## POLITECHNIKA WARSZAWSKA

DYSCYPLINA NAUKI FIZYCZNE DZIEDZINA NAUK ŚCISŁYCH I PRZYRODNICZYCH

# Rozprawa doktorska

mgr inż. Sebastian Siejka

#### Femtoskopia protonów i antyprotonów w programie Beam

#### Energy Scan eksperymentu STAR

Promotor

dr hab. inż. Hanna Zbroszczyk, prof. uczelni

WARSZAWA 2022

Dziękuję Hani, Pawłowi, Dianie i Danielowi za bycie zgranym zespołem, wspólne konferencje i szychty, oraz wszelką pomoc jaką mi okazali.

Dziękuję rodzicom i dziadkom za bezwzględne wsparcie na każdym etapie doktoratu.

Dziękuję także Marcinowi, Carolin i wszystkim innym którzy dodawali mi otuchy.

Pracę dedykuję Patrycji w podziękowaniu za wszystko, a przede wszystkim za to, że mnie nieustannie motywowała, była zawsze gotowa wysłuchać i wsparła wieloma radami edytorskimi.

Sebastian

## STRESZCZENIE

Zderzenia ciężkich jonów przy relatywistycznych energiach pozwalają na badanie materii w stanie podobnym do tego w jakim znajdowała się ona na krótko po Wielkim Wybuchu. Po zderzeniu powstaje źródło emitujące cząstki, którego parametrów nie da się zmierzyć bezpośrednio. W tym celu stosowana jest metoda femtoskopii w ramach której analizowane są korelacje par cząstek emitowanych przez źródło – zawierają one w sobie informacje, które pozwalają na wyznaczenie tychże parametrów źródła emitującego cząstki, na przykład jego promienia.

Zazwyczaj analizowane są pary pionów, ze względu na znaczną produkcję tych cząstek. Ponieważ jednak funkcja korelacyjna polega na obserwacji echa funkcji emisji widzianej poprzez interakcję pomiędzy parą cząstek, w celu uzyskania pełniejszego wglądu w charakterystyki źródła emitującego cząstki, wskazane jest wykonanie obserwacji używając także innych cząstek. Niniejsza praca opisuje analizę par protonów i antyprotonów.

W ramach programu Beam Energy Scan, eksperyment STAR zebrał dane ze zderzeń o różnych energiach. Niniejsza praca bazuje na danych ze zderzeń o energiach od  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7 \ GeV$  do  $\sqrt{s_{NN}} = 39 \ GeV$  i bada zależności wyznaczonych promieni od energii, jak również centralności zderzenia. Funkcje korelacyjne wyznaczone z zebranych danych zostały poddane licznym korekcjom, które uwzględniają niedoskonałości detektorów, pewność identyfikacji zarejestrowanych cząstek, a także pochodzenie cząstek. Ostatnia korekcja ma na celu wyeliminowanie wpływu na funkcje korelacyjne protonów i antyprotonów, które pochodzą nie bezpośrednio ze źródła, a z rozpadów innych cząstek emitowanych przez źródło.

Słowa kluczowe: femtoskopia, korelacje, proton, antyproton, zderzenia ciężkich jonów

## ABSTRACT

Heavy ion collisions at relativistic energies allow studies of the matter at a state similar to the one it was in shortly after the Big Bang. After the collision a particle emitting source is created, which cannot be measured directly. In order to do so, a method of femtoscopy is being employed – it relies on the analysis of correlations of pairs of particles emitted by the source. They contain information from which parameters of the particle emitting source, such as its size, can be derived.

Usually, pairs of pions are chosen for this kind of analysis due to their high multiplicity. However, since correlation functions show the echo of the emission function as seen through pair mutual interaction, in order to gain better understanding of the particle emitting source, it should be observed using other particle types as well. This work describes the analysis of pairs of protons and antiprotons.

As part of the Beam Energy Scan program, the STAR experiment collected data from collisions at various energies. This work is based on the data from collisions at energies ranging from  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \ GeV$  to  $\sqrt{s_{NN}} = 39 \ GeV$  and it studies dependencies of the extracted radii from the energy, as well as the centrality of collisions. A number of corrections has been applied to the correlation functions plotted based on the collected data. Corrections take into account detector imperfections, confidence of identification of detected particles, as well as particle origins. The last correction is aimed to eliminate the influence on the correlation function of protons and antiprotons that originate from decays of other particles rather than from the particle emitting source.

Keywords: femtoscopy, correlations, proton, antiproton, heavy ion collisions

## SPIS TREŚCI

Wstęp	9
Dorobek naukowy i doświadczenie eksperymentalne	
1. Zderzenia ciężkich jonów	
2. Model Standardowy i chromodynamika kwantowa	
3. Eksperyment STAR	
Zderzacz RHIC	
Detektor STAR	
Program BES	41
4. Selekcja danych	
Selekcja zdarzeń	
Selekcja torów	
Identyfikacja cząstek	51
Selekcja par	
5. Korelacje Dwucząstkowe	
Układ współrzędnych	61
Typy funkcji korelacyjnych i oddziaływania	
6. Modele teoretyczne	
vHLLE+UrQMD	
THERMINATOR 2	
Kalkulator wag Lednickiego	71
7. Omówienie dotychczasowych wyników	73
Studium korelacji barion-barion	75
Pomiary interakcji pomiędzy antyprotonami	
8. Analiza danych eksperymentalnych	

. 82
. 84
. 88
. 89
. 93
. 97
102
106
106
109
111
119
124
132
132
134
139
145
146
149
152
155
158

## WSTĘP

Co jest podstawowym budulcem materii?

To podstawowe pytanie zadajemy sobie od dawna, a wraz z rozwojem nauki nasza odpowiedź zmieniała się już wielokrotnie.

Istnienie cząstek fundamentalnych, czyli niepodzielnych elementów stanowiących podstawę materii, która nas otacza zostało zaproponowane już w starożytnej Grecji przez Demokryta. Za początek współczesnej teorii atomów uznaje się przełom XVIII i XIX wieku, kiedy John Dalton postawił hipotezę, że każdy pierwiastek składa się z jednakowych atomów, a same atomy mogą się łączyć i tworzyć związki chemiczne [1]. Atom był widziany jako niepodzielna cząstka bez wewnętrznej struktury.

Na początku XX wieku Niels Bohr zaproponował model atomu, który sugerował, że atom wcale nie jest niepodzielną cząstką i ma wewnętrzną strukturę [2]. Niedługo później mianem takich cząstek określane były protony, elektrony i neutrony – nazwano je cząstkami elementarnymi. Obecnie odpowiedzi na pytanie o podstawowy budulec materii udziela Model Standardowy [3]. Opisuje on trzy z czterech oddziaływań podstawowych (elektromagnetyczne, słabe i silne), definiuje fermiony (czyli kwarki i leptony) oraz bozony (nośniki oddziaływań) jako cząstki fundamentalne i przedstawia zależności pomiędzy jego elementami przy pomocy relacji matematycznych.

Fizyka wysokich energii umożliwia badanie zarówno właściwości subatomowych struktur, jak i mechanizmów produkcji cząstek. Zderzenia ciężkich jonów pozwalają nam doprowadzić materię do stanu, w którym kwarki nie tworzą odrębnych cząstek, ale znajdują się w stanie plazmy kwarkowo-gluonowej. W ten sposób odtwarzane są warunki podobne do tych, które panowały we Wszechświecie zaraz po Wielkim Wybuchu.

Aby zrozumieć mechanizmy produkcji cząstek, należy zbadać emitowane cząstki – będące częścią źródła.

Celem niniejszej pracy jest studium pomiarów femtoskopowych źródeł emitujących cząstki przy zderzeniach o wysokich energiach. Zazwyczaj analizowane są tak piony, ze względu na krotność w jakiej są produkowane w zderzeniach. Jednakże, aby dobrze poznać właściwości

materii, trzeba brać także pod uwagę inne cząstki – między innymi kaony i protony. Procesy emisji pionów, kaonów i protonów będą się od siebie różnić. Z uwagi na różnicę mas, cząstki różnego typu będą emitowane z różnych fragmentów źródła. Dlatego też dopiero porównanie analiz różnych par cząstek da nam pełny obraz właściwości materii. Bezpośrednie mierzenie rozmiarów źródła emitującego cząstki nie jest możliwe. Badane parametry są tak małe, że żadna znana metoda nie pozwala dokonać ich pomiaru bezpośrednio. Istnieją jednak metody pozwalające poznać jego właściwości pośrednio. Jedna z nich polega na wykorzystaniu charakterystyk pędowych emitowanych cząstek. Poprzez analizę ich funkcji korelacyjnych jesteśmy w stanie wyznaczyć między innymi wielkość obszaru emisji wewnątrz źródła, z którego pochodzą.

W pierwszym i drugim rozdziale przybliżone jest, czym są zderzenia ciężkich jonów i jakie procesy w nich zachodzą. Opisany jest tam także stan, w którym znajduje się materia podczas zderzenia. Następnie, w rozdziale trzecim oraz czwartym, przedstawiam aparaturę, której eksperyment STAR używa do rejestrowania zderzeń, a także opisuję w jaki sposób informacje zebrane przy pomocy tej aparatury używane są do identyfikacji zarejestrowanych cząstek.

Rozdział piąty jest w całości poświęcony korelacjom dwucząstkowym. Przedstawiono w nim jakie oddziaływania składają się na korelacje między cząstkami na przykładzie danych modelowych, a także jak wyznacza się te funkcje z danych eksperymentalnych. Modele teoretyczne są omówione w rozdziale szóstym i stanowią zakończenie fragmentu pracy poświęconemu wstępowi teoretycznemu.

Część zawierającą analizę danych rozpoczynam od omówienia dotychczasowych wyników w dziedzinie korelacji dwucząstkowych w rozdziale siódmym. Następnie, w rozdziale ósmym przedstawiam poszczególne etapy analizy danych – począwszy od funkcji korelacyjnych, zmierzonych prosto z danych eksperymentalnych, aż do otrzymania finalnych funkcji korelacyjnych z uwzględnieniem czynników takich, jak: wpływ cząstek rezydualnych, czystość próbki czy rozdzielczość detektora. Wyniki końcowe są przedstawione w rozdziale dziewiątym, a następnie omówione w rozdziale dziesiątym. Rozdział jedenasty zawiera wnioski oraz perspektywę kontynuowania analizy w przyszłości.

10

### Dorobek naukowy i doświadczenie eksperymentalne

W ramach pracy nad przedstawioną w niniejszej rozprawie analizą wziąłem udział w szeregu konferencji, gdzie przedstawiałem stan analizy, a także pracowałem bezpośrednio na rzecz eksperymentu STAR.

W ramach pracy na rzecz eksperymentu STAR na przestrzeni lat 2016-2019 byłem częścią zespołu obsługującego detektory podczas zbierania danych przez łącznie 7 tygodni. W tym czasie pełniłem role asystenta oraz operatora detektorów, a moimi zadaniami było nadzorowanie procesu zbierania danych oraz zapewnienie sprawnej pracy detektorów. Ponadto, w 2017 roku odbyłem dwumiesięczny "Service Work" w ramach którego eksplorowałem możliwości stworzenia aplikacji na urządzenia mobilne w celu ułatwienia dostępu do publikacji naukowych.

W trakcie całego okresu pracy nad niniejszą analizą jej stan był przedstawiany wielokrotnie na regularnych spotkaniach kolaboracji STAR, a także podczas:

- XI Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (3-7 listopada 2015 roku) w Warszawie
- 15. Zimanyi Winter School on Heavy Ion Physics (7-11 grudnia 2015 roku) w Budapeszcie
- XXXVIII-th IEEE-SPIE Joint Symposium (30 maja 6 czerwca 2016 roku) w Wildze
- XL-th IEEE-SPIE Joint Symposium (29 maja 3 czerwca 2017 roku) w Wildze
- XII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (12-16 czerwca 2017 roku) w Amsterdamie
- NICA Days 2017 (6-10 listopada 2017 roku) w Warszawie
- Quark Matter 2018 (13-19 maja 2018 roku) w Wenecji (wystąpienie ustne)
- 19. Zimanyi Winter School on Heavy Ion Physics (2-6 grudnia 2019 roku) w Budapeszcie

Napisałem też następujące publikacje traktujące o analizie:

- S. Siejka, "Two-particle Proton Correlations at BES Energies", Acta Phys.Polon.Supp. 9 (2016), 317.
- S. Siejka, "Proton Femtoscopy at BES", Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng 10031 (2016), 100313P.
- S. Siejka, "Proton-proton, antiproton-antiproton and proton-antiproton correlations", Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng 10445 (2017), 104454J.
- 4. S. Siejka, "Proton Femtoscopy", Acta Phys.Polon.Supp. 11 (2018), 703.
- 5. STAR Collaboration, "Geometry and Dynamics in Heavy-Ion Collisions Seen by the Femtoscopy in the STAR Experiment", Nucl.Phys. A 982 (2019), 359-362.

Ponadto jestem współautorem tych publikacji:

- STAR Collaboration, "Beam energy dependence of rapidity-even dipolar flow in Au+Au collisions", Phys.Lett. B 784 (2018), 26-32.
- 7. STAR Collaboration, "J/ $\psi$  production cross section and its dependence on chargedparticle multiplicity in p+p collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV", Phys.Lett. B 786 (2018), 87-93.
- 8. STAR Collaboration, " Global polarization of  $\Lambda$  hyperons in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}=200 \text{ GeV}}$ ", Phys.Rev. C 98 (2018), 014910.
- STAR Collaboration, "Longitudinal double-spin asymmetries for dijet production at intermediate pseudorapidity in polarized pp collisions at √s = 200 GeV", Phys.Rev. D 98 nr 3 (2018), 032011.
- 10. STAR Collaboration, "Longitudinal Double-Spin Asymmetries for  $\pi^0$ s in the Forward Direction for 510 GeV Polarized pp Collisions", Phys.Rev. D 98 nr 3 (2018), 032013.
- 11. STAR Collaboration, "Low-p<sub>T</sub> e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> pair production in Au+Au collisions at √sNN = 200 GeV and U+U collisions at √sNN = 193 GeV at STAR", Phys.Rev.Lett. 121 nr 13 (2018), 132301.
- 12. STAR Collaboration, "Improved measurement of the longitudinal spin transfer to  $\Lambda$  and  $\overline{\Lambda}$  hyperons in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV", Phys.Rev. D 98 nr 11 (2018), 112009.

- 13. STAR Collaboration, "Transverse spin transfer to  $\Lambda$  and  $\overline{\Lambda}$  hyperons in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ ", Phys.Rev. D 98 nr 9 (2018), 091103.
- 14. STAR Collaboration, "Measurements of Dielectron Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 27$ , 39, and 62.4 GeV from the STAR Experiment", arXiv (2018), https://arxiv.org/abs/1810.10159.
- 15. STAR Collaboration, "The Proton-Ω correlation function in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200 \text{ GeV}$ ", Phys.Lett.B 790 (2019), 490-497.
- 16. STAR Collaboration, "Measurement of the longitudinal spin asymmetries for weak boson production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV", Phys.Rev. D 99 nr 5 (2019), 051102.
- 17. STAR Collaboration, " Centrality and transverse momentum dependence of D<sup>0</sup>-meson production at mid-rapidity in Au+Au collisions at √sNN = 200 GeV", Phys.Rev. C 99 nr 3 (2019), 034908.
- STAR Collaboration, "Collision-energy dependence of pt correlations in Au + Au collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider", Phys.Rev. C 99 nr 4 (2019), 044918.
- STAR Collaboration, "Azimuthal Harmonics in Small and Large Collision Systems at RHIC Top Energies", Phys.Rev.Lett. 122 nr 17 (2019), 172301.
- 20. STAR Collaboration, "Collision-energy dependence of second-order off-diagonal and diagonal cumulants of net-charge, net-proton, and net-kaon multiplicity distributions in Au + Au collisions", Phys.Rev. C 99 nr 6 (2019), 064902.
- STAR Collaboration, "Beam energy dependence of (anti-)deuteron production in Au + Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider", Phys.Rev. C 99 nr 6 (2019), 064905.
- 22. STAR Collaboration, "Observation of excess J/ $\psi$  yield at very low transverse momenta in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200$  GeV and U+U collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 193$  GeV", Phys.Rev.Lett. 123 nr 13 (2019), 132302.
- 23. STAR Collaboration, "First Observation of the Directed Flow of D<sup>0</sup> and  $\overline{D}^0$  in Au+Au Collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200 \text{ GeV}$ ", Phys.Rev.Lett. 123 nr 16 (2019), 162301.

- 24. STAR Collaboration, "Measurements of the transverse-momentum-dependent cross sections of J/ $\psi$  production at mid-rapidity in proton+proton collisions at  $\sqrt{s} = 510$  and 500 GeV with the STAR detector", Phys.Rev. D 100 nr 5 (2019), 052009.
- 25. STAR Collaboration, "Polarization of  $\Lambda$  ( $\overline{\Lambda}$ ) hyperons along the beam direction in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200 \text{ GeV}$ ", Phys.Rev.Lett. 123 nr 13 (2019), 132301.
- 26. STAR Collaboration, "Measurement of inclusive J/ $\psi$  suppression in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200$  GeV through the dimuon channel at STAR", Phys.Lett. B 797 (2019), 134917.
- 27. STAR Collaboration, "Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet and dijet production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV", Phys.Rev. D 100 nr 5 (2019), 052005.
- 28. STAR Collaboration, "Charge-dependent pair correlations relative to a third particle in p + Au and d + Au collisions at RHIC", Phys.Lett. B 798 (2019), 134975.
- 29. STAR Collaboration, "Measurement of the mass difference and the binding energy of the hypertriton and antihypertriton", Nature Phys. 16 nr 4 (2020), 409-412.
- 30. STAR Collaboration, "Strange hadron production in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, \text{ and } 39 \text{ GeV}$ ", Phys.Rev. C 102 nr 3 (2020), 034909.
- 31. STAR Collaboration, "Measurement of away-side broadening with self-subtraction of flow in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 200 \text{ GeV}$ ", Chin.Phys. C 44 (2020), 104001.
- 32. STAR Collaboration, "Bulk properties of the system formed in Au+Au collisions at  $\sqrt{\text{sNN}} = 14.5 \text{ GeV}$  at the BNL STAR detector", Phys.Rev. C 101 nr 2 (2020), 024905.

Zderzenia ciężkich jonów przy wysokich energiach (rzędu setek/tysięcy GeV) umożliwiają reprodukcję warunków zbliżonych do tych panujących tuż po Wielkim Wybuchu [4] – wysokiej gęstości energii poprzez zwiększenie temperatury i ciśnienia systemu. Zderzacze pozwalają nam zderzać ze sobą dowolne jony, jednakże aby wytworzyć duże, gęste i gorące źródło należy użyć ciężkich jąder z dużą liczbą nukleonów i rozpędzić do relatywistycznych prędkości. Do zderzeń wybiera się stabilne jądra – na przykład jony złota (Au) czy ołowiu (Pb). W LHC<sup>1</sup> często korzysta się z jonów ołowiu z uwagi na ich większą masę. Natomiast eksperyment STAR zdecydował się na jony złota, ze względu na ich sferyczny kształt, dzięki czemu nie ma znaczenia jak ustawione są względem siebie zderzane jądra.

Jony są stopniowo rozpędzane, aż osiągną pożądaną prędkość. W przypadku eksperymentu STAR jony są rozpędzane nawet do v=0,99995c. Ponieważ są to wartości zbliżone do prędkości światła, ze względu na skrócenie Lorentza statyczny obserwator obserwowałby jony jako "spłaszczone". Następnie jony są nakierowywane na cel, którym mogą być takie same lub inne jony. Rozróżniane są dwa typy eksperymentów: takie, gdzie wiązka jonów naprowadzana jest na cel statyczny (tzw. eksperymenty ze stacjonarną tarczą) oraz takie, gdzie celem jest druga wiązka, poruszająca się z tą samą prędkością w kierunku przeciwnym (tzw. zderzacze) (Rys. 1).



Rys. 1 Schemat (po lewej) przedstawiający ideę zderzacza (A) oraz eksperymentu ze stacjonarną tarczą (B) [praca własna] wraz z przykładowymi rekonstrukcjami zdarzeń (po prawej) [5] [6].

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> ang. Large Hadron Collider

Jedną z głównych cech zderzaczy, odróżniającą je od eksperymentów z nieruchomymi celami, jest możliwość osiągnięcia dwukrotnie wyższych energii zderzenia. Przykładem eksperymentu wykorzystującego zderzacz jest ALICE<sup>2</sup> znajdujący się w CERN<sup>3</sup>, korzystający z LHC, które dostarcza zderzenia o energiach rzędu nawet kilku TeV na parę nukleonów [7]. W CERN działa także NA61/SHINE<sup>4</sup> – eksperyment ze stacjonarną tarczą wykorzystujący SPS<sup>5</sup>, który bada zderzenia o niskich energiach, rzędu kilku-kilkunastu GeV na parę nukleonów [7]. Eksperyment, w ramach którego prowadzona była niniejsza analiza i któremu poświęcony jest rozdział 3 Eksperyment STAR, korzysta ze zderzacza, jednakże jest on także w stanie zbierać dane w trybie ze stacjonarną tarczą.

Każde zderzenie można scharakteryzować przy pomocy szeregu parametrów. Część parametrów dotyczy samych jąder: ich rodzaju, wzajemnej orientacji (istotnej w przypadku jąder innych niż sferyczne) i energii do której zostały rozpędzone. Do opisywania energii zderzenia używa się wartości mierzonej w układzie środka masy i podawanej w gigaelektronowoltach (GeV) na parę nukleonów  $\sqrt{s_{NN}}$  (1.1). Pozostałe parametry dotyczą okoliczności zderzenia: centralność kolizji czy położenie punktu, w którym doszło do interakcji w stosunku do układu detektora. Analizy przedstawiona w niniejszej pracy poświęca szczególną uwagę energii oraz centralności zderzeń, gdyż staramy się poznać jak zależy od nich wielkość źródła emitującego cząstki.

$$\sqrt{sNN} = \sqrt{(\Sigma E)^2 - (\Sigma \vec{p})^2} \tag{1.1}$$

$$E^2 = \boldsymbol{p}^2 + m^2 \tag{1.2}$$

$$c \equiv 1 \tag{1.3}$$

Centralność zderzenia w przypadku modeli fenomenologicznych, opartych o metodę Monte Carlo opisywana jest przy pomocy parametru zderzenia *b* (Rys. 2). Jest to najmniejsza odległość między torami lotu środków masy zderzanych jonów i zakładając, że zderzane jony są identyczne, może on przybierać wartości od 0 do 2*R*, gdzie *R* jest promieniem jonu. Parametr zderzenia  $b \approx 0$  fm oznacza, że doszło do całkowicie centralnego zderzenia. W przypadku sferycznych zderzeń symetrycznych oznacza to, że w zderzeniu udział wzięły wszystkie nukleony z obu zderzanych jonów. W niniejszej analizie analizujemy jony złota, składające się

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> ang. A Large Ion Collider Experiment

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> fr. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> ang. North Area 61/SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> ang. Super Proton Synchrotron

ze 197 nukleonów każdy, a więc w sumie 394. W przypadku innych wartości parametru zderzenia nukleony możemy podzielić na uczestników i obserwatorów, czyli nukleony, które nie wzięły udziału w zderzeniu.



Rys. 2 Ilustracja poglądowa jonów złota przed zderzeniem (po lewej) i po zderzeniu (po prawej) [praca własna].

O ile w modelach fenomenologicznych możliwe jest ustalenie centralności zderzenia na podstawie parametru zderzenia, o tyle w warunkach eksperymentalnych centralność wyznacza się z modelu Glaubera [8] na podstawie krotności zarejestrowanych naładowanych cząstek powstałych po zderzeniu. Liczba produkowanych cząstek zależy od zderzanych jonów, energii i płaszczyzny zderzenia (Rys. 3). Płaszczyzna zderzenia wynika z jego centralności oraz kształtu zderzanych jąder i jest prostopadła do osi wiązki. Jest to przedstawione na rycinie, gdzie widać obrysy dwóch jonów podczas zderzenia. Zderzenie nie jest centralne – biorą w nim udział jedynie nukleony znajdujące się w obszarze współdzielonym przez oba obrysy, co również zaznaczono na grafice. Przykład przedstawia dwa sferyczne jony, w związku z czym ich wzajemna orientacja nie ma znaczenia – niezależnie od tego, którą stroną byłyby do siebie zwrócone, obszar interakcji miałby taki sam elipsoidalny kształt. Jednakże kiedy zderzane byłyby jony o innych charakterystykach przestrzennych, należałoby wziąć pod uwagę także to, jak są one wobec siebie ułożone, gdyż zależnie od tego obszar interakcji mógłby mieć różny kształt.



Rys. 3 Płaszczyzna zderzenia (dwa okręgi reprezentują zderzane jądra) i obszar interakcji [9].

Porównując ze sobą zderzenia do których doszło przy identycznej energii i przy użyciu takich samych jonów, a także mając na uwadze akceptancję detektora (która zależy od energii w przypadku eksperymentów ze stacjonarną tarczą), nie każda wyprodukowana cząstka zostanie zarejestrowana. Możemy stwierdzić, że im więcej cząstek zostało zarejestrowanych w detektorze tym bardziej centralne było zderzenie, z którego pochodzą. Przedziały centralności są następnie określane nie przy pomocy stałych granic parametru zderzenia, ale procentowo na podstawie względnej liczby zarejestrowanych cząstek w danym zderzeniu w porównaniu do pozostałych analizowanych zderzeń (Rys. 4). Na osi x odkłada się liczbę zarejestrowanych eksperymentalnie naładowanych cząstek (Nch). Ich krotność nie odzwierciedla precyzyjnie centralności zderzenia, jednakże w ogólności jest do niej wprost proporcjonalne, co zaznaczono na rycinie dodatkowymi osiami obrazującymi zależność od parametru zderzenia (b) i liczby uczestników (Npart). Niebieska funkcja przedstawia krotności zderzeń po których zarejestrowano daną liczbę naładowanych cząstek. W warunkach eksperymentalnych zderzeń peryferyjnych będzie znacznie więcej niż centralnych – co jest logiczne i podyktowane prawdopodobieństwem.



