

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE  
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



Studium vlastností jaderné hmoty pomocí  
těžkých kvarků

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor: Vojtěch Pacík  
Vedoucí práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.  
Akademický rok: 2013/2014



## Prohlášení

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

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

V Praze dne .....

*Název práce:* **Studium vlastností jaderné hmoty pomocí těžkých kvarků**

*Autor:* Vojtěch Pacík

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

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

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

### **Abstrakt:**

Jedním ze směrů současného vývoje částicové fyziky je studium nového stavu velmi horké a husté silně interagující jaderné hmoty, kdy gluony a kvarky, za normálních podmínek pevně svázané uvnitř hadronů, tvoří směs označovanou jako kvark-gluonová plazma (QGP). Tohoto extrémního stavu lze dosáhnout prostřednictvím srážek těžkých jader na největších urychlovačích částic. Nevýznamnějšími experimenty zabývající se touto problematikou jsou ALICE na Velkém hadronovém urychlovači LHC v CERN a STAR na Relativistickém urychlovači těžkých iontů RHIC v BNL. Vhodnými sondami zkoumání vlastností QGP jsou hadrony těžkých vůní, jejichž studium tvoří hlavní obsah této práce.

*Klíčová slova:* kvark-gluonová plazma, fyzika těžkých vůní, ALICE

*Title:* **Study of properties of nuclear matter by heavy flavour quarks**

*Author:* Vojtěch Pacík

### **Abstract:**

One of the main areas of current particle physics research is study of a new strongly interacting state of very hot and dense nuclear matter where gluons and quarks, under normal conditions tightly confined in hadrons, form a mixture called quark-gluon plasma (QGP). These extreme conditions are achievable during heavy-ion collisions on biggest particle colliders. Two most important experiments in this area is ALICE at Large Hadron Collider in CERN and STAR at Relativistic Heavy Ion Collider in BNL. Suitable probes of QGP properties are heavy-flavour hadrons. Main purpose of this bachelor thesis is analysis of its production.

*Keywords:* quark-gluon plasma, heavy-flavour physics, ALICE

## Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu mé bakalářské práce, Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D., za jeho ochotu, zájem a cenné rady, podněty a připomínky k této práci a Ing. Michalu Vajzerovi za jeho čas, pomoc a užitečné rady při práci na analýze produkce b-jetů.

Dále bych chtěl poděkovat své rodině, přátelům a kolegům, kteří mě motivovali a podporovali. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat Tereze Hrablíkové mimo jiné za gramatickou a stylistickou kontrolu této práce.

# Obsah

Úvod	8
<b>1 Základy fyziky elementárních částic</b>	<b>9</b>
1.1 Standardní model	9
1.2 Fermiony a bosony	13
1.3 Antičástice	14
1.4 Objevy těžkých kvarků	15
<b>2 Ultra-relativistické jádro-jaderné srážky</b>	<b>17</b>
2.1 Souřadný systém srážky	17
2.2 Srážkový parametr a centralita	18
2.3 Multiplicita, účastníci a pozorovatelé	18
2.4 Kinematické veličiny	20
2.5 Rapidita a pseudorapidita	21
<b>3 Kvark-gluonová plazma</b>	<b>23</b>
3.1 Kvantová chromodynamika	23
3.2 Fázový diagram hmoty	24
3.3 Časový vývoj jaderné hmoty	27
3.4 Možnosti studia QGP	30
3.4.1 Zhášení jetu	30
3.4.2 Jaderný modifikační faktor	33
<b>4 Experiment ALICE na LHC</b>	<b>35</b>
4.1 Urychlovač LHC	35
4.2 Detektor ALICE	37
4.2.1 ITS	38
4.2.2 TPC	39
4.2.3 TOF	40

4.2.4	ZDC . . . . .	41
4.2.5	VZERO a T0 . . . . .	42
4.3	Plánovaný upgrade ALICE . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Aktuální studium produkce těžkých vůní na experimentu ALICE</b>	<b>44</b>
5.1	Produkce D mezonů na experimentu ALICE . . . . .	44
5.1.1	Rekonstrukce a selekce srážek . . . . .	45
5.1.2	Rekonstrukce D mezonů . . . . .	46
5.1.3	D mezony v p-p srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	48
5.1.4	D mezony v Pb-Pb srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV . . . . .	50
5.1.5	D mezony v p-Pb srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV . . . . .	51
5.2	Produkce elektronů ze semi-leptonických rozpadů těžkých hadronů . .	53
<b>6</b>	<b>Analýza podílu <math>b</math>-jetů ve srážkách p-p o <math>\sqrt{s} = 7</math> TeV</b>	<b>59</b>
	<b>Závěr</b>	<b>63</b>
	<b>Literatura</b>	<b>68</b>

# Seznam obrázků

1.1	Schéma Standardního modelu fyziky elementárních částic . . . . .	10
1.2	Feynmannovy diagramy interakcí gluonů . . . . .	12
1.3	Schéma plánovaného lineárního urychlovače ILC . . . . .	14
2.1	Histogram počtu srážek vzhledem k amplitudě VZERO . . . . .	19
2.2	Geometrie semi-centrální srážky . . . . .	19
2.3	Graf rozdělení multiplicity produkovaných částic . . . . .	22
3.1	Schéma mechanismu asymptotické volnosti . . . . .	24
3.2	Schéma formování kvark-gluonového plazmatu . . . . .	25
3.3	Schéma fázového diagramu jaderné hmoty . . . . .	26
3.4	Schéma fázového diagramu s oblastí kvarkyonové hmoty . . . . .	27
3.5	Srovnání produkce hadronů při LHC energiích . . . . .	28
3.6	Diagram časo-prostorového vývoje média . . . . .	29
3.7	Schéma časového vývoje srážky . . . . .	30
3.8	Schéma jetů . . . . .	31
3.9	Schéma jevu zhášení jetů . . . . .	32
3.10	Srovnání jaderného modifikačního faktoru na LHC . . . . .	34
4.1	Schéma komplexu CERN . . . . .	36
4.2	Schéma detektoru ALICE . . . . .	38
4.3	Schéma ITS . . . . .	39
4.4	Schéma TPC . . . . .	40
4.5	Schéma TOF . . . . .	41
4.6	Schéma uspořádání ZDC . . . . .	42
4.7	Schéma vylepšené soustavy ITS . . . . .	43
5.1	Graf závislosti doby letu částic . . . . .	47
5.2	Spektra invariantní hmoty $D$ mezonů . . . . .	48
5.3	Účinný průřez $D$ mezonů při p-p srážkách. . . . .	49



5.4	Spektrum hybností $D$ mezonů při Pb-Pb srážkách . . . . .	50
5.5	Srovnání původních a přeškálovaných účinných průřezů . . . . .	51
5.6	Jaderný modifikační faktor $D$ mezonů při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV . . . . .	52
5.7	Srovnání jaderného modifikačního faktoru při Pb-Pb srážkách . . . . .	52
5.8	$p_T$ -diferenciální účinný průřez $D$ mezonů při p-Pb srážkách . . . . .	53
5.9	Jaderný modifikační faktor $D$ mezonů při p-Pb srážkách . . . . .	54
5.10	Srovnání jaderného modifikačního faktoru $D$ mezonů . . . . .	54
5.11	$p_T$ -diferenciální účinný průřez elektronů pocházejících ze semi-leptonických rozpadů . . . . .	56
5.12	Jaderný modifikační faktor elektronů v Pb-Pb srážkách . . . . .	57
5.13	Porovnání $R_{AA}$ $D$ mezonů, elektronů a muonů v Pb-Pb srážkách o $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV . . . . .	58
6.1	Srovnání spekter inkluzivních jetů s NLO výpočty . . . . .	60
6.2	Zlomek $b$ -jetů v p-p srážkách o $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	61
6.3	Graf podílu $b$ -jetů publikovaný CMS . . . . .	61

# Seznam tabulek

1.1	Přehled základních vlastností kvarků . . . . .	11
1.2	Přehled leptonů . . . . .	11
1.3	Přehled fundamentálních interakcí . . . . .	13
4.1	Přehled parametrů svazku na LHC . . . . .	37
4.2	Přehled základních vlastností detekčních systémů ALICE . . . . .	38
4.3	Parametry detektorů ITS . . . . .	39
5.1	Přehled vlastností $D$ mezonů . . . . .	45
5.2	Hadronové kanály rozpadů $D$ mezonů . . . . .	46

# Úvod

Jednou z oblastí současného výzkumu částicové fyziky je studium silně interagujícího média vznikajícího při srážkách těžkých jader na velkých urychlovačích. Toto médium označované jako kvark-gluonové plazma (QGP), vznikající za extrémních podmínek jako je velmi vysoká teplota a hustota, je směsí gluonů a kvarků, které jsou v běžných podmínkách uvězněny uvnitř hadronů a tvoří veškerou známou hmotu kolem nás. Mezi nejvýznamnější experimenty zabývající se studiem jaderných srážek patří experiment ALICE na Velkém hadronovém urychlovači ve švýcarském CERNu a STAR na Relativistickém urychlovači těžkých iontů RHIC v americkém BNL.

Cílem této bakalářské práce je seznámení se s aktuálními poznatky z oblasti fyziky QGP a to především prostřednictvím zkoumání vhodných sond, kterými jsou mimo jiné hadrony těžkých vůní. Ty vznikají na samotném počátku srážky, putují skrze vzniklé médium a jsou jím tak ovlivněny. Porovnáním naměřené produkce a vlastností těchto hadronů s naměřenými daty ze srážek, při kterých není formování kvark-gluonové plazmy očekáváno (jakými jsou například srážky protonů), může poskytnout cenné informace o vlastnostech tohoto prozatím nepříliš známého stavu jaderné hmoty.

První kapitola je stručným seznámením se se základy fyziky elementárních částic. Druhá kapitola je věnována úvodu do problematiky fyziky ultra-relativistických jádro-jaderných srážek, jejich základní charakteristice a veličinám používaných pro jejich kvalitativní i kvantitativní popis. Ve třetí kapitole se zaměřím na extrémní stav jaderné hmoty, tedy kvark-gluonové plazma. Zmíním se o teorii kvantové chromodynamiky popisující interakci tohoto média. Dále diskutuji fázový diagram hmoty a časový vývoj QGP. Ve čtvrté kapitole stručně popíši urychlovač LHC a důkladněji se budu věnovat experimentu ALICE a jeho hlavním detekčním systémům. Obsahem páté kapitoly je souhrnné seznámení se s aktuálními výsledky studia produkce půvabných  $D$  mezonů na experimentu ALICE ve srážkách p-p, p-Pb a Pb-Pb. Dále se podíváme na produkci nefotonických elektronů pocházejících z rozpadů hadronů těžkých vůní. V šesté kapitole popíši postup při simulaci podílu produkovaných  $b$ -jetů mezi inkluzivními jety na základě dat získaných v prostředí POWHEG-Box.

# Kapitola 1

## Základy fyziky elementárních částic

*Fyzika elementárních částic*, nebo-li částicová fyzika, je oblastí moderní fyziky, která se začala rozvíjet ve 20. století společně s objevem prvních náznaků toho, že se veškerá známá hmota neskládá pouze z protonů a neutronů (nukleonů). Ty tvoří těžké atomové jádro, kolem něhož obíhají o mnoho lehčí částice nesoucí záporný elektrický náboj - elektrony. Ukázalo se, že samotné protony a neutrony jsou částice *kompozitní*, tj. skládající se z menších (v jistém smyslu jednodušších) částic.

Zrod částicové fyziky bychom mohli datovat již mnohem dříve a to na konec 19. století, kdy byla v roce 1897 objevena první dnes známá elementární částice, kterou je již zmiňovaný elektron [1].

Hlavní oblastí výzkumu částicové fyziky je studium vlastností tzv. *elementárních částic*, což jsou částice, které považujeme za dále nedělitelné a tvoří tak v jistém slova smyslu skutečné základní stavební bloky hmoty, jak ji známe.

V této kapitole se seznámíme se základními rysy částicové fyziky, Standardním modelem fyziky elementárních částic, fundamentálními interakcemi, elementárními částicemi a jejich vlastnostmi a zmíním se také o anti-hmotě.

### 1.1 Standardní model

Opěrným bodem fyziky elementárních částic je tzv. *Standardní model částicové fyziky*, což je teorie utvářená zhruba od druhé poloviny 20. století, dle které existuje pouze omezené množství elementárních částic (viz obr. 1.1). Za tvůrce Standardního modelu jsou považováni Sheldon L. Glashow, Steven Weinberg a Abdus Salam.

Částice, které tvoří základní stavební prvky hmoty, nazýváme *kvarky*. Dle Standardního modelu existuje celkem 6 druhů kvarků a k nim příslušných antikvarků (viz dále) uspořádaných do tří generací, jejichž hlavní charakteristickou vlastností je tzv. *vůně*<sup>1</sup>. Na základě vůně rozlišuje kvarky *up* (nahoru), *down* (dolů), *strange* (podivné), *charm* (působivé), *top* (horní) a *bottom* (spodní)<sup>2</sup> [2]. Ke každé vůni (vyjma

---

<sup>1</sup>Ang. *flavour* - příchutě.

<sup>2</sup>Vzhledem ke krkolomnosti českých ekvivalentů budou v rámci této práce dále uváděny příslušné anglické názvy označující vůni kvarku, resp. jejich první písmena.

*up* a *down*) existuje veličina označovaná jako náboj, která se zachovává při silných a elektromagnetických interakcích. Konkrétně se jedná o *podivnost*, *působ*, *pravdu* a *krásu*<sup>3</sup>. Přehled fyzikálních vlastností jednotlivých kvarků je zachycen v tabulce 1.1.



Obrázek 1.1: Schéma Standardního modelu fyziky elementárních částic zachycující fundamentální stavební bloky hmoty: kvarky a leptony; a kalibrační bosony, které zprostředkovávají interakce mezi nimi.

Jak již bylo řečeno, kvarky jsou částice *konstituentní*, tj. tvoří složitější kompozitní částice, tzv. *hadrony*. Ty rozdělujeme do dvou skupin dle toho, z kolika kvarků se skládají. První skupinou jsou *baryony*, skládající se ze tří kvarků. Příkladem mohou být zmiňované nukleony: proton se skládá z kvarků *uud*, neutron se skládá z kvarků *udd*. Druhou skupinou jsou *mezony*, které se skládají z páru kvark-antikvark<sup>4</sup>. Jako příklad si můžeme uvést jeden z nejběžnějších mezonů - pion  $\pi^+$  ( $u\bar{d}$ ).

Zajímavou skupinu mezonů tvoří tzv. *kvarkónia*, což jsou mezony složené z kvarku a antikvarku stejné vůně, jmenovitě *charmonia* ( $c\bar{c}$ ) a *bottomonia* ( $b\bar{b}$ )<sup>5</sup>. Tyto částice mají velký význam při studiu vlastností hmoty.

V historii částicové fyziky se objevovaly úvahy o existenci částic složených z většího množství kvarků. Takovéto částice ovšem dosud nebyly jednoznačně pozorovány. Příkladem může být *pentakvark*, hypotetická částice složená ze čtyř kvarků a jednoho antikvarku. V roce 2004 byl experimentem LEP5 ohlášen objev kandidáta na pentakvark předpovězený v roce 1997 Dmitrim Diakonovem, Victorem Petrovem a Maximem Polyakovem [3]. Později se ovšem ukázalo, že se jedná spíše o statistický jev, než-li o hledanou rezonanci [4]. Po dlouhou dobu tak byly mezony a baryony

<sup>3</sup>Z tohoto důvodu jsou kvarky *top* a *bottom* někdy označovány jako *true a beauty* - česky *pravdivý a krásný*.

<sup>4</sup>O antihmotě pojednává sekce 1.3 na konci této kapitoly.

<sup>5</sup>Teoreticky by do této skupiny spadalo i *toponium* ( $t\bar{t}$ ), ale díky jeho vysoké hmotnosti nebyly pozorovány žádné vázané stavy *top* kvarku.

Kvark	Vůně	$Q$ [e]	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$S$	$C$	$B$	$T$
$u$	<i>up</i>	2/3	2,3	0	0	0	0
$d$	<i>down</i>	-1/3	4,8	0	0	0	0
$s$	<i>strange</i>	2/3	95	-1	0	0	0
$c$	<i>charm</i>	-1/3	1 275	0	1	0	0
$b$	<i>bottom</i>	-1/3	4 180	0	0	1	0
$t$	<i>top</i>	2/3	173 070	0	0	0	1

Tabulka 1.1: Přehled základních vlastností kvarků: elektrického náboje  $Q$ , klidové hmotnosti  $m$ , podivnosti  $S$ , půvabu  $C$ , pravdivosti  $T$  a krásy  $B$ .

Generace	Elektronová	Muonová	Tauonová
$L_e$	1	0	0
$L_\mu$	0	1	0
$L_\tau$	0	0	1
Částice	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Tabulka 1.2: Přehled tří generací leptonů: elektron, mion, tauon a příslušných neutrin.

jedinými známými zástupci hadronů. Aktuálně ovšem experiment LHCb ohlásil nález *tetrakvarku*  $Z^-$  [5], částice složené ze čtyř kvarků, konkrétně  $c\bar{c}d\bar{u}$ , předpovězené v roce 2007. Tento objev by mohl znamenat změnu v pohledu současné částicové fyziky na strukturu hmoty.

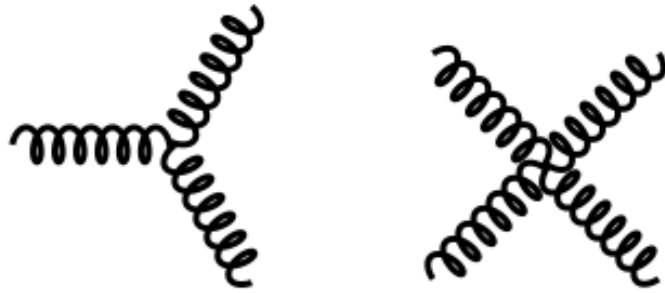
Další skupinou elementárních částic jsou tzv. *leptony*. Mezi leptony patří *elektron*  $e^-$ , *muon*  $\mu^-$  a *tauon*  $\tau^-$ , což jsou částice nesoucí *elementární elektrický náboj*  $e$ . Ke každému ze zmiňovaných leptonů existuje částice označovaná jako *neutrino*, jejíž existenci předpověděl v roce 1930 Wolfgang Pauli a zachránil tak platnost zákona zachování energie. Jedná se o *neutrino elektronové*, *muonové* a *tauonové*. Podobně jako u kvarků, i zde existuje pro každou skupinu leptonů zachovávaná se veličina označovaná jako *leptonové číslo* (viz tabulka 1.2). Rozlišujeme tedy elektronové, muonové a tauonové leptonové číslo.

Poslední skupinou elementárních částic jsou tzv. *kalibrační bosony*, někdy označovány jako *bosony inter-mediální*. Tyto částice nejsou na rozdíl od kvarků nebo leptonů konstituenty hmoty, ale zprostředkovávají základní interakce mezi výše uvedenými. Samotné působení interakcí je zprostředkováno výměnou těchto bosonů mezi účastněnými částicemi (či tělesy). Rozlišujeme čtyři základní druhy interakce: elektromagnetickou, silnou jadernou, slabou jadernou a gravitační (viz tabulka 1.3).

*Elektromagnetická interakce* působí mezi všemi elektricky nabitými částicemi a to odpudivě, či přitažlivě, v závislosti na vzájemné polaritě nábojů. Tato interakce mimo jiné působí mezi kladně nabitým jádrem (resp. protony v něm obsaženými) a záporně nabitými elektrony v atomovém obalu. Příslušným inter-mediálním boso-

nem je *foton*, částice  $\gamma$ .

*Silná interakce* udržuje kvarky vázané uvnitř hadronů. Obdobně jako u elektromagnetické interakce existuje i u silné interakci fyzikální vlastnost podobná elektrickému náboji. Mluvíme o tzv. *barevném náboji* (často jednoduše označovaném jako *barva*), jehož nositeli jsou *gluony*  $g$  - zprostředkovatelé silné interakce. Oproti elektrickému náboji, u kterého rozlišujeme dva stavy: kladný a záporný, existují tři barvy: *červená*, *modrá* a *zelená*, a k nim příslušné anti-barvy. Částice musí být navenek barevně neutrální („bílé“), tj. baryony se skládají z červeného, zeleného a modrého kvarku a mezony jsou tvořeny kvarky nesoucí barvu a anti-barvu. Jedná se tedy o jakousi analogii klasické RGB barvy. Gluon samotný nese barvy dvě, resp. nese barvu a odlišnou anti-barvu. Díky této skutečnosti může docházet k jevu označovanému jako *štěpení gluonu* (viz obrázek 1.2), kdy gluon může interagovat sám se sebou a v jistém slova smyslu se tak rozštěpit na dva. Tento děj nelze pozorovat u žádné jiné dosud známé interakce. Důvodem pro postulování existence barevného náboje byla skutečnost, kdy by pozorovaná částice  $\Delta^{++}$  složená ze tří  $u$  kvarků nemohla existovat vzhledem k tomu, že libovolný uzavřený systém se dle *Pauliho vylučovacího principu* musí lišit alespoň v jednom kvantovém čísle (která reflektují dané kvantové vlastnosti). Kvůli tomu bylo nutné postulovat nový vnitřní stupeň volnosti, kterým se stal barevný náboj kvarku. Popisem této interakce se zabývá teorie *kvantové chromodynamiky*, které se budu věnovat v kapitole 3.1.



Obrázek 1.2: Feynmannovy diagramy znázorňující interakce gluonů. Převzato z [6].

*Slabá interakce*, jejíž teorie byla zformulována poprvé v roce 1933 Enricem Fermim, je schopna měnit vůni kvarku a je tudíž odpovědná mimo jiné za *radioaktivní rozpad* a *jadernou fúzi* elementárních částic. Zprostředkovateli slabé jaderné interakce jsou bosony  $W$  a  $Z$ .

*Gravitace* je interakcí s přitažlivým charakterem působící mezi všemi hmotnými částicemi. Standardní model ovšem v sobě gravitační interakci nezahrnuje a z tohoto pohledu se tedy jedná o model neúplný. Interakční částicí gravitace je hypotetická částice *graviton*.

Všechny výše uvedené elementární částice byly úspěšně pozorovány. Poslední neobjevenou částicí byl po dlouhá léta *Higgsův boson*  $H$ , což je částice zprostředkující tzv. *Higgsovo pole*, jejíž existenci předpověděl v roce 1964 Peter W. Higgs [7]. Higgsovo pole je mimo jiné zodpovědné za relativně velmi vysokou hmotnost kalibračních

Interakce	Boson	Spin [ $\hbar$ ]	Rozsah [m]	Oblast působení
Elektromagnetická	$\gamma$	1	$\infty$	El. nabité objekty
Silná jaderná	$g$	1	$10^{-15}$	Kvarky, gluony
Slabá jaderná	$W, Z$	1	$10^{-18}$	Radioaktivní $\beta$ rozpad, fúze
Gravitační	graviton	2	$\infty$	Hmotné objekty

Tabulka 1.3: Přehled čtyř fundamentálních interakcí, příslušných kalibračních bosonů a jejich dosahu.

bosonů slabé jaderné interakce  $W$  a  $Z$ . V červenci roku 2012 ohlásily experimenty ATLAS a CMS objev této chybějící částice [8] a dokončili tak pomyslnou skládku s názvem Standardní model částicové fyziky. Za objev Higgsova bosonu obdrželi Peter Higgs a François Englert v roce 2013 Nobelovu cenu za fyziku [9].

Po celou dobu své existence Standardní model odolává mnohým pokusům o jeho vyvrácení a je tudíž prozatím dostatečně pevným základem pro studium částicové fyziky. To ovšem neznamená, že je modelem jediným. Existuje např. model *Supersymetrie*, který v sobě zahrnuje kromě elementárních částic Standardního modelu a příslušných antičástic také skupinu tzv. *superpartnerů*. Jednou z myšlenek tohoto modelu je, že ke každé částici, bosonu, resp. fermionu, existuje „superčástice“ fermion, resp. boson. Motivací této teorie je například vysvětlení původu tzv. *temné hmoty* [10].

Výsledky urychlovače LHC (blíže popsáno v kapitole 4.2) otevřely bránu do nové oblasti výzkumu částicové fyziky. V současné době se plánuje postavení velmi výkoného lineárního urychlovače navrženého pro srážky elektronů s jejich antičásticemi, pozitrony. V tuto chvíli existují dva návrhy takových urychlovačů. Prvním z nich je *Mezinárodní lineární urychlovač ILC*<sup>6</sup>. Mělo by se jednat o dva zhruba 31 km (v druhé fázi až 50 km) dlouhé lineární urychlovače, které budou schopni proti sobě urychlovat a následně srážet částice o energii až 1 TeV [11]. Druhým návrhem je *Kompaktní lineární urychlovač CLIC*<sup>7</sup>, dlouhý 49 km, který by měl být schopen dosáhnout energie až 3 TeV [12]. Oba tyto rozsáhlé experimenty, jejichž cílem je mimo jiné studium vlastností Higgsova bosonu a fyziky za Standardním modelem, by měly prozkoumat nezmapovanou oblast vysokoenergetických srážek s velkou přesností.

