

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská
Katedra Fyziky



Bakalářská práce

**Fyzika těžkých kvarků na
experimentu STAR**

Autor: Ota Kukral

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

Praha, 2012

Vložit zadání práce

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 24. července 2012

.....
Ota Kukral

Název práce:

Fyzika těžkých kvarků na experimentu STAR

Autor: Ota Kukral

Zaměření: Experimentální jaderná fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
Katedra fyziky, FJFI, ČVUT v Praze

Abstrakt: Cílem práce je shrnutí měření těžkých kvarků provedených na experimentu STAR. Nejprve jsou shrnuty některé základní charakteristiky jádro-jaderných srážek a kvark-gluonového plazmatu. Následuje popis výsledků pro D mezony, B mezony, J/ψ a Υ ve srážkách p+p a Au+Au. Je prezentován účinný průřez produkce c kvarku, dále jaderný modifikační faktor pro J/ψ , Υ a nefotonické elektrony. Jsou také zmíněny některé současné a budoucí detektory experimentu STAR

Klíčová slova: D mezon, B mezon, J/ψ , jaderný modifikační faktor, STAR

Title:

Heavy Flavor Physics at STAR Experiment

Author: Ota Kukral

Abstract: The aim of this thesis is to summarize the measurements of heavy quarks carried out at STAR. Some basic characteristics of nucleus-nucleus collisions and quark-gluon plasma are summarized first. The description of the results for D mesons, B mesons, J/ψ and Υ in p+p and Au+Au collisions follows. Total charm cross section is presented together with nuclear modification factor for J/ψ , Υ and non-photonic electrons. Some current and future STAR detectors are also mentioned.

Keywords: D meson, B meson, J/ψ , nuclear modification factor, STAR

Poděkování

Chtěl bych vřele poděkovat vedoucímu své bakalářské práce Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi Ph.D. za jeho ochotu, trpělivost a cenné rady.

Obsah

1	Úvod do fyziky jádro-jaderných srážek	9
2	Kvark-gluonové plazma	12
3	STAR experiment na urychlovači RHIC	15
3.1	Časová projekční komora	17
3.2	Detektor doby letu	18
3.3	Válcový elektromagnetický kalorimetr	18
4	Fyzika otevřených vůní	19
4.1	Rekonstrukce D mezonu z hadronového rozpadu	20
4.1.1	Rekonstrukce D mezonu na STARu v p+p při $\sqrt{s} = 200$ GeV	20
4.1.2	Rekonstrukce D mezonu v Au+Au srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV	24
4.1.3	Rekonstrukce D mezonu v p+p při $\sqrt{s} = 500$ GeV	28
4.2	Měření pomocí nefotonických elektronů	29
4.2.1	Nefotonické elektrony v p+p srážkách	30
4.2.2	Nefotonické elektrony v Au+Au srážkách	33
5	Kvarkonia	35
5.1	Kvarkonia jako teploměr	36
5.1.1	Rozměry kvarkonií	36
5.1.2	Stínění barevného náboje	36
5.1.3	Příspěvek z excitovaných stavů	37
5.1.4	Regenerace kvarkonií	38
5.2	Charmonium na STARu	40
5.2.1	Eliptický tok	44
5.2.2	J/ψ -hadronové korelace	45
5.3	Bottomium na STARu	46

6	Výhled budoucích měření	50
6.1	Sledovač těžkých vŕn	51
6.1.1	Návrh detektoru	51
6.2	Mionový teleskopický detektor	53

Úvod

Ve vysokoenergetických srážkách těžkých jader vzniká nová forma hmoty, kvark-gluonové plazma (QGP). Tato hmota je velmi neobvyklá, v přírodě se vyskytovala prakticky jen krátce po Velkém třesku, méně než 10^{-5} s a při teplotě vyšší než 10^{12} K [1]. Dnes je toto plazma vytvářeno a zkoumáno především na urychlovačích RHIC v USA a LHC na hranici mezi Švýcarskem a Francií.

Tato bakalářská práce je zaměřená na studium těžkých kvarků (c , b) na experimentu STAR na urychlovači RHIC. Význam těžkých kvarků pro studium QGP spočívá v tom, že jejich hmotnost je výrazně vyšší než je teplota vzniklého plazmatu. Proto se dá očekávat, že je jejich produkce omezena na prvotní srážku jader a v průběhu vývoje plazmatu jím bude méně ovlivněna než lehké kvarky [2]. Těžké kvarky by tak mohly být ideálními nosiči informace o prvotní srážce. Zároveň však plazmatem procházejí a jsou jím ovlivňovány. Proto probíhá jejich výzkum jak v jádro-jaderných srážkách, tak i ve srážkách, při kterých QGP nevzniká a mohou tak sloužit jako srovnání, jedná se především o $p+p$ a $d+A$.

Cílem práce je shrnutí hlavních výsledků probíhajícího výzkumu, a to v dvou oblastech: fyziky otevřených vůní (D ($c\bar{q}$) a B ($b\bar{q}$) mezony) a kvarkonií ($c\bar{c}$ a $b\bar{b}$ páry). Otevřené vůně by mohly být ovlivněny energetickou hustotou média prostřednictvím energetických ztrát v médiu [3], kvarkonia by mohla být citlivá na teplotu QGP, což by umožňovalo ji s jejich pomocí měřit.

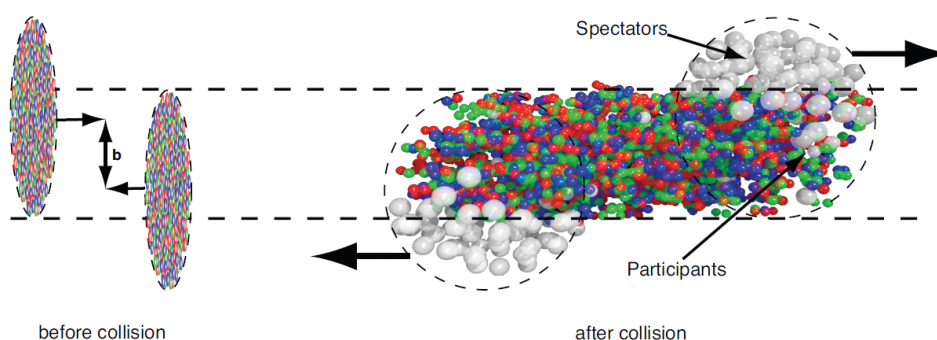
Práce je členěna následujícím způsobem. Kapitola 1 vysvětluje vybrané pojmy z jádro-jaderných srážek, kapitola 2 popisuje základní vlastnosti kvark-gluonového plazmatu. V třetí kapitole je popsán urychlovač RHIC, experiment STAR a některé jeho detektory. Kapitola 4 se zabývá výsledky z fyziky otevřených vůní, kapitola 5 kvarkonii. V šesté kapitole jsou popsány budoucí změny na experimentu STAR. Práce je na konci shrnuta v závěru.

Kapitola 1

Úvod do fyziky jádro-jaderných srážek

Jedním způsobem jak zkoumat vlastnosti hmoty je provádět srážky nabitých částic urychlených pomocí urychlovače. Lze srážet kupříkladu elektrony, pozitrony, protony..., v této kapitole se zaměříme především na srážky těžkých jader (typicky zlata nebo olova).

Těžká jádra mají rozměr ~ 10 fm, který nemůžeme ve srážce zanedbat. Srážky probíhají náhodně a většina z nich neproběhne tak, že by se srazila celá jádra, ale většinou je jejich překryv jen částečný. Pro popis se zavádí takzvaný srážkový parametr, někdy také impaktparametr, většinou značený b . Srážející se jádra letí prakticky po přímce, která se označuje jako osa svazku z , impaktparametr pak je nejmenší vzdálenost středů jader. Situaci ve srážce ilustruje obr. 1.1. Dále se zavádí rovina srážky, ta je určena osou svazku

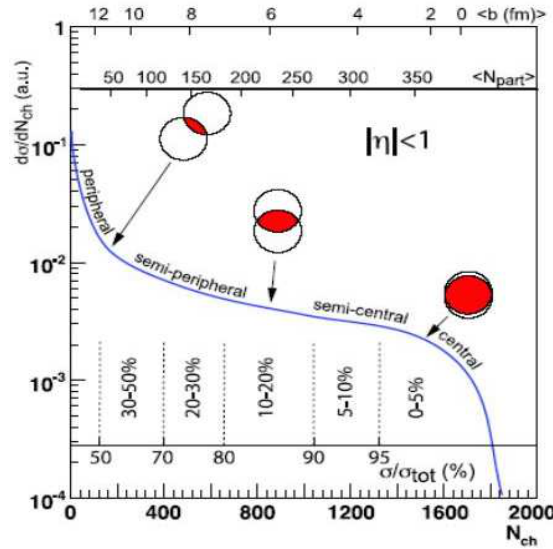


Obrázek 1.1: Nákres jádro-jaderné srážky, vlevo před srážkou, vpravo po srážce. Převzato z [1]

letících jader a srážkovým parametrem. Po srážce také hovoříme o nukleo-

nech, které se přímo zúčastnily srážky jako o účastnících, zatímco nukleony, které se přímo nesrazily označujeme jako přihlížející. Přesný počet těchto nukleonů není měřitelný a určuje se pomocí modelu, nejčastěji Glauberova [4].

Na základě srážkového parametru se provádí dělení srážek podle centrality. Pro $b \rightarrow 0$ hovoříme o centrální srážce, blíží-li se impaktparametr součtu poloměrů srážených jader, jedná se o srážku okrajovou nebo také periferální. Rozdělení srážek podle jejich centrality se provádí i dalšími způsoby. Jedním z nich je procentuální dělení, kdy (0-5 %) označuje 5 % nejcentrálnějších srážek, zatímco (80-100 %) označuje 20 % nejvíce okrajových srážek. Ještě další způsob představuje dělení podle počtu účastnících se nukleonů, čím je srážka centrálnější, tím více nukleonů bylo zasaženo. Na obr. 1.2 jsou porovnány jednotlivé metody.



Obrázek 1.2: Rozdělení srážek podle centrality. Na horní ose je vynesena hodnota impaktparametru a počet účastnících se nukleonů. Převzato z [4].

Zavedeme některé kinematické proměnné, které se pro popis částic vzniklých ve srážkách používají. Hybnost částice se často rozkládá na dvě složky, hybnost podélnou p_z , rovnoběžnou s osou svazku, a hybnost příčnou p_T ležící v rovině kolmé na osu svazku.

Rapidita y je dána vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right),$$

kde E je energie částice. Jedná se o bezrozměrnou veličinu, jejíž výhodou je, že je aditivní vzhledem k Lorentzovým transformacím v ose z . Dále se zavádí pseudorapidita η

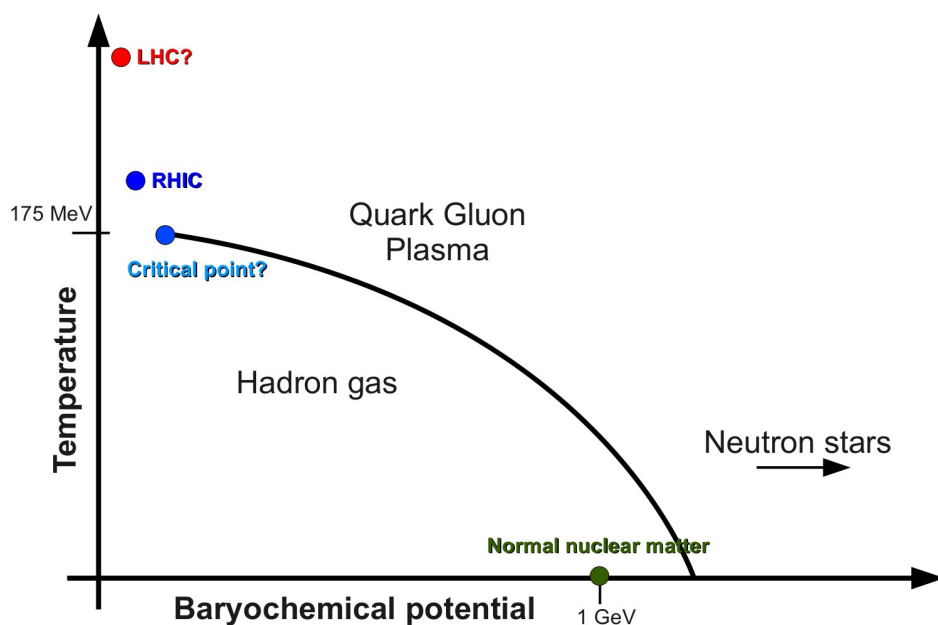
$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)),$$

kde θ je úhel, ve kterém částice vylétá vzhledem k ose svazku. Tato proměnná závisí pouze na tomto úhlu, je tedy pro daný směr konstantní. Přitom pro vysoce energetické částice ($p \gg m$) platí $y \approx \eta$.

Kapitola 2

Kvark-gluonové plazma

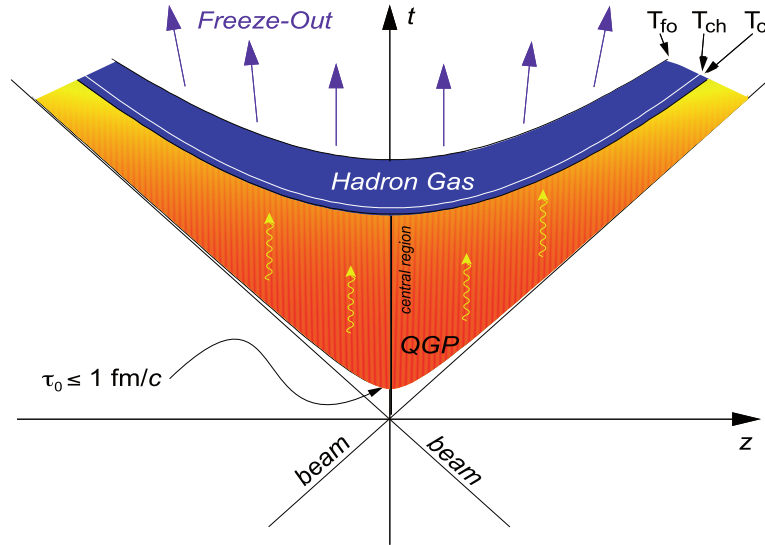
Při vysokoenergetických srážkách těžkých iontů se vlastnosti hmoty řídí především silnou interakcí. Ta je v klasickém modelu popisována kvantovou chromodynamikou (QCD). Hmota je tvořena kvarky a gluony. Při nízkých energiích jsou kvarky vázány v hadronech. QCD dále předpovídá, že při určité energii a tlaku dochází k fázovému přechodu mezi touto hadronovou fází a novou fází, kde jsou již kvarky volné [5]; tato nová fáze se nazývá kvark-gluonové plazma (QGP). Na obr. 2.1 vidíme náčrtek fázového diagramu QCD. Vysoký baryochemický potenciál odpovídá vysoké hustotě ba-



Obrázek 2.1: Fázový diagram QCD v závislosti na baryochemickém potenciálu μ_B a teplotě T

ryonového kvantového čísla, v této oblasti se nachází objekty s vysokou hustotou a tlakem jako například jádra vyhaslých hvězd. Naopak v jádro-jaderných srážkách je vytvářeno velké množství kvark-antikvarkových párů, přebytek hustoty baryonového čísla nad antibaryonovým je malý, jedná se o oblast s nízkým μ_B . Čím vyšší je energie srážky, tím vyšší je teplota a nižší baryochemický potenciál. V oblasti $\mu_B \approx 0$ se také nacházela hmota krátce po Velkém třesku. „Normální“ jaderná hmota se v diagramu nachází v oblasti $\mu_B \approx 1$ GeV při $T \approx 0$ K. Fázový přechod mezi hadronovou fází a kvark-gluonovým plazmatem závisí i na μ_B , pro vyšší hodnoty se jedná o fázový přechod prvního řádu, pro nízké o plynulý přechod [5]. Tyto dvě oblasti jsou rozděleny kritickým bodem, který se nachází v oblasti $200 \text{ MeV} \leq \mu_B \leq 500 \text{ MeV}$. Hledání přesné pozice kritického bodu je také jedním z úkolů urychlovače RHIC.

