

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Jádro-jaderné srážky

Heavy-ion collisions

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Ondřej Lomický
Vedoucí práce: doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
Rok: 2020



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Ondřej Lomický

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Jádru-jaderné srážky
(česky)

Název práce: Heavy-ion collisions
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Horká a hustá jaderná hmota
- 2) Experiment STAR na urychlovači RHIC
- 3) Výsledky z energetické prohlídky
- 4) Polarizace Lambda baryonu
- 5) Seznámení se s analýzou dat na experimentu STAR
- 6) Diskuze

Doporučená literatura:

- [1] J. Bartke: Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics, World Scientific, 2009
- [2] S. Sarkar, H. Satz and B. Sinha: The Physics of the Quark-Gluon Plasma, Lect. Notes Phys. 785, 2010
- [3] A. Bzdak, et al.: Mapping the Phases of Quantum Chromodynamics with Beam Energy Scan, Phys. Rev. D 100, 056003 (2019)
- [4] L. Adamczyk, et al.: Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid, Nature 548, 62 (2017)
- [5] L. Adamczyk, et al.: Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program, Phys. Rev. C96, 044904 (2017)
- [6] H. Caines, et al.: The Search for Critical Behavior and Other Features of the QCD Phase Diagram, Nucl. Phys. A967, 121 (2017)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Jméno a pracoviště konzultanta:

Dr. Barbara Trzeciak, Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

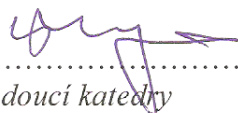
Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2019

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2020

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant oboru



.....
vedoucí katedry


.....
děkan

V Praze dne 25.10.2019

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....
Ondřej Lomický

Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu své práce doc. Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D. za trpělivost a pomoc při snaze pochopit děje a jevy v práci obsažené. Dále bych chtěl moc poděkovat Dr. Barbaře Trzeciak za velkou pomoc, trpělivost a rady při zpracovávání jak teoretické, tak i praktické části v době celosvětové pandemie, kdy byly komunikace a každodenní život dosti omezené. Taktéž bych chtěl poděkovat Bc. Jakubu Kubátovi za pomoc a rady s analýzou dat. Rovněž děkuji své rodině za trpělivost a podporu při psaní této práce.

Ondřej Lomický

Název práce:

Jádro-jaderné srážky

Autor: Ondřej Lomický

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

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

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

Konzultant: Dr. Barbara Trzeciak

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

Abstrakt: Jádro-jaderné srážky vedou k zformování nového skupenství hmoty - kvark-gluonového plazmatu. Fázový přechod z hadronové fáze do kvark-gluonového plazmatu je cílem současného intenzivního zkoumání. Jedno z míst, kde se vědci tímto problémem zabývají, je Brookhavenská národní laboratoř. Tento stav hmoty má neobvyklé vlastnosti. Ukázalo se, že jaderná hmota vzniklá v periferních srážkách dosahuje velké vířivosti. K jejímu měření jsou využívány Λ a $\bar{\Lambda}$ částice, které jsou citlivé na hodnotu vířivosti. Tato práce diskutuje tuto problematiku včetně dalších jevů týkajících se jádro-jaderných srážek. Dále se práce zabývá analýzou srážek Au-Au s energií 14,6 GeV na detektoru STAR. Cílem analýzy bylo rekonstruovat částice Λ a $\bar{\Lambda}$ a prozkoumat různé metody prokládání jejich hmotnostního spektra.

Klíčová slova: STAR, srážky jader, kvark-gluonové plazma, QCD fázový diagram, polarizace lambda baryonu

Title:

Heavy-ion collisions

Author: Ondřej Lomický

Abstract: Heavy-ion collisions lead to formation of a new state of matter - the quark-gluon plasma. The phase transition from hadronic phase to the quark-gluon plasma is the goal of current intensive research. Brookhaven National Laboratory is one of the places where scientists are dealing with this problem. This state of matter has unusual properties. It was shown that the nuclear matter created in peripheral collisions has a strong vortical structure. Λ and $\bar{\Lambda}$ particles are used to measure this phenomenon because they are sensitive to vorticity value. This thesis discusses these issues and describes some other phenomena related to heavy-ion collisions. It also deals with the analysis of Au-Au collisions at 14.6 GeV originating from experiment STAR. The goal of this analysis was a reconstruction of Λ and $\bar{\Lambda}$ particles and an exploration of different methods of fitting their mass spectra.

Key words: STAR, collisions of nuclei, quark-gluon plasma, QCD phase diagram, lambda baryon polarization

Obsah

Úvod	15
1 Horká a hustá jaderná hmota	17
1.1 Kvantová chromodynamika	17
1.1.1 Standardní model	17
1.1.2 QCD na mřížce	20
1.1.3 Baryochemický potenciál	21
1.1.4 Fázový diagram QCD	22
1.2 Jaderné srážky	26
1.2.1 Vývoj srážky	26
1.3 Fyzikální popis jádro-jaderné srážky	27
1.3.1 Einsteinova sumační konvence	27
1.3.2 Minkowského prostor	27
1.3.3 Čtyřvektory	28
1.3.4 Příčná a podélná hybnost	29
1.3.5 Proměnné světelného kužele	30
1.3.6 Rapidita	30
1.3.7 Pseudorapidita	31
1.3.8 Mandelstamovy proměnné	31
1.3.9 Srážkový parametr	32
1.3.10 Účinný průřez	34
1.3.11 Reakční a příčná rovina srážky	36
1.3.12 Izotropní a anizotropní tok	37
1.3.13 Vířivost	39
1.4 Kvark-gluonové plazma	40
1.4.1 Jaderný modifikační faktor	40
1.4.2 Jety a jejich zhášení	41
2 Experiment STAR na urychlovači RHIC	45
2.1 Brookhavenská národní laboratoř	45
2.2 Urychlovač RHIC	45
2.3 Experiment STAR	48
2.3.1 Plány do budoucna	50
3 Výsledky z energetické prohlídky	53
3.1 Výběrová pravidla	54
3.2 Určování částic	56

3.3	Korekce naměřených dat	58
3.4	Energetická závislost produkce částic	59
3.5	Chemické vymrznutí	61
4	Polarizace lambda baryonu	65
4.1	Lambda baryon	65
4.1.1	Historie objevení	65
4.1.2	Zařazení a vlastnosti	66
4.2	Polarizace lambda baryonu	67
4.2.1	Výsledky měření	71
5	Rekonstrukce $\Lambda/\bar{\Lambda}$ baryonu	75
5.1	ROOT	75
5.2	Kálmánův filtr pro hledání částic	76
5.3	Analýza hmotnosti lambda baryonu	76
6	Diskuze výsledků rekonstrukce	87
	Závěr	89
	Literatura	91
	Přílohy	101
A	Výsledky proložení invariantní hmotnosti $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperonu	101
B	Anglicko-český slovník pojmů	109

Seznam obrázků

1.1	Standardní model elementárních částic	18
1.2	Vazebná konstanta silné interakce	19
1.3	QCD na mřížce	21
1.4	Fázový diagram vody	23
1.5	QCD fázový diagram	24
1.6	Columbia plot	25
1.7	Hustota energie jaderné hmoty	25
1.8	Vývoj srážky v Minkowského časoprostoru	27
1.9	Hodnoty pseudorapidity pro vybrané úhly	31
1.10	Schéma srážky dvou těžkých jader	32
1.11	Rozložení hustoty jádra podle Saxonova-Woodsova vztahu	33
1.12	Glauberův model pro srážky Au-Au a Cu-Cu	34
1.13	Geometrický účinný průřez	35
1.14	Reakční a příčná rovina srážky	36
1.15	Schéma různých toků	37
1.16	Měření koeficientů toku v_n na experimentu ALICE	39
1.17	Pádlové kolo v nehomogenním proudu	40
1.18	Měření modifikačního faktoru R_{AA} pro srážky Xe-Xe a Pb-Pb	41
1.19	Legové vykreslení jetů	42
1.20	Schéma vzniku jetu při srážce	42
1.21	Jet a jeho zhášení při vzniku média	43
2.1	Schéma zařízení RHIC	47
2.2	Schéma detektoru STAR na urychlovači RHIC	47
2.3	Schéma plánovaného zařízení EIC	51
3.1	Jaderný modifikační faktor R_{CP} pro BES energie	53
3.2	Zrekonstruované souřadnice vrcholů srážek	54
3.3	Schéma rozpadu částice Λ	55
3.4	Graf střední ztráty energie částice jako funkce tuhosti	56
3.5	Bezrozměrná rychlost částice jako funkce tuhosti	57
3.6	Histogramy hodnot z proměnné různých částic	57
3.7	Histogramy hodnot m^2 různých částic	58
3.8	Účinnost×akceptance ze simulace Monte Carlo	59
3.9	Určovací úspěšnost TOF pro různé částice	59
3.10	Výsledky dN/dy jako funkce energie srážky pro různé částice	60
3.11	Podíl K/π pro srážky Au-Au	61
3.12	Parametry chemického vymrznutí	62

3.13	Závislost teploty chemického vymrznutí na baryochemickém potenciálu	63
4.1	Fotografie neobvyklé V-trajektorie	65
4.2	Složení Λ baryonu	66
4.3	Rozpad Λ částice ve Feynmanově diagramu	67
4.4	Schéma srážky dvou jader s vyznačenými úhly	69
4.5	Důležité úhly pro dceřiný proton, resp. antiproton	70
4.6	Globální polarizace Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na energii srážky ze STARu . . .	71
4.7	Globální polarizace Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na energii srážky z ALICE . . .	72
4.8	Globální polarizace pro Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na centralitě srážky	73
5.1	Schéma nejčastějšího využívání programu ROOT	75
5.2	Seznam rekonstruovaných částic a příslušných rozpadových kanálů . . .	77
5.3	Počty identifikovaných částic π^\pm a p^\pm	78
5.4	Rozdělení rekonstruovaných kandidátů Λ a $\bar{\Lambda}$	79
5.5	Proložení histogramu naměřených hmotností pro kandidáty Λ	81
5.6	Srovnání výsledků středních hodnot μ pro různá proložení	83
5.7	Srovnání výsledků směrodatné odchylky σ pro různá proložení	84
5.8	Srovnání podílu čistého signálu a pozadí B/S pro různá proložení . . .	85

Seznam tabulek

2.1	Přehled provozu urychlovače RHIC během let 2018 až 2020	48
3.1	Přehled počtu naměřených událostí z experimentu STAR	54
4.1	Základní vlastnosti Λ částice	67
4.2	Rozpadové kanály Λ částice	67
5.1	Výběrová kritéria pro rozpoznání Λ a $\bar{\Lambda}$ částic	77
5.2	Počet získaných kandidátů Λ a $\bar{\Lambda}$	79
5.3	Výsledné hodnoty proložení invariantní hmotnosti Λ baryonu	82
5.4	Výsledné hodnoty proložení invariantní hmotnosti $\bar{\Lambda}$ baryonu	82
5.5	Výsledné hodnoty hmotnosti Λ a $\bar{\Lambda}$	86

Úvod

Experimenty zabývající se srážkami dvou těžkých jader mají velký potenciál pomoci nám objasnit, jak vypadal vesmír ve své nejranější fázi vývoje. Taktéž odhalují vlastnosti horké a studené hmoty. Měření takovýchto srážek probíhá například na Velkém hadronovém urychlovači (LHC - Large Hadron Collider) pod správou Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN) v Ženevě či v Brookhavenské národní laboratoři (BNL) na Relativistickém urychlovači těžkých iontů (RHIC - Relativistic Heavy Ion Collider) ve Spojených státech amerických. Cílem výzkumu je prozkoumání fázového diagramu hmoty, neboli zjistit, do jakých všech stavů je možné přivést hmotu v různých extrémních podmínkách. Stav hmoty, který známe z běžného života, zabírá jen velmi malou část fázového diagramu a experimenty mohou hmotu dostat do stavu, kde dochází k jejím fázovým přechodům, jež též nejsou stále úplně prozkoumány. Tímto úkolem se zabývá program Energetická prohlídka svazku (BES).

Při rekonstrukci vzniklých částic během srážek je zapotřebí jasně stanovit výběrová pravidla, aby se co nejvíce zamezilo záměnam dceřiných částic v rozpadu. Příkladem může být Λ baryon, který díky svému specifickému kvarkovému složení (obsahuje kvarky nahoru, dolů a podivný) poskytuje informace o zachovávání kvantových čísel během fázového přechodu hmoty. Využití toho baryonu ovšem u tohoto nekončí. Během studia periferních srážek byl objeven nový fenomén, který může lépe objasnit vlastnosti vzniklé horké a husté hmoty. Obrovský moment hybnosti, který hmota v krátký okamžik získá, nemá nikde jinde v přírodě obdoby. Nevyrovnají se mu žádná tornáda pozorovaná na Zemi, žádné procesy probíhající na povrchu nebo pod povrchem Slunce a ani Velká rudá skvrna na planetě Jupiter. Avšak samotná vířivost vzniklé „tekutiny“ není měřitelná přímo. Právě v řešení tohoto problému hraje opět roli Λ baryon. Jeho spin preferuje při svém vzniku směr momentu hybnosti celého systému a jeho dceřiné baryony směr své produkce podle jeho spinu. Pomocí takovéto kaskády dějů je možné zpětně rekonstruovat vlastnosti stavu hmoty během srážky [1].

Obsah této bakalářské práce má přiblížit čtenáři průběh a význam jádro-jaderných srážek a současné znalosti o fázovém diagramu jaderné hmoty. Dále krátce seznámit se základy matematického popisu a fyzikálních veličin potřebných pro popis těchto srážek. Blíže uvést experiment STAR na urychlovači RHIC a zhruba vysvětlit postup při interpretaci dat naměřených v programu BES. Uveden je též Λ baryon společně s jeho specifickými vlastnostmi a popisem jeho polarizace ve formě rešerše. Součástí práce je na závěr krátká analýza dat z experimentu STAR ze srážek zlato-zlato s cílem rekonstruovat Λ baryon za použití Kálmánova filtru pro hledání částic

a získat jeho invariantní hmotnost pomocí dvou různých proložení (dvojitá Gaussova a Studentova distribuce).

Kapitola 1

Horká a hustá jaderná hmota

1.1 Kvantová chromodynamika

Kvantová chromodynamika (dále jen QCD) je teorie zabývající se silnou interakcí mezi partony. Poprvé byla zformulována mezi léty 1972-73 laureáty Nobelovy ceny - Murrayem Gell-Mannem a Stevenem Weinbergem [2]. Stala se jakousi analogií ke kvantové elektrodynamice (QED), kde svoji klíčovou roli hraje elektrický náboj. V podobném duchu bylo zavedeno označení barevný náboj, pomocí něhož můžeme popsat fundamentální částice silné interakce, a to partony, jimiž rozumíme kvarky a gluony. Kvarky jsou konstituenty hmoty a gluony představují částice silné interakce.

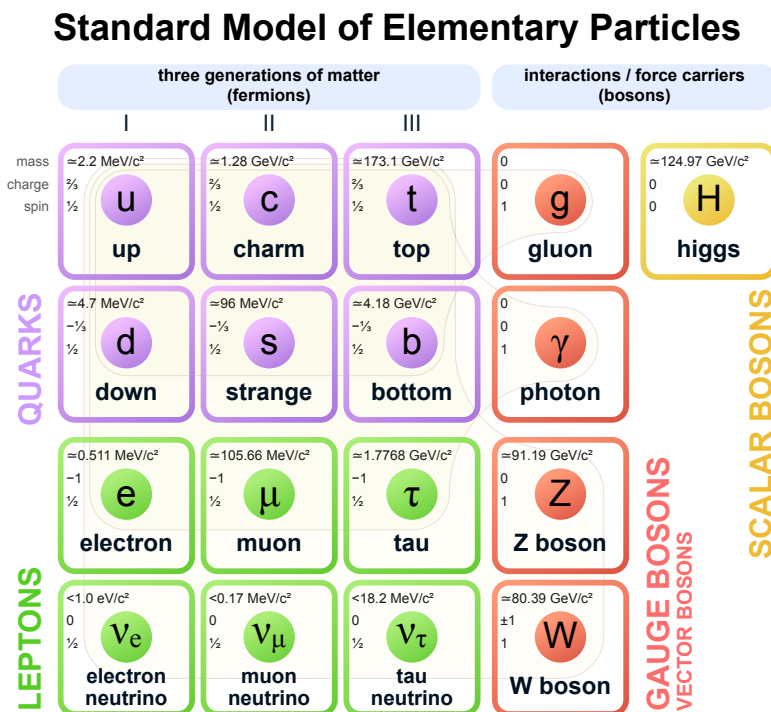
1.1.1 Standardní model

Standardní model je teorií, jež se zabývá třemi základními interakcemi (silnou, slabou a elektromagnetickou) a fundamentálními částicemi, jež tvoří skupiny kvarků, leptonů a bosonů, viz Obr. 1.1, kde je každé částici přisouzena hmotnost, náboj a spin. Poslední jmenovaná kvantová vlastnost nemá v klasické fyzice obdoby. Jedná se o vnitřní moment hybnosti, který přispívá k celkovému momentu hybnosti dané částice. Na základě toho, jakého násobku redukované Planckovy konstanty \hbar nabývá velikost spinu, rozdělujeme částice na:

- fermiony - poločíselný násobek (protony, elektrony, neutrony,...)
- bosony - celočíselný násobek (fotony, bosony W a Z,...)

V zápisu se udává jen pomocí hodnoty daného násobku, např. spin elektronu je $1/2$. Jednotkou, ve které se obvykle v částicové fyzice udává hmotnost, energie či hybnost je elektronvolt eV, který není součástí soustavy SI. Je definován jako kinetická energie, kterou získá elektron urychlený ve vakuu potenciálovým rozdílem 1 V. Velmi často se též kvůli zjednodušení volí přirozená soustava jednotek, kde je možné volit hodnoty rychlosti světla c , redukované Planckovy konstanty \hbar a dalších zvolených jednotek rovné 1.

Fundamentální částice kvarky rozdělujeme do tří generací, kde první generace je zastoupena kvarky u a d (nahoru a dolů). Jedná se o nejjednodušší kvarky tvořící většinu hmoty, se kterou se setkáváme v běžném životě. Druhá generace sestává z kvarků s a c (podivný a půvabný) a třetí z b a t (krásný a pravdivý). Samotný druh kvarku (tj. u, d, s, c, b, t), nazýváme vůni kvarku. Kvarky zatím jako jediné známé fundamentální částice mají neceločíselný elementární náboj, jenž nabývá hodnot $\pm 1/3$ a $\pm 2/3$ elementárního elektrického náboje. Kvarky utváří větší celky, a to hadrony. Ty systematicky rozdělujeme na baryony a mezony. Baryony jsou tvořeny vždy trojicí kvarků qqq nebo antikvarků $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$. Nejznámějšími příklady baryonů jsou protony (uud) a neutrony (udd). Mezony jsou utvářeny dvojicí kvark-antikvark, příkladem nám mohou být piony π^+ ($u\bar{d}$) a π^- ($\bar{u}d$). Konkrétní možné kombinace kvarků lze získat právě z teorie QCD, která je založena na symetrických grupách SU(3). QCD dokázala ze svých modelů předpovědět některé částice, jejichž existence byla později skutečně potvrzena, např. Ω hyperon (sss) [3].

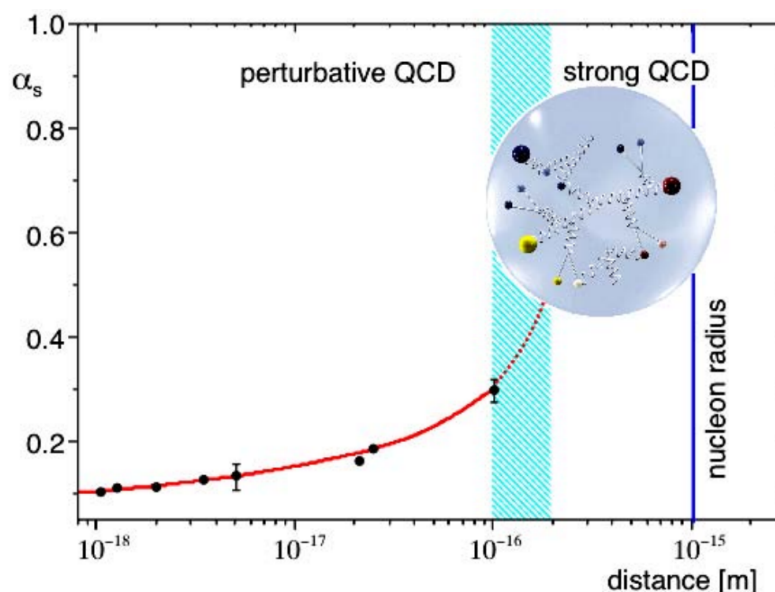


Obrázek 1.1: Standardní model elementárních částic zahrnující fermiony (kvarky a leptony) a bosony. U každé částice je uvedena její klidová hmotnost, náboj a spin. Převzato z [6].

Leptony stejně tak jako kvarky rozdělujeme do tří generací, kde v první generaci je elektron e a elektronové neutrino ν_e , ve druhé mion μ a mionové neutrino ν_μ a ve třetí tauon τ a tauonové neutrino ν_τ . Leptony na rozdíl kvarků neinteragují silnou interakcí. V současné době je cílem výzkumu stanovit hmotnost neutrín, u kterých se na základě jejich oscilací (tj. dokáží měnit svoji vůni) předpokládá nenulová hmotnost. To je v rozporu se standardním modelem, který je považuje za nehmotné.

Hledáním hmotnosti neutrína se zabývá v německém městě Karlsruhe experiment KATRIN, který v roce 2019 stanovil horní limit jeho hmotnosti na 1,1 eV [4].

V rodině bosonů se nachází gluony, které zprostředkovávají silnou interakci mezi kvarky. Dále jsou tu fotony, jež jsou zprostředkovateli elektromagnetické interakce. Následně bosony Z a W , které umožňují slabou interakci. Posledním bosonem v této rodině je Higgsův boson, který byl objeven v roce 2012 v CERNu, kde potvrzení jeho existence bylo jedno z hlavních cílů LHC, neboť se do té doby jednalo o poslední částici standardního modelu, která nebyla pozorována [5].



Obrázek 1.2: Vazebná konstanta silné interakce α_s v závislosti na vzdálenosti, kde je vyznačena oblast, pro kterou funguje poruchová QCD a pro kterou selhává. Převzato z [8].

Na rozdíl od úspěšné klasifikace hadronů je docela komplikované provádět dynamické výpočty v QCD za použití metod, kterých se využívá v QED. Rozdíl může být demonstrován velikostí vazebné konstanty pro elektromagnetickou interakci, jež nese název konstanta jemné struktury

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \doteq \frac{1}{137}, \quad (1.1)$$

kde e je elementární elektrický náboj, ϵ_0 permitivita vakua, \hbar redukovaná Planckova konstanta a c rychlost světla, a velikostí vazebné konstanty pro silnou interakci α_s , která může mít hodnotu v řádech jednotek. Ve skutečnosti vazebná konstanta α_s není konstantní, nýbrž závisí na čtverci přenesené čtyřhybnosti Q v interakci. Platí

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} (1 + \text{další logaritmické členy}), \quad (1.2)$$

kde škálovací konstanta $\Lambda \approx 200$ MeV závisí na počtu zanedbaných dalších logaritmických členů. Pro β -funkci platí vztah

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad (1.3)$$

kde n_f je počet vůní kvarků [7]. V případě vysokých hodnot Q^2 můžeme stejně jako v QED použít poruchové metody. Problém nastává u „lehkých“ srážek, kde snižující se hodnota Q^2 způsobuje, že velikost vazebné konstanty rapidně roste, a poruchový rozvoj začíná divergovat. Ke stejnému matematickému problému dochází také u vzdáleností řádově stejných jako je velikost jader, kde interakce mezi kvarky je již tak silná, že nemohou opustit oblast jádra, viz Obr. 1.2. Tímto způsobem dochází k formování hadronů [8].

Cornellův potenciál V_{Cor} mezi statickým párem kvark a antikvark při nulové teplotě používaný v teorii QCD je ve tvaru

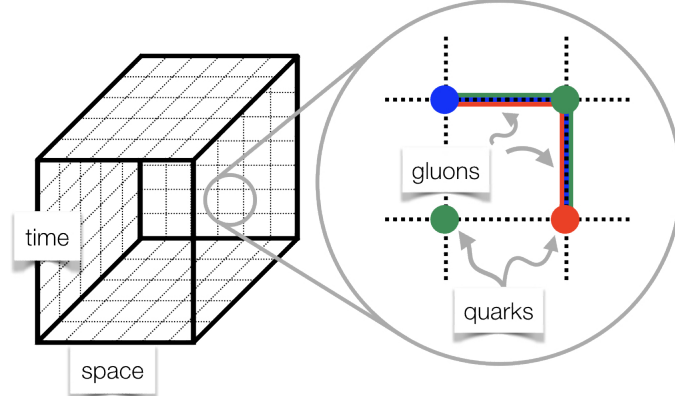
$$V_{Cor}(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma r, \quad (1.4)$$

kde první sčítanec představuje coulombovský potenciál a druhý elastický potenciál s konstantou úměry σ [9]. Právě díky tomu druhému sčítanci si můžeme interakci představit jako pomyslnou strunu, jež se napíná, oddalujeme-li od sebe pár kvark-antikvark. Čím více ji „natahujeme“, tím je vyžadována větší síla, abychom je od sebe ještě víc vzdálili, proto nemůžeme kvarky od sebe oddělit. Tomuto fenoménu se říká barevné uvěznění kvarků. Navíc se ještě předpokládá, že pokud během oddalování kvarků od sebe dosáhne potenciální energie větší hodnoty, pomyslná struna se přetrhne a v místě roztržení vznikne nový pár kvark-antikvark. Právě tento mechanismus by měl být zdrojem nových mezonů během vysokoenergetických interakcí hadronů [2]. I když tedy zatím neexistuje žádný nám známý způsob jak pozorovat samostatný kvark tím, že bychom ho separovali z hadronu, můžeme k jejich pozorování přistoupit přesně opačným způsobem. Namísto oddalování je začneme přibližovat k sobě. Zhustíme-li je dostatečně k sobě, začnou se chovat jako volné částice. Toto jejich chování označujeme jako asymptotickou volnost. Způsob, jakým v našich podmínkách přiblížit kvarky dostatečně blízko k sobě, abychom mohli studovat jejich vlastnosti, jsou urychlovače částic, kde jsou urychlená jádra srážena při takových energiích, že ve vzniklé horké a husté jaderné hmotě jsou již kvarky volné.

1.1.2 QCD na mřížce

Vzhledem ke komplikovanému výpočtu neporuchové QCD se začaly zkoušet i jiné numerické metody, než které jsou využívány v QED. Kenneth G. Wilson, laureát Nobelovy ceny, roku 1974 využil poprvé ve výpočtech numerické přiblížení pomocí mřížky [2]. Ta spočívá v tom, že diskretizujeme prostor a čas na body v časoprostoru, viz Obr. 1.3. Velikost mřížky je většinou několik fm a body jsou rozmístěny v řádech 0,1 fm od sebe. Čas bývá ve větších rozestupech než prostor. Samozřejmě platí, že čím je mřížka hustší, tím více přesnější jsou prováděné výpočty. Tato metoda začala být více využívána až díky pokroku ve výpočetní technice, kdy okolo roku 1979 M. Creutz, L. Jacobs, C. Rebbi a K. G. Wilson demonstrovali ve svých pracích možnost numericky počítat pozorovatelné na počítači. Důsledkem toho tehdy sehrála významnou roli v teorii QCD například Creutzova kalkulace statického potenciálu V mezi kvarkem a antikvarkem [11]. V současnosti jsou využívány při výpočtech mřížky s bodovým rozlišením $32^3 \times 16$, ale mohou být používány i hustší za cenu toho, že

výpočet bude časově náročnější kvůli množství dat. Stále je třeba mít na paměti, že diskretizovaná čtyřrozměrná krychle (teserakt) o délce hrany N obsahuje N^4 bodů společně s $6N^4$ plaket a $SU(3)$ teorie pracuje s komplexními maticemi 3×3 , kde každá obsahuje 18 reálných parametrů [2].



Obrázek 1.3: Princip diskretizace prostoru a času v QCD na mřížce. Převzato z [10].

1.1.3 Baryochemický potenciál

K termodynamickému popisu stavu hmoty kolem nás nám slouží veličiny jako jsou teplota, tlak, objem a látkové množství. Chceme-li popisovat stav hmoty v pro nás extrémních podmínkách, vyplatí se zavést baryochemický potenciál μ_B . Celková vnitřní energie systému U podle prvního zákona termodynamiky může být vyjádřena ve tvaru

$$dU = -PdV + TdS + \mu_B dB, \quad (1.5)$$

kde P je tlak, V objem, T teplota, S entropie a B baryonové číslo. Pro konkrétní částici je hodnota baryonového čísla $B = 1$, pokud se jedná o baryon, $B = -1$, jedná-li se o antibaryon, a $B = 0$ pro všechny ostatní částice. To je důsledkem toho, že je přiřazena hodnota $B = 1/3$ kvarkům a $B = -1/3$ antikvarkům. Baryonové číslo systému je potom jednoduše součet všech hodnot B jednotlivých částic. Ze vztahu (1.5) vyplývá, že baryochemický potenciál souvisí s baryonovým číslem systému a že je definován následovně

$$\mu_B = \left(\frac{\partial U}{\partial B} \right)_{S,V}. \quad (1.6)$$

Z toho plyne, že ubíráním či přidáváním částic můžeme ovlivňovat energii systému. Přidání páru baryon-antibaryon do systému nezmění celkovou vnitřní energii, protože B zůstane nezměněné. Dále baryochemický potenciál souvisí s baryonovou hustotou n_B , kterou lze reprezentovat tlak p , a úzce souvisí s hadronovou hustotou ρ_B . Navíc se jedná o měřitelnou hodnotu, jež se na rozdíl od hustoty v průběhu fázového přechodu hmoty mění spojitě.

Závislost baryochemického potenciálu na energii srážky \sqrt{s} může být parametrizována vztahem

$$\mu_B(\sqrt{s}) = \frac{a}{1 + b\sqrt{s}}, \quad (1.7)$$

kde $a = (1, 308 \pm 0, 028)$ GeV a $b = (0, 273 \pm 0, 008)$ GeV⁻¹ [12].

1.1.4 Fázový diagram QCD

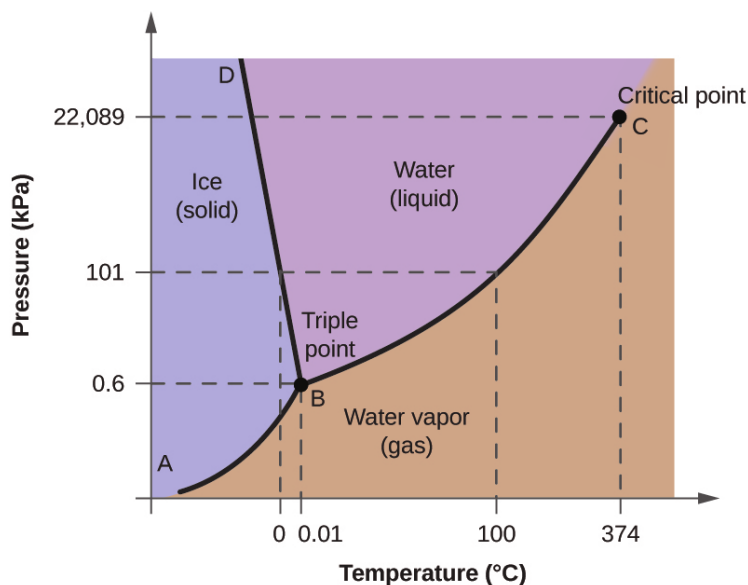
Otázkou tedy zůstává, jakými procesy prochází hadrony při vysokých hodnotách teploty a hustoty. Samotné hadrony se při dostatečném přiblížení nechovají jako bodové částice, ale zaujímají prostor v okolí ve vzdálenosti $r_h \simeq 1$ fm, tj. objem $V_h \simeq 4\pi/3$ fm³. Z těchto hodnot můžeme odhadnout limitní hadronovou hustotu $n_c = 1/V_h \simeq 1,5n_0$, kde $n_0 \simeq 0,17$ fm⁻³ je hustota normální jaderné hmoty [13]. Dále během interakcí hadronů mezi sebou vzniká hojný počet rezonancí (tj. částic s velmi krátkou dobou života, obvykle 10^{-23} s nebo méně). Počet různých druhů hadronů P roste exponenciálně jakožto funkce hmotnosti rezonancí m , $P \sim \exp(bm)$. Tento vztah vychází hned z několika fyzikálních modelů. Podle hadronové termodynamiky tento počet nemůže růst do nekonečna, nýbrž je omezený shora maximální teplotou hadronové hmoty $T_c = 1/b \simeq 150 - 200$ MeV [14]. Pokud by byly hadrony fundamentální částice, zřejmě bychom tuto teplotu nemohli nijak překonat. Teorie QCD ovšem pracuje s kvarky a gluony, jež tvoří strukturu hadronů, a proto může uvažovat i větší teploty než T_c .

Z pohledu QCD je hadron dimenzionální barevně neutrální vázaný stav fundamentálnějších, skoro bodových, barevně nabitých kvarků a gluonů. Překročením teploty T_c přestává mít daná hmota vnitřní hadronovou strukturu, přetvářejíc se v kvark-gluonové plazma složené právě z kvarků a gluonů [15]. Tento nový stav na rozdíl od hadronové hmoty je barevně vodivý. Můžeme v tomto přechodu vidět jistou paralelu s přechodem běžné atomární hmoty z elektricky nevodivého stavu na stav vodivý.

Jevem, který by měl podle současných modelů teoreticky doprovázet tento přechod, je nespojitý skok v efektivní hmotnosti konstituentních kvarků. Ve vakuu při teplotě $T = 0$ na sebe kvarky vážou gluony a vytvářejí konstituentní kvarky, jež formují hadrony. Během toho je hmotnost proudových kvarků $m_q \sim 0$ nahrazena hmotností konstituentních kvarků $M_q \sim 300$ MeV [16]. Během „tavení“ hadronů se vazba kvarků a gluonů rozpadá, což vede k tomu, že $M_q \rightarrow 0$. QCD lagrangián je pro $m_q = 0$ chirálně symetrický, ale jakmile kvarky nabudou nenulovou hmotnost, dojde k narušení chirální symetrie. Proto je tavení hadronů označováno i jako obnovení chirální symetrie [16].

K dalšímu jevu by mohlo dojít tehdy, pokud by silná přitažlivá interakce mezi kvarky mimo hadronovou fázi utvořila barevně nabitě bosonové páry (dikvarky) - Copperovy páry v QCD. Při nižší teplotě pak tyto dikvarky kondenzují na stav barevně supravodivý. Opětovné zvýšení teploty opět rozdělí dikvarky a barevná supravodivost se změní zpět na normální barevnou vodivost [16]. Zřejmě jediné místo ve vesmíru, kde bychom takovýto stav hmoty mohli pozorovat, jsou neutro nové hvězdy, protože jediné v nich dosahuje hmota dostatečně velké hustoty a nízké

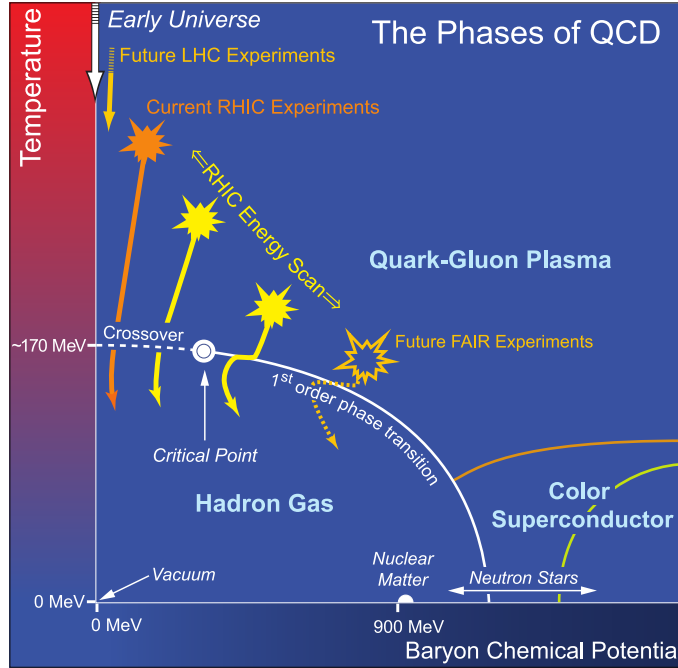
teploty. Zároveň by se ale podle současných předpokladů měly skládat převážně z neutronů [17].



Obrázek 1.4: Fázový diagram vody v závislosti na teplotě a tlaku rozdělující oblast ledu, vody a páry, kde B představuje trojný bod a C kritický bod. Převzato z [18].

Stavy jaderné hmoty ze současných poznatků můžeme rozdělit na tři fáze: hadronová hmota, kvark-gluonové plazma a barevný supravodič. Stejně jako například skupenství vody můžeme vyjádřit pomocí fázového diagramu, viz Obr. 1.4, který rozděluje různé stavy vody (led, voda, pára) v závislosti na teplotě a tlaku, můžeme vytvořit analogický fázový diagram QCD, viz Obr. 1.5, kde proměnnými jsou teplota T a baryochemický potenciál μ_B . V diagramu jsou jednotlivé fáze graficky oddělené plnými či přerušovanými čarami, jež představují různé fázové přechody. Plná čára označuje fázový přechod prvního druhu a přerušovaná rychlý (hladký) fázový přechod nazývaný crossover. Stav, ve kterém se mění druh zmíněných fázových přechodů, se nazývá kritický bod. Podobný můžeme najít i ve fázovém diagramu vody [21].

Samotné druhy fázových přechodů, včetně konkrétních hodnot teploty a baryochemického potenciálu, jsou výsledkem výpočtů QCD na mřížce. V teorii zabývající se čistě gluony se jedná o fázový přechod prvního druhu. Zahrneme-li do teorie dvojici bezhmotných kvarků u a d , fázový přechod je stále prvního druhu. Dokonce tento stav přetrvává, i když uvážíme existenci bezhmotného kvarku s , viz Obr. 1.6, jenž je také znám jako Columbia plot. Jak můžeme vidět, situace se začne měnit, budeme-li kvarku s přisuzovat nenulovou hmotnost. Bylo zjištěno, že hranice oblasti hmotností, kdy by ještě mělo docházet fázovému přechodu prvního druhu, souhlasí s hmotností pseudoskalárních mezonů $m_{PS}^c = (110 \pm 40)$ MeV [20]. Hmotnost kvarku s m_s^{TCP} , tzv. trojkritický bod, rozděluje hranice fázového přechodu prvního druhu, druhého druhu a crossover. Hmotnost m_s pro kritický bod je vyšší a při ní dochází už čistě k fázovému přechodu druhého druhu.

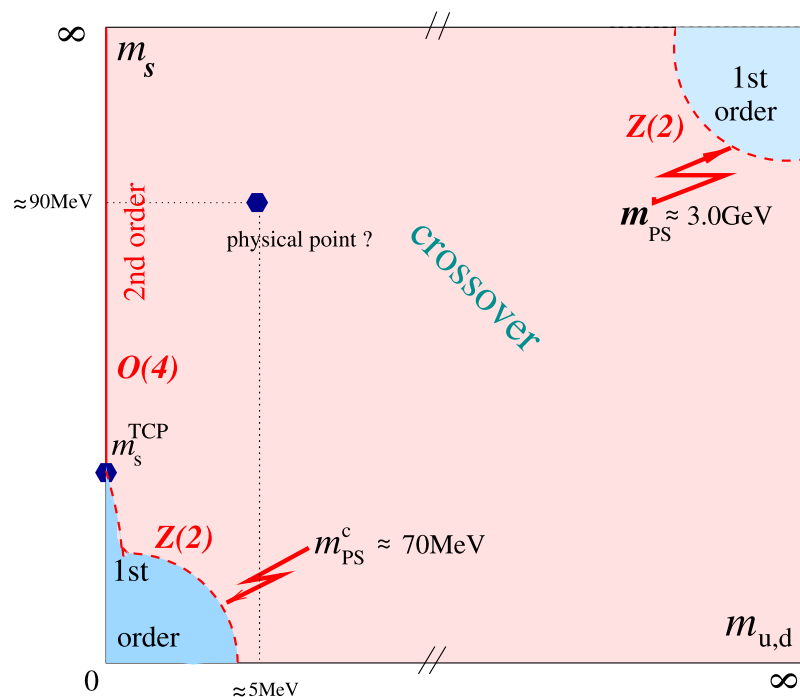


Obrázek 1.5: QCD fázový diagram v závislosti na teplotě a baryochemickém potenciálu rozdělující oblast hadronové hmoty, kvark-gluonového plazmatu a barevného supravodiče. Převzato z [19].