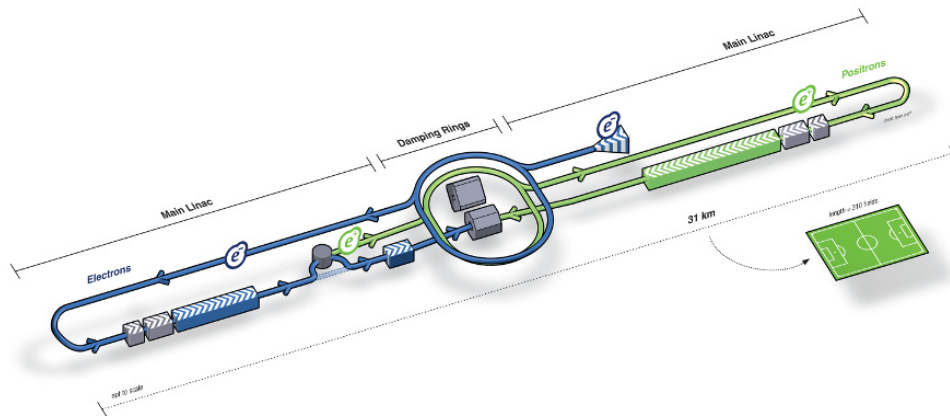
## 1.2 Fermiony a bosony

Jednou ze základních charakteristických vlastností částic je tzv. *spin*. Jedná se o kvantovou vlastnost všech částic. Teorie spinu, označovaného jako vlastní momentu hybnosti částic, je velmi komplikovaná. Pro další potřeby této práce postačí uvést, že je-li projekce spinu částice poločíselná, bavíme se o tzv. *fermionech*, pro které platí již zmiňovaný Pauliho vylučovací princip. Pro tyto částice platí *Fermi-Diracovo rozdělení*. Je-li spin částice celočíselný, pak mluvíme o tzv. *bosonech*, které se řídí *Bose-Einsteinovou statistikou*.

<sup>6</sup>Z ang. *International Linear Collider*.

<sup>7</sup>Z ang. *Compact Linear Collider*.





Obrázek 1.3: Schéma plánovaného Mezinárodního lineárního urychlovače ILC dlouhého 31 km urychlujícího elektrony a pozitrony na energii 0,5-1 TeV. Převzato z [11].

Bosony můžeme dělit dle jejich spinu. Všechny čtyři kalibrační bosony jsou bosony *vektorové*, jejichž projekce spinu je rovna jedné. Oproti tomu Higgsův boson je bosonem *skalárním* s nulovou projekcí spinu. Všechny kvarky a leptony jsou zástupci elementárních fermionů.

### 1.3 Antičástice

Strukturu světa kolem nás i jeho fyzikální chování můžeme dle Standardního modelu popsat prostřednictvím 17 druhů elementárních částic, jejichž některé základní vlastnosti byly popsány výše. Je nutné dodat, že ke každé výše uvedené částici (kromě kalibračních bosonů) existuje i jakýsi její obraz, *antičástice*, která již byla zmíněna v souvislosti s mezony, které obsahují anti-kvark. Antičástice vykazují, co se velikosti týče, stejné fyzikální vlastnosti jako k nim náležící částice, liší se však jejich orientací. Tuto charakteristickou vlastnost lze uvést na příkladě leptonu, *elektronu*. Ten má náboj  $q = -e$  a elektronové leptonové číslo  $L_e = 1$ . Příslušná antičástice, nazývaná se *pozitron*  $e^+$ , má stejnou hmotnost, ale náboj  $q = +e$  a elektronové leptonové číslo  $L_e = -1$ . Kvarky se liší od anti-kvarků pouze svou vůní, tj. podivností, půvabem, pravdivostí, či krásou a elektrickým nábojem obdobně jako u leptonů.

Antičástice můžeme nalézt nejen mezi elementárními částicemi, ale také i mezi hadrony. V takovém případě vznikne antičástice nahrazením příslušných kvarků antikvarky stejné vůně a naopak. Antičásticí příslušející ke kladně nabitému kaonu  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ) je záporně nabitý kaon  $K^-$  ( $s\bar{u}$ ) a antičásticí  $\Lambda^0$  baryonu ( $uds$ ) je  $\bar{\Lambda}^0$  ( $\bar{u}\bar{d}\bar{s}$ ).

Tak jako se pro nás běžná hmota skládá z částic, tvoří antičástice tzv. *antihmotu*, která hrála velkou roli v počátečních fázích vesmírů a je jednou z hlavních oblastí výzkumu v oblasti kosmologie. Existují i experimenty, jejichž cílem je její výroba a následné studium jejich vlastností. Jedním z takových experimentů je např. ex-

periment  $AE\bar{g}IS$  ve švýcarském CERNu, který studuje *princip univerzality volného pádu*, tj. chování antihmoty v gravitačním poli [13].

Skutečnost, že kolem nás antihmotu skoro vůbec nepozorujeme, je dána počátečním uspořádáním vesmíru, kdy existoval jen nepatrný rozdíl mezi poměrem částic a antičástic, který byl ovšem dostatečný k tomu, aby nakonec ve vesmíru převládla hmota. Setká-li se totiž částice s antičásticí, dojde k tzv. *anihilaci*, kdy je tento pár zničen, přičemž dojde k vyzáření energie v podobě kvant  $\gamma$  ekvivalentní součtu jejich klidových energií.

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.1)$$

Existuje i jev opačný. V důsledku tzv. *Heisenbergovy relace neurčitosti* (1.1), což je jeden z principů kvantové mechaniky, je možné, aby došlo na krátký, časově omezený okamžik k jakémusi „vypůjčení energie z vakua“. Je-li tento okamžik natolik malý, aby vypůjčená energie přesahovala klidovou energii dvou kvarků, může dojít k vytvoření páru kvark-antikvark z vakua<sup>8</sup>.

Studiem této problematiky se zabýval Paul Dirac, podle kterého byl tento „anti-svět“ pojmenován *Diracovo moře* - odtud pojem *mořské kvarky*. Naproti tomu kvarky, kterými jsou tvořeny hadrony, označujeme jako *valenční*.

## 1.4 Objevy těžkých kvarků

Po dlouhou dobu byly známy pouze tři druhy kvarků, *u*, *d* a *s*, které jsou obvykle označovány jako kvarky *lehkých vůní* (nebo zkráceně *lehké*). V roce 1964 postulovali James Daniel Bjorken a Sheldon Lee Glashow existenci čtvrtého půvabného *c* kvarku [14]. Tato nová elementární částice byla potvrzena roku 1974, kdy experimentální skupiny ve *Stanfordském centru lineárních urychlovačů* (SLAC) [15] a výzkumném středisku *Brookhaven National Laboratory* (BNL) [16] objevily úzkou resonanci o hmotnosti zhruba  $3,1 \text{ GeV}/c^2$ . Ukázalo se, že se jedná o charmonium, tedy o vázaný stav  $c\bar{c}$ .

V následujících letech byla snaha o rozšíření kvarkového modelu z dosud známých čtyř elementárních částic na celkový počet šesti kvarků [17]. Souběžně s tím byla v roce 1973 postulována existence *b* kvarku Makoto Kobayashim ve snaze vysvětlit jev porušení *CP symetrie*<sup>9</sup> [18]. O několik let později byl i tento kvark experimentálně pozorován a to konkrétně v roce 1977, kdy vědecký tým ve *Fermilabu*<sup>10</sup> ohlásil objev resonance o hmotnosti  $9,5 \text{ GeV}/c^2$  vyskytující se v proton-jaderných srážkách [19].

<sup>8</sup>Na první pohled se může zdát, že tento jev porušuje zákon zachování energie uzavřeného systému, ale při detailnější analýze tomu tak není. Zjednodušeně si lze tuto situaci představit tak, že nemůžeme vlivem kvantově mechanických dějů sledovat absolutní množství energie s neomezenou přesností po jistou dobu, resp. můžeme přesně sledovat jedno, či druhé. Tudíž vlastně jistě nevíme, že k takovému nárůstu energie vůbec došlo. To je právě náplní výše uvedeného Heisenbergova principu.

<sup>9</sup>Ang. *Charge Parity symmetry* - symetrie náboje a parity. Jedná se o invarianci fyzikálních zákonů vůči záměně souřadnic (parita) a záměně částic za antičástice (náboj).

<sup>10</sup>Ang. *Fermi National Accelerator Laboratory*.

Tento objev mimo jiné znamenal pro Makoto Kobayashiho a Toshihide Maskawu úspěch, který jim přinesl v roce 2008 Nobelovu cenu [20].

Objev  $b$  kvarku také jasně určil další cíl, kterým bylo nalezení  $t$  kvarku, coby posledního chybějícího dílku kvarkového modelu. Na ten se ovšem čekalo skoro 20 let než byl zásluhou experimentálních skupin  $CDF$  [21] a  $D0$  [22] ve Fermilabu konečně pozorován při srážkách protonu s anti-protonem na urychlovači *Tevatron* v roce 1995.

# Kapitola 2

## Ultra-relativistické jádro-jaderné srážky

Jedním z nástrojů, kterými moderní částicová fyzika zkoumá vlastnosti hmoty kolem nás, jsou srážkové experimenty, při kterých jsou částice urychlovány na velmi vysoké rychlosti prostřednictvím urychlovačů (díky čemuž se stávají vysoce energetickými) a následně navedeny ke kolizi s částicemi pevného terče, nebo jinými částicemi v závislosti na účelu daného experimentu. V důsledku srážky pak dochází k produkci nových částic, které jsou zachyceny a detekovány ve speciálních detektorech. Výsledek takové srážky je následně analyzován.

Nahradíme-li jednotlivé kompozitní částice, kterými mohou být například protony, či elektrony, atomovými jádry, pak se bavíme o tzv. *jádro-jaderných srážkách*. Taková to srážka je pak označována jako *ultra-relativistická* v případě, kdy je kinetická energie urychlovaných částic natolik vysoká, že jejich klidová energie může být v porovnání s ní považována za zanedbatelnou. Zpravidla dosahují částice rychlosti srovnatelné s rychlostí světla ve vakuu. Tehdy převládají relativistické jevy a popis prostřednictvím klasické mechaniky již nadále není vhodným.

V této kapitole vypracované pomocí [23] se seznámíme s některými základními vlastnostmi takových srážek a veličinami vhodnými ke kvalitativnímu i kvantitativnímu popisu jevů s nimi spojenými. Vzhledem k tématu práce budu v této kapitole uvažovat experimenty, při kterých dochází ke srážkám dvou protichůdných, rovnoběžně letících svazků částic (tzv. *collider* experimenty).

### 2.1 Souřadný systém srážky

Vzhledem k nastavení a některým vlastnostem srážkových experimentů, při kterých dochází ke kolizi protichůdných svazků částic o vysoké energii, je vhodné si zavést popisný souřadný systém následujícím způsobem: počátek souřadného systému je umístěn do místa srážky, osa  $z$  je rovnoběžná s osou svazku letících částic a příslušné kartézské osy  $x$  a  $y$  k ní kolmé. Nebude-li řečeno jinak, budeme problém srážkových experimentů považovat za válcově symetrický kolem osy  $z$ , a proto je výhodnější si k ní zvolit kolmou rovinu  $xy$ , označovanou jako *příčná*. V této rovině zavedeme

vzdálenost  $r$ , danou standardně vztahem  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Dále je vhodné zavést azimutální úhel  $\theta$  odklonu od osy  $z$  a polární úhel  $\varphi$  ležící v příčné rovině  $xy$ .

## 2.2 Srážkový parametr a centralita

Mezi nejdůležitější veličiny fyziky částicových srážek patří tzv. *srážkový parametr*, či *parametr srážky*<sup>1</sup>  $\vec{b}$ . Jedná se o vzdálenost v příčné rovině mezi středy nalétávajících částic (ať už to jsou jednotlivé hadrony, nebo jádra), tj. čím větší je srážkový parametr, tím více jsou od sebe částice v okamžiku srážky vzdáleny.

Se srážkovým parametrem úzce souvisí další veličina označovaná jako *centralita*. V případě, že  $\vec{b}$  je nulový, bavíme se o *čelní* srážce. Jedná se tedy v jistém smyslu o nejvíce centrální typ srážky. Je-li naopak  $\vec{b}$  větší než součet poloměrů obou nalétávajících částic, částice se *minou* a ke srážce nedojde. S rostoucí hodnotou srážkového parametru se tudíž bavíme o méně centrální, resp. *periferní* neboli *okrajové*, srážce (viz obrázek 2.2).

Na základě těchto dvou případů můžeme srážky obecně rozdělit do tzv. *centralitních tříd* a popsat tak geometrii srážky. Například nejvíce centrální srážky můžeme zařadit do centralitní třídy 0-5 %. Naopak okrajové srážky bychom zařadili kupříkladu do centralitní třídy 50-100 %. Centralitní třídy tedy představují zlomek všech zaznamenaných srážek, které označujeme jako tzv. *minimum bias*, neboli *nejméně zkreslené*, přičemž samotná volba rozdělení jednotlivých tříd není pevně daná.

Vzhledem k tomu, že neexistuje přímý způsob, jakým přesně určit velikost srážkového parametru, je nutné tuto hodnotu určit nepřímou. Jednou z metod určení centrality srážky je měření energie deponované v detektorech *ZDC* a *VZERO* (viz kapitola 4.2) nacházejících se okolo trubice urychlovače před a za místem srážky (viz obrázek 2.1). Další možnou metodou je určení srážkového parametru prostřednictvím sledování počtu částic produkovaných během srážky.

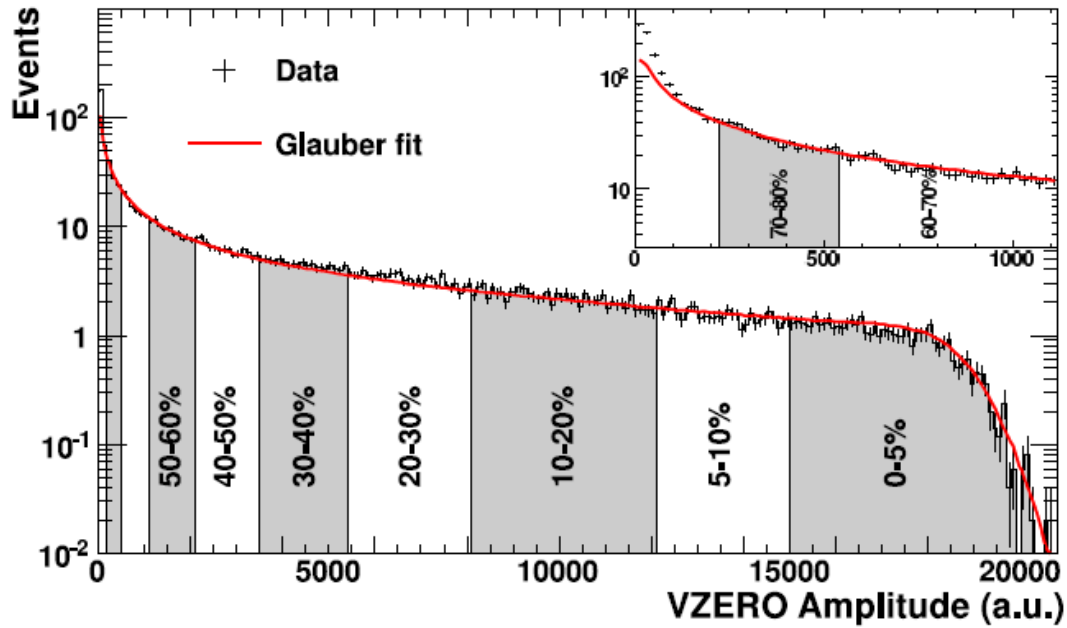
## 2.3 Multiplicita, účastníci a pozorovatelé

Jak bylo naznačeno výše, centralita, resp. velikost srážkového parametru, mimo jiné ovlivňuje i počet produkovaných částic často označovaný jako *multiplicita srážky*. Pro představu, multiplicita nabitých částic při srážkách Au-Au na experimentu RHIC o energiích  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dosahuje hodnot 5300 [25]. V případě jádro-jaderných srážek si můžeme snadno intuitivně představit, že čím je srážkový parametr menší, tím dochází k interakci většího množství nukleonů a tudíž i vyššímu počtu produkovaných částic.

Nukleony, které se během srážky účastní alespoň jedné neelastické binární srážky s nukleonem pocházejícího z druhého jádra, jsou označovány jako *účastníci* a jejich počet se běžně značí  $N_{part}$ . Ostatní nukleony, tj. ty, které se nesrazí, označujeme jako *pozorovatele* a jejich počet  $N_{spec}$ <sup>2</sup>. Během jádro-jaderné srážky tudíž pro množství

<sup>1</sup>Ang. *impact parametr*.

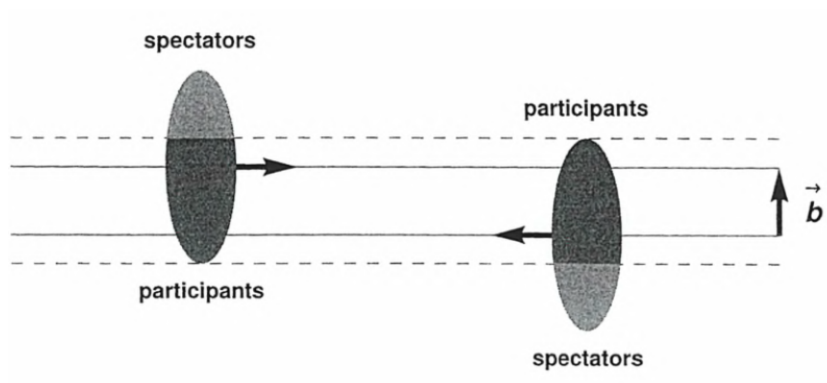
<sup>2</sup>Z ang. pojmů *participant* - účastník; a *spectator* - pozorovatel.



Obrázek 2.1: Histogram znázorňující závislost počtu srážek vzhledem k amplitudě zachycené VZERO detektorem a jejich rozdělení dle centrality. Převzato z [24].

pozorovatelů a účastníků platí vzorec (2.1), ve kterém  $A_1$  a  $A_2$  představují nukleonová čísla nalétávajících jader. Příklad takové srážky je znázorněn na obrázku 2.2.

$$A_1 + A_2 = N_{part} + N_{spec} \quad (2.1)$$



Obrázek 2.2: Geometrie semi-centrální srážky dvou Lorentzovsky kontrahovaných těžkých jader. Tmavá oblast znázorňuje účastníky a světlá pozorovatele. Vektor  $\vec{b}$  představuje srážkový parametr. Převzato z [23].

Srážky s největším počtem  $N_{part}$ , resp. multiplicitou, označujeme jako nejvíce centrální a naopak srážky s nízkým počtem  $N_{part}$  jako periferní.

## 2.4 Kinematické veličiny

Jednou z fyzikálních veličin, která má zásadní dopad na průběh a výsledek experimentů zkoumajících srážky částic, je *celková energie srážky*  $\sqrt{s}$ , jejíž velikost je dána vztahem (2.2) pro relativisticky invariantní energii. Je tudíž zřejmé, že se jedná o veličinu, jejíž hodnota se může lišit v závislosti na požadavcích daného experimentu.

$$\sqrt{s} = \sqrt{E^2 + P^2} \quad (2.2)$$

Při srážkách těžkých jader se různí i použité srážkové systémy, tj. samotná jádra, a tudíž i k nim příslušná nukleonová čísla<sup>3</sup>. Celková energie  $\sqrt{s}$  je energie celého jádra. Tento údaj ovšem není bez uvedení jejich nukleonového čísla příliš vypovídající. Z tohoto důvodu se mnohem častěji uvádí tzv. *energie srážky na nukleonový pár*  $\sqrt{s_{NN}}$ , což je, jak název napovídá, energie jedné srážky nukleon-nukleon (2.3), kde  $A_1$  a  $A_2$  jsou odpovídající nukleonová čísla.

$$\sqrt{s_{NN}} = \frac{2}{A_1 + A_2} \sqrt{s} \quad (2.3)$$

Takto definovaná veličina je již vhodná pro snadné srovnání mezi jednotlivými experimenty, jejichž srážkové systémy a celkové energie se mohou mezi sebou lišit. Pokud jsou k dispozici pouze údaje o celkové energii srážky, je nutná znalost dodatečných informací o struktuře srážkových systémů, které jsou již automaticky zohledněny v případě energie srážky na nukleonový pár.

Jak již bylo řečeno, celková energie srážky, resp. energie urychlovaných částic, je proměnnou veličinou. Z tohoto důvodu je vhodné, stejně jako v případě energie srážky na nukleonový pár  $\sqrt{s_{NN}}$ , zavést pro popis experimentu dobře měřitelné veličiny, které na této proměnné nebudou závislé, tj. ty, které jsou Lorentzovsky (relativisticky) invariantní vůči směru pohybu.

Takovými veličinami jsou mimo jiné „příčné“ veličiny, tj. takové, jejichž směr je kolmý na směr pohybu svazku a leží v příčné popsané rovině  $xy$ . Každou obecnou vektorovou veličinu  $\vec{F}$  můžeme dle vztahu (2.4) rozložit do dvou vzájemně kolmých směrů: podélného  $\vec{F}_{\parallel}$  a příčného  $\vec{F}_{\perp}$ . Dle konvence je možné i následující značení: pro podélnou složku  $\vec{F}_L$  a příčnou složku  $\vec{F}_T$ <sup>4</sup>.

$$\vec{F} = \vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp} = \vec{F}_L + \vec{F}_T \quad (2.4)$$

V kartézských souřadnicích pak pro velikosti těchto složek platí

$$F_L = F_z \quad (2.5)$$

$$F_T = \sqrt{F_x^2 + F_y^2}. \quad (2.6)$$

<sup>3</sup>Ve většině případů dochází ke srážkám dvou strukturně identických jader.

<sup>4</sup>Z ang. *longitudinal* - podélný; *transverse* - příčný.

Takovýmto způsobem lze definovat podélné a příčné složky rychlosti  $v$  či hybnosti  $p$ . I když hmotnost  $m$  není vektorovou veličinou, lze definovat *příčnou hmotnost částice*, označovanou  $m_T$ , danou vztahem

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}. \quad (2.7)$$

## 2.5 Rapidita a pseudorapidita

Jak již bylo zmíněno, srážené částice jsou zpravidla urychlovány na velmi vysoké rychlosti srovnatelné s rychlostí světla a tudíž jsou popisovány relativistickými vztahy. Při energiích srážek  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  GeV je hodnota *Lorentzova  $\gamma$  faktoru* přibližně rovna 2,7. Při mnohem vyšších energiích jako  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV dosahuje tento  $\gamma$  faktor hodnoty 2700 [23]. V důsledku takto vysokých hodnot  $\gamma$  faktoru jsou jádra povětšinou znázorňována jako elipsy kvůli *Lorentzovské kontrakci délek* ve směru pohybu, jak je vidět například na obrázku 2.2.

Pro popis systému je proto vhodné použít namísto klasické rychlosti  $v$  veličinu nazývanou *rapidita*  $y$ , definovanou vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_T}{E - p_T} = (\tanh \frac{p_T}{E})^{-1} = (\tanh v_T)^{-1}, \quad (2.8)$$

která je aditivní při Lorentzovské transformaci vůči posunu podél osy  $z$ . Díky takto definované veličině je možné určit hodnotu energie a podélné hybnosti částice, dle vztahu (2.9), resp. (2.10).

$$E = p_0 = m_T \cosh y \quad (2.9)$$

$$p_L = p_3 = m_T \sinh y \quad (2.10)$$

Podobně lze zavést i tzv. *pseudorapiditu*  $\eta$  (2.11).

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} = \ln \cot \frac{\theta}{2} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.11)$$

Ze vztahu (2.11) je vidět, že pseudorapidita je dána pouze hodnotou azimutálního úhlu  $\theta$ , a lze ji tudíž, na rozdíl od rapidity, relativně snadno experimentálně určit.

