

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky

Jadro-jadrové zrážky

BAKALÁRSKA PRÁCA

Autor: **Kamila Šramková**
Vedúci práce: **Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.**
Akademický rok: **2012/2013**

Prehlásenie

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

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

V Prahe dňa

Názov práce: **Jadro-jadrové zrážky**

Autor: Kamila Šramková

Odbor: Jadrové inžinierstvo

Druh práce: Bakalárska práca

Vedúci práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská,
České vysoké učení technické v Praze.

Abstrakt:

Jadro-jadrové zrážky sú kľúčovou súčasťou štúdia kvark-gluónovej plazmy. Takýto stav hmoty nastal aj v rannom štádiu vesmíru. Takéto zrážky sú študované na experimentoch umiestnených na urýchľovačoch RHIC a LHC.

Jednou z častíc vznikajúcich pri jadro-jadrových zrážkach je kaón. Rekonštrukcia tejto častice z jej rozpadu na tri nabitú π mezóny by mohla byť cestou ako merať kaóny s vyššou priečnou hybnosťou než pri priamom meraní.

Kľúčové slová: Jadro-jadrové zrážky, zrážkový parameter, rapidita, pseudorapidita, centralita, multiplicita, tok, luminozita, jadrový modifikačný faktor, RHIC, STAR, PHENIX, LHC, ALICE, K mezón.

Title: **Nucleus-nucleus collision**

Author: Kamila Šramková

Abstract:

Nucleus-nucleus collisions are a key part of the study of quark-gluon plasma. Matter is believed to be in this state in the early stages of the Universe. These collisions are studied in the experiments located at RHIC and LHC accelerators.

One of the particles produced during the nucleus-nucleus collisions is a kaon. Reconstruction of this particle from its decay into three charged π mesons could be a way to measure kaons whose transversal momentum is higher than of primary kaons.

Keywords: Nucleus-nucleus collision, impact parameter, rapidity, pseudorapidity, centrality, multiplicity, flow, luminosity, nuclear modification factor, RHIC, STAR, PHENIX, LHC, ALICE, K meson.

Pod'akovanie

V prvom rade by som sa chcela poďakovať môjmu školiteľovi Mgr. Jaroslavovi Bielčíkovi, Ph.D. za jeho trpezlivosť, ochotu a nedoceníiteľné rady nielen pri písaní tejto práce.

Ďalej by som chcela poďakovať kolegom Alexandrovi Schmahovi, Xinovi Dongovi a Patrickovi Huckovi za pomoc pri vypracovaní analýzy. Všetkým ďalším kolegom, ktorý ochotne odpovedali na moje otázky a objasňovali moje nejasnosti by som chcela taktiež poďakovať.

V neposlednom rade by som sa chcela z celého srdca poďakovať Janovi Vysokému za obrovskú podporu a pomoc pri písaní tejto práce.

Obsah

1	Základné charakteristiky jadro-jadrových zrážok	14
1.1	Lorentzove invarianty a veličiny dôležité v jadro-jadrových zrážkach	14
1.2	Tvrde procesy	23
2	Fázové prechody	26
2.1	Všeobecné fázové prechody	26
2.1.1	Fázový prechod prvého druhu	27
2.1.2	Fázový prechod druhého druhu	29
2.2	Fázové prechody jadrovej hmoty	29
3	Experimentálny program na RHIC: STAR, PHENIX	32
3.1	Ultrarelativistický urýchlovač ťažkých iónov, RHIC	32
3.2	Experiment STAR	34
3.2.1	Prehľad detektorov na experimente STAR	34
3.2.2	Spúšťačiaci systém a zber experimentálnych údajov na experimente STAR	36
3.3	Experiment PHENIX	36
3.3.1	Globálne detektory	38
3.3.2	Centrálne spektrometre	39
3.3.3	Miónové spektrometre	39
3.4	Najdôležitejšie výsledky doterajšieho fyzikálneho programu na urýchľovači RHIC	39
3.4.1	Jadrový modifikačný faktor	39
3.4.2	Zhášanie jetov	40
3.4.3	Škálovanie eliptického toku podľa konštituenčných kvarkov	42
3.4.4	Pozorovanie J/ψ mezónu	42
4	Experimentálny program na LHC: ALICE	46
4.1	Veľký hadrónový urýchlovač LHC	46
4.1.1	Experimenty na urýchľovači LHC	49
4.2	Experiment ALICE	49
4.2.1	Usporiadanie detektoru ALICE	51

4.3	Najdôležitejšie výsledky doterajšieho fyzikálneho programu na urýchľovači LHC . . .	55
4.3.1	Jadrový modifikačný faktor	55
4.3.2	Tok identifikovaných častíc	57
4.3.3	Potlačenie Υ	57
5	Analýza rozpadu kaónu na tri pióny	60
5.1	Priame meranie kaónov	60
5.2	Zakladné vlastnosti rozpadu kaónu na tri pióny	60
5.3	Predbežné nastavenie selekčných kritérií	62
5.4	Sekundárny vertex	65
5.5	Optimalizácia selekčných kritérií	68
5.6	Výhľad do budúcnosti analýzy	73
A	Slovník	76

Zoznam obrázkov

1.1	Schéma binárneho procesu	16
1.2	Schematická zrážka dvoch jadier	17
1.3	Závislosť pseudorapidity na odklone od osy zväzku	18
1.4	Rozdelenie pseudorapidity v zrážke	18
1.5	Časo-priestorový vývoj zrážky	19
1.6	$N_{part}(\vec{b})$ v jedno bode \vec{s} pre jadro-jadrovú zrážku	21
1.7	Závislosť multiplicity na centralite zrážky	22
1.8	Reakčná rovina	22
1.9	Luminozita urýchľovača RHIC	24
2.1	Fázový diagram vody	26
2.2	Záznam trajektórií častíc v bublinovej komore	28
2.3	Fázový diagram jadrovej hmoty	29
2.4	Vybrané pozorovateľné ako funkcie hustoty energie	31
3.1	Schéma urýchľovača RHIC	33
3.2	Schéma experimentu STAR	34
3.3	Schéma TPC	35
3.4	Zrážka zlatých jadier zaznamenané detektorom TPC	37
3.5	Schéma experimentu PHENIX	38
3.6	$R_{AA}(p_T)$ pre π^0 , η , h^\pm a γ	41
3.7	Dvojčasticová azimutálna distribúcia	41
3.8	$v_2(m_T-m_0)$ identifikovaných častíc	42
3.9	$\frac{v_2}{n_q}(\frac{m_T-m_0}{n_q})$ identifikovaných častíc	43
3.10	M_{ee}^{inv} v zrážkach p+p a Cu+Cu	43
3.11	$R_{AA}(p_T) J/\psi$	44
3.12	$R_{AA}(N_{part}) J/\psi$	45
4.1	Schéma urýchľovacieho komplexu v CERN	47
4.2	Dipólového magnet LHC	48
4.3	Schéma urýchľovača LHC s jednotlivými experimentami	48

4.4	Experimenty na urýchľovači LHC	49
4.5	Experiment ALICE	50
4.6	Dvojdimenzionálny rez experimentom ALICE	52
4.7	Vnútrotný dráhový detektor experimentu ALICE	53
4.8	$R_{AA}(p_T)$ merané na experimente ALICE	56
4.9	$v_2(p_T)$ merané na experimente ALICE	57
4.10	$\frac{v_2}{n_q}(\frac{m_T-m_0}{n_q})$ merané na experimente ALICE	58
4.11	$M_{\mu\mu}^{inv}$ Υ v zrážkach Pb+Pb a p+p	59
5.1	Distribúcia invariantnej hmoty K, π a p	61
5.2	Schéma rozpadu K^+ na tri nabité pióny	62
5.3	Selekčné kritériá rozpadu K^+ na tri nabité pióny	63
5.4	$M_{K^+}^{inv}$ s počiatočnými selekčnými kritériami	63
5.5	$M_{K^+}^{inv}$ so sprísnenými selekčnými kritériami pre vertex distance a dca AB	64
5.6	$M_{K^+}^{inv}$ so sprísnenými selekčnými kritériami pre výlet K^+ z primárneho vertexu a dca ABC	64
5.7	$M_{K^+}^{inv}$ a $M_{K^-}^{inv}$ s ručne optimalizovanými selekčnými kritériami	65
5.8	$X_1(X_2)$ a ΔX pre sekundárny vertex	66
5.9	$Y_1(Y_2)$ a ΔY pre sekundárny vertex	66
5.10	$Z_1(Z_2)$ a ΔZ pre sekundárny vertex	67
5.11	$M_{K^+}^{inv}$ určená metódou 1 a 2	67
5.12	$M_{K^+}^{inv}$ určená metódou 1 a 2 v prekryve	68
5.13	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií v prvom kroku dca Kaon	69
5.14	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií v druhom kroku dca Kaon	69
5.15	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií v treťom kroku dca Kaon	70
5.16	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií vo štvrtom kroku dca Kaon	70
5.17	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií v piatom kroku dca Kaon	71
5.18	Signifikancia signálu ako funkcia selekčných kritérií v šiestom kroku dca Kaon	71
5.19	$M_{K^+}^{inv}$ s optimálnymi selekčnými kritériami	72
5.20	$M_{K^+}^{inv}(p_T)$ s optimálnymi selekčnými kritériami	72
5.21	Invariantná hmota nameraných kaónov ako funkcia priernej hybnosti	73

Zoznam tabuliek

1.1	Niektoré merateľné veličiny a ich jednotky v elektrónvoltoch	14
3.1	Parametre urýchľovača RHIC	33
3.2	Zoznam kolobehov na urýchľovači RHIC	40
4.1	$\Upsilon(nS)/\Upsilon(1S)$ v zrážkach PbPb	58
5.1	Zvolené selekčné kritéria a ich význam	62
5.2	Selekčné kritéria s maximálnou signifikanciou signálu K^+	69

Úvod

Jadro-jadrové zrážky, ktoré sú v ostatných rokoch pozorované a študované na urýchľovači RHIC a LHC sú dôležitou sondou pri štúdiu jadrovej hmoty pri extrémnych teplotách a tlakoch. Tento stav jadrovej hmoty, panoval vo vesmíre krátko po jeho vzniku. Po prvej mikrosekunde nastal fázový prechod, zo stavu voľných kvarkov a gluónov do stavu uväznenia v hadrónoch. V jadro-jadrových zrážkach môžeme tento prechod študovať.

Na základnej úrovni sa svet skladá z kvarkov a leptónov, ktoré interagujú štyrmi druhmi síl. Existujú tri generácie kvarkov pričom v každej generácii sú dva kvarky. Celkovo teda poznáme šesť vôní kvarkov a to vrchný, spodný, podivný, pôvabný, krásny, a pravdivý. Kvarky nesú farebný náboj a preto sú citlivé na silnú interakciu, majú zlomkový elektrický náboj ($\pm 1/3e$ alebo $\pm 2/3e$), ktorý umožňuje elektromagnetickú interakciu, majú rôznu hmotnosť a taktiež majú spin rovný $1/2 \hbar$, čiže sú fermiónmi. Kvarky nepozorujeme ako voľné, takmer všetky vlastnosti, ktoré sú o kvarkoch známe pochádzajú zo štúdia hadrónov a zrážok častíc v urýchľovači. Hadróny sú častice skladajúce sa z dvoch (mezóny) alebo troch (baryóny) kvarkov. Pre každý kvark existuje príslušný antikvark.

Náplňou tejto práce je oboznámenie sa so základnými veličinami používanými na popis jadro-jadrových zrážok, ako sú napríklad zrážkový parameter, rapidita, pseudorapidita, centralita, multiplicita, tok, luminozita a jadrový modifikačný faktor. Taktiež sme sa zaoberali fázovými prechodmi v klasickej termodynamike ako aj fázovými prechodmi jadrovej hmoty.

Dve kapitoly tejto práce sú venované popisu experimentov používaných pri štúdiu zrážok jadier rôznych prvkov STAR a PHENIX na urýchľovači RHIC a ALICE na urýchľovači LHC. V týchto kapitolách sa nachádza aj stručný prehľad niktých doterajších najdôležitejších výsledkov nameraných v týchto experimentoch, ako sú napríklad jadrový modifikačný faktor nabitých hadrónov, tok a jeho škálovanie pomocou konštitučných kvarkov, potlačenie produkcie mezónu Υ , štúdium J/ψ a zhášanie jetov.

V kapitole 5 sú prezentované výsledky spracovania dát z experimentu STAR na urýchľovači RHIC v zrážkach zlatých jadier pri energii 39 GeV v analýze rozpadu nabitého kaónu na tri nabité pióny. Účelom tejto analýzy bolo dosiahnutie čo najvyššej priechnej hybnosti rekonštruovaného kaónu. Práca popisuje postup rekonštrukcie sekundárneho vertexu a čiastočne overenie jeho presnosti ako aj optimalizácie výberových kritérií. Podarilo sa nám kaón zrekonštruovať až do priechnej hybnosti 3 GeV/c.

Kapitola 1

Základné charakteristiky jadro-jadrových zrážok

Pri štúdiu jadro-jadrových zrážok je dôležité určiť veličiny, ktoré budeme merať tak, aby boli lorentzovsky invariantné, alebo aby sa vhodne menili vzhľadom k Lorentzovej transformácii. Invariantnosť týchto veličín je dôležitá pre univerzálnosť výsledkov a ich budúce porovnávanie. Účelom tejto kapitoly je uviesť a zdefinovať nasledovné veličiny: kinematické veličiny, zrážkový parameter, rapidita, pseudorapidita, veličiny svetelného kužela, centralita, multiplicita, tok, luminozita a jadrový modifikačný faktor. Pri vypracovaní sme vychádzali z [1, 2, 3].

1.1 Lorentzove invarianty a veličiny dôležité v jadro-jadrových zrážkach

Veličiny, ktoré používame pri štúdiu jadro-jadrových zrážok popisujú kinematické vlastnosti častíc, rôzne druhy pravdepodobnosti, vlastnosti urýchľovačov a iných meracích zariadení a parametre charakterizujúce jednotlivé zrážky. Obvyklou sústavou jednotiek pre popis javov v jadro-jadrových zrážkach je prirodzená sústava jednotiek pre ktorú platí, že rýchlosť svetla $c = \hbar = 1$. Pri štúdiu jadro-jadrových zrážok sa používa na meranie energie jednotka elektrónvolt. Táto jednotka nie je SI jednotkou a prevodný vzťah do jednotiek SI je $1 \text{ eV} = 1.602176565(35) \cdot 10^{-19} \text{ J}$. V tabuľke 1.1 sú uvedené jednotky veličín v elektrónvoltoch.

Veličina	Jednotka
Energia	[eV]
Hmotnosť	[eV/c ²]
Teplota	[eV]
Vzdialenosť	[eV.s]

Tabuľka 1.1: Niektoré základne merateľné veličiny a ich jednotky v elektrónvoltoch

Kinematické veličiny

Veličiny popisujúce kinematické vlastnosti častíc sú štvorvektory polohy a hybnosti. Štvorvektor polohy je možné reprezentovať ako vektor so zložkami

$$x^\mu = \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

kde zložka x^0 vyjadruje časovú súradnicu a zložky x^1 , x^2 a x^3 určujú polohové súradnice. V niektorých fyzikálnych procesoch nie je potrebná znalosť kompletného polohového vektoru a stačí ak je známa vzdialenosť od z-tovej osy, preto sa zavádza veličina $x_T = \sqrt{x^2 + y^2}$ a potom popisujem polohu ako

$$x^\mu = \begin{pmatrix} ct \\ x_T \\ z \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Podobne pre hybnosť platí

$$p^\mu = \begin{pmatrix} p^0 \\ p^1 \\ p^2 \\ p^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Rovnakým spôsobom prejdeme ako pri polohovom štvorvektore k určeniu priečnej zložky hybnosti $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Hybnosť potom je možné popísať

$$p^\mu = \begin{pmatrix} E/c \\ p_T \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

V nasledujúcich zápisoch budeme používať Einsteinovo sumačné pravidlo. Skalárne násobenie dvoch štvorvektorov a^μ a b^μ je definované ako

$$g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu \quad (1.5)$$

kde $g^{\mu\nu}$ je metrický tenzor definovaný ako

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Ak sa definuje kovektor $a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$ a $g^{\mu\nu} = (g^{-1})^{\mu\nu}$ môže sa ekvivalentne písať

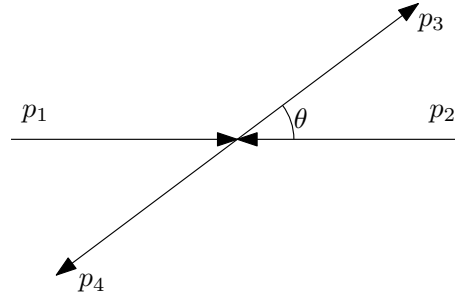
$$g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = a^\mu b_\mu = g^{\mu\nu} a_\mu b_\nu. \quad (1.7)$$

Je možné ukázať, že platí

$$p^\mu x_\mu = Et - \vec{p} \cdot \vec{x} \quad (1.8)$$

$$p^2 \equiv p^\mu p_\mu = E^2/c^2 - |\vec{p}|^2 = m^2 c^2 \quad (1.9)$$

Pretože vždy platí, že hmotnosť $m \geq 0$ tak platí aj, že $m^2 = p^2 \geq 0$. Veličiny ktorých kvadrát je väčší alebo rovný nule sa nazývajú časupodobné veličiny (nultý komponent vektoru prevažuje). Veličiny ktorých kvadrát je ostro menší ako nula sa nazývajú priestorupodobné veličiny.



Obr. 1.1: Zrážka dvoch častíc s hybnosťami p_1 a p_2 za vzniku dvoch častíc s hybnosťami p_3 a p_4

Mandelstamové invarianty

Na obrázku 1.1 je znázornená zrážka dvoch častíc z ktorej po interakcii vyletia znovu dve častice, pričom platí zákonu zachovania hybnosti $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$. Invariantnými veličinami sú v tomto prípade

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (1.10)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (1.11)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2. \quad (1.12)$$

Veličiny s , t a u sa nazývajú Mandelstamovými invariantami. Ich súčet je taktiež lorentzovský invariantný a platí

$$s + t + u = \sum_i m_i^2, \quad (1.13)$$

kde m_i je hmotnosť i -tej častice v zrážke. Z platnosti $p_1^2 = m_1^2$ a z definície s je zrejmé, že odmocnina z s definuje celkovú energiu dodanú do zrážky v ťažiskovej sústave. Ak by sme sa zaujímali o zrážku dvoch rovnakých častice pre ktoré platí $\sqrt{s} \ll m^2$ môžeme vektory štvorhybnosti definovať ako

$$p_1 = (E_{cm}/c, 0, p_{cm}) \approx \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, \frac{\sqrt{s}}{2}\right), \quad (1.14)$$

$$p_2 = (E_{cm}/c, 0, -p_{cm}) \approx \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2}\right), \quad (1.15)$$

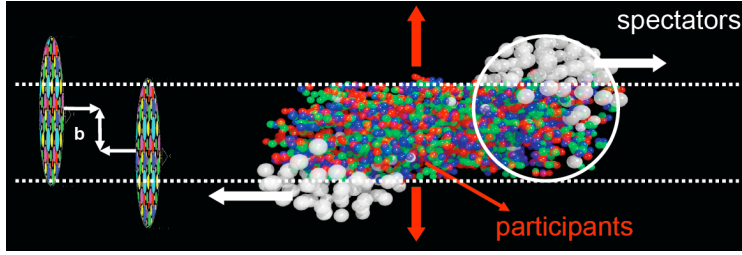
kde E_{cm} je energia v ťažiskovej sústave a p_{cm} je hybnosť v tejto sústave.

Pri experimentálnych meraniach jadro-jadrových zrážok sa energia dodaná do zrážky uvádza najčastejšie ako energia ťažiskovej sústave na jeden nukleón-nukleónový pár $\sqrt{s_{NN}}$.

Zrážkový parameter

Zrážkový parameter vyjadruje vzdialenosť medzi centrami častíc vstupujúcimi do zrážky, tak ako je znázornené na obrázku 1.2 a označené písmenom b . Môže nadobúdať hodnoty od 0 do $R_A + R_B$, kde R_A a R_B sú polomery jadier, prípadne hodnota dosahu interakcie medzi časticami. V experimentoch je veľmi náročné určiť presnú hodnotu tohoto parametru, pretože neexistuje žiaden spôsob ako by sme ho mohli merať priamou metódou, avšak existuje rada nepriamych metód.

Na obrázku 1.2 a je vidno, že jadrá nemajú sférický tvar, ale jeden rozmer má sploštený tvar. Na urýchľovači RHIC môže kinetická energia na jeden nukleón dosiahnuť hodnotu 100 GeV. To znamená, že Lorentzov faktor γ dosiahne hodnotu až 107. Pretože v takomto prípade nastáva lorentzovská kontrakcia dĺžky bude rozmer jadra v smere zväzku 107 menší ako rozmer v kolmom smere.



Obr. 1.2: Schematická zrážka dvoch jadier, v ľavej časti obrázku je vyznačená veľkosť zrážkového parametru b .

Rapidita

Rapidita je definovaná vzťahom

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (1.16)$$

kde E je celková energia častice a p_z priemet hybnosti do pozdĺžnej osy. Celková energia častice v prirodzených jednotkách je definovaná ako

$$E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2 \quad (1.17)$$

a transverzálna hmotnosť ako

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2. \quad (1.18)$$

Z predchádzajúcich vzťahov môžeme prepísať energiu a pozdĺžnu hybnosť v premenných rapidity ako

$$E = m_T \cosh y \quad (1.19)$$

$$p_z = m_T \sinh y. \quad (1.20)$$

Rapidita nie je lorentzovským invariantom, ale pre transformáciu z laboratórnej sústavy (LS) do ťažiskovej (CMS) platí, že rapidita častice v LS je rovná súčtu rapidity častice v CMS a rapidity samotnej CMS v LS. Rapidita sa teda transformuje podobným spôsobom pri Lorentzovej transformácii ako vektor rýchlosti pri galileiho transformácii.

Častica, ktorá sa pohybuje v smere osy zväzku rýchlosťou β má rapiditu rovnú

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (1.21)$$

Z tohoto vzťahu pri prechode k nerelativistickej limite ($\beta \ll 1$) dostávame vzťah

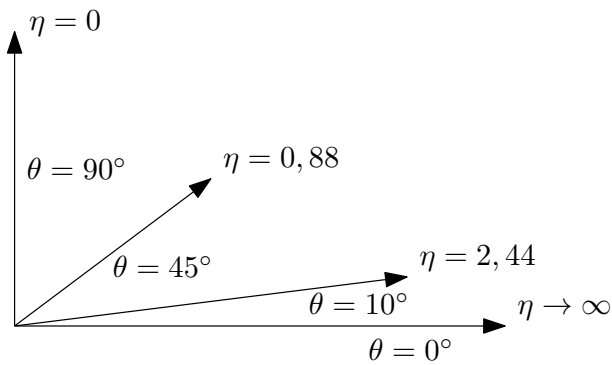
$$y = \beta + \mathcal{O}(\beta^3). \quad (1.22)$$

Z vyššie uvedených poznatkov, môžeme rapiditu považovať v istom zmysle za relativistický ekvivalent rýchlosti.

Pseudorapidita

Pseudorapidita je definovaná vzťahom

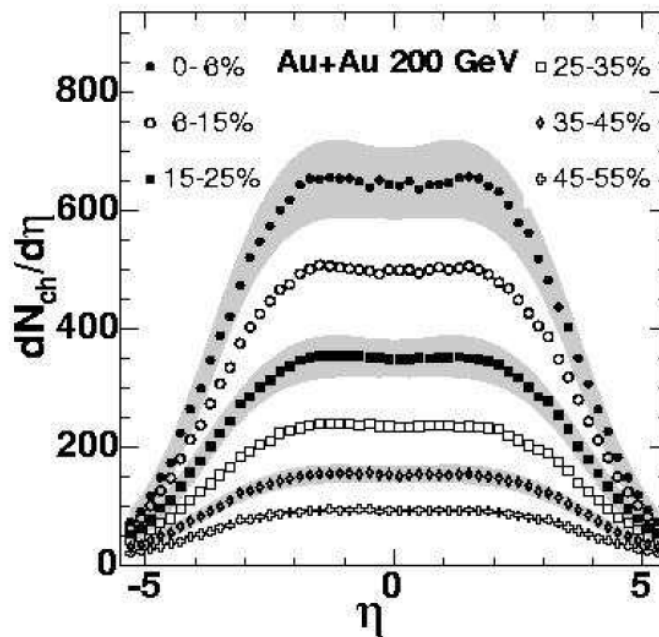
$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (1.23)$$



Obr. 1.3: Hodnota pseudorapidity pre rôzne uhly odklonu od osy zväzku

kde uhol θ predstavuje uhol od ktorý sa častica po zrážke odkloní od osy zväzku. Logaritmickej závislosti na tangente je jasne viditeľná na obrázku 1.3. Ak pre časticu platí $m \ll p$ pojmy pseudorapidity a rapidity splývajú.

Rozdelenie pseudorapidity v zrážkach je znázornené na obrázku 1.3.



