České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Efekty chladné jaderné hmoty v proton-jaderných srážkách na urychlovačích RHIC a LHC

# Cold nuclear matter effects in proton-nucleus collisions at the RHIC and LHC accelerators

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jaroslav Štorek Vedoucí práce: Ing. Olga Rusňáková, Ph.D. Rok: 2018



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ PRAHA 1 - STARÉ MĚSTO, BŘEHOVÁ 7 - PSČ 115 19



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2017/18

# ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student:	Jaroslav Štorek
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Název práce: (česky)	Efekty chladné jaderné hmoty v proton-jaderných srážkách na urychlovačích RHIC a LHC

Název práce:Cold nuclear matter effects in proton-nucleus collisions at the RHIC(anglicky)and LHC accelerators

Pokyny pro vypracování:

Osnova:

1. Úvod do fyziky vysokých energií a těžkoiontových srážek

2. Vlastnosti bottom kvarku a jeho mesonů

- 3. Studium vlastností chladné jaderné hmoty
- 4. Přehled aktuálních výsledků měření bottom mesonu z urychlovačů LHC a RHIC, s důrazem na výsledky z proton-jaderných srážek

#### Doporučená literatura:

[1] R. Vogt: Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, Elsevier, 2007

[2] T. Matsui and H. Satz: J/psi suppression by quark-gluon plasma formation, Phys. Lett. B 592 (1986)

[3] C. Wong: Introduction to High-Energy Heavy Ion collisions, Utopia Press, 1994

[4] S. Sarkar, et al.: The Physics of the Quark-Gluon Plasma A: Introductory Lectures, Springer, 2010

[5] J. Adams, et al.: Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nucl. Phys. A 757 (2005)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Olga Rusňáková, PhD., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2017 Termín odevzdání bakalářské práce: 09.07.2018 Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

vedoucí katedry

děkan

*V Praze dne* 25.10.2017

#### Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití 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 .....

..... Jaroslav Štorek

## Poděkování

Děkuji školitelce Ing. Olze Rusňákové, Ph.D. a konzultantu Bc. Oliveru Matonohovi za cenné rady, věcné připomínky a vstřícnost při konzultacích při vypracování bakalářské práce.

Jaroslav Štorek

#### Název práce:

Efekty chladné jaderné hmoty v proton-jaderných srážkách na urychlovačích RHIC a LHC

Autor:	Jaroslav Storek
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Druh práce:	Bakalářská práce
Vedoucí práce:	Ing. Olga Rusňáková, Ph.D. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy- soké učení technické v Praze
Konzultant:	Bc. Oliver Matonoha Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy- soké učení technické v Praze

Abstrakt: V práci jsou na úvod shrnuty nejdůležitější pilíře standardního modelu společně s podrobnějším popisem mezonů kvarku b, Upsilonů  $\Upsilon$ . Po zavedení základních pojmů fyziky vysokých energií, především však modifikačního faktoru  $R_{AB}$  a centrality srážky, práce shrnuje efekty produkce těžkých kvarků v proton-jaderných a jádro-jaderných srážkách v souvislosti s tvorbou kvark-gluonového plazmatu. Celá jedna kapitola se věnuje efektům tzv. studené jaderné hmoty v proton-jaderných srážkách - shadowingu, Cronin efektu a jaderné absorpci. Po shrnutí základních specifikací detektorů na experimentu STAR na urychlovači RHIC je na závěr uveden přehled výsledků současných výzkumů produkce  $\Upsilon$  v proton jaderných a jádro jaderných srážkách na experimentech ALICE a ALTAS na LHC a STAR na RHIC.

*Klíčová slova:* Studená jaderná hmota, experiment STAR, proton-jaderné srážky, fyzika vysokých energií

#### Title:

# Cold nuclear matter effects in proton-nucleus collisions at the RHIC and LHC accelerators

Author: Jaroslav Štorek

Abstract: In the beginning, key features of Standard model are summarised with emphasis on Upsilon particle  $\Upsilon$ , a  $b\bar{b}$  meson. After introducing basic terms of high energy physics, e. g. modification factor  $R_{AB}$  and centrality of a collision, effects of heavy quarks production in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions are explained. The connection between these effects and the hot dense state of nuclear matter, quark-gluon plasma, and cold nuclear matter is described. Cold nuclear matter effects are namely (anti-)shadowing, Cronin effect and nuclear absorption. After a brief description of detector settings of STAR experiment at RHIC, some current  $\Upsilon$ research on ALICE, ATLAS, and STAR experiments is overviewed.

*Key words:* Cold nuclear matter, Star experiment, proton-nucleus collisions, high energy physics

# Obsah

Ú	vod			11		
1	Star	ıdardn	í model	13		
	1.1	Fermio	ony	13		
		1.1.1	Kvarky	13		
		1.1.2	Leptony	15		
	1.2	Bosony	у	15		
		1.2.1	Higgsův boson	16		
	1.3	Mezon	y b kvarku	17		
<b>2</b>	Úvo	d do f	yziky vysokých energií	19		
	2.1	Základ	lní pojmy	19		
		2.1.1	Účinný průřez $\sigma$	19		
		2.1.2	Příčná hybnost a azimutální úhel	20		
		2.1.3	Centralita srážky	20		
		2.1.4	Rapidita a pseudorapidita	21		
		2.1.5	Jaderný modifikační faktor $R_{AB}$	23		
	2.2	Efekty	produkce těžkých kvarků	24		
		2.2.1	Barevné stínění	25		
		2.2.2	Potlačení produkce kvarkonií	25		
		2.2.3	Rekombinace kvarkonií	25		
		2.2.4	Jet quenching	26		
		2.2.5	Efekty úniku	26		
		2.2.6	Interakce s comovers	26		
		2.2.7	Feed-down efekty	27		
3	Stu	dená ja	aderná hmota	29		
	3.1	Shadov	wing	29		
	3.2	Cronin	ı efekt	30		
	3.3	Jadern	lá absorpce	31		
4	Výz	zkumné zařízení RHIC				
	4.1	RHIC		33		
	4.2	PHEN	IX	34		
	4.3	STAR		34		
		4.3.1	Časově projekční komora (TPC)	36		
		4.3.2	Time of Flight (TOF) $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	37		

		4.3.3	Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC)	38
		4.3.4	Heavy Flavor Tracker (HFT)	39
		4.3.5	Muon Telescope Detector (MTD)	39
5 I	Přeł	nled vy	ýsledků na LHC a RHIC	<b>41</b>
Ę	5.1	Ύvp-	+Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV na ALICE	41
E.	5.2	Ύvp-	+Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na ATLAS	43
L.	5.3	ΥvΑ	u+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ na STAR	43
Záv	ěr			47
Lite	erati	ura		<b>49</b>

# Úvod

Teorie velkého třesku je obecně přijímaná kosmologická teorie o raném vývoji vesmíru, podle které se vesmír krátce po svém vzniku nacházel ve stavu velmi malé a extrémně husté rozpínající se koule. Zkoumání vlastností takového stavu hmoty je předmětem současného výzkumu. Podobné podmínky, jaké panovaly po vzniku vesmíru, se snažíme simulovat na kruhových urychlovačích srážením vysokoenergetických částic. Stav velmi horké a husté jaderné hmoty, v níž se kvarky a gluony vyskytují samostatně, nazýváme kvark-gluonové plazma (QGP) a jeho vzniku můžeme dosáhnout například srážkou dvou jader urychlených na rychlost blízkou rychlosti světla. V současné době dostatečně vysokých hustot energií pro vznik QGP dosahují urychlovače Large Hadron Collider (LHC) a Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC).

Při srážkách vzniká vždy mnoho nových částic vyletujících z místa srážky. Kinematické vlastnosti těchto vyletujících částic jsou pro nás jediným zdrojem informací o procesech ve srážce. Při zkoumání vlastností QGP nás proto zajímají vlastnosti těch částic, které byly ovlivněny efekty horké jaderné hmoty. Jsou to například mezony těžkých kvarků  $c (J/\psi)$  a  $b (\Upsilon)$  vznikající ještě před zformováním QGP. Tyto mezony zažijí celý průběh vývoje srážky a jsou pro nás tak dobrou sondou pro zkoumání vlastností QGP. Jelikož se ale jedná o velmi těžké částice, které se velmi rychle rozpadají, rekonstruujeme je pomocí detekovaných dceřinných částic, např. leptonů.

Efekty horké jaderné hmoty pozorujeme pouze ve srážkách jádro-jádro, kde jsou dostupné dostatečně vysoké hustoty energií. Ukazuje se, že při srážkách protonjádro jsou pozorovány jiné efekty, jež mají vliv na rozložení kinematických veličin, případně na produkci částic. Takovým efektům říkáme efekty studené jaderné hmoty. Předmětem současného výzkumu je detailně porozumět efektům studené jaderné hmoty a určit tak, jak důležitou roli hrají ve srážkách jádro-jádro. Při zkoumání QGP je totiž zásadní odlišit efekty studené jaderné hmoty a efekty přisuzované pouze QGP.

Efekty studené jaderné hmoty, na které se tato rešeršní práce zaměřuje, jsou zkoumány pomocí tzv. jaderného modifikačního faktoru, který efektivně říká, jak se liší srážky proton-jádro nebo jádro-jádro od srážek proton-proton. K tomu jsou právě vhodná kvarkonia  $J/\psi$  a  $\Upsilon$ , přičemž v práci se zaměřujeme na  $\Upsilon$ . Jeho výtěžky ze srážek jsou sice nižší, jedná se ale o čistší sondu, která není ovlivněna tolika vedlejšími efekty a na experimentu STAR ji lze měřit téměř bez pozadí.

# Kapitola 1

# Standardní model

Standardní model (Obr. 1.1) shrnuje naše současné porozumění tomu, jak spolu interagují elementární částice pomocí tří sil. Elementární konstituenty hmoty řadíme mezi fermiony, protože mají poloviční spin. Tři základní síly mezi částicemi přenášejí bosony se spinem 1. Dále standardní model zahrnuje Higgsův boson se spinem 0.

Standardní model bere v úvahu i antihmotu a ke každé částici existuje její antičástice. Ta má vždy stejnou hmotnost, ale liší se některými kvantovými čísly a elektrickým nábojem, který má opačný. Antičástice značíme pruhem.

## 1.1 Fermiony

Z fermionů se skládá veškerá hmota, kterou vidíme okolo sebe. Mezi fermiony rozlišujeme kvarky a leptony. Kvarků i leptonů najdeme ve standardním modelu 6. Jsou uspořádány do dvojic, které tvoří tři generace (Obr. 1.1). Každá vyšší generace je těžší a méně stabilní.