Vztahy mezi těmito dvěma veličinami jsou dány následujícími převodními vztahy

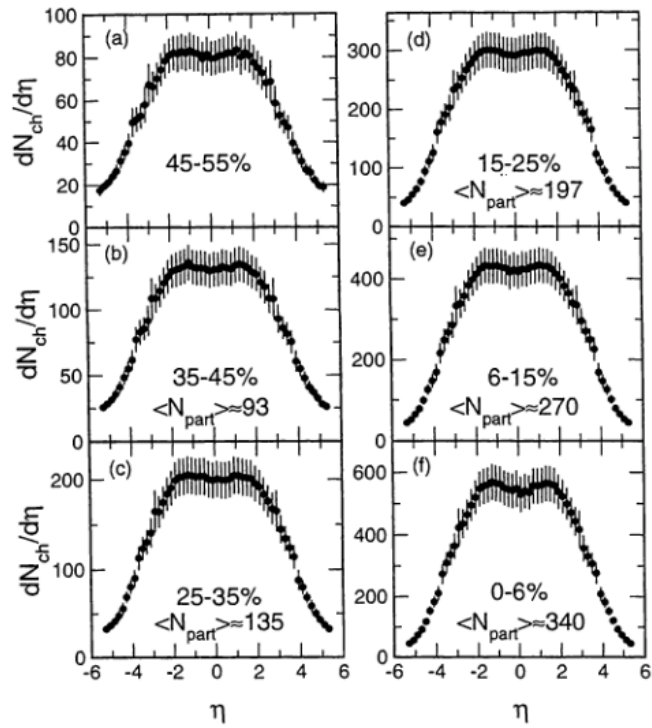
$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{(p_T^2 \cosh \eta)^2 - m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{(p_T^2 \cosh \eta)^2 - m^2} - p_T \sinh \eta}, \quad (2.12)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{(m_T^2 \cosh y)^2 - m^2} + m_T \sinh y}{\sqrt{(m_T^2 \cosh y)^2 - m^2} - m_T \sinh y}. \quad (2.13)$$

Situace je mnohem jednodušší v případě, kdy  $m \rightarrow 0$ . Tehdy jsou si hodnoty rapidity a pseudorapidity rovny.

V těžištové souřadné soustavě se oblast odpovídající  $y \approx \eta \approx 0$  nazývá *oblast centrální rapidity*, nebo také *midrapidita*.





Obrázek 2.3: Graf znázorňující rozdělení multiplicity produkovaných částic v závislosti na pseudorapiditě pro šest centralitních tříd při srážkách Au+Au při  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV změřené kolaborací PHOBOS. Převzato z [23].

# Kapitola 3

## Kvark-gluonová plazma

Na vysokoenergetické jaderné (ale i částicové) srážky popsané v kapitole 2 je možné nahlížet také jako na děje, při kterých dochází k produkci velkého množství silně interagujících částic. Jak již bylo zmíněno v kapitole 1.1, teorií zabývajících se takovými interakcemi je *kvantová chromodynamika*<sup>1</sup>.

V této kapitole se nejprve seznámíme se základními rysy teorie kvantové chromodynamiky a fázovým diagramem jaderné hmoty. Dále se budeme zabývat obrazem časoprostorového vývoje média vznikajícího v důsledku srážek těžkých jader a nakonec se zmíníme o některých možnostech studia QGP a jevy s nimi spojenými.

### 3.1 Kvantová chromodynamika

Zrod kvantové chromodynamiky (dále QCD), coby teorie popisující silnou interakci, lze datovat do roku 1966, kdy americký fyzik Yoichiro Nambu navrhl koncept barevného náboje [26] stručně popsaného v kapitole 1.

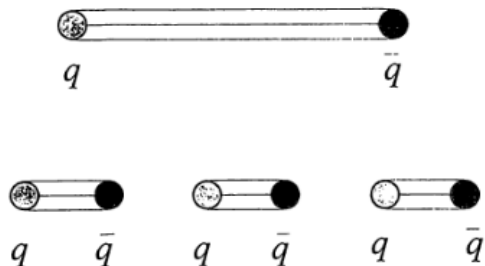
Silná interakce pevně svazuje kvarky uvnitř hadronů prostřednictvím kalibračních bosonů, gluonů. QCD poskytuje několik zásadních poznatků o dynamice chování jak kvarků, tak gluonů, potřebných pro pochopení chování a struktury hmoty. Jedním z těchto poznatků je vlastnost nazývaná *asymptotická volnost*, kdy se síla interakce stává asymptoticky slabší se vzdáleností nebo rostoucí energií. Tato skutečnost tak v těchto oblastech umožňuje použití poruchového počtu QCD (viz níže).

S tím souvisí druhá významná vlastnost QCD a tou je *uvěznění*. Na rozdíl od elektromagnetické nebo gravitační interakce, při kterých síla vazby mezi elektricky nabitými, resp. hmotnými objekty, klesá s rostoucí vzdáleností, vazebná energie mezi dvěma vzájemně se vzdalujícími kvarky roste. Při snaze oddělit od sebe dvojici kvarků bude síla vazby růst do té chvíle, dokud nedojde k překročení jisté kritické vzdálenosti, při které bude potenciální energie dostatečně velká na to, aby došlo k tvorbě nového páru kvark a antikvark z vakua. Tím dojde k přerušení původní vazby, které lze v jistém smyslu přirovnat k přetržení pružiny svazující dvě tělesa.

---

<sup>1</sup>Z lat. *chromo* - barva.

Tato skutečnost, zachycená na obr. 3.1, je hlavním důvodem toho, proč jsou v běžných podmínkách kvarky tzv. „uvězněné“ v hadronech. Za objev asymptotické volnosti získali její objevitelé David Gross, David Politzer a Frank Wilczek v roce 2004 Nobelovu cenu [27].



Obrázek 3.1: Schéma mechanismu asymptotické volnosti, kdy dojde k rozštěpení původního páru kvark a antikvark kvůli rostoucí energii vazby vlivem zvětšující se vzdálenosti mezi nimi. Převzato z [23].

Další vlastností QCD je tzv. *spontánní narušení chirální symetrie*<sup>3</sup>, za jejíž pochopení získal Yoichiro Nambu v roce 2008 Nobelovu cenu [28]. Chirální symetrie je spojená s invariancí částic vůči prohození prostorových souřadnic soustavy (parity).

Vzhledem ke komplexnosti silné jaderné interakce (resp. jejího lagrangiánu), se v praxi používají pro výpočet teoretických předpovědí této teorie dvě metody. První z nich je výpočet prostřednictvím poruchového režimu, kdy se hamiltonián  $H$  problému rozdělí do dvou členů: na známou, či relativně snadno odvoditelnou, část  $H_0$  a komplikovanou část  $W$ , tzv. *poruchu* (3.1).

$$H = H_0 + W \quad (3.1)$$

V takovém případě mluvíme o *poruchové kvantové chromodynamice* (pQCD), kterou lze použít pouze v případech relativně malých odchylek (poruch) od skutečného lagrangiánu. V závislosti na řádu poruchy se jedná o tzv. *leading order* (LO), *next-to-leading order* (NLO), atd. Druhým, složitějším způsobem jsou tzv. *výpočty na mříž* (lattice<sup>4</sup> QCD). Tento výpočet je možné použít i tam, kde poruchová teorie použita být nemůže, avšak jedná se o mnohem komplikovanější a náročnější metodu (i při použití výpočetních sítí), kdy se fázový prostor rozdělí do čtvercové sítě, v jejíž vrcholech pak probíhají parametrické výpočty.

## 3.2 Fázový diagram hmoty

Při ultra-relativistických srážkách těžkých jader na vysokoenergetických urychlovačích dochází v místě srážky k nastolení extrémních podmínek. Řádově se jedná

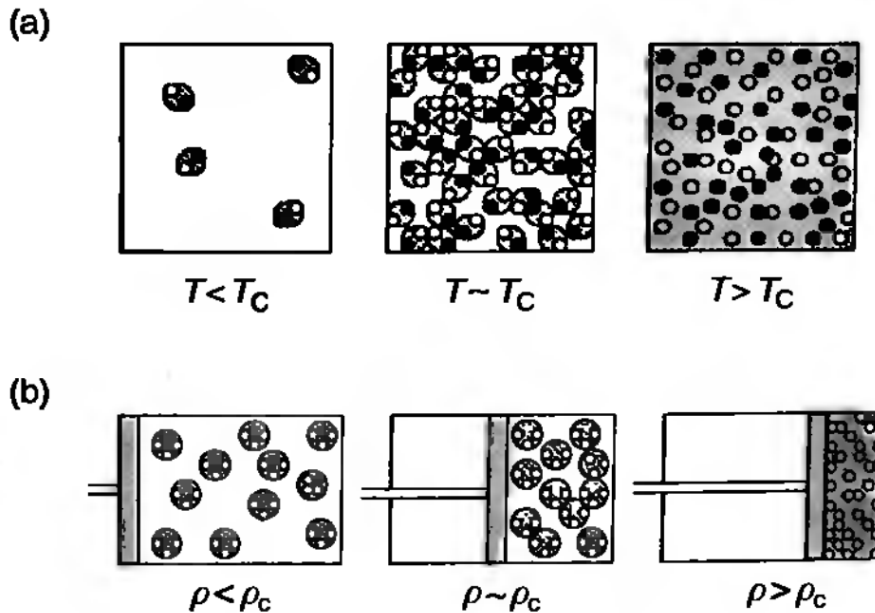
<sup>2</sup>Můžeme také použít pojem *konfinované*, z ang. *confinement*.

<sup>3</sup>Z řeckého *chiral* - ruka. Jedná se o „levo/pravorukost“ částic.

<sup>4</sup>Z ang. *lattice* - mříž.

o teploty  $10^{12}$  K a hustoty  $10^{12}$   $\text{kg}\cdot\text{cm}^{-3}$  [26]. Pro představu, teplota jádra Slunce je řádově  $10^7$  K a hustota vzácných kovů, jakými jsou např. zlato či Iridium, se pohybují okolo  $2\cdot 10^4$   $\text{kg}\cdot\text{cm}^{-3}$ . V důsledku toho dochází k formování nového stavu hmoty tvořeného směsí gluonů a kvarků, které se nachází v tzv. *dekonfinovaném* stavu, tj. nejsou „uvězněny“ uvnitř hadronů. Toto velmi horké a husté médium nazýváme *kvark-gluonová plazma* (dále QGP).

To, jak docílit takového stavu hmoty, lze zjednodušeně popsat prostřednictvím dvou dějů. Prvním z nich je adiabatické stlačování velkého množství baryonů. V důsledku této komprese dojde k postupnému zvyšování jejich hustoty. V okamžiku, kdy hustota baryonů překročí jistou kritickou mez  $\rho_c$ , přejde systém baryonů do stavu zdegenerované kvarkové hmoty. Druhým dějem je termální excitace hadronů z vakua. S rostoucí teplotou poroste množství částic v systému, až dokud opět nedojde k překročení kritické energie  $T_c$ , kdy se tato soustava částic „rozpustí“ na směs kvarků a gluonů. Oba tyto děje jsou schématicky znázorněny na obrázku 3.2.

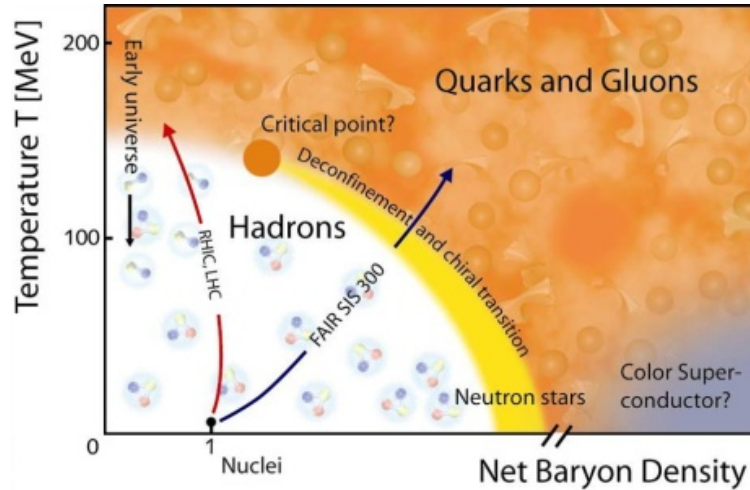


Obrázek 3.2: Schéma formování kvark-gluonového plazmatu prostřednictvím zvyšování (a) teploty nebo (b) hustoty baryonů.  $T_c$  a  $\rho_c$  značí kritickou teplotu, resp. hustotu, při které dochází k fázovým přechodům hmoty. Převzato z [26].

*Fázový diagram jaderné hmoty*, jehož schéma je zachyceno na obrázku 3.3, popisuje výše popsané fázové přechody hmoty<sup>5</sup>. V běžných podmínkách, tj. při relativně nízké teplotě a baryonové hustotě<sup>6</sup>, se kvarky vyskytují pevně vázány uvnitř

<sup>5</sup>Takovýto diagram je možné v jistém smyslu přirovnat ke známému fázovému diagramu vody, zachycující závislost mezi tlakem a teplotou, při kterých mění voda své skupenství. Linie znázorňují fázový přechod mezi tuhým, kapalným a plynným skupenstvím, tj. vypařování/kapalnění, tuhnutí/tání a (de)sublimaci

<sup>6</sup>Běžněji se namísto baryonové hustoty v literatuře uvádí spíše *baryochemický potenciál*  $\mu_B$ . Ten si můžeme zjednodušeně představit jako prostou hustotu baryonů.



Obrázek 3.3: Schéma fázového diagramu jaderné hmoty znázorňující přechod mezi hadronovým stavem (při nízkých teplotách a celkové baryonové hustotě) a kvark-gluonové plazmy. Žlutá linie znázorňuje fázový přechod prvního druhu končící kritickým bodem, za kterým následuje tzv. cross-over přechod. Dále zde jsou znázorněny oblasti fázového diagramu, které jsou předmětem studia experimentů na urychlovačích LHC, RHIC a SIS 300. Převzato z [29].

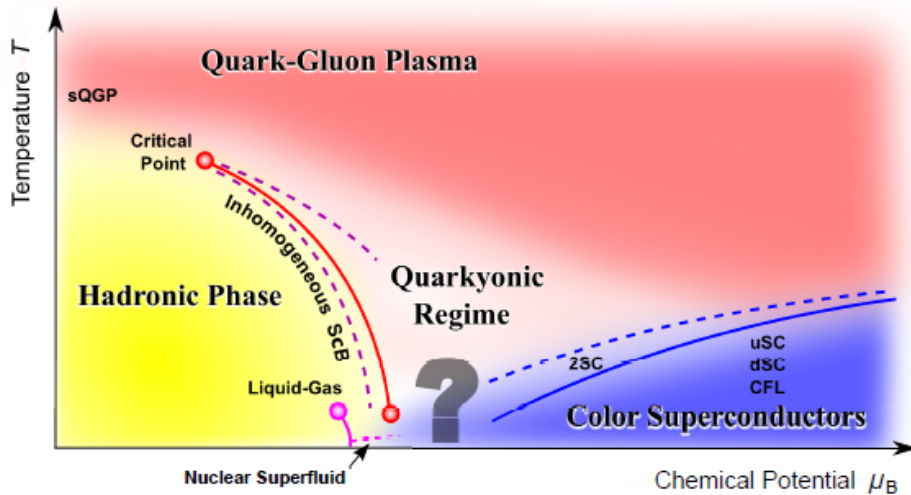
hadronů. Při zvyšující se teplotě (a)nebo baryonové hustotě nastává vlivem kombinace výše popsaných mechanismů fázový přechod, na jehož konci se médium vyskytuje ve stavu QGP, tj. ve stavu směsi nekonfinovaných kvarků a gluonů.

Pro vysoké hodnoty baryonové hustoty nastává *fázový přechod I. druhu*, což je pozvolný přechod mezi fázemi (vyskytující se například u tání ledu nebo vypařování vody). Při vysokých teplotách a nízkých hodnotách baryonové hustoty ovšem nastává tzv. *cross-over*, který si můžeme pro jednoduchost představit jako velmi rychlou, takřka okamžitou fázovou přeměnu. Hranici mezi těmito dvěma přechody tvoří *kritický bod* teploty  $T_c$ , jehož přibližná hodnota se pohybuje okolo  $T_c \approx 170$  MeV [30].

Dle současného vývoje studia fázových přechodů jaderné hmoty, popsaného v [31], je možné na kritický bod nahlížet jako na *trojný bod* fázového přechodu mezi hadronovou hmotou, kvark-gluonovou plazmou a *kvarkyonovou hmotou*<sup>7</sup>. Vzhledem k tomu, že tento stav nebyl dosud pozorován, neexistuje kvalitativně přesná definice, ale je možné tento stav velmi zjednodušeně připodobnit k baryonové hmotě, jejíž tlak je zapříčiněn hlavně kvarky. Schéma příslušného fázového diagramu je zachyceno na obrázku 3.4.

Hlavní motivací ke studiu QGP je, že v důsledku těchto extrémně vysokých hodnot teplot a tlaků je možné očekávat výskyt tohoto stavu hmoty jednak v centru velmi hmotných kompaktních neutronových hvězd a také na počátku samotného Vesmíru, přibližně  $10^{-5}$  s po Velkém třesku [26]. Z tohoto důvodu jsou tyto srážkové experimenty těžkých jader označovány jako *Malý třesk* [23]. Srážky těžkých jader

<sup>7</sup>Resp. kvark-baryonovou hmotu. Z ang. *quarkyonic* = quark + baryonic [31].



Obrázek 3.4: Schéma fázového diagramu jaderné hmoty zachycující závislost fázových přechodů mezi hadronovou hmotou, kvarkyonovou hmotou a kvark-gluonovou plazmou na teplotě  $T$  a baryochemickém potenciálu  $\mu_B$ , ve kterém hraje kritický bod  $T_c$  funkci trojného bodu. Převzato z [31].

tak v jistém smyslu znamenají pomyslnou inter-disciplinární spojnici mezi dvěma klíčovými koncepty moderní fyziky: částicovou fyzikou (jejíž základy jsou popsány v kapitole 1) a kosmologií, které nám mohou zodpovědět některé fundamentální otázky o struktuře světa kolem nás.

### 3.3 Časový vývoj jaderné hmoty

Médium vznikající při ultra-relativistických srážkách těžkých jader prochází po celou dobu, od okamžiku srážky až po zaznamenání produkovaných částic uvnitř detektoru, několika odlišnými fázemi.

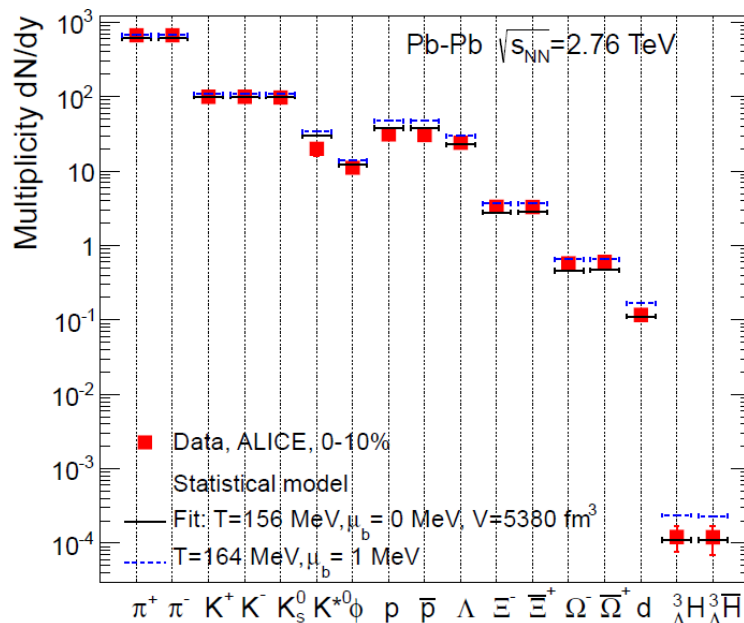
První z nich nastává v přímém důsledku srážky dvou jader, při které vzniká velmi horká a hustá směs kvarků a gluonů, běžně označována jako *ohnivá koule*<sup>8</sup>. Takovýto systém se snaží navrátit do stavu tepelné rovnováhy, díky čemu dochází k jeho rychlé expanzi, čímž dochází ke snižování tlaku a teploty média. Experimentální data naznačují, že médium projde těmito prvními dvěma fázemi vývoje velmi rychle. Časový úsek od okamžiku srážky až po dosažení tepelné rovnováhy je omezen horní limitou  $\tau_{therm} = 1 \text{ fm}/c$  [23].

Je-li *termalizace*, tj. proces návratu do tepelné rovnováhy, dostatečně rychlá, dochází k formování QGP, která se nachází v lokální rovnováze. V takové situaci lze použít k popisu jejího následného vývoje rovnice *relativistické hydrodynamiky dokonalé tekutiny*, které zachycují lokální zákony zachování základních fyzikálních vlastností, jakými jsou energie, hybnost, baryonové číslo, podivnost, aj. [23].

<sup>8</sup>Z ang. *fireball*.

Po výše diskutovaných fázích časového vývoje média nastává velmi významný proces *hadronizace*. Jedná se o děj, při kterém dochází k rekombinaci kvarků obsažených v médiu zpět do kompozitních částic. Ten nastane tehdy, klesne-li teplota pod kritickou hodnotu  $T_c$ , tj. dojde-li k fázovému přechodu mezi QGP a hadronovou hmotou, diskutovanému v předchozí sekci 3.2. Následně se odehrají dva po sobě jdoucí děje, při kterých v jistém smyslu dochází k zafixování výsledných vlastností částic. Z tohoto důvodu jsou tyto fáze označovány jako *freeze-out*, neboli *zamrznutí*.

Prvním z nich je *chemický freeze-out*. Při dalším ochlazení média začínají převažovat pružné srážky nad těmi nepružnými. Klesne-li teplota natolik, že její hodnota překročí  $T_{ch}$ , ustanou nepružné srážky úplně. Tento okamžik označujeme jako chemický freeze-out. V důsledku toho dojde k zafixování produkce hadronů. Za předpokladu, že hadrony vykazují chování podobné rozpínajícímu se dokonalému plynu, můžeme popsat změřené poměry multiplicity produkovaných částic prostřednictvím několika termodynamických parametrů (viz [32]). Tento přístup, který je běžně označován jako *termální* nebo *statistický model*, je velmi úspěšný při popisu dat získaných při energiích běžně dosahovaných na experimentech AGS, SPS a RHIC [23]. Srovnání předpovědi statistického modelu s reálnými daty při LHC energiích získaných experimentem ALICE je znázorněno na obrázku 3.5.



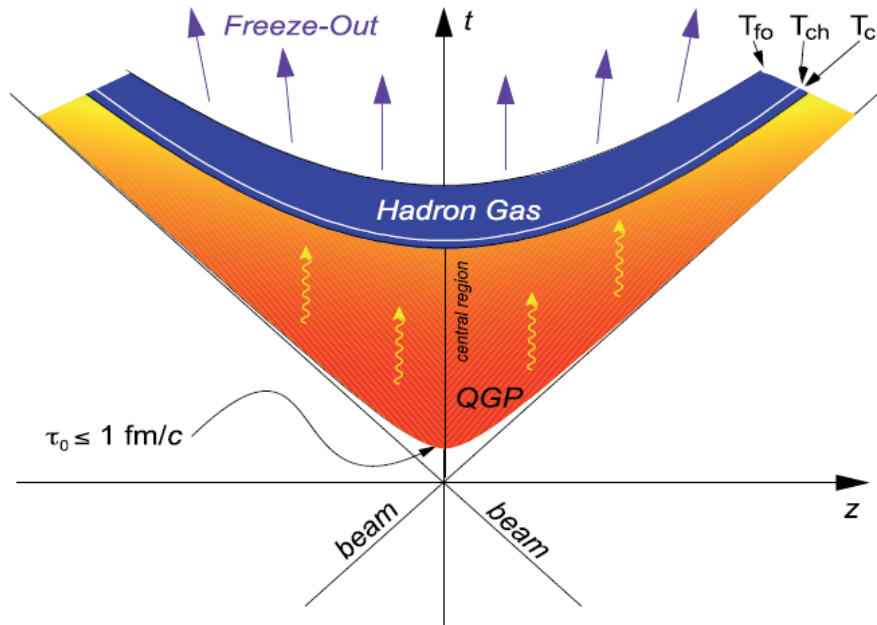
Obrázek 3.5: Srovnání multiplicity různých druhů produkovaných hadronů získaných experimentem ALICE s výpočty statistického modelu (modrá přerušovaná čára) a hodnota  $T_{ch}$  získaná fitem (černá čára). Převzato z [33].

