

Emisja cząstek dziwnych z symetrycznych zderzeń jądro-jądro przy energii 2A GeV jako metoda badania własności gęstej materii hadronowej

Krzysztof Piasecki

Autoreferat habilitacyjny

Spis treści

I Publikacje wchodzące w cykl prac stanowiących główne osiągnięcie naukowe

II Działalność naukowa po doktoracie w ramach grupy badawczej FOPI

1. Wprowadzenie
 - 1.1. Własności materii jądrowej przy energiach wiązek 1–2A GeV
 - 1.2. Produkcja mezonów K^+ , K^- i ϕ w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach około progu
 - 1.3. Parametry globalne zderzenia ciężkich jonów: model termiczny
2. Spektrometr FOPI i wybrane eksperymenty
 - 2.1. Układ FOPI
 - 2.2. Wybrane eksperymenty przy układzie FOPI
 - 2.3. Stopień centralności zderzenia ciężkich jonów
3. Obliczenia wydajnościowe
4. Detektor czasu przelotu MMRPC przy układzie FOPI
 - 4.1. Implementacja detektora MMRPC w środowisku symulacyjnym układu FOPI
 - 4.2. Wewnętrzna wydajność detektora MMRPC
5. Wyniki fizyczne
 - 5.1. Krotności emisji hadronów w zderzeniu
 - 5.2. Stosunki krotności
 - 5.3. Model termiczny
 - 5.4. Rozkłady kinematyczne
 - 5.5. Model dwuzródłowy rozkładu emisji cząstek K^-
 - 5.6. Parametryzacja $T(m)$ z wpływem radialnym
 - 5.7. Szacowanie niepewności systematycznych

III Pozostała działalność naukowa

1. Działalność w grupie badawczej TAPS
2. Działalność w grupie badawczej FOPI

IV Bibliografia

13.06.2016

K. Piasecki

I Publikacje wchodzące w cykl prac stanowiących główne osiągnięcie naukowe:

- [P1] K. Piasecki, ... (FOPI Collaboration),
"Influence of ϕ mesons on negative kaons in Ni+Ni collisions at 1.91A GeV beam energy"
Phys. Rev. C 91, 054904 (2015)
Wkład własny: 60% (uczestnictwo w eksperymencie i kalibracji danych; analiza danych,
dyskusja fizyczna, opracowanie manuskryptu)
Impact factor (2015): 3,733
- [P2] P. Gasik, K. Piasecki, ... (FOPI Collaboration),
"Strange meson production in Al+Al collisions at 1.9A GeV"
Zaakceptowane do publikacji w Eur. Phys Jour. A, arXiv: 1512.06988 .
Wkład własny: 30% (uczestnictwo w eksperymencie, analizie danych, dyskusji fizycznej
i w opracowaniu manuskryptu)
Impact factor (2016): 2,736
- [P3] K. Piasecki, ... (FOPI Collaboration),
"Centrality dependence of subthreshold ϕ meson production in Ni+Ni collisions
at 1.9A GeV"
Zaakceptowane do publikacji w Phys. Rev. C, arXiv:1602.04378 .
Wkład własny: 50% (analiza danych, dyskusja fizyczna, opracowanie manuskryptu)
Impact factor (2016): 3,733
- [P4] K. Piasecki (dla Kolaboracji FOPI)
"Subthreshold ϕ meson production in nucleus-nucleus collisions"
EPJ Web of Conferences 71, 00109 (2014)
Wkład własny: 60% (uczestnictwo w eksperymencie i kalibracji danych; analiza danych,
opracowanie manuskryptu)
- [P5] K. Piasecki (dla Kolaboracji FOPI)
"Strangeness production in heavy-ion collisions around 2A GeV in FOPI"
Jour. of Phys: Conf. Ser. 312, 022019 (2011)
Wkład własny: 30% (opracowanie manuskryptu, część analizy danych
i wyników doświadczalnych)
- [P6] K. Piasecki (dla Kolaboracji FOPI)
"Properties of dense baryonic matter at 2A GeV"
Acta Phys. Pol. B 41, 405 (2010)
Wkład własny: 30% (opracowanie manuskryptu, część analizy danych
i wyników doświadczalnych)
Impact factor (2010) : 0,671

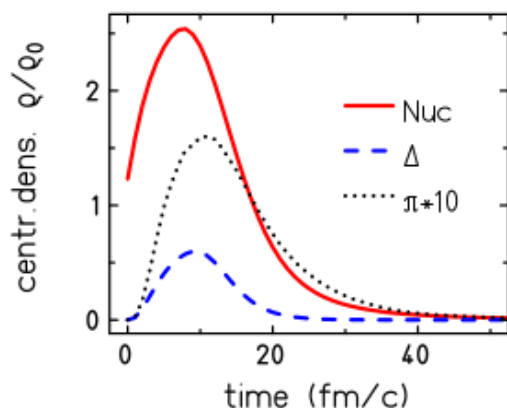
II Działalność naukowa po doktoracie w ramach grupy badawczej FOPI

1. Wprowadzenie¹

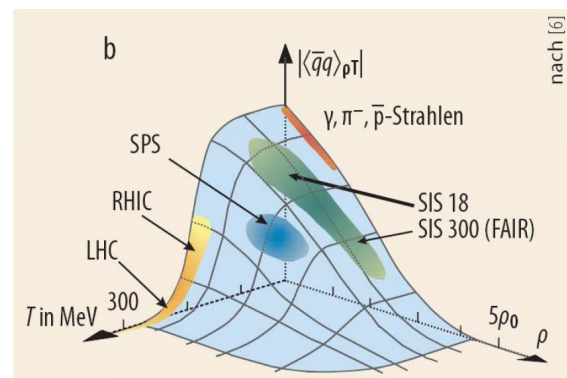
1.1. Własności materii jądrowej przy energiach wiązek 1–2A GeV

Zjawiska zachodzące podczas zderzeń jąder atomowych przy energiach kinetycznych wiązek T_b w obszarze 1–2A GeV, gdzie A oznacza liczbę nukleonów jądra wiązki, przejawiają wyraźne cechy pośrednie w stosunku do obszarów sąsiednich. Energie kinetyczne wiązki znacznie przekraczają energie ruchu Fermiego nukleonów w jądrze, a długość fali de Broglie'a spada poniżej rozmiarów pojedynczego nukleonu. Podczas trwającego około 20–30 fm/c zderzenia materia jądrowa zostaje podgrzana do temperatur rzędu 50–75 MeV i podlega ściśnięciu do gęstości 2–3 krotnie przewyższających gęstość w stanie normalnym ($\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$) [1]. Około 10–20% nukleonów zostaje wzbudzonych do stanów rezonansowych, np. $\Delta(1232)$, a strefa zderzenia staje się źródłem mezonów π (por rys. 1), emitowanych w krotnościach dochodzących do 30% liczby nukleonów uczestniczących w zderzeniu, deuteronów (o krotności około $\frac{1}{4}$ liczby protonów), fragmentów o lekkich masach i innych cząstek [2–4]. Jednocześnie wciąż dosyć wysoka wartość potencjału barion-chemicznego materii w stanie wymrożenia, $\mu_B \approx 700\text{--}800 \text{ MeV}$ (por. rys. 9; [5]), przekłada się na brak produkcji antymaterii barionowej. Energie kinetyczne wiązek w omawianym obszarze są niewystarczające do wzbudzenia strunowych stopni swobody oddziałujących w zderzeniu cząstek i nie dochodzi do utworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP). Populowane są jedynie pierwsze stany wzbudzone hadronów, a więc rozkład tych stanów nie dociera do obszaru continuum.

Według przewidywań modeli opartych o chromodynamikę kwantową (QCD), materię w warunkach normalnych cechuje złamanie symetrii chiralnej, przez co masy hadronów wielokrotnie przewyższają sumy mas tworzących je kwarków walencyjnych. Wraz ze wzrostem temperatury i gęstości symetria ta powinna być stopniowo przywracana [6]. Zgodnie z modelami opartymi o QCD, już w obszarze energii wiązek 1–2A GeV wartość oczekiwana kondensatu par kwark-antykwarik powinna ulec wyraźnemu obniżeniu (por. rys. 2), co ma skutkować zmianami mas efektywnych i stałych rozpadów hadronów poruszających się w gorącej i gęstej strefie zderzenia [7–13].



Rys. 1. Ewolucja czasowa gęstości nukleonów, rezonansów Δ i mezonów π w zderzeniu Au+Au przy energii 1,5A GeV i parametrze zderzenia $b = 0 \text{ fm}$ w ramach modelu IQMD. Źródło: [1]



Rys. 2. Przewidywana w ramach QCD zależność wartości oczekiwanej kondensatu par kwark-antykwarik od temperatury i gęstości materii jądrowej. Źródło: [14]

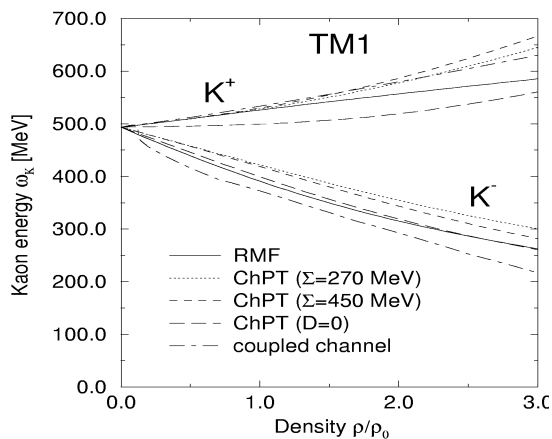
¹ W niniejszej pracy została zastosowana konwencja, w której temperatury (lub wartości odwrotnych nachyleń rozkładów pędowych i energetycznych) podane są w formie kT (w jednostkach MeV lub GeV).

Zmiany te powinny z kolei modyfikować przekroje czynne na ich produkcję i oddziaływanie z otaczającymi je cząstkami. Zestawienie przewidywań modyfikacji masy kaonów przedstawia rys. 3.

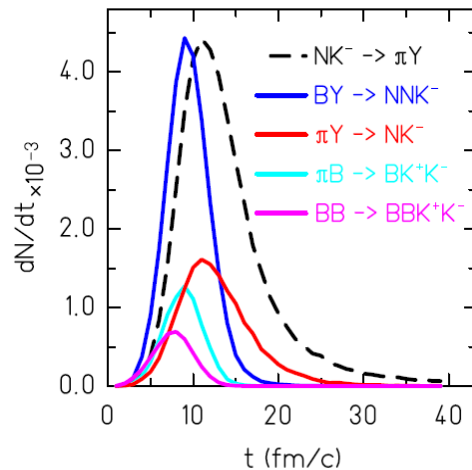
W omawianym obszarze energii rozpoczyna się produkcja cząstek z walencyjnym kwarkiem dziwnym, m.in. mezonów K i ϕ , barionów Λ i Σ [15–17] oraz ich najniższych położonych stanów wzbudzonych, np. $K^*(892)$ i $\Sigma^*(1385)$ [18,19]. Produkcja tych cząstek przebiega w pobliżu lub poniżej progów na ich utworzenie w zderzeniu nukleon-nukleon (NN) w próżni. Jest ona możliwa dzięki szeregowi zjawisk: dodatkowej energii ruchu Fermiego nukleonów w jądrach, istnieniu i szczegółowym własnościom kanałów wielostopniowych prowadzących do produkcji danej cząstki oraz wspomnianym wyżej modyfikacjom własności hadronów w gęstej i podgrzanej materii jądrowej [1]. Tematem wiodącym niniejszej pracy jest podprogowa produkcja mezonów ϕ i naładowanych kaonów.

1.2. Produkcja mezonów K^+ , K^- i ϕ w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach około progów

Spośród kanałów produkcji inicjowanych przez dwa nukleony w stanie podstawowym (NN), procesem produkcji K^+ wymagającym dostarczenia najmniej energii jest kanał $NN \rightarrow NK^+Y$ (gdzie symbolem Y określane będą hiperony Λ i Σ), dla którego progowa wartość energii kinetycznej nukleonu wiązki wynosi 1,6 GeV. Ze względu na brak antymaterii w kanale wejściowym zderzenia ciężkich jonów, nie można utworzyć mezonu K^- w procesie podobnym do powyższego. Najniższym energetycznie leżącym procesem produkcji ujemnych kaonów z parą NN w kanale wejściowym jest $NN \rightarrow NNK^+K^-$, jednak przy energiach wiązki 1–2A GeV próg na ten proces ($T_{\text{próg}} = 2,5$ GeV) nie jest przekroczony.



Rys. 3. Przewidywania modelowe zależności energii ω_K kaonu o zerowym pędzie od skalowanej gęstości ρ/ρ_0 otaczającej go materii jądrowej ($\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$). Potencjał U_{KN} zdefiniowany jest jako różnica $\omega_K - m_K$ dla $\rho/\rho_0 = 1$. Źródło: [11]



Rys. 4. Ewolucja czasowa liczby przypadków w poszczególnych kanałach produkcji i absorpcji K^- w ramach modelu IQMD. Źródło: [1]

Powstawanie mezonu K^- w trakcie zderzenia możliwe jest natomiast dzięki tworzeniu się hiperonów i mezonów π , co otwiera kanały $\pi Y \rightarrow NK^-$ oraz $BY \rightarrow NNK^-$ (tzw. kanały wymiany dziwności; $B \in \{N, \Delta\}$). Mikroskopowe modele transportu BUU i IQMD przewidują, że procesy wymiany dziwności są wiodącymi kanałami produkcji K^- (por. rys. 4), przy czym proces $\pi Y \rightarrow NK^-$ może przebiegać również poprzez utworzenie rezonansu $\pi Y \rightarrow Y^* \rightarrow NK^-$, gdzie $Y^* \in \{\Sigma(1385), \Lambda(1405)\}$ [12,13]. Konieczność produkcji mezonów K^- przez proces wielostopniowy przekłada się na znacznie niższą krotność emisji tych mezonów w zderzeniu w porównaniu do krotności kaonów dodatnich: w omawianym obszarze energii stosunek krotności K^-/K^+ przyjmuje wartości ok. 1–3% [15].

Mezon ϕ jest cząstką o dziwności $S = 0$, której kwarkami walencyjnymi są wyłącznie kwarki dziwne: s i \bar{s} . Produkcja tego mezonu przy energiach wiązki 1–2A GeV przebiega również znacznie poniżej progu w kanale $NN \rightarrow NN\phi$ ($T_{\text{prog}} = 2,6$ GeV), a zatem mezon ten produkowany jest w procesach wielostopniowych i/lub dzięki dodatkowemu pędowi ruchu Fermiego nukleonów. Jednak dane doświadczalne dotyczące jego produkcji są nikłe, co nie pozwala na wskazanie kanałów dominujących. W chwili mojego przystąpienia do badań, dostępny był tylko jeden wynik pomiaru emisji mezonów ϕ ze zderzeń ciężkich jonów przy energiach wiązki $T_b < 10A$ GeV. Zarejestrowana próbka pochodziła z centralnych zderzeń Ni+Ni przy energii 1,93A GeV i liczyła zaledwie 23 ± 7 zrekonstruowanych przypadków. Na tej podstawie oszacowano, że krotność produkcji mezonów ϕ na zdarzenie powinna się mieścić w granicach $1-4 \times 10^{-3}$, a więc związana była z tym pomiarem znaczna niepewność [16]. Temat produkcji mezonów ϕ zostanie ponownie podjęty w dalszych częściach niniejszego rozdziału.

