



## **Středoškolská technika 2019**

**Setkání a prezentace prací středoškolských studentů na ČVUT**

### **Fyzikální analýza produkce Z bosonu a jeho mionového rozpadového kanálu.**

**Radek Jirásek**

Gymnázium Zikmunda Wintra Rakovník

Žižkovo nám. 186, 269 01 Rakovník

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou odbornou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze prameny a literaturu uvedené v seznamu bibliografických záznamů.

Prohlašuji, že tištěná verze a elektronická verze soutěžní odborné práce jsou shodné.

Nemám závažný důvod proti zpřístupnění této práce v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon) ve znění pozdějších předpisů.

V Rakovníku dne 22. 5. 2019 .....

Nejdříve bych chtěl poděkovat konzultantce mé odborné práce Mgr. Martině Voříškové za rady jak z oblasti fyziky tak stylizačních úprav práce.

Taktéž bych rád poděkoval Bc. Vojtěchu Delongovi za pomoc při vytváření programovacího prostředí na pc.

Dále bych chtěl poděkovat Ing. Marcele Mikeščíkové, Ph.D. a RNDr. Jiřímu Krollovi, Ph.D. za úžasnou možnost s nimi spolupracovat na FzU AV ČR a za poskytnutí materiálů pro kapitolu týkající se vývoje detektorů.

Také bych rád poděkoval Mgr. Oldřichu Kepkovi, Ph.D. za skvělé vedení projektu na HSSIP programu a nasměrování k tomuto tématu mé práce.

A v neposlední řadě patří mé díky Patriku Novotnému za jeho ochotu při odpovídání na mé dotazy směrem k tématu této práce.

**Abstrakt:** V této práci se zabývám tématem fyzikální analýzy dat z LHC v CERN a aspektů, které tato data ovlivňují. Práce řeší stránku techniky tohoto výzkumného centra jako je urychlovač a detektory, konkrétně detektor ATLAS, fyzikální principy a softwarovou část analýzy. Výsledkem práce je analýza základních objektů, jako například vertexů nebo transverzální hybnosti mionů a antimonů, a vlastnosti mionového rozpadového kanálu Z bosonu. Klidovou hmotnost Z bosonu jsem změřil na  $(90,915 \pm 0.008) \text{ GeV}/c^2$ , což se od tabulkových hodnot rozchází o  $0,273 \text{ GeV}/c^2$  ( $M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}/c^2$ ).

**Klíčová slova:** CERN; ATLAS; Z boson; Dimionové spektrum

**Abstract:** In this work I deal with physical analysis of data from LHC in the CERN and aspects which affect them. This work is about technical site of research center, accelerator, and detector, specifically ATLAS, and physical principle of proton-proton collisions and software analysis. My results are analysis of general objects, for example vertices or transverse momentum of muons and anti muons, and analysis of muon decay channels of Z boson. I measured invariant mass of Z boson  $(90,915 \pm 0.008) \text{ GeV}/c^2$ . Different from tables is about  $0,273 \text{ GeV}/c^2$  ( $M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}/c^2$ ).

**Keywords:** CERN; ATLAS; Z boson; Dimuon spectrum

# Obsah

<b>1. Úvod.....</b>	<b>7</b>
<b>2. Co je urychlovač částic a jak funguje.....</b>	<b>8</b>
2.1. CERN a LHC .....	8
2.2. Typy urychlovačů a jejich výhody.....	9
2.3. Technické provedení urychlovače .....	11
<b>3. Proton-protonové srážky .....</b>	<b>13</b>
3.1. Elementární částice a částice složené .....	13
3.2. Interakce.....	14
3.3. Standardní model částicové fyziky .....	17
3.4. Procesy bezprostředně před srážkou proton-proton.....	18
3.5. Srážka částic a procesy bezprostředně po ní.....	20
3.6. Procesy dále po srážce proton-proton (Hadronizace) .....	21
<b>4. Jak fungují detektory .....</b>	<b>22</b>
4.1. Interakce částic s látkou .....	22
4.2. Vrstvy detektoru a jejich principy.....	24
4.2.1. Vnitřní (dráhový) detektor .....	26
4.2.2. Kalorimetry .....	28
4.2.3. Mionový spektrometr .....	31
4.2.4. Systém magnetů .....	32
4.3. Triggery .....	33
4.4. Vývoj a testování nových senzorů .....	34
<b>5. Software.....</b>	<b>39</b>
5.1. Postup zpracování a uložení dat v LHC.....	39
5.2. Informace objektů analýzy.....	39
5.3. Příprava před analýzou a používaný software .....	41
5.4. Postup analýzy základních objektů v LHC .....	41
5.4.1. Analýza vertexů.....	42
5.4.2. Analýza úhlu $\eta$ .....	42
5.4.3. Analýza úhlu $\phi$ .....	43
5.4.4. Analýza energií objektů .....	44
5.4.5. Analýza Missing $E_T$ .....	44

5.4.6. Analýza transversální hybnosti .....	45
5.5. Analýza mionového rozpadového kanálu Z bosonu .....	47
<b>6. Simulace .....</b>	<b>56</b>
<b>7. Závěr.....</b>	<b>58</b>
<b>Seznam zkratk.....</b>	<b>59</b>
<b>Seznam obrázků.....</b>	<b>60</b>
<b>Seznam tabulek a rovnic .....</b>	<b>61</b>
<b>Reference .....</b>	<b>62</b>
<b>Přílohy .....</b>	<b>65</b>

# 1. Úvod

Rozvoj společnosti se zřetelem na technický vývoj je pevně spjat s úrovní vědy a její podporou. V současné době se mnoho z technických novinek objevuje v přístrojích pro širokou veřejnost i přesto, že běžný člověk nemůže pochopit jádro jejich fungování. Je tomu z důvodu velice rychlého vývoje, kterým lidstvo během posledního století prochází.

Mnoho těchto vynálezů pochází z oblasti fyziky. Pro mě samotného jsou právě objevy a jejich případné aplikace z odvětví částicové a jaderné fyziky těmi nejvíce fascinujícími. Na první pohled se může zdát, že poznatky o elementárních částicích nemohou být přínosné pro obyčejného člověka. Příkladů využití je však mnoho. Je jím například často zmiňovaný objev pozitronu v roce 1932. Uplatnění sice nepřišlo hned, ale dnes díky němu běžně používáme přístroje pracující s pozitrony, pozitronovou emisní tomografii (PET), přístroje schopné lékařských vyšetření, které dřív nebyly ani představitelné. Pointou je, že objev čistě v rovině základního výzkumu sice nepřináší okamžité uplatnění, ukazuje nám však, jak svět kolem nás funguje. A to je podle mého názoru alfou celé vědy. Nikdy nemůžeme použít zdroje přírody k našemu účelu, pokud jim nebudeme rozumět.

V dnešní době si vlády již uvědomují důležitost základního výzkumu, a tak mohou existovat velká centra zkoumající například elementární částice. Jednou z těchto elementárních částic je i Z boson, kterému se v této práci budu věnovat podrobněji. Částice, která je pro náš běžný život tak nepředstavitelná, jako je někdy pro detektory nepolapitelná. Zato může skrývat potencionální tajemství, jak svět kolem nás funguje. A touha objevovat a porozumět zákonitostem je hnací motor pokroku.

V mé práci Vás seznámím s problematikou objevování nových poznatků ve světě elementárních částic. Budu se věnovat jak fyzikálnímu principu, tak technickému provedení experimentů, které vedou k objevům v mikrosvětě. A výsledkem mé práce bude fyzikální analýza dat z LHC týkající se již zmiňovaného Z bosonu a jeho mionového rozpadového kanálu.

## 2. Co je urychlovač částic a jak funguje

### 2.1. CERN a LHC

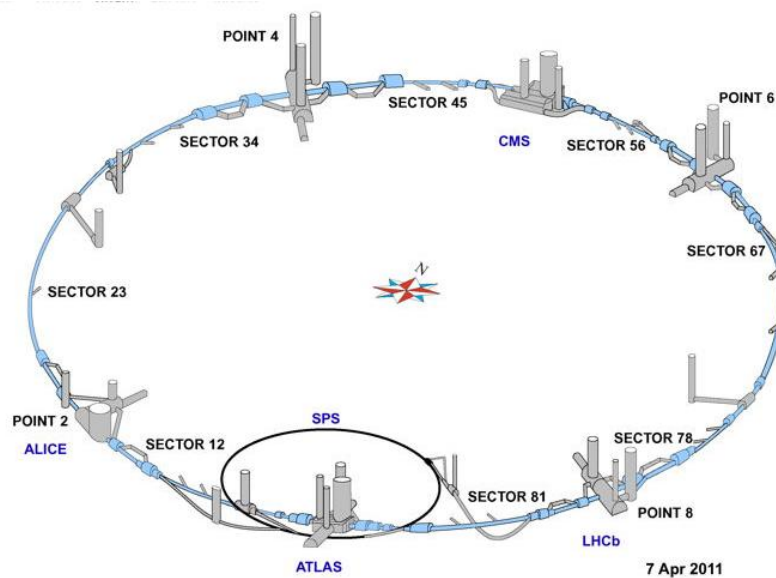
Největším vědeckým centrem zabývajícím se základním výzkumem je v současnosti CERN, což je Evropská organizace pro jaderný výzkum, která byla založena roku 1954 a sídlí v Ženevě.

Nachází se v něm LHC (Large Hadron Collider), v současnosti největší kruhový urychlovač částic na světě. Urychlují se zde primárně protony. Občas se však používají i těžší jádra atomů. U jejich srážek se pak pokoušíme „pozorovat“ kvark-gluonové plazma. Samotný urychlovač měří v obvodu 27 km a je umístěn 100 m pod zemí. Nachází se na něm čtyři detektory.

- **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** – Jeden ze dvou hlavních detektorů na LHC. Zaměřuje se na hledání nových částic a studování teorie standardního modelu.
- **CMS (Compact Muon Solenoid)** – Druhý z hlavních detektorů na LHC. Fyzikální plán má stejný jako ATLAS, liší se však v technickém provedení detektoru.
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** – Zde se studuje primárně kvark-gluonové plazma.
- **LHCb (Large Hadron Collider beauty)** – Zaměřuje se na studování problému, proč je vesmír plný hmoty a není zde skoro žádná antihmota.

Tvar urychlovače není kruhový, nýbrž má tvar velice zaobleného pravidelného osmiúhelníku. U detektorů je totiž trajektorie částic narovnána, aby je bylo možné přesněji srážet. Důvodem proč je použito osm vrcholů a nikoliv jen čtyři je, že rozmístění detektorů je složitější, navíc další vrcholy poskytují prostor pro ostatní technické zázemí. Tři vrcholy, v nichž jsou detektory (ATLAS, ALICE, LHCb) jsou vedle sebe a poslední (CMS) je osamoceno naproti nim. Každý je ve vrcholu osmiúhelníku. V dalších vrcholech jsou vchody do tunelu, údržbové šachty a například tzv. „beam dump“. Což je místo, kde je možné svazky částic „zahodit“. Magneticky se odkloní a narazí do speciálně upravených míst pro to určených. V dalším vrcholu je umístěna samotná technika pro urychlení částic.

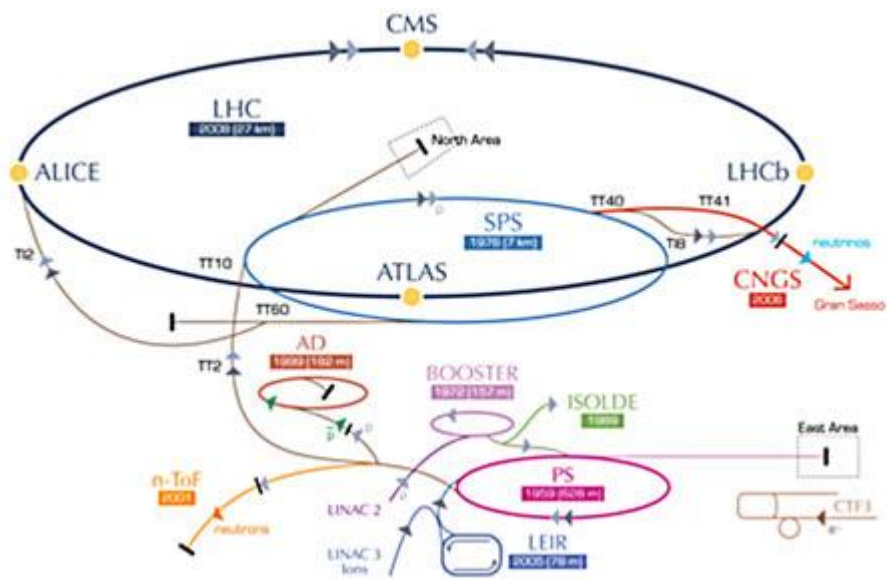




Obrázek 1: Schéma LHC [11]

## 2.2. Typy urychlovačů a jejich výhody

Díky uzavřenému tvaru urychlovače stačí částicím dodat energii pouze na jediném místě. To je největší výhodou tohoto typu urychlovačů. Částice urychlovačem, v případě LHC, proletí více než 10 000krát za sekundu. Tolikrát se i tedy za sekundu urychlí. Díky uzavřenému tvaru urychlovače je možné proces urychlení opakovat každým průletem svazku. Díky tomu stačí částicím dodat pouze malou energii, proto je dostatečné pouze jedno místo pro urychlování. Urychlování funguje na principu rezonance s elektromagnetickým polem. To se provádí v tzv. radiofrekvenčních dutinách (RF), kterých je na každý svazek urychlovaných částic v urychlovači osm. Každá dosahuje maximálního napětí 2 MV, dohromady tedy na každý svazek působí napětí 16 MV. Frekvence modulace intenzity pole těchto RF dutin je 400 MHz. Ve skutečnosti se v LHC částice moc neurychlí. Z SPS (Super proton synchrotron), vletí do LHC téměř rychlostí světla a v něm částicím naroste rychlost jen nepatrně. V CERNu se využívají starší urychlovače na předurychlení svazků.



Obrázek 2: Schéma systému urychlovačů v CERN. [12]

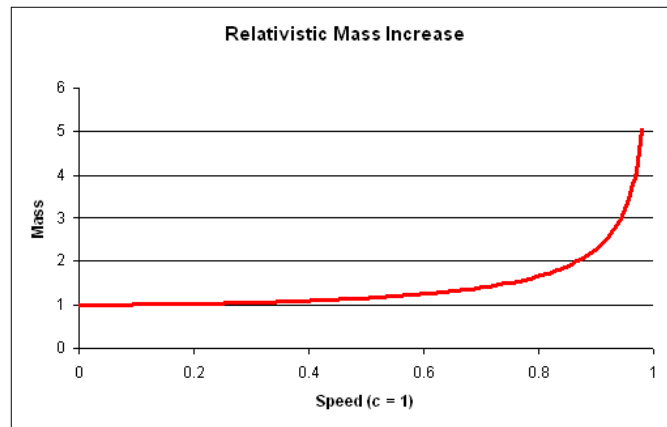
Nevýhodou kruhového urychlovače je to, že kvůli synchrotronnímu záření nelze některé částice urychlit na tak vysoké energie jako jiné. U protonů je energie ztracena synchrotronním zářením malá, ale zato u elektronů, které by byly pro srážky vhodnější, je obrovská. Mají totiž mnohem menší hmotnost než protony a protože synchrotronní záření na málo hmotné částice působí mnohem více, elektrony se v kruhovém urychlovači nedají použít. Tato nevýhoda se u lineárního urychlovače stává výhodou, protože díky rovnému tvaru zde synchrotronní záření nevzniká. Proto můžeme u něj použít jako částice elektrony. Ty jsou vhodnější hlavně díky tomu, že na rozdíl od protonu se již jedná o elementární částice. Pokud tedy urychlíme částice například na  $100 \text{ GeV}^1$ , po srážce těchto dvou elektronů budou mít produkty v součtu přesně  $200 \text{ GeV}$ . Což je velice užitečné hlavně při studii konkrétních procesů. Na rozdíl od toho proton kvůli své vnitřní struktuře může předat do srážky různou energii. Nevýhody lineárního urychlovače jsou jasné, svazky nemůžeme použít opakovaně a urychlování musí být mnohem intenzivnější.

<sup>1</sup> Gigaelektronvolt =  $10^9 \text{ eV}$ . 1 eV je energie, kterou dostane objekt s nábojem jednoho elektronu (náboj  $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ) urychleného napětím 1 V. Jednotka elektron-volt je v částicové fyzice velice využívána a udává energii částice.

### 2.3. Technické provedení urychlovače

To, co se ale v LHC výrazně mění oproti urychlovačům před ním, je energie částic. Z energie částic svazků 450 GeV, které mají částice vlétající do LHC z SPS, se změní na energie 7 TeV zhruba za 20 minut urychlování pomocí RF dutin.

Díky relativistickým jevům částicím narůstá rychlost pomaleji a pomaleji, přestože energii přidáváme rovnoměrně. Částice se chovají, jakoby jim rostla hmotnost.



Obrázek 3: Závislost rychlosti částice na její hmotnosti. [13]

Energie částic v LHC po jejich urychlení (dodání energie) je 7 TeV ( $7 \times 10^{12}$  eV). Energii několika TeV si můžeme představit jako kinetickou energii vyvolanou mávnutím křídly drobného hmyzu. V LHC je ale několik tisíc tzv. svazků takto urychlených částic. Pro představu, každý svazek má zhruba tloušťku lidského vlasu, je dlouhý okolo 10 cm, vzdáleny jsou od sebe 7 metrů a v každém z nich je přes 100 miliard částic. Každých zhruba 25 ns se v bodech, kde si dráhy proti sobě běžících částic vymění místa, srazí pouze desítky z nich. Kruhový tvar trajektorie částic pak zajišťují po celém obvodu urychlovače dipólové magnety. Stlačení svazku do kolimované podoby zas zajišťují kvadrupólové magnety.



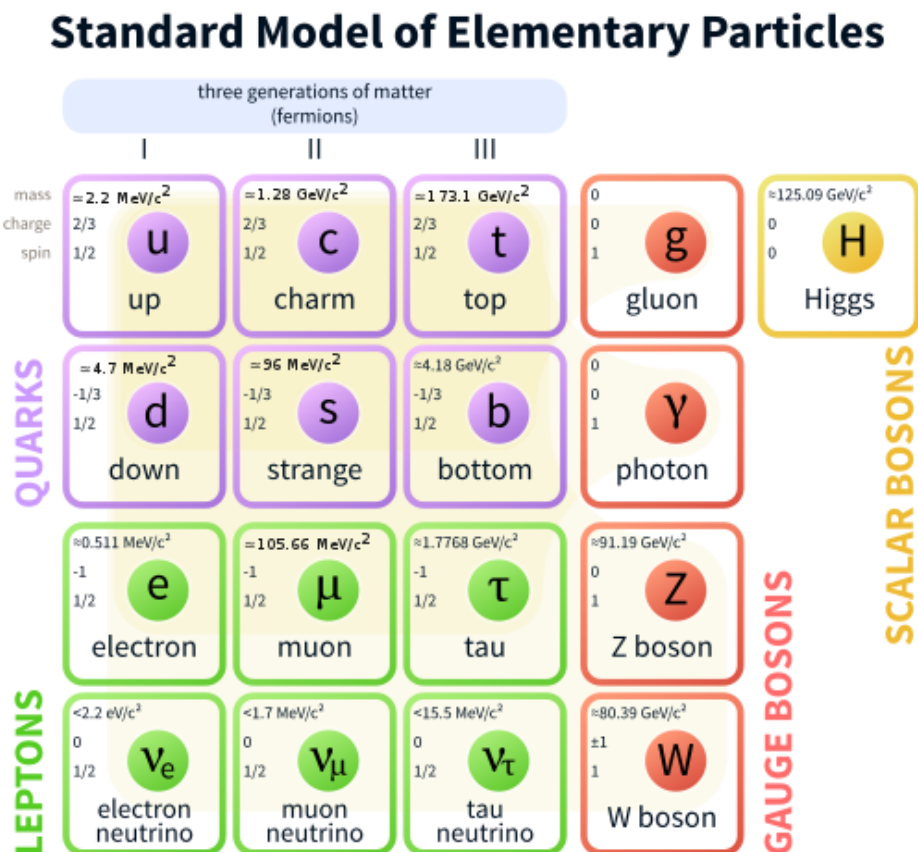
**Obrázek 4: Fotografie průřezu dipólového magnetu v tubusu. (Pořízena v CERNu na HSSIP programu.)**

Na obrázku výše je vidět průřez dipólovým magnetem okolo trubic, ve kterých se pohybují částice, a celé okolní chlazení a izolace. Magnety jsou tvořeny cívkami, které musí vytvořit extrémně silné magnetické pole, aby dokázaly zakřivit dráhu částic. Proto skrz ně teče proud 13 000 A. To by žádný materiál za běžných podmínek nevydržel, a tak se pro tento účel využívá supramagnetů. Tím může být speciální materiál zchlazený na teploty blízko absolutní nule pomocí například tekutého hélia, jako je tomu v LHC. Hélium v sekundárním okruhu (horní a dolní trubice) má 1,9 K. To chladí primární okruh, který poté přímo ochlazuje magnety, skrz které protéká. Protékání je možné díky supratekutosti hélia při extrémně nízkých teplotách. Díky tomu chladivo zatéká do každého koutu magnetu. Hélium v sekundárním okruhu má 2,3 K. Částice se poté pohybují v trubicích, které jsou vidět na bocích celého tubusu na obr. č. 4, s vysokým vakuem.

### 3. Proton-protonové srážky

#### 3.1. Elementární částice a částice složené

Částice jsou základní složkou světa kolem nás. K popisu přírody je jejich znalost nevyhnutelná. Dělíme je na složené a elementární.



Obrázek 5: Tabulka elementárních částic podle standardního modelu částicové fyziky. [14]

Ty elementární, u kterých nedokážeme rozlišit vnitřní strukturu, dělíme do několika skupin. První jsou fermiony, které se řídí Pauliho vylučovacím principem, což znamená, že dvě neodlišitelné částice nemohou být ve stejném energetickém stavu. Fermiony dále dělíme na kvarky a leptony. Kvarky vytváří protony a neutrony, lze je tedy spolu s elektronem řadit mezi základní kameny hmoty kolem nás. Veškerá hmota, kterou ale vidíme kolem sebe, je tvořena pouze dvěma z nich. A to Up kvarkem a Down kvarkem. Leptony jsou pak částice na obrázku zelené a v přírodě pozorujeme dva jejich typy. Klasické, jako elektron nebo mion. A tzv. neviditelné, což jsou neutrina. Každou sekundu proletí centimetrem čtverečním desítky miliard neutrin. Za lidský život však „narazí“

do těla člověka v průměru jen jedno jediné. Proto se jim někdy přezdívá neviditelné částice. Druhou hlavní skupinou jsou bosony, které jsou částicemi zprostředkovávajícími síly. Mají zajímavou vlastnost. Díky jejich celočíselnému spinu, což je vlastnost částice podobně jako např. její náboj, dokáže být více částic na stejné energetické hladině. Příkladem je Z boson, který zprostředkovává spolu s W bosonem slabou interakci. Tato částice má klidovou hmotnost<sup>2</sup> přibližně 91 GeV/c<sup>2</sup>, což je zhruba stonásobek hmotnosti protonu, přičemž samotný proton je již složen ze tří kvarků. Z boson patří totiž mezi nejtěžší elementární částice, těžší je už jen Top kvark a Higgsův boson.

Klidová hmotnost	(91,1876 ± 0,0021) GeV/c <sup>2</sup>
Rozpadová šířka	(2,4952 ± 0,0023) GeV/c <sup>2</sup>
Spin	1
Elektrický náboj	0 e (neutrální)

Tabulka 1: Vlastnosti Z bosonu

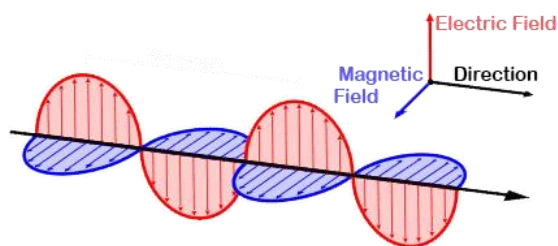
Složené částice jsou zpravidla složeny z kvarků. Ty se nazývají hadrony a dělí se na baryony a mezony. Baryony jsou například protony a neutrony. Jsou to částice složené ze tří kvarků. Naproti tomu mezony se skládají pouze z dvou kvarků. Přesněji kvarku a antikvarku. Mezi nejznámější patří pion nebo kaon. Mohou existovat i exotičtější částice, složené i z více kvarků. Jedním z nich je například pentakvark Pc objevený v CERNu roku 2015.

### 3.2. Interakce

K popisu částic potřebujeme znát, jak na sebe částice působí a jak se chovají. Síly, kterými na sebe částice působí, jsou čtyři. Říká se jim interakce. První a dobře známá je gravitace. Modely popisující chování částic v dnešní době ještě s gravitací pracovat nedokážou. Nám to ale nebude vadit, protože gravitace je v porovnání s ostatními interakcemi tak slabá, že ji můžeme v popisu chování částic v malých rozměrech zanedbat.

Další interakci, kterou již zanedbat nemůžeme, je interakce elektromagnetická.

<sup>2</sup> Klidová hmotnost je hmotnost tělesa (částice), kterou naměří pozorovatel, vůči němuž je těleso (částice) v klidu.

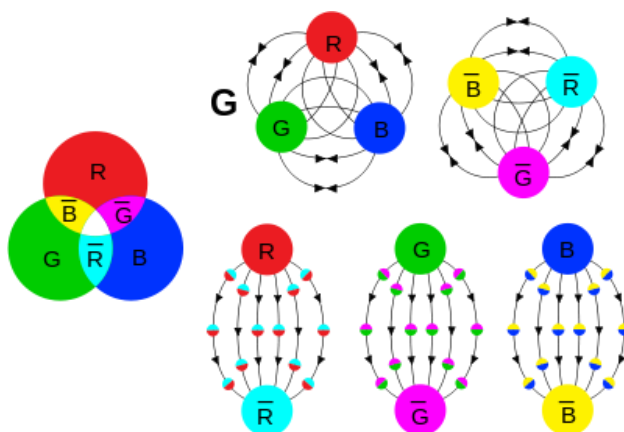


Obrázek 6: Elektromagnetická vlna. [15]

Tuto interakci zprostředkovává foton. To je částice s nulovou klidovou hmotností, a právě proto má nekonečný dosah, stejně jako gravitace. Elektromagnetická interakce má kladný nebo záporný náboj a podle toho se pak částice s nábojem  $Q$  chová „opačně“ než částice s nábojem  $-Q$ .

