Autoreferat

Spis treści

1. Dane osobowe
2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe
3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych
4. Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego
<i>Tytul</i> :
Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego3
Omówienie osiągnięć naukowych5
Wprowadzenie5
<i>Metody</i> 11
<i>Wyniki</i>
Podsumowanie
Bibliografia31
5. Prezentacja znaczącej działalności naukowej
6. Prezentacja dorobku dydaktycznego i organizacyjnego oraz w popularyzacji nauki

1. Dane osobowe

Imię i Nazwisko: Georgui Kornakov Van Unikatowe numery identyfikacyjne badacza: ORCID: 0000-0002-3652-6683

Scopus Author ID: 36600865500

2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

Stopień naukowy doktora nauk fizycznych nadany 20 grudnia 2012 r. prez Universidad de Santiago de Compostela, Hiszpania

"Cum Laude" i "European Doctor"

Promotor: Prof. Juan Antonio Garzón Heydt

Tytuł rozprawy doktorkiej: "New advances and developments of the RPC TOF wall of the HADES experiment at GSI"

Dyplom magistra fiziky uzyskany w 2009 na Wydziale Fizyki Unversidad de Santiago de Compostela na kierunku Fotonika i technologie laserowe (Photonics and Laser Technologies).

Universidad de Santiago de Compostela, Hiszpania

Promotor: Prof. Jesús Liñares Beiras

Tytuł pracy magiesterkiej: "Quantum Study of Light Propagation in Quantum Photonic Directional Couplers and its Application in Quantum Computation"

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

Adiunkt, Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej w	03.2019— obecnie
Zakładzie Fizyki Jądrowej	
Analiza oddziaływań hadron-hadron za pomocą ALICE ze szczególnym uwzględnieniem układów pion-kaon, kaon- proton i kaon-deuteron.	
Postdoc, Technical University Darmstadt/GSI, Germany and	02.2013-03.2019
Institute of Nuclear Physics (IKP), ViP-QM/HADES	
Utrzymanie systemu Time-of-Flight (TOF), kalibracja TOF i	
szczegółowa symulacja w GEANT systemu HADES TOF.	
Opracowanie oprogramowania do rekonstrukcji zdarzeń,	
identyfikacji cząstek i oceny jakości danych. Analiza	
sygnałów korelacyjnych w zderzeniach Au+Au mierzonych	
przez HADES.	

4. Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego

Cykl powiązanych tematycznie artykułów naukowych, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.).

Tytuł:

Zderzenia ciężkich jonów: femtometerowe laboratoria do badań diagramu fazowego materii jądrowej i oddziaływań hadron-hadron dla wielkości energii od SIS-18 do LHC

Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

[H1] HADES Collaboration, "Correlated pion-proton pair emission off hot and dense QCD matter", Physics Letters B, 2021, vol. 819, pp.136421. DOI:10.1016/j.physletb.2021.136421

Ministerial score (MNiSW) = 140.0, Scopus SNIP: 2017 = 1.548; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 4.384 - 2019 (5 years) = 3.538

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na przygotowaniu eksperymentu, uruchomieniu detektorów, zbieraniu danych, przetwarzaniu danych na poziomie surowym i zapewnieniu ich jakości, kalibracji detektorów, opracowaniu oprogramowania do analizy offline, przygotowaniu analizy danych do publikacji, interpretacji danych i wyników, przygotowaniu manuskryptu. Oceniam mój wkład w tę pracę na 75%.

- [H2] ALICE Collaboration, "Pion-kaon femtoscopy and the lifetime of the hadronic phase in Pb Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV" Physics Letters B, 2021, vol. 813, pp.1-13, Article number:136030. DOI:10.1016/j.physletb.2020.136030 Ministerial score (MNiSW) = 140.0, WoS Citations = 1, Scopus Citations = 0, Scopus SNIP: 2017 = 1.548; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 4.384 - 2019 (5 years) = 3.538 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na przygotowaniu analizy danych do publikacji, interpretacji danych i wyników, przygotowaniu manuskryptu. Oceniam go na 25%.
- [H3] Georgy Kornakov, "Probing the interaction of gravity and antimatter and the limits of electromagnetic and nuclear forces at the AEgIS experiment at CERN" Proc. SPIE Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High Energy Physics Experiments 2020, vol. 11581, 2020, SPIE - The International Society for Optics and Photonics, DOI:10.1117/12.2580914 Ministerial score (MNiSW) = 20.0, Citations Scopus = 0, Impact Factor: not listed

[H4] ALICE Collaboration, "Measurement of strange baryon–antibaryon interactions with femtoscopic correlations", Physics Letters B, 2020, vol. 802, pp.1-14, Article number:135223. DOI:10.1016/j.physletb.2020.135223
Ministerial score (MNiSW) = 140.0 Scopus Citations = 5; WoS Citations = 0; GS Citations = 7; Scopus SNIP: 2017 = 1.548; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 4.384 - 2019 (5 years) = 3.538
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na interpretacji danych i wyników, przygotowaniu manuskryptu. Oceniam go na 20%.

[H5] HADES Collaboration, "Probing dense baryon-rich matter with virtual photons", Nature Physics, 2019, vol. 15, pp.1040-1045. DOI:10.1038/s41567-019-0583-8

Ministerial score (MNiSW) = 200.0, Scopus Citations = 35; WoS Citations = 22; Scopus SNIP: 2017 = 5.975; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 19.256 - 2019 (5 years) = 20.921

Mój wkład w tę pracę polegał na przygotowaniu eksperymentu, uruchomieniu detektorów, zbieraniu danych, przetwarzaniu danych na poziomie surowym i zapewnieniu ich jakości, kalibracji detektorów, opracowaniu oprogramowania do analizy offline, w szczególności metody rekonstrukcji T0 używanej do poprawy techniki czasu przelotu używanej do identyfikacji cząstek, jak również koordynacji rozwoju metody wzmacniania sygnału leptonowego w próbce przy użyciu informacji o rekonstrukcji toru wraz z sygnałami z detektora Ring Imaging Cherenkov. Oceniam mój wkład w tę pracę na 20%.

[H6] Georgy Kornakov and Tetyana Galatyuk, "An iterative method to estimate the combinatorial background", European Physical Journal A, 2019, vol. 55, no. 11, pp.1-5. DOI:10.1140/epja/i2019-12910-4

Ministerial score (MNiSW) = 100.0, WoS Citations = 0; Scopus Citations = 1; Scopus SNIP: 2018 = 1.183; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 2.176 - 2019 (5 years) = 2.345

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na przygotowaniu koncepcji, opracowaniu algorytmu, przeprowadzeniu symulacji, analizie danych symulacyjnych oraz przygotowaniu manuskryptu. Oceniam go na 90%.

- [H7] Georgy Kornakov, "Sub-threshold strangeness production measured with HADES", Nuclear Physics A, 2019, vol. 982, pp.803-806. DOI:10.1016/j.nuclphysa.2018.10.073
 Ministerial score (MNiSW) = 100.0, WoS Citations = 0; Scopus Citations = 0; Scopus SNIP: 2016 = 1.040; WoS Impact Factor: 2019 (2 years) = 1.695 - 2019 (5 years) = 1.426
- [H8] Georgy Kornakov, "Measurements and understanding of fundamental properties of hot and dense nuclear matter with HADES", Journal of Physics - Conference Series, 2018, vol. 1024, pp.1-5. DOI:10.1088/1742-6596/1024/1/012006 Ministerial score (MNiSW) = 15.0, WoS Citations = 0; Scopus Citations = 0; Scopus SNIP: 2018 = 0.454
- [H9] Georgy Kornakov, "Inclusive reconstruction of hadron resonances in elementary and heavy-ion collisions with HADES", EPJ Web of Conferences, 2016, vol. 130, pp.1-3. DOI:10.1051/epjconf/201613007011
 Ministerial score (MNiSW) = 0.0, WoS Citations = 1; Scopus Citations = 1

[H10] Georgy Kornakov, HADES Collaboration, "Time of flight measurement in heavy-ion collisions with the HADES RPC TOF wall", Journal of Instrumentation, 2014, vol. 9, no. 11, pp.1-6. DOI:10.1088/1748-0221/9/11/C11015
Ministerial score (MNiSW 2013—2016) = 35, WoS Citations = 4; Scopus Citations = 4 Scopus SNIP: 2014 = 1.206; WoS Impact Factor: 2014 (2 years) = 1.399 - 2014 (5 years) =1.287
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na przygotowaniu eksperymentu, uruchomieniu detektorów, zbieraniu danych, przetwarzaniu danych na poziomie surowym i zapewnieniu ich jakości, kalibracji detektorów, opracowaniu oprogramowania do analizy offline, przygotowaniu analizy danych do publikacji, interpretacji danych i wyników,

przygotowaniu manuskryptu. Oceniam mój wkład w tę pracę na 75%.

Omówienie osiągnięć naukowych

Wprowadzenie

Wiele fundamentalnych aspektów chromodynamiki kwantowej (teorii opisującej interakcje między kwarkami i gluonami, QCD) można zbadać w relatywistycznych reakcjach ciężkich jąder [1]. Warunki eksperymentu można modyfikować poprzez dobór energii i rozmiaru zderzających się jąder. Materia jądrowa, podobnie jak każda inna znana substancja, powinna zachowywać się zgodnie z diagramem fazowym, który przedstawia przejścia między fazami.

Diagram fazowy materii QCD jako funkcja temperatury i barionowego potencjału chemicznego jest pokazany na rysunku 1 (po lewej). Lewa strona diagramu, odpowiadająca stanom o wysokiej temperaturze, powyżej 155 MeV oraz zerowemu μ_B jest typowa dla materii uformowanej kilka ms po Wielkim Wybuchu. Ultrarelatywistyczne zderzenia ciężkich jonów przy energiach rzędu setek GeV/c na parę nukleonów, jak ma to miejsce w LHC w CERN oraz RHIC w BNL, tworzą na bardzo krótki okres czasu (~10⁻²³ s) krople pierwotnej materii o rozmiarach rzędu femtometrów [2–3]. Prawa strona diagramu z rysunku 1 – po lewej, w obszarze wysokiego μ_B , odpowiada najbardziej gwałtownemu procesowi przemiany materii jądrowej, jaki znamy: zderzenie gwiazd neutronowych. Procesy te zostały bezpośrednio



Rysunek 1 **Po lewej**: diagram fazowy materii. Żółty obszar odpowiada stanowi, gdzie kwarki i gluony związane są w hadrony tworzące gaz lub ciecz. Obszar jasnoczerwony pokazuje uwolnienie kwarkowych stopni swobody materii QCD, gdzie odpowiednie stopnie swobody to kwarki i gluony. Mogą również wystąpić inne fazy, jak np. faza nadprzewodnictwa kolorowego przewidywana teoretycznie przy niskich temperaturach i bardzo wysokim barionowym potencjale chemicznym (gęstości przekraczające co najmniej dziesięciokrotnie normalną gęstość jądrową [4]). Płynne przejście między hadronami do materii z uwolnionymi kwarkowymi stopniami swobody jest pokazane jako region przechodni (ang. crossover) przy $\mu_B = 0$. Hipotetyczne przejście pierwszego rzędu i punkt krytyczny pokazany jest przy pomocy ciągłej niebieskiej linii. **Po prawej**: szkic ewolucji czasoprzestrzennej zderzenia ciężkich jonów przy niskich energiach, gdzie nie występuje uwolnienie kwarkowych stopni swobody. Czerwone okręgi: zderzenie nieelastyczne, niebieskie: elastyczne. Rysunki zaczerpnięte z [H8].



Rysunek 2 Jakościowe podobieństwo między symulowanymi zderzeniami gwiazd neutronowych a zderzeniami ciężkich jonów. **Górny rząd** pokazuje gęstość energii połączenia dwóch obiektów o równej masie 1,35 M tworzących jedną gwiazdę neutronową o średnicy około 10 km, temperaturze 20 MeV i pięciokrotnie większej gęstości jądrowej. Od początku do końca całego zdarzenia mija około 20 ms. W strefie kontaktu materia nagrzewa się do 75 MeV i podwaja gęstość jądrową. **Dolny rząd** pokazuje gęstość energii zderzenia jąder złota przy energii 2.42 GeV na parę zderzających się nukleonów. Przy tych zderzeniach osiąga się dwukrotność normalnej gęstości jądrowej i temperatury rzędu 80 MeV. Czas trwania oraz rozmiar obydwu symulowanych zdarzeń różnią się jednakże o wiele rzędów wielkości (14 fm a 10 km oraz 10^{-23} s a 20^{-3} s). Rysunki zaczerpnięte z [H5].

zaobserwowane poprzez zmierzenie w interferometrach wyemitowanych fal grawitacyjnych [5]. Materia o bardzo podobnych właściwościach w postaci kropli o rozmiarach femtoskopowych produkowana jest w warunkach relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów przy energiach kilku GeV/c na jądro, jak na przykład w akceleratorze SIS18 w GSI w Darmstadt.