Při srážce Au+Au při $\sqrt{s} = 200$ GeV je Lorentzův faktor $\gamma \approx 100$, jádra se z pohledu laboratorní soustavy jeví jako tenké disky, jejich prvotní průnik trvá méně než 0,15 fm/c. Vývoj po srážce je ilustrován na obr. 2.2. Diagram



Obrázek 2.2: Náskres vývoje jádro-jaderné srážky v časoprostoru. Převzato z [5].

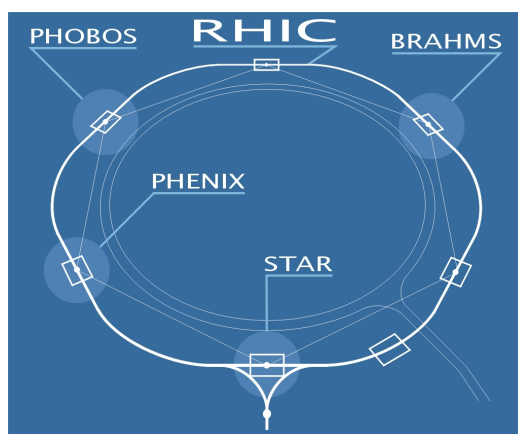
je z pohledu laboratorní soustavy, u pohybujících se částic se uplatňuje dilatace času, jí je dán hyperbolický tvar jednotlivých čar. Kvark-gluonové plazma se vyvine ve vlastním čase $t_o < 1$ fm/c [5]. To se rozpíná, chladne, až dosáhne kritické teploty T_c , při které přechází zpět z fáze QGP do fáze hadronového plynu. Dále dojde k chemickému vymrznutí (T_c), kdy dojde k

zafixování výtěžku jednotlivých částic. Stále však může docházet ke srážkám, které ovlivňují například hybnosti částic. Nakonec při T_{f_0} dojde k úplnému vymrznutí.

Kapitola 3

STAR experiment na urychlovači RHIC

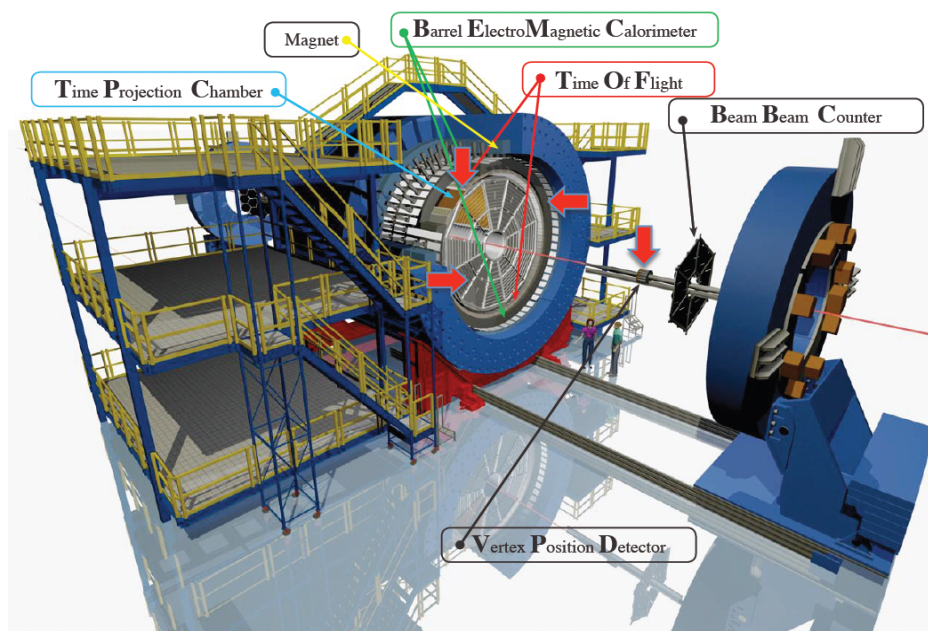
STAR (Solenoid Tracker At RHIC) je víceúčelový experiment zabývající se studiem vysokoenergetických srážek. Je to jeden z experimentů umístěných na Urychlovači relativistických těžkých iontů (Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC) ve Spojených státech amerických na Long Islandu, který spadá pod Brookhavenskou národní laboratoř (BNL). V urychlovači jsou prováděny srážky těžkých iontů Au+Au, dříve i Cu+Cu, dále srážky p+p a také d+Au. Urychlovač dosahuje těžišťové energie srážky na nukleon $\sqrt{s_{NN}}$ až 500 GeV.



Obrázek 3.1: Rozmístění experimentů na urychlovači RHIC, v současnosti jsou v provozu již jen STAR a PHENIX.

V současnosti jsou na něm v provozu dva experimenty PHENIX a STAR, dříve byly v provozu i BRAHMS a PHOBOS. Jejich rozmístění je ilustrováno obr. 3.1. STAR se skládá z detektorů, z nichž většina má úplné 2π azimutální

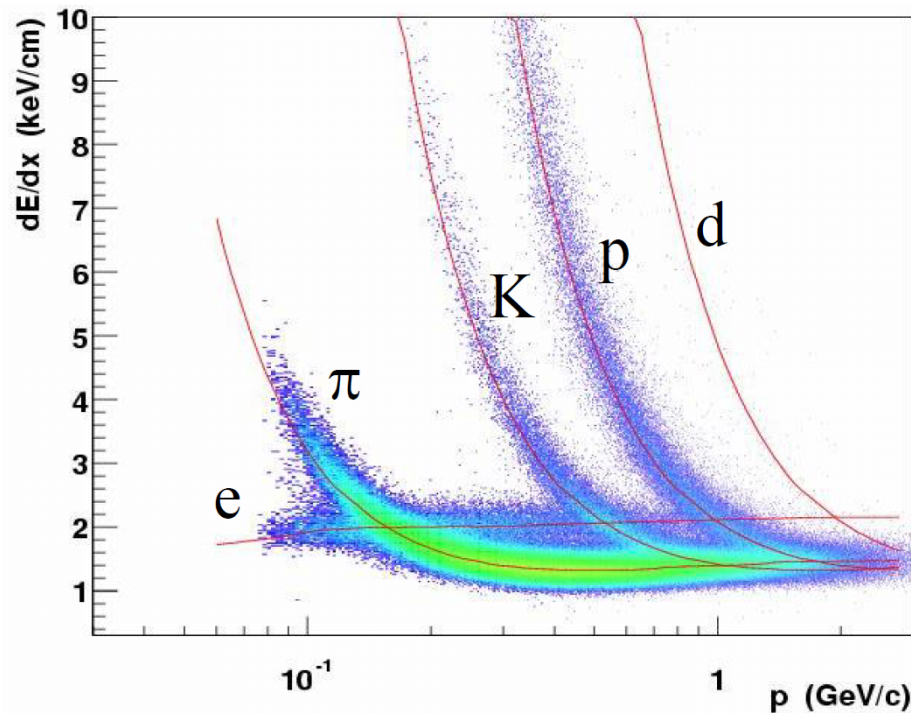
pokrytí. Vzhled STARu je zobrazen na obr. 3.2, označeny jsou jen vybrané detektory. Některé z nich popíšeme podrobněji.



Obrázek 3.2: Pohled na experiment STAR, vybrané detektory jsou označeny. Převzato z [6].

3.1 Časová projekční komora

Časová projekční komora (Time Projection Chamber – TPC) je hlavním detektorem na STARu. Jedná se o válec o délce 420 cm a o vnějším poloměru 200 cm a vnitřním 50 cm [7]. Tyto rozměry umožňují registrovat částice od $|\eta| < 1,8$, celým poloměrem TPC prochází částice od $|\eta| < 1$. Tento válec je naplněn směsí 10% methanu a 90% argonu při tlaku o 2 mbar vyšším než je atmosferický tlak. Uprostřed TPC se nachází membrána, která dělí interakční prostor na dvě části a na níž je přivedeno napětí -28 kV, v každém interakčním prostoru je tak zajištěno uniformní napětí 135 V/cm. Toto napětí zajišťuje sběr náboje vytvořeného prolétávající částicí, nejdelší čas sběru náboje je 40 μ s. Náboj je sbírán po stranách 136 608 vyčítacími prvky. Celá komora je umístěna v magnetickém poli o velikosti 0,5 T. K vlastní identifikaci částic slouží znalost zakřivení jejich dráhy v magnetickém poli a jejich ionizační ztráty při průletu. Ionizační ztráty pro různé částice v závislosti na jejich hybnosti jsou vyneseny na obr. 3.3. Vidíme, že schopnost rozlišovat jednotlivé částice závisí na jejich hybnosti.



Obrázek 3.3: Ionizační ztráty různých částic v TPC v závislosti na jejich hybnosti. Převzato z [8]

3.2 Detektor doby letu

Vně TPC se nachází Detektor doby letu (Time of Flight – TOF), který pokrývá celý azimutální úhel a $|\eta| < 1$ v pseudorapiditě. Detekce se provádí pomocí komor s odporovými deskami s více mezerami (Multigap Resistive Plate Chambers). Jedná se v principu o sloupec skleněných desek, mezi nimiž jsou plynové mezery. Na okrajích sloupce jsou umístěny elektrody, které sbírají signál z ionizace vytvořené částicí procházející sklem. Plynové mezery slouží k lavinovitému zesílení signálu [9]. Jedním z hlavních úkolů TOF je zlepšení identifikace nabitých částic (π , K, p) obzvláště pro vyšší příčné hybnosti $p_T \approx 1 - 2$ GeV [10].

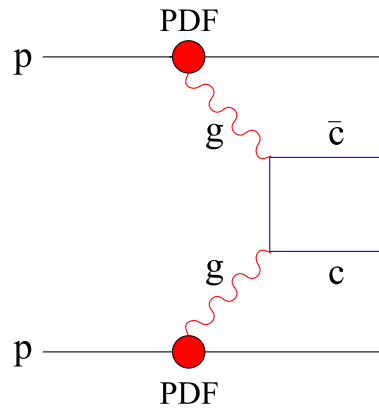
3.3 Válcový elektromagnetický kalorimetr

Mezi TOF a magnetem je umístěn Válcový elektromagnetický kalorimetr (Barrel Electromagnetic Calorimetr – BEMC). Zaujímá $|\eta| < 1$ v pseudorapiditě a 2π v azimutálním úhlu, vnitřní poloměr činí 220 cm. Kalorimetr se skládá z 120 modulů, každý je tvořen 40 věžemi. Jedna věž zabírá $\approx 0,05$ v azimutálním úhlu a 0,05 v pseudorapiditě. Každá věž se skládá z 21 vrstev olova prostřídáných s 21 vrstvami scintilátoru. První dvě vrstvy jsou vyčítány zvlášť a tvoří předsprškový detektor. Ten pomáhá na základě rozdílného náběhu spršky rozlišit mezi π^0 a γ . Mezi 5. a 6. vrstvou (přibližně v oblasti, kde je sprška nejširší) se nalézá Detektor maxima spršky. Jedná se o dvě vrstvy proporcionálních plynových počítaců, které zpřesňují prostorové rozlišení [11]. BEMC je rychlý detektor, proto se také používá k spouštění nabírání dat.

Kapitola 4

Fyzika otevřených vůní

Produkce těžkých kvarků v jádro-jaderných srážkách je vzhledem k jejich vysokým hmotnostem ($m_c \approx 1,3 \text{ GeV}$, $m_b \approx 4,2 \text{ GeV}$) dobře popsitelná poruchovou QCD. Dominantní proces podílející se na jejich produkci při vysokých $\sqrt{s}$ je gluonové splnutí (gluon fusion) $gg \rightarrow q\bar{q}$ [12]. Feynmanův diagram nejnižšího řádu pro tento proces v p+p srážce je na obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Feynmanův diagram nejnižšího řádu pro produkci $c\bar{c}$ páru prostřednictvím gluonového splnutí. PDF je partonová distribuční funkce. Převzato z [12].

Takto vzniklý pár $c\bar{c}$, případně $b\bar{b}$ dále vytvoří kvarkonium (viz kapitola 5) nebo zkombinuje s okolními lehkými kvarky a vytvoří mezony, které se označují jako otevřené vůně (Open flavor), tedy mezony obsahující právě jeden c nebo b kvark či antikvark. V tabulce 4.1 jsou uvedeny složení a hmotnosti mezonů, které nás budou v této kapitole především zajímat.

	D^0	D^+	D^{*+} (2010)	B^0	B^+
Kvarkové složení	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{d}$	$\bar{b}d$	$\bar{b}u$
Hmotnost (MeV)	1865	1870	2010	5280	5280

Tabulka 4.1: Složení a hmotnosti vybraných mezonů [13].

Při zkoumání kvark-gluonového plazmatu se zavádí takzvaný jaderný modifikační faktor

$$R_{AB}(p_T, y) = \frac{d^2 N^{AB}/dp_T dy}{N_{coll} d^2 N^{pp}/dp_T dy}. \quad (4.1)$$

N_{Coll} je průměrný počet binárních srážek ve střetu iontů, N^{AB} a N^{pp} jsou počty daných částic v AB a pp srážce. Tento faktor tak udává pro určitou příčnou hybnost a rapiditu poměr vzniklých částic ve srážce iontů škálovaný na počet částic měřených v pp. Binárnímu škálování odpovídá hodnota 1, je-li menší (větší) než 1, mluvíme o potlačení (zesílení) produkce. R_{AB} se ve srážkách symetrických jader značí R_{AA} .

K měření celkové produkce c kvarku se používá dvou hlavních přístupů:

- Měření pomocí hadronových rozpadů půvabných mezonů
- Měření leptonů ze semi-leptonických rozpadů půvabných mezonů

Na experimentu STAR se provádí měření užitím obou přístupů.

4.1 Rekonstrukce D mezonu z hadronového rozpadu

Rekonstrukce se obvykle provádí měřením hadronů z rozpadu D mezonů na K a π mezony. Protože k tomuto rozpadu dochází po krátkém čase a tedy v blízkosti primárního vrcholu, trpí tato měření vysokým pozadím pocházejícím z primárního vrcholu. Sledovač těžkých vůní HFT by měl umožnit rozlišit primární a sekundární vertex, což by mělo velmi pomoci v potlačení pozadí.

4.1.1 Rekonstrukce D mezonu na STARu v p+p při $\sqrt{s} = 200$ GeV

V této části vycházíme z článku [2]. K detekci D mezonů se užívá Časová projekční komora TPC, Detektor měření doby letu TOF, Válcový a Koncový

elektromagnetický kalorimetr (Barrel EMC, Endcap EMC), k spouštění sběru dat pak detektor pozice vertexu (Vertex Position Detector – VPD) a čítače svazku (Beam Beam Counters – BBC). Minimálně zaujatý spouštěč (minimum bias trigger), byl definovaný jako současný signál v obou částech VPD a zároveň musela být splněna podmínka, že se pozice vertexu musela nacházet do 40 cm od středu detektoru (ve směru svazku).

