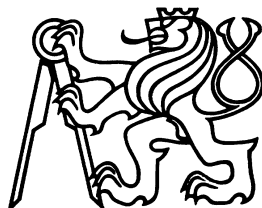


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



Pôvabné mezóny v jadro-jadrových
zrážkach

BAKALÁRSKA PRÁCA

Autor: Katarína Gajdošová
Vedúci práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
Akademický rok: 2012/2013

Prehlásenie

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu vypracovala samostatne a použila som len literatúru a publikácie uvedené v priloženom zozname.

Nemám závažný dôvod proti použitiu tohoto školského diela v zmysle §60 Zákona č.121/1200Sb., o autorskom práve, o právach súvisiacich s autorským právom a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon).

V Prahe dňa

Názov práce: **Pôvabné mezóny v jadro-jadrových zrážkach**

Autor: Katarína Gajdošová

Odbor: Jadrové inžinierstvo

Druh práce: Bakalárska práca

Vedúci práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská,
České vysoké učení technické v Praze.

Abstrakt:

Kvark-gluónová plazma je stav veľmi hustej a horúcej jadrovej hmoty. Kvarky a gluóny sa tu vyskytujú v neviazanom stave. Tento stav hmoty sme schopní vytvoriť pri zrážaní dvoch jadier pri vysokých energiách. Najznámejšie experimenty, ktoré sa zaoberajú kvark-gluónovou plazmou (ďalej QGP), sú ALICE na Veľkom hadrónovom urýchľovači LHC, a STAR na Relativistickom urýchľovači ťažkých jadier RHIC. QGP je možné študovať len nepriamo porovnávaním vlastností vzniknutých častíc v zrážkach s prítomnosťou QGP a bez nej. V tejto práci sa budem hlavne zaoberať otvorenými ťažkými vôňami.

Kľúčové slová: kvark-gluónová plazma, pôvabné mezóny, STAR, ALICE

Title: **Charmed mesons in nucleus-nucleus collisions**

Author: Katarína Gajdošová

Abstract:

Quark-gluon plasma is a state of very hot and dense nuclear matter. Quarks and gluons exist here in unbounded state. We are able to create this phase of matter by colliding two heavy ions at very high energies. The well-known experiments that explore the quark-gluon plasma (QGP), are ALICE at Large Hadron Collider, LHC, and STAR at Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC. We can study the QGP only indirectly by comparing the properties of originated particles in collisions with presence of QGP and without QGP. In this work I will describe mainly the open heavy flavor.

Keywords: quark-gluon plasma, charmed mesons, STAR, ALICE

Pod'akovanie

Chcem poďakovať svojmu vedúcemu bakalárskej práce, Mgr. Jaroslavovi Bielčíkovi Ph.D., za jeho záujem, trpezlivosť a ochotu vždy poradiť a Ing. Olge Hájkovej za neoceniteľnú pomoc a užitočné rady. Taktiež sa chcem poďakovať Filipu Křížkovi a mojej rodine, hlavne Zuzane Gajdošovej, za podporu a gramatickú revíziu.

Obsah

1	Úvod do teórie kvark-gluónovej plazmy	9
1.1	Základné stavebné jednotky hmoty	9
1.2	Kvark-gluónová plazma	11
1.3	Jadrový modifikačný faktor, priečna hybnosť	14
1.4	Vhodné sondy na skúmanie QGP	15
1.4.1	Eliptický tok	15
1.4.2	Zhášanie jetov	16
1.4.3	Potlačenie hadrónov s vysokým p_T	18
1.4.4	Kvarkonia	20
2	Experiment STAR	22
2.1	Relativistický urýchľovač ťažkých jadier	22
2.2	Detektor STAR	22
2.2.1	Časovo projekčná komora	23
2.2.2	Detektor doby letu	25
2.2.3	Valcový elektromagnetický kalorimeter	26
2.2.4	Čítač lúčov a Detektor pozície vrcholu	26
2.3	Pripravované detektory	26
2.3.1	Sledovač ťažkých vôní	26
2.3.2	Miónový teleskopický detektor	28
3	Experiment ALICE	30
3.1	Veľký hadrónový urýchľovač	30
3.2	Detektor ALICE	30
3.2.1	Vnútorý dráhový systém	32
3.2.2	Časová projekčná komora	32
3.2.3	Detektor doby letu	32

4	Aktuálne výsledky v produkcii pôvabných mezónov	33
4.1	Produkcía D mezónov v p-p zrážkach na experimente STAR	33
4.2	Produkcía D mezónov v p-p zrážkach pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV	38
4.3	Produkcía D mezónov v Au-Au zrážkach na experimente STAR	40
4.4	Nefotonické elektróny v Au-Au zrážkach na experimente STAR	40
4.5	Produkcía D mezónov v p-p zrážkach na experimente ALICE	42
4.6	Produkcía D mezónov v Pb-Pb zrážkach na experimente ALICE	44
5	Analýza inkluzívnych elektrónov na experimente STAR	48
5.1	Výberové kritériá na udalosti	48
5.2	Výberové kritériá na trajektórie	49
5.3	Identifikácia elektrónov	52

Zoznam obrázkov

1.1	Schéma znázorňujúca geometriu zrážok.	12
1.2	Fázový diagram jadrovej hmoty.	12
1.3	Beam Energy Scan.	13
1.4	Časo-priestorový diagram popisujúci vývoj jadrovej hmoty.	14
1.5	Náčrt prekryvu jadier pri periferálnych zrážkach.	16
1.6	Schéma p-p a A-A zrážok.	17
1.7	Di-hadrónová korelácia na RHIC.	17
1.8	Korelácia produkcie di-hadrónov na RHIC rozdelená na “in-plane” a “out-of-plane” jety.	18
1.9	Jadrový modifikačný faktor nabitých hadrónov pre d-Au a Au-Au zrážky.	19
1.10	Jadrový modifikačný faktor pravých J/ψ v závislosti na centralite. . .	21
1.11	Jadrový modifikačný faktor Υ v závislosti na centralite.	21
2.1	Schéma Relativistického urýchľovača ťažkých jadier.	23
2.2	Schéma detektoru STAR.	24
2.3	Schéma Časovo projekčnej komory.	25
2.4	Schéma Valcového elektromagnetického kalorimetra.	27
2.5	Schéma Stopovača ťažkých vôní.	28
2.6	Rekonštrukcia signálu D^0 mezónu s pomocou HFT.	29
2.7	Možný tvar spektra invariantnej hmoty J/ψ po zavedení MTD detektoru.	29
3.1	Schéma Veľkého hadrónového urýchľovača.	31
3.2	Schéma detektoru ALICE.	31
4.1	Distribúcia invariantnej hmoty kombinácií $K\pi$ párov.	35
4.2	Distribúcia invariantnej hmoty $K\pi$ páru v oblasti hmotnosti D^0 mezónu. . .	35
4.3	Distribúcia rozdielu invariantnej hmoty kombinácií $K\pi\pi$ a $K\pi$	36
4.4	Distribúcia invariantnej hmoty D^0 použitom na analýzu D^*	36

4.5	Distribúcia rozdielu invariantnej hmoty v intervale priečnej hybnosti $3 < p_T < 4$ GeV/c.	37
4.6	Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov.	38
4.7	Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV.	39
4.8	Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV.	39
4.9	Produkcia D^0 mezónov na RHIC pri p-p a Au-Au zrážkach.	41
4.10	Jadrový modifikačný faktor pre D^0 mezóny na RHIC.	41
4.11	Jadrový modifikačný faktor pre nefotonické elektróny na RHIC.	43
4.12	Spektrum invariantnej hmoty pre D^0 a D^+ a rozdielu invariantnej hmoty pre D^{*+}	44
4.13	Diferenciálny účinný prierez D mezónov pri rôznych energiách.	45
4.14	Spektrum invariantnej hmoty pre D^0 mezón pri Pb-Pb zrážkach na ALICE.	45
4.15	Jadrový modifikačný faktor pre D^0 , D^+ a D^{*+} mezóny.	46
4.16	Jadrový modifikačný faktor pre častice zložené s ľahkých kvarkov, c alebo b kvarkov.	46
5.1	Pozícia primárneho vrcholu V_z	49
5.2	Rozdiel polôh V_z v TPC a VPD.	50
5.3	Pozícia V_z vo VPD vzhľadom k TPC.	50
5.4	Vzdialenosť najbližšieho priblíženia k V_z	51
5.5	Počet zaznamenaných zásahov v TPC.	51
5.6	Pseudorapidita.	52
5.7	Pseudorapidita pre rôzne intervaly hybnosti.	53
5.8	Histogram straty energie častice v závislosti na hybnosti.	53
5.9	Histogram $n\sigma_e$ v závislosti na hybnosti.	54
5.10	Histogram $1/\beta$ v závislosti na hybnosti.	55
5.11	Histogram dE/dx po výberovom kritériu na TOF.	55
5.12	Histogram $n\sigma_e$ po výberovom kritériu na TOF.	56
5.13	Podiel p/E.	56
5.14	Spektrum priečnej hybnosti elektrónov a pozitronov.	57

Zoznam tabuliek

1.1	Základné vlastnosti leptónov.	10
1.2	Základné vlastnosti kvarkov.	10
1.3	Základné vlastnosti pôvabných D mezónov.	19
1.4	Základné vlastnosti kvarkonií.	20

Úvod

Súčasný výskum vysoko-energetických zrážok sa zameriava na štúdium kvark-gluónovej plazmy, dekonfinovaného stavu hmoty, v ktorom sa základné stavebné jednotky hmoty kvarky a gluóny voľne pohybujú. Hlavný prínos v tejto oblasti je vďaka experimentu STAR na Relativistickom urýchľovači ťažkých jadier RHIC v Brookhavenskom národnom laboratóriu a experimentu ALICE na Veľkom hadrónovom urýchľovači LHC v CERN. Kvark-gluónovú plazmu (QGP) môžeme skúmať len nepriamo pomocou viacerých jej prejavov.

V tejto bakalárskej práci sa zameriam na popis niektorých vhodných sond na skúmanie QGP, predovšetkým na potlačenie pôvabných mezónov s vysokou priečnou hybnosťou p_T . Tieto mezóny sa skladajú z jedného pôvabného kvarku, alebo antikvarku, a jedného ľahkého kvarku, alebo antikvarku. Pôvabné kvarky kvôli ich veľkej hmotnosti vznikajú krátko po zrážke. Preto sú vhodným nástrojom na skúmanie vlastností QGP.

V prvej kapitole zhrniem úvod do jadro-jadrových zrážok. Popíšem vývoj jadrovej hmoty od momentu zrážky, uvediem základné veličiny pomocou ktorých je vhodné skúmať vlastnosti QGP, a nakoniec kapitoly stručne popíšem niektoré z vhodných sond na skúmanie QGP.

V druhej a tretej kapitole popíšem detektory STAR a ALICE. Zameriam sa na dôležité súčasti detektorov, ktoré sa používajú na analýzu pôvabných mezónov, stručne popíšem ich zloženie a spôsob, akým pracujú.

Vo štvrtej kapitole zhrniem najnovšie výsledky štúdia QGP z experimentov STAR a ALICE. Popíšem postup analýzy pôvabných mezónov v jadro-jadrových zrážkach pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na experimente STAR a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na experimente ALICE. Spomeniem aj analýzu pôvabných mezónov v protón-protónových zrážkach pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV na STAR a analýzu nefotonických elektrónov na STAR.

V poslednej kapitole popíšem postup vlastnej rekonštrukcie inkluzívnych elektrónov v zrážkach urán-urán pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV na experimente STAR.

Kapitola 1

Úvod do teórie kvark-gluónovej plazmy

1.1 Základné stavebné jednotky hmoty

Základné stavebné bloky hmoty delíme do viacerých skupín. Jednou z nich je skupina hadrónov a leptónov. Hadróny sú zložené z kvarkov a pôsobia na ne všetky známe sily (silná, elektromagnetická, slabá a gravitačná). Leptóny sa už ďalej nedelia na menšie časti a nepodliehajú silnej interakcii.

Poznáme 3 leptónové generácie. Každá generácia sa skladá z jedného záporne nabitého leptónu a príslušného neutrína, ktoré nenesie žiadny náboj. V prvej generácii je elektrón a elektrónové neutríno, v druhej mión a miónové neutríno, a v poslednej generácii je taón a taónové neutríno. Každý leptón má aj svoju antičasticu. Leptóny sú ďalej nedeliteľné. Každá generácia má priradené leptónové číslo L_e , L_μ , L_τ , ktoré sa vždy musí zachovávať. Najľahší je elektrón z prvej generácie, a postupne sa so zvyšujúcou generáciou zväčšuje aj hmota leptónov. Podľa Štandardného modelu, teórie popisujúcej základné častice pomocou silnej, slabej a elektromagnetickej interakcie, by neutrína mali byť nehmotné, no efekt oscilácie neutrín naznačuje, že neutrína majú malú nenulovú hmotnosť. Podľa tohto efektu sa neutrína šíria priestorom ako superpozície vlastných stavov hmoty. Donedávna boli potvrdené nenulové hmotnosti len neutrín prvých dvoch generácií, ale výsledky experimentu Daya Bay ukazujú, že aj neutríno tretej generácie má nenulovú hmotnosť [1]. Základné vlastnosti leptónov sú zhrnuté v tabuľke Tab. 1.1. Pre neutrína zatiaľ vieme len horné odhady ich hmotností.

Hadróny sa narozdiel od leptónov skladajú z menších častí, kvarkov. Kvarky majú 6 druhov vóní a tiež sa vyskytujú v troch generáciách. V prvej je horný (u) a dolný (d) kvark, v druhej je to pôvabný (c) a podivný (s) kvark, a v poslednej generácii sú pravdivý (t) a krásny (b) kvark. Každý kvark má opäť príslušnú antičasticu. Kvarky druhej a tretej generácie majú priradené svoje kvantové čísla: podivnosť (S), pôvab (C), krása (B) a pravda (T). Každé z týchto čísel sa pri silnej a elektromagnetickej interakcii musí zachovávať. Kvarky nemajú celočíselný náboj, no do hadrónov sa viažu takým spôsobom, aby súčet náboja bol celočíselný. Takisto každý kvark má

l	m [MeV/c ²]	Q[e]	L _e	L _μ	L _τ
e	0,510	-1	1	0	0
ν _e	< 0,000225	0	1	0	0
μ	105,658	-1	0	1	0
ν _μ	< 0,19	0	0	1	0
τ	1776,820	-1	0	0	1
ν _τ	< 18,2	0	0	0	1

Tabuľka 1.1: Základné vlastnosti leptónov. Prevzaté z [2].

farebný náboj: červený, zelený a modrý, a pre antikvarky sú to antičervený, anti-modrý a antizelený. V hadrónoch sú viazané tak, aby častice boli farebne neutrálne (Prevzaté z vlastností skladania farieb v optike. Keď sa skombinuje červené, zelené a modré svetlo, vznikne bezfarebný lúč.). S touto skutočnosťou súvisí jav farebného uväznenia. Farebne nabité častice sa nevyskytujú osamotene (okrem stavu jadrovej hmoty, tzv. kvark-gluónovej plazmy), vždy sa viažu do farebne neutrálnych hadrónov. Vlastnosti kvarkov sú zhrnuté v tabuľke Tab. 1.2.

vôňa	m [MeV/c ²]	Q[e]	S	C	B	T
u	2,3	$\frac{2}{3}$	0	0	0	0
d	4,8	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0
c	1275,0	$\frac{2}{3}$	0	1	0	0
s	95,0	$-\frac{1}{3}$	-1	0	0	0
t	173500,0	$\frac{2}{3}$	0	0	0	1
b	4180,0	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0

Tabuľka 1.2: Základné vlastnosti kvarkov. Prevzaté z [2].

Hadróny môžeme rozdeliť do podskupín na baryóny a mezóny. Baryóny sa skladajú z troch kvarkov, mezóny z páru kvark-antikvark. Antikvarky v mezónoch majú antifarbu rovnakého druhu ako je farba kvarku, takže mezóny sú navonok farebne neutrálne. Rovnako aj baryóny musia byť farebne neutrálne, teda sa musia skladať z troch kvarkov, alebo troch antikvarkov, pričom každý má inú farbu, alebo antifarbu.

Častice môžeme ešte deliť na bozóny a fermióny. Bozóny majú celočíselný spin, fermióny môžu mať spin $\frac{1}{2}\hbar$, $\frac{3}{2}\hbar$ ¹, ... Fermióny sa riadia Pauliho vylučovacím princípom, tj. dva fermióny sa naraz nemôžu vyskytovať v tom istom stave. Kvarky a leptóny patria do triedy fermiónov. Medzi bozóny zaradíme napríklad častice, ktoré sprostredkujú 4 základné sily medzi časticami, a to: silnú, slabú, elektromagnetickú a gravitačnú.

Gravitačná sila pôsobí na všetky častice, má nekonečný dosah a je zo všetkých síl najslabšia. Pri popise časticovej fyziky môžeme jej účinky zanedbať.

Elektromagnetickú silu sprostredkujú nehmotné fotóny so spinom 1. Majú nulový

¹Redukovaná Planckova konštanta $\hbar = 6,582 \cdot 10^{-22}$ MeV.s [2]

náboj a neinteragujú sami medzi sebou. Táto sila pôsobí na všetky nabité častice a takisto má nekonečný dosah.

Slabá interakcia prebieha prostredníctvom veľmi ťažkých bozónov W^\pm a Z^0 so spinom 1. Ich hmotnosti sú $m_{W^\pm} \approx 80,4 \text{ GeV}/c^2$, $m_{Z^0} \approx 91,2 \text{ GeV}/c^2$ a z tohto dôvodu je dosah tejto sily len 10^{-18} m . Pôsobí na všetky kvarky a leptóny, a pri tejto interakcii ako jedinej môže dochádzať k zmene vône kvarkov.

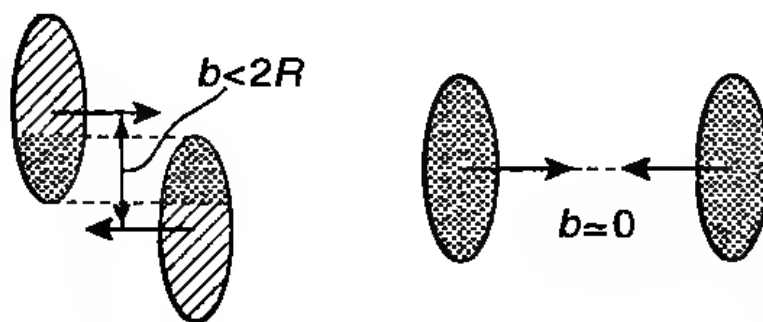
Ako poslednú, silnú interakciu, prenášajú gluóny tiež so spinom 1. Je to najsilnejšia zo všetkých štyroch síl, z čoho plynie aj jej názov. Narozdiel od fotónov, ktoré nenesú žiadny náboj, sú gluóny nositeľmi jednej farby a jednej antifarby a vďaka tomu môžu interagovať aj sami zo sebou. Ako sa gluóny vymieňajú medzi kvarkami viazanými v hadrónoch, menia ich farbu, no vždy tak, aby celková farba hadrónu bola neutrálna. So silnou interakciou súvisí tzv. asymptotická voľnosť. Interakcia medzi kvarkami sa na malých vzdialenostiach znižuje, až pre vzdialenosti menšie ako Debeyov tieniaci polomer takmer úplne vymizne. Naopak so zväčšujúcou sa vzdialenosťou interakcia rastie, a teda nie je možné od seba oddeliť dva kvarky.

1.2 Kvark-gluónová plazma

Jedným z hlavných predmetov výskumu modernej časticovej fyziky je štúdium veľmi hustej a horúcej formy jadrovej hmoty, v ktorej sa nachádzajú neviazané kvarky a gluóny. Tento stav hmoty nazývame kvark-gluónová plazma, ďalej QGP. Môže sa vyskytovať na troch miestach: v prvých mikrosekundách po Veľkom Tresku, vo vnútri hustých hviezd, a nakoniec je možné vytvoriť kvark-gluónovú plazmu v laboratórnych podmienkach pri ultrarelativistických zrážkach ťažkých jadier.

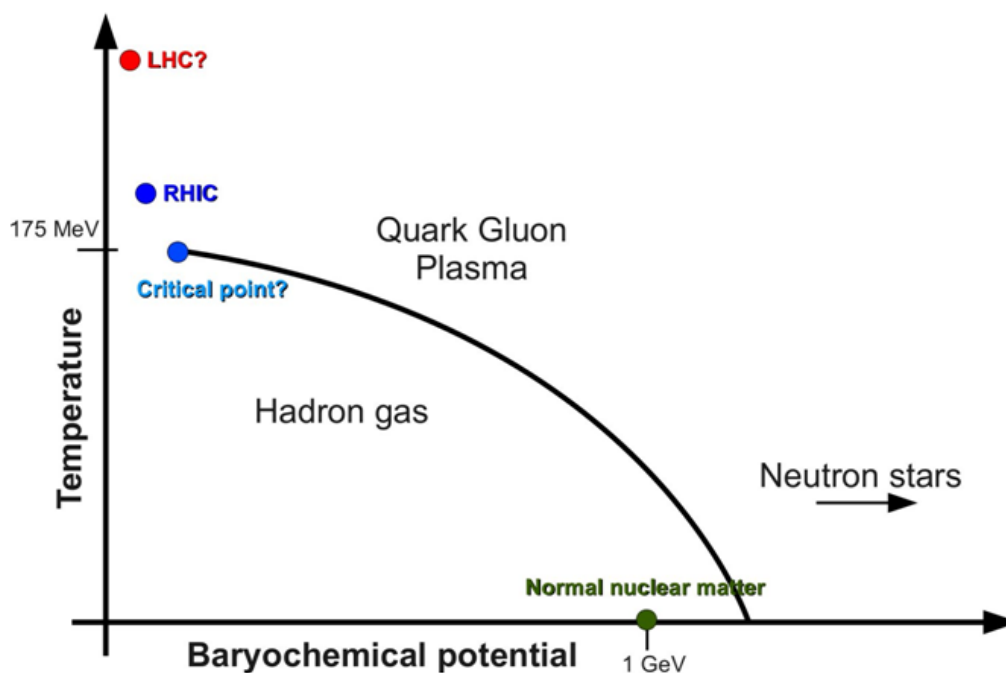
V súčasnej dobe už máme dobré prostriedky na vytvorenie QGP. Sú to synchrotronové urýchľovače, kde v dvoch urýchľovacích trubiciach cirkulujú v opačných smeroch lúče častíc, ktoré sa v mieste detektoru zrazia. Jadrá sú v urýchľovači urýchlené takmer na rýchlosť svetla, preto sa dôsledkom relativity sploštia pozdĺž osi lúča. Pri zrážke jadrá prejdú cez seba a nechávajú za sebou oblasť hustej hmoty, tzv. ohnivú guľu, kde sa pravdepodobne formuje QGP. Jadrá sa od seba vzdávajú takmer rýchlosťou svetla, preto je rozpínanie systému v prvých fs po zrážke pozdĺž osi lúča oveľa výraznejšie ako rozpínanie do priečnej roviny, kolmej na túto os. Zrážky môžeme klasifikovať podľa zrážkového parametra b (najmenšej vzdialenosti stredov jadier) na centrálnu a periférálnu, pričom pri centrálnych zrážkach prebieha najviac nukleón-nukleónových zrážok (viz obrázok 1.1). Centralitu zrážky teda môžeme tiež určiť počtom nukleónov zúčastnených na zrážke, značené N_{part} . Definujeme rovinu zrážky určenú osou lúča a zrážkovým parametrom a priečnu rovinu, ktorá je kolmá na rovinu zrážky.

Pozorovaním priamych fotónov na experimente PHENIX sa dala určiť počiatočná teplota QGP pri zrážkach Au-Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. V centrálnych zrážkach je počiatočná teplota $T_{init} = 221 \pm 19(stat) \pm 19(syst) \text{ MeV}$. Táto hodnota je v porovnaní s predpoveďami hydrodynamiky veľmi nízka. Tento model berie do úvahy časo-priestorový vývoj systému, čím dostane hodnoty približne $1,5T_{init}$ až $3T_{init}$ [3]. Po určitom čase po zrážke klesne teplota systému a predpokladáme, že



Obr. 1.1: Schéma znázorňujúca geometriu zrážok v závislosti na zrážkovom parametri b . Vľavo sú to periférálne zrážky, vpravo pre $b \sim 0$ máme centrálnu zrážku. Prevzaté z [4].