Další je slabá (jaderná) interakce. Tu zprostředkovávají bosony  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z^0$ . Slabá interakce je zodpovědná za rozpady částic. Například beta rozpad neutronu na proton.

Poslední interakcí je silná (jaderná) interakce. Je přitažlivá, a proto díky ní drží pohromadě kvarky v protonu a ty jsou svírány silnou interakcí pohromadě v jádře. Částice zprostředkovávající tuto interakci je gluon. Existuje v osmi variantách.



Obrázek 7: Ukázka spektra barevného náboje vlevo a vzájemného působení kvarků pomocí gluonů vpravo. [16]

Od ostatních se tato interakce velmi liší. Jednou z těžce pochopitelných vlastností silné interakce je, že se vzdáleností sílí. Přímá silná interakce působí ale jen na vzdálenost necelého 1 fm. To je velikost protonu. Kdybychom je však od sebe stále oddalovali a tím překonali jistou vzdálenostní hranici, ve vazbě mezi kvarky by se nashromáždila dostatečná energie pro vytvoření nových částic. Jakmile by se tyto další částice vytvořily, přitáhly by se k původním dvěma částicím, které jsme oddělovali. Na sebe by tyto páry přestaly působit, protože by se navenek jevily neutrálně. Můžeme si to představit jako

natahování pružiny. Protože silná interakce má 3 své „náboje“. Říkáme jim barvy a označujeme je red, green a blue. K nim se poté nachází příslušné opačné barvy (anti-náboje). A právě pouze barevné částice na sebe působí silnou interakcí. Jakmile se nám zrodily z vazby částice nové, vytvořily s částicemi, které jsme oddalovali od sebe, navenek „neutrální náboj“ (bílou barvu). Stejně tak to funguje u protonu a neutronu. Ty jsou tvořeny třemi kvarky. Každý má jinou barvu a tak jsou navenek neutrální.

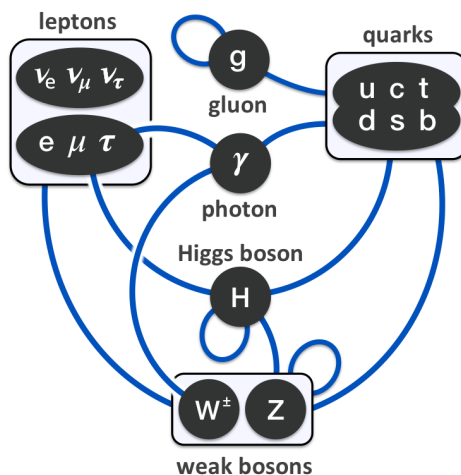
Druhou podobou silné interakce je residuální silná (jaderná) interakce. Ta drží protony a neutrony pohromadě v jádře. Tu zajišťuje výměna pionů ( $\pi^0$ ) mezi hadrony. Ty zde vznikají díky vnitřní struktuře hadronů. Například v protonu se sice nalézají dva kvarky Up a jeden Down. Mezi nimi ale „poletují“ gluony a občas vznikne i pár kvarku a antikvarku. Residuální silnou interakci si můžeme představit tak, že tento pár zareaguje s kvarkem, vymění se kvarky a proton opouští pion, který dál reaguje s např. neutronem.

Velice významnou součástí částicové fyziky je Higgsov mechanismus. Ten vysvětluje, co dává částicím jejich hmotnost a proč mají bosony slabé interakce ( $W^{+/-}$  a  $Z^0$ ) tak veliké klidové hmotnosti oproti ostatním. Řeší problém pomocí Higgsova pole, které částicím uděluje hmotnost. Pro vysvětlení použijí dnes již silně zaběhlé přirovnání. Můžeme si to představit jako sál plný lidí. Tito lidé jsou přirovnání k Higgsovu poli. Foton ( $m = 0 \text{ GeV}/c^2$ ) bude představovat nevýrazný účetní. Chce se dostat na druhou stranu sálu a to se mu bez větších problémů povede. S nikým v sálu neinteraguje. Zato Top Kvark ( $m = 173 \text{ GeV}/c^2$ ) je v roli nejnovějšího laureáta Nobelovy ceny. Davem se bude prodírat jen stěží, dá mu to velkou práci, protože každý se s ním bude chtít vyfotit nebo popovídat. Navenek se nám bude zdát, že laureát musí vynaložit větší energii, aby dosáhl stejné rychlosti, než účetní. Jinými slovy, jakoby měl větší hmotnost.



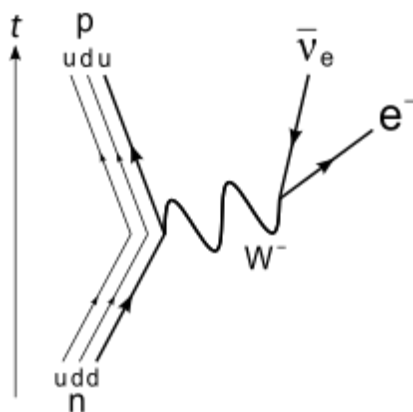
### 3.3. Standardní model částicové fyziky

Standardní model částicové fyziky je teorie popisující částice a interakce, kterými na sebe působí.



Obrázek 8: Obrázek ukazující vzájemné působení částic. [17]

Rovnice, které slouží k těmto popisům, jsou dosti složité. Užitečné jsou proto Feynmanovy diagramy, které tyto rovnice vyjadřují v obrazovém schématu.



Obrázek 9: Ukázka Feynmanova diagramu (beta rozpad neutronu). [18]

V diagramu je důležitá časová osa, která nám říká, jakým směrem se objekty vyvíjely. Částice hmoty se vyvíjejí po směru chodu času, antičástice se zobrazují naopak, proti proudu času. Na tomto konkrétním případě je vidět beta (mínus) rozpad neutronu na proton. Ve skutečnosti dochází vlivem slabé interakce k rozpadu kvarku Down na kvark Up a  $W^-$ .  $W^-$  Boson se po velice krátkém okamžiku rozpadá na elektronové antineutrino a elektron. Ve skutečnosti je  $W$  boson pouze virtuální, protože za běžných

podmínek Down kvark nemá dostatek energie, aby se mohl na W boson rozpadnout. Kvark Up zůstává v baryonu a tím vzniká proton. Ve Feynmanových diagramech se plnými čarami značí fermiony. Vlnovkou fotony,  $W^{+/-}$  a Z bosony. Smyčkovitou čarou gluony a přerušovanou Higgsův boson.

Standardní model k popisu vzniku nových částic, jako třeba při srážce proton-proton v LHC, využívá pravděpodobnost. Zjednodušeně říká, jaká je pravděpodobnost, že se něco stane. Tomu říkáme účinný průřez. Vždy se musí jednat o konkrétní případ toho, co se může stát. Například účinný průřez rozpadu Z bosonu na dva elektrony je 3,36 %. Porovnáním četnosti jevů v přírodě (v LHC) s předpověďmi teorií nám také ukazuje, do jaké míry rozumíme světu kolem sebe.

### 3.4. Procesy bezprostředně před srážkou proton-proton

Protony jsou částice složené, takže se při srážkách chovají mnohem složitěji než samotné elementární částice, jako třeba elektrony používané v lineárních urychlovačích. Nesráží se tedy samotné protony, pouze objekty, kterými jsou tvořeny. I když je ve svazcích mnoho částic, je velice malá šance, že se dva objekty srazí. Proto dochází ke srážce pouze jednoho objektu z protonu s jedním objektem z druhého protonu. Těmto objektům souhrnně říkáme partony. Hadrony jsou ale velice komplikované částice, např. proton se sice skládá ze tří kvarků (up, up, down) ale nachází se v něm i mnoho gluonů, které „drží proton pohromadě“ a dokonce i jiných částic. Pokud má proton dostatek energie, mohou v něm vznikat páry kvarků a antikvarků, které zase zanikají. Při nízkých energiích protonu nejsou tyto jevy nijak dominantní, ale protony v LHC mají vysoce relativistické energie<sup>3</sup>. Takže při srážce proton – proton nemusí dojít jen k interakci down a up kvarků a jejich kombinacím, ale i interakci s gluony, jinými kvarky a dokonce i s antikvarky. Navíc si daný parton z protonu do reakce neodnese vždy stejné procento energie. Tato energie se může případ od případu lišit dosti výrazně.

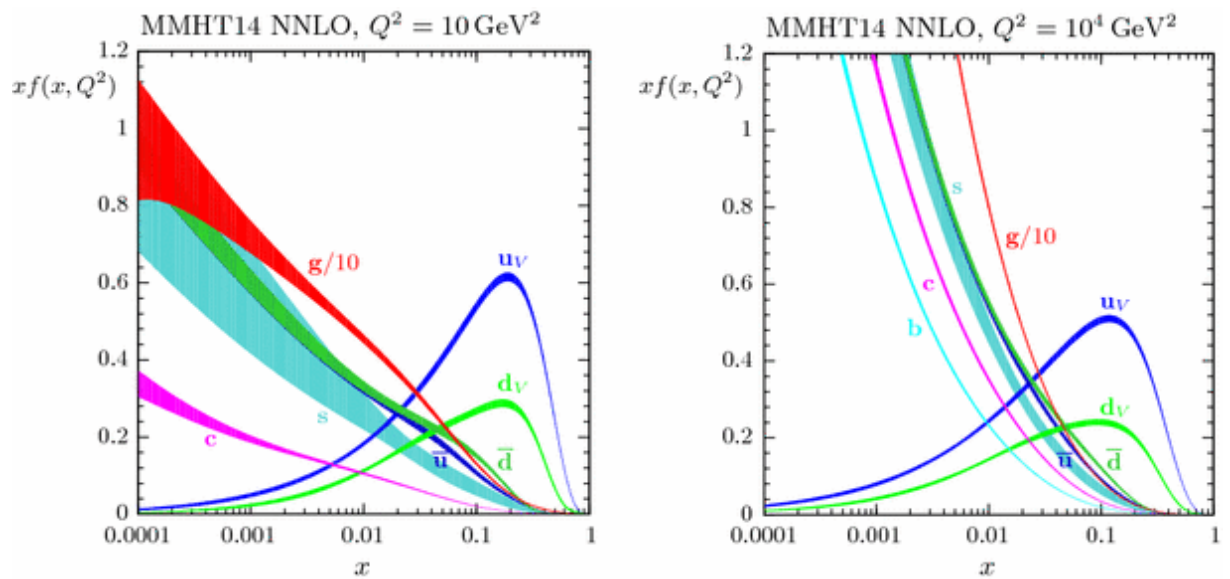
To, jaké částice a s jakou energií vstoupí do srážky, je pro zbytek reakce zásadní. Pokud se například srazí dva Up kvarky, produkty musí mít v součtu zaručeně kladný náboj. Pokud se srazí antičástice s částicí normální hmoty, například anti down kvark s down kvarkem, může vzniknout v součtu i částice s nulovým nábojem. I energie částic hraje velkou roli. Pokud se srazí dva gluony s malou frakcí energie, nemohou nám vzniknout

---

<sup>3</sup> Částice má relativistickou energii, jakmile její kinetická energie je větší než její energie přepočítaná z klidové hmotnosti.

těžké částice. Například pro vznik Higgsova bosonu musí být součet energií obou částic, které do reakce vstupují, alespoň roven hmotnosti Higgsova bosonu. Jakmile jeden z partonů bude mít větší hybnost než druhý, produkty srážky budou mít trajektorii vychýlenou směrem pohybu energetičtějšího partonu. Všechny tyto aspekty ovlivňují, jaké částice vzniknou, nebo jak je budeme detektovat.

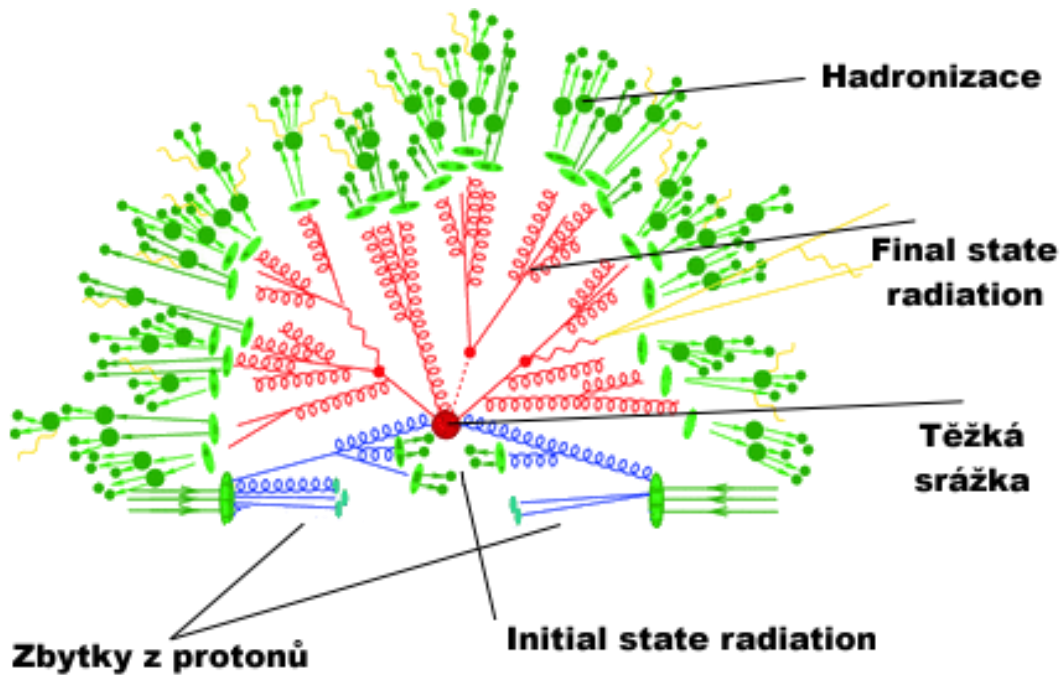
Tomu, s jakou pravděpodobností si nějaký parton odnese určitou frakci energie z protonu, říkáme parton distribuční funkce.



Obrázek 10: Parton distribuční funkce pro partony v protonu při 10 GeV vlevo a 10 TeV vpravo. [19]

Na vodorovné ose vidíme podíl energie odnesené partonem z protonu a na svislé ose hustotu pravděpodobnosti.

Jakmile se přiblíží objekty budoucí srážky k sobě dostatečně blízko (cca 1 fm), začnou na sebe působit. Tato vyvolaná energie se navenek začne projevovat jako tzv. Initial state radiation (ISR).

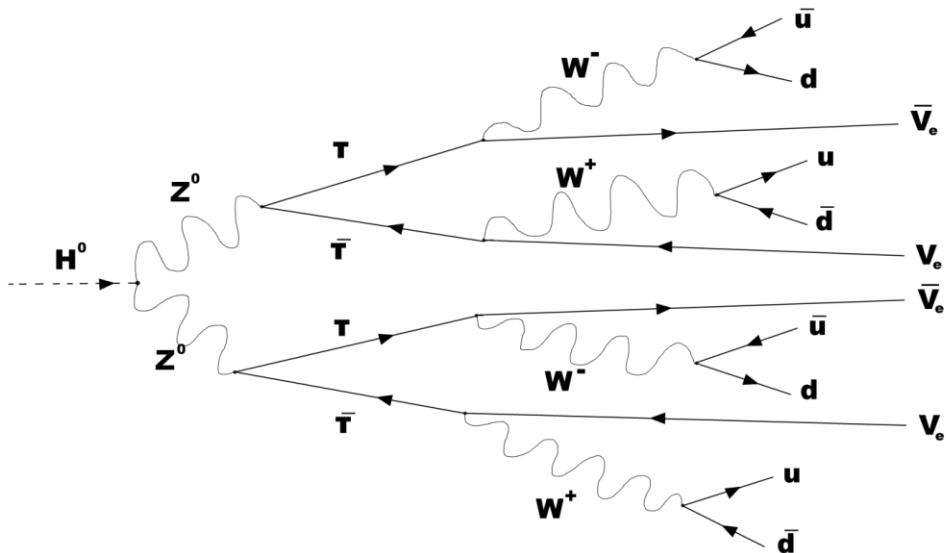


Obrázek 11: Zjednodušený model srážky dvou partonů a procesů, které jí následují. [20]

ISR je radiace vzniklá bez anihilace (přímé konfrontace) částic. Během těchto procesů nevzniká příliš mnoho nových částic, ale mohou mít veliké energie. Zbytky z protonů pokračují dál v trajektorii, která se změnila jen málo.

### 3.5. Srážka částic a procesy bezprostředně po ní

Jakmile dojde k samotné srážce dvou partonů, vytvoří se nové částice. Jsou různé pravděpodobnosti pro vznik každé částice. Ty hmotnější částice mají účinný průřez většinou menší. Do kategorie Final state radiation patří všechny procesy po primární srážce až do hadronizace. Velkou část těchto procesů zabírají rozpady částic. Například ve srážce vznikne Higgsův boson, ten se po velice krátké době ( $1,5 \times 10^{-22}$  s) rozpadá. Může se rozpadnout na dva Z bosony. Ty se zase po velice krátké době rozpadají. Například každý na pár tau ( $\tau$ ) a anti tau ( $\bar{\tau}$ ) leptonů. Ty se opět rychle rozpadají. Jednou z možností je, že se každý tau lepton resp. anti tau lepton rozpadne na tauonové antineutrino ( $\bar{\nu}_\tau$ ) a  $W^-$  boson resp. na tauonové neutrino ( $\nu_\tau$ ) a  $W^+$  boson. Tyto bosony se taky rozpadají, a to například na pár anti up kvark ( $\bar{u}$ ) a down kvark (d) a u bosonu  $W^+$  na anti down ( $\bar{d}$ ) kvark a up kvark (u). Pokud se nám tedy zrodí vysoce energetická částice, můžeme mít ve výsledku mnoho částic.



Obrázek 12: Ukázka možného (leč nepravděpodobného) rozpadu Higgsova bosonu.

### 3.6. Procesy děle po srážce proton-proton (Hadronizace)

V průběhu srážky vzniká velké množství částic, které kvůli svému barevnému náboji nemohou existovat sami o sobě. Jsou to kvarky a gluony. Mají ale dostatečné energie na to, aby tyto vazby silné interakce „přetrhly“ a z uvolněné energie si vytvořily kvarky do páru. Tyto mezony se zase mohou rozpadat na kvarky nižších generací. Ve výsledku máme spršku mnoha hadronů, kterým říkáme jet<sup>4</sup>. Například na obrázku č. 12 v předchozí podkapitole je vidět nestandardní typ rozpadu Higgsova bosonu. Výslednými produkty jsou neutrina a osm kvarků. Tyto kvarky mají minimálně 40 GeV (polovina z minimální energie rozpadu W bosonu), to je dost na odtržení od sebe a vytvoření mezonů. Ty vytvoří kladné a záporné piony s dobou života  $2,603 \times 10^{-8}$  s, což je dostatek na to, aby se dostaly až do detektoru. My poté můžeme detekovat spršky mezonů, které vidíme jako jety. Většinou bývají ale jety početnější. V detektoru je však vnímáme již jako jeden objekt.

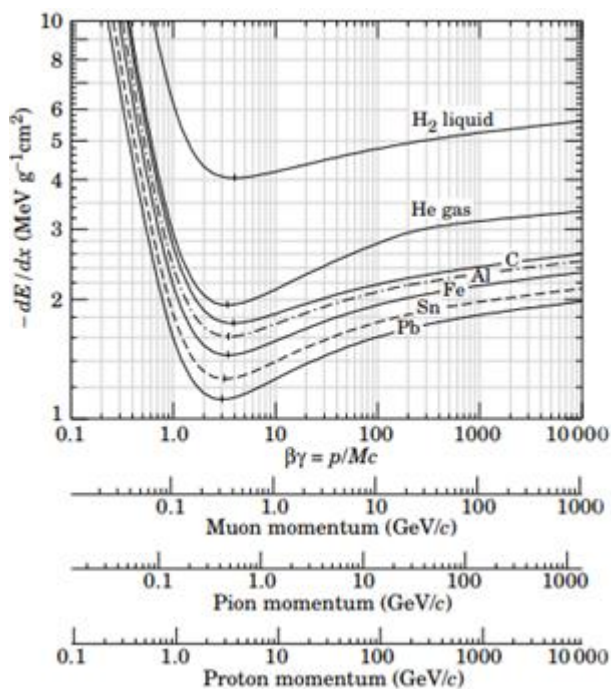
<sup>4</sup> Shluk hadronů, který v detektoru splývá v jeden objekt. Rekonstrukce trajektorie jetu připomíná kužel.

## 4. Jak fungují detektory

### 4.1. Interakce částic s látkou

Prolétající částice mohou s látkou interagovat několika způsoby. Některé částice reagují s látkou rovnou více způsoby, ale vždy se dají odlišit. Detektory na LHC fungují právě na způsobu detekce projevu interakcí částic s látkou detektoru a následným rozlišením typu částice, její energie a trajektorie. Typy interakcí částic s látkou jsou:

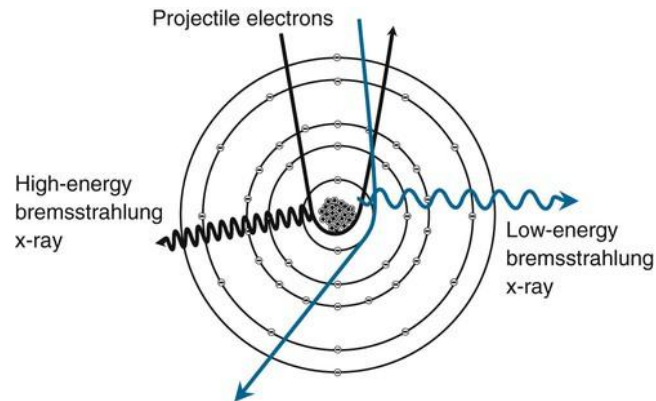
- **Excitace** – je fyzikální proces, při kterém dochází k přechodu energetického stavu atomu, molekuly či iontu na vyšší energetickou hladinu. Nejčastěji k ní dochází díky absorpci fotonu. Excitovaný atom nebo molekula ale není ve stabilizovaném stavu, po určité době dojde k deexcitaci a atom vyzáří foton. V detektoru pak můžeme detekovat fotony od atomů, které byly excitovány právě prolétající nabitou částicí.
- **Ionizace** - je fyzikální proces, při kterém se z elektricky neutrálního atomu nebo molekuly stal iont. Nabitá částice prolétající touto látkou působí svojí elektromagnetickou silou na okolní atomy a molekuly, tím od nich vytrhává elektrony. Ty dále pokračují a vytváří v detektoru spršku, kterou můžeme snadno detekovat. Čím vyšší energii částice má, tím s látkou interaguje silněji. Avšak nárůst ztracené energie oproti nárůstu energie částice je malý. Nejméně částice ztrácí ionizací s energií řádově okolo 100 MeV až 1 GeV. Pokud mají částice energii menší, začnou v detektoru ztrácet energii mnohem vyšší rychlostí. Tvaru průběhu tohoto jevu v grafu se říká Braggova křivka.



Obrázek 13: Ztráta energie různých částic ionizací v různých látkách v závislosti na její hybnosti. [21]

Během ionizace může také dojít k výraznému předání energie elektronu z obalu nějakého atomu látky detektoru. Tomuto vysokoenergetickému elektronu se říká delta elektron. Má pak často odlišnou dráhu od zbytku spršky.

- **Brzdné záření** – je fyzikální proces, při kterém v důsledku změny vektoru rychlosti nabitě částice dochází k vyzáření fotonu. Tyto fotony mohou dále reagovat s okolní látkou detektoru.



Obrázek 14: Ukázka vzniku brzdného záření při průchodu nabitě částice v blízkosti jádra atomu. [22]

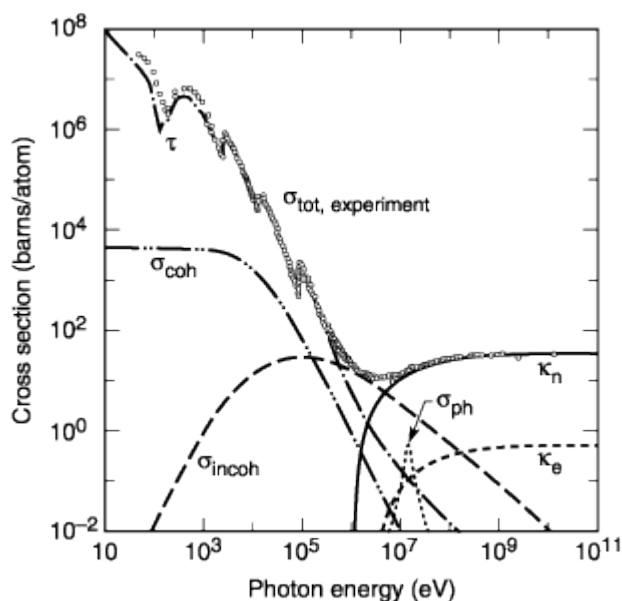
Modrá dráha pro částici prolétající dále od jádra méně zakříví jeho dráhu, a proto vyzáří foton s nižší energií. Černá dráha pro částici s průletem blíže jádru, kterou zakříví více, a proto vyzáří energetičtější foton.

