanie czynnika wierzchołka produkcji rezonansu Δ , oraz dopasowanie rozkładu kąтового neutronu (lub układu $p\pi^+$). Modyfikacja ta uwzględniona została przy porównaniu danych w kanale $pp \rightarrow pp\pi^0$, w którym akceptancja jest istotnie ograniczona poprzez warunek detekcji dwóch protonów. Dane eksperymentalne zostały porównane z modelem rezonansowym przefiltrowanym przez akceptancję i wydajność spektrometru HADES w reprezentacji mas niezmienniczych, rozkładów kątowych w układzie centrum masy, a także kątów w dwucząstkowych układach odniesienia (*helicity*, Gottfried-Jackson, GJ – ich definicje podano w Dodatku C.3.5.3). W oparciu o model wykonano ekstrapolację widm doświadczalnych do pełnego kąta bryłowego i uzyskano przekroje czynne na produkcję rezonansu Δ^{++} oraz Δ^+ .

Empiryczna modyfikacja modelu nie zapewnia wglądu w rzeczywiste fizyczne mechanizmy produkcji. Wkład od rezonansu $N(1440)$, jak i udział produkcji nierezonansowej, w ujęciu modelu rezonansowego jest zaniechany i traktowany w uproszczony sposób. Ze względu na ograniczenia modelu rezonansowego podjęto próbę opisu danych poprzez analizę fal parcjalnych (partial wave analysis, PWA, Rozdz. 2.1.2), przy współpracy z grupą Bonn-Gatchina. Analiza ta ma istotną zaletę, gdyż oblicza spójną sumę wkładów rezonansowych i nierezonansowych w ramach numerycznego rozwiązania, które obejmuje równoczesne dopasowanie do wielu danych eksperymentalnych. Wyznaczenie wkładów z różnych fal cząstkowych przeprowadzane jest zdarzenie po zdarzeniu i oparte jest na metodzie największej logarytmicznej wiarygodności. Rozkłady kątowe dla danej fali parcjalnej w stanie końcowym, charakteryzujące się określonym spinem i parzystością, są uwzględnione w sposób naturalny. Szczegółowe badanie różnych obserwacji wskazuje, że rozwiązanie fal parcjalnych zapewnia nie tylko lepszą kontrolę nad

mechanizmami produkcji, ale też lepszy opis danych eksperymentalnych. W kanale $pp\pi^0$ rozbieżności pomiędzy rozwiązaniem PWA, a zmodyfikowanym modelem rezonansowym są widoczne we wszystkich widmach. Tym samym rozwiązanie PWA jest lepsze do wykonania poprawek widm pomiarowych na akceptancję, wyznaczonych jako funkcje jednowymiarowe, dla każdej z fizycznych obserwacji. Otrzymane przekroje czynne wynoszą $4,2 \pm 0,15$ mb dla reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$ oraz $16,34 \pm 0,8$ mb dla reakcji $pp \rightarrow np\pi^+$. Co istotniejsze, rozwiązanie PWA określa również udział rezonansów barionowych w stanach pośrednich. Dominujący wkład $\Delta(1232)$ widoczny jest nie tylko w widmie masy niezmienniczej $p\pi^+$, ale również w odpowiadającym mu rozkładzie kątowym w układzie *helicity*. Ponadto rozkład kątowy pionów w układzie odniesienia Gottfried-Jackson (GJ) wykazuje silną anizotropię, oczekiwaną w przypadku rozpadu rezonansu Δ . Rozwiązanie PWA przypisuje 75% całkowitego przekroju czynnego produkcji Δ w kanale $pp \rightarrow np\pi^+$ i 70% w kanale $pp \rightarrow pp\pi^0$. Ponieważ nie zaobserwowano znaczącego wpływu nierezonansowych fal parcjalnych do przyczynku od $\Delta(1232)$, można obliczyć, dla kanału z $pp\pi^0$, że przekrój czynny na produkcję rezonansu Δ^+ wynosi $2,96 \pm 0,22$ mb. Wynik ten jest bardzo istotny z punktu widzenia analizy ekskluzywnych kanałów $ppe^+e^-(\gamma)$. Ponadto rozwiązanie PWA określa również znaczący przyczynnik od rezonansu $N(1440)$, dającego wkład do 20% dla kanału $pp \rightarrow pp\pi^0$ oraz 12% w kanale $pp \rightarrow np\pi^+$.

Rola autora monografii (Rozdział 2.1):

- Jestem współautorem projektu pomiarów (symulacje Monte Carlo i szacowanie wydajności pomiarów i systemu akwizycji w zależności od warunków wyzwalania)
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2006), będąc odpowiedzialnym za poprawną pracę i kalibrację detektora PreShower
- Wykonałem pełną analizę danych kanałów hadronowych (jestem samodzielnym autorem pakietu oprogramowania do analizy zderzeń elementarnych PostDST Analysis Tool oraz Final Analysis Tool)
- Przeprowadziłem symulacje Monte Carlo kanałów produkcji według modelu rezonansowego, wykonałem badania nad modyfikacją tego modelu, obliczyłem macierze akceptancji i wydajności dla cząstek naładowanych
- Przygotowałem dane oraz, we współpracy z grupą Bonn-Gatchina, wykonałem analizę fal parcjalnych, uzyskując rozwiązania bardzo dobrze opisujące dane w kanałach $pp \rightarrow np\pi^+$ i $pp \rightarrow pp\pi^0$
- Jestem promotorem pomocniczym rozprawy doktorskiej dr Anny Kożuch, której temat pracy obejmował analizę jednego z kanałów ($pp \rightarrow pp\pi^0$) w tym eksperymencie (tytuł rozprawy „Badanie produkcji mezonów π w reakcji $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ przy energii wiązki 1,25 GeV za pomocą spektrometru HADES”)
- Wielokrotnie prezentowałem otrzymane wyniki na międzynarodowych konferencjach ([Wystąpienia konferencyjne](#): 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych ([Tabela 2](#): 2, 3, 4, 5, 6)
- Jestem współautorem publikacji ([Tabela 1](#): 8 – autor korespondencyjny, 24)

Produkcja rezonansów w zderzeniach kwazi-swobodnych $n+p$ dla $T = 1,25$ GeV

W zderzeniach $d + p$ przy energii kinetycznej wiązki $T = 1,25$ GeV/nukleon wykorzystano technikę detekcji protonu–spektatora za pomocą detektora przedniego (Forward Wall, [Dodatek C.1.7](#)), celem wyodrębnienia kwazi-swobodnych reakcji $n + p$. Poprzez identyfikację dwóch pionów w kanale $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ możliwe jest badanie wzbudzeń rezonansowych sprzężonych do mezonu ρ w kanale z izospinem $I = 1$, ważnych z punktu widzenia modyfikacji funkcji spektralnych ρ w materii jądrowej [\[Leu10\]](#). W szczególności, produkcja mezonu ρ poprzez wzbudzenie podwójnego rezonansu Δ , która ma miejsce w zderzeniach $n + p$, a nie ma miejsca w zderzeniach $p + p$, może służyć wyjaśnieniu dużej różnicy we wkładach dielektronowych produkowanych w tych reakcjach [\[Bas14\]](#). Opis dwupionowej produkcji w zderzeniach NN w zakresie energii do kilku GeV jest możliwy tylko poprzez fenomenologiczne modele, które niejednokrotnie różnią się opisem kanałów produkcji. Eksperyment HADES zebrał bardzo dużą statystykę zdarzeń z dwoma pionami $\pi^+\pi^-$, które w ekskluzywnym kanale $p\pi^+\pi^-$ charakteryzują się wyraźnym sygnałem w widmie masy brakującej odpowiadającej neutronowi ([Rozdz. 2.2.1](#)). Dane te są komplementarne do pomiarów z pionami neutralnymi, wykonanych przez kolaborację WASA [\[CC09a, CC11\]](#). Otrzymane widma skonfrontowano z trzema modelami: zmodyfikowanym modelem Valencia [\[Sko11a\]](#), obliczeniami Cao [\[Cao10\]](#) oraz modelu OPER [\[Jer12b\]](#). Pierwotny model Valencia [\[AR98\]](#) zawierał tylko wzbudzenia $\Delta(1232)$ i $N(1440)$, poszczególne kanały sumowane były koherentnie. Zmiany w modelu Valencia, motywowane wynikami pomiarów m.in. z pionami $\pi^0\pi^0$, dotyczą dopasowania produkcji $N(1440)$ oraz rozpadów do kanałów $\Delta\pi$ oraz $N\sigma$. Dodano także kanał $\Delta(1600) \rightarrow \Delta(1232)\pi$, poprawiający opis $pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+$. Obliczenia Cao nie uwzględniają interferencji, ale włączają rezonanse o masach do $1,72$ GeV/ c^2 . Wkłady od rezonansów Δ i N^* generalnie charakteryzują się wyższymi przekrojami czynnymi niż w modelu Valencia. Model OPER wychodzi z modelu wymiany jednopionowej, w którym czynniki postaci i propagatory uwzględniają podprogową produkcję wymienianego pionu. Pozostałe parametry, dla kanałów elastycznych πN i nieelastycznych $\pi\pi N$, pozyskane są z grupy SAID oraz obliczeń Manley’a [\[Man92\]](#). Modele zostały porównane z danymi ([Rozdz. 2.2.3](#)), poczynawszy od rozkładów mas niezmienniczych układów $\pi^+\pi^-$, $p\pi^-$, $p\pi^+$ oraz $p\pi^+\pi^-$. Największe rozbieżności obserwowane są dla widm dwupionowych, w modelu Cao obserwowane jest podwójne maksimum, którego nie ma w widmie danych, prawdopodobnie z powodu przeszacowania wkładu od procesów $N^* \rightarrow \Delta\pi$. Model Valencia przewiduje wzmocnienie sygnału dla mas powyżej $M_{\pi^+\pi^-} > 350$ MeV/ c^2 , związane z wkładami od $\Delta(1600)$ i $N(1440)$ oraz ich interferencjami z wkładem od podwójnego rezonansu Δ , podczas gdy obszar niskich mas nie jest populowany wystarczająco. Model OPER najlepiej opisuje obszar niskich mas układu $\pi^+\pi^-$, ale rozkład $\Delta\Delta$ jest wyraźnie szerszy niż w obliczeniach modelu Valencia. Rozkłady kątowe ([Rozdz. 2.2.3.2](#)) są bardziej czułe na mechanizm produkcji. Obserwacjom poddano, w szczególności, kąt otwarcia $\delta_{\pi^+\pi^-}^{CM}$, kąty polarne badanych układów w centrum masy oraz w układzie referencyjnym Gottfried-Jacksona. Pomiedzy kątem $\delta_{\pi^+\pi^-}^{CM}$ i rozkładem masy niezmienniczej $M_{\pi^+\pi^-}$ można zaobserwować korelację, tym samym największą rozbieżność, charakteryzującą się silnym wzmocnieniem kierunku wstecznej emisji $\pi^+\pi^-$ wykazuje model Cao. Rozkłady kątów polarnych $\theta_{p\pi^+\pi^-}^{CM}$, $\theta_{p\pi^-}^{CM}$ oraz $\theta_{p\pi^+}^{CM}$ cechują się dużą anizotropią, wzmocnioną poprzez ograniczoną akceptancję spektrometru HADES. Obliczenia Cao są najbliższe dobremu opisowi tych rozkładów, których kształt zdeterminowany jest głównie modelowaniem produkcji podwójnego rezonansu Δ . Rozkłady w układzie GJ częściowo dobrze są opisane przez model OPER, podczas gdy żaden z modeli nie przewiduje

