

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Studijní program: Jaderná a částicová fyzika



Statistická analýza konečných 2D a
3D obrazců generovaných
v astrometrii a částicové fyzice

Statistical Analysis of Finite 2D and
3D Patterns Generated in
Astrometry and Particle Physics

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Vojtěch Macháček
Vedoucí práce: Mgr. Petr Závada, CSc., DSc.
Rok: 2023

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Vojtěch Macháček

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Název práce: Statistická analýza konečných 2D a 3D obrazců generovaných v
(česky) astrometrii a částicové fyzice

Název práce: Statistical analysis of finite 2D and 3D patterns generated in astrometry
(anglicky) and particle physics

Jazyk práce: Čeština

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se s principy fungování aparatury ALICE a vesmírné observatoře Gaia [4], [5]
- 2) Seznamte se s metodami pro analytické zpracování dat [1]-[3]
- 3) Osvojte si práci v prostředí programu Wolfram Mathematica
- 4) Na vzorcích dat z experimentu ATLAS a observatoře GAIA si osvojte postupy pro jejich analytické zpracování i s pomocí simulačních Monte Carlo programů
- 5) Diskutujte vybrané výsledky z provedených statistických analýz

Doporučená literatura:

- [1] Zavada P. & Píška K., 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 614, A137; A statistical analysis of two-dimensional patterns and its application to astrometry
- [2] Zavada P. & Píška K., 2020, *The Astronomical Journal*, 159:33; Statistical Analysis of Binary Stars from the Gaia Catalog Data Release 2
- [3] Zavada P. & Píška K., 2022, *The Astronomical Journal*, 163:33; Catalog of Wide Binary, Trinary and Quaternary Candidates from the Gaia Data Release 2 (Region $|b| > 25^\circ$)
- [4] ALICE Experiment | CERN Alice. ALICE Experiment | CERN Alice [online]. Copyright © 2020 CERN. Dostupné z: <https://alice.cern/>
- [5] ESA - Gaia. European Space Agency [online]. Dostupné z: https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Gaia

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Mgr. Petr Závada, CSc., DSc.
Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.

Jméno a pracoviště konzultanta:

RNDr. Karel Šafařík, CSc.
Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2022

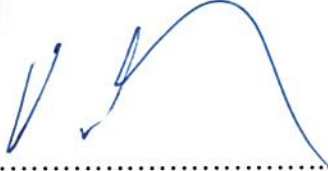
Termín odevzdání bakalářské práce: 02.08.2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


.....
garant studijního programu


.....
vedoucí katedry




.....
děkan

V Praze dne 20.10.2022



PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

Jméno a příjmení studenta: Vojtěch Macháček

Osobní číslo: 502674

Název studijního programu (oboru): Jaderná a částicová fyzika

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

**Statistická analýza konečných 2D a 3D obrazců generovaných
v astrometrii a částicové fyzice**

vypracoval samostatně a uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 28. 7. 2023

.....

podpis

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu práce Mgr. Petru Zavadovi, CSc., DSc. za podnětné připomínky a čas, který této práci věnoval. Dále bych rád poděkoval Mgr. Karlu Píškovi za pomoc při řešení technických problémů, které se při zpracování této práce vyskytly a RNDr. Filipu Křížkovi Ph.D. za ochotné představení programu používaném při zpracování částicových srážek.

Vojtěch Macháček

Název práce:

Statistická analýza konečných 2D a 3D obrazců generovaných v astrometrii a částicové fyzice

Autor: Vojtěch Macháček

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Petr Závada, CSc., DSc.
Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.

Konzultant: RNDr. Karel Šafařík, CSc.
Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: Současné experimenty přináší velké objemy dat, které je nutné dále statisticky zpracovat. Jednou z metod je statistická analýza konečných 2D obrazců. Díky podobné struktuře dat získaných z experimentů zaměřených na astrometrii a částicovou fyziku je možné tuto metodu využít např. pro zkoumání kolektivního pohybu hvězd v naší galaxii, nebo k analýze srážek částic. V této práci je několik konkrétních aplikací zpracováno.

Klíčová slova: astrometrie, ALICE, anizotropie, kolektivní chování, Gaia

Title:

Statistical Analysis of Finite 2D and 3D Patterns Generated in Astrometry and Particle Physics

Author: Vojtěch Macháček

Abstract: Nowadays experiments generate huge amount of raw data which is necessary to analyse statistically. One of the methods is statistical analysis of finite 2D patterns. Thanks to similar structure of data from astrometry and particle physics experiments it is possible to use this method e.g. for research of collective motion of stars inside the Milky Way or for particle collision analysis. Some of these applications are processed in this bachelor thesis.

Key words: astrometry, ALICE, anisotropy, collective behaviour, Gaia

Obsah

Úvod	11
1 Vesmírná observatoř Gaia	13
1.1 Historie pozorování oblohy	13
1.1.1 Historie měření paralaxy hvězd	13
1.1.2 Historie měření vlastního pohybu hvězd	15
1.1.3 Historie určování hvězdné soustavy souřadnic	15
1.1.4 Vesmírná mise Hipparcos	15
1.2 Způsoby měření vesmírné observatoře Gaia	16
1.2.1 Skenovací astrometrie	16
1.2.2 Určování paralaxy pomocí skenovací astrometrie	16
1.2.3 Technické vybavení observatoře	18
1.2.4 CCD detektor	20
2 Experiment ALICE	23
2.1 Historie zkoumání struktury hmoty	23
2.2 Aparatura experimentu ALICE	24
2.2.1 Detektory umístěné v centrálním barelu	25
2.2.2 Detektory dopředného mionového systému	30
3 Statistická analýza 2D obrazců	35
3.1 Základní principy pro aplikaci na sféru	35
4 Analýza kolektivního pohybu hvězd	39
4.1 Klasifikace galaxií	39
4.2 Rychlost rotace Mléčné dráhy	40
4.3 Rychlost pohybu Slunce ve směru osy otáčení galaxie	46
4.4 Diskuse získaných výsledků	47
5 Kolektivní chování produktů srážek na experimentu ALICE	49
5.1 Typy kolektivního chování produktů srážek	49
5.2 Analýza dat z experimentu ALICE	50
5.3 Diskuse	62
Závěr	65
Literatura	66

Přílohy	74
A Statistická analýza dat v programu Mathematica	75

Úvod

Moderní experimenty přinášejí ročně neuvěřitelné množství dat, které je ovšem nutné dále zpracovat. Vzhledem k rychlému technickému pokroku můžeme předpokládat, že množství generovaných dat se bude dále zvyšovat. Společně s technickými výzvami jako je např. schopnost uchovat tato data nebo vývoj programů pro práci s daty, dochází i k vývoji nových metod pro jejich analýzu.

Vhodným kandidátem pro další statistické zkoumání se ukázalo být kolektivní chování fyzikálních objektů. Každé jejich chování, které není náhodné, totiž může být způsobeno neznámými, nebo na první pohled neviditelnými fyzikálními zákonitostmi. Využitím jedné ze statistických metod zkoumající kolektivní chování fyzikálních objektů se zabývá i tato práce.

V prvních dvou kapitolách jsou nejprve představeny dva současné experimenty, vesmírná observatoř Gaia zaměřující se na měření polohy, pohybu a dalších vlastností hvězd a experiment ALICE probíhající na Velkém hadronovém urychlovači v CERNu, jehož hlavním úkolem je studium produktů srážek těžkých iontů. Na začátku každé kapitoly je shrnut historický vývoj měření v daném oboru, který popisuje, proč bylo nutné vybudovat současné experimenty. Dále jsou v každé kapitole představeny jednotlivé detektory, které slouží k provádění měření, v případě první kapitoly jsou představeny i základní měřicí postupy, které využívá vesmírná observatoř Gaia.

Ve třetí kapitole je představena metoda statistické analýzy konečných 2D obrazců. Spíše než na precizní matematické odvození je kapitola zaměřena na základní principy nutné pro praktickou aplikaci této metody. Následně jsou představeny závěry, kterých je možné s využitím této metody dosáhnout.

V následujících kapitolách je pak tato metoda využita pro analýzu 3D obrazců v jedné jejich významné 2D projekci.

Ve čtvrté kapitole je výše zmíněná metoda použita pro analýzu dat získaných z vesmírné observatoře Gaia a zkoumání kolektivního pohybu hvězd v naší galaxii. Dále se kapitola zabývá určením rychlosti oběhu Slunce kolem galaktického středu jak v longitudinálním, tak v latitudinálním směru.

Poslední kapitola se zabývá využitím statistické analýzy konečných 2D obrazců v částicové fyzice, přesněji pro měření anizotropie v rozdělení příčných hybností produktů různých typů srážek na experimentu ALICE. Získané výsledky jsou následně porovnány s Monte Carlo simulacemi.

Kapitola 1

Vesmírná observatoř Gaia

Vesmírná observatoř Gaia, která od července roku 2014 obíhá po Lissajousově oběžné dráze okolo druhého Lagrangeova bodu L_2 soustavy Země-Měsíc-Slunce, je jednou z klíčových vědeckých programů Evropské vesmírné agentury (ESA). Hlavním cílem této observatoře je změřit třídímní rozdělení hvězd a jejich rychlostí ve vesmíru a určit astrofyzikální vlastnosti těchto hvězd jako jsou např. povrchová gravitace a efektivní teplota. Mezi další cíle patří zkoumání struktury a vývoje naší galaxie a hvězd v ní, hledání dvojhvězd a soustav více hvězd, exoplanet, kvazarů aj. Životnost vesmírné observatoře Gaia byla původně stanovena na 5 let. V současnosti se předpokládá ukončení její činnosti na konci roku 2025 (Perryman, 2012; ESA Science & Technology - Fact Sheet, 2020).

1.1 Historie pozorování oblohy

První zmínky o pozorování nebeských dějů jsou datovány kolem roku 1000 př. n. l. ve starověké Mezopotámii. Poprvé bylo zaznamenáno, že jevy na nebi probíhají periodicky. Tato první měření a jejich důkladné zaznamenání stály u zrodu astronomie ve starověkém Řecku a dalších oblastech světa. Do dnešních dní se zachovalo používání šedesátkové soustavy při měření úhlů (Perryman, 2012).

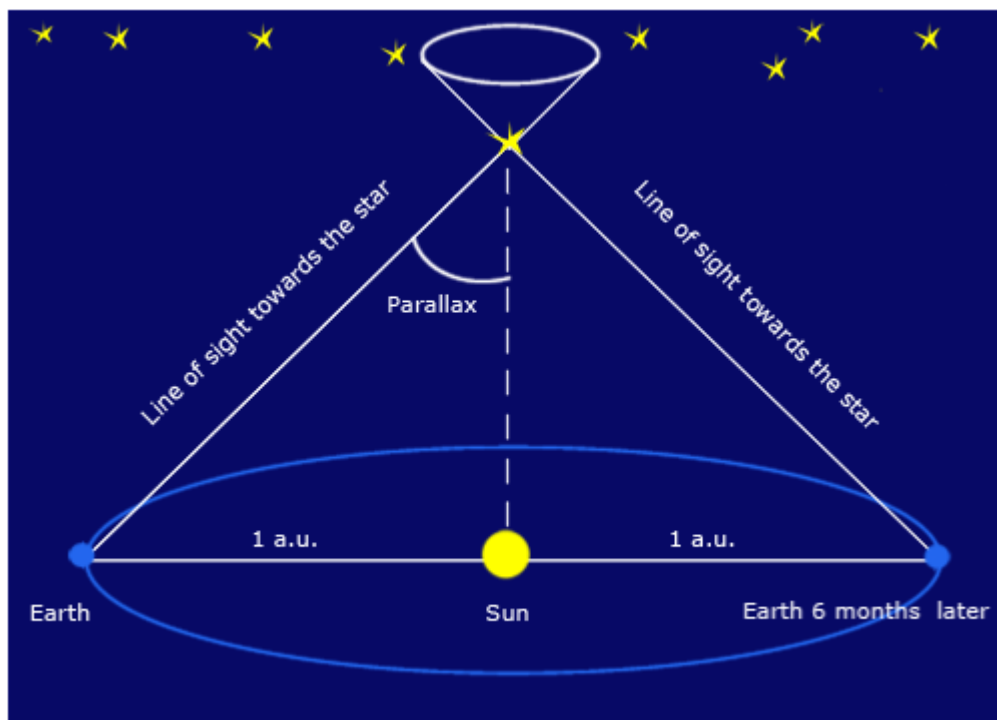
V následujících staletích se ve starověkém Řecku začal používat k určování polohy systém šířek a délek a ve druhém století byl vytvořen první katalog hvězd, jejichž poloha byla určena přibližně s přesností jednoho stupně. Řekové ovšem chybně předpokládali geocentrický systém, tedy že Slunce obíhá okolo Země (Perryman, 2012).

1.1.1 Historie měření paralaxy hvězd

Myšlenka heliocentrismu převládla až v 17. století díky Newtonovu gravitačnímu zákonu. Pokud ale Země obíhá okolo Slunce a všechny hvězdy nejsou od Země vzdáleny nekonečně daleko, pak se hvězdy, které zdánlivě po celou dobu oběhu Země kolem Slunce zůstávají v klidu, musí po obloze pohybovat. *Úhlový rozdíl ve směru pozorování nebeského tělesa měřený ze dvou různých bodů oběžné dráhy Země* (Parallax

Definition & Meaning - Merriam-Webster, 2022) byl nazván paralaxa. Přestože nej-
přesnější měření té doby s využitím teleskopu měla přesnost 10-20 úhlových vteřin,
paralaxu žádné z hvězd nebylo možné změřit. Za využití trigonometrické metody
ilustrované na Obr. 1.1 a znalosti vzdálenosti Země od Slunce bylo jasné, že ostatní
hvězdy jsou v porovnání se vzdáleností Země od Slunce neuvěřitelně daleko. I přes
technický pokrok a zpřesňování měření byla paralaxa některé z hvězd změřena až
v roce 1838 Fredrichem Wilhelmem Bessellem. Jednalo se o dvojhvězdu 61 Cygani
v souhvězdí Labutě. Změřená paralaxa byla 0,314 úhlové vteřiny (Perryman, 2012).

Měření paralaxy hvězd bylo extrémně náročné. Na přístroje použité k měření byly
kladeny vysoké nároky, nutné bylo také provést vícero měření v průběhu roku a
neustále kontrolovat zdroje chyb. Do konce 20. století se ze Země podařilo změřit
paralaxu pouze asi osmi tisíc hvězd (Perryman, 2012). Při měření z povrchu Země
totiž světlo ze vzdálených hvězd prochází zemskou atmosférou, kterou tvoří různě
mohutné a teplé vrstvy vzduchu s různými indexy lomu světla. Obraz pozorované
hvězdy proto není statický, ale neustále se drobně pohybuje (Nemiroff & Bonnell,
2000). Přesnost takového měření je tedy značně omezena.



Obrázek 1.1: Schematická ilustrace měření paralaxy hvězdy a stanovení její vzdálenosti pomocí základní geometrie za použití oběžné dráhy Země (s průměrem 2 astronomické jednotky (a.u.)) jako výchozí hodnoty. (Stellar parallax | Gaia in the UK, 2017)

Převzato z (Stellar parallax | Gaia in the UK, 2017).

1.1.2 Historie měření vlastního pohybu hvězd

V roce 1718 Edmond Halley srovnal tehdejší pozorování poloh hvězd s těmi, která byla provedena Hipparchem ve starověkém Řecku. Z porovnání bylo jasně patrné, že některé z hvězd za téměř dva tisíce let změnily svoji polohu na obloze o více než deset úhlových minut (Aitken, 1942). Takovýto posun byl příliš velký na to, aby se mohlo jednat o paralaxu, protože takto velká paralaxa by mohla být tehdejšími přístroji změřena (přesnost měření se na začátku 18. století pohybovala v jednotkách úhlových minut). Hvězdy tedy nemohou mít ve vesmíru stálé místo, ale mohou se vesmírem pohybovat vlastní rychlostí. Pokud by bylo možné určit vlastní rychlost všech hvězd, získali bychom možnost podívat se jak do minulosti, tak do budoucnosti vývoje vesmíru (Aitken, 1942; Perryman, 2012).

1.1.3 Historie určování hvězdné soustavy souřadnic

Ve druhé polovině 19. století vznikl požadavek na vytvoření hvězdné soustavy souřadnic, kterou by následně bylo možné použít jako referenční soustavu např. pro zkoumání struktury naší galaxie, pohyby planet, atd. Byly proto vytvořeny speciální teleskopy, které měly za cíl změřit co nejpřesněji polohu vybraných hvězd (Perryman, 2012).

S postupem času a zapojením fotografického pozorování byly vytvořeny kvalitnější hvězdné soustavy souřadnic. Po více jak století měření byl v roce 1988 publikován katalog FK5, který byl sestaven z přibližně 260 samostatných katalogů a obsahoval souřadnice 1535 hvězd (Perryman, 2012).

Přestože byly souřadnice jednotlivých hvězd změřeny s přesností na setiny úhlových vteřin, celková chyba měření se lišila pro různé části oblohy. Mapa oblohy tedy byla oproti skutečnosti různým způsobem deformovaná, takže např. vzdálenosti hvězd neodpovídaly skutečnosti. Další obtíže při měření způsobovala precese a nutace Země (Perryman, 2012).

1.1.4 Vesmírná mise Hipparcos

I přes významný technický rozvoj ve 20. století nebylo možné provést požadovaná měření s dostatečnou přesností. Až několik let po prvních úspěšných pokusech lidstva o vyslání umělé družice do vesmíru se objevila myšlenka vytvoření vesmírného teleskopu. Díky měření ve vesmíru mohly být odstraněny veškeré problémy spojené s atmosférou a pohybem Země, zároveň mohl jeden satelit pozorovat celou hvězdnou oblohu a nebyl fixován na možnosti pozorování z jednotlivých zeměpisných poloh (Perryman, 2012).

Satelit mise Hipparcos Evropské vesmírné agentury (ESA) odstartoval na svoji 3,5 roku trvající misi v srpnu roku 1989 (The Mission - Hipparcos, 2022). Hlavními přínosy jeho mise bylo vytvoření hvězdné soustavy souřadnic, vytvoření katalogu hvězd Tycho 2 čítajícího 2,5 milionu hvězd a celkové výrazné zlepšení přesnosti

měření, která dosahovala desítek úhlových milisekund (Scientific Goals - Hipparcos - Cosmos, 2022). Vesmírná observatoř Gaia je následovníkem mise Hipparcos s přesností měření polohy hvězd až 24 úhlových mikrosekund (ESA Science & Technology - Fact Sheet, 2020).

1.2 Způsoby měření vesmírné observatoře Gaia

Vesmírná observatoř Gaia při svém měření úspěšně využívá princip skenovací astrometrie, který byl úspěšně otestován již při předchozí misi Evropské vesmírné agentury Hipparcos. Hlavním technickým vybavením jsou dva shodné třízrcadlové anastigmatické teleskopy s velikostí primárních zrcadel $1,45 \times 0,50 \text{ m}^2$ se společnou ohniskovou rovinou, na které se nachází kamera složená z 106 CCD detektorů. Primární zrcadla obou teleskopů jsou od sebe vzdálena o tzv. základní úhel Γ , jehož hodnota je pro observatoř Gaia $\Gamma = 106,5^\circ$.

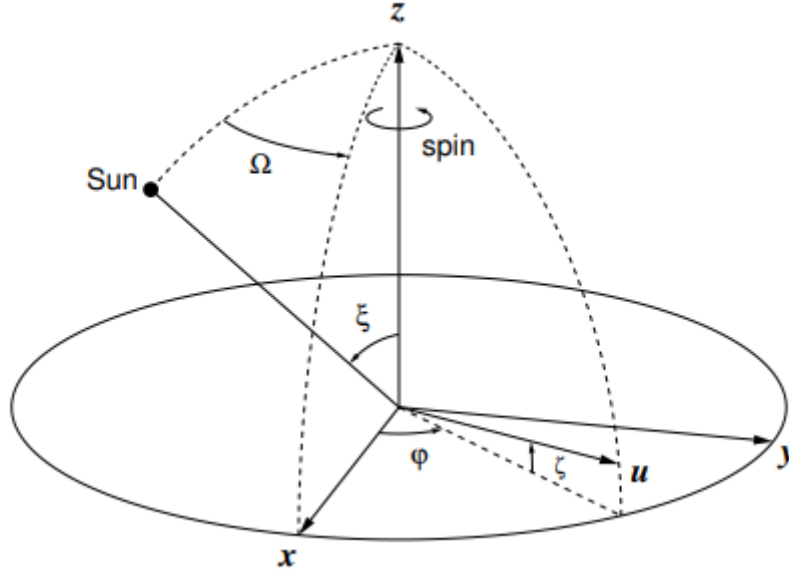
1.2.1 Skenovací astrometrie

Skenovací astrometrie je metoda, při níž není přímo měřena poloha pozorovaného objektu. Zaznamenává se pouze přesný čas, ve kterém byl obraz daného objektu pozorován v určité části detektoru. Z tohoto důvodu je mimo jiné nutné udržovat velice přesně nastavený základní úhel Γ mezi jednotlivými primárními zrcadly a mít velice přesnou znalost natočení observatoře, respektive soustavy souřadné s observatoří, v daném čase. Z těchto údajů je pak možné zpětně vypočítat přesnou pozici objektu a případně jeho pohyb v prostoru. Pro popis natočení observatoře se používá rotační osa observatoře kolmá na rovinu měření teleskopů shodně s Obr.1.3 (Lindegren & Bastian, 2011).

1.2.2 Určování paralaxy pomocí skenovací astrometrie

Nejprve je nutné zavést následujícím způsobem tzv. skenovací referenční systém, viz Obr. 1.2. Ve směru osy, kolem které observatoř rotuje, zavedeme osu z . Následně zavedeme osu y ve směru pohledu jednoho z teleskopů a osu x zavedeme tak, aby svírala s osou y úhel rovný právě polovině základního úhlu Γ . Dále zavedeme vektor \mathbf{u} směřující ve směru pozorované události, v našem případě pozorované hvězdy. Pro vektor \mathbf{u} dále zavedeme tzv. úhel podélného skenu φ a příčného skenu ζ . Nakonec definujeme úhel naklonění observatoře vůči Slunci ξ a úhel natočení soustavy souřadnic vůči Slunci Ω . Pro observatoř Gaia platí $\zeta = 45^\circ$. Zároveň můžeme předpokládat, že změna velikosti tohoto úhlu není v průběhu měření větší než 1° , a tedy pokládáme $\xi = 0^\circ$. Pro popis vektoru pozorované hvězdy \mathbf{u} budeme dále používat pouze úhel podélného skenu φ .

Vektor \mathbf{u} je možné vyjádřit ve sférických souřadnicích a následně provést jeho linealizaci vzhledem k φ . Po zpětném dosazení vektoru \mathbf{u} a využití vztahu mezi malou změnou vektoru polohy hvězdy a malou změnou paralaxy získáváme vztah (1.1) mezi



Obrázek 1.2: Schematické zavedení Skenovacího referenčního systému. Převzato z: (“Post-Newtonian gravity and Gaia-like astrometry: Effect of PPN γ uncertainty on parallaxes”, 2022)

malou změnou úhlu podélného skenu $\delta\varphi_\omega$ a změnou paralaxy dané hvězdy $\delta\omega$

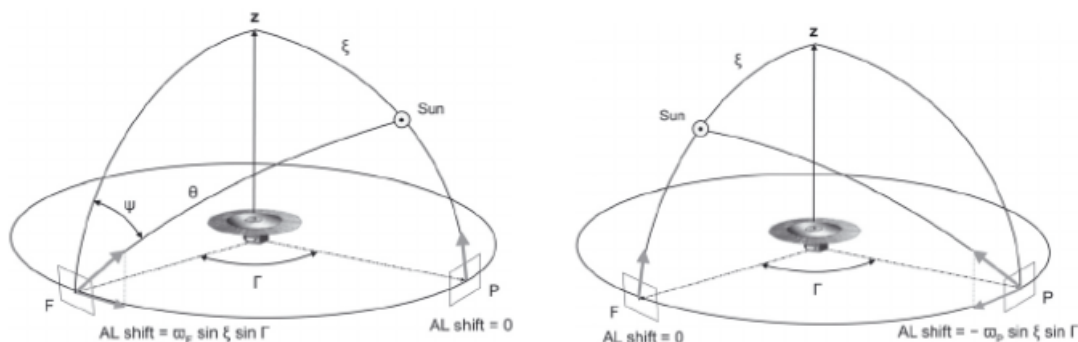
$$\delta\varphi_\omega = -R \sin \xi \sin \theta \delta\omega, \quad (1.1)$$

kde $R = 1,01$ au je konstanta udávající vzdálenost mezi observatoří Gaia a společným centrem hmoty observatoře a Slunce, θ je součet úhlu natočení soustavy souřadnic vzhledem ke Slunci Ω a úhlu podélného skenu φ , tedy $\theta = \Omega + \varphi$ (“Post-Newtonian gravity and Gaia-like astrometry: Effect of PPN γ uncertainty on parallaxes”, 2022).