Zůstává otázka, jak rozpoznáme ve výpočtech, o který druh fázového přechodu se jedná? Obecně platí, že fázový přechod n -tého druhu poznáme podle toho, že $(n - 1)$ -tá derivace některé z termodynamických proměnných je nespojitá. Zatímco fázový přechod prvního druhu vždy zaručuje existenci smíšené fáze (tj. dvě různé fáze mohou existovat v termodynamické rovnováze), fázový přechod druhého druhu již tento stav neumožňuje. Mění-li se pozorovatelné velmi prudce ovšem bez jakýkoliv nespojitosti, nazýváme tento fázový přechod crossover [22]. Výpočty QCD na mřížce pro různý počet vůní kvarků, viz Obr. 1.7, předpovídají prudký nárůst hustoty energie okolo teploty $T = 160 - 170$ MeV, což ukazuje na to, že dochází k fázovému přechodu. V tomto místě, kde se hadronová hmota mění v kvark-gluonové plazma, zřejmě dochází k prudkému nárůstu počtu stupňů volnosti. Pro hadronovou hmotu uvažujeme tento počet někde mezi 3 (uvažujeme-li čistě jen piony π^+ , π^- , π^0) a 10-15 (uvažujeme-li navíc i rezonance). Pro kvark-gluonové plazma složené pouze z kvarků dvou vůní dosahuje tento počet 37 [2]. K tomuto číslu se můžeme dopočítat jednoduchým výpočtem

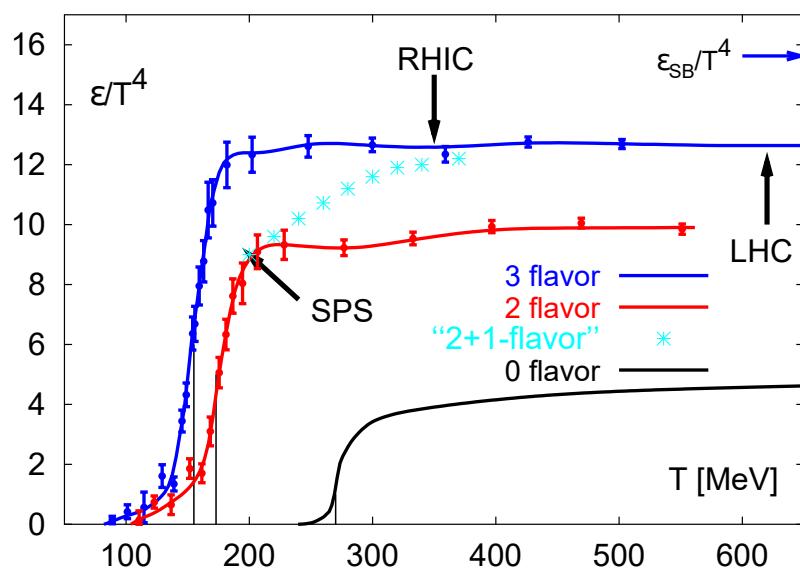
$$g = \frac{7}{8} (2_V \times 2_{SK} \times 2_A \times 3_B) + (8_G \times 2_{SG}) = 21 + 16 = 37, \quad (1.8)$$

kde první závorka představuje počet stupňů volnosti pro kvarky a druhá pro gluony. Dolní indexy popisují, která vlastnost přispívá k počtu stupňů volnosti: V - počet vůní kvarků, SK - počet stavů spinu kvarků, A - existence antičástic, B - počet barev, G - počet gluonů a SG - počet stavů spinu gluonů. Násobek $7/8$ před první závorkou bere v úvahu rozdíl mezi Maxwellovým-Boltzmannovým a Fermiho-Diracovým rozdělením. Analogickým postupem dojdeme k tomu, že pro tři vůně kvark-gluonového plazmatu dostáváme $g = 47,5$ [2].



Obrázek 1.6: QCD fázový přechod jakožto funkce hmotnosti kvarků, kde $m_{u,d}$, respektive m_s značí společnou hmotnost kvarků u a d , respektive kvarku s . Převzato z [20].

Z Obr. 1.7 můžeme také vidět, že škálovaná hustota energie nekonverguje k Stefanově-Boltzmannově limitě ϵ_{SB} , k čemuž by mělo dojít, jednalo-li by se o ideální plyn.



Obrázek 1.7: Hustota energie škálována T^4 v závislosti na teplotě T z výpočtů QCD na mřížce pro různý počet vůní kvarků. Převzato z [22].

1.2 Jaderné srážky

1.2.1 Vývoj srážky

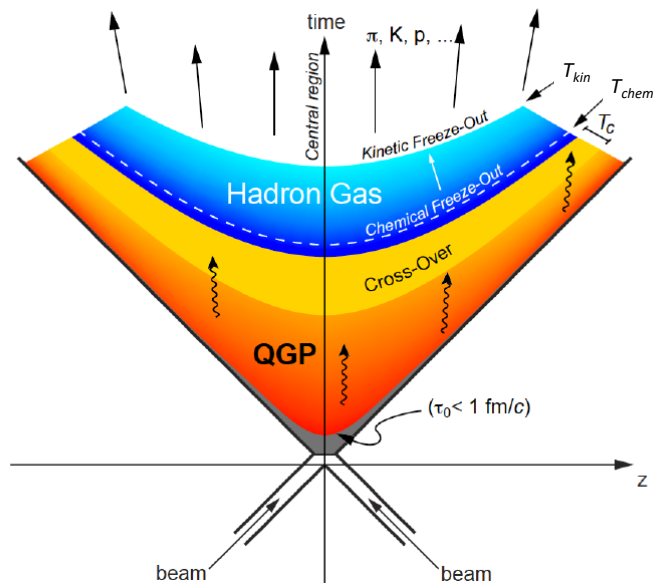
Velikosti jader, jež jsou během srážky urychlena na velmi vysoké rychlosti blíží se rychlosti světla, jsou ve směru pohybu lorentzovsky kontrahovány tak výrazně, že je lze považovat za tenké disky, tzv. palačinky.

Těsně po srážce v čase kratším než $1 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$ vzniká pre-ekvilíbrio, při němž dochází k formování hmoty. Partony se začínají zhušťovat blíže k sobě důsledkem srážky, což vede k produkci asymptoticky volných kvarků a gluonů. Tuto formu hmoty označujeme jako kvark-gluonové plazma (dále jen QGP). Po tomto čase je utvořena tzv. ohnivá koule (fireball), ve které hustota energie ϵ nabývá vysokých hodnot. K jejímu odhadnutí lze použít Bjorkenův vzorec

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_f S} \frac{dE_T}{dy} \cong \frac{3}{2} \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_f S} \frac{dN_{ch}}{dy}, \quad (1.9)$$

kde τ_f je doba, po kterou se formuje hmota [23]. Obvykle volíme $\tau_f = 1 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$. Dále S je obsah příčného překryvu jader. Máme-li dvě identická jádra o stejném poloměru R , pak je daný příčný překryv roven $S = \pi R^2$. Proměnnou $\langle m_T \rangle$ rozumíme střední hodnotu příčné hmotnosti produkovaných částic a dN_{ch}/dy je naměřená hustota nabitých částic na jednotku rapidity. Číselný koeficient $3/2$ je odvozen z předpokladu, že produkovanými částicemi jsou zpočátku především piony (π^+ , π^0 , π^-), a to ve stejném poměru, tj. 1:1:1. Proto měříme-li jen počet nabitých částic, skutečný počet bude 1,5krát větší. Bjorkenův vzorec vychází z Landauova hydrodynamického modelu, kde je předpokládána jistá nezávislost některých veličin na rapiditě. Pomocí vztahu (1.9) získáváme odhad na hustotu energie ϵ někde mezi 2 až 6 GeV/fm³. Nižších hustot energie je dosahováno na SPS v CERNu a vyšších na urychlovači RHIC v BNL [2]. Ovšem již nižší uvedené hodnoty postačují, aby překročily kritickou hodnotu, která je předpovídána výpočty QCD na mřížce. Z naměřených spekter vzniklých sekundárních částic byla odhadnuta teplota $T \approx 140 \text{ MeV}$, kterou vzhledem k velikosti fireballu a jeho životnosti není možné měřit přímo. Dále byly pozorovány další fenomény, jež byly předpovězeny z teoretických modelů a jež by měly být důkazem toho, že došlo k fázovému přechodu hmoty.

Fireball poté vzhledem k vysokému vnitřnímu tlaku začíná expandovat do prostoru, čímž se zároveň snižuje jeho hustota energie. K největšímu poklesu dochází na okraji, kde se pak nižší hustota energie šíří jako vlna do středu fireballu. S tímto poklesem jde ruku v ruce i pokles teploty. Poté, co teplota dosáhne kritické hodnoty, kdy dochází k fázovému přechodu, se hmota začíná pomalu přeměňovat z QGP v hadronovou hmotu, tj. dochází k hadronizaci. Této fázi říkáme smíšená fáze. Jakmile fázový přechod podstoupí veškerá QGP, horká hadronová hmota pokračuje v expanzi a ochlazuje se. Po dosažení teploty $T_{chem} \approx 140 \text{ MeV}$ se kvarkové složení hadronů již nemění, což nazýváme chemickým vymrznutím. Po dalším snížení teploty ($T_{kin} \approx 120 \text{ MeV}$) je již střední vzdálenost mezi hadrony větší než dosah silné interakce, a tak vzniklé částice v hadronové hmotě nic nadržují a opouští místo srážky, kde pak mohou být námi detekovány. Tento děj nazýváme kinetickým nebo též teplotním vymrznutím [24].



Obrázek 1.8: Vývoj srážky v Minkowského časoprostoru, kde osa z představuje polohu jader, svislá osa čas, T_{chem} , resp. T_{kin} chemické, resp. kinetické vymrznutí. Převzato z [25].

1.3 Fyzikální popis jádro-jaderné srážky

1.3.1 Einsteinova sumační konvence

Einsteinova sumační konvence slouží k přehlednějšímu zápisu rovnic obsahujících vektory, matice či tenzory. Její podstata spočívá v tom, že pokud se objeví v součinu vícekrát jeden index, potom se přes něj sčítá:

$$a_i a_i = a_i^2 := \sum_{i=1}^n a_i^2, \quad (1.10)$$

kde a_i je složka libovolného vektoru \vec{a} s dimenzí n . Každý index se smí vyskytovat ve vztahu nanejvýš dvakrát. Abychom nemuseli obecně dodávat dimenzi daného vektoru, budeme používat v indexech písmena latinky (i, j, k, l, \dots) pro vektory dimenze 3 a řecká písmena ($\mu, \nu, \rho, \eta, \dots$) pro vektory dimenze čtyři, neuvědeme-li jinak.

1.3.2 Minkowského prostor

Minkowského prostor je popis časoprostoru ve speciální teorii relativity. Z matematického pohledu jde o reálný lineární vektorový prostor s dimenzí 4 a s definovaným pseudoskalárním součinem. Lorentzovu transformaci tu lze interpretovat jakožto otáčení v tomto prostoru. Báze prostoru je tvořena 4 ortogonálními vektory $\vec{e}_0, \vec{e}_1, \vec{e}_2$ a \vec{e}_3 . V obecné teorii relativity rozlišujeme vektory na kovariantní (dolním indexem, například fyzikální složky čtyřgradientu) a kontravariantní (horním indexem, například diferenciály souřadnic dx^μ či čtyřrychlost u^μ) podle toho,

jakým způsobem se transformují při přechodu z jedné soustavy souřadnic do druhé. Pro vektory $\vec{a} = a^\mu e_\mu$ a $\vec{b} = b^\mu e_\mu$ z Minkowského prostoru \mathcal{M} definujeme pseudoskalární součin $\langle \cdot | \cdot \rangle : \mathcal{M} \times \mathcal{M} \rightarrow \mathbb{R}$ jako

$$\langle \vec{a} | \vec{b} \rangle := a_\mu b^\mu = g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = a_0 b_0 - a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3, \quad (1.11)$$

kde jsme použili Einsteinovu sumační konvenci a kde $g_{\mu\nu}$ je metrický tenzor

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Z definice je jasné, že se nejedná o klasický skalární součin, protože není pozitivně definitní, tj. $(\exists \vec{a} \in \mathcal{M})(\langle \vec{a} | \vec{a} \rangle < 0)$.

Pseudonorma $\|\cdot\| : \mathcal{M} \rightarrow \mathbb{C}$ je generována zavedeným pseudoskalárním součinem, tj. $(\forall \vec{a} \in \mathcal{M})(\|\vec{a}\|^2 = \langle \vec{a} | \vec{a} \rangle)$. Opět se nejedná o klasicky definovanou normu, neboť pseudoskalární součin nezaručuje její pozitivní definitnost. Druhá mocnina pseudonormy vektoru udává čtverec jeho velikosti, tzv. invariant, který nezávisí na zvolené vztažné soustavě. Tímto způsobem jsme schopni odvodit některé zákony zachování.

Časový průběh jaderné srážky můžeme znázornit v Minkowského diagramu jednorozměrného prostoru, viz Obr. 1.8. V tomto diagramu dochází ke srážce jader na souřadnicích $(t, z) = (0, 0)$, kde poté vzniká fireball, jež expanduje, dokud nedosáhne bodu kinetického vymrznutí. Různoběžné přímky ohraničující expanzi fireballu popsané rovnicí $t^2 - z^2 = 0$ vymezují tzv. světelný kužel. Body nacházející se přímo na těchto různoběžkách nazýváme světlupodobné. Všechny body nacházející se uvnitř časového kužele, tj. splňující vztah $t^2 - z^2 > 0$ nazýváme časupodobné. Ty ostatní, které leží mimo světelný kužel, jsou prostorupodobné. Vlastní čas částice definujeme jako $\tau \equiv \sqrt{t^2 - z^2}$. Časoprostorová rapidita je zavedena následovně

$$\eta_s = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{t+z}{t-z} \right). \quad (1.13)$$

Takto definovaná rapidita dává smysl pouze pro $|t| > |z|$, tedy jen pro časupodobné body. Pro světlupodobné body podstatně diverguje.

1.3.3 Čtyřvektory

Čtyřvektory jsou jistou analogií ke klasickým vektorům (poloha, rychlost, hybnost...). Každé vektorové veličině, která se skládá ze tří reálných složek, je přidána další, nazývaná časová složka čtyřvektoru. Tyto vektory jsou prvky Minkowského prostoru \mathcal{M} .

Čtyřvektor polohy neboli událost \vec{X} , jež svazuje polohu a čas zavádíme jako

$$\vec{X} = (ct, x, y, z), \quad (1.14)$$

kde c je rychlost světla, t čas a x, y, z jeho kartézské souřadnice polohy. Množinu událostí vztahujících se k jednomu objektu nazýváme světočára. Příslušná zachovávající se veličina je prostoročasový interval

$$s^2 = \|\vec{X}\|^2 = X_\mu X^\mu = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2. \quad (1.15)$$

Čtyřrychlost \vec{U} je zavedena analogicky ke klasické rychlosti jako derivace čtyřvektoru polohy \vec{X} podle času

$$\vec{U} = \frac{d\vec{X}}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} = \frac{d\vec{X}}{dt} \gamma = (\gamma c, \gamma v_x, \gamma v_y, \gamma v_z), \quad (1.16)$$

kde $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ je Lorentzův faktor a τ je vlastní čas. Zachovávající se velikost čtyřrychlosti je

$$\|\vec{U}\|^2 = U_\mu U^\mu = c^2 = \gamma^2 (c^2 - v_x^2 - v_y^2 - v_z^2). \quad (1.17)$$

Čtyřvektor hybnosti \vec{P} , který provazuje energii a hybnost částice, definujeme následovně

$$\vec{P} = m_0 \vec{U} = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right), \quad (1.18)$$

kde m_0 je klidová hmotnost, $E = \gamma m_0 c^2$ je energie a $p_{(x,y,z)} = \gamma m_0 v_{(x,y,z)}$ příslušná složka vektoru hybnosti. Invariantem čtyřhybnosti je

$$\begin{aligned} \|\vec{P}\|^2 &= P_\mu P^\mu = m_0^2 U_\mu U^\mu = m_0^2 c^2 = \frac{E_0^2}{c^2} \\ \|\vec{P}\|^2 &= \frac{E^2}{c^2} - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = \frac{E^2}{c^2} - p^2, \end{aligned} \quad (1.19)$$

kde $E_0 = m_0 c^2$ je klidová energie. Z dvou různých postupů výpočtu získáváme zákon zachování čtyřhybnosti

$$E^2 = E_0^2 + p^2 c^2. \quad (1.20)$$

1.3.4 Příčná a podélná hybnost

Uvažujeme částici se čtyřvektorem hybnosti v přirozených jednotkách

$$\vec{P} = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z), \quad (1.21)$$

kde E je energie a \vec{p} vektor hybnosti částice se složkami p_x, p_y a p_z . Je zvykem, že se kartézské souřadnice volí tak, aby se částice pohybovala ve směru z -ové osy. V tomto případě zavádíme příčnou hybnost \vec{p}_T a podélnou hybnost p_L následovně

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y) \quad \text{a} \quad p_L = p_z. \quad (1.22)$$

Podélná hybnost má tu výhodu, že je invariantní vůči Lorentzově transformaci podél osy z . Příčná a podélná hybnost se zavádí především kvůli vyprodukovaným částicím během srážek, k jejichž popisu se zavádí ještě příčná energie E_T vztahem

$$E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}. \quad (1.23)$$

1.3.5 Proměnné světelného kužele

Proměnné světelného kužele slouží především k popisu srážek, při kterých dochází k produkci částic či fragmentaci srážejících se jader. Budeme-li uvažovat částici s vektorem čtyřhybnosti \vec{P} , jež vznikla během srážky, pak pro ni definujeme dopřednou hybnost na světelném kuželi

$$c_+ = E + p_L \quad (1.24)$$

a zpětnou hybnost na světelném kuželi

$$c_- = E - p_L. \quad (1.25)$$

Výhodné jsou proto, že se jejich hodnoty při přechodu z jedné soustavy do druhé při lorentzovské transformaci mění o konstantní násobek. Částice letící podél osy paprsku nabývá větší hodnoty pro c_+ a částice letící opačným směrem naopak větší hodnoty pro c_- . Budeme-li uvažovat částici a a její dceřinou částici b , pak můžeme definovat dopřednou proměnnou světelného kužele

$$x_+ = \frac{E^{(b)} + p_L^{(b)}}{E^{(a)} + p_L^{(a)}} = \frac{c_+^{(b)}}{c_+^{(a)}}. \quad (1.26)$$

Tato veličina je vzhledem k výše zmíněné vlastnosti hybností světelného kužele lorentzovsky invariantní. Z její definice vidíme, že může nabývat maximálně hodnoty 1, neboť $c_+^{(b)}$ nemůže být větší než $c_+^{(a)}$.

1.3.6 Rapidita

Důležitou, využívanou veličinou při popisu srážek a vyprodukovaných částic je rapidita y , jež je definována jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{c_+}{c_-} \right). \quad (1.27)$$

Čtyřhybnost volné částice, pro niž platí $E^2 = p^2 + m^2$, má pouze tři stupně volnosti, a proto k jejímu popisu stačí veličiny (y, \vec{p}_T) . Zavedeme-li příčnou hmotnost

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}, \quad (1.28)$$

pak zbylé proměnné mohou být vyjádřeny následovně

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh y \\ p_L &= m_T \sinh y. \end{aligned} \quad (1.29)$$

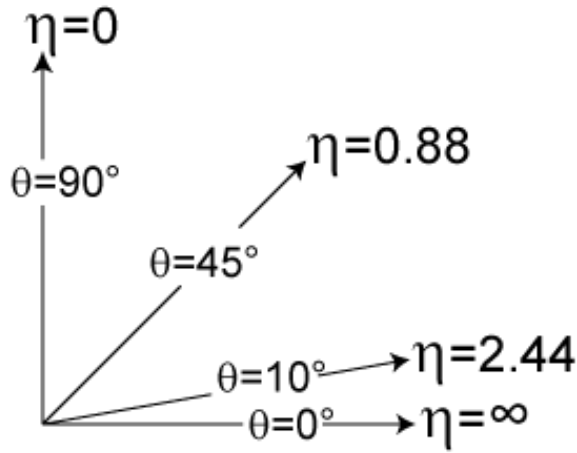
Výhodou takto zavedené rapidity je, že se tvar rozdělení rapidity nemění při podélné Lorentzově transformaci. Přejdeme-li z těžiškové soustavy CMS do laboratorní soustavy LS, pak jsou výsledné hodnoty rapidity posunuty o rapiditu těžiškové soustavy

$\tilde{y}_{(CMS)}$, což lze ukázat následovně

$$\begin{aligned} y^{(LS)} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E^{(LS)} + p_L^{(LS)}}{E^{(LS)} - p_L^{(LS)}} \right) = \left| \begin{array}{l} E^{(LS)} = \gamma(E^{(CMS)} + \beta p_L^{(CMS)}) \\ p_L^{(LS)} = \gamma(p_L^{(CMS)} + \beta E^{(CMS)}) \end{array} \right| = \\ &= \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(E^{(CMS)} + p_L^{(CMS)})(1 + \beta)}{(E^{(CMS)} - p_L^{(CMS)})(1 - \beta)} \right] = y^{(CMS)} + \tilde{y}_{(CMS)}, \end{aligned} \quad (1.30)$$

kde $y^{(LS)}$ a $y^{(CMS)}$ je rapidita částice v příslušné vztažné soustavě.

1.3.7 Pseudorapidita



Obrázek 1.9: Hodnoty pseudorapidity η pro vybrané úhly θ . Převzato z [27].

Budeme-li předpokládat, že během srážky je vyprodukovaná částice pod úhlem θ vůči ose svazku, pak můžeme pro vysoké energie přepsat rapiditu y následovně

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos \theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos \theta} \right) \stackrel{p \gg m}{\approx} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \right) = -\ln(\tan(\theta/2)) =: \eta, \end{aligned} \quad (1.31)$$

kde η nazýváme pseudorapiditou. Ta na rozdíl od rapidity závisí pouze na úhlu θ . Pokud je částice vyprodukována kolmo na osu svazku, tj. $\theta = 0$, pak $\eta = 0$. Se zmenšujícím se úhlem rapidita roste, až ve směru osy svazku podstatně diverguje, viz Obr. 1.9.

1.3.8 Mandelstamovy proměnné

K popisu srážek, kde na začátku a na konci srážky vystupují dvě částice, používáme lorentzovsky invariantní Mandelstamovy proměnné, které v sobě zahrnují

energii, hybnost a úhel rozptylu částic. V Minkowského prostoru jsou Mandelstamovy proměnné s , t a u definovány následovně

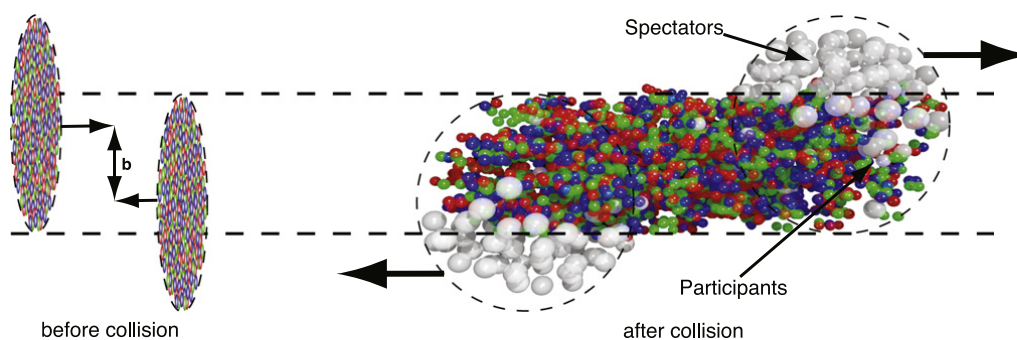
$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2, \end{aligned} \quad (1.32)$$

kde p_1 a p_2 jsou hybnosti přilétajících částic a p_3 a p_4 částic opouštějících místo srážky. Rovnosti vycházejí ze zákona zachování čtyřhybnosti. Proměnná s je známa jako čtverec energie srážky v těžišťové soustavě. Energie srážky je proto obvykle označována jako \sqrt{s} . Svůj význam má rovněž jejich součet, pro který platí

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2, \quad (1.33)$$

kde m_i je hmotnost příslušné částice [28].

1.3.9 Srážkový parametr



Obrázek 1.10: Vlevo: Schéma srážky dvou těžkých jader, kde b je srážkový parametr. Vpravo: Schématické rozdělení jader na pozorovatele a účastníky srážky. Převzato z [26].

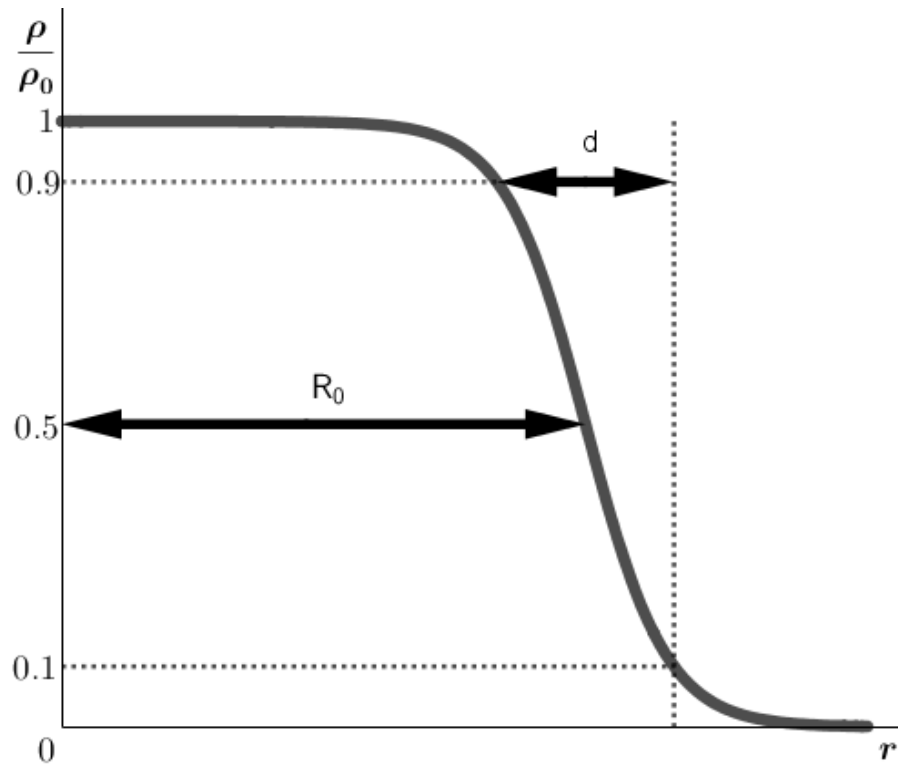
Během skutečných srážek se jádra nikdy nesrazí přesně, ale jejich těžiště mohou být od sebe vzdálené v rovině kolmé na osu svazku o vzdálenost b , viz Obr. 1.10. Této vzdálenosti říkáme srážkový parametr. Pokud je nulový, pak se jedná o centrální srážku. V opačném případě o srážku periferní, ovšem pokud b není větší než poloměr většího z jader. V takovém případě by ke srážce nedošlo. Uvažujeme-li periferní srážku, pak se srazí pouhá část jádra, jejíž části nazýváme účastníky srážky. Zbytek jádra, jež se neúčastní srážky, nazýváme pozorovatelé. Vzhledem k velmi krátkému času kolize pozorovatelé nestíhají nijak výrazně interagovat. Tedy účastníci se v důsledku srážky zahřejí na vysoké teploty, kdežto pozorovatelé zůstávají „chladnými“ [2].

Srážkový parametr není měřitelný přímo. Způsobů jak ho odhadnout je hned několik. Ať už třeba počtem neinteragujících jader, nebo i měřením charakteristiky vyprodukovaných částic (příčná energie E_T , celková multiplicita...).

Počet předpokládaných pozorovatelů a účastníků srážky v závislosti na srážkovém parametru b můžeme získat z Glauberova modelu [2], kde předpokládáme, že jádra jsou kulového tvaru s jadernou hustotou s radiální závislostí r danou Saxonovým-Woodsovým vztahem

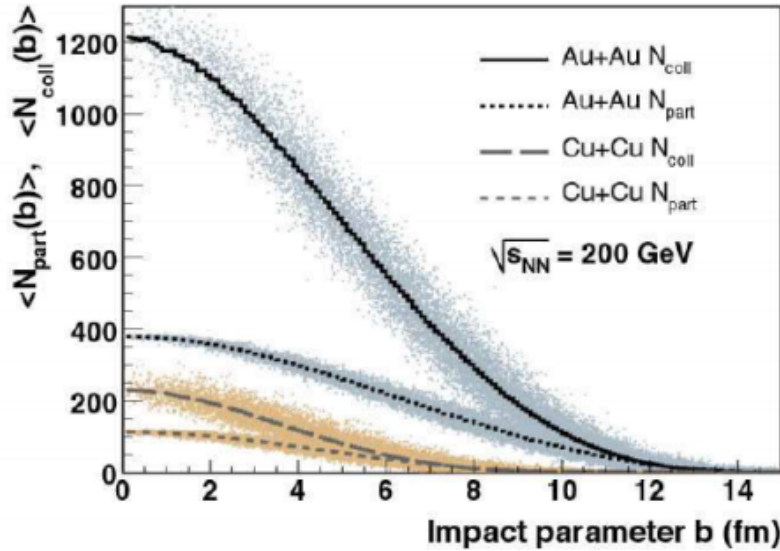
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{d}}}, \quad (1.34)$$

kde ρ_0 je hustota ve středu jádra, R_0 je střední elektromagnetický poloměr jádra, tj. vzdálenost, na které platí $\rho = 0,5\rho_0$, a d udává tloušťku obalu jádra, viz Obr. 1.11.



Obrázek 1.11: Rozložení hustoty jádra ρ/ρ_0 ve vzdálenosti r od jeho středu podle Saxonova-Woodsova vztahu.

Dále předpokládáme, že se všechny nukleony jednoho jádra pohybují rovnoběžně stejným směrem proti nukleonům ze svazku druhého, s využitím účinného průřezu známého z elementárních srážek. Nukleony v jádře jsou považovány za volné částice a jejich vnitřní pohyb a interakce s ostatními nukleony jsou zanedbány [2]. V rámci účastníků srážky rozlišujeme, jestli počítáme jen počet nukleonů N_{part} , který alespoň jednou prošel srážkou, nebo počet všech srážek N_{coll} bez ohledu na to, že jeden nukleon se může srazit hned několikrát. Výsledky z tohoto modelu pro srážky Au-Au a Cu-Cu při energii srážky $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV můžeme vidět na Obr. 1.12.



Obrázek 1.12: Výsledky Glauberova modelu pro srážky Au-Au a Cu-Cu při energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV, kde $\langle N_{\text{part}}(b) \rangle$, resp. $\langle N_{\text{coll}}(b) \rangle$ je střední počet účastníku srážky, resp. střední počet srážek v závislosti na srážkovém parametru b . Převzato z [29].

1.3.10 Účinný průřez

Účinný průřez σ vyjadřuje pravděpodobnost, že během srážky dvou částic dojde k určitému jevu. Jedná se proto o jednu z nejdůležitějších a nejpoužívanějších veličin popisujících srážky. Rozeznáváme několik druhů účinných průřezů v závislosti na tom, který jev během srážky studujeme.

Uvažujme svazek o počtu N částic nalétávající na dostatečně tenký terčík. V průběhu srážky s terčíkem ztrácí svazek svoji intenzitu v závislosti na tloušťce terčíku

$$-\frac{dN(x)}{dx} = N(x)n\sigma, \quad (1.35)$$

kde x je hloubka, v jaké se nachází svazek v terčíku, n je počet rozptylových center na jednotku objemu terčíku a σ je účinný průřez interakce svazku a terčíku. Představuje efektivní plochu jednoho rozptylového centra. Řešením diferenciální rovnice (1.35) získáme

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (1.36)$$

kde N_0 je počet částic ve svazku před srážkou a $\lambda = 1/(n\sigma)$ je střední volná dráha, která se využívá k popisu absorpční schopnosti materiálu. Účinný průřez můžeme vyjádřit ve tvaru

$$\sigma = \frac{1}{nx} \ln \left(\frac{N_0}{N(x)} \right), \quad (1.37)$$

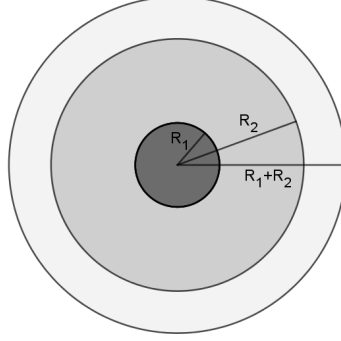
z něhož vidíme, že k získání jeho hodnoty stačí měřit počet rozptýlených či nerozptýlených částic a intenzitu příchozího svazku.

V případě srážky dvou částic jednoduše uvažujeme terčík jakožto druhou částici. Vzhledem ke krátkému dosahu silné interakce (zhruba 1 fm) můžeme předpokládat,

že ke srážce dojde tehdy, pokud se jádra dotknou svými okraji. Pro tento příklad definujeme geometrický účinný průřez

$$\sigma_{geom} = \pi(R_1^2 + R_2^2), \quad (1.38)$$

kde uvažujeme kulové částice s poloměry R_1 a R_2 , viz Obr. 1.13. Hodnota σ_{geom} představuje velikost plochy, ve které se z pohledu osy srážky musejí nacházet obě jádra, aby došlo ke srážce.



Obrázek 1.13: Definice geometrického účinného průřezu σ_{geom} s velikostí $\pi(R_1^2 + R_2^2)$ pro srážející se kulové částice s poloměry R_1 a R_2 .

Využijeme-li vztahu pro poloměr jádra, který vychází z experimentálního měření,

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}}, \quad (1.39)$$

kde $r_0 = 1,2 - 1,25$ fm a A je nukleonové číslo [30], můžeme napsat vztah (1.38) ve tvaru

$$\sigma_{geom} = \pi r_0^2 (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})^2. \quad (1.40)$$

Tento odhad není úplně vzdálený od skutečnosti. Vztah lze různými korekcemi více přiblížit naměřeným datům. Příkladem může být v současnosti používaný vztah od J. P. Varyho

$$\sigma_{Vary} = \pi r_0^2 (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} - b(A_1^{-\frac{1}{3}} + A_2^{-\frac{1}{3}}))^2, \quad (1.41)$$

kde b je parametr překryvu a členy $A_{1,2}^{-\frac{1}{3}}$ berou do úvahy zakřivení povrchu jader [2]. Větší příspěvek do korekce má vždy to menší ze dvou jader. Jsou-li obě jádra dostatečně velká, pak je tento korekční člen zanedbatelný a σ_{Vary} se blíží ke geometrické interpretaci σ_{geom} .

K popisu srážek v urychlovačích je potřeba zavést celkový účinný průřez σ_{total} , který bere do úvahy všechny účinné průřezy popisující různé děje, k nimž může během srážky dojít. Je zaveden jako

$$\sigma_{total} = \sum_{i \in I} \sigma_i, \quad (1.42)$$

kde I je indexová množina všech účinných průřezů, například: pružného rozptylu σ_e , nepružného rozptylu σ_i , záchytu σ_a nebo štěpení σ_f .

Ze studie celkového účinného průřezu pro hadrony vychází několik poznatků, které jsou podpořeny experimenty:

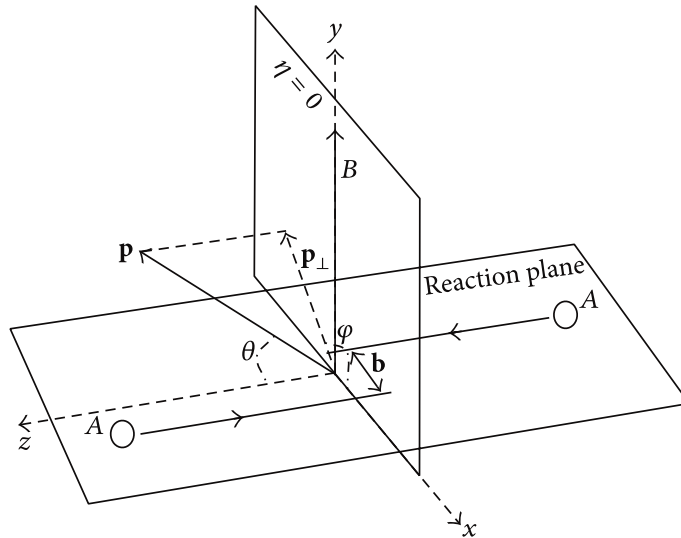
1. Marcel Froissart v roce 1961 pracoval na hypotéze, že totální účinný průřez hadronů roste nade všechny meze s energií srážky. Do té doby tento fenomén nebyl experimentálně pozorován. Růst energie dokázal na základě velmi slabých předpokladů (podmínky unitarity a analytičnosti elastické amplitudy). Podle Froissartova teoremu by celkový účinný průřez neměl růst rychleji než čtverec logaritmu energie srážky s . Později pak byla tato hypotéza potvrzena a ukázalo se, že celkový účinný průřez roste asymptoticky k $\ln^2 s$ [31].
2. Měření změny účinného průřezu v případě, že přilétající částici nahradíme její antičásticí (měřeno pro záměny elektron-pozitron a proton-antiproton) ukázalo, že pro vysoké energie konverguje jejich rozdíl k nule. Rychlost konvergence závisí na terčím a druhu částice. Například pro některé terčím rozdíl mezi protonem a antiprotonem konverguje k nule při nižších energiích než tomu u elektronu a pozitronu [32].
3. Mezi účinnými průřezy srážek pion-nukleon $\sigma_{\pi N}$ a nukleon-nukleon σ_{NN} je jednoduchý vztah

$$\sigma_{\pi N} \approx \frac{2}{3}\sigma_{NN}, \quad (1.43)$$

což se považuje za potvrzení kvarkového aditivního modelu, tedy že baryony (nukleony) se skládají ze tří kvarků a mezony (piony) ze dvou [2].

1.3.11 Reakční a příčná rovina srážky

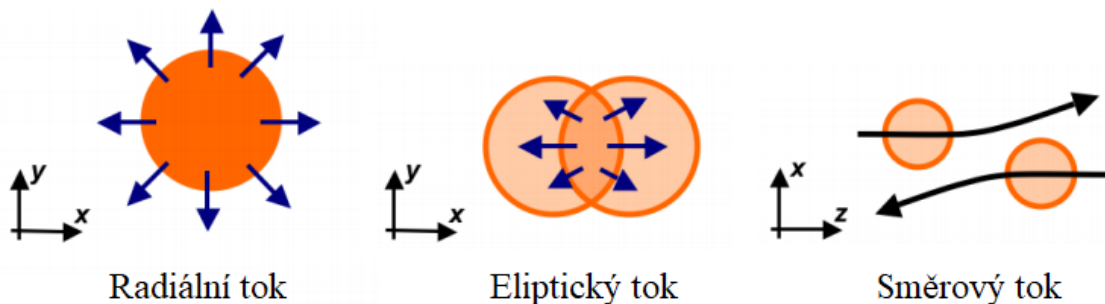
Při srážce dvou částic zavádíme reakční rovinu, která je definována vektorem parametrem srážky \vec{b} a osou svazku, obvykle osou z , viz Obr. 1.14. Tato rovina je důležitá při popisu produkce částic a expanze jádra při srážce. Rovinu kolmou na osu z nazýváme příčnou rovinou srážky.