### 1.1.1 Kvarky

Kvarky jsou nejmenší známé částice hmoty. Teoreticky předpovězené byly roku 1964 M. Gell-Mannem a G. Zweigem, kteří byli po experimentálním potvrzení existence kvarků roku 1969 odměněni Nobelovou cenou [1].

Do první generace kvarků se řadí kvarky up u a down d. Z těchto nejlehčích kvarků se skládá proton a neutron. Ty pak tvoří všechna jádra. Ve druhé generaci jsou kvarky charm c a strange s a ve třetí generaci pak kvarky top t a bottom b. Částice z kvarků z druhé a třetí generace nejsou stabilní a rychle se rozpadají na lehčí částice.

Klidové hmotnosti kvarků jsou uvedeny v Tab. 1.1. Hmotnosti kvarků první generace jsou v řádech  $MeV/c^2$ . Jelikož ale proton, skládající se ze dvou u a jednoho d kvarku, má klidovou hmotnost necelý jeden  $GeV/c^2$ , veškerá hmotnost protonu vzniká díky vazbě mezi kvarky. Za povšimnutí stojí hmotnost top kvarku, jež se vyrovná přibližně 170 protonům.

Kvark	Hmotnost	Elektrický náboj
u	$2,2^{+0,6}_{-0,4} \text{ MeVc}^2$	$\frac{2}{3}$
d	$4.7^{+0.5}_{-0.4}~{ m MeV/c^2}$	$-\frac{1}{3}$
с	$1,27{\pm}0,03~{ m GeV/c^2}$	$\frac{2}{3}$
S	$96^{+8}_{-4}~{ m MeV/c^2}$	$-\frac{1}{3}$
t	$173,21{\pm}0,51{\pm}0,71~{ m GeV/c^2}$	$\frac{2}{3}$
b	$4{,}18^{+0{,}04}_{-0{,}03}~{\rm GeV/c^2}$	$-\frac{1}{3}$

Tabulka 1.1: Tabulka klidových hmotností a elektrických nábojů kvarků [2].



Obrázek 1.1: Standardní model [3].

Charakteristickou vlastnost kvarků udává Cornellův potenciál V, který působí mezi kvarky [4]. Potenciál při nulové teplotě popisuje rovnice (1.1), kde  $\alpha_s$  a k jsou kladné konstanty. Při zvětšující se vzdálenosti kvarků r se zvyšuje přitažlivá síla, která mezi kvarky působí. Pokud jsou naopak kvarky velmi blízko sebe, nastává tzv. asymptotická volnost, kdy se kvarky odpuzují. Při dostatečně velké vzdálenosti kvarků je pro ně energeticky výhodnější vytvořit z vakua nový kvarkový pár. Proto nemůže existovat samostatný kvark a jsou pozorovány pouze buď dva (mezony) nebo tři (baryony) vázané kvarky.

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr \tag{1.1}$$

Kvarky mají elektrický a tzv. barevný náboj, proto mohou interagovat elektrickou a silnou interakcí. Elektrický náboj kvarků je shrnut v Tab. 1.1. Barevný náboj nabývá hodnot red, green a blue. Částice složené z více stejných kvarků díky různým barvám splňují Pauliho vylučovací princip. Ten totiž znemožňuje dvěma fermionům se nacházet v systému ve stejném stavu. Všechny částice z kvarků jsou složeny tak, aby byly bílé, bez barevného náboje - baryony rgb nebo  $\bar{r}\bar{g}\bar{b}$ , mezony pak  $r\bar{r}$ ,  $g\bar{g}$  a  $b\bar{b}^{-1}$ .

#### 1.1.2 Leptony

Do první generace leptonů spadá elektron a elektronové neutrino. Elektrony můžeme najít v elektronových obalech atomů a jsou tedy vedle kvarků u a d třetí a poslední částicí standardního modelu, ze které se skládá běžná hmota. Druhou a třetí generaci tvoří vždy hmotnější mion a tauon a jejich neutrina. Klidové hmotnosti a elektrické náboje elektronu, mionu a tauonu jsou shrnuty v Tab. 1.2. Klidové hmotnosti neutrin se pohybují v řádu jednotek elektronvoltů a elektrický náboj mají nulový.

Neutrina lze jen obtížně detekovat, jelikož interagují pouze slabou interakcí. Ta nebuduje žádný systém na rozdíl od elektrické (buduje atomy) nebo silné (buduje jádra) interakce. Další charakteristickou vlastností neutrin jsou jejich oscilace – v čase měnící se pravděpodobnost naměření daného typu neutrina. Takže až ve chvíli měření neutrina pravděpodobnostní funkce degeneruje pouze na jeden typ neutrina. Tento jev dokazuje nenulovou hmotnost neutrin, což naznačuje, že standardní model není konečnou teorií, jelikož s nenulovou hmotností neutrin nepočítá.

Lepton	Hmotnost $[MeV/c^2]$	Náboj
е	0,511	-1
$\mu$	105,66	-1
τ	$1776,\!82$	-1

Tabulka 1.2: Tabulka klidových hmotností a nábojů elektronu, mionu a tauonu [2].

## 1.2 Bosony

Bosony se spinem 1 jsou nositeli interakcí. Celkem známe čtyři fundamentální interakce: silnou, elektromagnetickou, slabou a gravitační. Každá působí jen na částice, které jsou nabity příslušným nábojem.

 $<sup>^1\</sup>mathrm{Antikvarky}$ mají svůj vlastní barevný náboj, antibarvu.

Silná interakce je přenášena gluony g a působí jen na barevně nabité částice. Gluony mají nulovou klidovou hmotnost a nejsou elektricky nabité. Mají ale barevný náboj, barvu a antibarvu, a proto mohou interagovat také spolu navzájem. Ze tří barev a tří antibarev vzniká 9 možných kombinací. Barevný singlet  $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$  však barvu mezi kvarky nepřenáší. Proto ho v interakci neuvažujeme a celkem máme tedy osm gluonů [4]. Silná interakce působí jen na vzdálenost velikosti jádra, a protože je silnější než síla elektromagnetická, je hlavním důvodem, proč souhlasně nabité protony drží společně v jádře. Dosahy a poměrné síly všech interakcí shrnuje Tab. 1.3.

Nosičem elektromagnetické interakce je foton  $\gamma$  s nulovou klidovou hmotností i elektrickým nábojem. Elektromagnetická interakce působí na všechny elektricky nabité částice (kvarky a leptony kromě neutrin) a má nekonečný dosah.

Bosony  $Z^0$  a  $W^{\pm}$  přenáší slabou interakci, která působí na kvarky a všechny leptony. Kvůli vysokým klidovým hmotnostem  $Z^0$  a  $W^{\pm}$  bosonu je však její dosah ještě kratší než u interakce silné. Slabá interakce je především spojována s radioaktivním  $\beta$  rozpadem  $n \to p + e^- + \bar{\nu_e}$ , kdy se neutron rozpadá na proton, elektron a elektronové antineutrino.

Poslední základní silou je gravitace. Není však zahrnuta ve standardním modelu, jelikož zatím není známá částice, která by sílu přenášela. Takovou hypotetickou částicí by mohl být nehmotný graviton se spinem 2 nebo naopak hmotný gravivektor a graviskalár [4]. Nejednalo by se tedy o boson.

Interakce	Boson	Klidová hmotnost $[\text{GeV}/\text{c}^2]$	Dosah [m]	Relativní síla
silná	g	0	$\leq 10^{-15}$	1
elektromagnetická	$\gamma$	0	$\infty$	$\frac{1}{137}$
slabá	$W^\pm$ a $Z^0$	80,41 a 91,18	$10^{-18}$	$10^{-7}$
gravitační	_	-	$\infty$	$10^{-39}$

Tabulka 1.3: Tabulka základních interakcí [4].

#### 1.2.1 Higgsův boson

Existence Higgsova bosonu jako projev Higgsova pole byla předpovězena v šedesátých letech minulého století. Teorie Higgsova pole nabízela možnost, jak vysvětlit nenulovou klidovou hmotnost  $W^{\pm}$  a  $Z^0$  bosonů pomocí narušení elektroslabé symetrie. Potvrzení existence Higgsova bosonu by znamenalo velký úspěch standardního modelu. Proto byl pro hledání Higgsova bosonu postaven nový urychlovač Large Hadron Collider (LHC) v CERN. Objev hledané částice byl oznámen po pouhých dvou letech provozu v roce 2012 a o rok později byli teoretikové Peter Higgs a Francois Englert za předpověď existence Higgsova bosonu odměněni Nobelovou cenou.

Standardní model zahrnuje i teorii sjednocení slabé a elektromagnetické interakce, která uvažuje bosony slabé interakce jako kvanta fyzikálních vektorových polí a společně popisuje  $W^{\pm}$ ,  $Z^{0}$  bosony a fotony. Higgsův mechanismus slouží k vysvětlení spontánního narušení elektroslabé symetrie. Symetrie vyjadřuje fakt, že po libovolné transformaci prvotní stav nerozlišíme od druhého. Narušení symetrie spočívá v rozdílných hmotnostech  $W^{\pm}$ ,  $Z^0$  bosonů a  $\gamma$ . Při představě potenciálu tvaru mexického klobouku bosony slabé interakce sedí v nejnižším místě a při otočení klobouku (transformaci) bychom jednoznačně poznali rozdíl. Spontánní narušení je způsobeno tzv. vacuum expectation value Higgsova bosonu, tj. hodnota kvantového pole je pro něj nenulová všude, na rozdíl od ostatních částic, pro které je nenulová jen v místě výskytu částice [5], [6].

Higgsův boson  $H^0$  je elektricky i barevně neutrální částice se spinem 0 a klidovou hmotností (125, 7±0, 4) GeV/c<sup>2</sup> [2]. Je možné, že Higgsovo pole se neprojevuje pouze jedním bosonem, ale více, a proto se hledají známky dalších Higgsových bosonů.

## 1.3 Mezony *b* kvarku

Mezony *b* kvarku jsou částice obsahující dva vázané kvarky, z nichž jeden (tzv. open b) nebo oba (tzv. bottomonia) jsou *b* nebo  $\overline{b}$ . Vybrané mezony jsou uvedeny v Tab. 1.4.