Obr. 1.4: Rozdelenie pseudorapidity v zrážke Au+Au pre $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ pre rôzne hodnoty centrality

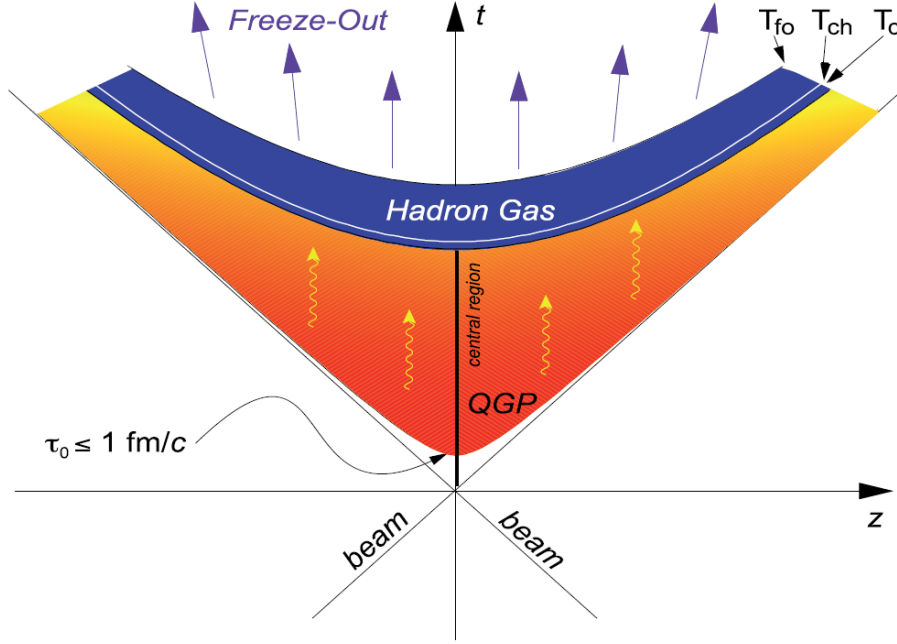
Veličiny svetelného kužeľa

Majme zrážku dvoch jadier, ktoré sa pohybujú približne rýchlosťou svetla. Na obrázku 1.5 je táto zrážka znázornená. Ku zrážke dochádza v čase $t = 0$, kde polohová súradnica má taktiež hodnotu rovnú nule. A čiže horná polovica odpovedá času po zrážke a spodná odpovedá času pred

ňou. V hornej polovici je naznačená sformovanie kvapky horúcej a hustej hmoty¹, ktorý sa vyvíja a expanduje v čase až do bodu kde po rôznych procesoch nastáva vymrznutie² častíc. Pre všetky relativistické častice platí

$$\sqrt{t^2 c^2 - z^2} = \tau, \quad (1.24)$$

kde τ značí vlastný čas pre danú časticu. Ak pre nejakú časticu hodnota vlastného času nadobúda nulovú hodnotu, pohybuje sa táto častica rýchlosťou svetla a svojou dráhou definuje svetelný kužeľ.



Obr. 1.5: Časový a fyzikálny priebeh zrážky zobrazený vo svetelnom kuželi

Môžeme definovať premenné v súvislosti s ich vzťahom k svetelnému kuželi ak pre štvorvektor polohy platí 1.2 definujeme polohové súradnice svetelného kužela

$$x_+ = tc + z \quad (1.25)$$

$$x_- = tc - z, \quad (1.26)$$

tieto sú vhodné pre popis ultrarelativistických častíc, pretože po vynásobení vzťahov 1.25 a 1.26 dostávame vzťah pre vlastný čas relativistickej častice 1.24.

Podobne ak máme vzťah pre štvorvektor hybnosti vzťah 1.4 môžeme doprednú hybnosť v svetelnom kuželi definovať ako

$$p_+ = E/c + p_z \quad (1.27)$$

a spätnú hybnosť v svetelnom kuželi ako

$$p_- = E/c - p_z. \quad (1.28)$$

Pre takto definované premenné môžeme prepísať vzťah 1.21 pre rapiditu ako

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p_+}{p_-}. \quad (1.29)$$

¹_z anglického fireball

²_z anglického freeze-out

Účinný prierez

Účinný prierez vyjadruje mieru pravdepodobnosti, že nastane nejaká interakcia. Majme myšlienkový pokus pri ktorom by sme používali častice \mathcal{A} ako projektilové a časticu \mathcal{B} ako terčikovú časticu. Časticami druhu \mathcal{A} budeme bombardovať plochu s jednotkovou veľkosťou \mathcal{S} v ktorej je umiestnená častica \mathcal{B} . Potom celkový účinný prierez môžeme definovať ako

$$\sigma = \frac{\text{počet rozptýlených častíc } \mathcal{A}}{\text{počet vystrelených častíc } \mathcal{A}} \cdot \mathcal{S} \quad (1.30)$$

Podrobnejšiu informáciu môžeme získať z diferenciálneho účinného prierezu, kde v čitateľovi nebudú vystupovať všetky rozptýlené častice, ale iba tie rozptýlené častice, ktoré splňujú nejaké ďalšie obmedzenie napr. že rozptýlená častica bude mať priečnu hybnosť v rozmedzí $(p_T, p_T + \Delta p_T)$, alebo rozptýlenie nastane v rozmedzí uhlov $(\theta, \theta + \Delta\theta)$.

Výhodou tohto popisu je, že nepotrebujeme poznať rozmery, poprípade dosahy interakcie vstupujúcich častíc aby sme určili účinný prierez. Omnoho dôležitejšou vlastnosťou na ktorú môžeme usudzovať so znalosti účinného prierezu je interakcia, ktorá medzi časticami nastala, pretože je známi vzťah medzi účinným prierezom a interakciou.

Centralita

Centralita je veličina priamo závislá na zrážkovom parametre b , ktorá vyjadruje mieru prekrytia jadier v zrážke. A teda čím je menšia hodnota zrážkového parametru, tým je centralita danej zrážky väčšia. Miera centrality ja taktiež závislá priamo na počte častíc zúčastnených priamo v interakciách. Tento počet definujeme ako

$$N_{coll}(\vec{b}) = \sigma_{inel} T_{AB}(\vec{b}), \quad (1.31)$$

kde σ_{inel} je účinný prierez neelastickej medzinukleónovej interakcie, ktorý rastie so zväčšujúcou sa vstupnou energiou \sqrt{s} , T_{AB} funkcia prekrytia jadier. Funkcia prekrytia jadier je definovaná ako

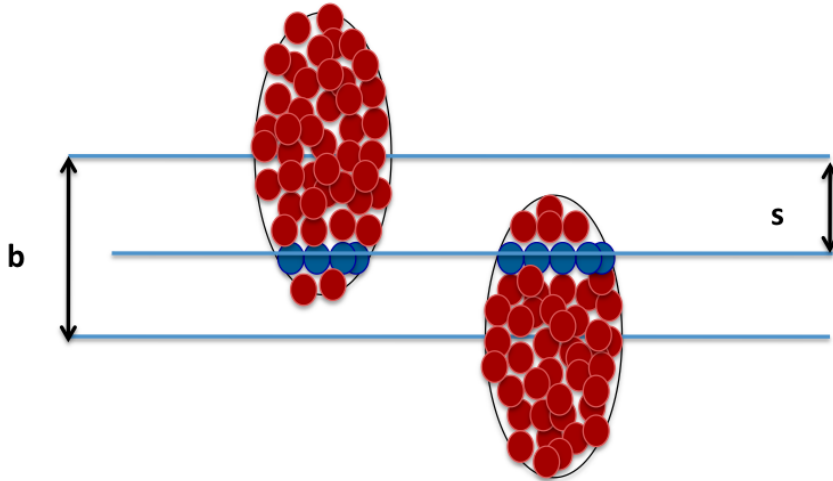
$$T_{AB} = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) d\vec{s}. \quad (1.32)$$

Ďalšiu veličinou ktorá závisí na centralite je počet participantov v zrážke. Ten je určený ako funkcia hrúbky jadra T_A alebo T_B a pravdepodobnosť nukleón-nukleónovej zrážky v danom mieste \vec{s} , tak ako je to znázornené na obrázku 1.6 presná definícia je nasledovná

$$N_{part}(\vec{b}) = \int d^2s [T_A(\vec{s})(1 - e^{-\sigma_{inel} T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)}) + T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)(1 - e^{-\sigma_{inel} T_A(s)})]. \quad (1.33)$$

Pomocou energie deponovanej v kalorimetri umiestnenom pozdĺžne vo veľkej vzdialenosti od centra zrážky (tzv. Zero Degree Calorimeter) je centralitu taktiež možno určiť. Veľká energia nameraná v tomto kalorimetri je znamením periferálnej (necentrálnej zrážky). Na druhej strane ak je táto energia veľmi malá (~ 0), väčšina energia dodaná do zrážky bola spotrebovaná na premenu častíc a zrážku môžeme považovať za centrálnu.

Počet vzniknutých častíc a ich priečnej energie taktiež vypovedá o centralite zrážky. Ak väčšia časť energie bude spotrebovaná na tvorbu častíc, tak vznikne viac nových častíc a budú mať väčšiu priečnu energiu čo je jasným signálom väčšej centrality danej zrážky. Počet vzniknutých častíc v zrážke vyjadruje veličina nazvaná multiplicita



Obr. 1.6: Schéma zrážajúcich sa jadier so zrážkovým parametrom b s vyznačenými nukleónmi v rade vo vzdialenosti s v prvom jadre a v korešpondujúcej vzdialenosti $b - s$ v druhom nukleóne

Multiplicita

Multiplicita je vyjadrenie pre počet vzniknutých častíc v zrážke. Táto veličina úzko súvisí so zrážkovým parametrom a všetkými ostatnými veličinami, ktoré s ním súvisia. Takže pre centrálnejšiu zrážku v ktorej sa do vzniku nových častíc dostáva väčšie množstvo energie je počet vzniknutých častíc vyšší ako v preiferálnejšej zrážke. Táto závislosť je znázornená na obrázku 1.7 spolu s počtom častíc zúčastnených v zrážke N_{part} , hodnote zrážkového parametru b a pravdepodobnosti, že tá daná situácia nastane.

Reakčná rovina

Reakčná rovina je vymedzená pozdĺžnou osou z (osa zväzku) a zrážkovým parametrom. Z rovnakých dôvodov aké platia pre zrážkový parameter je náročné určiť aj túto rovinu. Vlastný význam zrážkovej roviny nie je až taký dôležitý, ale značné opodstatnenie nachádza pri určovaní toku.

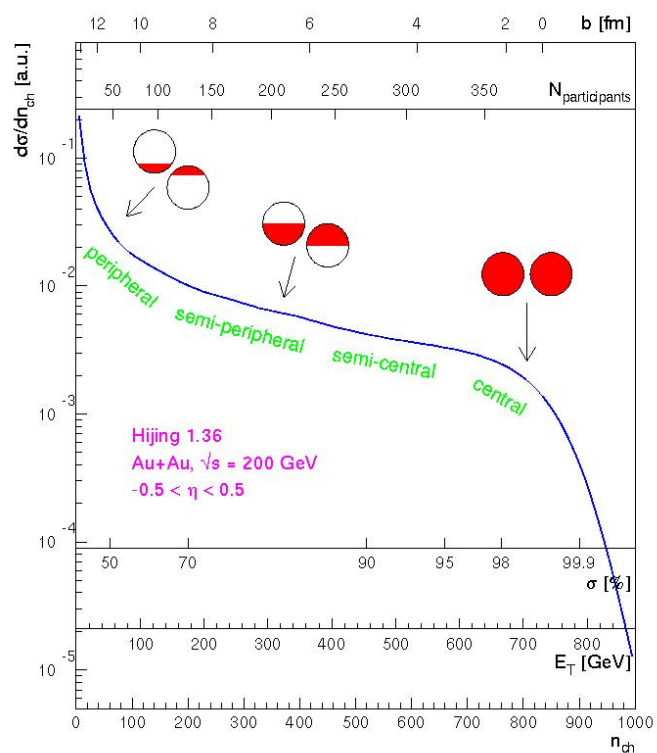
Tok

Tok je merateľná vlastnosť udalosti, ktorá sa dá určiť ako Fourierová transformácia rozdelenia hybnosti v tvare

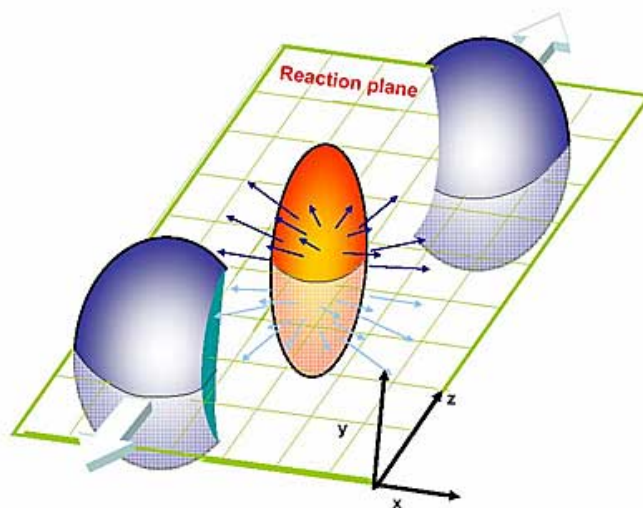
$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \psi_r)] \right), \quad (1.34)$$

kde ψ_r je uhol reakčnej roviny, ktorý je definovaný zrážkovým parametrom tak ako je to zobrazené na obrázku 1.8. Pretože je náročné určiť zrážkový parameter je náročné určiť aj tento uhol, ktorý sa musí určovať pre každú udalosť zvlášť, pretože pre každú udalosť je zrážkový parameter odlišný. Parameter ϕ je určený pre každú časticu ktorá nás zaujíma zvlášť, vyjadruje uhol pod ktorým vyletuje vzhľadom na reakčnú rovinu. Poslednou neznámou je

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \psi_r)] \rangle, \quad (1.35)$$



Obr. 1.7: Rozdelenie závislosti multiplicity na centralite v zlato-zlatých zrážkach pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [4]



Obr. 1.8: Znázornenie reakčnej roviny

ktorá vyjadruje koeficient Fourierovej transformácie. Kde platí, že $\langle \cdot \rangle$ je stredná hodnota pre všetky častice vo všetkých udalostiach. Pre koeficienty získavame

$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle \quad (1.36)$$

$$v_2 = \left\langle \left(\frac{p_x}{p_T} \right)^2 - \left(\frac{p_y}{p_T} \right)^2 \right\rangle. \quad (1.37)$$

Luminozita

Luminozita je dôležitá vlastnosť zväzku každého urýchľovača, ktorá závisí na pričnom priereze plochy zhluku S , ktorý tvorí zväzok, na frekvencií f s ktorými sa zhluky zrážajú a počte častíc v jednotlivých zhlukoch N_1 resp. N_2 . Výsledný vzťah pre luminozitu je následný

$$L = f \frac{N_1 N_2}{S}. \quad (1.38)$$

Ďalšou dôležitou charakteristikou zrážky v urýchľovači je početnosť vzniknutia danej častice. Táto veličina sa používa na vyjadrenie počtu vzniknutých hľadaných častíc za jednotku času pri známom účinnom priereze σ častíc pri danej zrážke na urýchľovači s luminozitou L . Početnosť vzniku následne definujeme ako

$$R = \sigma L. \quad (1.39)$$

Príklad luminozity urýchľovača je na obrázku 1.9, kde je znázornená luminozita jedného nukleónového páru definovaná

$$L_{NN} = L \cdot A_1 \cdot A_2, \quad (1.40)$$

kde L je luminozita a A_1 a A_2 je počet nukleónov v zrážanom ióne.

Jadrový modifikačný faktor

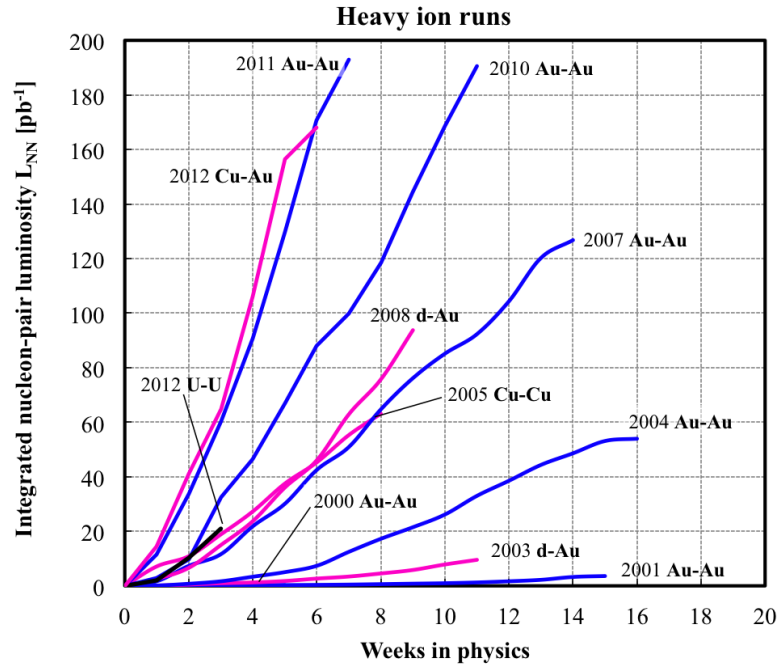
Veličina porovnávajúca rozličné podmienky v zrážkach atómových jadier a protónov sa nazýva jadrový modifikačný faktor pre daný hadrón h môžeme vypočítať pomocou vzťahu

$$R_{AA}^h(y, p_T; W) = \frac{\frac{d\sigma^{AA \rightarrow h}}{dy d^2 p_T}(y, p_T; W)}{N_{bin} \frac{d\sigma^{pp \rightarrow h}}{dy d^2 p_T}(y, p_T; W)}, \quad (1.41)$$

kde y je rapidita hadrónu, p_T je jeho pričná hybnosť, W je nominálna hodnota ťažiskovej energie v zrážke nukleónov a N_{bin} je priemerný počet binárnych zrážok nukleónov, vypočítaný najčastejšie použitím Glauberovho modelu [6]. Rôzne efekty vznikajúce v jadrovej hmote pri extrémnych teplotách a tlakoch ako napríklad tienenie, viacnásobný partónový rozptyl a zhášanie alebo potlačenie finálneho stavu ovplyvňujú závislosť Jadrového modifikačného faktoru R_{AA} na pričnej hybnosti rôznymi spôsobmi. Nie je jednoduché a priori urobiť predpoveď na základe týchto efektov, pretože nie je ujasnený model parton-nukleónovej interakcie. Predpovedané schematické modeli sú natoľko flexibilné, že sú schopné zhruba popisovať dáta [7].

1.2 Tvrdé procesy

Zvláštnou vlastnosťou kvantovej chromodynamiky je asymptotická voľnosť. To znamená že na veľmi malých vzdialenostiach sila pôsobiaca medzi kvarkami a gluónmi vymizne. Takže elementárne súčasti hadrónov sa na malých vzdialenostiach chovajú ako voľné častice pričom na veľkých



Obr. 1.9: Luminozita nukleónového páru L_{NN} urýchľovača RHIC [5]

vzdialenostiach sa prejavuje silná interakcia. Túto zvláštnosť môžeme dobre pozorovať pri vysoko-energetických zrážkach v ktorých sa vyskytujú *tvrdé procesy* čiže v procesoch s vysokou predanou hybnosťou. Tvrdý proces môže nastať pri zrážke dvoch kvarkov, alebo gluónov, alebo kvarku s gluónom.

Do produkcie častíc s vysokou priečnou hybnosťou ($p_T \sim 4 - 5 \text{ GeV}/c$) prispievajú najmä tvrdé procesy.

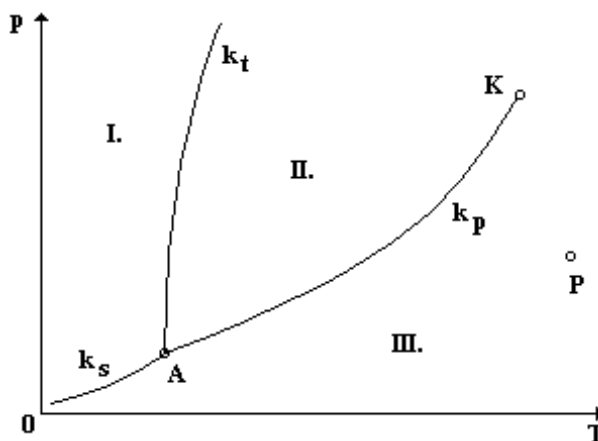
Kapitola 2

Fázové prechody

Táto kapitola bola vypracovaná na základe podkladov z [8, 9].

2.1 Všeobecné fázové prechody

Každá látka, prípadne sústava látok sa môže vyskytovať v navzájom rôznych fyzikálne homogénnych modifikáciách, ktoré nazývame fázami. Fáza je súbor častí termodynamického systému s rovnakými fyzikálnymi a chemickými vlastnosťami nezávisle na množstve látky. Pre jednoduché látky sa vyskytujú tri fázy-skupenstvá: tuhé, kvapalné a plynné. V niektorých látkach sa môže v jednom skupenstve nachádzať viacero fáz jedného skupenstva, takýto stav nazývame *polymorfizmus*.



Obr. 2.1: Fázový diagram vody, bod A vyznačuje trojný bod vody, bod K je kritickým bodom, krivka k_t je krivkou tuhnutia, krivka k_s je sublimačnou krivkou a krivka k_p je krivkou sýtej pary. Oblasť I je oblasť tuhej fázy vody- ľadu, oblasť II je kvapalná fáza a oblasť III je fáza prehriatej pary

Každá sústava látok sa skladá z chemicky čistých zložiek. Pre sústavu látok platí Gibbsovo pravidlo fáz, ktoré určuje počet stupňov voľnosti v v tvare

$$v = n - f + 2, \quad (2.1)$$

kde n je počet zložiek v sústave a f je počet fáz v danej sústave.

V prípade, že sústavu tvorí len jedna chemicky čistá látka ($n = 1$) a zaujímame sa len o jednu fázu tejto látky ($f = 1$), dostávame počet stupňov voľnosti $v = 2$. Takýto stav nazývame bivariantou, vyjadruje že chemicky čistá látka v jednej fáze je určená rôznou teplotou a tlakom. V diagrame 2.1 je táto skutočnosť, že napríklad plynná fáza je vymedzená určitou plochou.

Ak by sme napríklad hľadali rovnováhu medzi plynnou a kvapalnou fázou dosadili by sem do Gibbsovho pravidla 2.1 za $n = 1$ a $f = 2$, získame len jeden stupeň voľnosti, čo predstavuje krivku vo fázovom diagrame.

Najzaujímavejším prípadom je hľadanie rovnováhy medzi všetkými tromi skupenstvami. Vo fázovom diagrame 2.1 je tento stav znázornený trojným bodom. Po dosadení hodnôt $n = 1$ a $f = 3$ do 2.1 dostaviame nula stupňov voľnosti zodpovedajúc práve jednému bodu, kde tento stav môže nastať. Pre prípad vody tento stav nastáva pri teplote $T = 273,16$ K a tlaku $p = 509,95$ Pa.

Fázové prechody sú pre dané hodnoty teploty T a tlaku p určené rovnosťou chemických potenciálov μ respektíve Gibbsových potenciálov. Fázové prechody klasifikujem do dvoch druhov.

2.1.1 Fázový prechod prvého druhu

Určíme derivácie $(\frac{\partial\mu}{\partial p})_T$ a $(\frac{\partial\mu}{\partial T})_p$, ktoré ak sa menia skokom predstavujú prechod prvého druhu. Zmenu chemického potenciálu definujem vzťahom

$$d\mu = \left(\frac{\partial\mu}{\partial p}\right)_T dT + \left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_p dp = -S dT + V dp. \quad (2.2)$$

Z rovnosti komponent 1-foriem vo vzťahu 2.2 zisťujeme, že pri fázovom prechode prvého druhu sa merná entropia S a merný objem V systému mení skokom. Z tohoto pohľadu sa dajú fázové prechody prvého druhu charakterizovať ako také pri ktorých sa uvoľní alebo absorbuje tzv. latentné teplo.

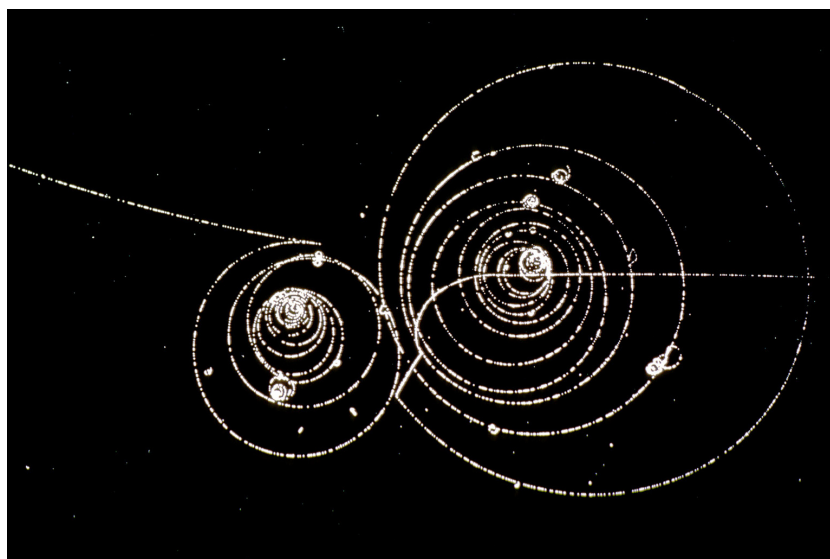
Kondenzácia a vyparovanie

Jedná sa o prechod z plynnej fázy na kvapalnú a naspäť. Vyparovanie je dej pri ktorom molekuly s dostatočne veľkou kinetickou energiou prekonajú sily pôsobiace medzi molekulami kvapaliny a opustia jej objem. Proces v tom istom čase prebieha aj opačným smerom a to, že molekuly v plynnej fáze dopadnú na povrch kvapaliny a ta ich naspäť zachytí, čiže pary kondenzujú. Rovnováha medzi oboma fázami nastáva pri danej teplote len pre určitej mernej hmotnosti pary, takýto stav sa nazýva *nasýtené pary*.

Pri stúpajúcej teplote stúpa aj tlak nasýtených pár až po dosiahnutie kritického bodu. Stúpanie tlaku je spôsobené zvýšením kinetickej energie molekúl kvapaliny pri zvýšení teploty. Taktiež pri zvýšení teploty sa zväčšujú aj vzdialenosti medzi molekulami. Po prekročení kritického bodu nie je možné dosiahnuť rovnováhu kvapalnej a plynnej fázy sústavy.

Zaujímavým procesom spojeným s vyparovaním je *var*. V ohrievanej kvapalín sa najprv väčšina dodaného tepla spotrebuje na ohrev a len nepatrná časť na vyparovanie. Ak pre daný tlak dosiahneme teplotu varu nastane intenzívne vyparovanie nie len na povrchu ale aj v celom objeme pomocou bublín nasýtených pár, ktorých tlak sa vyrovná vonkajšiemu tlaku. Závislosť teploty varu na tlaku nie je zanedbateľná a prejavuje sa napríklad pri nádobe s dostatočnou výškou.

Kondenzácia plynnej látky môže nastať len v prípade, že sú prítomné kondenzačné jadrá, napríklad druhá fáza danej látky, zrnká prachu, drobné kryštáliky alebo ióny-nabitá častice. Pokiaľ sa nám podarí dosiahnuť stav presýtenia pár a prostredím preletí nabitá častica, nastane prudká kondenzácia pár na vzniknutých nabitých časticiach. Tento fakt sa používa vo *Wilsonovej hmlovej komore*, ktorá nám umožňuje pozorovať dráhy nabitých častíc.



