Politechnika Warszawska

Wydział Fizyki

Barbara Trzeciak

Rejestracja cząstek o ukrytym powabie w eksperymencie STAR

Detection of particles with hidden charm in the STAR experiment

Praca magisterska wykonana pod kierunkiem:

dr Tomasza Pawlaka

Wydział Fizyki

Politechnika Warszawska

dr Grażyny Odyniec

Lawrence-Berkeley

National Laboratory

Warszawa, wrzesień 2009

Spis treści

1 Cel pracy **3**

2 Podstawy teoretyczne **5**

2.1 Wstęp 5

2.2 Chromodynamika kwantowa 6

2.3 Ewolucja czasowo-przestrzenna zderzenia ciężkich jonów 8

2.4 Mezon J/ψ 9

2.5 J/ψ jako sygnatura plazmy kwarkowo-gluonowej 10

2.6 J/ψ jako termometr plazmy kwarkowo-gluonowej 12

2.7 Produkcja J/ψ w zderzeniach proton-proton 14

2.8 Produkcja J/ψ z dużym pędem poprzecznym 16

2.9 Dysocjacja J/ψ 20

2.10 Efekty związane z zimną materią jądrową 21

2.10.1 „Przesłanianie" - Shadowing 21

2.10.2 Efekt Cronina 24

2.11 Regeneracja J/ψ 24

3 Eksperyment STAR **26**

3.1 Wstęp 26

3.2 Detektor STAR 26

3.3 Wyzwalacze 29

3.4 Komora Projekcji Czasowej (Time Projection Chamber - TPC 31

3.4.1 Budowa TPC 33

3.4.2 Rekonstrukcja torów cząstek w TPC 36
3.5 Kalorymetr elektromagnetyczny (Barrel Electromagnetic Calorimeter - BEMC) 38
3.5.1 Shower Maximum Detector (SMD) 40
3.5.2 Detektor Preshower 41
3.5.3 Identyfikacja cząstek 42

4 Analiza danych **43**
4.1 Dane 43
4.1.1 Trigger High Tower 44
4.2 Obcięcia 46
4.2.1 Selekcja zdarzeń 47
4.2.2 Selekcja cząstek 50
4.3 Identyfikacja elektronów 53
4.3.1 Wydajność identyfikacji elektronów i czystość próbki 63
4.4 Sygnał J/ψ 66

5 Podsumowanie **74**

6 Dodatek **76**

Bibliografia **77**

Rozdział 1

Cel pracy

Celem pracy jest analiza produkcji mezonów J/ψ w zderzeniach proton-proton przy energii wynoszącej $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$ w układzie środka masy, w eksperymencie STAR (Solenoid Tracker at RHIC) przy Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) w Brookhaven National Laboratory (BNL). Mezon J/ψ należy do rodziny charmoniów, cząstek o ukrytym powabie składających się z kwarka powabnego c i jego antykwarka $\bar{c}$. Do przedstawionej w pracy analizy zostały wykorzystane dane z roku 2008.

Eksperyment STAR jest jednym z najlepszych i najbardziej produktywnych eksperymentów, biorąc pod uwagę liczbę publikacji oraz obserwacji. Analizy i wyniki otrzymane z eksperymentu wnoszą bardzo duży wkład w rozwój fizyki jądrowej. Produkcja J/ψ w zderzeniach proton-proton w eksperymencie STAR była już badana w latach 2005 i 2006, dane te jednak wymagały wprowadzenia większej ilości poprawek niż dane z roku 2008. Poprawa jakości danych z roku 2008 spowodowana jest usunięciem detektorów SVT (Silicon Vertex Tracker) i SSD (Silicon Strip Detector). Głównym celem wymienionych detektorów było zwiększenie możliwości detektora TPC (Time Projection Chamber) oraz umożliwienie badania żyjących bardzo krótko cząstek. Znajdowały się one w centralnej części TPC i zbudowane były z cienkich krzemowych pasków [83, 84]. Usunięcie detektorów zmniejszyło więc ilość materiału znajdującego się w pobliżu osi wiązki, co znacząco zredukowało tło oraz błędy systematyczne. Analiza danych ze zderzeń proton-proton z roku 2008 umożliwi weryfikację wyników uzyskanych z eksperymentów przeprowadzonych we wcześniejszych latach.

W relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów przy wysokich energiach przewi-

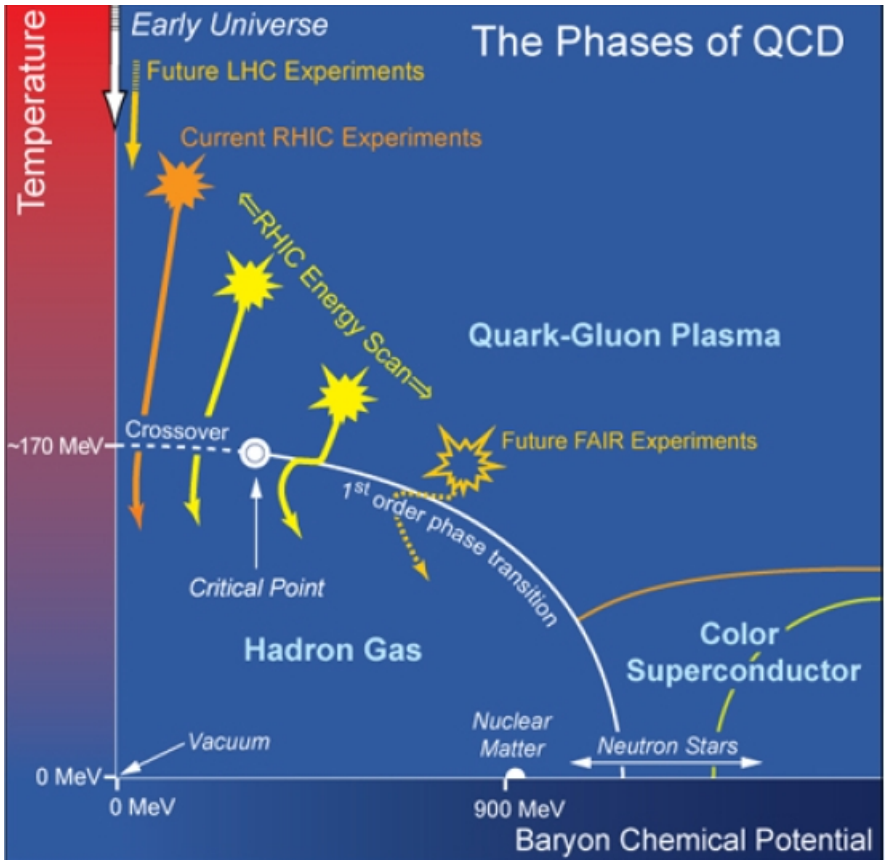
dywane jest powstawanie nowego stanu materii zwanego plazmą kwarkowo-gluonową [56]. Najnowsze informacje związane z tematyką znajdują się w [75]. Tłumienie produkcji J/ψ w zderzeniach ciężko-jonowych zostało zaproponowane jako sygnatura plazmy kwarkowo-gluonowej [1]. Aby zweryfikować otrzymane wyniki i oddzielić normalne efekty jądrowe od efektów związanych z powstaniem nowego stanu materii potrzebne jest odniesienie. Takim układem odniesienia są zderzenia proton-proton przy tej samej energii, w przypadku których gęsta materia jądrowa, odpowiedzialna potencjalnie za tłumienie, nie powstaje. Ponadto wykorzystanie w analizie zderzeń ciężkich jonów danych proton-proton pochodzących z tego samego eksperymentu ułatwi obliczenia, dane te bowiem są z tym samym układem detektorowym. Analiza J/ψ w zderzeniach proton-proton może również pomóc w zrozumieniu mechanizmu powstawania mezonu J/ψ.

Rozdział 2

Podstawy teoretyczne

2.1 Wstęp

Jednym z celów zderzeń ciężkich jonów jest wytworzenie stanu materii, w którym kwarki nie będą związane w hadronach i zachowywać się będą jak kwazi-wolne cząstki. Taki nowy stan materii zwany jest plazmą kwarkowo-gluonową (ang. quark gluon plasma – QGP) i jest mieszaniną swobodnych kwarków i gluonów. Przewiduje się, że przy wysokich temperaturach i/lub dużej gęstości materii następuje przejście fazowe, faza z kwarkami i gluonami trwale uwięzionymi w hadronach zostaje zastąpiona przez plazmę kwarkowo-gluonową. Materia w takim stanie występowała bardzo krótko w początkowym okresie po Wielkim Wybuchu i prawdopodobnie znajduje się w centrum bardzo gęstych gwiazd neutronowych. Przypuszcza się również, że taki stan materii powstaje w zderzeniach ciężkich jonów przy wysokich energiach, jeśli system osiąga temperaturę wyższą od temperatury krytycznej - temperatury przejścia z fazy hadronowej do plazmy kwarkowo-gluonowej - wynoszącej $T_C \approx 150 - 200MeV$ [2], jak przewidują obliczenia chromodynamiki kwantowej na sieciach (ang. lattice QCD). Warunki wytworzone podczas zderzeń ciężkich jonów stanowią obecnie jedyną szansę na zbadanie w laboratorium chromodynamiki kwantowej (QCD) i dają możliwości zrozumienia diagramu fazowego QCD [Rys.2.1].



Rysunek 2.1: Diagram fazowy chromodynamiki kwantowej - stan materii jądrowej w zależności od barionowego potencjału chemicznego i temperatury [77]

2.2 Chromodynamika kwantowa

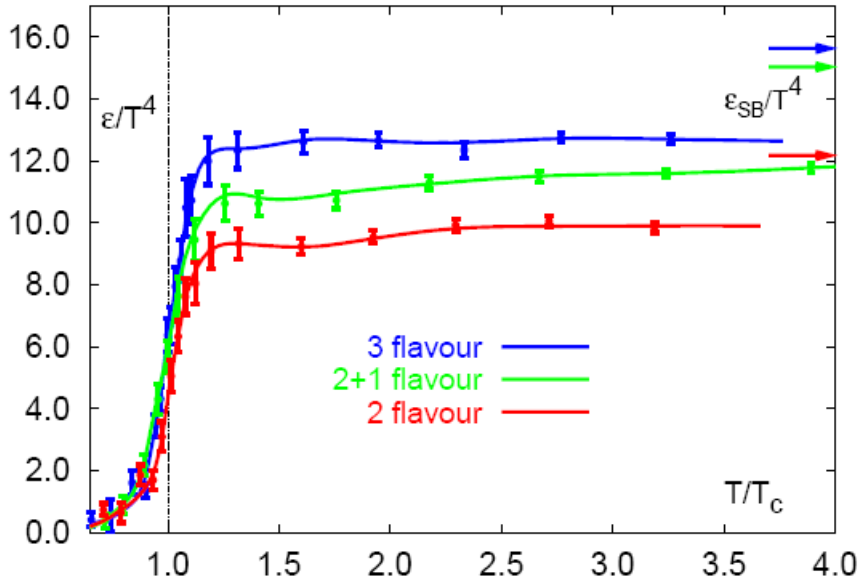
Chromodynamika kwantowa (QCD) jest kwantową teorią opisującą silne oddziaływania kolorowe, oddziaływania kwarków i gluonów w nukleonach. Badanie tych fundamentalnych sił jest więc kluczowe w celu zrozumienia QCD oraz stanów pojawiających się przy przechodzeniu z niskich do wysokich temperatur i/lub gęstości barionowych. Chromodynamika kwantowa jest częścią Modelu Standardowego i posiada dwie własności.

Pierwszą z własności jest asymptotyczna swoboda, zgodnie z którą przy bardo dużych wartościach przekazu pędu lub na bardzo małej odległości (r $\sim$ 1/q) kwarki i gluony oddziałują bardzo słabo (efektywna stałą sprzężenia $\alpha_s(q^2)$ maleje wraz ze wzrostem q^2), czyli przy dużej energii ($\alpha_s(q^2) \to 0$) kwarki zachowują się jak cząstki swobodne. Drugą własnością jest uwięzienie, które oznacza, że potencjał międzykwarkowy przy małych wartościach przekazu pędu (efektywna stałą sprzężenia

$\alpha_s(q^2)$ staje się bardzo duża) wzrasta do nieskończoności, co prowadzi do uwięzienia kwarków w hadronach dla dużych odległości.[66]

Odkrycie asymptotycznej swobody pozwoliło na precyzyjne przewidywania, przy użyciu technik teori perturbacyjnych, wyników wielu eksperymentów przy wysokich energiach. Dla bardzo dużej gęstości energii uzyskiwanej w zderzeniach ciężkich jonów przy wysokich energiach, oczekuje się uwolnienia kwarków i gluonów z hadronów i utworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej.

Obliczenia QCD na sieciach (Lattice QCD) są podejściem obliczeniowym rozwiązania QCD. Jest to teoria opisująca oddziaływania kwarków i gluonów zdefiniowana na sieci przestrzenno-czasowej, opisująca czasoprzestrzeń w sposób dyskretny, a nie ciągły. Obliczenia te przewidują między innymi przejście z normalnej materii jądrowej do plazmy kwarkowo-gluonowej. Przejście fazowe wiąże się z gwałtownym wzrostem gęstości energii w okolicy temperatury krytycznej T_C, jak pokazuje Rys.2.2, poniżej tej temperatury kwarki i gluony są związane w hadronach [2]. Stosunek ϵ/T^4 jest związany z liczbą stopni swobody, która opisuje system.

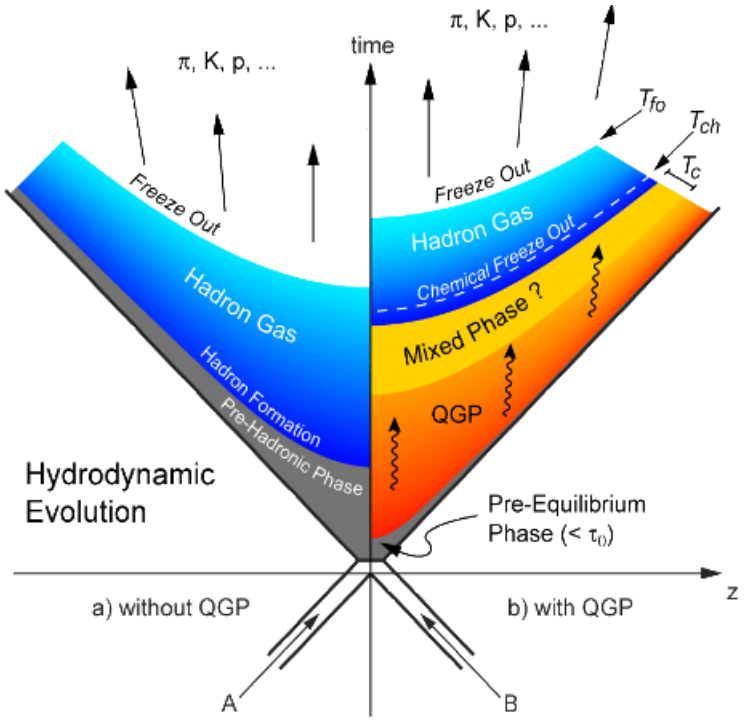


Rysunek 2.2: Zależność gęstości energii od temperatury [2]

2.3 Ewolucja czasowo-przestrzenna zderzenia ciężkich jonów

Zderzenie ciężkich jonów można podzielić na kilka następujących po sobie etapów [Rys.2.3]. Po kolizji Lorentzowsko skróconych jąder, między kwarkami i gluonami następują zderzenia twarde z dużymi przekazami pędu, nie ma wtedy jeszcze równowagi termicznej. Następnie występują oddziaływania miękkie, z małymi przekazami pędu, między partonami i po czasie $\leqslant 1$ fm/c następuje termalizacja. Później dopiero może zostać wytworzona plazma kwarkowo-gluonowa – czas życia QGP w RHIC przed hadronizacją wynosi około 5-7 fm/c. Aby powstała plazma kwarkowo-gluonowa system musi składać się z partonów oraz musi zostać osiągnięty stan równowagi termicznej (można wtedy używać języka termodynamiki). Trudno jednak mówić o globalnej równowadze systemu, zaczyna on się bowiem od razu gwałtownie rozszerzać. W równowadze mogą być natomiast różne części systemu - równowaga lokalna systemu. Stan występujący przed równowagą nazywany jest stanem przedrównowagowym (ang. pre-equilibrium), i również składa się z partonów.

Powstały system następnie ekspanduje, swobodne kwarki łączą się w kolorowo obojętne hadrony – hadronizacja, i ochładza się. Końcowym etapem jest wymrażanie, kiedy ustalają się oddziaływania między hadronami. Jako pierwsze występuje wymrożenie chemiczne (ang. chemical freeze-out) – skład chemiczny produktów zostaje ustalony, ustają bowiem procesy nieelastyczne prowadzące do produkcji nowych cząstek. Po wymrożeniu chemicznym następuje wymrożenie termiczne (ang. thermal freeze-out) – ustają oddziaływania elastyczne, charakterystyki kinematyczne wyprodukowanych cząstek zostają zamrożone. Jest to przejście od mocno do słabo związanego systemu. Rezonanse mogą jednak być produkowane i rozpadać się między wymrożeniem chemicznym a termicznym, a po wymrożeniu termicznym cząstki mogą rozpadać się w wyniku procesów silnych, jak rezonanse, lub słabych, na przykład rozpady kaonów.



Rysunek 2.3: Ewolucja czasowo-przestrzenna zderzenia ciężkich jonów (z plazmą kwarkowo-gluonową i bez) [5]

2.4 Mezon J/ψ

Zderzenia ciężkich jonów muszą nie tylko stwarzać możliwość wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej w laboratorium, ale również potrzebna jest zewnętrzna sonda, umożliwiająca zbadanie wytworzonej w zderzeniu materii. Taką sondą mogą być kwarkonia, stany związane ciężkiego kwarka (c lub b) oraz jego antykwarka. Z powodu dużej masy ciężkie kwarki mogą powstać jedynie w początkowej fazie zderzenia, która jest etapem twardego rozpraszania. W tej pracy zajmę się mezonem J/ψ, który jest stanem 1S charmonium, stanem związanym kwarka powabnego oraz jego antykwarka.

Mezon J/ψ został odkryty w 1974 roku, niezależnie w eksperymencie przy SPEAR w Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) w anihilacji e^+e^- [67] oraz w eksperymencie przy AGS w Brookhaven National Laboratory (BNL) w reakcji $p + Be \rightarrow e^+e^-X$ [68]. Masa mezonu J/ψ wynosi 3096.916±0.011 MeV/c^2, szerokość 93.2±2.1keV, podstawowe kanały rozpadu: rozpad na hadrony (87.7±0.5%) oraz leptony - e^+e^- (5.94±0.06%) i $\mu^+\mu^-$ (5.93±0.06%) [76]. Energia wiązania wynosi

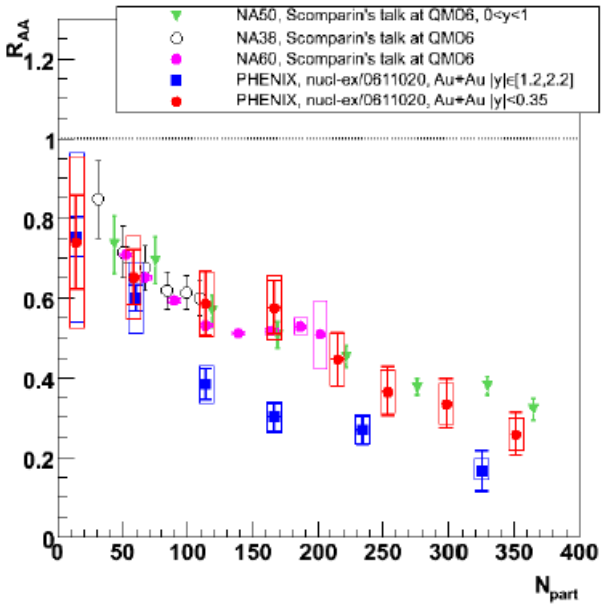
około 0.64GeV i jest dużo większa od typowej wartości energii wiązania hadronów składających się z lekkich kwarków, wynoszącej około 0.2 GeV, wskutek czego promień jest dużo mniejszy, i wynosi około 0.2 fm. Dlatego też spodziewane jest, że J/ψ może przetrwać w plazmie kwarkowo-gluonowej w pewnym zakresie temperatur, powyżej temperatury krytycznej T_C. J/ψ może służyć jako sonda dzięki leptonowym kanałom rozpadu (e^+e^- i $\mu^+\mu^-$). Leptony nie biorą udziału w oddziaływaniach silnych, więc gdy powstaną, opuszczają ośrodek bez dalszych modyfikacji.

2.5 J/ψ jako sygnatura plazmy kwarkowo-gluonowej

Tłumienie J/ψ przez długi czas uważane było za jedną z kluczowych sygnatur plazmy kwarkowo-gluonowej, która mogłaby definitywnie potwierdzić powstanie nowego stanu materii w zderzeniu ciężkich jonów przy wysokich energiach. Ekranowanie oddziaływania silnego, będące analogią z ekranowaniem Debye'a, zostało zaproponowane przez Matsui i Satza [1] jako mechanizm prowadzący do anormalnego tłumienia, powstałych przed plazmą kwarkowo-gluonową stanów charmonium. Matsui i Satz stwierdzili, że spodziewana duża gęstość gluonów w plazmie kwarkowo-gluonowej, utworzonej w zderzeniu ciężkich jonów przy wysokich energiach, powinna ekranować kwarki c i $\bar{c}$ i nie dopuścić do ich połączenia i utworzenia J/ψ.

Za źródła normalnego tłumienia J/ψ uważa się między innymi nieelastyczne rozpraszanie rezonansu J/ψ na hadronach w fazie gazu hadronowego, efekty związane z zimną materią jądrową - takie jak shadowing i anty-shadowing partonów, saturacja gluonów, absorpcja jądrowa stanów przedrezonansowych ($Q\bar{Q}g$) zanim utworzą one stan fizyczny kwarkonium, efekt Cronina. Dodatkowym źródłem powstawania J/ψ może być łączenie się początkowo nieskorelowanych ze sobą termicznych par kwarku powabnego i antykwarku powabnego w stan związany w końcowej fazie zderzenia. W przypadku zderzeń przy wyższych energiach, gdzie gęstość partonów jest duża, zjawisko rekombinacji może prowadzić do wzrostu produkcji J/ψ. Jednak w zderzeniach ciężkich jonów bardzo trudno jest rozróżnić nowe zjawiska od zwykłych efektów jądrowych.

Eksperymenty NA38 [32], NA50 [33] oraz NA60 [34] (CERN SPS) jako pierwsze



Rysunek 2.4: Porównanie czynnika modyfikacji jądrowej R_{AA} z SPS i RHIC [11]

badały zjawisko powstawania plazmy kwarkowo-gluonowej poprzez mierzenie tłumienia J/ψ, dla wielu zderzających się systemów i przy różnych energiach. Wyniki tych eksperymentów pokazały znaczące anormalne tłumienie J/ψ w centralnych zderzeniach Pb+Pb oraz In+In, które może być interpretowane w kategorii ekranowania kwarków c i $\bar{c}$ w plazmie kwarkowo-gluonowej. Mniejszą produkcję J/ψ w zderzeniach ciężkich jonów, niż jest to spodziewane biorąc pod uwagę jedynie normalne efekty jądrowe, potwierdziły również eksperymenty przy RHIC (PHENIX), mierzące tłumienie J/ψ z pędem poprzecznym $p_T < 5$ GeV/c. Wyniki eksperymentu PHENIX okazały się jednak zaskakujące. Ze względu na większe energie zderzeń, a zatem i większe gęstości energii uzyskiwane w zderzeniach przy energiach RHIC niż przy energiach SPS, spodziewano się, że obserwowane przy RHIC tłumienie J/ψ będzie znacząco większe. Było ono jednak bardzo podobne, co wskazuje na dodatkowe mechanizmy powodujące dodatkową produkcję J/ψ przy energiach RHIC. Wyniki te doprowadziły do powstania wielu nowych modeli teoretycznych, mających na celu wyjaśnienie obserwowanego poziomu tłumienia J/ψ.

Tłumienie J/ψ jest opisywane przez czynnik modyfikacji jądrowej, uzyskiwany poprzez normalizację liczby J/ψ zmierzonej w zderzeniach ciężkich jonów (dN_{AB}) przez liczbę J/ψ ze zderzeń proton-proton przy tej samej energii (dN_{pp}) pomnożoną przez średnią liczbę binarnych nieelastycznych zderzeń ($\langle N_{coll} \rangle$).

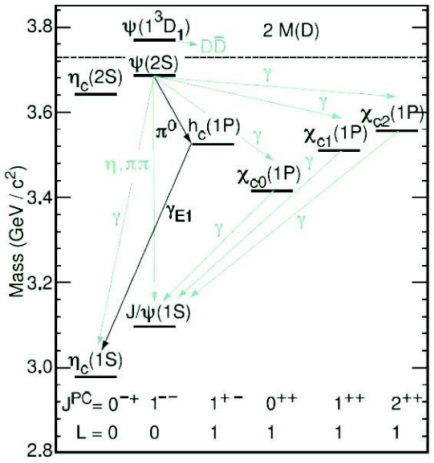
$$R_{AB} = \frac{dN_{AB}(y, p_T)/dydp_T}{\langle N_{coll}\rangle dN_{pp}(y, p_T)/dydp_T} \tag{2.1}$$

Jeśli zderzenie ciężkich jonów jest superpozycją niezależnych nieelastycznych zderzeń proton-proton, wówczas czynnik modyfikacji jądrowej jest równy jedności (dla procesów twardych). Natomiast w przypadku wzrostu czynnik ten jest większy, a w przypadku tłumienia mniejszy od jedności.

W celu zrozumienia produkcji J/ψ w zderzeniach ciężkich jonów niezbędne jest więc odniesienie, jakie dają zderzenia proton-proton przy tej samej energii. W zderzeniach proton-proton plazma kwarkowo-gluonowa nie powstaje, więc anormalne tłumienie nie występuje. Ponadto zaletą są dane ze zderzeń proton-proton pochodzące z tego samego eksperymentu co dane ze zderzeń ciężkich jonów, gdyż brane są z tym samym układem detektorowym.

2.6 J/ψ jako termometr plazmy kwarkowo-gluonowej

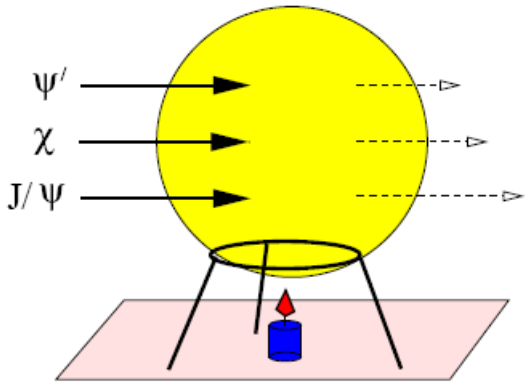
Charmonium jest stanem związanym kwarka c i jego antykwarka $\bar{c}$. Najniżej wzbudzonym stanem charmonium jest J/ψ(1S), wyżej wzbudzonymi stanami są na przykład χ_C(1P) i ψ'(2S), z rozpadu których może powstać J/ψ. Rodzina charmoniów przedstawiona jest na [Rys.2.5].



Rysunek 2.5: Rodzina charmoniów [74]

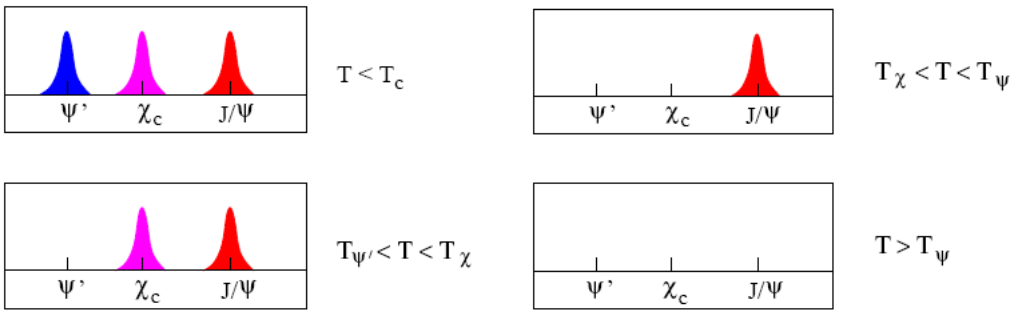
Ostatnie obliczenia chromodynamiki kwantowej na sieciach pokazują, że J/ψ

może przetrwać nawet do temperatury około $2T_C$, podczas gdy wzbudzone stany charmonium χ_C i ψ', których energia wiązania jest mniejsza od energii wiązania J/ψ, zdysocjują przy niższych temperaturach $\sim 1.2T_C$ i $\sim 1.1T_C$ [4], odpowiednio. Różne temperatury dysocjacji poszczególnych stanów charmonium w plazmie kwarkowo-gluonowej wynikają z ich różnych promieni, które wynoszą: $\sim$ 0.2 fm dla J/ψ(1S), $\sim$ 0.3 fm dla χ_C(1P) i $\sim$ 0.4 fm dla ψ'(2S) [2]. Ponieważ uwolnienie kwarków związane jest z ekranowaniem oddziaływania silnego, związek pomiędzy promieniem wiązania i promieniem ekranowania jest kluczowy, gdy rozpatrujemy dysocjację stanów związanych. Analiza spektralna dysocjacji stanów kwarkonium w ośrodku może więc służyć jako termometr plazmy kwarkowo-gluonowej [1].



Rysunek 2.6: Tłumienie stanów charmonium. Długość przerywanej strzałki symbolizuje liczbę cząstek w danym stanie zarejestrowanych w eksperymencie - im krótsza strzałka tym mniejsza liczba cząstek (większe tłumienie).[2]

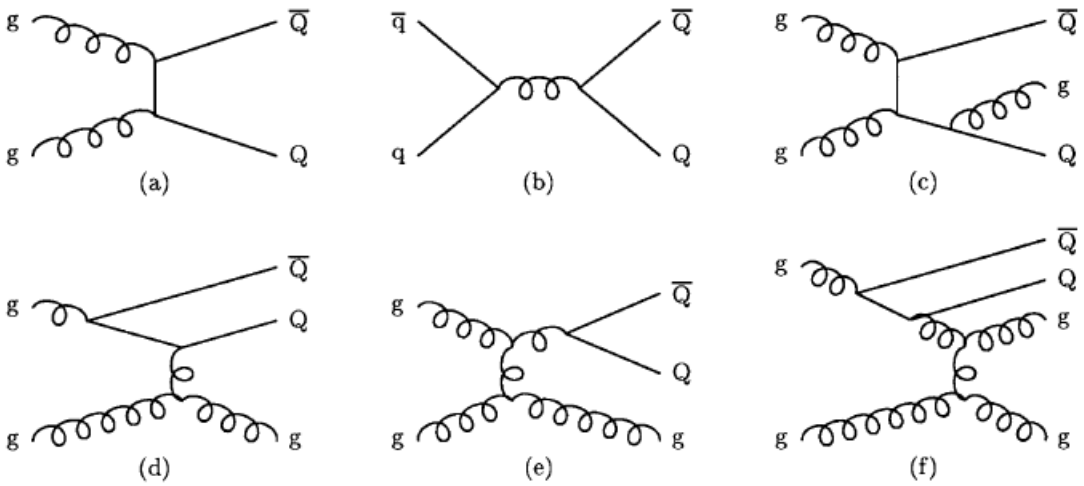
Traktując stany charmonium jako sondy wprowadzane do ośrodka, sprawdzamy, który stan zostanie następnie zarejestrowany w eksperymencie [Rys.2.6]. W przypadku, gdy wszystkie stany charmonium przetrwają znana jest górna granica temperatury, a sprawdzając w jakiej temperaturze poszczególne stany ψ', χ_C i J/ψ ulegną dysocjacji można określić temperaturę ośrodka. Sytuację taką ilustruje rysunek [Rys.2.7].



