České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Fyzika těžkých kvarků v jádro-jaderných srážkách

Heavy flavor physics in heavy-ion collisions

Vypracoval: Jakub Češka
Vedoucí práce: Doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
Rok: 2020

Obsah

Úvod **4**

1 Jádro-jaderné srážky **6**
1.1 Jednotky v částicové fyzice 6
1.2 Standardní model 7
1.3 Relativistická kinematika 9
1.3.1 Rapidita 9
1.3.2 Pseudorapidita 9
1.3.3 Účinný průřez 10
1.3.4 Jaderný modifikační faktor 10
1.4 Ultrarelativistické srážky 10
1.4.1 Centralita 11
1.4.2 Luminozita 11
1.4.3 Vývoj srážky 12

2 Kvark-gluonové plasma **14**
2.1 Fázový diagram kvantové chromodynamiky 14
2.2 Vlastnosti QGP 15
2.2.1 Zhášení jetů 17
2.2.2 Toky 18
2.2.3 Potlačení produkce kvarkonií 19

3 Kvarkonia **22**
3.1 Tvorba 22
3.1.1 Model barevného vypaření 24
3.1.2 Barevný singlet 24
3.1.3 Barevný oktet 24
3.2 Bottomonia 24

4 Aktuální výsledky **28**
4.1 RHIC 28
4.2 LHC 31

5 Simulace produkce těžkých kvarků **35**
5.1 Monte Carlo generátory 35
5.2 Generování dat 38
5.2.1 PYTHIA 38
5.2.2 HERWIG 39

5.3 Výsledky 39

Závěr **44**

Literatura **45**

Úvod

Jedna z nejvíce rozvíjejících se oblastí výzkumu v současné částicové fyzice je studium srážek těžkých iontů na částicových urychlovačích. Toto studium umožňuje zkoumat jadernou hmotu ve stavu, který existuje pouze za extrémních podmínek. Jedná se o hmotu ve stavu kvark-gluonového plazmatu, které vzniká při velkých hustotách energie a vyznačuje se tím, že partony přestávají být vázány v barevně neutrálních hadronech a dochází k jejich tzv. kvazivolnosti. Z důvodu krátkých časových škál toto skupenství není možné detekovat přímo, avšak byly navreženy metody, jak měřit jeho vlastnosti nepřímo.

Mezi tyto metody patří analýza jetů, kolimovaných sprškek partonů, analýza kolektivních toků, které vznikají zejména na základě anizotropií v počátku srážky, a potlačení produkce kvarkonií. Tato práce se blíže zabývá právě kvarkoniemi, vázanými stavy těžkého kvarku a korespondujícího antikvarku. Zatímco obecně se zkoumají jak stavy charmonií ($c\bar{c}$) a bottomonií ($b\bar{b}$), tato práce se blíže zaměřuje pouze na bottomoniové stavy Υ(nS).

Kvarkonia jsou vhodnou sondou do kvark-gluonového plazmatu, jelikož se potlačení jejich produkce dá využít jako jakýsi rudimentální teploměr, díky kterému je možné určit teplotní interval, ve kterém se hmota po srážce nachází. Toto je možné díky faktu, že různé kvarkoniové stavy mají rozdílnou vazebnou energii a dochází k jejich disociaci při jiných teplotách.

Pro studium potlačení produkce kvarkonií je důležité měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA}, který udává poměr mezi normalizovanou produkcí pro proton-protonové srážky a jádro-jaderné srážky. Proto je tedy nezbytné měřit nejen jádro-jaderné srážky, při kterých by kvark-gluonové plazma mělo vznikat, ale i proton-protonové srážky, které by měly sloužit k porovnání výtěžků z jádro-jaderných událostí.

Při srážkách hadronů rovněž dochází k fenoménu zvanému multipartonové interakce. Jelikož hadrony nejsou elementární částice, ale jsou tvořeny partony, může se při srážce dvou hadronů stát, že proběhne více než jeden tvrdý rozptyl partonů najednou. Takováto srážka se poté liší od srážky, kdy dojde pouze k jednopartonové interakci například účinnými průřezy. Multipartonové interakce ovlivňují i produkci kvarkonií, jelikož pravděpodobnost vytvoření částice pomocí tvrdé interakce roste

s počtem nabitých částic (multiplicitou). Multiplicita je mimo jiné ovlivněna právě přítomností multipartonových interakcí ve srážce. Proto se pro studium těchto fenoménů studují výtěžky kvarkonií v závislosti na multiplicitě.

Tato práce se zaměřuje na proton-protonové srážky, které probíhají na urychlovači RHIC a jsou poté analyzovány detektorem STAR. Cílem této práce je využití Monte Carlo generátorů srážek PYTHIA a HERWIG a porovnání jejich předpovědí s reálnými daty. Tyto generátory poté mohou sloužit k ověření teoretických modelů a následné extrapolaci jejich výsledků do podmínek, ve kterých není možné experimenty reálně provádet.

Kapitola 1

Jádro-jaderné srážky

1.1 Jednotky v částicové fyzice

Částicová fyzika pracuje s takovými rozměry fyzikálních veličin, pro které by bylo nepraktické používat konvenční SI jednotky. Toto se dá vyřešit zavedením tzv. "přirozených jednotek". Ty se opírají o fakt, že při vhodné volbě základních fyzikálních konstant je možné reprezentovat určité veličiny jinými, pro částicovou fyziku praktičtějšími. Zavedení spočívá v definici $\hbar = c = k_{\mathrm{B}} = 1$, kde $\hbar$ značí redukovanou Planckovu konstantu, c rychlost světla a k_{B} Boltzmannovu konstantu. To umožňuje předefinovat délku jako 1 $\mathrm{eV}^{-1} = 1.97 \cdot 10^{-7}$ m, hmotnost 1 eV $= 1,78 \cdot 10^{-36}$ kg, čas 1 $\mathrm{eV}^{-1} = 6,58 \cdot 10^{-16}$ s a teplotu 1 eV $= 1.16 \cdot 10^{4}$ K. Elektronvolt (eV) je definovaný pomocí množství kinetické energie, kterou elektron získá při urychlení z klidového stavu elektrickým potenciálovým rozdílem jednoho voltu ve vakuu. Jeho hodnota je tedy produktem jednoho voltu (1 J/C) a základního náboje elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C. Jeden elektronvolt má tedy hodnotu $1,602 \cdot 10^{-19}$ J. Elektronvolt se dále používá v částicové fyzice jako jednotka hmotnosti.

Částicová fyzika často pracuje s kvantovanými veličinami, které nabývají diskrétních hodnot a jakákoliv jejich hodnota se dá vyjádřit jako celočíselný násobek nějaké základní, jednotkové hodnoty. Jedná se především o elektrický náboj, kvantové číslo vyjadřující susceptibilitu k elektromagnetické síle. Zde se mluví o elementárním náboji, což je náboj, který nese jeden elektron, popřípadě proton. Jeho hodnota je již výše uvedených $1,602 \cdot 10^{-19}$ C a je dále nedělitelný. Další takovou veličinou je spin, což je opět kvantová veličina elementárních částic, která reprezentuje vnitřní moment hybnosti částice. Jeho hodnoty nabývají celočíselných a poločíselných násobků redukované Planckovy konstanty $\hbar$.

Další jednotky často používané v částicové fyzice jsou přímo odvozeny od základních SI jednotek. Jedná se například o jednotku fermi (fm), která koresponduje k jednomu femtometru. Pomocí ní lze např. reprezentovat poloměr protonu jako 0,84-0,87 fm. Další takovou jednotkou je barn (b), který reprezentuje plochu. Jeden barn je roven 10^{-28} m^2 nebo 100 fm^2. Původně se používal v jaderné fyzice jako jednotka

k vyjádření účinného průřezu jader a jaderných reakcí, ale dnes se často používá ve fyzice vysokých energií k vyjádření účinného průřezu libovolného rozptylového procesu.

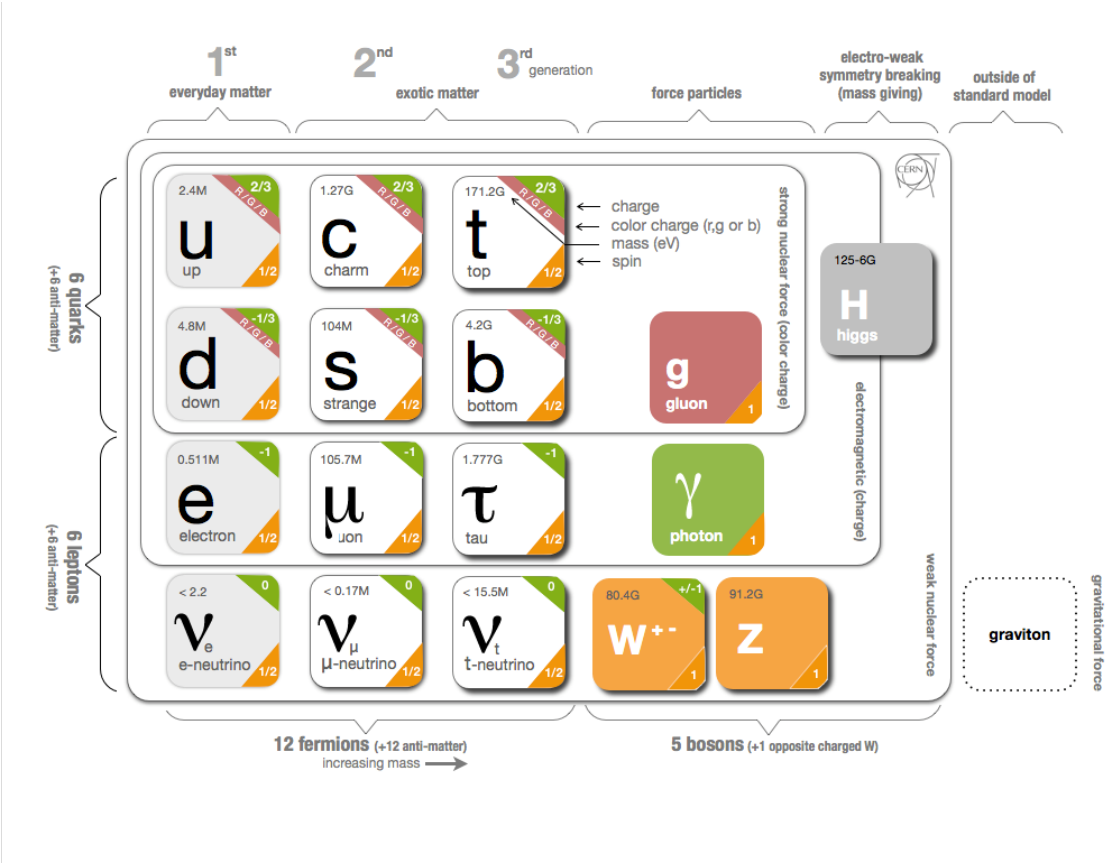
1.2 Standardní model

Informace v této podkapitole jsou čerpány z [1]. Částicová fyzika se zabývá studiem základních konstituentů hmoty. Avšak v průběhu historie se tyto fundamentální částice měnily, jelikož s vývojem experimentálních metod bylo možné studovat strukturu částic, které byly původně považovány za nedělitelné. Nynější teorie popisu fundamentálních částic se nazývá standardní model a byla vyvíjena v druhé polovině 20. století. Standardní model popisuje tři ze čtyř základních sil (elektromagnetickou, slabou a silnou) společně s elementárními částicemi (12 fermionů se spinem 1/2, 12 vektorových bosonů se spinem 1, zprostředkovávajících síly, a jeden skalární, Higgsův boson, se spinem 0, zprostředkovávající hmotnost ostatních částic).

Fermiony obsažené ve standardním modelu jsou rozděleny na kvarky a leptony. Ke každému fermionu rovněž existuje příslušný anti-fermion. Teorie obsahuje 6 kvarků (d dolů, u nahoru, s podivný, c půvabný, b spodní, resp. krásný, a t svrchní, resp. pravdivý), které nesou barevný náboj, který umožňuje jejich interakci pomocí silné jaderné síly. Tato síla zprostředkovává jejich vazbu do kompozitních, barevně neutrálních částic zvané hadrony, které mohou být tvořeny buď třemi kvarky (baryony), třemi antikvarky (antibaryony) či kvarkem a antikvarkem (mesony). Kvarky rovněž nesou elektrický náboj, který umožňuje elektromagnetickou interakci, a slabý izospin, díky kterému mohou interagovat slabou jadernou silou. Kvarky jsou rozděleny do tří generací, z nichž každá obsahuje dva kvarky.

Další fermiony jsou rovněž rozděleny do tří generací. Jedná se o šest leptonů, tři nabité (elektron e, mion μ a tauon τ) a jejich korespondující neutrina (elektronové neutrino ν_e, mionové neutrino ν_μ a taouonové neutrino ν_τ). Každá z těchto částic má opět analogické antičástice. Leptony nemají barevný náboj a nemohou tedy interagovat silně. Nabité leptony mají elektrický náboj a jsou tedy ovlivněny elektromagnetickou silou, zatímco neutrina tento náboj nenesou a mohou být ovlivněny pouze slabou jadernou silou, která působí i na nabité leptony.

Standardní model dále obsahuje vektorové bosony, často zvané také vazebné bosony. Tyto částice zprostředkovávají základní interakce mezi ostatními částicemi a jsou tedy často označovány za nosiče síly. Jedná se o foton γ, který zprostředkovává elektromagnetickou sílu mezi dvěma elektricky nabitými částicemi, $W^\pm$ a Z^0 bosony, které jsou nosiči slabé jaderné síly mezi kvarky a leptony, a osm gluonů g, které interagují s barevným nábojem a jsou tak zodpovědné za silnou jadernou silu. Působení síly je v tomto modelu vysvětleno jako výměna těchto mediačních částic, což má za následek silové působení na částice, mezi kterými tato výměna proběhla. Z těchto částic jsou fotony a gluony nehmotné, zatímco $W^\pm$ a Z^0 bosony mají hmotnost



Obrázek 1.1: Schéma částic obsažených ve standardním modelu. Obsahem je 12 fermionů (6 kvarků a 6 leptonů) a 5 bosonů. Převzato z [9].

$m_{W^{\pm}} = (80{,}379 \pm 0{,}012)$ MeV a $m_{Z^0} = (91{,}187 \pm 0{,}0021)$ MeV [2, 3, 4, 5, 6].

Poslední částicí obsaženou v tomto modelu je Higgsův boson. Jedná se částici s nulovým spinem, díky čemuž bývá nazýván skalárním bosonem, s hmotností (125,10 ± 0,14) GeV [7, 6]. Higgsův boson má ve standardním modelu unikátní roli, jelikož podle určitých teorií je zodpovědný za Higgsovo pole, které zprostředkovává hmotu kvarků a nabitých leptonů (e, μ a τ).

Schéma částic obsažených ve standardním modelu je zobrazeno na Obr. 1.1. Standardní model dobře popisuje všechny dosud známé elementární částice a tři ze čtyř fundamentálních sil. Gravitace není do tohoto modelu zahrnuta a sjednocení gravitace se standardním modelem se věnuje množství vědeckých teorií. Avšak i přes konzistenci modelu není jeho výzkum zdaleka u konce. Například hmotnost elektronového neutrina není pořád určena a zatím se podařilo pouze stanovení její horní limity. Nejnovější výsledky experimentu KATRIN udávají hodnotu 1,1 eV [8].

1.3 Relativistická kinematika

Při srážkách relativistických částic urychlených urychlovačem je vhodné zadefinovat určité veličiny, které jsou pro popis určité události praktičtější než ty používané v klasické fyzice. Jelikož geometrie dnes používaných detektorů je cylindrická, je vhodnější místo kartézských souřadnic použít k popisu souřadnice cylindrické. Konvenčně je osa, podél které se částice pohybují, volena z s začátkem $z = 0$ v místě srážky. Tato osa bývá nazývána podélná a umožňuje definovat na ní kolmou plochu, danou osami x a y, který bývá nazývána jako příčná. Tento formalismus dovoluje popsat klasickou hybnost částice $\mathbf{p}$ pomocí její podélné složky p_z a příčné složky $\mathbf{p}_T$. Vhodné je také zavést její projekci do příčné roviny. Tato nová veličina p_T definovaná jako

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{1.1}$$

se nazývá příčná hybnost a má několik výhod. Jedná se o veličinu nezávislou na volbě os x a y. Z definice vektoru příčné hybnosti se rovněž jedná o veličinu, která je Lorentzovsky invariantní vzhledem k podélné ose z.

