

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Jan Orliński
Nr albumu: 405605

Rekonstrukcja pływu poprzecznego mezonów
lekkich z relatywistycznych zderzeń $A_g + A_g$
rejestrowanych w detektorze HADES

Praca magisterska na kierunku studiów fizyka

praca wykonana pod kierunkiem
dr. hab. Krzysztofa Piaseckiego
w Zakładzie Fizyki Jądrowej Wydziału Fizyki UW

Warszawa, lipiec 2023

Streszczenie

Niniejsza praca poświęcona jest rekonstrukcji pływu poprzecznego lekkich mezonów — π^\pm i K^+ — emitowanych ze zderzeń Ag+Ag przy energiach kinetycznych wiązki rzędu 1-2 GeV na nukleon, mierzonych w detektorze HADES. Za pływ poprzeczny rozumie się zjawisko anizotropii emisji cząstek w kącie wokół osi zderzenia (azymutalnym). Jego pomiar należy do zaawansowanych działań eksperymentalnych w zderzeniach ciężkich jonów. Jednocześnie jest to kierunek istotny, gdyż rozkłady azymutalne emisji cząstek wyczulone są m. in. na ściśliwość materii jądrowej, która jest istotnym parametrem równania stanu (EoS) materii jądrowej, czy też efekty ośrodka, jak zmiana masy kaonów w gęstej materii jądrowej. Niniejsza praca magisterska stanowi pierwszy opis rekonstrukcji pływu poprzecznego w Zakładzie Fizyki Jądrowej UW.

W pracy prezentowany jest układ badawczy HADES ze szczególnym naciskiem na podzespoły kluczowe dla rekonstrukcji pływu poprzecznego. Autor przedstawia przegląd badań prowadzonych przez grupę HADES oraz omawia wybrane publikacje dotyczące pływu poprzecznego. W części eksperymentalnej omówiono rekonstrukcję płaszczyzny reakcji zderzeń oraz poprawki na skończoną rozdzielczość tej procedury, a także opis poprawek na wydajność układu badawczego. Ów opis wzbogacono o szczegółową analizę efektów wydajnościowych, przeprowadzoną przez autora na podstawie symulacji wykonanych przez kolaborację HADES. W części doświadczalnej przedstawiono wyniki rekonstrukcji pływu poprzecznego naładowanych pionów w zderzeniach Ag+Ag przy energii 1,23 GeV na nukleon. Poszerzono je o rozkłady emisji w pędzie poprzecznym do osi wiązki i pospieszności wzdłuż niej - co dopełnia trójwymiarowy rozkład emisji tych cząstek. Przedstawiono także wstępne rezultaty pływu mezonów K^+ w zderzeniach tego samego systemu przy energii 1,58 GeV na nukleon.

Słowa kluczowe

Fizyka jądrowa, pływ poprzeczny hadronów, spektrometr HADES, relatywistyczne zderzenia jąder atomowych

Tytuł pracy w języku angielskim

Reconstruction of transverse flow of light mesons from relativistic Ag+Ag collisions measured with the HADES detector

Spis treści

1	Wstęp	4
1.1	Wstęp	4
1.2	Podziękowania / Acknowledgements	5
2	Wprowadzenie pojęciowe	6
2.1	Transformacja Lorentza	6
2.2	Cząstki elementarne	8
2.3	Materia jądrowa	10
2.4	Modele statystyczne produkcji cząstek	13
2.5	Pływ poprzeczny w zderzeniach ciężkich jonów	15
2.6	Poprawka na rozdzielczość płaszczyzny reakcji	17
3	Motywacja fizyczna i cel pracy	19
4	Eksperyment HADES	25
4.1	Opis spektrometru	25
4.2	Rekonstrukcja pędu i masy	28
4.3	Centralność i orientacja płaszczyzny zderzenia	31
4.4	Eksperymenty grupy HADES	32
5	Analiza emisji lekkich mezonów z relatywistycznych zderzeń Ag+Ag	35
5.1	Rozkład kinematyczny mezonów π^\pm przy energii 1,23 GeV/nukleon	35
5.1.1	Selekcja danych	35
5.1.2	Wydajność i czystość	36
5.1.3	Rozkład krotności w przestrzeni $(m_T - m_0, y)$	38
5.2	Rekonstrukcja pływu poprzecznego mezonów π^\pm przy energii 1,23 GeV/nukleon	44
5.2.1	Opis metody	44
5.2.2	Poprawka wydajności na gęstość torów	46
5.2.3	Rozkłady zrekonstruowane	47
5.3	Analiza efektów wydajnościowych zależnych od gęstości torów	54
5.3.1	Przyjęte założenia	54
5.3.2	Wyniki symulacji	55
5.3.3	Weryfikacja otrzymanej poprawki	58
5.4	Rekonstrukcja rozkładu przestrzeni fazowej mezonów K^+ przy energii 1,58 GeV/nukleon	61
5.4.1	Identyfikacja mezonów K^+	61
5.4.2	Rozkłady pływu poprzecznego	64
6	Podsumowanie	66

1 Wstęp

1.1 Wstęp

Relatywistyczne zderzenia ciężkich jonów to eksperymenty, w których dochodzi do zderzenia dwóch jąder atomowych przy energiach uniemożliwiających przybliżenie czynnika γ Lorentza do jedności. Tworzy się wówczas na bardzo krótką chwilę (czasy rzędu 10-30 fm/c, czyli 10^{-22} s [1]) ośrodek materii jądrowej o ekstremalnych właściwościach: koncentracji nukleonów kilkukrotnie większej od tej spotykanej w jądrach atomowych [1], temperaturach rzędu 100 MeV¹ [2] i ciśnieniach rzędu 10^{33} Pa [3]. Są to stany materii porównywalne do tych panujących w gwiazdach neutronowych, czy też przy eksplozjach supernowych na etapie najwyższych kondensacji materii, co umożliwia zgłębienie zjawisk skali astrofizycznej w ziemskim laboratorium. W reżimie energetycznym objętym tą pracą, nieobejmującym tzw. zderzeń ultrarelatywistycznych, nadal znaczącą rolę pełnią oddziaływania jądrowe, dzięki czemu eksperymenty te pogłębiają nasze zrozumienie materii jądrowej.

W strefie zderzenia dochodzi do produkcji cząstek elementarnych, w tym hadronów zawierających kwarki (anty)dziwne. Na podstawie krotności tych cząstek oraz rozkładów ich emisji w przestrzeni fazowej pędów, dzięki porównaniom z przewidywaniami modelowymi, wnioskować można o naturze materii jądrowej w trakcie zderzenia. Na etapie rekonstrukcji owe rozkłady często zawęża się do dwóch wymiarów - składowej pędu wzdłuż osi wiązki i rzutu pędu na płaszczyznę poprzeczną - pomijając analizę emisji w kącie wokół osi wiązki (azymutalnym), czyli właśnie zjawiska płwywu poprzecznego. W niniejszej pracy przedstawiam opis procedury rekonstrukcji tego zjawiska dla lekkich mezonów (π^\pm , K^+) w zderzeniach ciężkich jonów przy energiach rzędu 1-2 GeV na nukleon, mierzonych za pomocą detektora HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) [4]. Prezentuję też wyniki analizy rozkładów emisji tych cząstek w zderzeniach Ag+Ag przy energiach 1,23 oraz 1,58 GeV na nukleon, zarejestrowanych przez ten układ.

W rozdziale 2 wprowadzam pojęcia fizyczne niezbędne do opisu omawianych zjawisk. Rozdział 3 w całości poświęcony jest motywacji fizycznej stojącej za badaniami relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów, a w szczególności płwywu poprzecznego hadronów, oraz przedstawieniu celów i problemów badawczych niniejszej pracy. W rozdziale 4 omawiam układ badawczy HADES, a także opisuję krótko przeszłe i teraźniejsze badania fizyczne tej grupy. W rozdziale 5 omawiam procedurę rekonstrukcji płwywu poprzecznego stosowaną w eksperymencie HADES i przedstawiam uzyskane przeze mnie rozkłady kinematyczne dla trzech lekkich mezonów (π^\pm , K^+) w zderzeniach Ag+Ag przy dwóch różnych energiach kinetycznych wiązki (1,23 oraz 1,58 GeV na nukleon). Są to zarówno rozkłady "klasyczne", czyli na płaszczyźnie pędu poprzecznego i pospieszności, jak i rozkłady kąta azymutalnego, względem których wykonano analizę płwywu poprzecznego: współczynników wagowych kilku pierwszych harmonik rozkładu kąta azymutalnego w funkcji pędu poprzecznego i pospieszności.

¹W pracy zastosowana jest konwencja $k_B = 1$

1.2 Podziękowania / Acknowledgements

Results in this work were realized with financial support from the University of Warsaw, the ERASMUS+ Programme of the Council of Europe, the Czech Academy of Sciences, the GET_INVolved programme at GSI and the HADES Collaboration.

2 Wprowadzenie pojęciowe

2.1 Transformacja Lorentza

W zderzeniach ciężkich jonów przy energiach kinetycznych rzędu kilkuset MeV/nukleon i większych konieczne jest stosowanie relatywistycznych zasad transformacji między układami odniesienia, gdyż prędkości pocisków są istotne w porównaniu do prędkości światła w próżni. W tym rozdziale wprowadzona zostanie transformacja Lorentza oraz zestaw wielkości fizycznych, który pozwala uniknąć jej nieliniowego zachowania przy analizie danych.

Do rozważań przyjęta zostanie następująca konwencja: rozpatrujemy układ odniesienia U związany z laboratorium oraz układ środka masy U' . Ustalmy również, że rozpatrujemy zderzenie dwóch symetrycznych jąder atomowych o masach m : jedno z nich w układzie laboratorium spoczywa ("tarcza"), a drugie zbliża się z odległości z'_0 w jego kierunku z prędkością u ("pocisk"). Położenie układu U wybierzmy dla prostoty tak, aby jądro tarczy znajdowało się w położeniu $[x_0, y_0, z_0] = [0, 0, 0]$. Przyjmujemy, że w obu układach odniesienia osie kartezjańskiego układu współrzędnych skierowane są tak samo, a jądra poruszają się względem siebie ruchem jednostajnym prostoliniowym o prędkości $\vec{u} = u\hat{e}_z$. Położenie układu środka masy będzie się zmieniało wraz z czasem (gdy jądra będą się do siebie zbliżały) i wynosi: $[x_{CM}, y_{CM}, z_{CM}] = [0, 0, \frac{1}{2}(z'_0 + ut)]$. Schematycznie, widok zderzenia ciężkich jonów w układzie stacjonarnej tarczy przedstawiono na rysunku 1.

Układ środka masy porusza się względem układu laboratorium ruchem jednostajnym i wówczas te dwa układy są względem siebie inercjalne - stosuje się między nimi transformację Lorentza. Punkt \vec{r} o współrzędnych $[x, y, z, t]$ w układzie odniesienia U transformuje się na punkt \vec{r}' w układzie U' o współrzędnych:

$$[x', y', z', t'] = [x, y, \gamma(z - \frac{1}{2}ut), \gamma(t - \frac{u}{2c^2}z)], \quad (1)$$

gdzie przez c oznacza się prędkość światła w próżni, a γ oznacza czynnik Lorentza definiowany jako:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2)$$

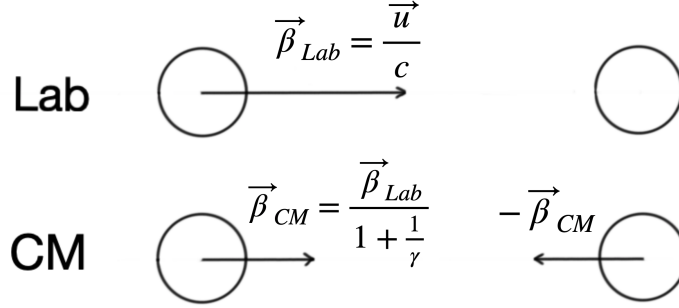
przy czym $\beta = u/2c$. Warto przywołać relatywistyczną definicję pędu:

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v}, \quad (3)$$

a następnie wprowadzić transformację Lorentza czteropędu:

$$[p'_x, p'_y, p'_z, E'] = [p_x, p_y, \gamma(p_z - \frac{uE}{2c^2}), \gamma(E - \frac{1}{2}up_z)]. \quad (4)$$

Transformacja ta przedstawia szereg właściwości nietypowych dla fizyki nierelatywistycznej, jak kontrakcja długości i dylatacja czasu. Ponadto, nie jest ona addytywna względem prędkości, co stanowi uciążliwość przy przechodzeniu między układami odniesienia. Zachodzi wobec tego potrzeba takiego sposobu wyrażenia prędkości, który wykazuje addytywność w transformacji Lorentza. Cechę taką ma **pospieszność**, zdefiniowana jako:



Rysunek 1: Schematyczne przedstawienie symetrycznego zderzenia dwóch ciężkich jonów w układzie stacjonarnej tarczy. U góry przedstawiono sytuację w układzie odniesienia związanym z laboratorium, a u dołu - w układzie środka masy.

$$y = \tanh^{-1}(\beta), \quad (5)$$

Jeśli pewna cząstka porusza się w układzie laboratorium z prędkością y , a układ środka masy porusza się względem układu laboratorium z prędkością y_{NN} , wówczas prędkość tej cząstki w układzie środka masy wynosi:

$$y_{CM} = y - y_{NN}. \quad (6)$$

Zazwyczaj poprzez prędkość wyraża się prędkości cząstek wyłącznie w kierunku wzdłuż osi wiązki. W dalszych rozważaniach przyjęte będzie $y \equiv y_z$. Rozkłady często przedstawia się też za pomocą **prędkości zredukowanej**:

$$y_0 = \frac{y - y_{CM}}{y_{CM}}. \quad (7)$$

Pozostałe dwie współrzędne pędu zachowują liniowość w transformacji Lorenta (por. równanie 4), a zbiorczo przedstawić je można za pomocą **pędu poprzecznego** definiowanego jako

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (8)$$

To pozwala na opis przestrzeni fazowej pędów (z dokładnością do obrotu wokół osi zderzenia) za pomocą zmiennych (p_T, y) . Definiuje się także **masę poprzeczną**, jako

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (9)$$

od której często odejmuje się masę spoczynkową m_0 danej cząstki, aby wielkość zaczynała się od zera. Otrzymuje się wówczas zredukowaną masę poprzeczną $m_T - m_0$. Dzięki tej definicji wspomnianą powyżej podprzestrzeń fazową pędów można opisać na płaszczyźnie $(m_T - m_0, y)$. Po dodaniu do tego zestawu zmiennych kąta obrotu wokół osi wiązki ϕ , otrzymuje się kompletną reprezentację przestrzeni fazowej pędów, która zachowuje się liniowo względem transformacji Lorenta. Warto odnotować, że w każdym układzie odniesienia zachodzi:

$$E = m_T c^2 \cosh y \quad (10)$$

oraz

$$p_z = m_T c \sinh y. \quad (11)$$

Przydatna jest także definicja niezmiennika transformacji Lorentza, nazywanego energią dostępną lub masą niezmienniczą i oznaczanego przez \sqrt{s} . Dla układu cząstek numerowanych indeksem i oblicza się go jako:

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i c\vec{p}_i\right)^2}, \quad (12)$$

a jego wartość zachowywana jest przy transformacjach między układami odniesienia, ale również przy wszelkich oddziaływaniach opisywanych w języku kinematyki relatywistycznej. Z tego względu używa się go jako podstawowej wielkości opisującej bilanse energetyczne w relatywistycznej fizyce subatomowej. W przypadku, gdy wszystkie cząstki spoczywają w układzie ich środka masy, to $\sqrt{s} = \sum_i m_i c^2$, co oznacza, że \sqrt{s} odpowiada maksymalnej masie cząstek, jaką można wyprodukować w danym oddziaływaniu.

Zasadnym jest wprowadzenie przeliczenia energii kinetycznej uśrednionego nukleonu wiązki w eksperymencie na stacjonarnej tarczy na energię dostępną układu nukleon-nukleon (NN) w układzie środka masy:

$$\sqrt{s} (T_{beam}) = \sqrt{2m_N c^2 (2m_N c^2 + T_{beam})}. \quad (13)$$

2.2 Cząstki elementarne

We współczesnej fizyce materię – wszystkie cząstki fundamentalne (niepodzielne) oraz oddziaływania między nimi – opisuje model standardowy. Cząstki fundamentalne dzieli się w nim na fermiony (cząstki o spinie ułamkowym, nazywane od nazwiska Enrico Fermiego) oraz bozony (cząstki o spinie całkowitym, których nazwa pochodzi od Satyendry Bosego). Ponieważ model standardowy oparty jest o formalizm kwantowej teorii pola, oddziaływania są w nim przenoszone poprzez wymianę odpowiedniej cząstki i właśnie tę rolę spełniają w nim bozony pośredniczące: foton (γ) jest nośnikiem oddziaływania elektromagnetyczne, bozony W^\pm i Z^0 przenoszą oddziaływania słabe, a gluony - oddziaływania silne. Model standardowy nie opisuje czwartego oddziaływania fundamentalnego - grawitacji - które miałyby być przenoszone przez hipotetyczną cząstkę nazywaną grawitonem. Poczet bozonów domyka jeden bozon skalarny - bozon Higgsa (H^0), którego istnienie jest wymuszone przez spontaniczne łamanie symetrii w oddziaływaniach elektroślabych, a który odpowiedzialny jest za nadawanie cząstkom fundamentalnym masy.

Fermiony są cząstkami, które ulegają oddziaływaniom, same ich nie przenosząc. Dzieli się na cząstki oddziałujące wszystkimi siłami modelu standardowego (kwarki) oraz cząstki nieoddziałujące silnie (leptony), przy czym fermiony każdego rodzaju występują w sześciu zapachach pogrupowanych w trzy generacje. Każdy fermion ma też określoną masę. Dla każdej generacji leptonów określa

się odpowiednią liczbę leptonową (+1 dla danego leptonu i -1 dla odpowiadającej antycząstki), która zachowana jest w oddziaływaniach elektromagnetycznych, silnych i słabych. Kwarki dzielą wspólną liczbę barionową (wynoszącą $(-)\frac{1}{3}$ dla każdego (anty)kwarku), natomiast każdy z nich ma własną liczbę kwantową odpowiadającą zapachowi (np. dziwność S - niezerowa dla kwarków dziwnego i antydziwnego, zerowa dla pozostałych). Wyjątkiem są tu kwarki górny i dolny, które ze względu na zbliżone masy zwykle traktowane są jako cząstki symetryczne i mają wspólną liczbę kwantową, nazywaną izospinem, a różnią się jego trzecią składową. Te liczby kwantowe również są zachowywane w interakcjach silnych i elektromagnetycznych, ale mogą zmieniać się w oddziaływaniach słabych. Najważniejsze informacje dotyczące fermionów modelu standardowego przedstawione zostały w tabeli 1.

Tabela 1: Zestawienie fermionów modelu standardowego [5]

Symbol	Nazwa	Masa [MeV/c ²]	Ładunek elektr. [e]	Liczby kwantowe
Kwarki				
u	kwark górny	2,3	+2/3	$I_3 = +1/2$
d	kwark dolny	4,8	-1/3	$I_3 = -1/2$
s	kwark dziwny	95	-1/3	$S = -1$
c	kwark powabny	1 275	+2/3	$C = +1$
b	kwark niski	4 180	-1/3	$B' = -1$
t	kwark wysoki	173 210	+2/3	$T = +1$
Leptony				
e	elektron	0,511	-1	$L_e = 1$
ν_e	neutrino elektronowe	$< 1, 1 \cdot 10^{-6}$	0	$L_e = 1$
μ	mion	106	-1	$L_\mu = 1$
ν_μ	neutrino mionowe	$< 1, 1 \cdot 10^{-6}$	0	$L_\mu = 1$
τ	taon	1777	-1	$L_\tau = 1$
ν_τ	neutrino taonowe	$< 1, 1 \cdot 10^{-6}$	0	$L_\tau = 1$

Kwarki obarczone są ładunkiem oddziaływania silnego, nazywanym kolorem, który występuje w trzech wariantach: czerwonym, zielonym i niebieskim (każdy z nich ma również swój anty kolor). Poprzez oddziaływanie silne mogą się one połączyć w hadrony, pod warunkiem, że powstała cząstka będzie pozbawiona koloru. Może to zostać osiągnięte poprzez połączenie kwarku z antykwarkiem o odpowiednim antykolorze (mezon) lub trzech kwarków o różnych kolorach (barion) albo antykolorach (antybarion). Możliwe jest także utworzenie różnych kompozytów większej ilości kwarków (tetrakwark, pentakwark). Hadrony wraz z cząstkami fundamentalnymi tworzą zbiór cząstek elementarnych. Mezony mają liczbę barionową równą 0, a dla każdego (anty)barionu wynosi ona (-)1. Sumaryczny ładunek elektryczny hadronów jest zawsze liczbą całkowitą.

Hadronami badanymi w tej pracy będą naładowane mezony π (piony) oraz dodatnio naładowane mezony K (kaony). Ich własności - masa w próżni (m_0), skład kwarkowy, ładunek elektryczny (Q_e) i dziwność (S) - przedstawiono w tabeli 2, wraz z własnościami protonu i neutronu dla odniesienia.

Hadrony mogą ulegać przemianom albo być wytwarzane z energii pod warunkiem zachowania w procesie liczb kwantowych oraz całkowitej energii i pędu. Oznacza to, że można utworzyć

Tabela 2: Zestawienie podstawowych własności wybranych hadronów [5]

Symbol	Nazwa	Masa [MeV/c ²]	Skład kwarkowy	Q _e [e]	S	I ₃
p	proton	938,3	{u, u, d}	+1	0	+1/2
n	neutron	939,6	{u, d, d}	0	0	-1/2
π ⁺	pion	139,6	{u, \bar{d} }	+1	0	+1
π ⁻	pion	139,6	{ \bar{u} , d}	-1	0	-1
K ⁺	kaon	493,7	{u, \bar{s} }	+1	-1	+1/2

nowe, niespotykane w stabilnej materii, cząstki pod warunkiem dostarczenia do układu odpowiednio dużej energii - co jest realizowane w akceleratorach cząstek. Na podstawie bilansu energetycznego (por. równanie 12), dla każdej reakcji dopuszczanej przez liczby kwantowe obliczyć można różnicę energii spoczynkowych między stanem końcowym, a stanem początkowym. Jeśli będzie ona ujemna (energia substratów jest większa), wówczas reakcja będzie zachodziła samoczynnie, a nadwyżkę energii uniosą w postaci energii kinetycznej produkty tej przemiany. Taką naturę mają rozpady cząstek nietrwałych. W przypadku reakcji, gdzie bilans energetyczny jest dodatni, konieczne jest wprowadzenie do układu nadmiarowej energii poprzez substraty. Minimalną energię, jaką należy wprowadzić do układu, aby zaszła określona przemiana, nazywamy **energiją progową**.

Dla eksperymentów ciężkojonowych na stacjonarnej tarczy można obliczyć minimalną energię kinetyczną nukleonu we wiązce (A), przy której reakcja dążąca do produkcji cząstek o masach m_i zajdzie na nukleonie stacjonarnej tarczy (B). Wynosi ona:

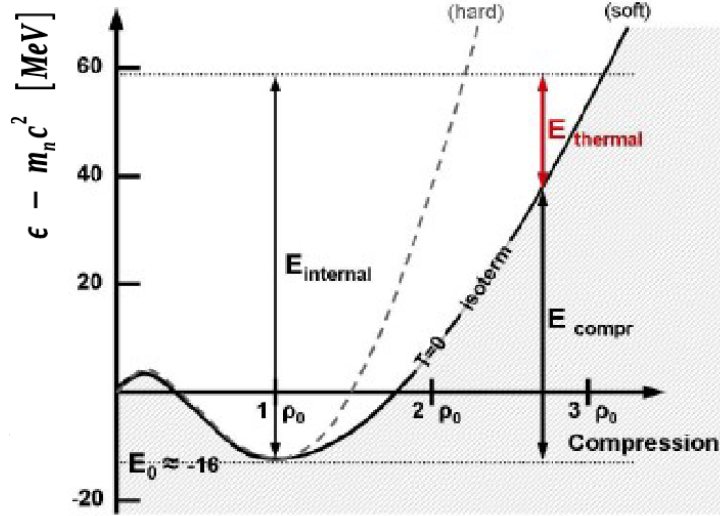
$$T_A^{\text{threshold}} = \frac{(\sum_i m_i c^2)^2 - (m_A c^2 + m_B c^2)^2}{2m_B c^2}. \quad (14)$$

Na przykład dla produkcji naładowanych pionów w kanale $NN \rightarrow NN\pi^+\pi^-$ wynosi ona ok. 600 MeV, a dla produkcji mezonu K^+ w kanale $NN \rightarrow NK^+$ jest to ok. 1580 MeV. W zderzeniach ciężkich jonów obserwuje się jednak produkcję podprogową, np. produkcję cząstek dziwnych w eksperymentach, w których energia kinetyczna wiązki na nukleon nie jest wystarczająca do wyprodukowania kwarku dziwnego w pojedynczym kanale NN [6]. Wynika to z jądrowego charakteru materii zderzanej w eksperymentach ciężkojonowych, gdzie energie indywidualnych nukleonów różnią się od siebie ze względu na ruchy Fermiego w obrębie jądra, oraz gdzie dopuszczalne są bardziej złożone kanały produkcji, jak zderzenie trójciałowe lub przejście przez produkt pośredni (np. dla produkcji K^- $NN \rightarrow NK^+\Lambda$, a następnie $\Lambda\pi \rightarrow K^-N$).

2.3 Materia jądrowa

Jądro atomowe składa się z neutronów i protonów, połączonych ze sobą siłami jądrowymi (są to siły resztkowe oddziaływań silnych między kwarkami budującymi nukleony). Potencjał tych oddziaływań opisać można za pomocą modelu kroplowego, przez analogię do własności kropli wody:

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(N, Z), \quad (15)$$



Rysunek 2: Przykładowe zależności energii na nukleon od koncentracji nukleonów w materii jądrowej dla wariantów *soft* oraz *hard* równania stanu materii, por. [7]

gdzie A to liczba masowa, N - liczba neutronów, a Z - liczba protonów (z czego wynika $A = N + Z$). a_V , a_S , a_C oraz a_A to dobrane empirycznie współczynniki związane z własnościami analogicznymi do własności kropli wody, odpowiednio: objętościowy, powierzchniowy, kulombowski oraz asymetrii, a $\delta(N, Z)$ jest dodatkowym członem równym 0 lub $\pm\delta_P$ w zależności od parzystości N i Z . Dla jąder atomowych typowe wartości energii wiązania mają wartości 7-9 MeV na nukleon.

Przez uogólnienie jądra atomowego na nieskończony obszar otrzymuje się pojęcie **materii jądrowej**. Pozwala to na zaniechanie w modelu kropłowym oddziaływań jądrowych członu powierzchniowego i kulombowskiego. Człon pairingu zaniechuje się ze względu na małą wartość względem pozostałych wkładów. Materię jądrową można opisać w języku zmiennych, takich jak koncentracja nukleonów (ρ wyrażana w fm^{-3}) i średnia energia na jeden nukleon (ϵ wyrażana w MeV). Zależności między tymi zmiennymi opisywane są poprzez **równanie stanu** (*equation of state*, EoS) materii jądrowej. Znane jest zachowanie EoS przy $\rho \rightarrow 0$, gdyż wówczas zachodzi również $\epsilon - m_N c^2 \rightarrow 0$, co odpowiada swobodnemu nukleonowi. Dobrze opisana jest także natura materii jądrowej w $\rho = \rho_0 \approx 0,17 \text{ fm}^{-3}$, czyli przy koncentracji stabilnego jądra atomowego, gdzie średnią energię wiązania na nukleon oszacować można za pomocą modelu kropłowego, a wynosi ona ok. 16 MeV/nukleon (dla $N = Z$).

Szkic na rysunku 2 ukazuje płaszczyznę ($\rho, \epsilon - m_N c^2$) oraz przedstawiony jakościowo możliwy przebieg zależności energii na nukleon od ich koncentracji, gdy temperatura materii wynosi 0. Właśnie ta zależność nazywana jest w powszechnym obiegu równaniem stanu. Przebieg funkcji między nimi dedukowany jest na podstawie eksperymentów jądrowych. Na rysunku przedstawione są dwa przykładowe warianty tego przebiegu. W rzeczywistości, podczas zderzenia jądrowego, układ nie przebiega wzdłuż owej krzywej. W zderzeniu dostępny jest dodatkowy zasób energii, a proces trwa przy stałości energii całkowitej (na rysunku - kreskowana prosta przy wartości ok. 60 MeV). Nachylenie energii w funkcji koncentracji (ściskanie materii jądrowej) opisać można za pomocą ciśnienia, które na mocy I Zasady Termodynamiki ma postać:

$$p = -\rho^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \Big|_{T=0}, \quad (16)$$

ale również różnym wartościom modułu sprężystości κ_{nuclear} materii jądrowej, przy czym na potrzeby badań w fizyce jądrowej definiuje się go jako

$$\kappa_{\text{nuclear}} = 9 \frac{\partial p}{\partial \rho} \Big|_{T=0}. \quad (17)$$

Ostry wzrost energii wraz z gęstością materii równoznaczny jest z koniecznością dostarczenia dużej ilości energii w celu zagęszczenia jej i odpowiada “twardej” materii jądrowej (*hard EoS*), a łagodny wzrost odpowiada scenariuszowi “miękkiej” materii jądrowej (*soft EoS*). Wpływa to na gradienty ciśnień w zderzeniach ciężkich jonów i w konsekwencji przekłada się na rozkłady kątowe cząstek (w tym w kącie azymutalnym ϕ), a dokładniejsze poznanie tego efektu stanowi jeden z celów badania wpływu poprzecznego hadronów, co zostanie przybliżone w rozdziale 3.

Materia jądrowa może też oddziaływać z propagującymi się przez nią cząstkami elementarnymi. Potencjał tego oddziaływania może zmieniać masę hadronów otoczonych ośrodkiem o niezerowej temperaturze lub koncentracji nukleonów w porównaniu do ich masy w próżni ($\rho \rightarrow 0, T \rightarrow 0$). Szczególnie interesującymi cząstkami do badania tego efektu w zderzeniach przy energii kilku GeV/nukleon są mezony K^+ , dla których przewiduje się względnie wysokie potencjały oddziaływania kaon-nukleon (KN) [1, 8]. W zderzeniach przy energii bliskiej progu produkcji dziwności zazwyczaj produkowany jest pojedynczy kaon, co czyni z niego dobrą cząstkę próbną. Efekt badany jest również dla mezonów K^- .