Rysunek 2.7: Stany charmonium jako termometer [2]

2.7 Produkcja J/ψ w zderzeniach proton-proton

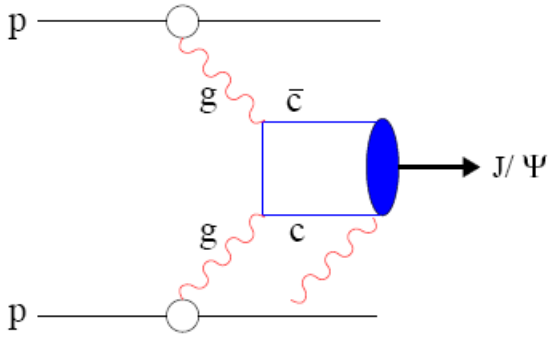
Z powodu dużej masy kwarków powabnych w porównaniu z typową skalą QCD $\Lambda_{QCD} \sim 0.2$ GeV, co odpowiada $\alpha_S(m_C \ll 1)$, produkcja tych kwarków jest procesem perturbacyjnym. Przy energiach RHIC pary $c\bar{c}$ powstają głównie poprzez fuzję gluonów, typowa skala czasowa tego procesu wynosi około 0.06 fm.



Rysunek 2.8: Przykładowe diagramy Feynmana ilustrujące produkcję pary ciężkich kwarków (a) fuzja gluonów (b) anihilacja kwark-antykwark (c) kreacja pary z emisją gluonu (d) wzbudzenie zapachu (e) rozszczepienie gluonu (f) rozszczepienie gluonu, ale o charakterze wzbudzenia zapachu [22]

W zderzeniach elementarnych produkcja charmonium odbywa się w dwóch etapach. Pierwszym z nich jest produkcja par kwarku i antykwarku c. Parton pocisku

oddziałuje z partonem tarczy (rozkład partonów w hadronach określony jest empirycznie). W drugim etapie z par $c\bar{c}$ w procesie hadronizacji powstają rezonanse, takie jak ψ', χ_C czy J/ψ. Rozdzielenie produkcji charmonium na dwa etapy możliwe jest dzięki temu, iż odpowiadają im różne skale energii. Pierwszemu etapowi odpowiada energia $2M_C \sim 3$ GeV, gdzie M_C jest masą kwarka powabnego i możliwe jest stosowanie perturbacyjnej QCD. Drugi etap jest zjawiskiem nieperturbacyjnym i odpowiada mu energia $\Lambda_{QCD} \sim 0.2$ GeV. Jest kilka modeli teoretycznych – model neutralizacji koloru, model singletu kolorowego, model oktetu kolorowego - opisujących produkcję stanów charmonium, każdy z nich inaczej tłumaczy drugi etap powstawania charmonium [14]. Poniżej opisany zostanie model oktetu kolorowego, którego przewidywania zgadzają się w dużej mierze z danymi eksperymentalnymi.



Rysunek 2.9: Proces produkcji J/ψ [4]

W pierwszym etapie zderzenia pary $c\bar{c}$ są tworzone w procesach twardych, w bardzo krótkim czasie. Aby następnie osiągnąć liczby kwantowe J/ψ , pary kwarku c i antykwarku c muszą być w stanie oktetu kolorowego. Według modelu oktetu kolorowego pary $c\bar{c}$ łączą się następnie z miękkim – o niskim pędzie poprzecznym - współliniowym gluonem, aby utworzyć stan singletu kolorowego $(c\bar{c} - g)$. Następnie po czasie relaksacji, potrzebnym na neutralizację koloru, stan przedrezonansowy $(c\bar{c} - g)$ zmienia się w fizyczny stan $c\bar{c}$ poprzez absorpcję towarzyszącego gluonu [4]. Jedynie z 1% par powstają następnie mezony J/ψ [2].

Bezpośrednio produkowane stany 1S charmonium stanowią około 60% mierzonej ilości J/ψ w zderzeniach hadron-hadron. Pozostałe 40% pochodzi z rozpadów stanów wzbudzonych: około 30% z rozpadu $\chi_C(1\mathrm{P}) \rightarrow$ J/ψ + cokolwiek, 10% z rozpadu $\psi'(2\mathrm{S}) \rightarrow$ J/ψ + cokolwiek. Szerokość rozpadu wymienionych stanów wzbudzonych

jest bardzo mała, więc ich czas życia jest bardzo długi. Dlatego obecność ośrodka w zderzeniach jądrowych będzie wywierać wpływ na stany wzbudzone, a nie na produkty ich rozpadu [4]. J/ψ może również powstać z rozpadu mezonu B.

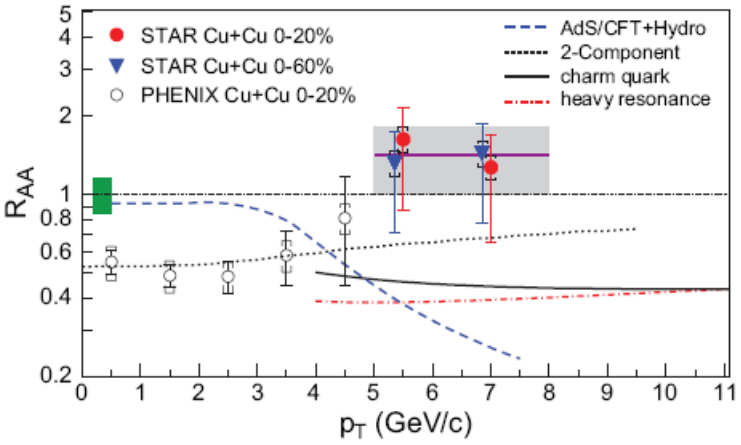
Żaden model nie tłumaczy jednak w pełni obserwowanej produkcji J/ψ w zderzeniach elementarnych. W zrozumieniu procesów leżących u podstaw produkcji stanów kwarkonium mogą pomóc pomiary J/ψ z wysokim pędem poprzecznym, zarówno w zderzeniach proton-proton jak i zderzeniach ciężkich jonów.

2.8 Produkcja J/ψ z dużym pędem poprzecznym

Modele oparte na AdS/CFT przewidują zmniejszanie się temperatury dysocjacji wraz ze wzrostem pędu poprzecznego (lub prędkości) J/ψ [61]. Tłumienie J/ψ w zderzeniach ciężkich jonów powinno więc być większe dla wyższych pędów poprzecznych, w porównaniu ze standardowym modelem tłumienia J/ψ. Z modelu tego wynika, iż dla gęstości energii uzyskiwanej w zderzeniach ciężkich jonów przy RHIC, potrzebne są pomiary J/ ψ z pędem poprzecznych $p_T > 5GeV/c$. Dla takiej wartości pędu poprzecznego temperatura dysocjacji J/ψ powinna spaść poniżej temperatury osiąganej przy RHIC, wynoszącej $\sim 1.5T_C$ [60]. Przewidywania te mogły być zweryfikowane dzięki danym dostępnym z eksperymentów STAR oraz PHENIX, ze zderzeń Cu+Cu i p+p przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$.

Rysunek [Rys.2.10] przedstawia czynnik modyfikacji jądrowej R_{AA} w funkcji pędu poprzecznego p_T. Czynnik modyfikacji jądrowej jest zdefiniowany jako stosunek liczby J/ψ ze zderzeń Cu+Cu do liczby J/ψ ze zderzeń p+p przeskalowany przez liczbę binarnych zderzeń nukleon-nukleon. Dane ze zderzeń Cu+Cu o centralności 0-20% pochodzą z eksperymentów STAR i PHENIX, natomiast dane ze zderzeń Cu+Cu o centralności 0-60% pochodzą z eksperymentu STAR. Wyniki ze zderzeń Cu+Cu oraz p+p z pędem poprzecznym $p_T > 5GeV/c$ uzyskane zostały przez eksperyment STAR.

Otrzymane wyniki pokazują, że czynnik modyfikacji jądrowej rośnie wraz ze wzrostem pędu poprzecznego. Średnia wartość czynnika modyfikacji jądrowej dla dwóch punktów z danych STAR, dla zderzeń o centralności 0-20% z wysokim pędem poprzecznym, wynosi 1.4. Natomiast biorąc pod uwagę dane ze zderzeń Cu+Cu

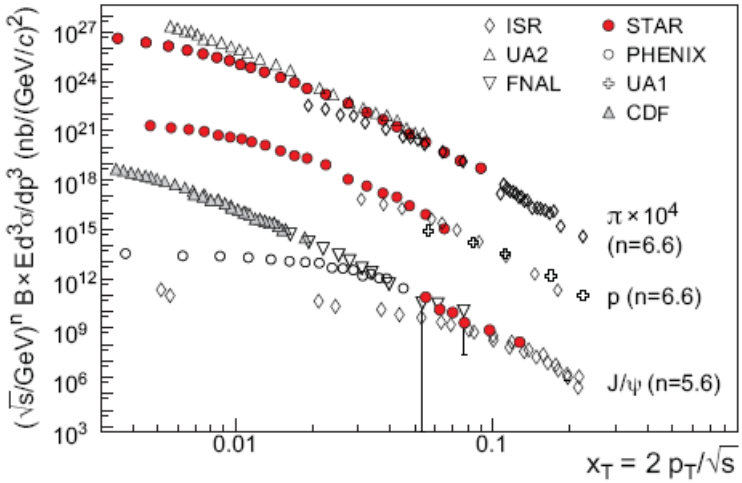


Rysunek 2.10: Współczynnik modyfikacji jądrowej R_{AA} J/ψ w funkcji pędu poprzecznego [8]

i p+p z STAR oraz dane Cu+Cu z wysokim pędem poprzecznym z PHENIX [62], czynnik modyfikacji jądrowej wynosi 1.1 dla pędu poprzecznego $p_T > 5GeV/c$ [8]. Dodatkowo punkty dla niskich pędów poprzecznych z eksperymentu STAR ze zderzeń Cu+Cu zostały uzyskane przez D.Kikołę [9]. Otrzymane wartości czynnika modyfikacji jądrowej są bliskie jedności i są różne od wyniku otrzymanego przez eksperyment PHENIX dla niskich pędów poprzecznych, który wynosi 0.52 [62], o dwa odchylenia standardowe. Podobne wyniki zostały uzyskane przez eksperyment NA60 w zderzeniach In+In przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 17.3GeV$. Jednak czynnik modyfikacji jądrowej był równy jedności dla dużo niższych wartości pędu poprzecznego niż w eksperymentach przy RHIC, najprawdopodobniej z powodu różnego pochodzenia fizycznego [26]. Istotne jest, że jedynie w przypadku J/ψ, w przeciwieństwie do innych hadronów badanych w zderzeniach ciężkich jonów przy RHIC, nie widać silnego tłumienia dla wysokich pędów poprzecznych. Z drugiej jednak strony, przedstawione wyniki zawierają J/ψ , dla których początkowe partony, które uległy rozproszeniu, posiadają średni ułamek pędu $x_T \sim 0.1$ (Rys.2.11). Dlatego wzrost czynnika modyfikacji jądrowej wraz ze wzrostem pędu poprzecznego może być spowodowany efektami związanymi z fazą początkową zderzenia, jak na przykład ze zjawiskiem anty-shadowingu.

Na Rysunku [Rys.2.10], oprócz punktów eksperymentalnych znajdują się również linie przedstawiające przewidywania różnych modeli teoretycznych. Rezultaty eks-

perymentów nie są zgodne z modelem opartym o obliczenia AdS/CFT, który przewiduje zmniejszenie się temperatury dysocjacji wraz ze wzrostem pędu poprzecznego, jak również są różne od przewidywań modelu two-component. Model two-component zawiera efekty takie jak: ekranowanie oddziaływania silnego, dysocjację w fazie hadronowej, statystyczne łączenia się par kwarków $c\bar{c}$ podczas przejścia do fazy hadronowej, efekty związane z czasem powstawania J/ψ oraz rozpad mezonu B [30]. W procesie produkcji J/ψ z wysokim pędem poprzecznym mogą więc odgrywać istotną rolę inne efekty niż wymienione powyżej.



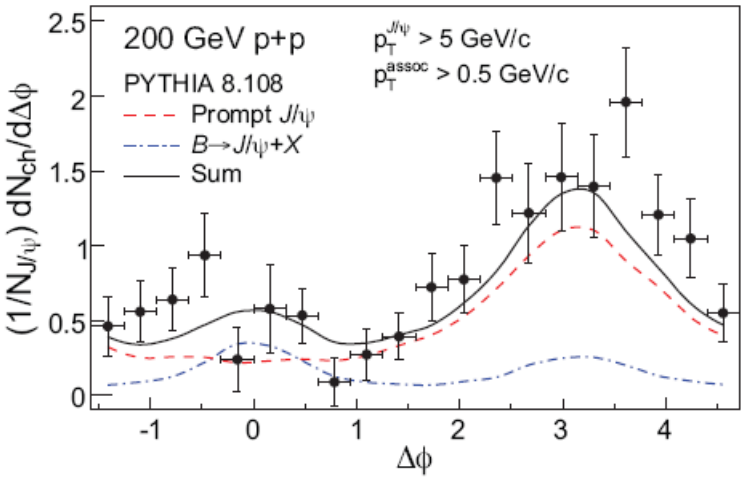
Rysunek 2.11: Rozkład x_T dla pionów, protonów i J/ψ ze zderzeń proton-proton [8]

Przekrój czynny na inkluzywną produkcję protonów i pionów w zderzeniach proton-proton przy wysokich energiach spełnia prawo skalowania x_T: $E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{g(x_T)}{\sqrt{s^n}}$, gdzie n związane jest z liczbą punktowych składników, biorących aktywny udział w modelu partonowym. Parametr n osiąga wartość 8 w przypadku rozpraszania dwóch kwarków, natomiast w przypadku bardziej podstawowego procesu rozpraszania (QED) wartość ta wynosi 4 [26].

Rysunek [Rys.2.11] przedstawia rozkład x_T dla J/ψ, pionów oraz protonów, uzyskany z danych ze zderzeń proton-proton. Zakres $\sqrt{s}$ energii dla danych J/ψ wynosi od 30 GeV (ISR) do 1.96 TeV (CDFII) [8]. J/ψ z wysokim pędem poprzecznym spełniają prawo skalowania, wartość n wynosi: n = 5.6 $\pm$ 0.2, i jest niższa od wartości uzyskanej dla pionów i protonów: n = 6.6 $\pm$ 0.1 [8]. Wynika z tego, że J/ψ z wysokim pędem poprzecznym mogą być tworzone w procesie twardego rozpraszania $2 \rightarrow 2$ parton-parton. Jednak w przypadku J/ψ z niskim pędem poprzecznym wi-

dać wyraźne odstępstwo od skalowania x_T, podobnie jak dla pionów i protonów z pędem poprzecznym $p_T < 2GeV/c$ [26]. Produkcja J/ψ z niskim pędem poprzecznym odbywa się w procesach twardych, więc to następujące później procesy miękkie mogą wpływać na obserwowaną ilość J/ψ z niskim pędem poprzecznym i powodować złamanie prawa skalowania x_T. Dlatego też nie można stwierdzić, iż początkowa produkcja J/ψ dla niskich pędów poprzecznych spełnia skalowanie binarne. Dane doświadczalne również nie potwierdzają tego, chociaż jest to tłumaczone absorpcją w zimnej materii jądrowej. Może to także wyjaśniać większe tłumienie J/ψ w zderzeniach Au+Au dla większych wartości pospieszności.[26]

Dla wysokich wartości pędu poprzecznego wartość parametru n = 5.6 $\pm$ 0.2 dla J/ψ jest bliższa przewidywaniom modelu oktetu kolorowego i modelu neutralizacji koloru, gdzie $n \approx 6$, i jest znacznie mniejsza od przewidywań modelu next-to-next-to leading order (NNLO*) CS, gdzie $n \approx 8$ [8].



Rysunek 2.12: Korelacje J/ψ - hadron [8]

Badanie korelacji J/ψ -hadron w zderzeniach proton-proton może umożliwić zrozumienie mechanizmu produkcji J/ψ z wysokim pędem poprzecznym. Na rysunku [Rys.2.12] przedstawione są korelacje w kącie azymutalnym pomiędzy J/ψ z wysokim pędem poprzecznym, $p_T > 5GeV/c$, a wszystkimi hadronami posiadającymi ładunek, o pędzie poprzecznym $p_T > 0.5GeV/c$ ze zderzeń proton-proton przy energii 200 GeV. W przeciwieństwie do pomiarów korelacji hadron-hadron [63], dla których widać wyraźną korelację dla bliskich kątów – $\Delta\phi \sim 0$, w przypadku J/ψ korelacji takiej nie widać. Symulacje Monte Carlo pokazują wyraźne korelacje dla bliskich ką-

tów, jeśli J/ψ pochodzi z rozpadu mezonu B [64, 65], dlatego przedstawione wyniki mogą być użyte do wyznaczenia wkładu mezonu B do produkcji J/ψ. Wyniki symulacji w PYTHIA [8], pokazane na rysunku [Rys.2.12], pokazują korelację w bliskich kątach wynikające głównie z rozpadu mezonu B, B $\rightarrow$ J/ψ + X. Otrzymany wkład z rozpadu mezonu B do produkcji J/ψ wynosi 13%$\pm$5% dla pędu poprzecznego $p_T > 5GeV/c$ [8].

2.9 Dysocjacja J/ψ

Powstające przed etapem plazmy kwarkowo-gluonowej J/ψ będą ulegać dysocjacji kolejno poprzez: absorpcję jądrową, ekranowanie Debye'a oddziaływania silnego, nieelastyczne rozpraszanie rezonansu J/ψ na hadronach w fazie gazu hadronowego.

W 1986 roku Matsui i Satz [1] zaproponowali, że w obecności plazmy kwarkowo-gluonowej ładunek kolorowy kwarków będzie ekranowany przez inne kwarki i gluony (analogia z ekranowaniem Debye'a). Z tego powodu oddziaływania między kwarkami, na przykład c i $\bar{c}$, będą słabsze, czego wynikiem może być niedopuszczenie do związania się kwarków c i $\bar{c}$. W próżni potencjał oddziaływania między kwarkami c i $\bar{c}$ będzie mieć postać:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha_S}{r} \tag{2.2}$$

gdzie α_S jest efektywną stałą sprzężenia, a σ napięciem struny. W próżni oddziaływania między kwarkami c i $\bar{c}$ rosną z odległością między kwarkami. Wraz ze wzrostem temperatury $\sigma(T)$ maleje, w momencie uwolnienia $\sigma(T_C) = 0$. Powyżej temperatury krytycznej potencjał można wyrazić następująco:

$$V(r) = -(\frac{\alpha_S}{r})exp(\frac{-r}{r_D(T)}) \tag{2.3}$$

gdzie $r_D(T)$ jest promieniem ekranowania Debey'a i maleje wraz ze wzrostem temperatury. Potencjał ten pozwala nadal na tworzenie się stanów związanych. Uwolnienie następuje, gdy promień Debey'a staje się mniejszy od promienia hadronu. Ponieważ promień J/ψ jest dużo mniejszy (energia wiązania jest duża) od promienia hadronów złożonych z lekkich kwarków, J/ψ ulegnie dysocjacji w temperaturze wyższej od temperatury krytycznej T_C. Matsui i Satz stwierdzili, iż J/ψ może przetrwać do temperatury wynoszącej około $1.2T_C$, według ostatnich obliczeń temperatura

ta może osiągnąć wartość $2T_C$ lub nawet wyższą. Ponadto wyżej wzbudzone stany charmonium - ψ', χ_C - mają mniejsze energie wiązania (ich promienie są większe od promienia J/ψ), więc temperatura, przy jakiej ulegną dysocjacji będzie niższa. Biorąc pod uwagę, że około 30-40% J/ψ powstaje z rozpadów stanów ψ', χ_C oraz że stany te posiadają niższą temperaturę topnienia w QGP niż J/ψ, można wysunąć hipotezę sekwencyjnego topnienia (ang. sequential melting) [69]. Hipoteza ta mówi, iż obserwowane tłumienie J/ψ może być wynikiem topnienia w QGP jedynie wyżej wzbudzonych stanów, podczas gdy pierwotnie wytworzone J/ψ pozostaną nietknięte.

W celu wyjaśnienia obserwowanej produkcji J/ψ, niezbędne jest zrozumienie normalnych efektów jądrowych. Otrzymana z eksperymentów zależność tłumienia J/ψ od pospieszności jest odwrotna niż można by się spodziewać biorąc po uwagę mechanizmy tłumienia, takie jak ekranowanie oddziaływania silnego w plazmie kwarkowo-gluonowej. Tłumienie J/ψ jest większe przy wyższych pospiesznościach, gdzie gęstość jest mniejsza. Zjawisko to mogą wytłumaczyć inne mechanizmy: efekty związane z zimną materią jądrową, czy łączenie się początkowo nieskorelowanych ze sobą kwarków c i $\bar{c}$.

2.10 Efekty związane z zimną materią jądrową

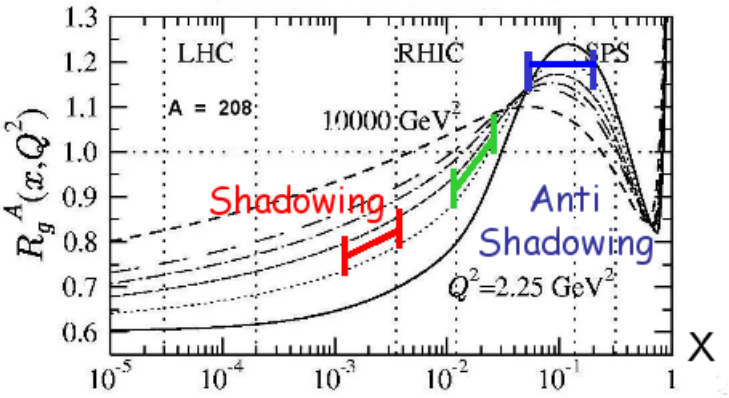
Za efekty związane z zimną materią jądrową uważa się zjawiska występujące w początkowej fazie zderzenia, takie jak: absorpcja, shadowing, anty-shadowing, saturacja i straty energii partonów, efekt Cronina, oraz efekt związany z końcową fazą zderzenia: absorpcja przez zbliżające się nukleony. Ogólnie można stwierdzić, iż efekty pojawiające się w zderzeniach typu p+A związane są z zimną materią jądrową, natomiast wszystkie dodatkowe zjawiska, które można zaobserwować w zderzeniach A+A, będą związane z gorącą materią [43].[31, 42–46, 59, 70]

2.10.1 „Przesłanianie” - Shadowing

Efekt shadowingu odnosi się do modyfikacji gęstości partonowej nukleonu w jądrze. Jeśli gęstość gluonów w nukleonie staje się zbyt duża, nie mogą one być traktowane jak swobodne partony. Wzrost ten, gdy $x \to 0$ (x jest ułamkiem pędu nukleonu nie-

sionym przez parton), musi być tłumiony przez rekombinację gluonów. Dla $x < 0.1$ partony w nukleonie rozmieszczone są w ten sposób, iż ich rozmiar przewyższa średnie odstępy między nukleonami w jądrze, co powoduje "przesłanianie". Oznacza to, że partony z różnych nukleonów mogą oddziaływać między sobą w jądrze (rekombinacja partonów)[70].

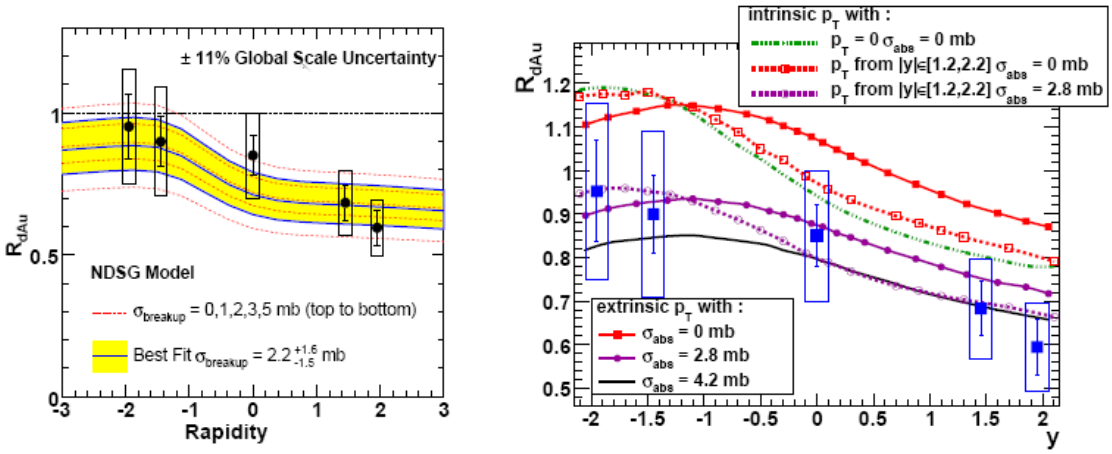
Przy energii $\sqrt{s} = 17.3GeV$ modyfikacja rozkładu partonów w jądrze, w porównaniu z rozkładem swobodnych partonów, prowadzi do wzrostu produkcji J/ψ dla średnich wartości pospieszności, ponieważ J/ψ tworzone są w obszarze anty-shadowingu. Wraz ze wzrostem energii ułamek pędu x posiadany przez partony maleje dla pospieszności wynoszącej 0, co prowadzi do silniejszego efektu shadowingu [Rys.2.13] [45].



Rysunek 2.13: Zależność czynnika modyfikacji jądrowej od x [72]

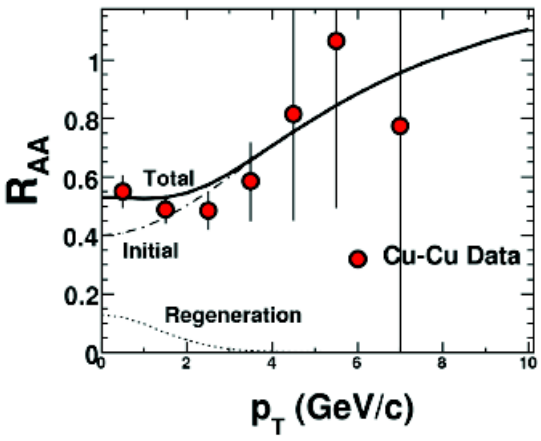
Rysunek [Rys.2.14] (po lewej stronie) przedstawia współczynnik modyfikacji jądrowej J/ψ uzyskany przez eksperyment PHENIX w zderzeniach d+Au przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$. PHENIX może mierzyć J/ψ w zakresach pospieszności: $|y| < 0.35$ i $1.2 < |y| < 2.2$. J/ψ z dodatnich wartości pospieszności tworzone są z partonów o niższych x, pochodzących z jąder Au. Są one mocniej tłumione, co może być spowodowane shadowingiem partonów w fazie początkowej. Przy energii wynoszącej 200 GeV w układzie środka masy pary $c\bar{c}$ powstają głównie z fuzji gluonów, efekt shadowingu gluonów nie jest jednak dobrze poznany. Istnieje wiele schematów opisujących shadowing, na rysunku [Rys.2.14], po lewej stronie, przedstawione są przewidywania modelu NDSG shadowingu [47]. Z obliczeń tych możliwe jest również otrzymanie przekroju czynnego na absorpcję. [43]

Biorąc pod uwagę różne mechanizmy produkcji J/ψ, partony, z których mezon



Rysunek 2.14: Czynnik modyfikacji jądrowej ze zderzeń d+Au przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$ w funkcji pospieszności [43]

ten powstaje powinny mieć różne wartości x i w związku z tym efekty związane z shadowingiem powinny być różne. Jeżeli para $c\bar{c}$ powstaje poprzez fuzję gluonów, jej pęd poprzeczny, a zatem i pęd poprzeczny J/ψ (miękkie procesy hadronizacji nie zmieniają kinematyki), będzie równy sumie wewnętrznych pędów poprzecznych gluonów ($g + g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\psi(+X)$). Według innego modelu większość pędu poprzecznego J/ψ ma zewnętrzne pochodzenie: J/ψ powstaje poprzez fuzję gluonów, a w końcowej fazie emitowany jest twardy gluon ($g + g \rightarrow J/\psi + g$) [46]. Obliczenia uwzględniające te dwa mechanizmy, oparte o schemat EKS shadowingu [48], przedstawione są na rysunku [Rys.2.14], po prawej stronie. Porównane są one do danych uzyskanych przez eksperyment PHENIX oraz zawierają różne wartości przekroju czynnego na absorpcję [43]. Rysunek ten przedstawia czynnik modyfikacji jądrowej z zderzeń d+Au w funkcji pospieszności - $R_{dAu}(y)$. Wzrost produkcji dla negatywnych wartości y spowodowany jest efektem anty-shadowingu, partony z tego obszaru posiadają większą wartość x. Spadek R_{dAu} wraz ze wzrostem y, gdzie partony mają niższe wartości x, związany jest z efektem shadowingu. W otrzymanych rozkładach widoczne są również wyraźne różnice, wynikające z przyjętego modelu produkcji J/ψ. W szczególności przesunięte są maksima związane z anty-shadowingiem.[46]



Rysunek 2.15: Zależność czynnika modyfkacji jądrowej od pędu poprzecznego dla zderzeń Cu+Cu [73]

2.10.2 Efekt Cronina

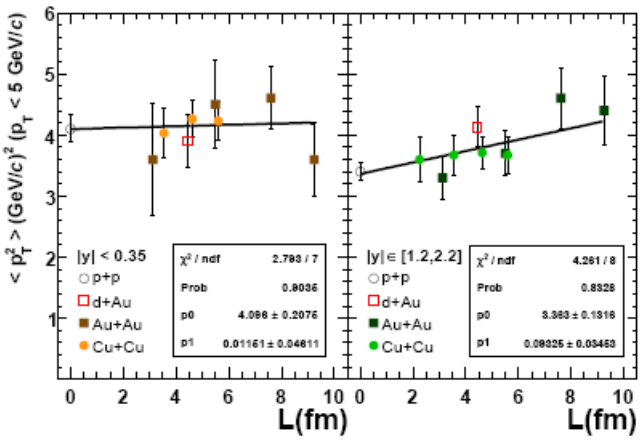
Efekt Cronina związany jest z wielokrotnym rozpraszaniem partonów w początkowej fazie, przed utworzeniem ciężkich kwarków. Partony uzyskują w ten sposób pewien pęd poprzeczny czego wynikiem jest poszerzenie rozkładu pędu poprzecznego w końcowej fazie. Rysunek [Rys.2.15] pokazuje wzrost czynnika modyfikacji jądrowej R_{AA} dla wysokich pędów, co może być wynikiem efektu Cronina [73].