wzmocnienia obserwowanego w kierunku tylnym w rozkładzie $\theta_{\pi^+}^{p\pi^+}(GJ)$. Finalnie, modele zostały porównane z wartościami przekrojów czynnych wewnątrz akceptancji spektrometru HADES. Dane eksperymentalne, znormalizowane w oparciu o kanał elastycznego rozpraszania pp , dają przekrój czynny $\sigma_{HADES}^{acc} = 34,9 \pm 1,5 \mu\text{b}$. Najbliższe tej wartości jest wkład od modelu Valencia, $26,4 \mu\text{b}$, podczas gdy pozostałe dwa modele przewidują wartości ponad dwukrotnie wyższe niż eksperyment. W oparciu o jednowymiarowe funkcje korekcji dla wszystkich badanych rozkładów, zbudowane z przewidywań modeli Valencia i OPER, wykonano również ekstrapolację danych do pełnego kąta bryłowego (Rozdz. 2.2.3.3). Otrzymana wartość przekroju czynnego, uwzględniająca niepewność związaną z użytymi modelami, wynosi $\sigma_{HADES} = 0,722 \pm 0,108 \text{ mb}$. Zmodyfikowany model Valencia, rozszerzony o przewidywany wkład od dibarionu d^* [Alb13], bardzo dobrze zgadza się z wyznaczoną wartością. Dalsze wnioski możliwe będą jeśli powstanie model opisujący spójnie procesy w kanale t , a także procesy rezonansowe w kanale s , uwzględniające efekty interferencyjne.

Rola autora monografii (Rozdział 2.2):

- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2007), nadzorując pracę detektora PreShower oraz, częściowo, system akwizycji danych
- Byłem konsultantem analizy danych, w których korzystano z pakietu oprogramowania PostDST Analysis Tool, a także w symulacjach Monte Carlo według omawianych modeli
- Współpracowałem z dr. Hubertem Kucem i koordynowałem część jego pracy dotyczącej analizy dwupionowej, a także analizę kanału elastycznego pp
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 9, Tabela 3: 4, 8)

Produkcja rezonansów w zderzeniach p+p dla energii $T = 2,2 \text{ GeV}$

W ramach systematycznych badań zderzeń elementarnych, wykonano pomiary przy energii kinetycznej wiązki protonowej $2,2 \text{ GeV}$. Wyznaczenie wkładu produkcji jednopionowej ($pp \rightarrow np\pi^+$, $pp \rightarrow pp\pi^0$) wymagało odjęcia modelowanego wkładu dwupionowego, które zaczyna odgrywać istotną rolę przy tej energii (Rozdz. 2.3). Dane porównane zostały z przewidywaniami modelu rezonansowego [Tei97], według którego dominującą rolę grają rezonanse $\Delta(1232)$ oraz $N(1440)$, a także wyżej leżące $N(1520)$ i $N(1535)$. Rozkład kątowy produkcji rezonansów $\Delta(1232)$ i $N(1440)$ modelowany jest anizotropowo, w oparciu o model wymiany jednopionowej OPE [Dmi86] oraz model wymiany jednobozonowej OBE [Hub94], pozostałe rezonanse modelowane są według rozkładu izotropowego. Na podstawie rozkładów eksperymentalnych mas niezmienniczych $p\pi^0$ oraz $p\pi^+$ i $n\pi^+$, dla kanałów odpowiednio, z pionem neutralnym i naładowanym, zoptymalizowane zostały przekroje czynne poszczególnych wkładów rezonansowych (Rozdz. 2.3.1). Poszczególne wkłady sumowane są niekoherentnie. Na podstawie zmodyfikowanego modelu wykonano poprawkę na akceptancję, uzyskując przekroje czynne $\sigma(pp \rightarrow np\pi^+) = 14,45 \pm 3,2 \text{ mb}$ oraz $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) = 4,15 \pm 0,85 \text{ mb}$. Otrzymane wartości są zgodne z przewidywaniami modelu rezonansowego (Rozdz. 2.4.4, w którym

przedstawione są wyniki z pomiarów przy energiach 1,25, 2,2 oraz 3,5 GeV), choć wartość na produkcję neutralnego pionu wydaje się być przeszacowana. Wynik jest jednak obarczony dużym błędem, spowodowanym niekorzystną akceptancją spektrometru HADES w przypadku detekcji dwóch protonów, a także przybliżonym ujęciem modelowym. Analiza kanałów z dwoma protonami (pp) oraz dwoma protonami i parą pionów ($pp\pi^+\pi^-$) pozwoliła na identyfikację mezonu η poprzez selekcję odpowiednich obszarów dwu- i czterocząstkowej masy brakującej (Rozdz. 2.3.3). Wykorzystano tu kanał rozpadu $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ z prawdopodobieństwem rozpadu (branching ratio) $BR = 0,2292$ [CC07]. Rozkład masy brakującej $M_{miss}(p, p)$ przedstawia wyraźne maksimum pochodzące od mezonu η , położone na szerokim tle, pochodzącym głównie z nierezonansowej produkcji $\pi^+\pi^-\pi^0$. Udział tła został określony poprzez dopasowanie funkcji wielomianu, poza obszarem maksimum. Symulacje Monte Carlo sygnału η wykonano poprzez wkład z rozpadu rezonansu $N(1535) \rightarrow N\eta$ ($BR = 0,42$ [PDG16]) oraz przyczynę nierezonansową w proporcjach, jakie wyznaczono w eksperymencie DISTO [DC04] dla zbliżonej energii wiązki. W efekcie opartej na rezonansowym i nierezonansowym modelowaniu produkcji mezonu η , wyznaczono, po raz pierwszy w tym obszarze energii, przekrój czynny w ekskluzywnym kanale $pp \rightarrow pp\eta$. Wynosi on $\sigma(pp \rightarrow pp\eta) = 0,142 \pm 0,022$ mb i jest zgodny z przewidywaniami modelu rezonansowego [Tei97], w który zakłada produkcję mezonu η całkowicie jako produkt rozpadu rezonansu $N(1535)$, co z kolei jest sprzeczne z wynikami analizy kolaboracji DISTO [DC04]. Wyniki eksperymentu HADES, wyznaczone z dużą statystyczną precyzją i niewielką niepewnością systematyczną, mogą być pomocne w budowaniu modeli produkcji mezonu η .

Rola autora monografii (Rozdział 2.3):

- Jestem współautorem symulacji Monte Carlo to projektu pomiarów doświadczalnych, w tym optymalizacji warunków wyzwalania
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2004), nadzorując pracę detektora PreShower oraz wykonując jego kalibrację
- Koordynowałem pracę dr. Marcina Wiśniowskiego (praca doktorska „Pomiar produkcji mezonów π^0/η w reakcji $p+p$ przy energii 2.2 GeV za pomocą spektrometru HADES”)
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 24)

Produkcja rezonansów w zderzeniach $p+p$ dla energii $T = 3,5$ GeV

W eksperymencie $p + p$ przy energii kinetycznej wiązki 3,5 GeV możliwa jest produkcja wielu rezonansów barionowych, a także mezonów pseudoskalarnych (π^0 , η) i wektorowych (ρ , ω , ϕ). Wkłady od mezonów są widoczne np. w widmie masy brakującej $M_{miss}(p, p)$. Identyfikacja jednopionowych kanałów produkcji (Rozdz. 2.4) wymaga symulacyjnego modelowania, a następnie odjęcia wkładu pochodzącego z produkcji dwupionowej. Punktem wyjścia do dalszej analizy kanałów produkcji było porównanie widm mas niezmienniczych oraz rozkładów kątowych w centrum masy dla dwuciałowych układów $p\pi^+$, $n\pi^+$, $p\pi^0$, z wkładami modelu rezonansowego [Tei97]. Obejmują one rezonanse Δ i N^* o masach poniżej 2 GeV/c², które niejednokrotnie są nierozróżnialne pomiarowo, ze względu

na bliskie położenia mas w biegunie i duże szerokości połówkowe. W takich sytuacjach modelowany w symulacji był rezonans o największym stosunku rozgałęzień do kanału $N\pi$ i kanału dileptonowego rozpadu Dalitza pe^+e^- . Przykładowo, spośród rezonansów N^* (o izospinie 1/2) z grupy $N(1650)$, $N(1675)$, $N(1680)$ oraz $N(1720)$, do symulacji użyto został rezonans $N(1680)$. Rezonanse Δ (o izospinie 3/2) są szczególnie ważne w identyfikacji eksperymentalnej, ze względu na to, że istnieją również w stanie podwójnie naładowanym, tym samym można je separować wprost w kanale $p\pi^+$. W symulacjach Monte Carlo użyto kształt funkcji spektralnych rezonansów opisany parametryzacją Moniz'a (vide Rozdz. 1.1). Za pomocą iteracyjnej metody najlepszego dopasowania kolejnych rezonansów, wyznaczono przekroje czynne na produkcję rezonansów barionowych oraz parametryzację ich produkcji kątowej. Anizotropowa emisja w układzie centrum masy zależna jest od przekazu czteropędu $t = (p_R - p_1)^2$, obliczonego jako różnica pomiędzy czteropędami wylatującego rezonansu (p_R) oraz przylatującego protonu (p_1). Parametryzacja w postaci $d\sigma_R/dt \sim A/t^\alpha$ podyktowana jest eksperymentalnymi wynikami zderzeń $p + p$, w których zaobserwowano silną anizotropię w produkcji rezonansów [Col71]. Stałe A oraz $\alpha(M)$ wyznaczono z porównania z danymi, gdzie M oznacza masę poszczególnych rezonansów w ich biegunie. Dodatkowo, poprawność otrzymanych parametryzacji kontrolowana była poprzez porównanie rozkładów kątowych w dwuciałowych układach odniesienia (*helicity* i Gottfried-Jackson), wykazując dużą zgodność pomiędzy danymi i zmodyfikowanym modelem rezonansowym. Otrzymane przekroje czynne (Rozdz. 2.4.4) zostały rozdzielone pomiędzy rezonanse należące do dane grupy, używając znanych stosunków rozgałęzień. Dodatkowo wykonano również symulacje z udziałem wszystkich rezonansów, określając z ten sposób ich maksymalny dopuszczalny przez dane, wkład.

