CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering

Department of Physics

# Bachelor thesis

## Jet physics at LHC

**Ota Zaplatílek**

**Supervisor: Mgr. Marek Taševský, Ph.D.**

**Prague, 2015**

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE
Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská
Katedra Fyziky

# Bakalářská práce

## Jetová fyzika na LHC

**Ota Zaplatílek**

**Supervisor: Ph.D. Matek Taševský**

**Praha, 2015**

NASCANOVAT PODEPSANE ZADANI A
ULOZIT DO DVOU EPS SOUBORU
ZADANI1.EPS a ZADANI2.EPS

NASCANOVAT PODEPSANE ZADANI A
ULOZIT DO DVOU EPS SOUBORU
ZADANI1.EPS a ZADANI2.EPS

**Prohlášení:**

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

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

V Praze 6.1. 2016

*Title:*
**Jet physics at LHC**

*Author:* Ota Zaplatílek

*Specialization:* Experimental nuclear and particle physics

*Sort of project:* Bachalar thesis

*Supervisor:* Mgr. Marek Taševský Ph.D

*Abstract:* One of the interesting and very often studied processes at high-energy proton-proton collisions is the so called hard-scale process where the exchanged momentum is significantly higher than a few GeV. In these cases most of obseved energy is released in collinear flow of particles called jets. The main topic of following thesis deals with the studies of kinematic observables of the jets on particle level. There were studied particularly kinematic observables at hard QCD process simulated by MC generator Pythia 8.180 at scale of $p_t > 10$ GeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV. The observed dependencies of spectra are discused, namely jet multiplicity, rapidity, pseudorapidity, transverse momentum, invariant mass and energy of jet reconstructed by anti-$k_t$ algorithm with different radii $R \in \{0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5\}$, as well as reconstructed by different sequence clustering jet algorithms, namely anti-$k_k$, $k_t$ and Cambridge/Aachen with reference radius $R = 0.6$. Moreover there are shown comparisons of prediction Pythia 8.180 with data measured by collaboration ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV for observables: sum of transvers energy and flow of tranversal energy at ATLAS detector and differencial cross section for inclusive production of jets as a function of rapidity and transverse momenta.

*Key words:* jets, sequence clustering jet algorithms, anti-$k_t$ algorithm, radius of jet algorithm, Hard-QCD process, MC generator Pythia 8

*Název práce:*
**Jetová fyzika na LHC**

*Autor:* Ota Zaplatílek

*Abstrakt:* Jedna ze zajímavých a často studovaných kapitol při $pp$ srážkách představuje události s vysokými předanými hybnostmi, tzv. tvrdé procesy. V těchto procesech se většina pozorované energie soustředí v kolineárních svazcích částic též označovaných jako jety. Těžiště této práce spočívá ve studiu kinematických veličin těchto jetů na částicové úrovni. Jedná se zvláště o porovnání tvarů spekter převážně kinematických veličin jetů v tvrdých procesech simulovaných MC generátorem Pythia 8.180 při škále hybností $p_t > 10$ GeV a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Diskutují se zde pozorované závislosti ve spektrech multiplicit, rapidit, pseudorapidit, příčných hybností, hmotností a energií jetů rekonstruovaných jak anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R \in \{0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5\}$, tak různými sekvenčními jetovými algoritmy: anti-$k_t$, $k_t$ a Cambridge/Aachen s referenčním poloměrem $R = 0.6$. Dále je zde uvedeno srovnání předpovědi Pythia 8 s naměřenými daty kolaborací ATLAS při $\sqrt{s} = 7$ TeV pro veličiny odpovídající součtům příčných energií, hustotě toku příčné energie v detektoru ATLAS a diferenciálnímu účinnému průřezu pro inkluzivní produkci jetů jako funkci rapidit a příčných hybností jetů.

*Klíčová slova:* jety, sekvenční jetové algoritmy, anti-$k_t$ algoritmus, poloměr jetového algoritmu, tvrdý proces, MC generátor Pythia 8

## Acknowledgement

I would like to express my gratitude to all people who supported me and gave me an opportunity to complete this thesis. My profound thanks go especially to my supervisor Marek Taševský for his willingness, patience, understanding and providing corrections.

# Obsah

# Kapitola 1

# Teoretický úvod

## 1.1 Standardní model

Na začátku druhé poloviny 20. století nastal značný pokrok ve vývoji urychlovačů, což vedlo k řadě objevů na poli částicové fyziky. To podnítilo snahy nalézt teorii, která by vysvětlovala ony nalezené částice. Tyto snahy vyústily ve vznik *Standardního modelu* částicové fyziky, jakožto fundamentální teorie popisující „strukturu hmoty“ a její vzájemné interakce na krátkých vzdálenostech. Standardní model úspěšně popisuje 3 ze 4 známých interakcí, *silnou, slabou a elektromagnetickou interakci. Gravitační síla* zde není zahrnuta, její působení vzhledem k současným experimentálně pozorovaným vzdálenostem $\sim 10^{-19}$ m a velmi nízkým hmotnostem částic lze zanedbat (viz Tab. 1.1.1, kde lze nalézt srovnání relativních sil známých interakcí vzhledem k síle silné interakce). Strunové teorie předpovídají, že značného vlivu bude gravitace nabývat až při studovaných vzdálenostech srovnatelných s Planckovou délkou $l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \doteq 1.616 \cdot 10^{-35}$ m (kde $\hbar$ odpovídaná redukované Planckově konstantě, $G$ gravitační konstantě a $c$ rychlosti světla). Planckově délce tak odpovídala urychlující energie $\sim 10^{19}$ GeV, která je však experimentálně nedosažitelná. Doposud byla vůbec nejenergetičtější pozorovaná částice detekována v kosmickém záření, částice *Oh My God* o energii $\sim 3 \cdot 10^{11}$ GeV.

### 1.1.1 Interakce

Jak již bylo výše uvedeno, Standardní model zahrnuje pouze 3 interakce, silnou, slabou a elektromagnetickou, které lze na rozdíl od gravitace popsat kvantovou teorií pole s kalibrační invariancí. Předpokládá se, že každá interakce je zprostředkována pomocí jedné či více částic, které obecně označujeme jako *intermediální bosony.* Základní charakteristiky známých interakcí včetně intermediálních částic obsahuje následující Tab. 1.1.1.

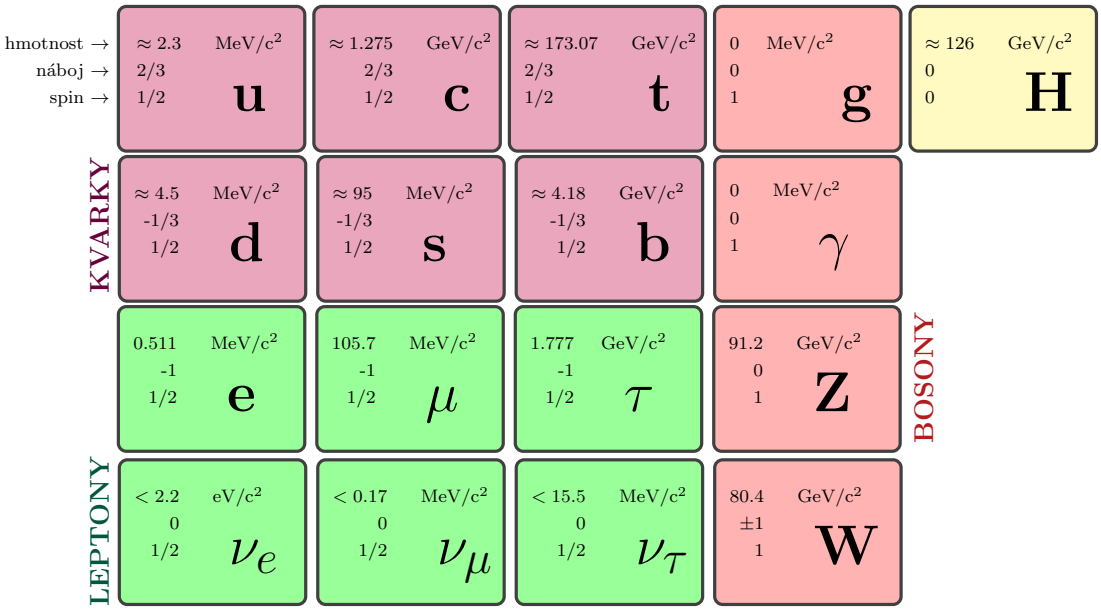
| **interakce** | **intm. částice** | | **dosah [m]** | **rel. síla** |
|---|---|---|---|---|
| **silná** | gluon | $g$ | $10^{-15}$ | 1 |
| **slabá** | intermed. | $Z$, $W^{\pm}$ | $10^{-18}$ | $10^{-7}$ |
| **elektro-magnetická** | foton | $\gamma$ | $\infty$ | $10^{-2}$ |
| **gravitační** | graviton | $G$ | $\infty$ | $10^{-39}$ |

Tabulka 1.1: Základní přehled fundamentálních interakcí: intermediální částice, dosah interakce a relativní síla interakce vzhledem k síle silné interakce. Převzato z [1].

Uvedený graviton je prozatím pouze hypotetický, doposud nebyl experimentálně pozorován. Detailní popis interakcí lze nalézt v řadě učebnic a publikací např. v [2, 3].

Pro následující popis je vhodné částice blíže klasifikovat. Nabízí se klasická kriteria zohledňující např. příslušnost ke generaci a statistické chování. Dle statistického chování lze rozlišit částice s poločíselným spinem[1] splňující *Fermi-Diracovu statistiku, fermiony*, a celočíselným spinem[1] odpovídající *Bose-Einsteinově statistice, bosony.* Elementární částice se pak dělí na 3

generace *kvarků*, 3 generace *leptonů*, výše zmíněné intermediální bosony s jednotkovým spinem a 1 *Higgsův boson*, který je zodpovědný za nenulové hmotnosti fermionů a bosonů. Následující odstavce stručně popisují vlastnosti fundamentálních částic zmíněných generací, které lze nalézt spolu s jejich základními charakteristikami hmotností, nábojů a spinů viz. Obr 1.1.




Obrázek 1.1: Elementární částice a jejich základní charakteristiky hmotností, nábojů a spinů.

### 1.1.2 Elementární a kompozitní částice

#### Leptony

Standardní model částicové fyziky předpokládá 3 hmotné ($e^-$, $\mu^-$, $\tau^-$) a 3 nehmotné leptony ($\nu_e$, $\nu_\mu$ a $\nu_\tau$) označované jako neutrina. Uvedené leptony spolu se svými příslušnými antičásticemi dohromady tvoří 3 generace leptonů

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Neboť velikost spinu všech leptonů nabývá hodnot $s = \frac{1}{2}$, řadíme je mezi fermiony, a proto se také řídí Pauliho vylučovacím principem. Objevují se v procesech ovlivněných slabou a elektromagnetickou interakcí (pouze nabité leptony), nikoli však silnou. Standardní model předpokládá neutrina jako nehmotná, nicméně se experimentálně pozoruje tzv. *oscilace neutrin*, přeměna neutrin vyšších generací na nižší. V důsledku této oscilace neutrin a studia *Curie plotů*, energetických spekter (např. elektronů $e^-$vznikajících při $\beta^-$ rozpadu Tritia ${}^3_1H$) vyplývá, že i neutrina získávají nenulovou hmotnost. O tom, že existují tři generace neutrin, svědčí důsledky plynoucí z měření celkové a parciální rozpadové šířky $Z$ bosonu.

#### Kvarky

Mezi konstituentní a zároveň fundamentální částice pozorované hmoty řadíme také 6 kvarků ($u$, $d$, $c$, $s$, $t$, $b$) a 6 příslušných anti-kvarků ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{c}$, $\bar{s}$, $\bar{t}$, $\bar{b}$) se spinem $\frac{1}{2}$, které jsou podobně jako leptony rozděleny do 3 generací

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

[1]Spin lze chápat jako vnitřní moment hybnosti, který přispívá k samotnému orbitálnímu momentu částice.

Základní charakteristiky kvarků lze opět nalézt v Obr. 1.1. Tyto částice se účastní všech typů interakcí. Slučováním dvou, tří a pěti kvarků a anti-kvarků vnikají kompozitní objekty, označované jako *hadrony*. Abychom mohli hadrony charakterizovat celočíselným nábojem, je výhodné zavést neceločíselný náboj kvarků $\frac{2}{3}$ a $-\frac{1}{3}$.

Neboť jsou experimentálně pozorovány i vícenásobné vázané stavy jednoho typu kvarku, jako je např. $\Delta^{++} = (u, u, u)$, je potřeba pro platnost Pauliho vylučovacího principu přisoudit kvarku nové kvantové číslo *barevný náboj* $\in \{r,\ g,\ b,\ \bar{r},\ \bar{g},\ \bar{b}\}$ = {red, green, blue, anti-red, anti-green, anti-blue}. Jednu z 8 barevných kombinací barvy a anti-barvy uvedených v Tab. 1.2 nese i intermediální částice silné interakce, nehmotný *gluon*. Gluony obecně nesou nulový elektrický náboj a jejich spin nabývá hodnoty $s = 1$. Z obecných principů také vyplývá, že díky zavedené barvě gluonů mohou gluony dokonce měnit barvu dvou silně interagujících kvarků. Výše zavedená barva pak také dovoluje interakci mezi samotnými gluony, což vede k řadě netriviálních důsledků. Vybrané z nich budou popsány v sekci 1.1.3.

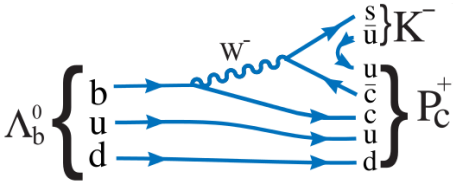
| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $r\bar{b}$ | $r\bar{g}$ | $b\bar{g}$ | $b\bar{r}$ | $g\bar{r}$ | $g\bar{b}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}\left(r\bar{r} - b\bar{b}\right)$ | $\frac{1}{\sqrt{6}}\left(r\bar{r} + b\bar{b} - g\bar{g}\right)$ |

Tabulka 1.2: 8 kombinací barev a anti-barev, které zprostředkovávají interakci mezi kvarky.

**Kompozitní částice**

Složením kvarků vnikají bezbarvé objekty, *hadrony*, podléhající silné interakci. Nejčastěji pozorovanými kompozitními částicemi jsou právě *baryony*, které jsou tvořeny třemi kvarky. Proto získávají poločíselný spin, a tak se zároveň klasifikují jako fermiony. K typickým zástupcům baryonů patří protony, vázané stavy kvarků ($uud$), a neutrony ($ddu$), jež dohromady představují základní stavební kameny okolního světa. To však neplatí pro *mezony*, vázané stavy kvarku a anti-kvarku. Zde opět z pravidel skládání spinů může spin mezonů nabývat nulové, nebo celočíselné hodnoty. Podle celkové velikosti spinu můžeme dále klasifikovat *skalární mezony* se spinem $s = 0$, *vektorové mezony* se spinem $s = 1$ a také *tenzorové mezony* o spinech $s \in \mathbb{N}/\{1\}$.

Donedávna byly známy pouze tyto 2 typy kompozitních částic, avšak v červenci 2015 byl poprvé experimentálně pozorován doposud pouze hypotetický vázaný stav 4 kvarků a 1 anti-kvarku označovaný jako *pentakvark*. Pentakvark $P_C^+$ s kvarkovým složením ($\bar{c}cuud$) byl zaznamenán na experimentu LHCb v $pp$ srážkách o $\sqrt{s} = 7$ a 8 TeV při slabém rozpadu $\Lambda_b^0$ baryonu. Feynmanův diagram tohoto procesu je k nahlédnutí na Obr. 1.2.




Obrázek 1.2: Feynmanův diagram pro rozpad $\Lambda_b^0$ baryonu, ve kterém byl poprvé pozorován pentakvark $P_C^+$ [4].

### 1.1.3 Základy kvantové chromodynamiky QCD

Teorie silné interakce je popsána pomocí kvantové chromodynamiky QCD, popisující vzájemnou interakci mezi kvarky a gluony. Přestože existuje vnitřní podobnost mezi kvantovou elektrodynamikou QED a kvantovou chromodynamikou QCD, tak důsledky způsobené zavedením nového vnitřního stupně volnosti intermediální částice silné interakce, barevného náboje gluonu, způsobují mezi těmito teoriemi podstatné rozdíly.

### Vazbový parametr

Na rozdíl od fotonu $\gamma$ v QED může gluon $g$ v QCD interagovat s dalšími gluony. S tím souvisí i rozdílný vývoj vazbového parametru (coupling constant) $\alpha_{QCD}$ v porovnání s $\alpha_{QED}$.

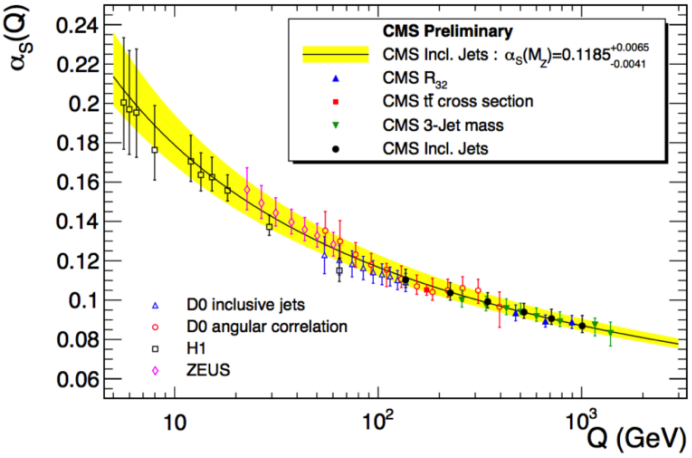
Neboť QED a QCD představují polní teorie, které jsou všechny renormalizovatelné, lze právě při procesu renormalizace předpovědět závislost vazbového parametru na kvadrátu předané hybnosti $Q^2$ vztahem 1.1. Proces renormalizace se používá pro odstranění ultrafialových (UV) a infračervených (IR) divergencí, které se mohou objevit při výpočtu maticových elementů. Pokud se jedná o proces interpretovaný Feynmanovým diagramem, který obsahuje smyčku, pak metodika výpočtu vede k integraci přes všechny možné hybnosti částic v této smyčce. Při integraci přes vysoké hybnosti se pak objevují ultrafialové divergence, zatímco při integraci přes velmi nízké hybnosti dochází k infračerveným divergencím. Téma ultrafialové a infračervené divergence je blíže popsáno v kapitole 3.

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - B \cdot \alpha(Q_0^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}}. \tag{1.1}$$

Rozdíl mezi interakcemi je obsažen v parametru $B$. Teorie předpovídají

$$B_{QED} = \frac{2\alpha^2}{3\pi}, \qquad B_{QCD} = -\frac{11N_c - 2N_f}{3}\frac{\alpha^2}{2\pi}, \tag{1.2}$$

kde $N_c$ představuje počet barev kvarků, $N_c = 3$, a $N_f$ počet vůní kvarku, tudíž pro $N_f < 17$ nabývá $B_{QCD} < 0$, a tak $\alpha_{QCD}$, na rozdíl od $\alpha_{QED}$, klesá s rostoucí předanou hybností $Q$. Detailní odvození vztahů 1.1 a 1.2 lze nalézt např. v publikaci [5] a výsledky měření vazbového parametru silné interakce v Obr. 1.3.