1.3.1 Rapidita

Další veličinou která se používá při fyzice srážek částic je bezrozměrná rapidita y, která je analogem klasické rychlosti. Definována je vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right), \tag{1.2}$$

kde E značí energii částice a c rychlost světla. Výhodou rapidity je, že je Lorentzovsky aditivní ve směru podélné osy. Zavedení těchto veličin umožňuje přechod od popisu částice v klasické fyzice pomocí její energie a hybnosti $(E, \mathbf{p})$, k popisu $(y, \mathbf{p}_T)$, využívajícímu rapiditu y a vektor příčné hybnosti $\mathbf{p}_T$.

1.3.2 Pseudorapidita

Podobnou veličinou používanou pro popis částice je pseudorapidita η. Ta je přímo spojena s rapiditou a má tu výhodu, že je mnohem lépe experimentálně měřitelná. Psoudorapidita přímo závisí na rozptylovém úhlu θ, což je úhel vyzáření částice relativně k ose svazku. Definována je jako [10]

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \tag{1.3}$$

1.3.3 Účinný průřez

Účinný průřez je veličinou, která vhodně charakterizuje interakce elementárních částic. Jedná se o dobře experimentálně měřitelnou hodnotu, která se využívá pro srovnávání teorie s výsledky experimentů. Její definice je dobře ilustrovatelná na jednoduchém případě. Svazek částic a nalétá na terčové částice b za vzniku n výsledných částic c ve finálním stavu f,

$$a + b \to c_1 + c_2 + \ldots + c_n. \tag{1.4}$$

Potom účinný průřez σ_{ab}^{f} udává pravděpodobnost této interakce pro jednu terčovou částici a jednotkový tok nalétávajících částic. Celkový účinný průřez σ_{ab} je potom dán sumou přes všechny možné procesy [11].

Pro částicovou fyziku pracující s vysokými energiemi je vhodnou měřitelnou veličinou Lorentzovsky invariantní diferenciální účinný průřez $\frac{E\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3}$, který je možné definovat vztahem

$$\frac{E\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} = \frac{1}{2\pi p_T}\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}p_T\mathrm{d}y}, \tag{1.5}$$

kde N značí počet částic.

1.3.4 Jaderný modifikační faktor

Pro kvantifikaci změn v produkci částic mezi jádro-jadernými a proton-protonovými srážkami se definuje veličina zvaná jaderný modifikační faktor

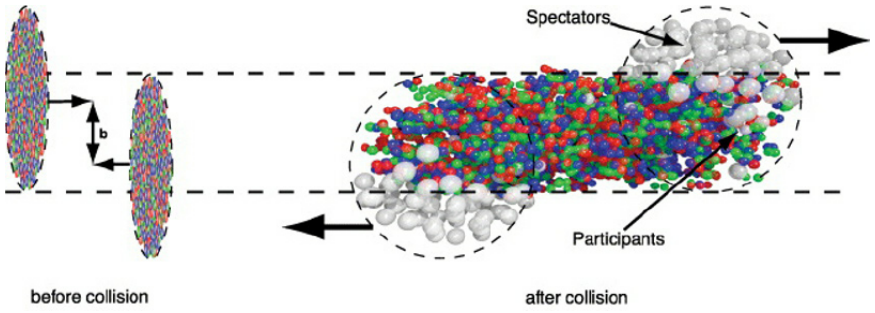
$$R_{\mathrm{AB}} = \frac{\frac{1}{\tilde{n}_{\mathrm{AB}}}\frac{\mathrm{d}^2\tilde{N}_{\mathrm{AB}}}{\mathrm{d}p_T\mathrm{d}\eta}}{\frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{pp}}}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{incl}}^{\mathrm{pp}}}{\mathrm{d}p_T\mathrm{d}\eta}}, \tag{1.6}$$

kde $\tilde{N}_{\mathrm{AB}}$ značí počet produkovaných částic ve strážce jader A a B, $\tilde{n}_{\mathrm{AB}}$ je počet nukleonových srážek z Glauber modelu jaderných srážek a $\sigma_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{pp}}$ značí celkový účinný průřez proton-protonové srážky [11].

1.4 Ultrarelativistické srážky

Ultrarelativistická srážka dvou těžkých iontů se dá reprezentovat jako soubor srážek jejich konstituentů, nukleonů. Nalétávající jádra jsou díky vysoké rychlosti relativisticky zploštělá. Následkem srážky je vytvořeno velké množství dalších částic, které

poté opouštějí interakční oblast. V závislosti na tom, účastní-li se nukleon srážky či nikoliv, se definují účastnící se nukleony, tzv. účastníci, a neúčastnící se nukleony, tzv. pozorovatelé. Srážka se dá definovat srážkovým parametrem b, který je definován jako velikost vektoru mezi středy jader v momentu srážky. Schéma srážky je znázorněno na Obr. 1.2. Na schématu jsou označeni účastníci (participants) a pozorovatelé (observers).



Obrázek 1.2: Schéma srážky dvou těžkých ionů. Převzato z [12].

1.4.1 Centralita

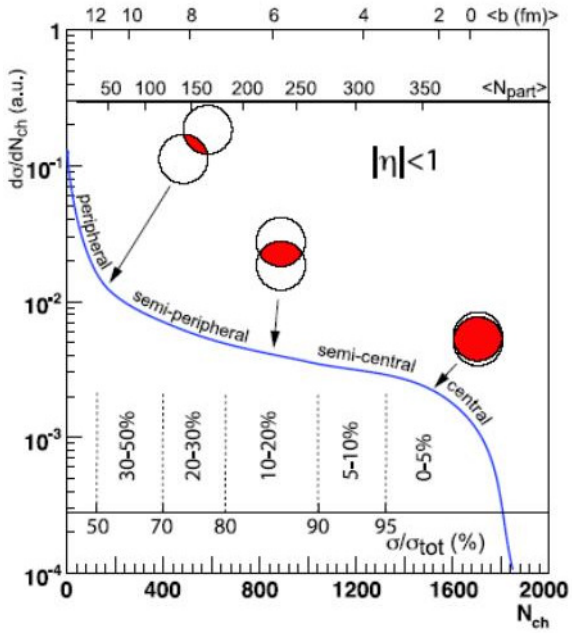
V závislosti na hodnotě srážkového parametru je možné jednotlivé srážky klasifikovat. b může nabývat hodnot od 0 do R_1+R_2, kde R_1 a R_2 jsou poloměry jednotlivých jader. Centrální srážky jsou srážky, kde parametr b je nulový, či velmi blízký nule. Pro velké hodnoty parametru b ($b \sim R_1 + R_2$) potom dochází k periferním srážkám. V jádro-jaderných srážkách není možné měřit původní geometrii srážky, včetně srážkového parametru, přímo. Je však možné vztáhnout multiplicitu (počet naměřených nabitých částic), příčnou energii a počet pozorovatelů k centralitě. Obr. 1.3 schématicky zobrazuje, jak je možné definovat centralitu částice v závislosti na distribuci multiplicity N_{ch}. Zde je vidět, že 5% srážek s nejvyšším počtem naměřených částic (multiplicitou) odpovídají 5% nejcentrálnějších srážek. Pro korelaci centrality a srážkového parametru s počtem účastníků je možné využít Monte Carlo simulace založené na Glauberově modelu s Woods-Saxonovou distribucí jaderné hustoty.

1.4.2 Luminozita

Při popisu jádro-jaderných srážek je důležitým parametrem luminozita L. Frekvence srážek R se dá definovat pomocí luminozity jako $R = \sigma L$. Pro kruhové urychlovače je možno definovat luminozitu vztahem

$$L = fn\frac{N_1 N_2}{A}, \tag{1.7}$$

kde f je frekvence oběhu, N_1 a N_2 počty částic v jednotlivých svazcích, n počet svazků v jednom paprsku a A obsah plošného průřezu jednotlivých paprsků. V posledním běhu urychlovače RHIC v BNL (Run19) byla luminozita pro Au+Au srážky



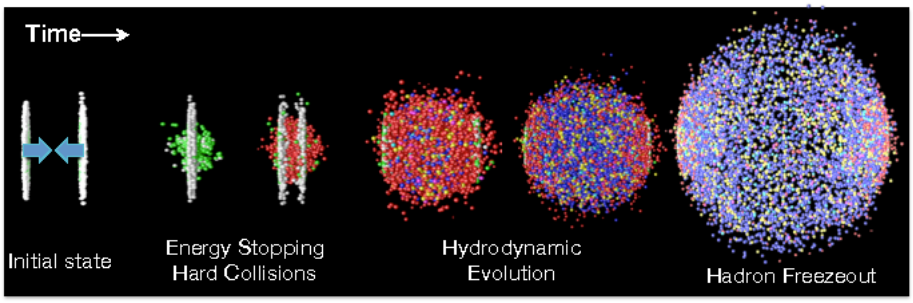
Obrázek 1.3: Schéma zobrazující definici centrality z multiplicity koncového stavu a její korelace se srážkovým parametrem b a počtem účastnících se nukleonů N_{part}. Převzato z [10].

o těžišťové energii 100 GeV na nukleon, které byly uskutečňovány po dobu jednoho a půl dne, 80 μb^{-1} [13].

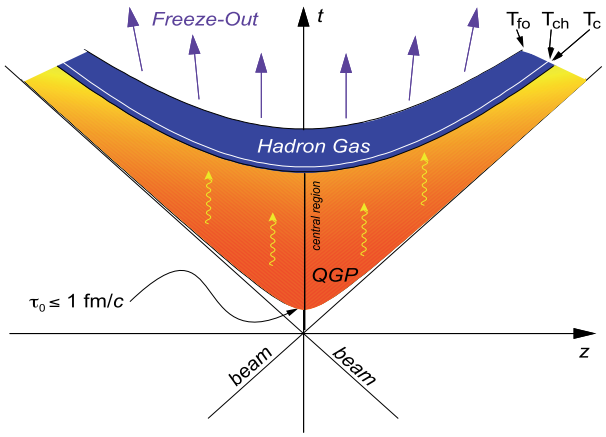
1.4.3 Vývoj srážky

Tradiční chápání srážek těžkých iontů popisuje srážku v několika fázích. První fáze sestává z dvou nalétávajících relativisticky zploštělých jader, které na sebe v místě interakce narazí. Zde dojde k interakci jednotlivých nukleonů, jejichž počet závisí na centralitě srážky. V tento moment dochází k tvrdým procesům, jež se dají definovat jako procesy charakteristické velkou přenesenou hybností Q^2 ($Q > \lambda_{QCD} \simeq 220$ MeV). Tyto srážky bývají tak energetické, že dojde k rozpadu nukleonů na jejich konstituenty, kvarky a gluony. Teplota tohoto média je totiž dostatečně vysoká k tomu, aby došlo k uvolnění barevně nabitých kvarků, které byly původně vázány v barevně neutrálních protonech a neutronech. Toto nově vzniklé médium se nazývá kvark-gluonové plazma (QGP). Další fází vývoje je hydrodynamická expanze tohoto nově vzniklého média. Kvark-gluonové plazma se totiž chová jako ideální kapalina, tudíž se dá popsat hydrodynamickými modely. Rovněž je v této hydrodynamické expanzi možné pozorovat, jakou geometrii měla původní srážka. Z vlastností ideální kapaliny totiž plyne, že jakékoliv základní anizotropie srážky nezanikají a je možné je pozorovat v propagujícím se médiu ve formě toků. Poté, co médium dostatečně expanduje a ochladí se pod kritickou teplotu, dochází k opětovnému navázání kvarků zpět do barevně neutrálních hadronů. Tomuto procesu se říká hadronové vymrznutí nebo hadronizace. Schéma vývoje srážky dvou těžkých iontů je znázorněno na Obr. 1.4. Jsou zde znázorněny fáze stavu před srážkou, prvotního tvrdého procesu při

srážce, hydrodynamické evoluce a hadronového freeze-outu. Časový vývoj v jednodimenzionálním zjednodušení je znázorněno na Obr. 1.5. Jsou zde vidět nalétávající svazky, interakční časoprostorový bod, formace kvark-gluonového plazmatu a následné fáze hadronizace a freeze-outu. Je však třeba zmínit, že toto je pouze klasické chápání a exaktní popis v tomto případě, kvůli nemožnosti tyto události pozorovat přímo, možný.



Obrázek 1.4: Vývoj srážky dvou těžkých iontů. Převzato z [14].



Obrázek 1.5: Časový vývoj srážky dvou částic. Převzato z [10].

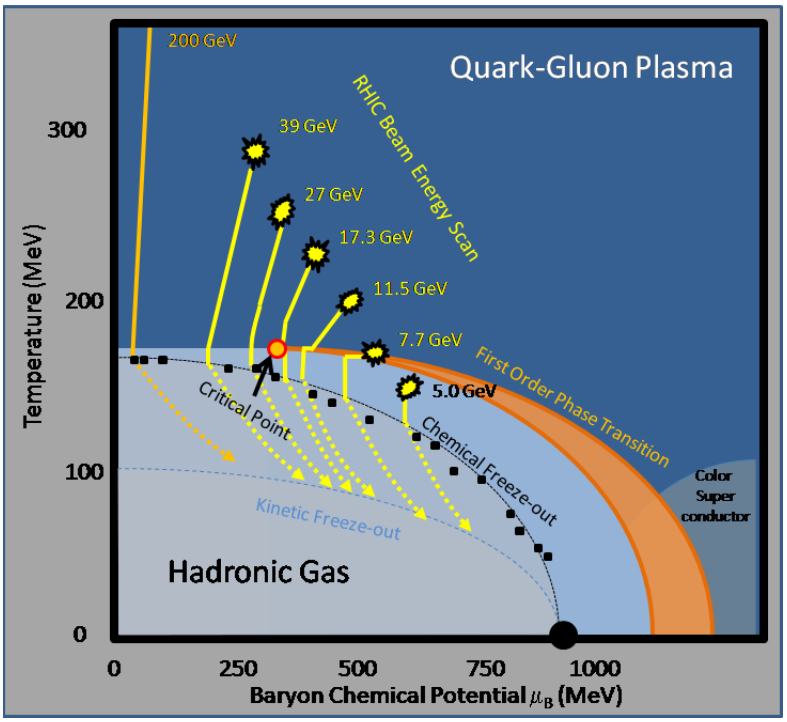
Kapitola 2

Kvark-gluonové plasma

2.1 Fázový diagram kvantové chromodynamiky

Kvantová chromodynamika (QCD) je teorií silné interakce mezi barevně nabitými kvarky a gluony. Analogicky k elektromagnetické síle jsou zde gluony nosiči síly. Jedná se o kvantovou teorii pole s grupou symetrií SU(3). QCD má dvě klíčové vlastnosti: barevné uvěznění a asymptotickou volnost. Barevné uvěznění je důsledkem konstantní síly působící mezi dvěma barevnými náboji. Při oddalování těchto nábojů, např. mezi dvěma kvarky v hadronu, je třeba stále větší množství energie pro udržení této vazby. Eventuálně tato energie vyprodukuje nový pár kvark-antikvark, které se následně navážou na původně svázané kvarky za tvorby dvou nových hadronů [15]. Asymptotická volnost je asymptotické slábnutí silné interakce v důsledku zvyšování energetické škály [16, 17]. Později bylo předpovězeno, že díky této asymptotické volnosti by mělo docházet k narušení barevného uvěznění kvarků pro dostatečnou hustotu energie [18]. Neporuchové výpočty mřížkové QCD ukázaly, že pro téměř nulový baryochemický potenciál by měl přechod mezi hadronovou hmotou a QGP nastávat při hustotě energie zhruba 1 GeV/fm^3, což koresponduje kritické teplotě $T_{\mathrm{crit}} \approx 170$ MeV [19, 20]. Cílem fyziky ultrarelativistických těžkých iontů je lokalizovat tento přechod, zkoumat jeho vlastnosti a analyzovat fázi QCD nad tímto přechodem, kde již nejsou kvarky silně vázány do hadronů.

Na základě těchto znalostí je možné načrtnou fázový diagram kvantové chromodynamiky (Obr. 2.1). Jedná se o diagram jako funkci teploty T na baryochemickém potenciálu μ_{B}. Baryochemický potenciál udává poměr mezi baryony a antibaryony a je definován množstvím potřebné energie pro přidání baryonu do systému. Pro dostatečně velký baryochemický potenciál ($\mu_{\mathrm{B}}(E) \geq 500$ MeV) dochází k fázové změně prvního druhu [21]. Pro nulový potenciál však dochází ke spojitému fázovému přechodu. Musí tedy někde existovat kritický bod, ve kterém dochází ke změně fázového přechodu. Tento kritický bod se nachází mezi 200 a 500 MeV [22]. Studiem přechodu mezi hadronovou hmotou a kvark-gluonových plasmatem se zabývá program RHIC Beam Energy Scan (Obr. 2.1), který využívá různé energie srážek k průzkumu fázových přechodů v diagramu [23].



Obrázek 2.1: Schéma fázového diagramu kvantové chromodynamiky. Převzato z [24].