Ekstremalne stany materii jądrowej, które są produktem zderzeń, stanowią skomplikowane i dynamiczne procesy. Ewolucja kropli przebiega w kilku stadiach, w których różne aspekty QCD mogą być poddane badaniom, jak pokazano na rysunku 1 (po prawej). Z perspektywy układu laboratoryjnego, oba jądra podlegają skróceniu Lorentza. Zamiast sfery, mają kształt dysku lub elipsoidy o grubości ok. 14 fm/ γ , gdzie γ to czynnik relatywistyczny, który wynosi około 1,4 w SIS18 oraz 2400 w LHC. Po pierwszych przypadkowych interakcjach, układ przechodzi przez stany pośrednie, w których się termalizuje oraz ochładza, ostatecznie dochodząc do stanu, gdzie zanikają wszelkie interakcje (wymrożenie kinetyczne) oraz tworzą się nowe cząstki, które opuszczają strefę reakcji. Badanie tych cząstek przyczynia się do ulepszenia opisu ewolucji czasowo-przestrzennej zderzenia oraz interakcji pomiędzy elementami składowymi materii.

Etapy zderzeń oraz ich makro– i mikroskopijne właściwości przy różnych energiach są tematem badań przy użyciu wielu różnych technik. Przy energiach osiąganych w SIS18 prace skupiały się na badaniu wyprodukowanych bezpośrednio w zderzeniu tzw. "sond": hadronów [H1, H6, H7, H8, H9,H10] oraz fotonów i leptonów [H5]. Przy energiach osiąganych w LHC, korelacje między dwiema cząstkami posłużyły do określenia długości czasu trwania ostatecznej fazy hadronowej [H2] oraz oddziaływań silnych pomiędzy barionami i antybarionami [H4]. Alternatywną ścieżką badań interakcji pomiędzy najlżejszymi barionami (protonami) oraz ich odpowiednikami antymaterialnymi (antyprotonami) zaprezentowano w [H3]. Przyciągający charakter oddziaływań kulombowskich powoduje, że tworzą one stan związany zwany protonium. Te atomy są podobne do atomów wodoru, gdzie elektron zastąpiony jest antyprotonem. Precyzyjna spektroskopia tych układów może dostarczyć dalszych informacji o interakcji pomiędzy materią i antymaterią podczas ewolucji plazmy kwarkowo–gluonowej, zwłaszcza w temacie silnych stanów związanych (barionia) oraz fenomenologii anihilacji.

Eksperyment HADES

Badania na Synchrotronie Ciężkich Jonów SIS18 w GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung w Darmstadt zostały przeprowadzone we współpracy z kolaboracją eksperymentu HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer). Eksperyment ten został zaprojektowany do mierzenia rzadkich i penetrujących "sond" (wybranych cząstek produkowanych w zderzeniach). Obecnie HADES zajmuje się badaniem obszaru wysokiego barionowego potencjału chemicznego w diagramie fazowym materii nuklearnej. Detektor jest skonfigurowany do pracy ze stacjonarną tarczą. Przeprowadzane są eksperymenty z lekkimi i ciężkimi jonami rozpędzonymi do kilku GeV na nukleon. Dodatkowo dostępna jest wiązka pionów o energii pomiędzy kilkaset MeV aż do 2 GeV. Przy tych energiach materia stworzona w zderzeniach ciężkich jonów składa się z barionów (głównie nukleonów), ich stanów wzbudzonych oraz lekkich mezonów. Na rysunku 1 (po lewej) strzałkami ukazano na schemacie możliwą ewolucję zderzenia ciężkich jonów w HADESie. Początkowo, gdy jądra zaczynają nachodzić na siebie, zachodzą pierwsze reakcje nukleon–nukleon. To powoduje gwałtowny wzrost temperatury i barionowego potencjału chemicznego poprzez zwiększenie gęstości układu. Następnie, utworzona materia ochładza się i rozszerza aż do ustania wszelkich interakcji, elastycznych i nieelastycznych [H8]. Uzysk hadronów w ostatniej fazie wykazuje cechy systemu stermalizowanego [6].

Ze wszystkich mierzalnych produktów zderzeń, "sondy" elektromagnetyczne, takie jak fotony i dileptony, są emitowane przez cały czas ewolucji gęstego i gorącego systemu, jak pokazano na rysunku 1 (po prawej). Dileptony wchodzą jedynie w interakcje elektromagnetycznie i w konsekwencji oddzielają się od silnie oddziałującej materii, opuszczając strefę zderzenia praktycznie bez zmian i zawierają w swojej kinematyce informacje nt. właściwości medium, z którego powstały. Funkcja spektralna mezonu p będącego źródłem dileptonów, gdy jest on produkowany w gęstej materii hadronowej, jest silnie modyfikowana z powodu sprzężenia z rezonansami barionowymi [7, 8]. Ta właściwość mezonów wektorowych jest fundamentalna przy opisie rozkładów dileptonów [7] dla zderzeń o dowolnej energii. W przypadku dileptonów, bezpośrednia obserwacja zmiany funkcji spektralnej hadronów w gęstym i gorącym ośrodku dostarcza fundamentalnej wiedzy na temat tego, jak kwarki i gluony zachowują się w ekstremalnych warunkach.



Rysunek 3 Wzbudzenia hadronów dziwnych w zderzeniach ciężkich jonów w SIS18 przy energiach RHIC. Wykres pokazuje średnie całkowite krotności zderzeń jako funkcję energii zderzenia na parę nukleonów dla K⁺, K⁻, ϕ oraz Ξ^- zmierzone przez kilka eksperymentów. Rysunek wzięty z [H7].

Energia w centrum masy jest poniżej progu tworzenia antybarionów jak również większości cząstek dziwnych. Tworzą się one rzadko, jak pokazano na Rysunku 3, jest ich o kilka rzędów wielkości mniej niż protonów lub pionów. Przy energiach SIS18, przekroje czynne dziwnych hadronów spadają o kilka rzędów wielkości w porównaniu do zderzeń mających miejsce powyżej progu na wolny nukleon–nukleon. Jak dotąd, HADES zmierzył produkcję podwójnie dziwnych cząstek Ξ^- [9], mezonów φ i K⁻ [10, 11], oraz hiperonów Λ [12] w zderzeniach

Ar+KCl oraz Au+Au. Z uwagi na to, że produkcja następuje poniżej progu, mechanizm za pomocą którego system uzyskuje potrzebną energię nie jest do końca jasny. Kilka modeli teoretycznych stara się odtworzyć różne spektra hadronów utworzonych poniżej progu. Niektóre z proponowanych rozwiązań uwzględniają dodatkowe kanały rozpadu rezonansów o wysokich masach [13], realizację zderzeń wielu cząstek poprzez wymuszoną termalizację kanoniczną [14] lub przez włączenie do modeli stanów Hagedorna, które umożliwiają wyjaśnienie krotności oraz rozkładów masy poprzecznej danych eksperymentalnych [15]. Mimo tego, nie mamy jednoznacznego obrazu tego, jak ten mechanizm działa. Więcej światła na tę sprawę mogą rzucić dane z eksperymentów.

Wzbudzanie rezonansów i rozpad do cząstek dziwnych jako mechanizm poniżej progu produkcji dziwności może być sprawdzony doświadczalnie poprzez rekonstrukcję rezonansów w innych kanałach rozpadu na hadrony. Znając ich rozkład spektralny i uzysk, można zbadać ten mechanizm. Ich rekonstrukcja jest jednak trudna ze względu na obecność dużego tła kombinatorycznego. Dotychczasowe metody, takie jak technika mieszania zdarzeń [16, 17], okazały się niewystarczające do oddzielenia sygnału od tła. Opracowano więc nową technikę iteracyjną bez normalizacji [H6] w celu przezwyciężenia istniejących ograniczeń. Metoda iteracyjna została przedstawiona w sekcji Metody.

Eksperyment ALICE

Badania na Wielkim Zderzaczu Hadronów (LHC) w CERN (Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych w Genewie) zostały przeprowadzone w ramach eksperymentu ALICE. Głównym zadaniem programu ciężkich jonów na LHC jest badanie i określanie właściwości stanu uwolnionego materii QCD, zwanego plazmą kwarkowo–gluonową (QGP).

ALICE (Eksperyment Wielkiego Zderzacza Jonów) został zaprojektowany do niezwykle precyzyjnego badania zderzeń ciężkich jonów przy energiach w centrum masy rzędu 5,5 TeV na parę nukleonów. Obecnie ALICE przygląda się obszarom przechodnim diagramu fazowego przy ekstremalnie dużych gęstościach energii. Detektor jest w konfiguracji zderzacza z dodatkowym ramieniem do badania cząstek o dużej pospieszności, w szczególności penetrujących sond elektromagnetycznych. Badania odbywają się przy pomocy zderzeń pp, pA oraz AA różnych rozmiarów, największe z których to jony Pb.

Przy energiach LHC następuje po sobie kilka wyróżniających się stanów chromodynamiki kwantowej. W sytuacji, gdy zderzają się jądra poddane silnemu skróceniu Lorentza większość

partonów traci niewielką część swojej energii, niewystarczającą jednak do zmiany ich trajektorii. Jednakże, część z nich doświadczy silnej zmiany pędu. Układ po upływie 1 fm/c po zderzeniu ma gęstość energii około 12 GeV/fm³ [1]. Silne oddziaływanie tworzy duże sprzężenie pomiędzy kwarkami i gluonami, a medium nabywa wspólnych właściwości zachowując się jak relatywistyczna hydrodynamiczna ciecz o małej lepkości, co zostało po raz pierwszy zasugerowane przez doświadczenia przeprowadzane na RHIC [18–21]. Ciecz ta rozszerza się i ochładza. Przy temperaturach około 155 MeV system przechodzi do postaci gazu hadronowego [22]. Obliczenia z pierwszych zasad chromodynamiki kwantowej na sieci wskazują, że jest to przejście płynne. Następnie system osiąga stan, w którym ustala się kompozycja cząstek. W kolejnym etapie ustają wszelkie interakcje i wytworzone cząstki opuszczają strefę interakcji, lecąc w stronę układów detektorów, gdzie ich oddziaływania z materiałem czynnym detektora są rejestrowane. Powyższe kroki odtwarzają wydarzenia następujące tuż po Wielkim Wybuchu i mogą być badane w kroplach materii pierwotnej wielkości rzędu femtometrów będącej produktem zderzeń ciężkich jonów.

Struktura czasoprzestrzeni, niezbędna dla określenia rozmiaru i gradientów ciśnienia wytworzonych wewnątrz systemu, może być określona poprzez zmierzenie cząstek w ich finalnym stanie, zwłaszcza przy użyciu korelacji dwucząstkowych w przestrzeni pędu. Technika Hanbury–Brown i Twiss (HBT) [24, 25] mierzy obszar homogeniczności, z którego cząstki zostały wyemitowane. Ta technika jest kluczowa w ilościowej identyfikacji poszczególnych etapów ultrarelatywistycznych zderzeń ciężkich jonów oraz ich właściwości [26]. Zostało wykazane, że średni czas emisji zależy od rodzaju cząstki. Przykładowo, zaobserwowany czas emisji kaonów wynosi 11,6 fm/c, a pionów 9,5 fm/c [27]. Przypisuje się tę różnicę rozproszeniu wtórnemu poprzez rezonans K* rozpadający się na parę pion–kaon, które dostarcza względnie więcej kaonów niż liczniejszych pionów.

Alternatywnie, pomiarów można dokonać przy pomocy korelacji cząstek nieidentycznych i zaobserwować przesunięcia emisji czasoprzestrzennych bezpośrednio [28, 29]. W takim przypadku technika nazywa się femtoskopią, a nazwa HBT zarezerwowana jest dla analiz cząstek identycznych. Różne procesy mogą generować w efekcie różne czasy emisji. Są to procesy takie jak: rozszerzanie się systemu, tworzenie i propagacja krótko żyjących hadronów oraz ich ruch i rozpad, oraz możliwość wystąpienia dodatkowych interakcji w fazie gazu hadronowego. Mierzenie korelacji pion–kaon oraz średniej asymetrii czasoprzestrzeni jako bezpośredniego pomiaru trwania fazy rozpraszania wtórnego było przedmiotem badań w [H2].