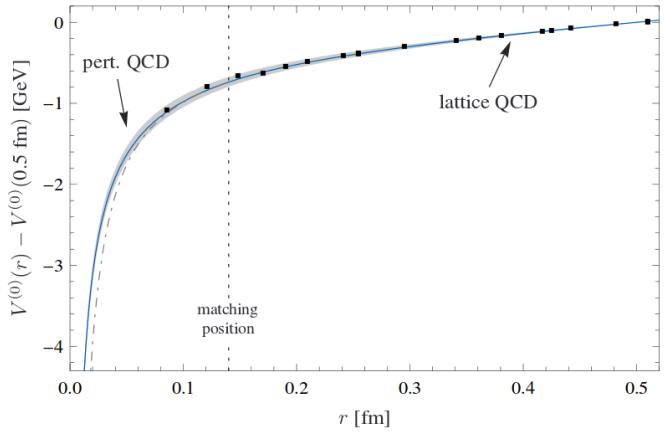

Obrázek 1.3: Meření vazbového parametru silné interakce $\alpha_{QCD} \equiv \alpha_s(Q)$ jako funkce předané hybnosti $Q$ spolu s celkovými nejistotami. Převzato z publikace [6].

Vývoj vazbového parametru $\alpha_{QCD}$ lze alternativně popisovat jako funkci vzájemné vzdálenosti dvou objektů s barevným nábojem, která je nepřímo úměrná předané hybnosti $Q$. Proto se barevné objekty při velmi nízkých vzájemných vzdálenostech chovají jako volné. Tento úkaz se nazývá *asymptotická volnost*. [3, 5, 6, 7]

### Barevné uvěznění

Asymptotická volnost je do jisté míry protikladem barevného uvěznění kvarků v bezbarvých hadronech (color confinement). Barevné uvěznění popisuje experimentální fakt, že doposud nepozorujeme volné kvarky. S rostoucími vzdálenostmi $r$ klesá předaná hybnost $Q$, což vede k divergencím v poruchových výpočtech QCD. Proto se teorie v této oblasti omezuje pouze na modely.

Pro dostatečně jednoduchý systém např. kvark-antikvarkový pár $q\bar{q}$ lze použít tzv. výpočtů na mříži QCD, z kterých lze předpovědět závislost potenciálu $V(r)$ jako funkci vzájemné vzdálenosti $q$ a $\bar{q}$ viz. Obr. 1.4. Při nízkých vzdálenostech by se měl projevovat coulombický potenciál úměrný $1/r$, zatímco při vyšších vzdálenostech by měl přecházet v lineární závislost. Při vyšších $r$ se tak projeví self-interakce gluonů, která může vytvářet gluonové pole (gluonové siločáry, nebo také struny) mezi uvažovaným $q\bar{q}$ párem. Lineární závislost potenciálu při




Obrázek 1.4: Potenciál silné interakce, jako funkce vzájemné vzdálenosti kvarku $q$ a antikvarku $\bar{q}$. Převzato z [8].

vyšších $r$ odpovídá rovnoměrnému rozložení síly na gluonové struně mezi $q\bar{q}$. Síla s rostoucím $r$ neklesá, jako je tomu v elektrodynamice. Proto se pozorují pouze vázané stavy kvarků v hadronech. Může však nastat situace, kdy se $r$ navýší natolik, že potenciální energie mezi $q\bar{q}$ je natolik vysoká, že se může podílet na vytržení nového $q\bar{q}$ páru z vakua a tím zpřetrhat původní gluonové pole. Nově vzniklý $q$ se pak naváže na gluonové siločáry původního $\bar{q}$ a podobně nově vzniklý $\bar{q}$ se přichytí gluonových siločár původního $q$. Tím tedy vznikají dva bezbarvé mezony z jednoho $q\bar{q}$ páru. Výše popsaný proces se označuje jako *Strunový model hadronizace*. [1, 9, 10]

**Poruchové výpočty**

Pro zjednodušení výpočtů v QCD je užitečné použít poruchových výpočtů, kdy je možné rozvinout pozorovatelnou veličinu do mocninné řady vazbového parametru silné interakce (pouze pro $\alpha_{QCD} \ll 1$). Pro výpočet se pak používají jen nejnižší řády poruchového rozvoje označované jako LO (*leading-order*) a NLO (*next-to-leading-order*). Koeficienty příslušného řádu $\alpha_S$ se určí jako součet maticových elementů ze všech Feynmanových diagramů odpovídajících danému procesu. Zvláštní situace nastává v případě určování příspěvku ve Feynmanově diagramu obsahujícím uzavřené smyčky, kdy dochází k ultrafialovým (UV) a infračerveným (IR) divergencím. Fyzikální interpretace IR a UV divergencí bude podrobněji popsána v sekci 1.2 a kapitole 3.

## 1.2 Účinný průřez

Účinný průřez, neboli cross section, představuje jednu z často měřených veličin při srážkových experimentech na poli částicové fyziky. Pro intuitivní odvození účinného průřezu budeme uvažovat terčíkový experiment, kdy nalétávající svazek částic typu $a$ interaguje s částicemi terčíku typu $b$ za vzniku částic $c$.

Počet vyprodukovaných $dN$ částic typu $c$ vylétávajících z místa srážky v prostorovém úhlu $d\Omega$ lze kvantifikovat pomocí množství dopadajících částic $a$ a počtu částic $b$ v interakčním objemu terčíku.

Uvažujme hustotu toku $j$, která popisuje množství dopadajících částic typu $a$ na interakční povrch terčíku $A$ za jednotku času. Počet částic obsažených v interakčním objemu terčíku je úměrný objemové hustotě částic $n$, interakční ploše $A$ a tloušťce terčíku $s$, o kterém předpokládáme, že je dostatečně tenký, tak aby veškeré částice terče měly stejné podmínky vůči dopadajícímu svazku (tzv. přiblížení tenkého terčíku). Proto počet částic $b$ v terčíku odpovídá $N_{tercik} = Asn$. Pokud bude interakce částic $a$ s $b$ popsána pravděpodobností interakce $\sigma(\phi, \theta)$ jako funkcí polárního a azimutálního úhlu, pak je počet vyprodukovaných částic typu $c$ v prostorovém úhlu $d\Omega$ určen jako

$$dN = j \cdot Asn \cdot \sigma(\phi, \theta) \cdot d\Omega$$

a při označení diferenciálního účinného průřezu interakce $\frac{d\sigma}{d\Omega} := \sigma(\phi, \theta)$ získáme vztah 1.3

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{jAsn} \frac{dN}{d\Omega}. \tag{1.3}$$

Často se také počítá integrální účinný průřez $\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \sigma(\phi, \theta) d\Omega$. Účinnému průřezu náleží jednotka $[\sigma] = \mathrm{m}^2$, avšak pro velmi malé plochy se běžně používá jednotka barn $b$ s přepočtem $1b{=}10^{-28}$ m$^2$. Diferenciální účinný průřez lze také kvantifikovat pomocí níže zavedené luminosity $L$, proměnné charakterizující svazek v urychlovači, a *interaction rate* $R_{int}$, která udává počet interakcí za 1 sekundu.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R_{int}}{L}, \quad \text{kde} \quad R_{int} = \frac{dN}{d\Omega}, \qquad L = jAsn \tag{1.4}$$

Výpočet účinných průřezů v kvantové teorii pole je založen na jiném přístupu. Zde se uvažuje diferenciální účinný průřez jako funkce kvadrátu invariantní amplitudy $\mathcal{M}$, specifického výrazu v elementu $S$-matice (amplitudy pravděpodobnosti) pro zvolený řád poruchové teorie. Maticový element $S$-matice odpovídá skalárnímu součinu očekávaného stavu $|\psi\rangle$ s propagovaným stavem $|\phi\rangle$ částice, která byla na počátku popsána stavem $|\phi_{initial}\rangle$. Stav $|\phi\rangle$ lze získat řešením pohybové rovnice pro uvažovanou částici. Konstrukce vlnové funkce $|\phi\rangle$ je pak postavena na teorii řešení diferenciálních rovnic na prostoru zobecněných funkcí, jejíž principy dovolují přepsat pohybovou rovnici v diferenciálním tvaru do tvaru integrálního. Integrální rovnice pro $|\psi\rangle$ pak lze řešit poruchovými výpočty ve zvoleném řádu poruchové teorie.

Pro zjednodušení výpočtů se často používají Feynmanova pravidla, vyplývající z řešení pohybových rovnic, která říkají, jak pomocí Feynmanových diagramů úsporně konstruovat řešení pohybových rovnic, nebo jak sestavit invariantní amplitudu $\mathcal{M}$. Detailní popis těchto výpočtů však přesahuje rámec této práce a lze je nalézt v řadě učebnic např. [2, 11]. Zmiňme alespoň jedno z Feynmanových pravidel, které říká, že v procesu, který je popsán Feynmanovým diagramem se smyčkou, se integruje přes všechny možné hybnosti částic v této smyčce. Právě toto pravidlo je zodpovědné za již zmíněné infračervené a ultrafialové divergence v poruchových výpočtech. Při změně integračních proměnných se ultrafialové divergence objevují v důsledku integrace přes velmi vysoké hybnosti. Naopak infračervené divergence se objevují v diagramech, kde dochází např. k vyzáření reálného gluonu, a integruje se přes hybnosti či úhly blížící se k nule.

Protože se tato práce převážně věnuje studiu tvrdých procesů, procesů s vysokými předanými hybnostmi, uveďme zde alespoň závislost integrálního účinného průřezu pro produkci dvou jetů $\sigma_{dijet}$ odvozeného z principů kvantové chromodynamiky. Jedná se o interakci partonu $a$ z protonu $p_1$ a partonu $b$ v protonu $p_2$ při procesu $p_1 p_2 \to cd$. Pravděpodobnost rozložení hybností partonů jsou popsány partonovými distribučními funkcemi $f_{a/p_1}(x_1, \mu_F)$ a $f_{b/p_2}(x_2, \mu_F)$, které závisí na frakci hybnosti partonu v protonu $x_1$ resp. $x_2$ a faktorizační škále $\mu_F$. Celkový účinný průřez $\sigma_{dijet}$ je také ovlivněn účinným průřezem tvrdého procesu $\hat{\sigma}_{ab\to cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}, x_1, x_2, \mu_F)$, který se obvykle vyjadřuje pomocí sady invariantních Mandelstamových proměnných $\hat{s}$, $\hat{t}$, $\hat{u}$. [12]

$$\sigma_{dijet} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_{a/p_1}(x_1, \mu_F) f_{b/p_2}(x_2, \mu_F) \hat{\sigma}_{ab\to cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}, x_1, x_2, \mu_F) \tag{1.5}$$

## 1.3 Kinematické veličiny

Ve fyzice vysokých energií jsou podstatné reakce a procesy s vysokými energiemi a hybnostmi přesahující klidové hmotnosti pozorovaných částic, proto je nezbytné při popisu zohlednit relativistický charakter interakce. Pro zjednodušení výpočtů je žádoucí zavést relativisticky invariantní veličiny, tedy veličiny invariantní vůči *Lorentzově transformaci* (transformaci mezi dvěma soustavami, které se pohybují vůči sobě konstantní rychlostí $v$, srovnatelnou s rychlostí světla $c$), nebo veličiny s výhodnou transformací vůči změně souřadné soustavy.

Mezi užitečné kinematické proměnné řadíme rapiditu $y$, bezrozměrnou veličinu, definovanou vztahem

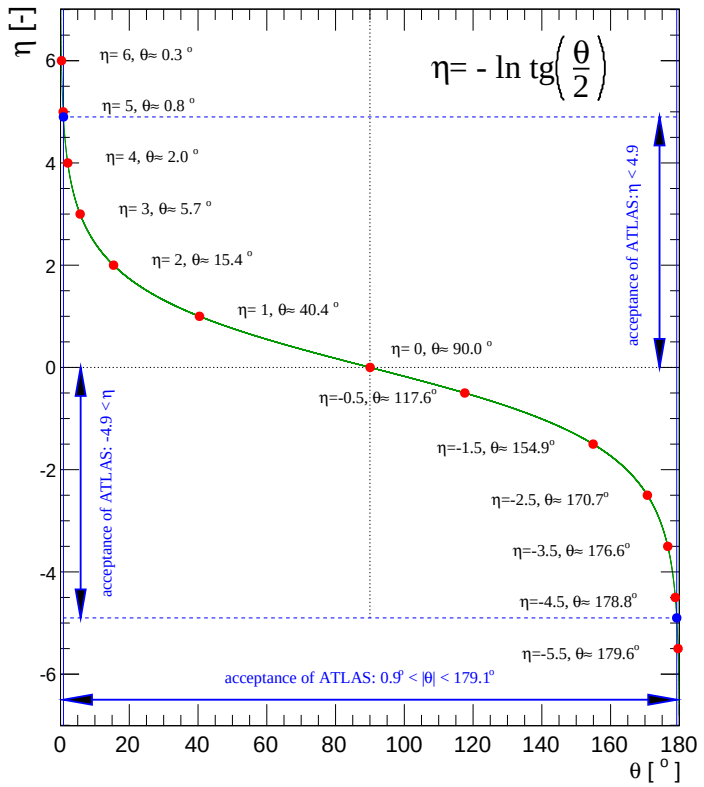
$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \tag{1.6}$$

s energií $E$ a podélnou hybností částice $p_z$. Rychlost světla $c$ obvykle při výpočtech v přirozených jednotkách pokládáme $c = 1$. Při Lorentzově transformaci se rapidita transformuje jako:

$$y' = y - \tanh^{-1}\beta\,, \quad \text{kde} \;\; \beta = \frac{v}{c}, \tag{1.7}$$

Proto je při konstantní rychlosti soustavy $v$ změna rapidity $\Delta y$ lorentzovsky invariantní, $\Delta y' = \Delta y$. Této vlastnosti například výhodně využívají jetové algoritmy, při určení vzájemné polohy dvou částic $i$ a $j$ jako $\Delta R_{ij}$, v prostoru rapidit a azimutálních úhlů $(y \times \phi)$:

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}.$$




Obrázek 1.5: Závislost pseudorapidity $\eta(\theta)$ jako funkce polárního úhlu.

Vysokoenergetickou limitou rapidity lze získat pomocí Taylorova polynomu 1. řádu a přepisu do polárních úhlů $\theta$ novou kinematickou proměnou, pseudorapiditu $\eta$ (1.8), popisující geometrii srážky.

$$\eta = -\ln \mathrm{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.8}$$

Závislost pseudorapidity $\eta$ jako funkce polárního úhlu $\theta$ (měřeného od osy $z$, která se běžně ztotožňuje s osou nalétávajícího svazku) je zobrazena na Obr. 1.5 včetně několika vybraných bodů. Pro porovnání s teorií zde uvádíme rozsah experimentálně dostupné oblasti detektoru ATLAS na LHC, který dosahuje akceptance $|\eta| < 4.9 \Leftrightarrow 0.9^o < \theta < 179.1^o$.

Do kategorie lorentzovsky invariantních pozorovatelných veličin také spadá příčná (transversální) hybnost $p_t$ a azimutální úhel $\phi$, svíraný hybnostmi $p_x$ a $p_y$.

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \qquad \phi = \mathrm{arccotg}\,\frac{p_x}{p_y}$$

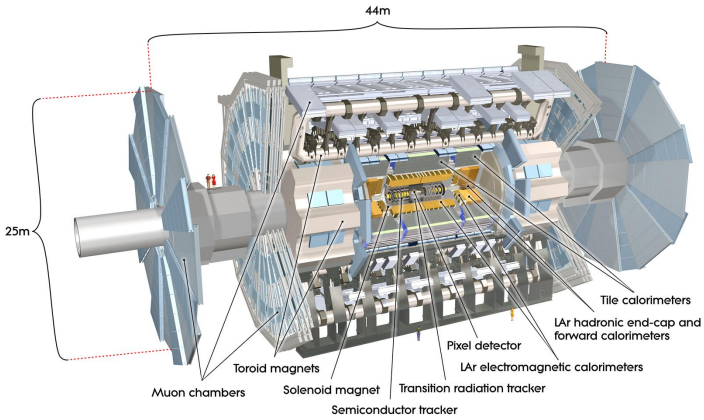
# Kapitola 2

# Urychlovač LHC a detektor ATLAS

Předpovědi vycházející z fyzikálních teorií, jako je např. teorie standardního modelu, je nezbytné experimentálně ověřit, proto se objevují snahy budovat mezinárodní výzkumná experimentální zařízení, jako jsou např. observatoře kosmického záření, nebo lineární a kruhové urychlovače částic. Mezi výzkumná centra zaměřená na základní výzkum na poli částicové fyziky patří i CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) s řadou experimentů, povětšinou vybudovaných na kaskádě urychlovačů, kterým nyní dominuje „kruhový“ urychlovač LHC (*The Large Hadron Collider*).

LHC představuje urychlovač o obvodu 27 km navržený pro studium *pp* srážek při energiích dosahujících až 14 TeV a jaderných srážek olova při 2.8 TeV na jeden nukleon. Pro urychlení se používá supravodivých magnetů s magnetickou indukcí dosahující až 8.33 T pracujících při teplotách blízkých absolutní nule. Chlazení dipólových magnetů, které zahýbají dráhy částic, dosahuje až k 1.9 K, což z LHC dělá nejchladnější známé místo ve vesmíru.

Protože je technicky velice náročné docílit vzájemné srážky dvou protonů o rozměrech $\sim 10^{-15}$ m, tak se obvykle na urychlovačích nesrážejí pouze dva protony, ale celé shluky protonů. Při běhu LHC ve „srážkovém režimu“ je po obvodu urychlovače rozmístěno $\sim 2800$ shluků částic se vzájemným rozestupem $\sim 7,5$ m $\Leftrightarrow \sim 25$ ns, které se srážejí s frekvencí $\sim 10^7$ Hz. Shluky obsahují na $1.15 \times 10^{11}$ protonů, a tak se pozorují i vícenásobné srážky protonů (události, eventy), jejichž počet závisí na luminozitě. To vede k tzv. *pile-up*, kdy se v detektoru nepozorují pouze částice vzniklé při jedné události, ale částice z několika událostí zároveň. Proto je nezbytná korekce na *pile-up*, která představuje proceduru, při níž se vybírají částice přítomné pouze v konkrétní události, kterou chceme studovat.




Obrázek 2.1: ATLAS detektor a jeho hlavní části. Převzato z [13]

Pro studium subatomárních procesů na LHC se používá řada experimentů včetně víceúčelového detektoru ATLAS (**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S**), který byl mimo jiné navržen tak, aby byl schopný objevit Higgsův boson. To se také podařilo. Jeho existence byla poprvé veřejně oznámena 4. července 2012.