Wartości przekrojów czynnych porównano z parametryzacjami używanymi w modelach transportu, to znaczy modelem rezonansowym Teis *et al.* [Tei97], GiBUU [Bus12, Wei12] i UrQMD [Bas98]. Porównanie to ujawnia istotne różnice pomiędzy modelami, jak również wynikami otrzymanymi z danych HADES. Udział rezonansu $\Delta(1232)^+$ otrzymany eksperymentalnie jest nieco wyższy niż w modelu rezonansowym i GiBUU, natomiast UrQMD używa wartości istotnie niższej. Całkowity wkład od rezonansów Δ o wyższych masach, w szczególności dla $M_\Delta \sim 1620 \text{ MeV}/c^2$ oraz $M_\Delta \sim 1910 \text{ MeV}/c^2$, jest większy w parametryzacji modelu Teis'a, natomiast zredukowany w modelu GiBUU, co może potwierdzać słuszność otrzymanych wyników w analizie HADES. Z kolei UrQMD używa przekrojów czynnych 2-3 krotnie większych niż GiBUU. W sektorze rezonansów N^* można dokonać bezpośredniego porównania dla rezonansów $N(1440)$, $N(1520)$ oraz $N(1535)$. Przekroje czynne wyznaczone przez HADES są zbliżone do wartości używanych w UrQMD, za wyjątkiem rezonansu $N(1535)$, w przypadku którego wszystkie modele używają wartości dużo wyższej, niż wyznaczona w analizie HADES poprzez identyfikację mezonu η . Model GiBUU przedstawia zupełnie inne natężenia pomiędzy rezonansami N^* , przypisując duży wkład rezonansowi $N(1440)$, przewyższający wkład od danych HADES. Model UrQMD przewiduje duży wkład rezonansów $N(1675)$ i $N(1680)$, w efekcie którego widmo UrQMD przewyższa o około 30% widmo eksperymentalne i przewidywania pozostałych modeli. Ustalenie wkładów od poszczególnych rezonansów barionowych ma kluczowe znaczenie z punktu widzenia dalszej analizy, w której badane będzie ich sprzężenie do kanału ρN , a tym samym produkcja par e^+e^- .

Rola autora monografii (Rozdział 2.4):

- Jestem współautorem projektu pomiarów (symulacje Monte Carlo i szacowanie wydajności pomiarów i systemu akwizycji w zależności od warunku wyzwania)
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2007), byłem odpowiedzialny za poprawną pracę i kalibrację detektora PreShower
- Przeprowadziłem część symulacji Monte Carlo kanałów produkcji według modelu rezonansowego, skonstruowałem macierze akceptancji i wydajności dla cząstek naładowanych (p, π^+, π^-)
- Obecnie przygotowuję dane z kanałów $pp \rightarrow np\pi^+$ i $pp \rightarrow pp\pi^0$ do analizy fal parcjalnych (planowane zadanie)
- Koordynowałem pracę dr. Adriana Dybczaka (praca doktorska „Pomiar produkcji mezonów ω/ρ w reakcji p+p i p+Nb przy energii kinetycznej wiązki 3,5 GeV za pomocą spektrometru HADES”), który wykonał analizę danych kanałów hadronowych za pomocą moich autorskich pakietów oprogramowania do analizy zderzeń elementarnych PostDST Analysis Tool oraz Final Analysis Tool
- Wielokrotnie prezentowałem otrzymane wyniki na międzynarodowych konferencjach ([Wystąpienia konferencyjne](#): 4, 5, 7, 8), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych ([Tabela 2](#): 4, 5)
- Jestem współautorem publikacji ([Tabela 1](#): 15 – autor korespondencyjny)

Produkcja par dielektronowych w zderzeniach elementarnych

Spektrometr HADES (opisany w [Dodatku C](#)) jest unikalnym narzędziem pomiarowym, pozwalającym na jednoczesny pomiar torów naładowanych hadronów i leptonów. W zakresie energii 1–2 GeV/nukleon, osiągalnej na akceleratorze SIS18, główne źródła dielektronów ([Rozdz. 3.1](#)) to: dwuciałowe rozpady mezonów wektorowych $V \rightarrow e^+e^-$, gdzie $V = \rho, \omega, \phi$ ([Dodatek A.2](#)), a także rzadkie rozpady mezonów pseudoskalarnych $P \rightarrow e^+e^-$, gdzie $P = \pi^0, \eta$ ([Dodatek A.2.3](#)), trójciałowe rozpady Dalitza mezonów wektorowych $V \rightarrow \pi^0/\eta e^+e^-$, $V = \rho/\phi$ i mezonów pseudoskalarnych $P \rightarrow \gamma e^+e^-$, $P = \pi^0, \eta, \eta'$ ([Dodatek A.3](#)), barionowe rozpady Dalitza $\Delta(N^*) \rightarrow Ne^+e^-$ ([Rozdz. 3.4](#)) oraz nierezonansowe promieniowanie hamowania (bremsstrahlung), $NN \rightarrow NNe^+e^-$ ([Rozdz. 3.5](#)). Dzięki pomiarowi kanałów dielektronowych możliwe jest badanie elektromagnetycznej struktury rezonansów barionowych, opisanych zestawem elektromagnetycznych czynników postaci. W zależności od przekazu kwadratu czteropędu, możliwe jest próbkowanie obszarów kinematycznych typu przestrzennego (w eksperymentach elektroprodukcji) lub typu czasowego (w eksperymentach anihilacji). Elektromagnetyczna struktura rozpadów rezonansów barionowych może być badana w zderzeniach NN lub πN , poprzez rozpady Dalitza, które próbują obszar typu czasowego dla małych wartości przekazu q^2 (kwadratu czteropędu), tym samym umożliwiając badanie sprzężenia rezonansów z mezonami wektorowymi. Punktem granicznym jest $q^2 = 0$, próbkowany w eksperymentach z fotonami rzeczywistymi.

Pierwszym i najważniejszym stanem wzbudzonym nukleonu jest rezonans $\Delta(1232)$, który daje dominujący wkład do produkcji pionowej dla energii $\sqrt{s} < 2,6$ GeV, z głównym kanałem rozpadu (99,4%) $\Delta \rightarrow N\pi$. Rozpad Dalitza $\Delta \rightarrow N\gamma^* \rightarrow Ne^+e^-$ został zmierzony eksperymentalnie po raz pierwszy dzięki pomiarom HADES (Rozdz. 4.2.2). Taki rozpad elektromagnetyczny można opisać za pomocą trzech amplitud *helicity*, z których dwie ($A_{1/2}$, $A_{3/2}$) związane są z poprzeczną polaryzacją fotonu (rzeczywistego lub wirtualnego), a $S_{1/2}$ dotyczy polaryzacji podłużnej (wirtualnego) fotonu i w granicy fotonu rzeczywistego ($q^2 = 0$) wynosi zero. Amplitudy te można powiązać z czynnikami postaci, dominującym magnetycznym dipolowym (G_M^*), elektrycznym kwadrupolowym (G_E^*) oraz kulombowskim kwadrupolowym (G_C^*) [Jon73]. W obszarze typu czasowego czynniki te są wielkościami zespolonymi i ich postać nie jest znana, a tym samym zależą od konkretnego modelu. Rozpad Dalitza opisany jest najpierw przez szerokość połówkową, zależną od bieżącej masy rezonansu, która zawiera w sobie sumę kwadratów elektromagnetycznych czynników postaci. Już na tym etapie wiele modeli przedstawiało bardzo różniące się między sobą wkłady (Rozdz. 3.4), ostatecznie formuła $\Gamma_{m_R}^{R \rightarrow Ne^+e^-}$ wyprowadzona w pracy Krivoruchenki i Fässlera [Kri01], oraz analogiczna, z pracy Zétényiego i Wolfa [Zét03a], stanowią punkt wyjścia do dalszych rozważań modelowych na temat elektromagnetycznych czynników postaci rozpadu Dalitza. Charakterystyka poszczególnych modeli zamieszczona została w Dodatku B (model Zétényiego i Wolfa, B.1, model Krivoruchenki i Martemyanova, B.2, model Iachello i Wan, B.3, model Ramalho i Peña, B.4). Istotny wkład do par dielektronowych w zderzeniach $n + p$ pochodzi z procesów nierezonansowych NN bremsstrahlung (Rozdz. 3.5), które w przypadku zderzeń $p + p$ są mocno tłumione poprzez destrukcyjne interferencje. Najprostszym opisem tego wkładu jest podejście SPA (Soft Photon Approximation), zakładające emisję wyłącznie z wejściowych lub wyjściowych linii reprezentujących cząstkę naładowaną w grafie Feynmana. W przypadku wysokoenergetycznych fotonów emisja może zachodzić również z linii wymiany np. naładowanego pionu. Stany końcowe ppe^+e^- i npe^+e^- przy energiach kilku GeV mogą pochodzić zarówno z rozpadów Dalitza rezonansów barionowych jak i procesu NN bremsstrahlung, a oba procesy mogą interferować. Koherentna suma ich amplitud wyliczona została w modelach wymiany jednobozonowej (OBE, One-Boson Exchange models), w szczególności obliczeniach Kaptariego i Kämpfera [Kap09] (Rozdz. 3.6.1) oraz Shyama i Mosela [Shy09] (Rozdz. 3.6.2). Pomimo podobieństw w modelowych opisach, przewidywane przez nie wkłady dielektronowe, w funkcji energii, potrafią istotnie się różnić. Odpowiedzią na te problemy mogą być pomiary o wysokiej precyzji. Grupa HADES wykonała pomiary inkluzywnych kanałów e^+e^- , a także kanałów ekskluzywnych ppe^+e^- we wszystkich wyżej opisanych eksperymentach. Otrzymane wyniki przedstawione są syntetycznie w kolejnych rozdziałach.

