

Pomiar produkcji mezonów π^0/η w reakcji $p + p$ przy energii 2.2GeV
za pomocą spektrometru HADES.



Marcin Wiśniowski

Rozprawa doktorska napisana w Zakładzie Fizyki Jądrowej Uniwersytetu
Jagiellońskiego pod kierunkiem dr hab. Piotra Salabury, prof. UJ.

Spis treści

1	Wprowadzenie w problematykę oddziaływań silnych	5
2	Motywacje eksperymentu HADES	11
3	Stan wiedzy w zakresie tematu badań	19
3.1	Całkowite przekroje czynne na produkcję π^0/η	19
3.2	Różniczkowe przekroje czynne na produkcję π^0/η	22
3.3	Kanały rozpadów mezonów π^0/η	26
4	Spektrometr HADES - opis aparatury	31
4.1	System detekcyjny - budowa i parametry	31
4.2	Nadprzewodzący elektromagnes	33
4.3	Opis i funkcje detektorów	34
4.3.1	Detektor promieniowania Czerenkowa RICH	34
4.3.2	Komory dryfowe MDC	37
4.3.3	Detektory czasu przelotu TOF i TOFino	39
4.3.4	Detektor kaskady elektromagnetycznej PreShower	40
4.4	System wyzwalania i selekcji zdarzeń	42
5	Analiza danych	47
5.1	Wstęp do analizy danych	47
5.2	Identyfikacja cząstek	50
5.3	Kanały reakcji pp z naładowanymi hadronami	54

5.3.1	Elastyczne rozpraszanie	54
5.3.2	Reakcja $pp \rightarrow pn\pi^+$	57
5.3.3	Reakcja $pp \rightarrow pp\pi^0$	66
5.4	Kanały reakcji pp z produkcją par e^+e^-	75
5.5	Podsumowanie	86
6	Dodatki	89
6.1	Dodatek A - Metoda masy brakującej	89
6.2	Dodatek B - Masa niezmiennicza	90
6.3	Dodatek C - Akceptancja i wydajność rekonstrukcji torów	90
6.4	Dodatek D - Wykres Dalitza	91
7	Podziękowania	95

Rozdział 1

Wprowadzenie w problematykę oddziaływań silnych

Jedną z głównych gałęzi rozwoju fizyki ostatnich kilkudziesięciu lat jest badanie i rozwijanie Modelu Standardowego. U podstaw tegoż modelu leży podział wszystkich cząstek fizycznych na trzy podstawowe rodziny:

- leptony ($e^- \nu_e, \mu^- \nu_\mu, \tau^- \nu_\tau$ i ich antycząstki)
- kwarki (u,d, c,s, t,b)
- przenoszące oddziaływania bozony pośredniczące

Do rodziny leptonów należą: elektron wraz z neutrinem elektronowym (e, ν_e), mion z neutrinem mionowym (μ, ν_μ), oraz taon i odpowiadające mu neutrino taonowe (τ, ν_τ). Każdemu z wyżej wymienionych leptonów przyporządkowany jest odpowiadający mu antylepton (elektronowi - antyelektron itd). Jak dotąd nie zaobserwowano żadnej struktury leptonów, tak więc na dzień dzisiejszy uważa się je za cząstki podstawowe.

Kombinacje kwarków to hadrony. Układ kwark-antykwar ($q\bar{q}$) nazywa się mezonem, kombinacja trzech kwarków (qqq) to barion. Prowadzone są również badania sugerujące istnienie pentakwarków ($qqqq\bar{q}$), oraz dibarionów ($qqqqqq$). Kwarki dzielą się na trzy podstawowe grupy (u,d), (c,s) i (t,b). Pierwsze z członków par posiadają ładunek elektryczny ($+2/3e$),

ładunki pozostałych trzech kwarków wynoszą $(-1/3e)$. Każdy z kwarków może występować w jednym z trzech wewnętrznych stopni swobody - kolorów: czerwonym, niebieskim bądź zielonym, przy czym dozwolone są tylko takie kombinacje kwarków, by sumaryczny kolor powstałego hadronu był "biały". Znaczący to, że jeśli mamy do czynienia z barionem, to każdy kwark składowy ma inny kolor. Biorąc mezon zauważymy, że jeśli jeden jego składowy kwark ma kolor zielony, to drugi musi być antyzielony (analogicznie z pozostałymi kolorami). Wymóg ten narzuca tzw. mechanizm uwięzienia kwarków.

Ostatnia rodzina to bozony pośredniczące, czyli cząstki przenoszące oddziaływania. Do rodziny bozonów należą: bezmasowe gluony odpowiedzialne za oddziaływanie silne (jest ich 8), masowe bozony W^+ , W^- , Z^0 , przenoszące oddziaływania słabe, i foton, któremu zawdzięczamy istnienie oddziaływań elektromagnetycznych. Założenia Modelu Standardowego wymagają także istnienia jeszcze jednego bozonu - cząstki Higgsa, której pole odpowiada za generację mas wszystkich leptonów oraz kwarków (znalezienie Higgsa jest głównym celem LHC). Kwantowa Teoria Grawitacji postuluje istnienie grawitonu - bozonu przenoszącego oddziaływanie grawitacyjne.

W związku z faktem uwięzienia kwarków, definicja ich masy jest obarczona pewną dowolnością. Dla kwarków definiuje się więc dwa rodzaje masy : masę prądową (ang. current mass) oraz masę konstytuentną. Masa prądowa jest masą kwarku swobodnego - oddzielonego od chmury gluonów - taki stan kwarku można badać w wysokoenergetycznych rozproszeniach elektron-hadron. Wartości mas prądowych są mniejsze od wartości mas konstytuentnych i wynoszą około $(5-10) \text{ MeV}/c^2$ dla kwarków u oraz d . Masa kwarku s szacowana jest na $(80-130) \text{ MeV}/c^2$, masy kolejnych kwarków drastycznie rosną. Zmierzenie mas hadronów jest bezpośrednio możliwe, gdyż własności tych cząstek można wyznaczyć w eksperymentach, dzięki temu masy wielu hadronów znane są z dużą dokładnością np.: $m_p=938,27203(8) \text{ MeV}/c^2$, $m_{\pi^0}=134,9766(6) \text{ MeV}/c^2$. Porównując masy kwarków i hadronów trudno nie zauważyć kolosalnej różnicy między nimi. Jeśli masa kwarku u, d wynosi $5 \text{ MeV}/c^2$, a przecież proton składa się z trzech kwarków (uud), to w przybliżeniu spodziewalibyśmy się masy protonu w granicach $15 \text{ MeV}/c^2$, stosując najprostszą metodę szacowania (dodawanie mas składników). $15 \text{ MeV}/c^2$ to ponad 60 razy mniej, niż wynosi faktyczna masa

protonu. Powstaje pytanie: skąd tak duża dysproporcja między masą kwarku a protonu? Odpowiedzi udziela Model Standardowy: masa protonu jest generowana przez oddziaływanie silne pomiędzy kwarkami i gluonami (gluony też oddziałują między sobą) zgodnie ze wzorem Einsteina $E = mc^2$. Podzielmy masę protonu przez ilość jego składowych kwarków - trzy, otrzymamy w ten sposób tzw. konstytuentną masę kwarku. Masa ta, zwana również masą kwarku ubranego, uwzględnia jego oddziaływanie z próżnią QCD i wynosi około 300 MeV/c². Zauważmy teraz, że masa złożonego z dwóch kwarków pionu π^0 jest równa około 140 MeV/c², a nie 600 MeV/c², co wynikałoby z naiwnego modelu sumowania efektywnych mas kwarków. Jak wyjaśnić tę różnicę?

Zagadnienie mas cząstek ściśle wiąże się z zagadnieniem spontanicznego łamania symetrii chiralnej. Jest to jedna z podstawowych symetrii oddziaływań silnych, gwarantuje by oddziaływanie nie zmieniało skrętności bezmasowych kwarków (dobre przybliżenie dla u i d) tzn. aby kwarki lewoskrętne pozostały lewoskrętnymi a prawoskrętne, prawoskrętnymi. Można pokazać na gruncie teorii pola [1], że symetria chiralna jest niezachowana. Jawne łamanie symetrii chiralnej następuje w wyniku wprowadzenia do Lagranżianu opisującego swobodny kwark, członu zawierającego niezerową masę prądową kwarku. Łamanie symetrii funkcji Lagrange'a na tej drodze jest jednak znikome. Fakt jawnego łamania symetrii chiralnej nie tłumaczy m.in. istotnej różnicy w masach tzw. partnerów chiralnych - cząstek o przeciwnej parzystości np.: $\sigma(770\text{MeV}/c^2)$ - $\pi(140\text{MeV}/c^2)$, albo $\rho(770\text{MeV}/c^2)$ - $a_1(1260\text{MeV}/c^2)$. Ponieważ różnice w masach są zbyt duże, by wytłumaczyć je jawnym łamaniem symetrii chiralnej, nasuwa się możliwość, że symetria chiralna złamana jest również w sposób spontaniczny tzn. tak, by wartości własne hamiltonianu nie odzwierciedlały jego symetrii. Znaczący to, że z faktu posiadania przez funkcje hamiltona niezmienniczości względem pewnej transformacji nie wynika, iż stany własne hamiltonianu, w tym wypadku stany $(\sigma-\pi)$ oraz $(\rho-a_1)$ będą również posiadały tę symetrię (w tym wypadku takie same masy). Można pokazać [1], że symetria chiralna jest równoważna dwóm transformacjom: wektorowej Λ_V i pseudowektorowej Λ_A . Działanie transformacji wektorowej Λ_V na stany $\pi(r)$ i $\rho(r)$

- $\vec{\pi} \rightarrow \vec{\pi} + \vec{\Theta} \times \vec{\pi}$
- $\vec{\rho} \rightarrow \vec{\rho} + \vec{\Theta} \times \vec{\rho}$

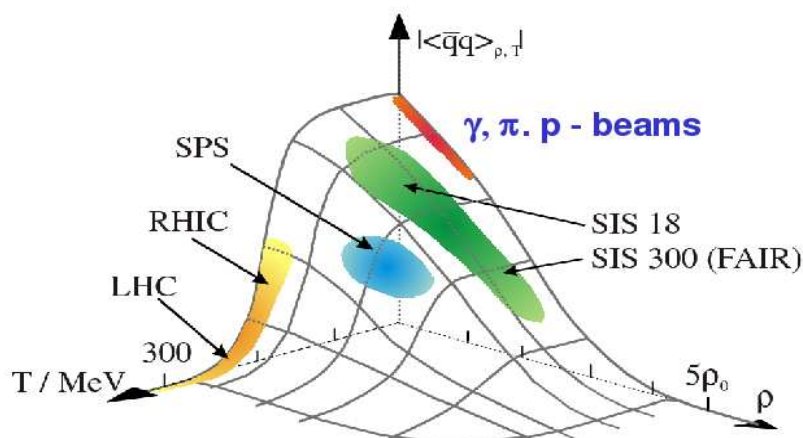
powoduje ich rotację w przestrzeni izospinu (kierunek izospinu obrócony o kąt Θ). Transformacja pseudowektorowa Λ_A

- $\vec{\pi} \rightarrow \vec{\pi} + \vec{\Theta} \sigma$
- $\vec{\rho} \rightarrow \vec{\rho} + \vec{\Theta} \times \vec{a}_1$

sprawia, że stany o przeciwnej parzystości ($\pi - \sigma$) oraz ($\rho - a_1$) ulegają zmieszaniu. Spontaniczne złamanie symetrii chiralnej ściśle wiąże się z nietrywialną cechą próżni QCD, która charakteryzuje się niezerową średnią wartością kondensatów kwarkowych (gluonowych). Kondensat $\langle q\bar{q} \rangle$ można interpretować jako niezerowe prawdopodobieństwo wystąpienia pary $q\bar{q}$. Na [Rys.1.1] przedstawiono przewidywaną [2] średnią wartość kondensatu $q\bar{q}$ w funkcji temperatury i względnej gęstości barionowej. Można łatwo zauważyć, że $\langle q\bar{q} \rangle$ łamie chiralność. Niech kwark q będzie lewo-, a antykwark \bar{q} prawoskrętny. Jeśli dowolny inny prawoskrętny kwark zbliży się do wirtualnej pary $q\bar{q}$, to zajdzie proces anihilacji wolnego kwarku z antykwarkiem pary, w efekcie pozostanie kwark lewoskrętny - chiralność zostanie zmieniona - złamana. Występowanie kondensatu powoduje, że próżnia QCD przyjmuje stany bardziej korzystne energetycznie (mechanizm Goldstona).

Odbudowanie symetrii chiralnej powinno manifestować się przez zmniejszenie się średniej wartości kondensatu kwarkowo-gluonowego. Kondensat ten nie jest jednak wielkością mierzalną bezpośrednio, dlatego też szereg modeli fizycznych próbuje znaleźć związek pomiędzy średnią wartością kondensatu kwarkowo-gluonowego, a dostępną w eksperymencie obserwabłą fizyczną.

Kilkanaście ostatnich lat w fizyce jądrowej to okres szczególnie intensywnych poszukiwań odpowiedzi na dwa pytania związane z własnościami materii. Pierwsze dotyczy tzw. plazmy kwarkowo-gluonowej, specyficznego stanu materii, która istniała w początkowym okresie rozwoju Wszechświata oraz lokalnie we wnętrzu gwiazd neutronowych. Drugie pytanie związane jest z mechanizmem kreacji mas hadronów. Istnieją jednak poważne prze-



Rysunek 1.1: Wartość średnia kondensatu $q\bar{q}$ w funkcji temperatury i względnej gęstości materii jądrowej.[2]

słanki mówiące o możliwości jej częściowego odtworzenia w gęstej i gorącej materii jądrowej. Miernikiem procesu odtwarzania symetrii chiralnej jest zmiana wartości kondensatu kwarkowego. Przewidywania modelowe [2] mówią, że wartość ta powinna zmniejszać się do zera przy gęstościach $5\rho_0$ lub temperaturze 180MeV [Rys.1.1], gdzie ρ_0 to gęstość nieskompresowanej materii jądrowej. Dostępną eksperymentalnie obserwacją zaś ma być zmiana mas lekkich mezonów wektorowych. Istnieje szereg modeli teoretycznych przewidujących różne scenariusze zmian funkcji spektralnych mezonów wektorowych (ρ/ω) w materii jądrowej. Pierwsze np. [6] przewidują poszerzenie rozkładu masy, inne np. [7] zmniejszenie jej wartości. Brak wystarczająco dokładnych danych eksperymentalnych nie pozwala na właściwą weryfikację poprawności tych modeli.

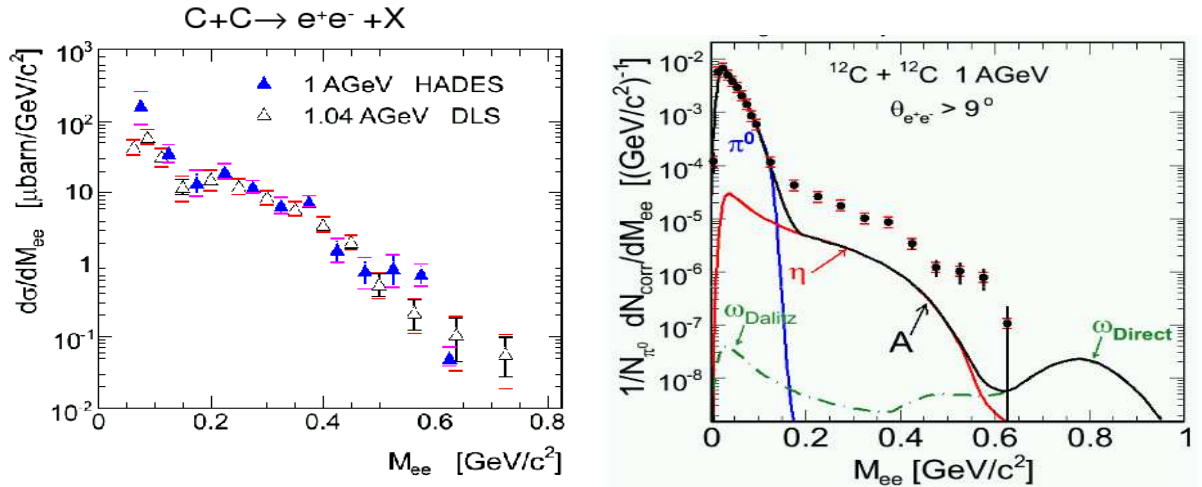
Rozdział 2

Motywacje eksperymentu HADES

Pomiar masy rozpadających się w gęstej materii jądrowej, mezonów możliwy jest poprzez wybór ich dileptonowego kanału rozpadu ($\rho/\omega \rightarrow e^+e^-(\mu^+\mu^-)$). Leptony nie uczestniczą bowiem w oddziaływaniach silnych i dzięki temu wynoszona przez nie informacja o masie mezonu nie jest zaburzona poprzez oddziaływanie z materią hadronową. Trudności z poprawną i zarazem efektywną identyfikacją dileptonów przy jednoczesnej konieczności dyskryminacji olbrzymiego tła hadronowego sprawiają, że pomiar tego rodzaju procesów jest niezwykle trudny. Prowadzone w omawianym kierunku badania rozpoczęły się stosunkowo niedawno, i mimo faktu, iż znane są wyniki nielicznych eksperymentów, nie można z nich wyciągnąć jednoznacznych wniosków, ponieważ ważne jest, aby wyniki pokrywały całą przestrzeń ρ/T diagramu fazowego materii jądrowej.

Pierwszy eksperyment dedykowany badaniom modyfikacji funkcji spektralnych hadronów przeprowadziła współpraca DLS w Lawrence Berkeley National Laboratory. Uzyskane dane doświadczalne w obszarze energetycznym zbliżonym do SIS (niem. Schwer-Ionen-Synchrotron) były zaskakujące. Problemy z opisem teoretycznym pojawiły się już w przypadku widm dielektronowych zmierzonych z wiązką protonów, ze względu na szereg niejednoznaczności w opisie reakcji elementarnych. Widma z eksperymentów C+C oraz Ca+Ca (energia wiązki 1,04A GeV) wykazywały jeszcze większą niezgodność z modelami teoretycznymi. W zakresie $0,2 < M < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ obserwowano dużą nadwyżkę natężenia dielektron-

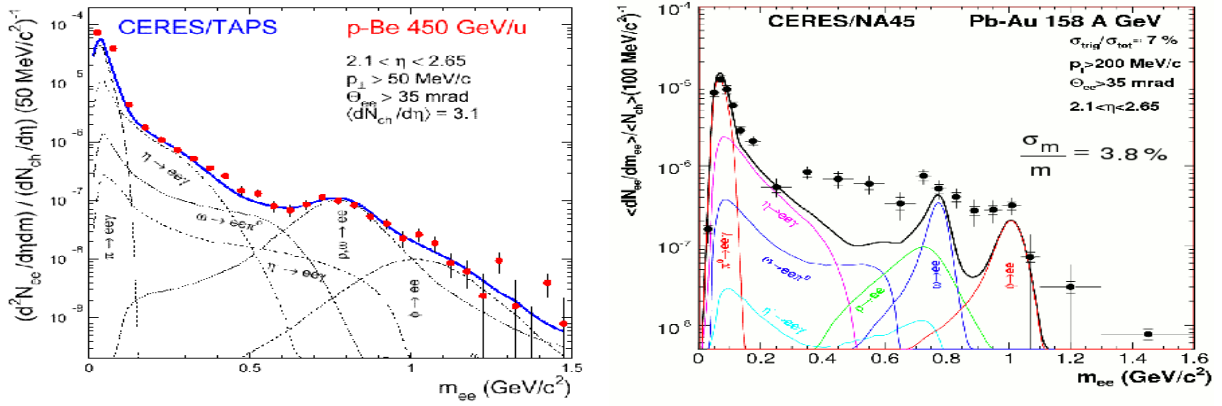
nów w stosunku do przewidywań modelu BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck transport model) gdzie widmo par dielektronowych jest superpozycją hadronowych rozpadów Dalitza $:\pi/\eta \rightarrow e^+e^-\gamma, \Delta \rightarrow Ne^+e^-$, promieniowania hamowania nukleonów i dwuciałowych rozpadów mezonów wektorowych ρ i ω . Kontrowersyjne wyniki zostały potwierdzone przez zespół HADES dla tej samej reakcji C+C przeprowadzonej dla minimalnie niższej energii 1,0AGeV [Rys.2.1][4].



Rysunek 2.1: Po lewej: Rozkłady masy niezmienniczej dielektronów zmierzone przez współpracę DLS (puste trójkąty)[3] oraz HADES (niebieskie trójkąty)[4] dla energii odpowiednio 1,04AGeV oraz 1,0AGeV. Po prawej: Rozkład masy niezmienniczej par e^+e^- zmierzony przez współpracę HADES wraz z przewidywaniami modelowymi uwzględniającymi wkłady od rozpadów mezonów π^0, η, ω .

Przeprowadzony na akceleratorze SPS (ang. Super Proton Synchrotron) eksperyment CERES dostarczył rozkłady masy niezmienniczej dielektronów powstałych w reakcjach p+Be i p+Au (energia wiązki 450GeV), które dają się dobrze opisać przez rozpad swobodnych hadronów w kanale e^+e^- . Widma te dla $M < 0,6\text{GeV}/c^2$ zdominowane są przez rozpad Dalitza mezonów π^0, η, ω . W obszarze wyższych mas dominują dwuciałowe rozpad mezonów wektorowych ρ, ω i ϕ . W eksperymentach z użyciem ciężkich jonów (Pb+Au) przy energii wiązki 158AGeV widmo masowe w obszarze $0,2 < M < 0,6\text{GeV}/c^2$ [Rys.2.2]

posiada kilka razy większe natężenie, niż wynikałoby to z odpowiednio przeskalowanych widm uzyskanych w zderzeniach proton-jądro.

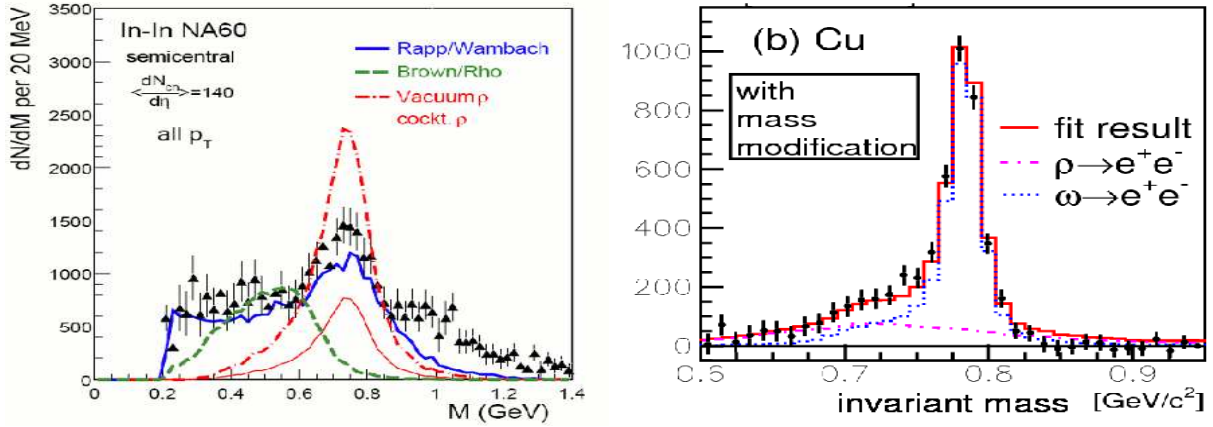


Rysunek 2.2: Rozkłady masy niezmienniczej dielektronów zmierzone przez współpracę CERES [5]. Po lewej reakcja p+Be, po prawej zderzenia ciężkich jonów Pb+Au. W obydwu przypadkach dokonano porównania danych eksperymentalnych z modelowymi, gdzie uwzględniono wkłady: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$, $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\omega \rightarrow e^+e^-$, $\phi \rightarrow e^+e^-$.

Dobrej jakości danych dostarczył przede wszystkim eksperyment NA60 przeprowadzony w SPS. Rozkład masy niezmienniczej dimionów wyprodukowanych w reakcji In+In przy energii 158 AGeV wskazuje na duży wzrost szerokości funkcji rozkładu masy mezonu ρ [Rys.2.3]. Uzyskane wyniki porównano z różnymi opisami modelowymi [6] [7] przewidującymi modyfikację funkcji spektralnej mezonu ρ w materii jądrowej (linie niebieska i zielona), oraz do rozkładu masy tego mezonu w próżni (lini czerwona). Zaobserwowano poszerzenie się rozkładu masy mezonu ρ w medium.

Zmniejszenie masy przy równoczesnym braku zmiany szerokości rozkładu funkcji spektralnej mezonu ρ zaobserwowano w eksperymencie E325 (KEK). Bombardując protonami o energii 12 GeV jądra Cu mierzono powstające pary dielektronowe. Po odjęciu tła kombinatorycznego od zmierzonego widma masy niezmienniczej par dielektronowych uzyskano sygnał pochodzący od produkcji mezonów ρ , ω i ϕ [Rys.2.3]. Odjęto od uzyskanego wy-

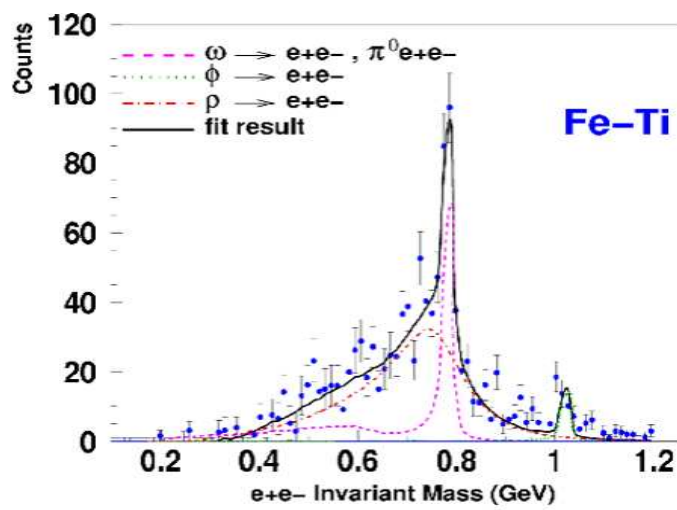
niku znane wkłady pochodzące od rozpadów: $\omega \rightarrow e^+e^-$ oraz $\phi \rightarrow e^+e^-$ i w ten sposób otrzymano rozkład masy mezonu ρ [9].



Rysunek 2.3: Po lewej: Rozkład masy niezmienniczej dimionów zmierzony przez współpracę NA60 uzyskany poprzez odjęcie od punktów eksperymentalnych znanych rozkładów mas cząstek z pominięciem mezonu ρ . Rozkład porównano z przewidywaniami modelowymi (kolor niebieski - model Rapp/Wambach [6], kolor zielony - model Brown/Rho [7]) oraz rozkładem masy mezonu ρ w próżni. Po prawej: Rozkłady masy niezmienniczej dielektronów zmierzone przez współpracę E325 (KEK) w reakcji $p+Cu$ po odjęciu tła kombinatorycznego. Linia czerwona jest dopasowaniem do punktów eksperymentalnych, niebieska odpowiada rozkładowi masy mezonu ω . Różowa jest różnicą dwóch poprzednich i stanowi rozkład masy mezonu ρ [9].

Przy użyciu spektrometru CLAS w JLab mierzono pary dielektronowe pochodzące z reakcji absorpcji fotonów na jądrach (Fe-Ti) przy energiach fotonów 0,8-3,6 GeV [8]. Interpretacja zmierzonego widma par dielektronowych dostarcza jednakże innych wniosków, niż te płynące ze wspomnianego eksperymentu E325. Rozkład masy mezonu ρ wydaje się być nieznacznie poszerzony, brak natomiast jakiegokolwiek zmiany masy [Rys.2.4]. Uzyskane przez współpracę E325 oraz CLAS wyniki nie są konsystentne.

