Politechnika Warszawska



W Y D Z I A Ł F I Z Y K I

Praca dyplomowa inżynierska

na kierunku Fizyka Techniczna w specjalności Materiały i Nanostruktury

Ocena możliwości pomiarów femtoskopowych z udziałem cząstek dziwnych w eksperymencie CBM w FAIR

Małgorzata Karabowicz

Numer albumu: 298161

promotor: dr hab. inż. Hanna Zbroszczyk, prof. uczelni

WARSZAWA 2022

Streszczenie

Tytuł pracy: Ocena możliwości pomiarów femtoskopowych z udziałem cząstek dziwnych w eksperymencie CBM w FAIR

Streszczenie

Relatywistyczne zderzenia ciężkich jonów pozwalają na wytworzenie i badanie stanów materii obecnych w różnych etapach ewolucji Wszechświata. W eksperymencie CBM w FAIR realizowane będą zderzenia Au+Au w systemie stacjonarnej tarczy z pędem wiązki 12A GeV/c. W ten sposób zostanie osiągnięty stan plazmy kwarkowo-gluonowej. Możliwe będzie zatem badanie przejścia fazowego między materią hadronową a QGP oraz właściwości materii odpowiadającej tej znajdującej się na przykład we wnętrzach gwiazd neutronowych.

Jednym z narzędzi do analizy relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów jest femtoskopia korelacyjna. Własności funkcji korelacyjnej pozwalają na wyznaczenie rozmiarów czasowo-przestrzennych i charakterystyki źródła, z którego emitowane są cząstki.

Niniejsza praca rozważa możliwość zastosowania algorytmu uczenia maszynowego do rekonstrukcji rozpadów kaskadowych cząstek Ξ^- w eksperymencie CBM w FAIR. Oszacowano możliwości pomiarów femtoskopowych cząstek. Ponadto na podstawie przeprowadzonej analizy funkcji korelacyjnych cząstek identycznych określono wpływ efektów detektorowych na ich kształt.

Małgorzata Karabowicz

Słowa kluczowe: korelacje femtoskopowe, zderzenia ciężkich jonów, rekonstrukcja rozpadów cząstek, CBM, FAIR, GSI

(podpis opiekuna naukowego)

(podpis dyplomanta)

Abstract

Title of the thesis: Feasibility study of femtoscopic measurements of strange particles in the CBM experiment at FAIR

Abstract

Relativistic heavy-ion collisions allow us to produce and study states of matter present at different stages of the Universe's evolution. In the CBM experiment at FAIR, Au+Au collisions will be performed in a stationary target system with a beam momentum of 12A GeV/c. Thus, a quark-gluon plasma state will be achieved. It will therefore be possible to study the phase transition between hadronic matter and QGP and the properties of matter corresponding to that found, for example, in the interiors of neutron stars.

Correlation femtoscopy is a tool for relativistic heavy-ion collisions analysis. The properties of the correlation function allow us to determine the spatio-temporal dimensions and characteristics of the source from which the particles are emitted.

This thesis considers the applicability of a machine learning algorithm to reconstruct cascade decays of Ξ^- particles in the CBM experiment at FAIR. The capabilities of femtoscopic particle measurements were evaluated. Furthermore, the influence of detector effects on the shape of identical particles was determined from the correlation function analysis.

Keywords:

femtoscopic correlations, heavy-ion collisions, particle decay reconstruction, CBM, FAIR, GSI

Oświadczenie o samodzielności wykonania pracy



Politechnika Warszawska

Małgorzata Karabowicz 298161 Fizyka techniczna

Oświadczenie

Świadomy/-a odpowiedzialności karnej za składanie fałszywych zeznań oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie, pod opieką kierującego pracą dyplomową.

Jednocześnie oświadczam, że:

- niniejsza praca dyplomowa nie narusza praw autorskich w rozumieniu ustawy z dnia 4 lutego 1994 roku o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz.U. z 2006 r. Nr 90, poz. 631 z późn. zm.) oraz dóbr osobistych chronionych prawem cywilnym,
- niniejsza praca dyplomowa nie zawiera danych i informacji, które uzyskałem/-am w sposób niedozwolony,
- niniejsza praca dyplomowa nie była wcześniej podstawą żadnej innej urzędowej procedury związanej z nadawaniem dyplomów lub tytułów zawodowych,
- wszystkie informacje umieszczone w niniejszej pracy, uzyskane ze źródeł pisanych i elektronicznych, zostały udokumentowane w wykazie literatury odpowiednimi odnośnikami,
- znam regulacje prawne Politechniki Warszawskiej w sprawie zarządzania prawami autorskimi i prawami pokrewnymi, prawami własności przemysłowej oraz zasadami komercjalizacji.

Warszawa, dnia (data)

Oświadczenie o udzieleniu Uczelni licencji do pracy



Politechnika Warszawska

Małgorzata Karabowicz 298161 Fizyka techniczna

Oświadczenie studenta w przedmiocie udzielenia licencji Politechnice Warszawskiej

Oświadczam, że jako autor / współautor* pracy dyplomowej pt.

Ocena możliwości pomiarów femtoskopowych z udziałem cząstek dziwnych w eksperymencie CBM w FAIR

udzielam / nie udzielam* Politechnice Warszawskiej nieodpłatnej licencji na niewyłączne, nieograniczone w czasie, umieszczenie pracy dyplomowej w elektronicznych bazach danych oraz udostępnianie pracy dyplomowej w zamkniętym systemie bibliotecznym Politechniki Warszawskiej osobom zainteresowanym. Licencja na udostępnienie pracy dyplomowej nie obejmuje wyrażenia zgody na wykorzystywanie pracy dyplomowej na żadnym innym polu eksploatacji, w szczególności kopiowania pracy dyplomowej w całości lub w części, utrwalania w innej formie czy zwielokrotniania.

Warszawa, dnia (data)

(czytelny podpis dyplomanta)

* - niepotrzebne skreślić

Spis treści

1	Wst	ęp		15
	1.1	Model	Standardowy	16
		1.1.1	Chromodynamika kwantowa	17
	1.2	Zderze	enia ciężkich jonów	18
		1.2.1	Zderzenia ciężkich jonów a struktura i ewolucja Wszechświata	18
	1.3	Femto	skopia korelacyjna	20
		1.3.1	Teoretyczna funkcja korelacyjna	20
		1.3.2	Parametryzacja funkcji korelacyjnej	21
		1.3.3	Eksperymentalna funkcja korelacyjna	21
		1.3.4	Korelacje femtoskopowe cząstek identycznych	21
ŋ	Eko	DORUM		00
2				23
	2.1	Ekspe	ryment CBM	24
	2.2	Podsy	stemy detektora CBM	25
		2.2.1	MVD i STS	26
		2.2.2	ΤοϜ	27
		2.2.3	PSD	28
		2.2.4	Inne	29
2	Efal	the date	Netorowo	21
3	LIG			31
	3.1	Efekt i	rejestracji jednej trajektorii cząstki zamiast dwóch (<i>merging</i>)	31
	3.2	Efekt ı	rejestracji dwóch trajektorii cząstek zamiast jednej (<i>splitting</i>)	32
4	Wyr	niki		33
	4.1	Rekon	strukcja rozpadów cząstek dziwnych w CBM	33
		4.1.1	Topologia rozpadów cząstek	33
		4.1.2	Podstawowe charakterystyki zrekonstruowanych cząstek Ξ^-	35

5 Podsumowanie			55	
		4.2.4	Funkcje korelacyjne cząstek V0	52
		4.2.3	Obserwowane efekty detektorowe	51
		4.2.2	Funkcje korelacyjne z uwzględnieniem rekonstrukcji detektora	49
		4.2.1	Funkcje korelacyjne bez rekonstrukcji detektora	45
	4.2	Analiz	a funkcji korelacyjnych	44
		4.1.3	Optymalizacja kryteriów wyboru podczas rekonstrukcji rozpadów	37

Wstęp

Od czasów starożytnych dążono do poznania struktury materii i jej najmniejszych składników. Atomizm został zapoczątkowany przez Leukipposa i jego ucznia Demokryta z Abdery w V wieku p.n.e. Twierdzili oni, że materia zbudowana jest z różnorodnych niezmiennych, niepodzielnych i wiecznych cząstek, które nieustannie poruszają się w próżni. Były to jednak rozważania o podłożu czysto filozoficznym. Twórcą nowoczesnej atomistycznej teorii materii z 1808 roku, opartej na metodach ilościowych, obserwacji łączenia pierwiastków i pomiarach ciężarów atomowych, był John Dalton. Jego pogląd na strukturę materii przetrwał aż do końca XIX wieku. [1] Przełom przyniosły dopiero kolejne odkrycia potwierdzające istnienie elektronów (J.J. Thomson, 1897 r.), protonów (E. Rutherford, 1919 r.) oraz neutronów (J. Chadwick, 1932 r.), które pozwoliły na tworzenie kolejnych modeli opisujących zachowanie cząstek budujących atomy. Dopiero jednak powstanie teorii kwantów i mechaniki kwantowej umożliwiło stworzenie, jak dotąd, najbardziej uniwersalnego opisu materii i oddziaływań nią rządzących – Modelu Standardowego. Jego ważną częścią jest chromodynamika kwantowa opisująca oddziaływania silne.

Badanie ultrarelatywistycznych zderzeń ciężkich jonów pozwala na poznawanie różnych obszarów diagramu fazowego chromodynamiki kwantowej, a w związku z tym również własności materii hadronowej i jej przejścia w plazmę kwarkowo-gluonową. Są to zagadnienia szczególnie ważne ze względu na podobieństwa oraz analogie pomiędzy ewolucją systemu zderzanych jonów a na przykład ewolucją struktury Wszechświata.

Niniejsza praca ma na celu analizję zderzeń ciężkich jonów za pomocą eksperymentu CBM w FAIR. Oszacowane zostaną możliwości pomiarów femtoskopowych cząstek dziwnych z użyciem symulowanych danych UrQMD po przeprowadzeniu rekonstrukcji detektorów.

Początkowe rozdziały dotyczą podstaw Modelu Standardowego i fizyki zderzeń ciężkich jonów, opisu eksperymentu CBM oraz wpływu detektorów na otrzymywane wyniki. Omówione są również podstawy rekonstrukcji rozpadów cząstek w CBM.