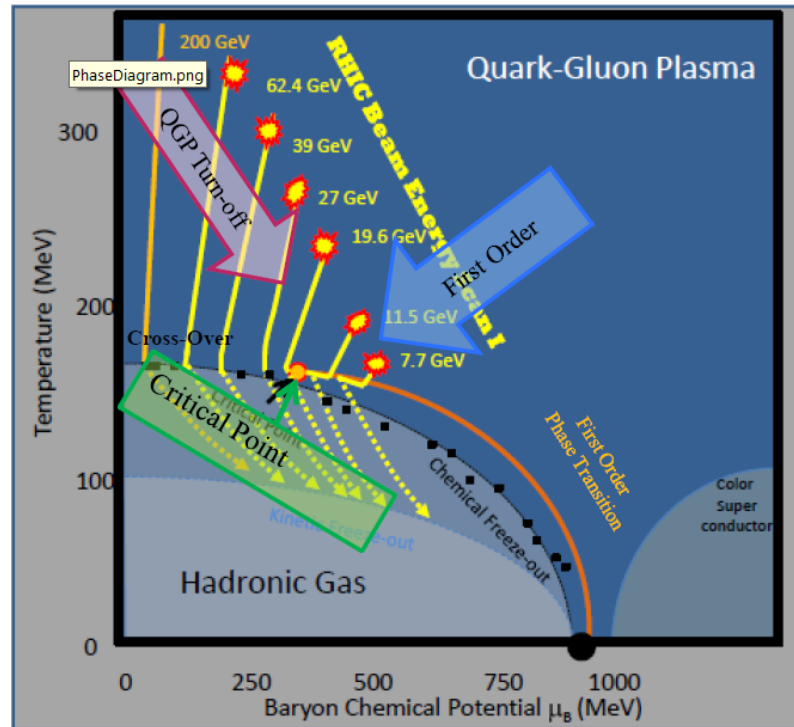
nastáva fázový prechod QGP do hadrónového stavu, tzv. hadronizácia. Na Obr. 1.2 je schematicky znázornený fázový diagram jadrovej hmoty, ktorý je stále predmetom výskumu. Plná čiara znázorňuje fázový prechod prvého druhu, kde sa vyskytujú oba stavy hmoty súčasne. Od určitého kritického bodu ale nastáva tzv. crossover, alebo rýchly prechod. Tento prechod sa uskutočňuje pri vysokých teplotách a nízkych baryo-chemických potenciáloch μ_b . Pri jadro-jadrových zrážkach na dnešných urýchľovačoch dosahujeme takmer nulový μ_b , čomu odpovedá teplota fázového prechodu okolo 175 MeV [5].



Obr. 1.2: Fázový diagram prechodu zo stavu kvark-gluónovej plazmy do hadrónového stavu. Pre nízky baryo-chemický potenciál μ_b a teplotu ~ 175 MeV nastáva rýchly prechod, od kritického bodu smerom k vyšším μ_b nastáva fázový prechod prvého druhu. Prevzaté z [6].

Hranicu medzi rýchlym prechodom a fázovým prechodom prvého druhu skúma

program na RHIC nazvaný Beam Energy Scan (BES). Postupne sú jadrá zrážané pri stále menšej energii tak, aby sme sa pohybovali okolo kritického bodu fázového diagramu (viz Obr. 1.3) [7].

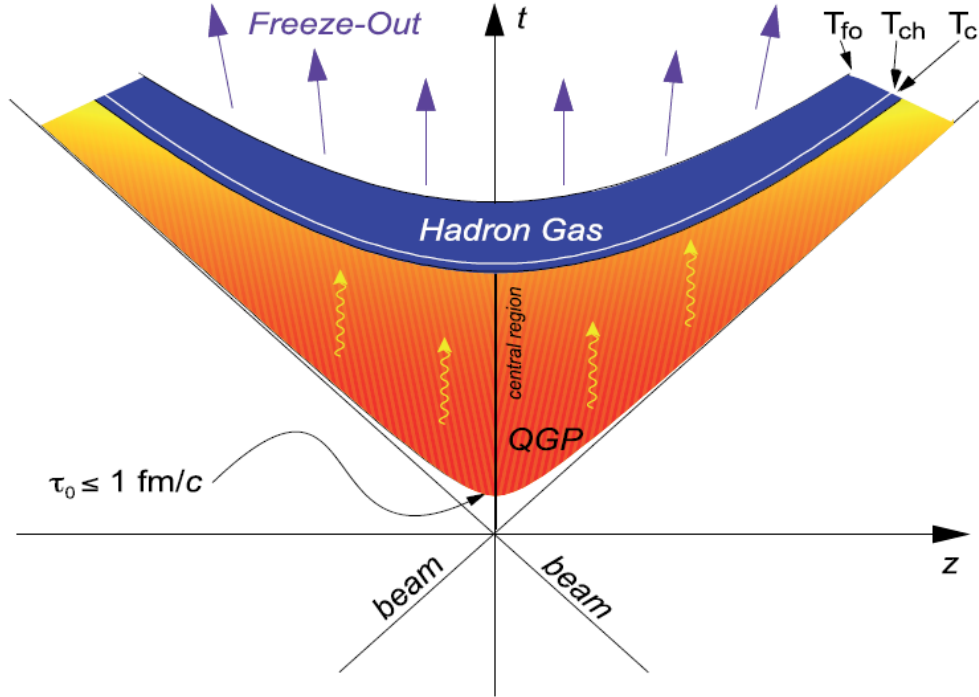


Obr. 1.3: Fázový diagram jadrovej hmoty. Žlté body ukazujú, ktorú časť diagramu skúma projekt Beam Energy Scan. Prevzaté z [7].

Vývoj systému od bodu zrážky až po konečné sformovanie častíc popisuje časopriestorový diagram znázornený na Obr. 1.4. Ako bolo spomenuté vyššie, systém sa v krátkom čase po zrážke rozpína hlavne pozdĺž osi lúča, preto diagram môžeme zjednodušiť a nakresliť v dvoch súradniciach: čas t a os lúča z . Na hyperbolách je konštantný vlastný čas systému τ . Vývoj systému môžeme popísať nasledovne:

- V bode zrážky sa uvoľní veľké množstvo energie, systém sa skladá z excitovaných virtuálnych kvant, ktorým bude trvať určitý čas, kým deexcitujú a sformujú sa na kvarky a gluóny. Systém je v tzv. pred-rovnovážnej fáze.
- Po čase $\tau_0 \approx 1$ fm/c systém prejde do tepelnej rovnováhy, kvark-gluónovej plazmy. Môžeme ju považovať za ideálnu kvapalinu, a preto ju dobre popíšeme hydrodynamikou.
- Systém sa ochladí na kritickú teplotu T_c , nastáva fázový prechod z kvark-gluónovej plazmy do hadrónového stavu.
- V prípade rýchleho prechodu nastáva spolu s fázovým prechodom aj chemické zmrznutie, čo znamená, že ďalej už neprebiehajú neelastické zrážky a počet druhov hadrónov zostáva konštantný. Pri vyšších μ_b , kedy prebieha fázový prechod prvého druhu, je teplota chemického zmrznutia T_{ch} nižšia ako kritická teplota.

- Ako posledná fáza vývoja systému je tepelné zmrznutie pri teplote T_{fo} , kedy už neprebiehajú ani elastické zrážky, častice už nemenia svoju energiu a vyletujú do vákuua. Systém sa už začne značne rozpínať aj do priečnej roviny. [8]



Obr. 1.4: Časo-priestorový diagram popisujúci vývoj systému po zrážke. Prevzaté z [5].

1.3 Jadrový modifikačný faktor, priečna hybnosť

Kvark-gluónová plazma vzniká pri vysokých hustotách energie. To, či QGP vznikne, závisí od energie zrážky a centrality. Čím vyššia energia zrážky, tým je vyššia pravdepodobnosť vzniku QGP. Pri určitej energii zrážky je zase vyššia pravdepodobnosť vzniku QGP pri centrálnych zrážkach ako pri periferálnych. Dobrý prostriedok na skúmanie prejavov QGP je jadrový modifikačný faktor R_{AA} definovaný ako podiel produkcie častíc pri jadro-jadrových (A-A) zrážkach ku p-p zrážkam. Keďže pri A-A zrážkach nastáva viac nukleón-nukleónových zrážok, musíme vzťah ešte škálovať prelínacou funkciou z Glauberovho modelu, ktorá udáva priemerný počet nukleónových zrážok v závislosti na zrážkovom parametri [5].

$$R_{AB}(p_T, y, b) = \frac{d^2 N_{AB}/dydp_T}{\langle T_{AB} \rangle(b) d^2 \sigma_{pp}/dydp_T} \quad (1.1)$$

Ak sa jadrový modifikačný faktor pohybuje okolo 1, znamená to, že nepozorujeme rozdiel v produkcii častíc v pp a AA zrážkach. Vtedy sa nepredpokladá, že by v počiatkovej fáze vývoja jadrovej hmoty po zrážke existovala QGP. Ak je R_{AA} nad

1, nazývame to navýšenie. Ak je R_{AA} naopak pod 1, je to potlačenie. Ak výsledný jadrový modifikačný faktor vykazuje potlačenie, znamená to možnú existenciu QGP.

Ak nemáme k dispozícii referenčné dáta z p-p zrážok, môžeme porovnať centrálnu a periférnu zrážku pomocou R_{CP} . Je to podiel produkcie hadrónov pri centrálnych zrážkach (pri zrážkovom parametri b_1) ku periférnym zrážkam (pri zrážkovom parametri b_2), opäť škálovaný prelínacími funkciami závislými na zrážkových parametroch b_1 a b_2 [5].

$$R_{CP}(p_T, y,) = \frac{d^2 N_h(b_1)/dydp_T \langle T_{AB} \rangle(b_2)}{d^2 N_h(b_2)/dydp_T \langle T_{AB} \rangle(b_1)} \quad (1.2)$$

Dôležitou veličinou pri skúmaní experimentálnych výsledkov zrážok je pričná hybnosť, p_T . V urýchľovači sa častice pohybujú takmer rýchlosťou svetla, preto musíme brať do úvahy relativitu. Výsledky by mohli byť odlišné podľa toho, v akej súradnej sústave sme ich namerali. Preto je výhodné používať premenné, ktoré sú pri prechode medzi sústavami invariantné. Lúče sa pohybujú v smere osi z , a teda pri Lorentzovej transformácii v smere osi z sa zložky hybnosti p_x a p_y nemenia. Z tohto dôvodu definujeme pričnú hybnosť ako

$$p_T = \sqrt{(p_x^2 + p_y^2)}. \quad (1.3)$$

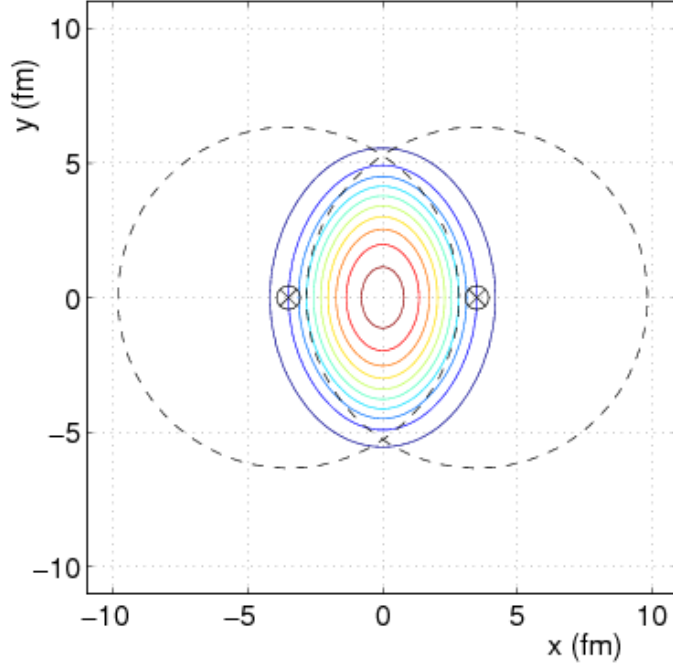
Pri štúdiu zrážok rozlišujeme rôzne druhy udalostí. Jedny z nich sú minimum-bias udalosti, kedy analyzujeme všetky udalosti bez aplikovania akýchkoľvek výberových kritérií. V tejto bakalárskej práci sa zaoberám práve minimum-bias udalosťami. Okrem nich sa používajú udalosti, na ktoré už bolo uplatnené nejaké výberové kritérium. Hovoríme, že boli vybrané s nejakým triggrom [9].

1.4 Vhodné sondy na skúmanie QGP

Stav kvark-gluónovej plazmy trvá len veľmi krátku dobu, rádovo desiatky fm/c. My detekujeme len spŕšky hadrónov a leptónov vzniknuté v koečnom štádiu, preto tento stav hmoty nie je možné študovať priamo. Musíme sa spoliehať na prejavy QGP a hľadať vhodné sondy, ktoré nám vypovedajú niečo o vlastnostiach QGP. Niektoré z možných prejavov QGP sú eliptický tok, zhášanie jetov, alebo potlačenie hadrónov s vysokým p_T .

1.4.1 Eliptický tok

Pri necentrálnych zrážkach má miesto prekryvu jadier tvar elipsoidu. Na Obr. 1.5 je znázornený rez v tejto oblasti. Vzniká tu anizotropia systému, ktorá vedie k nerovnakým tlakom v systéme. Podľa hydrodynamiky sú gradienty tlaku najstrmšie blízko roviny zrážky, čo implikuje, že systém sa bude rozpínať najviac do tohto smeru. Najsilnejší eliptický tok je prítomný v periférnych zrážkach, na druhú stranu najslabší tok je zaznamenaný v centrálnych zrážkach, kde je asymetria nulová [4], [8].



Obr. 1.5: Náčrt prekryvu jadier pri periferálnych zrážkach. Prevzaté z [5].

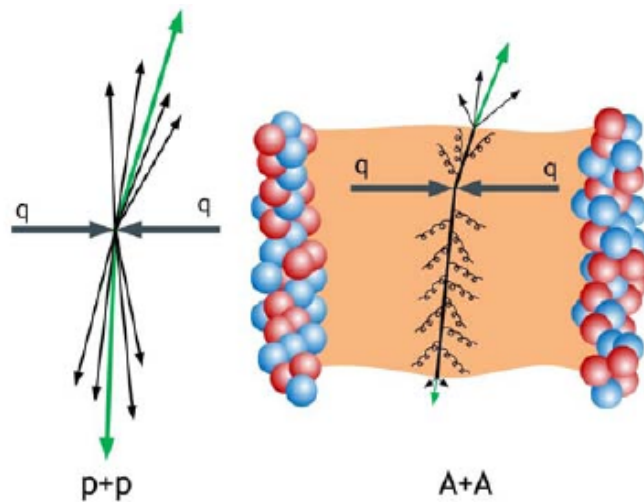
Eliptický tok môžeme popisovať parametrom v_2 , ktorý dostaneme z Fourierovho rozvoja produkcie hadrónov i v závislosti na azimutálnom uhle φ vzhľadom k rovine zrážky ako [5]

$$\frac{dN_i(b)}{p_T dp_T dy d\varphi_p} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN_i(b)}{p_T dp_T dy} [1 + 2v_1^i(p_T, b) \cos\varphi_p + 2v_2^i(p_T, b) \cos(2\varphi_p) + \dots]. \quad (1.4)$$

1.4.2 Zhášanie jetov

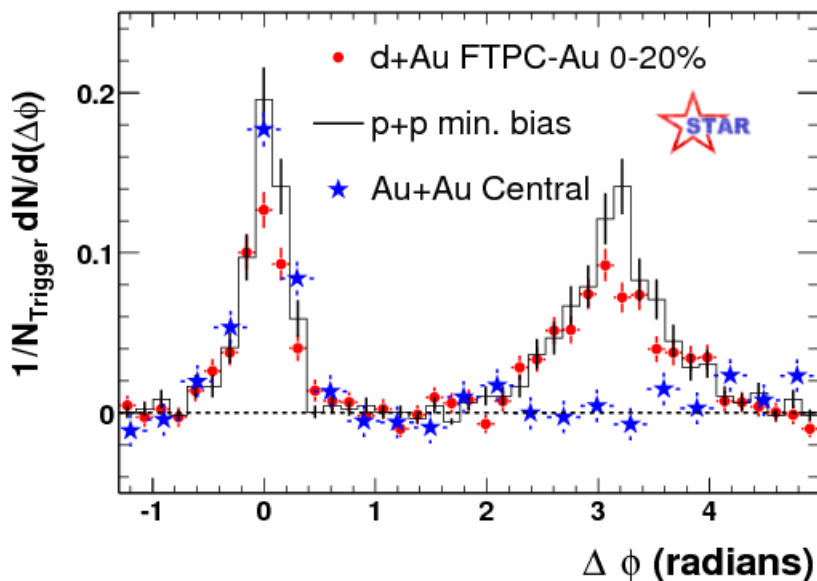
V tvrdých procesoch s vysokou prenesenou hybnosťou q vznikajú v konečnom stave dva energetické partóny. V prípade, že vzniknú blízko povrchu ohnivej gule, jeden z nich letí von, a druhý letí opačným smerom. Pritom musí prejsť celou jadrovou hmotou, pričom stratí značnú časť energie. Experimentálne pozorujeme spřšku častíc, jet, ktoré vzniknú fragmentáciou partónu. Keď budeme skúmať azimutálnu distribúciu hadrónov s vysokým p_T , zistíme, že pridružené opačné jety sú pri prechode silne interagujúcim médiom potlačené. Schéma tohto procesu je na Obr. 1.6. Pri p-p zrážkach, kde silne interagujúce médium nevzniká, môžeme zachytiť opačný jet, ale naopak pri A-A zrážkach, kde toto médium vzniká, musí opačný partón prejsť oveľa väčšiu vzdialenosť cez ohnivú guľu, a teda stratí viac energie.

Príklad distribúcie v závislosti na azimutálnom uhle je na Obr. 1.7. Vyberieme hadrón s priečnou hybnosťou $p_T \geq 4$ GeV/c pod azimutálnym uhlom φ_{trigg} a skúsime produkciu hadrónov, ktoré majú priečnu hybnosť $p_T \geq 2$ GeV/c, v závislosti na $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{trigg}$. Definujeme oblasť “near-side” okolo uhla φ_{trigg} a “away-side” opačnú oblasť okolo $\Delta\varphi \approx \pi$, kde pri neprítomnosti QGP nájdeme pridružený opačný jet. Pri p-p a d-Au zrážkach je na Obr. 1.7 vidieť jasný opačný signál, no naopak pri zrážkach Au-Au opačný jet úplne vymizne. Interpretujeme to ako dôsledok



Obr. 1.6: Zhášanie jetov - schéma p-p a A-A zrážok. Pri p-p zrážkach nevzniká ohnivá guľa, vyletujúce častice nie sú brzdené interakciou s QGP. Pri A-A zrážkach vzniká silne interagujúce médium, v dôsledku čoho je produkcia častíc s vysokým p_T potlačená. Prevzaté z [10].

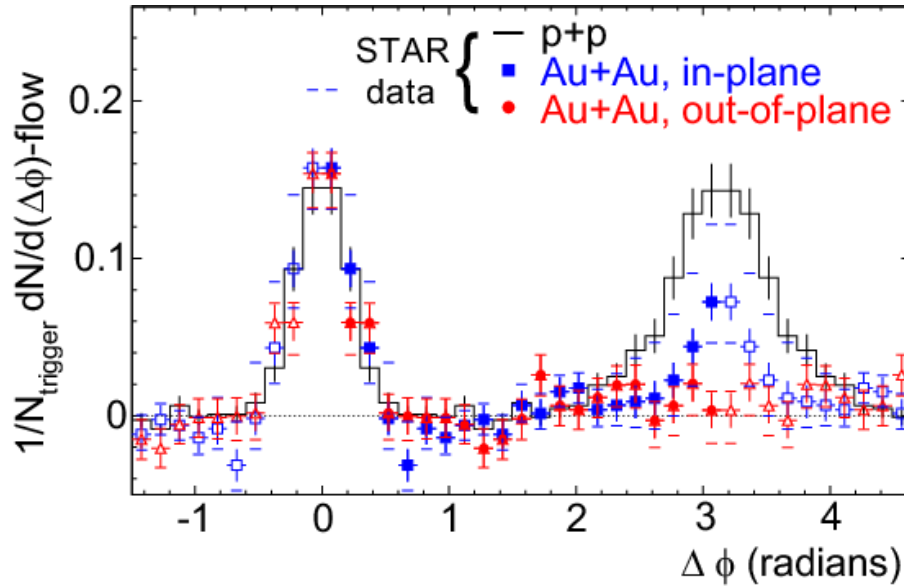
spôsobený veľkou stratou energie pri prechode opačného partónu prostredím QGP [5].



Obr. 1.7: Azimutálna di-hadrónová korelácia z produkcie di-jetov na RHIC pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Hlavná častica (trigger častica) s $p_T \geq 4$ GeV/c je pre uhol $\Phi = 0$, “away-side” signál, ktorý bol meraný pre častice s $p_T \geq 2$ GeV/c je pre uhol $\Delta\Phi = \pi$. Prevzaté z [5].

Môžeme využiť geometriu periférálnych zrážok (viz Obr. 1.5), a rozdeliť jety na “in-plane”, ktoré putujú v rovine zrážky, a “out-of-plane”, ktoré putujú v priečnej rovine. Keďže “in-plane” jety prejdú menšiu vzdialenosť kvark-gluónovou plazmou, mali by byť menej brzdené ako “out-of-plane” jety. Toto chovanie je vidieť na Obr.

1.8. Pri p-p zrážkach je viditeľný opačný jet. Pri Au-Au zrážkach má opačný jet menší signál, a je vidieť rozdiel medzi “in-plane” a “out-of-plane” jetmi. “Out-of-plane” jety sú úplne zabrzdené a “in-plane” jety vykazujú asi polovičný signál ako pri p-p zrážkach.



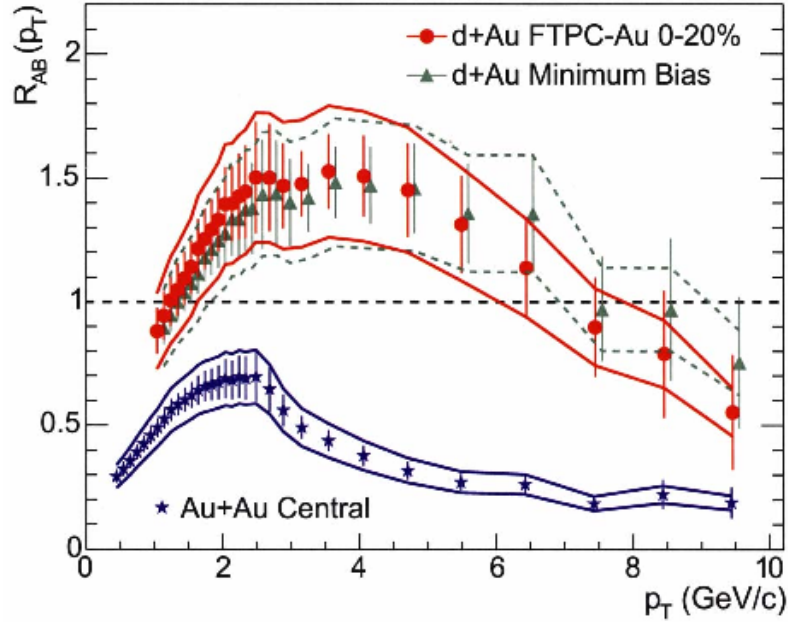
Obr. 1.8: Azimutálna di-hadrónová korelácia na RHIC pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV rozdelená na “in-plane” a “out-of-plane” jety. Prevzaté z [5].

1.4.3 Potlačenie hadrónov s vysokým p_T

Zhášanie jetov sa prejavuje aj potlačením produkcie častíc s vysokou priečnou hybnosťou ($p_T \gtrsim 2$ GeV/c). Častice s $p_T < 2$ GeV/c vznikajú vo všetkých fázach zrážky, no častice s $p_T \gtrsim 2 - 4$ GeV/c vznikajú prevažne v tvrdých procesoch na začiatku zrážky. Pri zrážke ťažkých jadier vznikajú vysoko-energetické partóny, z ktorých sa následne sformujú hadróny. Pri A-A zrážkach QGP spôsobuje, že tieto partóny kvôli interakciám z prostredím stratia veľa energie ešte kým stihnú hadronizovať. Takéto chovanie by sa malo odraziť na jadrovom modifikačnom faktore. V prípade, že by pri A-A zrážkach nedochádzalo k strate energie partónov, R_{AA} by sa pohybovalo okolo jednotky. No na dátach z experimentu STAR či ALICE (Obr. 1.9, 4.16) je R_{AA} pre jadro-jadrové zrážky hlboko pod jednotkou pre $p_T \gtrsim 2$ GeV/c.

Na Obr. 1.9 je jadrový modifikačný faktor v závislosti na priečnej hybnosti pre zrážky d-Au a Au-Au. Pri Au-Au zrážkach je viditeľné silné potlačenie pre vysoké p_T . Naopak pri zrážkach d-Au, kde QGP nevzniká, R_{AA} neklesá pod jednotku. Z toho usudzujeme, že v prítomnosti silne interagujúceho média partóny strácajú veľa energie, čo sa odrazí na produkcii hadrónov s vysokou priečnou hybnosťou, ktorá je v porovnaní z p-p alebo d-Au zrážkami značne menšia [5].