*Rys. 4 Ilustracja podziału danych na grupy centralności na podstawie ilości naładowanych cząstek zarejestrowanych w poszczególnych zderzeniach [8].* 

Wartości są weryfikowane poprzez dopasowanie histogramu krotności zderzeń, w których zarejestrowano daną liczbę naładowanych cząstek, do modelu Glaubera. Oznacza to, że jeśli grupę zderzeń centralnych definiujemy jako 10% najbardziej centralnych zderzeń pośród zmierzonych, to zaklasyfikowane zostaną do tej grupy tylko te zderzenia, w których liczba wyprodukowanych cząstek jest większa niż w przynajmniej 90% wszystkich zderzeń. Jest to przedstawione na rycinie (Rys. 4) przy pomocy pionowych, przecinanych linii, które dzielą obszar pod funkcją na "plastry" centralności.

W trakcie zderzenia energia kinetyczna jąder jest stopniowo zmieniana w inne formy energii, co przekłada się na zwiększenie gęstości i temperatury systemu. Proces ten może trwać maksymalnie przez:

$$\tau_0 = \frac{2R}{\gamma c} \tag{1.4}$$

Gdzie  $\gamma$  to czynnik Lorentza zależny od prędkości v, a c to prędkość światła:

$$\gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{c}\right)^2} \tag{1.5}$$

#### Zderzenia ciężkich jonów

W zależności od warunków w jakich doszło do zderzenia (tj. energii zderzenia, zderzanych jąder, centralności zderzenia i pozostałych parametrów) system może ewoluować na różne sposoby. Dwa typowe scenariusze są przedstawione poniżej (Rys. 5) [10]. W jednym z nich dochodzi do przejścia materii do nowego stanu skupienia, który nazywamy plazmą kwarkowo-gluonową (QGP<sup>6</sup>), a w drugim nie. Nie są to jedyne możliwe scenariusze. Przy niższych energiach może dochodzić do uwolnienia kwarkowych stopni swobody bez termalizacji układu.



Rys. 5 Schemat ewolucji systemu po zderzeniu ciężkojonowym w przypadku gdy panowały warunki niedostateczne do wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej (lewo) i gdy warunki były wystarczające, aby utworzyła się plazma kwarkowogluonowa (prawo) [praca własna].

Jeżeli materia nie osiągnęła warunków krytycznych, czyli odpowiednio wysokiej temperatury i gęstości energii niezbędnych do przejścia ze stanu gazu hadronowego do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej:

- 1. Natychmiast po zderzeniu system znajdzie się w stanie przedhadronowym.
- 2. W warunkach tych nukleony biorące udział w zderzeniu mogą wzajemnie rekombinować w nowe cząstki i tworzyć gaz hadronowy.
- 3. Po wymrożeniu obserwowane będą nowe hadrony.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> ang. Quark-Gluon Plasma

Jeśli natomiast system osiągnął odpowiednią temperaturę i gęstość energii (przy czym są to warunki koniecznie, ale nie wystarczające), dochodzi do formowania QGP:

- Po zderzeniu następuje faza przedrównowagowa. W stanie tym nukleony biorące udział w zderzeniu się wzajemnie przenikają, a ich partony (czyli składniki, z których złożone są hadrony) oddziałują i rozpraszają się między sobą, tracąc swoją energię i jednocześnie produkując nowe kwarki i gluony. Na tym etapie produkowana jest także znaczna ilość fotonów.
- Po czasie około 1 fm/c dochodzi do termalizacji i osiągany jest stan plazmy kwarkowogluonowej [11].

W fazie QGP – a więc w fazie równowagi termodynamicznej – kwarki i gluony nie są uwięzione w strukturach hadronowych. Kwarki, ekranując się nawzajem osiągają stan, w którym przestają przynależeć do konkretnego hadronu i mogą poruszać się po obszarze plazmy kwarkowo-gluonowej (Rys. 6).

- 3. Ze względu na ciśnienie panujące wewnątrz systemu, zaczyna się on intensywnie rozszerzać i ochładzać. Jest to faza mieszna.
- 4. Spadające dalej ciśnienie i temperatura przekształcają system dalej, aż do fazy gazu hadronowego i doprowadzają do wymrożeń, odpowiednio: chemicznego i termicznego.



Rys. 6 Schemat przedstawiający osiąganie asymptotycznej swobody kwarków. Od lewej: etap gazu hadronowego, etap zwiększania gęstości i temperatury układu, etap fazy QGP [praca własna].

- Podczas wymrożenia chemicznego ustają procesy prowadzące do tworzenia nowych cząstek, choć nadal mogą zachodzić procesy elastyczne i mogą być tworzone rezonanse, czyli krótko żyjące hadrony.
- 6. Wymrożenie termiczne zachodzi, kiedy średnia odległość między hadronami staje się większa niż zasięg oddziaływania silnego, czyli około  $T \cong 120 140$  MeV [12].

Po wymrożeniu ustają procesy elastyczne i ustala się kinematyka wyprodukowanych cząstek, choć nadal może dochodzić do rozpadów, zarówno wskutek procesów silnych, jak i słabych.

Czas życia systemu QGP to zazwyczaj kilka fm/c. W przypadku zderzeń o energiach typowych dla RHIC jest to około 5 – 7 fm/c [13]. Po tym czasie zaczyna się proces hadronizacji, czyli organizowania się partonów w nowe struktury hadronowe. Okres przejściowy pomiędzy fazą gazu hadronowego a fazą plazmy kwarkowo-gluonowej nazywa się fazą mieszaną.

Przebieg rozwoju stanu materii po zderzeniu (Rys. 7) – hydrodynamikę i termodynamikę układu – można porównać do przebiegu Wielkiego Wybuchu (Rys. 8).



Rys. 7 Ewolucja hydrodynamiczna relatywistycznego zderzenia ciężkich jonów [14].



Rys. 8 Ewolucja wszechświata [15].

- 1. Wielki Wybuch zaczął się od momentu w którym cały Wszechświat był skupiony w jednym punkcie o nieskończonej gęstości energii.
- Pierwszym etapem była Era Plancka, podczas której oddziaływania były zunifikowane do jednej formy.
- 3. 10<sup>-43</sup> sekundy po Wielkim Wybuchu rozpoczęła się era hadronowa. W jej trakcie zaczęły się wyodrębniać pierwsze oddziaływania, które obecnie obserwujemy. Począwszy od grawitacyjnego i silnego. Wszechświat gwałtownie się rozszerzał, a materia występowała w stanach niezwiązanych w fazie plazmy kwarkowo-gluonowej. Zderzenia, w których dochodzi do kreacji QGP, pozwalają nam badać stan w jakim wszechświat znajdował się podczas tej ery.
- 4. Od 10<sup>-4</sup> sekundy po Wielkim Wybuchu wszechświat stygł, podobnie jak ostyga system po zderzeniu ciężkich jonów, i produkowane były hadrony – analogicznie do procesu hadronizacji zachodzącego podczas zderzeń. Można tu wyróżnić:
  - Erę leptonową, podczas której dominowały leptony. W jej trakcie powstawały pierwsze jądra atomowe – helu i wodoru.

- b. Erę promieniowania, która zaczęła się 10 sekund po Wielkim Wybuchu, podczas której fotony poruszały się już swobodnie. Wszechświat wypełniało promieniowanie, formowały się kolejne jądra atomowe, a elektrony i pozytony anihilowały aż pozostała jedynie nadwyżka elektronów.
- c. Erę galaktyczną, która zaczęła się 300 000 lat po Wielkim Wybuchu i trwa do teraz.

# 2. MODEL STANDARDOWY I CHROMODYNAMIKA KWANTOWA

Zbiór wszystkich cząstek fundamentalnych (czyli cząstek, których struktury do tej pory nie poznaliśmy i uznajemy za podstawowy budulec materii) to część tak zwanego Modelu Standardowego (Rys. 9) [4]. Cząstki można podzielić na dwie grupy w zależności od ich spinu: fermiony ze spinem niecałkowitym i bozony ze spinem całkowitym.



#### Fermiony

Rys. 9 Model Standardowy [praca własna]. Właściwości cząstek fundamentalnych uzupełnione na podstawie informacji zebranych przez Particle Data Group [16].

Fermiony charakteryzują się liczbą kwantową nazywaną *zapachem*. Zapach identyfikuje nie tylko rodzaj cząstki, ale także jej przynależność do danej generacji. Stabilna materia składa się z cząstek pierwszej generacji, a cząstki drugiej i trzeciej szybko ulegają rozpadowi na cząstki niższych generacji. Na ilustracji (Rys. 9) generacje przedstawione są kolumnami – pierwsza kolumna w grupie cząstek przestawia generację pierwszą, a kolejne kolumny przedstawiają cząstki kolejnych generacji.

Elektron (e), mion ( $\mu$ ) i taon ( $\tau$ ) to leptony o ładunku równym -1. Każdemu z nich towarzyszy neutrino o zerowym ładunku. Masy neutrin nie są jeszcze w pełni znane. Dotychczas udowodniono, że neutrina muszą różnić się między sobą masą, ale nie wyznaczono ich jedynie ich górne granice [17]. Antyleptony mają przeciwny ładunek i liczbę leptonową. Razem z antycząstkami istnieje więc 12 leptonów.

Kwark górny (u<sup>7</sup>), powabny (c<sup>8</sup>) i szczytowy (t<sup>9</sup>) posiadają ładunek równy <sup>2</sup>/<sub>3</sub>, natomiast dolny (d<sup>10</sup>), dziwny (s<sup>11</sup>) i spodni (b<sup>12</sup>) posiadają ładunek -<sup>1</sup>/<sub>3</sub>. Podobnie jak w przypadku leptonów, istnieją odpowiednie antykwarki, które charakteryzują się przeciwnymi ładunkami. Kwarków istnieje więc także 12 (licząc z antycząstkami).

Kwarki nie występują w naturze w formie swobodnej [18]. Zawsze tworzą one hadrony. Składają się na nie grupy kwarków walencyjnych i tak zwane kwarki "morza", czyli niezidentyfikowana liczba par kwark-antykwark. Hadrony najłatwiej sklasyfikować na podstawie kwarków walencyjnych: mezony w grupach po dwa kwarki walencyjne (pary kwarkantykwark), bariony w grupach po trzy kwarki walencyjne (lub antybariony w grupach po trzy antykwarki) oraz hadrony egzotyczne złożone z większej liczby kwarków walencyjnych [19]. Zgodnie z zasadą Pauliego niemożliwe jest istnienie identycznych fermionów w tym samym stanie kwantowym, dlatego też kwarki muszą posiadać liczbę kwantową, którą będą się od siebie różnić – tak zwany ładunek kolorowy. Istnieją trzy możliwe kolory kwarków, które zwyczajowo nazywa się niebieskim, zielonym i czerwonym. Podobnie antykwarki posiadają przeciwne ładunki kolorowe zwane antykolorami: antyniebieski, antyzielony i antyczerwony. Hadron nie może się charakteryzować kolorem, w związku z czym każdy kwark składający się

- <sup>8</sup> ang. Charm
- <sup>9</sup> ang. Top
- <sup>10</sup> ang. Down
- <sup>11</sup> ang. Strange

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> ang. Up

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> ang. Bottom

na hadron musi mieć inny ładunek kolorowy, a kwark i antykwark składające się na mezon muszą posiadać kolor i odpowiadający mu antykolor (Rys. 10).



Rys. 10 Umowny zestaw kolorów, które mogą posiadać kwarki i antykwarki (lewo), schemat barionu (środek) i mezonu (prawo) [praca własna].

Bozony ze spinem równym 1, czyli fotony ( $\gamma$ ), gluony (g) oraz bozony W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup> i Z<sup>0</sup> są nośnikami oddziaływań: elektromagnetycznego, słabego i silnego.

Oddziaływanie elektromagnetyczne jest przenoszone przez pozbawione masy i ładunku fotony i ma ono nieskończony zasięg. Teoria oddziaływań elektrosłabych unifikuje oddziaływanie elektromagnetyczne z oddziaływaniem słabym, traktując je jako jeden typ oddziaływania. Oddziaływanie słabe przenoszone jest przez bozony W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup> i Z<sup>0</sup>. Posiadają one znaczną masę, a ponadto bozony W<sup>+</sup> i W<sup>-</sup> mają jednostkowy ładunek – odpowiednio dodatni i ujemny. Oddziaływanie to jest odpowiedzialne między innymi za rozpady cząstek dziwnych, takich jak lambda, za rozpady beta i związaną z nimi radioaktywność czy rozpady mionów. Warto zauważyć, że oddziaływanie słabe jest jedynym oddziaływaniem, zdolnym do zmiany zapachu kwarków.

Gluony są odpowiedzialne za przenoszenie oddziaływania silnego, czyli oddziaływania, które zachodzi między kwarkami. Gluony, podobnie jak fotony nie posiadają masy ani ładunku, ale oddziaływanie, które przenoszą ma bardzo ograniczony zasięg. Oddziaływanie silne między kwarkami polega na wymianie kolorów i antykolorów poprzez gluony. Oddziaływanie to opisuje chromodynamika kwantowa (QCD) [18], a jego potencjał definiuje się wzorem:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} - kr \tag{2.1}$$

gdzie  $\alpha_s$  i k to stałe sprzężenia (Rys. 11) [20]. Warto zwrócić uwagę, że przy niskich odległościach r będzie dominować człon pierwszy, odwrotnie proporcjonalny do r, a przy wysokich odległościach człon drugi, wprost proporcjonalny do r.



Rys. 11 Wykres potencjału oddziaływania silnego między kwarkami [praca własna].

Zgodnie ze wzorem siła takiego wiązania rośnie z odległością. Oznacza to, że oddalanie od siebie kwarków będzie się odbywało coraz większym kosztem energetycznym. W pewnym momencie energia wiązania między rozdzielanymi kwarkami będzie na tyle duża, że korzystniejsze energetycznie okaże się utworzenie nowych cząstek niż utrzymywanie istniejącego wiązania. To zjawisko można najłatwiej zrozumieć porównując oddziaływanie silne do rozciągania struny: naciąganie struny wymaga coraz większej energii, aż do momentu w którym struna pęka. W takiej sytuacji tworzona jest nowa para kwark-antykwark, ponieważ prawo zachowania liczby barionowej *B* oraz prawo zachowania ładunku kolorowego nie pozwalają na utworzenie pojedynczego kwarka. Oderwanie jednego z kwarków nie spowoduje więc otrzymania swobodnego kwarku, ale utworzenie nowej cząstki (Rys. 12).



Rys. 12 Schemat przedstawiający uwięzienie kwarków [praca własna].

Ostatnim znanym bozonem jest bozon Higgsa (H<sup>0</sup>), który nadaje cząstkom masę [21], [22]. Posiada on spin równy 0 i masę równą 125,09±0,24 GeV/c [23]. Model Standardowy nie przewiduje bozonu, który odpowiadałby za przenoszenie oddziaływania grawitacyjnego, jednakże hipotezuje się istnienie grawitonu – bezmasowego i pozbawionego ładunku bozonu o spinie równym 2 [24].

Bezpośrednio po zderzeniu, materia może przechodzić w stan plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP) jeśli ciśnienie i temperatura są odpowiednio wysokie – graniczna temperatura i gęstość energii są różne dla różnych potencjałów barionowych. Dla przykładu przy potencjale barionowym  $\mu_B = 0$  GeV szacuje się, że graniczna temperatura wynosi  $T_c = 154 \pm 9$  MeV, a gęstość energii  $\epsilon_c = 340$  MeV/fm<sup>3</sup> [25]. Kwarki nie formują już hadronów, ale rekombinują w plazmę kwarkowo-gluonową. W stanie tym wiązania między kwarkami są na tyle krótkie, a co za tym idzie niskoenergetyczne, że kwarki przestają być związane w strukturze hadronowej i mogą się poruszać swobodnie po obszarze QGP. Dzięki temu kwarki w plazmie kwarkowo-gluonowej znajdują się w stanie asymptotycznej swobody, czyli zbliżonym do stanu

swobodnego. Oznacza to, że kwarki będą się zachowywać tak, jakby były swobodne dopóki pozostają w obszarze QGP, ale nie mogą go opuścić i istnieć swobodnie w próżni.

Zależność pomiędzy stanem, w jakim znajduje się materia a temperaturą i gęstością systemu możemy lepiej zrozumieć poprzez odniesienie do wykresów przedstawiających stany skupienia związków chemicznych, na przykład dwutlenku węgla (Rys. 13).



Rys. 13 Diagram fazowy dwutlenku węgla [26].

Zależnie od temperatury i ciśnienia, dwutlenek węgla może znajdować się w różnych stanach: stałym, ciekłym oraz gazowym. Materia zaś może znajdować się w stanie hadronowym lub w stanie plazmy kwarkowo-gluonowej, a zależności pomiędzy tymi stanami można przedstawić na podobnym diagramie fazowym, z analogicznymi przejściami fazowymi (Rys. 14).



Rys. 14 Diagram fazowy chromodynamiki kwantowej [27].

Diagram fazowy materii jest przedstawiony jako funkcja temperatury i barionowego potencjału chemicznego. W uproszczeniu, barionowy potencjał chemiczny opisuje różnicę netto barionów w systemie. Na obu diagramach fazowych widoczne są linie oddzielające stany skupienia – są to przejścia fazowe. Przejścia fazowe można sklasyfikować przy użyciu rodzajów zgodnie z klasyfikacją Landaua-Ginzburga [28]. Przejścia fazowe I rodzaju charakteryzują się nieciągłością w pierwszej pochodnej potencjału termodynamicznego. W przejściach fazowych II rodzaju pierwsza pochodna potencjału termodynamicznego jest ciągła, a nieciągłość występuje w drugiej pochodnej [29]. Potencjał termodynamiczny systemu chromodynamiki kwantowej opisuje się wzorem:

$$\Omega(E, T, S, \mu_B, B) = E - TS - \mu_B B \tag{2.2}$$

gdzie *E* jest energią, *T* – temperaturą, *S* – entropią,  $\mu_B$  – potencjałem barionowym, a *B* – liczbą barionową.

Miejsca na diagramach, gdzie stany skupienia nie są oddzielone linią, to ciągłe przejścia fazowe, nazywane "cross-over". Ze względu na brak bariery energetycznej, fazy mogą w tym stanie współistnieć i bez wydatku energii przechodzić jedna w drugą. Można powiedzieć, że dwutlenek węgla w stanie nadkrytycznym jest jednocześnie w stanie ciekłym i gazowym. Przejścia fazowe tego typu charakteryzuje się zachowaniem ciągłości parametrów pomimo ich gwałtownych zmian.



Rys. 15 Ilustracja modelowa przedstawiająca możliwy przebieg przejścia fazowego (ilustracja została wykonana przy założeniu punktu krytycznego  $T_c = 120 \text{ MeV}$ ). Czarny punkt obrazuje położenie punktu krytycznego, na lewo od punktu widoczny jest przewidywany przebieg przejścia fazowego typu cross-over, a na prawo przejście fazowe I rodzaju [30].

Na diagramach fazowych zauważymy także punkty łączące przejścia fazowe. Na diagramie fazowym dwutlenku węgla znajdziemy dwa takie punkty: w miejscu spajającym przejścia I rodzaju (parowanie/skraplanie, krystalizacja/topnienie i sublimacja/resublimacja) – tak zwany punkt potrójny – oraz w miejscu oddzielającym przejście fazowe I rodzaju od ciągłego przejścia fazowego – tak zwany punkt krytyczny. Na diagramie fazowym chromodynamiki kwantowej widzimy punkt krytyczny oddzielający przejście fazowe I rodzaju od przejścia typu "cross-over". Przypuszcza się, że w tym miejscu zachodzi przejście fazowe II rodzaju.

## **3. Eksperyment STAR**

Kolaboracja STAR, której nazwa pochodzi od nazwy detektora używanego do rejestracji zderzeń – Solenoidal Tracker at RHIC – zrzesza ponad pół tysiąca naukowców z całego świata. Jej pierwotnym zadaniem było poszukiwanie sygnatur plazmy kwarkowo-gluonowej – badanie jej właściwości i procesów w niej zachodzących. Z czasem program badawczy eksperymentu został poszerzony o kolejne cele: badanie obszaru przejścia fazowego I rodzaju na diagramie QCD, poszukiwanie punktu krytycznego – przejścia fazowego II rodzaju, analizę poprzecznej asymetrii spinowej mezonów J/Ψ czy analizę Heavy Flavor – czyli badanie właściwości plazmy kwarkowo-gluonowej poprzez analizę ciężkich kwarków (pięknych i powabnych), produkowanych we wczesnej fazie reakcji, przed powstaniem QGP. W zależności od postawionych celów programy są uzależnione od konkretnych obszarów diagramu fazowego QCD. Przykładowo program Beam Energy Scan (BES) skupia się na badaniu zderzeń ciężkich jonów w zakresie od 7,7 do 62,4 GeV i jest stale poszerzany o kolejne energie zderzeń.

### **Zderzacz RHIC**

Do swoich badań kolaboracja STAR korzysta ze zderzacza o nazwie Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) (Rys. 16), który pomimo nazwy sugerującej, że jest przeznaczony do zderzeń ciężkich jonów, jest także w stanie realizować zderzenia cząstek elementarnych. Znajduje się on w ośrodku badawczym Brookhaven National Laboratory (BNL) zlokalizowanej w miejscowości Upton w stanie Nowy Jork w Stanach Zjednoczonych Ameryki.

#### EKSPERYMENT STAR



Rys. 16 Schemat kompleksu RHIC [31].



Rys. 17 Schemat fragmentu kompleksu RHIC odpowiedzialnego za dostarczanie wiązek [31].

RHIC jest w stanie przyspieszyć jony złota do maksymalnej energii 100 GeV na nukleon, dzięki czemu osiąga on maksymalną energię zderzeń równą  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Aby osiągnąć takie energie, RHIC korzysta z szeregu akceleratorów, które stopniowo przyspieszają wiązki jonów do docelowej prędkości (Rys. 17). Jest to także jedyne w dotychczasowej historii urządzenie zdolne do zderzania spolaryzowanych spinowo wiązek protonów.

Produkcja wiązek przebiega etapowo:

1. Wytworzenie i wstępne przyspieszenie wiązek akceleratorem liniowym.

Wiązki ciężkich jonów są wytwarzane w EBIS (Electron Beam Ion Source) [32], który jest w stanie dostarczyć wiązkę złożoną z dowolnych stabilnych jonów, począwszy od deuteru (<sup>2</sup>H), poprzez gazy szlachetne, aż po uran (U). Wstępnie zjonizowana wiązka jest przyspieszana przez dwa małe akceleratory liniowe do około 2 MeV na nukleon zanim zostanie wysłana w dalszą drogę. Alternatywnie, jeżeli eksperyment potrzebuje wiązki protonów, używany jest akcelerator liniowy LINAC, który jest w stanie przyspieszać protony do energii 200 MeV [33]. Wiązki są przekazywane w grupach, które zwyczajowo nazywa się paczkami.

2. Dalsza jonizacja wiązek w synchrotronie.

Paczki ciężkich jonów z EBIS lub protonów z LINAC są następnie przekazywane do synchrotronu Booster. Tam są one łączone: 4 paczki w 2, a następnie 2 w jedną paczkę, która jest na koniec przyspieszana do energii około 300 MeV na nukleon w przypadku ciężkich jonów z EBIS lub do energii 1,2 GeV w przypadku protonów z LINAC [34]. Dodatkowo, w trakcie tego procesu, wstępnie zjonizowane atomy dostarczone z EBIS są dalej jonizowane, niemalże do stanu, w którym na jonach nie pozostaje żaden elektron. Dla przykładu: kiedy jon Złota (Au) jest jonizowany do stanu Au<sup>77+</sup>, zostają na nim tylko dwa elektrony. Tak przygotowana wiązka jest wprowadzana do AGS.

3. Przyspieszenie wiązek do prędkości wstrzykiwania.

AGS (Alternating Gradient Synchrotron) funkcjonował w BNL od lat 60. XX wieku i do roku 2000, kiedy dobudowano RHIC, to on był głównym akceleratorem w laboratorium i to on wyprowadzał końcową wiązkę służącą do badań. Obecnie jego rolą jest przygotowanie wiązki do wprowadzenia do głównego pierścienia RHIC – przyspieszenie wiązki protonów do energii 23,4 GeV, a wiązki ciężkich jonów do energii 8,86 GeV na nukleon i finalne zjonizowanie wiązki, po którym na ciężkich

jonach nie ma już żadnych elektronów. Gotowa wiązka porusza się z prędkością około 0,997c. Dla porównania: wiązka poruszała się z prędkością około 0,37c w momencie wprowadzania do AGS [35].

4. Wprowadzenie wiązek do głównych pierścieni.

Ostatnim etapem przed wstrzyknięciem gotowej wiązki do głównych pierścieni RHIC jest podróż linią AGS-to-RHIC. Na jej końcu znajduje się elektromagnes, który pozwala skierować wiązkę do jednego z dwóch pierścieni. W jednym wiązka porusza się zgodnie z ruchem wskazówek zegara, a w drugim w kierunku przeciwnym.

5. Przyspieszenie wiązek do docelowej prędkości.

Główny pierścień RHIC przyspiesza otrzymaną wiązkę, aż osiągnie ona energię docelową. W niektórych przypadkach, kiedy eksperyment potrzebuje zderzeń o energii niższej niż energia dostarczonych wiązek (między innymi kiedy potrzebne są zderzenia o  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV), w głównym pierścieniu RHIC wiązka jest wyhamowywana do zadanej prędkości [36]. Wiązka jest sterowana przy pomocy 1740 nadprzewodzących magnesów, a w tubach, którymi się porusza utrzymywane jest ciśnienie równe około  $7 \times 10^{-10}$  mbar, a więc niemal idealna próżnia. Do poprawnej pracy akceleratora wymagane jest utrzymywanie temperatury poniżej 4,6 K, co jest osiągnięte dzięki chłodzeniu Helem (He) [37].

Łączny obwód głównego pierścienia RHIC wynosi 3834 m, a heksagonalny kształt akceleratora został zaprojektowany z myślą o stworzeniu 6 miejsc, w których wiązki mogą zostać skrzyżowane i w których można umieścić detektory do rejestracji zderzeń. Na przestrzeni lat korzystano łącznie z czterech z tych miejsc (Rys. 18). W punkcie na godzinie 2 znajdował się eksperyment BRAHMS zakończony w 2006 roku, a w punkcie na godzinie 10 eksperyment PHOBOS zakończony w 2005 roku. W chwili pisania niniejszej pracy nadal wykorzystywany jest jedynie jeden punkt interakcji – na godzinie 6, gdzie znajduje się detektor eksperymentu STAR i zintegrowany z nim detektor eksperymentu PP2PP. W punkcie na godzinie 8, w miejscu gdzie znajdował się eksperyment PHENIX, powstaje nowy detektor sPHENIX [38].
#### **EKSPERYMENT STAR**



Rys. 18 Schemat przedstawiający rozmieszczenie detektorów, które korzystały z akceleratora RHIC [31].