10

Krople materii Wielkiego Wybuchu mają tę właściwość, że jednakowa gęstość kwarków i antykwarków prowadzi do takiej samej ilości hadronów i antyhadronów w fazie końcowej. Zostało to zaobserwowane w ALICE. Jednakże, proces nukleosyntezy, który nastąpił po Wielkim Wybuchu był inny i tylko materia przetrwała. Antymateria jest rzadko spotykana, znaleźć ją można jedynie jako produkt oddziaływania wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego i innych reakcji jądrowych [30]. Zatem zrozumienie procesu anihilacji oraz interakcji pomiędzy materią i antymaterią stanowi fundament badań zderzeń ciężkich jonów oraz jest niezbędne dla zrozumienia bariogenezy w naszym Wszechświecie.

Najlepiej poznanym oddziaływaniem materii z antymaterią jest interakcja pomiędzy protonami i antyprotonami [31]. Tuż przed anihilacją, mogą one tworzyć kulombowski stan związany, zwany protonium. Ten typ atomu można przyrównać do wodoru, gdzie elektron jest zastąpiony antyprotonem. Jednakże, na przejścia pomiędzy najniższymi poziomami energii zidentyfikowanymi w spektrum promieniowania Roentgena ma wpływ oddziaływanie silne, które zmienia ich szerokość i energię. Nie jest do końca jasne, czy te stany możemy nazwać jądrowymi stanami związanymi, gdzie tworzy się egzotyczna materia związana (tzw. barionia). Eksperyment łączący techniki fizyki cząstek, jądrowej i atomowej jest omawiany w [H3].

Inne pary barion–antybarion, podobnie jak te z niezerową dziwnością, są słabo poznane. Ich zbadanie jest potrzebne do stworzenia charakterystyki fazy hadronowej poprzez zawarcie dokładnego opisu procesu anihilacji. Można określić ich parametry rozproszenia poprzez femtoskopię. Interakcja pomiędzy protonami i antylambdami, antylambdami i lambdami oraz cięższych par dziwnych barionów i antybarionów została wykonana w [H4].

Metody

Pomiary w zderzeniach ciężkich jonów dokonywane są poprzez łączenie sygnałów pochodzących z pojedynczych detektorów, integrację wszystkich sygnałów z podsystemów w celu rekonstrukcji cząstek, oraz algorytmów do analiz i interpretacji procesów zachodzących podczas zderzeń. W tej części przedstawiam mój wkład w identyfikację cząstek (PID) w eksperymencie HADES: kalibrację TOF [H10] oraz usprawnienie identyfikacji par elektron–pozyton [H5]. Przedstawiam również nową technikę rekonstrukcji krótkożyciowych rezonansów [H6] używaną w [H1] oraz podstawy techniki femtoskopowej użytej w [H2, H4].

Pomiary Au-Au w HADES

Jony złota z synchrotronu SIS18 przy energii 1,23 GeV zderzane są ze stacjonarną złotą (Au) tarczą z prawdopodobieństwem interakcji wynoszącym 1,4% Wyprodukowane cząstki i fragmenty jądra opuszczają obszar zderzenia i podążają w stronę spektrometru HADES, patrz rysunek 4-po lewej, który używany jest do wykrywania naładowanych hadronów i leptonów [32].

Akceptancja geometryczna wynosi około 85% pełnego azymutu, a pokrycie pospieszności wynosi $0 < y^* < 1,8$ w układzie laboratoryjnym ($y_{cms} = 0,74$). W trakcie zbierania pomiarów wyzwalacz krotności działający w trybie ciągłym (online) wybiera zdarzenia z co najmniej 20 trafieniami na ścianie scyntylatora TOF, co jest równoważne selekcji 43% najbardziej centralnych zderzeń przy częstotliwości zdarzeń 10 kHz, zbierając łącznie około 7,3x10⁹ zderzeń. Centralność offline została określona poprzez policzenie naładowanych cząstek na podstawie dedykowanych wyliczeń Glauber Monte Carlo [33].

Trajektorie naładowanych cząstek zostały zakrzywione przez sześć identycznych nadprzewodzących cewek, które wytwarzają pole magnetyczne o sile od 1 do 4 T. Dwa stanowiska komór dryfowych (MDC) przed magnesem i dwa za nim zostały użyte do odtworzenia pędu z dokładnością większą niż 2%. Dodatkowo, MDC dostarczają informacji na temat energii utraconej w postaci promieniowania jonizującego w mieszance gazów znajdujących się w komorach. Czas przelotu został zmierzony poprzez detektor START [34,35] umieszczony przed celem ze złota oraz poprzez dwa detektory STOP umieszczone za stacjami śledzącymi. Niskie kąty biegunowe $15^{\circ} < \theta < 45^{\circ}$ pokrywa segmentowana komora płytowo-oporowa (RPC) [H10], a wysokie kąty biegunowe $45^{\circ} < \theta < 85^{\circ}$ pokrywają plastikowe scyntylatory zwane ścianą TOF [36, 37].



^{*} Pospieszność $y \equiv \tan^{-1}(p_z/E)$, gdzie p_z to składowa z pędu cząstki, a E to energia.

Rysunek 4. Po lewej: schemat spektrometru HADES pokazujący poszczególne podsystemy. Konfiguracja jest typowa dla eksperymentów ze stacjonarna tarcza, gdzie wiekszość promieniowania skierowana jest na wprost. Zaczynając od kierunku promienia (po lewej), jądra trafiają najpierw na detektor START i segmentowy cel zlokalizowany wewnatrz detektora Rich-Imaging Cherenkov (RICH). Następnie, dwie stacje MDC dostarczają pomiarów pozycji, kierunku oraz start energii. Po nich, nadprzewodzący magnes toroidalny zakrzywia tory cząstek, co umożliwia odtworzenie ich pędu. Po opuszczeniu pola magnetycznego, dwie kolejne stacje MDC śledzą i dopasowują do detektorów TOF z tyłu spektrometru. Wewnetrzna cześć jest pokryta detektorem RPC o wysokiej ziarnistości, a zewnętrzna: długimi plastikowymi elementami scyntylatora. W kierunku na wprost pod małymi kątami, detektor Forward Wall mierzy fragmenty wiązki. Po prawej: schemat detektora ALICE. Konfiguracja jest typowa dla eksperymentów zderzeniowych, gdzie strefa zderzeń znajduje się wewnątrz beczki. Dodatkowo, po prawej stronie zainstalowano ramię do mierzenia sond elektromagnetycznych (mionów). W beczce centralnej, otoczonej magnesem L3 (na czerwono) umieszczone są, w kolejności od wewnątrz: Inner Tracking System (ITS), używany do odtworzenia wierzchołków zderzeń i punktów oddziaływania naładowanych cząstek w bezpośrednim sąsiedztwie punktu zderzenia. Następnie, najwieksza na świecie komora projekcji czasowej (TPC) mierzy pozycje, kierunki oraz utrate energii naładowanych cząstek. W kolejnym kroku cząstki są wykrywane przez detektor promieniowania przejściowego (TRD), RPC TOF oraz kalorymetry.

Pomiary Pb—Pb w ALICE

Wiązki Pb podróżujące w przeciwnych kierunkach zderzają się w centrum detektora ALICE przy energiach centrum masy $\sqrt{s_{NN}=2,76}$ TeV oraz $\sqrt{s_{NN}=5,02}$ TeV. Wytworzone cząstki są mierzone przez detektor ALICE [38, 39], patrz Rys. 4 po prawej.

Detektory beczki centralnej mają pokrycie $|\eta| < 0.9^{\dagger}$. Beczka otoczona jest magnesem elektromagnetycznym wytwarzającym jednorodne pole magnetyczne 0,5 T wewnątrz jej objętości, który zakrzywia tory lotu naładowanych cząstek. Pokrycie spektrometru mionowego odpowiada przedziale pseudopospieszności 2,5 $\leq \eta \leq 4$. Wyzwalacz online wymagał jednoczesnego sygnału w dwóch tablicach 32 liczników scyntylacyjnych, zwanych V0. Mierzą one cząstki w przedziałach η pomiędzy 2,8 a 5,1 (V0A) oraz pomiędzy -3,7 a -1,7 (V0C). Centralność zdarzeń offline została określona na podstawie amplitudy sygnałów pochodzących ze scyntylatorów [40].

Punkt zderzenia został zrekonstruowany na podstawie sygnałów pochodzących z Inner Tracking System (ITS) [38]. ITS posiada 6 warstw krzemowych detektorów w konfiguracji pasków i pikseli. Głównym detektorem służącym do pomiarów trajektorii jest Time Projection Chamber (TPC) [38]. Naładowane cząstki zostawiają na swojej drodze zjonizowane atomy i elektrony które, po zdryfowaniu do obszaru pomiarowego, są wzmacniane i rejestrowane w

[†] Pseudopospieszność $\eta \equiv -\log(\tan(\theta/2))$, gdzie θ to kąt biegunowy

taki sposób, że tor lotu cząstki może być odtworzony na podstawie punktów pomiarowych. Dodatkowo, pomiar zapewnia doskonałe możliwości PID w postaci relacji strat energii do pędu. Czas przelotu jest mierzony przez detektor RPC. Beczka centralna zawiera również Transition Radiation Detector (TRD) oraz kilka kalorymetrów.

Metody identyfikacji cząstek

Cząstki będące produktem zderzeń opuszczają obszar centralny i podążają do detektorów. Ich identyfikacja polega na spektroskopii magnetycznej, pomiarze strat energii oraz technice TOF (pomiaru czasu przelotu).

Hadrony, takie jak piony, kaony i protony mogą zostać zidentyfikowane przy pomocy kombinacji metod TOF i dE/dx. Mogą zostać połączone przy pomocy odchyleń standardowych od sygnału hipotetycznego, jaki wygenerowałaby w detektorach cząstka o tej samej masie i ładunku. By uzyskać wartość czteropędu danej cząstki, zakłada się że jej masa jest równa masie takiej cząstki w próżni, Przykład identyfikacji łączonej, jak opisano w [35], przy użyciu dE/dx oraz TOF, widać na rysunku 5 (po lewej), gdzie pokazano spektrum masy uzyskane w zderzeniach Au–Au w HADES.

Elektrony mogą zostać zidentyfikowane przy pomocy tej samej techniki, co hadrony, choć sygnał może być dodatkowo wzmocniony przy użyciu promieniowania przejściowego, promieniowania Czerenkowa oraz przy użyciu kalorymetrów elektromagnetycznych lub detektorów kaskad elektromagnetycznych.

Inne cząstki, jak fotony, mogą być zrekonstruowane przy użyciu elektronów pochodzących z konwersji lub przy użyciu kalorymetrów elektromagnetycznych. Stany krótkotrwałe, które podlegają rozpadowi elektromagnetycznemu, słabemu lub silnemu mogą być oszacowane poprzez pomiar stanów ostatecznych przy pomocy metody masy niezmienniczej.



Rysunek 5. **Po lewej**: identyfikacja cząstek osiągnięta przy pomocy połączenia TOF oraz dE/dx w HADES przy zderzeniach Au–Au przy energii 1,23 GeV/u. Kolory odpowiadają najbardziej prawdopodobnym hipotezom cząstek. Masa została określona na podstawie pędu oraz prędkości. **Po**

prawej: skuteczność metody T0 jako funkcja liczby użytych naładowanych torów. Metoda usprawnia pomiar czasu zderzeń z 54 ps (tylko dla diamentowego detektora START) do 31 ps w przypadku zderzeń centralnych. Liczby pochodzą z [35].