Średnia wartość p_T^2 powinna zależeć liniowo od parametru L, jest to liczba centrów, na których parton może zostać rozproszony. Zależność ta została potwierdzona przy różnych energiach SPS. Liniowy wzrost $\langle p_T^2 \rangle$ został również zaobserwowany przez eksperyment PHENIX przy RHIC dla pospieszności $1.2 < |y| < 2.2$, natomiast dla mniejszych pospieszności $|y| < 0.35$ nachylenie prostej dopasowanej do punktów doświadczalnych jest bliskie 0 [Rys.2.16] [43].

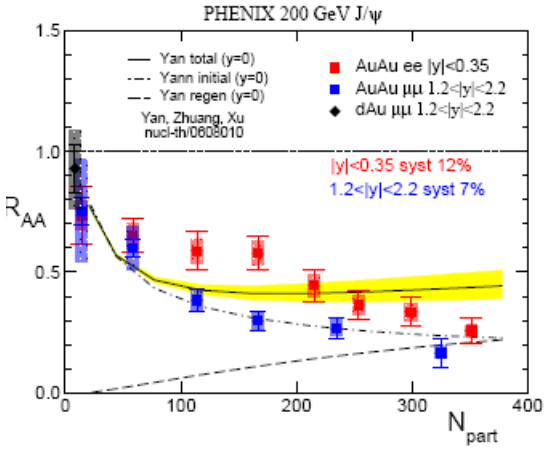
2.11 Regeneracja J/ψ

Efekt regeneracji J/ψ związany jest z końcową fazą zderzenia. Polega on na łączeniu się, początkowo nieskorelowanych ze sobą kwarków c i $\bar{c}$ powstających podczas zderzenia, i tworzeniu mezonów J/ψ.

Jeśli produkcja kwarków powabnych jest duża, gęstość kwarków c i $\bar{c}$ w końcowej fazie zderzenia będzie wystarczająca, żeby spowodować znaczący wzrost produkcji J/ψ [10]. Wraz ze wzrostem energii lub centralności zderzenia efekt ten staje się



Rysunek 2.16: Rozkłady $\langle p_T^2(L) \rangle$ dla J/ψ uzyskane z danych z eksperymentu PHENIX [43]



Rysunek 2.17: Zależność czynnka modyfikacji jądrowej J/ψ od centralności zderzenia, dla dwóch przedziałów pospieszności [10]

istotniejszy [Rys.2.17].

Biorąc pod uwagę efekt regeneracji, można wyjaśnić podobną produkcję J/ψ obserwowaną przez eksperymenty przy SPS i RHIC. Większe gęstości energii uzyskiwane przy RHIC prowadzą do większego tłumienia produkcji J/ψ niż przy SPS, jest ono jednak rekompensowane przez regenerację w końcowej fazie. Dodatkowo silniejsze tłumienie J/ψ dla większych wartości pospieszności [Rys.2.17], może być spowodowane bardzo małym efektem regeneracji, co związane jest z mniejszą gęstością kwarków c i $\bar{c}$, niż w obszarze średnich wartości pospieszności. [10]

Rozdział 3

Eksperyment STAR

3.1 Wstęp

Solenoid Tracker at RHIC (STAR) jest jednym z dwóch esperymentów zbierających dane przy Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) w Brookhaven National Laboratory (BNL). Relativistic Heavy Ion Collider jest pierwszym zderzaczem hadronów składającym się z dwóch niezależnych pierścieni, w których poruszają sie przeciwbieżne wiązki. Jest on zaprojektowany do działania przy wysokiej świetlności [1] zderzeń, dla szerokiego przedziału energii i dużego zakresu zderzających się cząstek: od spolaryzowanych protonów do ciężkich jonów. RHIC umożliwia również zderzenia niesymetryczne, jak na przykład deuteron-złoto.

W skład kompleksu akceleratorów RHIC [Rys.3.1] wchodzą: pierścienie RHIC, Alternating Gradient Synchrotron (AGS), Booster Synchrotron, Tandem Van de Graff (TVDG), Linac. Protony początkowo przyspieszane są w LINAC, następnie w booster i AGS, a na końcu wstrzykiwane są do RHIC, gdzie wiązka zostaje przyspieszona do żądanej energii i przechowywana w celu zebrania danych.

3.2 Detektor STAR

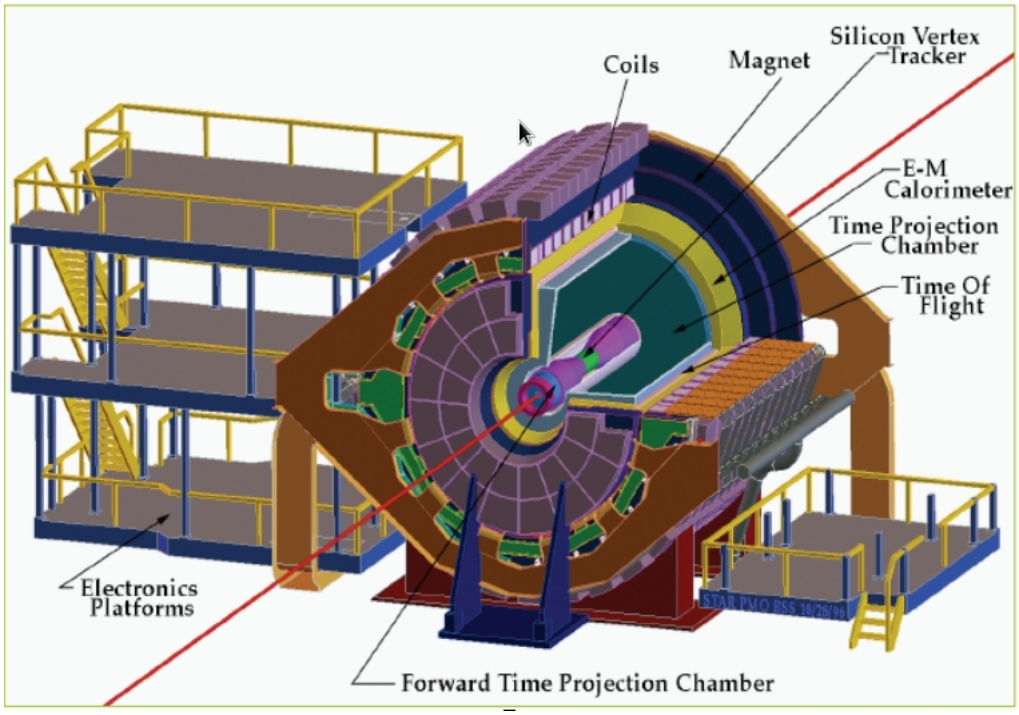
Detektor STAR został zbudowany w celu badania zachowania silnie oddziałującej materii przy dużej gęstości energii oraz poszukiwania oznak tworzenia się plazmy kwarkowo-gluonowej. Aby badać sygnatury przejścia fazowego z fazy hadronowej do

[1] świetlność jest liczbą cząstek na jednostkę powierzchni i jednostkę czasu

Rysunek 3.1: Brookhaven National Laboratory - kompleks AGS-RHIC

plazmy kwarkowo-gluonowej oraz żeby zrozumieć ewolucję czasoprzestrzenną procesu zderzenia ciężkich jonów STAR mierzy jednocześnie wiele wielkości opisujących materię jądrową. Celem eksperymentu jest zrozumienie struktury mikroskopowej oddziaływania między hadronami w zderzeniach ciężkich jonów przy wysokich energiach.[78]

STAR jest wszechstronnym detektorem o cylindrycznej geometrii, posiada bardzo dużą akceptancję i pełne pokrycie w kącie azymutalnym (0-2π). Został zaprojektowany głównie do badania produkcji hadronów w dużym kącie bryłowym. Cechą systemów detektora STAR jest wysoka precyzja rekonstrukcji torów cząstek, wyznaczania ich pędu oraz identyfikacji cząstek. Dzięki dużej akceptancji, STAR jest szczególnie dobrze przystosowany do opisu pojedynczych zderzeń ciężkich jonów oraz detekcji dżetów hadronowych. W każdym ze zderzeń produkowana jest ogromna liczba cząstek. Średni pęd poprzeczny cząstki wynosi około 500 GeV/c [79]. W zderzeniu, w wyniku oddziaływania pierwotnych cząstek z materiałem detektora oraz z rozpadu krótko żyjących pierwotnych cząstek, powstaje również duża liczba cząstek wtórnych. Ślady cząstek wtórnych, podobnie jak pierwotnych, muszą być zarejestrowane i zidentyfikowane, aby osiągnąć założony cel eksperymentu.

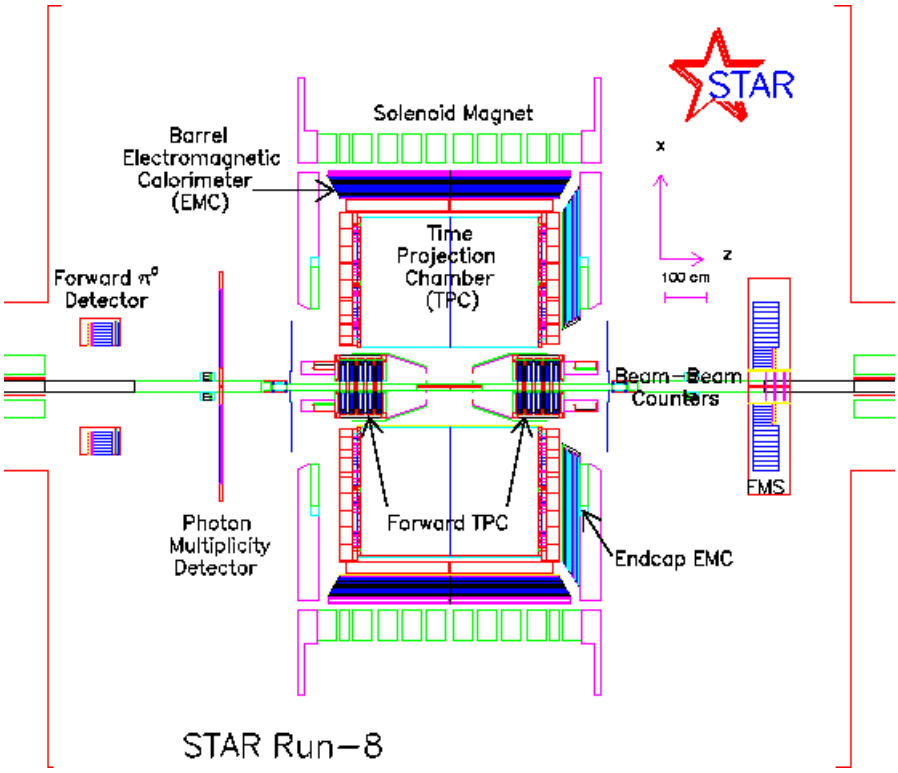


Rysunek 3.2: Detektor STAR. W roku 2008 detektor SVT nie był zamontowany

Detektor STAR składa się z kilku podsystemów, jak przedstawiają to rysunki: [Rys.3.2] i [Rys.3.3]. Każdy z podsystemów wnosi wkład do funkcjonalności detektora jako całości. Elementy składowe detektora umieszczone są w magnesie solenoidalnym, który pracuje w temperaturze pokojowej i wytwarza jednorodne pole magnetyczne o indukcji ± 0.25 lub ± 0.5 Tesli [85]. Dzięki niemu możliwe jest wyznaczenie pędów naładowanych cząstek. Podstawowym detektorem umożliwiającym rekonstrukcję torów cząstek a także ich identyfikację jest komora projekcji czasowej (TPC). Znajduje się on w odległości od 50 - wewnętrzna ściana do 200 cm - zewnętrzna ściana od osi wiązki, jego długość wynosi 4 m i pokrywa zakres pseudopospieszności $|\eta| \leqslant 1.8$, a także pełny kąt azymutalny $\Delta\phi$. W celu rozszerzenia możliwości śledzenia torów naładowanych cząstek poza obszar TPC, zamontowano kolejny detektor projekcji czasowej - FTPC, o zakresie pseudopospieszności $2.5 \leqslant |\eta| \leqslant 4$ oraz pełnym kącie azymutalnym i symetrii [86]. Następnie za TPC, licząc wzdłuż promienia od osi wiązki, umieszczony jest detektor czasu przelotu (Time of Flight - TOF) [87], który jest zainstalowany w 75%. Głównym celem TOF jest polepszenie identyfikacji hadronów, a w połączeniu z innymi detektorami STAR zapewnia między innymi dokładne pomiary korelacji i fluktuacji oraz masy i szerokość rezonansów. Kalorymetr elektromagnetyczny (EMC) [80], znajdujący się między TOF

a magnesem, pozwala na pomiar energii elektromagnetycznej cząstek - elektronów, fotonów, mezonów π^0 i η. Służy on jako wyzwalacz i umożliwia badanie rzadkich, wysoko pędowych procesów oraz posiada dużą akceptancję na fotony, elektrony, mezony π^0 i η. Trwają również prace nad kolejnym detektorem – Heavy Flavor Tracker, który ma być detektorem wierzchołka. Jego zadaniem jest zwiększenie możliwości detektora STAR w zakresie badania produkcji ciężkich kwarków, szczególnie cząstek o otwartym powabie, jak mezony D poprzez pomiar przesuniętego wierzchołka ich rozpadu.

W dalszej części rozdziału 3 opisany jest system wyzwalaczy oraz dokładnie omówione są tylko detektory bezpośrednio wykorzystane w przedstawionej w pracy analizie.



Rysunek 3.3: Konfiguracja detektora STAR z 2008 roku

3.3 Wyzwalacze

Dane wejściowe z szybkich detektorów uruchamiają system wyzwalaczy STAR [88], który kontroluje selekcję zderzeń dla dużo wolniejszych detektorów, śledzących tory cząstek. System wyzwalaczy podzielony jest, ze względu na funkcjonalność, na kilka

poziomów. Najszybszym z nich jest poziom 0, poziomy 1 i 2 są wolniejsze, posiadają jednak bardziej zaawansowane ograniczenia na wybór zderzeń.

System wyzwalaczy posiada również wyzwalacz 3-go poziomu [89]. Dokonuje on rekonstrukcji zderzenia online. Służy do podstawowej analizy wielkości fizycznych, takich jak: pęd cząstki, czy straty energii cząstki. System ten składa się także z wyświetlacza, co umożliwia kontrolę zderzeń w czasie rzeczywistym.

Szybkimi detektorami, które dostarczają dane wejściowe dla systemu wyzwalaczy są: Central Trigger Barrel (CTB) [73] oraz kalorymetr Zero Degree Calorimeter (ZDC) [90]. CTB otacza detektor TPC, wyzwalaczami są naładowane cząstki w zakresie pseudopospieszności $|\eta| < 1$. Służy on do pomiaru krotności zderzenia, składa się z 240 warstw scyntylatora. Dwa detektory ZDC umieszczone są w odległości 18 metrów w obu kierunkach od osi wiązki. Mierzą one, w niewielkim kącie bryłowym około 0 stopni, krotność neutronów pochodzących z fragmentacji jądra podczas zderzenia. Dzięki takiej samej konstrukcji detektorów ZDC (Zero Degree Calorimeter) we wszystkich eksperymentach przy STAR, możliwe jest porównanie centralności zderzeń między eksperymentami.

W zderzeniach proton-proton głównym wyzwalaczem jest Beam Beam Counter (BBC). Warunkiem wyzwalacza jest koincydencja BBC East i BBC West. Są to pierścienie scyntylatora znajdujące się wokół osi wiązki po obu stronach detektora STAR [Rys.3.3] - $3.4 < |\eta| < 5$. Również inne detektory, takie jak: EEMC, BEMC, FPD, TOF, mogą służyć jako wyzwalacz.

Wyzwalacz poziomu 0 analizuje dane dostarczone przez szybkie detektory w celu określenia czy zderzenie, które wystąpiło spełnia określone warunki (takie jak na przykład krotność cząstek). Decyzja podejmowana jest w czasie 1.5 μs od momentu wystąpienia zderzenia i jeśli wymagane warunki są spełnione dane przekazywane są do następnego poziomu. W ciągu następnych kilku milisekund, podczas których kolejne detektory przetwarzają sygnał na cyfrowy, określane jest czy zderzenie spełnia następne, bardziej zaawansowane kryteria. Analiza podzielona jest na dwie części (obejmujące poziom 1 i 2), co w przybliżeniu odpowiada etapowi przetwarzania sygnału na cyfrowy oraz transmisji danych do TPC. Decyzja na poziomie 1 wyzwalacza podejmowa jest w czasie około 100 μs, a na poziomie 2 w czasie około 5 ms. Jeśli zderzenie zostanie zaakceptowane, powiadamiane są o tym podsystemy detektorów

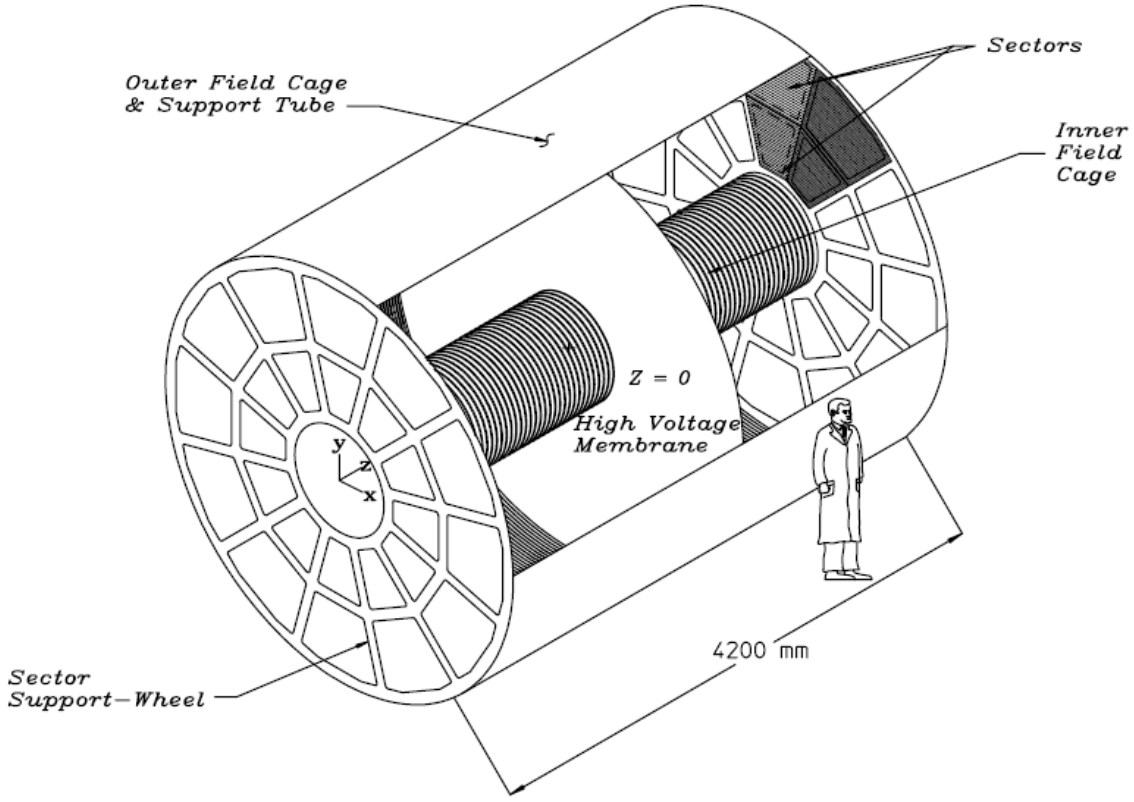
oraz DAQ (Data Aquisition System) [92]. Na każdym z poziomów, jeśli zderzenie nie spełnia określonych warunków, jest odrzucane i system wyzwalaczy gotowy jest do analizy kolejnych danych.[88]

3.4 Komora Projekcji Czasowej (Time Projection Chamber - TPC

Komora projekcji czasowej (TPC) jest głównym urządzeniem detektora STAR służącym do śledzenia torów cząstek [79]. TPC zapisuje tory cząstek, mierzy ich przyspieszenie oraz pozwala na identyfikację cząstek poprzez pomiar strat energii cząstki na jonizację (dE/dx). Detektor ma kształt walca, zapewnia to akceptancję w pełnym kącie azymutalnym i zakresie pseudopospieszności $|\eta| \leqslant 1.8$ [Rys.3.4]. Cząstki są identyfikowane w zakresie pędu od 100 MeV/c do ponad 1 GeV/c, natomiast mierzony zakres pędu cząstek wynosi od 100 MeV/c do 30 GeV/c.[13, 79]

Detektor TPC umieszczony jest w magnesie solenoidalnym, jego długość wynosi 4.2 m, a średnica 4 m. Komora wypełniona jest gazem znajdującym się w jednorodnym polu elektrycznym ≈ 135 V/cm. Gaz składa się w 10% z metanu i 90% z argonu (gaz P10), jego ciśnienie ustawione jest o 2 mbary powyżej ciśnienia atmosferycznego. Najistotniejszą właściwością użytego gazu jest duża wartość prędkości dryftu, która osiąga maksimum dla niskich pól elektrycznych. Niskie napięcie zdecydowanie ułatwia konstrukcję detektora (klatki z polem).

Naładowane cząstki przechodząc przez gaz w TPC zderzają się nieelastycznie z atomami gazu, jonizując je, i zostawiają za sobą ślady. Elektrony z jonizacji, będące częścią śladów pozostawianych przez cząstki w gazie, pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego, dryfują do końców TPC, gdzie mierzona jest ich pozycja oraz czas dryfu. Wymagane do dryfu elektronów jednorodne pole elektryczne dostarczane jest przez cienką, przewodzącą centralną membranę (ang. Central Membrane – CM) znajdującą się w centrum TPC, współśrodkowe cylindry klatki z polem (ang. inner field cage – IFC i outer filed cage – OFC) oraz służące do odczytu podstawy cylindra TPC (ang. end caps). Ze względu na dużą precyzję rekonstruowanych torów cząstek oraz drogę dryfu elektronów wynoszącą do 2.1 m., krytyczne (może zamiast tego słowa: bardzo ważne) jest utrzymanie jednorodnego pola elektrycznego. Do katody



Rysunek 3.4: Schemat TPC [79]

CM umieszczonej w środku TPC przyłożone jest wysokie napięcie - 28 kV, natomiast podstawy cylindra TPC, gdzie znajdują się anody, są uziemione.

Na obu końcach TPC znajdują się Wielodrutowe Komory Proporcjonalne (ang. Multi-Wire Proportional Chamber – MWPC) z napylonymi na płaszczyźnie izolatora elektrodami (padami), służącymi do odczytu. W okolicy anody następuje powielanie dryfujących elektronów, prowadzi to do powstania lawiny na przewodach anody i 1000-3000-krotnego powielenia sygnału. Dodatnie jony powstające w lawinie indukują chwilowe ładunki na padach, sygnał ten jest mierzony. Następnie wyindukowane ładunki znikają, gdy jony oddalają się od przewodów anody. Ładunek z lawiny indukuje się na kilku sąsiadujących ze sobą padach, dzięki czemu dwie współrzędne pozycji toru cząstki mogą być odtworzone z dokładnością do ułamka szerokości padu. W sumie system odczytu składa się z 136 608 padów. Trzecia składowa toru cząstki uzyskiwana jest poprzez pomiar czasu dryfu elektronów. [79]

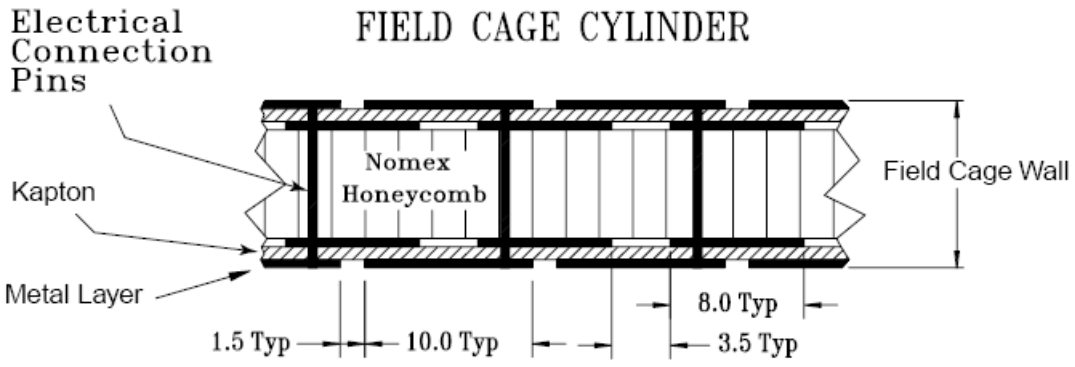
3.4.1 Budowa TPC

Katoda CM jest dyskiem ze znajdującą się w środku otworem, przez który przechodzi Inner Field Cage (IFC). Zbudowana jest z wypełnionych węglem taśm Kapton o grubości 70 μm. Membrana utrzymywana jest bezpiecznie pod napięciem dzięki zewnętrznej obręczy zamontowanej wewnątrz cylindra Outer Field Cage (OFC). Poza pojedynczymi połączeniami elektrycznymi, nie ma żadnych dodatkowych mechanicznych połączeń między CM a IFC. Takie rozwiązanie zmniejsza ilość materiału i utrzymuje płaską powierzchnię na obszarze 0.5 mm.

Cylindryczne klatki z polem spełniają dwie funkcje: stanowią obudowę dla gazu oraz są częścią definiującą pole elektryczne. Ich konstrukcja jest zoptymalizowana, tak aby zmniejszyć masę, zminimalizować zniekształcenia torów spowodowane wielokrotnym rozpraszaniem Coulombowskim oraz zredukować tło związane z wtórną produkcją cząstek. Ściany samowspierających się lekkich cylindrów składają się z dwóch zamkniętych warstw metalu, oddzielonych materiałem o strukturze plastra miodu Nomex. Metalowa warstwa wypełniona jest tworzywem Kepton ograniczonym z obu stron metalem. Warstwę tą tworzą elektrycznie oddzielone metalowe paski o długości 10 mm, przerwy między nimi wynoszą 1.5 mm. Odległość 1.5 mm jest minimalną odległością zapewniającą bezpieczne utrzymanie wymaganego napięcia pomiędzy pierścieniami, a mała przerwa między paskami poprawia wytrzymałość mechaniczną. Dwie warstwy metalu połączone są elektrycznie dzięki metalowym bolcom łączącym obie warstwy.

Cylinder wewnętrznej klatki z polem (IFC) [Rys.3.5] zbudowany jest z aluminium w celu zminimalizowania zniekształceń, jakie doznaje cząstka przechodząc przez materiał, i dzięki temu zwiększeniu precyzji rekonstrukcji toru cząstki i jej pędu. (popraw tę część zdania) W przypadku zewnętrznej warstwy nie jest to tak istotne, dlatego cylinder zewnętrznej klatki (OFC) zbudowany jest z miedzi, co upraszcza konstrukcję i połączenia elektryczne. Grubość ściany cylindra IFC wynosi 12.9 mm, a OFC 10 mm.

Do oddzielenia klatki z polem od otaczających ją uziemionych konstrukcji została użyta izolacja z azotu lub powietrza. Gazem użytym do izolacji w IFC jest powietrze, natomiast OFC posiada warstwę azotu, o grubości 5.7 mm, izolującą OFC od zewnętrznej powłoki TPC.

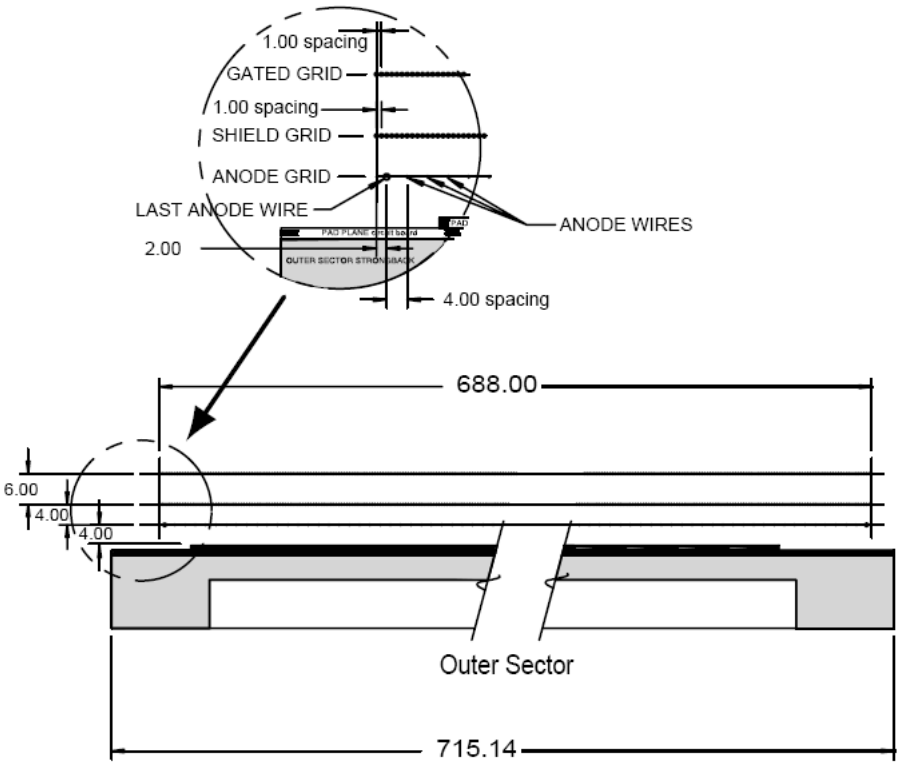


Rysunek 3.5: Przekrój IFC pokazujący konstrukcję ścian walca (wymiary podane są w mm) [79]

Najbardziej zewnętrzna warstwa TPC jest konstrukcją złożoną z dwóch aluminiowych warstw oddzielonych od siebie przez aluminiowy materiał o strukturze plastra miodu. Najbardziej wewnętrzna warstwa, znajdująca się naprzeciw OFC, jest elektrycznie izolowana od reszty konstrukcji i służy do kontroli możliwych wyładowań w warstwie izolującego gazu. Do zewnętrznej części zamontowane są szyny wspierające dla CTB, które posiadają kanały z wodą służącą do utrzymywania konstrukcji w ustalonej temperaturze i chłodzenia elementów elektronicznych TPC i innych detektorów.