Rekonstrukce a výsledky D^0

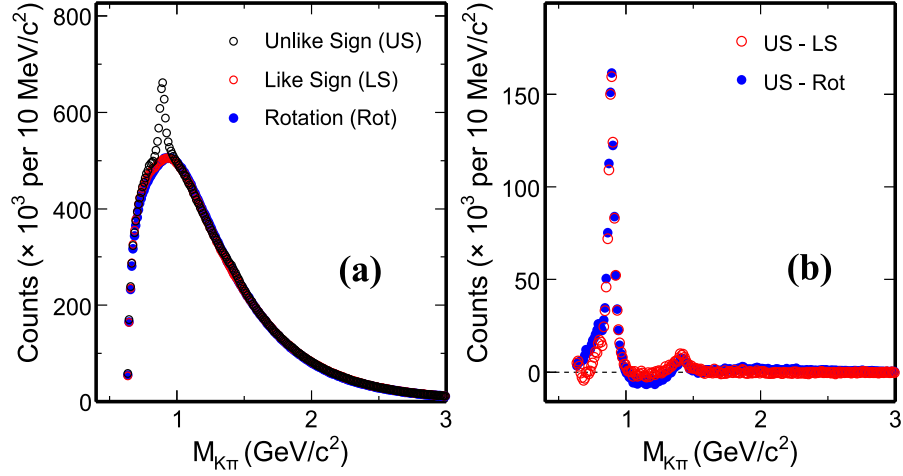
D^0 a $\overline{D}^0$ jsou rekonstruovány pomocí hadronového rozpadu $D^0 (\overline{D}^0) \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ s rozpadovým poměrem 3,89 %. Na obr. 4.2 vlevo je černě vynesena invariantní hmota párů $K\pi$ s opačným znaménkem náboje, jde tedy o páry pocházející z rozpadu D^0 , ale i páry, které vznikly náhodným zkombinováním. K určení pozadí se používá následujících metod:

- Metoda stejného znaménka. Při této metodě se místo párů $K\pi$ s opačným znaménkem kombinují páry se stejným znaménkem, které tak nemohou pocházet z rozpadu D^0 . Na obr. 4.2 vlevo je výsledná invariantní hmota vynesena červeně.
- Metoda rotace dráhy. Zde se postupuje tak, že se vektor hybnosti K otočí o 180° , čímž se ztratí rozpadová kinematika a takto vzniklé páry by pak měly popisovat náhodné pozadí. Takto vzniklá invariantní hmota je na obr. 4.2 vynesena modře.
- Metoda smíchaných událostí. Události se roztrídí do skupin s podobnou pozicí vertexu, v rámci těchto skupin se pak kombinují K a π z různých událostí. Podle [14] není tato metoda vhodná k popisu pozadí ve srážkách p+p, přesto se používá například v [15]

V pravé části obr. 4.2 pak vidíme spektrum po odečtení pozadí použitím prvních dvou výše uvedených metod. Nejvýraznější vrchol odpovídá $K^*(892)$, druhý vrchol okolo 1,4 GeV odpovídá $K_2^*(1430)$. Signál z D^0 je patrný při přiblížení oblasti okolo 1,9 GeV, viz obr. 4.3. V levé části je signál po odečtení pozadí metodou stejného znaménka, v pravé metodou rotace dráhy. Signál je fitován Gaussovou funkcí, reziduální pozadí polynomem druhého stupně. V dolní části je pak odečteno reziduální pozadí.

Rekonstrukce D^*

K rekonstrukci $D^{*\pm}$ se využívá rozpad $D^{*\pm} \rightarrow D^0 (\overline{D}^0) \pi^\pm$ s rozpadovým poměrem 67,7 % následovaný rozpadem $D^0 (\overline{D}^0) \rightarrow K^\mp \pi^\pm$. Tato analýza je do značné míry umožněna šťastnou okolností, že klidová hmotnost D^* je



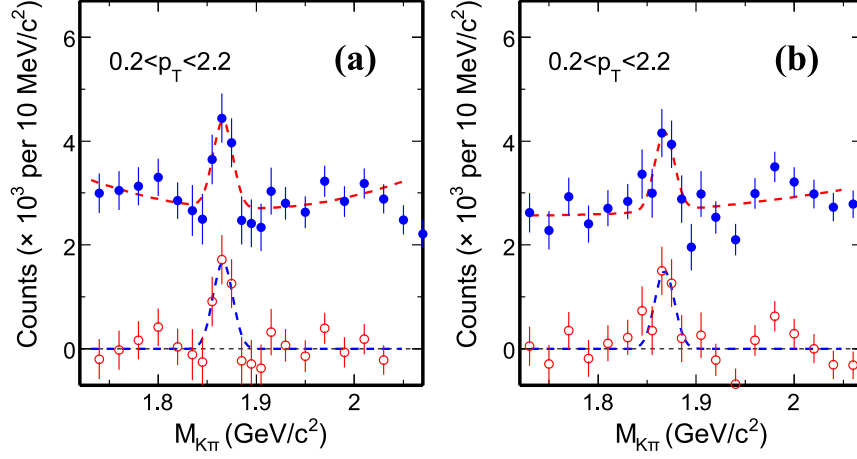
Obrázek 4.2: Invariantní hmota $K\pi$ v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Vlevo je černými body invariantní hmota kombinací elektronů s opačným znaménkem, červeně se stejným znaménkem a modře je invariantní hmota po provedení rotace dráhy K . Vpravo je červeně signál po odečtení pozadí metodou stejného znaménka a modře metodou rotace dráhy. Převzato z [2].

2010 MeV, což je jen zhruba o 5 MeV více, než je součet hmotností D^0 a $\pi^\pm$ (1865 MeV a 140 MeV). Analýza probíhá tak, že se vytvoří takové páry $K^\pm\pi^\mp$, že $M(K\pi)$ leží v rozmezí (1,83–1,9) GeV, ty se dále kombinují s $\pi^\mp$. K určení pozadí je použito dvou metod:

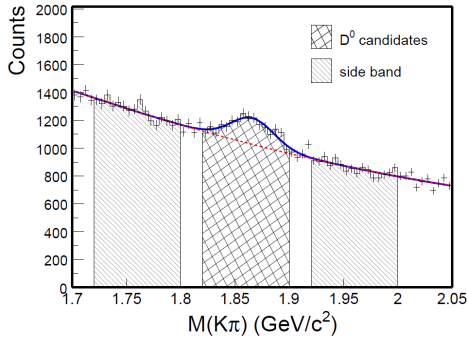
- Metoda špatného znaménka. Obdobně jako u rekonstrukce D^0 , místo $K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ se dělají kombinace $K^\pm\pi^\mp\pi^\pm$, které tak nemohou pocházet z rozpadu D^* . Takto získané spektrum se odečítá od spektra se správným znaménkem.
- Metoda bočního pásu. Kombinuje se pion s párem $K\pi$, jehož invariantní hmota leží mimo oblast D^0 , vně (1,83–1,9) GeV.

Výsledky

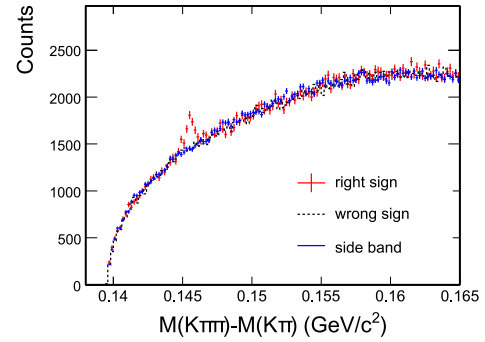
Celkový účinný průřez produkce $c\bar{c}$ kvarků byl určen z účinného průřezu produkce D mezonů jeho vydělením rozpadovými poměry. Takto získaný účinný průřez je na obr. 4.6. Přerušovanými čarami je nakreslena předpověď FONLL modelu. Na obrázku je také červenou čarou proložení mocninou



Obrázek 4.3: Signál D^0 po odečtení pozadí (a) metodou stejného znaménka a (b) metodou rotace dráhy. Modře je znázorněn signál s reziduálním pozadím, červeně pak po jeho odečtení. Převzato z [2].



Obrázek 4.4: Kandidáti na D^0 . Uprostřed jsou D^0 použité na rekonstrukci D^* a pro určení pozadí metodou špatného znaménka, na okrajích jsou vyznačeny pásy D^0 užitých pro určení pozadí metodou bočního pásu. Převzato z [2].



Obrázek 4.5: Červeně rozdíl invariantní hmoty $K\pi\pi$ a $K\pi$. Pozadí je určeno metodou špatného znaménka (tečkovaně) a metodou bočního pásu (modře). Převzato z [2].

funkcí

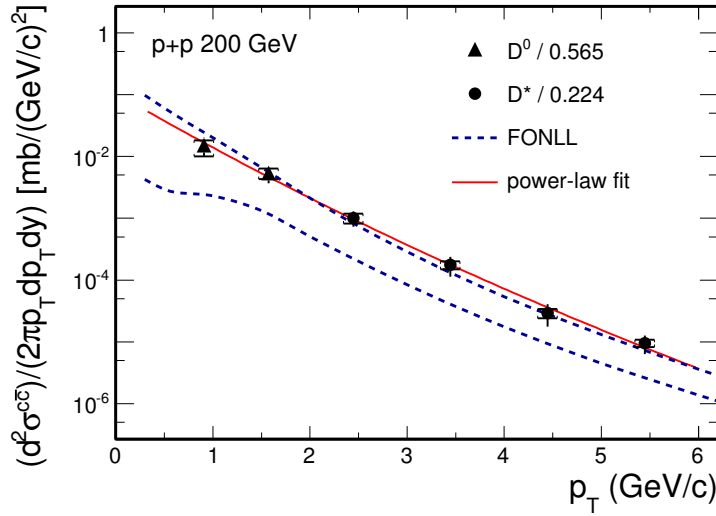
$$4 \frac{d\sigma^{c\bar{c}}}{dy \langle p_T \rangle^2} \frac{(n-1)(n-2)}{(n-3)^2} \left(1 + \frac{2p_T}{\langle p_T \rangle (n-3)} \right)^{-n}$$

Celkový účinný průřez v midrapiditě $|y| < 1$ je

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

Výsledek je z midrapidity převeden do celého prostoru přenásobením faktorem 4,7. Výsledný účinný průřez produkce $c\bar{c}$ párů je

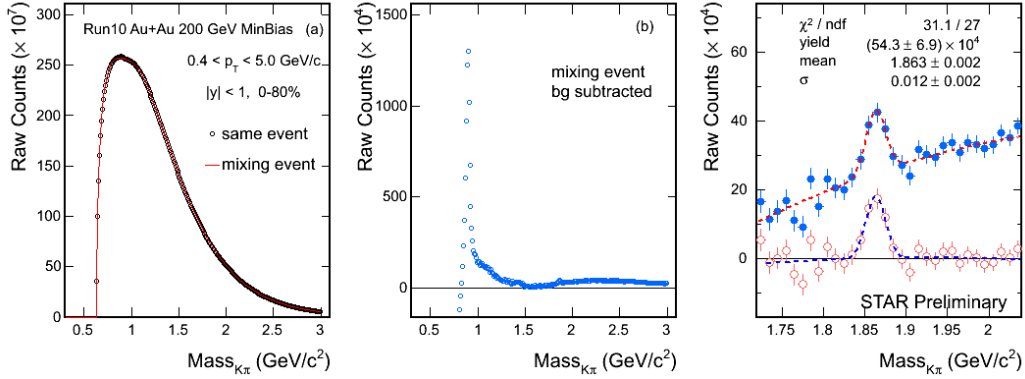
$$\sigma_{celk} = 797 \pm 210 \text{ (stat.) }^{+208}_{-295} \text{ (sys.) } \mu\text{b. [2]}$$



Obrázek 4.6: Účinný průřez produkce $c\bar{c}$ v p+p srážce při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Data získaná z D^0 a D^* jsou vydělena rozpadovým poměrem 0,56 ($c \rightarrow D^0$), respektive 0,22 ($c \rightarrow D^{*+}$). Finální účinný průřez je porovnaný s výsledky FONLL výpočtů. Převzato z [2].

4.1.2 Rekonstrukce D mezonu v Au+Au srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV

Data, která jsou prezentována [14] ve srážkách zlata pochází z 280 milionů událostí z roku 2010 z minimálně zaujatého triggeru. K analýze byla užita časová projekční komora a detektor doby letu, odečtení pozadí bylo provedeno metodou smíchaných událostí. Pro výpočet jaderného modifikačního faktoru bylo dále užito 105 milionů srážek p+p z roku 2009 nasbíraných pomocí minimálně zaujatého triggeru. Pro odečtení pozadí v protonových srážkách bylo použito metody stejného znaménka. Na obr.4.7 vidíme signál v Au+Au srážkách před a po odečtení pozadí.



Obrázek 4.7: Vlevo a uprostřed: Invariantní hmotnost $K\pi$ v Au+Au při $\sqrt{s} = 200$ GeV před a po odečtení pozadí metodou smíchaných událostí. Vpravo: modré kruhy představují D^0 signál v 0-80 % Au+Au srážce po zvětšení, červené kruhy signál po odečtení reziduálního pozadí pomocí polynomu druhého stupně. Převzato z [14].

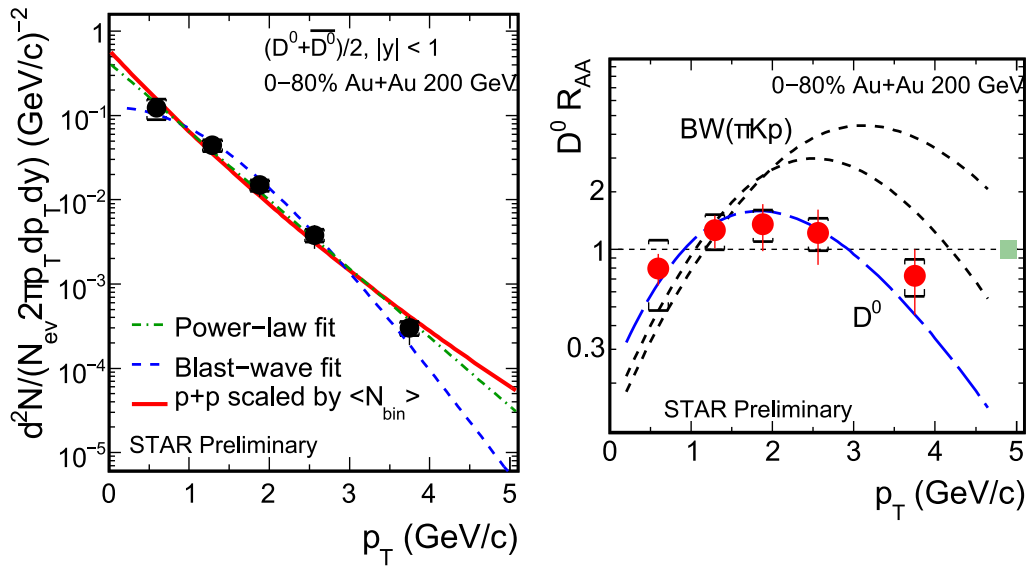
Na obr. 4.8 vlevo je spektrum D^0 mezonů pro různé příčné hybnosti. Účinný průřez produkce $c\bar{c}$ na nukleon byl určen jako průměr fitu mocninou funkcí (na obrázku čerchovaně zeleně) a fitu z modelu rázových vln (Blast-wave model) (přerušovaná modrá čára). Výsledná hodnota je

$$186 \pm 22 \text{ (stat.)} \pm 30 \text{ (sys.)} \pm 18 \text{ (norm.)} \mu\text{b.}$$

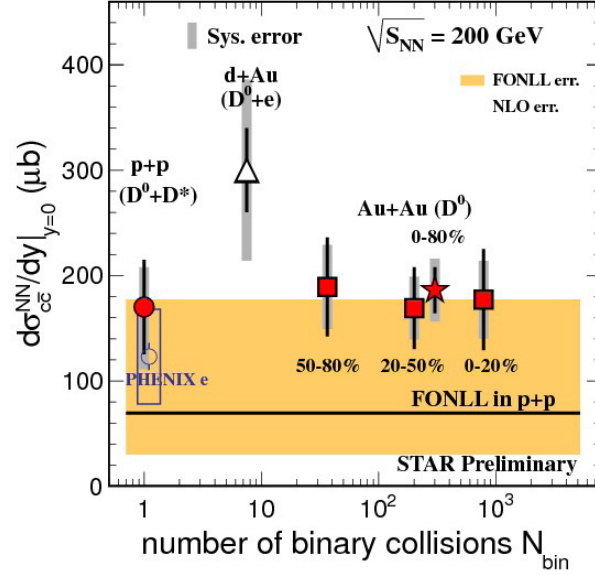
Vpravo je pak jaderný modifikační faktor pro D^0 . Nejistota z p+p srážek je znázorněna zeleným obdélníkem v pravé části obrázku. R_{AA} je konzistentní s 1, nebylo tedy pozorováno žádné potlačení. Porovnání fitu modelu rázových vln pro tato data s hodnotami z modelu s parametry pro lehké kvarky (oblast vyznačená černými přerušovanými čarami) naznačuje, že D^0 mezony vymrzají dříve než lehké kvarky.