# **Detektor STAR**

Detektor STAR nie jest jednym urządzeniem, a raczej zestawem detektorów, które wzajemnie się uzupełniają i systemem akwizycji danych, który jest zdolny przetworzyć sygnały z poszczególnych detektorów i zapisać je do późniejszej analizy. Detektor STAR (Rys. 19) (Rys. 20) jako całość jest w stanie zbierać dane o zderzeniach z częstotliwością do 100 Hz [39].



Rys. 19 Przekrój detektora STAR [40].

#### **EKSPERYMENT STAR**



Rys. 20 Przekrój detektora STAR – nowe komponenty [41].

System akwizycji danych (DAQ) ma za zadanie na bieżąco odczytywać dane zbierane przez detektory. Ilość surowych informacji dostarczanych przez detektor mogłaby przeciążyć systemy, które nie są specjalnie przystosowane do takich obciążeń i dlatego jednym z podstawowych zadań systemu akwizycji danych jest redukcja przyjmowanych informacji. W każdej sekundzie DAQ jest w stanie przyjąć do 20GB surowych danych. Wstępna obróbka polega w dużej mierze na wyselekcjonowaniu sygnałów z detektorów zawierających dane, czyli na pozbywaniu się zapisów informujących, że w danym fragmencie detektora nic nie zaobserwowano. Po redukcji system akwizycji danych zapisuje informacje na taśmy HPSS (High Performance Storage System) z prędkością do 30 MB/s.

Najważniejszym elementem, wokół którego zbudowany jest cały kompleks detektorów ważący 1200 ton jest Komora Projekcji Czasowej (TPC<sup>13</sup>). Jest to cylindryczny detektor o długości 4,2 m i zewnętrznym promieniu 2 m, wypełniony gazem złożonym w 90% z argonu i 10% z metanu, który umożliwia dużą prędkość dryfu w słabym polu elektrycznym. Dokładnie na środku cylindra umieszczona jest membrana z katodą, do której podpięte jest napięcie 28 kV. Na płaskich końcach cylindra znajdują się uziemione anody, które razem z katodą generują pole elektryczne w którym jony powstałe po przelocie naładowanej cząstki dryfują z prędkością 5,45 cm/µs [42].

Dane z komory dryfowej zbierane są przy pomocy drutów anod podzielonych na 24 sektory, po 12 na każdym krańcu komory. Każdy sektor składa się z dwóch podsektorów: wewnętrznego

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> ang. Time Projection Chamber

i zewnętrznego. Wewnętrzne sektory posiadają mniejsze i gęściej ułożone strefy pomiarowe. Są one zoptymalizowane do pracy w strefie o dużej gęstości sygnałów.

Pomiędzy osią wiązki a TPC znajduje się detektor HFT<sup>14</sup>. Składa się on z trzech podzespołów: SSD<sup>15</sup>, IST<sup>16</sup> oraz Pixel (PXL) [43].



Rys. 21 Schemat detektora HFT [43].

Najbliżej osi wiązki znajduje się detektor PXL – składa się on z dwóch warstw umieszczonych odpowiednio 2,8 cm i 8 cm od osi wiązki. Warstwa bliżej wiązki składa się z 10 plastrów

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> ang. Heavy Flavor Tracker

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> ang. Silicon Stripe Detector

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> ang. Intermediate Silicon Tracker

#### **EKSPERYMENT STAR**

zawierających po 10 sensorów o wielkości 2x2 cm zdolnych rejestrować z dokładnością do piksela wielkości 18,4x18,4 μm. Zewnętrzna warstwa składa się z 30 takich plastrów.

Zewnętrzną częścią detektora HFT jest SSD, znajdujący się 22 cm od osi wiązki. Składa się on z 20 drabinek o długości 1 m każda. Wszystkie zawierają po 16 dwustronnych modułów, z których każdy składa się z 768 krzemowych detektorów paskowych po każdej stronie.

Pomiędzy SSD a PXL, w odległości 14 cm od osi wiązki znajduje się moduł IST. Składa się on z 24 drabinek krzemowych zawierających po 6 modułów, a jego rolą jest pomoc przy rekonstrukcji śladów pomiędzy warstwami SSD i PXL.

TPC jest otoczony od zewnętrznej strony (patrząc od osi wiązki) detektorem czasu przelotu cząstek (ToF<sup>17</sup>) (Rys. 22), którego zadaniem jest uzupełniać zdolność TPC do identyfikacji cząstek. Pomiar czasu, który upływa od zderzenia do momentu przelotu cząstek przez detektor jest możliwy dzięki dużej liczbie fotonów produkowanych w fazie przedrównowagowej zderzenia. Moment zderzenia jest ustalany przez detektory pVPD (pseudo Vertex Position Detector) umieszczone przy osi wiązki po obu stronach jonowodu, w odległości około 5 m od punktu interakcji [44].



Rys. 22 Schemat rozmieszczenia detektora ToF i towarzyszących mu detektorów pVPD [44].

W skład zespołu detektorów STAR wchodzą także kalorymetry EEMC<sup>18</sup>, BEMC<sup>19</sup> i FMS<sup>20</sup>. BEMC jest umieszczony równolegle do osi wiązki i otacza detektory SSD, TPC i ToF. EEMC jest umieszczony prostopadle do osi wiązki na zachodnim brzegu detektora, a FMS znajduje się kilka metrów za EEMC, również zorientowany prostopadle do osi wiązki.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> ang. Time of Flight

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> ang. Endcap Electromagnetic Calorimeter

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> ang. Barrel Electromagnetic Calorimeter

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> ang. Forward Meson Spectrometer

Całość okala potężny elektromagnes, operujący w zakresie  $0,25 < |B_z| < 0,5$  T, dzięki któremu tory naładowanych cząstek są zakrzywione [45].

## **Program BES**

Rosnące zainteresowanie przejściami fazowymi, a w szczególności położeniem punktu krytycznego pomiędzy stanem gazu hadronowego i plazmą kwarkowo-gluonową zaowocowało uruchomieniem projektu badawczego w ramach eksperymentu STAR – Beam Energy Scan (BES). Program można podzielić na dwa etapy: BES-I prowadzony w latach 2010-2014, w ramach którego został przeskanowany szeroki zakres energii, oraz BES-II prowadzony od 2019, w ramach którego przeprowadzane są dodatkowe pomiary (także w trybie ze stacjonarną tarczą) w mniejszym zakresie energii, zdeterminowanym na podstawie wyników z pierwszego etapu.

Główne założenia programu to:

 Przeprowadzenie serii pomiarów zderzeń o różnych energiach – wykonanie swego rodzaju próbkowania diagramu fazowego QCD, które pozwoli na znalezienie granicznej energii, poniżej której materia nie przechodzi w stan QGP.

Przykłady analiz realizujących to założenie:

- Obserwacja zależnych od energii różnic w przepływie eliptycznym pomiędzy cząstkami i antycząstkami w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów [46]
- Fluktuacje separacji ładunku prostopadłej do płaszczyzny zderzenia i lokalne pogwałcenie parzystości w zderzeniach Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}}$  = 200 GeV w RHIC [47]
- Zbadanie przejścia fazowego pomiędzy stanem QGP a stanem gazu hadronowego.

Przykłady analiz realizujących to założenie:

 Zależność skierowanego przepływu protonów, antyprotonów i pionów od energii wiązki w zderzeniach Au+Au [48]

- Skierowany przepływ, sygnał przejścia fazowego w relatywistycznych zderzeniach nuklearnych? [49]
- Zlokalizowanie punktu krytycznego, oddzielającego przejścia fazowe różnego rodzaju.
   Przykłady analiz realizujących to założenie:
  - Zależność momentów dystrybucji krotności protonów netto od energii [50]
  - Zależność momentów dystrybucji krotności cząstek naładowanych netto od energii wiązki w zderzeniach Au+Au w RHIC [51]
- Badanie materii w stanie przywróconej symetrii chiralnej i analiza dileptonowa.

Przykładowa analiza realizująca to założenie:

• Spektra masowe dielektronów ze zderzeń Au+Au a energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [52]

W ramach programu BES wykonano pomiary dla sześciu energii zderzenia jonów złoto-złoto (Au-Au):  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$  GeV; 11,5 GeV; 19,6 GeV; 27 GeV; 39 GeV oraz 62,4 GeV. Nie udało się zebrać danych jedynie dla najniższej planowanej energii –  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  GeV – ze względu na ograniczenia zderzacza RHIC, który nie jest w stanie sprawnie dostarczać wiązki o tak niskiej energii.

Rozwiązaniem problemu niskich energii jest przekształcenie aparatury w eksperyment ze stacjonarną tarczą. Pozwoli to na zbieranie danych dla zderzeń o danej energii, używając wiązek o dwa razy wyższej energii niż tych potrzebnych w konfiguracji zderzacza. Kolaboracja STAR jest w stanie osiągnąć ten cel umieszczając w detektorze tarczę wykonaną ze złota [41]. Metoda ta została już przetestowana i udało się zebrać pierwsze dane ze zderzeń Au-Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 3$  GeV [53].



Rys. 23 Diagram QCD z punktami odpowiadającymi pomiarom wykonywanym w ramach programu BES I i BES II [5].

W drugiej fazie programu BES wykonywane są serie pomiarów dla energii poniżej  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$  GeV. Pomiary te pomagają zagęścić punkty pomiarowe zebrane w pierwszej fazie programu, a także rozszerzyć zbadany obszar o energie sięgające nawet  $\sqrt{s_{NN}} = 3$  GeV.

Program BES to nie tylko badania korelacji. Zbierane dane wykorzystywane są w szeregu analiz, badających między innymi właściwości plazmy, fizykę zderzeń ultraperyferyjnych czy strumienie cząstek. Poniżej znajduje się wybór wyników badań z ostatnich lat.

1. Pomiary kumulantów wysokiego stopnia dla zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ GeV}$ i ich powiązanie z położeniem Punktu Krytycznego QCD [54]

Kumulanty wyższych stopni wykazują większą czułość na odległość korelacji:

$$C_1 = \langle N \rangle \tag{3.1}$$

$$C_2 = \langle (\delta N)^2 \rangle = \sigma^2 \tag{3.2}$$

$$C_3 = \langle (\delta N)^3 \rangle \tag{3.3}$$

$$C_4 = \langle (\delta N)^4 \rangle - 3 \langle (\delta N)^2 \rangle^2 \tag{3.4}$$

gdzie  $\delta N = N - \langle N \rangle$ .

Z uwagi na związek pomiędzy odległością korelacji a Punktem Krytycznym QCD, w okolicy Punktu Krytycznego przewiduje się niejednostajną zależność kumulanty czwartego stopnia od energii. Symulacje modelowe wykazały niemonotoniczną zależność od energii spójną z przewidywaniami teoretycznymi w okolicy  $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ GeV}.$ 

Wyniki te oznaczają, że Punkt Krytyczny dla zderzeń ciężkich jonów może znajdować się w położeniu  $\sqrt{s_{NN}} = 3 \ GeV$ .



Rys. 24 Zależność stosunku kumulant  $C_4/C_x$  od energii zderzenia (punkty przedstawiające wyniki dla protonów zostały przesunięte wzdłuż poziomej osi w celu poprawy czytelności) [54].

2. Wyniki pomiarów femtoskopowych par naładowanych pionów dla zderzeń o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 4,5 \ GeV \ [55]$ 

Instalacja stacjonarnej tarczy w detektorze STAR umożliwiła wykonanie pomiarów zderzeń ciężkich jonów przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 4,5 \text{ GeV}$ . Otrzymane dane zostały

poddane analizie femtoskopowej, na postawie której wyznaczono promienie obszaru emitującego naładowane piony.

Wyniki zostały porównane z dotychczasowymi pomiarami (Rys. 25) i wykazują z nimi zbieżność. Chromodynamika kwantowa przewiduje wpływ przejścia fazowego na wartość promieni obszarów emitujących cząstki i otrzymane dotychczas dane widoczne na wykresie wskazują, że może się ono znajdować w okolicy  $\sqrt{s_{NN}} = 20 \text{ GeV}$ .



Rys. 25 Różnica kwadratów promieni poprzecznych jako funkcja energii zderzenia (na górze) oraz zależność stosunku promieni poprzecznych od energii zderzenia (na dole) [55].

# 4. SELEKCJA DANYCH

Dane zebrane przy pomocy zespołu detektorów STAR są następnie rekonstruowane. Proces ten polega na interpretacji informacji dostarczonych przez detektory – zarejestrowanych punktów interakcji pomiędzy cząstkami a detektorami (Rys. 26) – i wyznaczeniu parametrów poszczególnych cząstek. Naładowane cząstki przelatujące przez detektor TPC pozostawiają za sobą zjonizowaną ścieżkę, którą widzimy jako mapę trafień cząstki w detektorze.



Rys. 26 Punkty interakcji zarejestrowane w czasie zbierania danych z promieniowania kosmicznego [5].

Rekonstrukcja danych zaczyna się od przefiltrowania sygnałów docierających z detektorów w momencie wskazanym przez sygnał z detektora VPD. Nieprzetworzone sygnały zajmowałyby zbyt dużo pamięci, więc przed zapisaniem ich usuwane są między innymi "zera", czyli informacje o braku trafień. Następnie, każdy sygnał o trafieniu jest interpretowany jako położenie w oparciu o fizyczne umiejscowienie segmentu detektora, z którego ten sygnał pochodzi. Do tak otrzymanych punktów dopasowywana jest krzywa – tor przelotu. Obecność pola magnetycznego powoduje, że tor naładowanych cząstek jest zakrzywiony, dzięki czemu, znając parametry pola i krzywiznę toru, można wyznaczyć pęd cząstki, która pozostawiła ten ślad [56].

Przygotowane w ten sposób informacje są gotowe do wykorzystania w analizie. Pierwszym etapem analizy jest selekcja danych – spośród wszystkich dostępnych należy wybrać te, które spełniają założenia prowadzonych badań.

### Selekcja zdarzeń

W pierwszej kolejności należy określić, które zderzenia dostarczyły użyteczne dane. W tym celu analizuje się punkt interakcji i centralność zderzenia. Centralność zderzenia określana jest na podstawie liczby cząstek naładowanych zarejestrowanych przez detektor TPC, jak to zostało opisane w rozdziale pierwszym. Punkt interakcji ustalany jest na podstawie punktu do którego zbiegają się tory zrekonstruowanych cząstek. Większość zarejestrowanych interakcji zawiera dane pochodzące z jednego zderzenia, ale zdarzają się sytuacje, w których uchwycone zostaną dwa lub więcej zderzeń w ramach tej samej interakcji (Rys. 27).



Rys. 27 Rycina przedstawiająca rekonstrukcję dwóch zderzeń, do których doszło podczas tej samej interakcji pomiędzy wiązkami [57].

Punkty interakcji, lub wierzchołki (vertex) opisywane są w 3 wymiarach w odniesieniu do detektora: V<sub>z</sub> równoległe do osi wiązki oraz prostopadłe do niego V<sub>x</sub> i V<sub>y</sub>. Aby mieć pewność, że analizowane dane są poprawne należy ustalić kryteria akceptacji wierzchołków. Wiązki nie są skoncentrowane idealnie punktowo, więc ustalenie zbyt małego promienia akceptowanych  $\sqrt{V_x^2 + V_z^2}$  oznaczałoby utratę cennych danych. Ustalenie takiego promienia jest jednak niezbędne, aby wyeliminować między innymi zderzenia do których doszło pomiędzy jonami z wiązek a rurą jonowodu (Rys. 28). Promień *R vertex*, jak również pozostałe omawiane dalej cięcia znajdują się w tabeli na końcu rozdziału (Tab. 1).



Rys. 28 Dystrybucja położenia współrzędnych x i y (oś z jest osią wiązki) punktów interakcji zderzeń Au-Au zarejestrowanych dla energii zderzeń  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV oraz  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV. Okrąg o promieniu 2 cm pośrodku obrazuje kryterium selekcji danych [58].

Aby zderzenie dostarczyło wartościowych danych punkt interakcji powinien znajdować się możliwie blisko centralnej części detektora. Jeśli do zderzenia dochodzi na brzegu detektora, to duża część wyemitowanych z niego cząstek nie zostanie zmierzona przez detektor. Dlatego też, aby zmierzone informacje były możliwie pełne, określa się graniczne wartości odległości składowej V<sub>z</sub>. Z jednej strony ustalenie zbyt małej wartości tego parametru oznaczałoby utratę wartościowych danych. Z drugiej strony zaś ustalenie zbyt dużej wartości może skutkować obniżeniem jakości danych (Rys. 29). Dlatego też wartości parametru granicznego V<sub>z</sub> ustalane są indywidualnie dla każdego zbioru danych. W zależności od ilości dostępnych danych i rozkładów parametru V<sub>z</sub> w danym zbiorze, ustalane są wartości, które zapewnią dane o możliwie wysokiej jakości, jednocześnie nie uniemożliwiając przeprowadzenia analizy ze względu na brak odpowiedniej statystyki (Tab. 1).



Rys. 29 Dystrybucja położenia współrzędnej z (w osi wiązki) punktów interakcji zderzeń Au-Au zarejestrowanych przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39 GeV$  [58].



Rys. 30 Dystrybucja położenia współrzędnej z (w osi wiązki) punktów interakcji zderzeń Au-Au zarejestrowanych przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV po selekcji danych [praca własna].

# Selekcja torów

Po określeniu parametrów, jakie muszą spełniać zderzenia należy jeszcze upewnić się, że analizujemy odpowiednie cząstki. W przypadku niniejszej analizy oznacza to wybór protonów i antyprotonów.

Parametr określany jako DCA<sup>21</sup> opisuje najmniejszą odległość, która dzieli tor lotu cząstki od punktu interakcji (Rys. 31). Ustalenie górnej granicy tego parametru pozwala na wyeliminowanie cząstek rozproszonych na rurze jonowodu, a także części cząstek pochodzących z rozpadów innych cząstek. Podobnie jak w przypadku ustalania kryteriów selekcji wierzchołków, ustalenie zbyt małego DCA oznaczałoby utratę cennych danych, a zbyt duża wartość przekładałaby się na ich niższą jakość (Tab. 1).



Rys. 31 Schemat przedstawiający parametr DCA [praca własna].

Jednocześnie ustalona została górna granica pędu analizowanych cząstek. Pod uwagę są brane jedynie tory cząstek o pędzie nie większym niż p = 2,0 GeV/c.

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> ang. Distance of Closest Approach

### Identyfikacja cząstek

Najpowszechniejszą metodą identyfikacji cząstek zarejestrowanych w detektorze TPC jest analiza strat energii cząstek na jonizację ośrodka. Naładowane cząstki poruszając się w środowisku innym niż próżnia deponują część swojej energii na jonizację materii, którą mijają. Zjawisko to można opisać za pomocą wzoru Bethego-Blocha:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A c^2 z^2 e^4}{m_e \beta^2} \frac{Z}{A} \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right]$$
(4.1)

gdzie  $m_e$  jest masą elektronu, z ładunkiem cząstki,  $\beta$  stosunkiem prędkości cząstki do prędkości światła w próźni,  $N_A$  liczbą Avogadra, Z liczbą atomową atomów ośrodka, A liczbą masową atomów ośrodka, x długością drogi przebytej przez cząstkę w ośrodku, a I efektywnym potencjałem jonizacji uśrednionym po wszystkich elektronach.

Przedstawiając straty energii cząstek na jonizację ośrodka w zależności od ich pędu otrzymamy wykres, przy pomocy którego będzie można odróżnić od siebie cząstki różnego typu (Rys. 32). Należy brać pod uwagę, że charakterystyki strat energii na jonizację ośrodka przecinają się i na podstawie informacji zgromadzonych na wykresie cząstka może być zakwalifikowana zarówno do jednego zbioru jak i do drugiego. Przykładowo cząstka o pędzie p = 1,8 GeV/c charakteryzująca się stratami energii  $\frac{dE}{dx} = 0,0025 \text{ MeV/cm}$  bazując na danych przedstawionych na wykresie (Rys. 32) może być zarówno protonem, pionem, jak i kaonem.

Identyfikacja cząstek przy pomocy tej metody polega na nałożeniu na wykres przewidywanych charakterystyk dla cząstek różnego typu (Rys. 33). Następnie wykonywane są przekroje dla poszczególnych wartości pędu. Do przekroju dopasowywane są funkcje Gaussa z wartością oczekiwaną w miejscu, gdzie przebiega przewidywana charakterystyka dla danych cząstek.



Rys. 32 Wykres przedstawiający zależność strat energii na jednostkę energii względem pędu (ze znakiem odpowiadającym ładunkowi cząstek) naładowanych cząstek zarejestrowanych w zderzeniach Au-Au dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. Kolorami zaznaczone zostały obszary występowania cząstek różnego typu [58].



Rys. 33 Przekrój przez wykres strat energii na jednostkę odległości względem pędu z naniesionymi dopasowanymi funkcjami Gaussa [praca własna].

#### SELEKCJA DANYCH

Wybór cząstek następuje przy pomocy parametru N $\sigma$  – określa on o ile wartości  $\sigma$  maksymalnie może być oddalona cząstka od wartości oczekiwanej dopasowanej funkcji Gaussa, aby uznać ją za cząstkę danego typu. W tym celu, poza sprawdzeniem czy cząstka znajduje się w odległości nie większej niż N $\sigma$  od wartości oczekiwanej funkcji Gaussa, odpowiadającej pożądanemu typowi cząstek, sprawdza się także czy cząstka nie znajduje się w odległości nie mniejszej niż N $\sigma$  od wartości oczekiwanych funkcji Gaussa innych cząstek (Rys. 34). Wybierane są jedynie te cząstki, które pasują tylko i wyłącznie do charakterystyki pożądanego typu cząstek. W praktyce oznacza to, że potencjalnie odrzucanych jest wiele przydatnych cząstek (Tab. 1).



*Rys. 34 Wykres przedstawiający zależność strat energii na jednostkę odległości względem pędu protonów zidentyfikowanych na podstawie informacji z detektora TPC z zaznaczanymi obszarami wewnątrz cięcia na Nσ [praca własna].* 

Straty te obrazują potrzebę dodatkowej identyfikacji cząstek, ponad możliwości samego TPC. Aby temu zaradzić, STAR został wyposażony w detektor ToF. Dzięki pomiarom czasu przelotu cząstek możliwe stało się odczytanie ich prędkości, co dzięki wykorzystaniu informacji o pędach, które posiadamy z detektora TPC, pozwala identyfikować je na podstawie ich masy. Informacje te przedstawia się następnie na wykresie jako zależność masy cząstki podniesionej do drugiej potęgi od jej pędu (Rys. 35).



*Rys. 35 Wykres przedstawiający zależność drugiej potęgi masy względem pędu zarejestrowanych protonów [praca własna].* 

Pomiary prędkości i pędów cząstek są obarczone niepewnością związaną przede wszystkim z rozdzielczością detektorów, a więc także i wyznaczona masa cząstek nie będzie idealnie odpowiadać znanym wartościom. W związku z tym także i w tym przypadku zostały określone graniczne wartości parametru  $m^2$ . Jako że głównym celem detektora ToF jest umożliwienie precyzyjnej identyfikacji cząstek, parametry te ustawiane są w niniejszej analizie tak, aby zagwarantować, że z ich użyciem cząstki identyfikowane są z niemal stuprocentową dokładnością (Rys. 36).



Rys. 36 Wykres przedstawiający separację parametru m<sup>2</sup>, dzięki której możliwa jest dokładna identyfikacja protonów [59].

W tym celu zostały wykonane przekroje wykresu przedstawiającego zależność masy cząstki podniesionej do drugiej potęgi dla szeregu wartości pędu cząstki. Następnie, do przekrojów

#### SELEKCJA DANYCH

dopasowane zostały funkcje Gaussa dla poszczególnych cząstek. Dolna wartość graniczna pędu została ustalona wcześniej na pęd, poniżej którego nie spodziewamy się rejestrować protonów lub antyprotonów. Górna wartość graniczna pędu została ustalona na podstawie wykonanych przekrojów – w najdalszym miejscu, w którym żadna funkcja Gaussa dla cząstek innych niż protony nie nachodziła w istotny sposób w obszar określony parametrem  $m^2$  (Tab. 1).



Rys. 37 Przekrój przez wykres drugiej potęgi masy cząstek względem pędu z naniesionymi dopasowanymi funkcjami Gaussa. Przekrój wykonany dla wartości p = 2,0 GeV/c [praca własna].

Zastosowanie detektora ToF umożliwia precyzyjną identyfikację cząstek, które na podstawie danych z TPC nie mogą być jednoznacznie sklasyfikowane, jednakże obarczone jest to sporymi stratami statystyki. Nie każda cząstka zarejestrowana w detektorze TPC zostawia ślad w detektorze ToF. Wymagając poprawnej identyfikacji każdej cząstki za pomocą obu detektorów wprowadzamy dodatkowe ograniczenie, które może negatywnie odbić się na jakości analizy. Dlatego też warto jest określić obszary, w których możliwa jest poprawna identyfikacja cząstek na podstawie informacji pochodzących tylko z detektora TPC. W przypadku protonów i antyprotonów charakterystyka strat energii na jonizację ośrodka jest wyraźnie odseparowana od charakterystyk innych cząstek w niskich zakresach pędowych. W tym celu ustalany jest parametr graniczny pędu "ToF treshold", który określa największą wartość pędu cząstki, dla której użycie informacji pochodzących z detektora ToF nie jest niezbędne do poprawnej identyfikacji.

W celu ustalenia wartości parametru ToF treshold wykonana została analiza przy pomocy samego detektora TPC. Następnie wyniki zostały przedstawione na wykresie zależności strat

energii cząstki na jonizację ośrodka od pędu i wykonane zostały przekroje dla serii wartości pędu (Rys. 38).



Rys. 38 Zestaw przekrojów wykresu strat energii na jednostkę energii względem pędu protonów zidentyfikowanych na podstawie danych z detektorów TPC oraz ToF. Przekroje zostały wykonane dla szeregu wartości pędu. Przekroje o niegaussowskim przebiegu zostały dodatkowo zaznaczone [praca własna].