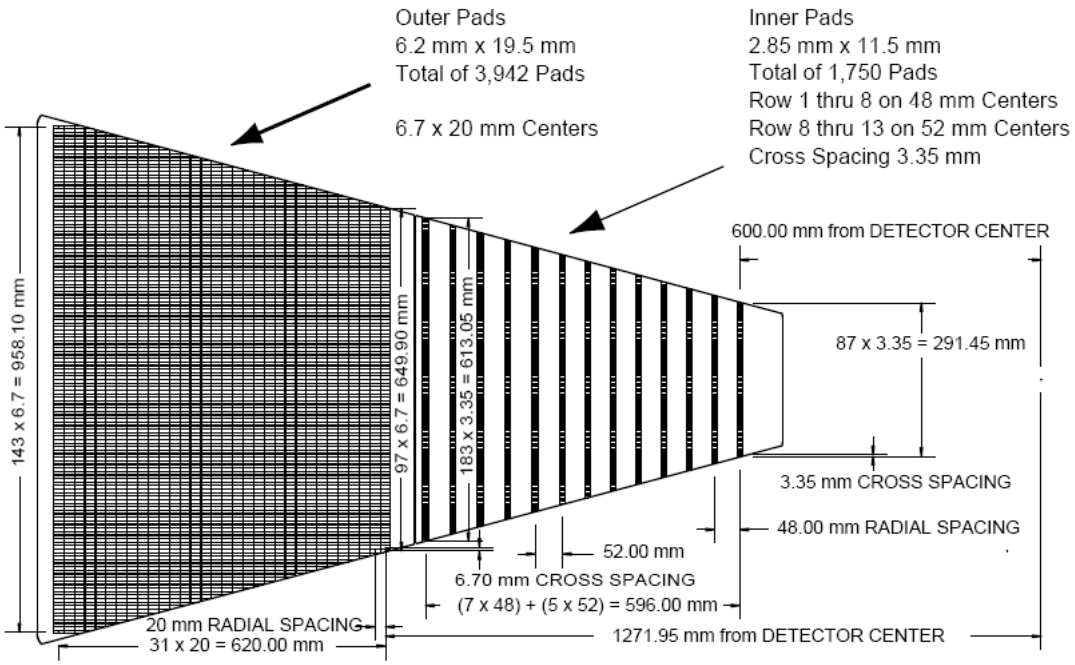
Podstawy cylindra TPC są zaprojektowane podobnie jak w innych eksperymentach, ze zmianami dostosowującymi je do dużej gęstości torów cząstek, oraz zwiększającymi niezawodność i upraszczającymi konstrukcję. Wielodrutowe komory proporcjonalne (MWPC) z padami służącymi do odczytu stanowią płaszczyzny odczytu TPC. Płaszczyzny te są modularnymi zespołami zamontowanymi na kołach wspierających. Moduły odczytujące ułożone są w kole i podzielone są na 12 sektorów, każdy z sektorów podzielony jest jeszcze na część wewnętrzną i zewnętrzną [Rys.3.7]. Sektory umieszczone się po wewnętrznej stronie kół wspierających, w taki sposób, aby przestrzeń między sektorami była niewielka, co zmniejsza martwy obszar między komorami. Komory składają się z płaszczyzn z padami oraz trzech płaszczyzn z przewodami [Rys.3.6].

Warstwę służącą do odczytu i wzmacniania stanowi płaszczyzna anody z przewodami (ang. anode wire plane) o grubości 20 μm. Z jednej strony znajduje się płaszczyzna z padami, a z drugiej uziemiona płaszczyzna z przewodami. Do detek-



Rysunek 3.6: Ułożenie przewodów w zewnętrznym sektorze (wymiary podane są w mm) [79]

cji torów cząstek przechodzących przez podstawy TPC używane są wzmacniacze i dyskryminatory, które znajdują się na większości przewodów anody. Kierunek ułożenia przewodów dobrany jest w taki sposób, aby jak najlepiej określony był pęd cząstek z największym pędem poprzecznym. W celu zoptymalizowania rozdzielczości dE/dx zewnętrzne sektory pokryte są padami w sposób ciągły (bez żadnych przerw) [Rys.3.7]. Dzięki temu rejestrowany jest pełny sygnał, co poprawia statystykę potrzebną do wyznaczenia dE/dx. Zaletą takiego ułożenia jest również lepsza rozdzielczość wyznaczania torów cząstek. Wewnętrzne sektory znajdują się w obszarze, gdzie gęstość torów cząstek jest duża. Dlatego wielkość padów oraz ich odległość od przewodów anody została zmniejszona, tak aby wyindukowany sygnał trafiał na średnio trzy pady. Zadaniem składającej się z przewodów o grubości 75 μm uziemionej płaszczyzny jest wygaszanie pola w obszarze lawiny oraz jest dodatkową ochroną dla padów. [79]

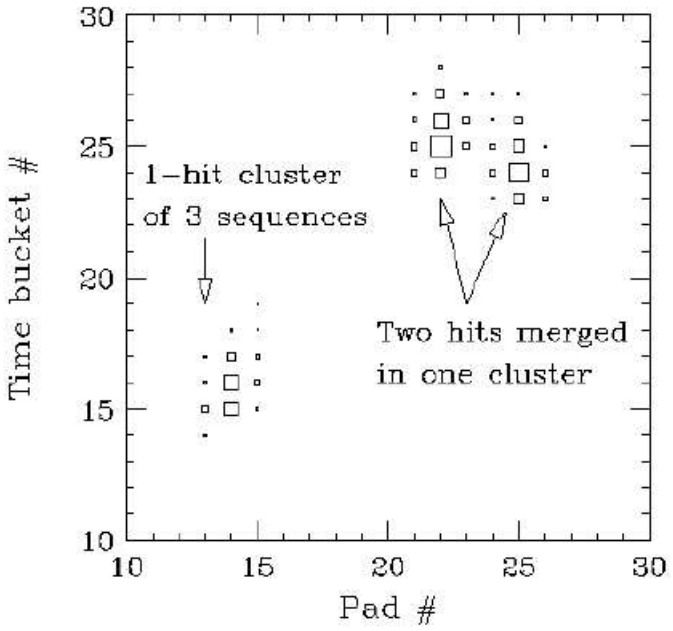


Rysunek 3.7: Płaszczyzna anody z jednym pełnym sektorem [79]

3.4.2 Rekonstrukcja torów cząstek w TPC

Pierwszym etapem rekonstrukcji torów cząstek w TPC jest utworzenie trójwymiarowych punktów w przestrzeni na podstawie danych zawartych w pikselach. Piksel TPC zawiera takie informacje jak: numer padu, czas, wartość ADC. Pierwszym krokiem jest znalezienie pikseli, które są blisko siebie zarówno w przestrzeni jak i czasie. Wiąże się to ze znajdywaniem klastra: najpierw identyfikowany jest piksel o wartości ADC powyżej określonego progu, następnie szukane są piksele w sąsiednich padach i o sąsiadujących czasach, (dałabym tutaj kropkę) piksele te są zbierane jako pochodzące ze wspólnego klastra i zaznaczane są (wyrzuciłabym to słowo) jako już użyte. Procedura ta jest powtarzana do czasu aż wszystkie piksele o wartości ADC powyżej określonego progu zostaną wykorzystane. Następnym krokiem jest utworzenie trójwymiarowych punktów, które nazywane są trafieniami (ang. hit). Jeśli dwa ślady są zbyt blisko siebie, klastry będą się przekrywać, taki złożony klaster jest wtedy dzielony za pomocą specjalnego algorytmu. W obszarze każdego klastra szukane są maksima, jeśli istnieją, średni czas i położenie określane są poprzez dopasowanie Gaussa. Ostatnim etapem określania trafienia jest zmiana współrzędnych lokalnych (na które składają się numery sektorów, padów, czas) na globalne trójwymiarowe

współrzędne kartezjańskie (punkt (0,0,0) jest geometrycznym środkiem TPC).



Rysunek 3.8: Klaster z jednym i dwoma trafieniami [13]

Każda ze współrzędnych x, y i z określana jest osobno. Współrzędna z jest wyznaczana poprzez pomiar czasu dryfu wtórnego elektronu od punku, gdzie powstał do anod znajdujących się na końcach TPC, i podzieleniu go przez średnią prędkość dryfu. Podczas pomiaru czasu musi być, między innymi uwzględnione przesunięcie w czasie między startem wyzwalacza a rozpoczęciem odczytu przez TPC. W celu dostatecznej dokładności określania pozycji na podstawie czasu dryfu, prędkość dryfu elektronów w gazie musi być znana z dokładnością 0.1%. Dlatego też prędkość ta jest mierzona niezależnie co kilka godzin, przy użyciu sztucznych śladów wytworzonych przez wiązki lasera.

Następnie, aby znaleźć trafienia pochodzące z tego samego toru, stosowany jest specjalny algorytm (TPC tracking system – TPT). Identyfikuje on punkty leżące blisko siebie, tworzy z nich segmenty, a na koniec łączy sąsiadujące segmenty łączy (to słowo trzeba wyrzucić) ze sobą. TPT dopasowuje również znalezione punkty torów do modelu toru cząstki, dzięki czemu uzyskiwana jest informacja o pędzie cząstki. Model ten oparty jest na fakcie, że naładowana cząstka przechodząca przez jednorodne pole magnetyczne porusza się po helisie. Uwzględniony jest także efekt utraty energii cząstki w gazie, co powoduje niewielkie odchylenie od kształtu helisy. Wy-

nik algorytmu TPT jest przechowywany i stanowi podstawę w dalszej rekonstrukcji zderzenia.

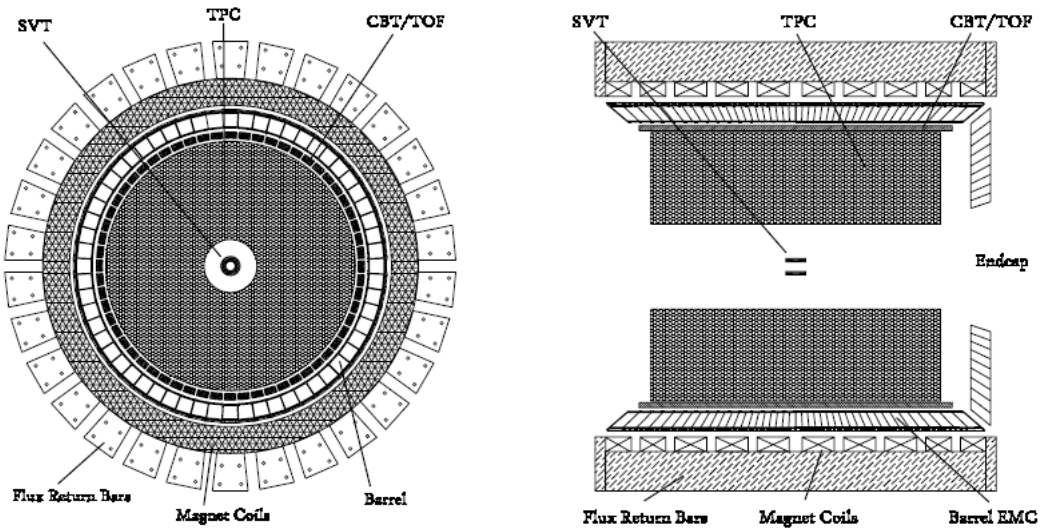
Główny wierzchołek zderzenia określany jest poprzez ekstrapolację wszystkich torów cząstek z TPC do ich początkowego punktu, i wzięcia wartości średniej. Sprawdzane jest również, dla każdego toru, czy pochodzi on z głównego wierzchołka. Jeśli jego trójwymiarowa odległość najbliższego zbliżenia (ang. distance of closest approach – DCA) do głównego wierzchołka jest mniejsza od 3 cm, tor ten uznawany jest za pierwotny. Mezon J/ψ ma krótki czas życia, więc rozpada się w głównym wierzchołku. Dlatego w analizie zawartej w tej pracy używane są do rekonstrukcji J/ψ tylko pierwotne tory cząstek. [13, 79]

3.5 Kalorymetr elektromagnetyczny (Barrel Electromagnetic Calorimeter - BEMC)

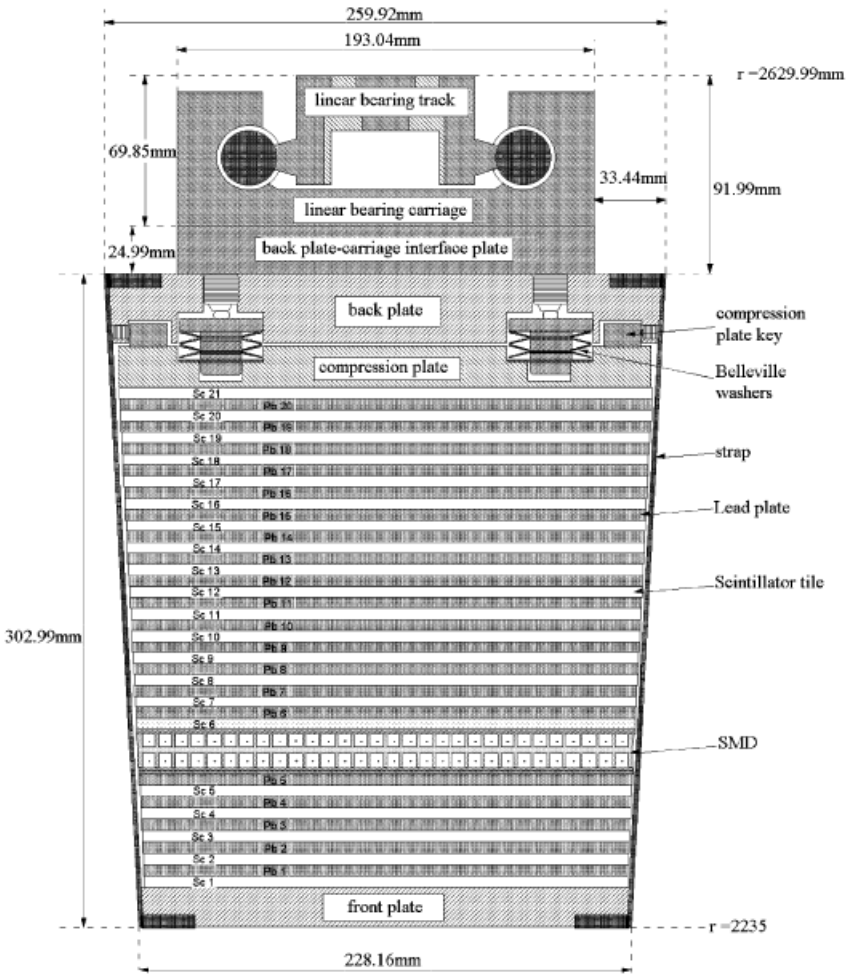
Kalorymetr elektromagnetyczny używany jest jako wyzwalacz dla procesów charakteryzujących się dużym pędem poprzecznym. Pokrywa on zakres pseudopospieszność: $|\eta| \leqslant 1$ i pełny kąt azymutalny 2π [Rys.3.9]. Przednia część kalorymetru znajduje się w odległości około 220 cm od osi wiązki i jest do niej równoległa. Całkowita głębokość jest równa dwudziestu drogom radiacyjnym ($20X_0$) w $\eta = 0$. Ze względu na duże rozmiary i złożony kształt, do detekcji energii promieniowania elektromagnetycznego zostały użyte warstwy ołowiu oraz plastikowego scyntylatora.

Kalorymetr składa się z 120 modułów, każdy z modułów zajmuje $\Delta\phi = 6^0(\sim 0.1rad)$ i $\Delta\eta = 1.0$, ma szerokość około 26 cm, długość 293 cm i głębokość 23.5 cm. Dodatkowo każdy z modułów podzielony jest na 40 wież, z czego 2 są w kącie ϕ i 20 w η. W sumie kalorymetr podzielony jest na 4800 wież.

BEMC jest kalorymetrem próbkującym, rdzenie modułów składają się z naprzemiennych warstw absorbera (ołowiu) i scyntylatora, a w odległości około 5 dróg radiacyjnych od przedniej części kalorymetru znajduje się detektor kaskad – shower maximum detector (SMD) [Rys.3.10]. Kalorymetr złożony jest z 20 ołowianych warstw o grubości 5 mm, 19 warstw scyntylatora o grubości 5 mm i 2 warstw scyntylatora o grubości 6 mm. Ostatnie dwie warstwy używane są przez część preshower detektora.



Rysunek 3.9: Przekrój przez detektor STAR [80]



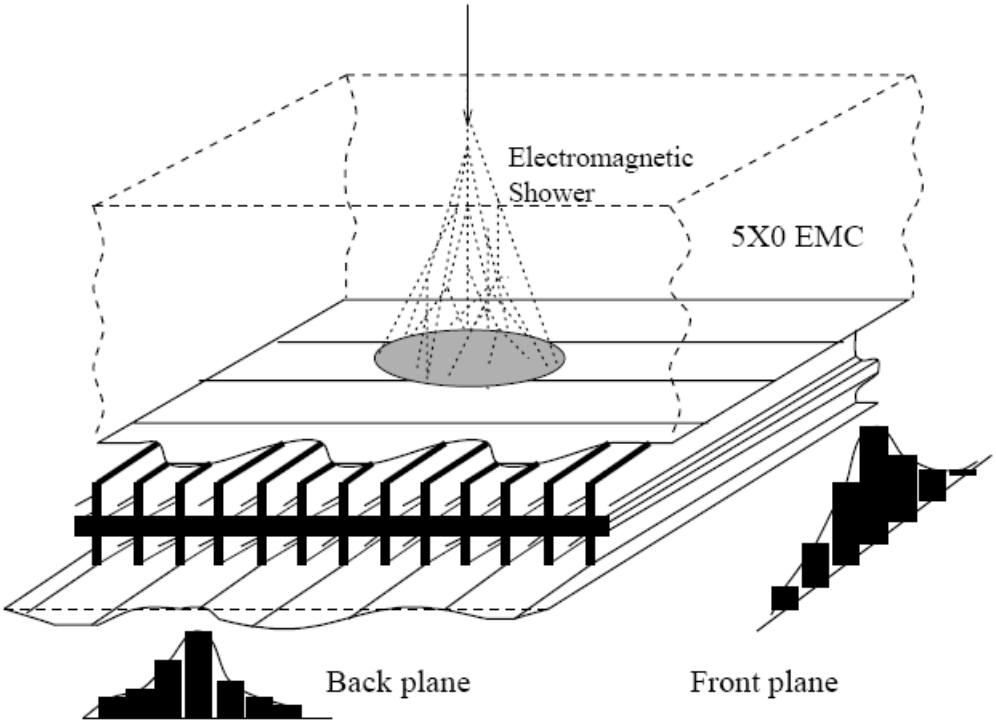
Rysunek 3.10: Widok z boku modułu kalorymetru [80]

Warstwy ołowiu i scyntylatora utrzymywane są razem dzięki dociskom łączącym przednią i tylną płytę modułów kalorymetru, oraz dzięki systemowi śrub i sprężystych podkładek pomiędzy tylną płytą a płytą ściskającą. Plastikowy scyntylator uformowany jest w ogromne płyty składające się z 40 optycznie odizolowanych mniejszych płyt. [80]

Każda z warstw scyntylatora składa się z 40 optycznie odizolowanych płyt. Światło emitowane w płytce scyntylatora przekazywane jest przez zatopione w niej włókno optyczne WLS (wavelength shifting) do złącza optycznego, znajdującego się na tylnej płycie modułu. Następnie przewód, składający się z wielu włókien optycznych, doprowadza światło do skrzynek dekoderów zamontowanych na zewnętrznej powierzchni magnesu detektora STAR. W skrzynkach tych światło z 21 płyt składających się na pojedynczą wieżę jest łączone w jednym kanale fotopowielacza (PMT - photomultiplier tube).[80]

3.5.1 Shower Maximum Detector (SMD)

Detektor SMD dostarcza informację o kształcie oraz rozwoju podłużnym kaskady elektromagnetycznej. SMD zapewnia dobrą rozdzielczość przestrzenną w kalorymetrze, którego wieże są znacząco większe od rozmiaru kaskady elektromagnetycznej. Każda z 4800 wież obejmuje $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$, dla promienia przedniej części kalorymetru rozmiar wieży wynosi $\sim 10 \times 10 cm^2$ dla $\eta = 0$ i zwiększa się w kierunku $\eta = 1$. Wieże BEMC umożliwiają dokładny pomiar energii kaskad elektromagnetycznych, podczas gdy własności SMD są istotne między innymi w identyfikacji elektronów. Detektor posiada dwuwarstwową konstrukcję, dwustronne aluminiowe wytłoczenia zawierają uziemione kanały z dwiema niezależnymi płaszczyznami z przewodami. Niezależne płaszczyzny katod, z paskami rozciągniętymi w kierunku η i ϕ, pozwalają na rekonstrukcję dwuwymiarowego obrazu kaskady [Rys.3.11]. SMD jest licznikiem proporcjonalnym – służącym do odczytu detektorem paskowym z gazem służącym jako wzmacniacz. Sygnały z przewodów mogą być użyte jako 120 niezależnych sygnałów wyzwalacza shower max, każdy z nich obejmuje $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.0 \times 0.1$.[80]



Rysunek 3.11: Schemat podwójnej warstwy SMD [80]

3.5.2 Detektor Preshower

Detektor preshower jest wbudowany w każdą z 4800 wież detektora BEMC i obejmuje dwie pierwsze warstwy scyntylatora. W celu dostarczenia dwóch próbek światła ze scyntylatora do dekodera zainstalowane są włókna WLS (wavelength shifting). Pierwsza para włókien z warstwy 1 i 2 połączona jest z 19 włóknami wież, aby wytworzyć całkowitą energię sygnału. Druga para włókien oświetla jeden piksel anody PMT (photomultiplier tube).

Sygnały z detektora preshower dostarczają informację o rozwoju kaskady elektromagnetycznej na odległości zaledwie 1-1.5 X_0, ma to bardzo duży wpływ przy odróżnianiu elektronów od hadronów. Na głębokości, gdzie znajduje się detektor, występuje istotna różnica pomiędzy energią zdeponowaną przez naładowane hadrony, a energią zdeponowaną przez elektrony. W przypadku około 63% elektronów kaskada rozpocznie się, zanim dotrą one do aktywnej części detektora preshower, a dla około 84% elektronów kaskada rozpocznie się w połowie detektora. Odpowiednio dla hadronów liczby te wynoszą około 3% i 6%. [80]

3.5.3 Identyfikacja cząstek

W przypadku analizy J/ψ ważne jest jak najlepsze rozróżnienie elektronów od hadronów. Identyfikacja elektronów wśród ogromnego tła, jakie stanowią hadrony, nie jest jednak prosta i ułatwia to informacja z kalorymetru elektromagnetycznego BEMC. W tym celu analizowany jest stosunek E/p, gdzie p jest pędem cząstki, a E całkowitą energią zdeponowaną w wieży kalorymetru. Kalorymetr skonstruowany jest w taki sposób, że elektron zostawia całą swoją energię, natomiast hadron tylko niewielką część. Dlatego dla elektronów stosunek E/p jest bliski 1. [80]

Rozdział 4

Analiza danych

Program do analizy został napisany w języku C++ i uruchamiany był w środowisku root4star. root4star jest zmodyfikowanym frameworkiem ROOT[93], zawierającym dodatkowe klasy pozwalające na analizę zapisanych w odpowiednim formacie danych z eksperymentu STAR. ROOT jest zorientowanym obiektowo programem napisanym w języku C++ zawierającym własne biblioteki. Zaprojektowany został w CERN i jego głównym przeznaczeniem jest analiza danych z zakresu fizyki wysokich energii.

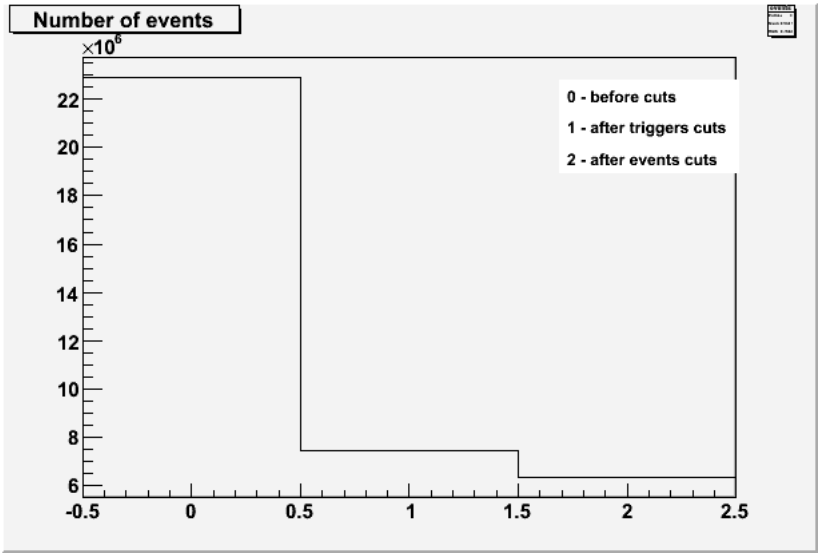
Informacje dotyczące zderzeń oraz zarejestrowanych cząstek zapisane są w specjalnych plikach μDST. W celu skrócenia czasu obliczeń z danych zawartych w plikach μDST zostały wybrane niezbędne informacje i zapisane w plikach picoDST, o mniejszym rozmiarze. Zawierają one te same dane co pliki μDST, ale po zastosowniu częściowych obcięć.

Rozkłady zawarte w dalszej części pracy, bez obcięć, uzyskane zostały z analizy wszystkich zdarzeń z plików μDST. Następne, bardziej szczegółowe analizy, mające na celu między innymi dobranie odpowiednich obcięć, odbywały się z użyciem plików picoDST. Wizualizacja otrzymanych wyników była dokonywana w środowisku ROOT.

4.1 Dane

Dane wykorzystane w przedstawionej analizie zostały zebrane przez eksperyment STAR w 2008 roku. Pochodzą one ze zderzeń proton-proton przy energii w układzie środka masy wynoszącej $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$. Użytą konfiguracją - czyli zbiorem

wszystkich obcięć - jest konfiguracja ppProduction2008, liczba wszystkich analizowanych zdarzeń wynosi około 22M, a po wyborze odpowiednich wyzwalaczy (triggerów) około 7.4M [Rys.4.1]. Wyzwalacze te to 3 tzw. triggery High Tower, opisane poniżej.



Rysunek 4.1: 0 - liczba wszystkich zdarzeń; 1 - liczba zdarzeń z triggerami High Tower; 2 - liczba zdarzeń po zastosowaniu obcięć na zdarzenia

W analizie wykorzystane są informacje z detektorów TPC oraz BEMC. Ponieważ mezon J/ψ ma krótki czas życia, rozpada się w głównym wierzchołku zderzenia, dlatego pod uwagę brane są jedynie tory pierwotne (primary tracks), to znaczy takie, których odległość najbliższego zbliżenia do głównego wierzchołka zderzenia jest mniejsza od 3 cm.

Sygnał J/ψ rekonstruowany jest poprzez elektronowy[1] kanał rozpadu (e^+e^- - BR $\simeq$ 6%). Identyfikacja elektronów możliwa jest dzięki informacji o stratach energii cząstki na jonizację gazu (dE/dx) z TPC oraz informacji z BEMC o energii zdeponowanej przez cząstkę w detektorze (wykorzystywany jest stosunek p/E, daje to ten sam rezultat co E/p, gdzie p jest pędem cząstki zmierzonym w TPC).

4.1.1 Trigger High Tower

Trigger High Tower (HT) opiera się o informację z kalorymetru elektromagnetycznego BEMC. Zderzenie jest rejestrowane jeśli spełnione są określone warunki. Trigger

[1]W pracy mianem elektrony określane są zarówno elektrony jak pozytony

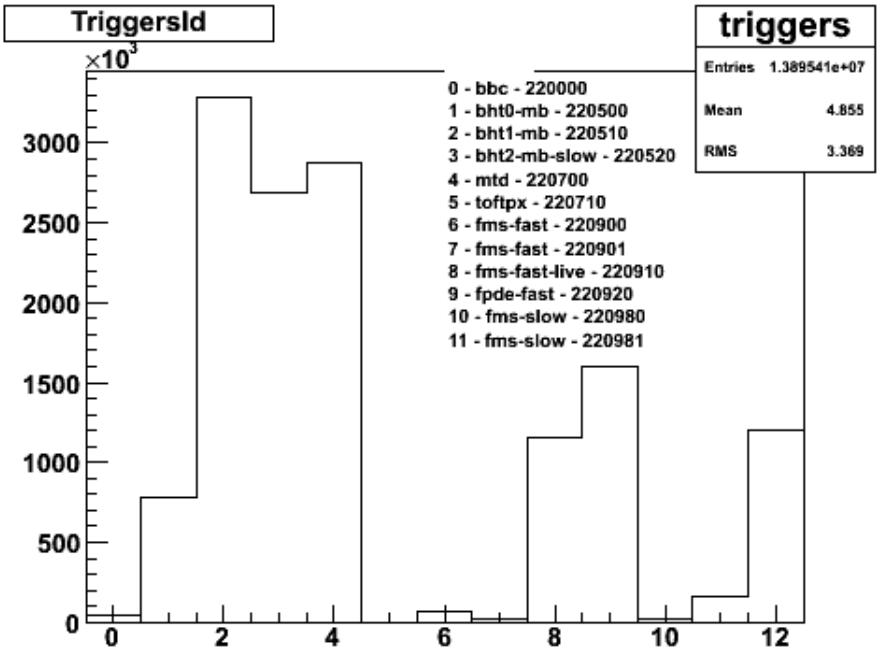
wyzwalany jest przez cząstkę, której energia zdeponowana w detektorze BEMC jest wyższa od założonej energii progowej, zdefiniowanej oddzielnia dla każdego triggera. Dodatkowym kryterium jest koincydencja West BBC i East BBC, jest to warunek tzw. triggera minimum bias.

W tabeli [Tab.4.1] podany jest opis trzech triggerów High Tower, wykorzystanych w analizie:

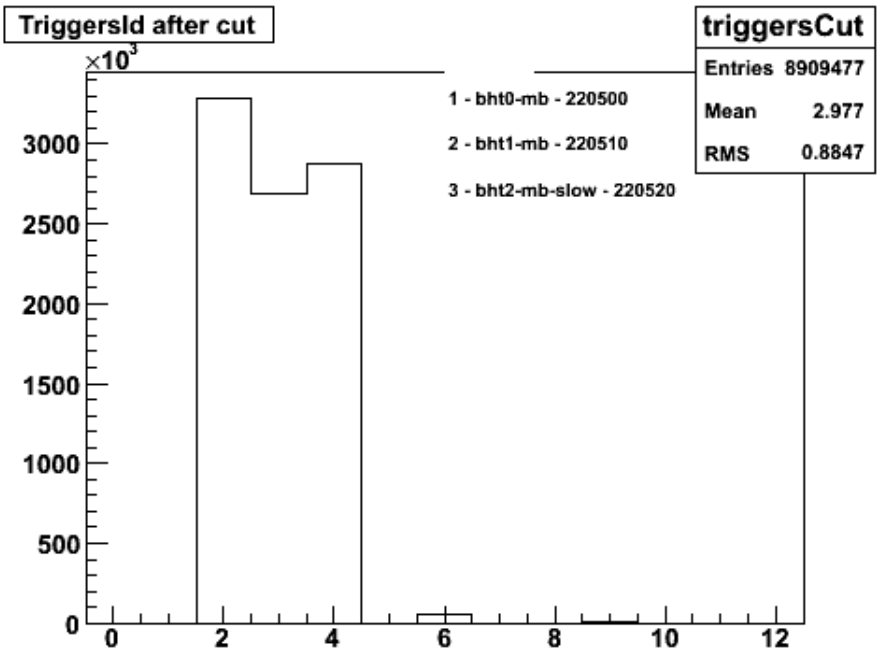
Id triggera	Nazwa	Świetlność	Opcje
220500	bht0-mb	0.16 pb^{-1}	BBC coincidence + BEMC HT (accepting $E_t > 2.64GeV$)
220510	bht1-mb	0.87 pb^{-1}	BBC coincidence + BEMC HT (accepting $E_t > 3.6GeV$)
220520	bht2-mb-slow	2.66 pb^{-1}	BBC coincidence + BEMC HT (accepting $E_t > 4.3GeV$)

Tablica 4.1: Opis triggerów HT wziętych do analizy

Histogram [Rys.4.2] przedstawia wszystkie triggery zawarte w danych, do analizy wybrane są tylko zdarzenia zawierające omówione powyżej triggery HT [Rys.4.3]. W analizie J/ψ interesujące są zdarzenia z triggerem minimum bias, w roku 2008 ilość zebranych dancyh dla tego triggera była niewielka, dlatego wzięte są zdarzenia z triggerami HT, które są w koincydencji z triggerem minimum bias i dodatkowo pozwalają na analizę produkcji J/ψ z wysokim pędem poprzecznym. Zdarzenie może zawierać więcej niż jeden trigger High Tower. Ponadto niewielka liczba zdarzeń zawiera również inne triggery, widoczne jest to na [Rys.4.3] (wejścia w histogramie dla wartości 6 i 9).