Poslední fází vývoje je *teplotní zamrznutí*, při kterém dochází vlivem expanze média k růstu střední hodnoty *volné dráhy*  $\lambda_{mfp}$  částic, což je vzdálenost, kterou daná částice urazí, než dojde k její srážce s jinou částicí. S touto veličinou je spojen  $\tau_{coll}$ , což je časový interval ohraničený dvěma srážkami jedné částice, který je dán vztahem  $\tau_{coll} \sim \lambda_{mfp}/c$ . O termálním freeze-outu lze mluvit tehdy, je-li míra expanze

média větší než  $\lambda_{mfp}$ , k čemuž dochází při jisté teplotě  $T_{fo}$ . To si lze zjednodušeně představit tak, že se za  $\tau_{coll}$  rozměry média zvětší o mnoho více než je hodnota  $\lambda_{mfp}$ . V takovém případě dochází k tomu, že částice uvnitř média přestanou navzájem interagovat (srážet se), což vede k zafixování rozdělení hybností produkovaných částic, které lze následně detekovat.

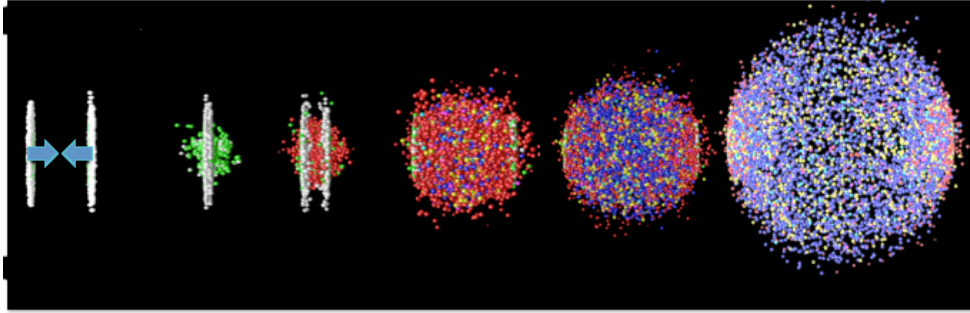
Výše popsaný časový vývoj média je znázorněn na obrázku 3.6. V okamžiku srážky dochází k formování velmi husté a horké hmoty, která vlivem rozpínání chladne. Velmi brzy ( $\tau_0 \leq 1 \text{ fm}/c$ ) dochází k formování QGP, která dále chladne, dokud její teplota neklesne pod kritickou hodnotu  $T_c$ , při které se odehraje fázový přechod na jehož konci přejde do hadronové hmoty. Ta následně projde nejprve chemickým (při  $T_{ch}$ ) a poté termálním freeze-outem (při  $T_{fo}$ ). V konečné fázi časoprostorového vývoje lze zaznamenat průchod (nabitých) hadronů detektorem.

Pro úplnost je vhodné dodat, že se nejedná o naprosto homogenní médium. Tato skutečnost je argumentem k tomu, že výše popsané fáze nemusí nastávat globálně, tj. ve stejný okamžik v rámci celého média.



Obrázek 3.6: Diagram časoprostorového vývoje média produkovaného při jádro-jaderných srážkách. Na svislé ose je znázorněn časový vývoj v čase  $t$ , na ose  $z$  je pak prostorový vývoj, průsečík značí místo a čas srážky. V rané fázi vývoje dochází k formování QGP, které vlivem vysokých teplot expanduje a tak chladne, dokud nepřekročí teplotu  $T_c$ , při které dochází k fázovému přechodu, na jehož konci a po následném freeze-outu dostáváme detekovatelné hadrony. Převzato z [34].





Obrázek 3.7: Schématické znázornění časového vývoje srážky dvou Lorentzovsky kontrahovaných těžkých jader. Po srážce dochází k formování hustého a horkého média, které zapříčiní jeho následnou expanzi ve snaze navrátit se do termální rovnováhy. Proces končí fází hadronizace a zafixováním některých vlastností systému.

## 3.4 Možnosti studia QGP

Hmota vznikající v důsledku ultra-relativistických jaderných srážek těžkých jader existuje pouze po velice krátkou dobu, řádově několik  $\text{fm}/c$ . Z tohoto důvodu je studium takového média v tak extrémních podmínkách velmi obtížné. Proto je nutné hledat a následně zkoumat vhodné sondy, které mohou poskytnout cenné informace a rozšířit tak naše znalosti o tomto stavu hmoty. V této sekci se seznámíme s některými vhodnými sondami studia QGP.

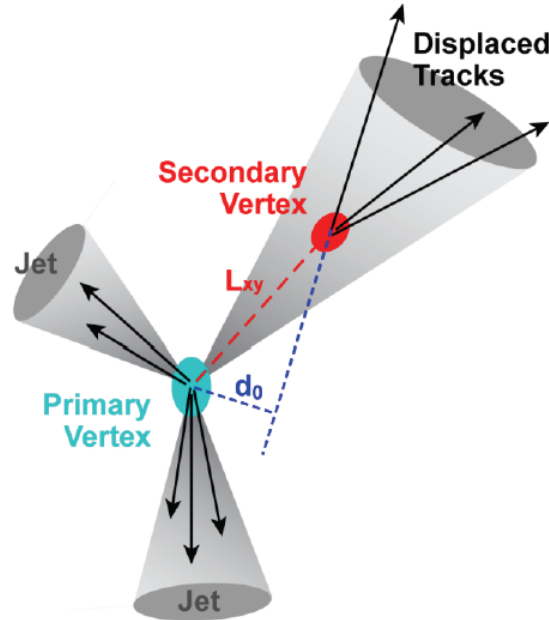
### 3.4.1 Zhášení jetu

Energetické *partony*<sup>9</sup>, vznikající v tvrdých procesech, vyzařují další, méně energetické partony, kterými mohou být méně energetické kvarky (resp.  $q\bar{q}$  páry), nejčastěji však gluony. Tyto kvarky a gluony pak tvoří tzv. *partonovou spršku*. Výše uvedené partony nelze přímo detekovat. Namísto toho jsme ovšem schopni zaznamenat tzv. *vedoucí hadron*, což je částice vzniklá hadronizací vysoce energetického partonu, a příslušné „doprovodné“ částice pocházející z hadronizace partonové spršky.

V této souvislosti se bavíme o tzv. *jetu*, který si lze zjednodušeně představit jako skupinu nebo spršku částic vzniklých z původního vysoce energetického partonu. Na takovýto objekt pak lze pohlížet jako na částici, jejíž vlastnosti jsou dány součtem vlastností částic, ze kterých se skládá. Jetu tudíž můžeme přiřadit vlastní hybnost, energii, elektrický náboj, apod. Jedním z možných argumentů pro zavedení takového objektu je celkové zjednodušení a zpřehlednění situace v případě srážek s relativně vysokou multiplicitou detekovaných částic, jakými jsou například srážky těžkých jader.

<sup>9</sup>Parton je termín označující částici, která tvoří hadron. Odtud název parton - z ang. *part* - část. Tento pojem byl zaveden v roce 1969 Richardem Feynmannem ve spojitosti s tzv. *partonovým modelem*.

Pro rekonstrukci jetů, tj. zpětné seskupení detekovaných částic, slouží tzv. *jet algoritmy*. Pomocí těchto algoritmů je v určitých případech možné zrekonstruovat celou spršku. V rámci této práce se nebudeme zabývat jejich dalším popisem, jen uvedu názvy nejpoužívanějších z nich:  $k_T$ , anti- $k_T$ , SISCone (pro detailnější popis jet algoritmů, viz [35], [36]).



Obrázek 3.8: Schéma jetů. Černé šipky znázorňují částice, ze kterých se jet skládá, vzniklé hadronizací partonové spršky v primárním vrcholu (modře), nebo rozpadem těžších hadronů v místě sekundárního vrcholu (červeně). Převzato z [37].

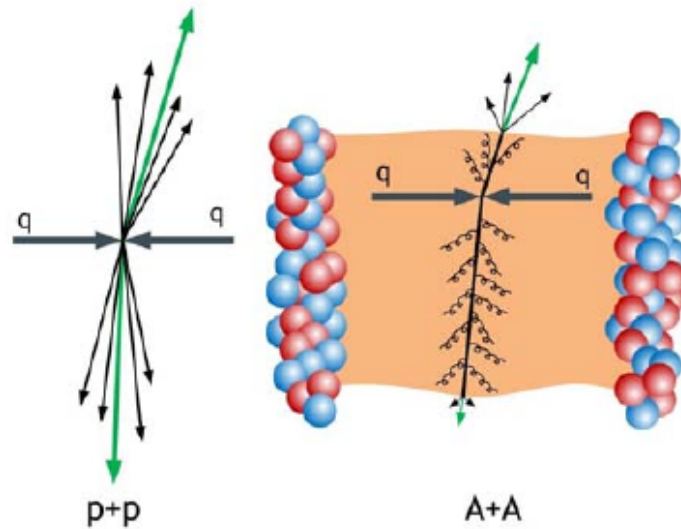
Ve srážkách, při kterých dochází k přenesení relativně velké  $p_T$ , mohou vzniknout dva *partony*, které poté vytvoří partonovou spršku. Ta hadronizuje, vzniklé částice jsou zachyceny v detektoru a následně zanalyzovány jako dva protichůdné jety, tzv. *di-jety*.

Prochází-li takovýto počáteční parton s velkou  $p_T$  anebo  $m_T$ , které označujeme jako tzv. *tvrdé sondy*<sup>10</sup>, při své cestě od místa vzniku k detektoru skrze husté silně interagující médium, jakým může být například kvark-gluonová plazma, dochází k energetickým ztrátám vlivem průchodu tímto médiem. Při následné hadronizaci tak může vzniknout menší počet produkovaných částic. To zapříčiní modifikace v experimentálně určeném spektru jetů a jeho vlastností. Tento jev je běžně označován jako tzv. *jet quenching*, neboli *zhášení jetů*.

Tento jev je znázorněn na obrázku 3.9, kde je v pravé části znázorněn vznik di-jetu v důsledku srážky dvou protonů, při které nevzniká horké a husté médium. Při srážkách dvou těžkých jader, jak je znázorněno v pravé části, lze naopak zřetelně

<sup>10</sup>Z ang. *hard probes*.

vidět energetické ztráty zapříčiněné průchodem partonu skrze silně interagující médium. Černé šipky mohou představovat jistou vlastnost dílčích částic, kterou může být například  $p_T$  nebo  $E_T$  (z důvodů uvedených v kapitole 2.4). Dále budeme bez újmy na obecnosti předpokládat, že se jedná o  $p_T$ . Zelená šipka znázorňuje  $p_T$  celého jetu, jejíž hodnota je dána součtem hodnot  $p_T$  všech dílčích částic, ze kterých se příslušný jet skládá. Lze snadno nahlédnout, že při srážkách proton-proton je velikost  $p_T$  obou jetů srovnatelná. Kdybychom ovšem tuto situaci přenesli do kontextu srážek těžkých jader, tj. umístili bychom identický systém částic do silně interagujícího média, detekovali bychom dva jety, jejichž velikosti  $p_T$  by byly menší, než v předchozím případě. Jak lze vidět, finální vlastnosti jetu neovlivní jen samotná přítomnost média, ale i to, v kterém místě došlo k vytvoření původních partonů, tj. důležitým faktorem je i geometrie a rozměry média.



Obrázek 3.9: Schéma jevu zhášení jetů. Vlevo je zachycen vznik dvou protichůdných jetů v důsledku srážky, při níž nedochází k vytvoření média (např. srážky proton-proton). Vpravo jsou znázorněny energetické ztráty partonů při průchodu silně interagujícím médiem vznikajícím při jádro-jaderných srážkách. Převzato z [38].

Energetické ztráty, které jsou zapříčiněny elastickými srážkami partonu se samotnými konstituenty média (tento jev převažuje při malých hybnostech) a radiačními ztrátami (převažujícími při vyšších hybnostech) ve formě emise gluonů, *gluonstrahlung*, poskytují základní informace o médiu. Obecně závisí jednak na vlastnostech prolétávající částice, ale také na vlastnostech média [39]. Závislost radiačních ztrát energie je popsán rovnicí (3.2), kde  $\hat{q}$  je *transportní koeficient*, který má význam druhé mocniny hybnosti předané prolétávající částici za jednotku délky,  $\alpha_s$  je *vazebná konstanta silné interakce* a  $L$  je tloušťka média.

$$\Delta E_{rad} \sim \alpha_s \hat{q} L^2 \quad (3.2)$$

Z hmotnostní závislosti energetických ztrát vyplývá, že se jejich velikost v případě lehkých ( $u, d, s$ ) a těžkých ( $c, b, t$ ) kvarků liší. Vzhledem ke kinematickým omezením

je emise gluonů potlačena pro úhly  $\theta_0$  menší než je poměr (3.3) hmotnosti  $M$  a energie  $E$  prolétávajících částic [39]. Tento jev se nazývá *efekt mrtvého kužele*<sup>11</sup>, jehož důsledkem je vztah (3.4) popisující hmotnostní hierarchii, dle které by těžké kvarky měly ztrácet menší množství energie v podobě emise gluonů než kvarky lehké, případně samotné gluony.

$$\theta_0 = \frac{M}{E} \quad (3.3)$$

$$\Delta E_{rad}^{(g)} > \Delta E_{rad}^{(uds)} > \Delta E_{rad}^{(c)} > \Delta E_{rad}^{(b)} \quad (3.4)$$

### 3.4.2 Jaderný modifikační faktor

Vhodným nástrojem, jak popsat efekt média vytvořeného v důsledku jaderných srážek nejen kvalitativně, ale také kvantitativně je tzv. *jaderný modifikační faktor*  $R_{AA}$ , definovaný vztahem (3.5), kde  $\langle T_{AA}(b) \rangle$  je *funkce jaderného překryvu* úměrná střední hodnotě binárních srážek nukleon-nukleon  $N_{coll}$  a  $d^2N_{XX}/dydp_T$  je rozdělení výtěžku částic při srážkách X-X.

$$R_{AA}(b, y, p_T) = \frac{1}{\langle T_{AA}(b) \rangle} \frac{d^2N_{AA}/dydp_T}{d^2N_{pp}/dydp_T} \quad (3.5)$$

Jaderný modifikační faktor tedy udává srovnání mezi AA (očekávan vznik média) a p-p srážkami (bez přítomnosti média). Je-li hodnota  $R_{AA} < 1$ , pak mluvíme o tzv. *potlačení*, tj. počet produkováných částic při dané  $y$  s danou  $p_T$  v jádro-jaderných srážkách je menší, než v případě p-p srážek. Naopak při  $R_{AA} > 1$  dochází k *navýšení*<sup>12</sup>. V případě, kdy jsou výtěžky v obou případech srovnatelné, bude hodnota  $R_{AA}$  rovna jedné, tj. nepozorujeme žádný výrazný vliv média.

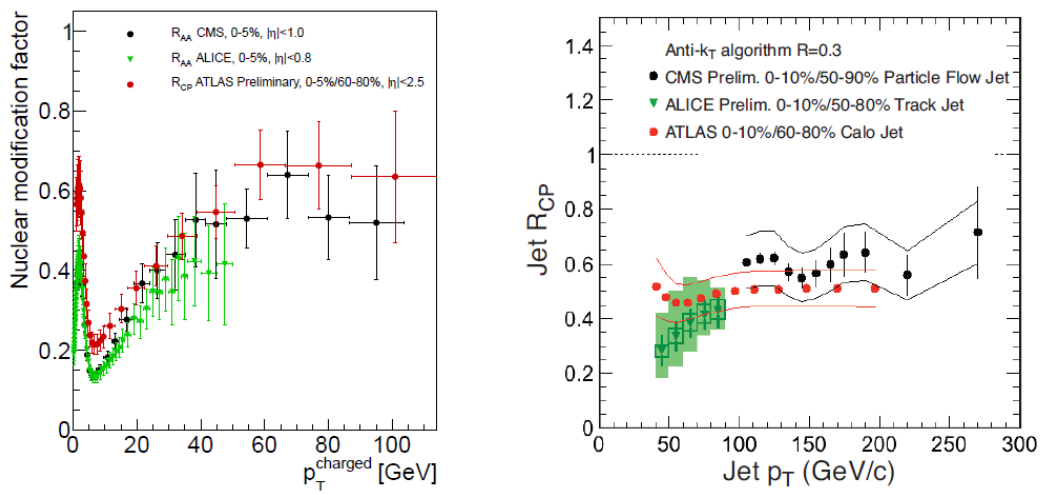
$$R_{CP}(y, p_T) = \frac{\langle N_{coll}^{per} \rangle}{\langle N_{coll}^{cent} \rangle} \frac{d^2N^{per}/dydp_T}{d^2N^{cent}/dydp_T} \quad (3.6)$$

Druhou možností, jak popsat vliv média, je pomocí faktoru  $R_{CP}$  (3.6), který srovnává výtěžek v jisté centralitní třídě, vzhledem k nejvíce centrálním srážkám. Důvodem je, že při centrálních srážkách dochází k interakci většího počtu nukleonů než v případě okrajových srážek a tudíž očekáváme formování většího objemu média. Význam  $R_{CP}$  je obdobný jako v případě  $R_{AA}$ .

Příkladem použití jaderného modifikačního faktoru je srovnání produkce nabitých částic a jetů určené kolaboracemi ALICE, ATLAS a CMS zachyceného na obrázku 3.10. V případě inkluzivní produkce nabitých částic pozorujeme silné potlačení, jehož faktor dosahuje až hodnoty 5 v oblasti okolo 5 - 15 GeV/c. Hodnota  $R_{CP}$  jetů se v případě experimentů ATLAS a CMS pohybuje v oblasti 0.4 - 0.7 napříč celým spektrem  $p_T$ .

<sup>11</sup>Z ang. *dead cone effect*.

<sup>12</sup>Z ang. pojmů *suppression*, resp. *enhancement*.



Obrázek 3.10: Srovnání jaderného modifikačního faktoru naměřeného experimenty ALICE, ATLAS a CMS na LHC jako funkce  $p_T$ . Vlevo: Produkce inkluzivních nabitých částic. Vpravo: Produkce jetů. Převzato z [40].

# Kapitola 4

## Experiment ALICE na LHC

Mezi nejvýznamnější experimentální centra zabývající se fyzikou ultra-relativistických jaderných srážek patří experiment STAR (*Solenoid Tracker At RHIC*) na urychlovači RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) v americkém výzkumném středisku Brookhaven National Laboratory a experiment ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) na urychlovači LHC (*Large Hadron Collider*) v Evropském centru pro jaderný výzkum CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*).

V této kapitole se nejprve seznámíme se základními údaji o synchrotronovém urychlovači LHC. Následně popíšeme jeden z experimentů probíhajících na tomto urychlovači, konkrétně experiment ALICE. V rámci této kapitoly se budeme převážně zabývat jeho technickou konstrukcí, principem činnosti hlavních detekčních podsystemů a jejich dopadem na fyzikální motivaci celého experimentu, kterou je studium kvark-gluonové plazmy. Tato kapitola byla vypracována na základě [41], [42].

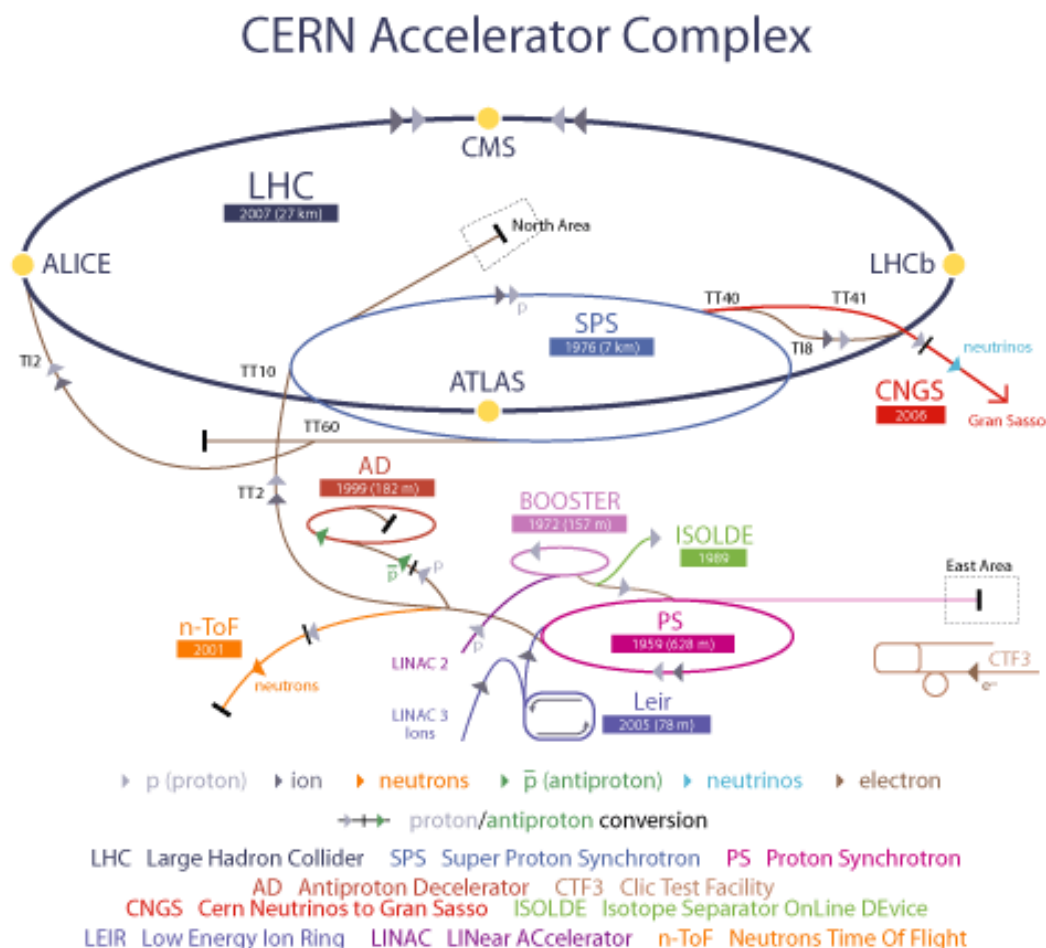
### 4.1 Urychlovač LHC

*Large Hadron Collider*, neboli *Velký hadronový urychlovač* (dále LHC), je v současné chvíli největším a nejvýkonnějším urychlovačem částic na světě. Jedná se o 26 km dlouhý, kruhový, synchrotronní urychlovač, nacházející se v hloubce několik desítek metrů pod zemským povrchem na francouzsko-švýcarských hranicích nedaleko Ženevy, sloužící k urychlování protonů a olovených jader [43].

Urychlovač je tvořen dvěma trubicemi, ve kterých obíhají v navzájem opačných směrech svazky částic. V trubicích musí být ultra-vysoké vakuum, aby se zabránilo jakýmkoliv nechtěným interakcím mezi atomy vzduchu a urychlovanými částicemi, které by znamenaly jejich ztrátu. Částicím je při průchodu rezonančními urychlovacími dutinami dodávána energie a jsou tak postupně urychlovány na rychlosti blízké rychlostem světla. K udržení vysokoenergetických částic na kruhové dráze je potřeba velmi silného magnetického pole, které je vytvářeno supravodivými magnety. Ty je nutné chladit pomocí tekutého hélia na teploty blízké 0 K. Z těchto důvodů je údržba LHC velmi náročným a nákladným procesem.

Před tím, než jsou částice přivedeny do LHC, musí nejprve projít soustavou dílčích urychlovačů, kde jsou urychlovány postupně na stále větší energie. Částice tak

zahájí cestu v lineárních urychlovačích LINAC, poté následují kruhové urychlovače PS a SPS, a nakonec jsou částice vpuštěny do LHC. Schéma celého urychlovacího komplexu CERN je znázorněno na obrázku 4.1.



Obrázek 4.1: Schéma komplexu CERN. Převzato z [44].

Urychlovač LHC je opatřen více než 1200 dipólovými magnety sloužícími k ohýbání trajektorie svazku částic, tj. k jejich udržení na kruhové dráze uvnitř urychlovacích trubec, a 392 kvadrupólových magnetů [41], které svazek zaostřují.

Když je rychlost, resp. energie, svazků dostatečná, dojde k jejich srážkám v jednom ze čtyř míst, kde se urychlovací trubice kříží. To jsou místa, kde se nacházejí hlavní experimenty na urychlovači LHC, kterými jsou ATLAS, ALICE, CMS a LHCb.

Rok	Systém	$\sqrt{s_{NN}}$ [TeV]
2009	p-p	0,9
2009	p-p	2,36
2010	p-p	7
2010	Pb-Pb	2,76
2011	p-p	2,76
2011	p-p	7
2011	Pb-Pb	2,76
2012	p-p	8
2012	p-Pb	5,02
2013	p-Pb	5,02
2013	p-p	2,76

Tabulka 4.1: Chronologický přehled energií svazků urychlovaných systémů během první fáze činnosti urychlovače LHC označované jako Run 1 (viz kapitola 4.3). Převzato z [45].