Przekroje, które zachowywały charakterystyczny kształt funkcji Gaussa wskazywały, że dla danej wartości pędu identyfikacja przy pomocy informacji pochodzących tylko z detektora TPC przebiega sprawnie. Wartość parametru granicznego została ustalona w punkcie, powyżej którego przekroje przestawały posiadać Gaussowy charakter, gdyż jest to znak, że cząstki, potencjalnie będące protonami, są odrzucane ze względu na ryzyko bycia cząstkami innego typu (Tab. 1).

#### SELEKCJA DANYCH

Dzięki poleganiu na masie cząstek przy ich identyfikacji zamiast jedynie ich stratach energii na jednostkę odległości "odzyskiwane" są liczne cząstki o wysokich pędach, które byłyby odrzucone z uwagi na parametr N $\sigma$  (Rys. 34), co widać na wykresie strat energii na jednostkę odległości względem pędu cząstek dopuszczonych do analizy (Rys. 39).



Rys. 39 Wykres przedstawiający zależność strat energii na jednostkę odległości względem pędu protonów zidentyfikowanych na podstawie informacji z detektorów TPC oraz ToF [praca własna].

### Selekcja par

Podczas rekonstrukcji torów, z racji ograniczonej rozdzielczości detektorów, może dojść do zinterpretowania sygnałów pochodzących od jednej cząstki jako dwa niezależne tory. Problem ten dotyczy przede wszystkim par cząstek identycznych. Aby mu zapobiegać, dla każdej pary obliczany jest współczynnik *SL*<sup>22</sup> definiowany jako:

$$SL \equiv \frac{\sum_{i} S_i}{N_1 + N_2} \tag{4.2}$$

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> ang. Splitting Level

gdzie  $N_1$  oraz  $N_2$  to ilość trafień przypadających do obu torów, a  $S_i$  to współczynnik charakteryzujący sektor *i*, przyjmujący wartości:

- $S_i = +1 jeśli$  w danym sektorze zarejestrowane zostało trafienie tylko z jednego toru,
- $S_i = -1 jeśli zarejestrowane zostały trafienia z obu torów,$
- $S_i = 0$  jeśli w sektorze nie było trafień z żadnego toru.

Po obliczeniu sumy, współczynnik *SL* przyjmuje wartości od -0,5 do 1,0 (Rys. 40). Im mniejsza wartość współczynnika, tym większe prawdopodobieństwo, że nie doszło do zrekonstruowania śladów pochodzących od jednej cząstki jako dwa tory. W analizie ustalana jest granica współczynnika *SL* poniżej której pary są dopuszczane (Tab. 1). Korekcja ta jest stosowana zarówno przy obliczaniu licznika, jak i mianownika funkcji korelacyjnej.



Rys. 40 Schemat przedstawiający możliwe scenariusze rozkładu par trafień zarejestrowanych w detektorze. Wypelnione i puste punkty odpowiadają odpowiednio dwóm zrekonstruowanym torom cząstek. a) SL=-0,5 (nie ma wątpliwości, że to dwa tory) b) SL=1 (możliwy rozdzielony tor) c) SL=1 (możliwy rozdzielony tor) d) SL=0.08 (wysoce prawdopodobne, żę to dwa tory) [60].

Analogicznie, podczas rekonstrukcji torów może dojść także do zinterpretowania trafień pochodzących z dwóch cząstek jako jeden tor. Dotyczy to przede wszystkim par cząstek nieidentycznych o podobnych pędach, których tory lotu przecinały się pod niewielkim kątem (Rys. 41). Aby zapobiegać temu problemowi wyliczane są punkty trafień na zrekonstruowanych torach obu cząstek. Następnie obliczane są odległości pomiędzy parami tak wyznaczonych punktów. Jeśli punkty dzieli odległość mniejsza niż przyjęta minimalna wartość 5 mm, są one oznaczane jako pokrywające się. Para odrzucana jest, jeśli punkty pokrywające się stanowią większy procent wszystkich punktów niż założone cięcie  $FMH^{23}$  (Tab. 1).

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> ang. Fraction of Merged Hits



Rys. 41 Schemat przedstawiający możliwe scenariusze układu pary przecinających się torów. Kiedy tory przecinają się w obszarze detektora TPC, jak jest to pokazane na rycinie po lewej stronie, mogą one zostać zinterpretowane jako jeden tor [61].

Wszystkie wartości parametrów, na podstawie których wybierane są zderzenia i cząstki do analizy, zostały przedstawione w tabeli (Tab. 1). Całość dalszej analizy bazuje na danych wybranych na ich podstawie.

	Parametr	Wartość	
	R vertex	2 cm	
Selekcja zdarzeń	Z vertex		
	39 GeV	30 cm	
	27 GeV	30 cm	
	19,6 GeV	30 cm	
	11,5 GeV	50 cm	
	7,7 GeV	70 cm	
Solokoja torów	DCA	<1 cm	
Sciekcja torow	р	0,4-2,0 GeV/c	
	Νσ	3	
Identyfikacja cząstek	$m^2$	$0,76 - 1,03 \ GeV^2/c^4$	
	TOF treshold	0,8 GeV/c	
Solokojo por	SL	<0,6	
Selekcja par	FMH	10%	

Tab. 1 Wartości parametrów użytych w analizie do selekcji danych.

Z danych eksperymentalnych nie da się wprost uzyskać wszystkich informacji na temat źródła emitującego cząstki. Jesteśmy w stanie określić położenie punktu w którym doszło do zderzenia, wyznaczone na podstawie miejsca przecięcia trajektorii zarejestrowanych cząstek. Da się także zaklasyfikować centralność zderzenia na podstawie liczby naładowanych cząstek, które pozostawiły ślad w detektorach. Nie możemy jednak odczytać między innymi informacji o geometrii źródła.

Pomimo braku możliwości bezpośredniego pomiaru jesteśmy w stanie wyznaczyć wielkość źródła emitującego cząstki. W tym celu posługujemy się metodą femtoskopii [4], która wykorzystuje korelacje dwucząstkowe.

$$C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{P_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{P_1(\mathbf{p}_1)P_1'(\mathbf{p}_2)}$$
(5.1)

gdzie  $p_1$  oraz  $p_2$  to czterowektory pędu obu cząstek.

Funkcja korelacyjna C, to w najprostszym ujęciu stosunek prawdopodobieństwa zarejestrowania dwóch danych cząstek jednocześnie do iloczynu prawdopodobieństwa zarejestrowania tychże cząstek osobno [20] (Rys. 42).



Rys. 42 Szkic przedstawiający dwie cząstki emitowane z różnych położeń z jednego źródła [praca własna].

$$P_1(\boldsymbol{p}) = E \frac{dN}{d^2 \boldsymbol{p}} = \int d^4 \boldsymbol{x} \, S(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{p})$$
(5.2)

$$P_{2}(\boldsymbol{p_{1}}, \boldsymbol{p_{2}}) = E_{1}E_{2}\frac{dN}{d^{2}\boldsymbol{p_{1}}d^{2}\boldsymbol{p_{2}}} = \int d^{4}\boldsymbol{x_{1}}\,S(\boldsymbol{x_{1}}, \boldsymbol{p_{1}})\,d^{4}\boldsymbol{x_{2}}\,S(\boldsymbol{x_{2}}, \boldsymbol{p_{2}})\,\Phi(\boldsymbol{x_{2}}, \boldsymbol{p_{2}}|\boldsymbol{x_{1}}, \boldsymbol{p_{1}}) = \\ = \int d^{4}\boldsymbol{x_{1}}\,S(\boldsymbol{x_{1}}, \boldsymbol{p_{1}})\,d^{4}\boldsymbol{x_{2}}\,S(\boldsymbol{x_{2}}, \boldsymbol{p_{2}})\,|\psi(\boldsymbol{x_{2}}, \boldsymbol{p_{2}}|\boldsymbol{x_{1}}, \boldsymbol{p_{1}})|^{2}$$
(5.3)

Prawdopodobieństwo zarejestrowania cząstki  $P_1$  można zapisać jako całkę funkcji emisji źródła *S* (5.2), natomiast prawdopodobieństwo zarejestrowania dwóch cząstek można zapisać jako całkę iloczynu funkcji emisji źródła dla obu cząstek i operatora opisującego oddziaływania oraz efekty kwantowe między cząstkami  $\Phi$  lub kwadratu funkcji falowej pary cząstek  $\psi$ . Gdyby cząstki ze sobą nie oddziaływały, to funkcje emisji źródła z licznika i mianownika skróciłyby się ze sobą. Informacje o źródle znajdujące się w funkcji korelacyjnej zawdzięczamy więc oddziaływaniu między cząstkami. Funkcję korelacyjną możemy postrzegać jako echo funkcji emisji źródła obserwowane poprzez oddziaływanie między analizowanymi cząstkami.

Na potrzeby eksperymentu funkcję korelacyjną można także zapisać jako:

$$C(\vec{q}) = \frac{A(\vec{q})}{B(\vec{q})} \tag{5.4}$$

gdzie q jest różnicą pędów analizowanych cząstek.

W warunkach eksperymentalnych funkcję korelacyjną wyznacza się jako stosunek liczby par cząstek pochodzących z tego samego zderzenia  $A(\vec{q})$  do liczby par, w których cząstki pochodzą z różnych zderzeń  $B(\vec{q})$ .

### Układ współrzędnych

W niniejszej analizie funkcje korelacyjne wyznaczane są w dwóch układach odniesienia, zależnie od kombinacji analizowanych cząstek, w układzie spoczynkowym pary (PRF<sup>24</sup>) lub w układzie LCMS<sup>25</sup> [20].

W układzie LCMS kierunki zdefiniowane są jako trzy prostopadłe do siebie nawzajem osie. Oś *long* jest równoległa do osi zderzanych wiązek, *out* wraz z *long* wyznacza płaszczyznę na

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup> Z ang. Pair Rest Frame

<sup>&</sup>lt;sup>25</sup> Z ang. Longitudinally Co-Moving Systems

której leży wektor pędu całkowitego pary analizowanych cząstek, a oś *side* układa się pod kątem prostym do wyznaczonych wcześniej pozostałych osi (Rys. 43).



Rys. 43 Definicja układu LCMS [praca własna].

Funkcje korelacyjne w tym układzie wyznacza się w odniesieniu do parametru  $Q_{inv}$ , który definiuje się jako:

$$Q_{inv} = |q| = |\mathbf{p_1} - \mathbf{p_2}| = \sqrt{(\vec{p_2} - \vec{p_1})^2 - (E_2 - E_1)^2}$$
(5.5)

gdzie  $p_1$ ,  $p_2$  to czterowektory pędu i energii cząstek.

Drugi z układów, PRF, przyjmuje za punkt odniesienia środek masy pary analizowanych cząstek (Rys. 44). Oznacza to, że pędy obu cząstek są identyczne i skierowane w przeciwne strony. W tym układzie funkcje korelacyjne wyznaczane są w odniesieniu do parametru  $k^*$ , który definiuje się jako:

$$k^* = |\overrightarrow{p_1}| = |\overrightarrow{p_2}| \tag{5.6}$$

$$\overrightarrow{p_1}$$

Rys. 44 Definicja układu PRF [praca własna].

Ze względu na analizowane cząstki, jesteśmy w stanie łatwo przeliczyć funkcje wyznaczone w jednym układzie na drugi układ. Wszystkie cząstki w niniejszej analizie posiadają tą samą masę, w związku z czym pomiędzy parametrami zachodzi następująca zależność:

$$2k^* = Q_{inv} \tag{5.7}$$

### Typy funkcji korelacyjnych i oddziaływania

Funkcje korelacyjne w niniejszej pracy dzielimy na dwie grupy w zależności od par analizowanych cząstek. Do grupy funkcji korelacyjnych identycznych barionów zaliczają się funkcje korelacyjne proton-proton oraz antyproton-antyproton. Funkcje korelacyjne proton-antyproton należą do drugiego typu – funkcji korelacyjnych nieidentycznych barionów.

Zarówno protony, jak i antyprotony posiadają niezerowy ładunek elektryczny. Pomiędzy naładowanymi cząstkami zachodzi oddziaływanie kulombowskie. Funkcję falową pary oddziałujących tak cząstek zapisuje się jako:

$$\Psi_{\vec{k}^*}^{(S)}(\vec{r^*}) = \sqrt{A_c^{\pm}} e^{i\delta_0^C} F(-i\eta, 1, i\xi)$$
(5.8)

gdzie  $\delta_0^C = \arg \Gamma \left( 1 + \frac{i}{k^* a_C} \right)$ , a  $F(-i\eta, 1, i\xi)$  jest funkcją hipergeometryczną w której  $\eta = (k^* a_C)^{-1}, \ \xi = qr^* + \overrightarrow{q}, \ \overrightarrow{r^*} = qr^*(1 + \cos \theta^*)$ , a.  $\theta^*$  jest kątem pomiędzy względnym pędem cząstek  $\overrightarrow{q}$  i wstępną różnicą ich położeń  $\overrightarrow{r^*}$ . W funkcjach tych pojawia się parametr  $a_C$ , który jest promieniem Bohra naładowanych cząstek, zapisywanym jako:

$$a_C = \frac{2\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2}{me^2} \tag{5.9}$$

W przypadku protonów promień Bohra przyjmuje wartość  $a_c = 57,5$  fm.  $A_c$  widoczne w równaniu (5.8) jest natomiast współczynnikiem Gamowa:

$$A_{c}^{\pm}(k^{*}) = \pm \frac{2\pi}{k^{*}a_{c}e^{\left(\pm\frac{2\pi}{k^{*}a_{c}}\right)-1}}$$
(5.10)

Znak ± widoczny w równaniach (5.8) oraz (5.10) odnosi się do przyciągania bądź odpychania – zależnie od kombinacji ładunków analizowanych cząstek.

Pomiędzy wszystkimi analizowanymi cząstkami dochodzi także do oddziaływania silnego. Razem z oddziaływaniem kulombowskim tworzy ono zestaw oddziaływań stanu końcowego (FSI<sup>26</sup>). Oddziaływanie kulombowskie modyfikuje funkcję falową pary cząstek, przez co amplituda rozpraszania przyjmuje następującą formę:

$$f(\vec{k^*}) = \frac{1}{\frac{1}{f_0} + \frac{1}{2}d_0k^{*2} - \frac{2}{a_c}h(k^*a_c) - ik^*A_c(k^*)}$$
(5.11)

gdzie funkcja h(x) to:

$$h(x) = \frac{1}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + x^{-2})} - C + \ln|x|$$
(5.12)

Oddziaływanie silne charakteryzują parametry  $f_0$  i  $d_0$ , które w przypadku oddziaływania proton-proton przyjmują wartości  $f_0 = 7,771$  fm i  $d_0 = 2,754$  fm [62].

Oddziaływania stanu końcowego ustalają kształt funkcji korelacyjnych par nieidentycznych barionów. Na rycinie poniżej (Rys. 45) została przedstawiona przykładowa funkcja proton-antyproton. Ze względu na przeciwne ładunki analizowanych cząstek oddziaływanie kulombowskie skutkuje silną dodatnią korelacją – cząstki się przyciągają. Oddziaływanie silne skutkuje natomiast nieznacznie negatywną korelacją w obszarach niskich wartości  $k^*$ . Dzieje się tak ze względu na proces anihilacji, który zachodzi pomiędzy protonami i antyprotonami, które znajdą się zbyt blisko siebie.



*Rys.* 45 Wykres przedstawiający przebieg funkcji korelacyjnej proton-antyproton z wyróżnieniem wkładu oddziaływania kulombowskiego (COUL) i silnego (SI). Wykres wykonany na podstawie funkcji teoretycznej [praca własna].

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup> Z ang. Final State Interactions

W przypadku par identycznych barionów poza FSI obserwujemy jeszcze oddziaływanie związane ze statystyką kwantową (QS<sup>27</sup>). Para nukleonów może znajdować się w dwóch możliwych stanach spinowych: w jednym z czterech przypadków w stanie singletowym (S = 0) lub w trzech z czterech przypadków w stanie trypletowym (S = 1). Funkcja korelacyjna przy tym oddziaływaniu przyjmuje następującą postać [20]:

$$R(p_1, p_2) = \frac{1}{42} \left| e^{i(p_1 x_1 + p_2 x_2)} + e^{i(p_2 x_1 + p_1 x_2)} \right|^2 + \frac{3}{42} \left| e^{i(p_1 x_1 + p_2 x_2)} - e^{i(p_2 x_1 + p_1 x_2)} \right|^2$$
(5.13)

Funkcję korelacyjną można przedstawić także w postaci:

$$R(p_1, p_2) = \frac{1}{4} [1 + \langle \cos(qx) \rangle] + \frac{3}{4} [1 - \langle \cos(qx) \rangle] = 1 - \frac{1}{2} \langle \cos(qx) \rangle$$
(5.14)

gdzie  $x \equiv \{t, \vec{x}\} = x_1 - x_2$  i  $q \equiv \{q_0, \vec{q}\} = p_1 - p_2$ .

W przypadku gaussowskiego układu punktów emisji, opisanego w następujący sposób:

$$S_i(x_i) \sim e^{-\left(\frac{\overline{x_i}}{\sqrt{2}r_0}\right)^2 - \left(\frac{t_i}{\sqrt{2}\tau_0}\right)^2}$$
(5.15)

Jest on parametryzowany jest przez rozmiar  $r_0$  oraz czas  $\tau_0$ . Funkcja korelacyjna identycznych nukleonów jest równa:

$$R(p_1, p_2) = 1 - \frac{1}{2}e^{-\vec{q}^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2}$$
(5.16)

Funkcje korelacyjne par identycznych barionów są więc kształtowane nie tylko przez FSI, ale także przez QS. Przykładowa funkcja, widoczna na rycinie poniżej (Rys. 46) przedstawia funkcję korelacyjną proton-proton. Oddziaływanie związane ze statystyką kwantową skutkuje negatywną korelacją w obszarach niskich  $k^*$ , o wartości 0,5 dla  $k^* = 0$  GeV/c. Ze względu na identyczny ładunek, oddziaływanie kulombowskie nadaje silnie negatywną korelację, gdyż cząstki się odpychają. Oddziaływanie silne nadaje funkcji natomiast pozytywną korelację, co skutkuje ukształtowaniem charakterystycznego piku w obszarze  $k^* \approx 20$  MeV/c.

<sup>&</sup>lt;sup>27</sup> Z ang. Quantum Statistics



Rys. 46 Wykres przedstawiający przebieg funkcji korelacyjnej proton-proton z wyróżnieniem wkładu statystyki kwantowej (QS), oddziaływania kulombowskiego (COUL) i oddziaływania silnego (SI). Wykres wykonany na podstawie funkcji teoretycznej [praca własna].

Porównując funkcje korelacyjne identycznych i nieidentycznych kombinacji barionów warto także zwrócić uwagę na zasięg funkcji korelacyjnych. W przypadku par identycznych barionów funkcja wygładza się powyżej  $k^* \approx 100$  MeV/c, natomiast w przypadku par nieidentycznych barionów dzieje się tak niemal dwukrotnie dalej – w okolicy  $k^* \approx 200$  MeV/c.

# 6. MODELE TEORETYCZNE

Poza danymi z pomiarów eksperymentalnych, do analizy potrzebne są także dane generowane przy pomocy modeli fenomenologicznych. Pozwalają one oszacować informacje, których z jakiegokolwiek powodu nie zmierzono podczas pomiarów – na przykład pochodzenie mierzonych cząstek, czyli jaki odsetek zarejestrowanych protonów pochodzi z rozpadu innych cząstek. Dane modelowe mogą także służyć jako punkt odniesienia do którego można porównać otrzymane wyniki.

Modele teoretyczne dzieli się na:

- makroskopowe bazujące na parametrach opisujących system i dostarczające statycznych opisów wielocząstkowego systemu, na których podstawie mogą być później generowane właściwości poszczególnych cząstek;
- mikroskopowe opisujące pojedyncze obiekty (mogą to być cząstki lub struny), ich propagację w układzie i ewolucję (np. rozpady lub zderzenia).

Modele można stosować w połączeniu ze sobą – przykładowo, kiedy dane modelowe nie zawierają informacji femtoskopowych, można je dodać na dalszym etapie, używając kolejnego modelu, który za dane wejściowe przyjmie dane wyjściowe z poprzedniego modelu.

## vHLLE+UrQMD

Pierwszym narzędziem teoretycznym, które jest używane w niniejszej pracy, jest zestaw modeli vHLLE-URQMD (viscous Harten-Lax-van Leer-Einfeldt – Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) [63]. Podstawą zestawu jest moduł UrQMD – mikroskopowy model oparty o oddziaływania pomiędzy partonami (reprezentowane przez struny) [64] [65]. Struny mogą być uformowane na dwa sposoby:

- kwark i dikwark jeśli struna powstała z barionu,
- kwark i antykwark jeśli struna powstała z mezonu.

Model UrQMD zakłada funkcje falowe nukleonów w postaci pakietu gaussowskiego:

$$\varphi_i(\vec{x}_i, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\alpha\left(\vec{x}_i - \vec{r}_i(t)\right)^2 + \frac{i}{\hbar}\vec{p}_i(t)\vec{x}_i\right)$$
(6.1)

Ruch hadronów obliczany jest w postaci nierelatywistycznej, biorąc pod uwagę potencjały Yukawy i Coulomba, a także warunkowo potencjał Pauliego. Zderzenia (Rys. 47) są rozpatrywane jeśli pomiędzy dwoma cząstkami zostanie spełniona zależność:

$$d_{trans} \le d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}} \tag{6.2}$$

gdzie  $d_{trans}$  to odległość pomiędzy cząstkami, a  $\sigma_{tot}$  zależy od energii, typu i liczb kwantowych zderzanych cząstek.



Rys. 47 Wizualizacja zderzenia ciężkich jonów w modelu UrQMD [66].

Model UrQMD jest uniwersalnym narzędziem, opartym o metodę Monte Carlo, które jest przystosowane do symulacji zderzeń w szerokim zakresie energii. Model jest w stanie wygenerować zderzenia w zakresach wielu akceleratorów, w tym akceleratora RHIC – do  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  – a także znajduje zastosowanie w innych dziedzinach, między innymi w fizyce medycznej.

Moduł vHLLE uzupełnia model UrQMD o równania opisujące hydrodynamikę układu. Obliczenia wykonywane są w dwóch równoległych krokach: jeden krok przy założeniu warunków idealnych, gdzie do rozwiązania problemu Riemanna używane jest przybliżenie Harten-Lax-van Leer-Einfeldt (HLLE) (6.3), a drugi krok biorąc pod uwagę lepkość układu (6.4).

$$\frac{1}{\Delta t} \left( Q_{id,i}^{*n+1} - Q_{id,i}^n \right) + \frac{1}{\Delta x_i} \Delta F_{id} + S_{id,i} = 0$$
(6.3)

$$\frac{1}{\Delta t} \left( Q_{id,i}^{n+1} + \delta Q_i^{n+1} - Q_{id,i}^{*n+1} - \delta Q_i^n \right) + \frac{1}{\Delta x_i} \Delta \delta F + \delta S_i = 0$$
(6.4)

gdzie  $Q^n$  opisuje stan układu w danym kroku czasowym, *F* to strumień pola, S opisuje źródło, a  $\delta Q$ ,  $\delta F$  oraz  $\delta S$  opisują poprawki biorące pod uwagę lepkość.

Aby wygenerować zdarzenie w modelu UrQMD należy określić szereg parametrów. W szczególności:

- pocisk oraz tarczę (poprzez podanie liczby atomowej i masowej obu cząstek)
- energię wiązki
- parametr zderzenia

Dane wyjściowe modelu UrQMD służą modułowi vHLLE jako warunki początkowe.

### **THERMINATOR 2**

Drugim wykorzystywanym narzędziem teoretycznym jest generator THERMINATOR 2 (THERMal heavy IoN generATOR 2) [67]. Jest to kolejne narzędzie oparte o metodę Monte Carlo, przeznaczone do generowania zdarzeń w zderzeniach ciężkich jonów. W odróżnieniu od swojej pierwszej wersji, THERMINATOR 2 jest zdolny do obliczania wymrożenia na dowolnej zdefiniowanej hiperprzestrzeni.

W przeciwieństwie do modelu UrQMD w modelu THERMINATOR 2 nie wystarczy określić pożądanej energii wiązki. Aby wygenerować zderzenia należy zdefiniować wymrożenie za pomocą szeregu parametrów termodynamicznych:

• temperatura *T* wyrażona w MeV

$$T = T_{lim} \left( 1 - \frac{1}{0.7 + (\exp(\sqrt{s_{NN}}) - 2.9)/1.5} \right)$$
(6.5)

gdzie  $T_{lim} = 159 \pm 2 MeV$ ;

• barionowy potencjał chemiczny  $\mu_B$  wyrażony w MeV

$$\mu_B = \frac{a}{1 + b\sqrt{s_{NN}}} \tag{6.6}$$

gdzie  $a = 1303 \pm 120 \text{ MeV}$  oraz  $b = 0,286 \pm 0,049 \text{ GeV}^{-1}$ ;

- izospinowy potencjał chemiczny  $\mu_{I_3}$  wyrażony w MeV;
- dziwny potencjał chemiczny  $\mu_S$  wyrażony w MeV.

A także określić parametry geometryczne i dynamiczne opisujące kinematykę generowanych cząstek:

• górna granica odległości w płaszczyźnie poprzecznej  $\rho_{max}$  wyrażona w fm

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{6.7}$$

• czas wymrożenia  $\tau$  wyrażony w fm/c

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \tag{6.8}$$

• prędkość ekspansji systemu  $v_T$  wyrażona jako wartość

$$v_T = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$
(6.9)

Do modelu THERMINATOR 2 twórcy dołączyli dwie parametryzacje zawierające warunki początkowe wyznaczone dla zderzeń Au+Au (złoto-złoto) przy maksymalnej energii RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ GeV$  oraz dla zderzeń Pb+Pb (ołów-ołów) przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \ TeV$ , typowej dla LHC. Aby użyć modelu THERMINATOR 2 do energii programu BES konieczne były prace adaptacyjne, w ramach których wymienione powyżej parametry zostały dopasowane tak, aby rezultat końcowy dobrze odpowiadał danym eksperymentalnym. W tym celu parametry termodynamiczne zostały wyliczone na podstawie założeń modelu statystycznego, a parametry geometryczne i dynamiczne na podstawie zgodności rozkładów pędowych cząstek [68]. Zdarzenia użyte w niniejszej analizie zostały wygenerowane przy pomocy parametrów zebranych w tabeli poniżej (Tab. 2).