Na obr. 4.9 je znázorněn účinný průřez $c\bar{c}$ v závislosti na počtu binárních srážek. Čtverce představují účinný průřez v různých centralitách, hvězda celkový účinný průřez pro 0-80 % centrálních srážek. Černou čarou je předpověď FONLL, oranžově její nejistota. Zelený pás představuje předpověď NLO. Je patrné, že produkce půvabných kvarků ve srážkách zlata dobře škáluje s počtem binárních srážek a v rámci chyb souhlasí i s teoretickými výpočty.

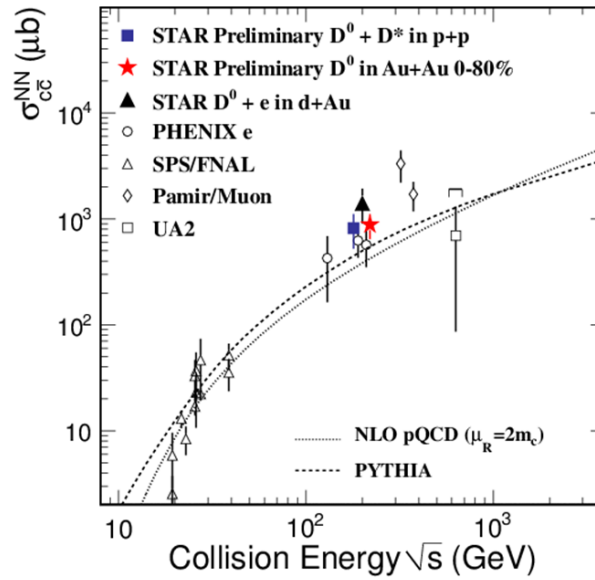
Na obr. 4.10 jsou vyneseny účinné průřezy produkce půvabných kvarků z experimentů pro různé $\sqrt{s_{NN}}$.



Obrázek 4.8: Vlevo: Hybnostní spektrum D^0 pro 0-80 % centrálních srážek Au+Au při $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. Zeleně čerchovaně a červeně plnou čarou jsou nakresleny fity mocninou řadou pro Au+Au, resp pro p+p škálované počtem binárních srážek. Modrou čarou je fit Blast-wave modelu. Vpravo: Jaderný modifikační faktor pro D^0 mezon v závislosti na p_T . Modrá přerušovaná čára ukazuje fit modelu rázových vln, černé přerušované čáry vyznačují předpověď R_{AA} z modelu rázových vln s parametry z lehkých kvarků. Převzato z [14].



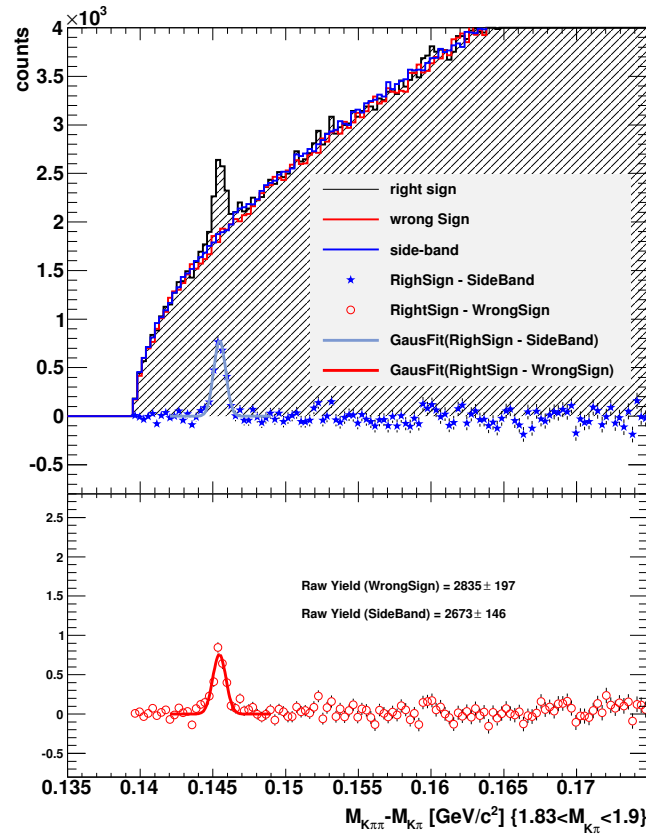
Obrázek 4.9: Účinný průřez tvorby $c\bar{c}$ při $\sqrt{s} = 200$ GeV v závislosti na počtu binárních srážek při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Převzato z [14].



Obrázek 4.10: Účinný průřez produkce $c\bar{c}$ párů v závislosti na energii srážky na nukleon. Přerušovaná a tečkovaná čára představuje teoretické hodnoty z PYTHIA a z NLO. Převzato z [16].

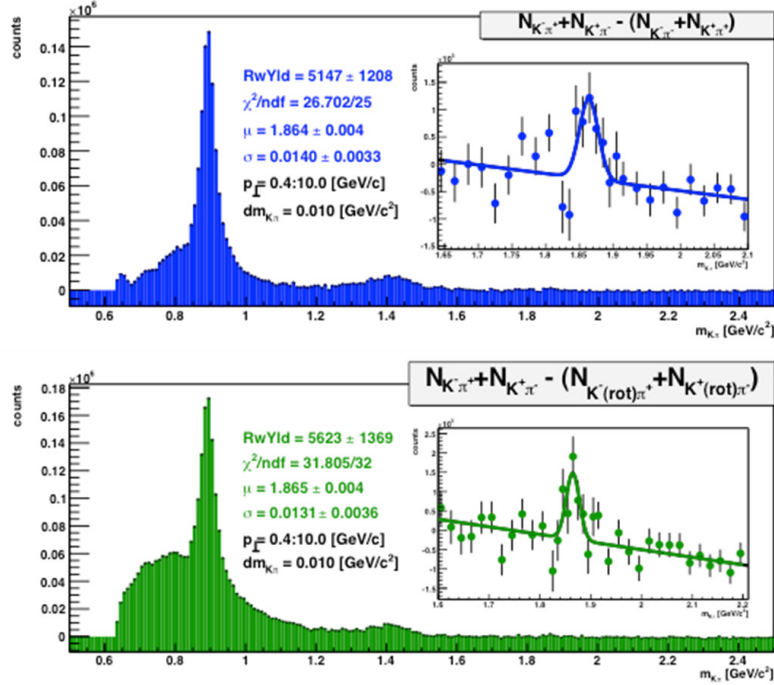
4.1.3 Rekonstrukce D mezonu v p+p při $\sqrt{s} = 500$ GeV

Předběžné měření D mezonu bylo na STARu provedeno i při $\sqrt{s} = 500$ GeV [15] a to pro D^* , tak i pro D^0 . Rekonstrukce se provádí obdobně jako u 200 GeV. Na obr. 4.11 nahoře vidíme rozdíl invariantní hmoty $K\pi\pi$ a $K\pi$ a výsledky určení různých pozadí, dole je modře signál po odečtení pozadí metodou bočního pásu a červeně je signál po použití metody špatného znaménka. Data pochází ze 150 milionů událostí při různých triggerech.



Obrázek 4.11: Rozdíl invariantní hmoty $K\pi\pi$ a $K\pi$ v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 500$ GeV. Nahoře je černě zobrazen signál, červeně pozadí určené metodou špatného znaménka, modře metodou bočního pásu. Níže je signál po odečtení pozadí.

Data pro měření D^0 při $\sqrt{s} = 500$ GeV pochází z 52 milionů událostí s minimálně zaujatým triggerem. Spektrum po odečtení pozadí je na obr. 4.12



Obrázek 4.12: Měření D^0 v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 500$ GeV. Na horním obrázku je signál po odečtení pozadí metodou stejného znaménka, dole je použito metody rotace dráhy. Převzato z [17]

4.2 Měření pomocí nefotonických elektronů

Výše popsané přímé měření pomocí hadronových rozpadů je z důvodu chybějící přesnosti měření sekundárního vrcholu omezeno na nižší p_T [18]. Nepřímé měření pomocí semileptonických rozpadů ($D, B \rightarrow l \nu_l X$) umožňuje rozšířit kinematickou oblast i do vyšších p_T . Problémem je elektronové pozadí pocházející z fotonů tvorbou elektron-pozitronových párů v materiálu detektorů a z Dalitzova rozpadu π^0 a η . Existují dvě metody pro určení pozadí z fotonických elektronů:

- Koktejlková metoda. Ze známých nebo odhadnutých účinných průřezů se určí příspěvky z různých zdrojů. Nevýhodou této metody je, že vyžaduje přesnou znalost rozložení materiálu v detektorech.

- Metoda stejného a rozdílného znaménka elektronu. Tato metoda je založena na tom, že fotonické elektron-pozitronové páry mají velmi malou invariantní hmotnost. Nejprve se elektron (pozitron) kombinuje se všemi ostatními ze stejné události se stejným znaménkem. Tyto páry pochází z náhodného kombinatorického pozadí. Dále se kombinuje se všemi s opačným znaménkem, tyto páry jsou jak z kombinatorického pozadí, tak i z Dalitzova rozpadu a z tvorby párů. Fotonické pozadí je pak určeno jako rozdíl párů s opačným a se stejným znaménkem.

4.2.1 Nefotonické elektrony v p+p srážkách

Na STARu bylo provedeno měření nefotonických elektronů v p+p srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Výsledky z dat nabraných v roce 2005 (Run2005) a 2008 (Run2008) byly publikovány v [18]. K analýze byly použity data z časové projekční komory a z válcového elektromagnetického kalorimetru. Časová projekční komora sloužila k určení hybnosti, rekonstrukci primárního vrcholu a k rozlišení elektronů od hadronů. Jako minimálně zaujatý trigger byly použity čítače svazku (BBC). K triggerování byl použit i válcový elektromagnetický kalorimetr. Pro výpočet účinného průřezu je třeba zohlednit účinnost rekonstrukce. Užívá se vztahu

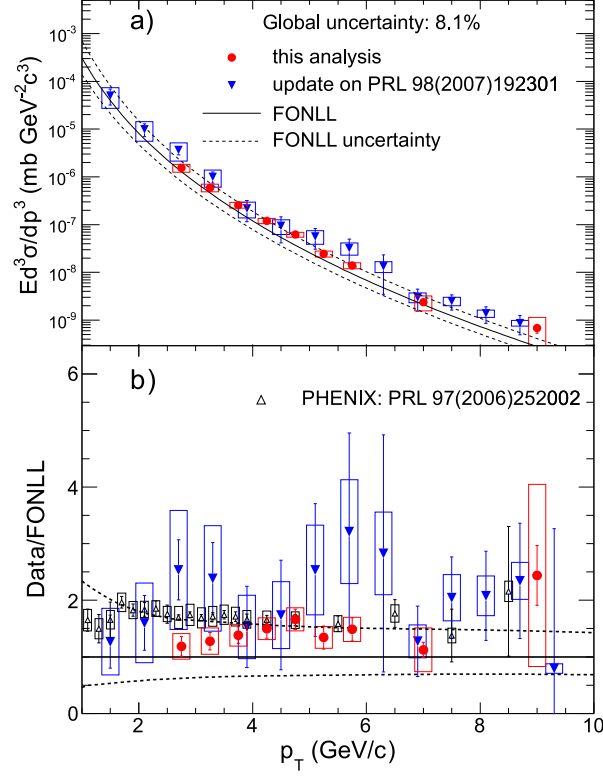
$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{L} \frac{1}{2\pi p_T \Delta p_T \Delta y} \frac{N_{npe}}{\epsilon_{rec}\epsilon_{trig}\epsilon_{eid}\epsilon_{BBC}}.$$

L je integrovaná luminozita, ϵ_{BBC} je účinnost BBC triggeru, ϵ_{trig} je účinnost BEMC triggeru, ϵ_{eid} je účinnost identifikace elektronů, ϵ_{rec} je součin účinností rekonstrukce elektronu v detektoru a opravného faktoru na rozlišení hybnosti. N_{npe} je hrubý výtěžek nefotonických elektronů, počítá se jako

$$N_{npe} = N_{inc} \cdot \epsilon_{pur} - N_{pho} \cdot \epsilon_{pho},$$

kde N_{inc} je celkový počet elektronů, ϵ_{pur} představuje čistotu elektronů zohledňující znečištění hadrony, N_{pho} je počet fotonických elektronů a ϵ_{pho} účinnost jejich rekonstrukce. Na obr. 4.13 je výsledný účinný průřez pro nefotonické elektrony vzniklý z kombinace výsledků z dat z 2005 a 2008. V dolní části je porovnání s předpovědí FONLL.

Vzhledem k rozdílné rozpadové kinematice je možné rozlišit, zda nefotonické elektrony pochází z B nebo D mezonu. Rozložení azimutálního úhlu mezi elektronem a hadrony z rozpadu mezonu je jiné pro B a D, teoretická předpověď z PYTHIA modelu nastaveného pro STAR je na obr. 4.14. $\Delta\phi = 0$ odpovídá elektronu. Podíl nefotonických elektronů se pak dostane tak, že se proloží kombinace rozložení pro B a D mezony daty a tak se dostane poměr příspěvků [19].

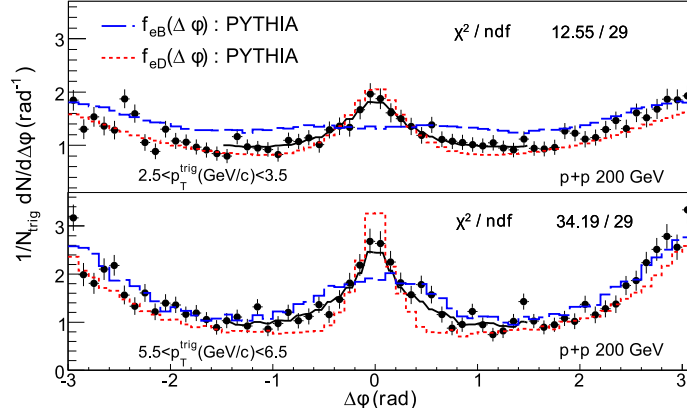


Obrázek 4.13: (a) Účinný průřez nefotonické elektronové produkce v p+p srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV včetně staršího výsledku ze STARu. (b) Srovnání výsledků s předpovědí FONLL. Jsou zahrnuty i výsledky z PHENIXu. Převzato z [18].