- **Čerenkovovo záření** – je fyzikální proces, který se vyskytuje u nabitých částic pohybujících se látkou rychleji, než je rychlost světla v daném prostředí. Ta kolem sebe vytváří elektromagnetické vlny, které se však nikdy nedostanou před částici, a tak vzniká charakteristický kužel elektromagnetického záření za částicí.
- **Přechodové záření** – je fyzikální proces, který vzniká průletem nabitě částice opticky nehomogenní látkou. Především pak pokud se liší elektrické permitivity prostředí a dojde ke skokové změně obou těchto vlastností. Obecně je však přechodové záření slabé.
- **Rozptyl** – je fyzikální proces, při kterém dochází k silové interakci mezi částicí a jádrem atomu. Dělí se na dva typy. Při prvním, pružném rozptylu, se kinetická energie nemění v jiný typ energie. U nepružné je tomu naopak. Rozptyl je možný i u částic bez elektrického náboje. Příkladem je pak rozptylem vyvolaná štěpná reakce jader atomů látky.

Pokud má částice dostatečnou energii a interaguje s látkou, kterou prolétá, vytváří nejčastěji spršku částic. Způsobí lavinový efekt, každá vytvořená<sup>5</sup> částice vytváří nové částice a ty další, dokud se celá sprška v detektoru nezastaví.

Speciální typy ztrát energie v látce má foton. I přesto, že nemá náboj, v látce často reaguje díky tvorbě částic, které tento náboj již mají.

<sup>5</sup> Urychlená nabitá částice látky (např. elektron nebo iont).



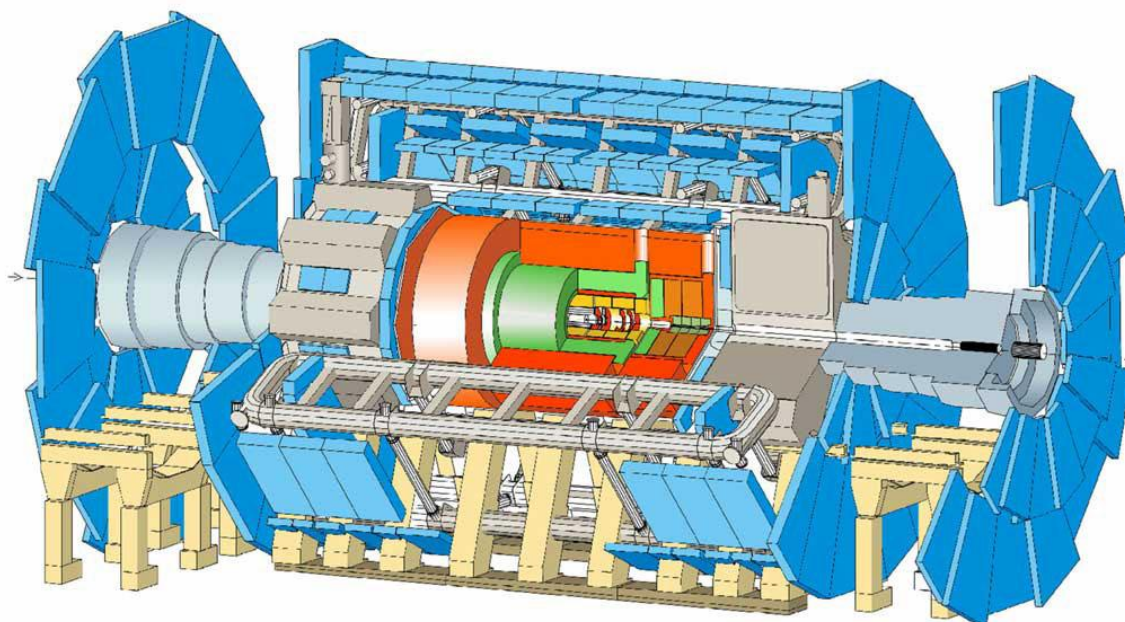
Obrázek 15: Graf energetických ztrát fotonu v olovu v závislosti na energii fotonu. [23]

V obrázku č. 15,  $\sigma_{\text{tot}}$  znázorňuje celkovou energetickou ztrátu,  $\tau$  znázorňuje ztrátu způsobenou fotoefektem,  $\sigma_{\text{coh}}$  a  $\sigma_{\text{incoh}}$  jsou dva typy ztrát energie fotonu způsobených interakcí s elektrony ve vnějším obalu (rozptylem).  $\sigma_{\text{ph}}$  znázorňuje ztrátu fotonukleární absorpcí.  $K_n$  a  $K_e$  jsou dva typy ztrát energie fotonu způsobené tvorbou elektron-positronových párů. Ty jsou nejvýznamnější příčinou ztrát energie fotonu při vyšších energiích. Tento jev je možný od energie fotonu 1,022 MeV.

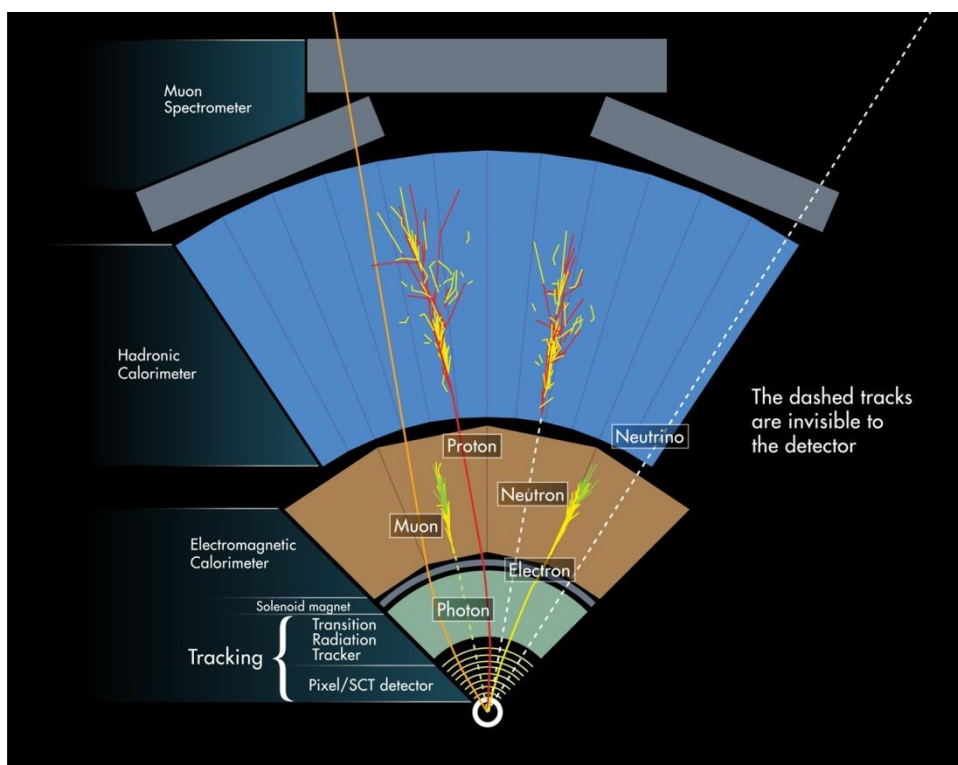
## 4.2. Vrstvy detektoru a jejich principy

Většina detektorů, které mají za úkol detekovat komplexnější události, kde hraje roli více druhů částic, má více vrstev či částí. Každá vrstva (část) je pak specializovaná na určitý typ detekce částic. Kombinací informací z různých vrstev pak můžeme mnohem přesněji určit typ a vlastnosti prolétající částice. Například bez vnitřního detektoru by nebylo možné rozlišit od sebe foton a elektron. Dále se zaměřím na detektory na LHC typu jako je detektor ATLAS.





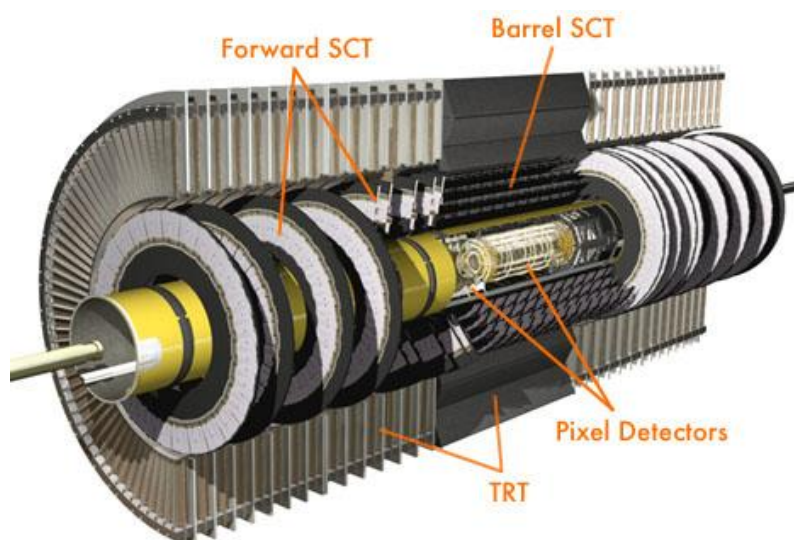
Obrázek 16: Model detektoru ATLAS (pohled zvenčí). [24]



Obrázek 17: Schéma průřezu detektorem ATLAS. [25]

### 4.2.1. Vnitřní (dráhový) detektor

Je určen k detekci drah všech nabitých částic.



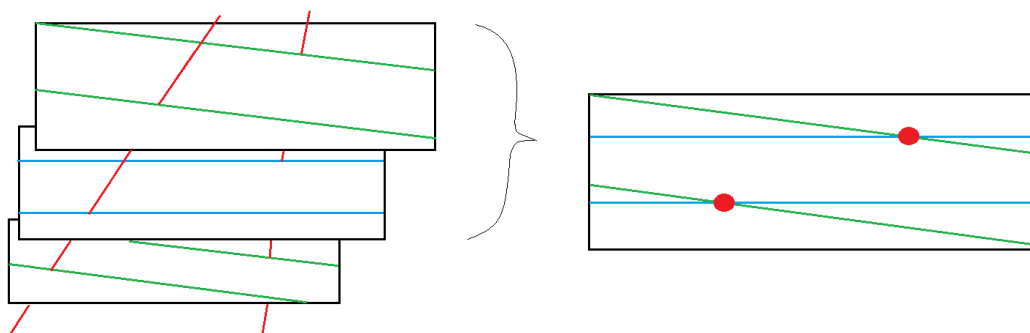
Obrázek 18: Schéma vnitřní části detektoru ATLAS. [26]

Vnitřní, neboli dráhový detektor, se skládá z několika částí. První, nejmenší a také nejbližší střetu částic, je pixelový detektor. Ten snímá průlety nabitých částic v pixelech a tuto informaci posílá dál. Od tohoto detektoru tedy známe přesnou informaci (na velikost pixelu) o poloze průletu částice detektorem. Díky informaci z několika vrstev dosahuje přesnost určení polohy průletu částice u detektoru ATLAS až  $1,4 \times 10^{-5}$  m. Nachází se ve dvou variantách. Barelové pixelové detektory, které jsou poskládány okolo střetu částic. A druhé, přední, jsou umístěny kolmo na dráhu částic a zachytávají částice s větším sklonem ke svazku urychlovaných částic. Tento typ senzorů se dá dobře principem fungování přirovnat k fotoaparátu. Rozdíl je v mnohem vyšší radiační odolnosti a sběru informací každých 25 ns.

Druhou částí dráhového detektoru je polovodičový stripový detektor. Ten má vnitřní vrstvu tvořenou čistým křemíkem, na jeho spodní straně je přiváděno vysoké napětí a na straně přední se nachází samotné stripy neboli pruhy. Ty jsou vytvořeny dodanou příměsí v křemíku. Na nich je druhá vrstva stripu tvořená hliníkem, který odvádí proud vytvořený díky interakci s nabitou částicí ven z detektoru k vyčtení<sup>6</sup>. Celý senzor je tudíž jako dioda v závěrném směru. Proudí jí pouze minimální elektrický proud (v řádech nA), pouze jakmile dojde k průchodu nabitě částice, začne proudit mnohem vyšší elektrický proud. Podle typu polovodiče dělíme stripové křemíkové detektory do dvou druhů. První typ jsou se stripy tvořené polovodičem typu n, na stripech se pak sbírají elektrony vzniklé průletem nabitě částice. Nebo typ p, na stripech se sbírají elektronové díry vzniklé průletem nabitě částice. Jakmile tedy proletí senzorem nabitá částice, proud, který vytvoří částice ionizací, se sebere na nejbližším stripu. Tyto senzory se používají v několika

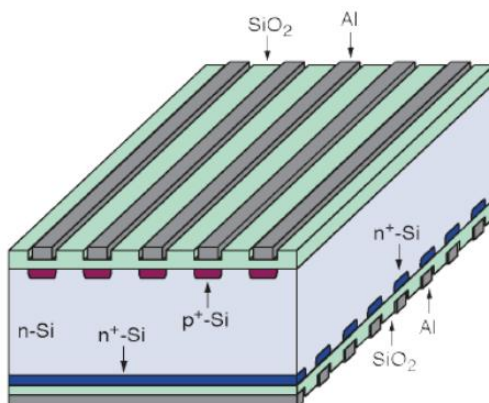
<sup>6</sup> Detekce proudu a poslání signálu ke zpracování.

vrstvách a ve více pootočeních. Díky této kombinaci signálů z několika senzorů získáme přesnou informaci o bodu, kudy částice prolétla.



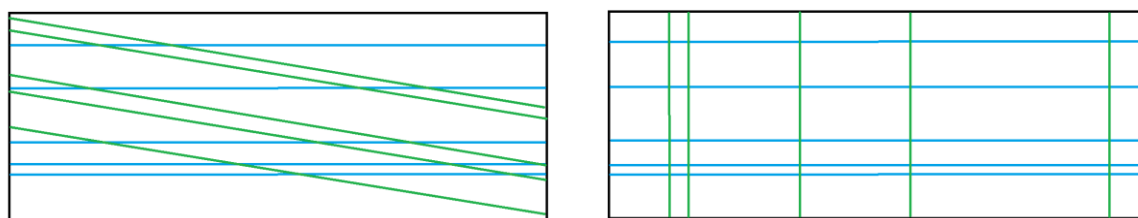
Obrázek 19: Skládání signálů z několika stripových detektorů.

Dalším typem stripových křemíkových detektorů jsou oboustranné stripové detektory. V jednom senzoru se nachází proti sobě dva systémy stripů. Jeden sbírá elektrony a druhý el. díry vzniklé průletem částice.



Obrázek 20: Schéma oboustranného křemíkového stripového senzoru. [27]

Obecnou nevýhodou stripových detektorů je, že při vyšším počtu prolétajících částic nelze jednoznačně určit dráhu částice. Signál přichází mnoha stripy naráz, ale my nedokážeme přiřadit dva stripy (navzájem nerovnoběžné), kterými prolétla jedna a ta samá částice, k sobě.



Obrázek 21: Multiplicitní signály v křemíkovém stripovém senzoru (vlevo signály z dvou jednostranných senzorů, vpravo oboustranný senzor).

Třetí, poslední, částí vnitřního (dráhového) detektoru je tzv. TRT detektor (The Transition radiation Tracker). Funguje na principu zachytávání přechodového záření. Jednou z jeho funkcí je odlišit elektrony od jiných částic. Elektrony ztrácí

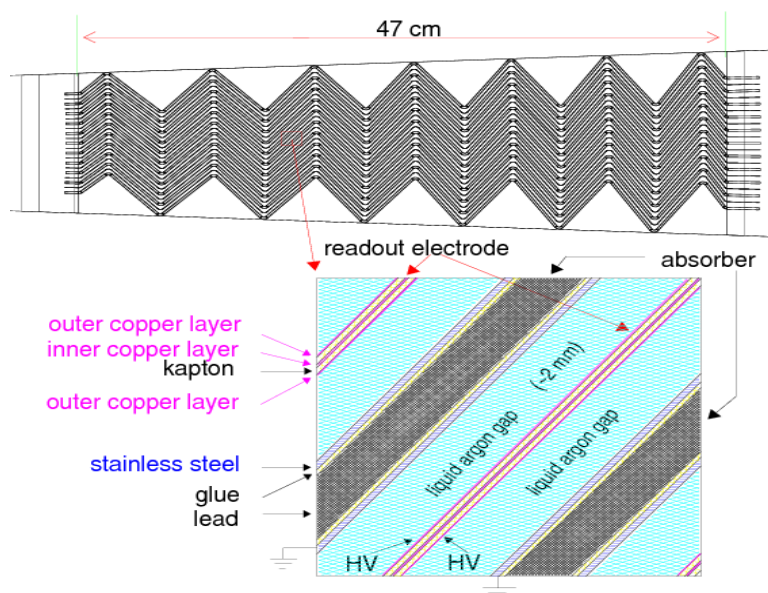
přechodovým zářením více energie než ostatní, kvůli jejich nízkým hmotnostem. V této části detektoru se nachází 50 000 velice slabých trubic naplněných směsí plynu (Xenon 70 %, CO<sub>2</sub> 27 % a malé množství dalších). Každá obsahuje slabý pozinkovaný zlatý drát, který odvádí vzniklý proud k vyčtení. Díky velice rozdílným optickým vlastnostem a odlišné el. permitivitě prostředí vně a uvnitř trubice lze zachytit měkké rentgenové záření, způsobené přechodovým zářením především elektronů. TRT funguje i na detekci drah ostatních druhů částic, ionizací vzniklý proud se sbírá na zlatých drátech uvnitř trubic a na obou koncích poté dochází k detekci tohoto proudu.

#### 4.2.2. Kalorimetry

Kalorimetr je obecně detektor, který má za úkol zachytit celou, nebo alespoň většinu energie částice, tedy docílit, aby se v něm částice zachytila. Má tedy údaje o celkové energii, kterou v detektoru částice zanechala.

V detektoru ATLAS jsou dva typy. Elektromagnetický, zachytávající nabité částice, a hadronový, zachytávající hadrony. Elektromagnetický kalorimetr nedokáže často zachytit nabité hadrony s vyšší energií, ty se pak zastaví až v kalorimetru hadronovém. Příkladem je proton.

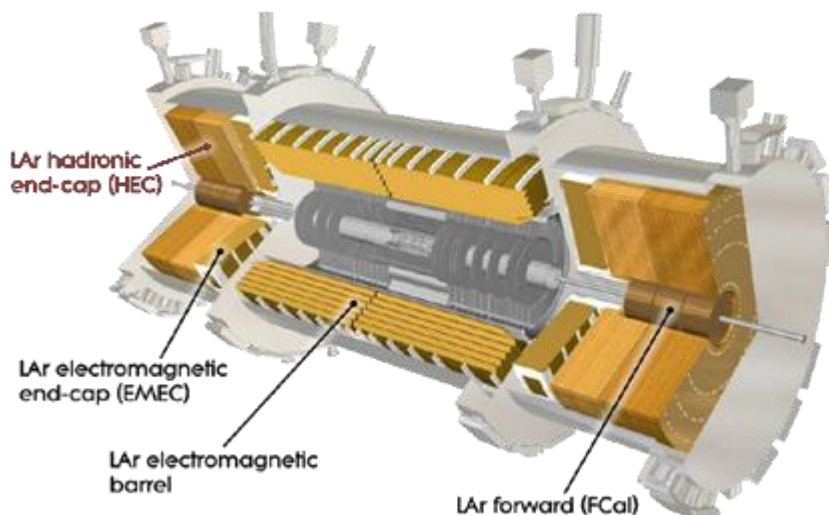
Obecně se skládají ze dvou prvků. Absorberu, ve kterém částice ztrácí energii, a aktivního média, ve kterém dokážeme projevy ztráty energie zaznamenat. Tato aktivní média fungují na dvou hlavních principech. První využívá technologii s tekutým argonem. Tento způsob je hlavně využíván v detektoru ATLAS pro elektromagnetický kalorimetr.



Obrázek 22: Schéma částí elektromagnetického kalorimetru využívající tekutý argon. [28]

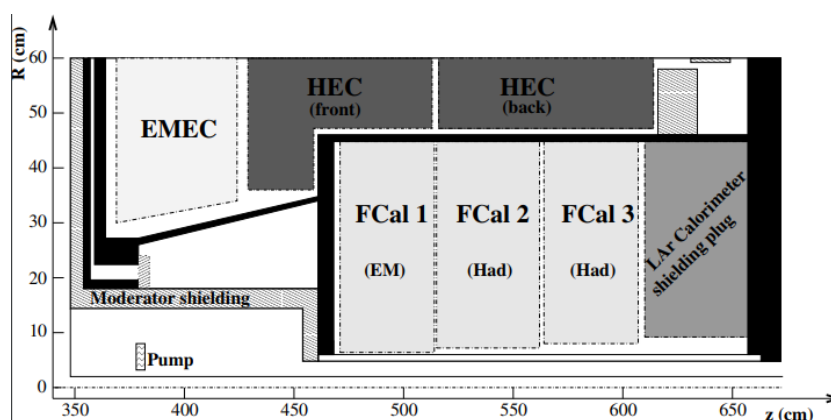
Nabitá částice prolétající detektorem ionizuje argon, v něm se vytvoří el. proud a ten se začne shromažďovat na elektrodě. Poté proletí olovem, to ionizuje, ale zde ztratí mnohem více energie. Elektrony, které v olovu vznikly ionizací, letí dále a proletí argonem, kde

opět vytvoří el. proud, který se opět vyčte přes elektrody. Tato sprška pokračuje, dokud částice neztratí všechnu svoji energii. Elektronů tato vrstva detektoru zachytí, nabitě hadrony kvůli jejich mnohem vyšším hmotnostem však nikoli. V elektromagnetickém kalorimetru předá svou energii i foton, a to způsobem uvedeným v kapitole 4.1.



Obrázek 23: Průřez částmi detektoru ATLAS využívající tekutý argon. [29]

Elektromagnetický kalorimetr v detektoru ATLAS se skládá z třech segmentů, na obrázku č. 23 označených černým písmem. První, barelový, který obklopuje dráhový detektor, je sestaven na principu popsaném výše. Druhý, příčný (EMEC), který je v předních částech detektoru a detekuje částice letící pod menším úhlem, pracuje na stejném principu jako barelová sekce, jen jsou jednotlivé vrstvy kolmo oproti vrstvám v barelové části. A třetí (FCal) se nachází nejbližší trubice prolétajících částic, detekuje tedy ty částice, které letí úplně pod nejmenším úhlem. Tento přední kalorimetr je postaven odlišně. Je tvořen měděným válcem, ve kterém se nachází malé trubičky mědi obklopené tekutým argonem, částice však detekuje na velice podobném principu jako části předchozí.



Obrázek 24: Schéma části kalorimetru (FCal). [30]

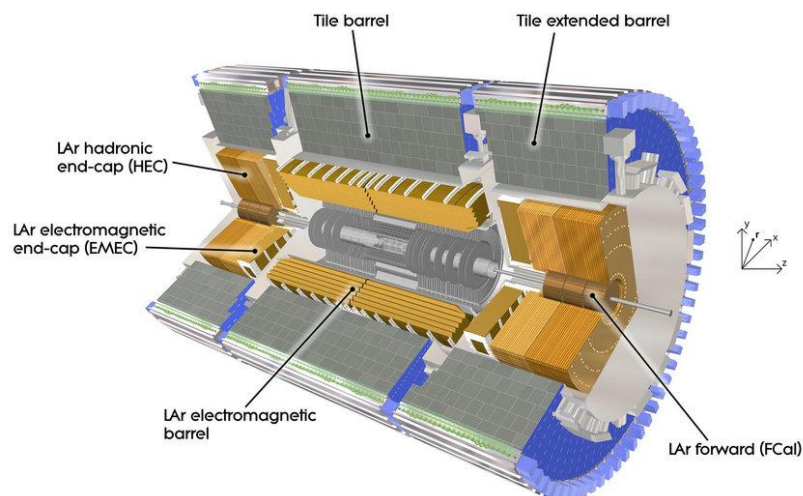
Tento segment je tvořen třemi částmi. První je určen svojí stavbou na detekci částic s elektrickým nábojem, tedy patří do elektromagnetického kalorimetru. Druhé dvě části však slouží k detekci hadronů. Patří tedy do kalorimetru hadronového. V detektoru je hlavně kvůli detekci energetických jetů letících blízko ose urychlovače, které jsou známkou fyziky za standardním modelem. Proto, aby mohl detekovat i nenabitě hadrony, jsou zde užívány, kvůli své hustotě, jako absorbery wolframové tyče místo mědi. FCal je přímo obklopen dalším hadronovým kalorimetrem fungujícím na principu využívající tekutý argon. Nazývá se HEC. Oba jsou z čela odděleny stíněním, které zabraňuje rušivým signálům zvenčí (Obr. č. 24 – shielding plug).

Druhý princip využívá jako aktivní médium scintilátory. To jsou látky, u kterých dochází k výrazné scintilaci, což je jev, při kterém po dopadu/průchodu částice vznikají v látce elektromagnetické pulsy. Ty vznikají excitací atomů a následné deexcitací a uvolnění fotonu. Fotony jsou zesilovány ve fotonásobičích a následně detekovány. Využívají se např. v elektromagnetickém kalorimetru detektoru CMS, kde používají krystalický  $\text{PbWO}_4$ .



Obrázek 25: Krystalický scintilátor z detektoru KOMPAS.