T0 oraz kalibracja START oraz STOP (detektory diamentowe, RPC i scyntylatorowe w HADES)

Czas w którym nastąpiło zderzenie jądra złota z tarczą jest zmierzony przy pomocy detektora diamentowego [34]. Wartość ta jest odjęta od czasu zarejestrowanego przez detektory STOP (scyntylator oraz RPC) zlokalizowanych na końcu spektrometru aby uzyskać czas przelotu cząstek. Metody kalibracji stworzone przeze mnie w [H10] pozwoliły zmniejszyć czas pracy detektorów RPC z 100 ps do 64 ps. Te wartości są jednorodne dla ponad 2000 kanałów, dla których zastosowano procedurę kalibracji. W szczególności, stworzono precyzyjną korektę zależności pozycyjnej, aby wziąć poprawkę na niewielkie odchylenia mechaniczne (~μm) gęstości gazu występujących wewnątrz komórek. Skuteczność identyfikacji i stabilności w czasie przez detektor RPC pokazano na rysunku 6.

Detektor scyntylacyjny jest wykonany z długich plastikowych prętów (BC408) przymocowanych na obu końcach fotopowielaczy. Stworzyłem pozycyjną metodę kalibracji opisaną w [37], która pozwoliła na zwiększenie precyzji pomiarów czasu o 20%.

Rozdzielczość właściwa detektora diamentowego START wynosi około 60 ps [34]. Oszacowanie czasu występowania zderzeń może być poprawione poprzez wykorzystanie informacji ze zidentyfikowanych cząstek. Metoda ta nazywa się T0. Polega ona na obliczeniu różnicy pomiędzy spodziewanym a zmierzonym czasem przelotu znając masę i tor lotu cząstki. Najlepsza hipoteza czasu zostaje wybrana jako czas zderzenia. Wynikająca dokładność metody przeze mnie zastosowanej jest pokazana na rysunku 5 po prawej. Połączenie szacowanego czasu T0 oraz czasu diamentowego START daje precyzję 34 ps dla zderzeń centralnych oraz 54 dla zderzeń peryferyjnych [35].

Opracowałem nowe techniki i strategie kalibracji opisane w [H10, 35, 37] które mają bezpośredni wpływ na [H1, H5, H7, H8, H9] oraz w publikacjach współpracy HADES przy pomocy techniki Time-of-Flight jako techniki PID począwszy od 2014 roku [10, 41–48].

Wzmocnienie sygnału dielektronowego w HADES z algorytmem RICH z nawrotami

Elektrony wyemitowane z rozpadu hadronów mają współczynnik relatywistyczny większy niż 20. Granica produkcji promieniowania Czerenkowa w chłodnicy HADES RHIC wynosi $\gamma_{threshold}=18$. Jest to powyżej wartości maksymalnej dla hadronów. Światło Czerenkowa jest odbite od sferycznego lustra, jak pokazano na Rysunku 7 po lewej. Można zaobserwować



Rysunek 6 **Po lewej:** prędkość jako funkcja pędu pomnożonego przez polaryzację zrekonstruowanych cząstek. Różne typy cząstek są opisane etykietami. **Po prawej:** średnia dokładność pomiaru czasu uzyskana w trakcie zbierania pomiarów pokazuje stabilność czasu reakcji detektora. Rysunki pochodzą z [H10].

charakterystyczne wzory pierścieni na dalszym planie bez zanieczyszczeń od naładowanych cząstek przenikających przez objętość czynną detektora.

Wzór może czasem ulec degradacji z powodu niedoskonałości fotodetektorów. Jednakże tagowanie elektronów może zostać poprawione jeśli cząstki uprzednio wyselekcjonowane jako kandydaci na leptony zostaną prześledzone do płaszczyzny lustra oraz jeśli obszarowi, gdzie występuje największa szansa na zarejestrowanie fotonów Czerenkowa, zostanie nadana wysoka waga w algorytmach rekonstrukcji. Przykład takiego regionu pokazano na Rysunku 7 – po prawej. Stosując tę strategię, sygnały wyzwolone na jednym module mogą być zidentyfikowane jako elektrony, zwiększając tym samym wydajność detektora Czerenkowa. To usprawnienie było koordynowane i nadzorowane przeze mnie oraz opisane w [49].



Rysunek 7. **Po lewej**: schematyczna reprezentacja emisji promieniowania Czerenkowa poprzez elektron w detektorze HADES RICH. Sferyczne lustro odbija stożek światła w stronę fotodetektorów (o strukturze modułowej), gdzie następuje wizualizacja. **Po prawej**: obszar największego prawdopodobieństwa (na niebiesko), gdzie odbite fotony mogą wylądować odpowiednio dla danej cząstki. Na czerwono typowy schemat aktywowanych modułów naniesiony na obszar prawdopodobieństwa obliczonego wstecznie. Rysunki pochodzą z [49].

Rekonstrukcja iteracyjna drgań w sytuacji niskiego współczynnika sygnału do szumu

Rekonstrukcja szerokich rezonansów jest kluczowa dla zrozumienia dynamiki zderzeń ciężkich jonów. Jednakże duże kombinatoryczne tło utrudnia osiągnięcie tego celu. W [H6] opracowałem nową technikę iteracyjną w celu identyfikacji sygnału i tła bez zastosowania modeli wejściowych ani stałych normalizacyjnych. Skuteczność tej techniki została zweryfikowana na symulacji termicznej mieszanki rezonansów co ukazało, że procedura iteracyjna jest potężnym narzędziem do rekonstrukcji wielo–różnicowych, inkluzywnych sygnałów rezonansowych w zdarzeniach o wysokich krotnościach, takich jak te generowane w zderzeniach ciężkich jonów.

Najpopularniejszą techniką jest metoda mieszania przypadków [24], wprowadzona pierwotnie do tworzenia rozkładów referencyjnych w badaniach nad korelacjami identycznych cząstek. Głównym założeniem jest połączenie par cząstek z różnych zderzeń, wygenerowanie nieskorelowanego rozkładu, który po odpowiedniej normalizacji może zostać odjęty od rozkładu uzyskanego przy użyciu cząstek pochodzących z tych samych zderzeń, dając w rezultacie rozkład sygnału w postaci uzyskanej różnicy. Zauważono w [17], że nieskorelowane spektrum uzyskane przy pomocy tej techniki ma nieprawidłowo zdefiniowane warunki określania stałych normalizacyjnych oraz traktowania selekcji klas cząstek i zdarzeń.

W metodzie iteracyjnej, zrekonstruowane spektrum *T* jest rozłożone na skorelowane i nieskorelowane części. Sygnał skorelowany *S* składa się z tych kombinacji cząstek P₁ i P₂ które są produktem rozpadu tej samej niestabilnej cząstki $R \rightarrow P_1 + P_2$. Pozostałe kombinacje należą do kombinatorycznego tła *B*. Ich zależności można zapisać:

$$T = B + S. \tag{1}$$

Procedura iteracyjna przekształca T tak, że w ostatniej iteracji pozostaje tylko skorelowany sygnał. W tym celu można wykorzystać nieskorelowane operatory modyfikujące tylko sygnał, ale pozostawiając niezmienione tło. Przykładem takich przekształceń jest zamiana pozycji, mieszanie przypadków lub rotacja śladów. Przykład losowej operacji rotacji i jej wpływ na T i S pokazano na Rysunku 8 po lewej. Następnie niech \hat{U} będzie operatorem losowej rotacji śladu, który należy do rodziny nieliniowych operatorów nieskorelowanych.

Następnie, algorytm iteracyjny, podobny do metody iteracyjnej Landwebera [50], można zapisać za pomocą rozkładów *T*, *S* i operatora \hat{U} w następujący sposób: $S^{k+1} = \max\{T - (\hat{U}(T) - \hat{U}(S)^k), 0\},$ (2)

gdzie wybierane są tylko wartości dodatnie, oraz k jest indeksem iteracji. Pierwsza iteracja, k=0, zaczyna się od hipotezy S = 0 i T = B. Jeśli $\hat{U}(T) = T$ iteracja zatrzymuje się natychmiast. W przeciwnym razie zbieżność zostanie osiągnięta raz

$$S^{k+1} = S^k. ag{3}$$

Metodę iteracyjną przetestowano na realistycznych danych uzyskanych za pomocą generatora zdarzeń Pluto [51] odtwarzającego warunki zderzenia Au–Au przy 1,25A GeV. Krótkotrwałe rezonanse rozpadające się na pary pion–proton zostały wygenerowane przy założeniu źródła termicznego o unikalnej temperaturze 65 MeV, rozszerzającego się z prędkością 0,3*c*. Stosunek sygnału do tła na wejściu był mniejszy niż 5%. Wynik procedury iteracyjnej dla różnych przedziałów p_T w funkcji masy niezmienniczej par porównano z rozkładami wejściowymi na Rysunku 8 po prawej. Zintegrowany sygnał został zmierzony z dokładnością większą niż 10% bez dodatkowych stałych normalizacyjnych ani żadnej początkowej hipotezy dotyczącej kształtów linii rezonansów użytych w symulacji.



Rysunek 8. **Po lewej**: Przykład symulowanego, niezależnego od *T* rozkładu masy dwóch pionów generowanych w Pluto [51] pokazany pełnymi kołami, który zawiera sygnał *S*, pokazany linią przerywaną, oraz kombinatoryczne tło *B* pokazane jako szary obszar. Linia ciągła to nieskorelowany rozkład $\hat{U}(T)$ uzyskany po zastosowaniu dekorelatora rotacji losowych \hat{U} . Wstawka pokazuje niezmienniczą masę rozkładu dwóch pionów *T*- $\hat{U}(T)$. **Po prawej**: zrekonstruowany rozkład masy $\pi^- p$ niezmienniczej, *S*, zależy od p_T zaznaczony na czarno, uzyskany za pomocą procedury iteracyjnej zastosowanej do realistycznej próbki cząstki (szczegóły w tekście), porównany z symulowanym sygnałem zaznaczonym na czerwono. Dolny prawy panel pokazuje całkowity uzysk jako funkcję p_T zarówno dla zrekonstruowanego, jak i generowanego sygnału oraz ich stosunki z towarzyszącą niepewnością. Rysunek pochodzi z [H6].

Technika została pomyślnie przetestowana na rzeczywistych danych. W pracy [H9] przeprowadzono analizę zarejestrowanych zdarzeń z reakcji indukowanych przez π^- na tarczy weglowej przy pędzie w momencie zderzenia 1,7 GeV/*c* mierzonych za pomocą HADES.

Rozkład pędu poprzecznego oraz masy niezmienniczej pary $\pi^+\pi^-$ i π^- p pokazano na Rysunku 9. Na rysunkach występują rezonanse zarówno częściowo zrekonstruowane (rozpady 3– ciałowe), jak i w pełni zrekonstruowane.



Rysunek 9. Inkluzywne surowe widma $\pi^+\pi^-$ (**po lewej**) i π^-p (**po prawej**) z odjętym kombinatorycznym tłem mierzonym w HADES w reakcjach indukowanych pionami na tarczy węglowej przy padającym pędzie pionu 1,7 GeV/c. Uzysk skorelowanych par w funkcji masy niezmienniczej pary *M* i *P*_T. Rysunek pochodzi z [H9].

Technika fektoskopii

Korelacje dwucząstkowe w przestrzeni pędów mają fundamentalne znaczenie w badaniu zderzeń ciężkich jonów dostarczając unikalnych obserwacji, które można porównywać przy pomocy szczegółowych modeli [26]. Technika ta daje bezpośredni wgląd w dynamikę źródła oraz w oddziaływania stanu końcowego między parami cząstek, pozwalając po raz pierwszy zmierzyć resztkowe oddziaływanie silne istniejące między hadronami, takimi jak lambda– antylambda, proton–phi, proton–antylambda, kaskada–proton, itp. [52–56].

Pomiary właściwości źródła z wykorzystaniem interferencji dwóch cząstek po raz pierwszy zastosowali Hanbury–Brown i Twiss (HBT) [57], którzy wykorzystali bozonową naturę fotonów do określenia właściwości gwiazd. Nieco później zdano sobie sprawę, że korelacje pionów – również będących bozonami – o tym samym ładunku w przestrzeni pędów są wrażliwe na wielkość zderzeń proton–antyproton [58]. Badania te zostały rozszerzone o inne interakcje, takie jak oddziaływania silne i kulombowskie. Obecnie używamy terminu HBT w odniesieniu do interferometrii cząstek identycznych oraz femtoskopii w przypadku dowolnej innej kombinacji cząstek.