Badania rozpraszania mezonu K^+ na nukleonie wykazały, że charakteryzuje się ono względnie niewielkim przekrojem czynnym i niską absorpcją. Przekłada się to na relatywnie długą średnią drogę swobodną w materii jądrowej (ok. 5–7 fm dla kaonów o pędach poniżej 0.7 GeV/c w materii o gęstości normalnej, $\rho = \rho_0$, [21]) co w połączeniu ze znacznie dłuższym od czasu trwania zderzenia średnim czasem życia kaonu sprawia, że stanowią one dobrą sondę do badań strefy zderzenia jąder. Wyniki rozpraszania wskazują na odpychającą naturę oddziaływania K^+N [20–22]. W kontekście dynamiki mezonu K^+ w strefie zderzenia ciężkich jonów, modele przewidujące modyfikacje własności tych cząstek (m.in. masy efektywnej) w najprostszej parametryzacji tego efektu posługują się potencjałem kaon-jądro (U_{KN}). Potencjał ten można zdefiniować jako różnicę między energią kaonu a jego masą w próżni przy gęstości ośrodka równej gęstości normalnej ($\rho = \rho_0$). Jeżeli oddziaływanie jest odpychające (przyciągające), to U_{KN} ma wartość dodatnią (ujemną). Odpychająca natura rozpraszania K^+N przekłada się na dodatni potencjał ($U_{K+N} > 0$) związany z kaonem dodatnim poruszającym się w materii jądrowej, co jednocześnie oznacza wzrost masy efektywnej tej cząstki. Mezony K^+ podlegają wypychaniu z centrów gęstości materii, w których zostały utworzone [1,12,22]. Zestawienie modelowych przewidywań zależności energii kaonu od gęstości otaczającej go materii jądrowej ilustruje rys. 3.

Mezony K^- charakteryzują się odmiennymi własnościami. Rozpraszanie tych cząstek na nukleonie cechuje relatywnie wysoki przekrój czynny, a oddziaływanie ma charakter przyciągający, przy czym zachodzi też absorpcja [20,23]. Istotnie, jeden z głównych kanałów produkcji kaonów ujemnych, $\pi Y \rightarrow K^-N$, w materii jądrowej może z łatwością przebiegać odwrotnie: $K^-N \rightarrow \pi Y$, czyli prowadzić do zaniku tego kaonu. Jest to np. widoczne w formie krzywej przerywanej na rys. 4, który przedstawia wyniki symulacji zderzenia Au+Au przy energii 1,5A GeV w ramach modelu transportu IQMD [1]. Według modeli przewidujących modyfikacje własności antykaonów w materii jądrowej, przyciągający charakter oddziaływania $\bar{K}N$ przekłada się na wyraźnie ujemny potencjał ($U_{K-N} < 0$) związany z ruchem tej cząstki w materii, co jednocześnie oznacza, że masa efektywna antykaonu maleje [1,9,13,22; por. rys. 3].

Efekty te wpływają na kinematykę kaonów, a zatem ujawniają się w rozkładach ich energii i wpływów kolektywnych. Jednym z celów pracy badawczej mojej i współpracowników była rekonstrukcja rozkładów kinematycznych naładowanych mezonów K. Wydobycie informacji o skali potencjałów U_{KN} wymaga porównania otrzymanego w eksperymencie danego rozkładu kinematycznego z przewidywaniem w ramach mikroskopowego modelu transportu. Jednakże efekty modyfikacji własności cząstek nie są jedynym czynnikiem wpływającym na kształt rozkładu: zjawiskami konkurencyjnymi są rozpraszanie i absorpcja (głównie na nukleonach) [1]. Dlatego aby w ramach przewidywań modelowych wydobyć zmianę profilu rozkładu pod wpływem niezerowego potencjału U_{KN} , należy zestawić przewidywany przebieg z profilem otrzymanym przy wyłączeniu efektów modyfikacyjnych. Jednak w przypadku mezonów K^- obliczenia takie natrafiają na dodatkową trudność metodologiczną, związaną z produkcją mezonu ϕ i głównym kanałem jego rozpadu.

Średnia droga swobodna mezonu ϕ wynosi $c\tau = 46$ fm [20]. Zestawiając tę wartość ze średnim czasem zderzenia jądrowego, wynoszącym ok. 20–30 fm/c, można wywnioskować, że większość tych mezonów rozpada się poza strefą zderzenia, czyli w próżni. Dominującym kanałem rozpadu mezonu ϕ jest kanał $\phi \rightarrow K^+K^-$ (współczynnik rozgałęzienia $BR = 48.9\%$). Biorąc pod uwagę, że krotność mezonów K^- emitowanych w zderzeniu ciężkich jonów jest znacznie mniejsza od krotności kaonów dodatnich, dwukaonowe rozpady mezonów ϕ mogą stanowić znaczący przyczynek do całkowitej produkcji mezonów K^- , konkurując z emisją bezpośrednią z gęstej i gorącej strefy zderzenia. Oprócz różnic w otoczeniu, te dwie grupy kaonów ujemnych cechują również odmienne warunki kinematyczne. W dwukaonowym rozpadzie mezonu ϕ niewielka różnica między masami substratu i produktów ($m_\phi c^2 - 2m_{K^-} c^2 = 32$ MeV) przekłada się na niską energię kinetyczną kaonów ujemnych: dla mezonów ϕ emitowanych ze środka masy NN z temperaturą rzędu 100 MeV, rozkład energii kaonów ujemnych pochodzących z rozpadów cechuje w tym samym układzie temperatura rzędu 60 MeV, wartość niższa od większości otrzymanych doświadczalnie odwrotnych nachyleń $T^{(2)}$ rozkładów energii K^- [15]. Można więc przypuszczać, że w widmie energii kaonów ujemnych przyczynek pochodzący od rozpadów $\phi \rightarrow K^+K^-$ jest „chłodniejszy” od kaonów emitowanych bezpośrednio ze strefy zderzenia. Istotnym staje się więc wyznaczenie wagi wkładu procesu $\phi \rightarrow K^+K^-$. Gdyby okazał się on znaczący, to poszukując wartości potencjału U_{K-N} poprzez porównanie rozkładów doświadczalnych mezonów K^- z obliczeniami modelowymi, w tych ostatnich należałoby opisać emisję mezonów ϕ z prawidłowym przekrojem czynnym i charakterystyką kinematyczną. Z kolei gdyby obliczenia modelowe nie uwzględniały produkcji mezonów ϕ , w porównywanych do nich rozkładach doświadczalnych należałoby ten przyczynek odjąć. Jednym z celów mojej pracy było wyznaczenie wagi tego przyczynku oraz jego charakterystyki kinematycznej dla kilku układów zderzających się ciężkich jonów.

W zderzeniach ciężkich jonów przy energiach wiązki ok. 1–2A GeV wyraźnie obserwowanym efektem jest większa wartość odwrotnych nachyleń rozkładów energii dodatnich kaonów $T(K^+)$ nad $T(K^-)$ (por. rys. 10). Według obliczeń w ramach modelu IQMD główną przyczyną tego zjawiska mają być wspomniane wcześniej efekty modyfikacji własności kaonów w ośrodku: odwrotny znak potencjałów U_{K+N} i U_{K-N} przekłada się na zwiększenie (K^+) lub obniżenie (K^-) średniej energii kinetycznej kaonów w porównaniu do rozkładów bazowych (przy zerowym potencjale), które miałyby być bardzo podobne dla K^+ i K^- [1]. Jednak ze względu na istnienie domieszki do widma K^- cząstek pochodzących z rozpadu mezonu ϕ , pojawiła się wątpliwość, czy część różnicy między $T(K^+)$ a $T(K^-)$ nie pochodzi od tego właśnie wkładu. Poszukiwanie odpowiedzi na to pytanie było również celem mojej pracy.

2 Jeżeli rozkład energii emitowanych cząstek lub rozkład ich pędu poprzecznego dla wąskiego przedziału pospieszności można sparametryzować przez funkcję proporcjonalną do $\exp(-E/T)$ lub $\exp(-p_T/T)$, to parametr T nazywamy „odwrotnym nachyleniem” tego rozkładu.

W chwili mojego przystąpienia do badań, dostępność tylko jednego wyniku badań produkcji mezonów ϕ na bazie 23 ± 7 przypadków, nie pozwalała na wyznaczenie żadnej wielkości mogącej pomóc w rozdzieleniu wspomnianych wkładów, na co składa się: stosunek krotności mezonów ϕ/K^- w zderzeniu ciężkich jonów oraz rozkład energetyczny i kątowy mezonów ϕ (lub K^- pochodzących z jego rozpadów). Brak danych w tej dziedzinie przekładał się na nieznaną mechanizm produkcji mezonu ϕ w materii jądrowej, zakładanego w obliczeniach modelowych, a zatem i przekrojów czynnych. W pracy przeglądowej dotyczącej produkcji dziwności w ramach modelu IQMD [1] produkcja tego mezonu nie została uwzględniona wcale i w szczególności jej wpływ na wnioskowanie o potencjale K^- w materii jądrowej z rozkładów przestrzeni fazowej został pominięty. W przypadku modelu BUU [12] i najnowszej pracy w ramach modelu UrQMD [24] produkcja mezonów ϕ została uwzględniona w obliczeniach, jednak podejścia te zakładają diametralnie różne jej mechanizmy. W ramach modelu BUU założono, że dominującymi kanałami produkcji są BB i MB (B = barion, M = mezon), natomiast w podejściu UrQMD mezony ϕ tworzą się głównie poprzez deekscytacje szeregu rezonansów nukleonowych o masach około $2 \text{ GeV}/c^2$ do stanu podstawowego nukleonu.

Praca doświadczalna na podstawie szerszej próbki danych ze zderzeń Ar+KCl przy energii $1,76A \text{ GeV}$ została opublikowana w 2009 roku przez grupę badawczą HADES [25]. Na podstawie próbki ok. 168 przypadków ustalono, że w badanym układzie $18 \pm 7\%$ mezonów K^- pochodzi z rozpadów mezonów ϕ . Obliczenia w ramach modelu BUU i UrQMD dały rezultaty zgodne z doświadczalnymi w ramach niepewności doświadczalnych, zarówno w przypadku krotności mezonów ϕ , jak i stosunku krotności ϕ/K^- , mimo wspomnianej wyżej rozbieżności proponowanych mechanizmów produkcji. Istotne stało się zbadanie krotności emisji mezonów ϕ , jak i ich wkładu do emisji mezonów K^- dla innych konfiguracji zderzeń ciężkich jonów, szczególnie tych, dla których prowadzone były (lub opublikowane zostały) analizy dotyczące modyfikacji własności mezonów K^- w materii jądrowej.

1.3. Parametry globalne zderzenia ciężkich jonów: model termiczny

Jednym z modeli wykorzystywanych przy opisie emisji cząstek ze zderzenia ciężkich jonów jest model termiczny. W jego ramach zakłada się równowagę termiczną i chemiczną układu, opisaną parametrami: T (temperatura) i μ_B , μ_S , μ_B , (potencjały: bariochemiczny, dziwności i izospinu), przy ustalonych wartościach μ_S i μ_B zgodnie ze stanem wejściowym zderzenia [5,27]. Uzyskanie na drodze analizy danych doświadczalnych szeregu krotności (lub stosunków krotności) emitowanych cząstek pozwala na porównanie ich z przewidywaniami modelu termicznego i wyznaczenie parametrów T oraz μ_B . Naniesione na diagram fazowy w zmiennych $T - \mu_B$ wartości dopasowań dla szeregu układów i energii wiązek sugerują monotoniczną zależność tych parametrów (por. rys. 9).

W przypadku zderzeń w obszarze energii wiązek dostarczanych przez akcelerator SIS18 w GSI w Darmstadt nie ma obecnie jednomyślności w kwestii zaistnienia równowagi termodynamicznej w toku zderzenia [28,29]. Można jednak traktować model termiczny jako funkcjonalną parametryzację, która zazwyczaj umiarkowanie dobrze przewiduje krotności emisji cząstek po wymroźeniu chemicznym za pomocą 2–3 parametrów. Specyfiką obszaru energii 1–2A GeV są także niewielkie krotności emitowanych cząstek z kwarkiem dziwnym. Z tego względu w większości prac zakłada się dodatkowo konieczność zachowania liczby dziwności S w każdym zderzeniu (a nie średnio), co pociąga za sobą stosowanie zespołu kanonicznego do opisu tej grupy cząstek. W niektórych wersjach modelu zakłada się brak równowagi chemicznej w sektorze cząstek zawierających kwarki dziwne, skutkujący niedoborem ich krotności, który sparametryzowany jest przez wykładnik γ_s (przy niedoborze $\gamma_s < 1$) [30].

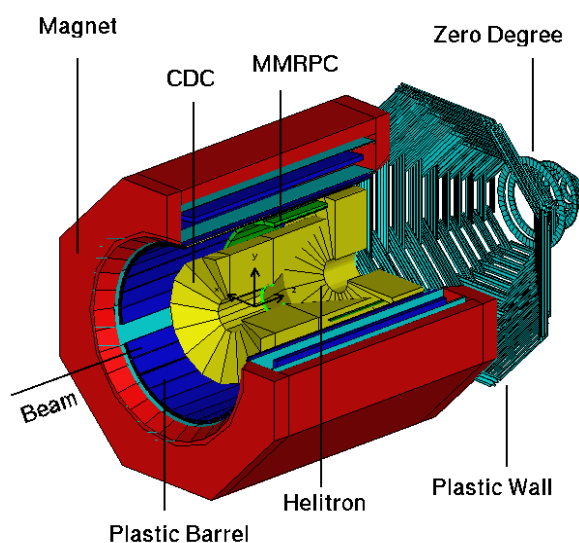
Jednym z celów mojej pracy było poszerzenie listy znanych krotności emisji cząstek ze zderzeń Al+Al i Ni+Ni przy energii 1,9A GeV i porównanie ich z przewidywaniami modelu termicznego, wyznaczonymi na podstawie dedykowanego pakietu THERMUS [31]. Wyniki tej analizy są opisane w podrozdziale 5.3 Autoreferatu.

2. Spektrometr FOPI i wybrane eksperymenty

2.1. Układ FOPI

Układ FOPI był modułowym spektrometrem cząstek naładowanych, zainstalowanym przy akceleratorze SIS18 w ośrodku GSI w Darmstadt (Niemcy) i działającym w latach 1990–2012. Zbierał on dane doświadczalne ze zderzeń ciężkich jonów przy energiach wiązek w zakresie 0,1–2,0A GeV oraz zderzeń przy wiązce protonowej i π^- . Przedstawiony schematycznie na rys. 8 układ FOPI przystosowany był do pomiaru cząstek naładowanych (hadronów i lekkich jonów) oraz tych cząstek neutralnych, które wewnątrz detektora rozpadają się na cząstki naładowane. Moduły układu FOPI cechowała pełna lub przybliżona symetria azymutalna względem osi wiązki. Na drodze z jonowodu do tarczy umieszczony był detektor Start, sygnalizujący moment przejścia jonu wiązki. Wokół tarczy umieszczona była gazowa komora dryfowa CDC (Central Drift Chamber), a pod przednimi kątami polarnymi – komora dryfowa Helitron. Wokół tych detektorów rozmieszczone były układy czasu przelotu (ToF): komorę CDC otaczał detektor scyntylacyjny Plastic Barrel o geometrii powierzchni bocznej walca, a po roku 2006 dodatkowo zainstalowano układ MMRPC, o bardzo podobnym kształcie. Za komorą Helitron ustawiony był układ scyntylacyjny Forward Wall, w którym pod najbardziej wewnętrznymi kątami polarnymi względem osi wiązki umieszczono detektor Zero Degree, a bardziej na zewnątrz – układ Plastic Wall (PlaWa). Cały spektrometr FOPI obejmował znaczną część przestrzeni pędowej produktów emitowanych ze strefy zderzenia ciężkich jonów. Szczegóły konstrukcji i charakterystyki tego układu zostały szczegółowo opisane m.in. w pracach [32,33].