W rozdziale 4 zawarto opracowane wyniki. Skupiono się na analizie funkcji korelacyjnych cząstek identycznych: naładowanych pionów i protonów. Sygnatury właśnie tych cząstek są wykorzystywane do rekonstrukcji najlżejszego hiperionu – cząstki lambda.

Na końcu przedstawiono wnioski z wykonanej pracy oraz opisano możliwości rozwoju w związku z poruszaną tematyką.

1.1 Model Standardowy

Model Standardowy (MS) jest teoretycznym modelem wykorzystywanym w fizyce wysokich energii, który opisuje cząstki fundamentalne oraz elementarne oddziaływania między nimi. Jego postawy zaczęto formułować na początku lat 70. XX wieku. Natomiast w latach 80. XX wieku potwierdzono większość jego przewidywań. W 2013 roku potwierdzono odkrycie brakującego dotąd elementu MS – bozonu Higgsa nadającego cząstkom masę. [2]

Model Standardowy zakłada istnienie fermionów, bozonów cechowania oraz bozonu Higgsa, przedstawionych na Rys.1.1. [3] Fermiony dzieli się na 6 kwarków (górny u, dolny d, powabny c, dziwny s, szczytowy t, spodni b) oraz 6 leptonów (elektron e, mion μ , tau τ oraz odpowiadające im neutrina: ν_e , ν_μ , ν_τ). Bozony cechowania odpowiedzialne są za przenoszenie oddziaływań:

- silnych gluony g,
- słabych bozony W^{\pm}, Z^0 ,
- elektromagnetycznych foton γ .



Rys. 1.1: Cząstki elementarne Modelu Standardowego. [3]

MS doskonale opisuje znaczną część zjawisk na poziomie kwantowym, lecz nie jest teorią kompletną. Przede wszystkim nie bierze pod uwagę kwantowego opisu oddziaływań grawitacyjnych. Ponad to zawiera co najmniej 19 swobodnych parametrów, które można wyznaczyć jedynie doświadczalnie. W podstawowej wersji zakłada bezmasowość neutrin. Nie wyjaśnia też kwantyzacji ładunku czy istnienia "ciemnej materii" oraz dużej asymetrii między materią i antymaterią. [4]

1.1.1 Chromodynamika kwantowa

Chromodynamika kwantowa (QCD – *Quantum Chromodynamics*) jest częścią Modelu Standardowego opisującą interakcje pomiędzy kwarkami i gluonami – przyciągające oddziaływania silne. Wprowadza trzy ładunki kolorowe kwarków (czerwony, zielony i niebieski) i odpowiadające im antykolory. Implikuje również mechanizm uwięzienia kwarków oraz asymptotyczną swobodę.

Uwięzienie kwarków w hadronach opisywane jest potencjałem QCD o wzorze:

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + \sigma r \tag{1.1}$$

gdzie α - stała sprzężenia, σ - stała sprężystości wiązania, r - odległość. [5]

Oznacza to, że wraz ze wzrostem odległości siła oddziaływania między związanymi kwarkami rośnie. Kiedy energia wiązania przekracza odpowiednią wartość, ze względu na korzyść energetyczną, powstają pary kwark-antykwark tworzące mezony.

Podczas zbliżania kwarków można zaobserwować inną charakterystyczną cechę QCD, którą jest asymptotyczna swoboda. Kwarki na bardzo małych odległościach zachowują się bowiem jak cząstki swobodne. Dało to podłoże do nowych rozważań nad modelem kwarkowym. W 1978 roku Shuryak [6] przedstawił pojęcie plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP – *Quark-Gluon Plasma*). Materia w tym stanie, w wysokich temperaturach i/lub gęstościach, zawiera niezwiązane kwarki oddziałujące silnie. Przejście między materią hadronową a QGP ilustrowane jest diagramem fazowym QCD zależności temperatury i potencjału barionowego, przedstawionym na Rys.1.2.



Baryon Chemical Potential (μ_B)

Rys. 1.2: Diagram fazowy QCD z granicą przejść fazowych oraz punktem krytycznym; zależność temperatury T i chemicznego potencjału barionowego μ_B . [7]

Dla najniższych wartości potencjału barionowego zachodzi przejście typu "corssover". Przy wyższych wartościach μ_B następuje przejście fazowe pierwszego rodzaju. Pomiędzy nimi istnieje punkt krytyczny, który może być przejściem fazowym drugiego rodzaju.

1.2 Zderzenia ciężkich jonów

Stan plazmy kwarkowo-gluonowej może wystąpić podczas ultrarelatywistycznych zderzeń ciężkich jonów, gdzie materia poddawana jest ekstremalnym warunkom temperatury i/lub ciśnienia. W eksperymentach ciężkie jony mogą być kierowane na siebie w przeciwbieżnych wiązkach (kolajdery) lub na nieruchomą tarczę ("fix-target" – eksperymenty ze stacjonarną tarczą).



Rys. 1.3: Schemat zderzenia ciężkich jonów. [8]

Schemat zderzenia dwóch ciężkich jonów przedstawia Rys.1.3. Przed kolizją istnieją dwa jądra atomowe skrócone lorenzowsko, skąd bierze się ich eliptyczny kształt. Po zderzeniu wyróżniamy natomiast dwa rodzaje nukleonów, tzw. uczestników (*participants*) oraz obserwatorów (*spectators*). Pierwsza grupa oddziałuje ze sobą podczas kolizji, czego efektem jest m.in. produkcja nowych cząstek. Obserwatorzy to protony i neutrony niebiorące bezpośredniego udziału w kolizji.

Centralne i peryferyjne zderzenia ciężkich jonów znacząco różnią się między sobą. W celu badania skutków kolizji, dzieli się je ze względu na centralność, która jest opisywana parametrem zderzenia b (jak na Rys.1.3). W przypadku b = 0 mamy do czynienia ze zderzeniem centralnym (jądra przekrywają się). Gdy b = 2R, gdzie R-promień jądra, zderzenie jest maksymalnie peryferyjne (brak przekrycia jąder). Parametr zderzenia jest wielkością niemierzalną bezpośrednio w eksperymencie, ale ma ścisły związek z mnogością nukleonów uczestniczących w kolizji.

1.2.1 Zderzenia ciężkich jonów a struktura i ewolucja Wszechświata

Ultrarelatywistyczne zderzenia ciężkich jonów są szczególnie ciekawe ze względu na analogię ze stanami materii podczas ewolucji Wszechświata. Porównanie Wielkiego Wybuchu (*Big Bang*) oraz Małego Wybuchu (*Little Bang*) przedstawiono na Rys.1.4.

Według teorii Wielkiego Wybuchu wszechświat powstał z punktowej osobliwości o nieskończenie wysokiej temperaturze. W wyniku ekspansji przechodził przez kolejne

etapy tworzenia materii. Początkowo wszystkie oddziaływania były zunifikowane. W ciągu mikrosekund Wszechświat dotarł do etapu ery plazmowej, gdzie były obecne jedynie cząstki elementarne: kwarki, gluony i elektrony itd. Obszar badań diagramu QCD zaczyna się właśnie w tej epoce. [9] Dalsze ochładzanie powoduje tworzenie się struktur materii poprzez przejścia fazowe, zachodzi tzw. hadronizacja. Kolejne etapy to era leptonowa, era promieniowania oraz era galaktyczna. [10]



Rys. 1.4: Wielki i Mały Wybuch - porównanie. [10]

Wielki Wybuch jest porównywany z czasowo-przestrzennym scenariuszem ewolucji systemu powstałego w wyniku zderzenia ciężkojonowego, tzw. Mały Wybuch. Rozpoczyna się on od stanu przedrównowagowego, w którym z nukleonów tworzone są partony – kwarki i gluony ulegające rozproszeniu. Następnie dochodzi do chemicznego i termicznego wymrożenia, gdy ustala się stan równowagowy, a stan plazmy kwarkowo-gluonowej może zostać osiągnięty. Kolejny etap to właśnie stan QGP, gdzie kwarki i gluony mogą swobodnie propagować się w całej dostępnej objętości systemu. Kiedy partony zaczynają tworzyć materię hadronową, zachodzi faza mieszana, która następnie przechodzi w fazę hadronizacji i wymrożenia. Etap wymrożenia dzieli się na wymrożenie chemiczne, gdzie ustają procesy nieelastyczne prowadzące do produkcji cząstek oraz wymrożenie termiczne (kinetyczne), gdzie ustają procesy wymiany pędów i następuje stabilizacja kinetycznych charakterystyk nowo wyprodukowanych cząstek. [10]

Stany materii zarówno z Wielkiego, jak i Małego Wybuchu mają swoje odzwierciedlenie w diagramie fazowym chromodynamiki kwantowej. Oznacza to, że badając eksperymentalnie zderzenia ciężkojonowe można poznawać struktury istniejące nawet w początkowych etapach formowania Wszechświata.

1.3 Femtoskopia korelacyjna

Femtoskopia korelacyjna pozwala na badanie korelacji cząstek w obszarze ich małych prędkości względnych. Cząstki te niosą informację o rozmiarach obszaru, z którego są emitowane. Metody femtosopii korelacyjnej są szczególnie ważne w badaniach ze względu na to, że rozmiary czasowo-przestrzenne badanych obiektów są rzędu $10^{-23}s$ i $10^{-15}m$, co oznacza, że nie mogą być mierzone bezpośrednio. Idea femtoskopii została przedstawiona na Rys.1.5. Ze względu na zasadę nieoznaczoności Heisenberga niemożliwe jest rozróżnienie, która z cząstek p_1 , p_2 pochodzi z punktu x_1 , a która z x_2 .

Badanie korelacji cząstek ma swój początek w analogii do astronomicznych pomiarów kątowych gwiazd prowadzonych przez Hanbury-Brown'a and Twiss'a w latach 50. XX wieku. Stąd początkowa nazwa – metoda HBT. W latach 70. Kopyłow i Podgorecki stworzyli teoretyczne podstawy umożliwiające eksperymentalne wyznaczanie rozmiarów obszarów emisji cząstek produkowanych w zderzeniach hadronów oraz jonów. [10]



Rys. 1.5: Idea femtoskopii korelacyjnej.