Obr. 2.2: Zaznamenané trajektórie častíc v bublinovej komore naplnenej tekutým vodíkom[10]

Analogickým prípadom je vyparovanie spôsobené pri prelete nabitkej častice prehriatou kvapalinou (najčastejšie vodíkom). V takomto experimente pozorujeme dráhu nabitých častíc ako rad bubliniek v kvapaline 2.2 z čoho vznikol názov *bublinová komora*.

Topenie a tuhnutie

Dôležitým prechodom prvého druhu je tuhnutie a jeho opak topenie. Tuhnutie vo väčšine prípadov prebieha kryštalizáciou.

Ohrievaním tuhého telesa zvyšujeme kinetickú energiu kmitavého pohybu molekúl látky. Pri dosiahnutí určitej teploty sa amplitúdy kmitavého pohybu a tým aj vzdialenosti zväčšia natoľko, že sa poruší usporiadanie kryštálovej mriežky a porušia sa väzby molekúl v kryštálovej mriežke, ktorá sa začne rozpadávať. Tento proces nazývame topenie a prebieha pri konštantnej teplote až do okamihu kým sa celý kryštál nerozpadne a nevytvorí sa kvapalná fáza. Teplota sústavy sa zmení až po prechode celej sústavy do novej fázy.

Opačný proces kryštalizácie prebieha veľmi podobným spôsobom ako topenie. Pri odoberaní tepla z kvapaliny sa pri určitej teplote (rovnakej ako teplote topenia) zníži kinetická energia molekúl a ich vzdialenosti sa začnú zmenšovať. Molekuly sa postupne začnú usporadúvať do kryštálovej mriežky. Takýto proces môže nastať len ak sú prítomné kryštalizačné jadrá. V opačnom prípade nastáva stav zvaný podchladená kvapalina. Pri dostatočne silnom podchladení sa začnú tvoriť spontánne kryštalizačné jadrá a teplota stúpne na teplotu tuhnutia pokiaľ sa celá kvapalina nepremení na tuhú fázu.

Zaujímavým stavom kvapaliny tesne pred prechodom do kryštalickej formy nastáva stav zvaný *kvapalný kryštál*. Kvapalina je svojimi fyzikálnymi prejavmi izotropná látka. Pôsobenie elektrických síl ktoré pri nízkych teplotách kvapaliny prekonajú sily spôsobené kinetickou energiou a orientujú molekuly kvapaliny do rovnobežných smerov. Takéto anizotropné usporiadanie má fyzikálne dôsledky ako napríklad dvojlom.

2.1.2 Fázový prechod druhého druhu

Ak derivácie $(\frac{\partial \mu}{\partial p})_T = -S$ a $(\frac{\partial \mu}{\partial T})_p = V$ sú spojité a nespojitosť nastáva až v druhých deriváciách a to

$$\left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2}\right)_p = -\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = -TC_p \quad (2.3)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial p^2}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T \quad (2.4)$$

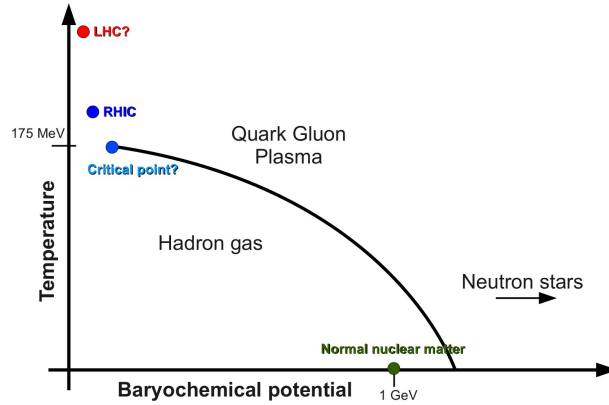
$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial p \partial T} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p, \quad (2.5)$$

nazývame takéto fázové prechody prechodmi druhého druhu. Neabsorbujú ani sa neuvoľňujú pri nich žiadne teplo.

K takýmto prechodom patrí napríklad prechod železa z feromagnetického stavu do stavu paramagnetického v mieste nazvanom Currieho bod. Prechody medzi rôznymi kryštálovými modifikáciami, prechod kovov do supravodivého stavu. Supravodivé vlastnosti môžeme pozorovať len pre niektoré kovy a to pri teplotách okolo 4,2 K. Odpor takýchto kovov prudko klesne na hodnotu blízku nule. Vodič vyrobený z takéhoto materiálu je schopný prenášať elektrickú energiu takmer bez strát a umožňuje konštrukciu supravodivých magnetov, ktoré sú schopné vytvárať omnoho silnejšie magnetické polia ako klasické elektromagnety.

2.2 Fázové prechody jadrovej hmoty

Podobne ako v pre klasické fázové prechody je možné pozorovať fázové prechody jadrovej hmoty pri dodaní dostatočného množstva energie do systému. Dosiahnutie danej energie sme schopný zatiaľ jedine v zrážkach ťažkých iónov. Jadrová hmota je v takomto stave schopná prejsť do stavu zvaného kvark-gluónová plazma, ktoré je zložené z kvarkov a gluónov. Fázový diagram jadrovej hmoty je zobrazený na obrázku 2.3, ktorý zobrazuje závislosť baryónovej hustoty na teplote.



Obr. 2.3: Diagram fázového prechodu jadrovej hmoty ako závislosť teploty na baryónovej hustote

Hadrónový plyn sa pri nižších teplotách správa takmer ako ideálny plyn. Zvyšovaním teploty nad hodnotu 100 MeV sa začínajú tvoriť π mezóny, ďalšie zvýšenie teploty podporuje produkciu ťažších rezonancií a baryón-antibaryónových párov. Ak sa teplota zvýši ešte viac a dosiahne dostatočnú hodnotu, produkcia častíc začne byť taká silná, že hustota energie hadrónového plynu prevýši vnútornú hustotu energie jednotlivých súčastí plynu. Takýto stav si môžeme predstavovať ako to,

že hadróny (majúce konečnú veľkosť) sa začnú prekrývať. V tomto štádiu už nie je možné hovoriť o hadrónovom plyne, ale používame označenie kvark-gluónová plazma.

Z predchádzajúco popisu usudzujeme, že nastáva fázový prechod medzi hadrónovým plynom a tzv. kvark-gluónovou plazmou. Otázkou zostáva o aký druh fázového prechodu sa jedná.

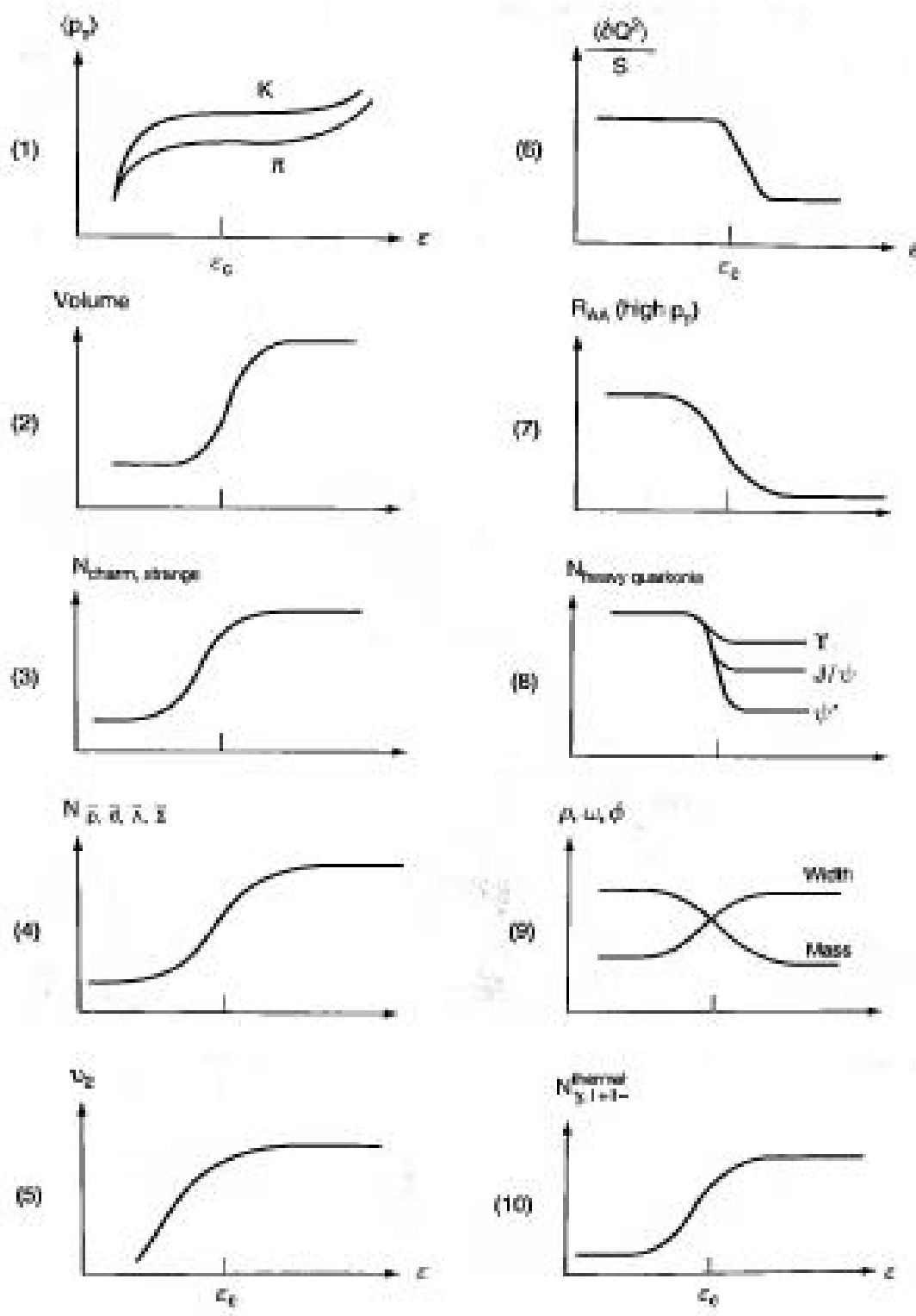
Kvark-gluónová plazma, ktorá sa vytvorí v počiatočnom štádiu jadro-jadrovej zrážky. Ochladzovanie začína ihneď rozpínaním a radiáciou a trvá až do chvíle kedy je dosiahnutá kritická teplota a nastáva fázový prechod do stavu hadrónového plynu. Potom sa systém rozpadá na farebne neutrálne hadróny. Aby sme mohli čo najpresnejšie študovať kvark-gluónovú plazmu je potrebné zaznamenať čo najväčšie množstvo emitovaných častíc, ktoré sa emitujú počas celého trvania zrážky.

Funkcie hustoty energie vzniknutej hmoty pri jadrovej zrážke sú možnými spôsobmi ako zaznamenať fázový prechod. Hustota energie je úzko zviazaná s priechnou energiou $\frac{dE_T}{dy}$, ktorú môžeme merať pomocou elektromagnetického kalorimetru. Na obrázkoch 2.4 je niekoľko rôznych funkcií hustôt energie. Význam jednotlivých zmien v priebehu pozorovateľných v bode fázového prechodu (ϵ_c) zobrazených na obrázkoch je nasledovný:

1. Druhé zvýšenie priemernej priechnej hybnosti hadrónov je spôsobené skokom v hustote entropie počas fázového prechodu.
2. Objemu vytvorenej hmoty v zrážke v závislosti na hustote energie meraná pomocou časticovej interferometrie s identickými hadrónmi.
3. Zvýšenie produkcie podivných a pôvabných kvarkov pochádzajúcich z kvark-gluónovej plazmy.
4. Zvýšenie počtu antičastíc kvôli produkcií v kvark-gluónovej plazme.
5. Zvýšenie hodnôt eliptického toku hadrónov z počiatočnej termalizácie anizotropickej počiatočnej konfigurácie.
6. Potlačenie fluktuácií zachovania náboja v jednotlivých udalostiach.
7. Potlačenie hadrónov s vysokou priechnou hybnosťou spôsobené stratou energie partónov v kvark-gluónovej plazme.
8. Modifikácia vlastností ťažkých mezónov (J/ψ , ψ' , Υ , Υ') spôsobená farebným tienením v kvark-gluónovej plazme.
9. Modifikácia hmotnosti a šírky ľahkých vektorových mezónov kvôli obnoveniu chirálnej symetrie.
10. Zvýšenie počtu termálnych fotónov a dileptónov emitovaných z kvark-gluónovej plazmy obsahujúcej asymptoticky voľné kvarky a gluóny.

Jadro-jadrové zrážky sú veľmi komplexný systém a spomenuté náznaky v zmenách hustoty energie sa nemusia v reálnych dátach zaznamenať, pretože môžu byť prekryté inými efektami.

Ďalším krokom, je nájsť správny teoretický popis. Z modelov známych pre popis hadrónového plynu a kvark-gluónovej plazmy sa môže vytvoriť model, ktorý v hraničnej teplote prechádza z jedného na druhý. Popis fázového prechodu, za predpokladu, že sa jedná o prechod prvého druhu, by mal obsahovať singularitu v popise grandkánonického potenciálu ako funkcie teploty.



Obr. 2.4: Vybrané pozorovateľné ako funkcie hustoty energie ϵ v relativistických zrážkach ťažkých iónov. Sú vyznačené možné náznaky fázového prechodu kvark-gluónovej plazmy [11].

Kapitola 3

Experimentálny program na RHIC: STAR, PHENIX

3.1 Ultrarelativistický urýchlovač ťažkých iónov, RHIC

Ultrarelativistický urýchlovač ťažkých iónov RHIC sa nachádza v Brookhavenskom národnom laboratóriu BNL v štáte New York v USA. Od 7.11.2000 urýchlovač urýchľuje ťažké ióny so zámerom študovať kvark-gluónovú plazmu, ktorej náznaky boli pozorované na urýchľovači SPS [12].

Základnou vlastnosťou urýchlovača je urýchlenie ťažkých iónov na energie dosahujúce až 100 GeV/u na zväzok, pre ľahké ióny dosahuje energie okolo 125 GeV/u a pre protóny až 250 GeV/u. Protóny môžu byť navyše polarizované až na 50%.

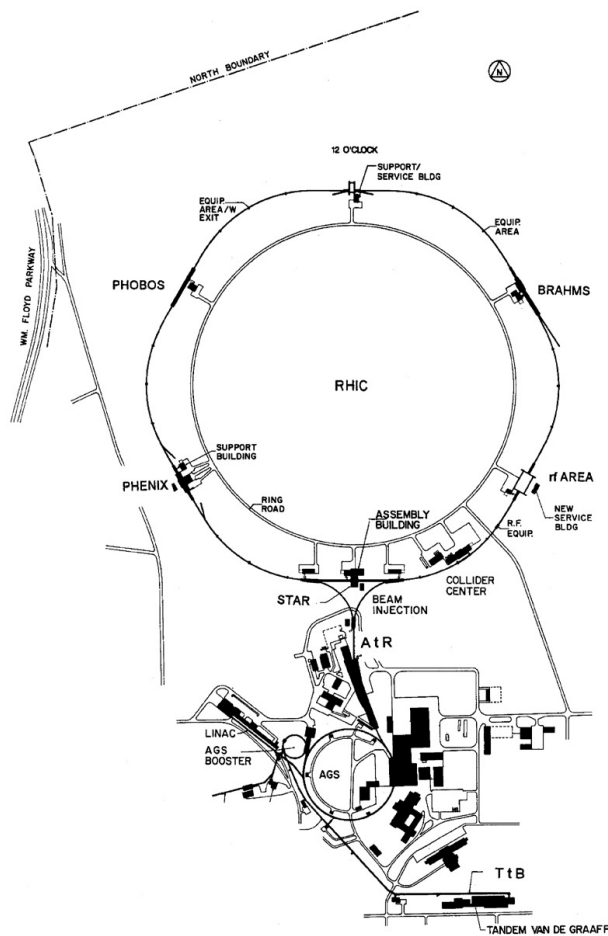
Luminozita urýchlovača, definovaná vzťahom 1.38, pre konkrétny prípad urýchlovača RHIC dosahuje hodnotu približne $2 \cdot 10^{26} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pre zrážky Au–Au v priemere počas 10 hodín (bežná doba zberu dát zaistená pre experimentálny program [13]). Hodnota luminozity pre zrážky ťažkých iónov je o niekoľko rádov nižšia ako typická hodnota pre pp zrážky.

Výhodou dizajnu urýchlovača RHIC je možnosť urýchliť nerovnaké druhy častíc. Príkladom je urýchľovanie iónov zlata proti protónom alebo deuterónom. Urýchlenie častí je možné pre interval hmotnostného čísla A medzi 1 a 200 a atómové číslo Z pre interval 1 až 80. Pričom musí pomer A/Z byť v intervale 1 až 2,5. Aby bolo možné urýchľovať nerovnaké častice v jednom urýchľovači je nutné mať dva okruhy s rôzne veľkými magnetickými poľami v opačnom smere. Tieto okruhy sú schopné operovať s rôznymi magnetickými poľami, aby sa dosiahol rovnaký pomer frekvencie zväzkov.

Usporiadanie tunela a magnetickej siete urýchlovača dovoľuje kríženie zväzkov až na šiestich miestach. Jednou z najväčších výhod urýchlovača je možnosť urýchľovať ióny Au v intervale energií od energie vstrekovania iónov do okruhu až po maximálnu energiu. Typický urýchlovač operuje len na najvyššej energii. Urýchlovač RHIC je schopný pracovať v širokom rozmedzí energií. Luminozita je v prvej aproximácii závislá na operačnej energii.

Na obrázku 3.1 je zobrazené rozloženie urýchlovača RHIC. Vstrekovací reťazec predchádzajúci urýchlovač RHIC sa zostavuje z Tandemu van de Graaffových predurýchľovačov, zosilňovací synchrotron (Booster Synchrotron), alternujúci gradientný synchrotron (Alternating Gradient Synchrotron, AGS) a spojovacie zväzkové prenosové vedenia.

Zhrnutie niektorých parametrov urýchlovača RHIC sú vypísané v tabuľke 3.1.



Obr. 3.1: Schematické rozloženie urýchľovača RHIC aj s predurýchľovací systémom [13]

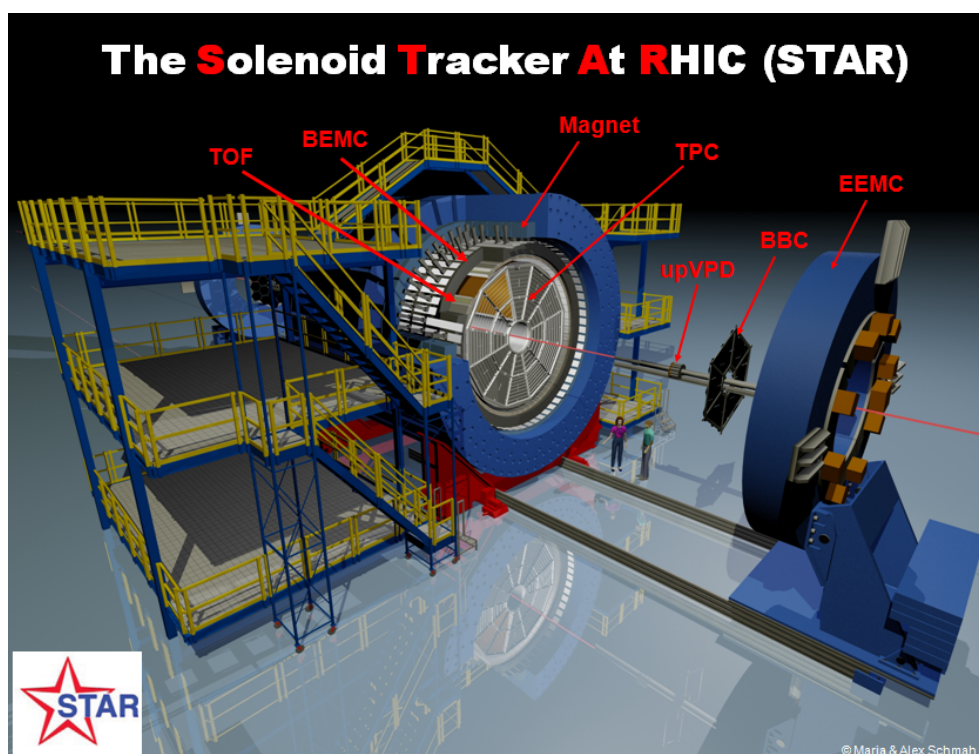
Niektoré parametre urýchľovača RHIC

Kinetická energia zväzku		
	Au	8,86–100 GeV/u
	Protóny	23,4–250 GeV
Luminozita		
	Au–Au @ 100 GeV/u v priemer počas 10 hodín	$2 \cdot 10^{26} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
	Počet zhlukov v okruhu	56
	Počet iónov Au v zhluku	$1 \cdot 10^9$
	Operačná životnosť Au @ $\gamma > 30$	10 h
	Obvod okruhu	3833,845 cm
	Počet bodov kríženia	6
	Voľný priestor v okolí bodu kríženia	$\pm 9 \text{ m}$
	Uhol kríženia zväzkov	1,7 mrad

Tabuľka 3.1: Zhrnutie niektorých parametrov urýchľovača RHIC [13]

3.2 Experiment STAR

Experiment STAR na obrázku 3.2 je navrhnutý na skúmanie vlastností silno interagujúcej hmoty, pričom hlavným bodom záujmu sú známky kvark-gluónovej plazmy. Schopnosť merať mnohé pozorovateľné súčasne umožňuje štúdium fázového prechodu kvark-gluónovej plazmy na hadrónový plyn v ultrarelativistických zrážkach iónov. Veľká akceptancia detektoru umožňuje presné štúdium charakteristík udalostí za udalosťou. Najdôležitejšou súčasťou experimentu je časová projekčná komora TPC, ďalším prvkom je detektor doby letu TOF a valcový elektromagnetický kalorimeter BEMC. Celý systém obopína magnet, ktorý je za izbovej teploty schopný vytvárať rovnomerné magnetické pole s maximálnou intenzitou 0,5 T. Vytvorené magnetické pole ohýba dráhy nabitých častíc a približne tým sme schopný určiť približne ich hybnosť [14].



Obr. 3.2: Schéma experimentu STAR s popisom jeho vnútorných častí

3.2.1 Prehľad detektorov na experimente STAR

Časová projekčná komora, TPC

Časová projekčná komora slúži na zisťovanie dráh nabitých častíc v intervale pseudorapidity $|\eta| \leq 1,8$ s plným azimutálnym pokrytím a s hybnosťou väčšou ako 100 MeV/c. Detektor je schopný identifikovať častice pomocou meranie energetických strát určených z použitia Bhetze-Blochovej formule

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (3.1)$$

kde z je náboj nalietajúcej častice, Z je atómové číslo absorbéru, A je nukleónové číslo absorbéru, $\beta = \frac{v}{c}$ je pomer rýchlosti nalietajúcej častice a rýchlosti svetla, m_e je hmotnosť elektrónu, γ je

Lorentzov faktor, T_{max} je maximálne prenesená kinetická energia, I je stredná excitačná energia a $\delta(\beta\gamma)$ je korekcia na efekty spôsobené hustotou. Konštanta K má hodnotu

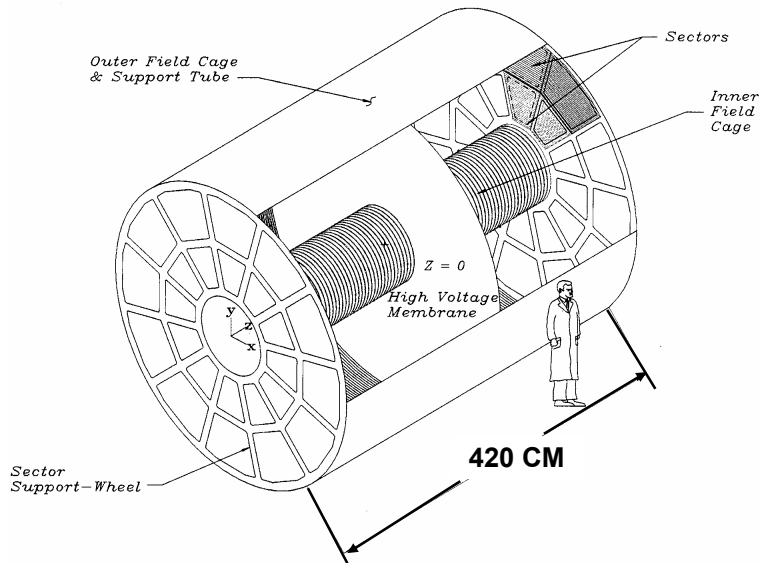
$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2, \quad (3.2)$$

kde N_A je Avogadrova konštanta a r_e je klasický polomer elektrónu [15].

Celá komora detektoru je umiestnená v poly solenoidálneho magnetu. Detektoru je dlhý 4,2 m a má 4 m v priemere a celý objem detektoru je prázdny objem naplnený plynom. Nabité častice letiace detektorom ionizujú častice plynu. Vzniknuté sekundárne elektróny driftujú v elektrickom poli k uzemnením vyčítacím plochám na koncoch komory. Ióny, ktoré vznikli sú zvedené do centrálnej membrány umiestnenej uprostred detektoru, ako je to vidieť na obrázku 3.3, ktorá pracuje pod napätím 28 kV.

Vyčítací systém je založený na Multidrátovej vyčítacej komore s vyčítacími plôškami. Celkový počet vyčítacích plôšiek v detektore je 136 608. Driftujúce elektróny v silom poli anódy vytvoria lavínu elektrón-iónových párov. Vzniknuté kladne nabité ióny vytvárajú tienenie záporne nabitej anódy. Preto sa pred Anódu umiestnila mriežka, ktorá slúži na zachytenie kladného náboja. Lavína vytvorená na konci dráhy elektrónu zosilní signál 1000 až 3000 krát. Indukovaný náboj z lavíny je rozložený medzi viacero susedných vyčítacích plôšok a tak sa pozícia pôvodnej dráhy nabitých častice určuje v malých zlomkoch podľa šírky vyčítacej plôšky.

Komora detektoru je naplnená plynom P10 (10% metán, 90% argón) upravený na tlak o 2 mbar vyšší ako je atmosférický. Elektrické pole je nastavené tak, aby bola driftovacia rýchlosť elektrónov čo najstabilnejšia a tak aby bola málo citlivá na malé výkyvy teploty a tlaku plynu.