W dalszej części skoncentruję się na opisie tej części modułów detekcyjnych, które wykorzystywałem do rekonstrukcji cząstek w opisywanych analizach. Komora CDC oraz zainstalowane wokół niej detektory ToF umieszczone zostały wewnątrz magnesu solenoidalnego o indukcji do 0,6 T, dzięki czemu cząstki naładowane poruszały się w polu magnetycznym po torze helisy o promieniu proporcjonalnym do pędu poprzecznego. Cząstka naładowana, przechodząc



Rys. 5. Spektrometr elektromagnetyczny FOPI w konfiguracji w latach 2007–2010.

przez daną komorę dryfową, aktywowała sygnały w sąsiadujących z torem drutach odczytu. Odpowiednie oprogramowanie (tzw. „tracker”) z zestawu zapisanych sygnałów rekonstruowało tory cząstek. Część cząstek przelatywała następnie przez detektory czasu przelotu, wytwarzając w miejscu uderzenia sygnał, rejestrowany po obu końcach długiego detektora scyntylacyjnego. Sygnał ten w koincydencji z sygnałem z detektora Start wyznaczał czas przelotu cząstki (ToF), natomiast wyznaczenie toru lotu cząstki umożliwiało rekonstrukcję jej prędkości.

Identyfikacja cząstki naładowanej w komorze CDC odbywała się poprzez skorelowanie pędu cząstki ze stratą energii w gazie na jednostkową drogę. Jednak w przypadku kaonów naładowanych, ze względu na rozrzut statystyczny oraz bliskość obszaru najmniejszej jonizacji, metoda ta była daleko niewystarczająca. W tym przypadku wykorzystywano cząstki zostawiające sygnał w jednym z detektorów ToF. Dawało to dodatkową informację o prędkości, dzięki czemu możliwa była identyfikacja na podstawie relatywistycznej zależności $p = m\gamma v$. Jednak zakres pędów kaonów naładowanych, przy których możliwe było ich wydzielenie, był uzależniony od rozdzielczości czasowej detektora ToF. Dla Plastic Barrel zakres ten zamykał się w okolicy pędu 0.55 GeV/c (0.38 GeV/c) dla K^+ (K^-) [33,34,P2], co wyraźnie ograniczało wgląd w rozkłady kinematyczne tych kaonów. Z tego powodu grupa FOPI skonstruowała i zainstalowała w 2007 roku nowy detektor czasu przelotu, Multi-strip Multi-gap Resistive Plate Chamber (MMRPC) [35,36], któremu zostanie poświęcony rozdział 4 niniejszego Autoreferatu. Znacznie lepsza rozdzielczość tego detektora pozwoliła na silne poszerzenie zakresu pędowego identyfikacji kaonów [37,P1], co m.in. bardzo rozszerzyło możliwości dokonywanych przeze mnie i współpracowników badań mezonów K i ϕ .

2.2. Wybrane eksperymenty przy układzie FOPI

W okresie mojej współpracy z grupą badawczą FOPI uczestniczyłem we wszystkich jej eksperymentach. Zostały one zestawione w Tabeli 1.

W związku z rozbudową akceleratora w ośrodku GSI do układu SIS–100/300 i nowym zagospodarowaniem miejsca, układ FOPI został rozmontowany w 2012 roku. Jednak w ostatnich trzech latach jego działania zebrano dzięki niemu dane z czterech eksperymentów, w których aktywnie uczestniczyłem. Część z tych danych nadal oczekuje na analizę fizyczną, którą planuję podjąć.

Tabela 1. Eksperymenty grupy badawczej FOPI w latach 2005–2010

Symbol eksperymentu	Konfiguracja	Energia kinetyczna wiązki na nukleon (T/A) lub pęd wiązki (p) [GeV]	Data eksperymentu
S279	Al+Al	$T/A = 1.91$	08.2005
S325 / S325e	Ni+Ni	$T/A = 1.91$	09.2007 i 03.2008
S338	Ni+Pb	$T/A = 1.91$	01.2009
S338R	Ru+Ru	$T/A = 1.93$	02.2009
S349	p+p	$p = 3.1$	06.2009
S339	$\pi^- + p$	$p = 1.7$	06.2010

2.3. Stopień centralności zderzenia ciężkich jonów

Zjawiska zachodzące podczas zderzeń ciężkich jonów zależą od stopnia ich centralności. Zwykle jest ona silnie skorelowana z krotnością cząstek emitowanych poza wąskim kątem bryłowym wokół osi wiązki. Układ FOPI, obejmując znaczną część pełnego kąta bryłowego, rejestrował większość emitowanych cząstek naładowanych. Podczas eksperymentu układ trygera zliczał w danym zdarzeniu krotność uderzeń w moduły detektorów PlaWa i ToF. Porównując te krotności z zadanymi wartościami progowymi, tryger podejmował decyzje o zapisie zdarzenia, o ile układ nie był zablokowany z powodu zapisywania zdarzenia wcześniejszego. Analiza danych w trybie off-line pozwala na wyeliminowanie zdarzeń pochodzących spoza tarczy lub o błędnie zarejestrowanej informacji, dzięki czemu możliwe jest wyznaczenie liczby zdarzeń zaakceptowanych. Jedną z metod wyznaczania stopnia centralności zderzenia jest ustalenie zarejestrowanej frakcji f przekroju czynnego na reakcję poprzez podzielenie liczby zdarzeń zaakceptowanych przez wyznaczoną z detektora Start liczbę impulsów wiązki, przemnożoną przez prawdopodobieństwo interakcji jonu wiązki w tarczy. Następnie w ramach modelu „ostrego obciążenia” wyznacza się przekrój czynny σ_{exp} i maksymalny parametr zderzenia, które odpowiadają ustalonej w danym eksperymencie wartości progowej trygera. Na koniec, w ramach modelu odwzorowującego zderzenie jako przekrywanie się odcinków kul [27], wyznaczana jest średnia liczba nukleonów uczestniczących w zderzeniu (tzw. partycypanatów), $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$.

Moim wkładem było wyznaczenie frakcji f , wartości σ_{exp} i $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$ dla eksperymentów S279, S325(e) i wcześniejszego, S261, z którego dane również analizowałem. Dla każdego z tych eksperymentów prześledziłem wahania frakcji f w kolejnych zbiorach zdarzeń i oszacowałem związaną z tym niepewność wartości $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$ uśrednionej dla całego eksperymentu.

3. Obliczenia wydajnościowe

Przy większości analiz rozkładów przestrzeni fazowej oraz krotności cząstek zarejestrowanych przez układ FOPI, potrzebne jest wyznaczenie wydajności rejestracji. Grupa FOPI dysponuje środowiskiem symulacyjnym opartym o pakiet GEANT3 [39], w którym szczegółowo odwzorowane zostały detektory składające się na spektrometr. W ramach tego oprogramowania podaje się na wejście zbiór zdarzeń będących wynikiem symulacji emisji cząstek ze zderzenia danego układu ciężkich jonów w oparciu o mikroskopowy model transportu, np. IQMD [1]. W przypadku cząstek emitowanych z niewielką krotnością w zdarzeniu (np. mezony K^+ , K^- , ϕ), są one oddzielnie generowane w oparciu o rozkład Boltzmann z możliwą anizotropową modyfikacją rozkładu kąтового i dołączane do zbioru cząstek ze zdarzenia wygenerowanego przez kod IQMD. W przypadku cząstek emitowanych z wysokimi krotnościami w zderzeniu, rozkład ich populacji może nadal posiadać niedobory w niektórych fragmentach przestrzeni fazowej (scharakteryzowanych np. przez zmienne $p_t - y$). Można wówczas do istniejącego rozkładu dodawać „stały podkład”, czyli generować dodatkowo cząstki z jednorodnego rozkładu w danych zmiennych i dodawać je do istniejącej puli. Program symulacyjny odpowiada za śledzenie torów oraz opis oddziaływań wszystkich cząstek pochodzących z wygenerowanego zbioru cząstek pierwotnych. W każdym zdarzeniu zbiór cząstek zostaje przetransportowany z wierzchołka przez objętość układu detekcyjnego. Przechodząc przez detektory cząstki zostawiają ślady odpowiednie dla procesów rejestracji w tych urządzeniach. Ślady te zostają zdigitalizowane i zapisane w pliku wyjściowym w formacie takim samym, jak dla danych generowanych podczas eksperymentu przez układ akwizycji. Następnie dane symulowane przechodzą przez identyczne procedury trackingu i identyfikacji cząstek, jak w przypadku prawdziwych danych doświadczalnych. Porównując dla danej zmiennej fizycznej x rozkład otrzymany z rozkładem zadanym na wejściu symulacji, otrzymuje się wydajność $\epsilon(x)$ na rejestrację ustalonej cząstki w zadanym detektorze.

W ramach analiz danych z eksperymentów grupy FOPI wykonałem pełne obliczenia wydajnościowe dla rejestracji protonów, deuteronów, mezonów π^+ , π^- , K^+ , K^- i ϕ w eksperymencie S325(e), protonów i deuteronów w eksperymencie S279 oraz mezonów ϕ w eksperymencie S261 (zderzenia centralne Ni+Ni przy energii wiązki 1.93A GeV, rok 2003). W przypadku mezonów ϕ i K^- z eksperymentu S325(e) obliczenia zostały opisane w rozdziale IV i na rysunku 3 w pracy [P1]. Wyznaczenie wydajności rejestracji mezonów ϕ z eksperymentu S261 zostało opisane w rozdziale IV pracy [P3]. Informacja o wykonaniu obliczeń wydajnościowych detekcji protonów i deuteronów w eksperymencie S279 znajduje się w raporcie [26]. W przypadku rejestracji protonów i deuteronów oraz mezonów π^+ i π^- w eksperymencie S325(e), wyznaczenie wydajności powyższą metodą było warunkiem wyznaczenia wewnętrznej wydajności detektorów ToF (MMRPC i Plastic Barrel), co zostanie opisane w podrozdziale 4.2 niniejszego Autoreferatu. Wydajność rejestracji mezonów K^+ w eksperymencie S325(e) została jak dotąd przedstawiona jedynie w prezentacjach na spotkaniach roboczych grupy FOPI.

Kluczowym warunkiem prawidłowości procedury wyznaczenia wydajności jest dostosowanie w pakiecie symulacyjnym parametrów kontrolnych, charakterystycznych dla każdego wykorzystywanego detektora, do ich wartości w rzeczywistym eksperymencie, oraz wszelkich parametrów dalszej analizy danych. Przykładowo, w komorze CDC należy dostosować m.in. wartości: prędkości dryfu elektronów w gazie, oporu drutów odczytu, parametrów identyfikacji masowej na płaszczyźnie korelacji między stratą energii na jednostkę długości a pędem cząstki. Z kolei w detektorach typu ToF dostosowuje się rozdzielczość składowej podłużnej i poprzecznej miejsca uderzenia cząstki oraz rozdzielczość informacji czasowej. Stopień synchronizacji bada się, porównując rozkłady zmiennych kontrolnych. Np. dla komory CDC – porównuje się rozkłady liczby aktywnych drutów składających się na tor, jak również rozkłady poprzecznej oraz podłużnej składowej odległości największego zbliżenia toru do wierzchołka zderzenia. Z kolei dla detektorów ToF – przedmiotem porównania są rozkłady podłużnej i poprzecznej składowej różnicy między punktem uderzenia cząstki w moduł detektora a oczekiwanym punktem uderzenia, obliczonym na podstawie ekstrapolacji ze zrekonstruowanego toru w komorze CDC. Porównanie rozkładów tych zmiennych dla danych wysymulowanych i rzeczywistych wykazuje niewielkie i trudne do usunięcia odstępstwa, co oznacza że zastosowane cięcia w przestrzeni tych parametrów nałożone na zbiory cząstek (torów) w obu typach analiz nie mogą być identyczne. Procedura korekcji polega tu na znalezieniu dla zbioru danych wysymulowanych takich wartości brzegowych wspomnianych rozkładów kontrolnych, aby warunki cięć przechodził pozytywnie ten sam odsetek torów, co dla zbioru rzeczywistych danych doświadczalnych.

Przykładem szczególnym tej procedury jest etap porównywania rozkładów parametrów masowych. FOPI posiada dwie metody identyfikacji masy cząstki: w pierwszej, opartej o dane z komory CDC, poprzez dopasowanie zależności Bethe-Blocha na płaszczyźnie korelacji między pędem cząstki a stratą energii na jednostkę długości toru, znajduwany jest parametr masowy cząstki m_{CDC} . Druga metoda możliwa jest przy obecności informacji z detektora ToF i polega na znalezieniu parametru masowego m_{ToF} dzięki wstawieniu pędu i prędkości cząstki do zależności relatywistycznej $p = m_{\text{ToF}} \gamma v$. Oba parametry cechuje statystyczny rozrzut wartości, który rośnie z pędem cząstki. W przypadku analiz naładowanych mezonów K oraz mezonów ϕ w kanale rozpadu K^+K^- , do identyfikacji kaonów niezbędna jest obserwacja dwuwymiarowego rozkładu parametrów masowych: $m_{\text{CDC}} - m_{\text{ToF}}$, a ze względu na wzrost rozrzutu statystycznego z pędem cząstki, wspomniany rozkład obserwuje się dla kolejnych przedziałów pędu. Jednocześnie sygnał właściwy znajduje się na zboczach sygnałów pochodzących od cząstek o sąsiednich masach: ma to miejsce szczególnie przy wyższych pędach cząstki oraz dla detektora Plastic Barrel, dla którego zdolność rozdzielcza jest gorsza niż dla detektora MMRPC. Identyfikacja kandydatów na kaony polega na zadaniu bramek na płaszczyźnie $m_{\text{CDC}} - m_{\text{ToF}}$ dla kolejnych przedziałów pędu. Jednocześnie ustalenie bramek przy danych wartościach pociąga za sobą odrzucenie określonej frakcji cząstek

poszukiwanych. Aby prawidłowo uwzględnić tę utratę kaonów, odpowiednim cięciom na płaszczyźnie $m_{\text{CDC}} - m_{\text{ToF}}$ musi podlec również próbka danych wysymulowanych. Jednakże nieusuwalnym mankamentem w procedurach symulacji odpowiedzi komory CDC w środowisku GEANT3 jest częściowa odmienność profilu rozkładu zmiennej m_{CDC} od rozkładu tej zmiennej dla realnych danych doświadczalnych. W konsekwencji procedura dostosowywania cięć masowych w danych wysymulowanych do cięć w danych doświadczalnych wymaga szczególnej ostrożności.

W przypadku analizy mezonów ϕ w kanale rozpadu K^+K^- z eksperymentu S261 zastosowałem podejście nieco zmodyfikowane, opisane w rozdziale IV pracy [P3]. Zadaniem tego podejścia było uzyskanie dla każdego przedziału pędu kaonów zarejestrowanych w danych realnych, informacji o frakcji kaonów odrzucanych przez bramki masowe i nałożenie na dane wysymulowane prawdopodobieństwa odrzucenia równego tej frakcji. W tym celu dopasowywałem do rozkładu kaonów dwuwymiarową funkcję Gaussa i wyznaczałem ułamek pola tej funkcji dla obszaru, który pozostawał poza bramkami masowymi. Jednak stosując to podejście nie ograniczyłem się do przedziału pędów, w którym rozkład kaonów na płaszczyźnie pozostaje niezanieczyszczony przez zbocza rozkładów pochodzących od cząstek o sąsiednich masach (mezony π i protony). W przypadku pędów wyższych, gdy takie zanieczyszczenie było widoczne, a zarazem ograniczone do pewnego podobszaru na płaszczyźnie $m_{\text{CDC}} - m_{\text{ToF}}$, ustalałem podobszar wolny od zanieczyszczenia i dopasowywałem funkcję Gaussa wyłącznie w tym zakresie. Pozwoliło to na rozszerzenie stosowalności opisywanej metody do nieco wyższych wartości pędów, szczególnie w przypadku mezonów K^- .

Wszystkie wyniki doświadczalne przedstawione w rozdziale 5 niniejszego Autoreferatu zostały otrzymane z uwzględnieniem opisanych powyżej poprawek wydajnościowych.