Zjawisko zmiany masy efektywnej hadronów w materii jądrowej jest efektem wynikającym z obecności w próżni kondensatu kwark-antykwar. Są to stale powstające i anihilujące pary, istniejące na tyle krótko, aby w ramach zasady nieoznaczoności możliwe było naruszenie zasady zachowania energii. Wpływają one na iloczyn masy kaonu oraz jego stałej rozpadu, zgodnie ze związkem Gell-Mann–Oakes–Renner:

$$m_K^{*2} f_K^{*2} = -\frac{m_u + m_s}{2} \langle u\bar{u} + s\bar{s} \rangle + \Theta(m_s^2), \quad (18)$$

gdzie m_K^* oraz f_K^* to efektywna masa kaonu oraz jego efektywna stała rozpadu, m_q to masa odpowiedniego kwarku, $\langle q\bar{q} \rangle$ to wartość oczekiwana kondensatu kwark-antykwar, a $\Theta(m_s^2)$ jest poprawką rzędu kwadratu masy kwarku dziwnego [9].

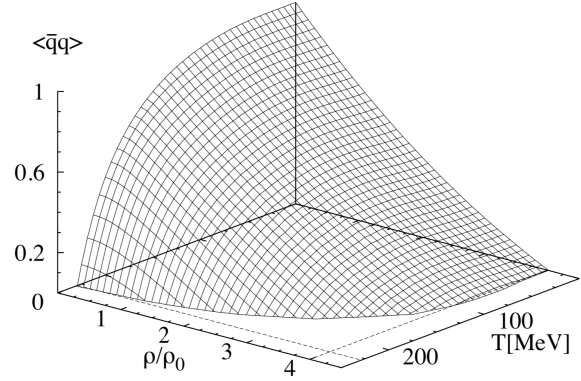
Chromodynamika kwantowa (QCD), rządząca oddziaływaniami między kwarkami, przewiduje, że wartość oczekiwana kondensatu par kwark-antykwar zależy od temperatury oraz gęstości materii jądrowej, przy czym największa jest ona w próżni ($T = \rho = 0$). Szkic tej zależności, otrzymanej w oparciu o obliczenia QCD, przedstawiono na rysunku 3. Jak widać, wartość kondensatu zmniejsza się dla kaonu otoczonego gęstą lub gorącą materią jądrową, co wpływa na zwiększenie lewej strony równania. Można je zrealizować zmianą efektywnej masy kaonu lub jego efektywnej stałej rozpadu. Efekt ten nazywa się **częściowym przywróceniem symetrii chiralnej**, gdyż w QCD tego typu oddziaływania opisuje człon, który nie zachowuje się symetrycznie przy zmianie skrętności (achiralnym). Osłabienie ich wpływu na kaony powoduje częściowe przywrócenie tej symetrii.

Na rysunku 4 przedstawiono oczekiwania teoretyczne, w ramach jednej z teorii relatywistycznego średniego pola, zależności potencjału oddziaływania KN od koncentracji barionów w materii jądrowej (przy założeniu, że $p_{K^+} = 0$ wobec środka materii jądrowej) [1]. Jak widać, jest to krzywa rosnąca dla mezonów K^+ , a malejąca dla odpowiadających im antycząstek. Siła działająca na kaony w związku z tym oddziaływaniem prześledzić można zgodnie z zasadą $\vec{F} = -\text{grad} V$. Zgodnie z tymi oczekiwaniami, ta siła będzie wypychać dodatnio naładowane kaony (przesuwać ku niższym koncentracjom), a przyciągać mezony K^- . Tym samym, oddziaływanie KN powinno wpływać na rozkłady emisji kaonów ze strefy zderzenia, a chęć zbadania tego efektu stanowi motywację dla rekonstrukcji pływu poprzecznego mezonów K^+ . Strategie eksperymentalne dążące do pogłębienia naszego rozumienia tego aspektu fizyki hadronów przedstawiono w rozdziale 3 tej pracy.

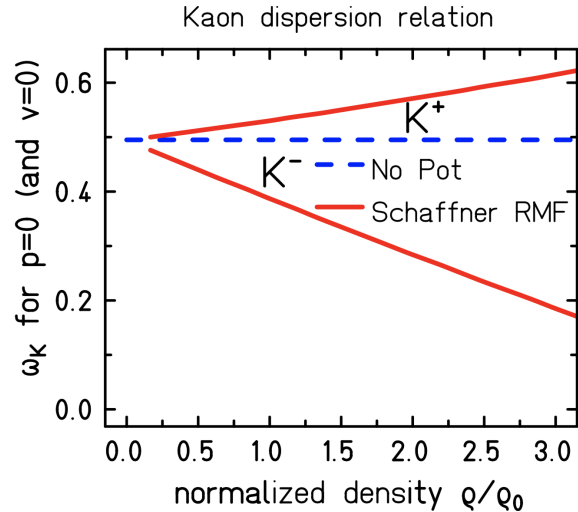
2.4 Modele statystyczne produkcji cząstek

W każdym zderzeniu ciężkich jonów przy relatywistycznych energiach udział biorą dziesiątki lub setki nukleonów (np. 216 dla zderzenia dwóch jąder srebra-108), oddziałujących między sobą siłami jądrowymi przy ekstremalnych warunkach termodynamicznych. W pewnym momencie poszczególne fragmenty materii tworzące strefę zderzenia (zwaną też *fireball*) oddalają się od siebie na tyle daleko, aby zaszedł tzw. *freeze-out*. Ustają wówczas wzajemne oddziaływania między cząstkami (*freeze-out* termiczny) i ustalają się stosunki krotności poszczególnych hadronów (*chemiczny*).

Można postawić hipotezę, że zajście *freeze-outu* poprzedzone było ustaleniem się stanu równowagi termodynamicznej w materii. Wówczas możliwe staje się opisanie gorącej materii jądrowej i produkowanych w niej cząstek za pomocą metod fizyki statystycznej. W



Rysunek 3: Wartości oczekiwane kondensatu kwark-antykwar w zależności od gęstości i temperatury materii jądrowej, znormalizowane do jedności [10].



Rysunek 4: Oczekiwany przebieg, w jednej z teorii relatywistycznego średniego pola, zależności potencjału oddziaływania kaonów z materią jądrową w funkcji jej koncentracji, przy założeniu, że pęd kaonu względem materii jądrowej wynosi 0 [1].

stanie równowagi stan cząstki o pewnej określonej energii E realizowany jest z prawdopodobieństwem obsadzenia opisanym statystyką Fermiego–Diraca dla cząstek o spinie ułamkowym (fermionów) lub Bosego–Einsteina dla cząstek o całkowitym spinie (bozonów):

$$P(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{k_B T}\right) \pm 1}, \quad (19)$$

gdzie znak “+” odpowiada fermionom, a znak “-” bozonom, k_B oznacza stałą Boltzmana, T oznacza temperaturę, a μ - całkowity potencjał chemiczny związany z wiążącymi materię hadronową zasadami zachowania. W fizyce subatomowej często przyjmuje się układ jednostek $k_B = 1$. Powyższe wyrażenie można dalej uprościć poprzez stwierdzenie, że dla większości hadronów $\exp\left(\frac{E-\mu}{k_B T}\right) \gg 1$, dzięki czemu otrzymuje się rozkład P obsadzenia w ujęciu modelu Boltzmana:

$$P(E) = \exp\left(\frac{\mu}{T}\right) \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (20)$$

Na podstawie uproszczonego prawdopodobieństwa opisanego równaniem 20, przedstawić można wyrażenie na rozkład cząstek w przestrzeni fazowej pędów:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{V g_i}{h^3} \exp\left(\frac{\mu}{T}\right) \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad (21)$$

gdzie V oznacza objętość komórki przestrzeni fazowej, h jest stałą Plancka, a człon g_i równy jest degeneracji danego stanu hadronowego. Zgodnie z konwencją wprowadzoną w podrozdziale 2.1, przekształca się następnie trzy kartezjańskie składowe pędu na pęd poprzeczny, pospieszność oraz kąt azymutalny. Po wycalkowaniu równania 21 po kącie azymutalnym ϕ oraz skorzystaniu z koniecznych tożsamości relatywistycznych, można powyższy rozkład przedstawić jako rozkład krotności w przestrzeni fazowej (p_T, y) :

$$\frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{N}{C} p_T E \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad (22)$$

gdzie C jest stałą normalizacyjną, dobraną w taki sposób, że dla $N = 1$ całka rozkładu po przestrzeni pędowej wynosi 1. Ponadto obowiązuje tożsamość relatywistyczna $E = m_T c^2 \cosh(y)$. Gdy analizować rozkłady w wąskich przedziałach pospieszności, gdzie przyjmując można $y \approx \text{const}$, ów rozkład przedstawia się jako jednowymiarowy rozkład Boltzmana:

$$\frac{1}{m_T^2} \frac{dN}{dm_T} = \frac{A}{C} \exp\left(\frac{-m_T c^2}{T}\right). \quad (23)$$

Przedstawione powyżej rozumowanie oparte jest o założenie, że przed wymrożeniem materii emitowanej ze strefy zderzenia zachodzi w niej stan równowagi, co pociąga za sobą ekwipartycję energii (w rozkładzie Boltzmana średnia energia $\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT$). Tymczasem w zderzeniach ciężkich jonów obserwuje się zachowanie niezgodne z takim założeniem. Na przykład, dla eksperymentu Au+Au przy energii 0,25 GeV na nukleon, średnia energia kinetyczna lekkich fragmentów naładowanych jest proporcjonalna do masy cząstek (por. rysunek 5). Można to utożsamić z kolektywnym ruchem emitowanych cząstek ze strefy zderzenia w kierunku radialnym (*radial flow*). Z tego względu

rozszerzyć można powyższe rozważania do modelu Siemensa-Rasmussena [11], na który składa się: termiczny ruch spełniający zasadę ekwipartycji energii oraz pływ radialny, odpowiadający jednostajnemu rozszerzaniu się materii. Oba ujęcia zakładają jednak izotropię emisji w kącie azymutalnym. Analiza anizotropii emisji w kącie azymutalnym stanowi istotne wyjście poza rozważane powyżej ramy opisu ruchu cząstek.

2.5 Pływ poprzeczny w zderzeniach ciężkich jonów

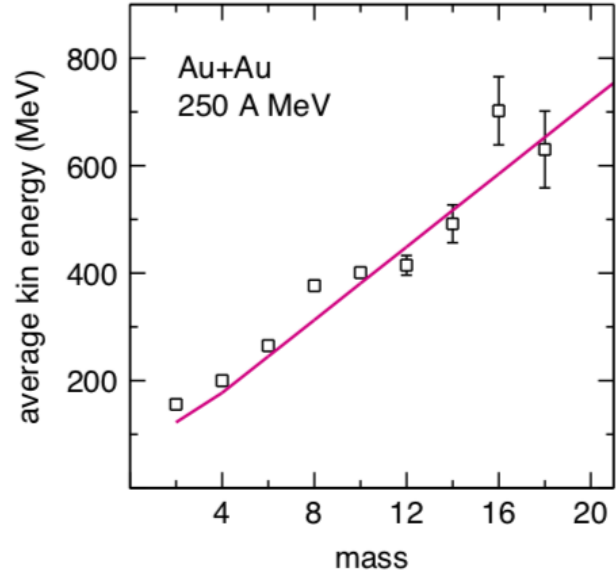
Geometrię zderzenia ciężkich jonów opisuje się najczęściej w układzie odniesienia związanym ze środkiem masy układu pocisk-tarcza. Jak zostało wprowadzone w podrozdziale 2.1, emisję cząstek można w takiej sytuacji opisać za pomocą trzech zmiennych: pędu poprzecznego p_T , pospieszności w układzie środka masy y_{CM} oraz kąta obrotu wokół osi wiązki (azymutalnego) ϕ . Kierunki pospieszności i pędu poprzecznego są jednoznacznie określone przez oś wiązki, ale kąt ϕ wymaga podczas analizy danych dookreślenia. Definiuje się dla układu dwóch jąder atomowych kąt płaszczyzny reakcji Ψ_{RP} jako kąt nachylenia (mierzony w układzie Lab) wektora **parametru zderzenia**, który łączy środki masy zderzających się jąder po zrzutowaniu ich położenia na płaszczyznę XY. W eksperymencie kąt ten jest niestety inny dla każdego zderzenia. Emisję cząstek można wówczas mierzyć w odniesieniu do tej prostej poprzez eksperymentalną zmienną $\Delta\phi = \phi - \Psi_{RP}$. Układ tych kątów dla dwóch przykładowych torów α i β przedstawiono na rysunku 6.

Przez pływ poprzeczny rozumie się zjawisko anizotropii emisji cząstek w kącie $\Delta\phi$, mierzonym względem płaszczyzny reakcji. Ze względu na geometrię zderzenia, rozkłady azymutalne można skutecznie opisać za pomocą kosinusowego szeregu Fouriera (symetria układu względem płaszczyzny zderzenia narzuca kasowanie się członów sinusowych):

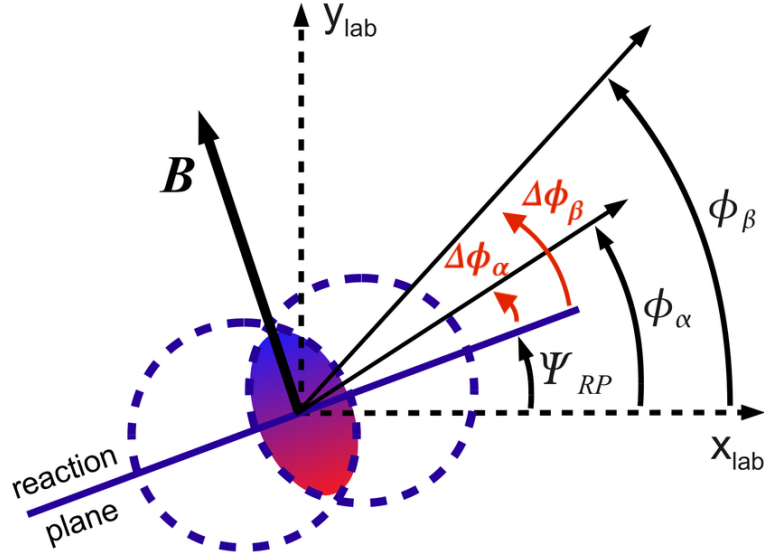
$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = \mathcal{N} \cdot \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n\Delta\phi) \right), \quad (24)$$

gdzie \mathcal{N} jest normalizacją rozkładu, współczynniki v_n nazywa się współczynnikami pływu, a funkcje $v_n \cos(n\Delta\phi)$ - harmonikami. Harmoniki te są wzajemnie ortogonalne. Inną, ważną własnością jest, że:

$$v_n = \langle \cos(n\Delta\phi) \rangle. \quad (25)$$



Rysunek 5: Zależność średniej energii kinetycznej od masy lekkiego fragmentu naładowanego zaobserwowana przez eksperyment FOPI w zderzeniach Au+Au przy energii wiązki 250 MeV na nukleon [12]



Rysunek 6: Geometria kątów azymutalnych dwóch przykładowych torów cząstek α i β oraz płaszczyzny reakcji RP [13]

Występowanie niezerowych v_n w pierwszych trzech harmonikach nazywa się, odpowiednio, pływem skierowanym (*directed flow*), eliptycznym (*elliptic flow*) i trójkątnym (*triangular flow*).

Rozkład opisany równaniem 24 bada się w różnych obszarach pozostałych dwóch zmiennych przestrzeni fazowej: pędu poprzecznego i pospieszności, a także centralności zderzenia. Realizuje się to poprzez podział przestrzeni fazowej na komórki odpowiadające określonym zakresom tych zmiennych i niezależną analizę rozkładów kąta azymutalnego w każdej z takich komórek. Efektem jest otrzymanie dla każdej klasy centralności mapy $v_n(p_T, y)$. W zderzeniach ciężkich jonów spodziewane jest wystąpienie anizotropii co najmniej w dwóch postaciach - płwyu skierowanego i płwyu eliptycznego - na podstawie geometrii zderzenia (por. szkic na rysunku 7). Występują także anizotropie wyższego rzędu, spowodowane chociażby niejednorodnościami rozkładu materii jądrowej w chwili zderzenia, jednakże ich natura jest bardziej złożona. Warto odnotować, że obserwowane rozkłady płwyu poprzecznego będą zależne od centralności zderzenia, sparametryzowanej na rysunku 7 jako odległość b między środkami masy zderzających się jąder.

Rozpatrzmy symetryczne zderzenie ciężkich jonów. Niezerowy pływ skierowany oznacza, że środek ciężkości rozkładu pędów emitowanych cząstek przesunięty jest o pewną wartość wzdłuż osi X (w płaszczyźnie reakcji i poprzecznej do osi wiązki). Dla dodatnich pospieszności (czyli dla cząstek emitowanych “w przód”) jest on przeciwny do tego wyróżnianego w pospiesznościach ujemnych. Geometria zderzenia narzuca (por. dolny panel rysunku 7) rozkładowi płwyu skierowanego nieparzystość względem pospieszności, tzn. że dla każdej wartości y zachodzi $v_1(y) = -v_1(-y)$, co w szczególności pociąga za sobą ważny wniosek $v_1(y = 0) = 0$. Warto też nadmienić, że podobną symetrię wykazują wszystkie nieparzyste harmoniki płwyu poprzecznego.

2.6 Poprawka na rozdzielczość płaszczyzny reakcji

W problemie rekonstrukcji doświadczalnej pływu poprzecznego rozróżnia się płaszczyznę reakcji (oznaczaną skrótowcem RP od *Reaction Plane*) określającą rzeczywiste ułożenie jąder w badanym zderzeniu i płaszczyznę zderzenia (EP od *Event Plane*), będącą estymatorem płaszczyzny reakcji dzięki wielkościom mierzonym. Kąt tej drugiej określa się za pomocą wektora \vec{Q} zdefiniowanego w oryginalnej pracy Danielewicza i Odyniec [15] jako ważoną sumę pędów poprzecznych zarejestrowanych w badanym zderzeniu:

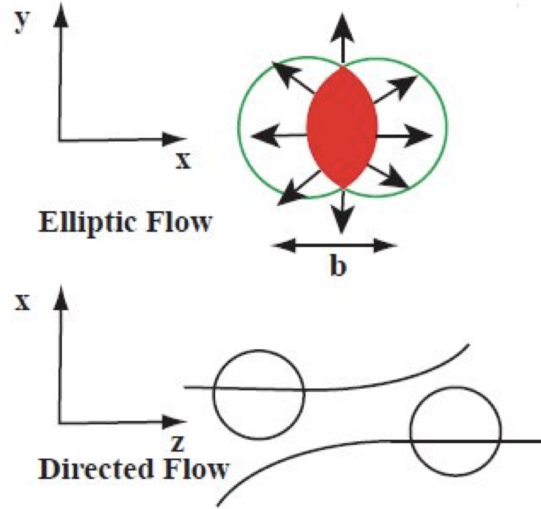
$$\vec{Q} = \sum_{i=1}^N \omega^i \vec{p}_T^i, \quad (26)$$

gdzie indeks i numeruje kolejne cząstki a $\vec{p}_T = [p_x, p_y]$. Według wspomnianej definicji kolejne wagi ω dobiera się tak, że $\omega^i = 1$ dla $y^i > y_{CM} + \delta$ oraz $\omega^i = -1$ dla $y^i < y_{CM} - \delta$, przy czym parametr δ dobiera się empirycznie tak, aby zmaksymalizować precyzję rekonstrukcji (odrzuca się za jego pomocą cząstki emitowane poprzecznie do osi wiązki).

Różnice między orientacjami *EP* oraz *RP* wynikają z ograniczonej rozdzielczości detektorów, a także z niewielkiej próbki cząstek, które można wykorzystać do określania orientacji płaszczyzny reakcji. Statystyczne fluktuacje orientacji EP wokół wartości prawdziwej prowadzą do rozmycia anizotropii w profilach emisji w kącie azymutalnym obserwowanych w eksperymencie, a tym samym do zmniejszenia wartości bezwzględnej współczynników v_n . W eksperymencie konieczne jest wprowadzenie poprawki na ten efekt, nazywanej poprawką Ollitraulta, od nazwiska jej współtwórcy. Szczegóły tej metody można znaleźć w [16], a celem niniejszego podrozdziału jest przedstawienie jej najważniejszych elementów.

W ślad za oryginalną pracą przyjmijmy następujące oznaczenia: niech ϕ będzie prawdziwym kątem azymutalnym emisji badanych cząstek (względem prawdziwej płaszczyzny reakcji), a ψ będzie kątem obserwowanym w eksperymencie (liczonym względem doświadczalnego estymatora płaszczyzny). Wówczas zapisać można poniższy związek między kątami mierzonymi i prawdziwymi:

$$\langle \cos n\psi \rangle = \langle \cos n\phi \rangle \langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle, \quad (27)$$



Rysunek 7: Schemat zderzenia dwóch ciężkich jonów w przekroju poprzecznym i wzdłużnym względem osi wiązki [14]

przy czym $\Delta\phi_{EP}$ jest różnicą między orientacją płaszczyzny reakcji a orientacją płaszczyzny zderzenia. Korzystając ze wzoru 25 powyższe równanie można przekształcić do postaci:

$$v_n^{\text{obs}} = v_n \cdot \langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle, \quad (28)$$

gdzie v_n^{obs} oraz v_n to, odpowiednio, obserwowane i prawdziwe wartości współczynników pływu poprzecznego. Z faktu, że $\langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle \leq 1$ wynika, że zmierzone wartości współczynników pływu będą stłumione względem prawdziwych. Jednocześnie, $\langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle$ jest czynnikiem, przez który należy podzielić współczynniki obserwowane, aby otrzymać prawdziwe wartości pływu poprzecznego.

W zderzeniach ciężkich jonów orientację płaszczyzny zderzenia określa się najczęściej na podstawie rozkładu przestrzennego cząstek naładowanych w detektorze umieszczonym na wprost osi wiązki - rejestrującym obserwatorów zderzenia. Dotyczy to także układu HADES. Cząstki wykorzystywane do szacowania płaszczyzny zderzenia można losowo i równolicznie podzielić na dwa podzbiory (*subevent*). Dwa zestawy cząstek pochodzące z tego samego zderzenia – oznaczmy je jako A oraz B – powinna cechować ta sama orientacja płaszczyzny zderzenia. Ze względu na opisane fluktuacje statystyczne, oczekuje się, że orientacja płaszczyzny zderzenia Ψ_{EP} zrekonstruowana dla obu podzbiorów różni się właśnie o czynnik $\Delta\phi_{EP} \equiv |\Psi_{EP}^A - \Psi_{EP}^B|$. Jednym ze sposobów określenia wartości poprawek na rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny reakcji jest bezpośrednie obliczenie wartości średnich $\langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle$.

W pracy [16] przedstawiono przybliżoną metodę, której punktem wyjścia jest zauważenie, że $\langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle$ przedstawić można jako funkcję jednego parametru χ :

$$\langle \cos n\Delta\phi_{EP} \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \left[I_{\frac{n-1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_{\frac{n+1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \right] \quad (29)$$

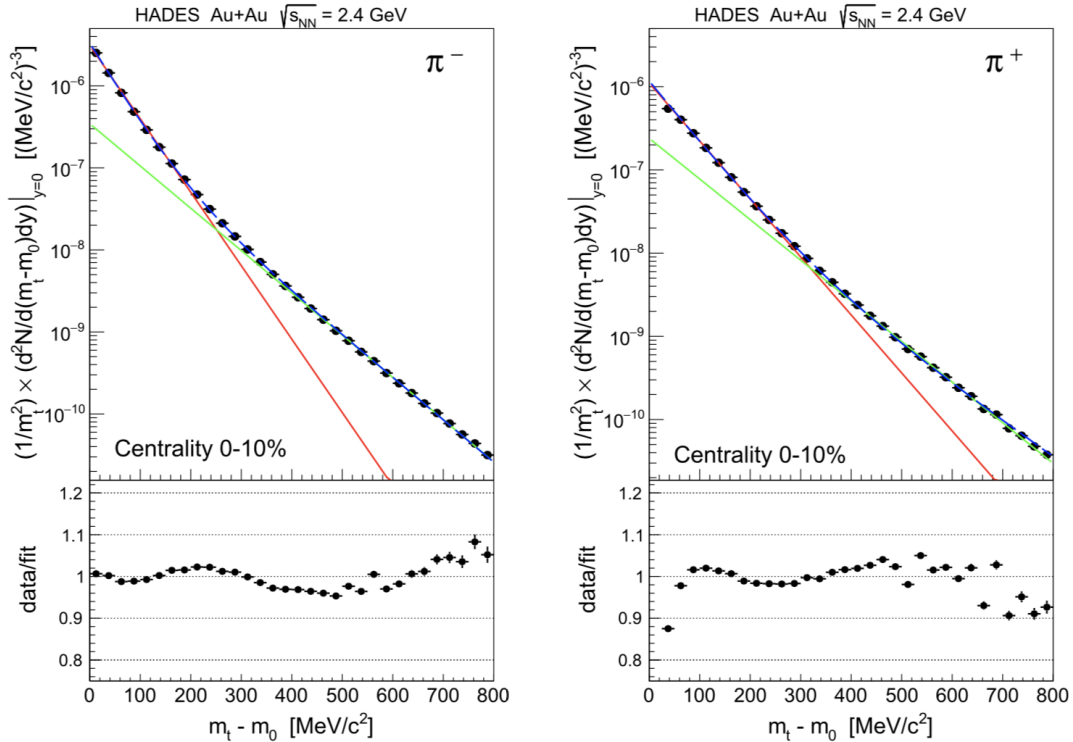
gdzie I_j oznacza zmodyfikowaną funkcję Bessela j -ego rzędu. Wartość parametru χ wyznaczyć można, korzystając z jego funkcyjnej zależności od stosunku zderzeń, w których różnica $\Delta\phi_{EP}$ między dwoma podzbiarami zderzenia przekroczyła 90° , do wszystkich zderzeń:

$$\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\chi^2}{2}\right) = \frac{N(\Delta\phi_{EP} > 90^\circ)}{N_{\text{total}}}. \quad (30)$$

Podstawiając wyznaczoną w ten sposób wartość zmiennej χ do równania 29, znaleźć można wartości poprawek na rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny reakcji.

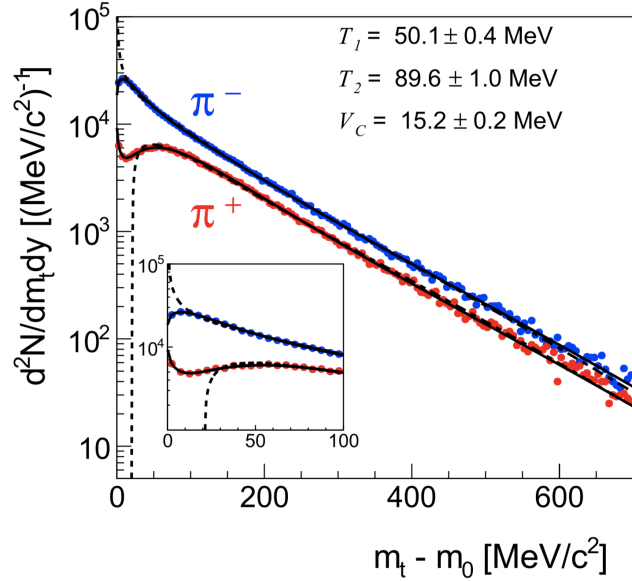
3 Motywacja fizyczna i cel pracy

W niniejszym rozdziale przedstawiona zostanie motywacja fizyczna badania rozkładów emisji – zarówno tych zawężonych do dwóch wymiarów, jak i tych rozszerzonych o kąt azymutalny – lekkich mezonów w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów. W przypadku mezonów π^\pm warto zacząć od rozkładów emisji w masie poprzecznej i pospieszności. Według obecnej wiedzy, emitowane ze strefy zderzenia piony pochodzą nie tylko z bezpośrednich oddziaływań nukleon-nukleon, ale również z rozpadu rezonansów Δ , czyli wzbudzonych nukleonów [17, 18]. Rozpadają się one na proton albo neutron oraz odpowiedni pion (ładunki rezonansu, nukleonu i pionu dobrane są tak, aby spełnić zasadę zachowania ładunku). Na rozkładach masy poprzecznej naładowanych mezonów π w masie poprzecznej widać, że opisać go można sumą dwóch rozkładów Boltzmana o innej wartości parametru T [19, 20, 21]. Ten fakt można interpretować jako pochodzenie pionów z dwóch niezależnych źródeł: z termicznej produkcji w strefie zderzenia oraz z rozpadów nukleonów wzbudzonych podczas zderzenia – a dokładniejsze poznanie stanów rezonansowych nukleonów stanowi jedną z motywacji do wykonywania takich analiz. Przykładowy rozkład masy poprzecznej pionów, zarejestrowany przez eksperyment HADES w zderzeniach Au+Au przy energii 1,23 GeV na nukleon dla wąskiego zakresu pospieszności wokół pospieszności środka masy przedstawiony jest na rysunku 8.