Produkcja par dielektronowych w zderzeniach p+p oraz n+p dla energii T = 1,25 GeV

W zderzeniach proton-proton przy energii kinetycznej wiązki 1,25 GeV, model rezonansowy [Tei97] przewiduje, że produkcja mezonów pochodzi całkowicie z rozpadów rezonansu $\Delta(1232)$. W szczególności, rezonans Δ^+ rozpada się do $p\pi^0$, po którym następuje rozpad Dalitza mezonu π^0 . Zmierzony wkład dielektronowy w obszarze π^0 wymaga użycia w symulacji Monte Carlo inkluzywnego przekroju czynnego $\sigma_{\pi^0}^{pp} = 4,5$ mb. Ponieważ całkowita produkcja mezonu następuje poprzez wzbudzenie rezonansowe, z relacji izospinowej $\sigma_{\Delta} = 3/2 \sigma_{\pi^0}$ otrzymuje się przekrój czynny na produkcję rezonansu Δ^+ . W obszarze powyżej π^0 produkcja dielektronów jest zdominowana przez rozpad Dalitza rezonansu Δ . Modelowanie tego rozpadu przedstawione zostało przy założeniu stałego magnetycznego czynnika postaci, $G_M = 3,02 \pm 0,03$, którego wartość ustalono w eksperymentach fotoprodukcji pionów. Człony G_E oraz G_C są zaniedbywalne, zgodnie z opisem modelu Zétényiego i Wolfa (Dodatek B.1). Tak przedstawiony wkład określa dolną granicę dla rezonansowej produkcji dielektronów i jest niewystarczający do opisanie widma masy niezmienniczej e^+e^- w obszarze mas powyżej π^0 . Lepszy opis przedstawia magnetyczny czynnik postaci rozpadu według dwuskładnikowego modelu kwarkowego Iachello-Wana (Dodatek B.3). Czynniki G_M jest tu otrzymany według modelu domiancji wektorowej, to znaczy poprzez „ubrany” propagator mezonu ρ . Efekt takich modyfikacji widoczny jest zwłaszcza w wysokiej masie rezonansu. Jeszcze inne podejście w opisie danych prezentuje mikroskopowy model OBE według Kaptariego i Kämpfera [Kap09] (Rozdz. 3.6.1), który w znaczący sposób przeszacowuje dane zmierzone przez HADES. W modelu tym amplitudy produkcji rezonansu Δ i NN bremsstrahlung są sumowane koherentnie, zaś wirtualny foton modelowany jest izotropowo, co może mieć istotne znaczenie w widmie obserwowanym w akceptancji spektrometru HADES. W zderzeniach kwazi-swobodnych neutron-proton przy energii 1,25 GeV, przekrój czynny na produkcję π^0 , który jest dwukrotnie wyższy niż w zderzeniach $p + p$, dobrze opisuje dane. Powyżej obszaru π^0 widmo masy niezmienniczej e^+e^- wykazuje duże wzmocnienie, w porównaniu do widma ze zderzeń $p + p$. W obszarze pośrednich mas ($0,15 < M_{e^+e^-} < 0,35$ GeV/c²) nadwyżka widma np nad widmem pp wynosi rząd wielkości, by dla dużych mas $M_{e^+e^-} > 0,35$ GeV/c² osiągnąć nawet faktor 100. To wyraźnie wskazuje, że rezonans Δ nie jest jedynym źródłem par dielektronowych w zderzeniach $n + p$. Opis modelowy zawiera, podobnie jak dla reakcji $p + p$, rozpad Dalitza Δ z uwzględnieniem punktowego elektromagnetycznego czynnika postaci, uzupełniony przez wkład z rozpadu Dalitza mezonu η . Uwzględniono znane przekroje czynne [Mos09] dla reakcji $np \rightarrow np\eta$ oraz $np \rightarrow d\eta$. Te kanały produkcji dalekie są od opisanie zmierzonego wkładu w widmie e^+e^- dla mas powyżej π^0 . Dane porównano również z obliczeniami OBE, które zawierają istotny przyczynek od promieniowania np bremsstrahlung. Model OBE Kaptariego i Kämpfera, zsumowany z wkładem od mezonu η , przeszacowuje wkład dielektronowy tuż powyżej masy π^0 , a niedoszacowuje dla wysokich mas niezmienniczych. Zaobserwowana olbrzymia nadwyżka w produkcji dielektronów w reakcjach $n + p$ w porównaniu do produkcji w reakcjach $p + p$ zaowocowała wieloma próbami teoretycznego opisu źródeł e^+e^- . Większość obliczeń (Rozdz. 4.1.2) nie rekonstruuje wystarczająco wkładu dielektronowego w wysokich masach. Shyam i Mosel (Rozdz. 4.1.2.1) zauważają, że w zderzeniach neutron-proton wkład ten jest bardzo czuły na

modelowanie elektromagnetycznego czynnika postaci pionu. W tym kontekście interesujący jest model Bashkanova i Clementa (Rozdz. 4.1.2.5), który przypisuje nadwyżkę e^+e^- w zderzeniach np produkcji $\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Produkcja dwupionowa zdominowana jest wzbudzeniem $N(1440)$ w kanale t dla energii bliskich progowi (1 GeV) oraz wzbudzeniem $\Delta\Delta$ dla energii wyższych. Produkcja par e^+e^- z podwójnego rezonansu Δ zachodząca poprzez mezon ρ , $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$, może być dodatkowo wzmocniona przez formowanie się dibarionowego rezonansu $d^*(2370)$, zidentyfikowanego w pomiarach grupy WASA-at-COSY [Cle17]. Opis uwzględniający standardowe źródła dielektronowe (rozpady Dalitza π^0 , η , Δ i np bremsstrahlung w ujęciu Shyama i Mosela) sumowane niekoherentnie, z dodatkowym wkładem od ρ_0 , przeszacowuje dane HADES w inkluzywnym widmie masy niezmienniczej e^+e^- w obszarze $M_{e^+e^-} > 0,35 \text{ GeV}/c^2$.

Ekskluzywne kanały dielektronowe, $ppe^+e^-\gamma$ oraz ppe^+e^- , pozwalają na kompletną kinematycznie identyfikację rozpadów Dalitza, odpowiednio $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ oraz $\Delta \rightarrow pe^+e^-$. Pierwszy z nich posłużył do sprawdzenia zgodności różnych obserwacji z kanału hadronowego i dileptonowego, gdyż produkcja mezonu π^0 z przekrojem czynnym $\sigma_{\pi^0}^{PWA} = 4,2 \pm 0,15 \text{ mb}$, została określona najpierw za pomocą analizy fal parcjalnych. Porównane rozkłady (Rozdz. 4.2.1.1) mas niezmienniczych, kątów emisji w układzie środka masy, oraz układach *helicity* i Gottfried-Jackson wykazują bardzo dobrą zgodność, co dowodzi, że rezonansowe wkłady zdefiniowane przez PWA dobrze opisują dane. Dodatkową obserwablą czułą na elektromagnetyczny rozpad jest kąt zdefiniowany pomiędzy leptonem (e^+ lub e^-) i wirtualnym fotonem (γ^*) w układzie odniesienia tego fotonu, po uprzednim przejściu z układu laboratoryjnego do układu rozpadającego się rezonansu. Dla mezonów pseudoskalarnych (π^0 , η) oczekiwany rozkład typu $1 + B \cdot \cos^2\theta$ ze współczynnikiem anizotropii $B = 1$ [Bra95] jest rekonstruowany przez dane prezentujące rozpad Dalitza mezonu π^0 . W efekcie dopasowania tej funkcji otrzymano $B = 1 \pm 0,11$. Otrzymane zgodności pomiędzy danymi i opisem modelowym potwierdzają również poprawność symulacji Monte Carlo oraz rekonstrukcji sygnału dileptonowego. Dla masy niezmienniczej powyżej mezonu π^0 możliwa jest rekonstrukcja rozpadu Dalitza rezonansu $\Delta(1232)$. W tym celu wystarczająca jest identyfikacja trzech cząstek (p , e^+ , e^-) oraz selekcja brakującego protonu w widmie masy brakującej $M_{miss}^{pe^+e^-}$. Dla masy niezmienniczej $M_{e^+e^-} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ zrekonstruowano 209 par e^+e^- . Dane eksperymentalne porównano z różnymi modelami elektromagnetycznych czynników postaci rozpadu $\Delta(1232)$ Dalitza: modelem stałego (punktowego) czynnika postaci $\gamma^*N\Delta$ (Dodatek B.1), który, jak powyżej dyskutowano, przedstawia dolne szacowanie na wkład od rezonansu Δ , kwarkowym modelem Ichaello-Wan (Dodatek B.3) oraz model Ramalho-Peña (Dodatek B.4). Ten ostatni model można przedstawić jako sumę dwóch członów, wkładu od tzw. kwarkowego rdzenia (quark core) oraz wkładu od chmury pionowej (pion cloud). W przypadku składowych modelu, badany jest kształt różnych rozkładów, z względną normalizacją do tego samego pola powierzchni. Oprócz modelowanych wkładów do rozpadu Dalitza $\Delta(1232)$, dodany do nich został wkład od pp bremsstrahlung według opisu Shyama i Mosela, który nie przekracza 10% całkowitego wkładu. Rozkład kątowy NN bremsstrahlung nie jest określony przez obliczenia modelowe, dlatego został zamodelowany według rozkładu zbliżonego do produkcji rezonansu Δ . Zachowanie się różnych modeli porównane zostało z masą niezmienniczą e^+e^- , masą

niezmienniczą układu pe^+e^- , a także stosunkiem poszczególnych modeli i danych do modelu z punktowym czynnikiem postaci rezonansu Δ . Zgodnie z oczekiwaniem, rezonans Δ z punktowym czynnikiem postaci jest niewystarczający do opisu zmierzonego wkładu. Najbliżej danych jest model Iachello-Wan, którego zastosowanie wysyca widmo $\Delta(1232)$. W efekcie okaże się, że przy wyższych energiach jego zastosowanie prowadziłoby do znacznego przeszacowania zmierzonego wkładu w widmie e^+e^- . Analiza modelu Ramalho-Peña wskazuje na znaczenie chmury pionowej jako składnika, który kształtem najlepiej odtwarza widma mas niezmienniczych, jednak cały model nieco niedoszacowuje opis widma masy niezmienniczej e^+e^- dla $M_{e^+e^-} > 0,28 \text{ GeV}/c^2$. W badaniu produkcji rezonansowej ważnymi obserwablami, czułymi na mechanizm produkcji, są rozkłady kątowe. W przypadku układu pe^+e^- (lub brakującego protonu) jego rozkład kątowy w centrum masy cechuje się dużą anizotropią, którą przedstawiają dane eksperymentalne w kanałach hadronowym ($pp\pi^0$) oraz dielektronowym (ppe^+e^-). Rozkład ten, choć z mniejszą anizotropią, jest rekonstruowany przez model Ramalho-Peña, zgodność danych i symulacji Monte Carlo w zakresie kątów $-0,8 < \cos_{c.m.s.}^{pe^+e^-} \theta < +0,8$ jest bardzo dobra. Pozwoliło to na eksperymentalne wyznaczenie, po raz pierwszy, współczynnika rozgałęzień na rozpad Dalitza $\Delta(1232)$. Otrzymana wartość jest zgodna z wcześniejszymi teoretycznymi estymacjami, osobno oszacowany został błąd uwzględniający zależność od modelowania elektromagnetycznych czynników postaci: $BR(\Delta \rightarrow pe^+e^-) = (4,19 \pm 0,42 \text{ model.} \pm 0,46 \text{ syst.} \pm 0,34 \text{ stat.}) \times 10^{-5}$. Wynik zostanie opublikowany w najnowszym wydaniu Review of Particle Physics 2018. Jeszcze innym rozkładem kątowym, badanym wcześniej dla mezonów pseudoskalarnych, jest kąt pomiędzy e^+ lub e^- i wirtualnym fotonem γ^* , w układzie tego fotonu, po uprzednim przejściu do układu odniesienia pe^+e^- . Dopasowanie funkcji anizotropii (jak powyżej) daje współczynnik $B = 1,17 \pm 0,34$, zgodny z przewidywaniami dla rezonansu Δ , w przypadku gdy wkład fotonu o podłużnej polaryzacji jest zaniedbywalny [Bra95].