4. Detektor czasu przelotu MMRPC przy układzie FOPI

Wspomniane w podrozdziale 2.1 ograniczenie pędowe możliwości identyfikacji naładowanych mezonów K było spowodowane względnie słabą czasową i przestrzenną zdolnością rozdzielczą dotychczasowego detektora czasu przelotu Plastic Barrel ($\sigma_t \approx 250$ ps, $\sigma_\phi \approx 0,7^\circ$). Zainstalowany w latach 2000–2007 detektor MMRPC charakteryzowała znacznie lepsza zdolność rozdzielcza: $\sigma_t \approx 70$ ps (po odjęciu rozdzielczości detektora Start), $\sigma_\phi \approx 0,17^\circ$. Lepsza rozdzielczość pozycyjna możliwa była dzięki zwiększeniu granulacji z 180 do 2400 pasków aktywnych, co jednak wzmogło konieczność precyzyjnej synchronizacji ich parametrów kalibracyjnych [35].

Moja praca związana z detektorem MMRPC koncentrowała się na czterech zagadnieniach:

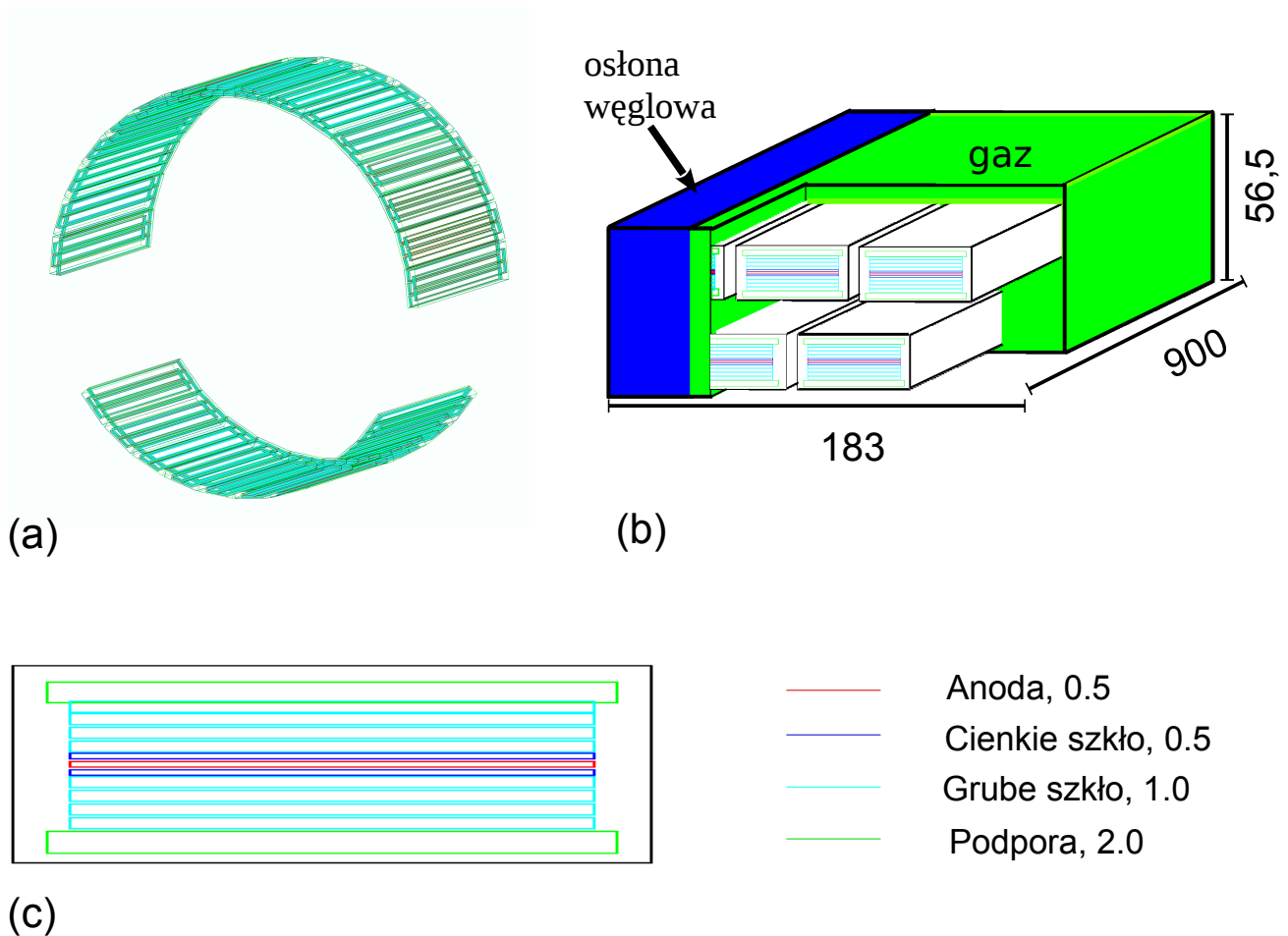
- współpraca przy precyzyjnej kalibracji nowego układu i usuwaniu sygnałów niepożądanych,
- implementacja detektora MMRPC w środowisku symulacyjnym GEANT3 (zdefiniowanie geometrii komponentów i napisanie procedury dygitalizacji sygnałów),
- wyznaczenie wewnętrznej wydajności detektora ze względu na jego niejednorodną pozycyjnie i pędowo odpowiedź na przechodzące cząstki naładowane,
- wyznaczenie różniczkowej i całkowitej wydajności układu CDC–MMRPC dla protonów, i deuteronów oraz mezonów K^+ , K^- i ϕ pochodzących z eksperymentu S325(e).

Pierwsze dwa tematy zostały zreferowane jedynie na wewnętrznych spotkaniach kolaboracji FOPI w 2008 r. Były one niezbędnym przygotowaniem do przeprowadzonych przeze mnie analiz własności emisji mezonów K^+ i ϕ z eksperymentu S325(e), w którym zainstalowano detektor MMRPC, jednak nie zostały opisane w publikacjach wchodzących w skład prezentowanego cyklu. Dlatego poniżej przedstawię pokrótce schemat implementacji geometrii detektora MMRPC w środowisku GEANT3 oraz zasadę dygitalizacji sygnałów.

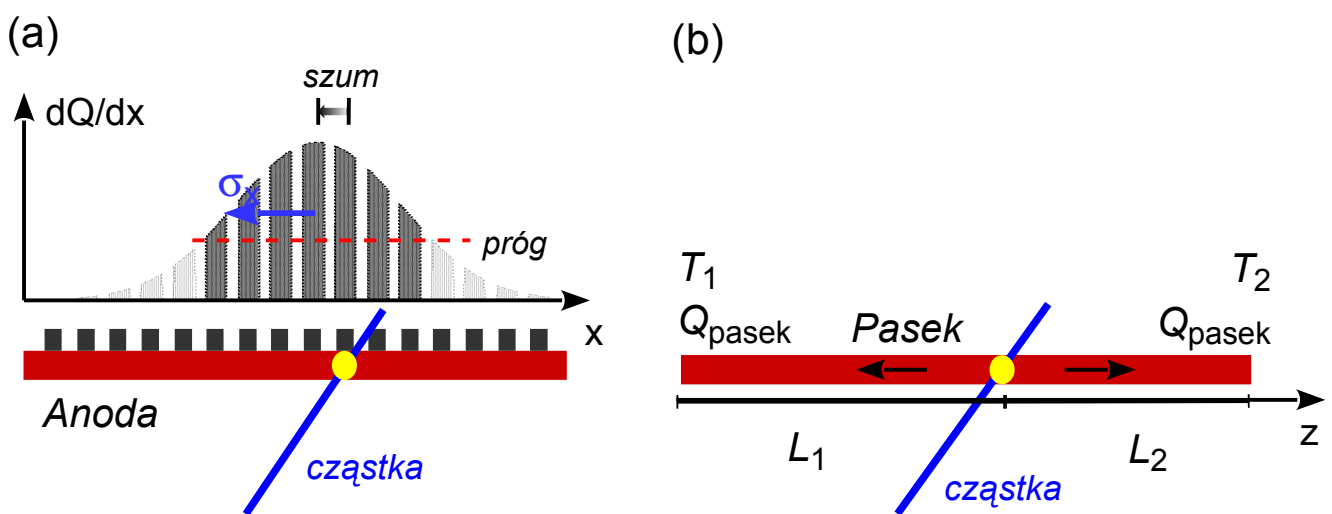
4.1. Implementacja detektora MMRPC w środowisku symulacyjnym układu FOPI

Pierwszym krokiem implementacji detektora MMRPC w tym środowisku było odwzorowanie jego geometrii. Detektor wykonany był w układzie powierzchni bocznej walca o promieniu 97 cm (por. rys. 6a), wzdłuż której rozmieszczonych było 30 tzw „super-modułów” o długości 90 cm każdy. Każdy „super-moduł” wypełniony był mieszkanką gazową i mieścił 5 modułów detekcyjnych (rys. 6b). Pojedynczy moduł detekcyjny zbudowany był ze stosu płyt elektrodowych, oddzielonych od siebie niewielkimi szczelinami (rys. 6c). Środkowa płyta pełniła funkcję anody i składała się z 16 równoodległych, przewodzących pasków. Anoda otoczona była z dwóch stron zestawem katod wykonanych ze szkła wysokooporowego. Cząstka, przechodząc przez dany moduł, jonizowała w jego wnętrzu atomy gazu. Ładunek pierwotny, przemieszczając się w wysokim polu elektrycznym, generował lawinę wtórną. Wysokooporowe katody tłumili rozprzestrzenianie się impulsu po całej długości płyty, natomiast ładunek był zbierany przez paski przewodzące zamontowane na anodzie. Moim zadaniem była implementacja geometrii układu MMRPC w odpowiedniej procedurze i zapisanie jej w formie struktury danych opartej o pakiet fortranowski ZEBRA.

W następnym kroku zaprogramowałem procedurę dygitalizującą sygnały, tj. przekształcającą informację o pozycji i czasie uderzenia cząstki w element aktywny detektora na rozkład ładunku na brzegach 16 pasków. W modelu założyłem w pierwszym kroku wprowadzenie niewielkiego szumu do informacji czasowej uderzenia cząstki. Następnie ładunek o zadanej amplitudzie był rozdzielany wśród 16 pasków anody, zgodnie z przestrzennym rozkładem Gaussa o ustalonej przez użytkownika dyspersji. Przydzielenie ładunku następowało pod warunkiem, gdy ładunek cząstkowy przypadający na dany pasek anody przekraczał zadaną wartość progową (por. rys. 7a). Wartości dyspersji i ładunku progowego dobrane były tak, by odpowiadać przeciętnej szerokości klastra obserwowanego w rzeczywistych eksperymentach układu FOPI (ok. 3–5 sąsiednich pasków aktywnych). Rozpatrując sytuację w przekroju podłużnym anody, na położenie miejsca uderzenia cząstki nakładane było gaussowskie rozmycie, odpowiadające szerokością rozrzutowi obserwowanemu doświadczalnie (ok. 2 cm). Następnie każdy z ładunków cząstkowych propagowany był ku obu końcom danego paska w przekroju podłużnym (por. rys. 7b) z ustaloną prędkością rozchodzenia się ładunku (ok. 15 cm/ns). W modelu do dyspozycji użytkownika udostępniona było dodatkowo możliwość osłabiania sygnału wzdłuż paska. Tak uformowany zbiór sygnałów ładunkowych zapisywany był w ramach przyjętej przez grupę FOPI ogólnej struktury danych doświadczalnych, opartej o pakiet ZEBRA.



Rys. 6. Odwzorowanie struktury detektora MMRPC w środowisku symulacyjnym GEANT3. (a) Przestrzenne rozmieszczenie super-modułów. Przerwa związana jest z szyną mocującą detektor oraz brakiem 4 super-modułów w eksperymencie S325. (b) Rozmieszczenie modułów w pojedynczym super-module. (c) Przekrój poprzeczny przez pojedynczy moduł. Wymiary podane są w mm.



Rys. 7. Zasada dygitalizacji sygnału przez detektor MMRPC w środowisku symulacyjnym GEANT3. Przekrój (a) poprzeczny, (b) podłużny przez anodę w miejscu uderzenia cząstki. Wyjaśnienie procedury dygitalizacji znajduje się w tekście.

4.2. Wewnętrzna wydajność detektora MMRPC

W toku analizy rozkładów pędów poprzecznych naładowanych kaonów i protonów z wykorzystaniem komory CDC i detektora MMRPC zaobserwowałem, że odwrotne nachylenia widm kaonów (z uwzględnieniem dotychczasowych poprawek na wydajność detekcji) osiągają wartości o ok. 20 MeV niższe od spodziewanych z dostępnych systematyk (por. rys. 20 w pracy [15]), a rozkład odwrotnych nachyleń w funkcji pospieszności dla protonów zarejestrowanych w detektorach CDC–MMRPC cechuje odmienny profil od rozkładu tych samych cząstek otrzymanych wyłącznie na podstawie danych z komory CDC.

W świetle tych obserwacji postawiłem hipotezę, że detektor MMRPC cechuje wewnętrzna, niejednorodna wydajność, nieuwzględniona w dotychczasowych obliczeniach wydajnościowych. Aby ją wyznaczyć, przyjąłem że spośród cząstek rejestrowanych jako tory w komorze CDC, odsetek tych, które następnie pozostawiają ślad w detektorze MMRPC nie jest identyczny dla danych doświadczalnych i danych wysymulowanych w ramach środowiska GEANT. Stopień tego odstępstwa zależy w ogólności od pozycji śladu w MMRPC (sparametryzowanej przez kąt polarny ϑ względem tarczy) i pędu poprzecznego p_T cząstki oraz rodzaju hadronu. Sprawdziłem jednocześnie, że różnica w wydajnościach nie zależy od kąta azymutalnego ϕ . Problem niejednorodnej wydajności pozycyjnej detektora MMRPC można dostrzec w nierównym profilu rozkładu pozycji cząstek na dolnym panelu rys. 12 w pracy [35], jednak nie został on tam przebadany.

Aby skwantyfikować niejednorodności, w pierwszym kroku zidentyfikowałem cząstki danego typu (wybrałem: protony, deuterony, mezony π^+ i π^-) zarówno w zbiorach danych doświadczalnych i wysymulowanych. Następnie dla każdego z tych zbiorów danych utworzyłem w funkcji ϑ i p_T rozkład frakcji f torów z informacją czasową w MMRPC spośród wszystkich torów zarejestrowanych w komorze CDC. Gdyby wydajność detektora MMRPC była doskonale odwzorowana w ramach środowiska GEANT, to rozkłady powyższej frakcji w funkcji ϑ i p_T dla danych doświadczalnych (f_{exp}) i wysymulowanych (f_{sim}) miałyby identyczny profil i poziom normalizacji. Wówczas iloraz tych frakcji zdefiniowany jako $\epsilon^{\text{ToF}} = f_{\text{exp}} / f_{\text{sim}}$ wynosiłby 1 dla każdej wartości ϑ i p_T . W przypadku odmiennym ϵ^{ToF} byłby miarą wewnętrznej, nieuwzględnionej w środowisku GEANT, wydajności detektora MMRPC.