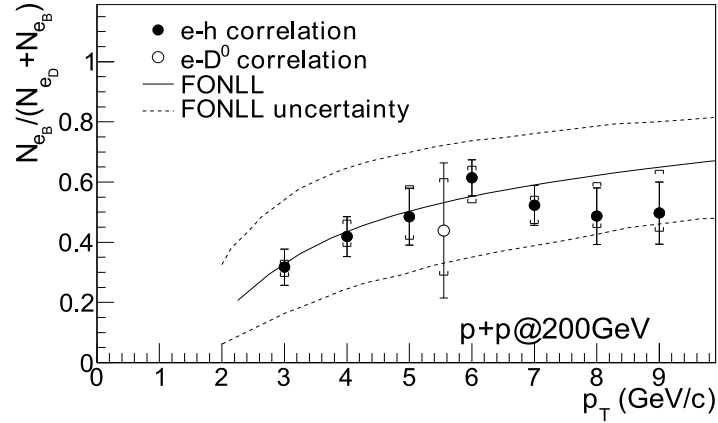
Účinný průřez rozpadu B mezonu na elektron se získá jako účinný průřez pro nefotonické elektrony s odečtením příspěvku z rozpadů J/ψ , Υ a z Drell-Yanova procesu, násobený poměrem elektronů vzniklých z rozpadu B mezonu k elektronům vzniklým z rozpadu B a D mezonu ($e_B/(e_B + e_D)$). Obdobně byl určen účinný průřez pro D mezon, akorát byl použit $(1 - e_B/(e_B + e_D))$. Hodnoty ($e_B/(e_B + e_D)$) jsou převzaty z [19], poměr v závislosti na p_T je na obr. 4.15. Poměr příspěvků pro p_T mezi měřenými body je určen lineární interpolací.

Integrální účinný průřez v midrapiditě pro příčnou hybnost v rozmezí 3 GeV/c < p_T < 10 GeV/c vychází [18] pro B mezony

$$\frac{d\sigma_{(B \rightarrow e) + (B \rightarrow D \rightarrow e)}}{dy_e} = 4,0 \pm 0,5(\text{stat.}) \pm 1,1(\text{syst.}) \text{ nb}$$



Obrázek 4.14: Rozdělení azimutálních úhlů mezi nefotonickými elektrony a nabitými hadrony. Modře je výpočet z PYTHIA pro B mezony, červeně pro D mezony, černě je proložení bodů. Na horním obrázku jsou data, kdy má spouštěcí elektron $2,5 < p_T < 3,5$ GeV/c, dole $5,5 < p_T < 6,5$ GeV/c. Převzato z [19].

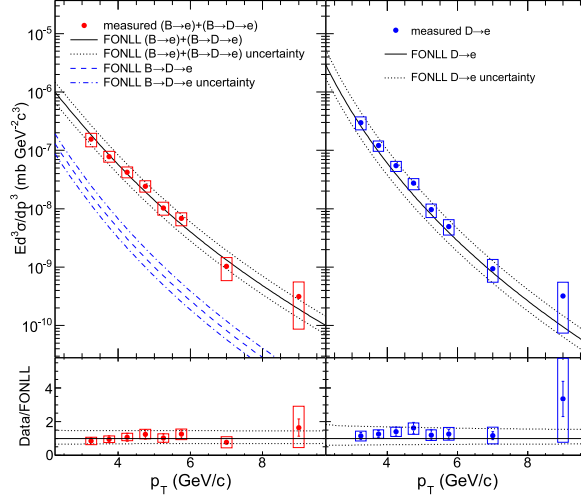


Obrázek 4.15: Poměr příspěvku elektronů z B mezonu k nefotonickým elektronům. Čáry odpovídají předpovědi FONLL s horním a dolním limitem. Převzato z [19].

a pro D mezony

$$\frac{d\sigma_{(D \rightarrow e)}}{dy_e} = 6,2 \pm 0,7(\text{stat.}) \pm 1,5(\text{syst.}) \text{ nb}$$

. Na obr. 4.16 můžeme vidět rozdělený účinný průřez pro B a D mezon. V dolní části je porovnání dat s výpočtem FONLL, data se s výpočtem velmi

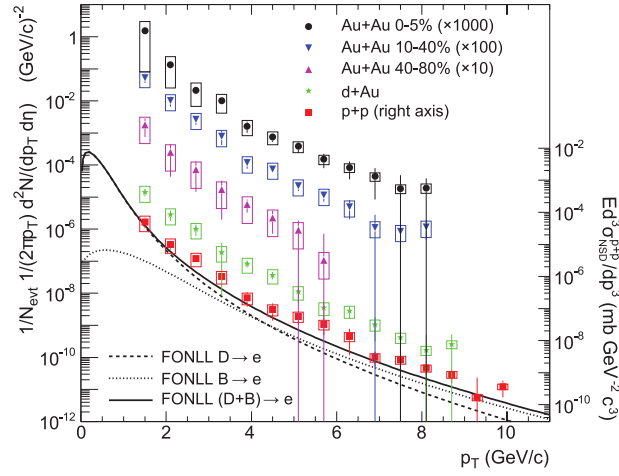


Obrázek 4.16: Účinný průřez nefotonické elektronové produkce v p+p srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pro rozpad B mezonu (vlevo) a D mezonu (vpravo). Výsledky jsou porovnány s předpovědí FONLL. V dolní části obrázku je poměr naměřených dat k FONLL předpovědi. Převzato z [18].

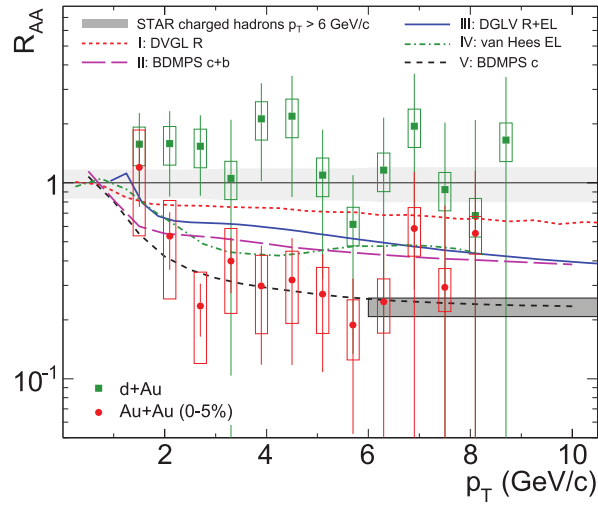
dobře shodují.

4.2.2 Nefotonické elektrony v Au+Au srážkách

Nefotonické elektrony byly měřeny i v srážkách Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Spektrum nefotonických elektronů můžeme vidět na obr. 4.17. Z toho určený jaderný modifikační faktor v závislosti na p_T je na obr. 4.18 spolu s jaderným modifikačním faktorem pro d+Au. Pro vysoké p_T můžeme v centrálních srážkách Au+Au pozorovat značné potlačení, což je konzistentní s podstatnou ztrátou energie těžkých kvarků při průchodu kvark-gluonovým plazmatem.



Obrázek 4.17: Spektrum nefotonických elektronů pro různé centrality Au+Au srážek, d+Au srážky (zeleně) a p+p srážky (červeně) při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Některá spektra jsou pro rozlišení násobena konstantou. Čáry představují předpovědi FONLL pro semileptonické rozpady D a B mezonů. Převzato z [20].



Obrázek 4.18: Jaderný modifikační faktor pro srážky d+Au a Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v závislosti na p_T a jeho porovnání s některými modely. Sedý obdélník představuje potlačení pro hadrony s $p_T > 6$ GeV/c. Převzato z [20].

Kapitola 5

Kvarkonia

Kvarkonia v širším slova smyslu jsou mezony skládající se z kvarku a stejného antikvarku. Častěji se však označení používá pouze pro páry $c\bar{c}$ (charmonium) a $b\bar{b}$ (bottomium), na tyto kvarkonia se v této kapitole omezíme.

Význam těžkých kvarků pro studium srážek těžkých iontů spočívá především v tom, že jejich hmotnosti ($m_c \approx 1,3 \text{ GeV}$, $m_b \approx 4,2 \text{ GeV}$) jsou výrazně větší než kritická teplota ($T_c \approx 170 \text{ MeV}$) nebo konstanta QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$). Z toho plyne, že je jejich produkce omezena pouze na krátký čas po prvotní srážce a měla by být dobře popsána škálováním na počet nukleonů účastnících se srážky. Vytvořený pár $q\bar{q}$ pak prolétá vzniklým kvark-gluonovým plazmatem, v němž nejspíše nestihne termalizovat, a nakonec zhadrionizuje a vytvoří odpovídající mezon[3]. Počet takto vytvořených částic bude závislý na působení QGP na prolétající kvark-antikvarkové páry. Toto působení lze kvantifikovat pomocí jaderného modifikačního faktoru R_{AA} .

Již roku 1986 navrhli Matsui a Satz potlačení J/ψ kvůli stínění barevného náboje jako signál vzniku QGP [21]. Nicméně kromě potlačení vlivem vzniklého QGP existují i další efekty, které by mohly vysvětlovat změny produkce J/ψ v jádro-jaderných srážkách. Jedná se o tzv. efekty studené jaderné hmoty (cold nuclear matter – CNM effects). Tyto efekty se zkoumají v p+A (v případě RHICu d+Au) srážkách, výsledné potlačení se pak označuje jako normální a popisuje se pomocí jaderného modifikačního faktoru R_{pA} (R_{dAu}) zavedeného analogicky k (4.1). Ve srážkách těžkých iontů by se měly projevit nejen CNM efekty, ale i efekty horké jaderné hmoty. Veškeré další takto vzniklé potlačení se označuje jako mimořádné.

5.1 Kvarkonia jako teploměr

Při jádro–jaderné srážce vzniknou kvarkonia v různých stavech, jak dále uvidíme, tyto stavy se v QGP rozkládají při různých dopředu daných teplotách. Když dokážeme určit, které stavy se rozpadly, dokážeme tak nepřímo měřit teplotu plazmatu.

5.1.1 Rozměry kvarkonií

Vzhledem k vysokým hmotnostem c a b kvarků, lze kvarkonia popsat nerelativisticky pomocí potenciálu

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}, \quad (5.1)$$

a ten řešit Schrödingerovou rovnicí [12]. (Tento potenciál se často nazývá Cornellovský podle skupiny fyziků na Cornellově univerzitě, kteří ho začali používat po objevu J/ψ). Skládá se ze dvou částí, lineární představuje vězní sílu s napětím struny $\sigma \approx 0.2$ GeV, druhá část je efektivní coulombický potenciál, pro nějž ze strunové teorie plyne $\alpha = \pi/12$. Po vyřešení Schrödingerovy rovnice můžeme spočítat poloměr vázaného stavu z

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int d^3r r^2 |\psi_i(r)|^2}{\int d^3r |\psi_i(r)|^2}$$

V tabulce 5.1 jsou uvedeny získané poloměry pro některá kvarkonia. Vidíme, že kvarkonia mají menší rozměry než je typický hadronový rozměr ~ 1 fm.

	J/ψ	χ_c	ψ'	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
Hmotnost (GeV)	3,10	3,53	3,68	9,46	10,02	10,36
Poloměr (fm)	0,25	0,36	0,45	0,14	0,28	0,39

Tabulka 5.1: Hmotnosti a poloměry některých vázaných stavů kvarkonií

5.1.2 Stínění barevného náboje

S rostoucí teplotou klesá napětí struny v potenciálu (5.1) a při teplotě $T > T_c$ lineární část potenciálu zcela vymizí ($\sigma(T_c) = 0$). Zároveň vzniká médium volných barevných nábojů a tedy dochází ke stínění barevného

náboje, obdobně jako v elektromagnetickém plasmatu pozorujeme stínění elektrického náboje (Debyeho stínění). Potenciál (5.1) se pak modifikuje na

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \exp \left[\frac{-r}{r_D(T)} \right], \quad (5.2)$$

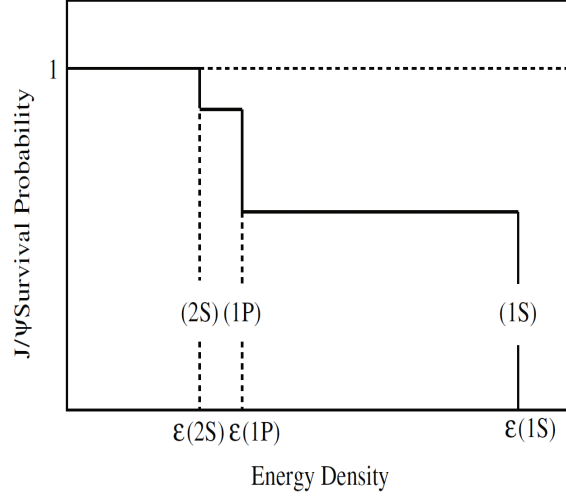
kde $r_D(T)$ je Debyeho vlnová délka, udávající charakteristickou stínící vzdálenost. Tato vlnová délka klesá s rostoucí teplotou, tak jak v houstnoucím médiu přibývá stínícího barevného náboje. Jakmile se stane menší než je poloměr daného kvarkoniového stavu, potenciál (5.2) už nedává vázaný stav a kvarkonium se rozpadá [5]. Teplota, při které se tak stane, závisí na poloměru daného kvarkonia a na přesné závislosti Debyeho vlnové délky na teplotě. Z tabulky 5.1 vidíme, že v případě charmonií se bude nejprve rozkládat ψ' , dále χ_c , zatímco J/ψ vydrží nejdéle ($R(\psi') > R(\chi_c) > R(J/\psi)$). Pro bottomium je situace obdobná, nejprve se rozkládají excitované stavy. K přesnějšímu určení teploty rozpadu lze dojít dvěma způsoby:

- Řešením Schrödingerovy rovnice pro zobecněný Cornellovský potenciál, nyní závislý i na teplotě $V = V(r, T)$ Tento postup vede k následujícím teplotám rozkladu charmonií
 - J/ψ vydrží do $T \simeq 1,2 T_c$
 - ψ' a χ_c se rozpadne hned u $T \simeq T_c$
- Nověji přímo výpočtem QCD na mřížce při konečné teplotě. Takto vypočtené teploty jsou
 - $T \simeq 1,5 - 2,3 T_c$ pro J/ψ
 - $T \simeq 1,1 T_c$ pro ψ' a χ_c

Zatímco u ψ' a χ_c dávají oba modely přibližně stejné hodnoty, rozpadová teplota pro J/ψ leží spíše až u $T \approx 2T_c$. Více informací k určení teploty lze nalézt např. v [12]

5.1.3 Příspěvek z excitovaných stavů

V elementárních srážkách je přibližně 40% J/ψ vytvořeno deexcitací vyšších stavů (feed-down), především ψ' a χ_c . V QGP se při určité teplotě budou tyto vyšší stavy rozkládat a s tím zmizí i jejich příspěvek k J/ψ , budeme tedy moct pozorovat jeho potlačení, i když nebylo dosaženo potřebné teploty k jeho vlastnímu rozložení. Situace je ilustrována na obr. 5.1.



Obrázek 5.1: Postupné potlačení J/ψ s rostoucí hustotou energie. Skoky odpovídají hustotě energie, při které dochází k rozkladu jednotlivých stavů J/ψ . Převzato z [12].