Rysunek 8: Przykładowy rozkład krotności pionów naładowanych ujemnie (lewy panel) oraz dodatnio (prawy) emitowanych z centralnych zderzeń Au+Au przy energii wiązki 1,23 GeV na nukleon w pobliżu pospieszności środka masy wraz z dopasowanymi dwoma rozkładami Boltzmana [22]

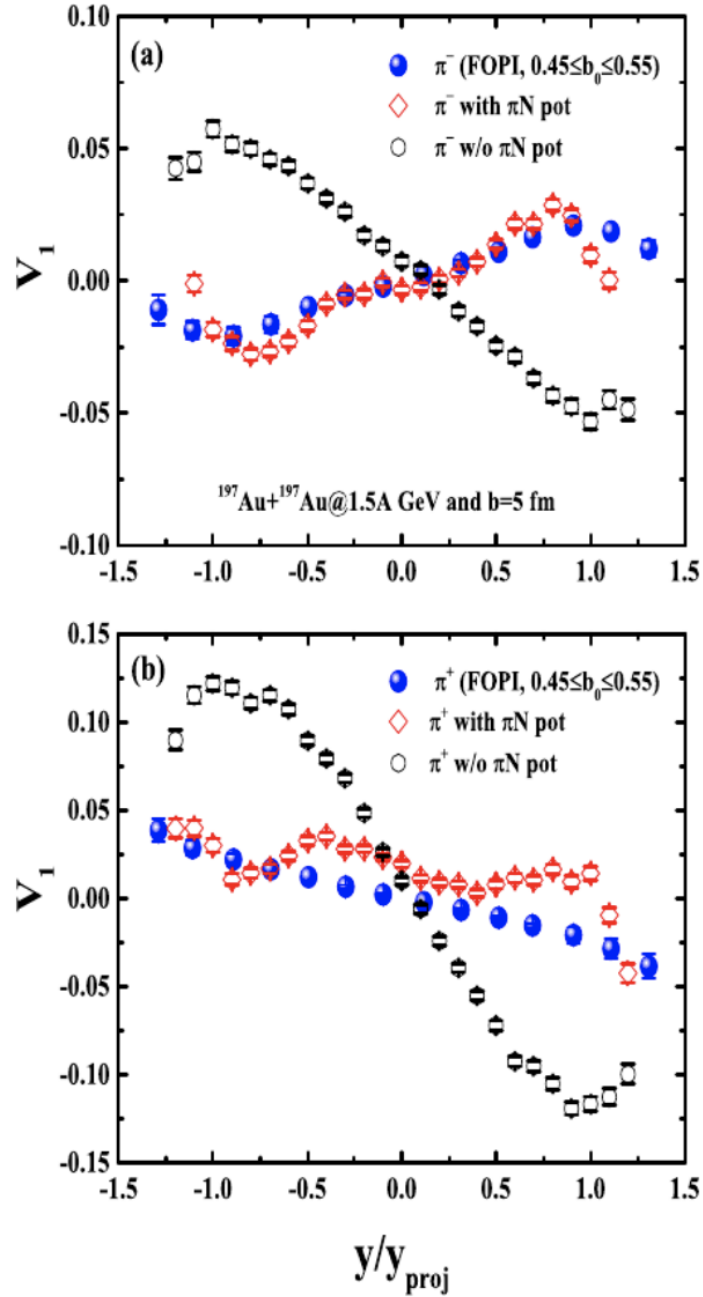
Dublet naładowanych pionów, ze względu na swoją niską masę, jest też wykorzystany do próbkowania potencjału coulombowskiego strefy zderzenia. Jako że układ dwóch zderzających się jąder atomowych cechuje wyraźnie dodatni ładunek, przewiduje się, że rozkłady naładowanych cząstek zostaną zmodyfikowane oddziaływaniem elektrostatycznym: dodatnie cząstki będą dodatkowo wypychane ze strefy zderzenia, a cząstki ujemne – przyciągane do niej. Proponując modele teoretyczne uwzględniające to oddziaływanie oraz porównując ich przewidywania z wynikami eksperymentalnymi, wnioskować można o potencjale kulombowskim strefy zderzenia oraz o jej wielkości. Na rysunku 9 przedstawiono rozkłady masy poprzecznej (por. rysunek 8) symulowane za pomocą kodu PLUTO, dla układu Au+Au przy energii 1,23 GeV na nukleon, dodatkowo poprawione o potencjał kulombowski. Wyraźnie widać wpływ tego oddziaływania na rozkłady emisji naładowanych pionów w funkcji masy poprzecznej, szczególnie dla jej niskich wartości.



Rysunek 9: Przykładowy rozkład masy poprzecznej pionów naładowanych ujemnie (niebieskie punkty) oraz dodatnio (czerwone) w zderzeniach Au+Au przy energii wiązki 1,23 GeV na nukleon (symulacja kodem PLUTO). Szczególnie na wstawce zawężonej do niskich mas poprzecznych widać wpływ oddziaływania coulombowskiego na mierzone rozkłady krotności [23].

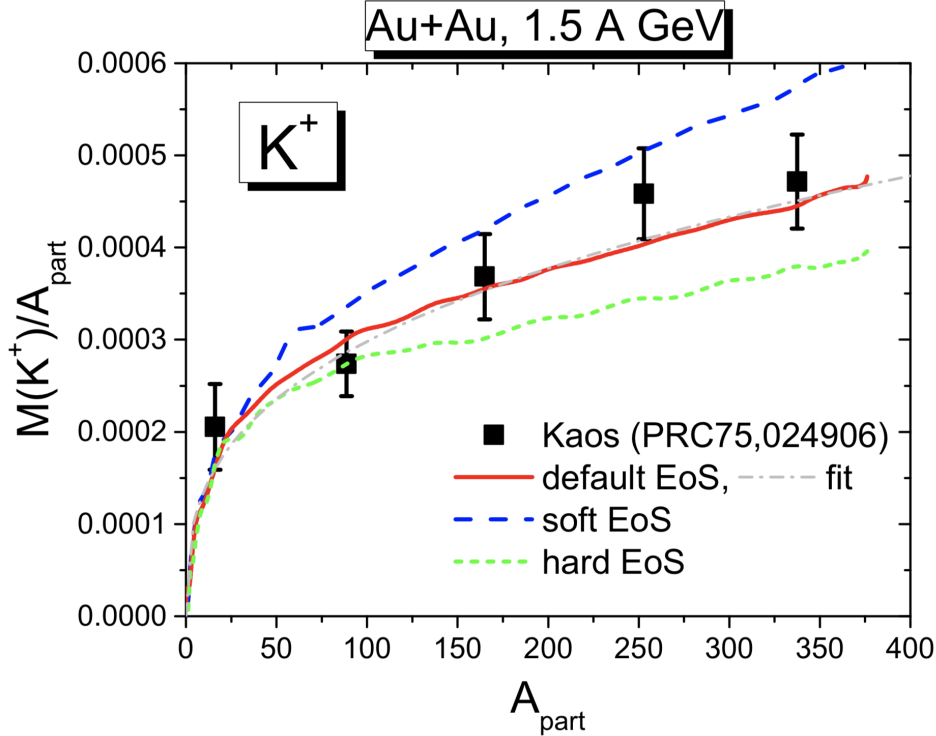
Rozkłady emisji naładowanych pionów w zmiennych (m_T, y) analizuje się zazwyczaj z perspektywy modelu statystycznego produkcji cząstek (por. wzór 23). Rozszerzenie badań również o trzeci wymiar emisji - kąt azymutalny - pozwala na wykroczenie poza ujęcie termiczne i badanie kolektywnego zachowania materii jądrowej podczas zderzenia. Azymutalne rozkłady cząstek emitowanych ze zderzeń ciężkich jonów badane były m. in. w spektrometrach FOPI i HADES, zainstalowanych na akceleratorze SIS18 w ośrodku GSI Darmstadt. Rozkłady te są także porównywane do przewidywań modelowych w celu ulepszenia teoretycznego zrozumienia zachowania się materii w zderzeniach ciężkich jonów. Na rysunku 10 przedstawiono porównania współczynnika v_1 pionów naładowanych, emitowanych ze zderzeń Au+Au przy energii 1,5 GeV/nukleon zmierzonego przez grupę FOPI z przewidywaniami modelu teoretycznego LQMD, przy różnych założeniach o naturze potencjału oddziaływania pionów z nukleonami. Jak widać, wyniki eksperymentalne można lepiej opisać modelem teoretycznym uwzględniającym potencjał oddziaływania πN , niż pomijając ten efekt.

Mezony K^+ również są cząstkami, których rozkłady mogą nieść istotne informacje o strefie zderzenia. Ich krotność jest wrażliwa na parametr ściśliwości równania stanu materii jądrowej (por. podrozdział 2.3). Na rysunku 11 przedstawione zostało porównanie wyników eksperymentalnych



Rysunek 10: Porównanie pływu poprzecznego mezonów π w zderzeniach Au+Au przy energii 1,5 GeV/nukleon z przewidywaniami modelu LQMD [24]

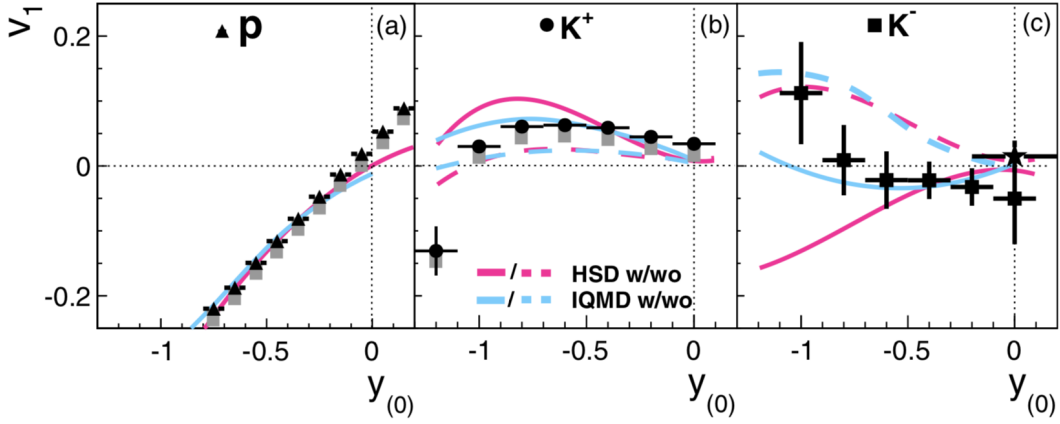
krotności mezonów K^+ w zderzeniach Au+Au przy energii kinetycznej wiązki 1,5 GeV/nukleon zarejestrowanych przez kolaborację KaoS z przewidywaniami modelowymi dla różnych wartości modułu ściśliwości materii jądrowej [8]. Jak widać, krotność kaonów jest czuła na wartość tego parametru. Może to być spowodowane przez duży udział mechanizmów podprogowych w produkcji kaonów przy tych energiach, którym sprzyja większa strefa zderzenia powstająca dla “miękkiej” materii jądrowej. Warto zauważyć, że wysokie niepewności wyników doświadczalnych utrudniają jednoznaczne wnioskowanie o najbardziej zgodnym modelu teoretycznym, co podkreśla konieczność prowadzenia badań o wysokiej statystyce i dobrej rozdzielczości masowej.



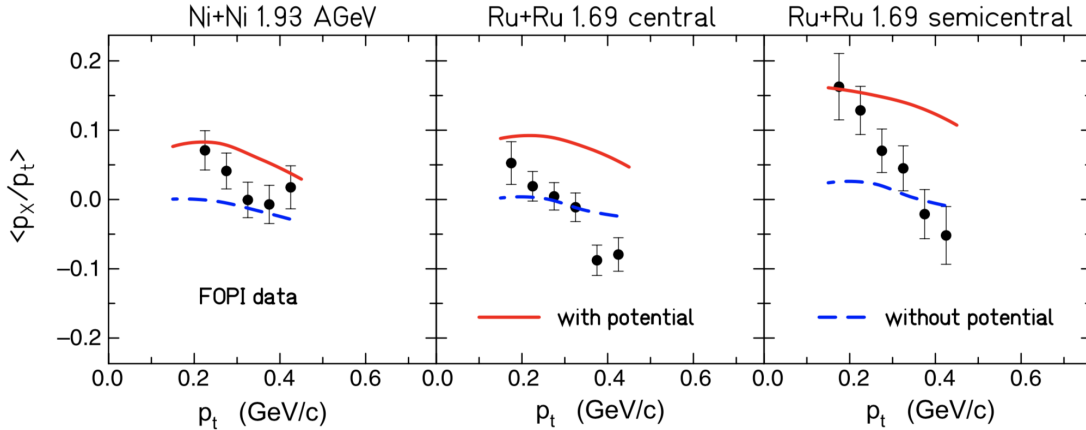
Rysunek 11: Porównanie eksperymentalnych krotności mezonów K^+ zmierzonych przez kolaborację KaoS oraz przewidywań modelu PHSD, zakładających różne wartości modułu ściśliwości materii jądrowej [8].

Inną właściwością materii jądrowej, na którą mogą być wyczulone mezony K^+ , jest potencjał oddziaływania silnego KN. Ów potencjał może wywoływać zmianę masy efektywnej kaonów w materii i wpływać na rozkłady ich emisji ze strefy zderzenia (por. podrozdział 2.3). Wiele grup badawczych, zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych, pracuje nad porównaniem obserwowanych rozkładów pływu poprzecznego kaonów oraz przewidywań modelowych [1, 8]. Na rysunku 12 przedstawiony został eksperymentalny rozkład współczynnika v_1 w funkcji pospieszczenia dla mezonów K^+ emitowanych ze zderzeń Ni+Ni przy energii 1,93 GeV na nukleon, zarejestrowanych przez kolaborację FOPI [25]. Na rozkłady nałożono przewidywania modeli transportu: HSD oraz IQMD, każdy z różnymi hipotezami na temat potencjału oddziaływania KN. Warto zwrócić uwagę na fakt, że mezony K^+ cechuje całkiem odmienny przebieg v_1 od protonów (lewy panel), których rozkłady rządzone są odbiciem się od siebie materii w chwili zderzenia (*bounce-off*).

Na rysunku 13 przedstawiony został przebieg pływu skierowanego ze zderzeń wspomnianych wyżej i Ru+Ru przy energii 1,69 GeV na nukleon (również rejestrowane przez eksperyment FOPI) w funkcji pędu poprzecznego oraz przewidywania modelu IQMD z oraz bez potencjału oddziaływania kaonu z materią jądrową [1]. Przebiegi teoretyczne na ogół są nieodległe od tych eksperymentalnych, jednakże ówczesne wersje modeli transportu nie potrafiły odtworzyć przebiegów doświadczalnych w żadnym z rozpatrywanych scenariuszy.



Rysunek 12: Rozkład współczynnika v_1 w funkcji pędowości dla hadronów emitowanych ze zderzeń Ni+Ni przy energii 1,91 GeV na nukleon, zarejestrowanych przez eksperyment FOPI. Na rozkłady naniesiono przebiegi przewidywane przez modele HSD oraz IQMD zarówno z, jak i bez uwzględnienia potencjału KN [25].



Rysunek 13: $v_1 = \langle \frac{p_x}{p_T} \rangle$ w funkcji pędu poprzecznego dla mezonów K^+ . Porównanie wyników eksperymentalnych grupy FOPI z przewidywaniami modelu IQMD zarówno z (krzywa czerwona), jak i bez (niebieska) potencjału KN [1].

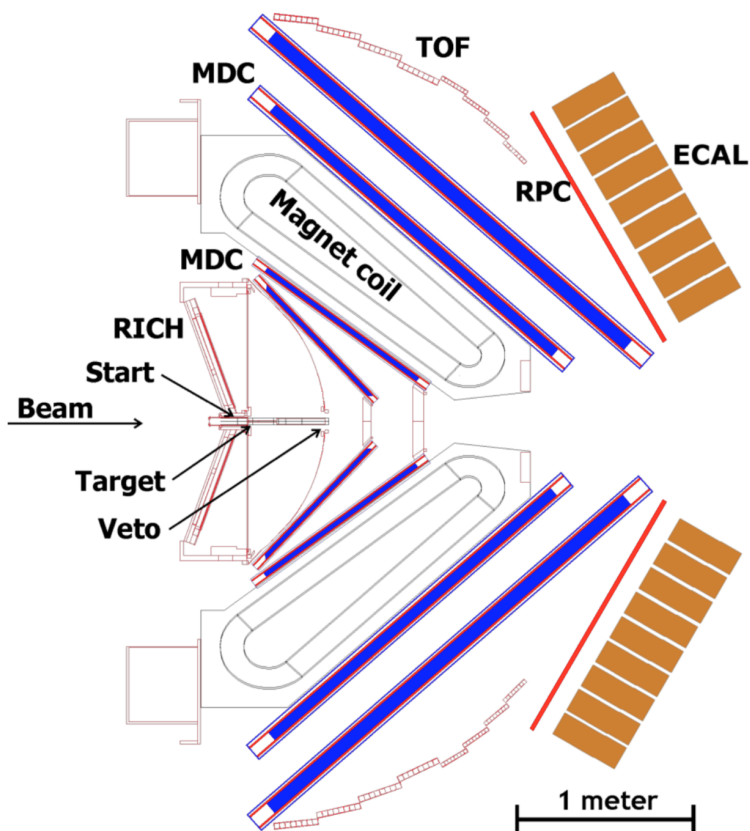
Celem niniejszej pracy jest przeanalizowanie bogatej statystyki zderzeń Ag+Ag przy dwóch energiach (1,23 oraz 1,58 GeV/nukleon) zebranej przez kolaborację HADES w celu rekonstrukcji trójwymiarowych rozkładów emisji lekkich mezonów: π^\pm oraz K^+ . Dla pionów będzie to poprawiony

na wydajność aparatury rozkład w masie poprzecznej i pospieszności oraz w kącie azymutalnym, zaś dla kaonów będzie to niepoprawiony na wydajność rozkład w pędzie poprzecznym i pospieszności oraz rozkład współczynników pływu poprzecznego w funkcji pospieszności i pędu poprzecznego. Pośrednim celem pracy jest także implementacja poprawek eksperymentalnych specyficznych dla rekonstrukcji pływu poprzecznego: na gęstość torów rejestrowanych przez detektory układu HADES oraz na rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny reakcji. Te działania zbliżą współpracę HADES do poznania kompletnych, trójwymiarowych rozkładów emisji tych cząstek w zarejestrowanych eksperymentach, wykazujących się wysoką precyzją i dużą statystyką zebranych danych.

4 Eksperyment HADES

4.1 Opis spektrometru

HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) to układ badawczy zainstalowany przy synchrotronie SIS18 w Centrum Helmholtza Badań Ciężkich Jonów GSI w Darmstadt (Niemcy). Akcelerator ten dostarcza wiązki protonów, lekkich fragmentów naładowanych i ciężkich jonów w zakresie energii kinetycznych wiązki 1-2 GeV na nukleon, a przy zastosowaniu odpowiednich tarcz pośrednich dostarczyć może również wiązki mezonów π w podobnym zakresie energii. Układ HADES został przystosowany do rejestracji produktów zderzeń tych wiązek z innymi jądrami atomowymi, od pojedynczego protonu (H) do masywnych jąder, takich jak Au czy Pb. Osiąga on wysoką akceptancję oraz precyzję, zarówno w pomiarach leptonów, jak i hadronów. Na rysunku 14 przedstawiony został przekrój tego układu wzdłuż osi wiązki, na którym są widoczne wszystkie jego komponenty. W pozostałej części niniejszego podrozdziału zostaną one omówione w kolejności zgodnej z torem lotu cząstek (od lewej do prawej na wspomnianym rysunku).



Rysunek 14: Przekrój poprzeczny układu doświadczenia HADES wzdłuż osi wiązki [4]

Pierwszym elementem spektrometru napotykanym przez wiązkę, jest układ START-Tarcza-VETO. Detektory START oraz VETO zlokalizowane są 75 cm, odpowiednio, przed i za tarczą, w której zachodzą zderzenia. Te niewielkie detektory wykrywają przelot naładowanych cząstek na osi wiązki i wspólnie spełniają rolę trygera wiązki: rejestracja jonu wiązki w detektorze START

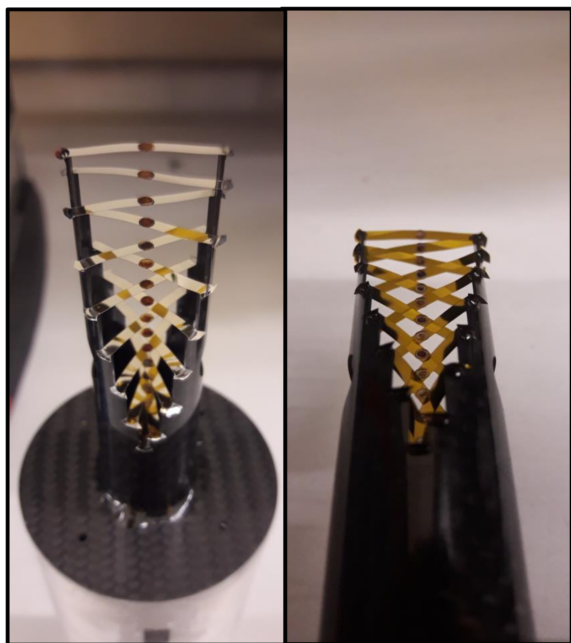
jest warunkiem koniecznym zaakceptowania reakcji i w przypadku jej zajścia znaczy też chwilę startową. Z kolei brak wiązki za tarczą jest estymatorem zajścia zderzenia jądrowego. Sama tarcza może wyglądać różnie - przygotowywana jest niezależnie na każdy eksperyment grupy HADES. Na rysunku 15a przedstawiono fotografię tarczy wykorzystanej w eksperymencie Ag+Ag, omawianym w niniejszej pracy. Wykonano ją z kilkunastu cienkich warstw srebra-108, naniesionych na arkusze folii kaptonowej z otworem na osi wiązki, co zapewnia względnie wysokie prawdopodobieństwo zajścia oddziaływań między jądrami wiązki, a jądrami tarczy, jednocześnie minimalizując straty energii wiązki w materiale tarczy.

Podczas zderzenia, z tarczy emitowanych jest wiele cząstek, zarówno pochodzących ze zderzających się jąder, jak i tych produkowanych kosztem dostępnej w strefie zderzenia energii. Przechodzą one następnie przez kolejne podzespoły układu HADES (por. rys. 14): detektor RICH, dwie płaszczyzny detektorów MDC, silne pole magnetyczne, dalsze dwie płaszczyzny detektorów MDC oraz jeden z dwóch detektorów układu META. Tory rozproszone o niewielki kąt polarny uderzają w zlokalizowany kilka metrów za główną częścią spektrometru detektor Forward Wall.

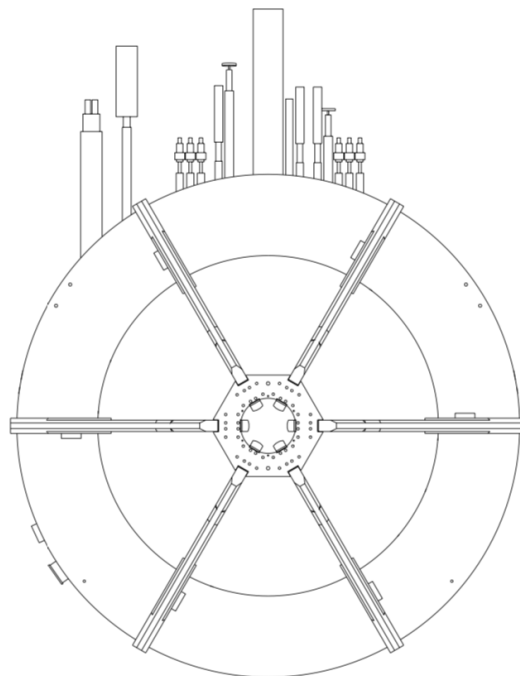
Detektor RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) wykrywa promieniowanie Czerenkowa emitowane przez odpowiednio przygotowany ośrodek (jest to gazowy perfluorobutan, C_4F_{10}) wskutek przejścia prędkości cząstek poruszających się z prędkością większą, niż prędkość światła w gazie roboczym. W reżimie energetycznym HADES-u taką prędkość osiągają wyłącznie leptony – elektron i mion – co pozwala na wstępne rozróżnienie za pomocą detektora RICH leptonów i hadronów. Po tym komponencie wszystkie elementy spektrometru podzielone są na sześć identycznych sektorów w symetrii azymutalnej wokół osi wiązki, co pozwala na pokrycie dużego fragmentu kątów polarnych (18° do 85°) oraz wszystkich kątów azymutalnych bez dużych trudności konstrukcyjnych (wszystkie powierzchnie detekcyjne są płaskie). Rzut ramy nośnej spektrometru w poprzek osi wiązki, ukazany na rysunku 15b, ujawnia tę strukturę.

Następnym etapem toru lotu cząstek są cztery płaszczyzny wielodrutowych komór proporcjonalnych MDC (*Multiwire Drift Chamber*), rozdzielonych magnesem. Za pomocą sześciu nadprzewodzących zwojnic wytwarza on toroidalne (względem osi wiązki) pole magnetyczne B o wartościach rzędu kilkuset mT ($B_{\max} = 0,9$ T). Detektory MDC umożliwiają pomiary strat energii cząstek, ale przede wszystkim jednoznaczne określenie pozycji uderzenia w ich płaszczyzny aktywne. Jako że dwa punkty w przestrzeni wyznaczają przechodzącą przez nie prostą, takie ułożenie komór pozwala na określenie dwóch trajektorii cząstki: przed oraz po przejściu przez pole magnetyczne. Na tej podstawie, przy zastosowaniu odpowiednich metod rekonstrukcji, określić można stosunek pędu do ładunku elektrycznego tej cząstki. Tę procedurę opisano w podrozdziale 4.2.

Większość cząstek zakończy lot przez spektrometr w jednym z detektorów układu META: ToF (*Time of Flight*) lub RPC (*Resistive Plate Chamber*). Funkcja obu detektorów jest zasadniczo ta sama: dzięki dość precyzyjnemu określeniu położenia indywidualnych uderzeń, określić można czas przelotu cząstek od detektora START do układu META. W połączeniu z informacją o pędzie cząstek pozwala to na rekonstrukcję ich masy. Istotną różnicą między tymi dwoma detektorami jest technologia ich wykonania: detektor ToF, oparty o zjawisko scyntylacji, osiąga rozdzielczość czasową 190 ps [4]. Dla RPC, wykonanego w technologii *resistive plate*, jest to około trzy razy mniej - 66 ps [28].



(a)

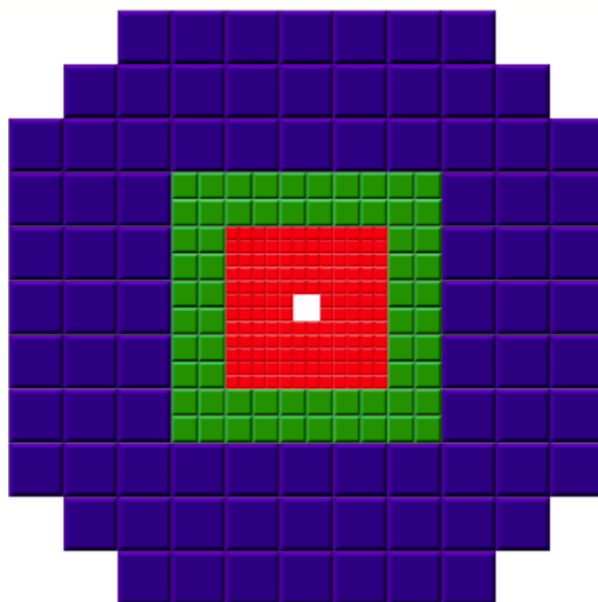


(b)

Rysunek 15: Panel a: zdjęcie tarczy wykorzystanej w eksperymencie Ag+Ag grupy HADES [27]; panel b: przekrój poprzeczny ramy nośnej układu HADES w poprzek osi wiązki [4].

Z tego względu detektor RPC pokrywa kąty polarne w zakresie 18° - 44° , gdzie pędy mierzonych cząstek (w układzie Lab) są względnie duże, a detektor ToF - pozostałe kąty polarne (44° do 85°). Rozdzielczość czasowa bezpośrednio przekłada się na trafność rekonstrukcji masy, dlatego rozkłady zależne od tego parametru należy rozpatrywać osobno dla torów zarejestrowanych w detektorach ToF i RPC.

Niektóre cząstki opuszczają obszar zachodzenia zderzeń pod niewielkim kątem polarnym. Można postawić hipotezę, że są to tzw. widzowie (z ang. *spectators*), czyli nukleony pochodzące ze zderzających się jąder, jednakże nie będące częścią strefy zderzenia. Swój ruch zakończą one w detektorze Forward Wall, zlokalizowanym naprzeciwko osi wiązki, kilka metrów za koń-



Rysunek 16: Schemat ułożenia poszczególnych modułów w detektorze Forward Wall [29]

cem układu HADES. Jest to detektor utworzony z kolistie ułożonych scyntylatorów o zróżnicowanym rozmiarze - ich schemat przedstawiono na rysunku 16. Z przestrzennego rozkładu cząstek w tym detektorze wnioskować można o przestrzennym ułożeniu zderzających się jąder w chwili oddziaływania, w szczególności o orientacji płaszczyzny reakcji. Procedura rekonstrukcji płaszczyzny zderzenia - estymatora płaszczyzny reakcji - na podstawie cząstek zmierzonych w detektorze Forward Wall opisana została w podrozdziale 4.3.

4.2 Rekonstrukcja pędu i masy

Dla badań emisji hadronów z relatywistycznych zderzeń ciężkich jonów podstawową obserwabłą są czteropędy cząstek. Zasadnym jest więc dokładne opisanie procedury rekonstrukcji pędu oraz masy w spektrometrze HADES. Jak wspomniano w podrozdziale 4, układem umożliwiającym pomiar pędu cząstki na podstawie jej toru rejestrowanego w detektorze są dwie pary wielodrutowych komór proporcjonalnych (MDC), rozdzielone nadprzewodzącym magnesem. Dla jednorodnego pola magnetycznego o indukcji \vec{B} , działająca na cząstkę o ładunku q i masie m siła Lorentza pełni rolę siły dośrodkowej i na płaszczyźnie prostopadłej do pola \vec{B} zakrzywia tory po łuku o promieniu R , zgodnie z równaniem:

$$qvB \sin \alpha = \gamma \frac{mv_T^2}{R}, \quad (31)$$

gdzie γ jest relatywistycznym czynnikiem Lorentza, v wartością jej prędkości, a v_T wartością jej rzutu na płaszczyznę prostopadłą do pola B (przy czym w HADESie jest ono tak zorientowane, że $v_T = v$). Przez α oznaczono kąt między prędkością cząstki a kierunkiem jednorodnego pola magnetycznego. Korzystając z faktu, że $\gamma m \vec{v} = \vec{p}$ wyprowadzić można poniższy wzór:

$$\frac{|p|}{q} = R|B| \sin \alpha, \quad (32)$$

pozwalający na pomiar stosunku pędu i ładunku cząstki na podstawie jej trajektorii w jednorodnym polu magnetycznym. To stosowane w spektrometrze HADES nie jest jednak polem jednorodnym, co wymusza wykorzystanie z bardziej zaawansowanych metod rekonstrukcji pędu.