Díky závislosti výsledku měření na poloze Slunce vůči observatoři je možné měřit při vhodném uspořádání absolutní paralaxu hvězd. Uvažujme nyní shodné uspořádání jako na Obr. 1.3, umístíme osu x rovnoběžně se směrem měření zrcadla P a osu z shodně s umístěním na Obr. 1.3. Pohyb pozorované hvězdy v zrcadle F probíhá po kružnici směrem ke společnému centru hmoty observatoře a Slunce. Díky vhodné konfiguraci použité pro observatoř Gaia je tato kružnice téměř shodná s kružnicí procházející středem Slunce (“Post-Newtonian gravity and Gaia-like astrometry: Effect of PPN γ uncertainty on parallaxes”, 2022). Tento pohyb je na Obr. 1.3 znázorněn šipkou směřující od zrcadla ke Slunci. Protože předpokládáme, že posun hvězdy je ve směru kolmém na rovinu měření teleskopů velmi malý, je námi požadovaný úhel podélného skenu (v Obr. 1.3 označeném jako AL shift) promítnut do roviny měření teleskopů. S využitím vztahu (1.1), kde $R \approx 1$, a konfigurace na Obr. 1.3 vlevo je patrné, že pro paralaxu hvězdy měřené zrcadlem F platí vztah $\delta\varphi_\omega = \sin \xi \sin \Gamma \delta\omega$, kde Γ je základní úhel mezi zrcadly a ξ je naklonění observatoře vůči Slunci.

Pokud bychom chtěli ve stejné konfiguraci měřit úhel podélného skenu hvězdy zachycené zrcadlem P, je úhel svíraný polohovým vektorem měřené hvězdy a polohovým vektorem Slunce roven nule. Díky tomu je měřený úhel podélného skenu roven nule a pohyb hvězd měřených zrcadlem F je určen absolutně. Pro změření úhlu podélného

skenu hvězd v zrcadle P je nutné použít konfiguraci zobrazenou na Obr. 1.3 vpravo (Lindegren & Bastian, 2011).



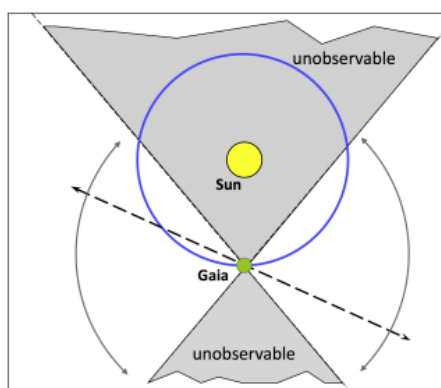
Obrázek 1.3: Schematické zobrazení měření vesmírné observatoře Gaia v závislosti na poloze Slunce. Převzato z: (Lindegren & Bastian, 2011)

Měření paralaxy je tedy úměrné pouze základnímu úhlu Γ a úhlu natočení observatoře ξ . Ideální případ by nastal, kdyby oba tyto úhly měly velikost 90° . Pro volbu základního úhlu Γ se ale ukázalo jako nevhodné volit hodnoty $\Gamma = 360^\circ \cdot (m/n)$, kde m a n jsou malá přirozená čísla. I vzhledem k nutnosti akomodace optické soustavy byl vybrán jako základní úhel $\Gamma = 106,5^\circ$. Úhel naklonění observatoře vůči Slunci ξ je nutné volit tak, aby se observatoř pohybovala po celou dobu ve slunečním stínu. Po zvážení velikosti slunečního štítu observatoře byl zvolen jako maximální úhel naklonění observatoře $\xi = 45^\circ$. Zároveň je tato volba vhodná pro tepelnou stabilitu celé observatoře (Lindegren & Bastian, 2011).

Jakákoliv změna ve velikosti těchto dvou úhlů bude vést ke vzniku velké chyby měření. Chyba přesnosti nastavení těchto úhlů se proto musí pohybovat nejvýše v řádech úhlových milisekund a nastavení těchto úhlů je neustále kontrolováno. Aby bylo možné provádět měření po co největší části nebeské sféry, Gaia rotuje kolem osy z uvedené na Obr. 1.3 rychlostí téměř $60'' \cdot s^{-1}$, zároveň probíhá i pomalá precese této osy rychlostí přibližně 4° za den (“The Gaia mission”, 2016). Díky tomu je Gaia schopna v relativně krátkém čase provést měření velké části vesmíru. Protože je ale nutné udržet oba teleskopy ve slunečním stínu, existují části vesmíru, ve kterých není možné provádět měření. Tyto oblasti jsou schematicky uvedeny na Obr. 1.4 (de Bruijne, 2021).

1.2.3 Technické vybavení observatoře

Hlavním zařízením vesmírné observatoře Gaia je optická lavice, na níž jsou umístěny oba zrcadlové teleskopy a kamera o rozměrech $1 \times 0,4 \text{ m}^2$ složená ze 106 CCD. Dále observatoř obsahuje servisní modul, který poskytuje prostor pro nezbytné elektronické vybavení observatoře, jako je např. jednotka pro dočasné uchovávání naměřených dat, palubní počítač nebo atomové hodiny (ESA Science & Technology - Billion pixel Gaia camera starts to take shape, 2011). Trajektorii a vhodné natočení observatoře lze korigovat pomocí celkem 28 trysek. Všechny tyto přístroje jsou umístěny uvnitř izolační schránky se dvěma průzory pro teleskopy zajišťující



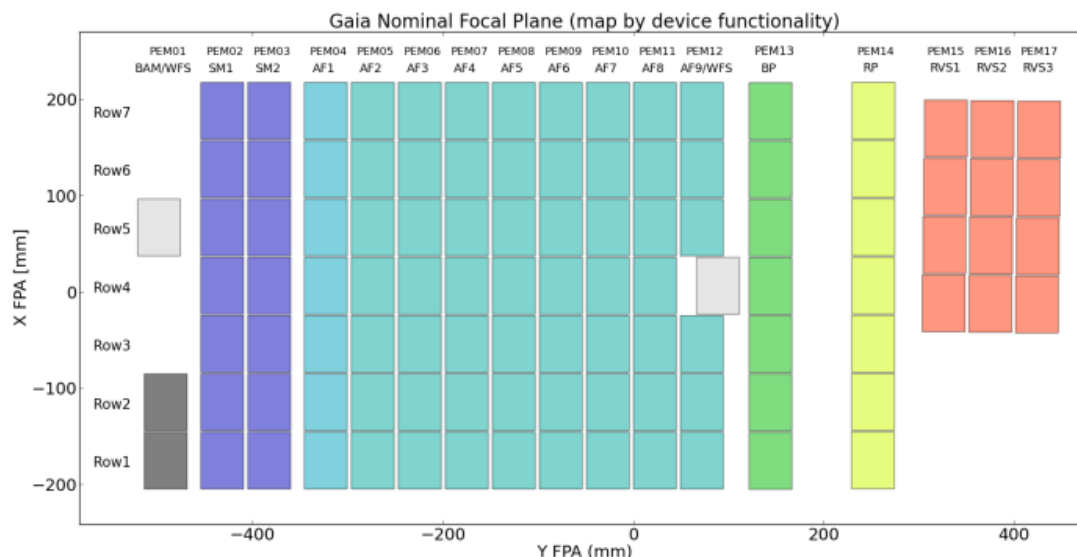
Obrázek 1.4: Schematické znázornění regionů, které není vzhledem ke Slunci možné pozorovat pomocí vesmírné observatoře Gaia (v obrázku jsou vyznačeny šedě). Převzato z: (“Gaia Data Release 2: Observations of solar system objects”, 2018)

tepelnou izolaci od okolního prostředí a zároveň chránící zrcadla a kameru před poškozením při srážce observatoře s mikrometeority. Komunikaci se Zemí zprostředkovává fázová anténa umístěná společně se solárními panely a slunečním štítem na spodní straně observatoře (“The Gaia mission”, 2016).

Při měření prochází světlo z obou teleskopů soustavou zrcadel uvnitř observatoře, kde dochází ke kombinaci obrazů z obou teleskopů. Ten pak následně dopadá na společnou kameru, jež je schematicky znázorněna na Obr. 1.5. Tato kamera je rozdělena do sedmi řádků a 17 sloupců tvořených CCD detektory. Každý z CCD detektorů se skládá téměř z 900 000 pixelů. Pokud by všechny pixely prováděly měření po celou dobu, objem naměřených dat by byl extrémní a pouze malé množství z nich by bylo relevantní pro cíle této mise. Pozorovaná hvězda je proto nejprve zachycena ve druhém nebo třetím sloupci kamery v závislosti na tom, kterým teleskopem je hvězda pozorována. Z informací získaných z detektorů v těchto sloupcích je palubním počítačem vypočten předpokládaný průchod hvězdy přes zbytek kamery. Následně jsou při průchodu hvězdy přes CCD detektory její vlastnosti měřeny pouze určitým počtem pixelů v daném detektoru, kde počet pixelů použitých k měření závisí na jasnosti dané hvězdy. V případě, kdy měřená hvězda neprojde přes detektory ve čtvrtém sloupci po předpokládané trajektorii, je obraz měřený v předcházejících sloupcích považován za náhodný odraz světla a k měření v dalších sloupcích kamery již nedochází (Carreau, 2013; ESA Science & Technology - Billion pixel Gaia camera starts to take shape, 2011).

Ve zbývajících detektorech je nejprve měřena poloha a jasnost hvězdy (detektory ve sloupcích 4 až 12), následně měřená hvězda prochází přes tzv. modrý fotometr (detektory ve sloupci 13) a červený fotometr (sloupec 14), ve kterých je zaznamenána kombinace vlnových délek světla přicházejícího z hvězdy, na jejichž základě je možné určit její teplotu, velikost nebo chemické složení. Nakonec část hvězd prochází přes spektrometr radiálních rychlostí (detektory ve sloupcích 15 až 17), kde dochází k měření relativní rychlosti pohybu vzhledem k Zemi. Pro kalibraci celé soustavy slouží dva CCD detektory umístěné v prvním sloupci, díky nimž je možné kontrolovat nastavení základního úhlu mezi zrcadly teleskopu Γ , a dvojice detektorů

umístěných po jednom v řádcích číslo 4 a 5, které poskytují informace o kvalitě obrazu dopadajícího na kameru. Při poklesu kvality zobrazování teleskopů je za pomoci těchto informací možné celou soustavu zaostřit posunem jednoho ze zrcadel v optické soustavě (“Gaia Data Release 1: On-orbit performance of the Gaia CCDs at L2”, 2016).



Obrázek 1.5: Schematické umístění CCD detektorů v kamere vesmírné observatoře Gaia barevně rozdělených podle jejich funkce. Fialová - primární měření obrazu hvězd z teleskopů; tyrkysová - měření polohy a jasnosti; zelená - modrý fotometr; žlutá - červený fotometr; červená - spektrometr radiálních rychlostí; tmavě šedá - kontrola nastavení základního úhlu; světle šedá - fokusace optické soustavy. Převzato z: (“Gaia Data Release 1: On-orbit performance of the Gaia CCDs at L2”, 2016)

1.2.4 CCD detektor

Charged coupled device (CCD) je detektor fotonů využívající principu fotoefektu pro převod intenzity dopadajícího světla na elektrický signál. Tento typ detektoru vynalezli v roce 1969 Willard Boyle a George Smith, kteří za tento vynález obdrželi v roce 2009 Nobelovu cenu za fyziku (How CCDs work | Gaia in the UK, 2013). Samotný detektor je tvořený z křemíkové desky, která je schopna na určitý čas udržet elektrony vzniklé fotoefektem, dále pak epitaxní vrstvou (tenká vrstva krystalické látky vzniklá *růstem krystalu na krystalickém substrátu napodobující orientaci krystalů substrátu* (Epitaxy)) tvořenou křemíkovým polovodičem typu P, izolační vrstvou většinou vyrobenou ze skla a pozitivně nabitou elektrodou (tzv. brána). Brány rozdělují celý detektor na tzv. pixely, jejichž rozměry jsou obvykle v řádu desítek mikrometrů. Velikost jednotlivých pixelů ovlivňuje množství náboje, které je možné zachytit, zároveň ovlivňuje i kvalitu výsledného obrazu (What is a CCD? - Spectral Instruments, 2021).

Přilétající foton nejprve interaguje s epitaxní vrstvou a fotoefektem vzniká volný elektron. Tento elektron je přitahován k pozitivně nabitě bráně, ale kvůli izolační vrstvě je uvězněn uvnitř křemíkové desky. Vzniká tak elektrický náboj úměrný intenzitě dopadajícího světla, který je následně pomocí ostatních bran přesunut do registru a následně do výstupního zesilovače, kde je postupně náboj z každého pixelu převeden na signál a uložen do paměti počítače. Ke čtení jednotlivých pixelů dochází vždy po řadách. V registru totiž nedochází k zachytávání elektronů a náboj je v něm tedy nulový. Pokud dojde k nabití brány registru a následnému vybití kladného náboje brány sousedního pixelu, dojde k přesunu elektronů z pixelu do registru. Zároveň vzniká nenabitý pixel, do kterého se mohou posunout elektrony z jiného sousedního pixelu. Pomocí tohoto principu je možné náboj z každého pixelu přenést do výstupního zesilovače a danou informaci uložit do paměti (What is a CCD? - Spectral Instruments, 2021).

V každém pixelu lze v závislosti na jeho rozměrech uchovávat pouze omezené množství elektronů. Pokud je intenzita dopadajícího záření do daného pixelu příliš velká, dochází k přetečení náboje do okolních pixelů a vzniku artefaktů. Poměr fotonů registrovaných detektorem vzhledem k celkovému počtu fotonů dopadajících na detektor udává tzv. kvantová efektivita, která závisí např. na vlnové délce dopadajícího záření. U nejkvalitnějších přístrojů je kvantová efektivita vyšší než 80 % (pro porovnání kvantová efektivita lidského oka je přibližně 20 %) (An introduction to CCD operation, 2023; What is a CCD? - Spectral Instruments, 2021).

CCD detektory vesmírné observatoře Gaia jsou tvořeny pixely o rozměrech $10 \times 30 \mu\text{m}$, což odpovídá ploše oblohy o rozměru 59×177 úhlových mikrosekund. Detektory jsou navíc pokryty tenkou vrstvou, díky níž je kvantová efektivita jednotlivých detektorů pro požadované vlnové délky dopadajícího světla až 96 % (“The Gaia challenge: testing high performance CCDs in large quantities”, 2008; “Gaia Data Release 1: On-orbit performance of the Gaia CCDs at L2”, 2016) .

Kapitola 2

Experiment ALICE

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) je jedním z celkově osmi experimentů probíhajících na Velkém hadronovém urychlovači (LHC) Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN). Cílem tohoto experimentu je zkoumání vlastností kvark—gluonového plasmatu analýzou hadronů, elektronů, mionů a fotonů vzniklých po vysokoenergetické srážce jader ^{208}Pb , případně proton—protonových nebo proton—jaderných srážkách. Posledním velkým vylepšením prošel detektor experimentu ALICE v letech 2019-2022, kdy na Velkém hadronovém urychlovači probíhala druhá dlouhodobá odstávka. V současné době na tomto experimentu probíhají měření v rámci Run 3 (ALICE, c2023; LHC long term schedule, 2022).

2.1 Historie zkoumání struktury hmoty

První představy o tom, z čeho se skládá hmota, je možné mapovat již ve starověkém Řecku. Původní představa tzv. pralátky, která je tvořena jedním z elementů jako např. voda, vzduch atp., byla vytlačena myšlenkou atomismu navrženou Leukippem a Demokritem. Tato teorie předpokládala, že veškerá hmota se skládá pouze ze dvou entit: prázdnoty a dále nedělitelných atomů. Tato představa přetrvala až do počátku 20. století (Penzo, 2022).

V roce 1909 Ernest Rutherford provedl experiment, ve kterém prokázal, že atom je složený z těžkého kladně nabitého jádra a elektronového obalu (elektron byl objeven již v roce 1897). Pro detailnější zkoumání struktury jádra ale bylo nutné dosáhnout větších energií nalétávajících částic, než jakých dosahovaly α částice použité v Rutherfordově experimentu. Nabité částice bylo možné urychlit vysokým napětím. V té době ale neexistoval žádný přístroj, který by byl schopen dostatečně vysoké napětí vytvořit (Penzo, 2022).

Tento problém vedl k vývoji elektrostatických urychlovačů využívajících vysoké napětí. V roce 1932 tento typ urychlovačů jako první dokázal urychlit proton na energii 400 keV, tedy energii dostatečnou pro rozbití atomu. Souběžně s vývojem elektrostatických urychlovačů došlo i k vývoji urychlovačů využívající střídavého napětí. Nabité částice by v takovém případě byla opakovaně urychlena elektrickými poli se

stejným napětím. Tato myšlenka vedla ke vzniku kruhových a lineárních urychlovačů jako alternativy k elektrostatickým urychlovačům značně omezených velikostí urychlovacího napětí. Oproti kruhovým urychlovačům je lineární urychlovač náročnější na stavbu, a proto se již v průběhu 30. let 20. století začaly pro urychlování na vysoké energie častěji využívat kruhové urychlovače v té době schopné urychlit nabitou částici na energii řádově jednotek MeV. Dnes se lineární urychlovače využívají především v medicíně (Bryant, 1992).

V průběhu druhé světové války došlo v rámci projektu Manhattan k rozvoji jaderného výzkumu, což po skončení války vedlo ke vzniku Národních laboratoří v USA a Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN). Postupně se také začíná přecházet od metody odstřelování materiálu urychlenými částicemi k srážkám dvou vstřícných svazků částic urychlených proti sobě. Tímto způsobem bylo totiž jednodušší dosáhnout vyšší energie srážky. Zároveň dochází k vývoji nového druhu kruhového urychlovače vhodného pro srážení dvou vstřícných svazků částic nazvaného *storage ring collider*. Tento typ urychlovačů se pro výzkum vysokoenergetických srážek používá dodnes (Penzo, 2022; Bryant, 1992).

Vybudování prvního hadronového urychlovače ale trvalo dalších 20 let. Tento urychlovač Evropské organizace pro jaderný výzkum nazvaný *Intersecting Storage Rings* (ISR) pracoval mezi lety 1971 a 1984 a srážel dva vstřícné svazky částic o těžišťové energii 62 GeV a byl tvořen dvěma propletenými kruhy o průměru 300 metrů. Pokud bychom chtěli stejné energie srážky dosáhnout odstřelováním materiálu urychlenými částicemi, tyto částice by musely být urychleny na energii 2000 GeV. Pro dosažení vyšších energií bylo ale nutné urychlovače ještě zvětšit (The Intersecting Storage Rings, c2023).

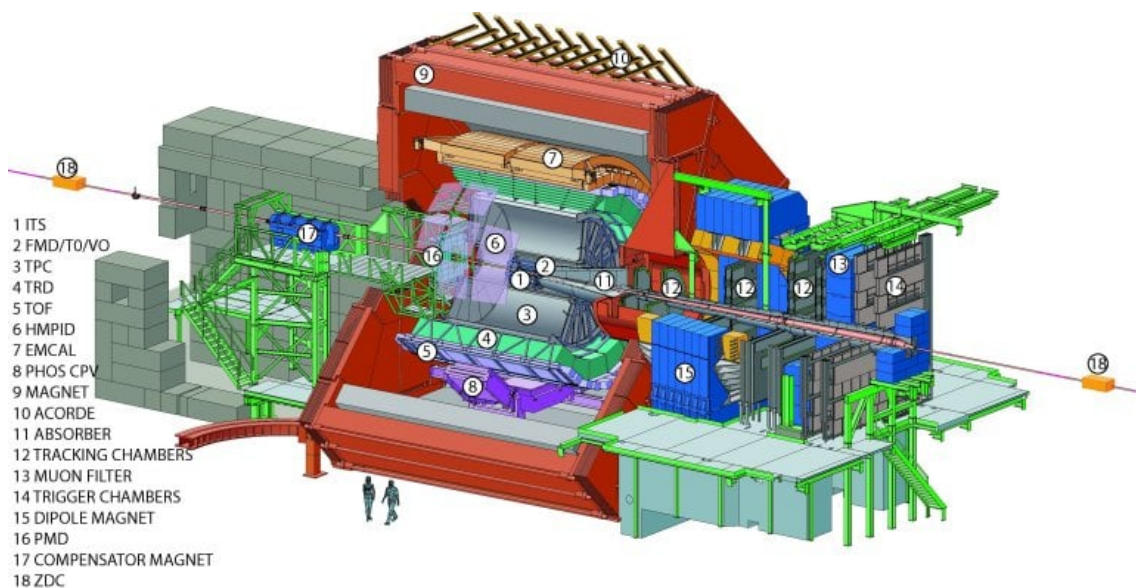
V průběhu 70. a 80. let dochází k výstavbě rozsáhlých podzemních urychlovačů jako např. Tevatron v americké Fermiho národní laboratoři (Fermilab) s obvodem 6,3 kilometru a schopností dosáhnout při srážce svazku protonů a antiprotonů energie srážky 1,96 TeV. Provoz tohoto urychlovače začal v roce 1983 a byl ukončen až v roce 2011 (Marčišovský, 2011). Dalším příkladem je Velký elektron-pozitronový urychlovač (LEP) v CERNu s obvodem 27 kilometrů, který v roce 2000 po 11 letech provozu ukončil svoji činnost, aby mohl být nahrazen Velkým hadronovým urychlovačem (LHC). LHC je v současnosti největší urychlovač na světě schopný urychlit protony až na energii 7 TeV, nebo jádra olova na energii 574 TeV. Těchto energií není v současné době možné dosáhnout v žádném jiném urychlovači (Penzo, 2022). Od června 2022 na tomto urychlovači probíhají měření v rámci Run 3, jehož ukončení je naplánováno na konec roku 2025 (ALICE, c2023; LHC long term schedule, 2022).

2.2 Aparatura experimentu ALICE

Experiment ALICE se skládá celkem z 18 různých typů detektorů o celkové váze 10000 t umístěných v prostoru o rozměrech $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$. Pomocí těchto detektorů je možné zpětně rekonstruovat dráhu vysokého počtu částic vzniklého při srážkách v urychlovači a provést identifikaci jednotlivých částic pro vysoký rozsah jejich příčných hybností. V průběhu odstávky urychlovače LHC mezi lety 2019 a

2021 došlo na aparatuře experimentu ALICE k rozsáhlým vylepšením za účelem umožnění měření nových jevů jako je např. tepelná emise dielektronových párů, což vedlo i ke značnému zlepšení přesnosti měření (The ALICE Colaboration, 2023).

Aparaturu experimentu ALICE je možné rozdělit na dvě části: centrální barel, který je složený z detektorů sloužících k trasování a identifikaci vzniklých částic, a dopředný mionový systém, pomocí kterého jsou zachytávány vzniklé miony. Centrální barel je navíc umístěn uvnitř solenoidálního magnetu schopného generovat magnetické pole směřující rovnoběžně s trubicí urychlovače až o velikosti magnetické indukce $B = 0,5$ T. Celá aparatura je schematicky znázorněna na Obr. 2.1 (The ALICE Colaboration, 2023; Time Projection Chamber (TPC), ALICE, CERN).



Obrázek 2.1: Schematické znázornění aparatury experimentu ALICE. Převzato z: (The ALICE apparatus and its various detector components., 2021)

2.2.1 Detektory umístěné v centrálním barelu

Inner Tracking System

Inner Tracking System (ITS2) je detektor tvořený ALPIDE (*ALICE Pixel Detector*) čipy (Šuljić, 2018). Každý ALPIDE čip se skládá z více jak půl milionu pixelů založených na technologii CMOS senzorů. Tyto senzory fungují, stejně jako CCD detektory (viz 1.2.4), na principu fotoelektrického jevu. Na rozdíl od CCD detektorů ale převod elektrického náboje na elektrický signál probíhá přímo v jednotlivých pixelech. Výhodou CMOS senzorů je jejich nízká spotřeba energie a vysoká rychlost čtení jednotlivých pixelů, která je v případě tohoto detektoru dostatečná pro zpracování srážek jader olava probíhajících s frekvencí 50 kHz (The ALICE Colaboration, 2023; What is a CMOS Sensor : Working & Its Applications, c2023).

Mezi hlavní úkoly tohoto detektoru patří např. zpětné určení místa rozpadu hadronů tvořených těžkými kvarky, zpětné určení místa první srážky částic (tzv. *primary*

vertex), který je možné určit s přesností lepší než $100 \mu\text{m}$, nebo identifikace částic s nízkou příčnou hybností a jejich sledování (ALICE ITS, c2023). Celý detektor tvoří celkem 7 vrstev ALPIDE čipů, jejichž celková aktivní plocha je přibližně 10 m^2 . Jednotlivé vrstvy detektoru jsou rozděleny do tzv. vnitřního barelu, který obsahuje 3 vrstvy čipů a obklopuje trubici urychlovače ve vzdálenosti 23 mm až 39 mm od jejího středu, a vnějšího barelu, který je tvořen dvěma vrstvami detektorů ve vzdálenosti 196 mm a 245 mm, respektive 344 mm a 393 mm od středu trubice urychlovače. V porovnání s předchozím ITS detektorem využívaném do roku 2021 má současný detektor mnohem menší velikost pixelů a tedy větší rozlišení, zároveň došlo k celkovému zmenšení aparatury a zvětšení rozsahu měření rapidity η na $|\eta| \leq 1,3$.

Time Projection Chamber

Time Projection Chamber (TPC) je detektor nacházející se mezi vnitřním a vnějším barelem detektoru ITS2. Jedná se o 5 metrů dlouhý válec obklopující trubici urychlovače ze všech stran, který je v půlce přehrazen záporně nabitou elektrodou o napětí -100 kV . Obě podstavy válce jsou pokryty 18 vnitřními a 18 vnějšími čtecími komorami (celkově tedy 36 komorami na každé straně) složenými především ze 4 vrstev plynových elektronových multiplikátorů (GEMs) a čtecích podložek. Vnitřek válce je naplněn směsí plynného neonu, oxidu uhličitého a dusíku v poměru 90 : 10 : 5 (The ALICE Colaboration, 2023).