$\sqrt{s_{NN}}$	Т	$\mu_B$	$\mu_{I_3}$	$\mu_S$	$\rho_{max}$	$v_T$	τ
[GeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[fm]		[fm/c]
39	158,4	106,9	-3,02	25,20	8,70	0,75	8,60
27	157,6	149,0	-4,08	34,79	8,85	0,80	8,75
19,6	156,2	196,8	-5,29	45,69	8,20	0,85	8,75
11,5	150,1	303,2	-7,97	69,96	8,00	0,80	8,35
7,7	139,0	406,4	-10,57	93,47	8,00	0,65	8,30

Tab. 2 Wartości parametrów wejściowych modelu THERMINATOR 2 wyznaczone dla energii BES [68].

# Kalkulator wag Lednickiego

Zarówno dane wygenerowane z zestawu modeli vHLLE-UrQMD jak i z modelu THERMINATOR 2 nie zawierają w sobie informacji femtoskopowych. W związku z czym niemożliwe jest wyznaczenie funkcji korelacyjnych na ich podstawie. Dlatego też, aby móc porównać funkcje wyliczone z danych eksperymentalnych z danymi modelowymi, konieczne jest użycie dodatkowego modułu.

W tym celu dane wyjściowe z modeli opisanych wcześniej służą jako warunki początkowe dla metody opartej o tak zwane Wagi Lednickiego [69]. Aby otrzymać funkcje korelacyjne nadające się do porównania z danymi eksperymentalnymi, wybierane są cząstki spełniające podstawowe kryteria: muszą to być cząstki odpowiedniego typu, nie będące produktami rozpadów innych cząstek, o odpowiednich charakterystykach odpowiadających akceptancji detektorów oraz cięciom stosowanym w eksperymencie.

Program umożliwia obliczanie wag dla szeregu układów: cząstka-jądro, cząstka-cząstka-cząstka-jądro, a także cząstka-cząstka. W przypadku niniejszej pracy program był stosowany jedynie w ostatnim przypadku. Do wyliczenia wagi dla danej pary potrzebne są informacje o punktach wymrożenia cząstek – informacja ta pochodzi z danych modelowych. Warto tu zaznaczyć, że w odróżnieniu od obliczania funkcji korelacyjnych, moduł korzysta jedynie z par "mieszanych". Po obliczeniu wagi ( $\omega$ ) dla danego systemu cząstka-cząstka, jest ona umieszczana zarówno w liczniku (z wyliczoną wagą), jak i w mianowniku (z wagą równą 1,0) [70]:

$$CF(k^*) = \frac{\sum \omega(k^*)}{\sum 1}$$

Program domyślnie zawiera informacje pozwalające obliczać wagi dla 30 systemów par cząstka-cząstka:

1.	neutron-neutron	11. pion <sup>+</sup> -kaon <sup>+</sup>	21. tryt-alfa
2.	proton-proton	12. pion <sup>+</sup> -proton	22. $kaon^0$ - $kaon^0$
3.	neutron-proton	13. pion <sup>-</sup> -proton	23. kaon <sup>0</sup> -antykaon <sup>0</sup>
4.	alfa-alfa	14. kaon <sup>+</sup> -kaon <sup>-</sup>	24. deuter-tryt
5.	pion <sup>+</sup> -pion <sup>-</sup>	15. kaon <sup>+</sup> -kaon <sup>-</sup>	25. proton-tryt
6.	pion <sup>0</sup> -pion <sup>0</sup>	16. kaon <sup>+</sup> -proton	26. proton-alfa
7.	pion <sup>+</sup> -pion <sup>+</sup>	17. kaon <sup>-</sup> -proton	27. proton-lambda
8.	neutron-deuter	18. deuter-deuter	28. neutron-lambda
9.	proton-deuter	19. deuter-alfa	29. lambda-lambda
10.	. pion <sup>+</sup> -kaon <sup>-</sup>	20. tryt-tryt	30. proton-antyproton
## 7. Omówienie dotychczasowych wyników

Pomiary femtoskopowe są prowadzone w ramach wielu eksperymentów – przy różnych energiach zderzenia, systemach zderzenia, a także dla różnych typów cząstek. Porównując wyniki tych analiz otrzymuje się pełniejszy obraz na temat źródeł emisji cząstek w zderzeniach ciężkich jonów.



Rys. 48 Zależność objętości wymrożeniowej pionów od energii zderzenia na podstawie danych pochodzących z eksperymentów korzystających z akceleratorów AGS, SPS oraz RHIC [71].



Rys. 49 Zależność parametrów femtoskopowych od energii zderzenia na podstawie danych pochodzących z eksperymentów korzystających z akceleratorów AGS, SPS oraz RHIC [71].

W ramach eksperymentu STAR przeprowadzono szereg badań powiązanych z tematyką niniejszej pracy. Dwie najbliżej z nią związane to studium korelacji barion-barion oraz pomiary interakcji pomiędzy antyprotonami.

### Studium korelacji barion-barion

Analiza femtoskopowa barionów została wykonana dla zderzeń Au+Au przy maksymalnej energii akceleratora RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  oraz  $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$  [61]. Podobnie jak w ramach niniejszej analizy przebadano funkcje korelacyjne w systemach proton-proton (p - p), proton-antyproton  $(p - \bar{p})$  oraz antyproton-antyproton  $(\bar{p} - \bar{p})$  (Rys. 50).



*Rys.* 50 Funkcje korelacyjne par barionów ze zdarzeń eksperymentalnych Au+Au przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV bez nałożonych korekt [61].

Otrzymane funkcje korelacyjne zostały poddane korekcjom uwzględniającym dokładność identyfikacji cząstek i rozdzielczość detektora. Ponadto symulacje wykonane przy pomocy modelu THERMINATOR wykazały, że przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  jedynie co trzecia analizowana para nie będzie zawierała barionu pochodzącego z rozpadu innej cząstki (Rys. 51).



Rys. 51 Wkład par pierwotnych w analizowane dane eksperymentalne na podstawie symulacji modelu THERMINATOR dla systemów proton-proton (czarne kwadraty), antyproton-antyproton (ciemnoszare koła) oraz proton-antyproton (jasnoszare gwiazdy) [61].

W związku z wysokim wpływem cząstek pochodzących z rozpadów innych cząstek na dane eksperymentalne, funkcje otrzymane z tych danych zostały poddane dodatkowej korekcji, która uwzględniła ten wpływ. W ramach korekcji oszacowano zarówno wpływ związany z zawartością cząstek pochodzących z rozpadów innych cząstek, jak i z funkcji korelacyjnych pomiędzy cząstkami pochodzącymi z rozpadów innych cząstek (rezydualnych funkcji korelacyjnych) (Rys. 52).



Rys. 52 Porównanie wpływu korekcji na zawartość cząstek pochodzących z rozpadów innych cząstek [61].

Po nałożeniu korekcji i otrzymaniu finalnych funkcji korelacyjnych (Rys. 53), zostały wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących analizowane cząstki.



*Rys.* 53 Funkcje korelacyjne po nałożeniu wszystkich korekcji dla  $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$  GeV (po lewej) oraz  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (po prawej) [61]. Funkcje po prawej strony, odpowiadają systemom par: proton-proton (górny panel), antyproton-antyproton (środkowy panel) oraz proton-antyproton (dolny panel).

$\sqrt{s_{NN}} = 200 \; GeV$	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	4,51 <sup>+0,22</sup> -0,26	5,05 <sup>+0,30</sup> -0,29	4,08 <sup>+0,19</sup> -0,19
Zderzenia średnio centralne	3,82 <sup>+0,20</sup> -0,28	$4,02^{+0,33}_{-0,32}$	3,27 <sup>+0,23</sup> -0,21
Zderzenia peryferyjne	$2,71^{+0,24}_{-0,23}$	2,59 <sup>+0,39</sup> -0,38	2,22 <sup>+0,24</sup> -0,25

Tab. 3 Wyznaczone eksperymentalnie promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [61].

$\sqrt{s_{NN}} = 62, 4 \; GeV$	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	4,17 <sup>+0,34</sup> -0,46	-	3,53 <sup>+0,22</sup> -0,21
Zderzenia średnio centralne	3,23 <sup>+0,29</sup> -0,25	-	$2,72^{+0,24}_{-0,25}$
Zderzenia peryferyjne	2,48 <sup>+0,26</sup> -0,25	-	2,33 <sup>+0,25</sup> -0,25

Tab. 4 Wyznaczone eksperymentalne promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$  GeV [61].

Wyniki z analizy par barionów dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ GeV$  oraz  $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \ GeV$ jednoznacznie wykazują silną zależność rozmiaru źródła od centralności zderzenia. Niezależnie od systemu i energii, wyznaczone promienie są mniejsze dla zderzeń peryferyjnych niż dla zderzeń centralnych. Porównując wyznaczone promienie pomiędzy energiami zderzenia można też zauważyć możliwą zależność od energii, choć tutaj różnice nie pozwalają stwierdzić tego jednoznacznie. Choć porównując wartości można zauważyć, że zazwyczaj promienie są mniejsze dla niższej energii zderzenia, to wątpliwości budzą chociażby promienie wyznaczone dla systemu proton-antyproton w zderzeniach peryferyjnych.

Na podstawie dotychczasowych wyników badań wyraźnie widać potrzebę prowadzenia dalszych badań. Niniejsza analiza pozwoli zweryfikować jak zmienia się wkład protonów i antyprotonów pochodzących z rozpadów innych cząstek wraz z energią oraz czy dla niższych energii zostanie zachowana zaobserwowana zależność wielkości promienia obszaru źródła emitującego cząstki od centralności zderzenia. Analiza dodatkowych energii pozwoli także lepiej zbadać możliwą zależność wielkości promienia obszaru źródła emitującego cząstki od energii.

### Pomiary interakcji pomiędzy antyprotonami

Kolejna analiza przeprowadzona na danych ze zderzeń Au+Au przy maksymalnej energii akceleratora RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  miała na celu sparametryzowanie oddziaływania silnego pomiędzy antyprotonami [72]. Także i w tym przypadku podstawę analizy stanowiły korelacje dwucząstkowe par proton-proton oraz proton-antyproton (Rys. 54).



Rys. 54 Od góry: funkcja korelacyjna proton-proton, funkcja korelacyjna antyproton-antyproton i stosunek funkcji korelacyjnej proton-proton do funkcji korelacyjnej antyproton-antyproton. Dane pochodzą ze zderzeń eksperymentalnych Au+Au przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [72].

Funkcje korelacyjne zostały wyznaczone z danych eksperymentalnych ze zderzeń niecentralnych, z zakresu centralności 30-80%. Następnie zostały do nich dopasowane teoretyczne funkcje korelacyjne. W przypadku systemu proton-proton oddziaływanie silne zostało sparametryzowane przy pomocy wartości znanych ze wcześniejszych badań  $f_0 = 7,82 \ fm$  i  $d_0 = 2,78 \ fm$  [73]. Natomiast w przypadku systemu antyproton-antyproton parametry te były traktowane jako zmienne w procesie dopasowywania funkcji teoretycznej (Rys. 55).



Rys. 55 Wartości  $\chi^2/N_{df}$  z dopasowania teoretycznej funkcji korelacyjnej do danych z systemu antyproton-antyproton przedstawione w zależności od wartości parametrów  $f_0$  i  $d_0$ . Biały obrys zakreśla wartości w zakresie  $\sigma = 1$  od wartości minimalnej  $\chi^2/N_{df}$  [74].

Na podstawie najlepszych dopasowani wyznaczono promienie:

$$R_{pp} = 2,75 \pm 0,01 \pm 0,04 \, fm \tag{7.1}$$

$$R_{\bar{p}\bar{p}} = 2,80 \pm 0,02 \pm 0,03 \, fm \tag{7.2}$$

Wyznaczone wartości promieni są zgodne, w zakresie niepewności pomiarowej, z promieniami wyznaczonymi w studium korelacji barionów omówionym wcześniej w tym rozdziale, a także nie różnią się w znaczącym stopniu od siebie nawzajem. Wynik ten nie zaskakuje, zważywszy na kształt funkcji będącej stosunkiem funkcji korelacyjnej proton-proton do funkcji korelacyjnej antyproton-antyproton. Stosunek ten wskazuje na zbieżność obydwu funkcji, za wyjątkiem obszaru poniżej  $k^* = 0,02 \ GeV/c$ , w którym punkty obarczone są znaczną niepewnością.

Wartości parametrów oddziaływania silnego wyznaczone na podstawie najlepszych dopasowani funkcji korelacyjnej antyproton-antyproton wynoszą odpowiednio:

$$f_0 = 7,41 \pm 0,19 \pm 0,36 \, fm \tag{7.3}$$

$$d_0 = 2,14 \pm 0,27 \pm 1,34 \, fm \tag{7.4}$$

Biorąc pod uwagę zakresy niepewności, wartości te odpowiadają wartościom przyjętym dla systemu proton-proton (Rys. 56).



*Rys.* 56 Wartości parametrów oddziaływania silnego  $f_0$  oraz  $d_0$  wyznaczonych dla systemu antyproton-antyproton w porównaniu do znanych wartości tych parametrów w innych systemach [72].

W niniejszej pracy definiowane są trzy przedziały centralności: zderzenia centralne, średnio centralne i peryferyjne. Grupy centralności zostały zdefiniowane na podstawie modelu Glaubera, tak jak zostało to opisane w rozdziale 1 Zderzenia ciężkich jonów. Na zbiór zderzeń centralnych składa się 10% najbardziej centralnych zderzeń zarejestrowanych dla danej energii zderzenia (zapisywane jako 0-10%). Zbiór zderzeń średnio centralnych to zakres centralności zdefiniowany jako zakres 10-30%. Trafią tam te spośród 30% najbardziej centralnych zderzeń, które nie kwalifikują się do grupy zderzeń centralnych. Zbiór zderzeń peryferyjnych zdefiniowany jest jako zakres 30-70%. Obejmuje on te spośród 70% najbardziej centralnych zderzeń o najniższej centralności nie było branych pod uwagę.

### Wyznaczanie promieni i niepewności

Promienie zostały wyznaczone przy pomocy programu CorrFit [75]. Program ten wylicza funkcje korelacyjne dla zadanego promienia przy użyciu kalkulatora wag Lednickiego. Następnie, wyliczone funkcje korelacyjne są porównywane z danymi i obliczana jest dokładność dopasowania za pomocą testu  $\chi^2$ . Proces ten powtarzany jest dla kolejnych wartości promienia w krokach o równych odstępach. Po sprawdzeniu wszystkich wartości w określonym zakresie wartość promienia dla której dopasowanie było najlepsze na podstawie testu  $\chi^2$  jest zwracana jako wynik.

Wartości niepewności zostały wyznaczone w następujące sposoby:

1. Niepewności statystyczne, tak jak wartości promieni, zostały oszacowane na podstawie testu  $\chi^2$ . Po wyznaczeniu wartości promienia i ustaleniu najmniejszej wartości testu  $\chi^2$   $(\chi^2_{min})$  poszukiwane są wartości promienia, przy których test  $\chi^2$  osiągnął wartości równe lub większe od  $110\%\chi^2_{min}$ . Różnice pomiędzy wyznaczonym promieniem źródła, a najbliższymi wartościami promienia dla których wartości testu  $\chi^2$  osiągnęły ten warunek to dodatnie oraz ujemne wielkości niepewności statystycznych.

- 2. Wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru DCA został oszacowany na podstawie porównania analiz wykonanych dla różnych wartości parametru DCA i dla każdego systemu par oraz centralności jest równy różnicy pomiędzy wartością promienia wyznaczoną, kiedy stosowany jest parametr DCA<1cm a wartością promienia wyznaczoną, kiedy stosowany jest parametr DCA<3cm.</p>
- Wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru Nσ został oszacowany analogicznie do wkładu wynikającego z parametru DCA. Porównane zostały analizy dla Nσ=3 oraz Nσ=2.
- Wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru SL został oszacowany analogicznie do wkładu wynikającego z parametru DCA. Porównane zostały analizy dla SL<0,6 oraz SL<0,5.</li>
- Wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru FMH został oszacowany analogicznie do wkładu wynikającego z parametru DCA. Porównane zostały analizy dla FMH=10% oraz FMH=15%.
- 6. W celu dopasowania funkcji przy pomocy programu CorrFit określany jest zakres punktów pomiarowych dla których dopasowanie ma być przeprowadzone. W celu oszacowania wkładu stabilności dopasowania funkcji w niepewność systematyczną, dla każdego pomiaru zostało wykonane dodatkowe dopasowanie, w którym zakres dopasowywania różnił się o 1 punkt pomiarowy. W tym przypadku wkład jest równy różnicy pomiędzy wyznaczonymi wartościami promieni.

Wszystkie opisane powyżej niepewności są obecne na każdym etapie analizy danych eksperymentalnych. Każda nakładana później korekcja wnosi ze sobą dalszy wkład w niepewność systematyczną.

- 7. Niepewności wynikające z korekcji na rozdzielczość detektorów szacowane są poprzez wykonywanie korekcji dodatkowo dwukrotnie: raz stosując parametry rozmycia o wartościach równych 90% ich wielkości nominalnych oraz raz o wartościach równych 110% ich wielkości nominalnych. Wkłady niepewności jest równy różnicom pomiędzy wielkościami promieni wyznaczonych w ten sposób a wielkością promienia wyznaczoną stosując właściwe parametry.
- 8. Podobnie szacowany jest wkład wynikający z korekcji na dokładność identyfikacji cząstek. W tym przypadku również wykonywane są równolegle dwie dodatkowe

korekcje gdzie parametr korekcji (średnia czystość par) jest powiększany oraz pomniejszany o 10% względem jego wartości nominalnej.

9. Ostatnia korekcja – rezydualna – opiera się o oszacowanie wielkości promieni źródeł emitujących cząstki na podstawie wartości otrzymanych w innych analizach, a także o wyznaczone frakcje par cząstek pierwotnych składających się na zbiór danych.

Funkcje korelacyjne par cząstek pierwotnych stosowane w korekcji są obliczane punkt po punkcie na podstawie ustalonych parametrów, a następnie służą do obliczenia rezydualnych funkcji korelacyjnych. Aby wyliczone punkty składające się na rezydualne funkcje korelacyjne posiadały własne niepewności obliczenia są powtarzane dwukrotnie, manipulując jednym z parametrów – oszacowanym promieniem źródła emitującego cząstki. Tu także manipulacja polega na stosowaniu parametru powiększonego oraz pomniejszonego o 10% względem jego wartości nominalnej. Tak oszacowane słupki niepewności wpływają na słupki niepewności punktów w skorygowanej funkcji korelacyjnej i następnie mają pośredni wkład w szacowaną, omówioną wcześniej niepewność statystyczną.

Wkład korekcji rezydualnej w niepewność systematyczną szacowany jest poprzez manipulację drugiego wymienionego parametru – frakcji par cząstek pierwotnych. Podobnie jak w przypadku pozostałych korekcji, tu także wykonywane są równolegle dwie dodatkowe korekcje. W przypadku funkcji korelacyjnych par cząstek identycznych, gdzie mamy do czynienia z 6 możliwymi rodzajami par rezydualnych, stosowane są wartości powiększone oraz pomniejszone o 10% względem wartości nominalnych. Natomiast w przypadku funkcji korelacyjnych par cząstek nieidentycznych, gdzie jest 9 możliwych rodzajów par rezydualnych stosowane są wartości powiększone oraz pomniejszone o 20% względem wartości nominalnych.

### Funkcje korelacyjne bez nałożonych korekcji

Pierwszym krokiem analizy było wyznaczenie wszystkich funkcji korelacyjnych bez stosowania jakichkolwiek korekcji. Naturalnie, już na tym etapie nakładane są wszystkie cięcia o których mowa w rozdziale 4 Selekcja danych (Tab. 1). W pierwszej kolejności określany jest zbiór danych odpowiadający konkretnej energii zderzenia. Po załadowaniu odpowiednich

plików następuje selekcja zdarzeń. W ramach każdego zdarzenia spełniającego założone kryteria wybierane są cząstki – protony oraz antyprotony – które później łączone są w pary. Przed zapisaniem w liczniku (Rys. 57), każda para jest jeszcze weryfikowana ostatnim zestawem cięć.

Mianowniki funkcji korelacyjnych są wyliczane analogicznie – z tą różnicą, że cząstki są łączone w pary mieszane, tj. składające się z cząstek pochodzących z różnych zdarzeń. Mieszanie cząstek pomiędzy wszystkimi zdarzeniami byłoby niezwykle wymagającym numerologicznie zadaniem. W związku z tym dane są organizowane w grupy zawierające po 20 zdarzeń w celu mieszania par i wyznaczania mianowników (Rys. 57).



Rys. 57 Licznik (na górze) i mianownik (na dole) funkcji korelacyjnej wyznaczone dla zderzeń centralnych Au+Au przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV [praca własna].

Po wyznaczeniu liczników i mianowników funkcji korelacyjnych można przystąpić do obliczania funkcji korelacyjnych (Rys. 58). Należy pamiętać o unormowaniu funkcji korelacyjnej. Normowanie polega na wybraniu zakresu wartości  $k^*$  poza zasięgiem widocznego efektu korelacyjnego (innymi słowy w miejscu, gdzie funkcja korelacyjna jest już "płaska") i wyznaczeniu na jego podstawie wartości przez którą należy przeskalować całą funkcję. Po przeskalowaniu funkcja korelacyjna powinna zbiegać się do:

$$\lim_{k^* \to \infty} CF(k^*) = 1 \tag{8.1}$$



Rys. 58 Funkcje korelacyjne proton-proton (na górze), antyproton-antyproton (po środku) oraz proton-antyproton (na dole) dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV. Punkty dla zderzeń centralnych i średnio centralnych zostały lekko przesunięte na osi k\* w celu poprawy czytelności [praca własna].

Ze względu na ograniczoną statystykę nie było możliwe wyznaczenie funkcji korelacyjnych dla wszystkich systemów par w każdej z analizowanych energii. Funkcje korelacyjne protonantyproton dla zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7 \text{ GeV}$ , a także funkcje korelacyjne antyproton-antyproton dla zderzeń Au+Au o energiach niższych niż  $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$  nie będą częścią niniejszej analizy.

Mając na uwadze, że znaczenie fizyczne będą miały dopiero wartości promieni obszarów źródeł emitujących analizowane cząstki, wyznaczone z funkcji korelacyjnych ze wszystkimi naniesionymi korektami, na różnych etapach analizy zostały wyznaczone promienie w celach porównawczych.

$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,50 + 0,17 + 0,54 \\ -0,11 - 0,54$	$4,45 + 0,21 + 0,45 \\ -0,21 - 0,45$	$3,30^{+0,16+0,20}_{-0,12-0,20}$
Zderzenia średnio centralne	$4,08 + 0,24 + 0,50 \\ -0,12 - 0,50$	$4,21 + 0,18 + 0,70 \\ -0,18 - 0,70$	$2,92 + 0,12 + 0,07 \\ -0,09 - 0,07$
Zderzenia peryferyjne	3,29 + 0,24 + 0,42 = 0,25 - 0,42	3,49 + 0,25 + 0,57 - 0,17 + 0,57	$2,43 + 0,12 + 0,18 \\ -0,06 - 0,18$

Tab. 5 Wyznaczone promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV na podstawie danych bez nalożonych korekcji.

$\sqrt{s_{NN}} = 27 \; GeV$	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,32 + 0,20 + 0,72 \\ -0,22 - 0,72$	-	$3,78 + 0,25 + 0,18 \\ -0,17 - 0,18$
Zderzenia średnio centralne	$3,94 + 0,16 + 0,48 \\ -0,12 - 0,48$	-	$3,24 + 0,15 + 0,08 \\ -0,13 - 0,08$
Zderzenia peryferyjne	$3,24 + 0,29 + 0,41 \\ -0,20 - 0,41$	-	$2,67 + 0,16 + 0,16 \\ -0,12 - 0,16$

Tab. 6 Wyznaczone promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 27$  GeV na podstawie danych bez nalożonych korekcji.

$\sqrt{s_{NN}}=19$ , 6 GeV	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,43 + 0,16 + 0,61 \\ -0,26 - 0,61$	-	$3,42 + 0,19 + 0,16 \\ -0,17 - 0,16$
Zderzenia średnio centralne	$4,03 + 0,14 + 0,63 \\ -0,21 - 0,63$	-	$2,94 + 0,10 + 0,06 \\ -0,09 - 0,06$
Zderzenia peryferyjne	$3,24 + 0,08 + 0,37 \\ -0,27 - 0,37$	-	$2,62 + 0,21 + 0,17 \\ -0,15 - 0,17$

Tab. 7 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$  GeV na podstawie danych bez nałożonych korekcji.

$\sqrt{s_{NN}}=11$ , 5 GeV	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,08 + 0,17 + 0,54 \\ -0,12 - 0,54$	-	3,11 + 0,22 + 0,16 = 0,21 - 0,16
Zderzenia średnio centralne	3,66 + 0,16 + 0,36 - 0,12 - 0,36	-	$2,62 + 0,20 + 0,07 \\ -0,22 - 0,07$
Zderzenia peryferyjne	$3,11^{+0,21}_{-0,21}_{-0,38}$	-	$2,04 + 0,16 + 0,15 \\ -0,13 - 0,15$

Tab. 8 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$  GeV na podstawie danych bez nalożonych korekcji.

$\sqrt{s_{NN}}=$ 7, 7 <i>GeV</i>	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,03 + 0,14 + 0,49 \\ -0,14 - 0,49$	-	-
Zderzenia średnio centralne	$3,60^{+0,22}_{-0,21}$	-	-
Zderzenia peryferyjne	2,80 + 0,17 + 0,33 - 0,18 - 0,33	-	-

Tab. 9 Wyznaczone promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV na podstawie danych bez nalożonych korekcji.