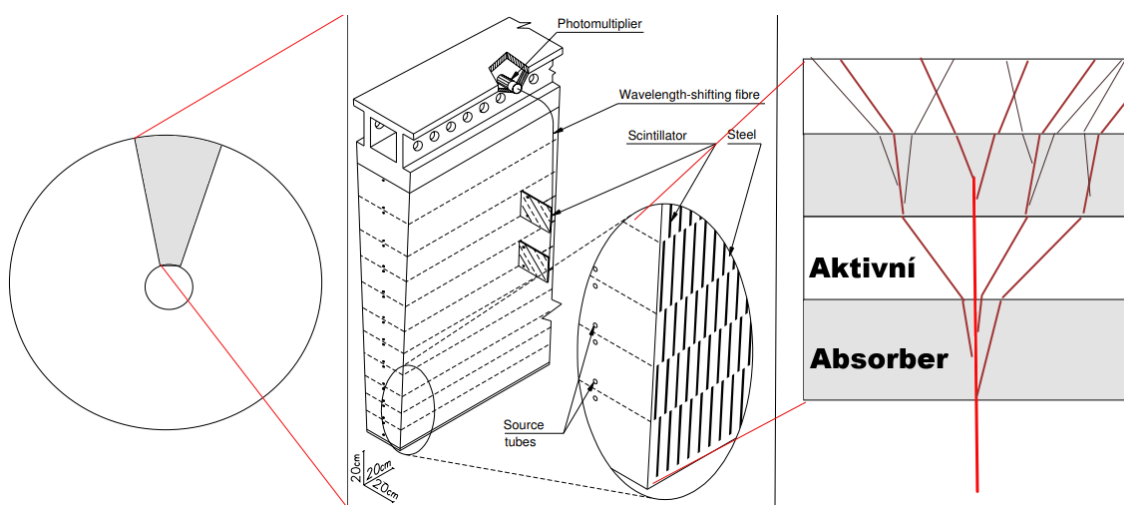
V detektoru ATLAS se scintilátory využívají v části hadronového kalorimetru zvané TileCal (Tile kalorimetr).



Obrázek 26: Schéma kalorimetrů detektoru ATLAS. [31]

Na obrázku č. 26 je TileCal šedá část detektoru. Rozlišení má tento detektor horší než předchozí vrstvy. Detekuje jak nabitě tak nenabitě hadrony. Důležitým způsobem ztráty energie je rozptyl, proto se zde využívá velice hustý materiál. U detektoru ATLAS je jím ocel. Výrazným příspěvkem ke ztrátám nenabitých částic je štěpení jader absorberu rozptylem.

U těchto detektorů je nejdůležitější schopnost zachytit co nejpřesnější informaci o energii částic, přesněji jetu, protože hadrony pozorujeme většinou právě v této formě. A přesto si zachovat schopnost jasně odlišit od sebe dva jety. Tile-kalorimetry se skládají ze dvou částí. První (absorber) je z oceli (v případě detektoru ATLAS) a má za úkol zachytit část energie hadronu, ta se předá jiným, a to nabitým částicím. Ty pak letí dál a v druhé části, scintilátoru (aktivní vrstvy), začnou excitovat materiál. Tento signál je pak převáděn pomocí světelných kabelů, které mění vlnovou délku, k zesílení a vyčtení.

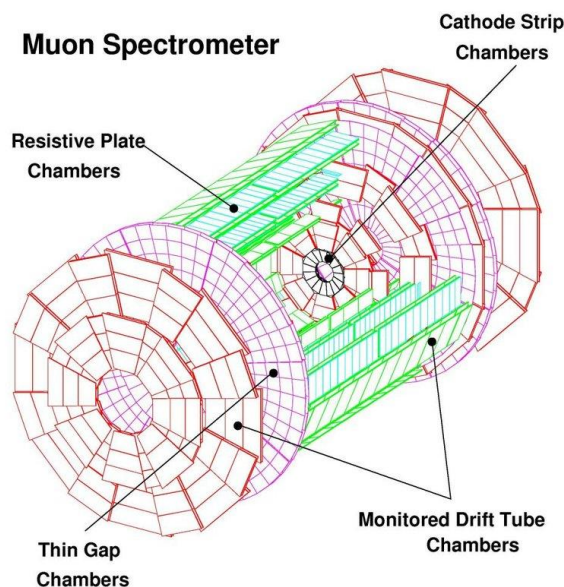


Obrázek 27: Schéma složení Tile-kalorimetru a funkcí jednotlivých vrstev.

Absorber má také za úkol udržet jet v kolimovaném stavu, aby se dva odlišné jety „nepromíchaly“. Scintilátor naproti tomu nedokáže částice udržet v jednom směru, ale dokáže je tzv. „zviditelnit“. Proto je důležité, aby byl dobře zvolen poměr mezi těmito vrstvami.

### 4.2.3. Mionový spektrometr

Mionový spektrometr má za úkol přesně změřit hybnost prolétajících mionů. To jsou jediné částice, které interagují s detektorem, ale nezastaví se v něm. Zaujímá velkou část detektoru, na obrázku č. 16 je vyobrazen modře. Je sestaven ze 4000 segmentů, které jsou umístěny jak okolo kalorimetrů, tak i do disků kolmo na osu urychlovače.



Obrázek 28: Schéma mionového spektrometru a jeho části. [32]

Obecně má mionový spektrometr vysokou účinnost. Dosahuje více než 99%. Má však menší citlivost, zpravidla má hustotu komponentů nižší než je u částí předchozích vrstev detektoru. To ale vynahrazuje velikostí systému spektrometru. Používají se zde čtyři technologie. Například metoda „Monitored Drift Tube Chambers“ (MDTC) funguje na principu hliníkových trubic naplněných plynem a uprostřed s drátem (slitina wolframu). Jakmile proletí částice plynem, ionizuje ho. Vzniklý proud se vyčte na drátech s vysokým napětím.

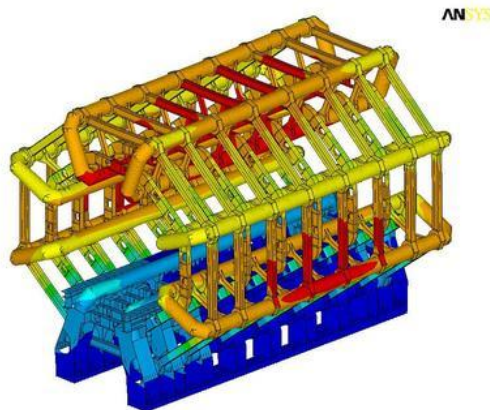
#### 4.2.4. Systém magnetů

Má za úkol v detektorech zakřivit dráhu částic, abychom podle ní mohli poznat, jestli má částice náboj. Pokud ano, tak jestli kladný, nebo záporný a podle křivosti trajektorie spočítat její hybnost. Například u částice, která prolétla vnitřním detektorem, dokáže systém zrekonstruovat její trajektorii. Podle reakce částice na magnetické pole (zakřivení trajektorie na jednu či druhou stranu) poznáme, zda má kladný nebo záporný náboj. Podle poloměru křivosti její trajektorie spočítáme její hybnost. Čím má částice méně zakřivenou trajektorii, tím má větší hybnost. V detektoru ATLAS se nachází dva systémy magnetů. Solenoid a toroid.

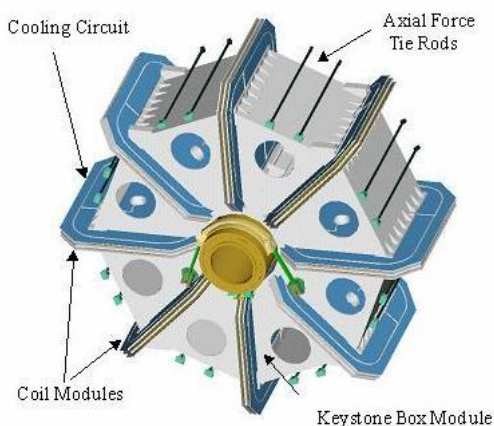
První magnet (solenoid) je mezi vnitřním detektorem mapující dráhu částice a elektromagnetickým kalorimetrem. Význam zde má pro vnitřní detektory jako pixelové, stripové detektory a TRT detektory. Působí tedy na všechny nabitě částice vzniklé ve srážce. Vytváří magnetické pole o magnetické indukci 2 T. Tento magnetický systém musí být velice slabý, aby se v něm nezachytily částice, které bychom požadovali detekovat v dalších vrstvách detektoru.

Druhý magnet (toroid) je mezi jednotlivými vrstvami mionového spektrometru. Na obrázku č. 16 je vyobrazen šedě. Má dvě části. Obě dosahují magnetického pole 4 T.





Obrázek 29: Barelová část toroidálního magnetického systému detektoru ATLAS. [33]



Obrázek 30: Koncová část toroidálního magnetického systému detektoru ATLAS. [34]

Barelová část je tvořena osmi cívkami stejně tak jako každá ze dvou koncových částí. Celý toroidální systém pak váží přes 1000 tun. Toroid má za úkol zakřivovat hlavně dráhy mionů. Díky tomu jsme pak schopni dopočítat jejich hybnost.

### 4.3. Triggery

V detektoru se částice srazí více než 40 milionkrát za sekundu. Za tuto dobu tedy dojde až k miliardě událostí v detektoru (neboť na každou srážku připadá průměrně až 25 událostí). Každá událost má datovou velikost okolo 1 MB, proto je v současné době naprosto nemožné všechna tato data zpracovávat a uchovávat. Navíc zdaleka u všech srážek nedojde k tvrdé proton-proton kolizi, většina událostí je tedy nezajímavá a i tak se musí třídit.

Na tento účel jsou triggery, které informace filtrují. Jsou to elektronické hardwarové jednotky, které se na logické úrovni musí do 25 ns rozhodnout, zda událost pošlou dál, či nikoli. Triggery 1. úrovně se nachází na každém malém dílčím segmentu všech kalorimetrů a mionových spektrometrů, proto jejich data neobsahují informace o samotné prolétající částici detektorem, ale pouze o daném zásahu jedné vrstvy. Do druhého triggeru vstupuje okolo 100 tisíc událostí za sekundu, ty se již v procesorech analyzují.

Zde se již porovnávají data, avšak jen specifické oblasti informací, které jsou pro tento výběr nejdůležitější. Do třetího triggeru, který se skládá z velkých procesorových farem, proudí už jen pár tisíc událostí za sekundu. U něj se podrobně analyzují celá data. Z triggeru pak proudí zhruba 100-200 událostí za sekundu. Tato data se nazývají *raw*. Druhá a třetí úroveň triggerů zároveň částečně rekonstruuje události. To se provádí pomocí přepínače dat. Během všech procesů, kdy se triggerery rozhodují, musí být data uložena v dočasných pamětech.

## 4.4. Vývoj a testování nových senzorů

Aby bylo možné získávat stále nové poznatky částicové fyziky, musíme vylepšovat i detekční přístroje. Proto se intenzivně pracuje na upgradech současných technologií.

„The High-Luminosity LHC“ (HL-LHC) je termín pro vylepšenou verzi současného urychlovače LHC, která by měla být hotova roku 2026. Toto vylepšení si za cíl klade hlavně výrazné zvýšení luminozity, což je vlastnost urychlovače, která nám udává informaci o tom, kolik částic vznikne v daném detekčním přístroji. Na luminozitu mají vliv vlastnosti urychlovače jako počet částic v urychlovaném svazku, jeho hustota, přesnosti sražení svazků, kvalita magnetů a další. Značí se  $L$  a má jednotku převrácenou oproti účinnému průřezu, tedy  $m^{-2}$ .

$$N = \sigma \times \int L_o(t) dt$$

**Rovnice 1: Vztah účinného průřezu a funkce luminozity.**

Kde  $\sigma$  je účinný průřez,  $N$  je celková výsledná četnost daného jevu v daném detekčním přístroji a  $\int L_o(t) dt$  je integrál funkce času okamžité luminozity. Luminozita detektoru se pak vypočítá jako:

$$L = f_{coll} \frac{n_1 n_2}{4\pi \sqrt{e_x \beta_x^* e_y \beta_y^*}}$$

Pro LHC (run 2, 2015-2018) je luminozita:

$$L = 4 \times 10^7 \frac{(10^{11})^2}{4\pi \times 3,8 \times 10^{-6} \times 0,8} m^{-2}$$

$$L \cong 10^{34} m^{-2}$$

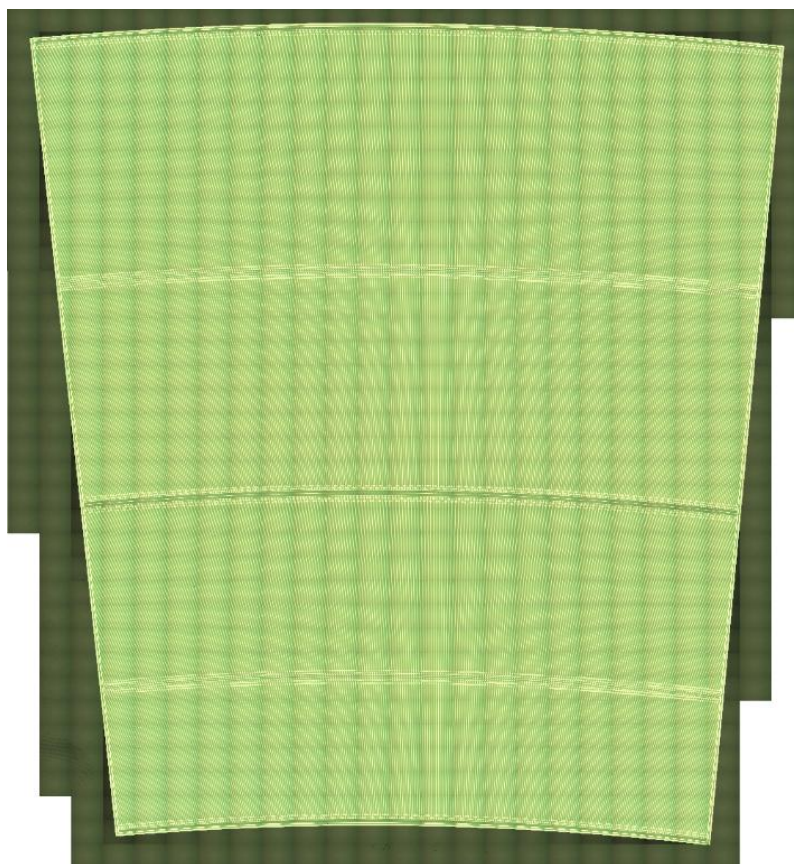
**Rovnice 2: Výpočet luminozity.**

Kde  $n_1$  a  $n_2$  je počet částic ve svazcích,  $f_{coll}$  je frekvence, při které dochází ke srážení svazků částic,  $e_{x/y}$  je příčná emitace (mimo jiné odráží kvalitu přípravy svazků) a  $\beta_{x/y}^*$  je funkce amplitudy (reprezentuje přesnost srážení částic).

Základním požadavkem na LHC je co nejvyšší množství srážek. To se dá buď docílit zvýšením účinného průřezu ( $\sigma$ ), čehož je možné dosáhnout zvýšením energie svazku (díky PDF) nebo zvýšením luminozity ( $L$ ).

Luminozita tedy ve výsledku zvýší počet jevů a částic, které zachytíme. Přesně to od LHC nyní potřebujeme. Bohužel zvýšení luminozity má dva záporné důsledky. Zaprvé zvýší tzv. pile-up. To znamená, že se zvýší počet vedlejších srážek s nízkou energií, které pak v detektoru působí jako šum. Tento šum vede k horší detekci zajímavých srážek. To vede k vyšší náročnosti na senzory v detektoru i na okolní elektroniku, která musí být schopna signály pile-upu oddělit od podstatného signálu. Druhým negativním jevem je mnohem vyšší radiace způsobená větším množstvím srážek. Kvůli tomu budou senzory i ostatní elektronika v detektoru pod výrazně intenzivnější radiační zátěží. Vliv těchto negativních aspektů vede k potřebě vytvořit nové senzory a elektroniku, která by v HL-LHC obstála.

Proto se vyvíjí nová technologie senzorů, které tyto kritéria splní. Na tomto vývoji se podílí i Česká republika. Na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy a na Fyzikálním ústavu Akademie věd ČR se testují nové prototypy křemíkových stripových senzorů. Tyto senzory se využívají v první vrstvě detektoru, mapující dráhu částice. Křemíkové stripové senzory mají na sobě stripy (pruhy), které fungují jako vyčítací kanál pro proud, který v senzoru vytvořil průlet nabitě částice. Detailnější popis se nachází v předchozí kapitole *Vrstvy detektoru a jejich principy*.

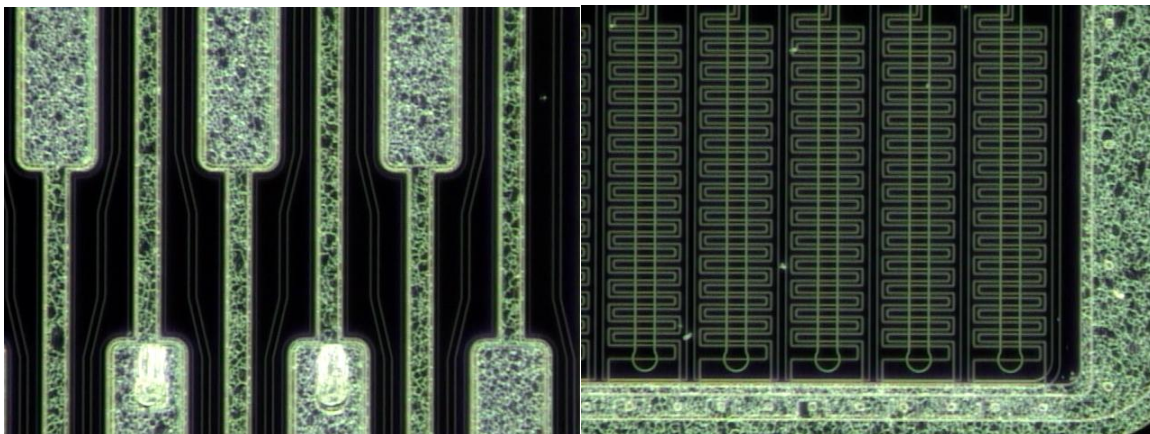


Obrázek 31: Prototyp senzoru vyvíjeného pro CERN: ATLAS ITk (Model předních detektorů, R0).

Celá tato fotografie byla složena z více než 800 detailních snímků pořízených na automatickém třísořadnicovém přístroji. Její datová velikost činí 1,2 GB. Program, který automatizoval a zrychloval skenování a měření těchto senzorů, jsem vypracoval na Fyzikálním ústavu Akademie věd ČR. Aktuálně provádím zvýšení přesnosti skenování na rozlišení  $2\ \mu\text{m}/\text{px}$  pro šest typů senzorů. To také zvýší počet potřebných fotografií na více než 5000 snímků. To znamená i výrazné časové prodloužení procesu. Proto bude celá operace provádět program, který dovolí skenovat po sobě až 8 různých senzorů bez zásahu člověka a nebude tudíž potřeba vícesměnný provoz pro naplnění potřebných limitů.

Parametry se sice od aktuálních senzorů v detektoru ATLAS liší výrazně, vzhledově jsou si však velice podobné. Tato fotografie zachycuje pouze křemíkovou desku senzoru se stripy, chybí zde tedy veškerá elektronika, která se na ni přidává až později.

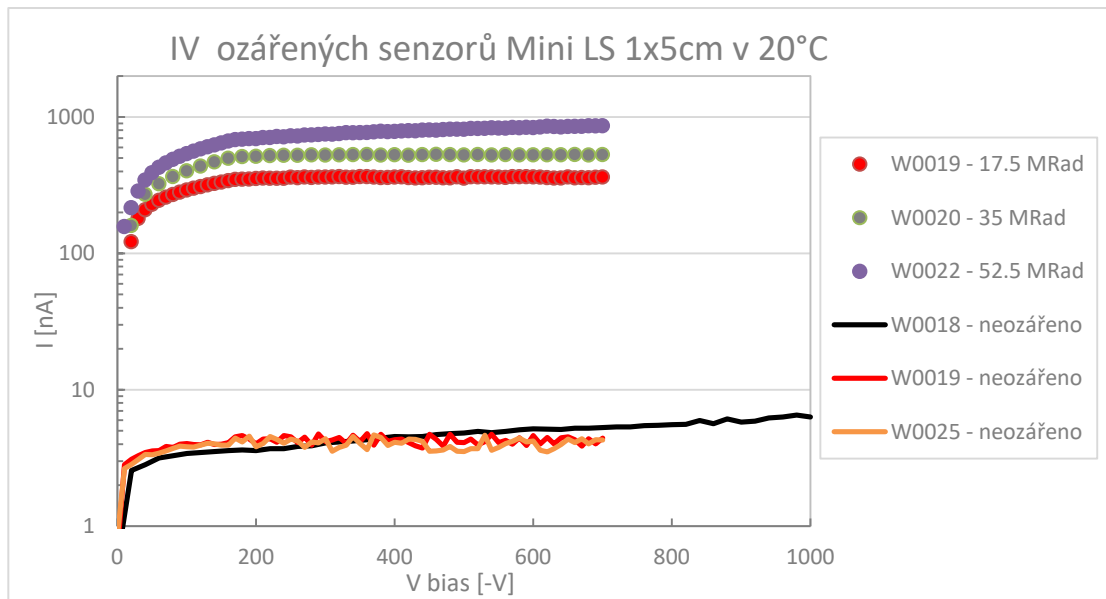
V detektorech poté budou tyto senzory pracovat při teplotě  $-20\ ^\circ\text{C}$ . Z důvodu extrémních nároků na přesnost a minimálních proudů je potřeba vysoká přesnost a čistota těchto senzorů. Proto se s nimi pracuje v čistých laboratořích se speciálními přístroji. Testují se zde mnohé jejich vlastnosti, které se poté prezentují v kolaboraci a podle těchto informací se pak upravuje jejich další vývoj.



**Obrázek 32: Detail křemíkového stripového detektoru vyvíjeného pro HL-LHC, testováno ve FzU AV ČR.**

Na fotografii výše (obr. č. 32) můžete vlevo vidět detail stripů s tzv. pady (testovací plochy), naproti tomu vpravo jsou zachyceny polysilikonové rezistory. Obě fotografie jsou pořízeny téměř s 1000násobným zvětšením.

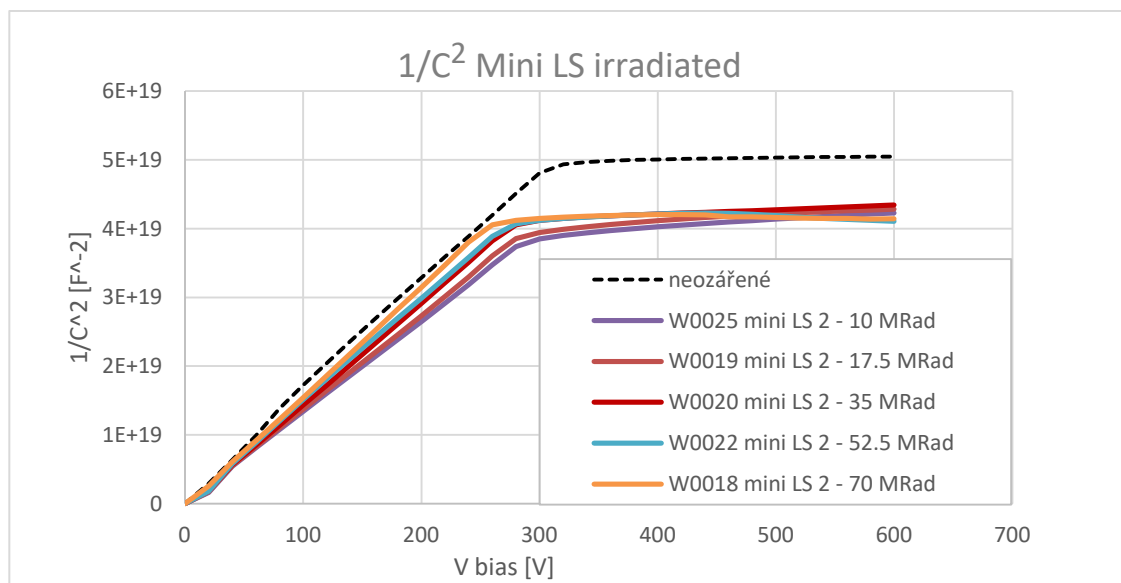
U těchto křemíkových stripových senzorů se testuje mnoho elektrických aspektů. Jedním z nich je tzv. voltampérová (IV) charakteristika. Ta udává změnu proudu s napětím.



Obrázek 33: IV charakteristika různých senzorů.

Senzor je polovodičová součástka, která v principu plní funkci diody v závěrném směru. Až jakmile proletí částice, začne procházet proud. Sensory se tedy testují v izolaci a ve tmě, aby nedocházelo k interakci částic v senzoru. Od senzoru se tedy požaduje, aby jím procházel co nejmenší proud. Jak z grafu (obr. č. 33) vidíme, neozářenými senzory proudí v rozsahu 50-700 V zhruba 6-7 nA. Naproti tomu u ozářených<sup>7</sup> ve stovkách nA. Je tedy jasně vidět, že po určité době fungování senzoru v prostředí detektoru dojde k jeho poškození až za hranici další použitelnosti.

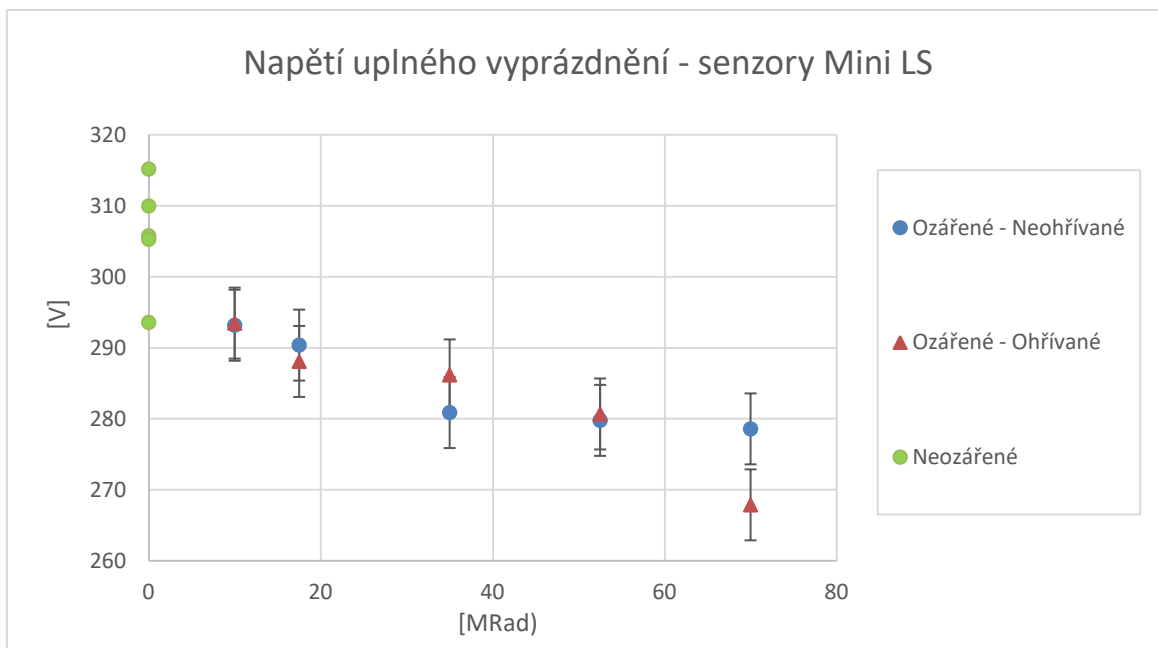
Dále se testuje CV charakteristika. Ta udává změnu kapacity součástky v závislosti na napětí.