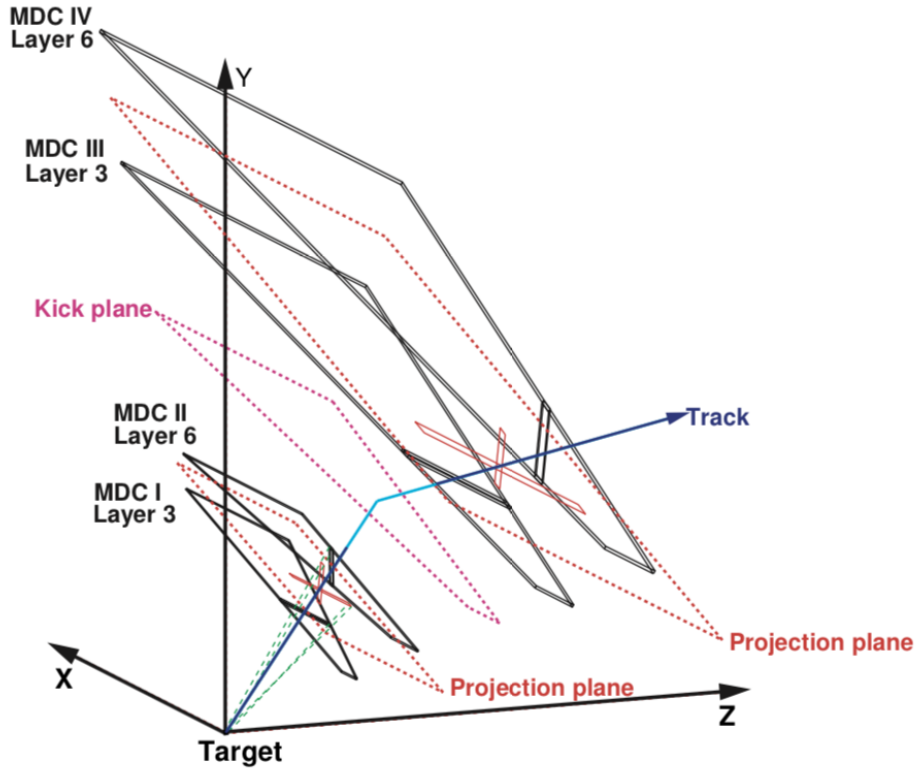
W pierwszej z nich - metodzie *kick plane* - upraszcza się działanie pola B do jednorazowego "kopnięcia" (ang. *kick*), czyli momentalnej zmiany kierunku lotu, na pewnej arbitralnej płaszczyźnie. W przybliżeniu odpowiada ona płaszczyźnie symetrii zamontowanego w spektrometrze HADES magnesu, co przedstawiono na rysunku 17. W ogólności określić można moduł różnicy pędu przed oraz za płaszczyzną kopnięcia:

$$|p_k| = |p_{in}^{\vec{}} - p_{out}^{\vec{}}| = 2p \sin\left(\frac{1}{2}\theta_k\right), \quad (33)$$

gdzie kąt θ_k jest kątem, o jaki odchylił się tor cząstki, a p jest wartością jego pędu. Dla odpowiednio dużych pędów, gdy kąty odchylenia są niewielkie, skorzystać można z przybliżenia $\sin(x) \approx x$ i stwierdzić, że:

$$|p_k| \approx p \cdot \theta_k. \quad (34)$$

Korzystając ze stabelaryzowanych wartości $|p_k|$, które określone zostały dla różnych położeń toru w spektrometrze HADES (kąta polarnego oraz kąta azymutalnego względem kolejnych zwojnic w magnesie), na podstawie mierzonych wartości odchyień w kącie polarnym między dwoma parami detektorów wielodrutowych, obliczyć można przybliżoną wartość pędu p . W tej metodzie otrzymuje się ją z dokładnością względną od 2% dla elektronów o pędzie 150 MeV/c do 18% dla elektronów o pędzie 1400 MeV/c [4]. Pomimo jej niskiej precyzji, metoda ta jest stosowana jako pierwszy krok rekonstrukcji pędu w spektrometrze HADES, ze względu na jej prostą i szybką implementację. Stanowi ona punkt startowy dla bardziej precyzyjnych metod rekonstrukcji pędu.



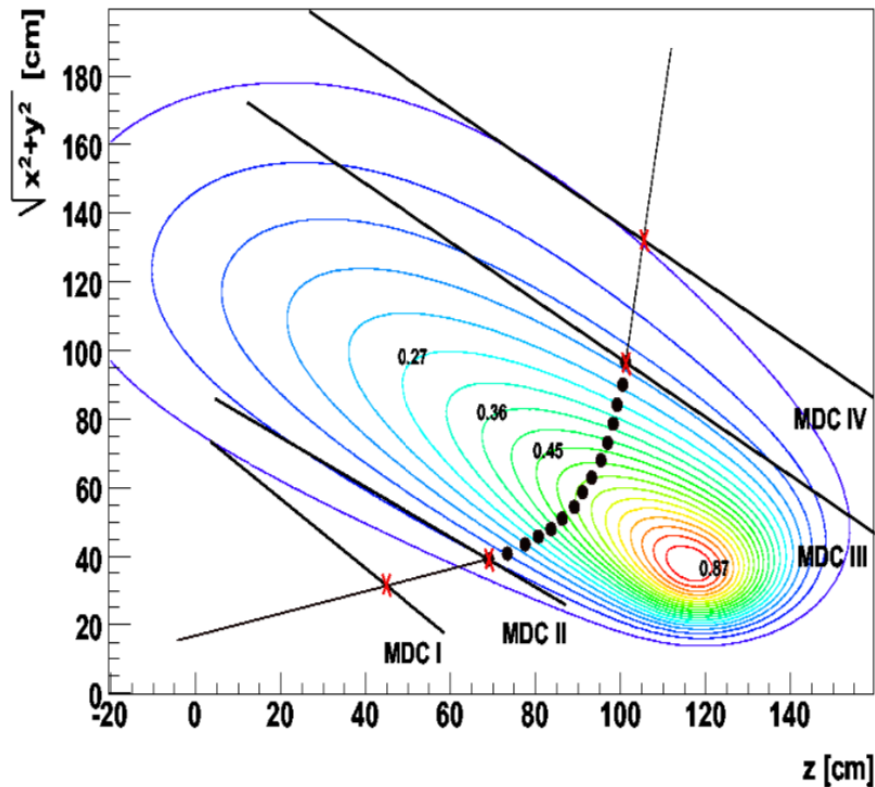
Rysunek 17: Schemat czterech płaszczyzn MDC z wybranego sektora ze szkicem płaszczyzny kick plane oraz z torze hipotetycznej cząstki ulegającej odchyleniu [4]

Dokładniejsze wyznaczenie pędu cząstek wymaga próbkowania ich zachowania na całej drodze przez układ MDC, a nie tylko w jednym punkcie. Otrzymuje się to przez wymodelowanie trajektorii pomiędzy płaszczyznami II i III detektorów MDC krzywą łączącą (*spline*). Następnie, wybiera się na tej krzywej pięćdziesiąt równomiernie rozmieszczonych punktów, gdzie rozpatruje się różniczkowo siłę Lorentza (por. równanie 32) działającą na cząstkę:

$$\frac{|p|}{q} = \frac{dl}{d\theta} B \sin \alpha. \quad (35)$$

Indukcja pola magnetycznego w przestrzeni została wcześniej precyzyjnie zmapowana sondą Halla i jest dostępna algorytmowi w formie numerycznej. Powyższy wzór, przy znanej trajektorii cząstki,

pozwala wyliczyć chwilową wartość pędu dla każdego z pięćdziesięciu punktów wybranych na krzywej łączącej, a ich średnia arytmetyczna stanowi pęd cząstki otrzymany “metodą spline”. Metoda ta osiąga precyzję rzędu 1,5% - 4,5% dla elektronów o pędzie 150 MeV/c, a dla cząstek o wyższych pędach staje się jeszcze dokładniejsza, osiągając dla elektronów o pędzie 1400 MeV/c precyzję 1%-2,8% [4]. Przykładową trajektorię cząstki wraz z wybranymi na niej piętnastoma punktami oraz izoliniami indukcji pola magnetycznego w HADES-ie przedstawiono na rysunku 18.



Rysunek 18: Schemat czterech płaszczyzn MDC z wybranego sektora z naniesionymi izoliniami pola B , wytwarzanego przez magnes układu HADES oraz przykładową interpolacją toru metodą spline [4].

Najbardziej dokładną metodą rekonstrukcji pędu w spektrometrze HADES jest numeryczne rozwiązanie równań różniczkowych algorytmem Runge-Kutty, gdzie warunkami brzegowymi są znane trajektorie przed oraz po przejściu przez pole magnetyczne, a punktem startowym jest pęd wyliczony metodą spline. Otrzymuje się dzięki temu wartość pędu cząstki oraz jej początkowy kierunek lotu. Numeryczne rozwiązanie równań ruchu zwraca również specyficzną zmienną kontrolną, χ_{RK}^2 , równą odległości zmierzonych punktów od wyliczonej trajektorii. Jest ona wykorzystywana jako parametr jakości torów do oczyszczenia zbioru danych, ale również pomocniczo do identyfikacji cząstek. Inną zmienną kontroli jakości torów, choć niezwiązaną bezpośrednio z rekonstrukcją pędu jest $N_{MDClayers}$, czyli liczba płaszczyzn aktywnych (spośród maksymalnie 24), w których znajdują się rejestracje danego toru. Dla wysokich wartości tej zmiennej, precyzja określenia trajektorii jest

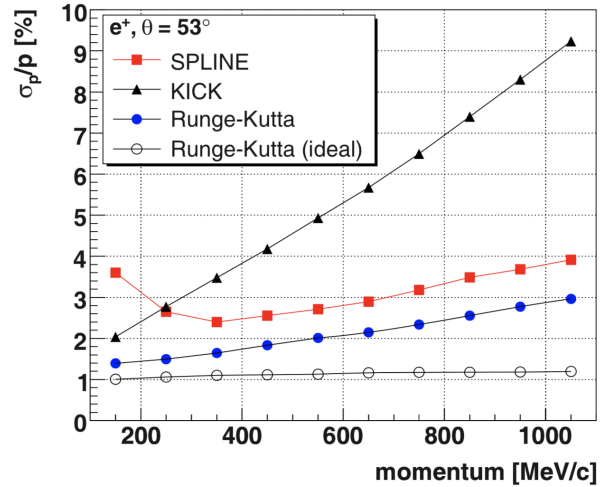
większa. Na rysunku 19 przedstawiono porównanie precyzji różnych metod rekonstrukcji pędu w układzie HADES dla pozytonów o energiach rzędu setek MeV.

Trajektorię cząstki po przejściu przez pole magnetyczne można wyekstrapolować do obszaru aktywnego detektorów META. Na podstawie różnicy między chwilą przejścia wiązki przez detektor START, a chwilą uderzenia danej cząstki w detektor META, szacuje się czas jej przeletu przez układ badawczy. Na podstawie znanej trajektorii cząstki (szacowanej metodą spline) określić można średnią prędkość cząstki v podczas ruchu przez detektor, co w połączeniu ze zrekonstruowanym pędem p pozwala na wyznaczenie masy cząstki zgodnie z zależnością 3.

Jak zostało wspomniane w podrozdziale 4.1, detektory układu META różnią się między sobą rozdzielczością czasową, co przekłada się także na odmienne rozdzielczości masowe. Z tego względu doświadczalne rozkłady masy cząstek (lub rozkłady zależne od nich) mierzonych przez spektrometr HADES należy rozpatrywać niezależnie w detektorach ToF oraz RPC. Ponadto, pozycja przejścia cząstki zmierzona w detektorach META nie zawsze (lub niedokładnie) pokrywa się z ekstrapolacją toru z dwóch ostatnich płaszczyzn układu MDC do płaszczyzn META. Określa się więc parametr jakości toru, MM (*META Match*), równy odległości pozycji zmierzonej w META od położenia otrzymanego w wyniku wspomnianej ekstrapolacji. Za tory wysokiej jakości (precyzyjnie zrekonstruowane) uznaje się te o odpowiednio niskiej wartości MM.

4.3 Centralność i orientacja płaszczyzny zderzenia

Podczas analizy cząstek emitowanych ze zderzenia ciężkich jonów istotne jest odpowiednie scharakteryzowanie zderzenia. Jedną z ważnych właściwości jest parametr zderzenia b (por. definicja w podrozdziale 2.5 i rysunek 7). Od tego parametru zależy liczba nukleonów, które znajdują się w strefie zderzenia - **partycypantów** - oraz tych, które co do zasady nie będą brały udziału w zderzeniu - **obserwatorów**. Liczbę partycypantów A_{part} powiązać można z parametrem zderzenia za pomocą modelu Glaubera [30]. Powyżej kilku stopni kąta polarnego, dokąd emitowani są spektatorzy, spodziewana liczba emitowanych ze zderzenia cząstek narasta z malejącym parametrem tego zderzenia (czyli coraz bardziej centralnymi oddziaływaniami). Wobec tego, zderzenia dzieli się na przedziały o pewnym dość sporym zakresie liczby emitowanych cząstek naładowanych (preselekcjonuje to pewien przedział b), a owe przedziały nazywa się klasami centralności. Granice tych klas określa się jako



Rysunek 19: Dokładność różnych metod rekonstrukcji pędu w detektorze HADES określona dla pozytonów o różnych energiach; przypadek “Runge-Kutta ideal” odpowiada rekonstrukcji metodą Runge-Kutty bez nałożenia żadnych efektów detektorowych [4].

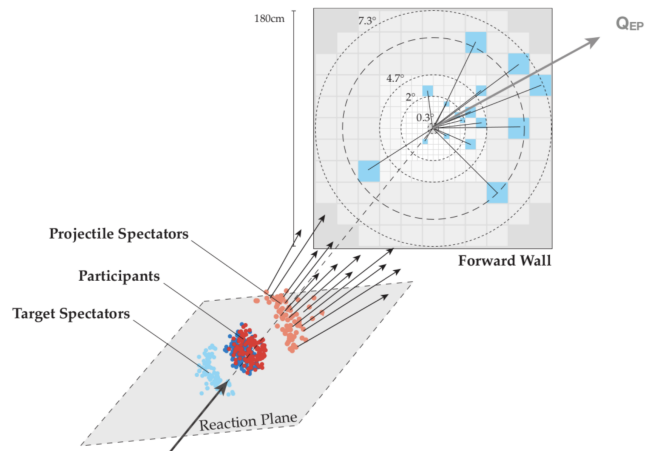
centyle maksymalnej rejestrowanej liczby cząstek naładowanych. Ten przedział centylowy uznany jest za doświadczalną definicję **centralności zderzenia**. W spektrometrze HADES podział zderzeń na klasy centralności odbywa się na podstawie krotności torów zarejestrowanych w układzie META. Porównanie jej wartości z 10-procentowymi klasami centralności pokazano na rysunku 20. Ów rysunek wykonano na podstawie modelu Glaubera dla zderzeń Au+Au przy energii 1,23 GeV na nukleon. Procedura ekstrakcji klas centralności dla omawianych zderzeń Ag+Ag pozostała taka sama.

Jak zostało wspomniane w podrozdziale 2.5, do rekonstrukcji pływu poprzecznego niezbędne jest określenie orientacji płaszczyzny reakcji (za pomocą wektora \vec{Q} , por. wzór 26) w poszczególnych zderzeniach, aby względem niej zdefiniować kąt azymutalny emisji. W układzie HADES orientacja płaszczyzny reakcji określana jest na podstawie rejestracji obserwatorów zderzenia w komórkach detektora Forward Wall. Przykładowy rozkład uderzeń obserwatorów w ten detektor przedstawiono na rysunku 21, wraz ze zrekonstruowaną orientacją płaszczyzny zderzenia. Ze względu na efekty eksperymentalne, takie jak ograniczona ilość uderzeń w Forward Wall i jego skończona rozdzielczość, otrzymuje się w ten sposób tylko estymator orientacji płaszczyzny reakcji, który nazywa się płaszczyzną zderzenia (Q_{EP} , od *event plane*). Fluktuacje płaszczyzny zderzenia wpływają na obserwowane doświadczalnie rozmycie oryginalnych rozkładów pływu poprzecznego i zmniejszenie obserwowanych współczynników v_n względem oczekiwanych [16]. Konieczne jest stosowanie odpowiedniej poprawki na ten efekt, tzw. poprawki Ollitraulta, co zostało przybliżone w podrozdziale 2.6.

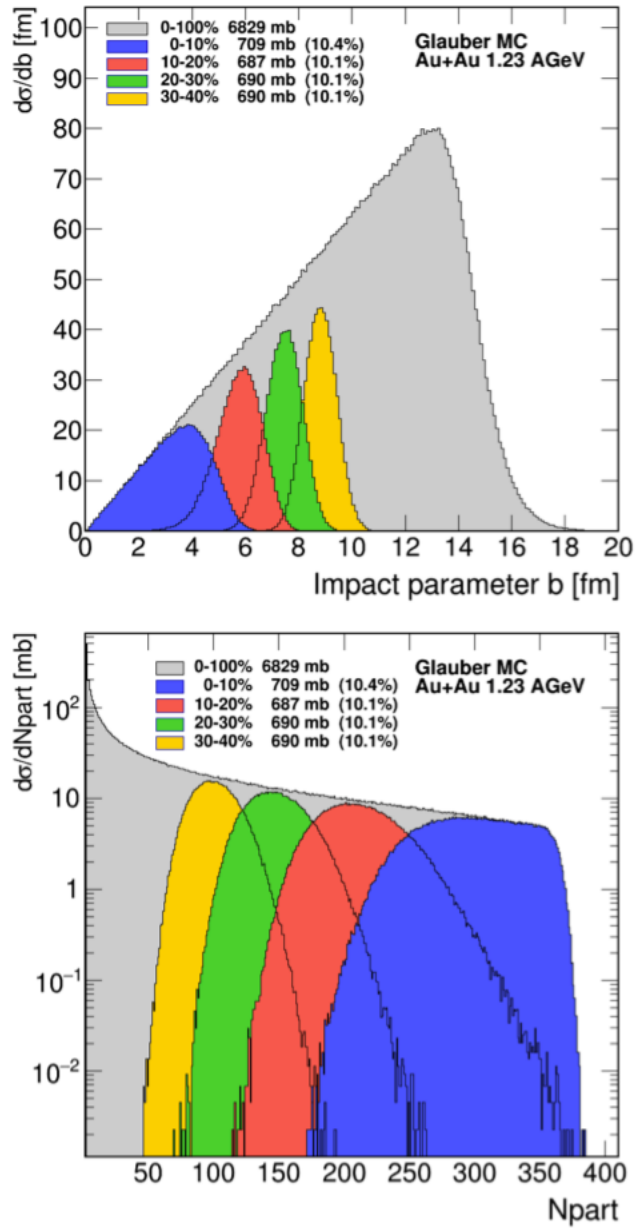
4.4 Eksperymenty grupy HADES

Zakres badań współpracy HADES określony jest możliwościami dostarczania wiązek przez infrastrukturę instytutu GSI. Zrealizowane zostało wiele eksperymentów o różnej naturze: zderzeń dwóch ciężkich jonów ($A+A$), protonów z jądrem atomowym ($p+A$) i protonu z protonem ($p+p$), a także mezonów π z jądrami atomowymi ($\pi+A$). Pełne zestawienie eksperymentów grupy HADES wraz z przybliżoną datą ich wykonania przedstawiono w tabeli 3, a eksperyment, którego dotyczy niniejsza praca - pogrubiono.

Zderzenia Ag+Ag mierzono przez 33 dni przy intensywności wiązki w zakresie 1,5-3,5 MHz. Przez pierwszych 30 dni trwała faza I eksperymentu, w której zebrano około $14 \cdot 10^9$ zderzeń, co odpowiada ok. 334 TB danych. Energia kinetyczna wiązki wynosiła wtedy 1,58 GeV na nukleon, a natężenie



Rysunek 21: Metoda rekonstrukcji płaszczyzny zderzenia w układzie HADES za pomocą detektora Forward Wall, w dolnej lewej części rysunku geometria zderzenia wraz z płaszczyzną reakcji [33].



Rysunek 20: Rozkład parametru zderzenia (górny panel) oraz liczby partycypantów (dolny) dla zderzeń Au+Au z naniesionymi rozkładami tych wielkości w dziesięcioprocentowych klasach centralności; symulacja w ramach modelu Glauber MC [32].

prądu elektrycznego zasilającego nadprzewodzący magnes HADESu wynosiło 3200 A. W fazie II eksperymentu zebrano $1,3 \cdot 10^9$ zderzeń (29,3 TB danych) przy energii 1,23 GeV na nukleon i natężeniu magnesu na poziomie 2500 A. Zebrane wówczas dane stanowią podstawę analizy w niniejszej pracy magisterskiej.

Tabela 3: Zestawienie eksperymentów mierzonych w spektrometrze HADES

Przybliżona data	Pocisk + Tarcza	E_{beam} [GeV/nukleon]
listopad 2002	C+C	2
styczeń 2004	p+p	2,2
sierpień 2004	C+C	1
wrzesień 2005	Ar+KCl	1,76
kwiecień 2006	p+p	1,25
kwiecień 2007	p+p	3,5
kwiecień 2007	d+p	1,25
wrzesień 2008	p+Nb	3,5
kwiecień-maj 2012	Au+Au	1,23
lipiec-wrzesień 2014	$\pi^- + C, \pi^- + C$	1,7, 2,7
marzec 2019	Ag+Ag	1,23, 1,58
luty 2021	p+p	4,2
luty 2022	p+p	4,5

5 Analiza emisji lekkich mezonów z relatywistycznych zderzeń Ag+Ag

Niniejszy rozdział poświęcony będzie analizie danych dotyczących emisji lekkich mezonów (π^\pm i K^+) ze zderzeń Ag+Ag, zarejestrowanych przez grupę HADES w marcu 2019. Zaprezentowane zostaną rozkłady emisji mezonów π^\pm ze zderzeń przy energii 1,23 GeV na nukleon - najpierw w dwuwymiarowej przestrzeni pospieszności i masy poprzecznej w podrozdziale 5.1, a następnie w trzecim wymiarze kąta azymutalnego (podrozdz. 5.2). W podrozdziale 5.3 przedstawiona zostanie pogłębiona analiza wydajności układu HADES, przede wszystkim aby zbadać efekt jej tłumienia w funkcji lokalnego zagęszczenia torów. W tym celu wykonano symulacje przejścia cząstek ze zderzeń wygenerowanych w modelu UrQMD [34] przez układ HADES, za pomocą pakietu GEANT [31]. Na końcu, w podrozdziale 5.4, zaprezentowana zostanie analiza rozkładów kinematycznych mezonów K^+ w zderzeniach przy wyższej energii - 1,58 GeV/nukleon wraz ze wstępnymi wynikami. Będą to niepoprawiony na wydajność rozkład w przestrzeni pędu poprzecznego i pospieszności oraz rozkład pływu poprzecznego.

5.1 Rozkład kinematyczny mezonów π^\pm przy energii 1,23 GeV/nukleon

5.1.1 Selekcja danych

W niniejszym podrozdziale zaprezentowane zostaną wyniki dwuwymiarowej analizy rozkładów emisji mezonów π^+ ze zderzeń Ag+Ag przy energii 1,23 GeV na nukleon, zarejestrowanych w trzech ostatnich dniach eksperymentu grupy HADES z marca 2019. Zarejestrowano wówczas około $1,3 \cdot 10^9$ zderzeń, spośród których około $8,1 \cdot 10^8$ spełniło początkowe warunki selekcji: znalezienie się w 60% najbardziej centralnych zderzeń oraz możliwość odpowiednio dokładnego określenia punktu, w którym zaszła reakcja (werteksu). Ze względu na zanieczyszczenie wyników zderzeniami Ag+C (ramka tarczy wykonana jest z węgla, por. rys. 15a), konieczne było dalsze zawężenie analizowanych zderzeń do zbioru 40% najbardziej centralnych, podzielonych na cztery klasy centralności o szerokości 10 pp. Wynika to z faktu, że metoda określania centralności zderzeń w eksperymencie HADES (na podstawie krotności uderzeń w detektory układu META) nie pozwala jak dotąd na odróżnienie peryferyjnego zderzenia Ag+Ag od zderzenia Ag+C. Współpraca HADES jest w trakcie wdrażania narzędzia służącego oczyszczeniu wyników Ag+Ag z zanieczyszczenia zderzeniami wiązki z węglem.

W obrębie zderzeń zaakceptowanych do analizy konieczne jest również wyeliminowanie torów, które nie spełniają określonych kryteriów co do ich jakości. W ramach tej analizy akceptowano tory, dla których wartości parametrów $\chi_{RK}^2 < 400$ oraz $MM < 3$ mm. Ponadto nałożono cięcie na całkowite pędy cząstek: $50 < p [\text{MeV}/c] < 1500$. Następnie spośród tych torów przeprowadzono identyfikację mezonów π^\pm . Główną metodą, która do tego posłużyła, było graficzne cięcie na płaszczyźnie $(\beta, p/q)$, w której cząstki układają się w charakterystyczne pasma, zależnie od ich masy. Rozkład torów na tej płaszczyźnie przedstawiono na rysunku 22, gdzie ukazano także (przerzywana fioletowa linia) graficzne cięcia na mezony π^\pm . Panel górny przedstawia rozkład torów zarejestrowanych w detektorze RPC, na dolnym - ToF. Podzielenie pędu przez znak ładunku elektrycznego w tym rozkładzie pozwala na zaprezentowanie na jednym rysunku zarówno ujemnie, jak i dodatnio naładowanych torów. Warto nadmienić, że większe poszerzenie pasm w detektorze ToF wynika z

jego gorszej rozdzielczości czasowej (por. podrozdział 4.2). Fakt występowania w detektorze RPC cząstek o pędach wyraźnie wyższych od tych w detektorze ToF wynika z kąтового rozkładu pędów cząstek emitowanych w zderzeniach ciężkich jonów.

Protony są cząstkami emitowanymi najliczniej ze strefy zderzenia, zarówno pochodząc z jąder atomowych ulegających dezintegracji podczas zderzenia, jak i powstając w rozpadach innych cząstek (np. $\Delta \rightarrow p\pi$). Szczególnie przy wyższych pędach, ich sygnał stopniowo coraz bardziej nakłada się na pasmo mezonów π^+ . Aby zminimalizować to zanieczyszczenie, wprowadzono dodatkowe cięcia graficzne nakładane na płaszczyźnie $(\frac{dE}{dx}|_{MDC}, p)$ na piony dodatnie o pędach większych niż 150 MeV/c. Kształt tego cięcia, naniesiony na rozkład torów po cięciu (β, p) , przedstawiono na rysunku 23.

5.1.2 Wydajność i czystość

Aby zmierzone rozkłady krotności cząstek móc traktować jako rozkłady o kształtach niezmodyfikowanych przez warunki eksperymentalne, należy poprawić je ze względu na wydajność układu doświadczalnego, jako funkcję opisaną w przestrzeni fazowej, w której badane będą same rozkłady - w tym wypadku jest to płaszczyzna $(m_T - m_0, y)$. Realizuje się to poprzez wykonanie symulacji zderzeń Ag+Ag przy energii kinetycznej wiązki 1,23 GeV/nukleon za pomocą mikroskopowego kodu transportu UrQMD [34] i propagację ich produktów przez wiarygodną reprezentację układu HADES, wykonaną w środowisku GEANT [31]. Pakiet ten stanowi symulator transportu cząstek przez zaimplementowany układ badawczy, ale jednocześnie zawiera procedury digitalizacyjne, przetwarzające sygnały od przejścia cząstek na właściwe sygnały elektroniczne. Otrzymane w ten sposób tory poddano następnie obróbce identycznej do tej przeznaczonej dla torów eksperymentalnych (por. podrozdział 5.1.1). Dzięki temu uzyskano dostęp do zestawu danych, w którym każdy tor występuje w dwóch wersjach: “zmierzonej” przez HADES (będziemy wobec niego używać określenia *reco*) oraz pierwotnej, nienaruszonej przez układ doświadczalny (*true*). Stosunek liczebności cząstek w obu podejściach jest modelowym oszacowaniem wydajności układu. Rozkład torów zrekonstruowanych jest pusty w obszarach niezmiernych, a obszar mierzony nazywa się “akceptancją”. Wydajność ϵ można zdefiniować jako:

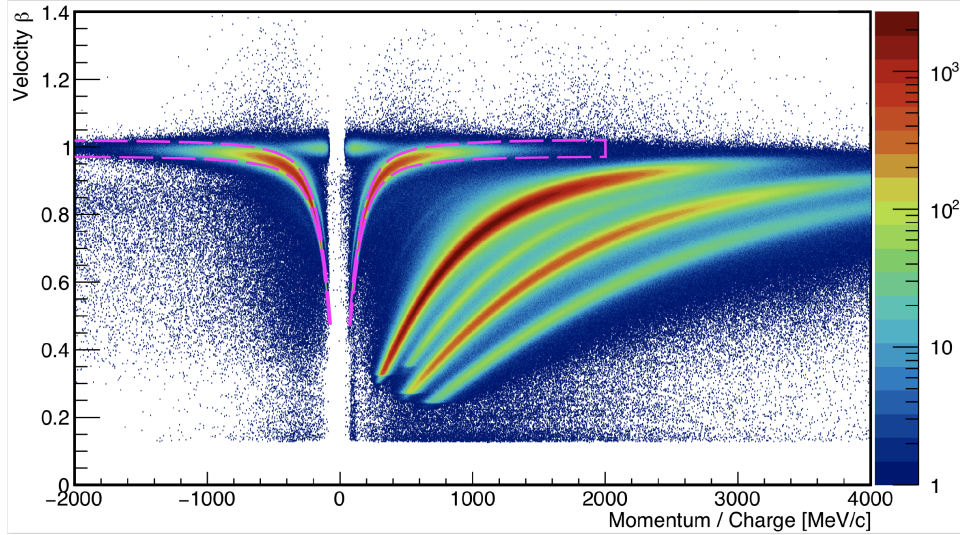
$$\epsilon(m_T - m_0, y) = \frac{N_{\text{reco}}(m_T - m_0, y)}{N_{\text{true}}^\pi(m_T - m_0, y)}. \quad (36)$$

Warto zaznaczyć, że tak zdefiniowana wydajność zawiera w sobie także wszystkie efekty wywołane akceptancją spektrometru.