2.2 Vlastnosti QGP

Kvark-gluonové plasma je stav hmoty, ve kterém dostatečná teplota na to, aby kvarky nebyly dále vázány v hadronech, ale existovaly kvazivolně. Tento stav hmoty je velmi vzácný, spontánně se vyskytoval jen krátce po vzniku vesmíru ($t \sim 10^{-12} - 10^{-6}$ s) a dnes již existuje pouze v laboratorních podmínkách uměle vytvořený. QGP je produkováno v malém množství krátce po srážce ultrarelativistických těžkých jader v urychlovačích (např. RHIC v BNL, LHC v CERN). První zmínka o existenci extrémně hustého stavu hmoty pochází z roku 1975, kdy J. C. Collins a M. J. Perry přichází s tvrzením, že hmota, která se nachází ve vnitru neutronových hvězd nemusí být nutně tvořena hadrony, ale že se zde spíše nacházejí volné kvarky. [25] Jméno kvark-gluonové plasma zavádí roku 1978 E. V. Shuryak z důvodu analogie z klasickým plasmatem. [26] V klasickém plasmatu se nachází volné elektrony a ionty, které za těchto podmínek již nejsou elektromagneticky k sobě vázány. Podobně v QGP již nejsou kvarky vázány v hadronech ale vyskytují se kvazivolně.

Od té doby docházelo k intenzivnímu studiu jak fázového diagramu QCD, tak existence QGP. První průlom byl oznámen roku 2000, kdy super protonový synchrotron (SPS) v laboratoři CERN publikoval přesvědčivé důkazy o existenci nového skupenství hmoty [27]. Avšak definitivní potvrzení přišlo o 4 roky později, kdy BNL publikovala, že na urychlovači RHIC bylo prokazatelně generováno kvark-gluonové plasma [28]. Dodnes však není QGP dostatečně probádané a existuje ještě spousta otázek, na které zatím není odpovědi.

Kvantová chromodynamika, která se využívá k popisu kvark-gluonového plasmatu, funguje na principu barevného náboje. Kvarky mají jeden ze tří barev, pro které se zažily termíny červená (r), zelená (g) a modrá (b). Antikvarky mají poté jednu ze tří korespondujících antibarev, antičervenou ($\bar{r}$), antizelenou ($\bar{g}$) či antimodrou ($\bar{b}$). Gluony mají poté kombinaci barva-antibarva. Toto by připouštělo devět různých kombinací ($r\bar{r}, r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{g}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, b\bar{b}$). Avšak toto nejsou skutečné stavy, nýbrž efektivní stavy. Pro pochopení toho, jak se tyto stavy mísí je třeba objasnit matematický aparát popisující barevné náboje. Hadrony jsou často nazývány barevně neutrálními částicemi, ale skutečnost je taková, že existují ve stavu "barevného singletu"(matematicky analogický k spinovému singletnímu stavu). Tyto stavy umožňují interakci s dalšími barevnými singlety, ale nikoliv s jinými barevnými stavy. Barevný singlet je stav popsaný $(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})/\sqrt{3}$. Toto znamená že pravděpodobnost naměření stavu červená-antičervená, zelená-antizelená či modrá-antimodrá jsou stejné. Zbývá tedy dalších osm nezávislých barevných stavů, které korespondují k osmi "typům"gluonů. Jelikož může docházet k mísení jednotlivých stavů, je zde mnoho způsobů jak těchto osm stavů, takzvaný "barevný oktet"reprezentovat. Jeden z nejčastěji používaných způsobů uvádí stavy $(r\bar{b}+b\bar{r})/\sqrt{2}, (r\bar{g}+g\bar{r})/\sqrt{2}, (b\bar{g}+g\bar{b})/\sqrt{2}, (r\bar{r}-b\bar{b})/\sqrt{2}, -i(r\bar{b}-b\bar{r})/\sqrt{2}, -i(r\bar{g}-g\bar{r})/\sqrt{2}, -i(b\bar{g}-g\bar{b})/\sqrt{2}$ a $(r\bar{r}+b\bar{b}-2g\bar{g})/\sqrt{3}$. Důležitou vlastností těchto stavů je jejich lineární nezávislost a jejich nezávislost na barevném singletu. Zároveň neexistuje způsob jak z nich nakombinovat stavy $r\bar{r}, g\bar{g}$ či $b\bar{b}$.

Zákon zachování barevného náboje rovněž praví, že veškeré hadrony musí existovat v barevné neutrálním, tedy singletním stavu. To tedy znamená, že baryony musí být tvořeny třemi kvarky s rozdílnými barvami, antibaryony analogicky třemi antikvarky s různými antibarvami a mezony jsou tvořeny barevným kvarkem a antikvarkem s korespondující antibarvou. Tyto (anti)kvarky jsou vázány v hadronech pomocí gluonů.

Silná interakce probíhá v časovém rámci $\tau \sim 10^{-23}$ s. Jedním z klíčových parametrů spojených se silnou jadernou silou je tzv. vazbová konstanta silné interakce

$$\alpha_{\mathrm{s}}(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_{\mathrm{f}}) \ln \frac{Q^2}{\lambda_{\mathrm{QCD}}}}, \tag{2.1}$$

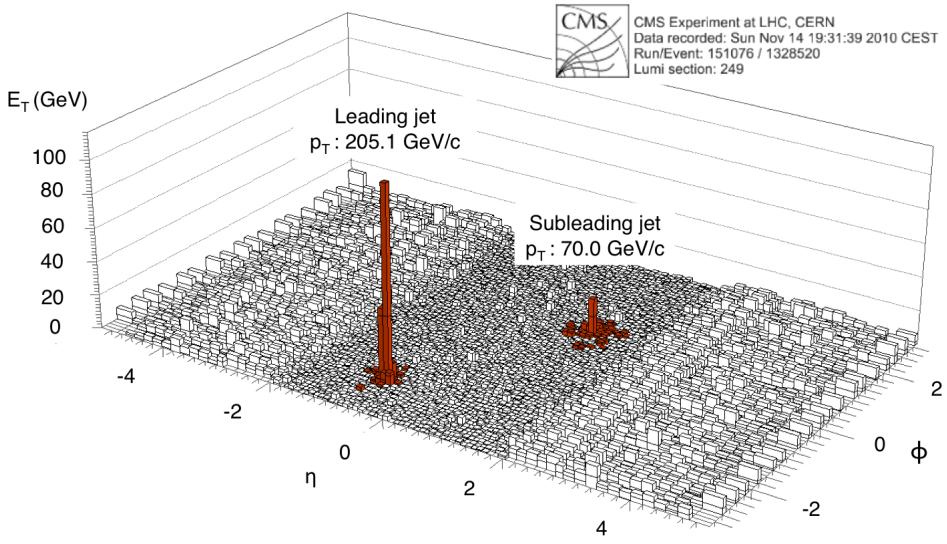
kde N_{f} značí počet vůní (typů) kvarků, Q^2 je přenesená čtyřhybnost a $\lambda_{\mathrm{QCD}} \sim 0,2$ GeV je typická škála kvantové chromodynamiky. Fundamentální vlastností tohoto parametru je jeho proměnlivá hodnota. α_{s} je závislá na energii systému, jeho teplotě a vzdálenosti, na které dva partony interagují. Díky inverzní závislosti na vzdálenosti dvou partonů je konstanta větší pro vzdálenější partony. Tímto se dá vysvětlit jedna z vlastností kvantové chromodynamiky, barevné uvěznění. Pro vzdálené částice může být výhodnější vytvořit z vakua nový pár kvark-antikvark než se snažit dále udržet vazbu. Naopak pro velmi malé vzdálenosti je barevně nabitá částice vždy v blízkosti jiné, což má za následek její kvazivolnost, jeden z klíčových aspektů kvark-gluonového plasmatu.

Kvark-gluonové plasma je poměrně novým fyzikálním fenoménem, který ještě skýtá mnoho nedořešených otázek. Jeden z největších problémů při studiu QGP je jeho samotná podstata. Již z definice se jedná o velice extrémní stav hmoty, který nastává pouze při velice vysokých teplotách a tlacích. Dalším aspektem je to, že existuje pouze po velice krátký čas. Toto poněkud znemožňuje jeho přímé studium. Je tedy třeba hledat fenomény, které by o vlastnostech vzniklého QGP mohly referovat nepřímo. Naštěstí existují procesy, které vypovídají o tom, jak se vzniklé plasma chová a jak se dá charakterizovat. Těmto způsobům se konvenčně říká sondy a je možné je rozdělit do tří kategorií. Takzvané "měkké"(proudění a fluktuace), elektromagnetické (fotony a dileptony) a "tvrdé"(zhášení jetů, potlačení produkce kvarkonií) sondy. Názvy měkké a tvrdé sondy referují k množství přenesené čtyřhybnosti.

2.2.1 Zhášení jetů

První ze zde podrobněji zmíněných sond do QGP jsou jety. Pod pojmem jety se rozumí spršky částic (hadronů) s velkou příčnou hybností ve tvaru kužele, které vznikají při fragmentaci partonů v kvark-gluonovém plasmatu. Hadronizací se rozumí proces, při kterém se kvazivolné partony opět rekombinují zpět do barevně singletních hadronů. Jety vznikají následkem tvrdého rozptylu partonů. Proto se jety často využívají jako indikátor srážek s velkým přenosem energie. Jety jsou většinou pozorovány v párech, kterým se říká dijety. Při vzniku takového jetu na okraji ohnivé koule QGP vzniklé při srážce dvou těžkých jader dochází k efektu zvanému zhášení jetů. Jeden z jetů se totiž pohybuje směrem od ohnivé koule a při detekci vytvoří signaturu podobnou jetu z proton-protonových srážek. Je tomu proto, jelikož neprochází hustým silně interagujícím médiem a interaguje tedy minimálně. Naopak druhý jet, pohybující se opačným směrem, prochází tímto médiem. Kvark-gluonové plasma tedy na něj působí a jet v důsledku tohoto ztrácí energii. V tomto případě se mluví o "zhášení"jetů. Lze to dobře identifikovat na signatuře, kterou jet v detektoru zanechá. Je výrazně potlačen oproti jetům v p+p srážkách. Toto je dobře ilustrováno na Obr. 2.2. Pozorování takovéhoto fenoménu je bráno jako velice dobrý znak toho, že při srážce došlo k vytvoření QGP.

Tento jev byl poprvé identifikován na urychlovači RHIC v centrálních zlato-zlato srážkách a srážkové energii na nukleon $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 130$ GeV [30]. Toto je znázorněno na Obr. 2.3, který zobrazuje dihadronovou azimutální korelaci. V tomto případě se jedná o částice s příčnou hybností $4 < p_{\mathrm{T,trigger}} < 6$ GeV/c v korelaci s ostatními částicemi splňujícími $2 < p_{\mathrm{T}} < p_{\mathrm{T,trigger}}$ GeV/c. První pík se zde nachází v oblasti $\Delta\phi \sim 0$. Zde $\Delta\psi$ na vodorovné ose značí vzájemné postavení dvou měřených částic. Jelikož jety jsou výrazné tím, že jsou tvořeny částicemi s vysokou transversální hybností, je jednoduché identifikovat druhý dijet. Jedná se o druhý pík v oblasti $\Delta\phi \sim \pi$, tudíž v opačném směru. Jak je z grafu vidno, druhý pík je výrazně potlačen oproti prvnímu a lze tedy soudit, že v těchto událostech opravdu dochází k potlačení jetů. Zhášení jetů je přímo závislé na typu srážek. Pro jádro-jaderné srážky dochází k největšímu potlačení, jelikož zde vzniká QGP. V proton/deuteron-jádro srážkách je rovněž možné pozorovat nějaké potlačení a je tedy možné že i zde dochází k tvorbě stopového množství média. V proton-protonových srážkách žádné takovéto



Obrázek 2.2: Distribuce příčné energie hadronů jako funkce psoudorapidity η a azimutální úhlu ϕ. Data naměřené experimentem CMS v A+A srážkách. Je zde možné dobře identifikovat dijet. Jeden z jetů je viditelně potlačen oproti druhému. Převzato z [29].

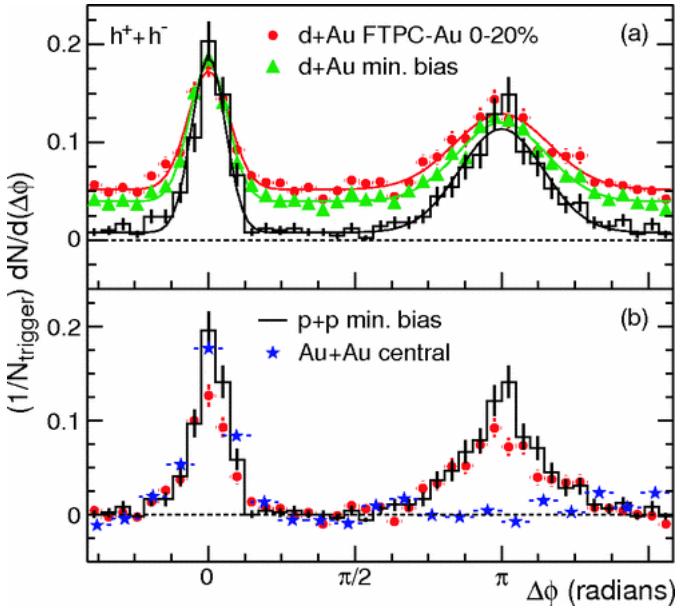
potlačení viditelné není a používají se tedy jako reference. Zhášení rovněž závisí na centralitě. Na Obr. 2.4 je vidět, že potlačení je větší pro centrálnější srážky. Toto je opodstatnitelné faktem, že při centrálnějších srážkách dochází k většímu přenosu energie a vzniká tedy více QGP, které má rovněž vyšší teplotu.

2.2.2 Toky

Jednou z vlastností jádro-jaderných srážek je jejich nepředvídatelná a nestálá geometrie. Jednak je prakticky nemožné zajistit, aby se jádra potkala čelně a aby byla každá srážka dokonale centrální. Většina srážek probíhá se střední až periferní centralitou. To je jeden ze zdrojů úvodní geometrické anizotropie srážky. Jelikož se kvark-gluonové plasma chová jako téměř ideální kapalina, tyto úvodní anizotropie nevymizí v průběhu hydrodynamické expanze ale propagují se dál a jsou měřitelné ve formě eliptického toku [32]. Další z takovýchto anizotropií je anizotropie triangulární. Ta je zapříčiněna tím, že když se jádra setkají, jsou v nich nukleony umístěny náhodně (toto lze popsat příčným překryvem dvou Woods-Saxonových distribucí) a zapřičiňují tím další nesymetrie v geometrii srážky. Tyto se pak dále propagují ve formě triangulárního toku [33].

Vyvstává však otázka, jak tyto toky měřit a kvantifikovat. Vhodnou metodou pro to je Fourierovská dekompozice azimutální korelační funkce

$$\frac{\mathrm{d}N^{\mathrm{pairs}}}{\mathrm{d}\Delta\phi} = \frac{N^{\mathrm{pairs}}}{2\pi}\left(1 + \sum_n 2\mathbf{v}_n \cos(n\Delta\phi)\right). \tag{2.2}$$



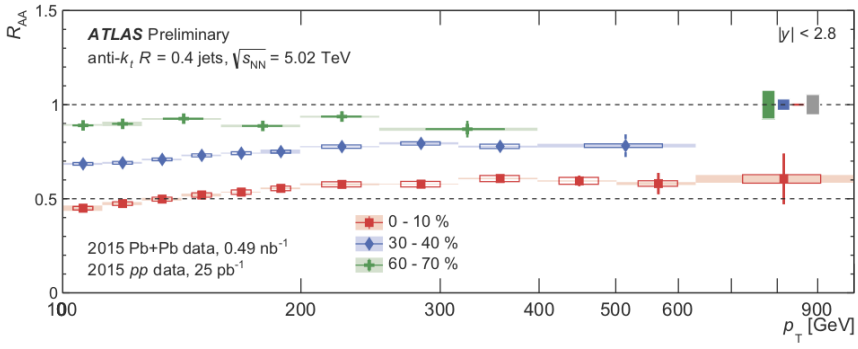
Obrázek 2.3: Dihadronové azimutální korelace pro proton-proton, deuteron-zlato a zlato-zlato srážky na experimentu STAR na RHIC. Převzato z [30].

První Fourierovský komponent, $\mathbf{v}_1$, je vztažen k zachování hybnosti a přímému toku. Druhý Fourierův komponent, $\mathbf{v}_2$, je tvořen převážně eliptickým tokem, zatímco třetí komponent $\mathbf{v}_3$ je tvořen tokem triangulárnm. Oba tyto komponenty jsou přímo propojeny s hydrodynamickou expanzí média. Na Obr. 2.5 je vidět příklad takovéto Fourierovské dekompozice azimutální korelační funkce pro data z experimentů STAR a PHOBOS. Detekce takovýchto toků, především eliptického, je dobrým znakem přítomnosti QGP, které se chová jako téměř ideální kapalina a je v něm tedy možné pozorovat projevy úvodních nesymetrií srážky, jelikož nedochází k jejich potlačení.

