

**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Pavel Váňa

Studium elektromagnetických procesů v ultra-periferálních srážkách těžkých iontů na Velkém hadronovém urychlovači

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Martin Spousta, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2020

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Poděkování

Rád bych poděkoval svému vedoucímu doc. Mgr. Martinu Spoustovi, Ph.D. za jeho cenné rady, ochotu, vstřícnost a také trpělivost při vedení mé bakalářské práce. Dále bych rád poděkoval Mgr. Martinu Rybářovi, Ph.D. za cenné rady při řešení některých otázek spojených s touto prací. Také bych rád poděkoval své rodině, která mi poskytovala zázemí a také bezmeznou podporu po celou dobu mého studia.

Název práce: Studium elektromagnetických procesů v ultra-periferálních srážkách těžkých iontů na Velkém hadronovém urychlovači

Autor: Pavel Váňa

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Martin Spousta, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky

Abstrakt: Práce je věnována popisu elektromagnetických procesů vznikajících během srážek těžkých iontů při interakci jejich elektromagnetických polí. Během těchto srážek vznikají při procesu $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ dimionové páry, které pronikají kvark-gluonovým plazmatem. Cílem práce bylo vytvoření jednoduchého geometrického modelu popisujícího srážky těžkých iontů, jehož implementací byl vytvořen program počítající délky drah produktů elektromagnetické interakce, které tyto produkty urazí v kvark-gluonovém plazmatu. Dalším krokem bylo simulování centralitně závislého rozšiřování rozdělení akoplanarit dimionových párů, které bylo naměřeno během let 2015 a 2018 detektorem ATLAS na LHC při $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ procesu, ke kterému docházelo při Pb+Pb srážkách s těžišťovou energií $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Při konfiguraci kvadratické závislosti rozmytí akoplanarity bylo možné dobře reprodukovat rozdělení měřených hodnot pro $\alpha > 2 \cdot 10^{-3}$ rad. Měření rozdělení pro interval $\alpha < 2 \cdot 10^{-3}$ rad, kde byl v datech pozorován lokální pokles, nebylo ovšem modelem možné reprodukovat.

Klíčová slova: elektromagnetické procesy • ultra-periferální srážky • srážky těžkých iontů • Velký hadronový urychlovač

Title: Study of electromagnetic processes in ultra-peripheral collisions of heavy-ions at the Large Hadron Collider

Author: Pavel Váňa

Department: Institute of Particle and Nuclear physics

Supervisor: doc. Mgr. Martin Spousta, Ph.D., Institute of particle and nuclear physics

Abstract: This thesis contains a study of electromagnetic processes created in heavy-ion collisions during interaction of electromagnetic fields of nuclei. During these collisions, dimuon pairs are produced via $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ processes. Dimuon pairs then penetrate quark gluon plasma created in heavy-ion collisions and their kinematics may be altered by the presence of the plasma. The aim of this thesis is to develop simple geometric model that is then implemented and a program for measuring the path length of products of electromagnetic processes is delivered. The simulation of centrality dependent acoplanarity broadening is performed. Centrality dependent acoplanarity broadening of dimuon pairs produced in $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ processes was previously measured by the ATLAS detector at the LHC in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. It was shown that model can reproduce the distribution of acoplanarity measured by ATLAS for $\alpha > 2 \cdot 10^{-3}$ rad when the quadratic configuration of path-length dependence of acoplanarity broadening is used. On the contrary, measurement of acoplanarity distribution for $\alpha < 2 \cdot 10^{-3}$ rad cannot be reproduced by the model.

Keywords: electromagnetic processes • ultra-peripheral collisions • heavy-ion collisions • Large Hadron Collider

Obsah

Seznam použitých zkratk	2
Úvod	3
1 Fyzikální pozadí	4
1.1 Standardní model	4
1.2 Kvantová chromodynamika	6
1.3 Srážky těžkých iontů	7
1.3.1 Glauberův model	8
1.3.2 Ultra-periferální srážky	11
1.3.3 Zhášení jetů	12
2 Experimentální zařízení	13
2.1 Velký hadronový urychlovač	13
2.2 Detektor ATLAS	14
2.2.1 Vnitřní detektor	14
2.2.2 Systém kalorimetrů	16
2.2.3 Mionový spektrometr	17
2.2.4 Dopředné detektory	17
2.2.5 Systém magnetů	18
2.2.6 Systém triggerů	18
3 Měření akoplanarity dimionů v Pb+Pb srážkách experimentem ATLAS	19
3.1 Úvod, definice základních pojmů	19
3.1.1 Výběr událostí	20
3.2 Centralitně závislé rozšiřování akoplanarity dimionů	20
4 Akoplanarita v geometrickém modelu	22
4.1 Geometrický model	23
4.2 Výsledky modelování	25
4.2.1 Rozmývání akoplanarity	32
Závěr	36
Seznam použité literatury	37
Seznam obrázků	40
A Přílohy	42
A.1 2D histogramy odpovídající obrázkům 4.7-4.10	42

Seznam použitých zkratek

ATLAS		A Toroidal LHC Apparatus
ALICE		A Large Ion Collider Experiment
CMS		The Compact Muon Solenoid
CERN		Evropská organizace pro jaderný výzkum
HLT		High Level Trigger
IBL		Insertable B-Layer
LAr		Liquid Argon calorimeter
LEIR		Low Energy Ion Ring
LHC		Velký hadronový urychlovač (Large Hadron Collider)
LHCb		Large Hadron Collider beauty
LHCf		Large Hadron Collider forward
MoEDAL		Monopole and Exotics Detector at the LHC
non-UPC		události, které nejsou UPC
PD		Pixel Detector
QCD		kvantová chromodynamika
QED		kvantová elektrodynamika
QGP		kvark-gluonové plazma
SCT		Semi-Conductor Tracker
SM		Standardní model částicové fyziky
SLAC		Stanford Linear Accelerator Center
SPS		Super Proton Synchrotron
TileCal		Tile Calorimeter
TOTEM		TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement
TRT		Transition Radiation Tracker
UPC		ultra-periferální srážky

Úvod

Při ultrarelativistických srážkách těžkých iontů interagují ionty, hadrony, kvarky atp. Vzniká extrémně horké a husté dekonfinované médium. Stupni volnosti tohoto média jsou volné kvarky a gluony, a proto jej nazýváme kvark-gluonové plazma (QGP).

První pokusy o vytvoření QGP byly provedeny už v 80. a 90. letech na Super Proton Synchrotronu (SPS) v Evropské organizaci pro jaderný výzkum (CERN). V roce 2000 bylo oznámeno vytvoření QGP na experimentu Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v Brookhavenské Národní Laboratoři na Long Islandu v USA.

Během těchto srážek také vznikají vlivem interakce hadronů kolimované spršky částic (tzv. jety), které pronikají médiem. Přítomnost plazmatu při těchto srážkách vede k pozorování zajímavých jevů, mezi které patří například zhášení jetů (jet quenching), jenž je způsoben interakcí částic tvořících jet s médiem, díky čemuž můžeme zkoumat vlastnosti QGP. Teplota QGP dosahuje několika bilionů kelvinů, což spolu s extrémní hustotou a složením odpovídá tomu, jak mohl vypadat vesmír v raných fázích po tzv. Velkém třesku. Studium QGP může pomoci zkoumat samotný počátek vesmíru a mělo by také vést k lepšímu porozumění silné interakci.

Často také dochází k tzv. ultra-periferálním srážkám (UPC) těžkých iontů, kdy se jádra atomů minou, ale interagují spolu jejich elektromagnetická pole. Při UPC dochází k elektromagnetickým jevům, jejichž studiem je možné přesně testovat předpovědi kvantové elektrodynamiky (QED). Mezi tyto jevy patří například rozptyl světla na světle (light-by-light scattering)[1], který byl teprve před pár lety pozorován na experimentu A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) na Velkém hadronovém urychlovači (LHC).

Poslední kategorií událostí, ke kterým dochází při srážkách těžkých iontů jsou události, které nejsou UPC, ale i tak dochází k interakci elektromagnetických polí za vzniku produktů (například dileptonových párů), které pronikají QGP ze vnějšku. Tuto kategorii událostí budeme označovat jako „non-UPC“. Naší práce se týká proces $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$, při kterém vzniká pár leptonů, které mohou pronikat médiem ze vnějšku. Dileptonový pár je vhodnou sondou pro studium elektromagnetických stupňů volnosti v QGP.

Cílem této práce je shrnutí základních informací o studiu elektromagnetických procesů při non-UPC událostech a vytvoření programu, který pomocí jednoduchého geometrického modelu bude počítat délku drah produktů elektromagnetické interakce v překryvové oblasti srážky těžkých iontů, tedy v oblasti, kde vzniká QGP. Při vytváření modelu budeme používat výsledky měření dimionových párů [2], které vznikly při $\gamma\gamma$ interakcích během Pb+Pb srážek na LHC s těžišťovou energií $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Srážky byly zaznamenány detektorem ATLAS během let 2015 a 2018 s integrovanou lumnositou 1.9 nb^{-1} .

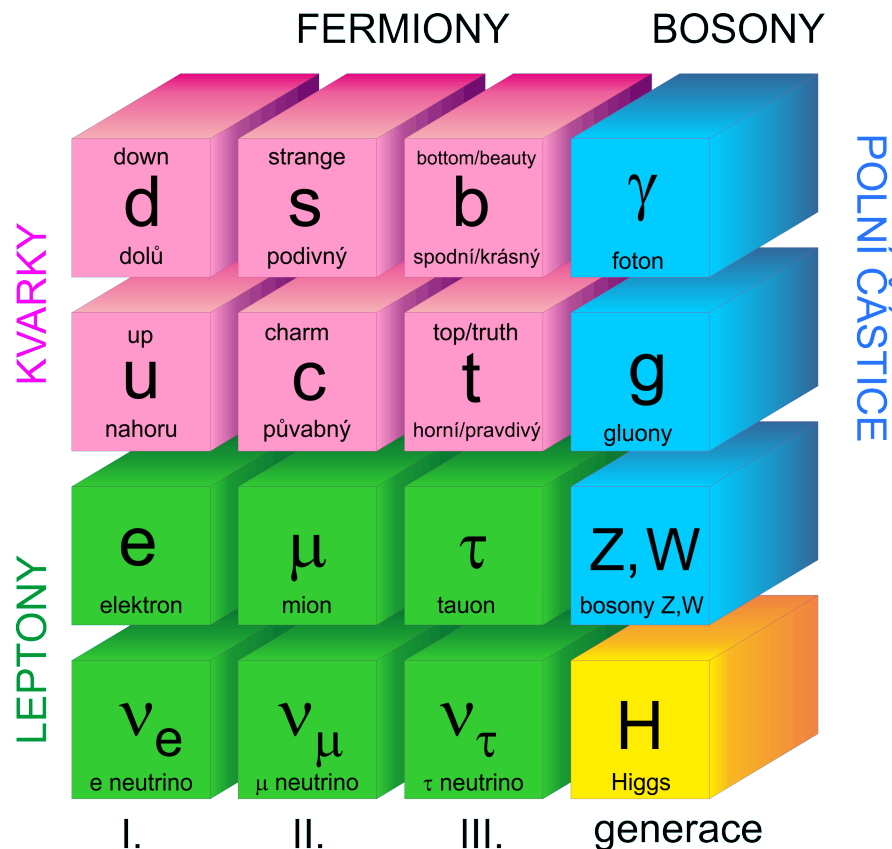
V kapitole 1 je popsáno fyzikální pozadí týkající se této práce, v kapitole 2 je popsáno experimentální zařízení, s jehož výsledky pracujeme (LHC a ATLAS). V kapitole 3 jsou shrnuty výsledky původního článku pojednávajícím o centrálně závislém rozšiřování akoplanarity dimionových párů [2]. V poslední kapitole (kapitola 4) je popsán geometrický model, který má za cíl popsat výsledky rozšiřování akoplanarity v článku [2], a jsou zde prezentovány výsledky tohoto modelu.

1. Fyzikální pozadí

1.1 Standardní model

Standardní model částicové fyziky (SM) je fyzikální teorie, která obsahuje všechny známé fundamentální částice, a také poskytuje prostřednictvím kvantové teorie pole popis tří ze čtyř známých základních interakcí - slabá, elektromagnetická (někdy také elektroslabá) a silná interakce. SM nepopisuje gravitační interakci, proto při dalším popisu tuto interakci vynecháme. Popisu gravitace se věnuje Einsteinova Obecná teorie relativity.

Všechny částice SM můžeme dle statistického chování, které souvisí s velikostí spinu, rozdělit do dvou skupin: bosony (celočíslný spin) a fermiony (poločíslný spin).



Obrázek 1.1: Elementární částice tvořící Standardní model. Převzato z [3].

V obrázku 1.1 jsou vyobrazeny elementární částice tvořící SM tak, jak jej dnes známe. Tyto elementární částice tedy dělíme dle velikosti jejich spinu, ale také je dělíme na částice hmoty (kvarky a leptony) a na částice interakcí (polní bosony a Higgsův boson).

Fermiony jsou částice s poločíslným spinem, které byly pojmenovány po italském fyzikovi Enricu Fermim. Systémy složené z fermionů se řídí Fermiho-Diracovou statistikou a platí pro ně Pauliho vylučovací princip. Vyskytují se v přírodě ve třech generacích, které se liší hmotnostmi. Paul Dirac, který dal fermionům jejich jméno, rovněž předpověděl, že ke každé částici existuje i antičástice

(částice se stejnou hmotností ale opačným nábojem). Jeho předpověď byla potvrzena v roce 1932, kdy Carl Anderson poprvé pozoroval v mlžné komoře pozitron (antičástice elektronu). Při interakci částice s antičásticí dochází k prudké reakci, které říkáme anihilace, kdy dojde k úplnému zániku původních částic, přičemž všechnu energii odnesou polní bosony, které popíšeme dále. Jak je vyobrazeno v obrázku 1.1, elementární fermiony dělíme na kvarky a leptony.

Leptony (odvozeno z řeckého „leptos“, což znamená lehký) jsou fermiony, které neinteragují silnou jadernou interakcí a mají celočíselný elektrický náboj. Leptony se vyskytují ve třech tzv. generacích: elektron (1. generace), mion (2. generace) a tauon (3. generace). K těmto částicím přísluší leptony, které neinteragují elektromagneticky, nazýváme je neutrina.

Kvarky jsou naopak fermiony, které interagují silně, slabě i elektromagneticky. Teoreticky byly předpovězeny M. Gell-Mannem a G. Zweigem v roce 1964 pro objasnění pozorovaného chování hadronů, což jsou částice tvořené kvarky, antikvarky a gluony. V roce 1969 byla existence kvarků potvrzena při rozptylových experimentech s protony na lineárním urychlovači SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) ve Stanfordu. Kvarky popisujeme pomocí několika vlastností: elektrický náboj, hmotnost, spin, vůně a barva. Vůně (anglicky flavor) a barva (anglicky color) jsou kvantová čísla, která slouží k popisu kvarků. Podle vůně dělíme kvarky na (down, up, strange, charm, bottom a top), přičemž každý z nich může existovat ve třech barvách. K těmto kvarkům pak existují rovněž příslušné antikvarky, které mohou existovat ve třech antibarvách. Pro jednoduchost volíme v textu použití anglických termínů pro jednotlivé typy kvarků, jejich české ekvivalenty nalezneme v obrázku 1.1. Kvarky down, strange a bottom mají třetinový záporný elektrický náboj a up, charm a top mají dvoutřetinový kladný elektrický náboj. Kvarky interagují hlavně silnou interakcí, která je zprostředkována výměnou gluonů mezi kvarky. Tyto interakce popisuje kvantová chromodynamika (QCD), jejíž základy nastiňuje podkapitola 1.2. Poslední skupinou doplňující elementární částice SM jsou *polní bosony* a *Higgsův boson*.

Polní bosony, někdy také intermediální bosony, jsou částice s celočíselným spinem, které zprostředkovávají interakce. Gluon je zodpovědný za silnou interakci, která je spojená s kvantovým číslem barvu. Gluon se může vyskytovat v osmi barvách a díky tomu mohou gluony interagovat mezi sebou. Gluony jsou zodpovědné za vznik vázaných stavů kvarků, kterým říkáme hadrony. Příklady hadronů jsou například proton a neutron. Fotony zprostředkovávají elektromagnetickou interakci a stejně tak jako gluony mají nulovou klidovou hmotnost. Slabou interakci zajišťují bosony W^+ , W^- , které mění náboj a tudíž i vůni kvarků a leptonů v koncovém stavu oproti stavu počátečnímu. Z^0 umožňuje např. vznik páru leptonů z páru kvark anti-kvark. Jeho prostřednictvím mohou interagovat i elektricky neutrální neutrina. Hodnoty vazbové konstanty elektromagnetické a slabé interakce jsou srovnatelné. Tato skutečnost vedla ke sjednocení elektromagnetické a slabé interakce v elektroslabou. Tyto polní bosony mají nenulovou klidovou hmotnost a velmi krátký poločas života (řádově 10^{-24} s), a proto má tato interakce velmi krátký dosah.

Poslední elementární částicí SM je *Higgsův boson*, který byl předpovězen v roce 1964 P. Higgsem, F. Englertem, R. Broutem a dalšími vědci. Tato částice hraje důležitou roli v pochopení původu hmotnosti ostatních elementárních částic a byla objevena v roce 2012 experimenty ATLAS a CMS (The Compact Muon

Solenoid) na urychlovači LHC [4].

Další podrobnosti ke Standardnímu modelu částicové fyziky najdeme například v publikacích [5] a [6].