Analiza ilorazu ϵ^{ToF} wykazała odstępstwa od wartości 1 i jego niejednorodny profil dla każdego rodzaju przebadanych cząstek. Pełne wyniki tej analizy zostały przedstawione na spotkaniach grupy FOPI, natomiast w rozdziale IV B pracy [P1] opisałem ideę wyznaczenia ϵ^{ToF} , zaś na rys. 3d pracy przedstawiłem wyniki dla próbki protonów. Jak widać na tym rysunku, wydajność ϵ^{ToF} jest wyraźnie niejednorodna, przejawiając wahania w granicach 0,8 – 1,1. W toku analiz okazało się również, że dla różnych typów cząstek profile ϵ^{ToF} są niemal identyczne, jednak wysokości tej funkcji różnią się o ok. 5–15 punktów procentowych w zależności od pary porównywanych cząstek. Jednocześnie przebadałem profile ϵ^{ToF} dla pary detektorów CDC – Plastic Barrel. Wynik tej analizy dla danych z eksperymentu S325(e) przedstawiony jest na rys. 3c pracy [P3]. Jak widać, wydajność ϵ^{ToF} cechuje niemal płaski profil, ale jednocześnie wykazuje ona ok. 13–procentowe zniżenie. Tak więc dzięki tej analizie udało się również wydobyć informację, że wydajność rejestracji cząstek w detektorze Plastic Barrel była w tym eksperymencie nieco niższa od wydajności otrzymywanej na drodze dotychczasowych procedur symulacyjnych. Analizę dla pary CDC – Plastic Barrel wykonałem również dla danych z eksperymentu S261, co przedstawione zostało w rozdziale IV pracy [P3], a wyniki dla mezonów π^- oraz próbki łącznej π^+ i protonów ilustruje rys. 3 tej publikacji.

Opisana metoda wyznaczenia wewnętrznych wydajności detektorów ToF została zastosowana w procedurze rekonstrukcji rozkładów przestrzeni fazowej i krotności mezonów K^+ , K^- i ϕ . Należy tu wyjaśnić, że z powodu względnie niewielkiej statystyki rejestrowanych powyższych mezonów oraz niemożliwości ich identyfikacji wyłącznie w komorze CDC w szerszym zakresie pędów, nie jest możliwe uzyskanie profili wydajności ϵ^{ToF} bezpośrednio dla tych cząstek. Z tego względu mapy ϵ^{ToF} zostały pozyskane z próbek cząstek rejestrowanych z wysoką statystyką (protony, deuterony, mezony π^- i π^+) i dzięki obserwacji, że profil ϵ^{ToF} słabo zależy od typu cząstki, powyższe mapy można było zastosować dla mezonów K^+ , K^- i rozpadów $\phi \rightarrow K^+K^-$.

Profil obserwowany na rys. 3d pracy [P1] oznacza, że detektor MMRPC cechuje nadwyżka sygnałów pośrodku swojej długości lub zniżenie po jego bokach. Analiza wykazała, że sygnały pośrodku długości cechuje wyraźna nadwyżka zarejestrowanych dużych rozmiarowo klastrów (zgrupowań sąsiadujących ze sobą aktywnych pasków w danym module), a jednocześnie duże klastry koncentrowały się niemal wyłącznie pośrodku detektora. Poszukując przyczyn tych efektów, podzieliłem sygnały na 2 grupy: klastrów dużych i pozostałych, i wyznaczyłem rozkłady zmiennych topologicznych klastrów: rozrzutu informacji czasowych, pozycyjnych i energetycznych wewnątrz klastra oraz stopnia jego geometrycznej liniowości. Analizy te nie wykazały jednak żadnych wyraźnych odstępstw między dwiema grupami i w związku z tym zostały zarzucone, zostawiwszy jedynie ślad w postaci prezentacji na spotkaniu grupy FOPI.

Uwzględnienie wydajności ϵ^{ToF} przyczyniło się do uciągnięcia rozkładów odwrotnych nachyleń mezonów K^+ i K^- , które dla eksperymentu S325(e) rekonstruowane były na podstawie danych z dwóch detektorów ToF: MMRPC i Plastic Barrel. Spowodowało ono również podniesienie wyznaczanych odwrotnych nachyleń rozkładów pędów poprzecznych naładowanych kaonów do poziomu całkowicie zgodnego z systematyką przy podobnych energiach kinetycznych wiązek. Zastosowanie tej wydajności podniosło również rekonstruowaną krotność mezonów ϕ na zderzenie o ok. 5–15%, co miało wpływ na opisywaną poniżej w rozdziale 5.1 niniejszej pracy wartość wyznaczonego parametru α funkcji potęgowej dopasowywanej do zależności krotności mezonów ϕ od liczby partycypantów zderzenia.

5. Wyniki fizyczne

5.1. Krotności emisji hadronów w zderzeniu

Najbardziej precyzyjna metoda wyznaczenia krotności na zdarzenie emitowanych cząstek danego rodzaju dostępna jest przy wysokiej statystyce próbki i szerokim pokryciu przestrzeni fazowej przez detektory. Możliwa jest wówczas rekonstrukcja rozkładu populacji cząstek w dwóch wymiarach (np. pęd poprzeczny p_t – pospiesznosc y), a następnie jego parametryzacja i scałkowanie. Typowym przykładem fenomenologicznej parametryzacji rozkładu w rozpatrywanym przedziale energii wiązek jest funkcja typu boltzmannowskiego, przedstawiona w zmiennych $m_t - y$ lub $p_t - y$ i dopasowywana niezależnie dla kolejnych przedziałów pospiesznosci. Inną możliwą funkcją jest zależność typu boltzmannowskiego w przestrzeni energii E pomnożona o funkcję opisującą emisję anizotropową w zmiennej kąta polarnego ϑ (obie zmienne w układzie środka masy nukleon-nukleon, NN).

Metodę dwuwymiarową zastosowałem przy wyznaczaniu krotności emisji mezonów K^- i K^+ ze zderzeń Ni+Ni przy energii 1,91A GeV [P1,40] oraz protonów i deuteronów ze zderzeń Al+Al przy tej samej energii [26]. W kontekście zderzeń Al+Al współuczestniczyłem także w rekonstrukcji krotności mezonów K^+ oraz jestem głównym autorem ich opisu w podrozdziale 4.3 pracy [P2]. Metoda ta umożliwia także otrzymanie parametrów charakterystycznych dla zadanych

rozkładów, co zostanie omówione w podrozdziale 5.4 Autoreferatu. Krotności na zdarzenie otrzymane dzięki niniejszej metodzie zostały zestawione w Tabeli 2. Niepewności statystyczne zostały podane bezpośrednio po wartościach krotności, a systematyczne – na dalszym miejscu. Wieloparametrycznej procedurze szacowania niepewności systematycznych poświęcony jest podrozdział 5.7.

Przy mniejszych statystykach próbek pełną dwuwymiarową analizę przestrzeni fazowej cechuje niestabilność wyników i konieczna jest wówczas redukcja liczby stopni swobody. Taki przypadek miał miejsce przy analizie próbki ok. 2000 mezonów K^- ze zderzeń Al+Al przy energii 1,91A GeV, w której współuczestniczyłem. Wyznaczone zostały wówczas dwa rozkłady jednowymiarowe: energii kinetycznej oraz cosinusa kąta ϑ . Do pierwszego rozkładu dopasowano funkcję typu boltzmannowskiego, a do drugiego – funkcję uwzględniającą anizotropię rozkładu kąтового. Tak dopasowane rozkłady zostały wzajemnie znormalizowane, co pozwoliło na wyznaczenie całkowitej krotności emisji mezonów K^- , podanej w Tabeli 2.

Przy próbkach o jeszcze mniejszej statystyce rekonstrukcja krotności wymaga dalszej redukcji liczby stopni swobody. Wyniki krotności cząstek wyznaczonych metodami opisanymi poniżej zestawia Tabela 3. Próbką mezonów ϕ ze zderzeń Ni+Ni o pośredniej centralności (eksperyment S325(e)) uzyskana została dzięki analizie rozkładu masy niezmienniczej par K^+K^- i składała się z ok. 170 przypadków. Przy tej krotności okazał się możliwy wgląd w jednowymiarowy rozkład energii kinetycznej tych cząstek w środku masy NN (rys. 5 w pracy [P1]). Dopasowanie funkcji typu boltzmannowskiego do uzyskanego rozkładu pozwoliło na jej scałkowanie i otrzymanie w ten sposób krotności emisji mezonów ϕ , wynoszącej $[4,4 \pm 0,7^{+1,6}_{-1,1}] \times 10^{-4}$. Należy

Tabela 2: Krotności cząstek na jedno zdarzenie otrzymane poprzez dwuwymiarową analizę przestrzeni fazowej.

Układ, energia	$\langle A_{part} \rangle_b$	Hadron	Krotność na zderzenie	Referencja
Ni+Ni, 1,91A GeV	46,5 (*)	K^+	$[3,85 \pm 0,10] \times 10^{-2}$ (***)	[40] (wstępnie)
		K^-	$[9,84 \pm 0,21^{+0,33}_{-0,64}] \times 10^{-4}$	[P1]
Al+Al, 1,91A GeV	42,5	K^+	$[3,75 \pm 0,07^{+0,33}_{-0,64}] \times 10^{-2}$	[P2]
		K^- (**)	$[9,5 \pm 1,0^{+2,6}_{-0,1}] \times 10^{-4}$	[P2]
		p	$21,00 \pm 0,24$	[26]
		d	$4,00 \pm 0,25$	[26]

(*) Wartość opublikowana w pracy [P1] podległa niewielkiej korekcie, podanej w pracy [P3].

(**) Krotność K^- wyznaczona w oparciu o metodę projekcji $E_{kin}-\vartheta$, por. tekst powyżej.

(***) Wartość w tabeli jest uaktualniana w stosunku do wartości w pracy [40].

Tabela 3: Krotności cząstek na jedno zdarzenie otrzymane przez jednowymiarową lub inkluzywną analizę sygnału.

Układ, energia	$\langle A_{part} \rangle_b$	Hadron	Krotność na zderzenie (*)	Referencja
Al+Al, 1,91A GeV	42	ϕ	$[3,1 \pm 0,5^{+0,4}_{-0,8}] \times 10^{-4}$	[P2]
Ni+Ni, 1,91A GeV	46,5 (*)	ϕ	$[4,4 \pm 0,7^{+1,6}_{-1,1}] \times 10^{-4}$	[P1]
Ni+Ni, 1,93A GeV	74	ϕ	$[8,6 \pm 1,6 \pm 1,5] \times 10^{-4}$	[P3]

(*) niepewności systematycznie zostały wyznaczone w oparciu o różne kryteria. Dla kryterium jednolitego, por. Tab. I w pracy [P3].

otrzymanie w ten sposób krotności emisji mezonów ϕ , wynoszącej $[4,4 \pm 0,7^{+1,6}_{-1,1}] \times 10^{-4}$. Należy pamiętać, że niemożliwość analizy rozkładu kąтового skutkuje brakiem możliwości oceny jego ewentualnych zmian w przedziałach przestrzeni fazowej poza obszarem rejestracji przez układ FOPI. Niewiedza ta musi zostać uwzględniona w niepewności statystycznej, poprzez sprawdzenie stopnia wahań wyniku końcowego pod wpływem różnych założonych wartości współczynników anizotropii w rozkładzie emisji cząstek na wejściu symulacji wydajnościowych. W badanym przypadku, ze względu na względnie szerokie pokrycie przestrzeni fazowej przez detektory ToF układu FOPI, wpływ ten okazał się drugorzędny.

Na próbkę mezonów ϕ ze zderzeń Al+Al przy energii 1,91A GeV składała się jeszcze mniejsza liczba ok. 108 przypadków. Przy tych badaniach mój wkład polegał na dyskusji wielu aspektów analizy z głównym autorem pracy [P2] oraz współautorstwo manuskryptu. W opisywanym przypadku wgląd w rozkład energii kinetycznej mezonów był na tyle ograniczony, że całkowanie rozkładu nie prowadziło do stabilnych wyników. Jedyną metodą pozostało więc podzielenie sumarycznej liczby mezonów ϕ przez liczbę zarejestrowanych zderzeń Al+Al, co należało następnie podzielić przez średnią wydajność na rejestrację mezonów ϕ w całym obszarze przestrzeni fazowej obejmowanym przez układ FOPI w danym eksperymencie. Otrzymana krotność na zdarzenie wyniosła $[3,3 \pm 0,5^{+0,4}_{-0,8}] \times 10^{-4}$. Ta procedura jest obciążona niepewnościami systematycznymi pochodzącymi od niewiedzy na temat charakterystyk rozkładów kinematycznych, a ocena tej niepewności możliwa jest dzięki szacowaniu możliwych zakresów tych charakterystyk na podstawie dostępnych systematyk.

Dysponując próbką 110 ± 19 mezonów ϕ z centralnych zderzeń Ni+Ni (eksperyment S261), wyznaczyłem krotność ich emisji na zdarzenie również stosując ostatnią z przedstawionych metod. Całość analizy i jej wynik $[8,6 \pm 1,6 \pm 1,5] \times 10^{-4}$ opisałem w pracy [P3].

Zbadanie krotności produkcji mezonów ϕ przy energii 1,9A GeV dla trzech różnych układów zderzających się jąder pozwoliło na otrzymanie po raz pierwszy zależności krotności produkcji tych mezonów od liczby nukleonów uczestniczących w zderzeniu $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$, co przedstawia Rys. 4 w pracy [P3]. Dane te dały się sparametryzować przez zależność potęgową o wykładniku $\alpha = 1,8 \pm 0,6$ (niepewności systematyczne zostały uwzględnione). Ze względu na niewielkie statystyki próbek, otrzymany wynik jest obciążony znaczną niepewnością, która nie pozwala na formułowanie jednoznacznych wniosków na temat scenariusza produkcji. Na kanwie wyniku można pokusić się o postawienie dwóch odmiennych hipotez: liniowego oraz silniejszego od liniowego wzrostu krotności z $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$. Hipoteza druga może się wydawać bardziej prawdopodobna, jednak w ramach niepewności scenariusz pierwszy jest również możliwy. Wzrost silniejszy od liniowego jest cechą emisji mezonów K^+ i K^- przy energiach około progu na produkcję dziwności [41]. W przypadku kaonów dodatnich cecha ta została zinterpretowana jako skutek znacznego wkładu procesów wielostopniowych do ich produkcji (w szczególności z mezonem π lub barionem Δ w kanale wejściowym) [22]. W przypadku kaonów ujemnych, podobne skalowanie wzrostu krotności z $\langle A_{\text{part}} \rangle_b$ interpretuje się jako wynik znacznego uzależnienia produkcji K^- od utworzenia mezonu K^+ , spowodowanego koniecznością zachowania liczby dziwności $S = 0$ w kanale wejściowym ($NN \rightarrow NK^+Y \Leftrightarrow \pi Y \rightarrow K^-N$). Zmiana charakteru zależności między krotnością produkcji a liczbą partycypantów z liniowej na silniej rosnącą była również obserwowana przy selekcjonowaniu mezonów π produkowanych coraz bardziej poniżej progu w kanale NN [42]. Te trzy przypadki sugerują, że gdyby zależność krotności produkcji mezonów ϕ od liczby partycypantów okazała się silna, to fakt kanałów wielostopniowych mógłby być jedną z wyraźnych przyczyn wyjaśniających takie zachowanie. Dodatkową sugestią za tą hipotezą są wyniki obliczeń w ramach modeli transportu BUU i UrQMD dla układu Ar+KCl przy energii 1,76A GeV, wskazujące na dominację kanałów wielostopniowych w tym układzie [12,24].

Z drugiej strony, obliczenia w ramach modelu termicznego sugerują, że ze względu na zerową wartość dziwności mezonów ϕ , ich krotność powinna rosnać liniowo z objętością strefy emisji, a więc i liczby partycypantów [27]. Jak zostało wspomniane powyżej, w ramach obecnej statystyki obie hipotezy pozostają prawdopodobne.