Obrázek 34: CV charakteristika různých senzorů.

<sup>7</sup> Umělá simulace poškození radiací v detektoru. V tomto případě prováděno pomocí radioaktivního isotopu kobaltu (<sup>60</sup>Co).

Její nejdůležitější využití je při udání tzv. napětí úplného vyprázdnění. To je napětí, při kterém se v senzoru již nemění elektrická kapacita. Počítá se jako průsečík dvou přímek, získané lineární regresí. S vyšším ozářením klesá hodnota napětí úplného vyprázdnění. Ozářené senzory se buďto ohřívají nebo nechávají v chladu (-30 °C). Ohřívání probíhá za účelem simulace samonápravy, která vzniká v senzorech při vyšší teplotě a dochází k usazení chyb detektoru vyvolané ozářením. Probíhá i při teplotách nižších, pouze v mnohem menší míře.

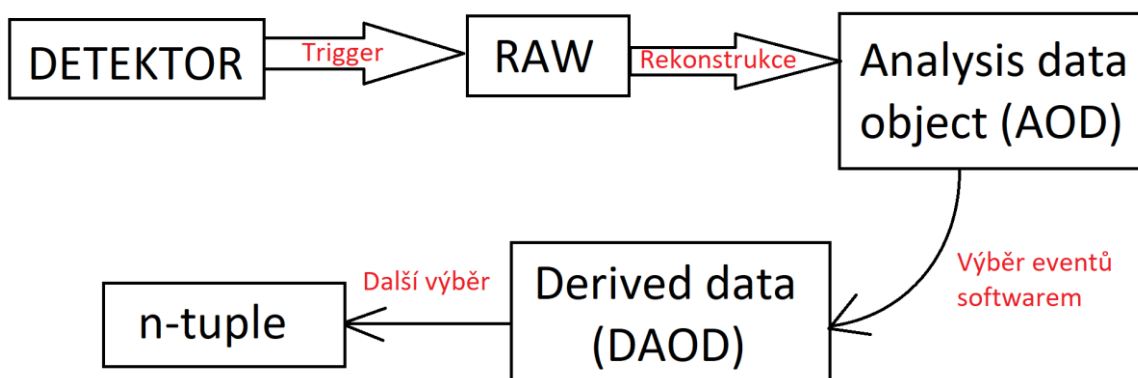


Obrázek 35: Graf hodnot napětí úplného vyprázdnění různých senzorů.

## 5. Software

### 5.1. Postup zpracování a uložení dat v LHC

Data z triggerů nejsou k analýze zpracována dostatečně. Také je třeba data uložit a to i na záložní úložiště. To se děje v data centrech. Informace ve formě raw proudí z triggerů přímo sem. Zde se kopírují a zpracovávají (tzv. rekonstrukce). Výsledkem jsou data ve formě *Analysis object data* (AOD), které již obsahují plně rekonstruované události. Tato data spolu s raw daty se ukládají na pásková úložiště přímo v CERNu a také se posílají na Worldwide LHC Computing Grid (WLCG). Nejčastěji zvaná jen GRID je celosvětová výpočetní a paměťová síť zpracovávající data z CERNu. Každé stanoviště (Tier) GRIDu slouží zároveň jako úložiště. Jsou 4 typy těchto stanovišť. Nultý stupeň je samotný CERN. První stupeň jsou nejčastěji velká vědecká střediska. Po světě je jich 13. K nim jsou pak přidruženy další stanoviště druhých stupňů a k nim zase další stupňů třetích. Jedno ze stanovišť sítě GRID se nachází například na Fyzikálním ústavu Akademie věd na Slovance. Vědci poté mají přístup k výpočetní kapacitě po celém světě, díky tomu jsou schopni efektivně analyzovat data.



Obrázek 36: Postup úpravy data v LHC.

Data AOD se ale dále upravují pomocí komplexních softwarů, které z nich vybírají ty nejzajímavější a nejdůležitější události. Tato vyříděná data se nazývají *Derived AOD data* (DAOD). Ty se již často používají přímo k analýzám. Využívá se ale ještě další konkrétnější výběr. Jeho výsledkem je datový balíček nazývaný se *n-tuple*.

### 5.2. Informace objektů analýzy

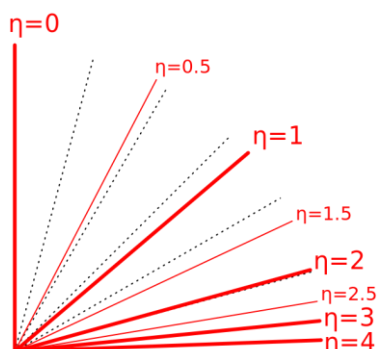
Ve fázi programování analýzy má každý objekt v události (nazýváno také *event*) určité vlastnosti. Mezi ty základní, které mají všechny částice, patří:

- **Transverzální hybnost ( $P_T$ ):** Udává hybnost částice v transverzálním směru, neboli ve směru kolmém na osu urychlovače. Je to složka hybnosti, která má úhel  $\theta = 90^\circ$ . Je velice důležitá při počítání klidové hmotnosti částice. Její informaci máme na základě:

1. Spočítání dle křivosti trajektorie částice v magnetickém poli (trajektorii mapuje vnitřní detektor).
  2. Z kalorimetru známe celkovou hybnost a energii částice. Pomocí zrekonstruování signálu z kalorimetru a následného dopočítání těžiště klastru (3D tvar signálu zanechané v kalorimetru sprškou částic) získáme úhel dopadu částice. Pomocí tohoto úhlu se použije pouze transverzální složka celkové hybnosti.
  3. U mionového spektrometru (MS) se využívá obou postupů. Používají se informace z MS k rekonstrukci trajektorie a následnému dopočítání transverzální hybnosti. Dále může rekonstrukční algoritmus využívat kombinovaná řešení, kdy používá i informace z kalorimetru nebo vnitřního detektoru.
- **Úhel  $\eta$ :** Je úhel (azimutální), který dráha částice (dopad částice na detektor) svírá s osou urychlovače. Neudává se ve stupních, ale tzv. *pseudorapiditě*. To je funkce úhlu  $\theta$ . Vypočítá se z následujícího vztahu:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$$

Rovnice 3: Vztah výpočtu pseudorapidity.



Obrázek 37: Příklady pseudorapidity. [35]

Vnitřní detektor (TRT, SCT, Pixel d.)	$ \eta  < 2.8$
Elektromagnetický kalorimetr (včetně Fcal)	$ \eta  < 4.9$
Hadronový kalorimetr (včetně Fcal)	$ \eta  < 4.9$
Mionový spektrometr (včetně předních <i>end-cap</i> )	$ \eta  < 2.8$

Tabulka 2: Pseudorapidita u jednotlivých sub-detektorech.

- **Úhel  $\varphi$ :** Je úhel (polární) kolmý na osu urychlovače. Nabývá hodnot od  $(-\pi \text{ rad} < \varphi < \pi \text{ rad})$  včetně.
- **Vertex:** Je zrekonstruovaný bod vzniku částice na základě její trajektorie.



## 5.3. Příprava před analýzou a používaný software

Cílem mé práce je vypracování fyzikální analýzy.

Tento typ analýzy se primárně provádí na počítači s operačním systémem linux. Já osobně jsem použil distribuci Ubuntu 18.04.

Jedním z nezbytných softwarových požadavků je instalace vědeckého balíčku nástrojů a prostředí zvaného ROOT. Poskytuje funkce pro zpracovávání dat a jejich vizualizaci například v podobě histogramů. Je primárně určen pro programovací jazyk C++, funguje však i pro další (př. Python). Instalaci ROOTu jsem provedl závislou (dependent) se zavedením symbolických linků, aby bylo možné volat funkce ROOTu odkudkoliv a bez nastavování prostředí. Jako data jsem použil ntuple dataset z veřejného archivu dat CERNu [36]. Obsahuje přes sedm milionů událostí a je typu .root, Tato data byla nasbírána roku 2012 detektorem ATLAS.

## 5.4. Postup analýzy základních objektů v LHC

Celou analýzu jsem prováděl v programovacím jazyce C++.

Základem každého C++ skriptu je část, kde se zavádí knihovny. Jsou to řádky kódu odkazující na jiný skript (nazývaný hlavičkový), ze kterého používáme určité funkce či proměnné (viz. Přílohy). Dále je možné definovat vlastní proměnné, které budou pro celý skript konstantní. Zbytek kódu se nachází v hlavní funkci (int main). V ní se nachází 5 částí skriptu.

1. **Příprava dat:** Zde se definuje, odkud si má program brát data.
2. **Inicializace:** Nejprve se nastaví tzv. datové větve (branches). Definují se proměnné, do kterých se tyto balíčky informací uloží. Dále se definují ostatní dynamické proměnné a případně se jim přiřadí data z datových větví.
3. **Histogramy:** V této části kódu se definují histogramy. Jejich jména, popisky a parametry.
4. **Analytická část:** Zde se nachází hlavní část skriptu. U analýz základních parametrů objektů, jako např. vertexů, nebo úhlu eta, se provádí pouze plnění<sup>8</sup> definované proměnné z 2. části do odpovídajícího histogramu. U komplexnější analýzy se nejprve třídí a zpracovávají data, která se později plní do histogramu.
5. **Vizualizace:** V této části se definuje způsob zobrazení histogramů.

Po dokončení skriptu je potřeba kód tzv. zkompilovat<sup>9</sup> a až poté spustit.

Výsledná data z těchto základních analýz jsou mimo jejich informační přínos užitečná k filtrování částic a počítání například klidových hmotností.

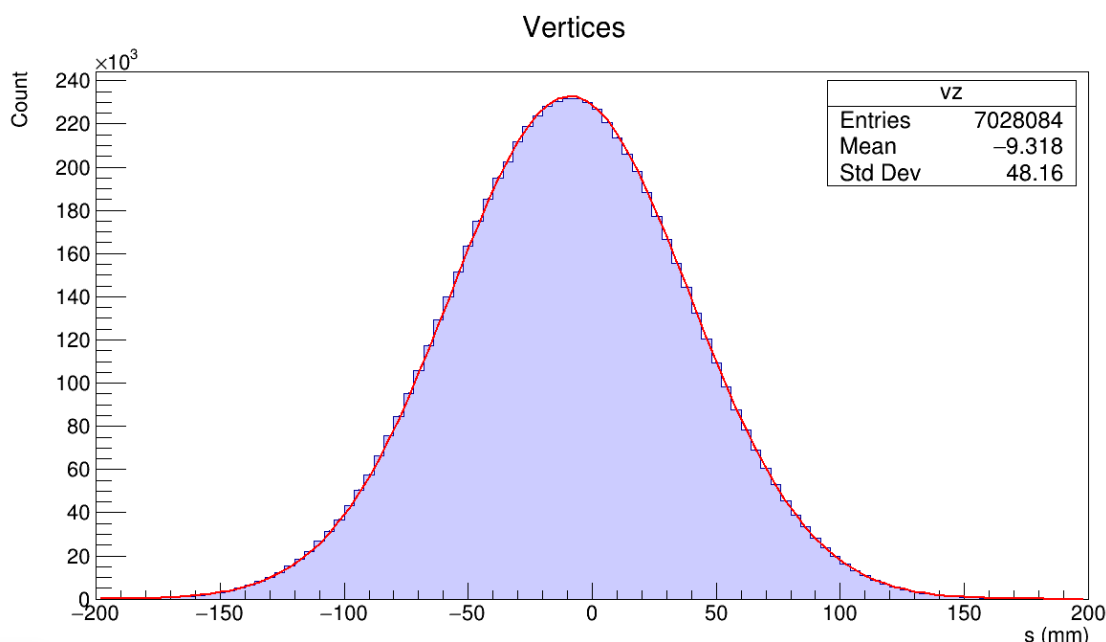
---

<sup>8</sup> Data se zanáší do histogramů.

<sup>9</sup> Spojení jednotlivých částí kódu ve funkční celek.

### 5.4.1. Analýza vertexů

Analýza pozice vertexů je analýzou základního parametru události. Provádí se tedy pouze plněním dynamické neznámé, které je ve smyčce přiřazována hodnota z datové větve událost po události. Zjišťujeme u ní, kde na ose Z došlo k tvrdé proton-proton srážce a kde se tedy nachází primární vertex<sup>10</sup>. Její údaj je proto v jednotkách vzdálenosti, zpravidla v mm. Data jsou většinou v rozsahu 300 mm. Dále se tyto informace používají u komplexnějších analýz, např. Z bosonu, nebo k filtrování „dobrých“ částic.



Obrázek 38: Histogram analýzy pozice vertexů.

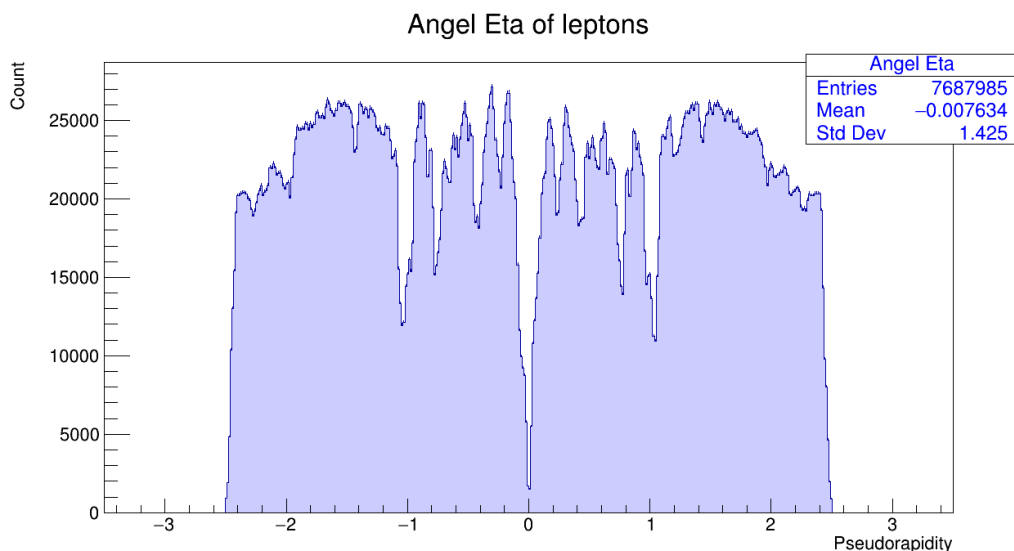
Na obr. č. 38 jsou vidět data (modře) a nafitovaná<sup>11</sup> funkce (červeně), která odpovídá normálnímu (gausovu) rozdělení. Zajímavým výsledkem je však průměrná hodnota dat (mean), která v této analýze vyšla -9,318 mm. To znamená, že průměrná pozice střetu částic je od středu detektoru vychýlena o více než 9 mm.

### 5.4.2. Analýza úhlu $\eta$

Analýza úhlu  $\eta$  (eta) je základní analýzou objektů. Udává informaci o azimutálním úhlu částice. Provádí se podobně jako analýza vertexu. S rozdílem, že její hodnota je histogramu přiřazována i ve smyčce během každé události. To je z důvodu, že v události je více než jedna částice, a proto se do histogramu plní informace pro každý objekt události. Informace o úhlu eta je důležitou vlastností částice, používá se ale i jako parametr pro filtrování částic v komplexnějších analýzách a pro dopočítávání jejich klidových hmotností.

<sup>10</sup> Primární vertex je vertex s celkovou nejvyšší transversální hybností.

<sup>11</sup> Fit je křivka vložená do histogramu.

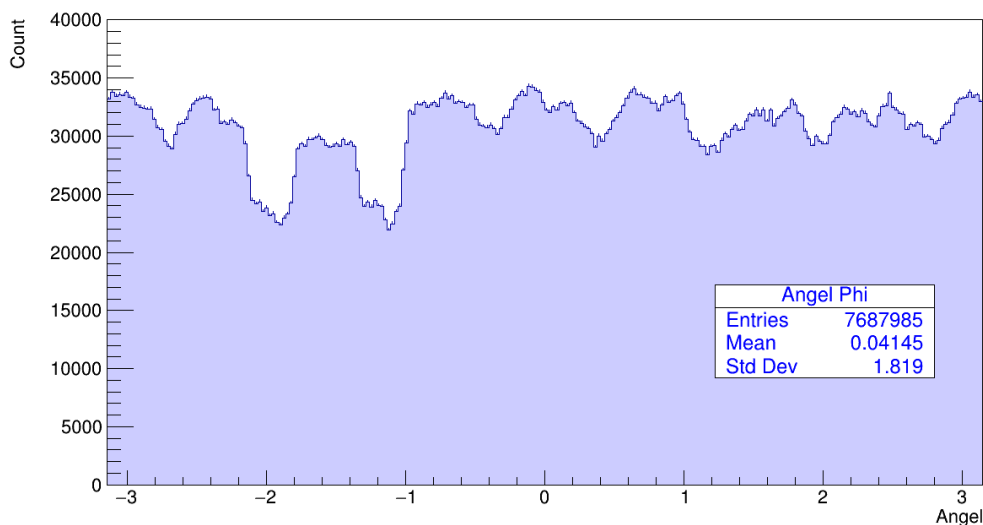


Obrázek 39: Histogram analýzy úhlu  $\eta$  leptonů.

Výsledkem by měla být data, která jsou symetrická vůči nule. To je na obrázku č. 39 dobře vidět. Napovídá tomu i údaj o průměrné hodnotě, který je zde téměř roven nule. Neočekávané ale jsou dosti výrazné rozdíly v četnosti dat v rozsahu od 1 do -1. To je nejspíše způsobeno přechody jednotlivých vrstev vnitřního detektoru. Data jsou pouze v rozmezí pseudorapidity  $\langle -2.5; 2.5 \rangle$ , což s cuty odpovídá záběru vnitřního detektoru. Je to z důvodu, že v tomto datovém balíčku se u leptonů nenachází informace z kalorimetru.

### 5.4.3. Analýza úhlu $\phi$

Analýza úhlu  $\phi$  (phi) je základní analýzou objektů. Výsledné informace udávají polární úhel částice. Její softwarové provedení je stejné jako u analýzy úhlu  $\eta$ . Její informační hodnota je nižší než u úhlu  $\eta$ . Je důležitou součástí informace částice, ale k dalšímu filtrování ji nepoužíváme. Zato se informace o úhlu  $\phi$  používá při dopočítávání klidové hmotnosti částic.

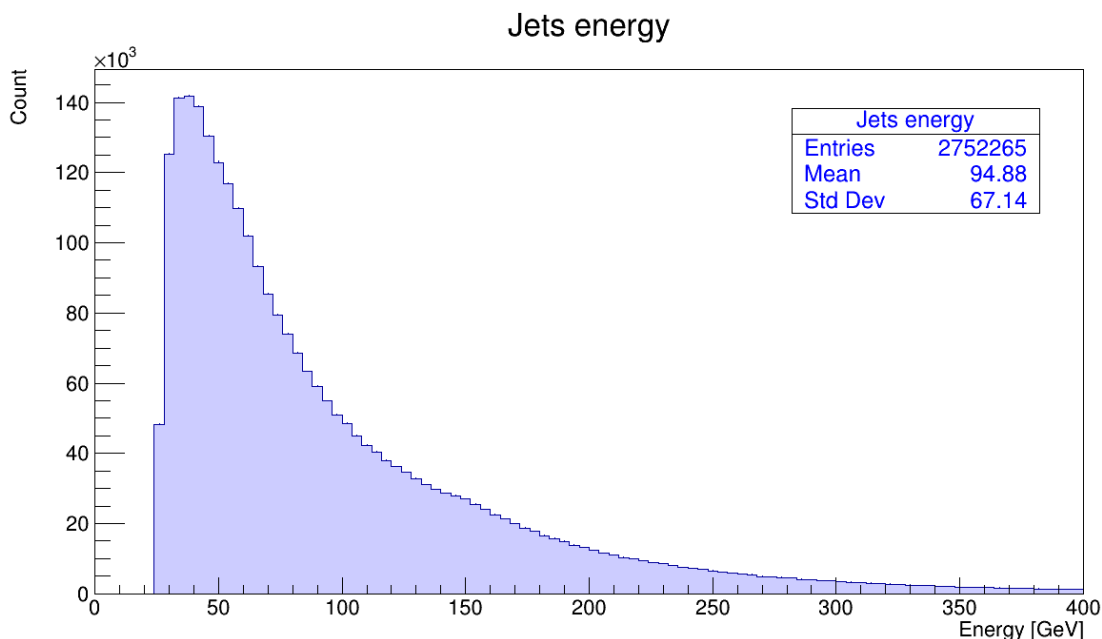


Obrázek 40: Histogram analýzy úhlu  $\phi$  leptonů.

Data úhlu  $\phi$  by měla být v ideálním případě uniformní. V tomto případě tomu však není. Je to způsobeno s nejvyšší pravděpodobností nesymetričností detektoru. V tomto úhlu je totiž směr částic zcela náhodný.

#### 5.4.4. Analýza energií objektů

Analýza energie objektů patří také mezi základní části analýzy. Softwarový postup je stejný jako u úhlů  $\eta$  a  $\phi$ . Největší využití má při filtrování částic a výpočtech jejich klidových hmotností.



Obrázek 41: Histogram analýzy energie jetů.

Četnost částic s jejich rostoucí energií obecně klesá. To je vidět i v případě jetů na obr. č. 41. V oblasti 25 GeV je vidět následek filtru, který se provedl při filtrování dat a vytváření upravených datových setů ntuple. Podmínkou bylo, aby každý jet měl energii vyšší než 25 GeV.

#### 5.4.5. Analýza Missing $E_T$

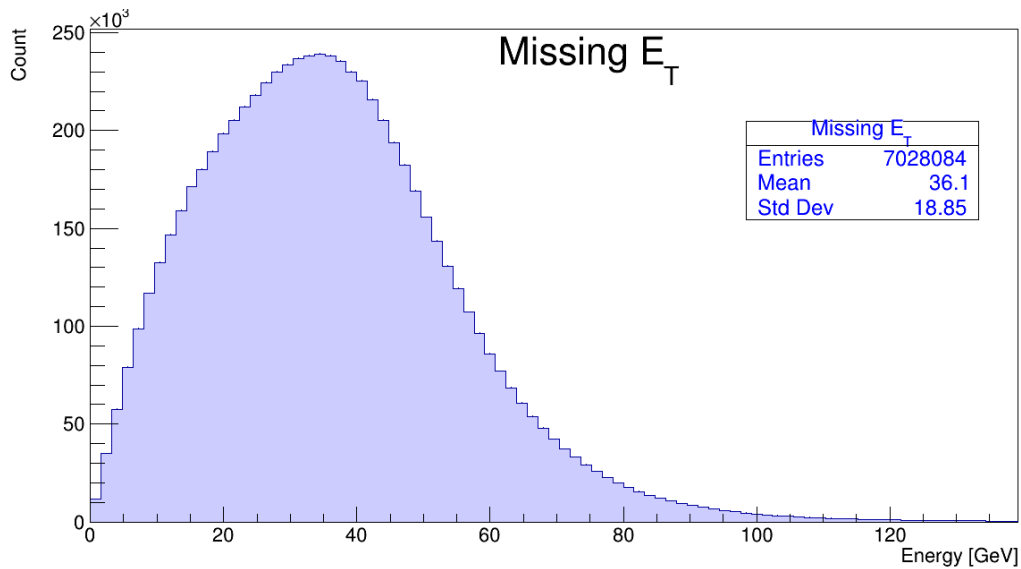
Missing  $E_T$  je tzv. ztracená transverzální energie. Ukazuje na transverzální energii, kterou odnesla ze srážky neutrína. Ty v detektoru nezachytíme a tak nám jejich energie v celkovém součtu chybí. Počítá se jako chybějící člen sumy všech vektorů transverzálních energií částic. Suma všech vektorů včetně missing  $E_T$  musí být rovna nule. Počítá se tedy jako opačný vektor k sumě všech vektorů trans. energie částic.

$$M\vec{E}_T = - \left( \sum_{i=1}^n \vec{E}_{T_i} \right)$$

Rovnice 4: Výpočet missing  $E_T$

Kde  $M\vec{E}_T$  je chybějící transverzální energie neutrín,  $\vec{E}_T$  je vektor transverzální energie objektu a  $n$  je počet objektů v event. Používá se pouze transverzální energie, protože ta musí být ve výsledku nulová. Energie částic v ose Z je ovlivněna energií partonu, který vstupuje do reakce, tu má vždy různou (díky PDF), proto součet vektorů celkové energie nemusí být nulový.

V analýze se tento výpočet již provádět nemusí. Pracuje se zde pouze se skalární transverzální energií.



Obrázek 42: Histogram analýzy missing  $E_T$ .

Na obrázku č. 42 je vidět rozdělení četnosti missing  $E_T$ . Tvar křivky v oblasti do 30 GeV je způsoben výběrem událostí.