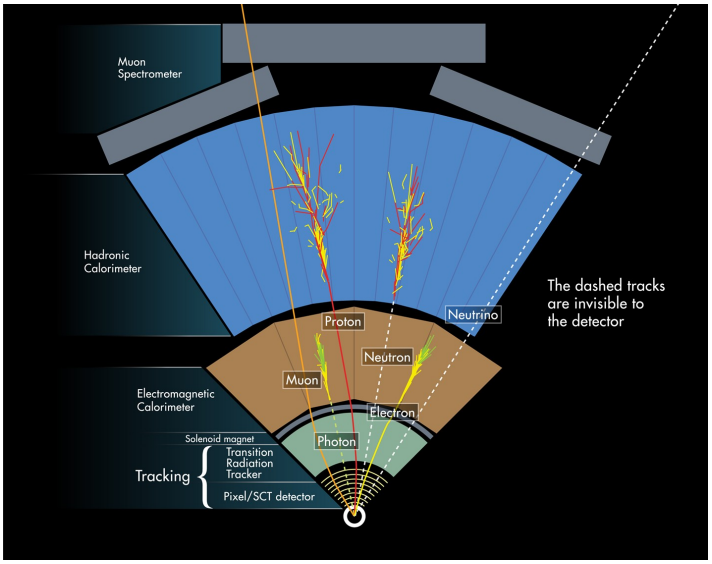
Schéma konstrukce a hlavní části detektoru ATLAS popisuje Obr. 2.1, avšak základní principy detekce částic lze nalézt na Obr. 2.2.

V nejcentrálnější oblasti se nachází vnitřní detektor (inner detecror ID) s akceptancí $|\eta| < 2.5$ a plným pokrytím v azimutálním úhlu $\phi$. Vnitřní detektor

je obklopen solenoidním magnetem o magnetické indukci 2 T, který zakřivuje dráhy nabitých částic a tak umožňuje v ID měřit dráhy a příčné hybnosti nabitých částic. ID se dále skládá z pixelového detektoru, polovodičového dráhového detektoru a přechodového dráhového detektoru.

Další úroveň detektoru tvoří kalorimetry pro měření deponované energie nabitých a neutrálních částic. Kalorimetry zde tvoří několik podsystémů s různými absorbéry ($Pb$, $Cu$, $Fe$, $Wo$), na kterých dochází k elektromagnetickým resp. hadronovým sprškám, které jsou detekovány vysoce čistým tekutým argonem $LAr$. Elektromagnetický kalorimetr tvoří tzv. barrel ($|\eta| < 1.475$) a end-cap ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Následuje hadronový kalorimetr tvořený centrálním tzv. tile kalorimetrem ($|\eta| < 1.7$), hadronovým end-capem ($1.5 < |\eta| < 3.2$) a dopředným kalorimetrem ($3.1 < |\eta| < 4.9$) umístěným mezi end-capem a svazkovou trubicí. Celkové pokrytí kalorimetry tak na ATLAS odpovídá $|\eta| < 4.9$ a v přepočtu na polární úhly $0.9^o < \theta < 179,1^o$. Nakonec obklopuje detektor mionový spektrometr s toroidálními magnety pro měření drah a $p_t$ mionů.

Nedílnou součást detektoru také tvoří chladící systém a systém pro ukládání dat, se kterým je také úzce spojen trigger systém. Zálohování dat vyžaduje $\sim 1.3$ Mb na jeden event, proto je nezbytné, aby se při vysokých frekvencích srážek $\sim 10^8$ Hz třídily pozorované události a vybíraly pouze ty fyzikálně zajímavé. Proto byl navržen ATLAS trigger systém, který ve třech úrovních selekce událostí kombinuje software i hardware. Tvoří jej: L1, L2 a event filter. V první fázi L1 zohledňují informace z mionového spektrometru a kalorimetru. V pozorovaných událostech se definují tzv. Regions-of-Interest (RoI's) o souřadnicích $\eta$ a $\phi$, které obsahují potenciálně zajímavé fyzikální objekty (např. fotony, jety, nebo $\tau$ leptony s vysokými $p_t$, vysoké chybějící příčné energie $E_T^{miss}$, nebo vysokou celkovou příčnou energii). L1 takto za $\sim 2$ $\mu$s redukuje počet uvažovaných událostí z původních $\sim 10^8$ Hz na $\approx 75$ kHz. Druhá úroveň trigger systému L2 je navržena tak, aby získala všechny dostupné informace z detektorů o oblasti RoI's (přibližně 2% dat z celé události) a v průběhu 40 ms také snížila počet potenciálně fyzikálně zajímavých událostí na $\approx 3.5$ kHz. Ve 3. a zároveň poslední fázi, označovaní jako event filter, se používají offline analyzační procedury, které během $\sim 4$ s vyberou finálních $\approx 200$ Hz událostí, vhodných pro fyzikální analýzu dat. [7, 15]

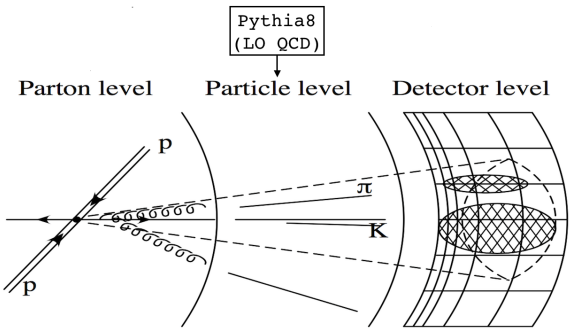



Obrázek 2.2: Schematický průřez detektoru ATLAS. Převzato z [14]

# Kapitola 3

# Jety a Jetové algoritmy

Pro vyhledávání jetů, významných směrů toku částic, v tvrdých procesech, často ztotožňovaných s partony v koncovém stavu, byly navrženy postupy, jetové algoritmy, popisující nalezené jety pomocí klasických detektorových proměnných: rapidit $y$ a azimutálních úhlů $\phi$. Jetové algoritmy řadíme do dvou kategorií představující kuželové a sekvenční klastrovací algoritmy. Kuželové algoritmy jsou založené na principu větvení a hadronizace užívané v QCD. Obklopují shluky částic o dostatečné energii (flow energy) kuželem o poloměru $R$, který je označen jako jet, zatímco sekvenční klastrovací algoritmy zpětně slučují (klastrují) detekované částice a snaží se opakovaným slučováním dvou objektů (protojetu a přiřazované částice) nalézt původní částici, objevující se na počátku větvení (sprškování).




Obrázek 3.1: Partonová, částicová a detektorová úroveň jetu. Převzato z [16].

Z hlediska časového vývoje tvrdé srážky můžeme rozlišovat tři kategorie jetů, které jsou popsány na Obr. 3.1. Bezprostředně po srážce lze registrovat partonové jety obsahující kvarky a gluony. Po následné hadronizaci vznikají stabilní částice (s dobou života $c\tau \sim 10^{-15}$ m), které mohou být přiřazeny do jetů na částicové úrovni. Tyto jety běžně označujeme jako *true jets*. Třetí úroveň představují jety na detektorové úrovni obsahující dráhy a/nebo tzv. kalorimetrické věže, jakožto naměřený signál z kalorimetru.

Jety na partonové úrovni do jisté míry odpovídají partonům vznikajícím při tvrdých srážkách. Na rozdíl od partonů jsou však jety jednoznačně definovány volbou jetového algoritmu a sady vstupních parametrů jetového algoritmu [17]. Odlišný přístup vyhledávání jetů spolu s rozdílnými parametry jetového algoritmu souvisí i s různými vlastnostmi jetů, o kterých pojednává tato práce.

Vedle jetového algoritmu je také nezbytné definovat, jakým způsobem se budou přepočítávat pozorované veličiny jetů. Tyto přepočty udává tzv. rekombinační schéma. Příkladem může být $E$-schéma (four-momentum scheme, též $E$-scheme), které se běžně používá na Tevatronu nebo LHC [21]. Je definované pouhými součty energií $E^i$ a hybností $p_x^i$, $p_y^i$, $p_z^i$ všech částic $i$ v jetu $J$, tedy $i \in J$, viz. vztahy (3.1) (3.2).

$$p^J = (E^J, \vec{p}_J) = \sum_{i \in J} (E^i,\, p_x^i,\, p_y^i,\, p_z^i), \tag{3.1}$$

$$p_t^J = \sqrt{(p_x^J)^2 + (p_y^J)^2}, \qquad y^J = \ln \frac{E_J + p_z^j}{E_J - p_z^J}, \qquad \phi^J = \arctan \frac{p_y^J}{p_x^J} \tag{3.2}$$

Pro účel analýzy MC dat v této práci bylo použito právě $E$-schéma, nicméně uveďme, že existuje celá řada dalších rekombinačních schémat např. $p_t$, $p_t^2$, $E_T$, $E_T^2$. Více lze nálézt např.

v publikaci [21].

## 3.1 Vlastnosti jetových algoritmů

Z výše uvedených důvodů vyplývá, že je nezbytné studovat jetové algoritmy a vyladit jejich vlastnosti tak, aby byly výhodné, jak pro použití při teoretických výpočtech, tak při aplikaci na experimentální data. Proto se zavádí pojem *ideální jetový algoritmus* [22], který zohledňuje následující faktory

- *Přesná definice*
- *Vhodné teoretické vlastnosti*
  - infračervená a kolineární bezpečnost
  - snadné použití algoritmu při poruchových výpočtech
  - konečné hodnoty účinných průřezů v libovolném řádu poruchové teorie
  - necitlivost účinných průřezů vůči hadronizaci
  - nezávislost na luminositě- nezávislost vůči pile-up
- *Nezávislost na experimentu* - nezávislost na typu detektoru či jeho uspořádání
- *Univerzálnost* - výsledky by měly být nezávislé při aplikaci algoritmu na partonové, částicové i detektorové úrovni
- *Časová náročnost* - minimální strojový čas
- *Efektivita* - schopnost detekce fyzikálně důležitých případů

### 3.1.1 Infračervená a kolineární bezpečnost

Kritérium infračervené a kolineární bezpečnosti hraje u jetových algoritmů významnou roli. Zajišťuje konvergentní předpověď účinných průřezů. Např. účinný průřez $d\sigma_{q\to qg}$ pro vyzáření měkkého gluonu kvarkem v rámci QCD je dán výrazem

$$d\sigma_{q\to qg} = \frac{\alpha_s C_F}{\pi}\frac{dE}{E}\frac{d\theta}{\sin\theta}\frac{d\phi}{2\pi}, \quad [23] \tag{3.3}$$

kde $\alpha_s$ je vazbový parametr silné interakce, $C_F$ charakteristická pravděpodobnost vyzáření gluonu kvarkem, $\theta$ vzájemný úhel mezi původním kvarkem a emitovaným gluonem, $\phi$ pak představuje azimutální úhel a $E$ energii emitovaného gluonu. Výraz (3.3) v limitě nízkých energií a limitě přímých (resp. nulových) vzájemných úhlů $\theta$ nabývá divergentních hodnot, které popisuje Tab. 3.1.

| | |
|---|---|
| $E \to 0$ | infračervená (měkká) divergence |
| $\sin\theta \to 0 \Leftrightarrow \theta \to 0 \vee \theta \to \pi$ | kolineární divergence |

Tabulka 3.1: Infračervená a kolineární divergence v diferenciálu účinného průřezu pro vyzáření gluonu kvarkem $d\sigma_{q\to qg}$.

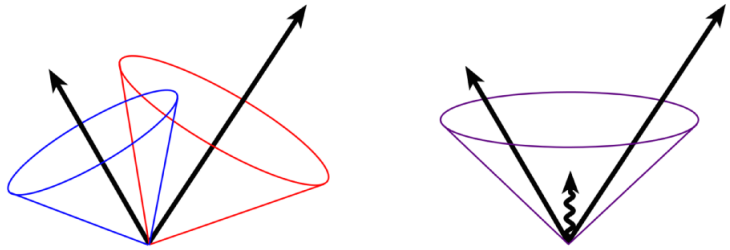
Obecně lze definovat infračervenou a kolineární bezpečnost takto:

*Pro každé spektrum pozorovatelné veličiny, které má být spočitatelné ve fixním řádu poruchové teorie, by měla být ona pozorovatelná infračerveně (IR) a zároveň kolineárně (C) bezpečná. To znamená, necitlivá vůči vyzáření měkké resp. kolineární částice. Jinými slovy požadujeme, aby se při rozpadu částice $i$ na $j$, $k$ o hybnostech $\vec{p}_i$, $\vec{p}_j$, $\vec{p}_k$ zachovávala hybnost $\vec{p}_i$.*

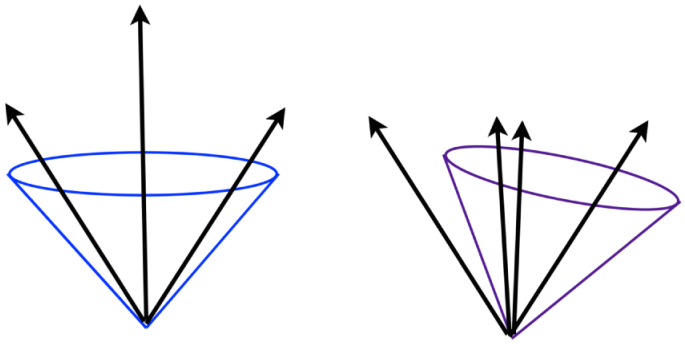
$$i \to j + k \qquad\qquad \vec{p}_i \to \vec{p}_j + \vec{p}_k$$

*A to i v případě, že by jedna z částic j, k představovala infračervenou (měkkou) či kolineární (rovnoběžně vyzářenou) částici.* Převzato z [23].

Grafické znázornění algoritmu, který není infračerveně bezpečný, popisuje Obr. 3.2. Na Obr. 3.2 vlevo byly původně pozorovány dva tvrdé partony, které se přiřadily do dvou různých jetů, ale vyzáření měkkého gluonu mezi původně dvěma tvrdými partony na Obr. 3.2 vpravo ovlivnilo přiřazování partonů do jetů, a tak byl zrekonstruován pouze jeden jet. Podmínka infračervené bezpečnosti také souvisí s univerzálností algoritmu, neboť schéma infračervené bezpečnosti zároveň popisuje přechod z partonové na částicovou úroveň jetu [24]. Příklad algoritmu, který není kolineárně bezpečný, pak popisuje Obr. 3.3, kde lze pozorovat, že rozpad, jinými slovy rozdělení hybnosti, tvrdé částice (Obr. 3.3 vlevo) na dvě částice vyzářené při velmi malých vzájemných úhlech (Obr. 3.3 vpravo) mění vlastnosti jetu.



Obrázek 3.2: Ukázka jetového algoritmu, který není infračerveně bezpečný: emise měkkého partonu může ovlivnit výsledky rekombinace. Převzato z [25].



Obrázek 3.3: Ukázka algoritmu, který není kolineárně bezpečný: vlastnosti původního jetu se mění po rozštěpení jednoho partonu na dva kolineární partony. Převzato z [25].

## 3.2 Kuželové algoritmy

Do kategorie kuželových algoritmů spadá i vůbec první jetový algoritmus navržený Stermanem a Weinbergem v sedmdesátých letech pro rekonstrukci jetů v $e^-e^+$ srážkách [26].

Většina dnes používaných kuželových algoritmů je řazena do skupiny iterativních kuželových algoritmů, které iterativně hledají stabilní osu kužele dle příslušného rekombinačního schematu v okolí dostatečně energetických částic označovaných jako *seeds*. Nevýhodou zavedení seed částice je narušení kolineární bezpečnosti. Navíc pokud lze označit např. dvě částice za seed, pak je nutné ověřit, že měkké částice mezi nimi nezpůsobí vznik dalšího kužele, neboť by se narušila i infračervená bezpečnost [27].

Zvláštní případ nastává při detekci více jetů, které se překrývají. Tehdy se v závislosti na energii uložené v překrývající se oblasti definují procedury pro sloučení či oddělení jetů. To opět může narušit kolineární a infračervenou bezpečnost. Pro vyladění infračervené bezpeč-

nosti byl vyvinut SISCone algoritmus (Seedless Infrared-Safe Cone algoritmus) [26].

## 3.3 Klastrovací sekvenční algoritmy

Klastrovací sekvenční algoritmy jsou navrženy tak, aby byly odolné vůči vyzáření kolineárních i měkkých částic. Třídu klastrovacích algoritmů navržených pro hadronové srážky lze obecně definovat následujícími vztahy (3.4) (3.5).

$$d_{iB} = p_{t_i}^{2p}, \qquad d_{ij} = min(p_{t_i}^{2p}, p_{t_j}^{2p}) \cdot \frac{\Delta R_{ij}}{R}, \tag{3.4}$$

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\phi_i - \phi_j)^2 + (y_i - y_j)^2}, \tag{3.5}$$

kde $p_{t_i}$ představuje příčnou hybnost, $\phi_i$ azimutální úhel a $y_i$ rapiditu objektu $i$, a tak předpis s výhodou pracuje jen s lorentzovsky invariantními veličinami ($\phi$, $p_t$ a $\Delta y = y_i - y_j = y'_i - y'_j = \Delta y'$). Veličiny $d_{ij}$ a $d_{iB}$ odpovídají vzdálenostem v prostoru $\phi \times y$ mezi objekty $i$ a $j$, resp. vzdálenostem mezi objektem $i$ a osou nalétávajícího svazku $B$ (Beam). Literatura často interpretuje indexy $i$, $j$ ve vztazích 3.4 a 3.5 jako částice, nicméně toto označení může být matoucí. Ve skutečnosti objekt $i$ představuje potenciální jet, též *protojet*.

| $p$ | **algoritmus** |
|---|---|
| 1 | $k_t$ |
| 0 | Cambridge/Aachen |
| -1 | anti-$k_t$ |

Tabulka 3.2: Různé klastrovací sekvenční algoritmy vzájemně odlišuje $p$ parametr.

Pro definici jetu je také nezbytné definovat vstupní parametry jetového algoritmu. V případě klastrovacích sekvenčních algoritmů se běžně jedná o minimální transversální hybnost jetu $p_{t_{min}}$ a rádius $R$ (nebo také poloměr jetu), který popisuje objem uvažovaného jetu v prostoru $\phi \times y$. Pro odlišení různých členů rodiny klastrovacích sekvenčních algoritmů je zde zahrnut i parametr $p$, který zároveň určuje váhu příčné hybnosti pro začlenění uvažované částice do protojetu. Následující tabulka Tab. 3.2 uvádí běžně používané sekvenční klastrovací algoritmy v hadronových srážkách. Samotné klastrování pak probíhá v následujících třech krocích:

1.) určení hodnot $d_{ij}$ a $d_{iB}$

2.) určení hodnoty $min(d_{ij}, d_{iB})$

   a.) pokud $d_{ij} = min(d_{ij}, d_{iB})$, pak se $j$-tá částice přiřadí do protojetu $i$ a pro nově vzniklý objekt se přepočte 4-hybnost v závislosti na volbě rekombinačního schématu

   b.) pokud $d_{iB} = min(d_{ij}, d_{iB})$, pak se objekt $i$ označí jako jet a všechny částice obsažené v tomto jetu se smažou ze seznamu částic

3.) opakování celé procedury od bodu 1.), dokud nezbývají žádné částice

### 3.3.1 $k_t$ algoritmus

Algoritmus $k_t$ je určen parametrem $p = 1$, jeho explicitní vztah pro vzdálenost mezi $i$-tou a $j$-tou částicí je definován jako:

$$d_{ij} = min(p_{t_i}^2, p_{t_j}^2) \cdot \frac{\Delta R_{ij}}{R}.$$

Proto se měkké částice klastrují dříve než částice tvrdé. To však způsobuje nepravidelný okraj nalezeného jetu, viz. Obr. 3.4, který způsobuje komplikace při vyčítání z některých typů detektorů a aplikaci neporuchových korekcí, což dělá $k_t$ algoritmus méně vhodný pro experimentální užití [26]. Přesto se $k_t$ často používá např. při metodách pro odstranění pile-upu[1],

nebo při filtrování měkkých částic v objemných jetech. Doposud se $k_t$ algoritmus používal zejména v experimentech na urychlovačích HERA a také Tevatron.