Při průchodu nabitě částice detektorem dochází k ionizaci plynu podél její trajektorie a vzniku volných elektronů, které jsou odpuzovány záporně nabitou elektrodou ve středu válce k jeho okrajům. Zde elektrony prochází soustavou plynových elektronových multiplikátorů (ALICE TPC, c2023).

Jednotlivé multiplikátory se skládají z tenké, z obou stran pokovené polymerové fólie, která je hustě pokryta otvory o velikosti řádově stovek μm . Vhodný rozdíl potenciálů na obou stranách fólie vytvoří v každé díře silné elektrické pole schopné urychlit elektron prolétávající otvorem. Při průchodu elektronu otvorem je plyn uvnitř otvoru ionizován za vzniku dalších volných elektronů (Sauli, 2016).

Zesílený proud elektronů následně dopadá na čtecí podložky neustále měřící velikost procházejícího proudu v závislosti na čase. Zpětně tak lze rekonstruovat trajektorie nabitých částic, které prošly detektorem. Kvůli magnetickému poli směřujícímu rovnoběžně s trubicí detektoru jsou trajektorie prolétávajících nabitých částic zakřivené a lze tak určit i jejich hybnost. Z hustoty dopadajících elektronů je také možné identifikovat jednotlivé nabitě částice (The ALICE Colaboration, 2023; Time Projection Chamber (TPC), ALICE, CERN).

Transition Radiation Detector

Transition Radiation Detector (TRD) obklopuje trubici urychlovače ve vzdálenosti 2,8 m až 3,5 m od jejího středu a volně navazuje na detektor TPC. Skládá se celkem z 18 supermodulů o délce 7 metrů, přičemž každý supermodul je dále rozdělen na 30 čtecích komor uspořádaných do 6 řad a 5 sloupců. Jednotlivé čtecí komory tvoří

radiátor, kladně a záporně nabitě drátky vedoucí rovnoběžně s trubicí detektoru a záporně nabitá podložka. Radiátor je od zbylých komponent vzdálený asi 3 cm. Prostor čtecích komor je vyplněn směsí plynného xenonu a oxidu uhličitého v poměru 85 : 15 (Working Principle of ALICE Radiation Detector; The ALICE Colaboration, 2023).

Nabitá částice prolétávající čtecí komorou nejprve prochází skrz radiátor, který je vyroben z polypropylenových vláken obložených speciální pěnou a uhlíkovými vlákny. Následně tato částice postupuje dále samotnou komorou, kde dochází k ionizaci plynu a vzniku volných elektronů, které jsou přitahovány ke kladně nabitým drátkům nacházejícím se na protilehlé straně komory. V kombinaci se záporně nabitými drátky umístěnými blíže k radiátoru a záporně nabitou podložkou umístěnou za kladně nabitými drátky dochází v komoře ke vzniku homogenního elektrického pole. Výjimkou je oblast mezi záporně nabitými drátky a podložkou, kde je pole nehomogenní a dochází tak k urychlení elektronů dopadajících na kladně nabitě drátky a opětovné ionizaci plynu. V kladně nabitých drátkách je pak odečítána velikost dopadajícího náboje v závislosti na čase (Working Principle of ALICE Radiation Detector; ALICE Colaboration, 2018).

Pomocí tohoto detektoru je možné získat další prostorové body pro zpětnou rekonstrukci trajektorií nabitých částic, dále pak např. změřit ztráty energie při průchodu částice materiálem a identifikovat danou částici nebo detekovat přechodové záření vznikající při průchodu elektronu radiátorem díky jeho nehomogenitě (The ALICE Colaboration, 2023; ALICE Colaboration, 2018).

Time-of-Flight detektor

Time-of-Flight detektor (TOF) je umístěn mezi dvěma vrstvami detektoru ITS2 ve vzdálenosti asi 3,7 m od středu trubice urychlovače. Skládá se z 18 supermodulů tvořených 91 pruhy tvořenými tzv. *Multi-gap Resistive-Plate Chamber* detektory uložené do dvou řad nad sebou (The ALICE Colaboration, 2023).

Každý Multi-gap Resistive-Plate Chamber detektor je složený ze skleněných plátů oddělených od sebe pomocí rybářského vlasce. Tímto způsobem je mezi skleněnými pláty vytvořeno celkem 5 mezer o šířce 250 μm , které jsou naplněny směsí plynného tetrafluorethanu a fluoridu sírového v poměru 93 : 7. Vrchní a spodní skleněná deska je natřena speciální akrylovou barvou obsahující oxidy kovů. Obě tyto desky slouží jako elektrody a jsou na jedné straně odděleny od sousedních skleněných desek vrstvou z uhlíkového vlákna, na druhé straně jsou elektrody pokryty izolační vrstvou následovanou podložkami schopnými zaznamenat elektrický signál. Jednotlivé skleněné desky nejsou propojeny žádným vodivým způsobem a nejsou ani uzemněny, ale při nabití elektrod dochází k jejich polarizaci, takže intenzita elektrického pole je ve všech mezerách stejná (Multigap resistive plate chambers of the TOF detector, 2009; Alici, 2020; Wang & Yu, 2021).

Při průletu nabitě částice skrz detektor dochází k ionizaci plynné směsi v jednotlivých mezerách a vzniku volných elektronů. Vzniklé elektrony jsou natolik energetické, že dochází k sekundární ionizaci plynu a vzniku tzv. elektronových lavin,

kteřé dopadají na jednotlivé skleněné desky. Díky těmto deskám nedochází ke vzniku jiskry a elektrickému vybití detektoru, což by po určité době znemožnilo provádět měření. Při pohybu nabitých částic v mezerách dochází ke vzniku indukovaného elektrického proudu na podložce a zaznamenání jeho velikosti (Multigap resistive plate chambers of the TOF detector, 2009; Wang & Yu, 2021).

Vzhledem k malé šířce mezer mezi skleněnými deskami a vysokým rychlostem prolétávajících částic dochází k ionizaci plynu v jednotlivých mezerách v takřka stejných okamžicích. Je tak možné změřit čas, ve kterém dojde k průletu částice detektorem, s přesností lepší než 50 ps. V kombinaci se znalostí místa a času srážky částic nebo rozpadu částice je možné určit rychlost částic prolétávajících detektorem (ALICE TOF, c2023; The ALICE Colaboration, 2023).

High Momentum Particle Identification Detector

High Momentum Particle Identification Detector (HMPID) je tvořen 7 *Ring imaging Cherenkov* detektory (RICH) o rozměrech $1,4 \times 1,3 \text{ m}^2$, které jsou uspořádány do tvaru kopule umístěné ve směru dvou hodin a vzdálenosti asi 4,7 m od středu trubice urychlovače. Každý *Ring imaging Cherenkov* detektor je složen z 15 mm široké mezery naplněné kapalným tetradekafluorhexanem, fotokatody pokryté vrstvou jodidu cesného a tzv. *Multiwire proportional chamber* (MWPC) detektoru. MWPC detektor tvoří jedna řada kladně nabitých drátků o průměru $20 \text{ }\mu\text{m}$ a záporně nabitá drátěná elektroda. Jednotlivé drátky jsou do sebe vzdáleny 4 mm (Gallas, 2005; ALICE HMPID, c2023; ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector, 1998).

Při průchodu nabitě částice o dostatečné příčné hybnosti (řádově jednotky GeV/c v závislosti na dané částici) dochází v mezeře naplněné tetradekafluorhexanem k Čerenkovovu záření o vlnové délce $\lambda \leq 200 \text{ nm}$. Toto záření dopadá na fotokatodu, kde díky fotoelektrickému jevu dochází k emisi elektronů, které jsou následně přitahovány ke kladně nabitým drátkům. Při přiblížení k nabitým drátkům dochází k jejich urychlení a ionizaci plynu uvnitř detektoru. Pohyb nabitých částic indukuje časově proměnný náboj na fotokatodě i na drátěné katodě. Náboj indukovaný na fotokatodě je následně zaznamenán (ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector, 1998).

HIMD se používá především pro identifikaci nabitých částic s velkou příčnou hybností např. lehkých jader a korespondujících antijader, případně protonů, pionů a kaonů. Při poslední odstávce byly před dva ze sedmi RICH detektorů umístěny 8 cm tlusté hliníkové absorbery, díky nimž by mělo dojít ke zjednodušení měření pravděpodobnosti interakce lehkých antijader (The ALICE Colaboration, 2023).

Elektromagnetický kalorimetr

Elektromagnetický kalorimetr (EMCal) se nachází ve vzdálenosti přibližně 4,3 m od středu trubice urychlovače. Celý kalorimetr je sestaven z 20 supermodulů a je rozdělen do dvou částí pokrývajících prostorovou výšeč 80° až 187° , respektive 260°

až 327° . Každý supermodul obsahuje 4416 modulů vyrobených ze 4 tzv. věží. Jednotlivé věže jsou tvořeny opticky izolovanými vrstvenými vzorkovacími kalorimetry s tzv. *wavelength shifting* vlákny. Tato vlákna prochází jednotlivými vrstvami kalorimetru v podélném směru a jsou vyvedena do lavinové fotokatody. Každá věž je sestavena z 76 olovených desek o tloušťce 1,44 mm, které slouží jako absorbery, a 77 vrstev scintilátorů na bázi polystyrenu o tloušťce 1,76 mm. Scintilační vrstvy se pravidelně střídají s olovenými deskami. Věže jsou od sebe navíc světelně izolovány (ALICE EMCAL, c2023; The ALICE Colaboration, 2023).

Při průchodu elektronu detektorem dochází ke ztrátám energie elektronu způsobeným vyzařováním fotonů brzdného záření. Při průletu fotonu vrstvou absorberu může dojít ke kreaci elektron-pozitronového páru, případně díky fotoelektrickému jevu nebo Comptonově rozptylu fotonu na jádře vzniká volný elektron. Pokud mají vzniklé nabitě částice dostatečnou energii, mohou vyzařovat další fotony brzdného záření. Postupně tak vzniká tzv. sprška částic. Jestliže energie vzniklých nabitých částic klesne pod hodnotu tzv. kritické energie, pak tyto částice ztrácí svou energii především ionizací a dochází k jejich pohlcení materiálem. Pokud dojde k pohlcení částice uvnitř scintilátoru, je následně vyzářen foton, který je při dopadu na *wavelength shifting* vlákno opět pohlcen. Následně dochází k emisi fotonu s delší vlnovou délkou a jeho detekci v lavinové fotokatodě, která pomocí fotoelektrického jevu převede dopadající foton na elektrický signál. Neutrální mezony je možné měřit díky jejich brzkému rozpadu na dvojici fotonů (Wavelength Shifters, c2021; Avalanche Photodiode : Construction, Working & Its Applications, c2023; Introduction to Calorimeters, 2016; Yasumi).

Elektromagnetický kalorimetr se využívá pro měření energií elektronů vzniklých z rozpadu hadronů tvořených těžkými kvarky, dále pak k měření elektromagnetických částí jetů, případně fotonů nebo neutrálních mezonů (The ALICE Colaboration, 2023).

Fotonový spektrometr

Fotonový spektrometr (PHOS) se nachází na spodní straně aparatury ve vzdálenosti asi 4,6 m od středu trubice urychlovače, kde vytváří prostorovou výšeč vymezenou azimutálním úhlem $250^\circ < \varphi < 320^\circ$, zároveň je tento detektor ze všech stran obklopen částí elektromagnetického kalorimetru. Celý detektor je tvořen celkem 17000 krystaly wolframanu olovnatého a lavinovými fotokatodami. Hlavním úkolem tohoto detektoru je měření energie fotonů o energiích přibližně 0,1 až 100 GeV produkovaných za vysokých teplot během srážek těžkých iontů, dále pak k měření spekter hadronů pomocí jejich radioaktivních rozpadů nebo lehkých neutrálních mezonů o příčné hybnosti přibližně 0,6 GeV/c (ALICE PHOS, c2023; The ALICE Colaboration, 2023; “Lead tungstate crystal of the ALICE Photon Spectrometer (PHOS)”, 2002).

Při průletu fotonu krystalem dochází k produkci elektronů a pozitronů. Pokud jsou vzniklé částice dostatečně energetické, dochází k vyzáření fotonu brzdného záření a tvorbě dalších pozitronů a elektronů (viz předchozí podkapitola). Na rozdíl od elektromagnetického kalorimetru, kde může být nabitá částice pohlcena olovenou

deskou, a tedy nedochází k vyzáření fotonu, je v tomto případě nakonec každá vzniklá nabitá částice pohlcena krystalem za vzniku fotonu o vlnové délce, kterou je možné detekovat v lavinové fotokatodě (Introduction to Calorimeters, 2016).

Vzhledem k tomu, že je výše uvedeným způsobem možné detekovat i nabitě částice, je před samotný fotonový spektrometr umístěn tzv. *Charged Particle Veto* (CSV) detektor sestavený z MWPC detektorů (viz *High Momentum Particle Identification Detector*) naplněných směsí argonu a oxidu uhličitého. Pokud dojde k zaznamenání částice v CSV detektoru i ve fotonovém kalorimetru, jedná se o nabitou částici, jejíž detekce je v tomto případě nežádoucí (ALICE PHOS, c2023; ALICE Colaboration, 1999).

2.2.2 Detektory dopředného mionového systému

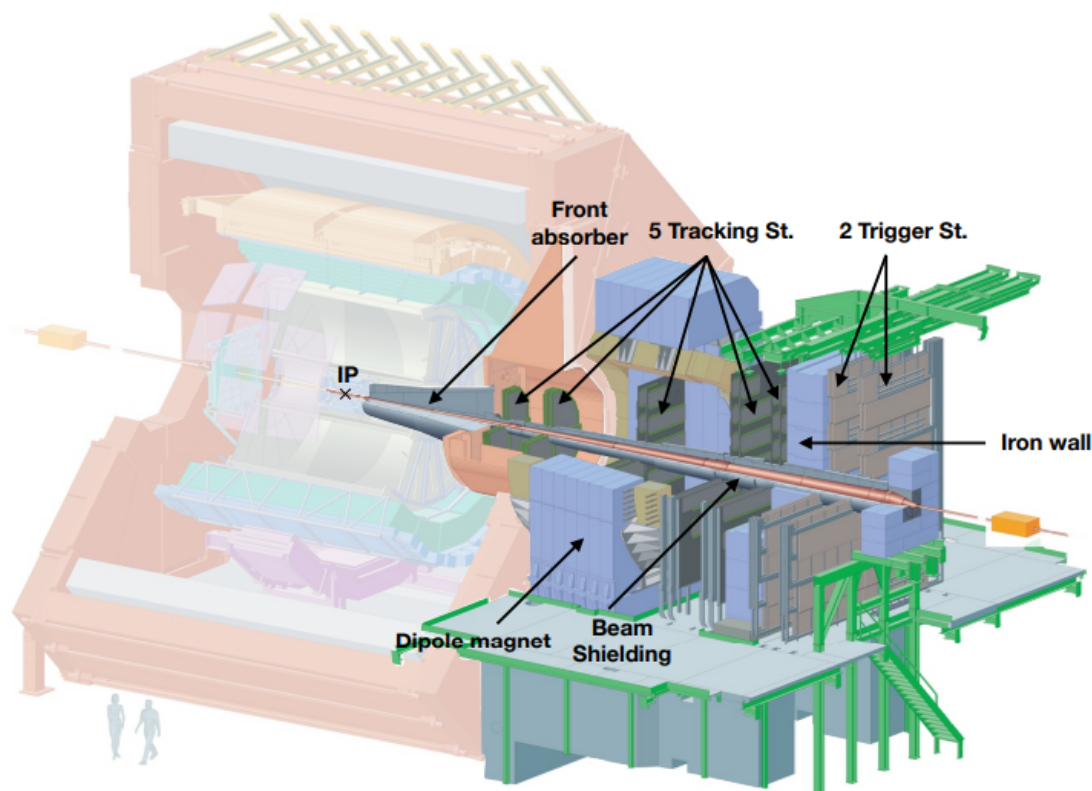
Mionový spektrometr

Jedná se o 17 m dlouhou soustavu, kterou tvoří tzv. *Muon Tracking System* a *Muon Identifier* umístěné za sebou mimo centrální barel podél trubice urychlovače. Celá soustava je schematicky znázorněna na Obr. 2.2 (The ALICE Colaboration, 2023).

Před prvním z detektorů v soustavě se nachází absorber vyrobený z vrstev betonu a uhlíku sloužící k pohlcení všech přilétávajících částic s výjimkou mionů, zároveň také mionům zabraňuje v rozptylu a ztrátě energie. Trubice urychlovače je v oblasti mionového spektrometru odstíněna od detektorů vrstvou tvořenou wolframem, olovem a nerezovou ocelí, která chrání detektory před dopadem částic vzniklých v důsledku rozpadu částic uvnitř trubice urychlovače. Před detektory tvořícími *Muon Identifier* se nachází 120 cm tlustá železná deska sloužící k redukci množství částic s nízkou energií dopadajících do tohoto detektoru (ALICE Muon Spectrometer, c2023; “The Muon Spectrometer of the ALICE”, 2006).

Muon Tracking System se skládá z 5 stanic tvořených 2 vrstvami tzv. *Cathode Pad Chambers* detektorů. V pořadí třetí z těchto stanic se nachází uvnitř magnetického pole generovaného dipólovým magnetem o velikosti magnetické indukce $B = 0,7$ T. Každý *Cathode Pad Chambers* detektor je tvořen dvěma paralelně umístěnými a záporně nabitými destičkami, mezi kterými jsou v jedné řadě umístěny kladně nabitě drátky. Vnitřek detektoru je vyplněn plynnou směsí argonu a oxidu uhličitého v poměru 80 : 20 (The ALICE MUON Arm, 2015).

Při průchodu nabitě částice detektorem dochází podél její trajektorie k ionizaci plynu a vzniku kladně nabitých iontů a volných elektronů. Volné elektrony jsou přitahovány ke kladně nabitým drátkům za opětovné ionizace plynu a vzniku dalších volných elektronů a kladných iontů. Kladné ionty jsou přitahovány k záporně nabitým destičkám, ale kvůli své hmotnosti nejsou urychleny natolik, aby došlo k ionizaci plynu. Na jednotlivých destičkách je následně zaznamenáno rozložení indukovaného náboje způsobené dopadem těchto iontů. Je tak možné určit trajektorii prolétávající částice s přesností řádově $100 \mu\text{m}$ a následně díky zakřivení trajektorie působením magnetického pole i její hmotnost (Characterizations of Cathode pad chamber as tracking detector for MUON Spectrometer of ALICE [Disertace], 2006; The ALICE



Obrázek 2.2: Schématické znázornění mionového spektrometru. V současné době je na místě *Trigger St.* instalován *Muon Identifier*. Převzato z: (The ALICE MUON Arm, 2015)

Colaboration, 2023).

Muon Identifier je tvořen dvěma stanicemi umístěnými ve vzdálenosti 16 m, respektive 17 m od místa předpokládané srážky částic. Jednotlivé stanice obsahují 72 *Resistive Plate Chamber* detektorů. Tyto detektory jsou tvořeny dvojicí paralelně umístěných desek vyrobených z bakelitu, které jsou od sebe vzdáleny několik milimetrů. Mezera mezi deskami je vyplněna plynnou směsí tetrafluorethanu, isobutanu a fluoridu sírového v poměru 89,7 : 10 : 0,3. Každá deska je z vnější strany potřena vrstvou vodivé grafitové barvy, která je u desek na jedné straně nabitá vysokým napětím a u desek na druhé straně uzemněna (The ALICE MUON Arm, 2015; RESISTIVE PLATE CHAMBERS, 2007).

Při průchodu nabité částice plynem dochází k ionizaci plynu a vzniku volných elektronů a kladně nabitých iontů. Volné elektrony jsou odpuzovány od kladně nabitých desek. Pokud jsou elektrony odpudivou silou dostatečně urychleny, dochází k tzv. lavinovému efektu a postupné tvorbě nových elektronů a kladných iontů. Při pohybu elektronů směrem k uzemněné desce zároveň dochází k indukci náboje na uhlíkové elektrodě a jeho zaznamenání (The ALICE MUON Arm, 2015; RESISTIVE PLATE CHAMBERS, 2007).

Mezi hlavní úkoly tohoto detektoru patří např. identifikace mionů nebo určení jejich příčné hybnosti (RESISTIVE PLATE CHAMBERS, 2007).

Muon Forward Tracker

Muon Forward Tracker se skládá z 5 disků obklopujících trubici urychlovače ve vzdálenosti 46 cm až 76,8 cm od předpokládaného místa srážky částic. Průměr disků se počínaje třetím diskem zvětšuje s rostoucí vzdáleností od předpokládaného místa srážky. Celkem jsou tyto disky tvořeny 936 ALPIDE čipy, které jsou shodné s čipy používanými v detektoru ITS2 (viz *Inner Tracking System*) (The ALICE Collaboration, 2015; The ALICE Collaboration, 2023).

Díky tomuto detektoru je například možné určit hmotnost i trajektorii prolétávajících mionů s vyšší přesností nebo lze detekovat miony vzniklé rozpadem B-mezonů (The ALICE Collaboration, 2015).

Zero Degree Kalorimetr

Jedná se o dvě shodné sady detektorů tvořené protonovým a neutronovým kalorimetrem. Jedna ze sad je umístěna přibližně 100 m před místem předpokládané srážky částic, druhá ze sad se nachází přibližně 100 m za tímto místem. V této vzdálenosti je urychlovač rozdělen na dvě souběžně vedoucí trubice, takže je možné mezi ně instalovat neutronový kalorimetr tak, aby bylo možné detekovat částice vylétávající po srážce pod nulovým úhlem. Protonový kalorimetr je od neutronového kalorimetru oddělen trubici urychlovače. Součástí soustavy je také dipólový magnet, který je umístěn na obou stranách ve vzdálenosti 50 m (Zero Degree Calorimeter, c2023; ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC), 1999).

Protonový kalorimetr se skládá z 52 mosazných desek s drážkami, do kterých jsou vložena silikonová optická vlákna, která jsou od sebe vzdálena 4 mm. Optická vlákna jsou umístěna rovnoběžně s osou přicházejícího svazku částic. Neutronový kalorimetr se skládá ze 44 desek vyrobených ze slitiny wolframu, ve kterých jsou umístěna silikonová optická vlákna vzdálená od sebe 1,6 mm. Šířka tohoto detektoru je kvůli velikosti mezery mezi trubicemi urychlovače omezena na pouhých 7 cm. V obou případech slouží kovové desky jako absorbery přilétávajících protonů nebo neutronů (Mavromanolakis, 2004).

Vzhledem ke vzdálenosti kalorimetrů od předpokládaného místa srážky je možné pomocí těchto detektorů pozorovat tzv. *spectator* protony a neutrony. Jedná se o částice, které při srážce částic neinteragují a pokračují ve svém původním směru pohybu. Tyto částice nejprve prolétají skrz dipólový magnet. Působením magnetického pole dochází k vychýlení protonů z původní trajektorie, a tedy jejich oddělení od neutronů, jejichž trajektorie není působením magnetického pole ovlivněna. Díky tomu jsou protony a neutrony detekovány pouze v korespondujících kalorimetrech (Physics performance and status of the ALICE Zero Degree Calorimeters, 2009; Zero Degree Calorimeter, c2023).

Při průchodu protonu nebo neutronu kalorimetrem dochází k nepružným srážkám těchto částic s jádrem absorberu za vzniku pionů a nukleonů. Pokud některá z nabitých částic projde skrz silikonové vlákno, dochází ke vzniku Čerenkovova záření, které je daným vláknem vedeno do fotonásobiče a následně je zaznamenáno (Mavromanola-

kis, 2004; Physics performance and status of the ALICE Zero Degree Calorimeters, 2009).

Pomocí Zero Degree kalorimetru je možné např. určit centralnost srážek nebo absolutní luminozitu (Zero Degree Calorimeter, c2023).

Fast Interaction Trigger

Fast Interaction Trigger je soustava 3 detektorů (FDD, FV0, FT0) umístěných ve vzdálenosti -19,5 m až 17 m od předpokládaného místa srážky částic. Celá soustava slouží např. pro měření luminozity svazků nebo určování času a polohy primární srážky, která je důležitá pro TOF detektor. Zároveň celá aparatura slouží jako tzv. *trigger* pro ostatní detektory, které sbírají data kontinuálně. Díky tomu je možné určit, kdy probíhala relevantní měření a zbytek dat odstranit (ALICE FIT, c2023; ALICE Colaboration, 2023).

FT0 detektor se skládá ze dvou soustav 4 tzv. *quartz Cherenkov radiators* umístěné ve vzdálenosti 3,3 m a -0,84 m od předpokládaného místa srážky částic. Jedná se o nástupce detektoru T0, který sloužil k přesnému určování času (ALICE FIT, c2023; ALICE Colaboration, 2023).

FV0 detektor je největší z detektorů tvořících *Fast Interaction Trigger*. Jedná se o disk o průměru přibližně 1,5 m tvořený pěti soustřednými kruhy plastových scintilátorů, který je umístěný ve vzdálenosti přibližně 3,2 metru od předpokládaného místa srážky částic. Středem tohoto disku prochází trubice urychlovače. Tento detektor je následovníkem detektoru V0, který sloužil k přesnému určení místa srážky částic. V současnosti se tento detektor využívá společně s FT0 detektorem k určování luminozity nebo měření podmínek v pozadí (ALICE FIT, c2023; ALICE Colaboration, 2023).