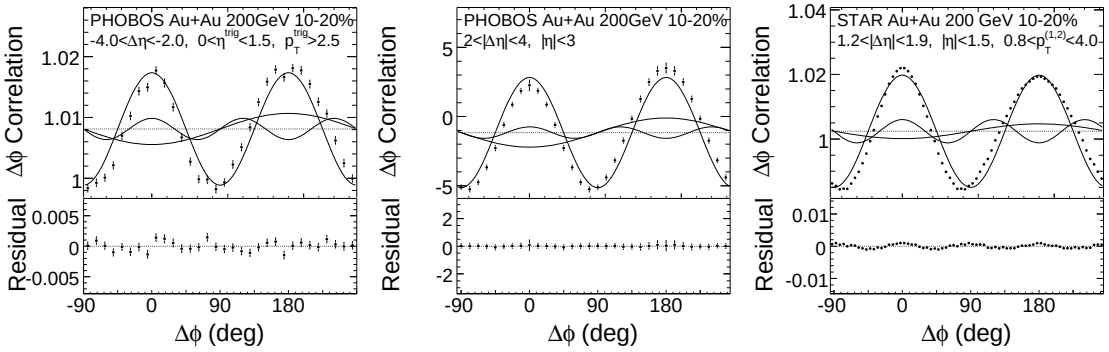
2.2.3 Potlačení produkce kvarkonií

Dalším znakem přítomnosti kvark-gluonového plazmatu po srážce je potlačení produkce kvarkonií. Kvarkonia jsou vázané stavy těžkého kvarku a korespondujícího antikvarku ($c\bar{c}, b\bar{b}$). Tyto částice jsou primárně produkovány v rané fázi srážky, ještě před tím, než se formuje QGP, avšak může docházet i k jejich pozdější produkci. Této zpožděné tvorbě kvarkonií se říká regenerace [34]. Nejvýznamnější stavy pro analýzu vzniklého silně interagujícího media jsou charmonia, neboli vázané stavy $c\bar{c}$, především J/Ψ a Ψ', a bottomonia, vázané stavy $b\bar{b}$, kde se jedná především o $\Upsilon(nS)$. U obou dochází k silnému potlačení v jádro-jaderných srážkách v porovnání s proton/deuteron-jadernými a proton-protonovými. Avšak dalším aspektem ovlivňujícím míru produkce je centralita jádro-jaderných srážek. Pro krajně periferiální srážky nedochází téměř k žádnému potlačení, zatímco pro nejcentrálnější události dosahuje hodnota potlačení až $R_{\mathrm{AA}} \sim 0{,}2$.

Produkce kvarkonií je jednou z nejdůležitějších sond do kvark-gluonového plasmatu. Je tomu z toho důvodu, že vlastnosti kvarkonií umožňují určit teplotní interval, ve

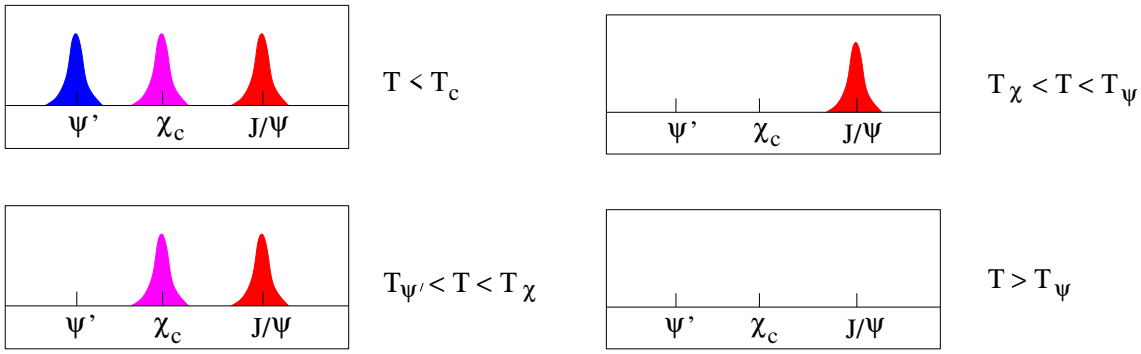


Obrázek 2.4: Jaderný modifikační faktor R_{AA} jako funkce transversální hybnosti jetu. Data jsou měřena experimentem ATLAS na LHC. Data jsou nabírána pro různé hodnoty centrality. Převzato z [31].



Obrázek 2.5: Nahoře: Azimutální korelační funkce pro "středocentrální"(10-20%) Au+Au kolize s $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV získané z projekcí dvoudimenzionáních $\Delta\eta$, $\Delta\phi$ korelačních měření na PHOBOS a STAR. Dole: Reziduální korelační funkce po odečtení prvních třech Fourierových komponent. Převzato z [33].

kterém se nové vzniklé médium nachází. Toto je možné díky jevu zvanému barevné stínění [35]. Bylo zjištěno, že teplota, při které se určitý kvarkoniový stav rozpadá je inverzně proporční k jeho poloměru (který je přímo svázaný s jeho hmotností). V praxi to znamená, že u charmonií platí, že stav $\Psi'(2S)$, který má poloměr 0,4 fm se rozpadá dříve než stav $\chi_c(1P)$ s poloměrem okolo 0,3 fm. Oba tyto stavy se rozpadnou dříve než stav $J/\Psi(1S)$, který má poloměr 0,2 fm. Toto je ilustrováno na Obr. 3.1. Jelikož tato práce je primárně zaměřena na studium bottomonií, bude tento mechanismus podrobněji rozebrán v následující kapitole.



Obrázek 2.6: Ilustrace využití charmonií k určení teploty QGP. Převzato z [36].

Kapitola 3

Kvarkonia

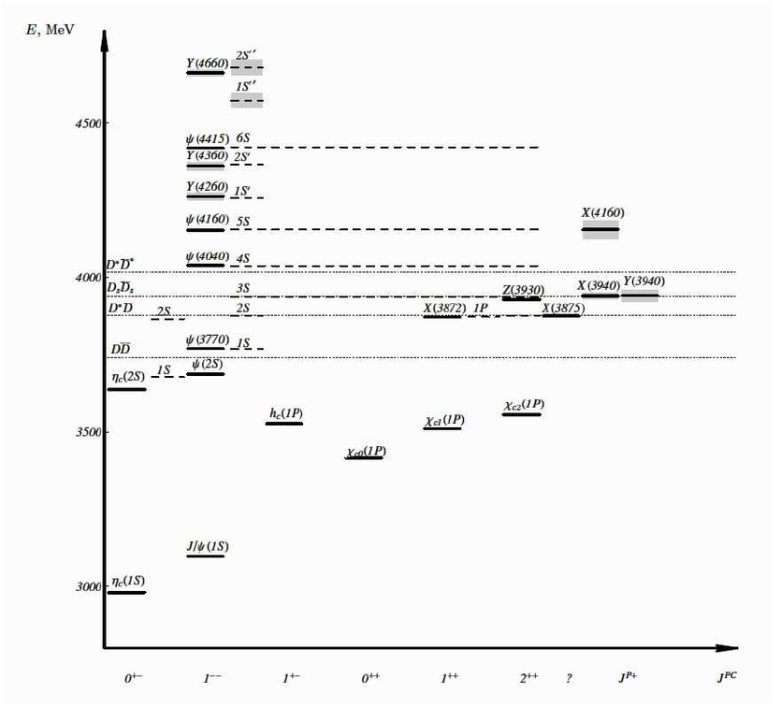
Jak bylo zmíněno v předchozí kapitole, kvarkonia jsou vázanými stavy kvarku a jeho antikvarku. Standardně se však za kvarkonia považují pouze páry $c\bar{c}$ a $b\bar{b}$, pro které se zažily termíny charmonia a bottomonia (podle anglických názvů kvarků). Avšak i další kvarky mohou tvořit vázané stavy. Páry $u\bar{u}$ a $d\bar{d}$ tvoří v základním stavu π^0 mezon a v excitovaném stavu ρ^0 mezon. Vázaný stav $s\bar{s}$ poté tvoří ϕ^0 mezon. Vázané stavy kvarku pozorovány nebyly.

Kvarkonia mohou být dále dělena na základě typu jejich vlnové funkce. Jedná se o S stavy (J/Ψ a Υ) a P stavy (χ_c a χ_b). Většina pozorovaných kvarkonií jsou S stavy, avšak P stavy se také měří, především z důvodu sledování jejich rozpadu na lehčí kvarkoniové stavy, v procesu zvaném "feed down". Je to jeden z možných rozpadových kanálů těžších kvarkonií, který ovlivňuje počet lehčích variant. Jedná se například o rozpad bottomonia $\Upsilon(1S)$ na charmonium $J\Psi(1S)$ nebo rozpad P bottomonia $\chi_{b0}(1P)$ na S bottomonium $\Upsilon(1S)$. Schéma rodiny charmonií je zobrazeno na Obr. 3.1.

U kvarkonií je jedním z dominantních rozpadových kanálů rozpad na 3 gluony (např. u stavu $\Upsilon(1S)$ je větvící poměr (81,7 ± 0,7)%)[6]. Avšak tento proces není možné prakticky měřit. Proto se pro analýzu volí vhodnější rozpady. Jedná se především o rozpad na elektron-pozitron či mion-antimion. Tyto leptonové páry je možné detekovat a následně z nich rekonstruovat dané kvarkonium a jeho vlastnosti. Avšak tyto procesy mají poměrně nízký větvící poměr (pro stav 1S se jedná o (2,38 ± 0,11)% pro dielektrony a (2,48 ± 0,05)% pro dimiony). Dochází taktéž k rozpadu na tauon-antitauon, avšak tento leptonový rozpad taktéž není možné vhodně pozorovat kvůli délce života tauonu.

3.1 Tvorba

Kvarkonia jsou poměrně těžké částice a z toho důvodu dochází k jejich produkci téměř výhradně v prvotní fázi tvrdého rozptylu na začátku srážky. Tvoří se při tzv. vícepartonových interakcích, ke kterým dochází za vysokých energií. Toto platí



Obrázek 3.1: Schéma rodiny charmonií. Převzato z [37].

především pro bottomonia, jelikož jejich hmotnost je více než třikrát větší než u charmonií. Kvarkonia se mohou tvořit několika procesy, z nichž je nejdominantnější gluonová fúze $gg \rightarrow b\bar{b}g$. Dalšími možnými procesy jsou interakce kvarku s antikvarkem ($q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}g$) či interakce kvarku s gluonem ($qg \rightarrow b\bar{b}q$).

K tvorbě kvarkonií dochází v určitých energetických intervalech. Pro vznik charmonií se energie musí nacházet v intervalu $2m_c < m_{\eta_c} \leq m_{charmonium} < 2m_{D^0}$. m_c = 1,3 GeV/c^2 je hmotnost c kvarku a je třeba, aby energie při vzniku umožňovala produkci $c\bar{c}$ páru. m_{η_c} = 3,0 GeV/c^2 je hmotnost nejlehčího charmoniového stavu η_c(1S) a jedná se tedy o minimální energii potřebnou pro vznik jakéhokoliv charmonia. m_{D^0} = 1,9 GeV/c^2 je hmotnost D^0 mezonu, jež je nejlehčí částicí obsahující c kvark. Horní limit $2m_{D^0}$ znamená to, že těžší charmonia, i když existují, jsou velice vzácná, jelikož je mnohem energeticky výhodnější navázání $c\bar{c}$ kvarků v D^0 mezonech, než aby spolu tvořily vázaný stav.

Analogická situace nastává taktéž u bottomonií. Ty vznikají primárně v hmotnostním intervalu $2m_b < m_{\eta_b} \leq m_{bottomonium} < 2m_{B^0}$. m_b = 4,2 GeV/c^2 je zde hmotnost b kvarku, m_{η_b} = 9,4 GeV/c^2 je hmotnost mezonu η_b(1S), jež je nejlehčím z bottomoniové rodiny a m_{B^0} = 5,3 GeV/c^2 je hmotnost B^0 mezonu. Tento mezon je nejlehčí částice, ve které se vyskytuje b kvark.

Kvarkonia těžší než dvě hmotnosti nejlehčích mezonů s "otevřeným půvabem"či "otevřenou krásou"vznikat mohou, ale jak již bylo zmíněno, jejich výskyt je poměrně omezený kvůli nevýhodné energetické bilanci.

V rámci QCD je vznik kvarkonií ještě kompletně nedořešenou záležitostí. Ačkoliv vznik kvarkonia je možné popsat poruchovou kvantovou chromodynamikou, jeho následný vývoj je již měkkým procesem, kde se takovéto poruchové výpočty aplikovat nedají. Proto je pro popis třeba aplikovat teoretické modely, kterých existuje několik.

3.1.1 Model barevného vypaření

Nejjednodušším modelem využívaným k popsání produkce kvarkonií je Color Evaporation Model - model barevného vypaření. Tento model vychází z předpokladu, že konkrétní stav barevného náboje páru kvark-antikvark není ve spojení s barevným stavem kvarkonia v momentě jeho hadronizace. Toto v podstatě znamená, že libovolný kvark-antikvarkový pár může vytvořit kvarkonium, což je možné zprostředkovat vyzářením nízkoenergetických gluonů. Tento model je teoreticky konzistentní a následuje trendy v naměřených datech; může tedy vhodně popsat vznik kvarkonia, avšak nezahrnuje v sobě polarizaci a nemůže být tedy využit k předpovědím tohoto fenoménu [38].

3.1.2 Barevný singlet

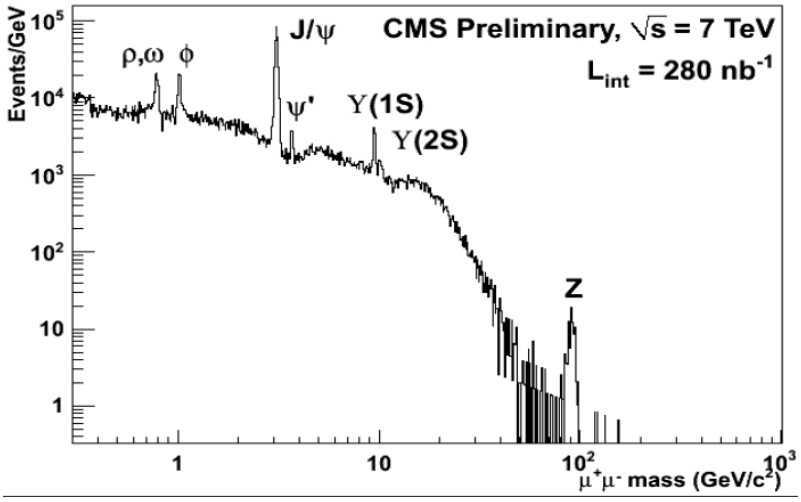
Color Singlet Model - model barevného singletu - vychází z jiných předpokladů než model předchozí. Zde je stav kvark-antikvarkového páru, tedy barevný náboj a spin, dán na začátku a nedochází dále k jeho vývoji ve fázi mezi vznikem a hadronizací kvarkonia. Dalším předpokladem je nerelativističnost kvarkonií. Tento model je dobrý v popisu chování kvarkonií, avšak není zcela fenomenologicky konzistentní [39].

3.1.3 Barevný oktet

Posledním důležitým modelem je Color Octet Model - model barevného oktetu. Tento model vychází z nerelativistické kvantové chromodynamiky. Lépe než model barevného singletu popisuje účinné průřezy kvarkonií, avšak také předpovídá silnou příčnou polarizaci, kterou se dosud nepovedlo naměřit [40].