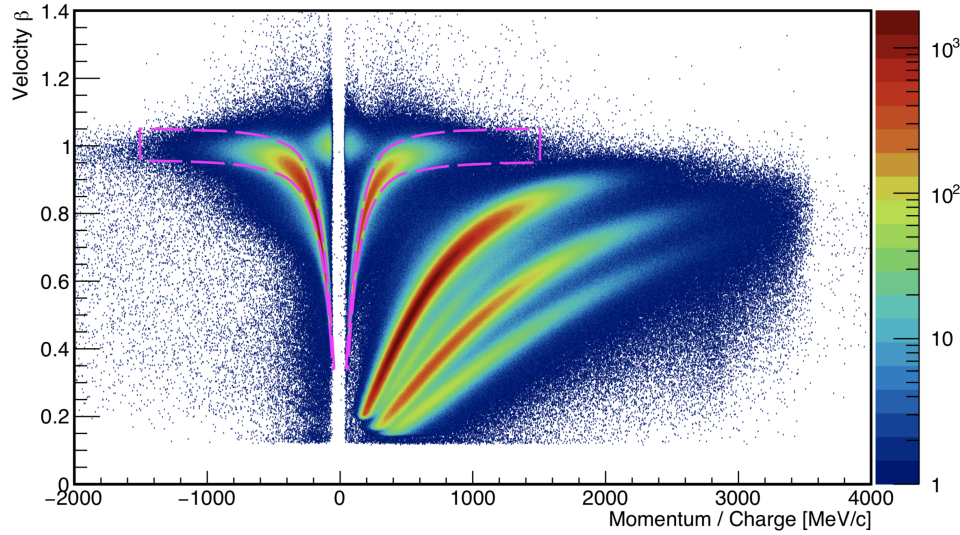
Oprogramowanie analizujące wyniki symulacji pozwala na przypisanie danemu torowi zrekonstruowanemu - faktycznego hadronu poruszającego się w przestrzeni. Dzięki temu określić można, które spośród torów zidentyfikowanych (N_{reco}) jako piony, rzeczywiście nimi były (N_{reco}^π). W ten sposób zdefiniować można także “czystość” \mathcal{P} (z ang. *purity*), która określa skuteczność zastosowanej metody identyfikacji cząstek:

$$\mathcal{P}(m_T - m_0, y) = \frac{N_{\text{reco}}^\pi(m_T - m_0, y)}{N_{\text{reco}}(m_T - m_0, y)}. \quad (37)$$

Na rysunku 24 przedstawiono rozkłady wydajności oraz czystości w przestrzeni fazowej



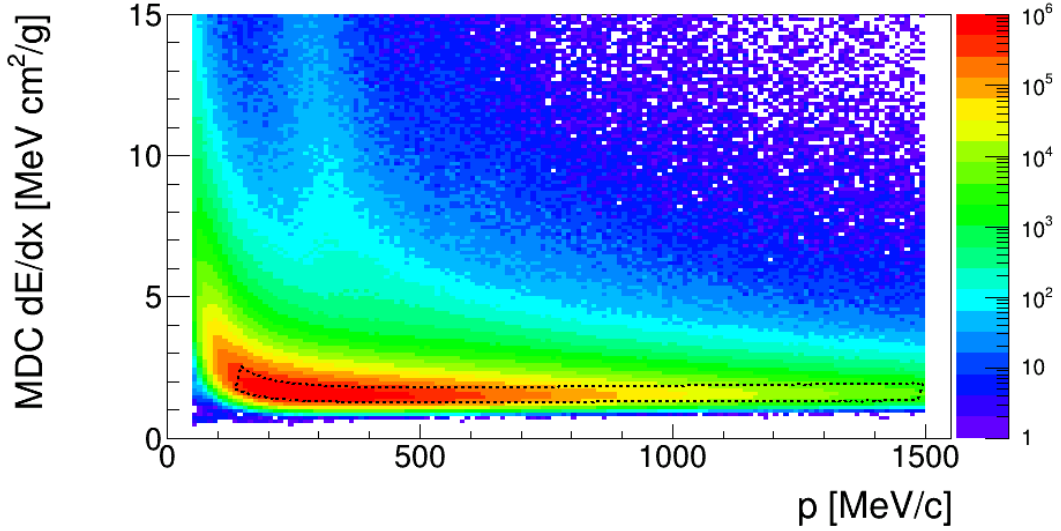
(a)



(b)

Rysunek 22: Rozkład korelacji między prędkością (w jednostkach c) a pędem podzielonym przez ładunek dla torów zarejestrowanych w detektorze RPC (panel a) i ToF (panel b) w eksperymencie Ag+Ag przy energii 1,23 GeV/nukleon. Cięcia graficzne na mezony π oznaczono przerywaną fioletową linią [35].

dE/dx (MDC) cuts for π^+



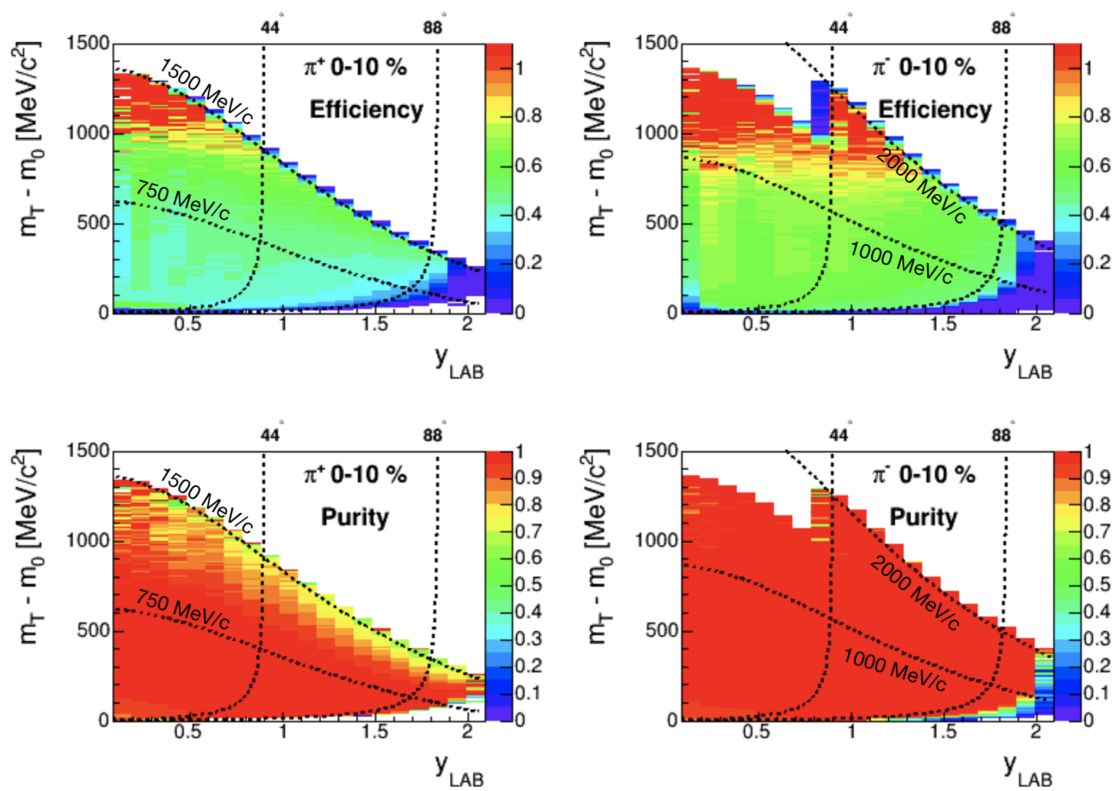
Rysunek 23: Rozkład dodatnio naładowanych cząstek na płaszczyźnie $(\frac{dE}{dx}|_{MDC}, p)$ wstępnej selekcji mezonów π^+ . Omawiane w treści cięcie graficzne oznaczono przerywaną czarną linią.

dla mezonów π^\pm produkowanych w 10% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,23 GeV/nukleon. Jak widać, dla obu ładunków tych mezonów wydajności wynoszą ok. 50-60 %, a czystości około 90%. Jednocześnie trzeba stwierdzić, że zarówno wydajność detekcji, jak i czystość rekonstrukcji są mniej korzystne w przypadku π^+ . Osłabiona wydajność może wynikać z bardziej restrykcyjnych cięć identyfikujących te cząstki, a obniżona czystość – z nie do końca rozwiązanego problemu z kontaminacją protonami. Wykresy zawierają również krzywe stałych kątów θ_{Lab} , odpowiadających górnej granicy akceptancji i przejściu między detektorami META oraz krzywe stałego pędu, odpowiadające granicom cięć na mezony π (por. podrozdział 2.1).

5.1.3 Rozkład krotności w przestrzeni $(m_T - m_0, y)$

Aby otrzymać rozkłady krotności mezonów π^\pm w przestrzeni fazowej $(m_T - m_0, y)$ należy w obrębie danej klasy centralności dla każdego toru zidentyfikowanego jako pion wyznaczyć popieschność i masę poprzeczną w układzie CM, zgodnie ze wzorami 5 i 9. Następnie, należy wypełnić stosowny histogram w komórce odpowiadającej współrzędnym $(m_T - m_0, y)$. Po wypełnieniu histogramu, należy go poprawić na wydajność oraz akceptancję (zgodnie z definicją 36). Odbywa się to poprzez podzielenie “surowych” liczb zliczeń w komórkach przestrzeni fazowej przez wartości wydajności tych samych komórek (por. rys. 24). Na tym etapie zerowano także te komórki przestrzeni fazowej, które nie spełniły warunków:

$$\epsilon \times \alpha > 15\%, \quad (38)$$



Rysunek 24: Rozkład wydajności (u góry) i czystości (u dołu) rekonstrukcji mezonów π^+ (po lewej) oraz π^- (po prawej), otrzymanych na drodze symulacji Ag+Ag przy energii 1,23 GeV/nukleon w środowisku GEANT.

oraz

$$\mathcal{P} > 80\%. \quad (39)$$

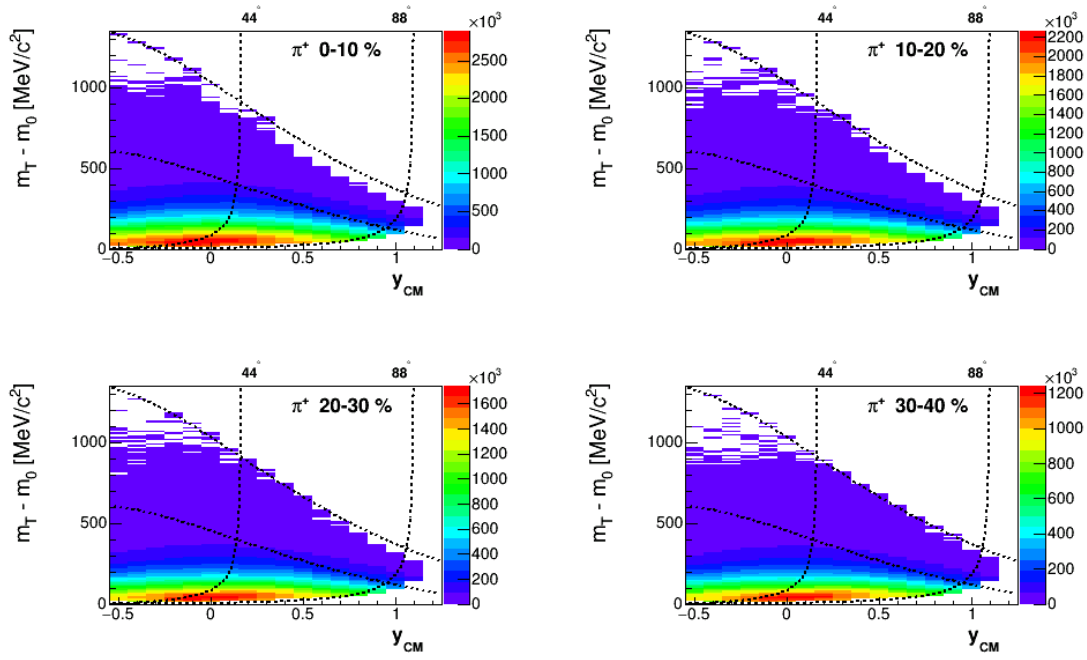
Na rysunku 25 przedstawiono rozkłady krotności naładowanych pionów w przestrzeni fazowej $(m_T - m_0, y)$. Są to rozkłady poprawione już na wydajność detekcji. Taki dwuwymiarowy rozkład traktować można też jako zestaw jednowymiarowych rozkładów $\frac{dN}{dm_T}$ otrzymywanych dla określonego, wąskiego zakresu prędkości. Takie rozkłady będą dobrą weryfikacją przewidywań zawartych w podrozdziale 2.4, gdyż wobec nich można się spodziewać, że będą miały postać rozkładów Boltzmanna. Jednocześnie przewiduje się (por. rozdział 3), że dla pionów będą to sumy dwóch takich rozkładów o różnych parametrach nachylenia T , ew. za wyjątkiem bardzo niskich wartości m_T . W celu potwierdzenia powyższych oczekiwań, dla każdego wąskiego przedziału prędkości, do rozkładu doświadczalnego dopasowano funkcję o wzorze (por. równ. 23):

$$\frac{1}{m_T^2} \frac{d^2 N}{dm_T dy} \Big|_{y=\text{const}} = C_1 \exp\left(-\frac{m_T}{T_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{m_T}{T_2}\right). \quad (40)$$

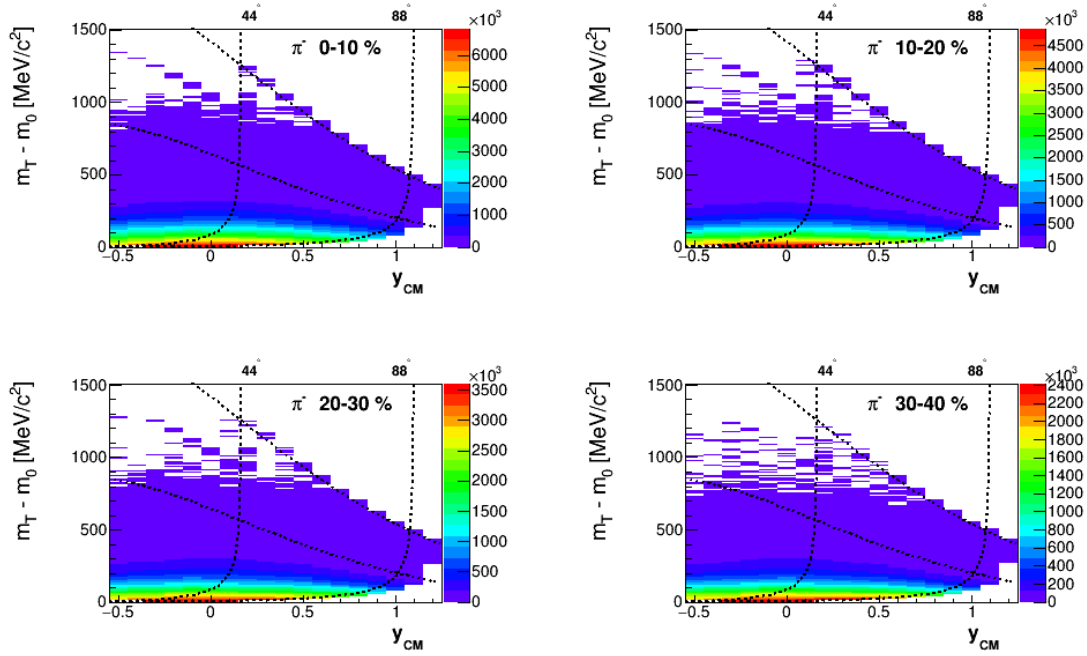
Rozkłady w funkcji masy poprzecznej przedstawiono na rysunku 26 wraz z dopasowanymi do nich powyższymi funkcjami. Ze względu na dostępną statystykę, niepewności statystyczne są mniejsze od rozmiarów markerów. Wykresy te przedstawione są w skali logarytmicznej na osi pionowej, a rozkłady odpowiadające kolejnym zakresom prędkości skalowane są przez kolejne potęgi 10, aby zaprezentować je na jednym rysunku. Dopasowane do rozkładów funkcje wykorzystać można do uzyskania krotności pionów przy danej wartości prędkości w niedużych obszarach poza akceptancją w drodze ekstrapolacji, aczkolwiek nie uwzględniono w nich kulombowskich oddziaływań mezonów π^\pm z dodatnim potencjałem elektrycznym strefy zderzenia. Poprzez przeskanowanie rozkładów masy poprzecznej dla kolejnych, wąskich przedziałów prędkości, otrzymuje się rozkład krotności pionów w funkcji prędkości $\frac{dN}{dy}$. Takie rozkłady, wraz z błędami systematycznymi, przedstawiono na rysunku 27. Rysunek ten zawiera także punkty odbite względem $y = 0$. Oczekiwana jest symetria rozkładów względem prędkości środka masy, ze względu na symetrię zderzającego się układu. Niepewności systematyczne zaprezentowane na tym rysunku zostały oszacowane poprzez uwzględnienie różnych alternatywnych wariantów analizy:

1. porównanie ekstrapolacji w m_T z analogiczną procedurą dla rozkładów pędu poprzecznego;
2. porównanie działania spektrometru HADES między jego sześcioma identycznymi sektorami;
3. porównanie rozkładów masy poprzecznej z oraz bez cięcia na straty energii w detektorze MDC.

Prezentowane tu rozkłady zostały przedstawione przez autora na międzynarodowej konferencji FAIRness2022, poświęconej badaniom związanym z instytutami GSI/FAIR. Wystąpienie to zaowocowało publikacją pokonferencyjną, w której znaleźć można wybrane spośród przytaczanych w niniejszej pracy rozkładów [36].

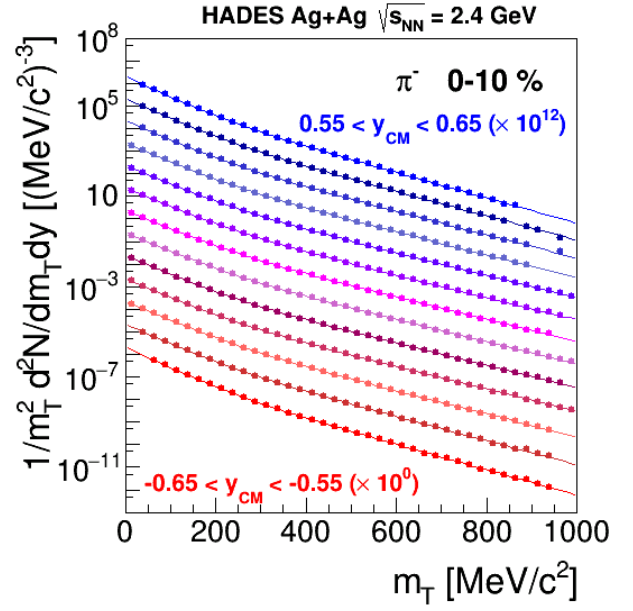
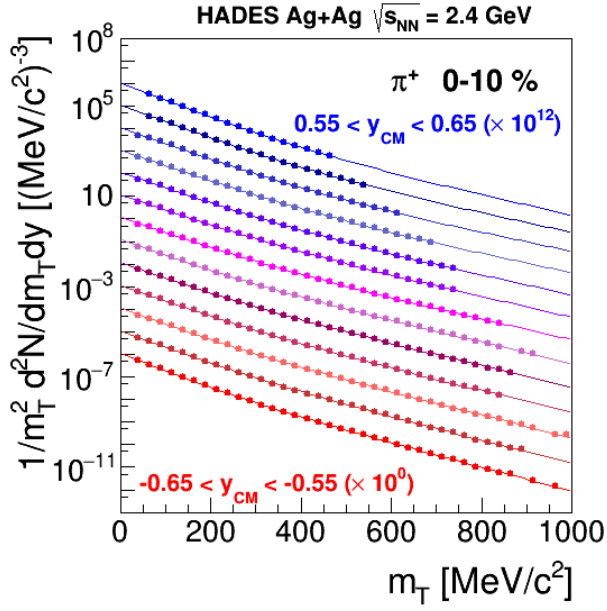


(a) π^+

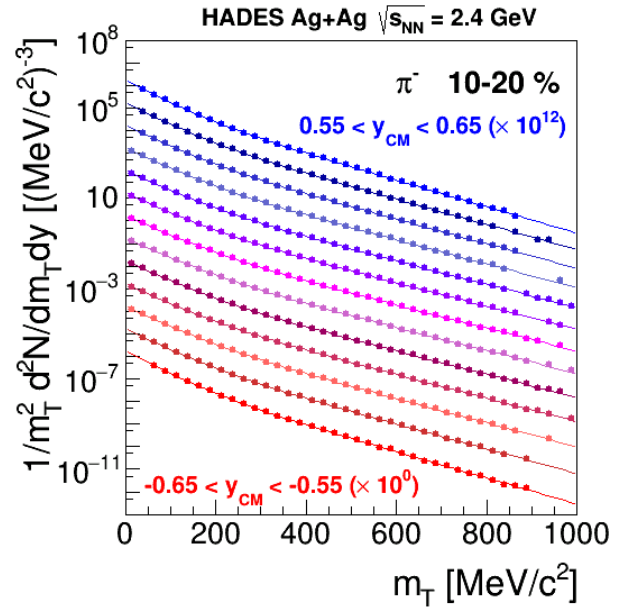
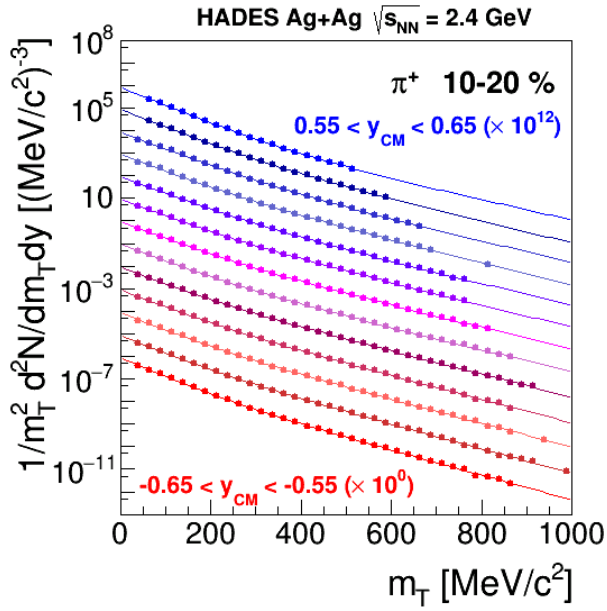


(b) π^-

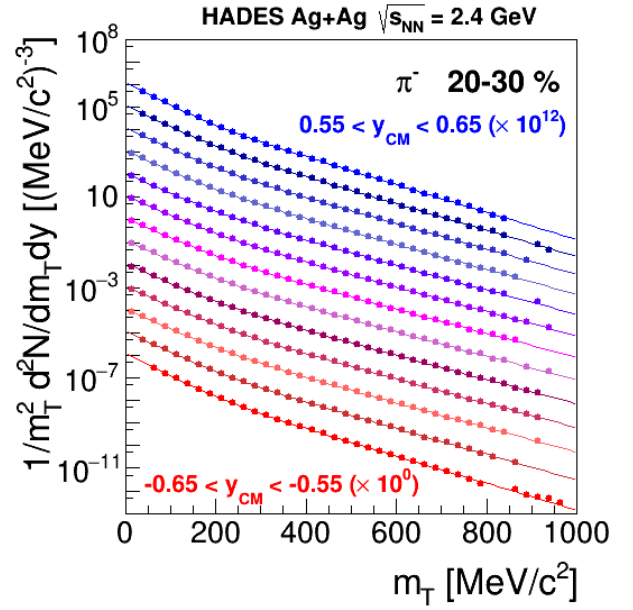
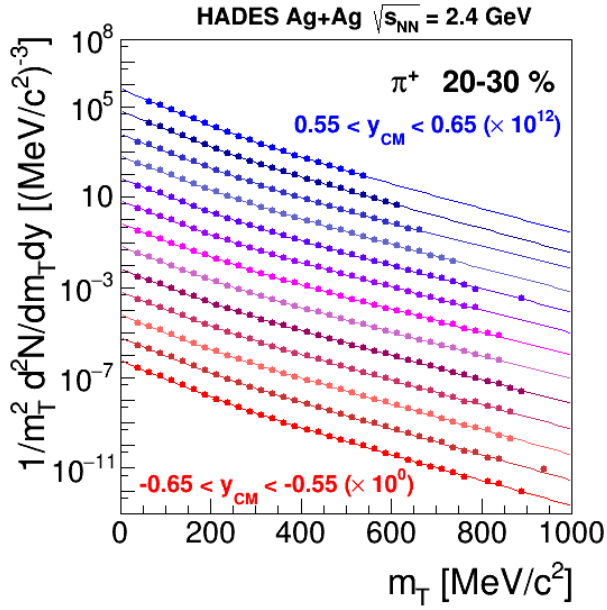
Rysunek 25: Rozkład krotności pionów w przestrzeni fazowej $(m_T - m_0, y)$ dla czterech rozpatrywanych klas centralności; na rysunki naniesiono krzywe stałego kąta θ_{Lab} oraz pędu, analogicznie do rysunku 24.



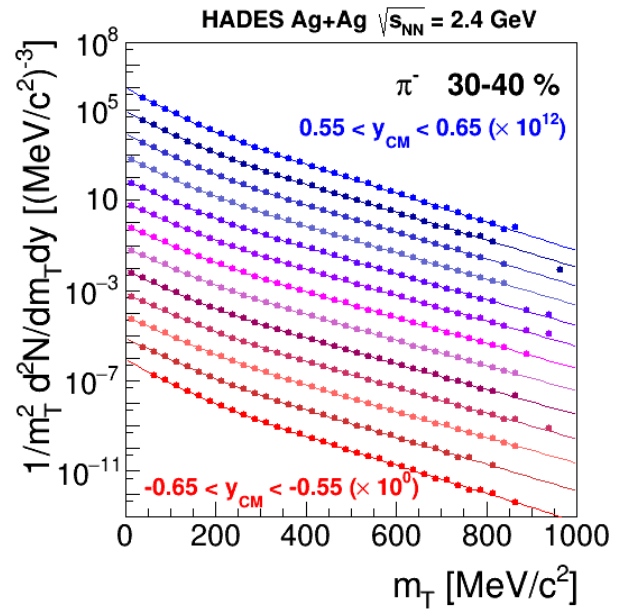
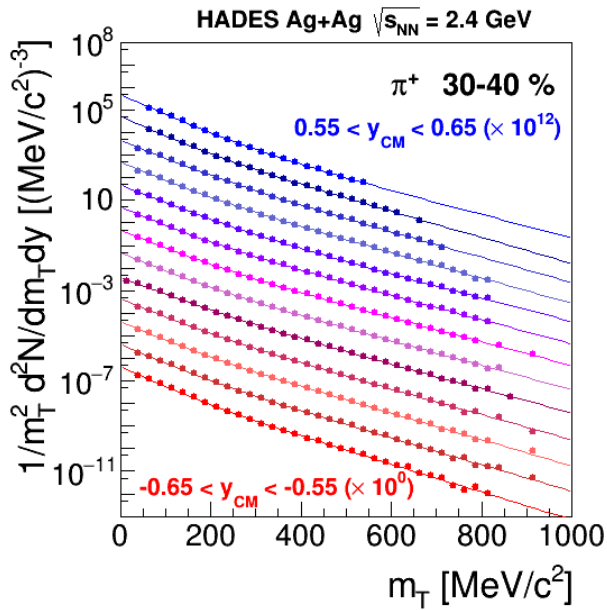
(a)



(b)

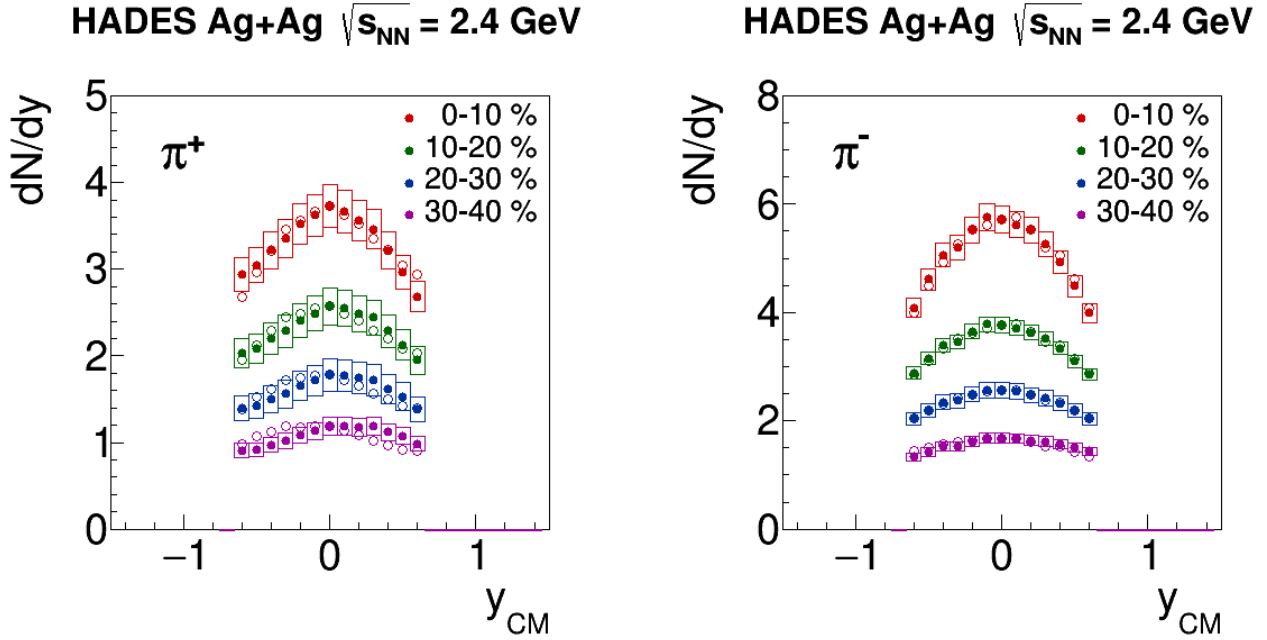


(c)



(d)

Rysunek 26: Rozkłady krotności pionów naładowanych w wąskich zakresach pospieszności dla czterech kolejnych klas centralności wraz z dopasowanymi funkcjami postaci równania 40; kolejne zakresy pospieszności przeskalowano kolejnymi potęgami 10.