Obrázek 1.14: Schéma srážky dvou jader s parametrem srážky b , kde je vyznačena reakční rovina a příčná rovina srážky kolmá na osu z . Převzato z [33].

1.3.12 Izotropní a anizotropní tok

Při srážce dvou těžkých jader, jak jsme již zmínili v kapitole 1.2.1 Vývoj srážky, vznikají nové částice, u kterých lze předpokládat v závislosti na srážkovém parametru b nějaké kolektivní chování. Takovouto produkci budeme nazývat tokem. Můžeme si pod tím představit jistou hydrodynamickou expanzi jádra po srážce. Právě hydrodynamické modely vykazují dobrou úspěšnost při popisu experimentálních měření [2].



Obrázek 1.15: Schéma různých toků pro srážky s různým srážkovým parametrem. Převzato z [34].

Rozlišujeme celkem tři základní druhy toků (radiální, eliptický a směrový) v závislosti na centrálnosti srážky, viz Obr. 1.15.

1. **Izotropní**: V případě centrální srážky, tj. při nulovém srážkovém parametru, pro dokonale kulová jádra, kde předpokládáme, že směr pohybu srážejících se částic je ve směru osy z , by měla expanze probíhat stejnoměrně (izotropně) do všech stran v příčné rovině srážky, protože ze symetrie není žádný směr ničím specifický. Reakční rovina v tomto případě nelze zavést, protože vektor \vec{b} je nulový. Tento tok nazýváme radiálním.
2. **Anizotropní**: Nastává, pokud je srážkový parametr nenulový. Již můžeme definovat reakční rovinu a v příčné rovině srážky dochází k nerovnoměrné (anizotropní) produkci částic. Tu popisujeme obvykle tak, že distribuci částic rozepíšeme do Fourierovy řady. Fourierova řada funkce $f(x)$ v bodě c na intervalu $\langle c - d/2, c + d/2 \rangle$ je definována

$$f(x) \sim \frac{a_0}{d} + \frac{2}{d} \sum_{n=1}^{+\infty} \left[a_n \cos\left(\frac{2\pi nx}{d}\right) + b_n \sin\left(\frac{2\pi nx}{d}\right) \right], \quad (1.44)$$

kde pro koeficienty a_n , respektive b_n platí vztah

$$a_n = \int_{c-d/2}^{c+d/2} f(x) \cdot \cos\left(\frac{2\pi nx}{d}\right) dx, \quad \text{resp.} \quad b_n = \int_{c-d/2}^{c+d/2} f(x) \cdot \sin\left(\frac{2\pi nx}{d}\right) dx. \quad (1.45)$$

Vztah (1.44) nás zajímá v bodě $c = 0$ na intervalu $\langle -\pi, \pi \rangle$. Pokud je funkce $f(x)$ normovaná na tomto intervalu k 1 a je navíc sudou funkcí vůči středu c ,

můžeme předchozí vztah přepsat do tvaru

$$f(x) \sim \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} [a_n \cos(nx)] \right), \quad (1.46)$$

kde koeficient a_n můžeme přepsat následovně

$$\int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cdot \cos(nx) dx = \langle \cos(nx) \rangle_{f(x)}. \quad (1.47)$$

Produkce částic splňuje výše požadované předpoklady, a proto ji můžeme zapísat následovně

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} v_n(p_T, y) \cos[n(\phi - \psi_R)] \right), \quad (1.48)$$

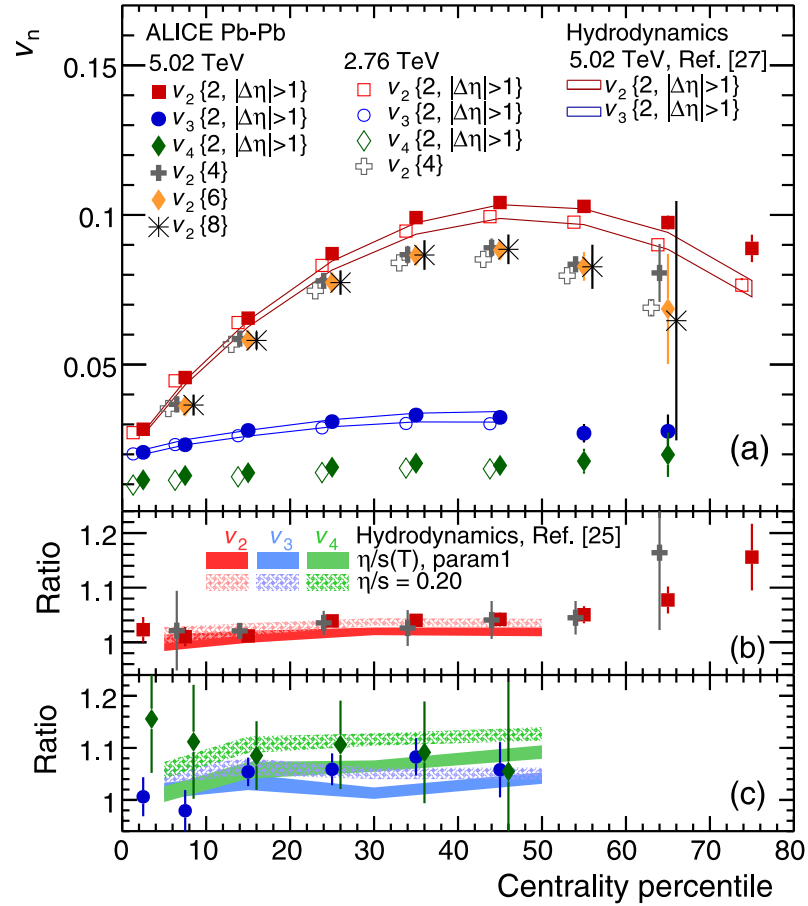
kde ψ_R je úhel reakční roviny a ϕ je úhel, pod kterým je částice vyprodukována, viz Obr. 1.14 [2]. Koeficienty v_n můžeme získat podle (1.47) způsobem

$$v_n(p_T, y) = \langle \cos[n(\phi - \psi_R)] \rangle. \quad (1.49)$$

Pro izotropní tok jsou všechny koeficienty v_n nulové. Jakýkoliv nenulový člen v_n znamená, že se jedná o anizotropní tok. Liché harmonické členy mají opačné znaménko v přední a zadní polokouli naopak od sudých harmonických členů. Příklad měření koeficientů v_n pro srážky Pb-Pb při energii 5,02 TeV můžeme vidět na Obr. 1.16, kde je vidět, že hydrodynamický model je schopen dobře předvídat průběh vybraných koeficientů v_n . Právě shoda s hydrodynamickým modelem ukazuje, že se QGP chová jako kapalina s velmi nízkou viskozitou, jejíž vlastnosti se blíží ideální kapalině [2].

Tok s nenulovým koeficientem v_1 se nazývá směrový tok, který jakožto lichý člen má v přední a zadní polokouli opačná znaménka. K tomu dochází především kvůli zachování hybnosti. Pokud jsou vyprodukovány v jednom směru částice s určitou hybností, pak musí být na druhou stranou vyprodukovány částice se stejnou velkou celkovou hybností, ale v opačném směru. Směrový tok má největší význam u těch nejperifernějších srážek a jeho vliv klesá se snižujícím se srážkovým parametrem. Z experimentů vyšlo najevo, že koeficient v_1 má opačně znaménko pro pi-ony a pro protony [2]. Z toho plyne, že tok pro proton a pion má jiný fyzikální původ. Předpokládá se, že eliptický tok společně se směrovým tokem jsou velmi citlivé na stavovou rovnici hadronové či kvarkové hmoty. Hydrodynamický popis těchto toků nedokáže všechny jevy popsat úplně, například zmíněná opačná znaménka pro proton a pion či závislost koeficientů v_n na rapiditě.

Důležitým a nejčastěji měřeným členem je v_2 , který se nazývá eliptický tok. Pomocí tohoto členu jsme schopni popsat elipticitu azimutální distribuce částic. Koeficient v_3 dále představuje trojúhelníkový tok. Vyšší sudé harmonické již obvykle příliš nepřispívají.



Obrázek 1.16: Měření koeficientů toku v_n na experimentu ALICE pro srážky Pb-Pb při různých energiích a srovnání experimentálního měření s hydrodynamickým modelem. Převzato z [35].

1.3.13 Vířivost

V mechanice kontinua je vířivost pseudovektorové pole, které popisuje mikroskopickou míru rotace v bodě kontinua. Svým způsobem se jedná o podobnou veličinu jako je moment hybnosti u pevných látek. Vektor vířivosti $\vec{\omega}$ je svojí velikostí dvakrát větší než průměr úhlových rychlostí $\vec{\Omega}$ částic tvořících tok v jejich těžišťové soustavě. Pro pevné látky pak platí jednoduše $\vec{\omega} = 2\vec{\Omega}$. Tímto vztahem můžeme například vypočítat velikost vířivosti Země

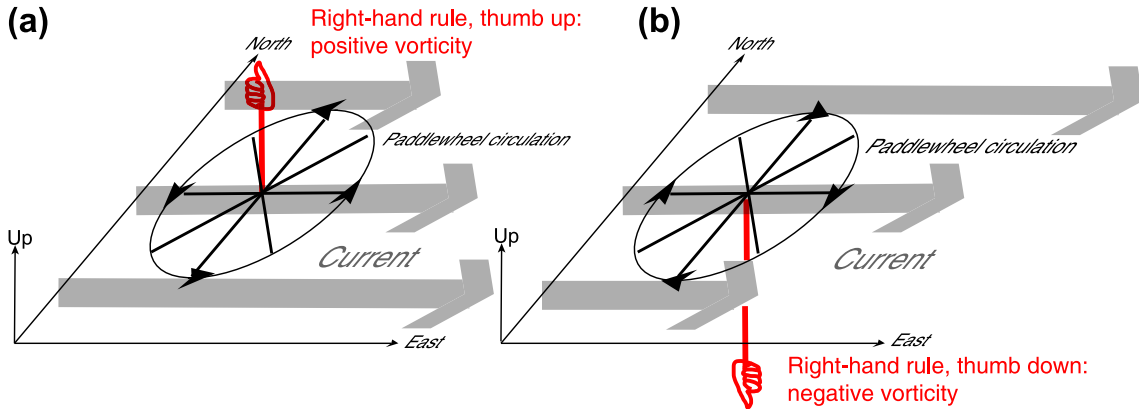
$$\omega = 2\Omega = \frac{4\pi}{\text{den}} = 1,45 \cdot 10^{-4} \text{ Hz.} \quad (1.50)$$

Pro lepší pochopení si můžeme představit pádlové kolo v proudící kapalině, viz Obr. 1.17. Pádlovým kolem rozumíme kolo složené z několika desek, které procházejí jeho středem. Pokud ho ponoříme do proudící kapaliny, jež ve všech bodech nemá stejně silný tok, bude otáčeno tím silnějším proudem. Vektor vířivosti je dán pravidlem pravé ruky, kdy prsty ukazují směr otáčení kola a palec směr vektoru vířivosti. Střed pomyslného kola představuje bod, ve kterém zjišťujeme vířivost. V případě,

že se neotáčí, vektor vířivosti je nulový. Jeho korektním zavedením je

$$\vec{\omega} := \vec{\nabla} \times \vec{v}, \quad (1.51)$$

kde $\vec{\nabla} = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ je operátor nabla v kartézských souřadnicích a \vec{v} je vektor rychlosti proudění tekutiny. Pádlové kolo jsme uvedli jen pro názornou představu. Ve skutečnosti k vířivosti kapaliny dojde v důsledku nerovnoměrného toku stejně i bez kola. Jednotkou vířivosti je Hz [36].



Obrázek 1.17: Pádlové kolo v nehomogenním proudu, jehož rotace představuje: (a) kladnou vířivost, (b) zápornou vířivost. Převzato z [36].

1.4 Kvark-gluonové plazma

Kvark gluonové plazma, jak jsme již zmínili, lze pozorovat během srážek těžkých jader. Nikde však není zaručeno, že během srážky k jeho vzniku skutečně dojde. Při srážkách lehkých jader (proton, deutron) nevznikne z důvodu nedostatečně velké hustoty energie ϵ , která se zvýší v důsledku srážky, kvark-gluonové plazma. Abychom mohli rozhodnout, zdali došlo k jeho vzniku, musíme pozorovat fenomény, jež jeho přítomnost doprovázejí. Příkladem může být vliv na jaderný modifikační faktor R_{AA} či zhášení jetů.

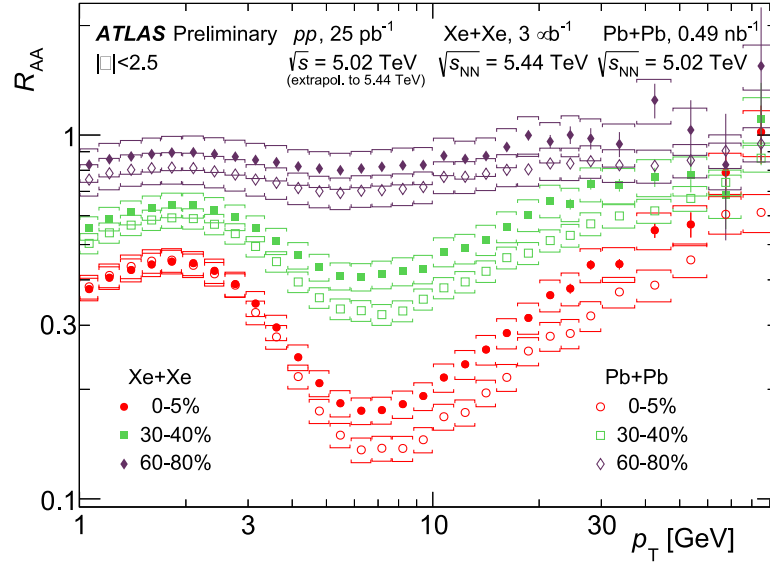
1.4.1 Jaderný modifikační faktor

Předpokládá se, že pozorované vzniklé částice s vysokou příčnou hybností ($p_T \geq 2 - 3 \text{ GeV}/c$) jsou výsledkem tvrdých rozptylů partonů. Vzdálenost příslušící tvrdému rozptylu je velmi malá, tj. řádově menší než $p_T^{-1} \leq 0,1 \text{ fm}$, a tak je můžeme považovat za skoro bodové. Proto je potřeba produkci těchto částic normovat počtem všech srážek N_{coll} . V případě vzniku QGP jsou vzniklé částice při průchodu vzniklým médiem zpomaleny, a tak se jeví naměřený počet částic s vysokým p_T nižší. K potvrzení přítomnosti QGP tedy stačí porovnat jejich počet s počtem u srážky, kde víme, že QGP nevzniká - srážka proton-proton [2]. Toto porovnání označujeme

jako jaderný modifikační faktor R_{AA} , který je definován

$$R_{AA}(p_T, \eta) = \frac{1}{\langle N_{\text{coll}}^{AA} \rangle} \frac{\frac{d^2 N^{AA}}{dp_T d\eta}}{\frac{d^2 N^{pp}}{dp_T d\eta}}, \quad (1.52)$$

kde $\langle N_{\text{coll}}^{AA} \rangle$ je střední hodnota počtu všech binárních srážek při srážce A-A z Glauberova modelu a η je pseudorapidita. Nevznikne-li QGP, pak uvnitř sražených jader není žádné médium, které by ovlivňovalo velikost p_T vyprodukovaných částic. Z toho důvodu by měl být pozorován $R_{AA} = 1$. Vliv na vznik QGP má i centrálnost srážky, kdy při příliš periferní srážce taktéž nedojde k dostatečnému navýšení hustoty energie a tedy i vzniku média, které by zpomalovalo vzniklé částice, viz Obr. 1.18, kde je vidět, že nejperifernější srážka má hodnotu R_{AA} vzhledem k centrálnějším srážkám nejbližší hodnotě 1.



Obrázek 1.18: Měření modifikačního faktoru R_{AA} v závislosti na p_T pro srážky Xe-Xe a Pb-Pb při energiích $\sqrt{s_{\text{XeXe}}} = 5,44$ TeV a $\sqrt{s_{\text{PbPb}}} = 5,02$ TeV pro tři různé velikosti centrality. Převzato z [37].

Občas je jako alternativa k R_{AA} faktoru používán koeficient poměru centrální srážky ku periferní R_{CP} , jenž je definován následovně

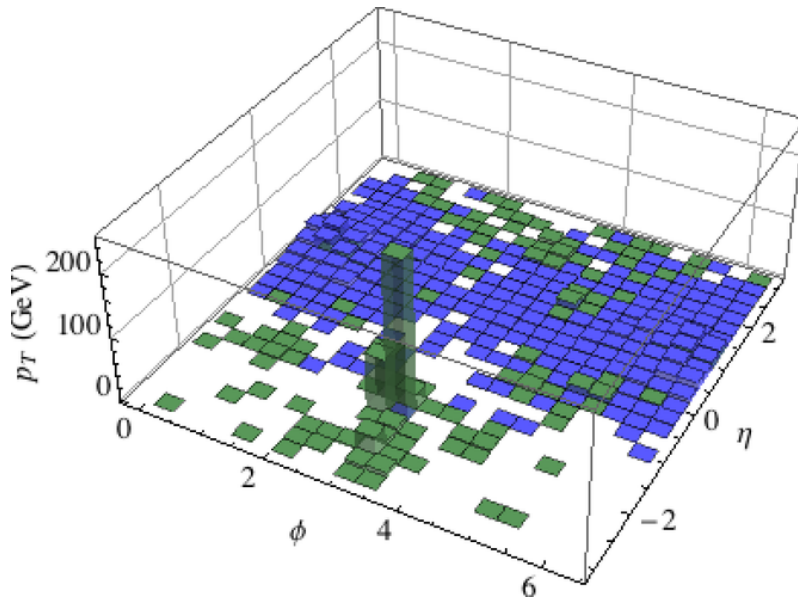
$$R_{CP}(p_T, \eta) = \frac{\langle N_{\text{coll}}^{\text{Perifer}} \rangle}{\langle N_{\text{coll}}^{\text{Centr}} \rangle} \frac{\frac{d^2 N^{\text{Centr}}}{dp_T d\eta}}{\frac{d^2 N^{\text{Perifer}}}{dp_T d\eta}}, \quad (1.53)$$

kde $\langle N_{\text{coll}}^{\text{Perifer}} \rangle$, resp. $\langle N_{\text{coll}}^{\text{Centr}} \rangle$ je střední počet částic srážek při periferní, resp. centrální srážce. Stejně jako u R_{AA} faktoru v případě absence média platí $R_{CP} = 1$.

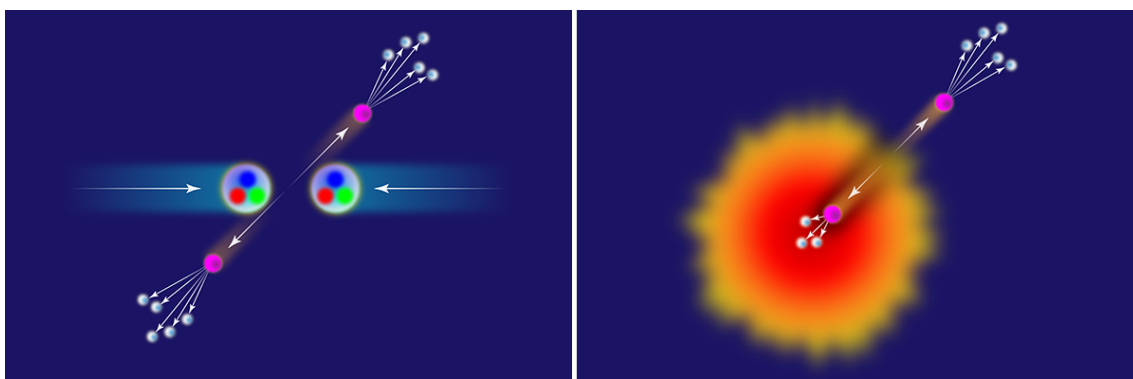
1.4.2 Jety a jejich zhášení

Jet (také zvané výtrysky) definujeme jako shluk částic ve tvaru kuželu, které jsou vyprodukovány s velmi blízkým vektorem hybnosti neboli mající od sebe relativně

krátkou vzdálenost v prostoru hybnosti, tj. prostor, jehož souřadnice jsou tvořeny složkami hybnosti [2]. Tvar kuželu je důsledkem fragmentace hadronů. Chceme-li najít jet, tak obvykle hledáme částici s vysokým p_T , tzv. vedoucí částici, a pak další částice jí blízko v prostoru hybnosti (v objemu kuželu). Vždy je ještě potřeba stanovit, jakou vzdálenost ještě považujeme za blízkou, a to především při velké produkci jetů, aby bylo možné je od sebe rozeznat. Přístupy ke hledání jetů se sice mohou lišit, avšak vedou ke stejným závěrům. Jety jsou obvykle graficky znázorněny v „legovém“ vykreslení, kde je vidět závislost příčné hybnosti p_T na azimutálním úhlu ϕ a pseudorapiditě η , viz Obr. 1.19.



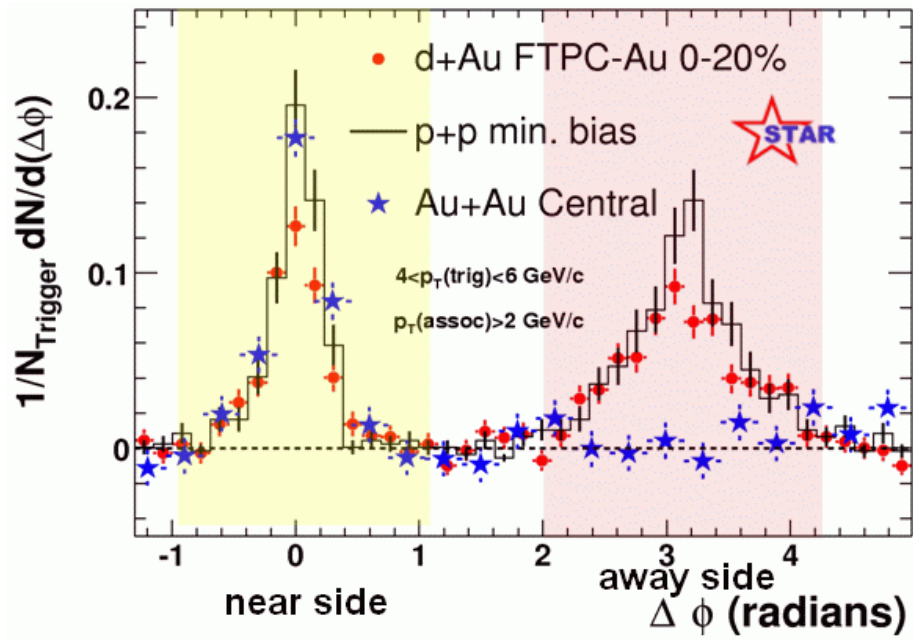
Obrázek 1.19: Příklad „legového“ vykreslení příčné hybnosti p_T v závislosti na azimutálním úhlu ϕ a pseudorapiditě η pro leptony (modře) a ostatní částice (zeleně). Převzato z [38].



Obrázek 1.20: Vlevo: Vznik jetů při srážce proton-proton, kde uniklý parton (růžový) může způsobit hadronizaci. Vpravo: Příklad srážek těžkých jader, kdy v počáteční fázi srážky došlo taktéž ke srážce proton-proton. Převzato z [39].

K formování jetů dochází typicky při vysokých energiích. Jsou hůře zřetelné

pro energie na SPS, ale dostatečně na urychlovači RHIC, kde taktéž probíhá jejich pozorování [2]. Právě zde vyšlo z naměřených dat najevo, že přítomnost QGP může produkci jetů ovlivnit. Pro srážku proton-proton, viz Obr. 1.20, kdy dojde ke vzniku jetu, musí ze zákona zachování hybnosti naproti vzniknout opačný párový jet letící opačným směrem. V případě vzniku média (QGP) musí opačný jet tímto médiem projít, a proto dojde ke ztrátě jeho energie. Tomuto jevu se říká zhášení jetů a je to další indikátor přítomnosti QGP při srážce. Zhášení jetů lze pozorovat i v počtu vedoucích částic, viz Obr. 1.21, kde je opět vidět, že při srážce jádra s malým jádrem (proton, deutron) není druhý jet tak potlačen jako při srážce těžkých jader (zlato-zlato).



Obrázek 1.21: Histogram počtu vedoucích částic v závislosti na azimutálním úhlu pro srážky d-Au, p-p a Au-Au. Převzato z [40].

Kapitola 2

Experiment STAR na urychlovači RHIC

2.1 Brookhavenská národní laboratoř

Brookhavenská národní laboratoř BNL byla založena v roce 1947 ve spolupráci Massachusettského technologického institutu MIT a Ivy League (česky Břečťanová liga) - označení pro skupinu několika elitních univerzit na severovýchodě Spojených států [41]. Cílem bylo vytvořit víceúčelovou výzkumnou laboratoř s těmi největšími a nejmodernějšími zařízeními, které by byly k dispozici vědcům celého světa. Umístěna je na ostrově Long Island ve státě New York na místě původního Camp Upton, což byla vojenská základna využívaná především během světových válek [42]. Od 90. letech 20. století již mezinárodní komunita využívající toto zařízení překročila počet 4500 vědců. Nobelových cen vědcům z BNL bylo předáno za dobu její existence 7, poslední v roce 2009 [43].

2.2 Urychlovač RHIC

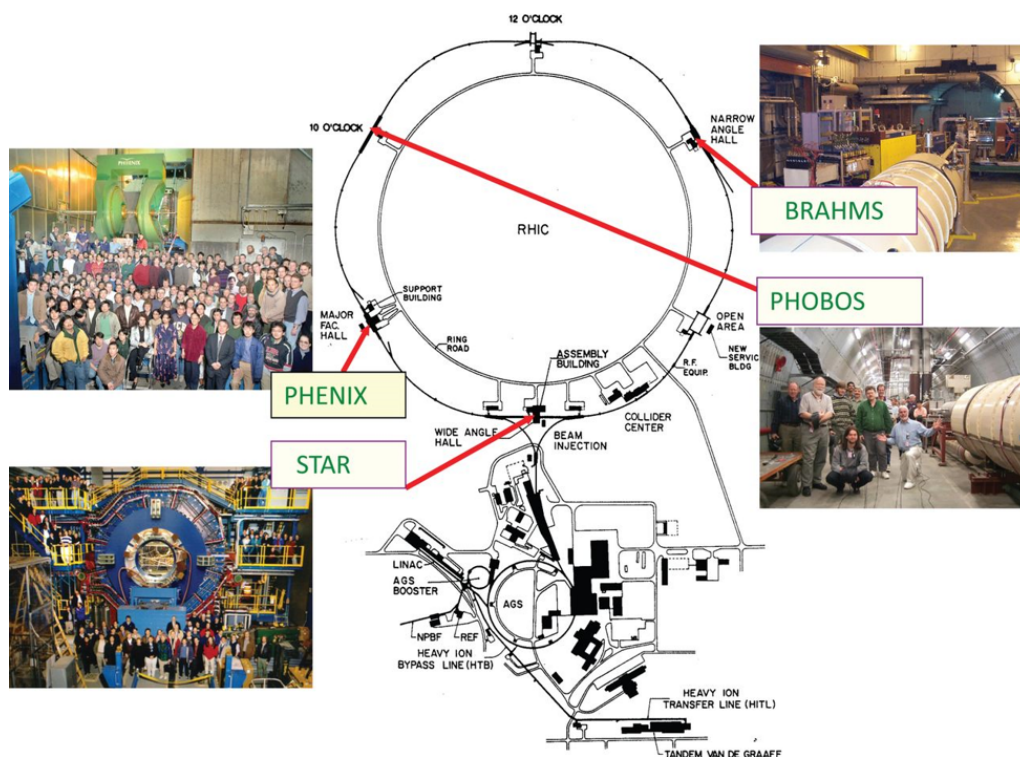
RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, česky Relativistický urychlovač těžkých iontů) je experimentální zařízení v BNL. Urychlovač byl dostaven v roce 1999 s celkem čtyřmi velkými detektory (BRAHMS, PHENIX, PHOBOS a STAR) a následující rok poprvé spuštěn. Detekční stanoviště PHOBOS a BRAHMS ukončila sběr dat v roce 2005 [44]. Stanoviště PHENIX ukončilo sběr dat k roku 2016. Nyní prochází přestavbou a vylepšením na sPHENIX, jehož spuštění se plánuje nejdříve v roce 2023 [45]. Experiment STAR je v současné době stále v provozu a plánovaný sběr dat je do roku 2025 [46].

RHIC je schopný srážet těžká jádra a je jediný urychlovač polarizovaných protonů, jenž byl kdy doposud postaven [47]. Je schopný srážet jakékoliv jádro od protonu po uran. Jedná se o dvojnásobný úložný prstenec (Storage ring) hexagonálního tvaru s obvodem 3834 m, kde na zakřivených rozích jsou trajektorie uložených částic zakřiveny pomocí silných supravodivých dipólových magnetů. Energie svazku dosahuje

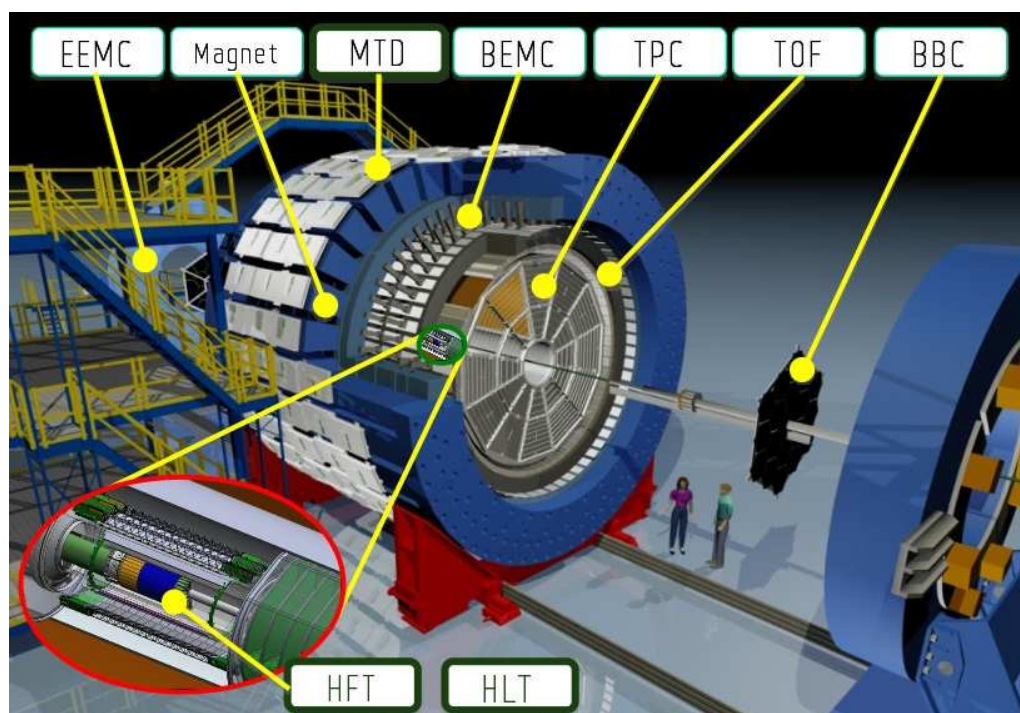
až 100 GeV/nukleon pro těžké ionty. Luminozita pro srážky těžkých iontů může dosahovat při nejvyšších energiích hodnoty až $700 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Polarizované protony s průměrnou mírou polarizace 70% dosahují energie 250 GeV/proton s maximální luminozitou $300 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [48], [69].

Proces urychlení iontů či protonů začíná mimo RHIC v tzv. předurychlovačích, viz Obr. 2.1. Ty tvoří:

- **Tandemový Van de Graafův urychlovač** (Tandem Van de Graaf), který byl dostaven v roce 1970 a dlouhou dobu to byl největší elektrostatický urychlovač na světě. Je schopný vytvořit velkou spoustu různých iontových svazků od protonu po uran. Původní atomy jsou zde „očesány“ o některé elektrony a zrychleny na energii 1 MeV/nukleon [49].
- **Přenosová linka těžkých iontů** (HITL, Heavy Ion Transfer Line) je 700 metrů dlouhý tunel sloužící pro přepravu těžkých iontů k dalšímu procesu urychlení. Byl dokončen v roce 1986. Právě díky němu může Tandemový Van de Graafův urychlovač sloužit jako zdroj relativistických srážek těžkých iontů [49].
- **Elektronový svazkový zdroj iontů** (EBIS, Electron Beam Ion Source) je univerzálním zdrojem iontů využívající iontovou past. Nainstalován byl na svoji pozici v roce 2009. Situován je v oblasti lineárního urychlovače LINAC. Svým výkonem překonává Tandemový Van de Graafův urychlovač, a proto ho nahradil. EBIS je schopné změnit svazek, jenž je vpouštěn do urychlovače, zhruba během 1 sekundy [50].
- **Lineární urychlovač** (LINAC, Linear accelerator) byl spuštěn v roce 1971 jakožto součást vylepšení zařízení AGS (Alternating Gradient Synchrotron). Umožňuje urychlovat protony, které dále směřují do AGS a v konečném procesu se účastní srážek p-p či p-A. LINAC je schopný produkce negativně nabitého vodíkového svazku s energií až 200 MeV [51].
- **AGS zesilovač** (AGS Booster) byl dokončen v roce 1991. Svoji velikostí zaujímá méně než čtvrtinu velikosti zařízení AGS. Slouží jako předurychlovač pro AGS a umožňuje urychlit těžké ionty až po zlato [52].
- **Synchrotron s proměnným gradientem** (AGS, Alternating Gradient Synchrotron) byl jedním z prvních částicových urychlovačů na světě a celkem tři studie na něm byly oceněny Nobelovou cenou. Název je odvozen z principu jeho fungování, tedy měnění orientace polí celkem 240 magnetů směrem dovnitř a ven. Je schopný urychlit 70 bilionů protonů s každým pulzem. Těžké ionty (například zlato) pak přijímá urychlené z AGS zesilovače a posílá je dále na RHIC [53].



Obrázek 2.1: Schéma zařízení RHIC s fotografiemi nejvýznamnějších experimentů. Převzato z [56].



Obrázek 2.2: Detektor STAR na urychlovači RHIC s popisem částí detektoru. Převzato z [58]. Podrobnosti jsou uvedeny v textu.

Od konce roku 2018 již na RHICu probíhají především srážky zlato-zlato v rámci

druhé etapy programu BES. Přehled studovaných srážek během posledních dvou let je uveden v Tab. 2.1, kde zvláštní pozici zaujímají srážky s označením pevný terč. Ty jsou součástí speciálního programu FXT, jehož cílem je dosáhnout nižších energií srážek v rámci programu BES II. Pevný terč je vytvořen z fólie obsahující 4 % zlata, která je vložena do trubice svazku, kde do ní naráží urychlený svazek [59].

Rok	Běh	Doba	Jádra	E_n [GeV]	L [μb^{-1}]
2018/19	19	36 dní	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	9,8	151
		60 dní	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	7,3	132
		11 hodin	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	7,3	11
		24 dny	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	3,85	3,6
		2 hodiny	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	3,85	1,1
		2 dny	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	4,59	42
		6 dní	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	4,59	7,0
		13 hodin	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	31,2	11
2019/20	20	1,5 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	100,0	80
		54 dny	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	5,75	143
		Probíhá	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	4,59	-
		1,1 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	31,2	23
		1,4 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	19,5	23
		1,0 den	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	13,5	25
		0,9 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + ^{197}\text{Au}^{79+}$	9,8	21
		1,1 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	7,3	24
0,9 dne	$^{197}\text{Au}^{79+} + \text{pevný terč } ^{197}\text{Au}$	5,75	24		

Tabulka 2.1: Přehled provozu urychlovače RHIC během let 2018 až 2020, kde E_n je celková energie připadající na jedno jádro a L je celková luminozita. Převzato z [69].

2.3 Experiment STAR

Detektor STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) se nachází na RHICu na 6. hodině, viz Obr. 2.1. Je zaměřen na studium a mapování vzniklých částic vyprodukovaných během srážky urychlených iontů na RHICu. Jejich množství je průměrně 1000 na jednotku pseudorapidity. STAR měří jednotlivě celou řadu pozorovatelných, které mohou být důkazem přítomnosti QGP ve srážce a které mohou potvrdit jeho fázový přechod [58]. Stavbu a součásti detektoru můžeme vidět na Obr. 2.2.

Solenoidální magnet obklopující detektor při pokojové teplotě produkuje rovnoměrné magnetické pole v rozsahu 0,25 až 0,5 T pro nabitě částice, abychom mohli studovat jejich příčnou hybnost p_T a náboj, které jsou určitelné na základě zakřivení trajektorie částic v poli magnetu. Má zhruba válcový tvar s vnitřním poloměrem 5,27 m a vnějším poloměrem 6,28 m. Chladicí vodní systém magnetu je uzavřený okruh s průtokem 76 l/s skrze tepelné výměníky. Voda je poté ochlazena otevřeným vodním okruhem s chladicí věží. Tímto způsobem je udržována teplota 29°C [58].

Časově projekční komora (TPC, Time Projection Chamber) zaujímá objemově podstatnou část detektoru. Je celkem 4 metry dlouhá a její prostorový dosah

je vše v rozsahu pseudorapidity $|\eta| \leq 1,8$ s úplným azimutálním rozsahem $\Delta\phi = 2\pi$. Obsahuje plyn P10 (10 % metan, 90 % argon) v rovnoměrně rozloženém elektrickém poli o velikosti 135 V/cm. Slouží ke stopování relativně stabilních částic (piony, kaony, protony) i těch méně stabilních (K^* , φ , Λ , Ξ , ...) a jejich identifikaci ve vzdálenosti 50 až 200 cm od osy svazku. Identifikace částic probíhá na základě jejich hybnosti, kterou dokáže měřit v rozsahu od 100 MeV/c do 30 GeV/c, a ionizační energetické ztráty s přesností 7 % [58].

Detektor doby letu (TOF, Time of Flight) pokrývá částice s $|\eta| < 1$ v úplném azimutálním rozsahu. Využívá vícedutinové komory s odolnými pláty (MRPC), což je druhem rychlého plynného detektoru. Celkově zdvojnásobuje procento kaonů a protonů, které je na STARu naměřeno, a tím umožňuje identifikaci více než 95 % těchto částic, které jsou v měřitelném prostorovém rozsahu detektoru vyprodukovány [60].

Válcový elektromagnetický kalorimetr (BEMC, Barrel Electromagnetic Calorimeter) byl poprvé spuštěn v roce 2001. Je umístěn na pozici magnetu ve vzdálenosti cca 220 cm od osy svazku těsně nad TPC zaujímající plochu okolo 60 m² s rozsahem pseudorapidity $|\eta| \leq 1$ a úplným azimutálním pokrytím. Kvůli své velikosti a komplexnějšímu tvaru jsou v kalorimetru použity olovené a plastové scintilační detektory. Kvůli magnetickému poli je všechno scintilační světlo odváděno světlovody do fotonásobičů, které jsou mimo jeho dosah. Jeho tloušťka odpovídá zhruba 20 radiačním délkám v $\eta = 0$, aby byl schopný měřit 60 GeV elektromagnetické spršky či procesy s vysokou p_T jako například jety, vedoucí hadrony, přímé fotony a těžké kvarky. Dále umožňuje obecnou charakterizaci srážky včetně těch ultraperiferních [61], [62].

Postranní elektromagnetický kalorimetr (EEMC, Endcap Electromagnetic Calorimeter) je situován na západní straně detektoru s prostorovým rozsahem pseudorapidity $1,086 \leq \eta \leq 2$. Obsahuje podobně jako BEMC olovené a plastové scintilační detektory, které umožňují rozlišit neutrální částice π^0 , η a γ a také mezi elektrony a nabitými hadrony. Hlavním důvodem pro jeho umístění na STARu bylo měření srážek polarizovaných protonů ve snaze objevit preferenci helicity gluonů uvnitř protonu, jakožto funkci jejich frakce hybnosti. EEMC též poskytuje možnost pokrýt fotony a opačné párové výtrysky ze srážek asymetrických jader, které jsou vyprodukovány s vyšší pseudorapiditou. Bývá největším středem zájmu během přestávek v provozu RHICu kvůli opravám a různým vylepšením [63].