## 4.2 Detektor ALICE

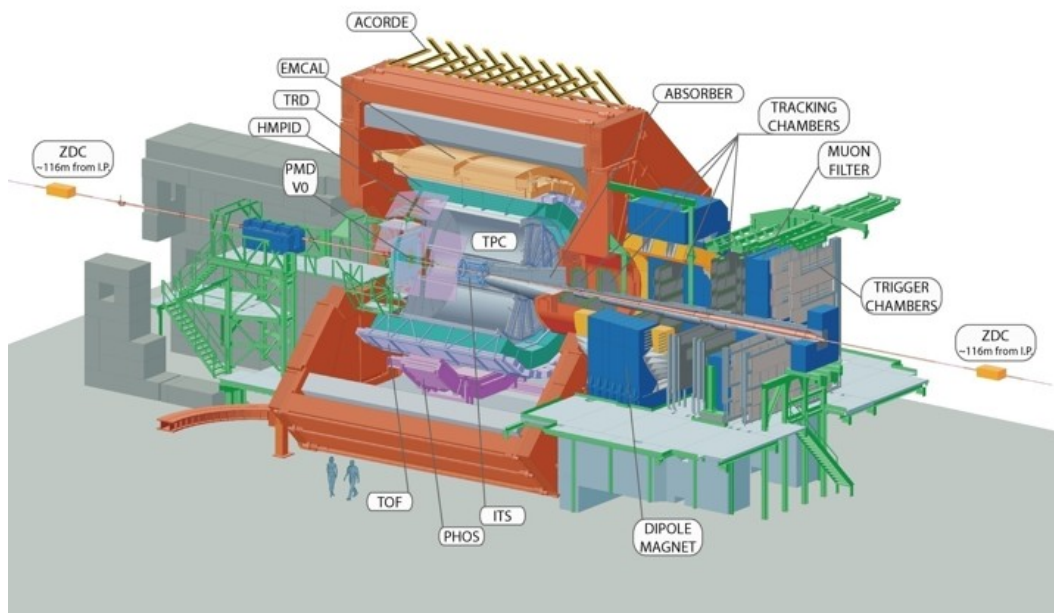
Experiment ALICE<sup>1</sup> byl navržen a postaven ve spolupráci 1000 fyziků a inženýrů z 105 institutů z 30 zemí světa [42]. Hlavní motivací celého projektu je studium ultra-relativistických srážek těžkých jader, které může rozšířit dosavadní informace o fundamentálních vlastnostech silně interagující hmoty při extrémních teplotách a energiích, jakou je kvark-gluonová plazma, a poskytnout tak odpovědi na otázky týkající se vývoje Vesmíru v rané fázi své existence, během zlomků vteřin po Velkém třesku.

Detektor ALICE, jehož schéma je zachyceno na obrázku 4.2, se skládá ze dvou hlavních částí: centrálního válce a dopředného muonového spektrometru. V centrálním válci, který je umístěn uprostřed cívky produkující magnetické pole o indukci  $B = 0,5$  T, se nachází *Vnitřní dráhový systém* (ITS), *Časově-projekční komora* (TPC), *Detektor doby letu* (TOF), *Detektor přechodového záření* (TRD), *detektor Čerenkovova záření* HMPID a dva *elektromagnetické kalorimetry* PHOS a EMCal. Dopředné muonové detektory se skládají ze soustavy menších detektorů uzpůsobených k detekci muonů. Mezi další důležité detektory patří například *Kalorimetr při nulovém úhlu* (ZDC), *Detektor multiplicity fotonů* (PMD), či detektory T0 a VZERO, umístěné pod malými azimutálními úhly  $\theta$  (tj. blízko trubice), sloužících převážně jako tzv. *trigger*. Celkově představuje detektor ALICE soustavu celkem 18 detekčních subsystémů. Celková váha této soustavy o rozměrech 16 m x 16 m x 26 m činí zhruba 10 kt.

Návrh a konstrukce detektoru byla přizpůsobena podmínkám očekávaným při srážkách jader olova a to hlavně extrémní multiplicitě produkovaných částic. Jednotlivé podsystémy jsou optimalizovány pro vysoké rozlišení velkých hybností a vynikající

<sup>1</sup>Ang. zkratka *A Large Ion Collider Experiment* - český ekvivalent: Velký experiment srážející ionty.





Obrázek 4.2: Schéma detektoru ALICE. Převzato z [46].

Detektor	$z$ [cm]	$r$ [cm]	$ \eta $	Funkce
ITS	< 98	3,9 - 43	0,9	Rekonstrukce drah
TPC	500	85 - 250	0,9	Rekonstrukce drah
TOF	741	370	0,9	PID

Tabulka 4.2: Přehled některých základních vlastností detekčních podsystémů experimentu ALICE: rozměr ve směru osy  $z$ , vzdálenost  $r$  od osy svazku, pokrytí pseudorapidity  $\eta$  a hlavní funkce jednotlivých podsystémů.

identifikaci částic (dále PID). Detektor je uzpůsoben nejen pro získávání dat ze srážek Pb-Pb, ale také p-p a p-Pb. Přehled základních údajů o jednotlivých detekčních podsystémech jsou zachycen v tabulce 4.2.

### 4.2.1 ITS

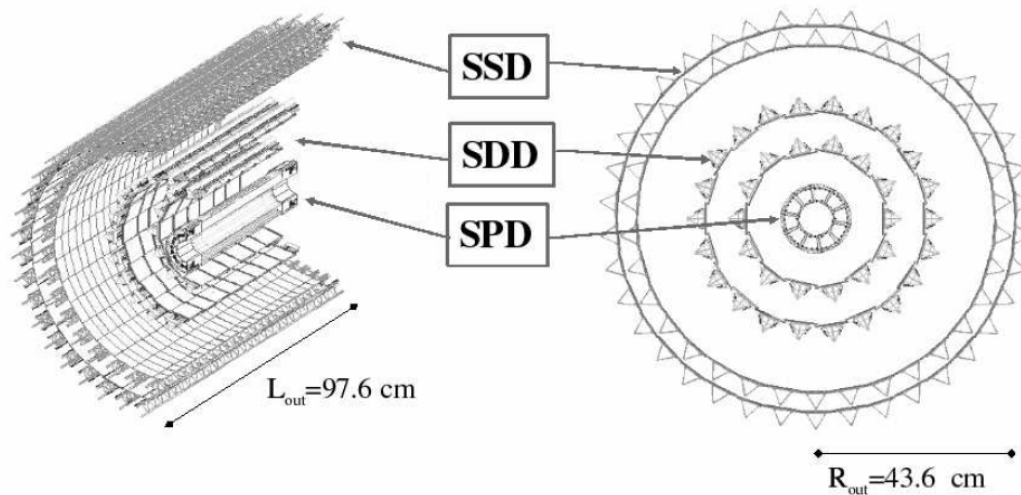
Nejblíže místa srážky se nachází systém detektorů označovaný jako Vnitřní dráhový systém (*Inner Tracking System*, dále ITS), který se skládá z celkem šesti vrstev křemíkových detektorů zaznamenávajících trajektorii letu zachycených částic. Tyto detektory jsou umístěny ve vzdálenosti 3,6 cm až 43 cm od místa srážky v rovině kolmé na osu svazku částic a pokrývají rozsah pseudorapidity  $|\eta| = 0,9$ . Jejich souhrn je zachycen v tabulce 4.3

První dvě vrstvy jsou tvořeny *pixelovými* detektory (SPD). Poté následují dvě vrstvy *driftových* detektorů (SDD). Vnější dvě vrstvy jsou tvořeny *páskovými* de-

Vrstva	Typ	$r$ [cm]	$\Delta\phi$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta z$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	SPD	3,9	12	100
2		7,6		
3	SDD	15,0	35	20
4		23,9		
5	SSD	38,0	25	830
6		43,0		

Tabulka 4.3: Parametry detektorů ITS: typ detektoru, vzdálenost  $r$  v příčné rovině od místa srážky, rozlišení  $\Delta\phi$  v rovině  $\phi$  a  $\Delta z$  ve směru osy  $z$  [42].

tektory (SSD). Schéma ITS je znázorněno na obrázku 4.3.



Obrázek 4.3: Schéma ITS detektoru ALICE. Převzato z [42].

Hlavní funkcí ITS je relativně velmi přesné určení místa srážky, označovaného také jako *primární vrchol*, a tzv. *sekundárních vrcholů*, kde dochází k rozpadu těžkých částic, kterými jsou například  $B$  a  $D$  mezony<sup>2</sup> obsahující kvark  $b$ , resp.  $c$ . Čtyři vnější vrstvy ITS jsou vybaveny analogovým odečítacím systémem a tudíž mohou být použity k identifikaci částic s relativně malou hybností do  $200 \text{ MeV}/c$  na základě informace o deponované energii  $-dE/dx$ , kterou nabitá částice předá při průchodu infinitesimálně malé tloušťky materiálu.

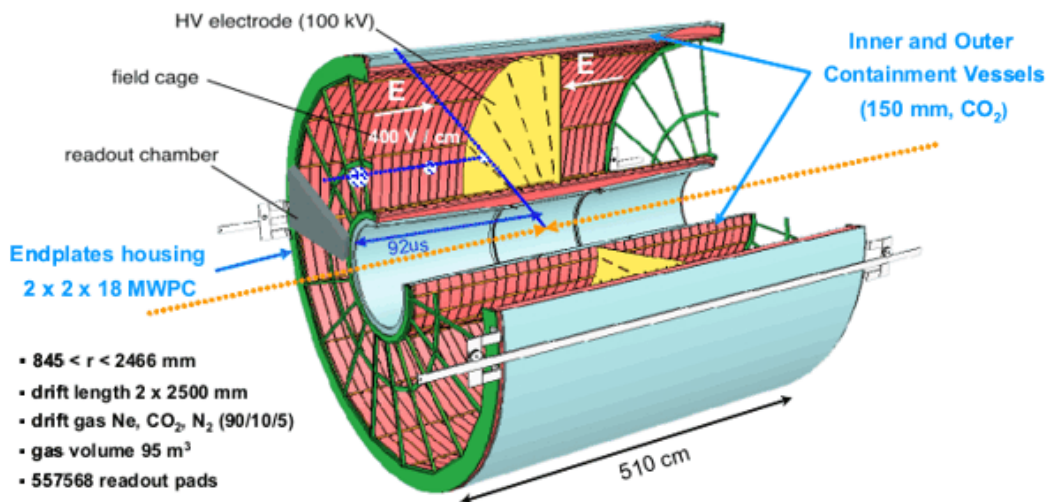
## 4.2.2 TPC

Hlavní částí časově-projekční komory (*Time Projection Chamber*, dále TPC) je *polní klec*<sup>3</sup>, což je dutý válec obepínající ITS, jehož délka ve směru osy  $z$  je  $500 \text{ cm}$

<sup>2</sup>Střední doba života  $B$  a  $D$  mezonů se pohybuje v řádu  $100 \text{ fm}/c$ .

<sup>3</sup>Z ang. *field cage*.

a vnitřní, resp. vnější, poloměr je 85 cm a 250 cm v rovině  $r$ , pokrývající oblast  $|\eta| = 0,9$ . Uvnitř válce se nachází plyn o celkovém objemu  $95 \text{ m}^3$ , jenž je směsí Ne (tvořícího zhruba 90% směsi),  $\text{CO}_2$  a  $\text{N}_2$ . Schéma konstrukce TPC je znázorněno na obrázku 4.4.



Obrázek 4.4: Schéma TPC detektoru ALICE. Převzato z [47].

Při průchodu elektricky nabitě částice dojde k lavinovitě ionizaci plynu uvnitř detektoru. Kladně nabitě ionty pak vlivem elektrického pole s potenciálovým spádem  $400 \text{ V/cm}$  uvnitř klece driftují k vysokonapěťové  $100 \text{ kV}$  elektrodě umístěné uprostřed válce, zatímco elektrony driftují k podstavám válce, kde jsou prostřednictvím odečítací elektroniky v podobě multi-drátových proporcionálních komor převedeny na elektrický signál, ze kterého může být na základě znalosti doby driftování zpětně zrekonstruována trajektorie prolétávající částice.

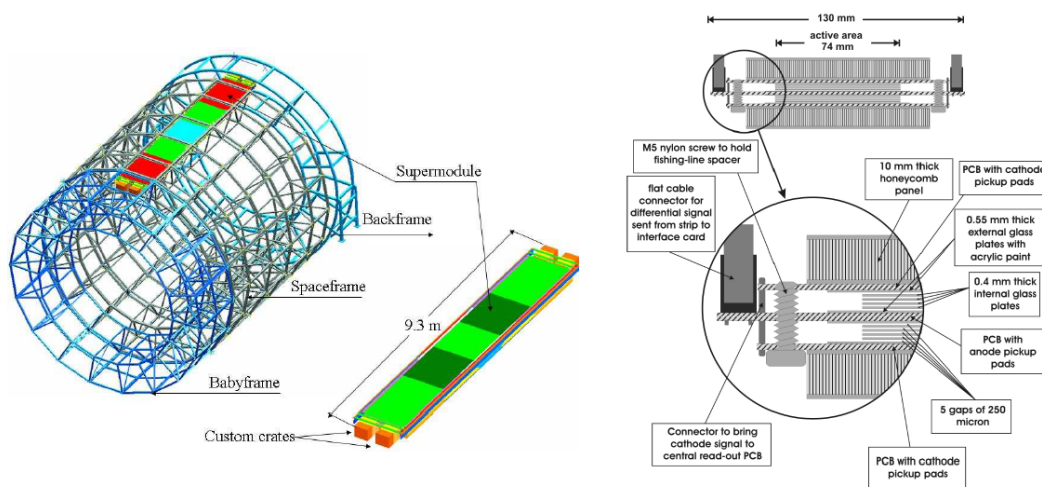
TPC je hlavním sledovacím detektorem sloužícím společně s ITS k rekonstrukci trajektorií detekovaných částic. Slouží také k identifikaci částic. Dále poskytuje dobré rozlišení hybností v rozsahu  $0,1 \div 100 \text{ GeV}/c$ .

### 4.2.3 TOF

Dalším systémem sloužícím k identifikaci částic zachycených detektorem ALICE je Detektor doby letu (*Time Of Flight*, dále TOF), který je schopen identifikovat  $\pi$  a  $K$  s hybnostmi do  $2,5 \text{ GeV}/c$  a  $p$  do hybností  $4 \text{ GeV}/c$  [42]. Tyto částice tvoří podstatnou část detekovaných částic, důvodem je jejich malá klidová hmotnost (tyto uvedené mezony se skládají pouze z lehkých kvarků). Při inkluzivních analýzách lze využít identifikovaných kaonů k určení invariantních hmot, což je velmi užitečné zvláště při zpětné detekci částic těžkých vůní (kterými jsou například již zmiňované  $D$  a  $B$  mezony).

Hlavní součástí TOF jsou pásové odporové pláty *Multi-gap Resistive-Plate Chambers* (MRPC), jejichž schéma je znázorněno na obrázku 4.5. Ty jsou vloženy do vzdu-

chotěsné komory, která tvoří modul pro 15 MRPC. TOF se skládá z celkového počtu 18 supermodulů, přičemž každý je tvořen pěti moduly. TOF pokrývá rozsah pseudorapidity  $|\eta| = 0.9$ , jeho rozměry ve směru osy  $z$  jsou 741 cm a jsou vzdáleny od osy svazku 370 cm.



Obrázek 4.5: Schéma TOF detektoru ALICE. Vlevo: schéma nosné konstrukce se znázorněným jedním z 18 supermodulů skládajícího se z 5 modulů MRPC. Vpravo: Schéma jednoho dvojitého pásu detektoru MRPC, který po vložení do vzduchotěsné komory tvoří modul detektoru. Převzato z [42].

Princip činnosti je velmi podobný, jako v případě TPC, jedná se o plynovou ionizační komoru, která ovšem neslouží k rekonstrukci trajektorií detekovaných částic, ale pouze k určení doby, za kterou daná částice překoná vzdálenost od místa srážky až k TOF (odtud název detektoru). Počáteční čas, tj. počátek časového úseku doby letu, je určen pomocí detektoru T0. Jednou z hlavních výhod modulů MRPC je skutečnost, že detekovaný signál nemá exponenciální tvar, tudíž lze vrchol signálu velmi snadno rozlišit.

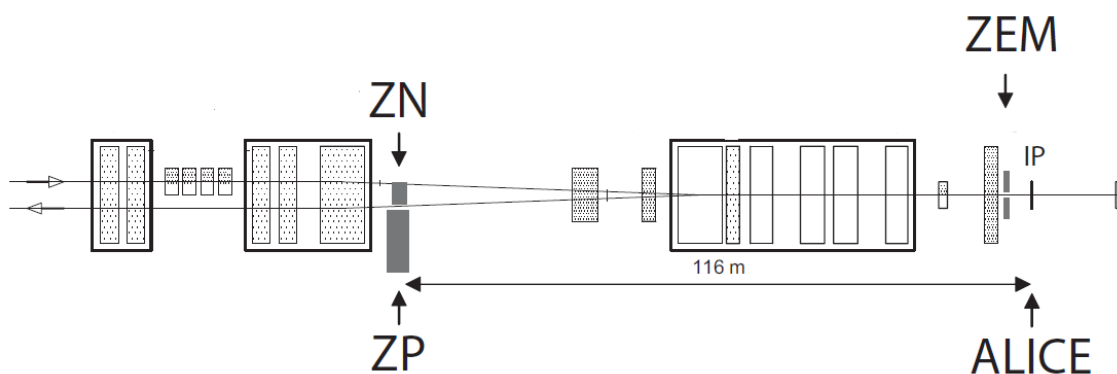
#### 4.2.4 ZDC

Hadronové Kalorimetry při nulovém úhlu (*Zero-Degree Calorimeter*, dále ZDC) jsou jedním z několika detekčních podsystémů nacházejících se mimo ITS. Jak název napovídá, ZDC jsou umístěny v blízkosti trubice, tj. v oblasti  $\theta \approx 0$ , na obou stranách ve vzdálenosti 116 m od místa srážky.

ZDC jsou velmi důležitou součástí experimentu ALICE. Jak již bylo zmíněno v kapitole 2.2, jedním ze způsobů, jak lze určit centralitu srážky, je prostřednictvím určení množství deponované energie v blízkosti svazku. Tím lze určit přibližný počet pozorovatelů, resp. účastníků srážky.

Vzhledem k tomu, že nukleony, které se neúčastní srážky, mohou být jak elektricky neutrální neutrony, tak nabitě protony, jejich trajektorie se vlivem magnetických prvků detektoru ALICE (vnější pole, ale i magnety v blízkosti trubice urych-

lovače sloužící k fokusaci svazku) odchyluje od přímého směru, skládají se ZDC ze dvou druhů detektorů: ZN pro neutrony a ZP pro protony. Popsaná soustava detektorů je doplněna o dva elektromagnetické kalorimetry ZEM umístěné v okolí urychlovací trubice ve vzdálenosti 7 m od místa srážky. Tyto kalorimetry slouží k rozpoznání situace, kdy při velmi periferních srážkách může dojít k rozštěpení atomů Pb na fragmenty, které nelze detekovat prostřednictvím ZDC a tudíž je deponovaná energie malá a taková srážka by mohla být nesprávně identifikována jako centrální. Schéma soustavy je znázorněno na obrázku 4.6.



Obrázek 4.6: Schéma uspořádání ZDC v rámci detektoru ALICE. Kalorimetry zachytávající protony (ZP) a neutrony (ZN) tvořící ZDC jsou umístěny v blízkosti svazku ve vzdálenosti 116 m od místa srážky (IP). Soustava je doplněna o kalorimetry ZEM, umístěné ve vzdálenosti 7 m od místa srážky, sloužící ke správné identifikaci periferních srážek. Převzato z [42].

#### 4.2.5 VZERO a T0

Dvojice detektorů VZERO a T0 se nachází, podobně jako ZDC, v blízkosti trubice a slouží převážně jako trigger. Pomáhají také určit centralitu srážky a polohu primárního vrcholu.

Scintilační detektory VZERO slouží převážně k určení centrality srážky prostřednictvím multiplicity (jak bylo zmíněno v kapitole 2.2) a také jako trigger pro minimum bias srážky.

Primárním úkolem detektoru T0, tvořeného dvěma poli Cherenkovových detektorů, je určení počátečního času srážky s přesností 50 ps, jehož znalost je nezbytná k získání údajů o době letu částice prostřednictvím TOF. Dále je schopen určit polohu primárního vrcholu s přesností 1,5 cm.

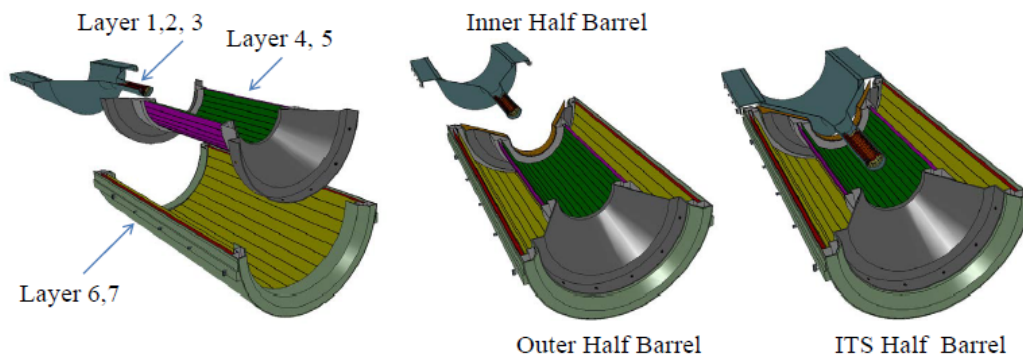
### 4.3 Plánovaný upgrade ALICE

Uspořádání a charakteristiky výše uvedených dílčích detekčních podsystémů detektoru ALICE jsou popsány tak, jak byli nainstalovány v době před prvním spuštěním

urychlovače LHC v roce 2009. Od té doby probíhala fáze označována jako *Run 1*, při které jednotlivé experimenty sbíraly data pro jejich další zpracování a analýzu. Tato fáze skončila v roce 2012. Od té doby probíhá první plánovaná dlouhodobá odstávka, tzv. *Long Shutdown 1* (dále LS1). Od roku 2015 do poloviny roku 2018 je naplánován *Run 2*, po kterém by měla následovat zhruba dvouletá odstávka *Long Shutdown 2* (dále LS2), a v roce 2020 by mělo dojít během tříletého *Run 3* ke sběru experimentálních dat při nejvyšší možné luminositě [41].

Během právě probíhající odstávky LS1 došlo k prvním velkým plánovaným vylepšením, která nebylo možné provést v době běžného provozu v průběhu *Run 1*. Mezi nejvýznamnější z nich patří upgrade ITS.

Cílem plánovaného upgradu ITS je zlepšení rozlišovací schopnosti primárního vrcholu a možnosti rekonstrukce částic obsahující těžký kvark. Aby byly tyto požadavky naplněny, došlo k odebrání původních 6 vrstev pixelových, páskových a drifto-  
vých detektorů a jejich výměně za nových 7 vrstev skládajících se pouze z pixelo-  
vých detektorů s prostorovým rozlišením  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ . Nové uspořádání, znázorněné na obrázku 4.7, pokrývá oblast  $|\eta| = 1, 22$  [48].



Obrázek 4.7: Schéma finálního uspořádání vylepšené detekční soustavy ITS skládající se ze 7 vrstev pixelových detektorů. Převzato z [48].

Další velmi významné vylepšení je plánováno na LS2, kdy by mělo dojít k up-  
gradu TPC, při kterém budou proporcionální dráty nahrazeny *Gas Electron Mul-  
tiplier* (dále GEM) foliemi. To umožní detektoru zaznamenat minimum-bias srážky  
s frekvencí zhruba 50 kHz, což je o dva řády více, než je tomu v současnosti [49],  
čímž dojde k výraznému zvýšení výkonu celého experimentu.

# Kapitola 5

## Aktuální studium produkce těžkých vůní na experimentu ALICE

Cílem této kapitoly je seznámení se s aktuálními výsledky experimentu ALICE v oblasti studia produkce půvabných částic s otevřenou vůní (tzv. *open-charm*),  $D$  mezonů, tj. hadronů obsahující jeden těžký  $c$  kvark, a nefotonických elektronů pocházejících ze semi-leptonických rozpadů hadronů těžkých vůní<sup>1</sup>.