FDD detektor se skládá ze 4 desek tvořených celkem 16 čtvercovými scintilátory. První dvojice těchto detektorů obepíná trubici detektoru ve vzdálenosti -19 m od předpokládaného místa srážky částic, druhá dvojice desek obepíná trubici urychlovače ve vzdálenosti 17 m od téhož místa. Tento detektor se podílí na měření ultra-periferních srážek nebo na měření difrakčního průřezu (ALICE FIT, c2023; ALICE Colaboration, 2023).

Kapitola 3

Statistická analýza 2D obrazců

Základní myšlenkou této statistické metody je rozdělení analyzované oblasti na menší obrazce a následné vyhodnocení rozdělení bodů v jednotlivých vymezených oblastech. Na základě těchto rozdělení je možné rozhodnout, jestli se body v analyzované oblasti chovají zcela náhodně, případně jsou nějakým fyzikálním zákonem nuceny vytvářet shluky (tzv. *clustering*) nebo udržovat kolem sebe určitou vzdálenost (tzv. *anti-clustering*). Tato metoda byla úspěšně využita pro hledání vhodných kandidátů na vícečetné hvězdné systémy.

3.1 Základní principy pro aplikaci na sféru

Předpokládejme sférickou plochu, na které jsou umístěny body znázorňující objekty, které chceme dále zkoumat (např. hvězdná obloha). Každý takový bod je možné popsat pomocí úhlu l , který udává sférickou délku (analogie k zeměpisné délce) a úhlu b udávajícího sférickou šířku (analogie k zeměpisné šířce). Část této sféry, kterou budeme chtít dále zkoumat, pokryjeme pravidelnými obrazci (kruhy, čtverce, ...). Tyto obrazce budeme dále nazývat událost (*event*) a přiřadíme jim multiplicitu M udávající počet objektů nacházejících se uvnitř daného obrazce. Součástí analýzy budou pouze objekty, které se nachází uvnitř obrazce, ostatní objekty jsou z této analýzy vyňaty (Závada & Píška, 2018).

Dále pro každou událost vytvoříme jednotkový vektor \mathbf{n}_0 , který směřuje do středu obrazce vymezení danou událost:

$$\mathbf{n}_0 = (\cos b_0 \cos l_0 \quad \cos b_0 \sin l_0 \quad \sin b_0), \quad (3.1)$$

kde dvojice $(l_0 \quad b_0)$ udává polohu středu daného obrazce na sféře. Ve středu každé události vytvoříme následujícím způsobem lokální ortonormální soustavu souřadnic:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_r &= \mathbf{n}_0, \\ \mathbf{k}_l &= (-\sin l_0 \quad \cos l_0 \quad 0), \\ \mathbf{k}_b &= (-\sin b_0 \cos l_0 \quad -\sin b_0 \sin l_0 \quad \cos b_0). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Dále je nutné vytvořit popis zkoumané veličiny v nově definované soustavě souřadnic. Pokud je pozorovanou veličinou poloha, vytvoříme dle (3.1) pro každý objekt

vektor \mathbf{n} , který popisuje jeho polohu na sféře. Následně provedeme průmět vektoru \mathbf{n} do nově definované ortonormální báze, a získáme tak dvojici souřadnic $(x \ y)$ popisující daný objekt v novém souřadnicovém systému. Pro ostatní zkoumané veličiny (např. rychlost, hybnost, ...) se průmět do nového systému souřadnic neprovádí a platí $(X_x \ X_y) \equiv (X_l \ X_b)$, kde X je zkoumaná veličina, indexy x a y udávají směr v nově definované soustavě souřadnic a indexy l a b značí směr v původní soustavě souřadnic.

Nakonec každému vektoru popisujícímu objekt v dané události přiřadíme pomocí vztahu

$$\varphi_i = \arctan \frac{x_i}{y_i} \quad (3.3)$$

azimutální úhel φ_i , pro který platí:

$$-\pi < \varphi_i < \pi, \quad (3.4)$$

pro $i = 1, 2, \dots, M$ (Závada & Píška, 2018).

Předpokládejme, že pravděpodobnostní rozdělení úhlů lze v každé události rozepsat pomocí Fourierovy řady tak, jak je uvedeno v (Volshin & Zhang, 1996):

$$P(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \right), \quad (3.5)$$

kde v_n a Ψ_n jsou Fourierovy koeficienty. Dále předpokládejme, že toto pravděpodobnostní rozdělení je normalizované, takže platí:

$$\int_{-\pi}^{\pi} P(\varphi) d\varphi = 1. \quad (3.6)$$

Ze vztahu (3.5) je možné vyjádřit Fourierův koeficient $v_n(M)$ ve tvaru:

$$v_n^2(M) = \frac{1}{M} \left[1 + \frac{2}{M} \sum_{1 \leq k < l \leq M} \cos(n\varphi_k - n\varphi_l) \right], \quad (3.7)$$

kde M je multiplicita, φ_k a φ_l jsou azimutální úhly přiřazené vektoru popisujícímu k -tý resp. l -tý objekt a n je číslo Fourierova koeficientu $v_n(M)$. Tímto způsobem by bylo možné analyzovat jeden *event* s danou multiplicitou. Při větším množství analyzovaných událostí je nutné nahradit cosinus ve výrazu (3.7) jeho střední hodnotou. Vypočtena pak bude střední hodnota koeficientu v_n^2 .

Z podrobnější analýzy střední hodnoty Fourierova koeficientu $\langle v_n^2(M) \rangle$ je možné odvodit nerovnost

$$\frac{1}{M} < \langle v_n^2(M) \rangle < 1, \quad (3.8)$$

kdy $\langle v_n^2(M) \rangle \rightarrow \frac{1}{M}$ pro rovnoměrné rozdělení azimutálních úhlů v událostech a $\langle v_n^2(M) \rangle \rightarrow 1$, pokud mají azimutální úhly v jednotlivých událostech tendence se shlukovat v určité výseči. Pro popis těchto skutečností definujeme funkci $\Theta_n(M)$ jako

$$\Theta_n(M) = M \langle v_n^2(M) \rangle. \quad (3.9)$$

Pro interpretaci dat pomocí funkce $\Theta_n(M)$ lze využít následující závěry získané pomocí Monte Carlo simulací (Závada & Píška, 2018):

1. Jestliže je funkce $\Theta_n(M)$ rostoucí, pak mají azimutální úhly v jednotlivých událostech tendence se shlukovat ve vymezené výseči (*clustering*).
2. Je-li funkce $\Theta_n(M)$ klesající, pak mají objekty umístěné v jednotlivých událostech tendence udržovat mezi sebou určitý rozestup (*anti-clustering*).
3. Funkce $\Theta_n(M) \approx 1$ právě tehdy, když jsou objekty v jednotlivých událostech rozděleny rovnoměrně ve všech úhlech.

Výhodou této metody oproti vztahu (3.5) je její univerzálnost, která umožňuje její využití v různých oblastech výzkumu. Zároveň v případě srážek těžkých iontů není na rozdíl od vztahu (3.5) nutné určovat úhel roviny srážky reprezentovaný Fourierovým koeficientem Ψ_n , jehož přesnou hodnotu není možné z dat bezprostředně stanovit.

Kapitola 4

Analýza kolektivního pohybu hvězd

„Dle v současné době populárních modelů je celý náš známý vesmír tvořen asi ze 70 % temnou energií, z 25 % temnou hmotou a pouhých 5 % vesmíru tvoří "klasická" hmota“ (What is the Universe made of?). Gravitačně vázané shluky temné hmoty společně s „klasickou“ hmotou ve formě hvězdných systémů, prachu a plynu nazýváme galaxie. Sluneční soustava je součástí galaxie Mléčná dráha a nachází se asi v polovině vzdálenosti mezi galaktickým středem a okrajem. Pohyb hvězd v naší galaxii navíc není náhodný, ale probíhá po křivkách okolo jejího středu. Úkolem této kapitoly bude i s využitím statistické metody představené v předchozí kapitole určit rychlost pohybu Slunce okolo středu naší galaxie.

4.1 Klasifikace galaxií

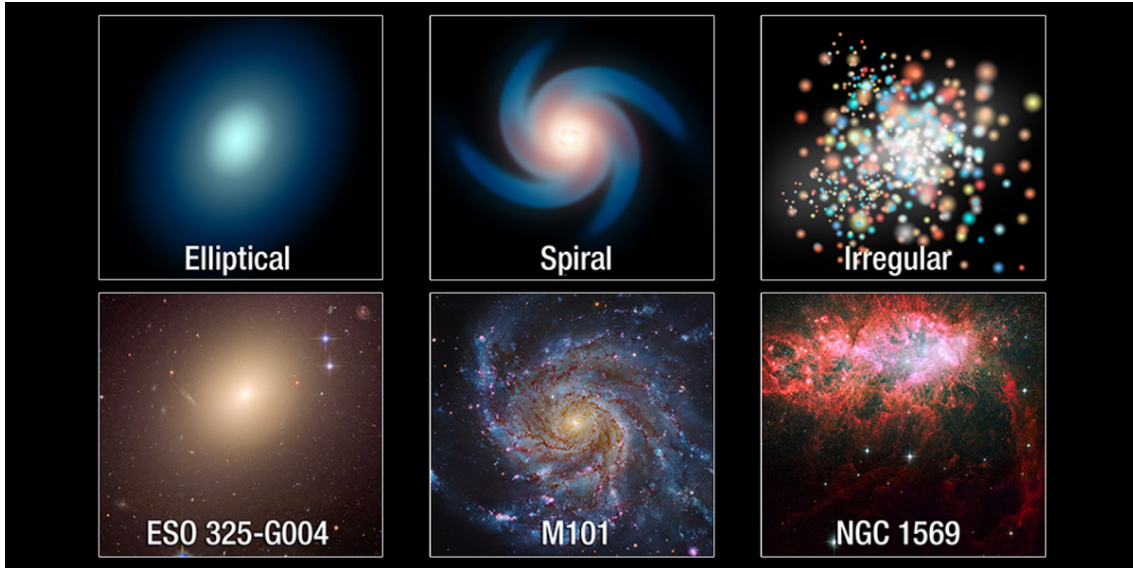
Galaxie je možné rozdělit na základě vnitřního uspořádání hmoty do tří různých kategorií: spirální, eliptické a nepravidelné galaxie. Všechny zmíněné typy galaxií jsou zobrazeny na Obr. 4.1 (Galaxies, 2023).

Spirální galaxie jsou tvořeny tzv. spirálními rameny, prostory s vyšší koncentrací solárních systémů, které rotují kolem černé díry uprostřed této galaxie. Všechna spirální ramena rotují kolem středu v jedné rovině, takže celá galaxie připomíná plochý disk. Asi dvě třetiny galaxií tohoto typu tvoří tzv. spirální galaxie s příčkou, jejímž představitelem je např. galaxie Andromeda nebo Mléčná dráha. Jedná se o speciální typ spirálních galaxií, přes jejichž střed přechází pás hvězd, plynu a prachu. Podle současných poznatků tento pruh nejspíše značí, že daná galaxie již ukončila svůj vývoj (Galaxies: Types).

Eliptické galaxie nemají téměř žádnou vnitřní strukturu a hvězdy se kolem jejich středu pohybují náhodně. Na rozdíl od spirálních galaxií jsou eliptické galaxie málo zastoupené a mohou být buď kulaté nebo oválné. Tento typ galaxií nejspíše vzniká v důsledku splynutí menších galaxií (Galaxies: Types).

Dalšími známými typy galaxií jsou např. nepravidelné galaxie, které mohou nabývat různých tvarů i velikostí a nejspíše vznikají gravitačním působením v průběhu srážek galaxií a aktivní galaxie mezi něž řadíme např. Seyfertovy galaxie produku-

jící významné množství energie v infračerveném spektru, nebo kvasary a blasary vyzařující velký počet vysoce energetických částic (Galaxies: Types).



Obrázek 4.1: Grafické znázornění jednotlivých druhů galaxií (nahore) a jejich fotografie (dole). Převzato z: (Galaxies, 2023)

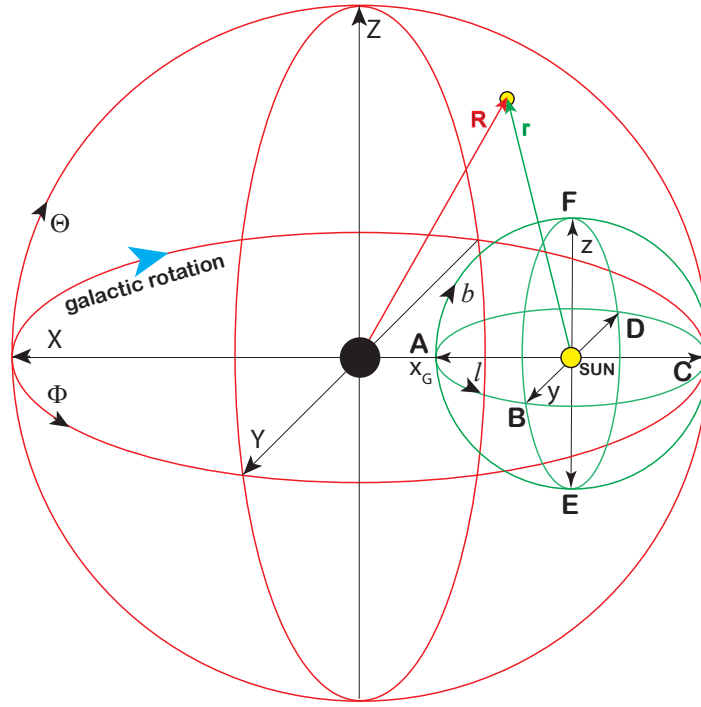
4.2 Rychlost rotace Mléčné dráhy

Při určování rychlosti rotace hvězd kolem středu naší galaxie je nejprve nutné potvrdit, zda a jakým směrem hvězdy kolem středu galaxie rotují. Uvažujme tedy dvojici sférických souřadných soustav tak, jak je znázorněno na Obr. 4.2. Počátek první ze soustav (na Obr.4.2 znázorněna červeně) je spojen se středem galaxie, počátek druhé soustavy (znázorněna zeleně) je pevně spojen se Sluncem a nachází se ve vzdálenosti X_G od počátku první soustavy. Pro libovolnou hvězdu označíme její vzdálenost od středu galaxie R a její vzdálenost od Slunce r .

Pro potvrzení kolektivního pohybu hvězd kolem středu galaxie byla využita data z vesmírné observatoře Gaia uvolněná v rámci Release 3 v červnu 2022. Pro analýzu byly vybrány 4 význačné směry: směr ke středu galaxie (ve zbytku textu budeme tento směr značit A), směr předpokládané rotace galaxie (B), směr od středu galaxie (C) a směr proti předpokládanému směru rotace galaxie (D). Do každého z těchto význačných směrů byly započteny hvězdy, které splňují obdobná kritéria jako byla použita v (Závada & Píška, 2022) a nachází se ve výseči $10^\circ \times 10^\circ$. Střed každé výseče je dán osou definující význačný směr.

Pro další zpracování dat je nutné přejít do soustavy, ve které je součet rychlostí hvězd v okolí Slunce roven nule (dále budeme tuto soustavu nazývat klidovou soustavou). Oproti této soustavě se Slunce, a tedy i vesmírná observatoř Gaia, která měří rychlosti pohybu hvězd vzhledem ke Slunci, pohybuje rychlostí:

$$\mathbf{v}_G = (v_x \ v_y \ v_z) = (11,1 \ 16,8 \ 7,8) \text{ km/s.} \quad (4.1)$$



Obrázek 4.2: Schematické znázornění souřadnicového systému spojeného se středem naší galaxie (červeně) a souřadnicového systému, v jehož středu je Slunce (zeleně) s vyznačenými význačnými směry A—D. Autor: Petr Závada

Tato hodnota byla vypočtena z údajů uvedených v Eilers et al. (2019). Rychlost byla převedena z galaktocentrického systému do klidové soustavy Slunce a od rychlosti ve směru y byla odečtena rychlost pohybu Slunce, která byla vypočtena v tomtéž článku.

Pro každou z hvězd jsme provedli korekci na tento pohyb. Nejprve je ale nutné vyjádřit vztah pro převod rychlosti pohybu Slunce do vhodných jednotek.

Protože je rychlost pohybu hvězd po galaktické sféře měřena v tisícinách úhlových vteřin za rok [mas/y], ale rychlost pohybu Slunce vůči klidové soustavě je známa v km/s, je nutné určit vztah mezi těmito dvěma používanými jednotkami. Ten má následující tvar:

$$v = \omega \left[\frac{\text{mas}}{\text{y}} \right] \cdot r \left[\frac{\text{AU}}{\text{mas}} \right] = \frac{150 \cdot 10^6}{365,25 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} \cdot \omega \cdot r \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right] \approx 4,75 \cdot \omega \cdot r \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right], \quad (4.2)$$

kde r je vzdálenost dané hvězdy od Slunce, ω je úhlová rychlost hvězdy a v je rychlost hvězdy v km/s.

Pro další zpracování uvažujme jednu z hvězd, která je součástí galaktické sféry. Její souřadnice na galaktické sféře označíme $(l \ b)$ a rychlost, kterou se tato hvězda pohybuje vůči Slunci, označíme $(\omega_{l_0} \ \omega_{b_0})$. Pro tuto hvězdu definujeme lokální or-

tonormální systém souřadnic následujícím způsobem:

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_{L-l} &= (-\sin l \quad \cos b \quad 0), \\ \mathbf{v}_{L-b} &= (-\sin b \cos l \quad -\sin b \sin l \quad \cos b), \\ \mathbf{v}_{L-r} &= (\cos b \cos l \quad \cos b \sin l \quad \sin b).\end{aligned}\tag{4.3}$$

Následně provedeme průmět rychlosti pohybu Slunce do nově definované soustavy souřadnic. Korekci rychlosti pohybu hvězdy je možné určit následujícím způsobem:

$$\begin{aligned}v_{G-l} &= \mathbf{v}_{L-l} \cdot \mathbf{v}_G, \\ v_{G-b} &= \mathbf{v}_{L-b} \cdot \mathbf{v}_G.\end{aligned}\tag{4.4}$$

S využitím (4.4) a (4.2) je možné vypočítat rychlosti pohybu každé hvězdy v km/s následujícím způsobem:

$$\begin{aligned}v_l &= v_{G-l} + 4,75 \cdot \omega_{l_0} \cdot r, \\ v_b &= v_{G-b} + 4,75 \cdot \omega_{b_0} \cdot r,\end{aligned}\tag{4.5}$$

kde v_l je rychlost pohybu vůči klidové soustavě ve směru l a v_b je rychlost pohybu vůči klidové soustavě ve směru b . Stejně tak je možné určit i rychlost v [mas/y] jako:

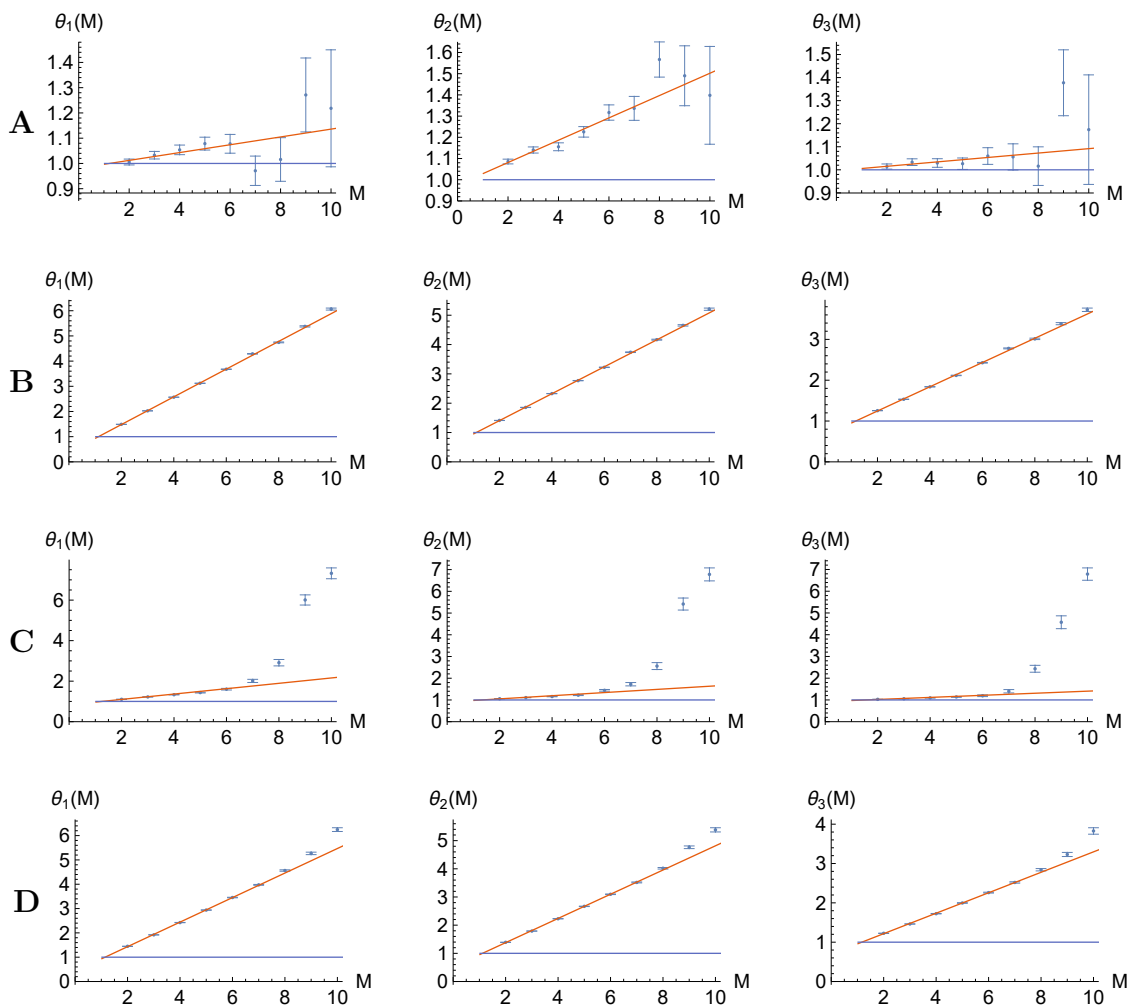
$$\begin{aligned}\omega_l &= \frac{v_{G-l}}{4,75 \cdot r} + \omega_{l_0}, \\ \omega_b &= \frac{v_{G-b}}{4,75 \cdot r} + \omega_{b_0}.\end{aligned}\tag{4.6}$$

Dále byla ve všech 4 význačných směrech provedena statistická analýza dat pomocí metody popsané v kapitole 3. Analyzovaná oblast byla rozdělena na čtverce o straně $a = 0,02^\circ$, analyzovanou vlastností každé z hvězd byla v tomto případě rychlost. Následně byl pro každou z hvězd pomocí vzorce (3.3) vypočten její azimutální úhel φ_i . Nakonec byly pro *eventy* se stejnou multiplicitou M vypočteny pomocí vztahu (3.7) střední hodnoty Fourierova koeficientu $\langle v_n^2(M) \rangle$. Z těchto středních hodnot pro danou multiplicitu M bylo následně možné s pomocí (3.9) určit hodnotu funkce $\Theta_n(M)$ pro $n = 1, 2, 3$ a hodnoty multiplicity $1 < M \leq 10$. Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ byly vyneseny do grafu a proloženy přímkou. Výsledné grafy jsou uvedeny na Obr. 4.3.

Celý výše zmíněný postup byl zpracován v programu Wolfram Mathematica. Vytvořený zdrojový kód je součástí přílohy.

Dále byly pomocí vztahu (4.5) vypočteny rychlosti pohybu hvězd vůči klidové soustavě v km/s. Z těchto hodnot byly vytvořeny histogramy znázorňující rozdělení rychlostí pohybu hvězd ve směrech l a b , které jsou zobrazeny na Obr. 4.4. Z těchto rozdělení byly následně vypočteny střední hodnoty rychlostí ve směrech l a b . Tyto hodnoty včetně vypočtené chyby jsou uvedeny v Tab. 4.1. Střední rychlost pohybu hvězd ve význačných směrech A a C je oproti středním rychlostem hvězd ve směrech C a D malá, proto nebude v dalším zpracování využita.

Střední hodnoty rychlostí jsou vypočteny pro soustavu, v jejímž středu se nachází Slunce. Jedná se tedy pouze o průmět vektoru rychlosti rotace galaxie \mathbf{v}_G do této soustavy. Celá situace je podrobněji znázorněna na Obr. 4.5.



Obrázek 4.3: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro $n = 1, 2, 3$. Červeně jsou znázorněny proložené lineární závislosti. Pro porovnání je v každém grafu modře vyznačena závislost vyjadřující uniformní rozdělení.

