

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



**Interpretace měření diferenciálního
účinného průřezu produkce páru
top kvarků v experimentu ATLAS**

Bakalářská práce

Diana Mária Krupová

Vedoucí práce: RNDr. Roman Lysák, Ph.D.

Praha, 2019



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2018/2019

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Diana Mária Krupová

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Interpretace měření diferenciálního účinného průřezu produkce páru top
(česky) kvarků v experimentu ATLAS

Název práce: Interpretation of top quark pair differential cross-section measurement in
(anglicky) ATLAS experiment

Pokyny pro vypracování:

- 1) Produkce top kvark páru na urychlovači LHC
- 2) Simulace top-antitop případů pomocí Monte-Carlo generátoru
- 3) Kinematické distribuce produkce top-antitop páru
- 4) Citlivost kinematických distribucí na parametry modelu v rámci efektivní teorie pole (EFT)
- 5) Porovnání dat ATLAS kolaborace s předpovědí EFT modelu

Doporučená literatura:

- [1] U. Husemann: Top-Quark Physics: Status and Prospects, Prog. Part. Nucl. Phys. 95, 48 (2017)
- [2] J. Alwall, et. al.: The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations JHEP 1407 079 (2014)
- [3] M. Aaboud, et. al.: Measurements of $t\bar{t}$ differential cross-sections of highly boosted top quarks decaying to all-hadronic final states in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV using the ATLAS detector, Phys. Rev. D 98, 012003 (2018)
- [4] D. Barducci, M. Fabbrichesi and A. Tonero: Constraints on top quark nonstandard interactions from Higgs boson and $t\bar{t}$ production cross sections, Phys. Rev. D 96, 075022 (2017)
- [5] J. A. Aguilar-Saavedra, et al.: arXiv:1802.07237 [hep-ph] (2018)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

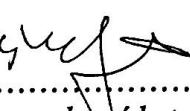
RNDr. Roman Lysák, Ph.D., Oddělení experimentální fyziky částic, Fyzikální ústav AV ČR v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 22.10.2018

Termín odevzdání bakalářské práce: 08.07.2019

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


.....
garant oboru


.....
vedoucí katedry




.....
děkan

V Praze dne 22.10.2018

Prehlásenie

Týmto prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu vypracovala samostatne a použila som len literatúru uvedenú v priloženom zozname.

Nemám závažný dôvod nesúhlasiť s použitím tejto školskej práce v zmysle §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o práve autorskom, o правах сúvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon).

V Prahe, 2019

.....
Diana Mária Krupová

Pod'akovanie

Ďakujem RNDr. Romanovi Lysákovi, Ph.D., vedúcemu tejto práce, za vedenie práce, ústretový prístup a taktiež za všetky rady, podnety a pripomienky k jej vypracovaniu.

Diana Mária Krupová

Název práce:

**Interpretace měření diferenciálního
účinného průřezu produkce páru
top kvarků v experimentu ATLAS**

Autor: Diana Mária Krupová

Obor: Experimentální jaderná a čisticová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Roman Lysák, Ph.D.

Abstrakt:

Predmetom tejto práce je interpretácia merania diferenciálneho účinného prierezu produkcie páru top kvarkov z hľadiska efektívnej teórie poľa. Pracujeme v nej s modelom, ktorý v sebe zahŕňa neštandardné interakcie top kvarku s gluónom. Pri analýze používame dátu zo zrážok protónov v detektore ATLAS na LHC pri energii $\sqrt{s} = 13$ TeV odpovedajúce integrovanej luminozite 36,1 fb^{-1} . Porovnaním zmeraných kinematických rozdelení s predpoveďami modelu sú ohraničené koeficienty odpovedajúce neštandardným operátorom v modeli.

Klíčová slova: diferenciálny účinný prierez, top kvark, ATLAS,
CERN, efektívne teórie poľa, fyzika za štandardným modelom

Title:

Interpretation of top quark pair differential cross-section measurement in ATLAS experiment

Author: Diana Mária Krupová

Field of study: Experimental Nuclear and Particle Physics

Thesis type: Bachelor Thesis

Supervisor: RNDr. Roman Lysák, Ph.D.

Abstract:

The subject of this thesis is the interpretation of the measurement of top quark pair production differential cross section within the effective field theory approach. A particular model which introduces non-standard interactions of the top quark with the gluon is considered. The pp collisions data corresponding to 36.1 fb^{-1} of integrated luminosity collected by ATLAS detector in 2015 and 2016 at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ at the LHC are used. By comparing the measured kinematic distributions with the model predictions, the coefficients corresponding to non-standard operators in the model are constrained.

Keywords: differential cross section, top quark, ATLAS,
CERN, effective field theories, beyond-standard-model physics

Obsah

1 Štandardný model a t kvark	3
1.1 Častice SM	3
1.1.1 Leptóny	5
1.1.2 Kvarky	5
1.2 t kvark	6
1.2.1 Objavovanie t kvarku	6
1.3 Produkcia t kvarku na LHC	6
1.3.1 Produkcia jedného t kvarku	7
1.4 Účinný prierez produkcie $t\bar{t}$	8
1.5 Rozpad t kvarku	9
1.6 $t\bar{t}$ rozpadové kanály	10
1.7 Meranie hmotnosti t kvarku	11
2 Meranie diferenciálneho účinného prierezu v experimente ATLAS	13
2.1 Účinný prierez	13
2.1.1 Fiduciálny účinný prierez	14
2.1.2 Účinný prierez v kvantovej mechanike	15
2.1.3 Účinný prierez v QCD	15
2.2 Kinematika fyziky t kvarku v hadrónových urýchľovačoch	16
2.3 Diferenciálny účinný prierez v experimente ATLAS	18
3 LHC a ATLAS	20
3.1 LHC	20
3.2 ATLAS detektor	21
3.2.1 Triggerovanie udalostí	23
3.2.2 Rekonštrukcia jetov	24
4 Monte Carlo generátory	26
4.1 Monte Carlo Generátory zrážok častíc	26
4.1.1 Generovanie na LO a NLO úrovni	27
4.2 MG5_aMC@NLO + Pythia8	28

5 Efektívna teória poľa	30
5.1 Hľadanie novej fyziky	30
5.2 Operátory v EFT	31
5.3 SM ako EFT	31
5.4 Efektívne operátory modelu GTTD	32
6 Ohraničenie parametrov EFT modelu	33
6.1 Vplyv parametrov na kinematické distribúcie na partónovej úrovni	33
6.2 Analýza kinematiky na časticovej úrovni	34
6.3 Ohraničenie parametru EFT modelu	40
6.3.1 Chí kvadrát rozdelenie	40
6.3.2 χ^2 test na ohraničenie parametrov	41
6.3.3 Ohraničovanie parametru modelu GTTD	42

Zoznam obrázkov

1.1	Elementárne častice štandardného modelu.	4
1.2	Prehľad členenia subatomárnych častíc a vzťahov medzi nimi. .	5
1.3	Feynmanove diagramy pre produkciu $t\bar{t}$ páru.	7
1.4	Feynmanove diagramy pre produkciu jedného t kvarku.	8
1.5	Účinný prierez produkcie $t\bar{t}$	9
1.6	Koncové stavy rozpadu $t\bar{t}$ páru.	11
1.7	Prehľad najnovších priamych meraní hmotnosti t kvarku m_t z experimentov ATLAS a CMS, porovnaných s kombináciou výsledkov z LHC a výsledkov z LHC+Tevatronu, prevzaté z [14].	12
2.1	Geometria zrážky použitá na zadefinovanie účinného prierezu. .	14
2.2	Diagram ilustrujúci fyzikálny význam veličiny definovanej v (2.14).	17
2.3	Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia $p_T^{t,1}$, resp. $p_T^{t,2}$	18
2.4	Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia $m_{t\bar{t}}$, $H_T^{\bar{t}}$, $\Delta\phi(t_1, t_2)$ a $ p_{\text{out}}^{\bar{t}} $	19
3.1	Urýchľovačový komplex na LHC.	21
3.2	Detektor ATLAS a jeho súčasti.	22
3.3	Triggrovací systém na detektore ATLAS.	23
4.1	MC generátory použité pri objave Higgsovho bozónu.	27
4.2	Nákres priebehu zrážky hadrónov v MC simulácií.	28
4.3	Vytváranie $t\bar{t}$ páru na partónovej úrovni.	29
5.1	Feynmanove diagramy pre produkciu $t\bar{t}$ páru s pridaním EFT operátorov.	32
6.1	Diferenciálne rozdelenia pre produkciu $t\bar{t}$ páru na LO úrovni. .	35
6.2	Absolútны diferenciálny účinný prierez ako funkcia kinematických premenných.	37

6.3	Absolútny diferenciálny účinný prierez ako funkcia kinematických premenných.	38
6.4	Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia kinematických premenných.	39
6.5	Hustota pravdepodobnosti χ^2	40
6.6	Závislosť χ^2 na hodnote koeficientu C_1 pre jednotlivé absolútne kinematické premenné.	45
6.7	Závislosť χ^2 na hodnote koeficientu C_1 pre jednotlivé normalizované kinematické premenné.	46
1	Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia kinematických premenných.	49

Zoznam tabuliek

6.1	Inkluzívny účinný prierez produkcie $t\bar{t}$ páru v závislosti na parametroch modelu.	34
6.2	Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé absolútne kinematické rozdelenia.	42
6.3	Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé normalizované kinematické rozdelenia.	43
6.4	Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé absolútne kinematické rozdelenia spočítané pomocou kovariančnej matice.	43
6.5	Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé normalizované kinematické rozdelenia spočítané pomocou kovariančnej matice.	44
6.6	Ohraničenie parametru C_1 pomocou χ^2 testu.	45

Úvod

V zrážkach protónov na Veľkom hadrónovom urýchľovači LHC bol v skúmaní t kvarku dosiahnutý v posledných rokoch značný progres. Ked'že sa jedná o najťažšiu časticu štandardného modelu (SM), predpokladá sa, že práve v detailnom skúmaní jeho vlastností, ako napr. diferenciálneho účinného prierezu, sa môže preukázať fyzika za štandardným modelom (BSM, *beyond standard model*). Pri meraní totálneho účinného prierezu tieto prejavy zachytiť nemusíme, no jeho veľkosť nám umožňuje podrobne popísat produkciu t kvarku pomocou diferenciálnych meraní, a tak nájsť prejavy BSM fyziky.

Táto práca sa venuje skúmaniu produkcie t kvarku, efektívnym teóriám poľa (EFT) a jej cieľom je prispiet' k ohraničeniu parametrov BSM modelu zahŕňajúceho produkciu t kvarku. Na LHC boli zmerané všetky relevantné kanály produkcie t kvarku, my budeme skúmať čisto hadrónový kanál, teda kanál, kde sa v koncovom stave rozpadu $t\bar{t}$ nachádzajú len jety (spŕšky hadrónov). Navyše sa v tomto prípade jedná o boostovanú produkciu, čo je výhodné pri rekonštrukcii pre veľké energie a hybnosti.

V prvej kapitole tejto práce sa venujeme popisu SM a špeciálne t kvarku, jeho objavovaniu, jeho vlastnostiam, spôsobom produkcie t kvarku na LHC a účinnému prierezu produkcie $t\bar{t}$. Uvedieme taktiež najnovšie výsledky merania hmotnosti t kvarku.

V druhej kapitole podrobne rozoberieme meranie diferenciálneho účinného prierezu v experimente ATLAS. Zadefinujeme pojem účinný prierez a luminozita. Ďalej sú v tejto kapitole uvedené kinematické veličiny, ktoré sa používajú pri skúmaní fyziky t kvarku a jeho popise a ktoré budú neskôr v spracovávaní dát použité. Predstavíme tiež merania diferenciálneho účinného prierezu z experimentu ATLAS.

V tretej kapitole predstavíme urýchľovač LHC a experiment ATLAS - zameriame sa na to, z akých detektorov pozostáva a aké je ich využitie. Popíšeme výber zaujímavých udalostí (trigger) a najpoužívanejšie algoritmy na rekonštrukciu jetov.

V štvrtej kapitole zhrnieme význam a fungovanie Monte Carlo generátorov zrážok častic, rozlíšeme medzi generovaním v rôznych rádoch poruchovej teórie a špeciálne popíšeme neskôr nami používaný generátor MG5_aMC@NLO a Pythia 8.

V piatej kapitole predstavíme EFT ako nástroj na študovanie nových prejavov fyziky. Zhrnieme zásady ich používania, operátory, ktoré v nich vystupujú, predstavíme SM ako EFT a podrobnejšie popíšeme model GTTD, ktorý bude neskôr využívať.

Šiesta kapitola je venovaná samotným výsledkom našej práce s využitím metód popísaných v tých predošlých: vplyvu parametrov GTTD modelu na kinematické distribúcie nasimulovaných dát v MC generátore, analýze pomocou programu Rivet a porovnaniu s nameranými dátami zo zrážok pp v detektore ATLAS v rokoch 2015 a 2016 pri ľažiskovej energii $\sqrt{s} = 13$ TeV odpovedajúcich integrovanej luminozite $36,1 \text{ fb}^{-1}$ a ohraničovaniu parametrov modelu pomocou χ^2 testu.

Závery tejto práce sú zhrnuté v poslednej, siedmej kapitole.

Kapitola 1

Štandardný model a t kvark

Pod označením SM časticovej fyziky sa od sedemdesiatych rokov minulého storočia rozumie teória elementárnych častíc a toho, ako interagujú. V dobe svojho vzniku popísal všetky doposiaľ nadobudnuté znalosti o subatomárnych časticach a zároveň predpovedal existenciu ďalších častíc. Jeho predpovede boli experimentálne overené v širokej škále energií zrážok, je v súčasnosti najlepšou teóriou popisujúcou mikrosvet. Nestačí však k popisu niektorých pozorovaných javov, napríklad temnej hmoty a energie, baryónovej asymetrie, taktiež nie je konzistentná s obecnou relativitou. V ďalších kapitolách budú zmienené aj BSM teórie, ktoré by mali predstavovať isté *vylepšenie* SM.