Obr. 3.3: Schéma časovej projekčnej komory s vyznačenou centrálnou membránou [14]

Detektor doby letu, TOF

Detektor doby letu sa používa na zlepšenie rozlíšenia kaónov od piónov v intervale hybností (0-2,5) GeV/c a rozlíšenie protónov od kaónov v intervale (0-4,5) GeV/c a časové rozlíšenie lepšie ako 100 ps. Pokrýva celý azimutálny uhol a interval pseudorapidity $|\eta| \leq 1$.

Detektor funguje na princípe určovania času ktorý preletí častica známou dráhou. Počiatočný čas sa meria detektorom pozície vertexu (PVD) a koncový detektorom doby letu (TOF). Keď sa pridajú údaje z časovej projekčnej komory ako dĺžka dráhy a hybnosť je možné danú časticu identifikovať. Detektor doby letu sa skladá zo 120 častí pričom každá pokrýva 6 stupňov v azimutálnom smere a jednu jednotku pseudorapidity ($-1 < \eta < 0$ alebo $0 < \eta < 1$) [16].

Valcový elektromagnetický kalorimeter, BEMC

Valcový elektromagnetický kalorimeter je vzorkovací kalorimeter z vrstiev olova a scintilačného materiálu. pokrýva rozpätie pseudorapidity $|\eta| \leq 1$ a celý azimutálny uhol. Je určený na meranie energie elektrónov, fotónov a hadrónov rozpadavajúcich sa leptonovými kanálmi. Kalorimeter je umiestnený približne vo vzdialenosti 220 cm od zrážkovej trubice.

Kalorimeter sa skladá za 120 modulov s rozmermi $\delta\eta \times \delta\phi \simeq 1 \times 0.1$. Jedn modul kalorimetru pozostáva z 21 scintilačných plátov, medzi ktorými je vložený 5 mm hrubý olovený plát. Každý scintilačný plát je rozdelený na 40 svetelne izolovaných dlaždíc, a to 20 v pseudorapiditnom smere a 2 v azimutálnom. Svetlo z 21 dlaždíc zo všetkých vrstiev je zbierané jednou fototubicou (PMT). Jedna takáto časť sa nazýva veža valcového elektromagnetického kalorimetru. Takýchto veží sa v kalorimetri nachádza 4800. Dve najspodnejšie vrstvy scintilátoru sú zvlášť ešte pripojené na zvláštny fotodetektor, ktorý slúži na zvýšenie rozlíšenia fotónov a elektrónov od hadrónov. Kvôli rozdeľovaniu signálu v prvých dvoch scintilačných dlaždiciach bola ich hrúbka zvolená väčšia 6 mm ako v ostatných devätnástich 5 mm [17].

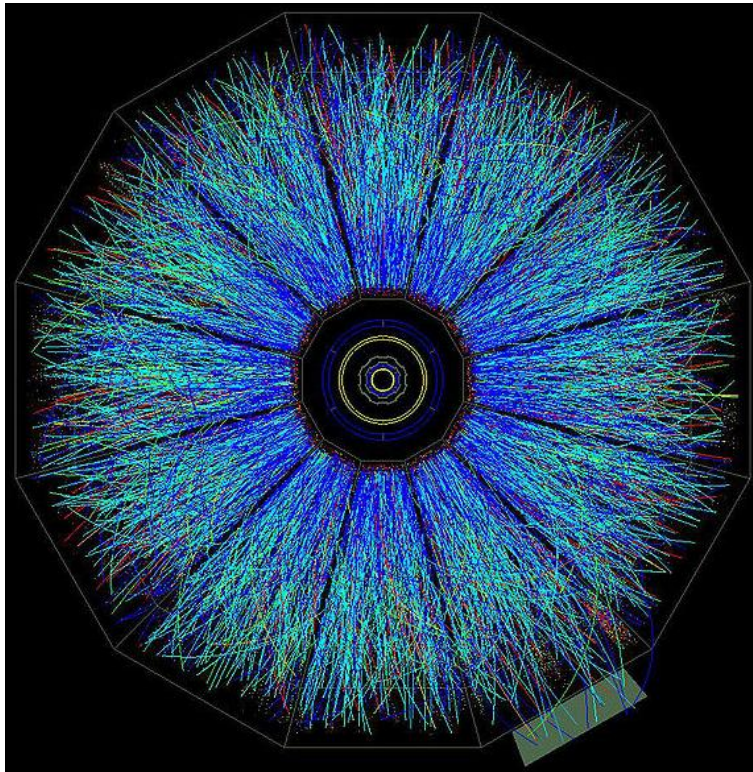
3.2.2 Spúšťací systém a zber experimentálnych údajov na experimente STAR

Systém zberu dát musí byť rýchly a flexibilný vzhľadom na to, že dáta prichádzajú z viacerých detektorov. Jedna udalosť má dátovú veľkosť v rádoch 200 MB a spracovanie dosahuje rýchlosti 100 Hz [14].

Popri zbere dát je dôležité taktiež ich triedenie. Triedenie zabezpečuje tzv. spúšťací systém, ktorý spracováva dáta z najrýchlejších detektorov. Zo spracovaných dát vyberá udalosti, ktoré vyhovujú predom nastaveným podmienkam. Spúšťací systém sa rozdeľuje do troch stupňov 0, 1 a 2. Pričom 0 je najrýchlejší stupeň a ostatné dva používajú sofistikovanejšie metódy, ktoré sú síce sofistikovanejšie vo výbere udalostí ale taktiež zaberajú viac času. Experiment STAR má aj tretí spúšťací stupeň, ktorý je schopný kompletnej rekonštrukcie zrážky v reálnom čase pomocou tzv. CPU farmy. Tento spúšťač je schopný spracovať centrálnu Au-Au zrážku s frekvenciou 50 Hz, vrátane rýchlej analýzy niektorých dôležitých pozorovateľných (hybnosť častice, energetické ionizačné straty). Výstupom z tohoto spúšťaču môže byť taktiež vizuálna ukážka udalosti v TPC 3.4. Rýchlymi detektormi, ktoré sa používajú na spracovanie dát pre spúšťací systém sú ZDC a CTB.

3.3 Experiment PHENIX

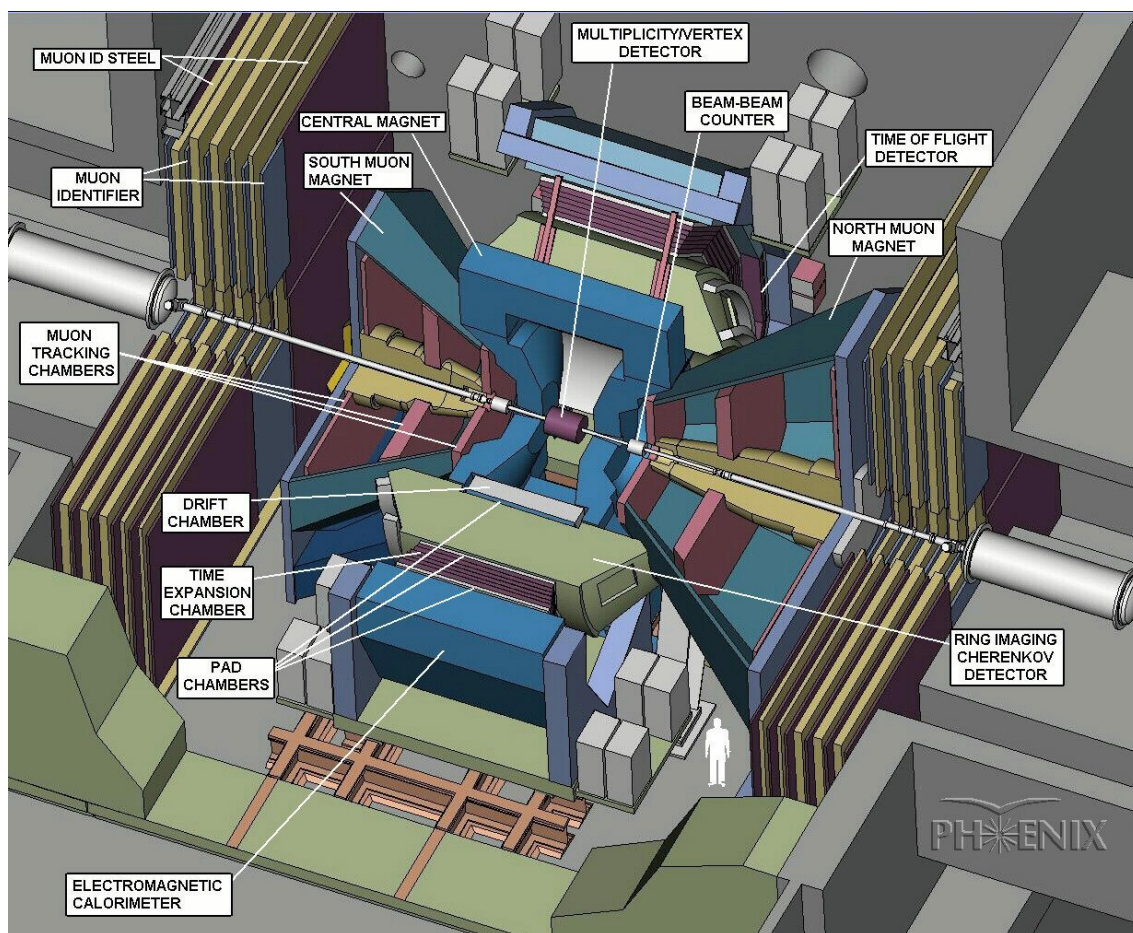
Názov pochádza z anglického The **P**ioneering **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**nteraction **eX**periment. Podobne ako experiment STAR 3.2 ja experiment PHENIX je určený na skúmanie fázového pre-



Obr. 3.4: Dráhy častíc zaznamenané detektorom TPC pri zrážke zlatých jadier pri plnej energii urýchľovaču RHIC

chodu jadrovej hmoty a taktiež na meranie spinovej štruktúry nukleónov.

Súčasťou experimentu sú globálne detektory, dvojica centrálnych spektrometrov v midrapidite a dvojica dopredných spektrometrov. Spektrometre majú geometrickú akceptanciu približne jeden steradián, taktiež dobré hybnostné a energetické rozlíšenie a identifikáciu častíc. Východné a západné rameno detektoru je centrovane okolo nulovej rapidity a prispôbené na meranie elektrónov, fotónov a nabitých hadrónov. Južné a východné rameno pokrývajúce celý azimutálny uhol je navrhnuté na detekciu miónov.



Obr. 3.5: Schéma experimentu PHENIX s popisom jeho vnútorných častí [18]

3.3.1 Globálne detektory

Celkovú povahu udalosti v jadrových zrážkach sledujú tri centrálné detektory.

- *Detektor nulového uhlu (ZDC)*: je dvojica kalorimetrov umiestená vo väčšej vzdialenosti od primárneho vertexu a slúži na zaznamenávanie najperiferálnejších zrážok.
- *Zväzkový počítač (BBC)*: je určený na meranie času letu dopredných častíc, ktoré umožňuje presnejšie určenie času zrážky. Ďalšou úlohou je zaznamenávanie najcentrálnejších zrážok a meranie pozície primárneho vertexu pozdĺž osy zväzku.

- *Detektor multiplicity a vertexu (MVD)*: umožňuje najpresnejšie určenie polohy primárneho vertexu, multiplicity v zrážke a meranie fluktuácie distribúcie nabitých častíc. Je zostavený zo sústredných valcovitých pásových kremíkových detektorov, ktoré sú zakončené kremíkovými koncovkami. Súčasťou MVD je aj Normalization Trigger Counter (NTC), ktorý je umiestnený za kremíkovými koncovkami. NTC rozširuje pokrytie BBC pre zrážky protón-protón a jadro-protón.

3.3.2 Centrálné spektrometre

Magnetické pole potrebné pre centrálné spektrometre je zabezpečované centrálnym magnetom, ktorý poskytuje axiálne pole paralelne s osou zväzku a okolo interakčného vertexu. Centrálna ramená pozostávajú z dráhového detekčného systému pre nabité častice a elektromagnetického kalorimetru.

Kalorimeter tvorí najvrchnejšiu časť centrálného ramena a umožňuje meranie fotónov a energetických elektrónov. Olovený scintilačný (PbSc) kalorimeter sa používa pre zlepšenie časovania a oloveno-sklenený (PbGl) kalorimeter ponúka dobré energetické rozlíšenie.

Dráhový systém sa skladá z troch setov plochých komôr (Pad Chamber PC), ktoré poskytujú presný trojdimenzionálny priestorový bod potrebný na rozlišovanie napríklad kaónov od piónov do energie 2,5 GeV/c a identifikáciu protónov do 5 GeV/c. Ďalšou súčasťou dráhového systému je driftová komora (Drift Chamber DC), ktorá zabezpečuje presné sledovanie dráhy častíc a vynikajúce rozlíšenie hybnosti. Východné rameno obsahuje časovú rozšírenú komoru (Time Expansion Chamber TEC), ktorá zabezpečuje prídavnú identifikáciu a sledovanie dráh častíc. Ďalšími detektormi poskytujúcimi identifikáciu častí sú komora určujúca dobu letu (ToF), Čerenkovov detektor (RICH) [18].

3.3.3 Miónove spektrometre

Výhodou dvoch dopredných miónových spektrometrov je akceptancia pre miónový kanál rozpadu J/Ψ v rapidite $-2, 25 \leq y \leq -1, 15$ pre južné rameno a $1, 15 \leq y \leq 2, 44$ pre severné rameno. Oba spektrometre sú založené na určovaní dráhy častice v radiálnom magnetickom poli, za ktorým nasleduje miónový identifikátor. Oba spektrometre poskytujú plnú azimutálnu akceptanciu [18].

3.4 Najdôležitejšie výsledky doterajšieho fyzikálneho programu na urýchľovači RHIC

Hlavnou motiváciu fyzikálneho programu bolo štúdium stavu jadrovej hmoty zvanej kvark gluónová plazma a prípadný fázový prechod z tohoto stavu do stavu hadrónového plynu. V tabuľke 3.2 sú vypísané jednotlivé kolobehy a zrážané prvky s uvedenou energiou zrážky \sqrt{s} .

3.4.1 Jadrový modifikačný faktor

Na Obr.3.6 a sú zobrazené namerané dáta pre závislosť jadrového modifikačného faktoru na priechnej hybnosti pre priame fotóny, neutrálne π mezóny a η mezóny. V oblasti okolo 5 GeV/c, môžeme pozorovať potlačenie spoločným faktorom približne o hodnote 5 pre nabité hadróny a taktiež neutrálne π mezóny a η mezóny oproti priamym fotónom. Z toho by bolo možné usudzovať na predpoklad, že pre priame fotóny je prostredie kvark-gluónovej plazmy transparenté. To sa prejavuje ako nepotlačenie jadrového modifikačného faktoru, ktorý približne odpovedá jednej.

Kolobeh	prvky	\sqrt{s} [GeV]	Kolobeh	prvky	\sqrt{s} [GeV]
1	Au+Au	27.9	8	d+Au	100.0-100.7
	Au+Au	65.2		p+p	100.2
2	Au+Au	100		Au+Au	4.6
	Au+Au	9.8	9	p+p	249.9
	p+p	100.2		p+p	100.2
3	d+Au	100.0-100.7		p+p	100.2
	p+p	100.2	10	Au+Au	100
4	Au+Au	100		Au+Au	31.2
	Au+Au	31.2		Au+Au	19.5
	p+p	100.2		Au+Au	3.85
5	Cu+Cu	100		Au+Au	5.75
	Cu+Cu	31.2	11	p+p	249.9
	Cu+Cu	11.2		Au+Au	9.8
	p+p	100.2		Au+Au	100
	p+p	204.9		Au+Au	13.5
6	p+p	100.2	12	p+p	100.2
	p+p	31.2		p+p	254.9
7	Au+Au	100		U+U	96.4
	Au+Au	4.6		Cu+Au	99.9-100.0
			13	p+p	254.9

Tabuľka 3.2: Zoznam všetkých kolobehov na urýchľovači RHIC, s prvkami zrážky a energiami zrážky \sqrt{s} [5]

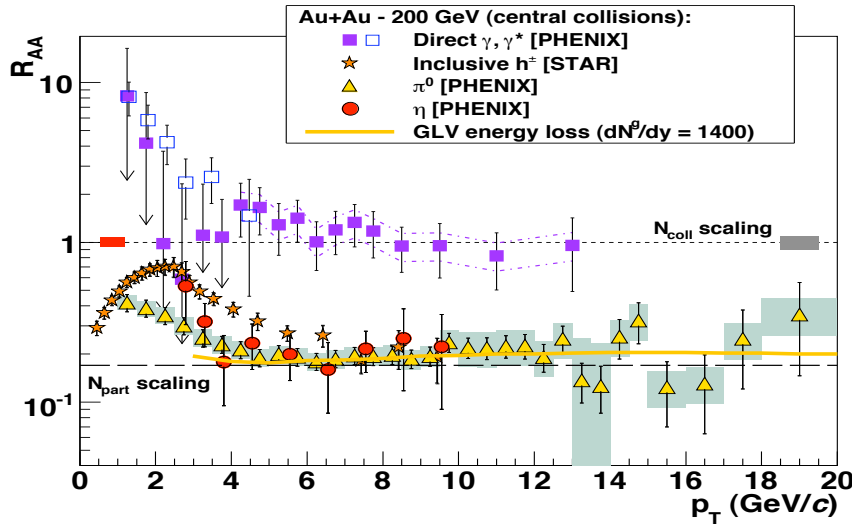
Pretože jadrový modifikačný faktor $R_{AA} = 0,2$ bez ohľadu na povahu konečne vyprodukovaného hadrónu. Toto odpovedá tomu, že strata energie pôvodného partónu nastáva pre tým než sa sformuje hadrón.

3.4.2 Zhášanie jetov

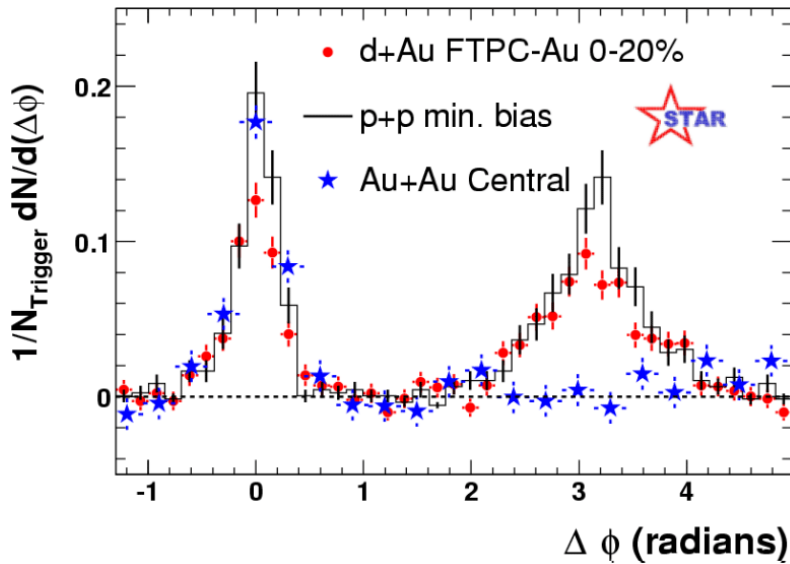
Na obrázku 3.7 je dvojčasticové azimutálne rozdelenie pre zrážky dvoch prťónov, dvoch jadier zlata a deuterónu s jadrom zlata. Pre zrážky zlatých iónov bolo nutné odčítať eliptický tok aby sa dosiahol výsledok porovnateľný s výsledkami z ostatných dvoch typov zrážok.

Pri všetkých troch meraných podmienkach je dobre viditeľný blízky vrchol zatiaľ čo opačný vrchol ukazuje silné potlačenie v zrážkach zlatých jadier oproti zrážkam prťónov a deuterónu s jadrom zlata. Analyzované nabité častice museli mať priečnu hybnosť v intervale (4, 6) GeV/c. Obmedzenie na tento interval v podstate vyberá len častice, ktoré vznikli len málo pod povrchom a prechod cez vrstvu kvark gluónovej plazmy ich nezoslabil a tým pádom museli častice v opačnom smere pochádzajúci z rovnakého tvrdého procesu prejsť čo najväčšiu vrstvu vzniknutého média v opačnom smere. Tieto hadróny v opačnom smere zároveň musia prekročiť spúšťačiu hranicu určenú hodnotou 2 GeV/c [20].

Z týchto poznatkov sa dá usudzovať, že častice v opačnom smere v zrážkach zlatých iónov prechádzali cez prostredie, ktoré ich zoslabovalo.



Obr. 3.6: Jadrový modifikačný faktor R_{AA} v závislosti na prierehovej hybnosti v centrálnych zrážkach AuAu pri 200 GeV pre π^0 , η , nabité hadróny a priamé fotóny v porovnaní s teoretickými predpoveďami energetickej straty protónov v hustom médiu s $dN^g/dy = 1400$ [19]



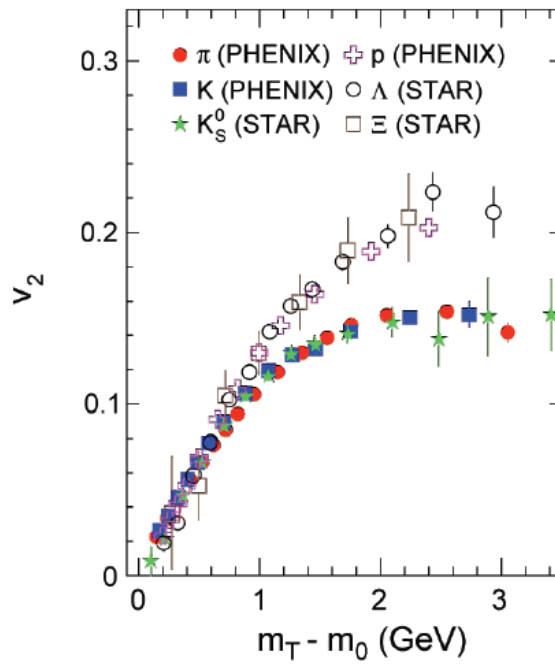
Obr. 3.7: Porovnanie dvojčasticovej azimutálnej distribúcie pre centrálnu deuterón zlaté zrážky s protón protónovými a zlato zlatými zrážkami [20]

3.4.3 Škálovanie eliptického toku podľa konštituenčných kvarkov

Na obrázku 3.8 a je zobrazené meranie závislosti eliptického toku na priechnej hybnosti v zrážkach zlatých jadier pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Meranými časticami boli π , K_s^0 , p, Λ , Ξ , ϕ , Ω . Pre všetky častice má hodnota toku v oblasti nízkych priechnych hybností rastúci charakter. V oblasti stredných hybností sa tok stáva saturovaný pričom baryóny dosahujú saturáciu okolo hodnoty $p_T = 3$ GeV/c s hodnotou $v_2 \approx 0.2$. Pre mezóny saturácia nastáva skôr a pri nižšej hodnote eliptického toku [21].

Obrázok 3.9 znázorňuje závislosť eliptického toku škálovaného počtom konštituenčných kvarkov na priechnej kinetickej energii taktiež škálovenej počtom konštituenčných kvarkov.

Pri prechode hadrónovej hmoty na kvark-gluónovú plazmu sa základným stupňom vzdá byť práve efektívna zložka kvarkov. Záverom by mohlo byť, že škálovanie na počet konštituenčných kvarkov naznačuje partonický stupeň voľnosti systému.

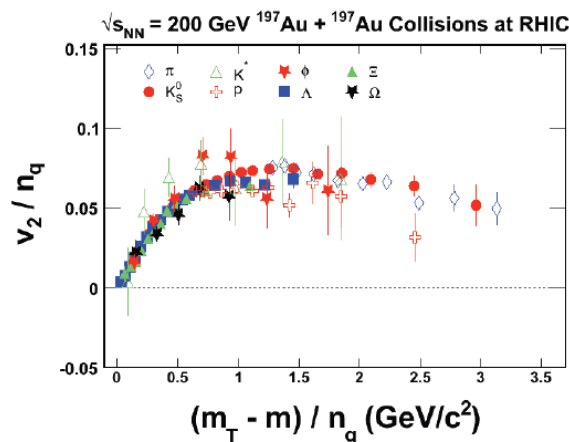


Obr. 3.8: Eliptický tok v_2 identifikovaných častíc ako funkcia priechnej kinetickej energie ($m_T - m_0$) v zlato-zlatých zrážkach pre $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [21]

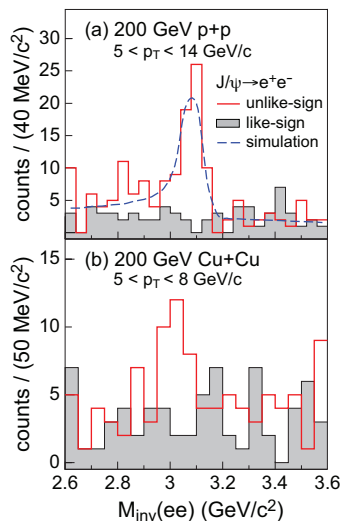
3.4.4 Pozorovanie J/ψ mezónu

Potlačenie produkcie viazaného štádia $c\bar{c}$ J/ψ mezónu v relativistických zrážkach ťažkých jadier vyplýva z rozpúšťania stavu J/ψ spôsobenou tienením $c\bar{c}$ potenciálu v hmote vzniknutej krátko po zrážke. Takéto správanie považujeme za signál kvark-gluónovej plazmy. Avšak počiatkové štádiá zahŕňajú aj efekty ako anti-tienenie, ktoré môžu zvýšiť výťažok J/ψ mezónov.

Na obrázku 3.10 je invariantná hmotnosť J/ψ mezónu v zrážkach (a) p+p a (b) Cu+Cu pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Pozadie je v tomto prípade určené výberom elektrónov s rovnakým znamienkom určením ich invariantnej hmoty. Takýmto spôsobom sa odpočítavalo pozadie v distribúciách invariantnej hmoty J/ψ .