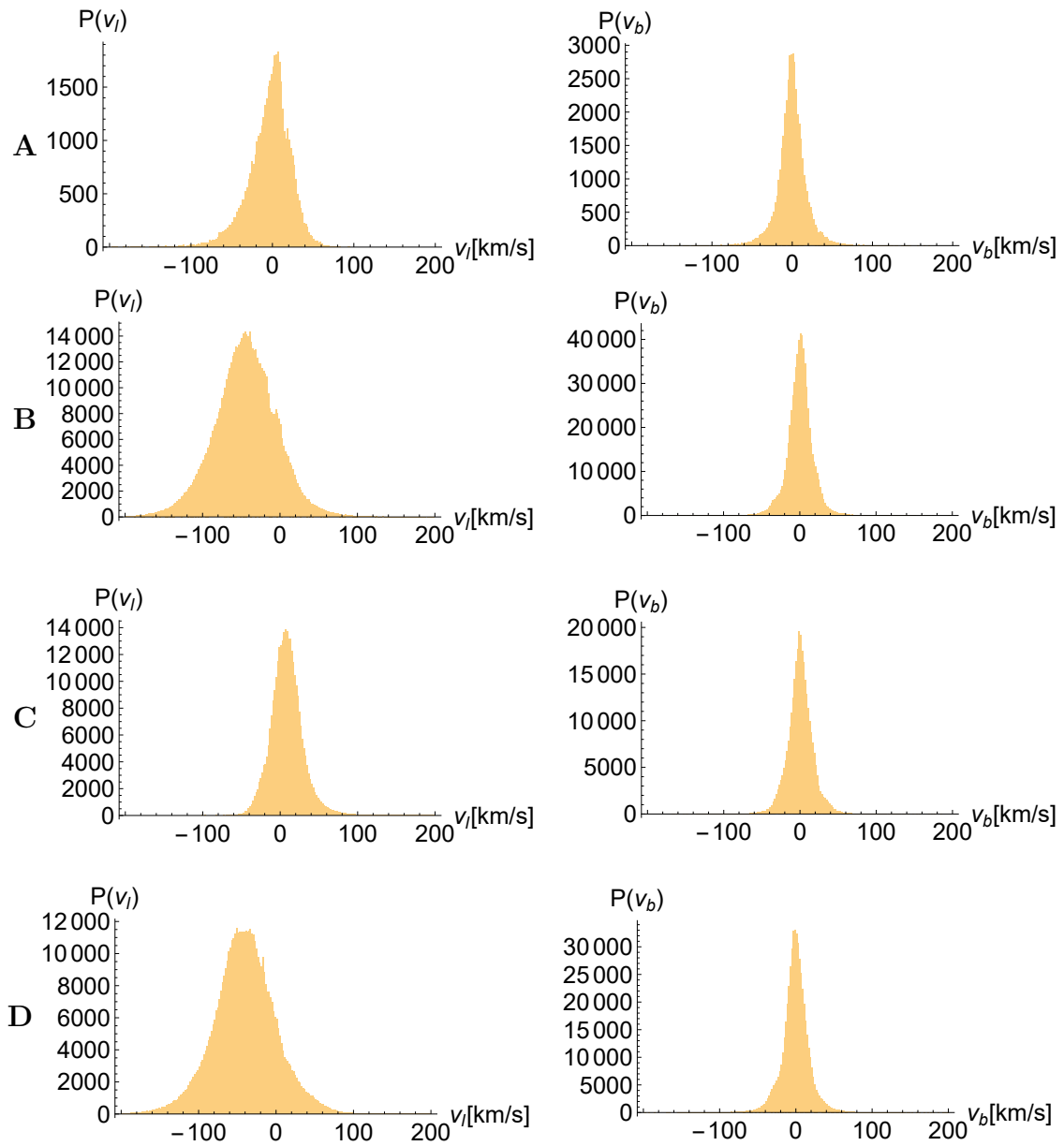
Díky tomu, že vektor rychlosti pohybu tělesa po kružnici je vždy kolmý na spojnici mezi pohybujícím se tělesem a středem kružnice, je možné s využitím podobnosti trojúhelníků odvodit vztah pro rychlost rotace naší galaxie ve směru l následujícím způsobem:

$$\frac{\langle |\mathbf{v}_{l-R}| \rangle}{\langle w_l \rangle} = \frac{R}{r}, \quad (4.7)$$

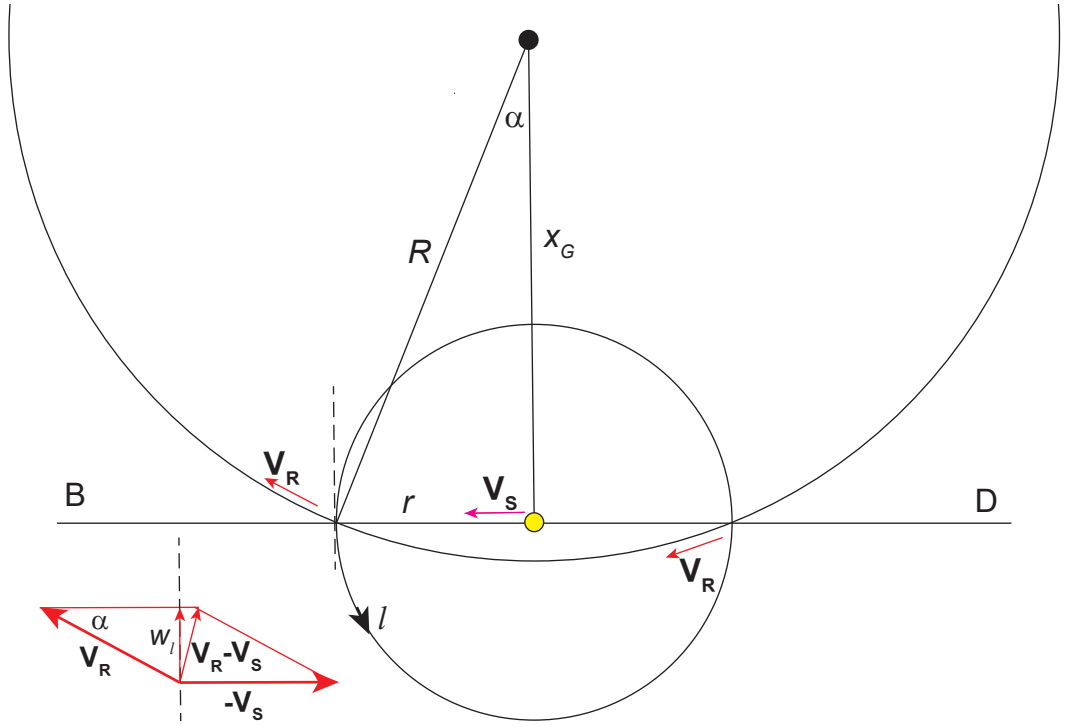
$$\langle |\mathbf{v}_{l-R}| \rangle = \frac{\langle w_l \rangle}{r} \cdot R,$$

Směr	A	B	C	D
$\langle v_l \rangle$ [km/s]	$-3,83 \pm 0,12$	$-44,55 \pm 0,05$	$-0,56 \pm 0,04$	$-40,29 \pm 0,06$
$\langle v_b \rangle$ [km/s]	$-0,33 \pm 0,09$	$0,32 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,03$	$-0,41 \pm 0,03$

Tabulka 4.1: Vypočtené střední hodnoty rychlostí pohybu hvězd ve směru l $\langle v_l \rangle$ a b $\langle v_b \rangle$ ve všech význačných směrech.



Obrázek 4.4: Rozdělení rychlosti pohybu hvězd ve směru l (levý sloupec) a ve směru b (pravý sloupec) při pohledu do všech významných směrů.



Obrázek 4.5: Schematické znázornění průmětu rychlosti rotace hvězd kolem středu galaxie V_R do soustavy, v jejímž středu se nachází Slunce. Autor: Petr Závada

kde $\langle |\mathbf{v}_{l-R}| \rangle$ je střední hodnota velikosti rychlosti rotace galaxie, $\langle w_l \rangle \equiv \langle -v_l \rangle$, r je vzdálenost hvězd pohybujících se se střední rychlostí $\langle v_l \rangle$ od Slunce a R je vzdálenost hvězd od středu galaxie.

Pro výpočet parametru $\frac{\langle w_l \rangle}{r}$ ve vztahu (4.7) je dále nutné určit střední vzdálenost hvězd od Slunce ve směru B a D. Tyto hodnoty byly vypočteny jako střední hodnoty vzdálenosti hvězd od Slunce v uvedených význačných směrech. Rozdělení vzdáleností ve směrech B a D je znázorněno na Obr. 4.6, získané střední hodnoty vzdáleností hvězd od Slunce jsou uvedeny v Tab. 4.2.

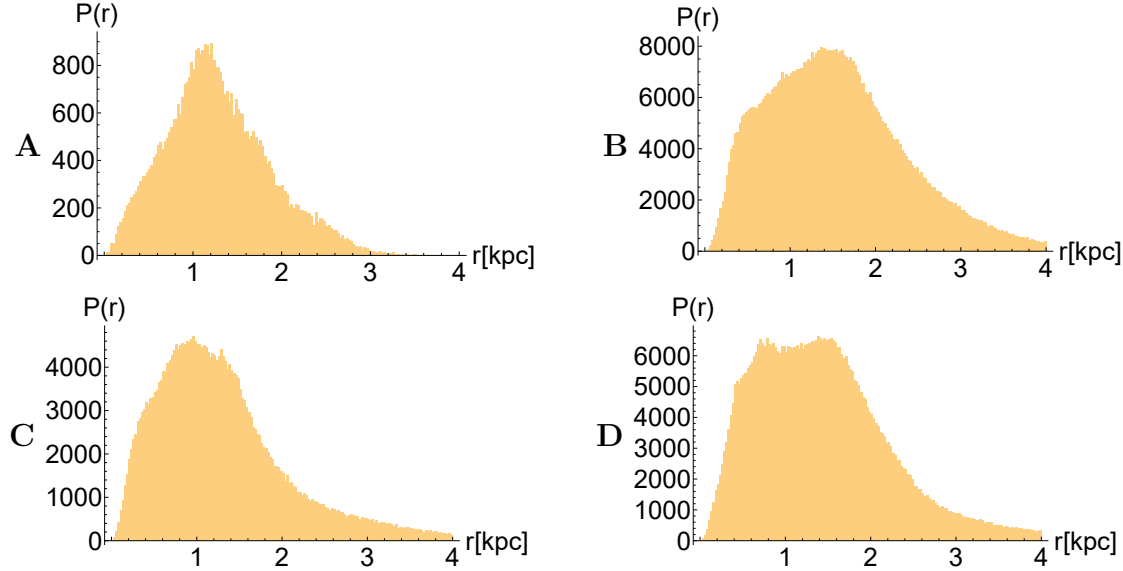
Dále byly s využitím středních hodnot z Tab. 4.2 a Tab. 4.1 vypočteny hodnoty parametru $\frac{\langle w_l \rangle}{r}$ pro hvězdy ve směru B a D, vážený průměr těchto parametrů a jeho chyba. Výsledný vztah popisující rychlost pohybu hvězd v naší galaxii v závislosti na vzdálenosti od středu galaxie má tvar:

$$\langle |\mathbf{v}_{l-R}| \rangle = (-27,48 \pm 0,03) \cdot R, \quad (4.8)$$

kde znaménko před parametrem vyjadřuje, zda pohyb hvězd probíhá po směru hodinových ručiček (–) nebo proti tomuto směru (+, viz Obr. 4.2) a R je vzdálenost hvězdy od středu galaxie uvedená v kiloparsecích. Budeme-li předpokládat, že rychlost rotace hvězd se pro vzdálenosti blízké R mění pouze velmi pomalu a dosadíme-li do vztahu (4.8) nejnovější předpokládanou vzdálenost Slunce od galaktického středu $X_G = 8,178 \pm 0,013_{\text{stat}} \pm 0,022_{\text{sys}}$ kpc (“A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty”, 2019), získáme výslednou střední hodnotu rychlosti oběhu Slunce okolo středu Mléčné dráhy $\langle |\mathbf{v}_{l-S}| \rangle = 224,7 \pm 0,8$ km/s, kdy rotace probíhá po směru hodinových ručiček.

Směr	A	B	C	D
$\langle r \rangle [\text{pc}]$	1287 ± 3	1593 ± 1	1320 ± 1	1499 ± 1

Tabulka 4.2: Naměřené střední hodnoty vzdáleností hvězd od Slunce r ve všech význačných směrech.

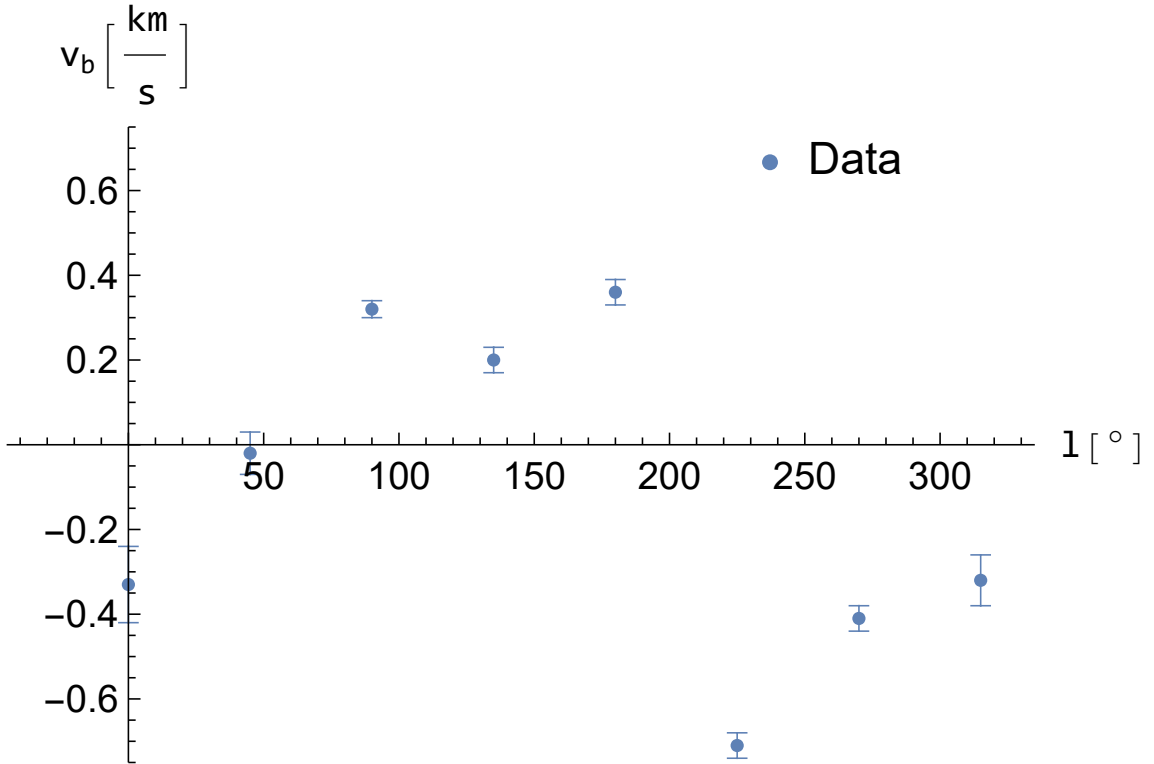


Obrázek 4.6: Rozdělení vzdáleností hvězd od Slunce ve všech význačných směrech.

4.3 Rychlost pohybu Slunce ve směru osy otáčení galaxie

Střední hodnoty rychlostí pohybu hvězd ve směru b nabývají v porovnání s průměry rychlostí pohybu hvězd ve směru l velice malých hodnot. I přesto je z naměřených hodnot patrné, že rychlosti hvězd ve směru b nejsou ve všech význačných směrech stejně velké. Tato skutečnost odpovídá pozorování Gaia Collaboration (2018), že se v naší galaxii hvězdy ve směru z nestejně rychle pohybují rychlostmi v rozmezí přibližně $(-8, 8)$ km/s. Pozorováním středních rychlostí pohybu hvězd ve směru z je možné ověřit, zda byla korekce na pohyb observatoře Gaia v témže směru vůči galaktickému středu provedena správně.

Pro účely této analýzy byl datový soubor rozšířen o data popisující chování hvězd ve směrech $l = 45^\circ$, $l = 135^\circ$, $l = 225^\circ$ a $l = 315^\circ$, na které byla použita stejná kritéria jako na předchozí sadu dat. Vypočtené střední hodnoty rychlostí pohybu hvězd ve směru z jsou uvedeny na Obr.4.7. Z těchto hodnot byl dále vypočten aritmetický průměr rychlosti pohybu hvězd ve směru z a jeho chyba. Následně byla tato hodnota přičtena k původní použité korekci ve směru osy z , která je uvedena ve vztahu (4.1). Průměrná rychlost observatoře Gaia oproti ostatním hvězdám v galaxii je $\langle v_{G-z} \rangle = 7,66 \pm 0,04$ km/s.



Obrázek 4.7: Naměřené střední hodnoty rychlosti pohybu hvězd ve směru b v závislosti jejich poloze l v soustavě, v jejímž středu je Slunce.

4.4 Diskuse získaných výsledků

Nejprve se zaměříme na grafy na Obr. 4.3, které udávají závislost nově definované funkce $\Theta_n(M)$ na multiplicitě události M . S využitím závěrů uvedených v kapitole 3, je možné tvrdit, že ve všech pozorovaných směrech dohází ke kolektivnímu pohybu hvězd. Ve směrech A a C není na rozdíl od zbývajících směrů tendence ke shlukování na tak výrazná, to znamená, že rozdělení rychlostí pohybu hvězd v těchto směrech je rotačně symetrické. Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ ve směru A jsou pro $n = 2, 3$ zatíženy oproti ostatním směrům větší chybou. Zde zřejmě mohl sehrát roli menší objem dat v porovnání s ostatními směry. Menší sklon proložených přímek ve směru A může být způsoben výraznější změnou poloměru kružnice, po které hvězdy obíhají, což je nevyhnutelně spojeno se směrem pozorování.

Ve směru C se naměřené hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ pro $n=2,3$ blíží rovnoměrnému rozdělení rychlostí pro události s multiplicitou $M \leq 8$. Je tedy možné usuzovat, že se hvězdy, které jsou od středu galaxie vzdálenější než Slunce, pohybují rychlostmi blízkými rychlosti Slunce. Vysoké hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ mohou způsobovat shluky velmi vzdálených hvězd, jejichž rychlosti se významně liší od rychlosti oběhu Slunce kolem středu naší galaxie. Nelze vyloučit ani systematickou chybu měření.

V případě histogramů na Obr. 4.4, které udávají rozložení rychlostí hvězd ve směru l je jasně patrný posun maxim do záporných hodnot ve směru B a D, což ukazuje na kolektivní pohyb hvězd v těchto směrech. Toto tvrzení je ve shodě s vypočtenými hodnotami funkce $\Theta_n(M)$ na Obr. 4.3, která je pro oba směry rostoucí. Ve směru

B je možné pozorovat pokles počtu hvězd v jejich rozdělení podle jejich rychlosti ve směru l v rozmezí 0 až -10 km/s. Tento pokles může souviset s rozdělením vzdáleností hvězd od Slunce v tomto směru. Rozdělení vzdáleností ve směru B na Obr. 4.6 je nejspíše tvořeno dvěma překrývajícími se rozděleními hvězd s maximy ve vzdálenosti přibližně 0,5 kpc respektive ve vzdálenosti přibližně 1,7 kpc od Slunce. Ve směru D není podobný efekt tak výrazný, a proto není v rozdělení rychlostí v tomto směru patrný žádný výraznější výkyv. Nárůst počtu hvězd s rostoucí vzdáleností je dán způsobem měření a je omezen rozlišením aparatury. Rozdělení rychlostí v těchto dvou směrech je tedy tvořeno směsí průmětů rychlostí hvězd.

V případě rozdělení rychlostí hvězd a vzdáleností hvězd od Slunce ve směru A je nepravidelné rozdělení hvězd, které je nejspíše způsobeno větší koncentrací hvězd blíže ke středu galaxie a s tím spojenou nižší schopností observatoře tyto hvězdy rozlišit.

Rozdělení rychlostí hvězd ve směru b má ve všech pozorovaných směrech téměř shodný tvar, dochází pouze k drobným posunům míst, kde hodnoty nabývají svých maximálních hodnot.

Pro výpočet rychlosti pohybu Slunce ve směru l byla vybrána nejnověji změřená vzdálenost Slunce od středu galaxie. Tento údaj není v rozporu s ostatními hodnotami naměřenými po roce 2000, jedinou jeho výhodou je velice nízká chyba měření, která řádově odpovídá velikosti chyby parametru ve vztahu (4.8). Alternativně by bylo možné využít starší měření této vzdálenosti, případně z těchto údajů vypočítat vážený průměr a pracovat s touto hodnotou. Výsledná chyba rychlosti by nejspíše v takovém případě byla řádově větší.

Námi určené hodnoty parametru $\frac{\langle w_l \rangle}{r}$ ze vztahu (4.8) a rychlosti jsou ve shodě s dříve navrženými hodnotami $\frac{\langle w_l \rangle}{r} = 27,6 \pm 1,1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$, $\langle |\mathbf{v}_{l-S}| \rangle = 220 \pm 7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a $X_G = 7,96 \pm 0,17 \text{ kpc}$ (Camarillo et al., 2018), u koeficientu $\frac{\langle w_l \rangle}{r}$ bylo navíc dosaženo řádově menší chyby. Námi určená výsledná rychlost pohybu Slunce významně záleží na použité hodnotě vzdálenosti Slunce od středu galaxie. Pokud bychom využili dříve navrženou hodnotu $X_G = 7,96 \pm 0,17 \text{ kpc}$, byla by výsledná rychlost rotace Slunce kolem středu galaxie $\langle |\mathbf{v}_{l-S}| \rangle = 219 \pm 5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Lepšího porovnání obou výsledků by bylo možné dosáhnout, pokud by vzdálenost Slunce od středu galaxie X_G nebyla převzata z jiných zdrojů, ale určena nezávisle.

Vztah (4.8) je vhodný pouze pro určení rychlosti rotace hvězd ve směrech B a D, ale nelze jej použít jako univerzální vztah pro výpočet rychlosti otáčení galaxie. Z rozdělení rychlostí hvězd ve směru A a C můžeme usuzovat, že rychlost rotace hvězd, které jsou od středu galaxie vzdáleny více než Slunce, roste velice pomalu.

Na Obr. 4.7 je patrný rozptyl rychlostí v závislosti na směru l , což je v souladu s údaji uvedenými v Gaia Collaboration (2018), kde jsou pozorovány různé střední rychlosti pohybu hvězd v naší galaxii v závislosti na jejich umístění v galaktickém disku. Vypočtená hodnota rychlosti pohybu Slunce ve směru z získaná analýzou rychlostí pohybu 1082217 hvězd, se liší od námi použité korekce, která je uváděna jako přibližná hodnota rychlosti pohybu v tomto směru. I přes tento rozdíl je námi vypočtená hodnota ve shodě s jinými současnými měřeními, které uvádí např. Schönrich et al. (2010).

Kapitola 5

Kolektivní chování produktů srážek na experimentu ALICE

Při vysokoenergetických srážkách částic dochází na velice krátkou dobu ke vzniku silně interagujícího systému více částic, který je možný popsat pomocí perturbativní kvantové chromodynamiky. Vlastnosti takového systému je možné měnit použitím různých energií srážky, případně změnou srážejících se částic. Pokud není hustota vícečásticového systému po srážce dostatečně vysoká, dochází po srážce k přechodu z jaderné kapaliny na plyn nukleonů. Při vysokých hustotách vícečásticového systému se předpokládá vznik kvark–gluonového plazmatu. Výše zmíněné mechanismy je možné pozorovat analýzou kolektivního chování produktů srážek částic (Herrmann et al., 1999).

Úkolem této kapitoly je právě zkoumání kolektivního chování produktů srážek na experimentu ALICE a jejich porovnání s používanými Monte Carlo (MC) modely.

Výsledky této kapitoly byly vypracovány pouze pro účely této práce a neprošly schválením kolaborace ALICE. Nelze je proto použít jako oficiální výsledky kolaborace ALICE.

5.1 Typy kolektivního chování produktů srážek

Za kolektivní chování produktů částicových srážek je možné označit libovolné společné vlastnosti produktů takovéto srážky. Například se může jednat o společný směr výletu produktů ze srážky, produktem srážky mohou být stejné částice, atd. Pokud k tomuto popisu zavedeme další kinematická omezení, je možné pro srážky těžkých iontů definovat tzv. *flow* pozorovatelné, které popisují korelaci v produkci částic po srážce (Herrmann et al., 1999).

Flow pozorovatelné jsou definovány následovně:

- *Elliptic flow* popisuje porušení izotropie rozdělení hybností vzniklých částic v azimutálním směru. Jedná se o klíčovou pozorovatelnou pro studium vlast-

ností kvark—gluonového plasmatu (Simili, 2008). *Elliptic flow* odpovídá Fourierovu koeficientu v_1 ve vztahu 3.5.

- *Transverse flow* popisuje rychlost pohybu ve směru kolmém na svazek částic (“Concepts of Heavy-Ion Physics”, 2004).
- *Radial flow* popisuje průměrnou hodnotu rychlosti, která je kolmá na osu svazku (“Concepts of Heavy-Ion Physics”, 2004).
- *Longitudinal flow* popisuje rychlost pohybu částic ve směru rovnoběžném s osou svazku (“Concepts of Heavy-Ion Physics”, 2004).
- *Directed flow* je základní pozorovatelnou veličinou při srážkách těžkých iontů. Popisuje vliv gradientu tlaku uvnitř vyvíjející se jaderné hmoty nastávajících bezprostředně po srážce (Ivanov, 2017). *Directed flow* popisuje Fourierův koeficient v_1 ve vztahu (3.5).