Rysunek 4.2: Wszystkie triggery zawarte w danych



Rysunek 4.3: Triggery HT zawarte w danych

4.2 Obcięcia

W analizie zastosowane są obcięcia na zdarzenie, jakość zrekonstruowanego toru cząstki oraz identyfikację cząstek. Tabela [Tab.4.2] zawiera spis wszystkich obcięć,

są one wyjaśnione w dalszej części pracy.

Zderzenia
triggerId = 220500 ‖ triggerId = 220510 ‖ trigerId = 220520
$V_x \neq 0$ i $V_y \neq 0$ i $V_z \neq 0$
$\lvert V_z \rvert \leqslant 100$ cm
Jakość śladu
flag > 0
$\lvert charge \rvert = 1$
fitPts $\geqslant 15$
fitPts/maxFitPts $\geqslant 0.52$
dca $\leqslant 3$ cm
$\lvert \eta \rvert \leqslant 1$
$p_T \geqslant 0.8$ GeV/c
Identyfikacja cząstek
$\lvert n\sigma_e \rvert < 2$
$\lvert n\sigma_K \rvert > 2$
$\lvert n\sigma_p \rvert > 2$
$\sigma_\pi <$ -3 i $\sigma_\pi > 2$
p/E $\leqslant 2$

Tablica 4.2: Lista obcięć

4.2.1 Selekcja zdarzeń

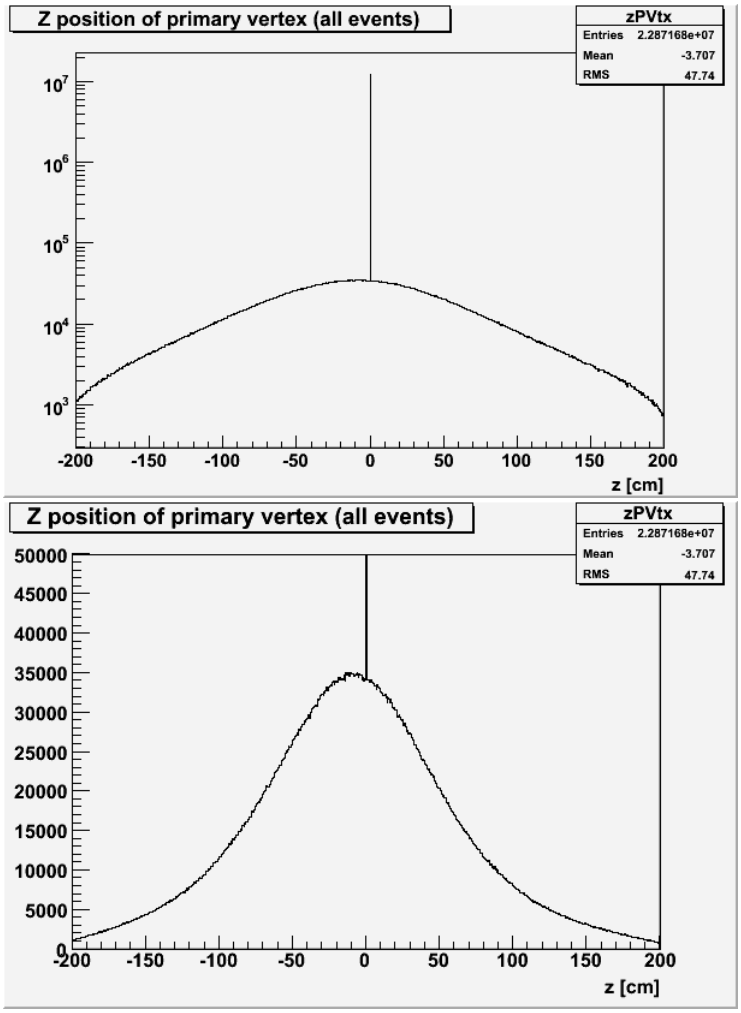
Celem obcięć na zdarzenia jest usunięcie dużego tła, stracić go szybciej niż sygnał. W analizie brane są po uwagę tylko zdarzenia z triggerami HT, jak to jest opisane powyżej. Dodatkowo zastosowana są obcięcia na położenia głównego wierzchołka zdarzenia:

- $V_x \neq 0$ i $V_y \neq 0$ i $V_z \neq 0$ - pozostawiane są zdarzenia z dobrze zrekonstruowanym wierzchołkiem głównym. Zdarzenia, dla których współrzędne x,y,z głownego wierzchołka wynoszą (0,0,0) mają źle zrekonstruowany wierzchołek i są wstawione sztucznie.

- $|V_z| \leqslant 100$ cm - w analizie brane są po uwagę zdarzenia, których współrzędna 'z' głównego wierzchołka jest $\leqslant 100$ cm. W przypadku zdarzeń z bardziej peryferyjnego obszaru TPC rekonstrukcja torów cząstek jest dużo gorsza, są one w takim przypadku ucięte z jednej strony.

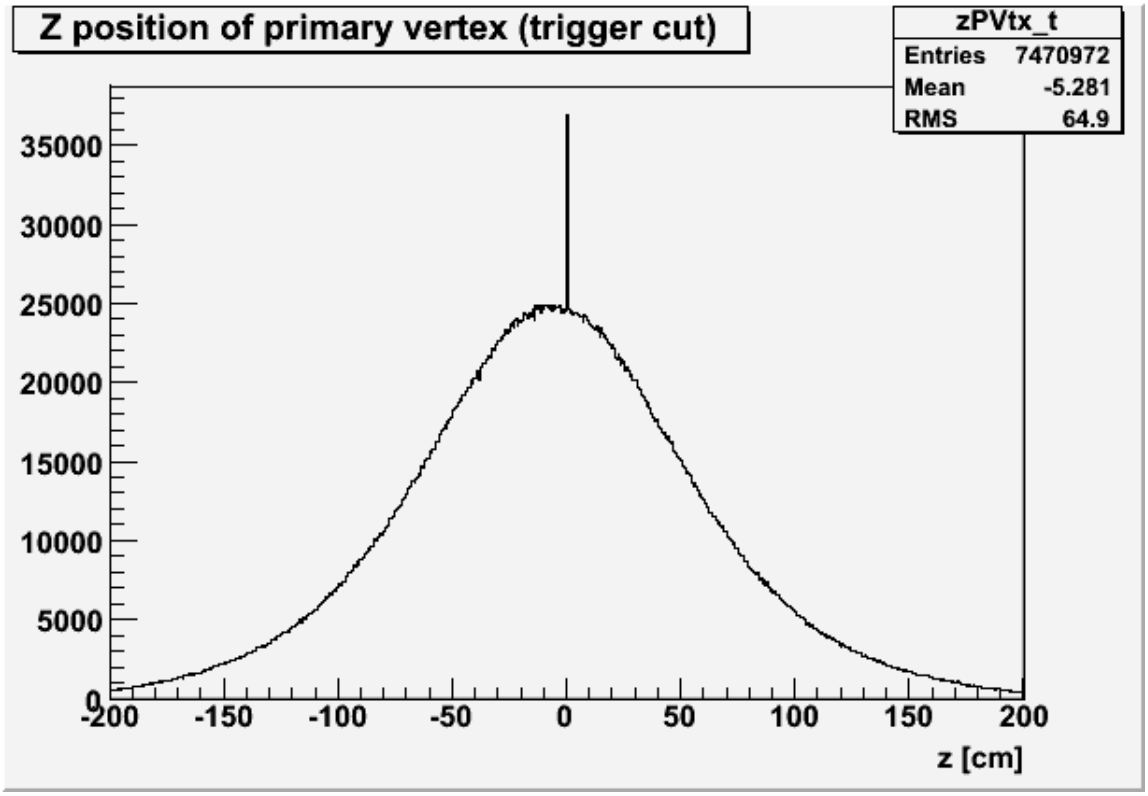
Histogramy [Rys.4.4, Rys.4.5, Rys.4.6] przedstawiają rozkład współrzędnej 'z' głównego wierzchołka zdarzenia kolejno: przed zastosowaniem obcięć, po wyborze zdarzeń z triggerami HT, po zastosowaniu wymienionych obcięć na zdarzenia.

Punkt o współrzędnych (0,0,0) jest geometrycznym środkiem TPC. Duża liczba wejścia w histogramacg [Rys.4.4 i Rys.4.5] dla wartości 0 pochodzi ze zdarzeń, dla których wierzchołek został źle zrekonstruowany i są odrzucane z analizy. Aby na [Rys.4.4] rozkład współrzędnej 'z' wierzchołka był widoczny, na górnym histogramie została zastosowana skala logarytmiczna dla osi y. Natomiast dolny histogram przedstawia ten sam rozkład, ale z ustawionym maksimum w wartości 50k na osi y.



Rysunek 4.4: Rozkład współrzędnej 'z' głównego wierzchołka zdarzenia przed zastosowaniem obcięć; górny histogram jest w skali logarytmicznej; natomiast na dolnym histogramie ustawione jest maksimum na osi y wynoszące 50k; duża liczba wejść w histogramach dla wartości 0 pochodzi ze zdarzeń ze źle zrekonstruowanym wierchołkiem

Kolejną wielkością opisującą zdarzenie jest krotność naładowanych cząstek. Na krotność zdarzenia nie zostało zastosowane żadne obcięcie. Histogram [Rys.4.7] przedstawia krotność przed zastosowaniem obcięć, a histogram [Rys.4.8] po wymienionych obcięciach na zdarzenia. Wejścia w histogramie przed obcięciami dla wartości 0 są dla zdarzeń ze źle zrekonstruowanym wierzchołkiem.

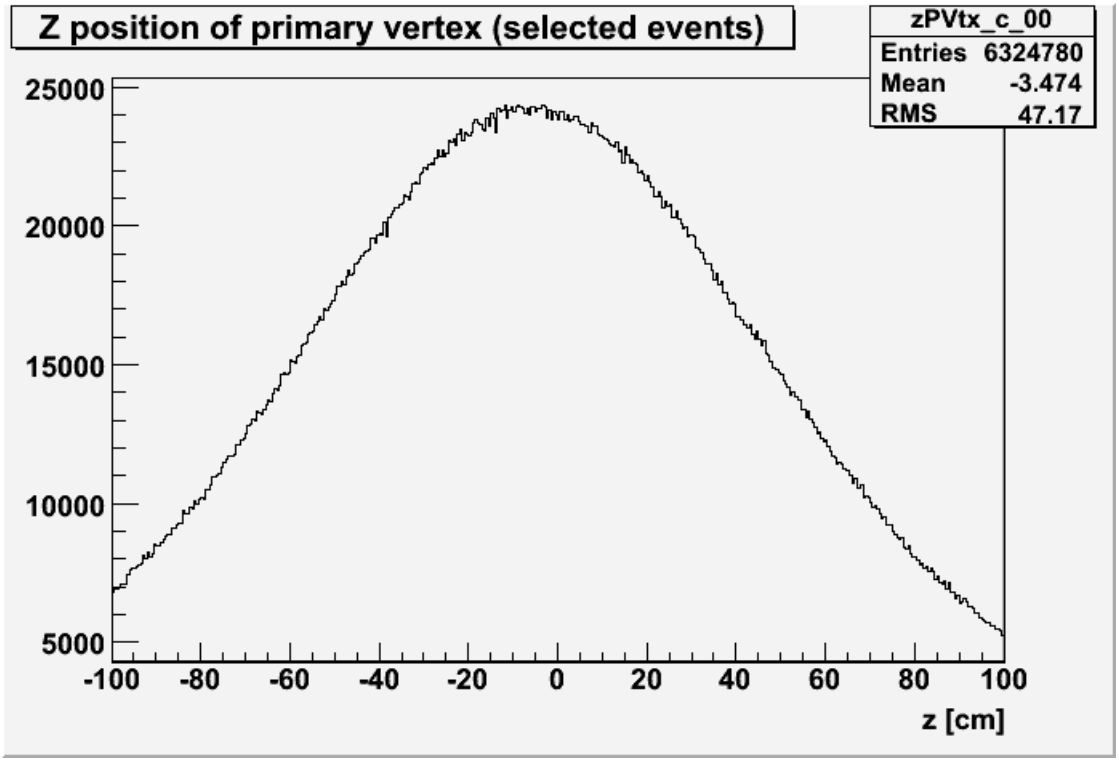


Rysunek 4.5: Rozkład współrzędnej 'z' głównego wierzchołka zdarzenia po wyborze zdarzeń z triggerami HT; duża liczba wejść w histogramie dla wartości 0 pochodzi ze zdarzeń ze źle zrekonstruowanym wierchołkiem

4.2.2 Selekcja cząstek

Informacje o torach cząstek pochodzą z detektora TPC. Opis zastosowanych obcięć na jakość zrekonstruowanego toru cząstki:

- flag > 0 - oznacza, że tor cząstki został poprawnie zrekonstruowany.
- $|charge| = 1$ - w analizie uwzględnione są cząstki o ładunku 1 lub -1.
- fitPts $\geqslant 15$ - fitPts jest liczbą punktów z jakich tor cząstki został zrekonstruowany. O jakości rekonstrukcji toru decyduje jego długość, co jest tutaj równoznaczne z liczbą punktów z jakich został zrekonstruowany. Dla cząstek, których tor został wyznaczony z większej liczby punktów, rozdzielczość wyznaczenia pędu jest lepsza niż dla cząstek o krótszym torze. Zaakceptowane są cząstki, dla których liczba ta jest większa od 15 [Rys.4.10 i Rys.4.11].
- fitPts/maxFitPts $\geqslant 0.52$ - fitPts/maxFitPts jest stosunkiem aktualnej do mak-

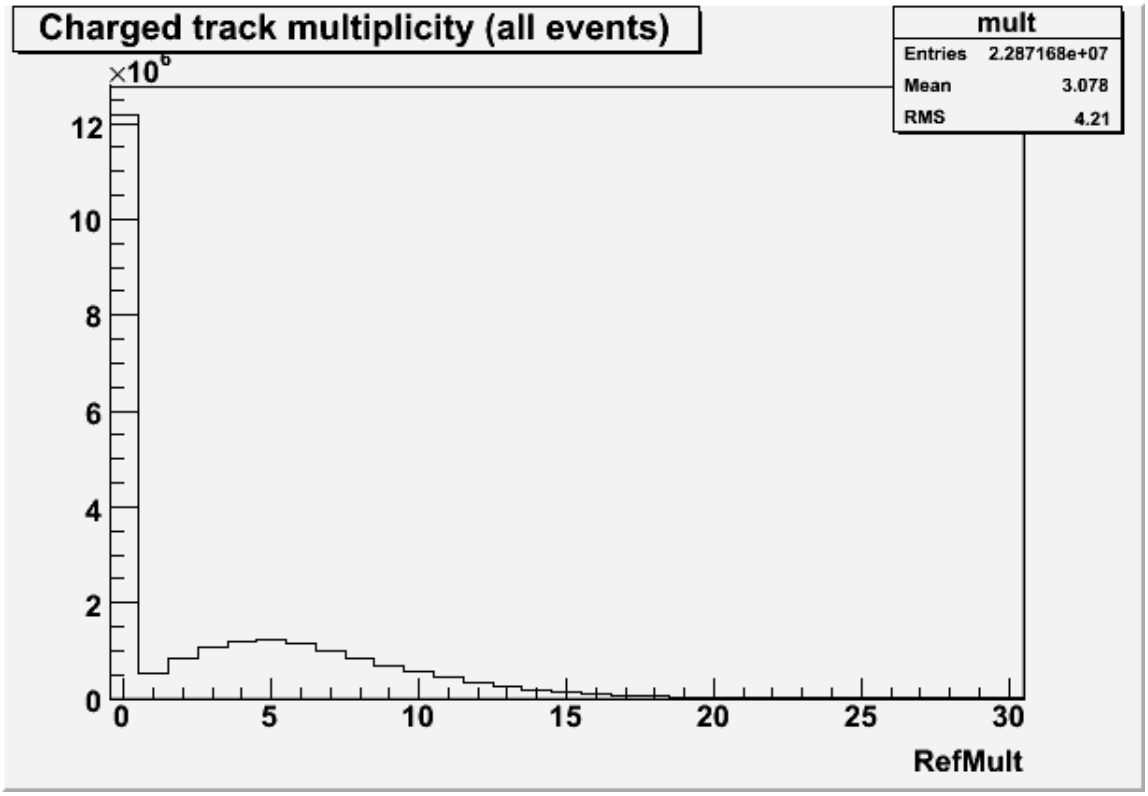


Rysunek 4.6: Rozkład współrzędnej 'z' głównego wierzchołka zdarzenia po zastosowaniu obcięć

symalnej liczby punktów z jakich tor cząstki został zrekonstruowany, musi być on większy od 0.52 [Rys.4.12 i Rys.4.13], czyli wymagane jest aby ponad 50% toru było zrekonstruowane. Obcięcie powoduje odrzucenie rozdzielonych torów (rozdzielenie śladu występuje, gdy dwa tory zostaną zrekonstruowane z należących do tego samego toru klastrów).

- dca $\leqslant$ 3 cm - odległość najbliższego zbliżenia cząstki do głównego wierzchołka zderzenia. W analizie brane są pod uwagę jedynie cząstki pierwotne, dla których dca powinno być mniejsze od 3 cm. Jednak jak widać na histogramie [Rys.4.14] dla pewnej liczby cząstek kryterium to nie jest spełnione. Dlatego w analizie zastosowane jest obcięcia na dca $\leqslant$ 3 cm [Rys.4.15]. Eliminowane są cząstki z wtórnych rozpadów rezonansów.

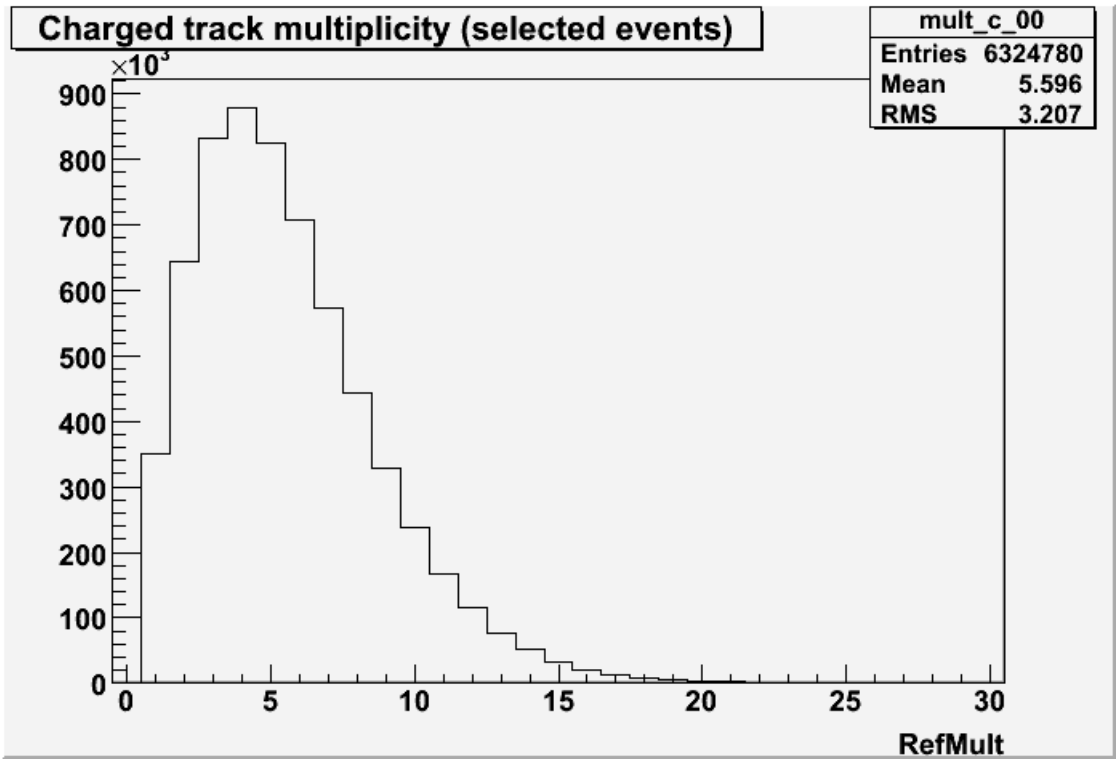
- $|\eta| \leqslant 1$ - akceptowane są cząstki, których pseudopospieszność zawiera się w podanym przedziale [Rys.4.16 i Rys.4.17]. Poza tym przedziałem wydajność rekonstrukcji torów cząstek w TPC gwałtownie spada. Wejścia w histogramie [Rys.4.16] znajdującym się po lewej stronie, w przedziale $|\eta| > 2$, pochodzą z



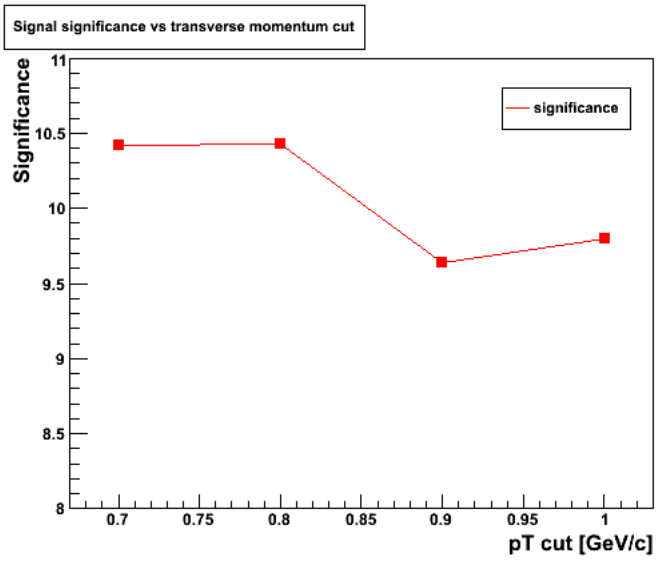
Rysunek 4.7: Rozkład krotności zdarzenia przed zastosowaniem obcięć; wejścia dla wartości 0 pochodzą ze zdarzeń ze źle zrekonstruowanym wierzchołkiem głównym detektora FTPC.

- $p_T \geqslant 0.8$ GeV/c - pęd poprzeczny cząstki musi być większy od 0.8 GeV/c [Rys.4.18 i Rys.4.19], elektrony, które powstają z rozpadu J/ψ mają w większości duże pędy. Wartość 0.8 dobrana jest tak, aby odrzucić jak najwięcej cząstek stanowiących tło, ale nie zmniejszyć za bardzo statystki potrzebnej do wyznaczenia sygnału J/ψ. Zastosowanym kryterium była największa wartość istotności otrzymanego sygnału J/ψ. W tym celu przeprowadzone zostały analizy dla różnych wartości obcięcia na pęd poprzeczny ($p_T = \{0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1\} GeV/c$), przy wszystkich pozostałych obcięciach takich jak podane w tabeli [Tab.4.2] [Rys.4.9].

Na pęd całkowity cząstki [Rys.4.20] nie zostało zastosowane obcięcie, wystarczające jest obcięcie na pęd poprzeczny [Rys.4.21], są one bowiem ze sobą skorelowane. Spadek liczby wejść dla wartości pędu wynoszącej $\sim 1 GeV/c$ jest wynikiem zastosowania obcięcia na $n\sigma_p$ (którego celem jest odrzucenie protonów).



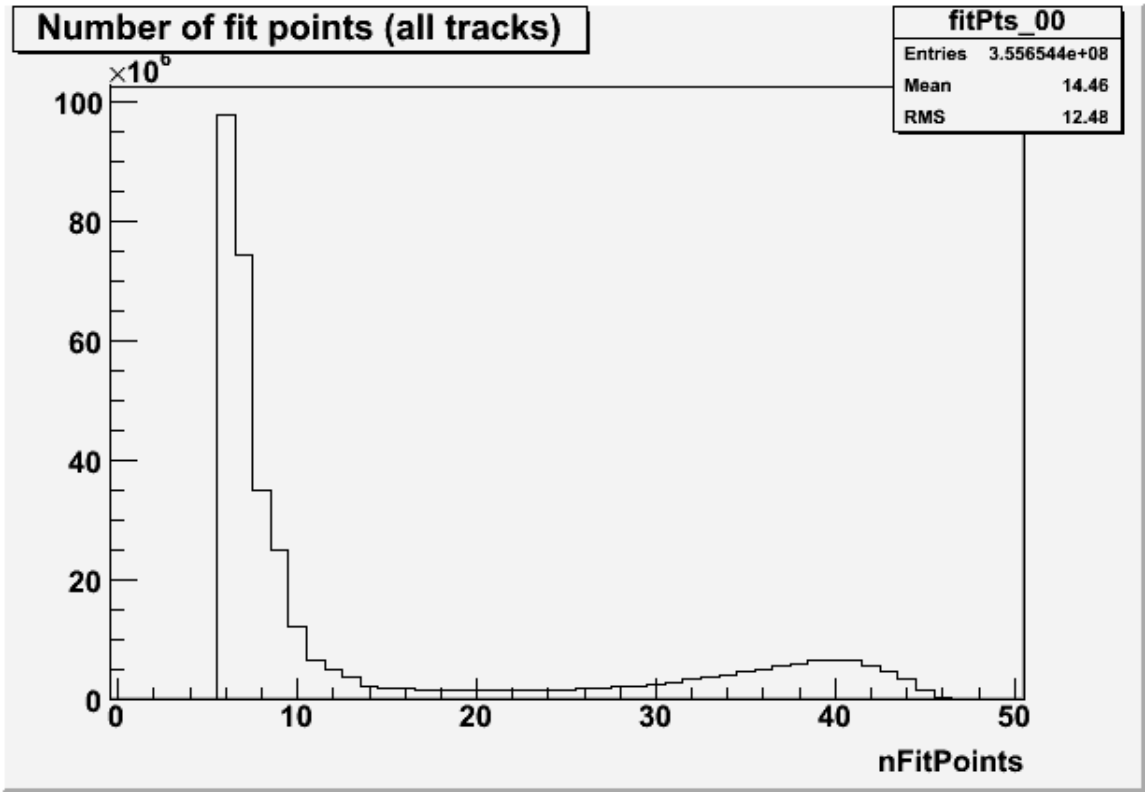
Rysunek 4.8: Rozkład krotności zdarzenia po zastosowaniem obcięć



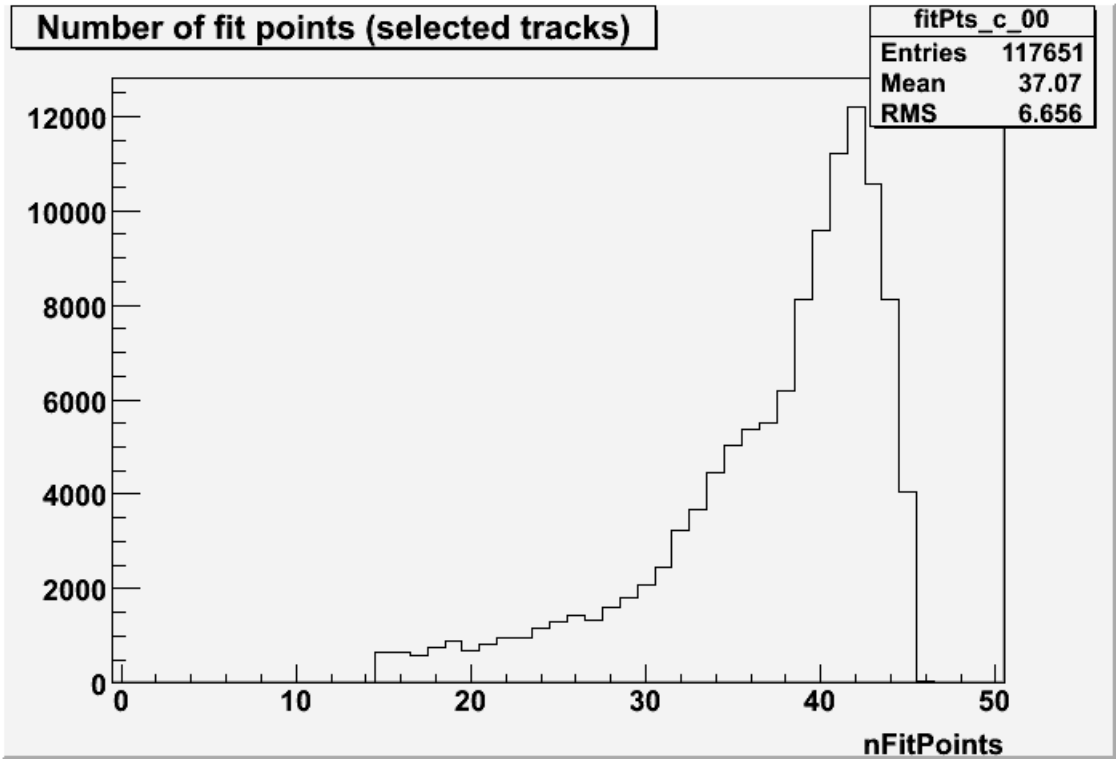
Rysunek 4.9: Istotność sygnału J/ψ w funkcji obcięcia zastosowanego na pęd poprzeczny - największa wartość jest dla obcięcia na p_T wynoszącego 0.8 GeV/c