### Korekcja uwzględniająca rozdzielczość detektorów

Ograniczona rozdzielczość detektorów także ma wpływ na wyznaczane funkcje korelacyjne. Wpływ ten można skorygować stosując rozmycie pędów (8.3) i kątów: azymutalnego (8.4) i polarnego (8.5) cząstek.

$$\Delta p = a_p p + b_p p^{\alpha + 1} + c_p p^2 \tag{8.3}$$

$$\Delta \phi = a_{\phi} + b_{\phi} e^{\alpha_{\phi}(p - \mu_{\phi})} \tag{8.4}$$

$$\Delta\theta = a_{\theta} + b_{\theta} p^{\alpha_{\theta}} \tag{8.5}$$

Cząstki o niskich pędach tracą duże ilości energii, poruszając się wewnątrz detektorów, co jest korygowane już na etapie rekonstrukcji danych. Niestety, korekcja ta zakłada dla każdej cząstki masę mezonu  $\pi$ , dlatego niezbędne jest zastosowanie dodatkowej korekty dla cięższych cząstek, takich jak protony i antyprotony (8.6).

$$\Delta p_{\perp} = \delta_0 + \delta \left( 1 + \frac{m^2}{p^2} \right)^{\alpha} \tag{8.6}$$

Gdzie *m* jest masą cząstki, a  $\delta_0$ ,  $\delta$  oraz  $\alpha$  parametrami korekcji o wartościach  $\delta_0 = 0.013 \ GeV/c$ ;  $\delta = -0.0081 \ GeV/c$ ;  $\alpha = 1.03 \ [76]$ .

Rozmycie pędów stosowane jest za pomocą funkcji Gaussa:

$$p_i^{rozm.} = p_i^{mierz.} + Gauss(\mu = 0, \sigma_i) \frac{p - \Delta p_\perp}{p}$$
(8.7)

gdzie parametry dla rozmywanych wymiarów i są wyznaczane w następujący sposób:

$$\sigma_{x} = |p_{x}|\Delta p + |p_{y}|\Delta \phi + \left|\frac{p_{x}}{\tan\theta}\right|\Delta\theta$$
(8.8)

$$\sigma_{y} = \left| p_{y} \right| \Delta p + \left| p_{x} \right| \Delta \phi + \left| \frac{p_{y}}{\tan \theta} \right| \Delta \theta$$
(8.9)

$$\sigma_z = |p_z|\Delta p + |p_z \tan \theta | \Delta \theta \tag{8.10}$$

# Funkcje korelacyjne po nałożeniu korekcji na dokładność identyfikacji cząstek i rozdzielczość detektorów

Pomimo stosowania licznych cięć, mających na celu wybranie do analizy jedynie protonów i antyprotonów, należy liczyć się z obecnością informacji pozostawionych przez niepożądane cząstki w analizowanym zbiorze danych. Aby skorygować wpływ niepoprawnie zidentyfikowanych cząstek należy oszacować procentową "czystość" używanych danych. Informację tą reprezentuje pewność z jaką poszczególne cząstki były identyfikowane – zapisywana jako pewność identyfikacji całej pary (Rys. 59).



Rys. 59 Wykresy pewności identyfikacji par proton-proton jako wartość procentowa dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV [praca własna].

Uśredniona wartość procentowa reprezentująca czystość danych analizowanego systemu par dla danej centralności i energii zderzenia jest następnie używana do przeskalowania każdego punktu funkcji korelacyjnej (Rys. 60) zgodnie ze wzorem:

$$CF_{popr}(k^*) = \frac{CF(k^*) - 1}{\alpha} + 1$$
 (8.2)

gdzie  $\alpha$  to wyznaczona wartość reprezentująca średnią czystość par.



Rys. 60 Funkcje korelacyjne proton-proton (na górze), antyproton-antyproton (po środku) oraz proton-antyproton (na dole) dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV z nałożonymi korekcjami na dokładność identyfikacji cząstek i rozdzielczość detektorów. Punkty dla zderzeń centralnych i średnio centralnych zostały lekko przesunięte na osi k\* w celu poprawy czytelności [praca własna].

Po skorygowaniu funkcji korelacyjnych zostały one ponownie użyte do wyznaczenia promieni obszarów źródeł emitujących analizowane cząstki w celach porównawczych.

$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	p - p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,32 + 0,41 + 0,82 \\ -0,29 - 0,81$	$4,64 + 0,24 + 0,72 \\ -0,53 - 0,72$	$3,35 + 0,54 + 0,51 \\ -0,31 - 0,52$
Zderzenia średnio centralne	$4,04 + 0,27 + 0,56 \\ -0,22 - 0,74$	$4,03 + 0,21 + 0,60 \\ -0,14 - 0,66$	2,90 + 0,36 + 0,21 - 0,28 - 0,21
Zderzenia peryferyjne	$3,11^{+0,14}_{-0,28}$ - 0,51	$3,11^{+0,21}_{-0,14} - 0,63$	$2,38 + 0,08 + 0,50 \\ -0,12 - 0,52$

Tab. 10 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV na podstawie danych z nałożoną korekcją na dokładność identyfikacji i rozdzielczość detektorów.

$\sqrt{s_{NN}} = 27 \; GeV$	p-p [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,11 + 0,42 + 0,74 \\ -0,22 - 0,73$	-	3,93 + 0,25 + 0,59 = 0,25 - 0,59
Zderzenia średnio centralne	3,93 + 0,25 + 0,81 = -0,25 - 0,67	-	$3,14 + 0,46 + 0,44 \\ -0,31 - 0,38$
Zderzenia peryferyjne	$3,11 + 0,14 + 0,53 \\ -0,28 - 0,58$	-	$2,70 + 0,27 + 0,64 \\ -0,23 - 0,64$

Tab. 11 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 27$  GeV na podstawie danych z nałożoną korekcją na dokładność identyfikacji i rozdzielczość detektorów.

$\sqrt{s_{NN}}=19$ , 6 GeV	p-p [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,10 + 0,36 + 0,64 \\ -0,21 - 0,64$	-	3,26 + 0,35 + 0,34 - 0,43 - 0,34
Zderzenia średnio centralne	$\begin{array}{r} 4,04 \\ -0,22 \\ -0,53 \end{array} + 0,66$	-	$2,81 + 0,16 + 0,49 \\ -0,13 - 0,52$
Zderzenia peryferyjne	$3,11 + 0,14 + 0,53 \\ -0,29 - 0,51$	-	$2,54 + 0,22 + 0,33 \\ -0,20 - 0,34$

Tab. 12 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$  GeV na podstawie danych z nałożoną korekcją na dokładność identyfikacji i rozdzielczość detektorów.

$\sqrt{s_{NN}}=11$ , 5 GeV	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,05 + 0,20 + 0,60 \\ -0,16 - 0,66$	-	$3,14 + 0,40 + 0,60 \\ -0,31 - 0,87$
Zderzenia średnio centralne	$3,36^{+0,10}_{-0,11}$	-	$2,66 + 0,25 + 0,26 \\ -0,25 - 0,28$
Zderzenia peryferyjne	2,88 + 0,16 + 0,39 = 0,20 - 0,37	-	$2,09 + 0,31 + 0,40 \\ -0,25 - 0,41$

Tab. 13 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$  GeV na podstawie danych z nałożoną korekcją na dokładność identyfikacji i rozdzielczość detektorów.

$\sqrt{s_{NN}}=$ 7, 7 <i>GeV</i>	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,00 + 0,17 + 0,62 \\ -0,18 - 0,80$	-	-
Zderzenia średnio centralne	3,28 + 0,19 + 0,57 = -0,23 - 0,58	-	-
Zderzenia peryferyjne	$2,63 + 0,13 + 0,36 \\ -0,08 - 0,36$	-	-

Tab. 14 Wyznaczone promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV na podstawie danych z nałożoną korekcją na dokładność identyfikacji i rozdzielczość detektorów.

## Wkład protonów i antyprotonów pochodzących z rozpadów innych cząstek

Poza kwestiami wynikającymi z charakterystyki detektorów, istotny wkład w funkcję korelacyjną wnoszą cząstki pochodzące z rozpadów innych cząstek. Ponieważ femtoskopia pozwala na "oglądanie" źródła poprzez oddziaływanie pomiędzy cząstkami, interesują nas jedynie tzw. cząstki pierwotne – czyli takie, które zostały wyprodukowane bezpośrednio przez źródło emitujące cząstki. Cząstki pochodzące z innych źródeł, nawet jeśli są to poprawnie zidentyfikowane protony, zanieczyszczają dane.

W przypadku analizy protonów i antyprotonów źródłem takiego zanieczyszczenia są przede wszystkim cząstki pochodzące z kanałów rozpadów słabych. Wyprodukowane w zderzeniu hiperiony  $\Lambda$  oraz  $\Sigma$  rozpadają się przed dotarciem w obszar detektorów (w konfiguracji używanej, gdy zbierane były dane do niniejszej analizy) i emitują protony oraz antyprotony:

- $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
- $\overline{\Lambda^0} \to \overline{p} + \pi^+$
- $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$
- $\overline{\Sigma^+} \rightarrow \overline{p} + \pi^0$

Same wymienione hiperiony mogą także pochodzić z innych rozpadów (Rys. 61), przez co problem staje się jeszcze bardziej skomplikowany.



Rys. 61 Schemat przedstawiający sieć zależności pomiędzy barionami i antybarionami, wynikających z rozpadów [77].

Analizując systemy par protonów i antyprotonów należy więc brać pod uwagę, że mamy do czynienia z 6 możliwymi konfiguracjami w przypadku par cząstek identycznych  $(p - p; p - p_{\Lambda}; p - p_{\Sigma}; p_{\Lambda} - p_{\Lambda}; p_{\Lambda} - p_{\Sigma}; p_{\Sigma} - p_{\Sigma} i analogicznie w przypadku par antyprotonów) i 9 w przypadku par cząstek nieidentycznych <math>(p - \overline{p}; p - \overline{p_{\Lambda}}; p - \overline{p_{\Sigma}}; p_{\Lambda} - \overline{p_{\Sigma}}; p_{\Lambda} - \overline{p_{\Sigma}}; p_{\Sigma} - \overline{p_{\Sigma}}; p_{\Sigma} - \overline{p_{\Sigma}}; p_{\Sigma} - \overline{p_{\Sigma}}).$ 

W celu oszacowania wkładu poszczególnych typów par wykorzystane zostały dane modelowe wygenerowane przez zestaw modeli vHLLE-UrQMD. Dane te nie brały pod uwagę wszystkich kanałów rozpadów cząstek słabych więc dodatkowo użyty został moduł oparty o model THERMINATOR, który uzupełnił symulację [78]. Tak przygotowane dane zostały poddane analizie polegającej na wybraniu cząstek spełniających kryteria pędu i pospieszności analogiczne do danych eksperymentalnych i przygotowania histogramów przedstawiających ilości par każdego typu w zależności od różnicy pędu  $k^*$  (Rys. 62) (Rys. 63).



*Rys.* 62 Oszacowane krotności par barionów identycznych w zależności od różnicy pędów k<sup>\*</sup> na podstawie danych dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].



Rys. 63 Oszacowane krotności par barionów nieidentycznych w zależności od różnicy pędów k<sup>\*</sup> na podstawie danych dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].

Następnie, w celu oszacowania procentowego wkładu par każdego typu, dla każdego przedziału  $k^*$  wyznaczono stosunek ilości par danego typu do sumy wszystkich par (Rys. 64) (Rys. 65).



Rys. 64 Oszacowane wkłady procentowe par barionów identycznych w zależności od różnicy pędów k\* na podstawie danych dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].



*Rys.* 65 Oszacowane wkłady procentowe par barionów nieidentycznych w zależności od różnicy pędów k\* na podstawie danych dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].

Do korekcji używane są uśrednione wartości wkładów procentowych. Jak widać zarówno po oszacowanych krotnościach, jak i wkładach procentowych, spośród par niebędących parami protonów i antyprotonów pierwotnych pary  $p + p_{\Lambda}$  oraz  $p + \overline{p_{\Lambda}}$  mają największy wkład w funkcje korelacyjne. Natomiast po nałożeniu na wykres wkładów procentowych par protonów i antyprotonów pierwotnych (Rys. 66) można wywnioskować, że przy niższych energiach zderzenia rośnie wkład protonów pierwotnych i maleje wkład antyprotonów pierwotnych.



Rys. 66 Wkład par protonów i antyprotonów pierwotnych w zależności od energii zderzenia [praca własna].

### Korekcja rezydualna

Poza wkładem ilościowym par niepierwotnych należy także oszacować ich wkład jakościowy w funkcję korelacyjną. Pary zawierające protony lub antyprotony pochodzące z rozpadów słabych innych cząstek niosą informacje o oddziaływaniu pomiędzy cząstkami pierwotnymi (Rys. 67). Jeżeli więc rozważamy parę składającą się z protonu pierwotnego i protonu pochodzącego z rozpadu słabego hiperionu  $\Lambda$  ( $p - p_{\Lambda}$ ) to niesie ona informację o oddziaływaniu pomiędzy protonem pierwotnym a hiperionem  $\Lambda$ . Trzeba także pamiętać, że informacja ta będzie zależeć od kinematyki rozpadu i nie należy zakładać, że niesioną informację można przybliżyć funkcją korelacyjną proton- $\Lambda$ . Funkcje korelacyjne

#### ANALIZA DANYCH EKSPERYMENTALNYCH



Rys. 67 Schemat przedstawiający parę protonu pierwotnego i protonu pochodzącego z rozpadu słabego hiperionu  $\Lambda$  [praca własna].

Pierwszym krokiem w kierunku obliczenia rezydualnych funkcji korelacyjnych jest wyznaczenie funkcji korelacyjnych par cząstek pierwotnych. Kontynuując przykład pary  $p - p_{\Lambda}$  mowa tu o korelacji pomiędzy protonem pierwotnym a pierwotnym hiperionem  $\Lambda$ . W niniejszej analizie funkcje te są wyznaczane teoretycznie, przy czym oddziaływanie silne ma postać [79]:

$$C(k^*) = 1 + \sum_{S} \rho_S \left[ 0.5 \left| \frac{f^S(k^*)}{R} \right|^2 \left( 1 - \frac{d_0^S}{2\sqrt{\pi}R} \right) + \frac{2\Re f^S(k^*)}{\sqrt{\pi}R} F_1(2k^*R) - \frac{\Im f^S(k^*)}{R} F_2(2k^*R) \right]$$
(8.11)

gdzie spin S przyjmuje wartości S = 0 w przypadku singletu i S = 1 ( $m_S = [-1,0,1]$ ) w przypadku tripletu  $\rho_S$  odpowiada frakcji danego stanu spinowego, a R jest promieniem źródła. Ponadto:

$$F_1(z) = \int_0^z \frac{x e^{x^2 - z^2}}{z} dz$$
(8.12)

$$F_2(z) = \frac{1 - e^{-z}}{z} \tag{8.13}$$

$$f^{-1} = \frac{1}{f_0} + 0.5d_0 k^{*2} - ik^*$$
(8.14)

gdzie  $f_0$  to odległość rozpraszania, a  $d_0$  to promień efektywny.

Oddziaływanie Kulombowskie ma natomiast postać:

$$\Psi = \sqrt{A_C} F(-i\eta, 1, i\xi) \tag{8.15}$$

gdzie F jest zbieżną funkcją hipergeometryczną o parametrach:

$$\eta = \frac{1}{k^* a_c} \tag{8.16}$$

$$\xi = k^* r^* + k^* r^* \tag{8.17}$$

Natomiast A<sub>C</sub> to współczynnik Gamowa:

$$A_C = 2\pi\eta (e^{2\pi\eta} - 1)^{-1} \tag{8.18}$$

W przypadku funkcji korelacyjnych proton-lambda oraz antyproton-lambda brane jest pod uwagę jedynie oddziaływanie silne. Teoretyczne funkcje korelacyjne są parametryzowane za pomocą  $f_0$ ,  $d_0$  oraz R. Odległość rozpraszania oraz promień efektywny mają ustalone wartości, zależne od systemu par (Tab. 15), natomiast promień R jest traktowany jako zmienna.

	$p-\Lambda$	$\overline{p} - \Lambda$
$\Re f_0^s$	2,88 fm	-1,11 fm
$\Im f_0^s$	0 fm	0,63 fm
$d_0^s$	2,92 fm	2,56 fm
$\Re f_0^t$	1,66 fm	-
$\Im f_0^t$	0 fm	-
$d_0^t$	3,78 fm	-

Tab. 15 Wartości parametrów teoretycznych funkcji korelacyjnych  $p + \Lambda$  oraz  $\Lambda + \overline{p}$  [79].

Używając metody opisanej powyżej można wyliczyć funkcje korelacyjne par pierwotnych proton-lambda oraz antyproton-lambda dla dowolnego zadanego promienia (Rys. 68).



*Rys.* 68 Funkcje korelacyjne  $p + \Lambda$  oraz  $\Lambda - \overline{p}$  wyliczone teoretycznie dla różnych wielkości promienia [praca własna].

Wartości promienia źródła emitującego cząstki dla poszczególnych centralności i energii zderzenia zostały oszacowane na podstawie dotychczas poznanych wartości. W pierwszej kolejności oszacowany został stosunek poszczególnych promieni na podstawie odrębnych analiz wykonanych dla centralnych zderzeń Au+Au przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [61] [79]:

•  $R_{p+\Lambda} = 2,97 \pm 0,34 + 0,19 \pm 0,2 \, fm$ 

• 
$$R_{\Lambda-\overline{p}} = 1,56 \pm 0,08 + 0,10 \pm 0,3 \, fm$$

- $R_{p+p} = 4.51 + 0.07 + 0.05 + 0.03 + 0.07 = 0.07 = 0.06 0.03 0.10$  fm
- $R_{p+\overline{p}} = 4.08 + 0.09 + 0.03 + 0.02 + 0.05 \ fm$

Następnie zostały użyte promienie wyznaczone z danych eksperymentalnych z nałożoną korekcją na poprawność identyfikacji cząstek (Tab. 10) (Tab. 11) (Tab. 12) (Tab. 13) (Tab. 14), na podstawie których oszacowano promienie źródeł emitujących cząstki w systemach protonlambda oraz antyproton-lambda dla wszystkich analizowanych energii i centralności zderzenia (Rys. 69).



*Rys.* 69 Funkcje korelacyjne proton-lambda oraz antyproton-lambda wyliczone teoretycznie dla oszacowanych promieni źródła emitującego cząstki dla trzech centralności zderzeń przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV [praca własna].

Do przygotowania rezydualnych funkcji korelacyjnych, poza funkcjami korelacyjnymi cząstek pierwotnych, są niezbędne także charakterystyki poszczególnych rozpadów. Zostały one wyznaczone przy pomocy modelu THERMINATOR 2.

Pary wyznaczone z danych modelowych, poprzez wybór pędów i pospieszności odpowiadających warunkom eksperymentalnym, zostały następnie przeanalizowane pod kątem pochodzenia cząstek. Zostały wybrane jedynie pary z danego systemu, a następnie zostały do nich dobrane pary cząstek odpowiadające ich pochodzeniu.

Na przykładzie par  $p - p_{\Lambda}$  oznacza to, że po wybraniu takiej pary protonów dobierana do niej była para składająca się z protonu pierwotnego (tego samego, który został wybrany do pierwszej pary – ponieważ nie uległ on żadnemu rozpadowi) oraz hiperionu  $\Lambda$ , który uległ rozpadowi słabemu, w którym został wyprodukowany drugi proton z pierwszej pary. Następnie, po obliczeniu różnicy pędów  $k^*$  obu par informacja ta była zapisywana w dwuwymiarowym histogramie.

Ostatnim etapem przygotowywania charakterystyki rozpadu jest jej normalizacja. Suma wartości punktów dla każdej wartości  $k_{p+p_{A}}^{*}$  musi być równa 1 (Rys. 70).



Rys. 70 Kinematyka rozpadu pary  $p + \Lambda$  na parę  $p + p_{\Lambda}$  wyznaczona przy użyciu danych z modelu THERMINATOR 2 i unormowana względem osi X [praca własna].

Posiadając zarówno funkcję korelacyjną pary cząstek pierwotnych, jak i kinematykę rozpadu tejże pary można wyliczyć rezydualną funkcję korelacyjną dla danej pary protonów zgodnie ze wzorem:

$$CF(k_{p+p_{\Lambda}}^{*}) = \sum_{k_{p+\Lambda}^{*}} CF(k_{p+\Lambda}^{*}) \times \omega$$
(8.19)

gdzie  $\omega$  jest wartością (wagą), odpowiadającą punktowi na charakterystyce rozpadów o zadanych współrzędnych.

### Funkcje korelacyjne po nałożeniu wszystkich korekcji

Funkcje korelacyjne zmierzone eksperymentalnie stanowią sumę rezydualnych funkcji korelacyjnych poszczególnych systemów par, które się na nie składają:

$$CF(k^*) = CF_{p+p}(k^*)f_{p+p} + \sum_i CF_i^{res}(k^*)f_i$$
(8.20)

gdzie *i* jest zbiorem par niepierwotnych, a  $f_i$  jest procentowym udziałem danej pary w skład eksperymentalnej funkcji korelacyjnej.

Po przekształceniu tego wzoru otrzymamy formułę według której stosuje się korekcję rezydualną:

$$CF_{p+p}(k^*) = \frac{CF(k^*) - \sum_i CF_i^{res}(k^*)f_i}{f_{p+p}}$$
(8.21)

Po nałożeniu wszystkich wymienionych dotąd poprawek otrzymujemy ostateczny wygląd funkcji korelacyjnych (Rys. 71).



Rys. 71 Funkcje korelacyjne proton-proton (na górze), antyproton-antyproton (po środku) oraz proton-antyproton (na dole) dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV z nałożonymi wszystkimi korekcjami. Punkty dla zderzeń centralnych i średnio centralnych zostały lekko przesunięte na osi k\* w celu poprawy czytelności [praca własna].

Otrzymane tak funkcje korelacyjne zostały użyte do wyznaczenia ostatecznych wartości promieni obszarów źródeł emitujących cząstki (Tab. 16) (Tab. 17) (Tab. 18) (Tab. 19) (Tab. 20).

$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,45 + 0,22 + 0,70 \\ -0,42 - 0,71$	$4,11 + 0,27 + 0,92 \\ -0,15 - 0,86$	2,87 + 0,17 + 1,04 - 0,11 - 0,70
Zderzenia średnio centralne	3,86 + 0,18 + 0,68 - 0,18 - 0,84	$3,50^{+0,25}_{-0,18} - 0,68$	2,35 + 0,12 + 0,56 - 0,08 - 0,35
Zderzenia peryferyjne	$2,64 + 0,26 + 0,47 \\ -0,17 - 0,46$	2,60 + 0,23 + 0,58 - 0,19 - 0,63	$1,95 + 0,05 + 1,02 \\ -0,04 - 0,65$

Tab. 16 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.

$\sqrt{s_{NN}} = 27 \; GeV$	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,03 + 0,36 + 1,29 \\ -0,21 - 1,20$	-	$3,95 + 0,37 + 2,24 \\ -0,27 - 0,94$
Zderzenia średnio centralne	$3,66 + 0,23 + 0,87 \\ -0,19 - 0,68$	-	$2,92 + 0,19 + 1,37 \\ -0,16 - 0,61$
Zderzenia peryferyjne	$2,88 + 0,38 + 0,43 \\ -0,40 - 0,47$	-	$2,49 + 0,48 + 1,65 \\ -0,37 - 0,88$

Tab. 17 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 27$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.

$\sqrt{s_{NN}}=19$ , 6 GeV	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,24 + 0,43 + 0,97 \\ -0,35 - 0,93$	-	2,83 + 0,21 + 1,03 - 0,21 - 0,60
Zderzenia średnio centralne	$4,02 + 0,29 + 0,93 \\ -0,27 - 0,80$	-	$2,33 + 0,14 + 1,06 \\ -0,14 - 0,70$
Zderzenia peryferyjne	$2,68 + 0,36 + 0,56 \\ -0,20 - 0,48$	-	2,19 + 0,28 + 1,16 - 0,28 - 0,60

Tab. 18 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.

$\sqrt{s_{NN}}=11$ , 5 GeV	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	3,91 + 0,12 + 0,73 - 0,16 - 0,73	-	2,64 + 0,33 + 1,14 - 0,30 - 1,06
Zderzenia średnio centralne	3,29 + 0,25 + 0,54 - 0,18 - 0,53	-	$2,15 + 0,33 + 0,70 \\ -0,24 - 0,40$
Zderzenia peryferyjne	2,68 + 0,29 + 0,49 = 0,20 - 0,41	-	$1,45 + 0,25 + 0,67 \\ -0,18 - 0,50$

Tab. 19 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$  GeV na podstawie danych z nalożonymi wszystkimi korekcjami.

$\sqrt{s_{NN}}=$ 7, 7 <i>GeV</i>	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$3,74^{+0,22}_{-0,13}^{+0,22}_{-0,79}$	-	-
Zderzenia średnio centralne	$3,16^{+0,23}_{-0,33} - 0,75$	-	-
Zderzenia peryferyjne	$2,41 + 0,27 + 0,49 \\ -0,15 - 0,47$	-	-

Tab. 20 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.

W celu lepszego zrozumienia wyników uzyskanych z danych eksperymentalnych przeanalizowane zostały także dane modelowe. Do analizy zostały wykorzystane dane pochodzące z generatora THERMINATOR 2 oraz z zestawu modeli vHLLE-UrQMD. W obu przypadkach informacja femtoskopowa została dodana przy pomocy kalkulatora wag Lednickiego.

W odróżnieniu od danych eksperymentalnych, dane modelowe pozwalają na precyzyjną identyfikację każdej cząstki. Oznacza to, że w przeciwieństwie do danych eksperymentalnych, funkcje korelacyjne konkretnego typu są wyznaczane bez potrzeby stosowania korekcji. Należy jednak uwzględnić ograniczenia związane z geometrią detektora. Aby dane modelowe odzwierciedlały sytuację obserwowaną w eksperymencie, w przypadku obu źródeł danych modelowych, do analizy wybierane są jedynie cząstki spełniające określone kryteria (Tab. 21).

Parametr	Wzór	Wartości
pęd	$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$	$0,4$
pospieszność	$Y = \left \frac{1}{2}\log\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right)\right $	<i>Y</i> < 0,5

Tab. 21 Kryteria wyboru cząstek pochodzących z danych modelowych.

### vHLLE-UrQMD

Ze względu na ścisłe powiązanie segmentu vHLLE z oprogramowaniem innego eksperymentu nie było możliwe wygenerowanie danych dla wszystkich analizowanych kombinacji centralności i energii zderzenia. Tym niemniej, dzięki uprzejmości twórcy wspomnianego segmentu, możliwe było przebadanie większości przypadków.