Femtoskopowa funkcja korelacyjna między dwiema cząstkami jest zdefiniowana jako stosunek między skorelowanymi prawdopodobieństwami emisji dwóch cząstek i iloczynem

prawdopodobieństw emisji pojedynczych cząstek. W eksperymencie rozkład pędów względnych cząstek konstruuje się łącząc cząstki z tego samego zdarzenia $A(k^*)$ i dzieląc go przez rozkład otrzymany z cząstek powstałych w różnych zdarzeniach, zwanych również zdarzeniami mieszanymi, $B(k^*)$ [16]. Ten ostatni rozkład nie zawiera fizycznych korelacji między cząstkami. Zatem funkcja korelacji jest zdefiniowana jako

$$C(\boldsymbol{k}^*) = N A(\boldsymbol{k}^*) / B(\boldsymbol{k}^*), \tag{4}$$

gdzie stała normalizacji N zapewnia, że zarówno $A(k^*)$, jak i $B(k^*)$ mają stosunek równy 1 przy dużym pędzie względnym, gdzie interakcje stanu końcowego ani statystyki kwantowej nie mają wpływu na uzyskane rozkłady. Równanie łączące funkcję korelacyjną z zakresem czasoprzestrzennym S(r) oraz dwucząstkową funkcją falową $|\Psi(k^*,r)|$ to formuła Koonina– Pratta:

$$C(\boldsymbol{k}^*) = \int S(\boldsymbol{r}) |\Psi(\boldsymbol{k}^*, \boldsymbol{r})| \mathrm{d}^4 \boldsymbol{r}, \tag{5}$$

gdzie r jest separacją czasoprzestrzenną dwóch cząstek. Symbol interakcji Ψ obejmuje wszystkie wkłady, takie jak statystyka kwantowa, oddziaływanie kulombowskie i silne, w zależności od typu pary. Równanie to można rozumieć na dwa sposoby; pierwszy, gdy interakcja jest dobrze znana, pozwala uzyskać opis źródła, który najlepiej odwzorowuje $C(k^*)$; drugi, jeśli źródło jest dobrze scharakteryzowane, pozwala nam zmierzyć oddziaływanie między dwiema cząstkami. Ponieważ funkcja korelacyjna obejmuje splot zarówno źródła jak i oddziaływania, wpływają na nią takie efekty, jak przepływ kolektywny, zanik rezonansowy, przepływ tych rezonansów i ich dalszy rozpad, a dodatkowo wszelkie procesy rozpraszania między tymi cząstkami [59].

Możliwe jest rozłożenie trójwymiarowej funkcji korelacji zawierającej wszystkie informacje na zbiór jednowymiarowy przy użyciu reprezentacji harmonik sferycznych (SH) [60]. Każda z funkcji korelacyjnych SH, $C_{\rm lm}$, jest wrażliwa na efekt innego rzędu. Tylko rzeczywiste części 1 i m niskiego rzędu są istotne dla analizy źródła. C₀₀ jest równe jednowymiarowemu $C(|k^*|)$. C₀₁ wynosi zero, jeśli akceptacja jest symetryczna, C₁₁ przechowuje informację o średnich przesunięciach emisji czasoprzestrzennej, C₂₀ sygnalizuje różne wielkości emisji w trzech wymiarach. Przykład tego rozkładu pokazano na Rysunku 10 dla par pion–kaon mierzonych w zderzeniach Pb–Pb w ALICE, analiza wykonana w [H2].



Rysunek 10. C_{00} (**Góra**), Re C₁₁ (**Środek**), Im C₁₁ (**Dól**) składowe rozkładu SH femtoskopowej funkcji korelacyjnej pion–kaon mierzonej dla zderzeń Pb–Pb przy $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV o centralności 5–10%. Każda kombinacja ładunków jest pokazana za pomocą różnych znaczników i kolorów. W funkcjach korelacyjnych dominuje odpychające lub przyciągające oddziaływanie kulombowskie, wyraźnie widoczne poniżej 50 MeV/c. Część urojona C₁₁ pokazuje brak znaczących efektów detektorowych w pomiarze. Niepewności statystyczne i systematyczne są pokazane odpowiednio jako pionowe słupki i prostokąty. Rysunek pochodzi z [H2].

Wyniki

Pomiar rzeczywistej temperatury kuli ognia w SIS18 w zderzeniach Au-Au

Sekwencję nieustalonych stanów QCD po zderzeniu dwóch ciężkich jonów można badać za pomocą wielkości kolektywnych, takich jak anizotropia emisji, lub mierząc w detektorach zidentyfikowane cząstki w ich stanie końcowym. Obserwable oparte na pojedynczych hadronach są ślepe na właściwości materii przed wymrożeniem chemicznym. Jednak sondy elektromagnetyczne, takie jak dileptony, rozprzęgają się natychmiast po wytworzeniu z gorącej i gęstej materii i przemieszczają się niemal bez zakłóceń do detektorów. Są one emitowane na wszystkich etapach zderzenia, zachowując pierwotne informacje o medium, w którym powstały. Widmo masy niezmienniczej dileptonów jest zatem bezpośrednim sposobem na dostęp do stadiów, które są nieprzezroczyste dla hadronów. W HADES skorelowany sygnał e^+e^- jest rekonstruowany na podstawie zmierzonych czteropędów, zapewniając dostęp do ich masy niezmienniczej, p_T i kąta emisji. Widmo dileptonowe zawiera wkład ze skorelowanych par pochodzących z ośrodka, ale też z kombinatorycznego tła, które jest odpowiednio odejmowane.

Rozkład masy niezmienniczej dwóch elektronów dla 40% najbardziej centralnych zderzeń Au–Au pokazano na Rysunku 11 po lewej. Wydajność jest normalizowana do liczby wyprodukowanych neutralnych pionów. Widmo charakteryzuje się następującymi cechami: przy niskich masach niezmienniczych, poniżej $M_{ee} \simeq 0.15 \text{ GeV}/c^2$, w sygnale dominują udziały trójciałowych rozpadów Dalitza $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$. Powyżej 0,15 GeV/ c^2 widmo maleje niemal wykładniczo o cztery rzędy wielkości do 1 GeV/ c^2 . Aby uzyskać dostęp do promieniowania z gorącego i gęstego ośrodka, elektromagnetyczne rozpady mezonów pochodzących z wymrożenia i wkład początkowych zderzeń nukleonów są usuwane z widma. Ten ostatni jest odejmowany przy użyciu referencyjnego pomiaru NN uzyskanego w zderzeniach pp i pd, a pierwszy jest odejmowany przy użyciu zmierzonych wydajności hadronów w ich kanałach rozpadu hadronów. Pozostałe promieniowanie dileptonowe pokazano na rysunku 11 po prawej. Promieniowanie to przypisuje się gorącemu i gęstemu ośrodkowi powstającemu w zderzeniach Au–Au. Nadmiar promieniowania można dopasować do rozkładu widmowego ciała doskonale czarnego:

$$dN/dM_{ee} \propto (M_{ee})^{3/2} \exp(-M_{ee}/T).$$
(5)

W wyniku dopasowania uzyskujemy parametr odwrotnego nachylenia kT = 71,8 ± 2,1 MeV z χ^2 /ndf = 0,8. Temperaturę tę można rozumieć jako rzeczywistą temperaturę, w której emitowane są dileptony w fazie gorącej i gęstej. Nadmiarowe widmo porównano z dostępnymi modelami. Te, które uwzględniają modyfikacje ośrodka w opisie właściwości hadronów, mogą uchwycić ogólny rozkład zarówno ilościowo, jak i jakościowo, podczas gdy te, które są oparte na funkcjach spektralnych próżni, przewidują struktury wokół masy mezonu ρ (~ $M_{ee} = 0,7$ GeV/ c^2), których nie zaobserwowano w pomiarze.

Pierwszy pomiar rezonansów $\Delta(1232)$ względem wielu zmiennych w centralnych zderzeniach Au–Au w SIS18

Gdy materia jądrowa jest podgrzewana i kompresowana, znaczna część nukleonów może zostać wzbudzona w stany rezonansowe, takie jak Δ lub N*. Właściwości takiego ośrodka zależą od właściwości tych rezonansów oraz sposobu ich rozpadu i interakcji. Ich właściwy opis jest niezbędny do modelowania produkcji dileptonów, mezonów i dziwności podprogowej.



Rysunek 11 **Po lewej**: Zmierzony rozkład masy niezmienniczej e⁺e⁻ po korekcjach na wydajność i akceptację w zderzeniach Au + Au przy $\sqrt{s_{NN}}=2.42$ GeV przy użyciu dwóch metod rekonstrukcji: z nawrotami (czarny) i wyszukiwania pierścienia (czerwony). Niebieskie krzywe pokazują udział rozpadów mezonów. Niebieskie otwarte kwadraty pokazują widmo referencyjne NN. Niepewności statystyczne i systematyczne przedstawiono odpowiednio jako słupki i prostokąty. **Po prawej**: nadwyżka dileptonów uzyskana po odjęciu od pełnego widma udziału mezonów i widma referencyjnego NN. Czerwona krzywa to dopasowanie funkcji ciała doskonale czarnego. Krzywe przerywane: modele z funkcją widmową ρ podobną do próżni (modele transportowe HSD i SMASH). Krzywe bryłowe: modele ze zmodyfikowanymi funkcjami spektralnymi (HSD, obliczenia gruboziarnste). Dane pochodzą z [H5].

Dlatego posiadanie zdjęcia rezonansów i ich charakterystyk spektralnych w stanie wymrożenia systemu jest obowiązkowym krokiem do dostarczenia pełnego opisu ewolucji kuli ognia.

Ich rekonstrukcja jest jednak trudna ze względu na niski stosunek sygnału do szumu, wynoszący zwykle poniżej 1%. Metoda iteracyjna omówiona szczegółowo w pracy [H6] została zastosowana do zderzeń Au–Au o energii w środku masy 2,42 GeV zebranych w eksperymencie HADES. Surowe widma masy niezmienniczej par π^+ p przed i po odejmowaniu kombinatorycznego tła pokazano na Rysunku 12 wraz ze stosunkiem sygnału do tła, który mieści się w zakresie od 0,005 do 0,02. Do rekonstrukcji wykorzystano 2 miliardy wybranych zderzeń ze zidentyfikowanymi protonami i pionami. Widmo nieskorygowane już pokazuje wyraźny sygnał rezonansowy z maksimum około 1,17 GeV/ c^2 , które jest identyfikowane z rezonansem Δ .

Rozkłady mas skorelowanych par π^+ p i π^- p dla 10 przedziałów p_T o wartości 150 MeV/c z uwzględnieniem poprawek na wydajność i akceptację pokazano na Rysunku 13. Obserwowane tłumienie i wzmocnienie na progu (pierwszy przedział) są spowodowane oddziaływaniami: kulombowskim i silnym w stanie końcowym. Dla ostatniego interwału p_T rozkłady masy niezmienniczej mają wartości najbliższe tym mierzonym w próżni w zderzeniach pp przy tej



Rysunek 12. Górny panel: Całkowity rozkład $M_{\pi+p}$ (puste koła), kombinatoryczne tło (krzyżyki) i sygnał przeskalowany o 50 (pełne koła). Dolny panel: stosunek sygnału do tła. Rysunek pochodzi z [H1].

samej energii. Pierwszy (1,22 GeV/ c^2), drugi (0,08 GeV/ c^2) oraz trzeci (0,6 GeV/ c^2) moment uzyskane w zakresie masy niezmienniczej od 1,1 do 1,4 GeV/ c^2 należy porównać z wartościami próżni 1,24 GeV/ c^2 , 0,057 GeV / c^2 i 0,5 GeV / c^2 .



Rysunek 13. Zrekonstruowany rozkład masy niezmienniczej par $\pi^+ p$ (lewa kolumna) i $\pi^- p$ (prawa kolumna) dla 10 kolejnych przedziałów p_T . Ramki przedstawiają niepewności systematyczne pomiaru. Rysunek pochodzi z [H1].

Rozkłady p_T dla 10 przedziałów pospieszności symetrycznie rozmieszczonych wokół centralnych wartości pospieszności zostały dopasowane w celu wyodrębnienia efektywnej temperatury za pomocą funkcji:

$1/p_{\rm T} \, {\rm d}N/{\rm d}p_{\rm T} \, \propto m_{\rm T} \, {\rm K}_1 \, (m_{\rm T} \, / T_{\rm eff}),$ (6)

gdzie $m_{\rm T}$ jest masą poprzeczną pary, K₁ jest zmodyfikowaną funkcją Bessela drugiego rodzaju, a $T_{\rm eff}$ jest temperaturą efektywną. Rozkład temperatur efektywnych uzyskanych z dopasowań pokazano na Rysunku 14 po lewej. Rozkład osiąga maksimum dla centralnych wartości pospieszności i spada o około 50 MeV na krawędzi akceptacji. Temperatura również spada ze 150 MeV do 120 MeV, przechodząc od 0–10% do 30–40% centralności. Wartości te, biorąc pod uwagę prędkość rozszerzania się wybuchu radialnego β =0,3, dają w wyniku temperaturę zamarzania Δ^{++} wynoszącą T_{fo}=50 MeV dla zdarzeń centralnych 0–10%. Wartość tę należy porównać z temperaturą dileptonów 71,8 ±2,1 MeV [H5], co wskazuje na późniejsze wymrożenie rezonansów w układzie i potwierdza, że dileptony są w większości emitowane z gorącej i gęstej fazy, tak jak można by się tego spodziewać.