Distribúcie priečnej hybnosti závisia aj na centralite. Je pravdepodobnejšie, že pri centrálnej zrážke systém prejde do termálneho ekvilibria a sformuje sa QGP,



Obr. 1.9: Jadrový modifikačný faktor nabitých hadrónov v závislosti na prierehnej hybnosti pre d-Au a Au-Au zrážky pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Prevzaté z [5].

pretože pri periférálnej zrážke nenastáva také množstvo nukleónových zrážok ako pri centrálnej. Toto chovanie môžeme vidieť, ak budeme skúmať R_{CP} . Čím periférálnejšie zrážky budeme mať v menovateli a čím centrálnejšie zrážky v čitateli, tým budeme vidieť väčšie potlačenie hadrónov s vysokým p_T . Takisto, ak skúmame R_{AA} , kde hadróny rozdělíme do rôznych centralít (viz Obr. 4.15), vidíme rozdiel medzi centralitami: pri centrálnych zrážkach je potlačenie väčšie, pri periférálnych menšie [4].

Skúmanie pôvabných otvorených vôní

Veľmi výhodné je skúmanie otvorených vôní, čo sú mezóny obsahujúce jeden c alebo b kvark alebo antikvark. Tieto kvarky môžu vznikáť len v počiatočných fázach zrážky pri vysokoenergetických zrážkach, a preto sú dobrou sondou na skúmanie QGP. V tejto práci sa budem hlavne zaoberať výsledkami zo štúdia pôvabných otvorených vôní. Najľahšími pôvabnými mezónmi sú D mezóny. Ich zloženie a hmotnosti sú v Tab. 1.3.

názov	zloženie	m [MeV/c ²]
D^0	$c\bar{u}$	1864,86
D^+	$c\bar{d}$	1869,62
D^{*+}	$c\bar{d}$	2010,28

Tabuľka 1.3: Základné vlastnosti pôvabných D mezónov. Prevzaté z [2].

Pôvabné a krásne kvarky pri prechode hustým a horúcim médiom strácajú menej

energie ako ľahké kvarky kvôli ich veľkej hmotnosti [11]. Tieto teoretické predpovede sa musia overiť na experimentoch jadro-jadrových zrážok. Výsledky experimentu ALICE (Obr. 4.16) naznačujú, že teória platí. Teda ťažké pôvabné a krásne kvarky strácajú menej energie ako ľahké kvarky. Naopak výsledky na RHIC tomu neodpovedajú (Obr. 4.10).

1.4.4 Kvarkonia

Kvarkonia sú viazané stavy páru rovnakého kvarku a antikvarku, no väčšinou sa toto označenie používa pre viazané stavy pôvabných a krásnych kvarkov, charmonia ($c\bar{c}$) a bottomia ($b\bar{b}$). Najsilnejšie viazané kvarkonia v základnom stave sú J/ψ ($c\bar{c}$) a $\Upsilon(1S)$ ($b\bar{b}$). Existujú aj excitované, slabšie viazané stavy kvarkonií, ako sú charmonia ψ' a χ_c a bottomia $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$. Ich hmotnosti a polomery sú uvedené v Tab. 1.4. Polomer kvarkonií dostaneme výpočtom z potenciálu popisujúceho ich väzbu, ktorý je tvaru

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}, \quad (1.5)$$

kde σ je napätie struny $\sigma = 0,2 \text{ GeV}^2$ a $\alpha = \pi/12$ [5].

	J/ψ	χ_c	ψ'	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
hmotnosť [GeV/c^2]	3,10	3,53	3,68	9,46	10,02	10,36
polomer [fm]	0,25	0,36	0,45	0,14	0,28	0,39

Tabuľka 1.4: Základné vlastnosti kvarkonií. Prevzaté z [2].

Kvarkonia môžu slúžiť ako teplomer jadrovej hmoty, pretože každý stav sa v nej rozpadá pri inej teplote. Pre $T > T_c$ sa vďaka Debeyovmu tieneniu voľných farebných nábojov potenciál popisujúci kvarkonia zmení

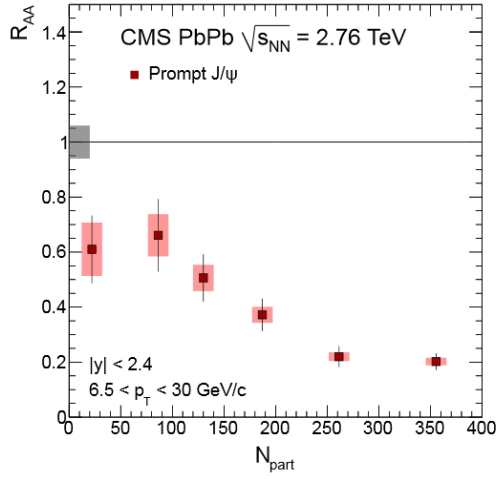
$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \exp[-r/r_D(T)], \quad (1.6)$$

kde $r_D(T)$ je Debeyov tieniaci polomer. Ak r_D je menší ako polomer kvarkonií r_c , kvarky už budú tienené farebným nábojom a viazané stavy sa rozpadnú. Teplota, kedy $r_D = r_c$ sa nazýva teplota rozpadu, T_D . Táto teplota je pre každý stav kvarkonia iná. Podľa hodnôt polomerov kvarkonií z Tab. 1.4 je vidieť, že najdlhšie v QGP vydržia základné stavy J/ψ a $\Upsilon(1S)$ [4].

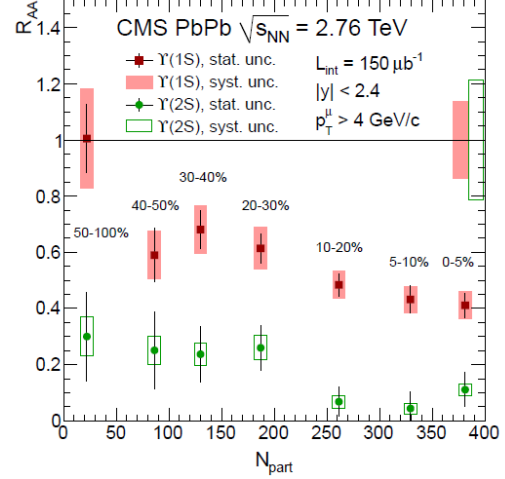
Okrem potlačenia kvarkonií kvôli farebnému tieneniu existuje tzv. normálne potlačenie pozorované v p-A zrážkach spôsobené efektami studenej jadrovej hmoty (Cold Nuclear Effects), nie pôsobením QGP. Tieto efekty musíme brať do úvahy keď skúmame prejavy QGP v jadro-jadrových zrážkach. Preto, keď chceme skúmať potlačenie kvarkonií v A-A zrážkach, nepočítame R_{AA} , ale pozorovaný výťažok v A-A zrážkach vzhľadom k "normálnemu výťažku" [5].

Farebné tienenie má za následok potlačenie kvarkonií v jadro-jadrových zrážkach, kde vzniká QGP. Jadrový modifikačný faktor J/ψ z experimentu CMS v Pb-Pb zrážkach pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$ v závislosti na centralite je znázornený na Obr. 1.10. Na Obr. 1.11 je jadrový modifikačný faktor pre Υ na experimente

CMS pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Na oboch grafoch je vidieť jasné potlačenie pri centrálnych zrážkach. Na Obr. 1.11 je silnejšie viazaný stav $\Upsilon(1S)$ menej potlačený ako stav $\Upsilon(2S)$, pretože v QGP vydrží vo viazanom stave aj vo vyšších teplotách [13].



Obr. 1.10: Jadrový modifikačný faktor pravých J/ψ v závislosti na centralite v jadro-jadrových zrážkach pri $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Prevzaté z [12].



Obr. 1.11: Jadrový modifikačný faktor $\Upsilon(1S)$ a $\Upsilon(2S)$ v závislosti na centralite v Pb-Pb zrážkach pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Prevzaté z [13].

Kapitola 2

Experiment STAR

2.1 Relativistický urýchľovač ťažkých jadier

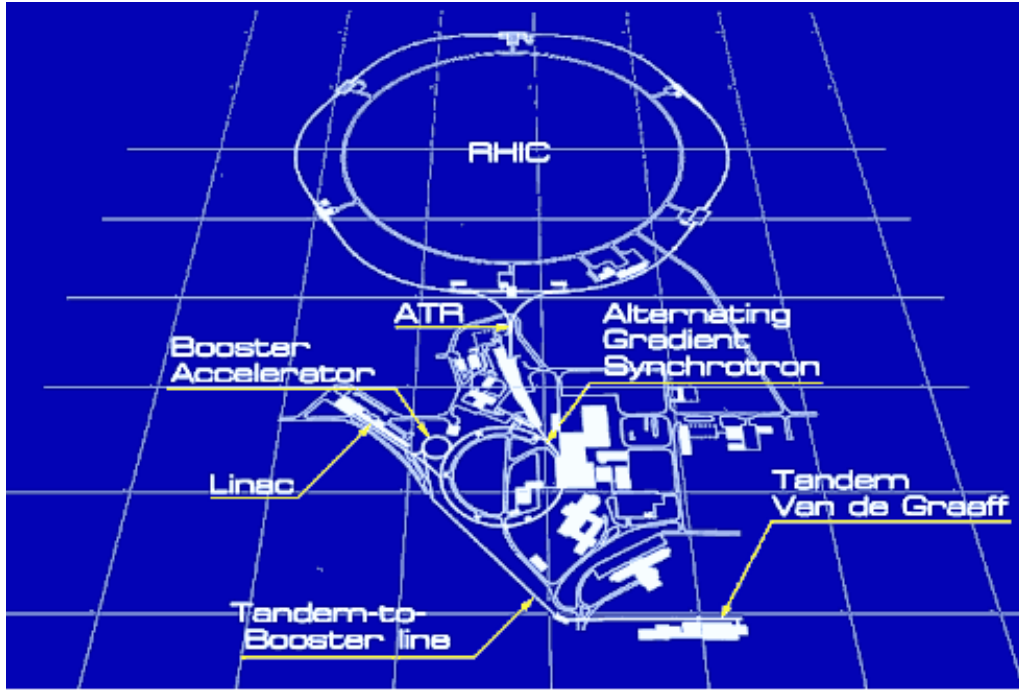
Relativistický urýchľovač ťažkých jadier, anglicky Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), sa nachádza v Brookhavenskom národnom laboratóriu blízko New Yorku. RHIC začal pracovať v roku 2000 a bol postavený z dvoch dôvodov:

- Štúdium vzniku a vlastností kvark-gluónovej plazmy
- Štúdium spinovej štruktúry protónu

Urýchľovač sa skladá z dvoch urýchľovacích trubíc o obvode 3.8 km. Modrá je trubica, kde častice krúžia v smere hodinových ručičiek, a žltá je tá, kde častice krúžia v opačnom smere. Tieto dve trubice sa pretínajú na šiestich miestach, a na štyroch z nich sú umiestnené detektory. V súčasnosti sú aktívne len dva, a to PHENIX a STAR [14]. RHIC je schopný urýchliť častice na energie až $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na nukleónový pár pri jadro-jadrových zrážkach a až $\sqrt{s} = 500$ GeV pri protón-protónových zrážkach. Pri experimente Beam Energy Scan RHIC dokáže urýchliť častice na menšie energie, ako sú $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$ GeV. V pokračovaní tohto programu, BES II, RHIC rozšíri energie zrážky na $\sqrt{s_{NN}} = 15$ GeV, a pri zrážkach s pevným terčom bude znižovať energiu na $\sqrt{s_{NN}} = 5,0$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 3,5$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV [7]. Na tomto urýchľovači sme schopní uskutočniť zrážky p-p, Cu-Cu, d-Au, Au-Au a najnovšie U-U pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV. Pri jadro-jadrových zrážkach je zväzok ťažkých iónov postupne zbavovaný elektrónov a urýchľovaný v Tandem Van de Graaff, potom putuje do Booster Synchrotron, ďalej do AGS (Alternating Gradient Synchrotron), až je nakoniec vpustený do RHIC [14]. Schéma tohto procesu je na Obr. 2.1.

2.2 Detektor STAR

Detektor STAR, anglicky Solenoidal Tracker at RHIC, je umiestnený na jednom zo šiestich bodov, kde sa urýchľovacie trubice pretínajú. Má tvar valca, ktorý obo-



Obr. 2.1: Schéma Relativistického urýchľovača ťažkých jadier. Prevzaté z [15].

pína urýchľovaciu trubicu. Pozostáva z viacerých podsystémov, z ktorých najdôležitejšie sú Časová projekčná komora (TPC), Detektor doby letu (TOF), Valcový elektromagnetický kalorimeter (BEMC) a solenoidálny magnet, ktorý obklopuje všetky spomínané podsystémy STAR-u a vytvára magnetické pole o veľkosti 0,5 T [16], [17]. Schéma tohto detektoru je na Obr. 2.2.

2.2.1 Časovo projekčná komora

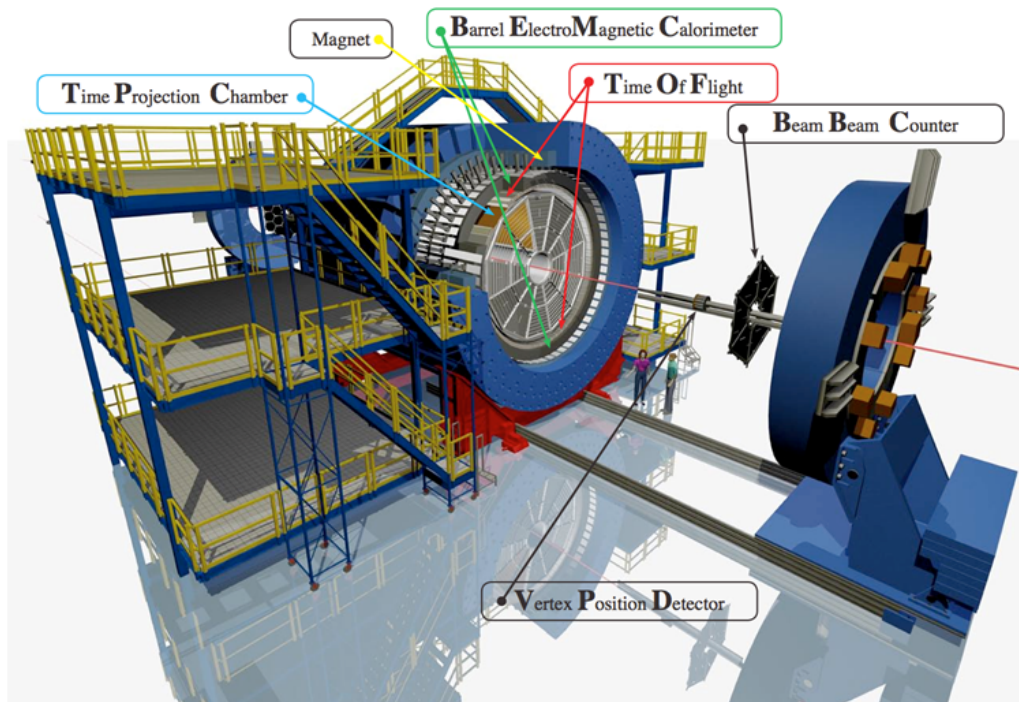
Časovo projekčná komora, anglicky Time Projection Chamber (TPC), je najväčším detektorom na STAR. Má valcový tvar s vnútorným polomerom 50 cm, vonkajším polomerom 200 cm, je dlhý 420 cm, pokrýva celý azimutálny uhol 2π a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$ [16]. Slúži hlavne na rekonštrukciu dráh nabitých častíc, na identifikáciu častíc pomocou merania ich straty energie a zakrivenia dráhy pod magnetickým poľom 0,5 T. Umožňuje rozlíšiť nabité kaóny a pióny až do hybnosti $p \sim 0,6$ GeV/c [26]. Chyba efektivity dráhových záznamov je len 6%. Pri rekonštrukcii primárneho vrcholu má TPC rozlíšenie $350\mu m$, čo nestačí napríklad na rekonštrukciu dráh pôvabných D mezónov [18].

Pri prechode materiálom častica stráca svoju energiu prevažne ionizáciou. Priemernú stratu energie na jednotku dĺžky udáva Bethe-Blochov vzťah [2]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (2.1)$$

K je konštanta, Z , A je atómové číslo a atómová hmotnosť materiálu detektoru, z je atómové číslo nalietajúcej častice, I je priemerná excitačná energia, T_{max} maximálna energia prenesená v jednej zrážke a posledný člen $\delta(\beta\gamma)/2$ je korekcia kvôli

Solenoidal Tracker At RHIC : $-1 < \eta < 1, 0 < \phi < 2\pi$



Obr. 2.2: Schéma detektoru STAR.

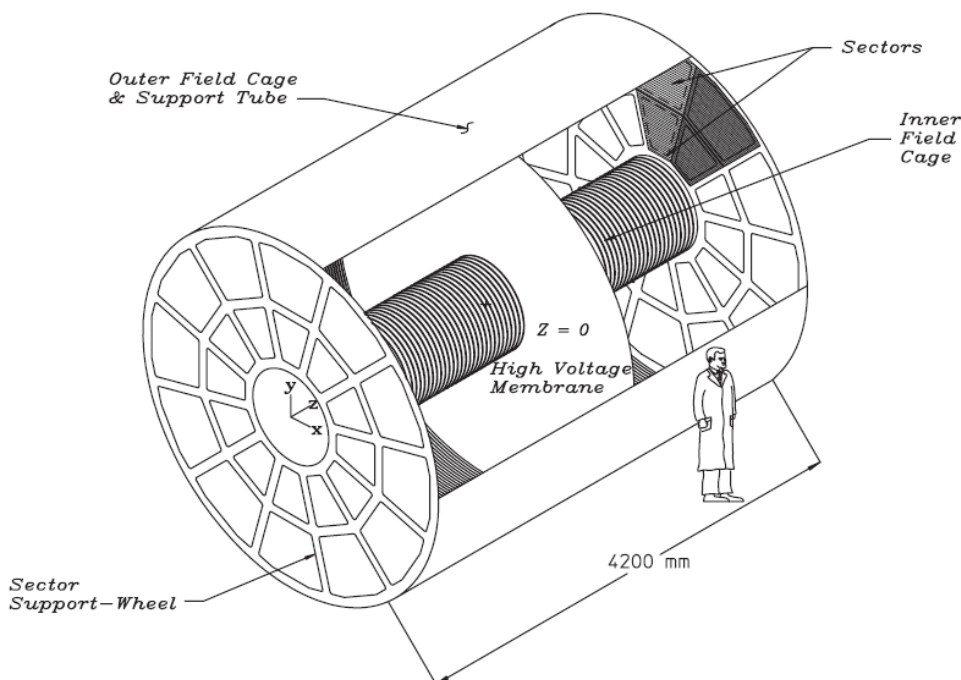
efektu hustoty pri vysokých energiách [2]. Na Obr. 5.8 je znázornený príklad identifikácie častíc pomocou TPC. Farebnými čiarami sú znázornené teoretické krivky straty energie v závislosti na hybnosti pre jednotlivé častice, vypočítané z Bethe-Blochovho vzťahu.

Časovo projekčná komora sa skladá z centrálnej vysoko-napäťovej katódy a dvoch anód umiestnených na stranách detektoru (viz Obr. 2.3). V TPC je homogénne elektrické pole paralelné z urýchľovacou trubicou a zároveň paralelné magnetické pole. Keď častica prechádza cez TPC, pozdĺž svojej trajektórie ionizuje častice plynu a necháva za sebou páry elektrón - ión. Elektróny sú potom elektrickým poľom vedené na anódy umiestnené po bokoch detektoru, a ióny na centrálnu katódu. Tesne pred anódou sa elektrické pole zosilní natoľko, aby elektróny boli schopné samé ionizovať plyn, a tak dali vzniknúť sekundárnym elektrónom, a tie terciárnym, atď. Hovoríme, že vzniká lavína. Pri lavíne nastáva problém, že pri tvorbe párov vzniká dosť veľké množstvo iónov nato, aby rušili elektrické pole. Preto sa pred anódové drôty umiestni uzemnená mriežka, ktorá zachytí ióny, a zároveň slúži na oddelenie priestoru tvorby kaskády od zvyšku plynovej komory [19].

Rýchlosť elektrónov, ktorou putujú k anódam, je brzdená zrážkami s molekulami plynu. Priemerná dosiahnutá rýchlosť sa nazýva driftová rýchlosť. Priemerný počet vytvorených párov elektrón - ión je úmerný energii, ktorá je uvoľnená v detektore, a teda energii, ktorú častica pri prelete TPC stratí. Zároveň sa vďaka ohybu trajektórie častice v magnetickom poli, ktorý obklopuje TPC dá vypočítať hybnosť častice, a tým ju dokážeme identifikovať [19].

Anódy sa skladajú z koncových drôtových komôr, kde sú rovnomerne rozmiest-

nené anódové drôty. Paralelne k anódovým drôtom je séria katódových štvorcových prúžkov. Keď elektrón dorazí na anódu, získame projekciu pozície v priestore, kde elektrón vznikol ionizáciou molekuly plynu. Súradnica x je daná pozíciou na anódovom drôte, súradnica y je daná tým, ktorý prúžok z paralelného radu k anódovému drôtu zachytil elektrón, a nakoniec z -ová súradnica je daná driftovacím časom elektrónu. Takýmto spôsobom získame postupne body dráhy nabitej častice, ktoré môžeme následne zrekonštruovať [19].



Obr. 2.3: Schéma Časovo projekčnej komory. Prevzaté z [18].

Vo vnútri je plyn zložený z 90% Argónu a 10% Metánu. Elektróny musia prejsť plynom vzdialenosť približne 2 m. Aby sme nedostali skreslený obraz trajektórií častíc, plyn musí byť volený tak, aby zabráňoval brzdeniu elektrónov, alebo ich viazaniu do atómov plynu. Z tohto dôvodu bola vybraná zmes vzácneho a organického plynu. Vzácny plyn už nepotrebuje viazať ďalšie elektróny a organický plyn zabráňuje šíreniu UV žiarenia. V budúcnosti by TPC mal obsahovať zmes 50% Hélia a 50% Etánu, čo by malo vylepšiť jeho účinnosť [16], [18].

2.2.2 Detektor doby letu

Detektor doby letu, teda Time Of Flight (TOF), slúži na zlepšenie indentifikácie častíc. Spúšťa ho detektor VPD (Detektor pozície vrcholu), a spolu s dobou letu častice a hybnosťou získanou z TPC častice identifikujeme. Vďaka dobrému časovému rozlíšeniu (100 ps) je TOF schopný rozlíšiť kaóny a pióny až do $p \sim 1,5$ GeV/c. Pri meraní času, za ktorý častica prejde detektorom, štartovací čas zaznamená VPD detektor a konečný čas zaznamená TOF [26]. S hybnosťou p zmeranou s TPC a s rýchlosťou β zmeranou pomocou TOF dokážeme určiť hmotnosť častice použitím

vzťahu [17]

$$m = p\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}. \quad (2.2)$$

TOF obkolesuje TPC detektor a podobne ako TPC, pokrýva celý azimutálny uhol 2π a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$. Jeho hlavná časť je tvorená komorami s odporovými doskami s viac medzerami [16].

Na Obr. 2.2 je znázornený príklad identifikácie častíc pomocou TOF. Farebnými čiarami sú znázornené teoretické krivky inverznej rýchlosti v závislosti na hybnosti pre jednotlivé častice.

2.2.3 Valcový elektromagnetický kalorimeter

Valcový elektromagnetický kalorimeter, anglicky Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC), pokrýva celý azimutálny uhol 2π , pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$ a vnútorný polomer je 220 cm. Je umiestnený medzi detektorom TOF a magnetom. Slúži na meranie energie fotónov, elektrónov a hadrónov rozpadajúcich sa leptónovými kanálmi s vysokou priechnou hybnosťou [14].

Hĺbka detektoru je približne 20 radiačných dĺžok. Radiačná dĺžka je vzdialenosť, za ktorú elektrón stratí svoju energiu na $1/e$ svojej pôvodnej hodnoty. BEMC sa skladá zo 120 kalorimetrických modulov, každý sa skladá zo 40 veží. Celý kalorimeter je teda rozdelený na 4800 veží. Jadro každého modulu pozostáva striedavo z olovených a scintilátorových vrstiev, ktoré slúžia na detekciu elektromagnetickej energie, a maximálnych spřškových detektorov, ktoré sú potrebné pre presnú rekonštrukciu elektromagnetickej spřšky, aby bol detektor schopný identifikovať elektróny vo veľkom hadrónovom pozadí a rekonštruovať π^0 a priame fotóny s vysokým p_T [20]. Schéma jedného z kalorimetrických modulov detektoru BEMC je na Obr. 2.4.