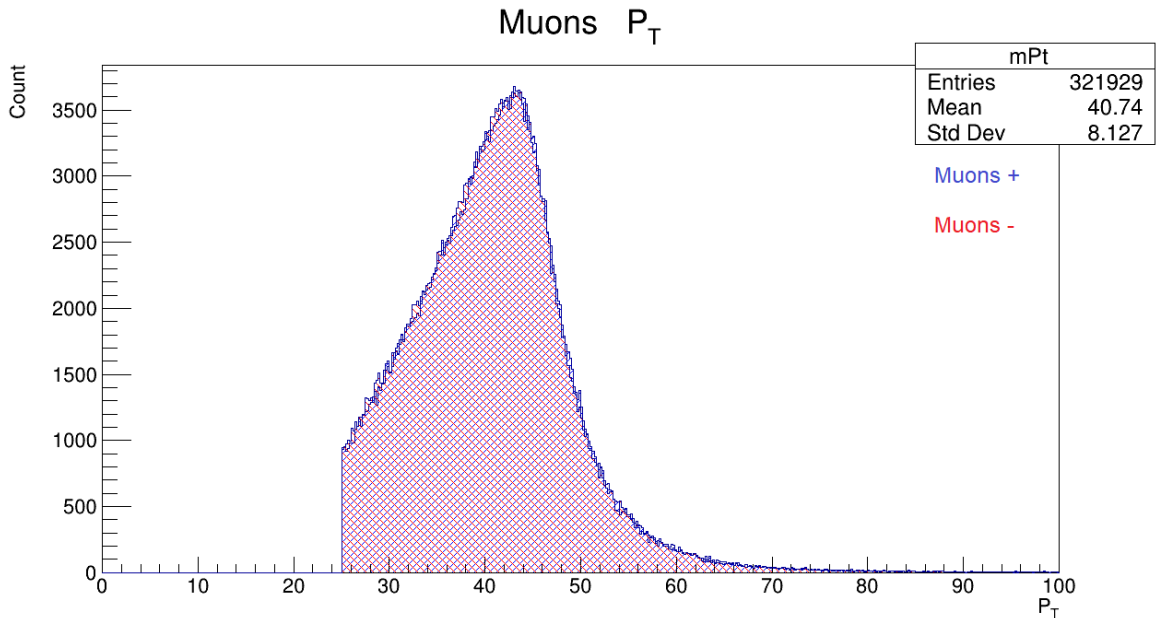
#### 5.4.6. Analýza transverzální hybnosti

Transverzální hybnost je nejdůležitějším parametrem objektů při tvorbě analýzy. Udává hybnost částice v transverzálním směru. Je také často využívána jako porovnávací parametr mezi různými částicemi, či událostmi. Největší využití má ve filtrování událostí a dopočítávání dalších parametrů částice. U obou těchto využití hraje nenahraditelnou roli. Stejně jako předchozí vlastnosti i trans. hybnost je základní vlastností částic a její analýza se provádí stejně jako u předchozích.

S transverzální hybností částic se dá dále pracovat při vytváření analýz, ve kterých se porovnává  $P_T$  jednotlivých částic nebo částic s určitými vlastnostmi. U těchto analýz se již musí vybrat pouze data, která požadujeme. To se dělá tzv. cuty<sup>12</sup>, které v datech nechají jen objekty s parametry, které si navolíme. Pokud tedy budeme chtít analýzu  $P_T$  mionů a antimionů, prvním cutem bude oddělení elektronů od dat. Dalším bude vyřadit události, kde je jiný počet leptonů než dva. Předposledním cutem odstraníme miony s  $P_T$  menší než 25 GeV. Zbylé miony posledním cutem rozdělíme do dvou skupin - na ty se

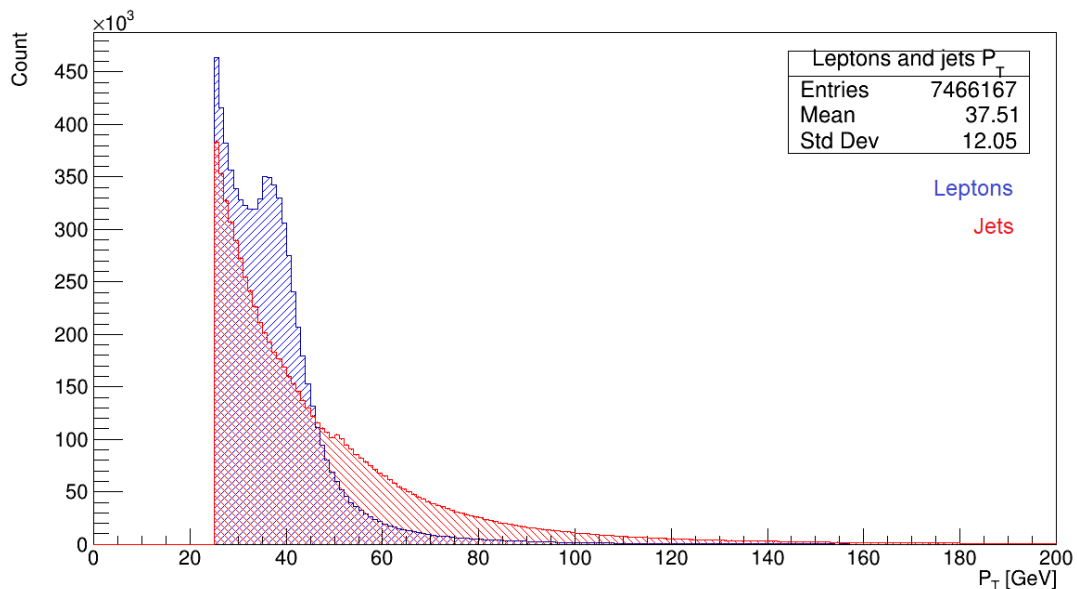
<sup>12</sup> Cut (řez) je proces, při kterém se z dat vyberou pouze ty, které vyhovují zadaným požadavkům.

záporným nábojem (miony) a ty s kladným nábojem (antimiony). Obě tyto neznámé poté zaneseme do histogramů. Aby se nám však data vykreslily v jednom histogramu, musíme u druhého nastavit ve fázi vizualizace parametr „same“. V ROOTu si poté nadefinujeme grafickou úpravu (barvy, fitování).



Obrázek 43: Histogram analýzy  $P_T$  mionů a antimionů.

V případě analýzy  $P_T$  leptonů a jetů žádné cuty potřeba nejsou. Je nutné pouze stejně nastavit oba histogramy pro objekty a v části pro vizualizaci ke druhému zadat parametr pro vykreslení do jednoho histogramu. Na obrázku č. 43 je vidět, že četnost v závislosti na  $P_T$  je jak u mionů tak antimionů stejná. Tvoří se totiž vždy v páru.



Obrázek 44: Histogram analýzy  $P_T$  leptonů a jetů.

Na obr. č. 44 je vidět, že jety mají v průměru vyšší  $P_T$  než leptony. V datovém balíčku jich ale bylo méně, proto jsou jejich výsledky v histogramu nanormované na stejné množství dat jako je tomu u leptonů.

## 5.5. Analýza mionového rozpadového kanálu Z bosonu

V dimionovém (analýza částice rozpadlé na dva miony) signálu se dá analyzovat mnoho parametrů. Já jsem se zaměřil na měření klidové hmotnosti původní částice, úhlů trajektorie, energie a hybnosti. Mezi jeho hlavní rozpadové kanály patří leptonové (elektronový  $\rightarrow$  na  $e^-$  a  $e^+$ , mionový  $\rightarrow$   $\mu^-$  a  $\mu^+$  a tauonový  $\rightarrow$   $\tau^-$  a  $\tau^+$ ) a hadronové (např. na  $c + \bar{c}$ , nebo na  $b + \bar{b}$ ). Dále se budu zabývat pouze tím mionovým.

Můj postup analýzy pro klidovou hmotnost kandidátů Z bosonu:

1. **Nadefinování histogramu** – Použil jsem pro histogram 80 binů v rozsahu od 71 do 111 GeV (Peak<sup>13</sup> Z bosonu je očekávaný na 91 GeV – prostředek intervalu).
2. **Použitá data** – Použil jsem data z leptonové větve. Vycítání po každé částici v události.
3. **Cuty**
  - a. **Identifikační** – První cut posílá dále v analýze jen miony. Druhý propustí pouze páry mionů (jeden musí být  $\mu^-$  a druhý  $\mu^+$ ) v jedné události.
  - b. **Energetické** – Zde jsem použil pouze jeden cut, který eliminuje miony s nižším  $P_T$  než 20 GeV. Dále se běžně používají cuty na základě informací z kalorimetrů, ale v datasetu co jsem použil, se u leptonů informace z kalorimetrů nenachází.
  - c. **Geometrické** – První eliminuje miony, co vychází z vertexu, který je od středu detektoru vzdálen více než 60 mm. Druhý pošle dál pouze miony, které mají  $\eta$  menší než 1.
4. **Výpočet klidové hmotnosti** – Ten se provádí pomocí funkce `TLorentzVector::M`, která na základě 4 údajů dokáže dopočítat pátý, v tomto případě klidovou hmotnost. Je zapotřebí transverzální hybnost ( $P_T$ ), úhel eta ( $\eta$ ), úhel ( $\phi$ ) a energie mionu. Vektorovým součtem těchto čtyř-vektorů dvou mionů každé události, která prošla cuty, a následným dopočítáním vyjde klidová hmotnost částice, ze které se tyto dva miony rozpadly, v jednotkách  $\text{GeV}/c^2$ . Ta se dále plní do histogramu, který se v další části kódu vykreslí.

---

<sup>13</sup> Vrchol křivky, nejčastěji ukazující v histogramu na existenci nějaké částice.

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

Rychlost světla je položena jako  $c = 1$ , pak:

$$E^2 = m_0^2 + p^2$$

$$m_0 = \sqrt{E^2 - p^2}$$

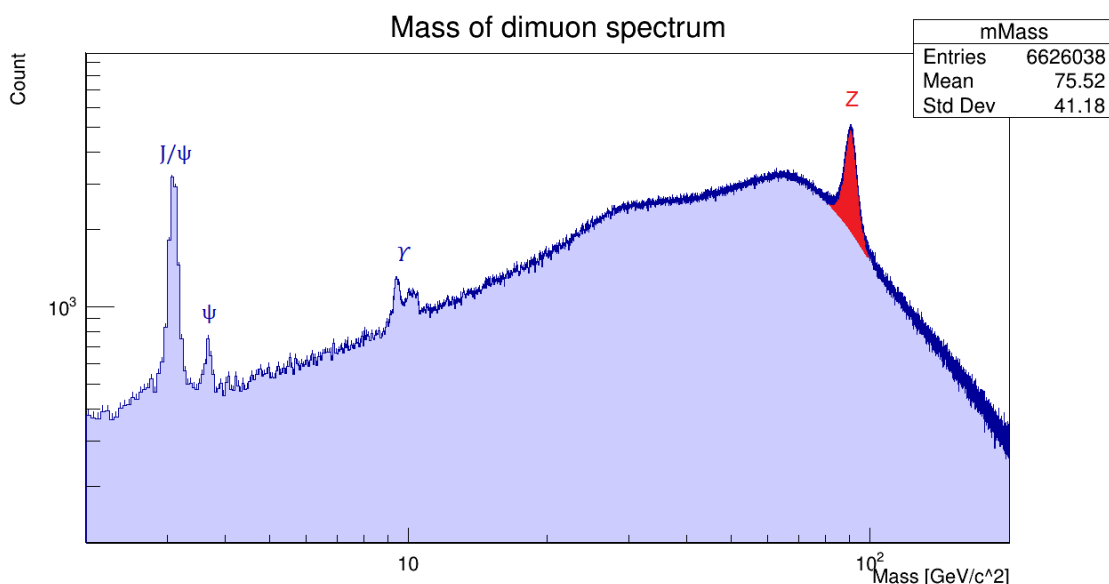
**Rovnice 5: Vztah klidové hmotnosti na energii a hybnosti částice.**

Kde  $m_0$  je klidová hmotnost částice,  $p$  je hybnost částice a  $E$  je energie částice. My však neznáme  $p$ , pouze  $P_T$ , z něj ale pomocí úhlů  $\eta$  a  $\phi$  dokážeme dopočítat  $p$ . Pro  $M_0$  částice, která se rozpadla na dvě další částice:

$$M_0 = \sqrt{2p_{T1}p_{T2}(\cos(\theta_1 - \theta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2))}$$

**Rovnice 6: Vztah klidové hmotnosti pro analýzu.**

Kde  $p_{T1}$  a  $p_{T2}$  jsou transversální hybnosti první a druhé částice,  $\phi$  je úhel phi a  $\theta$  je úhel funkce pro úhel eta (viz. rovnice č. 2).



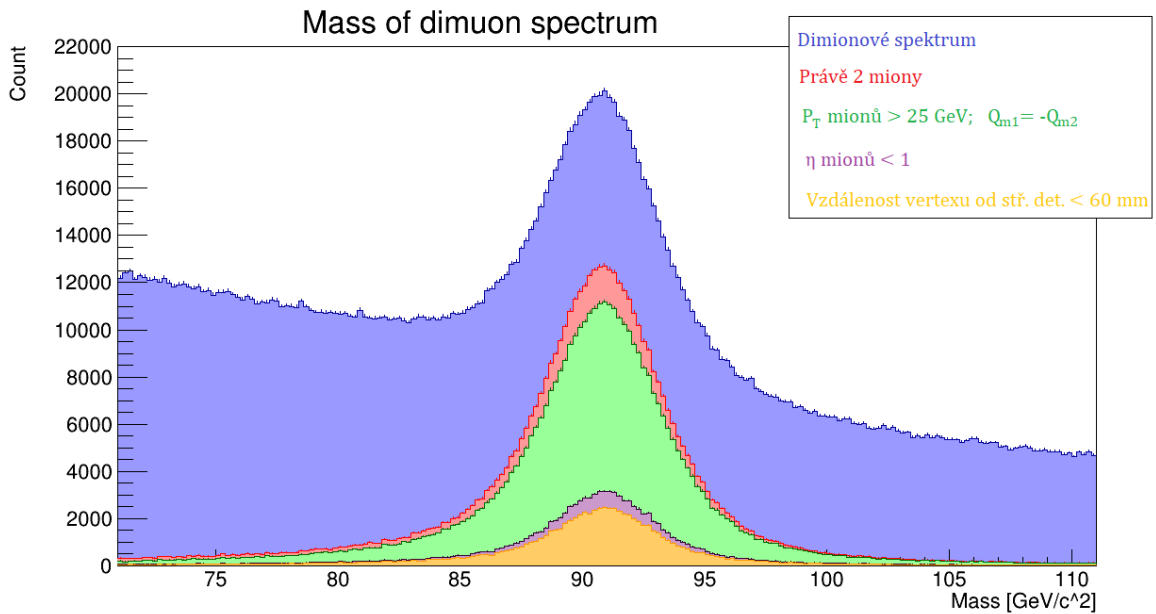
**Obrázek 45: Histogram klidovou hmotnost dimionového spektra.**

Výsledek je histogram (obr. č. 45) ukazující klidovou hmotnost dimionového spektra. Pokud se v pozadí objeví peak, ukazuje to existenci částice, ze které se tyto miony rozpadají. Na obrázku č. 45 jsou vidět čtyři peaky. Červeně zvýrazněný patří Z bosonu, zbylé jsou kvarkónia (mezony). Hodnoty jejich klidových hmotností jsem určil fitem (proložením křivky). V tomto případě se hodnota určuje jako parametr (mean) gaussovy křivky (fitu).

Částice:	Naměřená hodnota:	Tabulková hodnota:
$J/\psi$	$(3,098 \pm 0,001) \text{ GeV}/c^2$	$(3,096 \pm 0,000006) \text{ GeV}/c^2$
$\psi$	$(3,672 \pm 0,005) \text{ GeV}/c^2$	$(3,686 \pm 0,00002) \text{ GeV}/c^2$
$Y(1S)$	$(9,463 \pm 0,007) \text{ GeV}/c^2$	$(9,46 \pm 0,0003) \text{ GeV}/c^2$
Z boson	$(90,594 \pm 0,008) \text{ GeV}/c^2$	$(91,188 \pm 0,002) \text{ GeV}/c^2$

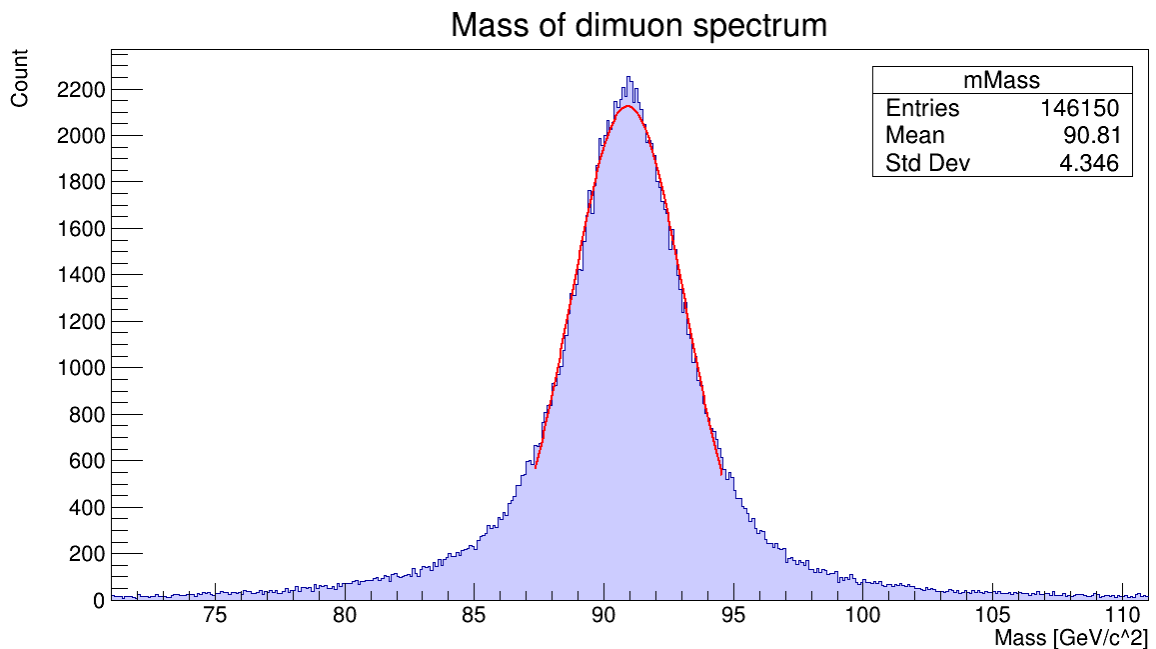
**Tabulka 3: Tabulka klidových hmotností částic v dimionovém spektru.**





Obrázek 46: Histogram klidové hmotnosti kandidátů na Z boson s přibývajícími cuty.

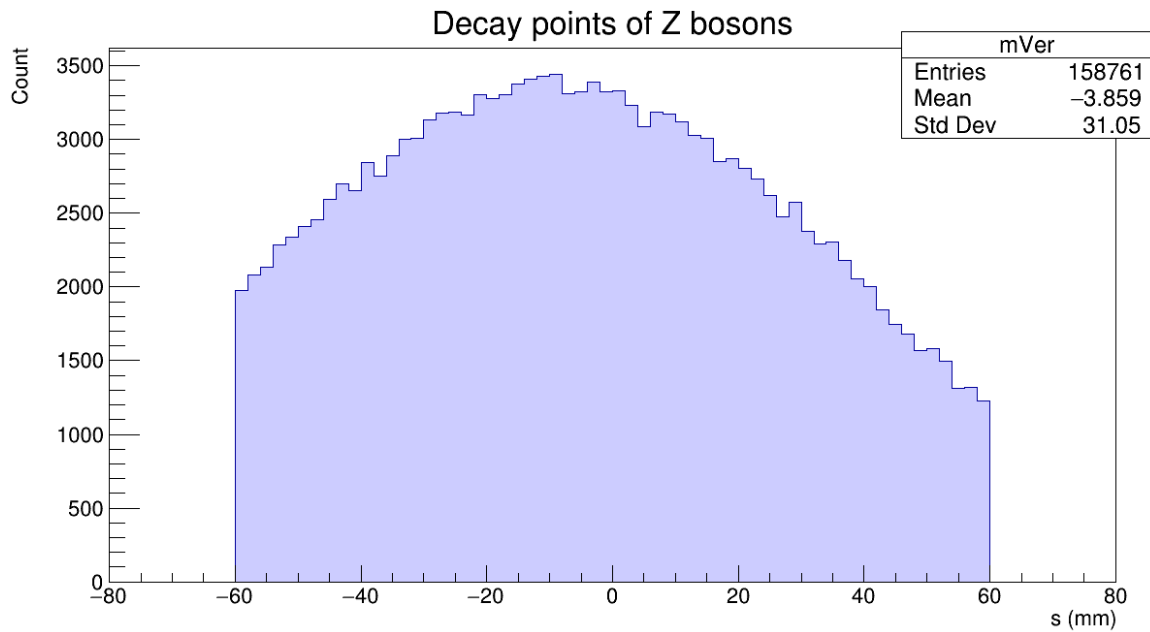
Na obrázku č. 46 je zobrazeno pročišťování dat s přibývajícími cuty.



Obrázek 47: Histogram klidové hmotnosti Z bosonu.

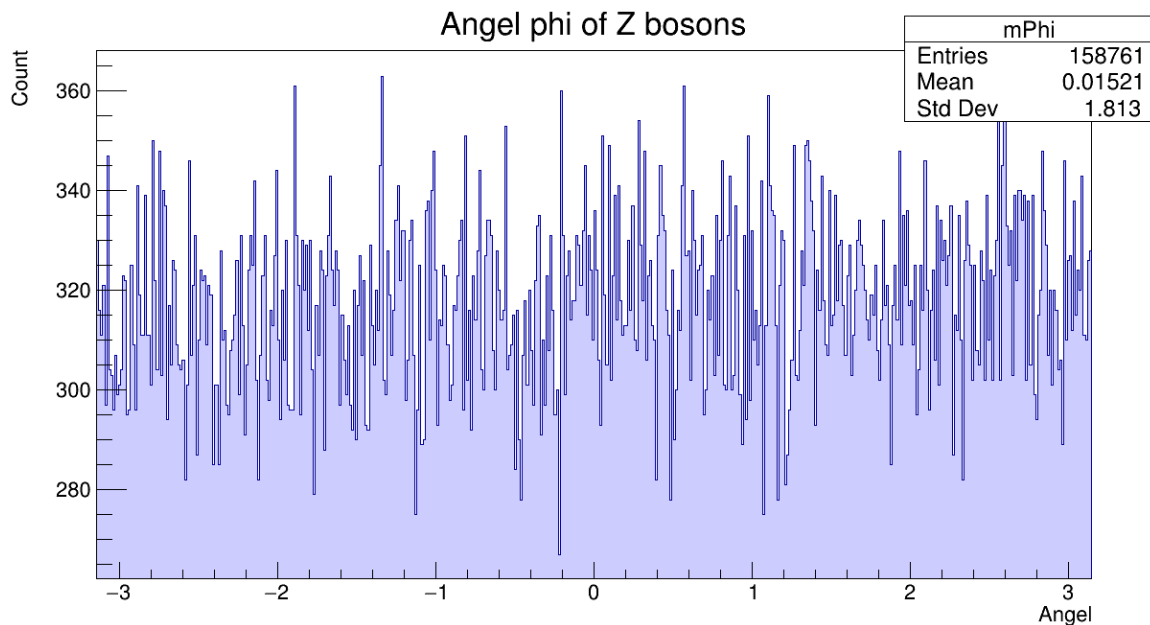
Na obr. č. 47 je vidět peak v oblasti 91 GeV, který jasně poukazuje na rozpad Z bosonu. V této analýze jsou aktivní všechny cuty, které jsou rozepsány výše. Tento histogram je pouze oproti tomu na obr. č. 46 zobrazen jen jako jeden (finální), nezdeformovaný. Přesná hodnota klidové hmotnosti Z bosonu, která z analýzy vyšla, je  $(90,915 \pm 0,008) \text{ GeV}/c^2$ . Tato hodnota je o  $0,321 \text{ GeV}/c^2$  přesnější než hodnota před použitím cutů.

Dále budu používat termíny spojené s vlastnostmi Z bosonu, myslím tím však vlastnosti dimionového spektra ( $\mu^-$  a  $\mu^+$ ), konkrétně tedy kandidátů na Z boson.



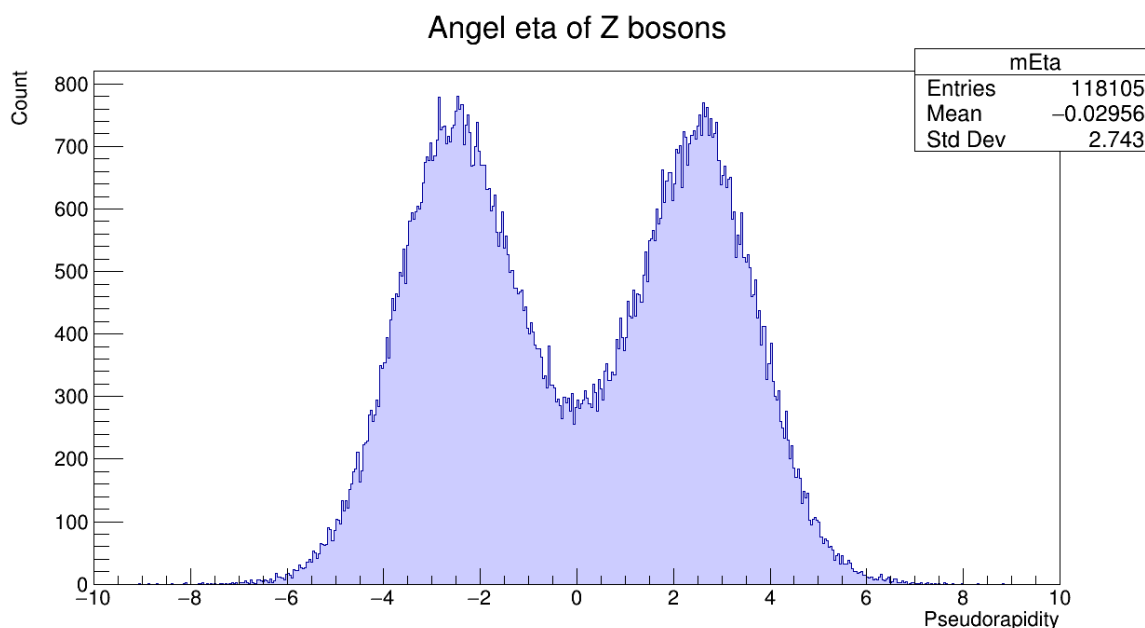
Obrázek 48: Histogram rozpadového bodu kandidátů Z bosonu.