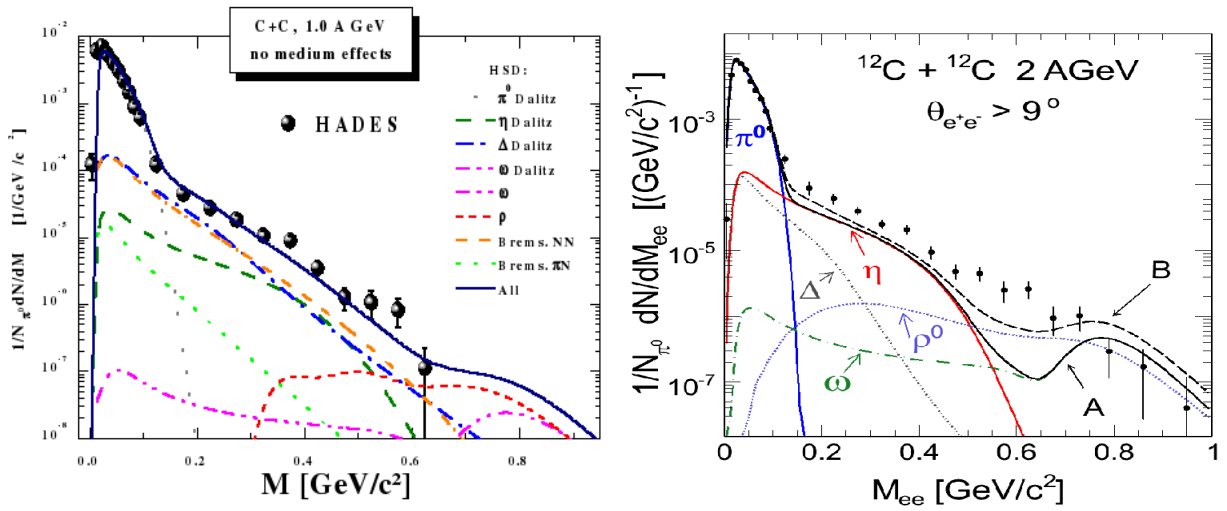
Przeprowadzone do tej pory serie eksperymentów badających modyfikację mas mezonów ρ , ω i ϕ w większości potwierdzają zwiększenie szerokości rozkładu masy tych mezonów.



Rysunek 2.4: Rozkład masy niezmienniczej dielektronów zmierzony przez współpracę CLAS (JLab) dla zderzeń $Fe - Ti$ [8]. Różowa stanowi wkład pochodzący od rozpadu mezonu ω , zielona od ϕ . Linia czerwona odpowiada rozkładowi masy mezonu ρ . Suma rozkładów czerwonego, różowego i zielonego daje rozkład reprezentowany linią czarną.

Nie ma jednak zgodności co do przesunięcia mas tych mezonów (zmiana masy zaobserwowana jedynie przez współpracę E325).

Budowa spektrometru HADES, będącego nowoczesnym urządzeniem do pomiarów par dielektronowych, była wyjściem naprzeciw dużemu zapotrzebowaniu na wyniki pomiarowe charakteryzujące się małymi błędami statystycznymi i systematycznymi. Ze względu na duży stopień komplikacji układu detekcyjnego, systemu analizy danych oraz wyzwań związanych z poprawną interpretacją wyników, projekt prowadzony jest przez międzynarodowy zespół HADES. Współpraca ta, będąca wspólnym wysiłkiem 19-stu ośrodków naukowych z Europy, reprezentowana jest także przez polską grupę naukowców z Zakładu Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Jagiellońskiego, w której skład wchodzi autor niniejszej rozprawy. Grupa ta wykonała system komór drutowych PreShower do detekcji e^+/e^- i od szeregu lat aktywnie zaangażowana jest w działalność współpracy HADES. Szeroki plan badawczy eksperymentu pozwala podejmować systematyczne badania szeregu reakcji. Wyniki analizy pierwszej serii pomiarów reakcji C+C przy energii 2,0 AGeV oraz 1,0 AGeV [Rys.2.5] po-



Rysunek 2.5: Rozkład masy niezmienniczej dielektronów zmierzony przez współpracę HADES dla zderzeń $C+C$ przy energii $1,0A\text{GeV}$ (po lewej) oraz $2,0A\text{GeV}$ (po prawej stronie). Rozkłady eksperymentalne zostały porównane do wyników symulacji według modelu HSD [10]. Poszczególne przyczynki opisano na rysunkach.

twierdziły rezultaty współpracy DLS. Kolejnym etapem badań były reakcje elementarne $p+p$ przy energii $2,2\text{ GeV}$, gdzie koncentrowaliśmy się głównie na dogłębnym zbadaniu mechanizmu produkcji par dielektronowych pochodzących z rozpadów typu Dalitz mezonów π^0 i η . Rozpady te stanowią główne źródło par dielektronowych dla zakresu masy niezmienniczej poniżej $500\text{MeV}/c^2$. Mechanizm produkcji dielektronów na tej drodze jest wielostopniowy i nie do końca zbadany (patrz Rozdział 3). Reakcja $p+p@1.25\text{GeV}$ zadekadowana została badaniu rozpadu Dalitza rezonansu Δ . Porównanie reakcji $p+p$ oraz $p+d$ przy tej samej energii wiązki pozwoli na wyznaczenie wkładu, którego źródłem jest promieniowanie hamowania $p-n$. Porównanie wyników badań będących kombinacją reakcji elementarnych ($p+p$ i $p+n$) z wynikami pomiarów reakcji $C+C$ przy podobnej energii wiązki pozwoli na wyznaczenie przyczynku pochodzącego od promieniowania z materii jądrowej. Odjęcie pierwszego rozkładu od drugiego po wcześniejszej dokonanej normalizacji liczby zdarzeń, pozwoli stwierdzić czy warunki podwyższonej gęstości barionowej mają

faktycznie wpływ na widmo masy par e^+e^- .

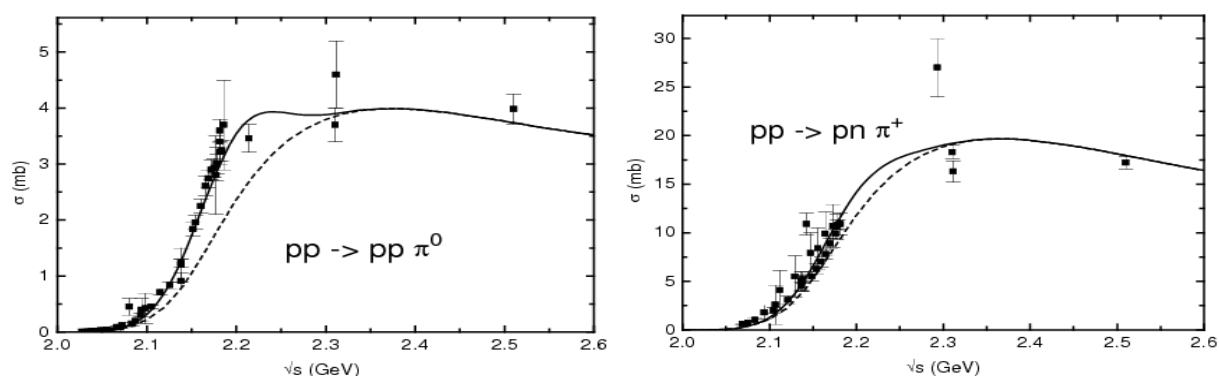
Pomiar produktów reakcji elementarnych daje również unikalne szanse na wyznaczenie nieznanych mechanizmów produkcji par e^+e^- np. anizotropii w rozkładzie kątowym elektronów pochodzących z rozpadu Dalitza mezonów π^0 , η oraz Δ , współczynnika rozgałęzienia na rozpad $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$. Wspomniana anizotropia może być wykorzystana w przyszłości do rozróżniania procesów, w których pary dielektronowe są produkowane podczas reakcji ciężkojonowych [16].

Rozdział 3

Stan wiedzy w zakresie tematu badań

3.1 Całkowite przekroje czynne na produkcję π^0/η

Produkcja mezonów π w reakcji proton-proton przy niskich i średnich energiach $E < 10\text{GeV}$ odbywa się prawie zawsze w sposób dwuetapowy [11]. Podczas kolizji następuje wzbudzenie jednego z oddziałujących protonów do stanu rezonansowego (Δ lub N^*), a następnie deekscytacja tego stanu do kanału $p(n)+\pi$.



Rysunek 3.1: Przekrój czynny na produkcję mezonów π^0 (po lewej) oraz π^+ (po prawej stronie). Linia przerywana odpowiada produkcji π^0 tylko poprzez rezonanse barionowe [11]. Pełna czarna linia uwzględnia dodatkowo bezpośrednią (nie rezonansową) produkcję π^0 . Obydwie parametryzacje przedstawiono na tle punktów eksperymentalnych [11].

[Rys.3.1] zaczerpnięty z pracy S. Teis'a [11] przedstawia parametryzację całkowitego przekroju czynnego na produkcję pojedynczego mezonu π^0 w funkcji dostępnej w układzie środka masy energii. Wedle użytego modelu rezonansowego, bezpośrednia produkcja π^0 ma istotny wkład jedynie dla małych energii, blisko progu na produkcję mezonu. Przekrój czynny na produkcję mezonów π w reakcji p+p przedstawia [Rys.3.2][11]. Na tle punktów eksperymentalnych przedstawiona jest krzywa teoretyczna złożona z wkładów pochodzących od rezonansów barionowych. Dominującymi kanałami produkcji mezonów π przy energii kinetycznej wiązki równej 2,2 GeV ($\sqrt{s} = 2,766\text{GeV}$) wedle tego modelu są:

dla π^0 :

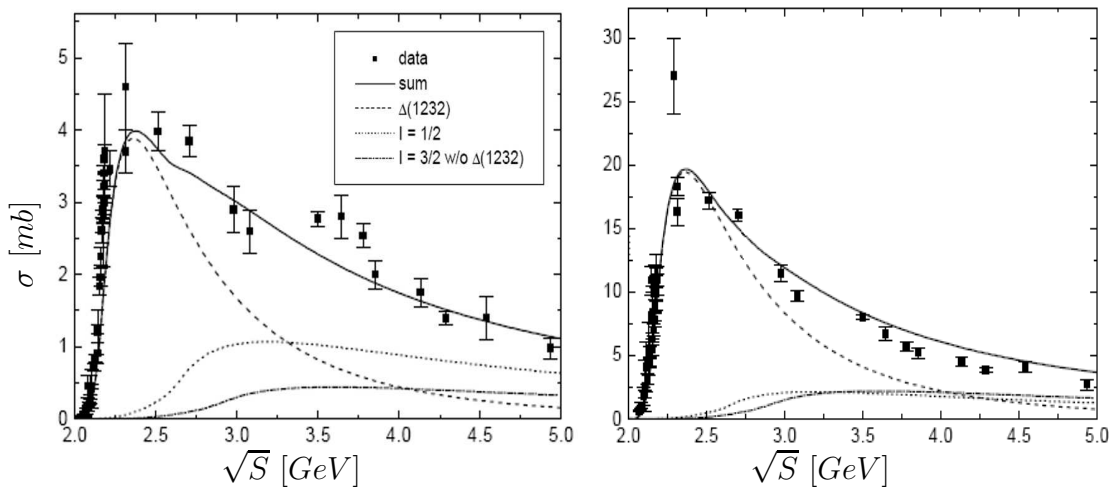
- $p p \rightarrow p \Delta_{1232}^+ \rightarrow p p \pi^0$ [2,4 mb]
- $p p \rightarrow p N_{1440}^* \rightarrow p p \pi^0$ [0,8 mb]
- $p p \rightarrow p \Delta_{1600}^+ \rightarrow p p \pi^0$ [0,1 mb]

dla π^+ :

- $p p \rightarrow n \Delta_{1232}^{++} \rightarrow n p \pi^+$ [10,68 mb]
- $p p \rightarrow p N_{1440}^* \rightarrow p n \pi^+$ [1,6 mb]
- $p p \rightarrow p \Delta_{1232}^+ \rightarrow p n \pi^+$ [1,2 mb]

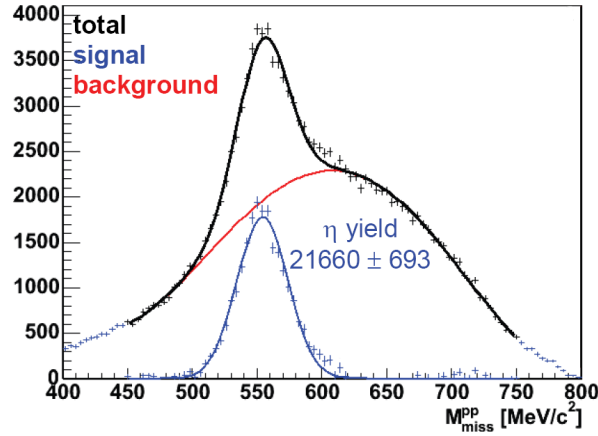
Produkcja mezonów π zdominowana jest poprzez wzbudzenie i rozpad najbliższego spośród rezonansów barionowych - $\Delta(1232)$. Masa tego rezonansu wynosi $M = 1232 \pm 2\text{MeV}/c^2$, a jego szerokości $\Gamma = 120 \pm 5\text{MeV}/c^2$ [25], wartość spinu oraz izospinu to 3/2. Spin świadczy o tym, że wektory spinów kwarków walencyjnych mają ten sam zwrot. Wartość izospinu oznacza, że rezonans występuje w czterech stanach ładunkowych: Δ^- (ddd), Δ^0 (udd), Δ^+ (uud), Δ^{++} (uuu). Drugi istotny wkład do produkcji mezonu π^0 wnosi rezonans barionowy $N(1440)$ o masie $M \approx 1440\text{MeV}/c^2$ i szerokości $\Gamma \approx 350\text{MeV}/c^2$ [25], który jest stanem o spinie 1/2 i izospinie 1/2, złożonym z kwarków (uud)- N^+ oraz (udd)- N^0 . Można zauważyć, że dla energii $\sqrt{s} = 2,76\text{GeV}$ (energia przy jakiej dokonywany był

pomiar będący przedmiotem niniejszej rozprawy) dane eksperymentalne są niedoszacowane przez krzywą modelową. Jak wykazano w tej pracy, uwzględnienie dwóch kolejnych wkładów znacznie poprawi zgodność pomiędzy modelowymi i zmierzonymi różniczkowymi przekrojami czynnymi. Te wkłady to: produkcja poprzez rezonans $N^*(1520)$ oraz bezpośrednia produkcja mezonów π . Przekroje czynne dla tych kanałów potraktowane są jako parametry, które zostaną wyznaczone w trakcie analizy danych.



Rysunek 3.2: Przekrój czynny na produkcję mezonu π^0 (po lewej) oraz π^+ (po prawej stronie) w funkcji całkowitej energii \sqrt{S} . Prezentowane są punkty eksperymentalne oraz wyznaczone w oparciu o model rezonansowy [11] krzywe modelowe.

Przekrój czynny na produkcję mezonu η w reakcji $pp \rightarrow pp\eta$ uzyskany został z analizy danych w kanale $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$, gdzie cząstką brakującą był mezon π^0 . Dla zdarzeń spełniających ten warunek sporządzono wykres masy brakującej dwóch protonów i zliczono liczbę zmierzonych mezonów η [22] Rys.3.3. Po dokonaniu normalizacji do liczby zdarzeń elastycznych wyliczono przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ i dalej, dzięki znajomości współczynnika rozgałęzienia na rozpad $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $BR_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = (22.6 \pm 0.4)\%$ [25], wyznaczono przekrój czynny na produkcję mezonu η : $\sigma_\eta = (70 \pm 8)\mu b$ w reakcji $pp@2.2\text{GeV}$.

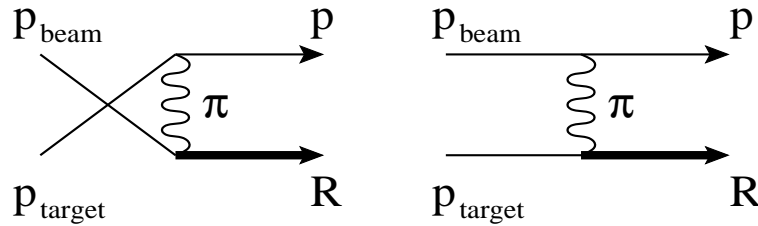


Rysunek 3.3: Masa brakująca dwóch protonów wyznaczona dla reakcji $pp@2,2\text{GeV}$ przy użyciu zdarzeń, gdzie czterocząstkowa masa brakująca $M_{pp\pi^+\pi^-}^{miss}$ odpowiadała masie mezonu π^0 [22]. Przy użyciu liczby wyznaczonych reakcji $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ i znormalizowaniu jej do liczby zmierzonego elastycznego rozpraszania, wyznaczono przekrój czynny na tę reakcję.

3.2 Różniczkowe przekroje czynne na produkcję π^0/η

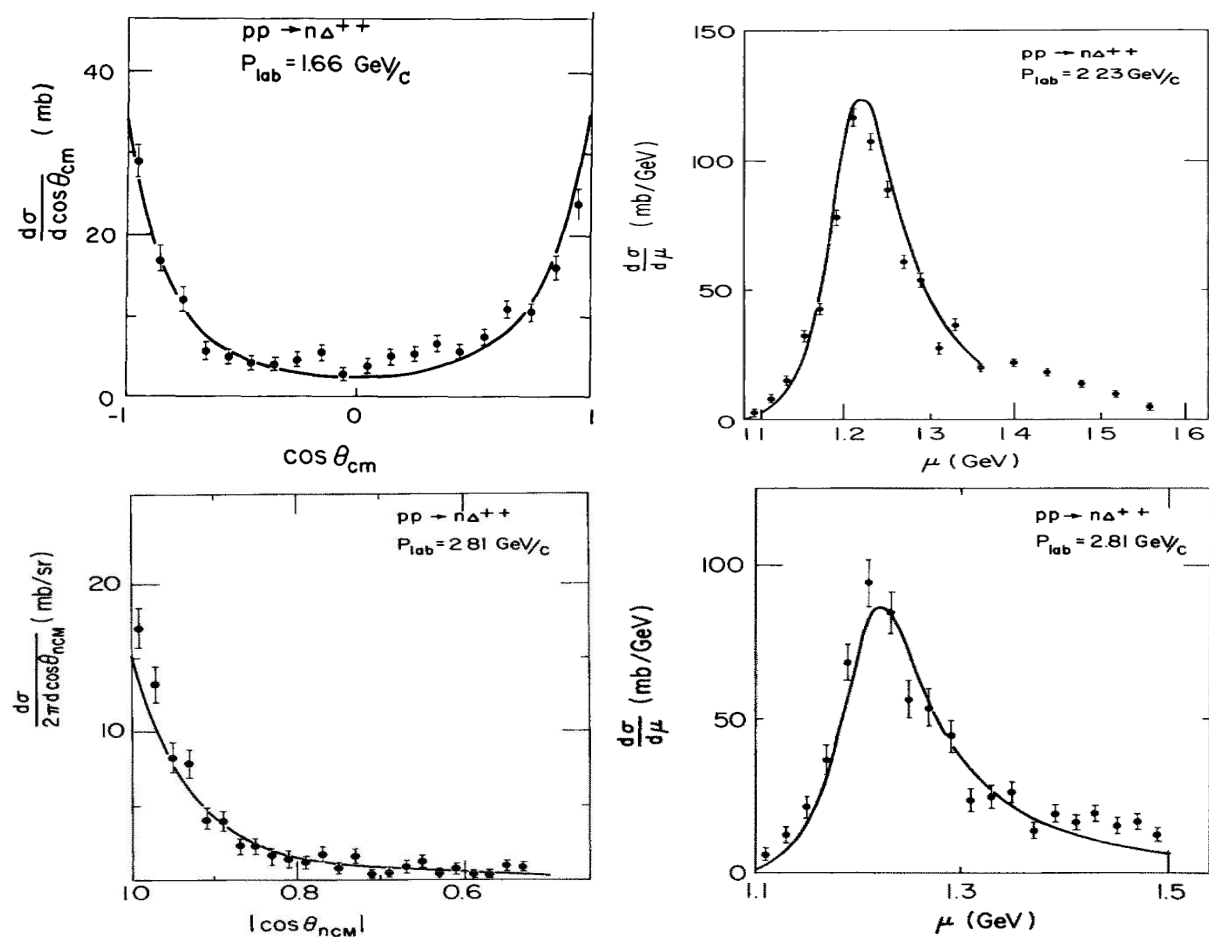
Różniczkowe przekroje czynne na produkcję mezonu π^0 dobrze opisywane są przez model wymiany jednobozonowej prezentowany m.in w pracy V.Dmitriev'a [12]. Istota modelu przedstawiona jest na [Rys.3.4]. Zakłada się, że wzbudzeniu do rezonansu R poprzez przejście wirtualnego bozonu B może ulec dowolny z pary oddziałujących protonów, czyli ten z wiązki lub tarczy. Opisywany model uwzględnia obydwie grafy wymiany bozonów, którymi w ogólnym wypadku mogą być: $\pi^0, \rho, \omega, \sigma$. Wzbudzenia do rezonansu Δ , ze względu na jego izospin $I_\Delta = 3/2$, dozwolone są jedynie przez wymianę mezonów o izospinie $I = 1$ czyli π^0 lub ρ , przy czym ten drugi, ze względu na znacznie większą w stosunku do π^0 masę (770MeV), wymieniany jest znacznie rzadziej.

Elementy macierzowe dla wskazanych grafów zawierają tzw. czynniki kształtu F (ang. form-factor), uwzględniające rozciągłą strukturę rozpatrywanych hadronów. Czynniki te są funkcją przekazu czteropędu t i przyjmują formę: $F(t) = (\Lambda^2 - m^2)/(\Lambda^2 - t)$, gdzie



Rysunek 3.4: Grafy wzbudzenia protonu do rezonansu $R=(\Delta, N^*)$. Oddziaływanie protonów poprzez wymianę wirtualnego bozonu - w tym wypadku π^0 prowadzi do ekscytacji jednego z protonów do stanu rezonansowego R .

m oznacza masę wymienianego mezonu, Λ jest natomiast parametrem, który wyznacza się na podstawie danych eksperymentalnych. Porównanie różniczkowych przekrojów czynnych przewidywanych przez model z danymi eksperymentalnymi pozwoliło na wyznaczenie parametru Λ . Z analiz przeprowadzonych dla energii kinetycznych wiązek w zakresie $(1 - 5\text{GeV})$ wynika, że $\Lambda = 0,63$ dla $T \leq 3\text{GeV}$ oraz $\Lambda = 0,6$ dla $T > 3\text{GeV}$. Model bardzo dobrze opisuje rozkład kątowy produkcji rezonansu Δ w zakresie energii do 10GeV , co zostało potwierdzone dla kilku energii w tym zakresie. Na [Rys.3.5][12] przedstawiono porównanie przewidywań OPE (ang. *One Pion Exchange*) z wynikami pomiarów dla reakcji $p + p \rightarrow n\Delta^{++}$ przy pędach wiązki $1,66\text{GeV}/c$, $2,23\text{GeV}/c$ i $2,81\text{GeV}/c$. Funkcję rozkładu kąta produkcji tego rezonansu wyznaczono dla stanu podwójnie naładowanego Δ^{++} , który rozpadał się na proton i mezon π^+ . Nie dysponujemy natomiast danymi eksperymentalnymi mówiącymi o rozkładzie kątowym produkcji rezonansu $N^*(1440)$. Główną przyczyną tego stanu rzeczy są trudności pomiarowe wynikające z natury tego rezonansu. Masa $N^*(1440)$ nieznacznie przekracza masę rezonansu $\Delta(1232)$ ale jego szerokość $\Gamma = 350\text{MeV}/c^2$ jest znacznie większa, dlatego trudno go wyodrębnić z danych eksperymentalnych. Trudności pomiarowe przy interesujących nas energiach potęguje fakt, iż przekrój czynny na produkcję rezonansu $N^*(1440)$ jest znacznie mniejszy (3 razy) od przekroju czynnego na produkcję stanu Δ . Obliczenia teoretyczne bazujące na modelu wymiany jedno-bozonowej, prezentowane w pracy Huber'a [14] dostarczają modelową parametryzację rozkładu kąto-



Rysunek 3.5: Porównanie przewidywań modelu wymiany jednopionowej do danych eksperymentalnych [12]. Rysunki po lewej stronie przedstawiają rozkład kątowy produkcji rezonansu Δ^{++} dla reakcji przy pędach wiązki odpowiednio $1,66 \text{ GeV}/c$ (górny rysunek) i $2,81 \text{ GeV}/c$ (dolny rysunek). Po prawej stronie pokazano rozkład masy rezonansu Δ^{++} odpowiednio dla reakcji przy pędach wiązki $2,23 \text{ GeV}/c$ i $2,81 \text{ GeV}/c$.

wego produkcji tego rezonansu.

O ile model wymiany jednopionowej zastosowany do rozkładów kątowych produkcji rezonansu barionowego Δ pozostaje w dobrej zgodności z wynikami eksperymentalnymi, o tyle zgodność przewidywań modelowych i danych eksperymentalnych w wypadku rozpadu rezonansu na nukleon oraz mezon π pozostawia wiele do życzenia [17]. Podstawową obserwabłą mówiącą o kinematyce rozpadu jest jego rozkład kątowy, czyli funkcja rozkładu kąta pomiędzy kierunkiem ruchu nukleonu bądź mezonu w stosunku do kierunku ruchu rezonansu, wyznaczona w układzie spoczynkowym tego rezonansu. Z rozważań teoretycznych bazujących na rozpraszaniu $p - \pi^+$ wynika, że kąt rozpraszania mezonu dany jest przez funkcję $I_{\pi^+}(\alpha) = 1 + 3\cos^2\alpha$ [15]. Uwzględnienie obydwu omawianych wcześniej grafów [Rys.3.4] z założeniem dominacji wymiany jednopionowej daje rozkład $I_{\pi^+}^{\Delta}(\theta) = 1 + 1,25\cos^2\theta$, gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkiem ruchu mezonu w stosunku do kierunku ruchu rezonansu. Uzyskany współczynnik $B = 1,25$ jest miarą anizotropii rozpadu i nie pokrywa się z wartościami uzyskanymi w wyniku pomiarów. Należy podkreślić jednak, że przeprowadzane w latach 60-tych przy użyciu komór pęcherzykowych badania dostarczyły wyników o niezadowalającej dokładności. Prezentowana w pracy Eisnera [17] wartość współczynnika anizotropii jest znacznie niższa i wynosi $B = 0,55$ ($\chi_{fit}^2 = 0.02$). Podobną wartość współczynnika B opublikowano w pracy Wicklung'a [18], w tym wypadku $B = 0,6$.

Produkcja mezonu η w reakcjach $p + p$ przy podobnych energiach wiązki prowadzona była w ostatnich latach przez współpracę COSY [19] oraz DISTO [20] i Crystal Barrel [21]. Opublikowane wyniki dostarczają informacji o sposobie produkcji tego mezonu. Z badań przeprowadzonych przez współpracę DISTO dla trzech różnych energii wiązki (energia kinetyczna: 2,15 GeV, 2,50 GeV, 2,85 GeV) wynika, że mezon η produkowany jest głównie poprzez rozpad stanu rezonansowego $N^*(1535)$ ($pp \rightarrow pN^*(1535) \rightarrow pp\eta$)/($pp \rightarrow pp\eta$) = 1,38). Prawdopodobieństwo rozpadu na $p\eta$ szacowane jest na 30-55% [25]. Teoretyczne rozważania nad zmierzonym rozkładem kątowym nie rozstrzygają w jaki sposób dochodzi do wzbudzenia rezonansu $N^*(1535)$, gdyż dwie drogi wydają się prowadzić do tego samego celu. Z jednej strony ekscytacja jednego z protonów poprzez wymianę wektorowego mezonu ρ [23] dobrze tłumaczy zmierzone dane, z drugiej jednak strony założenie, że do ekscytacji

dochodzi poprzez wymianę mezonów pseudoskalarnych i skalarnych daje podobne wyniki [24].