Hadrony obsahující těžké  $c$  a  $b$  kvarky jsou vhodnými sondami pro studium velmi husté a horké hmoty, kvark-gluonového plazmatu, jehož formování je očekáváno při srážkách těžkých jader při vysokých energiích dosahovaných (mimo jiné) na urychlovači LHC (viz kapitola 3). Tvrdé partony, což jsou energetické gluony a těžké a lehké kvarky produkované na počátku srážky, interagují s vzniklým médiem a jsou tudíž ovlivněny jeho vlastnostmi, jako je například hustota energie nebo jeho rozměry.

Motivací ke studiu těchto těžkých kvarků je zkoumání teorie QCD a pochopení mechanismu energetických ztrát částic. Dle předpovědí efektu mrtvého kužele, diskutovaného v sekci 3.4.1 zabývající se zhášením jetů, očekáváme, že by těžké kvarky měly v porovnání s lehkými kvarky ztrácet prostřednictvím emise gluonů méně energie, jak zachycuje vztah (3.4). Srovnání těchto měření s ostatními druhy hadronů poskytuje unikátní nástroj pro studium závislosti hmotnosti a barevného náboje na energetické ztrátě partonu interagujícího s médiem.

### 5.1 Produkce $D$ mezonů na experimentu ALICE

Technické parametry experimentu ALICE poskytují dvě metody vhodné ke studiu produkce  $D$  mezonů v závislosti na dceřinných produktech rozpadu těchto částic, a to sice prostřednictvím hadronových rozpadových kanálů, kdy se  $D$  rozpadají na další hadrony ( $K$ ,  $\pi$ ), nebo leptonových kanálů, kdy je sledována produkce muonů či elektronů.

V této sekci si nejprve popíšeme základní rysy analýzy a rekonstrukce  $D$  mezonů tak, jak probíhá na experimentu ALICE vzhledem k níže citovaným článkům, a poté

---

<sup>1</sup>Z ang. *heavy-flavour*. Tento pojem obecně označuje libovolnou částici obsahující  $c$  či  $b$  kvark.

Mezon	Kvarkové složení	Hmotnost [MeV/ $c^2$ ]
$D^0$	$c\bar{u}$	$1864,86 \pm 0,13$
$D^+$	$c\bar{d}$	$1869,62 \pm 0,15$
$D^{*+}$	$c\bar{d}$	$145,421 \pm 0,010$ (*)

Tabulka 5.1: Přehled  $D$  mezonů, jejich kvarkového složení a hmotnosti dle [53]. Vzhledem k obsahu této kapitoly je hmotnost  $D^{*+}$  označena (\*) ve skutečnosti rozdílem mezi hmotnostmi  $D^0$  a  $\pi$  (viz tabulka 5.2).

se seznámíme s aktuálními výsledky studia produkce  $D$  mezonů vznikajících při srážkách p-p, Pb-Pb a p-Pb na urychlovači LHC popsanych v člancích [50], [51], [52].

### 5.1.1 Rekonstrukce a selekce srážek

Prvním krokem v analýze  $D$  mezonů je získání dat a jejich následná selekce. K tomu slouží tzv. *cuty*<sup>2</sup>. Ty se společně s tzv. *offline trigger* vyhodnocují zpětně po zaznamenání dat. Opakem je tzv. *online trigger*, který pracuje na detektorové úrovni a rozhoduje o tom, zdali bude srážka vůbec zaznamenána. Pojem trigger tedy představuje jakési veto. V praxi může vhodné nastavení triggeru například omezit množství nežádoucích záznamů nesprávně vyhodnocených jako jedna srážka, který ovšem ve skutečnosti obsahuje více než jednu srážku, tzv. *pile-up*<sup>3</sup>. Obsah triggerů, tj. jednotlivé podmínky kladené na srážky, se liší v závislosti na požadavcích spojených s konkrétní analýzou.

V případě popisované analýzy  $D$  mezonů představuje jednu z podmínek signál zaznamenaný alespoň ve dvou ze tří detekčních podsystémů, kterými jsou SPD a VZERO. Dále se na triggerování podílí systém ZDC, který mimo jiné poskytuje společně s detektorem T0 údaje o počátečním čase srážky nutný k určení doby letu částic detektorem TOF. Pro omezení detekovaného pozadí byl aplikován dodatečný offline trigger.

V případě srážek jader olova je centralita stanovena na základě VZERO amplitud (viz obrázek 2.1) zaznamenaných deskami scintilátoru, jak je stručně zmíněno v kapitole 2.2.

Vzhledem ke skutečnosti, že se střední doba života  $\tau$   $D$  mezonů pohybuje v řádech stovek  $\mu\text{m}/c$ , nelze detekovat přímo  $D$  mezony, ale zaznamenáváme průchod dceřinných částic. K tomu je důležitá rekonstrukce trajektorií těchto částic pocházejících z rozpadů  $D$  mezonů. Převážně se jedná o nabitě mezony  $K$  a  $\pi$ . Údaje o těchto hadronových rozpadových kanálech jsou zachyceny v tabulce 5.2. Hlavním nástrojem je TPC, která poskytuje až 159 prostorových bodů na trajektorii jedné částice, což poskytuje relativně velmi dobré podmínky pro zpětné sestavení jednotlivých drah. Informace o průchodu částice v blízkosti místa srážky jsou získány na základě

<sup>2</sup>Používá se také označení *výběrové kritérium*, které v jistém smyslu omezí (oseká) původní soubor srážek. Z ang. *cut* - sekát.

<sup>3</sup>Česky *nahromadění*.



Rozpadový kanál	BR [%]	$\tau$ [ $\mu\text{m}/c$ ]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,87 \pm 0,05$	123
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9,13 \pm 0,19$	312
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$67,7 \pm 0,5$	-

Tabulka 5.2: Sledované rozpady  $D$  mezonů skrze hadronové kanály s příslušným rozpadovým poměrem BR a střední dobou života  $\tau$ . Převzato z [51].

signálu ITS, který je schopen dodat až 6 dalších prostorových bodů k celkovému obrazu o jedné dráze.

Detektory ITS hrají díky svým parametrům (jako je malá vzdálenost od trubice a malé množství materiálu<sup>4</sup>) zásadní roli mimo jiné i při určení tzv. *primárního vrcholu srážky*, kdy se nejprve zrekonstruované trajektorie detekovaných částic v blízkosti místa jejich společného počátku aproximují přímkami a následně se prostřednictvím analytické metody *minimalizace funkce*  $\chi^2$  určí jeho poloha.

Identifikace jednotlivých nabitých částic je zprostředkována skrze charakteristické energetické ztráty  $dE/dx$  naměřené TPC a údaji o době letu z TOF. Na základě těchto informací je tak možné rozhodnout o tom, které dráhy jsou asociovány s  $K$  a které s  $\pi$ , jak je znázorněno na obrázku 5.1. Změřená doba letu částic je dána časovým rozdílem mezi signálem zaznamenaným v T0 detektoru a v TOF. Teoretická hodnota je pak odvozena z celkové integrované dráhy trajektorie letu a změřené hybnosti trajektorie.

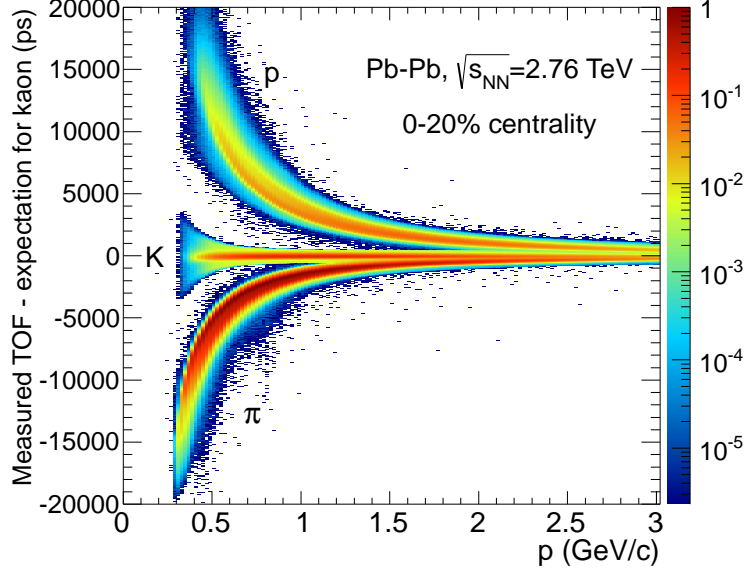
### 5.1.2 Rekonstrukce D mezonů

Poté, co původní soubor dat představující informace o srážce projde výběrovými kritérii, dojde k provedení výše popsanych procedur, na jejichž konci jsou pro následnou analýzu k dispozici informace o zrekonstruovaných trajektoriích ( $E_T, p_T$ , náboj, ...) a k nim přiřazeným částicím.

Dále je nutné rozhodnout o počtu produkovaných  $D$  mezonů. K tomu je potřeba nalézt tzv. *sekundární vrcholy*, tj. místa, kde došlo k rozpadu některé z mateřských částic na dceřinné. Metoda nalezení těchto vrcholů je podobná jako v případě určení primárního vrcholu srážky. Konkrétně se jedná o určení a následnou minimalizaci parametru  $d_0$ , což je vzdálenost v příčné rovině nejbližšího přiblížení (*DCA*<sup>5</sup>), pro jednotlivé dvojice trajektorií. Další podmínkou je malá hodnota  $\theta_{pointing}$ , což je úhel mezi vektorem hybnosti zrekonstruované mateřské částice a směrem jejího letu určeného vzhledem k primárnímu vrcholu srážky. Dodatečným požadavkem na vrchol rozpadu nezbytný k rozhodnutí, je-li mateřská částice skutečně  $D$  mezon, je jeho invariantní hmota. Ta je dána součtem invariantních hmotností jednotlivých trajektorií, resp. částic, k němu přiřazených.

<sup>4</sup>Při průletu detektorem prochází částice přibližně 7,7 % *radiační délky*, což je rozměr materiálu potřebný k tomu, aby nabitá částice ztratila  $1/e$  své energie.

<sup>5</sup>Z ang. *Distance of Closest Approach*.



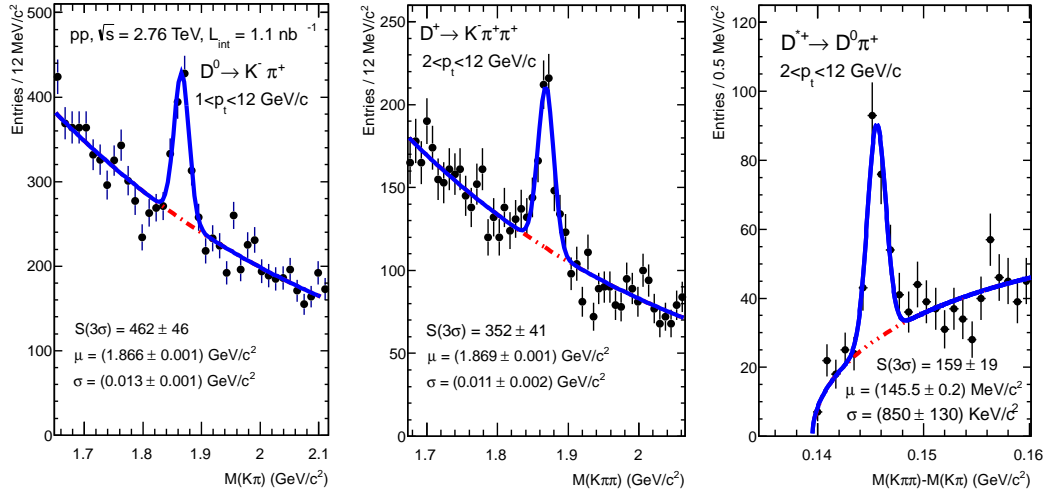
Obrázek 5.1: Graf závislosti rozdílu mezi naměřenou a teoretickou hodnotou doby letu sloužící k rozlišení mezi nabitými částicemi, konkrétně K,  $\pi$  a p. Převzato z [51].

Kandidáti na částice  $D^0$  byli vybráni z dvojic trajektorií splňující následující požadavky. Těmi je správná kombinace znamének elektrických nábojů, DCA cut nejvýše  $250 \mu\text{m}$ , střední doba života alespoň  $100 \mu\text{m}/c$  a  $\cos(\theta_{pointing}) > 0,95$ . Pro omezení relativně velkého pozadí byly aplikovány dodatečné podmínky v závislosti na srážených systémech. Podmínky pro rekonstrukci tříčásticového rozpadu  $D^+$  byly zvoleny analogicky. V případě  $D^{*+}$  mezonů byli kandidáti vybíráni vzhledem k zrekonstruovaným topologiím rozpadů neutrálních částic  $D^0$  se silnějším omezením  $\cos(\theta_{pointing}) > 0,99$ .

Z těchto kandidátů jsou nakonec zkonstruovány spektra invariantní hmoty  $K\pi(\pi)$  (viz obrázek 5.2). Ty jsou nafitovány exponenciální funkcí představující pozadí a Gaussovým rozdělením představující signál. Počet jednotlivých druhů  $D$  mezonů je určen jako rozdíl integrálů těchto funkcí.

Pro dosažení přesnějších výsledků je nutné aplikovat několik korekcí. Jednou z hlavních je úprava na tzv. *prompt*, neboli *přímé*,  $D$  mezony. To jsou takové, které nepochází z rozpadů těžších hadronů, jakými jsou  $B$  mezony obsahující  $b$  kvark. Vzhledem k produkci půvabných částic jsou tak  $D$  mezony vznikající rozpadem  $B$  mezonů nežádoucí a tudíž se jedná o pozadí. Proto je nutné počet vedlejších, „nepřímých“  $D$  mezonů odečíst od naměřeného výtěžku. Ke stanovení počtu nepřímých  $D$  jsou použity výpočty pQCD pro produkci  $B$  mezonů a Monte Carlo simulace.

Určení rozdělení počtu přímých  $D$  mezonů v závislosti na  $p_T$  a výpočet jejich celkového počtu (zde pro případ  $D^+$ ) zachycuje vztah (5.1), kde  $N^{D^{\pm}raw}$  je počet produkováných mezonů bez korekcí, určený výše popsáním postupem, vydělený faktorem 2 vzhledem k náboji (bez tohoto faktoru jsou započítány, jak částice, tak



Obrázek 5.2: Spektra invariantní hmoty  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů při p-p srážkách o energii  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV. Převzato z [54].

antičástice), funkce  $f_{prompt}$  udává příspěvek pouze od přímých  $D$ . Takto upravený výtěžek je dále vydělený příslušným rozpadovým poměrem BR, počtem srážek v souboru  $N_{evt}$ , rozsahem rapidity  $\Delta y$ , délkou intervalu hybnosti  $\Delta p_T$  a korekcí akceptance a efektivity detektoru  $(Acc \times \epsilon)_{prompt}$  (představující v jistém smyslu účinnost výběrových kritérií) získané z Monte Carlo simulací.

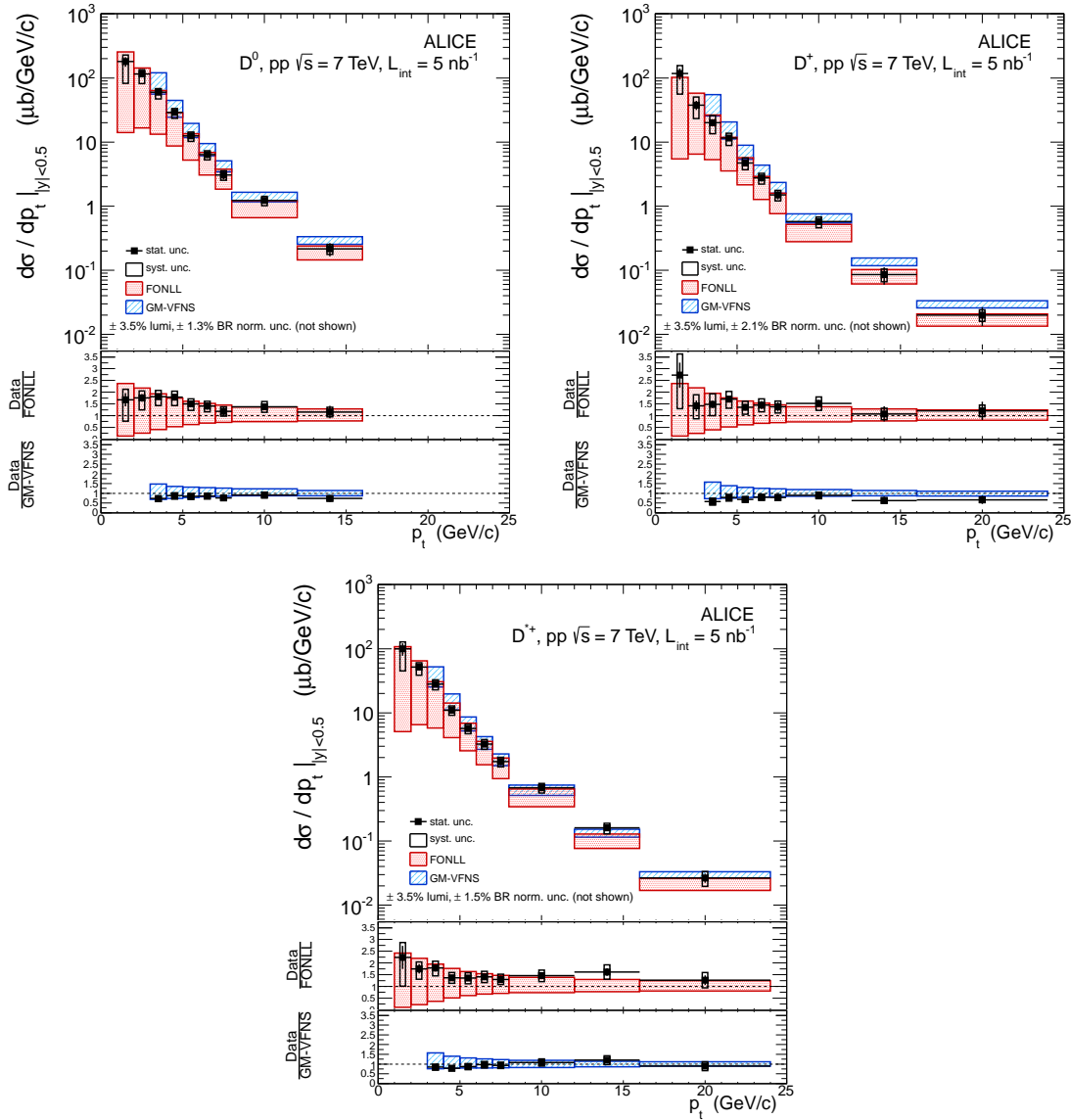
$$\frac{dN^{D^+}}{dp_T} \Big|_{|y|<0,5} = \frac{f_{prompt} \cdot N^{D^{\pm}raw}(p_T) \Big|_{|y|<y_{fid}}}{2\Delta y \Delta p_T (Acc \times \epsilon)_{prompt}(p_T) \cdot BR \cdot N_{evt}} \quad (5.1)$$

### 5.1.3 D mezony v p-p srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV

Jak bylo zmíněno na začátku této kapitoly, jednou z hlavních motivací pro analýzu produkce půvabných mezonů je studium vlastností kvark-gluonové plazmy. Ke kvalitativnímu ale i kvantitativnímu porovnání účinku tohoto média na produkované částice je nutné znát chování těchto částic za běžných podmínek. V tomto duchu slouží proton-protonové srážky, během kterých není očekáváno formování velmi horké a husté hmoty, jako reference pro data získaná ze srážek Pb-Pb, kterým se budu věnovat v další sekci.

Studium p-p srážek také poskytuje vhodný nástroj pro zkoumání předpovědí teoretických modelů chování QCD (viz kapitola 3.1) založených na faktorizačním přístupu, v rámci kterého jsou účinné průřezy produkce částic dány konvolucí následujících faktorů: partonové distribuční funkce (označované jako PDF), která udává rozložení partonů uvnitř nalétávajících protonů; rozptyl partonů odvozený jako poruchová řada vazebné konstanty silné interakce  $\alpha_S$  a fragmentační funkce parametrizující relativní výtěžky a rozložení hybností  $c$  kvarku hadronizujícího do daného druhu  $D$  mezonu [50].

Výsledné  $p_T$ -diferenciální účinné průřezy přímých  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů s  $p_T > 1$  GeV/c v rozsahu  $|\eta| < 0,5$  vzniklých analýzou p-p srážek při energii  $\sqrt{s} = 7$  TeV zaznamenaných v roce 2010 jsou znázorněny na obrázku 5.3. Na uvedených grafech lze vidět také srovnání s výpočty teoretických modelů FONLL [55] a GM-VFN [56]. Naměřená data jsou v rámci systematických a statistických chyb ve shodě s těmito modely, o čemž nasvědčuje i jejich vzájemný poměr. Tyto výsledky jsou obsahem článku [50].

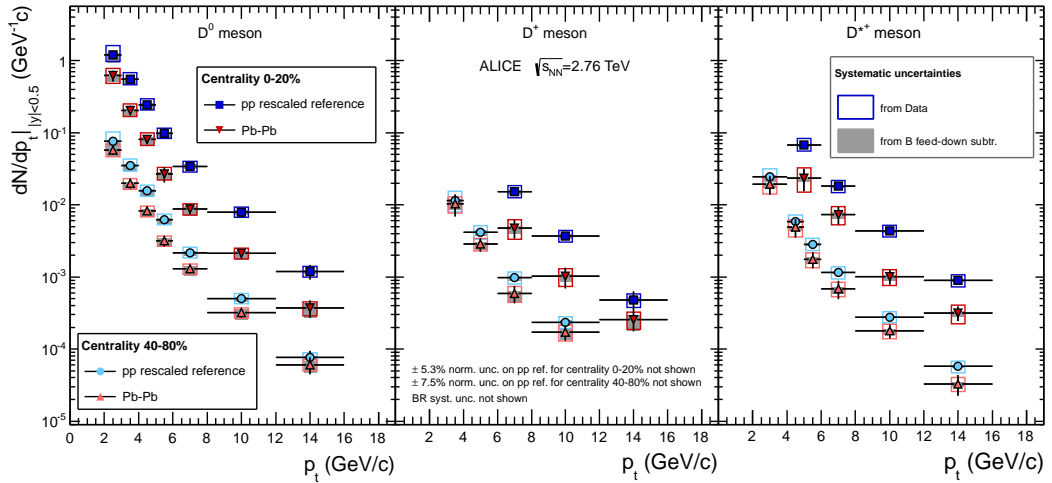


Obrázek 5.3:  $p_T$ -diferenciální účinný průřez přímých  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů při p-p srážkách o  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV porovnaný s teoretickými výpočty. Ve spodní části je znázorněn poměr mezi daty a výpočty. Převzato z [50].

### 5.1.4 D mezony v Pb-Pb srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV

Stěžejním bodem analýzy půvabných částic jsou informace získané analýzou srážek Pb-Pb, při kterých je očekáváno pozorování vlivu QGP na produkci  $D$  mezonů.

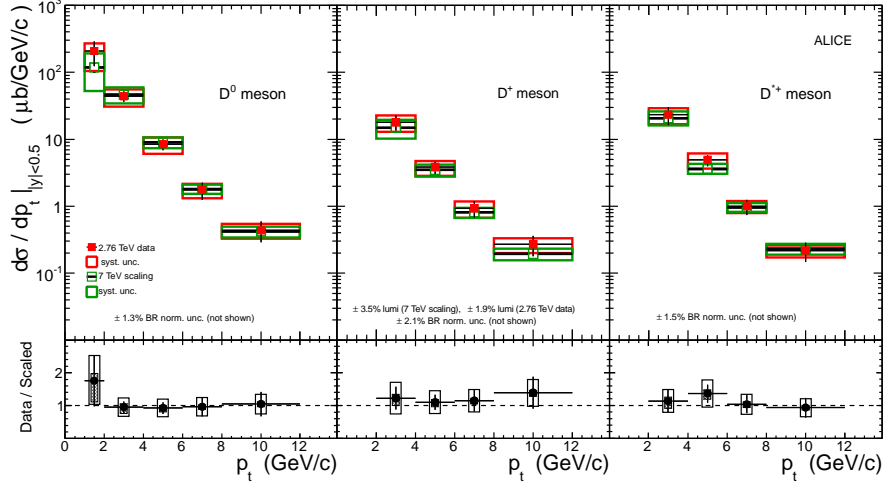
Na obrázku 5.4 jsou znázorněna spektra hybností produkovaných  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů při Pb-Pb srážkách o  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV získaných během prvních fází chodu urychlovače LHC v listopadu a prosinci 2010 [51]. Tyto spektra jsou dále srovnána vzhledem k referenčním spektrům p-p srážek prostřednictvím jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  (viz sekce 3.4.2). Z důvodu poměrně krátké fáze sběru dat a tudíž malému množství srážek při těchto energiích bylo jako reference použito údajů z p-p srážek při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV, které byly přeškálovány na energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Srovnání  $p_T$ -diferenciálních účinných průřezů při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV získaných z původních a přeškálovaných dat je zachyceno na obrázku 5.5. Lze vidět, že přeškálovaná data jsou v dobré shodě s naměřenými daty a tudíž se jedná o vhodnou metodu porovnání dat získaných při různých  $\sqrt{s_{NN}}$  urychlovaných systémech.