### 3.3.2 Cambridge/Aachen

Charakteristický parametr klastrovacích algoritmů je v případě Cambridge/Aachen algoritmu rovný nule, $p = 0$. Proto se obecné vztahy sekvenčních klastrovacích algoritmů redukují na $d_{iB} = 1$ a $d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}}{R}$, což vede v druhém kroku klastrování k podmínce:

$$\Delta R_{ij} < R.$$

V okamžiku, kdy $\Delta R_{ij} \geq R$, klastrování končí, a pokud je zároveň splněna podmínka na minimální $p_t$ jetu, označí se nalezený objekt jako jet. Váha transversálních hybností částic se zde nezohledňuje, jako je tomu u anti-$k_t$ a $k_t$ algoritmu, a tak klastrování částic závisí pouze na „vzájemné vzdálenosti“. Jedná se tedy o nejjednodušší algoritmus určený pro studium hadronových srážek.

### 3.3.3 anti-$k_t$ algoritmus

Algoritmu anti-$k_t$ je přiřazen parametr $p = -1$, proto se při počátečním výběru částic do jetu dle váhy $\frac{1}{p_i^2}$ přiřazují tvrdé částice dříve než měkké, a tak jety vznikají právě v okolí nejtvrdších částic viz. Obr. 3.4.

$$d_{ij} = min(\frac{1}{p_{t_i}^2}, \frac{1}{p_{t_j}^2}) \cdot \frac{\Delta R_{ij}}{R}$$

Necitlivost vůči měkkým a kolineárním částicím je příčinnou řady dalších velmi užitečných vlastností, v jejichž důsledku, v současné době anti-$k_t$ představuje nejpoužívanější a zároveň teoreticky nejbezpečnější jetový algoritmus [28]. Mezi zmíněné výhodné vlastnosti patří symetrický (kruhový) výstup v rovině $\phi \times y$, jako v případě kuželových algoritmů, který usnadňuje kalibraci detektorových jetů. Odolnost vůči měkkým částicím také zjednodušuje určité teoretické výpočty a stejně tak zjednodušuje korekci na pile-up nebo underlying-events.

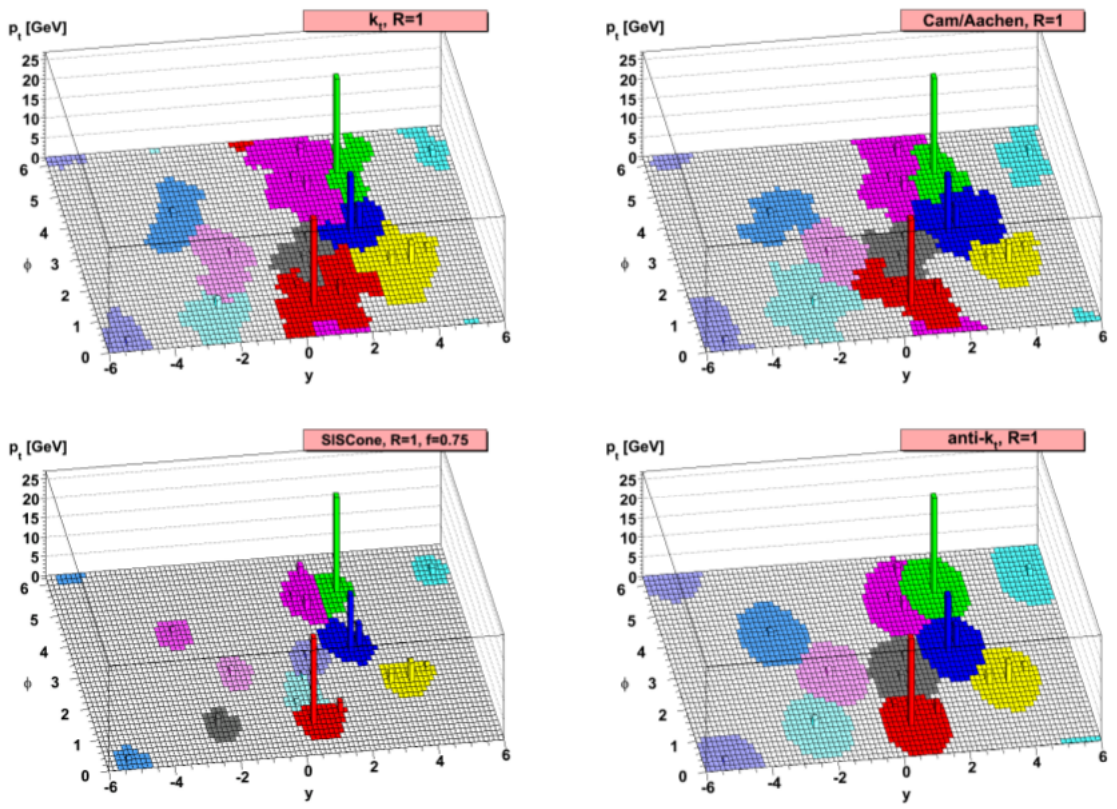
Závěrem shrňme základní charakteristiky výše zmíněných jetových algoritmů, které uvádíme v Tab. 3.3, kde lze mimo výše diskutované bezpečnosti také nalézt informace o povaze výstupu v prostoru $y \times \phi$ a časovou náročnost.

| **název algoritmu** | **Typ algoritmu** | | **IR safety** | **colinear safety** | **symetrický výstup** | **časová náročnost** |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | **typ** | **p** | | | | |
| $k_t$ | klastrovací | 1 | ✓ | ✓ | ✗ | $N \ln N$ |
| C./A. | klastrovací | 0 | ✓ | ✓ | ✗ | $N \ln N$ |
| anti-$k_t$ | klastrovací | -1 | ✓ | ✓ | ✓ | $N^{3/2}$ |
| SIS Cone | kuželový | | ✓ | ✗ | ✓ | $N^2 \ln N$ |

Tabulka 3.3: Přehled základních vlastností vybraných jetových algoritmů.

## 3.4 Monte Carlo generátory

K popisu přírodních jevů se často úspěšně používá metody Monte Carlo (MC). Myšlenkou MC je navrhnout počítačový model studovaného děje a posléze jej opakovaně aplikovat na studovaný děj. Pro interpretaci konečného výsledku se po získání dostatečného množství dat nabraných při simulaci používají klasické statistické metody.

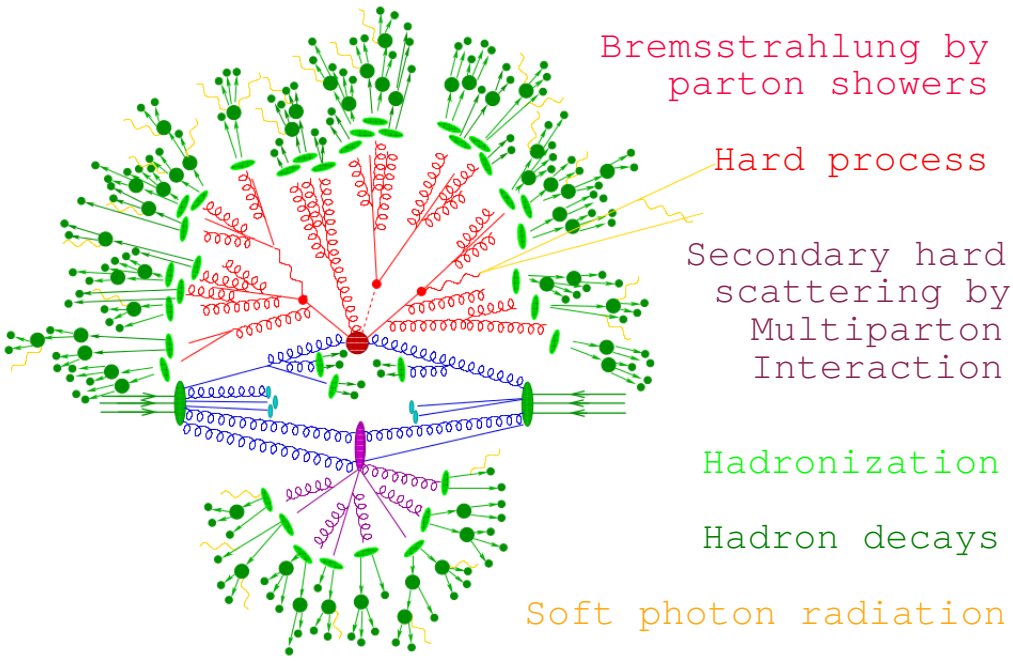



Obrázek 3.4: Výstupy různých jetových algoritmů pro jety s poloměrem $R = 1$ v prostoru $y \times \phi \times p_t$ na partonové úrovni (generováno s Herwig). Studované algoritmy zahrnují $k_t$ algoritmus, Cambridge/Aachen, SISCone a anti-$k_t$ (po řádcích). Převzato z publikace [28].

### 3.4.1 Simulace srážek

Pro studium dějů na urychlovačích se používají MC generátory (např. Pythia, Herwig, nebo Sherpa), které simulují srážky částic např. protonů v několika krocích, které blíže popisuje Obr. 3.5. Zde dochází ke srážce dvou protonů, jejichž vybrané partony spolu tvrdě interagují, jako je tomu v horní části obrázku 3.5. Po tvrdé interakci partonů následují partonové spršky, kdy nabité, resp. barevně nabité částice vyzařují fotony $\gamma$ (Brzdné záření, Bremsstrahlung) resp. gluony $g$, které navíc z principů QCD mohou spolu vzájemně interagovat, což vede k dalšímu rozšíření partonové spršky. Vývoj partonové spršky lze simulovat step-by-step s rozdělováním hybností nově vznikajícím částicím až do okamžiku, kdy se škála hybností sníží natolik, že již nelze použít poruchových výpočtů. Tehdy se používají hadronizační modely, které popisují naši představu o barevném uvěznění partonů do experimentálně pozorovaných bezbarvých hadronů, které se dále mohou rozpadat na stabilnější částice. V průběhu výše zmíněných procesů také dochází ke slabým interakcím partonů, nebo multipartonovým interakcím, které se nepodílí na hlavní tvrdé srážce, a tak přispívají k underlying event. [29]

Pokud jde o definici underlying event, poznamenejme, že zde není terminologie jednotná a záleží na interpretaci studovaných procesů. Obecně se za underlying event označuje vše, co netvoří hlavní produkt při $pp$ srážkách, tzn. nejméně jeden tvrdý jet. Jety tak odnáší většinu energie srážejících se protonů. Proto lze do underlying event zahrnout částice objevující se v důsledku měkkých srážek zbytků protonů (beam-beam remnants), multipartonových interakcí (additional parton-parton interactions) i vyzařování z počátečního a koncového stavu (initial and final state radiation).




Obrázek 3.5: Průběh hadron hadronové srážky simulované MC generátorem. Různé barvy odpovídají různým procesům: tvrdé srážky, partonové spršky, hadronizace, hadronový rozpad, emise měkkého fotonu. Převzato z [30].

### 3.4.2 Pythia

Počátky MC generátoru PYTHIA spadají až do osmdesátých let. Současná verze PYTHIA 8, kompletně přepsána z Fortranu 77 do C++, zahrnuje výpočty LO maticových elementů poruchové QCD v $2 \to 2$. Vytváří objekty a předpovědi na partonové i částicové úrovni a popisuje řadu procesů včetně tvrdých procesů, vyzáření z počátečního a koncového stavu, multipartonové interakce, částice objevující se v důsledku měkkých srážek zbytků protonů (beam remnants), fragmentaci i částicový rozpad. [31]

# Kapitola 4

# Výsledky

Přestože těžiště této práce spočívá ve studiu tvarů spekter kinematických veličin různých jetových algoritmů s různými vstupními parametry ve tvrdých QCD procesech, byla zpočátku věnována pozornost konstituentům jetů. Je rozumné si nejprve ověřit, že rozumíme tomu, co vstupuje do jetových algoritmů, tedy částicím.

Následující seznam poskytuje přehled všech uvedených simulací:

- srovnání publikovaných dat ATLAS [18] s předpovědí MC generátoru Pythia 8.180 pro tok příčné energie částic v 6 intervalech pseudorapidit
  Obr. 4.1, 4.2
- porovnání tvarů spekter kinematických veličin jetů rekonstruovaných:
  - anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R \in \{0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5\}$
    Obr. 4.3, 4.4, 4.5, 4.7
  - sekvenčními jetovými algoritmy: *anti-$k_t$, $k_t$, Cambridge/Aachen* s referenčním poloměrem $R = 0.6$
    Obr. 4.8 , 4.9, 4.10
- srovnání publikováných dat ATLAS [19] s Pythia 8.180 pro diferencíální účinný průřez $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ inkluzivních jetů s poloměrem $R = 0.4$ rekonstruovaných pomocí anti-$k_t$ algoritmu v šesti intervalech pseudorapidit
  Obr. 4.11, 4.12

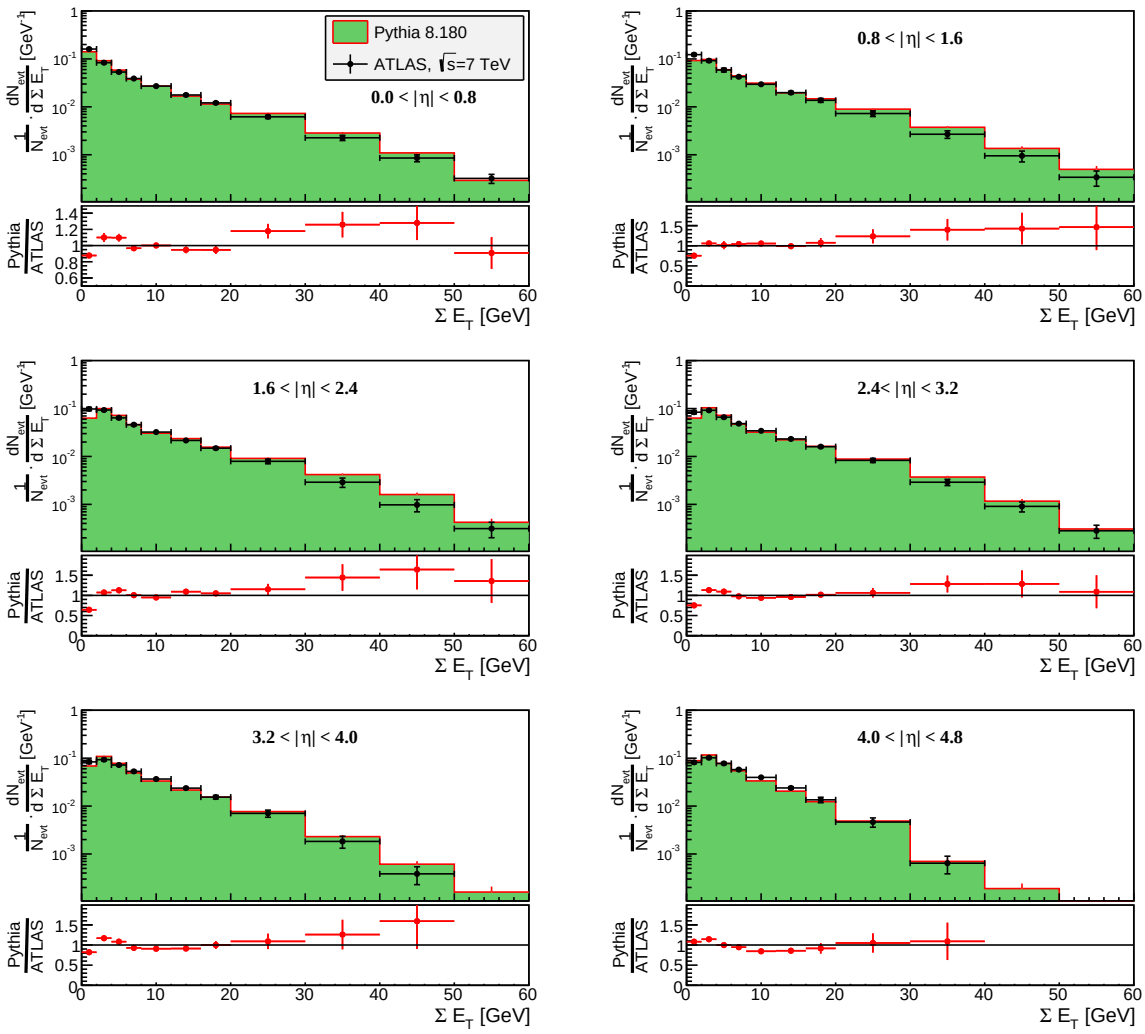
Data byla vždy simulována MC generátorem Pythia 8.180 s inicializací *pp* srážek o těžišťové energii $\sqrt{s} = 7$ TeV a dále zpravována v programu ROOT [20]. V případě studia spekter kinematických veličin jetů byl při generování událostí dále aplikován požadavek na minimální příčnou hybnost jetů $p_{t_{min}} = 10$ GeV, zatímco při srovnání diferenciálního účinného průřezu $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ inkluzivních jetů se použilo $p_{t_{min}} = 75$ GeV. K nalezení jetů jsme použili balíček FastJet [21].

## 4.1 Hustota příčné energie v detektoru ATLAS

Hustota příčné energie, která se pozoruje v detektoru ATLAS v *pp* srážkách v oblasti $|\eta| < 4.8$, byla měřena a publikována v práci [18]. Hustota příčné energie je zde definována pomocí součtů příčných energií $\Sigma E_T$, kde suma probíhá přes všechny klastry (resp. částice), které splňují níže uvedená výběrová kritéria.

Podobná měření proběhla také na CMS s dopředným kalorimetrem $3.15 < |\eta| < 4.9$ [32] a LHCb v oblastech $-2.5 < \eta < -2.0$ a $2.0 < \eta < 4.5$ [33].

Pro analýzu dat v publikovaném článku kolaborací ATLAS [18] byla použita data s integrální luminositou $7.1\,\mu b^{-1}$, získaná při prvním běhu LHC o těžišťové energii $\sqrt{s} = 7$ TeV v roce 2010. Pro rekonstrukci vertexů v *minimum bias events* (MB) se ukázalo vhodné uvažovat




Obrázek 4.1: Srovnání publikovaných dat ATLAS [18] s předpovědí MC generátoru Pythia 8.180 pro proměnou - suma příčných energií částic $\Sigma E_T$ v šesti intervalech pseudorapidit $|\eta|$. Data naměřená kolaborací ATLAS jsou zde ukázána s celkovými chybami, zatímco předpověď s Pythia 8.180 obsahuje pouze chyby statistické. V dolní části grafů pak lze pozorovat vzájemné podíly předpokládaného rozdělení s Pythia 8.180 a naměřených dat detektorem ATLAS.

pouze události, které obsahují alespoň dvě stabilní nabité částice s $p_t > 250$ MeV a $|\eta| < 2.5$. V uvedených událostech se pro určení $\Sigma E_T$ použila další selekční kritéria. Vyhledávaly se pouze stabilní nabité částice s hybností $p > 500$ MeV a stabilní neutrální částice o $p > 200$ MeV. Částice s nižšími hodnotami hybností již produkovaly dráhy či klastry, jejichž účinnost nalezení byla nižší než 50%.