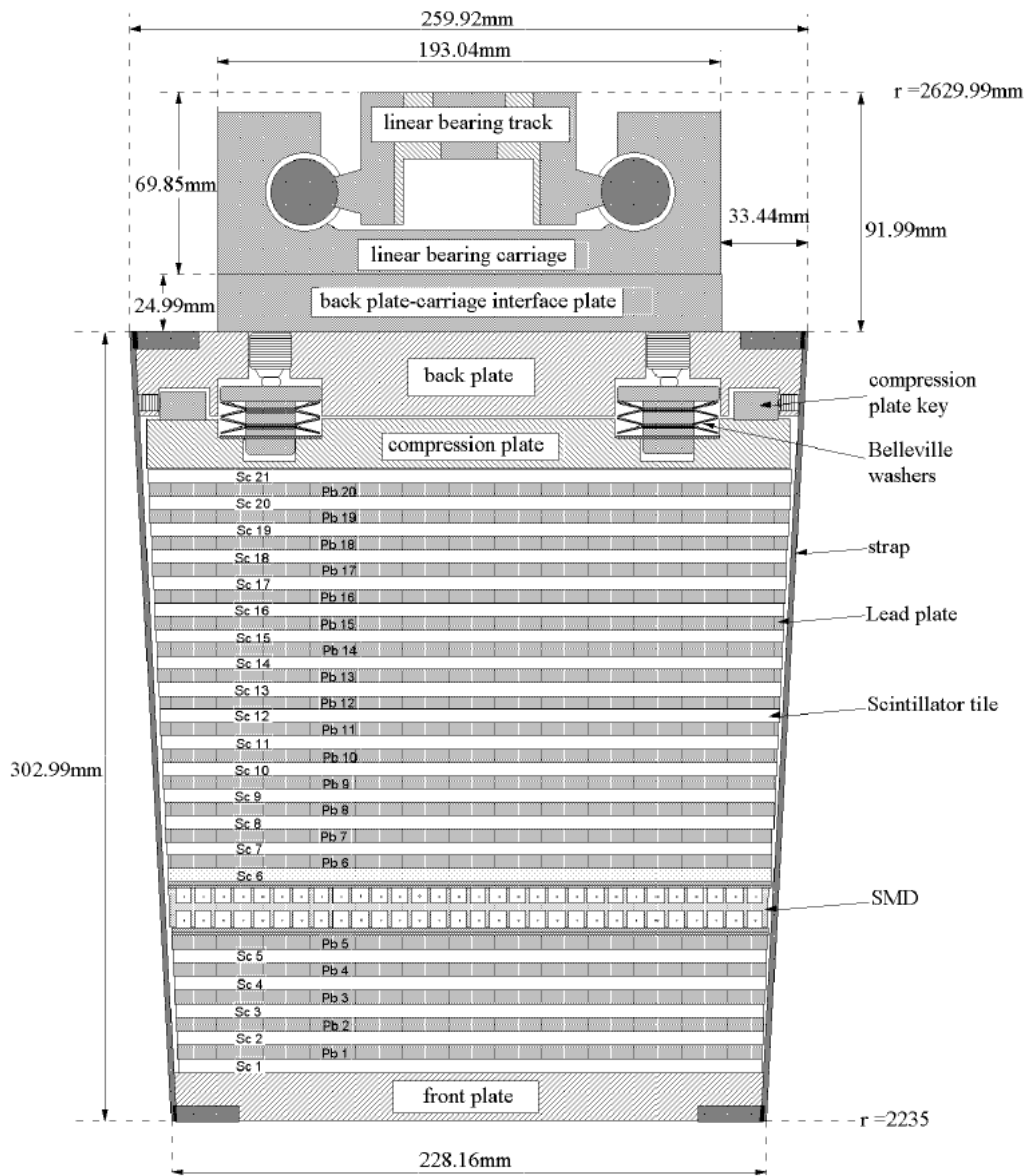
2.2.4 Čítač lúčov a Detektor pozície vrcholu

Detektory Čítač lúčov, anglicky Beam-Beam Counter (BBC), a Detektor pozície vrcholu, anglicky Vertex Position Detector (VPD), slúžia na určovanie primárneho vrcholu, tj. miesta zrážky. BBC pozostáva z dvoch detektorov umiestnených 3,5 m od bodu, kde sa trubice pretínajú a obklopujú celú trubicu, a pokrýva rapiditu v intervale $2,1 < |\eta| < 5,0$. VPD je tiež zložený z dvoch detektorov, umiestnených 5,6 m od bodu, kde sa trubice pretínajú, teda pokrýva rapiditu $4,24 < |\eta| < 5,0$ [14], [26].

2.3 Pripravované detektory

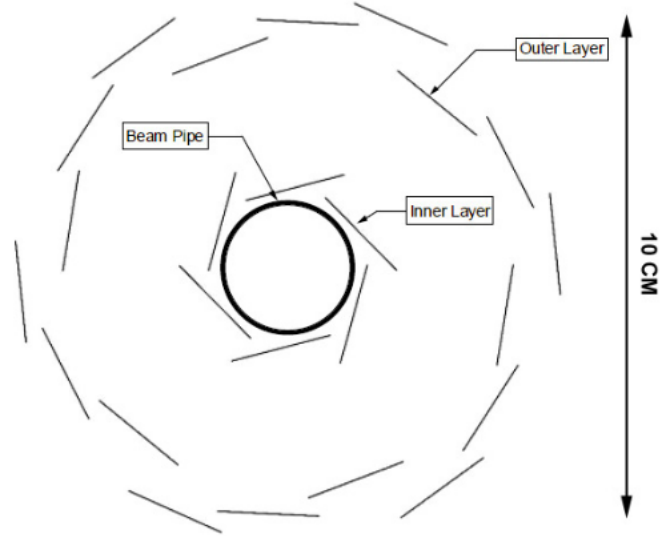
2.3.1 Sledovač ťažkých vóní

Sledovač ťažkých vóní, anglicky Heavy Flavor Tracker (HFT), je silikónový pixelový detektor, ktorý má v budúcnosti vylepšiť analýzu ťažkých vóní. Vďaka tomuto



Obr. 2.4: Priečný rez jedného z kalorimetrických modulov Valcového elektromagnetického kalorimetra. Prevzaté z [20].

detektoru budeme schopní rekonštruovať sekundárne vrcholy rozpadov mezónov obsahujúcich ťažké kvarky, čo výrazne vylepší analýzu dát. Aby sme mohli mať detektor čo najbližšie k bodu zrážky, je potrebné zúžiť urýchľovaciu trubicu. Schéma tohto detektoru je na Obr. 2.5. Detektor bude umiestnený v bode, kde sa urýchľovacie trubice pretínajú, teda v centre TPC. Bude sa skladať z približne 2 cm x 2 cm silikónových plátok [21]. Na Obr. 2.6 je znázornená rekonštrukcia D^0 mezónu pri rôznych topologických kritériách uplatnených na sekundárne vrcholy rozpadu D mezónov. V porovnaní s doterajšími výsledkami (viz Obr. 4.2) sú signály vďaka detektoru HFT oveľa výraznejšie.

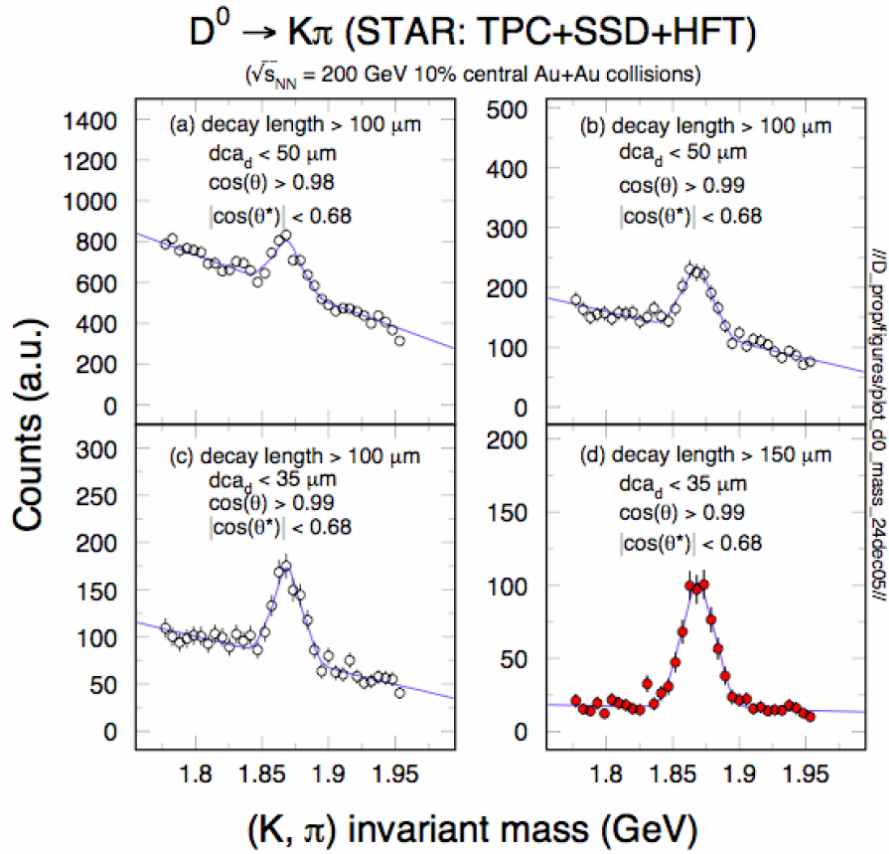


Obr. 2.5: Schéma Stopovača ťažkých vôní - priečný rez. Prevzaté z [21].

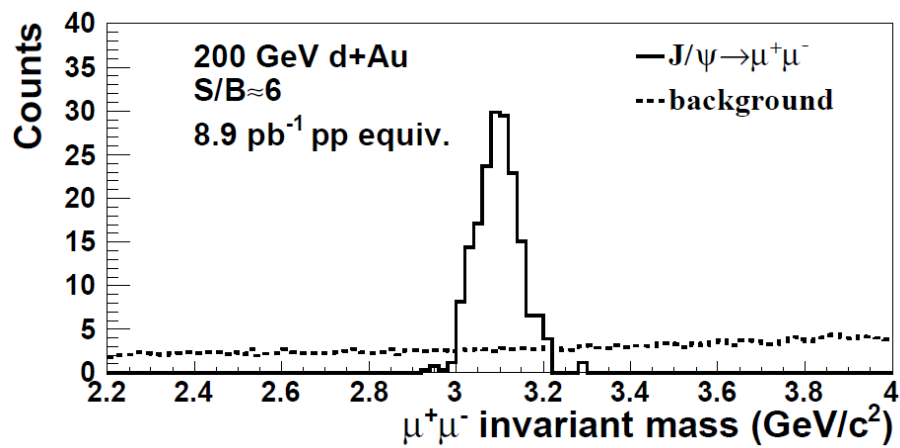
2.3.2 Miónový teleskopický detektor

Miónový teleskopický detektor, anglicky Muon Telescope Detektor (MTD), je určený hlavne na detekciu miónových párov, kvarkonií, ľahkých vektorových mezónov a rozpadov ťažkých vôní cez ich semileptonické rozpady. Oproti doterajšej detekcii spomínaných rozpadov bude analýza z MTD lepšia vďaka potlačenému pozadiu z hadrónových rozpadov, π^0 a η Dalitzových rozpadov a γ konverzií. Mióny sú oproti elektrónom menej postihnuté stratou energie spôsobenou Bremsstrahlungom, preto môžeme lepšie rozlíšiť hmotu vektorových mezónov a kvarkonií, a teda napríklad rozlíšiť rôzne stavy Υ . Detektor bude mať časové rozlíšenie < 100 ps a priestorové rozlíšenie ~ 1 cm. Bude pokrývať pseudorapidity v intervale $|\eta| < 0,5$ a asi 45% azimutálneho uhlu, a podobne ako TOF, aj MTD bude vybavený komorami s odporovými doskami s viac medzerami. Vnútorňý polomer bude mať 400 cm, teda bude vzdialený 400 cm od interakčného bodu [22].

Na Obr. 2.7 je znázornené, ako by mohlo vypadáť spektrum invariantnej hmoty J/ψ , ktoré sa rozpadá na miónový pár. Vďaka detektoru MTD je pozadie značne potlačené a v oblasti invariantnej hmoty J/ψ vidieť jasný signál.



Obr. 2.6: Rekonštrukcia signálu D^0 mezónu s pomocou HFT s rôznymi aplikovanými topologickými kritériami. Prevzaté z [21].



Obr. 2.7: Možný tvar spektra invariantnej hmoty J/ψ po zavedení MTD detektoru. Prevzaté z [22].

Kapitola 3

Experiment ALICE

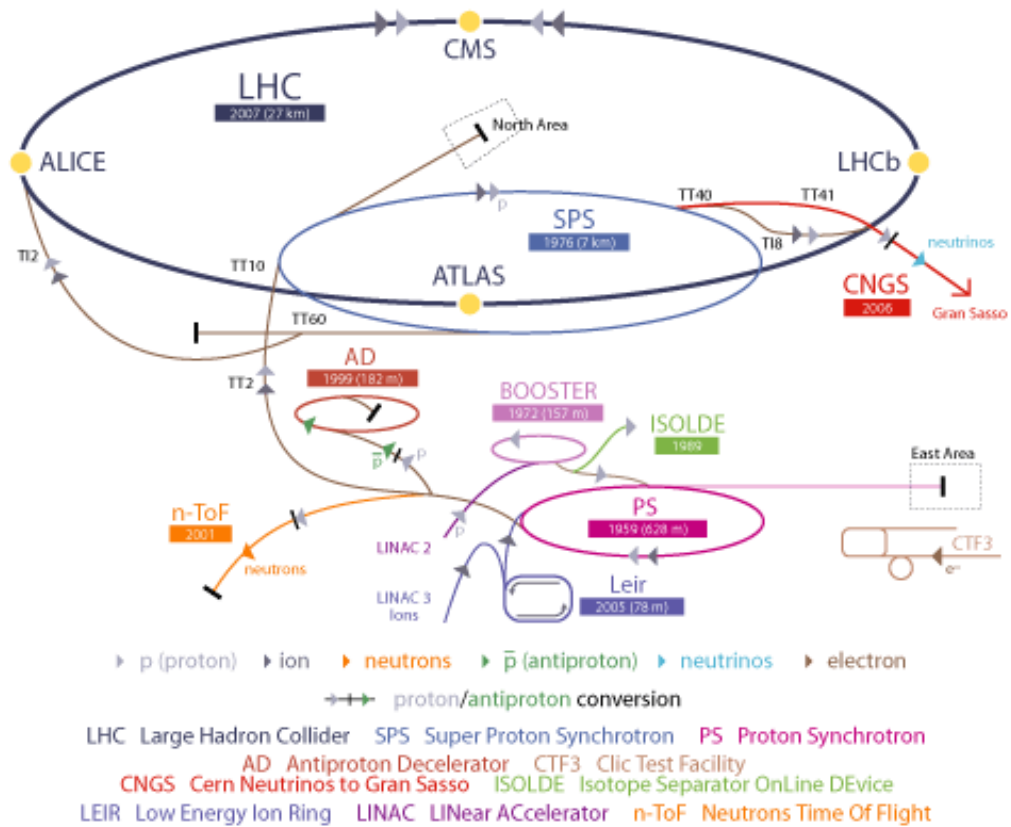
3.1 Veľký hadrónový urýchľovač

Veľký hadrónový urýchľovač, anglicky Large Hadron Collider, je umiestnený v CERN blízko Ženevy na hranici medzi Švajčiarskom a Francúzskom. LHC začal pracovať v roku 2008 a bol skonštruovaný hlavne kvôli hľadaniu Higgsovho bozónu, ďalej aby zistil dôvod prebytku hmoty nad antihmotou, a skúmanie kvark-gluónovej plazmy. Jeho obvod je 27 km, skladá sa z dvoch urýchľovacích trubíc, ktoré sa pretínajú v 4 miestach, kde sú umiestnené detektory: ATLAS, ALICE, CMS a LHCb. Na LHC prebiehajú zrážky p-p, Pb-Pb, a v roku 2013 prebehli prvé zrážky p-Pb. Maximálna ťažisková energia pri p-p zrážkach je $\sqrt{s} = 7$ TeV na pár nukleón-nukleón, a pri jadro-jadrových zrážkach je to $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na pár nukleón-nukleón. Zrážky p-Pb prebiehajú pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Protóny a ťažké ióny do LHC putujú cez rozdielne zariadenia. Protóny sú z lineárneho urýchľovača LINAC-2 vstrekované do PS (Proton Synchrotron), ďalej do SPS (Super Proton Synchrotron), až sú nakoniec vstreknuté do LHC. Ióny olova začínajú v LINAC-3, odkiaľ pokračujú do LEIR, a nakoniec sú vstreknuté do PS a ďalej pokračujú rovnakou cestou do LHC ako protóny. Schéma tohto procesu je na Obr. 3.1.

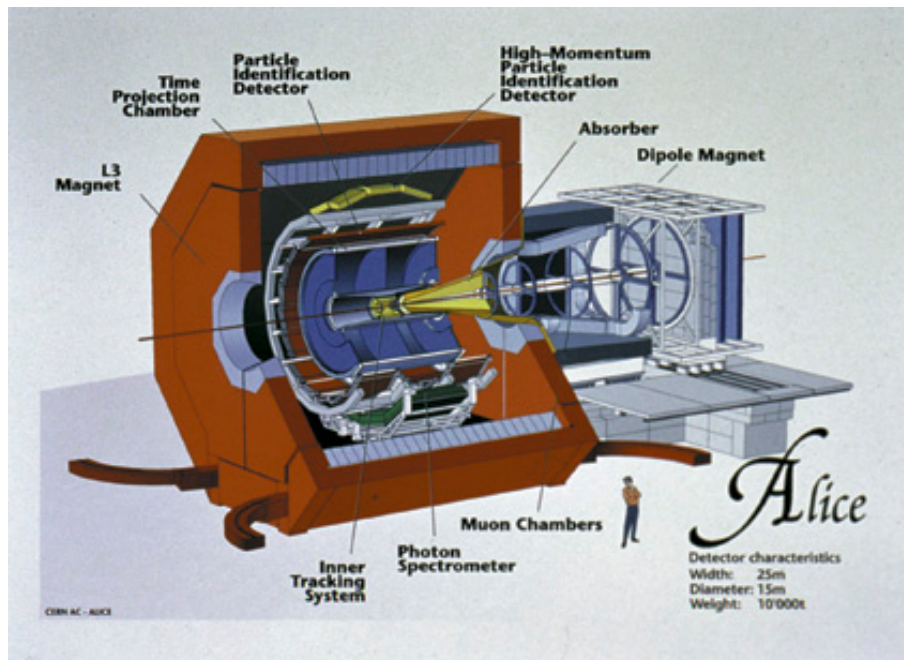
3.2 Detektor ALICE

ALICE, A Large Ion Collider Experiment, je detektor určený na skúmanie fyziky kvark-gluónovej plazmy a silných interakcií, ktoré v nej prebiehajú pri vysokoenergetických jadro-jadrových zrážkach. Rozmery detektoru sú 16mx16mx26m a hmotnosť až 10 000 ton. Skladá sa z dvoch hlavných častí. Z centrálnej valcovej časti, ktorá meria hadróny, elektróny a fotóny, a miónového spektrometra. Hlavné podsystémy centrálnej valcovej časti sú ITS (Inner Tracking System), TPC, TOF a elektromagnetické kalorimetre (PHOS a EMCal). Miónový spektrometer je dopredný typ detektoru, to znamená, že sa nachádza ďalej od miesta zrážky [23]. Schéma detektoru ALICE je na Obr. 3.2.

CERN Accelerator Complex



Obr. 3.1: Schéma Velkého hadrónového urýchľovača. Prevzaté z [24].



Obr. 3.2: Schéma detektoru ALICE. Prevzaté z [25].

3.2.1 Vnútorý dráhový systém

Vnútorý dráhový systém, anglicky Inner Tracking System (ITS), je detektor umiestnený najbližšie k urýchľovacej trubici (0,9 cm). Slúži hlavne na lokalizáciu primárneho vrcholu s presnosťou lepšou ako $100 \mu\text{m}$ a na rekonštrukciu sekundárnych vrcholov z rozpadov D a B mezónov [23]. Vďaka tomu je analýza dát presnejšia ako na experimente STAR. ITS sa skladá zo šiestich valcovitých vrstiev silikónových detektorov s polomeri od 3,9 do 43,0 cm a pokrývajú pseudorapiditu $|\eta| < 0,9$. Dva najvnútornejšie tvoria Silikónový pixelový detektor (SPD) s polomeri 3,9 a 7,6 cm, druhé dve vrstvy sú súčasťou Silikónového driftového detektoru (SDD) s polomeri 15,0 a 23,9 cm, a posledné dve vrstvy tvoria Silikónový stripový detektor (SSD), ktorý má polomery 38,0 a 43,0 cm [33].

3.2.2 Časová projekčná komora

Časová projekčná komora je hlavný stopovací detektor ALICE. Je určený na identifikáciu častíc, meranie hybnosti nabitých častíc a určovanie pozícií vrcholov. Pokrýva celý azimutálny uhol a pseudorapiditu $|\eta| < 0,9$. Vnútorý polomer je 85 cm, vonkajší polomer 250 cm a dĺžka pozdĺž trubice je 500 cm. TPC je plnený z 85,7% Neónom (Ne), z 9,5% Oxidom uhličitým (CO_2) a z 4,9% Dusíkom (N_2) [23]. Princíp fungovania TPC je rovnaký ako na experimente STAR. Keď častica vletí do TPC, ionizuje plyn a zanecháva za sebou elektróny a ióny, ktoré sú elektrickým poľom vedené na elektródy umiestnené na stranách TPC.

3.2.3 Detektor doby letu

Detektor doby letu obopína TPC detektor v oblasti medzi 377 a 399 cm od urýchľovacej trubice. Pomocou merania doby letu častíc slúži na identifikáciu častíc. Štartovací čas odmeria detektor T0, a konečný čas doby letu častice TOF. Má rovnaké zloženie ako TOF v detektore STAR, tj. hlavnou časťou sú komory s odporovými doskami s viac medzerami (MRPC) a pokrýva centrálnu pseudorapiditu $|\eta| < 0,9$ [33]. MRPC je plynový detektor, ktorého princíp je podobný ako TPC. Častica pri prechode detektorom ionizuje plyn a vzniknuté ióny a elektróny sú zachytávané na elektródach. Oproti iným plynovým detektorom má MRPC systém oveľa lepšie rozlíšenie a efektívnosť [23].

Kapitola 4

Aktuálne výsledky v produkcii pôvabných mezónov

Jednou z vhodných sond, pomocou ktorých môžeme nahliadnuť, či sa v počiatkovej fáze po zrážke sformovala kvark-gluónová plazma, a aké sú jej vlastnosti, sú hadróny tvorené pôvabnými kvarkami, pretože ťažké kvarky vznikajú len v skorých fázach QGP pomocou silnej interakcie. Hlavným cieľom je vylepšenie teoretických výpočtov poruchovej QCD, ktorá by mala popisovať procesy s ťažkými kvarkami. Vo fáze kvark-gluónovej plazmy partóny medzi sebou interagujú a tým strácajú energiu. Veličina vhodná na skúmanie straty energie je R_{AA} , jadrový modifikačný faktor. Podľa teoretických predpovedí sa očakáva, že pôvabné hadróny budú menej citlivé na stratu energie v QGP ako hadróny tvorené prevažne z ľahkých kvarkov (u,d,s), t.j. $R_{AA}^c > R_{AA}^{u,d,s}$. V nasledujúcom texte popíšem postup pri detekcii pôvabných D mezónov pri p-p a Au-Au zrážkach na experimente STAR a pri p-p a Pb-Pb zrážkach na experimente ALICE, a ukážem konečné chovanie R_{AA} . Pri popise analýzy budem vychádzať z článkov [26], [30], [27] a [28].

4.1 Produkcia D mezónov v p-p zrážkach na experimente STAR

V urýchľovači sa s určitou frekvenciou zrážajú lúče častíc (protónov alebo ťažkých jadier), pri ktorých vzniká niekoľko miliónov zrážok, z toho sa na experimente STAR vytriedi okolo 1000 dobrých. My si vyberieme jednu udalosť, ktorú budeme analyzovať. Jej polohu určíme vďaka detektorom VPD a BBC. Tieto následne spúšťajú pomalšie detektory, TPC a TOF, ktoré merajú stratu energie $\frac{dE}{dx}$ a rýchlosť častíc β . Pri zrážke vzniká mnoho častíc, predovšetkým pióny. Procesy, v ktorých vznikajú ťažké kvarky, sú veľmi vzácne, a preto pri analýze musíme uplatniť viacero výberových kritérií, aby sme si boli istí, že nakoniec nám zostanú len dráhy z požadovaných častíc, v našom prípade D mezónov.

Na rozdiel od experimentu ALICE, experiment STAR zatiaľ nemá detektor, vďaka ktorému by sme boli schopní rozoznať aj sekundárne vrcholy D mezónov, preto sa musíme spoliehať len na kombinácie dráh dcéринých častíc, kaónov a piónov.

Pri analýze preto musíme počítať s vysokým pozadím, pretože sa do kombinácií môžu chybné započítať dcérine častice z iných rozpadov (kombinatorické pozadie). Nasledujúci text sa zaoberá produkciou D mezónov v p-p zrážkach na experimente STAR pri energii $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Najprv je potrebné čo najpresnejšie určiť polohu primárneho vrcholu vybranej udalosti podľa rozpadových dráh častíc. Pre potlačenie nežiaducich dráh sa porovná označenie rozpadového vrcholu z TPC a VPD detektoru.