Název	Složení	Hmotnost [MeV]
$B^+$	$u\bar{b}$	$5279,26{\pm}0,17$
$B^0$	$d\bar{b}$	$5279,58{\pm}0,17$
$B_s^{0}$	$s\bar{b}$	$5366,77\pm0,24$
$B_c^+$	$c\bar{b}$	$6275, 6\pm 1, 1$
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	$9460, 30 \pm 0, 26$
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	$10023,26\pm0,31$
$\Upsilon(3S)$	$b\bar{b}$	$10355,2{\pm}0,5$

Tabulka 1.4: Tabulka vybraných mezonů kvarku b [2].

Zvláštním případem mezonů jsou kvarkonia, vázané stavy dvou stejných kvarků. Kvarkonium  $b\bar{b}$  nazýváme Upsilon  $\Upsilon$ . Bylo objeveno v roce 1977 týmem L. Ledermana v laboratoři Fermilab a jeho hmotnost v základním stavu činí (9,46030 ± 0,00026) GeV/c<sup>2</sup> [2].

Vázané stavy kvarkonií mohou nabývat různých kvantových stavů charakterizovaných kvantovými čísly a každému z těchto stavů přiřazujeme energii. Nejméně energetický stav označujeme jako základní  $\Upsilon(1S)$ , ostatní pak jako excitované. Příkladem excitovaných stavů jsou  $\Upsilon(2S)$  a  $\Upsilon(3S)$  s hmotnostmi uvedenými v Tab. 1.4.

# Kapitola 2

# Úvod do fyziky vysokých energií

Dnešní urychlovače částic dokáží urychlit částice až na ultrarelativistické rychlosti. Abychom dosáhli co nejefektivnějšího zhodnocení energie částic pohybujících se téměř rychlostí světla, využíváme kruhové urychlovače a vstřícně obíhající svazky necháváme v místě experimentu čelně srazit. Po srážce vznikají nové částice a při dostatečně vysoké energii srážky vzniká dokonce nový stav hmoty, tzv. kvark-gluonové plazma (QGP).

K prvnímu nepřímému pozorování stavu dekonfinované hmoty QGP došlo v roce 2000 na Super Proton Synchrotron (SPS) v CERN. V roce 2010 pak tyto závěry byly potvrzeny výsledky z naměřených dat na Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v Brookhaven National Laboratory (BNL). Důkazem existence QGP ve srážce jsou pozorované efekty potlačení produkce některých částic a jet quenching, o kterých pojednává tato kapitola. Po vzniku QGP jsou ale pozorovány i jevy, které nepochází přímo z kvark-gluonového plazmatu a můžeme je studovat i ve srážkách, kde QGP nevzniká. Tzv. efekty studené jaderné hmoty jsou předmětem následující kapitoly. Na úvod nejprve uvedeme nejdůležitější základní pojmy a termíny používané v částicové fyzice.

## 2.1 Základní pojmy

## 2.1.1 Účinný průřez $\sigma$

Jako účinný průřez (anglicky cross section) se v částicové fyzice označuje pravděpodobnost, že dvě částice spolu určitým způsobem interagují. Například při měření účinného průřezu reakce kvarků bottom-antibottom v proton-protonových srážkách počítáme, kolik párů bottom-antibottom bylo vytvořeno při určitém počtu srážených protonů [7].

#### 2.1.2 Příčná hybnost a azimutální úhel

Situace dvou vstřícně letících svazků je znázorněna na Obr. 2.1. Uvažujme hybnost vyletující částice danou  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ . Příčná hybnost  $p_T$  je průmět hybnosti částice vyletující ze srážky do roviny kolmé na osu z a platí pro ni  $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$ . Azimutální úhel v této rovině je pak úhel vyletující částice vzhledem k ose y.



Obrázek 2.1: Grafické znázornění dvou vstřícných svazků na ose z. Příčná hybnost je označena  $p_T$  a  $\Phi$  je azimutální úhel.

#### 2.1.3 Centralita srážky

Srážky dělíme podle centrality na centrální, semicentrální, periferální a ultraperiferální. K jejich rozlišení zavádíme impakt parametr b, vzdálenost středů obou nalétávajících jader (Obr. 2.2), nebo středu jádra a nalétávajícího protonu.

U centrálních srážek nabývá impakt parametr hodnot blízkých nule. Naprostá většina částic jader se srazí a dochází k přenosu nejvíce energie. Při vysokých hustotách energie se tvoří nejvíce nových částic a může vznikat i QGP.

Jako semiperiferální srážky označujeme srážky, ve kterých je impakt parametr roven zhruba poloměru jader. Nedochází k přenosu takového množství energie jako ve srážkách centrálních, stále se ale jedná o její značnou část. Naopak periferálních srážek, při *b* přibližně rovné součtu poloměrů jader, se kolize účastní jen malé množství částic, a hustota energie po srážce není vysoká.

V ultraperiferálních srážkách se částice dokonce vůbec nesrazí a jen kolem sebe proletí. Impakt parametr je větší než součet poloměrů jader a částice spolu mohou interagovat pouze na dálku pomocí výměnných částic, např. virtuálních fotonů. Pokud se jedná o nabité částice, svým rychlým pohybem kolem sebe tvoří silné



Obrázek 2.2: Zobrazení centrality srážky pomocí impakt parametru b [8].

elektromagnetické pole, které se chová jako paprsek fotonů. Ultraperiferální srážky nabízí jedinečnou možnost, jak studovat elektromagnetické procesy [9].

Impakt parametr b však nemůžeme měřit přímo a odvozujeme jej od multiplicity srážky, což je celkový počet nabitých částic detekovaných z jedné srážky dvou jader. Situaci znázorňuje Obr. 2.3 a dává do souvislosti počet detekovaných nabitých částic  $N_{ch}$ , počet zúčastněných nukleonů  $N_{part}$  a centralitu srážky vyjádřenou prostřednictvím impakt parametru b. V centrálních srážkách vzniká nabitých částic nejvíce, srážky se účastní nejvíce nukleonů a b a pravděpodobnost vzniku ideálně centrální srážky jsou velmi malé. V periferálních srážkách vzniká naopak nabitých částic nejméně a pravděpodobnost, že se jádra vůbec nesrazí, je vysoká, přibližně 5-10%.

Centrality srážek rozlišujeme obvykle procentuálně. Jako centrální srážky bývá označováno 0 - 5% nebo 0 - 10% nejcentrálnějších srážek.

#### 2.1.4 Rapidita a pseudorapidita

Abychom zpřehlednili zápis vlastností částice, zavádíme v kinematice částic tzv. čtyřvektory  $P^{\mu} = (\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z)$ , kde *E* je energie částice, *c* je rychlost světla a  $p_x, p_y, p_z$  jsou složky hybnosti příslušné jednotlivým osám. Dále vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)$$
(2.1)

zavádíme bezrozměrnou proměnnou, rapiditu y, kde  $\beta$  značí rychlost částice. V nerelativistické limitě je rapidita částice pohybující se ve směru osy z rovna rychlosti částice  $\beta$ . Přednost rapidity spočívá v jednoduchosti její Loretzovy transformace. Rapidita se do druhé čárkované souřadné soustavy transformuje jen odečtením členu závisejícího na vzájemné rychlosti  $\zeta$  obou souřadných soustav ve směru osy z (2.2).

$$y' = y - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1+\zeta}{1-\zeta} \right) \tag{2.2}$$



Obrázek 2.3: Ilustrační graf závislosti pravděpodobnosti vzniku daného typu srážky  $\frac{d\sigma}{dN_{ch}}$ , impakt parametru *b* a počtu zúčastněných nukleonů  $N_{part}$  na počtu nabitých částic  $N_{ch}$  [10].

Ze znalosti rapidity dokážeme pomocí vztahů

$$E = m_T \cosh y$$
  

$$p_z = m_T \sinh y$$
(2.3)

určit energii a  $p_z$  dané částice, kde  $m_T = m^2 + p_T^2$  je transverzální hmotnost částice definovaná pomocí klidové hmotnosti m a příčné hybrosti  $p_T$ .

Nevýhodou rapidity je potřeba znalosti jak energie, tak i podélné složky hybnosti částice. Často totiž známe jen úhel, pod kterým částice ze srážky vyletěla. Proto je vhodné zadefinovat pseudorapiditu  $\eta$  závislou jen na úhlu  $\theta$ , který svírá vektor hybnosti částice  $\vec{p}$  s osou svazku z, vztahem

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad . \tag{2.4}$$

U detektorů se nejčastěji setkáváme s maximálními hodnotami pseudorapidity v rozmezí  $\eta = 1 - 1, 5$ , což odpovídá úhlu  $\theta = 40^{\circ} - 25^{\circ}$ , nulové hodnoty nabývá pseudorapidita pro  $\theta = 90^{\circ}$ . Jelikož částice ze srážky vyletují všemi směry, uvádíme pseudorapiditu v absolutní hodnotě. Například detektor BEMC znázorněný na Obr. 4.8 na straně 39 ve čtvrté kapitole pokrývá pseudorapiditu  $|\eta| < 1$ .

Pomocí vyjádření pseudorapidity v termínech velikosti hybnosti  $|\vec{p}|$  a složky hybnosti

 $p_z$ 

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right)$$
(2.5)

získáme vztah pro převod pseudorapidity na rapiditu

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_T \sinh \eta} \right)$$
(2.6)

a naopak [11]

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} + m_T \sinh y}{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} - m_T \sinh y} \right) \quad . \tag{2.7}$$

#### 2.1.5 Jaderný modifikační faktor $R_{AB}$

Jaderný modifikační faktor  $R_{AB}$  slouží ke zkoumání efektů QGP a studené jaderné hmoty (CNM). U srážek těžkých jader A+B se vznik plazmatu odvíjí od energie srážky, při dostatečně vysoké energii plazma vzniká. Naopak při srážkách protonů (p+p) nebo těžkých jader a deuteronů (d+A) QGP nevzniká, v případě srážek těžkých jader a deuteronů ale vzniká CNM. Míru potlačení nebo navýšení produkce částic způsobenou médiem vyjadřujeme v závislosti na vybrané pozorovatelné, např. příčné hybnosti  $p_T$  nebo počtu částic  $N_{part}$ , pomocí jaderného modifikačního faktoru  $R_{AB}$ . Jaderný modifikační faktor zavádíme jako poměr vybrané pozorovatelné veličiny příslušející nabitým částicím ze srážek A+B ku stejné pozorovatelné veličině příslušející částicím ze srážky dvou protonů. Dále  $R_{AB}$  škálujeme průměrným počtem binárních srážek nukleonů  $\langle N_{coll} \rangle$ . Konkrétně pro pozorovatelnou  $p_T$  vypočítáme  $R_{AB}$  podle

$$R_{AB}(p_T) = \frac{dN^{AB}/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN^{pp}/dp_T} = \frac{dN^{AB}/dp_T}{T_{AB}d\sigma^{pp}/dp_T} \quad , \tag{2.8}$$

kde  $N^{AB}$  a  $N^{pp}$  jsou zisky nabitých částic ve srážkách A+B, respektive protonů p+p,  $\sigma^{pp}$  je účinný průřez nabitých částic ve srážkách p+p a  $T_{AB} = \langle N_{coll} \rangle / \sigma^{pp}_{inel}$  je jaderná funkce překryvu odvozená z Glauberova modelu, kde  $\sigma^{pp}_{inel}$  značí celkový neelastický účinný průřez pp [12]. Glauberův model pro jádro-jaderné srážky udává geometrické uspořádání jader po srážce [11].