Rysunek 27: Rozkłady $\frac{dN}{dy}$ naładowanych pionów, otrzymane przez ekstrapolację poszczególnych rozkładów w masie poprzecznej, dla czterech klas centralności. Punkty puste są odbiciem punktów zmierzonych (markery pełne) względem $y_{CM} = 0$. Zakres pionowy prostokątów ukazuje niepewności systematyczne.

5.2 Rekonstrukcja pływu poprzecznego mezonów π^\pm przy energii 1,23 GeV/nukleon

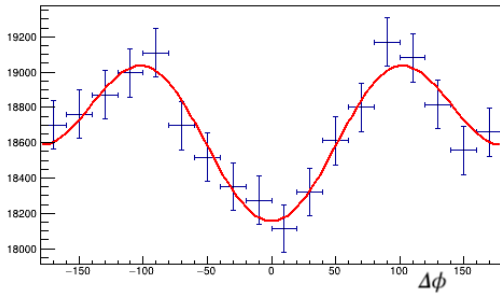
5.2.1 Opis metody

Rozkłady emisji mezonów π^\pm omówione w podrozdziale 5.1 rozszerzono o analizę anizotropii w kącie azymutalnym. W tym celu przestrzeń fazową (p_T, y) podzielono na komórki odpowiadające wąskim zakresom tych zmiennych i dla każdej z nich przygotowano histogram $\frac{dN}{d\Delta\phi}$, gdzie $\Delta\phi$ jest kątem azymutalnym emisji cząstki ϕ względem estymatora orientacji płaszczyzny reakcji Ψ_{EP} . Następnie do każdego ze wspomnianych rozkładów kąta azymutalnego emisji dopasowano szereg Fouriera, zawężony do pierwszych trzech harmonik (por. równanie 24):

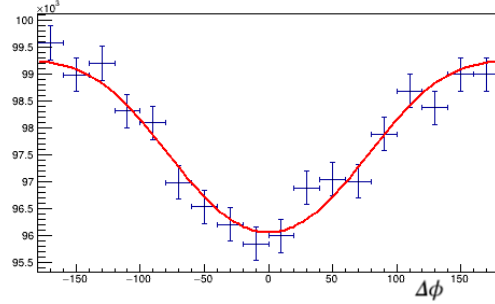
$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = \mathcal{N} \cdot \left(1 + 2 \sum_{n=1}^3 v_n^{\text{obs}} \cos(n\Delta\phi) \right), \quad (41)$$

gdzie \mathcal{N} jest pewną stałą normalizacyjną, a v_n^{obs} są obserwowanymi współczynnikami pływu poprzecznego, niepoprawionymi na rozdzielczość płaszczyzny reakcji. Na rysunku 28 pokazano przykładowe rozkłady wraz z dopasowaniami.

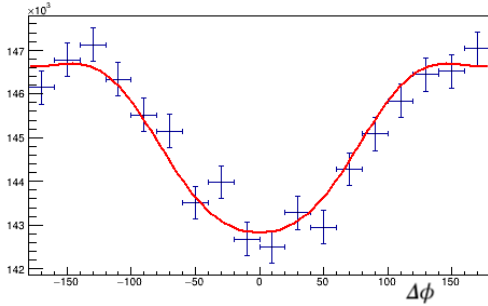
Rozkłady obserwowanych współczynników v_n^{obs} należy następnie poprawić na skończoną rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny zderzenia, jak omówiono w podrozdziale 2.6. W tym celu dla każdego zderzenia podzielono obserwatorów zarejestrowanych w detektorze FWall na dwie równo-



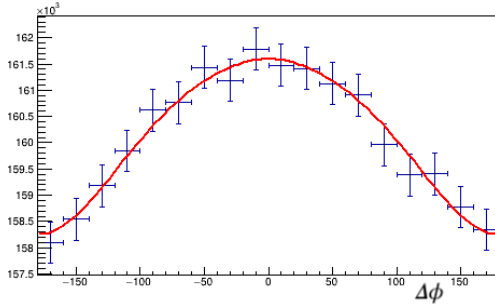
(a) π^+ ; $400 < p_T$ [MeV/c] < 500 ; $-0,3 < y < -0,2$



(b) π^+ ; $100 < p_T$ [MeV/c] < 200 ; $0,2 < y < 0,3$



(c) π^- ; $100 < p_T$ [MeV/c] < 200 ; $-0,6 < y < -0,5$



(d) π^- ; $100 < p_T$ [MeV/c] < 200 ; $0,2 < y < 0,3$

Rysunek 28: Wybrane rozkłady $\Delta\phi$ mezonów π^\pm w klasie centralności 0-10%

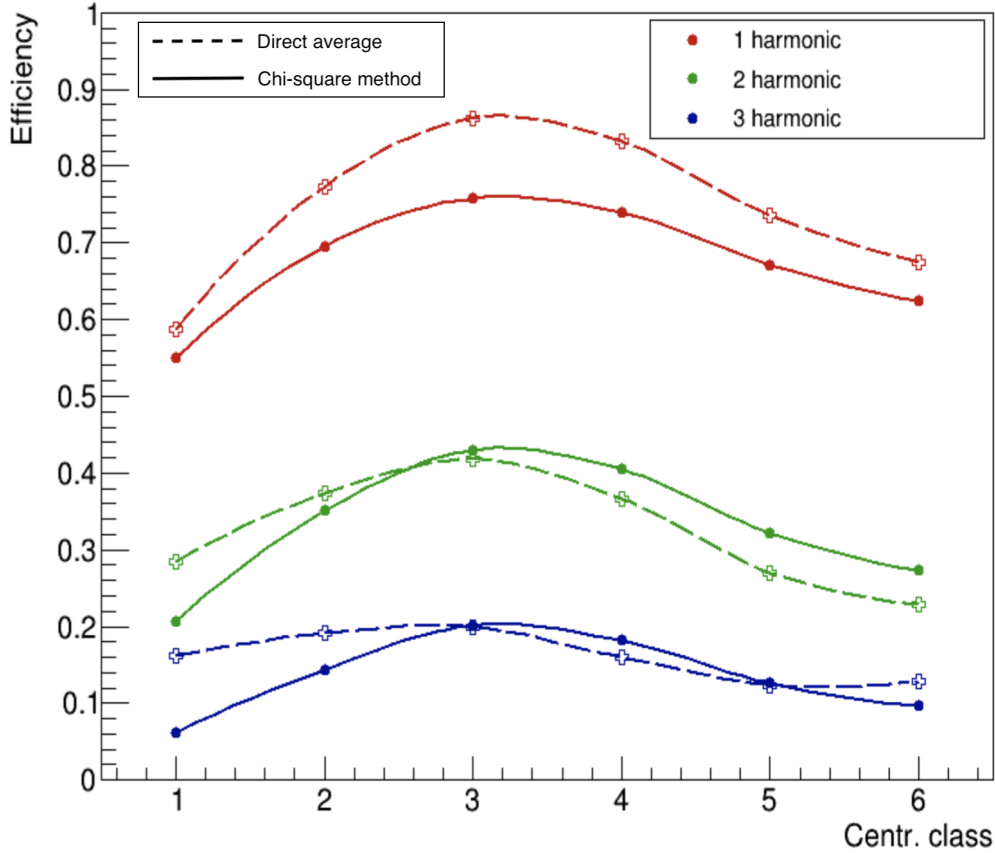
liczne podgrupy i określono orientację płaszczyzny zderzenia osobno dla każdej z nich, otrzymując w ten sposób dwie orientacje: Ψ_A oraz Ψ_B . Korzystając z definicji:

$$\Delta\Psi_{EP} \equiv |\Psi_A - \Psi_B|, \quad (42)$$

określono poprawki, jakie trzeba nałożyć na kolejne współczynniki pływu. Otrzymano to na dwa sposoby. Jednym z nich jest bezpośrednie obliczenie $\langle \cos(n\Delta\Psi_{EP}) \rangle$ i następnie użycie go jako rozdzielnicy:

$$v_n = v_n^{\text{obs}} / \langle \cos(n\Delta\Psi_{EP}) \rangle. \quad (43)$$

Drugim sposobem poprawienia rozkładów pływu poprzecznego jest metoda przybliżona, opisana w 2.6. W tym celu wypełnia się rozkład zderzeń w funkcji $\Delta\Psi_{EP}$, a następnie oblicza się za pomocą odpowiednich całek parametr χ . Wstawiając jego wartość do wyrażenia 29, obliczyć można wartości poprawek. Na rysunku 29 przedstawiono porównanie wartości otrzymanych poprawek za pomocą tych dwóch metod. Do dalszej analizy danych wybrano poprawki wyliczone metodą przybliżoną. Możliwość zastosowania drugiego wariantu jest elementem niepewności systematycznych, przy czym tematyka ta nie została objęta niniejszą analizą magisterską i zostanie podjęta przez autora w ramach projektu doktorskiego.



Rysunek 29: Poprawki na rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny reakcji w 6 kolejnych klasach centralności dla pierwszych trzech harmonik mezonów π^\pm , otrzymane dwoma metodami: puste krzyże odpowiadają bezpośredniemu obliczeniu $\langle \cos(n\Delta\Psi_{EP}) \rangle$, pełne punkty - poprawki obliczonej metodą przybliżoną za pośrednictwem parametru χ ; linie dodano dla zwiększenia czytelności.

5.2.2 Poprawka wydajności na gęstość torów

W zderzeniach ciężkich jonów rejestrowanych przez układ HADES emitowanych jest wiele cząstek. W obszarach detektora, gdzie rejestrowanych jest ich odpowiednio dużo, może dochodzić do strat wydajności spowodowanych przeciążeniem elektroniki odczytowej lub uderzeniem dwóch cząstek w ten sam obszar aktywny. Również na późniejszym etapie - łączenia pojedynczych uderzeń w tory (*tracking*) - wysokie zagęszczenie uderzeń może utrudniać lub wręcz uniemożliwiać dokładną rekonstrukcję torów. Osłabienie wydajności w zależności od lokalnej gęstości torów może zaburzać mierzone rozkłady pływu poprzecznego pionów, gdyż zdecydowana większość cząstek emitowanych ze strefy zderzenia (głównie protony, ale też lekkie fragmenty naładowane) wykazuje odmienne od pionów rozkłady w kącie azymutalnym oraz w przestrzeni pędowej. W szczególności, na płaszczyźnie (p_T, θ_{Lab}) dla hadronów o różniących się masach, przebieg krzywej odpowiadającej pospieszności środka masy jest odmienny i uzależniony od masy tego hadronu.

Wiele grup badawczych z obszaru fizyki zderzeń jąder atomowych, w tym grupa HADES, obserwuje modyfikacje mierzonych rozkładów pędu poprzecznego, które są zgodne z założeniem o

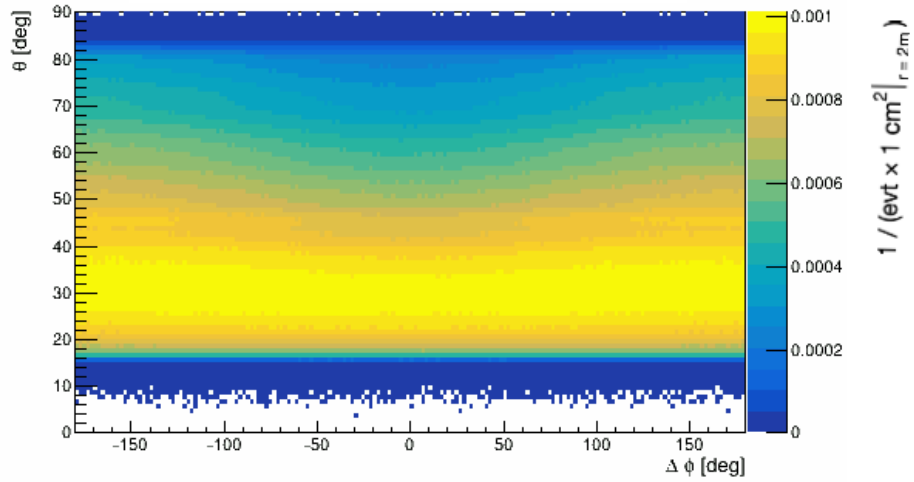
istnieniu strat wydajności wywołanych wysokim lokalnym zagęszczeniem torów w detektorze. W szczególności, obserwuje się odchylenie wartości v_1 od zera w pospieszności środka masy - wbrew oczekiwaniu wynikającemu z geometrii zderzenia (por. podrozdział 2.5) [37, 38]. Jest to spowodowane wspomnianym wyżej faktem, że punkty przestrzeni pędowej odpowiadające pospieszności środka masy dla pionów i protonów nie pokrywają się. Powoduje to efekt niesymetrycznego względem y_{CM} tłumienia rejestracji pionów przez sumę torów, której dominantą są protony.

Zaproponować można empiryczną metodę poprawienia na ten efekt. Przyjmuje się w niej pewną prostą, malejącą zależność wydajności od średniej gęstości torów $\epsilon(\langle\rho\rangle)$, a następnie przygotowuje się rozkłady liczby wszystkich torów na płaszczyźnie $(\Delta\phi, \theta)$ w danej klasie centralności. W dalszym kroku, skaluje się te rozkłady tak, aby zyskały interpretację **gęstości torów** w odpowiednich jednostkach. Tak otrzymane rozkłady przetwarza się na rozkłady wydajności funkcji $\Delta\phi$ oraz θ , korzystając z przyjętej zależności $\epsilon(\langle\rho\rangle)$. Podczas wypełniania rozkładów $\frac{dN}{d\Delta\phi}$ każdy wpis od cząstki waży się odwrotnością wydajności odpowiadającej jej klasie centralności oraz kątom azymutalnemu i polarnemu. Takie empiryczne podejście zastosowano m. in. w [33] i [39]. Procedurę tę należy stosować oddzielnie dla każdej klasy centralności. Na rysunku 30 zaprezentowano mapy średniej gęstości torów $\langle\rho\rangle$ na płaszczyźnie $(\Delta\phi, \theta)$ otrzymane dla trzech klas centralności pokrywających zakres 0-30 %.

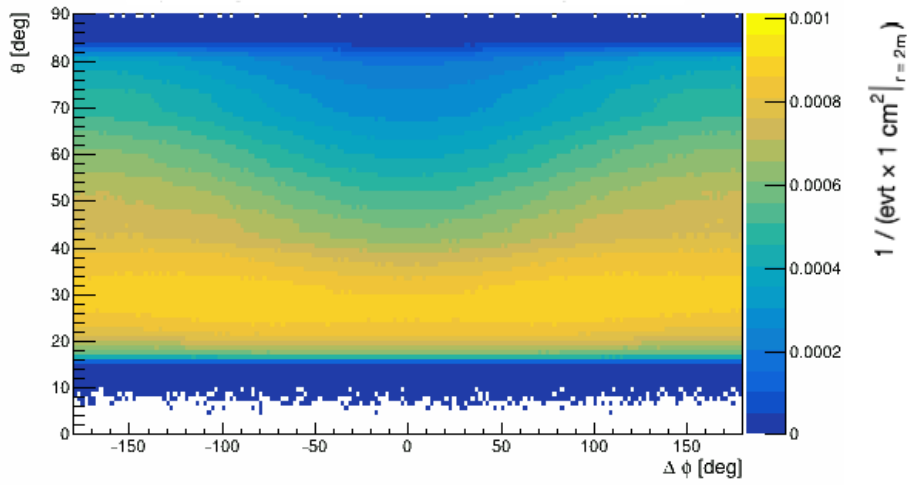
Rysunek 31 przedstawia funkcje $\epsilon(\langle\rho\rangle)$, zaproponowane przez członków kolaboracji HADES i wykorzystywane do określenia wydajności dla obszaru o danej gęstości torów. Warto nadmienić, że te funkcje są arbitralnie dobierane w taki sposób, aby jak najskuteczniej odtwarzały antysymetryczność płynu skierowanego. Wprowadza to na etapie analizy dość znaczną zależność od przyjętych modeli - fakt ten wzmocniony jest przez dowolność wyboru zarówno klasy funkcji, jak i wartości parametrów. W cytowanych powyżej publikacjach brakuje spójnego uzasadnienia takiego podejścia do problemu antysymetryczności współczynnika v_1 , czy też dyskusji procedury wyboru konkretnych przebiegów funkcji $\epsilon(\langle\rho\rangle)$. Podrozdział 5.3 niniejszej pracy ma za zadanie przeanalizować symulacje odpowiedzi detektorów układu HADES, aby zgłębić zagadnienie poprawki na straty wydajności wywołane wysoką gęstością torów w detektorze i, przynajmniej częściowo, wyeliminować te problemy.

5.2.3 Rozkłady zrekonstruowane

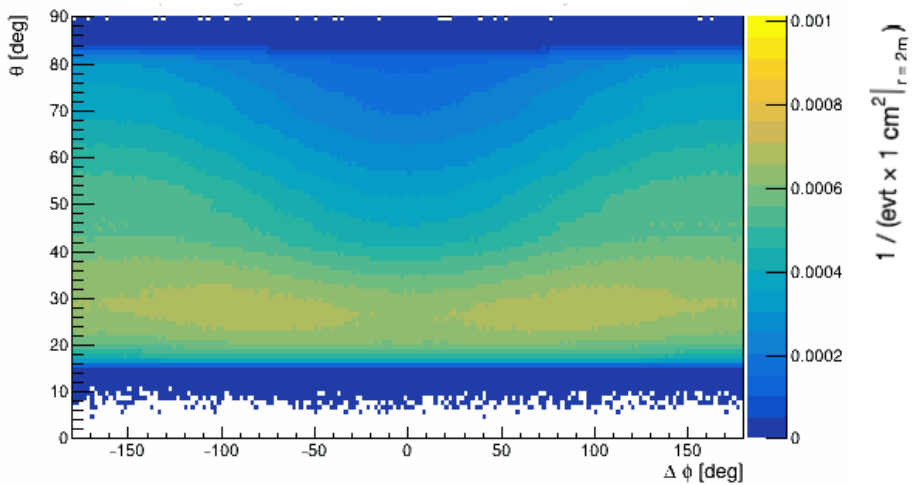
Po przeprowadzeniu identyfikacji mezonów π^\pm i nałożeniu stosownych poprawek eksperymentalnych, można przejść do prezentacji rozkładu współczynników płynu poprzecznego w przestrzeni fazowej (p_T, y) . Na rysunku 32 przedstawiono rozkłady współczynników v_1, v_2 oraz v_3 w funkcji pospieszności i pędu poprzecznego dla mezonów π^+ . Na rysunku 33 przedstawiono te rozkłady dla mezonów π^- . Na rozkładach zaobserwować można szereg istotnych właściwości płynu poprzecznego pionów. Rozpatrując przebieg współczynnika v_1 względem pospieszności widać, że płyn skierowany pionów - niezależnie od ich ładunku - niemal zawsze przyjmuje wartości ujemne dla $y < y_{CM}$, a dodatnie dla $y > y_{CM}$. Wyjątkiem są obszary niskiego p_T , gdzie szczególnie dla mezonów π^+ widać zachowanie przeciwne. Jest to zachowanie analogiczne do płynu skierowanego protonów (por. rys. 12), ale też spełniające jakościowo oczekiwanie antysymetrii współczynnika v_1 względem pospieszności środka masy. Współczynnik v_2 , począwszy od wartości 0 blisko $p_T = 0$, wraz z narastaniem pędu poprzecznego, systematycznie przechodzi ku wartościom coraz bardziej



(a)

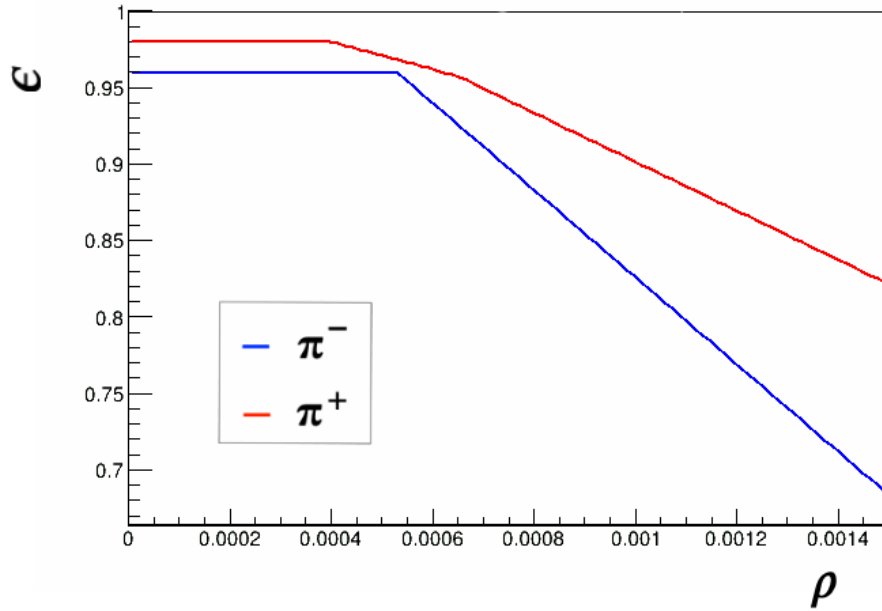


(b)



(c)

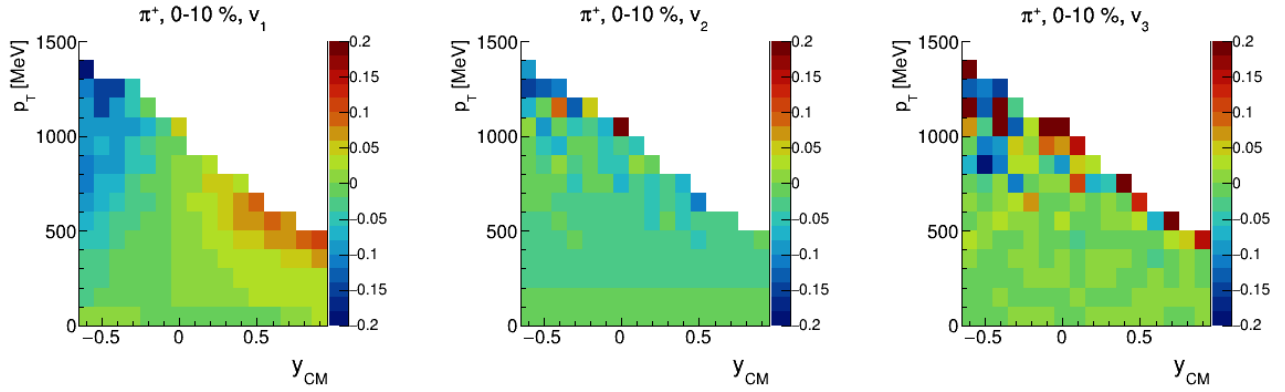
Rysunek 30: Rozkłady średniej gęstości torów w trzech pierwszych klasach centralności zderzeń Ag+Ag przy energii 1,23 GeV na nukleon, rejestrowanych przez układ HADES.



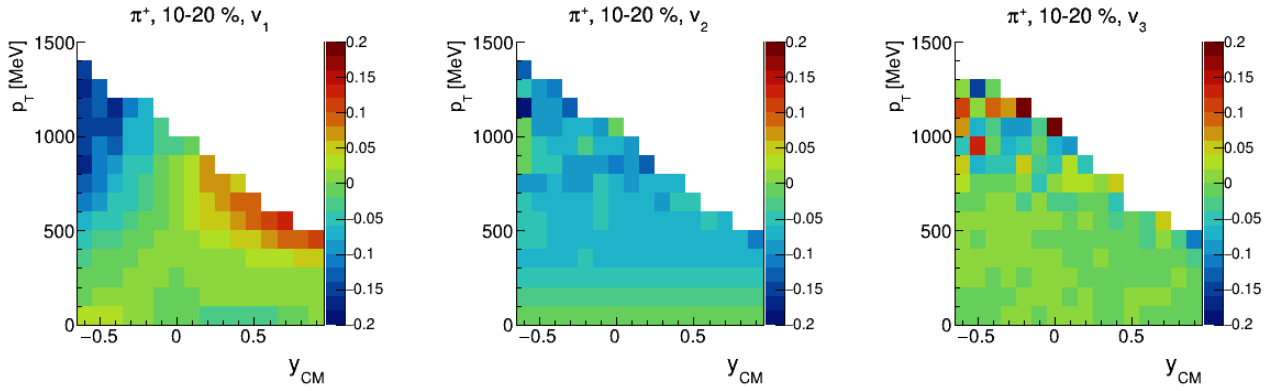
Rysunek 31: Proponowana dotychczas w ramach grupy HADES zależność wydajności od gęstości torów. Uwzględniany jest tu jedynie czynnik wydajności pochodzący od tego zagęszczenia (niebieska linia — π^- , czerwona — π^+).

ujemnym. Jednocześnie pozostaje niezależny od prędkości. To świadczy o istnieniu zjawiska tzw. *squeeze-out* pionów ze strefy zderzenia. Wartości współczynnika v_3 wydają się nie wykazywać żadnej wewnętrznej struktury. Być może precyzja pomiaru i rekonstrukcji nie jest dostateczna, aby zaobserwować trzecią harmonikę pływu - szczególnie w obszarze wysokich pędów poprzecznych widać znaczne fluktuacje.

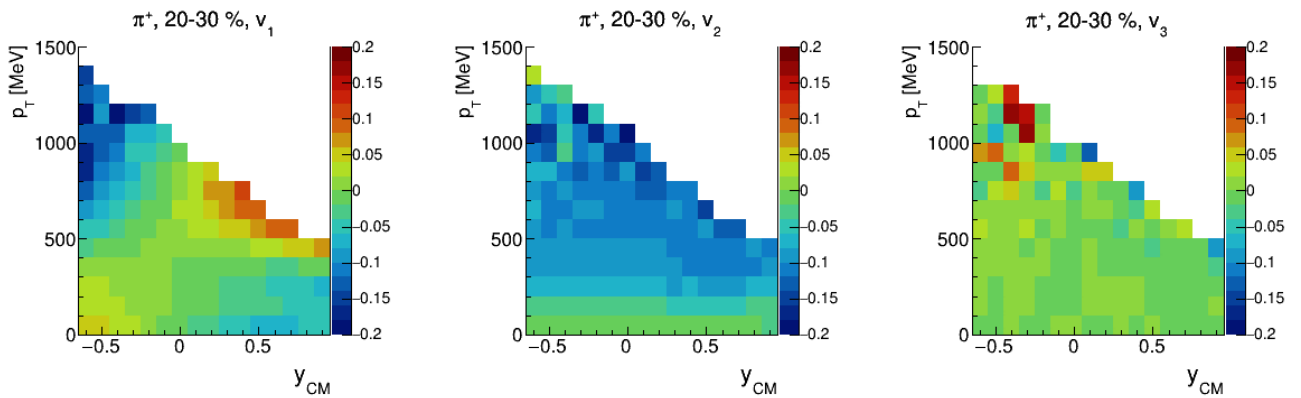
Aby lepiej ukazać przebieg rozkładów współczynników, wybrać można pojedyncze zakresy prędkości (lub pędu poprzecznego) i ukazać te rozkłady jako jednowymiarowe funkcje komplementarnej zmiennej przestrzeni fazowej. Dodatkową zaletą takiej prezentacji jest łatwość wizualizacji niepewności statystycznych. Na rysunku 34 przedstawiono zależność współczynnika v_1 od prędkości dla kolejnych zakresów pędu poprzecznego, od $[0; 100]$ MeV/c (kolor ciemnogrnatowy) do $[900; 1000]$ MeV/c (kolor bordowy). Z kolei, na rysunku 35 przedstawiono zależność pływu eliptycznego od pędu poprzecznego w kolejnych przedziałach prędkości, od $[-0,65; -0,55]$ (kolor ciemnogrnatowy) do $[0,75; 0,85]$ (kolor bordowy). Warto zwrócić uwagę, że w wysokich wartościach pędu poprzecznego, współczynnik v_2 obciążony jest dużymi niepewnościami statystycznymi, które utrudniają wnioskowanie o pływie eliptycznym pionów dla wysokich p_T .