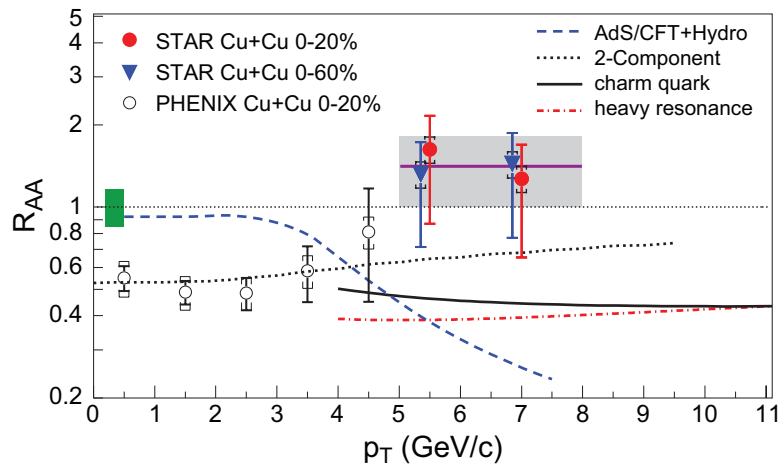
Obr. 3.9: Eliptický tok v_2 identifikovaných častíc škálovaných počtom konštituenčných kvarkov n_q ako funkcia priečnej kinetickej energie $(m_T - m_0)$ taktiež škálovaných počtom konštituenčných kvarkov n_q v zlato-zlatých zrážkach pre $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [21]



Obr. 3.10: Distribúcia invariantnej hmoty elektrón pozitronového páru v zrážkach (a) p+p a (b) Cu+Cu pri energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, červená čiara predstavuje páry s opačným znamienkom, šedá časť predstavuje páry s rovnakým znamienkom a prerušovaná čiara je simuláciou píku J/ψ v p+p zrážkach [22]

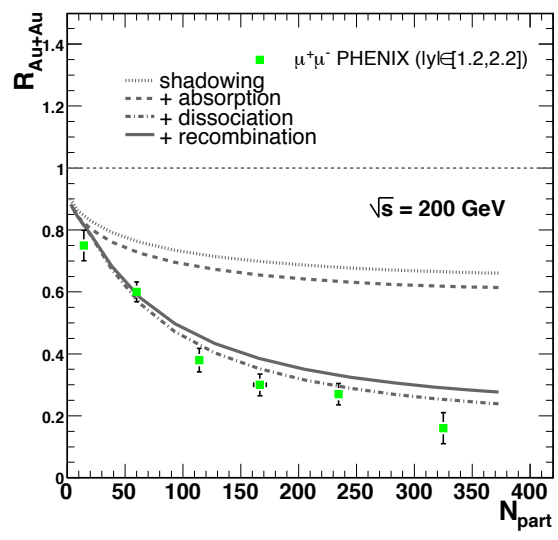
Na obrázku 3.11 je závislosť jadrového modifikačného faktoru R_{AA} na priechnej hybnosti p_T pre J/ψ . Namerané hodnoty sú uvedené pre centralitu 0-20% v Cu+Cu zrážkach z experimentov STAR a PHENIX a pre centralitu 0-60% v Cu+Cu zrážkach z experimentu STAR. Dáta namerané pre priechne hybnosti $p_T > 5$ GeV/c pochádzajú z experimentu STAR.

Jadrový modifikačný faktor pre J/ψ sa môže pozdávať, že rastie s rastúcou priechnou hybnosťou. Takémuto správaniu môže byť na príčine nejaký z efektov počiatkovej fázy ako napríklad anti-tienenie, ktoré môže mať za následok zvýšenie hodnoty jadrového modifikačného faktoru so zvyšujúcou sa priechnou hybnosťou. Zaujímavým faktom ostáva, že J/ψ je jediný hadrón meraný na urýchľovači RHIC v ťažkých zrážkach, ktorý nevykazuje výrazné potlačenie pre vysoké priechne hybnosti.



Obr. 3.11: Jadrový modifikačný faktor R_{AA} J/ψ ako funkcia priechnej hybnosti p_T namerané na experimente STAR a PHENIX [22]

Na obrázku 3.12 je potlačenie produkcie J/ψ ako funkcie počtu participantov. Produkcia J/ψ je potlačená s rastúcim počtom participantov na rozdiel s predošlým pozorovaním v priechnej hybnosti, kde potlačenie nepozorujeme.



Obr. 3.12: Jadrový modifikačný faktor $R_{AA} J/\psi$ ako funkcia počtu participantov N_{part} v zrážkach Au+Au pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ v doprednom smere. Krivky zobrazujú teoretický predpoklad pre vývoj potlačenia produkcie J/ψ rôznymi efektami [23]

Kapitola 4

Experimentálny program na LHC: ALICE

4.1 Veľký hadrónový urýchlovač LHC

Large Hadron Collider (LHC) je najväčším postaveným urýchlovačom v histórii. Roku 2008 bol inštalovaný do 26,7 km dlhého tunela postaveného medzi rokmi 1984 a 1989 pre elektrón-pozitrónový urýchlovač LEP. Návrh je optimalizovaný na urýchľovanie a zrážanie protónových zväzkov pri hodnotách ťažiskovej energie 14 TeV a maximálnou luminozitou $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Urýchlovač je taktiež schopný urýchliť ťažké ióny (Pb) na energiu 2,8 TeV na nukleón s maximálnou luminozitou $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Cieľom LHC je odhaľovať fyziku za hranicami štandardného modelu pomocou protón-protónových zrážkach. Navyše slúži taktiež k presnejšiemu určovaniu parametrov štandardného modelu. Veľkou presnosťou LHC je možnosť dosiahnutia vysokej luminozity a výslednej početnosti interakcií, ktoré umožňujú pozorovať zaujímavé fyzikálne procesy s malým účinným prierezom. Avšak problémom je, že účinnom priereze nepružných zrážok 80 mb, bude LHC produkovať 10^9 nepružných zrážok za sekundu pri navrhovanej luminozite [24].

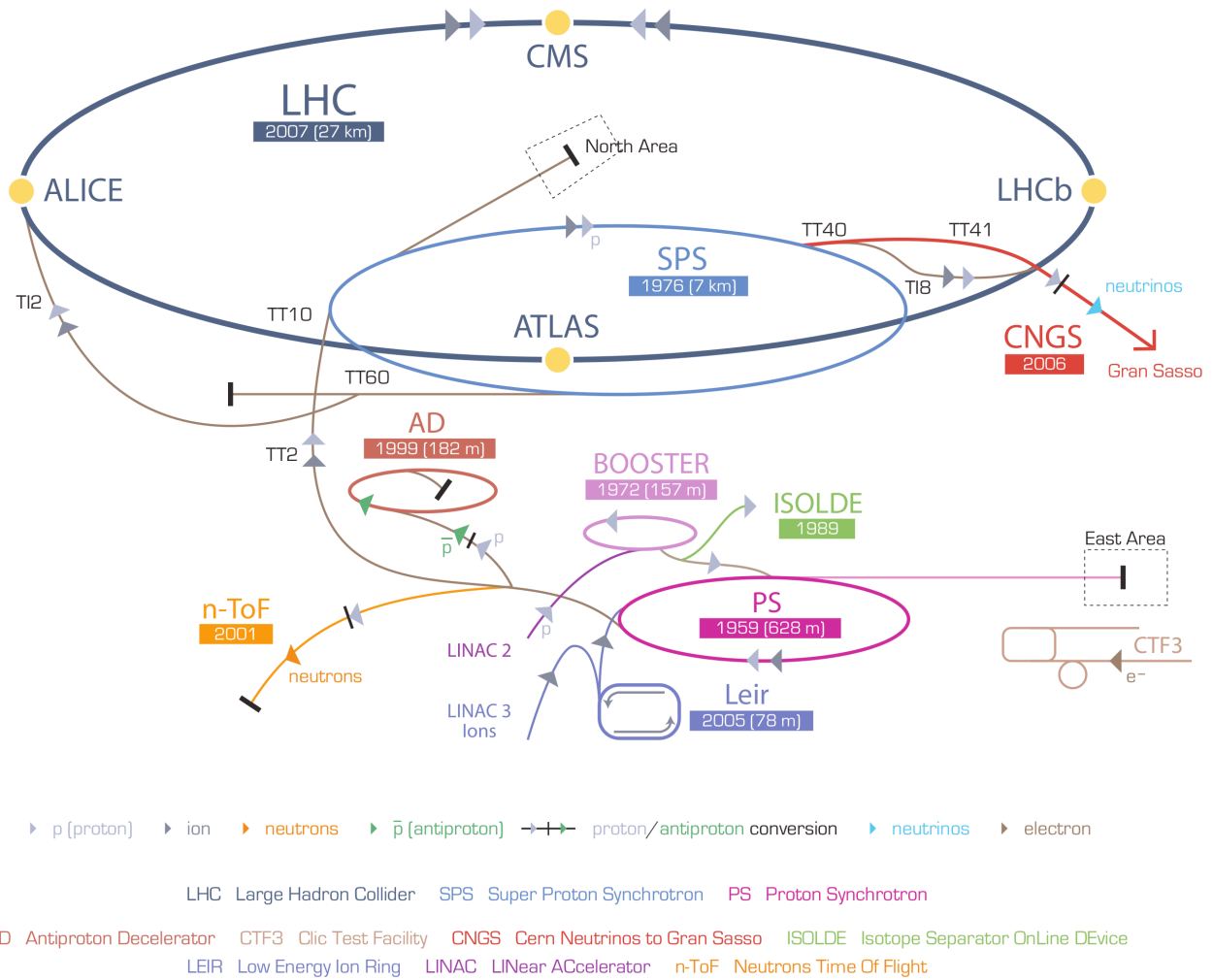
Urýchľovací komplex je schematicky znázornený na obrázku 4.1. Proces urýchľovania začína generovaním protónov s energiou 50 MeV pomocou lineárneho urýchľovača LINAC2, následné urýchlenie na energiu 1,4 GeV zabezpečuje protónový synchrotrónový zosilňovač (PSB). Posledným krokom pred umiestneným zväzku do LHC je urýchľovač SPS, ktorý zväzok urýchli na energiu 450 GeV. Na prechod urýchlených protónov medzi urýchľovací komplexom a LHC sa používajú dva prenosové tunely, ktoré rozdelia zväzok a fungujú ako vstrekovač do urýchľovača LHC.

Každý zväzok má vlastnú vnútornú štruktúru usporiadanú do zväzkov, ktoré sú v priestore oddelené a naplnené až $1,15 \cdot 10^{11}$ protónov. Početnosť zrážok môže dosahovať až frekvenciu 40 MHz, čo znamená zrážku každých 25 ns.

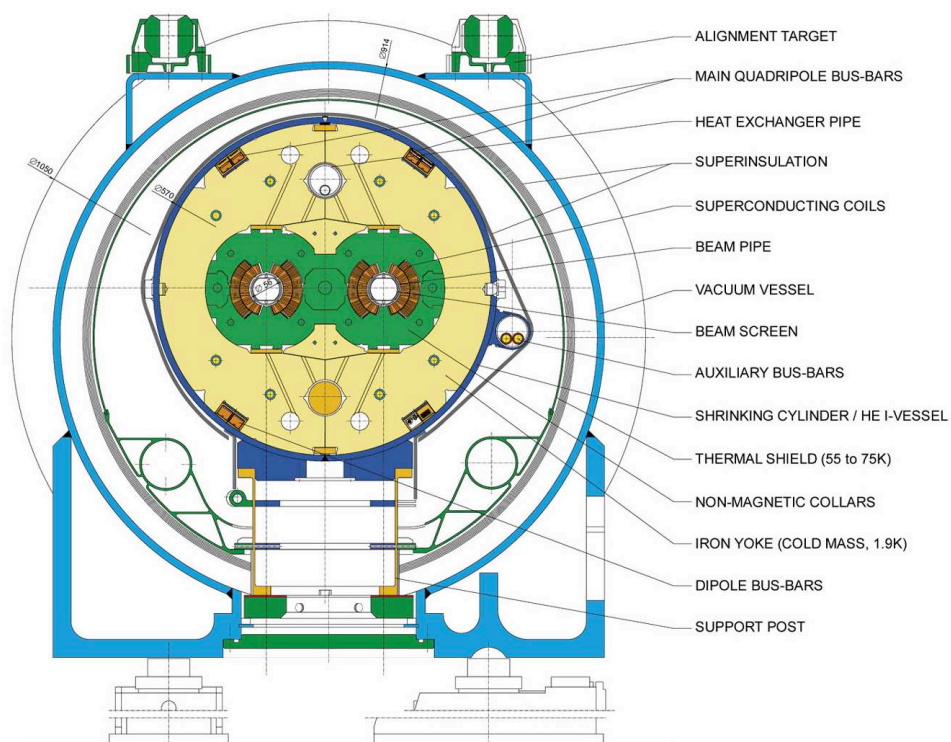
Urýchľovač obsahuje dva protichodné prstencové zväzky. Magnetické pole s magnetickou indukciou 8,33 T udržiava protóny s energiou 7 TeV na správnej dráhe pozdĺž tunela LHC. Magnetické pole je vytvárané 1232 supravodivými dipólovými magnetmi, rez jedným z nich je na obrázku 4.2. Dizajn týchto magnetov je nastavený tak, aby bol schopný urýchľovať dve rovnako nabitie častice v opačne orientovaných smeroch s prihliadnutím na obmedzený priestor. Cievky, ktoré tvoria základnú časť magnetu sú vyrobené zo zliatiny nióbu a titánu (NbTi), ktorá sa pri teplote 1,9 K stáva supravodivou.

Ďalšími magnetmi umiestnenými v LHC sú kvadrupólové magnety, ktoré sa v počte 392 používajú na zaostrovanie a korekcie zväzku.

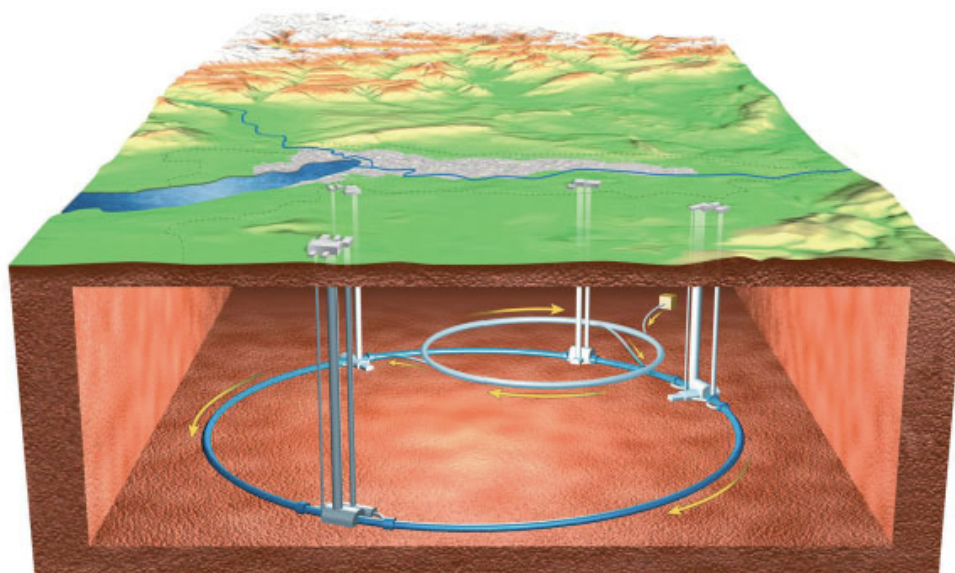
CERN Accelerator Complex



Obr. 4.1: Schéma urýchľovacieho komplexu vo výskumnom centre CERN s popisom jednotlivých súčastí



Obr. 4.2: Schematický rez dipólovým magnetom urýchľovača LHC s popisom jeho súčastí



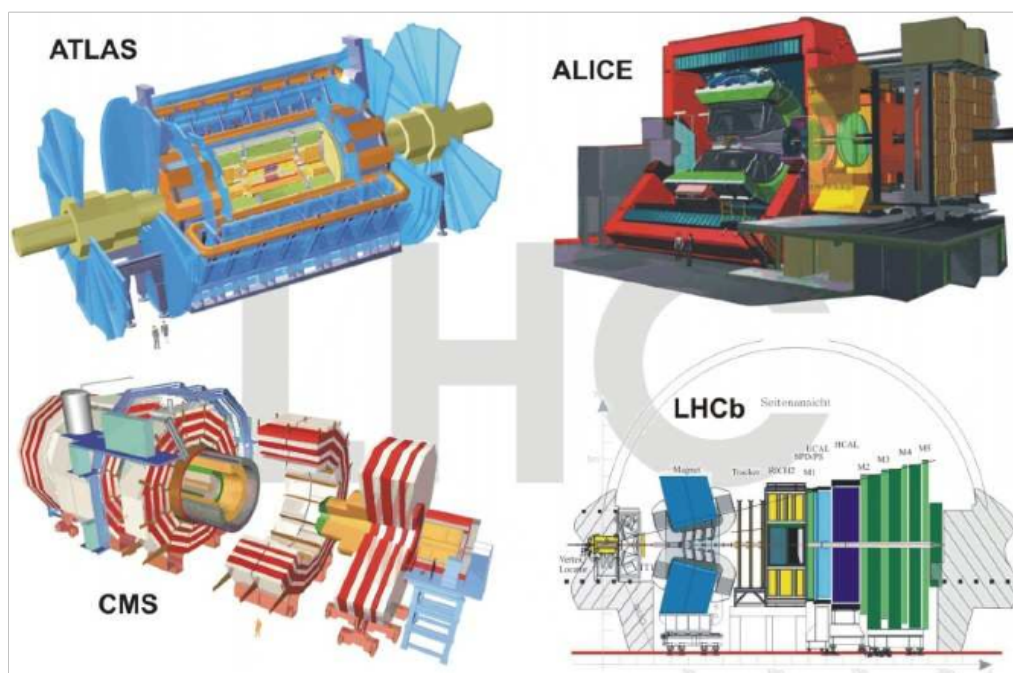
Obr. 4.3: Znázornenie urýchľovača LHC s podzemnými experimentami a nadzemnými budovami určenými na obsluhu jednotlivých experimentov

4.1.1 Experimenty na urýchľovači LHC

Na urýchľovači LHC sú dva experimenty, ktoré sú hlavne zamerané na meranie protón-protónových zrážok pri najvyššej dosahovanej luminozite ($L=10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) a tými sú ATLAS a CMS.

Ďalšie dva experimenty sú určené na merania predovšetkým pri nižších luminozitách. LHCb určený na meranie b-fyziky pri luminozite $L=10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a TOTEM, ktorý je súčasťou CMS a určený na detekciu pružného rozptylu protónov do malých uhlov pri luminozite $L=2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [24].

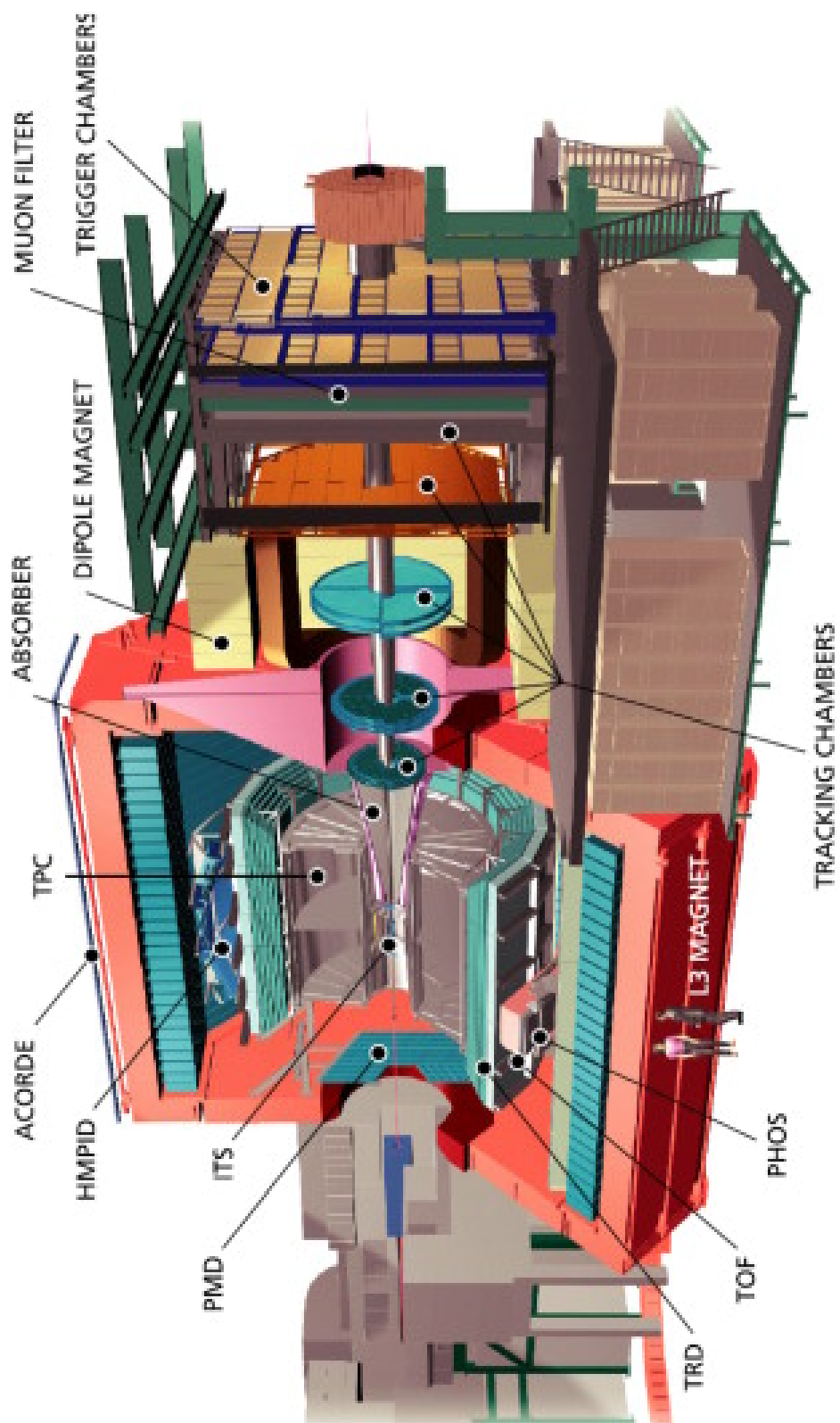
Pre túto prácu najzaujímavejším experimentom na LHC je ALICE, ktorý je predovšetkým zameraný na meranie parametrov a charakteristík jadrovej hmoty vzniknutej pri zrážke dvoch jadier olova. Podrobnejší popis sa nachádza v podkapitole 4.2.1. Všetky experimenty sú schematicky znázornené na obrázku 4.4.



Obr. 4.4: Schémy veľkých experimentov umiestnených na urýchľovači LHC (nie sú v mierke)

4.2 Experiment ALICE

Experiment ALICE A Large Ion Collider Experiment je detektor merajúci zrážky ťažkých iónov na urýchľovači LHC 4.1 v komplexe CERN. Hlavnou úlohou je štúdium silne interagujúcej hmoty a kvark-gluónovej plazmy pri extrémnych hodnotách hustoty energie a teploty pri jadro jadrových zrážkach. Taktiež štúdium hadrónov, elektrónov, miónov a fotónov, ktoré sú produkované v zrážkach ťažkých jadier. Experimentálny program zahŕňa skúmanie zrážok ľahších iónov pri nižších hodnotách energie. Príkladom môžu byť dáta merané počas protón-protónových zrážok pri rovnakej energii ako v jadrových zrážkach na nukleón, ktoré slúžia ako referenčné hodnoty pre jadro jadrové zrážky.



Obr. 4.5: Rozloženie experimentu ALICE s popisom jeho vnútorných súčastí

Pri štúdiu jadro-jadrových zrážok na experimente ALICE sa využívajú znalosti globálnych vlastností udalostí ako multiplicity, transversálneho alebo pozdĺžneho toku energie k určovaniu geometrických vlastností ako napríklad zrážkový parameter, tvar a orientácia objemu zúčastneného v zrážke a počtu interagujúcich nukleónov.

Ďalšími študovanými oblasťami v jadro-jadrových zrážkach na experimente ALICE sú produkcia ťažkých kvarkov a fragmentácia jetov, ktoré skúmajú kinematiku partónov a energetické straty vo fáze plazmy. Eliptický tok je citlivý na vlastnosti plazmy ako sú stavové rovnice a viskozita. Rýchle fotóny môžu prezrádzať termálnu radiáciu z počiatočnej fázy. Produkované kvarkónia umožňujú skúmať oslobodenie a rekombináciu partónov, pričom parametre rezonancie sú citlivé na chirálnu symetriu obnovenia. Pomery častíc a rozdelenie prierečnej hybnosti sa riadia termodynamickými vlastnosťami a hydrodynamickým vývojom v oblasti fázového prechodu. Časticová interferometria meria časo-priestorový vývoj zrážky a neštatistické fluktuácie sú znamením kritického chovania v okolí fázového prechodu prvého druhu.

4.2.1 Usporiadanie detektoru ALICE

Experiment ALICE 4.5, 4.6 sa skladá z valcovej časti, ktorá meria hadróny, elektróny a fotóny a z doprednej časti miónového spektrometru.

Centrálna časť má pseudorapiditné pokrytie od -1 do 1 (tj. polárny uhol od 45° do 135°). Postupom od najvnútornejšej po najvrchnejšiu časť barel obsahuje tieto detektory vnútorný dráhový systém (ITS) pozostávajúci zo šiestich pozíčne citlivých kremíkových pixelových (SPD), driftových (SDD) a páskových (SSD) detektorov, valcová časovo projekčná komora (TPC), komora určujúca dobu letu (TOF), Čerenkovov detektor (HMPID), detektor prechodového žiarenia (TRD) a dva elektromagnetické kalorimetre (PHOS a EMCal). Okrem detektorov HMPID, PHOS a EMCal všetky pokrývajú plný azimutálny uhol.

Dopredné miónové rameno sa skladá z komplexného systému absorbérov, veľkého dipólového magnetu a štrnástich rovín dráhových a spúšťacích komôr. Menšie detektory slúžiace na zisťovanie celkových charakteristík udalosti a spúšťače sú umiestnené v oblastiach malých uhlov. Medzi tieto detektory patrí ZDC, PMD, FMD, T0 a V0.