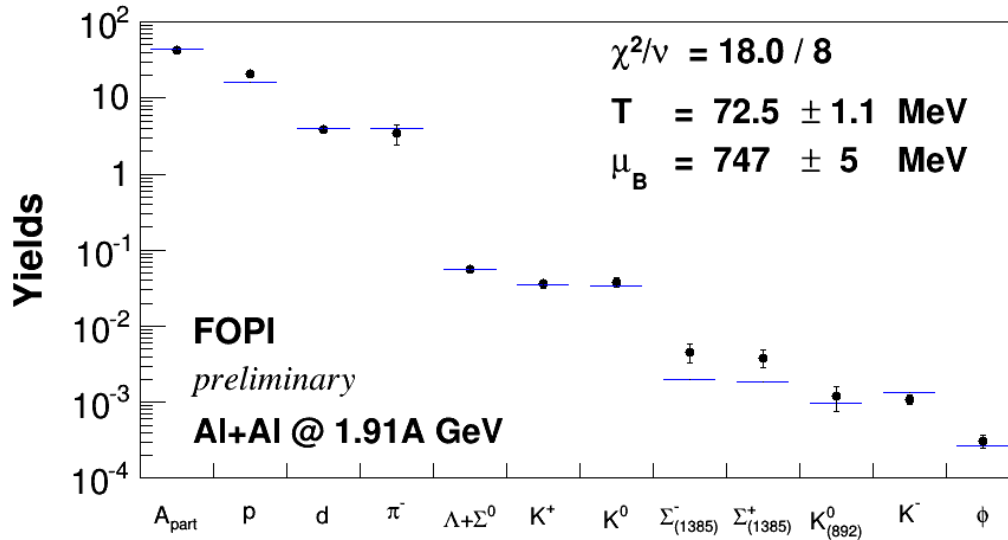
5.2. Stosunki krotności

Analizując dane ze zderzeń Ni+Ni przy energii 1,9A GeV wyznaczyłem stosunki krotności emisji mezonów ϕ/K^- . Po dołączeniu wartości tego stosunku dla zderzeń Al+Al, możliwe było wykreślenie jego zależności od liczby partycypantów zderzenia (por. rys. 5a w pracy [P3]) i stwierdzenie, że w ramach niepewności doświadczalnych stosunek ten może być stały. Przy takim scenariuszu wyniósł on $0,36 \pm 0,05$. Jest to wartość niemal identyczna w ramach niepewności doświadczalnych z wynikiem dla zderzeń Ar+KCl przy energii 1,76A GeV, wynoszącym $0,37 \pm 0,13$, co świadczy o stabilności tego stosunku dla szerszego zakresu energii wiązek i układów zderzających się jąder. Ze względu na współczynnik rozgałęzienia $BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = 48,9\%$, powyższe wyniki oznaczają, że około 18% mezonów K^- pochodzi z rozpadów mezonów ϕ . Ponieważ większość z tych rozpadów zachodzi w próżni, to pochodzące z nich ujemnie naładowane kaony nie noszą znamion modyfikacji własności hadronów w materii jądrowej. Oznacza to, że procedury wyznaczania parametrów tych modyfikacji (np. potencjałów U_{KN}) powinny uwzględniać ów przyczynek. Tymczasem, w dotychczasowych przewidywaniach modyfikacji własności kaonów w ramach modelu transportu IQMD przyczynek ten nie był uwzględniany [1], a w obliczeniach w ramach modelu HSD był kilkukrotnie zaniżony. Po stronie obliczeń w ramach modelu UrQMD, w którym modyfikacje takie nie są uwzględniane, pojawiły się w bieżącym roku przewidywania funkcji wzbudzenia stosunku ϕ/K^- . Wyniki tych obliczeń, przedstawione na rys. 5 w pracy [24], wskazują, że przy energiach około progu na produkcję dziwności wspomniany stosunek krotności powinno cechować silne maksimum. W tym obszarze przewidywania zostały porównane z wynikami doświadczalnymi grupy HADES oraz mojej analizy i okazały się nimi zgodne w ramach niepewności doświadczalnych.

Korzystając z opublikowanych wartości krotności mezonów π^+ , przeanalizowałem również zależność stosunku ϕ/π^+ od liczby partycypantów zderzenia. Do przebiegu przedstawionego na rys. 5b w pracy [P3] zostały dopasowane dwie funkcje: stała oraz potęgowa. Odpowiadają one dwóm przewidywaniom wychodzącym z osobnych założeń. Wartość stała stosunku jest przewidziana w ramach modelu termicznego (por. rys.2 w pracy [27]), natomiast wzrost z liczbą partycypantów odpowiadałby dyskutowanej powyżej hipotezie udziału kanałów wielostopniowych w obszarze podprogowym. Wartość χ^2 dopasowania wydaje się preferować scenariusz wzrostu potęgowego (dopasowany wykładnik wyniósł $\alpha = 1,0 \pm 0,6^{+0,1}_{-0,0}$), jednak przy dostępnej statystyce drugi scenariusz pozostaje prawdopodobny.

5.3. Model termiczny

W podrozdziale 1.3 przedstawiony został zarys zastosowania modelu termicznego do zderzeń ciężkich jonów. Krotności emisji cząstek w zderzeniu porównywane z modelem termicznym powinny być wyznaczone przy (lub przeskalowane do) tej samej wartości liczby partycypantów $\langle A_{part} \rangle_b$. Do dopasowywania przewidywań modelu termicznego do wyznaczonych doświadczalnie krotności cząstek wykorzystałem pakiet THERMUS [31]. Pierwsze wyniki takiej analizy dla stosunków krotności cząstek emitowanych z Al+Al oraz Ni+Ni przedstawiłem na rys. 4 w pracy [P6]. Po wyznaczeniu stosunku krotności emisji deuteronów do protonów emitowanych ze zderzeń Al+Al [26], uaktualniony wynik dopasowania przedstawiłem w pracy [P5]. Późniejsze wyznaczenie krotności mezonów K^+ , K^- i ϕ dla układu Al+Al umożliwiło nowe, dokładniejsze



Rys. 8. Dopasowanie przewidywań modelu termicznego (niebieskie linie) do zrekonstruowanych krotności emisji hadronów ze zderzeń Al+Al przy energii 1,91A GeV (czarne punkty).

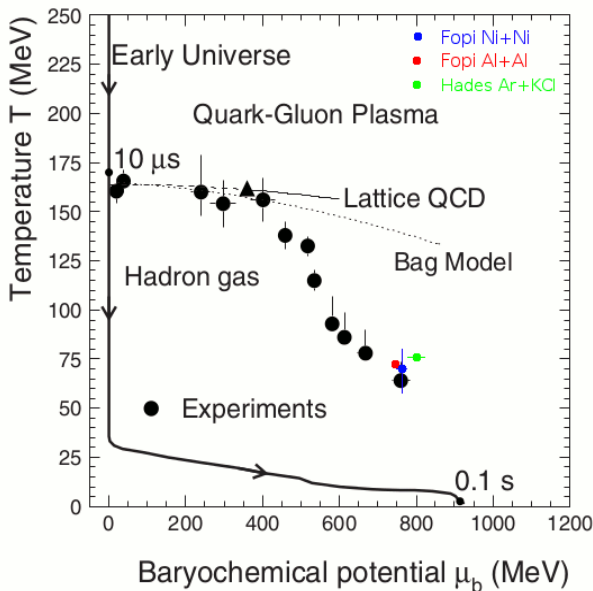
dopasowanie, które przedstawia rys. 8 w niniejszym Autoreferacie. Dopasowanie to nie doczekało się jeszcze publikacji. Otrzymane parametry ($T = 72,5 \pm 1,1$ MeV oraz $\mu_B = 747 \pm 5$ MeV dla Al+Al oraz $T = 69 \pm 12$ MeV oraz $\mu_B = 760 \pm 10$ MeV dla Ni+Ni) zgadzają się dość dobrze z systematyką zilustrowaną na diagramie fazowym materii jądrowej, co widoczne jest na rys. 9.

Wspomniane wcześniej podejście stosowania zespołu kanonicznego dla cząstek z otwartą dziwnością skutkuje przyjęciem założenia, że objętość, w której powstają te cząstki (sparametryzowana poprzez promień kanoniczny R_C) jest mniejsza od objętości materii jądrowej. W ramach tego podejścia na wartość R_C czuły jest m.in. stosunek krotności ϕ/K^- . Opisywane wcześniej w Autoreferacie wyniki doświadczalne stosunku ϕ/K^- zgadzają się z przedstawionym na rys. 13 pracy [25] dopasowaniem modelu termicznego dla układu Ar+KCl. Owe cztery próbki danych wskazują, że dla zderzeń jąder o pośrednich masach przy energiach 1,75 – 1,9A GeV promień R_C mieści się w przedziale [2.2, 3.2] fm.

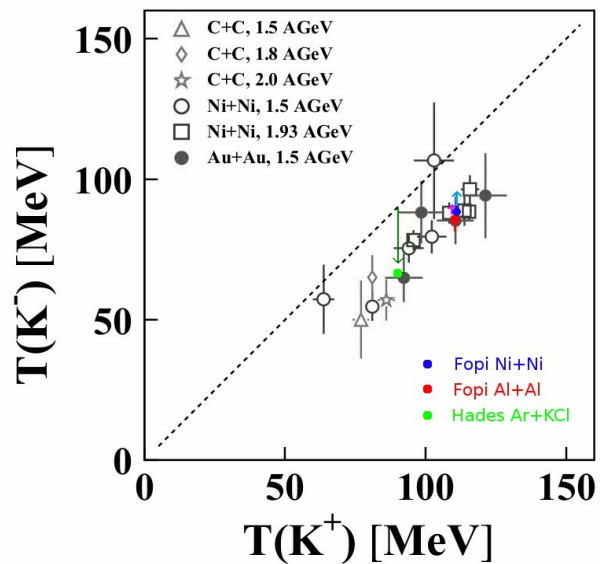
5.4. Rozkłady kinematyczne

Rozkłady kinematyczne (populacji cząstek w przestrzeni fazowej) wykazują często wyraźne odstępstwa od prostych przewidywań w ramach modelu Boltzmanna, który zakłada izotropową emisję ze źródła w równowadze termicznej. Odstępstwa te są śladem przebiegu zderzenia, na który wpływ mają m.in. modyfikacje własności cząstek w materii jądrowej, efekty kolektywne ekspansji po fazie zgęszczenia oraz oddziaływania w stanie końcowym. W tym kontekście istotnym zadaniem analizy doświadczalnej jest rekonstrukcja rozkładów w jak najszerszym obszarze przestrzeni fazowej. W toku badań wyznaczyłem widma pędów poprzecznych w kolejnych przedziałach prędkości, zależność parametrów odwrotnego nachylenia od prędkości oraz rozkład prędkości dla mezonów K^- ze zderzeń Ni+Ni przy energii 1,91A GeV, które przedstawiłem na rys. 4 i 6 w pracy [P1]. Rozkłady te są gotowe do porównań z przewidywaniami teoretycznymi modeli transportu, dzięki którym możliwa będzie ocena skali modyfikacji własności kaonów naładowanych w badanym systemie zderzających się jąder. Wyznaczyłem również wstępnie rozkład populacji w przestrzeni fazowej mezonów K^+ (wstępny rozkład prędkości dostępny jest w [26]).

W przypadku analizy rozkładów kaonów naładowanych ze zderzeń Al+Al przy energii 1,91A GeV uczestniczyłem w dyskusjach metodologicznych z ich głównym autorem, dr. Gasikiem,



Rys. 9. Diagram fazowy materii jądrowej wraz z zaznaczonymi wynikami dopasowania modelu termicznego [43] do krotności emisji cząstek ze zderzeń Al+Al i Ni+Ni (1,9A GeV) oraz Ar+KCl (1,76A GeV) [49]



Rys. 10. Odwrotne nachylenia widm energii kinetycznej dla K^+ i K^- dla zderzeń ciężkich jonów przy energiach wiązki 1,5–2,0A GeV. Wyniki kolaboracji KaoS: kolor szary [28], FOPI (rozdział 5.4): kolor niebieski i czerwony, HADES: kolor zielony. Strzałkami zaznaczono odpowiednie $T(K^-)$ dla wkładu *direct* (por. tekst).

oraz jestem głównym autorem opisu tych rozkładów, zawartego w rozdziale 4 pracy [P2]. Parametry odwrotnego nachylenia T oraz współczynnika anizotropii a_2 rozkładów kąta polarnego dopasowane do zrekonstruowanych danych zestawione zostały w Tabeli 2 powyższej publikacji.

Następnie rozkłady energii kinetycznej K^- i K^+ zostały podzielone przez siebie, a wyniki zostały porównane z przewidywaniami modelu transportu HSD [44] przy założeniu zarówno braku potencjału U_{KN} , jak i jego niezerowych wartości. Rezultaty przedstawione na rys. 9a omawianej pracy świadczą o istnieniu modyfikacji własności kaonów w ośrodku i wskazują na wartości $U_{K+N} = 40$ MeV, $U_{K-N} = -50$ MeV. W tym zakresie jestem współautorem opisu omawianych badań w rozdziale 6 pracy. Wnioskowanie o potencjale oddziaływania K^- z materią jądrową nie byłoby jednak pełne bez uwzględnienia wspomnianego wcześniej przyczynku od rozpadów mezonów ϕ . Zostanie to opisane w dalszej części Autoreferatu.

Dla tego samego układu zderzających się jąder wyznaczyłem także rozkłady populacji protonów i deuteronów w przestrzeni fazowej. Wstępnie wyznaczone wartości odwrotnych nachyleń rozkładu pędu poprzecznego przy pospieszności środka masy NN wyniosły odpowiednio: $T_{y(NN)}(p) = 110 \pm 7$ MeV i $T_{y(NN)}(d) = 105 \pm 5$ MeV. W pierwotnej wersji wartości te zostały opublikowane w pracy [40], a następnie po poprawkach weszły w skład punktów na rys. 3 w pracy [P6]. Gdyby emisję protonów i deuteronów opisywał rozkład Boltzmanna o temperaturze równej wyznaczonemu odwrotnemu nachyleniu T , to rozkład pospieszności powinien cechować profil gaussowski, zaznaczony linią przerywaną na rys. 1 we wspomnianej pracy. Jednakże przedstawione na tym wykresie doświadczalne rozkłady pospieszności cechuje bardzo silne wydłużenie w porównaniu do przewidywań modelu Boltzmanna. Jest to cecha charakterystyczna rozkładów emisji protonów i lekkich fragmentów w obszarze rozpatrywanych energii wiązek, która świadczy o zachodzeniu zjawiska częściowej transparencji w przechodzących przez siebie jądrach atomowych podczas zderzenia [28,45].

Rejestracja próbek mezonów ϕ o liczebnościach ok. 100–200 przypadków pozwoliła na wgląd w rozkłady ich energii kinetycznych. Po pierwszym widmie opublikowanym przez grupę HADES [25], wykonana przeze mnie analiza próbki z semi-centralnych i centralnych zderzeń Ni+Ni pozwoliła na uzyskanie drugiego takiego rozkładu, przedstawionego na rys. 5 w pracy [P1], i otrzymanie wartości parametru odwrotnego nachylenia $T = 106 \pm 18$ (stat) $^{+18}_{-14}$ (syst) MeV. Jestem też głównym autorem opisu w rozdziale 5 pracy [P2] analizy rozkładu energii kinetycznej mezonów ϕ ze zderzeń Al+Al, którą przeprowadził dr. P. Gasik. W tym przypadku parametr odwrotnego nachylenia wyniósł $T = 93 \pm 14$ $^{+17}_{-15}$ MeV. Niestety, analiza próbki mezonów ϕ ze zderzeń centralnych Ni+Ni wykazała niestabilność wyznaczanego parametru T , wobec czego nie została przedstawiona.