1.3.1 Teoretyczna funkcja korelacyjna

Podstawą femtoskopii jest funkcja korelacyjna dwóch cząstek opisywana wzorem:

$$CF(\mathbf{p_1},\mathbf{p_2}) = \frac{P_2(\mathbf{p_1},\mathbf{p_2})}{P_1(\mathbf{p_1})P_1(\mathbf{p_2})}$$
 (1.2)

gdzie:

 $P_2(\mathbf{p_1},\mathbf{p_2})$ – prawdopodobieństwo znalezienia cząstek o pędach $\mathbf{p_1}$ i $\mathbf{p_2}$ w tym samym miejscu i czasie,

 $P_1(\mathbf{p_1})$, $P_1(\mathbf{p_1})$ – prawdopodobieństwa znalezienia cząstek o pędach $\mathbf{p_1}$ i $\mathbf{p_2}$ oddzielnie.

1.3.2 Parametryzacja funkcji korelacyjnej

Kształt funkcji korelacyjnych jest ściśle powiązany z układem odniesienia, który jest rozważany. Praca skupia się na analizie danych w układzie LCMS (*Lonitudinally Co-Moving System*), w którym pęd cząstek wzdłuż osi wiązki jonów wynosi 0. Pozwala to na parametryzację funkcji i w przypadku cząstek identycznych na zastąpienie pędów przez zmienną q_{inv} obliczaną przy pomocy czterowektora pędu:

$$q_{inv} = \sqrt{(p_1 - p_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}$$
 (1.3)

1.3.3 Eksperymentalna funkcja korelacyjna

Do analizy danych eksperymentalnych używana jest funkcja korelacyjna w postaci:

$$CF(\mathbf{q_{inv}}) = \frac{A(\mathbf{q_{inv}})}{B(\mathbf{q_{inv}})}$$
(1.4)

gdzie:

 $A(\mathbf{q_{inv}})$ – rozkład cząstek pochodzących z tego samego zderzenia, tzw. sygnał,

 $B(\mathbf{q_{inv}})$ – rozkład cząstek pochodzących z różnych zderzeń, tzw. tło.

1.3.4 Korelacje femtoskopowe cząstek identycznych

Źródłami korelacji femtoskopowych są:

statystyka kwantowa (QS – Quantum Statistic):
 Efekty statystyki kwantowej zależą od rodzaju rozpatrywanych cząstek. W przypadku

fermionów (np. protonów) stosuje się statystykę Fermiego-Diraca, natomiast dla bozonów (np. pionów) – statystykę Bosego-Einsteina. Fermiony podlegają również zakazowi Pauliego, a więc istnieje małe prawdopodobieństwo znalezienia dwóch takich cząstek o podobnych pędach. Skutkuje to powstaniem negatywnej funkcji korelacyjnej.

 oddziaływania w stanie końcowym (FSI – Final State Interactions):
 Wśród oddziaływań w stanie końcowym wyróżnia się oddziaływania kulombowskie (COUL) dotyczące cząstek naładowanych oraz oddziaływania silne (SI). Wpływają one znacząco na kształt funkcji korelacyjnej, co pokazano na przykładzie protonów na Rys.1.6.



Rys. 1.6: Funkcja korelacyjna pary protonów z uwzględnieniem różnych kombinacji efektów i oddziaływań. [10]

Eksperyment CBM w FAIR

Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) znajdujący się w Darmstadt (Niemcy) jest jednym z największych międzynarodowych ośrodków zajmujących się fizyką wysokich energii. Obecnie trwa faza konstrukcji mająca zakończyć się w 2027 roku. Planowane eksperymenty będą miały znaczącą rolę w zrozumieniu struktury materii poddawanej ekstremalnym warunkom, takich jak bardzo wysokie temperatury, ciśnienia i gęstości. Przedsięwzięciu towarzyszy hasło "the Universe in the laboratory" ("Wszechświat w laboratorium") odnoszące się do faktu, że naukowcy będą w stanie wytworzyć i badać stany materii, które istnieją poza Ziemią, np. wybuchy supernowych, wnętrza gwiazd czy planet oraz tych, które istniały w kolejnych etapach ewolucji Wszechświata. [11]



Rys. 2.1: Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR). [12]

Eksperymenty w FAIR charakteryzują się również interdyscyplinarnością. Zrzeszone zostały w czterech pilarach naukowych (ich położenie w kompleksie FAIR zaznaczono na Rys.2.1):

- CBM badania materii o wysokich gęstościach z wykorzystaniem zderzeń ciężkich jonów,
- NUSTAR badania skupiające się na wykorzystaniu wiązek promieniotwórczych rozdzielanych i identyfikowanych z użyciem separatora Super-FRS,
- APPA zespół eksperymentów z dziedzin tj. biofizyka, badania materiałowe, fizyka atomowa i fizyka plazmy,
- PANDA badania nad antymaterią i oddziaływaniem silnym z wykorzystaniem wiązek antyprotonów.

2.1 Eksperyment CBM

Eksperyment Compressed Baryonic Matter (CBM) będzie jednym z najważniejszych pilarów FAIR'a. Dzięki wysokoenergetycznym wiązkom z SIS100 i systemowi detektorów CBM pozwoli na eksplorację diagramu fazowego QCD w regionie wysokich gęstości barionowych.

Pomiary będą skupione na:

- analizie próbek z wczesnej fazy ewolucji "fireball'a" (źródła powstałego w wyniku ciężkojonowego zderzenia) o dużej gęstości, co tworzy możliwość znalezienia oznak istnienia stopni swobody partonów, przejścia fazowego pierwszego rzędu czy też punktu krytycznego,
- badaniach równania stanu materii jądrowej o dużych gęstościach, co będzie odgrywało znaczącą rolę w zrozumieniu struktury i ewolucji supernowych, gwiazd neutronowych oraz dynamiki ich fuzji,
- szukaniu hiperjąder w celu rozszerzenia wykresu stabilności jąder. [13]



Rys. 2.2: Porównanie współczynników interakcji eksperymentów. [14]

Wymagana precyzja pomiarów w CBM zostanie osiągnięta w wyniku działania z bardzo wysokim współczynnikiem interakcji zderzeń, który ma przyjmować wartości nawet 10MHz, co będzie wyróżniało eksperyment spośród innych istniejących - porównanie na Rys.2.2.

W ten sposób CBM umożliwi rejestrowanie większej liczby cząstek produkowanych w małej mnogości (np. Λ , Ξ^- , K_s^0) niż w innych eksperymentach działających w tym samym lub podobnym zakresie energii, tj. HADES, BM@N, STAR.

Wysoki współczynnik interakcji zderzeń sprawia, że niezbędne są szybkie i odporne na promieniowanie detektory, jak i elementy elektroniczne. Ze względu na ogromne ilości danych z odczytu dektorów (~1TB/s) zapewniona zostanie wysokowydajna farma obliczeniowa (GSI GreenITube), która pozwoli na selekcję i rekonstrukcję danych w czasie rzeczywistym.

2.2 Podsystemy detektora CBM

Eksperyment CBM będzie składał się z zespołu detektorów [Rys.2.3], które pozwolą na wyznaczanie czasowo-przestrzennych charakterystyk i własności cząstek produkowanych podczas zderzeń ciężkich jonów w systemie stacjonarnej tarczy.



Rys. 2.3: Wizualizaja detektorów eksperymentu CBM. [15]

Detektory obecne w CBM to:

- Micro-Vertex Detector¹ (MVD) pozwalający na wyznaczanie rozpadów cząstek krótko żyjących z bardzo wysoką rozdzielczością przestrzenną,
- Silicon Tracking System¹ (STS) główny detektor pozycyjny odpowiedzialny za rekonstrukcję torów cząstek w dużym zakresie ich momentów pędu z wysoką rozdzielczością,

¹umieszczony wewnątrz magnesu dipolowego

- Muon Chamber System (MuCh) do pomiarów mionów lub montowany zamiennie Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH), który w połączeniu z TRD, identyfikuje elektrony o pędach powyżej 1.5 GeV/c,
- Transition Radiation Detector (TRD) służący do śledzenia cząstek oraz identyfikacji elektronów i pozytonów,
- Time of Flight Detector (ToF) w połączeniu z pomiarami z pozostałych detektorów umożliwia identyfikację naładowanych hadronów,
- Projectile Spectator Detector (PSD) pozwala na szacowanie płaszczyzny reakcji oraz wyznaczanie centralności,
- Electromagnetic Calorimeter (ECal) zapewnia informacje o fotonach i neutralnych cząstkach obserwowanych w wybranych regionach czasoprzestrzeni.

2.2.1 MVD i STS

MVD i STS są detektorami półprzewodnikowymi, do budowy których wykorzystuje się złącza p-n [Rys.2.4] będące połączeniem dwóch warstw półprzewodnika. Jedna z warstw jest domieszkowana na typ n, co oznacza podwyższenie koncentracji elektronów. Druga warstwa ma natomiast domieszkowanie typu p, czyli nadmiar dziur. Po ich połączeniu następuje dyfuzja nośników i rekombinacja z nośnikami większościowymi. Tworzy się również obszar ładunku przestrzennego, który w detektorach najczęściej spolaryzowany jest zaporowo, co zwiększa jego szerokość.



Rys. 2.4: Złącze półprzewodnikowe typu p-n. [16]

Cząstka przenikająca przez obszar złącza powoduje jego jonizację. Część elektronów, w dotychczas nieprzewodzącym prądu obszarze, zostaje przeniesiona do pasma przewodnictwa, powodując tworzenie się par elektron-dziura. Przyłożone do detektora napięcie wymusza dryf nośników w stronę elektrod, z których otrzymujemy mierzalny impuls elektryczny.

Micro-Vertex Detector

MVD to detektor pikselowy posiadający 4 stacje ulokowane w odległościach 5, 10, 15 i 20 cm od tarczy, w którą uderza wiązka [Rys.2.5a]. Klasyfikuje się go jako detektor pozycyjny dający dwuwymiarowy odczyt sygnału. Złożony jest z sensorów typu MIMOSIS [Rys.2.5b] opartych na technologii monolitycznej – sensory MAPS (*Monolithic Active Pixel Sensors*). [17] Pozwala to na umieszczanie części detekcyjnej i odczytowej na tym samym krysztale krzemu, co zmniejsza grubość detektora oraz zwiększa pewność połączeń.