Rozkłady pospieszności dla czterech centralności i obu kanałów pokazano na Rysunku 14 po prawej. Uzyskany wynik sugeruje, że rozkłady są zależne od izospinu, co jest zauważalne dla średnich wartości pospieszności. Podczas gdy π^- p osiąga maksimum w zdarzeniach centralnych, rozkład π^+ p wykazuje ubytek. Jednak obecne niepewności systematyczne nie pozwalają na potwierdzenie obserwacji efektu.



Rysunek 14. **Po lewej**: Δ^{++} temperatura efektywna $T_{\rm eff}$ uzyskana z dopasowań równania (6) do rozkładu $p_{\rm T}$ par π^+ p w zakresie mas niezmienniczych między 1,1 a 1,4 GeV/ c^2 . Linia przerywana pokazuje pospieszność układu środka masy $y_{\rm cms} = 0,74$. **Po prawej**: rozkłady gęstości pospieszności rezonansów w kanałach π^+ p (panel górny) i π^- p (panel dolny) zintegrowane w zakresie 1,1 < $M_{\rm inv}$ (GeV/ c^2) < 1,4. Ramki przedstawiają niepewności systematyczne pomiarów. Rysunek pochodzi z [H1].

Oznaczone piony z rezonansów ∆ na SIS18

Rekonstrukcja rezonansów barionowych w kanałach π p umożliwia uzyskanie ich udziału w produkcji dileptonów i podprogowej produkcji dziwności za pomocą znanych wcześniej względnych częstości rozpadu (ang. Branching Ratio) i współczynników kształtu. Ta sama procedura może być zastosowana do pionów w celu rozwiązania kwestii ich pochodzenia w zderzeniach ciężkich jonów przy 2,42 GeV. Metoda iteracyjna pozwala na oznaczenie pionów zarejestrowanych przez detektor. Na podstawie tych oznaczonych pionów zmierzono widmo pędu dla różnych zakresów masy niezmienniczej par pion–proton. Rysunek 15 ukazuje pędy poprzeczne inkluzywnych pionów π – w zakresie akceptacji oraz tych pochodzących z różnych obszarów masowych sygnału rezonansowego. Piony inkluzywne są, jak oczekiwano, znacznie powyżej tych zidentyfikowanych jako produkty rozpadów rezonansowych. Jednak proste skalowanie pionów rezonansowych motywowane stosunkami rozgałęzień i izospinu — 4 dla rezonansów o niskiej masie i 4/3 dla dużych mas — może nasycić całe widmo bez konieczności dalszych źródeł. Wynik ten wskazuje na to, że wszystkie piony biorą udział w wzbudzaniu i regeneracji rezonansów.



Rysunek 15. Rozkład pędów poprzecznych π^- inkluzywnych oraz pionów oznaczonych jako produkty rozpadu rezonansów o różnej masie. Czarna linia to skalowana suma pionów rezonansowych o małej i dużej masie. Dolny panel pokazuje stosunek inkluzywnych pionów zrekonstruowanych w zakresie akceptacji i tych otrzymanych przez dodanie skalowane. Rysunek pochodzi z [H7].

Oddziaływania barionów i antybarionów z dziwnością mierzoną w zderzeniach Pb–Pb w ALICE

W eksperymentach rozpraszania możliwe jest zmierzenie oddziaływania między cząstkami i antycząstkami, gdy obie cząstki są stosunkowo długowieczne i można utworzyć wiązkę wtórną. Jest to bardzo skomplikowane dla cząstek zawierających dziwne lub inne ciężkie kwarki. Ogólnie ich czas życia wynosi $c\tau < 1$ cm, a badanie ich interakcji z innymi cząstkami w izolowanym i kontrolowanym środowisku jest bardzo trudne.

Alternatywną ścieżką poznania interakcji między niestabilnymi cząstkami jest pomiar korelacji pędu względnego. Z tych korelacji, jak pokazano na Rysunku 16 — niedawno opublikowanym w [H4] — można uzyskać dostęp do parametrów oddziaływania silnego, a mianowicie rzeczywistej i urojonej części długości rozpraszania oraz efektywnego zasięgu.



Rysunek 16. Funkcje korelacyjne par proton–antyproton (**góra**), proton–antylambda (**środek**) i lambda–antylambda (**dół**) mierzone w zderzeniach Pb–Pb przy $\sqrt{s_{NN}}=5,02$ TeV (**lewo**) i $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV (**prawo**) razem z jednoczesnym dopasowaniem femtoskopowym dla zderzeń centralnych 10–20%. Rysunek pochodzi z [H4].

Widoczne na rysunku krzywe przerywane to funkcje femtoskopowego dopasowania zawierające parametr wielkości źródła Pb–Pb i parametry rozpraszania stosowane do opisu pomiarów. Dopasowanie do danych eksperymentalnych zostało wykonane jednocześnie na dużym zestawie rozkładów eksperymentalnych w celu uzyskania jak największej istotności wyekstrahowanych parametrów długości rozpraszania pokazanych na rysunku 17.



Rysunek 17. Parametry rozpraszania wyekstrahowane z femtoskopowych dopasowań do funkcji korelacyjnych proton–antyproton, proton–antylambda, lambda–antylambda. Parametry są porównywane z wartościami istniejącymi w literaturze. **Po lewej**: rzeczywista i urojona część długości rozpraszania. **Po prawej**: efektywny zasięg d₀ i rzeczywista część długości rozpraszania. Niepewności statystyczne są przedstawione jako linie, a systematyczne jako elipsy wokół punktów. Rysunek pochodzi z [H4].

Urojona część długości rozpraszania jest związana z procesem anihilacji między barionem a antybarionem. Prosty model kwarkowy przewiduje, że proces anihilacji powinien zależeć od ilości pasujacych kwarków walencyjnych miedzy obydwoma barionami. Oznacza to, że prawdopodobieństwo anihilacji powinno być proporcjonalne do liczby identycznych kwarków-antykwarków obecnych w strukturze obu barionów. Nie obserwuje się tego jednak w eksperymencie. Zamiast tego, wysoka urojona część długości rozpraszania zmierzona dla par proton-antylambda, lambda-antylambda i barion-antybarion ma te samą wielkość niezależnie od zawartości kwarków. Ten sprzeczny z intuicją wynik pokazuje, że dotychczas w ramach niepewności anihilacji systematycznych proces zachodzi identycznym Z prawdopodobieństwem. Co więcej, uzyskana ujemna wartość części rzeczywistej długości rozpraszania jest również wynikiem bardzo pouczającym. Możliwe są dwie interpretacje: jedną z nich jest to, że między barionami a antybarionami istnieje siła odpychająca. Taki mikroskopijny efekt z pewnością miałby istotny wpływ przy obserwowaniu ilości i rozmieszczenia cząstek i antycząstek powstających w zderzeniach ciężkich jonów czy nawet przy tworzeniu się skupisk materia-antymateria w naszym Wszechświecie. Do tej pory nie zaobserwowano żadnego z nich. Drugą możliwą interpretacją jest istnienie stanów związanych bardzo blisko progu. Te stany związane nie przypominają większości hadronów, utworzonych przez dwa lub trzy kwarki, ale mają w swojej strukturze 6 kwarków walencyjnych.

Czas życia fazy hadronowej w LHC mierzony w zderzeniach Pb–Pb w ALICE

Dwa najliczniejsze mezony wytwarzane w ultrarelatywistycznych zderzeniach jonów ołowiu w LHC to piony i kaony. Ich oddziaływania silne i kulombowskie są bardzo dobrze

poznane i można je wykorzystać do pomiarów przestrzenno–czasowej separacji między źródłami pionu i kaonu za pomocą femtoskopii. Ich rozmiary zwiększają się wraz z centralnością, a piony są emitowane bliżej środka i/lub później niż kaony. Wynika to z obecności silnego przepływu radialnego. Ta cecha jest dobrze odwzorowywana w (3+1)– wymiarowych modelach hydrodynamicznych z lepkością. Jednak to, czego nie uwzględniają te modele, to istnienie fazy po hadronizacji, w której cząstki mogą nadal oddziaływać, a tym samym przemieszczać lub opóźniać źródła. Aby uzyskać dostęp do czasu trwania fazy rozproszenia hadronowego, zmierzoną anizotropię emisji można porównać z obliczeniami uwzględniającymi dodatkowe opóźnienie rzędu kilku fm/c.

Zmierzone promienie źródła pion–kaon, R_{out} , i ich asymetria emisji, μ_{out} , są pokazane jako funkcja $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$ na Rysunku 18. Promień wzrasta z 4 fm do 9 fm przy przechodzeniu od zderzeń peryferycznych do centralnych, zgodnie z przewidywaniami modeli hydrodynamicznych. Asymetria emisji ma odwrotną tendencję i zmniejsza się od wartości początkowej $\mu_{out} = -2,5$ fm do $\mu_{out} = -4$ fm. Prognozy dla różnych czasów opóźnienia [61] są pokazane jako linie. Punkty danych leżą między krzywymi odpowiadającymi opóźnieniom czasowym 1,0 i 2,1 fm/c.



Rysunek 18. Rozmiar źródła (**góra**) i asymetria emisji (**dół**) dla par pion–kaon mierzone w zderzeniach Pb–Pb przy $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV w funkcji $\langle dNch/d\eta \rangle^{1/3}$. Linie ciągłe są przewidywaniami uzyskanymi w modelu THERMINATOR 2 dla różnych czasów opóźnienia emisji kaonów [61]. Niepewności statystyczne i systematyczne są połączone i przedstawione w nawiasach kwadratowych. Rysunek pochodzi z [H2].

Zmierzona asymetria emisji potwierdza średnie opóźnienie odsprzęgania kaonów w odniesieniu do pionów w zakresie 1,0–2,1 fm/c. Ten pomiar jest kolejnym potwierdzeniem istnienia fazy rozproszenia hadronów.

Podsumowanie

Przedstawiona tutaj kompilacja prac dotyczyła pytań związanych z silnie oddziałującą materią wytwarzaną w zderzeniach ciężkich jonów przy różnych energiach, co pozwala badać różne reżimy QCD. Energie SIS18 badają obszar o wysokiej gęstości barionowej, podczas gdy energie LHC dają dostęp do obszaru typu "crossover", w którym materia składająca się z uwolnionych kwarków przechodzi do materii uwięzionej w hadronach. Prace [H1, H2, H5, H7, H8] dotyczyły badania właściwości tworzonego ośrodka. W pracach [H1, H5] ustalono kolejność temperatur odsprzegania dla dileptonów, pierwszych odsprzeżonych cząstek w zderzeniach jonów Au przy energiach SIS18 oraz rezonansów delta, ostatnich odsprzęganych w zderzeniach. Pomiar tych dwóch odrębnych momentów ma kluczowe znaczenie dla interpretacji temperatury i gęstości utworzonego układu w celu prawidłowego modelowania krótkotrwałych stanów przejściowych podczas ewolucji od początkowych zderzeń do całkowitego zamrożenia. Ustalono, że temperatura dileptonów emitowanych z gorącego i gestego ośrodka wynosi 71,8 \pm 2,1 MeV, a rezonansów Δ około 50 MeV, po skorygowaniu o ekspansję źródła, co potwierdza uporządkowanie. W pracy [H2] ustalono eksperymentalnie, porównując ze szczegółowymi modelami, że emisja kaonu jest opóźniona między 1 a 2,1 fm/c w stosunku do pionów w zderzeniach Pb-Pb w LHC, potwierdzając istnienie fazy rozproszenia hadronów po hadronizacji plazmy kwarkowo-gluonowej.