3.2 Bottomonia

Rodina bottomonií je tvořena všemi vázanými stavy $b\bar{b}$. Členy této rodiny lze dělit na základní stavy $\eta_b(1S)$ a $\Upsilon(1S)$ a další, excitované stavy. Mezi těmi významnějšími jsou především S stavy, konkrétně $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$, a P stavy $\chi_b(1P)$, $\chi_b(2P)$ a $\chi_b(3P)$. Další částice z této rodiny se nevyskytují tak často a jejich výzkum je značně omezený, především z nedostatku statistiky. Příkladem může být například další, těžší S stav $\Upsilon(4S)$. Jak již bylo zmíněno, hmotnost tohoto stavu je vyšší než

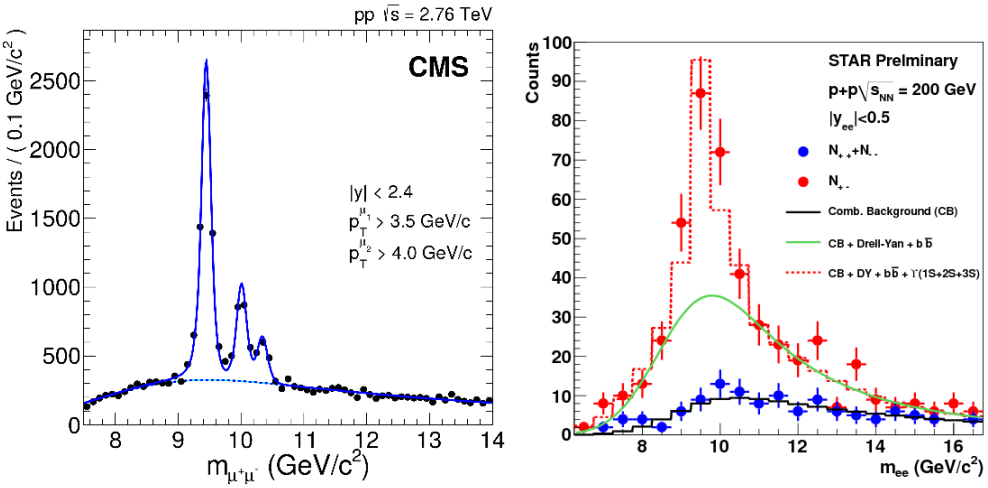


Obrázek 3.2: Hmotnostní spektrum v dimionovém kanálu měřené CMS kolaborací. Lze zde vidět ρ, ω, ϕ mezony, kvarkonia z rodiny charmonií i bottomonií a Z boson. Převzato z [41].

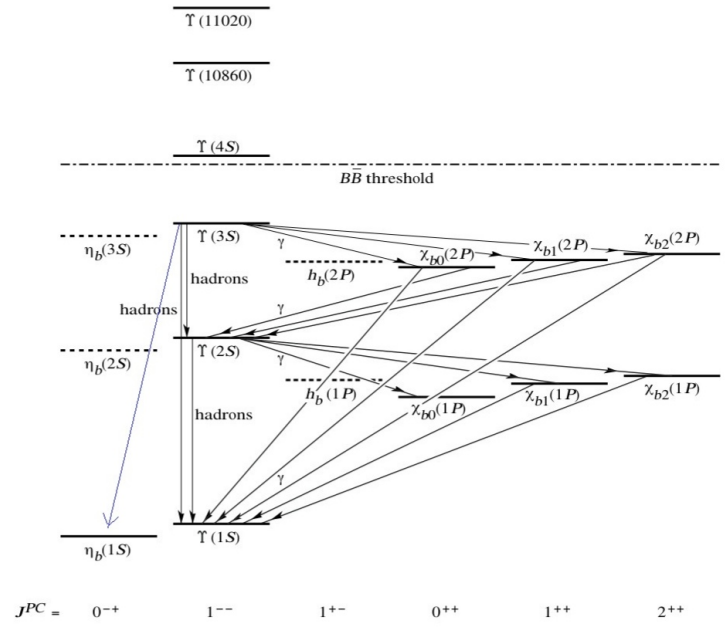
hmotnost dvou B mezonů a tudíž je místo tohoto stavu preferované vázání $b\bar{b}$ v mezonech s "otevřenou krásou". Schéma nejvýznamnějších členů bottomoniové rodiny je znázorněno na Obr. 3.4. Lze zde dobře vidět efekt "feed down", neboli efekt, kdy těžší stav přechází na lehčí kvarkonium za emise dalších částic. Příkladem může být proces $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$ či $\Upsilon(1S) \rightarrow J/\Psi(1S)\eta_c$. Tyto deexcitace jsou například důležitým zdrojem stavu $\Upsilon(1S)$ při vysokých p_T. Avšak pro Υ(nS) je primárním zdrojem přímá produkce společně s deexcitací korespondujících χ_b(nP) stavů.

Z třídy Υ(nS) se pod hranicí "otevřené krásy"nachází tři stavy, které jsou nejčastějším cílem výzkumu. Nejlehčí takový stav, $\Upsilon(1S)$ byl poprvé detekován výzkumným týmem z laboratoře Fermilab v roce 1977. Byla detekována silná rezonance dimionového spektra invariantní hmotnosti o hmotnosti $m_\Upsilon = 9{,}5$ GeV/c^2 při ostřelování platinových a měděných terčíků protony o těžišťové energii 400 GeV [45]. Hmotnostní spektra dileptonů měřená kolaboracemi CMS a STAR za účelem nalezení bottomonií jsou zobrazena na Obr. 3.3.

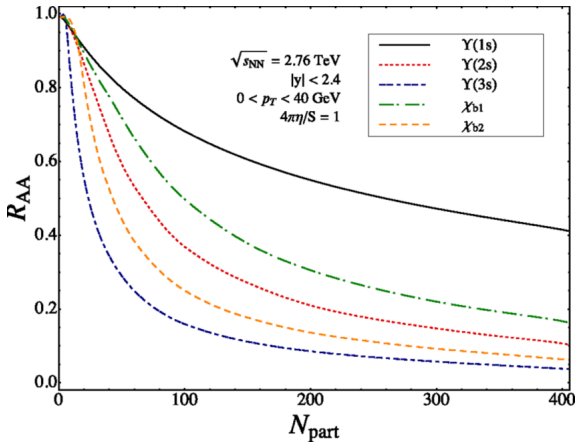
Υ(nS) stavy mají určité kvality, díky kterým jsou pro výzkum QGP upřednostňovány oproti Ψ(nS) stavům. Jedná se primárně o fakt, že pod mezí "otevřené krásy"se nachází 3 stavy Upsilon, zatímco pod mezí "otevřeného půvabu"se nachází pouze dva stavy Psi. Toto umožňuje nejen lepší studium deexcitací, ale i jemnější odhady teploty QGP. Navíc, jelikož Upsilon stavy mají větší rozdíly ve vazebné energii, poskytují ještě širší teplotní spektrum QGP, které je schopné pomocí nich analyzovat. Navíc poměr ve výskytu Υ stavů je mnohem vhodnější pří studiu jejich potlačení, než je tomu u Ψ stavů. Poměr $\Upsilon(1S)$:$\Upsilon(2S)$:$\Upsilon(3S)$ je 7:2:1, zatímco poměr J/Ψ:Ψ' je 50:1 [46]. Na Obr. 3.5 jsou znázorněné modelové výpočty pro závislost jaderného modifikačního faktoru na multiplicitě. Lze zde vidět, že potlačení je významnější pro těžší stavy, zatímco pro lehčí stavy není tak výrazné.



Obrázek 3.3: (Vlevo) Měření hmotnostního spektra ϒ kolaborace CMS. Převzato z [42]. (Vpravo) Měření hmotnostního spektra ϒ kolaborace STAR. Převzato z [43].



Obrázek 3.4: Schéma jednotlivých stavů z rodiny bottomonií. Převzato z [44].



Obrázek 3.5: Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} na multiplicitě pro Υ v modelových výpočtech. Převzato z [47].

Další výhodou je vyšší hmotnost Υ. To má za výsledek mnohem menší relativistické vlivy na tyto stavy; relativistické vlivy se v tomto případě dají téměř zanedbat. Dále se bottomonia díky své hmotnosti rozpadají při téměř klidové energii, což velice ulehčuje detekci dileptonů vzniklých při rozpadu a následnou rekonstrukci původního kvarkonia. Tyto leptony jsou charakteristické úhlem, který spolu svírají, a svou hybností. Proto je jednodušší je mezi všemi detekovanými leptony najít a využít k analýze Υ. Dále je velkou výhodou produkce Υ pouze v prvotní srážce, jelikož poté nedochází k další produkci, a tedy se dají využít ke studiu konkrétních efektů těsně po srážce. Ještě je nutno zmínit, že jelikož t kvarky netvoří vázané stavy, tak zde nedochází k deexcitaci $t\bar{t}$ kvarkonií. Tomu tak není u charmonií, které jsou produkovány mimo jiné i deexcitací bottomonií.

Mezi nevýhody této rodiny patří její větší komplexita (existence η_b(nS), Υ(nS), χ_b(nP), h$_b$ (nP) a Υ_2(nD)) a následná komplikace při analýze "feed down"efektů. Dalším faktem je menší počet produkovaných bottomonií vůči charmoniím.

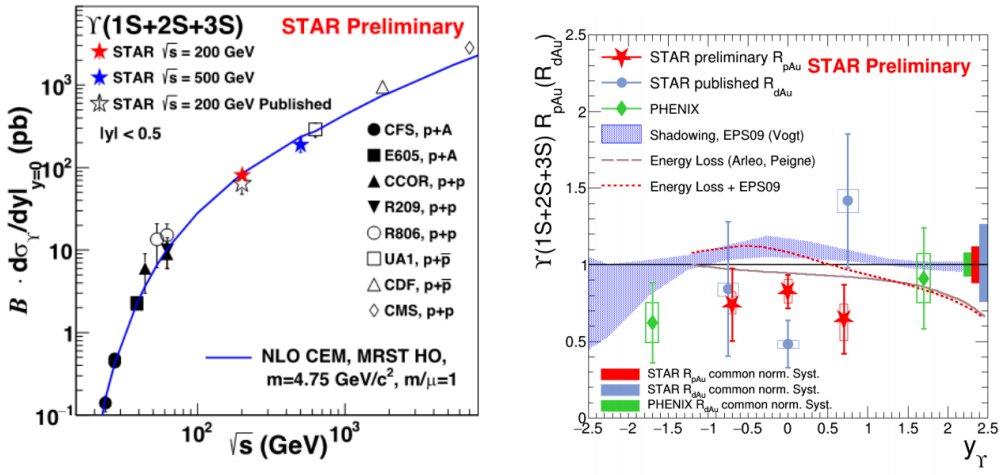
Kapitola 4

Aktuální výsledky

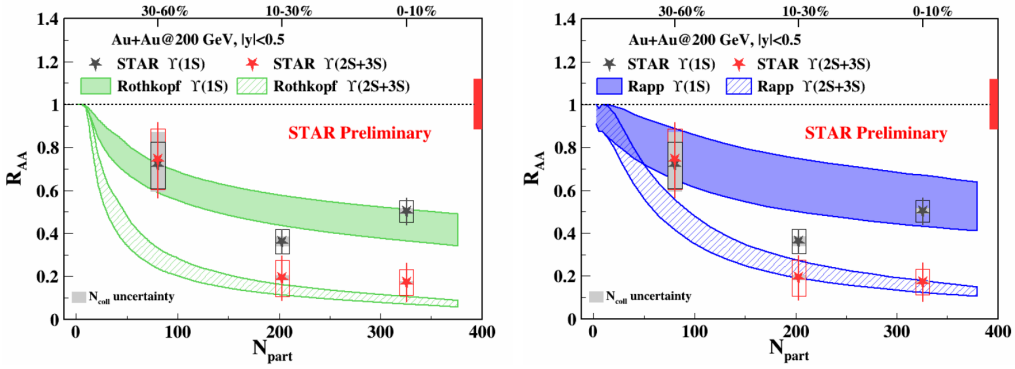
Aktuálně se výzkumu bottomonií věnují v drtivé většině pouze experimenty na urychlovačích RHIC (experiment STAR), LHC (experimenty CMS, ALICE a ATLAS a LHCb) a SuperKEKB (experiment Belle II). Na urychlovači RHIC se jedná o již ukončený experiment PHENIX a stále fungující experiment STAR. Na LHC studují kvarkonia experimenty CMS, ATLAS a ALICE.

4.1 RHIC

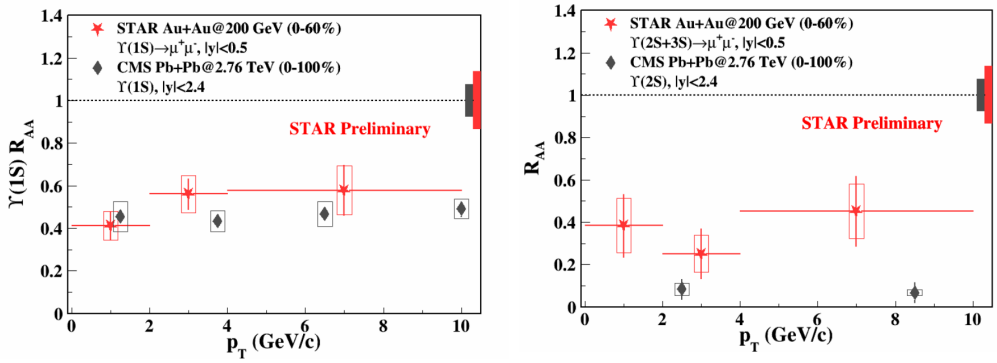
Exeriment STAR se věnuje studiím produkce částic hlavně v sektoru střední rapidity (mid-rapidity). Byly uskutečněny srážky proton-proton a deuteron-zlato a proton-zlato při energiích $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV a $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 500GeV$. Na Obr. 4.1 jsou znázorněny výsledky STAR kolaborace pro účinný průřez produkce Υ a pro jaderný modifikační faktor v závislosti na rapiditě. Obr. 4.2 zobrazuje závislost jaderného modifikačního faktoru na centralitě srážky v porovnání s teoretickými modely. Obr. 4.3 zobrazují jaderný modifikační faktor pro Υ(1S) a Υ(2S + 3S) v závislosti na příčné hybnosti p_T. Na Obr. 4.4 jsou výsledky pro relativní výtěžek Υ(1S) na relativní multiplicitě. Tyto výsledky ukázaly, že teoretické modely nadhodnocovaly vlastní produkci kvarkonií. Z měření těžších systémů, především centrální srážky zlato-zlato a uran-uran, vyvstalo, že při analýze jaderného modifikačního faktoru R_{AA} bylo pozorováno silné potlačení Υ(1S+2S+3S) stavů. Toto je konzistentní s teoretickými předpověďmi a výsledky z CMS. Z toho vyplývá, že vyšší Υ(nS) jsou vysoce potlačené v kvark-gluonovém plasmatu, zatímco u stavu Υ(1S) tomu tak není. Pozorovaná hodnota $R_{AA} \sim 0{,}6$ pro 1S stavy je výsledkem silného potlačení feed-down efektů vyšších stavů, nikoliv potlačení přímé produkce 1S.



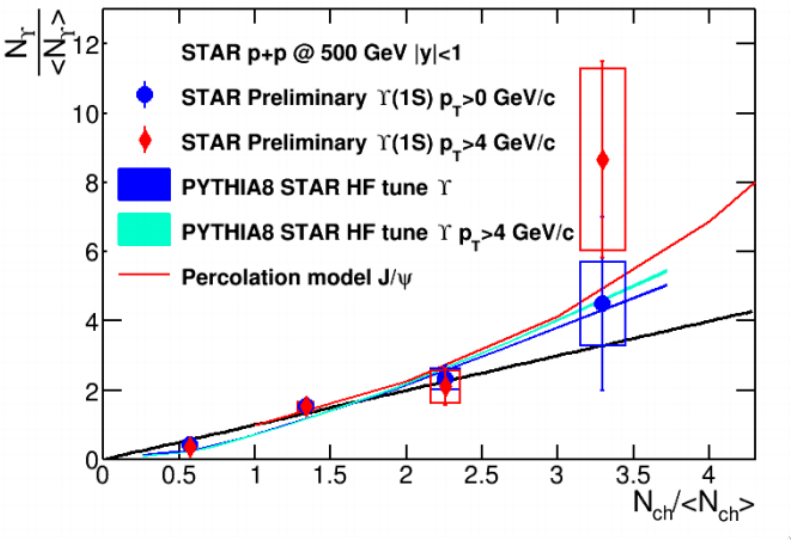
Obrázek 4.1: Účinný průřez $B\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ produkce Upsilon ve střední rapiditě pro proton-proton srážky (vlevo) a jaderný modifikační faktor R_{pAu} v závislosti na rapiditě (vpravo) měřené kolaborací STAR. Převzato z [48].



Obrázek 4.2: Jaderný modifikační faktor R_{AA} v závislosti na centralitě srážky měřený kolaborací STAR v porovnání s dvěma teoretickými modely. Převzato z [48].