Rys. 2.5: (a) Micro-Vertex Detector – wizualizacja. [17] (b) Sensor pikselowy MIMOSIS: 1024 kolumny, każda po 504 piksele o rozmiarach 26.88 x 30.24µm; porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18]

Silicon Tracking System

STS [Rys.2.6a] jest również detektorem pozycyjnym. Zawiera 8 stacji (o zakresie kątowym pomiarów 2.5 °<⊖<25 °) w odległościach pomiędzy 30 a 100 cm od tarczy. Na dwuwymiarowy odczyt pozwala 890 modułów [Rys.2.6b] zawierających dwustronne (*double-sided*) sensory Silicon Micro-Strip [Rys.2.6c]. [17]

Kryształ krzemowy, z którego zbudowane są Silicon Micro-Strips zawiera domieszki typu n, a przy elektrodach odczytowych domieszkowany jest na typ p. Przestrzenność pomiaru bierze się z segmentacji elektrody odczytowej, która składa się z napylonych na przemian pasków metalu i izolatora. Dwuwymiarowość odczytu jest natomiast wynikiem ortogonalnego ułożenia płaszczyzn dwóch warstw pasków.

2.2.2 ToF

Time of Flight [Rys.2.7a] jest detektorem zlokalizowanym około 7m od miejsca zderzenia wiązki z tarczą. Jego powierzchnia aktywna wynosi około 120m², rozdzielczość czasowa ma być rzędu 80ps.

ToF bazuje na modułach z licznikami MRPC (*Multi-gap Resistive Plate Chamber*), przykład pokazano na Rys.2.7b. Są to liczniki gazowe z równoległymi elektrodami wysokonapięciowymi



Rys. 2.6: (a) Silicon Tracking System – wizualizacja. (b) Moduł STS składający się z sensorów Silicon Micro-Strip, mikrokabli i elektroniki odczytowej. [19] (c) Double-sided Silicon Micro-Strip – schemat. [20]

(HV), które do działania wykorzystują zjawisko jonizacji gazu. [21] W detektorach gazowych naładowana cząstka przechodząca przez ośrodek wywołuje jonizację. Uwolnione ładunki poruszają się w kierunku elektrod, gdzie następuje odczyt sygnału.



Rys. 2.7: (a) Detektor Time of Flight – wizualizacja; kolory odpowiadają modułom z różnymi własnościami zastosowanych elektrod szklanych. (b) Budowa przykładowego licznika MPRC. [21]

2.2.3 PSD

Projectile Spectator Detector [Rys.2.8a] jest kompensującym kalorymetrem hadronowym wykorzystującym zjawisko kaskady hadronowej. Cząstka przechodząca przez taki detektor zapoczątkowuje pojedyńczą reakcję jądrową, która powoduje kaskadowe powstawanie wtórnych hadronów (piony, kaony, nukleony) oraz kwantów gamma. Analiza energii zdeponowanej w detektorze pozwala na wyznaczenie energii cząstki pierwotnej.

PSD zbudowany jest z 44 modułów [Rys.2.8b] o długości 120cm. Każdy z nich składa się natomiast z 60 naprzemiennie ułożonych scyntlatorów ołowianych (o grubości 4mm) i płytek scyntlacyjnych (o grubości 16mm). [22]



Rys. 2.8: (a) Projectile Spectator Detector – wizualizacja. [17] (b) Konstrukcja modułu PSD. [22]

2.2.4 Inne

Muon Chamber System

MUCH to detektor mający identyfikować miony o niskich pędach w środowisku o wysokiej gęstości cząstek. Osiągnięte zostanie to przez zastosowanie systemu warstw absorbera zbudowanego z żelaza (Fe) oraz warstw detekcyjnych ułożonych naprzemiennie. Ilość zastosowanych modułów będzie zależała od energii wiązki. [17] Komory detektora będą złożone z komór GEM (*Gas Electron Multiplier*) lub z komór RPC (*Resistive Plate Chambers*), które są gazowymi detektorami wykorzystującymi zjawisko jonizacji. [23]

Ring Imaging Cherenkov Detector

Zasadza działania RICH opiera się na detekcji promieniowania Czerenkova, które jest emitowane w wyniku przejścia cząstki przez materiał promieniujący (radiator). W przypadku CBMu używany będzie radiator gazowy z CO₂.

RICH składa się z komory gazowej (na radiator) oraz dwóch dużych luster (około 13m² każde) skupiających promieniowanie na światłoczułym detektorze emitowanych fotonów złożonym z MAPMTs (*Multi-Anode Photo Multiplier Tubes*). [17]



(Senger P., "Status of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR", 2020)

Rys. 2.9: Wizualizacje detektorów (a) MuCh, (b) RICH oraz (c) TRD. [17]

Transition Radiation Detector

W swojej podstawowej wersji TRD będzie złożony z 4 warstw liczników gazowych [Rys.2.9c]. Jego całkowita powierzchnia aktywna wyniesie 114m². Będzie zawierał 216 modułów składających się z liczników MWPC (*Multi-Wire Proportional Counter*) bazowanymi na Xe/CO₂ w połączeniu z foliami polietylenowymi służącymi jako radiatory. [17]

Electromagnetic Calorimeter

ECal jest kalorymetrem typu "shashlik", jakie są wykorzystywane w eksperymentach takich jak HERA-B, PHENIX czy LHCb . Będzie zbudowany ze 140 warstw absorbera ołowianego (o grubości 1mm) oraz scyntlatorów (również o grubości 1mm).

Efekty detektorowe

Detektory nie są urządzeniami doskonałymi. Charakteryzują się skończoną rozdzielczością czy też możliwością identyfikacji cząstek. Efekty tego widoczne są między innymi w zniekształceniach funkcji korelacyjnych.

W związku z tym, podczas analizy par cząstek ważne jest uwzględnienie istnienia efektów detektorowych, wśród których wyróżnia się:

- efekt rejestracji jednej trajektorii cząstki zamiast dwóch (merging),
- efekt rejestracji dwóch trajektorii cząstek zamiast jednej (splitting),
- efekt błędnej rejestracji typu cząstki.

W niniejszej pracy rozpatrzone zostaną efekty związane z błędami identyfikacji trajektorii cząstek, których idea została przedstawiona na Rys.3.1.



Rys. 3.1: Efekt rejestracji jednej trajektorii cząstki zamiast dwóch (po lewej), efekt rejestracji dwóch trajektorii zamiast jednej (po prawej). Dopasowane w wyniku rekonstrukcji tory cząstek zaznaczono kolorem niebieskim.

3.1 Efekt rejestracji jednej trajektorii cząstki zamiast dwóch (*merging*)

Rejestracja jednej trajektorii zamiast dwóch zachodzi głównie dla cząstek o niskim pędzie względnym. W efekcie otrzymuje się zbyt niską liczbę par, co skutkuje obniżeniem wartości funkcji korelacyjnej.

3.2 Efekt rejestracji dwóch trajektorii cząstek zamiast jednej (*splitting*)

Rejestracja dwóch trajektorii zamiast jednej zachodzi, gdy odtworzony zostaje tor dwóch cząstek z bardzo podobnym pędem zamiast jednej. Skutkuje to zawyżeniem liczby par cząstek, a wyniku zawyżeniem wartości funkcji korelacyjnej.

Opisane efekty można szczególnie dokładnie obserwować na wykresach funkcji korelacyjnych cząstek przy wyłączonych efektach statystyki kwantowej oraz oddziaływaniach w stanie końcowym. W przypadku niewystępowania efektów detektorowych funkcja taka powinna przyjmować wartości równe 1. Odstępstwa od tej wartości są właśnie wynikiem występowania opisanych powyżej efektów mergingu (CF < 1) oraz splittingu (CF > 1).

Wyniki

Eksperyment CBM w FAIR jest w fazie budowy. W związku z tym, analizy zostały przeprowadzone na danych generowanych z modelu UrQMD [24] oraz DCMQGSM-SMM [25].

4.1 Rekonstrukcja rozpadów cząstek dziwnych w CBM

(Poniższy rozdział zawiera fragmenty będące tłumaczeniem raportu [26] wykonanego w ramach praktyk programu *GET_INvolved* uzupełnione dodatkowo o komentarze i podstawowe rozkłady czterowektora pędu itp. analizowanych cząstek.)

Duży współczynnik interakcji zderzeń w CBM zapewniający znaczącą produkcję cząstek o krótkim czasie życia nakłada wiele wyzwań związanych z ich rekonstrukcją. Do tego celu zostało stworzone oprogramowanie prowadzące selekcję w czasie rzeczywistym działania eksperymentu (*on-line selection*) – Kalman Filter Particle Finder (KFPF). [27] Bazuje ono na matematyce filtrów Kalmana. Daje szerokie możliwości analizy zderzeń poprzez rekonstrukcję wielu rodzajów rozpadów, w tym cząstek krótkożyciowych wraz z informacjami o ich pędzie, energii, masie, czasie życia, długości rozpadu, itd.

Do późniejszych systematycznych badań wydajności oraz analiz fizycznych stworzone zostało oprogramowanie Particle Finder Simple (PFSimple). [28] Kod tego programu implementuje matematykę KFPraticle do przeprowadzenia zoptymalizowanej i wydajnej rekonstrukcji oraz odrzucenia tła. Algorytm sterowany przez użytkownika zorientowany jest w szczególności na dostępności i modularności. Umożliwia również przesyłanie informacji i parametrów z rekonstrukcji z/do innych narzędzi do analizy pozwalając między innymi na optymalizację kryteriów wyboru z zastosowaniem technik uczenia maszynowego (*Machine Learning*) dla różnych rozpadów cząstek.

4.1.1 Topologia rozpadów cząstek

Rekonstrukcja cząstek z danych pochodzących z detektorów składa się z etapów tj. znajdowanie torów, dopasowanie trajektorii przelotu oraz identyfikację cząstki. Następnie może zostać przeprowadzona rekonstrukcja cząstek krótko żyjących (w tym cząstek dziwnych) oraz neutralnych, które rozpadły się na możliwe do wykrycia cząstki naładowane. Do rekonstrukcji cząstek o dwóch produktach rozpadu używa się następujących zmiennych:

 χ^2_{prim} – odległość pomiędzy torem produktu rozpadu a wierzchołkiem rozpadu,

 χ^2_{aeo} – odległość między torami produktów rozpadu,

- χ^2_{topo} odległość między trajektorią cząstki macierzystej oraz wierzchołkiem rozpadu, $\chi^2 = (C^{-1}\Delta \mathbf{r})\Delta \mathbf{r} = C_{ij}^{-1}\Delta r_i\Delta r_j$ $\Delta \mathbf{r}$ odległość pomiędzy dwoma obiektami (torami lub/i wierzchołkiem rozpadu), C_{ij} macierz kowariancji obiektów,
- DCA (distance of closest approach) odległość największego zbliżenia między torami produktów rozpadu,
- $L/\Delta L$ odległość między wierzchołkiem pierwotnym i wtórnym podzielona przez błąd

 α_{md} – kąt między wektorami pędu cząstek.

llustrację rozpadu cząstki z zaznaczonymi zmiennymi topologicznymi przedstawiono na przykładzie barionu Ξ^- na Rys.4.1.