Prace [H1, H4, H5, H7] dotyczyły mechanizmów wytwarzania hadronów oraz interakcji między nimi. W pracach [H1, H5] ustalono, że modyfikacje ośrodka hadronowego są niezbędnym składnikiem opisu, potrzebnym do odtworzenia zmierzonych widm dileptonów i rezonansów. Widmo promieniowania elektromagnetycznego emitowanego z gorącej i gęstej fazy można było zadowalająco opisać dopiero przy wprowadzaniu średnich modyfikacji mezonu ρ. Rekonstrukcja krótkożyciowych rezonansów rozpadających się na pary pionów i protonów wykazała, że ich kształty są znacznie zniekształcone w stosunku do oczekiwań próżni mierzonych w reakcjach elementarnych. W [H7] zbadano związek między stanami krótkożyciowymi a końcowymi mezonami (pionami) mierzonymi w ich stanie końcowym. Podejście to można by zastosować w przyszłości, aby lepiej ograniczyć dziwność i produkcję dileptonów poprzez właściwe uwzględnienie wszystkich kanałów rozpadu stanów krótkożyciowych. W pracy [H4] po raz pierwszy zmierzono oddziaływanie między kilkoma barionami i antybarionami, takimi jak proton–antylambda i lambda–antylambda. Pomiary te mają fundamentalne znaczenie dla prawidłowego opisu procesu anihilacji, który okazał się zależny od względnego pędu między dwiema cząstkami w układzie spoczynkowym pary, a nie od energii względnej i dostarczył po raz pierwszy złożonych parametrów rozpraszania ww. pary. Praca wykonana w [H4] pozostawiła bez odpowiedzi pytania dotyczące powstawania przed anihilacją silnie związanych stanów 6–kwarkowych, znanych również jako heksakwarki. W celu zbadania tego zagadnienia w lepszym środowisku, w pracy [H3] zaproponowałem serię pionierskich i eksploracyjnych pomiarów mających na celu ustalenie z dużą dokładnością widma energetycznego atomu protonowo–antyprotonowego zwanego protonium oraz innych egzotycznych stanów atomowych, w których w systemach metastabilnych współistnieją materia i antymateria.

Bibliografia

- 1. W. Busza, K. Rajagopal, and W. van der Schee, Heavy Ion Collisions: The Big Picture and the Big Questions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. 68:339–76
- 2. J. C. Collins, M.J. Perry, Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?, Phys.Rev.Lett. **34** (1975) 1353
- 3. A. D. Linde, Phase Transitions in Gauge Theories and Cosmology, Rept. Prog. Phys. 42 (1979) 389
- 4. Kenji Fukushima and Chihiro Sasaki, The phase diagram of nuclear and quark matter at high baryon density, e-Print: 1301.6377, Prog.Part.Nucl.Phys. **72** (2013), 99-154
- 5. LIGO and Virgo Collaborations, Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, Phys.Rev.Lett. **116** (2016) 6, 061102
- A. Andronic, et al., Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagram of QCD, e-Print: 0911.4806, Nucl.Phys.A 837 (2010), 65-86
- 7. R. Rapp and J. Wambach, Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy ion collisions, e-Print: hep-ph/9909229, Adv.Nucl.Phys. 25 (2000), 1
- Tetyana Galatyuk, et al., Thermal Dileptons from Coarse-Grained Transport as Fireball Probes at SIS Energies, e-Print: 1512.08688, Eur.Phys.J.A 52 (2016) 5, 131
- 9. HADES Collaboration, Deep sub-threshold Xi- production in Ar+KCl reactions at 1.76A-GeV e-Print: 0907.3582, Phys.Rev.Lett. **103** (2009), 132301
- 10. HADES Collaboration, Deep sub-threshold φ production in Au+Au collisions, e-Print: 1703.08418, Phys.Lett.B **778** (2018), 403-407
- 11. HADES Collaboration, Phi decay: A Relevant source for K- production at SIS energies?, e-Print: 0902.3487, Phys.Rev.C **80** (2009) 025209
- HADES Collaboration, Hyperon production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV, e-Print: 1010.1675, Eur.Phys.J.A 47 (2011) 21
- 13. J. Steinheimer and M. Bleicher, Sub-threshold φ and Ξ– production by high mass resonances with UrQMD, e-Print: 1503.07305, J.Phys.G **43** (2016) 1, 015104
- 14. D. Oliinychenko and H. Petersen, Forced canonical thermalization in a hadronic transport approach at high density, *J.Phys.G* **44** (2017) 3, 034001

- 15. K. Gallmeister, M. Beitel and C. Greiner, Strangeness Production in low energy Heavy Ion Collisions via Hagedorn Resonances, Phys.Rev.C 98 (2018) 2, 024915
- 16. G.I. Kopylov, Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism, Phys. Lett. B **50**, 472 (1974).
- 17. D. L'Hôte, About Resonance signal extraction from multiparticle data: combinatorics and event mixing methods, Nucl. Instrum. Methods A **337**, 544 (1994).
- BRAHMS Collaboration, I. Arsene, et al., Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment, Nucl. Phys. A 757 (2005) 1–27
- PHOBOS Collaboration, B. Back, et al., The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC, Nucl. Phys. A 757 (2005) 28–101
- STAR Collaboration, J. Adams, et al., Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nucl. Phys. A 757 (2005) 102–183
- PHENIX Collaboration, K. Adcox, et al., Formation of dense partonic matter in relativistic nucleusnucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 184–283
- 22. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy, Nature **561** (2018) no.7723, 321-330
- 23. Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S.D. Katz and K.K. Szabo, The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics, Nature **443** (2006), 675-678
- 24. G.I. Kopylov, M.I. Podgoretsky, Correlations of identical particles emitted by highly excited nuclei, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 219–223.
- 25. R. Lednický, V.L. Lyuboshits, Final state interaction effect on pairing correlations between particles with small relative momenta, Sov. J. Nucl. Phys. **35** (1982) 770, Yad. Fiz. **35** (1981) 1316.
- 26. M. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, U. Wiedemann, Femtoscopy in relativistic heavy ion collisions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **55** (2005) 311
- 27. ALICE Collaboration, S. Acharya, et al., Kaon femtoscopy in Pb–Pb collisions at √sNN= 2.76 TeV, Phys. Rev. C 96(6) (2017) 064613, arXiv:1709.01731[nucl -ex].
- 28. R. Lednický, V.L. Lyuboshits, B. Erazmus, D. Nouais, How to measure which sort of particles was emitted earlier and which later, Phys. Lett. B **373** (1996) 30–34.
- 29. A. Kisiel, Non-identical particle femtoscopy at √sNN=200GeV in hydrody-namics with statistical hadronization, Phys. Rev. C 81 (2010) 064906
- 30. L. Canetti e t al.: Matter and antimatter in the universe, New J. Phys. 1 4, 095012 (2012)
- 31. E. Klempt e t. al.: Antinucleon–nucleon interaction at low energy: scattering and protonium, Phys. Rep. 3 68,119 (2002)
- 32. G. Agakishiev et al., The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES, Eur. Phys. J. A41 February 2009, p. 243-277
- 33. HADES Collaboration, J. Adamczewski-Musch, et al., Centrality determination of Au + Au collisions at 1.23A GeV with HADES, Eur. Phys. J. A **54** (2018) 85
- 34. J. Pietraszko et al., Radiation damage in single crystal CVD diamond material investigated with a high current relativistic 197Au beam, Nucl. Instrum. Meth. A**763**, (2014), p. 1-5
- 35. G. Kornakov (for the HADES Collaboration), Collision time reconstruction and particle identification in AuAu collisions at 1.23A GeV with HADES, GSI Scientific report 2016, RESEARCH-NQM-HADES-8, DOI:10.15120/GR-2017-1
- 36. C. Agodi, et al., The HADES time-of-flight wall, Nucl. Instrum. Methods A 492 (2002) 14-25
- 37. G. Kornakov, et al., "Performance study and calibration strategy of the HADES scintillator TOF Wall with fast digital readout" e-Print: 2103.07416 [physics.ins-det], 2021
- 38. ALICE Collaboration, K. Aamodt, et al., The ALICE experiment at the CERN LHC, J. Instrum. **3** (2008) S08002.
- 39. ALICE Collaboration, B. Abelev, et al., Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC, Int. J. Mod. Phys. A **29** (2014) 1430044.
- 40. ALICE Collaboration, B. Abelev, et al., Centrality determination of Pb–Pb col-lisions at $\sqrt{\text{sNN}=2.76\text{TeV}}$ with ALICE, Phys. Rev. C 88(4) (2013) 044909.

- 41. HADES Collaboration, Identical pion intensity interferometry in central Au + Au collisions at 1.23 A GeV, Phys. Lett. B **795** (2019) 446-451
- 42. HADES Collaboration, Strong absorption of hadrons with hidden and open strangeness in nuclear matter, Phys. Rev. Lett. **123** (2019) 2, 022002
- 43. HADES Collaboration, Sub-threshold production of K_s^0 mesons and Λ hyperons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV, Phys. Lett. B **793** (2019) 457-463
- 44. HADES Collaboration, Identical pion intensity interferometry at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV: HADES collaboration, Eur. Phys. J. A 56 (2020) 5, 140
- 45. HADES Collaboration, Proton-number fluctuations in $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV Au + Au collisions studied with the High-Acceptance DiElectron Spectrometer (HADES), Phys.Rev.C **102** (2020) 2, 024914
- 46. HADES Collaboration, Two-pion production in the second resonance region in π^-p collisions with the High-Acceptance Di-Electron Spectrometer (HADES), Phys.Rev.C **102** (2020) 2, 024001
- 47. HADES Collaboration, Charged-pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV: HADES Collaboration, Eur. Phys. J. A **56** (2020) 10, 259
- 48. HADES Collaboration, Directed, Elliptic, and Higher Order Flow Harmonics of Protons, Deuterons, and Tritons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV, Phys. Rev. Lett. **125** (2020) 262301
- 49. P. Sellheim, PhD Thesis, "Reconstruction of the low-mass dielectron signal in 1.23A GeV Au+Au collisions", 2017 urn:nbn:de:hebis:30:3-444179
- 50. L. Landweber, An iteration formula for Fredholm integral equations of the first kind. American Journal of Mathematics, **73**, 615-624 (1951)
- 51. I. Fröhlich et al., Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics, PoS ACAT, **076** (2007).
- STAR Collaboration, L. Adamczyk, et al., Measurement of interaction between antiprotons, Nature 527 (2015) 345–348
- 53. ALICE Collaboration, S. Acharya, et al., p–p, p– Λ and Λ – Λ correlations studied via femtoscopy in pp reactions at \sqrt{s} = 7 TeV, Phys. Rev. C **99** (2019) 024001, arXiv:1805 .12455[nucl -ex].
- 54. ALICE Collaboration, S. Acharya, et al., First observation of an attractive in-teraction between a proton and a multi-strange baryon, Phys. Rev. Lett. **123** (2019) 112002
- 55. ALICE Collaboration, S. Acharya et al., "Unveiling the strong interaction among hadrons at the LHC", Nature **588** (2020) 232–238
- 56. ALICE Collaboration, S. Acharya et al., "Experimental evidence for an attractive p-phi interaction", arXiv:2105.05578 [nucl-ex].
- 57. R. Hanbury-Brown and RQ. Twiss, A Test of a new type of stellar interferometer on Sirius, Nature **178**:1046 (1956)
- 58. G. Goldhaber, S. Goldhaber, W-Y. Lee, A. Pais, Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton proton annihilation process, Phys. Rev. **120**:300 (1960)
- 59. A. Kisiel, Non-identical particle femtoscopy at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV in hydrodynamics with statistical hadronization, Phys. Rev. C **81** (2010) 064906.
- A. Kisiel, D.A. Brown, Efficient and robust calculation of femtoscopic correla-tion functions in spherical harmonics directly from the raw pairs measured in heavy-ion collisions, Phys. Rev. C 80 (2009) 064911.
- 61. A. Kisiel, Pion-kaon femtoscopy in Pb–Pb collisions at $\sqrt{\text{sNN}=2.76\text{TeV}}$ mod-eled in (3+1) D hydrodynamics coupled to Therminator 2 and the effect of delayed kaon emission, Phys. Rev. C **98**(4) (2018) 044909.