1.2 Kvantová chromodynamika

Kvantová chromodynamika (QCD)[5] je teorie popisující silnou interakci mezi kvarky a gluony. QCD je kvantově polní teorie, která je formulována na základě nekomutativních (neabelovských) kalibračních symetrií barevnou lokální grupou symetrií $SU(3)$. Tyto symetrie vedou k zavedení nového kvantového čísla barva.

Jak již bylo řečeno, silná interakce je zprostředkována nehmotným bosonem se spinem 1, který nazýváme gluon. Kvarky existují ve třech barvách (červená, zelená, modrá) a antikvarky ve třech příslušných antibarvách (antičervená, antizelená, antimodrá), přičemž platí, že kombinace barvy a antibarvy vytvoří barevně neutrální kombinaci. Gluon se vyskytuje celkem v osmi barvách, což způsobuje to, že gluony interagují silně také mezi sebou.

Ještě před zrodem QCD navrhl Richard Feynman tzv. partonový model, který by objasnil vnitřní strukturu hadronů, jejíž projevy byly naměřeny během rozptylových experimentů s protony na urychlovači SLAC. Později se snažil tyto partony ztotožnit s kvarky Gell-Manna a Zweiga, ale problémem bylo, že partony se chovaly jako volné částice, ale kvarky byly uvězněny v hadronech. Jádrem tohoto problému je nastíněno v následující části.

Síla silné interakce je charakterizována velikostí bezrozměrné vazbové konstanty α_s , u níž bylo experimentálně zjištěno, že závisí na kvadrátu předané hybnosti Q . V prvním přiblížení se dá velikost vazbové konstanty α_s dle [5] vyjádřit vztahem

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (1.1)$$

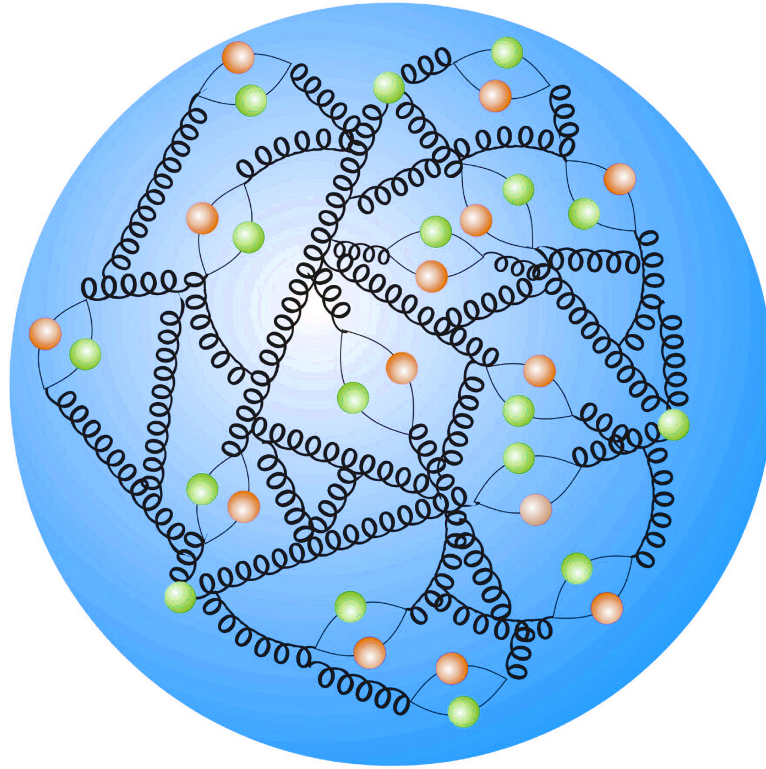
kde N_f je počet vůní kvarků a Λ je škálovací parametr, jehož velikost byla měřením velikosti vazbové konstanty α_s určena přibližně na $\Lambda \approx 200 \text{ MeV}/c$.

Z průběhu velikosti vazbové konstanty α_s plynou dvě důležité vlastnosti silné interakce:

Barevné uvěznění (color confinement) je pojmenování jevu, kdy pro malé hodnoty Q^2 roste hodnota vazbové konstanty α_s do nekonečna a podle QCD jsou kvarky a gluony uvězněny v bezbarvých vázaných stavech (hadronech). Toto uvěznění je vysvětleno mnohanásobnou výměnou gluonů mezi kvarky i mezi gluony. Pro nízké hodnoty Q^2 se chová silná interakce neporuchově, nelze tedy použít k výpočtům poruchovou teorii.

Asymptotická volnost (asymptotic freedom) je pojmenování skutečnosti, kdy pro velké hodnoty Q^2 naopak hodnota vazbové konstanty α_s klesá a při dostatečně velkých Q^2 lze použít pro výpočty poruchový přístup. V limitě pro Q^2 jdoucí do nekonečna se kvarky chovají jako volné částice.

Díky těmto poznatkům si působení silné interakce prostřednictvím výměny gluonů můžeme představit např. jako struny, které se natahují a smršťují. Proton si dnes již nepředstavujeme jako částici, která je tvořena dvěma kvarky u (up) a jedním kvarkem d (down), ale představujeme si jej jako strukturu, která obsahuje moře gluonů a párů kvark-antikvark, které spolu interagují (viz obrázek 1.2).



Obrázek 1.2: Struktura protonu. Převzato z [7].

Pokud tedy dochází k rozptylu částice na protonu, tak při nízkých hybnostech cítí rozptylující částice zejména tzv. valenční kvarky (uud) a při vysokých hybnostech cítí i moře gluonů a párů kvark-antikvark. Již dříve zmíněné partony tedy označují kvarky nebo gluony, které nesou určitou frakci hybnosti protonu.

1.3 Srážky těžkých iontů

Kvantová chromodynamika předvídá nové skupenství hmoty, jehož stupni volnosti jsou volné kvarky a gluony. Za extrémních podmínek (tj. vysokých energií, hustoty a tlaku) dle QCD dochází k narušení uvěznění kvarků (díky asymptotické volnosti), což vede ke vzniku dekonfinované hmoty, ve které jsou kvarky a gluony volné, tuto hmotu či skupenství hmoty nazýváme *kvark-gluonové plazma* (QGP) [6].

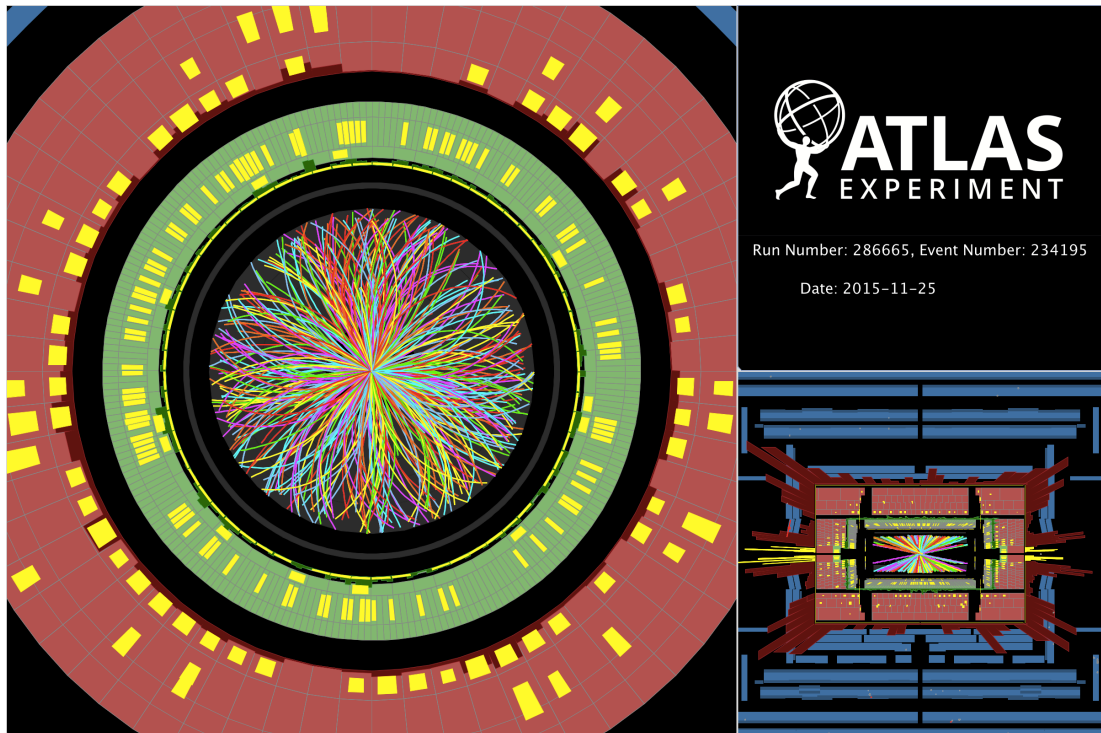
Abychom mohli vytvořit QGP, je nutné reprodukovat extrémní podmínky, které panovaly velmi krátce po vzniku vesmíru. Tyto podmínky dokážeme napodobit na výkonných urychlovačích při srážkách těžkých iontů.

Při relativistických srážkách těžkých iontů (např. Au nebo Pb) mají atomová jádra dostatečnou energii, aby došlo při jejich srážce ke vzniku QGP, jehož vznik je znázorněn na obrázku 1.5. Při relativistických srážkách těžkých iontů jsou atomová jádra urychlena na rychlosti blízké rychlosti světla, proto na obrázku 1.5 vidíme dvě Lorentzovsky kontrahovaná jádra. Dochází k uvolnění obrovského množství energie v poměrně malé oblasti, tyto extrémní podmínky vedou ke vzniku QGP.

Při každé srážce jader těžkých iontů (v našem případě se jedná o srážky

Pb+Pb) dochází ke vzniku mnoha částic (finální multiplicita je velká, viz obrázek 1.3). Abychom mohli studovat vznik QGP a jevy související s jeho existencí, tak je nutné tyto částice zaznamenávat vysoce citlivým detektorem, který dokáže detekovat částice letící do všech možných směrů. Z takto detekovaných částic pak můžeme zrekonstruovat události, ke kterým došlo při srážce.

Poprvé bylo QGP pozorováno při studiu Au+Au srážek na urychlovači RHIC [8], přičemž srážky probíhaly s těžišťovou energií až $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Později bylo pozorováno QGP také na urychlovači LHC při Pb+Pb srážkách, které byly zaznamenávány detektory ATLAS, A Compact Muon Solenoid (CMS) a A Large Ion Collider Experiment (ALICE). Při současných experimentech dochází na LHC ke srážkám jader olova s těžišťovou energií až $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV na nukleonový pár.



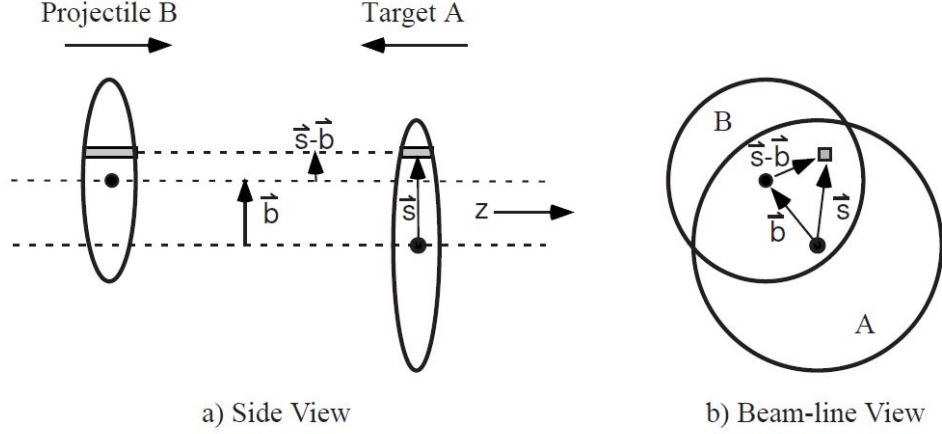
Obrázek 1.3: Srážka těžkých iontů na ATLASu. Převzato z [9].

Na obrázku 1.3 je tzv. event display, který vyobrazuje zrekonstruovanou srážku dvou jader olova. Na tomto obrázku jsou žlutými čárkami vyobrazeny interakce částic s hadronovým a elektromagnetickým kalorimetrem.

1.3.1 Glauberův model

Pro popis těžko iontových srážek navrhl Roy Glauber model, který popisuje mnohačetné interakce částic, ke kterým během těchto srážek dochází. Tento model byl pojmenován jako *Glauberův model* [10]. Princip popisu těchto srážek je znázorněn na obrázku 1.4.

Na obrázku 1.4 jsou vyobrazena dvě lorentzovsky kontrahovaná atomová jádra, která se srážejí s impaktním parametrem b , který je definován jako kolmá vzdálenost mezi trajektoriemi obou jader. Dle velikosti impaktního parametru b dělíme srážky na *centrální* ($b \approx 0$), *periferální* ($0 < b < 2R$) a *ultra-periferální*



Obrázek 1.4: Schematický náhled srážek dvou lorentzovsky kontrahovaných jader, které se sráží s impaktním parametrem b . Část a) ukazuje srážku z pohledu kolmého ke směru letu jader a část b) naopak pohled ve směru letu. Převzato z [10].

($b > 2R$), kde R je poloměr příslušného jádra. Zavádíme tak pojem *centralita*, který popisuje míru překryvu jader, dále popíšeme jeho význam pomocí Glauberova modelu.

Tento model předpokládá, že srážka dvou atomových jader sestává ze srážek všech nukleonů, které se střetnou. Většina těchto nukleonů po interakci pokračuje ve směru letu jako před kolizí. Vstupním parametrem do tohoto modelu je *Woods-Saxonovo rozdělení*, které popisuje jadernou hustotu ρ ve vzdálenosti r od centra jádra jako

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.2)$$

kde ρ_0 je normalizační konstanta, R je poloměr jádra a a je konstanta, která odpovídá tzv. „skin depth“.

Mějme tedy dva těžké ionty A a B jako v obrázku 1.4, které kolidují s impaktním parametrem b . Hlavním nástrojem Glauberova modelu je tzv. *jaderná hustotní funkce* (*nuclear thickness function*) $T_A(s)$, která udává pravděpodobnost nalezení nukleonu uvnitř trubice toku (flux tube), která se nachází ve vzdálenosti s od středu jádra A. Jaderná hustotní funkce je tedy definována jako

$$T_A(\mathbf{s}) = \int \rho_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A, \quad (1.3)$$

kde $\rho_A(\mathbf{s}, z_A)$ je pravděpodobnost nalezení nukleonu na pozici $(\mathbf{s}, z_A)$ na jednotku objemu, což je v našem případě Woods-Saxonovo rozdělení.

Pravděpodobnost interakce nukleonů tvořících jádra těžkých iontů pak určíme jako

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) d^2\mathbf{s}, \quad (1.4)$$

kde b je impaktní parametr a součin $T_A(\mathbf{s})T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})d^2\mathbf{s}$ představuje sdruženou pravděpodobnost nalezení nukleonů v příslušné infinitezimální oblasti $d^2\mathbf{s}$ v trubici toku uvnitř jader A a B.

Pravděpodobnost n nukleon-nukleonových interakcí mezi A nukleony jádra A a B nukleony jádra B je dána Poissonovým rozdělením jako

$$P(n, \mathbf{b}) = \binom{AB}{n} [T_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^n [1 - T_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^{AB-n}, \quad (1.5)$$

kde $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ je účinný průřez pro nepružnou nukleon-nukleonovou interakci.

Při srážce těžkých iontů dochází v závislosti na hodnotě impaktního parametru b k tzv. *binárním srážkám*, což jsou srážky dvou konkrétních nukleonů. Celkový počet binárních srážek pak můžeme určit jako

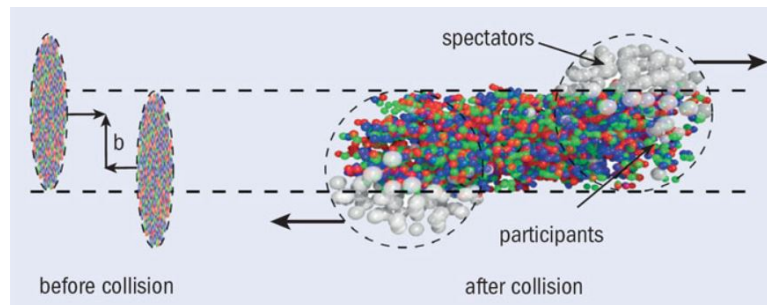
$$N_{\text{coll}}(\mathbf{b}) = \sum_{n=1}^{AB} n P(n, \mathbf{b}) = AB T_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}. \quad (1.6)$$

Dále také definujeme celkový počet interagujících nukleonů (tedy nukleonů, které alespoň jednou interagovaly), který označujeme jako *počet participantů*, který lze určit jako

$$N_{\text{part}}(\mathbf{b}) = A \int T_A(\mathbf{s}) \{1 - [1 - T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^B\} d^2 \mathbf{s} + B \int T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \{1 - [1 - T_A(\mathbf{s}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}]^A\} d^2 \mathbf{s}. \quad (1.7)$$

Centralita je klíčový parametr používaný při studiu vlastností QGP vznikajícího během těžko-iontových srážek. Centralitu lze vyjádřit pomocí počtu participantů N_{part} a počtu binárních srážek N_{coll} . Při srážkách jsou také běžné tzv. spektátoři, což jsou nukleony, které vůbec neinteragují a pokračují po srážce neporušeni dále (viz obrázek 1.5). Všechny tyto parametry jsou však přímo neměřitelné. Je potřeba určit počet participantů a binárních srážek jiným způsobem, například měřením multiplicity částic nebo měřením energie částic deponované v dopředných kalorimetrech. Centralita je dále běžně kvantifikována pomocí percentilů celkového účinného průřezu, které jsou vztaženy k danému intervalu hodnot měřených multiplicit částic, či energií v kalorimetrech právě pomocí Glauberova modelu. Centrální srážky jsou charakterizovány nízkými hodnotami percentilů (např. 0 – 5 % či 10 – 20 %), zatímco periferální srážky jsou charakterizovány vysokými hodnotami percentilů (např. 60 – 80 %).