Na obr. č. 48 je zobrazena pozice rozpadu Z bosonu v rozmezí 120 mm na ose z (ose urychlovače). Useknuté části histogramu v oblasti -60 a 60 mm od středu detektoru jsou způsobeny cutem podle vlastnosti vertexů.



Obrázek 49: Histogram úhlu  $\phi$  kandidátů Z bosonu.

Úhel  $\phi$  by měl i pro Z boson být uniformní. To je vidět i na obr. č. 49, pouze pravděpodobně kvůli menšímu objemu dat netvoří data hladší křivku. Průměrná hodnota 0,015 ukazuje na to, že žádný směr v celkovém porovnání není preferovaný.



**Obrázek 50: Histogram úhlu  $\eta$  kandidátů Z bosonu.**

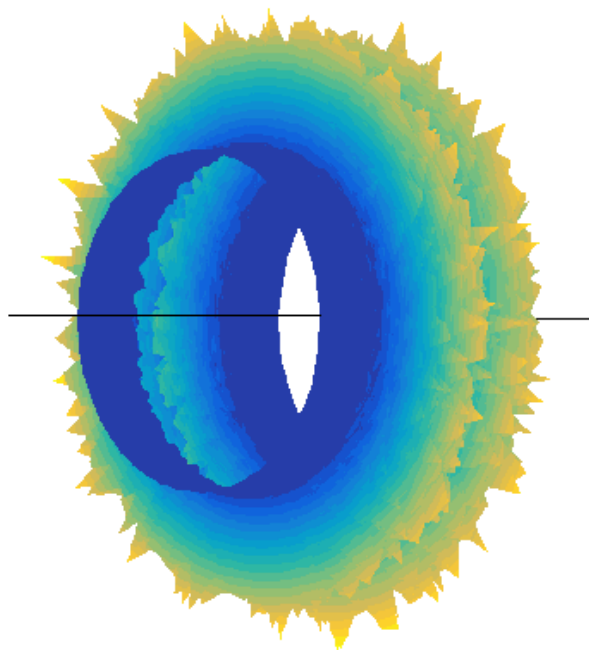
Na obrázku č. 50 je vykreslen úhel  $\eta$  Z bosonu. Zajímavé na něm je, že nejvíce částic mělo po svém vzniku úhel  $\eta$  své trajektorie zhruba okolo 2,5 (zjištěno fitem jednoho z peaků).

$$\theta = 2 \times \tan^{-1}(e^{-2,5})$$

$$\theta = 9^\circ 20'$$

**Rovnice 7: Výpočet úhlu  $\theta$  pomocí úhlu  $\eta$ .**

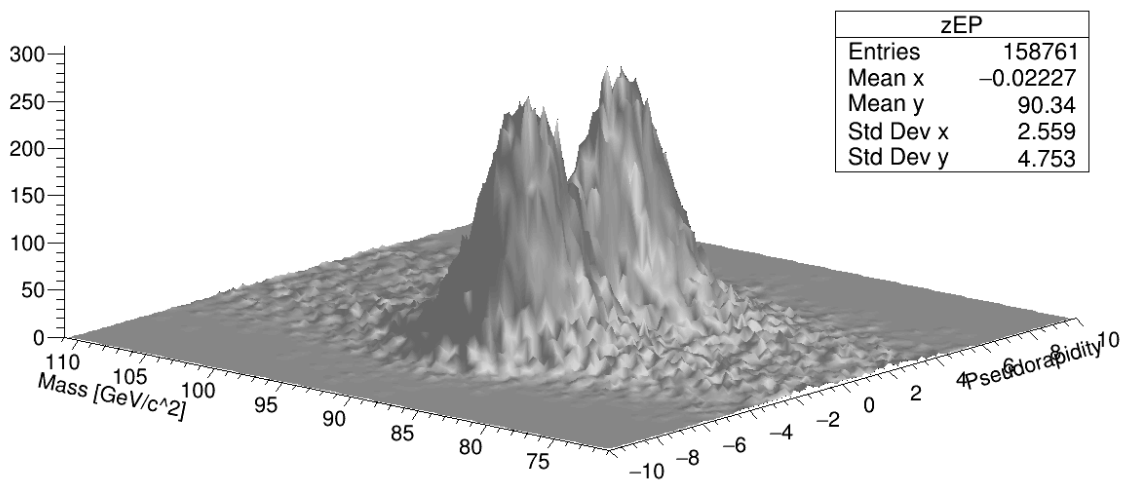
To ukazuje na to, že největší procento Z bosonů, vzniká ve srážkách, kde jeden z partonů má mnohem vyšší energii než ten druhý. Pro vznik Z bosonu je potřeba vysoká energie partonů. Pravděpodobnost energie partonu podle PDF klesá od určité hodnoty s rostoucí energií. Je tedy pravděpodobnější, že tuto energii dodá majoritně jeden z partonů, než že ji budou mít oba podobnou, aby se  $P_z$  obou partonů vyrušilo a většina energie se předala do ostatních složek energie. Dále mohou být data ovlivněna již výběrem událostí do datových balíčků n-tuple.



Obrázek 51: Rekonstrukce detektoru s četností úhlu  $\eta$  a  $\phi$  kandidátů Z bosonu.

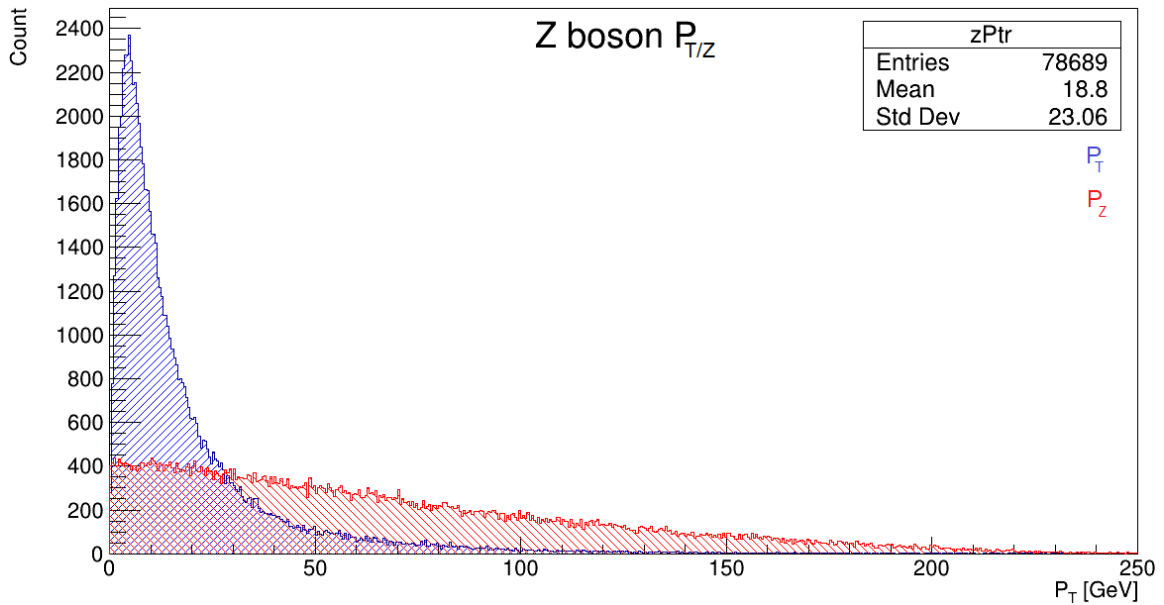
Na obrázku č. 51 je vidět rekonstrukce průřezu detektorem spojená s četností Z bosonu v daném úhlu od středu detektoru. Úhel  $\eta$  je zde pouze relativní.

Comparison of mass and angle eta of Z bosons



Obrázek 52: Histogram klidové hmotnosti kandidátů Z bosonu na úhlu  $\eta$ .

Na obrázku č. 52 je zobrazen dvojdimenzionální histogram ukazující klidové hmotnosti Z bosonu spolu s úhlem  $\eta$ .



Obrázek 53: Histogram  $P_T$  a  $P_Z$  kandidátů Z bosonů.

Na obrázku č. 53 je vidět rozdíl mezi transversální hybností kandidátů na Z boson a jejich hybností ve směru osy z. Jak je z histogramu vidět,  $P_Z$  je v průměru mnohem větší. To potvrzuje informaci z předešlých histogramů, že trajektorie Z bosonů mají malý sklon k ose z. Průměrný poměr mezi  $P_T$  a  $P_Z$  se dá využít na vypočítání průměrného úhlu  $\eta$ .

$$|\theta| = \tan^{-1}\left(\frac{P_T}{P_Z}\right) \wedge \eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

$$|\eta| = -\ln\left[\tan\left(\frac{\tan^{-1}\left(\frac{P_T}{P_Z}\right)}{2}\right)\right]$$

$$|\eta| = -\ln\left(\frac{P_T}{2P_Z}\right)$$

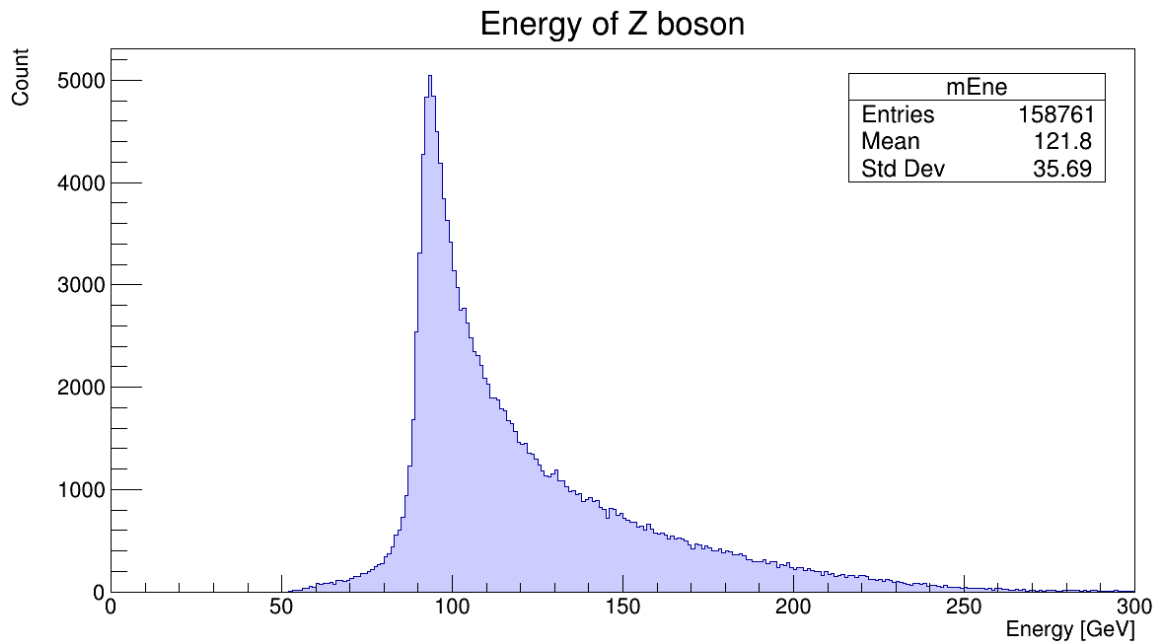
Rovnice 8: Vztah pseudorapidity na složkách hybnosti částice.

Napsal jsem program, který sečetl všechny dané hybnosti kandidátů na Z boson. Kde:

$$P_T = 3,02 \times 10^9 \text{ GeV} \text{ a } P_Z = 1,06 \times 10^{10} \text{ GeV}$$

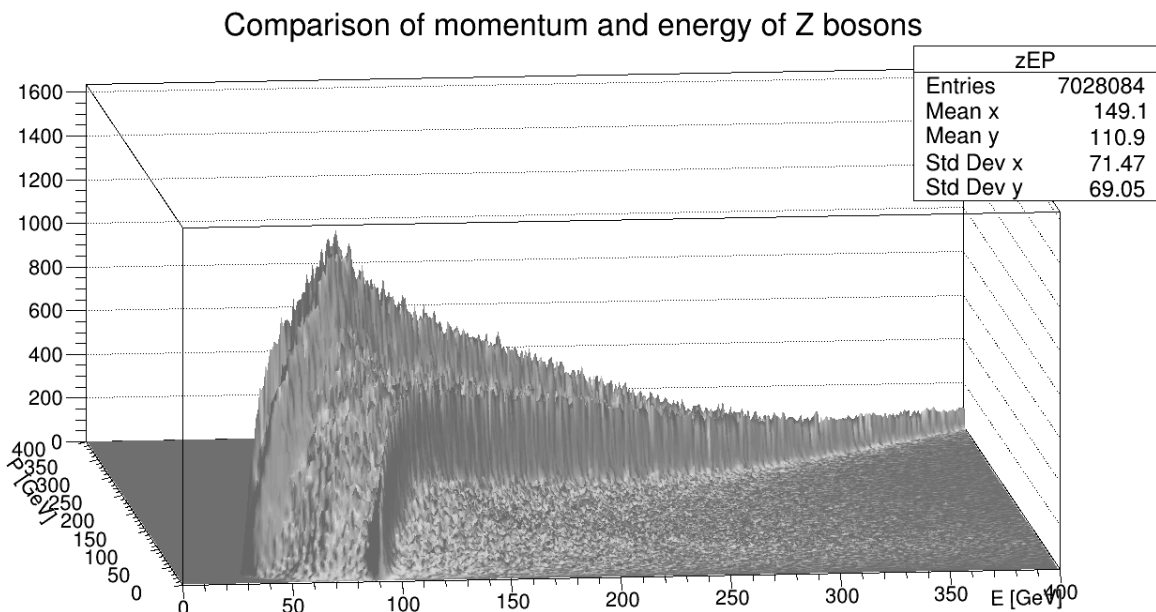
$$|\eta| = 1,97 \wedge |\theta| = 15^\circ 52'$$

Výsledek podle obrázku č. 50 odpovídá. Jde o absolutní hodnoty úhlů.



Obrázek 54: Histogram energie kandidátů Z bosonu.

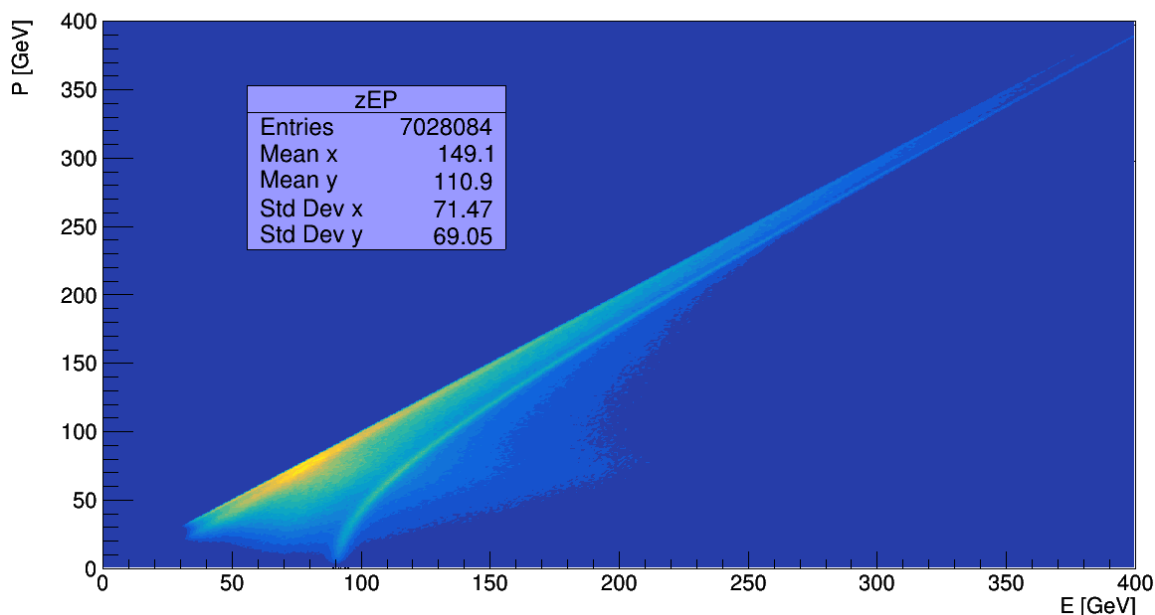
V histogramu na obrázku č. 54 je vidět peak v oblasti 91 GeV. To je minimální energie, kterou může Z boson mít. Data od peaku vlevo jsou pozadí, nebo správná data, která však byla zdeformovaná nepřesností měření.



Obrázek 55: Histogram energie dimionového spektra v závislosti na jejich hybnosti.

Obrázek č. 55 ukazuje dvojdimenzionální histogram energie kandidátů Z bosonu v závislosti na jejich hybnosti. Jsou na něm patrné dvě „hrany“. První, větší, patří maximální četnosti datového pozadí. Postupně se četnost pozadí snižuje směrem k rohu. Druhá je menší, ostřejší a posunutá směrem k vyšším energiím. Ta náleží signálu Z bosonu.

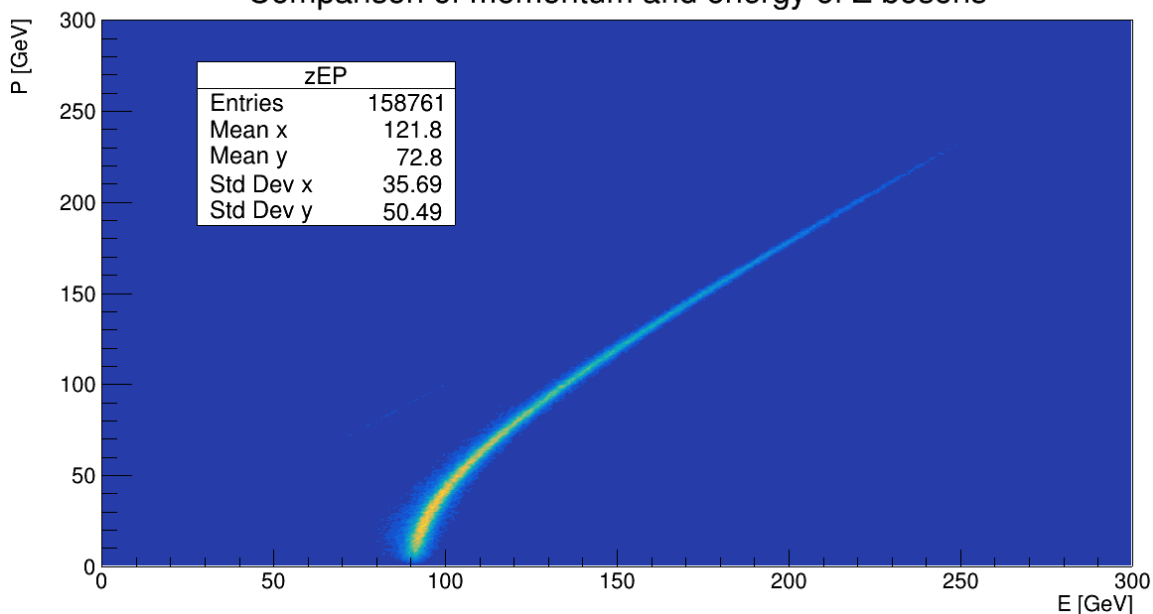
### Comparison of momentum and energy of Z bosons



Obrázek 56: Histogram energie dimionového spektra v závislosti na hybnosti před zavedením cutů.

Zde na obrázku č. 56 je vidět stejný histogram, ale s použitím jiné zobrazovací metody, aby poté bylo možné lépe vidět rozdíl po zavedení cutů. Signál Z bosonu je na histogramu vidět jako kvadratická křivka začínající od 90 GeV na ose E a pokračující dále až k rohu histogramu.

### Comparison of momentum and energy of Z bosons



Obrázek 57: Histogram energie kandidátů Z bosonů v závislosti na hybnosti po zavedení cutů.

Po zavedení cutů je na obrázku č. 57 jasně vidět signál Z bosonu. Částice s daty nejbližší ose E mají minimální hybnost. Veškerá jejich energie je zastoupena v podobě hmoty. Proto pro signál Z bosonu je tato hodnota zhruba 91 GeV. S přibývajícím hybností roste energie částice podle následujícího vztahu:  $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$

## 6. Simulace

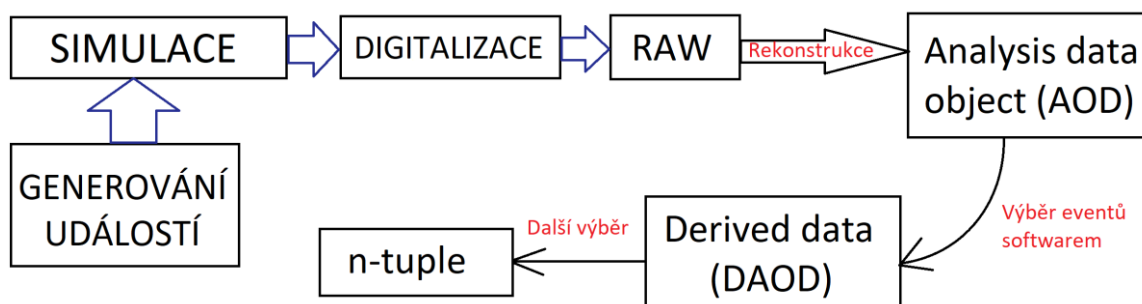
Simulace jsou důležitou součástí ověřování našich poznatků částicové fyziky. Hlavními důvody, proč simulace používáme, jsou:

- Možnost nastavit si konkrétní procesy a podívat se, které se dějí s jakou pravděpodobností. Mít jistou kontrolu nad fyzikálními procesy.
- Pochopit chybu detektoru. Zpřesnit účinnost identifikace částic, či rozlišení při určování  $P_T$ .
- Ověření, zda chápeme správně fyzikální procesy. Pokud je dokážeme dobře nasimulovat, je to známkou toho že danému procesu rozumíme.
- Kalibrace zpracování dat. (Jakmile se naberou první data, podle nich se udělá první simulace. Ta objasní nedostatky a podle nich se upraví algoritmy na výběr událostí. Iterací těchto kroků docílíme přesnějších dat.)

Pro simulování dat se používá metoda Monte Carlo, odtud se celé simulace pro LHC jmenují Monte Carlo simulace (MC).

Proces simulace je následovný.

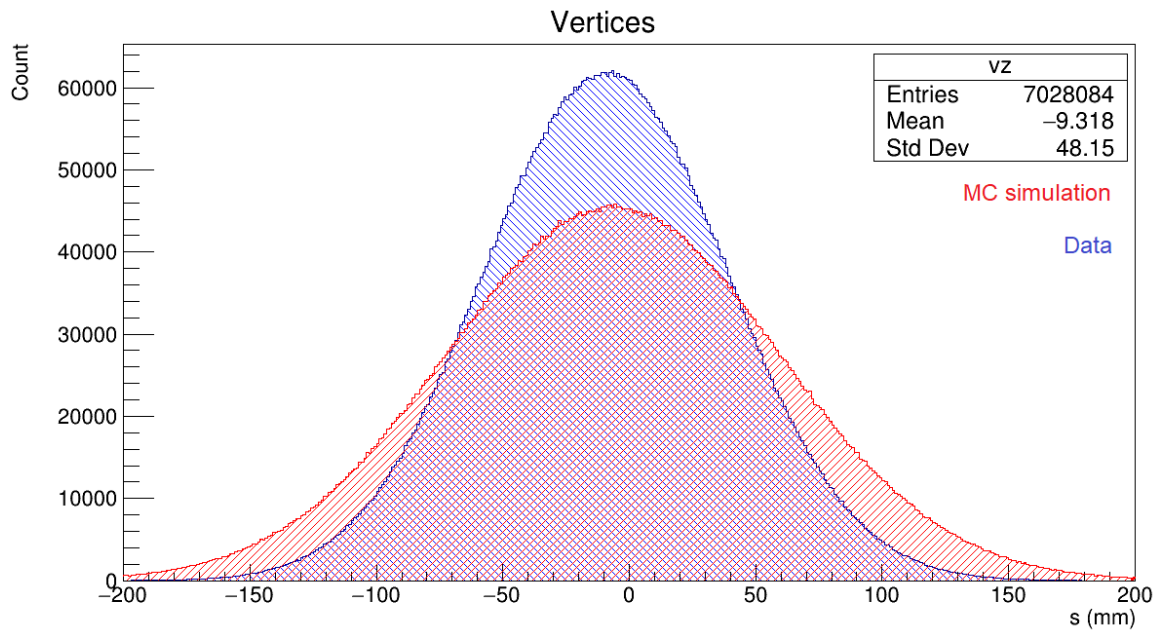
1. **Generování událostí:** Nejprve se vygenerují srážky, a to podle fyzikálních zákonů standardního modelu. Jsou dva typy. První (Inkluzivní) generuje data podle reálných pravděpodobností. Druhý (Exkluzivní) generuje pouze určitý proces.
2. **Simulace:** Data z generátoru se přizpůsobují vlastnostem vybraného přístroje (detektor). Výsledek by tedy měl obsahovat i chyby detektoru. Simuluje tedy přímo průchod vygenerovaných částic daným detektorem.
3. **Digitalizace:** Data upravená simulací podstupují digitalizaci. Simulují se u nich procesy zpracování (působení triggerů).



Obrázek 58: Postup simulace dat a jejich následné zpracování.

Výsledkem jsou raw data, která dále podstupují stejné kroky jako reálná data z detektoru. Navíc jsou k nim ale k dispozici další data. A to tzv. *MC Truth* data. Ty obsahují přesné informace o tom, co se za částice vygenerovalo. Porovnáním těchto dat, která prošla simulací, a dat reálných získáme nejdůležitější informace. Příkladem simulačního programu je Pythia.