Známkou přítomnosti QGP nebo CNM je jaderný modifikační faktor lišící se od jedničky. Při  $R_{AB} > 1$  hovoříme o obohacení (anglicky enhancement) a ve srážce A+B vzniklo více částic s danou hodnotou pozorovatelné než ve srážce p+p. U  $R_{AB} < 1$  došlo k potlačení produkce částic s danou hodnotou pozorovatelné oproti srážce p+p. Obě diskutované možnosti můžeme spatřit v pozorovatelné  $p_T$  na datech nabitých hadronů a  $\pi^0$  ze srážek Au+Au a d+Au z experimentu BRAHMS na Obr.

2.4. Pozorované  $R_{AuAu} < 1$  pro celé spektrum značí celkové potlačení produkce a usuzujeme z něj vznik QGP, ve srážce d+Au pozorujeme od  $p_T = 2 \text{ GeV/c}$  obohacení přisuzované efektům CNM [13].



Obrázek 2.4: Závislost jaderného modifikačního faktoru na  $p_T$  nabitých hadronů a  $\pi^0$  ze srážek Au+Au a d+Au v experimentu BRAHMS [13].

Jaderný modifikační faktor však nemusí vždy znamenat jen porovnání výnosů ze srážek protonů a jader. Ke studiu pohybu partonů v hustém médiu v jádro-jaderné srážce zavádíme central-to-periferal jaderný modifikační faktor  $R_{CP}$  vyjádřený např. v proměnných  $p_T$  a y vztahem

$$R_{AB}(p_T) = \frac{\langle N_{coll} \rangle_P}{\langle N_{coll} \rangle_C} \frac{d^2 N_C^{AB} / dp_T dy}{d^2 N_P^{AB} / dp_T dy} \quad , \tag{2.9}$$

kde  $\langle N_{coll} \rangle_P$  a  $\langle N_{coll} \rangle_C$  jsou střední hodnoty binárních srážek pro periferální a centrální případ. Potlačení  $R_{CP}$  pro  $p_T > 7 \text{ GeV/c}$  je vykládáno jako důsledek ztráty energie partonů při průchodu médiem [14].

## 2.2 Efekty produkce těžkých kvarků

Těžké kvarky jsou vhodnou sondou pro studium počátečního stavu hmoty po srážce, jelikož jsou produkovány v prvotní fázi srážky a nesou o ní informace. Tzv. hard probes jsou obvykle kvarky c a b, které během chladnutí média vytvoří rekonstruovatelné mezony. Vázané stavy nejtěžšího kvarku t vůbec nevznikají.

Níže uvedené efekty jsou projevy QGP, efektům studené jaderné hmoty, které ovlivňují produkci mezonů ve srážkách bez QGP, věnujeme celou příští kapitolu.

#### 2.2.1 Barevné stínění

Po srážce vzniklý stav hmoty dokážeme charakterizovat teplotou T. V závislosti na teplotě dochází k disociaci vázaných stavů kvarků. Se zvyšující se teplotou se zmenšuje poloměr disociace a při dosažení takové teploty, že disociační poloměr je menší než poloměr vázaného stavu, nastává disociace tohoto stavu. Proces disociace také nazýváme táním. Jelikož excitované stavy  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  mají různé poloměry tání, pozorujeme tzv. sekvenční tání, kdy vázané stavy s menšími poloměry disociují až při vyšších teplotách. Podle disociace různých stavů můžeme určit teplotu média [15].

K disociaci dochází stíněním barevného náboje mezi kvarky při vysolých hustotách média (Obr. 2.5). Vazba mezi kvarky je odstíněna kvarky a antikvarky jiných hadronů a kvarky původního hadronu již nejsou vázané a mohou se v médiu volně pohybovat. Efekt stínění je označován anglickým termínem Debye screening, který nastává s charakteristickým Debyeho poloměrem  $r_D = f(T)$  závislým na teplotě [11].

K přechodu od dekonfinované, disociované, hmoty ke konfinované a opačně dochází při $T_c \sim~170~{\rm MeV}$ a tato teplota je spojována se vznikem a zánikem QGP [15].



Obrázek 2.5: Znázornění odstínění vazby mezi kvarky c a  $\bar{c}$  vpravo, vůči vázanému stavu  $J/\psi$  vlevo [16].

#### 2.2.2 Potlačení produkce kvarkonií

Potlačení produkce kvarkonií velice úzce souvisí s baveným stíněním. Kvarkonia vznikají v počáteční fázi srážky a pokud kvark-gluonové plazma vznikne ve stejném místě, stínění způsobí disociaci vázaného stavu kvarkonia, což sníží počet pozorovaných kvarkonií oproti srážce bez QGP. Proto je potlačení produkce kvarkonií považováno za charakteristický znak QGP [11].

#### 2.2.3 Rekombinace kvarkonií

Rekombinace je proces, který kompenzuje potlačení produkce kvarkonií. Jedná se o mechanismus, kdy se kvark a antikvark vytvořené v různých srážkách nukleonů

náhodně setkají a sloučí se na kvarkonium. Efekt rekombinace nastává při dostatečně vysoké energii až při chladnutí (tzv. freeze-outu) QGP.

Efekt rekombinace ale není natolik významný, aby vyrušil veškeré potlačení. Disociované c a  $\bar{c}$  se totiž spíše než zpět na kvarkonia zkombinují s lehčími kvarky u, d, s, kterých ve srážce vzniká mnohem více.

## 2.2.4 Jet quenching

Jako jet označujeme kolimovanou spršku částic (hadronů) produkovanou pomocí fragmentace vysokoenergetických kvarků a gluonů. Pro zachování energie vylétají ze srážky vždy dva jety přesně naproti sobě. Pokud se jedná o srážku proton-proton, oba jety jsou stejně intenzivní (Obr. 2.6 vlevo). V případě, že jet vzniká na okraji oblasti s QGP, jeden jet médiem téměř neproletí a nezaznamená žádný jeho efekt, zatímco druhý jet proletí celou oblast s plazmatem a je buď oslaben anebo úplně potlačen (Obr. 2.6 vpravo). Tento jev je nazýván potlačení jetů, anglicky jet quenching.



Obrázek 2.6: Ilustrace nepotlačeného jetu vlevo vzhledem k potlačenému jetu vpravo  $\left[ 17 \right].$ 

V případě studené jaderné hmoty interakce s CNM způsobí, že jet bude méně kolimovaný a jeho příčné hybnosti budou menší než v případě QGP.

## 2.2.5 Efekty úniku

Kvarkonia vytvořená v oblasti QGP s vysokou příčnou hybností opustí oblast QGP tak rychle, že nestihnou disociovat. Jiná kvarkonia, která se vytvoří mimo oblast kvark-gluonového plazmatu, ani nemají možnost disociovat a také nepocítí žádný efekt nového média. Zmíněné efekty úniku, kdy kvarkonia s plazmatem vůbec neinteragují, působí proti potlačení produkce kvarkonií [18].

## 2.2.6 Interakce s comovers

Krátce po srážce jader, ještě před vznikem QGP, se tvoří nové částice. Mezi těmito částicemi je i Υ. Částicím, které se pohybují podobným směrem jako Υ a mohou s ním interagovat, říkáme comovers. Interakci s comovers tedy řadíme mezi efekty počátku srážky. Kvarkonium intereguje s comovers tvrdě a přeměňuje na jiné částice, což způsobuje pozorované potlačení. Toto potlačení klesá spojitě s vyšší teplotou média, narozdíl od potlačení vzniklého ze sekvenčního tání, jež se mění skokem. Rozdíl v potlačení způsobeného oběma efekty znázorňuje příklad  $J/\psi$  na Obr. 2.7 [19].



Obrázek 2.7: Vlevo: Potlačení produkce  $J/\psi$  interakcí s comovers. Vpravo: Potlačení produkce  $J/\psi$  sekvenčním táním [19].

### 2.2.7 Feed-down efekty

V experimentu pozorujeme vždy všechna kvarkonia nezávisle na jejich původu a nazýváme je inclusive. Mezi těmito rekonstruovanými kvarkonii jsou i ta, která vznikla deexcitací excitovaných stavů. Tzv. feed-down kvarkonia ve skutečnosti tvoří podstatnou část inclusive kvarkonií. Pro  $\Upsilon$  shrnuje procentuální zastoupení původu rekonstruovaných kvarkonií Tab. 2.1, u  $J/\psi$  je to přibližně 40 % [15].

Přímé $\Upsilon(1S)$	$\sim 51~\%$
$\Upsilon(1{\rm S})$ z $\chi_b(1{\rm P})$ rozpadů	$\sim 27~\%$
$\Upsilon(1S)$ z $\chi_b(2P)$ rozpadů	$\sim 10 \%$
$\Upsilon(1{\rm S})$ z $\Upsilon(2{\rm S})$ rozpadů	$\sim 11~\%$
$\Upsilon(1S)$ z $\Upsilon(3S)$ rozpadů	$\sim 1 \%$

Tabulka 2.1: Rozložení všech pozorovaných  $\Upsilon(1S)$  na zisk z přímých  $\Upsilon$  a z feed-down excitovaných stavů. Složení bylo určeno z  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV srážek protonů [20].

Excitované stavy  $\Upsilon$  jsou znázorněny na Obr. 2.8. Přerušovaná čára  $B\bar{B}$  threshold udává hranici, nad níž se  $\Upsilon$  rozpadají zpravidla na mezony B. Excitované stavy pod prahem  $B\bar{B}$  se z malé části rozpadají anihilací na gluony, především však na leptonové páry, díky čemuž jsou snadno pozorovatelné. Šipky naznačují, jak se jednotlivé stavy rozpadají. Tučné označují hadronické rozpady, kdy se  $\Upsilon$  rozpadne na nižší excitovaný stav a hadrony, např. piony. Slabé šipky pak znamenají radiační rozpady  $\Upsilon$  na nižší excitovaný stav a foton  $\gamma$ .