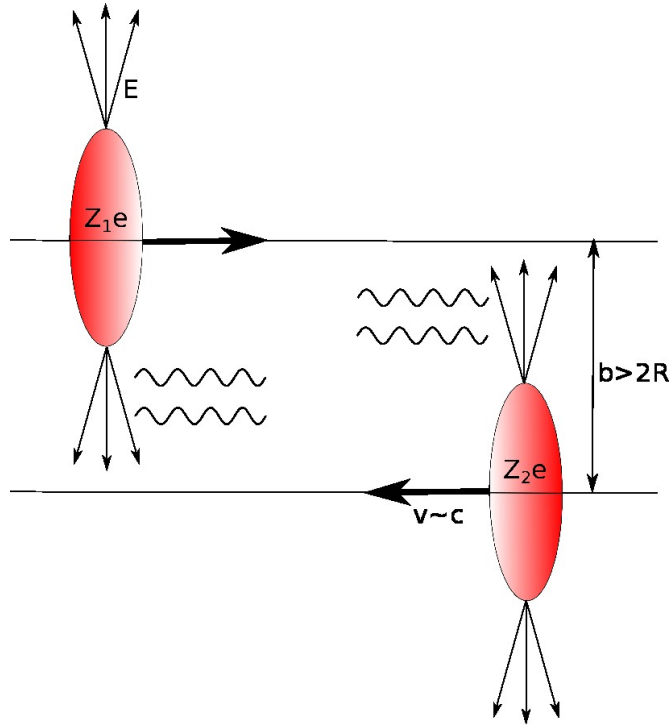
Další podrobnosti lze nalézt zde [10].



Obrázek 1.5: Schematický náhled srážek dvou lorentzovsky kontrahovaných jader, které se sráží s impaktním parametrem b . V pravé části je vyznačena přítomnost spektátorů při srážce. Převzato z [11].

1.3.2 Ultra-periferální srážky

Ultra-periferální srážky (UPC) [12] jsou speciální třídou srážek, kdy je hodnota impaktního parametru b větší než dvojnásobek poloměru jádra. Při těchto hodnotách b již nedochází k překryvu jader, ale překrývají se pouze silná elektromagnetická pole těchto jader (viz obrázek 1.6). Pokud se tato pole překryjí, tak se mohou chovat jako tok téměř reálných fotonů, tedy fotonů s malou virtualitou. UPC se tedy od ostatních srážek liší tím, že nedochází k hadronovým interakcím, ale dochází k foto-nukleárním a foton-fotonovým interakcím. K těmto interakcím může docházet i v tzv. *non-UPC srážkách* (tedy ve srážkách, které nejsou UPC).



Obrázek 1.6: Schematický náhled ultra-periferální srážky Pb+Pb. Převzato z [13].

Pro nás je při UPC srážkách nejdůležitějším procesem reakce $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$, což označuje produkci dileptonů. Leptony interagují pouze elektroslabou interakcí, proto hrají důležitou roli coby elektromagnetické sondy QGP. Dileptony při svém vzniku svírají dle výpočtů QED v prvním řádu poruchové teorie azimutální úhel π rad. Vlivem interakcí s QGP se tento úhel může měnit.

Teprve před rokem byl na LHC pozorován velmi exotický jev, který nazýváme rozptyl světla na světle (light-by-light scattering) [1], tedy reakce $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Tento jev je zakázaný v klasické teorii elektrodynamiky, ovšem byl předpovězen již v první polovině 20. století v rámci QED. Jeho pozorování by mohlo pomoci k lepšímu testování kvantové elektrodynamiky (QED) silných polí a hledání nových částic v oblasti za SM.

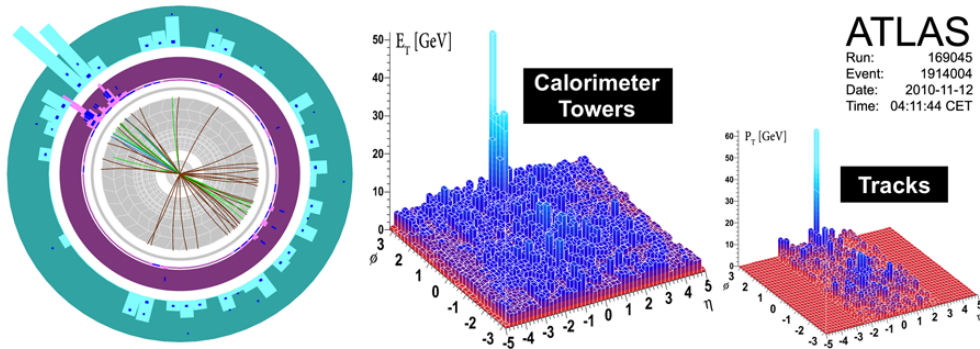
Při elektromagnetických procesech v UPC srážkách také dochází k produkci vektorových mezonů, zejména ρ , J/ψ nebo Υ . UPC srážky s vektorovými mezony lze obecně použít ke studiu chování celkového účinného průřezu hadronových interakcí.

Dalšími produkty elektromagnetických procesů při UPC srážkách mohou být také těžká kvarkonia (heavy quarkoniums), což jsou mezony tvořené těžšími kvarky ($c\bar{c}$ nebo $b\bar{b}$).

1.3.3 Zhášení jetů

Při relativistických srážkách částic (ať už protonů nebo těžkých iontů) může dojít k tzv. tvrdému rozptylu elementárních kvarků nebo gluonů (tzv. tvrdé procesy), při kterých začnou vznikat další kvarky a gluony. Tyto částice se od sebe po rozptylu vzdalují a pokud mají dostatečně velkou energii, tak mohou produkovat další kvarky a gluony, přičemž vznikne kolimovaná sprška částic, kterou nazýváme *jet*. Časem se však projeví barevné uvěznění kvarků a dojde k tzv. *hadronizaci* za vzniku spršky bezbarvých hadronů.

Jet může vznikat i při srážkách těžkých iontů a při jejich průchodem vlivem interakcí s QGP ztrácí částice tvořící jet část své energie, tomuto jevu říkáme *zhášení jetů* (*jet quenching*) [14], [15]. Dominantním mechanismem energetických ztrát je médiem indukované vyzařování gluonů, což je QCD analog brzdného záření. Tak jako dileptony i jety vznikají většinou v párech (tzv. dijety), jeden jet může vzniknout například v p +jet procesech. Zhášení jetů se může projevit na detektoru tak, že jeden jet z páru nemusí být kvůli silným interakcím s QGP vůbec zaznamenán (viz obrázek 1.7).



Obrázek 1.7: Záznam prvního pozorování zhášení jetů detektorem ATLAS. Převzato z [16].

Pro naši práci jsou důležité srážky iontů $^{208}\text{Pb}^{82+}$, ke kterým dochází při každém běhu LHC obvykle jeden měsíc v roce. Cesta iontů olova začíná na lineárním urychlovači LINAC 3, ze kterého pokračují na urychlovač Low Energy Ion Ring (LEIR), poté na Super Proton Synchrotron (SPS) a následně na LHC, kde dochází ke srážkám s těžišťovou energií až 5.02 TeV na nukleon.

Na LHC jsou umístěny celkem čtyři velké částicové detektory, na nichž probíhají velké experimenty. A *Torroidal LHC ApparatuS (ATLAS)*, *Compact Muon Solenoid (CMS)* jsou tzv. general-purpose detektory, které nemají přímo specifické role. A *Large Ion Collider Experiment (ALICE)* studuje QGP a *Large Hadron Collider beauty (LHCb)* se zabývá studiem hadronů s b-kvarkem.

Dále jsou na LHC další tři menší experimenty: *TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement (TOTEM)* měří účinné průřezy, zkoumá elastický rozptyl a difrakční procesy, *Monopole and Exotics Detector at the LHC (MoEDAL)* hledá magnetické monopóly a *Large Hadron Collider forward (LHCf)* je experiment, který je soustředěn na astročásticovou fyziku.

2.2 Detektor ATLAS

ATLAS [20] je největším ze sedmi částicových detektorů na LHC a spolu s CMS tvoří tzv. general-purpose detektory, které zkoumají jak p+p srážky, tak i Pb+Pb srážky. Detektor je celkem 46 metrů dlouhý, má výšku 25 metrů, váží celkem 7000 tun a je umístěn 100 metrů pod zemským povrchem. Strukturu detektoru si můžeme prohlédnout na obrázku 2.2. ATLAS je konstruován tak, aby byl schopen zaznamenat každou sekundu několik stovek milionů srážek, systém triggerů má pak za cíl vybrat ty nejzajímavější události a uchovat je pro další analýzu.

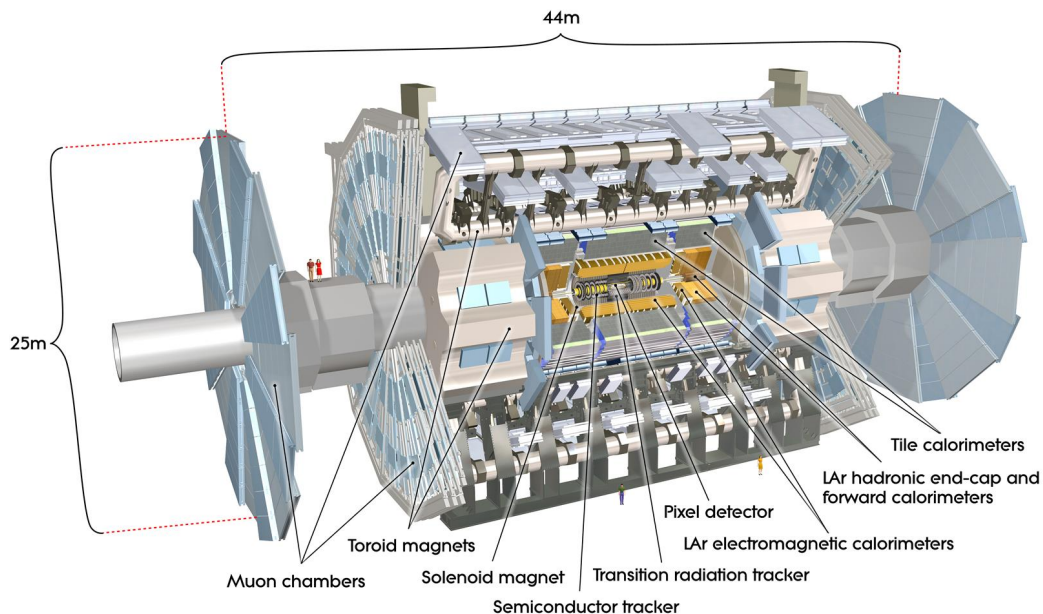
Celý detektor je válec, v jehož středu se nachází interakční místo. Je složen z několika „slupek“ (tzv. sub-detektorů), které mají za cíl detekovat různé částice, aby bylo možné co nejpřesněji zrekonstruovat srážku. Tento soubor sub-detektorů pak doplňuje systém magnetů.

Informace o detektoru ATLAS čerpáme z [20], pokud nebude uvedeno jinak.

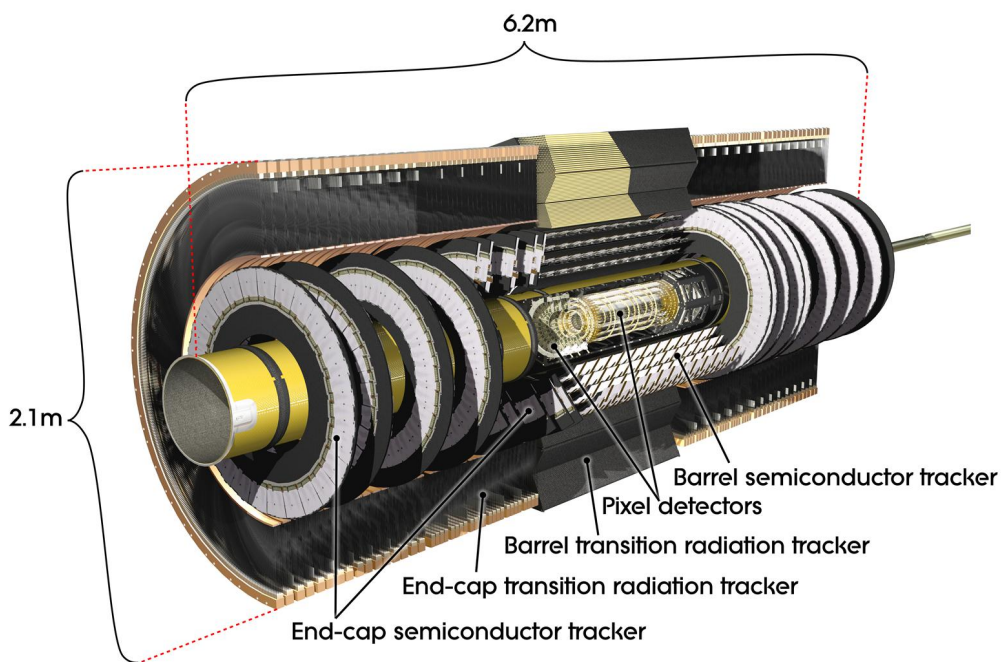
2.2.1 Vnitřní detektor

Vnitřní detektor [22] je dráhový detektor, který je ze všech sub-detektorů ATLASu nejbližší k ose srážek obou částicových svazků. Je to válec, který začíná několik centimetrů od trubice urychlovače a sahá až do poloměru 1.2 metru. Je dlouhý celkem 6.2 metrů a skládá se ze tří částí: *Pixel Detector (PD)*, *Semi-Conductor Tracker (SCT)* a *Transition Radiation Tracker (TRT)*. Celý detektor je obalen centrálním solenoidem, který v něm vytváří pole o indukci až 2 T. Celý detektor je vyobrazen na obrázku 2.3.

Hlavním cílem tohoto detektoru je přesné měření drah nabitých částic, což je uskutečňováno zaznamenáním interakce částic s materiálem detektoru v diskretních bodech. Díky přítomnosti magnetického pole můžeme určit náboj částice a její hybnost. Ze znalosti dráhy částic jsme schopni zrekonstruovat bod, kde došlo k jejímu vzniku (tzv. vertex). Detailní pohled členění Vnitřního detektoru je vyobrazeno na obrázku 2.4.



Obrázek 2.2: Řez detektorem ATLAS. Převzato z [21].

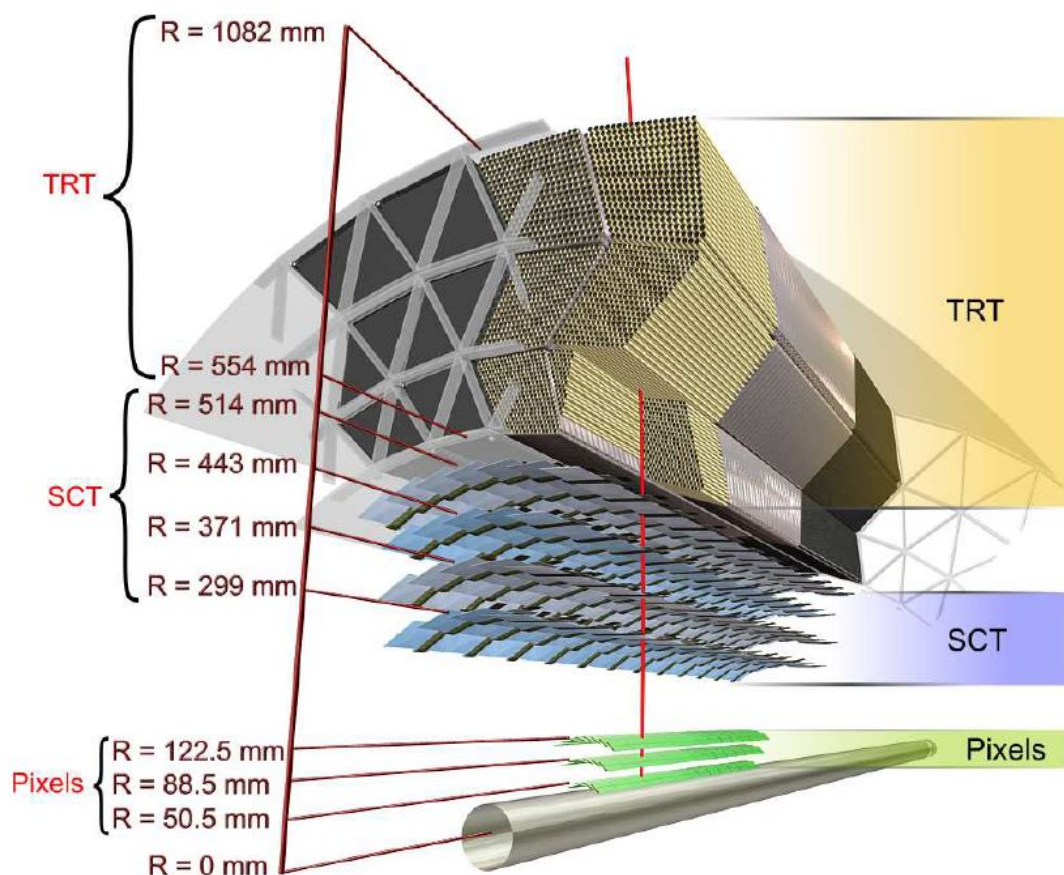


Obrázek 2.3: Řez Vnitřním detektorem detektoru ATLAS. Převzato z [23].