Dvomi zložkami SM sú teória elektroslabej interakcie (popísaná grupou $SU(2) \times U(1)$), popisujúca interakcie vyvolané elektromagnetickou a slabou jadrovou silou, a kvantová chromodynamika, ktorá popisuje silnú interakciu (popísaná grupou $SU(3)$), obe sa označujú ako kalibračné teórie poľa.

V nasledujúcich podkapitolách sú zhrnuté častice SM a ich vlastnosti, špeciálne sa zameriame na t kvark, jeho objavovanie, popis jeho produkcie na LHC, rozpad samotného t kvarku aj $t\bar{t}$ páru a meranie hmotnosti t kvarku.

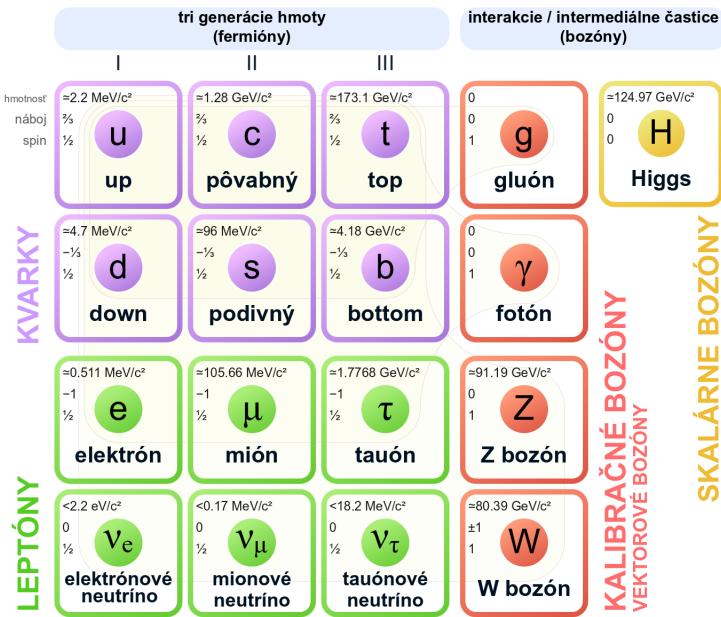
1.1 Častice SM

Štandardný model v sebe zahŕňa 17 elementárnych častíc. Ich prehľad je na Obr. 1.1. Na Obr. 1.2 je uvedený prehľad subatomárnych častíc a vzťahov medzi nimi so zahrnutím kompozitných častíc.

Všetky majú svoj vlastný moment hybnosti - spin S a k nemu priradené spinové kvantové číslo s , ktoré môže nadobúdať len polo- alebo celočíselné hodnoty. Spin teda podlieha kvantovaniu. Podľa hodnôt spinu častice delíme na:

- **Fermióny** Fermióny sa riadia Fermi-Diracovou štatistikou a Pauliho vylučovacím princípom, čo znamená, že žiadne dva fermióny v systéme

Štandardný model elementárnych častíc



Obr. 1.1: Prehľad elementárnych čästíc štandardného modelu. Prevzaté z [1], upravené.

nemôžeme popísať rovnakými kvantovými číslami. Patria medzi ne kvarky a leptóny, ale taktiež niektoré kompozitné čästice, ako napríklad protón alebo neutrón. Kvarky za obyčajných podmienok existujú len vo viazaných stavoch, leptóny môžu existovať samostatne.

- **Bozóny** Pre bozóny Pauliho vylučovací princíp neplatí. Riadia sa Bose-Einsteinovou štatistikou.

Všetky bozóny sprostredkujúce základné interakcie (gluóny, fotóny, W a Z) sú vektorovými bozónmi so spinom 1. Higgsov bozón odpovedá skalárному poľu, preto je jeho spin rovný 0, vzniká kvantovou excitáciou Higgsovo poľa. Objav Higgsovo bozónu na LHC v roku 2012 bol d'álšim z dôležitých overení SM.

Medzi bozóny tiež zaradujeme niektoré kompozitné čästice: príkladom sú mezóny, skladajúce sa z kvarku a antikvarku, ale tiež stabilné jadrá s párnym počtom nukleónov.

Všetky elementárne fermióny majú spin $\frac{1}{2}$. Kompozitné čästice, teda čästice zložené z viacerých elementárnych, majú spin rovný kombinácií jednotlivých spinov, podľa kvantovo-mechanických pravidiel sčítania momentov hybnosti.

Baryón (častica zložená z troch fermiónov) bude takisto vždy fermión, mezón (častica zložená z kvarku a antikvarku) bude vždy bozón.



Obr. 1.2: Prehľad členenia subatomárnych častíc a vzťahov medzi nimi.

1.1.1 Leptóny

Poznáme 6 leptónov, delíme ich podľa náboja a troch leptónových čísel - elektrónového, miónového a tauónového. Podľa nich ich ďalej delíme na 3 generácie, každá generácia pozostáva z nabitej častice a jej neutrína, ku každému leptónu existuje antileptón. V SM sa leptónové čísla zachovávajú¹.

1.1.2 Kvarky

Existuje 6 kvarkov rozdelených do troch generácií - *u* a *d* (*up* - horný, *down* - dolný), *c* a *s* (*charm* - pôvabný, *strange* - podivný), *t* a *b* (*top* - vrchný, *bottom* - spodný²).

Kvarky takisto ako leptóny delíme do troch generácií a ku každému z nich existuje antičastica - antikvark.

Ich ďalšími vlastnosťami sú náboj (Q), tretia zložka izospinu (I_3), podivnosť (S , *strangeness*), pôvab (C , *charm*), krása (B , *beauty/bottomness*), pravda (T , *truth/topness*).

Kvarky môžu niesť tri druhy farebného náboja - *R*, *G* a *B* - červený, zelený a modrý. Ku každej z nich existuje antifarba, tú nesú antikvarky.

Kvarkový model bol navrhnutý už v roku 1964 (Gellmann, Zweig). Podľa neho sa hadróny skladali z troch najľahších kvarkov: *u*, *d* a *s*. Štvrtý kvark, *c*, bol postulovaný v roku 1970 a objavený pomocou interpretácie J/ψ rezonancie pozorovanej na experimentoch v Brookhaven National Laboratory a Stanford Linear Accelerator Center. Tieto štyri kvarky tvoria však len dve generácie kvarkov. V roku 1977 boli interpretované rezonancie Υ ako viazaný stav piateho kvarku *b* a jeho antikvarku. Hľadanie posledného dielika - *t* kvarku pokračovalo ešte niekoľko rokov.

¹Po pozorovaní oscilácie neutrín sa zistilo narušenie z toho plynúcej symetrie a taktiež to, že neutrína v skutočnosti hmotné sú, avšak tieto informácie SM v sebe nezahŕňa.

²V niektornej literatúre sa tretia generácia kvarkov označuje ako *t* - *truth*, pravdivý a *b* - *beauty*, krásny.

1.2 t kvark

V nasledujúcich častiach budeme často využívať pojem účinný prierez, ktorý podrobne vysvetlíme v kapitole 2.

Existencia t kvarku³ bola postulovaná v roku 1973 na vysvetlenie narušenie CP symetrie v rozpade kaónu. K jeho skutočnému objavu však došlo až niekoľko desiatok rokov potom.

1.2.1 Objavovanie t kvarku

Po objave b kvarku s hmotnosťou 4,18 GeV sa zdalo prirodzené hľadať t kvark s hmotnosťou rádovo 10 GeV. Pomocou niekoľkých urýchľovačoch elektrónov bol nastavený dolný limit na $m_t > 45$ GeV.

Začiatkom roku 1992 započal zber dát (tzv. Run I) na Tevatrone s dvomi experimentami - CDF a DØ a ťažiskovou energiou $\sqrt{s} = 1,8$ TeV. Objav t kvarku bol verejne ohľásený 2.3.1995 na seminári poriadnom oboma kolaboráciami naraz. Hned' na ďalší deň bol objav publikovaný v časopise Physical Review Letters [2], [3].

Tento zber dát (Run I) prebiehal s integrovanou luminozitou 100-125 pb⁻¹ [4], čo poskytovalo na analýzu desiatky až stovky $t\bar{t}$ párov v závislosti na rozpadovom kanáli [5]. Zahŕňal merania účinného prierezu produkcie $t\bar{t}$, hmotnosti t kvarku a ďalších vlastností, no taktiež prebehli prvé hľadania fyziky za štandardným modelom (BSM) pomocou t kvarkov.

Run II na Tevatrone začal v roku 2001. Meraním jeho vlastností sa kolaborácie CDF a DØ snažili overiť, že nájdený t kvark je skutočne šiestym kvarkom SM. Ťažisková energia bola zväčšená na 1,96 TeV, boli vylepšené detektory na oboch experimentoch - CDF a DØ a hlavným vylepšením bola zväčšená integrovaná luminozita na $\mathcal{L} = 10$ fb⁻¹.

SM predpokladá okrem dominantnej $t\bar{t}$ párov produkcie (QCD proces) aj elektroslabú produkciu jedného t kvarku. Tá bola prvýkrát pozorovaná až v roku 2009 na CDF a DØ, keďže bolo ďalšie oddeliť malý signál od obrovského pozadia.

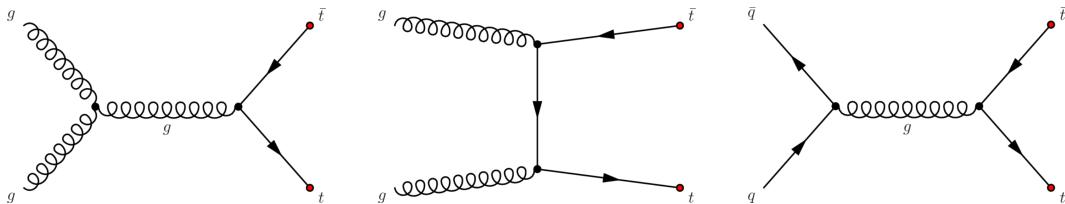
1.3 Produkcia t kvarku na LHC

t kvark v urýchľovačoch vzniká buď samotný, alebo v páre $t\bar{t}$. Najprv popíšeme produkciu $t\bar{t}$ páru. Kanály, ktorými sa $t\bar{t}$ párs produkovať, sú znázornené na Obr. 1.3.

Najbežnejším spôsobom produkcie $t\bar{t}$ páru je produkcia pomocou silnej interakcie - v zrážke sa vytvorí vysokoenergetický gluón, ktorý sa následne rozpadá

³presnejšie existencia tretej generácie kvarkov, teda b a t

na $t\bar{t}$ páru. Ďalšími, no viac ojedinelými možnosťami sú $t\bar{t}$ produkcia pomocou rozpadu intermediálneho fotónu alebo Z bozónu.



Obr. 1.3: Spôsoby produkcie $t\bar{t}$ páru - pomocou gluónovej fúzie, cez t -kanál a anihiláciou kvarku s antikvarkom.

Nová éra pre fyziku t kvarku prišla v roku 2010, keď sa na LHC začali naberáť dátá s ťažiskovou energiou⁴ $\sqrt{s} = 7$ TeV, čo je približne 3,5-krát viac ako na Tevatrone, účinné prierezy sú približne 20-krát väčšie ako na Tevatrone. Už po troch rokoch naberania dát mali experimenty ATLAS a CMS k dispozícii asi milión udalostí s t kvarkom.

Po dvojročnej odstávke LHC obnovil svoj chod v roku 2015 (Run II). Bola zvýšená ťažisková energia na $\sqrt{s} = 13$ TeV, čo vyvolalo zvýšenie účinných prierezov pre t kvark na trojnásobok v porovnaní s Run I [6]. ATLAS a CMS zo zrážok pp získali integrovanú luminozitu postupne $3,5 \text{ fb}^{-1}$ a 40 fb^{-1} v rokoch 2015 a 2016 [4]. Pri takýchto hodnotách luminozity sú vzorky dát s t kvarkom 5-krát väčšie ako v Run I. Prvé výsledky týkajúce sa t kvarku z dát získaných z Run II sa týkali merania účinného prierezu [7]. Celková luminozita v Run-2, ktorý pokračoval až do roku 2018 bola 150 fb^{-1} .

Počas Run-3, ktorý začne po práve prebiehajúcej dvojročnej odstávke (2019 – 2021), by malo byť pri integrovanej luminozite 300 fb^{-1} vyprodukovaných približne $2 \cdot 10^8 t\bar{t}$ párov, čo z neho už skutočne robí továreň na t kvark. Bude nám tak poskytovať možnosť podrobne preskúmať vlastnosti t kvarku s veľkou presnosťou. t kvark taktiež vstupuje do dominantného mechanizmu Higgsovej produkcie na LHC - produkcie pomocou gluónovej fúzie, čoho zmeranie s veľkou presnosťou sa taktiež očakáva v Run-3 [8].

1.3.1 Produkcia jedného t kvarku

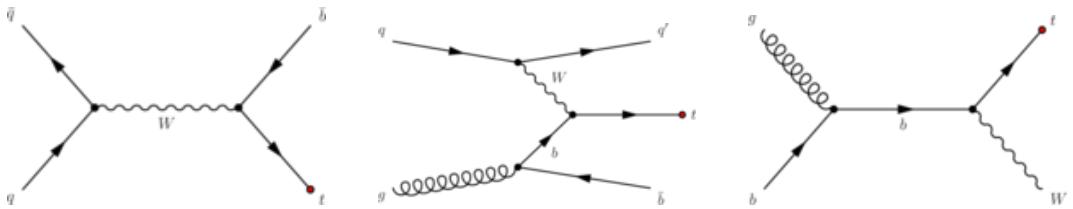
Jeden t kvark sa narozdiel od $t\bar{t}$ páru produkuje pomocou slabej interakcie. Produkcia môže prebiehať viacerými kanálmi (vid' Obr. 1.4):

- s -kanál - rozpad intermediálneho W bozónu na t kvark a \bar{b} kvark,
- t -kanál - b kvark, vytvorený rozpadom gluónu, sa premení na t kvark výmenou W bozónu s u alebo d kvarkom,

⁴Ťažiskovú energiu \sqrt{s} zrážajúcich sa častíc udávame ako odmocninu jednej z Mandels-tamových premenných: $s = (p_1 + p_2)^2$, kde p_1 a p_2 sú štvorhybnosti nalietavajúcich častíc.