Chceme-li použít charmonia jako nástroj pro měření teploty QGP, je nutné přesněji určit podíl příspěvku vyšších stavů k základnímu stavu. Tento podíl pro ψ' zavedeme vztahem

$$R(\psi') = \frac{N(J/\psi \text{ z } \psi')}{N_{\text{celk}}(J/\psi)} = \frac{\sigma(\psi') \cdot B(\psi' \rightarrow J/\psi X)}{\sigma(J/\psi)}.$$

N jsou počty detekovaných částic, σ účinné průřezy a B je rozpadový poměr $B(\psi' \rightarrow J/\psi X) = (59,5 \pm 0,8) \%$ [13]. Obdobně se zavádí poměr i pro χ_c .

Hodnoty pro excitované stavy J/ψ jsou určeny v [22]. Vychází

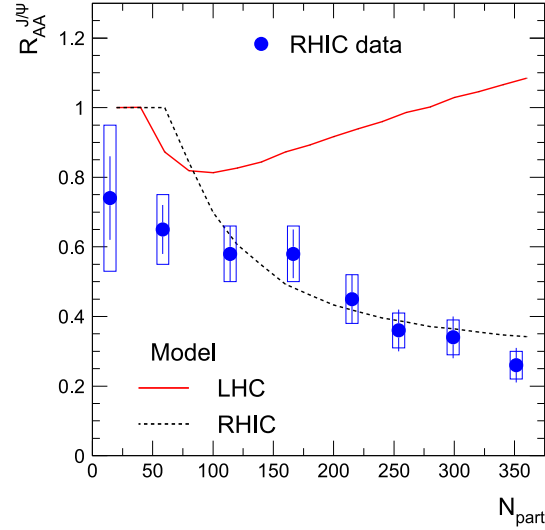
- $R(\psi') = (8,1 \pm 0,3) \%$
- $R(\chi_c) = (25 \pm 5) \%$

5.1.4 Regenerace kvarkonií

Při vysokých teplotách ($T \gg T_c$) by se podle výše nastíněného mechanismu měla rozložit téměř všechna kvarkonia (kromě nepotlačeného příspěvku kvarkonií z okraje srážky, které neprocházejí vzniklou QGP). Existuje však další mechanismus vzniku kvarkonií, který je třeba brát v úvahu. I když se všechny páry $q\bar{q}$ rozloží, budou nadále prolétat QGP, až nakonec dojde

k jejich hadronizaci při $T = T_c$. Bylo vytvořeno několik modelů pro popis hadronizace těžkých kvarků. Zde se zaměříme na často uváděný model statistické hadronizace (SHM). Jeho předpoklady jsou:

1. Těžké kvarky jsou produkovány v prvotní srážce a jejich počet zůstává konstantní v průběhu vývoje až do hadronizace.
2. Těžké kvarky stihnou termalizovat v QGP před hadronizací.
3. Při hadronizaci vznikají kvarkonia statistickým slučováním (koalescence). Jejich počty jsou určeny grand-kanonickým potenciálem. To předpokládá, že mohou kvarky v rámci média cestovat na velké vzdálenosti.



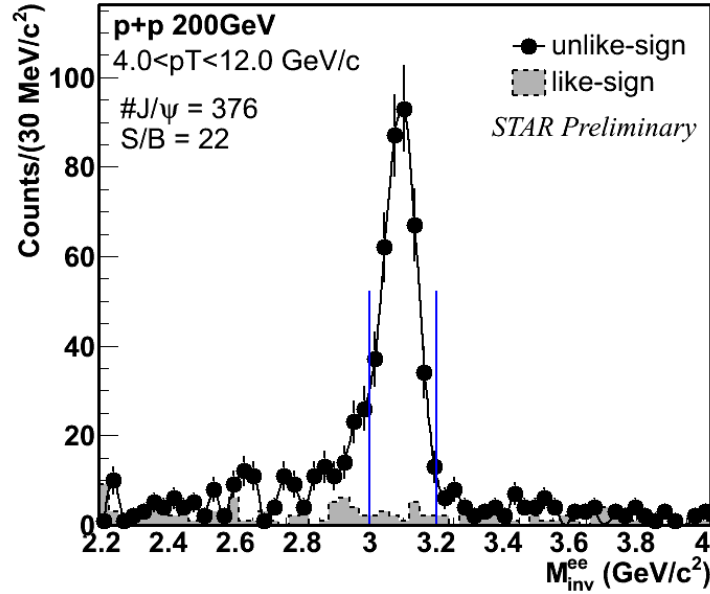
Obrázek 5.2: Závislost $R_{AA}(J/\psi)$ na centralitě v midrapiditě $y = 0$ při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Přerušovaná čára představuje předpověď modelu statistické hadronizace pro RHIC, červená plná čára předpověď pro energii srážky odpovídající LHC. Převzato z [3].

Při hadronizaci jsou tak vytvořeny další kvarkonia. Termín regenerace je tedy poněkud zavádějící, poněvadž se nejedná o obnovení původních kvarkonií vzniklých v prvotní srážce, ale o vytvoření nových, v počtu daném celkovým počtem q a $\bar{q}$. Jedná se o pozadí nesouvisející s původním potlačením. Protože v případě $c\bar{c}$ jen přibližně 1 % vzniklých párů končí jako charmonium (ve vakuu), zatímco statistická koalescence se týká všech volných c a $\bar{c}$, může

mít statistická rekombinace podstatný vliv na celkový jaderný modifikační faktor R_{AA} [5]. Na RHICu je hustota $c\bar{c}$ nízká, zatímco na LHC by měla grand-kanonická produkce překonat prvotní produkci. Model tu předpokládá $R_{AA} > 1$. Na obr. 5.2 vidíme hodnoty R_{AA} v midrapiditě v závislosti na centralitě pro RHIC a jejich porovnání s předpovědí SHM, dále červeně předpověď pro LHC. Užití J/ψ jako teploměru se tedy na LHC komplikuje, tuto funkci by mohlo převzít Υ , které bude výrazně méně ovlivněno statistickou regenerací.

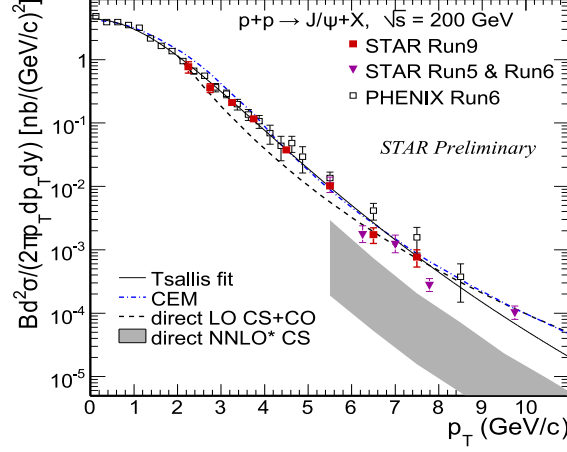
5.2 Charmonium na STARu

J/ψ je na STARu rekonstruováno pomocí jeho dielektronového rozpadu $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ s rozpadovým poměrem 5,9 %. Elektrony a pozitrony jsou identifikovány pomocí střední ztráty energie na jednotku dráhy dE/dx v TPC (Time Projection Chamber) spolu s omezením na rychlost letu ($\beta \approx 1$) získaným z TOF (Time of Flight). Pro elektrony a pozitrony je kladen požadavek na vysoké deponování energie v jedné věži v BEMC (Barrel Electromagnetic Calorimeter). Tak dojde k potlačení signálu z hadronů [23]. Na obr. 5.3 vidíme signál z p+p srážek při $\sqrt{s} = 200$ GeV.

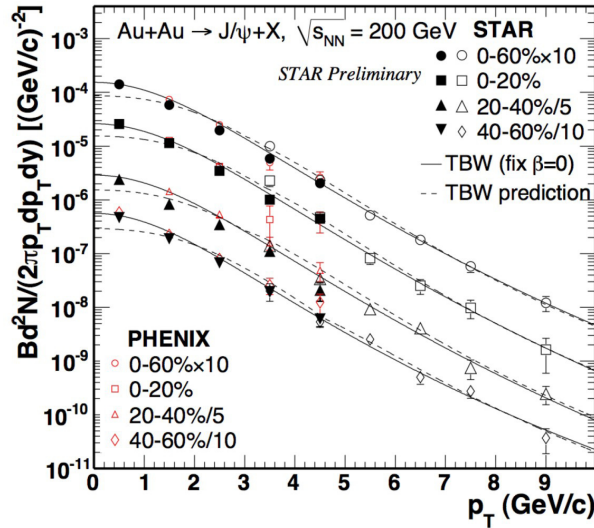


Obrázek 5.3: Invariantní hmota elektronů v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV pro vysoké p_T . Černé tečky představují signál při kombinaci elektronů a pozitronů, šedá plocha představuje pozadí získané metodou stejného znaménka. Převzato z [16].

Dále jsou popsány některé výsledky ze srážek p+p a Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Na obr. 5.4 je spektrum J/ψ v srážkách p+p, na obr. 5.5 v Au+Au, obojí při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Z těchto spekter lze určit R_{AA} .

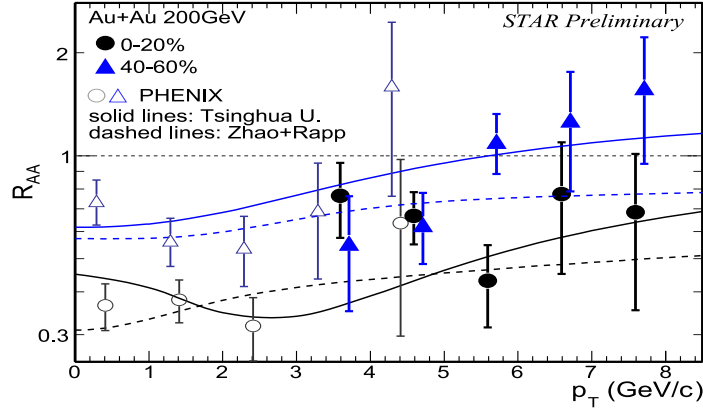


Obrázek 5.4: J/ψ hybnostní spektrum v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Plná čára představuje fit Blast-Wave modelu na data, přerušované předpovědi některých modelů. Převzato z [24].



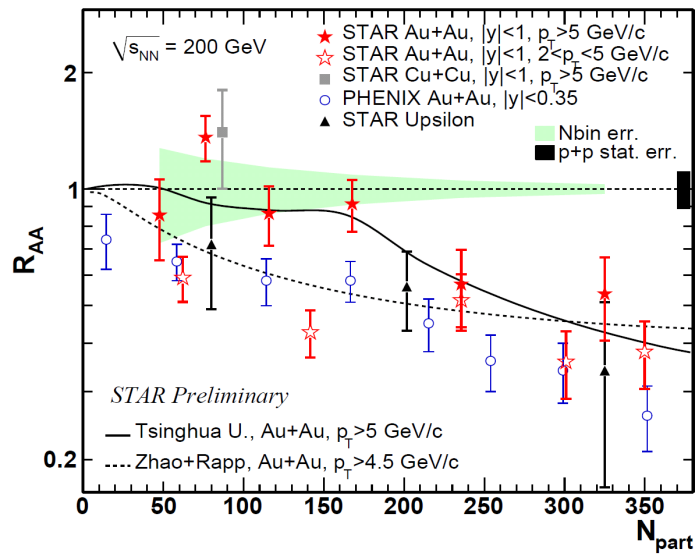
Obrázek 5.5: J/ψ hybnostní spektrum v Au+Au srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Jednotlivé znaky odpovídají různým centralitám, pro rozlišení jsou hodnoty pro některé centrality přenásobeny konstantou. Plné čáry představují fity Blast-Wave modelu na data, přerušované jeho předpovědi. Převzato z [16].

Na obr. 5.6 vidíme závislost jaderného modifikačního faktoru na příčné hybnosti p_T ve dvou různých centralitách. Výsledky ze STARu jsou porovnány s výsledky PHENIXu pro nižší p_T . Kolečka u obou experimentů představují 0–20 % nejcentrálnějších srážek, trojúhelníky 40–60 %. Z obrázku je patrné vyšší potlačení pro centrálnější srážky, zároveň můžeme pozorovat, že se potlačení s rostoucí p_T snižuje.



Obrázek 5.6: $R_{AA}(J/\psi)$ v závislosti na příčné hybnosti p_T pro různé centrality. Plné a přerušované čáry jsou teoretické výpočty. Převzato z [24].

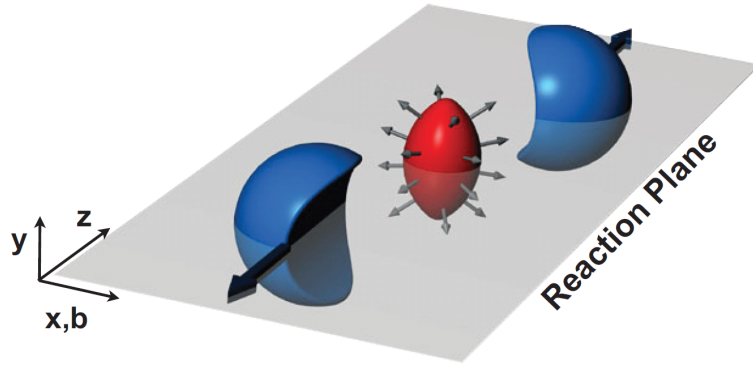
Obr. 5.7 zobrazuje závislost R_{AA} na počtu srážejících se nukleonů a tedy na centralitě. Měření ze STARu jsou uvedena pro různé p_T a porovnána s výsledky z PHENIXu v nízké p_T ($0 < p_T < 5$ GeV/c). Všechny vykreslené hodnoty jsou v midrapiditě. V okrajových srážkách nelze potlačení pozorovat, což je konzistentní se starším výsledkem pro centrální srážky Cu+Cu. V 0–20 % centrálních srážek je potlačení pozorováno. V chybách u jednotlivých bodů není zahrnuta chyba pocházející z p+p srážek, ta je zobrazena v pravé části obrázku jako černý pás.



Obrázek 5.7: $R_{AA}(J/\psi)$ v závislosti na centralitě pro různá jádra a příčné hybnosti. Zelený pás označuje chybu určení počtu srážejících se nukleonů, černý pás vpravo označuje statistickou chybu pocházející z p+p srážek. Černé trojúhelníky představují hodnoty pro Υ . Plná a spodní přerušovaná čára jsou výsledky teoretických výpočtů pro srážky Au+Au. Převzato z [16].

5.2.1 Eliptický tok

Při srážce jader vytvořené kvark-gluonové plasma se kolektivně rozpíná a tomuto rozpínání se říká tok (flow) [1]. Tento tok může být zvláště pro necentrální srážky anizotropní vzhledem k rovině srážky tvořené osou svazku a impaktparametrem, což je spojnice středů jader. Tuto situaci ilustruje obr. 5.8. Mandlový tvar sražené oblasti vede k tomu, že v rovině srážky je gradient hustoty energie větší. Částice vzniklé v této rovině pak dosahují vyšší hybnosti, prostorová anizotropie se tedy přenáší na anizotropii hybností.



Obrázek 5.8: Ilustrace prostorové anizotropie vzniklé v necentrální srážce. Převzato z [1].