3.3 Kanały rozpadów mezonów π^0/η

Mezon π^0 prawie zawsze ulega jednemu z dwóch rodzajów rozpadów elektromagnetycznych [25]:

- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma(98,798 \pm 0,032\%)$
- $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-(1,198 \pm 0,032\%)$

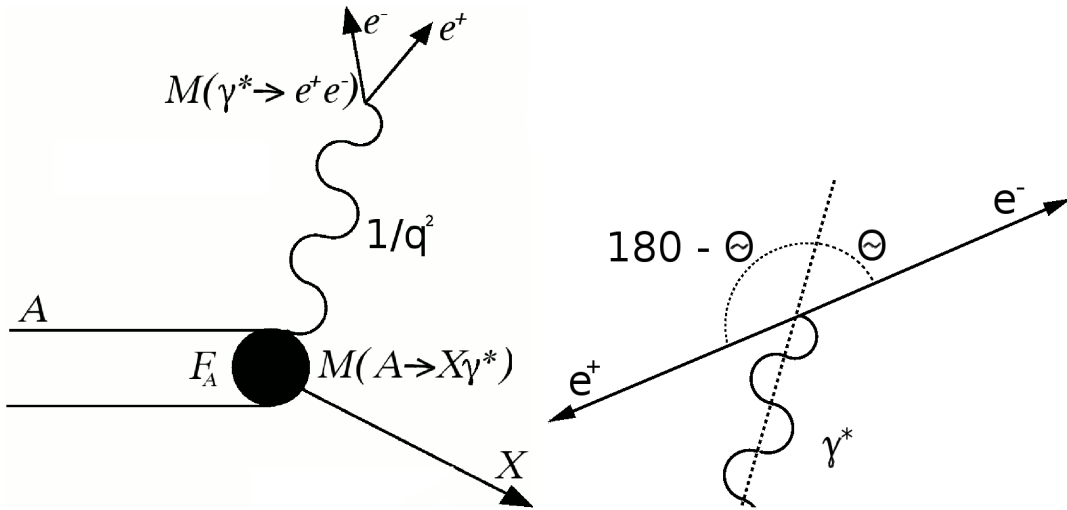
Do dominujących kanałów rozpadu mezonu η [25] należą:

- $\eta \rightarrow \gamma\gamma(39,43 \pm 0,26\%)$
- $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0(32,51 \pm 0,29\%)$
- $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(22,6 \pm 0,4\%)$
- $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma(4,68 \pm 0,11\%)$
- $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma(0,60 \pm 0,08\%)$

Współczynniki rozgałęzień na inne rozpady mezonu η nie przekraczają 10^{-4} . Ostatnie z wymienionych rozpadów stanowią dla pomiarów współpracy HADES bardzo istotny przyczynek do mierzonych rozkładów masy niezmienniczej. Są to rozpady typu Dalitza: $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$, gdzie energia rozpadającej się cząstki podzielona zostaje pomiędzy trzy produkty rozpadu. Na [Rys.3.6 po lewej] przedstawiono schematycznie rozpad Dalitza cząstki $A \rightarrow X e^+ e^-$. Element macierzowy dla takiego rozpadu dany jest wzorem [26]: $M(A \rightarrow X e^+ e^-) = M(A \rightarrow X \gamma^*) 1/q^2 M(\gamma^* \rightarrow e^+ e^-)$, gdzie q jest czteropędem wirtualnego fotonu. Pierwszy ze składników wzoru ma postać: $M(A \rightarrow X \gamma^*) = \sqrt{2} p_{CM} M_A f_A$ gdzie: p_{CM} jest pędem produktów rozpadu w układzie ich środka masy, M_A masą rozpadającej się cząstki, a $f_A(M)$ czynnikiem kształtu (ang. form-factor) zależnym

od masy wirtualnego fotonu. Model dominacji wektorowej VDM [26], zakładający dominującą rolę mezonów wektorowych (ρ/ω) w rozpadzie, dostarcza parametryzacji czynnika $F_A = f_A(M)/f_A(0)$, który zarówno dla mezonu π^0 jak i η pozostaje w zgodności z danymi eksperymentalnymi. Czynniki te przyjmują odpowiednio postać : $F_\pi(M) = 1 + 5,5M^2$, $F_\eta(M) = 1/(1 + (M/0,72)^2)$ [27].

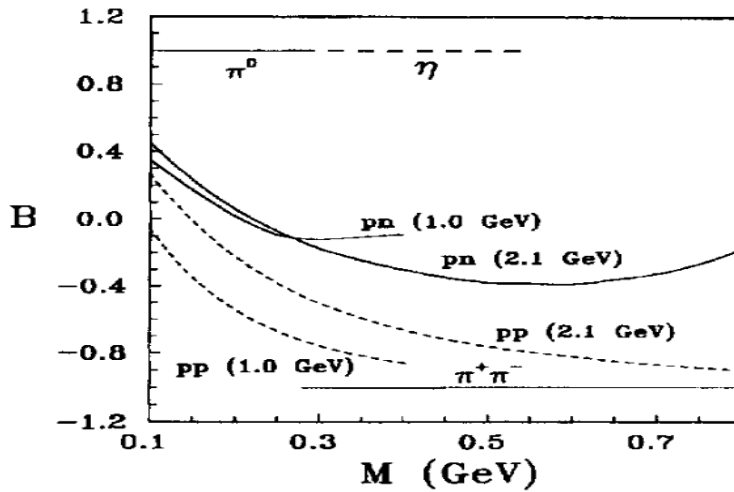
Do pełnego opisu kinematyki rozpadów Dalitza brakuje jeszcze jednej zmiennej - kąta pomiędzy kierunkiem wirtualnego fotonu a jednym z produktów jego rozpadu, powiedzmy elektronem. Kąt ten (tzw. ang. helicity angle) liczony jest w układzie spoczynkowym fotonu, jak pokazano na [Rys.3.6 po prawej].



Rysunek 3.6: Po lewej: Rozpad typu Dalitz cząstki $A \rightarrow X e^+ e^-$. Czarny punkt reprezentuje czynnik kształtu F_A uwzględniający przestrzenną strukturę elektromagnetyczną rozpadającej się cząstki. Naniesiono również propagator fotonu $1/q^2$ oraz elementy macierzy dwóch kroków rozpadu. Po prawej: Rozpad wirtualnego fotonu na parę $e^+ e^-$ przedstawiony w układzie spoczynkowym dileptonu.

Z rozważań teoretycznych prowadzonych na gruncie elektrodynamiki kwantowej przedstawionych w pracy E.L.Bratkovskaya[16] wynika, że dla rozpadów Dalitza mezonów π^0 i η

rozkład kąta rozpadu $\theta_e^{\gamma^*}$ jest funkcją anizotropową $I(\theta) = A(1 + B\cos^2\theta)$. Będący miarą anizotropii współczynnik $B_{\pi^0,\eta} = 1$ odróżnia produkcję dielektronów pochodzących z rozpadów mezonów pseudoskalarnych od innych źródeł par e^+e^- np. mezonów ρ/ω . [Rys.3.7] przedstawia teoretyczne przewidywania współczynnika anizotropii B dla następujących procesów produkcji par dielektronowych: rozpad typu Dalitz mezonów π^0 i η , anihilacja $\pi^+\pi^-$, promieniowanie hamowania dla pp oraz pn .



Rysunek 3.7: Przewidywana masowa zależność współczynnika anizotropii rozpadu wirtualnego fotonu na parę dielektronową dla różnych procesów: rozpad typu Dalitz mezonów π^0 i η , anihilacja $\pi^+\pi^-$, promieniowanie hamowania dla pp oraz pn (przy dwóch energiach) [16].

Dla mezonów π^0/η współczynnik nie zależy od masy niezmienniczej pary e^+/e^- . Rozkład taki nie został nigdy zmierzony dla żadnego z wymienionych procesów, w szczególności także dla rozpadów Dalitza mezonów π^0 ani η .

Znajomość przekrojów czynnych oraz rozkładów kątowych produkcji rezonansów bariowych oraz mezonów π i η a także kinematyki rozpadu Dalitza tych mezonów pozwala na przeprowadzenie pełnej symulacji reakcji, które zostały zmierzone. Wykorzystano do tego celu pakiet symulacyjny PLUTO++ [28] [29] gdzie zaimplementowana została kinematyka interesujących nas reakcji zgodnie z wiedzą płynącą z pomiarów i modeli. Dla produkcji

rezonansów Δ i N^* użyto modelu wymiany jednobozonowej omówionego powyżej. Jako funkcję rozkładu kąтового rozpadu rezonansów użyto w przypadku Δ zarówno zmierzonej anizotropii, jak i tej będącej przewidywaniem modelowym. Obydwie krzywe będą prezentowane obok siebie w dalszej części rozprawy. Dla rezonansu $N^*(1440)$ przyjęto izotropowy rozkład kąta rozpadu ($N^*(1440)$ jest stanem związanym nukleonu i mezonu π w fali S). Jako opisu rozpadów dielektronowych Dalitza mezonów π^0/η użyto zgodnych z danymi eksperymentalnymi przewidywań modelu dominacji wektorowej. Jako funkcję rozkładu kąta rozpadu wirtualnego fotonu na parę dielektronową dla rozpadów π^0/η użyto formuły ze współczynnikiem anizotropii $B = 1$, zgodnie z przewidywaniem bazującym na elektrodynamice kwantowej. W dalszej części rozprawy symulacje będą porównane z rozkładami pomiarowymi.

Rozdział 4

Spektrometr HADES - opis aparatury

4.1 System detekcyjny - budowa i parametry

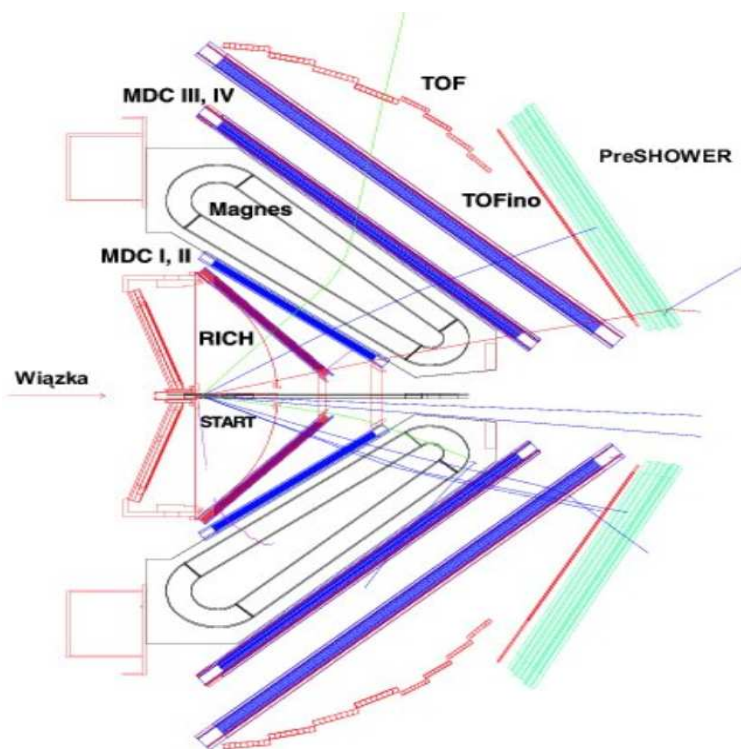
Identyfikacja par dielektronowych powstałych w zderzeniach ciężkich jonów, to główne zadanie i cel spektrometru HADES. Z symulacji zderzeń $Au + Au$ wynika, że wyprodukowaniu jednej pary e^+e^- towarzyszy powstanie około 200 hadronów i 20 fotonów. By wyłowić sygnał dileptonowy spośród tego ogromnego tła, spektrometr musi posiadać zadowalające parametry, którymi są:

- dobra masowa zdolność rozdzielcza ($\delta m/m \simeq 1\%$)
- duża akceptancja geometryczna układu ($\epsilon_{pair} \simeq 40\%$)
- współczynnik sygnału do tła większy od jedności
- szybka elektronika (odczyt 10^4 zdarzeń na sekundę)

Obszar detekcyjny spektrometru HADES podzielony jest na 6 sektorów i pokrywa pełny kąt azymutalny, oraz kąt polarny w granicach $18^\circ < \Theta < 85^\circ$.

W skład spektrometru HADES wchodzi:

- nadprzewodzący elektromagnes ILSE
- detektory Start i Veto
- detektor progowy RICH (*Ring Imaging CHerenkov*)
- komory dryfowe MDC (*Multiwire Drift Chambers*)
- detektory czasu przelotu TOF i Tofino (*Time Of Flight*)
- detektor kaskady elektromagnetycznej PreShower.



Rysunek 4.1: Przekrój poprzeczny przez spektrometr HADES. Patrząc w kierunku wiązki: tarcza, detektor progowy Czerenkowa RICH, komory dryfowe MDC I i II, nadprzewodzący magnes, komory MDC III i IV, detektory czasu przelotu TOF i TOFino, detektor kaskady elektromagnetycznej PreShower.

4.2 Nadprzewodzący elektromagnes



Rysunek 4.2: Magnes ILSE. Zdjęcie zrobiono przed zamontowaniem detektorów.

Nadprzewodzący magnes ILSE (ang.: *IronLess Superconduction Electromagnet*) złożony jest z sześciu toroidalnych uzwojeń, nawiniętych na odrębnych szpulach. Całość tworzy heksagonalną strukturę spektrometru HADES, przypominającą wyglądem stożek. Z jednej strony szpule połączone są z dużym pierścieniem, z drugiej zaś z mniejszym sześciokątem. W wewnętrznej części magnesu znajdują się detektory RICH oraz MDC I i II, na zewnątrz zaś umieszczone są MDC III i IV, TOF i TOFino oraz PreShower. Wążący 3,5 tony magnes został wykonany z aluminium (kasety), oraz ze stopu niobu i tytanu (uzwojenie skręcone w postaci wielożyłowych prętów zatopionych w miedzi, a całość zanurzona w aluminium). Przy doborze materiałów do budowy magnesu kierowano się potrzebą minimalizacji ich udziału w produkcji cząstek wtórnych. Temperatura w jakiej pracuje magnes wynosi 4,7K i osiągnięta jest przez cyrkulację ciekłego helu w kasetach z uzwojeniami. System chłodzenia składa się z kompresora o mocy 100kW, przetaczającego ciekły hel w obwodzie pod ciśnie-

niem $10^6 Pa$, turbin chłodzących z dodatkowym obiegiem ciekłego azotu, schładzających hel wstępnie do temperatury $10K$, oraz systemu zaworów ciśnieniowych obniżających temperaturę do finalnych $4,7K$. Dzięki wszystkim tym zabiegom toroidalne uzwojenia pracują w systemie nadprzewodzącym.

Pole wytwarzane przez magnes wypełnia pełny zakres kątów azymutalnych dla kątów polarnych od 18° do 85° . Maksymalne natężenie pola sięga wartości $B = 3,77T$ w pobliżu cewki i $0,7T$ w powietrzu, pomiędzy poszczególnymi cewkami.

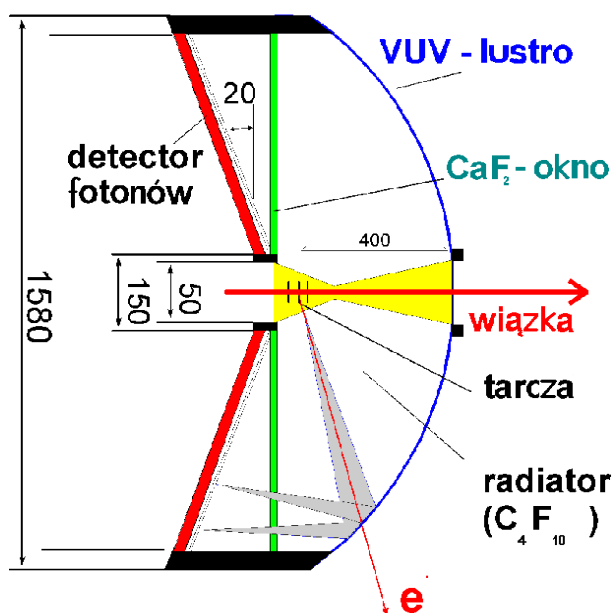
4.3 Opis i funkcje detektorów

4.3.1 Detektor promieniowania Czerenkowa RICH

Progowy detektor RICH (Ring Imaging CHerenkov)[30] odgrywa kluczową rolę w układzie detekcyjnym HADES. Jest on najbardziej wewnętrznym detektorem spektrometru, obejmującym zakres od 15° do 85° dla kątów polarnych i pełny przedział kątów azymutalnych. Zadaniem RICHa jest identyfikacja, powstałych w wyniku reakcji na tarczy, elektronów i pozytonów w zakresie pędów $100MeV/c < p < 1500MeV/c$. Schemat detektora przedstawiono na [Rys.4.3]. Podstawowe jego komponenty to:

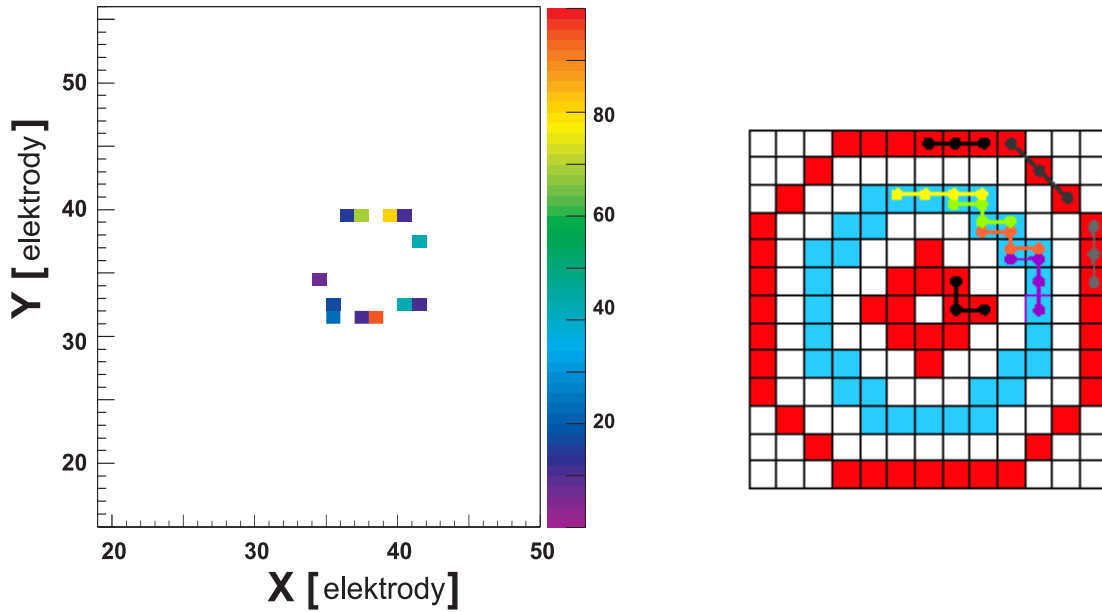
- gazowy radiator C_4F_{10} (o współczynniku załamania $n=1,0051$)
- sferyczne lustro węglowe
- gazowy detektor fotonów
- okno CaF_2 izolujące detektor fotonów od gazu radiatora

Geometrię detektora jak i zastosowane do jego budowy materiały dobrano tak, by zminimalizować prawdopodobieństwo wielokrotnych rozprośnień i zewnętrznej konwersji fotonów. Symetrycznie dookoła tarczy znajduje się komora wypełniona gazem C_4F_{10} pod ciśnieniem atmosferycznym, w którym przelatujące elektrony produkują stożek fotonów Cze-



Rysunek 4.3: Przekrój przez detektor RICH. Czerwoną linią zaznaczona jest trajektoria elektronu, inicjalizującego efekt Czerenkowa. Szare, na rysunku, światło ogniskowane jest na detektorze fotonów w postaci okręgu.

renkowa. Progowy współczynnik $\gamma_{thresh} = 1/\sqrt{1 - 1/n^2} = 18$ uzyskany dzięki zastosowaniu Perfluorobutanu (C₄F₁₀) jako gazu radiacyjnego (współczynnik załamania $n = 1,0051$) pozwala odseparować szybkie elektrony i pozytony ($\gamma > 18$) od wolniejszych mionów i hadronów ($\gamma \ll 18$). Kąt otwarcia promieniowania Czerenkowa jest prawie stały dla elektronów o dowolnych pędach, ze względu na ich prędkości $v_L \approx c$. Do odbijania fotonów i ogniskowania ich w postaci okręgu na gazowym detektorze służy węglowe lustro. Z przyczyn technicznych lustro podzielone jest na sześć sektorów, a każdy sektor składa się z trzech trapezoidalnych paneli. Minimalizacja zjawisk tworzenia się w lustrze par konwersji, rozpraszania kulombowskiego czy radiacyjnych strat energii narzuca ograniczenia co do materiału konstrukcyjnego. Panele lustra wykonane są z czystego węgla, cechującego się niską gęstością ($\rho = 1,45g/cm^3$), długą drogą radiacyjną ($X_0 = 28cm$) oraz dużą sztywnością. Od lustra wymagany jest również jak największy współczynnik odbicia dla fotonów z obszaru ultrafioletu ($150 < \lambda < 250nm$). Wypolerowane do chropowatości poniżej $2nm$



Rysunek 4.4: Po lewej: Odpowiedź detektora RICH na elektron. Stożek zogniskowanych fotonów Czerenkowa wybija z fotokatody elektrony, które po wzmocnieniu indukują na elektrodach katody ładunki tworzące okrąg. Po prawej: Sprzętowa matryca używana do rozpoznawania okręgów. Zaznaczono obszar okręgu (kolor niebieski) oraz obszar *veto* (kolor czerwony). Dla ćwiartki okręgu za pomocą punktów połączonych liniami zaznaczono grupy elektrod.

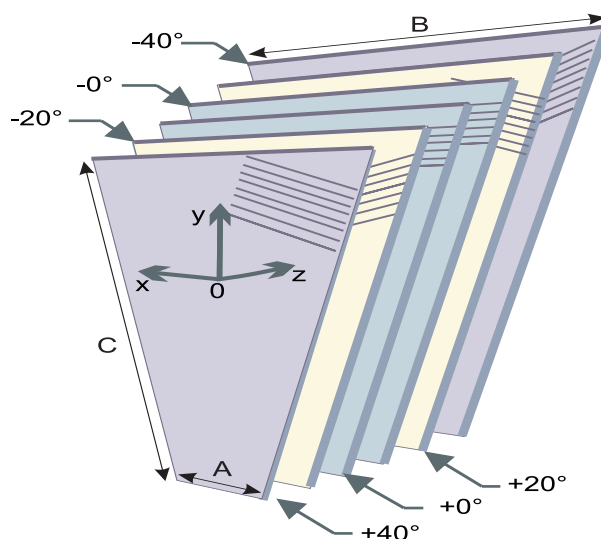
lustro pokryte warstwą Al oraz MgF_2 by zapobiec utlenianiu się powierzchni. Uzyskany współczynnik odbicia R wynosi $\approx 80\%$. Odbite fotony są rejestrowane w pozycyjnie czułym detektorze gazowym. Każdy sektor tego detektora jest niezależną komorą wielodrutową, pracującą w trybie proporcjonalnym. Elektrody, na których wyindukowane zostały (przez stożek fotonów) ładunki, tworzą okrąg [Rys.4.4] będący sygnałem pomiaru elektronu.

Średnica okręgu jest prawie stała i wynosi około $5,5cm$. Liczba zarejestrowanych fotonów na okrąg dana jest wzorem: $N_\gamma = N_0 \cdot Z^2 \cdot \Delta d(\theta_{e^\pm}) \cdot \sin^2\theta_C$ (dla relatywistycznych elektronów $Z = 1, \beta = 1, \theta_C \simeq const \simeq 3,15^\circ, N_0 \approx 109, \Delta d(\theta_{e^\pm})$ - grubość radiatora) i wartości $10 < N_\gamma(\theta_{e^\pm}) < 18$. Do rozpoznawania okręgów Czerenkowa wykorzystana jest tylko informacja o wzajemnym położeniu elektrod, na których wyindukowany został ładunek.

nek. Badane są obszary o wielkości 13x13 na całej wirtualnej płaszczyźnie 96x96 elektrod. We wzorcowej matrycy [Rys.4.4] wyszczególniono elektrody leżące na obwodzie okręgu o średnicy 8 elektrod oraz leżące poza okręgiem (obszar *veto*) o średnicy 4 i 12 elektrod. Wyszukiwaniu i sumowaniu ładunków podlegają wszystkie możliwe grupy trzech lub czterech sąsiednich elektrod, osobno dla obszaru okręgu i *veta*. Porównanie otrzymanych wartości z wielkościami progowymi pozwala na wyznaczenie położenia środka kandydata na okrąg. Sumowanie lokalnych maksimów (elektroda z wyższym ładunkiem niż ładunki jej sąsiadów) na obwodzie okręgu pozwala na wybranie najlepszego położenia w sytuacji gdy algorytm wskazuje kilka sąsiadujących położenia środka okręgu. Uzyskana przy pomocy symulacji wydajność algorytmu wynosi 93% [30].

4.3.2 Komory dryfowe MDC

MDC to system rekonstrukcji trajektorii cząstek w spektrometrze HADES składający się z czterech komór dryfowych. Każda z komór złożona jest z sześciu trapezoidalnych sektorów wkomponowanych w heksagonalną geometrię spektrometru [31]. Dwie komory ustawiono przed magnesem ILSE, kolejne dwie za nim.



Rysunek 4.5: Orientacja płaszczyzn anodowo-katodowych w komorze dryfowej MDC.

Pojedyncza wielodrutowa komora dryfowa składa się z sześciu płaszczyzn równoległych do siebie drutów. Płaszczyzny ustawione są pod różnymi kątami: 0° , $\pm 20^\circ$, $\pm 40^\circ$. Dodatkowo płaszczyzny o orientacji 0° przesunięte są względem siebie w kierunku osi Y o połowę odległości między drutami, by można było określić, z której strony druta przeszła cząstka [Rys.4.5]. System wypełniony jest mieszaniną gazową złożoną w 60% z helu, 40% z izobutanu. Naładowana cząstka przelatując przez komorę powoduje jonizację gazu wzdłuż swojej trajektorii. Wybite elektrony (średnio 35/cm) dryfują w kierunku drutów sygnałowych tworząc lawinę, która wyzwala sygnał *START* pomiaru czasu dryfu. Sygnałem *STOP* jest odpowiednio opóźniony sygnał pochodzącym z detektora zewnętrznego (np. TOF/TOFino). Uzyskany czas dryfu elektronów przeliczany jest w procesie kalibracji na odległość od drutu sygnałowego za pomocą znanej prędkości dryfu (średnio $4\text{cm}/\mu\text{s}$), która nie zależy od odległości od drutu sygnałowego.

Pozycyjna zdolność rozdzielcza wynosi $120 - 140\mu\text{m}$ i przekłada się na następującą pędową zdolność rozdzielczość: $\Delta p/p = 1 + 3,6 \cdot p[\%]/(\text{GeV}/c)$ [33]. Wydajność na detekcję śladu cząstki w pojedynczej komorze *MDC* sięga 97% dla komór wewnętrznych oraz prawie 100% dla komór zewnętrznych [32].

Wyznaczenie pędu cząstki dokonuje się przy udziale algorytmu łączącego sygnały z czterech komór *MDC*. Stosowany jest tzw. algorytm *RungeKutta* polegający na rozwiązaniu równania ruchu cząstki w znanym polu magnetycznym [Rys.4.6]. Numeryczne rozwiązanie tego problemu wymaga podania warunków początkowych. Te dostarczane są przez tzw. algorytm *spline* [31] dostarczający gładkiej linii łączącej punkty na poszczególnych płaszczyznach systemu detekcyjnego.