- tW -kanál - z b kvarku v počiatočnom stave sa t kvark vytvorí zároveň s W bozónom.

Produkcia jedného t kvarku bola prvýkrát pozorovaná až v roku 2009, opäť na experimentoch CDF a DØ na Tevatrone. Účinný prierez jeho produkcie je približne polovičný oproti produkcií $t\bar{t}$, je však oveľa ďalej odlišit' jeho koncové stavy od pozadia [9]. Dominantná produkcia tam prebieha cez s - a t -kanál s výmenou W bozónu. Tieto dva kanály môžu byť kinematicky oddelené - čo skúmaniu vyhovuje, keďže sa predpokladá, že BSM fyzika, ako napríklad potenciálna štvrtá generácia kvarkov, ďalej W a Z bozóny alebo nabity Higgsov bozón, budú rozdielne vplyvať na s - a t -kanál [4].



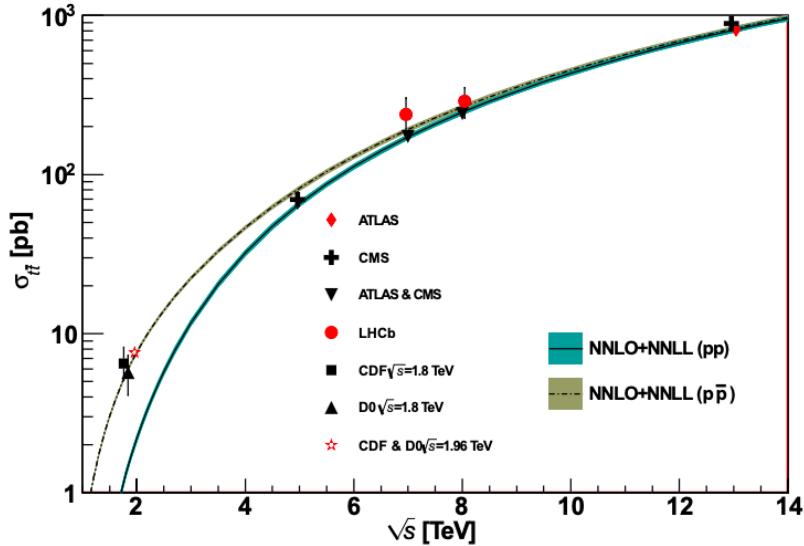
Obr. 1.4: Spôsoby produkcie jedného t kvarku - cez s -kanál, cez t -kanál a tW -kanál.

Pri $\sqrt{s} = 8$ TeV s použitím $20,2 \text{ fb}^{-1}$ dát boli na ATLASe zmerané celkový, fiduciálny aj diferenciálny účinný prierez pre produkciu t aj \bar{t} kvarku samotného [10].

1.4 Účinný prierez produkcie $t\bar{t}$

Na LHC je s $m_t = 172,5$ GeV teoreticky predpokladaný účinný prierez nasledovný [4] (prehľad v grafe spolu so zmeranými hodnotami z Tevatronu aj LHC je na Obr. 1.5):

- $\sigma_{t\bar{t}} = 177,3^{+4,6+9,0}_{-6,0-9,0} \text{ pb}$ pri $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$
- $\sigma_{t\bar{t}} = 252,9^{+6,4+11,5}_{-8,6-11,5} \text{ pb}$ pri $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$
- $\sigma_{t\bar{t}} = 831,8^{+19,8+35,1}_{-29,2-35,1} \text{ pb}$ pri $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$
- $\sigma_{t\bar{t}} = 984,5^{+23,2+41,3}_{-34,7-41,3} \text{ pb}$ pri $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.



Obr. 1.5: Zmeraný a očakávaný totálny účinný prierez produkcie $t\bar{t}$ v zrážkach pp na LHC a $p\bar{p}$ na Tevatrone. Teoretické krivky a ich neurčitosť odpovedajú hmotnosti t kvarku predpokladanej i pri meraniach, $m_t = 172,5$ GeV. Prevzaté z [4].

1.5 Rozpad t kvarku

CKM matica je unitárna matica popisujúca silu väzby medzi W bozónom a kvarkami, opisuje miešanie medzi vlastnými stavmi hmotností kvarkov a vlastnými stavmi pôsobenia slabej interakcie. Je pomenovaná podľa začiatočných písmen mien svojich tvorcov: Makoto Kobayashi, Toshihide Maskawa a Nicola Cabibbo. Vznikla zobecnením Cabibbovej matice, ktorá existovala ešte pred objavom tretej generácie kvarkov. Je zavedená ako

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

kde na ľavej strane sú kvarky s kladným nábojom z dubletu elektroslabej interakcie⁵ a vpravo je spolu s CKM maticou vektor vlastných stavov hmotnosti kvarkov so záporným nábojom [4].

CKM matica popisuje pravdepodobnosť prechodu z jedného kvarku i na druhý kvark j - priamo úmerne $|V_{ij}|^2$.

Podľa najnovších meraní [4] sú veľkosti prvkov tejto matice zahŕňajúcich t kvark nasledovné:

⁵Slabá interakcia nerozozná od seba vônu častíc $(u, d), (c, s)$ či (b, t) , tieto dvojice častíc označujeme ako dublety.

$$\begin{aligned}|V_{td}| &= (8,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \\ |V_{ts}| &= (39,4 \pm 2,3) \cdot 10^{-3} \\ |V_{tb}| &= 1,019 \pm 0,025\end{aligned}$$

t kvark sa rozpadá elektroslabou interakciou, vo veľkej väčšine ($> 99\%$) prípadov dvojčasticovým rozpadom na W bozón a b kvark.

Ked'že $|V_{tb}| \gg |V_{td}|, |V_{ts}|$,

- účinný prierez produkcie jedného t kvarku bude úmerný $|V_{tb}|^2$, k zmeraniu hodnoty $|V_{tb}|$ nepotrebuje žiadne ďalšie predpoklady na počet generácií kvarkov ani unitaritu CKM matice [4],
- rozpad na s alebo d kvark je potlačený.

Pri meraní výhradne s - a t - rozpadového kanálu dochádza k citlivosti na BSM fyziku.

Pre $m_t = 172,5$ GeV je hodnota rozpadovej šírky pre t kvark približne $\Gamma_t = 1,76$ GeV [11]. Pre svoju hmotnosť je t ako jediný z kvarkov schopný rozpadu na skutočný (on-shell) W bozón.

1.6 $t\bar{t}$ rozpadové kanály

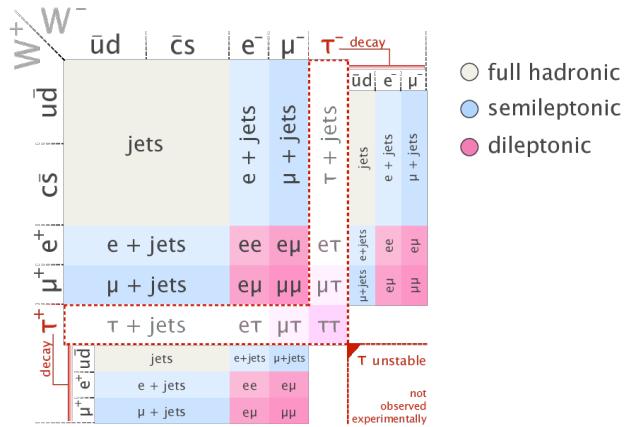
Ked'že rozpad t kvarku na Wb prebehne takmer vždy, rozdeľujeme rozpady $t\bar{t}$ páru podľa rozpadov W bozónu, prehľad koncových stavov je na Obr. 1.6.

Relatívne rozpadové pomery nie je ľahké predpovedať, ked'že väzby W sú univerzálne, hmotnosti fermiónov sú oproti hmotnosti W malé a CKM matica je skoro diagonálna. Pre hadrónový kanál týmto dostávame rozpadový pomer $BR(t\bar{t} \rightarrow \text{jets}) = \frac{4}{9} = 44,4\%$.

Koncové stavy produkcie páru $t\bar{t}$ teda delíme na 3 skupiny [4]:

- all-hadronic kanál (v koncovom stave sú len hadróny) $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''b$ (45.7%)
- ℓ a jety⁶ - kanál s jedným (nabitým) leptónom a jetmi v koncovom stave $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ell^-\bar{\nu}_\ell b$ alebo $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu_\ell bq''\bar{q}'''b$ (43.8%)
- $\ell\ell$ - dileptónový kanál $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu_\ell b\ell^-\bar{\nu}_\ell b$ (10.5%)

⁶Pod pojmom jet rozumieme kolimovanú spŕšku častíc, ktoré vidíme v detektore po zrážke dvoch energetických partónov.



Obr. 1.6: Prehľad všetkých možných koncových stavov rozpadu $t\bar{t}$ páru. Zahŕňa rozpady W bozónov na τ leptóny. Prevzaté z [12].

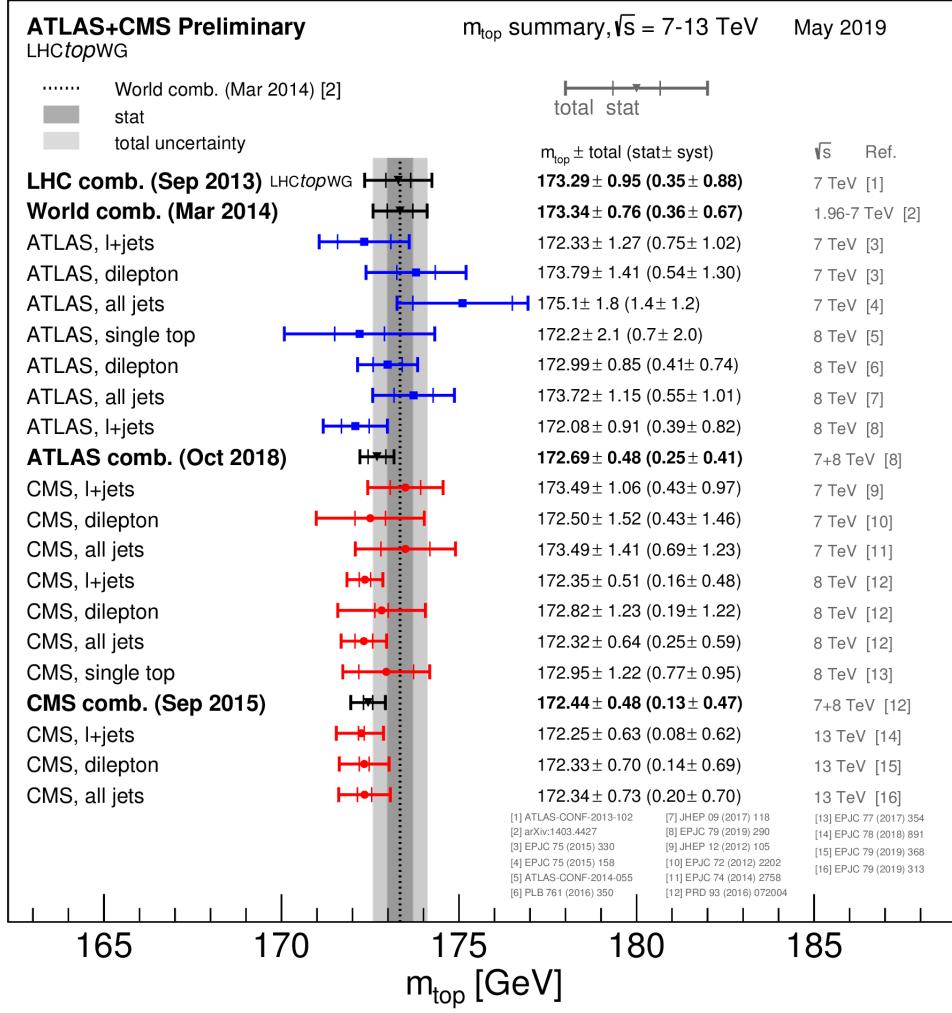
V zátvorkách sú uvedené ich relatívne príspevky (s uvažovaním univerzality leptónov). Kvarky v konečných stavoch sa zmenia na jet hadrónov.

t kvark je jediným kvarkom, pre ktorý je $\Gamma_t \gg \Lambda_{\text{QCD}}^7$. Spin t kvarku *prežije* neporuchovú QCD - mäkké gluóny nemôžu rozhodiť jeho spin predtým, ako sa rozpadne [4]. To nám umožňuje skúmať vlastnosti samotného kvarku pomocou rozpadu t kvarku, napr. spinové korelácie $t\bar{t}$.

1.7 Meranie hmotnosti t kvarku

Hmotnosť t kvarku je jednou z najdôkladnejšie skúmaných vlastností, bola zmeraná vo všetkých rozpadových kanáloch všetkými experimentami na Tevatrone aj na LHC. Na jej určenie sa používa viacero techník, často je to tzv. *template* metóda, kde sa Monte Carlo vzory rekonštruovaných rozdelení hmotnosti nafitujú na dátá. Táto metóda sa dopĺňa metódou maticového elementu - v tejto metóde sa pravdepodobnosť každej udalosti spočíta ako funkcia hmotnosti t kvarku. Prehľad najnovších a najpresnejších meraní je uvedený na Obr. 1.7.

⁷ Λ_{QCD} je tzv. bežiacia väzbová konštantá, jej hodnota je okolo 200 MeV [13], určuje energetickú, časovú škálu neporuchovej QCD.



Obr. 1.7: Prehľad najnovších priamych meraní hmotnosti t kvarku m_t z experimentov ATLAS a CMS, porovnaných s kombináciou výsledkov z LHC a výsledkov z LHC+Tevatronu, prevzaté z [14].

Kapitola 2

Meranie diferenciálneho účinného prierezu v experimente ATLAS

V tejto kapitole dôkladne vysvetlíme pojem účinný prierez, čo je jedna z najdôležitejších veličín pri štúdiu zrážok a následnej produkcií častíc. Uvedieme definície vybraných kinematických veličín, dôležitých pre skúmanie t kvarku. V časti 2.3 predstavíme výsledky merania diferenciálneho účinného prierezu v experimente ATLAS.