Pixelový detektor (PD) je nejvnitřnější částí Vnitřního detektoru a obsahuje tři koncentrické vrstvy a tři disky na jeho koncových částech. Je tvořen celkem ze 1744 modulů o rozměrech 2×6 cm. Detekujícím materiálem je $250 \mu\text{m}$ silná vrstva křemíku. Každý modul obsahuje 16 vyčítacích čipů a další elektronické komponenty, je tvořen zhruba 47 000 pixely. V roce 2014 byla přidána ještě jedna vrstva PD, která je nejbližší ose svazku a je pojmenována *Insertable B-Layer (IBL)*.

Semi-Conductor Tracker (SCT) je prostřední část Vnitřního detektoru. Funguje na podobném principu jako PD, ale místo pixelů je tvořen stripy o rozměrech $80\ \mu\text{m} \times 12\ \text{cm}$, které díky těmto rozměrům pokryjí větší prostor než pixely.

Vnější část Vnitřního detektoru tvoří *Transition Radiation Tracker (TRT)*, který obsahuje driftové trubice (straw tubes), které detekují nabitě částice podobně jako ionizační komory.



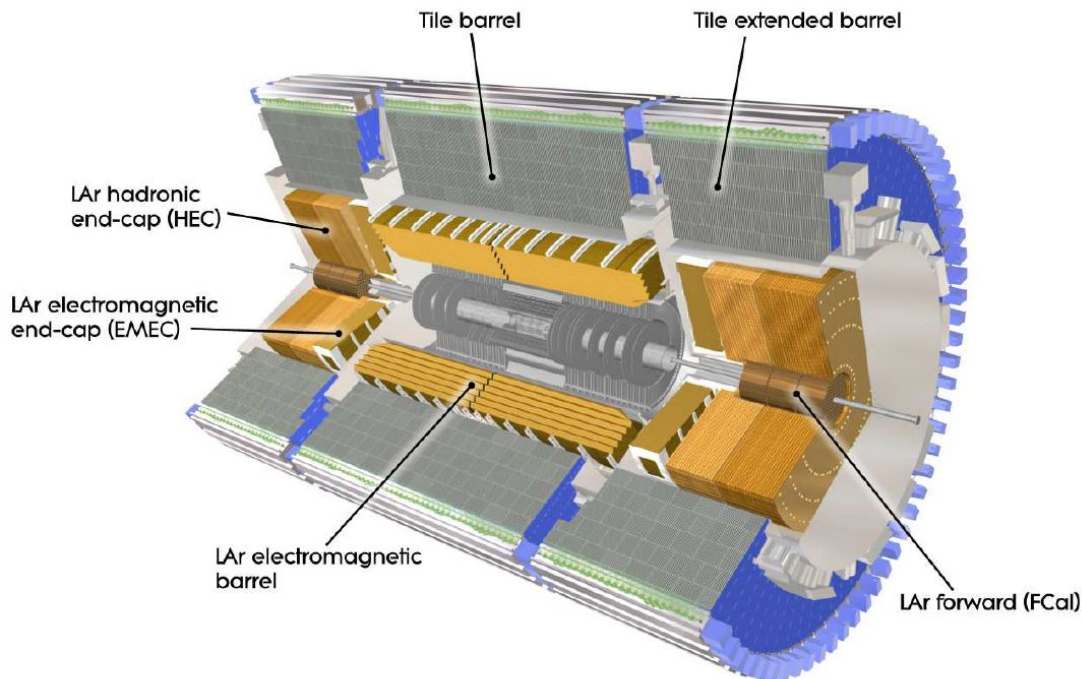
Obrázek 2.4: Detailní pohled na členění Vnitřního detektoru. Převzato z [20].

2.2.2 Systém kalorimetrů

Kalorimetr je částicový detektor, který měří energii částic, tvořících elektromagnetické či hadronové spršky, deponovanou v materiálu, ze kterého je složen. Kalorimetr je tvořen materiálem absorbujícím energii částic (obvykle Fe) a citlivým materiálem, který změří jejich energii. Částice, která vletí do kalorimetru, tak vytvoří buď elektromagnetickou spršku (vlétá elektromagneticky interagující částice) nebo hadronovou spršku, ve které se vytvoří i komponenty elektromagnetické spršky (vlétá silně interagující částice).

V ATLASu je systém kalorimetrů rozdělen na dvě části. Vnitřní kalorimetr je elektromagnetický a vnější je hadronový. Oba kalorimetry se liší jak technologicky, tak i účelem. Obrázek 2.5 vyobrazuje systém kalorimetrů v detektoru ATLAS.

Elektromagnetický kalorimetr detekuje elektromagneticky interagující částice. Absorbujícím materiálem jsou pláty olova a nerezové oceli, k detekci dochází ioni-



Obrázek 2.5: Systém kalorimetrů. Převzato z [20].

zací v kapalném argonu (*LAr kalorimetr - Liquid Argon calorimeter*). Na koncích LAr kalorimetru jsou přidány také hadronové kalorimetry pro detekci hadronů.

Hadronový kalorimetr detekuje částice, které interagují silně (hlavně hadrony) a které v elektromagnetickém kalorimetru deponují pouze malou část své energie. Absorbujícím materiálem jsou olověné a ocelové pláty, mezi nimi jsou plastické pláty scintilátorů (proto se nazývá *Tile Calorimeter - TileCal*), které částice detekují.

2.2.3 Mionový spektrometr

Mionový spektrometr je důležitou součástí detektoru ATLAS, neboť během srážek částic na LHC velmi často vznikají miony, které při dostatečné energii mají velmi malý účinný průřez pro interakci s hmotou a se systémem kalorimetrů tak téměř neinteragují. Aby bylo možné srážku důkladně zrekonstruovat, je potřeba detekovat také miony.

Jde o obrovský dráhový detektor, který se skládá ze tří částí, které jsou zachyceny na obrázku 2.2. Tvoří jej tři toroidální magnety (každý z nich je tvořen osmi závitů, které jsou navinuty radiálně a symetricky kolem osy svazku), celkem 1200 komor, které měří dráhy prolétajících mionů s velmi vysokým prostorovým rozlišením. Poslední částí jsou triggerové komory, které mají vysoké časové rozlišení.

2.2.4 Dopředné detektory

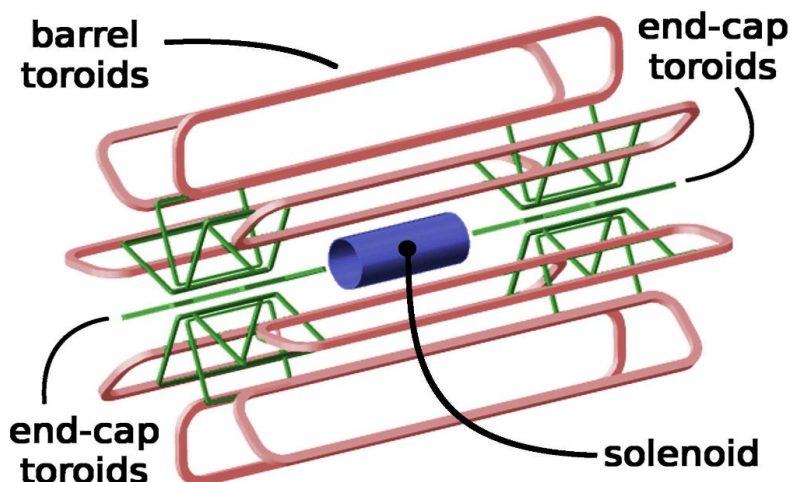
Jde o skupinu detektorů, které jsou umístěny daleko od interakčního bodu a jejich hlavním cílem je měření elastického rozptylu při velmi malých úhlech.

Jedním z hlavních účelů těchto detektorů je přesnější určení absolutní luminosity v interakčním bodě.

2.2.5 Systém magnetů

Celý detektor dotváří systém magnetů s magnetickou indukcí od 2 T do 8 T, jejich schéma je na obrázku 2.6. Jde o vnitřní solenoid, který obaluje Vnitřní detektor. Vnitřní solenoid produkuje magnetické pole s indukcí 2 T, které umožňuje přesné měření hybnosti částic a jejich náboje.

Vnější magnetické pole tvoří osm velkých supravodivých závitů a dva koncové toroidální magnety, které jsou umístěny vně kalorimetrů a mionového spektrometru. Tyto magnety jsou nezbytné pro měření mionů.



Obrázek 2.6: Systém magnetů v detektoru ATLAS. Převzato z [24].

2.2.6 Systém triggerů

ATLAS je navržen tak, aby byl schopen zaznamenat až 1.7 miliardy proton-protonových srážek za sekundu, což by představovalo až 60 milionů megabytů za sekundu. Avšak pouze zlomek srážek obsahuje zajímavé informace, které jsou důležité pro další výzkum, a pouze zlomek lze uložit. Proto ATLAS obsahuje dvouúrovňový systém [25] pro výběr zajímavých událostí (eventů).

Level-1 hardware trigger pracuje s daty z kalorimetrů a mionového spektrometru. Jde o speciální hardware instalovaný přímo v místě detektoru, který snižuje výstupní četci frekvenci na 100 kHz.

High Level Trigger (HLT) je softwarový trigger, který využívá velkou CPU farmu. HLT provádí základní analýzu události ve velmi krátkém čase, čímž snižuje výstupní četci frekvenci na 1 kHz a tyto události ukládá k detailní analýze.

3. Měření akoplanarity dimionů v Pb+Pb srážkách experimentem ATLAS

V této kapitole budou shrnuty výsledky z článku [2], které pojednávají o měření akoplanarity dimionů v Pb+Pb srážkách detektorem ATLAS. Budou zde shrnuty ty části původního článku, které jsou nezbytné pro naši práci a bude zde stručně popsána metoda výběru událostí z data-setů ATLASu z let 2015 a 2018.

3.1 Úvod, definice základních pojmů

Měření produkce dileptonů (leptonových párů) prostřednictvím $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ procesu v non-UPC srážkách těžkých iontů budí pozornost, jelikož dileptony by mohly být použity jako elektromagnetické sondy pro studium QGP. Non-UPC srážkami myslíme obecně srážky, které nejsou ultra-periferální. I v těchto srážkách ovšem může docházet k elektromagnetickým interakcím, stejným jako v případě UPC srážek. Podle měření v Pb+Pb srážkách na LHC [1], [2] a v Au+Au srážkách na RHIC detektorem STAR [26] opravdu dochází k systematickému rozšiřování akoplanarity dimionů, které souhlasí s představami o elektromagnetickém rozptylu jednoho nebo obou leptonů v QGP. Avšak naměřená data je potřeba podrobit pečlivé analýze, neboť pozorované rozšiřování akoplanarity může souviset také s efekty projevujícími se při vzniku leptonového páru (např. zvětšení velikosti příčné hybnosti rozptylujících se fotonů jako důsledek vyzáření fotonu).

Článek [2] prezentuje výsledky získané pomocí detektoru ATLAS měřením produkce dimionů během $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ procesu v non-UPC srážkách jader olova na LHC s těžitovou energií $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV na nukleon. Byla použita data získaná během let 2015 a 2018 s celkovou integrovanou luminositou 1.9 nb^{-1} .

Potenciální mionové páry jsou identifikovány na základě akoplanarity páru α , která je definována jako

$$\alpha \equiv 1 - \frac{|\Delta\phi|}{\pi}, \quad (3.1)$$

kde $\Delta\phi$ je rozdíl azimutálních úhlů ϕ_1, ϕ_2 obou mionů. Dále jsou dimiony vybírány na základě asymetrie A , která je definována jako

$$A \equiv \frac{(p_{T1} - p_{T2})}{(p_{T1} + p_{T2})}, \quad (3.2)$$

kde p_{T1} a p_{T2} jsou příčné hybnosti mionů.

Do měření také vstupuje signál pozadí, to tvoří z velké části rozpady těžkých kvarků. Tyto signály lze potlačit požadavky na blízkost vertexů jednotlivých mionů z páru. Ostatní signály pozadí jsou potlačeny podobným způsobem. Výsledky jsou ještě opraveny o účinnost triggeru a účinnost rekonstrukce události. Podrobnosti lze najít v [2].

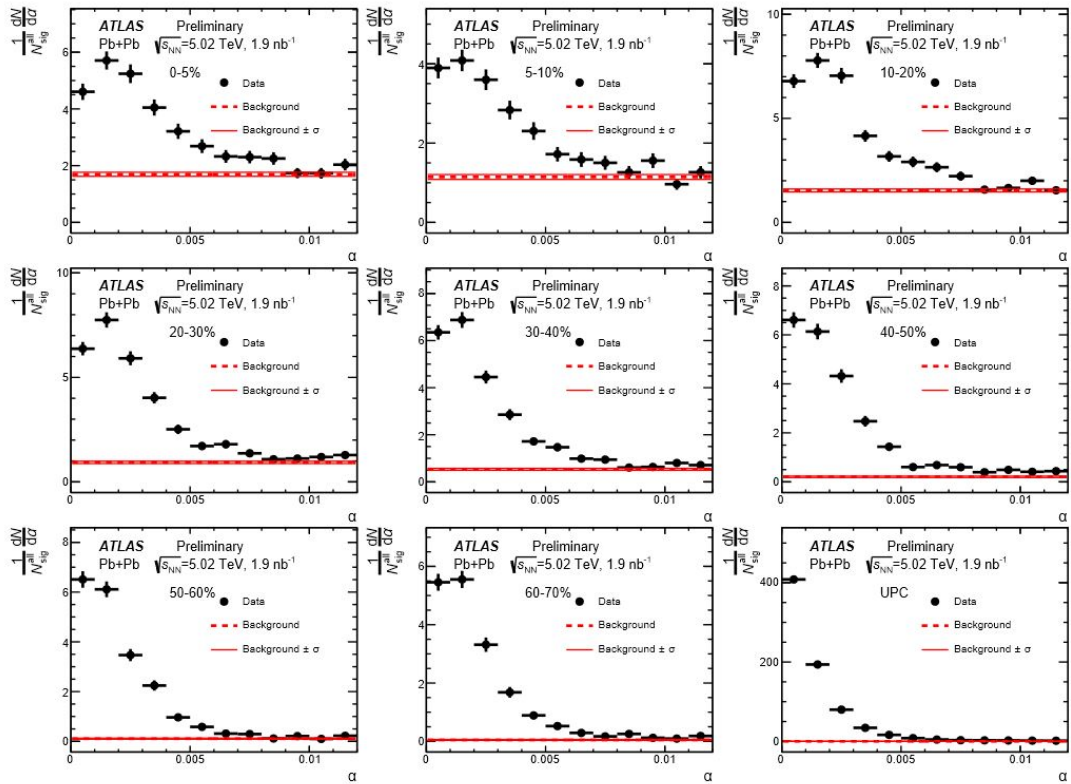
3.1.1 Výběr událostí

Události v tomto měření jsou vybírány pomocí systému triggerů (viz kapitola 2.2.6), který ukládá srážky, jejichž výsledkem je pár mionů, z nichž každý má $p_T > 4$ GeV. Dochází také k rekonstrukci primárního vertexu z minimálně dvou drah nabitých částic s $p_T > 0.4$ GeV. Centralita srážky je určena analyzováním celkové příčné energie E_T deponované v dopředných kalorimetrech ($E_T = E \sin \theta$, kde θ je azimutální úhel). Centralita je rozdělena na osm intervalů a UPC srážky (viz obrázek 3.1).

Odezva detektoru na signál patřící mionovým párům je určena na základě Monte-Carlo simulací produkovaných STARLIGHT generátorem. Více podrobností v článku [2].

3.2 Centralitně závislé rozšiřování akoplanarity dimionů

Naše práce vychází z výsledků, které jsou uvedeny v článku [2] na obrázku 7. Tento obrázek popisuje centralitně závislé distribuce akoplanarity dimuonů, které vidíme v naší práci na obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: Distribuce akoplanarit dimionů (datové body) pro různé centralitní intervaly a UPC srážky. Přerušovanou červenou čarou je vyobrazen signál pozadí a nepřerušovanou červenou čarou je zobrazen signál pozadí korigovaný o statistickou nejistotu. Převzato z [2].

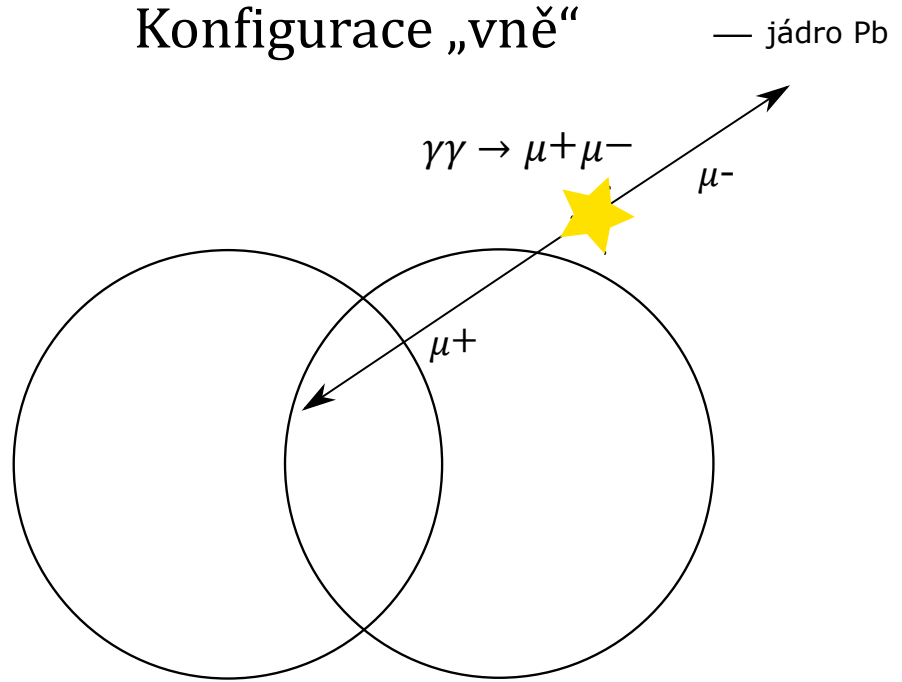
Na obrázku 3.1 vidíme centralitně závislé rozšiřování akoplanarit dimionů,

které odpovídá představě o interakci elektromagnetických produktů s QGP. V kapitole 4.1 je popsán jednoduchý geometrický model, jehož cílem je reprodukovat výsledky, které jsou prezentovány v obrázku 3.1.