Mionový teleskopický detektor (MTD, Muon Telescope Detector) byl navrhnout v roce 2009 a instalován mezi lety 2012 a 2014. Je to rychlý detektor na bázi technologie vícedutinové komory s odolnými pláty (MRPC), který zaznamenává signál jako „zásah“ generovaný nabitou částicí, jež ním prolétá. Registruje signály jednoho mionu či dimionu v závislosti na počtu zásahů v předem daném časovém úseku. Umístěn je ve vzdálenosti 403 cm od osy svazku a dokáže měřit v rozsahu $|\eta| < 0,5$ s časovým rozlišením v řádech 100 ps a s prostorovým rozlišením 1-2 cm ve všech směrech [64].

Čítač svazků (BBC, Beam-Beam Counter) je sada scintilátorů umístěna kolem trubice svazku. Jeden se nachází na západní a druhý na východní části detektoru.

Oba dva jsou vzdáleny 3,75 metru od centra interakce v detektoru STAR. Jsou schopny detekovat nabitě částice, pouze jejich přítomnost, v rozsahu $2 < |\eta| < 5$ [65].

Sledovač těžkých vůní (HFT, Heavy Flavor Tracker) umožňuje přímé měření trajektorií a dceřiných částic hadronů obsahujících půvabný a krásný kvark, jejichž přítomnost by se jinak vzhledem k jejich krátké době života ztratila v šumu pozadí. Skládá se ze tří detektorů: oboustranný křemíkový stripový detektor (SSD), prostřední křemíkový sledovač (IST) a pixelový detektor (PXL) [66].

Nulastupňové kalorimetry (ZDC, zero degree calorimeters) slouží především k detekci neutronů, které vylétávají při srážce příliš blízko ose svazku. Jedná se tedy o hadronové kalorimetry, jejichž rozměry se odvíjí od omezeného prostoru mezi svazky na RHICu. Dosahují šířky pouhých 10 cm [67].

Detektor pozice vrcholu (VPD, vertex position detector) je vylepšený původní pseudo VPD, který fungoval skvěle pro vysokoenergetické srážky Au-Au, ale v případě lehkých jader nebo nízkých energií byla jeho účinnost velmi nízká. Po vylepšení byla zvýšena jeho odečtová účinnost na obou stranách STARu. Měří až 19krát během každé události a je schopný zpětně najít vrchol srážky [68].

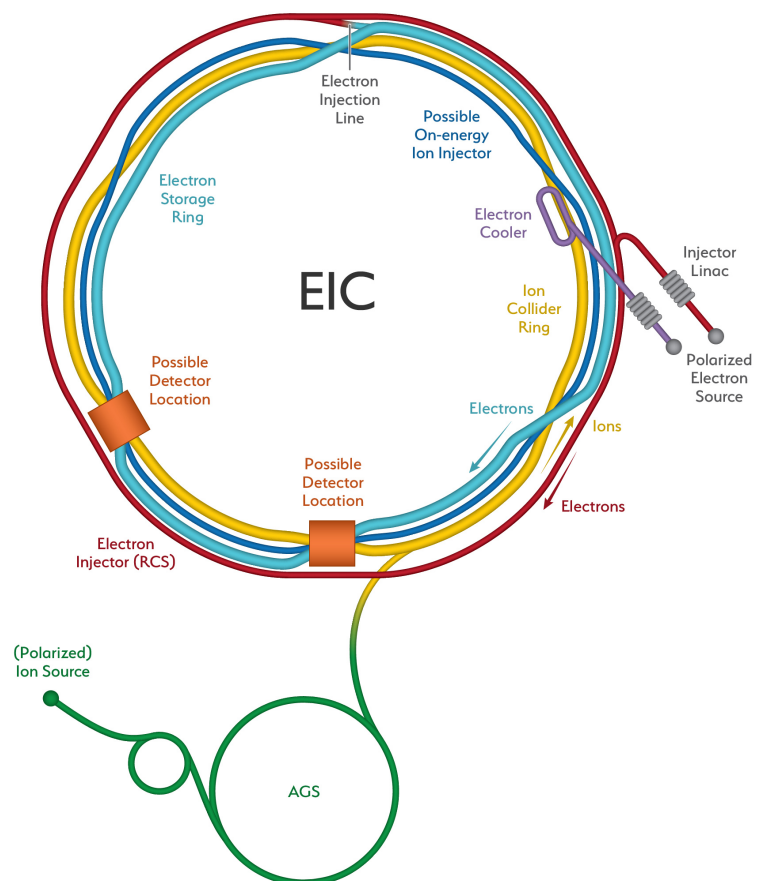
2.3.1 Plány do budoucna

V současné době představuje největší plánovanou změnu přestavba RHICu na EIC (elektron-iontový urychlovač), jenž by měl objasnit, jakým způsobem je tvořen spin $1/2$ u protonu a neutronu jeho konstituenty, jak jsou rozprostřeny gluony v rámci nukleonů či saturaci hustoty gluonů [54]. Přestavba by měla spočívat v přidání elektronového úložného prstence (eSR) a vysokorychlostního synchrotronu (RCS) do již existujícího tunelu RHIC, viz Obr. 2.3. Prozatímní plány počítají s tím, že k dokončení tohoto projektu by mohlo dojít nejdříve v roce 2028 s náklady pohybující se mezi 1,6 a 2,6 miliardami dolarů [55].

Požadavky na nový urychlovač EIC jsou:

- možnost srážet silně polarizované (70 %) elektrony a jaderný svazek,
- iontové svazky od deuteria po nejtěžší stabilní jádra,
- různé energie srážky od 20 do 100 GeV s možností vylepšení rozsahu na 140 GeV,
- vysoké hodnoty luminozity, tj řádově $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,
- možnost mít více interakčních míst.

Všech výše uvedených bodů by mělo být schopno EIC docílit už ve svém základním návrhu bez nutnosti instalace jakýkoliv dalších vylepšení. Konkrétně se předpokládá, že energie elektronového svazku bude v rozsahu 2,5 - 18 GeV a protonového svazku 41-275 GeV. Některé detaily, jako například způsob konečného zaostření svazku, stále ještě nejsou pevně rozhodnuty [46].

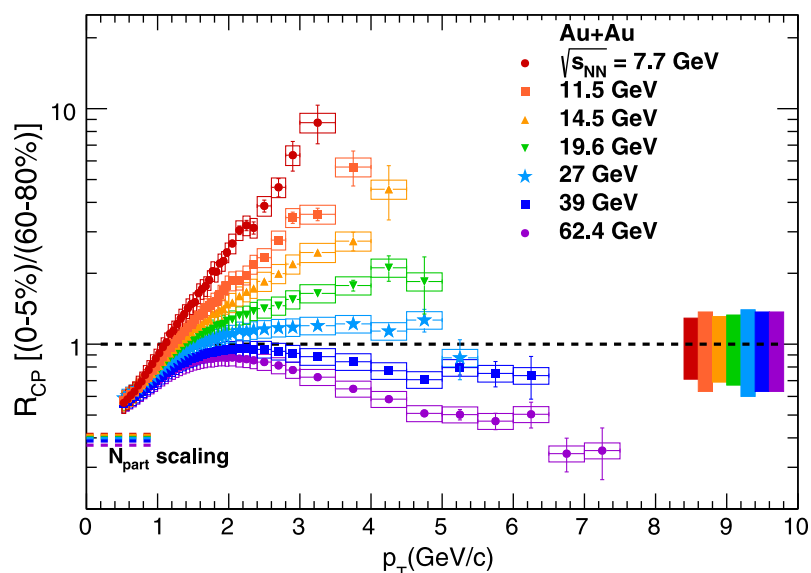


Obrázek 2.3: Schéma plánovaného zařízení EIC. Převzato z [55].

Kapitola 3

Výsledky z energetické prohlídky

Zkoumání fázového diagramu QCD je stěžejním cílem při měření vysokoenergetických jádro-jaderných srážek. Jeho popis je uveden v kapitole 1.1.4 Fázový diagram QCD. Hledání kritického bodu, kde končí fázový přechod prvního druhu, je v současnosti středem zájmu výzkumu jak experimentální, tak teoretické částicové fyziky.



Obrázek 3.1: Jaderný modifikační faktor R_{CP} nabitých hadronů pro BES energie. Převzato z [57].

Mezi lety 2010 do 2014 probíhala na RHICu první fáze programu Energetická prohlídka svazku (BES). Jeho hlavní myšlenkou bylo měnit energii srážky, čímž bylo možné prozkoumávat fázový diagram od nejvyšších dosažitelných energií srážky na RHICu s nižším μ_B až po ty s nejnižší energií s vyšším μ_B . Vztah mezi energií srážky \sqrt{s} a baryochemickým potenciálem μ_B je parametrizován rovnicí (1.7). Pro různé hodnoty μ_B pak stačilo hledat známky okraje fází a kritického bodu. Při studiu okraje fáze byly ustanoveny jasné známky zformování QGP jakožto funkce energie svazku. Pokud se tyto známky neobjevily, bylo možné se domnívat, že QGP nebyla zformována. Jinak řečeno nedošlo k přechodu z jedné fáze do druhé. Jednou

z již zmíněných známek přítomnosti QGP je měření jaderného modifikačního faktoru R_{CP} , který při hodnotách větších než 1 poukazuje na posílení produkce částic, kdežto u hodnot menších než 1 na její oslabení, viz Obr. 3.1, kde pro vysoké hodnoty energií, je vidět oslabení produkce částic vlivem QGP. Její změna ovšem může záviset i na jiných fyzikálních dějích v různých oblastech p_T , jakým je například Croninův efekt [57].

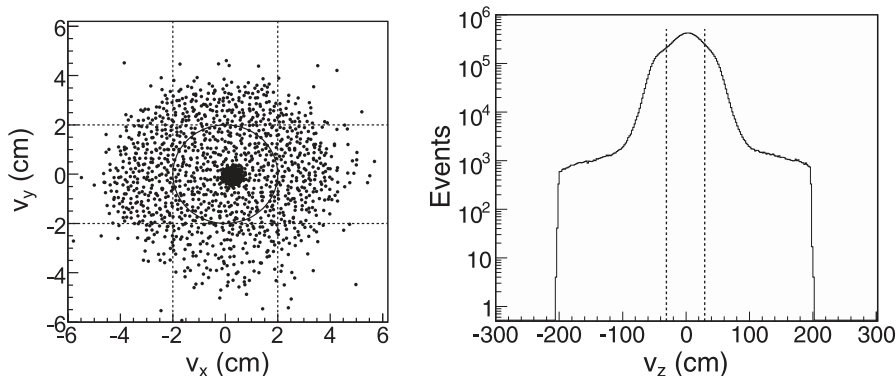
Kritický bod by mohl být objeven díky tomu, že by mělo poblíž něho docházet k větším fluktuacím některých pozorovatelných veličin (celkový náboj, celkové baryonové číslo, celková podivnost). První fáze BES však neobjevila žádné známky kritického bodu v rámci přesnosti měření. To je úkol pro druhou fázi BES II probíhající v letech 2019 a 2020, která by již měl mít dostatečnou přesnost [57]. Při této nové fázi jsou již na detektoru STAR instalovaná vylepšení předchozích detektorů jako například časově projekční komora iTPC, postranní detektor doby letu eTOF a detektor roviny události EPD [70].

Dále uvedené postupy a výsledky jsou převzaty z vědeckého článku *Bulk properties of the medium produced in relativistic heavy-ion collisions from the beam energy scan program* [71]. Cílem je ve stručnosti popsat, jak taková energetická prohlídka probíhá a z jakých částí se skládá. Výsledky jsou z experimentu STAR pro srážky Au-Au při energiích $\sqrt{s_{NN}}$, viz Tab. 3.1. K získání příčného hybnostního spektra, produkce a poměrů částic různých nabitých hadronů byla využita především časově projekční komora TPC a detektor doby letu TPC [71].

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	7,7	11,5	19,6	27	39
N [milióny]	4	8	17,3	33	111

Tabulka 3.1: Přehled počtu naměřených událostí N , které splňují výběrová pravidla, pro srážku Au-Au s energií $\sqrt{s_{NN}}$ z experimentu STAR z let 2010 a 2011. Převzato z [71].

3.1 Výběrová pravidla



Obrázek 3.2: Vlevo: Zrekonstruované pozice x a y vrcholů srážek V . Vpravo: Počet událostí vzhledem k z -ové pozici vrcholu srážky V . Data jsou ze srážek Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. Převzato z [71].

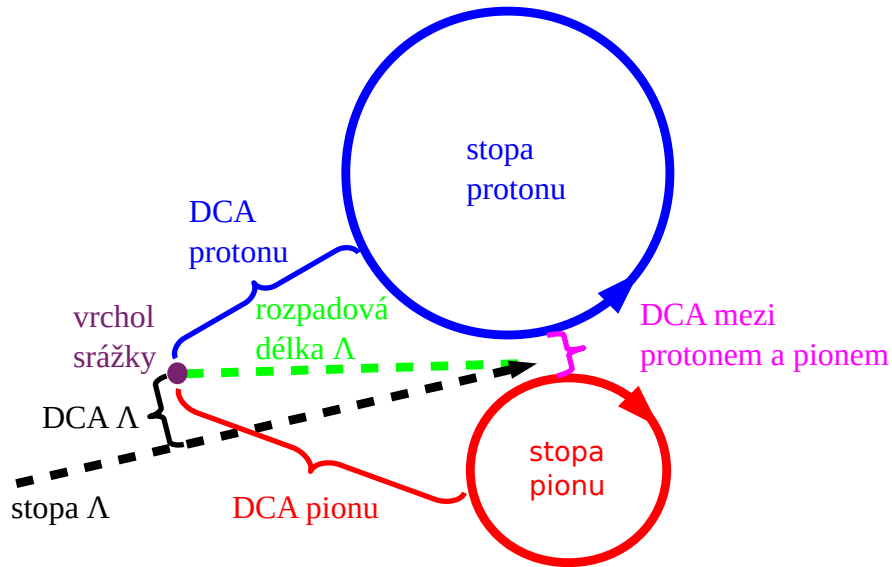
Vrchol srážky pro každou událost vychází z trajektorií naměřených z TPC, viz Obr. 3.2. Protože se v datech mohou objevovat i nepravé události, které vznikají z jiného důvodu než srážkou, například interakcí s trubicí svazku s poloměrem 3,95 cm, zavádí se výběrové pravidlo pro události. To k dalšímu vyhodnocení připouští pouze ty události, jež jsou vzdálené od středu trubice maximálně 2 cm neboli musí platit

$$\sqrt{V_x^2 + V_y^2} \leq 2 \text{ cm}, \quad (3.1)$$

kde V_x , resp. V_y je x -ová, resp. y -ová souřadnice vrcholu srážky. Takto vymezená oblast je vidět na Obr. 3.2.

Pro souřadnici vrcholu na ose svazku V_z byly zvoleny jen události ve vzdálenosti 30 cm od středu detektoru, viz Obr. 3.2. Výjimkou byly srážky s energií 7,7 GeV, které vzhledem ke svému průběhu měly tento rozsah stanoven na 50 cm. Počty událostí splňující tato výběrová pravidla jsou uvedeny v Tab. 3.1.

Dále došlo k rozdělení událostí na základě centrality srážky, která je v případě zde uvedených srážek definována pomocí počtu trajektorií primárních nabitých částic získaných z TPC. Události jsou poté rozděleny do skupin podle jejich centrality na základě porovnání s hodnotami, které konkrétní skupině předpovídá Glauberův model.



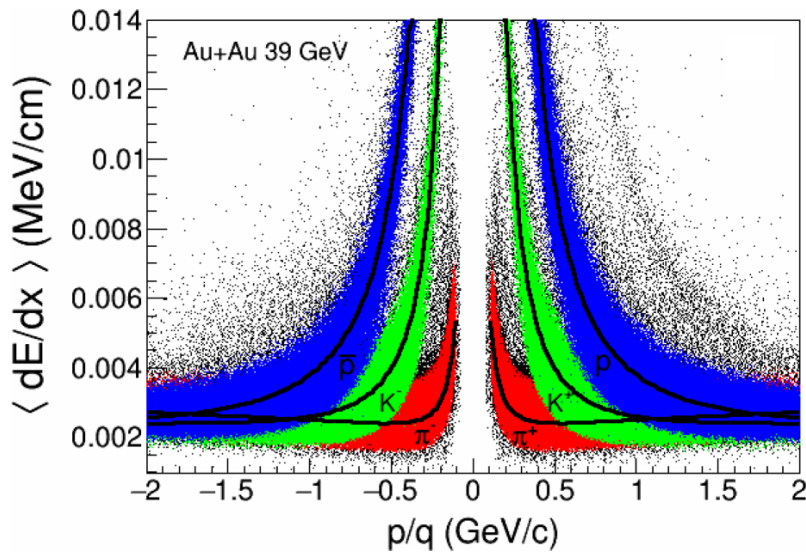
Obrázek 3.3: Schéma vzniku a rozpadu částice Λ na proton a příslušný pion vzhledem k vrcholu srážky, kde DCA značí vzdálenost největšího přiblížení. Převzato z [72], upraveno.

Výběrová pravidla pro trajektorii neboli stopu částice zahrnují hned několik kritérií. Aby se snížily příspěvky od sekundárních částic, je kladeno omezení maximálně 3 cm pro vzdálenost největšího přiblížení (DCA) mezi každou stopou a vrcholem srážky. Každá stopa musí mít nejméně 25 zaznamenaných bodů, podle kterých je v TPC rekonstruována, z celkově 45 možných naměřitelných bodů. To proto, aby se zamezilo vícenásobnému započtení rozdělených stop [71].

Při rekonstrukci částic s krátkou dobou života je potřeba zavést mnohem více kritérií. Příkladem může být rozpad $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, v nichž jsou kvůli náboji zaznamenané až dceřiné částice. Prvním krokem je vybrat ty protony a piony, které nejpravděpodobněji pochází z jednoho rozpadu podle DCA vzájemně mezi nimi a jednotlivě mezi nimi a vrcholem srážky, viz Obr. 3.3, kde stopy dceřiných částic jsou zakřivené kvůli vlivu magnetického pole. Tečna (černá přerušovaná čára) mezi nimi představuje předpokládanou stopu Λ , u níž se pak na základě DCA s vrcholem srážky určí, jestli je primární. Takovýmto geometrickým vyjádřením rozpadů částic ve srážce se říká topologické řezy. Ty společně s kritérii mohou být i komplikovanější. Záleží, jestli pro dceřinou částici existuje informace z TOF.

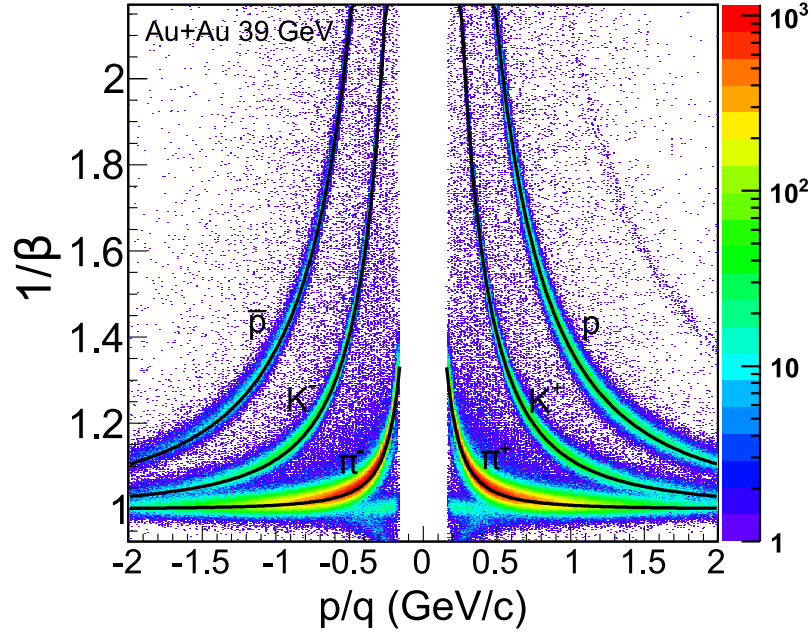
3.2 Určování částic

Podle informace z TPC o střední ztrátě energie $\langle dE/dx \rangle$ v závislosti na tuhosti částice p/q , kde p je hybnost a q její náboj, je možné poznat její druh, viz Obr. 3.4. Barevné pruhy jsou pouze pro ilustraci a představují konkrétní druh částice.



Obrázek 3.4: Střední ztráta energie $\langle dE/dx \rangle$ nabitých částic v oblasti střední rapidity $|y| < 0,1$ jako funkce tuhosti p/q pro srážky Au-Au při $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. Zvýrazněné pruhy představují možné rozdělení různých částic (π^\pm , K^\pm , p a \bar{p}). Převzato z [71].

Při vysokých hybnostech se druh určuje na základě informace z TOF, konkrétně závislosti bezrozměrné rychlosti β na tuhosti částice p/q , viz Obr. 3.5. Křivky v obou grafech představují očekávané hodnoty pro dané částice z Bichselova modelu [73]. Nefyzikální pruh, který by představoval částice rychlejší než světlo, vzniká chybnou interpretací situace, kdy se nabitý hadron nachází ve stejném měřeném clusteru s konverzním elektronem.

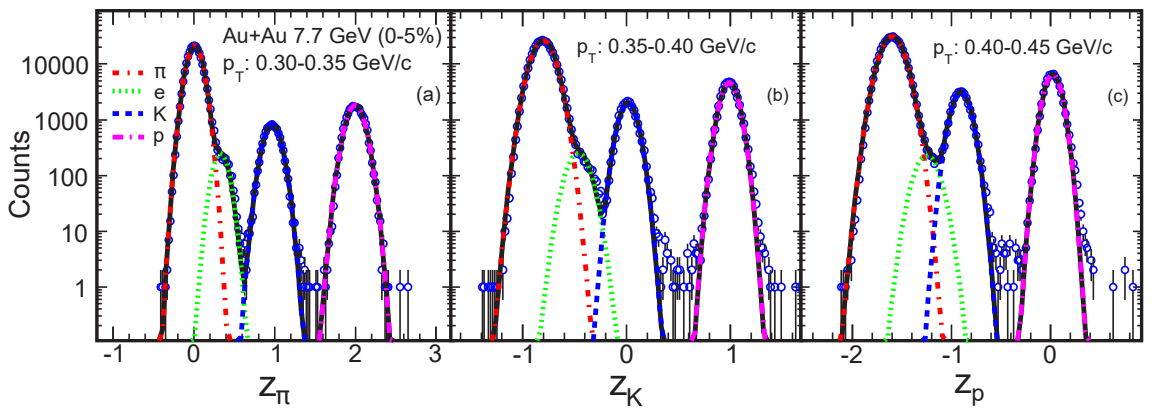


Obrázek 3.5: Převrácená bezrozměrná rychlost $1/\beta$ částice v závislosti na její tuhosti p/q z TOF pro srážky Au-Au při $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. Zvýrazněné pruhy představují různé částice (π^\pm , K^\pm , p a \bar{p}) Převzato z [71].

Informace z TPC o rozdělení ztráty energie $\langle dE/dx \rangle$ pro pevně danou částici není gaussovská [74]. Mnohem lepší je zavést tzv. z proměnnou, která je definována následovně

$$z_X = \ln \left(\frac{\langle dE/dx \rangle}{\langle dE/dx \rangle_X^B} \right), \quad (3.2)$$

kde X je daná částice (e^\pm , π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) a výraz $\langle dE/dx \rangle_X^B$ představuje Bichselovu funkci [73]. Nejpravděpodobnější hodnota pro částici X je $z_X = 0$. Rozdělení z_X pro částice π^+ , e^- , K^+ a p pro vybrané rozsahy p_T jsou uvedené na Obr. 3.6.

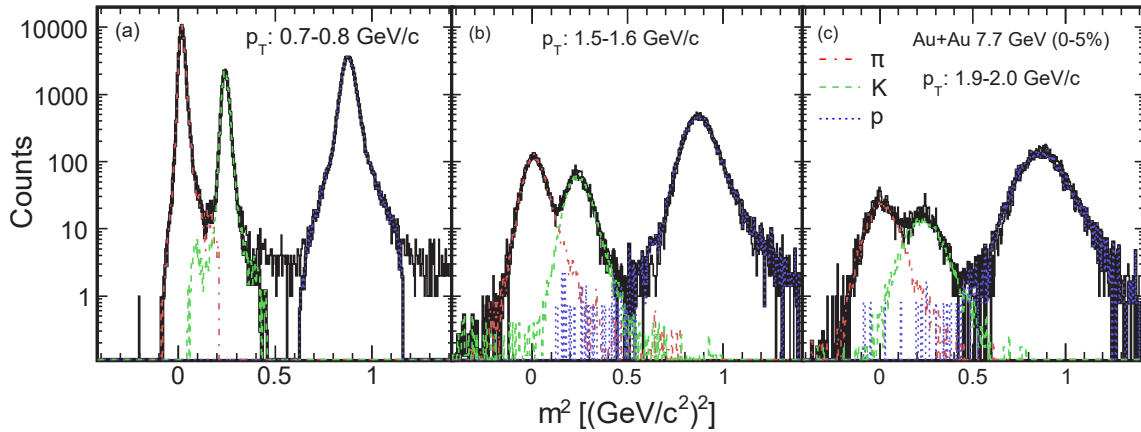


Obrázek 3.6: Histogramy naměřených hodnot z_π , z_K a z_p , kde dolní index označuje příslušný hadron. Data jsou z oblasti střední rapidity ($|y| < 0,1$) z TPC pro různé rozsahy p_T ve srážkách Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$ GeV. Barevné křivky představují pro každý kladně nabitý hadron a elektron uvedený v legendě gaussovské proložení. Převzato z [71].

Hrubá distribuce částic naměřená TOF je získána využitím proměnné čtverce hmotnosti m^2 , který je dán vztahem

$$m^2 = p^2 \left(\frac{c^2 T^2}{L^2} - 1 \right), \quad (3.3)$$

kde p je hybnost, T doba letu, L uražená dráha a c rychlost světla. Protože ale ani tato distribuce není úplně gaussovská, pro proložení naměřených dat, viz Obr. 3.7, byly použity předpovězené hodnoty m^2 . Ty vychází ze vztahu (3.3), kde za dobu letu T je dosazena předpovězená doba letu T_p , která vychází z předpokládané a naměřené hodnoty [71].



Obrázek 3.7: Histogramy naměřených hodnot m^2 pro π^+ , K^+ a p v oblasti střední rapidity ($|y| < 0,1$) z TOF pro různé rozsahy p_T ve srážkách Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$ GeV. Barevné křivky představují pro každý uvedený hadron jeho příspěvek. Převzato z [71].

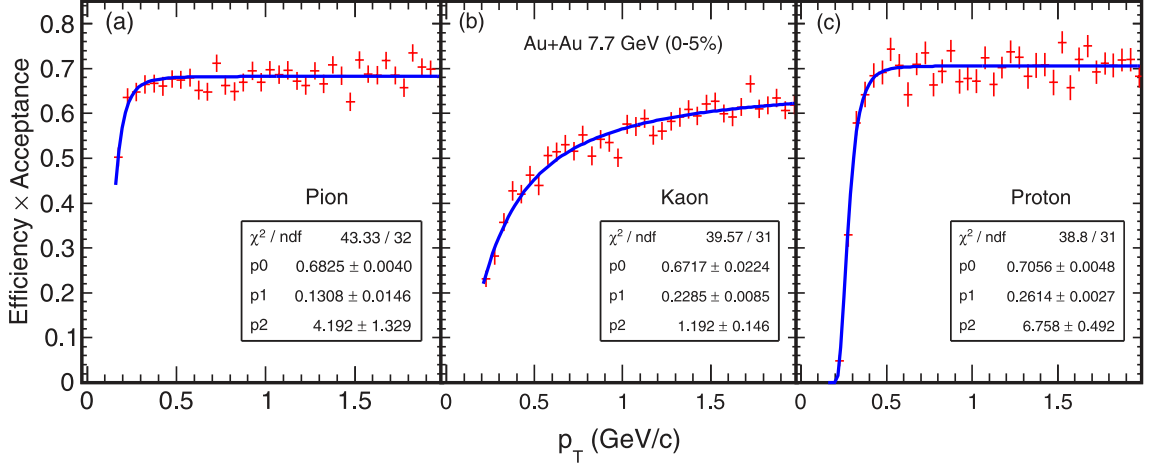
3.3 Korekce naměřených dat

Hlavní korekce hrubých dat je potřeba z důvodu omezené akceptance detektoru a úspěšnosti rekonstrukce trajektorií částic. Tyto efekty se určují pomocí Monte Carlo simulací srážek, které se následně porovnávají s naměřenými daty. Důležitým požadavkem je mít shodu v distribucích rekonstruovaných trajektorií ze simulace a těmi skutečně naměřenými [71].

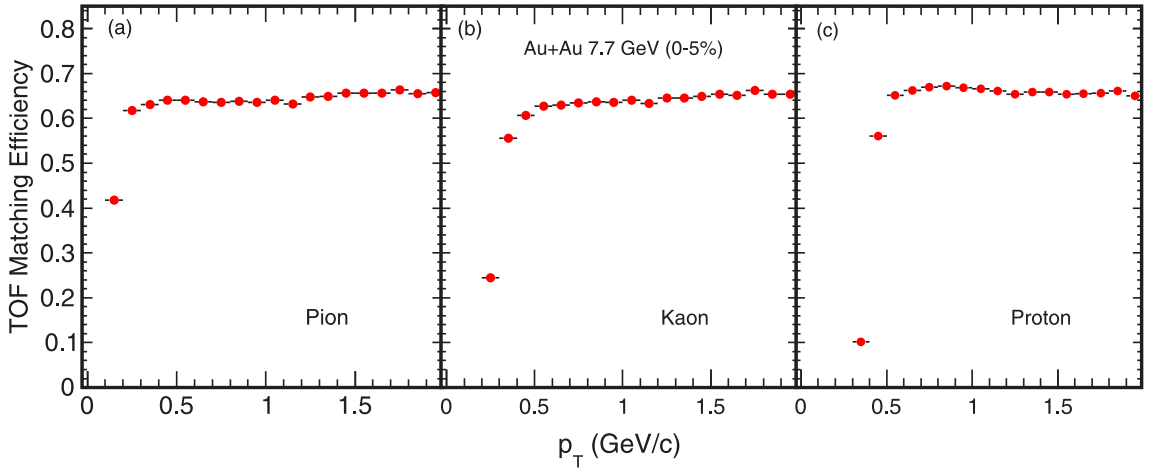
Podíl distribucí rekonstruovaných a původních Monte Carlo trajektorií v závislosti na p_T poskytuje korekční faktor na účinnost a akceptanci detektoru ve studovaném úseku rapidity. Výsledná korekce účinnost \times akceptance pro piony, kaony a protony je uvedena na Obr. 3.8.

Detektory TPC a TOF se liší v úspěšnosti určení částic, kdy TPC má větší úspěšnost pro ty s nízkým p_T (menší než 1 GeV/c) a TOF pro ty s vyšší hybností. Nicméně částice, kterou zachytí TPC, nemusí zaznamenat TOF. Proto je tu zvláštní korekce určovací účinnosti detektoru TOF na ním získaná spektra. Určovací účinnost TOF pro konkrétní částici je definována jako poměr počtu trajektorií detekovaných

v TOF a TPC při stejné akceptanci. Hrubé produkce částic z TOF jsou pak jen vyděleny jeho určovací účinností, aby byla získána realističtější data [71].



Obrázek 3.8: Získaná účinnost \times akceptance ze simulace Monte Carlo pro rekonstruované piony, kaony a protony z TPC jako funkce p_T v oblasti střední rapidity $|y| < 0,1$ pro 0-5% srážky Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$ GeV, kde jsou data proložena funkcí $p_0 \exp[-(p_1/p_T)^{p_2}]$. Převzato z [71].



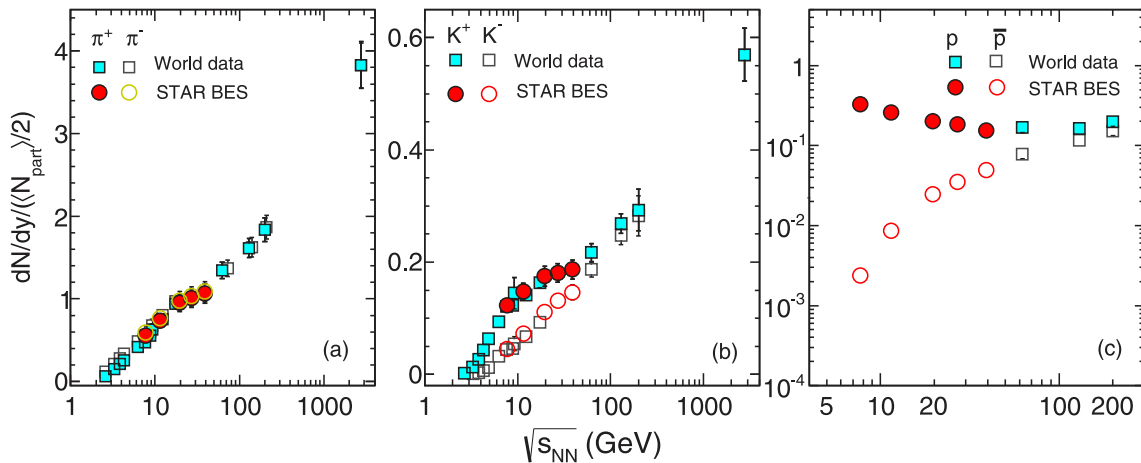
Obrázek 3.9: Určovací úspěšnost TOF pro piony, kaony a protony v závislosti na jejich p_T v oblasti střední rapidity $|y| < 0,1$ pro 0-5% srážky Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$ GeV [71].

3.4 Energetická závislost produkce částic

Energetická závislost produkce částic π^\pm , K^\pm , p a \bar{p} v oblasti střední rapidity měřená v rámci programu BES s porovnáním s výsledky z AGS, SPS, RHIC a LHC je uvedena na Obr. 3.10. V případě produkce pionů může být vidět, že pro kladně i záporně nabitě piony se závislost chová lineárně až do hodnoty okolo 19,6 GeV,

kde dochází k náhlému zpomalení růstu. To by mohlo být způsobeno změnou v mechanismu produkce částic při překročení této energie srážky [71].

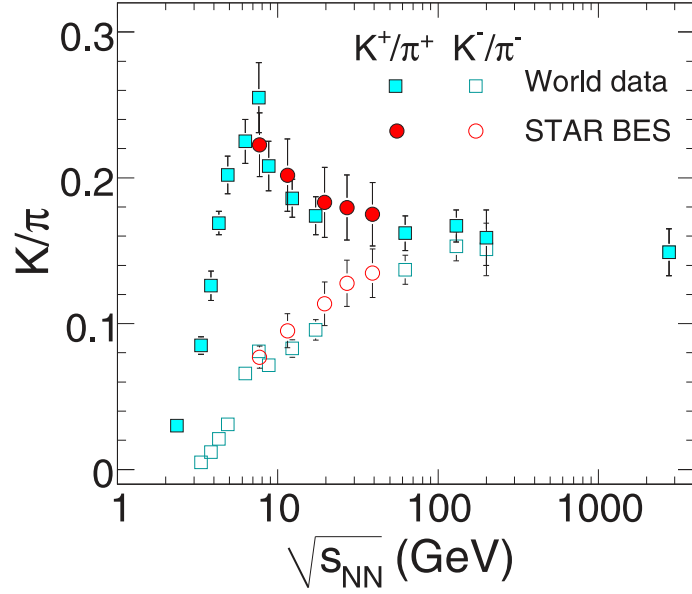
Vývoj závislosti kaonů vykazuje zajímavý průběh, neboť na rozdíl od pionů se jejich produkce odvíjí od náboje. Kaon K^+ dosahuje viditelně vyšších hodnot než K^- pro energie z BES a AGS. Příčinou tohoto rozdílu je fakt, že u vzniku K^+ hraje stejnou roli jak asociovaná produkce (podivný antikvark obsažený v K^+ vzniká společně s podivným kvarkem, který je součástí jiného vzniklého hadronu), tak i párová produkce (K^+ vzniká společně se svojí antičásticí K^-), kdežto u K^- převládá párová produkce.



Obrázek 3.10: Výsledky dN/dy v oblasti střední rapidity ($|y| < 0,1$) normalizované hodnotou $\langle N_{\text{part}}/2 \rangle$ jako funkce energie srážky $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ pro piony, kaony a (anti)protony. Srážky 0-5% Au-Au při BES energiích jsou porovnány s dříve naměřenými výsledky z AGS, SPS, RHICu a LHC. Převzato z [71].

Energetická závislost výtěžku protonů se odvíjí od nárůstu baryonové hustoty kvůli zástavě baryonů při nižších energiích srážky. To ve výsledku vede k vyšší produkci protonů při energii 7,7 GeV než při 200 GeV. Naopak produkce antiprotonů celou dobu roste s energií. Při nejvyšších dosažitelných energiích na RHICu je produkce protonů a antiprotonů srovnatelná, což je přisuzováno mechanismu párové produkce.

Energetická závislost podílu částic K/π , viz Obr. 3.11, vychází ze zastoupení podivnosti vůči entropii v jádro-jaderné srážce. Vyšší podíl K/π ve srážkách těžkých jader vzhledem k jeho hodnotě při srážce $p-p$ byl dříve brán jako hlavní indikátor zformování QGP [75]. Velkým středem zájmu teoretiků je pík hodnoty K^+/π^+ při energii srážky 7,7 GeV. Hlavní roli pro vysvětlení tohoto píku hraje počet stupňů volnosti. Stále se předpokládá, že jeho přítomnost ukazuje na fázový přechod z hadronové hmoty na QGP. Nutno podotknout, že ačkoliv se statistickému modelu nepodařilo vysvětlit tvar píku, jeho poloha velmi dobře odpovídá místu, kde předpokládá fázový přechod [76].



Obrázek 3.11: Podíl K/π v oblasti střední rapidity ($|y| < 0,1$) pro srážky 0-5% Au-Au při BES energiích v porovnání s dřívějšími výsledky z AGS, SPS, RHICu, LHC. Převzato z [71].