Najprísnejšími obmedzeniami dizajnu bol požiadavok na extrémne hodnoty multiplicity, ktoré môžu dosahovať až o tri rády vyššie hodnoty ako pri typických zrážkach protónov pri rovnakej energii. Uvažovaná multiplicita prevyšuje taktiež multiplicitu meraní na urýchľovači RHIC a to faktorom dva až päť. Dizajn experimentu ALICE je optimalizovaný na hodnotu hustoty multiplicity pri danej midrapidite na $\frac{dN}{d\eta} = 4000$. Systém bol simuláciami testovaný na hodnoty až dva krát vyššie. Celková konštrukcia musí byť bezpečná a odolná pri používaní stredného poľa a sile 0,5 T. Veľký dynamický rozsah umožňuje meranie hybnosti od desiatok MeV/c (rozpady rezonancií) až po hodnoty presahujúce 100 GeV/c (fyzika jetov).

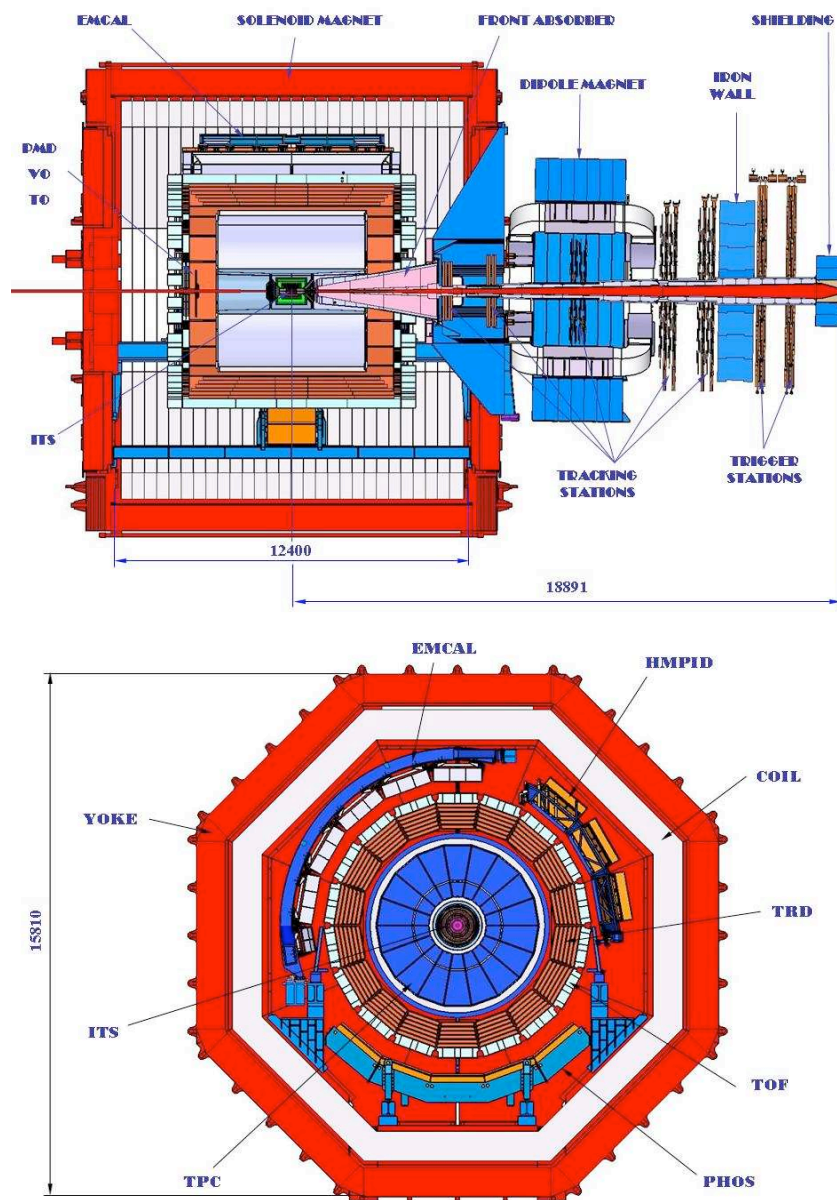
Dráhové detektory

V experimente ALICE sa nachádzajú tri dráhové detektory a to vnútorný dráhový systém (ITS) 4.7, časovo projekčná komora (TPC) a detektor prechodového žiarenia (TRD).

Základnými vlastnosťami ITS sú

- rekonštrukcia sekundárneho rozpadového vrcholu v rozpadoch ťažkých a podivných častíc
- identifikácia a určovanie dráhy častíc s malou hybnosťou

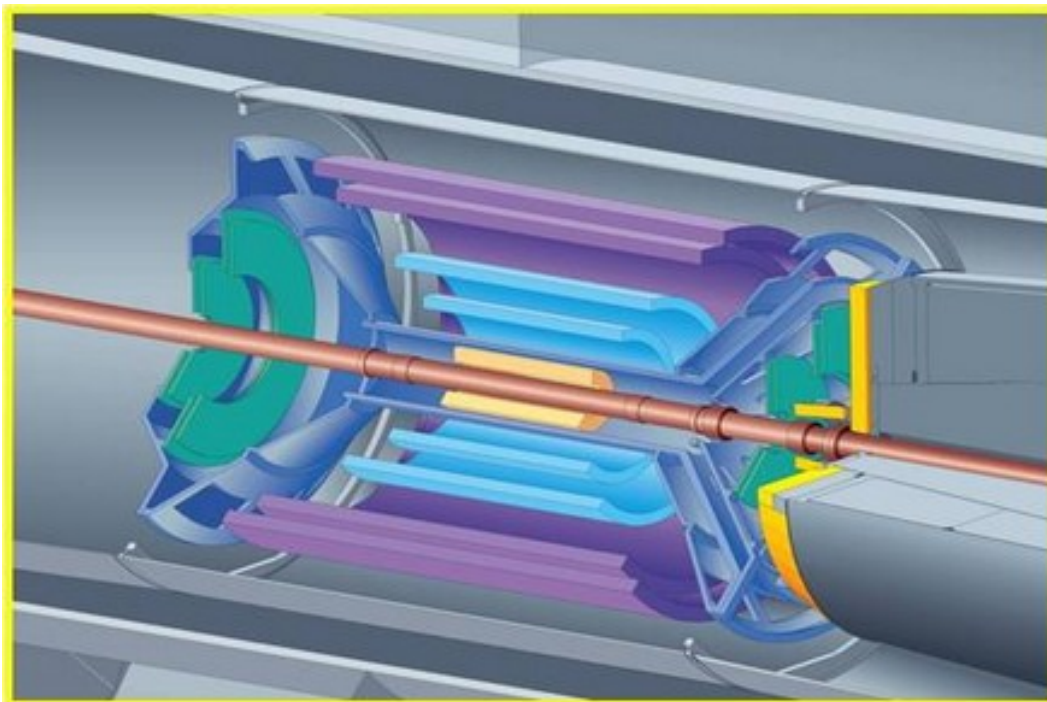
²x-ová zložka je kolmá na osu zväzku, je horizontálna a smeruje do centra urýchľovača; y-ová zložka je kolmá na osu zväzku a smeruje nahor; z-ová zložka je rovnobežná s osou zväzku a kladná časť osy smeruje miónovému spektrometru



Obr. 4.6: Schéma dvojdimenzionálneho rezu experimentom ALICE v rovine yz (vrchná časť)² a v rovine xy (spodná časť)² [25]

- spresňovanie určenia zrážkového parametru a rozlíšenie hybnosti

Dve najvnútornejšie vrstvy sú tvorené kremíkovými pixelovými detektormi (SPD), ďalšie dve vrstvy pozostávajú z kremíkových driftivých detektorov (SDD) a vrchné dve vrstvy sa skladajú z dvoch kremíkových páskových detektorov (SSD). Dve najvnútornejšie vrstvy ITS (SPD) sú určené na zachytenie pozície zásahu. Štyri vrchné časti (SSD, SDD) sú schopné okrem pozície zásahu určovať aj náboj a ionizačné straty v objeme detektoru, ktoré umožňuje nezávislú identifikáciu častíc pomocou straty energie ($\frac{dE}{dx}$) v nerelativistických oblastiach. Takže ITS môžeme považovať za samostatný spektrometer pre častice s nízkou priečnou hybnosťou.



Obr. 4.7: Schém vnútorného dráhového detektoru experimentu ALICE, oranžová časť SPD, modrá SDD, fialová SSD, žltá V0 a T0, zelená FMD

Časovo projekčná komora TPC, bola pre tento experiment zvolená z dôvodu vysokej odolnosti a presnosti. Nevýhody tohoto zariadenia sú v rýchlosti a objeme dát, ale napriek tomu bolo TPC inštalované pre svoj spoľahlivý výkon garantujúci akceptanciu v rádoch 10 000 častíc. Vnútorný priemer (156 cm) je limitovaný maximálnou hustotou zásahov časticami a vonkajší priemer (556 cm) je limitovaný dĺžkou potrebnou na dosiahnutie dostatočného rozlíšenia pri meraní strát energie (lepšie ako 5-7%). TPC môže teda dobre poslúžiť aj ako detektor na identifikáciu častíc v relativistickej oblasti a to až do hybností rádu 50 GeV/c.

Detektory na identifikáciu častíc

Detektorom určeným na identifikáciu častíc v experimente ALICE je komora na určenie doby letu TOF. Pokrýva centrálny barrel na ploche 140 m² s 160 000 samostatnými bunkami vo vzdialenosti 350 cm od osy zväzku. Požiadavok na systém s veľkým počtom kanálov, potrebných udržať obsadenosť kanálov nižšiu alebo rovnú 10% rovnako ako súčasne časové rozlíšenie lepšie ako 1000 ps, bol vyriešený novým typom plynového detektoru (The Multigap Resistive Plate Chamber) [25].

Čerenkovov detektor (HMPID), pozostáva z jedného ramena aktívne pokrývajúceho pole o veľkosti 10 m². Skladá sa z tekutých žiaričov a pevných CsI fotokatódach naparovaných na katódach proporcionálnych komôr. Slúži na rozšírenie identifikácie častíc s veľkou hybnosťou. Rozsah rozlíšenia pre pión/kaón je až do 3 GeV/c a pre protón/kaón až do 5 GeV/c.

Detektor prechodového žiarenia (TRD) je drátová komora, ktorá sa skladá zo šiestich vrstiev Xe a je plnená CO₂. Slúži na identifikáciu elektrónov a pozitronov s energiou vyššou ako 1 GeV/c, teda takých ktoré najpravdepodobnejšie pochádzajú z rozpadov kvarkónií a ťažkých kvarkov v okolí midrapidity.

Na identifikáciu nabitých častíc sa pomocou ionizačných strát v objeme detektoru ($\frac{dE}{dx}$) používajú taktiež TPC a ITS.

Elektromagnetické kalorimetre

Elektromagnetický kalorimeter PHOS slúži na detekciu fotónov s energetickým rozsahom začínajúcich na termálnej emisii až po energie emitované v tvrdých procesoch kvantovej chromodynamiky. Taktiež nachádza široké uplatnenie pri meraní rôznych mezónov. Jedno rameno vysoko-rozlišovacieho kalorimetru sa nachádza v vzdialenosti 4,6 m od primárneho vrcholu. Je vyrobené zo scintilačného kryštálu PbWO₄, aby sa bolo možné vyrovnáť s veľkou hustotou častíc. Pomocou tohoto detektoru je možné pozorovať interakcie a energetické straty vysokoenergetických partónov v hustej hmote. Súbor multidrátových komôr predchádzajúcich PHOS pôsobia ako zadrživáč nabitých častíc.

S cieľom posilniť schopnosť merať vlastnosti jetov bol do experimentu ALICE inštalovaný elektromagnetický kalorimeter EMCal. Je to olovený vzorkovací kalorimetrický scintilátor s pozdĺžnymi vláknami s premenlivou vlnovou dĺžkou, ktoré sú odčítanie pomocou lavínových fotodiód. Oproti kalorimetru PHOS je väčší ale s nižším rozlíšením. EMCal je optimalizovaný na meranie produkcie jetov a fragmentačných funkcií v kombinácii s dráhami nabitých častíc v ostatných valcových detektoroch.

Miónový spektrometer

Dopredné miónové rameno je primárne navrhnuté na meranie produkcie ťažkých kvarkových rezonancií (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ'') s rozlíšením hmotností natoľko citlivým, aby jednotlivé odlíšili jednotlivé stavy. Rameno je umiestnené v okolí malých uhlov (2° – 9° , $-4 < \eta < 2,4$) aby zaistilo dobrú akceptanciu v okolí nulovej priečnej hybnosti a zvládnuteľné pozadie z hadrónových rozpadov. Spektrometer je zostavený z kompozitného absorbéru obsahujúce vrstvy s vysokým aj nízkym Z. Usporiadanie začína vo vzdialenosti 90 cm od primárneho vertexu.

Druhý miónový filter v koncovej časti spektrometru a štyroch rovín odporových doskových komôr je určený na identifikáciu miónov a ako spúšťač. Celý spektrometer je odtienený kužeľovitým púzdom s vonkajším priemerom okolo 60 cm, ktorý chráni komoru pred sekundárnymi časticami, ktoré vznikli v ose zväzku.

Dopredné a spúšťače detektory

T0 je detektor, ktorý je zostavený z 12tich Čerenkovových počítačov umiestnených okolo osy zväzku, ktorý umožňuje merať čas zrážky s vysokou presnosťou (<25 ps).

V0 je detektor, ktorý je zostavený z dvoch polí oddelených scintilačných počítačov, ktoré sa používajú ako spúšťač s minimálnym ovplyvnením, potlačenia pozadia vzniknutého zvyškovými plynmi v ose zväzku a na meranie centrality zrážky.

ACORDE je detektor zostavený zo 60tich scintilátorov umiestnených na vrchu magnetu L3. Umožňuje zaznamenávanie kozmického žiarenia za účelom kalibrácie a rovnako aj štúdia fyziky kozmického žiarenia.

FMD dopredný detektor multiplicity sprostredkuje informácie o multiplicity v oblastiach $-3,4 < \eta < -1,7$ a $1,7 < \eta < 5$. Nabité častice sú počítané v prstencoch z kremíkových detektorov umiestnených na troch rôznych miestach pozdĺž osy zväzku.

PMD fotónový detektor multiplicity je určený na meranie multiplicity a priestorového rozmiestnenia fotónov v jednotlivých udalostiach oblasti $2,3 < \eta < 3,7$. Je zostavený z dvoch rovín plynových proporcionálnych počítačov, ktoré majú tvar pravidelných šesťuholníkov.

ZDC kalorimeter nulového uhlu je určený na meranie zrážkového parametru a ako spúšťač. Zostava dvoch kompaktných kalorimetrov, je vyrobená z volfrámu (neutrónový kalorimeter, ZN) a mosadze (protónový kalorimeter, ZP) a umiestnená vo vzdialenosti približne 116 m od interakčnej oblasti.

ZEM malý elektromagnetický kalorimeter sa požíva na zlepšenie určenia centrality zrážky. Dva takéto kalorimetry sú umiestnené na jednej strane vo vzdialenosti 7 m od reakčného centra.

Spúšťač a získavanie dát

Experiment ALICE používa na spúšťanie detektory s rýchlou odozvou a to T0, V0, SPD, TOF, TRD, PHOS, EMCal, ACORDE. Spúšťanie sa uskutočňuje na niekoľkých úrovniach, aby bolo možné zabezpečiť rôzne časové požiadavky jednotlivých detektorov.

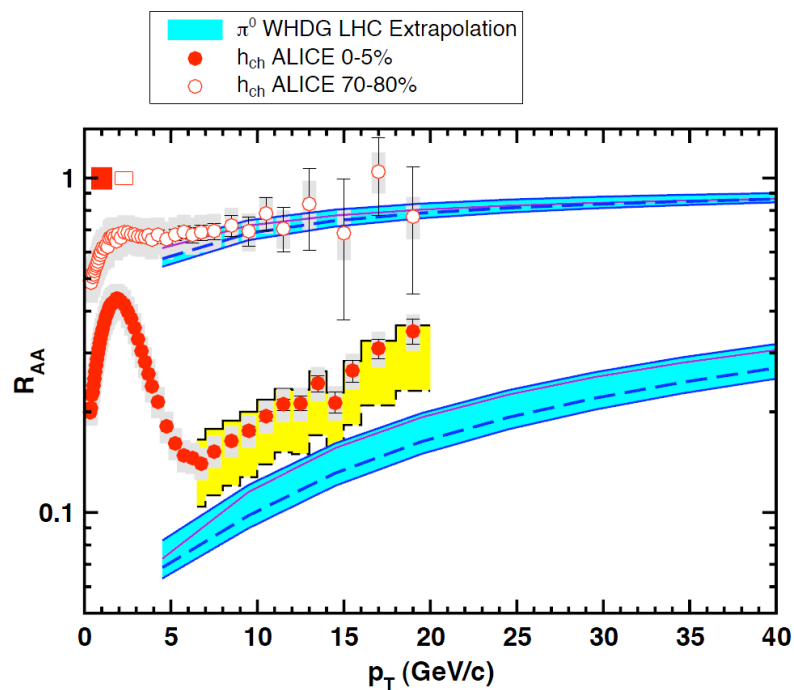
Predspúšťačiaci systém aktivuje elektroniku TRD krátko po každej interakcii (< 900 ns), zatiaľ čo ďalšie dva spúšťačie úrovne (L0 $1,2 \mu\text{s}$ a L1 $6,5 \mu\text{s}$) vyhodnocujú vhodnosť zrážky na základe zadaných parametrov pre spúšťanie. Posledný Trige L2 je spustený po ukončení driftovacieho času v TPC, najpomalšom detektore v experimente ALICE, v čase približne $100 \mu\text{s}$ [25].

Spúšťačiaci systém experimentu ALICE obsahuje flexibilnú ochranu proti hromadeniu dát. Tak tiež zahŕňa určovanie priority a optimalizácie na základe hodnotenia udalosti podľa toho ako vyhovuje zadaným spúšťačím podmienkam a celkovej priepustnosti prijatých udalostí. Softvérová základňa vysokoúrovňového spúšťača (HLT) je zložená z 1000 multiprocesorových počítačov, ktoré sú schopné ako výstup poskytnúť kompletnú online analýzu. Hlavnou úlohou je vyberanie a vylučovanie udalostí, za účelom redukovania veľkosti udalostí pomocou výberu len časti dát z oblasti záujmu, alebo zúžením kompletnej informácie o udalosti [25].

4.3 Najdôležitejšie výsledky doterajšieho fyzikálneho programu na urýchľovači LHC

4.3.1 Jadrový modifikačný faktor

V grafe 4.8 sú zobrazené namerané dáta z experimentu ALICE pre nabité hadróny v centrálnej a necentrálnej zrážke, pričom väčšinu z nameraných dát zastupujú nabité π mezóny. V tom istom grafe je vyznačená predpokladaná závislosť pre neutrálne π mezóny v zrážkach Pb+Pb pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, približne až do priecnej hybnosti $p_T = 40$ GeV/c. Táto závislosť bola vypočítaná podľa modelu WHDG (Simon Wicks, William Horowitz, Magdalena Djordjevic, Miklos Gyulassy) [26].



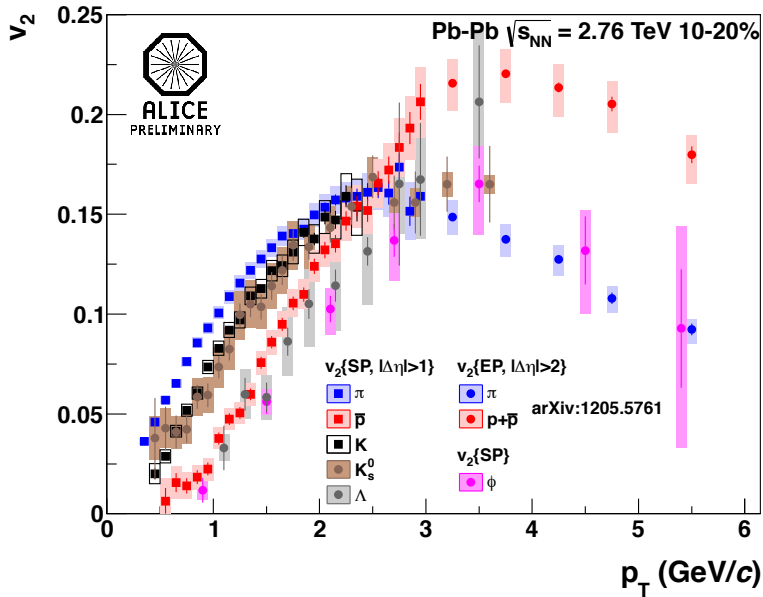
Obr. 4.8: Predpovede pre jadrový modifikačný faktor neutrálneho π mezónu $R_{AA}^{\pi^0}$ ako funkcia priechnej hybnosti p_T v zrážkach Pb+Pb pri energii 2,76 TeV pomocou WHDG modelu energetických strát až po $p_T = 40$ GeV/c v porovnaní s nameranými dátami pre jadrový modifikačný faktor nabitých hadrónov $R_{AA}^{h_{ch}}$ [27]

4.3.2 Tok identifikovaných častíc

Eliptický tok a jeho škálovanie bolo na experimente ALICE študovaný aj pri zrážkach olovených jadier pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV v roku 2010. Sledovanie dráh častíc bolo uskutočnené pomocou TPC a ITS. Pióny, kaóny, protóny a antiprotóny boli identifikované priamo z energetických strát detektormi TPC a ToF. Ďalšie častice boli identifikované pomocou rozpadu $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$, $\Lambda \rightarrow p\pi$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi$, $\Xi \rightarrow \Lambda\pi$, $\Omega \rightarrow \Lambda K$ a $\phi \rightarrow KK$.

Na obrázku 4.9 a je zobrazená závislosť eliptického toku na prierečnej hybnosti identifikovaných častíc. V oblasti pod $p_T \approx 2,5$ GeV/c je jasne vidieť rozdiel medzi baryónmi a mezónmi. Ďalej môžeme pozorovať, že v oblasti prierečnej hybnosti pod $p_T \approx 3$ GeV/c je závislosť pre mezóny aj baryóny rastúca rovnako ako to pozorujeme v meraní uskutočnenom na urýchľovači RHIC.

Obrázok 4.10 zobrazuje závislosť eliptického toku škálovaného počtom konštituenčných kvarkov v závislosti na transverzálnej kinetickej energii $E_T^K = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ taktiež škálovanú na počet konštituenčných kvarkov. Závislosť sa oproti predchádzajúcej nelíši pre mezóny a baryóny.

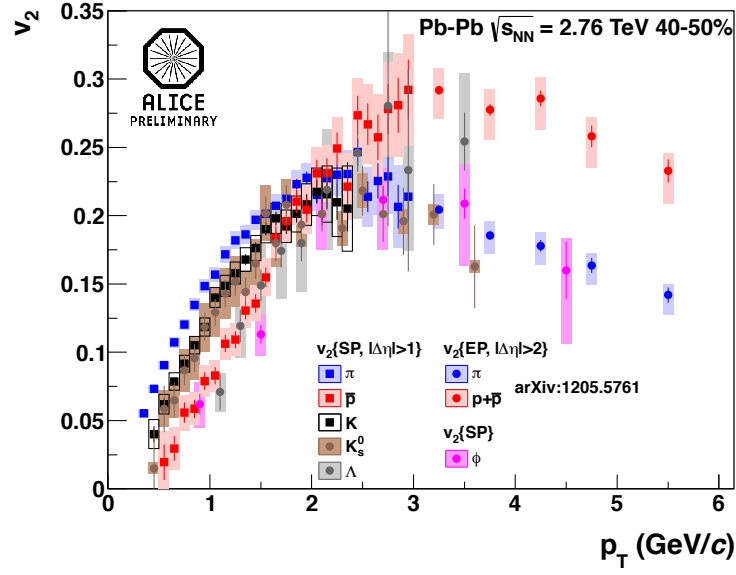


Obr. 4.9: Eliptický tok v_2 identifikovaných častíc ako funkcia prierečnej hybnosti p_T pre identifikované častice s prierečnou hybnosťou $p_T < 6$ GeV/c merané experimentom ALICE v zrážkach Pb+Pb pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV pre centralitu 10%-20% (vľavo) a 40%-50% (vpravo) [28]

4.3.3 Potlačenie Υ

Potlačenie stavov ťažkých kvarkónií bolo dôležitým meraním pri skúmaní vlastností kvark-gluónovej plazmy v zrážkach ťažkých iónov. Výsledný rozdiel medzi jednotlivými stavmi kvarkónií závisí na teplote a teda by sa dalo očakávať, že s rastúcou teplotou bude rásť aj väzbová energia. Stav $\Upsilon(1S)$ je viazaný najsilnejšou väzbou so všetkých kvarkóniových stavov a teda sa dá očakávať, že bude mať najvyššiu disociačnú teplotu. Existujú tri stavy $\Upsilon(nS)$, ktoré majú podobnú kinematiku ale odlišné väzbové energie.

Meranie absolútneho potlačenia $\Upsilon(1S)$ a relatívneho potlačenia $\frac{\Upsilon(2S)+\Upsilon(3S)}{\Upsilon(1S)}$ bolo uskutočnené v zrážkach PbPb resp. pp pri luminozite $7,3 \mu b^{-1}$ resp. $230 \mu b^{-1}$ v roku 2010 resp. 2011 v rovnakej



Obr. 4.10: Eliptický tok v_2 identifikovaných častíc škálovaný počtom konštituenčných kvarkov n_q ako funkcia priečnej kinetickej energie $m_T - m_0$ taktiež škálovaná počtom konštituenčných kvarkov n_q pre identifikované častice s priečnou hybnosťou $p_T < 6$ GeV/c merané experimentom ALICE v zrážkach Pb+Pb pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV pre centralitu 10%-20% [28]

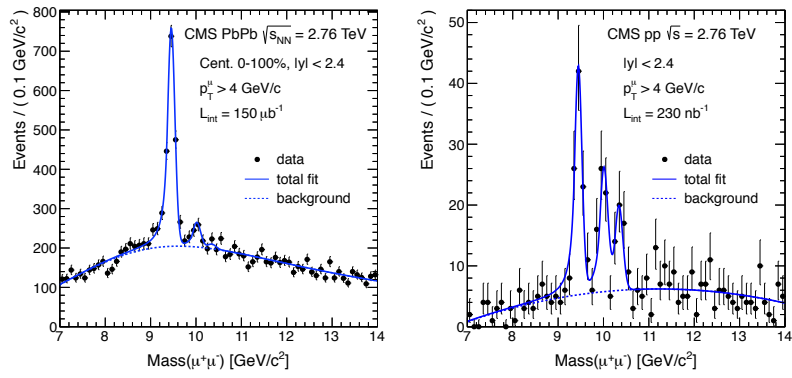
ťažiskovej energii na jeden nukleónový pár $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV pomocou detektoru CMS na urýchľovači LHC. Na rekonštrukciu rozpadu sa vybrali mióny s pseudorapiditou $|\eta| < 2,4$ a priečnou hybnosťou $p_T > 4$ GeV/c.