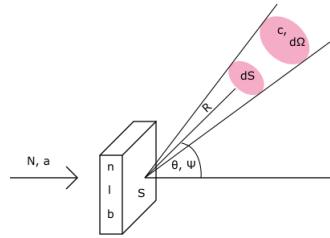
2.1 Účinný prierez

Účinný prierez obecne predstavuje pravdepodobnosť, že nalietavajúca častica bude istým spôsobom interagovať s terčíkovou časticou.

Pre intuitívne odvodenie pojmu účinný prierez použijeme nákres na Obr. 2.1. Na ňom značíme N hustotu toku častíc (v jednotkách $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$), a je nalietavajúca častica, b je terčíková častica, c je častica, ktorá vznikne po zrážke, θ je polárny uhol, ψ je azimutálny, dS je plocha detektoru, ktorá vymedzuje priestorový uhol $d\Omega$ ($d\Omega = \frac{dS}{R^2}$). Parametre terča ďalej sú S - jeho plocha, l jeho hrúbka, n jeho hustota.

Ďalej predpokladáme:

- terč je dostatočne riedky, teda *one particle at a time* - v jednej chvíli sa zráža len jedna častica,
- terč je dostatočne malý - častica nezinteraguje znova,
- energia častíc \gg energia, s ktorou sú viazané častice terča,
- zväzok je dostatočne riedky - častice terča neinteragujú navzájom.



Obr. 2.1: Geometria zrážky, popísaná v predchádzajúcom texte.

Meríame počet častíc c , ktoré prejdú plochou S za dobu $t - dN$. Potom zadefinujeme **diferenciálny účinný prierez** ako

$$\sigma(\theta, \psi) := \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{d\Omega} \frac{1}{NSln} \quad (2.1)$$

Týmto spôsobom zobrazujeme každú časticu terča ako malú plochu nastavenú dopadajúcim časticiam, ktoré s ňou interagujú. S veľkosťou pravdepodobnosti interakcie tak rastie aj účinný prierez.

Integrálny účinný prierez potom dostaneme vyintegrovaním cez všetky uhly:

$$\sigma = \int_{R^3} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_{R^3} \sigma(\theta, \psi) d\Omega \quad (2.2)$$

Účinný prierez udávame v plošných jednotkách, najčastejšie to je barn, $1b = 10^{-28} m^2$.

Môžeme ho taktiež zadefinovať pomocou (okamžitej) luminozity $L[m^2 s^{-1}]$ a *interaction rate* - rýchlosť interakcie $R[s^{-1}]$.

$$R = L \cdot \sigma \quad (2.3)$$

Luminozita je závislá na vlastnostiach zväzku urýchľovača. Tiež sa stretнемe s označením integrovaná luminozita, tú získame za celý run urýchľovača: $\mathcal{L} = \int_{t_0}^{t_f} L dt$, teda vyintegrovaním cez čas, počas ktorého jeden run trval.

Ďalej rozlišujeme medzi *inkluzívny* a *exkluzívny* účinnym prierezom. Pri exkluzívnom meríame všetky vylietavajúce častice. Pri inkluzívnom môžeme niektoré z nich ponechať nezmerané. To bude prípad našich meraní, keďže zaoberať sa budeme len vlastnosťami páru $t\bar{t}$. Ostatné produkty nebudú predmetom nášho skúmania.

2.1.1 Fiduciálny účinný prierez

Pojmom fiduciálny (*fiducial*) účinný prierez označujeme účinný prierez pre istú časť procesu, tiež vo význame účinného prierezu s kinematickými a ďalšími selekčnými kritériami v súlade s akceptanciou detektora, kde sú ale nedostatky

detektora v tomto objeme korigované. Korekcie sa získavajú aplikovaním fidičiálnych kritérií na simulované udalosti bez simulácie detektora i s ňou a invertovaním výslednej prenosovej funkcie detektora.

Je výhodné ho používať, pretože minimalizuje extrapoláciu do experimentálne neviditeľného fázového priestoru a merania sú tak maximálne nezávislé od modelu.

2.1.2 Účinný prierez v kvantovej mechanike

V kvantovej mechanike odvodzujeme účinný prierez v teórií rozptylu. Rozptylujeme častice pripravené urýchľovačom v stave $|\psi(t)\rangle$. Pre stavy s $t \ll 0$ a $t \gg 0$ je jej stav veľmi blízky stavu voľnej častice. Nemôžeme experimentálne skúmať časový vývoj $|\psi(t)\rangle$ v mikroskopickej rozptylovej oblasti. Detektujeme len ďaleko od terča počet častíc rozptylených do istého priestorového uhlia. K popisu stacionárneho rozptylového stavu potom používame Lippmann-Schwingerovu rovnicu, tá sa dá previesť na stacionárnu Schrödingerovu rovinu. Ďalej s využitím Möllerových operátorov a S-operátora odvodíme (podrobne napríklad v [15]) diferenciálny účinný prierez

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(E, \theta)|^2, \quad (2.4)$$

kde $f(E, \theta)$ je amplitúda rozptylu.

Celkový účinný prierez potom dostaneme vyintegrovaním cez všetky priestorové uhly:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.5)$$

2.1.3 Účinný prierez v QCD

Uvedieme tvar kvantovo-chromodynamického účinného prierezu konkrétnie pre proces vytvorenia $t\bar{t}$ z pp , keďže toto bude proces, ktorým sa budeme aj ďalej zaoberať, má tvar:

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{ab} \int dx_1 dx_2 f_a(x_1, \mu_F) f_b(x_2, \mu_F) \times \hat{\sigma}(ab \rightarrow t\bar{t}) \quad (2.6)$$

kde $f_a(x)$ je pravdepodobnosť (PDF, partónová distribučná funkcia), že nájdeme partón a v protóne so zlomkom hybnosti x_i a μ_f je faktorizačná škála, ktorá oddeluje dynamiku vysokých energií od nízkych.

2.2 Kinematika fyziky t kvarku v hadrónových urýchľovačoch

Prístrojom používaným na skúmanie fyziky t kvarku je vysokoenergetický urýchľovač. Produkcia $t\bar{t}$ je dosiahnutelná v urýchľovačoch leptónov i hadrónov. Doposiaľ však poskytli dostatočnú ľažiskovú energiu a luminozitu na produkciu t kvarkov len hadrónové urýchľovače.

Experiment ATLAS používa pravotočivý systém so z -osou smerujúcou pozdĺž osi zväzku proti smeru hodinových ručičiek, y os smerujúcou hore a x osou smerujúcou do stredu urýchľovacieho kruhu. Z dôvodu tejto geometrie a symetrie je výhodné používať cylindrický súradnicový systém, kde značíme vzdialenosť od osi zväzku ρ , uhol od z osi θ (polárny uhol) a uhol od x osi v rovine xy kolmej na osu zväzku značíme ϕ (azimutálny uhol) [16].

Rýchlosť častice v smere z , $\beta_z = \frac{p_z}{E}$, sa väčšinou udáva pomocou rapidity y :

$$y = \tanh^{-1} \beta_z = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.7)$$

Rozdelenia rapidity sú Lorentzovsky invariantné (pre transformáciu v z osi).

V limite veľkých hybností rapidita konverguje k pseudorapidite, ktorá je čisto geometrickou veličinou, keďže závisí len na uhle θ a nezávisí na hmotnosti častice:

$$\lim_{|\vec{p}| \gg m} y = \eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.8)$$

Ďalšou skupinou veličín výhodných na používanie pri hadrónových urýchľovačoch sú priečne veličiny, pretože sú takisto Lorentzovsky invariantné pre transformáciu pozdĺž osi zväzku (os z). Je výhodné ich používať tiež preto, že pri zrážajúcich sa partónoch v hadrónoch nepoznáme presné hodnoty z zložiek hybností, ale poznáme len ich pravdepodobnostné rozdelenie.

Príkladom je priečna hybnosť p_T :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (2.9)$$

kde p_x a p_y sú x -ová a y -ová zložka hybnosti častice.

Často budeme využívať invariantnú hmotnosť systému $t\bar{t}$, $m_{t\bar{t}}$, definovanú pomocou vzťahu pre energiu $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$, pričom väčšinou pokladáme $c = 1$ (prirodzená sústava jednotiek, kde taktiež $\hbar = 1$). Platí pre ňu teda vzťah:

$$m = \sqrt{E^2 - ||\vec{p}||^2}, \quad (2.10)$$

kde za E dosadíme súčet energií t a \bar{t} kvarkov a za \vec{p} vektorový súčet ich hybností.

V nasledujúcich vzorcoch index $t, 1$ značí vedúci (*leading*) kvark, teda ten kvark z dvojice $t\bar{t}$, ktorý má väčšiu priečnu hybnosť; index $t, 2$ naopak ten s menšou, označovaný aj ako druhý vedúci (*subleading*).

Menej typickými, no nami používanými veličinami ďalej budú:

- pozdĺžny boost $t\bar{t}$ systému v laboratórnej sústave

$$y_B^{t\bar{t}} = \frac{1}{2} (y^{t,1} + y^{t,2}) \quad (2.11)$$

- uhol medzi dvomi t kvarkami

$$\chi^{t\bar{t}} = e^{2|y^*|}, \quad (2.12)$$

kde $y^* = \frac{1}{2} (y^{t,1} - y^{t,2})$ je rapidita dvoch t kvarkov v ťažiskovej sústave $t\bar{t}$ páru,

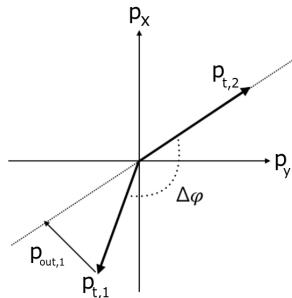
- skalárny súčet priečnych hybností dvoch t kvarkov

$$H_T^{tt} = p_T^{t,1} + p_T^{t,2}, \quad (2.13)$$

- absolútна hodnota hybnosti mimo rovinu, čiže projekcia hybnosti t kvarku do smeru kolmého na rovinu definovanú druhým t kvarkom a osou zväzku (z) v laboratórnej sústave [17] (vid' Obr. 2.2)

$$\left| p_{\text{out}}^{t\bar{t}} \right| = \left| \vec{p}_{t,1} \cdot \frac{\vec{p}_{t,2} \times \hat{z}}{|\vec{p}_{t,2} \times \hat{z}|} \right|, \quad (2.14)$$

- absolútna hodnota azimutálneho uhlia, ktorý zvierajú t a \bar{t} kvark $\Delta\phi^{t\bar{t}}$,
- kosínus uhlia produkcie $\cos\theta^*$ v kľudovej sústave $t\bar{t}$ páru, kde majú oba t kvarky rovnako veľké a opačné hybnosti.



Obr. 2.2: Diagram ilustrujúci fyzikálny význam veličiny definovanej v (2.14).

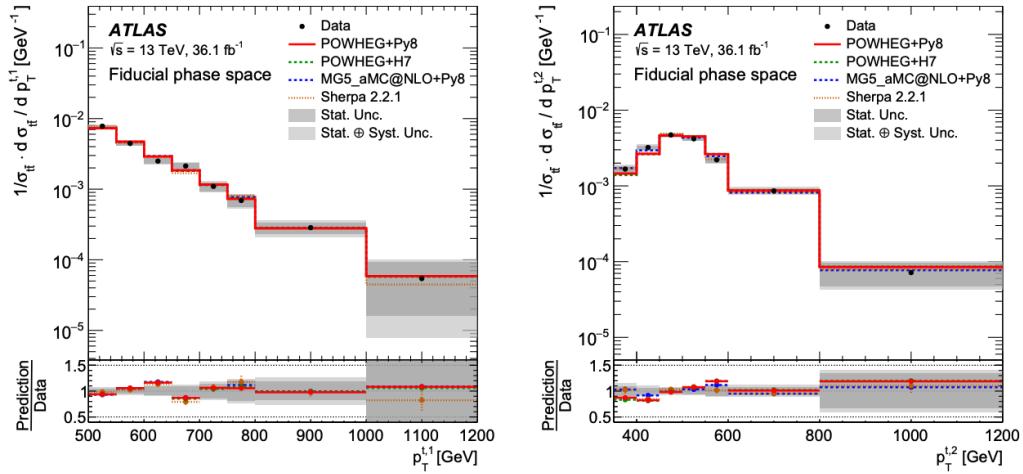
2.3 Diferenciálny účinný prierez v eksperimente ATLAS

Diferenciálny účinný prierez môžeme použiť k stanoveniu medzí na parametre modelov [18]. Jeho variácie môžeme dosiahnuť pridaním operatórov dimenzie 6 do Lagrangiánu SM. O tejto téme sa bližšie zmienime v Kapitole 5.