Pro ostatní částice (např. protony, lehká jádra, . . .) jsou zdrojem korelací tzv. *non—flow* efekty, mezi které řadíme např. rezonanční rozpady, produkce jetů, nebo dijetů (Huo et al., 2018).

5.2 Analýza dat z experimentu ALICE

K analýze dat byla použita metoda představená v kapitole 3, kde analyzovanou veličinou je příčná hybnost částic vzniklých po srážce p_t . Vzhledem k tomu, že funkce $\Theta_1(M)$ a $\Theta_2(M)$ jsou při konstantní multiplicitě M úměrné druhým mocninám Fourierových koeficientů v_1 a v_2 , které jsou spojeny s jednotlivými typy *flow* efektů, obsahují obě tyto funkce podobnou informaci.

Před samotným výpočtem úhlu φ_i , kde ve vzorci (3.3) byly nahrazeny souřadnice x_i a y_i hybností i -té částice vzniklé po srážce ve směru x , resp. y , byly vyřazeny srážky, u kterých byl primární vertex vzdálen od počátku souřadnicového systému o více než 10 cm. Z další analýzy byly následně vyřazeny částice, pro jejichž příčnou hybnost platí $|p_t| < 0,3$ GeV a jejichž pseudorapiditu η platí $|\eta| < 0,7$ GeV. Zároveň se muselo jednat o částice, které byly schopny aktivovat *minimum bias trigger*. Tyto dodatečné podmínky byly použity jak pro analýzu reálných dat, tak pro analýzu Monte Carlo simulací.

Pro analýzu dat byla vybrána reálná data z let 2015—2017 a k nim příslušející Monte Carlo simulace z let 2017, 2018 a 2021. Přesné umístění analyzovaných souborů je uvedeno v Tab. 5.1 a Tab. 5.2.

Z těchto dat byly pomocí postupu uvedeného v kapitole 3 vypočteny hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ pro všechny naměřené multiplicity u následujících typů srážek: proton-protonové srážky o energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV, srážky protonů s jádry olova o energii v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV a srážky jader olova o energii v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV.

Typ srážky	Odkaz
p-p	data/2017/LHC17k/000276508/pass2/AOD/001-556
p-Pb	data/2016/LHC16r/000266318/pass2_CENT_wSDD/AOD244/0001-0592
Pb-Pb	data/2015/LHC15o/000244918/pass5_lowIR/AOD194/0001-0414

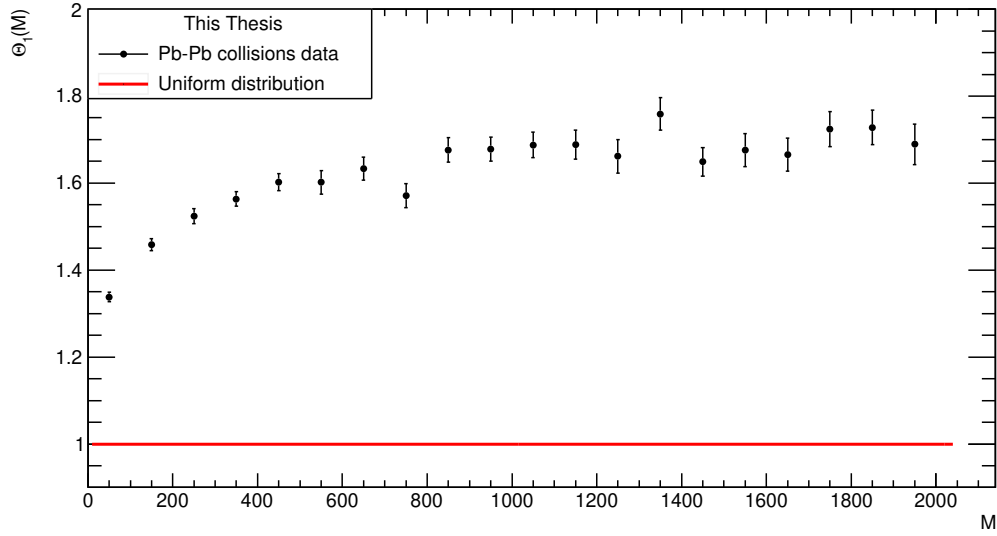
Tabulka 5.1: Cesta k datovým souborům získaných z detektorů použitých pro analýzu jednotlivých typů srážek.

Typ srážky	Odkaz
p-p	sim/2018/LHC18c13/276508/AOD235/0001-0063
p-p	sim/2018/LHC18c13_extra/276508/AOD235/0001-0151
p-Pb	sim/2021/LHC21j5a/266318/AOD/001-040
Pb-Pb	sim/2017/LHC17c5a/244918/AOD198/0001-0483

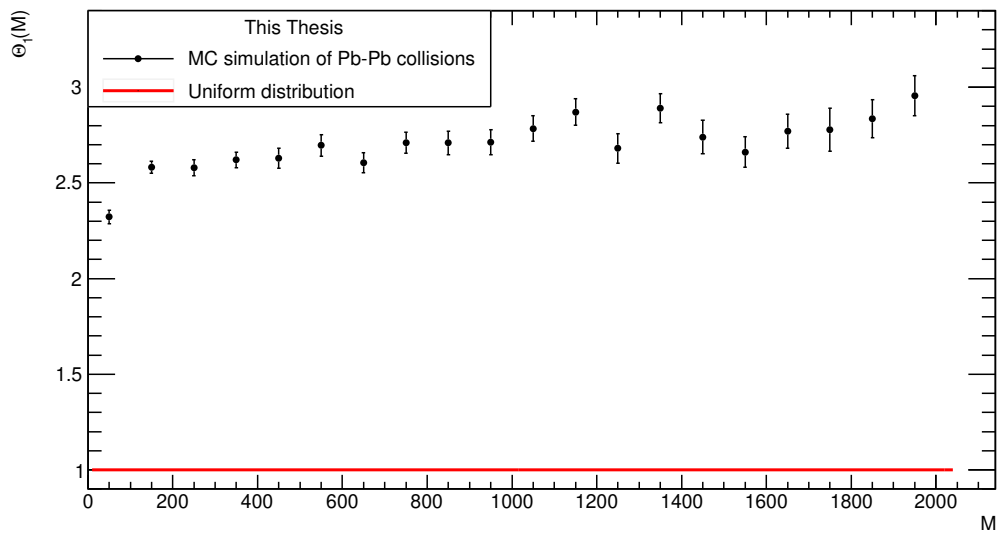
Tabulka 5.2: Cesta k datovým souborům získaných z MC generátoru použitých pro analýzu jednotlivých typů srážek.

Pro každou srážku daného typu byla pomocí postupu uvedeného v kapitole 3 vypočtena hodnota funkce Θ_n a následně byla zaznamenána multiplicita dané srážky, tedy počet částic, které splňují omezující podmínky na velikost příčné hybnosti p_t a pseudorapidity η a jsou produktem srážky. Dále byl ze všech hodnot funkce Θ_n se stejnou multiplicitou vypočten aritmetický průměr této funkce pro multiplicitu M . Kvůli zpřehlednění výsledků byla následně pro každý typ srážek vybrána velikost intervalu multiplicit, která je v grafu reprezentována jednou hodnotou. Ze všech hodnot funkce $\Theta_n(M)$ v daném intervalu multiplicit byla vypočtena jejich průměrná hodnota a střední kvadratická odchylka. Tyto hodnoty byly nakonec vyneseny do grafu.

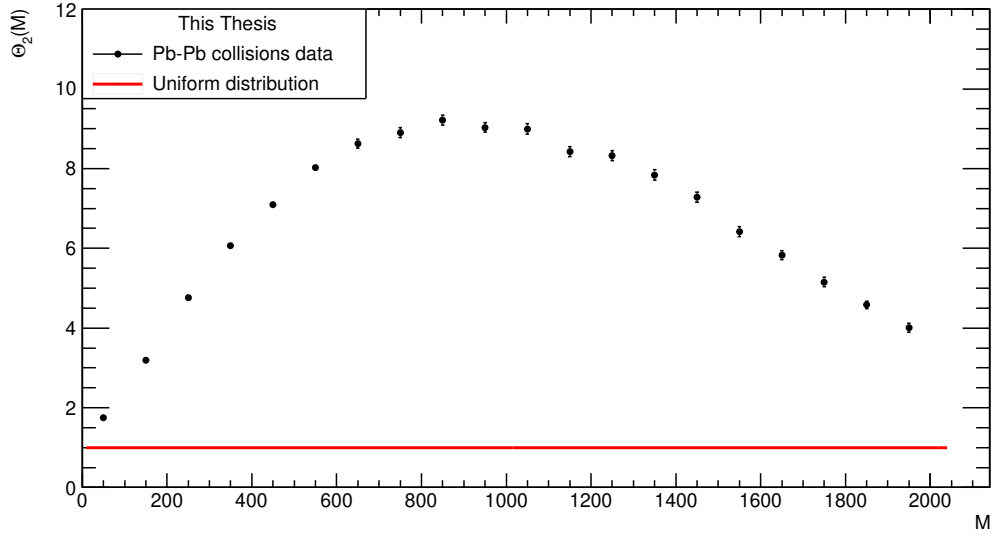
Na následujících stránkách jsou zobrazeny vypočtené hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ pro $n = 1, 2, 3$ v závislosti na multiplicitě pro daný druh srážky. Pro porovnání jsou na každé stránce vždy dva grafy pro stejný druh srážky a stejné n . V horní části je vždy vyobrazen graf vzniklý zpracováním dat z experimentu ALICE, ve spodní části je pak uveden graf vzniklý zpracováním dat z MC simulací.



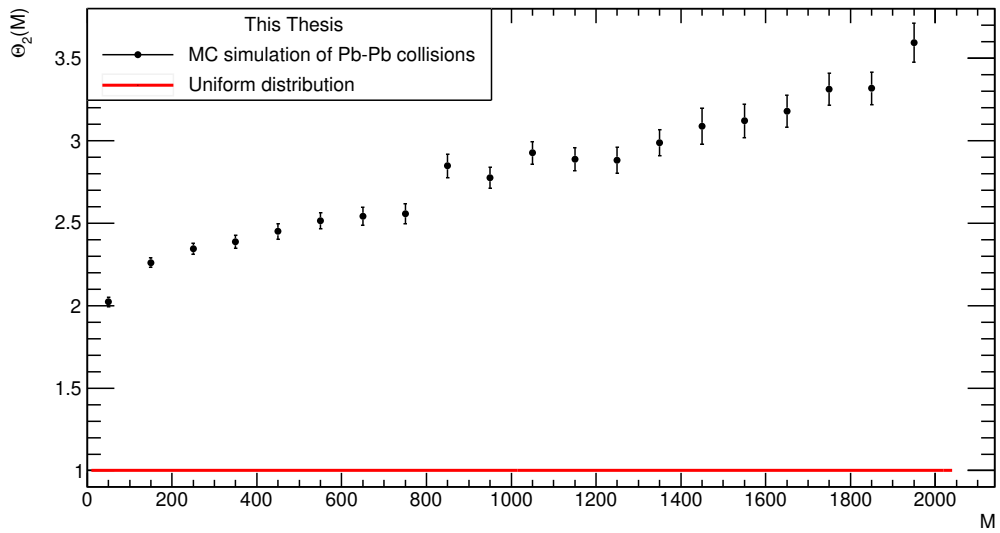
Obrázek 5.1: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



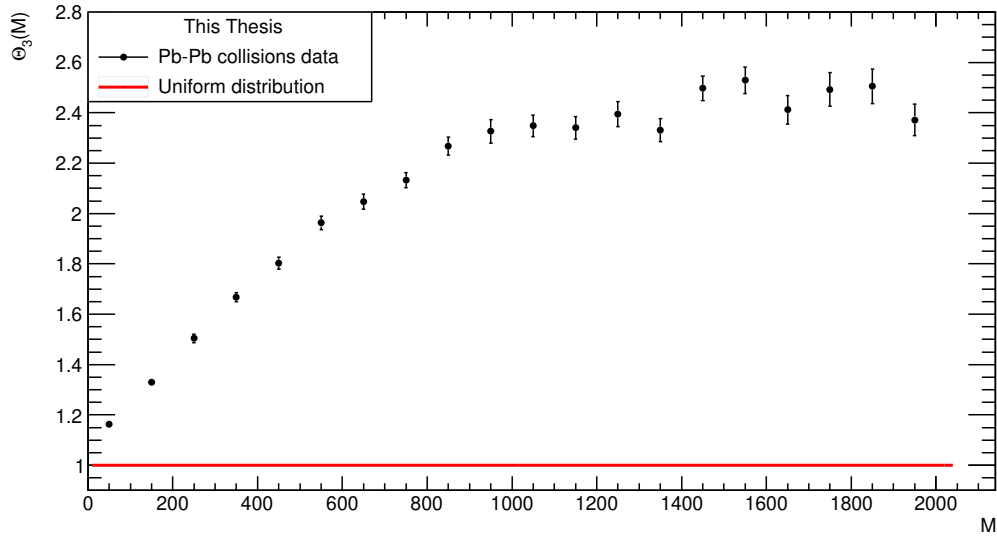
Obrázek 5.2: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



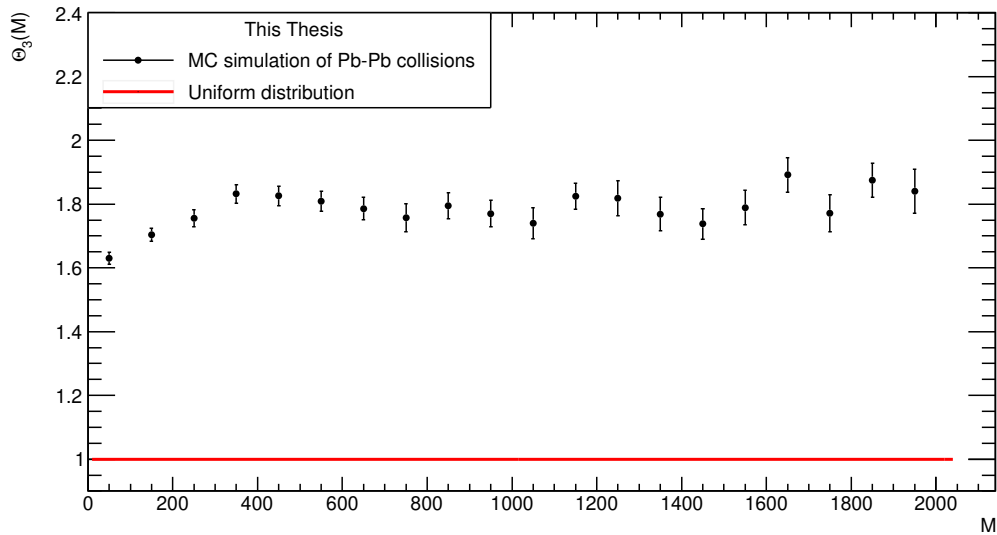
Obrázek 5.3: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



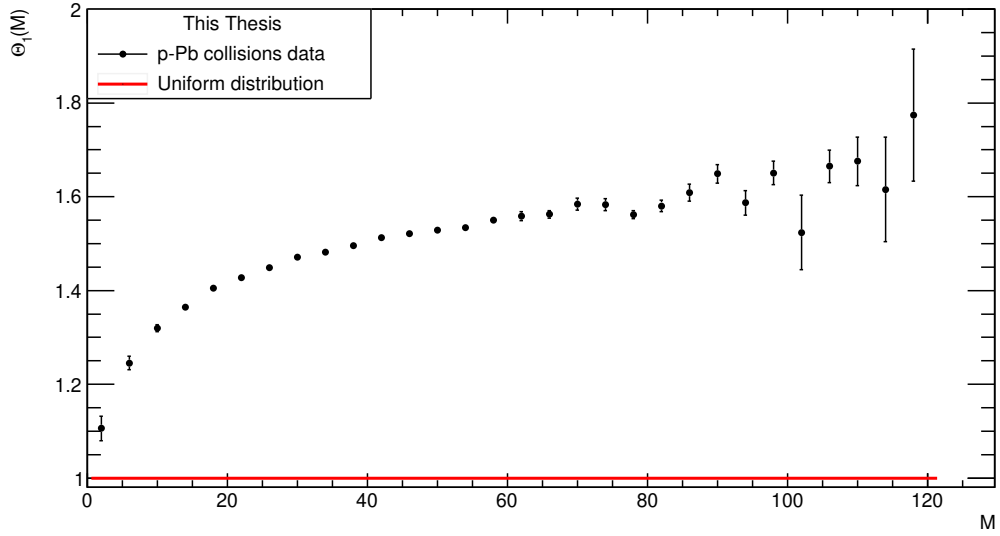
Obrázek 5.4: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



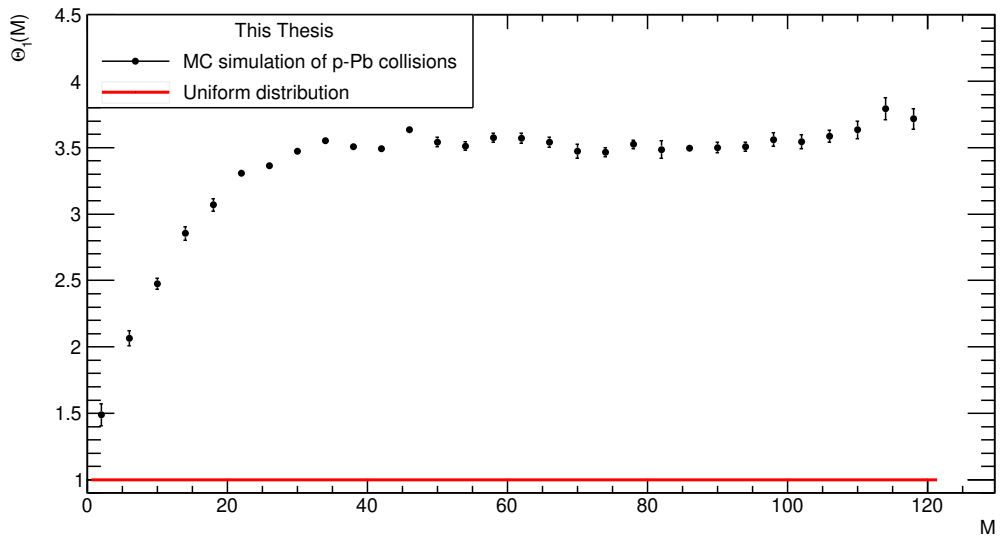
Obrázek 5.5: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



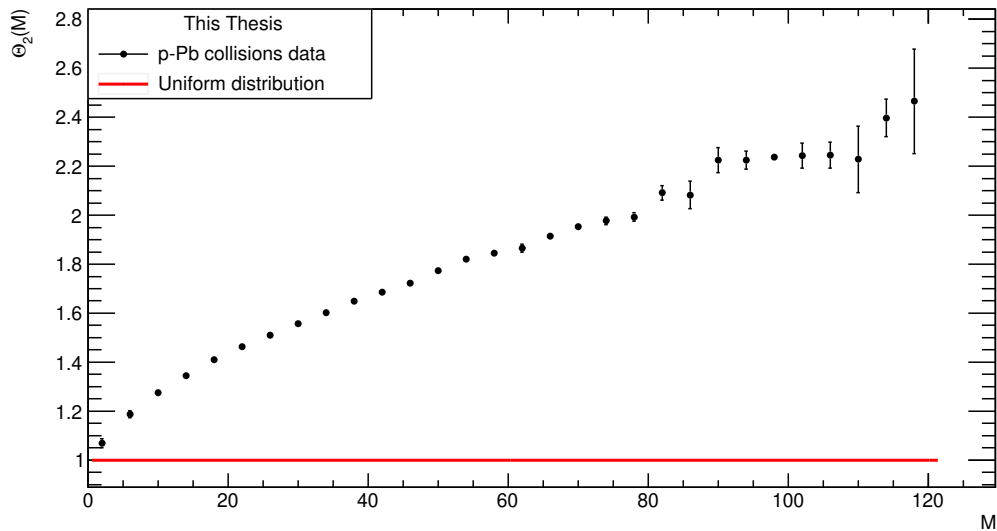
Obrázek 5.6: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky jader olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 5$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



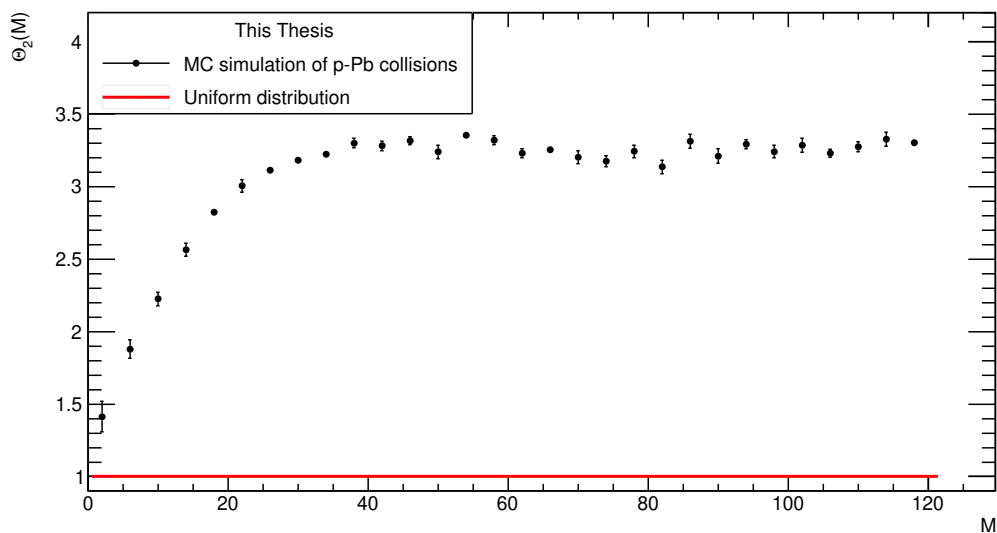
Obrázek 5.7: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



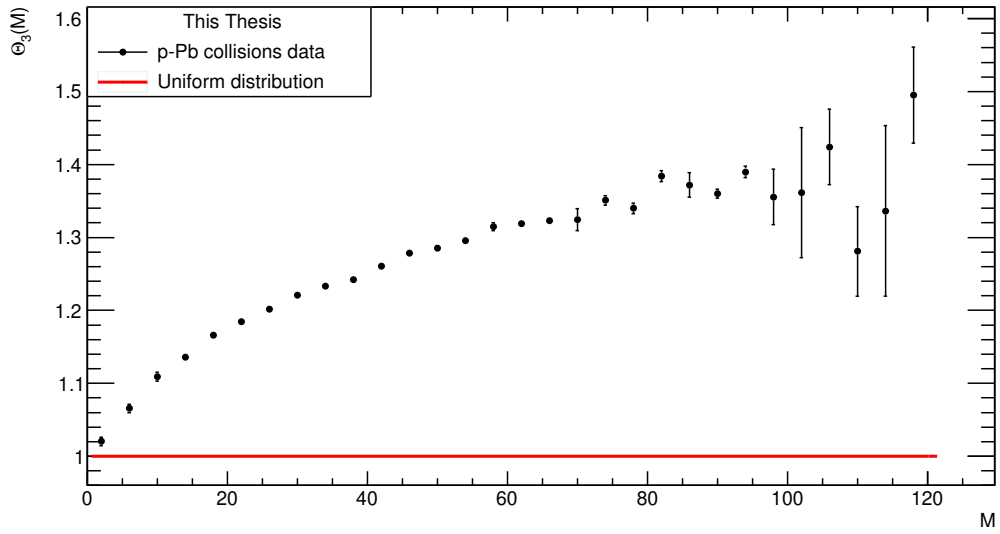
Obrázek 5.8: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



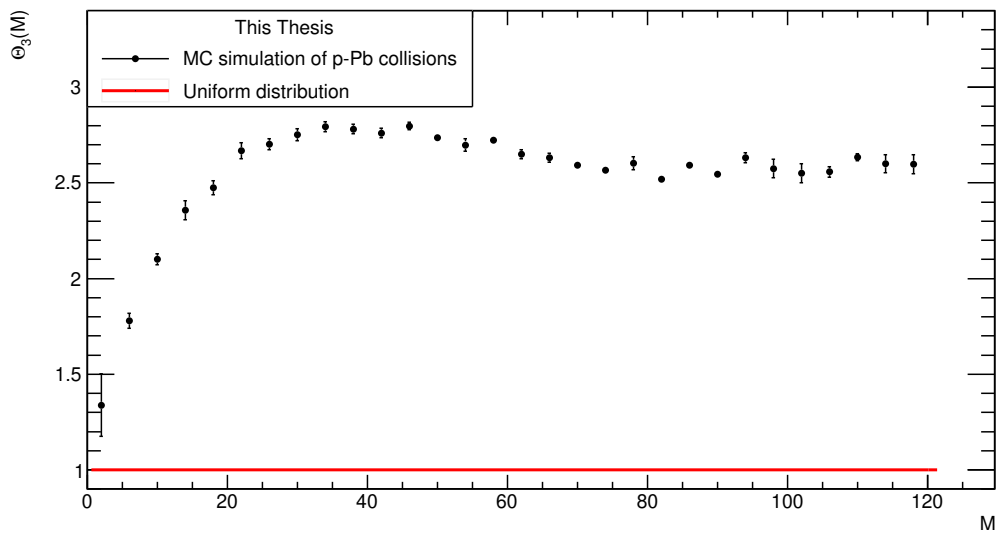
Obrázek 5.9: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