Do danych modelowych zostały następnie dopasowane teoretyczne funkcje korelacyjne w taki sam sposób, jak miało to miejsce w przypadku danych eksperymentalnych (Rys. 72). Na

podstawie tak dopasowanych funkcji korelacyjnych zostały wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki.



Rys. 72 Funkcje korelacyjne par barionów identycznych (na górze) oraz par barionów nieidentycznych (na dole) dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].

$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	$p-p/\overline{p}-\overline{p}$	$p-\overline{p}$ [fm]
	[fm]	
Zderzenia centralne	$3,29^{+0,10}_{-0,09}$	3,39 <sup>+0,35</sup> -0,35
Zderzenia średnio centralne	$2,61^{+0,07}_{-0,14}$	2,73 <sup>+0,10</sup> -0,11
Zderzenia peryferyjne	2,17 <sup>+0,08</sup> -0,12	2,23 <sup>+0,11</sup> -0,07

Tab. 22 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD.

$\sqrt{s_{NN}} = 27 \; GeV$	$p-p/\overline{p}-\overline{p}$	$p-\overline{p}$ [fm]
	[fm]	
Zderzenia centralne	-	-
Zderzenia średnio centralne	2,63 <sup>+0,12</sup> -0,06	2,78 <sup>+0,12</sup> -0,16
Zderzenia peryferyjne	-	-

Tab. 23 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 27$  GeV na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD.

$\sqrt{s_{NN}}=19$ , 6 GeV	$p-p/\overline{p}-\overline{p}$	$p-\overline{p}$ [fm]
	[fm]	
Zderzenia centralne	3,28 <sup>+0,11</sup> -0,08	3,39 <sup>+0,35</sup> -0,35
Zderzenia średnio centralne	2,53 <sup>+0,05</sup> -0,12	$2,51^{+0,06}_{-0,11}$
Zderzenia peryferyjne	-	-

Tab. 24 Wyznaczone promienie obszarów źródel emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$  GeV na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD.

$\sqrt{s_{NN}}=11$ , 5 $GeV$	$p-p/\overline{p}-\overline{p}$	$p-\overline{p}$ [fm]
	[fm]	
Zderzenia centralne	$3,50^{+0,10}_{-0,07}$	$3,39^{+0,35}_{-0,35}$
Zderzenia średnio centralne	$2,66^{+0,07}_{-0,11}$	$2,81^{+0,16}_{-0,12}$
Zderzenia peryferyjne	-	-

Tab. 25 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$  GeV na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD.

$\sqrt{s_{NN}}=$ 7, 7 <i>GeV</i>	$p-p/\overline{p}-\overline{p}$	$p-\overline{p}$ [fm]
	[fm]	
Zderzenia centralne	3,28 <sup>+0,11</sup> -0,07	$3,25^{+0,35}_{-0,35}$
Zderzenia średnio centralne	2,48 <sup>+0,05</sup> -0,06	2,42 <sup>+0,06</sup> -0,06
Zderzenia peryferyjne	-	-

Tab. 26 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD.
### **THERMINATOR 2**

Największym ograniczeniem generatora THERMINATOR 2 jest dostępność parametrów wejściowych, przez co dostępne dane są ograniczone jedynie do zderzeń centralnych. Ograniczenie to uniemożliwia weryfikację zależności wartości promienia od centralności zderzenia, ale wciąż pozwala na porównanie wielkości dla różnych systemów cząstek i weryfikację zależności wartości promienia od energii zderzenia.

Także i w tym przypadku do danych modelowych zostały dopasowane teoretyczne funkcje korelacyjne (Rys. 73), z których następnie zostały wyznaczone wartości promieni obszarów źródeł emitujących cząstki.

	p-p [fm]	$\overline{p}-\overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	4,11 <sup>+0,20</sup> -0,22	4,06 <sup>+0,26</sup> -0,17	4,58 <sup>+0,07</sup> -0,12
$\sqrt{s_{NN}} = 27 \; GeV$	$4,06^{+0,33}_{-0,24}$	-	4,81 <sup>+0,35</sup> -0,35
$\sqrt{s_{NN}}=19$ , 6 GeV	$4,21^{+0,25}_{-0,32}$	-	$4,67^{+0,35}_{-0,35}$
$\sqrt{s_{NN}} = 11, 5 \; GeV$	3,93 <sup>+0,18</sup> -0,18	-	$4,45^{+0,35}_{-0,35}$
$\sqrt{s_{NN}}=$ 7, 7 <i>GeV</i>	$3,66^{+0,23}_{-0,20}$	-	-

Tab. 27 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.



*Rys.* 73 Funkcje korelacyjne proton-proton (na górze), antyproton-antyproton (po środku) oraz proton-antyproton (na dole) dla zderzeń centralnych Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy generatora THERMINATOR 2 [praca własna].

# **10. Dyskusja wyników**

Pomiary promieni obszarów źródeł emitujących cząstki przy użyciu danych eksperymentalnych bez nałożonych korekcji wykazały różnice pomiędzy systemami par barionów identycznych oraz par barionów nieidentycznych. Różnice te były przypisywane zanieczyszczeniu danych przez pary cząstek zawierające protony lub antyprotony pochodzące z rozpadów innych cząstek. Zgodnie z przewidywaniami rozbieżność ta powinna była zostać skorygowana poprzez zastosowanie odpowiednich korekcji.

Jednakże, wbrew oczekiwaniom, promienie obszarów źródeł emitujących cząstki wyznaczone na podstawie danych skorygowanych o pochodzenie cząstek wciąż wykazują znaczące różnice dla poszczególnych systemów par.

Wartości promieni wyznaczone z systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton są ze sobą zbieżne dla danych we wszystkich grupach centralności zderzeń, natomiast różnice widać dla większości punktów pomiarowych pomiędzy systemami par barionów identycznych i nieidentycznych (Rys. 74) (Rys. 75) (Rys. 76).



Rys. 74 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych pochodzących ze zderzeń centralnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_111_Figure_1.jpeg)

Rys. 75 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych pochodzących ze zderzeń średnio centralnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_111_Figure_3.jpeg)

Rys. 76 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych pochodzących ze zderzeń peryferyjnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

Zbieżność wartości promieni wyznaczonych z systemów proton-proton oraz proton-antyproton można zauważyć dla danych ze zderzeń o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 27 \ GeV$ , a także ze zderzeń peryferyjnych o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6 \ GeV$ . W mniejszym zakresie widać także możliwą zbieżność pomiędzy promieniami wyznaczonymi z danych ze zderzeń centralnych przy energiach  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6 \ GeV$  i  $\sqrt{s_{NN}} = 11,5 \ GeV$  oraz peryferyjnych przy energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39 \ GeV$ , gdzie zachodzą na siebie zakresy niepewności wyznaczenia wartości obu promieni.

#### Dyskusja wyników

Dane nie dowodzą istnienia wyraźnej zależności wyznaczanych wartości promieni od energii zderzenia w badanym zakresie energii. Można jednakże zauważyć bardzo wyraźną zależność wielkości promieni od centralności zderzenia, która jest widoczna dla wszystkich systemów par cząstek (Rys. 77) (Rys. 78) (Rys. 79). Wyznaczone wartości promieni są tym większe im bardziej centralne zderzenia są analizowane.

![](_page_112_Figure_2.jpeg)

Rys. 77 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych dla par proton-proton. Punkty dla zderzeń centralnych i peryferyjnych zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_112_Figure_4.jpeg)

Rys. 78 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych dla par proton-antyproton. Punkty dla zderzeń centralnych i peryferyjnych zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_113_Figure_1.jpeg)

Rys. 79 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych dla par antyprotonantyproton. Punkty dla zderzeń centralnych i peryferyjnych zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

Brak zbieżności pomiędzy wartościami promieni wyznaczonych z par barionów identycznych i nieidentycznych jest widoczny także dla danych pochodzących z generatora THERMINATOR 2 (Rys. 80). Co ciekawe, w odróżnieniu od danych eksperymentalnych, wartości promieni wyznaczane dla systemu proton-antyproton są większe, a nie mniejsze od wartości wyznaczanych dla systemów par barionów identycznych. Ponadto, podobnie jak w przypadku danych eksperymentalnych, dane nie wykazują znaczącej różnicy pomiędzy promieniami wyznaczonymi z par proton-proton oraz antyproton-antyproton dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39 \ GeV$ .

![](_page_113_Figure_4.jpeg)

Rys. 80 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych pochodzących ze zderzeń centralnych wygenerowanych za pomocą generatora THERMINATOR 2. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

Kiedy porówna się wartości promieni wyznaczone z danych eksperymentalnych z wartościami wyznaczonymi z danych pochodzących z generatora, można zauważyć wyjątkową zgodność pomiędzy wynikami dla par barionów identycznych przy wszystkich energiach zderzenia (Rys. 81).

![](_page_114_Figure_2.jpeg)

Rys. 81 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych oraz wygenerowanych za pomocą generatora THERMINATOR 2 dla zderzeń centralnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyprotonantyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

Biorąc pod uwagę sposób działania generatora THERMINATOR 2, który kalibrowany jest tak, aby możliwie najwierniej odzwierciedlać dane eksperymentalne zamiast obliczać zachowanie każdej cząstki z osobna, zbieżność wyników dla par barionów identycznych wskazuje na skuteczność zastosowanych korekcji w celu izolacji sygnału pochodzącego z par cząstek pierwotnych. Natomiast obecność rozbieżności pomiędzy wartościami promieni wyznaczonych z systemów par barionów identycznych i par barionów nieidentycznych, widoczna zarówno w danych modelowych, jak i eksperymentalnych wskazuje na możliwe istnienie dodatkowej przyczyny tejże rozbieżności.

Zależności pomiędzy centralnością zderzenia a wielkością promienia obszaru źródła emitującego cząstki nie da się potwierdzić używając danych pochodzących z generatora THERMINATOR 2. Porównania takiego możemy natomiast dokonać z danymi pochodzącymi z zestawu modeli vHLLE-UrQMD. Zarówno dla par barionów identycznych jak i par barionów nieidentycznych widać bardzo wyraźną różnicę wyznaczonych wartości promieni dla poszczególnych grup centralności (Rys. 82) (Rys. 83).

![](_page_115_Figure_1.jpeg)

Rys. 82 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD dla par barionów identycznych. Punkty dla zderzeń centralnych i peryferyjnych zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_115_Figure_3.jpeg)

Rys. 83 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD dla par barionów nieidentycznych. Punkty dla zderzeń centralnych i peryferyjnych zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

Obserwowana zależność jest tożsama z zależnością widoczną dla danych eksperymentalnych – wyznaczone wartości promieni są tym większe im bardziej centralne zderzenia są analizowane.

Po porównaniu wyznaczonych wartości promieni z danych eksperymentalnych i pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD zauważymy, że choć brak tutaj tak dokładnej zgodności, co w przypadku danych z generatora THERMINATOR 2 dla par barionów identycznych, wielkości promieni wyznaczone z danych modelowych są porównywalne do wielkości promieni wyznaczonych z danych eksperymentalnych (Rys. 84) (Rys. 85) (Rys. 86).

#### Dyskusja wyników

![](_page_116_Figure_1.jpeg)

Rys. 84 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych oraz pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD dla zderzeń centralnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

![](_page_116_Figure_3.jpeg)

Rys. 85 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych oraz pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD dla zderzeń średnio centralnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyprotonantyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

#### Dyskusja wyników

![](_page_117_Figure_1.jpeg)

Rys. 86 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki z danych eksperymentalnych oraz pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD dla zderzeń peryferyjnych. Punkty dla systemów proton-proton oraz antyproton-antyproton zostały lekko przesunięte na osi energii zderzenia w celu poprawy czytelności [praca własna].

W przeciwieństwie do danych eksperymentalnych oraz pochodzących z generatora THERMINATOR 2, wartości promieni wyznaczone na podstawie danych z zestawu modeli vHLLE-UrQMD są zbieżne dla par barionów identycznych i par barionów nieidentycznych. Nie sugerują one jednak poprawności wielkości promieni wyznaczonych eksperymentalnie z konkretnego systemu, jak to miało miejsce w przypadku par barionów identycznych pochodzących z danych wygenerowanych przez THERMINATOR 2. Zamiast tego w większości przypadków obserwujemy wartości, które zdają się uśrednione pomiędzy wartościami wyznaczonymi dla obu systemów z danych eksperymentalnych.

Na koniec warto także zaznaczyć, że podobnie jak w przypadku danych eksperymentalnych czy wygenerowanych przez THERMINATOR 2, wartości promieni wyznaczone z danych pochodzących z zestawu modeli vHLLE-UrQMD nie wykazują zależności wielkości promienia obszaru źródła emitującego cząstki od energii zderzenia w badanym zakresie energetycznym.

# 11. WNIOSKI I PERSPEKTYWY NA przyszłość

W ramach analizy dane zebrane w eksperymencie STAR zostały poddane szeregowi operacji, których celem było oczyszczenie próbki. Począwszy od dobierania parametrów selekcji zdarzeń, cząstek i par, tak aby pozbyć się danych dotyczących innych cząstek, aż po nakładanie korekcji uwzględniających pochodzenie cząstek, tak, aby promienie zostały wyznaczone na podstawie funkcji korelacyjnej par protonów i antyprotonów pierwotnych.

Zastosowanie detektora ToF i pomiar czasu przelotu cząstek umożliwiło wysoce precyzyjną selekcję protonów na podstawie ich masy w szerokim zakresie pędowym (Rys. 87). Przełożyło się to nie tylko na czystość danych, ale także na zwiększenie statystyki poprzez umożliwienie skutecznej identyfikacji cząstek w zakresie pędowym, gdzie informacja o stracie energii na jednostkę przebytej odległości nie wystarczała do jednoznacznego odróżnienia od siebie poszczególnych typów cząstek.

![](_page_118_Figure_3.jpeg)

Rys. 87 Wykres przedstawiający zależność drugiej potęgi masy względem pędu zarejestrowanych protonów [praca własna].

Pomimo znaczącej poprawy prawdopodobieństwa poprawnej identyfikacji cząstek, otrzymane funkcje korelacyjne zostały poddane korekcji, która uwzględniła brak stuprocentowej pewności co do typu mierzonych cząstek (Rys. 88). Ponadto nałożona została korekcja uwzględniająca fizyczne ograniczenia detektora i wynikające z nich nieidealne pomiary pędów cząstek.

![](_page_119_Figure_1.jpeg)

Rys. 88 Wykresy pewności identyfikacji par proton-proton jako wartość procentowa dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV [praca własna].

Na ostatnim etapie analizy funkcje korelacyjne zostały poddane dodatkowo najistotniejszej w tym kontekście korekcji, uwzględniającej pochodzenie mierzonych cząstek. Poprawnie zmierzone i zidentyfikowane protony także mogą być źródłem zanieczyszczenia danych – zależnie od ich pochodzenia. Informacje femtoskopowe o oddziaływaniu pomiędzy protonami niesione są przez pary protonów pierwotnych, a istotny wkład par cząstek pochodzących z rozpadów innych cząstek przekłada się na zaburzenie pomiaru (Rys. 89).

![](_page_119_Figure_4.jpeg)

*Rys.* 89 Oszacowane wkłady procentowe par barionów identycznych w zależności od różnicy pędów k<sup>\*</sup> na podstawie danych dla energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV wygenerowanych przy pomocy zestawu modeli vHLLE-UrQMD [praca własna].

Po nałożeniu korekcji, na postawie otrzymanych funkcji korelacyjnych zostały wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki. W tym celu do danych dopasowywane były teoretyczne funkcje korelacyjne przy pomocy programu CorrFit (Rys. 90).

![](_page_120_Figure_1.jpeg)

Rys. 90 Funkcje korelacyjne proton-proton (na górze), antyproton-antyproton (po środku) oraz proton-antyproton (na dole) dla 3 centralności zderzeń Au+Au o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV z nałożonymi wszystkimi korekcjami. Punkty dla zderzeń centralnych i średnio centralnych zostały lekko przesunięte na osi k\* w celu poprawy czytelności [praca własna].

Oczekuje się, że promienie źródeł emitujących cząstki wyznaczane na podstawie par protonproton, antyproton-antyproton oraz proton-antyproton będą ze sobą zbieżne. Wszelkie rozbieżności w tym zakresie powinny wynikać z zanieczyszczenia danych i zastosowanie odpowiednich korekcji powinno skutkować zniwelowaniem różnic. Jednakże, pomimo nałożonych korekcji, wyznaczone wartości promieni wciąż nie są zbieżne pomiędzy systemami par cząstek identycznych a systemem par cząstek nieidentycznych (Tab. 28).

$\sqrt{s_{NN}} = 39 \; GeV$	<i>p</i> – <i>p</i> [fm]	$\overline{p} - \overline{p}$ [fm]	$p-\overline{p}$ [fm]
Zderzenia centralne	$4,45 + 0,22 + 0,70 \\ -0,42 - 0,71$	$4,11 + 0,27 + 0,92 \\ -0,15 - 0,86$	$2,87 + 0,17 + 1,04 \\ -0,11 - 0,70$
Zderzenia średnio centralne	$3,86^{+0,18+0,68}_{-0,18-0,84}$	$3,50^{+0,25}_{-0,18} - 0,68$	$2,35 + 0,12 + 0,56 \\ -0,08 - 0,35$
Zderzenia peryferyjne	2,64 + 0,26 + 0,47 - 0,17 - 0,46	2,60 + 0,23 + 0,58 - 0,19 - 0,63	$1,95 + 0,05 + 1,02 \\ -0,04 - 0,65$

Tab. 28 Wyznaczone promienie obszarów źródeł emitujących cząstki dla  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV na podstawie danych z nałożonymi wszystkimi korekcjami.

Wyniki obarczone są znacznymi niepewnościami pomiarowymi. Wkład składowej statystycznej został zredukowany dzięki zastosowaniu odpowiednio szerokiego binowania funkcji korelacyjnych, jednakże wkład składowych systematycznych pozostaje bardzo duży.

Otrzymane wyniki nie tylko nie zamykają tematu femtoskopii protonów, ale stawiają dodatkowe pytania. Wbrew założeniom okazuje się, że zanieczyszczenie zestawu danych cząstkami pochodzącymi z rozpadów innych cząstek nie jest jedyną przyczyną nieoczekiwanej rozbieżności pomiędzy promieniami obszarów źródeł emitujących cząstki wyznaczanymi z systemów proton-proton i antyproton-antyproton a tymi wyznaczanymi z systemu proton-antyproton. Wskazane są dalsze badania w poszukiwaniu przyczyny tego zjawiska.

Jedną z prawdopodobnych tez może być wpływ protonów pochodzących ze zderzanych jąder, a nieprodukowanych w zderzeniu. Wskazywać na to może przede wszystkim rosnący trend wkładu par cząstek pierwotnych systemu proton-proton wraz ze spadkiem energii (Rys. 91).

![](_page_121_Figure_6.jpeg)

Rys. 91 Wkład par protonów i antyprotonów pierwotnych w zależności od energii zderzenia [praca własna].

Nowe dane ze zderzeń w konfiguracji ze stacjonarną tarczą, zbierane w ramach programu BES II, umożliwią dalszą analizę femtoskopii protonów w zakresie analizowanym w niniejszej

pracy. Pozwolą one na dokładniejsze pomiary, które przełożą się na redukcję niepewności, zagęszczenie punktów pomiarowych, a także poszerzenie analizy o niższe energie, gdzie wkład par cząstek pierwotnych może być jeszcze większy.

Analiza może być także powtórzona w innych ośrodkach badawczych, analizujących zbliżone zakresy energii zderzeń. Przykładowo przez mieszczące się w Darmstadt w Niemczech GSI<sup>28</sup> z wykorzystaniem akceleratora FAIR<sup>29</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup> niem. Gesellschaft für Schwerionenforschung

<sup>&</sup>lt;sup>29</sup> ang. Facility for Antiproton and Ion Research

### **BIBLIOGRAFIA**

- J. Dalton, "A New System of Chemical Philosophy", William Dawson & Sons, Londyn (1808).
- [2] N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules. Part II. Systems containing only a Single Nucleus", Philos.Mag. 26 (1913), 857-875.
- [3] R. Oerter, *"The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physico"*, Pi Press, Nowy Jork (2006).
- [4] D.H. Perkins, *"Introduction to High Energy Physics"*, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
- [5] https://www.star.bnl.gov/.
- [6] C. Pralavorio, "Argon in action", (2015), cds.cern.ch/record/1988345.
- [7] https://home.cern/.
- [8] M.L. Miller, K. Reygers, S.J. Sanders, P. Steinberg, "Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions", Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 57 (2007), 205-243.
- [9] A. Saini, S. Bhardwaj, *"Elliptic Flow in Heavy Ion Collisions"*, Journal of Nuclear and Particle Physics 4 nr 6 (2014), 164-170.
- [10] A. Andronic, "An overview of the experimental study of quark-gluon matter in highenergy nucleus-nucleus collisions", Int.J.Mod.Phys. A 29 nr 22 (2014), 1430047.
- [11] S. Mrówczyński, "Unstable Quark-Gluon Plasma at LHC", Acta Phys.Pol. B 39 nr 7 (2008), 1665-1673.
- [12] S. Aronson, T. Ludlam, "Hunting the Quark Gluon Plasma", Brookhaven National Laboratory, Upton (2005).

- [13] K. Grebieszkow, "Fizyka zderzeń ciężkich jonów Wykład 7", www.if.pw.edu.pl/~kperl/HIP/wyklad7.pdf.
- [14] P. Sorensen, "Elliptic Flow: A Study of Space-Momentum Correlations In Relativistic Nuclear Collisions", Quark-Gluon Plasma 4 (2010), 323-374.
- [15] P. Rosnet, "Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe", arXiv (2015), https://arxiv.org/abs/1510.04200.
- [16] Particle Data Group, "Review of Particle Physics", Phys.Rev. D 98 (2018), 030001.
- [17] A. Loureiro et al., "Upper Bound of Neutrino Masses from Combined Cosmological Observations and Particle Physics Experiments", Phys.Rev.Lett. 123 (2019), 081301.
- [18] J. Bartke, "Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics", World Scientific Publishing Company, Hackensack (2009).
- [19] J.-M. Richard, "Exotic hadrons: review and perspectives", Few-Body Syst 57 (2016), 1185.
- [20] H.P. Zbroszczyk, "Eksperymentalne Aspekty Badania Korelacji Femtoskopowych w Zderzeniach Relatywistycznych Ciężkich Jonów", Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa (2018).
- [21] P.W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields", Phys.Lett. 12 (1964), 132-133.
- [22] S. Alekhin, A. Djouadi, S.-O. Moch, "The top quark and Higgs boson masses and the stability of the electroweak vacuum", Phys.Lett. B 716 (2012), 214-219.
- [23] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, "Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments", Phys.Rev.Lett. 114 (2015), 191803.
- [24] T. Rothman, S. Boughn, "Can Gravitons Be Detected?", Found.Phys. 36 (2006), 1801-1825.

- [25] S. Borsányi et al., *"Full result for the QCD equation of state with 2+1 flavors"*, Phys.Lett. B 730 (2014), 99-104.
- [26] T. Włodek, "Wybrane aspekty techniczne rurociągowego transportu dwutlenku węgla", AGH Drilling, Oil, Gas 29 nr 1 (2012), 323-335.
- [27] J.D. Edelstein, J.P. Shock, D. Zoakos, ,, The AdS/CFT Correspondence and Nonperturbative QCD", AIP Conf.Proc. 1116 (2009), 265-284.
- [28] H. Meyer-Ortmanns, "*Phase transitions in quantum chromodynamics*", Rev.Mod.Phys. 68 (1996), 473-598.
- [29] J.B. Clarke et al., "Definitions of terms relating to phase transitions of the solid state (IUPAC Recommendations 1994)", Pure and Applied Chemistry 66 nr 3 (1994), 577-594.
- [30] C.J. Plumberg, T. Welle, J.I. Kapusta, "QCD matter with a crossover and a first-order phase", Corfu Summer Institute 2018 "School and Workshops on Elementary Particle Physics and Gravity", Korfu (2018).
- [31] https://www.bnl.gov/.
- [32] J. Alessi et al., "Electron Beam Ion Source Preinjector Project (EBIS) Conceptual Design Report", Brookhaven National Laboratory, Upton (2005).
- [33] G.W. Wheeler et al., ,, *The Brookhaven 200-MeV Proton Linear Accelerator*", Particle Accelerators 9 (1979), 1-156.
- [34] L. Ahrens, "The Operational Status of the Booster Injector for the AGS Accelerator Complex at BNL", XVth International Conf. on High Energy Accelerators, Hamburg (1992).
- [35] M. Vargyas, "Analysis of Low-mass Dilepton Enhancement in 200 GeV Au+Au Collisions at RHIC", ELTE TTK, Budapeszt (2012).
- [36] C.D. Anson, "Energy dependent Hanbury Brown Twiss interferometry and the freezeout eccentricity of heavy ion collisions at STAR", Ohio State University, Ohio (2014).

- [37] H. Hahn et al., *"The RHIC design overview"*, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. A 499 (2003), 245-263.
- [38] https://www.sphenix.bnl.gov/.
- [39] STAR Collaboration, "An overview of the STAR DAQ system", Nucl.Instrum.Meth. A 499 (2003), 762-765.
- [40] D. Arkhipkin, J. Lauret, "STAR Online Meta-Data Collection Framework: Integration with the Pre-existing Controls Infrastructure", J.Phys.Conf.Ser. 898 (2017), 032023.
- [41] K.C. Meehan, "The fixed-target experiment at STAR", J.Phys.Conf.Ser. 742 (2016), 012022.
- [42] M. Anderson et al., ,, The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC", Nulc.Instrum.Meth. A 499 (2003), 659-678.
- [43] J. Schambach et al., *"The STAR Heavy Flavor Tracker (HFT)"*, Particles and Nuclei International Conference, Hamburg (2014).
- [44] W.J. Llope et al., ,, *The TOFp/pVPD Time-Of-Flight System for STAR*", Nucl.Instrum.Meth. A 522 (2004), 252-273.
- [45] R.L. Brown et al., *"The STAR detector magnet subsystem"*, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference 3 (1997), 3230-3232.
- [46] STAR Collaboration, "Observation of an Energy-Dependent Difference in Elliptic Flow between Particles and Antiparticles in Relativistic Heavy Ion Collisions", Phys.Rev.Lett. 110 (2013), 142301.
- [47] STAR Collaboration, "Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in sqrt(sNN)=200 GeV Au+Au collisions at RHIC", arXiv (2013), https://arxiv.org/abs/1302.3802.
- [48] STAR Collaboration, "Beam-Energy Dependence of Directed Flow of Protons, Antiprotons and Pions in Au+Au Collisions", Phys.Rev.Lett. 112 (2014), 162301.