3.5 Chemické vymrznutí

Význam chemického vymrznutí je uveden v předchozím textu, viz kapitolu 1.2. Výsledky měření jsou získány z naměřené produkce $\pi^\pm, K^\pm, \bar{p}, p, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi, \bar{\Xi}$ a jejich různých podílů. Důvod, proč jsou důležité právě tyto částice, může být uveden například na Λ hyperonu. Ten má tu důležitou vlastnost, že má nenulové baryonové číslo i nenulovou podivnost. Proto fluktuace v jeho produkci může objasnit, jak fungují zákony zachování pro tato kvantová čísla během chemického vymrznutí. Ze zmíněných částic byly měřeny ty podivné pro $|y| < 0,5$, zatímco lehké částice pouze pro $|y| < 0,1$. Chyby ve výsledcích z důvodu tohoto rozdílu byly zanedbány. Uvažujeme-li pro hadronový plyn grandkanonický případ (GCE), potom pro objem V a teplotu T je logaritmus celkové grandkanonické partiční funkce

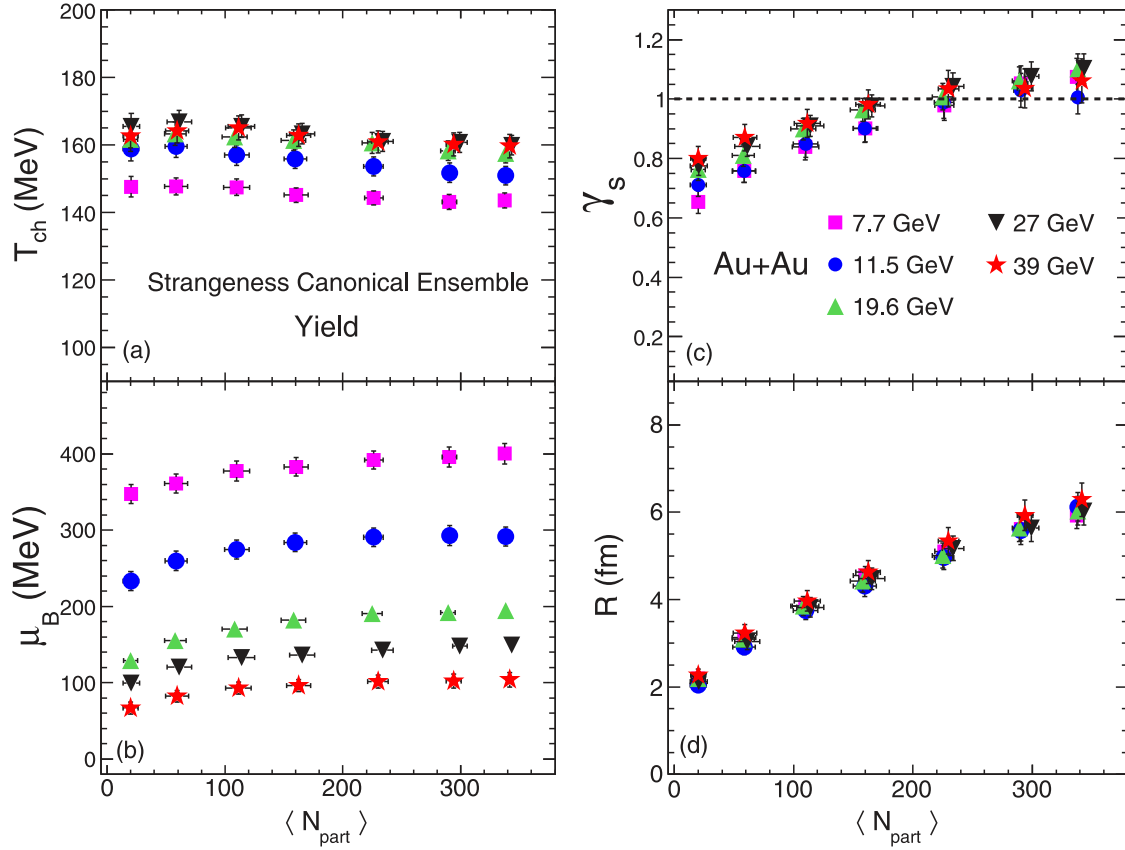
$$\ln Z^{GC}(T, V, \{\mu_i\}) = \sum_{\text{druhy částic } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln[1 \pm \exp(-\beta(E_i - \mu_i)^{\pm 1})], \quad (3.4)$$

kde g_i je degenerace, μ_i je chemický potenciál i -tého druhu hadronu, $\beta = 1/T$ je termodynamická beta a E_i je hmotnost částice. Kladné, resp. záporné znaménko platí pro fermiony, resp. bosony. V tomto případě pro chemický potenciál platí vztah

$$\mu_i = B_i \mu_B + Q_i \mu_Q + A_i \mu_S, \quad (3.5)$$

kde B_i označuje baryonové číslo, S_i podivnost a Q_i náboj i -tého druhu hadronu a μ_B, μ_Q a μ_A jsou příslušné chemické potenciály [71]. Pro počet částic vyplývá z termodynamické teorie vztah

$$N_i^{GC} = T \frac{\partial \ln Z^{GC}}{\partial \mu_i}. \quad (3.6)$$



Obrázek 3.12: Parametry chemického vymrznutí: (a) teplota T_{ch} , (b) baryochemický potenciál μ_B , (c) faktor potlačení podivnosti γ_S a (d) poloměr R v závislosti na středním počtu účastníků srážky $\langle N_{part} \rangle$ s použitím produkce částic předpovězených z SCE. Převzato z [71].

Pro podivnostní (SCE) či smíšený kanonický soubor je partiční funkce boltzmannovského plynu

$$Z_S = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi_S \exp(-iS\phi_S) \exp \left[\sum_{\text{hadrony } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p e^{-\beta(E_i - \mu_i)} e^{iS_i \phi_S} \right], \quad (3.7)$$

kde v tomto případě je chemický potenciál i -tého druhu hadronu

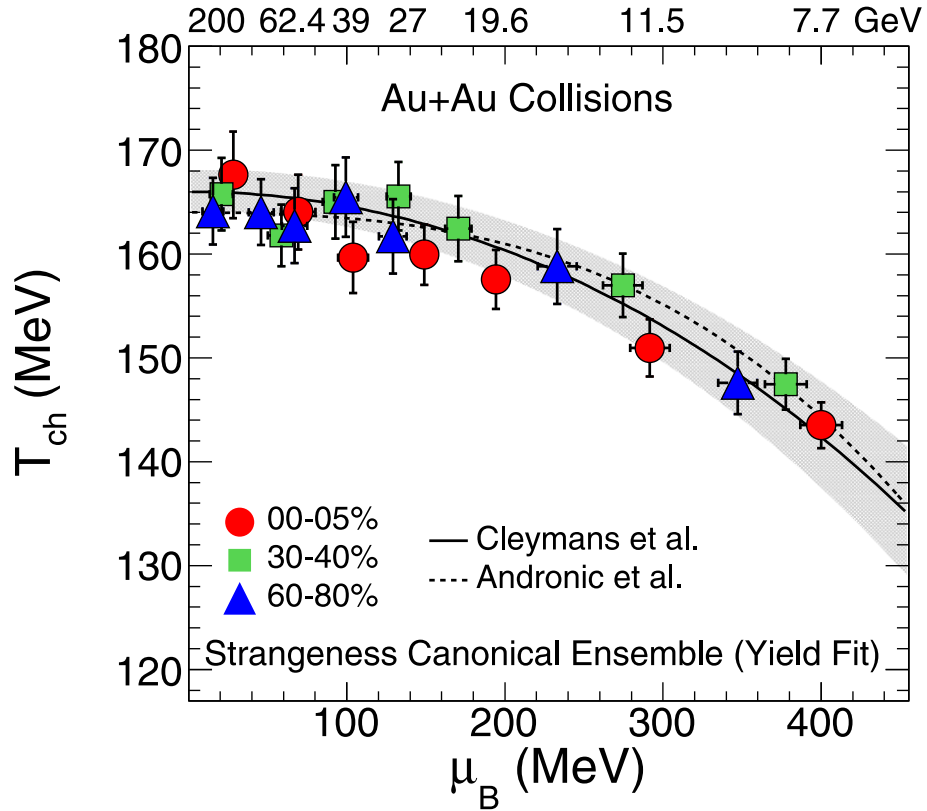
$$\mu_i = B_i \mu_B + Q_i \mu_Q \quad (3.8)$$

a množství částic

$$N_i^S = \left(\frac{Z_{S-S_i}}{Z_S} \right) N_i^{GC} \Big|_{\mu_S = 0}. \quad (3.9)$$

Hlavní získané parametry proložení jsou teploty chemického vymrznutí T_{ch} , baryochemický potenciál μ_B , faktor potlačení podivnosti γ_S , poloměr R a kanonický poloměr R_C , viz Obr. 3.12, kde jsou uvedeny výsledky pro SCE, ve kterém se uvažuje $R = R_C$. Na uvedených grafech můžeme vidět, že T_{ch} mírně roste pro srážky od 7,7 GeV do 19,6 GeV a pro vyšší energie zůstává téměř konstantní. Baryochemický potenciál klesá se zvyšující se energií srážky a vykazuje pro každou energii

růst s přechodem od periferních k centrálním srážkám, který je nejvíce patrný pro ty nejnižší energie. Výsledky pro SCE i GCE jsou v rámci chyb vzájemně v souladu vyjma γ_S pro silně periferní srážky [71]. Z předchozích dat je možné určit, jakým způsobem by pro SCE měla záviset T_{ch} na baryochemickém potenciálu, viz Obr. 3.13, kde jsou výsledky pro tři různé centrality srážky. Jak pro SCE, tak pro GCE jsou data srovnatelná a vykazují podobné chování. V tomto grafu pak teplota T_{ch} představuje místo, kde dochází k fázovému přechodu, jinak řečeno, kdy QGP mění svoji vnitřní strukturu a utvářejí se v něm hadronové struktury. Právě toto místo je cílem zájmu při prozkoumávání fluktuací některých veličin k určení fázového přechodu.



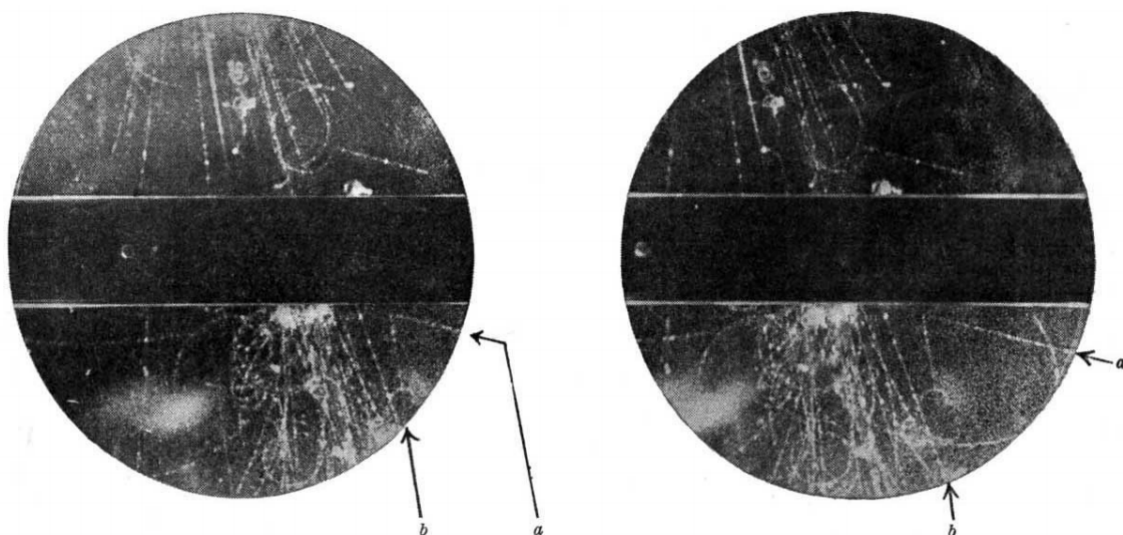
Obrázek 3.13: Závislost teploty chemického vymrznutí T_{ch} na baryochemickém potenciálu μ_B pro SCE. Plná, resp. přerušovaná křivka představuje teoretickou předpověď z práce od Cleymans et al. [77], resp. od Andronic et al. [78] et al. Šedý pás je teoreticky předpokládaný rozsah hodnot z modelu od Cleymans et al. Převzato z [71].

Kapitola 4

Polarizace lambda baryonu

4.1 Lambda baryon

4.1.1 Historie objevení



Obrázek 4.1: Fotografie zachycující neobvyklou V-trajektorii (a,b) v plynu. Převzato z [79]

První evidence o tom, že by mohla existovat doposud neznámá nábojově neutrální částice s konečnou dobou života, pochází z roku 1947 od G. D. Rochester a C. C. Butlera, kteří v mlžné komoře vystavené kosmickému záření objevili zřídka se vyskytující V-trajektorie, viz Obr. 4.1, tedy dvě různé trajektorie vycházející zdánlivě z jednoho společného bodu. Stejný fenomén byl také v malém množství pozorován v 3cm olověných plátech, což dokazuje, že pozorované V-trajektorie nejsou důsledkem jakékoliv srážky, neboť by jejich výskyt měl být odhadem několiksetkrát četnější v plynném prostředí mlžné komory, což pozorováno nebylo. Jejich závěrem

bylo, že tento spontánní proces není pravděpodobnostně závislý na množství materiálu, nýbrž na uražené vzdálenosti. Podobný proces byl již znám pro rozpad mezonu na elektron a příslušné neutrino. Jejich práce vedla k odhalení K mezonu, avšak k jasné identifikaci lambda částice mlžná komora nestačila [79].

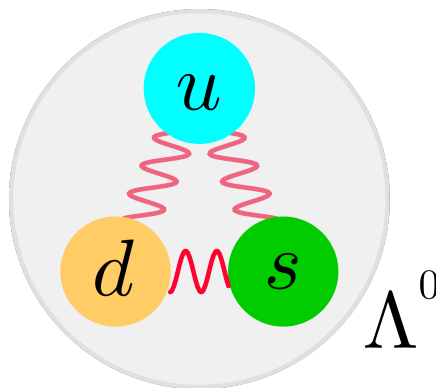
Na jejich práci v roce 1950 navázali V. D. Hopper a S. Biswas, kteří s výrazně lepším detektorem (vrstva 400 μm Ilford G5 jaderné emulze vynesena do výšky 21 km.n.m.) byli schopni identifikovat hmotnost obou částic z V-trajektorie. Podle jejich odhadu se jednalo o mezon a proton, které jsou produktem rozpadu neznámé neutrální částice. Zprvu nebylo z naměřených dat jasné, jestli se jedná o π mezon či „ μ mezon“ (dřívější označení mionu). Alternativu, že se jedná o rozpad jádra způsobený neutrální částicí s emisí dvou pozorovaných částic, vyvrátili porovnáním naměřených délek trajektorií v emulzi a jejich předpokládanými hodnotami. Další možností by byly nějaké neobvyklé reakce neutrálních částic

$$\begin{aligned} \gamma + n &\rightarrow p^+ + \pi^- \\ n + \pi^0 &\rightarrow p^+ + \pi^-, \end{aligned} \quad (4.1)$$

kde první reakce by nenaplňovala podmínky pro energii a hybnost. Druhá sice ano, ale je nepravděpodobná vzhledem k tomu, že π^0 se volně v přírodě nevyskytuje [80]. Není tedy žádné jiné alternativy, než že jde skutečně o rozpad neutrální částice pojmenované Λ^0 .

4.1.2 Zařazení a vlastnosti

Do rodiny lambda baryonů zařazujeme kromě již zmíněné Λ^0 ještě půvabnou lambda Λ_c^+ a krásnou lambda Λ_b^0 . Všechny obsahují kvarky u a d , ale liší se třetím kvarkem, kde přívlastek lambda, vyjma Λ^0 , referuje na vůni třetího kvarku.



Obrázek 4.2: Složení Λ baryonu.

Lambda baryon Λ^0 se skládá z kvarků u , d a s , čímž se zařazuje mezi hadrony, baryony a tzv. hyperony. Ty jsou definovány jako částice s nulovým půvabem, krásou a pravdou, ale s nenulovou podivností. Vzhledem k její krátké době života a její

typické V-trajektorii detekované při rozpadu se řadí také mezi V-částice. Její anti-částicí je $\bar{\Lambda}^0$ skládající se z antikvarků \bar{u} , \bar{d} a \bar{s} .

Souhrn vlastností Λ částice jsou uvedené v Tab. 4.1.

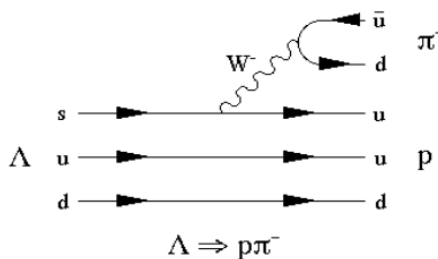
m [MeV/c ²]	τ [s]	Q	S	P	I
1115, 683 ± 0, 006	(2, 632 ± 0, 020) · 10 ⁻¹⁰	0	1/2	+1	0

Tabulka 4.1: Základní vlastnosti Λ částice, kde m je klidová hmotnost, τ střední doba života, Q náboj, S spin, P parita a I izospin. Převzato z [81].

Mód	Λ	Větvicí poměr
Γ_1	$p + \pi^-$	(63, 9 ± 0, 5)%
Γ_2	$n + \pi^0$	(35, 8 ± 0, 5)%
Γ_3	$n + \gamma$	(1, 75 ± 0, 015) · 10 ⁻³
Γ_4	$p + \pi^- + \gamma$	(8, 4 ± 1, 4) · 10 ⁻⁴
Γ_5	$p + e^- + \bar{\nu}_e$	(8, 32 ± 0, 14) · 10 ⁻⁴
Γ_6	$p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	(1, 57 ± 0, 35) · 10 ⁻⁴

Tabulka 4.2: Rozpadové kanály částice Λ . Převzato z [81].

Seznam rozpadových kanálů Λ částice je vypsán v Tab. 4.2. My se budeme dále v této práci zabývat hlavním rozpadovým kanálem Γ_1 s rozpadem $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, respektive $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$. Během toho rozpadu dochází ke změně vůně kvarku z s na u (nezachová se podivnost), což je možné pouze pro slabou interakci, viz Obr. 4.3. Díky ní má Λ mnohem delší střední dobu života, než se původně předpokládalo, a to v řádech 10⁻¹⁰ s místo očekávaných 10⁻²³ s [82].



Obrázek 4.3: Rozpad Λ částice ve Feynmanově diagramu. Převzato z [83].

4.2 Polarizace lambda baryonu

Přesný popis vývoje a vlastností QGP ještě stále není dokončen. Zatímco hydrodynamické modely jsou úspěšné v popisu toků v QGP, koeficientů v_n pro $n \geq 2$, koeficient směrového toku v_1 zatím žádný model nedokázal uspokojivě kvantitativně popsat. To ukazuje, že současné modely stále postrádají některé důležité jevy, které vznik QGP doprovázejí. Počáteční stav srážky v podélném směru by mohl

hrát významnou roli pro směrový tok a vířivost QGP. Několik teoretických modelů ukazuje, že velký počáteční moment hybnosti srážejících se jader se může promítnout na vzniklý systém. Příkladem může být to, že spin vyprodukovaných částic by mohl být orientován ve směru vektoru momentu hybnosti celého systému kvůli spin-orbitální vazbě. Pravá podstata toho, jak konkrétně spin-orbitální interakce způsobí zmíněnou polarizaci je doposud neznámá. Tato globální polarizace by mohla být měřena pomocí hyperonů skrze jejich slabý rozpad narušující paritu. Právě dceřiné baryony takovýchto rozpadů preferují svoji produkci ve směru spinu hyperonu. Pokud se jedná o antičástici hyperonu, dceřiný baryon naopak preferuje opačný směr spinu mateřské částice [84], [85].

V nerelativistickém přiblížení, pokud budeme předpokládat úplnou teplotní rovnováhu systému, můžeme definovat vektor polarizaci částice jako

$$\vec{\zeta} = \frac{\langle \vec{s} \rangle}{s} = \frac{(s+1)}{6T} \vec{\omega}, \quad (4.2)$$

kde \vec{s} je vektor spinu částice, $\vec{\omega}$ vířivost a T teplota systému.¹ Z toho nám plyne, že globální polarizace je určena průměrnou vířivostí systému, která je kolmá na reakční rovinu srážky, viz Obr. 1.14. Měření globální polarizace společně s vyprodukovanými částicemi poskytuje informace o podstatě spin-orbitální interakce a o počátečních podmínkách systému, které ovlivňují jeho expanzi. Globální polarizace lambda, resp. antilambda hyperonu je určena jeho úhlovou distribucí dceřiných protonů, resp. antiprotonů. V klidové soustavě hyperonu je pravděpodobnost úhlové distribuce

$$\frac{dw}{d\vec{n}_p} = 1 + \alpha_H \vec{\zeta}_H \cdot \vec{n}_p, \quad (4.3)$$

kde \vec{n}_p je jednotkový vektor ve směru pohybu dceřiného protonu, resp. antiprotonu, $\alpha_H = \pm(0,642 \pm 0,013)$ je rozpadová konstanta (+ pro Λ , - pro $\bar{\Lambda}$) [84]. Střední hodnota vektoru \vec{n}_p je

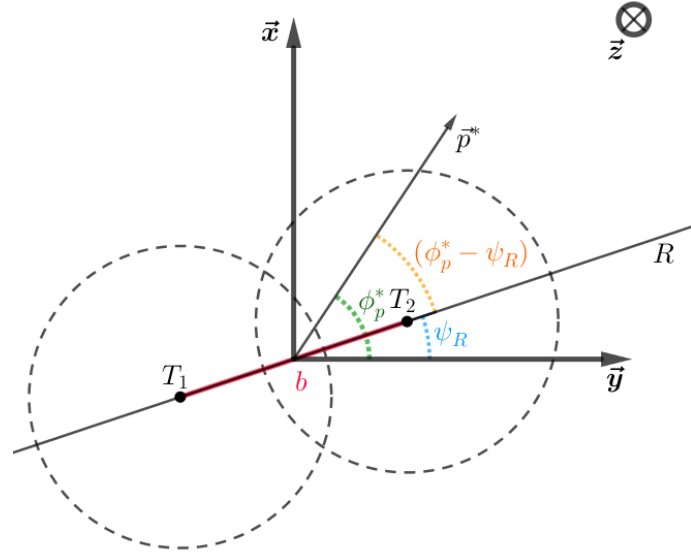
$$\begin{aligned} \langle (n_p)_i \rangle &= \frac{1}{4\pi} \int_{S_1} \frac{dw}{d\Omega} (n_p)_i d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \left(\int_0^{2\pi} [1 + \alpha_H (\zeta_H)_j (n_p)_j] (n_p)_i d\phi_p^* \right) d(n_p)_i \\ &= \underbrace{\frac{1}{2} \int_{-1}^1 (n_p)_i d(n_p)_i}_{\frac{1}{4} [(n_p)_i^2]_{-1}^1 = 0} + \frac{\alpha_H (\zeta_H)_i}{2} \int_{-1}^1 (n_p)_i^2 d(n_p)_i + \underbrace{\frac{\alpha_H}{2} \sum_{j \neq i} (n_p)_j (\zeta_H)_j \int_{-1}^1 (n_p)_i d(n_p)_i}_{\frac{\alpha_H}{4} \sum_{j \neq i} (n_p)_j (\zeta_H)_j [(n_p)_i^2]_{-1}^1 = 0} \\ &= \frac{\alpha_H}{3} (\zeta_H)_i, \end{aligned} \quad (4.4)$$

kde S_1 je povrch jednotkové koule a Ω je prostorový úhel, pro jehož diferenciál obecně platí $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi = dn d\phi$, kde θ , resp. ϕ je azimutální, resp. polární úhel. Z výsledku (4.4) plyne vztah, za pomoci kterého může být experimentálně měřen vektor polarizace

$$\vec{\zeta}_H = \frac{3}{\alpha_H} \langle \vec{n}_p \rangle, \quad (4.5)$$

¹Vztah (4.2) se může lehce lišit v závislosti na definici vířivosti $\vec{\omega}$. V některých publikacích je definována jako poloviční, v tom případě bude v definici polarizace koeficient 1/3 namísto 1/6.

který splňuje podmínku $|\zeta_H| \leq 1$.



Obrázek 4.4: Schéma srážky dvou jader s těžišti T_1 a T_2 a srážkovým parametrem b v rovině xy , kde R je průřez reakční rovinou, její úhel od vodorovné osy je ψ_R , hybnost protonu v příčné rovině je \vec{p}^* , jeho výchylka od vodorovné osy ϕ_p^* a $(\phi_p^* - \psi_R)$ je úhel protonu vzhledem k reakční rovině.

Vektor polarizace $\vec{\zeta}$ obecně závisí na kinematice hyperonu, tj. jeho příčné hybnosti p_T , rapiditě y , srážkovém parametru a azimutálním úhlu vzhledem k reakční rovině $\phi - \psi_R$, viz Obr. 4.4. Míra globální polarizace P_H může být měřena jako projekce vektoru protonu, resp. antiprotonu \vec{n}_p na normálu reakční roviny, jež v našem případě koresponduje s vektorem celkové polarizace \vec{L} . Velikost projekce je dána vztahem

$$n_{p \perp RP} = \sin \theta_p^* \sin(\phi_p^* - \psi_R) = \cos \theta^*, \quad (4.6)$$

kde dané úhly θ^* , θ_p^* a $(\phi_p^* - \psi_R)$ jsou vyznačeny na Obr. 4.5. Dosazením projekce $n_{p \perp RP}$ do rovnice (4.3) získáme

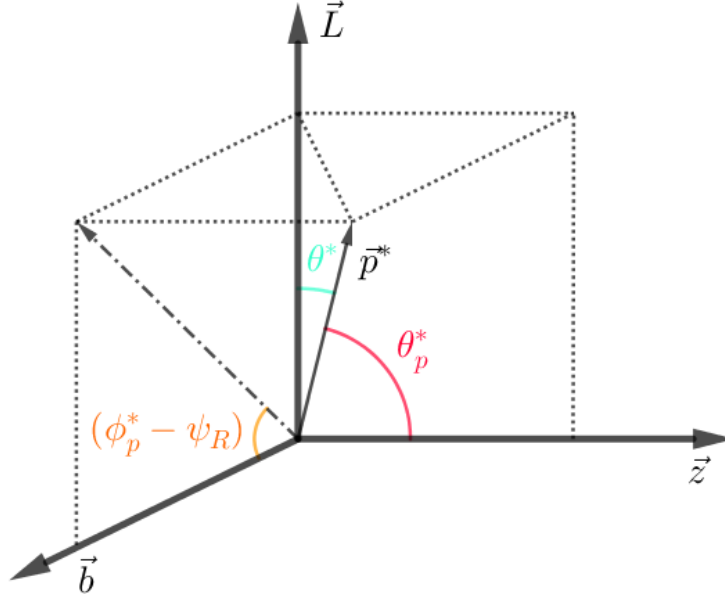
$$\frac{dw}{d \cos \theta^*} = 1 + \alpha_H P_H \cos \theta^*. \quad (4.7)$$

Abychom získali velikost globální polarizace P_H , vypočítáme střední hodnotu

$$\begin{aligned} \langle \sin(\phi_p^* - \psi_R) \rangle &= \frac{1}{4\pi} \int_{S_1} \frac{dw}{d\Omega} \sin(\phi_p^* - \psi_R) d\Omega \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{S_1} \frac{dw}{d \cos \theta^*} \sin(\phi_p^* - \psi_R) d(\cos \theta^*) d\phi_p^* \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \theta^* d\theta^* \int_0^\pi \sin^2(\phi_p^* - \psi_R) d\phi_p^* \\ &= \frac{\pi}{8} \alpha_H P_H, \end{aligned} \quad (4.8)$$

z čehož vyjádřením P_H získáváme výslednou závislost

$$P_H = \frac{8}{\pi\alpha_H} \langle \sin(\phi_p^* - \psi_R) \rangle. \quad (4.9)$$



Obrázek 4.5: Proton, resp. antiproton jako dceřiná částice hyperonu, kde \vec{L} je celkový moment hybnosti systému, který vznikl srážkou dvou svazků v ose z se srážkovým parametrem \vec{b} , kde θ^* je polární úhel vzhledem k ose L a θ_p^* , resp. $(\phi_p^* - \psi_R)$ je polární, resp. azimutální úhel vzhledem k ose svazku a rovině Lb .

Vztah (4.9) je podobný vztahu pro koeficientu směrového toku $v_1 = \langle \cos(\phi - \psi_R) \rangle$, což umožňuje využít již známé techniky měření pro anizotropní tok [86].

Problematické může být experimentální určení reakční roviny srážky. Standardní metoda rovin událostí určuje její azimutální úhel pomocí úhlu roviny události z anizotropního toku pro každou harmonickou z Fourierova rozvoje (1.48). Dále zavádíme dvourozměrné vektory toku v příčné rovině srážky

$$\vec{Q}_n = \begin{pmatrix} Q_{n,x} \\ Q_{n,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i w_i \cos(n\phi_i) \\ \sum_i w_i \sin(n\phi_i) \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

kde ϕ_i je azimutální úhel a w_i váha i -té částice. Pro sudé harmonické platí, že distribuce částic v dopředném směru je stejná jako ve směru opačném, kdežto pro liché harmonické má opačné znaménko. Obvyklou volbou pro tuto váhu jsou koeficienty anizotropního toku $v_n(p_T, y)$. Úhel roviny události n -tého řádu, pro nějž platí $0 \leq \Psi_n \leq 2\pi/n$, je azimutální úhel vektoru toku \vec{Q}_n daný vztahem

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right). \quad (4.11)$$

Pozorovaný koeficient toku v_n^{obs} n -té harmonické částice vzhledem k rovině události je

$$v_n^{obs}(p_T, y) = \langle \cos(n[\phi_i - \Psi_n]) \rangle. \quad (4.12)$$

Protože konečný počet měření omezuje možnost určení úhlu reakční roviny, koeficient v_n musí být opraven tzv. rozlišením roviny události, která má pro n -tou harmonickou tvar

$$\mathcal{R}_n = \langle \cos(n[\Psi_n - \psi_R]) \rangle, \quad (4.13)$$

kde lomené závorky značí průměrování přes velký vzorek. Konečný tvar v_n koeficientů je

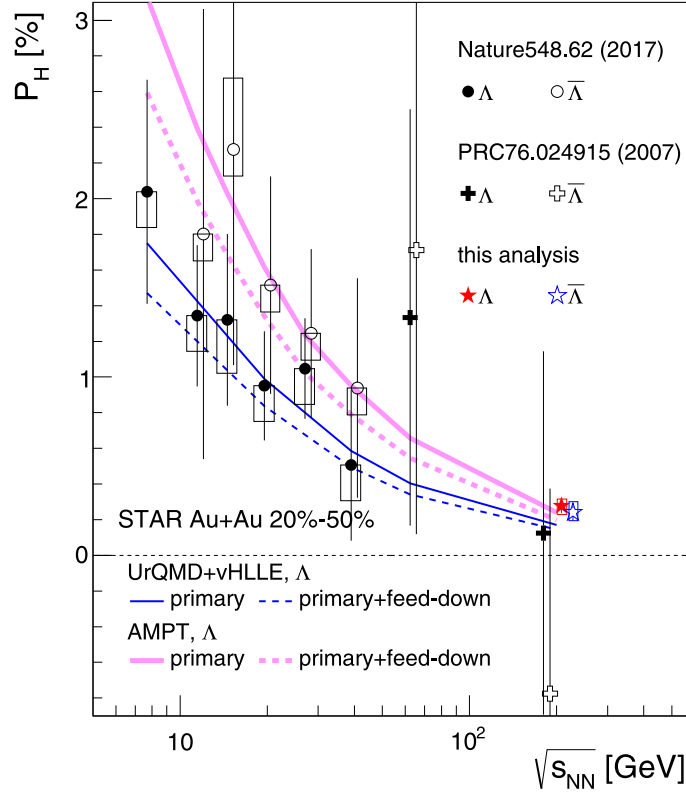
$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{\mathcal{R}_n}. \quad (4.14)$$

Nyní se vrátíme zpět k určování globální polarizace P_H . Již zmíněná podobnost s anizotropním tokem nás opravňuje k použití analogické opravy, a to rozlišení roviny událostí \mathcal{R}_n . Vztah (4.9) je po opravě ve tvaru

$$P_H = \frac{8}{\pi\alpha_H} \frac{\langle \sin(\phi_p^* - \Psi_1) \rangle}{\mathcal{R}_1}, \quad (4.15)$$

kde Ψ_1 , resp. \mathcal{R}_1 je úhel, resp. rozlišení roviny události prvního řádu [87], [88].

4.2.1 Výsledky měření



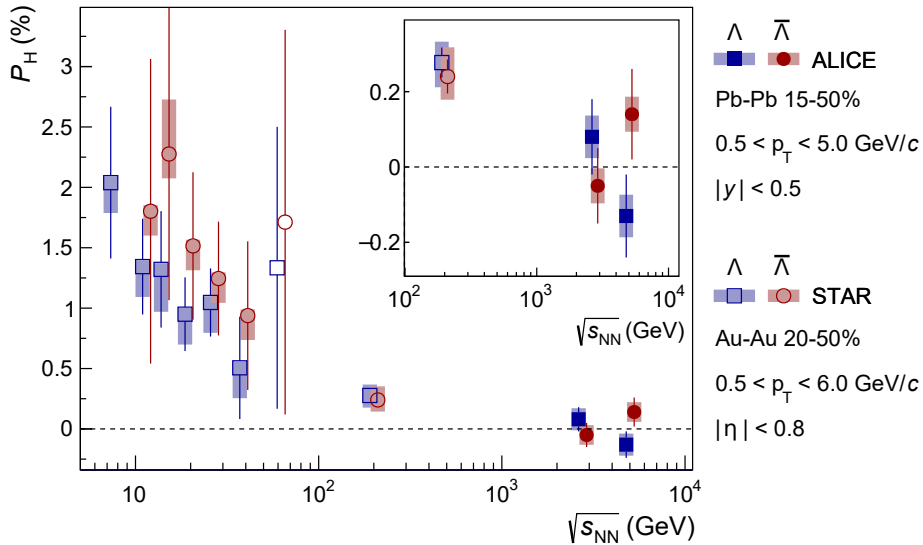
Obrázek 4.6: Globální polarizace P_H pro Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$ pro srážky Au-Au s centralitou 20-50 %. Modré čáry ukazují výpočty z 3+1D kaskády s viskózním hydrodynamickým modelem (UrQMD+vHLLLE) a růžové čáry výpočty z vícefázového transportního modelu (AMPT). V obou modelech plná, resp. přerušovaná čára představuje primární Λ bez, resp. s efektem snížení. Převzato z [84].

Znamení část naměřených Λ a $\bar{\Lambda}$ jsou až sekundární částice z rozpadů těžších částic ($\Sigma^* \rightarrow \Lambda + \pi$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ a $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$). Mateřské částice jsou také polarizovány. Polarizace se přenáší na dceřiné Λ . Tyto sekundární částice způsobují efekt snížení měřené polarizace zhruba o 15 - 20 % v závislosti na aplikovaném modelu. Tomuto se lze vyhnout tak, že při stopování Λ stanovíme takové podmínky, abychom co nejvíce eliminovali možnost, že započítáme sekundární Λ [84].

Porovnání výsledků měření globální polarizace P_H pro srážky Au-Au, viz Obr. 4.6, z let 2007, 2017 a 2018 ukazují klesající tendenci P_H s rostoucí energií srážky $\sqrt{s_{NN}}$. Výpočty z vícefázového transportního modelu (AMPT) předpovídají lehce větší polarizaci než výpočty z 3+1D kaskády s viskózním hydrodynamickým modelem (UrQMD+vHLLÉ), přesto jsou oba v souladu s naměřenými daty vzhledem k přesnosti provedených měření.

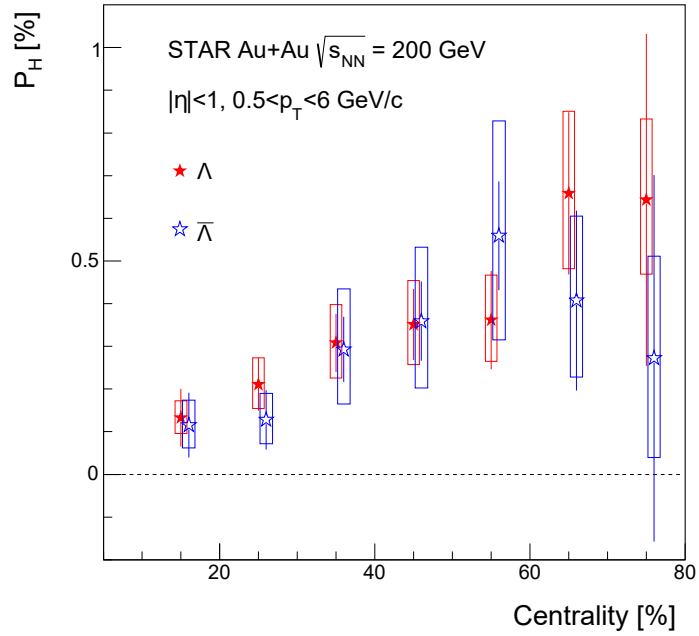
Ani jeden z modelů neukazuje žádný vliv magnetického pole ani nepředpovídá významný rozdíl mezi polarizací Λ a $\bar{\Lambda}$ v důsledku dalších efektů. Příkladem může být nenulový baryochemický potenciál, jenž způsobuje menší polarizaci částic než antičástic. Tento efekt by měl být podle předpokladů jen nepatrný.

Další výsledky měření globální polarizace Λ a $\bar{\Lambda}$ publikované v roce 2019 jsou z detektoru ALICE na LHC pro srážky Pb-Pb při vyšších energiích než na detektoru STAR, viz Obr. 4.7.



Obrázek 4.7: Globální polarizace P_H pro Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$ pro srážky Au-Au s centralitou 20-50 % z detektoru STAR a srážky Pb-Pb s centralitou 15-50 % z detektoru ALICE. Převzato z [85].

Vliv na polarizaci má také centralita srážky. Vířivost systému se předpokládá nižší pro centrální srážky, kdy je také počet pozorovatelů srážky výrazně nižší. Tento předpoklad je podpořen daty, viz Obr. 4.8, kde je patrné, že globální polarizace P_H je výraznější pro periferní srážky, u nichž ale kvůli velké nepřesnosti měření není jasné, jestli polarizace saturuje či se začne skokově snižovat pro silně periferní srážky.



Obrázek 4.8: Globální polarizace P_H pro Λ a $\bar{\Lambda}$ v závislosti na centralitě srážky (0 % - úplná centrální, 100 % - úplná periferní srážka) pro srážky Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Data pro $\bar{\Lambda}$ jsou lehce posunuta pro lepší přehlednost. Převzato z [84].

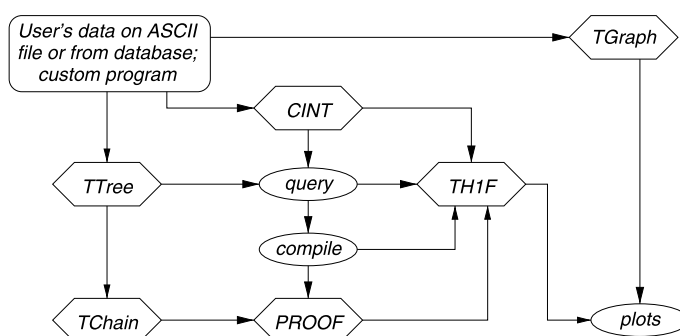
Těmito měřeními výzkum polarizace Λ baryonu nekončí. V programu BES II na RHICu, kde budou výrazně zpřesněny měřitelné hodnoty, se plánuje s těmito měřeními pokračovat, což otevírá další možnosti ve výzkumu tohoto fenoménu [89].

Kapitola 5

Rekonstrukce $\Lambda/\bar{\Lambda}$ baryonu

5.1 ROOT

Při měření srážek na urychlovačích jsou produkovaná velká množství dat. Během roku se mohou nashromáždit data v řádech petabytů (10^{15} bytů), které je nutné zpracovat za použití výpočetní techniky a vhodných programů. Již přes pětadvacet let je vědci k analýze využíván otevřený software ROOT, jenž byl vytvořen Reném Brunem a Fonsem Rademakersem v roce 1995 a jenž je orientován na prostředí C++. CERN se následně v roce 2003 rozhodl pro oficiální podporu tohoto projektu [90].



Obrázek 5.1: Schéma nejčastějšího využívání programu ROOT. Převzato z [91].

Data se ukládají do kompresovaného binárního formátu `.ROOT`. Obvykle první věcí, kterou nový uživatel zkouší v programu ROOT, je zpracování naměřených dat do grafu pomocí třídy `TGraph` a jeho následné vykreslení za použití třídy `TH1`. Výsledný graf před uložením je možné graficky upravovat či z něho získávat dodatečná statistická data. Další praktickou částí je CINT - interpret pro C a C++ kód, který se využívá především, pokud je potřeba rychlá a častá úprava kódu. ROOT používá vertikální ukládání dat libovolně implementovaných objektů v třídě `TTree`. Ty jsou ukládány do větví. Během čtení může být ke každé větvi přistoupeno nezávisle na ostatních.

Začne-li objem uložených dat přerůstat hodnoty praktické pro jejich přenos či jiné potřebné úkony, je možné `TTree` rozdělit na několik souborů formátu `TFile`. Následně

před zpracováním mohou být spojeny do řetězce tvořícího jednu logickou entitu *TChain*, který umožňuje co nejjednodušší přístup k datům. Jednoduché schéma nezákladnějšího využití ROOTu je uvedeno na Obr. 5.1 [91].