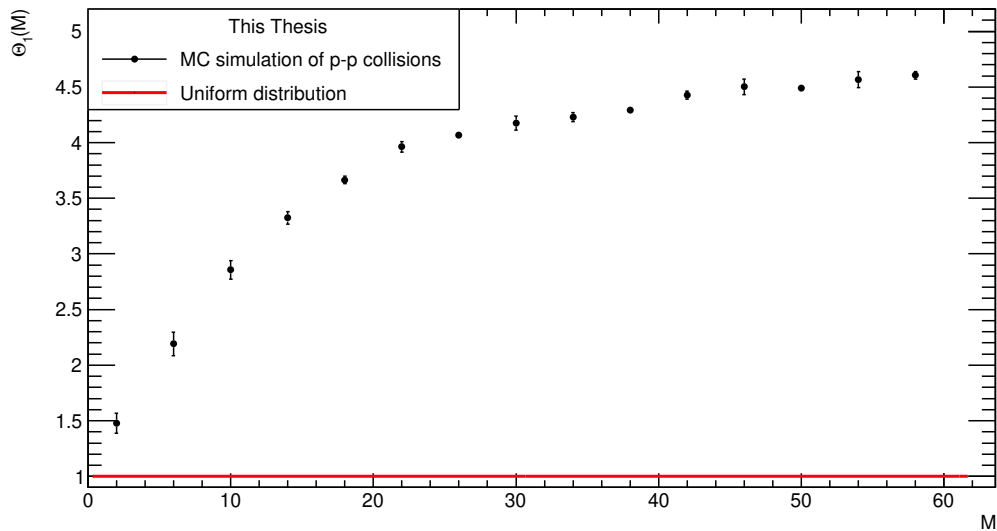
Obrázek 5.10: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



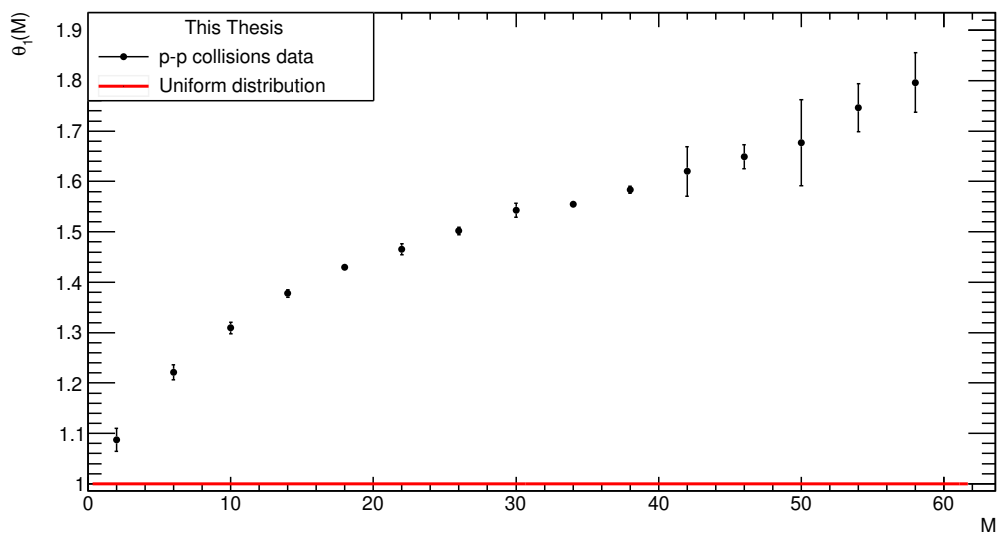
Obrázek 5.11: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



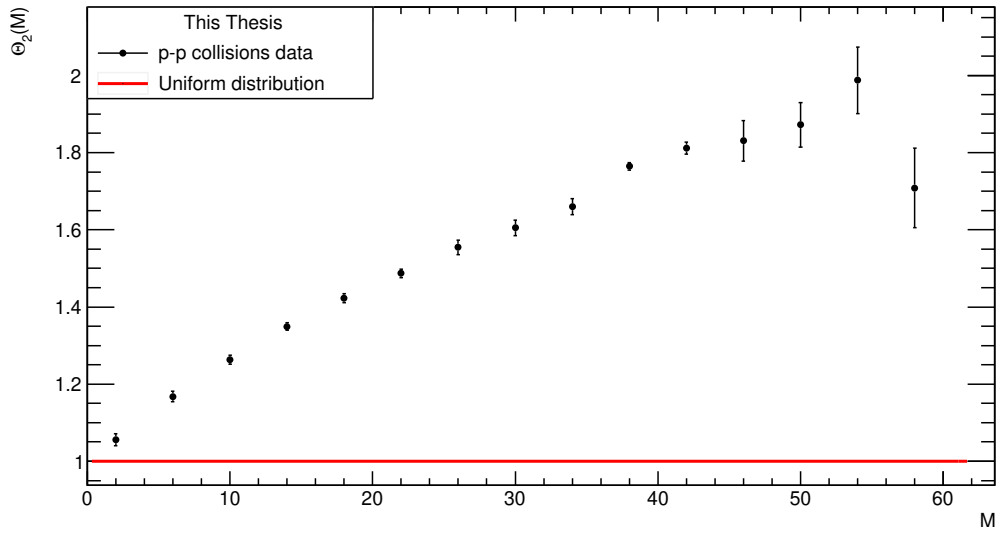
Obrázek 5.12: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky protonů s jádry olova simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 8$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



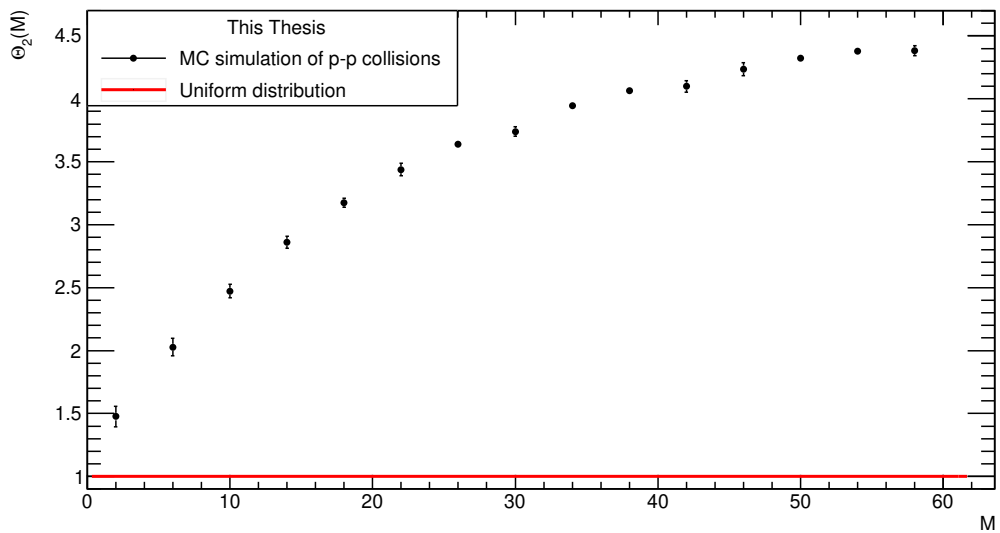
Obrázek 5.13: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



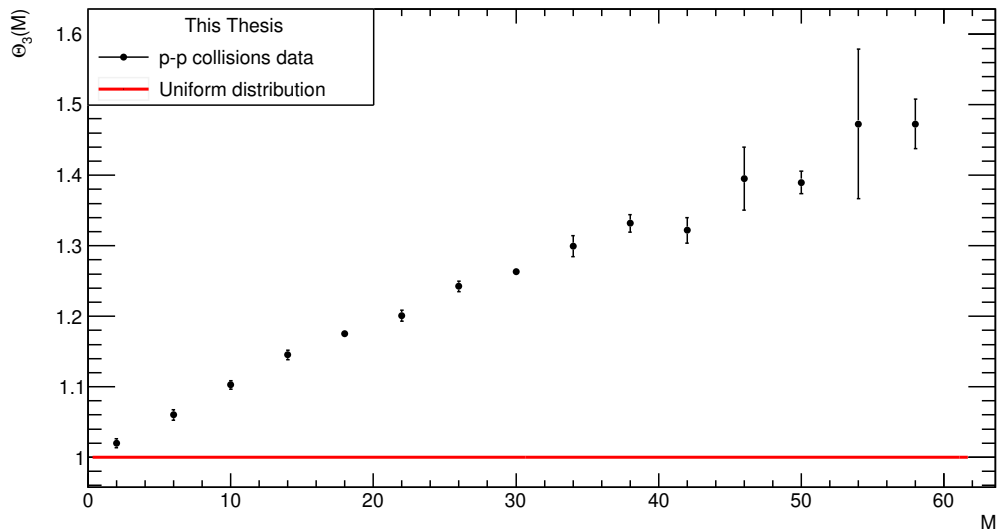
Obrázek 5.14: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



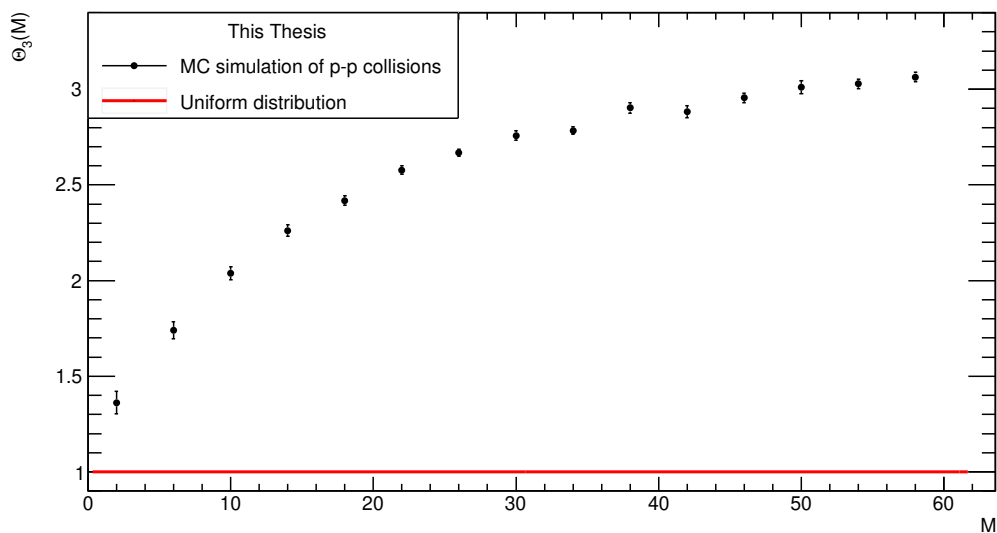
Obrázek 5.15: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



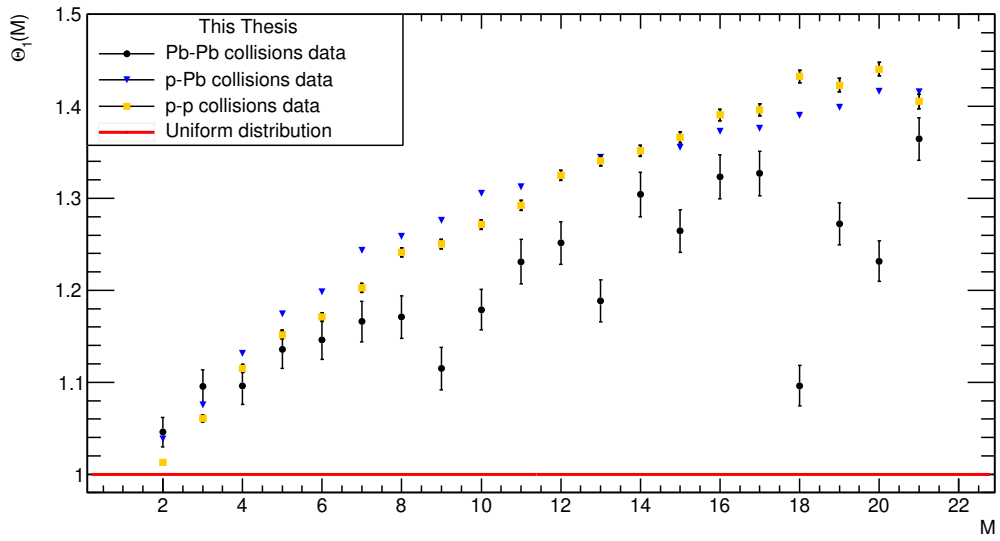
Obrázek 5.16: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžiškové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



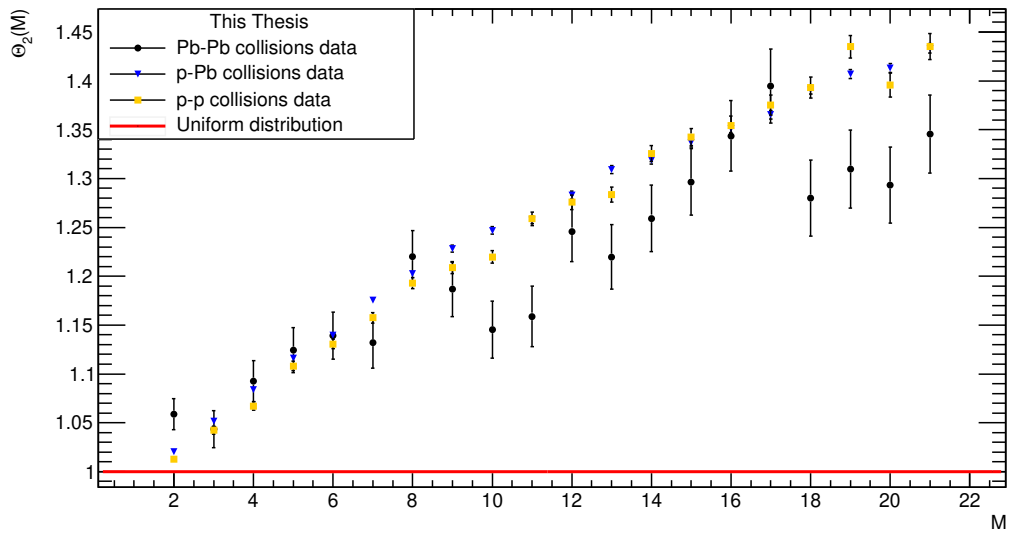
Obrázek 5.17: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



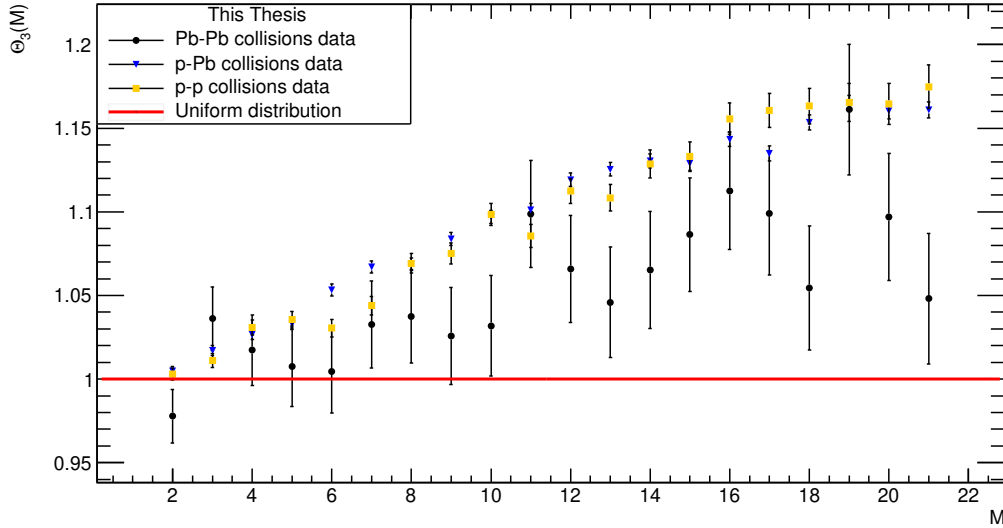
Obrázek 5.18: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro srážky dvou protonů simulované pomocí MC generátoru při energii srážky v těžišťové soustavě $\sqrt{s} = 13$ TeV. Červeně je v grafu vyobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



Obrázek 5.19: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_1(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro nízké multiplicity a druhy srážek. Červeně je zobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



Obrázek 5.20: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_2(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro nízké multiplicity a druhy srážek. Červeně je zobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.



Obrázek 5.21: Vypočtené hodnoty funkce $\Theta_3(M)$ v závislosti na multiplicitě M pro nízké multiplicity a druhy srážek. Červeně je zobrazena přímka odpovídající uniformnímu rozdělení.

5.3 Diskuse

Nejprve se zaměříme na srážky jader olova. Pro $n = 1, 2, 3$ je s rostoucím počtem částic vzniklých po srážce možné pozorovat i rostoucí korelace příčných hybností. Částice tedy z místa srážky vylétají v podobném směru. Růst korelací příčných hybností je možné pozorovat přibližně pro multiplicity menší než 600. Pro multiplicity $M > 600$ dochází k saturaci korelací pro $n = 1$ a $n = 3$ v okolí maxima. Větší korelace příčných hybností je způsobena větším zastoupením *flow* i *non-flow* efektů při srážce. Pro $n = 2$ dochází po dosažení maxima k poklesu hodnoty funkce $\Theta_2(M)$. Tento pokles může být spojen se změnou produkčního mechanismu produktů srážky, případně s redukcí *flow* efektů díky větší centralitě srážky.

Pokud porovnáme výsledky získané analýzou reálných dat s MC simulacemi, jsou mezi nimi patrné významné rozdíly. Pro $n = 1$ a $n = 3$ sice v obou případech dochází k nárůstu korelací, v případě dat získaných z MC simulací však k saturaci dochází už pro multiplicity $M > 200$. Zároveň se maximální hodnoty funkcí $\Theta_n(M)$ neshodují s hodnotou získanou analýzou reálných dat. Největší rozdíl mezi výsledky získanými z reálných dat a z MC simulace je možné pozorovat pro $n = 2$. Pro MC simulaci se hodnoty výrazně liší od výsledků získaných z reálných dat. Na rozdíl od reálných dat zde nedochází pro multiplicity $M > 1000$ k poklesu korelace, ale k jejímu nárůstu.

U srážek protonů a jader olova opět dochází k nárůstu korelací příčných hybností pro rostoucí multiplicity. Na rozdíl od srážek jader olova zde není možné jednoznačně určit, zda dochází k saturaci korelací. K nárůstu korelací dochází, stejně jako v případě srážek jader olova, vlivem *flow* a *non-flow* efektů. S rostoucí multiplicitou dále klesá četnost srážek s danou multiplicitou která je spojena s nárůstem velikostí statistických chyb. Zároveň je možné pozorovat i fluktuace v hodnotách funkcí $\Theta_n(M)$.

Na rozdíl od reálných dat je možné pro výsledky analýzy dat získaných z Monte Carlo generátoru pozorovat růst korelací pouze pro multiplicity $M < 30$. Po nabytí maxima následně dochází ve všech 3 případech k mírnému poklesu hodnoty funkce $\Theta_n(M)$ a následné saturaci korelací příčných hybností, což není ve shodě s pozorováním provedeným na reálných datech. Zároveň dle dat získaných z Monte Carlo generátoru je korelace příčných hybností významně vyšší, než je tomu v případě reálných dat.

U proton—protonových srážek můžeme pozorovat podobné výsledky jako v případě srážek protonů s jádry olova. Opět dochází se zvětšující se multiplicitou k větší korelaci. Zároveň i pro velké multiplicity nedochází k saturaci, jak tomu bylo v případě srážek jader olova. V tomto případě je korelace spojena pouze s *non—flow* efekty. Dále můžeme, stejně jako v případě srážek protonů s jádry olova, pozorovat fluktuace hodnot funkce $\Theta_n(M)$ pro větší multiplicity. Vzhledem k množství analyzovaných srážek není možné uvažovat o tom, že by tyto fluktuace byly způsobeny nedostatečnou velikostí statistického souboru. U grafů vytvořených z dat získaných z MC generátoru pozorujeme ve všech třech případech výraznější nárůst hodnoty funkcí $\Theta_n(M)$ v porovnání s grafy vytvořenými z dat pocházejících z detektoru. Na rozdíl od obou předchozích případů zde nedochází k saturaci korelace, ale s rostoucí multiplicitou dochází i ke zvětšování korelace. Pro multiplicity $M > 20$ ale rychlost růstu funkce $\Theta_n(M)$ klesají. Stejně jako v předchozích případech data získaná z MC generátoru předpovídají větší korelace příčných hybností, než bylo zjištěno z experimentálních dat.

Při porovnání všech 3 typů srážek pro nízké multiplicity je patrná podobnost křivek, která je způsobená typem srážky. Při nízkých multiplicitách dochází ve všech třech případech k periferním srážkám, kde dominují nukleon—nukleonové srážky. Jednotlivé typy srážek se proto z fyzikálního hlediska výrazně neliší. Nižší hodnoty funkcí $\Theta_n(M)$ jsou v případě srážek jader olova nejspíše způsobeny vnitřní strukturou těchto jader, kdy při kolizi dochází k vícečetným srážkám nukleonů, které tvoří jádra olova. Díky tomu dochází k poklesu energie srážky těchto nukleonů a s tím spojenou menší korelací příčných hybností produkovaných částic. Korelace pro srážky dvou protonů a protonu s jádrem olova jsou pro nízké multiplicity velice blízké, nelze je však v rámci chyby považovat za shodné. Pro všechny 3 hodnoty n je možné pozorovat, že pro multiplicitu $M = 14$ je korelace jak pro srážky dvou protonů, tak pro srážky protonů s jádry olova shodná.

Ve všech analyzovaných typech srážek jsou patrné významné rozdíly hodnot funkcí $\Theta_n(M)$ získaných z experimentálních dat v porovnání se srážkami simulovanými pomocí Monte Carlo generátorů. Tyto odchylky mohou naznačovat rozdíly mezi zdroji a reálnou mírou *flow* efektů, které ve srážkách předpovídají současné fenomenologické modely, a naměřenými daty.

Závěr

Úkolem této práce bylo představit 2 současné experimenty, vesmírnou observatoř Gaia a experiment ALICE. U obou experimentů byla nejprve popsána historická motivace vedoucí ke vzniku těchto experimentů, dále byly představeny jednotlivé typy detektorů, které jsou součástí aparatur těchto experimentů. Zároveň byly popsány základní principy, pomocí kterých dochází k detekci dopadajících částic a přeměně energie získané dopadem částic na elektrický signál. V případě vesmírné observatoře Gaia byl dále popsán základní princip, pomocí něhož dochází k měření vzdáleností a pohybů hvězd.

V praktické části této práce byla představena metoda statistické analýzy konečných 2D obrazců s důrazem na její praktickou aplikaci v astrometrii a částicové fyzice. Při zkoumání kolektivního pohybu hvězd byl pomocí této metody prokázán pohyb hvězd okolo centra naší galaxie. Následně byla vypočtena střední rychlost pohybu Slunce okolo galaktického centra v longitudinálním směru $\langle |\mathbf{v}_{l-s}| \rangle = 224,7 \pm 0,8$ km/s, která je ve shodě s ostatními provedenými měřeními. Dále byly analyzovány průměrné rychlosti pohybu hvězd ve směru z . Získané výsledky odpovídají nehomogennímu rozdělení rychlostí hvězd v tomto směru, což odpovídá výsledkům uvedeným v Gaia Collaboration (2018). Následně byla vypočtena rychlost pohybu Slunce ve směru z . Hodnota $v_{G-z} = 7,66 \pm 0,04$ km/s, která je ve shodě s ostatními provedenými měřeními. Získané výsledky byly následně diskutovány.

Ve druhé části praktické části byla provedena analýza rozdělení příčných hybností produktů srážek dvou protonů, dvou jader olova a srážek protonů a jader olova pomocí statistické analýzy konečných 2D obrazců. Zde byly identifikovány korelace příčných hybností částic vylétajících ze srážky. Tyto korelace byly interpretovány jako přítomnost *flow* a *non-flow* efektů u jednotlivých srážek. Výsledné grafy byly porovnány s Monte Carlo simulacemi a následně byly diskutovány rozdíly ve výsledných grafech získaných z jednotlivých typů dat. Aby bylo možné určit původce rozdílu mezi reálnými daty a Monte Carlo simulacemi, je zapotřebí provést hlubší analýzu získaných výsledků.