Rys. 4.1: Schemat rozpadu $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$

Rekonstrukcja rozpadu barionu Ξ^-

 Ξ^- jest cząstką dziwną o krótkim czasie życia składającą się z jednego kwarku d oraz dwóch kwarków s. Rozpada się na ujemnie naładowany pion oraz neutralną lambdę. Następnie Λ jako kolejna dziwna krótko żyjąca cząstka (składająca się z kwarków uds) rozpada się na π^- oraz proton. Taki rozpad nazywamy kaskadowym.

Rozpady cząstek mogą zachodzić również w innych modach, co oznacza, że możemy mieć do czynienia również z innymi produktami rozpadów. Jednakże w CBM rekonstruowane mogą

być jedynie mody o największym prawdopodobieństwie występowania przedstawione poniżej:

$$\Xi^- \to \Lambda \pi^- \quad (99.887 \pm 0.035)\%$$

 $\Lambda \to p \pi^- \quad (63.9 \pm 0.5)\%$

[29]

Rekonstrukcja takich rozpadów ma dwa etapy. Początkowo rekonstruowana jest cząstka Λ . Następnie przeprowadzane jest cięcie oraz ograniczenie na jej masie niezmienniczej w celu poprawienia rozdzielczości masy Ξ^- . Kolejnym krokiem jest przeprowadzenie rekonstrukcji cząstki Ξ^- .

4.1.2 Podstawowe charakterystyki zrekonstruowanych cząstek Ξ^-

Za pomocą oprogramowania PFSimple z danych po rekonstrukcji odpowiedzi detektora zawierających 5 mln zderzeń Au+Au przy pędzie wiązki 12A GeV/c wygenerowanych z modelu DCMQGSM-SMM zrekonstruowano cząstki Ξ^- .

Na poniższych wykresach przedstawiono zależności składowych momentu pędu w kierunkach (x, y, z) [Rys.4.2, 4.3, 4.4] oraz zależność transwersalnej składowej pędu $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ i pospieszności (*rapidity*) $Y = \frac{1}{2} \ln \frac{p+p_z}{p-p_z}$ [Rys.4.5]. Kolorami zaznaczono liczbę cząstek w danym obszarze rozkładu.

Porównano rozkłady z symulacji oraz po uwzględnieniu odpowiedzi detektora i rekonstrukcji cząstek Ξ^- .

Pokazują one, że składowe p_x i p_y pędu mają rozkłady symetryczne względem 0. Jednakże w przypadku danych po rekonstrukcji widoczny jest spadek zliczeń cząstek w okolicy punktu (0,0). Jest to wynikiem działania pola magnetycznego w kierunku y oraz istnienia w systemie detektorów otworu na wiązkę jonów przechodzących przez tarczę, która mogłaby uszkodzić elementy detekcyjne.

Na Rys.4.5 można zauważyć, że w danych symulowanych istnieją ujemne wartości pospieszności. Nie można ich jednakże uznawać za poprawne fizyczne. Jak pokazuje wykres dla danych po rekonstrukcji, w eksperymencie nie mamy do czynienia z wartościami Y mniejszymi od 0.

Analiza tych rozkładów może dostarczać wielu informacji na temat przeprowadzonej rekonstrukcji cząstek oraz wpływu detektora na pomiary. Pozwala również na wykonanie map wydajności rekonstrukcji w wyniku dzielenia histogramów dla cząstek symulowanych i rekonstruowanych.



Rys. 4.2: Rozkłady zależności składowych p_x i p_y pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .



Rys. 4.3: Rozkłady zależności składowych p_x i p_z pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .



Rys. 4.4: Rozkłady zależności składowych p_y i p_z pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .



Rys. 4.5: Rozkłady zależności pospieszności Y i pędu transwersalnego p_T dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .

4.1.3 Optymalizacja kryteriów wyboru podczas rekonstrukcji rozpadów

Podstawowe wartości cięć używanych w KFParticle zostały ustawione "ręcznie" i ich dalsza optymalizacja w ten sposób jest zbyt złożonym oraz wymagającym procesem posiadającym wiele wad. Z tego względu zdecydowano się na sprawdzenie możliwości optymalizacji z użyciem metod uczenia maszynowego. Więcej na temat porównania metod manualnej optymalizacji i zastosowania Machine Learningu (ML) opisano w rozdziale 3. raportu "Machine Learning application for Ξ^- baryon physics analysis in the CBM experiment at FAIR" [26].

Algorytmy uczenia maszynowego uczą się na podstawie analizy przykładowych próbek danych. Zapewniają narzędzia pozwalające na automatyczne dostosowanie kryteriów selekcji oraz ich bardziej wydajną nieliniową i wielowymiarową optymalizację.

Poprzez tzw. *benchmarking*, czyli optymalizacje wydajności i mocy obliczeniowej, Exteme Gradient Boosting (XGB/XGBoost), oparty na drzewach decyzyjnych, został wybrany jako najbardziej optymalny algorytm. [30]. Dodatkowo zastosowano optymalizację bayesowską do lepszego dopasowania różnych parametrów algorytmu. Pozwoliło to na osiągnięcie lepszych wyników podczas treningu i testowania zastosowanego algorytmu.

Optymalizacja kryteriów wyboru do rekonstrukcji barionów Ξ^- została przeprowadzona za pomocą XGBoost oraz porównana z manualną selekcją z KFPF. Poniżej przedstawiono kolejne etapy przygotowania danych, trenowania algorytmu oraz sprawdzania zastosowanego modelu.

Wybór danych do analizy

Do przeprowadzenia analizy użyto próbek generowanych dla zderzeń Au+Au z pędem wiązki 12A GeV/c w systemie stacjonarnej tarczy. Dane pochodziły z dwóch modeli używanych w fizyce zderzeń ciężkich jonów:

- DCMQGSM-SMM; 5 mln zderzeń;
- UrQMD; 2 mln zderzeń.

Symulowane dane były poddane transportowi przez model detektora CBM w programie GEANT4.

Na tak przygotowanych danych przeprowadzona została rekonstrukcja rozpadów z użyciem oprogramowania PFSimple. Cząstki Λ zostały zrekonstruowane z domyślnymi wartościami cięć na zmiennych topologiczych i masie niezmienniczej rozpadu (*cut on invariant mass*), jakie zostały zastosowane w KFPF. Dla Ξ^- wszystkie cięcia na wartościach zmiennych zostały anulowane.

Zestaw cięć w preselekcji cząstek $\Lambda:$

$$\begin{split} \chi^2_{prim\,p} > 18.42 \\ \chi^2_{prim\,\pi^-} > 18.42 \\ \chi^2_{geo} < 3.0 \\ \chi^2_{topo\,lower} > 5.0 \\ L/\Delta L > 10.0 \\ DCA < 1.0\,cm \\ cut\,on\,invariant\,mass = 3.0\sigma, \ \sigma = 1.5\cdot 10^{-3}\,GeV/c^2 \end{split}$$

Wstępna selekcja danych

Wstępna selekcja ma na celu zapewnienie jakościowych danych do trenowania algorytmu i analizy. W tym kroku zbiór kandydatów na szukane cząstki jest czyszczony poprzez usunięcie niefizycznych danych oraz wartości NaN (*Not a Number*). W Tabeli 4.1 przedstawiono wartości cięć do wstępnej selekcji:

Tabela 4.1: Zestaw cięć do wstępnej selekcji danych z rekonstrukcji rozpadów cząstki Ξ[−] mający zapewnić jakościowe dane do analizy.

$1.254 < m_{\Xi^-} < 1.6 GeV/c^2$	$1.0 < \eta < 6.5$
$0 < \chi^2_{prim} < 10^8$	$0 GeV/c < p_z$
$0 < \dot{\chi}^2_{qeo} < 10^5$	p < 20 GeV/c
$0 < \chi^2_{topo} < 10^5$	$p_T < 3 GeV/c$
-5 < l < 80 cm	
$-25 < l/\Delta l < 15000$	
0 < DCA < 100cm	

Wybór zestawu danych do treningu i testowania algorytmu

Przygotowano dane z dwóch modeli – DCMQGSM-SMM oraz UrQMD, co pozwoliło na częściowe uniezależnienie wykorzystanego algorytmu Machine Learning'u od modelu symulującego zderzenia. W celu wyeliminowania problemu istnienia zbyt dużej ilości tła w

stosunku do sygnału, co utrudniłoby analizy, zdecydowano się na stworzenie próbki danych, w której kandydaci na cząstki z tła będą zbiorem 5 razy większym niż sygnał.

Następnie z danych z modelu DCMQGSM-SMM wybrano sygnał w regionie $\pm 5\sigma$ wokół piku na wykresie masy niezmienniczej Ξ^- oraz tło z próbki z modelu UrQMD na lewo i prawo od tego piku. Ilustracja tej próbki danych została przedstawiona na wykresie masy niezmienniczej na Rys.4.6.



Rys. 4.6: Wykres masy niezmienniczej Ξ^- próbki danych przygotowanej do treningu i testowania algorytmu.

W ten sposób przygotowane dane podzielono na dwa zestawy: do treningu (80%) oraz do testowania (20%), aby sprawdzić działanie wytrenowanego modelu ML na danych, których wcześniej nie analizował. Pozwoliło to na uniknięcie zjawiska nadmiernego dopasowania (*overfitting*) oraz zauważenie ogólnych trendów.

Trenowanie oraz testowanie modelu XGBoost

Do trenowania algorytmu wybrano zmienne takie jak $\chi^2_{prim\,first}$, χ^2_{topo} , χ^2_{geo} , DCA i $L/\Delta L$, odpowiadające tym, na których możemy stosować cięcia dla Ξ^- w PFSimple. Sprawdzono liniowe korelacje tych zmiennych z masą niezmienniczą. Wyniki przedstawiono na Rys.4.7 oraz Rys.4.8. W przypadku stosowanego modelu i sposobu tworzenia próbki danych powinno się unikać trenowania na zmiennych silnie skorelowanych z masą niezmienniczą.