Pro charakteristiku toku se využívá rozepsání do Fourierovy řady

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \mathbf{p}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \right), \quad (5.3)$$

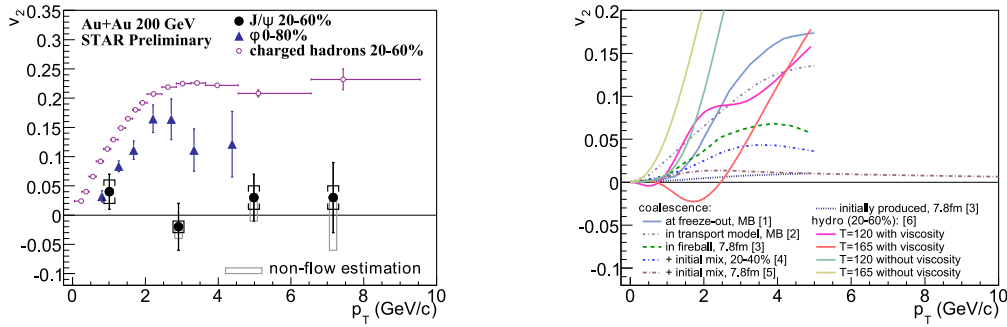
kde E je energie částice, p její hybnost, p_t příčná hybnost, y rapidita, φ je azimutální úhel a Ψ je úhel roviny srážky. Díky symetrii vzhledem k rovině srážky nejsou v rovnici (5.3) sinusové členy. v_n jsou Fourierovy koeficienty a jsou dány jako

$$v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \rangle, \quad (5.4)$$

hranaté závorky označují střední hodnotu středovanou přes všechny částice v jedné události a průměrovanou přes všechny události pro dané p_t a y . Ostré závorky označují střední hodnotu, středování se provádí přes všechny částice. V praxi narazíme na problém, že je nemožné znát rovinu srážky přesně. K určení toku se tak nejčastěji používá metody částicových korelací, více např. v [1]

Koeficienty v_1 a v_2 z rovnic (5.3) a (5.4) jsou známy jako přímý a eliptický tok. Eliptický tok může pomoci určit mechanismus vzniku J/ψ . V případě,

že by J/ψ vznikalo koalescencí, dal by se očekávat vyšší eliptický tok než v případě, jestliže vzniká v počátečních procesech poruchové QCD. Eliptický tok a jednotlivé modely pro J/ψ jsou znázorněny na obr. 5.9. Z dat je patrné, že je eliptický tok až na velmi nízká p_T konzistentní s 0, modely předpovídající vznik J/ψ koalescencí při vymrzání se nacházejí více než 3σ nad experimentálními daty

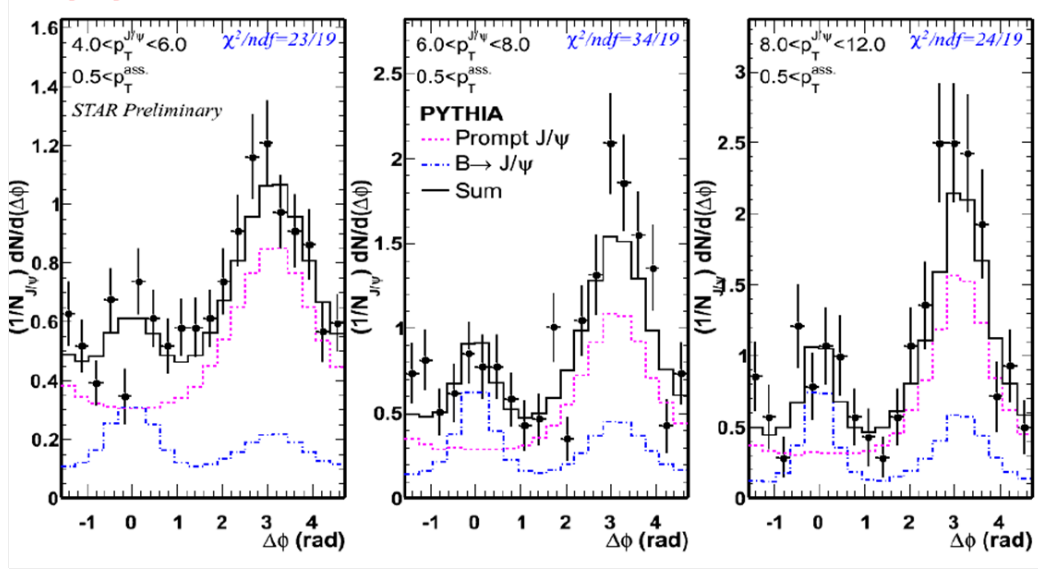


Obrázek 5.9: Vlevo: Eliptický tok J/ψ , ϕ a nabitých hadronů v závislosti na příčné hybnosti v Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Vpravo: Výpočty různých modelů pro eliptický tok J/ψ . Převzato z [24].

5.2.2 J/ψ -hadronové korelace

Část pozorovaných J/ψ vzniká rozpadem B mezonu. Zkoumání, jaký podíl J/ψ vznikl rozpadem je důležité i pro použití J/ψ jako teploměru (viz kapitola 5.1). Tento podíl byl měřen v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV [25]. K měření se používá J/ψ -hadronových korelací, jejich princip je následující: [26] Prochází-li částice s vysokou p_T kvark-gluonovým plazmatem, ztrácí interakcemi v něm energii. Tato energie se projeví tím, že lze ve směru původní částice pozorovat více dalších částic s nižší p_T . Tyto vysokoenergetické částice vznikají většinou ve dvojicích a letí opačným směrem. Proto vezmeme-li jako spouštěcí částici J/ψ s vysokou příčnou hybností, tak v případě, že vznikla v počáteční srážce, na druhé straně musíme pozorovat více částic. Jestliže spouštěcí J/ψ přiřadíme azimutální úhel 0 a do grafu zanášíme částice podle jejich azimutálního úhlu k J/ψ , okolo π bychom měli pozorovat vrchol. Na obr. 5.10 vidíme červenou čarou výsledky výpočtů PYTHIA. Naopak, v případě, že J/ψ vznikla rozpadem B mezonu, lze pozorovat i další částice z rozpadu letící ve směru J/ψ a vrchol na druhé straně je rozmazanější. Na obr. 5.10 je výsledek PYTHIA pro tuto situaci naznačen modře. Porovnáním dat s výpočty lze určit relativní poměr jednotlivých příspěvků.

Výsledný poměr spolu s hodnotami pro jiné $\sqrt{s}$ je na obr. 5.11. Vidíme, že podíl J/ψ pocházejících z rozpadu B je mezi 10-25 % pro p_T 4-12 GeV/c a že málo závisí na energii srážky [25].

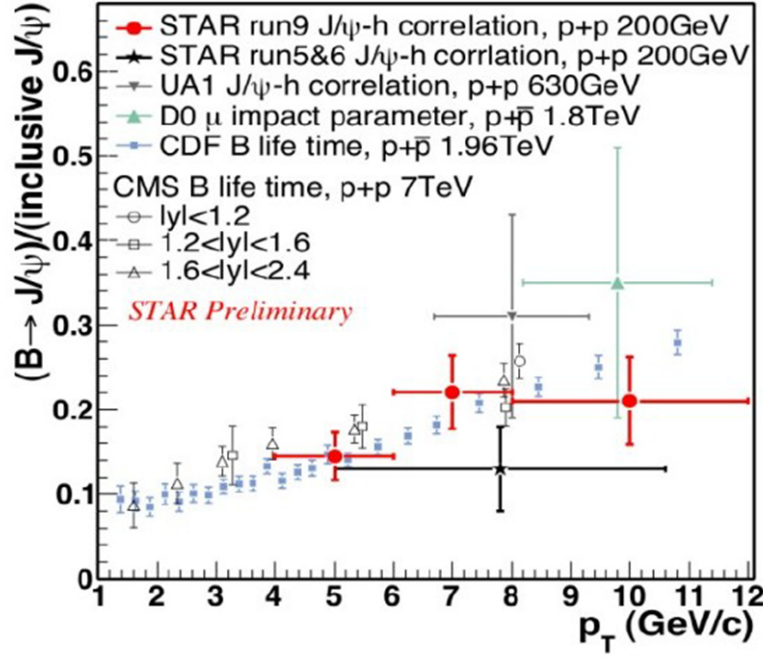


Obrázek 5.10: J/ψ -hadronové korelace pro různé příčné hybnosti J/ψ v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Červenou čarou je vyznačen výpočet PYTHIA pro J/ψ vzniklá v prvotní srážce, modrou pro J/ψ vzniklá rozpadem B mezonu, černou čarou jejich součet. Převzato z [16].

5.3 Bottomium na STARu

Užití stavů bottomia ($\Upsilon(1S, 2S, 3S)$) má oproti J/ψ výhodu nižšího pozadí ze statistické regenerace, nevýhodou je nižší produkční účinný průřez. Přes jejich nízkou produkci v HIC při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV se měření provádí i na STARu. Při této energii by podle předpovědi výpočtů na mřížce mělo docházet k rozpadu $\Upsilon(3S)$, možná $\Upsilon(2S)$, zatímco $\Upsilon(1S)$ by mělo vydržet.

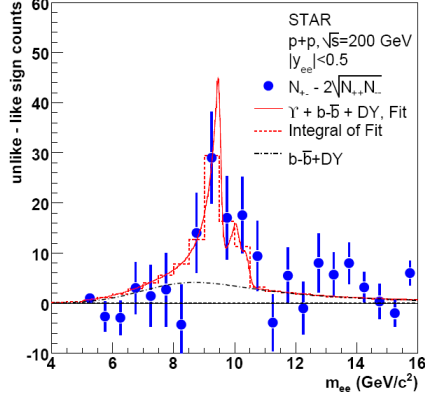
Rekonstrukce se provádí detekcí elektronu a pozitronu z dielektronového rozpadu $\Upsilon \rightarrow e^+ e^-$, s podmínkou existence vysoké věže nad 4,2 GeV v BEMC (tzv. high tower). Elektrony a pozitrony jsou dále určeny pomocí ionizačních ztrát v TPC. V oblasti invariantní hmoty elektron-pozitronového páru $M_{ee} = 10$ GeV existují v p+p srážkách značné neurčitosti v určení pozadí z Drell-Yanova procesu, které dále komplikují získání počtu naměřených Υ [27]. Na obr. 5.12, 5.13 a 5.14 vidíme signály ze srážek p+p, d+Au a



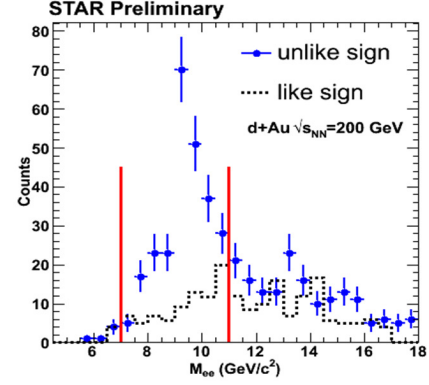
Obrázek 5.11: Podíl J/ψ vzniklého z rozpadu B mezonu ku celkovému počtu J/ψ v závislosti na příčné hybnosti pro různé energie srážky. Převzato z [25].

Au+Au, vždy při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Tvar fitu na obr. 5.12 a 5.14 je dán parametrizací třemi Crystall Ball funkcemi reprezentujícími tři stavy Υ , vrchol nejvíce nalevo odpovídá $\Upsilon(1S)$, nejvíce napravo $\Upsilon(3S)$. Modrá čára představuje zbývající pozadí.

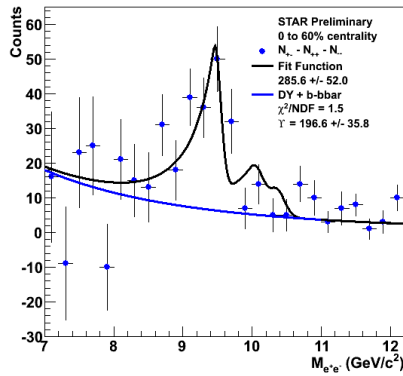
V obr. 5.16 jsou vyneseny výsledné hodnoty R_{AA} v závislosti na počtu nukleonů ve srážce. Je patrný jasný pokles s narůstající centralitou. Pro 0–60 % centrálních srážek vychází $R_{AA} = 0,56 \pm 0,11 \text{ stat} (+0,02 / - 0,14) \text{ syst.}$ Tento výsledek nicméně nezahrnuje dalších 14 % systematické a 33 % statistické chyby pocházející z neurčitostí v p+p srážkách. Pro 10 % nejcentrálnějších srážek je R_{AA} více než 3σ od 1, a to i po započtení nejistot z p+p. Při této centralitě je výsledek ve shodě se situací, kdy se $\Upsilon(3S)$ a $\Upsilon(2S)$ rozpadne a zachová se pouze $\Upsilon(1S)$. Teoreticky určená hodnota R_{AA} pro takový případ je na obr. 5.16 naznačena modrou přerušovanou čarou.



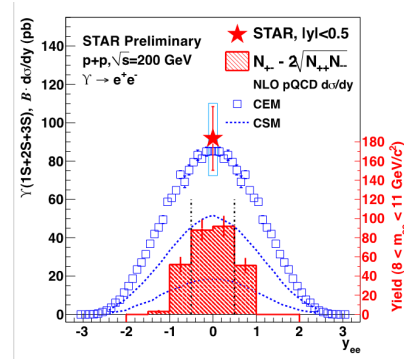
Obrázek 5.12: Modře: Signál po odečtení pozadí metodou opačného a stejného znaménka pro p+p v midrapiditě při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Převzato z [16].



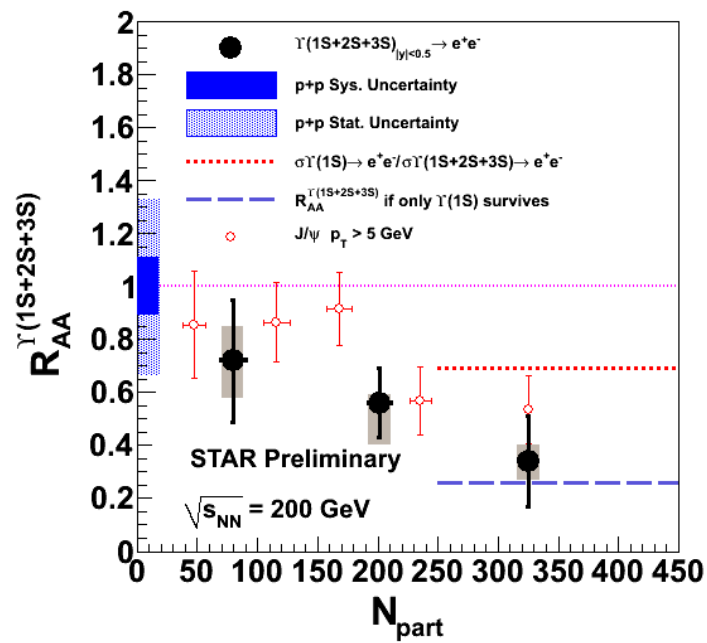
Obrázek 5.13: Modré body představují signál elektronů s opačným znaménkem náboje pro d+Au srážky při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Černě pozadí získané kombinací elektronů se stejným znaménkem. Červené čáry označují oblast Υ . Převzato z [28].



Obrázek 5.14: Modré body představují signál po odečtení pozadí metodou opačného znaménka pro 0-60% centrálních srážek Au+Au při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Černá čára představuje parametrizaci $\Upsilon + \text{Drell-Yanova}$ procesu $+ b\bar{b}$ pozadí. Modrou čarou je reziduální pozadí. Převzato z [27].



Obrázek 5.15: Červeně: Signál e^+e^- v závislosti na rapiditě. Modrá hvězda představuje účinný průřez v midrapiditě, modré čtverce a čáry představují rozsah předpovědí modelů. Převzato z [16].