- [49] J. Steinheimer et al., "Directed flow, a signal for the phase transition in Relativistic Nuclear Collisions?", Phys.Rev. C 89 (2014), 054913.
- [50] STAR Collaboration, "Energy Dependence of Moments of Net-Proton Multiplicity Distributions at RHIC", Phys.Rev.Lett. 112 (2014), 032302.
- [51] STAR Collaboration, "Beam energy dependence of moments of the net-charge multiplicity distributions in Au+Au collisions at RHIC", Phys.Rev.Lett. 113 (2014), 092301.
- [52] STAR Collaboration, ,, Dielectron Mass Spectra from Au+Au Collisions at √sNN=200
   GeV", Phys.Rev.Lett. 113 (2014), 022301.
- [53] S. Lan, "Anisotropic Flow Measurements of Identified Particles in the STAR Experiment", arXiv (2021), https://arxiv.org/abs/2109.10983.
- [54] STAR Collaboration, "Measurements of Proton High Order Cumulants in 3 GeV Au+Au Collisions and Implications for the QCD Critical Point", Phys.Rev.Lett. 128 (2022), 202303.
- [55] STAR Collaboration, "Flow and interferometry results from Au+Au collisions at  $\sqrt{s}$  NN = 4.5 GeV", Phys.Rev. C 103 (2021), 034908.
- [56] D. Smirnov et al., "Vertex Reconstruction at STAR: Overview and Performance Evaluation", J.Phys.:Conf.Ser. 898 (2017), 042058.
- [57] R. Reed et al., *"Vertex finding in pile-up rich events for p+p and d+Au collisions at STAR"*, J.Phys.Conf.Ser. 219 (2010), 032020.
- [58] STAR Collaboration, "Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program", Phys.Rev. C 96 (2017), 044904.
- [59] STAR Collaboration, ,, *The Proton-\Omega correlation function in Au+Au collisions at s NN* = 200 GeV", Phys.Lett. B 790 (2019), 490-497.
- [60] STAR Collaboration, "*Pion interferometry in Au+Au collisions at*  $\sqrt{sNN} = 200 \text{ GeV}$ ", Phys.Rev. C 71 (2005), 044906.

- [61] H. Zbroszczyk, "Studies of baryon-baryon correlations in relativistic nuclear collisions registered at the STAR experiment", Politechnika Warszawska, Warszawa (2008).
- [62] T.A. Rijken, M.M. Nagels, Y. Yamamoto, "Baryon-Baryon Interactions Nijmegen Extended-Soft-Core Models (ESC08)", Progress of Theoretical Physics Supplement 185 (2010), 14-71.
- [63] I. Karpenko, P. Huovinen, M. Bleicher, "A 3+1 dimensional viscous hydrodynamic code for relativistic heavy ion collisions", Comput.Phys.Commun. 185 nr 11 (2014), 3016-3027.
- [64] S.A. Bass et al., *"Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions"*, Prog.Part.Nucl.Phys. 41 (1998), 225-370.
- [65] M. Bleicher et al., "Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model", J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. 25 (1999), 1859-1896.
- [66] M. Słodkowski, "Study of K\* resonances production in nuclear collisions at the CERN SPS energies", Politechnika Warszawska, Warszawa (2009).
- [67] M. Chojnacki et al., *"THERMINATOR 2: THERMal heavy IoN generATOR 2",* Comput.Phys.Commun. 183 nr 3 (2012), 746-773.
- [68] H. Zbroszczyk, P. Szymański, "Adaptation of the THERMINATOR model for BES program", Plakat: Quark Matter, Wenecja (2018).
- [69] R. Lednicky, V.L. Lyuboshits, "Effect of the final-state interaction on pairing correlations of particles with small relative momenta", Sov.J.Nucl.Phys. 35 nr 5 (1982).
- [70] A. Kisiel, "Studies of non-identical meson-meson correlations at low relative velocities in relativistic heavy-ion collisions registered in the STAR experiment", Politechnika Warszawska, Warszawa (2004).
- [71] STAR Collaboration, "*Pion interferometry in Au+Au and Cu+Cu collisions at*  $\sqrt{s_NN}$ = 62.4 and 200 GeV", Phys.Rev. C 80 (2009), 024905.

- [72] STAR Collaboration, "Measurement of interaction between antiprotons", Nature 527 (2015), 345-348.
- [73] L. Mathelitsch, B.J. VerWest, "Effective range parameters in nucleon-nucleon scattering", Phys.Rev. C 29 (1984), 739-745.
- [74] Z. Zhang, korespondencja prywatna.
- [75] A. Kisiel, "CorrFit a program to fit arbitrary two-particle correlation functions", Nukleonika 49 suppl. 2 (2004), 81-83.
- [76] STAR Collaboration, "Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR", Phys.Rev. C 79 nr 3 (2009).
- [77] A. Kisiel, *"Baryon-(anti-)baryon interaction cross-section measurement with femtoscopy technique in HIC"*, Proceedings of Science 310 (2018), 162.
- [78] M. Stefaniak, korespondencja prywatna.
- [79] STAR Collaboration, "Proton-Lambda correlations in central Au+Au collisions at root s(NN)=200 GeV", Phys.Rev. C 74 (2006), 064906.
- [80] A.K. Chaudhuri, "A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions", IOP Publishing, Londyn (2014).
- [81] STAR Collaboration, "Studying the Phase Diagram of QCD Matter at RHIC", 4th Joint Meeting of the APS Division of Nuclear Physics and the Physical Society of Japan, Waikoloa (2014).
- [82] STAR Collaboration, "The STAR Beam Use Request for Run-20 and Run-21", online (2019), https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/BUR2019\_final\_0\_0.pdf.
- [83] STAR Collaboration, "Beam-energy and system-size dependence of the space-time extent of the pion emission source produced in heavy ion collisions", arXiv (2014), https://arxiv.org/abs/1410.2559.
- [84] M.A. Lisa, F. Retière, "Observable implications of geometrical and dynamical aspects of freeze-out in heavy ion collisions", Phys.Rev. C 70 (2004), 044907.

- [85] K.C. Meehan, "STAR Results from Au + Au Fixed-Target Collisions at  $\sqrt{s}_N N = 4.5$  GeV", Nucl.Phys. A 967 (2017), 808-811.
- [86] K. Fukushima, T. Hatsuda, *"The phase diagram of dense QCD"*, Rep.Prog.Phys. 74 nr 1 (2010).
- [87] G. Odyniec, "The RHIC Beam Energy Scan program in STAR and what's next...", J.Phys.Conf.Ser. 455 (2013), 012037.

## **DODATEK A – WYZNACZONE PROMIENIE**

W tej sekcji znajdują się promienie wyznaczone w ramach analizy ze szczegółowo rozpisanymi wartościami niepewności.

#### Dane eksperymentalne bez nałożonych korekcji

Wartości wypisane są w następującej kolejności:

- wyznaczona wartość promienia;
- niepewność statystyczna;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru DCA;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru Nσ;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru SL;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru FMH;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający ze stabilności dopasowania funkcji.

$$\begin{split} R^{PP}_{centralne}(39\ GeV) &= 4,50 + 0,17 \\ -0,11 \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,139\ fm \\ R^{\bar{p}\bar{p}}_{centralne}(39\ GeV) &= 4,45 + 0,21 \\ -0,21 \pm 0,003 \pm 0,068 \pm 0,076 \pm 0,076 \pm 0,223\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{centralne}(39\ GeV) &= 3,30 + 0,16 \\ -0,12 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037 \pm 0,059\ fm \\ R^{PP}_{srednio\ centralne}(39\ GeV) &= 4,08 + 0,24 \\ -0,12 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,139\ fm \\ R^{\bar{p}\bar{p}}_{srednio\ centralne}(39\ GeV) &= 4,21 + 0,18 \\ + 0,048 \pm 0,102 \pm 0,088 \pm 0,102 \pm 0,356\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{srednio\ centralne}(39\ GeV) &= 2,92 + 0,12 \\ -0,09 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,008\ fm \end{split}$$

$$\begin{split} R^{PP}_{peryferyjne}(39\ GeV) &= 3, 29^{+0}, 25 \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,139\ fm \\ R^{\bar{p}\bar{p}}_{peryferyjne}(39\ GeV) &= 3, 49^{+0}, 25 \\ -0,17 \pm 0,093 \pm 0,139 \pm 0,062 \pm 0,062 \pm 0,218\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(39\ GeV) &= 2, 43^{+0}, 12 \\ -0,06 \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,028\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{centralne}(27\ GeV) &= 4, 32^{+0}, 20 \\ -0,22 \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,311\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{centralne}(27\ GeV) &= 3,78^{+0}, 25 \\ -0,17 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037 \pm 0,031\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{srednio\ centralne}(27\ GeV) &= 3,94^{+0},16 \\ -0,12 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,020\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{srednio\ centralne}(27\ GeV) &= 3,24^{+0},15 \\ +0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,020\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 3,24^{+0},29 \\ +0,20 \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,130\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ +0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ +0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,011\ fm \\ R^{P\bar{p}}_{peryferyjne}(27\ GeV) &= 2,67^{+0},16 \\ R^{P\bar{p}}_{per$$

$$R_{centralne}^{PP}(19,6~GeV) = 4,43_{-0,26}^{+0,16} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,201~fm$$

$$R_{centralne}^{P\bar{P}}(19,6~GeV) = 3,42_{-0,17}^{+0,19} \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037 \pm 0,020~fm$$

$$R_{srednio~centralne}^{PP}(19,6~GeV) = 4,03_{-0,21}^{+0,14} \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,263~fm$$

$$R_{srednio~centralne}^{P\bar{P}}(19,6~GeV) = 2,94_{-0,09}^{+0,10} \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,000~fm$$

$$R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(19,6~GeV) = 3,24_{-0,27}^{+0,08} \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,091~fm$$

$$R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(19,6~GeV) = 2,62_{-0,15}^{+0,21} \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,023~fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(11,5 \ GeV) = 4,08_{-0,12}^{+0,17} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,139 \ fm$$

$$R_{centralne}^{PF}(11,5 \ GeV) = 3,11_{-0,21}^{+0,22} \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037 \pm 0,017 \ fm$$

$$R_{srednio\ centralne}^{PP}(11,5 \ GeV) = 3,66_{-0,12}^{+0,16} \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,003 \ fm$$

$$R_{srednio\ centralne}^{PF}(11,5 \ GeV) = 2,62_{-0,22}^{+0,20} \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,008 \ fm$$

$$R_{peryferyjne}^{PP}(11,5 \ GeV) = 3,11_{-0,21}^{+0,21} \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,102 \ fm$$

$$R_{peryferyjne}^{PF}(11,5 \ GeV) = 2,04_{-0,13}^{+0,16} \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028 \pm 0,003 \ fm$$

$$R_{\text{frednio centralne}}^{PP}(7,7 \text{ GeV}) = 3,60^{+0,22}_{-0,21} \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,091 \pm 0,006 \text{ fm}$$

$$R_{\text{peryferyjne}}^{PP}(7,7 \text{ GeV}) = 2,80^{+0,17}_{-0,18} \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,045 \text{ fm}$$

# Dane eksperymentalne po nałożeniu korekcji na dokładność identyfikacji cząstek i rozdzielczość detektorów

Wartości wypisane są w następującej kolejności:

- wyznaczona wartość promienia;
- niepewność statystyczna;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru DCA;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru Nσ;

- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru SL;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru FMH;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający ze stabilności dopasowania funkcji;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z korekcji na rozdzielczość detektorów;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z korekcji na dokładność identyfikacji cząstek.

 $R_{centralne}^{PP}(39 \ GeV)$ 

$$= 4,32 + 0,41 \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122$$
$$\pm 0,342 + 0,057 + 0,016 \\ -0,059 - 0,007 fm$$

 $R_{centralne}^{\bar{P}\bar{P}}(39 \, GeV)$ 

$$= 4,64 + 0,24 + 0,003 \pm 0,068 \pm 0,076 \pm 0,07$$

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(39 \, GeV)$ 

$$= 3,35^{+0,54}_{-0,31} \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,040^{+0,196+0,135}_{-0,196-0,141} fm$$

 $R_{\text{średnio centralne}}^{PP}(39 \, GeV)$ 

$$= 4,04 + 0,27 + 0,091 \pm 0,00$$

 $R^{\bar{P}\bar{P}}_{\acute{s}rednio\ centralne}(39\ GeV)$ 

$$= 4,03 + 0.21 + 0.048 \pm 0.102 \pm 0.088 \pm 0.102$$
$$\pm 0.093 + 0.123 + 0.040 + 0.123 + 0.040 + 0.000 + 0.0$$

 $R^{P\bar{P}}_{\acute{s}rednio\ centralne}(39\ GeV)$ 

$$= 2,90^{+0,36}_{-0,28} \pm 0,014 \pm 0,0014 \pm 0,0014$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(39 \, GeV)$ 

$$= 3,11^{+0,14}_{-0,28} \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088$$
$$\pm 0,127^{+0,008+0,070}_{-0,037-0,066} fm$$

 $R_{peryferyjne}^{\bar{p}\bar{p}}(39~GeV)$ 

$$= 3,11 + 0,21 + 0,093 \pm 0,139 \pm 0,062 \pm 0,062 \pm 0,062 \pm 0,062 \pm 0,062 \pm 0,130 + 0,058 + 0,069 + 0,058 - 0,082 fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(39 \, GeV)$ 

$$= 2,38 + 0,08 + 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,034 + 0,213 + 0,107 + 0,213 + 0,107 + 0,213 + 0,107 = 0,122 fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(27 \ GeV)$$
  
= **4**, **11**<sup>+0</sup>, **42**  
-0, **22**  $\pm$  0,107  $\pm$  0,122  $\pm$  0,054  $\pm$  0,122  
 $\pm$  0,147<sup>+0,107+0,077</sup><sub>-0,130-0,046</sub> fm

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(27 \; GeV)$ 

$$= 3,93 + 0,25 + 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037 \pm 0,025 \pm 0,025 + 0,257 + 0,161 + 0,025 + 0,257 + 0,161 + 0,025 + 0,257 + 0,159 + 0,025 + 0,0257 + 0,159 + 0,0257 + 0$$

 $R^{PP}_{\text{średnio centralne}}(27 \text{ GeV})$ 

$$= 3,93 + 0,25 + 0,091 \pm 0,09$$

 $R_{\text{srednio centralne}}^{P\bar{P}}(27 \text{ GeV})$ = 3, 14<sup>+0</sup>, 46 -0, 31 ± 0,014 ± 0,014 ± 0,014 ± 0,014 ± 0,028<sup>+0,200+0,156</sup><sub>-0,200-0,096</sub> fm

 $R_{peryferyjne}^{PP}(27 \ GeV)$ 

$$= 3,11^{+0,14}_{-0,28} \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088$$
$$\pm 0,175^{+0,008+0,071}_{-0,037-0,086} fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(27 \; GeV)$ 

$$= 2,70^{+0,27}_{-0,23} \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,028^{+0,351+0,110}_{-0,351-0,112} fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(19,6 \ GeV)$$
  
= 4, 10<sup>+0, 36</sup><sub>-0, 21</sub> ± 0,107 ± 0,122 ± 0,054 ± 0,122  
± 0,113<sup>+0,068+0,057</sup><sub>-0,096-0,023</sub> fm

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(19, 6 \, GeV)$ 

$$= 3,26^{+0,35}_{-0,43} \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,006^{+0,066+0,127}_{-0,066-0,127} fm$$

 $R^{PP}_{\text{średnio centralne}}(19,6 \, GeV)$ 

$$= 4,04 + 0,34 + 0,091 \pm 0,00$$

 $R^{P\bar{P}}_{\text{średnio centralne}}(19,6 \text{ GeV})$ 

$$= 2,81^{+0,16}_{-0,13} \pm 0,014 \pm 0,004 \pm 0,0$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(19, 6 \, GeV)$ 

$$= 3,11_{-0,29}^{+0,14} \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088$$
$$\pm 0,116_{-0,031-0,081}^{+0,048+0,087} fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(19,6 \, GeV)$ 

$$= 2,54 + 0,22 + 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,011 + 0,042 + 0,122 + 0,129 fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(11,5 \ GeV)$$

$$= 4,05^{+0,20}_{-0,16} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122$$

$$\pm 0,136^{+0,011+0,046}_{-0,068-0,051} fm$$

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(11,5 \ GeV)$ 

$$= 3, 14 + 0, 40 - 0, 31 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
  
$$\pm 0,034 + 0,412 + 0,013 - 0,412 - 0,276 fm$$

 $R^{PP}_{\text{średnio centralne}}(11,5 \text{ GeV})$ 

$$= 3,36^{+0,10}_{-0,11} \pm 0,091 \pm 0,0$$

 $R^{P\bar{P}}_{\acute{s}rednio\ centralne}(11,5\ GeV)$ 

$$= 2,65 + 0,25 + 0,014 \pm 0,0014 \pm$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(11,5 \, GeV)$ 

$$= 2,88 + 0,16 + 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,000 + 0,040 + 0,073 + 0,011 - 0,077 fm$$

$$R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(11,5 \ GeV)$$
  
= 2,09<sup>+0,31</sup><sub>-0,25</sub> ± 0,023 ± 0,020 ± 0,079 ± 0,028  
± 0,003<sup>+0,151+0,100</sup><sub>-0,151-0,108</sub> fm

 $R_{centralne}^{PP}(7,7 \ GeV)$ 

$$= 4,00^{+0,17}_{-0,18} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122$$
  
$$\pm 0,139^{+0,008+0,072}_{-0,074-0,187} fm$$

 $R^{PP}_{\text{srednio centralne}}(7,7 \text{ GeV})$ 

$$= 3,28 + 0,19 + 0,091 \pm 0,09$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(7,7 \ GeV)$ 

$$= 2,63 + 0,13 + 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,0017 \pm 0,088 \pm 0,000 + 0,033 + 0,050 + 0,010 - 0,069 fm$$

### Dane eksperymentalne po nałożeniu wszystkich korekcji

Wartości wypisane są w następującej kolejności:

- wyznaczona wartość promienia;
- niepewność statystyczna;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru DCA;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru Nσ;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru SL;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z parametru FMH;

- wkład w niepewność systematyczną wynikający ze stabilności dopasowania funkcji;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z korekcji na rozdzielczość detektorów;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z korekcji na dokładność identyfikacji cząstek;
- wkład w niepewność systematyczną wynikający z korekcji rezydualnej.

 $R_{centralne}^{PP}(39 \text{ GeV})$ 

$$= 4,45 + 0,22 \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,057 \pm 0,016 \pm 0,037 \pm 0,190 + 0,057 \pm 0,016 \pm 0,037 fm$$

 $R_{centralne}^{\bar{P}\bar{P}}(39\,GeV)$ 

$$= 4, 11_{-0, 15}^{+0, 27} \pm 0,003 \pm 0,068 \pm 0,076 \pm 0,076$$
$$\pm 0,518_{-0,068-0,034-0,017}^{+0,068+0,034+0,076} fm$$

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(39 \, GeV)$ 

$$= 2,87 + 0,17 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,045 + 0,196 + 0,135 + 0,515 - 0,196 - 0,141 - 0,173 fm$$

 $R^{PP}_{srednio\ centralne}(39\ GeV)$ 

 $= 3,86^{+0,18}_{-0,18} \pm 0,091 \pm 0,091$ 

 $R^{\bar{P}\bar{P}}_{\text{średnio centralne}}(39 \, GeV)$ 

$$= 3,50^{+0,25}_{-0,18} \pm 0,048 \pm 0,102 \pm 0,088 \pm 0,102$$
  
$$\pm 0,028^{+0,123+0,040+0,051}_{-0,123-0,107-0,085} fm$$

 $R^{P\bar{P}}_{\acute{s}rednio\ centralne}(39\ GeV)$ 

$$= 2,35 + 0,12 \pm 0,014 \pm 0,0014 \pm$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(39 \, GeV)$ 

$$= 2,64 + 0,26 \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,045 + 0,008 + 0,070 + 0,062 - 0,037 - 0,066 - 0,037 fm$$

 $R_{peryferyjne}^{\bar{p}\bar{p}}(39\,GeV)$ 

$$= 2,60^{+0,23}_{-0,19} \pm 0,093 \pm 0,139 \pm 0,062 \pm 0,062$$
  
$$\pm 0,071^{+0,058+0,069+0,028}_{-0,058-0,082-0,062} fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(39 \, GeV)$ 

$$= 1,95 + 0,05 + 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,003 + 0,213 + 0,107 + 0,543 + 0,003 + 0,213 - 0,122 - 0,167 fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(27 \ GeV)$$

$$= 4,03^{+0,36}_{-0,21} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122$$

$$\pm 0,608^{+0,107+0,077+0,096}_{-0,130-0,046-0,010} fm$$

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(27 \ GeV)$ 

$$= 3,95 + 0,37 + 0,037 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
  
$$\pm 0,006 + 0,257 + 0,161 + 1,672 + 0,016 + 0,0371 fm$$

 $R^{PP}_{\text{średnio centralne}}(27 \text{ GeV})$ 

$$= 3,66 + 0,23 + 0,091 \pm 0,091$$

 $\begin{aligned} R_{\text{srednio centralne}}^{P\bar{P}}(27 \ \text{GeV}) \\ &= 2,92 \substack{+0,19 \\ -0,16} \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \pm 0,014 \\ \pm 0,011 \substack{+0,200+0,156+0,950 \\ -0,200-0,096-0,249} \ \text{fm} \end{aligned}$ 

 $R_{peryferyjne}^{PP}(27 \ GeV)$ 

$$= 2,88 + 0,38 + 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,037 \pm 0,008 + 0,071 + 0,034 fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(27 \ GeV)$ 

$$= 2,49 + 0,48 + 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,014 + 0,351 + 0,110 + 1,021 + 0,351 - 0,112 - 0,257 fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(19,6 \ GeV)$$
  
= 4,24<sup>+0,43</sup><sub>-0,35</sub> ± 0,107 ± 0,122 ± 0,054 ± 0,122  
± 0,399<sup>+0,068+0,057+0,042</sup><sub>-0,096-0,023-0,010</sub> fm

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(19,6 \ GeV)$ 

$$= 2,83 + 0,21 \pm 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,042 + 0,066 + 0,127 + 0,648 \atop -0,066 - 0,127 - 0,218 fm$$

 $R^{PP}_{\text{średnio centralne}}(19,6 \text{ GeV})$ 

$$= 4,02 + 0,29 + 0,091 \pm 0,091$$

 $R^{P\bar{P}}_{\text{\acute{s}rednio centralne}}(19,6 \, GeV)$ 

$$= 2,33 + 0,14 \pm 0,014 \pm 0,004 \pm 0,00$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(19, 6 \, GeV)$ 

$$= 2,68 + 0,36 + 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,074 + 0,048 + 0,087 + 0,071 + 0,014 fm$$

 $R_{peryferyjne}^{P\bar{P}}(19,6~GeV)$ 

$$= 2,19^{+0,28}_{-0,28} \pm 0,023 \pm 0,020 \pm 0,079 \pm 0,028$$
$$\pm 0,028^{+0,042+0,122+0,820}_{-0,042-0,139-0,240} fm$$

$$R_{centralne}^{PP}(11,5 \ GeV)$$

$$= 3,91^{+0,12}_{-0,16} \pm 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122$$

$$\pm 0,195^{+0,011+0,046+0,071}_{-0,068-0,051-0,010} fm$$

 $R_{centralne}^{P\bar{P}}(11,5 \ GeV)$ 

$$= 2,64 + 0,33 + 0,037 \pm 0,057 \pm 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,034 + 0,412 + 0,013 + 0,537 + 0,014 \pm 0,037$$
$$\pm 0,034 + 0,412 + 0,013 + 0,537 + 0,014 \pm 0,037$$

 $R^{PP}_{\text{srednio centralne}}(11,5 \text{ GeV})$ 

$$= 3,29^{+0,25}_{-0,18} \pm 0,091 \pm 0,0$$

 $R^{P\bar{P}}_{\acute{s}rednio\ centralne}(11,5\ GeV)$ 

$$= 2,15_{-0,24}^{+0,33} \pm 0,014 \pm 0,004 \pm 0,0$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(11,5 \, GeV)$ 

$$= 2,68 + 0,29 \pm 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,028 + 0,040 + 0,073 + 0,074 \pm 0,028 + 0,011 - 0,077 - 0,010 fm$$

 $R_{peryferyjne}^{p\bar{p}}(11,5 \text{ GeV})$ = 1,45<sup>+0,25</sup><sub>-0,18</sub> ± 0,023 ± 0,020 ± 0,079 ± 0,028 ± 0,006<sup>+0,151+0,100+0,266</sup><sub>-0,151-0,108-0,088</sub> fm

 $R_{centralne}^{PP}(7,7 \ GeV)$ 

$$= 3,74 + 0,22 + 0,107 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,054 \pm 0,122 \pm 0,008 + 0,072 + 0,010 \pm 0,102 + 0,008 + 0,072 + 0,010 + 0,008 + 0,072 + 0,008 + 0,008 + 0,072 + 0,008 + 0,00$$

 $R^{PP}_{\text{srednio centralne}}(7,7 \text{ GeV})$ 

$$= 3,16^{+0,23}_{-0,33} \pm 0,091 \pm 0,091$$

 $R_{peryferyjne}^{PP}(7,7 \ GeV)$ 

$$= 2,41 + 0,27 + 0,088 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,017 \pm 0,088 \pm 0,074 + 0,033 + 0,050 + 0,048 + 0,074 + 0,010 - 0,069 - 0,034 fm$$
## **DODATEK B** – FUNKCJE KORELACYJNE

W tej sekcji znajdują się wykresy wszystkich funkcji korelacyjnych wyznaczonych w ramach analizy wraz z dopasowanymi funkcjami teoretycznymi. Punkty dla zderzeń centralnych i średnio centralnych zostały lekko przesunięte na osi k\* w celu poprawy czytelności.









## Dane eksperymentalne po nałożeniu korekcji na dokładność identyfikacji cząstek i rozdzielczość detektorów







## Dane eksperymentalne po nałożeniu wszystkich korekcji







## **Dane z generatora THERMINATOR 2**