Teraz je potrebné vybrať tie dráhy častíc, ktoré pochádzajú z nášho vybraného vrcholu. Dráhy nabitých častíc musia mať dosť záznamov v TPC detektore, aby sme ich boli schopní vhodne rekonštruovať. Minimálne jeden zrekonštruovaný bod dráhy musí mať vzdialenosť od primárneho vrcholu menšiu ako 2 cm. Týmto oddelíme niektoré dráhy pochádzajúce zo sekundárnych rozpadov, pri ktorých extrapólovaním smerom k primárnemu vrcholu vyjdeme z odchýlky 2 cm.

V nasledujúcom texte v krátkosti popíšem rekonštrukciu D^0 a D^* mezónov a získanie konečného účinného prierezu pôvabných kvarkov.

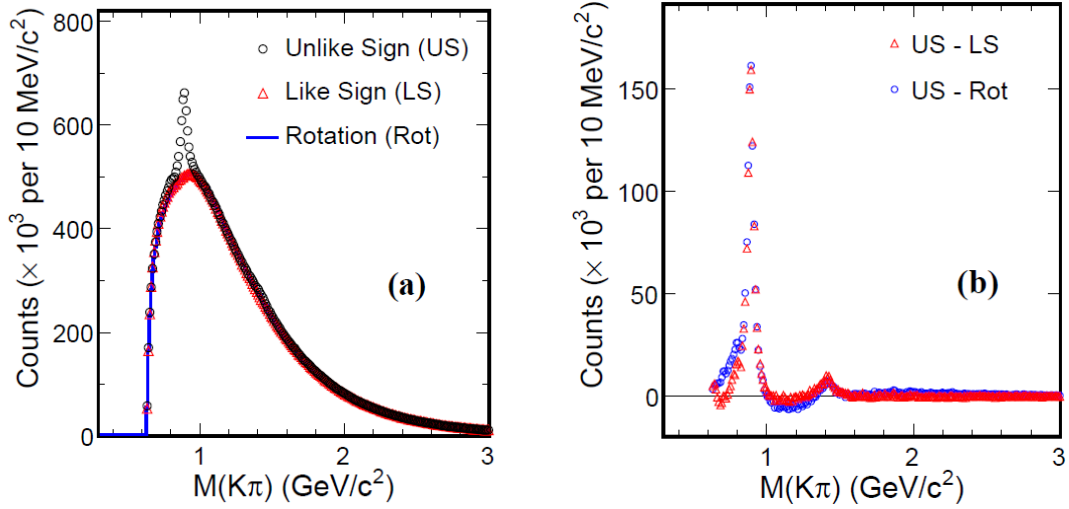
D^0 a \bar{D}^0 mezóny sa rekonštruujú napríklad cez $D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ rozpady. Používajú sa dve rôzne metódy na určovanie kombinatorického pozadia: metóda rovnakého znamienka a metóda rotácie. Metóda rovnakého znamienka je založená na nájdení páru $K\pi$ s rovnakými znamienkami, ktoré určite nepochádzajú z rozpadu D^0 a sú započítavané do pozadia. Druhá metóda, metóda rotácie, spočíva v predpoklade, že po otočení vektoru hybnosti kaónu o 180 stupňov, budeme vidieť len náhodné kombinácie, ktoré patria do pozadia.

Na Obr. 4.1 je znázornená distribúcia invariantnej hmoty pre metódu rovnakých znamienok, metódu rotácie, a pre metódu opačných znamienok, ktorá by mala obsahovať aj správne kombinácie kaónov a piónov pochádzajúce z D^0 rozpadu. Na grafe vľavo je vidieť, že krivka pre metódu opačného znamienka je odlišná od tých, ktoré majú popisovať pozadie. V pravom grafe je tvar distribúcie po odstránení pozadia. Je v ňom jasne vidieť signály pre rezonancie $K^*(892)$ a $K_2^*(1430)$. Nachádza sa tam aj signál D^0 , no ten je možné vidieť až po priblížení do oblasti jeho invariantnej hmoty, ktoré je znázornené na Obr. 4.2. Graf vľavo je po odstránení pozadia rovnakého znamienka a vpravo graf po odstránení rotačného pozadia. Ako je vidieť, aj po úprave v distribúcii zostáva reziduálne pozadie, ktoré môže byť napríklad spôsobené $K\pi$ pármí z iných D^0 rozpadov, alebo chybným označením dcériných častíc z iných rozpadov ako $K\pi$ pár. Signály sú nafitované Gaussovou funkciou a pozadie polynomickou funkciou. Červené kruhy značia distribúciu invariantnej hmoty po odstránení aj reziduálneho pozadia. Výsledné signály D^0 mezónu majú signifikanciu $\sim 3\sigma$ definovanú ako

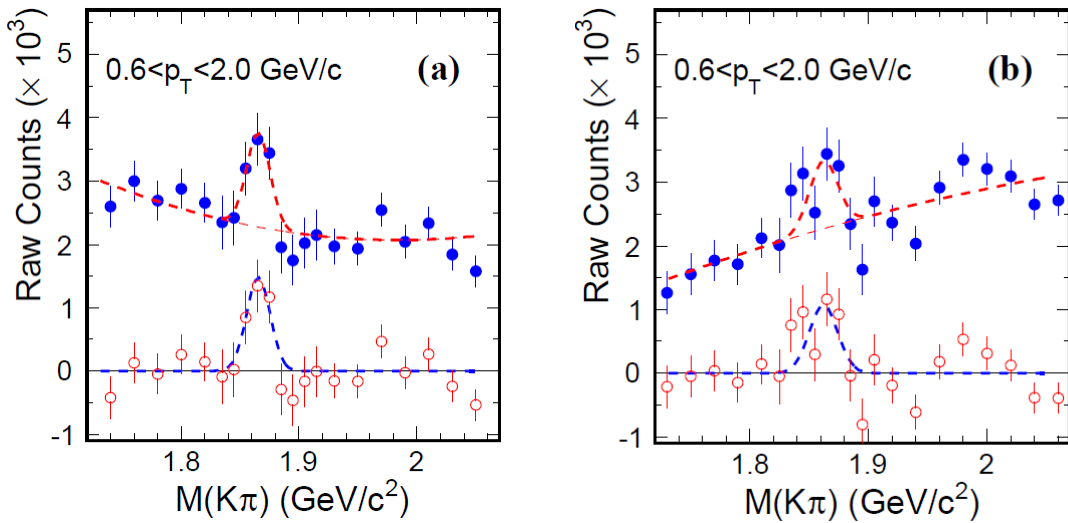
$$\frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (4.1)$$

kde S je príspevok signálu a B pozadie. Hodnota signifikancie ukazuje obtiažnosť merania D^0 bez detektoru, ktorý by rozoznal sekundárny vrchol.

Mezóny $D^{*\pm}$ sa rekonštruujú cez rozpadové kanály $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\bar{D}^0)\pi^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Pri rekonštrukcii D^* mezónu sa, narozdiel od D^0 mezónu, počíta rozdiel invariantných hmôt $\Delta M = M(K\pi\pi) - M(K\pi)$, teda rozdiel invariantnej hmoty mezónu D^* a mezónu D^0 , ktorý pochádza z rozpadu D^* . Týmto získame invariantnú hmotu piónu,

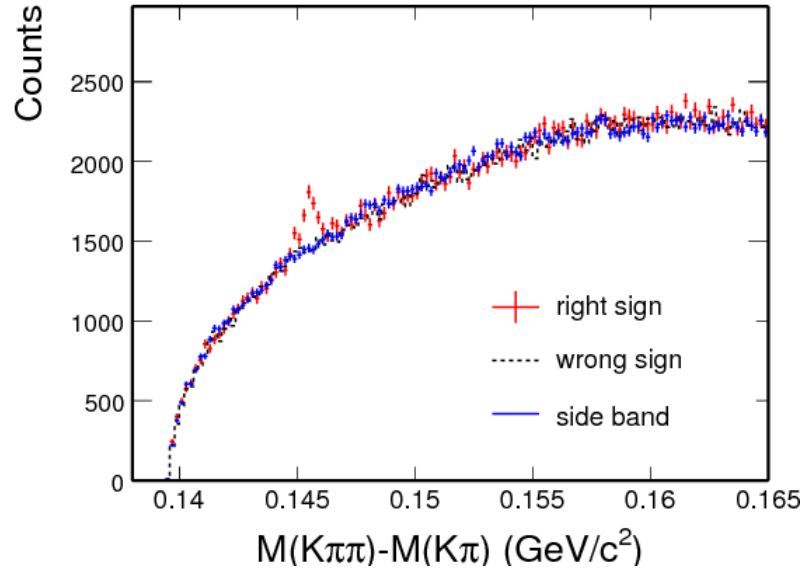


Obr. 4.1: Vľavo: Distribúcia invariantnej hmoty kombinácií $K\pi$ párov s nerovnakým znamienkom, párov pre metódu rovnakého znamienka a rotačnú metódu. Vpravo: Distribúcia invariantnej hmoty kombinácií $K\pi$ párov po odstránení pozadia rovnakého znamienka a rotačného pozadia. Prevzaté z [26].

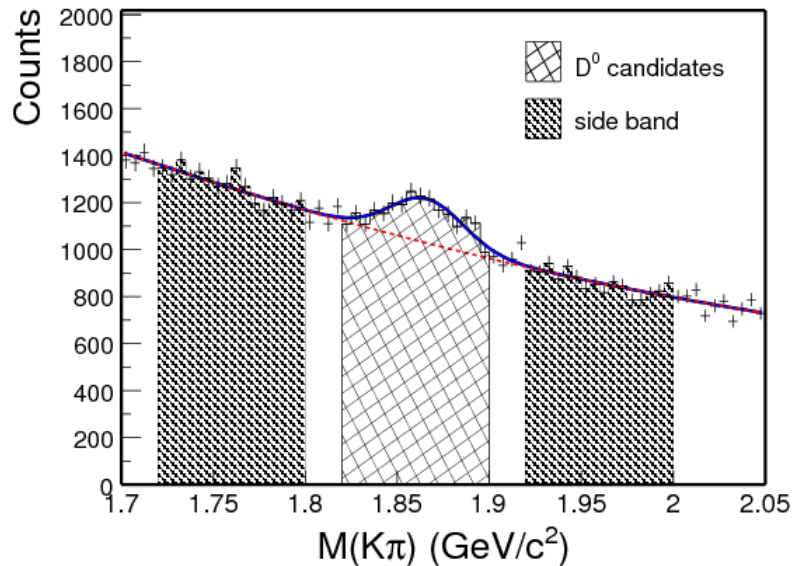


Obr. 4.2: Vľavo: Distribúcia invariantnej hmoty $K\pi$ párov po priblížení do oblasti invariantnej hmoty D^0 mezónu po odstránení pozadia rovnakého znamienka. Vpravo: Distribúcia invariantnej hmoty $K\pi$ párov po priblížení do oblasti invariantnej hmoty D^0 mezónu po odstránení rotačného pozadia. Prevzaté z [26].

ktorého výťažok je úmerný výťažku D^* mezónu (viz Obr. 4.3). Pozadie sa popisuje dvomi metódami: metóda nesprávneho znamienka a metóda bočného pásu. Metóda nesprávneho znamienka spočíva v hľadaní kombinácií $K^\pm\pi^\mp\pi^\pm$, ktoré nepochádzajú z rozpadu D^* mezónu. Pri metóde bočného pásu sa hľadajú kombinácie piónov s pármu $K\pi$, ktorých invariantná hmota neleží v okolí invariantnej hmoty D^0 mezónu. Šrafované oblasti na Obr. 4.4 sú kombinácie $K\pi$ použité pri tejto metóde.

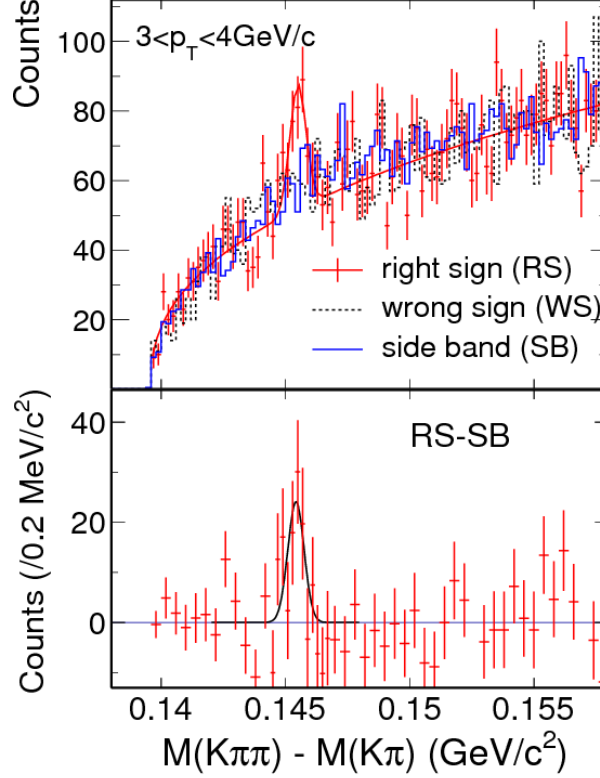


Obr. 4.3: Distribúcia rozdielu invariantnej hmoty kombinácií $K\pi\pi$ a $K\pi$ pre metódu správneho znamienka (reprezentujúcu správne kombinácie z D^* rozpadu), nesprávneho znamienka a metódu bočného pásu. Prevzaté z [26].



Obr. 4.4: Distribúcia invariantnej hmoty D^0 po reze v oblasti $0,144 - 0,147 \text{ GeV}/c^2$ použitom na D^* . Šrafované oblasti sú použité v metóde bočného pásu. Prevzaté z [26].

Na Obr. 4.5 je znázornená distribúcia invariantnej hmoty piónu pre jeden zo štyroch intervalov prierčnej hybnosti ($3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$). Horný panel predstavuje distribúciu získanú všetkými tromi metódami (podobne ako na Obr. 4.3), a dolný panel predstavuje distribúciu po odčítaní pozadia bočného pásu. Signály D^* sú nafitované Gaussovou funkciou.



Obr. 4.5: Horný panel: Distribúcia rozdielu invariantnej hmoty v intervale prierčnej hybnosti $3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ získaná metódou správneho znamienka, nesprávneho znamienka a metódou bočného pásu. Dolný panel: Distribúcia rozdielu invariantnej hmoty po odčítaní pozadia bočného pásu od distribúcie rovnakého znamienka. Prevzaté z [26].

Zo získaných výťažkov D mezónov dostaneme ich účinné prierezy podľa vzťahu 4.2.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\epsilon_{rec}} \frac{1}{BR} \frac{1}{p_T \Delta p_T \Delta y} \frac{\Delta N_D}{N_{MB}} \frac{\sigma_{NSD}}{N_{MB}} f_{trg,vtx}. \quad (4.2)$$

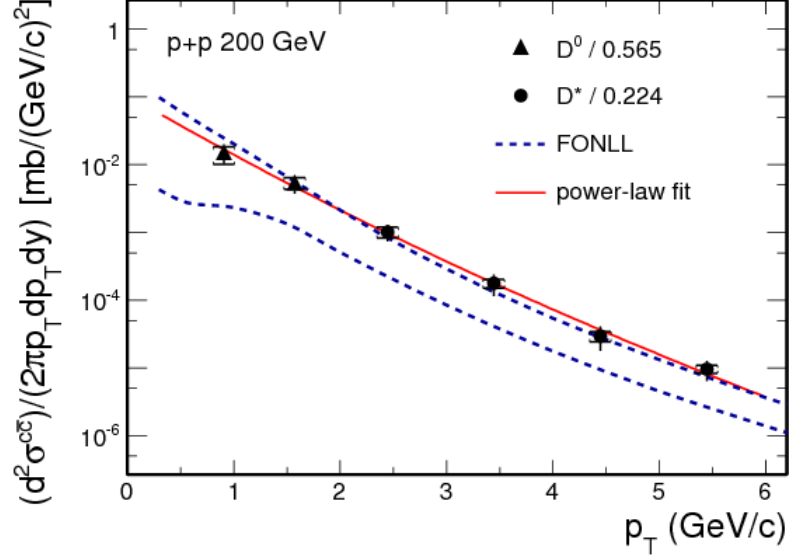
V rovnici 4.2 je σ_{NSD} totálny účinný prierez, N_{MB} je celkový počet minimum-bias zrážok použitých v analýze, ΔN_D je celkový signál nabitých pôvabných hadrónov (zahrňujúci častice spolu s antičasticami) pre jednotlivé intervaly Δp_T v určitej rapidite Δy , BR je rozpadový pomer hadrónov nami analyzovaným kanálom, a nakoniec sa v rovnici vyskytujú ešte dva korekčné faktory, ϵ_{rec} , efektivita, a $f_{trg,vtx}$, ktorý berie do úvahy rozdiel medzi celkovou vzorkou NSD a minimum-bias udalosťami.

Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov určíme vydelením účinných prierezov D mezónov fragmentačnými pomermi pôvabných kvarkov: $0,565 \pm 0,032$ pre rozpad $c \rightarrow D^0$ a $0,224 \pm 0,028$ pre rozpad $c \rightarrow D^{*+}$. Diferenciálny účinný prierez

pôvabných kvarkov spolu s predpoveďou z FONLL¹ výpočtu sú vynesené do grafu na Obr. 4.6. Dáta sú preložené mocninnou funkciou 4.3.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d\sigma}{dy} \frac{2(n-1)(n-2)}{\pi(n-3)^2 \langle p_T \rangle^2} \left(1 + \frac{p_T}{\langle p_T \rangle (n-3)/2}\right)^{-n} \quad (4.3)$$

Prvé dva body pri najnižších priečných hybnostiach pochádzajú z D^0 mezónu a ostatné body z D^* mezónu. Dáta sa viac približujú hornej hranici teoretickej predpovede.



Obr. 4.6: Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov porovnané s predpoveďou z FONLL výpočtu. Prevzaté z [26].

Aby sme získali konečný účinný prierez pôvabných kvarkov, najprv extrapolujeme do centrálnej rapidity, čím získame hodnotu účinného prierezu

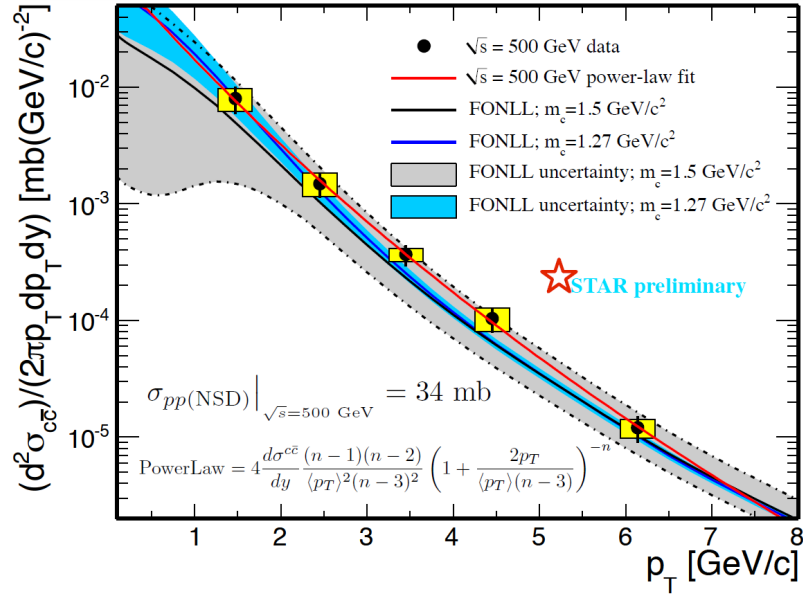
$$\left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y=0}^{c\bar{c}} = 170 \pm 45(stat.)_{-59}^{+38}(sys.) \mu b.$$

Účinný prierez v centrálnej rapidite extrapolujeme do celého priestoru, čím získame celkový účinný prierez pôvabných kvarkov pri p-p zrážkach pri $\sqrt{s} = 200$ GeV:

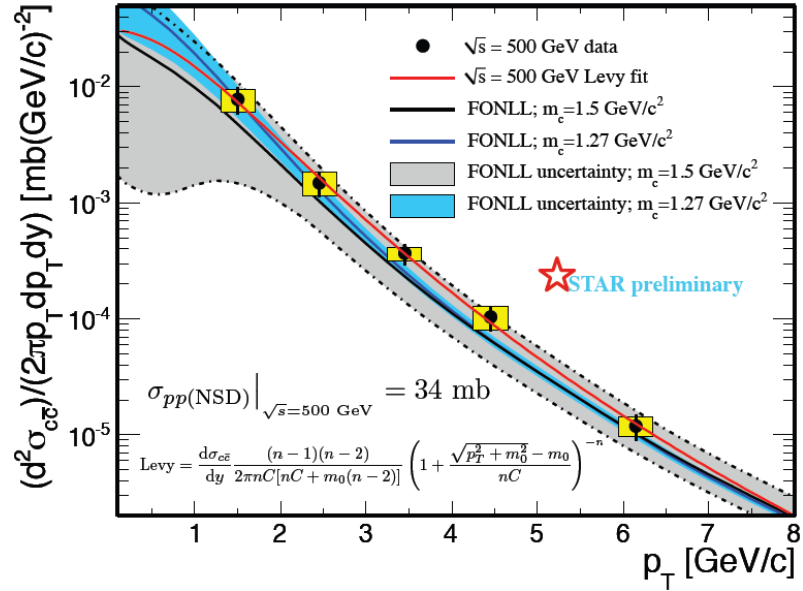
$$\sigma_{c\bar{c}} = 797 \pm 210(stat.)_{-295}^{+208}(syst.) \mu b.$$

4.2 Produkcia D mezónov v p-p zrážkach pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV

Na experimente STAR sa analyzovali aj p-p zrážky pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV. Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov je vynesovaný do grafu na Obr. 4.7, resp. Obr. 4.8, a opäť porovnaný z teoretickými výpočtami poruchovej QCD FONLL. Na Obr. 4.7 sú dáta fitované mocninnou funkciou, na Obr. 4.8 Levyho funkciou.



Obr. 4.7: Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV porovnané s predpoveďou z FONLL výpočtu a fitovane mocninou funkciou. Prevzaté z [30].



Obr. 4.8: Diferenciálny účinný prierez pôvabných kvarkov pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV porovnané s predpoveďou z FONLL výpočtu a fitované Levyho funkciou. Prevzaté z [30].

Pomocou týchto dvoch fitov sme extrapolovali do nuly a získali diferenciálny účinný prierez. Kvôli tomu, že nemáme k dispozícii body pre nízke p_T , diferenciálny účinný prierez sa líši podľa toho, aký fit použijeme.

Diferenciálny účinný prierez v centrálnej rapidite pre mocninný fit je

$$\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}^{c\bar{c}} = 217 \pm 86(stat.) \pm 73(sys.)\mu b,$$

a pre fit Levyho funkciou

$$\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}^{c\bar{c}} = 174 \pm 55(stat.) \pm 47(sys.)\mu b.$$

Celkový účinný prierez pri p-p zrážkach pri energii $\sqrt{s} = 500$ GeV je [30]

$$\sigma_{pp(NSD)} = 34mb.$$

Z grafu na Obr. 4.7 je vidieť, že teoretická predpoveď FONLL vypočítaná pre hmotnosť pôvabného kvarku $m_c = 1,27$ GeV/c² lepšie popisuje dáta ako pre $m_c = 1,5$ GeV/c² [30].

4.3 Produkcia D mezónov v Au-Au zrážkach na experimente STAR

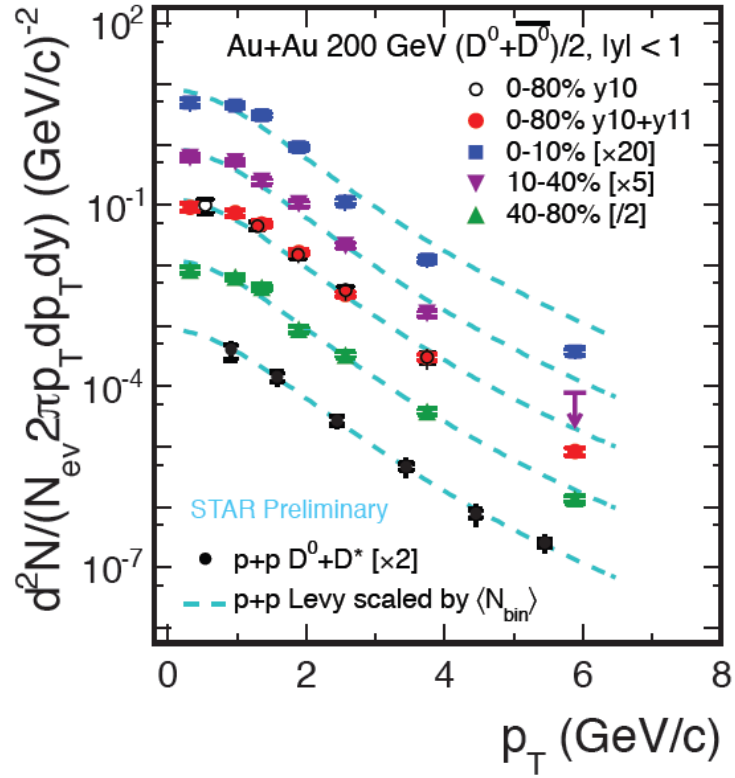
Nasledujúci text v krátkosti popíše produkciu D mezónov v Au-Au zrážkach pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Vychádza z článku [27]. Analýza dát zo zrážok Au-Au prebieha podobne ako pri p-p zrážkach. Keďže nie sme schopní rekonštruovať sekundárne vrcholy D mezónov, opäť sa spoliehame na kombinácie všetkých kaónov a piónov, ktoré pochádzajú z primárneho vrcholu. Pri rekonštrukcii pozadia používame zmiešavaciu metódu. Táto metóda spočíva v kombinovaní dráh z rôznych udalostí, ktoré by určite mali reprodukovať náhodné pozadie.