Obrázek 2.8: Znázornění hmotností základního a excitovaných stavů bottomonií a jejich rozpadů [21]. Tučné čáry znamenají hadronický feed-down, slabé reprezentují radiační rozpad.

## Kapitola 3

## Studená jaderná hmota

Vedle efektů horké jaderné hmoty přispívají k modifikaci produkce částic, speciálně kvarkonií, také efekty studené jaderné hmoty (CNM). Jelikož je naším cílem zjistit co nejvíce informací o vlastnostech samotného QGP, snažíme se o separaci všech efektů CNM. Proto je důležité zkoumat samotné efekty chladné jaderné hmoty a detailně jim porozumět. Mezi tyto jevy patří shadowing, Cronin efekt, a jaderná absorpce.

## 3.1 Shadowing

Rozložení partonů v nukleonu popisuje partonová distribuční funkce (PDF). Rozložení partonů (kvarků a gluonů) v nalétávajícím jádře je ovlivněno okolními partony a je rozdílné od rozložení ve volných nukleonech. Pro vyjádření odlišnosti PDF v jádře a v samotném nukleonu využíváme jejich podíl [22]

$$R_i^A(x,Q^2) = \frac{f_i^A(x,Q^2)}{f_i(x,Q^2)} \quad , \tag{3.1}$$

kde indexem *i* značíme parton s partonovou distribuční funkcí nukleonu <sup>1</sup>  $f_i(x, Q^2)$ a  $f_i^A(x, Q^2)$  označuje jadernou partonovou distribuční funkci jádra s hmotnostním číslem A. Proměnná x označuje část momentu hybnosti nukleonu v jádře nesenou partonem a  $Q^2$  přenesenou čtyřhybnost nukleonem.

Jako jaderné modifikace bývají uváděny shadowing, antishadowing, EMC efekty a Fermiho pohyb uvedené na ilustračním Obr. 3.1. Jako shadowing označujeme oblast x < 0, 1, kde R < 1, jako antishadowing pak obohacení R > 1 v oblasti 0, 1 < x < 0, 3. EMC efekty se vyznačují prudkým propadem R ve valenčním regionu 0, 3 < x < 0, 7 a Fermiho pohyb nárůstem R pro x > 0, 7 [23]. Shadowing a antishadowing jsou důležitými efekty ovlivňující produkci kvarkonií v AA srážkách oproti pp.

 $<sup>{}^{1}</sup>$ Může se jednat o proton, anebo o deuteron, u kterého uvažujeme proton a neutron jako volné částice [23]



Obrázek 3.1: Závislost poměru strukturních funkcí  $F_2(X)/F_2(D)$  na x ilustruje typické jaderné efekty pozorované v měřeních hlubokého neelastického rozptylu (DIS) [24]. Z kvantové chromodynamiky strukturní funkce F závisejí na partiční distribuční funkci f [2].

#### 3.2Cronin efekt

Cronin efekt byl poprvé pozorován v roce 1975 Jamesem Croninem, podle kterého je pojmenován. Zjistil, že v  $R_{pA}$  vzniká v nízkých  $p_T$  potlačení a ve vyšších  $p_T$  obohacení. Efekt je vysvětlován rozptylováním partonů protonu na partonech jádra, čímž partony protonu získají příčný hybnostní impuls [27]. Tím se posunou do vyšších  $p_T$ a vzniká efekt potlačení a obohacení.



drapiditě pro energie z RHIC [25].

Obrázek 3.2: Vymodelovaná závislost Obrázek 3.3: Závislost  $R_{pPb}$  naměře- $R_{dAu}$  na  $p_T$  pro piony a protony v mi- ných dat z LHC na  $p_T$  a Cronin efekt viditelný v oblasti  $p_T = 5 \text{ GeV/c} [26].$ 

Modelem předpokládaná závislost  $R_{dAu}$  na  $p_T$  na RHIC je znázorněna na Obr. 3.2. Cronin efekt identifikujeme jako potlačení  $R_{dAu}$  v oblasti 1-2 GeV/c a obohacení v oblasti 2–4 GeV/c. Oblast, kde pozorujeme Cronin efekt, se ale liší podle energie srážky. Pro porovnání uvádíme naměřená data z LHC na Obr. 3.3, ve kterém Cronin efekt vidíme v oblasti  $p_T = 5 \text{ GeV/c}$ .

Obohacení způsobené Cronin efektem závisí také na rapiditě. Ve vyšších rapiditách je pozorováno významné potlačení místo obohacení [27].

## 3.3 Jaderná absorpce

Efekt final-state jaderné absorpce ovlivňuje pouze produkci kvarkonií [28]. Jedná se o rozpadnutí kvarkonia interakcí s jadernou hmotou, když jí kvarkonium prochází, a přispívá tedy k potlačení produkce kvarkonií. Jaderná absorpce závisí na velikosti a produkčním mechanismu daného kvarkonia a je popisována pravděpodobností přežití

$$S_A^{abs} = \exp\left(-\int_z^\infty dz' \rho_A(b, z') \sigma_{abs}^C(z - z')\right) \quad , \tag{3.2}$$

kde z' je bod produkce, z je bod disociace,  $\rho_A(b, z')$  je hustota jaderné hmoty a  $\sigma_{abs}^C$  je efektivní účinný průřez absorpce kvarkonia C [28].

# Kapitola 4

## Výzkumné zařízení RHIC

Při výzkumu se snažíme lépe porozumět podmínkám, které panovaly těsně po velkém třesku. Abychom takových podmínek mohli dosáhnout, koncentrujeme ve velmi malé prostorové oblasti velké množství energie. Nejefektivnější způsob, jak dosáhnout vysokých hustot energie, je vstřícně srazit dvě, co možná nejvíce urychlená těžká jádra. Proto se k těmto účelům používají kruhové urychlovače.

## 4.1 RHIC

Rozsáhlým komplexem kruhových urychlovačů částic je Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) situovaný v Brookhaven National Laboratory (BNL) na Long Island ve státě New York (Obr. 4.1). Na RHIC je možno urychlovat buď těžké ionty nebo (polarizované) protony. Jako zdroj svazků vysoce nabitých iontů slouží Electron Beam Ion Source (EBIS), protony jsou produkovány na začátku lineárního urychlovače (LINAC), který protony urychlí až na 200 MeV. Ionty nebo protony jsou poté urychleny v Booster synchrotronu na 40% rychlosti světla a v Alternating Gradient Synchrotron (AGS) až na 99.7% rychlosti světla. AGS-to-RHIC Line slouží k transportu iontů nebo protonů do RHIC a jejich rozdělení do dvou prstenců tohoto čtyři kilometry dlouhého urychlovače [29]. V každém z prstenců letí svazky opačným směrem a jsou dále urychlovány. Na šesti místech podél urychlovače se prstence kříží a může tedy dojít ke srážce, na dvou z těchto míst jsou umístěny detektory PHENIX a STAR.

V letech 2000 - 2017 byly na urychlovači RHIC studovány srážky p+p, p+Au, p+Al, d+Au, h+Au<sup>1</sup>, Cu+Cu, Cu+Au, Au+Au a U+U s energiemi srážek na nukleonový pár  $\sqrt{s_{NN}} = 16 - 200$  GeV u těžkých jader a  $\sqrt{s} = 62 - 510$  GeV u protonů. Na rok 2018 jsou plánovány srážky Zr+Zr a Ru+Ru o energii srážky  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV a Au+Au o  $\sqrt{s_{NN}} = 28$  a 8 GeV [30].

 $<sup>^1\</sup>mathrm{helion}$ h je složený ze dvou protonů a jednoho neutronu



Obrázek 4.1: Komplex urychlovačů RHIC [29].

## 4.2 PHENIX

Detektor PHENIX (the Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) se zaměřuje na zkoumání vysokoenergetických srážek protonů a těžkých iontů. Je uzpůsobený k měření přímých sond, jako jsou elektrony, miony a fotony, které nesou informaci o původním stavu hmoty ihned po srážce.

Systém detektorů je členěn do dvou centrálních paží a dvou mionových paží. Centrální paže jsou schopny měřit pozici a hybnost nabitých částic a identifikovat piony, protony, kaony, deuterony, fotony a elektrony, zatímco mionové paže se specializují jen na měření pozice a hybnosti mionů. Dále se detektor skládá z magnetů sloužících k zakřivení trajektorií nabitých částic a doplňkových detektorů podávajících informace o místě a centralitě srážky [31]. Schéma detektoru je uvedeno na Obr. 4.2.

## 4.3 STAR

Detektor STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) je navržený ke zkoumání jevů spojených s QGP. Válcovitý detektor velký asi jako rodinný dům a vážící 1200 tun se skládá ze systému detektorů (Obr. 4.3). Identifikaci částic zajišťují Časově projekční komora (TPC) a Time of Flight (TOF) detektor, Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC) pomáhá s identifikací elektronů a Muon Telescope Detector (MTD) slouží k detekci mionů. Jednotlivé detektory jsou dále podrobněji popsány.



Obrázek 4.2: Schéma detektoru PHENIX [32].



X10<sup>3</sup> increases in DAQ rate since 2000, most precise Silicon Detector (HFT)

Obrázek 4.3: Schéma detektoru STAR [33].

## 4.3.1 Časově projekční komora (TPC)

Časově projekční komora (anglicky Time Projection Chamber) je nejdůležitější zařízení pro zaznamenání drah částic, jejich hybnosti a ztrát energie kvůli ionizaci (dE/dx). TPC pokrývá pseudorapiditu  $|\eta| < 1, 8$  a celý azimutální úhel [34]. Z důvodu přesného rozlišení se ale pro analýzu dat používají pouze data z oblasti  $|\eta| < 1$ . Detektor o průměru 4 m je dlouhý 4,2 m a jeho schéma je uvedeno na Obr. 4.4.

Detektor je umístěn v magnetickém poli 0,5 T a elektrickém poli 135 V/cm a je naplněn plynem P10, který se skládá z 90% z argonu a z 10% z metanu. Dráha primární ionizující částice je rekonstruována z elektronů vzniklých ionizací plynu, které se vlivem elektrického pole pohybují směrem k podstavám TPC, kde jsou vyčítány. Plyn je zvolen tak, aby rychlosti driftu vzniklých elektronů k podstavám byly co největší a detektor měl co nejkratší čas měření [34].