Liniowe korelacje zostały sprawdzone za pomocą współczynnika Pearsona. Jego wartość bezwzględna równa 1 mówi o perfekcyjnej korelacji liniowej, natomiast 0 oznacza, że nie ma żadnej zależności liniowej między zmiennymi.



Rys. 4.7: Korelacje zmiennych z masą niemienniczą, policzonych na podstawie współczynnika Pearsona.



Rys. 4.8: Korelacje zmiennych z masą niemienniczą, policzonych na podstawie współczynnika Pearsona z zastosowaniem SEM (*Structural Equation Model*).

Po wyborze zmiennych przeprowadzany jest trening algorytmu XGB. Selekcja najlepszego modelu przeprowadzana jest następnie na podstawie analizy parametru AUC (*Area Under Curve*) wyznaczanego z charakterystyki ROC (*Reciver Operating Characteristic*) przedstawionej na Rys.4.9a.



(a) Receiver Operating Characteristic.



(b) Rozkład prawdopodobieństwa z jakim cząstka-kandydat może być uznana za sygnał/tło.

Rys. 4.9: Ilustracja wyników działania algorytmu XGB do separacji sygnału i tła dla cząstek Ξ^- .

XGBoost zwraca prawdopodobieństwo (wartości z przedziału od 0 do 1) z jakim dana cząstka-kandydat może być uznana za sygnał lub tło [Rys.4.9b]. Na podstawie tego można stwierdzić, że kandydaci z przypisanym prawdopodobieństwem bliskim 0 pochodzą z tła. Natomiast, gdy prawdopodobieństwo dąży do wartości 1, cząstki mogą być z dużą pewnością uznawane za sygnał. Na podstawie rozkładu prawdopodobieństwa obliczany jest parametr AMS (*Approximate Median Significance*), dzięki któremu maksymalizuje się stosunek sygnału

do tła oraz wyznacza wartość prawdopodobieństwa, powyżej której cząstki powinny być uznawane za sygnał.

Do dalszej analizy i porównania wybrana została wartość prawdopodobieństwa, powyżej której cząstki są uznawane za sygnał w taki sposób, aby wydajność rekonstrukcji, definiowana jako stosunek liczby cząstek zrekonstruowanych do wszystkich zliczeń "sygnału" przed rekonstrukcją, była porównywalna dla XGB oraz KFPF. Porównanie przed i po zastosowaniu cięcia na prawdopodobieństwie przedstawia Rys.4.10.



Rys. 4.10: Wykres masy niezmienniczej czątek Ξ[−] przed (kolor niebieski) oraz po (kolor czerwony) zastosowaniu selekcji za pomoca modelu XGB.

Porównanie wydajności XGBoost oraz KFPF

Cięcia na zmiennych topologicznych rozpadu cząstki Ξ^- zastosowane w oprogramowaniu KFPF mają następujące wartości:

$$\begin{split} \chi^2_{prim\,\pi^-} &> 18.42 \\ \chi^2_{geo} &< 6.0 \\ \chi^2_{topo} &< 5.0 \\ L/\Delta L &> 5.0 \\ DCA &< 1.0 cm \end{split}$$

W celu porównania działania XGBoost oraz KFPF przeanalizowano macierz kowariancji [Rys.4.11]. Jak oczekiwano, stosunek liczby kandydatów z sygnałem prawdziwie pozytywnym do wszystkich kandydatów (*true positive signal candidates / all candidates*) jest wyższy (około 4%) dla kryteriów selekcji XGB, a więc algorytm uczenia maszynowego pozwala zachować więcej sygnału w rejonie piku. Z drugiej strony, stosunek sygnałów fałszywie do prawdziwie pozytywnych (*false / true positive signal ratio*) dla XGB jest mniejszy, co oznacza, że algorytm dokonuje dokładniejszej selekcji sygnałów. Dokładne wartości tych współczynników są przedstawione w Tabeli 4.2.



Rys. 4.11: Macierze kowariancji przy zastosowaniu (a) algorytmu XGB oraz (b) wartości cięć z KFPF.

Tabela 4.2: Porównanie kryteriów selekcji XGB oraz KFPF.

			XGB selection criteria	KFPF selection criteria
true	positive	signal	84.22%	79.71%
candid	lates / all car	ndidates		
false / true positive signal			0.14	0.32
ratio				



Rys. 4.12: Wykres masy niezmienniczej czątek Ξ^- z porównaniem działania kryteriów selekcji z KFPF oraz modelu XGB.]

Porównanie działania XGB z oprogramowaniem KFPF wykazało, że w obszarze piku masy niezmienniczej model uczenia maszynowego selekcjonuje więcej sygnału oraz odrzuca więcej tła poza nim [Rys.4.12].

Algorytm XGB wykazuje również wysoką wydajność definiowaną jako liczbę kandydatów zakwalifikowanych jako sygnał do wszystkich rekonstruowanych cząstek Ξ^- . Rys.4.13 pokazuje, że wydajność algorytmu ML wynosi około 80%.



Rys. 4.13: Wydajność rekonstrukcji pokazana na wykresie ($rapidity, p_T$).

W CBM narzędzia do rekonstrukcji rozpadów cząstek są wciąż rozwijane i udoskonalane. Wysokiej wydajności rekonstrukcja cząstek krótko żyjących, w tym cząstek dziwnych, jest ważną częścią eksperymentu. Pozwala ona na poprawienie jakości wykonywanych później analiz, również dotyczących korelacji femtoskopowych.

4.2 Analiza funkcji korelacyjnych

Ważną częścią femtoskopii korelacyjnej jest badanie korelacji cząstek powstających w wyniku zderzeń ciężkich jonów. Funkcje korelacyjne pozwalają między innymi na wyznaczenie obszaru emisji w trakcie wymrożenia (*freeze-out*), gdy ustają procesy tworzenia nowych cząstek oraz wymiany pędów.

W analizach wzięto pod uwagę dwie próbki danych ze zderzeń Au+Au przy pędzie wiązki 12A GeV/c:

- bez rekonstrukcji detektora; 100 tys. zderzeń
 - do obliczenia funkcji korelacyjnych i porównania efektów uwzględnienia odpowiednich oddziaływań,
 - do wyznaczenia promieni źródła w momencie wymrożenia,
- po przeprowadzeniu rekonstrukcji detektora; 2 mln zderzeń
 - do obliczenia funkcji korelacyjnych,
 - o do sprawdzenia wpływu efektów detektorowych na kształt funkcji.

4.2.1 Funkcje korelacyjne bez rekonstrukcji detektora

Pierwsza analizowana próbka generowana z modelu UrQMD zawierała dane ze 100 tysięcy zderzeń złota Au+Au przy pędzie wiązki 12A GeV/c. Porównano jednowymiarowe funkcje korelacyjne cząstek identycznych: negatywnie naładowanych pionów oraz protonów w trzech przedziałach parametru zderzenia (centralne b=(0,3.2)fm, niecentralne b=(3.2,15)fm, MinBias b=(0,15)fm) z uwzględnioną tylko statystyką kwantową (QS), a także statystyką kwantową i oddziaływaniami w stanie końcowym. Wśród oddziaływań w stanie końcowym wyróżnia się oddziaływania kulombowskie (COUL) oraz oddziaływania silne (SI).



Rys. 4.14: Jednowymiarowe funkcje korelacyjne negatywnie naładowanych pionów w trzech przedziałach parametru zderzenia: najbardziej centralne (po lewej), peryferyjne (środek), MinBias (po prawej).



Rys. 4.15: Jednowymiarowe funkcje korelacyjne protonów w trzech przedziałach parametru zderzenia: najbardziej centralne (po lewej), peryferyjne (środek), MinBias (po prawej).

Rysunki 4.14 i 4.15 pokazują, że uwzględnienie oddziaływań w stanach końcowych między cząstkami ma istotny wpływ na kształt funkcji korelacyjnej. W przypadku jednowymiarowym i przy uwzględnieniu tylko statystyki kwantowej (QS), niezależnie od przedziału parametru zderzenia *b*, funkcja dla pionów dąży do wartości 2 przy małych różnicach pędów q_{inv} . Uwzględnienie oddziaływania kulombowskiego powoduje znaczny spadek wartości CF dla $q_{inv} < 0.03 GeV/c$, co oznacza, że cząstki są mniej skorelowane ze sobą [Rys.4.14]. Dla wartości CF<1 pojawia się antykorelacja. Funkcje dla protonów [Rys.4.15] pokazują natomiast, że przy włączonej jedynie statystyce kwantowej wartości CF dla małych różnic pędów dążą do wartości 0.5. Uwzględnienie oddziaływań kulombowskich oraz silnych, którym podlegają te

cząstki, prowadzi do znacznej zmiany kształtu funkcji CF. W okolicy $q_{inv} = 0.05 GeV/c$ pojawia się maksimum, a dla najmniejszych różnic pędów wartości dążą do 0.

Wyznaczenie promieni źródła w momencie wymrożenia

Analiza wykresów funkcji korelacyjnych pozwala na wyznaczenie promieni źródła emisji cząstek w momencie wymrożenia. Uwzględniając tylko efekty statystyki kwantowej, można przeprowadzić dopasowanie funkcji o rozkładzie gaussowskim:

$$CF(q_{inv}) = 1 + \lambda e^{-q_{inv}^2 R_{inv}^2},$$
(4.1)

gdzie: R_{inv} – promień źródła, q_{inv} – różnica pędów.

Obliczono promienie obszarów emisji ujemnie naładowanych pionów oraz protonów w układzie dla 100 tys. zderzeń Au+Au z pędem wiązki 12A GeV/c. W tym celu stworzono projekcje funkcji korelacyjnych [Rys.4.16, 4.17] w poszczególnych kierunkach układu (*out, side, long*) po dokonaniu parametryzacji Bertsh-Pratt'a. W takim układzie:

- long kierunek równoległy do kierunku wiązki,
- out kierunek równoległy do transwersalnego pędu średniego pary cząstek k_T ,
- side kierunek prostopadły do long i out.