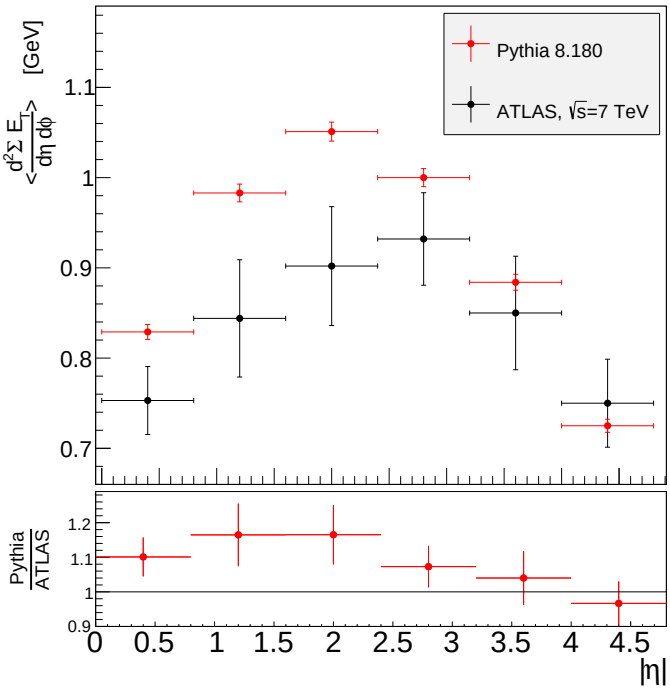
Výše uvedené parametry srážek a výběrová kritéria událostí jsme použili i my pro generování MC dat s Pythia 8.180 a volbou procesu: `SoftQCD:All`. Pro účel této analýzy bylo generováno $1 \cdot 10^4$ událostí. Studovaná rozdělení $\Sigma E_T$ stabilních částic, $\frac{1}{N_{evt}} \frac{dN_{evt}}{d\Sigma E_T}$, jsou normována celkovým počtem MB případů. Druhou pozorovatelnou veličinu představovala hustota příčné energie stabilních částic $E_T^{density}$ vztažená na jednotkovou plochu $\Delta\eta \cdot \Delta\phi$ o velikostech $\Delta\eta = 0.8$ a $\Delta\phi = 2\pi$ rad.

$$E_T^{density} \equiv \langle \frac{d^2 \Sigma E_T}{d\eta d\phi} \rangle \approx \frac{1}{N_{evt}} \underbrace{\frac{1}{2\Delta\eta}}_{\eta<0 \,\wedge\, 0<\eta} \frac{1}{2\pi} \sum_{interval\,|\eta|} (\Sigma E_T)$$

Následující grafické závislosti na Obr. 4.1 a Obr. 4.2 ukazují získanou předpověď MC ge-

nerátoru Pythia 8.180 pro rozložení součtů příčných energií $\Sigma E_T$ a hustotu příčné energie $E_T^{density}$ v šesti intervalech pseudorapidit $|\eta|$. Lze zde pozorovat srovnání studovaných závislostí MC Pythia 8 spolu s daty získanými detektorem ATLAS, které zohledňují jak statistické, tak i systematické nejistoty. Pythia zde obsahuje pouze chyby statistické.

Porovnáním grafů na Obr 4.1 lze pozorovat potlačení částic o vysokých $\Sigma E_T$ s rostoucí pseudorapiditou $|\eta|$. Zajímavý úkaz lze pozorovat na Obr. 4.2, kde se nejvyšší hustoty příčných energií neobjevují v centrálních oblastech, jak by se dalo intuitivně očekávat, ale v oblasti $1.5 < |\eta| < 3.0$. Ze srovnání předpovědí Pythia a měření detektoru ATLAS pro $E_T^{density}$ na Obr. 4.2 dále vyplývá, že Pythia data nadhodnocuje v centrálních oblastech, zatímco v dopředných oblastech naměřená data podhodnocuje. Vzájemné poměry v $E_T^{density}$ MC generátoru a ATLAS dat se liší nanejvýš o 20%, což lze považovat za uspokojující popis vzhledem k tomu, že byla použita verze Pythia 8.180 s původním nastavením vstupních parametrů.




Obrázek 4.2: Srovnání publikovaných dat kolaborací ATLAS [18] s předpovědí MC generátoru Pythia 8.180 pro hustotu příčných energií částic $E_T^{density} \equiv \langle \frac{d^2\Sigma E_T}{d\eta d\phi} \rangle$. Data měřená detektorem ATLAS zde zohledňují celkové chyby, zatímco Pythia 8.180 pouze chyby statistické. Ve spodním panelu pak lze pozorovat vzájemný podíl předpovědi Pythia 8.180 a dat naměřených detektorem ATLAS.

## 4.2 Porovnání spekter kinematických veličin jetu

V této části jsme srovnávali tvary spekter kinematických veličin jetů, rekonstruovaných různými jetovými algoritmy, které zahrnovaly sekvenční algoritmy: $k_t$, anti-$k_t$ a Chambridge/Aachen s jety o minimální příčné hybnosti $p_{t_{min}} = 10$ GeV. Nižší hodnoty $p_t$ by už vedly ke studiu měkké fyziky, která není předmětem zájmu této práce. Pro analýzu věnovanou srovnání vlastností různých sekvenčních jetových algoritmů a anti-$k_t$ algoritmu bylo ve výpočetním středisku Goliaš Fyzikálního ústavu AV ČR nagenerováno $2 \cdot 10^8$ proton-protonových srážek o těžišťové energii $\sqrt{s} = 7$ TeV a minimální příčnou hybností partonu $\hat{p}_{t_{min}} = 10$ GeV. Pro rekonstrukci jetů byl použit balíček FastJet.

Pro lepší interpretaci jsou veškerá uvedená spektra normována délkou binu a povětšinou i počtem vstupů $N_{tot}$, neboli celkovým počtem nalezených jetů. Přesto se zde objevují veličiny, které je výhodné nenormovat, jako v případě spekter příčných hybností jetů, rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R$.

Pro přehlednost uveďme, že kromě níže uvedeného rozdělení multiplicit jetů (počtu nalezených jetů), pocházejí všechna ostatní rozdělení kinematických veličin z případů, ve kterých se našly alespoň dva jety s $p_t > 10$ GeV. Zmíněné případy pak v této práci dále nazýváme jako inkluzivní dijetové události.

### 4.2.1 anti-$k_t$ algoritmus s různými poloměry $R$

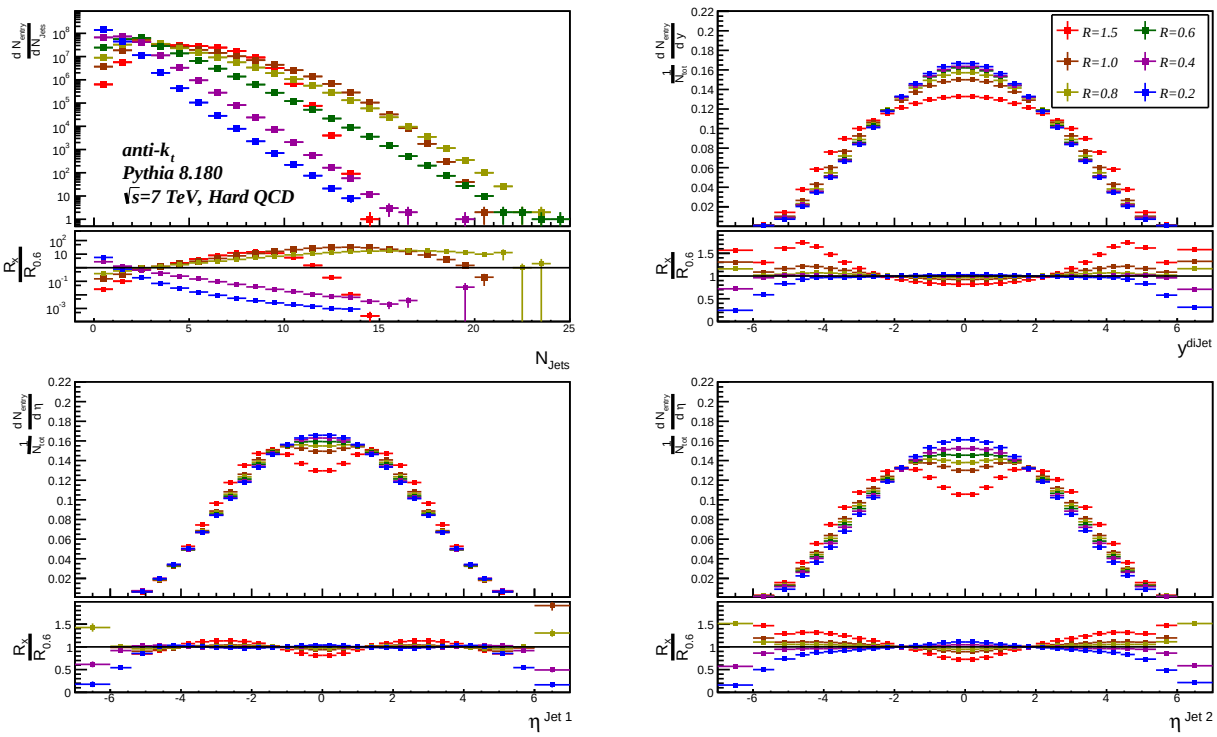
Výsledky analýzy jetového algoritmu anti-$k_t$ s šesti různými poloměry $R \in \{0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5\}$ ukazují následující Obr. 4.3, 4.4, 4.5, 4.7.

V prvním histogramu na Obr. 4.3 zobrazujeme závislost počtu jetů nalezených anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry. Lze pozorovat, že se snižujícími se poloměry klesá počet nalezených jetů $N_{jets}$, stejně tak jako střední hodnota nalezených jetů $\langle N_{jets} \rangle$ viz. Tab 4.1. Při malých poloměrech jetu $R$ se do jetu může přiřadit jen omezený počet částic. Protože anti-$k_t$ algoritmus klastruje nejprve tvrdé částice, bude se moci do vymezeného objemu jetu přiřadit jen omezený počet nejtvrdších částic, což snižuje pravděpodobnost překročení minimální příčné hybnosti jetu $p_{t_{min}} = 10$ GeV. Výjimečně se zde objevují události obsahující až desítky jetů. Tyto výjimečné případy však lze registrovat pouze u jetů se středními poloměry, nikoli u extrémně vysokých a nízkých poloměrů. V případě $R = 0.2$ se v událostech již neobjevuje natolik vysoký počet dostatečně tvrdých částic, aby se v jejich okolí formoval jet, zatímco v případě extrémně vysokých poloměrů je okolní prostor detektoru např. s $N_{jets} = 15$ o poloměru $R = 1.5$ natolik přeplněn, že již nelze další jety registrovat. Je také potřeba zdůraznit, že Pythia 8 tyto výjimečné případy předpovídá se zanedbatelnou pravděpodobností (zhruba $10^{-8}$ pro $N_{jets} \sim 25$ o $R = 0.6$). V každém případě ověřit důvěryhodnost předpovědí Pythia 8 pro naše případy s jety s $p_t > 10$ GeV pomocí změřených dat nelze, avšak multiplicita jetů o $R = 0.4$ s $p_t > 60$ GeV a vedoucích jetů s $p_t > 80$ GeV v oblasti $|\eta| < 2.8$ je MC generátorem Pythia popsána velmi dobře [34]. Podrobnější informace o počtu nalezených jetů obsahuje Tab. 4.1, jmenovitě popisuje již zmíněné střední hodnoty nalezených jetů $\langle N_{jets} \rangle$ a počet predikovaných monojetových, dijetových a trijetových událostí na 100 registrovaných jetů.

| $R$ | $\langle N_{jets} \rangle$ | 1 jet | 2 jets | 3 jets |
|---|---|---|---|---|
| | | ze 100 jetů | | |
| 0.2 | 0.38 | 76 | 20 | 3 |
| 0.4 | 1.07 | 28 | 16 | 4 |
| 0.6 | 1.98 | 32 | 36 | 16 |
| 0.8 | 2.97 | 17 | 32 | 18 |
| 1.0 | 3.75 | 10 | 27 | 18 |
| 1.5 | 4.72 | 3 | 22 | 17 |

Tabulka 4.1: Střední počet nalezených jetů $\langle N_{jets} \rangle$ a průměrný počet zaregistrovaných exkluzivních jetů, dijetů a trijetů ze 100 nalezených jetů v závislosti na poloměru $R$ anti-$k_t$ algoritmu.

Zbývající část Obr. 4.3 popisuje rapiditu a pseudorapiditu dijetových událostí. Ve druhém grafu lze nalézt spektrum rapidit dijetů $y^{diJet}$, které obsahuje právě dva nejtvrdší jety, kdežto ve třetím a čtvrtém rozdělení je vynesena závislost pseudorapidit pouze prvního jetu $\eta^{Jet\,1}$ a pouze druhého jetu $\eta^{Jet\,2}$. Porovnáním distribucí $\eta^{Jet\,1}$ a $\eta^{Jet\,2}$ lze pozorovat posun maxim $\frac{1}{N_{tot}} \frac{dN_{entry}}{d\eta}$ druhého jetu do oblasti vyšších $|\eta|$, což lze vysvětlit tím, že 2. jet získává vždy nižší




Obrázek 4.3: Srovnání tvarů spekter anti-$k_t$ algoritmu s různými poloměry $R$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 v dijetových událostech pro proměnné - počet nalezených jetů $N_{jets}$, rapidita inkluzivních dijetů $y^{diJet}$, pseudorapidita prvního nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu $\eta^{Jet1}$, $\eta^{Jet2}$. Data jsou ukázána se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry spekter uvedených veličin jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R_x$ vůči předpovědi anti-$k_t$ algoritmu s referenčním poloměrem $R_{0.6} = 0.6$.

$p_t$, a proto míří více dopředu resp. dozadu než 1. jet. Alternativně lze říci, že 1. jet má vždy vyšší $p_t$ než 2. jet, a proto je centrálnější. Ve spektru rapidit je patrné, že s klesající hodnotou $|y^{diJet}|$ se pro každý poloměr $R$ zvyšuje zastoupení nalezených jetů a rozdělení dosahuje maxima právě při $y^{diJet} = 0$. Tato tendence již neodpovídá rozložení jetů s vysokými poloměry ve spektru pseudorapidit 1. a 2. jetu, kde spektrum nabývá maxima při $|\eta^{diJet}| \sim 1.5$ - 2.0 a při $|\eta| = 0$ nastává lokální minimum. Se zvyšujícím se $R$ se maximum $\frac{1}{N_{tot}}\frac{dN_{entry}}{d\eta}$ posouvá do oblasti vyšších $|\eta|$, např. pro $R = 1.5$ spektrum nabývá maxima při $|\eta| \approx 2$, podobně jako při rozdělení hustoty sumy příčných energií na Obr. 4.2. Jinými slovy, jety s $R = 1.5$ jsou natolik široké, že pojmou veškerý tok částic, tak jak se pozoruje v detektoru ATLAS v inklusivních událostech. Rozdíl mezi spektry rapidit a pseudorapidit v oblasti $\eta \sim 0$ lze vysvětlit pomocí jakobiánu $\mathcal{J}(p_t, m, \eta)$, který se obecně uplatňuje při přechodu od spekter rapidit $y$ ke spektru pseudorapidit $\eta$. Obecně tento jakobián nabývá hodnoty $\mathcal{J}(p_t, m, \eta) = \frac{p_i}{E_i}$, a tak při $\eta \sim 0$ přechází v $\mathcal{J}(p_t, m, \eta = 0) = \frac{p_t}{m_t}$. Veličina $m_t$ zde značí transversální hmotnost definovanou jako $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$. Ze spekter hmotností a příčných hybností na Obr. 4.4, Obr. 4.5 lze získat střední hodnoty hmotností a příčných hybností nejtvrdšího jetu v událostech s $R = 1.5$, a tak předpovědět $\mathcal{J}(p_t, m, \eta = 0)$.

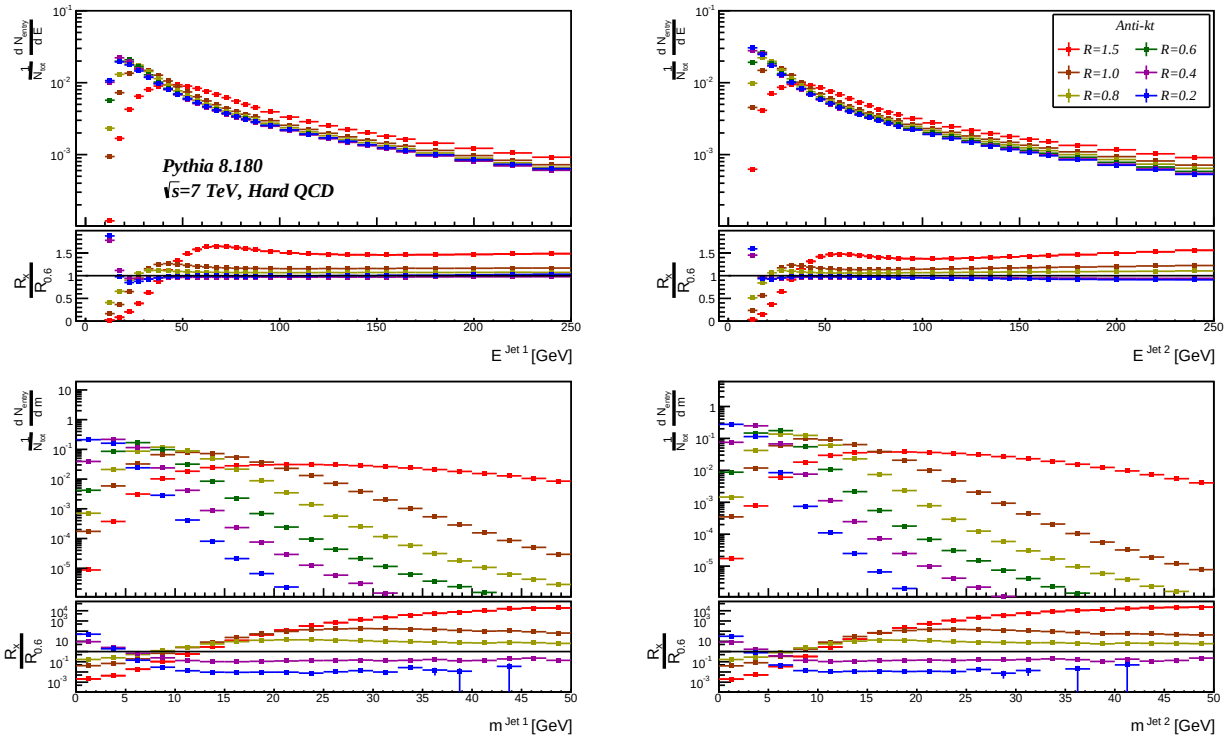
$$\langle m^{Jet\,1}\rangle = 26.5 \text{ GeV}, \quad \langle p_t^{Jet\,1}\rangle = 27.2 \text{ GeV}$$

$$\mathcal{J}(p_t, m, \eta = 0) = \frac{\langle p_t^{Jet\,1}\rangle}{\sqrt{\langle p_t^{Jet\,1}\rangle^2 + \langle m^{Jet\,1}\rangle^2}} = 0.72$$