Literatura

- [1] Aitken, R. G. (1942). Edmund Halley and Stellar Proper Motions. *Astronomical Society of the Pacific Leaflets*, 4(164), 103-112.
- [2] ALICE Colaboration. (1999). Charged Particle Veto Detector for the PHOS Spectrometer, 1. <http://cds.cern.ch/record/689432/files/INT-1999-08.pdf>
- [3] ALICE Colaboration. (2018). The ALICE Transition Radiation Detector: Construction, operation, and performance, (881), 88-92. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.028>
- [4] Alici, A. (2020). The MRPC—based ALICE Time—Of—Flight detector: status and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (706), 1-2. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.004>
- [5] Bryant, P. (1992). A Brief history and review of accelerators. In *CERN Accelerator School: Course on General Accelerator Physics* (pp. 1-16). European Organization for Nuclear Research. https://cds.cern.ch/record/261062/files/p1_2.pdf
- [6] Camarillo, T., Dredger, P., & Ratra, B. (2018). Median Statistics Estimate of the Galactic Rotational Velocity. *Astrophysics and Space Science*, (363), 4. <https://doi.org/10.1007/s10509-018-3486-8>
- [7] Carreau, C. (2013). *ESA Science & Technology - Inside Gaia's billion pixel camera*. ESA Science & Technology - Gaia. Retrieved February 9, 2023, from <https://sci.esa.int/web/gaia/-/53281-inside-gaia-s-billion-pixel-camera>
- [8] de Bruijne, J. (2021). *Concepts of the scanning law*. ESA Science & Technology - Gaia. Retrieved December 2, 2022, from https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GEDR3/Introduction/chap_cu0int/cu0int_sec_mission/cu0int_ssec_scanning_law_concepts.html
- [9] Eilers, A. -C., Hogg, D. W., Rix, H. -W., & Ness, M. K. (2019). The Circular Velocity Curve of the Milky Way from 5 to 25 kpc. *The Astrophysical Journal*, (1). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf648>

- [10] Gaia Collaboration. (2018). Gaia Data Release 2: Mapping the Milky Way disc kinematics. *Astronomy & Astrophysics*, (616). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832865>
- [11] Gallas, A. (2005). Performance of the high momentum particle identification CsI-RICH for ALICE at CERN-LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 553(1-2), 345-346. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.044>
- [12] Herrmann, N., Wessels, J. P., & Wienold, T. (1999). Collective Flow in Heavy-Ion Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, (49), 582-588. <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.49.1.581>
- [13] Huo, P., Gajdošová, K., Jia, J., & Zhou, Y. (2018). Importance of non-flow in mixed-harmonic multi-particle correlations in small collision systems. *Physics Letters B*, (777), 201. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317310122>
- [14] Ivanov, Y. B. (2017). Directed Flow in Heavy-Ion Collisions and Its Implications for Astrophysics. *Universe*, 3(4), 79. <https://doi.org/10.3390/universe3040079>
- [15] Lindegren, L., & Bastian, U. (2011). Basic principles of scanning space astrometry. *EAS Publications Series*, 45, 109-114. <https://doi.org/10.1051/eas/1045018>
- [16] Marčišovský, M. (2011). Tevatron. *Akdebaran bulletin*, 9(41). https://www.aldebaran.cz/bulletin/2011_41_tev.php
- [17] Mavromanolakis, G. (2004). Quartz fiber calorimetry and calorimeters. <https://arxiv.org/pdf/physics/0412123.pdf>
- [18] Nemiroff, R., & Bonnell, J. (2000). *APOD: 2000 July 25 - Why Stars Twinkle*. Astronomy Picture of the Day. Retrieved November 12, 2022, from <https://apod.nasa.gov/apod/ap000725.html>
- [19] Penzo, A. (2022). Evolution of detectors for particle physics. *Radiation Effects and Defects in Solids*, 177(11-12), 1300-13019. <https://doi.org/10.1080/10420150.2022.2136092>
- [20] Perryman, M. (2012). The history of astrometry. *The European Physical Journal H*, 37(5), 745-792. <https://doi.org/10.1140/epjh/e2012-30039-4>
- [21] Sauli, F. (2016). The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (805), 1-2. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>
- [22] Schönrich, R., Binney, J., & Dehnen, W. (2010). Local kinematics and the local standard of rest. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403(6), 1. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16253.x>

- [23] Simili, E. L. (2008). In *Elliptic Flow Measurement at ALICE* (p. 1). https://cds.cern.ch/record/2041414/files/thesis_EL_Simili.pdf
- [24] Šuljić, M. (2018). ALPIDE: the Monolithic Active Pixel Sensor for the ALICE ITS upgrade, (1-2), 1-2. <https://doi.org/10.1393/ncc/i2018-18091-x>
- [25] The ALICE Collaboration. (2023). *ALICE upgrades during the LHC Long Shutdown 2*. CERN. <http://cds.cern.ch/record/2847599/files/2302.01238.pdf#page=18&zoom=100,96,664>
- [26] The ALICE Collaboration. (2015). *Technical Design Report for the Muon Forward Tracker* (4 ed.). CERN. <https://cds.cern.ch/record/1981898/files/ALICE-TDR-018.pdf>
- [27] Voloshin, S., & Zhang, Y. (1996). Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions. *Z.Phys*, 1-20. <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9407282.pdf>
- [28] Wang, Y., & Yu, Y. (2021). Multigap Resistive Plate Chambers for Time of Flight Applications. *Applied Sciences*, 11(1). <https://doi.org/10.3390/app11010111>
- [29] Yasumi, S. Detection of Neutral Particles in High Energy Experiments, 58. <https://lss.fnal.gov/conf/C730717/p49.pdf>
- [30] Závada, P., & Píška, K. (2018). A statistical analysis of two-dimensional patterns and its application to astrometry. *Astronomy & Astrophysics*, (614), A137. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732170>
- [31] Závada, P., & Píška, K. (2022). Catalog of Wide Binary, Tertiary and Quaternary Candidates from the Gaia Data Release 2 (Region b > 25°). *Astronomy & Astrophysics*, 614(A137), 1-15. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/ac34f9>
- [32] *ALICE TPC*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 14, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/tpc
- [33] *Time Projection Chamber (TPC), ALICE, CERN*. YouTube video. Retrieved February 14, 2023, from <https://www.youtube.com/watch?v=vSbKxy7QF8I>
- [34] *Working Principle of ALICE Radiation Detector*. Retrieved February 15, 2023, from <http://www-alice.gsi.de/trd/WorkingPrincipleOfTheALICETRD.gif>
- [35] *ALICE TOF*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 18, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/tof
- [36] *ALICE Time-Of-Flight system (TOF) : Technical Design Report*. (2000). CERN. https://cds.cern.ch/record/430132/files/alice_tof_tdr.pdf
- [37] *Multigap resistive plate chambers of the TOF detector*. (2009). YouTube video. Retrieved February 18, 2023, from <https://www.youtube.com/watch?v=kLa36SmiC4Q>

- [38] *ALICE HMPID*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 20, 2023, from <https://alice-collaboration.web.cern.ch/index.php/node/34963>
- [39] *ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector*. (1998). CERN. https://alice-collaboration.web.cern.ch/sites/default/files/Documents/PROJECTS/HMPID/HMPID_TDR.pdf
- [40] *Wavelength Shifters*. (c2021). Eljen Technology. Retrieved February 21, 2023, from <https://eljentechnology.com/products/wavelength-shifting-plastics>
- [41] *ALICE EMCAL*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 21, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/emcal
- [42] *Introduction to Calorimeters*. (2016). Retrieved February 21, 2023, from <https://indico.cern.ch/event/518474/contributions/1198681/attachments/1267581/1877122/Calorimetry-lecture-to-Southampton-students-4May2016-Cockerill-compressed.pdf>
- [43] *Avalanche Photodiode : Construction, Working & Its Applications*. (c2023). ElProCus. Retrieved February 21, 2023, from <https://www.elprocus.com/avalanche-photodiode/>
- [44] *ALICE PHOS*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 22, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/phos-cpv
- [45] Lead tungstate crystal of the ALICE Photon Spectrometer (PHOS). (2002). *CERN Courier*, 42(8). <http://cds.cern.ch/record/43051>
- [46] *ALICE Muon Spectrometer*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 24, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/Muon-Spect
- [47] The Muon Spectrometer of the ALICE. (2006). *Journal of Physics: Conference Series*, 50, 397-399. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/50/1/056>
- [48] *Resistive Plate Chambers*. (2016). CMS Experiment. Retrieved February 24, 2023, from <https://cms.cern/detector/detecting-muons/resistive-plate-chambers>
- [49] *The ALICE MUON Arm*. (2015). Retrieved February 24, 2023, from <https://indico.cern.ch/event/448477/contributions/1942927/attachments/1164704/1678626/MUON-MFT-Hiroshima.pdf>
- [50] *RESISTIVE PLATE CHAMBERS*. (2007). Retrieved February 24, 2023, from <https://www.nevis.columbia.edu/~chi/rpc/cms-rpc-tech-note.pdf>

- [51] *Characterizations of Cathode pad chamber as tracking detector for MUON Spectrometer of ALICE* [Disertace]. (2006). SAHA INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS.
- [52] *Zero Degree Calorimeter*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 25, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/ZDC
- [53] *Physics performance and status of the ALICE Zero Degree Calorimeters*. (2009). Retrieved February 25, 2023, from <http://personalpages.to.infn.it/~luparell/presentazioni/bormio.pdf>
- [54] *ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC)*. (1999). CERN. <https://cds.cern.ch/record/381433/files/Alice-TDR.pdf>
- [55] *ALICE FIT*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 25, 2023, from https://alice-collaboration.web.cern.ch/index.php/menu_proj_items/FIT
- [56] Concepts of Heavy-Ion Physics. (2004), 139. <https://cds.cern.ch/record/735568/files/p127.pdf>
- [57] A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty. (2019). *Astronomy & Astrophysics*, 1(625), 1. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935656>
- [58] *Galaxies*. (2023). Hubble Space Telescope. Retrieved April 13, 2023, from <https://hubblesite.org/science/galaxies#section-a8acc52f-25b8-4ba7-be3e-943f6fe1e83d>
- [59] *Galaxies: Types*. NASA Universe Exploration. Retrieved April 13, 2023, from <https://universe.nasa.gov/galaxies/types/>
- [60] *What is the Universe made of?*. European Space Agency. Retrieved April 13, 2023, from https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Extreme_space/What_is_the_Universe_made_of
- [61] *The Mission - Hipparcos*. (2022). Cosmos Home - Cosmos. Retrieved November 12, 2022, from <https://www.cosmos.esa.int/web/hipparcos/the-mission>
- [62] The Gaia mission. (2016). *Astronomy & Astrophysics*, (595), A1. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629272>
- [63] *Scientific Goals - Hipparcos - Cosmos*. (2022). Cosmos Home - Cosmos. Retrieved November 12, 2022, from <https://www.cosmos.esa.int/web/hipparcos/scientific-goals>
- [64] *ESA Science & Technology - Fact Sheet*. (2020). ESA Science & Technology - Gaia. Retrieved November 12, 2022, from <https://sci.esa.int/web/gaia/-/47354-fact-sheet>

- [65] *Parallax Definition & Meaning - Merriam-Webster*. (2022). Dictionary by Merriam-Webster: America's most-trusted online dictionary. Retrieved November 17, 2022, from <https://www.merriam-webster.com/dictionary/parallax>
- [66] *Stellar parallax | Gaia in the UK*. (2017). Gaia in the UK | Taking the Galactic Census. Retrieved November 17, 2022, from <https://www.gaia.ac.uk/science/parallax>
- [67] Gaia Data Release 2: Observations of solar system objects. (2018). *Astronomy & Astrophysics*, (616), A13. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832900>
- [68] Post-Newtonian gravity and Gaia-like astrometry: Effect of PPN γ uncertainty on parallaxes. (2022). *Astronomy & Astrophysics*, (663), A71. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243237e>
- [69] *ESA Science & Technology - Billion pixel Gaia camera starts to take shape*. (2011). ESA Science & Technology - Gaia. Retrieved February 9, 2023, from <https://sci.esa.int/web/gaia/-/48901-billion-pixel-gaia-camera-starts-to-take-shape>
- [70] Gaia Data Release 1: On-orbit performance of the Gaia CCDs at L2. (2016). *Astronomy & Astrophysics*, (595), A6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628990>
- [71] *Inside Gaia's billion-pixel camera*. (2013). YouTube. Retrieved February 9, 2023, from <https://www.youtube.com/watch?v=bbfb8VhH7L0>
- [72] *Epitaxy*. Merriam-Webster. (n.d.). Retrieved February 11, 2023, from <https://www.merriam-webster.com/dictionary/epitaxial>
- [73] *How CCDs work | Gaia in the UK*. (2013). Gaia in the UK | Taking the Galactic Census. Retrieved February 11, 2023, from <https://www.gaia.ac.uk/gaia-uk/e2v/how-ccds-work>
- [74] *What is a CCD? - Spectral Instruments*. (2021). Spectral Instruments. Retrieved February 11, 2023, from <https://specinstcameras.com/what-is-a-ccd/>
- [75] *An introduction to CCD operation*. (2023). Mullard Space Science Laboratory. Retrieved February 11, 2023, from https://www.mssl.ucl.ac.uk/www_detector/ccdgroup/opttheory/ccdoperation.html
- [76] The Gaia challenge: testing high performance CCDs in large quantities. (2008). *SPIE*, (7106), 71061H. <https://doi.org/10.1117/12.802953>
- [77] *LHC long term schedule*. (2022). LHC commissioning. Retrieved February 12, 2023, from <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/schedule/LHC-long-term.htm>
- [78] *The Intersecting Storage Rings*. (c2023). Home | CERN. Retrieved February 12, 2023, from <https://home.cern/science/accelerators/intersecting-storage-rings>

- [79] *ALICE*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 12, 2023, from <https://alice-collaboration.web.cern.ch/>
- [80] *The history of CERN*. (c2023). Timeline.web.cern.ch. Retrieved February 12, 2023, from <https://timeline.web.cern.ch/timeline-header/89>
- [81] *The ALICE apparatus and its various detector components*. (2021). IBS Precision Engineering. Retrieved February 13, 2023, from <https://www.ibspe.com/news/alice-prepares-for-run-3-after-last-new-subdetector-installation>
- [82] *Vertex*. CERN writing guidelines. Retrieved February 14, 2023, from <https://writing-guidelines.web.cern.ch/entries/vertex.html>
- [83] *ALICE ITS*. (c2023). ALICE Collaboration. Retrieved February 14, 2023, from <https://alice-collaboration.web.cern.ch/node/34999>
- [84] *What is a CMOS Sensor : Working & Its Applications*. (c2023). ElProCus. Retrieved February 14, 2023, from <https://www.elprocus.com/cmos-sensor/>

Příloha A

Statistická analýza dat v programu Mathematica

```

In[*]:= Clear["Global`*"]; (*Vymaže všechny globální proměnné*)
SetDirectory[NotebookDirectory[]]
(*Nastavení používaného adresáře na místo uložení tohoto programu*);
Ti = TimeUsed[];
data = "G-05+05-B_formatted.txt"; (*Označení souboru, ze kterého se načítají data*)
dddd = OpenRead[data]
(*Otevře soubor "data" a vrátí jej jako vstupní proud informací*);
NEV = Read[dddd, Number] (*Uloží ze souboru dddd první číslo do proměnné NEV,
toto číslo udává počet eventů*);
ncut = -10; (*Cut na počet vyhodnocených eventů,
pokud je záporné, vyhodnotí se všechny eventy*)
Print["events: ", NEV] (*Vypíše počet eventů*);
If[ncut > 0, NEV = ncut];
Print["events: ", NEV] (*Vypíše počet vyhodnocených eventů*);
phi = {};
verth = {11.1, 16.8, 7.8};
phi = Reap[Do[
  NS = Read[dddd, Number];
  If[NS > 1, (*Pokud je v kruhu pouze jedna hvězda,
  přechází se bez vyhodnocení k dalšímu eventu*)
  bbb = Read[dddd, Table[Number, {28}]];
  l0 = bbb[[9]];
  b0 = bbb[[10]]; (*Načtení polohy středu kruhu*)
  k1 = {-Sin[l0 Degree], Cos[l0 Degree], 0};
  kb = {-Sin[b0 Degree] * Cos[l0 Degree],
  -Sin[b0 Degree] * Sin[l0 Degree], Cos[b0 Degree]};
  (*n0={Cos[b0 Degree] * Cos[l0 Degree],
  Cos[b0 Degree] * Sin[l0 Degree], Sin[b0 Degree]};*)
  (*Výpočet jednotkového vektoru směřující ke středu kruhu*)
  l = bbb[[2]];
  b = bbb[[3]]; (*Načtení polohy hvězdy*)
  r = bbb[[5]];
  LOF1 = {-Sin[l Degree], Cos[l Degree], 0};
  LOFb =
  {-Sin[b Degree] * Cos[l Degree], -Sin[b Degree] * Sin[l Degree], Cos[b Degree]};
  koef = 1 / (60 * 60 * 1000);
  (*Pohyb hvězd je udáván v jednotkách [mas/y],
  je nutné provést přepočítání do [deg/y]*)
  lv = (bbb[[7]] * koef) + ((LOF1.verth) * koef * r / 4.75) + l;
  bv = (bbb[[8]] * koef) + ((LOFb.verth) * koef * r / 4.75) + b;
  (*Načtení polohy hvězdy, ve kterém se bude nacházet po jednom roce*)
  nloc = {Cos[bv Degree] * Cos[lv Degree] - Cos[b Degree] * Cos[l Degree],
  Cos[bv Degree] * Sin[lv Degree] - Cos[b Degree] * Sin[l Degree],
  Sin[bv Degree] - Sin[b Degree]};
  (*Výpočet vektoru rychlosti pohybu hvězdy uvnitř daného eventu*)
  nslash = nloc;
  corx = nslash.k1;
  cory = nslash.kb;
  (*Print["x", corx, " y:", cory, " y/x:", cory/corx];*)
  (*Výpočet souřadnic (x,y) v daném eventu*)

```

```

phipom = Reap[
  (*Sow[ArcCos[corx/Sqrt[corx^2+cory^2]]/Degree];*)
  (*Výpočet a uložení azimutálního úhlu pro danou hvězdu*)
  Sow[ArcTan[corx, cory] / Degree];
  (*Print["phi:",ArcTan[corx,cory]/Degree];*)
  ×
  Do[
    bbb = Read[dddd, Table[Number, {28}]];
    l = bbb[[2]];
    b = bbb[[3]]; (*Načtení polohy hvězdy*)
    r = bbb[[5]];
    LOF1 = {-Sin[l Degree], Cos[l Degree], 0};
    LOFb = {-Sin[b Degree] * Cos[l Degree],
      -Sin[b Degree] * Sin[l Degree], Cos[b Degree]};
    lv = (bbb[[7]] * koef) + ((LOF1.verth) * koef * r / 4.75) + l;
    bv = (bbb[[8]] * koef) + ((LOFb.verth) * koef * r / 4.75) + b;
    (*Načtení polohy hvězdy, ve kterém se bude nacházet po jednom roce*)
    nloc = {Cos[bv Degree] * Cos[lv Degree] - Cos[b Degree] * Cos[l Degree],
      Cos[bv Degree] * Sin[lv Degree] - Cos[b Degree] * Sin[l Degree],
      Sin[bv Degree] - Sin[b Degree]};
    (*Výpočet vektoru rychlosti pohybu hvězdy uvnitř daného eventu*)
    nslash = nloc;
    corx = nslash.kl;
    cory = nslash.kb;
    (*Print["x",corx," y:", cory, " y/x:", cory/corx];*)
    (*Výpočet souřadnic (x,y) v daném eventu*)
    (*Sow[ArcCos[corx/Sqrt[corx^2+cory^2]]/Degree];*)
    (*Výpočet a uložení azimutálního úhlu pro danou hvězdu*)
    Sow[ArcTan[corx, cory] / Degree];
    (*Print["phi:",ArcTan[corx,cory]/Degree];*)

    (*Print["phi:",ArcTan[corx,cory]/Degree];*)
    , {i, 1, NS - 1}]; (*Výpočet proběhne pro každou hvězdu v eventu*)
  ];
  Sow[phipom[[2, 1]]];
  phipom = Drop[phipom, All];
  , bbb = Read[dddd, Table[Number, {28}]]];
  , {ne, 1, NEV}]; (*Výpočet proběhne pro všechny eventy*)
];

```

```

phi = ResourceFunction["SortLike"][phi[[2, 1]], {{, }, {, ,}}];
(*Seřazení eventů podle multiplicity*)
(*Print[phi];*)
ex = {};
M = 2;
theta1 = {};
theta2 = {};
theta3 = {};
err1 = {};

```

```

err2 = {};
err3 = {};
theta1fit = {};
theta2fit = {};
theta3fit = {};
stdev = {};

While[! phi == {} && Length[phi[[1]]] ≤ 10, (*Zpracování jednotlivých eventů*)
  pointer = 1;
  ex = Reap[While[pointer ≤ Length[phi] && Length[phi[[pointer]]] == M,
    Sow[phi[[pointer]]];
    pointer++];
  ]; (*Do proměnné ex jsou vybrány eventy se stejnou multiplicitou*)
  ];
  pointer--;
  phi = Drop[phi, pointer]; (*Odstranění již zpracovaných eventů*)
  Print["Multiplicity: ", M];
  Print["Events: ", pointer];
  (*Výpis počtu eventů s danou multiplicitou*)
  If[! ex[[2]] == {}, (*Výpočet sumy cosinů pro eventy se stejnou multiplicitou*)
    sum1 = 0;
    sum2 = 0;
    sum3 = 0;

    stdev = Reap[Do[
      av1 = 0;
      av2 = 0;
      av3 = 0;
      (*Výpočet průměrů cosinů*)
      av1 = Sum[Cos[(ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree],
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / Length[ex[[2, 1]]];
      av2 = Sum[Cos[(2 * (ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree],
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / Length[ex[[2, 1]]];
      av3 = Sum[Cos[(3 * (ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree],
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / Length[ex[[2, 1]]];
      (*Výpočet střední kvadratické odchylky*)
      Sow[Sum[(Cos[(ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree] - av1)^2,
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / (Length[ex[[2, 1]]])];
      Sow[Sum[(Cos[(2 * (ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree] - av2)^2,
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / (Length[ex[[2, 1]]])];
      Sow[Sum[(Cos[(3 * (ex[[2, 1, NM, j]] - ex[[2, 1, NM, i]]) Degree] - av3)^2,
        {NM, 1, Length[ex[[2, 1]]}] / (Length[ex[[2, 1]]])];

      sum1 += av1;
      sum2 += av2;
      sum3 += av3;
      , {i, 2, M}, {j, 1, i - 1}];
    ];
  ];

```

```

mv = 1 + ((2 * sum1) / M); (*Výpočet hodnoty funkce  $\theta$ *)
err = (2 / M) *
  Sqrt[Sum[stdev[[2, 1, it]], {it, 1, Length[stdev[[2, 1]]], 3}] / Length[ex[[2, 1]]];
(*Výpočet chyby hodnoty hodnoty funkce  $\theta$ *)
AppendTo[theta1fit, {M, mv}];
AppendTo[err1, err];
AppendTo[theta1, {M, Around[mv, err]}];

mv = 1 + ((2 * sum2) / M);
err = (2 / M) *
  Sqrt[Sum[stdev[[2, 1, it]], {it, 2, Length[stdev[[2, 1]]], 3}] / Length[ex[[2, 1]]];
AppendTo[theta2fit, {M, mv}];
AppendTo[err2, err];
AppendTo[theta2, {M, Around[mv, err]}];

mv = 1 + ((2 * sum3) / M);
err = (2 / M) *
  Sqrt[Sum[stdev[[2, 1, it]], {it, 3, Length[stdev[[2, 1]]], 3}] / Length[ex[[2, 1]]];
AppendTo[theta3fit, {M, mv}];
AppendTo[err3, err];
AppendTo[theta3, {M, Around[mv, err]}];
];

M++;
ex = Drop[ex, All];
stdev = Drop[stdev, All];
];

(*Vykreselní grafů, fit a vypsání souřadnic bodů v grafu*)
Print[theta1];
Clear[x];
uniform = 1;
line1 = LinearModelFit[theta1fit, {1, x}, x, Weights  $\rightarrow$  1 / err1^2];
export1 = Show[ListPlot[theta1, AxesLabel  $\rightarrow$  {"M", Indexed[ $\theta$ , 1] ["M"]},
  PlotRange  $\rightarrow$  {{0, 10.2}, Automatic}], Plot[{line1[x], uniform},
  {x, 1, M}, PlotStyle  $\rightarrow$  {Thickness[0.005], Thickness[0.005]},
  PlotTheme  $\rightarrow$  {"Scientific", "Scientific"}]]
Print[Indexed[ $\theta$ , 1], "=", line1];

Print[theta2];
Clear[x];
line2 = LinearModelFit[theta2fit, {1, x}, x, Weights  $\rightarrow$  1 / err2^2];
export2 = Show[ListPlot[theta2, AxesLabel  $\rightarrow$  {"M", Indexed[ $\theta$ , 2] ["M"]},
  PlotRange  $\rightarrow$  {{0, 10.2}, Automatic}], Plot[{line2[x], uniform},
  {x, 1, M}, PlotStyle  $\rightarrow$  {Thickness[0.005], Thickness[0.005]},
  PlotTheme  $\rightarrow$  {"Scientific", "Scientific"}]]
Print[Indexed[ $\theta$ , 2], "=", line2];

```

```
Print[theta3];
Clear[x];
line3 = LinearModelFit[theta3fit, {1, x}, x, Weights -> 1 / err3^2];
export3 = Show[ListPlot[theta3, AxesLabel -> {"M", Indexed[theta, 3] ["M"]},
  PlotRange -> {{0, 10.2}, Automatic}], Plot[{line3[x], uniform},
  {x, 1, M}, PlotStyle -> {Thickness[0.005], Thickness[0.005]},
  PlotTheme -> {"Scientific", "Scientific"}]]
Print[Indexed[theta, 3], "=", line3];
(*Export["ThetaA.eps", GraphicsGrid[{{export1, export2, export3}}, ImageSize -> Full]];*)
(*Export["D.pdf", export1, ImageSize -> Full];*)
Close[data];
Ti = TimeUsed[] - Ti; Print["Time=", Ti];
```