Obrázek 4.4: Schéma detektoru TPC [34].

Hybnost detekované částice můžeme v případě nabité částice stanovit ze zakřivení dráhy částice v magnetickém poli podle

$$p_T = 0, 3BR \quad [\text{GeV/c}] ,$$
 (4.1)

kde B je velikost intenzity magnetického pole v jednotkách tesla a R je poloměr zakřivení v metrech [35].

Ionizační ztráty energie částice na jednotku délky dE/dx jsou úměrné měřenému náboji, tedy i počtu nasbíraných elektronů v TPC. Závislost dE/dx popisuje Bethe-Blochova formule

$$\langle -\frac{dE}{dx} \rangle = 2\pi N_a r_e^2 m c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad , \tag{4.2}$$

kde  $N_a$  je Avogadrovo číslo,  $r_e$  je klasický poloměr elektronu, z je náboj nalétávající částice,  $\rho$  je hustota materiálu,  $W_{max}$  je maximální přenesená energie , I je střední excitační energie, Z je protonové číslo, A je nukleonové číslo, c je rychlost světla,  $\beta = \frac{v}{c}$  a  $\gamma$  je Lorentzův faktor [2]. Ve skutečnosti je používána přesnější empirická Bichselova funkce sestrojená přímo pro argonový plyn používaný na STAR. Ze signálu TPC závislého na hybnosti částice pak můžeme určit, o jakou částici se jedná, jak naznačuje graf na Obr. 4.5.

Graf na Obr. 4.6 zachycuje závislost rozlišení TPC na hybnosti.



Obrázek 4.5: Ilustrační graf závislosti ztráty energie dE/dx na hybnosti p v TPC [36]. Jednotka mip je zkratka pro minimum ionzing particle a jedná se o násobek minimální hodnoty dE/dx v Bethe-Blochově formuli.

TPC může identifikovat částice hybnostního rozsahu od 100 MeV/c až do 10 GeV/c a hybnost je schopno měřit od 100 MeV/c do 30 GeV/c [34]. V ostatních oblastech jsou k identifikaci částic využívány další detektory.

#### 4.3.2 Time of Flight (TOF)

Time of Flight detektor dokáže za pomoci Vertex Position detektoru (VPD) určit dobu letu částice. VPD je umístěn velice blízko místu srážky a TOF je umístěn až za TPC ve vzdálenost 2,2 m od místa srážky. Z času letu  $\Delta t$  a dráhy letu  $\Delta s$  můžeme určit

$$\frac{1}{\beta} = c \frac{\Delta t}{\Delta s} \quad , \tag{4.3}$$

kde c je rychlost světla, a pomocí  $1/\beta$  vypočítat hmotnost částice m

$$m = \frac{p}{\gamma v} = \frac{p}{\beta \gamma c} = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{1}{\beta}\right)^2 - 1} \quad [37].$$
(4.4)



Obrázek 4.6: Graf rozlišení příčné hybnosti detektoru TPC na experimentu STAR pro piony a antiprotony v 0,25 T magnetickém poli [34].

V levém grafu na Obr. 4.7 je vidět zlepšení rozlišení v nízkých hybnostech oproti TPC, v pravém grafu jsou pak vyneseny invariantní hmotnosti.



Obrázek 4.7: Vlevo závislost 1/ $\beta$  na hybnosti p v TOF, vpravo m<sup>2</sup> pro nabité částice v d+Au při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [37].

### 4.3.3 Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC)

Barrel Electromagnetic Calorimeter slouží k měření deponované energie elektronů, fotonů a jetů [39]. BEMC obklopuje detektory TPC a TOF. Nachází se v magnetickém poli a pokrývá celý azimutální úhel a pseudorapiditu  $|\eta| < 1$ . Detektor tvaru dutého válce (Obr. 4.8) je sestaven z 4800 věží směřujících do bodu srážky. Věž znázorněná na Obr. 4.9 kombinuje vrstvy absorpčního olova a plastového scintilátoru. Nabité částice procházející olověnou vrstvou detektoru produkují spršky částic a ze vzniklých elektronů jsou ve scintilátoru získávány fotony, pomocí kterých je sbírán signál [37]. V ideálním případě detektor vstřebá veškerou energii přilétávajících elektronů. Energetické rozlišení BEMC je  $\frac{\Delta E}{E} \sim 16\%/\sqrt{E}$  [40].



Obrázek 4.8: Schéma detektoru BEMC Obrázek 4.9: Schéma věže detektoru [38]. BEMC [39].

#### 4.3.4 Heavy Flavor Tracker (HFT)

Heavy Flavor Tracker, vizualizovaný na Obr. 4.10, zpřesňuje měření mezonů a baryonů obsahující těžké kvarky. Detektor pokrývající pseudorapiditu  $|\eta| < 1$  se skládá ze tří křemíkových subdetektorů: pixelový detektor (PXL), Intermediate Silicon Tracker (IST) a Silicon Strip detektor (SSD). Křemíkové detektory využívají polovodičovou technologii, kdy detekovaná částice ionizací v polovodiči vytvoří elektrony a díry, které jsou vyčítány.

Pixelový detektor je umístěný nejblíže místu srážky. Tvoří ho dvě vrstvy o poloměru 2,9 cm a 8,2 cm. Díky 356 milionům pixelům zpřesňuje určení místa srážky [39].

IST je jednostranný křemíkový detektor o poloměru 14 cm. Segmenty detektoru pokrývají stejnou oblast jako TPC a zprostředkovávají tak vazbu mezi vysokou přesností PXL a TPC [39].

Silicon Strip detektor o poloměru 22 cm a délce 106 cm je dvoustranný křemíkový detektor poskytující výborné rozlišení v azimutálním úhlu [41]. SSD byl v rámci projektu HFT vylepšen, aby byl schopný vyčítat s frekvencí 1 kHz [39].

### 4.3.5 Muon Telescope Detector (MTD)

Muon Telescope Detector slouží k detekci mionů. Na rozdíl od elektronů, miony neztrácí tolik energie brzdným zářením a mohou být přesněji měřeny. Díky dimionovým rozpadům můžeme snadno zkoumat kvarkonia a pomocí provnání s elek-



Obrázek 4.10: 3D znázornění detektoru Obrázek 4.11: Schéma detektoru MTD HFT [39]. [43].

trony rozlišit heavy flavor od párové produkce leptonů. MTD nám tak podává přímo informaci o stavu QGP [42].

MTD je situovaný až za magnetem STAR ve vzdálenosti čtyř metrů od místa srážky. V azimutálním úhlu pokrývá 45%, zatímco v pseudorapiditě  $|\eta| < 0, 5$ . Jedná se o plynový detektor naplněný z 95 % freonem a z 5% isobutanem. Jednotlivé detekční MRPC (Multi-gap Resistive Plate Chambers) segmenty jsou rozděleny skly na 5 plynových komor, ve kterých nabité částice vytváří elektronové laviny. Model celého detektoru a nákres detekčního segmentu s plynovými komorami jsou znázorněny na Obr. 4.11 a Obr. 4.12.



Obrázek 4.12: Schéma detekčního segmentu MRPC [42].

## Kapitola 5

# Přehled výsledků na LHC a RHIC

V současné době je největší konferencí v oboru fyziky vysokoenergetických těžkých iontů Quark Matter. Od roku 1979 se koná pravidelně jednou za jeden až dva roky a skupiny vědců zabývající se QGP zde prezentují své nejnovější výsledky.

V následujících podkapitolách jsou rozebrány aktuální výsledky měření  $\Upsilon$  prezentované na letošním Quark Matter 2018. Jedná se o  $\Upsilon$  ze srážek p+Pb na experimentech ALICE a ATLAS na urychlovači LHC a  $\Upsilon$  ze srážek Au+Au na experimentu STAR na urychlovači RHIC. Data ze srážek d+Au naměřená na experimentu STAR v roce 2016 ještě nejsou zpracovaná a možným pokračováním této práce je jejich zpracování.

## 5.1 $\Upsilon$ v p+Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV na ALICE

Experiment ALICE disponuje mionovým spektrometrem, a proto se na něm studuje mionový rozpadový kanál  $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Detektor je umístěn ve zpětné rapiditě laboratorní soustavy  $-4 < \eta_{lab} < -2, 5$ , v těžišťové soustavě však mionový spektrometr pokrývá oblast dopředné rapidity  $2,03 < y_{cms} < 3,53$  a současně zpětné rapidity  $-4,46 < y_{cms} < -2,96$  [44].



Obrázek 5.1: Závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na rapiditě v těžišťové soustavě  $y_{cms}$  na ALICE [44].

V grafu na Obr. 5.1 je vynesen jaderný modifikační faktor  $R_{pPb}$  v závislosti na rapiditě v těžišťové soustavě  $y_{cms}$ . Data jsou porovnávána s modely NLO CEM a parton energy loss. V dopředné i zpětné rapiditě je patrné potlačení  $R_{pPb}$ . V pravém grafu jsou použita stejná data jako v prvním, jen jsou rozdělena na tři biny, aby byla odkryta jemnější struktura a bylo snazší porovnat hlavní trendy s modely.



Obrázek 5.2: Závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na příčné hybnosti  $p_T$  na ALICE [44].

V grafu na Obr. 5.2 je uvedena závislost  $R_{pPb}$  na  $p_T$  proložená modelem zahrnujícím shadowing a ztráty energie, vlevo pro zpětnou rapiditu, vpravo pak pro dopřednou. V obou rapiditách pozorujeme větší potlačení v nízkých  $p_T$ . Model pak dobře souhlasí s daty v dopředené rapiditě, zatímco ve zpětné rapiditě je předpověď nadhodnocená.

Byl také studován modifikační faktor v závislosti na centralitě srážky prozatimně označovaný  $Q_{pPb}$  z důvodu neprovedení některých korekcí (Obr. 5.3). V naměřených datech nepozorujeme závislost  $Q_{pPb}$  na centralitě srážky ani v dopředné ani ve zpětné rapiditě. V dopředné rapiditě je však potlačení větší než ve zpětné.

Studované potlačení v  $R_{pPb}$  u  $\Upsilon(2S)$  se ukazuje být zhruba o 0,1 větší než u  $\Upsilon(1S)$ . Nízká statistika ale nedovoluje přesnější zkoumání rozdělením na jednotlivé biny [44].



Obrázek 5.3: Závislost modifikačního faktoru  $Q_{pPb}$  na centralitě srážky  $\langle N_{coll} \rangle$  na ALICE [44].