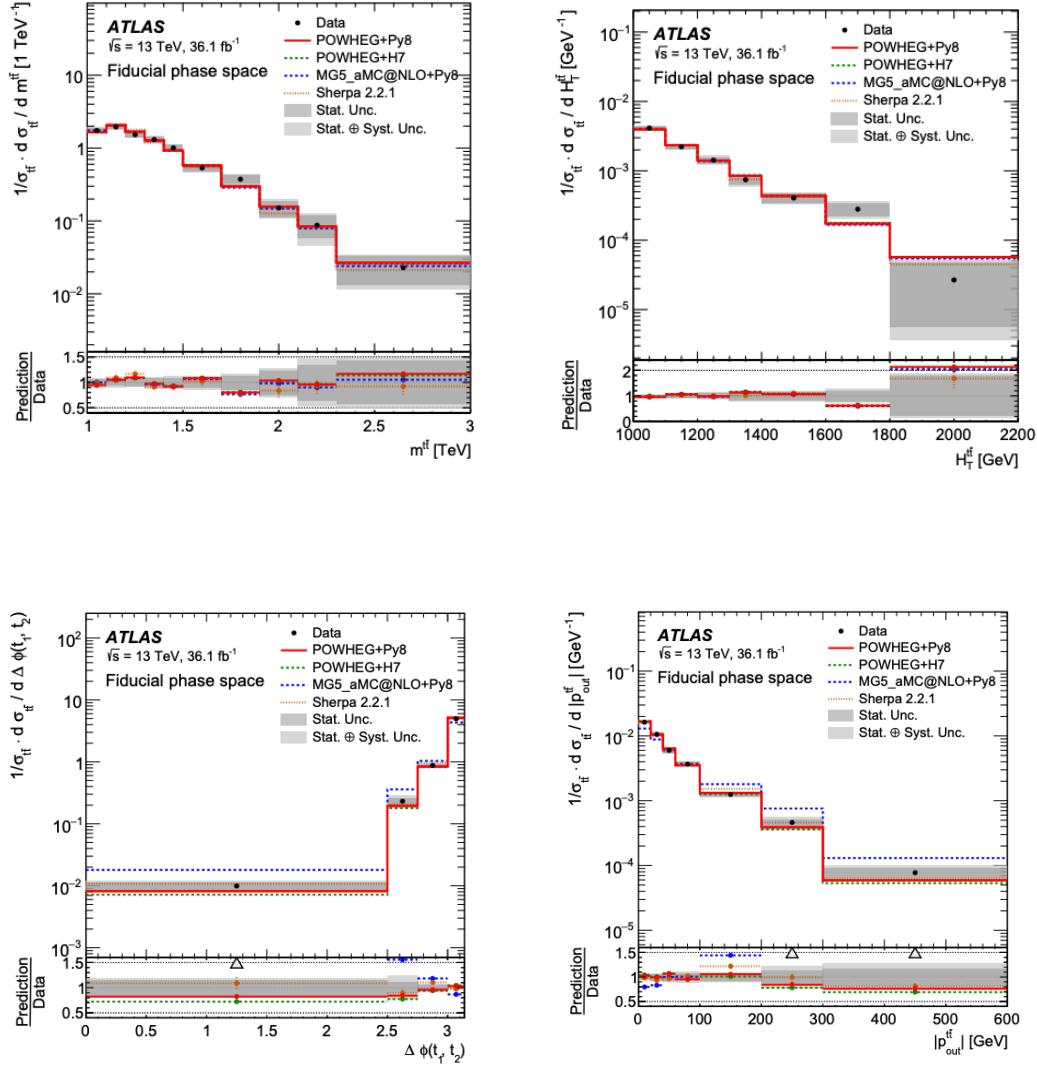
Závislosť merania diferenciálneho účinného prierezu na zvolenej hodnote hmotnosti je menšia ako pri teoretických výpočtoch, keďže ovplyvňuje len predpovedanie akceptancie [4].

Diferenciálny účinný prierez produkcie $t\bar{t}$ páru na ATLASe pri 3.2fb^{-1} a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ bol zmeraný ako funkcia priečnej hybnosti, absolútnej rapidity a invariantnej hmotnosti systému $t\bar{t}$. V [19] sú porovnané s predpovedami NLO generátorov s partónovou správkou a bolo ukázaná ich konzistencia so všetkými modelmi v rámci neurčitostí.

Pri meraní s ťažiskovou energiou 13 TeV bolo zverejnené meranie diferenciálneho účinného prierezu boostovaných t kvarkov v čisto hadrónovom rozpadovom kanáli (Obr. 2.3, 2.4) [17] s požiadavkom na dvoch kandidátov na t kvark, jeden s $p_T > 500 \text{ GeV}$, druhý s $p_T > 350 \text{ GeV}$.



Obr. 2.3: Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia $p_T^{t,1}$, resp. $p_T^{t,2}$. Čiernymi bodmi sú znázornené namerané dátá a šedými pásmi neurčitosť dát v každom bine. Prevzaté z [17].



Obr. 2.4: Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia invariantnej hmotnosti $t\bar{t}$ páru $m_{t\bar{t}}$, skalárneho súčtu priečnych hybností t kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$, azimutálneho uhlia medzi t kvarkami $\Delta\phi(t_1, t_2)$ a absolútnej hodnoty hybnosti mimo rovinu $|p_{\text{out}}^{t\bar{t}}|$. Čiernymi bodmi sú znázornené namerané dátá a šedými pásmi neurčitosť dát v každom bine. Prevzaté z [17].

Kapitola 3

LHC a ATLAS

V tejto kapitole popíšeme základné informácie o urýchľovači LHC v laboratóriu CERN, zameriame sa na experiment ATLAS, jeho presné zloženie a význam jednotlivých častí, zaznamenávanie zrážok, postupy používané pri filtrovaní a spracovaní nameraných udalostí.

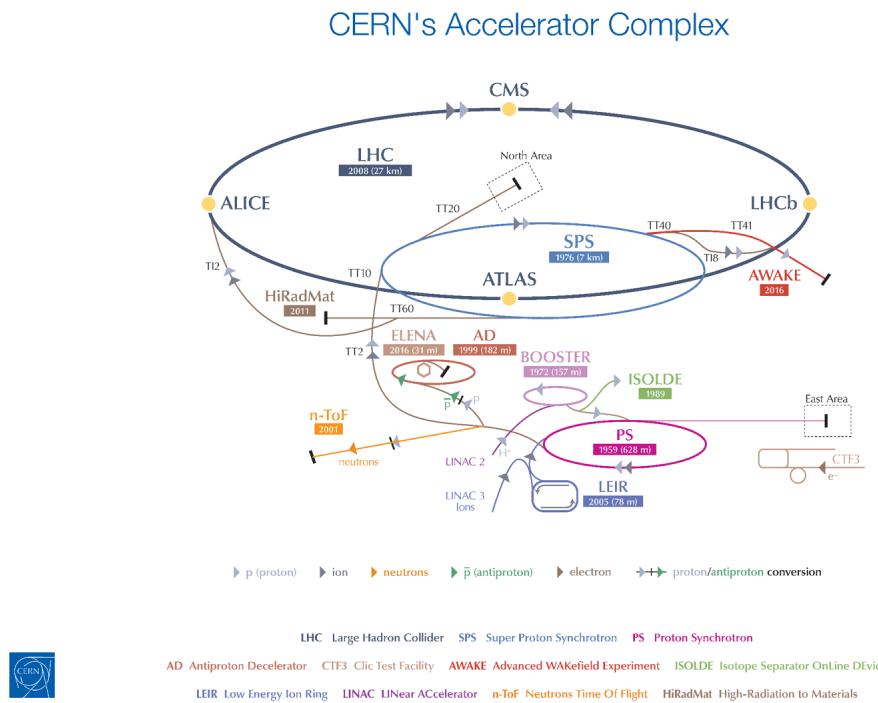
3.1 LHC

V súčasnej fyzike vysokých energií sa veľká časť skúmania sústredzuje na hľadanie ľažkých častíc (až stovky GeV) a štruktúru veľmi malých rozmerov ($\sim 10^{-18}$ m), preto potrebujeme dosiahnuť v mieste interakcie skutočne veľké energie - rádu TeV.

LHC (Large Hadron Collider, *Veľký hadrónový urýchľovač*) je najväčším časticovým urýchľovačom na svete. Po dlhoročnej výstavbe bol ako posledná časť urýchľovačového komplexu (viď Obr. 3.1) v laboratóriu CERN (Conseil européen pour la recherche nucléaire, *Európska organizácia pre jadrový výskum*) uvedený do prevádzky v roku 2008.

Pozostáva z 27 kilometrov dlhej urýchľovačovej trubice, ktorá sa nachídza niekoľko desiatok metrov pod zemou. V nej sú d'alej umiestnené dve trubice, v každej z nich krúžia častice v opačnom smere, tieto častice sa nachádzajú v zhlukoch oddelených od seba 25 ns. Pretínajú sa na 4 miestach - miestach, kde sa častice zrážajú a práve tam sú umiestnené 4 hlavné experimenty (detektory): ATLAS, ALICE, CMS a LHCb.

Detektory zrážok musia fungovať tak, aby zachytili a zmerali čo najviac častíc vytvorených v danej udalosti. Keďže každý typ detektoru funguje na inom princípe a je schopný registrovať iné typy a vlastnosti častíc, detektor ako celok obvykle má *cibulovú* štruktúru - skladá sa mnohých vrstiev subdetektorov. Dôležitými vlastnosťami detektora sú hermetickosť - čo najtesnejšie obklopowanie miesta zrážky, aby čo najmenej častíc uniklo a veľká granularita - aby bolo možné merať s veľkým priestorovým rozlíšením [20].



Obr. 3.1: Urýchľovačový komplex na LHC. Prevzaté z [21].

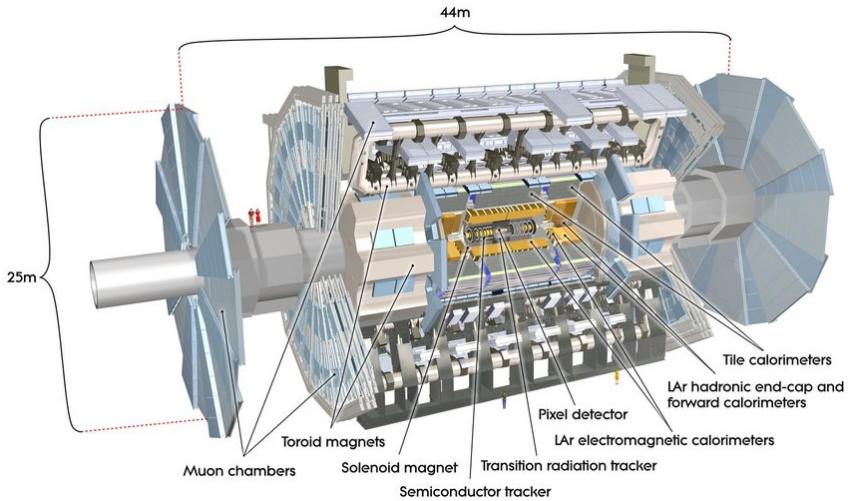
3.2 ATLAS detektor

Experiment ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS = toroidálne zariadenie na urýchľovači LHC) na LHC využíva viacúčelový detektor s predozadne cylindricky symetrickou geometriou a pokrytím takmer 4π priestorového uhla.

Detektor (vid' Obr. 3.2) sa skladá z:

- vnútorného dráhového detektora, obaleného
- supravodivým solenoidálnym magnetom, vytvárajúcim axiálne magnetické pole s veľkosťou 2 T,
- elektromagnetických a hadrónových kalorimetrov,
- miónového spektrometra.

Vnútorný dráhový detektor pokrýva rozsah pseudorapidity $|\eta| < 2,5$. Používa sa na meranie smeru pohybu a hybností nabitých vylietavajúcich častíc. Je ním možné s veľkou efektivitou rekonštruovať trajektórie nabitých častíc v zrážkach pp , k čomu mu dopomáha jeho zloženie:



Obr. 3.2: Nákres detektora ATLAS a jeho súčasťí. Prevzaté z [22].

- kremíkový pixelový detektor - čo najbližšie k miestu zrážky - bola do neho pridaná dodatočná zasúvacia B -vrstva, nachádza sa 3 až 4 cm od osi zväzku na presnejšie *tagovanie b-hadrónov*¹ [17],
- kremíkový mikrostripový detektor,
- dráhové detektory prechodového žiarenia.

Kalorimetre slúžia k meraniu energie, ktorú častica stráca pri prechode detektormi. Sú navrhnuté tak, aby absorbovali väčšinu častíc vylietavajúcich zo zrážky - aby ich energia bola pohľtená vo vnútri detektora. ATLAS obsahuje LAr (*liquid argon*) kalorimeter používajúci tekutý argón, poskytujúci meranie elektromagnetickej energie s vysokou granularitou, a dlaždicový kalorimeter (*TileCal*).

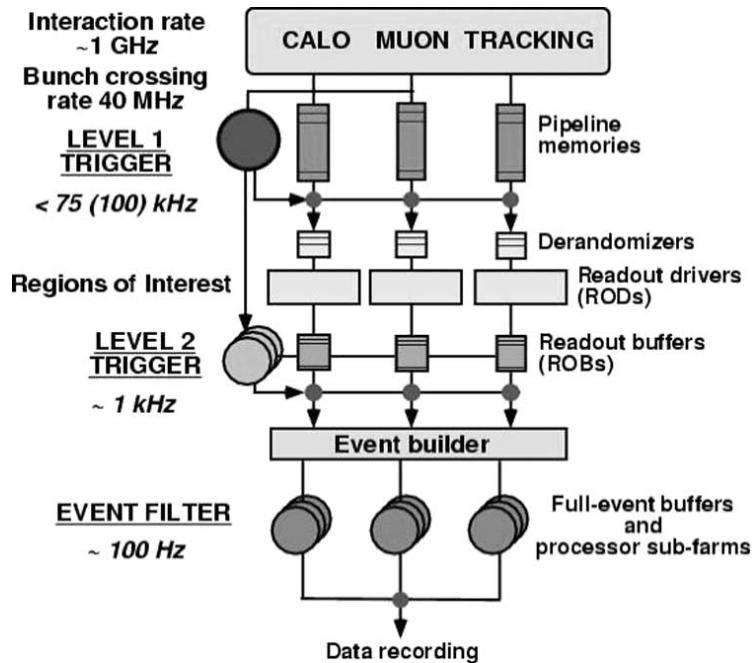
Hadrónový kalorimeter pokrýva stredný rozsah pseudorapidity ($|\eta| < 1,7$). Koncové (end-cap) a dopredné (forward) regióny sú vybavené LAr kalorimetrovami na meranie elektromagnetickej a hadrónovej energie až do $|\eta| = 4,9$.

Miónový spektrometer je umiestnený mimo systém kalorimetrov, jeho základom sú tri toroidné supravodivé magnety s obrovským vzduchovým jadrom, každý s ôsmimi závitmi. Pokrýva rozsah rapidity $|\eta| < 2,7$. Okrem merania miónov sa používa na vyberanie zaujímavých udalostí, tzv. *triggerovanie* (v rozsahu rapidít $1,05 < |\eta| < 2,4$): zahŕňa systém presných dráhových komôr a detektorov s časovým rozlíšením dostatočným na triggerovanie udalostí [17].

¹Pojmom *b*-tagging, *b*-tagovanie sa rozumie identifikácia spršok častíc (jetov) pochádzajúcich z rozpadu *b*-hadrónov.