4. Akoplanarita v geometrickém modelu

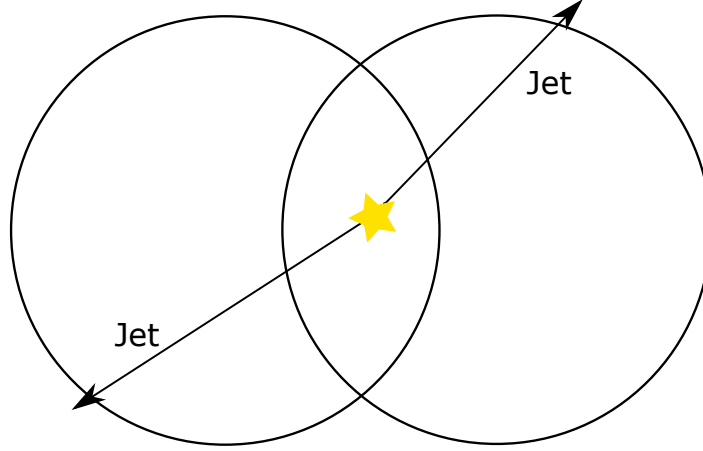
V kapitole 3 jsme shrnuli pro naši práci hlavní výsledky obsažené v článku [2]. Je vidět, že s rostoucí centralitou srážky (menší percentily) je tvar rozdělení akoplanarity méně podobný rozdělení, které je měřeno v UPC srážkách. V centrálnějších srážkách (0 – 30 %) je přítomno dokonce lokální minimum v blízkosti $\alpha = 0$. Tuto charakteristickou vlastnost a změnu tvaru rozdělení se pokusíme reprodukovat v podkapitole 4.2.

Zde prezentované měřené jevy lze interpretovat jako analog k jevu zhašení jetů popsaném v podkapitole 1.3.3, s tím rozdílem, že miony interagují s elektromagnetickými stupni volnosti QGP a směřují z vnějšího elektromagnetického pole do QGP, zatímco v procesu zhašení jetů částice interagují se silně interagujícími stupni volnosti QGP, vznikají uvnitř prostoru inelastické srážky těžkých iontů a vylétují směrem ven z QGP. V geometrickém rozboru popsaném v podkapitole 4.1 se budeme zabývat oběma situacemi: geometrickou konfigurací spojenou s non-UPC dimionovými událostmi budeme označovat jako konfiguraci „vně“ (viz obrázek 4.1), zatímco geometrickou konfigurací spojenou se zhašením jetů budeme označovat jako konfiguraci „uvnitř“ (viz obrázek 4.2).



Obrázek 4.1: Schematický náčrt konfigurace „vně“ z pohledu ve směru letu jader.

Konfigurace „uvnitř“ — jádro Pb



Obrázek 4.2: Schematický nákres konfigurace „uvnitř“ z pohledu ve směru letu jader.

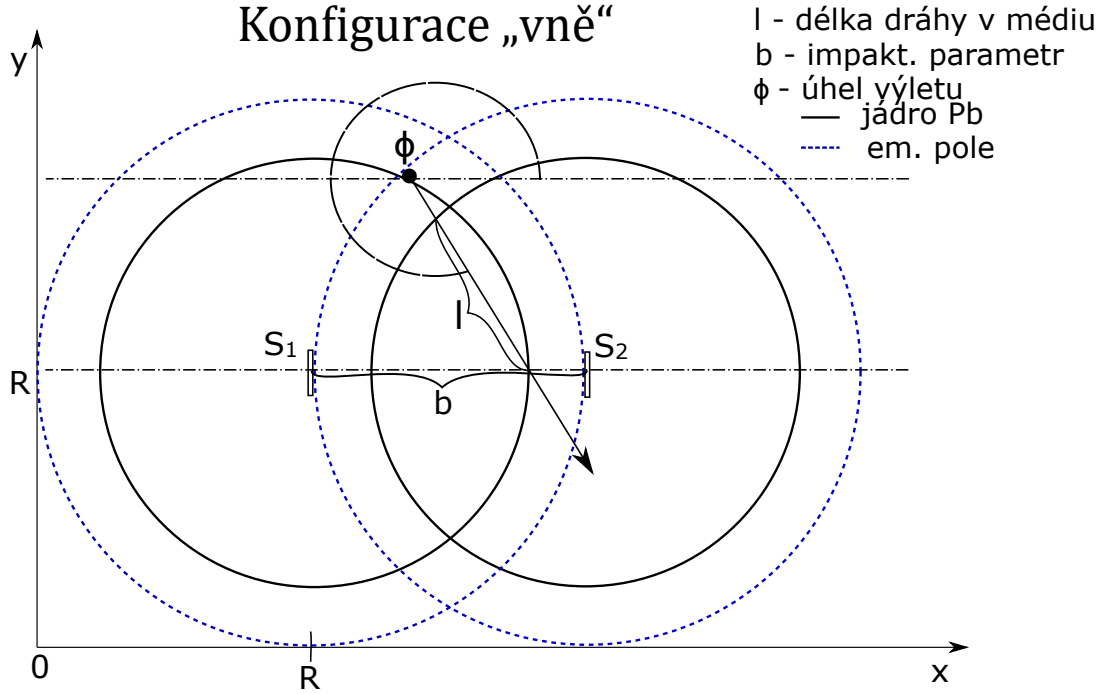
4.1 Geometrický model

Abychom mohli rekonstruovat výsledky z článku [2] týkající se rozšiřování akoplanarity dimionů, je potřeba navrhnout model popisující Pb+Pb srážku. Jde pouze o 2D geometrický model, který zjednodušeně popisuje tyto události s cílem reprodukovat naměřené rozdělení délek drah v překryvové oblasti jader, rozdělení délek drah v závislosti na úhlu výletu ϕ (polární úhel v souřadné soustavě detektoru ATLAS) a již zmiňované centralitně závislé rozšiřování akoplanarity dimionů [2]. Geometrický model je implementován do makra, které je psáno v programovacím jazyce C++ a které využívá objekty implementované v *ROOT Data Analysis Framework* [27].

Náš geometrický model popisuje srážku jader olova jako srážku dvou tzv. tvrdých sfér, přičemž v překryvové oblasti těchto sfér předpokládáme vznik QGP. Víme, že při non-UPC srážkách může docházet ke vzniku jetů, které prochází QGP zevnitř (této situaci bude odpovídat konfigurace „uvnitř“, viz obrázek 4.4), nebo může docházet k procesu $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, přičemž tyto miony mohou pronikat QGP zvenku (této situaci odpovídá konfigurace „vně“, viz obrázek 4.3).

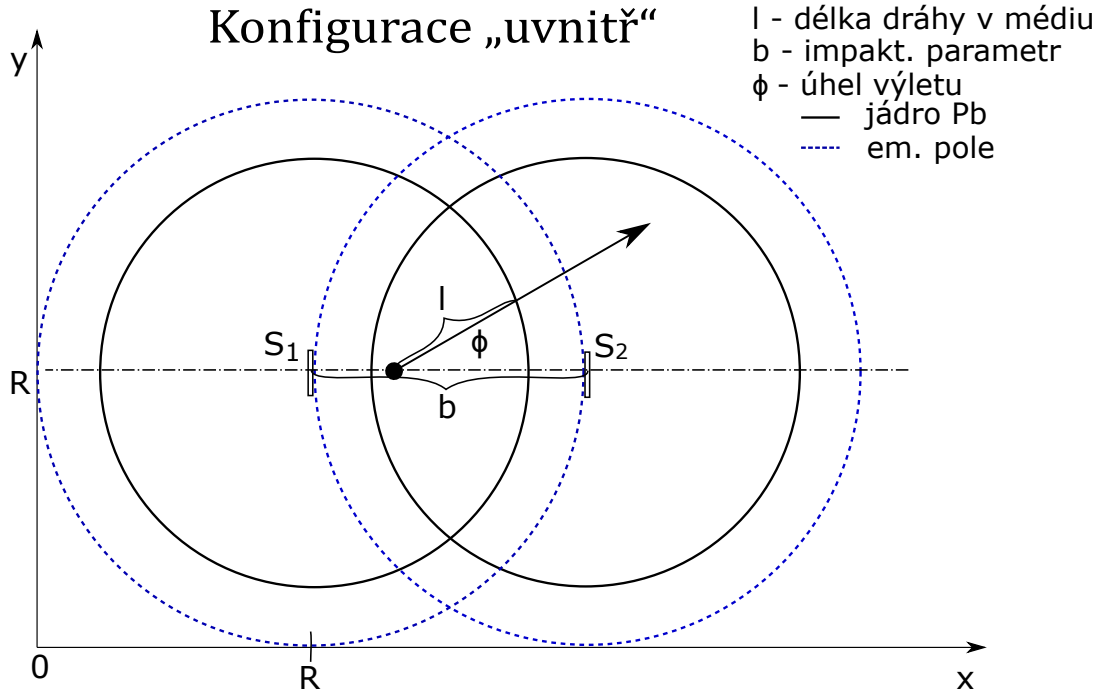
Při realizaci konfigurace „vně“ (obrázek 4.3) generujeme vertexy vně atomových jader, kde dochází k jejich překryvu. Tím modelujeme vznik dimionů při procesu $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Jelikož jde o procesy v Coulombických polích jader 1 a 2, tak vstupy do rozdělení popisující rozdělení vertexů procesu $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ vážíme vztahem $\frac{1}{r_1 r_2}$, kde r_1 je vzdálenost vertexu od středu jádra S_1 a r_2 je vzdálenost vertexu od středu jádra S_2 . Poté generujeme pro každý vertex úhel výletu $\phi \in [0, 2\pi]$. Vzniklé miony poté necháme šířit ve směru ϕ (resp. $\pi - \phi$) v infinitezimálních krocích, což dovoluje určit průsečík dráhy mionu s jádrem.

Pokud modelovaný mion vletí do překryvové oblasti, tak zaznamenáme místo vniku. Následně zaznamenáme i pozici bodu, kde mion opustí překryvovou oblast. Ze znalosti těchto bodů již snadno dopočítáme délku dráhy, kterou mion urazil v překryvové oblasti.



Obrázek 4.3: Schematický náčrtek geometrického modelu pro konfiguraci „vně“ z pohledu ve směru letu jader.

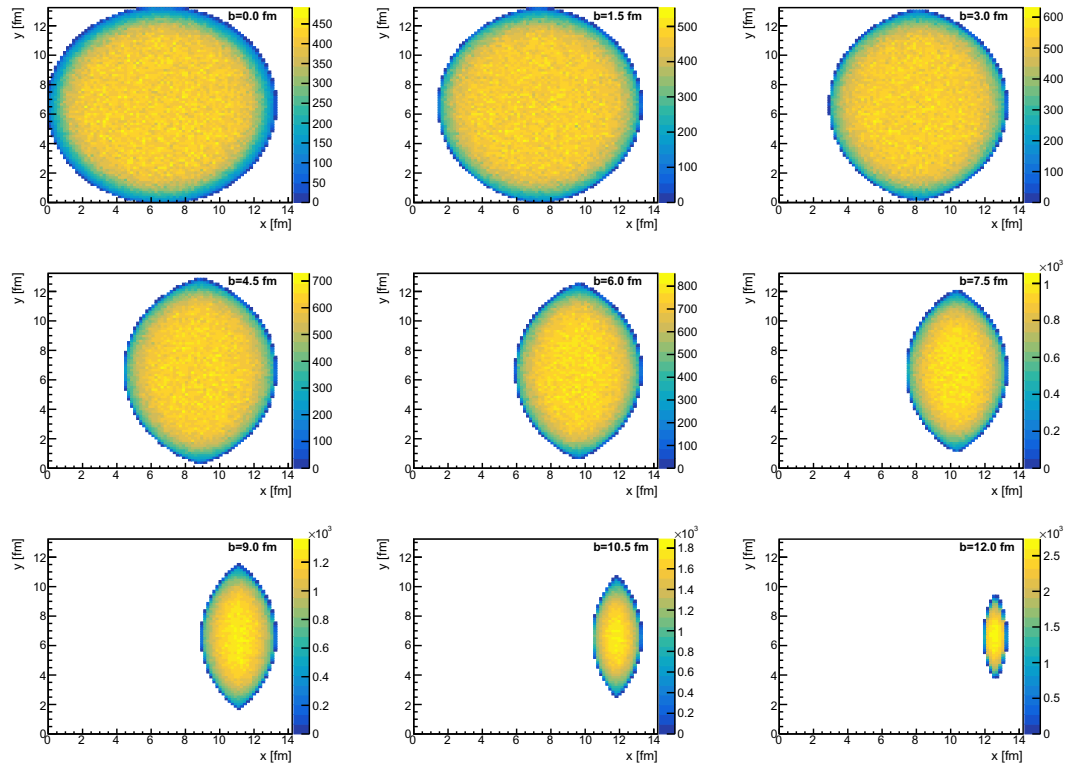
Pokud realizujeme konfiguraci „uvnitř“ (viz obrázek 4.4), tak generujeme tvrdé vertexy uvnitř překryvové oblasti atomových jader. Při této konfiguraci tak modelujeme vznik jetů během tvrdých procesů při srážkách těžkých iontů. Jelikož jde o procesy, ke kterým dochází uvnitř jader, tak jsou vstupy do histogramu primárních vertexů váženy vztahem $[Saxon(r_1)Saxon(r_2)]$, kde $Saxon(r_i)$ je Woods-Saxonovo rozdělení definované vztahem (1.2) v podkapitole 1.3.1 a r_i je vzdálenost vertexu od středu jádra 1 nebo 2. Poté generujeme pro každý vertex úhel výletu $\phi \in [0, 2\pi]$ a necháme jej opakovanými iteracemi posouvat po infinitezimálních krocích. Následně zaznamenáme pozici bodu, kde jet opustí překryvovou oblast. Z pozice tohoto a počátečního bodu jsme schopni snadno určit délku dráhy jetu pronikajícího překryvovou oblastí jader.



Obrázek 4.4: Schematický náčrtek geometrického modelu pro konfiguraci „uvnitř“ z pohledu ve směru letu jader.

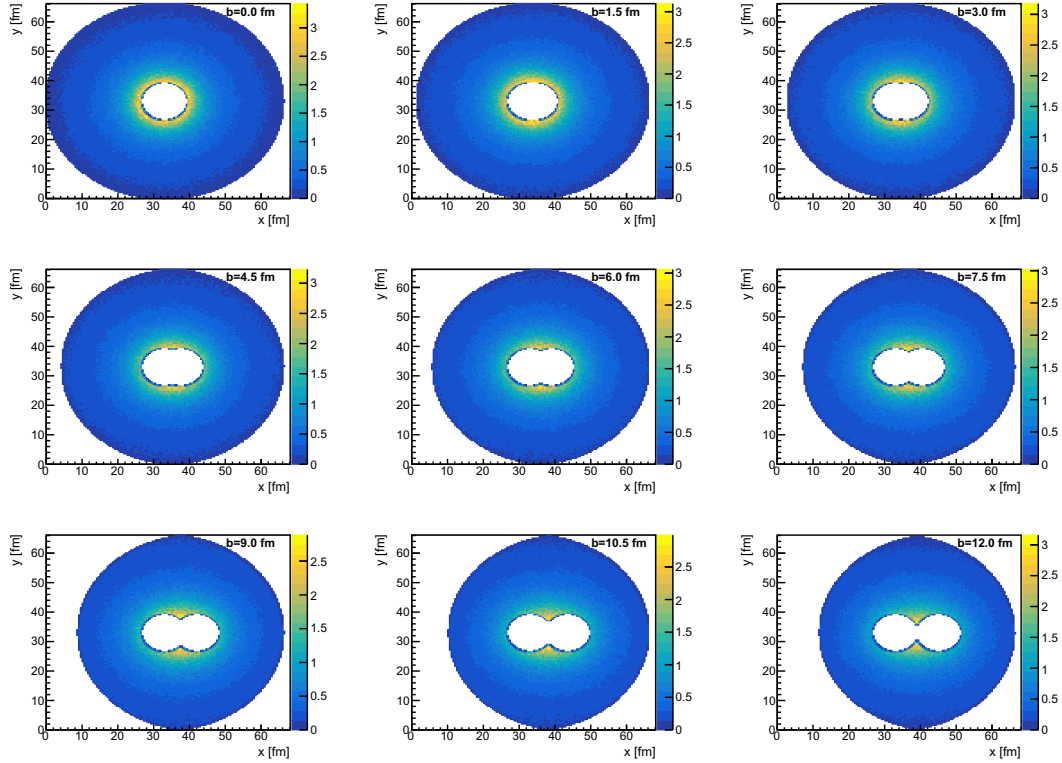
4.2 Výsledky modelování

Výsledky, které zde budeme prezentovat, vznikly použitím makra s implementovaným geometrickým modelem popsáním v podkapitole 4.1 v prostředí ROOT [27]. Při výpočtech jsme použili hodnoty parametrů pro jádra ^{208}Pb . $R = 6.61$ fm a $a = 0.5$ fm [28]. Ve většině případů budeme prezentovat histogramy událostí při různých hodnotách impaktního parametru b , přičemž volíme devět hodnot z intervalu $b \in [0 \text{ fm}, 12 \text{ fm}]$. Pokud nebude uvedeno jinak, tak pro každou hodnotu b bylo generováno 2 500 000 událostí (srážek).