Funkcja korelacyjna ma postać:

$$CF(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = 1 + \lambda e^{-q_{out}^2 R_{out}^2 - q_{side}^2 R_{side}^2 - q_{long}^2 R_{long}^2},$$
(4.2)

Następnie do funkcji korelacyjnych dopasowano funkcję Gaussa opisaną wzorem (4.1), co pozwoliło na wyznaczenie promieni źródła w momencie wymrożenia. Wyniki przedstawiono w Tabeli 4.3 w przypadku pionów oraz Tabeli 4.4 dla protonów.

	b=(0,3.2)fm	b=(3.2,15)fm	b=(0,15)fm
R_out	5.64621 ± 0.01781	4.13434 ± 0.03996	4.34428 ± 0.03811
R_side	4.36907 ± 0.06923	3.29304 ± 0.03246	3.47678 ± 0.03045
R_long	4.48090 ± 0.08636	3.59413 ± 0.04082	3.68729 ± 0.03781

Tabela 4.3: Promienie źródeł emisji cząstek w momencie wymrożenia dla korelacji $\pi^-\pi^-$.

Tabela 4.4: Promienie źródeł emisji cząstek w momencie wymrożenia dla korelacji pp.

	b=(0,3.2)fm	b=(3.2,15)fm	b=(0,15)fm
R_out	2.68947 ± 0.26582	2.08944 ± 0.18029	2.36765 ± 0.16987
R_side	2.15266 ± 0.24695	2.05002 ± 0.17256	2.15426 ± 0.15701
R_long	1.90847 ± 0.23790	1.56580 ± 0.18672	1.741322 ± 0.08636



(c) MinBias b=(0,15)fm

Rys. 4.16: Funkcje korelacyjne pionów w kierunkach (out, side, long) z dopasowaniem funkcji Gaussa.



(c) MinBias b=(0,15)fm

Rys. 4.17: Funkcje korelacyjne pionów w kierunkach (*out, side, long*) z dopasowaniem funkcji Gaussa. (uwaga: do poprawienia wykresy -> żeby wydlądały jak na 4.1 i 4.2)

4.2.2 Funkcje korelacyjne z uwzględnieniem rekonstrukcji detektora

W celu sprawdzenia wpływu odpowiedzi detektora na kształt funkcji korelacyjnej przeanalizowano 2 mln zderzeń centralnych Au+Au przy pędzie wiązki 12A GeV/c wygenerowanych z modelu UrQMD i poddanych rekonstrukcji za pomocą GEANT4 [31].

W korelacjach pionów największe zmiany kształtu funkcji widoczne są podczas uwzględniania tylko efektów statystyki kwantowej (porównanie Rys.4.14 i Rys.4.18).



 $\pi \pi$, centralne, QS

Rys. 4.18: Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.



Rys. 4.19: Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS) oraz oddziaływaniem kulombowskim (COUL); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.

Dla małych wartości różnic pędów (w obszarze $q_{inv} < 0.015 GeV/c$ funkcja CF, zamiast dążyć do 2, zmniejsza swoje wartości. W przypadku gdy wzięte pod uwagę zostanie również

oddziaływanie kulombowskie [Rys.4.19], nie obserwuje się znacznych zmian kształtu funkcji korelacyjnej.

Analiza korelacji par protonów wykazuje natomiast, że zarówno w przypadku uwzględnienia tylko statystyki kwantowej [Rys.4.20], jak i QS wraz z oddziaływaniami w stanie końcowym [Rys.4.21] kształt funkcji w zakresie małych wartości q_{inv} znacznie odbiega od spodziewanego [Rys.4.15].



Rys. 4.20: Funkcja korelacyjna par protonów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.



Rys. 4.21: Funkcja korelacyjna par protonów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS), oddziaływaniem kulombowskim (COUL) oraz silnym (SI); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.

W korelacjach protonów funkcja CF z uwzględnieniem jedynie QS powinna dążyć do wartości 0.5 oraz przy włączonych COUL+SI do 0 dla małych różnic pędów. Efekty

detektorowe sprawiają jednak, że funkcje w tym zakresie mają znacznie wyższe wartości od spodziewanych.

4.2.3 Obserwowane efekty detektorowe

Na dokładniejszą analizę efektów detektorowych mających wpływ na kształt funkcji korelacyjnej pozwala analiza wykresów $CF(q_{inv})$ bez uwzględnienia zarówno efektów statystyki kwantowej, jak i oddziaływań w stanie końcowym. Wtedy gdy wartość funkcji przekracza wartość 1, obserwowana jest zbyt duża liczba par będąca wynikiem rejestracji jednego toru cząstki jako dwóch (*splitting*). Podczas gdy rejestrowana jest zbyt mała liczba par, wartość CF < 1 jest konsekwencją rejestracji jednej trajektorii cząstki zamiast dwóch (*merging*). W obszarach, gdzie funkcja przyjmuje wartość 1, nie obserwujemy żadnego z tych efektów.

Na podstawie Rys.4.22 można stwierdzić, że dla ujemnie naładowanych pionów w zakresie różnic pędów około $q_{inv} = (0.01, 0.045) GeV/c$ obserwuje się zwiększoną liczbę rejestrowanych par, co jest konsekwencją tzw. splittingu. Poniżej tych wartości q_{inv} widoczny jest dość silny efekt rejestracji zbyt małej liczby par – splitting.

W przypadku protonów widoczny jest jedynie efekt rejestracji zbyt dużej liczby par. Rozciąga się on na stosunkowo szeroki zakres różnicy pędów. Występuje aż do wartości $q_{inv} = 1.2 GeV/c$ [Rys.4.23]. Występowanie efektu mergingu może być maskowane przez silny splitting.





Rys. 4.22: Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów bez uwzględniania statystyki kwantowej i oddziaływań w stanie końcowym; zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.



Rys. 4.23: Funkcja korelacyjna par protonów bez uwzględniania statystyki kwantowej i oddziaływań w stanie końcowym; zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.

Zbadane funkcje korelacyjne ujemnie naładowanych pionów i protonów pokazały, jak duży wpływ na ich kształt mają efekty związane z działaniem detektora oraz rekonstrukcją torów cząstek (*tracking*). Wyraźne są ślady rejestracji zbyt dużej lub zbyt małej liczby par. Zmniejszenie tych efektów jest wyzwaniem dla ekspertów zajmujących się trackingiem oraz rozdzielczością detektorów. Pozwoliłoby to między innymi na wyższej jakości rekonstrukcję rozpadów cząstek dziwnych Λ czy Ξ^- .

4.2.4 Funkcje korelacyjne cząstek V0

Cząstami V0 nazywane są cząstki krótko żyjące, których rozpad daje dwa produkty o przeciwnych ładunkach. Przykładem takiej cząstki jest barion Λ i jego rozpad na ujemnie naładowany pion oraz proton.

W ramach tej pracy planowane było napisanie oprogramowania bazującego na PFSimple (opisanego w rozdziale 4.1) mającego na celu rekonstrukcję cząstek V0 w celu późniejszej analizy korelacji femtoskopowych. Możliwości rekonstrukcji przedstawiono na Rys.4.24, gdzie porównano wykresy masy niezmienniczej cząstek Λ przed i po optymalizacji rekonstrukcji (po odrzuceniu tła). Cięcia na zmiennych topologicznych skutecznie redukują tło, przy maksymalizacji zachowanego sygnału. Obecnie rozwijana jest również optymalizacja selekcji za pomocą metod uczenia maszynowego.



Rys. 4.24: Masa niezmiennicza cząstek zrekonstruowanych przed selekcją (czerwony) oraz po zoptymalizowanej selekcji (niebieski) za pomocą PFSimple.

Ze względu na złożoność poprzednich etapów, tj. analizę funkcji korelacyjnych pionów i protonów, cel stworzenia oprogramowania nie został osiągnięty. Jednakże, przed analizą bardziej złożonych przypadków (tutaj cząstek V0) niezwykle ważna jest analiza podstawowych cząstek, która wykazała, że zarówno w przypadku pionów, jak i protonów mamy do czynienia z silnymi efektami detektorowymi zaburzającymi kształt funkcji korelacyjnej.

W przyszłości analizy mogą być również rozszerzone o inne centalności zderzeń, po zwiększeniu statystyki i rozpatrywanego zakresu parametru zderzenia.

Praca może być kontynuowana w ramach magisterskiej pracy dyplomowej.

Podsumowanie

Eksperyment CBM w FAIR jest w fazie budowy, a więc przeprowadzane analizy odbywają się z wykorzystaniem danych generowanych z modeli Monte Carlo poddawanych rekonstrukcji odpowiedzi detektora. Wykorzystano dane z modeli UrQMD oraz DCMQGSM-SMM dla zderzeń Au+Au przy pędzie wiązki 12A GeV/c.

Zbadano charakterystyki składowych pędu oraz pędu transwersalnego i pospieszności dla zrekonstruowanych cząstek Ξ^- . Porównano rozkłady z symulacji oraz po uwzględnieniu odpowiedzi detektora, który, jak wykazano, ma wpływ na kształt rozkładów.

Przedstawiono optymalizację kryteriów wyboru podczas rekonstrukcji rozpadów barionów Ξ⁻ w eksperymencie CBM za pomocą metod uczenia maszynowego (ML - *Machine Learning*) z wykorzystaniem modelu XGBoost. Omówiono kolejne etapy przygotowania próbki danych oraz testowania i trenowania algorytmu. Porównano wydajność zastosowania XGB oraz oprogramowania Kalman Filter Particle Finder (KFPF). Wykazano, że wybrany model ML pozwala efektywniej eliminować tło, przy jednoczesnym zachowaniu większej ilości sygnału. Wydajność algorytmu wyniosła około 80%.

Następnie wzięto pod uwagę dwa przypadki: dane bez rekonstrukcji detektora oraz z rekonstrukcją odpowiedzi detektora generowane z modelu UrQMD. Analiza korelacji femtoskopowych dla ujemnie naładowanych pionów oraz protonów dla danych bez rekonstrukcji detektora pozwoliła na poznanie kształtu funkcji korelacyjnych przy uwzględnieniu efektów statystyki kwantowej i/lub oddziaływań w stanie końcowym. Ponadto wyznaczono promienie źródła emisji cząstek w układzie (*out, side, long*).

Pozwoliło to na stworzenie funkcji korelacyjnych z uwzględnieniem rekonstrukcji odpowiedzi detektora oraz porównanie wpływu efektów detektorowych na kształt funkcji. Pokazano, że w przypadku ujemnie naładowanych pionów przy uwzględnieniu efektów statystyki kwantowej istnieje silny efekt mergingu zaniżający wartości funkcji korelacyjnej w zakresie małych różnic pędów. Analiza par protonów wykazała, że efekty detektorowe zawyżają wartości funkcji korelacyjnej w zakresach małych różnic pędów, co sugeruje bardzo silny efekt splittingu.