5.5. Model dwuźródłowy rozkładu emisji cząstek K^-

Opisywane wcześniej badania doprowadziły do wniosku, że rejestrowane mezony K^- pochodzą z dwóch źródeł: przyczynku większościowego pochodzącego ze strefy zderzenia, który niesie ślady modyfikacji własności w materii jądrowej (przyczynek „*direct*”) oraz przyczynku z rozpadów mezonów ϕ , zachodzących głównie poza tą strefą – takie kaony posiadają własności niezmodyfikowane (przyczynek „ ϕ ”). Dysponując wyznaczonymi doświadczalnie krotnościami emisji mezonów K^- i ϕ i parametrami odwrotnych nachyleń T rozkładów pędu poprzecznego lub energii dla tych mezonów (w przypadku K^- jest to rozkład inkluzyjny), można poszukiwać charakterystyk przyczynku *direct* mezonów K^- . Pierwsza analiza tego typu zawarta była w pracy [46] dla układu Ar+KCl przy energii 1,76A GeV, w której postawiono pytanie, czy można wyjaśnić przewagę $T(K^+)$ nad $T(K^-)$ zakładając, że przyczynek *direct* mezonów K^- charakteryzuje nachylenie identyczne do $T(K^+)$, a czynnikiem zaniżającym jest obecność rozpadów z mezonów ϕ . Wstępna odpowiedź była pozytywna w ramach niepewności statystycznych (por. strzałka zielona na rys. 10). Podważyło to jednocześnie wcześniejszą interpretację dotyczącą większej wartości parametrów $T(K^+)$ nad $T(K^-)$ jako efektu odmiennego znaku potencjałów oddziaływania z otaczającą materią jądrową (U_{K+N} i U_{K-N}). Powstało więc pytanie o stopień konkurencji między dwoma zjawiskami: efekt potencjałowy i efekt dopływu z rozpadów ϕ . Do odpowiedzi na to pytanie prowadzi sukcesywna analiza danych doświadczalnych.

W przypadku zderzeń semi-centralnych Ni+Ni, dysponując wartością odwrotnego nachylenia T mezonów ϕ i zakładając izotropowy rozkład ich emisji, przy użyciu pakietu PLUTO[47] wykonałem symulacje rozpadu tych mezonów na parę K^+K^- i otrzymałem rozkład odwrotnych nachyleń $T_{K^-, \phi}$ przedstawiony symbolami trójkątnymi na rys. 6 w pracy [P3]. Jak widać, są one istotnie niższe od zaznaczonych symbolami pustych kwadratów nachyleń widm pędu poprzecznego K^- otrzymanych inkluzyjnie, tj. z założeniem pojedynczej funkcji typu boltzmannowskiego. Dopasowanie do widm pędu poprzecznego funkcji będącej sumą dwóch wkładów (*direct* i ϕ), ważonych zgodnie z doświadczalnie wyznaczonym stosunkiem ϕ/K^- pozwoliło na wyznaczenie rozkładu odwrotnych nachyleń wkładu *direct*, zaznaczonego pustymi kółkami, które są wyższe o średnio ok. 10 MeV od wartości inkluzyjnych (choć niniejszej analizie brakuje oceny niepewności systematycznych). Porównując ten wynik ze zmierzoną dla pospieszności środka masy układu NN różnicą $T(K^+) - T(K^-)$ rzędu 25 MeV [15], można wnioskować, że efekt potencjałowy i efekt dopływu z rozpadów mezonu ϕ mogą w podobnym stopniu przyczynić się do powstania owej różnicy (por. niebieska strzałka na wykresie 10).

Podobną analizę dla układu Al+Al, opisaną w rozdziale 6.2 pracy [P2] prowadziłem wspólnie z dr. Gasikiem. Moim wkładem była symulacja rozpadu mezonów ϕ w kanale K^+K^- przy wyznaczonej doświadczalnie wartości T dla mezonów ϕ , dzięki czemu otrzymałem odwrotne

nachylenie rozkładu energetycznego ujemnych kaonów pochodzących z tego rozpadu. Wkładem były też dyskusje fizyczne i współautorstwo opisu analizy w rozdziale 6.2. Otrzymana wartość odwrotnego nachylenia przyczynku *direct* rozkładu K^- wyniosła $89 \pm 9^{+24}_{-11}$ MeV: nieco więcej od wartości wynikającej z inkluzywnego dopasowania widma energii K^- , $82 \pm 6^{+21}_{-6}$ MeV, a zarazem mniej od wartości T opisującej odwrotne nachylenie rozkładu energii mezonów K^+ : $109 \pm 2^{+6}_{-13}$ MeV (przy czym znaczne niepewności systematyczne nie pozwalają na uznanie tego wniosku za jednoznaczny). Wyniki omawianej analizy stanowią kolejną sugestię, że obserwowana dla wielu układów różnica między $T(K^+)$ a $T(K^-)$ może być spowodowana nie tylko efektem potencjałowym, ale również dopływem z rozpadów mezonów ϕ (por. strzałka purpurowa na wykresie 10).

Wszystkie powyższe wyniki sugerują wagę uwzględnienia mezonów ϕ w wyznaczaniu informacji o modyfikacjach własności mezonów K^- w materii jądrowej. Ponieważ do wyznaczania tych informacji wykorzystywane są mikroskopowe modele transportu, powinni one albo prawidłowo opisywać produkcję tych mezonów, albo porównania między danymi doświadczalnymi a przewidywaniami modelowymi powinny się odbywać po usunięciu przyczynku mezonów ϕ z rozkładów kaonów ujemnych. To drugie podejście zostało wybrane dla przypadku Al+Al, a swoją rolę był udział w dyskusji fizycznej i współautorstwo opisu analizy na końcu rozdziału 6.2 pracy [P2]. Przebieg stosunku rozkładów energetycznych K^- do K^+ po usunięciu wkładu ϕ przedstawia rys. 9b w powyższej pracy. Jak widać, cechują go nieco niższe wartości i bardziej wypłaszczony profil, niż w przypadku inkluzywnym, przedstawionym na rysunku 9a. Otrzymany wynik sugeruje, że wyznaczona dla przypadku inkluzywnego wartość $U_{K-N} = -50$ MeV jest zawyżona. Stanowi to wskazanie dla grup teoretycznych do doprecyzowania rozważań modelowych w omawianym zakresie i ponowne symulacje dla rozpatrywanych układów zderzających się jąder.

5.6. Parametryzacja $T(m)$ z wpływem radialnym

Przedstawiony na rys. 3 w pracy [P6] wykres odwrotnych nachyleń T rozkładów kinematycznych cząstek w pospieszności środka masy NN w funkcji masy m cząstki może sugerować wzrost T z masą. Taki scenariusz możliwy jest w ramach interpretacji, w której energia kinetyczna ruchu cząstek składa się z dwóch członów: członu termicznego $\frac{3}{2} T$ oraz nierelatywistycznego wyrażenia opisującego kolektywną ekspansję radialną, $\frac{1}{2} m(\beta_{rad}c)^2$, gdzie $\beta_{rad}c$ jest prędkością płynu radialnego [48]. Opis taki może budzić wątpliwości co do swojej trafności: nie uwzględnia on specyfiki nukleonów – jako cząstek istniejących przed zderzeniem, mezonów i barionów dziwnych – jako cząstek zaistniałych w trakcie zderzenia dzięki energii dostępnej w bilansie energetycznym kanałów oraz lekkich fragmentów – jako możliwych produktów koalescencji nukleonów lub pochodzących z fragmentacji spektatorów. W powyższej parametryzacji nie jest też uwzględniona dyskutowana wcześniej nierównowaga odwrotnych nachyleń kaonów (por. rys. 10). Model ten może jednak stanowić wygodną parameryzację odwrotnych nachyleń cząstek i pewne przybliżenie opisu dynamiki zderzenia. Dopasowanie jego przewidywań do odwrotnych nachyleń cząstek emitowanych z Al+Al oraz Ni+Ni przedstawione jest na rys. 3 w pracy [P6] i wskazuje na wartości temperatur odpowiednio ok. 88 (105) MeV oraz prędkości płynu radialnego $0.17c$ ($0.25c$). Warto zauważyć, że powyższe temperatury, otrzymane na podstawie analizy widm kinematycznych (*temperatury kinetyczne*) są dostrzegalnie wyższe od wartości T wyznaczonych na podstawie przewidywań modelu termicznego (*temperatury chemiczne*, por. podrozdział 5.3). Zjawisko przewagi temperatur kinetycznych nad chemicznymi w obszarze energii wiązek 1–2A GeV zostało także zaobserwowane w zderzeniach Ar+KCl przy energii 1,76A GeV (por. rys. 9 w pracy [49]). Jest to wynik nieoczekiwany. W zderzeniach przy wyższych energiach wiązek obserwowana była odwrotna hierarchia temperatur (por. rys. 3 i 4 w [27]), która interpretowana jest jako skutek pierwszeństwa czasowego ustalenia się krotności emisji cząstek (*wymrozenie chemiczne*) nad ustaleniem się kształtu rozkładów kinematycznych (*wymrozenie*

termiczne lub kinetyczne). Wyniki obserwowane w zderzeniach przy energiach 1,5 – 2A GeV mogą świadczyć albo o ułamnościach podejścia termicznego jako modelu opisu rozkładów emisji cząstek ze zderzeń ciężkich jonów przy tych energiach, albo o zbyt upraszczających założeniach modelu parametryzacji zależności odwrotnego nachylenia od masy cząstki.

5.7. Szacowanie niepewności systematycznych

Na oszacowanie niepewności systematycznych otrzymanych wyników wpływ ma szereg czynników. W pierwszym rzędzie warto wymienić śledzenie wrażliwości wyników na niewielkie zmiany parametrów jakości torów w komorze CDC i łączenia tych torów z punktami uderzeń w detektorach ToF. W przypadku analiz rozkładów mezonów K^\pm istotne było prześledzenie wpływu sposobu podziału przestrzeni fazowej w histogramach, przyjętego zakresu dopasowywania rozkładów pędu poprzecznego oraz strategii ekstrapolacji rozkładu pospieszności poza dostępny przedział. W przypadku badania mezonów ϕ zestawienie rozważanych czynników przedstawia Tabela II w pracy [P3]. W analizach opisanych w pracach [P1] i [P2] dla każdego z parametrów odgrywających rolę w powyższych zadaniach zadałem zakres, próbkowany od 2 do 5 wartości pośrednich. Następnie zapisywałem wielkość fizyczną X dla wszystkich kombinacji rozpatrywanych parametrów, co tworzyło rozkład $f(X)$ możliwych wartości wielkości X . Pozwoliło to na zdefiniowanie wartości doświadczalnej wielkości X jako wartości średniej z tego rozkładu i umożliwiło określenie poziomu ufności CL, przy jakim podana zostanie niepewność systematyczna. W przypadku pracy [P2] dr. Gasik przyjął inną strategię: rozpatrywane były wyżej wymienione przyczynki, zaś niepewności systematyczne zdefiniowane zostały jako obejmujące całość obserwowanych wahań badanej wielkości X .

III Pozostała działalność naukowa

1. Działalność w grupie badawczej TAPS

W latach 2000 – 2010, czyli w trakcie mojej pracy magisterskiej, studiów doktoranckich oraz na początku pracy adiunkta, prowadziłem w ramach kolaboracji TAPS badania dotyczące emisji fotonów i mezonów π^0 ze zderzeń ciężkich jonów przy energiach pośrednich, w szczególności 40A i 60A MeV. W tym obszarze, wraz ze wzrostem energii wiązki, energia wzbudzenia nukleonu podczas zderzenia przechodzi z wartości poniżej energii wiązania nukleonu w jądrze (ok. 8 MeV) do wartości ją przekraczających. Jednocześnie dynamika zderzających się jąder uzależniona jest od stopnia centralności zderzenia. W zderzeniach peryferyjnych wyodrębniają się obszary wzbudzonego kwazipocisku i kwazitarczy, które deekscytują poprzez ewaporację. W zderzeniach semi-centralnych na styku zderzających się jąder tworzy się struktura szybkowa, a wszystkie komponenty rozpadają się na drodze multifragmentacji. W zderzeniach centralnych układ podlega zgęszczeniu i, zależnie od energii wiązki, może ulec multifragmentacji lub nawet całkowitej dezintegracji na cząstki lekkie. Ze względu na silne zmiany topologii zderzenia, istotne jest zdobycie drogą doświadczalną informacji o kształcie strefy zderzenia ciężkich jąder. Jedną z możliwych metod jest technika funkcji korelacji par cząstek.

W trakcie eksperymentów, z których opracowywałem dane doświadczalne, układ badawczy TAPS składał się z 6 bloków obejmujących szeroki zakres kątów polarnych ϑ ($45^\circ - 135^\circ$) i złożonych z modułów scyntylacyjnych BaF_2 oraz z detektora ściany przedniej KVI Forward Wall (FW; $\vartheta \in (2,5^\circ, 25^\circ)$), złożonego ze scyntylacyjnych modułów plastikowych. Dzięki takiemu

doborowi materiałów aktywnych, układ TAPS umożliwił detekcję fotonów (i rekonstrukcję ich rozkładów energetycznych oraz azymutalnych) oraz pomiar cząstek naładowanych emitowanych do przodu (i szacowanie na tej podstawie stopnia centralności zderzenia).

Fotony nie są hadronami ani leptonami i nie mają ładunku elektrycznego, dzięki czemu ich rozkłady w przestrzeni fazowej niosą niezaburzoną informację o źródle ich emisji. W rozpatrywanym obszarze energii wiązek prawdopodobieństwo emisji w zderzeniu pary $\gamma\gamma$ pochodzącej od dwóch niezależnych aktów bremsstrahlung jest porównywalne z prawdopodobieństwem pary $\gamma\gamma$ pochodzącej z rozpadu mezonu π^0 (BR \approx 99%). Ponieważ te dwie grupy par $\gamma\gamma$ można w znacznym stopniu rozdzielić wartością masy niezmienniczej, to dla par $\gamma\gamma$ promieniowania hamowania można starać się wyznaczyć funkcję korelacji C_2 . W ramach metody interferometrii HBT transformata Fouriera z nadwyżki funkcji C_2 powyżej wartości 1 przy niewielkich różnicach pędów i/lub energii jest tożsama rozkładowi czasoprzestrzennemu źródła cząstek. Tematem wiodącym mojej pracy doktorskiej była analiza interferometryczna par $\gamma\gamma$ ze zderzeń Ta + Au przy energii wiązki 40A MeV, którą wykonałem razem z kalibracją danych, klastryzacją sygnałów i odrzuceniem tła pochodzącego od elektronów i cząstek promieniowania kosmicznego. W pierwszym kroku wyznaczyłem funkcję korelacji w zmiennej masy niezmienniczej dla zdarzeń z wszystkich klas centralności. Wynik przedstawiony na rys. 2 w pracy [50] nie wykazuje sygnału interferometrycznego. Dane zostały następnie podzielone na klasy centralności zderzenia, której stopień wzrasta z krotnością cząstek naładowanych w detektorze FW. W klasie zderzeń centralnych funkcja C_2 przedstawiona na rys. 4 w powyższej pracy wskazuje wyraźne prawdopodobieństwo sygnału interferencyjnego. Niestety, statystyka par $\gamma\gamma$ okazała się niewystarczająca, aby sygnał ten potwierdzić na poziomie powyżej 3 odchyłeń standardowych. Jednocześnie dopasowanie do danych modelowego rozkładu gaussowskiego pozwoliło na wyznaczenie parametru „promienia czasoprzestrzennego”, równego $10,3 \pm 2,7$ fm. Promień ten zawiera zmieszane informacje o rozmiarach czasowych i przestrzennych źródła. Rozdzielenie tych rozmiarów powinno być możliwe poprzez analizę funkcji C_2 na dwuwymiarowej płaszczyźnie różnicy energii fotonów q_0 i różnicy ich pędów $|\vec{q}|$. Niestety niewystarczająca statystyka par $\gamma\gamma$ nie pozwoliła na obserwację sygnału w więcej niż jednym wymiarze.