Miónový spektrometer teda obsahuje vrstvy detektorov, ktorých úlohou je poskytnúť rýchlu informáciu o dráhach miónov. Používajú sa [23] komory s odporovými doskami (RPC, resistive plate chambers) a komory s úzkou štrbinou (TGC, thin gap chambers).

3.2.1 Triggerovanie udalostí



Obr. 3.3: Triggerovací systém na detektore ATLAS. Prevzaté z [24].

Ako bolo spomenuté na začiatku kapitoly, jednotlivé zhľuky častic sa zrážajú s frekvenciou 40 MHz. K zrážkam protónov v ATLASe však dochádza s frekvenciou 1 GHz, keďže vždy, keď jeden balík prejde okolo druhého, môže spolu interagovať viacero protónov. Je sice ojedinelé, že by viac ako jedna z týchto interakcií bola tvrdým rozptylom², napriek tomu ich nemôžeme zanedbať, v každej z nich sa vyprodukuje množstvo nových častic - tieto zrážky označujeme ako *pile up*.

Je prakticky nemožné spracovať tak obrovský objem dát, aký poskytuje frekvencia 1 GHz, zapísat informáciu z detektora o každej z uskutočnených zrážok k ďalšiemu spracovaniu. Stačí nám zaznamenávať len fyzikálne zaujímavé udalosti - preto musíme udalosti filtrovať - na to sa používa triggerovanie. Na ATLASe sa počas Run-1 na výber udalostí používal trojúrovňový triggrovací systém (vid' Obr. 3.3), počas Run-2 už len dvojúrovňový.

²Pre tvrdý rozptyl je typická veľká prenesená hybnosť, vytvorenie systému s veľkou hmotnosťou, vyprodukovanie zaujímavých častic.

Prvá úroveň - hardvérový trigger - používa podmnožinu informácií z detektora na zredukovanie rýchlosťi akceptovaných udalostí na maximálne 100 kHz. Vyberá udalosti podľa jednoduchých kritérií (napr. prítomnosť jetu, leptóny s veľkou priečnou hybnosťou, veľká chýbajúca alebo celková priečna energia). Počas rozhodovania tejto úrovne sú dátá s ostatných častí detektoru udržiavané v krátkodobej pamäti (*pipeline*), rozhodovanie sa deje pomocou jednoúčelových procesorov. Informácie z tejto úrovne sú použité na rozpoznanie tej oblasti detektoru, ktorá obsahuje zaujímavé vlastnosti (napr. jety, mióny [23]).

Po ňom nasleduje druhá úroveň - softvérový trigger s maximálnou rýchlosťou výstupu eventov 1 kHz - musí spracovať len tie udalosti, ktoré prešli predchádzajúcou úrovňou.

Treťou časťou výberu zaujímavých udalostí je *event filter* - filter udalostí - softvérový trigger, v ktorom prebieha už plná rekonštrukcia udalosti (zjednodušená v porovnaní s *offline* spracovaním). Redukuje rýchlosť udalostí na hladinu okolo 200 Hz [25]. Spolu s druhou úrovňou sa v Run-2 označuje ako HLT - *high level trigger*, vysokoúrovňový trigger.

3.2.2 Rekonštrukcia jetov

Termínom jet označujeme kolimovanú spŕšku stabilných častíc - hadrónov v detektore. Hrajú dôležitú úlohu v mnohých fyzikálnych analýzach, okrem iného pri hľadaní nových javov v experimente ATLAS. V tejto práci neskôr využívame meranie diferenciálneho účinného prierezu $t\bar{t}$, kde sa v koncovom stave nachádzajú iba jety, ktoré je potrebné rekonštruovať.

Na určenie kinematiky a tvaru jetov používame jetové algoritmy. Tie boli vyvinuté a overené v Run-1 na LHC, Run-2 s $\sqrt{s} = 13$ TeV s prítomnosťou niekoľko TeV konečných stavov vynútil posun ich vývoja k čo najvyššej presnosti [26]. Na základe princípu rekonštrukcie jetu sa jetové algoritmy delia na dva typy: kužeľové a sekvenčne klastrovacie.

Kužeľové algoritmy využívajú topologické vlastnosti vetvenia a hadronizácie, zhľuk častíc s dostatočnou energiou obklopia kužeľom s polomerom R , ktorý je následne označený za jet [27]. **Sekvenčne klastrovacie algoritmy** späť zlúčujú detekované častice, a tak opakovaným klastrovaním snažia rekonštruovať pôvodnú časticu.

Hlavným algoritmom na rekonštrukciu jetov používaným kolaboráciou ATLAS je anti- k_t algoritmus [28] s parametrom $R = 0,4$ alebo s $R = 1,0$, patriaci medzi sekvenčne klastrovacie algoritmy. Ako vstup do neho môžu byť použité viaceré objekty: uchovaná energia v kalorimetre, dráhy vnútorného detektora, či kombinácia oboch spomenutých [28]. V MC simulácií sa na identifikáciu jetov používajú častice s doboru života väčšou ako 10 ps, výnimkou sú mióny a neutrína. Anti- k_t algoritmus zvýhodňuje tvrdé častice, ku ktorým mäkká častica klastruje oveľa skôr ako mäkké častice medzi sebou. Má súčasť vyššiu

časovú náročnosť ako iné algoritmy, no vďaka jeho ostatným vlastnostiam je najpoužívanejším.

Pri rekonštruovaní jetov pomocou vnútorného dráhového detektora na hľadanie jetov sa využívajú len dráhy z primárneho vertexu. Jeho akceptancia má však rozsah len do $|\eta| < 2,5$, čo značne obmedzuje rekonštrukciu jetov. Preto sa väčšinou využíva rekonštrukcia jetov založená na energii z kalorimetra.

Kapitola 4

Monte Carlo generátory

V tejto kapitole zhrnieme význam a fungovanie Monte Carlo generátorov vo fyzike vysokých energií, špeciálne sa zameriame na nami používané - MG5_aMC@NLO a Pythia 8.

4.1 Monte Carlo Generátory zrážok častíc

Monte Carlo (MC) generátory zrážok častíc sú neodmysliteľnou súčasťou akejkoľvek analýzy vo fyzike vysokých energií. Sú nevyhnutné ako pre teoretikov na vytváranie predpovedí, tak pre experimentátorov na prípravu vhodných experimentov pre fyzikálne meranie.

V urýchľovačoch častíc, ako napríklad na LHC, sa vytvára $\mathcal{O}(100)$ – $\mathcal{O}(1000)$ častíc, ktorých hybnosti majú rozpätie niekoľkých rátov a môžu podliehať zložitým kinematickým obmedzeniam. Pri predpovedaní konečných stavov je hlavným problémom neabelovská povaha QCD (farebné uväznenie), keďže potrebujeme predpovedať vývoj konečných stavov vo veľkých vzdialostiach a popísat vytváranie hadrónov - presne k tomu nám však slúžia hadronizačné modely obsiahnuté v MC generátoroch udalostí.

Na predvedenie ich dôležitosti, objav Higgsovoho bozónu by neboli možné bez množstva predpovedí z MC generátorov. Prehľad tých, ktoré sa použili na experimente ATLAS pri hľadaní tejto *bozskej* časticie je uvedený v tabuľke na Obr. 4.1.

Teoretický popis daného procesu závisí na faktorizácii výpočtu diferenciálneho účinného prierezu, ktorý má tvar uvedený vo vzťahu (2.6).

Na úvod každého generovania prebieha proces len na partónovej úrovni. Mnohé fyzikálne analýzy sa dajú vykonávať už len na tejto úrovni. Pri väčšine je však nutné postúpiť k ďalšiemu kroku - hadronizácií, partónovej spŕške, čo je proces vytvárania hadrónov z kvarkov a gluónov. Podobne, ako je v QED vyžarovaný fotón nabítou časticou (bremsstrahlung - brzdné žiarenie), farebné náboje vyžarujú gluóny. Tieto sú samotné taktiež nabité, preto spustia ďalší

Process	Generator
ggF, VBF	POWHEG [57, 58]+PYTHIA
$WH, ZH, t\bar{t}H$	PYTHIA
$W+\text{jets}, Z/\gamma^*+\text{jets}$	ALPGEN [59]+HERWIG
$t\bar{t}, tW, tb$	MC@NLO [60]+HERWIG
tqb	AcerMC [61]+PYTHIA
$q\bar{q} \rightarrow WW$	MC@NLO+HERWIG
$gg \rightarrow WW$	gg2WW [62]+HERWIG
$q\bar{q} \rightarrow ZZ$	POWHEG [63]+PYTHIA
$gg \rightarrow ZZ$	gg2ZZ [64]+HERWIG
WZ	MadGraph+PYTHIA, HERWIG
$W\gamma+\text{jets}$	ALPGEN+HERWIG
$W\gamma^* [65]$	MadGraph+PYTHIA
$q\bar{q}/gg \rightarrow \gamma\gamma$	SHERPA

Obr. 4.1: Generátory udalostí použité pri objave Higgsovho bozónu na modelovanie signálu a procesov pozadia. Prevzaté z [29].

proces vyžarovania - až kým sa celý fázový priestor nenaplní mäkkými gluónmi [30].

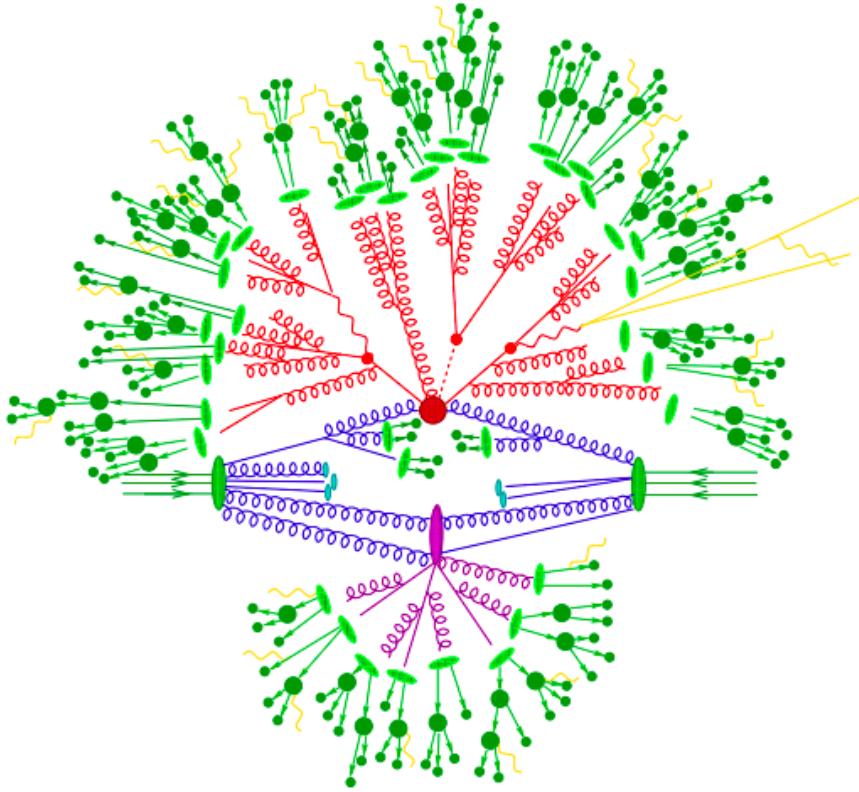
Až späť súme potom schopní rekonštruovať vlastnosti samotných kvarkov, špeciálne t , vstupujúcich do procesu. Priebeh generovania a procesy v ňom sú znázornené na Obr. 4.2.

4.1.1 Generovanie na LO a NLO úrovni

Pri generovaní v prvom ráde poruchovej teórie (*leading order*, LO) berieme do úvahy pri rozvoji α_s len vedúci člen a ostatné zanedbáme. Berieme teda do úvahy len najjednoduchšie Feynmanove diagramy, vid' prvý riadok na Obr. 4.3. V rámci generátoru musíme identifikovať partónový proces vedúceho rádu, ktorý prispieva k tvrdej interakcií produkujúcej koncový stav. Potom je nutné spočítať odpovedajúce maticové elementy, skombinovať s vhodnými kombináciami PDF pre partóny v počiatočnom stave a na záver numericky integrovať cez všetky energie a cez celý fázový priestor. Týmto procesom získame koncový stav.

Na next-to-leading order (NLO, druhý vedúci člen) úrovni prebieha generovanie v druhom ráde poruchovej teórie (vid' druhý riadok na Obr. 4.3), už sa teda nenachádzame na stromovej (*tree*) úrovni. Pri rozvoji α_s nás zaujímajú vedúci člen a jeho korekcia druhým vedúcim členom.

Pri NLO výpočtoch je na LHC aj na Tevatrone teoretická neurčitosť typicky viac ako 10%, spôsobená najmä neurčitosťou v energetických škálach použitých vo výpočtoch a partónových distribučných funkciách. Tá môže byť zredukovaná zahrnutím ďalších členov v poruchovom rozvoji, preto sa v súčasnosti pri výpočtoch diferenciálneho účinného prierezu na partónovej úrovni využíva aj NNLO (next-to-next-to-leading-order, ďalší člen rozvoja).

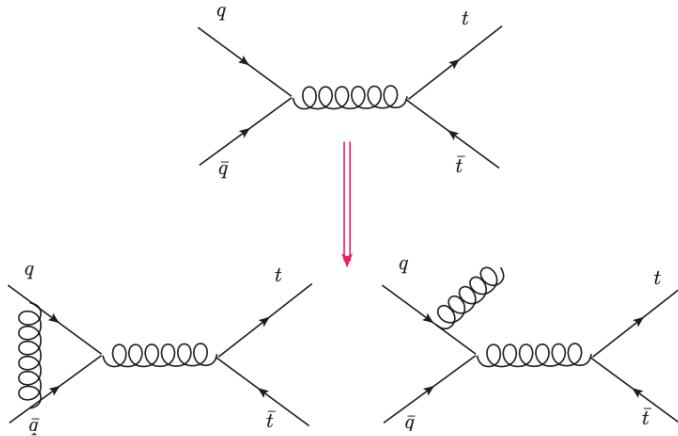


Obr. 4.2: Nákres priebehu zrážky hadrónov v MC simulácií. Červený bod v strede predstavuje tvrdú zrážku, ktorú obklopuje brzdné žiarenie (bremsstrahlung), čo je simulované partónovou spŕškou. Fialovým bodom je znázorňená sekundárna tvrdá zrážka, zelenými hadronizácia, tmavozelenými hadrónové rozpady a žlté čiary reprezentujú vyžiarenie mäkkého fotónu. Prevzaté z [31].