W zderzeniach neutron-proton identyfikacja ekskluzywnych kanałów możliwa jest tylko dla masy powyżej π^0 , gdzie oprócz protonu-spektatora, mierzonego pod małym kątem polarnym przez detektor Forward Wall (Dodatek C.1.7), identyfikowane są p , e^+ i e^- oraz neutron jako cząstka brakująca. Dla spełnionych warunków $M_{inv}^{e^+e^-} > 0,14 \text{ GeV}/c^2$ oraz $0,8 < M_{miss}^{pe^+e^-} < 1,08 \text{ GeV}/c^2$, otrzymano, po odjęciu wkładu od tła kombinatorycznego (opisanego w Dodatku C.3.5.2), 280 par e^+e^- . Zaobserwowana w widmie dielektronowej masy niezmienniczej nadwyżka jest zbliżona do tej obserwowanej w kanale inkluzywnym e^+e^- , wskazując na pochodzenie od rezonansów barionowych (Rozdz. 4.3.2.1). Dane zostały skonfrontowane z dwoma modelami, które omówione zostały już przy okazji kanału inkluzywnego. Przy porównaniu uwzględniono efekty pochodzące od różnic w akceptancji na kanał inkluzywny e^+e^- i ekskluzywny npe^+e^- . Model zaproponowany przez Bashkanova i Clementa [Bas14], oprócz niekoherentnej sumy wkładów od rozpadów Dalitza π^0 , η i Δ , rozważa dodatkowo emisję poprzez produkcję mezonu ρ , następującego po wzbudzeniu podwójnego rezonansu Δ . Drugi model, Shyama i Mosela [Shy10b], oparty jest na koherentnej sumie grafów opisujących nukleony oraz wzbudzenia rezonansowe. W obu podejściach, zwiększona produkcja dielektronowa dla dużych wartości masy niezmienniczej e^+e^- lub pe^+e^- , pochodzi od elektromagnetycznego czynnika postaci VDM (według modelu

dominancji wektorowej), uwzględnionego w produkcji par e^+e^- poprzez wymianę wirtualnego pionu. Ewolucja rozkładów kątowych (Rozdz. 4.3.2.2) e^+ oraz e^- w układzie wirtualnego fotonu (γ^*), została zbadana, osobno, w dwóch przedziałach mas niezmienniczych. Dla $0,14 < M_{e^+e^-} < 0,28$ GeV/c², dominuje rozkład anizotropowy charakterystyczny dla dielektronów z rozpadu rezonansu Δ . Dla przedziału $M_{e^+e^-} > 0,28$ GeV/c² rozkład zmienia zupełnie swój charakter, stając się wypukłym, co potwierdza emisję par dielektronowych poprzez wirtualny mezon ρ . Jako że jego produkcja nie jest obecna w zderzeniach $pp \rightarrow ppe^+e^-$, może to tłumaczyć obserwowaną nadwyżkę w produkcji par e^+e^- w zderzeniach $n + p$.

Rola autora monografii (Rozdziały 4.1, 4.2 i 4.3):

- Jestem współautorem projektu pomiarów (symulacje Monte Carlo i szacowanie wydajności pomiarów i systemu akwizycji w zależności od warunku wyzwania), wykonanych łącznie z analizą kanałów hadronowych
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2006 i 2007), będąc odpowiedzialnym za poprawną pracę i kalibrację detektora PreShower
- Wykonałem pełną analizę danych kanałów dielektronowych za pomocą autorskich modułów do analizy zdarzeń elementarnych (PAT i FAT)
- Przeprowadziłem symulacje Monte Carlo kanałów produkcji i rozpadu według modelu rezonansowego, modelu Iachello-Wan, modelu Ramalho i Peña (ten ostatni zaimplementowałem również w generatorze zdarzeń). Poszczególne wkłady rezonansowe były sparametryzowane na podstawie wyników analizy fal parcjalnych, którą wykonałem dla kanałów $pp \rightarrow np\pi^+$ i $pp \rightarrow pp\pi^0$
- Obliczyłem macierze akceptancji i wydajności dla e^+ oraz e^-
- Koordynowałem pracę dr. Radosława Trębacza (praca doktorska "Investigation of dielectron production in quasi-free p-n scattering at 1.25 GeV with HADES")
- Jestem promotorem pomocniczym rozprawy doktorskiej dr. Jacka Biernata (tytuł rozprawy "Measuring Dalitz decays with HADES and PANDA")
- Wielokrotnie prezentowałem otrzymane wyniki na międzynarodowych konferencjach (Wystąpienia konferencyjne: 3, 4, 5, 7, 8, 9, 12, 13), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych (Tabela 2: 2, 3, 4, 6, 7)
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 3 – autor korespondencyjny, 4 – autor korespondencyjny, 24, 32)
- Otrzymany przeze mnie stosunek rozgałęzień dla rozpadu Δ Dalitza zostanie opublikowany w najnowszej edycji Review of Particle Physics 2018, jako wyznaczony po raz pierwszy eksperymentalnie

Produkcja par dielektronowych w zderzeniach p+p dla energii $T = 2,2$ GeV

Punktem wyjścia do analizy wkładów dielektronowych jest opis produkcji rezonansowej w kanałach hadronowych. Dla energii kinetycznej wiązki protonowej $T = 2,2$ GeV, jak omówiono powyżej, dominujący przyczynik do produkcji mezonów dają rezonanse $\Delta(1232)$, $N(1440)$, oraz nieobecne przy niższej energii $N(1520)$ i $N(1535)$. W inkluzywnym kanale e^+e^- zidentyfikowano, po odcięciu tła kombinatorycznego, 17 tys. par w obszarze π^0 oraz 2 tys. par w obszarze powyżej masy π^0 (Rozdz. 4.5). Dane e^+e^- zostały najpierw porównane z wynikami eksperymentu DLS dla zderzeń $p + p$ zebranych przy energii 2,09 GeV [DC98]. Widma masy niezmienniczej e^+e^- oraz pędu poprzecznego dielektronów, po skorygowaniu na akceptancje obu spektrometrów (HADES i DLS), wykazują bardzo dobrą zgodność. Następnie dane skonfrontowano z symulacjami Monte Carlo oczekiwanych źródeł, to znaczy przede wszystkim rozpadami Dalitza π^0 i η oraz rezonansu Δ . Dodatkowo symulowano rozpady mezonów wektorowych, $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $\omega \rightarrow e^+ e^-$ i $\rho \rightarrow e^+ e^-$, z przekrojami czynnymi na ekskluzywną produkcję 0,01 mb [CTC07]. W obszarze mas $M_{e^+e^-} < 0,14$ GeV/c² głównym źródłem dielektronów jest rozpad π^0 , którego produkcję można zatem określić na podstawie danych, otrzymując wartość $\sigma_{\pi^0} = 14 \pm 3,5$ mb (Rozdz. 4.5.1). Rezonans Δ , ze stałym (punktowym) elektromagnetycznym czynnikiem postaci dla rozpadu Dalitza, modelowano w szerokim zakresie przekrojów czynnych 10–21 mb, który jest zależny od opisu produkcji pionów oraz relacji izospinowej $\sigma_{\Delta} = 3/2 \sigma_{\pi^0}$. Górna granica (21 mb) wynika z założenia, że neutralny pion jest produkowany całkowicie poprzez rezonans Δ i przyjmując wyznaczony przekrój czynny na π^0 . Dolna granica jest sumą przekroju czynnego na produkcję jednopionową (3,6 mb) według modelu rezonansowego Teis'a *et al.* [Tei97] oraz przekroju czynnego na produkcję dwupionową (6,4 mb) według modelu efektywnego lagranżjanu Cao [Cao10]. Modelowane w symulacji źródła bardzo dobrze opisują dane dla masy niezmienniczej $M_{e^+e^-} < 0,45$ GeV/c². W obszarze mas powyżej π^0 , po odjęciu wkładu od rozpadu Δ Dalitza, otrzymano przekrój czynny na produkcję mezonu η w przedziale 0,26–0,35 mb. Średnia wartość, z błędem systematycznym oraz niepewnością modelową, wynosi $\sigma_{\eta} = 0,31 \pm 0,08 \pm 0,05$ mb. Widmo masy niezmienniczej e^+e^- w obszarze masy powyżej η , charakteryzuje się dużą nadwyżką w stosunku do modelowanych źródeł. Dodatkowymi źródłami mogą być rezonanse $N(1520)$ i $N(1720)$, sprzęgające się do mezonu ρ . Również opis uwzględniający czynniki postaci rezonansów barionowych według modelu dominacji wektorowej, może dawać dodatkowy wkład [Kri02]. Inkluzywny kanał produkcji dielektronowej porównany został z różnymi modelami, GiBUU (Rozdz. 4.5.2.1), HSD (Rozdz. 4.5.2.2) oraz UrQMD (Rozdz. 4.5.2.3). Modele transportu poprawnie opisują dane, ale ich poszczególne składowe różnią się: model HSD wykorzystuje punktowy czynnik postaci rozpadu Δ Dalitza, kompensując brakujący wkład wyższą wartością przekroju czynnego na produkcję Δ , w porównaniu do modelu UrQMD. Modelowanie sprzężenia rezonansów barionowych z produkcją ρ istotnie różni się w podejściu modeli GiBUU i HSD. Model UrQMD znacznie przeszacowuje widmo dielektronowe, w porównaniu do zmierzonego przez eksperyment HADES, w obszarze ρ .

Identyfikacja czterech naładowanych cząstek pozwoliła na kinematycznie kompletną analizę kanału $ppe^+e^-\gamma$, to znaczy wyznaczenie sygnału z rozpadów Dalitza π^0 i η (Rozdz. 4.6). Za pomocą dwuwymiarowych selekcji na kwadratach mas brakujących $M_{miss}^2(pp)$ i $M_{miss}^2(ppe^+e^-)$, oraz oszacowaniu tła od produkcji wielu pionów, wyznaczono liczbę rozpadów π^0 Dalitza na 6800 ± 200 (syst.) ± 82 (stat.), oraz η Dalitza na 235 ± 18 (syst.) ± 19 (stat.). Rozkłady eksperymentalne porównano z symulacją produkcji mezonów pseudoskalarnych według modelu rezonansowego [Tei97]. Dodatkowo, rozkład dielektronowej masy niezmienniczej z rozpadu Dalitza mezonu η porównano z opisami modelu punktowego oraz opisu VDM dla czynników postaci rezonansów barionowych. Choć precyzja danych nie jest wystarczająca do rozstrzygnięcia na korzyść konkretnych modeli, to analiza ekskluzywnych kanałów dielektronowych w pełni potwierdza wyniki z kanałów hadronowych oraz stanowi dowód na poprawność identyfikacji dielektronów w spektrometrze HADES. Interesującą własnością rozpadów Dalitza mezonów pseudoskalarnych jest poprzeczna polaryzacja wirtualnego fotonu, dla której przewidywany rozkład kątowny e^+ oraz e^- w układzie wirtualnego fotonu jest proporcjonalny do $1 + B \cdot \cos^2\theta$ (Rozdz. 4.6.2). Zrekonstruowane rozpady π^0 i η Dalitza pozwoliły na studium tej zależności kątowej, w efekcie dopasowania funkcji otrzymano współczynniki anizotropii, odpowiednio $B = 1,36 \pm 0,43$ dla π^0 oraz $B = 0,98 \pm 0,48$ dla η , zgodnie z przewidywaniami teorii QED, $B = 1$ [Bra95].