V praxi mohou být data uložena ve formátu *PicoDst*, což je formát podobný stromu obsahující informace o stopách částic a událostech.

5.2 Kálmánův filtr pro hledání částic

Kálmánův filtr (KF) pro hledání částic je algoritmickým programem v jazyku C++, který byl napsán tak, aby dosahoval maximální možné přesnosti při rekonstrukci hybností, souřadnic stopy částic a jejího sklonu v daném bodě v co možná nejrychlejší čas [92].

Tento KF popisuje částice pomocí kovarianční matice

$$\mathbf{C} = \langle \vec{r} \cdot \vec{r}^T \rangle = \begin{pmatrix} \sigma_x^2 & C_{xy} & C_{xz} & C_{xp_x} & C_{xp_y} & C_{xp_z} & C_{xE} \\ C_{xy} & \sigma_y^2 & C_{yz} & C_{yp_x} & C_{yp_y} & C_{yp_z} & C_{yE} \\ C_{xz} & C_{yz} & \sigma_z^2 & C_{zp_x} & C_{zp_y} & C_{zp_z} & C_{zE} \\ C_{xp_x} & C_{yp_x} & C_{zp_x} & \sigma_{p_x}^2 & C_{p_x p_y} & C_{p_x p_z} & C_{p_x E} \\ C_{xp_y} & C_{yp_y} & C_{zp_y} & C_{p_x p_y} & \sigma_{p_y}^2 & C_{p_y p_z} & C_{p_y E} \\ C_{xp_z} & C_{yp_z} & C_{zp_z} & C_{p_x p_z} & C_{p_y p_z} & \sigma_{p_z}^2 & C_{p_z E} \\ C_{xE} & C_{yE} & C_{zE} & C_{p_x E} & C_{p_y E} & C_{p_z E} & \sigma_E^2 \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

kde \vec{r} je stavový vektor částice ve tvaru

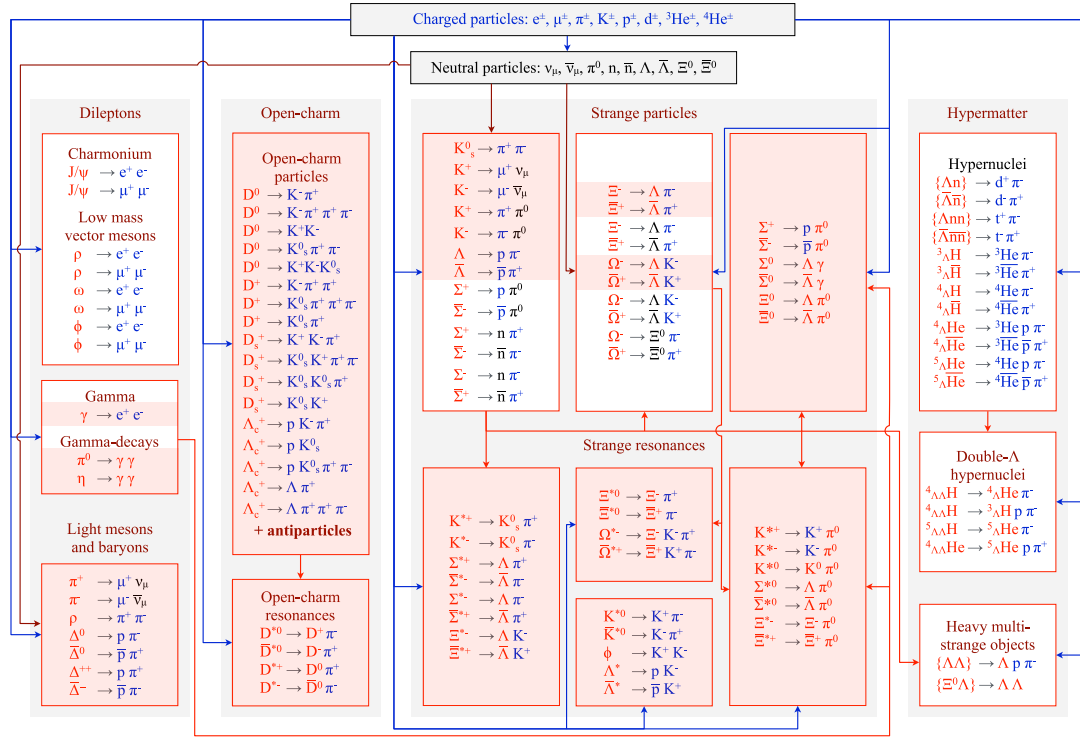
$$\vec{r} = (x, y, z, p_x, p_y, p_z, E). \quad (5.2)$$

Matematické postupy zahrnuté v KF byly primárně vyvinuty Frankfurtským institutem pokročilých studií (FIAS) pro experiment CBM (Stlačená baryonová hmota). Pro práci s kovarianční maticí \mathbf{C} je potřeba vzhledem k náročnosti výpočtů využívat vhodné a rychlé algoritmy. Seznam částic s krátkou dobou života, které je možné pomocí toho algoritmu identifikovat, je uvedený na Obr. 5.2.

5.3 Analýza hmotnosti lambda baryonu

Analýza částic Λ a $\bar{\Lambda}$ v této práci byla provedena z naměřených dat pro srážky Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 14,6$ GeV z roku 2019 ze dnů označených čísly 94 až 99. Určeny byly podle jejich hlavních rozpadových kanálů, které jsou označeny pro Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ čísly 3122, resp. -3122, za použití příkazů:

```
kfpAnalysis->AddDecayToReconstructionList(3122);
kfpAnalysis->AddDecayToReconstructionList(-3122);
```



Obrázek 5.2: Seznam rekonstruovaných částic a příslušných rozpadových kanálů v experimentu STAR za pomoci KF pro hledání částic. Převzato z [93].

Při analýze byla využita výběrová pravidla uvedená v Tab. 5.1, kde chyby získaných parametrů jsou použity k výpočtu statistických kritérií pomocí χ^2 distribuce:

- χ_{fit}^2 je kritérium určující přijatelnou chybu proložení stop dceřiných částic ve smyslu jejich vzdálenosti od sebe (DCA mezi protonem a pionem).
- χ_{topo}^2 je kritérium pro zrekonstruovaného kandidáta, jestli chyba jeho proložení je přípustná pro vzdálenost mezi vrcholem srážky a místem jeho předpokládaného vzniku (DCA Λ). Čím je k němu blíže, tím je pravděpodobnější, že je primární částicí a není dceřinou.
- l/dl je řez ve smyslu vzdálenosti vrcholu srážky od bodu rozpadu kandidáta (rozpadová délka Λ) normalizovaný jeho chybou.
- χ_{prim}^2 je kritérium pro chybu proložení vzdálenosti stopy dceřiných částic od vrcholu srážky (DCA pionu/protonu). Čím vzdálenější jsou kandidáti na dceřiné částice od vrcholu srážky, tím je pravděpodobnější, že se nejedná o primární částice, které by nemohly být dceřinými.
- d_{max} je maximální vzdálenost mezi dceřinými částicemi.

χ_{fit}^2	l/dl	l [cm]	χ_{prim}^2	χ_{topo}^2	d_{max} [cm]
< 10	> 5	> 5	> 18.6	< 5	< 1

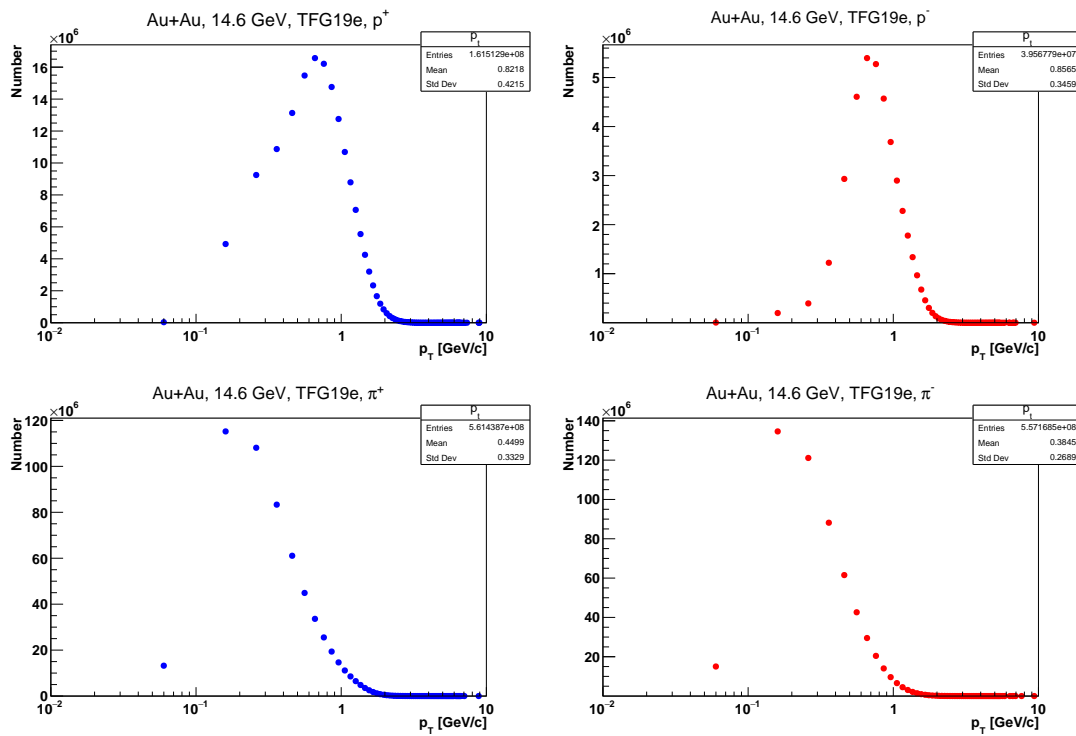
Tabulka 5.1: Výběrová kritéria pro rozpoznání Λ a $\bar{\Lambda}$ částic. Podrobnosti jsou uvedeny v textu.

Dále pro kvalitnější výběr naměřených hodnot byla použita metoda, která odstraní veškerá data, u kterých bylo určeno, že více jak 90 % trajektorií bylo zhodnoceno jako sekundárních [92]. Zavolána byla příkazem

```
StKFParticleInterface::instance()->CleanLowPVTrackEvents();
```

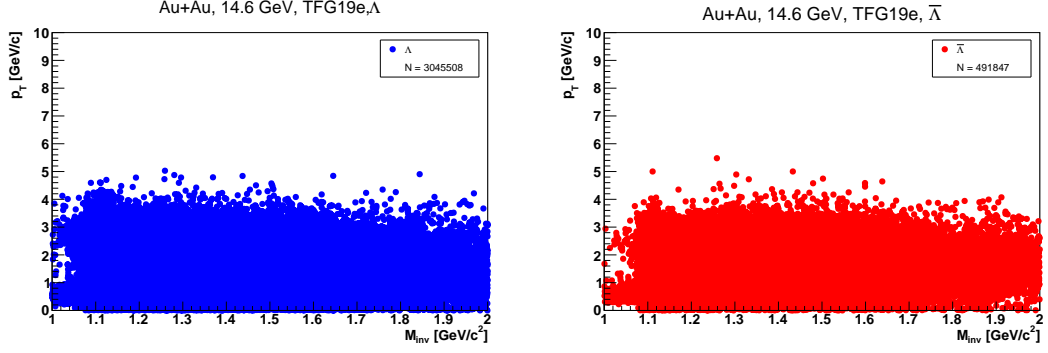
V prvním kroku program našel hledané dceřiné částice π^\pm a p^\pm . U nich byly naměřeny vlastnosti jako hmotnost, příčná hmotnost, hybnost, příčná hybnost, rapidita, rozpadová délka, doba života, polární a azimutální úhel, kartézské souřadnice vrcholu srážky a množství. Histogram pro příčné hybnosti dceřiných částic je uveden na Obr. 5.3, kde můžeme vidět, že zatímco pionů π^+ a π^- je zhruba stejný počet (π^+ je o 0,8 % více než π^-), u protonů a antiprotonů je rozdíl markantnější (p^+ je o 408 % více než p^-), což bude mít vliv na počet zrekonstruovaných lambda hyperonů.

Označení TFG19e, objevující se u následujících výsledků, je zkratkou Tracking Focus Group, což je knihovna používána na STARu, 19 značí rok 2019 a e označuje verzi.



Obrázek 5.3: Počty identifikovaných částic π^\pm a p^\pm pro srážku Au-Au při energii $\sqrt{s_{NN}}=14,6$ GeV, kde p_T je příčná hybnost.

Program s využitím výběrových pravidel, viz Tab. 5.1, vyprodukoval trojrozměrné grafy pro Λ a $\bar{\Lambda}$ s osami představujícími rapiditu y , příčnou hybnost p_T a danou invariantní hmotnost M_{inv} příslušného protonu a pionu.



Obrázek 5.4: Rozdělení rekonstruovaných kandidátů Λ (modře) a $\bar{\Lambda}$ (červeně) pomocí KF pro hledání částic, kde N je jejich celkový počet, p_T příčná hybnost a M_{inv} invariantní hmotnost dceřiných částic.

Z tohoto grafu byla provedena projekce do roviny $p_T M_{inv}$, protože cílem zájmu je rozložení hmotnosti pro různé intervaly příčné hybnosti, viz Obr. 5.4. Na tomto grafu může být vidět, že většina protonů a pionů je v rozsahu p_T od 0 do 4 GeV/c. Touto projekcí je ztracena informace o rapiditě částic. Poté byly vytvořeny histogramy pro příčné hybnosti p_T od 0 do 2,2 GeV/c s šířkami intervalů 0,2 GeV/c. Příslušné počty částic spadající do jednotlivých intervalů jsou uvedeny v Tab. 5.2.

p_T [GeV/c]	0,0-0,2	0,2-0,4	0,4-0,6	0,6-0,8	0,8-1,0	1,0-1,2
N_Λ	10447	79108	226894	408507	525284	518554
$N_{\bar{\Lambda}}$	726	5340	30268	61815	84856	85200
p_T [GeV/c]	1,2-1,4	1,4-1,6	1,6-1,8	1,8-2,0	2,0-2,2	
N_Λ	429344	321983	218307	135953	77598	
$N_{\bar{\Lambda}}$	72278	55791	38560	23792	13850	

Tabulka 5.2: Počet získaných kandidátů lambda N_Λ , resp. antilambda $N_{\bar{\Lambda}}$ v jednotlivých intervalech příčné hybnosti p_T .

Ve vzniklých hmotnostních histogramech se vyjma některých nízkých hodnot p_T objevuje jasně patrný pík. Cílem této práce je pomocí různých proložení u každého píku získat jeho střední hodnotu μ , směrodatnou odchylku σ , velikost čistého signálu S , pozadí B a jejich podílu S/B .

Využita jsou celkem dvě různá rozdělení:

- Dvojitě Gaussovo rozdělení s předpisem

$$G(x) = A_1 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1}\right)^2\right] + A_2 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2}\right)^2\right], \quad (5.3)$$

kde pro jednotlivá Gaussova rozdělení je $A_{1,2}$ konstanta mající souvislost s obsahem pod danou křivkou, $\mu_{1,2}$ střední hodnota a $\sigma_{1,2}$ směrodatná odchylka.

Pro interpretaci výsledných dat je potřebné získat jejich celkovou střední hodnotu μ_G a směrodatnou odchylku σ_G . Obě dvě lze přímo odvodit z definice následovně

$$\mu_G = \langle x \rangle_{G(x)} = \frac{\int_{\mathbb{R}} xG(x) dx}{\int_{\mathbb{R}} G(x) dx} = \frac{A_1\mu_1\sigma_1 + A_2\mu_2\sigma_2}{A_1\sigma_1 + A_2\sigma_2} \quad (5.4)$$

$$\sigma_G = \sqrt{\langle x^2 \rangle_{G(x)} - \langle x \rangle_{G(x)}^2}$$

$$\langle x^2 \rangle_{G(x)} = \frac{\int_{\mathbb{R}} x^2 G(x) dx}{\int_{\mathbb{R}} G(x) dx} = \frac{A_1\sigma_1(\sigma_1^2 + \mu_1^2) + A_2\sigma_2(\sigma_2^2 + \mu_2^2)}{A_1\sigma_1 + A_2\sigma_2}. \quad (5.5)$$

- Studentovo rozdělení ve tvaru

$$S(x) = A \left(1 + \frac{1}{\nu} \frac{(x - \mu_S)^2}{\hat{\sigma}^2} \right)^{-\frac{\nu+1}{2}}, \quad (5.6)$$

kde A je konstanta mající souvislost s obsahem pod křivkou, ν je počet stupňů volnosti, μ_S je střední hodnota pro $\nu > 1$, ovšem $\hat{\sigma}$ v tomto případě nepředstavuje směrodatnou odchylku σ . Ta pro některé stupně volnosti ($\nu \leq 2$) neexistuje konečná. Pro ostatní ν platí, že

$$\sigma_S = \sqrt{\hat{\sigma}^2 \frac{\nu}{\nu - 2}}. \quad (5.7)$$

Pro proložení pozadí byl použit polynom druhého stupně

$$pol2(x) = ax^2 + bx + c, \quad (5.8)$$

jímž byl proložen interval 1,09 až 1,14 GeV/c² vyjma úseku 1,11 až 1,12 GeV/c², ve kterém byl předpokládán pík, neboť jeho přítomnost by kvalitu proložení mohla zhoršit. Pro lepší představu může být tvar píku demonstrován na Obr. 5.5.

Zároveň proběhlo proložení píku na intervalu 1,1 - 1,13 GeV/c² oběma funkcemi $G(x)$ a $S(x)$. Hodnoty jak z proložení pozadí, tak i z čistých proložení (tj. $G(x)$ a $S(x)$ bez $pol2(x)$) byly použity jako počáteční parametry (ze samotného proložení $pol2(x)$ jako pevné parametry) pro závěrečné proložení, v němž byla data na intervalu 1,09 až 1,14 GeV/c² prokládána funkcí $G(x) + pol2(x)$, resp. $S(x) + pol2(x)$. Výjimku tvořily intervaly s nízkým p_T (0,0-0,2 GeV/c²; 0,2-0,4 GeV/c²), u kterých byly individuálně zkracovány výše uvedené intervaly.

Při získávání velikosti signálu S a pozadí B byly integrovány funkce $G(x)$, resp. $S(x)$ a $pol2(x)$ na intervalu $(\mu_G - 3\sigma_G, \mu_G + 3\sigma_G)$ GeV/c², resp. $(\mu_S - 3\sigma_S, \mu_S + 3\sigma_S)$ GeV/c², kde $\mu_{G,S}$ a $\sigma_{G,S}$ jsou v tomto pořadí příslušné střední hodnoty a směrodatné odchylky daného rozdělení. Chyby všech vypočítaných integrálů byly získány pomocí funkce *IntegralError*.

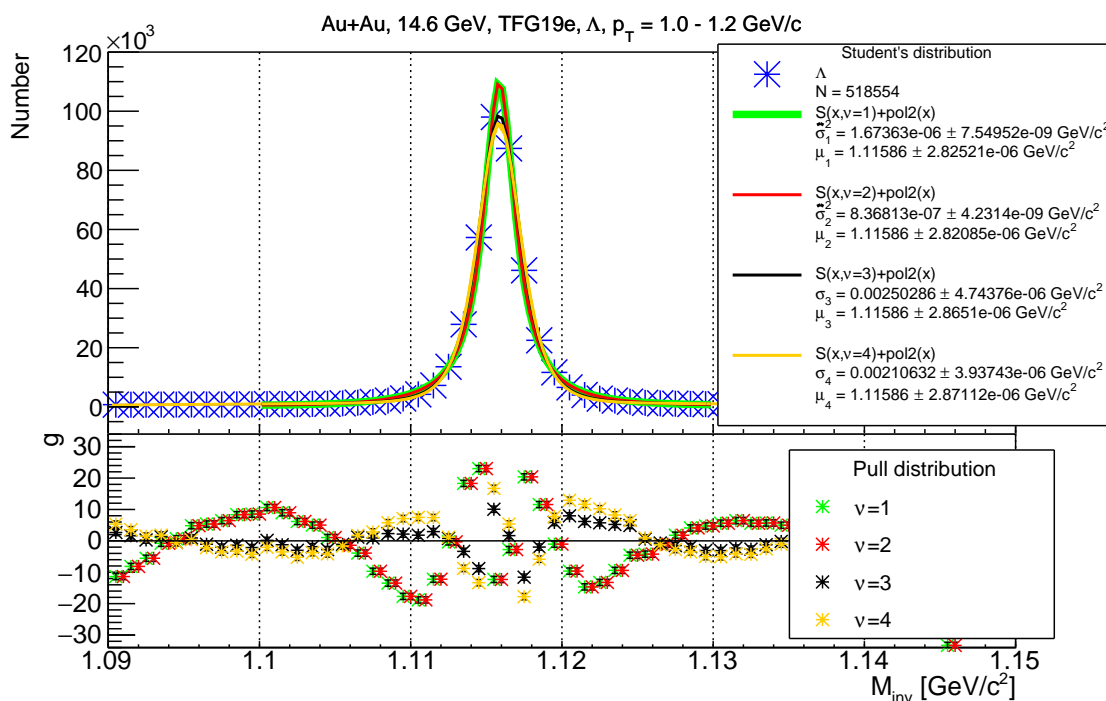
Pro každý interval histogramu byla dopočítána chyba funkcí *TH1::Sumw2*, která v tomto případě přisoudila i -tému intervalu chybu $\sqrt{N_i}$, kde N_i je počet částic v daném intervalu.

Vzhledem k citlivosti kvality proložení na úplně prvních vstupních parametrech byly každému intervalu p_T přiřazeny vlastní parametry, které byly ručně pozměňovány, pokud se proložení viditelně nepodařilo, tj. střední hodnota nabývala hodnot $>2 \text{ GeV}/c^2$ nebo $<1 \text{ GeV}/c^2$ či směrodatná odchylka nabývala záporných hodnot. Ve snaze zabránit přílišným výchytkám od věrohodných hodnot byly pevně stanoveny intervaly parametrů s dostatečně velkým rozsahem, aby měl proces prokládání stále nějakou volnost.

Aby bylo možné následně porovnat kvalitu proložení mezi jednotlivými rozděleními, byla ke každému intervalu p_T vykreslena distribuce rozdílu proložení a naměřených hodnot, dále již jen distribuce rozdílu hodnot, jež je definována vztahem

$$g_i(x_i) = \frac{x_i - f(x_i)}{\sigma(x_i)}, \quad (5.9)$$

kde x_i je počet částic v i -tém intervalu histogramu, $f(x)$ je funkce, kterou jsou proložena data, a $\sigma(x_i)$ je chyba hodnoty i -tého intervalu. Čím víc se distribuce rozdílu hodnot blíží nule, tím kvalitnější dané proložení je.



Obrázek 5.5: Nahoře: Proložení histogramu naměřených invariantních hmotností pro rekonstruované Λ v rozmezí $1,0 \text{ GeV}/c < p_T < 1,2 \text{ GeV}/c$ Studentovým rozdělením s počtem stupňů volnosti $\nu = 1, 2, 3, 4$. Dole: Příslušná distribuce rozdílu hodnot pro dané ν , kde hodnoty pro $\nu = 2$ byly posunuty lehce vpravo pro lepší přehlednost.

V případě Studentova rozdělení bylo potřeba zvolit počet stupňů volnosti ν , což bylo provedeno na základě porovnání výsledků pro distribuci tahu při proložení jednoho zvoleného intervalu ($1,0 - 1,2 \text{ GeV}/c^2$) funkcí $S(x, \nu) + \text{pol}2(x)$, viz Obr. 5.5.

Nejlepšího výsledku bylo dosaženo pro $\nu = 3$, kde zároveň existuje možnost vyčíslit směrodatnou odchylku. Díky tomu je možné lépe porovnat výsledky z obou různých rozdělení.

Výsledné grafy proložení invariantních hmotností kandidátů Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ včetně naměřených parametrů jsou uvedeny v Příloze A na Obr. A.1 - A.11, resp. na Obr. A.12 - A.22. Získané číselné hodnoty pro Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ s jsou uvedeny v Tab. 5.3, resp. Tab. 5.4. Grafické srovnání výsledků z různých proložení pro střední hodnotu, směrodatnou odchylku, resp. podílu čistého signálu a pozadí jsou uvedeny na Obr. 5.6, Obr. 5.7, resp. Obr. 5.8.

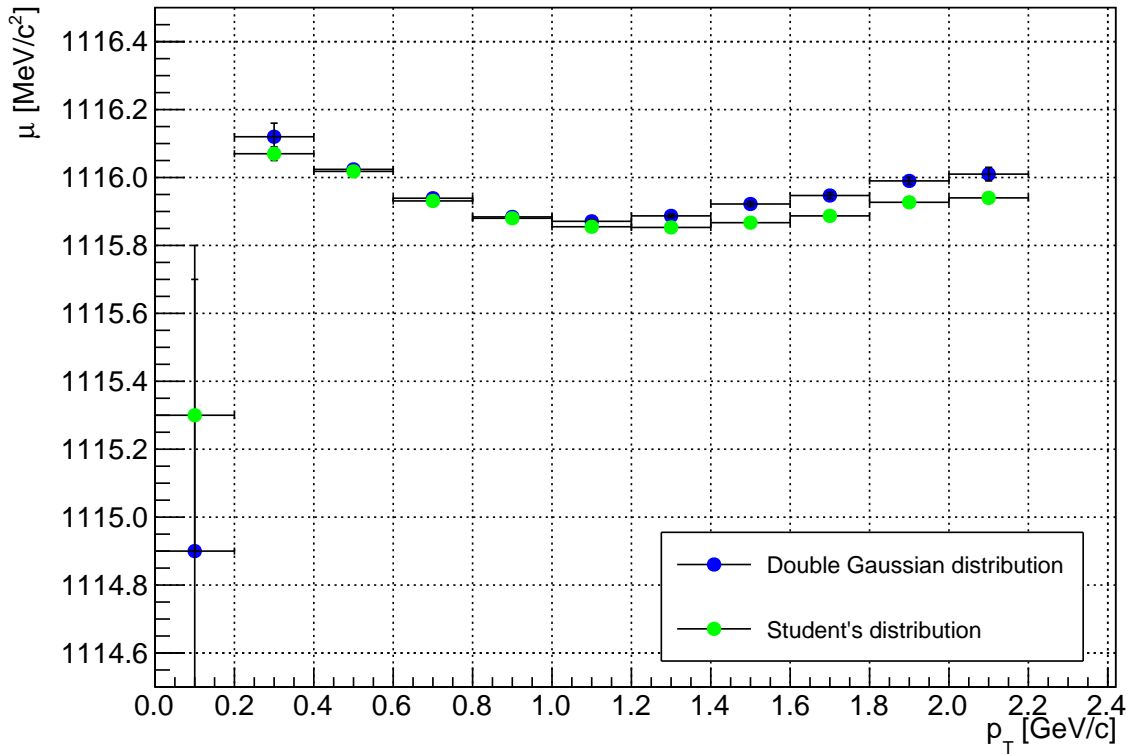
Λ	$G(x)$			$S(x)$		
	p_T [GeV/c]	μ_G [MeV/c ²]	σ_G [MeV/c ²]	S_G/B_G	μ_S [MeV/c ²]	σ_S [MeV/c ²]
0,0-0,2	1114,9±0,9	3,113±500	0,29±0,08	1115,3±0,4	3,9±0,7	0,2±0,4
0,2-0,4	1116,12±0,04	1,963±30	2,1±0,1	1116,07±0,02	2,63±0,03	1,6±0,1
0,4-0,6	1116,024±0,009	1,819±8	9,84±0,03	1116,018±0,005	2,305±0,008	7,9±0,1
0,6-0,8	1115,939±0,005	1,812±5	17,2±0,04	1115,931±0,003	2,245±0,005	14,03±0,10
0,8-1,0	1115,884±0,005	1,847±4	19,98±0,03	1115,88±0,003	2,303±0,004	16,22±0,09
1,0-1,2	1115,871±0,005	1,928±4	20,5±0,03	1115,855±0,003	2,402±0,004	16,6±0,1
1,2-1,4	1115,887±0,005	2,042±4	18,23±0,04	1115,853±0,003	2,52±0,005	14,93±0,09
1,4-1,6	1115,922±0,007	2,132±5	14,7±0,03	1115,867±0,004	2,691±0,007	11,8±0,09
1,6-1,8	1115,947±0,009	2,271±7	11,65±0,03	1115,887±0,006	2,883±0,009	9,3±0,1
1,8-2,0	1115,99±0,01	2,369±9	9,9±0,04	1115,927±0,008	3,1±0,01	7,7±0,1
2,0-2,2	1116,01±0,02	2,582±10	8,43±0,05	1115,94±0,01	3,34±0,02	6,5±0,2

Tabulka 5.3: Výsledné hodnoty proložení invariantní hmotnosti Λ baryonu pro různé intervaly příčné hybnosti p_T za použití dvojité Gaussovy distribuce $G(x)$ a Studentovy distribuce $S(x)$, kde $\mu_{G,S}$, $\sigma_{G,S}$, resp. $S_{G,S}/B_{G,S}$ jsou příslušné střední hodnoty, směrodatné odchylky, resp. podíl čistého signálu a pozadí.

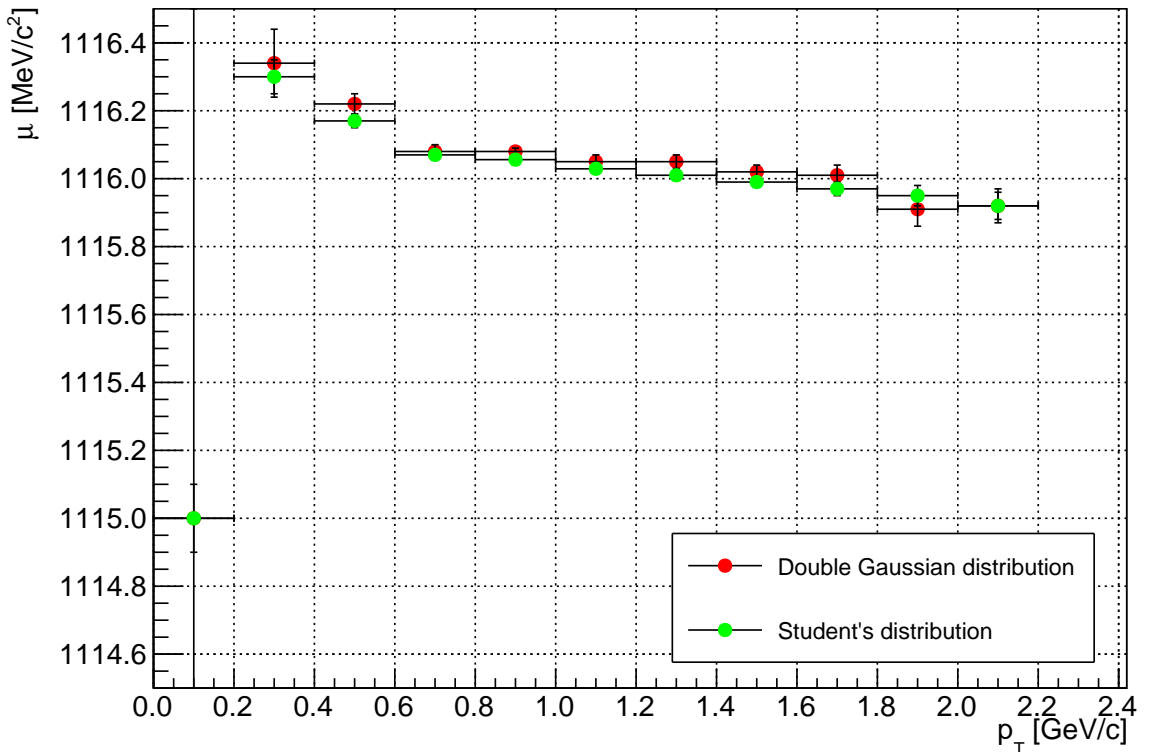
$\bar{\Lambda}$	$G(x)$			$S(x)$		
	p_T [GeV/c]	μ_G [MeV/c ²]	σ_G [MeV/c ²]	S_G/B_G	μ_S [MeV/c ²]	σ_S [MeV/c ²]
0,0-0,2	1115±2	0,865±3000	1,2±0,4	1115±0,1	0,8±0,9	1±3
0,2-0,4	1116,34±0,1	2,034±70	6,5±0,6	1116,3±0,05	2,63±0,08	5,1±0,8
0,4-0,6	1116,22±0,03	1,748±30	10,3±0,4	1116,17±0,02	2,34±0,02	7,8±0,4
0,6-0,8	1116,08±0,02	1,811±10	10,8±0,2	1116,07±0,01	2,28±0,02	8,7±0,2
0,8-1,0	1116,08±0,01	1,803±10	10,54±0,06	1116,056±0,009	2,3±0,01	8,4±0,2
1,0-1,2	1116,05±0,02	1,898±10	10,3±0,2	1116,029±0,009	2,4±0,01	8,2±0,2
1,2-1,4	1116,05±0,02	1,962±20	8,79±0,05	1116,01±0,01	2,47±0,02	7,1±0,2
1,4-1,6	1116,02±0,02	2,069±20	6,8±0,2	1115,99±0,01	2,65±0,02	5,4±0,2
1,6-1,8	1116,01±0,03	2,128±20	5,98±0,06	1115,97±0,02	2,82±0,03	4,6±0,3
1,8-2,0	1115,91±0,05	2,184±30	5,89±0,07	1115,95±0,03	3,01±0,04	4,4±0,3
2,0-2,2	1115,92±0,05	2,249±40	5,7±0,5	1115,92±0,04	3,17±0,06	4,1±0,5

Tabulka 5.4: Výsledné hodnoty proložení invariantní hmotnosti $\bar{\Lambda}$ baryonu pro různé intervaly příčné hybnosti p_T za použití dvojité Gaussovy distribuce $G(x)$ a Studentovy distribuce $S(x)$, kde $\mu_{G,S}$, $\sigma_{G,S}$, resp. $S_{G,S}/B_{G,S}$ jsou příslušné střední hodnoty, směrodatné odchylky, resp. podíl čistého signálu a pozadí.

Λ - Comparison of μ for different distributions

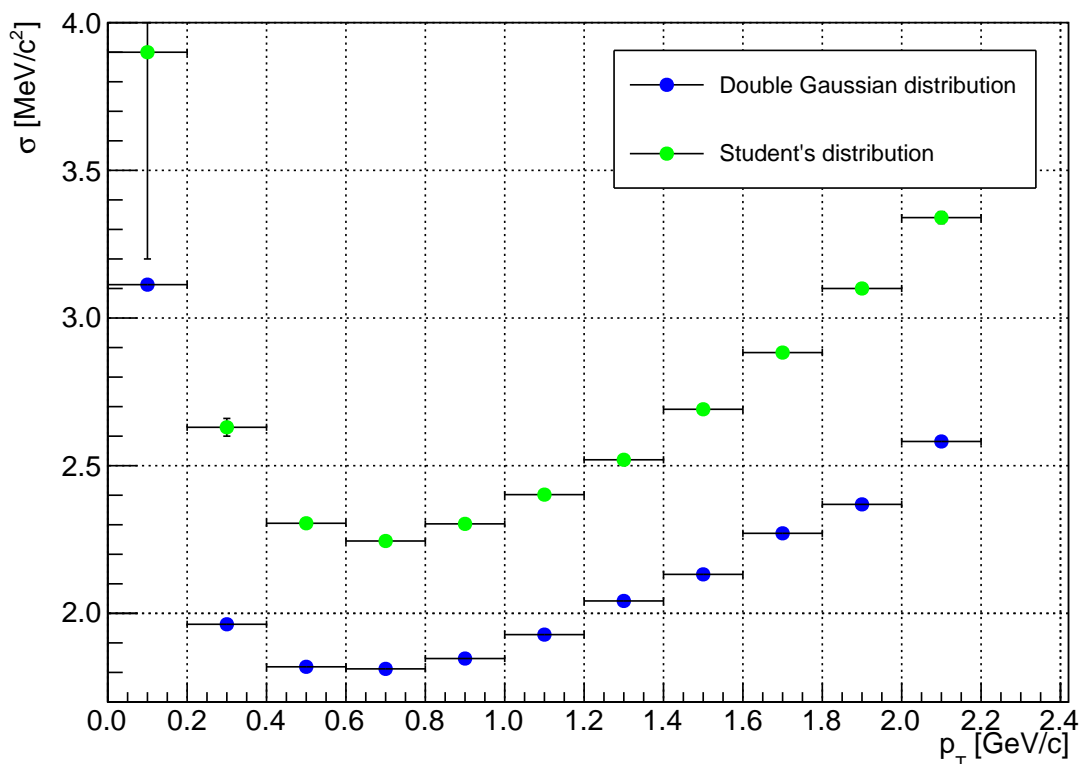


$\bar{\Lambda}$ - Comparison of μ for different distributions

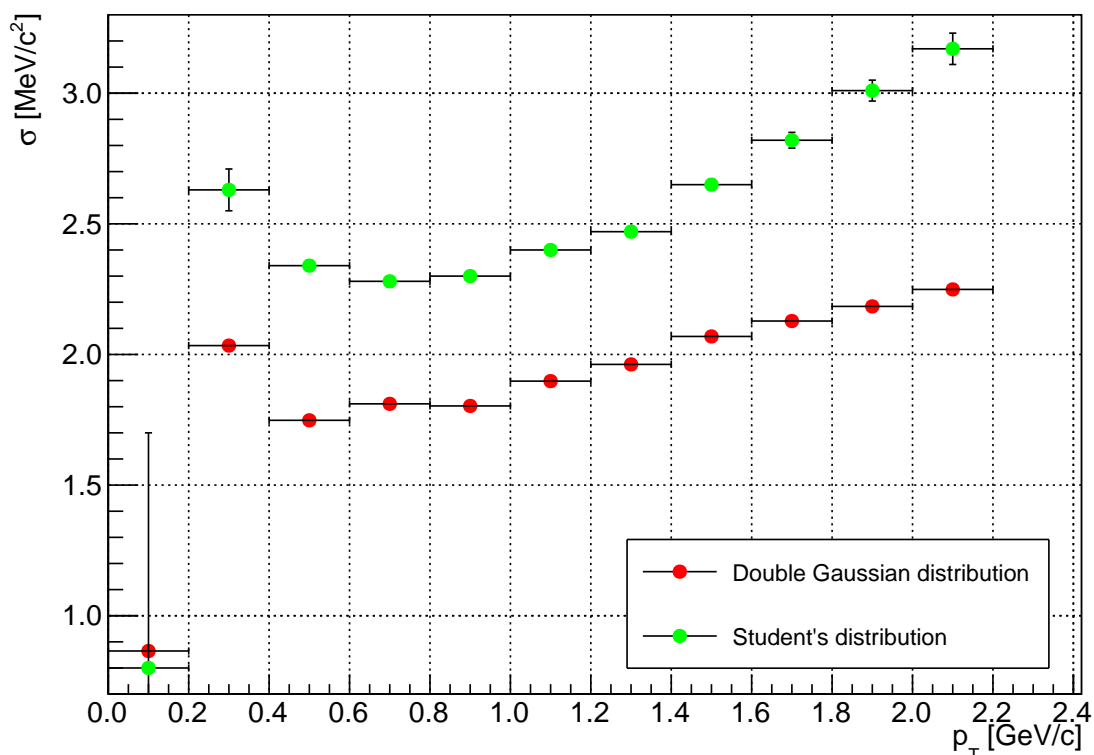


Obrázek 5.6: Srovnání středních hodnot μ pro různá proložení (modře a červeně dvojitá Gaussova distribuce, zeleně Studentova distribuce) invariantní hmotnosti Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ baryonu pro různé intervaly příčné hybnosti p_T .