Obrázek 5.4: Spektrum hybností přímých  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů produkovaných při Pb-Pb srážkách o  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV pro centralitní třídy 0-20 % a 40-80 % porovnané s přeškálovaným spektrem p-p srážek. Převzato z [51].

Při pohledu na srovnání spekter na obrázku 5.4 produkovaných při Pb-Pb a referenčních p-p srážek je vidět značné potlačení produkce  $D$  mezonů napříč celým rozsahem  $p_T$ . O tom svědčí také graf závislosti jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  zachycený na obrázku 5.6 zavedeného dle vztahu (3.5) diskutovaného v sekci 3.4.2. Z obrázku je patrné velmi silné potlačení částic vznikajících při nejvíce centrálních srážkách, které dosahuje faktoru 3 - 4 při  $p_T > 5$  GeV/c. Důležitým poznatkem je, že s tím, jak centralita srážek klesá (tj. směrem od centrálních k okrajovým srážkám) potlačení produkce půvabných částic klesá.

Při srovnání produkce  $D$  mezonů s produkcí nabitých částic představující převážně nabitě mezony  $\pi$ , coby představitele hadronu složených z lehkých kvarků  $u$  a  $d$ , a  $J/\psi$  vzniklá rozpadem  $B$  mezonů obsahující těžký  $b$  kvark určená kolaborací



Obrázek 5.5: Nahoře: srovnání  $p_T$ -diferenciálních účinných průřezů  $D$  mezonů získaných z naměřených dat při p-p srážkách o  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV a přeškálovaných dat o  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV. Dole: Poměr původních a přeškálovaných dat. Převzato z [54].

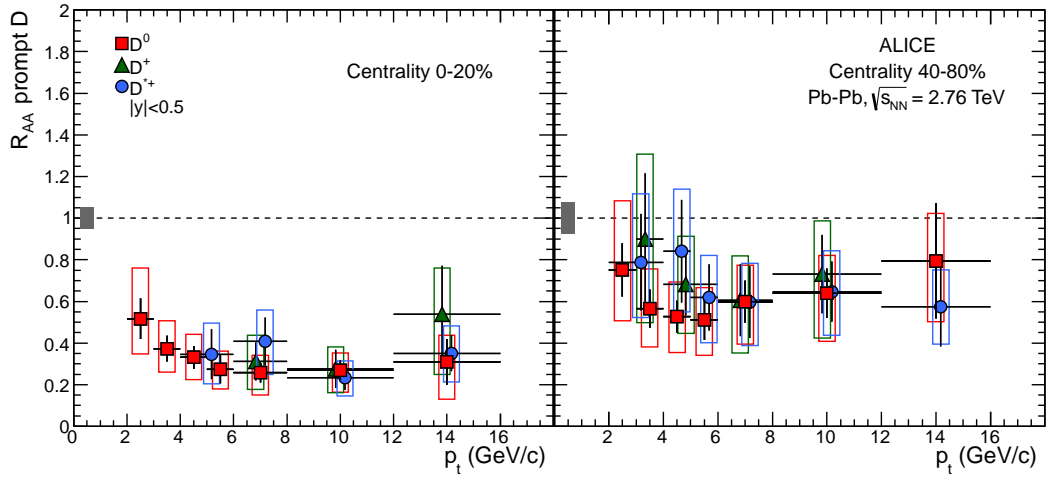
CMS [57], pozorujeme náznak hmotnostní hierarchie (viz obrázek 5.7) popsané v kapitole 3.4.2 v souvislosti s efektem mrtvého kužele (3.3).

Všechny výše uvedené pozorování v důsledku studia produkce půvabných  $D$  mezonů vznikajících při srážkách proton-proton a Pb-Pb svědčí o velmi odlišném chování produkce částic při srážkách obou výše uvedených systémů naznačující energetické ztráty v důsledku přítomnosti silně interagujícího média, jakým může být kvark-gluonová plazma.

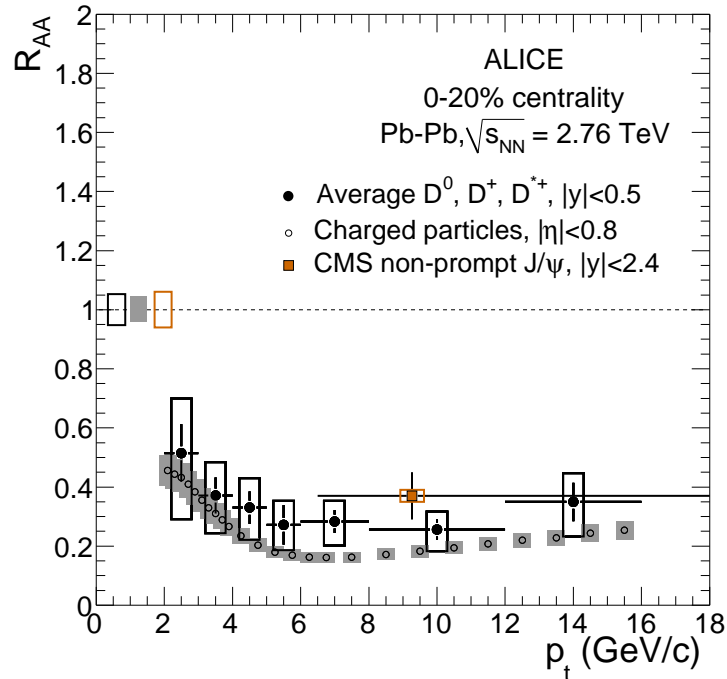
### 5.1.5 D mezony v p-Pb srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV

Poslední částí studia produkce půvabných hadronů na experimentu ALICE je analýza srážek p-Pb. Vzhledem k velmi malému počtu interagujících nukleonů jádra olova, srovnatelnému se srážkami dvou protonů, nedochází k nastolení podmínek popsaných v kapitole 3 nutných k formování QGP. Další z možností, jak vysvětlit pozorované potlačení produkce částic diskutovaného na konci předchozí sekce věnované srážkám jader olova, jsou tzv. *cold nuclear effects*, neboli *efekty chladné jaderné hmoty*, tj. že pozorované jevy nejsou způsobeny formováním horké a husté směsi kvarků a gluonů, ale příčinou může být samotná skutečnost, že dochází ke srážkách dvou relativně velkých a kompaktních objektů, jakými jsou atomová jádra olova.

$$R_{pPb} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_{pPb}}{A \cdot \left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_{pp}}, \quad (5.2)$$

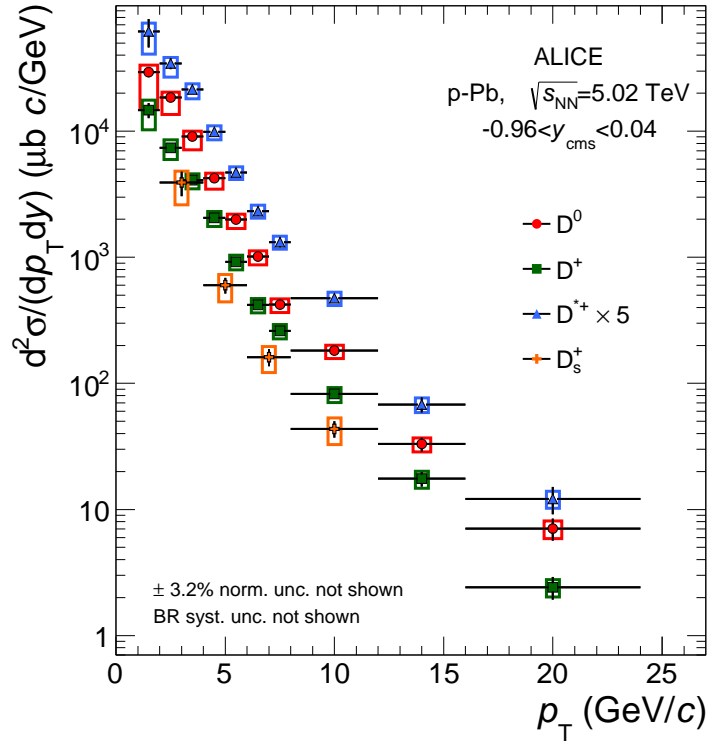


Obrázek 5.6: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  přímých  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^{*+}$  mezonů při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV pro centralitní třídy 0-20 % a 40-80 % vzhledem k přeškálovanému účinnému průřezu z přeškálovaných p-p srážek. Převzato z [51].



Obrázek 5.7: Srovnání závislosti  $R_{AA}$  na hybnosti mezi nabitými částicemi, průměrnou produkcí  $D$  mezonů a nepřímých částic  $J/\psi$  vzniklých rozpadem  $B$  mezonů naměřených experimentem CMS [57]. Převzato z [51].

Na obrázku 5.8 je zachycen  $p_T$ -diferenciální účinný průřez přímých  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$  a  $D_s^+$  mezonů při srážkách p-Pb o energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Pro názornější popis zavedeme podobně jako v případě  $R_{AA}$  jaderný modifikační faktor  $R_{pPb}$  dle vztahu (5.2) představující poměr mezi výtěžkem při p-Pb a p-p srážkách přeškálovaného nukleonovým číslem  $A$  jádra olova. Ze stejných důvodů, jako v případě dat z Pb-Pb srážek, i v tomto případě je nutné použít jako referenční p-p srážky přeškálovaná data z  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV. Graf závislosti  $R_{pPb}$  na  $p_T$  na zachycen na obrázku 5.9.



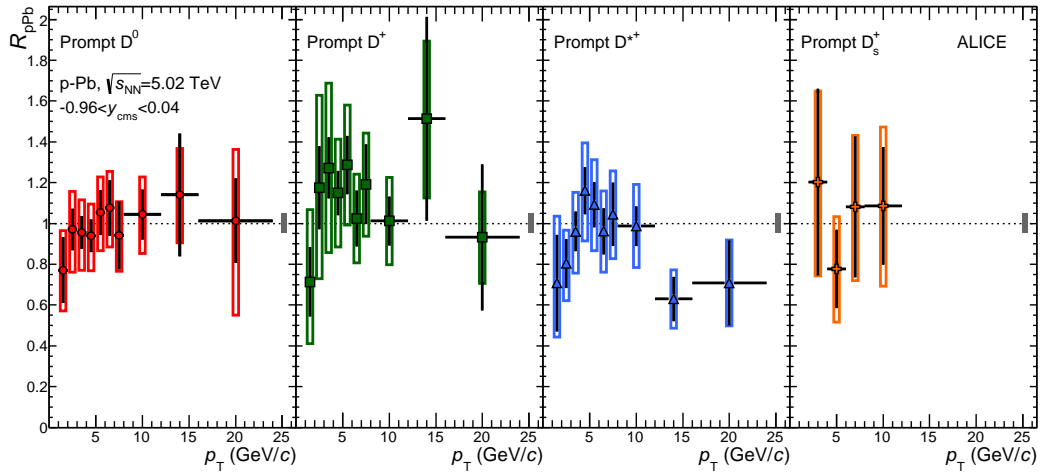
Obrázek 5.8:  $p_T$ -diferenciální účinný průřez přímých  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$  a  $D_s^+$  mezonů při p-Pb srážkách o  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Převzato z [52].

Z tohoto obrázku je patrné, že hodnota jaderného modifikačního faktoru je v rámci statistických a systematických chyb blízka jedné a tudíž nepozorujeme žádné zásadní změny oproti referenčním p-p srážkám. Přírodním důsledkem této skutečnosti je vyloučení efektů chladné jaderné hmoty, coby příčiny pozorovaného potlačení  $D$  mezonů produkovaných při Pb-Pb srážkách. Tudíž toto potlačení nemůže být vysvětleno jinak než v důsledku energetických ztrát půvabných kvarků vlivem horké partonové hmoty [52].

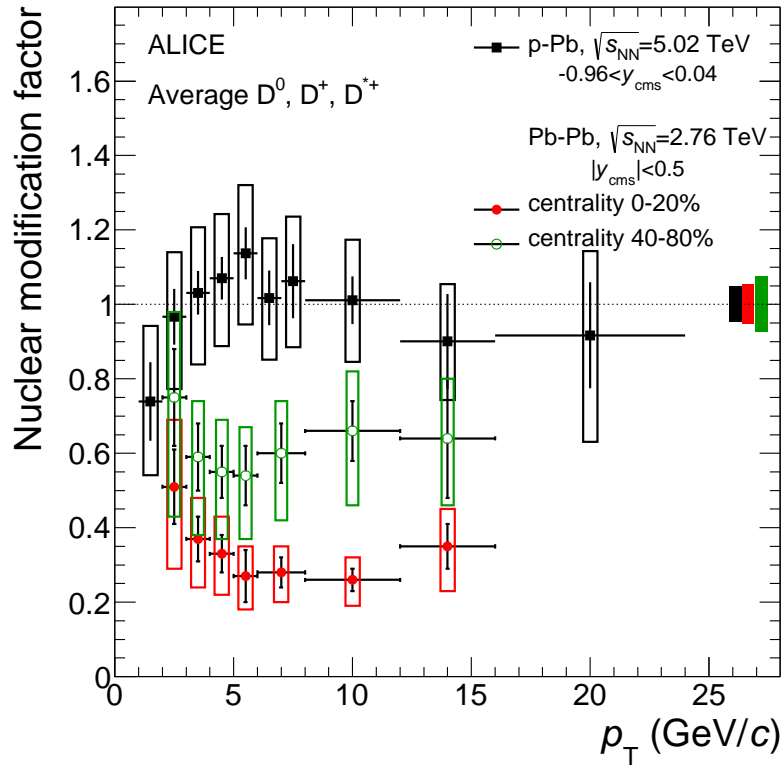
## 5.2 Produkce elektronů ze semi-leptonických rozpadů těžkých hadronů

Další metodou vhodnou ke studiu produkce těžkých vůní, tj. hadronů obsahující  $c$  nebo  $b$  kvark, je měření nefotonických elektronů pocházejících z rozpadů těžkých





Obrázek 5.9: Jaderný modifikační faktor  $R_{pPb}$  přímých  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$  a  $D_s^+$  mezonů při p-Pb srážkách o  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV vzhledem k přeškálovaným datům p-p srážek o  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Převzato z [52].



Obrázek 5.10: Srovnání jaderného modifikačního faktoru přímých  $D$  mezonů produkovaných při Pb-Pb a p-Pb srážkách. Převzato z [52].

částic. V této sekci se seznámíme s aktuálními výsledky analýzy elektronů vzniklých ze semi-leptonických rozpadů půvabných a krásných hadronů s příčnou hybností v rozsahu  $0,5 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$  v oblasti midrapidity při energii  $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$  popsány v [58].

Schématický postup analýzy produkce elektronů je následující: výběr vhodných elektronů (kandidátů) z minimum bias dat naměřených během začátku roku 2011, odstranění zbývajících znečištění hadronů, korekce na akceptanci a efektivitu detektoru a eliminace pozadí sestávajícího z elektronů nepocházejících z rozpadů hadronů těžkých vůní. K tomu byly použity informace z detektorů ITS, TPC, TOF a EMCal, popsány v příslušných sekcích kapitoly 4.2.

Pro správný výběr kandidátů je nutná kvalitní identifikace elektronů. K tomu byly využity tři odlišné metody v závislosti na oblasti  $p_T$  částic. Konkrétně se jedná o metodu TPC (použitelnou pro  $2 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$ ), TPC-TOF ( $0,5 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ ) a TPC-EMCal ( $2 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ ). V oblastech  $p_T$ , kde bylo možné použití více než jediné metody, byly výsledky jednotlivých metod v rámci příslušných odchylek konzistentní. Metoda TPC využívá informace o charakteristických energetických ztrátách  $dE/dx$  získané, jak název napovídá, detektorem TPC. Metoda TPC-TOF aplikovaná při  $p_T < 2 \text{ GeV}/c$  je podobná jako metoda TPC, využívá ovšem navíc dodatečné informace o době letu elektronů z detektoru TOF, čímž dojde k vyloučení protonů a kaonů z oblastí  $p_T$ , kde není možné jejich odlišení od elektronů pouze prostřednictvím energetických ztrát. Základem metody TPC-EMCal použité pro  $p_T > 4,5 \text{ GeV}/c$  je opět TPC metoda, tentokrát v kombinaci s EMCal kalorimetrem. Při této metodě jsou trajektorie částic zrekonstruované TPC extrapolovány na povrch EMCal a geometricky asociovány s příslušnými shluky deponované energie, jejichž množství je pak srovnáno s hybností změřenou pomocí TPC a ITS (tj. je určen poměr  $E/p$ ).

Hadronové pozadí bylo určeno prostřednictvím parametrizace  $dE/dx$  detektoru TPC nebo porovnáním distribuce poměru  $E/p$  identifikovaných hadronů a následně odečteno od signálu.

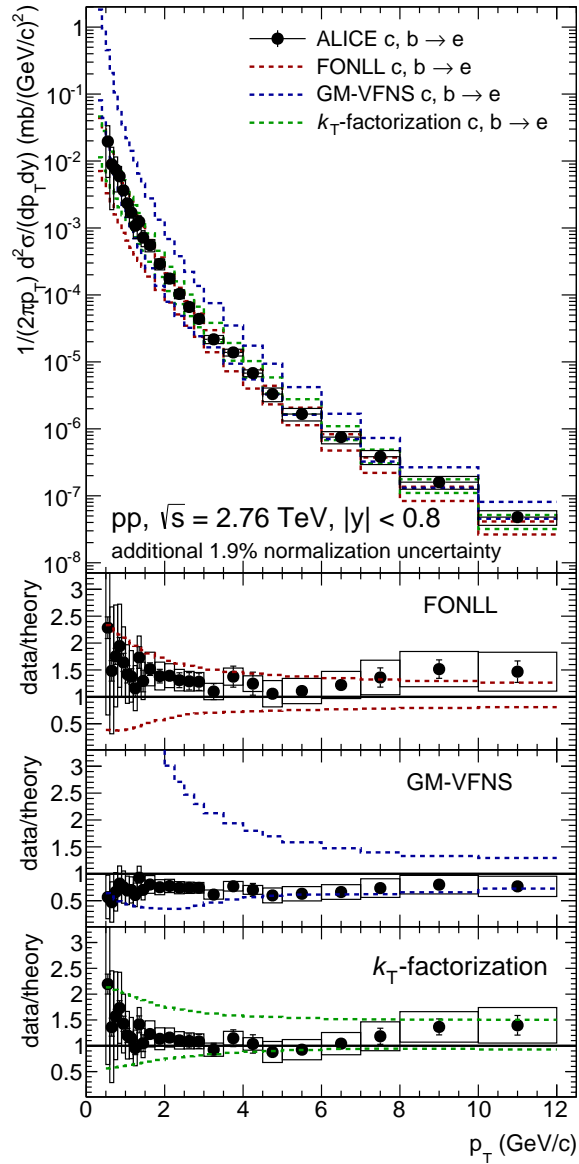
V získaném spektru inkluzivních elektronů se ovšem kromě signálu stále nachází ještě kontaminace v podobě pozadí tvořeného elektrony pocházejících z vnitřní konverze fotonů, semi-leptonických rozpadů kaonů, dielektronových rozpadů charmonií nebo tzv. *Dalitzovských rozpadů*<sup>6</sup> lehkých mezonů [60]. Množství elektronů bylo určeno pomocí tzv. *koktejlového přístupu*<sup>7</sup>, kdy je směs elektronů pocházejících z různých výše uvedených zdrojů nasimulována prostřednictvím Monte Carlo simulací hadronových rozpadů. Výsledek těchto výpočtů byl poté odečten od inkluzivního spektra.

Finální  $p_T$ -diferenciální účinný průřez produkce elektronů pocházejících z rozpadů hadronů těžkých vůní byl získán normalizací výtěžku vzhledem k účinnému průřezu minimum bias dat. Výsledek, zachycen na obrázku 5.11, ukazuje, že experimentálně určený účinný průřez je v rámci statistických a systematických chyb je shodě s teoretickými předpověďmi modelů FONLL [55], GM-VFNS [56] a  $k_T$  faktorializací [61], což nasvědčuje tomu, že se jedná o efektivní metodu analýzy použitelnou

<sup>6</sup>Příkladem může být rozpad  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$  nebo  $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$  [59].

<sup>7</sup>Z ang. *cocktail approach*.

i v případě srážek jader olova, pro který mohou tyto výsledky sloužit jako vhodná reference.

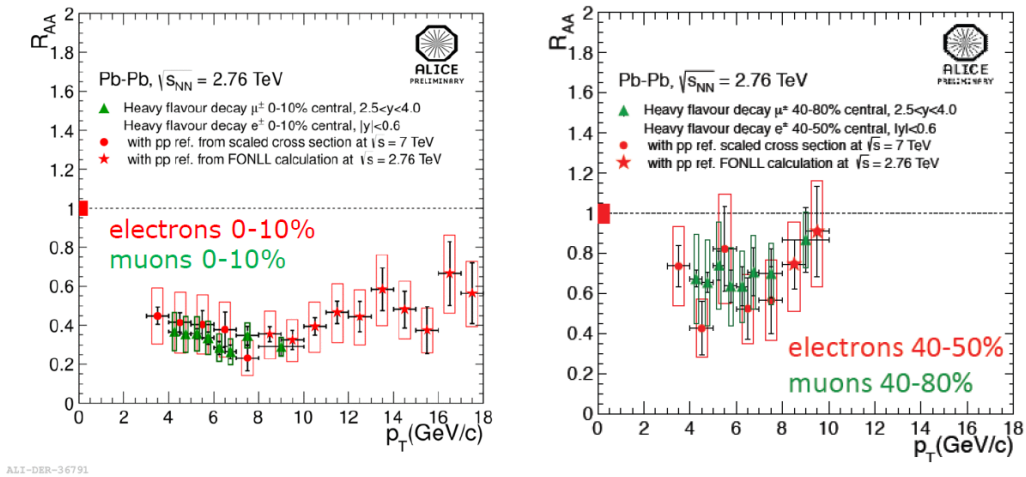


Obrázek 5.11:  $p_T$ -diferenciální účinný průřez elektronů pocházejících ze semi-leptonických rozpadů hadronů těžkých vůní v rozsahu  $0,5 < p_T < 12$  GeV/c v oblasti midrapidity naměřené detektorem ALICE normalizovaný vzhledem k účinnému průřezu minimum bias dat (nahore) a srovnání s předpověďmi teoretických modelů FONLL [55], GM-VFNS [56] a  $k_T$  faktorizací [61] (dole). Převzato z [58].

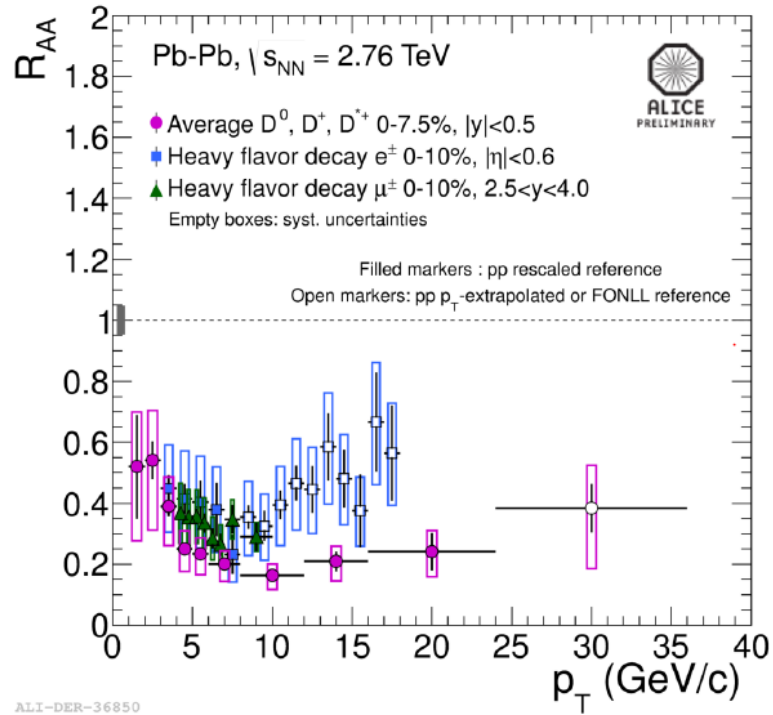
Výsledky zkoumání semi-leptonických rozpadů hadronů těžkých vůní v Pb-Pb srážkách dosud nebyly publikovány. K dispozici jsou pouze *předčasné* výsledky (běžně označované jako *preliminary*) při energiích  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV, prezentované např. v rámci konference *Quark Matter 2014* [62].