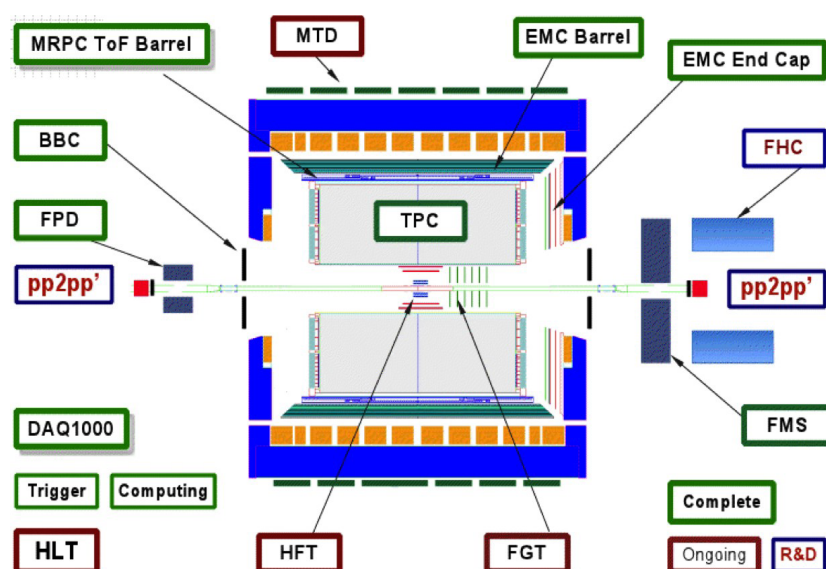


Obrázek 5.16: Černé body znázorňují hodnoty R_{AA} pro $\Upsilon(1S+2S+3S)$ v závislosti na centralitě při $\sqrt{s} = 200$ GeV. Modrý pás v levé části znázorňuje systematické a statistické chyby pocházející z p+p srážek, které nejsou zahrnuty do chyb u černých bodů. Modrá přerušovaná čára naznačuje předpověď potlačení Υ , jestliže se zachová pouze (1S) stav. Převzato z [27].

Kapitola 6

Výhled budoucích měření

Na STARu se v blízké budoucnosti chystá několik změn, které by měly zlepšit získávání dat a pomoci v dalších objevech. Jedná se především o instalaci dvou nových detektorů, první z nich je Sledovač těžkých vůní (Heavy Flavor Tracker – HFT), druhý Mionový teleskopický detektor (Muon Telescope Detector – MTD). Jejich umístění v rámci experimentu STAR vidíme na obr. 6.1. Na vlastním urychlovači také probíhá zvyšování luminozity.



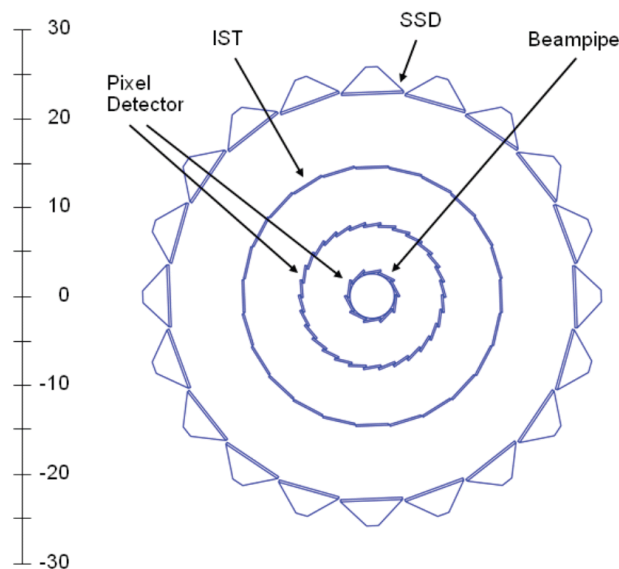
Obrázek 6.1: Umístění HFT a MTD v porovnání s ostatními detektory na STARu. Převzato z [29].

6.1 Sledovač těžkých vůní

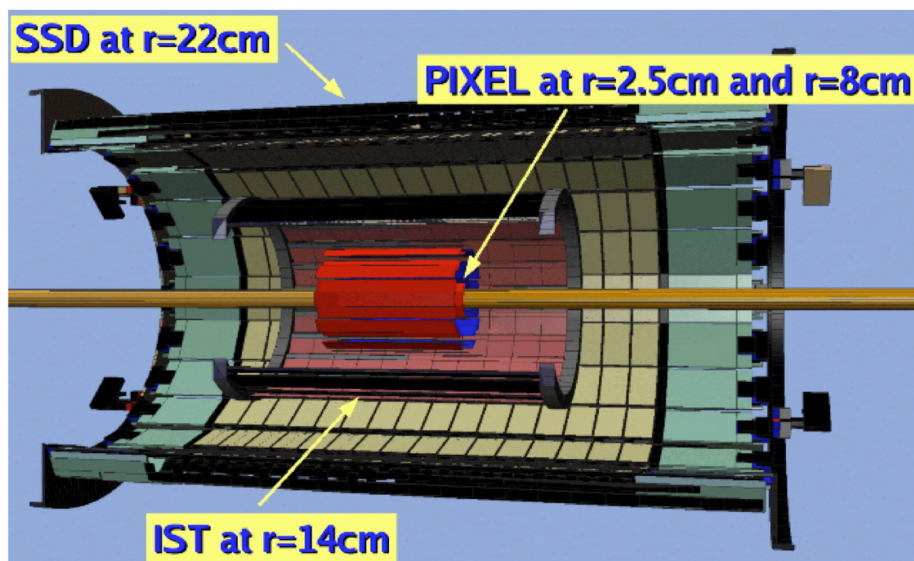
Sledovač těžkých vůní (HFT) je pokročilý detektor zaměřený na zpřesnění měření produkce a spekter částic s těžkými kvarky. Měl by být schopen rozlišit místa sekundárních rozpadových vrcholů mezonů a baryonů s c kvarkem s přesností přibližně $30\text{ }\mu\text{m}$. Výsledkem bude výrazné zpřesnění měření produkce c a b kvarků na STARu ve srážkách $p+p$, $d+\text{Au}$ i $\text{Au}+\text{Au}$, a to hlavně při měření toku a mechanismu ztráty energie těžkých kvarků. Jeho instalace by měla začít již na konci roku 2012 a plně dokončen bude 2014 [29].

6.1.1 Návrh detektoru

HFT má mít, stejně jako ostatní detektory na STARu, úplné 2π pokrytí azimutálního úhlu. Sledovač těžkých vůní se skládá ze čtyř vrstev. První dvě vrstvy nejbližší svazku jsou tvořeny pixelovými detektory (PXL), ležícími ve vzdálenosti 2,5 cm a 8 cm od osy svazku. Třetí, střední, vrstva je tvořena Prostředním křemíkovým sledovačem (Intermediate Silicon Tracker – IST), ten se nachází ve vzdálenosti 14 cm. Nejvzdálenější vrstvou je Křemíkový pásový detektor (Silicon Strip Detector – SSD), který bude umístěn 22 cm od osy svazku. Rozložení detektorů v průřezu zobrazuje obr. 6.2, na obr. 6.3 vidíme detektory z boku.



Obrázek 6.2: Průřez HFT zobrazující rozložení jednotlivých vrstev. Měřítko na levé straně je v centimetrech. Převzato z [30].



Obrázek 6.3: Jednotlivé vrstvy HFT z boku. Převzato z [30].

Určování pozice pomocí HFT funguje tak, že první vrstva (nejbližší k ose svazku) Pixelového detektoru umožňuje přesnou identifikaci pozice sekundárního vertexu. Rozlišení druhé a dalších vrstev je postupně stále nižší a zásahy v těchto vrstvách slouží hlavně k přiřazení jejich dráhy k dráze ve vrstvě blíže ke srážce. Takto je přesně určen sekundární vrchol a dráha částice je z něj přes další vrstvy promítnuta ven až k TPC, které se nachází vně SSD. Přesné určení pozice zároveň vyžaduje velmi precizní uložení detektorů, které musí zaujímat přesnou a stabilní pozici vůči svazku a okolním detektorům. V tab. 6.1 je uvedeno rozlišení a přesnost uložení jednotlivých detektorů.

Detektor	Přibližné rozlišení σ (μm)	Přesnost uložení (μm)
TPC	1000	
SSD	400	300
IST	400	300
PXL 2. vrstva	125	20
PXL 1. vrstva	40	20

Tabulka 6.1: Prostorové rozlišení a přesnost umístění TPC a jednotlivých vrstev HFT [30].

Dalším požadavkem na jednotlivé vrstvy je rychlost vyčítání, která musí být vyšší než je 1000 Hz. Tento požadavek je v případě SSD a IST snadno

splněn, PXL je relativně pomalý detektor s vyčítáním řádově $\approx 100 \mu\text{s}$, aby nedocházelo k překrývání událostí, musí být vyčítací doba menší než $\approx 200 \mu\text{s}$. Na pixelové vrstvy je kladen i požadavek, že je musí být možno vyměnit během jednoho dne, to je dáno z jejich těsnou blízkostí k svazku a z toho plynoucího rizika radiačního poškození.

6.2 Mionový teleskopický detektor

Mionový teleskopický detektor je velkoplošný detektor umístěný až za Válcovým elektromagnetickým kalorimetrem. MTD by měl pokrývat více než 50% azimutálního úhlu a nacházet se v pseudorapiditě $|\eta| < 0,8$. Jeho hlavním účelem je především rozpoznávání J/ψ a různých stavů Υ z jejich dimionových rozpadů, dále by měl umožnit měření korelací mezi μ a e pocházejících z rozpadů těžkých kvarků. V roce 2012 by mělo být instalováno asi 60 % detektoru, úplné dokončení je plánováno na rok 2013.

Závěr

Cílem práce bylo shromáždit a shrnout výsledky v oblasti těžkých kvarků na experimentu STAR. V prvních dvou kapitolách byly uvedeny základní charakteristiky jádro-jaderných srážek a vzniklého kvark-gluonového plazmatu a zavedeny některé dále používané proměnné. Byly prezentovány výsledky z rekonstrukce D mezonu pomocí hadronového rozpadu, a to v p+p a Au+Au srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV a p+p při $\sqrt{s} = 500$ GeV. Účinné průřezy produkce D a B mezonu v p+p srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV byly měřeny metodou nefotonických elektronů, tato metoda byla použita i pro Au+Au srážky.

V práci byla rozebrána možnost použití kvarkonií jako teploměru QGP. Byl diskutován vliv příspěvku z excitovaných stavů i vliv regenerace kvarkonií. V případě J/ψ bylo v centrálních srážkách Au+Au při $\sqrt{s} = 200$ GeV na rozdíl od okrajových srážek pozorováno potlačení. Pro Υ bylo v centrálních srážkách zlata pozorováno potlačení konzistentní s tím, že se zachovává pouze $\Upsilon(1S)$ stav. Eliptický tok J/ψ vyšel konzistentní s 0, což mluví v neprospěch teorií předpovídajících tvorbu J/ψ slučováním. Také bylo prezentováno měření podílu J/ψ vzniklého z rozpadu B mezonu ku celkovému počtu a tento poměr byl určen mezi 10-25 % pro $p_T \in 4-12$ GeV/c.

TPC, TOF a BEMC z experimentu STAR byly popsány. V blízké budoucnosti mají být instalovány dva nové detektory, Sledovač těžkých vůní a Mionový teleskopický detektor.

Bakalářská práce mi umožnila nahlédnout do problematiky jádro-jaderných srážek a fyziky těžkých kvarků. V budoucnu lze nabyté znalosti použít jako základ pro zpracování výzkumného úkolu a diplomové práce.

Literatura

- [1] R. Snellings, “Elliptic Flow: A Brief Review,” *New J.Phys.*, vol. 13, p. 055008, 2011.
- [2] L. Adamczyk *et al.*, “Measurements of D^0 and D^* Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” 2012. 14 pages, 15 figures. Submitted to *Phys. Rev. D*.
- [3] A. A. Isayev, “Heavy Flavor Probes of Quark-Gluon Plasma,” 2009. arXiv: 0906.3717.
- [4] M. Kliemant, R. Sahoo, T. Schuster, and R. Stock, “Global Properties of Nucleus-Nucleus Collisions,” *Lect.Notes Phys.*, vol. 785, pp. 23–103, 2010.
- [5] R. Stock, “Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram,” 2008. arXiv: 0807.1610.
- [6] D. Thustý, “Open charm hadron production via hadronic decays at STAR.” *Prezentace na Hard Probes*, 2012.
- [7] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, R. Bossingham, F. Bieser, *et al.*, “The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A499, pp. 659–678, 2003.
- [8] J. Thomas, “The STAR Detector at RHIC.” *Prezentace na Interdisciplinary Instrumentation Colloquium*, červen 2005.
- [9] STAR TOF Collaboration, “Proposal for a Large Area Time of Flight System for STAR,” květen 2004.
- [10] W. Llope, “The STAR Time-of-Flight System,” duben 2008. 24th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, South Padre, Texas, USA.

- [11] M. Beddo, E. Bielick, T. Fornek, *et al.*, “The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A499, pp. 725–739, 2003.
- [12] P. P. Bhaduri, P. Hegde, H. Satz, and P. Tribedy, “An Introduction to the Spectral Analysis of the QGP,” *Lect.Notes Phys.*, vol. 785, pp. 179–197, 2010.
- [13] K. Nakamura *et al.*, “Particle data group,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 37.
- [14] Y.-F. Zhang, “Open charm hadron measurement in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in STAR,” *J.Phys.G*, vol. G38, p. 124142, 2011.
- [15] D. Thustý, “Open Charm Measurement in p+p $\sqrt{s} = 200$ GeV Collisions at STAR,” 2012. arXiv: 1202.5571.
- [16] M. Calderón, “Quarkonia and open heavy flavor production at STAR.” Prezentace na Hard Probes, květen 2012.
- [17] D. Thustý, “Open heavy flavor in STAR.” Prezentace WWND Portoriko, květen 2012.
- [18] H. Agakishiev *et al.*, “High p_T non-photonic electron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 052006, 2011.
- [19] M. Aggarwal *et al.*, “Measurement of the Bottom contribution to non-photonic electron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 105, p. 202301, 2010.
- [20] B. Abelev *et al.*, “Erratum: Transverse momentum and centrality dependence of high- p_T non-photonic electron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 98, p. 192301, 2007.
- [21] T. Matsui and H. Satz, “J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” *Phys. Lett.*, vol. B178, 1986.
- [22] C. Lourenço, P. Faccioli, and H. K. Wöhri, “Quarkonium Production and Absorption in Proton-Nucleus Collisions,” *Lect.Notes Phys.*, vol. 785, pp. 199–218, 2010.
- [23] H. Qiu, “Measurement of J/ψ Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in STAR Experiment,” *Strangeness Quark Matter*, 2011.

- [24] Z. Tang, “ J/ψ production and correlation in p+p and Au+Au collisions at STAR,” *J.Phys.G*, vol. G38, p. 124107, 2011. 4 pages, 3 figures, contribution to Quark Matter 2011 proceedings.
- [25] Z. Tang, “J/psi production at high pT at STAR,” *Nucl.Phys.*, vol. A855, pp. 396–399, 2011.
- [26] J. Adams *et al.*, “Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in pp and Au plus Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” *Phys. Rev. Lett* 95, 2005.
- [27] R. Reed, “Measuring the Upsilon Nuclear Modification Factor at STAR,” *J.Phys.G*, vol. G38, p. 124185, 2011.
- [28] H. Liu, “Upsilon production in d+Au collisions at STAR,” *Nucl.Phys.*, vol. A830, pp. 235C–238C, 2009.
- [29] H. Qiu, “STAR Near Term Upgrades.” Presentace na RHIC a AGS výročním setkání, 2012.
- [30] D. Beavis *et al.*, “The STAR Heavy flavor Tracker Technical Design Report.” červen 2011.