4.2 MG5_aMC@NLO + Pythia8

Hlavným nástrojom, ktorý budeme využívať pri generovaní potrebných simulovaných dát, je MadGraph5_aMC@NLO [33]. Zameriava sa na získavanie všetkých elementov potrebných na SM a BSM fenomenológiu, ako napríklad výpočty účinných prierezov alebo generovanie tvrdých udalostí, okrem toho zahŕňa aj nástroje na manipuláciu s udalosťami a ich analýzu. Procesy môžu byť simulované s LO (pri niektorých modeloch aj pri NLO) presnosťou pre akýkoľvek lagrangian. Taktiež je v ňom možné získať maticové elementy na stromovej (*tree*) a jednoslučkovej (*one loop*) úrovni.

Pre generovanie udalostí na LO, prípadne NLO partónovej úrovni používame Madgraph 5 (MG5). Ten vznikol vylepšením pôvodnej verzie Madgraph, celý je napísaný v jazyku Python. Výstup z neho je vo formáte LHE



Obr. 4.3: Vytváranie $t\bar{t}$ páru na partónovej úrovni: porovnanie LO (v prvom riadku) a NLO (v druhom riadku), kde pri produkcií príde k vyžiareniu ďalšieho gluónu. Prevzaté z [32].

(Les Houches File) [34]. Ten obsahuje informácie o udalostiach na partónovej úrovni v prehľadnej štruktúre XML štýlu. Importovanie nových modelov do generátorov maticových elementov umožňuje matematický balíček FeynRules [35], je s ním možné spočítať Feynmanove pravidlá pre akýkoľvek model kvantovej teórie pola (QFT). Výstupom z neho je súbor formátu UFO - Universal FeynRules Output [36], ten je možné importovať do MG5. Ďalšou súčasťou Madgraphu je MadSpin - ten sa využíva k výberu preferovaného rozpadu vyprodukovaných častíc do koncových stavov. Informácie z neho sú taktiež zapísané do LHE súboru.

Pre partónovu spŕšku následne využívame MC generátor Pythia 8 [37]. Ten je tiež možné používať priamo v rozhraní MG5_aMC@NLO, novej verzií spájajúcej vývojové línie na LO a NLO úrovni v rámci rozhrania MadGraph. aMC@NLO bol pôvodne vyvinutý ako metóda na spajanie generátorov maticových elementov s generátormi produkujúcimi partónovú spŕšku.

Pythia 8.2 (súčasná verzia) [38] je založená na svojom predchodcovi Pythia 6 [39], je však kompletne prepísaná v jazyku C++ (predtým využívala Fortran). Z jej výstupu je možné získať udalosti vhodné na priame porovnanie s experimentálnymi dátami. Výstup z nej je vo formáte HepMC [40], ktorý obsahuje informácie o všetkých čästiciach v koncovom stave i v medzistavoch, je tak značne väčší ako LHE súbor. Čästice a vertexy sú uchovávané oddelené v štruktúre grafu, podobne ako je tomu v skutočnej zrážke.

Kapitola 5

Efektívna teória pola

V tejto kapitole popíšeme možnosti, ako skúmať fyziku za štandardným modelom pomocou efektívnych teórií pola, a tiež operátory, ktoré v týchto teóriach používame. Predstavíme SM ako príklad efektívnej teórie a napokon sa zameriame na model GTTD, popisujúci neštandardnú interakciu s gluónmi pri tvorbe $t\bar{t}$ páru.

5.1 Hľadanie novej fyziky

Hľadanie *novej* fyziky v zrážkach na urýchlovačoch častíc s vytvorením t kvarku sa môže sústrediť na overovanie konkrétnych modelov alebo môže byť nezávislé od modelu. Delíme ho na 2 druhy [4]:

1. hľadanie nových rezonančných stavov pomocou rozpadov zahrňajúcich t kvark - sem patrí napríklad súčasné hľadanie bozónových rezonancií rozpadajúcich sa na $t\bar{t}$ alebo hľadanie nabitého Higgsovho bozónu v $H^+ \rightarrow tb$ kanáli [41],
2. ak sú nové stavy príliš ťažké na to, aby sme ich priamo vyprodukovali, môžu aj tak spôsobovať odchýlku od predpovedí SM pre kinematické distribúcie - preto sú potrebné veľmi presné predpovede a merania, z ktorých výsledky potom môžeme systematizovať v rámci efektívnych teórií pola, EFT (*effective field theories*) [42].

Pri používaní EFT existuje mnoho výhod ich zahrnutia do teoretických predpovedí. Okrem iného umožňujú efektívne charakterizovať novú fyziku v zmysle koeficientov operátorov vyšších dimenzií [43].

5.2 Operátory v EFT

EFT sa popisujú efektívnym lagrangiánom,

$$\mathcal{L} = \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^{d_i-4}} \mathcal{O}_i, \quad (5.1)$$

kde koeficienty c_i sú $O(1)$ a \mathcal{O}_i sú operátory popisujúce interakciu kvantových polí, usporiadane podľa ich dimenzie $[\mathcal{O}_i] = d_i$, ktorá stanovuje dimenziu ich koeficientov a Λ je charakteristická škála energie systému.

V relativistických teóriach poľa používame prirodzenú sústavu jednotiek, tj. $\hbar = c = 1$ a pre všetko ostatné používame rozmer energie. Dostávame tak napríklad pre hmotnosť $[m] = 1$, potom z relácií neurčitosti pre polohu $[x] = -1$ a pre čas $[t] = -1$.

Dimenzia 4 je význačná: keďže účinok S je definovaný tak, aby bol bezrozmerný, a platí preň

$$S = \int \mathcal{L} d^4x \quad (5.2)$$

a $[x] = -1$, dostávame [44] v relativistickej teórii $[\mathcal{L}] = 4$.

Pri energiách menších ako Λ je správanie operátorov dané ich dimensiou [45].

Pri EFT je ďalej dôležité, že jej predpovede sa automaticky stanú ľubovoľne presné pri veľkých rozmeroch vzdialenosť, $E \rightarrow 0$ [46]. Taktiež môžeme vylepšiť jej presnosť pri danej energii E zahrnutím členov vyššieho rádu v rozvoji operátora.

5.3 SM ako EFT

Predpokladajme, že SM tak, ako ho poznáme je len efektívnym, nízkoenergetickým popisom kompletnejšej BSM teórie. Budú z toho bezpochybné plynúť dôsledky:

- operátory do dimenzie 4 jednoducho zoberieme z lagrangiánu SM
- pri dimenziách > 4 dostaneme nové operátory s novými fyzikálnymi efektmi - príkladom bude narušenie baryónovej a leptónovej symetrie SM v nejakom ráde rozvoja a rozpad protónov [46]

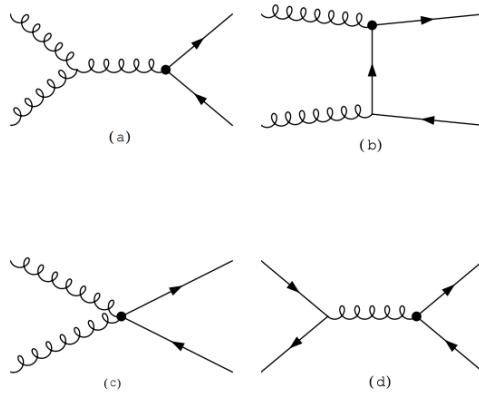
Renormalizovateľný SM potom veľmi dobre popisuje dátu: SM so svojimi operátormi je bezpochyb presný v energiách, pri ktorých ho momentálne skúmame - vplyv operátorov vyšších energií teda bude veľmi malý - z čoho plynie, že Λ musí byť veľké v porovnaní so súčasnými dostupnými energiami v experimentoch.

5.4 Efektívne operátory modelu GTTD

Uvažujme efektívny lagrangián podľa [47]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{i=1}^2 \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i \quad (5.3)$$

V ňom je lagrangián štandardného modelu doplnený o množinu operátorov dimenzie 6. Tieto popisujú nové fyzikálne efekty s energetickou škálou Λ po- hybujuúcou sa nad škálou elektroslabej interakcie. Dostávame tak model, po- pisujúci interakciu gluónu s $t\bar{t}$ párom pri jeho vytváraní (GTTD). V našom skúmaní použijeme operátory \mathcal{O}_1 a \mathcal{O}_2 , ktorých presná definícia je uvedená v [8]. Oba zachovávajú $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ symetriu. Na Obr. 5.1 je znázornené, na aké miesto v produkcií majú tieto operátory vplyv.



Obr. 5.1: Feynmanove diagramy pre produkciu $t\bar{t}$ páru pomocou gluónovej fúzie (a)-(c) a anihiláciu kvarku s antikvarkom (d), kde čierny bod reprezentuje miesto, kde prispieva jeden z operátorov $\mathcal{O}_1, \mathcal{O}_2$. Prevzaté z [8].

Ohraničovanie oblastí, v ktorých by sa mohli pohybovať parametre pred pri- danými operátormi, bolo dlho obmedzované z experimentálnej stránky nízkou štatistikou. Z dát z Run-2 na LHC s väčším počtom udalostí však už je možné zmerať diferenciálny účinný prierez t kvarku s veľkou presnosťou aj pri tzv. chvostoch rozdelenia - pri energiách od približne 1 TeV, kde zvyčajne dochádza k väčším neurčitostiam. To nám poskytuje presnejšie porovnanie teoretických predpovedí s experimentálnymi meraniami.

Operátory \mathcal{O}_1 a \mathcal{O}_2 by okrem zmeny celkovej produkcie $t\bar{t}$ mali zmeniť aj tvar rozdelení diferenciálneho účinného prierezu, pričom táto zmena by sa mala prejaviť v nesúlade s očakávaniami SM [8]. Ďalšie skúmanie týchto rozdelení môže byť spôsobom, ako stanoviť hranice na koeficienty týchto operátorov vyšších dimenzií.

Kapitola 6

Ohraničenie parametrov EFT modelu

V tejto kapitole je zhrnutá vlastná práca - najprv sa v časti 6.1 pozrieme na vplyv nenulových koeficientov používaného modelu na kinematické rozdeľenia na partónovej úrovni, v časti 6.2 budeme kinematiku analyzovať už na časticovej úrovni. Následne v časti 6.3 kvantitatívne popíšeme súlad medzi nameranými dátami z experimentu a modelom a neskôr odhadneme hranice na hodnotu vybraného parametru GTTD modelu.

6.1 Vplyv parametrov na kinematické distribúcie na partónovej úrovni

Proces generovania je popísaný v časti 4.2. Pre konkrétnosť, vždy sme generovali:

- $pp \rightarrow t\bar{t}$, teda produkciu $t\bar{t}$ páru zo zrážky dvoch protónov na LO úrovni na partónovej úrovni v MG5, teda bez generovania hadronizácie,
- ťažisková energia bola nastavená na $\sqrt{s} = 13$ TeV, rovnako ako v LHC Run-2,
- hmotnosť t kvarku sme predpokladali $m_t = 172,5$ GeV,
- používali sme partónové distribučné funkcie (PDF) z LHAPDF [48], konkrétnie `NNPDF23_nlo_as_0119`.

GTTD model vo formáte UFO vhodnom na vloženie do MG5 sme získali od autorov publikácie [8]. S použitím tohto modelu sme vygenerovali tri vzorky, každú s 10^7 udalosťami, pričom jedna z nich odpovedala SM, teda $C_1 = C_2 = 0$, v ďalšej bol nastavený koeficient $C_1/\Lambda^2 = 0,81/\text{TeV}^2$, $C_2 = 0$ a napokon

model	$\sigma^{t\bar{t}}[\text{pb}]$
SM ($C_1 = C_2 = 0$)	$512,9 \pm 0,9$
$C_1/\Lambda^2 = 0,8/\text{TeV}^2; C_2 = 0$	$547,1 \pm 0,9$
$C_1 = 0; C_2/\Lambda^2 = 0,35/\text{TeV}^2$	$542,6 \pm 0,9$

Tab. 6.1: Inkluzívne účinné prierezy generovaných MC vzoriek s rôznymi hodnotami parametrov C_1, C_2 . Uvedené neurčitosti sú iba štatistické, pochádzajúce z konečnej veľkosti vzorky.

$C_1 = 0, C_2/\Lambda^2 = 0,351/\text{TeV}^2$. Hodnoty parametrov boli nastavené rovnako ako v [8], boli volené tak, aby menili inkluzívny účinný prierez $\sigma^{t\bar{t}}$ približne o 5%, čo približne odpovedá neurčitosti v meraniach účinného prierezu [49]. Tieto hodnoty sú zhrnuté v Tab. 6.1.

Výstupné súbory formátu LHE s MC vygenerovanými dátami sme spracovali pomocou softvéru ROOT a vytvorili sme z nich absolútne i normalizované spektrá pre jednotlivé kinematické veličiny z Kapitoly 2, časti 2.2.