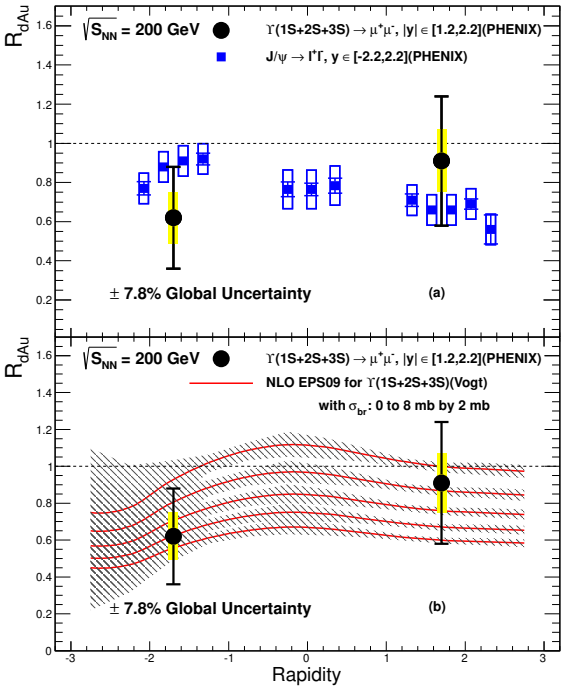


Obrázek 4.3: Jaderný modifikační faktor R_{AA} Υ(1S) (vlevo) a Υ(2S + 3S) (vpravo) v závislosti na příčné hybnosti p_T měřený kolaborací STAR. Převzato z [48].



Obrázek 4.4: Závislost relativního výtěžku Υ(1S) mezonu v závislosti na relativní multiplicitě. Předběžná data jsou porovnána s Monte Carlo generátorem PYTHIA a teoretickým modelem. Převzato z [49].

Experiment PHENIX vliv CNM na Upsilon mezony studoval v dopředných a zpětných rapiditách. Obr. 4.5 poté zobrazuje závislost výsledného jaderného modifikačního faktoru pro dopřednou a zpětnou rapiditu. Výsledné hodnoty jsou $R_{dAu} = 0{,}91 \pm 0{,}33 \pm 0{,}16$ pro dopřednou a $R_{dAu} = 0{,}62 \pm 0{,}26 \pm 0{,}13$ pro zpětnou rapiditu [50]. První hodnota tedy nenaznačuje nějaké statisticky výrazné potlačení produkce. Druhá hodnota naznačuje tomu, že produkce Υ je potlačena v deuteron-zlato srážkách oproti proton-protonovým. To by odpovídalo teoretickým předpovědím. Avšak kvůli chybám výsledků měření nejsou tyto výsledky vhodně vypovídající.

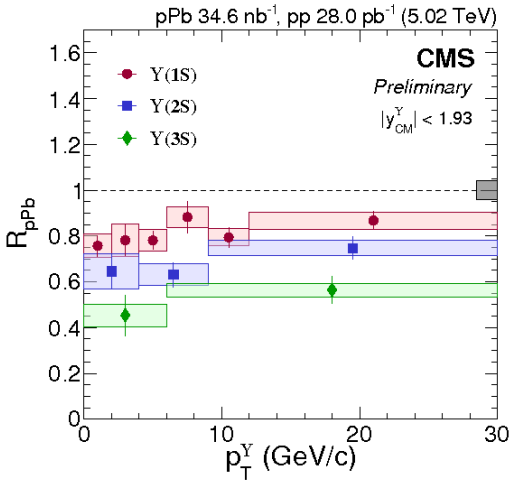


Obrázek 4.5: Měření závislosti jaderného modifikačního faktoru R_{dAu} na rapiditě provedené kolaborací PHENIX. Spodní panel zahrnuje teoretické předpovědi jaderné modifikace. Převzato z [50].

4.2 LHC

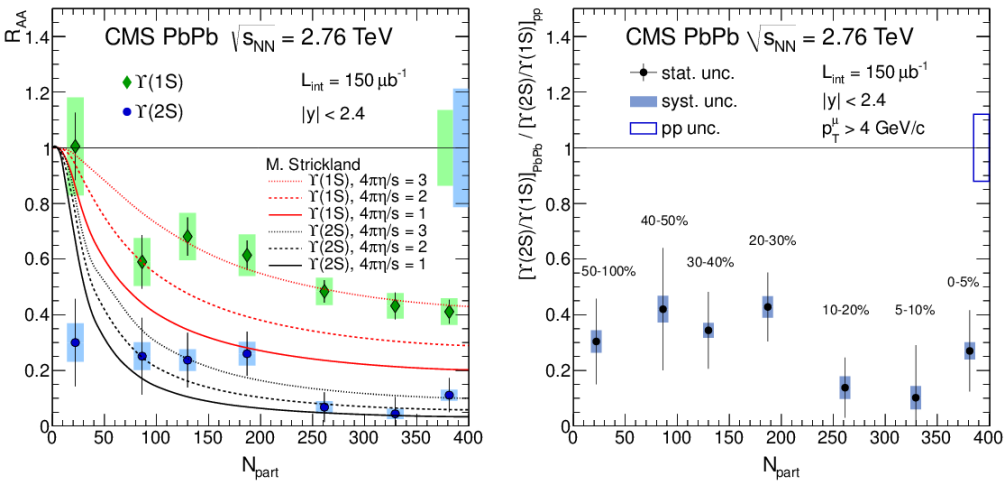
Kolaborace CMS se zabývá studiem invariantních hmotnostních spekter Υ(nS) v p-p, p-Pb a Pb-Pb srážkách. Na experimentu rovněž probíhají studie jaderných modifikačních faktorů R_{pPb} a R_{PbPb}. Byly publikovány výsledky pro závislost jaderných modifikačních faktorů R_{PbPb} (Obr. **??**) a R_{pPb} (Obr. 4.6) na rapiditě a závislosti R_{PbPb} na centralitě srážky (Obr. 4.7). Rovněž existuje analýza pro závislost poměru produkce Υ(2S) a Υ(1S) na centralitě (Obr. 4.7). V neposlední řadě jsou dostupné výsledky pro závislost relativního výtěžku Υ(1S) stavu na relativní multiplicitě (Obr. 4.8).

Při porovnání výsledků z p-p a p-Pb srážek je možné pozorovat slabé potlačení Υ(2S) a Υ(3S) stavů. Při analýze výsledků Pb-Pb je možno pozorovatpotlačení vyšších stavů, zatímco Υ(1S) je potlačen méně. Lze z toho tedy vyvodit, že vzniká QGP o teplotě, při které se Υ(3S) i Υ(2S) stavy rozpadají, zatímco Υ(1S) stav pořád zůstává stabilní. Měření v centrálních srážkách je konzistentní s teorií. Stejně jako na STAR je potlačení vyšších stavů možné atribuovat vniku QGP a potlačení Υ(1S) je pouze výsledkem potlačení deexcitací vyšších stavů a nikoliv produkce jeho samotného. Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} na p_T není tak výrazná, ačkoliv pro 1S stavy je konzistentní s teoretickými modely.

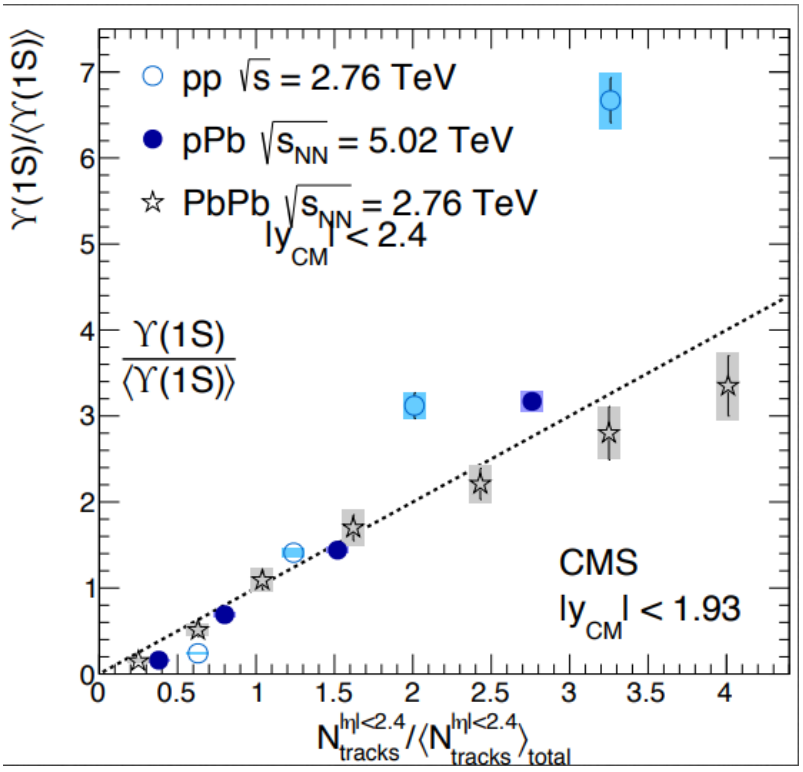


Obrázek 4.6: Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{pA} na rapiditě měřená kolaborací CMS. Převzato z [51].

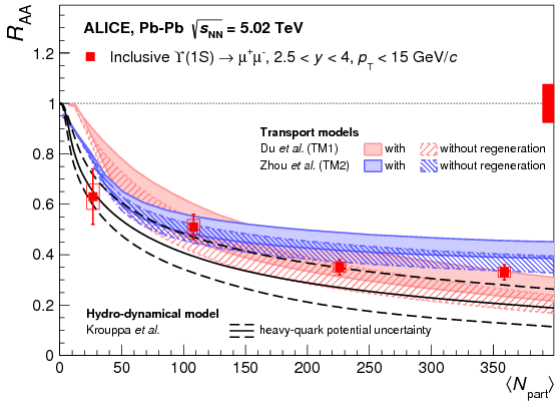
Experiment ALICE provádí měření pro olovo-olovo srážky. Nejnovější výsledky pro měření produkce Upsilon mesonů jsou dostupné pro $\sqrt{S_{NN}} = 5{,}02$ TeV [54]. Jedná o měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA} na centralitě srážky (Obr. 4.9), příčné hybnosti p_T a rapiditě (Obr. 4.10. Výsledky jsou konzistentní se STAR, u obou dochází k velkému potlačení excitovaných stavů v A-A srážkách. Avšak měření probíhá ve větších rapiditách než u STAR.



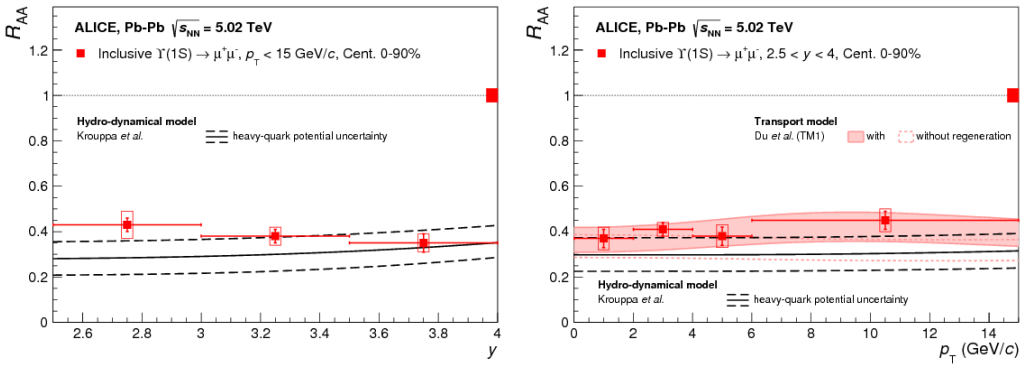
Obrázek 4.7: Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} (vlevo) a poměru produkce stavů Upsilon 2S a 1S (vpravo) na centralitě měřená kolaborací CMS. Převzato z [52].



Obrázek 4.8: Závislost relativního výtěžku $\Upsilon(1S)$ mezonu na relativní multiplicitě měřená kolaborací CMS. Převzato z [53].



Obrázek 4.9: Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} na centralitě srážky měřená kolaborací ALICE. Převzato z [54].



Obrázek 4.10: Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} na rapiditě (vlevo) a příčné hybnosti p_T (vpravo) měřená kolaborací ALICE. Převzato z [54].

Kapitola 5

Simulace produkce těžkých kvarků

5.1 Monte Carlo generátory

Monte Carlo (MC) generátory srážek jsou rozšířeným nástrojem, který se využívá jak v experimentální, tak v teoretické fyzice. MC metody jsou simulační algoritmy. Jedná se o stochastické metody, které se spoléhají na (pseudo)náhodná čísla k získání numerických výsledků. Tyto metody se často využívají k řešení úloh, které nelze řešit analyticky. Využití v experimentální fyzice spočívá především v analýze výsledků, zatímco v teoretických aplikacích slouží k ověřování modelů, předpovědím experimentů a k plánování a návrhu urychlovačových experimentů. V částicové fyzice jsou nezbytné, například ke korekci výtěžků částic, jelikož efektivita detektorů nebývá perfektní. Jsou fundamentální pro interpretaci naměřených výsledků.

Mezi generátory srážek, které jsou využívané v částicové fyzice, se řadí například programy PYTHIA [55] či HERWIG [56], které byly využity v této práci. Dalšími takovýmito programy jsou například Ariadne či Sherpa.

Struktura proton-protonových srážek, které byly v této práci simulovány, v MC generátorech částicových srážek se dělí na několik kroků, pomocí kterých popisují událost od prvotní srážky protonů po rozpad nestabilních částic. Jedná se o:

- Tvrdý proces;
- Partonové spršky;
- Hadronizace;
- Další události, které nejsou součástí prvotního tvrdého rozptylu;
- Rozpad nestabilních částic.

Simulace srážky začíná v prvotním momentu srážky, při tvrdém rozptylu, při kterém dochází k největšímu přenosu hybnosti v celé události. Je třeba využít pravděpodobnostních výpočtů za využití poruchové teorie. Modelování této fáze události je založeno na partonových distribučních funkcích (PDF), které popisují rozložení partonů v daném nukleonu. Ty jsou využívány k popisu partonů, které do události vstupují a následnou aplikací nejnižšího řádu poruchové teorie je možné určit probabilistickou distribuci partonů, které oblast interakce následně opouštějí.

Další fází v modelování srážky jsou partonové spršky. Tyto popisují vývoj partonů, které se účastní prvotní chvíle srážky; jak vstupujících, tak vystupujících. Těmito partony jsou barevně nabité kvarky a gluony. Tato fáze se pro barevně nabité částice liší od tradičních, elektromagnetických procesů popsaných kvantovou elektrodynamikou (QED). Při rozptylu elektricky nabitých částic dochází k emisi elektricky neutrálních fotonů (proces zvaný Bremsstrahlung). Při rozptylu barevně nabitých částic dochází analogicky k emisi gluonů, v tomto případě jak u partonů vstupujících, tak opouštějících interakční oblast. Avšak tyto emitované gluony jsou samy barevně nabité a mohou tedy samy emitovat další gluony. Toto vede k tvorbě sprškek především měkkých gluonů. Tyto partonové spršky se dají modelovat pomocí sekvenčního procesu, který popisuje časovou evoluci předaných hybností. Tyto simulace jsou aplikovatelné od momentu tvrdého rozptylu až po chvíli, kdy jsou hybnosti tak malé, že nelze aplikovat poruchové výpočty kvantové chromodynamiky.

V tomto bodě je třeba přejít ke kroku hadronizace. V tomto procesu dochází k barevnému uvěznění partonového systému v hadrony, které se poté dále šíří a je možná jejich detekce. V tomto bodě se použité generátory rozcházejí; zatímco program PYTHIA používá tzv. strunový (string) model, v programu HERWIG je hadronizace implementována tzv. clusterovým modelem.

Strunový model vychází z předpokladu, že v jistém čase je kvark a antikvark (v tomto modelu nehmotné) ve stejném bodě v prostoru a vylétávají od sebe rychlostí světla. Jak se od sebe vzdalují, vlivem silné jaderné interakce mezi sebou tvoří struny, které je k sobě přitahují pod konstantním napětím, dokud nedojde k vyčerpání veškeré jejich kinetické energie potenciálem obsaženým v této struně. V tomto prostoro-časovém bodě dojde k zvratu tohoto procesu a potenciální energie struny začne dané partony k sobě opět přitahovat. Z tohoto důvodu jsou tyto modely taktéž někdy nazývány "jojo modely". Avšak při dostatku energie v systému $q\bar{q}$ nedojde k dosažení bodu, kdy by byly kvarky k sobě opět přitahovány, avšak dojde k tvorbě nového kvark-antikvarkového páru, který se naváže na původní partony za tvorby mezonů. Dochází tedy k fragmentaci původního $q\bar{q}$ systému na systém hadronů. Toto tvoří základ Lund strunového modelu, který je obsažen v MC generátoru PYTHIA. K takovéto fragmetaci dochází v každém systému, který obsahuje dostatek potenciální energie pro tvorbu kvark-antikvarkového páru. I když model vychází z fragmentačních modelů, jeho nejdůležitější komponentou je barevné uvěznění partonů a je tedy silně motivován fenomenologickými předpověďmi. Avšak nevýhodou je velké množství nezávislých parametrů, které je třeba nalézt, aby výsledky simulace

odpovídaly datům.