Podiely pozorovaných výťažkov stavov $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$ k stavu $\Upsilon(1S)$ v zrážkach PbPb a pp sú v tabuľke 4.1

$\frac{\Upsilon(2S)}{\Upsilon(1S)} _{pp}$	$0,56 \pm 0,13$ (stat.) $\pm 0,02$ (syst.)
$\frac{\Upsilon(2S)}{\Upsilon(1S)} _{PbPb}$	$0,12 \pm 0,03$ (stat.) $\pm 0,02$ (syst.)
$\frac{\Upsilon(3S)}{\Upsilon(1S)} _{pp}$	$0,41 \pm 0,11$ (stat.) $\pm 0,04$ (syst.)
$\frac{\Upsilon(3S)}{\Upsilon(1S)} _{PbPb}$	$0,02 \pm 0,02$ (stat.) $\pm 0,02$ (syst.)

Tabuľka 4.1: Pomer výťažku stavov $\Upsilon(nS)$ s ohľadom na stav $\Upsilon(1S)$ v zrážkach PbPb resp. pp na urýchľovači LHC

Výsledné spektrum dimiónovej invariantnej hmoty pre dáta zo zrážok olovených jadier a protónov sú v grafe 4.11. Jasne pozorovateľné sú tri píky $\Upsilon(nS)$ v zrážkach protónov. Pik $\Upsilon(3S)$ nie je viditeľný nad dimiónovým kontinuumom v zrážkach PbPb. Takýto výsledok naznačuje, že stavy s nižšou väzbovou energiou v zrážkach olovených jadier disociovali v médiu ktoré pri tejto zrážke vzniklo a malo dostatočne vysokú teplotu. Pozorovanie kvarkónií a najmä potlačenia ich jednotlivých stavov by sa dalo využiť ako pomyselný teplomer vzniknutého média.



Obr. 4.11: Distribúcia invariantnej hmoty elektrón pozitronového páru v zrážkach Pb+Pb (vľavo) a zrážkach p+p (vpravo) pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [29]

Kapitola 5

Analýza rozpadu kaónu na tri pióny

5.1 Priame meranie kaónov

Kaóny sa dajú merať priamo pomocou rekonštrukcie dráh a energetických strát v detektore TPC a odlišenie od iných častíc pomocou detektoru TOF. Nevýhodou tejto metódy je, že pre vyššie priečne hybnosti sú kaóny výrazne prekryté piónmi a jediná možnosť ako ich odlíšiť je pomocou fitu signálu, tak ako je to znázornené na obrázku 5.1, ktorý je príkladom toho ako je náročné odlíšiť jednotlivé častice najmä pri vyšších priečných hybnostiach. Toto prekrytie signálov nie je možné dobre oddeľovať ani pomocou detektoru ToF, pretože ten ma svoju činnosť obmedzenú len do určitej priečnej hybnosti.

Za účelom identifikácie kaónov s vyššími priečnymi hybnosťami sme sa rozhodli preskúmať možnosť identifikácie pomocou rekonštrukcie rozpadu kaónu na tri pióny. O tom pojednáva zvyšok kapitoly.

5.2 Zakladné vlastnosti rozpadu kaónu na tri pióny

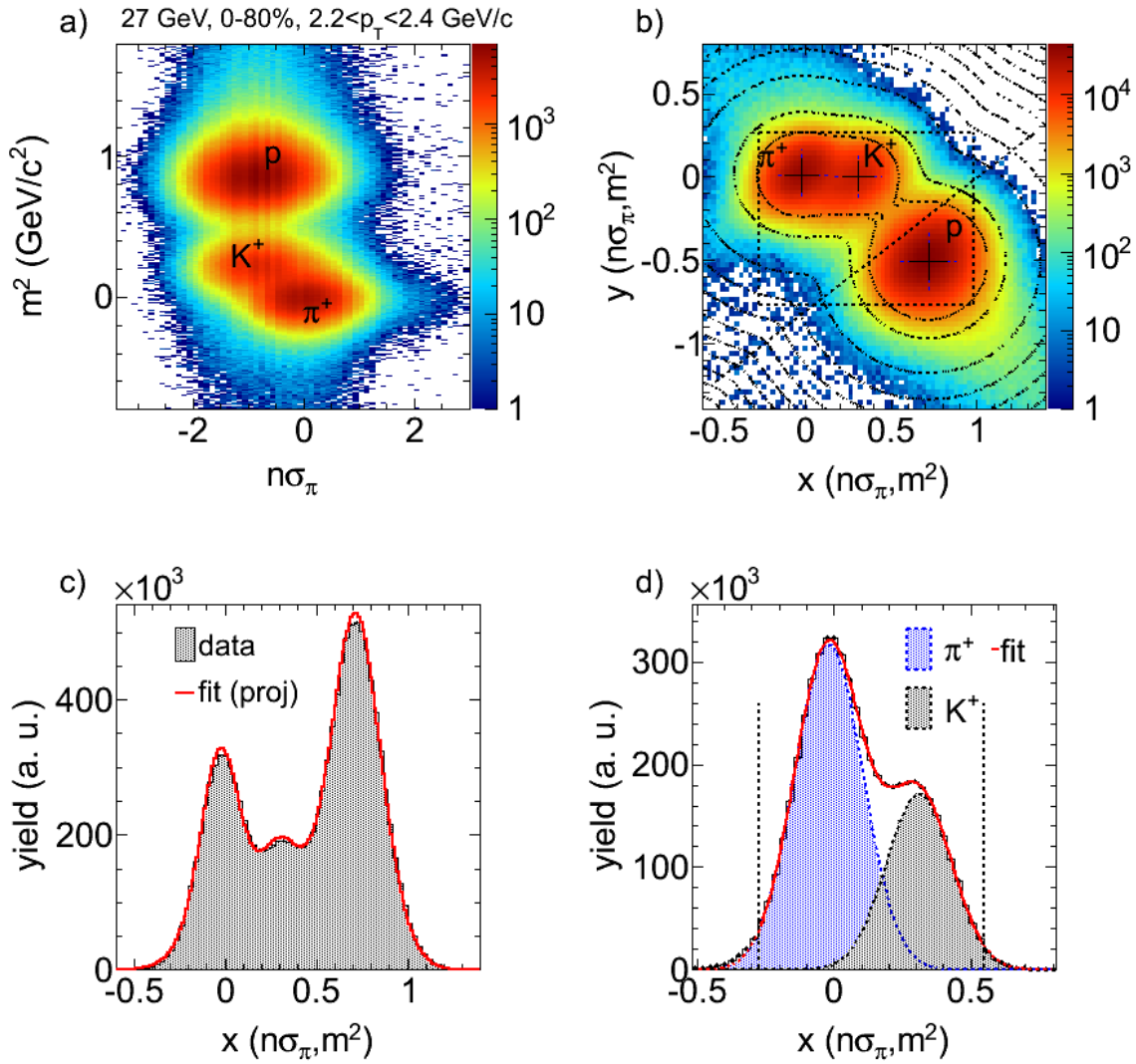
Študovaný rozpad nabitého kaónu, zahŕňa zároveň silnú i slabú interakciu. Pre prípad pozitívne nabitkej materskej častice je schéma rozpadu, spoločne s kvarkovým obsahom jednotlivých častíc znázornená na obrázku 5.2. Spracovávali sme dáta z experimentu STAR na urýchľovači RHIC zo zrážok zlatých jadier pri energiách $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV.

Spracovávané dáta boli namerané 9.-22. Apríla 2010 počas meraní v 10. kolobehu. Dáta boli zbierané za podmienky, že spustili spúšťač nastavený na minimálne ovplyvnenie. Signály pre spúšťač boli zaznamenávané a vyhodnocované z detektorov detektoru nulového uhlu (ZDC), detektoru pozície vrcholu (VDP) a čítač lúčov.

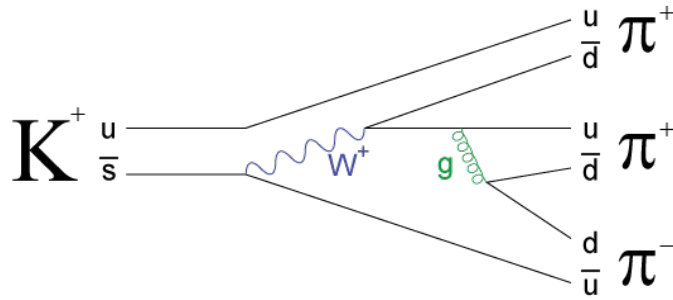
Najprv boli nájdené kalibráciami MicroDST. Pomocou makra poskytnutého Alexanderom Schmahom a následne upraveným sme vytvorili PicoDST, ktoré boli použité pri nasledovnom spracovaní.

Spracovanie dát prebiehalo identifikáciou dráh nabitých piónov v detektore TPC. Následne sa kompletovali dvojice a trojice piónov z ktorých sa rekonštruovala invariantná hmota nabitých kaónov. Nevýhodou tejto metódy je, že $c_\tau = 3,712$ m čo je vzdialenosť väčšia ako je polomer detektoru TPC.

Na obrázku 5.3 je popísaný význam použitých selekčných kritérií. Dôležitou súčasťou analýzy bola rekonštrukcia sekundárneho vertexu rozpadu, ktorá v prvej časti analýzy prebiehala následovne:



Obr. 5.1: a) Distribúcia m^2 ako funkcia $n\sigma_\pi$ a b) $x, y(n\sigma_\pi, m^2)$ pre $2,2 < p_T < 2,4$ GeV pre centralitu 0-80% v Au+Au zrážkach pri energii 27 GeV. Čierna prerušovaná kontúrovacia čiara v časti b) zobrazujú simuláciu dvojdimenzionálnych Gausových fitov a prerušovaná diagonálna čiara naznačuje selekčné kritérium na odstránenie kontaminácie protónov. Časť c) je projekcia tejto distribúcie do osy $x(n\sigma_\pi, m^2)$, červená čiara je fit signálu sumou Gausových funkcií. Časť d) rovnaká distribúcia ako predtým po odstránení piónovej kontaminácie [30]



Obr. 5.2: Schematické znázornenie rozpadu K^+ na tri nabité pióny so znázornením rozpadových procesov

- Nájďme dráhy všetkých pozitívne resp. negatívne nabitých piónov ktorý sú v niektorom bode dostatočne blízko, aby vyhoveli zadanej podmienke pre dca AB.
- V mieste najbližšieho priblíženia vytvoríme spojnicu, na obrázku vyznačená červenou.
- Nájďme opačne nabitý pión, ktorý je dostatočne blízko prvým dvom nájdeným iónom a vyhovuje podmienke zadanej pre dca ABC.
- Vytvoríme spojnicu (modrá) medzi bodom v polovici červenej spojnice a bodom najbližšieho priblíženia opačne nabitého pión.
- Sekundárny vertex sa nachádza v polovici druhej (modrej) spojnice.

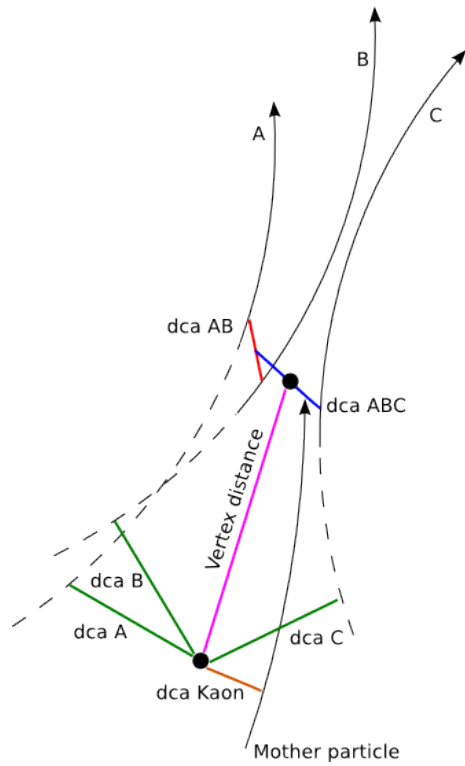
Názov selekčného kritéria	význam selekčného kritéria
dca A, dca B, dca C	pióny nepochádzajú z primárneho vertexu
Vertex distance	kaón preletel aspoň zadanú vzdialenosť
dca AB a dca ABC	všetky pióny vychádzajú z jedného vertexu
dca Kaon	kaón pochádza z primárneho vertexu

Tabuľka 5.1: Jednotlivé selekčné kritériá a ich význam

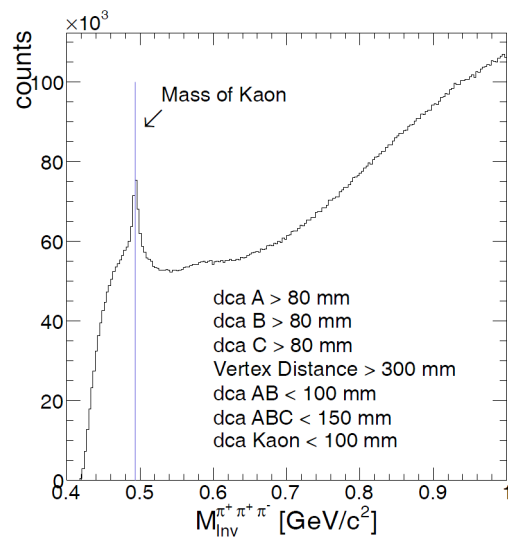
5.3 Predbežné nastavenie selekčných kritérií

Prvým krokom bola analýza dát so zadanými počiatočnými selekčnými kritériami, ktorých hodnoty sú uvedené v tabuľke spoločne s výsledným signálom na obrázku 5.4.

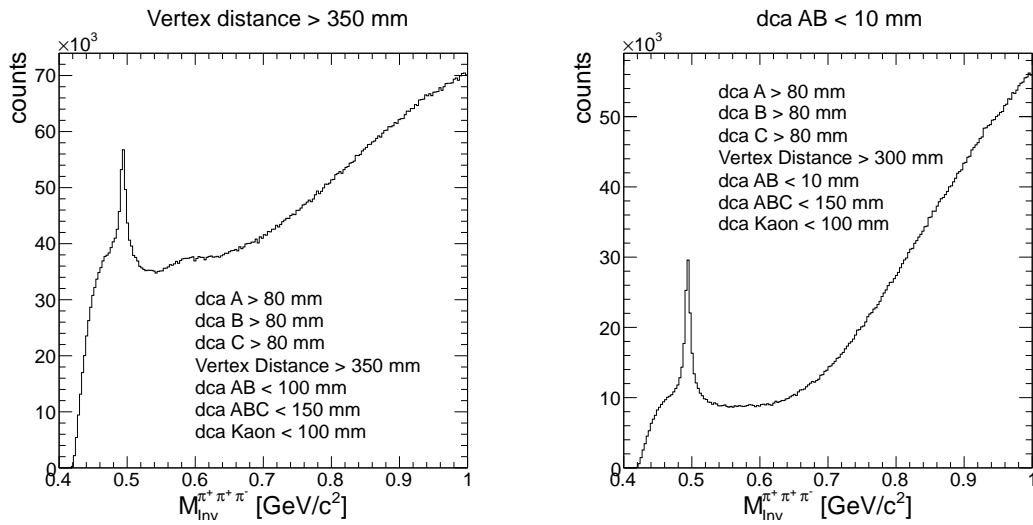
Ďalším krokom je optimalizácia jednotlivých selekčných kritérií. Základným požiadavkom je čo najväčšia redukcia pozadia pri čo najmenej strate signálu. Toho sme sa snažili pri aplikácii prísnejších selekčných kritérií. Ich jednotlivá aplikácia na počiatočný signál je zobrazená na obrázkoch 5.3 a 5.3. Selekčné kritéria boli v tomto kroku upravované manuálne. Všetky selekčné kritéria súčasne sú aplikované na obrázku 5.7. Korelácie medzi jednotlivými selekčnými kritériami a ich jednotlivé a spoločné pôsobenie na pozadie a signál boli študované na .



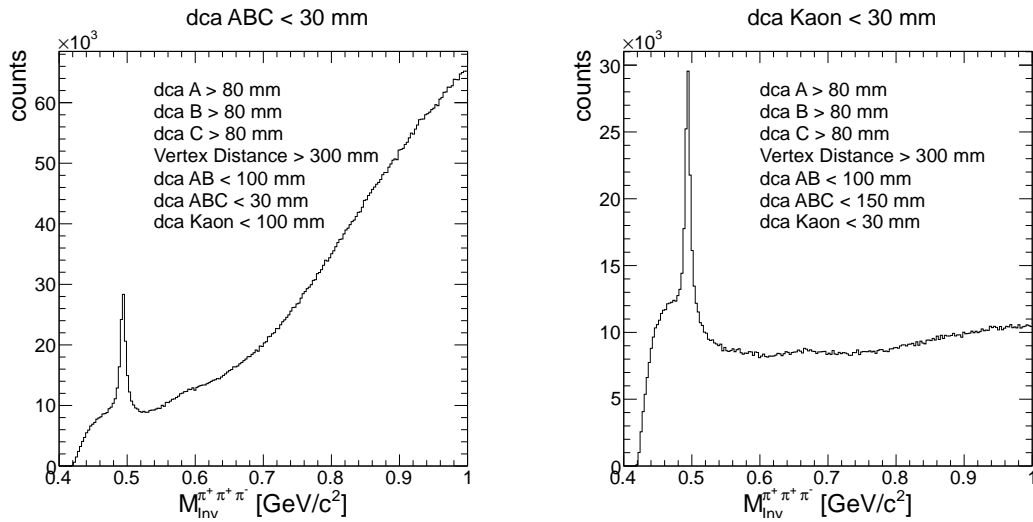
Obr. 5.3: Schéma rozpadu K^+ na tri nabité pióny s popisom použitých selekčných kritérií



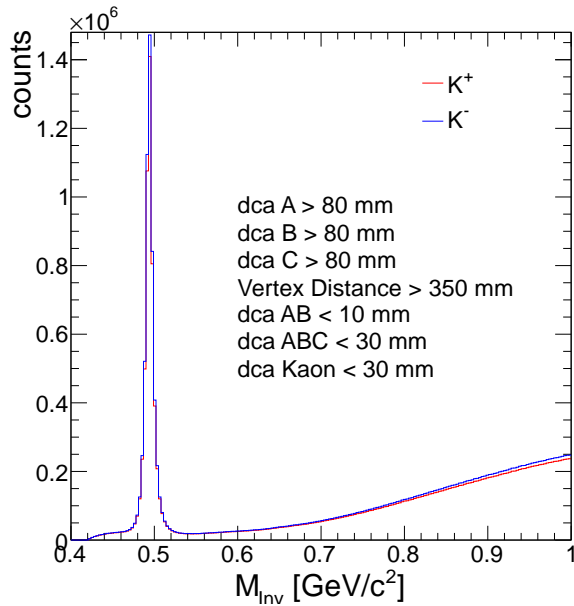
Obr. 5.4: Invariantná hmota K^+ po aplikovaní počiatkových selekčných kritérií v zrážkach Au Au pri energií $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, modrá čiara vyznačuje hmotnosť nabitého kaónu [15]



Obr. 5.5: Invariantná hmota K^+ po sprísnení selekčných kritérií pre vzdialenosť sekundárneho vertexu o primárneho (vľavo) a pre najväčšie priblíženie medzi rovnako nabitými pióňmi (vpravo) v zrážkach Au Au pri energií $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri použití čiastočnej štatistiky



Obr. 5.6: Invariantná hmota K^+ po sprísnení selekčných kritérií pre najväčšie priblíženie medzi spojnicou rovnako nabitých pióňov a trajektóriou opačne nabitého (vľavo) a pre výlet K^+ z primárneho vertexu (vpravo) v zrážkach Au Au pri energií $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri použití čiastočnej štatistiky



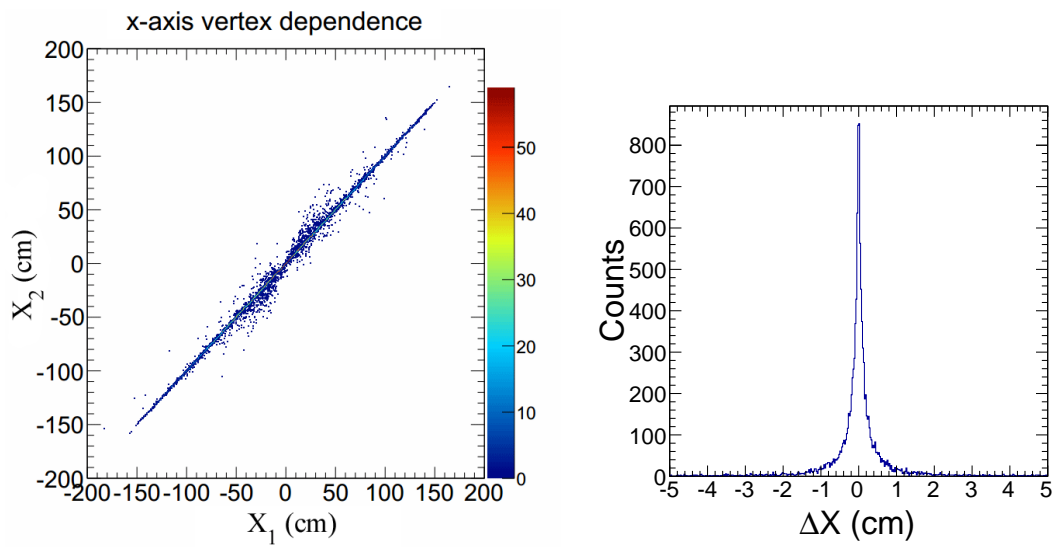
Obr. 5.7: Invariantná hmota K^+ (červená) a K^- (modrá) po aplikovaní manuálne upravovaných selekčných kritérií v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike

5.4 Sekundárny vertex

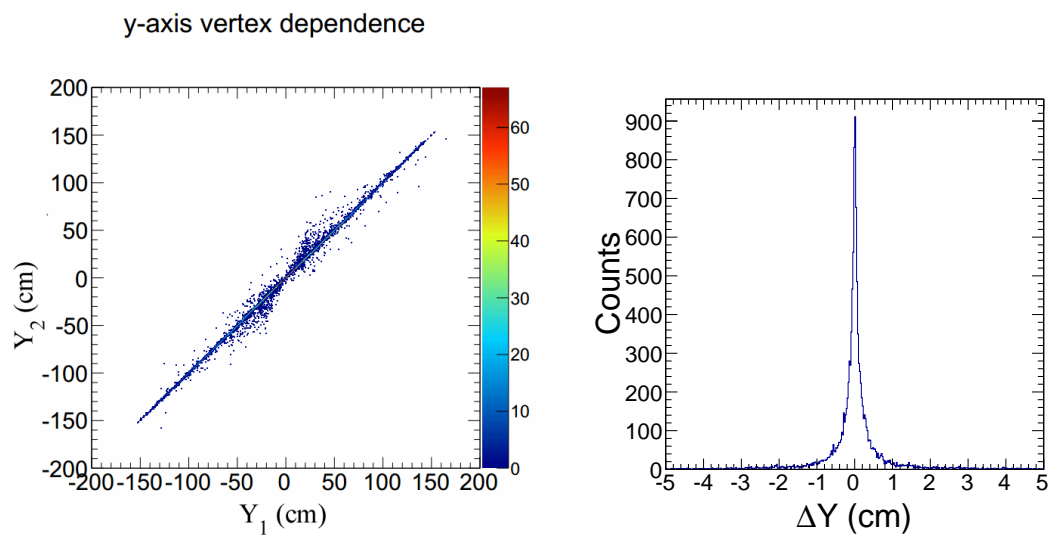
Súčasťou analýzy bolo overenie, či sme určili sekundárny vertex presne. Sekundárne vertexy určené predchádzajúcou metódou (metóda 1), sme sa pokúsili určiť zdlhavejšou a na prvý pohľad presnejšou metódou (metóda 2). Všetky predvybrané pióny sme podrobili analýze ktorou sme našli trojuholník spájajúci body najbližšieho priblíženia medzi každými dvoma predvybranými piónmi. Uprostred vzniknutého trojuholníku sme určili sekundárny vertex.

Porovnávali sme pre jednotlivé priestorové zložky dvoma spôsobmi nájdených sekundárnych vertexov. Výsledky sú zobrazené na obrázkoch 5.4, 5.4 a 5.4. Jasne je vidieť, že rozdiel v určeníach sekundárneho vertexu je v jednotlivých zložkách je pre väčšinu prípadov menší ako jeden centimeter.

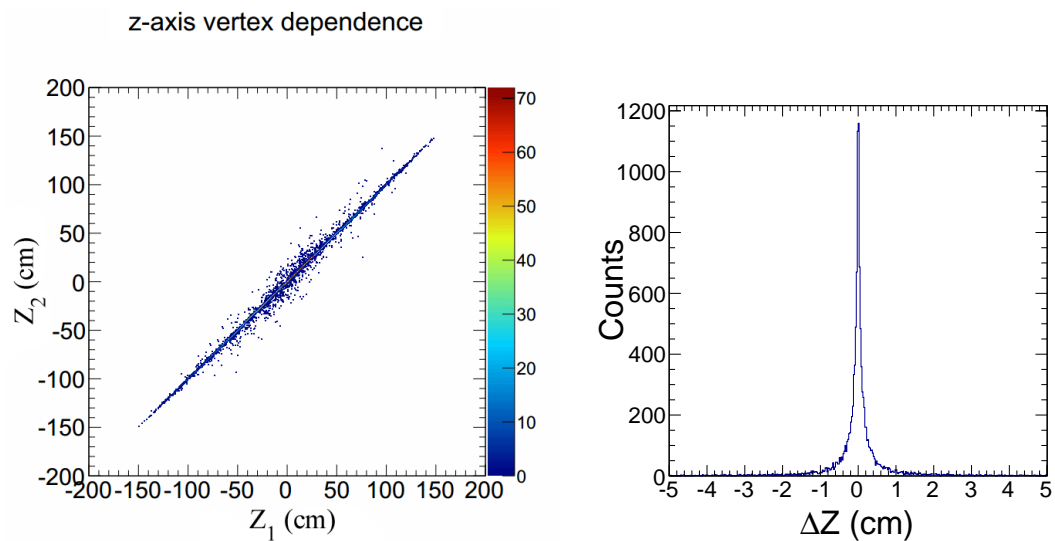
Otázkou zostáva, či zmena tohoto určenia sekundárneho vertexu ovplyvní invariantnú hmotu. Odpoveď na túto otázku sme sa pokúsili určiť na zobrazení invariantnej hmoty pre jednotlivé určenia, ktoré sú na obrázku 5.4. Vďaka dobrej zhode, ktorú sme pozorujeme prekrytím invariantných hmôt určených oboma metódami na obrázku 5.4, sme sa rozhodli, že budeme používať rýchlejšiu metódu popísanú v podkapitole 5.2.