4.3 Identyfikacja elektronów

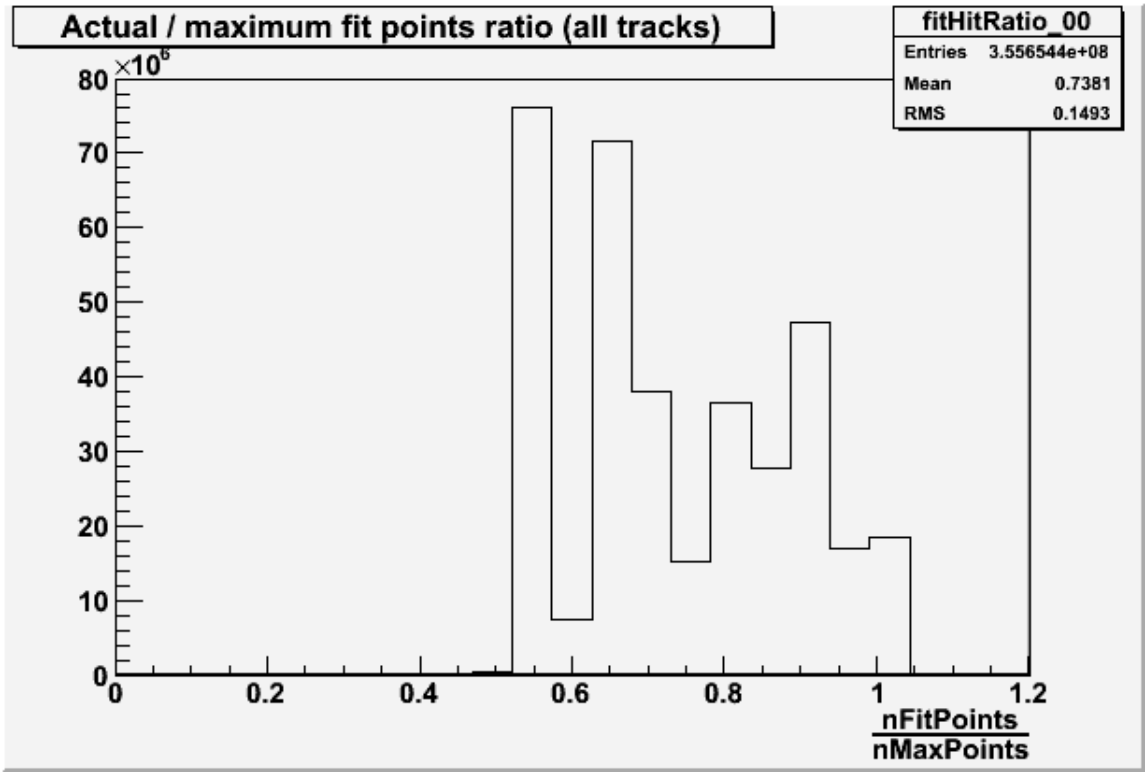
Po zastosowaniu obcięć na zdarzenia i jakość śladu, pozostał zbiór dobrej jakości torów cząstek pochodzących z dobrych zdarzeń. Następną częścią analizy jest wyse-



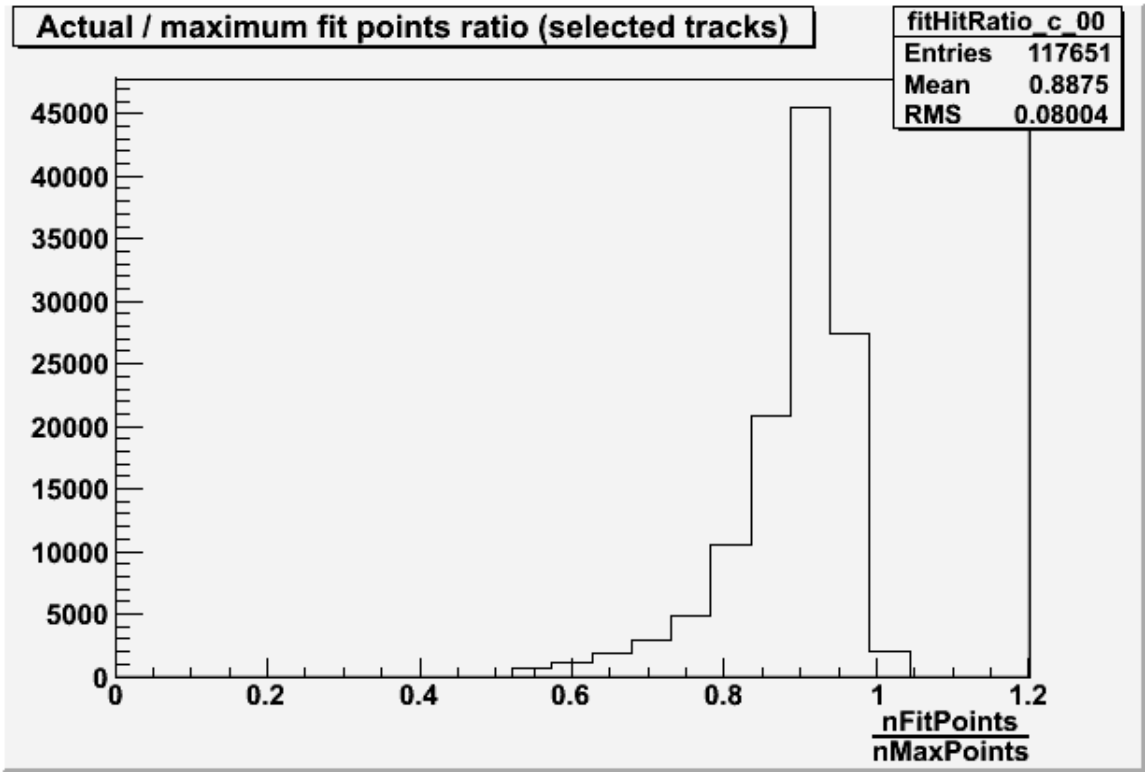
Rysunek 4.10: Rozkład fitPts cząstek przed zastosowaniem obcięć



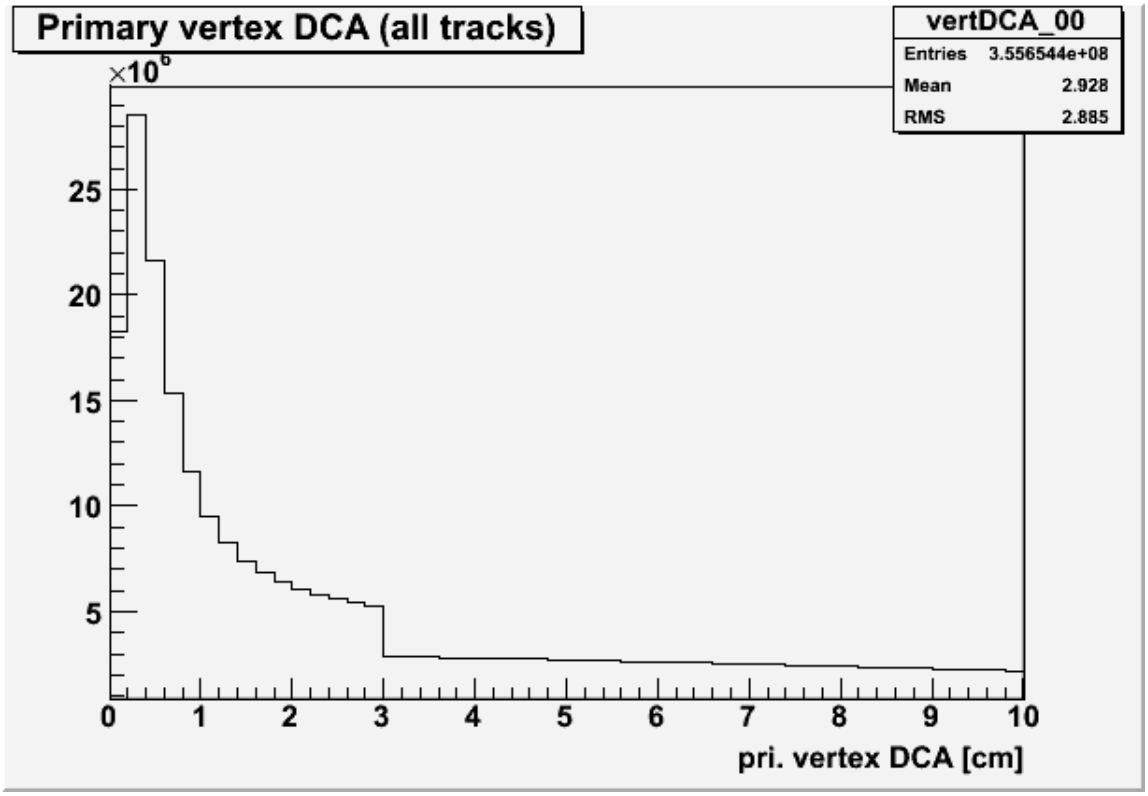
Rysunek 4.11: Rozkład fitPts cząstek po zastosowaniu wszystkich obcięć



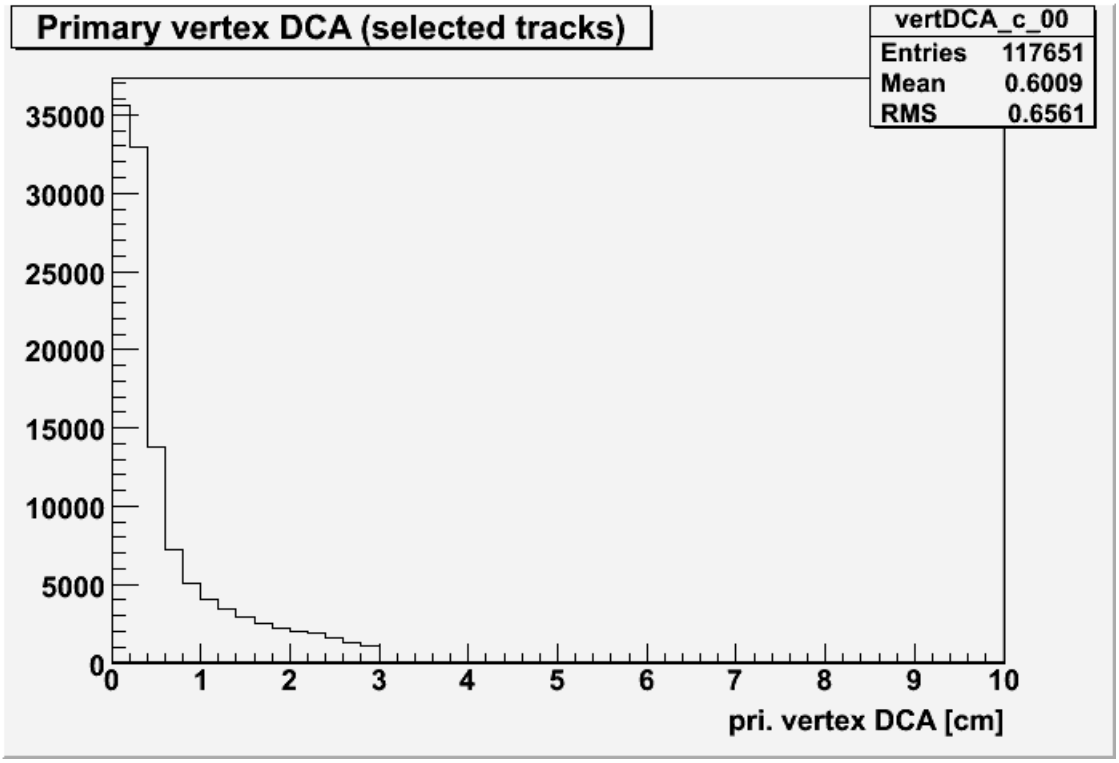
Rysunek 4.12: Rozkład actual/maximum fitPts cząstek przed zastosowaniem obcięć



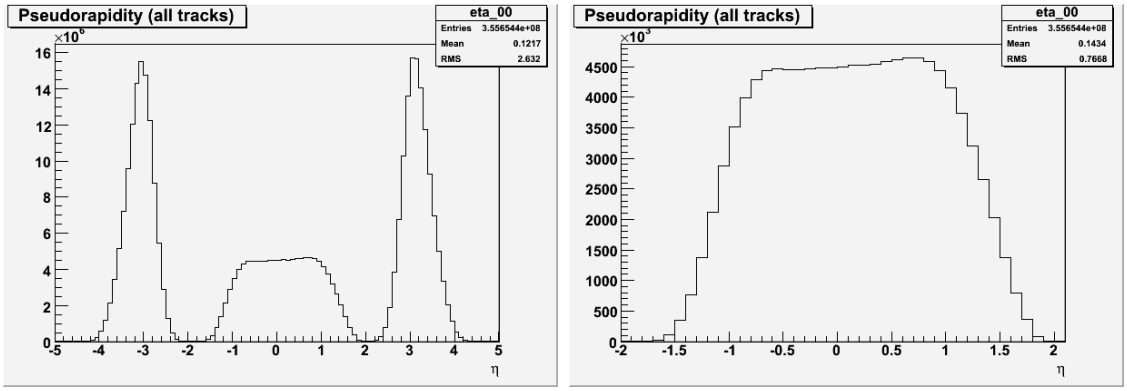
Rysunek 4.13: Rozkład actual/maximum fitPts cząstek po zastosowaniu wszystkich obcięć



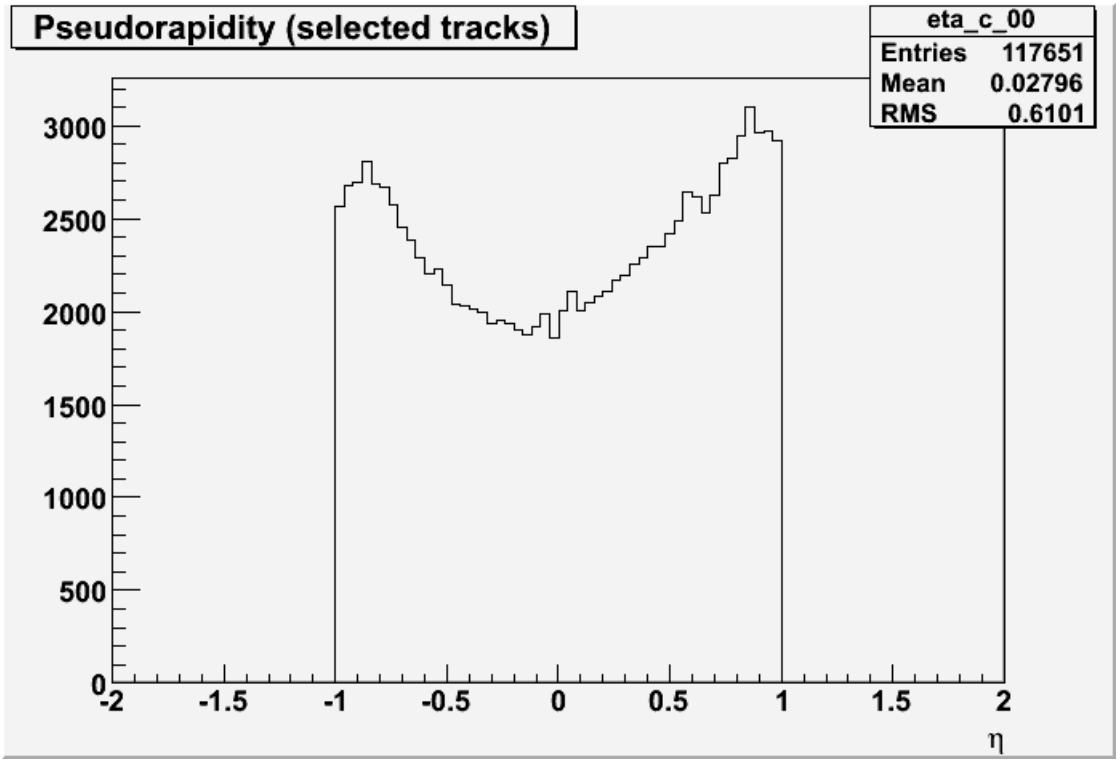
Rysunek 4.14: Rozkład dca cząstek przed zastosowaniem obcięć



Rysunek 4.15: Rozkład dca cząstek po zastosowaniu wszystkich obcięć

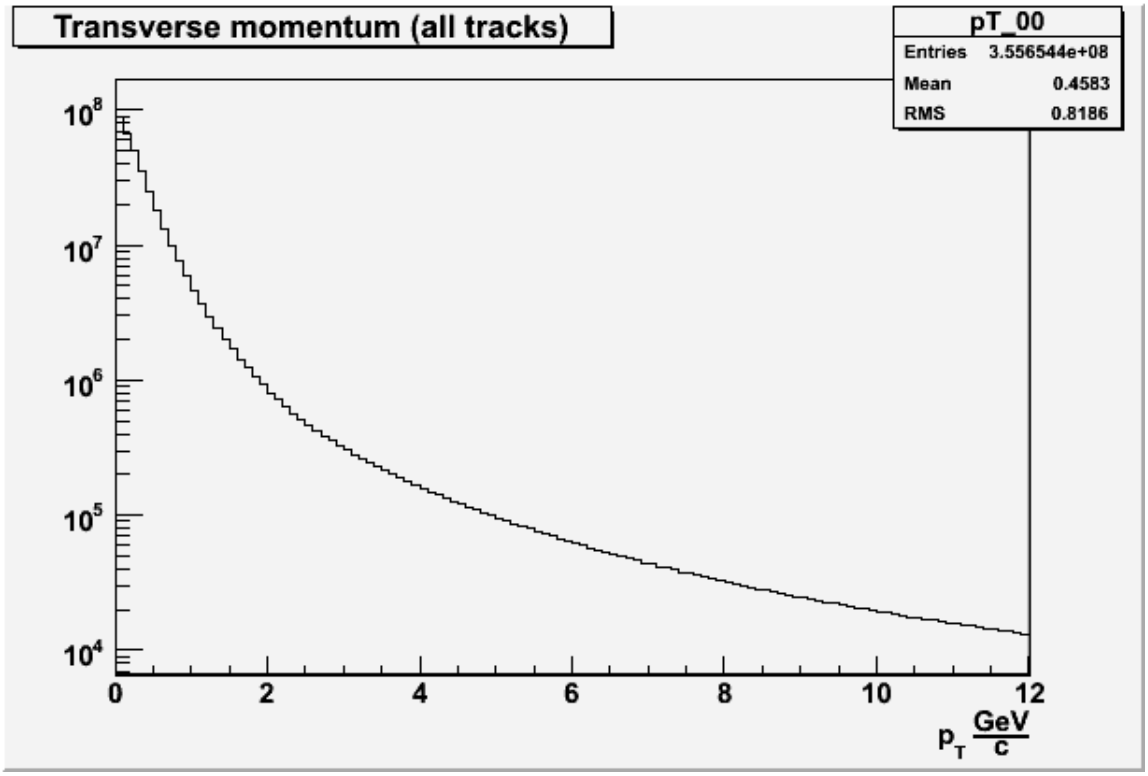


Rysunek 4.16: Rozkład pseudopospieszności cząstek przed zastosowaniem obcięć; wejścia w histogramie po lewej stronie pochodzą z detektorów TPC oraz FTPC - przedział $|\eta| > 2$ odnosi się do FTPC; histogram po prawej stronie przedstawia wejścia jedynie z detektora TPC



Rysunek 4.17: Rozkład pseudopospieszności cząstek po zastosowaniu wszystkich obcięć; niesymetryczność rozkładu wynika z niesymetryczności triggera, którym jest detektor BEMC

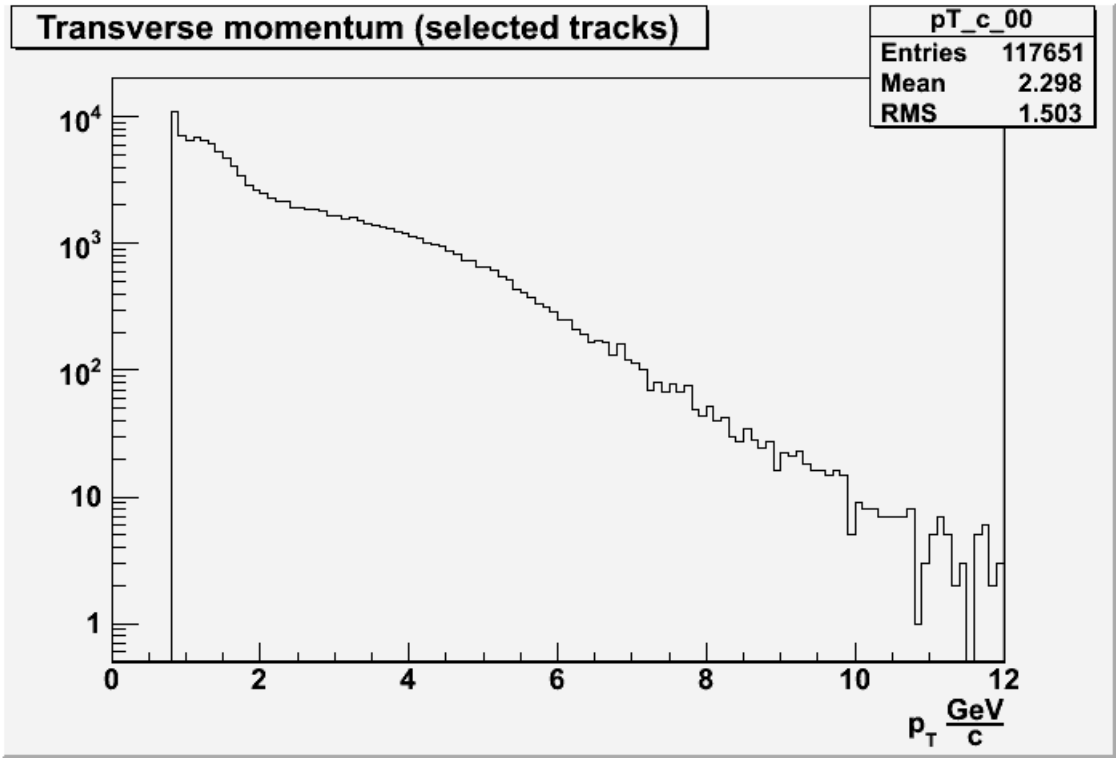
lekcjonawanie elektronów ze zbioru śladów. Jest to ważny elementem analizy, który odbywa się na podstawie informacji z detekotra TPC oraz BEMC. Zastosowane są obcięcia mające na celu selekcję elektronów i odrzucenie hadronów.



Rysunek 4.18: Rozkład pędu poprzecznego cząstek w skali logarytmicznej przed zastosowaniem obcięć

Elektrony w TPC identyfikowane są dzięki informacji o średnich jonizacyjnych stratach energii cząstki przy przechodzeniu przez ośrodek materialny na jednostkę drogi: dE/dx. dE/dx w funkcji pędu dla cząstek naładowanych ujemnie i dodatnio, bez zastosowanych obcięć przedstawione jest na rysunku [Rys.4.22], a po obcięciach na jakość śladów na rysunku [Rys.4.23]. Przedstawione są również teoretyczne krzywe strat energii na jonizację gazu dla elektronów, deuteronów, kaonów, protonów i pionów. Do wyznaczenia krzywych została wykorzystana klasa Bichsel, dostępna w root4star. Użyta funkcja (GetI70) przyjmuje jako argument logarytm dziesiętny ze stosunku pędu do masy cząstki i zwraca wartość dE/dx. Otrzymane krzywe są funkcjami Bichsela, które lepiej opisują jonizacyjne straty energii cząstki, niż używane wcześniej w tym celu równanie Bethego-Blocha [82].

Na podstwie informacji z TPC o jonizacyjnych stratach energii czastki (dE/dx) wyznaczana jest zmienna $n\sigma$. Wielkość ta opisuje prawdopodobieństwo zidentyfikowania danego śladu jako określonej cząstki, jak na przykład elektronu czy protonu. Zdefiniowana jest jako stosunek zmierzonej wartości dE/dx i wartości oczekiwanej



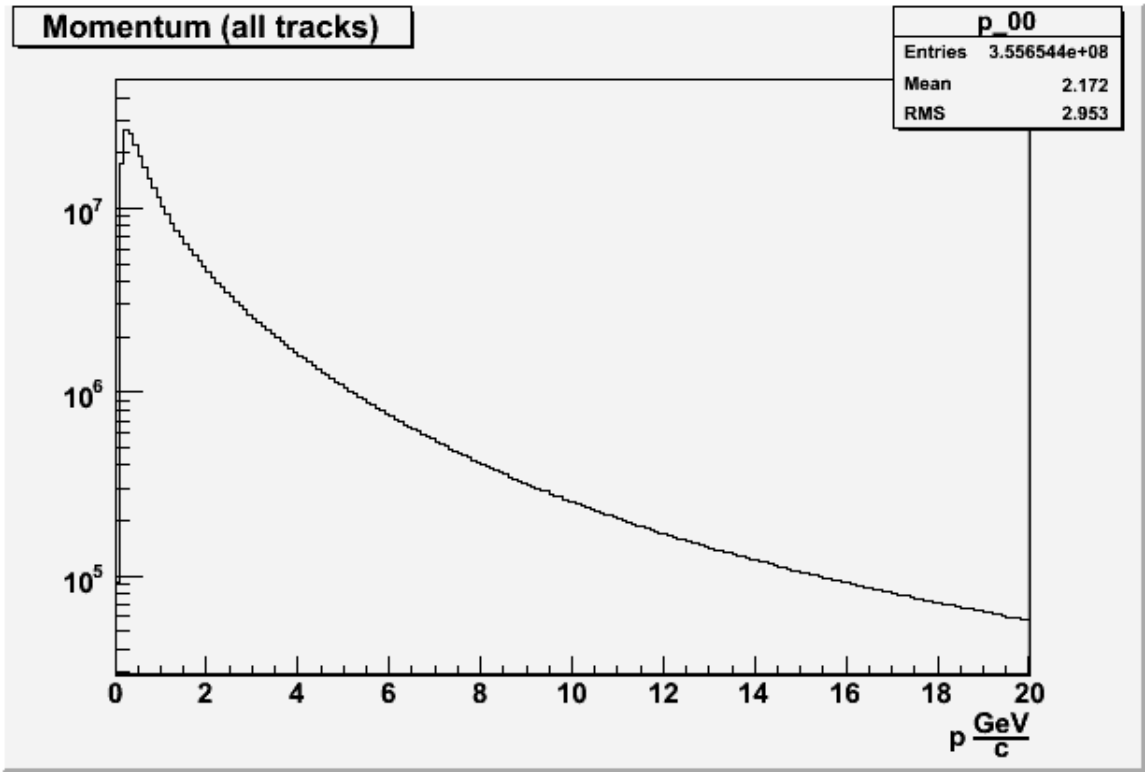
Rysunek 4.19: Rozkład pędu poprzecznego cząstek w skali logarytmicznej po zastosowaniu wszystkich obcięć

dla danego rodzaju cząstki w oparciu o funkcję Bichsela:

$$n\sigma^X = \frac{log[(dE/dx)_X/B_e]}{\sigma} \tag{4.1}$$

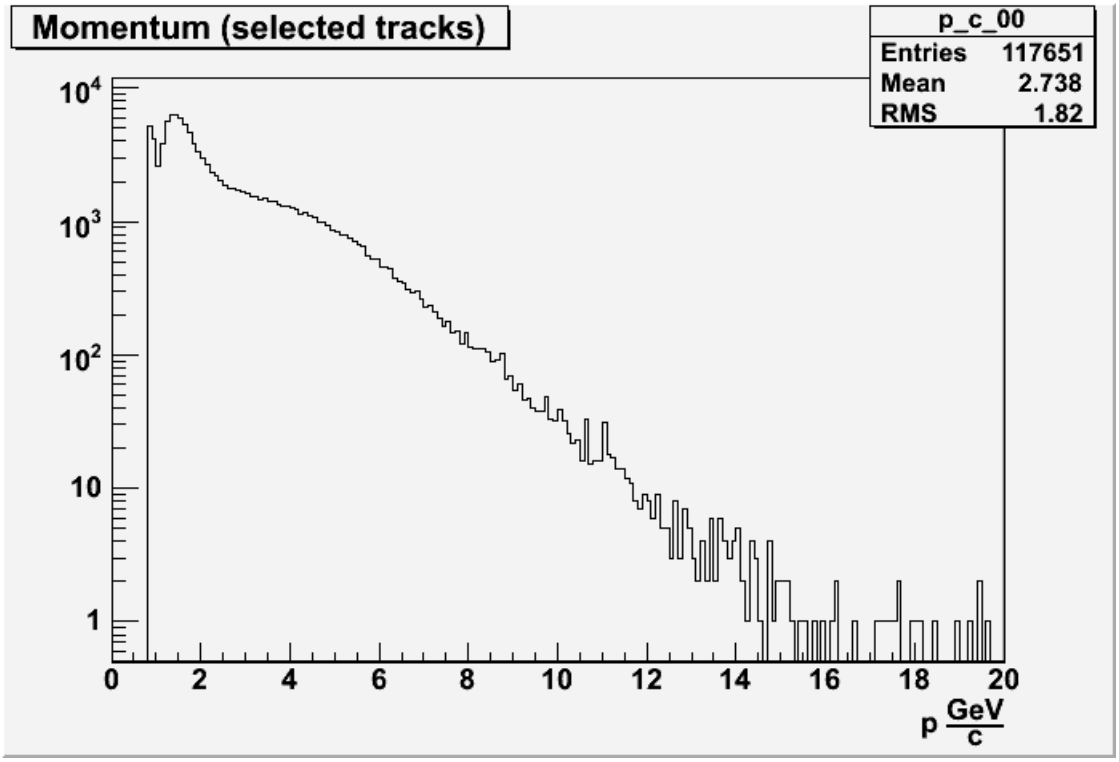
$n\sigma$ jest szerokością rozkładu Gaussa wokół maksimum na rozkładzie dE/dx (maksima dla poszczególnych rodzajów cząstek przedstawiają krzywe na przykład na [Rys.4.23]). $n\sigma$ wykorzystana jest do selekcji obszarów przekrywania się krzywych i odrzucenia największego skoncentrowania domieszki. Obcięcie na $n\sigma_e$ zastosowane jest w celu akceptacji elektronów, natomiast obcięcia na $n\sigma_K$, $n\sigma_p$ i $n\sigma_\pi$ służą do odrzucenia hadronów (kaonów, protonów i pionów).

- $|n\sigma_e| < 2$ - wartości $n\sigma_e$, dla których cząstka jest pozostawiana
- $|n\sigma_K| > 2$ - wartości $n\sigma_K$, dla których cząstka jest pozostawiana
- $|n\sigma_p| > 2$ - wartości $n\sigma_p$, dla których cząstka jest pozostawiana
- $\sigma_\pi <$ -3 i $\sigma_\pi > 2$ - $n\sigma_\pi$, dla których cząstka jest pozostawiana



Rysunek 4.20: Rozkład pędu cząstek w skali logarytmicznej przed zastosowaniem obcięć

Rozkład dE/dx w funkcji pędu pomnożonego przez ładunek cząstki, po zastosowaniu obcięć na jakość śladu oraz identyfikację cząstek, przedstawiony jest na rysunku [Rys.4.24].