Produkciu D^0 mezónov sme vypočítali pre rôzne intervaly centrality a p_T (Obr. 4.9). Dáta z p-p zrážok sme nafitovali Levyho funkciou a potom sme porovnali dáta z Au-Au zrážok pri rôznych centralitách s týmto fitom. Čím centrálnejšia zrážka, tým je viditeľný väčší pokles produkcie mezónov vzhľadom k produkcii pri p-p zrážkach. Toto chovanie by sa malo prejavovať aj na R_{AA} . Na Obr. 4.10 je vidieť silné potlačenie pre $p_T > 2$ GeV/c pri centrálnych zrážkach. V rámci chýb nepoznať rozdiel medzi potlačením pôvabných mezónov a ľahkých hadrónov [27].

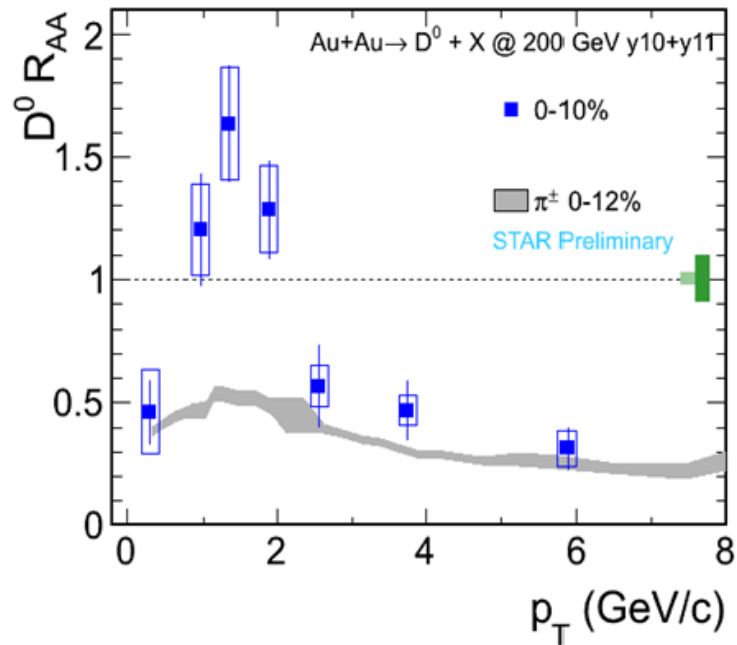
4.4 Nefotonické elektróny v Au-Au zrážkach na experimente STAR

D a B mezóny sa môžu rozpadáť tiež semileptonickými rozpadmi ($D, B \rightarrow l\nu_l X$), ktoré skúma práve analýza nefotonických elektrónov. Nefotonické elektróny sú tie,

¹FONLL (anglicky Fixed-Order Next-to-Leading Logarithm) je teoretický výpočet poruchovej QCD [29]



Obr. 4.9: Produkcia D^0 mezónov pri p-p a Au-Au zrážkach. Dáta sú porovnané s Levyho funkciou získanou z fitu produkcie p-p zrážok. Prevzaté z [27].



Obr. 4.10: Jadrový modifikačný faktor pre D^0 mezóny v centrálnych zrážkach porovnaný s jadrovým modifikačným faktorom ľahkých nabitých hadrónov. Prevzaté z [27].

ktoré vznikajú spolu s (anti)neutrinom slabou interakciou prostredníctvom nabitého W^\pm bozónu [31]. Analýza nefotonických elektrónov je sprevádzaná pozadím pochádzajúcim z konverzií γ na elektrón-pozitrónový pár, alebo z Dalitzovho rozpadu π^0 a η mezónov. Nezanedbateľným príspevkom k nefotonickým elektrónom sú aj di-elektrónové rozpady vektorových mezónov a elektróny pochádzajúce z rozpadu ťažkých kvarkonií (J/ψ) [28].

Analýza na experimente STAR pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV prebieha tak, že najprv sa zo všetkých vyprodukovaných častíc pri zrážke vyberú elektróny (tzv. inclusive yield), a následne sa podľa vzťahu

$$N(npe) = N(inc) \cdot \epsilon_{purity} - N(pho) / \epsilon_{pho} \quad (4.4)$$

od nich odčítajú fotonické elektróny. $N(npe)$ je nefotonický výťažok, $N(inc)$ celkový výťažok elektrónov, $N(pho)$ sú fotonické elektróny, ϵ_{pho} je efektivita rekonštrukcie fotonických elektrónov a ϵ_{purity} je čistota, ktorá udáva kontamináciu vzorky elektrónov hadrónmi [28].

Účinný prierez nefotonických elektrónov sa vypočíta zo vzťahu

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{1}{2\pi p_T \Delta p_T \Delta y} \frac{N_{npe}}{\epsilon_{rec} \epsilon_{trig} \epsilon_{eid} \epsilon_{BBC}}, \quad (4.5)$$

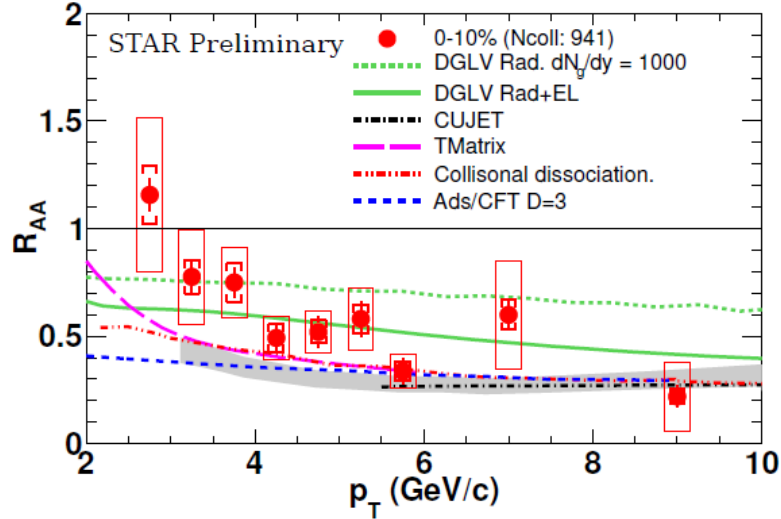
kde N_{npe} je hrubý výťažok nefotonických elektrónov, ϵ_{rec} je produkt efektivity rekonštrukcie a korekčného faktoru pre rozlíšenie hybnosti a konečného spektra šírky intervalov, ϵ_{trig} je efektivita triggru, ϵ_{eid} je efektivita identifikácie elektrónu, ϵ_{BBC} je efektivita BBC a \mathcal{L} je integrovaná luminozita [28].

Keďže dva najväčšie príspevky k nefotonickým elektrónom pochádzajú zo semi-leptonických rozpadov D a B mezónov, je potreba odlíšiť ich účinné prierezy. Hlavne vďaka rôznym kinematikám rozpadov D a B mezónov sme schopní na základe azimutálnej korelácie ich dcériných častíc (elektrónu a hadrónu) rozlíšiť účinné prierezy.

V zrážkach ťažkých iónov by ťažké c kvarky mali stratiť menej energie ako ľahké kvarky (u,d,s), a teda ich produkcia by mala byť menej potlačná oproti p-p zrážkam ako produkcia ľahkých kvarkov. Z tohto dôvodu by aj D mezóny zložené z jedného c/\bar{c} kvarku mali byť menej potlačené ako hadróny zložené z ľahkých kvarkov. Jadrový modifikačný faktor nefotonických elektrónov pochádzajúcich z rozpadov D mezónov by preto mal ukazovať rozdiel v potlačení NPE a ľahkých hadrónov. Na Obr. 4.11 sa ale dáta nefotonických elektrónov v rámci chýb neodlišujú od ľahkých hadrónov.

4.5 Produkcia D mezónov v p-p zrážkach na experimente ALICE

Meranie účinného prierezu pôvabných kvarkov na experimente ALICE je presnejšie ako na experimente STAR vďaka ITS detektoru, pomocou ktorého sme schopní rekonštruovať sekundárne vrcholy rozpadu D mezónov. Detektor ITS je umiestnený blízko pri urýchľovacej trubici a teda rozlíši, či dcériné častice D mezónov pochádzajú z ich rozpadových vrcholov, alebo nie. V prípade D^* mezónu nie je možné



Obr. 4.11: Jadrový modifikačný faktor pre nefotonické elektróny v centrálnych zrážkach porovnaný s jadrovým modifikačným faktorom ľahkých nabitých hadrónov. Farebné čiary predstavujú teoretické výpočty pre rôzne spôsoby straty energie kvarkov pri prechode silne interagujúcim médiom. Prevzaté z [32].

rozlíšiť sekundárny vrchol, preto sa analyzuje až sekundárny vrchol D^0 pochádzajúci z rozpadu D^* mezónu. Môžeme teda uplatniť tzv. topologické kritériá na spomínané rozpadové vrcholy, čo potlačí väčšinu pozadia. Následne sa vďaka identifikáciám kaónov pomocou TPC a TOF detektorov pozadie odstráni ešte viac. Po odstránení pozadia je signifikancia signálu D mezónov pri analýze dát z ALICE značne lepšia ako zo STAR. V tejto časti popíšem analýzu D mezónov pri energii $\sqrt{s} = 2,76$ TeV podľa článku [33].

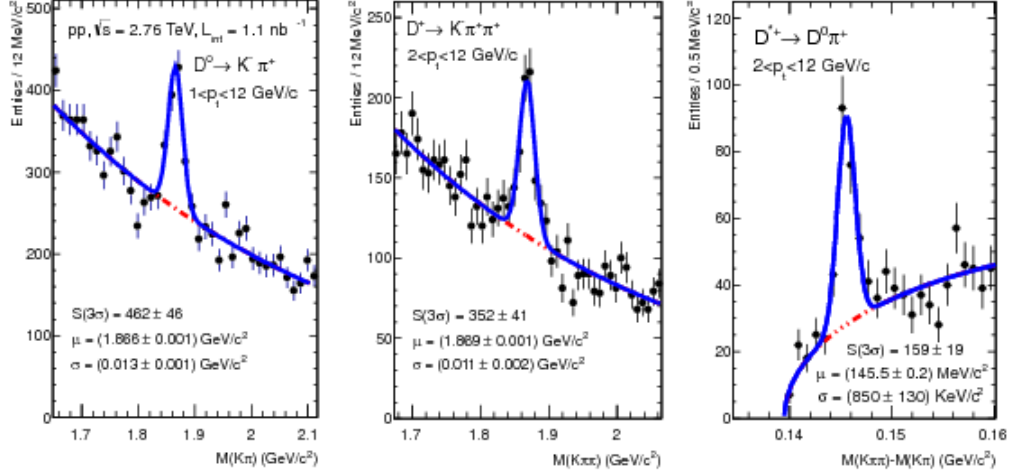
Štúdium produkcie pôvabných kvarkov sa uskutočňuje cez rozpady $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ a $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ s následným rozpadom $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, a ich nábojové združenia.

Topologické výberové kritériá sú rôzne pre rôzne D mezóny, preto uvediem len jeden príklad pre D^0 mezón. Skúmame dráhy kaónov a piónov z rozpadu D^0 s $p_T > 0,4 \text{ GeV}/c$. Vzájomné vzdialenosti týchto dvoch dráh v bode, kde sú k sebe najbližšie, musia byť menšie než $300 \mu\text{m}$. Kandidáti na D^0 musia mať sekundárne vrcholy vzdialené minimálne $100 \mu\text{m}$ od primárneho vrcholu. Pre uhol θ^* , ktorý je definovaný ako uhol medzi kaónovým momentom hybnosti v pokojovej sústave D^0 mezónu a smerom boostu, platí podmienka $|\cos\theta^*| < 0,8$. Dopadové parametre dcéринých častíc D^0 (najmenšia vzdialenosť dráhy od primárneho vrcholu) musia spĺňať podmienku $d_0^\pi \times d_0^K < -(250 \mu\text{m})^2$ a uhol $\theta_{pointing}$ medzi rekonštruovaným vektorom hybnosti D^0 a jeho dráhou (vektor medzi primárnym a sekundárnym vrcholom) musí spĺňať podmienku $\cos(\theta_{pointing}) > 0,8$.

Výberové kritériá pre D^+ a D^{*+} mezóny sú prísnejšie kvôli vysokému pozadiu, ktoré sprevádza rozpady týchto mezónov.

Podobne ako pri analýze dát na experimente STAR sa vynesie do grafu spektrum

invariantnej hmoty mezónov spolu s ich antičasticami (Obr. 4.12). Spektrum má jasnejšie a presnejšie signály v porovnaní s výsledkami z experimentu STAR. Signály sú fitované Gaussovou funkciou a pozadie exponenciálnou funkciou, v prípade D^{*+} mezónu je to konvolúcia exponenciálnej a prahovej funkcie.



Obr. 4.12: Spektrum invariantnej hmoty kombinácií $K\pi$ a $K\pi\pi$ pre D^0 a D^+ mezóny a spektrum rozdielu invariantnej hmoty kombinácií $K\pi\pi$ a $K\pi$ pre D^{*+} . Prevzaté z [33].

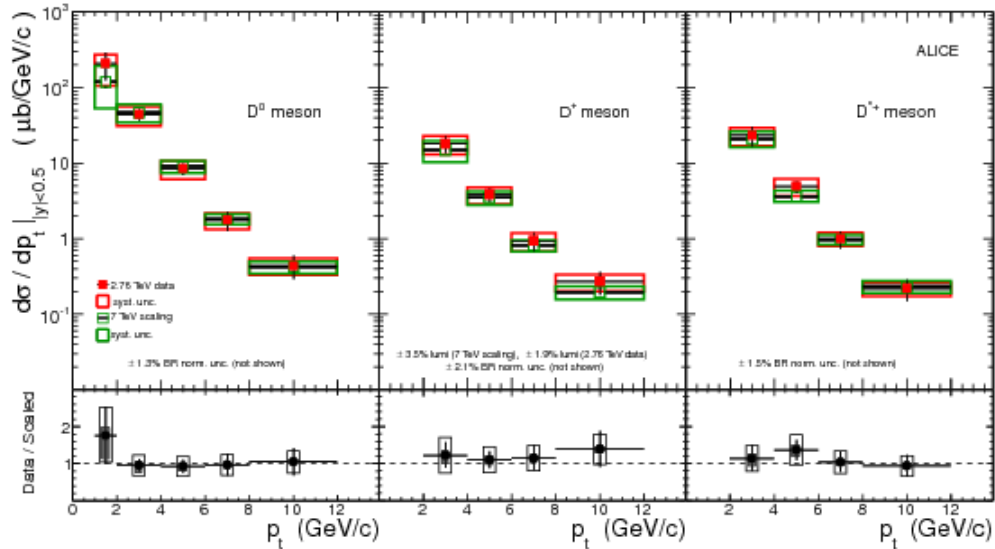
Do spektra rekonštruovaných D mezónov môžu prispievať veľkou mierou aj D mezóny pochádzajúce z rozpadov B mezónov, keďže tieto mezóny majú rozpadovú dĺžku okolo $400\mu m$, a my sme použili kritérium len na minimálnu vzdialenosť sekundárnych vrcholov od primárneho. Pomocou teoretických výpočtov sa tento príspevok dá vyčíslieť a následne odstrániť z produkcie pravých D mezónov.

Nakoniec sa vydelením diferenciálneho účinného prierezu D mezónov rozpadovými funkciami (t.j. pravdepodobnosť, že pôvodný kvark hadronizuje na určitý D mezón), integrovaním cez všetky intervaly priečnej hybnosti a extrapolovaním do celého priestoru dostane celkový účinný prierez pôvodných kvarkov σ_{cc}^{tot} .

Takto získané spektrum D mezónov zo zrážky pri $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ ale nie je vhodné pre výpočet R_{AA} pretože sa nedá porovnať s dátami z Pb-Pb zrážky pre každý p_T interval. Preto sa spektrum D mezónov získané z p-p zrážok pri energii $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ škáluje na $2,76 \text{ TeV}$. Pri porovnaní účinných prierezov D mezónov pri $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ so škálovanými účinnými prierezmi pri $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ sa ukazuje (Obr. 4.13), že rozdiely medzi hodnotami sa pohybujú v rámci štatistických chýb, čo dokazuje oprávnenosť škálovania.

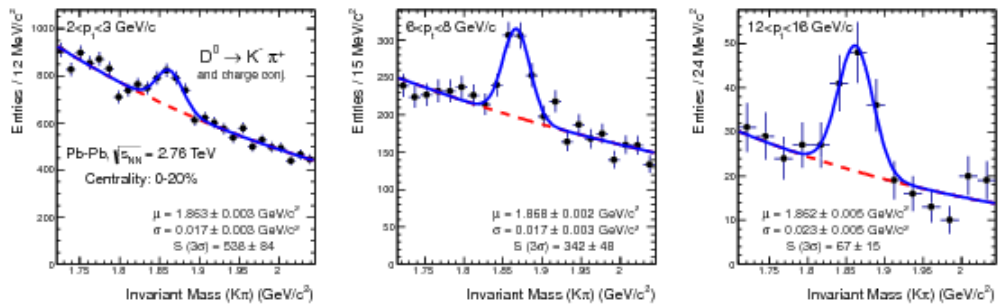
4.6 Produkcia D mezónov v Pb-Pb zrážkach na experimente ALICE

V tejto časti popíšem analýzu pôvodných mezónov v Pb-Pb zrážkach. Vychádzam z článkov [34], [35]. Analýza D^0 , D^+ a D^{*+} mezónov v jadro-jadrových zrážkach



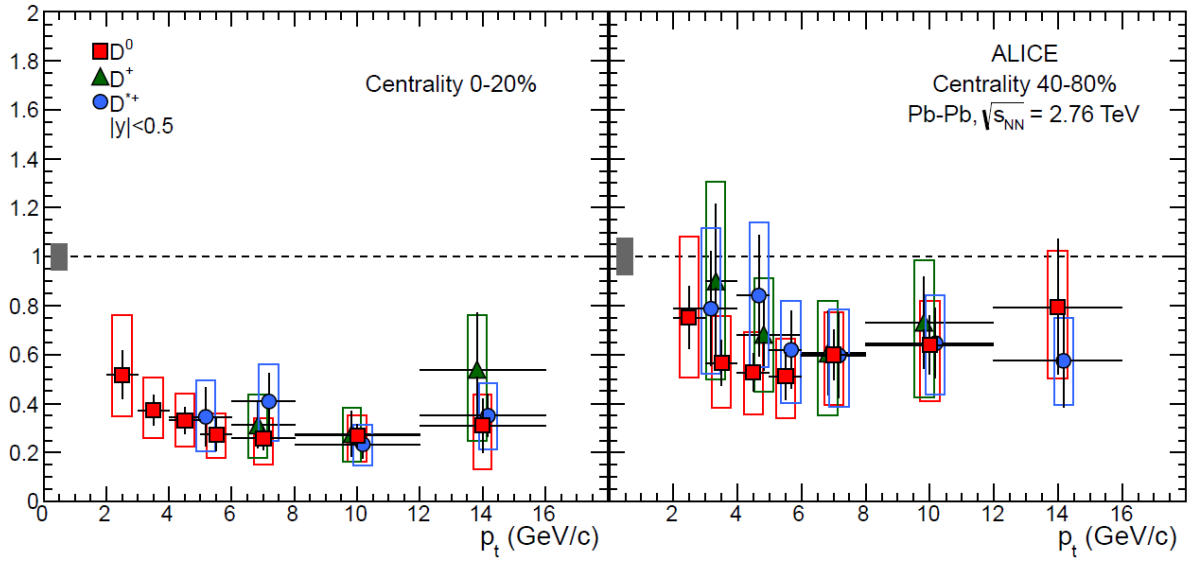
Obr. 4.13: Horné panely: Diferenciálny účinný prierez pravých D mezónov v p-p zrážkach pri energii $\sqrt{s} = 2,76$ TeV porovnaný so škálovaným diferenciálnym účinným prierezom pri energii $\sqrt{s} = 7$ TeV. Dolné panely: Podiel účinného prierezu pri $\sqrt{s} = 2,76$ TeV ku škálovanému účinnému prierezu pri $\sqrt{s} = 7$ TeV. Prevzaté z [33].

pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV prebieha veľmi podobným spôsobom ako pri p-p zrážkach. Rekonštrukcia D mezónov je založená na hľadaní ich sekundárneho vrcholu (v prípade D^{*+} rekonštruujeme sekundárny vrchol D^0 mezónu). Keďže pri Pb-Pb zrážkach čelíme väčšiemu pozadiu, je nutné sprísniť výberové kritériá (napríklad $\cos(\theta_{pointing})$ sa musí viac blížiť k jednotke) a pridať ešte ďalšie dve, a to na projekciu uhlu $\theta_{pointing}^{xy}$ do priečnej roviny, a takisto na projekciu dĺžky rozpadu L^{xy} do priečnej roviny.

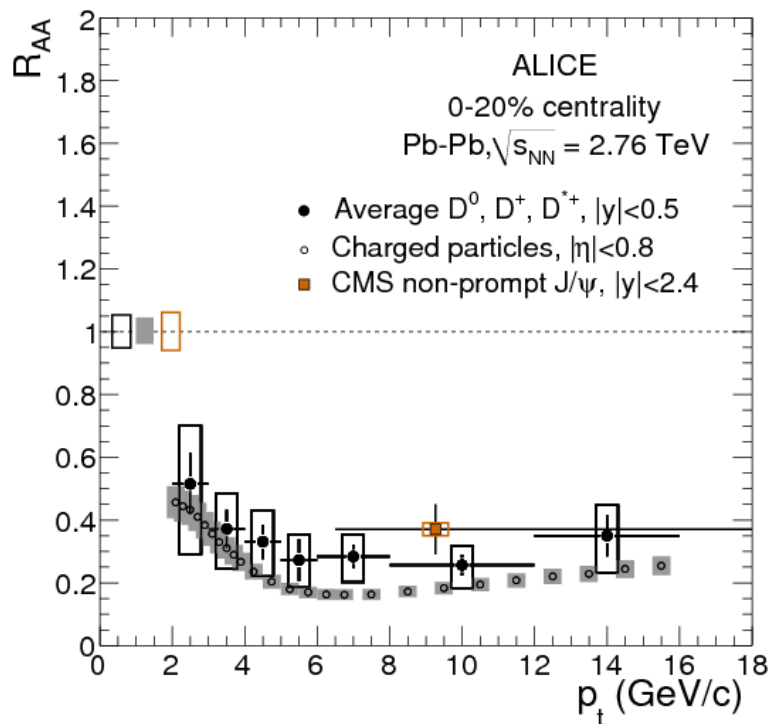


Obr. 4.14: Spektrum invariantnej hmoty pre D^0 mezón pri Pb-Pb zrážkach v centrálnych zrážkach a v rôznych intervaloch priečnej hybnosti p_T . Prevzaté z [34].

Po uplatnení všetkých výberových kritérií sa vynesie do grafu distribúcia invariantnej hmoty jednotlivých D mezónov (v prípade D^{*+} sa skúma distribúcia rozdielu invariantných hmôt). Signály sú menej výrazné ako pri p-p zrážkach, ako príklad som uviedla spektrum invariantnej hmoty D^0 mezónu (Obr. 4.14).



Obr. 4.15: Jadrový modifikačný faktor pre D^0 , D^+ a D^{*+} mezóny v závislosti na priemernej hybnosti pre centrálnu a periférálnu zrážku. Prevzaté z [34].



Obr. 4.16: Jadrový modifikačný faktor pre D mezóny porovnaný s jadrovým modifikačným faktorom nabitých častíc a pre druhotné J/ψ vzniknuté z B rozpadov v závislosti na p_T . Prevzaté z [34].