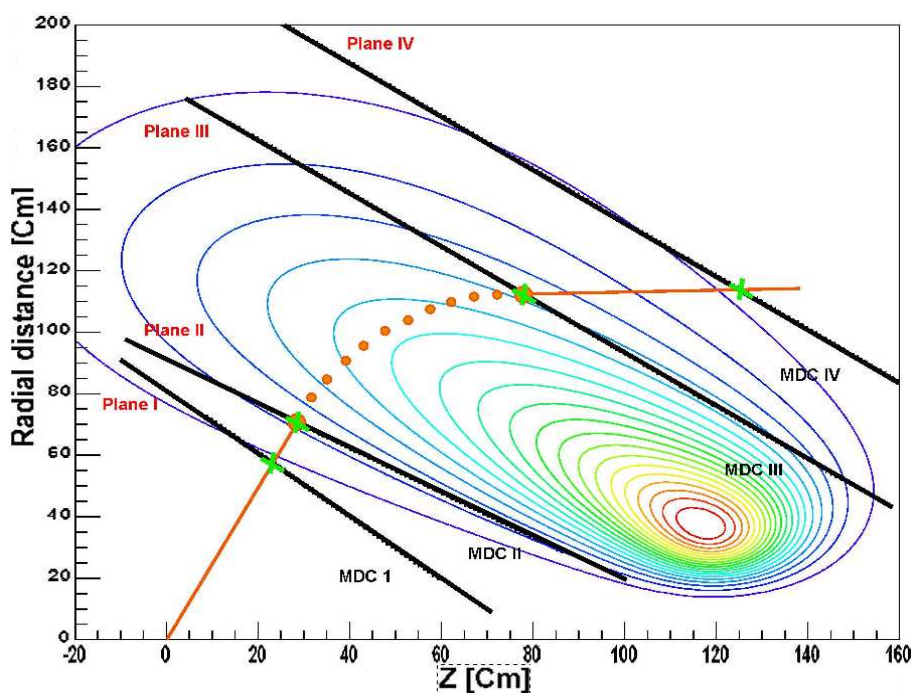
Odczyt sygnału z komór dokonuje się za sprawą układów elektronicznych zawierających przedwzmacniacze, kształtowniki sygnału i dyskryminatory. Wszystko to połączono z płytami głównymi, dodatkowo wyposażonymi w moduły konwertujące TDC.

W czasie pomiarów, króre stanowią przedmiot analizy w niniejszej rozprawie (pp@2,2GeV) system komór *MDC* nie był w pełni kompletny. Brakowało ostatnich (najbardziej zewnętrznych) komór w sektorach drugim i piątym, w skutek czego pędowa zdolność rozdzielcza w tych sektorach uległa pogorszeniu.

4.3.3 Detektory czasu przelotu TOF i TOFino

Detektory czasu przelotu TOF i TOFino [34] (ang. Time Of Flight) ułożone zgodnie z symetrią HADESu, składają się z sześciu sektorów tworząc razem tzw. ścianę TOF. Detektory te pokrywają cały przedział kątów azymutalnych i kąty polarne w zakresie od 18° do 88° . TOF obejmuje kąty polarne powyżej 45° , zaś TOFino kąty polarne poniżej 45° [Rys.4.7].

Każdy sektor detektora TOF składa się z 13 zespołów zawierających po 8 pasów scyntylacyjnych o długościach od $147,5\text{cm}$ do $236,5\text{cm}$ oraz przekrojach $2\times 2\text{cm}$ i $3\times 3\text{cm}$. Odczytywanie sygnałów odbywa się na obydwu końcach scyntylatora przez fotopowielacze,



Rysunek 4.6: Przykład połączenia punktów zrekonstruowanych przez kolejne komory MDC. Kolorowe linie zamknięte charakteryzują natężenie pola magnetycznego. Odcinki pomiędzy zielonymi krzyżykami stanowią fragmenty toru cząstki przed i za polem magnetycznym. Czerwona przerywana linia odpowiada torowi cząstki w polu magnetycznym - uzyskana przy użyciu algorytmu *RungeKutta*.



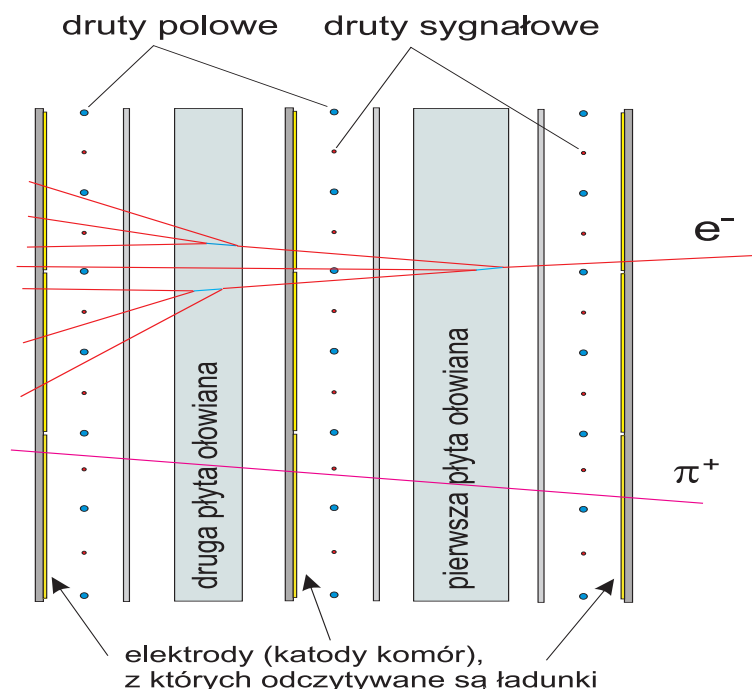
Rysunek 4.7: Zestaw detektorów czasu przelotu TOF (zewnątrzne 6 sektorów). Wewnątrz dwa sektory PreShower na których umieszczona jest część TOFino.

dzięki czemu dokładność rekonstrukcji czasu przelotu znacznie wzrasta ($\sigma \approx 100 - 150 \text{ ps}$). Rejestrowane jest także położenie punktu trafienia cząstki w detektor ($\sigma \approx 1,5 - 2,3 \text{ cm}$). TOFino składa się także z pasów scyntylicyjnych (wysokość - 138 cm , długość podstawy - $10 - 38 \text{ cm}$, grubość 1 cm), lecz odczytywanych tylko z jednej strony. Oznacza to, że detektor ten nie może pracować samodzielnie, nie da się bowiem za jego pomocą wyznaczyć położenia cząstki. Funkcje detektora pozycyjnie czułego pełni w tym wypadku detektor PreShower. Czasowa zdolność rozdzielcza detektorów TOFino wynosi $\sigma \approx 500 \text{ ps}$. Obok precyzyjnego pomiaru czasu przelotu, ściana TOF plus TOFino ma za zadanie pomiar krotności trafień cząstek naładowanych, co umożliwia wyzwalanie systemu akwizycji w przypadku reakcji centralnych.

4.3.4 Detektor kaskady elektromagnetycznej PreShower

Detektor PreShower jest najbardziej zewnętrznym detektorem, wchodzącym w skład spektrometru HADES, zamontowanym w celu dodatkowej identyfikacji elektronów (pozy-

tonów) i w obszarze kątów polarnych $18^\circ < \Theta < 45^\circ$.



Rysunek 4.8: Detektor PreShower: przekrój poprzeczny przez 3 płaszczyzny detekcyjne oraz rozdzielające je ołowiane konwertery. Czerwone linie symbolizują tor elektronu i hadronu (π) przelatujących od prawej do lewej strony.

Zakres kątów azymutalnych detektora kaskady elektromagnetycznej podzielony jest, identycznie jak dla pozostałych detektorów, na 6 sektorów ułożonych w formie ściętej piramidy. Pojedynczy sektor to zestaw trzech komór drutowych (*Pre*, *Post1*, *Post2*) przedzielonych dwiema warstwami konwertera, którym jest ołów. Schemat budowy i zasadę działania detektora przedstawiono na [Rys.4.8][35][36]. Każda płaszczyzna katodowa komory drutowej jest podzielona na komórki detekcyjne zwane *padami*, z których odczytywany jest sygnał indukowany przez prąd płynący po przejściu cząstki naładowanej obok drutu sygnałowego. Detektor wypełniony jest mieszanką argonu i izobutanu w proporcjach 1:2 z małą domieszką heptanu. Druty polowe, tak jak obydwie płaszczyzny katodowe posiadają potencjał $0V$, napięcie na drutach sygnałowych wynosi około $2400V$. Odpowiedni dobór parametrów pracy każdej z komór (właściwa mieszanka i stosowne napięcie na drutach) umożliwia

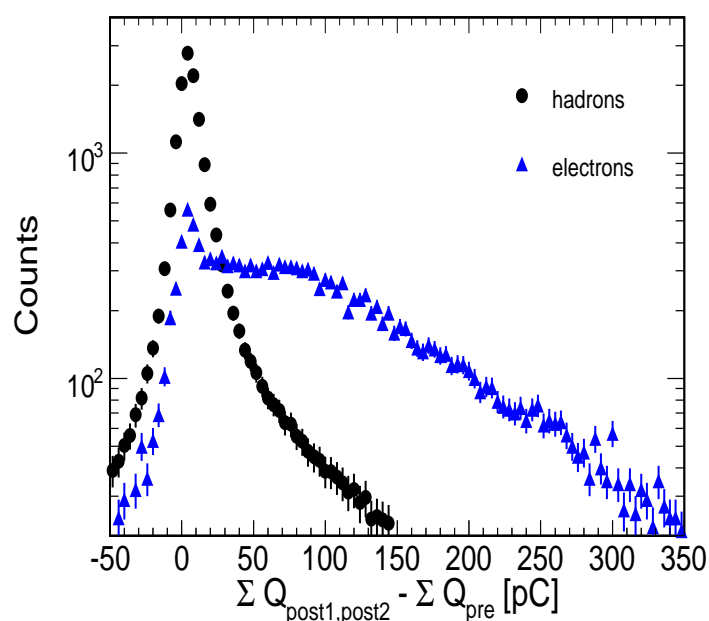
komorze pracę w systemie samogasnącego *streameru* (ang.: *self – quenchingstreamer*) - SQS [37] którego zaletami są:

- wysoka amplituda, stosunkowo wąskiego i krótko trwającego sygnału
- niewielki "obszar martwy" drutu anody po przelocie cząstki
- stabilność działania

Naładowana cząstka przechodząc przez komorę wywołuje w gazie lawinę elektronową dryfującą w kierunku drutu anodowego, co powoduje wyindukowanie się ładunku na elektrodzie katody - *padzie*. Stąd sygnał jest odczytywany przez elektronikę i poddawany dalszej analizie. Identyfikacja cząstek e^+/e^- odbywa się poprzez pomiar kaskady elektromagnetycznej, którą te cząstki wywołują w ołowianych konwerterach. Dla hadronów ładunki z kolejnych komór drutowych są prawie identyczne, podczas gdy dla elektronów na skutek wytworzenia kaskady elektromagnetycznej w warstwach ołowiu oddzielających komory, indukowane w komorach *Post1* lub *Post2* ładunki są znacząco większe niż w komorze *Pre*. Separacja cząstek e^+/e^- odbywa się zatem poprzez porównanie ładunków indukowanych na kolejnych komorach drutowych [35]. [Rys.4.9] przedstawia rozkład różnicy ładunków $\Delta = \Sigma((Q_{Post1} + Q_{Post2}) - Q_{Pre})$ wyindukowanych na płaszczyznach detektora dla elektronów (rozkład niebieski) i hadronów (rozkład czarny).

4.4 System wyzwiania i selekcji zdarzeń

Specyfika pomiarów dokonywanych przez spektrometr HADES narzuca bardzo wysokie wymagania co do selekcji właściwych zdarzeń oraz czasu przetwarzania zgromadzonych danych. W celu zredukowania ilości danych do niezbędnego minimum, zaprojektowany został specjalny system wyzwiania i selekcji zdarzeń. System ten, oferujący potokowe przetwarzanie danych, składa się z dwóch poziomów, umożliwiając wstępną selekcję zdarzeń zawierających pary e^+e^- . Działanie poziomów wyzwiania jest następujące:

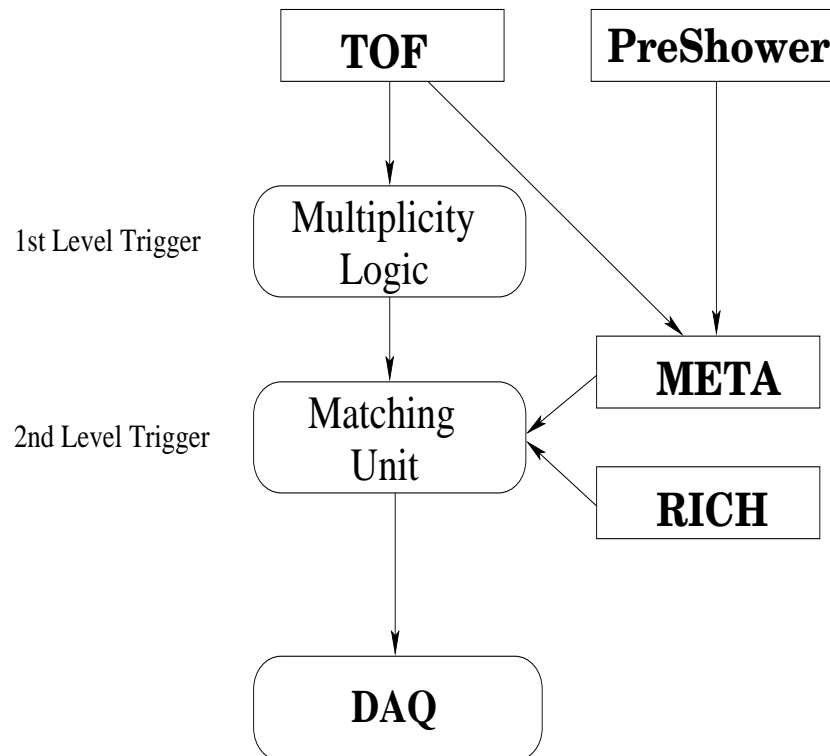


Rysunek 4.9: Różnica ładunków pomiędzy detektorami *Post1* i *Post2* oraz *Pre* dla elektronów i hadronów. Lawina elektronów wygenerowana przez szybkie leptony powoduje, że ładunek zebrany na komorach umieszczonych za płytami konwertera przewyższa ten zmierzony przez pierwszą komorę (*Pre*).

- Pierwszy poziom wyzwalania systemu akwizycji danych (ang. *First Level Trigger – LVL1*)[38] inicjalizuje odczyt z pozostałych modułów elektroniki. Wyzwolenie systemu akwizycji pierwszego rzędu następuje na podstawie zliczeń krotności zdarzeń z detektora TOF/TOFino.
- Drugi poziom systemu wyzwalania zdarzeń (ang. *Second Level Trigger – LVL2*)[39] wykorzystuje informacje z detektorów RICH i META (Pre-Shower wraz z TOF/TOFino). Szybkie układy elektroniczne *IPU* (ang. *Image Processing Unit*)[40] przetwarzają parametry zarejestrowanego zdarzenia poszukując okręgów w detektorze RICH, sygnału elektronów w detektorze Pre-Shower oraz sygnałów o odpowiednim czasie przelotu w detektorze TOF.

Następnie, układ MU (ang. *Matching Unit*)[40] dokonuje przestrzennej korelacji znalezionych kandydatów na elektrony w detektorach RICH oraz META i odrzuca nieinteresujące zdarzenia.

Schematyczny algorytm działania systemu wyzwalania przedstawiono na [Rys.4.10].



Rysunek 4.10: Schemat poziomów wyzwalania systemu akwizycji danych spektrometru HADES.

Zdarzenia, które spełniają wymagania stawiane przez drugi poziom wyzwalania (*LVL2*) są w całości zapisywane. Niezależnie od decyzji *LVL2*, zapisywana jest również część zdarzeń spełniających warunki pierwszego poziomu wyzwalania. Dla rozważanej reakcji $p + p$ zapisywano zdarzenia spełniające warunek rejestracji co najmniej dwóch torów w przeciwnych sektorach spektrometru z czynnikiem redukcji 1/32, oraz zdarzenia gdzie zarejestrowano przynajmniej 4 tory, przy czym co najmniej dwa w przeciwległych sektorach bez czynnika redukcji. Czynniki redukcji narzucony jest w celu zmniejszenia strumienia

danych, które pochodzą z reakcji o dużym przekroju czynnym. Zdarzenia dwucząstkowe posłużyły do analizy kanałów reakcji z produkcją dwóch cząstek naładowanych (pp , $pn\pi^+$, $pp\pi^0$). Czterocząstkowe, które zawierały parę dielektronową poddane zostały analizie typu ppe^+e^- . Wyniki obydwu analiz uwzględniające fakt skalowania zapisu zdarzeń zaprezentowano w dalszej części rozprawy. Zapis części zdarzeń zaakceptowanych przez $LVL1$ pozwolił na oszacowanie wydajności poziomu $LVL2$, która wynosi $\approx 90\%$ [22].

Rozdział 5

Analiza danych

5.1 Wstęp do analizy danych

Zasadniczym celem spektrometru HADES jest pomiar par dielektronowych, niemniej jednak możliwe jest również mierzenie naładowanych hadronów takich jak protony, mezony $\pi^{+/-}$ czy kaony. W wypadku badań reakcji $p + p$ jednoczesny pomiar będących produktami reakcji leptonów i hadronów jest bardzo pożądany. Zestaw zmierzonych w takiej sytuacji pędów, przy uwzględnieniu zasad zachowania, pozwala na jednoznaczne zidentyfikowanie reakcji, która miała miejsce. Ten tzw. pomiar ekskluzywny daje również możliwość badania własności cząstek neutralnych, które nie są bezpośrednio mierzone przy pomocy spektrometru HADES. Za przykład mogą tutaj posłużyć mezony π^0 , licznie produkowane w omawianej reakcji, a rozpadające się niemal natychmiast ($\tau = 8,4 * 10^{-17}s$), czyli średnio po przebyciu drogi równej 25,1nm po tym, jak zostały wyprodukowane. Neutralny pion rozpada się z prawdopodobieństwem 98,8% na dwa fotony lub parę dielektronową e^+e^- i foton (rozpad Dalitza) z prawdopodobieństwem bliskim 1,2%. Prawdopodobieństwo zajścia innego rozpadu, nie przekracza 10^{-4} . Kwanty gamma będące wynikiem pierwszego, dominującego rozpadu nie są mierzone w układzie detekcyjnym.

Procesowi analizy danych towarzyszą nierozzerwalnie próby opisu otrzymanych wyników przy użyciu modeli fizycznych. Zmierzony rozkład fizyczny jest zazwyczaj kombinacją

wielu składowych, które często w różny sposób zależą od akceptancji układu pomiarowego, dostępnej energii, stosowanych podczas analizy danych warunków. Wszystko to sprawia, że symulacje przeprowadza się równoległe z analizą danych eksperymentalnych - a nawet więcej - często poprzedzają one eksperymenty fizyczne dostarczając optymalnych do zrealizowania zamierzonego celu parametrów (energia, rodzaj tarczy, konfiguracja układu detekcyjnego). Opisany w poprzednich rozdziałach system detekcyjny HADES nie pokrywa pełnego kąta bryłowego, wskutek czego, zmierzonych rozkładów wielkości fizycznych (mas, pędów) nie można bezpośrednio porównywać z przewidywaniami modelowymi, dostarczającymi rozkładów w pełnym kącie bryłowym, ani zmierzonymi przy użyciu innej aparatury danymi. Aby porównanie było możliwe należy zastosować jedną z niżej opisanych procedur:

- Pierwsza przewiduje dokonanie ekstrapolacji zmierzonych danych w pełen kąt bryłowy a następnie porównanie z modelem teoretycznym.
- Druga możliwość to przefiltrować dane modelowe poprzez macierz akceptancji spektrometru i porównać je ze zmierzonymi rozkładami zawierającymi poprawki na wydajności detektorów i rekonstrukcji cząstek.

Autor rozprawy wybrał tę drugą metodę, gdyż pierwsza wymaga zastosowania wielowymiarowej poprawki na akceptancję spektrometru, a ta nie byłaby wolna od zależności modelowych. Liczbę wymaganych wymiarów w poprawce na akceptancję determinuje liczbę dostępnych stopni swobody oraz praw zachowania. W przypadku zdarzeń gdzie w kanale wyjściowym powstają 3 cząstki ($pp \rightarrow pp\pi^0$ i $pp \rightarrow pn\pi^+$) poprawka powinna być 5-cio wymiarową macierzą ($9 - 4 = 5$, gdzie 9 oznacza liczbę stopni swobody dla trzech zidentyfikowanych cząstek, 4 to liczba praw zachowania). W przypadku czterocząstkowym liczba potrzebnych do ekstrapolacji wymiarów rośnie. Sporządzenie wielowymiarowej funkcji w celu ekstrapolacji danych wymaga symulacji ogromnej ilości przypadków, by błędy statystyczne w binach macierzy były akceptowalne. Ponadto, aby poprawka nie zależała od modelu dla każdej komórki tej poprawki, akceptancja musi być niezerowa. Integracja po którymkolwiek z wymiarów (zastosowana w celu zmniejszenia koniecznej statystyki) może sprawić, że ekstrapolacja będzie zależna od modelu (czyli niewłaściwa, gdyż model może

nie opisywać dobrze rzeczywistości).

Porównywane będą zatem dane eksperymentalne z przefiltrowanymi przez akceptancję spektrometru HADES przewidywaniami modelowymi. Podkreślić należy, że zarówno liczba zliczeń, jak i kształt rozkładów modelowych przefiltrowanych przez macierz akceptancji zależy od użytego modelu. Kluczowym czynnikiem są tutaj rozkłady kątowe produkcji stanów rezonansowych (Δ^+ , $N^*(1440)$), oraz rozkłady kątowe rządzące rozpadami tychże rezonansów na nukleon i mezon. Zmiany w założeniach modelowych mogą mieć duży wpływ na zgodność zmierzonych danych z wynikami symulacji, wobec tego jedynie użycie modeli poprawnie opisujących badane procesy pozwoli na uzyskanie dobrej zgodności ze zmierzonymi rozkładami badanych wielkości fizycznych. Model poprawnie opisujący zmierzone wyniki analizy dwucząstkowej posłuży do wyznaczenia poprawki na akceptancję dla zdarzeń $pp e^+ e^-$ i w efekcie da możliwość wyznaczenia rozkładów *helicity* rozpadów Dalitza mezonów π^0/η .

Analiza reakcji pp przy energii 2,2GeV odbyła się w kilku etapach:

- Normalizacja zdarzeń (Rozdział 5.3.1). Zliczono zdarzenia elastyczne $p + p \rightarrow p + p$, które posłużyły w dalszej części analizy danych do normalizacji uzyskanych wyników. W oparciu o wyznaczoną liczbę elastycznego rozpraszania dokonano symulacji odpowiedniej liczby procesów elastycznych i nieelastycznych.
- Analiza reakcji $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ (Rozdział 5.3.2). Wyselekcjonowano zdarzenia zawierające proton i mezon π^+ . Głównym celem analizy tych przypadków było potwierdzenie założonego w symulacji rozkładu kąta produkcji rezonansu Δ^{++} , jak również wyznaczenie anizotropii w rozpadzie tego rezonansu na proton i mezon π^+ .
- Analiza reakcji $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ (Rozdział 5.3.3). Badano mechanizm produkcji mezonu π^0 . Głównym celem było potwierdzenie poprawności modelu rezonansowego dla produkcji π^0 .
- Analiza reakcji $p + p \rightarrow p + p + \eta$ została zaprezentowana w pracy [22]. Rozkłady różniczkowe zostały zmierzone przez DISTO [20].

- Analiza reakcji $p + p \rightarrow p + p + e^+ + e^-$ (Rozdział 5.4). Dokonano tzw. analizy czterocząstkowej, gdzie obok dwóch protonów wymagano zarejestrowania pary dielektronowej. Wyznaczono rozkłady masy niezmienniczej par e^+e^- pochodzących z rozpadów Dalitza mezonów π^0 i η , a także (po raz pierwszy) rozkłady kąta rozpadu wirtualnych fotonów na pary dielektronowe dla rozpadów Dalitza mezonów π^0 oraz η .

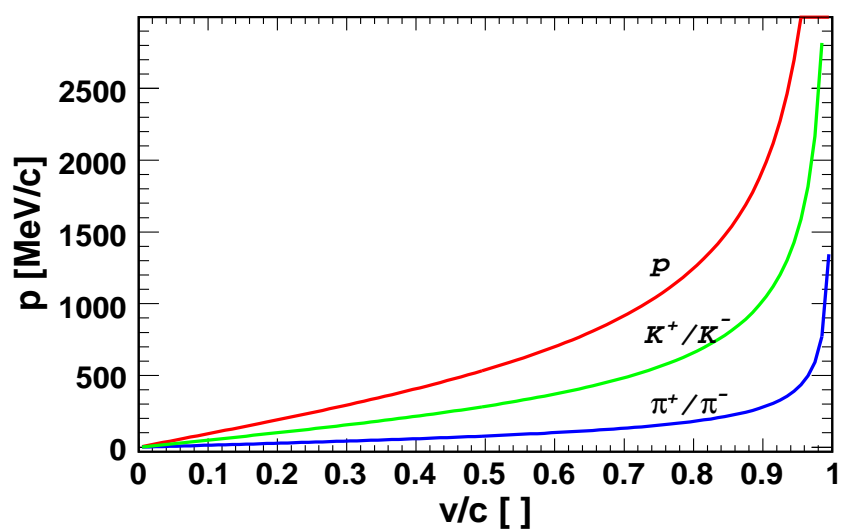
Do analizy zdarzeń użyto torów zmierzonych w sektorach 0, 1, 3, 4 odrzucając mniej precyzyjnie zrekonstruowane ślady z sektorów 2 i 5 (sektory 2 i 5 nie posiadały pełnego zestawu komór MDC). W przypadku zdarzeń czterocząstkowych wykorzystano informacje z wszystkich sześciu sektorów spektrometru HADES (ograniczenie się do czterech komór w przypadku zażądania czterech cząstek (ppe^+e^-) w akceptancji detektora drastycznie zmniejsza liczbę interesujących przypadków).

5.2 Identyfikacja cząstek

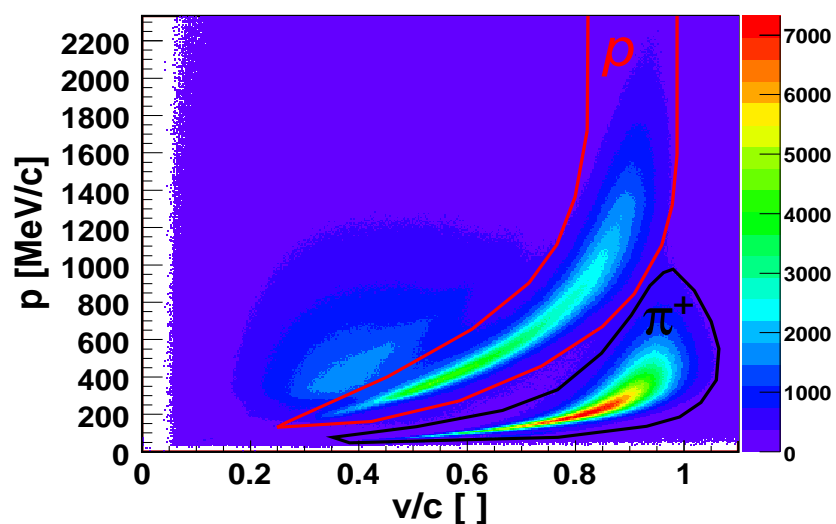
Identyfikacji cząstek mierzonych podczas pomiaru dokonywano przy użyciu korelacji pęd - prędkość zmierzonych przy pomocy układu do śledzenia cząstek MDC oraz detektorów TOF/TOFino. [Rys.5.1] przedstawia teoretyczną zależność pomiędzy pędem a prędkością cząstki dla protonów, pionów i kaonów.

Pędowa zdolność rozdzielcza jak również ograniczona rozdzielcza zdolność czasowa powodują, że punkty eksperymentalne rozmyte są wokół krzywych teoretycznych. Widoczne wzmocnienia dla protonów i pionów są jednak na tyle od siebie oddalone, że można je rozróżnić od siebie na podstawie warunków graficznych. [Rys.5.2] przedstawia rozkład pędu względem prędkości dla danych eksperymentalnych, na który naniesiono warunki graficzne zastosowane w celu identyfikacji cząstek.

Pędy zmierzonych cząstek wyliczane są na podstawie ugięcia toru cząstki w polu magnetycznym. Prędkości zaś wylicza się na podstawie względnych czasów przelotu zmierzonych cząstek, gdyż podczas pomiarów nie było detektora START dającego



Rysunek 5.1: Teoretyczna zależność pomiędzy pędem a prędkością cząstki o zadanej masie. Pokazano przykładowe funkcje dla protonów (kolor czerwony), kaonów (zielony) oraz pionów (niebieski).