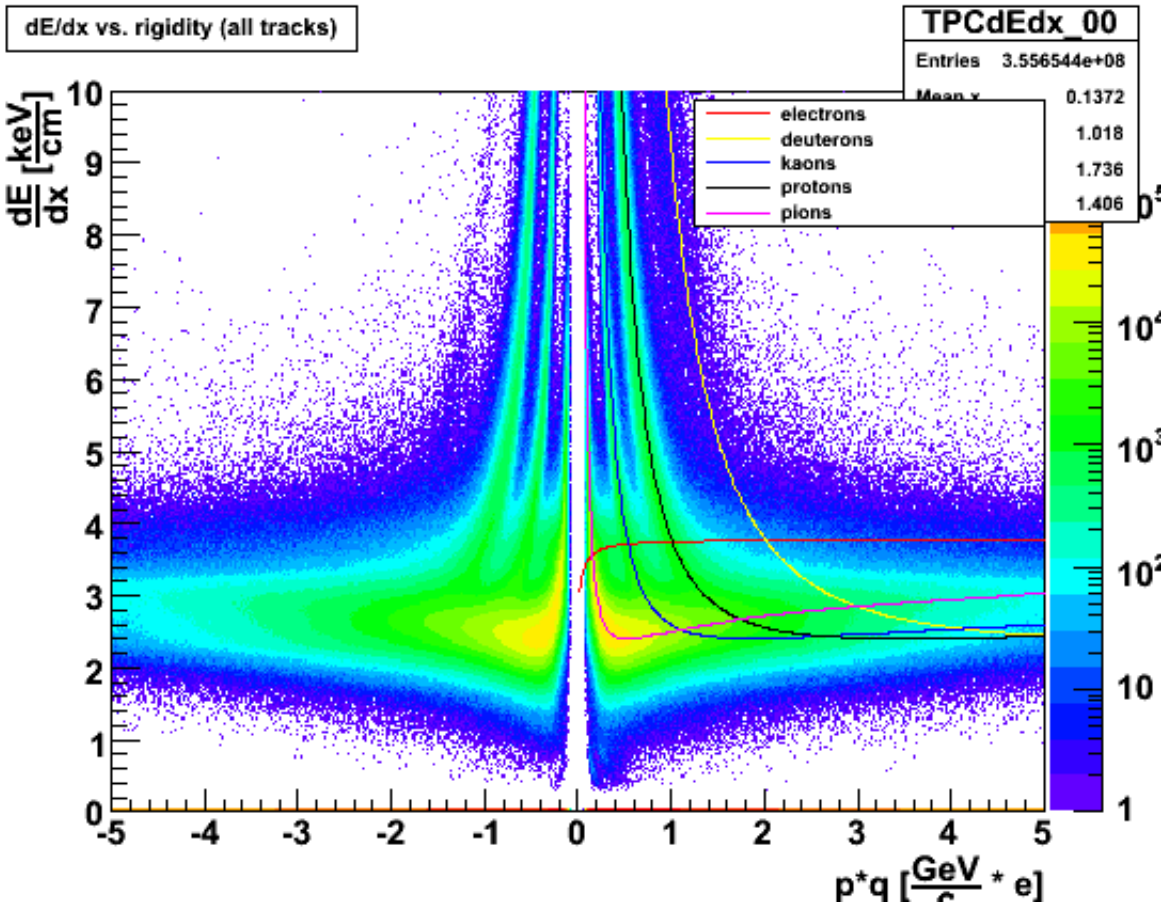


Rysunek 4.21: Rozkład pędu cząstek w skali logarytmicznej po zastosowaniu wszystkich obcięć; spadek liczby wejść dla wartości pędu $\sim 1GeV/c$ wynika z zastosowanego obcięcia na $n\sigma_p$

Kolejnym obcięciem, zastosowanym w celu identyfikacji elektronów, jest:

- p/E $\leqslant$ 2 - p jest całkowitym pędem cząstki zmierzonym w TPC, natomiast E jest całkowitą energią zdeponowaną przez cząstkę w BEMC. Detektor BEMC skonstruowany jest tak, aby elektron zostawiał tam całą swoją energię. Ponieważ elektron ma małą masę jego energia całkowita to głównie energia kinetyczna, więc rozkład p/E dla elektronów powinien być skupiony wokół wartości 1. Natomiast dla hadronów wartość ta jest bardziej odległa od 1. Zastosowanie obcięcia p/E $\leqslant$ 2 powoduje odrzucenie dużej liczby hadronów, przy zachowaniu większości elektronów. Efektem zastosowania mniejszego od podanego obcięcia na stosunek p/E jest jedynie strata statystyki, a wpływ na eliminację hadronów jest taki sam.

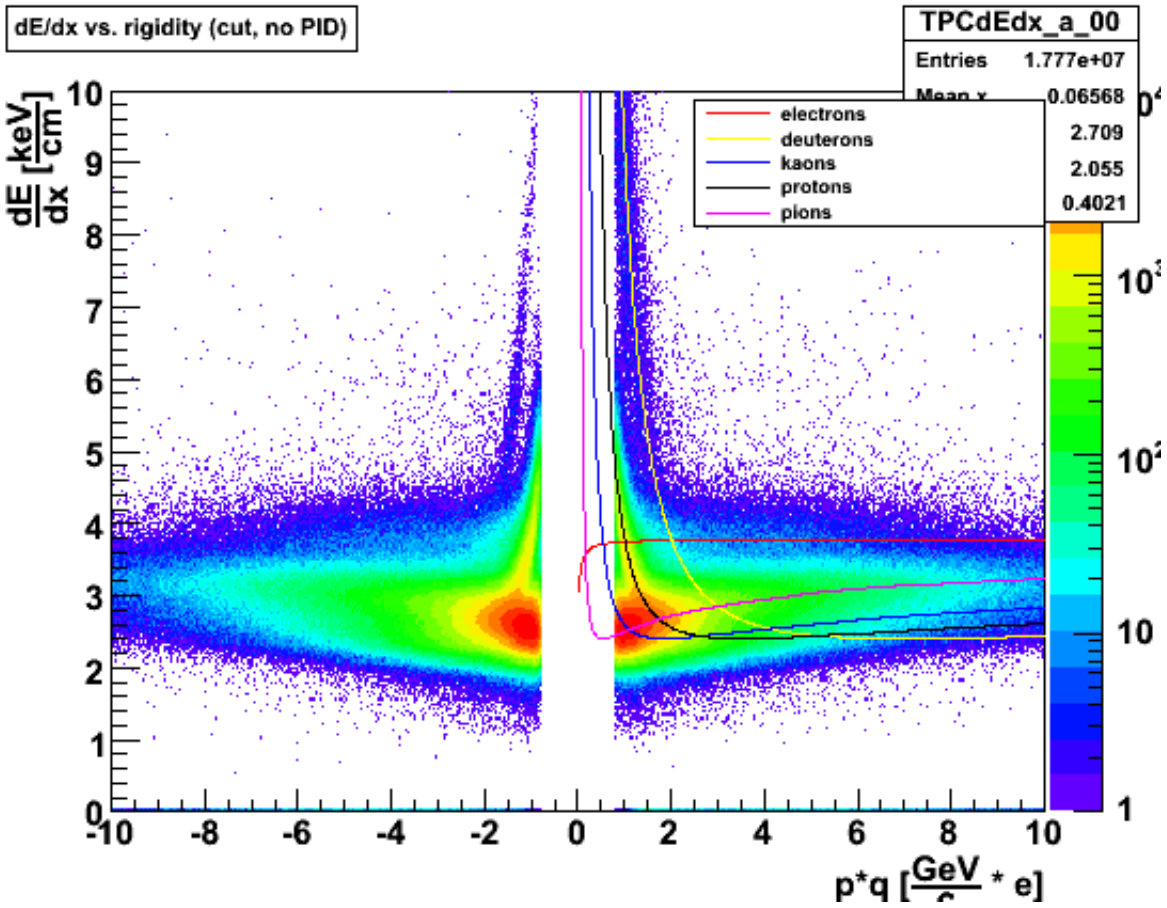
Obcięcie to stosowane jest, tylko jeśli dla cząstki dostępna jest informacja z BEMC. W przeciwnym przypadku elektrony są identyfikowane jedynie na podstawie informacji z TPC.



Rysunek 4.22: dE/dx w funkcji pędu * ładunek cząstki przed zastosowaniem obcięć

Rysunek [Rys.4.27] przedstawia p/E po zastosowaniu obcięć na jakość śladu cząstki, a [Rys.4.28] dodatkowo po obcięciach na identyfikację elektronów.

Sprawdzane jest również, czy cząstka zarejestrowana w BEMC jest pierwotną cząstką, której tor został zarejestrowany także w TPC. W tym celu ślad ekstrapolowany jest z detektora TPC do wieży detektora BEMC.



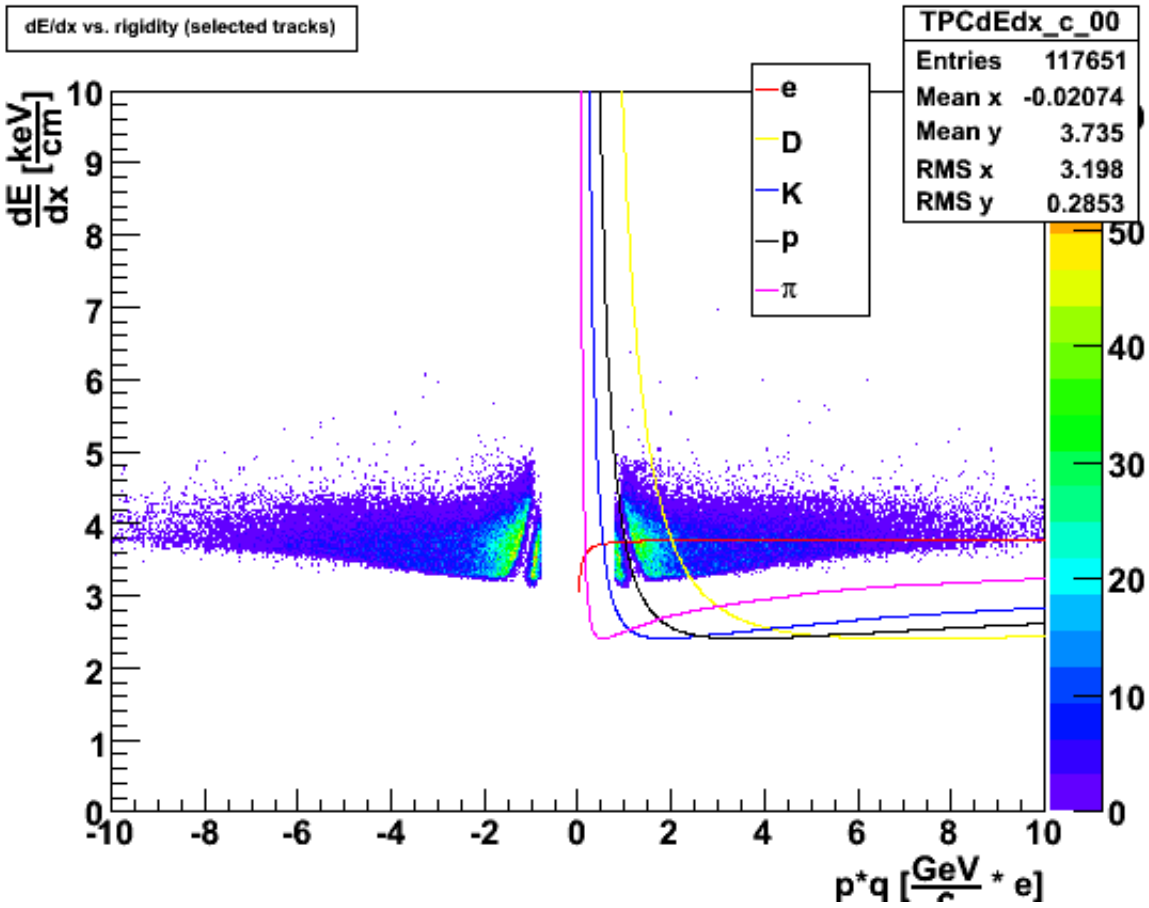
Rysunek 4.23: dE/dx w funkcji pędu * ładunek cząstki po zastosowaniu obcięć na jakość toru cząstki

4.3.1 Wydajność identyfikacji elektronów i czystość próbki

Zastosowane obcięcia na straty energii cząstek na jonizację gazu w TPC oraz obcięcie p/E, pozwalają na identyfikacje cząstek jedynie z pewnym prawdopodobieństwem. Użycie obcięć powoduje stratę części elektronów, jak również w próbce zostaje pewna ilość hadronów.

Wydajność identyfikacji elektronów obliczona jest jako stosunek liczby elektronów, które zostały w próbce po zastosowaniu obcięć na identyfikacją cząstek do przewidywanej liczby elektronów przed zastosowaniem tych obcięć.

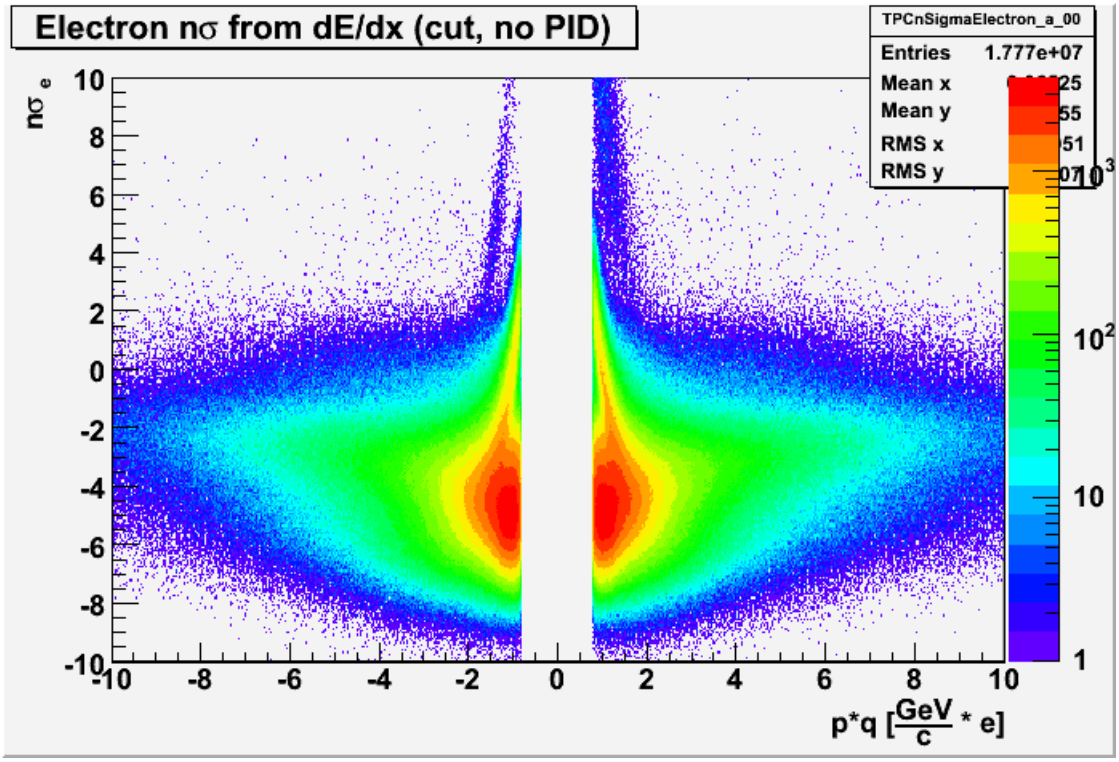
W celu wyznaczenia przewidywanej liczby elektronów przed zastosowaniem obcięć na identyfikację cząstek rozkład dE/dx [Rys.4.23] rzutowany jest na oś pionową dla małych przedziałów pędu. Jeśli uzyskany w ten sposób rozkład dE/dx wyrazi się w jednostkach $n\sigma_e$ można go przybliżyć sumą funkcji Gaussa dla różnych rodzajów cząstek. W przedstawionej analizie do rozkładu zostały dopasowane funkcje Gaussa



Rysunek 4.24: dE/dx w funkcji pędu * ładunek cząstki po zastosowaniu wszystkich obcięć

dla elektronów, protonów oraz pionów (przykładowe rozkłady dla trzech przedziałów pędu zostały pokazane na: [Rys.4.29, Rys.4.31, Rys.4.33]). Przewidywana liczba elektronów w próbce obliczona jest jako całka z dopasowanej funkcji Gaussa dla elektronów.

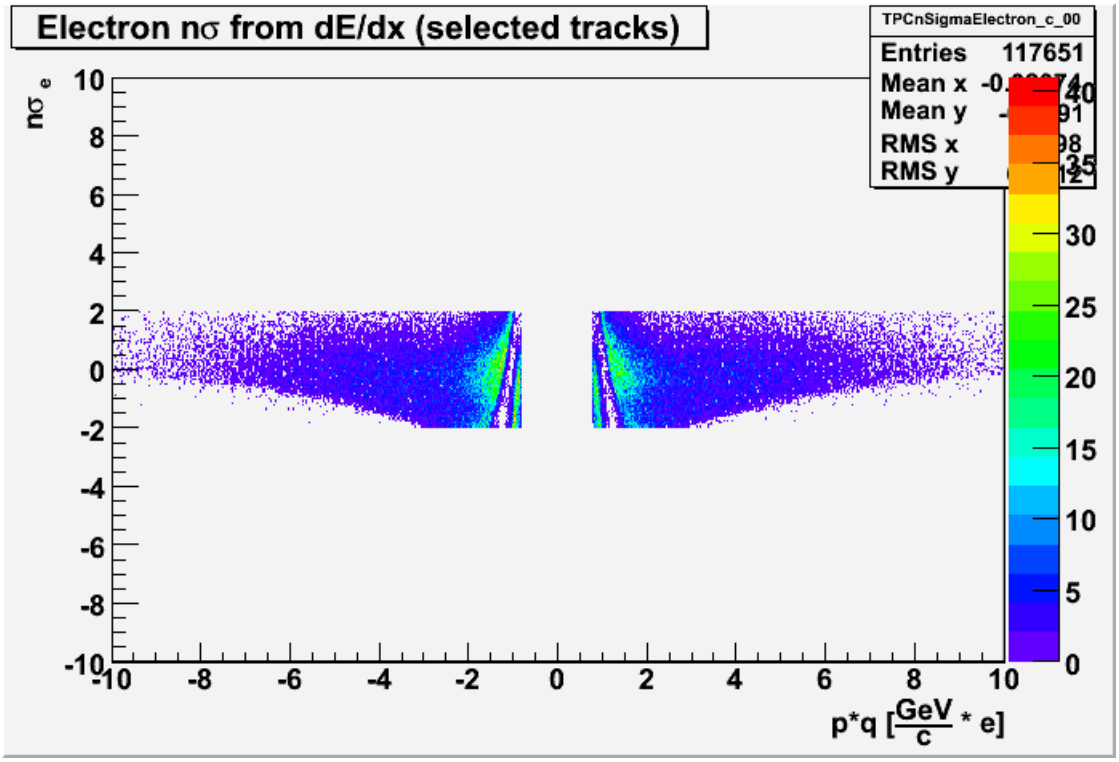
Liczba elektronów po obcięciach na identyfiakcję cząstek wyznaczona jest poprzez porównanie rozkładu Gaussa dla przewidywanych elektronów w próbce z rozkładem dE/dx wyrażonym w jednostkach $n\sigma_e$ po zastosowaniu obcięć na identyfikację cząstek, w kolejnych przedziałach pędu (przykładowe rozkłady: [Rys.4.30, Rys.4.32, Rys.4.34]). Zaakceptowane elektrony przedstawione są kolorem zielonym na [Rys.4.32].



Rysunek 4.25: Sigma elektronów w funkcji pędu * ładunek cząstki po zastosowaniu obcięć na jakość toru cząstki

Wykres [Rys.4.35 - electrons ID efficiency] przedstawia uzyskaną, na podstawie opisanej powyżej analizy, wydajność identyfikacji elektronów. Dla wartości pędu ~ 1 GeV/c krzywe opisujące jonizacyjne straty energii cząstek dla elektronów i protonów przecinają się. Powoduje to stratę części elektronów, w wyniku zastosowania obcięcia na $n\sigma_p$, i spadek wydajności dla wartości pędu około 1GeV/c. Z wykresu widać również, że wydajność identyfikacji elektronów jest największa dla średnich wartości pędów i spada wraz ze wzrostem pędu. Spadek ten spowodowany jest zastosowaniem obcięcia na $n\sigma_\pi$. Wraz ze wzrostem wartości pędu krzywa opisująca straty energii pionów na jonizację gazu zbliża się do krzywej dla elektronów. Dzięki temu zostały jednak wyeliminowane piony.

Na podstawie rozkładu dE/dx wyrażonego w jednostkach sigmy elektronów, została wyznaczona również czystość próbki [Rys.4.35 - electrons purity]. Jest ona obliczona jako stosunek liczby elektronów, jakie zostały po obcięciach na identyfikację cząstek (wyznaczone jak w przypadku wydajności) - zielona część rozkładu z Rys.4.32 - do liczby wszystkich cząstek jakie zostały po obcięciach - suma zielonej i niebieskiej części rozkładu z Rys.4.32.



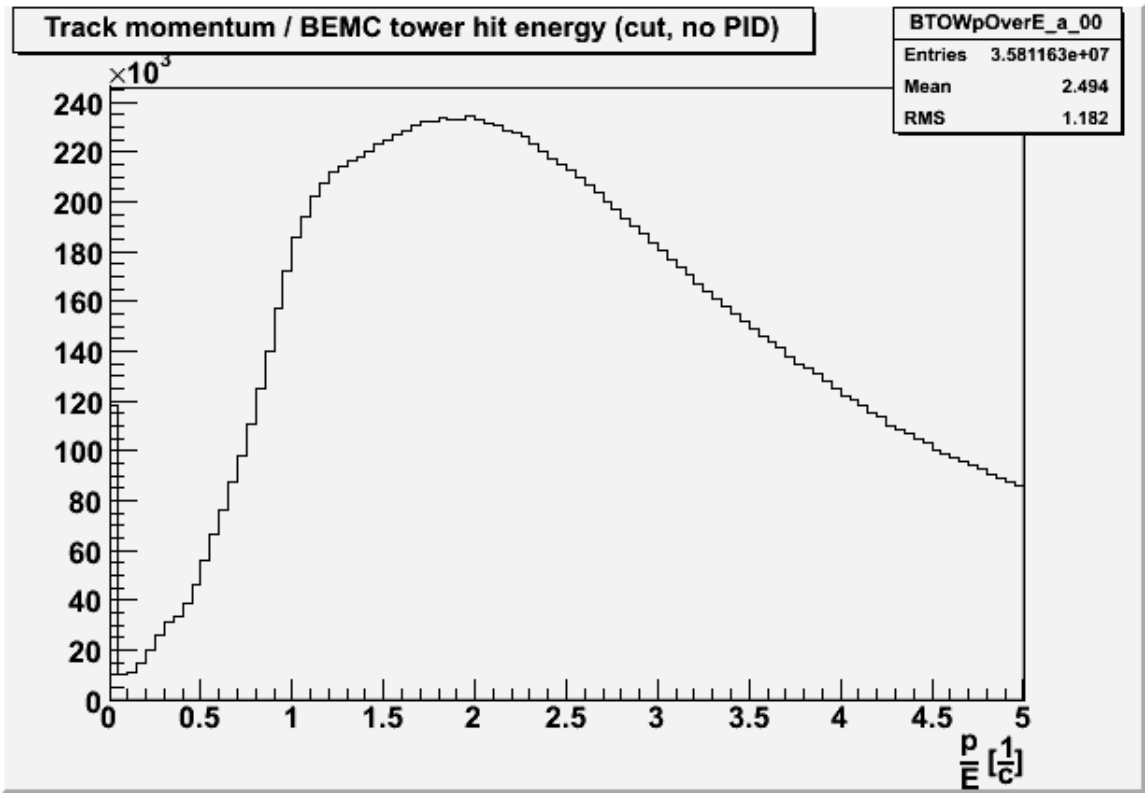
Rysunek 4.26: Sigma elektronów w funkcji pędu * ładunek cząstki po zastosowaniu wszystkich obcięć

4.4 Sygnał J/ψ

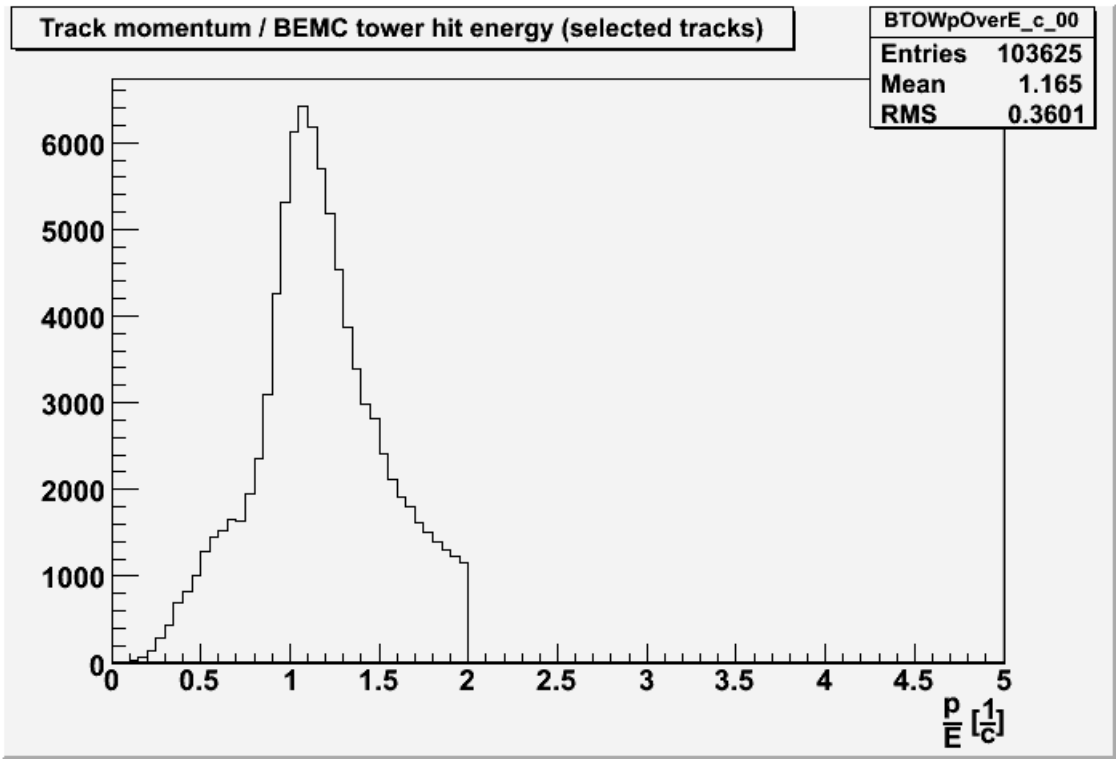
Cząstka J/ψ badana jest poprzez elektronowy kanał rozpadu - e^+e^-. W celu rekonstrukcji sygnału J/ψ z każdego zdarzenia tworzone są wszystkie możliwe kombinacje cząstek e^- - zidentyfikowanych jako elektrony i cząstek e^+ - zidentyfikowanych jako pozytony. Następnie, dla każdej uzyskanej w ten sposób pary e^+e^-, obliczana jest jej masa niezmiennicza [Rys.4.36 - signal+background]. Część otrzymanych par pochodzi z rozpadu J/ψ, a część, stanowiąca tło, jest utworzona z przypadkowych kombinacji e^- i e^+. Aby uzyskać sygnał J/ψ należy od rozkładu masy niezmienniczej wszystkich par e^+e^- odjąć rozkład masy niezmienniczej par stanowiących tło.

W celu uzyskania tła należy utworzyć z elektronów takie pary, które na pewno nie pochodzą z rozpadku cząstki J/ψ. Do wyznaczania tła stosowane są następujące metody:

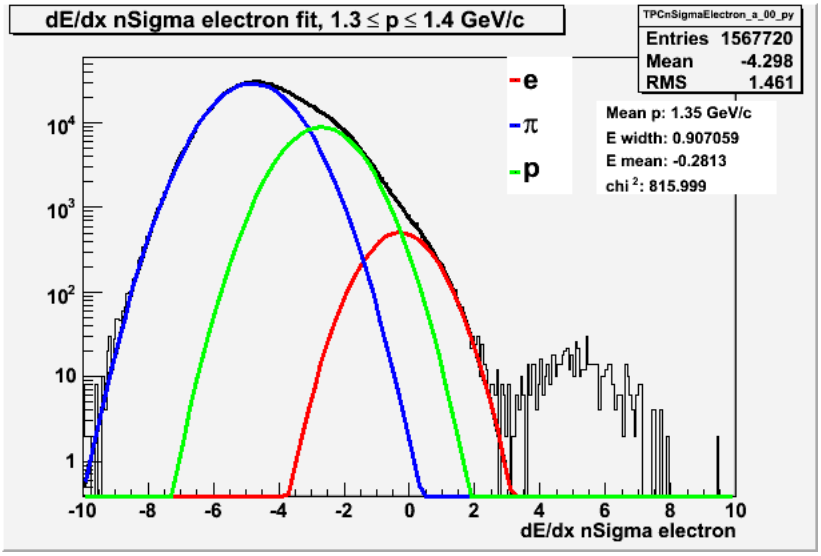
- metoda cząstek z tym samym znakiem - like-sign - polega na utworzeniu tła z par o tym samym znaku: e^+e^+ i/lub e^-e^- pochodzących z tego samego zdarzenia.