(a) klasa centralności 0-10%

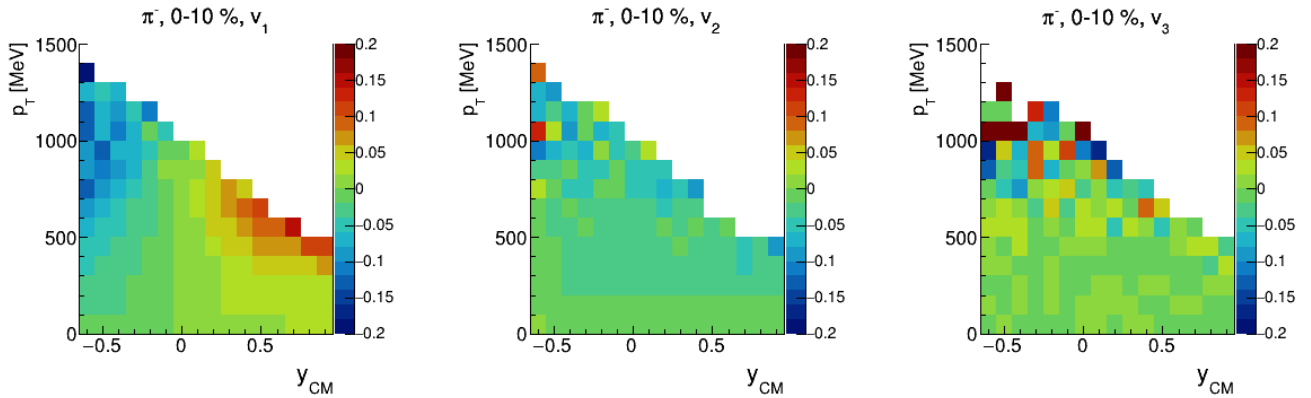


(b) klasa centralności 10-20%

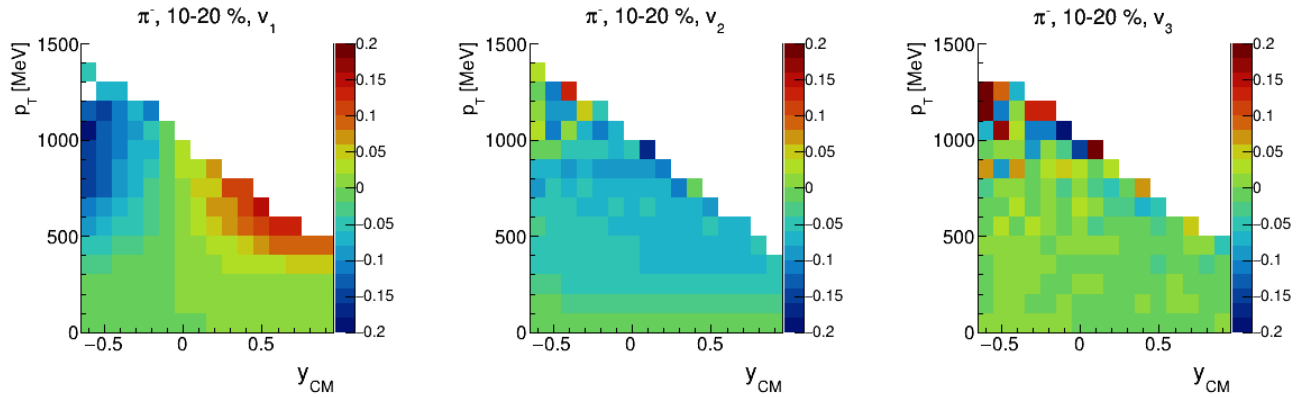


(c) klasa centralności 20-30%

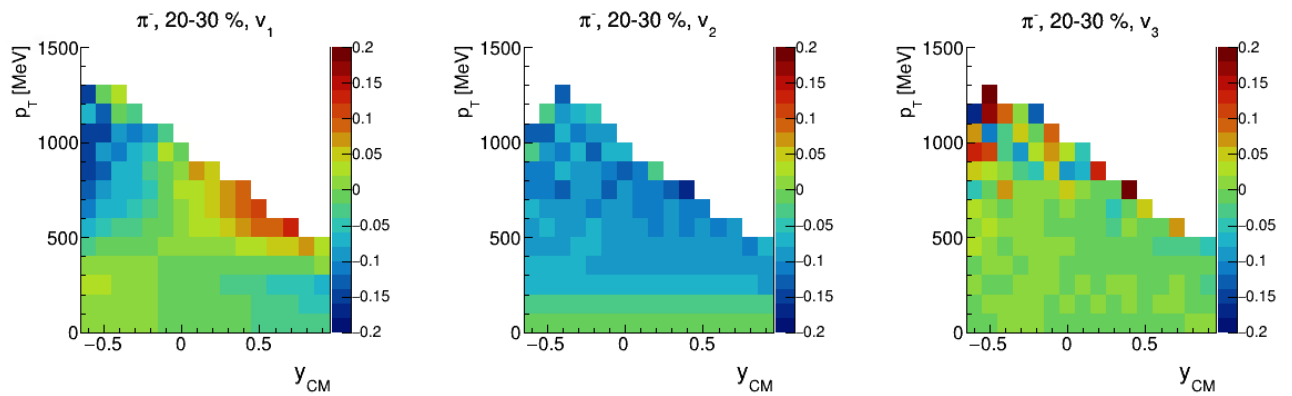
Rysunek 32: Wartości współczynników v_1 (lewe panele), v_2 (środkowe) oraz v_3 (prawe) mezonów π^+ w przestrzeni (p_T, y) dla trzech kolejnych klas centralności.



(a) klasa centralności 0-10%

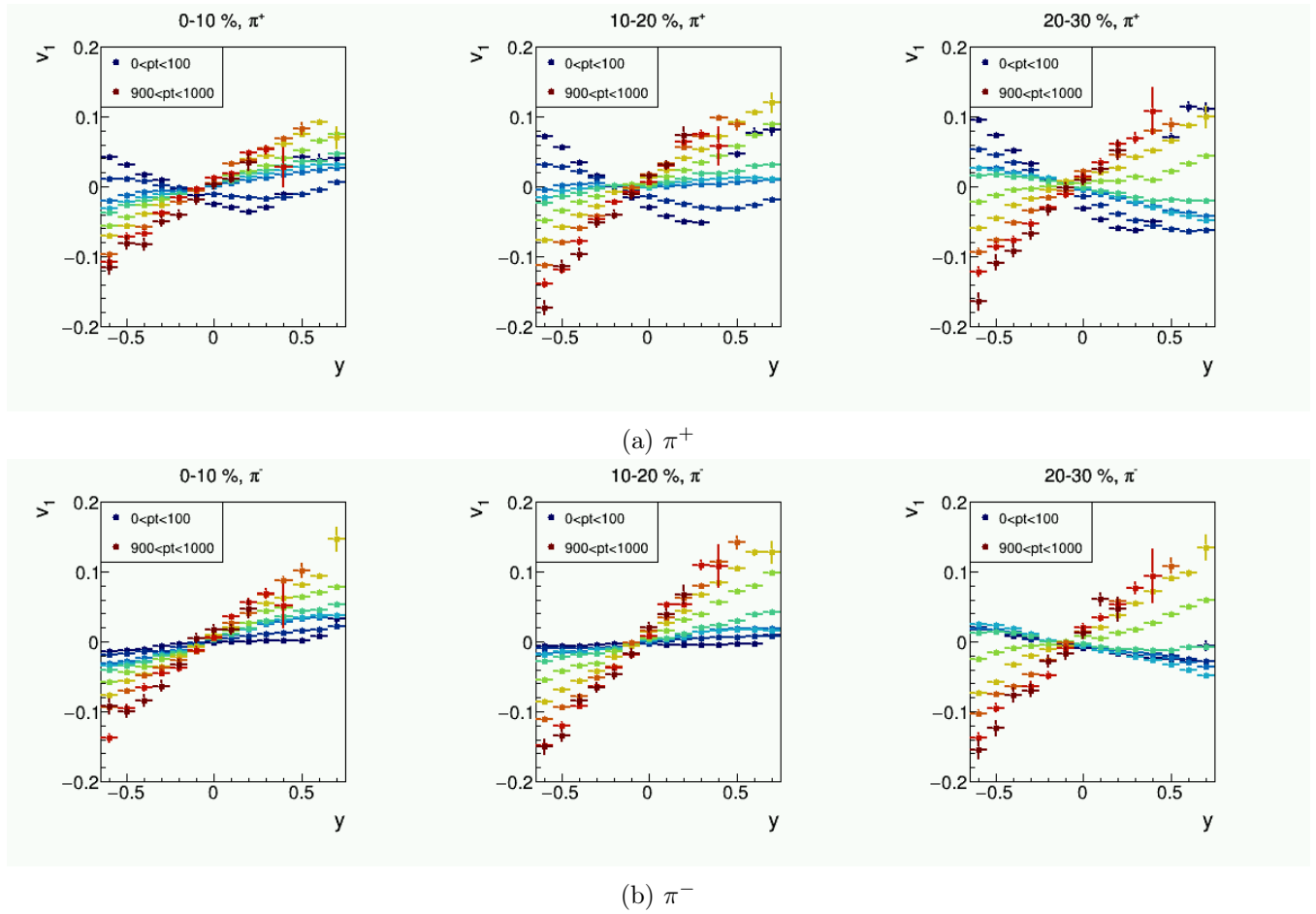


(b) klasa centralności 10-20%

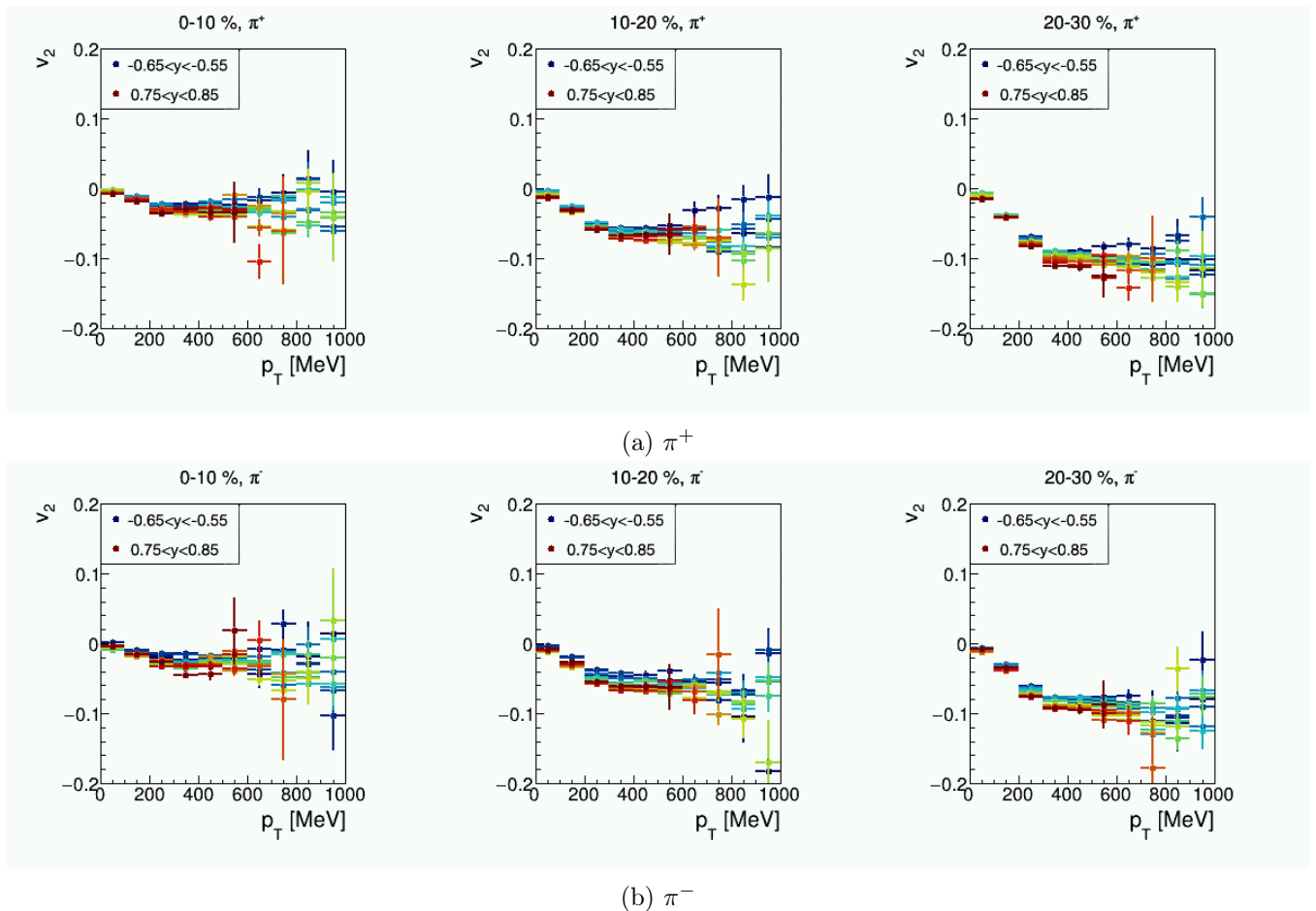


(c) klasa centralności 20-30%

Rysunek 33: Wartości współczynników v_1 (lewe panele), v_2 (środkowe) oraz v_3 (prawe) mezonów π^- w przestrzeni (p_T, y) dla trzech kolejnych klas centralności.



Rysunek 34: Rozkłady współczynników pływu skierowanego v_1 w funkcji pospieszczeni dla kolejnych przedziałów pędu poprzecznego o szerokości 100 MeV/c między 0 a 1000 MeV/c. Od lewej do prawej - kolejne dziesięcioprocentowe klasy centralności.



Rysunek 35: Rozkłady współczynników pływu eliptycznego v_2 w funkcji pędu poprzecznego dla kolejnych zakresów pospieszności o szerokości 0,1 między -0,65 a 0,85. Od lewej do prawej kolejne dziesięcioprocentowe klasy centralności.

5.3 Analiza efektów wydajnościowych zależnych od gęstości torów

5.3.1 Przyjęte założenia

Każdy pomiar musi zostać skorygowany na wydajność układu detekcyjnego, aby można było wnioskować o fizyce stojącej za wynikami eksperymentu. W przypadku mierzenia rozkładów cząstek produkowanych w zderzeniach ciężkich jonów rejestrowanych za pomocą układu HADES, należy rozważyć wydajność detekcji jako funkcję wielu niezależnych zmiennych, aby uwzględnić różny skutek efektów aparaturowych w różnych obszarach przestrzeni fazowej. W ogólności, wydajność na detekcję danego hadronu ϵ można rozpatrywać jako funkcję trzech niezależnych zmiennych: całkowitego pędu w układzie odniesienia związanym z laboratorium p_{Lab} , polarnego kąta emisji w układzie laboratorium θ_{Lab} oraz zagęszczenia torów cząstek w bezpośrednim otoczeniu owego hadronu ρ :

$$\epsilon = \epsilon(p_{\text{Lab}}, \theta_{\text{Lab}}, \rho). \quad (44)$$

Zmienne p_{Lab} oraz θ_{Lab} wyznaczają komórkę przestrzeni fazowej pędów (z dokładnością do obrotu wokół osi wiązki) i transformują się jednoznacznie na zmienne relatywistyczne (p_T, y) . W tych zmiennych często rozpatruje się wydajność i akceptancję układu HADES, jak np. w podrozdziale 5.1.2. Należy się też spodziewać, że obszary detektora obciążone wysoką gęstością torów doświadczą spadku wydajności wskutek efektu *pile-up* w detektorach i utrudnionego procesu łączenia uderzeń w detektorach w indywidualne tory. Dla uproszczenia przyjmujemy w pracy, że powyższą zależność można rozseparować na dwie niezależne części: część kinematyczną $\epsilon_{\text{kinematic}}$, związaną z próbkowaniem określonego fragmentu przestrzeni fazowej pędów oraz część gęstościową $\epsilon_{\text{occupancy}}$, związaną z próbkowaniem obszaru o określonym zagęszczeniu torów:

$$\epsilon(p_{\text{Lab}}, \theta_{\text{Lab}}, \rho) = \epsilon_{\text{kinematic}}(p_{\text{Lab}}, \theta_{\text{Lab}}) \cdot \epsilon_{\text{occupancy}}(\theta_{\text{Lab}}, \rho). \quad (45)$$

Jeśli analiza pływu poprzecznego odbywa się niezależnie w każdej komórce przestrzeni fazowej, gdzie dla danej komórki można przyjąć, że wartość $\epsilon_{\text{kinematic}}$ jest stała, wówczas jedynym czynnikiem wpływającym na obserwowane współczynniki v_n cząstek będzie wydajność zależna od gęstości torów ($\epsilon_{\text{kinematic}}$, jako stała multiplikatywna, zostanie wchłonięta przez czynnik normalizacyjny). Rekonstruowane wartości współczynników pływu zostaną zatem zmodyfikowane jedynie przez wkład od $\epsilon_{\text{occupancy}}$. Obserwowane kształty rozkładów pływu zostaną osłabione ilościowo, ale także jakościowo. Jak wspomniano w podrozdziale 5.2.2, dominującą grupą rejestrowanych cząstek są protony. Pospieszność środka masy kreśli dla nich inną krzywą na płaszczyźnie $(\theta_{\text{Lab}}, p_T)$, niż y_{CM} dla pionów. Zatem zaniżenie wydajności od gęstości torów (głównie) protonów będzie deformowało rozkłady emisji mezonów π w sposób niesymetryczny względem pospieszności y_{CM} dla tych mezonów.

Model można dalej uprościć, przyjmując arbitralnie pewną mało złożoną funkcyjną zależność $\epsilon_{\text{occupancy}}(\rho)$ i dostosowując jej parametry tak, aby osiągnąć zadowalającą symetryzację v_1 (por. podrozdział 5.2.2). Nie uwzględnia się tu *explicite* zależności od kąta θ_{Lab} . Za funkcję taką przyjmowano zwykle wielomian 1. lub 2. stopnia, gdzie często zakłada się przebieg stały do pewnej wartości gęstości torów ρ_0 , a następnie spadek wydajności. Jak zostało wspomniane, takie podejście jest stosowane w szeregu publikacji z zakresu ciężkich jonów, jednakże brakuje w nich uzasadnienia

takiego modelu.

5.3.2 Wyniki symulacji

Celem przeprowadzonych symulacji było zweryfikowanie opisanego powyżej podejścia do poprawki na gęstość torów. Emisję cząstek ze zderzenia Ag+Ag przy energii kinetycznej wiązki 1,23 GeV na nukleon symulowano za pomocą mikroskopowego kodu transportu UrQMD [34]. Otrzymane w ten sposób pliki z zestawami cząstek emitowanych z szeregu kolejnych reakcji wprowadzono na wejście pakietu GEANT [31] z zakodowaną geometrią układu HADES, analogicznie do procedury opisananej w podrozdziale 5.1.2. Otrzymano w ten sposób mapę wydajności detektora w funkcji $\Delta\phi$ oraz θ_{Lab} jako:

$$\epsilon(\Delta\phi, \theta_{Lab}) = \frac{N_{reco}^{\pi}(\Delta\phi, \theta_{Lab})}{N_{true}^{\pi}(\Delta\phi, \theta_{Lab})}. \quad (46)$$

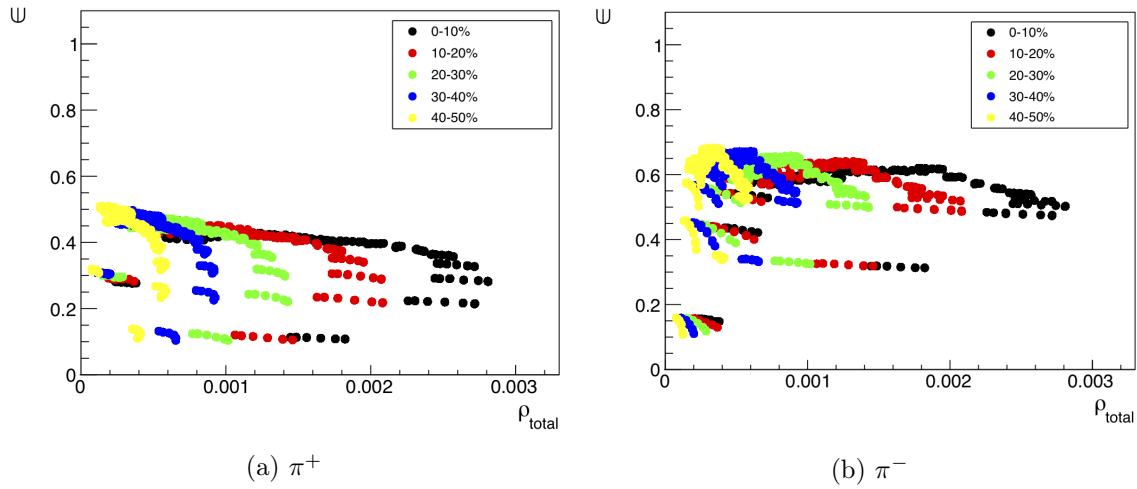
W kolejnym kroku wypełniono dwuwymiarowy histogram wszystkich rekonstruowanych przez HADES torów $N_{reco}^{all}(\Delta\phi, \theta_{Lab})$, który po znormalizowaniu na 1 event i 1 cm² w odległości 2 m od miejsca zderzenia, reprezentuje gęstość torów w spektrometrze $\rho(\Delta\phi, \theta_{Lab})$. Takie dwie mapy - wydajności pionów i gęstości torów - pozwalają dla każdej komórki $(\Delta\phi, \theta_{Lab})$ wyekstrahować punkt na płaszczyźnie ϵ vs. ρ . Naniesienie punktów dla wszystkich powyższych komórek pozwala sprawdzić, czy w wydajności układu HADES kryje się korelacja z gęstością torów. Uzyskany w ten sposób wykres dla pionów dodatnich i ujemnych, osobno dla pięciu klas centralności oznaczonych różnymi kolorami, przedstawiono na rysunku 36. Jak widać, poza efektami krańcowymi (krawędzie akceptancji i niska statystyka w skrajnych wartościach kąta polarnego), ustala się pewien nieregularny, malejący z gęstością trend. Szczególnie intrygujący jest fakt, że punkty pochodzące od różnych klas centralności zderzeń nie układają się na wspólnej krzywej, a raczej są systematycznie rozstrzelone. Tymczasem, gdyby wydajność $\epsilon_{occupancy}$ miała zależeć wyłącznie od gęstości torów, to powinna być identyczna dla zderzeń o różnej centralności.

Następnym krokiem było zbadanie roli, jaką w tym zachowaniu wydajności detekcji pełni kąt polarny θ_{Lab} . Przeprowadzono dwa proste testy:

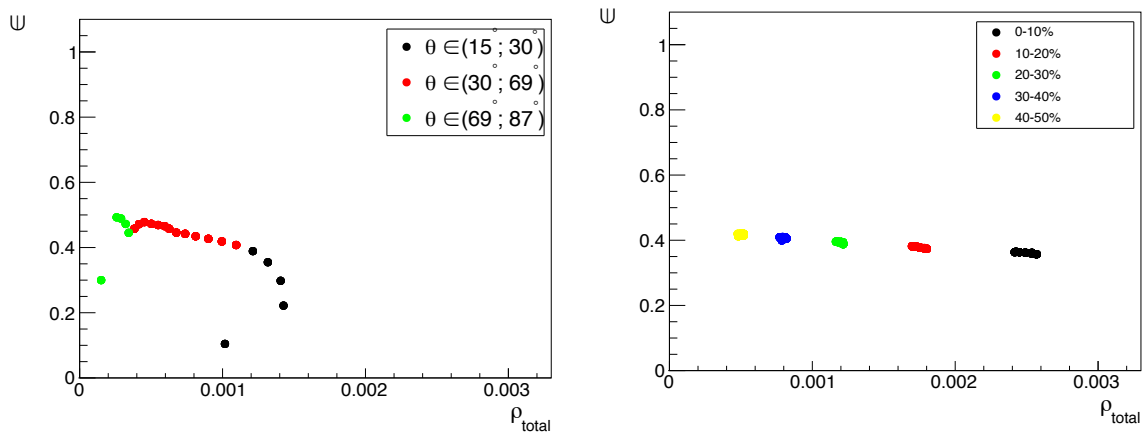
1. sprawdzenie, jakim kątom θ_{Lab} odpowiadają poszczególne fragmenty zależności zobrazowanej na rysunku 36;
2. sprawdzenie, w jaki sposób ułożą się punkty w układzie współrzędnych ϵ vs. θ_{Lab} , gdyby wyrysować wyłącznie dane należące do pewnego ustalonego, wąskiego zakresu kąta polarnego.

Odpowiednie przebiegi (dla ustalenia uwagi pokazano tylko wyniki odpowiadające mezonom π^+) przedstawiono na rysunku 37. Na podstawie tych testów wywnioskowano, że po pierwsze kąt polarny jest decydującą zmienną w badanej zależności, ale również, że dla wybranego kąta θ_{Lab} otrzymuje się niemalże liniową zależność $\epsilon_{occupancy}(\rho)$. Wyrysowano następnie tę zależność dla kilku wybranych zakresów kąta polarnego tak, aby sprawdzić utrzymanie się tego zachowania dla pełnego zakresu kąta θ_{Lab} w układzie HADES. Wyniki takiego ujęcia przedstawione zostały na rysunku 38.

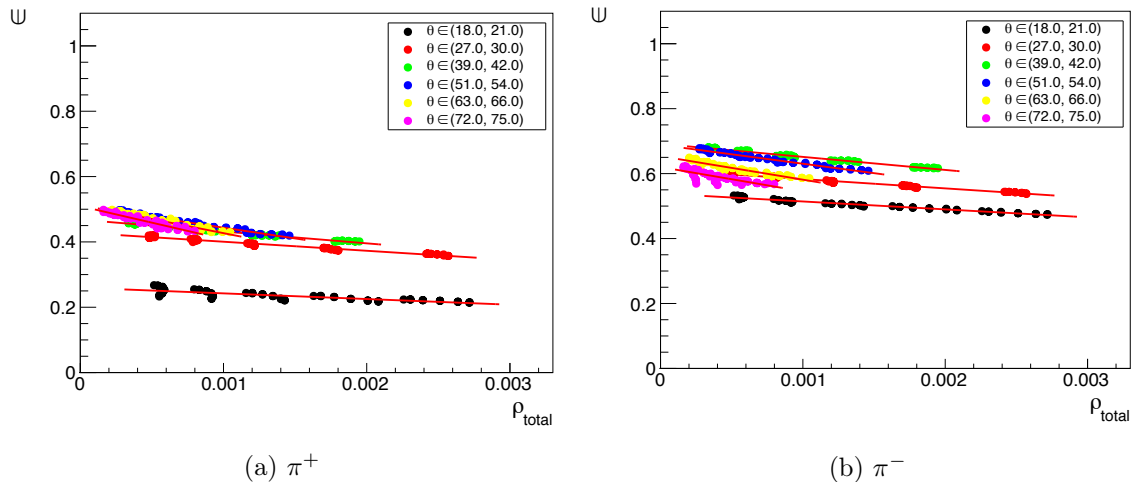
Na rysunku tym widać wyraźnie, że dla każdego z ukazanych przedziałów kąta polarnego obserwuje się liniową, malejącą zależność wydajności detekcji od gęstości torów. Jednocześnie widać,



Rysunek 36: Wydajność detekcji wyrysowana w funkcji średniej lokalnej gęstości torów w układzie HADES na podstawie symulacji UrQMD+GEANT zderzeń Ag+Ag przy energii 1,23 GeV/nukleon. Kolejne kolory odpowiadają kolejnym klasom centralności.



Rysunek 37: Wydajność detekcji wyrysowana w funkcji średniej lokalnej gęstości torów w układzie HADES; po lewej stronie dla wybranej klasy centralności (20-30%) z podkreśleniem przedziałów kąta polarnego; po prawej - dla wybranego kąta theta (27° - 30°) w pięciu klasach centralności.



Rysunek 38: Wydajność detekcji wyrysowana w funkcji średniej lokalnej gęstości torów w układzie HADES dla wybranych, wąskich zakresów kąta θ_{Lab} .

że parametry tych funkcji liniowych różnią się pomiędzy poszczególnymi przedziałami kąta θ_{Lab} : z narastającym kątem, linie stają się bardziej strome (zależność wydajności od gęstości torów staje się istotniejsza) oraz zmienia się ich wysokość (niezależnie od gęstości torów, wydajność zmienia się wraz z kątem polarnym). Z punktu widzenia podejścia faktoryzującego wydajność, przedstawionego w poprzednim rozdziale, można zaproponować dwa warianty rozumienia takiego zachowania wydajności:

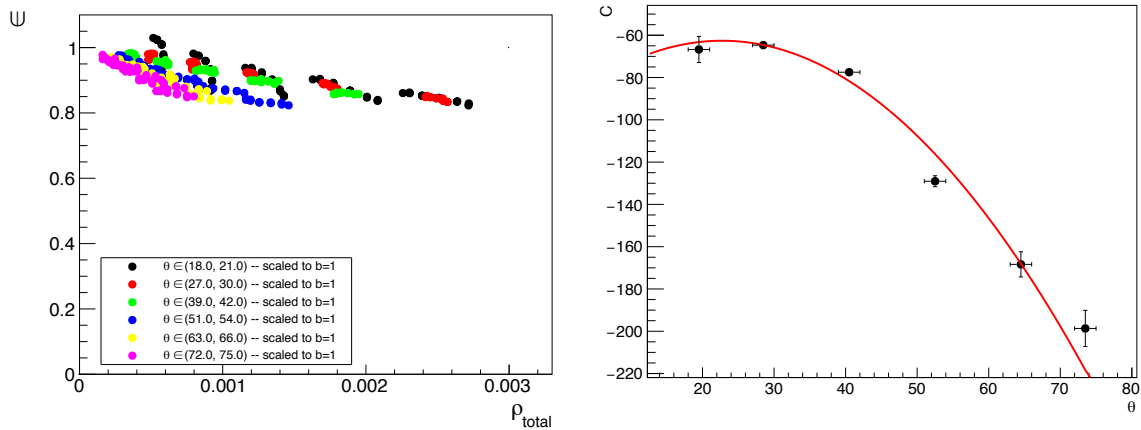
1. Zależność członu gęstościowego wydajności detekcji od kąta polarnego sprowadza się do przemnożenia przez pewną stałą (dobraną tak, aby człon liniowy przecinał punkt 100% w $\rho = 0$):

$$\epsilon_{occupancy}(\theta_{Lab}, \rho) = C(\theta_{Lab}) \cdot (1 - a\rho), \quad (47)$$

2. Zależność wydajności od kąta polarnego polega na uzależnieniu od niego nachylenia funkcji liniowej $\epsilon(\rho)$, przy czym wyraz wolny w tej funkcji dobiera się tak, aby przecinała ona 100% w $\rho = 0$:

$$\epsilon_{occupancy}(\theta_{Lab}, \rho) = 1 - C(\theta_{Lab}) \cdot \rho. \quad (48)$$

Na rysunku 39 przedstawiona została weryfikacja w symulacyjnych wynikach hipotez (1) i (2). Jak widać, zbiory punktów dla wybranych kątów polarnych nie układają się na wspólnej funkcji liniowej przecinającej punkt (0, 1). Oznacza to, że wyniki symulacji układu HADES nie są zgodne z hipotezą, że wydajność w funkcji gęstości torów można przedstawić jako prostą funkcję tejże gęstości (równanie 47). Jednocześnie z przebiegu punktów na prawym panelu rysunku 39 wynika, że zależność wydajności detekcji od gęstości torów zmienia się z kątem θ_{Lab} w sposób dość systematyczny i możliwe jest zaproponowanie wydajności detekcji jako funkcji kąta polarnego i gęstości torów (por. równanie 48):



(a) po przeskalowaniu do wspólnej funkcji liniowej (b) zależność przeskalowanych współczynników kierunkowych $\epsilon_{\text{occupancy}}(\rho)$

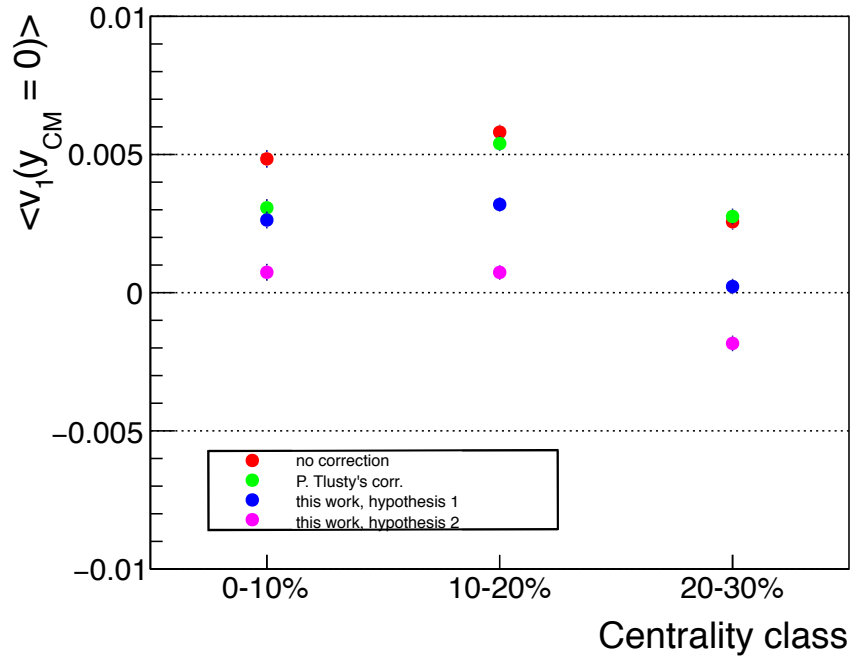
Rysunek 39: Panel lewy: profile wydajności detekcji wyrysowane w funkcji średniej lokalnej gęstości torów w układzie HADES dla wybranych, wąskich zakresów kąta θ_{Lab} - po przeskalowaniu ich tak, aby przecięły punkt $(0, 1)$. Prawy: zależność otrzymanych współczynników kierunkowych (C we wzorze 48) od kąta polarnego.

$$\epsilon_{\text{occupancy}}(\theta_{\text{Lab}}, \rho) = 1 - P_2(\theta_{\text{Lab}}) \cdot \rho, \quad (49)$$

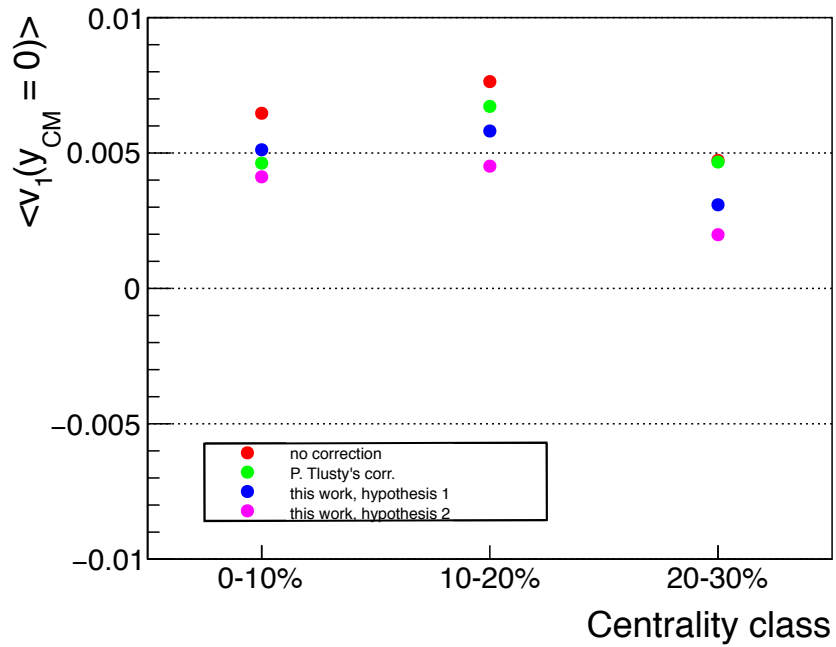
gdzie P_2 oznacza wielomian drugiego stopnia. Warto zaznaczyć, że omawiane powyżej wyniki są efektem symulacji układu doświadczalnego. Gdyby stosować je jako receptę na poprawkę wydajnościową do danych eksperymentalnych, to ewentualne odstępstwa od oczekiwań nie muszą oznaczać koniecznie niesłuszności samej metody. Mogą one też świadczyć o niedoskonałościach w odwzorowaniu odpowiedzi detektora. Jednakże w obu tych przypadkach wykonana analiza przynosi istotną wiedzę: albo należy zmienić podejście do poprawek na gęstość torów, albo należy udoskonalić reprezentację układu HADES w symulacjach.