## 5.2 $\Upsilon$ v p+Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na ATLAS

V levém grafu na Obr. 5.4 je vynesena závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na příčné hybnosti  $p_T$ . Pro porovnání jsou v grafu zanesena data z inclusive  $J/\psi$  z ALICE a z experimentu ATLAS pak přímá  $J/\psi$  společně s  $\Upsilon(1S)$ . Důležitým ukazatelem je, že pro  $p_T > 9$  GeV je  $R_{pPb} \sim 1$ , čímž autoři odůvodňují zanedbání efektů CNM při studiu horké hmoty v oblastech vysokých  $p_T$ . Data jsou porovnávána s modelem EPS09 NLO, se kterým jsou v dobré shodě a souhlasí s modifikací partonové distribuční funkce [45].

V pravém grafu na Obr. 5.4 je vynesena závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na rapiditě y. Jedná se o data  $\Upsilon(1S)$  z experimentů ALTAS, LHCb a ALICE. ATLAS pokrývá oblast mid-rapidity, zatímco ALICE a LHCb oblasti dopředné a zpětné rapidity, kdy v dopředné rapiditě pozorujeme větší potlačení  $R_{pPb}$  než ve zpětné. EPS09 NLO model je opět v dobré shodě s modifikací PDF.



Obrázek 5.4: Vlevo: závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na příčné hybnosti  $p_T$  u  $\Upsilon(1S)$  a  $J/\psi$  na ATLAS a ALICE; vpravo: závislost modifikačního faktoru  $R_{pPb}$  na rapiditě y u  $\Upsilon(1S)$  na ATLAS, LHCb a ALICE [45].

## 5.3 $\Upsilon$ v Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na STAR

Při srážce dvou jader při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  již dochází ke vzniku QGP, na rozdíl od srážek p+A. V grafu na Obr. 5.5 jsou porovnána potlačení modifikačního faktoru  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S+3S)$  v Au+Au a  $\Upsilon(1S+2S+3S)$  v p+Au. Potlačení v p+Au je znatelně menší než u Au+Au a je způsobeno efekty CNM. Potlačení u Au+Au se zvyšuje se zvyšující se centralitou srážky a  $\Upsilon(2S+3S)$  je potlačené více než  $\Upsilon(1S)$ . Do  $\Upsilon(1S)$ totiž z feedownu přispívají i  $\Upsilon(2S+3S)$ , a pokud je teplota média dostatečně vysoká, aby stavy  $\Upsilon(2S+3S)$  tály, sníží se počet pozorovaných  $\Upsilon(2S+3S)$  i  $\Upsilon(1S)$  [46].



Obrázek 5.5: Závislost modifikačního faktoru  $R_{pA,AA}$  na počtu participantů  $N_{part}$  na STAR [46].



Obrázek 5.6: Závislost modifikačního Obrázek 5.7: Závislost modifikačního faktoru  $R_{AA} \Upsilon(1S)$  na počtu partici- faktoru  $R_{AA}$  na příčné hybnosti  $p_T$  na pantů  $N_{part}$  na STAR a CMS [46]. STAR a CMS [46].

V grafu na Obr. 5.6 jsou porovnána data ze srážek jader na STAR a CMS při různých energiích. I navzdory desetinásobně odlišné energii pozorujeme shodné potlačení  $\Upsilon(1S)$ . Příčinou může být vyšší regenerace na LHC z důvodu vyšší energie a efekty CNM [46].

Není pozorována žádná výrazná závislost potlačení  $\Upsilon(1S)$  ani  $\Upsilon(2S+3S)$  na  $p_T$ , což pro  $\Upsilon(2S+3S)$  dokládá graf na Obr. 5.7. V tomtéž grafu si můžeme také všimnout výrazně menšího potlačení  $\Upsilon(2S+3S)$  na RHIC než  $\Upsilon(2S)$  na LHC.

V grafech na Obr. 5.8 jsou data porovnána s modely. Model KSU zahrnuje potenciál těžkých kvarků a TAMU model používá vazebné energie vypočtené pomocí potenciálu vnitřní energie z lattice QCD. U  $\Upsilon(1S)$  vyhovují naměřeným datům oba modely, u  $\Upsilon(2S+3S)$  popisuje data lépe TAMU model. Pokud modely porovnáme současně i s daty z CMS, zjistíme, že v případě  $\Upsilon(1S)$  se modely opět dobře shodují s daty, zatímco u  $\Upsilon(2S+3S)$  to platí pouze v oblasti centrálních a semi-centrálních srážek [46].



Obrázek 5.8: Závislost modifikačního faktoru  $R_{AA}$  na počtu participantů  $N_{part}$  vlevo u  $\Upsilon(1S)$  a vpravo u  $\Upsilon(2S+3S)$  na STAR proložená modely [46].

## Závěr

Standardní model je prozatím nejúspěšnější teorie vysvětlující, že vše kolem nás se skládá z elementárních částic, které spolu interagují pomocí tří základních sil. Jelikož neznáme boson, který přenáší gravitaci, neumíme gravitaci vůbec zahrnout do výpočtů a ve standardním modelu ji neuvažujeme. Správnost modelu byla potvrzena objevováním modelem předpovězených částic s předpokládanými vlastnostmi. Největším úspěchem standardního modelu je předpověď existence Higgsova bosonu, jenž vysvětluje nenulovou klidovou hmotnost bosonů slabé interakce. S cílem objevit Higgsův boson byl postaven prozatím největší kruhový urychlovač na světě, Large Hadron Collider (LHC) v CERN, a již v roce 2012 byl objev potvrzen.

Na přelomu tisíciletí bylo při analýze vysokoenergetických srážek nepřímo zjištěno, že se po srážce tvoří nový stav tzv. dekonfinované hmoty, kdy kvarky nejsou vázány a mohou se volně pohybovat. Objev byl potvrzen v roce 2010 na Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v BNL. Dekonfinovanou hmotu nazýváme kvark-gluonové plazma (QGP) a v současné době je oblast QGP předmětem intenzivního výzkumu.

Vhodnými sondami pro mapování vlastností QGP jsou kvarkonia. Jedná se o vázané stavy stejného kvarku a antikvarku, například  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) nebo  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ). Jejich výhodou je, že vznikají ještě před zformováním QGP a při průletu plazmatem jím jsou ovlivněny. Hlavním procesem je disociace kvarkonia v QGP. Kvarky již nejsou vázané a ve srážkách, ve kterých vzniklo QGP, pozorujeme potlačení v produkci kvarkonií oproti srážkám bez QGP. Výhodou  $\Upsilon$  nad  $J/\psi$  je čistota sondy, nevýhodou pak nižší výtěžek zrekonstruovaných  $\Upsilon$  ze srážky. Na experimentu STAR na RHIC jsme navíc schopni měřit  $\Upsilon$  téměř bez pozadí.

Jelikož při zkoumání QGP je rozhodující potlačení nebo navýšení produkce částic vůči srážkám, kde plazma nevzniká, zavádí se jaderný modifikační faktor  $R_{AB}$ .  $R_{AB}$  vyjadřuje poměr vybrané pozorovatelné příslušející nabitým částicím ze srážek dvou jader A+B ku stejné pozorovatelné příslušející částicím ze srážky dvou protonů. Jedná se tedy o potlačení pozorované v experimentu. Efekty potlačení vysvětlujeme disociací v médiu, efekty obohacení pak rekombinací. Důležitým pozorovaným jevem v oblasti vytvoření QGP je dále potlačení jetů, kdy jeden z jetů je oslaben anebo zastaven interakcí s QGP.

Efekty způsobené QGP pozorujeme pouze ve srážkách s dostatečnou hustotou energie, což jsou zpravidla srážky dvou těžkých jader. Ve srážkách proton-jádro ale také pozorujeme efekty, které mají vliv na rozložení kinematických veličin či na produkci částic. Jedná se však o jiné efekty a říkáme jim efekty studené jaderné hmoty (CNM). Řadíme mezi ně především shadowing – zohledňuje rozložení partonů v nalétávajícím nukleonu, které je jiné pro volné nukleony a jiné pro nukleony v jádře –, Cronin efekt – potlačení  $R_{pA}$  v nízkých příčných hybnostech vysvětlované rozptylováním partonů protonu na partonech jádra – a jadernou absorpci. Jaderná absorpce ovlivňuje pouze produkci kvarkonií a vysvětluje potlačení kvarkonií interakcí s jadernou hmotou [28].

O aktuálnosti současného výzkumu v oblasti QGP svědčí i pravidelně pořádaná prestižní celosvětová konference Quark Matter, kde vědci z různých zemí prezentují aktuální výsledky svého výzkumu. Z experimentu STAR však byly v poslední době prezentovány výsledky analýz kvarkonií  $\Upsilon$  pouze ze srážek Au+Au a p+p. Z důvodu autorova zájmu pokračovat ve studiu studené jaderné hmoty je přirozeným primárním cílem ihned po dokončení rešeršní práce začít analyzovat data ze srážek p+Au na STAR z roku 2015.