Jednocześnie przeprowadzona przeze mnie analiza rozkładów energii pojedynczych fotonów dla wymienionego układu zderzających się jąder wykazała, że część wysokoenergetyczna w tych rozkładach nie daje się opisać przez pojedynczą funkcję typu boltzmannowskiego, a można ją sparametryzować przez sumę dwóch takich funkcji o różnych wartościach odwrotnych nachyleń. Dla badanego przeze mnie układu stosunek scałkowanych intensywności wkładu wysokoenergetycznego do niskoenergetycznego wyniósł inkluzywnie $2,2 \pm 0,3$ (i wzrastał ze stopniem centralności zderzenia), a odwrotne nachylenia tych wkładów wyniosły odpowiednio: $13,0 \pm 0,2$ MeV i $5,1 \pm 0,3$ MeV. Wyniki oznaczają, że źródło emisji fotonów posiada wewnętrzną strukturę, co wsparły również wyniki badań dla innych układów i rezultaty obliczeń w ramach modelu transportu BUU [51]. Te ostatnie wyniki sugerowały scenariusz sekwencyjny, w którym po pierwotnym zgęszczeniu materii (i emisji najbardziej energetycznych fotonów) zachodzi rozrzedzenie, a następnie rekompresja materii (i ponowna emisja fotonów, przeciętnie mniej energetycznych). Przyjęcie takiego scenariusza narzuca jednak wymóg rozbudowania modelu źródła par $\gamma\gamma$. Wydobycie istotnych parametrów takiego modelu na bazie porównania do danych doświadczalnych byłoby możliwe dla próbki o statystyce kilkukrotnie większej, niż obecnie dostępna.

Inną gałęzią moich badań była analiza emisji mezonów π^0 . Energia wiązki rzędu 40 – 60A MeV stanowi zaledwie ok. 15 – 20% energii progowej dla utworzenia mezonu π^0 w kanale NN, a więc cząstki te produkowane są głęboko podprogowo. W ramach pracy magisterskiej i na początku doktoratu wyznaczyłem odwrotne nachylenia T rozkładów pędu poprzecznego tych mezonów ze zderzeń Ar+C, Ni, Ag i Au przy energii wiązki 60A MeV. W ramach niepewności doświadczalnych wszystkie wartości nachyleń były ze sobą zgodne i wyniosły średnio $15,6 \pm 0,8$ MeV. Niezależność odwrotnych nachyleń od rozmiaru zderzającego się układu jest konsystentna z założeniem

produkcji mezonów π^0 w tych reakcjach jako skutek pierwszych zderzeń NN, gdzie energię dostępną formuje jedynie złożenie wektorów: pędu wiązki oraz pędów ruchu Fermiego nukleonów w jądrach wiązki i tarczy [52]. Na początku pracy na stanowisku adiunkta zrekonstruowałem również rozkłady pędu poprzecznego i energii oraz polarnego kąta emisji w układzie NN dla mezonów π^0 ze zderzeń Ta+Au przy jeszcze niższej energii wiązki, 40A MeV. Jak ukazują to rys. 3a i 5a w pracy [53], otrzymane dla tego układu rozkłady energii i pędu poprzecznego nie dają się opisać przez funkcję typu boltzmannowskiego. Przy dopasowaniu takiej funkcji do części wysokoenergetycznej tych rozkładów, parametr odwrotnego nachylenia wyniósł ok. 9 – 10 MeV. Z kolei zrekonstruowany rozkład kąta polarnego wykazywał niewielką anizotropię: dla dopasowania fenomenologicznej funkcji $dN/d\Omega \sim 1 + a_2 \cdot \cos^2 \vartheta_{NN}$ wartość a_2 wyniosła $0,31 \pm 0,09$.

W ramach grupy TAPS opracowany został uproszczony model absorpcji mezonów π^0 emitowanych w zderzeniu jąder atomowych [54]. W ramach tego modelu wyznaczone zostały funkcje osłabienia krotności neutralnych pionów dla rozkładów energii, pędu poprzecznego i polarnego kąta emisji. Nałożenie na rozkłady doświadczalne odwrotności odpowiednich funkcji osłabienia pozwala na oszacowanie rozkładów pierwotnych (przed absorpcją). Zrekonstruowany w ramach takiego modelu pierwotny rozkład kątowy okazał się być zgodny ze scenariuszem izotropowym ($a_2 = 0,09 \pm 0,09$). Rozkłady pierwotne pędu poprzecznego i energii ukazane zostały na rys. 3b i 5b w pracy [53]. Również te rozkłady okazały się niezgodne z profilem boltzmannowskim.

Istotną informacją na drodze do identyfikacji procesu produkcji mezonów π^0 w rozpatrywanych zderzeniach była obserwacja dalekiego przekraczania przez te mezony kinematycznego limitu energii w kanale $NN \rightarrow NN\pi^0$ nawet przy uwzględnieniu konstruktywnego złożenia pędów ruchu Fermiego nukleonów. Wykorzystując środowisko PLUTO wykonałem symulacje dwóch scenariuszy powstawania mezonów π^0 : w kanale $NNN \rightarrow NNN\pi^0$ oraz w kanale dwustopniowym $NN \rightarrow N\Delta$, $\Delta N \rightarrow NN\pi^0$. W obu przypadkach maksimum rozkładu energetycznego tak wygenerowanych pionów neutralnych niemal pokrywało się z maksymalnymi energiami π^0 zaobserwowanymi doświadczalnie. Kanały te wyjaśniają więc zakres części wysokoenergetycznej rozkładu neutralnych pionów przy energii wiązki 40A MeV.

2. Działalność w grupie badawczej CBM

W pierwszych latach pracy na stanowisku adiunkta prowadziłem dla grupy CBM symulacje ulokowania detektora dedykowanego rejestracji mionów z rozpadu mezonu J/ψ . CBM jest aktualnie konstruowanym układem doświadczalnym przy budowanym akceleratorze SIS100 w ośrodku GSI w Darmstadt, którego zadaniem będzie dostarczenie wiązek ciężkich jonów o energii od 2 do kilkunastu A GeV [55]. W dalszej przyszłości planowana jest również konstrukcja akceleratora SIS300, który poszerzałby zakres dostępnych energii wiązek do kilkudziesięciu A GeV (35A GeV dla wiązki Au). Wśród celów badawczych grupy CBM, oprócz badania charakterystyk globalnych (równanie stanu materii jądrowej, przejścia fazowe do plazmy kwarkowo-gluonowej i przywrócenie symetrii chiralnej), znajduje się również badanie sygnałów rzadkich, m.in. hadronów z kwarkiem c lub b. W tym kontekście celem pracy mojej i współpracowników było poszukiwanie najbardziej korzystnego rozwiązania dla detekcji złożonego z kwarków $c\bar{c}$ mezonu J/ψ , przy czym wybrany został kanał rozpadu $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (BR $\approx 6\%$). W zbiorze skorelowanych par mionów o przeciwnych znakach pochodzących ze zderzeń ciężkich jonów znaczną częścią są pary pochodzące z rozpadów mezonów $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ na drodze do detektorów. Dla badań J/ψ pary te stanowią znaczące tło.

W układzie badawczym CBM zakłada się instalację bezpośrednio za tarczą kilkupłaszczyznowych detektorów wierzchołka (MVD i STS) i otoczenie ich dipolowym magnesem nadprzewodzącym. W odległości kilku metrów za tarczą planowana jest instalacja detektora TRD złożonego z 3–4 płaszczyzn zamontowanych prostopadle do osi wiązki, a następnie – detektora

czasu przelotu TOF, a za nim kalorymetru ECAL, oba również w postaci ściany. Opcjonalnie rozważane jest zainstalowanie wysuwalnego detektora RICH pomiędzy ostatnią płaszczyzną STS a pierwszą ścianą TRD. W jednej z propozycji detektora dedykowanego rozpadom $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ planowano umieszczenie w tym samym miejscu również wysuwalnego detektora złożonego z serii naprzemiennie ustawionych grubych absorbentów i płaszczyzn detekcyjnych (tzw. Muon Chamber, MuCh). Przy spodziewanej korzystnej wartości stosunku sygnału do szumu (S/B), mankamentem była absorpcja przeważającej większości emitowanych hadronów, co oznaczało, że eksperymenty ukierunkowane na detekcję mezonów J/ψ miałyby charakter niemal ekskluzywny.

Pierwszą propozycją warszawskiej grupy CBM było umieszczenie jako alternatywy nowego detektora mionowego na końcu układu, za płaszczyzną ECAL. Naszym wstępnym zadaniem było poszukiwanie umiejscowienia i rozmiaru najbardziej korzystnego z punktu widzenia zarówno S/B, poziomu istotności (significance; $S_2 = S / \sqrt{(S+B)}$) oraz kosztów wykonania. Symulacje komputerowe przeprowadzane były w ramach środowiska CbmRoot i adoptowanego do niego pakietu Geant3. Wybrane zostały zderzenia Au+Au przy energii 25A GeV, wygenerowane w oparciu o model transportu UrQMD. Mezony J/ψ tworzone były natomiast przez pakiet Pluto i dokładane do zbioru cząstek ze zderzeń Au+Au. Na podstawie wyniku symulacji zaproponowaliśmy układ złożony z dwóch pionowo rozmieszczonych ścian prostokątnych, o środkach ustawionych przy kącie polarnym $\vartheta = 12,5^\circ$, jedna ściana powyżej a druga poniżej wiązki. Pojedyncza ściana miałaby pole powierzchni 25 m², a stosunek boku poziomego do pionowego wynosiłby 1,7. Następnie, w kontekście zjawiska wielokrotnego rozpraszania na drodze pomiędzy ostatnią płaszczyzną STS a kolejnymi ścianami TRD, przeanalizowaliśmy rozkłady odchylenia punktu uderzenia cząstki w kolejną płaszczyznę TRD od pozycji spodziewanej na podstawie ekstrapolacji toru cząstki z poprzednich płaszczyzn. W wyniku analizy okazało się, że miony pochodzące z rozpadów π^\pm , stanowiące tło, cechuje średnio wyraźnie większe odchylenie niż miony z rozpadów J/ψ w tarczy. Dzięki zastosowaniu cięć na maksymalną wartość powyższych odchyżeń udało się 2–3 krotnie zwiększyć stosunek S/B, do poziomu 0,5. Powyższe wyniki zaprezentowałem na 8. spotkaniu współpracy CBM w Strasbourgu we wrześniu 2006 i w raporcie do CBM Progress Report 2006 [56]. Choć zaletą proponowanego rozwiązania nad komorą MuCh było nieblokowanie przez detektor pomiaru innych zjawisk podczas eksperymentu, to wyniki dla komory MuCh wykazywały znacznie wyższy stosunek S/B = 7.

Drugą propozycją warszawskiej grupy CBM było wstawienie absorbentów pomiędzy kolejnymi ścianami detektorów TRD. Taka konfiguracja zasłaniała dalsze detektory CBM, ale umożliwiała równoczesny pomiar emitowanych cząstek przez detektor RICH i 1. płaszczyznę detektora TRD. Wstępne wyniki symulacji dla rozpadu J/ψ w kanale $\mu^+\mu^-$ sugerowały jednak niską wartość S/B = 0,02. Badania te zreferowałem na XI spotkaniu kolaboracji CBM w lutym 2008 w GSI, Darmstadt. Ze względu na konieczność intensywnej pracy w ramach współpracy FOPI, nie kontynuowałem symulacji w ramach detektora CBM.

IV Bibliografia

- [1] C. Hartnack et al., Phys. Rep. 510, 119 (2012).
- [2] B. Hong et al., Phys. Lett. B 407, 115 (1997).
- [3] W. Reisdorf et al., Nucl. Phys. A 781, 459 (2007).
- [4] W. Reisdorf et al., Nucl. Phys. A 848, 366 (2010).
- [5] A. Andronic et al., Nucl. Phys. A 772, 167 (2006).
- [6] M.C. Birse, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20, 1537 (1994).
- [7] D.B. Kaplan, A.E. Nelson, Phys. Lett. B 175, 57 (1986).
- [8] W. Weise, Nucl. Phys. A 610, 35c (1996).
- [9] T. Waas et al., Phys. Lett. B 379, 34 (1996).
- [10] K. Tsushima et al., Phys. Lett. B 429, 239 (1998).
- [11] J. Schaffner-Bielich et al., Nucl. Phys. A 625, 325 (1997).
- [12] H. Schade et al., Phys. Rev. C 81, 034902 (2010).
- [13] M.F.M. Lutz, Prog. Part. Nucl. Phys. 53, 125 (2004).
- [14] M. Kotulla et al., Physik Journal 8, 3, p. 41 (2009).
- [15] A. Förster et al., Phys. Rev. C 75, 024906 (2007).
- [16] A. Mangiarotti et al., Nucl. Phys. A 714, 89 (2003).
- [17] M. Merschmeyer et al., Phys. Rev. C 76, 024906 (2007).
- [18] X. Lopez et al., Phys. Rev. C 81, 061902(R) (2010).
- [19] X. Lopez et al., Phys. Rev. C 76, 052203(R) (2007).
- [20] K.A. Olive et al., Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [21] C.B. Dover, G.E. Walker, Phys. Rep. 89, 1 (1982).
- [22] C. Fuchs, Prog. Part. Nucl. Phys. 56, 1 (2006).
- [23] B. Borasoy et al., Eur. Phys. J. A 25, 79 (2005).
- [24] J. Steinheimer, M. Bleicher, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 43, 015104 (2016).
- [25] G. Agakishiev et al., Phys. Rev. C 80, 025209 (2009).
- [26] K. Piasecki et al., GSI Scientific Report 2010, p. 66, GSI (2011).
Dostęp: <http://repository.gsi.de/record/53521/files/GSI-Report-2011-1.pdf>
- [27] J. Cleymans, K. Redlich, Phys. Rev. C 60, 054908 (1999).
- [28] G. Wolf et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 42, 157 (1999).
- [29] E.L. Bratkovskaya et al., Nucl. Phys. A 681, 84c (2001).
- [30] F. Becattini et al., Eur. Phys. J. C 5, 143 (1998).
- [31] S. Wheaton et al., Comp. Phys. Comm. 180, 84 (2009).
- [32] J. Ritman, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B 44, 708 (1995).
- [33] B. Sikora, Acta Phys. Pol. B 31, 135 (2000).
- [34] K. Wiśniewski et al., Eur. Phys. J. A 9, 414 (2000).
- [35] M. Kiš et al., Nucl. Instr. Meth. A 646, 27 (2011).
- [36] A. Schüttauf et al., Nucl. Instr. Meth. A 602, 679 (2009).
- [37] V. Zinyuk et al., Phys. Rev. C 90, 025210 (2014).
- [38] J. Gosset et al., Phys. Rev. C 16, 629 (1977).
- [39] wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/html3/geantall.html
- [40] K. Piasecki et al., GSI Scientific Report 2009, p. 230, GSI (2010).
Dostęp: <http://repository.gsi.de/record/53522/files/GSI-Report-2010-1.pdf>
- [41] R. Barth et al., Phys. Rev. Lett. 78, 4007 (1997).
- [42] C. Müntz et al., Z. Phys. A 357, 399 (1997).
- [43] P. Braun-Munzinger, J. Wambach, Rev. Mod. Phys. 81, 1031 (2009).
- [44] W. Ehehalt et al., Nucl. Phys. A 602, 449 (1996).
- [45] W. Reisdorf et al., Phys. Rev. Lett. 92, 232301 (2004).
- [46] M. Lorenz, PoS (BORMIO2010) 038 (2010).

- [47] I. Froelich et al., PoS ACAT2007, 076 (2007).
 - [48] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42, 880 (1979).
 - [49] G. Agakishiev et al., Eur. Phys. Jour. A 47, 21 (2011).
 - [50] K. Piasecki, T. Matulewicz, Acta Phys. Pol. B 37, 1 (2006).
 - [51] G. Martínez et al., Phys. Lett. B 349, 23 (1995).
 - [52] K. Piasecki et al., Acta Phys. Pol. B 33, 973 (2002).
 - [53] K. Piasecki et al., Phys. Rev. C 81, 054912 (2010).
 - [54] K. Tymińska et al., Acta Phys. Pol. B 33, 981 (2002).
 - [55] J. Heuser et al., Nucl. Phys. A 904, 941c (2013).
 - [56] K. Piasecki et al., CBM Progress Report 2006, 20 (2007).
- Dostęp: <http://repository.gsi.de/record/54085/files/GSI-2013-04807.pdf>