5.3.3 Weryfikacja otrzymanej poprawki

W tym podrozdziale przedstawione zostanie zestawienie wybranych wyników służących porównaniu skuteczności poprawek na wydajność w funkcji gęstości torów. Jako parametr testowy wykorzystano obserwabłę $\langle v_1(y_{\text{CM}} = 0) \rangle$, tj. wartość współczynnika v_1 w pospieszności środka masy, uśrednioną po wszystkich wartościach pędu poprzecznego w danej klasie centralności. Jak wspomniano w poprzednich rozważaniach, ów współczynnik powinien być zawsze zerowy w pospieszności środka masy, a więc dowolne niezerowe wartości wskazują na niedoskonałości procedury. Na rysunku 40 przedstawiono wartości $\langle v_1(y_{\text{CM}} = 0) \rangle$ dla czterech różnych ścieżek analizy: (1) bez żadnej poprawki na straty wydajności w funkcji gęstości torów, (2) z poprawką dotychczas używaną w kolaboracji HADES, której autorem jest dr Pavel Tlustý z NPI CAS w Czechach (na rysunku: *P. Tlustý's corr.*) oraz z dwoma nowymi podejściami: (3) jednym fitem wspólnym dla wszystkich kątów θ_{Lab} (hipoteza 1 w niniejszej pracy, na rysunku: *this work, hypothesis 1*) oraz (4) z zależnością od kąta polarnego (hipoteza 2, na rysunku: *this work, hypothesis 2*).



(a) π^+



(b) π^-

Rysunek 40: Średnia wartość modułu ze współczynnika v_1 w pospieszności środka masy dla czterech alternatyw korekty wydajności ze względu na gęstość torów; wykres przedstawiony dla trzech klas centralności; panel górny (dolny) dla π^+ (π^-).

Jak widać, przedstawione wartości $\langle v_1(y_{CM} = 0) \rangle$ wskazują na dużą skuteczność poprawek (3) i (4), opracowanych na podstawie wyników symulacyjnych – zarówno tej sporządzonej na podstawie globalnej zależności liniowej dla wszystkich kątów θ_{Lab} , jak i dla poprawki explicite zależnej od kąta polarnego, przy czym ta ostatnia wydaje się być znacznie skuteczniejsza w odtwarzaniu zerowej wartości pływu skierowanego w pospieszności środka masy. Jednocześnie, przedstawione porównanie wskazuje na słabsze działanie poprawki (2) stosowanej wcześniej, szczególnie dla peryferyjnych zderzeń, gdzie nie dochodzi do znacznej zmiany wartości $\langle v_1(y_{CM} = 0) \rangle$.

5.4 Rekonstrukcja rozkładu przestrzeni fazowej mezonów K^+ przy energii 1,58 GeV/nukleon

5.4.1 Identyfikacja mezonów K^+

Mezony K^+ są cząstkami dziwnymi, które przy energiach dostępnych osiągniętych w eksperymentach grupy HADES (tu: $\sqrt{s_{NN}} = 2,55$ GeV) produkowane są około progu na produkcję bezpośrednią w zderzeniu nukleon-nukleon. Nawet uwzględniając istotny wkład od procesów podprogowych, dostępna statystyka mezonów K nie będzie szczególnie wysoka, co utrudnia ich identyfikację (na rysunku 22 praktycznie nie widać pasm od kaonów, choć wprawne oko może dostrzec cienkie zgrupowanie wśród torów zarejestrowanych w detektorze RPC). Umiejscowienie masy kaonu między masami pionu i protonu tym bardziej utrudnia jego poprawną identyfikację na podstawie prostego cięcia graficznego, które zastosowano w niniejszej pracy dla mezonów π^\pm .

Zamiast cięcia graficznego, identyfikację mezonów K^+ należy oprzeć o dopasowanie funkcji modelowej do rozkładu masy torów wokół wartości $m_K \approx 495$ MeV/c². Aby zmaksymalizować istotność maksimum odpowiadającego kaonom, rozkłady te wypełnia się wyłącznie torami o zadowalającej jakości oraz spełniających odpowiednio zdefiniowane kryteria kontrolne. W tym wypadku użyto następujących warunków:

$$\chi_{RK}^2 \leq 100, \quad (50)$$

$$MM \leq 2, \quad (51)$$

$$N_{\text{MDClayers}} > 19. \quad (52)$$

Ponadto zastosowano cięcia na pęd oraz straty energii w detektorach MDC, osobno dla torów zarejestrowanych w ToF:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{MDC}} < 40 \text{ au}, \quad (53)$$

$$550 < \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{MDC}} \cdot p [\text{au} \cdot \text{MeV}/c] < 10000, \quad (54)$$

$$200 < p [\text{MeV}/c] < 1200 \quad (55)$$

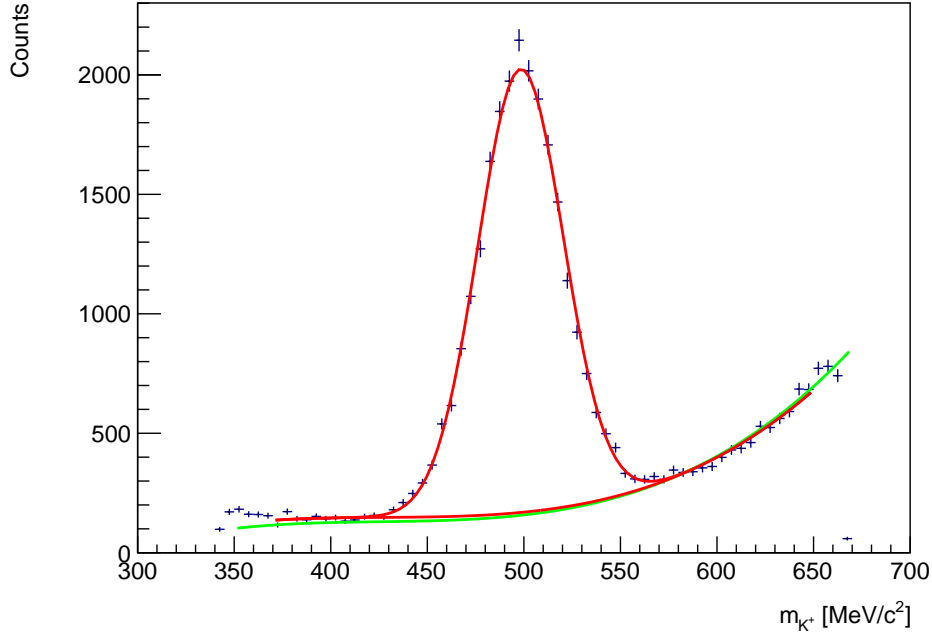
oraz zarejestrowanych w detektorze RPC:

$$1, 1 < \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{MDC}} [\text{au}] < 30, \quad (56)$$

$$500 < \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{MDC}} \cdot p [\text{au} \cdot \text{MeV}/c] < 15000, \quad (57)$$

$$150 < p [\text{MeV}/c] < 900. \quad (58)$$

Funkcja modelowa użyta do identyfikacji mezonów K^+ jest sumą wielomianu trzeciego stopnia dla opisu tła oraz funkcji Gaussa, opisującej maksimum:

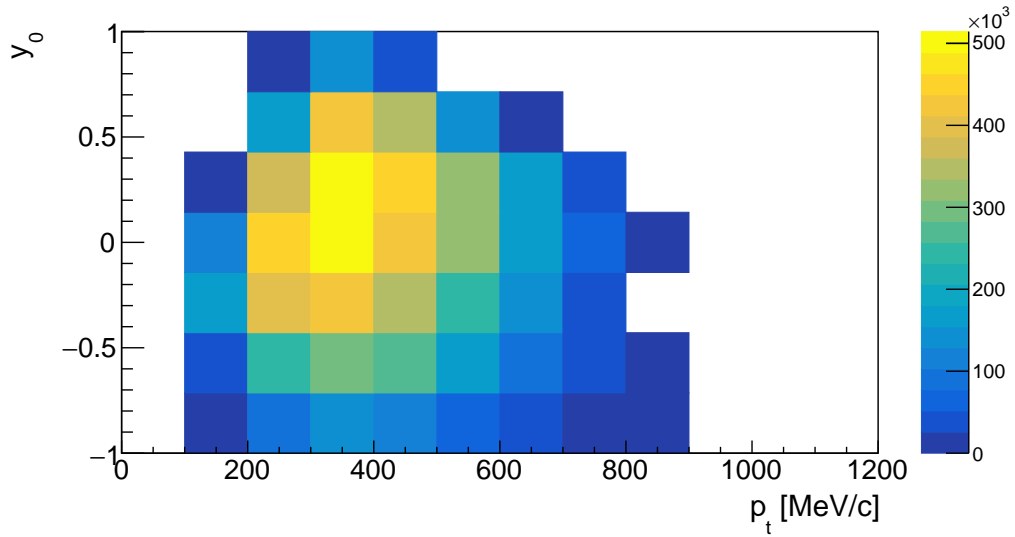


Rysunek 41: Rozkład masy cząstek emitowanych z 10-30% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon zarejestrowanych przez eksperyment HADES; zastosowano cięcia na jakość torów oraz preselekcję dla mezonów K^+ ; zakres $400 < p_T [\text{MeV}/c] < 500$ oraz $-0,71 < y_0 < -0,43$; widoczne dopasowanie funkcji 59 z tłem dopasowanym w dwóch różnych zakresach.

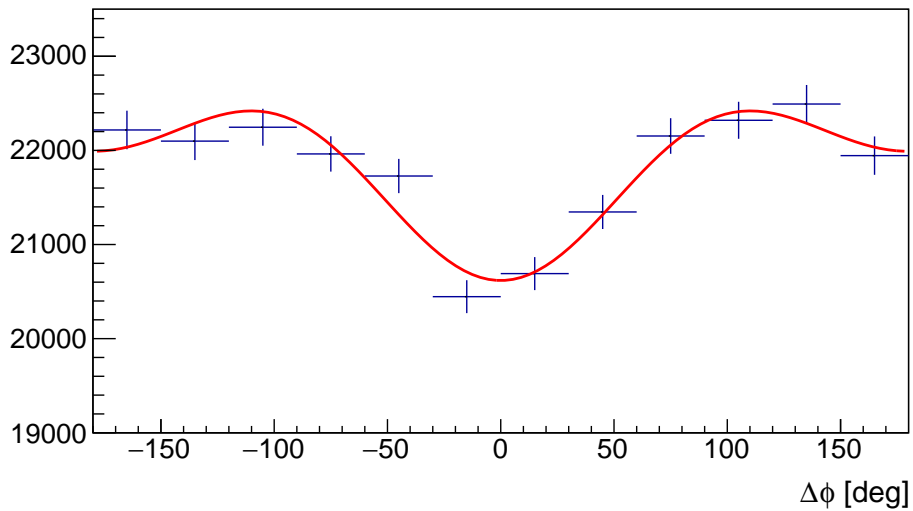
$$N_{K^+}(m) = P_3(m) + \mathcal{N} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{m - \mu}{\sigma} \right)^2 \right]. \quad (59)$$

Wartość stałej normalizacyjnej \mathcal{N} w funkcji Gaussa przyjmowana jest jako liczba zidentyfikowanych kaonów, przy uwzględnieniu szerokości pojedynczego przedziału masy w dopasowywanym rozkładzie. Przykładowe dopasowanie tej funkcji do danych przedstawiono na rysunku 41.

Wykonanie tej procedury osobno dla kolejnych komórek przestrzeni pędowej (w tej analizie użyto pospiesznosci i pędu poprzecznego) pozwala na odtworzenie dwuwymiarowego rozkładu krotności mezonów K^+ , niepoprawionego jeszcze na wydajność. Dzięki przeprowadzaniu jej także z podziałem także na kolejne zakresy kąta $\Delta\phi$ pozwala na pomiar rozkładu emisji kaonów w kącie azymutalnym i, co za tym idzie, rekonstrukcję współczynników pływu poprzecznego. Na rysunku 42 przedstawiono rozkład krotności kaonów niepoprawiony na wydajność w przestrzeni (p_T, y_0) , gdzie wartości w poszczególnych komórkach otrzymano jako sumę sygnałów w detektorach RPC oraz ToF, dopasowanych bez podziału na przedziały $\Delta\phi$. Z kolei na rysunku 43 przedstawiono rozkład krotności kaonów w zmiennej $\Delta\phi$ dla wybranego zakresu pędu poprzecznego i pospiesznosci, wraz z dopasowanym do niego rozkładem Fouriera, zawierającym dwie pierwsze harmoniki.



Rysunek 42: Rozkład krotności mezonów K^+ w przestrzeni (p_T, y_0) emitowanych z 10-30% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon, zarejestrowanych przez eksperyment HADES.



Rysunek 43: Rozkład kątów $\Delta\phi$ mezonów K^+ emitowanych z 10-30% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon, zarejestrowanych przez eksperyment HADES; zakres $400 < p_T [\text{MeV}/c] < 500$ oraz $-0,71 < y_0 < -0,43$.

5.4.2 Rozkłady pływu poprzecznego

W niniejszym podrozdziale zaprezentowane zostaną wybrane, wstępne wyniki pływu poprzecznego mezonów K^+ , emitowanych ze zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon, zmierzonych przez grupę HADES. Wartości współczynników v_1 (pływ skierowany) oraz v_2 (pływ eliptyczny) w poszczególnych klasach centralności otrzymano poprzez dopasowanie kosinusowego szeregu Fouriera, zawężonego do pierwszych dwóch harmonik:

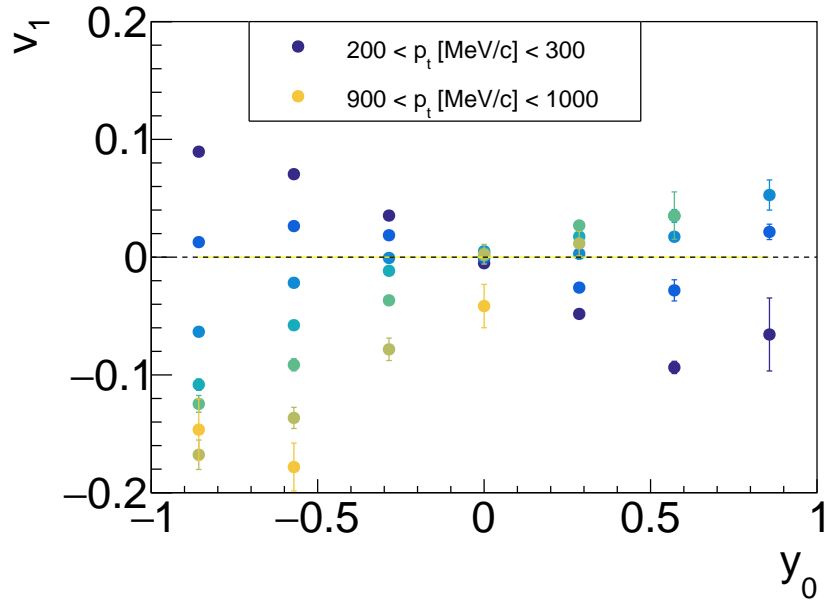
$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = \mathcal{N} \cdot \left(1 + 2 \sum_{n=1}^2 v_n^{\text{obs}} \cos(n\Delta\phi) \right), \quad (60)$$

a następnie poprawienie obserwowanych współczynników pływu na rozdzielczość rekonstrukcji płaszczyzny reakcji. Wartości poprawek Ollitraulta wyznaczono analogicznie, jak dla analizy pływu poprzecznego mezonów π^\pm przy niższej energii. Warto odnotować, że jak dotąd nie nałożono w tej analizie poprawki na lokalną gęstość torów.

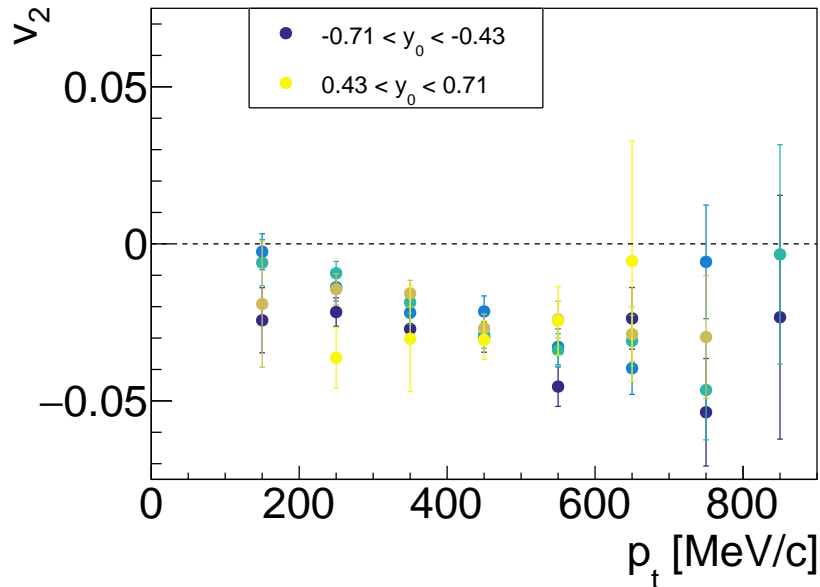
Na rysunku 44 przedstawiono rozkład współczynnika v_1 w funkcji pospieszności dla mezonów K^+ w ośmiu przedziałach pędu poprzecznego, od [200; 300] MeV/c (kolor granatowy) do [900; 1000] MeV/c (kolor złoty). Widać na nim zachowanie podobne do zachowania mezonów π^+ : dla niskich pędów poprzecznych obserwuje się dodatnie v_1 dla $y < y_{CM}$ oraz ujemne dla $y > y_{CM}$. Dla pędów poprzecznych powyżej 400 MeV/c obserwuje się trend przeciwny. Warto zwrócić uwagę, że niezależnie od przedziału pędu poprzecznego, widać przybliżoną antysymetryczność przebiegu v_1 w funkcji pospieszności. Na rysunku 45 przedstawiono zależność współczynnika v_2 od pędu poprzecznego dla pięciu przedziałów pospieszności, od [-0,71; -0,43] (kolor granatowy) do [0,43; 0,71] (kolor złoty). Tu również zachowanie wydaje się być podobne do tego, obserwowanego dla mezonów π^+ , tzn. opadanie wartości v_2 z pędem poprzecznym. Niestety, niepewności statystyczne powyżej $p_T = 600$ MeV/c uniemożliwiają jednoznaczne określenie przebiegu v_2 dla większych wartości p_T .

Warto porównać otrzymane rozkłady współczynników pływu do rezultatów współpracy FOPI (rozdział 3, rysunki 12 oraz 13). Przede wszystkim, warto odnotować fakt, że możliwe było poszerzenie analizy z jednego, do dwóch wymiarów przestrzeni fazowej. Rozpatrując wyniki dla zderzeń Ni+Ni przy energii 1,91 GeV/na nukleon przedstawione na rysunku 12, możemy jakościowo porównać otrzymane rozkłady pływu kaonów do protonów. Widać analogiczne zachowanie tych dwóch cząstek dla $p_T > 350$ MeV/c. Dla niższych pędów poprzecznych, wartość ta przechodzi na zachowanie przeciwne (tzw. *antiflow*). Wartości współczynnika v_1 są podobne - mieszczą się w zakresie [-0,1; 0,1]. Należy jednak zachować wstrzeźliwość przy porównaniach ilościowych, ze względu na nienałożenie na prezentowane tu rozkłady poprawki na gęstość torów.

W niedawnej pracy [40] przedstawiono niektóre wyniki pływu poprzecznego kaonów ze zderzeń Au+Au przy energii 1,23 GeV/nukleon, zmierzonych przez grupę HADES. Otrzymany w niniejszej pracy wstępny przebieg $v_2 = f(p_T)$ wydaje się być zgodny z analogicznym przebiegiem ukazany w cytowanej pracy. Wydaje się, że prezentowane w niniejszej pracy magisterskiej wyniki są obiecujące dla pogłębionej analizy, która w pełni wykorzystałaby precyzję układu HADES i wysoką statystykę, zebraną w 2019 r. w eksperymencie Ag+Ag. Autor planuje wykonać tę analizę, poszerzając zbiór analizowanych cząstek także o inne hadrony z kwarkiem dziwnym (K^- , K_S^0 , Λ , ϕ).



Rysunek 44: Rozkład współczynnika pływu skierowanego v_1 w funkcji pospieszności zredukowanej dla mezonów K^+ emitowanych z 10-30% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon, zmierzonych przez układ HADES; przedstawiono dziewięć zakresów pędu poprzecznego.



Rysunek 45: Rozkład współczynnika pływu eliptycznego v_2 w funkcji pędu poprzecznego dla mezonów K^+ emitowanych z 10-30% najbardziej centralnych zderzeń Ag+Ag przy energii 1,58 GeV/nukleon, zmierzonych przez układ HADES; przedstawiono pięć zakresów pospieszności zredukowanej.

6 Podsumowanie

Niniejsza praca poświęcona jest rekonstrukcji rozkładów w przestrzeni fazowej (z uwzględnieniem pływu poprzecznego) lekkich mezonów emitowanych ze zderzeń Ag+Ag, rejestrowanych przez eksperyment HADES, zlokalizowany w instytucie GSI (Darmstadt, Niemcy). Na podstawie zderzeń przy energii kinetycznej wiązki 1,23 GeV na nukleon przeprowadzono analizę emisji mezonów π^\pm w trzech wymiarach przestrzeni pędowej: y , m_T oraz $\Delta\phi$. Analiza w pierwszych dwóch zmiennych jest często wykonywana w fizyce ciężkich jonów, a analiza rozkładów w kącie azymutalnym wyrażonym jako $\Delta\phi$ - tzw. *pływu poprzecznego* - jest rozszerzeniem analizy standardowej. Na podstawie zderzeń przy energii 1,58 GeV na nukleon, dla której zebrano dziesięciokrotnie większą statystykę, przeprowadzono także wstępną analizę rozkładu (p_T, y_0) oraz pływu poprzecznego mezonów K^+ , zawierających kwark dziwny. Analiza ta pozwoliła na skan współczynników v_1 i v_2 , ważących dwie pierwsze składowe harmoniczne, w funkcji pędu poprzecznego i pospieszności. Mimo iż analiza jest w fazie wstępnej, jest ona jedną z pierwszych tak pogłębionych analiz pływu poprzecznego mezonów K w obszarze energii rzędu kilku GeV/nukleon. Wykonano też analizę symulacji odpowiedzi układu HADES na zderzenia Ag+Ag, na podstawie których zbadano efekty lokalnej gęstości torów w detektorze na jego wydajność. Analizę danych poprzedzono wprowadzeniem pojęciowym w kluczowe zagadnienia fizyki ciężkich jonów, przeglądem literatury z tej dziedziny oraz opisem układu badawczego HADES.

Literatura

- [1] C. Hartnack *et al.*, Phys. Rep. **510**, 119 (2012)
- [2] W. Reisdorf *et al.* (FOPI Collaboration), Nucl. Phys. A **848**, 366 (2004)
- [3] P. Danielewicz *et al.*, Science **298**, 1592
- [4] G. Agakichiev *et al.* (HADES Collaboration), Eur. Phys. J. A **41**, 243 (2009)
- [5] R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [6] F. Laue *et al.* (KaoS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **82**, 1640 (1999)
- [7] A. Le Fèvre *et al.*, Nucl. Phys. A **945** 112 (2016)
- [8] T. Song *et al.*, Phys. Rev. C **103**, 044901 (2021)
- [9] C. Fuchs, Prog. Part. Nucl. Phys. **56**, 1 (2006)
- [10] W. Weise, Prog. Theor. Phys. Supplement No. **149**, 1 (2003)
- [11] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **14**, 880 (1979)
- [12] W. Reisdorf, H.G. Ritter, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **47**, 663 (1997)
- [13] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 103(25):251601 (2009)
- [14] A. Poskanzer *et al.*, arXiv:08090409 [nucl-ex] (2002)
- [15] P. Danielewicz, G. Odyniec, Phys. Lett. B **157**, 146 (1985)
- [16] J.-Y. Ollitrault, arXiv:9711003 [nucl-ex]
- [17] R. Brockmann *et al.* (Bevalac), Phys. Rev. Lett. **53**, 2012 (1984)
- [18] M. Hofmann *et al.* Phys. Rev. C **51**, 2095 (1995)
- [19] C. Müntz *et al.* (KaoS Collaboration), Z. Phys. A **357**, 399 (1997)
- [20] B. Hong *et al.* (FOPI Collaboration), Phys. Rev. C **57**, 244 (1998)
- [21] B. Hong *et al.* (FOPI Collaboration) Phys. Rev. C **71**, 034902 (2005)
- [22] J. Adamczewski-Musch *et al.* (HADES Collaboration), Eur. Phys. J. A **56**, 259 (2020)
- [23] J. Adamczewski-Musch *et al.* (HADES Collaboration), Eur. Phys. J. A **58**, 166 (2022)
- [24] Heng-Gin Liu, arXiv:2304.03913 [nucl-th] (2023)
- [25] V. Zinyuk *et al.* (FOPI Collaboration), Phys. Rev. C **90**, 025210 (2014)
- [26] J. Michel *et al.* (HADES Collaboration), Jour. Instr. **6**, C12056 (2011)

- [27] S. Spies (HADES Collaboration), Ag+Ag: Quality Analysis for K_S^0 and Λ^0 , HADES Collaboration Meeting XXXVII (2019)
- [28] A. Blanco *et al.*, Jour. of Instr. **8**, P01004 (2013)
- [29] O. V. Andreeva *et al.*, Instr. and Exp. Techn., **57**, 2, 103 (2013)
- [30] M. Miller *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007)
- [31] <https://geant4.web.cern.ch>
- [32] J. Adamczewski-Musch *et al.* (HADES Collaboration), Eur. Phys. J. A **54**, 85 (2018)
- [33] L. Chlad, Rozprawa doktorska NPI CAS Rez (2021)
- [34] S. A. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998)
- [35] Współpraca HADES, materiały wewnętrzne
- [36] J. Orlinski, PoS(FAIRness2022) 041 (2023)
- [37] B. B. Back *et al.*, (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89** 222301 (2002)
- [38] W. Reisdorf *et al.*, (FOPI Collaboration), Nucl. Phys. A **781** 459 (2007)
- [39] J. Adamczewski-Musch *et al.* (HADES Collaboration), arXiv:2208.02740v1 [nucl-ex]
- [40] L. Chlad (HADES Collaboration), EPJ Web of Conferences **271**, 08011 (2022)