Dalším modelem, který je využíván například programem HERWIG, je cluster model. Tento je motivován aproximací, při které lze gluon reprezentovat jako pár barva-antibarva. Pro každý externí parton vstupující do oblasti srážky je možné nalézt jiný, který je s ním barevně spojený. Tyto barevné singletní páry lze ve fázovém prostoru nalézt blízko sebe. Této vlastnosti se říká předuvěznění "pre-confinement"a je inspirací pro clusterový model. Motivací je, že při tvorbě mezonových stavů záleží na vůni kvarku a antikvarku. Pro lehké rezonance platí, že jsou velmi těsně vázané a tudíž méně rozměrné, avšak pro těžší vůně se jedná o širší rezonance. Tyto páry tvoří takzvané clustery, které se nadále rozpadají na lehčí rezonance a stabilní hadrony. Z tohoto pramení jedna z důležitých vlastnsotí tohoto modelu, a tudíž potlačení produkce těžších vůní kvarků (c, b), a není zde třeba hledat optimální hodnoty parametrů modelu. Výhodou clusterového modelu je nižší počet instrinsických parametrů v porovnání se strunovým modelem i přesto, že zvládne obstojně reprodukovat data.

Filozofie, ze kterých vychází tyto modely, se fundamentálně liší. Clusterový model dává velkou roli poruchové fázi partonové evoluce a vychází z postulátu, že za předpokladu dobře modelované poruchové fáze již tolik nezáleží na volbě modelu hadronizace. Strunový model klade větší důraz na neporuchovou dynamiku uvěznění partonů.

Předchozí kroky, tudíž tvrdý rozptyl, partonové spršky, hadronizace a druhotné rozpady, jsou dostačující k popisu konečného stavu tvrdého procesu, ve kterém vysokoenergetické partony, které pocházejí z na sebe nalétávajících hadronů, spolu interagují a na základě toho produkují nějaký konečný stav. Avšak jelikož nalétávající hadrony jsou barevně neutrální částice a při partonových interakcích je třeba jistou část barevného náboje z hadronu odnést, využívá se dalšího kroku, který popisuje, jak se zbytky hadronů vyvíjejí, jak hadronizují a zda-li a jak spolu interagují [57].

Jedním z důležitých rozdílů mezi využitými generátory PYTHIA a HERWIG pro tuto práci je implementace produkce bottomonií. PYTHIA využívá pro tvorbu maticových elementů, díky kterým je možné prímo navolit produkci Υ stavů již jako vstupní parametr a dochází ke generování pouze událostí, ve kterých se Υ produkuje. HERWIG toto neumožňuje a Upsilon mesony jsou produkovány při hadronizaci, která je implementována clusterovým modelem. Tento přístup má určitá omezení - je třeba najít kompromis mezi multiplicitou ostatních drah a vlastnostmi bottomonií. Rovněž není možné přímo určit produkované částice a je třeba vybírat vygenerované události, kde Upsilon pochází z hadronizace.

5.2 Generování dat

Události "minimum bias"jsou takové, při kterých dochází pouze k měkkým srážkám, a nedochází tedy k vysokému přenosu hybnosti a tudíž jsou vhodné pro určení jakéhosi přirozeného pozadí, které lze v dalších srážkách očekávat. Oproti tomu události, při kterých je generováno Υ, jsou tvrdými srážkami, jelikož k tvorbě těžkých mezonů je třeba velkého přenosu energie. V programu PYTHIA lze vybrat přímo mechanismy produkce, které jsou preferované. V tomto případě se jedná o gluonovou fúzi v barevně singletním i oktetovém modelu, interakci kvarku a gluonu v barevně oktetovém modelu a interakci kvark-antikvark v barevně oktetovém modelu. Tyto mechanismy umožňují tvoru $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$ stavů. Program HERWIG naopak umožňuje pouze volbu produkce $b\bar{b}$ páru, který nemusí být v každém případě Upsilon stavem. Proto je k produkci dostatečné statistiky Upsilon stavů generovat velké množství srážek, ze kterých je až po jejich výpočtu možné zvolit ty, ve kterých byly Upsilon stavy opravdu produkovány.

Zároveň je možné nakonfigurovat jejich rozpad přímo do preferovaného kanálu, v tomto případě elektron-pozitronového a rovněž mion-antimionového. Avšak u stavů $\Upsilon(3S)$ nelze v zvolené verzi PYTHIA nakonfigurovat rozpad na leptonový pár. Proto nebyly v rámci této práce generovány, jelikož by nebylo možné ověřit, zda-li vygenerovaná data jsou konzistentní a odpovídají reálným naměřeným hodnotám. V programu HERWIG bylo možné specifikovat dileptonové rozpady 3S stavu, avšak ve vygenerovaném vzorku nebyly žádné nalezeny.

Na nabité částice jsou však kladeny určité požadavky, aby mohly být započítány do celkového počtu nabitých částic. Jedná se o požadavek, aby p_{T} částice bylo alespoň 200 MeV a aby pseudorapidita η byla v intervalu od -1 do 1. V potaz jsou brány pouze nabité částice. Tyto požadavky jsou vznesené z důvodu, aby data co nejlépe odpovídala podmínkám, které je detektor STAR schopný měřit.

5.2.1 PYTHIA

K simulaci byla použita verze 8.240 programu PYTHIA. Byl vygenerován vzorek 10 milionů událostí typu "minimum bias"a 10 milionů událostí, které obsahovaly Upsilon mezon. Z událostí typu minimum bias byly odmítnuty události, ve kterých nebyly detekovány žádné částice odpovídající požadovaným podmínkám. Události s Upsilon mezonem byly generovány separátně pro dielektronový a dimionový rozpadový kanál. Srážky v obou případěch byly nastaveny jako p+p interakce při těžišťové energii 500 GeV.

5.2.2 HERWIG

Byl využit program HERWIG 7.1.2. Pro procesy minimum bias byl opět vygenerován vzorek 10 milionů událostí, ze kterých byly v analýze následně vyloučeny ty, které neobsahovaly žádné částice odpovídající požadovaným podmínkám.

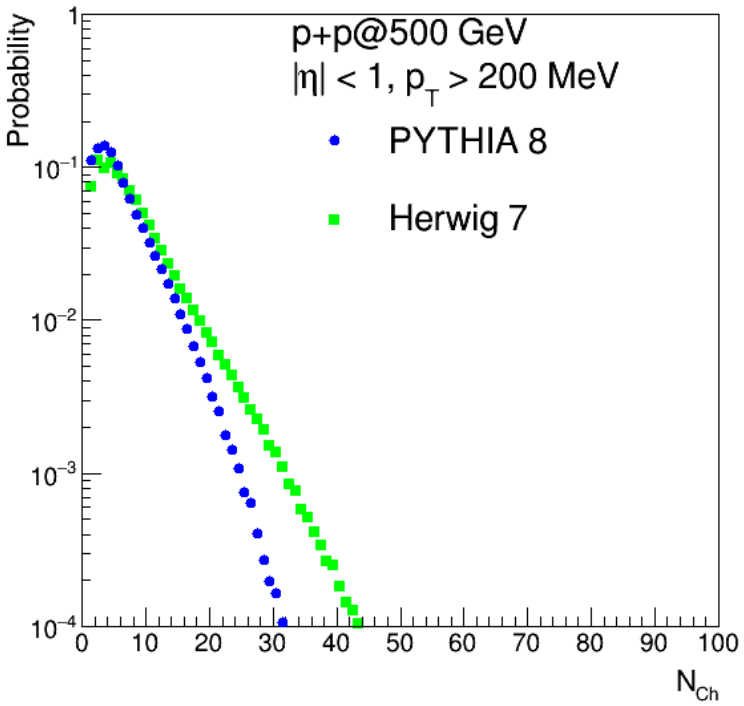
Pro srážky produkující $b\bar{b}$ páry byly vygenerovány 2 různé datasety, které se lišily hodnotou parametru "JetKtCut:MinKT". Tento parametr určuje, jakou minimální hybnost musí mít kvarky vystupující z maticového elementu. Pro tuto práci byly vyzkoušeny nižší hodnoty, které by měly mít za výsledek měkčí b kvarky vystupující z maticového elementu, což by mělo vést k reálnějším Υ kvarkům. Z tohoto důvodu by mělo být dobře vygenerované p_T spektrum, ale za cenu nepřesně určené multiplicity. Byly voleny hodnoty 4 GeV/c a výchozí hodnota 20 GeV/c. Byl volen pouze dielektronový rozpadový kanál.

5.3 Výsledky

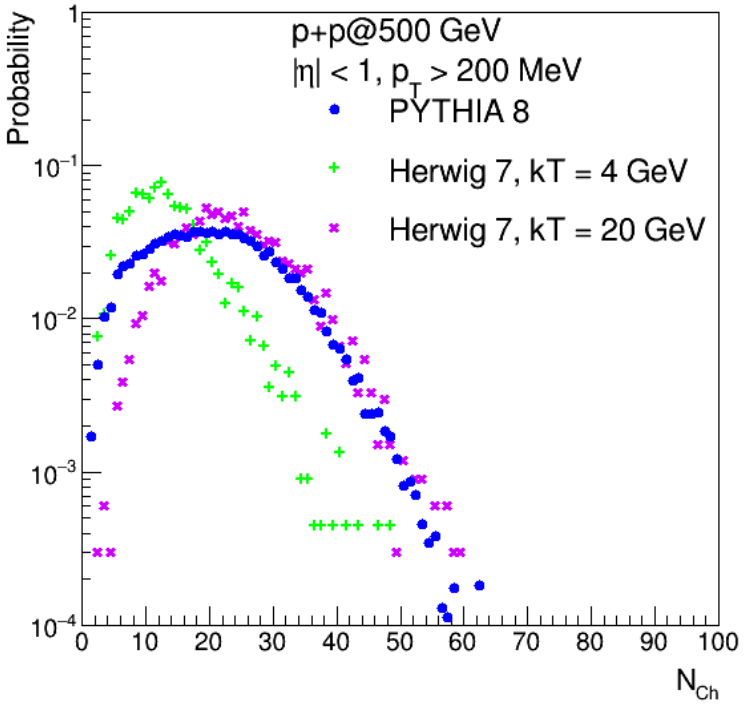
Cílem této práce je přispět k fyzikální interpretaci dat z experimentu STAR. K tomuto je třeba nalezení normalizovaného výtěžku Υ mezonů v závislosti na normalizované multiplicitě srážky. Toto se nejčastěji uvádí jako závislost $N_\Upsilon / < N_\Upsilon >$ na $N_{\mathrm{ch}} / < N_{\mathrm{ch}} >$. Pod N_Υ se rozumí poměr $N_\Upsilon^{\mathrm{bin}}$ ku $N_{\mathrm{MB}}^{\mathrm{bin}}$. Zde $N_\Upsilon^{\mathrm{bin}}$ značí počet událostí, ve kterých se vyskytuje Υ meson, jejichž normalizovaná multiplicita spadá do konkrétního binu. Analogicky $N_{\mathrm{MB}}^{\mathrm{bin}}$ značí počet minimum bias událostí, které mají normalizovanou multiplicitu v daném binu. Člen $< N_\Upsilon >$ dává do poměru celkový počet událostí, ve kterých bylo nalezeno Υ a celkový počet minimum bias událostí. N_{ch} označuje celkový počet nabitých částic, které byly v dané události detekovány. $< N_{\mathrm{ch}} >$ posléze označuje střední hodnotu počtu nabitých částic, která se počítá z minimum bias událostí.

Bylo tedy nutné vygenerovat minimum bias srážky a srážky produkující Υ mezon pro oba generátory, PYTHIA i HERWIG. Toto obsahovalo instalaci a následnou konfiguraci těchto generátorů. Posledním krokem generace dat bylo napsání kódu, který z informací, které generátory o srážce poskytují, uloží potřebné informace. Dalším krokem bylo napsání kódu, který provedl analýzu relativního výtěžku Υ mezonů na relativní multiplicitě. Získané výsledky byly poté vykresleny do histogramů a porovnány s předběžnými daty kolaborace STAR. Všechny data zobrazena na obrázcích v této kapitole označená "PYTHIA"či "HERWIG"jsou data získána v rámci této práce. Data označená "STAR Preliminary"jsou předběžná data kolaborace STAR převzaná z [49].

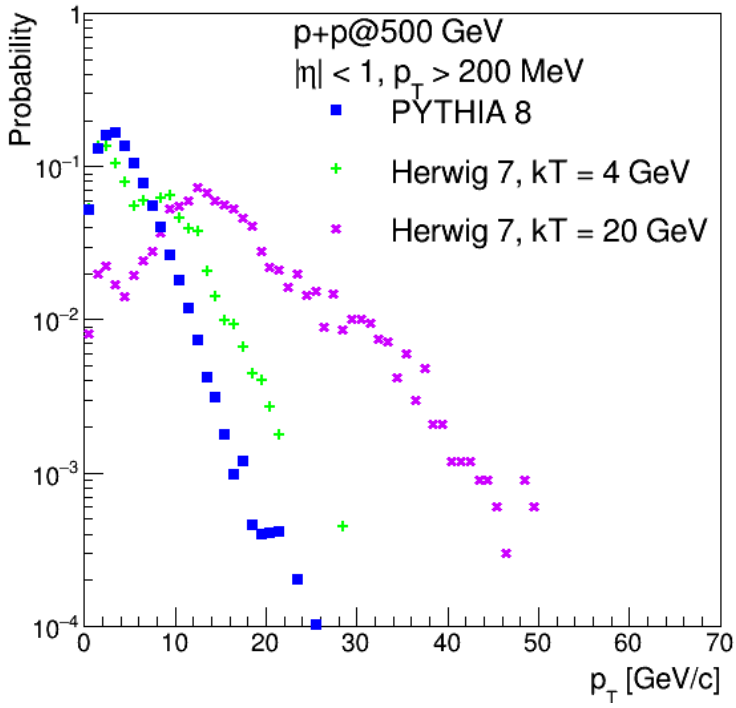
Prvním krokem je porovnání multiplicitních spekter pro minimum bias a Upsilonové procesy pro jednotlivé generátory a jejich parametry. Normalizovaná spektra jsou zobrazena na Obr. 5.1 a Obr. 5.2. Na Obr. 5.1 jsou zobrazené spektra pro minimum bias procesy. Zde jsou již patrné rozdíly mezi zvolenými generátory. V oblasti multiplicit od 0 do 20 detekovaných částic si trendy ještě kvalitativně odpovídají, v oblasti větších multiplicit je již rozdíl značnější a generátor HERWIG predikuje vyšší hodnoty, než program PYTHIA. Rozdíly jsou ještě patrnější u Obr. 5.2, na kterém



Obrázek 5.1: Multiplicitní spektrua minimum bias událostí generovaná pomocí PYTHIA a Herwig



Obrázek 5.2: Multiplicitní spektra událostí s Upsilon mezonem generovaná pomocí PYTHIA a Herwig.

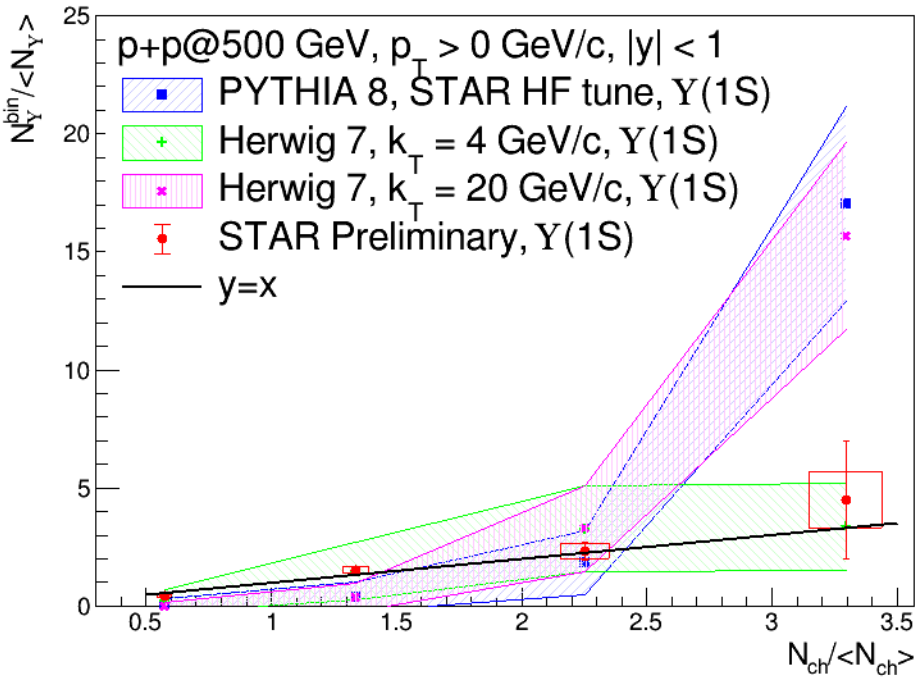


Obrázek 5.3: p_T spektra Upsilon mezonů generovaná pomocí PYTHIA a Herwig.