Pro ověření této myšlenky byla simulována i závislost rapidit a pseudorapidit prvního jetu s $R = 1.5$. Nutno podotknout, že Obr. 4.3 spektrum rapidit prvního jetu neobsahuje. Pro

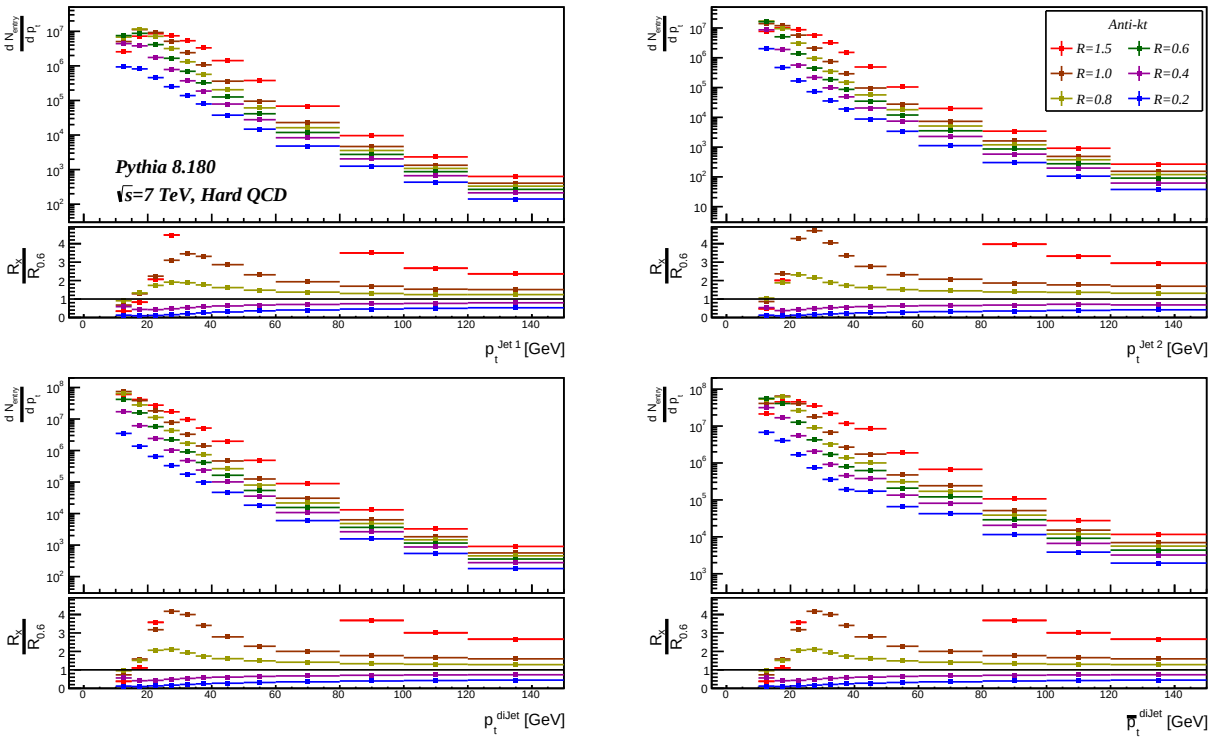
centrální oblast $y^{Jet\,1} = \eta^{Jet\,1} \in (-0.25, 0.25)$ byl podíl spekter určen jako $\frac{dN}{d\eta}/\frac{dN}{dy} = 0.69$, který se velmi blíží očekávané předpovědi jakobiánu $\mathcal{J}(p_t, m, \eta = 0) = 0.72$. Pomocí výše uvedených spekter a vztahů jsme tak uspokojivě vysvětlili pozorované rozdíly mezi spektry $y$ a $\eta$ na Obr. 4.3.

Energetické a hmotnostní spektrum prvního a druhého jetu ukazuje následující Obr. 4.4. Při nízkých škálách energií lze pozorovat značné rozdíly, zatímco s rostoucí energií získávají předpovědi monotónní charakter, dokonce pro $E^{Jet\,1}$, vyjma $R = 1.5$, lze pozorovat pozvolnou konvergenci $\frac{Rx}{R_{0.6}} \to 1$ a pokles vzájemných podílů pod 20%. Zatímco podíly ve spektru $E^{Jet\,2}$ se s rostoucí energií pozvolna zvyšují. Následující dva obrázky jsou věnovány porovnání spekter invariantních hmotností. Poznamenejme, že podíly $\frac{R_x}{R_{0.6}}$ zde zobrazujeme s logaritmickou škálou, tudíž pozorujeme ohromné rozdíly přesahující několik řádů, mezi kterými lze pro $R \in \{0.8, 1.0\}$ (resp. $R \in \{0.2, 0.4\}$) shledat pozvolný pokles (resp. růst) podílu $\frac{R_x}{R_{0.6}}$ k jedné.




Obrázek 4.4: Srovnání tvarů spekter anti-$k_t$ algoritmu s různými poloměry $R$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 v dijetových událostech pro proměnné - energie a invariantní hmotnost prvního nejtvrdšího $E^{Jet1}$, $m^{Jet1}$ a druhého nejtvrdšího jetu $E^{Jet2}$, $m^{Jet2}$. Data jsou ukázána se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry spekter uvedených veličin jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R_x$ vůči předpovědi anti-$k_t$ algoritmu s referenčním poloměrem $R_{0.6} = 0.6$.

V následujících nenormovaných spektrech příčných hybností na Obr. 4.5, lze pozorovat podmínku na minimální příčnou hybnost jetů $p_{t_{min}} = 10$ GeV. Mimo jiné lze na všech uvedených $p_t$ spektrech, jmenovitě příčných hybnostech prvního $p_t^{Jet\,1}$, druhého jetu $p_t^{Jet\,2}$, dijetu $p_t^{diJet}$ a průměrné příčné hybnosti jetů v událostech právě se dvěma jety $\bar{p}_t^{diJet} = \frac{1}{2}(p_1^{Jet\,1} + p_t^{Jet\,2})$, pozorovat zvláštní fenomén. Podíl zobrazených histogramů vůči referenčnímu spektru jetů s $R = 0.6$ se s rostoucí škálu příčných hybností blíží k jedné, $\frac{R_x}{R_{0.6}} \to 1$. A to nejen pro velice malé, ale i extrémně vysoké poloměry $R$. Pro vysvětlení tohoto jevu uvádíme výsledky simulace Gregoryho Soyeze [35] a Gavina Salama [36], kteří studovali závislost pro kvadrát střední hodnoty fluktuace $p_t$ jetů (neboli $p_t$ leakage) jako funkci poloměru jetu $R$, $\langle \delta p_t \rangle^2$. Leakage $\langle \delta p_t \rangle$ popisuje množství příčné hybnosti vyzářené původním partonem, kterou




Obrázek 4.5: Srovnání tvarů nenormovaných spekter anti-$k_t$ algoritmu s různými poloměry $R$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 pro proměnné - příčná hybnost inkluzivních dijetů $p_t^{diJet}$, průměrná příčná hybnost nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu $\bar{p}_t$, příčná hybnost prvního nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu $p_t^{Jet1}$, $p_t^{Jet2}$ v dijetových událostech. Data jsou ukázána se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry spekter uvedených veličin jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R_x$ vůči předpovědi anti-$k_t$ algoritmu s referenčním poloměrem $R_{0.6} = 0.6$.

již jet o poloměru $R$ nebyl schopen obsáhnout.

$$\langle \delta p_t \rangle = \langle p_t^{parton} \rangle - \langle p_t^{Jet} \rangle$$

Tato studie uvažovala příspěvek $p_t$ leakage ze tří různých zdrojů: vyzáření z koncového stavu (final state radiation), hadronizace a underlying event. Tyto výpočty byly provedeny pro kvarkový jet při nízkých škálách, $p_t = 50$ GeV, tak při vysokých s $p_t = 1$ TeV. Analytické závislosti byly spočteny v rámci QCD za předpokladu nezávislosti zdrojů. Grafický výstup uvádíme na Obr. 4.6, který zobrazuje značně potlačený příspěvek $p_t$ leakage při hadronizaci $\langle \delta p_t \rangle_h^2$ a dominantní příspěvek od vyzáření z koncového stavu $\langle \delta p_t \rangle_{pert}^2$ a underlying event $\langle \delta p_t \rangle_{UE}^2$.

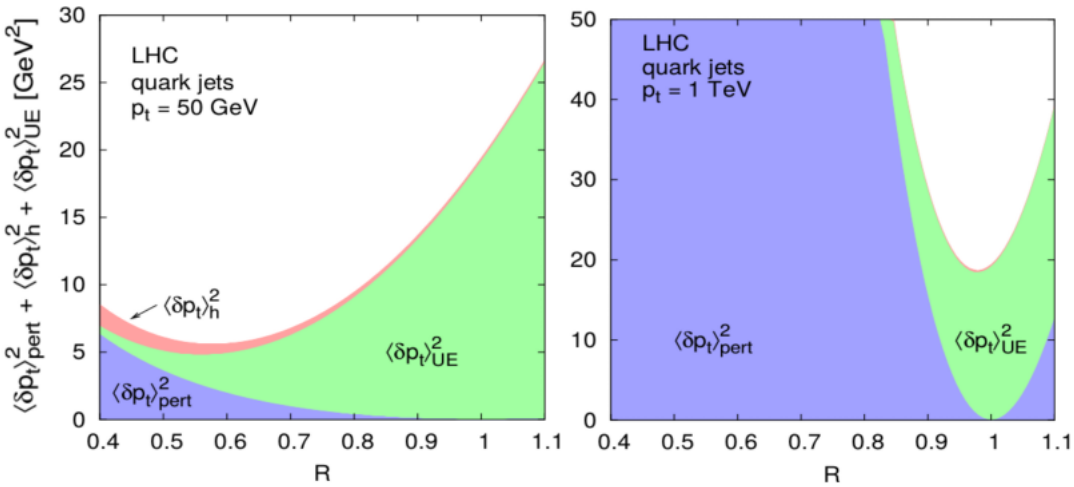
Neboť naše jety, v simulaci pro porovnání kinematických spekter jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem a různými klastrovacími sekvenčními algoritmy, je průměrné $p_t$ jetů zhruba 50 GeV, pak je z prvního Obr. 4.6 pro kvarkový jet s $p_t = 50$ GeV patrné, proč jsme jako referenční poloměr zvolili právě $R = 0.6$. Pro nízké škály $p_t$ celkový leakage $\langle \delta p_t \rangle_{pert}^2 + \langle \delta p_t \rangle_h^2 + \langle \delta p_t \rangle_{UE}^2$ nabývá minima právě pro $R = 0.6$. Proto se $R = 0.6$ jeví jako ideální poloměr pro studium jetu při nízkých škálách $p_t$.

Porovnáním obou grafů na Obr. 4.6 lze pozorovat, že s rostoucí škálou $p_t$ se snižuje relativní příspěvek v $p_t$ leakage od underlying event UE. Zřetelné je to např. pro poloměr $R = 1$:

Čili jety s malými poloměry ($R < 0.6$) jsou natolik malé, že při nízkých škálách $p_t$ nemohou obsáhnout veškeré final state radiation, přestože obsahují velice málo underlying event. Lze předpokládat, že s rostoucím $p_t$ jsou jety kolimovanější, proto očekáváme, že s rostoucím $p_t$ také jety obsáhnou více final state radiation. Tudíž s rostoucím $p_t$ se jety s poloměry $R < 0.6$ budou více a více podobat jetům s $R = 0.6$. To popisuje konvergenci $\frac{R_{x<0.6}}{R_{0.6}} \nearrow 1$.

| | | | | vzájemný poměr |
|---|---|---|---|---|
| Obr. 4.6 vlevo | 50 GeV | kvarkový jet s $R = 1.0$: | $\frac{\langle \delta p_t \rangle_{UE}}{p_t^{jet}\vert_{50\ \mathrm{GeV}}} \approx \frac{\sqrt{20}\ \mathrm{GeV}}{50\ \mathrm{GeV}}$ | $20 : 1$ |
| Obr. 4.6 vpravo | 1 TeV | kvarkový jet s $R = 1.0$: | $\frac{\langle \delta p_t \rangle_{UE}}{p_t^{jet}\vert_{1\ \mathrm{TeV}}} \approx \frac{\sqrt{20}\ \mathrm{GeV}}{1000\ \mathrm{GeV}}$ | |

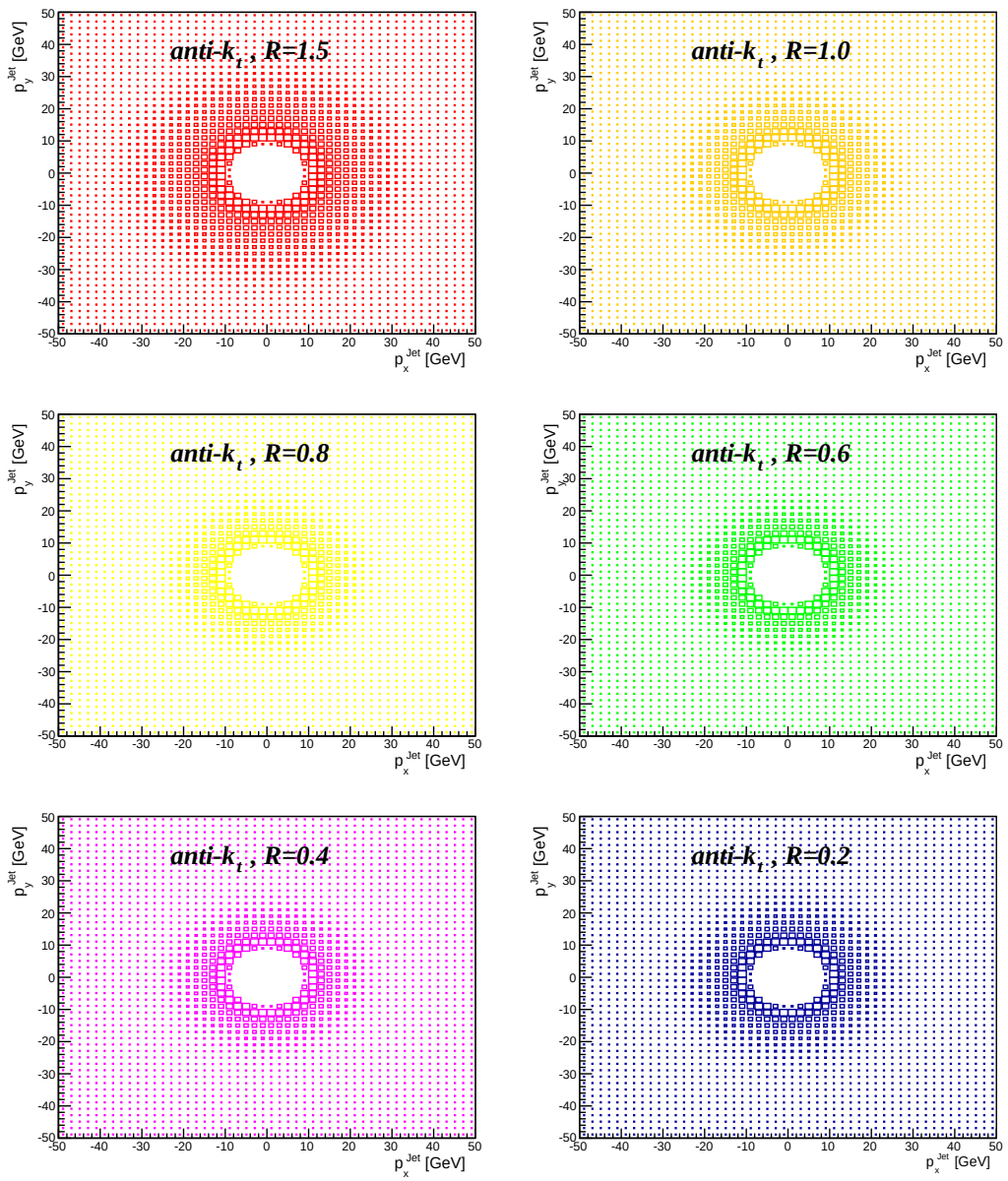
Tabulka 4.2: Srovnání relativního příspěvku $p_t$ leakage pro kvarkový jet.




Obrázek 4.6: Závislost $p_t$ leakage jetu $\langle \delta p_t \rangle = \langle p_t^{parton} \rangle - \langle p_t^{Jet} \rangle$ jako funkce poloměru jetu $R$ vznikající v důsledku vyzáření z koncového stavu, hadronizace a underlying event. Celkový kvadrát $p_t$ leakage $\langle \delta p_t \rangle^2_{pert} + \langle \delta p_t \rangle^2_h + \langle \delta p_t \rangle^2_{UE}$ byl spočten z principů QCD pro kvarkové jety s $p_t = 50$ GeV (vlevo) a pro kvarkové jety s $p_t = 1$ TeV (vpravo). Převzato z prezentace [36].

V případě vyšších poloměrů $R > 0.6$ jsou jety dostatečně široké, aby při nízkých škálách $p_t$ obsáhly veškeré final state radiation, ačkoli obsahují spoustu underlying event. Protože se s rostoucím $p_t$ snižuje relativní příspěvek $p_t$ leakage od underlying event, viz Tab. 4.2, mají jety s vysokými poloměry podobné vlastnosti jako referenční jety s $R = 0.6$, což odpovídá konvergenci $\frac{R_{x>0.6}}{R_{0.6}} \searrow 1$.

Na posledním Obr. 4.7 v této sekci ukazujeme korelační závislost hybností jetů v proměnných $p_x$, $p_y$. Neboť $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, lze v tomto korelačním grafu také pozorovat velikost příčných hybností jetů, jako spojnici zvoleného jetu (bodu v grafu) s počátkem $(p_x, p_y) = (0, 0)$. Absence jetů v okolí $(p_x, p_y) = (0, 0)$ souvisí s podmínkou na minimální příčnou hybnost jetů $p_{t_{min}} = 10$ GeV. Zároveň zde můžeme vyčíst základní vlastnost produkce jetů v azimutálním úhlu $\phi$, definovaného v rovině $p_x \times p_y$. Pozorovaná symetrie, shodné spektrální hodnoty pro zvolené $p_t$, naznačuje izotropii v produkci jetů do libovolného úhlu $\phi$. Dále pak přechod od tmavě zbarvené centrálnější oblasti do světlejších míst s vyšším $p_t$ naznačuje pokles účinného průřezu jetu s rostoucím $p_t$, což ostatně popisují i Obr. 4.3, 4.5, 4.11. Ze srovnání korelačních grafů pro různé poloměry $R$ vyplývá, že od jistého $p_t^{threshold}$ bude nabývat účinný průřez jetu jako funkce $p_t$ vyšších hodnot pro vyšší poloměry $R$ než pro ty nižší. To odpovídá přímo studované závislosti na Obr. 4.5.