Výsledné R_{AA} pre D mezóny na Obr. 4.15 (referenčné dáta pochádzajú zo spomínaných škálovaných dát z p-p zrážok pri $\sqrt{s} = 7$ TeV) vykazuje značné potlačenie pri vysokých p_T a takisto je vidieť väčšie potlačenie pri centrálnych zrážkach. Jadrový modifikačný faktor pre D mezóny porovnáme s R_{AA} pre nabitú časticu, pozostávajúcu z ľahkých kvarkov, a s R_{AA} pre J/ψ pochádzajúcu z rozpadu B mezónov z experimentu CMS. Na Obr. 4.16 je viditeľné jasné potlačenie pre vysoké p_T , a je tu náznak, že $R_{AA}^B > R_{AA}^D > R_{AA}^{u,d,s}$.

Toto je výsledok, ktorý sme očakávali z teoretických úvah. Ak pri jadro-jadrových zrážkach vzniká kvark-gluónová plazma, jeden z jej prejavov môže byť potlačenie produkcie častíc s vysokou priečnou hybnosťou, čo nám ukazujú výsledky z experimentu STAR, aj ALICE. Ďalej sme očakávali menšie potlačenie produkcie ťažkých kvarkov, pretože pri interakcii s QGP by mali strácať menej energie. Predpoklad sa javí ako správny na základe výsledkov z experimentu ALICE a CMS (Obr. 4.16).

Experiment ALICE, podobne ako STAR, plánuje vylepšenie detektoru ITS. Vďaka tomu by bolo možné skúmať stratu energie zvlášť pre D a B mezóny, analýza otvorených ťažkých vóní by sa mohla posunúť aj do nízkych priečných hybností, kde momentálne dáta chýbajú [36].

Kapitola 5

Analýza inkluzívnych elektrónov na experimente STAR

V tejto kapitole popíšem vlastnú analýzu inkluzívnych elektrónov v zrážkach urán-urán pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV na experimente STAR. Inkluzívne elektróny sú všetky elektróny vyprodukované pri zrážke. Rozdelíme ich na:

- Fotonické elektróny produkované v pároch e^+e^-
 - Konverzie $\gamma\gamma \rightarrow e^- + e^+$
 - Dalitzovské rozpady, napr. $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$, $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$
- Nefotonické elektróny produkované spolu s (anti)neutrínom slabou interakciou prostredníctvom nabitého W^\pm bozónu
 - Rozpady D a B mezónov $D(B) \rightarrow e\nu_e X$
 - Rozpady J/ψ v kanále $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$

Uránové jadrá sú, narozdiel od jadier zlata alebo olova, deformované vďaka nesférickému rozloženiu hustoty náboja, teda nenulovému elektrickému kvadrupólovému momentu. Preto v zrážkach pri rovnakej energii a zrážkovom parametri môžeme pri rôznych orientáciách jadier dosiahnuť rôzne hustoty energie.

V závislosti od orientácie hlavnej osi jadra rozlišujeme uránové zrážky na “špička na špičku” s hlavnou osou jadra rovnobežnou s osou lúča a “telo na telo”, kde je hlavná os uránového jadra kolmá na os lúča. V zrážkach “špička na špičku” dosiahneme väčšiu multiplicitu častíc, hustotu energie, aj dlhší reakčný čas. Preto pri tejto orientácii uránových jadier je pravdepodobnejšie sfornovanie QGP a očakávame vyššiu produkciu častíc [37].

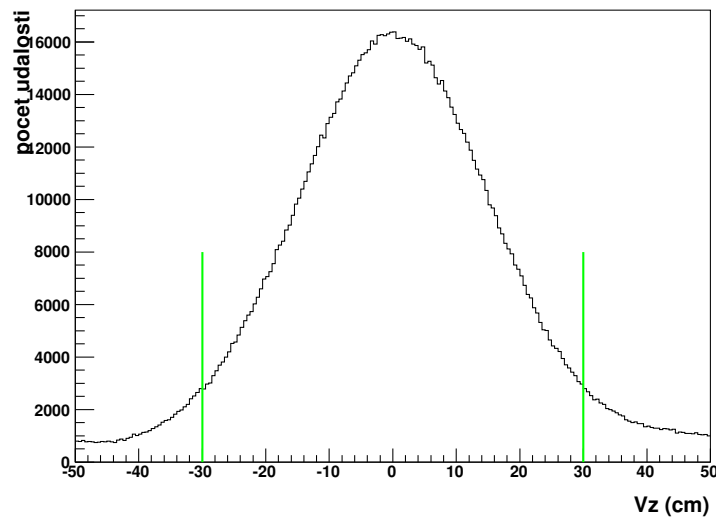
5.1 Výberové kritériá na udalosti

Zber dát použitých na túto analýzu prebiehal v roku 2012. Po zbere dát nastáva už určitý predvýber v detektore, a následne sa tieto dáta ukladajú do MuDst.

Vstupom do tejto analýzy boli ďalej upravené dáta vo forme PicoDst, ktoré boli vyprodukované v STAR skupine na FJFI ČVUT, a boli určené na analýzu J/ψ . Informácie obsiahnuté v daných PicoDst postačujú na prvé zoznámenie sa s analýzou.

Na rekonštrukciu inkluzívnych elektrónov som použila menej ako 5 % PicoDst z minimum-bias U-U zrážok. Tomuto percentu odpovedá približne 1 M udalostí.

Najprv je potrebné vybrať udalosti so správnymi parametrami. V každej udalosti musí byť zasiahnutá aspoň jedna veža v elektromagnetickom kalorimetri BEMC, aby sme mali informácie o energiách častíc. Ďalej som sa snažila čo najpresnejšie určiť primárny vrchol pomocou detektorov TPC a VPD. Najprv požadujem, aby bola poloha primárneho vrcholu V_z na osi z maximálne 30 cm od stredu detektoru STAR. Na Obr. 5.1 je znázornené toto výberové kritérium.

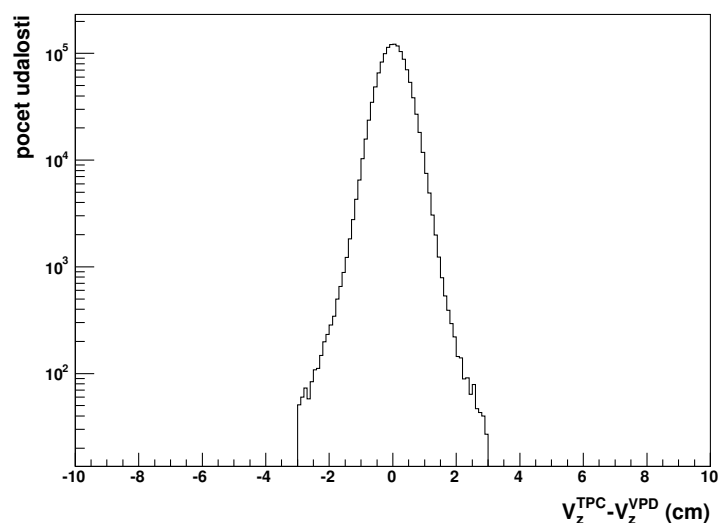


Obr. 5.1: Pozícia primárneho vrcholu V_z vzhľadom k stredu detektoru STAR. Zelenými čiarami je znázornené výberové kritérium $-30 < V_z < 30$ cm.

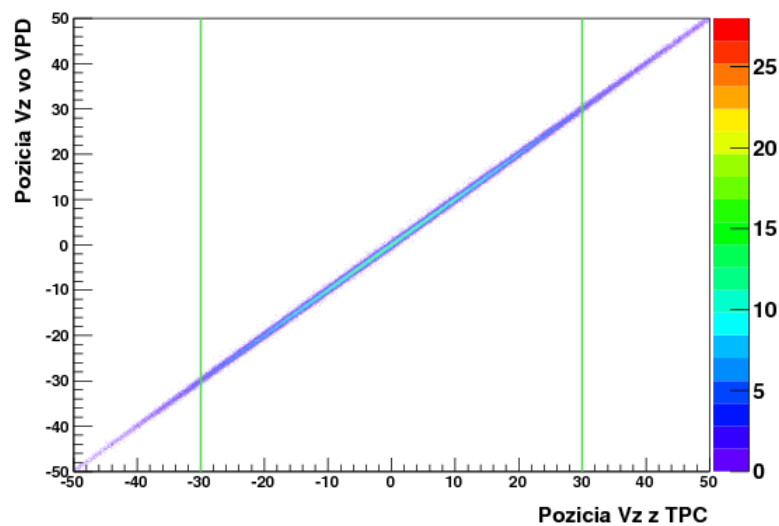
Keďže detektor TPC nedokáže presne určiť primárny vrchol, použijem ďalšie výberové kritérium. Požadujem, aby bol rozdiel v pozícii V_z z TPC a VPD menší ako 3 cm, teda $-3 < V_z^{TPC} - V_z^{VPD} < 3$ cm. Na Obr. 5.2 je znázornené toto výberové kritérium. Na Obr. 5.3 je znázornená poloha primárneho vrcholu vo VPD vzhľadom k TPC.

5.2 Výberové kritériá na trajektórie

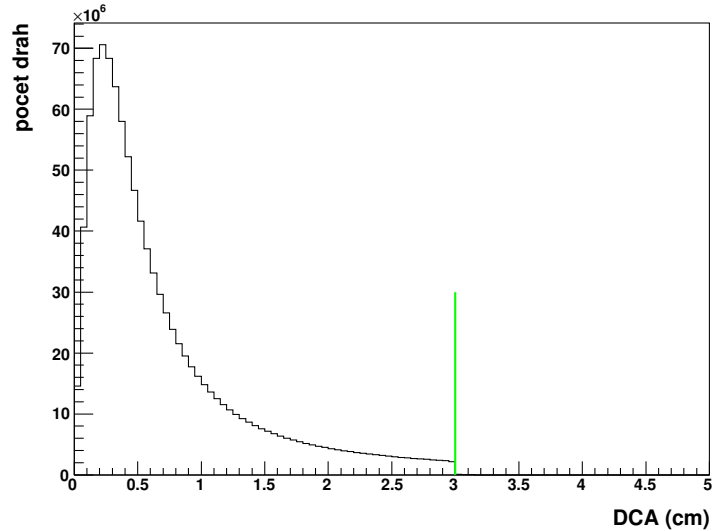
Po výbere správnych udalostí prejdem k určovaniu výberových kritérií na jednotlivé trajektórie. Pretože dráhy častíc nedokážeme spätne extrapólovať presne do primárneho vrcholu, budem požadovať aspoň maximálnu vzdialenosť najbližšieho priblíženia trajektórie k V_z menšiu ako 3 cm. Na Obr. 5.4 je znázornené toto výberové kritérium.



Obr. 5.2: Rozdiel polôh primárneho vrcholu V_z v TPC a V_z vo VPD. Požadovala som, aby tento rozdiel bol menší ako 3 cm.

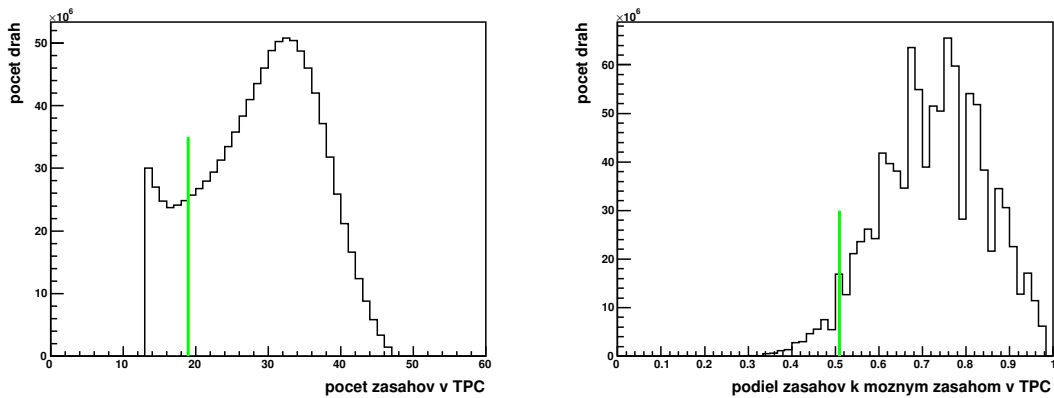


Obr. 5.3: Pozícia primárneho vrcholu V_z vo VPD vzhľadom k V_z v TPC. Zelenými čiarami je znázornené výberové kritérium na polohu V_z od stredu detektoru STAR.



Obr. 5.4: Vzďalenosť najbližšieho priblíženia k primárnemu vrcholu V_z . Zelenou čiarou je znázornené výberové kritérium $DCA < 3$ cm.

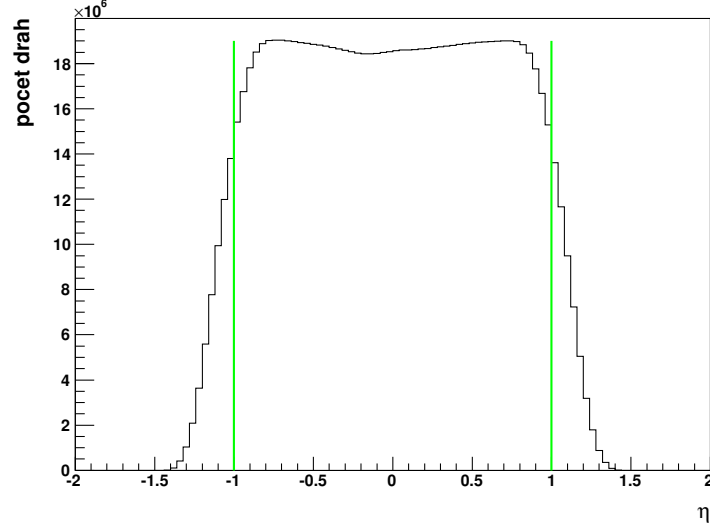
Na Obr. 5.5 vľavo je znázornené výberové kritérium na zásahy v TPC. Požadovала som, aby každá trajektória mala aspoň 19 zásahov v TPC z dôvodu presnejšieho fitovania trajektórie častice. Na dráhy v TPC som použila ešte jedno výberové kritérium, a to aby podiel zásahov ku všetkým možným bol väčší ako 0,51 (viz Obr. 5.5 vpravo). Ak je tento pomer veľmi malý, môže to byť spôsobené tým, že zásahy z jednej trajektórie sa pri zbere dát rozdelili a započítali ako dve trajektórie. Výberovým kritériom na podiel zásahov ku všetkým možným odstránim toto dvojité započítanie trajektórií.



Obr. 5.5: Vľavo: Počet zaznamenaných zásahov v detektore TPC. Zelená čiaru je výberové kritérium, ktoré požaduje, aby dráha mala minimálne 19 zásahov v TPC. Vpravo: Podiel zásahov v TPC ku všetkým možným. Zelená čiaru ukazuje výberové kritérium $\text{zásahy} / \text{všetky možné zásahy} > 0,51$.

Ako posledné výberové kritérium na trajektórie požadujem, aby pseudorapidita $|\eta| < 1$. Toto kritérium je znázornené na Obr. 5.6. Tvar pseudorapidity by mal byť

symetrický okolo $\eta = 0$. Na Obr. 5.6 ale vidieť, že jemná priehlbina v centrálnej pseudorapidite je posunutá viac do záporných hodnôt. Vykreslila som preto pseudorapiditu pre rôzne intervaly hybnosti (Obr. 5.7). Nesymetrický tvar pseudorapidity je vidieť len pre nízke p_T . Z výsledkov, ktoré som doteraz získala, ešte nie som schopná určiť pôvod tejto anomálie.



Obr. 5.6: Pseudorapidita všetkých nabitých častíc. Zelenými čiarami je vidieť výberové kritérium $|\eta| < 1$.

5.3 Identifikácia elektrónov

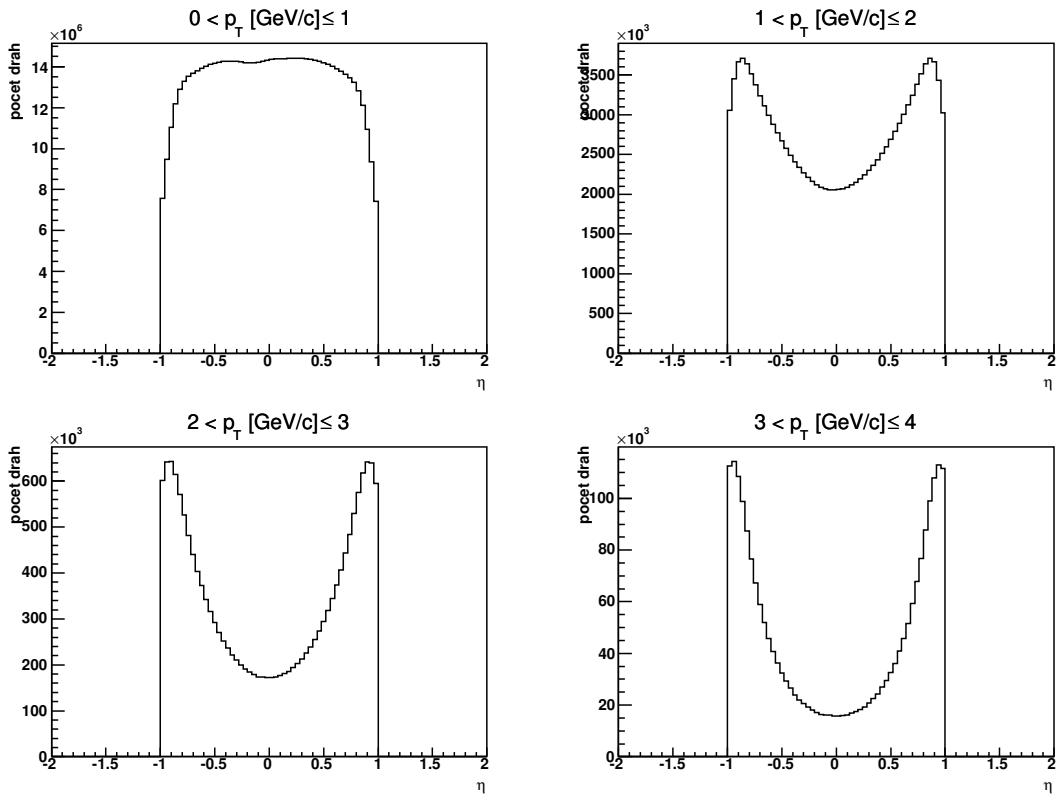
Na identifikáciu elektrónov som použila detektory TPC, TOF a BEMC. V nasledujúcom texte detailnejšie popíšem výberové kritériá použité na jednotlivé detektory.

Detektor TPC využíva k identifikácii častíc Bethe-Blochov vzťah 2.1 straty energie na jednotku dĺžky. Na Obr. 5.8 je vynesená strata energie častíc v závislosti na hybnosti. Farebné čiary predstavujú teoretické krivky, ktoré predpokladáme pre jednotlivé častice podľa vzťahu 2.1.

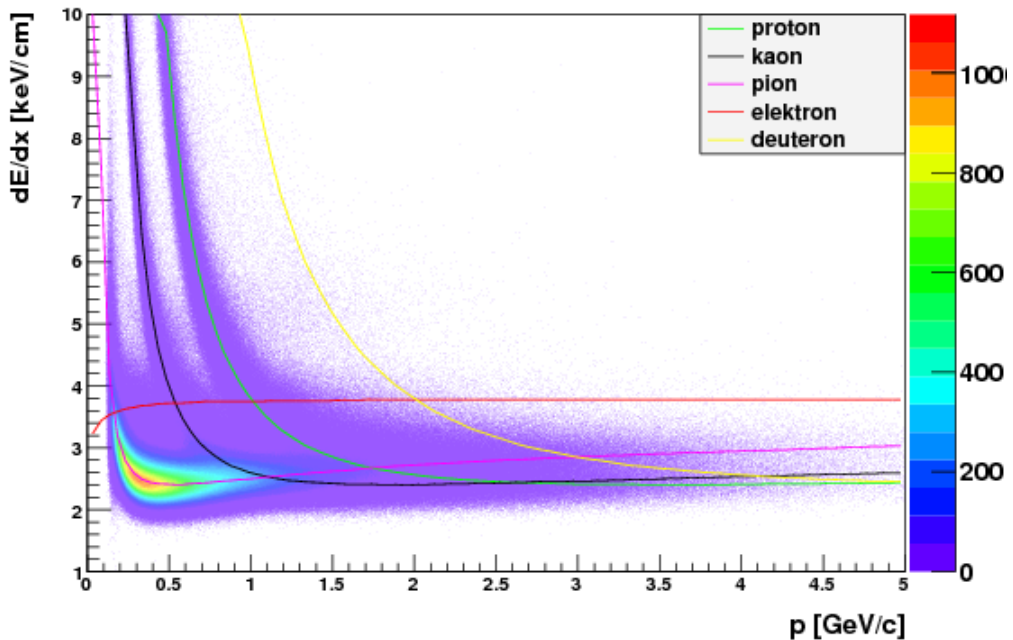
Na Obr. 5.9 je vynesená normalizovaná strata energie $n\sigma_e$ v závislosti na hybnosti, ktorá je daná vzťahom 5.9.

$$n\sigma_e = \frac{\ln \frac{\langle dE/dx \rangle^{mea}}{dE/dx^{th}}}{R_{dE/dx}} \quad (5.1)$$

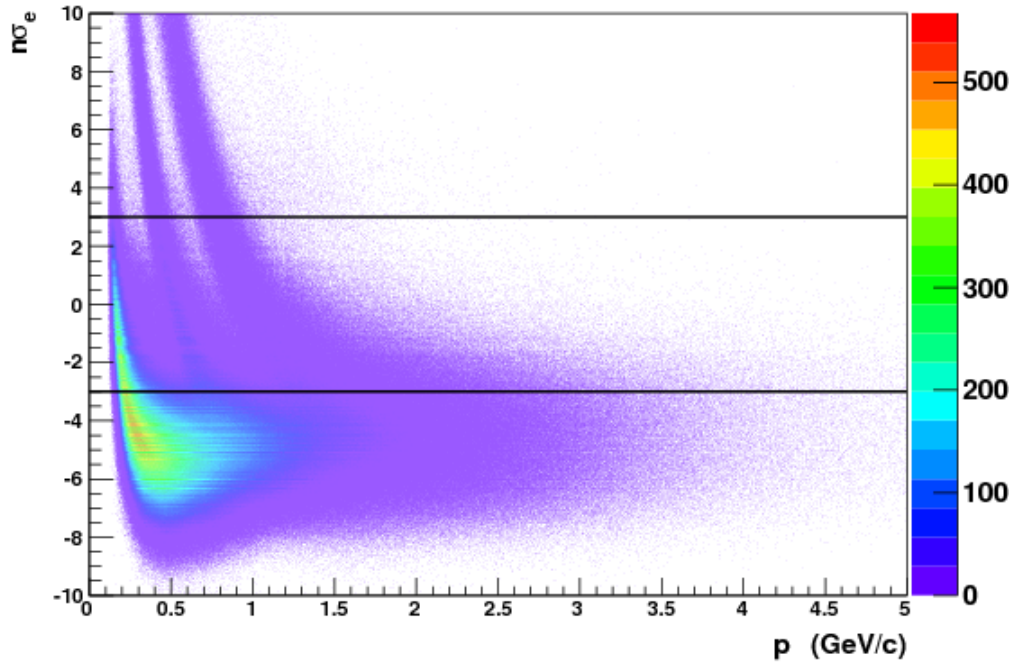
Indexy “mea” a “th” znamenajú zmerané a teoretické hodnoty. Veličina $R_{dE/dx}$ je experimentálne rozlíšenie [26]. Na oddelenie elektrónov od ostatných častíc som požadovala, aby $|n\sigma_e| < 3$. Pridala som ešte výberové kritérium na $n\sigma_\pi$, a to $n\sigma_\pi < -2,5$ a $2,5 < n\sigma_\pi$. Na Obr. 5.8 ale vidieť, že krivka straty energie pre elektróny prekrýva krivky ostatných častíc, čo znamená, že aj napriek výberovému kritériu



Obr. 5.7: Pseudorapidity pre rôzne intervaly hybnosti po uplatnení výberového kritéria na pseudorapidity $|\eta| < 1$.



Obr. 5.8: Histogram straty energie častice v závislosti na hybnosti. Na obrázku sú vynesené teoretické krivky predpokladanej závislosti straty energie podľa Bethe-Blochovho vzťahu.