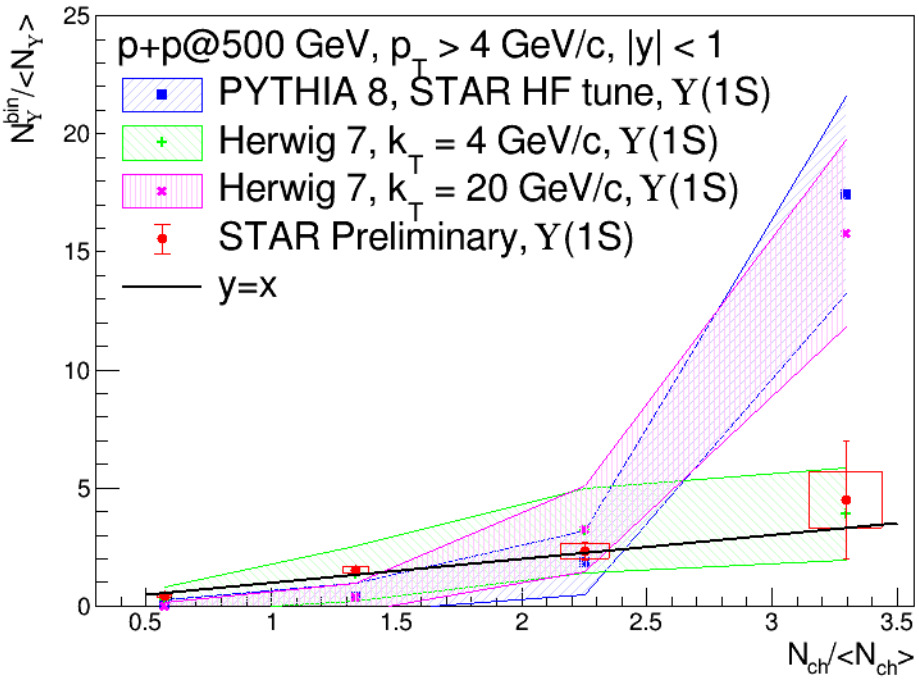
jsou zobrazena spektra pro Upsilonové procesy. Zde se jednotlivé generátory rozcházejí. Žádné spektrum vygenerované pomocí HERWIG přesně neodpovídá spektru dat z programu PYTHIA. Rovněž je patrný vliv parametru "MinKT"u generátoru HERWIG, kde pro jiné hodnoty jsou generována podstatně jiná spektra. Avšak lze sedovat podobné trendy mezi daty z obou generátorů, především je spektrum pro PYTHIA a HERWIG s "MinKT"20 GeV/c kvantitativně odpovídající.

Na Obr. 5.3 jsou zobrazena spektra příčných hybností pro mezony Upsilon. Zde jsou opět patrné rozdíly mezi jednotlivými programy a hodnotami parametru "MinKT"pro HERWIG. Avšak za povšimnutí stojí, že předpověď PYTHIA a HERWIG s hodnotou 4 GeV/c je velmi podobná. Data z HERWIG s hodnotou 20 GeV ostatním předpovědím neodpovídají.

Vlastní analýza se zabývá závislostí normalizovaného výtěžku Υ mezonů na normalizované multiplicitě. Tato analýza byla provedena pro oba programy, PYTHIA i HERWIG. Z programu PYTHIA byla použita data pro dielektronový i dimionový kanál, jejichž výsledky byly prakticky totožné. Z programu HERWIG byla použita data pro hodnoty parametru "MinKT"rovné 2 a 4 GeV. Následně byla data porovnána s předběžnými výsledky kolaborace STAR. Data z generátoru PYTHIA kvalitativně odpovídají analyzovaným datům STAR. Výsledky pro generátor HERWIG rovněž popisují trendy dat v nižších multiplicitách dobře, avšak pro vyšší multiplicity není vidět požadovaný nárůst normalizované produkce Upsilon. PYTHIA sice předpovídá růst ve vyšších multiplicitách, ale nejedná se o tak rapidní nárůst, jako je vidět v datech. Avšak všechny tři datasety odpovídají v rámci chyb datům.



Obrázek 5.4: Výsledky vlastní analýzy pro simulovaná data z generátorů PYTHIA a HERWIG porovnaná s předběžnými STAR daty. Zde je analýza pro Upsilon mezony s $p_T > 0$ GeV/c.



Obrázek 5.5: Výsledky vlastní analýzy pro simulovaná data z generátorů PYTHIA a HERWIG porovnaná s předběžnými STAR daty. Zde je analýza pro Upsilon mezony s $p_T > 4$ GeV/c.

Na Obr. 5.4 a Obr. 5.5 je již vidět vlastní analýza pro data simulovaná generátory PYTHIA a HERWIG, porovnaná s předběžnými daty kolaborace STAR. Obr. 5.4 zobrazuje výsledky pro Upsilon mezony s integrouvanou příčnou hybností. Je vidět, že výsledky z dat simulovaných pomocí PYTHIA a HERWIG s $k_T = 20$ GeV/c blízce korelují a popisují kvalitativně předpokládaný trend vyššího než lineárního růstu pro větší hodnoty relativní multiplicity. Obdobný trend je zřejmý v předběžných datech kolaborace STAR. Pro simulovaná data z HERWIG s $k_T = 4$ GeV/c obdobný trend není pozorován. Ikdyž popisují předběžná STAR data v rámci chyb, pro vyšší multiplicity není pozorován silnější než lineární nárůst. Obdobně je tomu tak na Obr. 5.5, kde jsou výsledky pro Upsilon mezony s $p_T > 4$ GeV/c.

Závěr

Práce si kladla za cíl vygenerování dat pomocí Monte Carlo generátorů PYTHIA a HERWIG, provedení analýzy relativního výtěžku Υ mezonů v závislosti na normalizované multiplicitě, jejich porovnání s reálnými daty a fyzikální interpretace získaných výsledků. Byly analyzovány proton-protonové srážky o parametrech, které umožňuje urychlovač RHIC. Byla zvolena těžišťová energie 500 GeV na nukleon. Volba detekovaných částic se řídila akceptancí detektoru STAR, který se na urychlovači RHIC nachází. Pro to, aby data z generátorů odpovídala datům reálným, které jsou v práci využity, musely produkované částice splňovat několik podmínek. V prvé řadě bylo třeba brát v potaz pouze elektricky nabité částice. Dále musely mít detekované částice příčnou hybnost alespoň $p_T > 200$ MeV. Posledním požadavkem bylo, aby byly částice produkovány v pseudorapiditním rozsahu, který byl v době nabírání těchto dat měřitelný detektorem STAR. Jednalo se o pseudorapiditu $-1 < \eta < 1$.

Dalším krokem pro finální analýzu byla správná produkce srážek, na základě kterých je možné určit normalizovanou produkci na normalizované multiplicitě. Jedná se o "minimum bias"srážky a srážky, ve kterých jsou produkovány Upsilon mezony. V minimum bias srážkách probíhá pouze měkký rozptyl ($Q < \lambda_{QCD}$) a nebyly brány v potaz srážky, při kterých docházelo k difraktivním procesům. Pro produkci Upsilon mezonů je třeba srážek, při kterých dochází k velkému přenosu hybnosti Q^2, tzv. tvrdých procesech. Ty se charakterizují předanou hybností $Q > \lambda_{QCD}$.

Generátor PYTHIA díky implementaci pomocí maticových elementů umožňuje přímou produkci takovýchto srážek. V programu HERWIG jsou Upsilon mezony tvořeny až při hadronizaci clusterového modelu a není tedy možné nastavit jejich přímou produkci. Z tohoto důvodu bylo třeba generovat velké množství dat a HERWIG měl s mnohem nižší statistikou vyšší výpočetní náročnost.

Pro program PYTHIA byla využita konfigurace STAR Heavy Flavor tune, která je pro výpočty využívána kolaborací STAR, a odpadla tedy nutnost řešit konfiguraci vnitřních parametrů modelu. Pro HERWIG nebyla takováto konfigurace dostupná a bylo tedy generováno několik datasetů s rozdílnými hodnotami parametru "MinKT".

Výsledky této práce ukazují, že produkce Υ mezonů kvalitativně odpovídá předběžným měřením kolaborace STAR. Je zde pozorovatelný podobný trend rostoucí normalizované produkce s rostoucí multiplicitou. Avšak oba modely mají problémy s tímto trendem pro vyšší multiplicity ($N_{ch}/\langle N_{ch}\rangle > 2,5$), kde je v datech pozorován strmější nárůst. Avšak pro nižší multiplicity jsou oba programy se správnou konfigurací vhodné k popisu reálných dat.

Bibliografie

[1] B. R. Martin a G. Shaw. *Particle Physics*. 3. vyd. Wiley, břez. 2013.

[2] G. Arnison et al. "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at s=540 GeV". *Phys. Lett. B* 122.1 (1983), s. 103.

[3] M. Banner et al. "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider". *Phys. Lett. B* 122.5 (1983), s. 476.

[4] P. Bagnaia et al. "Evidence for Z0 —> e+ e- at the CERN anti-p p Collider". *Phys. Lett. B* 129 (1983), s. 130.

[5] E. Radermacher. "The Experimental Discovery of the Intermediate Vector Bosons W^+, W^- and Z^0 at the CERN $p\bar{p}$ Collider". *Prog. Part. Nucl. Phys.* 14 (1985), s. 231.

[6] M. Tanabashi et al. "Review of Particle Physics". *Phys. Rev. D* 98 (3 2018), s. 030001.

[7] A. Georges et al. "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC". *Phys. Lett. B* 716 (2012), s. 1.

[8] M. Aker et al. "An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN". *Phys. Rev. Lett.* 123.22 (2019), s. 221802.

[9] *The Standard Model and beyond*. `http://united-states.cern/physics/standard-model-and-beyond`.

[10] Kliemant M., Sahoo R. a Schuster T. "Global Properties of Nucleus-Nucleus Collisions". *The Physics of the Quark-Gluon Plasma. Lecture Notes in Physics* 785 (2009).

[11] J. Žáček. *Úvod do fyziky elementárních částic*. Nakladatelství Karolinum, 2009.

[12] A. Ferretti. "The ALICE time machine". *EPJ Web of Conferences* 58 (2013), s. 02006.

[13] *Run overview of the Relativistic Heavy Ion Collider*. `https://www.agsrhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/`.

[14] T. K. Nayak. "Heavy Ions: Results from the Large Hadron Collider". *Pramana* 79 (2012), s. 719.

[15] J. Greensite. *An introduction to the confinement problem*. Springer, 2011.

[16] D. J. Gross a F. Wilczek. "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories". *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 1973), s. 1343.

[17] H. D. Politzer. "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?" *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 1973), s. 1346.

[18] B. Müller. "The Physics of the Quark-Gluon Plasma". *Lecture Notes in Physics* 225 (1985).

[19] L. Susskind. "Lattice models of quark confinement at high temperature". *Phys. Rev. D* 20 (10 1979), s. 2610.

[20] F. R. Brown et al. "On the existence of a phase transition for QCD with three light quarks". *Phys. Rev. Lett.* 65 (20 1990), s. 2491.

[21] R. Rapp et al. "High density QCD and instantons". *Annals Phys.* 280 (2000), s. 35.

[22] F. Karsch a E. Laermann. "Thermodynamics and in medium hadron properties from lattice QCD" (2003), s. 1.

[23] L. Kumar. "STAR Results from the RHIC Beam Energy Scan-I". *Nucl. Phys. A* 904-905 (2013), s. 256c.

[24] *Probing QCD Phase Diagram using Conserved Charge Fluctuations*. `https://quark.phy.bnl.gov/~swagato/USQCD/`.

[25] J. C. Collins a M. J. Perry. "Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks?" *Phys. Rev. Lett.* 34 (21 1975), s. 1353.

[26] E. V. Shuryak. "Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions". *Phys. Lett. B* 78 (1978), s. 150.

[27] *New State of Matter created at CERN*. `https://home.cern/news/press-release/cern/new-state-matter-created-cern`.

[28] M. Gyulassy. "The QGP discovered at RHIC". *Structure and dynamics of elementary matter. Proceedings, NATO Advanced Study Institute, Camyuva-Kemer, Turkey, September 22-October 2, 2003*. 2004, s. 159.

[29] S. Chatrchyan et al. "Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV". *Phys. Rev. C* 84 (2011), s. 024906.

[30] J. Adams et al. "Evidence from $d+\mathrm{Au}$ Measurements for Final-State Suppression of High-p_T Hadrons in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at RHIC". *Phys. Rev. Lett.* 91 (7 2003), s. 072304.

[31] M. Spousta. "Inclusive jets and jet substructure in 2.76 TeV and 5.02 TeV pp and Pb+Pb collisions with the ATLAS detector". *Nucl. Phys. A* 967 (2017), s. 524.

[32] R. Snellings. "Elliptic Flow: A Brief Review". *New J. Phys.* 13 (2011), s. 055008.

[33] B. Alver a G. Roland. "Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions". *Phys. Rev. C* 81 (2010), s. 054905.

[34] H. Satz. "Quarkonium Binding and Dissociation: The Spectral Analysis of the QGP". *Nucl. Phys. A* 783.1 (2007), s. 249.

[35] T. Matsui a H. Satz. "J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation". *Phys. Lett. B* 178 (1986), s. 416.

[36] H. Satz. "The Thermodynamics of Quarks and Gluons". *Lect. Notes Phys.* 785 (2010), s. 1.

[37] V. Kiselev. "Extra charmonium states as bag-quarkonia" (2008).

[38] M. B. Gay Ducati a C. Brenner Mariotto. "The Color evaporation model in diffractive J / psi photoproduction". *Phys. Lett. B* 464 (1999), s. 286.

[39] A. V. Lipatov a N. P. Zotov. "Study of the color singlet model with k_T factorization in inclusive J/ψ production at CERN LEP-2" (2003).

[40] S. Dutta, A. Goyal a M. Kumar. "Top quark physics in the vector color-octet model". *Phys. Rev. D* 87.9 (2013), s. 094016.

[41] V. Khachatryan et al. "Upsilon Production Cross-Section in pp Collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV". *Phys. Rev. D* 83 (2011), s. 112004.

[42] V. Khachatryan et al. "Suppression of Υ(1S), Υ(2S) and Υ(3S) production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 2.76 TeV". *Phys. Lett. B* 770 (2017), s. 357.

[43] A. Kesich. "Measurements of Υ Production and Nuclear Modification Factor at STAR". *J. Phys. Conf. Ser.* 389 (2012), s. 012025.

[44] *First Measurment of η_b*. `http://www.physics.umd.edu/news/News_Releases/BaBar2008.htm`.

[45] J. Yoh. "The Discovery of the B quark at Fermilab in 1977: The Experiment coordinator's story". *AIP Conf. Proc.* 424.1 (1998), s. 29.

[46] R Aaij et al. "Production of J/psi and Upsilon mesons in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV". *JHEP* 06 (2013), s. 064.

[47] B. Krouppa, R. Ryblewski a M. Strickland. "Bottomonia suppression in 2.76 TeV Pb-Pb collisions". *Phys. Rev. C* 92 (2015).

[48] O. Matonoha. "Measurements of the Υ meson production in Au+Au collisions at the STAR experiment". *PoS* EPS-HEP2017 (2017).

[49] L. Kosarzewski. *Overview of quarkonium production studies in the STAR experiment*. URL: `https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/Quarkonium_FAIRness_LK_2019_5_24_v9.pdf`.

[50] A. Adare et al. "Υ(1S+2S+3S) production in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=200GeV and cold-nuclear-matter effects". *Phys. Rev. C* 87.4 (2013).

[51] CMS Collaboration. "Nuclear modification of Υ states in pPb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 5.02 TeV" (2019).

[52] T. Dahms. "Υ suppression in PbPb collisions at the LHC". *PoS* Beauty2013 (2013), s. 021.

[53] S. Chatrchyan et al. "Event Activity Dependence of Υ(nS) Production in $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 TeV pPb and $\sqrt{s}$=2.76 TeV pp Collisions". *JHEP* 04 (2014), s. 103.

[54] S. Acharya et al. "Υ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 5.02 TeV". *Phys. Lett. B* 790 (2019), s. 89.

[55] *PYTHIA*. http://home.thep.lu.se/Pythia/.

[56] *The Herwig Event Generator*. https://herwig.hepforge.org/index.html.

[57] MM. H. Seymour a M: Marx. "Monte Carlo Event Generators". *Proceedings, 69th Scottish Universities Summer School in Physics : LHC Phenomenology (SUSSP69): St.Andrews, Scotland, August 19-September 1, 2012*. 2013, s. 287.