Obrázek 4.5: Polohy vertexů tvrdých procesů v překryvové oblasti inelastických procesů - konfigurace „uvnitř“.

Na obrázku 4.5 jsou zobrazeny 2D histogramy, které obsahují informaci o poloze vertexů tvrdých procesů, které jsou při konfiguraci „uvnitř“ generovány uvnitř překryvových oblastí jader. Na ose x a y jsou souřadnice v jednotkách fm a osa z popisuje počet vertexů se stejnými souřadnicemi. Pokles počtu vertexů v okrajových částech překryvových oblastí jader koresponduje s vážením vstupů do těchto histogramů Woods-Saxonovým rozdělením.



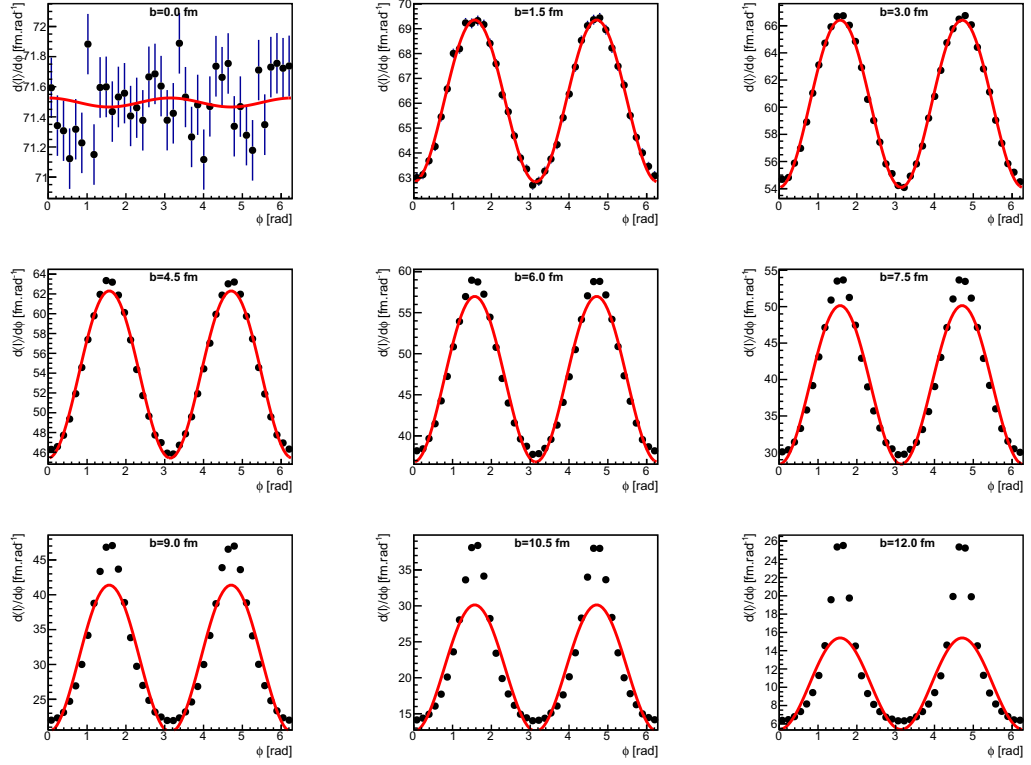
Obrázek 4.6: Polohy vertexů tvrdých procesů v překryvové oblasti inelastických procesů - konfigurace „vně“.

Na obrázku 4.6 jsou zobrazeny 3D histogramy s polohami vertexů pro konfiguraci „vně“. Tyto vertexy jsou generovány v oblastech, kde se překrývají elektromagnetická pole jader při srážce. Popis jednotlivých histogramů odpovídá popisu obrázku 4.5.

V další části jsme vytvořili 2D histogramy popisující rozdělení délek drah l uražených jitem/mionem (konfigurace „uvnitř“/„vně“) v překryvové oblasti jader v závislosti na úhlu výletu ϕ (viz příloha: obrázky A.1 a A.3). Poté jsme pomocí funkce $TProfile$ ([27]) vytvořili z těchto 2D histogramů 1D histogramy s rozdělením $\frac{d\langle l \rangle}{d\phi}$ (obrázky 4.7 a 4.9), kde $\langle l \rangle$ je střední délka dráhy l .

Tyto výsledky jsme také reprodukovali pro závislost rozdělení kvadrátů délek drah l^2 uražených jitem/mionem v překryvové oblasti jader na úhlu výletu ϕ (viz příloha: obrázky A.2 a A.4). Stejným postupem jako v předchozím případě jsme vytvořili závislost $\frac{d\langle l^2 \rangle}{d\phi}$ (obrázky 4.8 a 4.10). Lineární a kvadratická závislost jsou dvě z možných závislostí energetických ztrát na délce dráhy v médiu. Realistické energetické ztráty patrně vykazují závislost, která se pohybuje mezi lineární a kvadratickou. Viz např. diskuze v [29].

Výsledky uvedené na obrázcích 4.7-4.10 dobře korespondují s geometrií překryvové oblasti jader. Tato geometrie se projevuje silnými modulacemi distribucí středních délek drah v závislosti na úhlu výletu. Pro větší hodnoty impaktního parametru, které odpovídají zužování překryvové oblasti, vidíme ve výsledcích zužování maxim.

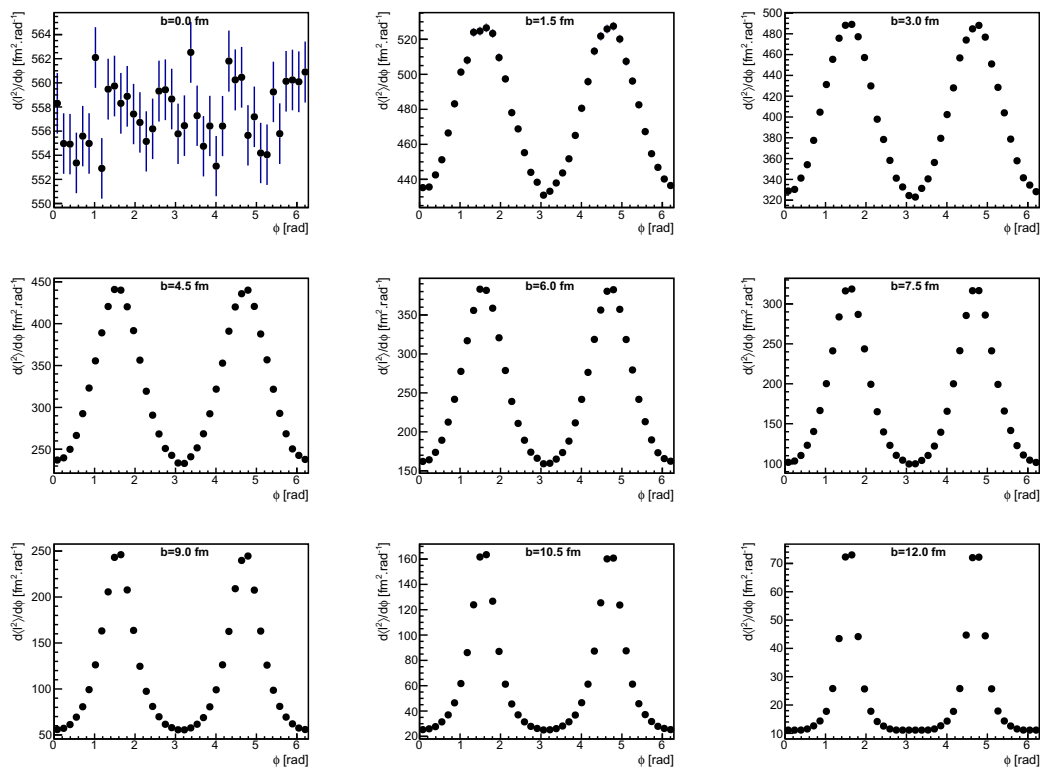


Obrázek 4.7: Závislost $\langle l \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „uvnitř“. Tyto histogramy jsou fitovány funkcí $\frac{d\langle l \rangle}{d\phi} = a + b \cos(2\phi - \pi)$.

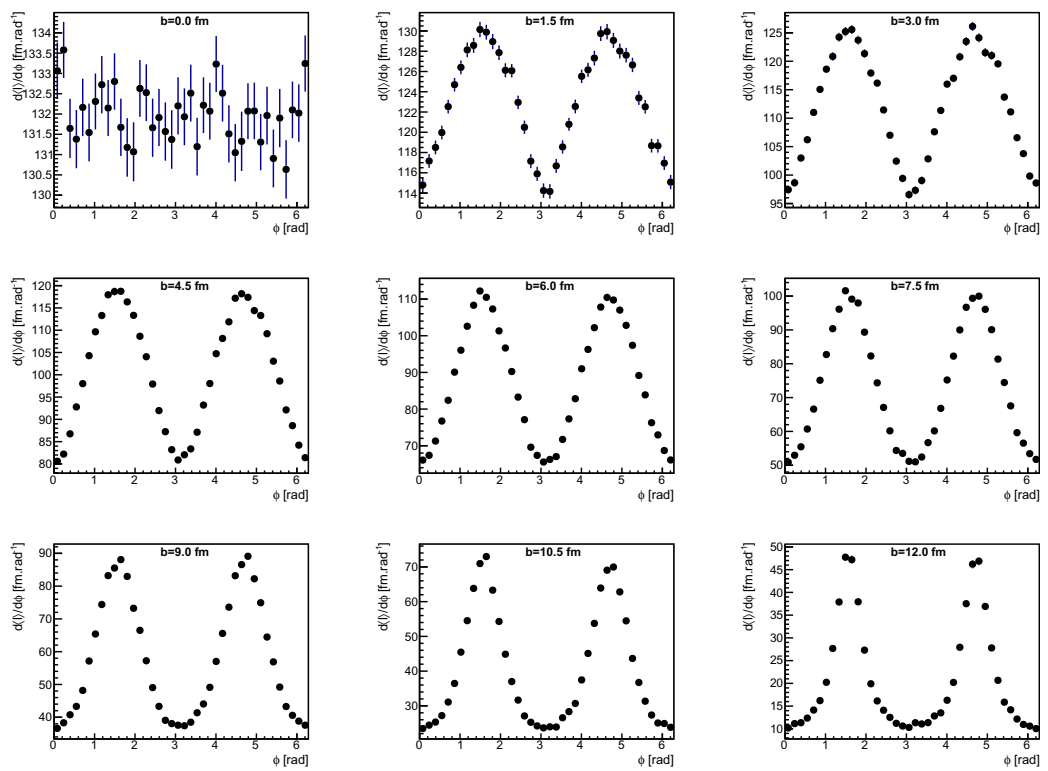
Výsledky uvedené v obrázku 4.7 jsou fitovány funkcí

$$\frac{d\langle l \rangle}{d\phi} = a + b \cos(2\phi - \pi), \quad (4.1)$$

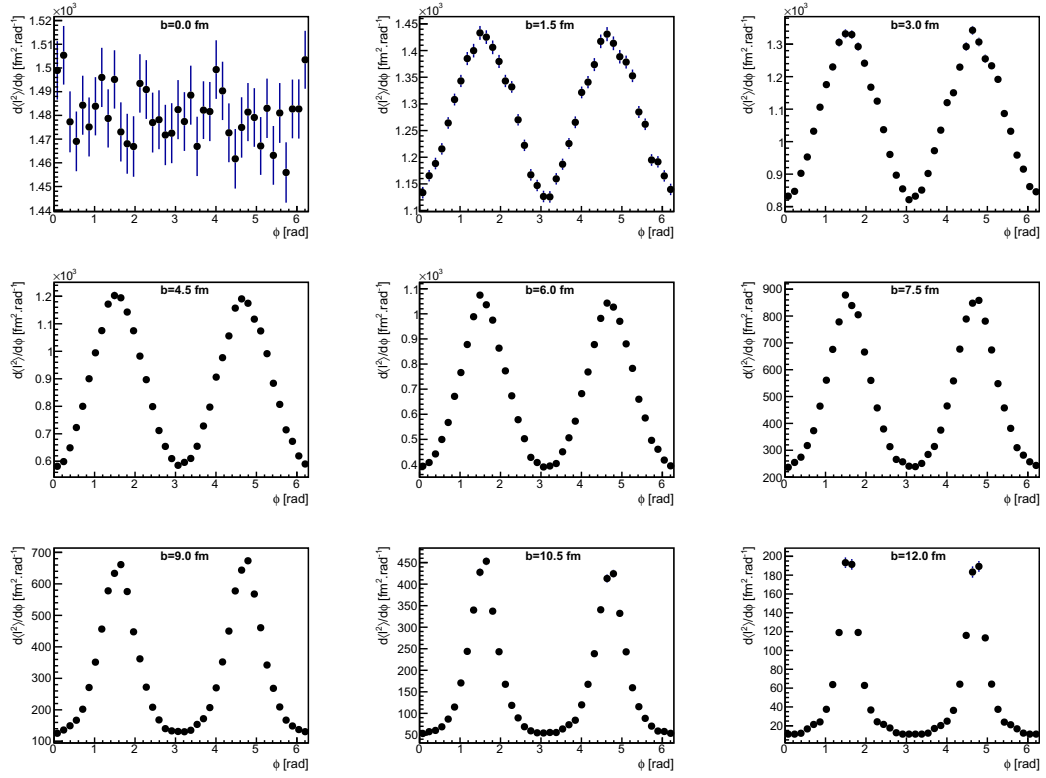
kde a a b jsou konstanty. Stejnou funkční závislostí se typicky popisuje jev, který nazýváme *eliptický tok* (*elliptic flow*) [30]. Tento jev se projevuje modulacemi rozdělení příčných hybností částic (p_T) při srážce těžkých iontů při pohledech do různých směrů vůči rovině interakce dvou jader, kterou lze definovat hlavní poloosou překryvové oblasti. Tyto modulace vznikají v důsledku počáteční prostorové asymetrie. V našem případě ovšem relativně dobrý popis rozdělení funkcí (4.1) souvisí pouze s geometrií překryvové oblasti.



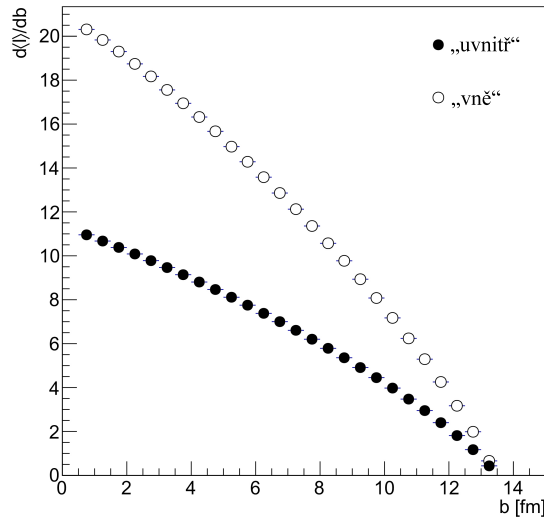
Obrázek 4.8: Závislost $\langle l^2 \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „uvnitř“.



Obrázek 4.9: Závislost $\langle l \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „vně“.



Obrázek 4.10: Závislost $\langle l^2 \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „vně“.



Obrázek 4.11: Závislost střední délky dráhy $\langle l \rangle$ na velikosti impaktního parametru b . Pro obě konfigurace bylo generováno 2 500 000 událostí.

V další části práce jsme vygenerovali pro obě konfigurace rozdělení středních délek uražených v překrytové oblasti $\langle l \rangle$ v závislosti na impaktním parametru b . Abychom dostali závislost $\frac{d\langle l \rangle}{db}$, tak jsme histogram normovali na šířku binu (v tomto případě 0.5 fm). Na obrázku 4.11 je zobrazeno toto rozdělení pro obě konfigurace. Tato rozdělení odpovídají použitým situacím. Pro konfiguraci „uvnitř“,

kdy jety vznikají uvnitř překryvové oblasti, dochází k tomu, že střední délky drah ураžených jetem v médiu se plynule zmenšují se zvětšujícím b . Oproti tomu při konfiguraci „vně“ se miony jen občas treťí do úzké části překryvové oblasti, ale vždy jí proletí celou, což u konfigurace „uvnitř“ neplatí.

4.2.1 Rozmývání akoplanarity

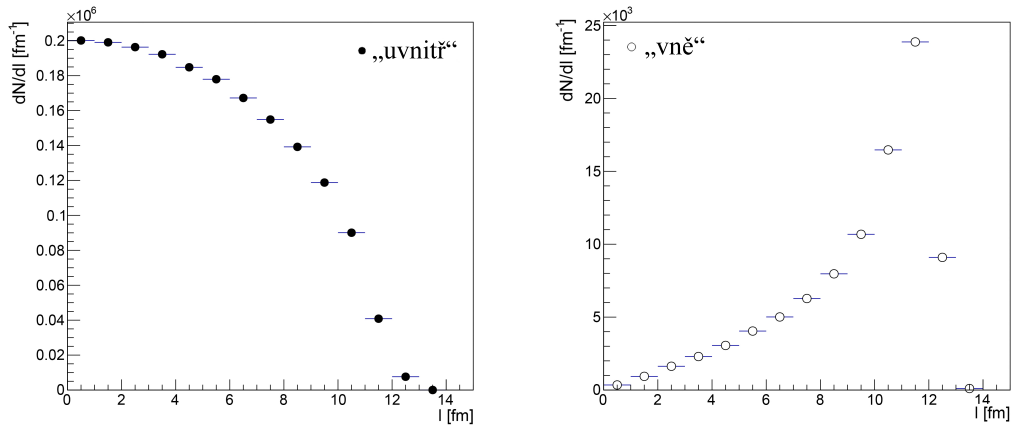
Pro rekonstrukci výsledků centralitně závislého rozšiřování akoplanarity dimionů [2] jsme vytvořili model využívající geometrický model popsany v podkapitole 4.1, který nyní popíšeme. Tímto modelem se pokusíme reprodukovat výsledky uvedené v kapitole 3 na obrázku 3.1 pro centralitní interval 0 – 5 %, který odpovídá centrálním srážkám, proto jsme vybrali hodnotu $b = 2$ fm.