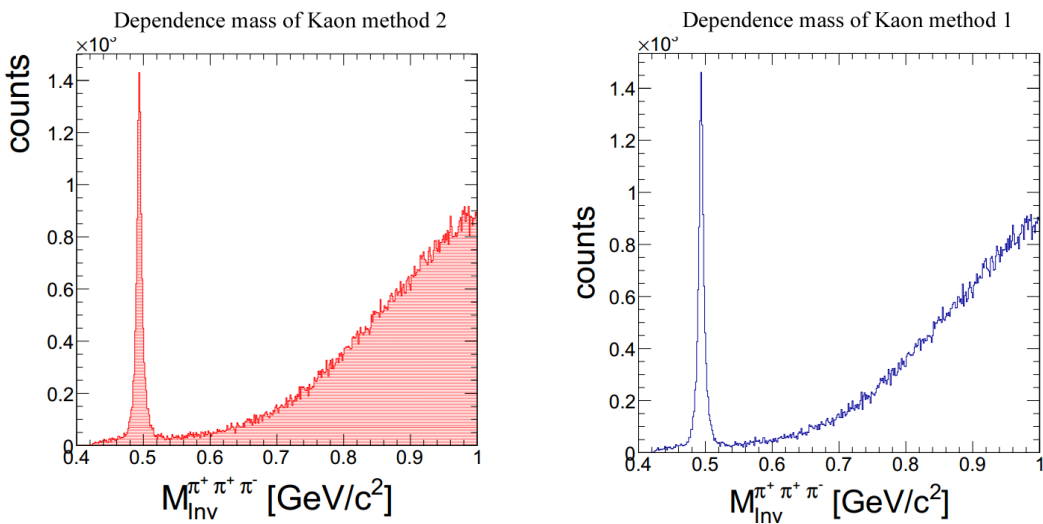
Obr. 5.8: Závislosť x-ovej zložky a rozdielu x-ových zložiek sekundárneho vertexu určenej pomocou druhej metódy v závislosti na ovej zložky sekundárneho vertexu určenej pomocou prvej metódy



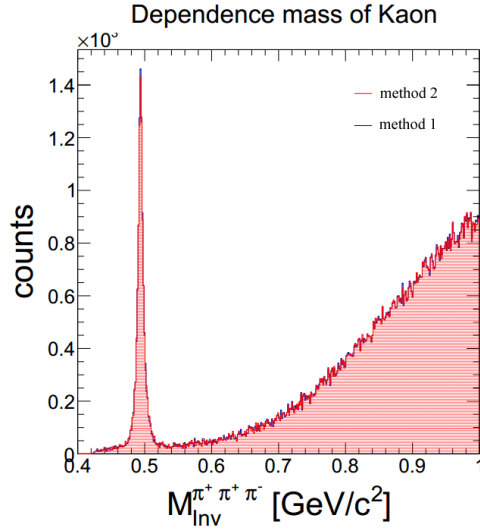
Obr. 5.9: Závislosť y-ovej zložky a rozdielu y-ových zložiek sekundárneho vertexu určenej pomocou druhej metódy v závislosti na ovej zložky sekundárneho vertexu určenej pomocou prvej metódy



Obr. 5.10: Závislosť z-ovej zložky a rozdielu z-ových zložiek sekundárneho vertexu určenej pomocou druhej metódy v závislosti naovej zložky sekundárneho vertexu určenej pomocou prvej metódy



Obr. 5.11: Invariantná hmota K^+ určená pomocou prvej metódy (vľavo) a určená pomocou druhej metódy (vpravo) v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike



Obr. 5.12: Prekrytie invariantných hmôt K^+ určených pomocou prvej (modrá) a druhej (červená) metódy v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike

5.5 Optimalizácia selekčných kritérií

Signifikanciu sme určovali zjednodušene pomocou vzťahu

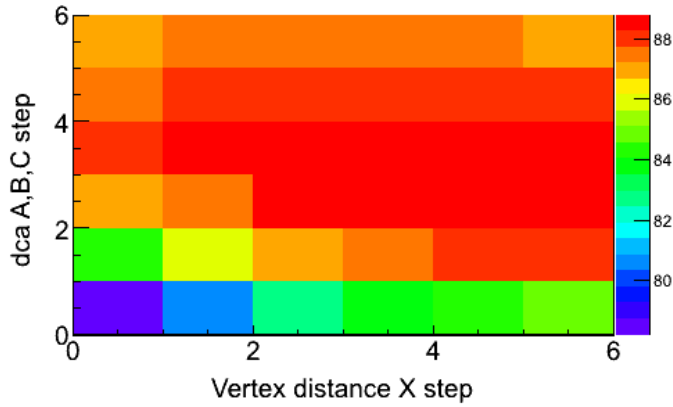
$$sig = \frac{(S + B) - 2(B_1 + B_2)}{\sqrt{(S + B)}}, \quad (5.1)$$

kde $(S + B)$ je integrál cez signál invariantnej hmoty, B_1 resp. B_2 je integrál z pozadia na pravo resp. naľavo od signálu v jednej štvrtine šírky signálu. V podstate to znamená, že prekladáme pozadie lineárnou funkciou.

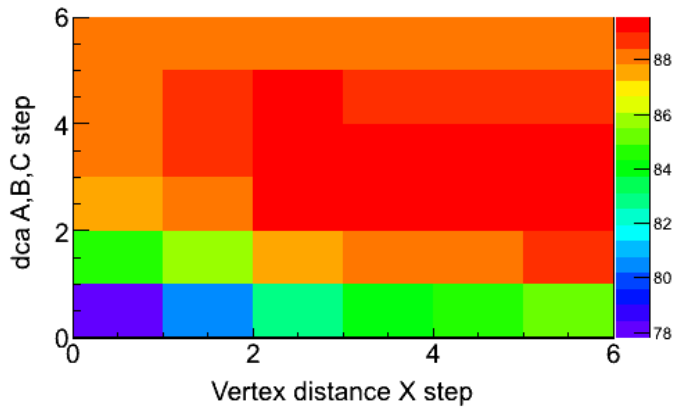
Optimalizácie prebiehala hľadaním maxima significancie. Funkcia mala dimenziu počtu selekčných kritérií, teda bola 7 rozmerná, preto bolo potrebné určiť, ktoré kritéria sú navzájom nezávislé a ktoré sú spolu korelované. Ukázalo sa, že selekčné kritériá dca AB a dca ABC sú takmer nezávislé a selekčné kritériá dca A, dca B a dca C s Vertex distance naopak práve úzko súvisia. Ako prvá sme sa teda pokúsili čo najpresnejšie určiť hodnoty nezávislých kritérií dca AB a dca ABC a zúžiť možná hodnoty selekčného kritéria dca Kaon. Nakoniec sme sa pokúsili maximalizovať hodnoty significancie pre rôzne kombinácie selekčných kritérií dca A, dca B a dca C s kritériom Vertex distance. Selekčné kritéria dca A, dca B a dca C sme považovali spoločne za jedno kritérium a menili sme ho tým pádom spoločne pre všetky tri častice, čo urýchlilo optimalizačný proces. Proces optimalizácie sme opakovali niekoľko krát a zakaždým sme zvolili kratší krok okolo najoptimálnejšej hodnoty nájdenej v predchádzajúcom kroku iterácie.

Podľa vzťahu (5.5) sme určili significanciu signálu v závislosti na selekčných kritériách vertex distance, dca A, dca B a dca C ako spoločné kritérium a dca Kaon. Na obrázkoch 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 a 5.18 jednotlivé kroky optimalizácie v poslednej iterácii. Najvyššiu significanciu sme dosiahli v predposlednom kroku pre selekčné kritérium dca Kaon. Kombinácia optimálnych selekčných kritérií sa nachádza na obrázku 5.17. Výsledné selekčné kritériá pre ktoré bola dosiahnutá maximálna significancia s hodnotou 92 sú vyznačené v tabuľke 5.5.

Na obrázku 5.19 je zobrazená invariantná hmota K^+ s aplikovanými optimálnymi selekčnými kritériami. Signál siaha až do priernej hybnosti 3 GeV/c. Do analýzy sme taktiež zahrnuli aj



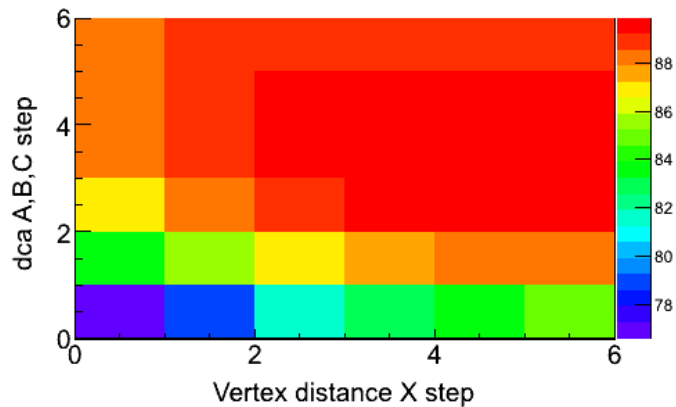
Obr. 5.13: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C v prvom kroku kritéria dca Kaon



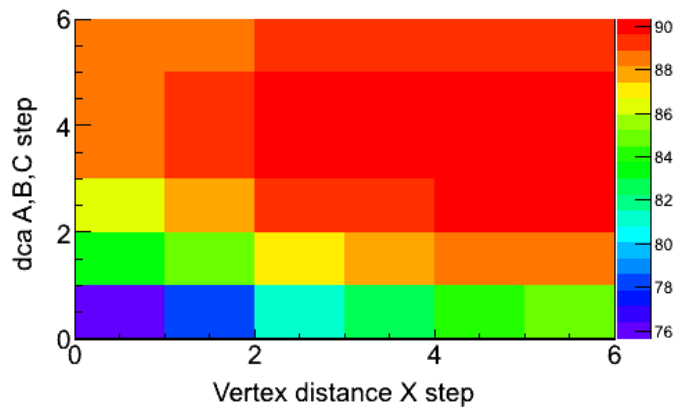
Obr. 5.14: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C v druhom kroku kritéria dca Kaon

dca A > 24 mm
dca B > 24 mm
dca C > 24 mm
Vertex distance > 200 mm
dca AB < 10 mm
dca ABC < 12 mm
dca Kaon < 49 mm

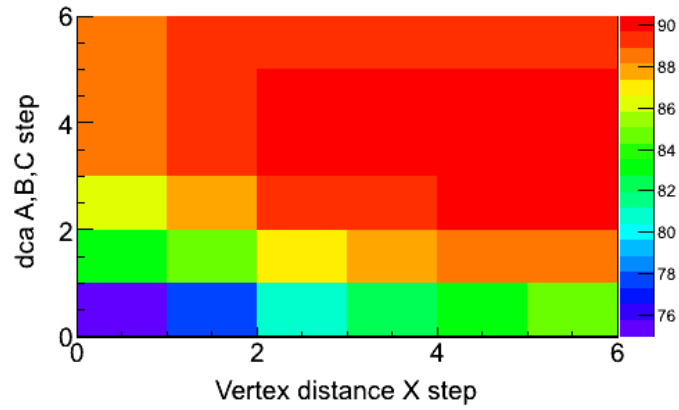
Tabuľka 5.2: Selekčné kritéria pre ktoré sa dosiahne maximálne signifikancia signálu K^+



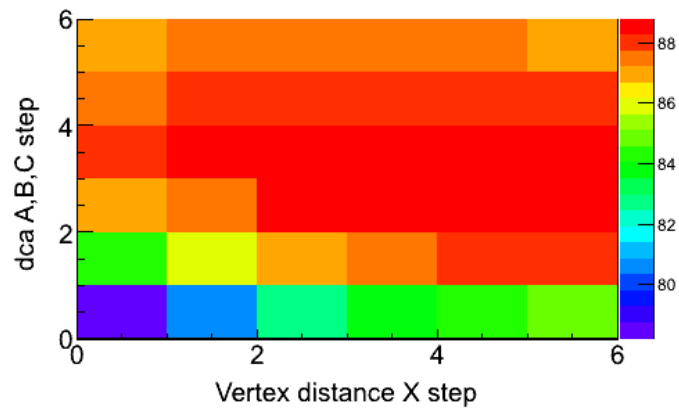
Obr. 5.15: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C v treťom kroku kritéria dca Kaon



Obr. 5.16: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C vo štvrtom kroku kritéria dca Kaon

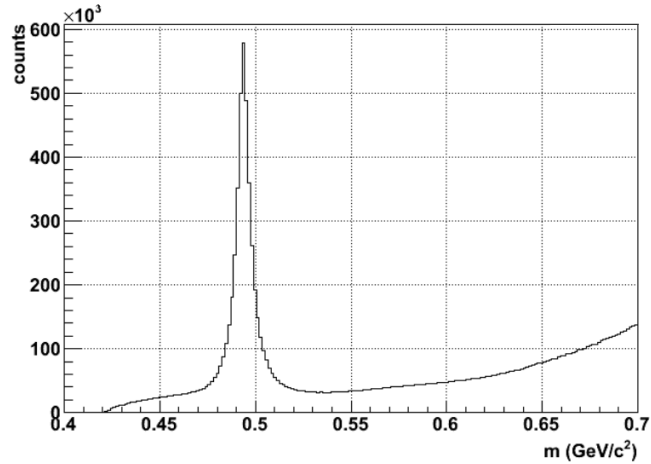


Obr. 5.17: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C v piatom kroku kritéria dca Kaon

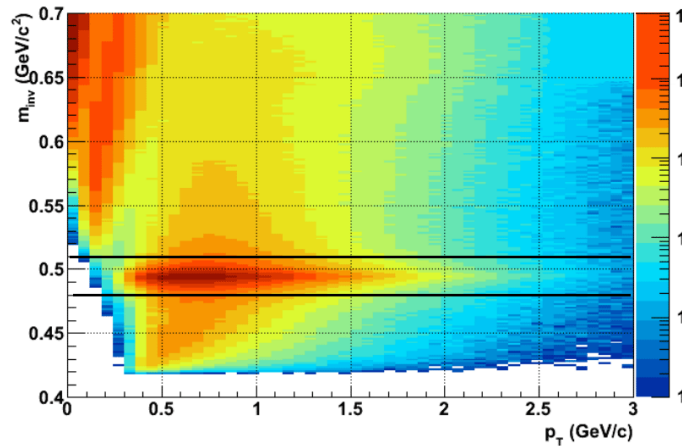


Obr. 5.18: Signifikancia signálu ako funkcia kroku Vertex distance a spoločného kroku pre kritériá dca A, dca B a dca C v šiestom kroku kritéria dca Kaon

korekciu pomocou detektoru TOF. Pomocou tejto korekcie sme sme skúmali presnosť určenia piónov vybraných predchádzajúcou analýzou, prípadne vyradili nesprávne určené prípady, kedy sa pióny zamenia za inú časticu napríklad kaón alebo protón. Táto korekcie neposkytla žiadnu dramatickú zmenu i preto, že signál sme optimálnymi selekčnými kritériami získali signál takmer bez pozadia.



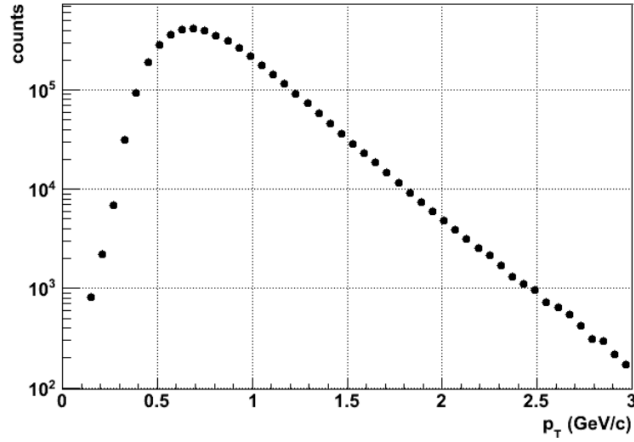
Obr. 5.19: Invariantná hmota K^+ po aplikovaní optimálnych selekčných kritérií v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike



Obr. 5.20: Invariantná hmota K^+ ako funkcia priečnej hybnosti (p_T) po aplikovaní optimálnych selekčných kritérií v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike, pozdĺžne čiary vymedzujú oblasť signálu

Na obrázku 5.20 je znázornená invariantná hmota K^+ ako funkcia priečnej hybnosti (p_T). Signál vybraný v oblasti medzi dvoma pozdĺžnymi čiarami následne rozdelíme po intervaloch 0.06 GeV, ktoré projektujeme do osy invariantnej hmotnosti. Takto získané spektrum priečných hybností bez odčítaného pozadia je na obrázku 5.21. Môžeme sa domnievať, že odčítanie pozadia príliš nezmení, pretože je veľmi nízke. Taktiež nie sú určené štatistické chyby. Jedná sa teda o predbežné

výsledky, ktoré budeme môcť porovnať so spektrom priečných hybností a pozorovať, ako silne je signál ovplyvnený pozadím.



Obr. 5.21: Invariantná hmotnosť nameraných kaónov bez odpočítaného pozadia ako funkcia priečnej hybnosti v zrážkach Au Au pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, pri plnej štatistike

5.6 Výhľad do budúcnosti analýzy

Analýzu by sme chceli rozšíriť o spektrum priečných hybností. Na to potrebujeme ale odčítať pozadie do signálu, čo by bolo našou prvou úlohou. Budú musieť byť urobené ďalšie korekcie signálu, potrebné pre jeho spracovanie.

Ďalším pokračovaním analýzy by mohlo byť rozšírenie skúmania tohoto rozpadu pre rôzne energie, ktoré boli merané na urýchľovači RHIC pomocou experimentu STAR v jadro-jadrových zrážkach a taktiež pre každú takúto energiu určiť eliptický tok.

Zaujímavým využitím analýzy by mohlo byť aj rekonštrukcia D^0 mezónu z rozpadového kanálu na nabitý kaón a nabitý pión. Táto analýza by pomohla pri porovnaní výsledkov, ktoré bude možné merať po inštalácii HFT pre priame meranie D^0 .

Záver

V prvej kapitole tejto práce sme sa zoznámili so základnými veličinami používanými pri popise a štúdiu jadro-jadrových zrážok.

Druhá kapitola sa zaoberá popisom fázových prechodov v klasickej termodynamike a fázovými prechodmi jadrovej hmoty. Ukázali sme aj prejavy fázového prechodu na zmenách funkcie hustoty energie pre rôzne veličiny.

Tretia a štvrtá kapitola tejto práce sa zaoberá experimentálnym programom na urýchľovačoch RHIC a LHC. V týchto kapitolách boli popísané experimenty STAR, PHENIX a ALICE rovnako ako aj urýchľovače na ktorých sa tieto experimenty nachádzajú. Záver každej z kapitol tvorí stručný prehľad najdôležitejších výsledkov doterajšieho programu na jednotlivých urýchľovačoch.

Prácu uzatvára kapitola o analýze rozpadu nabitého kaónu na tri nabité pióny. Analyzované dáta boli zrážky zlatých jadier pri energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. Podarilo sa nám úspešne zrekonštruovať invariantnú hmotu kaónu až do priečnej hybnosti s hodnotou 3 GeV/c.

Dodatok A

Slovník

Slovenský preklad	Anglický názov
alternujúci gradientný synchrotron	alternating gradient synchrotron
asymptotická voľnosť	asymptotic freedom
baryón	baryon
časová projekčná komora	time projection chamber
časová rozšírená komora	time expansion chamber
časupodobný	timelike
centralita	centrality
čerenkovov detektor	High Momentum Particle IDentification
cievkový magnet	solenoid magnet
detektor doby letu	time of flight
detektor multiplicity a vertexu	multiplicity-vertex detector
detektor nulového úhlu	zero degree calorimeter
detektor pozície vrcholu	Vertex Position Detector

Slovenský preklad	Anglický názov
detektor prechodového žiarenia	Transition Radiation Detector
dopredný	forward
driftvá komora	drift chamber
hadrón	hadron
jadrový modifikačný faktor	nuclear modification factor
kolobeh	run
krásny	charm
kremíkový driftový detektor	silicon drift detector
kremíkový páskový detektor	silicon strip detector
kremíkový pixelový detektor	silicon pixel detector
kvapka horúcej a hustej hmoty	fireball
kvark	quark
leptón	lepton
luminozita	luminosity
mezón	meson
multidráťová vyčítacia komora	Multi-Wire Chamber Readout
multiplicita	multiplicity
normalizačný spúšťač detektor	normalization trigger counter
participant	participant
periferálny	periferal
plochá komora	pad chamber
podivný	strange
potlačenie	suppression
pôvabný	bottom
pravdivý	top
priestorupodobný	spacelike
pseudorapidita	pseudorapidity
rapidita	rapidity
reakčná rovina	reaction plane
škálovanie	scalling
spätný	backward
spodný	down
spojovacie zväzkové prenosové vedenie	interconnecting beam transfer line
spúšťač	trigger
spúšťačiaci systém	trigger system
tok	flow
udalosť	event
relativistický urýchlovač ťažkých iónov	relativistic heavy ion collider
valcový elektromagnetický kalorimeter	barrel electromagnetic calorimeter
Van de Graaffov predurýchlovač	van de Graeff pre-accelerator
Veľký hadronový urýchlovač	Large hadron accelerator
vnútorný dráhový systém	inner tracking system
vôňa kvarkov	quark flavour
vrchný	up
vymrznutie	freez-out
zhášanie jetov	jet quenching
zhluk	banch
zosilňovací synchrotron	booster synchrotron
zrážkový parameter	imapct parameter
zväzkový počítač	beam-beam counter
zväzok	beam

Literatúra

- [1] R. Vogt. *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*. Elsevier Science, 2007.
- [2] J. Žáček and Univerzita Karlova. *Úvod do fyziky elementárních částic*. Karolinum, 2005.
- [3] A. Vančura. *Elementární částice*. Academia, 1970.
- [4] J.T Mitchell. Phenix: An introduction. <http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/intro/physics/centralty.html>, April 2003.
- [5] Fischer W. Run overview of the relativistic heavy ion collider. <http://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/>, June 2013.
- [6] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 57:205–243, 2007.
- [7] A. Szczurek and A. Budzanowski. Fermi motion and nuclear modification factor. *Mod.Phys.Lett.*, A19:1669–1680, 2004.
- [8] J. Zámečník. *Prehľad fyziky 1. časť*. Slovenské pedagogické nakladateľstvo, 2000.
- [9] J. Martišovits V. Veis, Š. Maďar. *Všeobecná fyzika 1, Mechanika a molekulová fyzika*. ALFA-Vydavateľstvo technickej a ekonomickej literatúry Bratislava, 1978.
- [10] Bubble chamber: Omega production and decay. 1973.
- [11] 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 University Press, 2005.
- [12] M. Gazdzicki. Quark gluon plasma in a + a collisions at cern sps. (hep-ph/9806257), 1998.
- [13] H. et. al Hahn. The rhic design overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2-3):245–263, March 2003.
- [14] N. Adler C. Ahammed Z. Ahmad S. Allgower C. Amonett J. Amsbaugh J. Anderson B.D. Anderson M. Ackermann, K.H. Adams et al. Star detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2):624–632, 2003.
- [15] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86:010001, 2012.
- [16] Kajimoto K. *A large area time of flight detector for the STAR experiment at RHIC*. PhD thesis, The University of Texas at Austin, 2010.

- [17] T.M. Cormier, A.I. Pavlinov, M.V. Rykov, V.L. Rykov, and K.E. Shestermanov. STAR barrel electromagnetic calorimeter absolute calibration using 'minimum ionizing particles' from collisions at RHIC. *Nucl.Instrum.Meth.*, A483:734–746, 2002.
- [18] S.S. Aizama M. Ajitanand N.N. Akiba Y. Akikawa H. Alexander J. Al-Jamel A. Allen M. Alley G. Adcox, K. Adler et al. Phenix detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2):469–479, 2003.
- [19] A. Levin E. Kormilitzin and A.H. Rezaeian. On the Nuclear Modification Factor at RHIC and LHC. *Nucl.Phys.*, A860:84–101, 2011.
- [20] J. Adams et al. Evidence from d + Au measurements for final state suppression of high p(T) hadrons in Au+Au collisions at RHIC. *Phys.Rev.Lett.*, 91:072304, 2003.
- [21] J. Tian, J.H. Chen, Y.G. Ma, X.Z. Cai, F. Jin, et al. Breaking of the number-of-constituent-quark scaling for identified-particle elliptic flow as a signal of phase change in low-energy data taken at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). *Phys.Rev.*, C79:067901, 2009.
- [22] B.I. Abelev et al. J/psi production at high transverse momentum in p+p and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200\text{GeV}$. *Phys.Rev.*, C80:041902, 2009.
- [23] K. Capella A. Ferreiro E.G. Kaidalov A.B. Bravina, L.V. Tywoniuk et al. Resolving the J/psi RHIC puzzles at LHC. *J.Phys.*, G36:064054, 2009.
- [24] G. Lebrun P.H. Mathewson A. Baconnier, Y. Brianti and Perin R. The large hadron collider accelerator project. Technical report, CERN, 1993.
- [25] The ALICE Collaboration. The alice experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3, August 2008.
- [26] S. Wicks, W. Horowitz, M. Djordjevic, and M. Gyulassy. Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography. *Nucl.Phys.*, A784:426–442, 2007.
- [27] W.A. Horowitz and M. Gyulassy. The Surprising Transparency of the sQGP at LHC. *Nucl.Phys.*, A872:265–285, 2011.
- [28] F. Noferini. Anisotropic flow of identified particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ measured with ALICE at the LHC. *Nucl.Phys.A904-905*, 2013:483c–486c, 2013.
- [29] S. Chatrchyan et al. Observation of sequential Upsilon suppression in PbPb collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 109:222301, 2012.
- [30] L. Adamczyk et al. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4\text{ GeV}$. 2013.