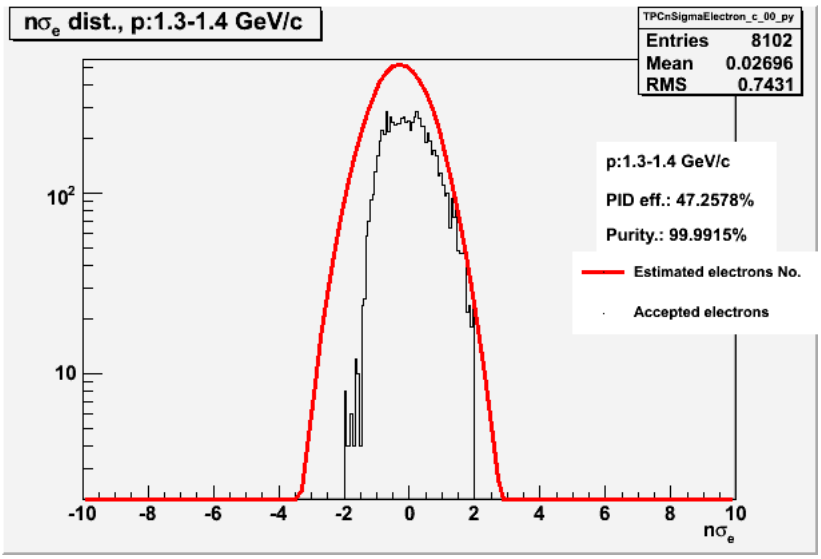
Rysunek 4.27: Rozkład p/E po zastosowaniu obcięć na jakość toru cząstki



Rysunek 4.28: Rozkład p/E po zastosowaniu wszystkich obcięć



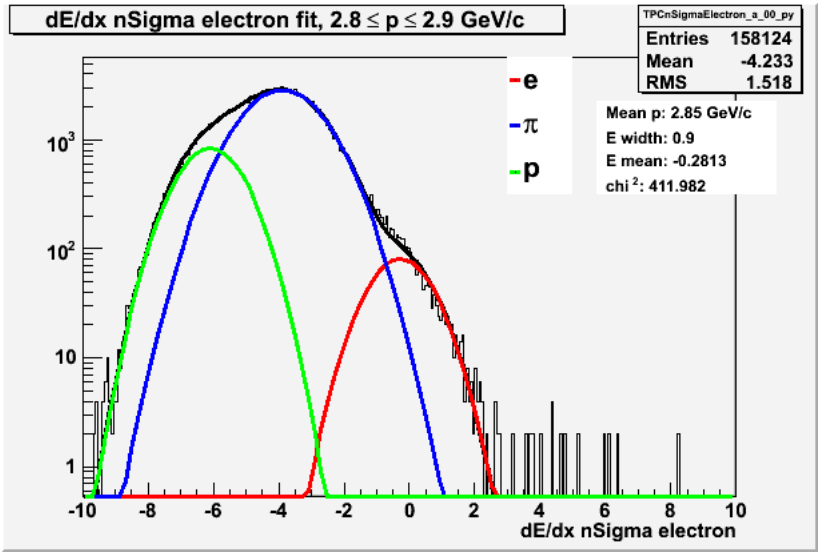
Rysunek 4.29: Rozkład dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ z dopasowanymi funkcjami gaussa w przedziale pędu 1.3-1.4 GeV/c



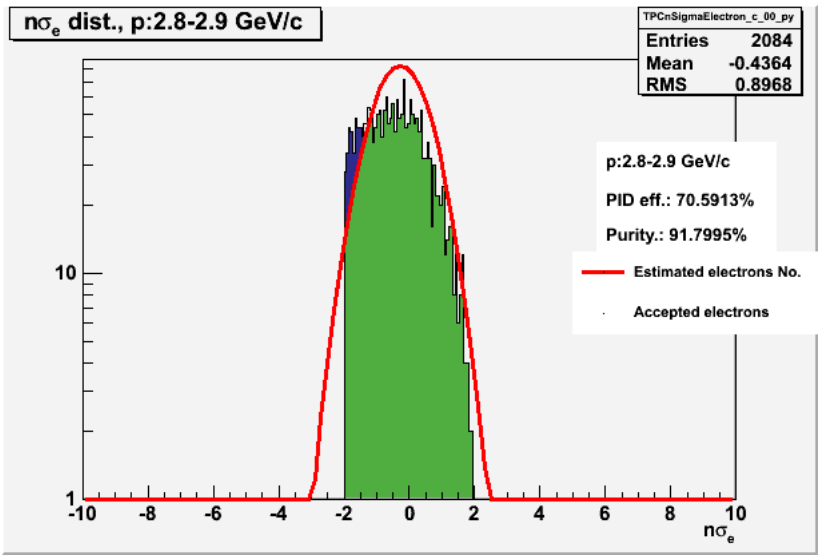
Rysunek 4.30: Rozkład dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ po wszystkich obcięciach, w przedziale pędu 1.3-1.4 GeV/c; funkcja Gaussa przedstawia przewidywaną liczbę elektronów

- metoda mieszania przypadków - event mixing - polega ona na utworzeniu par e^+e^-, dla których e^+ i e^- brane są z różnych zdarzeń, niszczone są w ten sposób korelacje występujące między pędami cząstek pochodzących z tego samego zdarzenia.

- rotational - polega na obróceniu jednej z cząstek pary e^+e^- o pewniem kąt



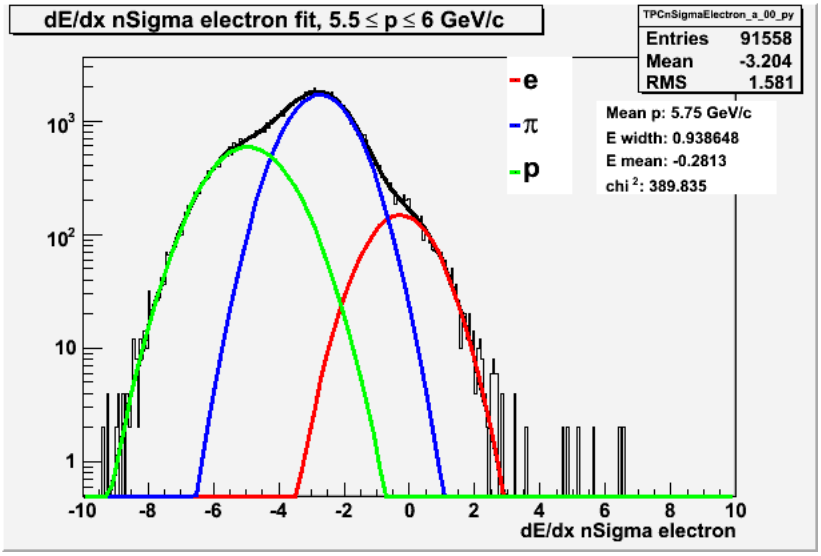
Rysunek 4.31: Rozkład dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ z dopasowanymi funkcjami gaussa w przedziale pędu 2.8-2.9 GeV/c



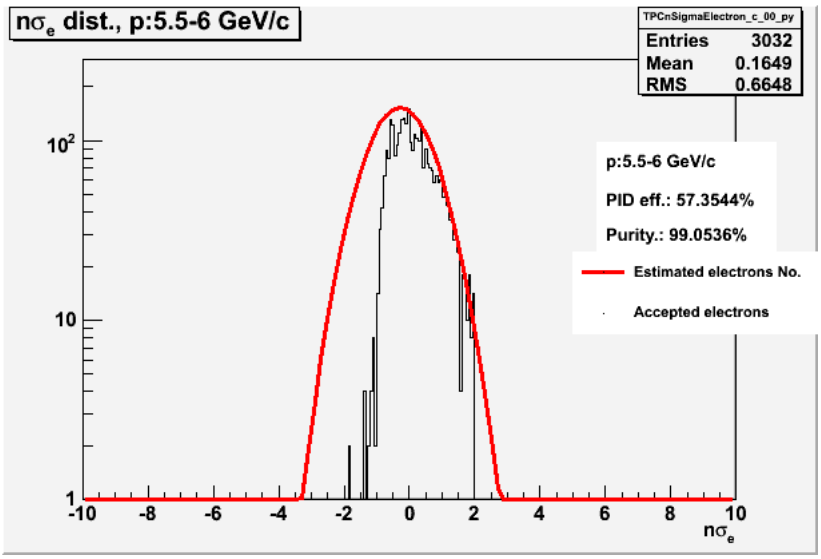
Rysunek 4.32: Rozkład dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ po wszystkich obcięciach, w przedziale pędu 2.8-2.9 GeV/c; funkcja Gaussa przedstawia przewidywaną liczbę elektronów; kolorem zielonym zaznaczone są zaakceptowane elektrony, a kolorem niebieskim hadrony

(najczęściej 180^o) względem głównego wierzchołka - powoduje to niezachowanie zasady zachowania pędu.

W przedstawionej analizie została użyta metoda like-sign wyznaczania tła. Jej zaletą, w porównaniu z metodą event mixing jest brak problemu związanego z nor-



Rysunek 4.33: Rozkłady dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ z dopasowanymi funkcjami gaussa w przedziale pędu 5.5-6 GeV/c

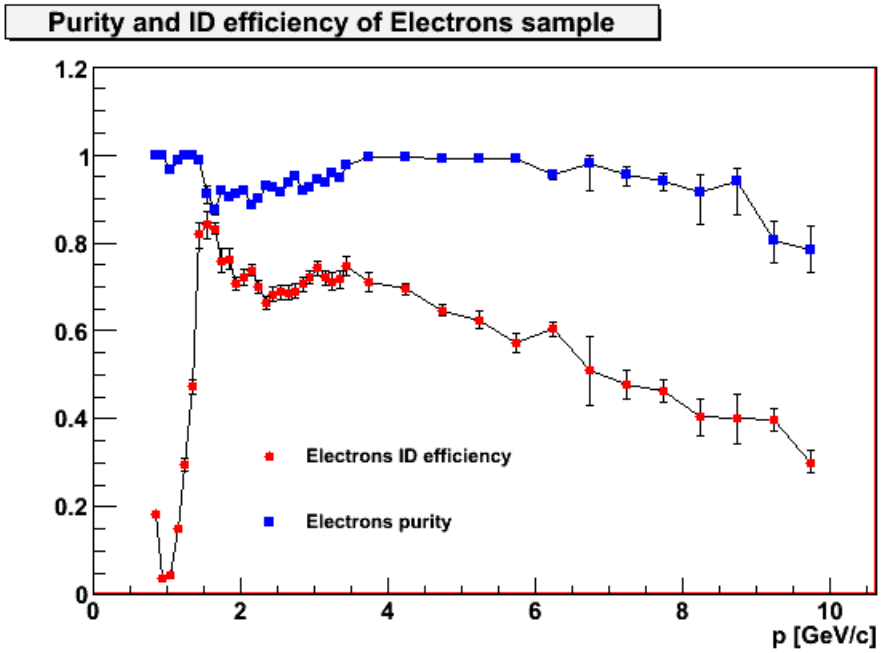


Rysunek 4.34: Rozkład dE/dx wyrażony w jednostkach $n\sigma_e$ po wszystkich obcięciach, w przedziale pędu 5.5-6 GeV/c; funkcja Gaussa przedstawia przewidywaną liczbę elektronów

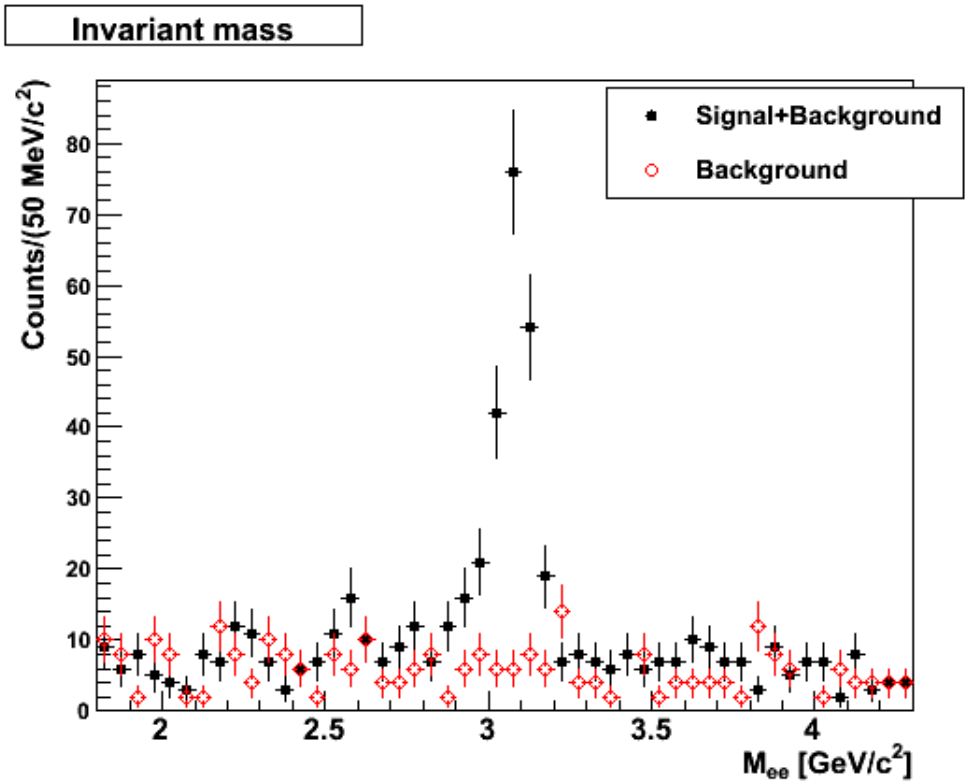
malizacją tła, normalizacja jest źródłem błędu systematycznego. Wyznaczone zostały rozkłady masy niezmienniczej par e^-e^- i e^+e^+ i tło obliczone jest jako suma liczby par e^-e^- ($N_{e^-e^-}$) i e^+e^+ ($N_{e^+e^+}$):

$$N_{e^-e^-} + N_{e^+e^+} \tag{4.2}$$

w danym binie rozkładu masy niezmienniczej.



Rysunek 4.35: Wydajność identyfikacji elektronów i czystość próbki



Rysunek 4.36: Rozkład masy niezmienniczej

Rozkład masy niezmienniczej tła przedstawia rysunek [Rys.4.36 - background].

Istotność sygnału została obliczona ze wzoru:

$$\frac{S}{\sqrt{S+2B}} \tag{4.3}$$

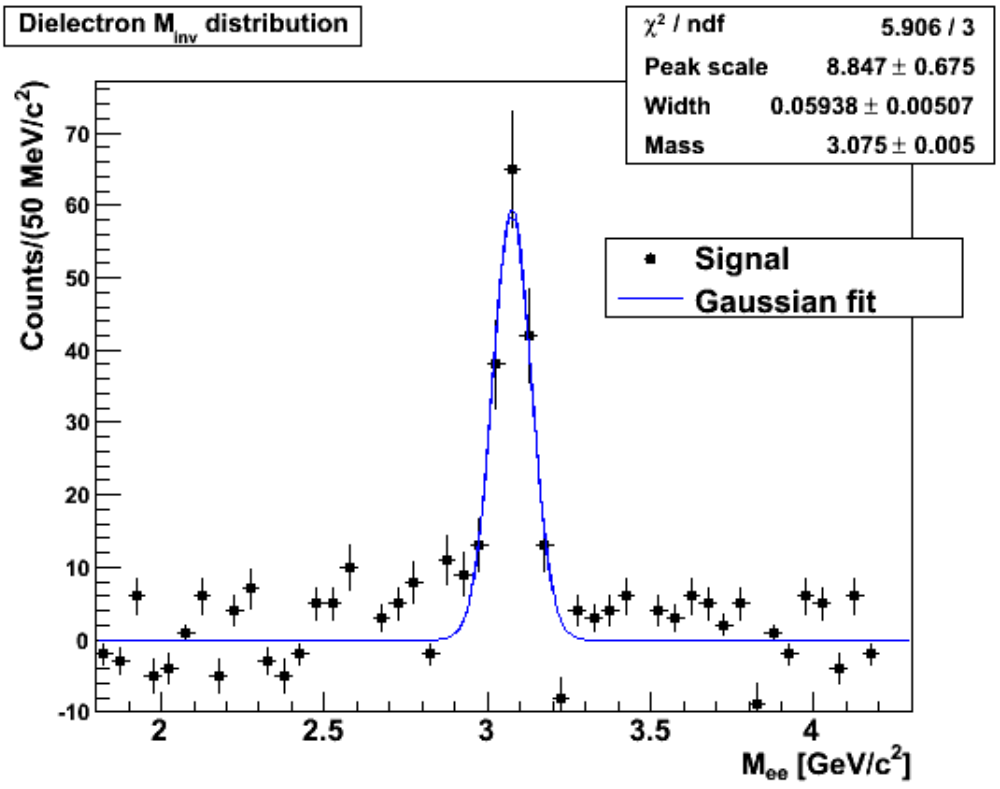
gdzie B jest całką z rozkładu tła, a S różnicą całek z rozkładu wszystkich par e^+e^- i tła. Tło liczone jest jako suma par e^+e^+ i e^-e^-, dlatego w podanym wzorze występuje 2B.

Istotność sygnału wynosi 10.43 σ, w przedziale masy niezmienniczej (2.9,3.2) GeV/c^2. Wartość ta jest duża ze względu na małe tło, które jest zredukowane dzięki usunięciu detektorów SVT i SSD.

Sygnał J/ψ [Rys.4.37] wyznaczony jest poprzez odjęcie od rozkładu masy niezmienniczej tła. Do otrzymanego rozkładu, w celu sprawdzenia jakości otrzymanego sygnału, została dopasowana funkcja Gaussa:

$$\frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[\frac{-0.5(x-\mu)^2}{\sigma^2}\right] \tag{4.4}$$

w przedziale masy niezmienniczej (2.9,3.2) GeV/c^2. A, σ i μ są dopasowanymi parametrami. Wartość średniej rozkładu Gaussa - μ - z dopasowania wynosi 3.075 $\pm$ 0.005 GeV/c^2 i w przybliżeniu odpowiada masie rezonansu J/ψ. Liczba cząstek J/ψ została oszacowana poprzez obliczenie całki z dopasowanej funkcji Gaussa, i wynosi 169 $\pm$ 13. Niewielka nadwyżka cząstek z lewej strony maksimum sygnału J/ψ wynika ze strat energii elektronów na promieniowanie hamowania podczas przechodzenia przez materiał detektora. Dokładne oszacowanie zostanie dokonane z symulacji Monte Carlo, w ramach dalszych analiz rozszerzających analizę zawartą w pracy. Otrzymana szerokość sygnału jest wynikiem efektów detektorowych (jak na przykład rozdzielczość pędu w TPC), rzeczywista szerokość rezonansu J/ψ jest dużo mniejsza.



Rysunek 4.37: Sygnał J/ψ

Rozdział 5

Podsumowanie

Przeprowadzona przeze mnie analiza, opisana w rozdziale 4, danych ze zderzeń proton-proton przy energii w układzie środka masy wynoszącej 200 GeV pozwoliła na uzyskanie sygnału J/ψ o bardzo dobrej istotności, wynoszącej 10.43 σ. Tak duża wartość była możliwa do uzyskania dzięki usunięciu detektorów SVT i SSD i jest ona około dwa razy większa od wartości uzyskiwanych w analizach z wcześniejszych lat. Usunięcie SVT i SSD zmniejszyło ilość materiału w detektorze TPC, w pobliżu osi wiązki, czego efektem jest redukcja tła. Dzięki temu sygnał J/ψ jest dobrze widoczny nawet przed odjęciem od rozkładu masy niezminniczej par e^-e^+ tła. Jednak z powodu małego przekroju czynnego na produkcję cząstek J/ψ, analiza ich produkcji nie jest łatwa. Zostały więc zastosowane odpowiednie obcięcia na zdarzenia, jakość zrekonstruowanych w TPC torów cząstek oraz identyfikację elektronów i pozytonów, z których następnie rekonstruowany jest sygnał J/ψ. Otrzymana z 6.3M dobrych zdarzeń liczba cząstek J/ψ wynosi 169 $\pm$ 13.

Ponadto z powodu usunięcia detektorów SVT i SSD musiało zostać zmienione oprogramowanie służące do analizy i metody rekonstrukcji. Uzyskanie w przedstawionej analizie dobrego sygnału J/ψ potwierdza, iż zostało to wykonane prawidłowo.

W ramach dalszej analizy uzyskany sygnał J/ψ zostanie porównany do krzywej otrzymanej z symulacji Monte Carlo. Pozwoli to na oszacowanie efektów detektorowych oraz wyznaczenie wydajności rekonstrukcji sygnału J/ψ.

Znając produkcję cząstek J/ψ w zderzeniach proton-proton można wyznaczyć czynnik modyfikacji jądrowej dla zderzeń ciężkich jonów - R_{AA} oraz poziom tłumienia w plazmie kwarkowo-gluonowej, czyli gęstość energii w plazmie kwarkowo-

glunowej, która jest odpowiedzialna za tłumienie. Z powodu wysokiego tła w poprzednich latach otrzymywane wartości R_{AA} miały duże błędy. Ponieważ główny błąd w R_{AA} pochodzi od danych ze zderzeń proton-proton, wyniki z roku 2008 ze zderzeń proton-proton z małym tłem, pomogą w uzyskaniu lepszej wartości czynnika modyfikacji jądrowej.

Dane użyte w przedstawionej analizie zawierają wyzwalacze High Tower, dzięki czemu zrekonstruowane mezony J/ψ są w dużej części z wysokim pędem poprzecznym. Możliwe jest więc zbadanie korelacji w kącie azymutalnym pomiędzy cząstkami J/ψ, o wysokim pędzie poprzecznym - $p_T > 5GeV/c$, a wszystkim naładowanymi hadronami, co może pozwolić na wyznaczenie wkładu z rozpadu mezonu B do produkcji J/ψ i umożliwić zrozumienie mechanizmu produkcji cząstek J/ψ.

Rozdział 6

Dodatek

W używanym układzie jednostek c = 1 oraz $\hbar = 1$.

Zmienne kinematyczne występujące w pracy:

- pęd poprzeczny:
  $p_T = \sqrt{p_x + p_y}$, p_x i p_y są składowymi pędu cząstki leżącymi w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki.

- pospieszność:
  $y = \frac{1}{2} ln(\frac{E + p_z}{E - p_z})$, E jest energią cząstki, a p_z składową pędu cząstki wzdłuż osi wiązki.

- pseudopospieszność:
  $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$, θ jest kątem pomiędzu pędem cząski $\vec{p}$ a osią wiązki.
  Dla cząstek relatywisycznych $\eta \approx y$. η jest często używana do opisu toru cząstki, ponieważ w przeciwieństwie do y nie wymaga znajomości masy cząstki.

Bibliografia

[1] T.Matsui, H.Satz – Phys. Lett. B 178 (1986), 416

[2] H. Satz – The Thermodynamics of Quarks and Gluons – [hep-ph/0803.1661]

[3] F. Karch, E. Laermann - Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice - [hep-lat/0305025]

[4] L. Kluberg, H. Satz – Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collaborations – [hep-ph/0901.3831]

[5] J.D. Bjorken - Phys. Rev. D 27, 140

[6] M.R. Cosentino – J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV in STAR experiment – [nucl-ex/0806.0347]

[7] Z. Tang – J/ψ production at high pT in p+p and A+A collisions at STAR – [nucl-ex/0804.4846]

[8] B.I. Abelev (STAR Collaboration) – J/ψ production at high transverse momenta in p+p and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s}$= 200 GeV – [nucl-ex/0904.0439]

[9] D.Kikoła - praca doktorska - w trakcie realizacji

[10] M.J. Leitch – RHIC Results on J/ψ – [nucl-ex/0701021]

[11] E.T. Atomssa – J/ψ production measurements by the PHENIX experiment at RHIC – [nucl-ex/0805.4562]

[12] A.G. Knospe – Analysis of non-photonic electrons in Cu+Cu collisions at = 200 GeV

[13] Johan Enmanuel Gonzalez - J/ψ Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s}$= 200 GeV – PhD thesis

[14] Hiroki Sato - J/ψ Production in p+p Collissions at $\sqrt{s}$= 200 GeV

[15] P. Braun-Munzinger, J. Stachel – (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ ψ suppression - Phys. Lett. B 490 (2000) 196

[16] A. Adronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J.Stachel – Charmonium and open charm production in nuclear collisions at SPS/FAIR energies and the possible influence of a hot hadronic medium - Phys. Lett. B 659 (2008) 149

[17] D.E. Kharzeev – Theoretical issues in J/ψ suppression – [hep-ph/0703259]

[18] T. Gunji, H. Hamagaki, T. Hatsuda, T. Hirano – Onset of J/ψ Melting in Quark-Gluon Fluid at RHIC – [hep-ph/0703061]

[19] T. Gunji – Centrality Dependence of J/ψ Production in Au+Au and Cu+Cu Collisions by the PHENIX Experiment at RHIC – [nucl-ex/0703004]

[20] A.K. Chaudhuri – J/ψ suppression in the threshold model and QGP formation time - [nucl-th/0702056]

[21] H. Satz – A Brief History of J/ψ suppression – [hep-ph/9806319]

[22] Susumu Oda - Production of charmonia in Cu+Cu and p+p Collisions at $\sqrt{s}$ = 200 GeV – Phd. Thesis

[23] M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, H.Stocker, E.Greiner - J/ ψ suppression and enhancement in Au+Au collisions at the BNL RHIC - Phys. Lett. B 524 (2002) 265

[24] M.R. Cosentino - J/ψ and Υ measurements in STAR – [nucl-ex/0806.0353]

[25] Z. Xu, T. Ullrich – Quarkonia Measurements with STAR – [nucl-ex/0809.2288]

[26] Z. Xu – Recent Heavy-Flavor results at STAR – [nucl-ex/0901.0838]

[27] B.I. Abelev et al. (STAR Collaboration) – Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR – [nucl-ex/0808.2041]

[28] M.R. Cosentino – Heavy-Quarkonia in the STAR Experiment – [nucl-ex/0706.4016]

[29] STAR Collaboration – Experimental and Theoretical Challenges in the Search of Quark Gluon Plasma - [nucl-ex/0501009]

[30] X. Zhao, R. Rapp – Transverse Momentum Spectra of J/ψ in Heavy-Ion Collisions - [hep-ph/0712.2407]

[31] R.G. de Cassagnac – What's matter at RHIC? - [nucl-ex/0707.0328]

[32] M.C. Abreu et al. (NA38 Collaboration)- J/ψ, ψ' and Drell-Yan production in S-U interactions at 200 GeV per nucleon – Phys. Letter B (1999), 128

[33] M.C. Abreu et al. (NA50 Collaboration) - Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon. - Phys. Lett. B (1997), 337

[34] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration) - J/ψ production in Indium-Indium collisions at 158 GeV / nucleon. - [nucl-ex/0706.4361]

[35] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration) – J/ψ Production vs Transverse Momentum and Rapidity in p+p Collisions at $\sqrt{s}$= 200 GeV - [hep-ex/0611020]

[36] H. Pereira Da Costa – PHENIX results on J/ψ production in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s}$=200 GeV – [nucl-ex/0510051]

[37] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration) – J/ψ Production vs Transverse Momentum and Rapidity in p+p Collisions at $\sqrt{s}$= 200 GeV

[38] R.G. de Cassagnac - J/ψ production in PHENIX – [nucl-ex/0608041]

[39] X. Zhao, R. Rapp – Charmonium Production at High pt at RHIC – [nucl-th/0806.1239]

[40] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration) – J/ψ Production in $\sqrt{s} = 200$ GeV Cu+Cu Collisions

[41] E.T. Atomssa – J/ψ production by PHENIX experiment at RHIC – [nucl-ex/0805.4562]

[42] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration) – Cold Nuclear Matter Effect on J/ψ Production as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s}$= 200 GeV – [nucl-ex/0711.3917]

[43] R. G.de Cassagnac – Cold nuclear effects on heavy flavors (a review) – [hep-ph/0901.1647]

[44] M. Wysocki – Measurements of Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ in the PHENIX Experiment via Deuteron-Gold Collisions – [nucl-ex/0804.4660]

[45] R. Vogt – Baseline Cold Matter Effects on J/ψ Production in AA Collisions at RHIC – [nucl-th/0507027]

[46] E.G. Ferreiro, F. Fleuret, J.P. Lansberg, A. Rakotozafindrabe – Cold nuclear matter effects on J/ψ production: intrinsic and extrinsic transverse momentum effects – [hep-ph/0809.4684]

[47] D. de Florian, R. Sassot - Nuclear parton distributions at next to leading order - [hep-ph/0311227]

[48] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, C.A. Salgado - The scale dependent nuclear effects in parton distributions of practical applications - Eur. Phys. J. C9, 61

[49] Y. Liu, Z, Qu, N. Xu, P. Zhuang – J/ψ Transverse Momentum Distribution in High Energy Nuclear Collisions at RHIC – [nucl-th/0901.2757]

[50] Y. Liu, Z. Qu, N. Xu, P. Zhuang – Space-time Evolution of J/ψ Production in High Energy Nuclear Collisions – [nucl-th/0901.1984]

[51] R. Stock – Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram – [nucl-ex/0807.1610]

[52] L. Bravina, K. Tywoniuk, A. Capella, E.G. Ferreiro, A.B. Kaidalov, E.E. Zabrodin – Resolving the J/ψ RHIC puzzles at LHC

[53] F. Gelis – Some aspects of ultra-relativistic heavy ion collisions – [nucl-th/0711.4947]

[54] B.K. Patra, V. Chandra, V. Agotiya – J/ψ suppression in nucleus-nucleus collisions – [nucl-th/0901.2084]

[55] A.K. Chaudhuri – J/ψ suppression and pT spectra in RHIC and LHC energy collisions – [nucl-th/0808.2702]

[56] D. Banerjee, J.K. Nayak, R. Venugopalan – Two introductory lectures on high energy QCD and heavy ion collisions – [hep-ph/0810.3553]

[57] M.A. Lisa – Size Matters: Spacetime geometry in subatomic collisions

[58] P. Braun-Munzinger, J. Stachel – Charmonium from Statistical Hadronization of Heavy Quarks – a Probe of Deconfinement in the Quark-Gluon Plasma – [nucl-th/0901.2500]

[59] R.G. de Cassagnac – Quarkonia Production in Cold and Hot Matters – [hep-ph/0806.0046]

[60] J. Adams et al. - Nucl. Phys. A757, 102

[61] H. Liu, K. Rajagopal, U.A. Wiedemann – Phys. Rev. Lett. 98, 182301

[62] A. Adare et al. - Phys. Rev. Lett. 101, 122301

[63] J. Adams et al. - Phys. Rev. Lett. 95, 152301

[64] C. Albajer et al.- Phys. Lett. B256, 112

[65] J. Adams et al. - Phys. Lett. B200, 380

[66] D.H. Perkins – Wstęp do fizyki wysokich energii, 2005

[67] J.-E. Augustin et al. - Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation - Phys. Rev. Lett. 33, 1406

[68] J.J. Aubert et al. - Experimental Observation of a Heavy Particle J - Phys. Rev. Lett. 33, 1404

[69] F. Karsch, D. Kharzeev, H. Satz – Sequential Charmonium Dissociation - Phys. Lett. B637, 75

[70] S. Kumano – Shadowing Aspects of Nuclear Parton Distributions – [hep-ph/9602252]

[71] H. Pereira Da Costa - Early times and thermalization in heavy ion collisions: a summary of experimental results for photons, light vector mesons, open and hidden heavy flavors - [nucl-ex/0908.3178]

[72] W. Xie – Study of J/ψ Production in $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV p-p and d-Au Collisions at PHENIX – Quark Matter 2005

[73] Nu Xu - The p_T Dependence of J/ψ Production at RHIC - Quark Matter 2009

[74] P. Braun-Munzinger - Heavy Quarks, Quarkonia, and the Quark-Gluon Plasma - Quark Matter 2009

[75] Quark Matter 2009 proceedings

[76] PDG - Particle Physics Booklet, July 2008

[77] USA-NSAC 2007 Long-range Plan

[78] K.H. Ackermann et al. (STAR Collaboration) - STAR detector overview - Nucl. Instrum. Meth.A499, 624

[79] M. Anderson et al. - The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high mulitplicity events at RHIC - Nucl. Instrum. Meth.A499, 659

[80] M. Beddo et al. - The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter - Nucl. Instrum. Meth.A499, 725

[81] H. Bichsel – A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors - Nucl. Instrum. Meth.A562, 154

[82] - H. Bichsel - Comparison of Bethe-Bloch and Bichsel functions - STAR Note SN0439

[83] R. Bellwied et al – The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector – Nucl. Instrum. Meth. A499, 640

[84] L. Arnold et al. - The STAR silicon strip detector (SSD) – Nucl. Instrum. Meth A499, 652

[85] B. Bergsma et al. - The STAR detector magnet subsystem - Nucl. Instrum. Meth.A499, 633

[86] K. H. Ackermann et al. - The forward time projector chamber (FTPC) in STAR - Nucl. Instrum. Meth.A499, 713

[87] B. Bonner et al. - A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC – Instrum. Meth. A508, 181

[88] F.S. Bieser et al. – The STAR trigger – Instrum. Meth. A499, 766

[89] C. Adler et al. - The STAR level-3 trigger system - Instrum. Meth. A499, 774

[90] C. Adler et al. - The RHIC zero-degree calorimeters - Instrum. Meth. A461, 337

[91] C. E. Allgower et al. - The STAR endcap electromagnetic calorimeter - Instrum. Meth.A499, 740

[92] J.M. Landgraf et al. - An overview of the STAR DAQ system - Instrum. Meth A499, 762

[93] http://root.cern.ch