Λ - Comparison of σ for different distributions

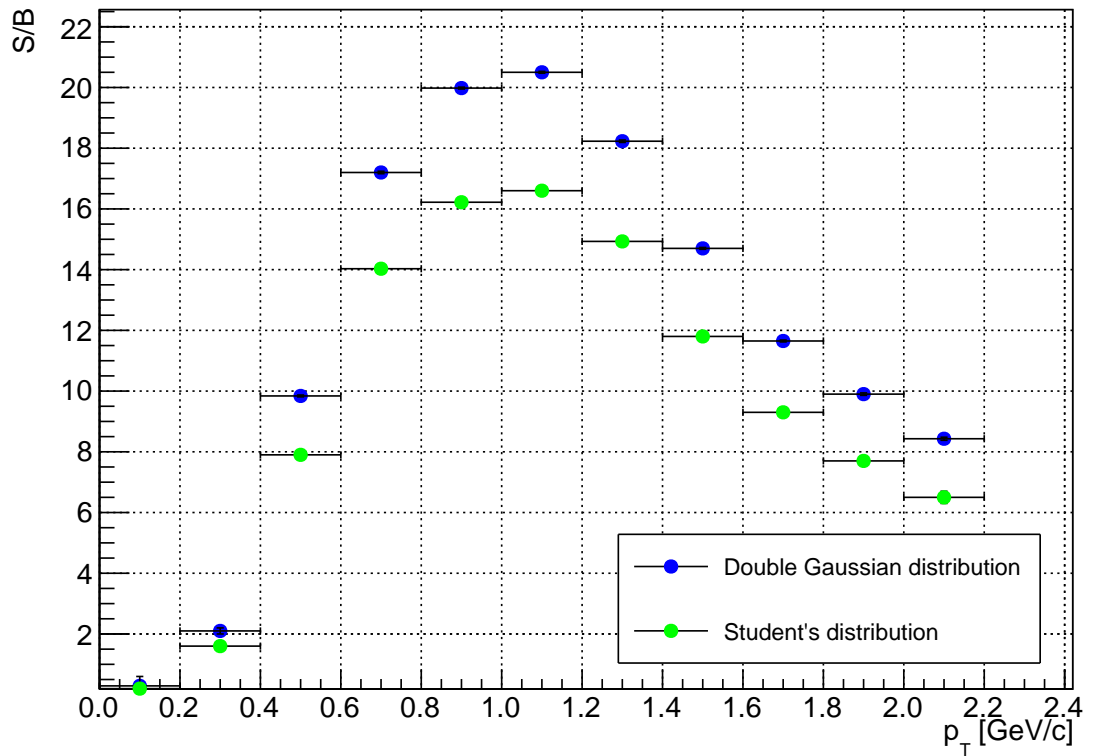


$\bar{\Lambda}$ - Comparison of σ for different distributions

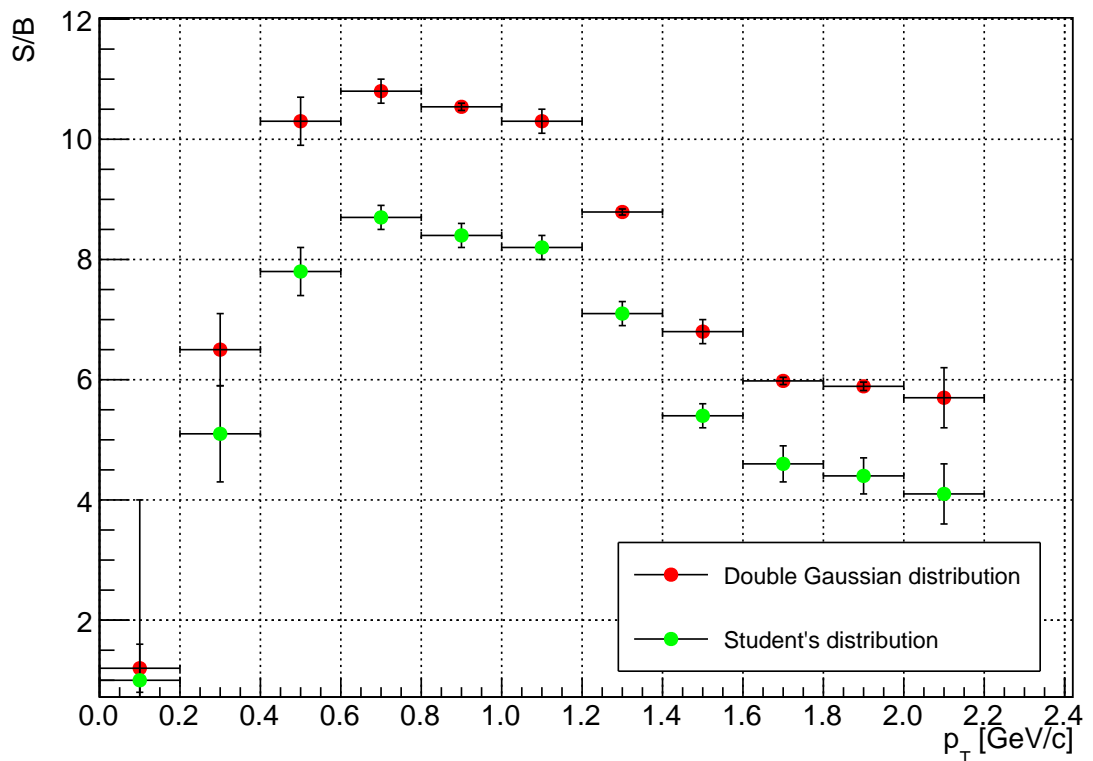


Obrázek 5.7: Srovnání směrodatné odchytky σ pro různá proložení (modře a červeně dvojitá Gaussova distribuce, zeleně Studentova distribuce) invariantní hmotnosti Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ baryonu pro různé intervaly příčné hybnosti p_T .

Λ - Comparison of S/B for different distributions



$\bar{\Lambda}$ - Comparison of S/B for different distributions



Obrázek 5.8: Srovnání výsledků podílu čistého signálu a pozadí B/S pro různá proložení (modře a červeně dvojité Gaussovy distribuce, zeleně Studentova distribuce) invariantní hmotnosti Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ baryonu pro různé intervaly příčné hybnosti p_T .

Chyby těch výsledných hodnot, které nevycházely přímo z proložení, ale byly dopočítány nějakým předpisem $f(x, y, \dots)$, kde x, y, \dots představují získané parametry z proložení, byly získány vztahem

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 + \dots}, \quad (5.10)$$

kde $\sigma_{x,y,\dots}$ představuje chybu daného parametru.

Výsledné hodnoty hmotnosti Λ , resp. $\bar{\Lambda}$, viz Tab. 5.5 byly získány jako vážený průměr vztahy

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\sum_{i=1}^n p_i x_i}{\sum_{i=1}^n p_i} \\ \sigma_0 &= \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n p_i}}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

kde \bar{x} je výsledný průměr, σ_0 jeho chyba a platí $p_i = 1/\sigma_i^2$.

	m_Λ [MeV/c ²]	$m_{\bar{\Lambda}}$ [MeV/c ²]
$G(x)$	1115,914±0,002	1116,066±0,006
$S(x)$	1115,891±0,001	1116,033±0,004

Tabulka 5.5: Výsledné hodnoty hmotnosti lambdy m_Λ , resp. antilambdy $m_{\bar{\Lambda}}$ z výsledků pro proložení dvojitou Gaussovo distribucí $G(x)$ a Studentovou distribucí $S(x)$.

Kapitola 6

Diskuze výsledků rekonstrukce

Pokud se budeme ptát, jestli je lepší na prokládání invariantní hmotnosti dvojitá Gaussova distribuce či Studentova distribuce, je potřeba vzít v úvahu následující poznatky vyplývající z výsledků této práce a z poznatků objevených během zpracování.

Předem je třeba podotknout, že nejnižší p_T interval (0,0-0,2) GeV/c obsahoval velmi málo dat a byl zpracováván zvlášť. Vzhledem k tomu, že se v mnoha parametrech vymyká ostatním hodnotám, nebude v této diskuzi dále komentován.

Dvojitá Gaussova distribuce (dále již jen Gauss) je citlivá na vstupní data. Program ROOT měl během prokládání tendenci proložit jednou z dílčích Gaussových distribucí dva body histogramu nacházející se kolem střední hodnoty, což vytvářelo někdy i dvojnásobně vyšší pík, než bylo předpokládáno. Proto byly zavedeny limity pro parametry, které zase na druhou stranu mohly narušit průběh prokládání. Během kontroly výsledků byl brán zřetel, aby žádný z výsledných parametrů nenabýval krajní hodnoty. Pokud k tomu došlo, limita pro daný parametr byla posunuta, což by mělo zabránit negativnímu ovlivnění proložení.

Komplikace nastala u získávání celkové střední hodnoty μ_G a směrodatné odchylky σ_G , protože se nejednalo přímo o jeden z prokládaných parametrů. Střední hodnota společně se získanou chybou nabývala srovnatelných hodnot se Studentovou distribucí, avšak chyba směrodatné odchylky nabývala velkých hodnot (u některých výsledků dosahovala relativní chyba až 1500 %), což je pro další práci téměř nepoužitelné. Hlavním zdrojem tohoto problému je komplikovanost vzorce pro chybu, který při velkém počtu parametrů je velmi citlivý na vstupní data. K získání menší chyby by bylo potřeba mnohem přesnější proložení, čehož by mohlo být docíleno při větším počtu naměřených dat v daném intervalu, protože nejmenší chyby je docíleno v intervalech s největším počtem zrekonstruovaných λ .

U Studentovy distribuce (dále již jen Student) bylo nutné zvolení parametru ν , tedy stupňů volnosti. Výběr proběhl na jednom zvoleném rozsahu p_T (jeden s velkým počtem naměřených hodnot), takže přetrvává otázka, jestli by nebylo lepší volit tento parametr pro každý rozsah zvlášť. Střední hodnota μ_S byla narozdíl od Gausse přímo získatelná z proložení. Směrodatná odchylka σ_S sice tuto výhodu postrádá, ale vzorec pro její výpočet je mnohem jednodušší než pro Gausse, což mělo za následek i její

rozumnou chybu (tj. relativní chyba byla řádově mezi 10^{-4} % a 10^{-2} %). Hodnota μ_S , která je nejbližší skutečné hodnotě ($m_\Lambda = (1115, 683 \pm 0, 006)$ MeV [81]) u měření Λ , je v rozsahu p_T , kde bylo provedeno hledání počtu stupňů volnosti. Vystává tedy otázka, jestli výsledky neovlivnila právě volba toho intervalu na začátku. Zajímavé je, že tento interval se jeví u měření střední hodnoty $\bar{\Lambda}$ jako inflexní bod. Vliv by na to mohla mít skutečnost, že se jedná vzájemně o antičástice, avšak jestli tento fenomén je náhoda či skutečně vychází z této skutečnosti by bylo potřeba potvrdit i z jiných měření. Další zajímavostí je, že minimum pro směrodatnou odchylku se nachází v jiném intervalu, a to $p_T = (0,6-0,8)$ GeV/c.

Ve srovnání Student nevyžaduje takovou práci a omezení pro parametry jako Gauss co se proložení týče.

Střední hodnota μ vychází ve většině nepatrně větší pro Gausse (průměrně zhruba o $8 \cdot 10^{-3}$ MeV/c²) než pro Studenta. Což je ale dále od skutečné hodnoty. Trend růstu a poklesu se jeví u obou stejně, což vyvrací myšlenku, že hledání ν na jednom parametru ovlivnilo nějak výrazně výsledky měření. Chyby jsou u obou proložení srovnatelné.

Při porovnání výsledků směrodatné odchylky σ je jasně vidět, že pro Gausse vychází výrazně menší (v průměru o 0,57 MeV/c²). Chyby jsou však nesrovnatelné, protože u Gausse všechny chyby převyšují 100 % výsledné hodnoty. Stejně jako u μ oba výsledky mají stejnou tendenci růstu a poklesu s výjimkou u $\bar{\Lambda}$ v rozsahu p_T 0,6 - 0,8 GeV/c.

Porovnáme-li výsledky poměru čistého signálu a pozadí S/B , tak je patrné, že menší směrodatná odchylka u Gausse se projevila i na tento výsledek, kdy vyšších hodnot dosahuje právě Gauss. Při integraci křivek pro získání výtěžku byly zanedbány pro zjednodušení výpočtu chyby σ , což by ve výsledku mohlo zvětšit předpokládanou chybu. Maxima se pro Λ a $\bar{\Lambda}$ vzájemně liší. Zatímco pro Λ je v intervalu p_T (1,0-1,2) GeV/c, což byla významná hodnota pro μ , pro $\bar{\Lambda}$ je v intervalu p_T (0,6-0,8) GeV/c, což zase byl zajímavý interval pro σ .

Pro nízké hodnoty p_T (do 1,0 GeV/c) u Λ nelze jednoznačně říci z distribuce rozdílů hodnot, které proložení je vhodnější. Pro vyšší intervaly se v ní ovšem u Studenta vyskytuje jasně viditelný pík (kolem hodnoty 1,12 GeV/c²), který značí jistou nesymetričnost dat. Ta pozvolna roste s vyššími rozsahy p_T , kde počet zrekonstruovaných Λ klesá, takže tato nesymetrie nevychází pouze z počtu vstupů, ale hlavní vliv na ni má zřejmě příčná hybnost. Dvojitý Gauss má narozdíl od Studenta tu výhodu, že dokáže vytvořit nesymetrickou distribuci, a tím lépe pokrýt data. Zároveň se touto skutečností vysvětluje, proč pro Gausse vycházejí vyšší hodnoty μ než pro Studenta. Snaha pokrýt dílčím Gaussem zmíněnou nesymetrii zároveň i posouvá celkovou střední hodnotu výše. U $\bar{\Lambda}$ je daná nesymetrie nepatrná a využití jak Gausse, tak i Studenta se jeví srovnatelné.

Výsledné hodnoty hmotnosti Λ a $\bar{\Lambda}$ uvedené v Tab. 5.5 se v rámci přesnosti neshodují se skutečnou hodnotou. Důvodem je nejspíše to, že v této práci byla zanedbána systematická chyba, která evidentně závisí na p_T a na tom, jestli se jedná o částici nebo antičástici, jak je výše diskutováno pro jednotlivé výsledky.

Závěr

Obsah této práce měl za cíl seznámit čtenáře s významem a s některým z mnoha přínosů jádro-jaderných srážek jakožto zdrojem nového poznání pro celé lidstvo. Čtenáři byl popsán průběh jádro-jaderné srážky včetně některých doprovodných jevů a význam kvark-gluonového plazmatu - téměř dokonalé kapaliny s velmi nízkou viskozitou a obrovskou teplotou, jež bylo objeveno v nedávné době, ovšem přesto se pravděpodobně jedná o jeden z nejstarších stavů hmoty, které se ve vesmíru kdy vyskytovaly. Uveden byl též QCD fázový diagram popisující různé stavy hmoty v závislosti na baryochemickém potenciálu a teplotě, kde stále zůstávají některá místa, která dosud nebyla řádně prozkoumána, což je cílem současného intenzivního zkoumání.

Jedním z míst, kde probíhá stále měření jádro-jaderných srážek, je zařízení RHIC v Brookhavenské národní laboratoři, které bylo blíže popsáno včetně významného detektoru STAR a jeho součástí. RHIC je stále „živý“ projekt a v budoucnu ho budou čekat ještě různé přestavby, které otevřou cestu novým objevům.

Byly uvedeny vědecké programy BES a BES II probíhající v BNL, jež mají za cíl zmapovat různé fázové přechody v QCD fázovém diagramu a objevit polohu kritického bodu, tj. místa, kde dochází ke změně fázového přechodu prvního druhu a rychlého přechodu. V krátkosti ve formě rešerše byl přiblížen průběh takového vědeckého programu s popisem některých fází, které jsou nutné pro získání co nejvyššího výstupu z měření.

Čtenář byl seznámen s jednou z částic, se kterou se běžně kvůli své krátké době života nemůže za normálních okolností setkat, a to s Λ hyperonem. Důležitá je svým významem týkajícím se hledání fázového přechodu v programu BES a její úžasnou schopností odhalit počáteční stav QGP, které se ukazuje při periferních srážkách jako jedno z nejvířivějších fenoménů v celém doposud známém vesmíru.

Praktická část sloužila především autorovi k seznámení se s průběhem zpracování dat z měření na detektoru STAR na urychlovači RHIC. Cílem bylo zrekonstruovat Λ a $\bar{\Lambda}$ částice pomocí Kálmánova filtru pro hledání částic z jejich dceřiných částic podle nejčastějšího rozpadu na (anti)proton a příslušný pion. Zpracování proběhlo pro příčné hybnosti $0 \text{ GeV}/c < p_T < 2,2 \text{ GeV}/c$, které byly rozděleny po intervalu $0,2 \text{ GeV}/c$. Pro proložení hodnot byly použity dvě různé funkce: dvojitá Gaussova a Studentova. V diskuzi byly uvedeny jejich výhody a nevýhody. Bylo ukázáno, že Studentova distribuce je lepší na hledání střední hodnoty a dvojitá Gaussova distribuce lépe vystihne naměřená data, tudíž je lepší pro získávání výtěžku. Taktéž z výsledků plyne, že záleží na počtu naměřených dat a na intervalu p_T , který je prokládán. Vy-

sledné hmotnosti Λ , resp. $\bar{\Lambda}$ získané jako vážený průměr z jednotlivých p_T intervalů jsou pomocí dvojité Gaussovy distribuce $m_{\Lambda,G} = (1115,914 \pm 0,002) \text{ MeV}/c^2$, resp. $m_{\bar{\Lambda},G} = (1116,066 \pm 0,006) \text{ MeV}/c^2$ a pomocí Studentovy distribuce $m_{\Lambda,S} = (1115,891 \pm 0,001) \text{ MeV}/c^2$, resp. $m_{\bar{\Lambda},S} = (1116,033 \pm 0,004) \text{ MeV}/c^2$. Tyto výsledky ale neberou v úvahu systematickou chybu.

V budoucnu bych rád v další práci navázal na analýzu a s ní spjatou rekonstrukci Λ baryonu včetně důkladné analýzy její polarizace, díky níž jsme schopni lépe pochopit jeden z nejmířivějších, nejteplejších a nejhustších stavů hmoty v tomto vesmíru.

Literatura

- [1] Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions. *Nature* [online]. 2017, 548(7665), 62-65 [cit. 2020-07-15]. DOI: 10.1038/nature23004. ISSN 0028-0836. Dostupné z: <http://www.nature.com/articles/nature23004>
- [2] BARTKE, J. Introduction to relativistic heavy ion physics. Hackensack, NJ: World Scientific, c2009. ISBN 98-102-1231-3.
- [3] Omega baryon. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2020-04-28]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/>
- [4] AKER, M., K. ALTENMÜLLER, M. ARENZ, et al. *Physical Review Letters* [online]. 2019, 123(22) [cit. 2020-07-31]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.221802. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.221802>
- [5] AAD, G., T. ABAJYAN, B. ABBOTT, et al. *Physics Letters B* [online]. 2012, 716(1) [cit. 2020-07-31]. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. ISSN 03702693. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S037026931200857X>
- [6] Standard Model. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2020-04-28]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/>
- [7] HINCHLIFFE, I. a A. MANOHAR. The QCD Coupling Constant. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* [online]. 2000, s. 643-678 [cit. 2020-07-13]. DOI: 10.1146/annurev.nucl.50.1.643. ISSN 0163-8998. Dostupné z: <https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.50.1.643>
- [8] BRINKMANN, K.-T., P. GIANOTTI a I. LEHMANN. Exploring the Mysteries of Strong Interactions—The PANDA Experiment. *Nuclear Physics News*. 2006, 16(1), 15-18. DOI: 10.1080/10506890600579868. ISSN 1061-9127. Dostupné také z: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10506890600579868>
- [9] GUO, Y., L. DONG, J. PAN a M. R. MOLDES. Modeling the nonperturbative contributions to the complex heavy-quark potential. *Physical Review D*. 2019, 100(3). DOI: 10.1103/PhysRevD.100.036011. ISSN 2470-0010. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.036011>

- [10] BERKOWITZ, E. The Nucleon Axial Coupling. Natural Wonder [online]. 2018 [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://evanberkowitz.com/2018/05/30/gA.html>
- [11] UKAWA, A. K. Wilson and Lattice QCD. Journal of Statistical Physics. 2015, 160(5), 1081-1124. DOI: 10.1007/s10955-015-1197-x. ISSN 0022-4715. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/s10955-015-1197-x>
- [12] CLEYMANS, J., H. OESCHLER, K. REDLICH a S. WHEATON. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions. Physical Review C. 2006, 73(3). DOI: 10.1103/PhysRevC.73.034905. ISSN 0556-2813. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.034905>
- [13] TURKEVICH, J. a L. TURKEVICH. Guides to Russian Scientific Periodical Literature. 4. Upton (New York): Brookhaven National Laboratory, 1951. PMID: 14840315.
- [14] HAGEDORN, R. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies. Nuovo Cimento, Suppl., 1965, 3.CERN-TH-520: 147-186.
- [15] CABIBBO, N. a G. PARISI. Exponential hadronic spectrum and quark liberation. Physics Letters B. 1975, 59(1), 67-69. DOI: 10.1016/0370-2693(75)90158-6. ISSN 03702693. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0370269375901586>
- [16] SARKAR, S. a H. SATZ, SINHA, B., ed. The Physics of the Quark-Gluon Plasma. Berlin Heidelberg: Springer, 2010. ISBN 978-3-642-02286-9.
- [17] ALFORD, M. Color-superconductor quark matter. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2001, 51(1), 131-160. DOI: 10.1146/annurev.nucl.51.101701.132449. ISSN 0163-8998. Dostupné také z: <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132449>
- [18] OpenStax, Chemistry. OpenStax CNX. 2016 Dostupné z: <http://cnx.org/contents/85abf193-2bd2-4908-8563-90b8a7ac8df6@9.311>.
- [19] KUMAR, L. Review of recent results from the rhic beam energy scan. Modern Physics Letters A. 2013, 28(36). DOI: 10.1142/S0217732313300334. ISSN 0217-7323. Dostupné také z: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217732313300334>
- [20] PETRECKZY, P. Lattice QCD at non-zero temperature. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2012, 39(9). DOI: 10.1088/0954-3899/39/9/093002. ISSN 0954-3899. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/39/9/093002>
- [21] BZDAK, A., S. ESUMI, V. KOCH, J. LIAO, M. STEPHANOV a N. XU. Mapping the phases of quantum chromodynamics with beam energy scan. Physics Reports [online]. 2020, 853, 1-87 [cit. 2020-07-22]. DOI: 10.1016/j.physrep.2020.01.005. ISSN 03701573. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157320300156>

- [22] BETZ, B., M. GYULASSY, D. H. RISCHKE, H. STÖCKER a G. TORRIERI. Jet propagation and Mach cones in (3+1)d ideal hydrodynamics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2008, 35(10). DOI: 10.1088/0954-3899/35/10/104106. ISSN 0954-3899. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/35/10/104106>
- [23] BJORKEN, J. D. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical Review D* [online]. 1983, 27(1), 140-151 [cit. 2020-07-31]. DOI: 10.1103/PhysRevD.27.140. ISSN 0556-2821. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140>
- [24] Evolution of collisions and QGP. *Particles and friends* [online]. [cit. 2020-04-28]. Dostupné z: <https://particlesandfriends.wordpress.com/2016/10/14/evolution-of-collisions-and-qgp/>
- [25] BRAUN-MUNZINGER, P. a B. DÖNIGUS. Loosely-bound objects produced in nuclear collisions at the LHC. *Nuclear Physics A*. 2019, 987, 144-201. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2019.02.006. ISSN 03759474. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947419300405>
- [26] SNELLINGS, R. Collective expansion at the LHC: selected ALICE anisotropic flow measurements. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* [online]. 2014, 41(12) [cit. 2020-04-28]. DOI: 10.1088/0954-3899/41/12/124007. ISSN 0954-3899. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/41/12/124007>
- [27] Pseudorapidity. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2020-04-28]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>
- [28] DELGADO, R. L. Study of the electroweak symmetry breaking sector for the LHC. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN 978-331-9604-978.
- [29] MILLER, M. L., K. REYGERS, S. J. SANDERS a P. STEINBERG. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* [online]. 2007, 57(1), 205-243 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020. ISSN 0163-8998. Dostupné z: <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020>
- [30] KRANE, K. *Introductory nuclear physics*. 2nd ed. United States of America: John Wiley, 1988. ISBN 0-471-80553-X.
- [31] AZIMOV, Y. Froissart Bounds for Amplitudes and Cross Sections at High Energies [online]. [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/1204.0984.pdf>
- [32] MONTANARI, C. C. Total Ionization Cross Sections in Particle and Antiparticle Collisions with Rare Gases. *Physics Procedia* [online]. 2017, 90, 407-414 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/j.phpro.2017.09.042. ISSN 18753892. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389217302018>

- [33] TUCHIN, K. Particle Production in Strong Electromagnetic Fields in Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Advances in High Energy Physics* [online]. 2013, 2013, 1-34 [cit. 2020-04-28]. DOI: 10.1155/2013/490495. ISSN 1687-7357. Dostupné z: <http://www.hindawi.com/journals/ahep/2013/490495/>
- [34] QGP Physics: from Fixed Target to LHC. *Physikalisches Institut Heidelberg* [online]. Heidelberg, 2015 [cit. 2020-04-28]. Dostupné z: https://www.physi.uni-heidelberg.de/~reygers/lectures/2015/qgp/qgp2015_06_space_time_evo.pdf
- [35] ADAM, J., D. ADAMOVIĆ, M. M. AGGARWAL, et al. *Physical Review Letters* [online]. 2016, 116(13) [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.132302. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.132302>
- [36] Vorticity. *ScienceDirect* [online]. Elsevier, c2020 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/topics/earth-and-planetary-sciences/vorticity>
- [37] SHULGA, E. Status and prospects of heavy-ion physics at the LHC. *New Trends in High-Energy Physics* [online]. Odessa: Weizmann Institute of Science, 2019, 18 May 2019 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: https://indico.bitp.kiev.ua/event/1/contributions/91/attachments/46/79/NewTrends2019_HIResults_eshulga_v2_1.pdf
- [38] KNAPEN, S., S. P. GRISO, M. PAPUCCI a D. J. ROBINSON. Triggering soft bombs at the LHC. *Journal of High Energy Physics* [online]. 2017, 2017(8) [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1007/JHEP08(2017)076. ISSN 1029-8479. Dostupné z: [http://link.springer.com/10.1007/JHEP08\(2017\)076](http://link.springer.com/10.1007/JHEP08(2017)076)
- [39] MANUEL, C. The Stopping Power of Hot Nuclear Matter. *Physics* [online]. Barcelona: Instituto de Ciencias del Espacio, 22 September 2014 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://physics.aps.org/articles/v7/97>
- [40] SETO, R. The First 3 Years at RHIC- an Overview. *Acta Physica Polonica B* [online]. 2005, (36), 525-542 [cit. 2020-07-31]. DOI: arXiv:nucl-ex/0411052. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0411052.pdf>
- [41] History. Office of Brookhaven National Laboratory Affairs [online]. Stony Brook (New York): Stony Brook University, c2020 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://www.stonybrook.edu/commcms/bnl/about/history.php>
- [42] Brookhaven National Laboratory. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Brookhaven_National_Laboratory
- [43] The Nobel Prize. Brookhaven National Laboratory [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/bnlweb/history/nobel/index.php#connections>

- [44] TANNENBAUM, M. J. Latest Results from RHIC Progress on Determining q_L in RHI Collisions Using Di-Hadron Correlations. *Universe*. 2019, 5(6). DOI: 10.3390/universe5060140. ISSN 2218-1997. Dostupné také z: <https://www.mdpi.com/2218-1997/5/6/140>
- [45] A Monolithic Active Pixel Sensor Detector for the sPHENIX Experiment. SPHENIX MAPS project [online]. 2017 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://p25ext.lanl.gov/maps/mvtx/Proposals/sPHENIX-MVTX-Preproposal-022017-final.pdf>
- [46] YECK, J. EIC Project Overview. QCD with Electron-Ion Collider (QEIC) [online]. Bombay: Victor Menezes Convention Centre, 2020, 15 July 2020 [cit. 2020-07-31]. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/797767/contributions/3682425/attachments/1965703/3268608/BNL-EIC_Mumbai_2020.pdf
- [47] The Physics of RHIC. Brookhaven National Laboratory [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>
- [48] RHIC Configuration Manual. Brookhaven National Laboratory [online]. Upton (New York), 2006 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/cad/accelerator/docs/pdf/RHICConfManual.pdf>
- [49] BLAIZOT, J.-P. a E. LANCU. QCD Perspectives on Hot and Dense Matter. Cargèse (France): Springer Science+Business Media, B.V., 2001. ISBN 978-1-4020-1036-1.
- [50] PIKIN, A., J. G. ALESSI, E. N. BEEBE, et al. RHIC EBIS: basics of design and status of commissioning. *Journal of Instrumentation* [online]. 2010, 5(09), C09003-C09003 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1088/1748-0221/5/09/C09003. ISSN 1748-0221. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/5/09/C09003>
- [51] 200 MeV Linear Accelerator. Brookhaven National Lab [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/rhic/linac.asp>
- [52] Booster Synchrotron. Brookhaven National Lab [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/rhic/booster.asp>
- [53] Alternating Gradient Synchrotron. Brookhaven National Lab [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/rhic/ags.asp>
- [54] WILLEKE, F. Progress of eRHIC Design. 2017 RHIC & AGS Annual Users' Meeting [online]. Upton (New York): Brookhaven National Laboratory, 2017, 23 June 2017 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: https://www.bnl.gov/aum2017/content/plenary/pdf/eRHIC_RHIC-AGS-Users-meetig-2017_vs2.pdf
- [55] Brookhaven National Laboratory. Brookhaven National Lab [online]. Upton (New York) [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=116996>

- [56] OZAKI, S. a T. ROSER. Relativistic Heavy Ion Collider, its construction and upgrade. *Progress of Theoretical and Experimental Physics* [online]. 2015, 2015(3), 3A102-0 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1093/ptep/ptu093. ISSN 2050-3911. Dostupné z: <https://academic.oup.com/ptep/article-lookup/doi/10.1093/ptep/ptu093>
- [57] ADAMCZYK, L., J. R. ADAMS, J. K. ADKINS, et al. Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39,$ and 62.4 GeV. *Physical Review Letters* [online]. 2018, 121(3) [cit. 2020-07-21]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.032301. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.032301>
- [58] ARKHIPKIN, D. a J. LAURET. STAR Online Meta-Data Collection Framework: Integration with the Pre-existing Controls Infrastructure. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2017, 898 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1088/1742-6596/898/3/032023. ISSN 1742-6588. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/898/3/032023>
- [59] MEEHAN, K. C. Fixed Target Collisions at STAR. *Nuclear Physics A* [online]. 2016, 956, 878-881 [cit. 2020-07-31]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2016.04.016. ISSN 03759474. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947416300653>
- [60] WU, J., M. XU a STAR COLLABORATION. A barrel TOF for STAR at RHIC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2007, 34(8), S729-S732. DOI: 10.1088/0954-3899/34/8/S83. ISSN 0954-3899. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/34/8/S83>
- [61] CORMIER, T. M., A. I. PAVLINOV, M. V. RYKOV, V. L. RYKOV a K. E. SHESTERMANOV. STAR barrel electromagnetic calorimeter absolute calibration using “minimum ionizing particles” from collisions at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2002, 483(3), 734-746 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01951-9. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900201019519>
- [62] BEDDO, M., E. BIELICK, T. FORNEK, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2003, 499(2-3) [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01970-8. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900202019708>
- [63] ALLGOWER, C. E., B. D. ANDERSON, A. R. BALDWIN, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2003, 499(2-3) [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01971-X. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890020201971X>

- [64] HUANG, T. C., R. MA, B. HUANG, et al. Muon identification with Muon Telescope Detector at the STAR experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2016, 833, 88-93 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/j.nima.2016.07.024. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900216307392>
- [65] KIRYLUK, J. Local Polarimetry for Proton Beams with the STAR Beam Beam Counters. *Spin Physics Symposium* [online]. Trieste: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, 2004, 16 October 2004 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: http://spin2004.ts.infn.it/talks/14T_7_16001620_KirylyukJ.pdf
- [66] Heavy Flavor Tracker for STAR. Brookhaven National Laboratory [online]. Upton (New York): Lawrence Berkeley Lab, 2014, 19 February 2014 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=24657>
- [67] ADLER, C., A. DENISOV, E. GARCIA, M. MURRAY, H. STROBELE a S. WHITE. The RHIC zero-degree calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2003, 499(2-3), 433-436 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/j.nima.2003.08.112. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203024069>
- [68] LLOPE, W. J., J. ZHOU, T. NUSSBAUM, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2014, 759 [cit. 2020-07-14]. DOI: 10.1016/j.nima.2014.04.080. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900214004938>
- [69] FISCHER, W. RHIC summary table. Run overview of the relativistic heavy ion collider [online]. 2020 [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: https://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/index.html#RHIC_Runs
- [70] CAINES, H. The Search for Critical Behavior and Other Features of the QCD Phase Diagram – Current Status and Future Prospects. *Nuclear Physics A* [online]. 2017, 967, 121-128 [cit. 2020-07-22]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.05.116. ISSN 03759474. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947417302580>
- [71] ADAMCZYK, L., J. K. ADKINS, G. AGAKISHIEV, et al. *Physical Review C*. 2017, 96(4). DOI: 10.1103/PhysRevC.96.044904. ISSN 2469-9985. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.044904>
- [72] UPSAL, I. Lambda global polarization in AuAu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, \text{ and } 39$ GeV from the STAR experiment [online]. 8 January 2017 [cit. 2020-07-16].
- [73] *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2006, 562(1). ISSN 01689002. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900206005353>

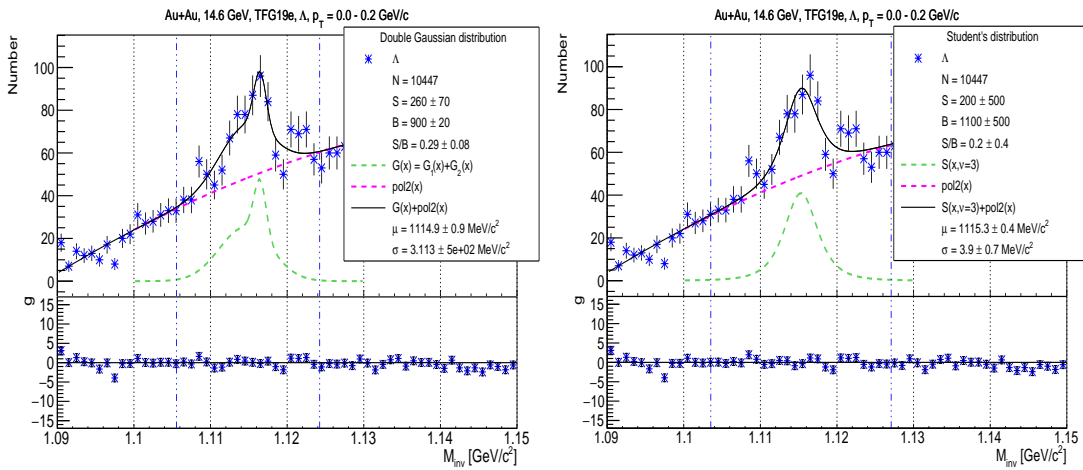
- [74] ADAM, J., L. ADAMCZYK, J. R. ADAMS, et al. Physical Review C. 2019, 99(6). DOI: 10.1103/PhysRevC.99.064905. ISSN 2469-9985. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.064905>
- [75] ALT, C., T. ANTICIC, B. BAATAR, et al. Physical Review C. 2006, 73(4). DOI: 10.1103/PhysRevC.73.044910. ISSN 0556-2813. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.044910>
- [76] CLEYMANS, J., H. OESCHLER, K. REDLICH a S. WHEATON. The thermal model and the transition from baryonic to mesonic freeze-out. The European Physical Journal A. 2006, 29(1), 119-121. DOI: 10.1140/epja/i2005-10309-6. ISSN 1434-6001. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1140/epja/i2005-10309-6>
- [77] CLEYMANS, J., H. OESCHLER, K. REDLICH a S. WHEATON. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions. Physical Review C. 2006, 73(3). DOI: 10.1103/PhysRevC.73.034905. ISSN 0556-2813. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.034905>
- [78] ANDRONIC, A., P. BRAUN-MUNZINGER a J. STACHEL. The horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram – the statistical model of hadron production in central nucleus-nucleus collisions. Nuclear Physics A. 2010, 834(1-4), 237c-240c. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2009.12.048. ISSN 03759474. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947409009890>
- [79] ROCHESTERDR., G. D. a C. C. BUTLERDR. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. Nature. 1947, 160(4077), 855-857. DOI: 10.1038/160855a0. ISSN 0028-0836. Dostupné také z: <http://www.nature.com/articles/160855a0>
- [80] HOPPER, V. D. a S. BISWAS. Evidence Concerning the Existence of the New Unstable Elementary Neutral Particle. Physical Review. 1950, 80(6), 1099-1100. DOI: 10.1103/PhysRev.80.1099. ISSN 0031-899X. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.1099>
- [81] 2020 Review of Particle Physics. PdgLive [online]. University of California, c2020 [cit. 2020-05-12]. Dostupné z: <http://pdglive.lbl.gov/Particle.action?init=0&node=S018&home=BXXX020>
- [82] SHARMA, S. Atomic and nuclear physics. India: Dorling Kindersley, 2008. ISBN 978-81-317-1924-4.
- [83] The Physics of HyperCP. Fermilab [online]. Fermi National Accelerator, 2018 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: https://ppd.fnal.gov/experiments/e871/public/phys_slides.html
- [84] ADAM, J., L. ADAMCZYK, J. R. ADAMS, et al. Physical Review C. 2018, 98(1). DOI: 10.1103/PhysRevC.98.014910. ISSN 2469-9985. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.014910>

- [85] ACHARYA, S., D. ADAMOVIĆ, S. P. ADHYA, et al. Physical Review C. 2020, 101(4). DOI: 10.1103/PhysRevC.101.044611. ISSN 2469-9985. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.044611>
- [86] ABELEV, B. I., M. M. AGGARWAL, Z. AHAMMED, et al. Global polarization measurement in Au Au collisions. Physical Review C. 2007, 76(2). DOI: 10.1103/PhysRevC.76.024915. ISSN 0556-2813. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.024915>
- [87] POSKANZER, A. M. a S. A. VOLOSHIN. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. Physical Review C. 1998, 58(3), 1671-1678. DOI: 10.1103/PhysRevC.58.1671. ISSN 0556-2813. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.58.1671>
- [88] VOLOSHIN, S. A., A. M. POSKANZER a R. SNELLINGS. Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions. Relativistic Heavy Ion Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, 2010, , 293-333. Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms. DOI: 10.1007/978-3-642-01539-7_10. ISBN 978-3-642-01538-0. Dostupné také z: http://materials.springer.com/lb/docs/sm_lbs_978-3-642-01539-7_10
- [89] UPSAL, I. Global polarization of the $\Lambda/\bar{\Lambda}$ system in the STAR BES. Columbus, 2018. Dostupné také z: <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/UpsalThesisV4.pdf>. Disertace. The Ohio State University.
- [90] BRUN, R., F. RADEMAKERS, P. CANAL a M. GOTO. ROOT Status and Future Developments. CHEP 2003 [online]. [cit. 2020-07-22]. DOI: CHEP-2003-MOJT001. Dostupné z: <https://arxiv.org/ftp/cs/papers/0306/0306078.pdf>
- [91] ANTICHEVA, I., M. BALLINTIYN, B. BELLENOT, et al. ROOT — A C framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. Computer Physics Communications. 2009, 180(12), 2499-2512. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.08.005. ISSN 00104655. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0010465509002550>
- [92] ABLYAZIMOV, T. O., M. V. ZYZAK, V. V. IVANOV a P. I. KISEL. Kalman filter-based fast track reconstruction for charged particles in a Compressed Baryonic Matter experiment using parallel computing on a multi-core server at the Laboratory of Information Technologies, Joint Institute for Nuclear Research. Physics of Particles and Nuclei Letters. 2015, 12(3), 423-427. DOI: 10.1134/S1547477115030012. ISSN 1547-4771. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1134/S1547477115030012>
- [93] CHALOUPKA, P., P. FEDERIC, Y. FISYAK, I. KISEL, M. KOCAN, I. VASSILIEV a M. ZYZAK. Reconstruction of open charm in STAR with KF Particle Finder. Central China Normal University [online]. Wuhan, 2017 [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1708.02501>