Korelacje femtoskopowe pionów i protonów okazały się złożonym zagadnieniem. Przeprowadzone analizy wykazały, że istnieją silne efekty detektorowe w zakresach małych różnic pędów cząstek.

W przyszłości planowane jest stworzenie oprogramowania bazującego na kodzie programu PFSimple do rekonstrukcji cząstek V0. Umożliwi to analizę korelacji femtoskopowych krótko żyjących cząstek dziwnych takich jak Λ .

Bibliografia

- [1] Wróblewski A.K. *Historia fizyki: od czasów najdawniejszych do współczesności.* Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 2015
- [2] Zbroszczyk H. Wstęp do fizyki jądrowej. Wykłady na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej
- [3] Arbuzov A.B. *Quantum Field Theory and the Electroweak Standard Model*. 2018. arXiv:1801.05670
- [4] Grebieszkow K. Fizyka zderzeń ciężkich jonów. Wykłady na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej. http://www.if.pw.edu.pl/~kperl/HIP/hip.html, dostęp: 27/12/2021
- [5] Bartke J. Introduction to relativistic heavy ion physics. New Jersey [etc.], World Scientific 2009
- [6] Shuryak E.V., Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions, *Physics Letters B*, 1978, 1 (78), 150-153
- [7] Rajeev S. B., Relativistic heavy-ion collisions, 2014, arXiv:1404.3294
- [8] Snellings R., Elliptic flow: a brief review, 2011, New J. Phys. 13, 2011
- [9] Schukraft J., Stock R., Toward the Limits of Matter: Ultra-relativistic Nuclear Collisions at CERN, *60 Years of CERN Experiments and Discoveries*. World Scientific 2015, 61–87
- [10] Zbroszczyk H. Eksperymentalne aspekty badania korelacji femtoskopowych w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jonów. Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej 2019
- [11] Strona internetowa GSI: https://www.gsi.de/en/researchaccelerators/fair, dostęp: 28/12/2021
- [12] GSI ulotka informacyjna: https://www.gsi.de/fileadmin/ oeffentlichkeitsarbeit/Broschueren/Flyer_EN_220421_web.pdf, dostęp: 28/12/2021

- [13] Friman B., Hohne C., Knoll J., Leupold S., Randrup J., Rapp R., Senger P., The CBM physics book: Compressed baryonic matter in laboratory experiments, *Lecture Notes in Physics*, 2011, 814, 863-980
- [14] CBM Collaboration, EPJA 53 3 (2017) 60. T.Galatyuk, NPA982 (2019), update (2021)
- [15] Collection of the CBM materials for conference presentations
- [16] Maciaszek M., Fizyka półprzewodników, Wykłady na Wydziale Fizyki PW, 2021
- [17] Senger P., Status of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR, *International Journal of Modern Physics E*, 2020, 02 (29)
- [18] Deveaux M., Status of the CBM-MVD, 38th CBM Collaboration Meeting, Darmstadt, 2021
- [19] Teklishyn M., STS preparing detector construction, 38th CBM Collaboration Meeting, Darmstadt, 2021
- [20] Masciocchi S., Semiconductor detectors, SS2017, Heidelberg, 2017
- [21] praca zbiorowa, "Technical Design Report for the CBM: Time of Flight System"
- [22] praca zbiorowa, "Technical Design Report for the CBM: Projectile spectator detector"
- [23] Chattopadhyay S., Muon Chambers (MuCh) at CBM: Status and plan, *38th CBM Collaboration Meeting*, Darmstadt, 2021
- [24] Model UrQMd: https://urqmd.org/, dostęp: 30/12/2021
- [25] Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V., Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2020, 3 (17), 304–324
- [26] Karabowicz M., Machine Learning application for Ξ⁻ baryon physics analysis in the CBM experiment at FAIR, *Internship and trining report Get INvolved 2021*, Datmstadt, 2021
- [27] Zyzak M., Kisel I., Github. https://github.com/cbmsw/KFParticle.git, dostęp: 20/09/2021
- [28] Lubynets O., Klochkov V., Selyuzhenkov I., Glaessel S., Blume C., CBM-GSI gitlab. https://git.cbm.gsi.de/pwg-c2f/analysis/pf_simple, dostęp: 20/09/2021
- [29] Particle Data Group: https://pdg.lbl.gov/2021/listings/contents_listings. html, dostęp: 29/10/2021
- [30] Khan S., Klochkov V., Lavoryk O., Lubynets O., Khan A.I., Dubla A., Selyuzhenkov I., Machine Learning Application for Λ Hyperon Reconstruction in CBM at FAIR, 2021, arXiv:2109.02435 [physics.ins-det]

[31] Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., AraujoH., Arce P. i inni, Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 3 (506), 250-303,

Spis rysunków

1.1	Cząstki elementarne Modelu Standardowego. [3]	16
1.2	Diagram fazowy QCD z granicą przejść fazowych oraz punktem krytycznym; zależność temperatury T i chemicznego potencjału barionowego μ_B . [7]	17
1.3	Schemat zderzenia ciężkich jonów. [8]	18
1.4	Wielki i Mały Wybuch – porównanie. [10]	19
1.5	Idea femtoskopii korelacyjnej.	20
1.6	Funkcja korelacyjna pary protonów z uwzględnieniem różnych kombinacji efektów i oddziaływań. [10]	22
2.1	Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR). [12]	23
2.2	Porównanie współczynników interakcji eksperymentów. [14]	24
2.3	Wizualizaja detektorów eksperymentu CBM. [15]	25
2.4	Złącze półprzewodnikowe typu p-n. [16]	26
2.5	(a) Micro-Vertex Detector – wizualizacja. [17] (b) Sensor pikselowy MIMOSIS: 1024 kolumny, każda po 504 piksele o rozmiarach 26.88 x 30.24 μ m;	
	porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18]	27
2.6	porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18]	27
2.6 2.7	porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18]	27 28 28
2.6 2.7 2.8	 porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18] (a) Silicon Tracking System – wizualizacja. (b) Moduł STS składający się z sensorów Silicon Micro-Strip, mikrokabli i elektroniki odczytowej. [19] (c) Double-sided Silicon Micro-Strip – schemat. [20] (a) Detektor Time of Flight – wizualizacja; kolory odpowiadają modułom z różnymi własnościami zastosowanych elektrod szklanych. (b) Budowa przykładowego licznika MPRC. [21] (a) Projectile Spectator Detector – wizualizacja. [17] (b) Konstrukcja modułu PSD. [22] 	27 28 28 29
 2.6 2.7 2.8 2.9 	porównanie wielkości z monetą 1-go centa. [18]	27 28 28 29 30

4.1	Schemat rozpadu $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	34
4.2	Rozkłady zależności składowych p_x i p_y pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .	36
4.3	Rozkłady zależności składowych p_x i p_z pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .	36
4.4	Rozkłady zależności składowych p_y i p_z pędu dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^- .	36
4.5	Rozkłady zależności pospieszności Y i pędu transwersalnego p_T dla symulowanych (a) i rekonstruowanych (b) cząstek Ξ^-	37
4.6	Wykres masy niezmienniczej Ξ^- próbki danych przygotowanej do treningu i testowania algorytmu.	39
4.7	Korelacje zmiennych z masą niemienniczą, policzonych na podstawie współczynnika Pearsona.	40
4.8	Korelacje zmiennych z masą niemienniczą, policzonych na podstawie współczynnika Pearsona z zastosowaniem SEM (<i>Structural Equation Model</i>).	40
4.9	llustracja wyników działania algorytmu XGB do separacji sygnału i tła dla cząstek Ξ^- .	41
4.10	Wykres masy niezmienniczej czątek Ξ^- przed (kolor niebieski) oraz po (kolor czerwony) zastosowaniu selekcji za pomoca modelu XGB	42
4.11	Macierze kowariancji przy zastosowaniu (a) algorytmu XGB oraz (b) wartości cięć z KFPF.	43
4.12	Wykres masy niezmienniczej czątek Ξ^- z porównaniem działania kryteriów selekcji z KFPF oraz modelu XGB.]	43
4.13	Wydajność rekonstrukcji pokazana na wykresie ($rapidity, p_T$)	44
4.14	Jednowymiarowe funkcje korelacyjne negatywnie naładowanych pionów w trzech przedziałach parametru zderzenia: najbardziej centralne (po lewej), peryferyjne (środek), MinBias (po prawej).	45
4.15	Jednowymiarowe funkcje korelacyjne protonów w trzech przedziałach parametru zderzenia: najbardziej centralne (po lewej), peryferyjne (środek), MinBias (po prawej).	45
4.16	Funkcje korelacyjne pionów w kierunkach (<i>out</i> , <i>side</i> , <i>long</i>) z dopasowaniem funkcji Gaussa.	47
4.17	Funkcje korelacyjne pionów w kierunkach (<i>out</i> , <i>side</i> , <i>long</i>) z dopasowaniem funkcji Gaussa. (uwaga: do poprawienia wykresy -> żeby wydlądały jak na 4.1 i 4.2)	48
4.18	Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	49

4.19 Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS) oraz oddziaływaniem kulombowskim (COUL); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	49
4.20 Funkcja korelacyjna par protonów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	50
4.21 Funkcja korelacyjna par protonów z uwzględnioną statystyką kwantową (QS), oddziaływaniem kulombowskim (COUL) oraz silnym (SI); zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	50
4.22 Funkcja korelacyjna par ujemnie naładowanych pionów bez uwzględniania statystyki kwantowej i oddziaływań w stanie końcowym; zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	51
4.23 Funkcja korelacyjna par protonów bez uwzględniania statystyki kwantowej i oddziaływań w stanie końcowym; zderzenia centralne Au+Au @ 12A GeV/c po rekonstrukcji odpowiedzi detektora.	52
4.24 Masa niezmiennicza cząstek zrekonstruowanych przed selekcją (czerwony) oraz po zoptymalizowanej selekcji (niebieski) za pomocą PFSimple	53

Spis tabel

4.1	Zestaw cięć do wstępnej selekcji danych z rekonstrukcji rozpadów cząstki Ξ^-				
	mający zapewnić jakościowe dane do analizy.	38			
4.2	Porównanie kryteriów selekcji XGB oraz KFPF	43			
4.3	Promienie źródeł emisji cząstek w momencie wymrożenia dla korelacji $\pi^-\pi^-$.	46			
4.4	Promienie źródeł emisji cząstek w momencie wymrożenia dla korelacji pp	46			