Rysunek 5.2: Korelacja pęd-prędkość dla zrekonstruowanych torów. Pęd został wyznaczony przez pomiar ugięcia toru cząstki w polu magnetycznym. Prędkość wyznaczona w oparciu o względne czasy przelotu, przy założeniu mas cząstek.

początkowy sygnał pomiaru czasu przelotu. Procedura wyliczania prędkości wymaga założenia hipotezy startowej dotyczącej rodzaju rozpatrywanych cząstek (np. zakładamy, że pierwsza cząstka jest protonem, a druga pionem π^+). W kolejnym kroku dla danego założenia wylicza się prędkości cząstek, by następnie korzystając z korelacji pęd-prędkość sprawdzić czy hipoteza jest prawdziwa. Prędkość wyliczana jest przy użyciu następujących zmiennych:

t^1 - zmierzony czas dla pierwszej z rozpatrywanych cząstek

t^2 - zmierzony czas dla drugiej z rozpatrywanych cząstek

$t_X^1(p)$ - spodziewany czas przelotu pierwszej cząstki przy założeniu, że była to cząstka X

$t_Y^2(p)$ - spodziewany czas przelotu drugiej cząstki przy założeniu, że była to cząstka Y

t_r^1 - rzeczywisty czas przelotu pierwszej cząstki

t_r^2 - rzeczywisty czas przelotu drugiej cząstki

Wprowadźmy jeszcze zmienną T będącą czasem przelotu najszybszej cząstki mierzonym od chwili zajścia reakcji do zarejestrowania cząstki w detektorach czasu przelotu. Korzystając z faktu, iż czasy przelotu t^1 i t^2 zostały zmierzone względem czasu najszybszej cząstki T mamy:

$$t_r^1 = t^1 + T$$

$$t_r^2 = t^2 + T$$

Jeśli hipoteza jest prawdziwa to :

$$t_r^1 = t_X^1(p)$$

$$t_r^2 = t_Y^2(p)$$

czyli:

$$t^1 + T = t_X^1(p)$$

$$t^2 + T = t_Y^2(p)$$

w wyniku prostego przekształcenia układu równań otrzymamy:

$$T = (t_X^1(p) + t_Y^2(p) - (t^1 + t^2))/2$$

Wróćmy teraz do wyliczenia rzeczywistych czasów mając na uwadze nasze założenie:

$$t_r^1 = t^1 + T = (t^1 - t^2 + t_X^1(p) + t_Y^2(p))/2$$

$$t_r^2 = t^2 + T = (t^2 - t^1 + t_X^1(p) + t_Y^2(p))/2$$

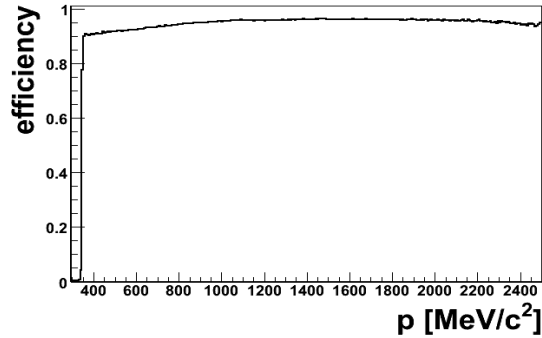
Mając rzeczywiste czasy przelotu t_r^1 i t_r^2 wyliczymy prędkości hipotetycznych cząstek, gdyż długości torów s^1 oraz s^2 są znane z rekonstrukcji śladów:

$$v^1 = s^1/t_r^1$$

$$v^2 = s^2/t_r^1$$

Na koniec sprawdzimy, czy postawiona hipoteza była prawdziwa. Załóżmy, że X oznacza proton, Y zaś dodatnio naładowany pion π^+ . Jeśli punkty wyznaczone przez zmierzone pędy oraz zrekonstruowane prędkości spełnią postawione warunki graficzne, hipoteza zostanie zaakceptowana, jeśli nie - odrzucona. Wydajność prezentowanej metody wyznaczono za pomocą pełnej symulacji przeprowadzonej przy użyciu pakietu Geant [42], oraz pełnej symulacji spektrometru HADES, która w zadowalający sposób opisywała zmierzone dane. Wsymulowane zdarzenia przeanalizowano przy pomocy tych samych narzędzi, których używa się do analizy danych eksperymentalnych. Zarówno w przypadku protonów jak i dodatnio naładowanych mezonów π , prawdopodobieństwo prawidłowego rozpoznania toru jest większe od 90% w pełnym zakresie pędowym dla obydwu cząstek.

[Rys.5.3] przedstawia wydajność metody identyfikacji cząstek w przypadku protonów.



Rysunek 5.3: Wydajność na identyfikację protonów w funkcji ich pędu.

Identyfikacja leptonów odbywa się dodatkowo poprzez geometryczną korelację zrekonstruowanego toru z okręgiem na detektorze RICH. Nie nakłada się dodatkowych, zwykle stosowanych w inkluzywnej analizie leptonów warunków, jak sprawdzenie odpowiedzi detektora PreShower, by ich ograniczona wydajność nie redukowała niewielkiej liczby interesujących zdarzeń. Korzysta się natomiast z warunków kinematycznych wynikających z zasad zachowania czteropędu. Np. dla reakcji $pp \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ warunkiem jest zerowa masa brakująca systemu ppe^+e^- . Zapewnia to większą wydajność przy zachowaniu bardzo dobrej czystości.

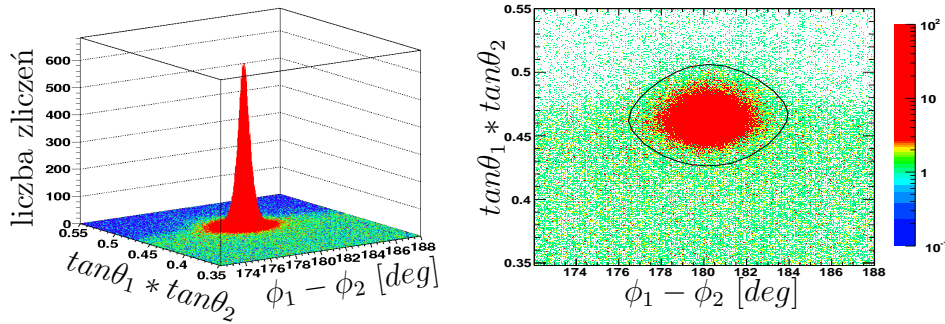
5.3 Kanały reakcji pp z naładowanymi hadronami

5.3.1 Elastyczne rozpraszanie

Zasady zachowania energii i pędu wymuszają spełnienie następujących warunków dla rozpraszania elastycznego pp:

- $|\phi_1 - \phi_2| = 180^\circ$
- $\tan(\theta_1) * \tan(\theta_2) = 1/\gamma_{cm}^2$

gdzie θ and ϕ odpowiadają azymutalnemu i polarnemu kątowi emisji protonu, γ_{cm} to tzw. czynnik Lorentz'a dla protonu wyliczony w układzie środka masy systemu. Warunki te posłużyły do wyselekcjonowania zdarzeń elastycznych spośród wszystkich zmierzonych zdarzeń hadronowych. Po wyrysowaniu obydwu zmiennych określono szerokości ich rozkładów, następnie w oparciu o te szerokości wyznaczono dwuwymiarowy warunek eliptyczny na płaszczyźnie $(|\phi_1 - \phi_2|) - (\tan(\theta_1) * \tan(\theta_2))$. Systematyczne badania polegające na analizie zdarzeń elastycznych i nieelastycznych przy różnych parametrach elipsy pozwoliły wyznaczyć jej odpowiedni kształt [Rys.5.4].



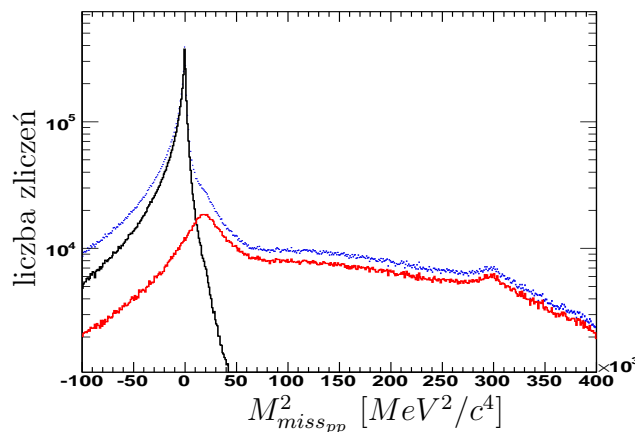
Rysunek 5.4: Zależność pomiędzy $|\phi_1 - \phi_2|$ oraz $\tan(\theta_1) * \tan(\theta_2)$ dla pary sektorów 0-3. Do separacji zdarzeń elastycznych od nieelastycznych użyty został warunek graficzny - czarna elipsa widoczna na prawym rysunku. Zdarzenia elastyczne znajdują się wewnątrz elipsy.

W wyniku zastosowania warunku wyselekcjonowano zdarzenia elastyczne. [Rys.5.5] przedstawia rozkład masy brakującej dwóch protonów dla zdarzeń spełniających warunek na elastyczne rozpraszanie (czarna linia), jak również dla tych, które tego warunku nie spełniają (czerwona linia). Dodatkowo zaprezentowano sumę obydwu rozkładów (niebieska linia).

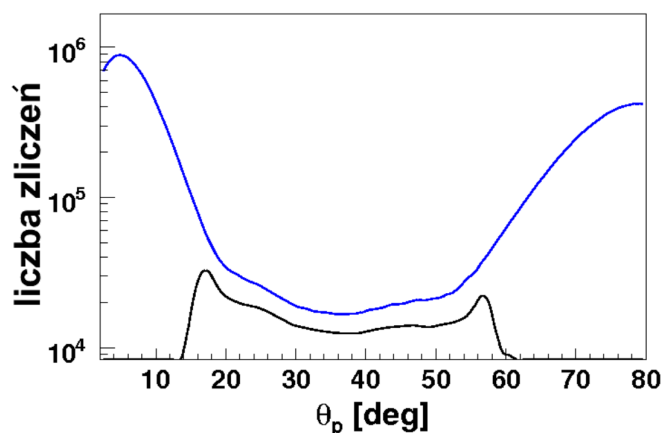
Więzy nałożone przez zasady zachowania energii i pędu wymagają by masa brakująca dwóch protonów dla tych zdarzeń była równa zero. Widoczne na [Rys.5.5] rozmycie rozkładu dla zdarzeń elastycznych spowodowane jest ograniczoną prędkością rozdzielczą układu detekcyjnego. Uzyskana liczba zmierzonych zdarzeń elastycznych w akceptancji HADESu wynosi $N_{elastic}^{measured} = 155 \pm 17 * 10^6$. Wielkość ta poprawiona została na wydajno-

ści metod identyfikacji torów i cząstek (patrz Dodatek C). Stosunkowo duża niepewność pomiarowa wynika z błędów systematycznych oszacowanych z różnicy liczby zliczeń w poszczególnych parach sektorów (0–3, 1–4, 2–5). W celu oszacowania całkowitej liczby zdarzeń elastycznych wyemitowanych w pełny kąt bryłowy podczas pomiaru przeprowadzone zostały symulacje Monte-Carlo. Przy użyciu generatora zdarzeń PLUTO++[28][29] wysymulowano odpowiednią statystykę elastycznych zderzeń protonów na protonach dla energii kinetycznej padającej wiązki protonów równej 2,2 GeV. Otrzymane w ten sposób zdarzenia zostały przefiltrowane przez macierze akceptancji spektrometru HADES [Rys.5.6]. Po podzieleniu liczby zdarzeń w akceptancji przez liczbę zdarzeń wygenerowanych w pełnym kącie bryłowym, otrzymamy współczynnik akceptancji zdarzeń elastycznych dla zadanej energii. W naszym wypadku wynosi on $f_{elastic}^{acc} = 4,35\%$. Stąd można wyliczyć całkowitą liczbę elastycznych zdarzeń: $N_{elastic}^{total} = N_{elastic}^{measured} / f_{elastic}^{acc} = 155 * 10^6 / 4,35 * 10^{-2} = 3,6 \pm 0,4 * 10^9$.

Oszacowanie liczby procesów elastycznych, które miały miejsce podczas mierzonych zderzeń, stanowi bardzo ważny element przeprowadzonej analizy danych. Liczba ta, posłuży bowiem do normalizacji zmierzonych wyników, jak również umożliwi ilościowe porównanie danych eksperymentalnych z wynikami symulacji Monte-Carlo. W szczególności pozwoli oszacować przekrój czynny na produkcję mezonów π^0 oraz η .



Rysunek 5.5: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów. Zdarzenia elastyczne oznaczono kolorem czarnym, nieelastyczne czerwonym, sumę zaś przedstawił kolor niebieski.



Rysunek 5.6: Symulacyjny rozkład kątów polarnych protonów θ_p dla zdarzeń elastycznych. Zdarzenia emitowane w pełny kąt bryłowy przedstawia kolor niebieski. Kolorem czarnym oznaczono zdarzenia w akceptancji spektrometru HADES.

5.3.2 Reakcja $pp \rightarrow pn\pi^+$

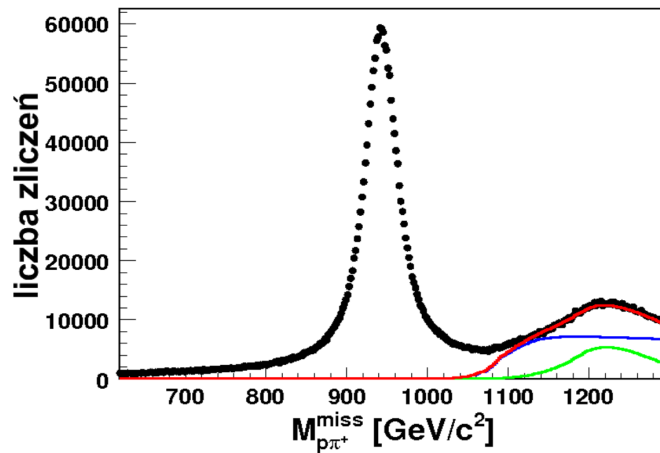
Głównym celem analizy reakcji $pp \rightarrow pn\pi^+$ jest wyznaczenie rozkładu kątego produkcji rezonansu Δ^{++} . Dla zdarzeń zawierających proton i mezon π^+ sporządzono rozkład masy brakującej systemu $p - \pi^+$ [Rys.5.7]. Rozkład zawiera przyczynki od następujących reakcji:

- 1) $pp \rightarrow n\Delta^{++} \rightarrow np\pi^+$, $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pn\pi^+$, $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pn\pi^+$ ($N^* = \{N^*(1440), N^*(1520)\}$), gdzie masa brakująca systemu $p - \pi^+$ odpowiada masie neutronu.
- 2) $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(n\pi^0)$, gdzie masa brakująca systemu $p - \pi^+$ odpowiada masie rezonansu Δ^0 .
- 3) $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(p\pi^-)$, gdzie zmierzono oprócz mezonu π^+ proton pochodzący z rozpadu rezonansu Δ^{++} , a proton będący wynikiem rozpadu Δ^0 nie został zarejestrowany. W tym wypadku masa brakująca systemu $p - \pi^+$ także odpowiada masie rezonansu Δ^0 .

- 4) $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow p(\pi^+p)\pi^-$, gdzie zmierzono oprócz mezonu π^+ proton pochodzący z rozpadu rezonansu Δ^0 , a proton będący wynikiem rozpadu Δ^{++} nie został zarejestrowany.

Sumę przyczynków od reakcji $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(n\pi^0)$ i $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(p\pi^-)$ oznaczono na [Rys.5.7] kolorem zielonym, natomiast od reakcji $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow p(\pi^+p)\pi^-$ kolorem niebieskim. Rozkład oznaczony linią czerwoną jest sumą rozkładów oznaczonych kolorem zielonym i niebieskim.

Do wyznaczenia rozkładu kąтового produkcji rezonansu Δ^{++} posłużył nam reakcja gdzie masa brakująca systemu $p - \pi^+$ odpowiada masie neutronu. Reakcja taka przebiega w 80% (patrz Rozdział 3.1) poprzez wzbudzenie rezonansu Δ^{++} : $pp \rightarrow \Delta^{++}n \rightarrow p\pi^+n$. W przestrzeni izospinowej Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 i Δ^- są czterema stanami jednej cząstki - rezonansu Δ . Zatem funkcja rozkładu kąowego produkcji rezonansu w oddziaływaniach silnych $N + N \rightarrow N + \Delta$ powinna być taka sama dla każdego ze stanów.

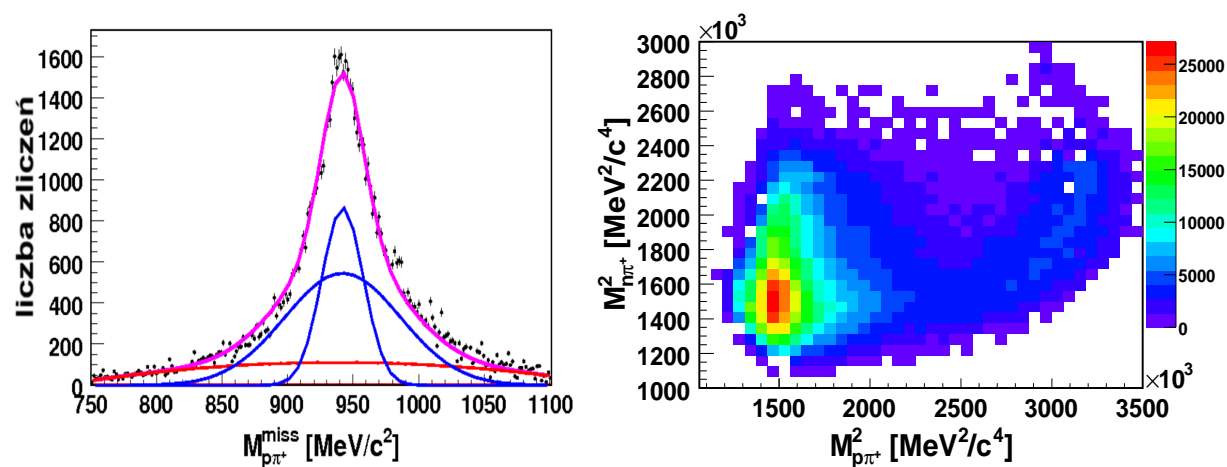


Rysunek 5.7: Dwucząstkowa masa brakująca systemu $p - \pi^+$. Zaznaczono punkty eksperymentalne (kolor czarny) oraz symulacyjny wkład pochodzący od reakcji $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(n\pi^0)$ i $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow (p\pi^+)(p\pi^-)$ (kolor zielony) oraz $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow p(\pi^+p)\pi^-$ (kolor niebieski). Sumę rozkładów symulacyjnych oznaczono kolorem czerwonym.

Przed przystąpieniem do wyznaczenia rozkładu kąтового produkcji rezonansu Δ^{++} sporządzono wykres Dalitza $(M_{p\pi^+})^2$ vs $(M_{n\pi^+})^2$ (patrz Dodatek D) dla reakcji $pp \rightarrow \Delta^{++}n \rightarrow p\pi^+n$ [Rys.5.8 po prawej stronie]. Dla interesującej reakcji ($pp \rightarrow \Delta^{++}n \rightarrow p\pi^+n$) spełniony jest warunek, że masa brakująca systemu $p\pi^+$ odpowiada masie neutronu, dlatego każda komórka wykresu zawiera liczbę neutronów, którą uzyskano w następujących krokach:

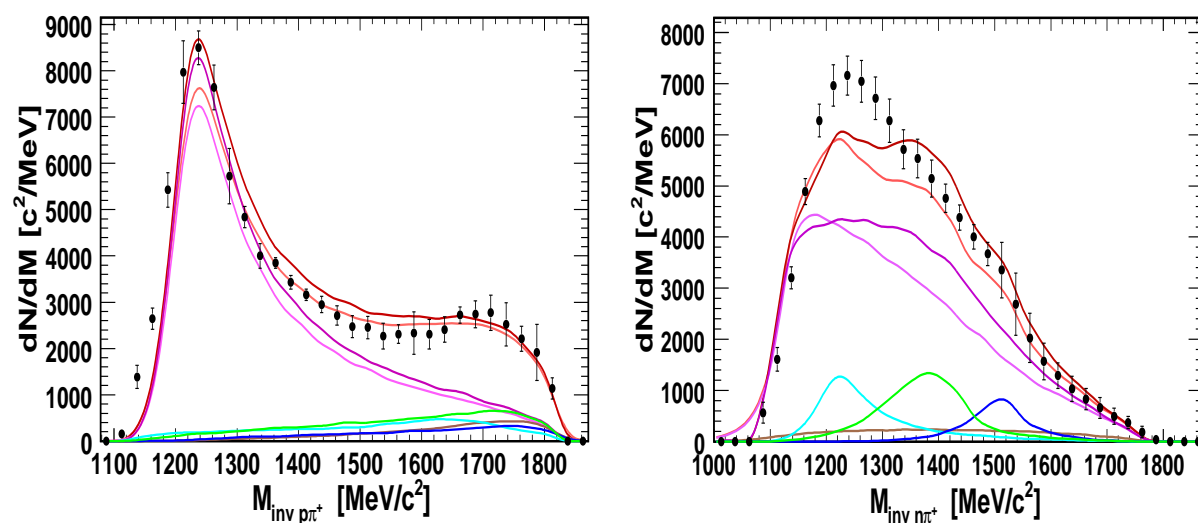
- Eksperymentalny rozkład masy brakującej systemu $p - \pi^+$ pomniejszono o przyczynki pochodzące od reakcji $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow p(\pi^+p)\pi^-$ i $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0 \rightarrow p\pi^+n\pi^0$ (oznaczone odpowiednio linią niebieską i zieloną na [Rys.5.7]).
- Do powstałego rozkładu [Rys.5.8 po lewej] dopasowano funkcję będącą sumą dwóch rozkładów Gaussa reprezentującą sygnał oraz wielomianu drugiego rzędu reprezentującego resztkowe tło wynikające z błędnej identyfikacji cząstek.
- Liczbę interesujących zdarzeń obliczono jako różnicę pomiędzy punktami eksperymentalnymi a tłem reprezentowanym przez wielomian drugiego rzędu w przedziale $800\text{MeV}/c^2 < M_{p\pi^+}^{miss} < 1080\text{MeV}/c^2$. W celu oszacowania błędów systematycznych zmieniano parametry funkcji opisującej tło tak by jakość dopasowania (χ^2) pozostawała niezmienną.

Projekcja wykresu Dalitza pozwoli dokonać ilościowego porównania uzyskanych wyników z danymi symulacyjnymi. Na osiach odłożono masy niezmiennicze systemów $n - \pi^+$ i $p - \pi^+$, a nie ich kwadraty [Rys.5.9]. Dane eksperymentalne porównano do przewidywań modelowych, gdzie użyto dwóch różnych rozkładów kątowych rozpadu rezonansu Δ^+ (patrz Rozdział 3.2, str. 24) - eksperymentalnego ze współczynnikiem anizotropii $B_{epx} = 0,55$ [18] (ciemna różowa linia) oraz modelowego $B_{OBE} = 1,25$ (jasna różowa linia). Naniesiono również przyczynki od reakcji $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pn\pi^+$ (kolor zielony), $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pn\pi^+$ (kolor ciemnoniebieski), $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pn\pi^+$ (kolor jasnoniebieski) oraz $pp \rightarrow pn\pi^+$ (kolor brązowy).



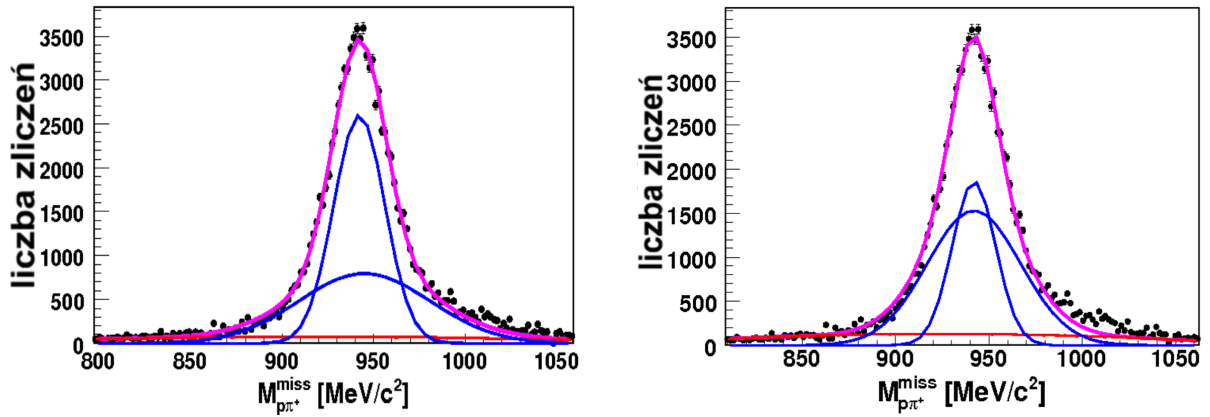
Rysunek 5.8: Po lewej: przykład dopasowania funkcji będącej sumą dwóch rozkładów Gaussa oraz wielomianu 2-go stopnia do eksperymentalnego rozkładu masy brakującej systemu $p - \pi^+$. Liczba neutronów obliczona jest przez odjęcie dopasowanego tła (kolor czerwony) od punktów eksperymentalnych (czarny). Linie niebieski odpowiadają rozkładom Gaussa natomiast linia różowa reprezentuje pełną funkcję opisującą rozkład.

Po prawej: Wykres Dalitza po odjęciu tła. Na osi poziomej kwadrat masy systemu $p - \pi^+$, na pionowej $n - \pi^+$.



Rysunek 5.9: Masa niezmiennicza dla systemów $p - \pi^+$ oraz $n - \pi^+$. Punkty eksperymentalne oznaczono kolorem czarnym. Pozostałe kolory reprezentują komponenty symulacyjne odpowiednio: $pp \rightarrow n\Delta^{++} \rightarrow pp\pi^+$ (jasnoróżowy dla wsp. anizotropii $B_{OBE} = 1, 25$, ciemnoróżowy dla $B_{exp} = 0, 55$), $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pn\pi^+$ (zielony), $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pn\pi^+$ (ciemnoniebieski) i $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pn\pi^+$ (jasnoniebieski) oraz $pp \rightarrow pn\pi^+$ (brązowy). Sumę wkładów oznaczono kolorem czerwonym (jasnym oraz ciemnym - odpowiednio do założonego modelu rozpadu rezonansu Δ^{++}).

Dla niskich mas niezmienniczych systemu $p - \pi^+$ $1100 \text{ MeV}/c^2 < M_{p\pi^+} < 1200 \text{ MeV}/c^2$ widoczna jest nadwyżka punktów eksperymentalnych nad przewidywaniami modelowymi. Może ona świadczyć o nieco większej szerokości rezonansu Δ^{++} niż założono w symulacji ($\Gamma = 120 \text{ MeV}/c^2$). Nadwyżka ta występuje także w rozkładzie masy systemu $n - \pi^+$ dla mas niezmienniczych $1150 \text{ MeV}/c^2 < M_{n\pi^+} < 1350 \text{ MeV}/c^2$, gdzie największy wkład mają rezonanse Δ^{++} i Δ^+ . Warta podkreślenia jest zadowalająca zgodność globalnej liczby zdarzeń eksperymentalnych i symulacyjnych (różnica sięga 5%).