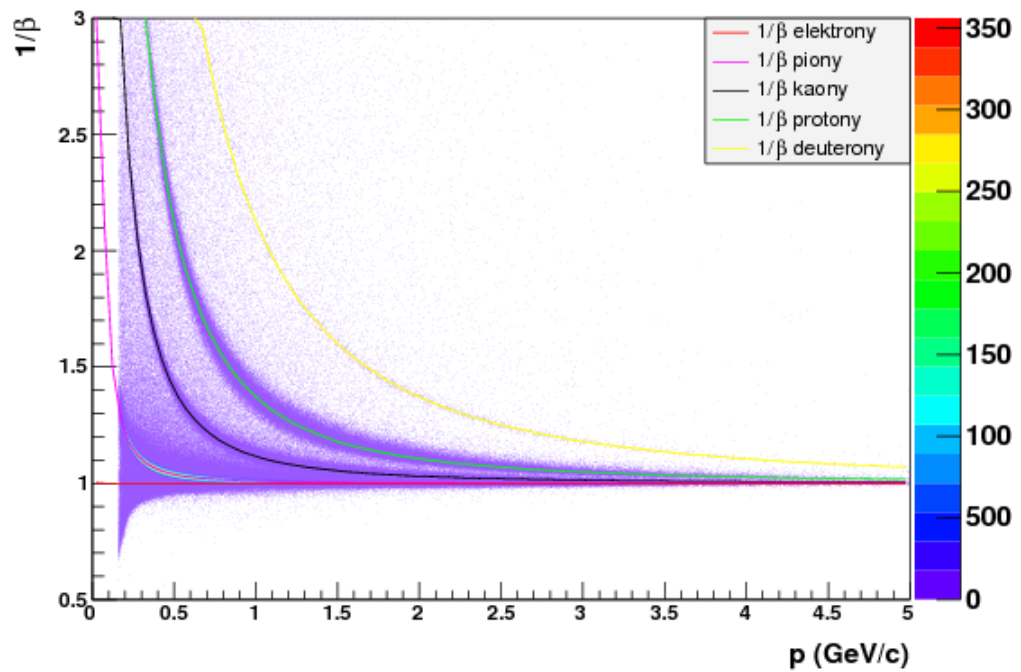
Obr. 5.9: Histogram $n\sigma_e$ v závislosti na hybnosti. Čierne horizontálne čiary ukazujú výberové kritérium použité na veličinu normalizovanej straty energie, $|n\sigma_e| < 3$.

aplikovanému na $n\sigma_e$ budem mať ešte dosť veľkú kontamináciu inými časticami. Z tohto dôvodu zavádzam výberové kritérium na $1/\beta$ získané z detektoru TOF: $0,97 < 1/\beta < 1,03$. Na Obr. 5.10 je vynesená $1/\beta$ v závislosti na hybnosti spolu s teoretickými krivkami, ktoré sú vypočítané podľa vzťahu 2.2 pre rôzne častice.

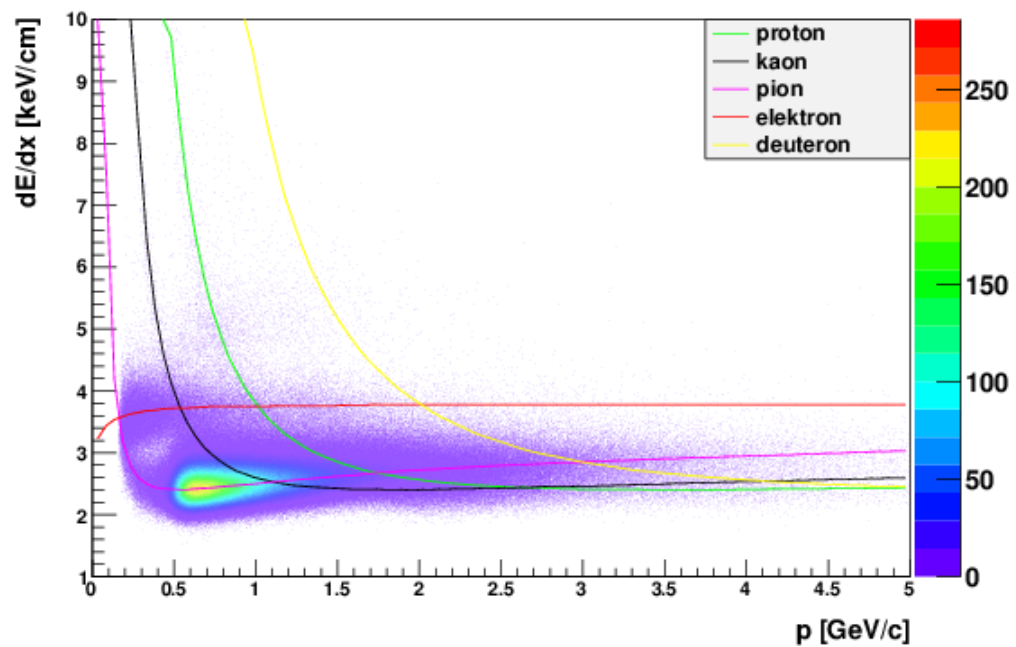
Na Obr. 5.11, 5.12 je znovu vynesená závislosť straty energie častice a normalizovanej straty energie $n\sigma_e$ na hybnosti, teraz ale po výberovom kritériu na inverznú rýchlosť v detektore TOF. Je vidieť, že všetky častice okrem elektrónov a piónov sú značne potlačené, a elektróny sa výberovým kritériom $|n\sigma_e| < 3$ dajú od piónov lepšie oddeliť.

Na identifikáciu elektrónov je ešte dôležitý signál v BEMC, čím získame energiu častice. Použijem ďalšie dve výberové kritériá, a to na podiel hybnosti k energii častice, a na energiu častice. Pretože elektrón by mal v kalorimetri deponovať celú svoju energiu, podiel p/E by sa mal pohybovať okolo 1. Na Obr. 5.13 je znázornené výberové kritérium $0,3 < p/E < 2$ po predchádzajúcom kritériu na $n\sigma_e$ a $1/\beta$. Týmto sa zbavíme veľkého nežiaduceho príspevku od hadrónov. Energia častice musí byť väčšia ako 0,1 GeV.

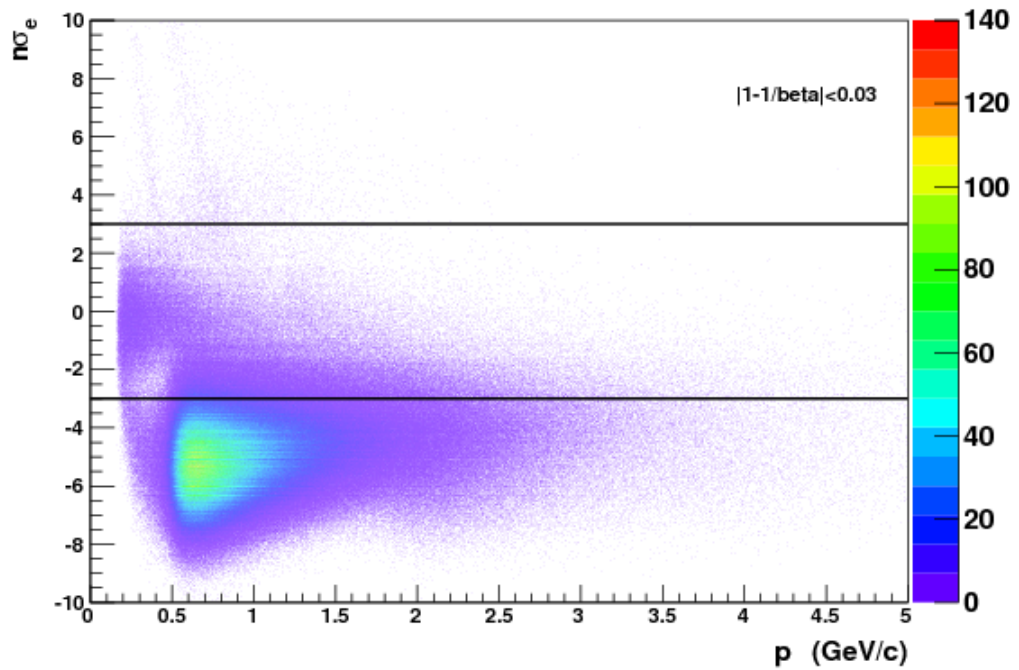
Na Obr. 5.14 je vynesené spektrum priečnej hybnosti zvlášť pre elektróny a pozitrony. Ako je vidieť, spektrum nie je hladké pre nízke p_T , čo je pravdepodobne spôsobené kontamináciou hadrónmi. To súvisí s intervalom hybnosti, kde používam detektory TPC, TOF a BEMC. Ako je vidieť z Obr. 5.10, detektor TOF dokáže dobre rozlišovať medzi elektrónmi a ostatnými časticami len do hybnosti približne $p = 1$ GeV/c. Pre vyššie hybnosti už krivky postupne pre všetky častice splývajú.



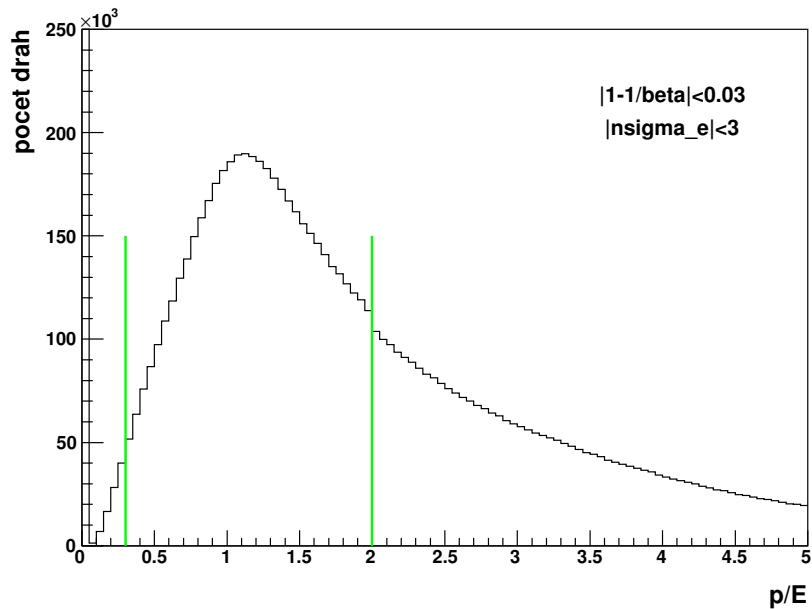
Obr. 5.10: Histogram $1/\beta$ v závislosti na hybnosti. Taktiež sú vykreslené teoretické krivky pre jednotlivé častice.



Obr. 5.11: Histogram dE/dx po výberovom kritériu na TOF spolu s teoretickými krivkami vypočítanými z Bethe-Blochovho vzťahu.

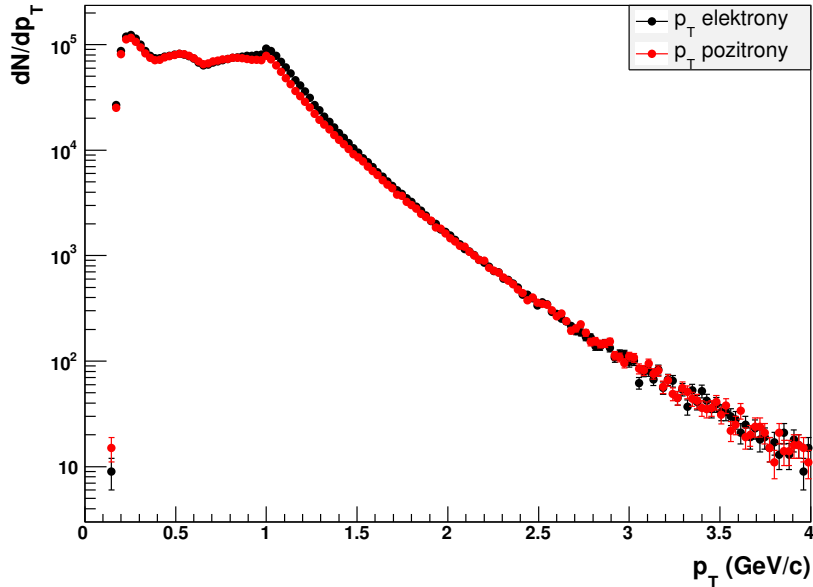


Obr. 5.12: Histogram $n\sigma_e$ po výberovom kritériu na TOF. Elektróny sú už jasnejšie oddelené od piónov. Čierne vodorovné čiary znázorňujú výberové kritérium $|n\sigma_e| < 3$.



Obr. 5.13: Histogram pre podiel p/E po uplatnení výberového kritéria na $n\sigma_e$. Zelené čiary znázorňujú výberové kritérium $0,3 < p/E < 2$.

Naopak detektor BEMC nemá dobré rozlíšenie pre elektróny v nízkych hybnostiach približne $p < 1$ GeV/c. Pravdepodobne práve preto má spektrum elektrónov v tomto intervale hybností takýto tvar.



Obr. 5.14: Spektrum priecnej hybnosti elektrónov a pozitronov.

Analýza inkluzívnych elektrónov je dôležitým krokom na ceste ku skúmaniu otvorených pôvabných vôní, pretože D mezón sa môže okrem hadrónového kanálu rozpadu rozpadáť aj semileptonicky. Po vybratí všetkých elektrónov vzniknutých v zrážke je potrebné od nich oddeliť pozadie tvorené fotonickými elektrónmi. Podľa už spomínaného vzťahu 4.4 potom dostaneme potrebné nefotonické elektróny.

V budúcnosti budem pokračovať v analýze nefotonických elektrónov na experimente STAR. PicoDst, ktoré som použila na túto analýzu, ale nie sú vhodné na analýzu nefotonických elektrónov. Na vznik týchto PicoDst boli použité len primárne trajektórie s MuDst, ktoré obsahujú len trajektórie pochádzajúce z daného primárneho vrcholu. Ja ale budem potrebovať zahrnúť aj globálne trajektórie brané z celého objemu detektoru a porovnať ich s primárnymi. Preto sa v najbližšej dobe budem snažiť vytvoriť vlastné PicoDst, zopakovať s nimi uvedenú analýzu inkluzívnych elektrónov a následne pokračovať analýzou nefotonických elektrónov.

Avšak analýza inkluzívnych elektrónov popísaná v tejto bakalárskej práci nebola zbytočná. Slúžila hlavne na zoznámenie sa s postupmi pri analýze dát na experimente STAR. Program, ktorý som pre tento účel vytvorila, budem môcť použiť v budúcej analýze inkluzívnych elektrónov. Zároveň budem pracovať na vylepšení výberových kritérií, pretože na spektre priecnej hybnosti na Obr. 5.14 je vidieť, že ešte nie sú ideálne.

Záver

Cieľom tejto bakalárskej práce bolo zoznámenie sa s problematikou kvark-gluónovej plazmy a analýzou experimentálnych dát. V prvej kapitole som uviedla základné fakty teórie kvark-gluónovej plazmy, popísala som vývoj jadrovej hmoty od okamihu zrážky a uviedla veličiny vhodné na popis QGP.

V nasledujúcich dvoch kapitolách som stručne popísala zloženie detektorov STAR a ALICE. Obidva detektory sa skladajú hlavne z Časovej projekčnej komory, Detektoru doby letu a elektromagnetických kalorimetrov. ALICE má navyše detektor ITS, ktorý umožňuje lepšie rozlíšenie sekundárnych vrcholov D mezónov. Podobný detektor, HFT, má byť v najbližšej dobe implementovaný aj do detektoru STAR. Okrem HFT bude mať STAR ešte jednu novú časť, Miónový teleskopický detektor, MTD.

Skúmanie pôvabných otvorených vôní, teda analýza pôvabných D mezónov, je jednou z vhodných sond na štúdium QGP. Tejto téme som sa venovala v štvrtej kapitole. Opísala som postup pri analýze D mezónov na experimentoch STAR aj ALICE v protón-protónových zrážkach aj jadro-jadrových zrážkach pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na STAR a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na ALICE. V jadrovom modifikačnom faktore D mezónov bolo pozorované jasné potlačenie vo vysokých p_T , čo naznačuje prítomnosť kvark-gluónovej plazmy v jadro-jadrových zrážkach. V porovnaní s ľahkými nabitými hadrónmi a druhotnými J/ψ z B rozpadov boli podľa výsledkov ALICE D mezóny potlačené menej ako nabité hadróny, a zároveň J/ψ menej ako D mezóny. Táto skutočnosť naznačuje správnosť predpokladu väčšej straty energie u, d, s kvarkov v QGP ako c a b kvarkov.

V poslednej kapitole som popísala vlastnú rekonštrukciu inkluzívnych elektrónov na experimente STAR. Výsledné histogramy ukazujú uspokojivé závislosti, až na spektrum priečnej hybnosti elektrónov a pozitronov. Tvar tohto spektra sa v budúcnosti budem snažiť vylepšiť pomocou prísnejších výberových kritérií na trajektórie častíc. Po vytvorení vlastných PicoDst budem ďalej pokračovať analýzou nefotonických elektrónov pochádzajúcich zo semileptonických rozpadov D mezónov.

Príloha

Výsledky v oblasti experimentálnej jadrovej fyziky sú publikované v anglickom jazyku. Niektoré používané frázy sa do slovenčiny nedajú jasne preložiť, preto sa názvoslovie môže v rôznych prácach líšiť. Z toho dôvodu v tejto bakalárskej práci uvádzam Slovník termínov, ktorý, dúfam, dobre posluží v ďalších prácach písaných v slovenskom jazyku.

V prílohe ďalej uvádzam prevod základných jednotiek používaných v subatómovej fyzike do sústavy SI.

Slovník termínov

anglicky	slovensky
electron (e)	elektrón
muon (μ)	mión
tau (τ)	taón
up quark (u)	horný kvark
down quark (d)	dolný kvark
charm quark (c)	pôvabný kvark
strange quark (s)	podivný kvark
top quark (t)	pravdivý kvark
bottom quark (b)	krásny kvark
Charm (C)	pôvab
Strangeness (S)	podivnosť
Topness (T)	pravda
Bottomness (B)	krása
asymptotic freedom	asymptotická voľnosť
color confinement	farebné uväznenie
beam	lúč
fireball	ohnivá guľa
impact parameter (b)	zrážkový parameter
beam pipe	urýchľovacia trubica
crossover	rýchly prechod
baryo-chemical potential (μ_b)	baryo-chemický potenciál

Slovník termínov

anglicky	slovensky
quark-gluon plasma (QGP)	kvark-gluónová plazma
pre-equilibrium phase	pred-rovnovážna fáza
thermal equilibrium	tepelná rovnováha
critical temperature (T_c)	kritická teplota
chemical freeze-out	chemické zmrznutie
thermal freeze-out	tepelné zmrznutie
nuclear modification factor (R_{AA})	jadrový modifikačný faktor
enhancement	navýšenie
suppression	potlačenie
overlap function	prelínacia funkcia
minimum-bias events	minimum-bias udalosti
transverse momentum (p_T)	priečna hybnosť
elliptic flow	eliptický tok
jet quenching	zhášanie jetov
trigger parton	spúšťačí partón
high p_T suppression	potlačenie hadrónov s vysokým p_T
open flavor	otvorené vône
quarkonia	kvarkonía
Debye screening	Debeyovo tienenie
screening length (r_D)	tieniacci polomer
dissociation temperature (T_D)	teplota rozpadu
Time Projection Chamber	Časovo projekčná komora
Time of Flight	Detektor doby letu
Barrel Electromagnetic Calorimeter	Valcový elektromagnetický detektor
Beam-Beam Counter	Čítač lúčov
Vertex Position Detector	Detektor pozície vrcholu
Heavy Flavor Tracker	Sledovač ťažkých vôní
Muon Telescope Detector	Miónový teleskopický detektor
Inner Tracking System	Vnútorný dráhový systém
Multi-gap Resistive Plate Chamber	komora s odporovými doskami s viac medzerami
avalanche	lavína
endcap wire chamber	koncová drôtová komora
cathode strip	katódový prúžok
shower maximum detector	maximálny spíškový detektor
lead-scintillator stack	oloveno-scintilátorový sendvič
perturbative QCD	poruchová QCD
combinatorial background	kombinatorické pozadie
unlike sign method	metóda nerovnakého znamienka
like sign method	metóda rovnakého znamienka

Slovník termínov

anglicky	slovensky
rotation method	rotačná metóda
mixed-event method	zmiešavacia metóda
yield	výťažok
bin	interval
branching ratio	rozpadový pomer
fragmentation ratio	fragmentačný pomer
power-law function	mocninná funkcia
non-photonic electrons	nefotonické elektróny
“tip-tip” collisions	zrážky “špička na špičku”
“body-body” collisions	zrážky “telo na telo”
distance of closest approach (DCA)	vzdialenosť najbližšieho priblíženia

Jednotky

1 eV	$1,602 \cdot 10^{-19}$ J
1 b	10^{-28} m ²

Literatúra

- [1] The Daya Bay Collaboration, *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012).
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [3] PHENIX Collaboration, *Enhanced production of direct photons in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for the initial temperature*, Phys.Rev.Lett. **104**, 132301 (2010).
- [4] R. Vogt, *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, Elsevier 2007.
- [5] R. Stock, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, arXiv: 0807.1610v1 (2008).
- [6] Ch. Nattrass, *The Quark Gluon Plasma*, www.quantumdiaries.org.
- [7] D. Cebra, *What we have learned from the RHIC Beam Energy Scan*, prezentácia na APS California Section Meeting, San Luis Obispo CA, november 2012.
- [8] K. Yagi et al., *Quark-Gluon Plasma*, Cambridge University Press 2005.
- [9] R. Field, *Min-Bias and the Underlying Event at the LHC*, arXiv: 1202.0901v1 (2012).
- [10] David, *A smorgasboard of major experiment results*, www.ellipsix.net.
- [11] Y.L. Dokshitzer and D.E. Kharzeev, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, Phys. Lett. **519**, 199 (2001).
- [12] CMS Collaboration, *Suppression of non-prompt J/ψ , prompt J/ψ and $\Upsilon(1S)$ in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV*, arXiv: 1201.5069v1 (2012).
- [13] The CMS Collaboration, *Observation of sequential Upsilon suppression in PbPb collisions*, Phys.Rev.Lett. **109**, 222301 (2012).
- [14] K. Kajimoto, *A Large Area Time of Flight Detector for the STAR Experiment at RHIC*, Ph.D thesis; U. of Texas at Austin (2009).
- [15] P. Steinberg, *The Fight for RHIC*, www.quantumdiaries.org.
- [16] Brookhaven National Laboratory, www.star.bnl.gov

- [17] S. Baumgart, *A Study of Open Charm Production in Heavy Ion Collisions of Center-of-Mass Energy 200 GeV per Nucleon*, Ph.D. thesis; Yale University (2009).
- [18] The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC [http : //www.star.bnl.gov/public/tpc/NimPapers/tpc/tpc_nim.pdf](http://www.star.bnl.gov/public/tpc/NimPapers/tpc/tpc_nim.pdf)
- [19] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, Springer, 1994.
- [20] The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter, [http : //www.star.bnl.gov/public/tpc/NimPapers/emc/emc_nim.pdf](http://www.star.bnl.gov/public/tpc/NimPapers/emc/emc_nim.pdf)
- [21] A Heavy Flavor Tracker for STAR, [http : //rnc.lbl.gov/jthomas/public/HeavyFlavorTracker/hft-06-08-2006.pdf](http://rnc.lbl.gov/jthomas/public/HeavyFlavorTracker/hft-06-08-2006.pdf)
- [22] Proposal of a Midrapidity Dimuon Program at STAR: A Novel and Compact Muon Telescope Detector, [http : //www.star.bnl.gov/ruanlj/MTDreview2010/MTD_proposal_v14.pdf](http://www.star.bnl.gov/ruanlj/MTDreview2010/MTD_proposal_v14.pdf)
- [23] Ch. Bianchin, *Charm production at the LHC via $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ reconstruction in ALICE: cross section in pp collisions and first flow measurement in Pb-Pb collisions*, Ph.D. thesis; Padova U. (2012).
- [24] The CERN LHC Portal, www.lhcportal.com
- [25] The National High School Journal of Science, www.nhsjs.com
- [26] STAR Collaboration, *Measurements of D^0 and D^* Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, Phys. Rev. **D 86**, 072013 (2012).
- [27] D. Tlustý, *Open charm hadron production via hadronic decays at STAR*, arXiv: 1211.5995v1 (2012).
- [28] STAR Collaboration, *High p_T non-photonic electron production in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, Phys.Rev. **D83**, 052006 (2011).
- [29] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 122001 (2005).
- [30] D. Tlustý, *Open charm hadron production in $p+p$ and $Au+Au$ collisions at STAR*, prezentácia na Quark Matter 2012.
- [31] A. Knospe, *Yield and suppression of electrons from open heavy-flavor decays in heavy-ion collisions*, Ph.D. thesis; Yale University (2011).
- [32] M. Mustafa for STAR Collaboration, *Measurements of Non-photonic Electron Production and Azimuthal Anisotropy in $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62.4$ and 200 GeV $Au+Au$ Collisions from STAR at RHIC*, arXiv: 1210.5199v2 (2012).
- [33] The ALICE Collaboration, *Measurement of charm production at central rapidity in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV*, arXiv: 1205.4007v2 (2012).

- [34] The ALICE Collaboration, *Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, JHEP 09(2012) 112.
- [35] A. Grelli, *D meson nuclear modification factors in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ALICE detector*, arXiv: 1210.7332v1 (2012).
- [36] Upgrade of the Inner Tracking System Conceptual Design Report, *http : //aliceinfo.cern.ch/ITSUpgrade/node/9*.
- [37] B. Li, *Uranium on uranium collisions at relativistic energies*, Phys.Rev. **C61**, 021903 (2000).