Vstupy do tohoto modelu jsou data z obrázku 3.1 z části pro UPC srážky a rozdělení délek drah pro obě konfigurace s $b = 2$ fm (obrázek 4.12). Následné rozmytí akoplanarity α_{model} pro l a l^2 bylo provedeno jako

$$\alpha_{\text{model}} = \alpha + m c l^k, \quad (4.2)$$

kde α je hodnota $\frac{dN}{d\alpha}$ náhodně vybraná z histogramu pro UPC události z obrázku 3.1, m je náhodně vybraná hodnota z množiny $\{-1, 1\}$, c je volný parametr, l je hodnota náhodně vybraná z histogramů na obrázku 4.12 a $k = 1, 2$. Celkem bylo pro danou volbu k vygenerováno $5 \cdot 10^6$ hodnot α_{model} dle rovnice (4.2) pro náhodně zvolenou hodnotu parametru c .

Na obrázku 4.12 jsou zobrazena rozdělení délek drah l pro obě konfigurace s hodnotou impaktního parametru $b = 2$ fm. Tyto histogramy jsou vstupy do modelu pro rozmývání akoplanarity. Pro obě konfigurace bylo generováno 2 500 000 událostí. Po normování na šířku binu jsme dostali závislost $\frac{dN}{dl}$ na l , přičemž mezi rozděleními pro obě konfigurace je zřetelný rozdíl. U konfigurace „uvnitř“ vidíme, že délky drah jsou více rozdistributedovány, protože jety vznikají náhodně v překryvové oblasti, kdežto pro konfiguraci „vně“ vidíme pro hodnotu $b = 2$ fm zřetelné maximum kolem $l = 12$ fm, což odpovídá největšímu rozměru překryvové oblasti.



Obrázek 4.12: Rozdělení délek drah pro $b = 2$ fm.

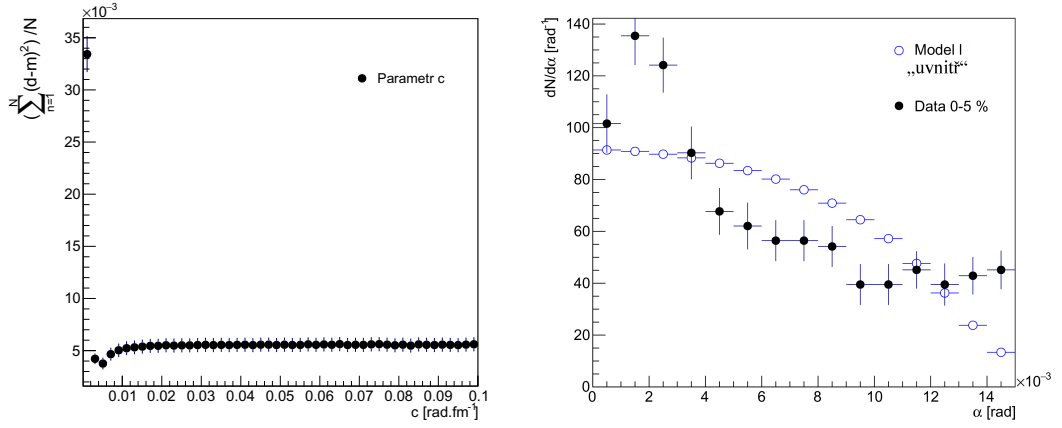
Pro optimalizaci našeho modelu a určení hodnoty volného parametru c jsme provedli pro každou hodnotu c v určitém rozsahu hodnot modifikovanou verzi

Pearsonova χ^2 testu [31]. Pro každou hodnotu c jsme spočetli hodnotu výrazu

$$\sum \frac{(d - m)^2}{N} \equiv \sum_{n=1}^N \frac{(\alpha - \alpha_{\text{model}}(c_i))^2}{N}, \quad (4.3)$$

kde N je počet generovaných hodnot α_{model} pro dané c , d jsou data (v našem případě hodnota α) a m je model (hodnota α_{model}). Tuto hodnotu jsme následně minimalizovali, přičemž hodnota c odpovídající minimální hodnotě výrazu 4.3 je optimální hodnotou pro daný model. Poté jsme do histogramu vykreslili model s optimální hodnotou c a srovnali jej s daty pro centralitní interval 0 – 5 % z obrázku 3.1.

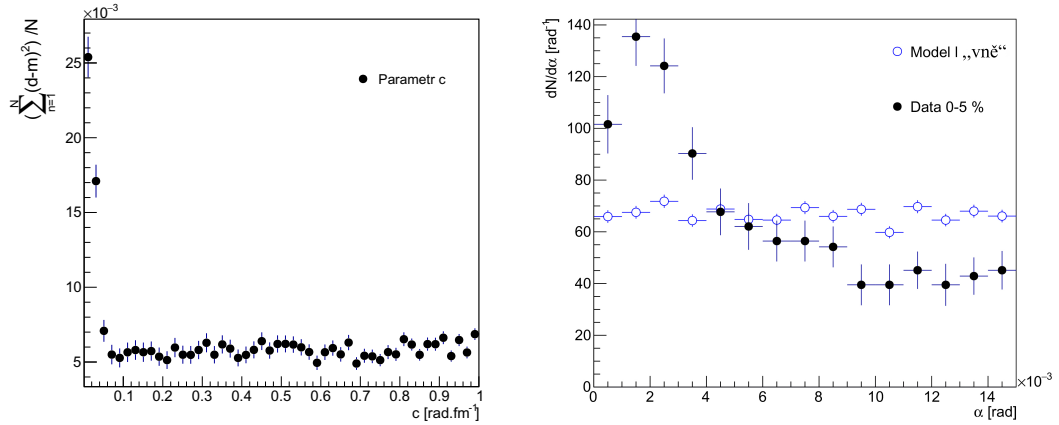
Výsledky jsou uvedeny na obrázcích 4.13-4.16. Tyto obrázky obsahují dvě části. Na levé části jsou výsledky naší verze Pearsonova χ^2 testu a v pravé části je srovnání modelu s daty z obrázku 3.1.



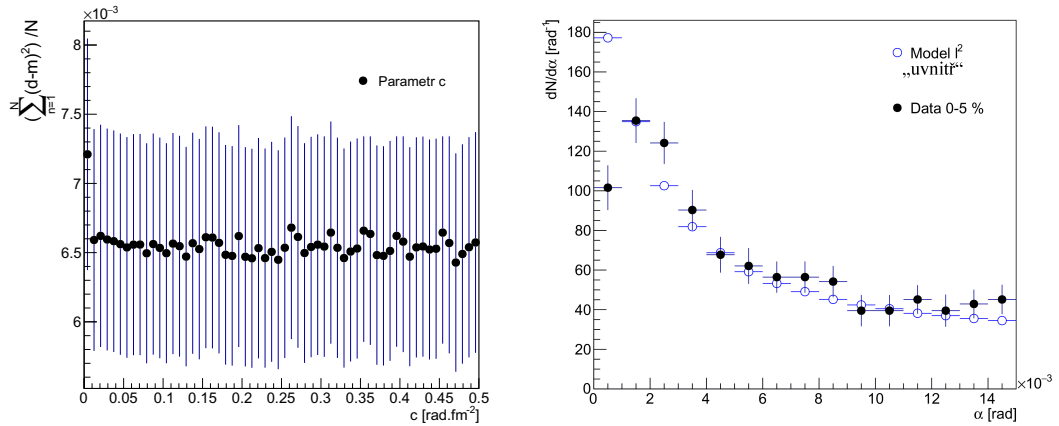
Obrázek 4.13: Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „uvnitř“, varianta s l . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.0037 \text{ rad.fm}^{-1}$.

Na obrázku 4.13 vidíme srovnání modelu v konfiguraci „uvnitř“ pro l s daty. V levé části vidíme výsledky optimalizace modelu s minimem, $c = 0.0037 \text{ rad.fm}^{-1}$. Výsledný model nedokázal napodobit pokles $\frac{dN}{d\alpha}$ pro malé hodnoty α , který byl naměřen na detektoru ATLAS. Vidíme pouze, že došlo k rozšíření rozdělení z obrázku 3.1 pro UPC události.

Na obrázku 4.14 vidíme srovnání modelu v konfiguraci „vně“ pro l s daty. V levé části vidíme výsledky optimalizace modelu. Tentokrát zde není žádné zřejmé minimum, ale pouze řada lokálních minim. Pro vyhodnocení modelu jsme použili hodnoty c z těchto minim. Všechny tyto výsledky byly kvalitativně stejné jako výsledky pro hodnotu $c = 0.08 \text{ rad.fm}^{-1}$, kterou jsme použili v pravé části obrázku 4.14. Trend dat se modelem nepodařilo napodobit a fluktuace se dají vysvětlit nejspíše tím, že se díváme pouze na část rozdělení pro UPC události.

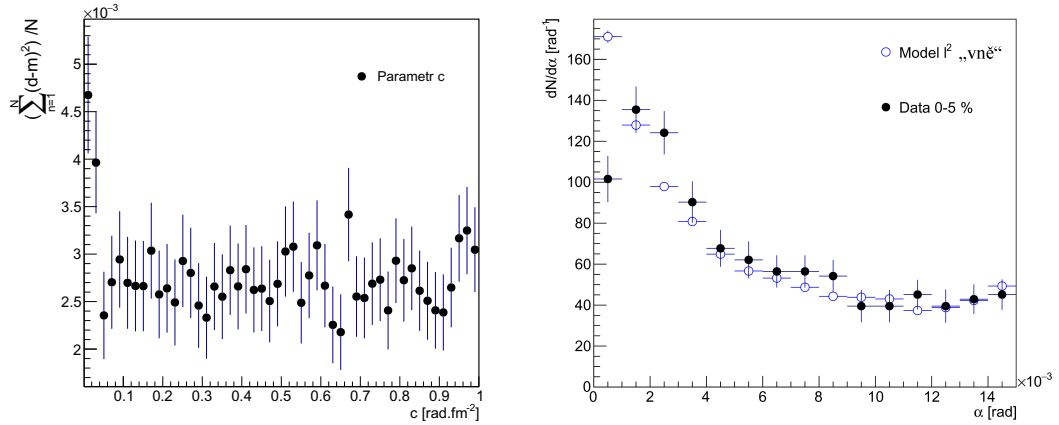


Obrázek 4.14: Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „vně“, varianta s l . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.08 \text{ rad.fm}^{-1}$.



Obrázek 4.15: Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „uvnitř“, varianta s l^2 . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.061 \text{ rad.fm}^{-2}$.

Na obrázku 4.15 vidíme srovnání modelu v konfiguraci „uvnitř“ pro l^2 s daty. V levé části vidíme výsledky optimalizace modelu. Test neobjevil žádné výrazné minimum, a proto jsme zkusili použít hodnoty c z lokálních minim, které vidíme na obrázku 4.15 vlevo. V pravé části obrázku 4.15 jsme použili hodnotu $c = 0.061 \text{ rad.fm}^{-2}$, která je jednou z lokálních minim. Výsledky pro ostatní volby lokálních minim $c > 0.1 \text{ rad.fm}^{-2}$ se kvalitativně nijak neliší od rozdělení prezentovaného na tomto obrázku. Pokles pro malé hodnoty α se nepodařilo reprodukovat, ale pro větší hodnoty α model poměrně dobře koreluje s daty.



Obrázek 4.16: Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „vně“, varianta s l^2 . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.048 \text{ rad.fm}^{-2}$.

Na obrázku 4.16 vidíme srovnání modelu v konfiguraci „vně“ pro l^2 s daty. V levé části vidíme výsledky optimalizace modelu. Test podobně jako u předchozího výsledku neobjevil žádné výrazné minimum, a proto jsme zkusili použít hodnoty c z lokálních minim, které vidíme na obrázku 4.16. V pravé části obrázku 4.16 jsme použili hodnotu $c = 0.048 \text{ rad.fm}^{-2}$, která je jednou z lokálních minim. Výsledky pro ostatní volby lokálních minim $c > 0.05 \text{ rad.fm}^{-2}$ se kvalitativně nijak neliší od rozdělení prezentovaného na tomto obrázku. Pokles pro malé hodnoty α se nepodařilo reprodukovat, ale pro větší hodnoty α model poměrně dobře koreluje s daty.

Výsledky uvedené v [2] se tímto geometrickým modelem nepodařilo plně reprodukovat. Jedním z problémů by mohl být konečný dosah elektromagnetických polí jader, který je nefyzikální. Pro další prozkoumání možností tohoto modelu by bylo vhodné použít realistické, fluktuující počáteční podmínky stejně jako např. v případě realistického modelování eliptického toku [30].

Závěr

V teoretické části této práce byly shrnuty základní poznatky nezbytné pro popis srážek těžkých iontů. V další části práce bylo popsáno experimentální zařízení (LHC a ATLAS).

V následující kapitole byly shrnuty pro tuto práci nejdůležitější výsledky týkající se centralitně závislého rozšiřování akoplanarity dimionů [2]. Toto rozšiřování bylo naměřeno při $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ procesech během Pb+Pb srážek na LHC s těžišťovou energií $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Srážky byly zaznamenány detektorem ATLAS během let 2015 a 2018 s integrovanou lumnositou 1.9 nb^{-1} . Cílem práce bylo reprodukovat výsledky těchto měření pro centralitní interval $0 - 5\%$ pomocí jednoduchého modelu popisujícího geometrii překryvové oblasti a jednoduchého modelu pro nárůst akoplanarity v důsledku elektromagnetických interakcí leptonů s elektromagnetickými stupni volnosti kvark-gluonového plazmatu (QGP), což je horké a husté dekonfinované médium vznikající během srážek těžkých iontů. Model geometrie překryvové oblasti pracoval se dvěma konfiguracemi – s konfigurací „vně“, která simulovala vznik mionů vně překryvové oblasti jader a jejich následný průchod QGP, a s konfigurací „uvnitř“, která simulovala vznik tvrdého procesu uvnitř překryvové oblasti jader a následný průchod produktů plazmatem. Model nárůstu akoplanarity pak předpokládal lineární, nebo kvadratickou závislost rozšíření akoplanarity na délce dráhy, kterou mion urazil v QGP. Vstupem do modelu bylo rozdělení akoplanarit měřené v UPC událostech, které bylo rozmýšláno v závislosti na délce dráhy, kterou mion urazil v QGP. Při konfiguraci kvadratické závislosti rozmytí akoplanarity bylo možné dobře reprodukovat rozdělení měřených hodnot pro $\alpha > 2 \cdot 10^{-3}$ rad. Měření rozdělení pro interval $\alpha < 2 \cdot 10^{-3}$ rad, kde byl v datech pozorován lokální pokles, nebylo ovšem modelem možné reprodukovat.

Seznam použité literatury

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of Light-by-Light Scattering in Ultra-peripheral Pb+Pb Collisions with the ATLAS Detector. *Physical Review Letters*, 123(5), Jul 2019.
- [2] Measurement of non-exclusive dimuon pairs produced via $\gamma\gamma$ scattering in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2019-051, CERN, Geneva, Nov 2019.
- [3] Autor neuveden. Standardní model. <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/standard-model.php>. Naposledy navštíveno: 2020-05-17.
- [4] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, Sep 2012.
- [5] A. Das and T. Ferbel. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. World Scientific Publishing, 2 edition, 2005.
- [6] B. R. Martin. *Nuclear and Particle Physics*. John Wiley & Sons, Ltd, 2006.
- [7] Autor neuveden. Struktura protonu. https://www.desy.de/news/news_search/index_eng.html?openDirectAnchor=829. Naposledy navštíveno: 2020-05-18.
- [8] Miklos Gyulassy and Larry McLerran. New forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 750:30–63, 2005.
- [9] ATLAS Collaboration. HI event display - November 2015. <https://cds.cern.ch/record/2105590>, Nov 2015. General Photo.
- [10] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):205–243, Nov 2007.
- [11] Participants and spectators at the heavy-ion fireball. <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>. Naposledy navštíveno: 2020-05-24.
- [12] Spencer R. Klein. Ultra-peripheral collisions and hadronic structure. *Nuclear Physics A*, 967:249–256, Nov 2017.
- [13] Kyrre Skjerdal. Photoproduction of ρ^0 in ultra-peripheral nuclear collisions at ALICE. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 455(arXiv:1304.6850):012010. 8 p, Apr 2013. Comments: 8 pages, 8 figures, prepared for the Proceedings of the International Workshop On Physics At The LHC (Kruger 2012) December 3 - 7, 2012 Protea Hotel, Kruger Gate South Africa.