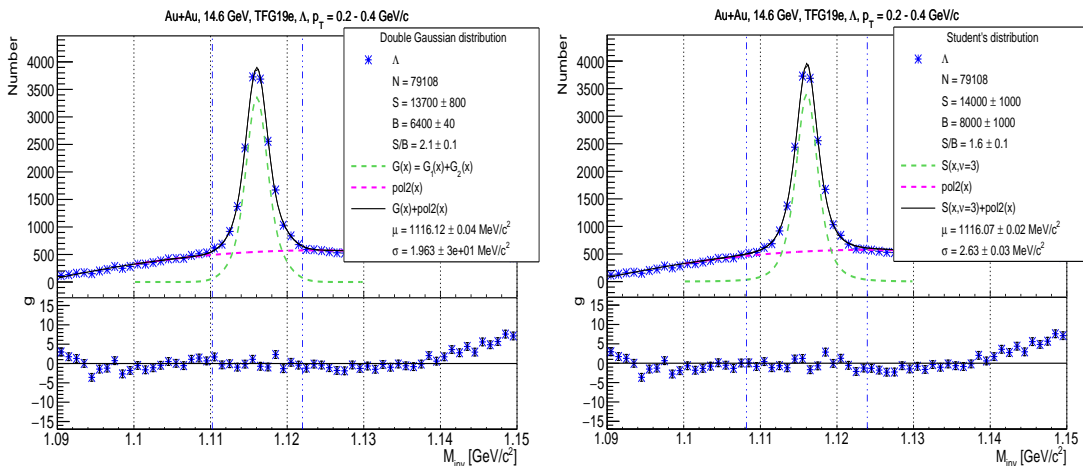
//indico.gsi.de/event/6116/contributions/28349/attachments/20555/
25960/Zyzak_KFParticle_STAR_CBM_workshop_23.09.2017.pdf

Příloha A

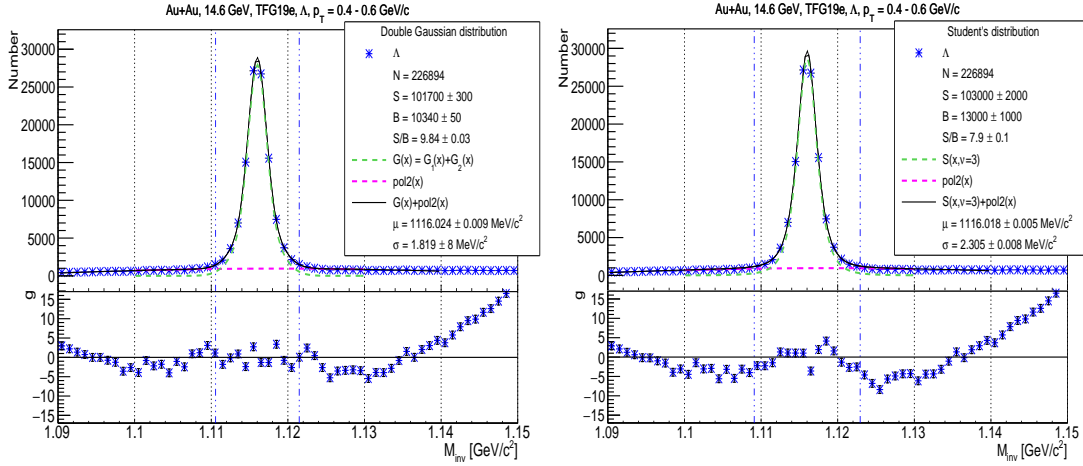
Výsledky proložení invariantní hmotnosti $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperonu



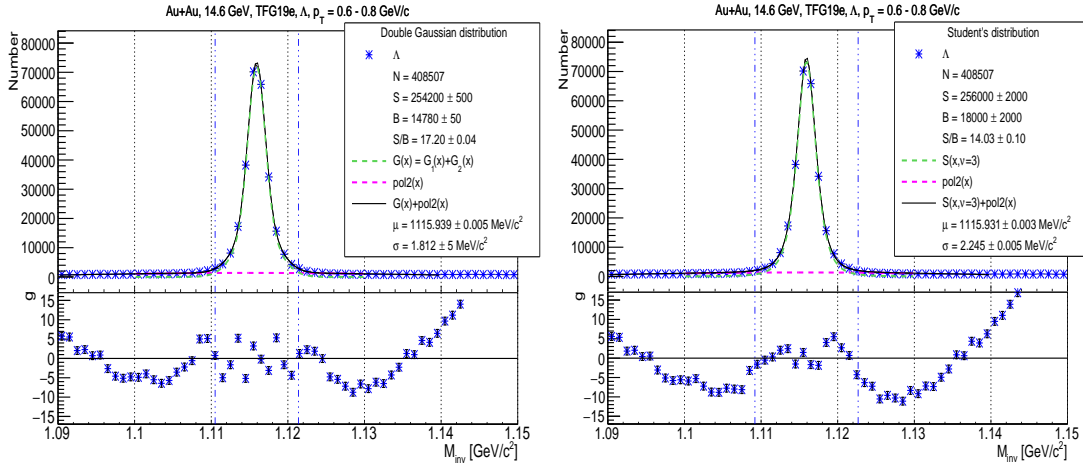
Obrázek A.1: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,0 < p_T < 0,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



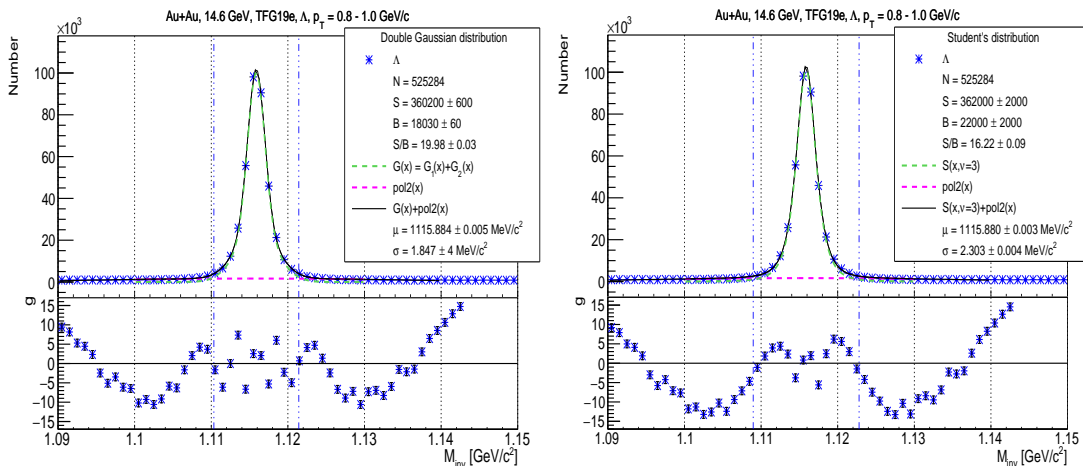
Obrázek A.2: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,2 < p_T < 0,4$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



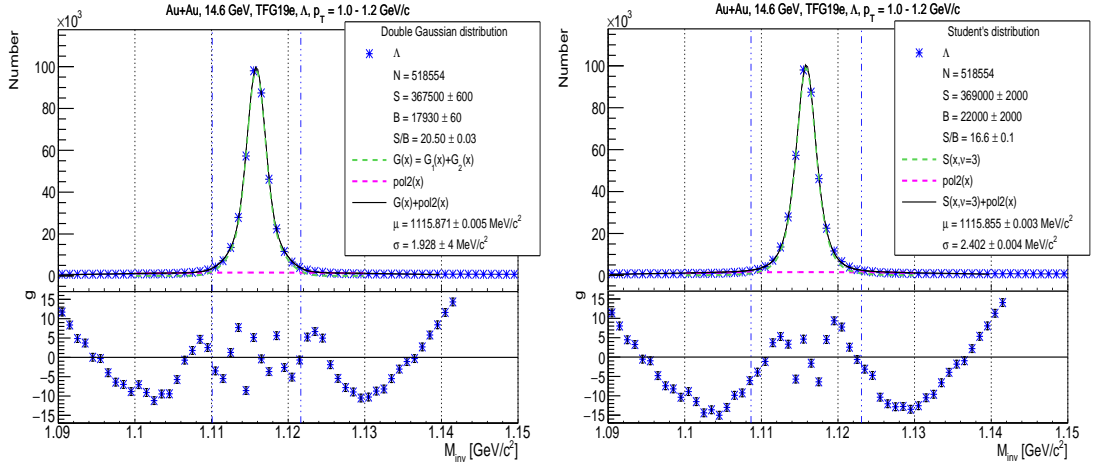
Obrázek A.3: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,4 < p_T < 0,6$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



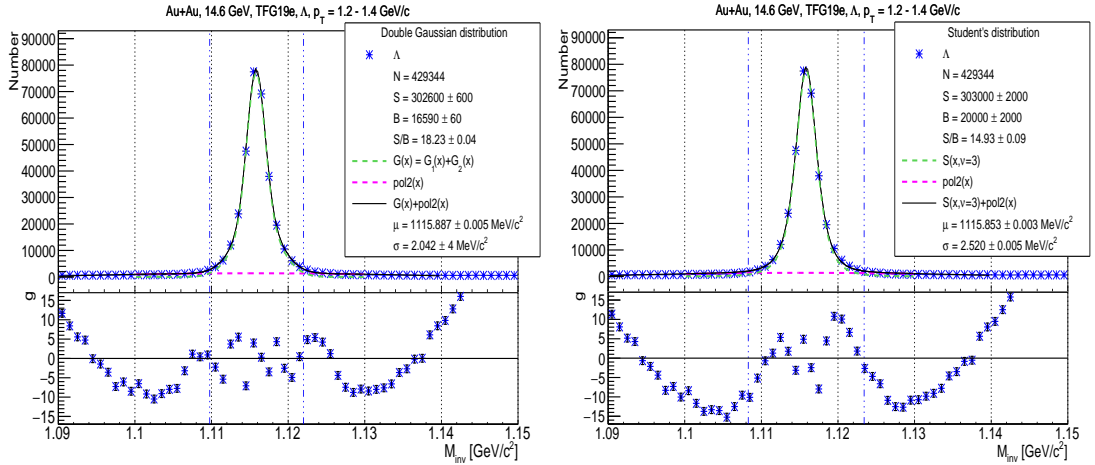
Obrázek A.4: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,6 < p_T < 0,8$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



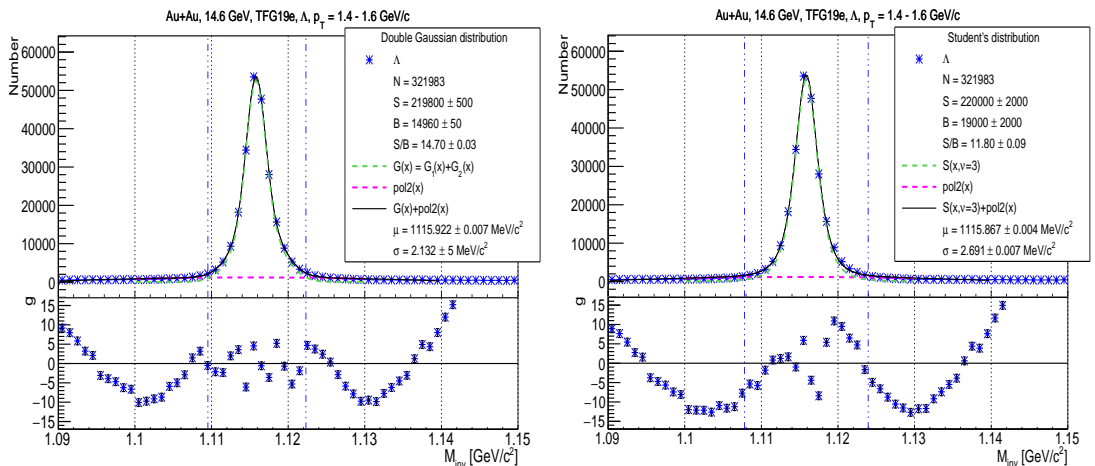
Obrázek A.5: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,8 < p_T < 1,0$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



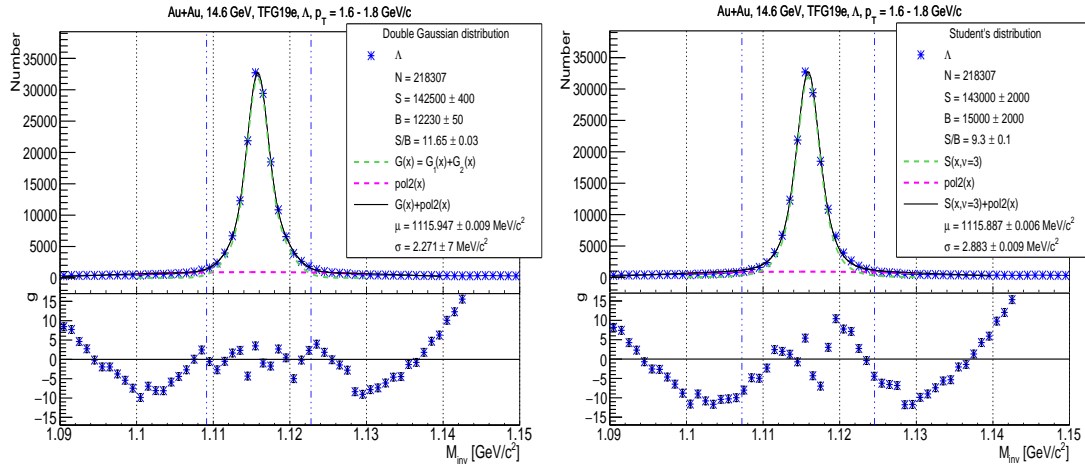
Obrázek A.6: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,0 < p_T < 1,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



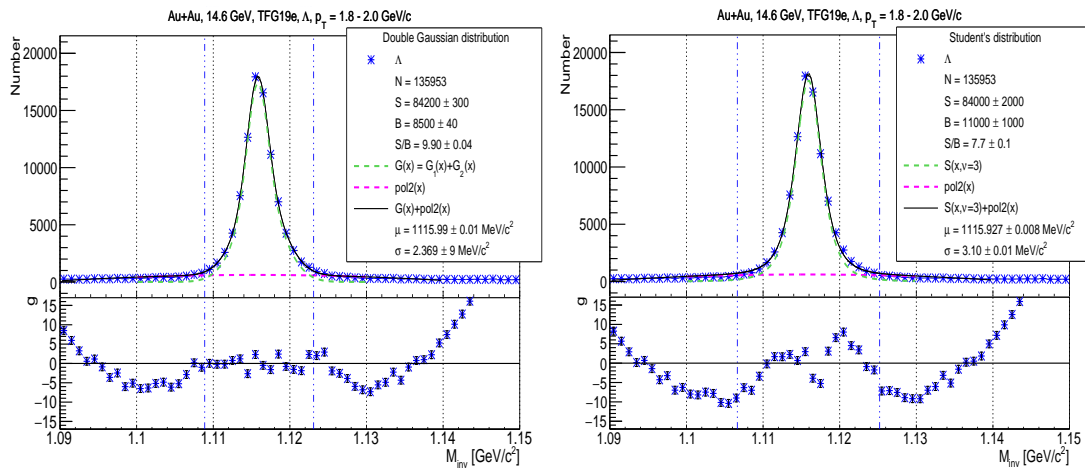
Obrázek A.7: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,2 < p_T < 1,4$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



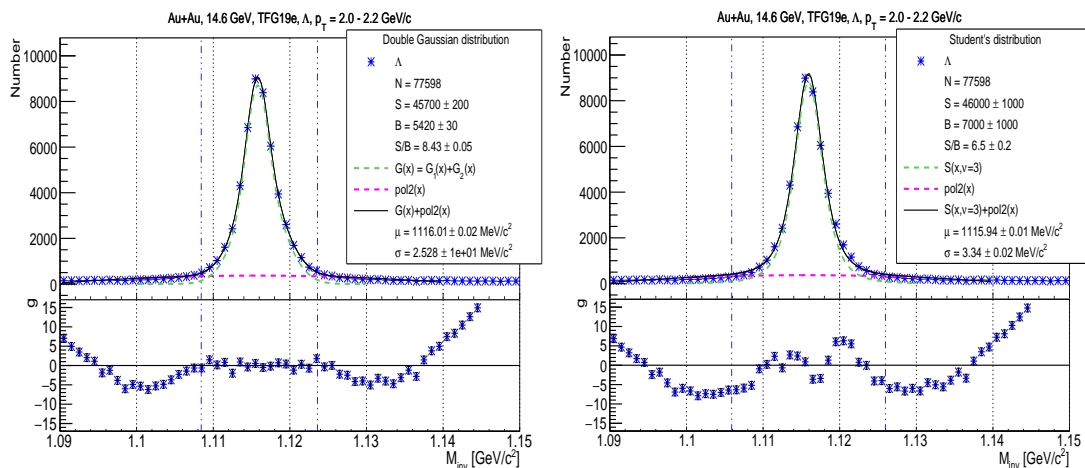
Obrázek A.8: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,4 < p_T < 1,6$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



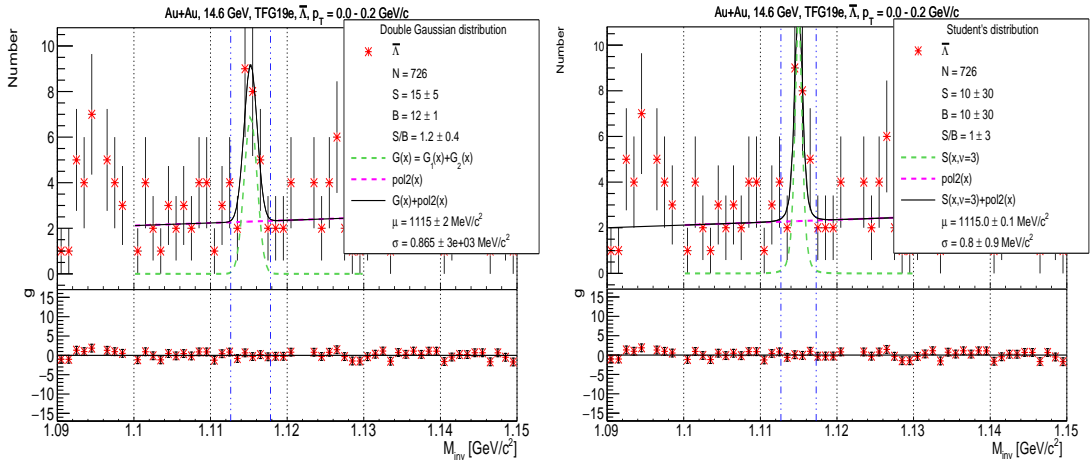
Obrázek A.9: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,6 < p_T < 1,8$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



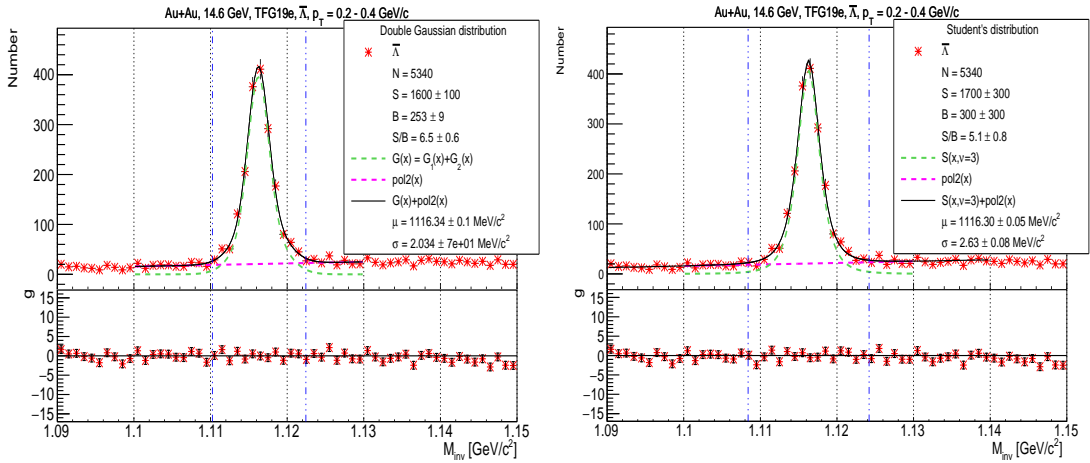
Obrázek A.10: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,8 < p_T < 2,0$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



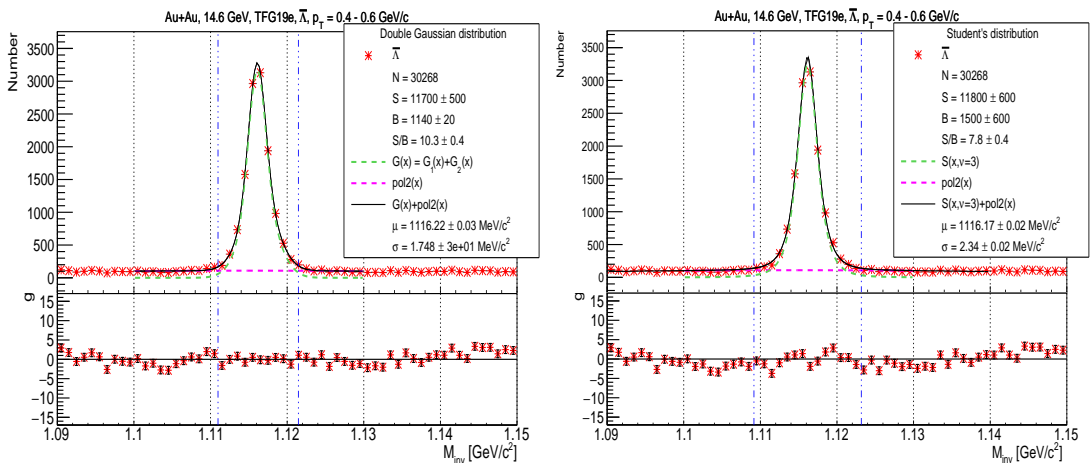
Obrázek A.11: Proložení N zrekonstruovaných Λ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $2,0 < p_T < 2,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



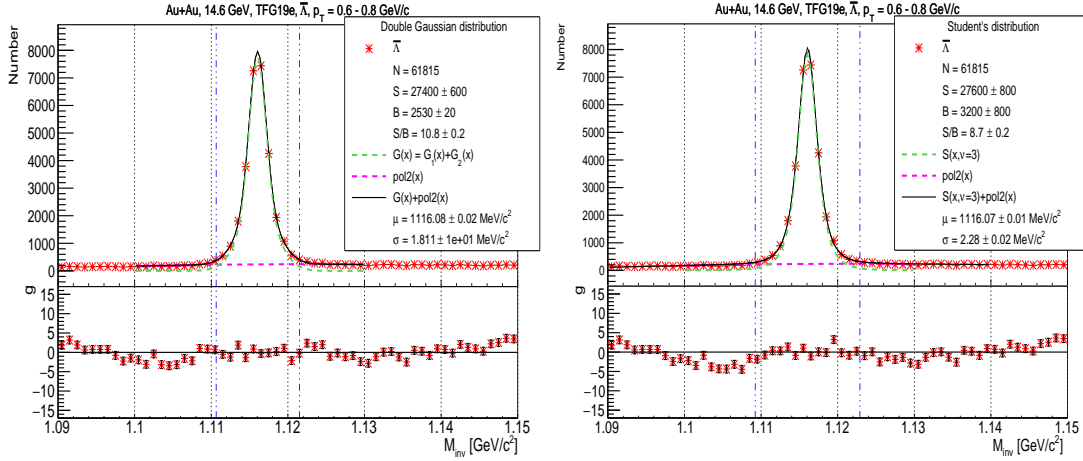
Obrázek A.12: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,0 < p_T < 0,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



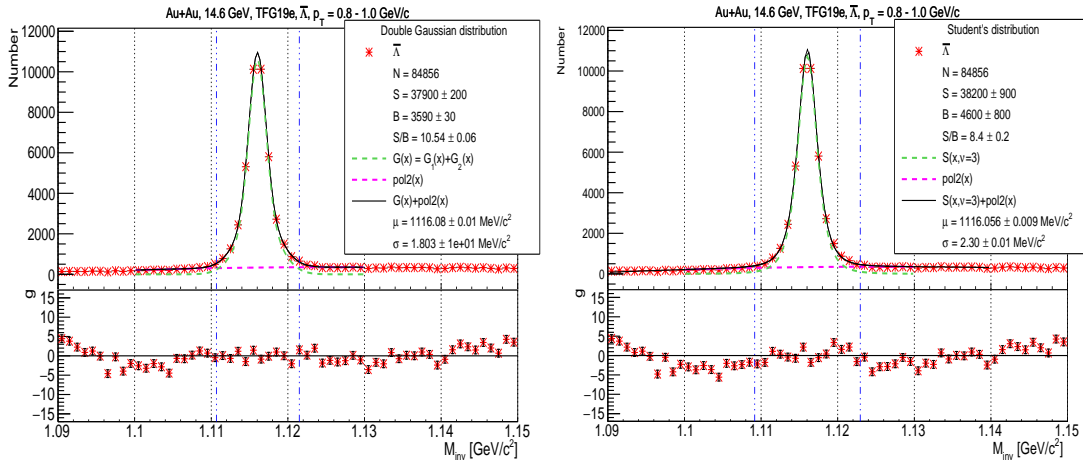
Obrázek A.13: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,2 < p_T < 0,4$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



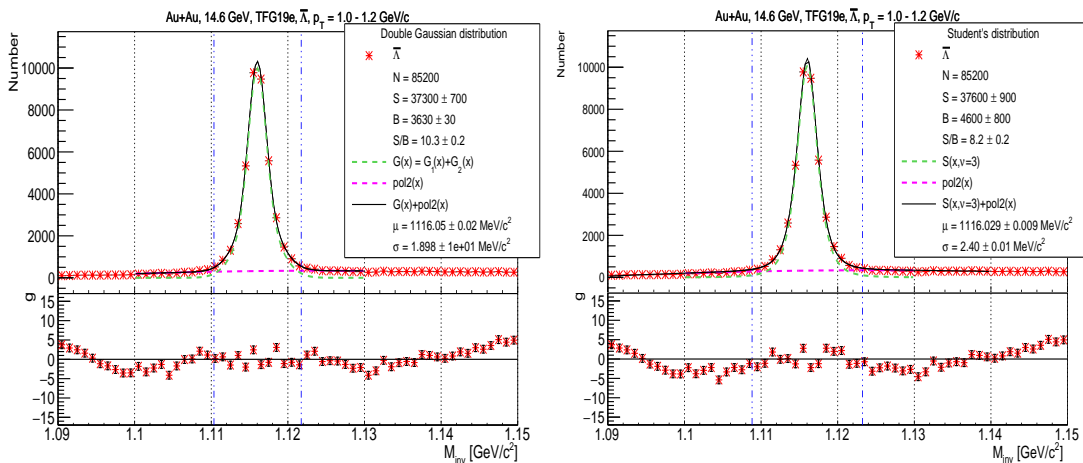
Obrázek A.14: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,4 < p_T < 0,6$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



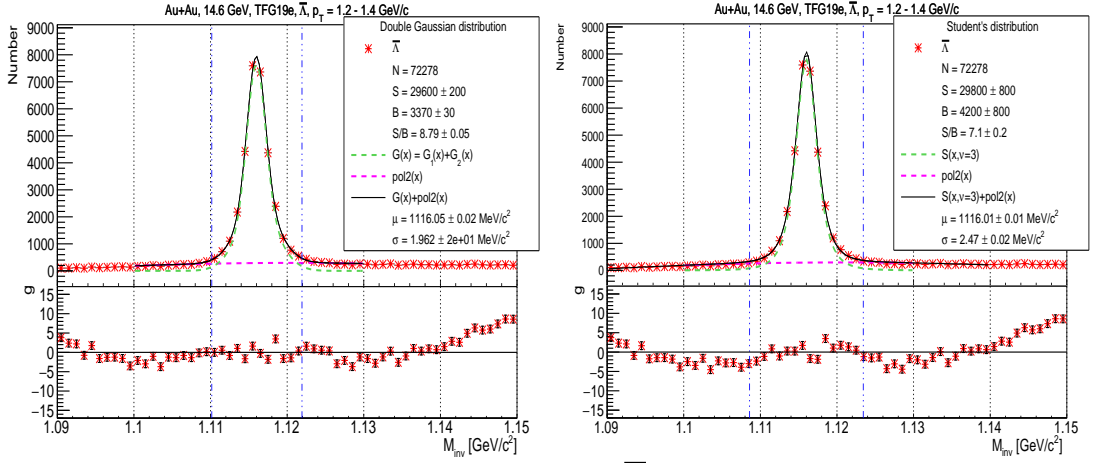
Obrázek A.15: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,6 < p_T < 0,8$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



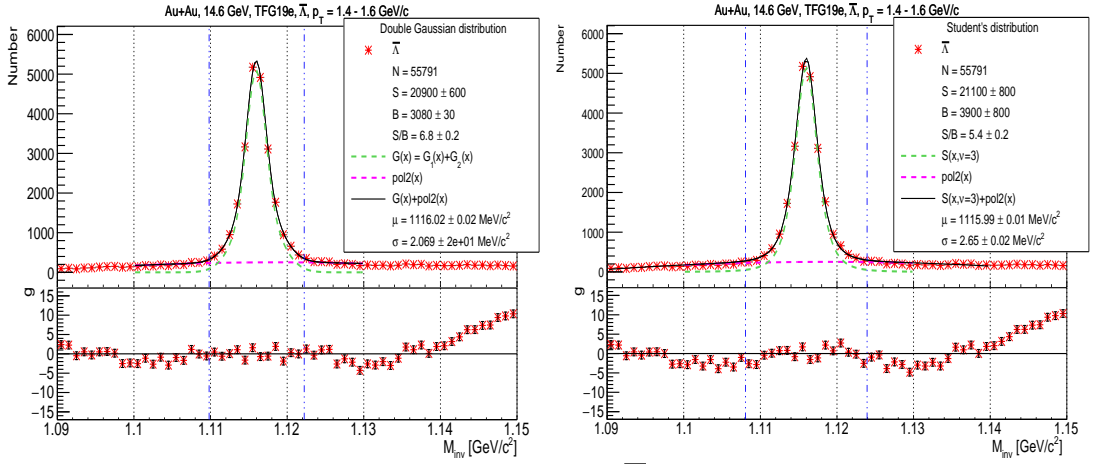
Obrázek A.16: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $0,8 < p_T < 1,0$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



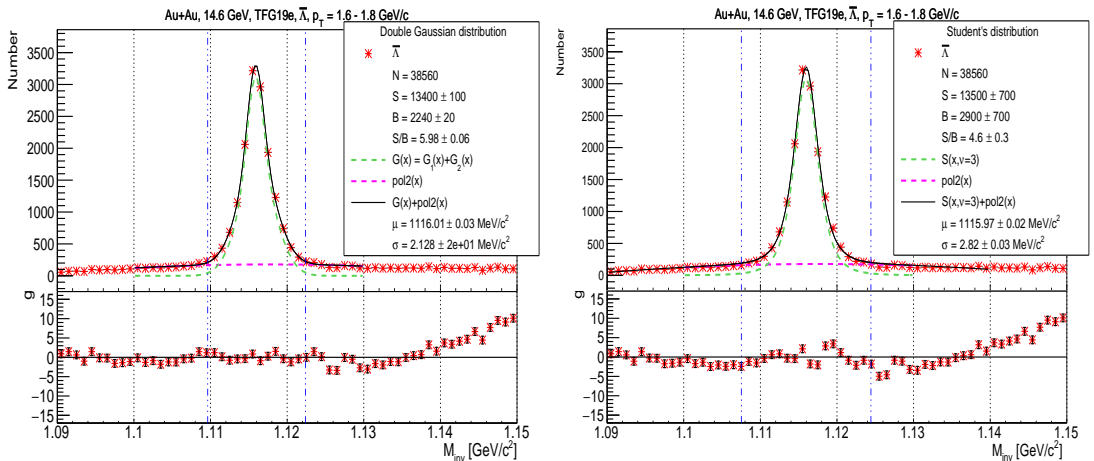
Obrázek A.17: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,0 < p_T < 1,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



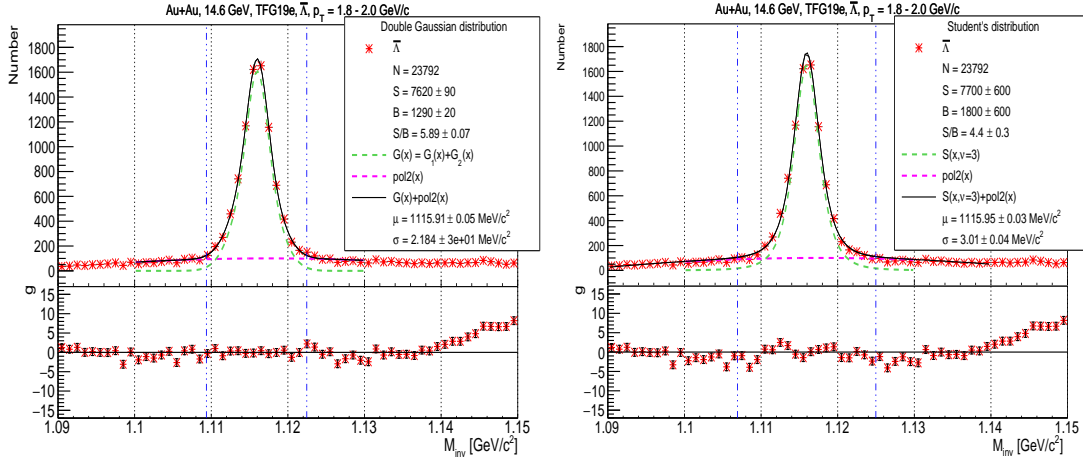
Obrázek A.18: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,2 < p_T < 1,4$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



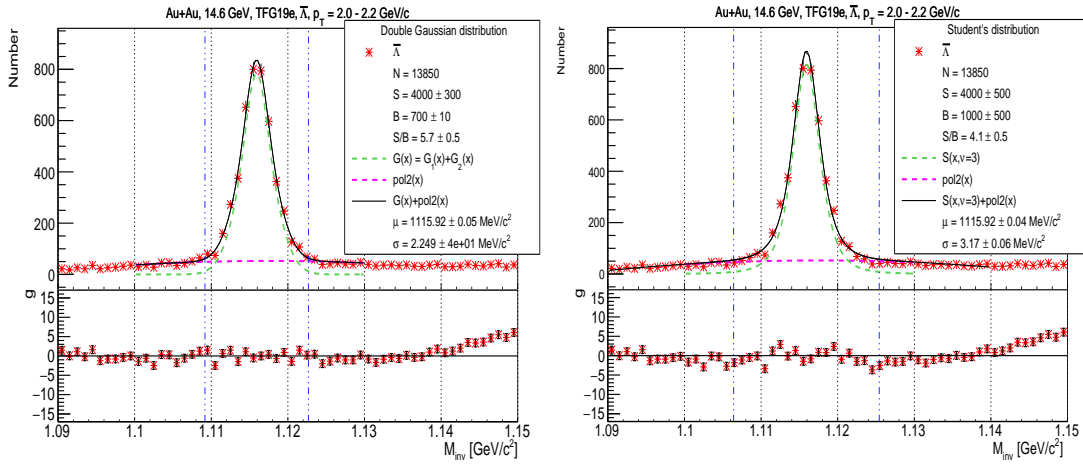
Obrázek A.19: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,4 < p_T < 1,6$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



Obrázek A.20: Proložení N zrekonstruovaných $\bar{\Lambda}$ pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,6 < p_T < 1,8$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílu hodnot.



Obrázek A.21: Proložení N zrekonstruovaných \bar{N} pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $1,8 < p_T < 2,0$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.



Obrázek A.22: Proložení N zrekonstruovaných \bar{N} pomocí Studentovy distribuce $S(x)$, dvojitě Gaussovy distribuce $G(x)$ a polynomu druhého stupně $pol2(x)$ v intervalu příčných hybností $2,0 < p_T < 2,2$ GeV/c, kde g je distribuce rozdílů hodnot.

Příloha B

Anglicko-český slovník pojmů

Tento slovník vznikl ve spolupráci s mými spolužáky v AR 2019/2020. Vytvořili jsme jej na základě toho, že některé pojmy v oblasti částicové fyziky jsou relativně nové a v češtině nepříliš používané.

A

AGS Booster • AGS zesilovač
Alternating Gradient Synchrotron • synchrotron s proměnným gradientem
associated production • asociovaná produkce
away-side jet • opačný párový výtrysk

B

background event • nepravá událost
Barrel electromagnetic Calorimeter • válcový elektromagnetický kalorimetr
beam • svazek
Beam Energy Scan program • program Energetická prohlídka svazku
beam pipe • trubice svazku
Beam-Beam Counter • čítač svazků
bottom/beauty • spodní/krásný
branching ratio • větvící poměr

C

charm • půvabný
collision vertex • vrchol srážky

color superconductor • barevný supravodič
converted electron • konverzní elektron
crossover • rychlý přechod
current quarks • proudové kvarky

D

direct photon • přímý foton
distance of closest approach • vzdálenost největšího přiblížení
double-sided silicon strip detector • oboustranný křemíkový stripový detektor
down • dolů

E

Electron Beam Ion Source • elektronový svazkový zdroj iontů
Electron Storage Ring • elektronový úložný prsteneč
Electron-ion Collider • elektron-iontový urychlovač
Endcap Electromagnetic Calorimeter • postranní elektromagnetický kalorimetr
Endcap Time-of-Flight detector • postranní detektor doby letu
event flow vector • vektor toku
event plane • rovina události
Event Plane detector • detektor roviny události
event plane resolution • rozlišení roviny události

F

fireball • ohnivá koule
fit • proložení
flavor • vůně
flow • tok
freeze-out • vymrznutí

G

gauge bosons • kalibrační bozony
gauge symmetry • kalibrační symetrie

H

heat-exchanger • tepelný výměník

Heavy Flavor Tracker • sledovač těžkých vůní

Hollow-Cathode Ion Source • dutokatodový zdroj iontů

I

impact parameter • srážkový parametr

Intermediate Silicon Tracker • prostřední křemíkový sledovač

J

jet • výtrysk

K

Kalman filter • Kálmánův filtr

L

lattice QCD • QCD na mřížce

leading particle • vedoucí částice

light-cone variables • proměnné světelného kužele

Linear accelerator • lineární urychlovač

longitudinal momentum • podélná hybnost

M

matching efficiency • určovací účinnost

midrapidity • střední rapidita

momentum transfer • přenesená hybnost

Multigap Resistive Plate Chamber • vícedutinová komora s odolnými pláty

Multi-Phase Transport model • vícefázový transportní model

Muon telescope detektor • mionový teleskopický detektor

N

nuclear interaction mean free path • střední jaderná interakční délka

O

open flavour • otevřená vůně

P

pair production • párová produkce

pancake • palačinka

peripheral collision • periferní srážka

pixel detector • pixelový detektor

pull distribution • distribuce rozdílů hodnot

Q

quenching • zhášení

R

Rapid Cycling Synchrotron • vysokorychlostní synchrotron

reaction plane • reakční rovina

readout efficiency • odečtová účinnost

rigidity • tuhost

S

sea quark • mořský kvark

standard event plane method • standardní metoda rovin událostí

storage ring • úložný prstenec

strange • podivný

strangeness • podivnost

stripping foil • strhávací fólie

T

Tandem Van de Graaf • tandemový Van de Graafův urychlovač

Time of Flight detector • detektor doby letu

Time Projection Chamber • časově projekční komora

top/true • svrchní/pravdivý

track • stopa

tracking • stopování

transverse mass • příčná hmotnost

transverse momentum • příčná hybnost

transverse plane • příčná rovina

triangular flow • trojúhelníkový tok

trigger • spouštěč

U

up • nahoru

V

vertex • vrchol

Vertex Position Detector • detektor pozice vrcholu

vorticity • vířivost

Y

yield • výtěžek

Z

Zero-Degree Calorimeter • nulastupňový kalorimetr