**Obrázek 59: Histogram vertexů dat a simulace.**

Na obrázku č. 59 jsou vykreslené pozice vertexů. Modrou barvou z reálných dat, červenou ze simulace. Průměrná hodnota vertexů z dat je -9,32 mm. Ze simulace je to -6,37 mm od středu detektoru. Zároveň jsou simulovaná data více roztažena od středu detektoru než data reálná.

## 7. Závěr

Výsledkem praktické části testování polovodičových senzorů jsou data o jejich náchylnosti na radiační zatížení v závislosti na jejich elektrických vlastnostech. Dále budu pracovat na vývoji systému pro automatickou metrologii a skenování senzorů.

Fyzikální analýza základních objektů proběhla bez problému. Dva případy histogramů jsou zajímavým výsledkem. U analýzy vertexů vyšla průměrná hodnota  $-9$  mm, což odpovídá již znatelnému posunutí střetu svazků částic mimo střed detektoru. Druhým je výraznější neuniformnost histogramu úhlu  $\phi$ , než bych očekával. Nejvyšší rozdíl hodnot četnosti je až o 35%. Způsobené je to nejpravděpodobněji nehomogenní účinností detektoru.

Analýza klidové hmotnosti Z bosonu dopadla dle očekávání. Podařilo se mi prokázat existenci Z bosonu na veřejných datech, nikoli však s příliš vysokou přesností. Nutno dodat, že typ n-tuple je už silně upraven předchozím zpracováním.

Naměřená hodnota	Tabulková hodnota
$(90,915 \pm 0,008) \text{ GeV}/c^2$	$(91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV}/c^2$

Tabulka 4: Porovnání klidových hmotností Z bosonu.

Mnou naměřená hodnota klidové hmotnosti se liší o zhruba  $0,273 \text{ GeV}/c^2$ . Pro zlepšení přesnosti bych příště použil přesněji vyladěné cuty. Nevýhodou těchto datových balíčků je absence informace leptonů z kalorimetru. Díky tomu by bylo možné cuty vylepšit snadněji. Co se týče ostatních vlastností signálů Z bosonu, mezi nejzajímavější považuji rozdělení podle úhlu  $\eta$ . Podařilo se mi zde spočítat úhly peaků, kterými letí kandidáti Z bosonu nejčastěji. Je to úhel  $\theta = 9^\circ 20'$ . Také jsem spočítal průměrný úhel pomocí složek hybnosti,  $|\theta| = 15^\circ 52'$ . Dalším zajímavým výsledkem je analýza závislosti energie kandidátů na Z boson a jejich hybnosti. Zde se v histogramu krásně ukázal signál Z bosonu. Na závěr jsem porovnal základní analýzy reálných dat s daty ze simulace.

Největší problém jsem měl se zajištěním počítače s operačním systémem linux a instalací potřebného softwarového vybavení.

Další vývoj této práce může být směřován k pokračování ve vývoji testování stripových polovodičových senzorů, dodělání dalších porovnání dat se simulací, nebo vypočítání zda (popř. o kolik) přesnost změření klidové hmotnosti Z bosonu dosahovala na teoretické oficiální zveřejnění. Při zvažování o oficiální zveřejnění objevu nové částice se využívá tzv. p-value (způsob výpočtu pravděpodobnosti), aby se určila pravděpodobnost, se kterou daný objev je jen statistickou náhodou. K zveřejnění musí tato pravděpodobnost být nižší než  $3 \times 10^{-7} \%$ . Nejvíce bych se ale chtěl v budoucnu zabývat sestavením analýzy měření klidové hmotnosti Z bosonu s měnícím se počtem dat a náhodným výběrem událostí z datového balíčku. To by mohlo zvýšit váhu výsledků. Aktuálně jsem to nestihl z důvodu obrovské časové náročnosti této analýzy. Kvalitní generátor pseudonáhodných čísel, který jsem použil, totiž celý proces zpomaluje o několik řádů.

## Seznam zkratek

<b>PET</b>	Lékařská metoda vyšetření ( <b>P</b> ozitronová <b>E</b> misní <b>T</b> omografie)
<b>CERN</b>	Evropská organizace pro jaderný výzkum (z franc. <b>C</b> onseil <b>E</b> uropéen pour la <b>R</b> echerche <b>N</b> ucléaire)
<b>LHC</b>	urychlovač částic v CERN ( <b>L</b> arge <b>H</b> adron <b>C</b> ollider)
<b>RF</b>	typ technického provedení urychlování částic ( <b>R</b> adiofrekvenční dutina)
<b>SPS</b>	urychlovač částic v CERN ( <b>S</b> uper <b>P</b> roton <b>S</b> ynchrotron)
<b>ATLAS</b>	detektor na urychlovači LHC ( <b>A</b> <b>T</b> oroidal <b>L</b> H <b>C</b> <b>A</b> pparatu <b>S</b> )
<b>CMS</b>	detektor na urychlovači LHC ( <b>C</b> ompact <b>M</b> uon <b>S</b> olenoid)
<b>ALICE</b>	detektor na urychlovači LHC ( <b>A</b> <b>L</b> arge <b>I</b> on <b>C</b> ollider <b>E</b> xperiment)
<b>LHCb</b>	detektor na urychlovači LHC ( <b>L</b> arge <b>H</b> adron <b>C</b> ollider <b>b</b> eauty)
<b>PDF</b>	Distribuční funkce energie partonů ( <b>P</b> arton <b>D</b> istribution <b>F</b> unction)
<b>ISF</b>	Počáteční radiace ze srážky částic ( <b>I</b> nitial <b>S</b> tate <b>R</b> adiation)
<b>FSR</b>	Konečná radiace ze srážky částic ( <b>F</b> inal <b>S</b> tate <b>R</b> adiation)
<b>TRT</b>	Typ vnitřního detektoru ( <b>T</b> ransition <b>R</b> adiation <b>T</b> racker)
<b>LAr</b>	Technický typ provedení kalorimetru ( <b>L</b> iquid <b>A</b> rgon)
<b>EMEC</b>	Typ elektromagnetického kalorimetru ( <b>E</b> lectro- <b>M</b> agnetic <b>E</b> nd- <b>C</b> ap)
<b>FCal</b>	Typ elektromagnetického kalorimetru ( <b>F</b> orward <b>C</b> alorimeter)
<b>HEC</b>	Typ elektromagnetického kalorimetru ( <b>H</b> adronic <b>E</b> nd- <b>C</b> ap)
<b>MDTC</b>	Typ mionového spektrometru ( <b>M</b> onitored <b>D</b> rigt <b>T</b> ube <b>C</b> hambers)
<b>HL-LHC</b>	Budoucí vylepšená verze LHC (The <b>H</b> igh <b>L</b> uminosity <b>L</b> H <b>C</b> )
<b>WLCG</b>	Celosvětová síť zpracovávající data ( <b>W</b> orldwide <b>L</b> H <b>C</b> <b>C</b> omputing <b>G</b> rid)

## Seznam obrázků

Obrázek 1: Schéma LHC [11] .....	9
Obrázek 2: Schéma systému urychlovačů v CERN. [12].....	10
Obrázek 3: Závislost rychlosti částice na její hmotnosti. [13] .....	11
Obrázek 4: Fotografie průřezu dipólového magnetu v tubusu. (Pořízena v CERNu na HSSIP programu.) .....	12
Obrázek 5: Tabulka elementárních částic podle standardního modelu částicové fyziky. [14] .....	13
Obrázek 6: Elektromagnetická vlna. [15].....	15
Obrázek 7: Ukázka spektra barevného náboje vlevo a vzájemného působení kvarků pomocí gluonů vpravo. [16] .....	15
Obrázek 8: Obrázek ukazující vzájemné působení částic. [17].....	17
Obrázek 9: Ukázka Feynmanova diagramu (beta rozpad neutronu). [18] .....	17
Obrázek 10: Parton distribuční funkce pro partony v protonu při 10 GeV vlevo a 10 TeV vpravo. [19] .....	19
Obrázek 11: Zjednodušený model srážky dvou partonů a procesů, které ji následují. [20] .....	20
Obrázek 12: Ukázka možného (leč nepravděpodobného) rozpadu Higgsova bosonu. ....	21
Obrázek 13: Ztráta energie různých částic ionizací v různých látkách v závislosti na její hybnosti. [21].....	22
Obrázek 14: Ukázka vzniku brzdného záření při průchodu nabitě částice v blízkosti jádra atomu. [22].....	23
Obrázek 15: Graf energetických ztrát fotonu v olovu v závislosti na energii fotonu. [23] .....	24
Obrázek 16: Model detektoru ATLAS (pohled zvenčí). [24] .....	25
Obrázek 17: Schéma průřezu detektorem ATLAS. [25] .....	25
Obrázek 18: Schéma vnitřní části detektoru ATLAS. [26] .....	26
Obrázek 19: Skládání signálů z několika stripových detektorů. ....	27
Obrázek 20: Schéma oboustranného křemíkového stripového senzoru. [27] .....	27
Obrázek 21: Multiplicitní signály v křemíkovém stripovém senzoru (vlevo signály z dvou jednostranných senzorů, vpravo oboustranný senzor).....	27
Obrázek 22: Schéma částí elektromagnetického kalorimetru využívající tekutý argon. [28] .....	28
Obrázek 23: Průřez částmi detektoru ATLAS využívající tekutý argon. [29] .....	29
Obrázek 24: Schéma části kalorimetru (FCal). [30].....	29
Obrázek 25: Krystalický scintilátor z detektoru KOMPAS. ....	30
Obrázek 26: Schéma kalorimetrů detektoru ATLAS. [31].....	30
Obrázek 27: Schéma složení Tile-kalorimetru a funkcí jednotlivých vrstev. ....	31
Obrázek 28: Schéma mionového spektrometru a jeho části. [32] .....	32
Obrázek 29: Barelová část toroidálního magnetického systému detektoru ATLAS. [33] .....	33
Obrázek 30: Koncová část toroidálního magnetického systému detektoru ATLAS. [34] .....	33
Obrázek 31: Prototyp senzoru vyvíjeného pro CERN: ATLAS ITk (Model předních detektorů, R0). ....	35
Obrázek 32: Detail křemíkového stripového detektoru vyvíjeného pro HL-LHC, testováno ve FzU AV ČR. ....	36
Obrázek 33: IV charakteristika různých senzorů. ....	37
Obrázek 34: CV charakteristika různých senzorů. ....	377
Obrázek 35: Graf hodnot napětí úplného vyprázdnění různých senzorů. ....	38

Obrázek 36: Postup úpravy data v LHC. ....	39
Obrázek 37: Příklady pseudorapidity. [35] .....	40
Obrázek 38: Histogram analýzy pozice vertexů. ....	42
Obrázek 39: Histogram analýzy úhlu $\eta$ leptonů. ....	43
Obrázek 40: Histogram analýzy úhlu $\phi$ leptonů. ....	43
Obrázek 41: Histogram analýzy energie jetů. ....	44
Obrázek 42: Histogram analýzy missing $E_T$ . ....	45
Obrázek 43: Histogram analýzy $P_T$ mionů a antimionů. ....	46
Obrázek 44: Histogram analýzy $P_T$ leptonů a jetů. ....	46
Obrázek 45: Histogram klidovou hmotnost dimionového spektra. ....	48
Obrázek 46: Histogram klidové hmotnosti kandidátů na Z boson s přibývajícím cuty ...	49
Obrázek 47: Histogram klidové hmotnosti Z bosonu. ....	49
Obrázek 48: Histogram rozpadového bodu kandidátů Z bosonu. ....	50
Obrázek 49: Histogram úhlu $\phi$ kandidátů Z bosonu. ....	50
Obrázek 50: Histogram úhlu $\eta$ kandidátů Z bosonu. ....	51
Obrázek 51: Rekonstrukce detektoru s četností úhlu v $\eta$ a $\phi$ kandidátů Z bosonu. ....	52
Obrázek 52: Histogram klidové hmotnosti kandidátů Z bosonu na úhlu $\eta$ . ....	52
Obrázek 53: Histogram $P_T$ a $P_Z$ kandidátů Z bosonů. ....	53
Obrázek 54: Histogram energie kandidátů Z bosonu. ....	54
Obrázek 55: Histogram energie kandidátů Z bosonů v závislosti na jejich hybnosti. ....	54
Obrázek 56: Histogram energie kandidátů Z bosonů v závislosti na hybnosti před zavedením cutů. ....	55
Obrázek 57: Histogram energie kandidátů Z bosonů v závislosti na hybnosti po zavedení cutů. ....	55
Obrázek 58: Postup simulace dat a jejich následné zpracování. ....	56
Obrázek 59: Histogram vertexů dat a simulace. ....	57

## Seznam tabulek a rovnic

Tabulka 1: Vlastnosti Z bosonu. ....	14
Tabulka 2: Pseudorapiditya u jednotlivých sub-detektorech. ....	40
Tabulka 3: Tabulka klidových hmotností částic v dimionovém spektru. ....	48
Tabulka 4: Porovnání klidových hmotností Z bosonu. ....	58
Rovnice 1: Vztah účinného průřezu a funkce luminozity. ....	34
Rovnice 2: Výpočet luminozity. ....	34
Rovnice 3: Vztah výpočtu pseudorapidity. ....	40
Rovnice 4: Výpočet missing $E_T$ . ....	44
Rovnice 5: Vztah klidové hmotnosti na energii a hybnosti částice. ....	48
Rovnice 6: Vztah klidové hmotnosti pro analýzu. ....	48
Rovnice 7: Výpočet úhlu $\theta$ pomocí úhlu $\eta$ . ....	51
Rovnice 8: Vztah pseudorapidity na složkách hybnosti částice. ....	53

## Reference

- [1] Patrignani, C., PDG, Particle Data Group, Chin. Phys. C. 2016
- [2] DOLEŽAL, Zdeněk. Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice [online]. Praha, 2016 [cit. 2018-11-02]. Dostupné z: [http://www.ipnp.cz/~dolezal/teach/semicon/semi\\_p.pdf](http://www.ipnp.cz/~dolezal/teach/semicon/semi_p.pdf). Text k přednášce. Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta.
- [3] HENRIC, Wilkens. The ATLAS Liquid Argon calorimeter: An overview [online]. CERN, 2009 [cit. 2018-11-01]. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/160/1/012043/pdf>. Vědecký časopis.
- [4] ATLAS Collaboration. Search for pair-produced long-lived neutral particles decaying to jets in the ATLAS hadronic calorimeter in pp collisions [online]. CERN, 2015 [cit. 2018-11-03]. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315000787>. Vědecká práce.
- [5] JOHN, Rutherford. THE ATLAS FORWARD CALORIMETERS [online]. USA [cit. 2018-11-10]. Dostupné z: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.38.2843&rep=rep1&type=pdf>. Vědecká práce. University of Arizona.
- [6] JOHANNES, Haller. The first-level trigger of ATLAS [online]. CERN, 2005 [cit. 2018-11-15]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/physics/0512195.pdf>. Vědecká práce.
- [7] The ATLAS Experiment [online]. CERN, 2009 [cit. 2018-10-11]. Dostupné z: <http://atlasexperiment.org/detector.html>
- [8] VOJTĚCH, Ullmann. Jaderná a radiační fyzika [online]. [cit. 2018-10-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika0.htm>
- [9] Interaction of neutral particles with matter [online]. [cit. 2018-10-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika0.htm>
- [10] MICHELE, LIVAN. Monitored Drift Tubes in ATLAS [online]. Italy [cit. 2018-11-11]. Dostupné z: <https://core.ac.uk/download/pdf/25207549.pdf>. Vědecká práce. Università di Pavia.
- [11] [online]. In: . [cit. 2018-11-13]. Dostupné z: <https://www.extremetech.com/extreme/180177-large-hadron-collider-discovers-a-new-type-of-matter-exotic-hadrons>
- [12] [online]. In: . [cit. 2018-10-09]. Dostupné z: <http://colliderscope.nbi.ku.dk/english/>

- [13] [online]. In: . [cit. 2018-10-13]. Dostupné z:  
[http://galileo.phys.virginia.edu/classes/252/energy\\_p\\_reln.html](http://galileo.phys.virginia.edu/classes/252/energy_p_reln.html)
- [14] [online]. In: . [cit. 2018-10-13]. Dostupné z:  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Strong\\_interaction#/media/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Strong_interaction#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)
- [15] [online]. In: . [cit. 2018-10-13]. Dostupné z:  
<https://physics.stackexchange.com/questions/291571/how-is-the-combination-of-electric-magnetic-waves-electromagnetic-wave-illus>
- [16] [online]. In: . [cit. 2018-10-15]. Dostupné z:  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Color\\_charge](https://en.wikipedia.org/wiki/Color_charge)
- [17] [online]. In: . [cit. 2018-10-15]. Dostupné z:  
[https://or.wikipedia.org/wiki/%E0%AC%AB%E0%AC%BE%E0%AC%87%E0%AC%B2:Elementary\\_particle\\_interactions\\_in\\_the\\_Standard\\_Model.png](https://or.wikipedia.org/wiki/%E0%AC%AB%E0%AC%BE%E0%AC%87%E0%AC%B2:Elementary_particle_interactions_in_the_Standard_Model.png)
- [18] [online]. In: . [cit. 2018-10-19]. Dostupné z:  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Free\\_neutron\\_decay](https://en.wikipedia.org/wiki/Free_neutron_decay)
- [19] [online]. In: . [cit. 2018-10-20]. Dostupné z:  
<https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6>
- [20] [online]. In: . [cit. 2018-11-01]. Upraveno. Dostupné z:  
[https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-319-41045-6\\_4](https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-319-41045-6_4)
- [21] [online]. In: . [cit. 2018-11-01]. Dostupné z:  
[http://www.ipnp.cz/~dolezal/teach/semicon/semi\\_p.pdf](http://www.ipnp.cz/~dolezal/teach/semicon/semi_p.pdf)
- [22] [online]. In: . [cit. 2018-11-02]. Dostupné z:  
<http://physicsopenlab.org/2017/08/02/bremsstrahlung-radiation/>
- [23] [online]. In: . [cit. 2018-11-10]. Dostupné z: <http://atlasexperiment.org/photos/full-detector-old.html>
- [24] [online]. In: . [cit. 2018-11-21]. Dostupné z: <http://atlasexperiment.org/photos/how-atlas-works.html>
- [25] [online]. In: . [cit. 2018-11-21]. Dostupné z:  
[http://atlasexperiment.org/inner\\_detector.html](http://atlasexperiment.org/inner_detector.html)
- [26] [online]. In: . [cit. 2018-11-21]. Dostupné z:  
[https://www.researchgate.net/figure/Schematics-showing-a-double-sided-silicon-strip-detector-After-42\\_fig6\\_296683651](https://www.researchgate.net/figure/Schematics-showing-a-double-sided-silicon-strip-detector-After-42_fig6_296683651)
- [27] [online]. In: . [cit. 2018-11-22]. Dostupné z: <http://inspirehep.net/record/1240499>

- [28] [online]. In: . [cit. 2018-11-22]. Dostupné z: [http://xdb.lbl.gov/Section3/Sec\\_3-1.html](http://xdb.lbl.gov/Section3/Sec_3-1.html)
- [29] [online]. In: . [cit. 2018-11-24]. Upraveno. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/figure/Cut-away-view-of-the-ATLAS-liquid-argon-calorimeters\\_fig1\\_230913750](https://www.researchgate.net/figure/Cut-away-view-of-the-ATLAS-liquid-argon-calorimeters_fig1_230913750)
- [30] [online]. In: . [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/AtlasTechnicalPaperListOfFigures/FCal1-FCALsetupv4.pdf>
- [31] [online]. In: . [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/figure/The-calorimeter-system-in-the-ATLAS-experiment-at-the-Large-Hadron-Collider\\_fig1\\_258488732](https://www.researchgate.net/figure/The-calorimeter-system-in-the-ATLAS-experiment-at-the-Large-Hadron-Collider_fig1_258488732)
- [32] [online]. In: . [cit. 2018-11-29]. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/figure/Schematic-view-of-the-ATLAS-Muon-Spectrometer-System-Different-chamber-technologies-are\\_fig6\\_40618959](https://www.researchgate.net/figure/Schematic-view-of-the-ATLAS-Muon-Spectrometer-System-Different-chamber-technologies-are_fig6_40618959)
- [33] [online]. In: . [cit. 2018-11-29]. Dostupné z: [http://atlasexperiment.org/t\\_barrel.html](http://atlasexperiment.org/t_barrel.html)
- [34] [online]. In: . [cit. 2018-12-01]. Dostupné z: [http://atlasexperiment.org/t\\_endcap.html](http://atlasexperiment.org/t_endcap.html)
- [35] [online]. In: . [cit. 2018-12-03]. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity#/media/File:Pseudorapidity\\_plot.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity#/media/File:Pseudorapidity_plot.svg)
- [36] [online]. In: . [cit. 2019-2-01]. Dostupné z: <http://opendata.cern.ch/record/3860?fbclid=IwAR1g9Bw9jXv1I2RhsuzMFo8aPhn6IGEAXOLZXJ-mL03pQB2R9yLMXtgpxZs>
- [37] Dále jsem čerpal ze svých poznámek z přednášek a exkurzí v CERNu během stáže Czech Republic HSSIP 2018.



## Přílohy

Přiložen příklad části kódu analýzy pro počítání vlastností dimionového spektra:

```
#include "macro.h"
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "TH1F.h"
#include <iostream>

int events = 7000000;

int MacroRun(int argc, char ** argv) {

    std::cout << "Starting analysis: " << std::endl;

    TFile * f = new TFile("data/DataMuons.root");
    TTree * tree = (TTree*)f->Get("mini");
    Int_t nEnt = tree->GetEntries();

//Příprava dat

    TBranch * vxp_zBr = tree->GetBranch("vxp_z");
    TBranch * lep_nBr = tree->GetBranch("lep_n");
    TBranch * lep_ptBr = tree->GetBranch("lep_pt");
    TBranch * lep_etaBr = tree->GetBranch("lep_eta");
    TBranch * lep_phiBr = tree->GetBranch("lep_phi");
    TBranch * lep_EBr = tree->GetBranch("lep_E");
    TBranch * lep_chargeBr = tree->GetBranch("lep_charge");
    TBranch * lep_typeBr = tree->GetBranch("lep_type");

    Float_t vertex;
    Int_t leptonNumber;
    Float_t leptonPt[leptonNumber];
    Float_t leptonPhi[leptonNumber];
    Float_t leptonEta[leptonNumber];
    Float_t leptonE[leptonNumber];
    Float_t leptonCharge[leptonNumber];
    Int_t leptonType[leptonNumber];

    TLorentzVector * MuonMass1 = new TLorentzVector();
    TLorentzVector * MuonMass2 = new TLorentzVector();

    vxp_zBr->SetAddress(&vertex);
    lep_nBr->SetAddress(&leptonNumber);
    lep_ptBr->SetAddress(&leptonPt);
    lep_etaBr->SetAddress(&leptonEta);
    lep_phiBr->SetAddress(&leptonPhi);
    lep_EBr->SetAddress(&leptonE);
    lep_chargeBr->SetAddress(&leptonCharge);
    lep_typeBr->SetAddress(&leptonType);

//Inicializace

    TH1F * zMass = new TH1F("mMass", "Mass of dimuon spectrum; Mass
[GeV/c^2]; Count", 400, 71, 111);
```

```

    TH1F * zVer = new TH1F("mVer", "Decay points of Z bosons; s
(mm); Count", 400, -100, 100);
    TH1F * zEta = new TH1F("mEta", "Angel eta of Z bosons;
Pseudorapidity; Count", 1000, -10, 10);
    TH1F * zPhi = new TH1F("mPhi", "Angel phi of Z bosons; Angel;
Count", 1000, -pi, pi);
    TH1F * zEne = new TH1F("mEne", "Energy of Z boson; Energy [GeV];
Count", 1000, 0, 500);
    TH1F * zPtr = new TH1F("zPtr", "Z boson P_{T}; P_{T} [GeV];
Count", 800, 0, 400);
    TH1F * zPtz = new TH1F("zPtz", "Z boson P_{T}; P_{Z} [GeV];
Count", 800, 0, 400);
    TH2F * zPtP = new TH2F("zEP", "Comparison of momentum and energy
of Z bosons; E [GeV]; P [GeV]", 400, 0, 300, 400, 0, 300);

```

### //Připrava histogramů

```

for (Int_t i = 0; i < nEnt; i++) {
    if (i >= events){
        break;
    }
    tree->GetEvent(i);
    if (i % 10000 == 0){
        std::cout << "Event number: " << i << std::endl;
    }
    if (abs(vertex) > 60) continue;
    if (leptonNumber != 2) continue;
    if (leptonType[0] != 13) continue;
    if (leptonType[1] != 13) continue;
    if (leptonPt[0] < 25000) continue;
    if (leptonPt[1] < 25000) continue;
    if (leptonCharge[0] == leptonCharge[1]) continue;
    if (abs(leptonEta[0]) > 1) continue;
    if (abs(leptonEta[1]) > 1) continue;

```

### //cuty

```

    MuonMass1->SetPtEtaPhiE(leptonPt[0], leptonEta[0],
leptonPhi[0], leptonE[0]);
    MuonMass2->SetPtEtaPhiE(leptonPt[1], leptonEta[1],
leptonPhi[1], leptonE[1]);
    zMass->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).M()) *GeV);
    zVer->Fill(vertex);
    zEta->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).Eta()));
    zPhi->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).Phi()));
    zEne->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).E()) *GeV);
    zPtr->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).Pt()) *GeV);
    zPtz->Fill(abs((( *MuonMass1 + *MuonMass2).Pz()) *GeV));
    zPtP->Fill((( *MuonMass1 + *MuonMass2).E()) *GeV,
(( *MuonMass1 + *MuonMass2).P()) *GeV);

```

### //Samotná analýza

```

    //zMass->Draw();
    zVer->Draw();
    zPtz->Draw("same");

```

### //Vizualizace

```

    return 0;
}

```