Závislost  $R_{AA}$  (3.5) zachycená v levé části obrázku 5.12 ukazuje silné potlačení elektronů v rámci celého rozsahu hybnosti  $3 < p_T < 18$  GeV/c při centralitě 0-10 %. Při centralitě 40-50 % je již toto potlačení obecně menší, ale vzhledem k relativně velkým statistickým odchylkám nelze chování  $R_{AA}$  přesněji popsat.

Výše diskutované výsledky vykazují podobný charakter jako  $R_{AA}$   $D$  mezonů (viz obrázek 5.6), u kterého klesá míra potlačení s klesající centralitou. Srovnání  $R_{AA}$  pro případ  $D$  mezonů a elektronů a mionů z rozpadů hadronů těžkých vůní v centralitní třídě 0-10 % (0-7,5 % v případě  $D$  mezonů) je zachyceno na obrázku 5.13, na kterém je možné vidět malý rozdíl mezi hodnotami elektronů a  $D$  mezonů v oblasti  $0 < p_T < 8$ , ale všechny tři skupiny vykazují v tomto rozsahu  $p_T$  podobný trend.



Obrázek 5.12: Závislost jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  elektronů a muonů na  $p_T$  ve srážkách Pb-Pb o  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV naměřená experimentem ALICE (předběžná data). Vlevo: pro centralitu 0-10%. Vpravo: pro centralitu 40-50% (elektrony), resp. 40-80% (muony). Převzato z [62].



Obrázek 5.13: Srovnání jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  pro průměrnou produkci  $D$  mezonů s elektrony a muony pocházejících z rozpadů hadronů těžkých vůní v závislosti na  $p_T$  určeného experimentem ALICE (předběžná data). Jako referenční data jsou použity v rozsahu hybnosti  $3 < p_T < 8$  GeV/ $c$  přeškálované výsledky p-p srážek (plné body) a výsledky extrapolované pro vyšší  $p_T$  (prázdné body). Převzato z [62].

# Kapitola 6

## Analýza podílu $b$ -jetů ve srážkách p-p o $\sqrt{s} = 7$ TeV

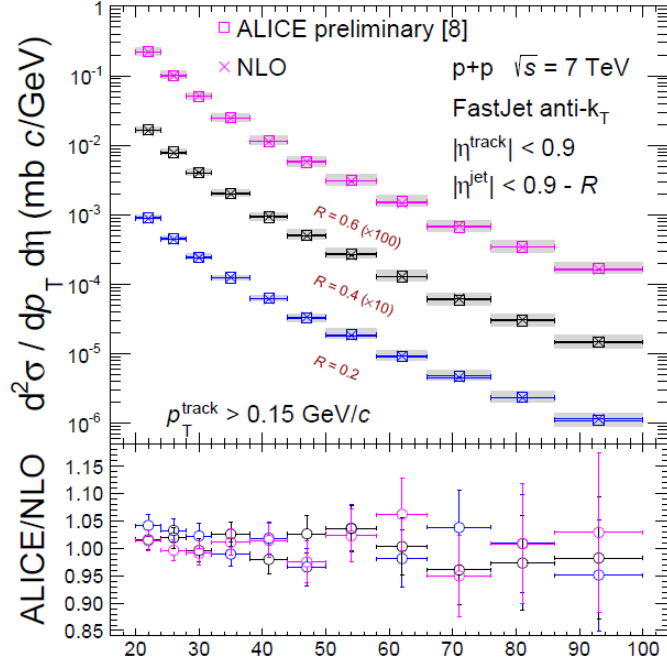
Obsahem této kapitoly je velmi stručný postup simulace rekonstrukce jetů pocházejících z tvrdých partonů -  $b$  kvarků - vznikajících při p-p srážkách o  $\sqrt{s} = 7$  TeV a jejich zastoupení v inkluzivních spektrech. Cílem této analýzy bylo určení závislosti podílu počtu zrekonstruovaných  $b$ -jetů a inkluzivních jetů jako funkce  $p_T$ . Hlavní motivací k této práci bylo seznámení se se základními mechanismy a principy analýzy vysokoenergetických srážek.

Analyzovaná data byla získána prostřednictvím simulačního programu POWHEG-Box, což je Monte Carlo generátor implementující Next-to-Leading-Order pQCD výpočty metodou POWHEG [63]. Takto získaná data obsahovala informace o partonech vzniklých v důsledku srážky a jejich vzájemných interakcích (v tzv. *Les Houches Event File* formátu, viz [64]). V dalším kroku byla tato data zpracována pomocí generátoru PYTHIA8 [65] simulujícím vývoj partonové spršky a následnou hadronizaci. V tomto bodě byly k dispozici veškeré měřitelné údaje o hadronech vytvořených při srážce a bylo tak možné z nich zrekonstruovat jety použitím anti- $k_T$  algoritmu [66] s hodnotou parametru  $R = 0,2$  (představující poloměr kužele jetu), který je součástí balíčku FastJet [67]. Tímto postupem bylo získána spektra *inkluzivních jetů*<sup>1</sup> v závislosti na jejich  $p_T$ . Jejich srovnání s diferenciálním účinným průřezem určeným experimentem ALICE je zachyceno na obrázku 6.1, na kterém lze vidět shodu těchto NLO výpočtů s experimentálními daty. Z těchto jetů bylo následně nutné vybrat ty, které vznikly z tvrdého  $b$  kvarku, tj. tzv.  $b$ -jety.

Vzhledem k tomu, že se jednalo o simulaci, kdy jsou na rozdíl od experimentálně naměřených dat k dispozici kromě vlastností produkovaných částic také informace o samotných partonech, bylo možné použít k rozhodnutí o tom, zdali je daný jet  $b$ -jetem, relativně jednoduchou, ale současně pouze přibližnou metodu, při které se porovnává směr hybnosti mateřského partonu (tj.  $b$  kvarku) se směrem hybnosti zrekonstruovaného jetu. Pokud byl rozdíl  $\Delta R$  mezi těmito vektory menší, než limitní hodnota  $\Delta R_{lim} = 0,2$ , pak byl daný jet považován za  $b$ -jet. Volbě tohoto limitního parametru  $\Delta R_{lim} = R$  intuitivně odpovídá situace, kdy je jet identifikovaný jako

---

<sup>1</sup>Pojem *inkluzivní* označuje všechny objekty bez dodatečných požadavků na jejich původ, tj. např. mateřský parton.



Obrázek 6.1: Spektrum inkluzivních jetů získaných NLO výpočty použitím POWHEG-Boxu a anti- $k_T$  algoritmu balíčku FastJet a jejich srovnání s daty naměřenými experimentem ALICE. Převzato z [68].

$b$ -jet, pokud se vektor hybnosti  $b$  kvarku nachází uvnitř zrekonstruovaného kužele daného jetu.

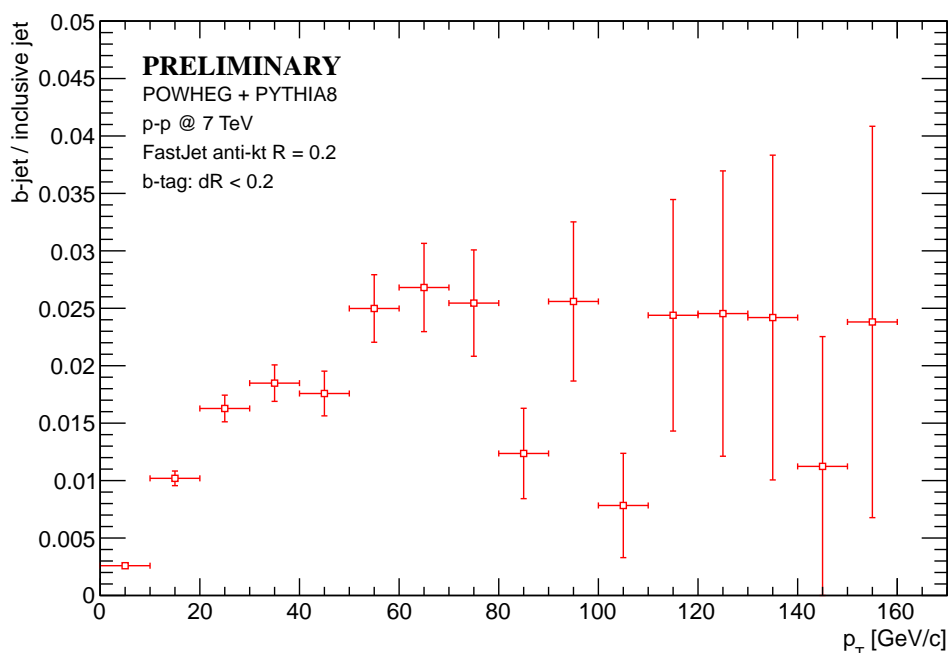
V praxi nejsou informace o samotných partonech k dispozici a je nutné použít zcela odlišných experimentálních metod. Proces identifikace  $b$  jetů, nazývaný  $b$ -jet tagging<sup>2</sup>, je v současnosti předmětem intenzivního zkoumání za účelem dosažení, co možná nejvyšší přesnosti identifikace zrekonstruovaných jetů.

Porovnáním vytvořených spekter  $b$ -jetů a inkluzivních jetů vznikajících při p-p srážkách o energii  $\sqrt{s} = 7$  TeV byl určen hledaný podíl jejich produkce jako funkce  $p_T$ . Tento podíl bývá běžně označován jako *fraction*, neboli *zlomek*, a může posloužit jako orientační reference pro určení zmiňované účinnosti (nebo přesnosti) metod  $b$ -jet tagingu použité na experimentálně získaná data.

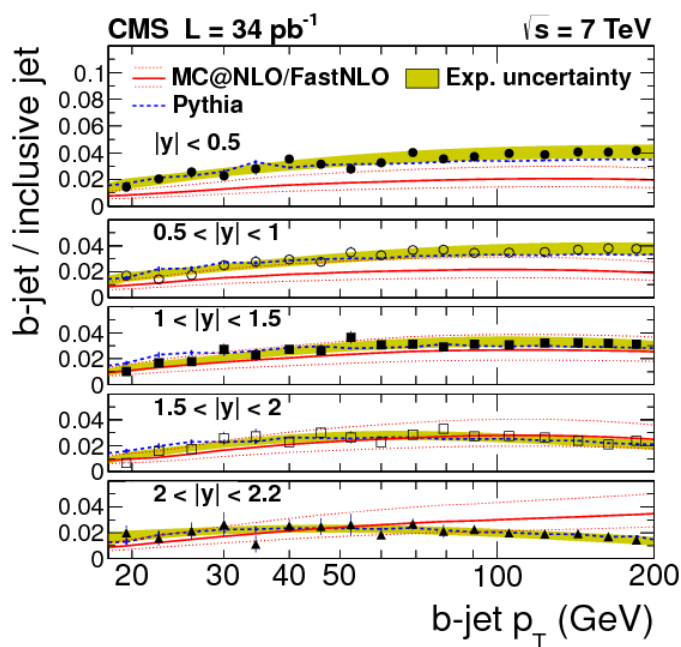
Průběžný výsledek této mé práce, zachycený na obrázku 6.2, při kterém bylo simulováno 100 000 srážek<sup>3</sup>, ukazuje, že podíl  $b$ -jetů se pohybuje v rozmezí 1 - 4 % napříč takřka celým uvedeným rozsahem hybnosti  $0 < p_T < 160$  GeV/ $c$ . Nízké hodnoty podílu v oblasti malých hybností jsou zapříčiněny tím, že při těchto hodnotách  $p_T$  převládá počet jetů lehkých vůní kvůli relativně velké hmotnosti  $b$  kvarku. S rostoucím  $p_T$  roste počet  $b$ -jetů. Naopak při vysokých hodnotách  $p_T$  je celkový počet jetů malý (vzhledem k relativně malému počtu analyzovaných srážek), proto je v této oblasti výsledek zatížen výraznými statistickými chybami.

<sup>2</sup>Z ang. *tag* - označit.

<sup>3</sup> Kvůli relativně velkému množství simulovaných srážek bylo nutné provádět všechny uvedené simulace a procedury na fakultní výpočetní farmě Sunrise.



Obrázek 6.2: Podíl  $b$ -jetů mezi inkluzivními jety získanými simulací p-p srážek o  $\sqrt{s} = 7$  TeV za použití POWHEG-Boxu a algoritmu anti- $k_T$  s poloměrem  $R = 0,2$ , který je součástí balíčku FastJet, v závislosti na  $p_T$  jetu.



Obrázek 6.3: Graf podílu  $b$ -jetů a inkluzivních jetů v závislosti na  $p_T$  pro různé oblasti rapidity publikovaný kolaborací CMS. Převzato z [69].



Pro porovnání mnou dosaženého výsledku uvádím výsledek podílu  $b$ -jetů vznikajících při p-p srážkách o  $\sqrt{s} = 7$  TeV vzhledem k různým intervalům rapidity publikovaný kolaborací CMS [69], zachycený na obrázku 6.3. Hodnoty podílu analyzovaného kolaborací CMS se pohybují zhruba mezi 2 - 4 % v rozsahu  $20 < p_T < 200$  GeV/ $c$ . Výsledek mé práce je tudíž ve shodě s těmito výše uvedenými výsledky. Toto velmi malé zastoupení  $b$ -jetů v inkluzivních spektrech jetů vznikajících při p-p srážkách naznačuje, že ke vhodnému studiu  $b$ -jetů je zapotřebí opravdu velké množství srážek.

# Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo seznámení se se současnými poznatky v oblasti fyziky kvark-gluonové plazma a analýzou produkce hadronů těžkých vůní na experimentu ALICE.

V prvních dvou kapitolách jsem uvedl základní poznatky o fyzice elementárních částic a mechanice ultra-relativistických jádro-jaderných srážek nutné k pochopení problematiky srážkových experimentů.

Ve třetí kapitole jsem se zabýval teorií kvark-gluonové plazmy, konkrétně některými základními vlastnostmi kvantové chromodynamiky jako je asymptotická volnost a uvěznění, vhodnými nástroji a způsoby zkoumání tohoto silně interagujícího média a jeho časovým vývojem.

Ve čtvrté kapitole jsem popsal Velký hadronový urychlovač LHC v evropském centru pro jaderný výzkum CERN a experiment ALICE s jeho hlavními detekčními systémy, kterými jsou Vnitřní dráhový systém ITS, Časově projekční komora TPC, Detektor doby letu TOF a detektory ZDC, VZERO a T0, které slouží převážně jako triggerovací systém.

V páté kapitole jsem se na základě publikovaných článků věnoval popisu a interpretaci aktuálních výsledků studia produkce těžkých vůní na experimentu ALICE, tj. částic obsahujících těžké  $c$  a  $b$  kvarky, a to hlavně produkci půvabných  $D$  mezonů při srážkách p-p o  $\sqrt{s} = 7$  TeV, p-Pb o  $\sqrt{s_{NN}} = 5,06$  TeV a Pb-Pb o  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV v oblasti  $p_T > 1$  GeV/ $c$ . Z výsledků těchto měření je patrné silné potlačení produkováných  $D$  mezonů v Pb-Pb srážkách. Vzhledem ke skutečnosti, že v případě p-Pb srážek obdobné potlačení pozorováno nebylo, lze usuzovat, že se skutečně jedná o efekt silně interagujícího média vznikajícího v důsledku srážky těžkých jader, kterým může být kvark-gluonová plazma. Dále jsem se zmínil o studiu  $p_T$ -diferenciálního účinného průřezu nefotonických elektronů pocházejících ze semi-leptonických rozpadů hadronů těžkých vůní v p-p srážkách o  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV, který je ve shodě s teoretickými předpověďmi modelů pQCD.

V šesté kapitole jsem popsal analýzu podílu produkce  $b$ -jetů a inkluzivních jetů rekonstruovaných algoritmem anti- $k_T$  vznikajících při srážkách p-p o  $\sqrt{s} = 7$  TeV prostřednictvím dat získaných simulací v prostředí POWHEG-Box. Výsledky této práce jsou ve shodě s výsledky podílu  $b$ -jetů publikovanými kolaborací CMS.

# Literatura

- [1] “The Nobel Prize in Physics 1906.” [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1906/thomson-facts.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1906/thomson-facts.html). Online. 22.5.2014.
- [2] “Elementární částice.” <http://aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/particles.html#Kvarky>. Online. 1.7.2014.
- [3] D. Diakonov, V. Petrov and M. Polyakov, *Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons*, *Z.Phys.* **A359** (1997) 305–314.
- [4] **Particle Data Group** Collaboration, W. Yao *et. al.*, *Review of Particle Physics*, *J.Phys.* **G33** (2006) 1–1232.
- [5] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et. al.*, *Observation of the resonant character of the  $Z(4430)^-$  state*, *Phys.Rev.Lett.* **112** (2014) 222002.
- [6] “World Of Glue.” <http://www.quantumdiaries.org/2010/10/03/world-of-glue/>. Online. 9.7.2014.
- [7] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Phys.Lett.* **12** (1964) 132–133.
- [8] “Higgs within reach.” <http://home.web.cern.ch/about/updates/2012/07/higgs-within-reach>. Online. 29.5.2014.
- [9] “The Nobel Prize in Physics 2013.” [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2013/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/). Online. 16.5.2014.
- [10] M. Carena, “Supersymmetry: Motivation, Algebra, Models and Signatures.” prezentace na ICTP 2007 Summer School on Particle Physics.
- [11] “ILC: The Science.” <http://www.linearcollider.org/ILC/Why-do-we-need-the-ILC/The-science>. Online. 24.6.2014.
- [12] “CLIC in a nutshell.” <http://clic-study.org/accelerator/CLIC-inaNutshell.php>. Online. 24.6.2014.

- [13] “AEGIS Experiment.” <http://aegis.web.cern.ch/aegis/>. Online. 22.6.2014.
- [14] J. Bjorken and S. Glashow, *Elementary Particles and SU(4)*, *Phys.Lett.* **11** (1964) 255–257.
- [15] **SLAC-SP-017** Collaboration, J. Augustin *et. al.*, *Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+ e^-$  Annihilation*, *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1406–1408.
- [16] **E598** Collaboration, J. Aubert *et. al.*, *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1404–1406.
- [17] H. Harari, *A New Quark Model for Hadrons*, *Phys.Lett.* **B57** (1975) 265.
- [18] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Prog.Theor.Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [19] S. Herb, D. Hom, L. Lederman, J. Sens, H. Snyder *et. al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **39** (1977) 252–255.
- [20] “The Nobel Prize in Physics 2008.” [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2008/kobayashi-facts.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/kobayashi-facts.html). Online. 2.6.2014.
- [21] **CDF** Collaboration, F. Abe *et. al.*, *Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2626–2631.
- [22] **D0** Collaboration, S. Abachi *et. al.*, *Search for high mass top quark production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2422–2426.
- [23] W. Florkowski, *Phenomenology of ultra-relativistic heavy-ion collisions*. World Scientific, Singapore, 2010.
- [24] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et. al.*, *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 032301.
- [25] **PHOBOS** Collaboration, B. Back *et. al.*, *Centrality and energy dependence of charged-particle multiplicities in heavy ion collisions in the context of elementary reactions*, *Phys.Rev.* **C74** (2006) 021902.
- [26] K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake, *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2005.
- [27] “The Nobel Prize in Physics 2004.” [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2004/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2004/). Online. 16.5.2014.
- [28] “The Nobel Prize in Physics 2008.” [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2008/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/). Online. 16.5.2014.

- [29] “The Phase Diagram of Nuclear Matter.” <http://backreaction.blogspot.cz/2007/12/phase-diagram-of-nuclear-matter.html>. Online. 15.5.2014.
- [30] **Wuppertal-Budapest** Collaboration, S. Borsanyi *et. al.*, *Is there still any  $T_c$  mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III*, *JHEP* **1009** (2010) 073.
- [31] K. Fukushima and C. Sasaki, *The phase diagram of nuclear and quark matter at high baryon density*, *Prog.Part.Nucl.Phys.* **72** (2013) 99–154.
- [32] A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel, *Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out*, *Nucl.Phys.* **A772** (2006) 167–199.
- [33] J. Stachel, A. Andronic, P. Braun-Munzinger and K. Redlich, *Confronting LHC data with the statistical hadronization model*, *J.Phys.Conf.Ser.* **509** (2014) 012019.
- [34] R. Stock, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, .
- [35] M. Cacciari, “Jets.” prezentace na Indian-Summer School of Physics 2013.
- [36] M. Vajzer, *Study of Identification of Jets Containing Heavy Quark*, bakalářská práce, ČVUT v Praze, 2008.
- [37] E. Bruna, “Production and quenching of heavy flavours: pp, pA, AA comparisons.” prezentace na BEAUTY 2013.
- [38] “A smorgasboard of major experiment results.” <http://www.ellipsix.net>. Online. 19.5.2014.
- [39] D. d’Enterria, *Jet quenching*, .
- [40] M. Spousta, *Jet Quenching at LHC*, *Mod.Phys.Lett.* **A28** (2013) 1330017.
- [41] “The Large Hadron Collider.” <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>. Online. 14.5.2014.
- [42] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et. al.*, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08002.
- [43] **LHC Study Group** Collaboration, T. S. Pettersson and P. Lefèvre, *The Large Hadron Collider: conceptual design*, Tech. Rep. CERN-AC-95-05 LHC, CERN, Geneva, Oct, 1995.
- [44] “The CERN LHC Portal.” <http://www.lhcportal.com>. Online. 17.5.2014.
- [45] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et. al.*, *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*, .

- [46] “iSGTW: ALICE prepares for data.” <http://www.isgtw.org/feature/isgtw-feature-alice-prepares-data>. Online. 19.5.2014.
- [47] “Stargates Through the Looking Glass.” <http://www.thelivingmoon.com>. Online. 19.5.2014.
- [48] **ALICE-ITS** Collaboration, S. Senyukov, *The upgrade of the ALICE Inner Tracking System*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A732** (2013) 164–167.
- [49] **GEM-TPC, ALICE TPC** Collaboration, B. Ketzer, *A Time Projection Chamber for High-Rate Experiments: Towards an Upgrade of the ALICE TPC*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A732** (2013) 237–240.
- [50] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *Measurement of charm production at central rapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, *JHEP* **1201** (2012) 128.
- [51] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV*, *JHEP* **1209** (2012) 112.
- [52] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et. al.*, *Measurement of prompt D-meson production in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV*, .
- [53] **Particle Data Group** Collaboration, J. Beringer *et. al.*, *Review of Particle Physics (RPP)*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 010001.
- [54] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *Measurement of charm production at central rapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV*, *JHEP* **1207** (2012) 191.
- [55] M. Cacciari and P. Nason, *Charm cross-sections for the Tevatron Run II*, *JHEP* **0309** (2003) 006.
- [56] B. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein and H. Spiesberger, *Hadroproduction of D and B mesons in a massive VFNS*, *AIP Conf.Proc.* **792** (2005) 867–870.
- [57] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et. al.*, *Suppression of non-prompt  $J/\psi$ , prompt  $J/\psi$ , and  $Y(1S)$  in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV*, *JHEP* **1205** (2012) 063.
- [58] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et. al.*, *Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavor hadron decays in pp collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV*, .
- [59] K. Gajdošová, *Pôvabné mezony v jadro-jadrových zrážkách*, bakalářská práce, ČVUT v Praze, 2013.
- [60] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavour hadron decays in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 112007.

- [61] S. Baranov, N. Zotov and A. Lipatov, *Production of heavy quarks on protons within the semihard QCD approach*, *Phys.Atom.Nucl.* **67** (2004) 837–845.
- [62] E. Scomparin, “Heavy quarks: Where do we stand? What next?.” presentace na QM 2014.
- [63] “The POWHEG-BOX.” <http://powhegbox.mib.infn.it/>. Online. 27.6.2014.
- [64] J. Alwall, A. Ballestrero, P. Bartalini, S. Belov, E. Boos *et. al.*, *A Standard format for Les Houches event files*, *Comput.Phys.Commun.* **176** (2007) 300–304.
- [65] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput.Phys.Commun.* **178** (2008) 852–867.
- [66] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The Anti-k(t) jet clustering algorithm*, *JHEP* **0804** (2008) 063.
- [67] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *FastJet User Manual*, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1896.
- [68] M. Vajzer, “Study of jets in p+p and p+Pb collisions at the LHC using POWHEG-Box.” poster na QM 2014.
- [69] **CMS Collaboration** Collaboration, S. Chatrchyan *et. al.*, *Inclusive b-jet production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, *JHEP* **1204** (2012) 084.