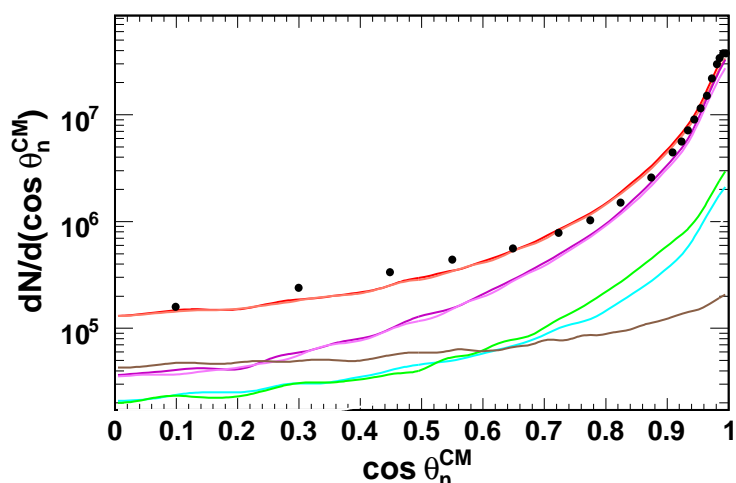
Rysunek 5.10: Przykład oszacowania liczby neutronów poprzez dopasowanie funkcji reprezentującej sygnał (suma rozkładów Gaussa oznaczonych na niebiesko) oraz tła pochodzące od błędnej identyfikacji cząstek (wielomian 2-go stopnia oznaczony na czerwono) do rozkładu $M_{p\pi^+}$ dla $0,94 < \cos\theta_n < 0,95$. Linia oznaczona na różowo jest sumą sygnału i tła. Zastosowano funkcje z różnymi szerokościami rozkładu Gaussa w celu wyznaczenia systematycznych niepewności liczby zmierzonych neutronów.

Wyznaczenie rozkładu kątownego produkcji rezonansu Δ^{++} jest równoważne wyznaczeniu takiego rozkładu dla produkcji neutronu. Obszar $\cos\theta$ neutronu został podzielony na 19 przedziałów w granicach od zera do jedności. Szerokości przedziałów zostały odpowiednio dobrane do zmierzonej statystyki. Dla każdego z przedziałów sporządzono rozkład masy brakującej systemu $p - \pi^+$ jak na [Rys.5.7] i odjęto przyczynek pochodzący od produkcji rezonansu Δ^0 (patrz Rys.5.7). Następnie poprzez doposowanie tła opisanego wielomianem

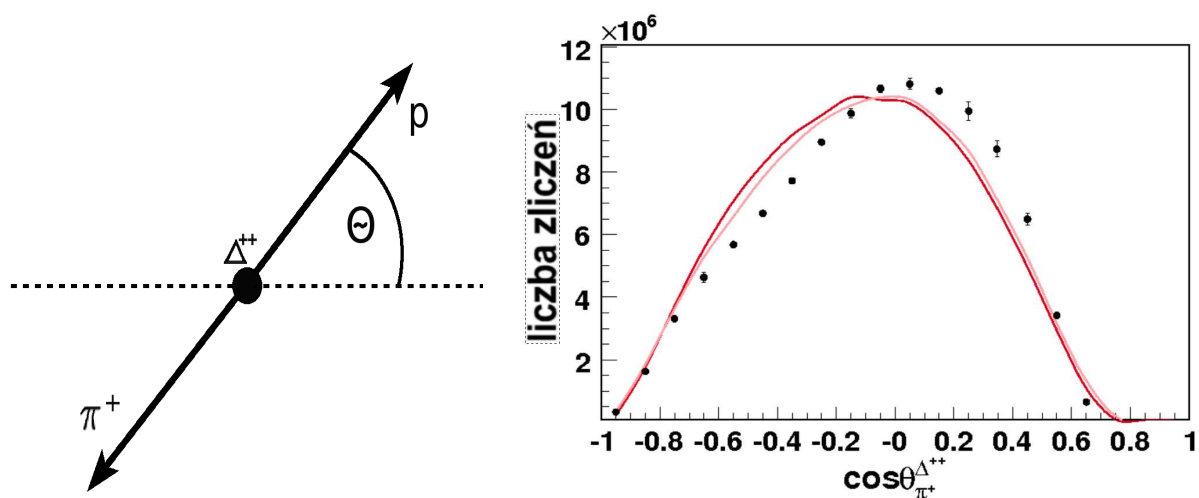
drugiego stopnia [Rys.5.10] i jego odjęcie od zmierzonego rozkładu zliczono liczbę brakujących neutronów. Dokonano dopasowań sygnału przy użyciu funkcji Gaussa o szerokościach $10\text{MeV}/c^2 < \Gamma_n < 40\text{MeV}/c^2$. Liczbę zmierzonych neutronów podzielono przez szerokość odpowiedniego przedziału i odłożono na rozkładzie cosinusa θ neutronów [Rys.5.11]. Prezentowany rozkład pozostaje w dobrej zgodności z przewidywaniami modelowym, w którego skład wchodzi następujące reakcje: $pp \rightarrow n\Delta^{++} \rightarrow pp\pi^+$ (kolory różowy jasny i ciemny odpowiednio dla współczynników $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$, $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pn\pi^+$ i $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pn\pi^+$ (kolor zielony), $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pn\pi^+$ (niebieski) oraz $pp \rightarrow pn\pi^+$ (brązowy). Uzyskana zgodność świadczy o tym, że użyty modelowy rozkład kątowy produkcji rezonansu Δ ze współczynnikiem $B_{OBE} = 1,25$ lepiej opisuje dane (na podstawie [Rys.5.9 po prawej]).

Jako ostatni cel analizy zdarzeń $p\pi^+$ postawiono zbadanie rozkładu kąta rozpadu rezonansu Δ^{++} na proton i dodatnio naładowany pion [Rys.5.12-lewy]. Przedział $\cos\theta_{rozp}$ (kąt pomiędzy kierunkiem pędu rezonansu a kierunkiem ruchu, powstałego w wyniku jego rozpadu, mezonu π) podzielono na 20 równych przedziałów w zakresie od -1 do 1. Dla każdego z przedziałów zliczono liczbę brakujących neutronów poprzez odjęcie dopasowanego tła, żądając dodatkowo, by masa niezmiennicza protonu i pionu należała do przedziału ($1000\text{MeV}/c^2, 1350\text{MeV}/c^2$). Uzyskane widmo porównano do danych modelowych (patrz Rozdział 3.2) przefiltrowanych przez akceptancję spektrometru HADES. Wynik nie pozwala na stwierdzenie, który ze stosowanych modeli jest lepszy, gdyż w akceptancji HADES różnica pomiędzy obydwoma modelami jest bardzo mała, dlatego w dalszej części rozprawy opracowane dane eksperymentalne prezentowane będą na tle obydwu modeli.

Dzięki znajomości liczby zrekonstruowanych reakcji $pp \rightarrow pn\pi^+$ dla danych eksperymentalnych i symulacyjnych (znormalizowanej do liczby zmierzonego elastycznego rozpraszania) wyznaczono przekrój czynny $\sigma_{pp \rightarrow pn\pi^+} = 14,45 \pm 0,01_{stat} \pm 1,8_{syst} \pm 1,6_{norm} \pm 0,7_{model}$ mb, gdzie niepewność systematyczna uwzględnia niepewności związane z metodą wyznaczenia liczby zmierzonych reakcji (dopasowanie rozkładów sygnału i tła) oraz niepewności będące konsekwencją zastosowanej poprawki na wydajność identyfikacji i rekonstrukcji torów (10%). Niepewność normalizacyjna związana jest z wyznaczeniem liczby



Rysunek 5.11: Rozkład kątowy brakujących neutronów w akceptancji HADES. Punkty eksperymentalne oznaczono kolorem czarnym. Pozostałe kolory reprezentują komponenty symulacyjne odpowiednio: $pp \rightarrow n\Delta^{++} \rightarrow pp\pi^+$ (różowy - jasny dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$, ciemny dla $B_{exp} = 0,55$), $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pn\pi^+$ (zielony) i $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pn\pi^+$ (niebieski) oraz $pp \rightarrow pn\pi^+$ (brązowy). Sumę wkładów oznaczono kolorem czerwonym (jasnym oraz ciemnym - odpowiednio do założonego modelu rozpadu rezonansu Δ^{++}). Błędy systematyczne i statystyczne na wykresie mieszczą się w granicach oznaczeń punktów.



Rysunek 5.12: Rozkład kąta rozpadu rezonansu Δ^{++} na proton oraz π^+ w akceptancji HADES. Kąt mierzony jest pomiędzy kierunkami ruchu rezonansu (przerywana linia) i powstałego w wyniku jego rozpadu pionu lub protonu, w układzie spoczynkowym rezonansu Δ^{++} . Kształt rozkładu zdeterminowany jest głównie przez akceptancję układu pomiarowego. Czarne punkty oznaczają dane wyznaczone z pomiarów. Ciągłe linie reprezentują symulację - jaśniejsza dla wsp. anizotropii $B_{OBE} = 1,25$, ciemniejsza dla $B_{exp} = 0,55$.

elastycznego rozpraszania dla danych eksperymentalnych (11%). Uwzględniono również niepewność związaną z zastosowaniem różnych modeli rozpadu rezonansu Δ^{++} . Uzyskana wartość przekroju czynnego pozostaje w zgodności z przekrojem czynnym użytym w symulacji.

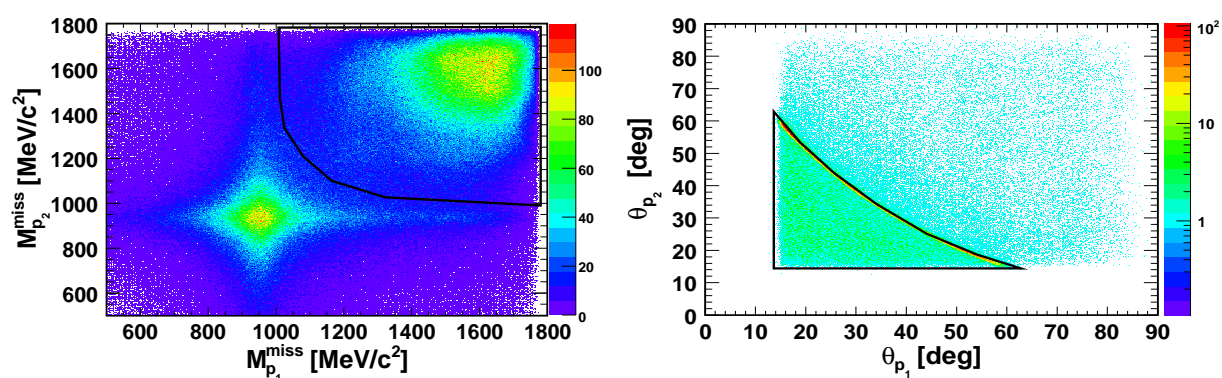
5.3.3 Reakcja $pp \rightarrow pp\pi^0$

Pierwszym krokiem analizy danych pod kątem zbadania reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$ było wybranie spośród wszystkich zdarzeń tylko nieelastycznych, spełniających odpowiednie kryteria. Zastosowano 3 warunki:

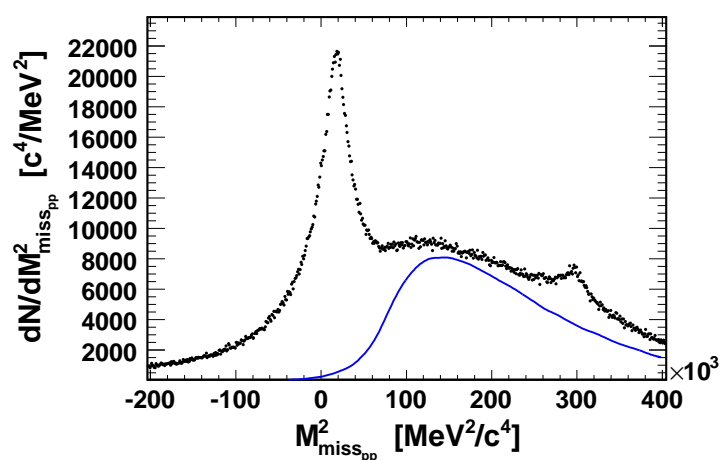
- odrzucono zdarzenia elastyczne przy użyciu warunku prezentowanego w Rozdziale 5.3.1 [Rys.5.4]
- zażądano, by zdarzenia mieściły się w oknie korelacyjnym na płaszczyźnie $M_{p_1}^{miss} - M_{p_2}^{miss}$ [Rys.5.13]
- zażądano, by zdarzenia mieściły się w oknie korelacyjnym na płaszczyźnie $\theta_{p_1} - \theta_{p_2}$ [Rys.5.13]

Wybrane w ten sposób zdarzenia nieelastyczne, przedstawione na [Rys.5.14], zawierają następujące wkłady uwzględniające produkcję:

- jednego pionu
- wielu pionów
- mezonu η (widoczne wzmocnienie dla $M_{misspp}^2 \approx 300000 [MeV^2/c^4]$)
- cięższych mezonów - głównie ω (znikome ilości ze względu na energię)
- tło pochodzące od błędnej identyfikacji protonów (dodatnio naładowane piony zidentyfikowane jako protony)



Rysunek 5.13: Po lewej: Korelacja masy brakującej pierwszego i drugiego protonu. Wzmocnienie dla mas odpowiadających masie protonu odpowiada procesom elastycznym. Obszar ograniczony czarną linią wyznacza zdarzenia nieelastyczne. Po prawej: Korelacja kątów polarnych dla zmierzonych protonów. Czarna linia stanowi granice obszaru kinematycznego dozwolonego dla nieelastycznych zderzeń protonów. Źródło zdarzeń znajdujących się pod i w sąsiedztwie łuku będącego częścią warunku, stanowi rozpraszanie elastyczne. Sygnał poza obszarem pochodzi od torów niepoprawnie zidentyfikowanych jako protony.



Rysunek 5.14: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów. Na tle oznaczonych czarnym kolorem punktów eksperymentalnych naniesiono rozkład pochodzący od produkcji wielopionowej, uzyskany przy użyciu symulacji (niebieska linia). Rozkład symulacyjny znormalizowano tak, by po odjęciu go od widma eksperymentalnego uzyskać symetryczny rozkład kwadratu masy mezonu π^0 . W przeprowadzonej symulacji uwzględniono pędową i kątową zdolność rozdzielczą spektrometru.

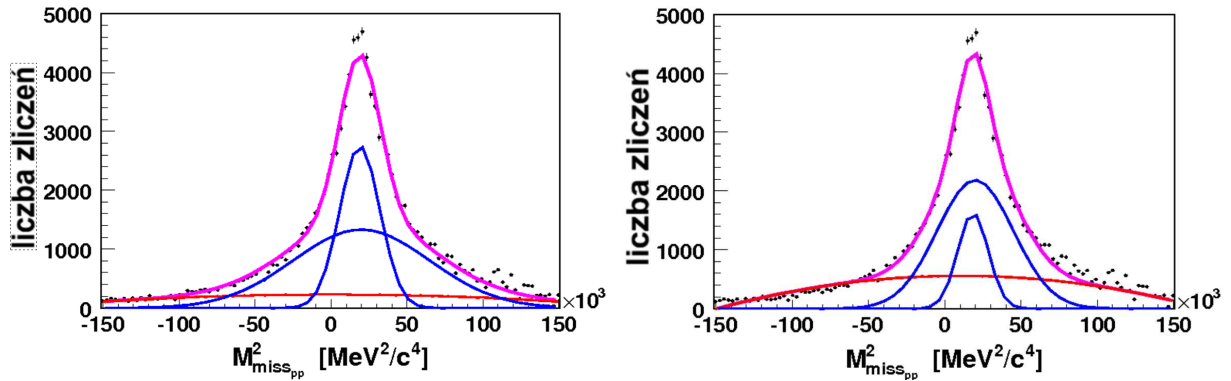
Dla reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$ sporządzono wykres Dalitza (patrz Dodatek D) [Rys.5.16]. Ponieważ obydwie z mierzonych cząstek są protonami zdecydowano się na konstrukcję tzw. symetrycznego wykresu Dalitza, gdzie kwadraty mas systemów $p_1 - \pi^0$ oraz $p_2 - \pi^0$ odkładane są na osiach rzędnych i odciętych w sposób przypadkowy, gdyż nie wiemy który z protonów pochodzi z rozpadu rezonansu. W celu wyznaczenia liczby wyprodukowanych mezonów π^0 dla każdej z komórek omawianego wykresu Dalitza wyznaczono rozkład masy brakującej dwóch protonów jak na [Rys.5.14] i zliczono liczbę wyprodukowanych pionów π^0 odejmując tło wyznaczone w następujący sposób:

- odjęto wyznaczony przy pomocy symulacji przyczynę pochodzący od produkcji wielopionowej (linia niebieska na [Rys.5.14])
- do powstałego rozkładu dopasowano dwie funkcje Gaussa reprezentujące sygnał pochodzący od produkcji π^0 oraz wielomian drugiego rzędu reprezentujący tło, którego źródłem jest błędna identyfikacja cząstek [Rys.5.15 po lewej]. Dokonano dopasowań przy użyciu różnych parametrów funkcji opisującej tło w celu oszacowania błędów systematycznych.

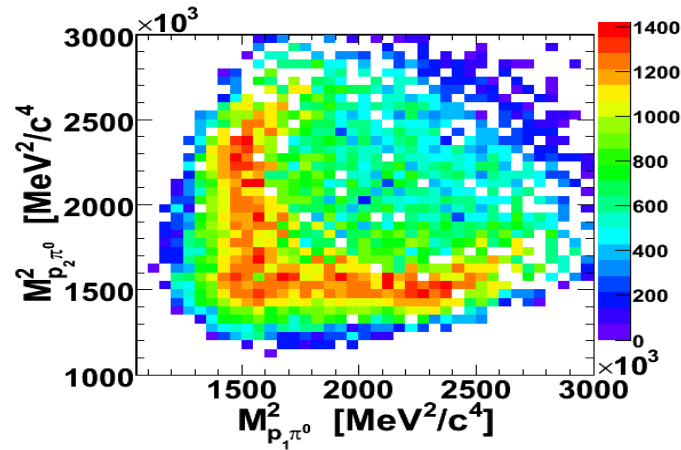
Ostatecznie dokonano zliczenia ilości zmierzonych mezonów π^0 poprzez odjęcie tła od eksperymentalnego rozkładu

Dokonanie projekcji wykresu Dalitza na jedną z osi ułatwi porównanie zmierzonych danych z przewidywaniami modelowymi. Rozkład przedstawiony jest w funkcji masy systemu $p - \pi^0$. Wyznaczony rozkład eksperymentalny [Rys.5.17] jest bardzo dobrze opisywany przez założone wkłady modelowe w obszarach $1000MeV/c^2 < M_{p\pi^0} < 1280MeV/c^2$ oraz $1650MeV/c^2 < M_{p\pi^0} < 1800MeV/c^2$. Dla mas niezmienniczych z przedziału $1280MeV/c^2 < M_{p\pi^0} < 1650MeV/c^2$ odpowiadających produkcji rezonansów $N^*(1440)$ i $N^*(1520)$ widoczna jest nieznaczna nadwyżka danych eksperymentalnych nad przewidywaniami modelowymi. Prezentowany rozkład znormalizowano do liczby zmierzonych reakcji elastycznego rozpraszania proton-proton.

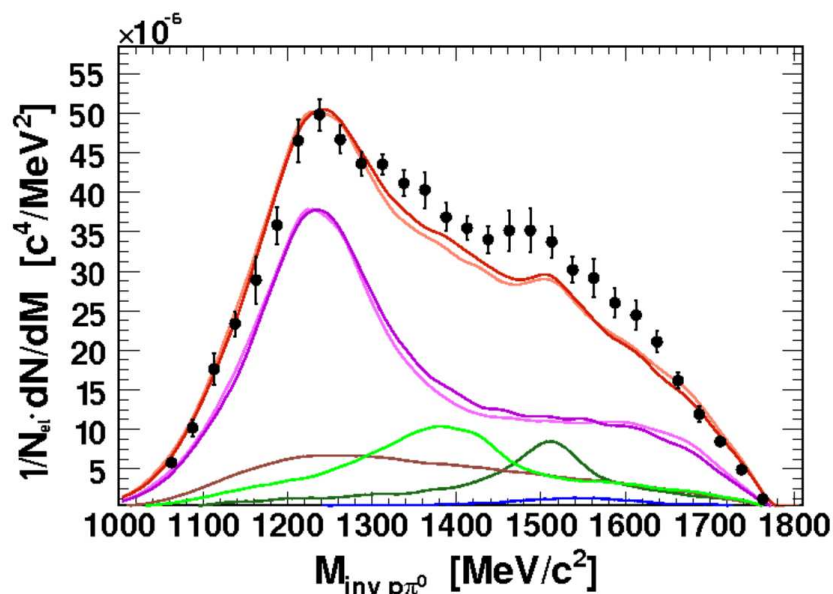
Postępując analogicznie jak w wypadku wykresu Dalitza uzyskano rozkład kątowy produkcji mezonu π^0 [Rys.5.18], który porównano do przewidywań modelowych zawierających



Rysunek 5.15: Przykłady dopasowania funkcji do rozkładu masy brakującej dwóch protonów. Narzucone więzy (maksymalna szerokość rozkładu Gaussa) wpływają mocno na uzyskany wynik. W pierwszym wypadku (po lewej) $\Gamma_{Gauss}^{max} < 40000 MeV^2/c^4$, w drugim $\Gamma_{Gauss}^{max} < 25000 MeV^2/c^4$. Wyznaczone dla obydwu przypadków liczby pionów posłużyły do wyznaczenia wartości średniej liczby mezonów π^0 w badanym zakresie kinematycznym oraz oszacowania błędów systematycznych.



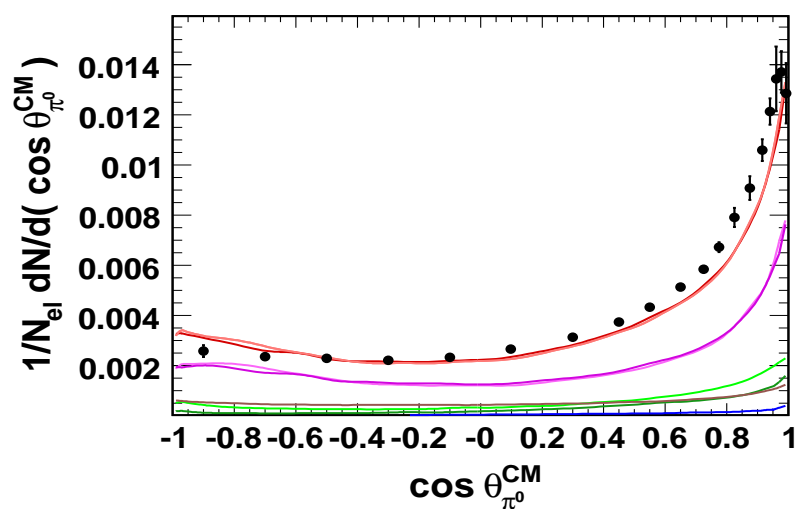
Rysunek 5.16: Wykresy Dalitza dla produkcji mezonu π^0 po odjęciu sygnału wielopionowego oraz tła pochodzącego od niepoprawnej identyfikacji cząstek. Wyraźne wzmocnienie odpowiada produkcji mezonu π^0 przy udziale rezonansu barionowego Δ^+ .



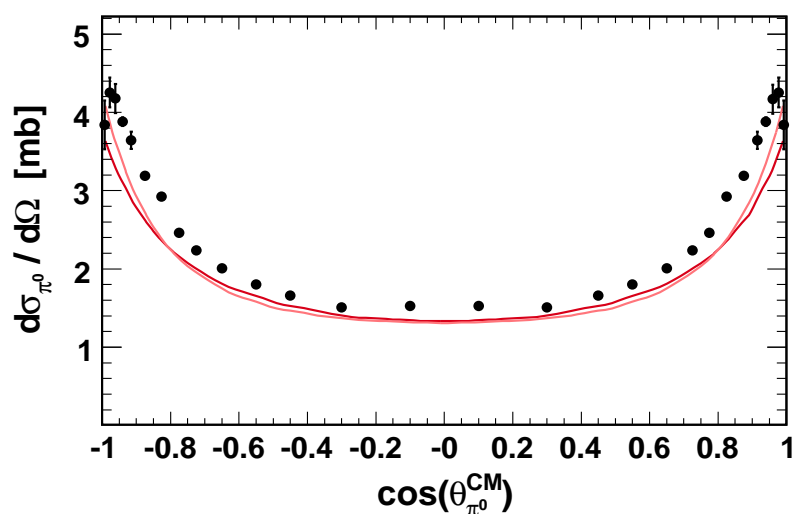
Rysunek 5.17: Masa niezmiennicza systemu $p-\pi^0$. Punkty eksperymentalne (czarny kolor) zostały poprawione na wydajność rekonstrukcji torów i identyfikacji protonów. Zaznaczono systematyczne niepewności wynikające z metody wyznaczania sygnału. Komponenty symulacyjne stanowią reakcje: $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pp\pi^0$ (różowy - jasny i ciemny odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$), $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pp\pi^0$ (jasny zielony) i $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pp\pi^0$ (ciemny zielony) oraz $pp \rightarrow pp\pi^0$ (brązowy). Sumę wkładów oznaczono kolorem czerwonym (jasnym oraz ciemnym - odpowiednio do założonego modelu rozpadu rezonansu Δ^{++}).

wkłady od reakcji $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pp\pi^0$, $pp \rightarrow pN(1440)^* \rightarrow pp\pi^0$, $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pp\pi^0$ i $pp \rightarrow pp\pi^0$. Uzyskane rozkłady znormalizowano do liczby zmierzonego elastycznego rozpraszania. Dane eksperymentalne nieznacznie (czynnikiem 10%) przewyższają wynik symulacji dla $0 < \cos\theta_{\pi^0} < 1$. Przypomnieć należy, że przekroje czynne na bezpośrednią produkcję neutralnego pionu ($pp \rightarrow pp\pi^0$) oraz produkcję z udziałem stanu rezonansowego $N^*(1520)$ ($pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pp\pi^0$) były parametrami i zostały odpowiednio dobrane. Doboru dokonano tak, by sumaryczne rozkłady symulacyjne dobrze opisywały zmierzone dane zarówno w funkcji kątów θ_{π^0} i θ_n jak i w funkcji rozkładu masy systemów $p-\pi^0$, $p-\pi^+$ i $n-\pi^+$ (patrz Rozdział 6.2). Użyte przekroje czynne wynoszą odpowiednio $\sigma_{N^*(1520)} = 0,5mb$ dla produkcji przez rezonans $N^*(1520)$ oraz $\sigma_{direct} = 0,15mb$ dla bezpośredniej produkcji mezonu π^0 .

Uzyskany eksperymentalny rozkład kątowy poprawiono na akceptancję spektrometru HADES. W tym celu wyznaczono akceptancję spektrometru w funkcji kąta produkcji mezonu π^0 przy użyciu zastosowanego modelu. Następnie podzielono eksperymentalny rozkład przez uzyskaną akceptancję w przedziale kątowym $0 < \cos\theta_{\pi^0} < 1$ (w tym przedziale akceptancja jest znacznie większa niż w przedziale dopełniającym). Uzyskany rozkład odbito na stronę ujemnych wartości $\cos\theta$ dokonując w ten sposób symetryzacji i porównano do danych symulacyjnych w pełnym kącie bryłowym [Rys.5.19]. Z porównania zmierzonego rozkładu z rozkładami modelowymi wyznaczono całkowity przekrój czynny na produkcję π^0 , wynosi on $\sigma_{\pi^0} = 4,15 \pm 0,01_{stat} \pm 0,43_{syst} \pm 0,45_{norm} \pm 0,01_{model}$ mb. Wyznaczona niepewność systematyczna uwzględnia niepewności związane z metodą wyznaczenia liczby zmierzonych reakcji (dopasowanie rozkładów sygnału i tła) oraz niepewności będące konsekwencją zastosowanej poprawki na wydajność identyfikacji i rekonstrukcji torów (10%). Niepewność normalizacyjna związana jest z wyznaczeniem liczby reakcji elastycznego rozpraszania proton-proton dla danych eksperymentalnych (11%). Uwzględniono również niepewność związaną z zastosowaniem różnych modeli rozpadu rezonansu Δ^+ . Uzyskana wartość przekroju czynnego pozostaje w zgodności z przekrojem czynnym użytym w symulacji ($\sigma_{sim} = 3,95mb$).