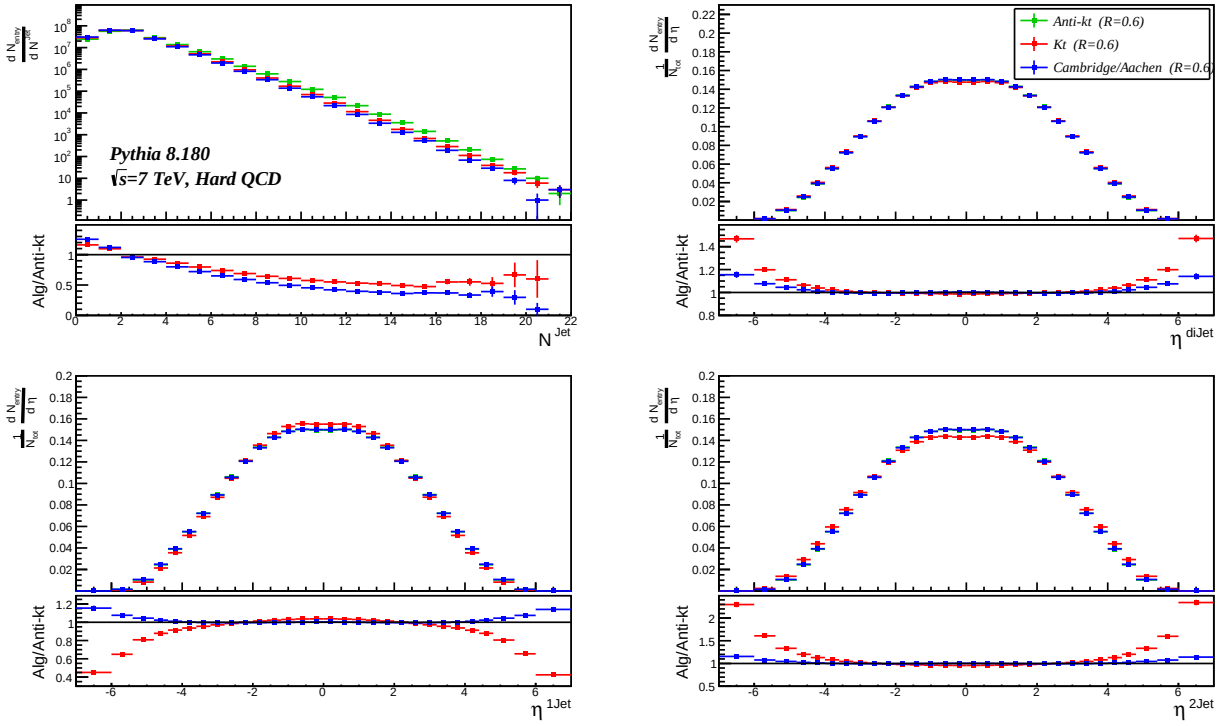

Obrázek 4.7: Korelační závislost hybností $p_x^{Jet}$, $p_y^{Jet}$ jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry v dijetových událostech.

### 4.2.2 $k_t$, anti-$k_t$ a Cambrige/Aachen s $R = 0.6$

Výsledky druhé části analýzy jetových algoritmů: $k_t$, anti-$k_t$ a Cambridge/Aachen s poloměrem $R = 0.6$, jsou zobrazeny na Obr. 4.8, 4.9, 4.10. Většina pozorovaných odlišností souvisí s volbou $p$ parametru, který charakterizuje váhu příčné hybnosti, v jejímž důsledku pro nenulové $p$ algoritmus začíná klastrování od měkkých, nebo tvrdých částic viz. vztahy 3.4 3.5 a Tab. 3.2.

Na prvním grafu Obr. 4.8 lze pozorovat spektra počtu nalezených jetů $N^{Jet}$. Podobně jako ve spektru multiplicit $N_{Jets}$ na Obr. 4.3 v analýze anti-$k_t$ algoritmu s různými poloměry $R$, tak i zde, lze pozorovat události s extrémními počty nalezených jetů $N^{Jet} > 20$, a to díky vysoké statistice a nízké minimální příčné hybnosti jetů s $p_{t_{min}} = 10$ GeV. Relativně nízká volba $p_{t_{min}}$ neumožňuje ověřit získanou predikci $N^{Jet}$, protože dosavadní měření jetů se soustředila na jety s vyššími $p_t$ a to z důvodu dobré kontroly mnoha zdrojů systematických chyb (zejména pak tzv. Jet Energy Scale, jež je zcela dominantní). S rostoucím $p_{min}$ také klesají účinné průřezy, což spolu s omezenou statistikou ani neumožňuje zaznamenat případy

s extrémně vysokým počtem jetů. Běžně se tak pozoruje $N^{Jet} \lesssim 6$. Více lze nalézt v diskuzi pro $N_{Jets}$ v předešlé kapitole 4.2.1, nebo v publikaci [34]. Lze předpokládat, že s podmínkou na vyšší $p_{t_{min}}$, budou jety kolimovanější, a tak nebudou tolik ovlivněny měkkými částicemi, které v naši simulaci způsobují vzájemné rozdíly až 30 % v počtu nalezených jetů různými jetovými algoritmy na počátku spektra s $N^{Jet} \leq 6$.

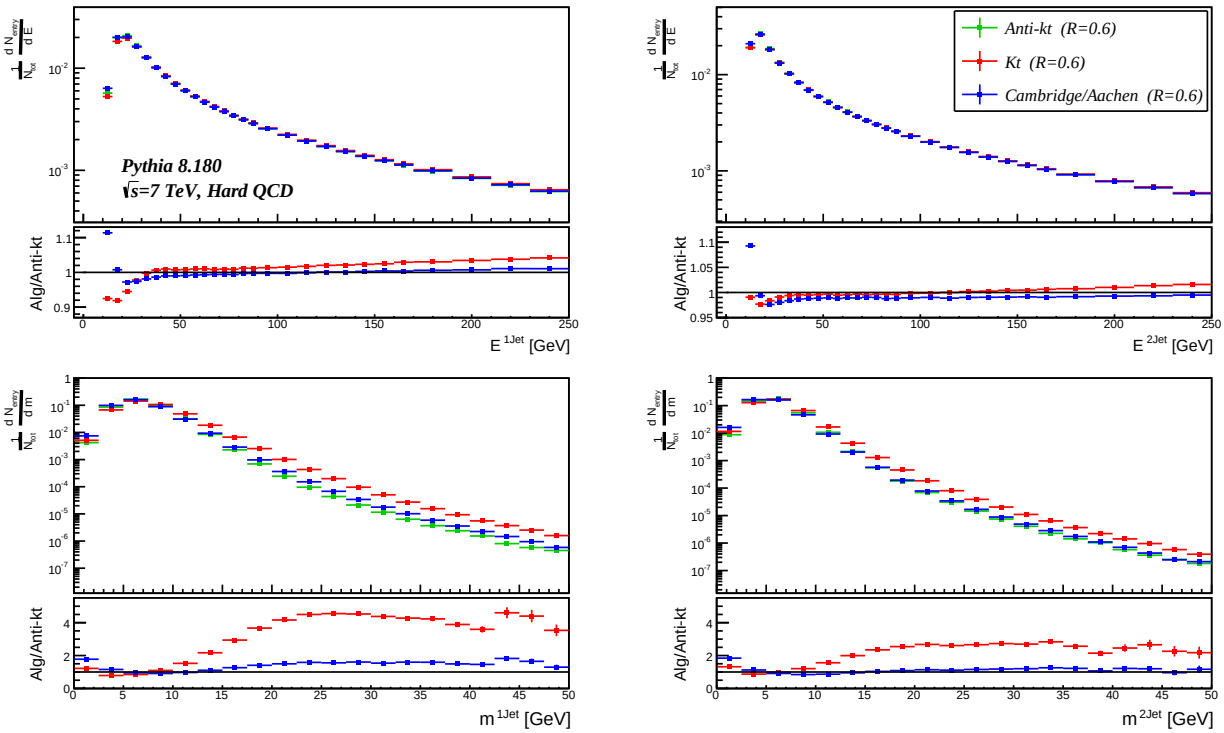



Obrázek 4.8: Srovnání tvarů spekter jetů rekonstruovaných sekvenčními algoritmy $k_t$, anti-$k_t$ a Cambridge/Aachen s poloměrem $R = 0.6$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 pro proměnné - počet nalezených jetů $N^{Jet}$, pseudorapidita inkluzivních dijetů $\eta^{diJet}$, psedorapidita prvního nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu $\eta^{Jet1}$, $\eta^{Jet2}$ v dijetových událostech. Data jsou ukázána se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry uvedených spekter jetů rekonstruovaných $C.A.$ a $k_t$ algoritmem vůči předpovědi referenčního algoritmu anti-$k_t$.

Zbývající část Obr. 4.8 je věnována spektrům pseudorapidit. Jedná se o dijetové spektrum pseudorapidit $\eta^{diJet}$, které obsahuje právě dva nejtvrdší jety, a pak grafy pseudorapidit věnované pouze 1. nejtvrdším jetům $\eta^{1\,Jet}$ a pouze 2. nejtvrdším jetům $\eta^{2\,Jet}$ v inkluzivních dijetových událostech. Různé sekvenční algoritmy dosahují v centrálních oblastech velmi dobré vzájemné shody. Rozdíly se objevují pouze v dopředném směru pro $|\eta| > 4.0$. Nadhodnocení podílu $\frac{k_t}{Anti-k_t}$ ve spektru $\eta^{diJet}$ a $\eta^{2\,Jet}$ může být způsobeno tím, že v dopředné oblasti se vyskytuje značný počet měkkých částic, a protože $k_t$ algoritmus klastruje nejprve měkké částice, lze očekávat, že jety vznikající v okolí měkkých částic budou produkci jetů v dopředné oblasti nadhodnocovat. V dopředných oblastech dosahuje $C./A.$ lepší shody s anti-$k_t$ , než $k_t$ s anti-$k_t$. Pozorované odchylky mezi $C./A.$ a anti-$k_t$ nedosahují ani 20 %, zatímco $k_t$ se od předpovědi anti-$k_t$ v oblasti $6 < |\eta| < 7$ vychyluje o více než 50 %. Zmíněné rozdíly při vysokých hodnotách $|\eta|$ mohou hrát roli u experimentů s dopřednými detektory, zvláště pak kalorimetry s vysokou akceptancí v $\eta$. Např. o akceptanci kalorimetru budoucího experimentu na urychlovači FCC (*Future Circular Collider*) v CERN se uvažuje, že by mohla dosahovat $|\eta| < 7.0 - 8.0$ [37].

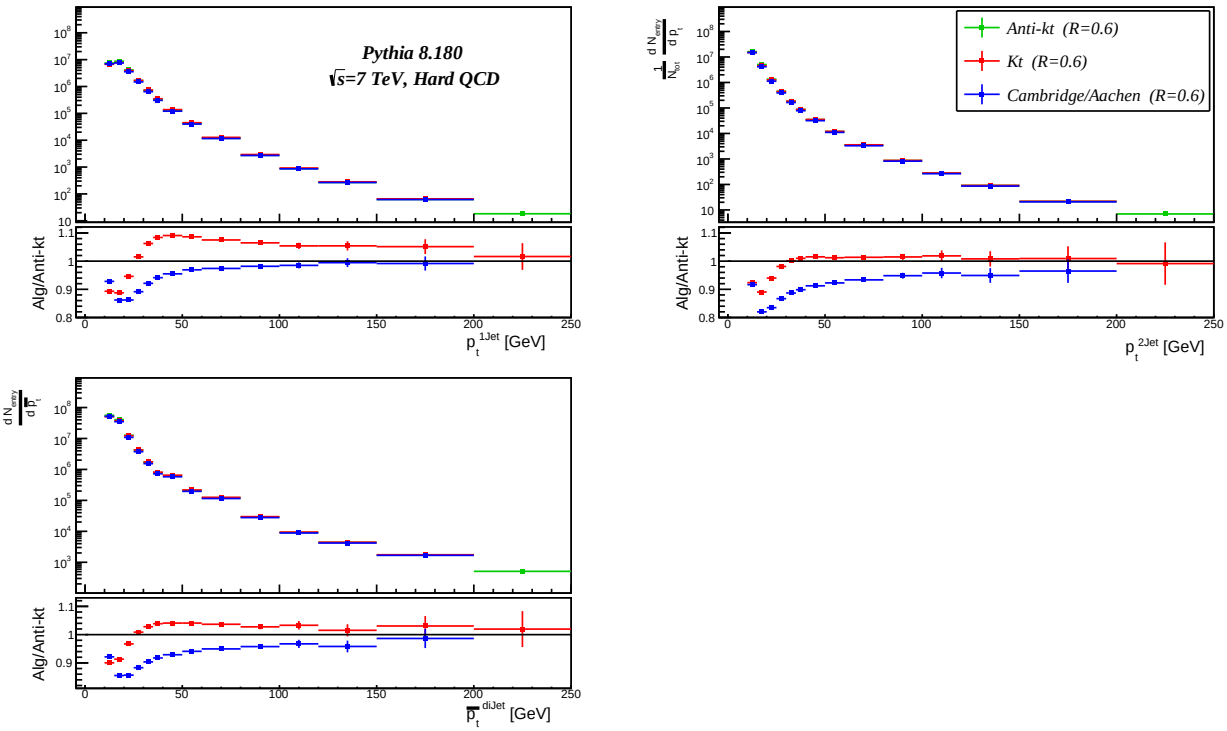
Další distribuce studovaných veličin ukazuje Obr. 4.9. Tentokrát se jedná o rozložení energie $E^{1\,Jet}$, $E^{2\,Jet}$ a invariantní hmotnosti $m^{1\,Jet}$, $m^{2\,Jet}$ nejtvrdších a druhých nejtvrdších jetů. Spektra energií se zde odlišují na nízkých škálách, $E < 30$ GeV, maximálně o 12%, zatímco při vysokých energiích se poměr přimyká k 1 a jejich rozdíly v oblasti $30-250$ GeV dosahují pouze

jednotek procent. Takto příznivá predikce však už neodpovídá rozdělení invariantních hmotností $m^{1\,Jet}$ a $m^{2\,Jet}$, kde hmotnost měkkých částic v jetech rekonstruovaných $k_t$ algoritmem může až čtyřikrát navýšit příspěvek $\frac{1}{N_{tot}}\frac{dN_{entry}}{dm}$.




Obrázek 4.9: Srovnání tvarů spekter jetů rekonstruovaných sekvenčními algoritmy $k_t$, anti-$k_t$ a Cambridge/Aachen s poloměrem $R = 0.6$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 pro proměnné - energii a hmotnost prvního nejtvrdšího $E^{Jet1}$, $m^{Jet1}$ a druhého nejtvrdšího jetu $E^{Jet2}$, $m^{Jet2}$ v dijetových událostech. Data jsou ukázána se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry uvedených spekter jetů rekonstruovaných $C.A.$ a $k_t$ algoritmem vůči předpovědi referenčního algoritmu anti-$k_t$.

Zajímavý jev lze pozorovat v nenormovaných spektrech příčných hybností na Obr. 4.10, který obsahuje spektrum příčné hybnosti nejtvrdšího jetu $p_t^{1\,Jet}$, druhého nejtvrdšího jetu $p_t^{2\,Jet}$ a průměrné $p_t$ dvou nejtvrdších jetů $\bar{p}_t^{diJet}$ v událostech obsahující alespoň dva jety, $\bar{p}_t^{diJet} = \frac{1}{2}(p_t^{1\,Jet} + p_t^{2\,Jet})$. Zde shledáváme, že s rostoucí hodnotou $p_t$ jetů se poměr předpovědí získaných různými sekvenčními algoritmy vůči anti-$k_t$ algoritmu blíží k jedné, $\frac{Alg}{Anti-kt} \rightarrow 1$. Domníváme se, že tento jev opět souvisí s tím, že s rostoucím $p_t$ pozorujeme více kolimované jety. Jinými slovy s rostoucím $p_t$ se v ose uvažovaného jetu objevuje méně měkkých částic, a proto měkké částice méně ovlivňují vlastnosti velice tvrdých jetů. Pokud ale měkké částice méně ovlivňují jety, pak se ale také vlastnosti způsobené měkkými částicemi stávají méně podstatné. Proto se snižují rozdíly ve vzájemných výsledcích sekvenčních jetových algoritmů, které se prakticky liší pouze v metodice přiřazování částic do jetů.




Obrázek 4.10: Srovnání tvarů nenormovaných spekter jetů rekonstruovaných sekvenčními algoritmy $k_t$, anti-$k_t$ a Cambridge/Aachen s poloměrem $R = 0.6$ v Hard QCD procesech MC generátoru Pythia 8.180 pro proměnné - průměrná příčná hybnost prvního a druhého nejtvrdšího jetu $\bar{p}_t^{diJet}$, prvního nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu $p_t^{1Jet}$, $p_t^{2Jet}$ v dijetových událostech. Data jsou zobrazena se statistickými chybami. Ve spodním panelu lze nalézt vzájemné poměry uvedených spekter jetů rekonstruovaných $C.A.$ a $k_t$ algoritmem vůči předpovědi referenčního algoritmu anti-$k_t$.

## 4.3 Účinný průřez inkluzivních jetů na detektoru ATLAS

Poslední část analýzy jetu se věnuje studiu účinného průřezu inkluzivních jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s poloměrem $R = 0.4$ a použití $E$-rekombinačního schématu v balíčku FastJet. Jedná se o srovnání předpovědi účinného průřezu $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ MC generátoru Pythia 8.180 v kinematické oblasti 100 GeV $< p_t <$ 1992 GeV s publikovaným daty v článku [19]. Podobná měření proběhla na experimentech ATLAS, ALICE, CMS již dříve (při $\sqrt{s} = 2.76$ TeV a $\sqrt{s} = 7$ TeV), avšak tentokrát byla navýšena integrální luminosita až 100 krát, což umožnilo zkoumat závislost $p_t$ inkluzivních jetů až do 2 TeV.

Motivace pro měření se opírá o snahu předpovědět partonové distribuční funkce protonu (PDF) a ověřit předpovědi poruchové QCD (pQCD). Podle principů QCD jety vznikají v důsledku fragmentace kvarků a gluonů vznikajících při tvrdých srážkách a měřením těchto partonů lze získat informace o interakci s výměnou barvy (color-exchange interaction). [19]

Podobně jako v předcházející simulaci, tak i v tomto případě byla MC simulace `HardQCD:all` procesů spuštěna ve výpočetním středisku Goliaš AV ČR. Nyní však bylo nutné dostatečně vystihnout pokles účinného průřezu i v oblastech vysokých $p_t$. Z tohoto důvodu se data generovala ve dvou částech, s odlišnými minimálními a maximálními příčnými hybnostmi partonů $\hat{p}_{t_{min}}$, $\hat{p}_{t_{max}}$ generovaných srážek, které ovlivnily celkový účinný průřez $\sigma$ na vybraném intervalu $p_t$, viz. Tab.4.3.