## Literatura

- [1] Nobelprize.org: Nobel Prize in Physics 1969 Presentation Speech. [online] Nobel Media AB 2014. [cit. 10. 3. 2018]. Dostupné z: http://www.nobelprize.org/nobel\_prizes/physics/laureates/1969/press.html
- [2] K. A. OLIVE et al. (Particle Data Group) Particle Physics Booklet, Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [3] United-states.cern: The Standard Model and beyond [online]. [cit. 18. 3. 2018]. Dostupné z: http://united-states.cern/physics/standard-model-and-beyond
- [4] VOJTĚCH PETRÁČEK. Subatomová fyzika I. 2009. Dostupné z https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02SF/common/subatomovkabook-obr-zc12.2.10.pdf
- [5] FLIP TANEDO. Viva "vev". Higgs and the vacuum: la In: cit. 18. 2018[online]. 3. Dostupné quantum diaries.org z: https://www.quantumdiaries.org/2011/06/03/higgs-and-the-vacuum-vivala-vev/
- [6] FLIP TANEDO. Why do we expect a Higgs boson? Part I: Electroweak Symmetry Breaking. In: quantum diaries.org [online]. [cit. 18. 3. 2018] Dostupné z: https://www.quantum diaries.org/2011/11/21/why-do-we-expect-ahiggs-boson-part-i-electroweak-symmetry-breaking/
- [7] PIVARSKI, Jim. What do we mean by "cross section"in particle physics?. In: cms.web.cern.ch [online] Poslední změna 18. 3. 2013 [cit. 26. 3. 2018] Dostupné z: http://cms.web.cern.ch/news/what-do-we-mean-cross-section-particle-physics
- [8] ALBERICA TOIA. Participants and spectators at the heavy-ion fireball. In: cerncourier.com [online]. Poslední změna 26. 4. 2013 [cit. 18. 3. 2018] Dostupné z: http://cerncourier.com/cws/article/cern/53089
- [9] The STAR experiment: Peripheral Collisions online. Poslední změna 12.7. 2013 cit. 18. 3. 2018. Dostupné  $\mathbf{z}$ : https://drupal.star.bnl.gov/STAR/pwg/peripheral-collisions
- [10] PASECHNIK, Roman a ŠUMBERA, Michal. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations. Universe [online] 3 (2017)
   č. 1, 7 s. 27 [cit. 24. 3. 2018] Dostupné z: doi:10.3390/universe3010007

- [11] WONG, Cheuk-Yin. Introduction to high-energy heavy-ion collisions. River Edge, NJ: World Scientific, c1994. ISBN 981-02-0264-4.
- [12] KHACHATRYAN, Vardan. Charged-particle nuclear modification factors in PbPb and pPb collisions at  $\sqrt{s_{\rm N N}} = 5.02$  TeV. *JHEP* [online] 3 (2017) č. 4 s. 1 [cit. 25. 3. 2018] Dostupné z: doi:10.1007/JHEP04(2017)039
- [13] ADAMS, John. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys.* [online] 2005, (A 757), 147. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085.
- [14] BRUNO, G.E., A. DAINESE a NA57 COLLABORATION. First Measurement of the Strange Particles R<sub>C</sub>P Nuclear Modification Factors in Heavy-Ion Collisions at the SPS. Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics [online]. 2006, 27(2-3), 209-212 [cit. 2018-04-08]. DOI: 10.1556/APH.27.2006.2-3.7. ISSN 1219-7580. Dostupné z: https://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0511020.pdf
- [15] SARKAR, S., SATZ, H., SINHA, B. (Eds.), The Physics of the Quark-Gluon Plasma: Introductory Lectures, Lect. Notes Phys. 785 (Springer, Berlin Heidelberg 2010), DOI 10.1007/978-3-642-02286-9
- [16] ARNALDI, Roberta.  $J/\psi$  suppression and low mass dileptons in the NA60 experiment. *EPJ Web of Conferences* 2010, 7, DOI:10.1051/epjconf/20100702004.
- [18] KARSCH, F. a R. PETRONZIO. Momentum distribution of J/ψ in the presence of a quark-gluon plasma. Physics Letters B [online]. 1987, 193(1), 105-109 [cit. 2018-04-09]. DOI: 10.1016/0370-2693(87)90465-5. ISSN 03702693. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0370269387904655
- [19] KLUBERG, Louis a SATZ, Helmut. Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions [online] Release Date: January 26, 2009 [cit. 9.4.2018]. Dostupné z: https://arxiv.org/pdf/0901.3831.pdf
- [20] AFFOLDER, T., H. AKIMOTO, A. AKOPIAN, et al. Production of  $\Upsilon(1S)$  Mesons from  $\chi_b$  Decays in  $p\bar{p}$  Collisions at s = 1.8 TeV. *Physical Review Letters* [online]. 2000, 84(10), 2094-2099 [cit. 2018-04-11]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.2094. ISSN 0031-9007. Dostupné z: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.2094
- [21] VOGT, Ramona. Ultrarelativistic heavy-ion collisions. London: Elsevier, c2007. ISBN 0444521968.
- [22] ESKOLA, KOLHINEN, PAUKKUNEN Kari J, Vesa J Hannu Carlos А SALGADO. А global reanalysis nuclear of parа functions. Journal ofHigh Energy Physics distribution onton 2007(05), 002-0022018-04-15]. DOI: 10.1088/1126line. 2007.cit. 6708/2007/05/002. ISSN 1029-8479. Dostupné z: http://stacks.iop.org/1126-6708/2007/i=05/a=002?key=crossref.dca312e4d662e565759261e27db91940

- [23] WANG, Rong, Xurong CHEN a Qiang FU. Global study of nuclear modifications on parton distribution functions. Nuclear Physics B [online]. 2017, 920, 1-19 [cit. 2018-04-15]. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2017.04.008. ISSN 05503213. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0550321317301293
- [24] PAUKKUNEN, Hannu. Nuclear PDFs in the beginning of the LHC era. Nuclear Physics A [online]. 2014, 926, 24-33 [cit. 2018-04-15]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2014.04.001. ISSN 03759474. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947414000839
- [25] REZAEIAN, A.H. a Zhun LU. Cronin effect for protons and pions in highenergy pA collisions. Nuclear Physics A [online]. 2009, 826(1-2), 198-210 [cit. 2018-04-21]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2009.05.073. ISSN 03759474. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S037594740900267X
- [26] ABELEV, B., J. ADAM, D. ADAMOVÁ, et al. Measurement of Prompt D-Meson Production in p-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02$ TeV. *Physical Review Letters* [online]. 2014, 113(23), - [cit. 2018-04-30]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.232301. ISSN 0031-9007. Dostupné z: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.232301
- [27] BLAIZOT, Jean-Paul, François GELIS a Raju VENUGOPALAN. High energy pA collisions in the color glass condensate approach I: gluon production and the Cronin effect. Nuclear Physics A [online]. 2004, 743(1-3), 13-56 [cit. 2018-04-21]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2004.07.005. ISSN 03759474. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947404008139
- [28] VOGT. R. Cold Nuclear Matter Effects on Open and Hidden Heavy Flavor Production  $\operatorname{at}$ the LHC. Proceedings, 7th Internati-Physics, onal Workshop onCharm CHARM 2015: Detroit, USA, [cit. 18-22. 2015[online]. 20152018-04-30]. Mau Dostupné  $\mathbf{z}$ : https://inspirehep.net/record/1386865/files/arXiv:1508.01286.pdf
- [29] TANNENBAUM, М. J. Highlights from BNL-RHIC. In: What We Would Like LHCtoGive UsWORLD SCIENonline. TIFIC, 2014,2014 - 08 - 30, s. 347-367 cit. 2018-05-23]. DOI: 10.1142/9789814603904 0022. ISBN 978-981-4603-89-8. Dostupné  $\mathbf{z}$ : http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814603904 0022
- [30] Run overview the Relativistic of Heavy Ion Collider. Brooha-National Laboratory [online]. cit. 16.5.2018]. Dostupné venz: http://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/
- Introduction PHENIX. ThePHENIX Ex-|31| An to periment [online]. cit. 2018]. 16. 5.Dostupné z: https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/intro/detectors/index.html
- [32] The PHENIX Experiment. Lund University [online]. [cit. 16. 5. 2018]. Dostupné z: http://www.hep.lu.se/phenix/

- [33] STAR Future & Upgrade. Broohaven National Laboratory [online]. [cit. 23. 5.
   2018]. Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/book/export/html/7410
- [34] ANDERSON, M., J. BERKOVITZ, W. BETTS, et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2003, 499(2-3), 659-678 [cit. 2018-05-16]. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01964-2. ISSN 01689002. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900202019642
- [35] MASAYUKI WADA. Resonance Particles in Heavy-Ion Collisions. PhD thesis, The University of Texas at Austin, 2013. [online]. Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/Dissertation Masa Final.pdf
- Production [36] YOSHIKAZU NAGAI. Hadron Experiments. Pro-In: (*NuPhys2016*): *Prospects* inNeutrino *Physics* London, ceedings, UK, December 12-14, 2016. [online]. [cit. 23. 5. 2018]. Dostupné z: https://inspirehep.net/record/1597412/files/arXiv:1705.00532.pdf
- [37] CHRISTOPHER BERESFORD POWELL. J/ψ Production in Heavy Ion Collisions at the STAR Detector at RHIC. PhD thesis, University of Cape Town, 2012. [online]. [cit. 28. 5. 2018] Dostupné z: http://dfpch.ujf.cas.cz/ petrcha-l/Heavy\_ions\_intro/Thesis\_CBPowell.pdf
- [38] SketchUp STAR. Broohaven National Laboratory [online]. [cit. 30. 5. 2018]. Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/public/img/SketchUpSTAR
- [39] LESZEK KRZYSZTOF KOSARZEWSKI. Study of quarkonium production in relativistic proton-proton collisions in the STAR experiment. PhD thesis, Warsaw University of Technology, 2018. [online]. [cit. 30. 5. 2018] Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/lkosarzewski\_PhD\_award.pdf
- [40] GREBENYUK, O., MISCHKE, A., STOLPOVSKY, A. High transverse momentum inclusive neutral pion production in d+Au collisions at RHIC. *Rom.Rep.Phys.* 58 (2006) 025-030. [online]. [cit. 31. 5. 2018]. Dostupné z: https://arxiv.org/ftp/nucl-ex/papers/0510/0510028.pdf
- [41] RUSŇÁK, J. Jet Reconstruction in Au+Au Collisions at RHIC. PhD thesis, Czech Technical University in Prague, 2018. [online]. [cit. 30. 5. 2018] Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/phd\_thesis\_rusnak.pdf
- [42] YANG, C., X.J. HUANG, C.M. DU, et al. Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2014, 762, 1-6 [cit. 2018-05-30]. DOI: 10.1016/j.nima.2014.05.075. ISSN 01689002. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900214006159

- [43] MTD plots, pictures and photos. Broohaven National Laboratory [online]. [cit. 30. 5. 2018]. Dostupné z: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/subsys/mtd/plots-pictures
- [44] WADUT S., BISWARUP P. (2018, May).  $\Upsilon$  production in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV with ALICE at the LHC. Poster session presented at the Quark Matter 2018. [online]. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/656452/contributions/2859762/attachments /1647543/2633723/QM2018 Upsilon pPb8TeV Wadut.pdf
- [45] LÓPEZ, J. (2018,May) Quarkonia production insmalllargemeasuredATLAS. Talk session preandsystems bysented atthe Quark Matter 2018. [online]. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/656452/contributions/2870012/attachments /1648418/2635683/Lopez QM2018 Talk.pdf
- (2018,Υ [46] WANG, Ρ. May) measurementsAu+Aucollisiin200 GeVwith the STARexperiment. Talk at $\sqrt{s_{NN}}$ ons= session presented at the Quark Matter 2018. [online]. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/656452/contributions/2870011/attachments /1649058/2636575/Upsilon draft QM2018v13.pdf