Rysunek 5.18: Rozkład kąta produkcji mezonu π^0 w akceptancji HADES. Punkty eksperymentalne (czarny kolor) zostały poprawione na wydajność rekonstrukcji torów i identyfikacji protonów. Zaznaczono niepewności systematyczne wynikające z metody obliczania sygnału. Pozostałe kolory reprezentują komponenty symulacyjne odpowiednio: $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pp\pi^0$ (różowy - jasny i ciemny odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1, 25$ i $B_{exp} = 0, 55$), $pp \rightarrow pN^*(1440) \rightarrow pp\pi^0$ (jasny zielony) i $pp \rightarrow pN^*(1520) \rightarrow pp\pi^0$ (ciemny zielony) oraz $pp \rightarrow pp\pi^0$ (brązowy). Sumę wkładów oznaczono kolorem czerwonym (jasnym oraz ciemnym - odpowiednio do założonego modelu rozpadu rezonansu Δ^{++}).



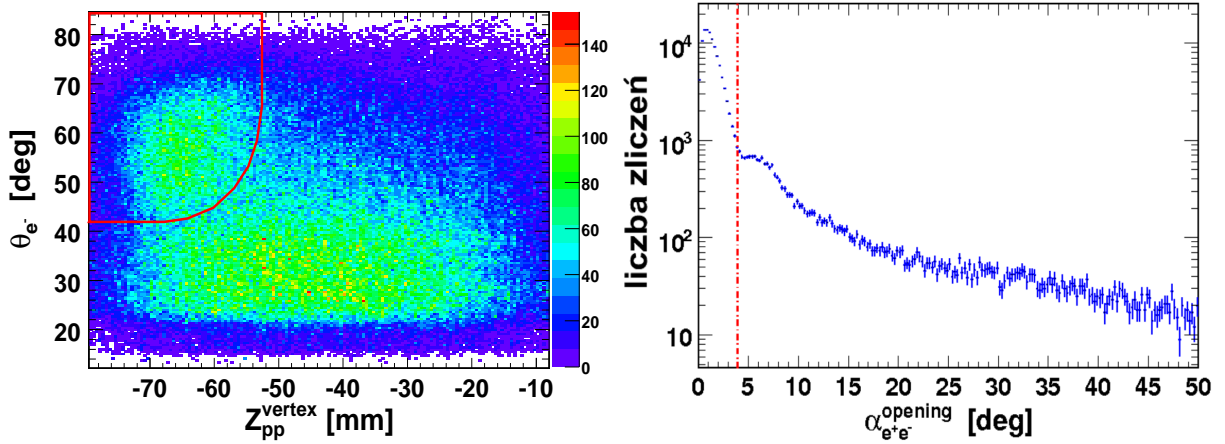
Rysunek 5.19: Rozkład kąta produkcji mezonu π^0 poprawiony na akceptancję spektrometru HADES w zakresie $0 < \cos(\theta_{\pi^0}^{CM}) < 1$. Rozkład został zsymetryzowany poprzez odbicie wartości z dodatniej części osi argumentów na stronę ujemną (znacznie lepsza zdolność rozdzielcza oraz akceptancja). Punkty eksperymentalne oznaczono na czarno, rozkład modelowy reprezentuje linia czerwona (jasna i ciemna - odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$). Rozkłady znormalizowano do liczby elastycznego rozpraszania. Zaznaczono niepewności systematyczne wynikające z zastosowania podczas poprawki dwóch różnych modeli.

5.4 Kanały reakcji pp z produkcją par e^+e^-

Celem zaprezentowanej w tym rozdziale analizy czterocząstkowej jest badanie procesów rozpadu mezonów $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ oraz $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$. Są to tzw. rozpady typu Dalitza, które stanowią główny wkład do rozkładu masy niezmienniczej par elektronowych w zakresie $0 < M_{e^+e^-} < 500 \text{ MeV}/c^2$. Dobra znajomość charakterystyk tych procesów jest konieczna do wyciągnięcia poprawnych wniosków na temat potencjalnej modyfikacji funkcji spektralnych mezonów wektorowych, która może objawiać się w omawianym zakresie masy niezmienniczej par e^+e^- . By w pełni zidentyfikować badane reakcje: $pp \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ i $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ wybrano zdarzenia zawierające dwa protony i parę elektronową. Taka konfiguracja cząstek (ppe^+e^-) może jednakże być również zarejestrowana w wyniku zajścia innych procesów. Najbardziej znaczącym jest tutaj rozpad mezonu π^0 na dwa fotony (współczynnik rozgałęzienia 98,8%), z których jeden ulega procesowi konwersji na parę dielektronową w materiale tarczy (prawdopodobieństwo około 1%). Na kolejnych miejscach stoją produkcje wielopionowe z późniejszym rozpadem mezonu π^0 na foton i dielektron lub rozpad na dwa fotony z których co najmniej jeden ulega konwersji.

Liczbę par pochodzących od konwersji będącej niepożądanym źródłem dielektronów minimalizujemy stosując warunek na kąt otwarcia pomiędzy elektronem i pozytonem [Rys.5.20 po prawej]. Dodatkowo sprawdzana jest jakość rekonstrukcji torów elektronu i pozytonu w wewnętrznych komorach MDC. Jakość dopasowania toru do rejestrowanych w komorach drutowych punktów jest bowiem gorsza dla leptonów pochodzących z konwersji ze względu na ich mały kąt otwarcia, który sprawia że będące blisko siebie tory tych cząstek zakłcają pomiar czasu dryfu w komorach wielodrutowych. Ostatnim warunkiem minimalizującym liczbę par dielektronowych pochodzących z konwersji fotonów jest warunek geometryczny, stawiający wymagania na kąt polarny w funkcji odległości punktu emisji śladów cząstek (wierzchołek reakcji) od środka tarczy liczonej w kierunku osi spektrometru [Rys.5.20 po lewej]. Warunek ten usuwa przypadki gdzie pary e^+e^- kreowane były przez konwersję fotonów na metalowym pierścieniu - konstrukcyjnym elemencie detektora RICH położonym w pobliżu tarczy. W celu uzyskania lepszej zdolności

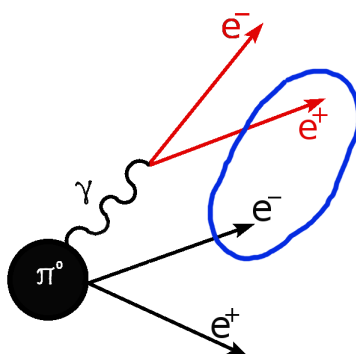
rozdzielczej, wierzchołek wyliczany jest przy użyciu trajektorii protonów, gdyż te jako cząstki o znacznie większym pędzie są mniej podatne na wielokrotne rozpraszania kulombowskie. Na koniec, w celu identyfikacji rozpadów Dalitza mezonów π^0 oraz η , żąda się, by czterocząstkowa masa brakująca odpowiadała masie cząstki której nie mierzymy [Rys.5.22]. W przypadku tych rozpadów ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$) cząstką brakującą jest foton, którego masa niezmiennicza wynosi zero. Zastosowano niesymetryczny warunek $(-50000 \text{ MeV}^2/c^4) < M_{miss_{ppe^+e^-}}^2 < 18000 \text{ MeV}^2/c^4$ zawężając okno z prawej strony tak by zminimalizować wkład pochodzący od reakcji, gdzie oprócz żądanych cząstek (ppe^+e^-) powstała jeszcze inna cząstka masywna (najczęściej π^0).



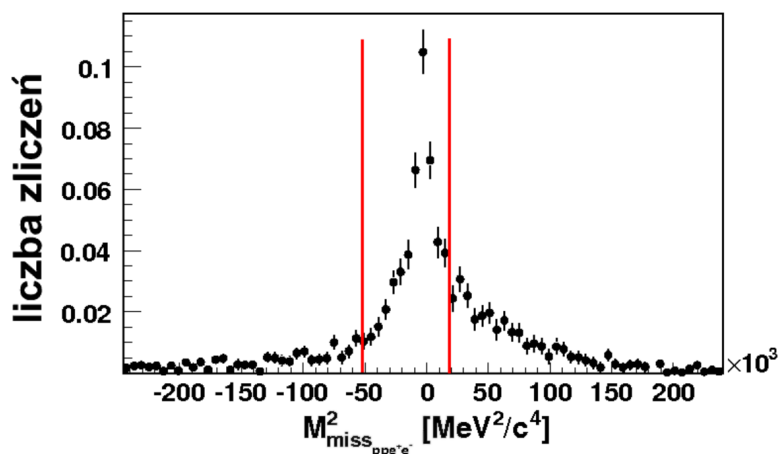
Rysunek 5.20: Warunki na wierzchołek oraz kąt otwarcia pary dielektonowej. Obydwa zastosowano w celu redukcji sygnału pochodzącego od konwersji kwantów gamma.

Dla uzyskanej, po zastosowaniu wszystkich warunków próby danych sporządzono rozkład masy brakującej dwóch protonów [Rys. 5.23]. Przy użyciu zdarzeń złożonych z jednakowo naładowanych leptonów (e^+e^+ oraz e^-e^-) wyznaczono rozkład tła kombinatorycznego w funkcji masy brakującej dwóch protonów przy wykorzystaniu metody tych samych znaków [43]: $N^{CB} = 2 * \sqrt{N^{++}, N^{--}}$, gdzie N^{CB} oznacza ilość par e^+e^- stanowiących, dla zadanego zakresu masy brakującej, tło kombinatoryczne, a N^{++} i N^{--} reprezentują odpowiednio ilości par e^+e^+ oraz e^-e^- w tym samym przedziale masy brakującej. [Rys. 5.21] przedstawia istotę powstawania tła kombinatorycznego, którego źródłem są leptony

pochodzące z różnych źródeł (np. e^+ z rozpadu Dalitza π^0 i e^- z zewnętrznej konwersji fotonu).

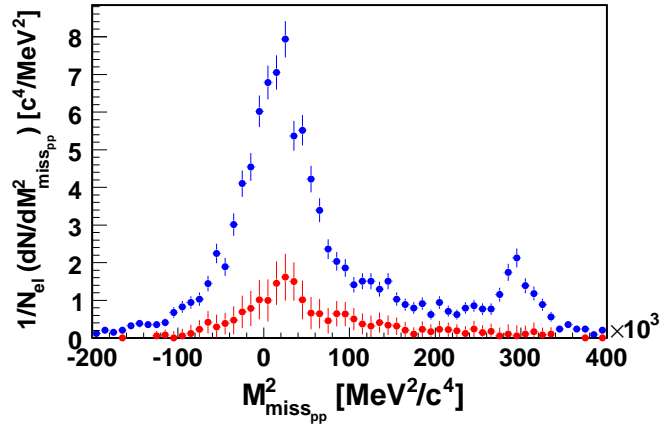


Rysunek 5.21: Istota powstawania tła kombinatorycznego na przykładzie rozpadu mezonu $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, gdzie powstały kwant γ ulega konwersji na parę e^+e^- (oznaczono na czerwono). Zakreślona niebieską pętlą para dielektronowa da przyczynek do tła kombinatorycznego, jeśli obydwa jej składniki zostaną zarejestrowane w spektrometrze.



Rysunek 5.22: Kwadrat czterocząstkowej masy brakującej po zastosowaniu warunków przedstawionych na [Rys. 5.20]. W celu selekcji reakcji $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ w dalszej analizie danych zastosowano niesymetryczny warunek $(-50000 \text{ MeV}^2/c^4) < M_{miss_{ppe^+e^-}}^2 < 18000 \text{ MeV}^2/c^4$. Dla każdego z punktów zaznaczono błąd statystyczny.

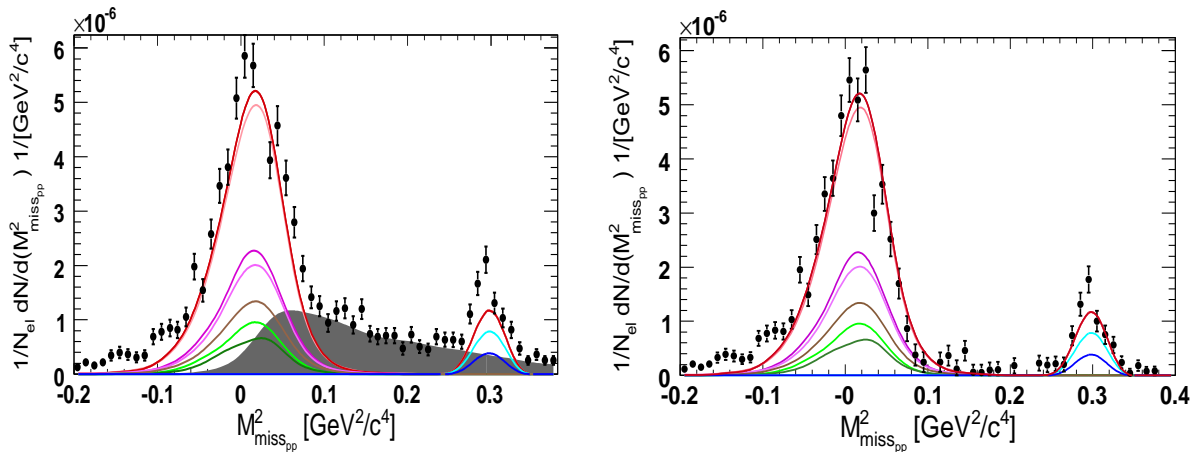
[Rys. 5.23] przedstawia rozkład kwadratu masy niezmienniczej dwóch protonów $M_{miss_{pp}}^2$ dla wszystkich zdarzeń zawierających parę e^+e^- (punkty w kolorze niebieskim), oraz rozkład tła kombinatorycznego (punkty w kolorze czerwonym) wyliczonego przy użyciu metody tych samych znaków.



Rysunek 5.23: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów dla zdarzeń czterocząstkowych. Punkty niebieskie oznaczają wkład od zdarzeń gdzie składniki pary dielektronowej posiadały przeciwne znaki. Rozkład czerwony stanowi tło kombinatoryczne obliczone za pomocą metody tych samych znaków przy użyciu zdarzeń zawierających oprócz dwóch protonów także parę pozytonów lub elektronów. Rzeczywisty sygnał jest różnicą rozkładu niebieskiego i czerwonego. Rozkład znormalizowano do liczby elastycznego rozpraszania. Zaznaczono błędy statystyczne.

Po odjęciu tła kombinatorycznego uzyskano rozkład [Rys. 5.24] złożony z wyraźnych linii pochodzących od produkcji odpowiednio mezonu π^0 oraz η . Widoczny pomiędzy nimi wkład o płaskim kształcie pochodzi od produkcji wielopionowej (np. $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$), gdzie co najmniej jeden z pionów stał się źródłem pary dielektronowej (tzn. $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$). Fakt istnienia ograniczonej pędowej zdolności rozdzielczej powoduje, że część takich zdarzeń spełnia postawiony na czterocząstkową masę brakującą warunek. Obok danych eksperymentalnych przedstawiono następujące przyczynki modelowe dające wkład do prezentowanego rozkładu: $pp \rightarrow pp\Delta^+ \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor różowy, jasna i ciemna linia

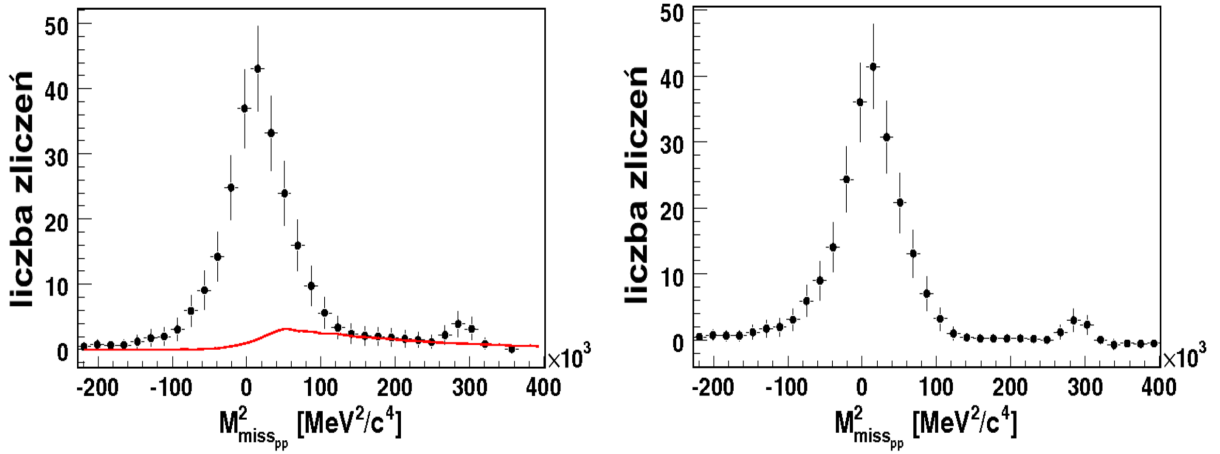
odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$ (patrz Rozdział 3.2)), $pp \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor brązowy), $pp \rightarrow ppN(1440) \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor jasnozielony), $pp \rightarrow ppN(1520) \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor ciemnozielony), $pp \rightarrow ppN(1535) \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor jasnoniebieski), $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor ciemnoniebieski). Obszar zacieniony na szaro reprezentuje wkład pochodzący od produkcji wielopionowych głównie $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$. Ten ostatni rozkład symulacyjny znormalizowano tak, by liczba zliczeń w przedziale $0,15\text{GeV}^2/c^4 < M_{pp}^2 < 0,23\text{GeV}^2/c^4$ była taka sama, jak dla rozkładu eksperymentalnego w takim samym przedziale. Suma wkładów symulacyjnych reprezentowana jest linią czerwoną (jasną i ciemną - odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$).



Rysunek 5.24: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów po zastosowaniu wszystkich opisanych warunków (na konwersję kwantów γ oraz warunek na czterocząstkową masę brakującą) i odjęciu tła kombinatorycznego (rozkład eksperymentalny - czarne punkty, symulacyjny - czerwona i pomarańczowa linia). Kolorowe linie reprezentują wkłady symulacyjne od poszczególnych źródeł (patrz tekst). Obszar zacieniony na szaro reprezentuje wkład pochodzący od produkcji wielopionowych. Po prawej: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów po odjęciu wkładu od produkcji wielopionowych.

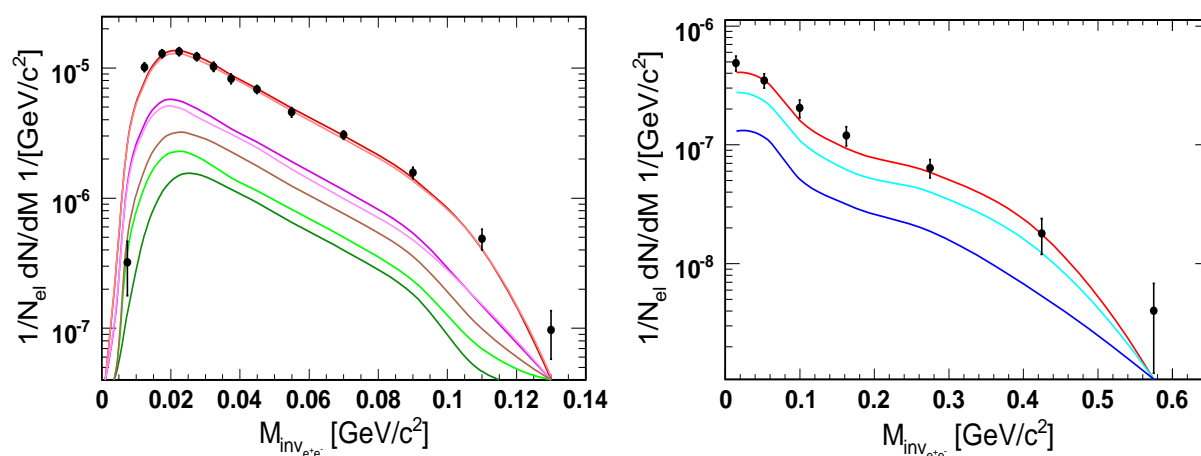
W celu wyznaczenia rozkładu masy niezmienniczej dielektronów pochodzących z rozpadu mezonu π^0 podzielono jej rozkład na kilkanaście mniejszych podprzedziałów. Sze-

rokości dobrano tak, by ograniczyć fluktuacje statystyczne wynikające z ograniczonej liczby zdarzeń. Dla każdego z przedziałów sporządzono rozkład kwadratu masy brakującej dwóch protonów [Rys. 5.25] i odjęto przyczynek pochodzący od wielokrotnej produkcji mezonów π . Zliczono sygnał pochodzący z rozpadu Dalitza neutralnego pionu, żądając by $(-200000\text{MeV}^2/c^4) < M_{miss_{pp}}^2 < 200000\text{MeV}^2/c^4$. Wartość tę wstawiono do odpowiedniej komórki histogramu przedstawiającej masę niezmienniczą pary e^+e^- [Rys. 5.26 po lewej]. Na rysunku uwzględniono odpowiednie modelowe przyczynki pochodzące od następujących reakcji: $pp \rightarrow pp\Delta^+ \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor różowy, jasna linia - współczynnik anizotropii $B_{OBE} = 1,25$, ciemna - współczynnik anizotropii $B_{exp} = 0,55$), $pp \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor brązowy), $pp \rightarrow ppN(1440) \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor jasnozielony), $pp \rightarrow ppN(1520) \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor ciemnozielony). Suma wkładów symulacyjnych reprezentowana jest linią czerwoną, jasną i ciemną odpowiednio dla współczynnika anizotropii $B_{OBE} = 1,25$ i $B_{exp} = 0,55$.

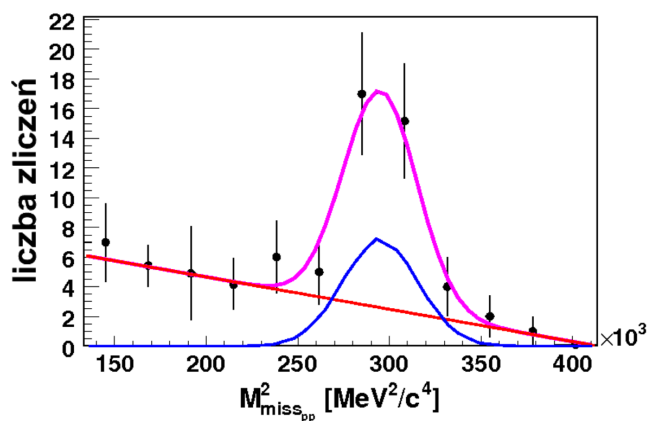


Rysunek 5.25: Po lewej: Przykładowy kwadrat masy brakującej dwóch protonów sporządzony przy użyciu warunku: $40\text{MeV} < M_{e^+e^-}^{inv} < 50\text{MeV}$. W kolorze czarnym punkty eksperymentalne, w czerwonym rozkład symulacyjny pochodzący od produkcji wielopionowej. Po prawej: Rozkład uzyskany po odjęciu tła (czerwonego rozkładu) od rozkładu eksperymentalnego. Dla zmierzonych punktów zaznaczono błędy statystyczne.

Wyznaczono również rozkład masy niezmienniczej dielektronów pochodzących z roz-



Rysunek 5.26: Masa niezmiennicza par e^+e^- (czarne punkty) pochodzących z rozpadów typu Dalitz mezonów π^0 (po lewej) i η (po prawej stronie). Rozkłady znormalizowano do liczby elastycznego rozpraszania. Kolorowe linie reprezentują wkłady symulacyjne. Linie czerwone w obydwu przypadkach stanowią sumę odpowiednich przyczynków.

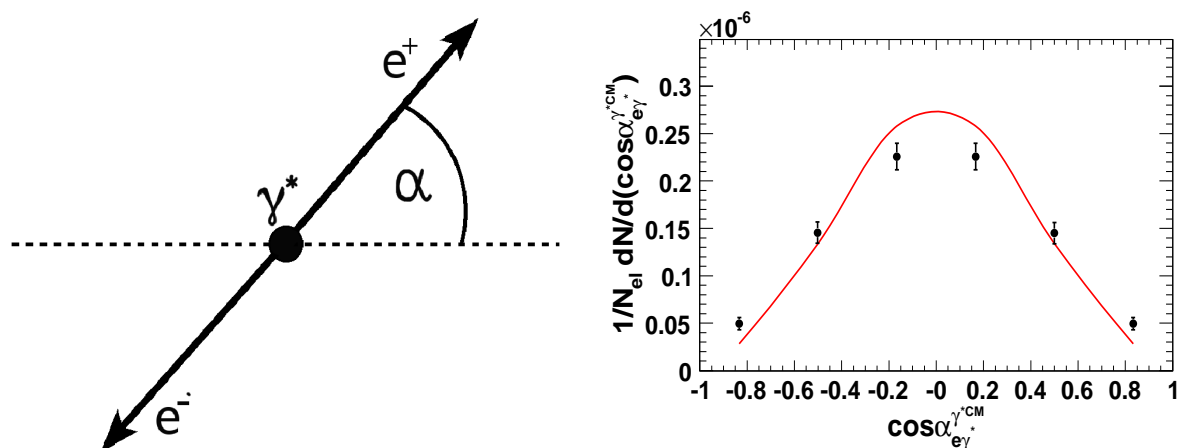


Rysunek 5.27: Kwadrat masy brakującej dwóch protonów dla $200 \text{ MeV}/c^2 < M_{e^+e^-}^{inv} < 350 \text{ MeV}/c^2$. W kolorze czarnym punkty eksperymentalne, do których dopasowano rozkład Gaussa w kolorze niebieskim reprezentujący mezon η oraz tło w kolorze czerwonym. Sumę sygnału i tła stanowi linia różowa. Zaznaczono błędy statystyczne.

padu mezonu η . Ponieważ sygnał pochodzący z rozpadu tej cząstki osadzony jest w całości na tle pochodzącym z produkcji wielopionowej, zastosowano inną metodę konstrukcji rozkładu. Na początek zdefiniowano 7 przedziałów na osi masy inwariantnej par e^+e^- . Dla każdego z przedziałów sporządzono rozkład masy brakującej dwóch protonów [Rys. 5.27], odjęto tło kombinatoryczne i poprzez dopasowanie linii prostej do tła wielopionowego zliczono ilość par dielektronowych pochodzących z rozpadu Dalitza mezonu η . Uzyskane wyniki posłużyły do sporządzenia rozkładu prezentowanego na [Rys. 5.26 po prawej]. Na rysunku uwzględniono odpowiednie modelowe przyczynki pochodzące od następujących reakcji: $pp \rightarrow ppN^*(1535) \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor jasnoniebieski) i $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ (kolor ciemnoniebieski).

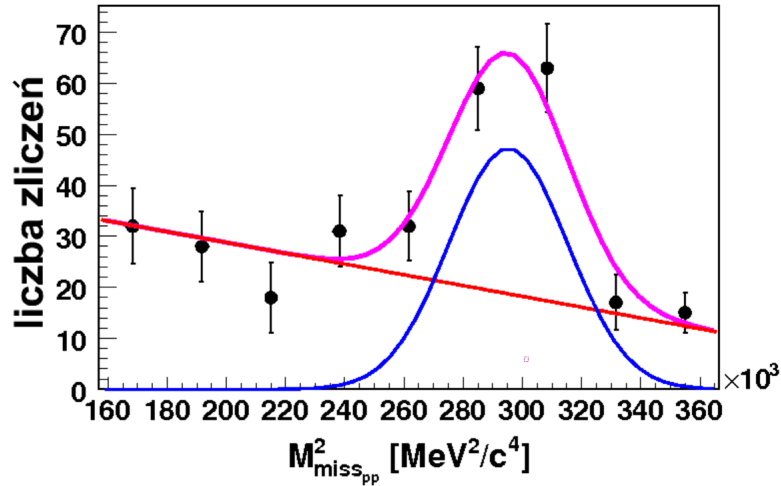
Kolejnym krokiem analizy zdarzeń czterocząstkowych jest wyznaczenie rozkładu kąta α , mierzonego pomiędzy rozpadającym się wirtualnym fotonem, a jednym z produktów jego rozpadu: elektronem lub pozytonem, dla rozpadów Dalitza mezonów π^0 oraz η . Według obliczeń QED (patrz Rozdział 3.3) funkcja rozkładu tego kąta ma postać: $S(\alpha) = A(1 + B\cos^2\alpha)$, gdzie α oznacza kąt pomiędzy kierunkiem wirtualnego fotonu a jednym ze składników pary dielektronowej liczony w układzie spoczynkowym wirtualnego fotonu, a współczynnik anizotropii B dla rozpadów Dalitza zarówno mezonu π^0 jak i η jest równy jeden. W celu selekcji mezonów π^0 zastosowano warunek na masę brakującą $0 < M_{misspp}^2 < 100000 \text{ MeV}^2/c^4$ i dla zdarzeń, które go spełniają sporządzono rozkład omawianego kąta α i porównano go z rozkładem modelowym [Rys. 5.28]. Procedura wyznaczenia kąta α dla pojedynczego zdarzenia obejmuje następujące kroki:

- Wyznaczenie czterowektora pędu wirtualnego fotonu: $\gamma^* = e^+ + e^-$, gdzie $e^+ + e^-$ są czterowektorami energii i pędu odpowiednio pozytonu i elektronu.
- Transformacja czterowektorów γ^*, e^+, e^- do układu spoczynkowego mezonu $\pi^0(\eta)$.
- Transformacja czterowektorów e^+, e^- do układu spoczynkowego wirtualnego fotonu.
- Wyliczenie kąta $\alpha^{e\gamma^*}$



Rysunek 5.28: Po lewej: Schemat rozpadu wirtualnego fotonu γ^* na parę e^+e^- . Kąt α , mierzony pomiędzy kierunkiem wirtualnego fotonu, a jednym z produktów jego rozpadu (e^+ lub e^-) w układzie spoczynkowym fotonu. Po prawej: Omawiany kąt dla rozpadów Dalitza mezonu π^0 w akceptancji spektrometru HADES. Punkty eksperymentalne oznaczono kolorem czarnym, izotropowy ($I(\alpha) = A(1 + B\cos^2\alpha)$, $B_{\pi^0}^{sim} = 1$) rozkład modelowy reprezentuje czerwona linia. Dla rozkładu eksperymentalnego zaznaczono błędy statystyczne.