- [14] Aaron Angerami. Jet Quenching in Relativistic Heavy Ion Collisions at the LHC, 2012. CERN-THESIS-2012-102.
- [15] Martin Spousta. Jet quenching at LHC. *Modern Physics Letters A*, 28(22):1330017, Jul 2013.
- [16] CERN Bulletin. Jet quenching. (BUL-NA-2010-342. 50/2010):1, Dec 2010.
- [17] Lyndon R Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001. 164 p, 2008. This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).
- [18] Wikipedia contributors. Large hadron collider. https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider. Naposledy navštíveno: 2020-05-26.
- [19] CERN Bulletin. The particle suppliers. Les fournisseurs de particules. (BUL-NA-2010-077. 14/2010):03, Mar 2010.
- [20] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [21] Joao Pequeno. Atlas detector. <https://cds.cern.ch/images/CERN-GE-0803012-01>. Naposledy navštíveno: 2020-05-27.
- [22] ATLAS Collaboration. Inner detector. <https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector>. Naposledy navštíveno: 2020-05-27.
- [23] Joao Pequeno. Inner detector figure. <https://cds.cern.ch/images/CERN-GE-0803014-01>. Naposledy navštíveno: 2020-05-27.
- [24] Smita Darmora. *Search for a Supersymmetric Partner to the Top Quark using a Multivariate Analysis Technique*. PhD thesis, Texas U., Arlington, 8 2015.
- [25] ATLAS Collaboration. Trigger and Data Acquisition System. <https://atlas.cern/discover/detector/trigger-daq>. Naposledy navštíveno: 2020-05-30.
- [26] STAR Collaboration. Low- p_T e^+e^- pair production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and U + U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV at STAR. *Phys. Rev. Lett.*, 121:132301, Sep 2018.
- [27] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 389:81–86, 1997.
- [28] H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36(3):495 – 536, 1987.
- [29] Magdalena Djordjevic, Stefan Stojku, Marko Djordjevic, and Pasi Huovinen. Shape of the quark gluon plasma droplet reflected in the high- p_T data. *Phys. Rev. C*, 100(3):031901, 2019.

- [30] Raimond Snellings. Elliptic flow: a brief review. *New Journal of Physics*, 13(5):055008, May 2011.
- [31] Wikipedia contributors. Pearsons' chi-squared test. https://en.wikipedia.org/wiki/Pearson's_chi-squared_test. Naposledy navštíveno: 2020-06-11.

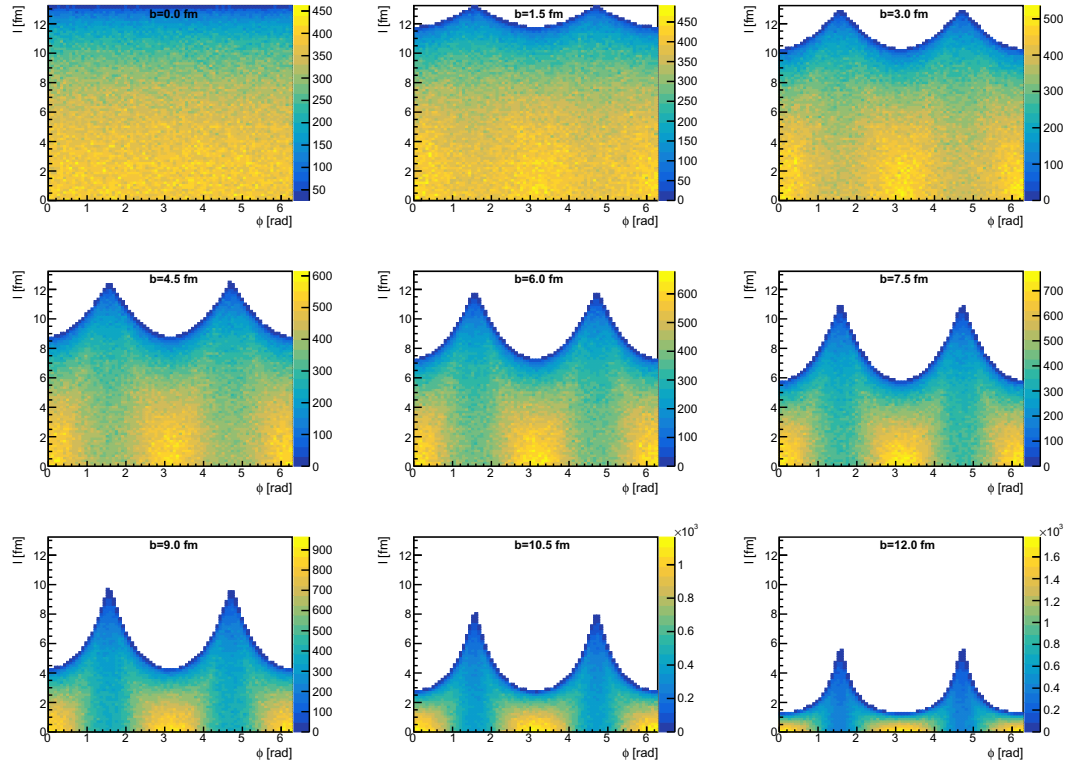
Seznam obrázků

1.1	Elementární částice tvořící Standardní model. Převzato z [3].	4
1.2	Struktura protonu. Převzato z [7].	7
1.3	Srážka těžkých iontů na ATLASu. Převzato z [9].	8
1.4	Schematický náhled srážek dvou lorentzovsky kontrahovaných jader, které se sráží s impaktním parametrem b . Část a) ukazuje srážku z pohledu kolmého ke směru letu jader a část b) naopak pohled ve směru letu. Převzato z [10].	9
1.5	Schematický náhled srážek dvou lorentzovsky kontrahovaných jader, které se sráží s impaktním parametrem b . V pravé části je vyznačena přítomnost spektátorů při srážce. Převzato z [11].	10
1.6	Schematický náhled ultra-periferální srážky Pb+Pb. Převzato z [13].	11
1.7	Záznam prvního pozorování zhášení jetů detektorem ATLAS. Převzato z [16].	12
2.1	Schéma kaskády urychlovačů v CERN. Převzato z [19].	13
2.2	Řez detektorem ATLAS. Převzato z [21].	15
2.3	Řez Vnitřním detektorem detektoru ATLAS. Převzato z [23].	15
2.4	Detailní pohled na členění Vnitřního detektoru. Převzato z [20].	16
2.5	Systém kalorimetrů. Převzato z [20].	17
2.6	Systém magnetů v detektoru ATLAS. Převzato z [24].	18
3.1	Distribuce akoplanarit dimionů (datové body) pro různé centralitní intervaly a UPC srážky. Přerušovanou červenou čarou je vyobrazen signál pozadí a nepřerušovanou červenou čarou je zobrazen signál pozadí korigovaný o statistickou nejistotu. Převzato z [2].	20
4.1	Schematický náčrt konfigurace „vně“ z pohledu ve směru letu jader.	22
4.2	Schematický náčrt konfigurace „uvnitř“ z pohledu ve směru letu jader.	23
4.3	Schematický náčrt geometrického modelu pro konfiguraci „vně“ z pohledu ve směru letu jader.	24
4.4	Schematický náčrt geometrického modelu pro konfiguraci „uvnitř“ z pohledu ve směru letu jader.	25
4.5	Polohy vertexů tvrdých procesů v překrytové oblasti inelastických procesů - konfigurace „uvnitř“.	26
4.6	Polohy vertexů tvrdých procesů v překrytové oblasti inelastických procesů - konfigurace „vně“.	27
4.7	Závislost $\langle l \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „uvnitř“. Tyto histogramy jsou fitovány funkcí $\frac{d\langle l \rangle}{d\phi} = a + b \cos(2\phi - \pi)$	28
4.8	Závislost $\langle l^2 \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „uvnitř“.	29
4.9	Závislost $\langle l \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „vně“.	30
4.10	Závislost $\langle l^2 \rangle$ na úhlu výletu ϕ pro konfiguraci „vně“.	31
4.11	Závislost střední délky dráhy $\langle l \rangle$ na velikosti impaktního parametru b . Pro obě konfigurace bylo generováno 2 500 000 událostí.	31

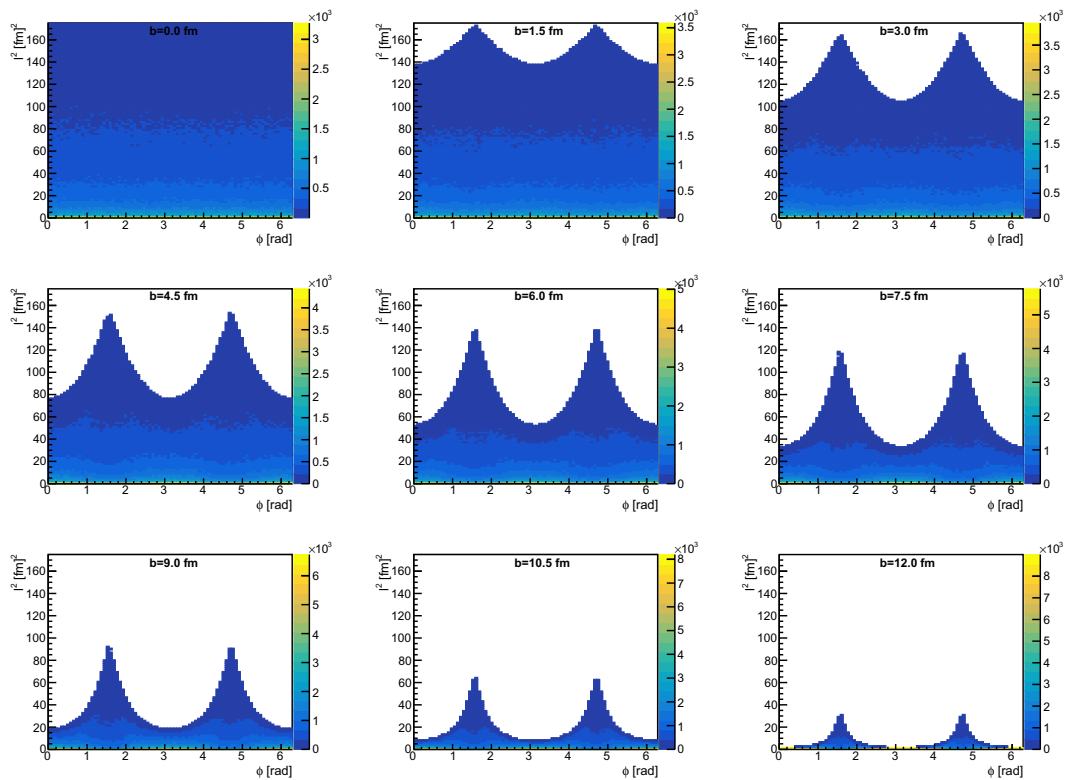
4.12	Rozdělení délek drah pro $b = 2$ fm.	32
4.13	Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „uvnitř“, varianta s l . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.0037$ rad.fm $^{-1}$	33
4.14	Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „vně“, varianta s l . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.08$ rad.fm $^{-1}$	34
4.15	Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „uvnitř“, varianta s l^2 . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.061$ rad.fm $^{-2}$	34
4.16	Srovnání modelu rozmývání akoplanarity s daty pro konfiguraci „vně“, varianta s l^2 . Pro toto srovnání byla použita hodnota určená pomocí Pearsonova χ^2 testu jako $c = 0.048$ rad.fm $^{-2}$	35
A.1	Závislost délek drah uvnitř média l na úhlu výletu ϕ - konfigurace „uvnitř“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.	42
A.2	Závislost kvadrátů délek drah uvnitř média l^2 na úhlu výletu ϕ - konfigurace „uvnitř“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.	43
A.3	Závislost délek drah uvnitř média l na úhlu výletu ϕ - konfigurace „vně“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.	44
A.4	Závislost kvadrátů délek drah uvnitř média l^2 na úhlu výletu ϕ - konfigurace „vně“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.	45

A. Přílohy

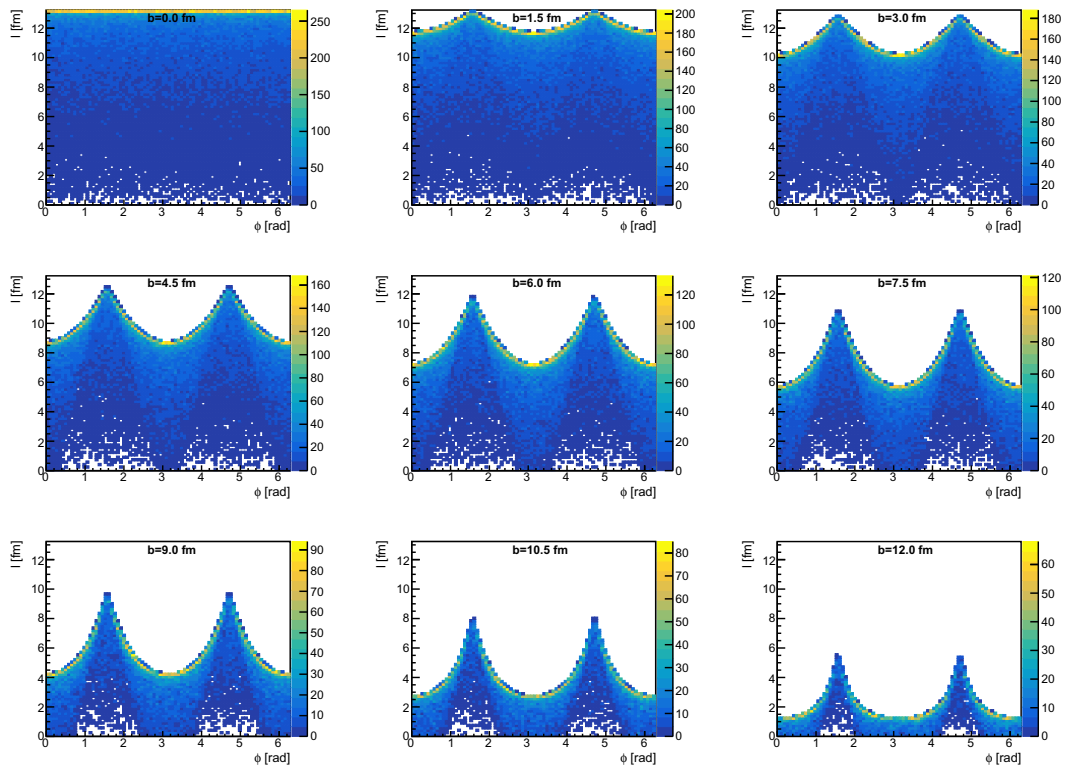
A.1 2D histogramy odpovídající obrázkům 4.7-4.10



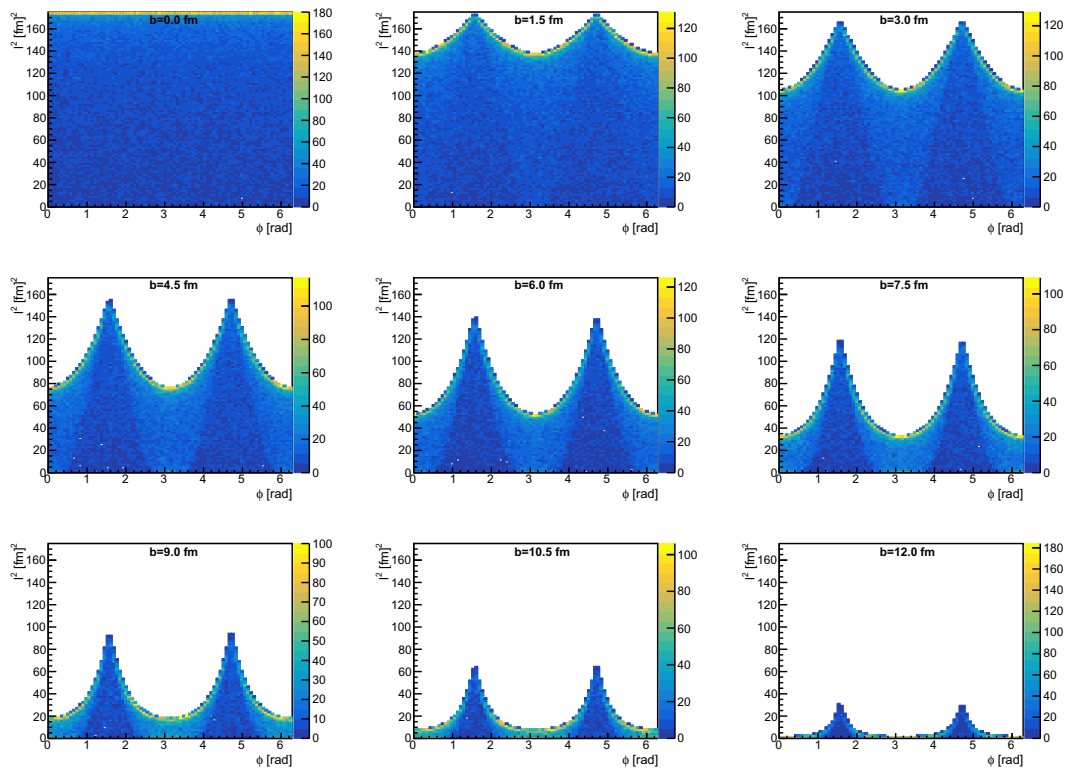
Obrázek A.1: Závislost délek drah uvnitř média l na úhlu výletu ϕ - konfigurace „uvnitř“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.



Obrázek A.2: Závislost kvadrátů délek drah uvnitř média l^2 na úhlu výletu ϕ - konfigurace „uvnitř“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.



Obrázek A.3: Závislost délek drah uvnitř média l na úhlu výletu ϕ - konfigurace „vně“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.



Obrázek A.4: Závislost kvadrátů délek drah uvnitř média l^2 na úhlu výletu ϕ - konfigurace „vně“. Pro každou hodnotu impaktního parametru b bylo generováno 2 500 000 událostí.