Rola autora monografii (Rozdziały 4.5 i 4.6):

- Jestem współautorem symulacji Monte Carlo to projektu pomiarów doświadczalnych, w tym optymalizacji warunków wyzwalania, wykonanych łącznie z symulacjami kanałów hadronowych
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2004), nadzorując pracę detektora PreShower oraz wykonując jego kalibrację
- Koordynowałem pracę dr. Marcina Wiśniowskiego (praca doktorska „Pomiar produkcji mezonów π^0/η w reakcji p+p przy energii 2.2 GeV za pomocą spektrometru HADES”)
- Prezentowałem otrzymane wyniki na międzynarodowych konferencjach (Wystąpienia konferencyjne: 11, 13, 14, 15), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych (Tabela 2: 4, 7, 8, 9)
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 23, 24)

Produkcja par dielektronowych w zderzeniach p+p dla energii T = 3,5 GeV

Widmo masy niezmienniczej dla inkluzywnego kanału e^+e^- , zmierzone w zderzeniach $p + p$ przy energii kinetycznej wiązki 3,5 GeV, składa się z $6,1 \times 10^4$ par dielektronowych, w tym $5,4 \times 10^4$ par dla obszaru masy powyżej masy mezonu π^0 (Rozdz. 4.8). W obszarze mas mezonów wektorowych widmo przedstawia wyraźne maksimum pochodzące z rozpadów mezonu $\omega \rightarrow e^+e^-$, zrekonstruowane z masową zdolnością rozdzielczą wynoszącą 2% w biegunie ω (σ/M_ω^{pole}). Liczba par dielektronowych w przedziale $0,71 < M_{e^+e^-} < 0,81$ GeV/c² wynosi 260. Eksperymentalne dielektronowe widma masy niezmienniczej, pędu poprzecznego i pospieszności porównane zostały z rozlicznymi modelami (PYTHIA, GiBUU, HSD, UrQMD oraz SMASH, Rozdz. 4.8.1.1–4.8.1.5), które różnią się opisem produkcji hadronów, będących źródłami par e^+e^- . Różnice wynikają głównie z opisu produkcji rezonansu $\Delta(1232)$ oraz wyżej leżących rezonansów Δ i N^* , jak to przedstawiono powyżej w analizie kanałów hadronowych z produkcją jednego pionu. Modele różnią się także zakładanymi sprzężeniami rezonansów barionowych do kanału ρN , który jest kluczowy w produkcji par e^+e^- . Różnice te nie mogą być rozstrzygnięte za pomocą danych inkluzywnych. Z pomocą modeli UrQMD oraz PYTHIA wykonano ekstrapolację zmierzonych danych do pełnego kąta bryłowego (Rozdz. 4.8.2), otrzymano przekroje czynne na inkluzywną produkcję mezonów π^0 : $\sigma_{\pi^0} = 17 \pm 2,65$ (syst.) ± 1 (model.), oraz η : $\sigma_\eta = 1,035 \pm 0,17$ (syst.) $\pm 0,105$ (model.). W przypadku mezonów wektorowych akceptancja spektrometru HADES na pary e^+e^- z ich rozpadu jest wysoka, wynosi około $\epsilon_{pair} \approx 40\%$ (Dodatek C). Otrzymane po raz pierwszy z danych eksperymentalnych, za pomocą ekstrapolacji opartej na modelu PYTHIA, inkluzywne przekroje czynne wynoszą, odpowiednio, $\sigma_\omega = 0,273 \pm 0,07$ mb oraz $\sigma_\rho = 0,233 \pm 0,06$ mb. Cytowane błędy są pierwiastkiem z sumy kwadratów błędów statystycznych (wraz z błędem normalizacji) i systematycznych. Dodatkowo, w oparciu o inkluzywne widmo masy niezmienniczej e^+e^- , oszacowana została górna granica na stosunek rozgałęzień dla rzadkiego rozpadu $\eta \rightarrow e^+e^-$ (Dodatek A.2.3), na poziomie $5,6 \times 10^{-6}$ (CL=90%). Wartość ta została jeszcze poprawiona na bazie połączonej analizy danych ze zderzeń $p + p$ i $p + Nb$ przy energii 3,5 GeV, i wynosi obecnie $2,3 \times 10^{-6}$ (CL=90%), stanowiąc najniższe szacowanie możliwego sygnału. Wartość ta jednak nadal znacznie przewyższa szacowania teoretyczne z obliczeń chiralnej teorii perturbacji i modeli kwarkowych, na poziomie $BR(\eta \rightarrow e^+e^-) = (5 \pm 1) \times 10^{-8}$ [Sav92, Dor07].

Analiza ekskluzywnego kanału ppe^+e^- wykonana została w oparciu o identyfikację trzech naładowanych cząstek (protonu i pary dielektronowej) wraz z selekcją na masie brakującej $M_{miss}^{pe^+e^-}$, przy warunku $M_{inv}^{e^+e^-} > 0,14$ GeV/c². Liczba zrekonstruowanych par dielektronowych wynosi 750 i przedstawia wyraźne maksimum w obszarze masy mezonu ω . Analiza kanałów jednopionowych dostarczyła przekroje czynne na produkcję rezonansów barionowych Δ i N^* (Rozdz. 2.4.4), które zestawione zostały z przewidywaniami modelu rezonansowego Teis'a *et al.* [Tei97] oraz modeli transportu GiBUU [Bus12, Wei12] oraz UrQMD [Bas98]. Modele te różnią się przewidywanym stosunkiem rozgałęzień na rozpad do kanału $N\pi$ oraz na rozpady Dalitza, dające wkład do widma e^+e^- . Różnice te uwzględnione zostały w postaci niepewności w modelowym opisie danych (szara wstęga na rysunkach, Rozdz. 4.9.2). Porównanie danych wykonano najpierw w oparciu o założenie punktowego sprzężenia $RN\gamma^*$, według modelu Zétényiego i Wolfa (Dodatek B.1). Dwuciałowe rozpady

$\omega \rightarrow e^+e^-$ oraz $\rho \rightarrow e^+e^-$ modelowane są w oparciu o znane przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonów wektorowych, obserwowana zgodność tych wkładów z danymi stanowi dodatkową weryfikację poprawnego modelowania źródeł dielektronowych w analizie oraz symulacjach Monte Carlo. W obszarze poniżej masy mezonu ω widoczny jest duży deficyt w modelowanym wkładzie od rozpadu rezonansów barionowych, który odpowiada bezpośrednio nadwyżce danych w oknie masy brakującej $0,8 < M_{miss}^{pe^+e^-} < 1,04 \text{ GeV}/c^2$ oraz w całym widmie masy niezmienniczej $M_{inv}^{pe^+e^-}$. W modelu Zétényiego i Wolfa podprogowe sprzężenia rezonansów do mezonów wektorowych nie są uwzględnione. Zgodnie z oczekiwaniem, takie sprzężenia wpływają bezpośrednio na elektromagnetyczne czynniki postaci rozpadów rezonansów barionowych. Obserwowana nadwyżka w produkcji dielektronów dla mas poniżej bieguna mas mezonów wektorowych jest wyraźnym tego sygnałem. Stąd kolejnym krokiem w analizie (Rozdz. 4.9.3) było porównanie wkładów od rozpadu rezonansów, opisanych jako dwustopniowy proces uwzględniający produkcję pośredniego mezonu ρ . Tego typu faktoryzacja, $R \rightarrow p\rho \rightarrow pe^+e^-$, stosowana jest w modelach GiBUU [Bus12], SMASH [Wei16] oraz UrQMD [Bas98]. Modele te różnią się w wielkościach użytych stosunków rozgałęzień $R \rightarrow N\rho$. Sytuację dodatkowo komplikują najnowsze wyniki analiz Shresthy and Manleya [Shr12], grupy Bonn-Gatchina [Ani12] oraz wyniki kolaboracji CLAS [CC12a], które istotnie różnią się w przewidywaniach sprzężenia poszczególnych rezonansów do kanału $N\rho$. Modelowanie produkcji rezonansów barionowych z przekrojami czynnymi wyznaczonymi przez HADES oraz z użyciem wielkości sprzężenia rezonans- ρ według analizy fal parcjalnych grupy Bonn-Gatchina, dało znaczącą poprawę w opisie widm mas niezmienniczych e^+e^- i pe^+e^- . Poprawne opisanie produkcji dielektronowej wymaga dobrego i kompleksowego zrozumienia mechanizmów produkcji oraz rozpadów rezonansów barionowych.

Rola autora monografii (Rozdziały 4.7 i 4.8):

- Jestem współautorem projektu pomiarów (symulacje Monte Carlo i szacowanie wydajności pomiarów i systemu akwizycji w zależności od warunku wyzwania), wykonanych łącznie z symulacjami kanałów hadronowych
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2007), byłem odpowiedzialny za poprawną pracę i kalibrację detektora PreShower
- Skonstruowałem macierze akceptancji i wydajności dla e^+ i e^-
- Koordynowałem pracę dr. Adriana Dybczaka (praca doktorska „Pomiar produkcji mezonów ω/ρ w reakcji p+p i p+Nb przy energii kinetycznej wiązki 3,5 GeV za pomocą spektrometru HADES”), również analizę kanałów dielektronowych, wykonanych za pomocą napisanego przeze mnie oprogramowania PAT i FAT
- Wielokrotnie prezentowałem otrzymane wyniki na międzynarodowych konferencjach (Wystąpienia konferencyjne: 3, 4, 5, 7, 8, 11), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych (Tabela 2: 2, 3, 4)
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 15 – autor korespondencyjny, 25)

Plany badawcze

Analiza zderzeń elementarnych $N + N$, zmierzonych za pomocą spektrometru HADES, dowiodła, że wyniki z połączonej analizy ekskluzywnych kanałów hadronowych i leptonowych stanowią unikalne podejście prowadzące do opisu rozpadów dielektronowych. Niemniej, jednoznaczne powiązanie tych rozpadów z przekrywającymi się rezonansami barionowymi jest trudne do zrealizowania. W tej sytuacji narzędziem do uzyskania opisów rozpadów Dalitza rezonansów mogą być eksperymenty z wiązką pionów, dzięki czemu wzbudzenia rezonansowe odbywają się przy określonej energii. Również opis oddziaływań πN jest lepiej kontrolowany i może być powiązany ze znanymi amplitudami foto- i elektroprodukcji pionowej. Z eksperymentalnego punktu widzenia, detekcja par e^+e^- jest wystarczająca do kompletnej rekonstrukcji ekskluzywnego kanału $\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$, przy zastosowaniu cięcia na masie brakującego neutronu.