Rozkład kąta α_η dla rozpadu $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ wyznaczono analogicznie do wyznaczenia rozkładu masy niezmienniczej par e^+e^- pochodzących z rozpadu tego mezonu. Dla sześciu przedziałów kąta α_η sporządzono rozkład kwadratu masy brakującej dwóch protonów [Rys.5.29] i przez dopasowanie sygnału oraz tła zliczono ilości mezonów we wszystkich przedziałach kąta.

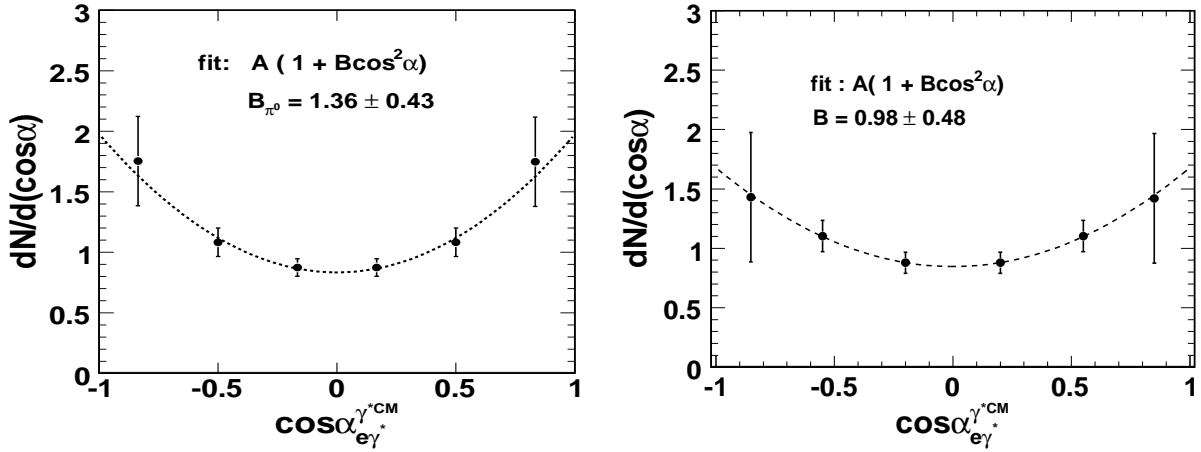


Rysunek 5.29: Przykład dopasowania funkcji Gaussa reprezentującej sygnał oraz funkcji liniowej reprezentującej tło do rozkładu masy brakującej dwóch protonów w obszarze mezonu η dla $0 < \alpha_\eta^{e\gamma^*} < 0.33$.

W celu wyznaczenia poprawki na akceptancję i wydajność wykonano symulację żądając izotropowego rozkładu omawianego kąta α dla obydwu mezonów i przefiltrowano ją przez macierze akceptancji i wydajności spektrometru HADES (Dodatek C). Podzielono rozkłady eksperymentalne przez odpowiednie widma symulacyjne. Do uzyskanych, niezależnych od akceptancji układu detekcyjnego rozkładów, dopasowano krzywe postaci $S(\alpha) = A(1 + B\cos^2\alpha)$. Wynik zaprezentowano na [Rys. 5.30].

Uzyskane w wyniku dopasowania współczynniki $B_\pi = 1,36 \pm 0,43$ oraz $B_\eta = 0,98 \pm 0,48$, można bezpośrednio porównywać do przewidywań teoretycznych. Przypomnijmy, że zdefiniowane przez strukturę spinową zachodzących procesów współczynniki B_π oraz B_η wedle obliczeń teoretycznych powinny być równe jedności (patrz [Rys.3.7]). Wyznaczone

na podstawie pomiarów współczynniki pozostają zatem w zgodności z przewidywaniami.



Rysunek 5.30: Kąt α , mierzony pomiędzy rozpadającym się wirtualnym fotonem, a jednym z produktów jego rozpadu: elektronem lub pozytonem dla rozpadów Dalitza mezonów π^0 -po lewej oraz η -po prawej stronie.

Dzięki znajomości liczby zrekonstruowanych reakcji $pp \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ dla danych eksperymentalnych i symulacyjnych (znormalizowanej do liczby zmierzonego elastycznego rozpraszania) wyznaczono przekrój czynny $\sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0} = 4,0 \pm 0,1_{\text{stat}} \pm 0,4_{\text{syst}} \pm 0,4_{\text{norm}} \pm 0,1_{\text{model}}$ mb oraz $\sigma_{pp \rightarrow pp\eta} = 76 \pm 6_{\text{stat}} \pm 9_{\text{syst}} \pm 8_{\text{norm}}$ μb . Niepewność systematyczna uwzględnia niepewności związane z metodami odejmowania tła kombinatorycznego i wyznaczenia liczby zmierzonych reakcji (dopasowanie rozkładów sygnału i tła). Niepewność normalizacyjna związana jest z wyznaczeniem liczby elastycznego rozpraszania dla danych eksperymentalnych (11%). W przypadku produkcji mezonu π^0 uwzględniono również niepewność związaną z zastosowaniem różnych modeli rozpadu rezonansu Δ^+ . Uzyskane wartości przekrojów czynnych pozostają w zgodności z przekrojami użytymi w symulacji. Godna podkreślenia jest zgodność wartości przekrojów czynnych uzyskanych w analizie dwucząstkowej i czterocząstkowej.

5.5 Podsumowanie

W rozdziale tym zaprezentowano wyniki analizy danych, którą przeprowadził autor niniejszej rozprawy przy użyciu stworzonego przez niego oprogramowania. Dla zdarzeń dwucząstkowych zaprezentowano analizę:

- Elastycznego rozpraszania, którego liczba posłużyła do normalizacji finalnych rozkładów fizycznych, prezentowanych w tej pracy.
- Reakcji $pp \rightarrow pn\pi^+$, gdzie wyznaczono rozkład kątowy produkcji rezonansu Δ^{++} oraz przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow pn\pi^+$ $\sigma_{pp \rightarrow pn\pi^+} = 14,45 \pm 0,01_{stat} \pm 1,8_{syst} \pm 1,6_{norm} \pm 0,7_{model}$ mb.
- Reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$, gdzie wyznaczono rozkład kątowy produkcji mezonu π^0 oraz przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow pp\pi^0$ $\sigma_{\pi^0} = 4,15 \pm 0,01_{stat} \pm 0,43_{syst} \pm 0,45_{norm} \pm 0,01_{model}$ mb.

Porównanie uzyskanych wyników tej analizy z opartymi na modelu rezonansowym [11] symulacjami uwzględniającymi dwa dodatkowe kanały produkcji pionów (przez rezonans $N^*(1520)$ i produkcję bezpośrednią) pokazało dobrą zgodność modelu rezonansowego z danymi eksperymentalnymi. Dało to podstawy do użycia tegoż modelu do wyznaczania poprawionych na akceptancję, a niezmiierzonych dotychczas wielkości fizycznych charakteryzujących produkcję par e^+e^- w reakcjach:

- $pp \rightarrow pp\pi^0 \rightarrow ppe^+e^-\gamma$, dla której wyznaczono rozkład masy niezmienniczej par e^+e^- pochodzących z rozpadu Dalitza mezonu π^0 , oraz niezmiierzony dotąd rozkład kąta rozpadu wirtualnego fotonu na parę dielektronową dla rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma^*\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Przy użyciu zdarzeń cztercząstkowych wyznaczono również przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow pp\pi^0$ $\sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0} = 4,0 \pm 0,1_{stat} \pm 0,4_{syst} \pm 0,4_{norm} \pm 0,1_{model}$ mb.

Pozostaje on w zgodności z przekrojem czynnym wyznaczonym w analizie hadronowej jak również przewidywaniami modelowymi.

- badanie reakcji $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-$, gdzie wyznaczono rozkład masy niezmienniczej par e^+e^- pochodzących z rozpadu Dalitza mezonu η , oraz rozkład kąta rozpadu wirtualnego fotonu na parę dielektronową dla rozpadu $\eta \rightarrow \gamma^*\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Przy użyciu zdarzeń czterocząstkowych wyznaczono przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow pp\eta$ $\sigma_{pp \rightarrow pp\eta} = 76 \pm 6_{stat} \pm 9_{syst} \pm 8_{norm} \mu\text{b}$, który także pozostaje w zgodności z wyznaczoną dla kanału hadronowego wartością [22] ($\sigma_{pp \rightarrow pp\eta} = 70 \pm 8 \mu\text{b}$).

Rozdział 6

Dodatki

6.1 Dodatek A - Metoda masy brakującej

Zastosowanie i opis metody masy brakującej przedstawiony zostanie na przykładzie reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$. W ogólnym wypadku czterowektory energii i pędu dla obydwu protonów przed reakcją wyglądają następująco:

$$p_a = (px_a, py_a, pz_a, E_a)$$

$$p_b = (px_b, py_b, pz_b, E_b)$$

Odpowiedni dobór układu współrzędnych pozwoli zredukować większość składowych pędowych do zera ($px_b, py_b, pz_b = 0$). Załóżmy, że aparatura pomiarowa rejestrowała dwa ślady cząstek, a późniejsza identyfikacja wskazała, że były to protony. Ponieważ zmierzylśmy ich pędy możemy zapisać czterowektory protonów po reakcji.

$$p_1 = (px_1, py_1, pz_1, E_1)$$

$$p_2 = (px_2, py_2, pz_2, E_2)$$

Jeśli cząstki p_1 i p_2 są jedynymi produktami reakcji, to zdefiniowana następująco masa brakująca : $M_{miss} = [(p_a + p_b - p_1 - p_2)^2]^{1/2} = 0$ (tak jest np. dla elastycznego rozpraszania $pp \rightarrow pp$). Jeśli zaś oprócz cząstek p_1 i p_2 wyprodukowana została trzecia cząstka, to masa brakująca $M_{miss} = [(p_a + p_b - p_1 - p_2)^2]^{1/2}$ będzie stanowił jej masę (np. dla reakcji $pp \rightarrow pp\pi^0$ $M_{miss} = 135MeV$, co stanowi masę mezonu π^0).

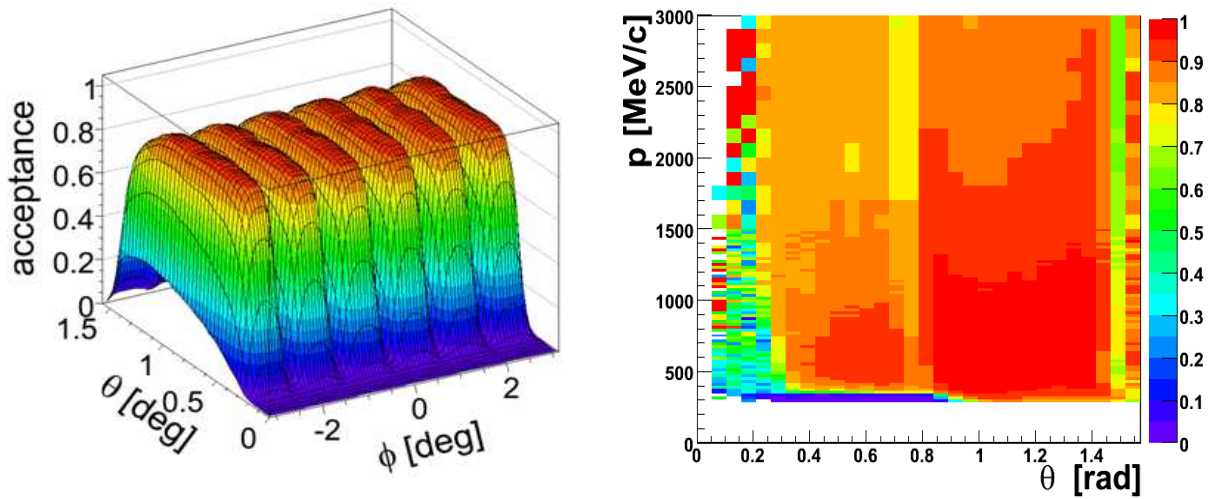
6.2 Dodatek B - Masa niezmiennicza

Masa niezmiennicza (inwariantna) systemu cząstek A i B podana jest wzorem: $M_{inv} = [(p_A + p_B)^2]^{1/2}$, gdzie p_A oraz p_B oznaczają czterowektory energii i pędu odpowiednio dla cząstki A i B. Jeśli cząstki A, B są jedynymi produktami bezpośredniego rozpadu cząstki C ($C \rightarrow A + B$) to masa niezmiennicza pary A-B stanowi masę cząstki C. Jako przykład podać można rozpad mezonu $\rho \rightarrow e^+e^-$. Gdyby udało się wyselekcjonować tylko pary pochodzące z tego rozpadu, to na sporządzonym rozkładzie masy niezmienniczej dielektronów zobaczylibyśmy funkcję rozkładu masy mezonu ρ . W rozpadach typu Dalitz obok pary dielektronowej powstaje dodatkowa cząstka. Gdyby zmierzyć wszystkie trzy i skonstruować masę niezmienniczą przy użyciu trzech czterowektorów energii i pędu to, jak poprzednio, otrzymalibyśmy masę cząstki, która uległa rozpadowi. Zwykle z powodu tego, że jedna z cząstek jest neutralna pomiar wszystkich cząstek jednocześnie jest bardzo trudny, często wręcz niemożliwy. Przykładem niech tu będzie rozpad mezonu $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ na parę dielektronową oraz foton. Jeśli zbierzemy odpowiednią statystykę i skonstruujemy rozkład masy niezmienniczej dla dielektronów zauważymy, że będzie on funkcją ciągłą. Niezerowe wartości tej funkcji rozpoczną się dla sumy mas leptonów (przypadek gdy całkowity pęd unoszony jest przez kwant gamma), a zakończą dla masy odpowiadającej masie mezonu π^0 (przypadek gdy foton unosi minimalny pęd). Kształt rozkładu zdeterminowany jest poprzez proporcje energii produktów rozpadu.

6.3 Dodatek C - Akceptancja i wydajność rekonstrukcji torów

Spektrometr HADES jest urządzeniem mierzącym produkty reakcji tylko w ograniczonym zakresie kątowym i pędowym - ma ograniczoną akceptancję. Przy użyciu pakietu symulacyjnego GEANT [42] oraz standardowych narzędzi do analizy danych (tych samych, których używa się do analizy danych eksperymentalnych) wykonano tzw. macierze akceptancji i wydajności spektrometru uwzględniając pole magnetyczne jakie zastosowano pod-

czas rzeczywistych pomiarów. Obydwa rodzaje macierzy są funkcjami trzech parametrów : kątów - polarnego i azymutalnego rozważanej cząstki oraz jej pędu. Oddzielne macierze sporządzono dla każdego rodzaju rozpatrywanych cząstek: p , $\pi^{+/-}$, $e^{+/-}$. Wartość akceptancji cząstki o zadanych parametrach (p, θ, ϕ) określa prawdopodobieństwo trafienia tej cząstki w aktywny obszar spektrometru (def. $Acc(p, \theta, \phi) = \frac{N_{Acc}(p, \theta, \phi)}{N_{emitted}(p, \theta, \phi)}$). Wydajność na rekonstrukcję oznacza zaś prawdopodobieństwo poprawnego zrekonstruowania toru rozpatrywanej cząstki (def. $Eff(p, \theta, \phi) = \frac{N_{Acc}^{rec}(p, \theta, \phi)}{N_{Acc}(p, \theta, \phi)}$). Obydwa typy macierzy przyjmują formę histogramów ze skończoną ilością binów. Przykładowe macierze akceptancji i wydajności w postaciach dwuwymiarowych przedstawiono na [Rys.6.1].

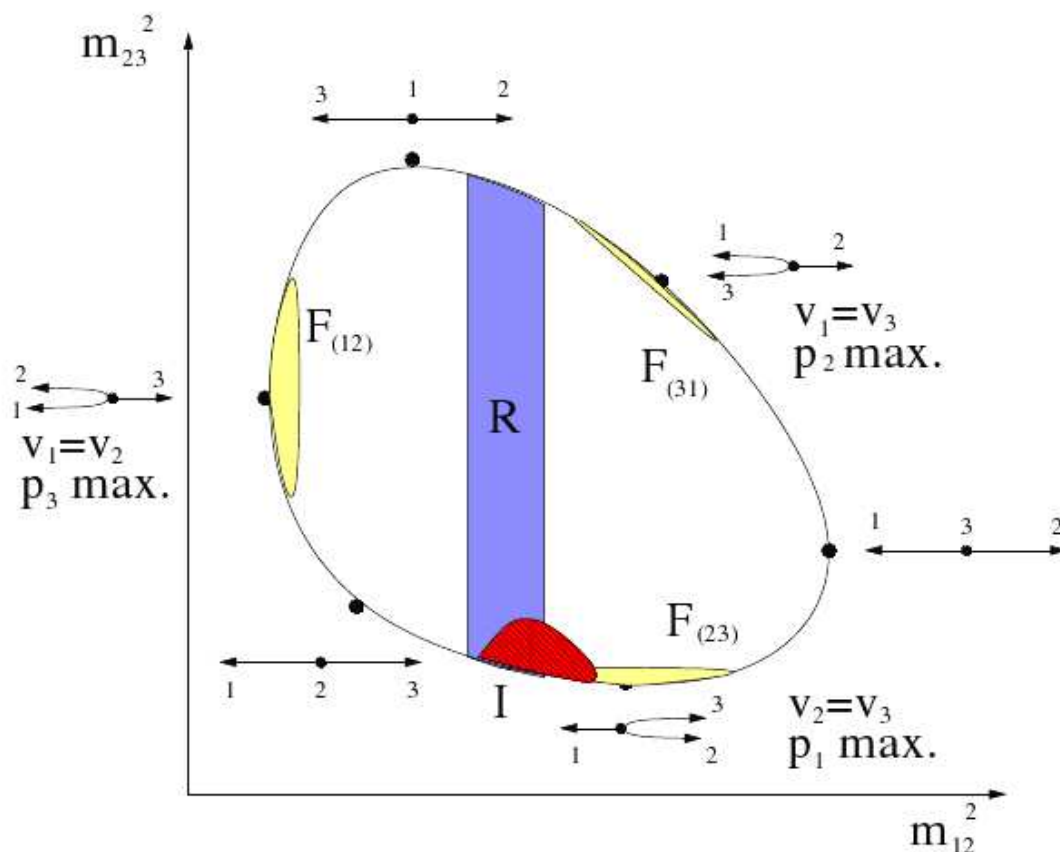


Rysunek 6.1: Po lewej: Akceptancja na pojedynczy elektron. Po prawej: Wydajność na rekonstrukcję torów dla protonów.

6.4 Dodatek D - Wykres Dalitza

Powszechnie używanym narzędziem do badania mechanizmu produkcji cząstek w zderzeniach elementarnych jest tzw. wykres Dalitza [41]. Rozważmy następującą reakcję: $a + b \rightarrow R + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3$, gdzie w wyniku zderzenia cząstek a i b dochodzi do

produkcji krótkożyciowego rezonansu R oraz cząstki 3. Rezonans rozpada się na parę cząstek 1 i 2. W celu sporządzenia wykresu Dalitza odłożymy na osi rzędnych kwadrat masy niezmienniczej (Dodatek B) systemu 1 – 2, a na osi odciętych kwadrat masy niezmienniczej systemu 2 – 3. Na [Rys.6.2] przedstawiono schematycznie wykres Dalitza dla omawianej reakcji $a + b \rightarrow R + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3$. Czarna pętla stanowi kinematyczne ograniczenie wykresu i wynika z praw zachowania energii i pędu w omawianej reakcji przy ustalonej energii wiązki. Znajdujące się na niej czarne punkty odpowiadają skrajnym konfiguracjom pędów powstałych cząstek (kierunki pędów oznaczono na rysunku strzałkami). W wypadku gdy wektory jednej z par cząstek 1 – 2, 1 – 3 lub 2 – 3 są równoległe, dochodzić może do silnego oddziaływania w stanie końcowym, co odpowiada żółtym obszarom na wykresie. Ponieważ reakcja przebiegała dwustopniowo, z udziałem rezonansu $R \rightarrow 1 + 2$, kwadrat masy niezmienniczej systemu 1 – 2 utworzy na wykresie Dalitza charakterystyczny pas odpowiadający kwadratowi masy rezonansu R (rezonanse krótkożyciowe są stanami o dużej szerokości, co przenosi się na szerokość widocznego pasa). Obszar oznaczony na czerwono odpowiada sytuacji gdzie jeden z produktów rozpadu rezonansu oddziałuje w stanie końcowym z cząstką 3.



Rysunek 6.2: Schematyczny wykres Dalitza dla rozpadu trój-ciałowego [41] (produkty rozpadu oznaczono numerami: 1,2,3). Regiony, gdzie możliwe jest silne oddziaływanie w stanie końcowym oznaczono przez $F_{(ij)}$. Zwroty pędów cząstek dla charakterystycznych obszarów wykresu oznaczono odpowiednio ponumerowanymi strzałkami. Rezonans będący stanem związanym systemu 1 – 2 utworzy niebieski pas oznaczony przez R . Interferencja obydwu wymienionych procesów może zachodzić na czerwonym obszarze oznaczonym przez I .

Rozdział 7

Podziękowania

Rozprawa ta jest efektem współpracy z wieloma ludźmi. Pragnę gorąco podziękować Wszystkim, którzy przyczynili się do jej powstania. W szczególności dziękuję:

- Prof. dr hab. Piotrowi Salaburze, promotorowi tej rozprawy doktorskiej. Dziękuję za wskazywanie kierunku i pomoc, której udzielał mi Pan zawsze wtedy, gdy była niezbędna i oczekiwana. Składam wielkie podziękowania za pańską otwartość, życzliwość i cierpliwość
- Prof. dr hab. Andrzejowi Bałandzie, za wsparcie, życzliwość oraz trud włożony w przewodzenie komisji obrony niniejszej rozprawy oraz jej poprawę
- Dr Witoldowi Przygodzie, za świetną współpracę, liczne rozmowy nie tylko o fizyce, atmosferę pracy w pokoju 234, oraz za trud włożony w poprawę niniejszej rozprawy
- Dr Tomaszowi Wójcikowi, za wspianą atmosferę pracy i nieocenioną pomoc w rozwiązywaniu problemów programistycznych
- Dr Jackowi Otwinowskiemu, za cierpliwą pomoc w poznawaniu struktury HYDRY, życzliwość i otwartość
- Dr Jerzemu Pietraszko za liczne krytyczne uwagi i mobilizację do pracy
- Mgr Annie Kożuch, za uśmiech i tworzenie miłej atmosfery pracy

- Mgr Beacie Trębacz, mgr Radosławowi Trębaczowi, mgr Adrianowi Dybczakowi i mgr Damianowi Gilowi - najbliższym współpracownikom z Krakowa - za liczne spotkania, dyskusje, wsparcie i życzliwość
- Koleżankom i kolegom z eksperymentu HADES: dr Małgorzacie Sudoł, mgr Markowi Pałce, dr Ingo Froelichowi, dr Bjoernowi Spruck, dr Tiago Perezowi, dr Jochenowi Marketowi
- Pani Krystynie Szalkowskiej za życzliwość i wszelką pomoc
- Mojej Rodzinie, szczególnie mojej żonie Magdalenie, dziękuję za nieustanne wsparcie i mobilizację do pracy

Bibliografia

- [1] P.Koch, Z.Phys. C57 (1993) 283
- [2] S. Klimt, N. Keiser, W. Weise, Phys. Lett. B249 (1990) 386-390
- [3] R. J. Porter et al. Phys. Rev. Lett. 79 (1997), 1229-1232
- [4] G. Agakichiev et al. Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 052302
- [5] G. Agakichiev et al. Nucl. Phys. A698 (2002) 253-260
- [6] R. Rapp J. Wambach Ad.N.P. 25 (200) 1
- [7] G. E. Brown M. Rho Phys. Rep. 363 (2002) 85
- [8] R. Nasseripour et al.,PRL 99 (2007)
- [9] M. Narukiet et al. Phys. Rev. Lett. 96 (2006), 092301
- [10] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996), 449-486
- [11] S.Teis et al. nucl-th/9609009v1 (1996)
- [12] V. Dmitriev and O. Sushkov Nucl.Phys A459 (1986) 503-524
- [13] A. M. Eisner et al. Phys. Rev. B 138 (1965) 670-677
- [14] d J. Aichelin Nucl.Phys A 573 (1994) 587-625
- [15] D. H. Perkins, Introduction to Elementary Particle Physics, Addison-Wesley, 1987

- [16] E.L. Bratkovskaya et al. Phys.Let. B 348 (1995) 283-289
- [17] A.M.Eisner et al. Phys.Rev v138,3B
- [18] A.B.Wicklunq et al. Phys.Rev. D 35 n9
- [19] P. Moskal, Hadronic interaction of η and η' mesons with protons
- [20] F.Balestra et al., Phys. Rev. C 69, 0340XX (2004)
- [21] C. Amsler et al., Phys. Lett. B346, 203 (1995)
- [22] S. Spataro, Rozprawa Doktorska, UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA (2005)
- [23] G. Faeldt and C. Wilkin, Phys. SCr. 64, 427 (2001)
- [24] K. Nakayama, J, Spath and T.-S. H. Lee., Phys. Rev. C 65, 045210 (2002)
- [25] Particle Data Group 2008
- [26] P. Salabura, Vector Mesons in Strongly Interacting Systems, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego 2003
- [27] Landolt-Boernstein, New Series I/12b
- [28] <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>
- [29] I. Froehlich et al., arXiv:0708.2382v2 [nucl-ex] 6 Nov 2007
- [30] J.Friese et al.,Nucl. Instr. Meth. A502 (2003) 241
- [31] H.Bokemeyer et al., Nucl. Instr. Meth. A 477 (2002) 397
- [32] G. Agakishiev et al., Nucl. Instr. Meth. (w druku)
- [33] R. Schicker et al., Nucl. Instr. Meth. A380 (1996), 586-596
- [34] C. Agodi et al., Nucl. Instr. Meth. A492 (2002) 14-25

- [35] A. Bałanda et al. Nucl. Instr. Meth. A531(2004), 445-458
- [36] W. Przygodai, praca magisterska, IF Uniwersytet Jagielloński (1995)
- [37] M. Atac et al., Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 345-354
- [38] P. Salabura et al., Nucl. Phys. B44 (1995, 701)
- [39] M. Traxler et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 376-380
- [40] M. Traxler, rozprawa doktorska, JLU Giessen 2001
- [41] C. Hanhard, arXiv:hep-ph/0311341 v2 24 Mar2004
- [42] GEANT3 Detector description and simulation tool, CERN long writeup W5013 (1993)
- [43] arXiv:nucl-ex/0106008v2 6 Sep 2001