Okres	Kraj, instytucja, temat					
Po uzyskaniu stopnia doktora						
Marzec	Polska,	Politechnika	Warszawska,	NCN-OPUS	Postdoc:	pomiar
2019 -	oddziaływania silnego przy niskim pędzie względnym dwóch cząstek techniką					
obecnie	femtoskopii					

5. Prezentacja znaczącej działalności naukowej

Lipiec	Szwajcaria, CERN, naukowiec wizytujący w CERN pracujący dla
2019–	eksperymentu ALICE. Analiza femtoskopowa par kaon-proton i pion-kaon w
sierpień	zderzeniach Pb–Pb przy 2,74 i 5,02 TeV
2019	
2013 -	Niemcy, TU–Darmstadt/GSI, Postdoc pracuje nad eksperymentem HADES z
2019	głównymi zadaniami związanymi z przygotowaniem detektora, kalibracją,
	oprogramowaniem analitycznym, odpowiedzialnym za identyfikację głównych
	cząstek w eksperymencie: symulacja, kalibracja i utrzymanie czasu przelotu
	system eksperymentu. Analiza krótkożyciowych rezonansów wytwarzanych w
	reakcjach indukowanych pionami i zderzeniach ciężkich jonów.
	Przed uzyskaniem stopnia doktora
2011-2012	Portugalia, 10 miesięcy, dr LIP Coimbra, poświęcony opracowaniu metod
	symulacji i kalibracji oraz strategii dla detektora z płytą rezystancyjną HADES.
Lipiec	Niemcy, GSI, Darmstadt, Wizytowe stypendium doktoranckie w GSI w celu
2010 -	opracowania kodu symulacyjnego Monte-Carlo w Matlab do modelowania
wrzesień	mikrowłaściwości lawin w gazach w detektorach z wąską szczeliną, takich jak
2010	komory z płytą oporową.
2010-2012	Hiszpania, Universidad de Santiago de Compostela, doktor fizyki jądrowej i
	cząstek elementarnych, którego głównym tematem badawczym jest analiza i
	charakterystyka detektorów z płytami rezystancyjnymi stosowanych w
	eksperymentach fizyki jądrowej, cząstek i astrofizyki.

Przed doktoratem 2010–2012

Udział w eksperymentach HADES na SIS18 2009—2012 GSI, Darmstadt, Niemcy

Jestem członkiem kolaboracji HADES od 2009 roku, do której dołączyłem w trakcie studiów na Uniwersytecie w Santiago de Compostela. Brałem udział w uruchomieniu i konfiguracji detektora TOF (Resistive Plate Chamber Time–of–flight), szczegółowej symulacji ściany TOF w programie GEANT oraz kalibracji detektora. Uczestniczyłem w zbieraniu danych i przygotowaniu eksperymentów HADES. Przez 10 miesięcy byłem stypendystą w programie LIP–Coimbra, Portugalia, poświęconym badaniom nad komorą płytowo-oporową (RPC).

Po doktoracie 2013 — obecnie

Udział w eksperymentach HADES na SIS18 2012—obecnie GSI, Darmstadt, Niemcy

Kontynuowałem współpracę z HADES na stanowisku typu "postdoc". Byłem odpowiedzialny za funkcjonowanie oprogramowania RPC. Opracowałem techniki i stworzyłem oprogramowanie do identyfikacji cząstek TOF w eksperymencie. Moje rozwiązania są wykorzystywane we wszystkich analizach hadronów począwszy od 2014 roku. Koordynowałem implementację algorytmów wzmacniania sygnałów elektron–pozyton, tzw. metody backtrackingu. Moje doświadczenie badawcze w HADES dało mi doświadczenie w planowaniu i realizacji złożonych projektów przy zaangażowaniu wielu naukowców i inżynierów należących do różnych laboratoriów i instytucji. Osiągnąłem głębokie zrozumienie technik wykrywania promieniowania, przetwarzania i analizy danych.

Udział w eksperymentach ALICE w LHC 2019—Obecnie CERN, Genewa, Szwajcaria

Dołączyłem do kolaboracji ALICE w 2019 roku, od tego czasu jestem aktywnym członkiem grupy roboczej Correlations and Fluctuations (PWG–CF). Niedawno wygłosiłem prezentacje przedstawiające eksperyment na dużej konferencji Strangeness in Quark Matter (SQM) gdzie omówiłem najnowsze wyniki silnego oddziaływania między kaonami a protonami. Zostałem również zaproszony do udziału w warsztatach STRONG2020 w Speyer w Niemczech, przedstawienie wyników ALICE dotyczących dziwnych interakcji barion–antybarion.

Moje doświadczenie badawcze w ALICE pozwoliło mi na udział w największym eksperymencie z ciężkimi jonami z ponad tysiącem członków. Dogłębnie zrozumiałem oddziaływania silne i kulombowskie między materią a antymaterią.

Udział w eksperymentach AEgIS na AD 2020 — obecnie CERN, Genewa, Szwajcaria

Dołączyłem do kolaboracji AEGIS w 2020 roku. AEgIS to unikalna aparatura, w której granice oddziaływań silnych i elektromagnetycznych mogą być testowane z dużą dokładnością dzięki pulsacyjnemu formowaniu stanów materia–antymateria. Głębsze zrozumienie fundamentalnych interakcji można osiągnąć łącząc zimne atomy stanów związanych materii i antymaterii, które można badać za pomocą spektroskopii laserowej lub precyzyjnych widm emisyjnych promieniowania gamma i rentgenowskiego. Jest to możliwe w eksperymencie AEgIS, który łączy pułapki Penninga 5T i 1T, lasery, detektory naładowanych cząstek i promieniowania gamma oraz źródło antyprotonów: pierścień decelerujący ELENA, będący częścią kompleksu Antiproton Decelerator.

W 2020 roku negocjowałem warunki Memorandum of Understanding pomiędzy CERN i PW, w którym zostały ustalone szczegóły przystąpienia do współpracy. Wraz z moim zespołem wzięliśmy na siebie odpowiedzialność za wyposażenie pułapek Penninga aparatu AEgIS w elektronikę sterującą opartą na Sinara/ARTIQ oraz stworzenie oprogramowania niezbędnego do ich obsługi. Ten wkład był fundamentalny dla programu ulepszenia eksperymentu i kluczowy dla programu pomiaru antywodoru. Dodatkowo, skontaktowałem się z kilkoma grupami z innych instytucji i zaprosiłem je do udziału w eksperymencie. W sierpniu 2021 zakończyłem negocjacje w sprawie utworzenia Konsorcjum AEGIS–PL pomiędzy PW, UMK i IF–PAN, aby połączyć nasze wysiłki i uczestniczyć w AEgIS.

W 2021 roku zostałem powołany na organizatora programu atomów antyprotonowych Aegis. Rola kierownictwa obejmuje planowanie, przygotowywanie eksperymentów i raporty dla rady współpracy. Rola jest dzielona z dr Giovanni Cherchiari z Uniwersytetu w Innsbrucku w Austrii. Zespół pracujący nad tym projektem składa się z 12 starszych naukowców i 6 studentów na studiach licencjackich i magisterskich.

Moje wykształcenie w zakresie fotoniki i technologii laserowych wraz ze specjalizacją w optoelektronice i dalszym rozwojem kariery w akceleratorowej fizyce jądrowej i cząstek elementarnych w eksperymencie HADES w eksperymencie GSI i ALICE w CERN zapewnia niezbędną wiedzę do zarządzania uczestnictwem na stanowisku kierowniczym w AEgIS.

Udział w eksperymentach TRAGALDABAS/TRISTAN 2014—obecnie Uniwersytet w Santiago de Compostela, Hiszpania

Zostałem powołany w latach 2014–2020 na koordynatora działań programistycznych Współpracy TRAGALDABAS. Rola kierownictwa obejmuje planowanie, przygotowywanie eksperymentów i raporty dla rady współpracy.

Moje doświadczenie badawcze w TRAGALDABAS dało mi wizję opracowania, planowania, budowy i utrzymania małego (10–20 naukowców) eksperymentu w dziedzinie astrofizyki. Będąc jednym z założycieli członków Rady Współpracy i koordynatorem oprogramowania zdobyłem umiejętności zarządzania i planowania.

Udział w programach europejskich

THEIA jest współpracą w ramach Projektu STRONG–2020, która jest finansowana z unijnego Programu Ramowego na rzecz Badań i Innowacji Horyzont 2020. Byłem zaangażowany i uczestniczyłem w prelekcji i dyskusjach podczas Warsztatów Theia–Strong2020 2019 (https://indico.gsi.de/event/8950/) oraz w cyklu seminariów, dyskusji i wykładów z fizyki hadronów (http://www.strong–2020.eu/events/meetings/hadron–physics.html) w latach 2020 i 2021.

6. Prezentacja dorobku dydaktycznego i organizacyjnego oraz w popularyzacji nauki

Okres	Rola		
Po doktoracie			
2021 - 2023	Przewodniczący Rady Konsorcjum AEGIS-PL		
	Przedstawiciel i koordynator PW w radzie Konsorcjum AEGIS-PL		
2021 - obecnie	Organizator programu atomów antyprotonowych w AEgIS		
2020 - obecnie	Team Leader grupy PW w AEgIS		
2020 - obecnie	Członek Rady Kolaboracji AEgIS		
2019 - obecnie	Przewodnik podziemny ALICE (hiszpański, angielski, rosyjski)		
2019 - obecnie	Członek Kolaboracji ALICE		
2017 - 2022	Członek ORCA (Obserwatorium Antarktycznego Promieniowania		
	Kosmicznego)		
2014 - obecnie	Członek Rady Współpracy TRAGALDABAS		
2014 - 2020	Koordynator oprogramowania TRAGALDABAS Collaboration		
2013 - 2019	Odpowiedzialny za oprogramowanie i kalibrację systemu Time-of-		
	Flight (detektor typu Resistive Plate Chambers, detektor Fast		
	Scintillator i detektor Diamond T0) eksperymentu HADES w GSI		

Przed doktoratem			
2009 - obecnie	Członek kolaboracji HADES		

Popularyzacja nauki

Po doktoracie

- ALICE Masterclass (2021) https://alice-web-masterclass.web.cern.ch/
- ALICE Masterclass (2019) https://alice-web-masterclass.web.cern.ch/
- Przewodnik po instalacjach podziemnych eksperymentu ALICE (2019 obecnie)
- Wszechświat w laboratorium Open House, (2017). Przygotowanie materiałów informacyjnych do prezentacji eksperymentu HADES szerokiej publiczności.

Przed doktoratem

• "Itinerando Competencias" (2012) Interdyscyplinarny program dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych na rzecz popularyzacji nauki, muzyki i filozofii.

Doświadczenie organizacyjne

Po doktoracie

- 2020 Miniwarsztat AEgIS na PW
- 2019 Warsztaty Antymaterii na PW
- 2015 Spotkanie kolaboracji HADES w Darmstadt

Opieka studencka

Po doktoracie

Współpromotor PhD:

- 1. 2020 Wioleta Rzesa (od 10.2020): Study of femtoscopic correlations in ALICE.
- 2. 2021 Jakub Stanislaw Zielinski (od 10.2021): Formation of antiprotonic atoms at AEgIS experiment at CERN.

Wykłady

Po doktoracie

Czas i miejsce	Przedmiot	Temat	
2020 – obecnie SJO, PW	Physics	Wprowadzenie do kinematyki i mechaniki, termodynamiki, fal, elektromagnetyzmu, optyki i fizyki jądrowej dla zagranicznych studentów zamierzających rozpocząć studia na PW.	
2020 – obecnie MEIL, PW	Physics I	Jest to kurs wprowadzający do fizyki współczesnej odbywający się na 6 semestrze. Główne aspekty teorii kwantowej i jej znaczenie dla technologii omawiane są wraz z innymi tematami, takimi jak fotonika, fizyka atomowa, fizyka jądrowa i fizyka cząstek, wykrywanie promieniowania i informatyka kwantowa.	
2013–2017 TU-Darmstadt	Kwanowa.Kwanowa.Kurs koncentrował się na eksperymentalnej fiz jądrowej wysokich energii w ostatnim semestr magisterskim. Część praktyczna polegała wprowadzeniu do przetwarzania i analizy danych wspomnianej dziedzinie fizyki. Ważne pojęcia, ta jak identyfikacja cząstek, rekonstrukcja cząs krótkożyciowych, analiza widm, właściwa gorącego i gęstego ośrodka jądrowego zos wprowadzone w praktyczny sposób, wykorzystu dane eksperymentalne z eksperymentu HADES GSI w Darmstadt.		

(podpis wnioskodawcy)