Pomiary z wiązką pionów zderzanych z protonami lub jądrami są częścią programu badawczego współpracy HADES (Rozdz. 5.0.1). Produkcją wtórnej wiązki w GSI możliwa jest w zakresie pędów 0,6–1,7 GeV/c, co przekłada się na wzbudzenia rezonansów o masach 1,43–2,0 GeV/c² (Dodatek C.1.8). Pierwszy z pomiarów wykonano z wiązką pionów o pędzie 1,7 GeV/c, zderzaną z lekkimi (¹²C) i ciężkimi (⁷⁴W) jądrami w celu produkcji cząstek dziwnych. Druga seria pomiarowa miała na celu badanie wzbudzenia rezonansowego $N(1520)$ i wykonana została dla czterech pędów wiązki π^- (656, 690, 748, 800 MeV/c), z użyciem tarczy polietylenowej (C₂H₄)_n oraz tarczy węglowej C, dzięki czemu możliwe było odseparowanie zderzeń pion-proton (opisane w Dodatku C.3.6.2). Największa statystyka zebrana została dla pędu wiązki 690 MeV/c, celem wykonania pierwszych na świecie pomiarów par e^+e^- w tego typu zderzeniach. Wszystkie widma zostały znormalizowane do rozpraszania elastycznego π^-p , zmierzonego w tym samym eksperymencie. W kanałach hadronowych, identyfikacja dwóch naładowanych pionów ($\pi^+\pi^-$) lub protonu i pionu ($p\pi^-$) w stanie końcowym pozwala na rekonstrukcję ekskluzywnych kanałów poprzez dodatkowy warunek na selekcję niezmiernych cząstek, neutronu i π^0 , odpowiednio. Zebrana statystyka, wynosząca dla zdarzeń $n\pi^+\pi^-$ od kilkuset tysięcy zdarzeń do prawie 8 mln zdarzeń dla wiązki 690 MeV/c, oraz 2–3 krotnie niższa dla zdarzeń $p\pi^-\pi^0$, bardzo znacząco przewyższa dotychczasowe dane na produkcję dwupionową inicjowaną wiązką pionową, w obszarze energii odpowiednim do badań rezonansu $N(1520)$ oraz jego sprzężenia do kanału ρN . Autor monografii wykonał analizę tych danych, wraz z koniecznymi symulacjami Monte Carlo, i przygotował je na potrzeby analizy fal parcjalnych (PWA) rozwijanej przez grupę Bonn-Gatchina. Analiza ta łączy duży zestaw danych eksperymentalnych, w tym kanałów z dwoma neutralnymi pionami, zmierzonych przez Crystal Ball [CBC04] i pomiarów fotoprodukcji mezonów pseudoskalarnych i wektorowych, z wiązkami/tarczami spolaryzowanymi. Celem analizy jest określenie kanałów produkcji dwupionowej, to znaczy $\sigma N(939)$, $\Delta(1232)\pi$, ρN , a w szczególności rezonansu $N(1520)$ i jego rozpadu $N(1520) \rightarrow \rho N$.

Równolegle do kanałów hadronowych, kanał z parami dielektronowymi, $\pi^- p \rightarrow ne^+e^-$, zmierzony został po raz pierwszy. Dla pędu wiązki 690 MeV/c zebrana statystyka wynosi 13100 par w obszarze π^0 oraz 3300 par dla $M_{e^+e^-} > 0,14$ GeV/c², po odjęciu tła kombinatorycznego. Przewidywania istniejących modeli mikroskopowych, opisujących produkcję dielektronową w zderzeniach z wiązką pionów, różnią się między sobą o rząd wielkości (np. [Lut02, Lut03, Tit01, Käm03, Ris01]), głównie z powodu silnych destruktywnych lub konstruktywnych interferencji poniżej lub powyżej progu na produkcję mezonu ω i brak wiedzy na temat sprzężenia $RN\rho$. Ekskluzywny kanał e^+e^- pozwoli na bezpośrednie badanie rozpadu Dalitza rezonansu $N(1520)$ oraz jego sprzężenie do kanału ρN . Istotnym nośnikiem informacji będzie także badanie rozkładów kątowych e^+ i e^- pochodzących z procesu $\pi N \rightarrow Ne^+e^-$. Najnowsze prace teoretyczne [Spe17] dostarczają przewidywania na temat rozkładów kątowych dielektronów pochodzących z wirtualnego fotonu, w szczególności wyliczone zostały współczynniki anizotropii dla rezonansów $N(1520)$ i $N(1440)$, dane otrzymane przez HADES posłużą do unikalnej eksperymentalnej weryfikacji tych obliczeń. Zaawansowane są również prace nad włączeniem kanałów dielektronowych bezpośrednio do analiza fal parcjalnych. Autor monografii odgrywa wiodącą rolę w analizie tych danych, kolejne postępy zaprezentował już na czterech konferencjach, trwają także prace nad publikacjami.

Rola autora monografii (Rozdział 5.0.1):

- Jestem współautorem projektu pomiarów z wiązką pionów
- Uczestniczyłem w pomiarach eksperymentalnych (2014), monitorując pracę i kalibrację detektora PreShower oraz częściowo nadzorując przebieg pomiarów (akwizycję danych, pracę innych detektorów), wykonywałem bieżącą analizę danych podczas pomiarów
- Zdefiniowałem i wdrożyłem algorytm identyfikacji i usuwania reakcji z jądrem węgla ze wszystkich reakcji zmierzonych z tarczą polietylenową
- Wykonałem analizę danych kanałów hadronowych (rozpraszanie $\pi^- p$ elastyczne, kanały nieelastyczne $n\pi^+\pi^-$ i $p\pi^-\pi^0$) dla czterech pędów wiązki, oraz analizę kanałów dielektronowych dla pędu 690 MeV/c
- Przygotowałem dane oraz, we współpracy z grupą Bonn-Gatchina, badałem rozwiązania z analizy fal parcjalnych, wyznaczając przekroje czynne na produkcję dwupionową, a także wkłady od poszczególnych kanałów, zwłaszcza ρN oraz stosunek rozgałęzień $N(1520) \rightarrow \rho N$
- Przeprowadziłem symulacje Monte Carlo kanałów produkcji według rozwiązań analizy fal parcjalnych, oraz standardowych źródeł dielektronowych
- Wstępne wyniki z wiązką pionów prezentowałem na międzynarodowych konferencjach (Wystąpienia konferencyjne: 1, 2, 3, 4), jestem autorem publikacji pokonferencyjnych (Tabela 2: 1, 2)
- Jestem współautorem publikacji (Tabela 1: 2)

Spektrometr HADES przechodzi obecnie gruntowną modyfikację celem przygotowania do pomiarów planowanych na lata 2018–2021. Będą to pomiary zderzeń ciężkojonowych $Ag + Ag$ przy energii 1,65 GeV/nukleon, kontynuowany będzie także program badania zderzeń elementarnych $p + p$ przy energii 4,5 GeV oraz z wiązką pionów, celem badania produkcji w tak zwanym trzecim obszarze rezonansowym. Autor jest zaangażowany bezpośrednio w przygotowanie nowych systemów pomiarowych spektrometru (Rozdz. 5.0.2). Kalorymetr elektromagnetyczny ECAL zastąpi detektor PreShower, pozwalając na identyfikację rzeczywistych fotonów oraz mezonów neutralnych w ich fotonowych kanałach rozpadu ($\pi^0/\eta \rightarrow \gamma\gamma$), a także lepszą separację elektron–hadron na potrzeby przyszłych eksperymentów na nowym akceleratorze FAIR przy energiach 2–10 GeV/nukleon. Autor przeprowadza obecnie implementację tego detektora w pakiecie do analizy (Dodatek C.3.1) i wykonuje symulacje Monte Carlo jego działania. Ważnym uzupełnieniem spektrometru HADES będzie montaż detektorów słomkowych (straw tubes), które uzupełnią akceptancję spektrometru dla małych wartości kątów polarnych. Stacje detektorów są częścią zestawu tzw. słomkowego detektora przedniego (Forward Tracker, FT) zaprojektowanego i przygotowywanego dla eksperymentu PANDA [Smy17]. Autor od przeszło roku jest również członkiem współpracy PANDA, i uczestniczył w rozwoju oraz testowaniu algorytmów identyfikacji torów mierzonych przez FT. Otrzymane przez niego wyniki są częścią najnowszego dokumentu R&D opisującego wydajność działania detektorów słomkowych.

Poza aktywnością związaną z przyszłymi pomiarami eksperymentalnymi, autor aktywnie uczestniczy w analizach zmierzonych danych, a są to: przygotowanie danych ze zderzeń $p + p$ przy energiach 2,2 i 3,5 GeV w kanale produkcji jednopionowej na potrzeby analizy fal parcjalnych, identyfikacja kanałów dwupionowych w zderzeniach $p + p$ dla $T = 3,5$ GeV, a także re-analiza wszystkich zderzeń elementarnych w kanałach dielektronowych, z użyciem bardziej wydajnej metody identyfikacji torów leptonowych (tzw. *backtracking*). Metoda ta, jak oszacował autor, pozwoli na pozyskanie większej o około 50% niż obecna, statystyki par dielektronowych. Bieżąca i przyszła aktywność naukowa autora monografii, związane z wdrażanymi projektami HADES i PANDA na akceleratorach SIS i FAIR, gwarantują uzyskiwanie kolejnych unikalnych i interesujących wyników w tematyce produkcji i rozpadów rezonansów barionowych oraz mezonów, identyfikowanych poprzez kanały hadronowe i leptonowe.

Podsumowanie

Jestem specjalistą w zakresie fizyki doświadczalnej jądrowej i cząstek elementarnych w zakresie energii do kilku GeV. Posiadam doświadczenie związane ze wszystkimi etapami realizacji eksperymentów zderzeń elementarnych oraz ciężkojonowych. Specjalizuję się zwłaszcza w kompleksowej analizie zderzeń elementarnych i identyfikacji rzadkich kanałów dielektronowych. Jestem współautorem analizy fal parcjalnych, wdrożonej po raz pierwszy dla danych z eksperymentu HADES. Uczestniczyłem w konstrukcji, symulacjach oraz napisałem algorytmy identyfikacji sygnału dla kluczowych detektorów spektrometru HADES, detektora Czerenkowa RICH (algorytm rozpoznawania obrazu w tym detektorze) oraz detektora PreShower (algorytm rozpoznawania kaskady elektromagnetycznej). Obecnie uczestniczę w realizacji detektorów ECAL oraz FT dla eksperymentów HADES i PANDA. Brałem udział w projektowaniu oraz wykonywaniu symulacji wielu eksperymentów zrealizowanych przez współpracę HADES. Jest samodzielnym autorem dużego pakietu do analizy kanałów inkluzywnych i ekskluzywnych (PostDST Analysis Tool, [Dodatek C.3.1](#)) używanego we wszystkich dotychczasowych analizach zderzeń elementarnych zmierzonych przez HADES. Posiadam bardzo duże doświadczenie w nowoczesnym programowaniu w języku C++ (włączając najnowsze standardy języka), a także językach C, Fortran i Java. Jestem wieloletnim wykładowcą programowania oraz technik projektowania obiektowego i uogólnionego na kierunku Informatyka Stosowana. Mam duże doświadczenie dydaktyczne obejmujące prowadzenie wykładów, ćwiczeń, laboratoriów i opieki nad studentami w zakresie fizyki i informatyki, wysoko oceniane w studenckich ankietach. Jestem współautorem finansowanego przez NCBiR i realizowanego obecnie, we współpracy z firmą NOKIA, grantu o tematyce „C++ z elementami inżynierii oprogramowania w projektach telekomunikacyjnych”. Jestem sekretarzem naukowym przygotowywanej obecnie konferencji MESON2018, która odbędzie się w Krakowie, w dniach 7–12 czerwca 2018. Mam doświadczenie w zarządzaniu grupami badawczymi, jestem promotorem pomocniczym zrealizowanych dwóch prac doktorskich. Jestem współautorem 39 publikacji w recenzowanych czasopismach, 9 recenzowanych publikacji pokonferencyjnych (samodzielnych) oraz 43 innych publikacji pokonferencyjnych. Liczba ich cytowań wynosi 1222, mój indeks Hirscha (według *Web of Science*) wynosi 19.