Získané závislosti diferenciálních účinných průřezů $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ v šesti intervalech rapidit $|y|$ až do $|y| < 3.0$ zobrazuje Obr. 4.11. Účinné průřezy jsou zde násobeny faktorem $10^{-3i}$, kde $i$ je spojeno s $i - 1$ intervalem rapidity, tak jak je uvedeno v legendě. Obr. 4.11 obsahuje naměřená data se zanedbatelnými statistickými i dominantními systematickými odchylkami, tak i

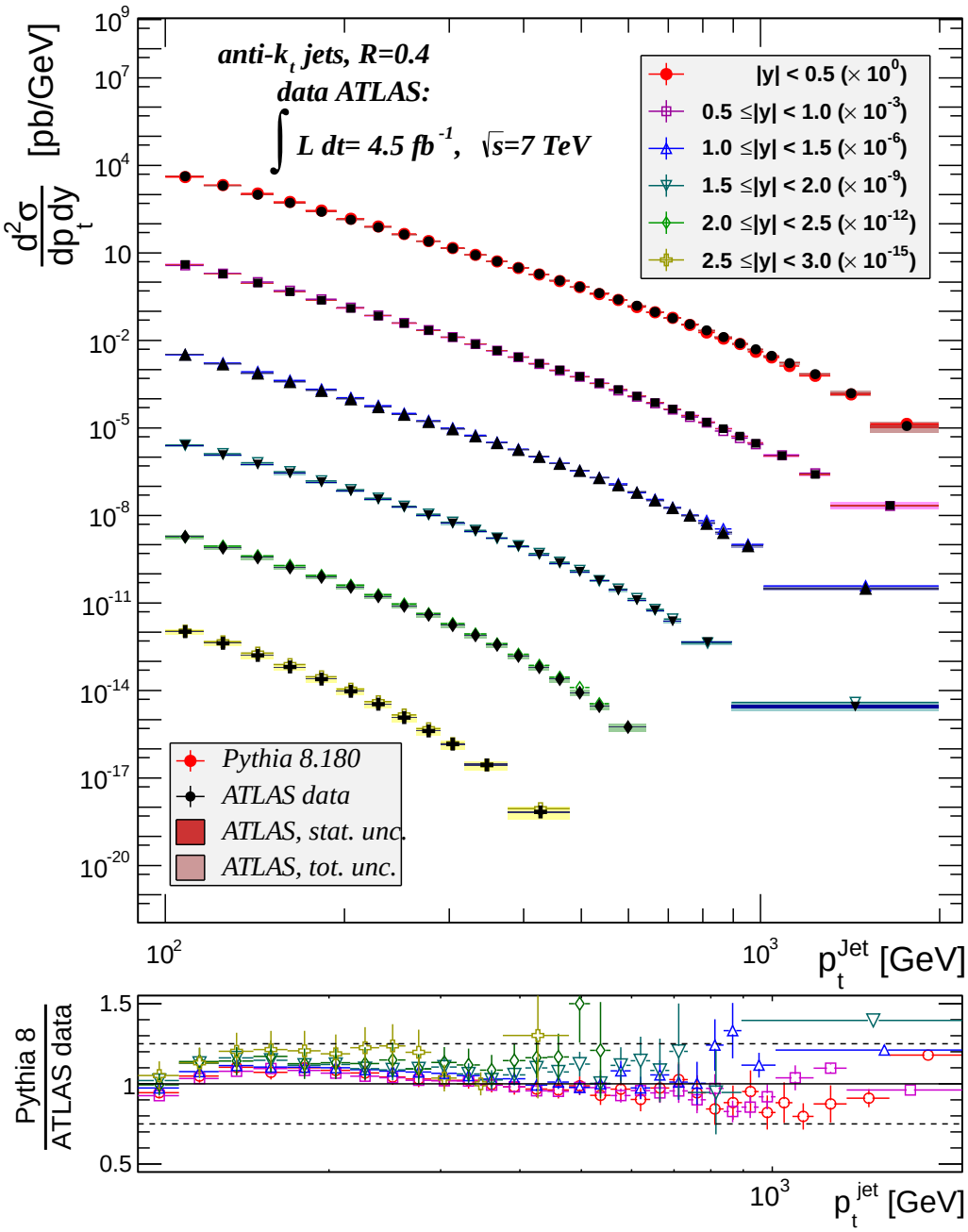
| část | $\hat{p}_{t_{min}}$ [GeV] | $\hat{p}_{t_{max}}$ [GeV] | $\sigma$ [pb] |
|---|---|---|---|
| 1 | 80 | 800 | $1.04 \cdot 10^6 \pm 6.4 \cdot 10^2$ |
| 2 | 800 | 2200 | $2.5 \pm 1.5 \cdot 10^{-3}$ |

Tabulka 4.3: Parametry generování MC dat pro analýzu $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ inkluzivních jetů. Veličina $\hat{p}_{t_{min}}$ ( res. $\hat{p}_{t_{max}}$) odpovídá minimální (resp. maximální) příčné hybnosti partonu srážky a $\sigma$ totálnímu účinnému průřezu srážky.

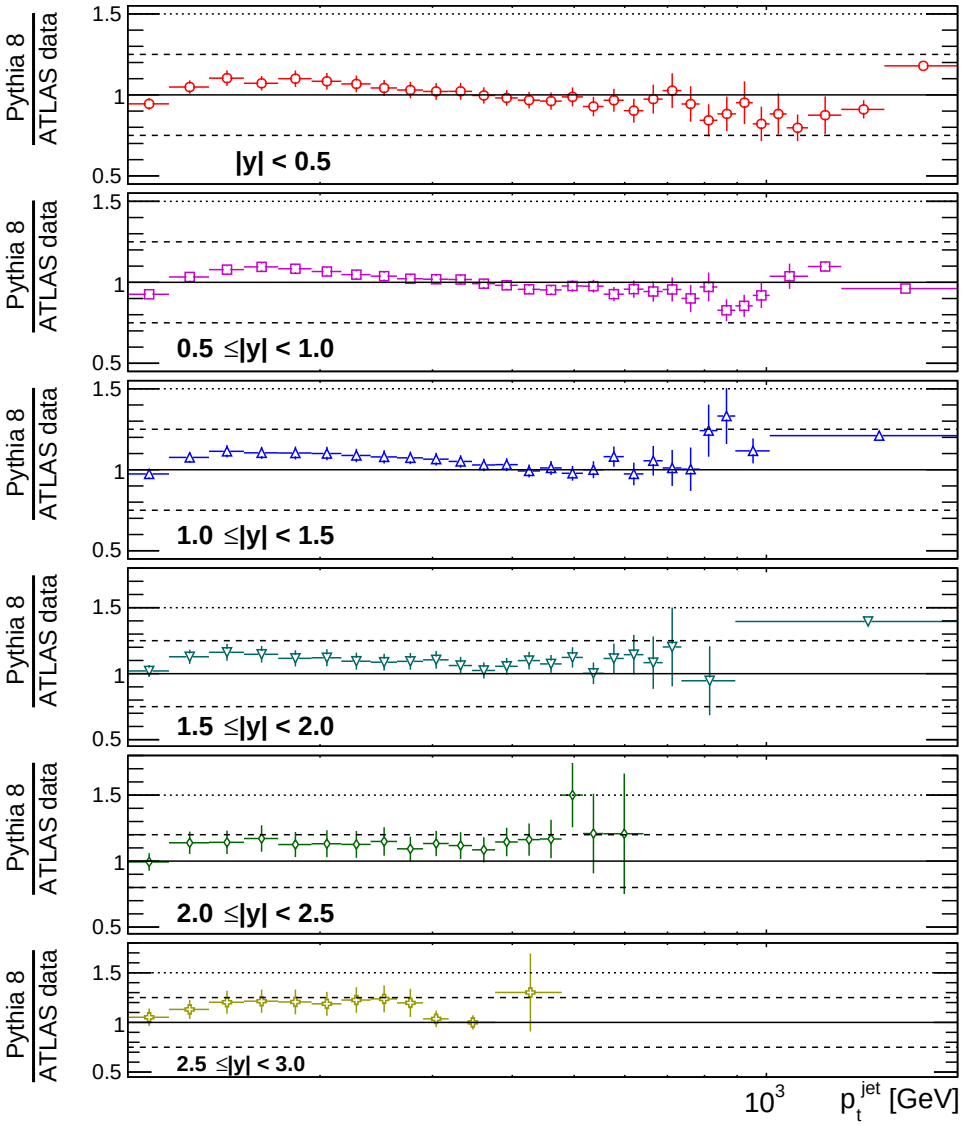
predikci MC generátoru Pythia 8.180, která zahrnuje pouze statistické chyby. Na referenční data ATLAS bylo aplikováno mnoho korekcí, avšak pro účel této simulace byly použity pouze statistické odchylky $\delta_{stat}^{data}$ a dominantní opravy na kalibraci energie jetu (jet energy scale), $u_{in-situ}$. Vzájemné podíly $\frac{Pythia\,8}{ATLAS\,data}$ lze nalézt v dolní části Obr. 4.11, tak i v přehlednější podobě na Obr 4.12.

Pythia 8.180 zde poskytuje při prvním přiblížení, bez kalibrace vnitřních parametrů MC generátoru, dobrý souhlas s naměřenými daty. Naprostá většina pozorovaných MC dat se ve studované oblasti odchyluje o méně než 25 % od referenčních naměřených dat kolaborací ATLAS, např. v celé pozorované kinematické oblasti pro $|y| \leq 1.0$ a při nižších škálách $p_t$ i v oblastech $|\eta| < 3.0$. Pozorované vyšší odchylky se objevují v důsledku statistických a systematických procesů. Statistické procesy dominují na konci pozorovaných spekter v oblasti vysokých rapidit $|y| > 2.0$, zatímco kombinace statistických a systematických procesů se projevuje v oblasti navazování dat v okolí $p_t = 800$ GeV. Lepšího souhlasu by se dalo docílit kalibrací vnitřních parametrů MC, tzv. *tuning*, nebo zahrnutím vyšších řádů poruchové teorie při výpočtu maticových elementů pozorovaných veličin, jako je tomu u MC generátoru *Herwig*.

Z uvedené závislosti $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ mimo jiné vyplývá existence vysoce tvrdých jetů o $p_t$ až 2 TeV, což z jetů dělá vhodné objekty pro zkoumání velmi malých vzdáleností $x$, např. pro studium kvark-gluonového plazmatu nebo struktury partonů, ale zejména pro pátrání po nové fyzice, která se očekává při vysokých hodnotách příčných hybností.




Obrázek 4.11: Porovnání predikce MC generátoru Pythia 8.180 s publikovanými daty ATLAS [19] pro diferenciální účinný průřez jako funkci příčné hybnosti $p_t$ a rapidity $y$ inkluzivních jetů nalezených anti-$k_t$ algoritmem o $R = 0.4$. Účinné průřezy jsou zde násobené faktorem uvedeným v legendě. Předpovědi Pythia 8.180 odpovídají barevné symboly se statistickou chybou, zatímco ATLAS data jsou popsána černými body se statistickou chybou (výrazné barevné plošky) a systematickou nejistotou (světlé barevné plošky). Systematickou chybu zde reprezentuje oprava na kalibraci energie jetu $u_{in\_situ}$.




Obrázek 4.12: Vzájemné podíly predikce MC generátoru Pythia 8.180 a publikovaných dat kolaborací ATLAS [19], $\frac{Pythia\,8}{ATLAS\,data}$, pro diferenciální účinné průřezy $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ jako funkce příčné hybnosti $p_t$ a rapidity $y$ inkluzivních jetů nalezených anti-$k_t$ algoritmem o $R = 0.4$.

# Kapitola 5

# Závěr

Tato práce zejména pojednává o jetech, proto je zde zahrnuta krátká rešerše o jetech a nejpoužívanějších jetových algoritmech na hadronových urychlovačích o vysokých energiích. Důležitým poznatkem je, že pro smysluplné srovnání s teoretickými výpočty musejí jetové algoritmy splňovat požadavek infračervené a kolineární bezpečnosti.

Těžiště této práce spočívalo ve studiu kinematických veličin jetů na částicové úrovni. Pro veškerou analýzu byl použit MC generátor Pythia 8.180 a v případě studia jetů i balíček FastJet. Navíc pro tři studované veličiny s Pythia 8.180 bylo také použito naměřených dat kolaborací ATLAS, čímž lze srovnat důvěryhodnost předpovědi Pythia 8.180 s původním nastavením. Jednalo se o srovnání součtů příčných energií částic $\Sigma E_T$, hustoty příčné energie částic $E_T^{density} \equiv \langle \frac{d^2 \Sigma E_t}{d\eta d\phi} \rangle$ v detektoru ATLAS a studium účinného průřezu inkluzivních jetů $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$. Ze získaných výsledků mimo jiné vyplývá, že při prvním přiblížení, bez ladění vnitřních parametrů, popisuje Pythia 8 naměřená data při $\sqrt{s} = 7$ TeV a v kinematických oblastech a dostatečnou statistikou s odchylkou nižší než 20 %.

Hlavní část práce se zabývala studiem tvarů spekter kinematických veličin jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s různými poloměry $R \in \{0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5\}$ ve srovnání s referenčním poloměrem $R = 0.6$. Ten byl zvolen na základě simulace $p_t$ leakage, díky které se $R = 0.6$ jeví jako ideální poloměr pro studium jetů při hodnotách $p_t$ řádově desítek až stovek GeV. Zvláštní pozornost byla věnována spektrům multiplicit nalezených jetů, rapidit, pseudorapidit a příčných hybností nejtvrdšího a druhého nejtvrdšího jetu v dijetových událostech v `HardQCD:all` procesech. U těchto veličin jsme se pokusili diskutovat a vysvětlit pozorovaná limitní chování. Dále jsme studovali tytéž kinematické veličiny, avšak rekonstruované různými sekvenčními jetovými algoritmy: anti-$k_t$, $k_t$ a Cambridge/Aachen ve srovnání s anti-$k_t$ algoritmem, který je v současné době považován za nejbezpečnější jetový algoritmus. Ze srovnání tvarů spekter kinematických veličin jetů činíme závěr, že s rostoucím $p_t$ jetů se rozdíly mezi těmito spektry vztaženými k referenčnímu spektru jetů rekonstruovaných anti-$k_t$ algoritmem s $R = 0.6$ postupně snižují. Pozorované rozdíly i jejich všeobecnou tendenci zmenšovat se s rostoucím $p_t$ jetů jsme se ve vybraných případech pokusili zdůvodnit. Poznamenejme, že značných rozdílů pozorujeme jen u algoritmů s extrémními poloměry $R \sim 1.5$.

# Literatura


[1] V. Petráček, Vysokoškolská skripta: *Subatomová fyzika 1*, 2009

[2] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and leptons an introductory course in modern particle physics*, 1984.
`http://www.phy.olemiss.edu/~hamed/Quarks_and_Leptons.pdf`

[3] J. Chýla, Vysokoškolská skripta: *Quarks, partons and Quantum Chromodynamics*, 2009.
`http://www-hep2.fzu.cz/Theory/notes/text.pdf`

[4] LHCb Collaboration, *Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ Decays*, 2015.
Phys. Rev. Lett. 115, 072001

[5] M. E. Peskin, V. D Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, 1995. ISBN 0-201-50397-2

[6] ATLAS and CMS Collaborations, M. Dordevic, *Standard Model physics results from ATLAS and CMS*, 2014.
CMS-CR-2014-251

[7] R. Podškubka, Diplomová práce: *Master Thesis - Produkce jetů s velkou příčnou hybností na LHC*, 2014.
`https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/127861/?lang=en`

[8] A. Laschka, N. Kaiser, W. Weise, *Quark-antiquark potential to order 1/m and heavy quark masses*, 2011.
arXiv:1102.0945v2 [hep-ph]

[9] O. Hladík, Diplomová práce: *Jety a fenomenologie partonových spršek*, 2013.
`https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/104695/?lang=cs`

[10] X. Ji, Vysokoškolská skripta: *A Modern Indroduction to Nuclear Physics*
`http://www.physics.umd.edu/courses/Phys741/xji/chapter1.pdf`

[11] J. Adam, Vysokoškolská skripta: *Relativistic Quantum Mechanics*, 2013.

[12] V. Pleskot, PhD dizertace: *Measurement of the inclusive jet cross-section with the ATLAS detector*, 2015.
`https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/107809/?lang=en`

[13] J. Pequenao, *Computer generated image of the whole ATLAS detector*, 2008.
`http://cds.cern.ch/record/1095924`

[14] J. Pequenao, P. Schaffner, *An computer generated image representing how ATLAS detects particles*, 2013.
`https://cds.cern.ch/record/1505342`

[15] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008.
`http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003`

[16] Z. Hubáček, *Measurement of the Three-jet Mass Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, 2010.

[17] G. Soyez, Prezentace: Jet Workshop Praha, *Jets at the LHC and beyond*, 20.-22. října 2015.
`https://indico.cern.ch/event/441794/timetable/#20151021`

[18] ATLAS collaboration, *Measurements of the pseudorapidity dependence of the total transverse energy in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS*, 2012.
arXiv:1208.6256v1 [hep-ex]

[19] ATLAS collaboration, *Measurements of the pseudorapidity dependence of the total transverse energy in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS*, 2012.
arXiv:1208.6256 [hep-ex]

[20] Oficiální stránky *ROOT data analysis framework*
`https://root.cern.ch/`

[21] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *FastJet user manual*, 2011.
arXiv:1111.6097v1 [hep-ph]

[22] Z. Hubáček, Výzkumný úkol: *Studium multijetových koncovách stavů*, 2003

[23] G. Salam, Prezentace: *QCD at hadron colliders Lecture 2: Showers, Jets and fixed-order predictions Maria Laach Herbtschule für September 2010.*

[24] D. Soper, Prezentace: *Jet Definitions University of Oregon*, 2006.
`http://particle.physics.ucdavis.edu/seminars/data/media/2006/dec/soper.pdf`

[25] Isildak, Bora, *Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, 2013.
arXiv:1308.6064 [hep-ph]

[26] G. P. Salam, *Towards Jetography*, 2010.
arXiv:0906.1833v2 [hep-ph]

[27] G. P. Salam, G. Soyez, *A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm*, 2007.
arXiv:0704.0292v2 [hep-ph]

[28] M. Cacciari, G. P. Salam, *The anti-k t jet clustering algorithm*, 2008.
arXiv:0802.1189v2 [hep-ph]

[29] M. H. Seymour, M. Marx, *Monte Carlo Event Generators*, 2013.
arXiv:1304.6677v1 [hep-ph]

[30] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, 2014.
arXiv:1411.4085v2 [hep-ph]

[31] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, *A brief Introduction to PYTHIA 8.1*, 2007.
arXiv:0710.3820 [hep-ph]

[32] CMS collaboration, *Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV*, 2011.
JHEP 11 (2011) 148, arXiv:1110.0211v1 [hep-ex]

[33] LHCb Collaboration, *Measurement of charged particle multiplicities in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region*, 2011.
arXiv:1112.4592 [hep-ex]

[34] ATLAS Collaboration, *Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy*, Eur.Phys.J. C71 (2011) 1763, arXiv:1107.2092

[35] G. Soyez, *Optimal jet radius in kinematic dijet reconstruction*, 2010.
arXiv:1006.3634v2 [hep-ph]

[36] G. P. Salam, *Phd-level lectures*, 2010-2011.
`http://gsalam.web.cern.ch/gsalam/teaching/PhD-courses.html`

[37] Oficiální stránky urychlovač FCC
`https://fcc.web.cern.ch` /

[38] F. Gianotti, A. Henriques, H. TenKate, L. Pontecorvo, *Detectors for 100 TeV p-p collisions*, 2014.
`http://indico.cern.ch/event/282344/session/3/contribution/29/attachments/519319/716487/DF_FCC.pdf`