Literatura

- [Alb13] M. Albaladejo and E. Oset.
Combined analysis of the $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ and $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ cross sections and implications for the interpretation of the $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ data.
Phys. Rev. C **88**, 014006 (2013)
- [Ani12] A.V. Anisovich, R. Beck, E. Klempt, V.A. Nikonov, A.V. Sarantsev, and U. Thoma.
Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis.
Eur. Phys. J. A **48**, 15 (2012)
- [AR98] L. Alvarez-Ruso, E. Oset, and E. Hernández.
Theoretical study of the $NN \rightarrow NN\pi\pi$ reaction.
Nucl. Phys. A **633**, 519 (1998)
- [Bas98] S.A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, *et al.*
Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions.
Progr. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998)
- [Bas14] M. Bashkanov and H. Clement.
On a possible explanation of the DLS puzzle.
Eur. Phys. J. A **50**, 107 (2014)
- [Bra95] E.L. Bratkovskaya, O.V. Teryaev, and V.D. Toneev.
Anisotropy of dilepton emission from nuclear collisions.
Phys. Lett. B **348**, 283 (1995)
- [Bus12] O. Buss, T. Gaitanos, K. Gallmeister, H. van Hees, M. Kaskulov, O. Lalakulich, *et al.*
Transport-theoretical description of nuclear reactions.
Phys. Rep. **512**, 1 (2012)
- [Cao10] Xu Cao, Bing-Song Zou, and Hu-Shan Xu.
Phenomenological analysis of the double-pion production in nucleon-nucleon collisions up to 2.2 GeV.
Phys. Rev. C **81**, 065201 (2010)
- [CBC04] S. Prakhov *et al.* (Crystal Ball Collaboration).
Measurement of $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ from threshold to $p_{\pi^-} = 750$ MeV/c.
Phys. Rev. C **69**, 045202 (2004)
- [CC07] A. Lopez *et al.* (CLEO Collaboration).
Measurement of Prominent eta Decay Branching Fractions.
Phys. Rev. Lett. **99**, 122001 (2007)
- [CC09a] M. Bashkanov *et al.* (CELSIUS/WASA Collaboration).
Double-Pionic Fusion of Nuclear Systems and the "ABC" Effect: Approaching a Puzzle by Exclusive and Kinematically Complete Measurements.
Phys. Rev. Lett. **102**, 052301 (2009)

- [CC11] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration).
Abashian-Booth-Crowe Effect in Basic Double-Pionic Fusion: A New Resonance?
Phys. Rev. Lett. **106**, 242302 (2011)
- [CC12a] V.I. Mokeev *et al.* (CLAS Collaboration).
Experimental study of the $P_{11}(1440)$ and $D_{13}(1520)$ resonances from the CLAS data on $ep \rightarrow e'\pi^+\pi^-p'$.
Phys. Rev. C **86**, 035203 (2012)
- [Cle17] H. Clement.
On the history of dibaryons and their final observation.
Progr. Part. Nucl. Phys. **93**, 195 (2017)
- [Col71] E. Colton, P.E. Schlein, E. Gellert, and G.A. Smith.
Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ at 6.6 GeV/c.
Phys. Rev. D **3**, 1063 (1971)
- [CTC07] M. Abdel-Bary *et al.* (COSY-TOF Collaboration).
Comparison of isoscalar vector meson production cross sections in proton-proton collisions.
Phys. Lett. B **647**, 351 (2007)
- [DC04] F. Balestra *et al.* (DISTO Collaboration).
Exclusive η production in proton-proton reactions.
Phys. Rev. C **69**, 064003 (2004)
- [DC98] W.K. Wilson *et al.* (DLS Collaboration).
Inclusive dielectron cross sections in $p + p$ and $p + d$ interactions at beam energies from 1.04 to 4.88 GeV.
Phys. Rev. C **57**, 1865 (1998)
- [Dmi86] V. Dmitriev, O. Sushkov, and C. Gaarde.
 Δ -formation in the $^1H(^3He, ^3H)\Delta^{++}$ reaction at intermediate energies.
Nucl. Phys. A **459**, 445 (1986)
- [Dor07] A.E. Dorokhov and M.A. Ivanov.
Rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$: Theory confronts KTeV data.
Phys. Rev. D **75**, 114007 (2007)
- [Hub94] S. Huber and J. Aichelin.
Production of Δ - and N^* -resonances in the one-boson exchange model.
Nucl. Phys. A **573**, 587 (1994)
- [Jer12b] A.P. Jerusalimov.
Contribution of the "hanged" diagrams into the reaction $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$.
arXiv:nucl-th/1208.3982v1 (2012)
- [Jon73] H.F. Jones and M.D. Scadron.
Multipole $\gamma N - \Delta$ Form Factors and Resonant Photo- and Electroproduction.
Ann. Phys. **81**, 1 (1973)

- [Käm03] B. Kämpfer, A.I. Titov, and B.L. Reznik.
Baryon Resonance Dynamics in $\pi N \rightarrow NV$ Reactions Near Threshold.
Nucl. Phys. A **721**, 583c (2003)
- [Kap09] L.P. Kaptari and B. Kämpfer.
Di-electrons from resonances in nucleon-nucleon collisions.
Phys. Rev. C **80**, 064003 (2009)
- [Koc84] J. Koch, E. Moniz, and N. Ohtsuka.
Nuclear photoabsorption and Compton scattering at intermediate energy.
Ann. Phys. **154**, 99 (1984)
- [Kri01] M.I. Krivoruchenko and A. Faessler.
Remarks on Δ radiative and Dalitz decays.
Phys. Rev. D **65**, 017502 (2001)
- [Kri02] M.I. Krivoruchenko, B.V. Martemyanov, A. Faessler, and C. Fuchs.
Electromagnetic Transition Form Factors and Dilepton Decay Rates of Nucleon Resonances.
Ann. Phys. **296**, 299 (2002)
- [Leu10] S. Leupold, V. Metag, and U. Mosel.
Hadrons in strongly interacting matter.
Int. J. Mod. Phys. E **19**, 147 (2010)
- [Lut02] M.F.M. Lutz, Gy. Wolf, and B. Friman.
Scattering of vector mesons off nucleons.
Nucl. Phys. A **706**, 431 (2002)
- [Lut03] M.F.M. Lutz, B. Friman, and M. Soyeur.
Quantum interference of ρ_0 - and ω -mesons in the $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ reaction.
Nucl. Phys. A **713**, 97 (2003)
- [Man92] D.M. Manley and E.M. Saleski.
Multichannel resonance parametrization of πN scattering amplitudes.
Phys. Rev. D **45**, 4002 (1992)
- [Mos09] P. Moskal, R. Czyżykiewicz, H.-H. Adam, S.D. Bass, A. Budzanowski, E. Czerwiński, *et al.*
Near-threshold production of the η meson via the quasifree $pn \rightarrow pn\eta$ reaction.
Phys. Rev. C **79**, 015208 (2009)
- [PDG16] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group).
Review of Particle Physics.
Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016)
- [Ris01] D.O. Riska and G.E. Brown.
Nucleon resonance transition couplings to vector mesons.
Nucl. Phys. A **679**, 577 (2001)

[Sav92] M.J. Savage, M. Luke, and M.B. Wise.

The rare decays $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, $\eta \rightarrow e^+e^-$, and $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ in chiral perturbation theory.
Phys. Lett. B **291**, 481 (1992)

[Shr12] S.P. Schneider, B. Kubis, and F. Niecknig.

$\omega \rightarrow \pi^0\gamma^*$ and $\phi \rightarrow \pi^0\gamma^*$ transition form factors in dispersion theory.
Phys. Rev. D **86**, 054013 (2012)

[Shy09] R. Shyam and U. Mosel.

Dilepton production in nucleon-nucleon collisions reexamined.
Phys. Rev. C **79**, 035203 (2009)

[Shy10b] R. Shyam and U. Mosel.

Dilepton production in proton-proton and quasifree proton-neutron reactions at 1.25 GeV.
Phys. Rev. C **82**, 062201 (2010)

[Sko11a] T. Skorodko, M. Bashkanov, D. Bogoslawsky, H. Calén, H. Clement, E. Doroshkevich, *et al.*

Exclusive measurement of the $pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+$ reaction at 1.1 GeV.
Eur. Phys. J. A **47**, 108 (2011)

[Smy17] J. Smyrski, A. Apostolou, J. Biernat, W. Czyżycki, G. Filo, E. Fioravanti, *et al.*

Design of the forward straw tube tracker for the PANDA experiment.
Journal of Instrumentation **12**, C06032 (2017)

[Spe17] E. Speranza, M. Zétényi, and B. Friman.

Polarization and dilepton anisotropy in pion-nucleon collisions.
Phys. Lett. B **764**, 282 (2017)

[Tei97] S. Teis, W. Cassing, M. Effenberger, A. Hombach, U. Mosel, and Gy. Wolf.

Pionproduction in heavy-ion collisions at SIS energies.
Z. Phys. A **356**, 421 (1997)

[Tit01] A.I. Titov and B. Kämpfer.

Isoscalar-isovector interferences in $\pi N \rightarrow Ne^+e^-$ reactions as a probe of baryon resonance dynamics.
Eur. Phys. J. A **12**, 217 (2001)

[Wei12] J. Weil, H. van Hees, and U. Mosel.

Dilepton production in proton-induced reactions at SIS energies with the GiBUU transport model.
Eur. Phys. J. A **48**, 111 (2012).

[Wei16] J. Weil, V. Steinberg, J. Staudenmaier, L.G. Pang, D. Oliinychenko, J. Mohs, *et al.*

Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions.
Phys. Rev. C **94**, 054905 (2016)

[Zét03a] M. Zétényi and Gy. Wolf.

Baryonic contributions to the dilepton spectrum of nucleon-nucleon collisions.
Phys. Rev. C **67**, 044002 (2003)

Witold Przygoda