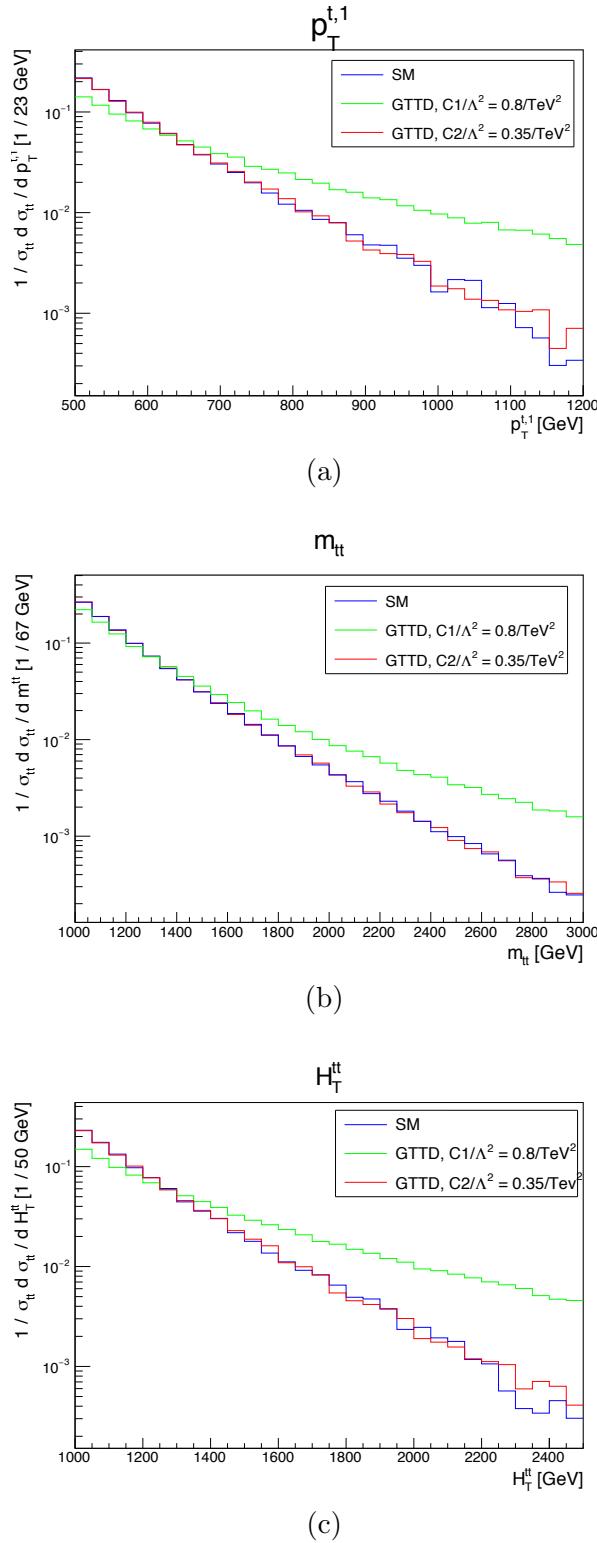
Vybrané kinematické distribúcie sú na Obr. 6.1. Je z nich viditeľná nezávislosť jednotlivých distribúcií od \mathcal{O}_2 , čo je v súlade s očakávaním - napriek tomu, že mení inkluzívny účinný prierez produkcie $t\bar{t}$, v diferenciálnych meraniach by mal mať vplyv len na produkciu Higgsovho bozónu. Taktiež je vidieť, že rozdelenia sú najviac citlivé na vloženie operátoru \mathcal{O}_1 pre veľké hodnoty $p_T, m_{t\bar{t}}$ a $H_T^{t\bar{t}}$.

6.2 Analýza kinematiky na časticovej úrovni

Ďalšie vzorky boli generované pomocou MG5 spolu s Pythiou 8.2. Ako bolo spomenuté, jej výstup je vo formáte HepMC. Ten použijeme ako vstup do programu Rivet [50].

Rivet je systém na overovanie Monte Carlo generátorov. Jeho súčasťou sú mnohé experimentálne analýzy s nameranými dátami, čo sa často využíva na vývoj MC generátorov, overovanie a ladenie a taktiež poskytuje ideálny nástroj na vytváranie svojich vlastných analýz. Pri spracovaní dát sa používa anti- k_t algoritmus zaimplementovaný v balíčku FastJet, podrobnejšie popísaný v [17].

Naše MC generované dátá boli v ňom spracované s použitím analýzy ATLAS_2018_I1646686 [17]. Tá obsahuje dátá z LHC Run-2 s $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ a integrovanou luminozitou $36,1 \text{ fb}^{-1}$, zaznamenané v rokoch 2015 a 2016 pomocou detektoru ATLAS, čo nám umožňuje porovnanie nameraných distribúcií s našimi MC generovanými dátami. Namerané dátá odpovedajú fyzikálnej analýze v [17], teda meraniu diferenciálneho účinného prierezu $t\bar{t}$ páru boostovaných t kvarkov rozpadajúcich sa do čisto hadrónových koncových stavov. Pri výbere udalostí bolo na zaistenie hadrónového kanálu požadovaná



Obr. 6.1: Diferenciálne rozdelenia pre produkciu $t\bar{t}$ páru na LO úrovni pre hybnosť vedúceho t kvarku $p_T^{t,1}$ (a), invariantnú hmotnosť $t\bar{t}$ páru (b) a súčet priečnych hybností oboch kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$ (c), normalizované na jednotku. Zelenou je znázornená situácia, kde bol nenulový len koeficient C_1 , červenou zase len koeficient C_2 .

prítomnosť aspoň dvoch jetov s veľkým R splňajúcich $p_T > 350 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,0$ a pre hmotnosť týchto jetov m_J bolo požadované $|m_J - m_t| < 50 \text{ GeV}$, kde $m_t = 172,5 \text{ GeV}$.

V analýze boli na časticovej úrovni použité tieto kritériá [17], v každej udalosti:

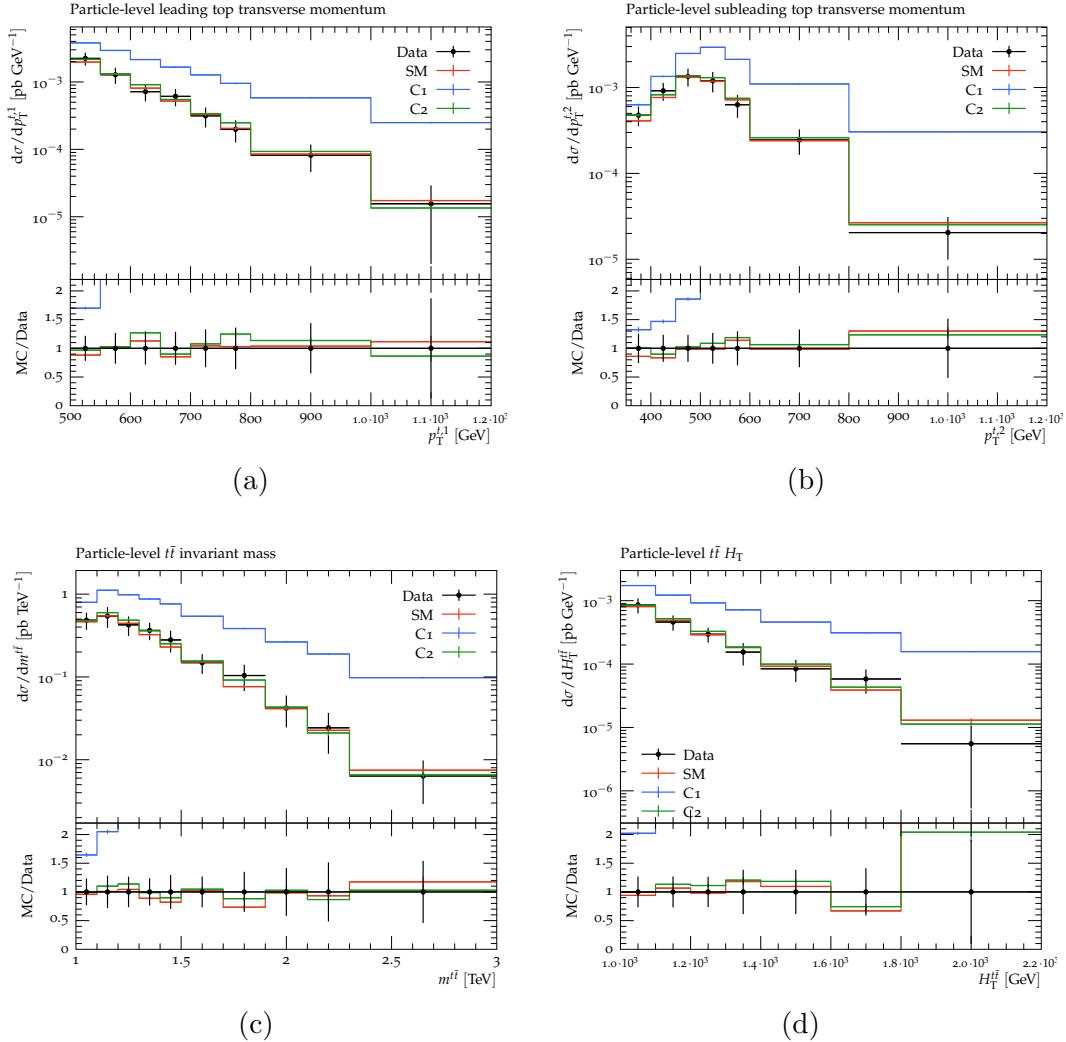
- nemôžu byť prítomné žiadne oblečené (*dressed*) elektróny alebo mióny s $p_T > 25 \text{ GeV}$,
- aspoň 2 anti- k_t jety s $R = 1,0$ s $p_T > 350 \text{ GeV}$ a $|\eta| < 2,0$,
- aspoň 1 anti- k_t jet s $R = 1,0$ a $p_T > 500 \text{ GeV}$ a $|\eta| < 2,0$,
- pre hmotnosti jetov m_J s veľkým R musí platiť $|m_J - m_t| < 50$,
- aspoň 2 anti- k_t jety s $R = 0,4$ s $p_T > 25 \text{ GeV}$ a $|\eta| < 2,5$,
- vedúcim jetom s $R = 1,0$ sú priradované b -hadróny pomocou procedúry označovanej *ghost-matching* [51].

Z dôvodu väčšej citlivosti rozdelení na parametre až na chvostoch rozdelení sme potrebovali väčší počet udalostí práve tam. Preto sme zvolili nasledovný spôsob generovania:

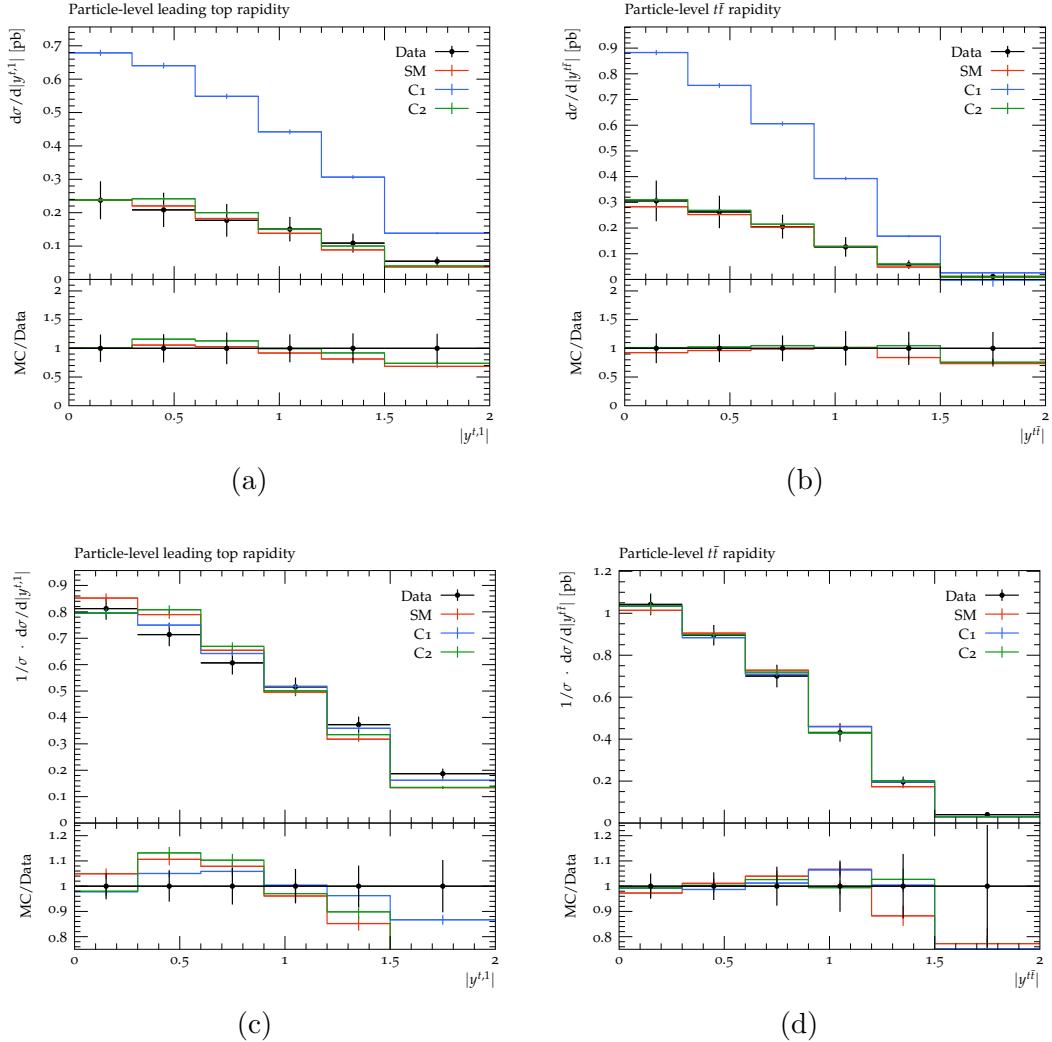
- 1 milión udalostí,
- kritérium na $p_T t$ kvarku na partónovej úrovni: $p_T^t > 200 \text{ GeV}$,
- hadrónový kanál, tj. $t \rightarrow W^+ + b, W^+ \rightarrow jj$, teda v koncovom stave sú prítomné len jety.

Taktiež sme overovali, či nám kritérium na $p_T > 200 \text{ GeV}$ pre t kvark na partónovej úrovni neskreslil výsledky: zistovali sme, aký mal vplyv na výsledné distribúcie. Ukázalo sa, že vzorky s použitým kritériom a bez neho sa v rámci štatistických neurčitostí zhodujú, výhodou vzoriek s cutom však je väčší počet udalostí na chvostoch rozdelení. Toto porovnanie je v Prílohe na Obr. 1.

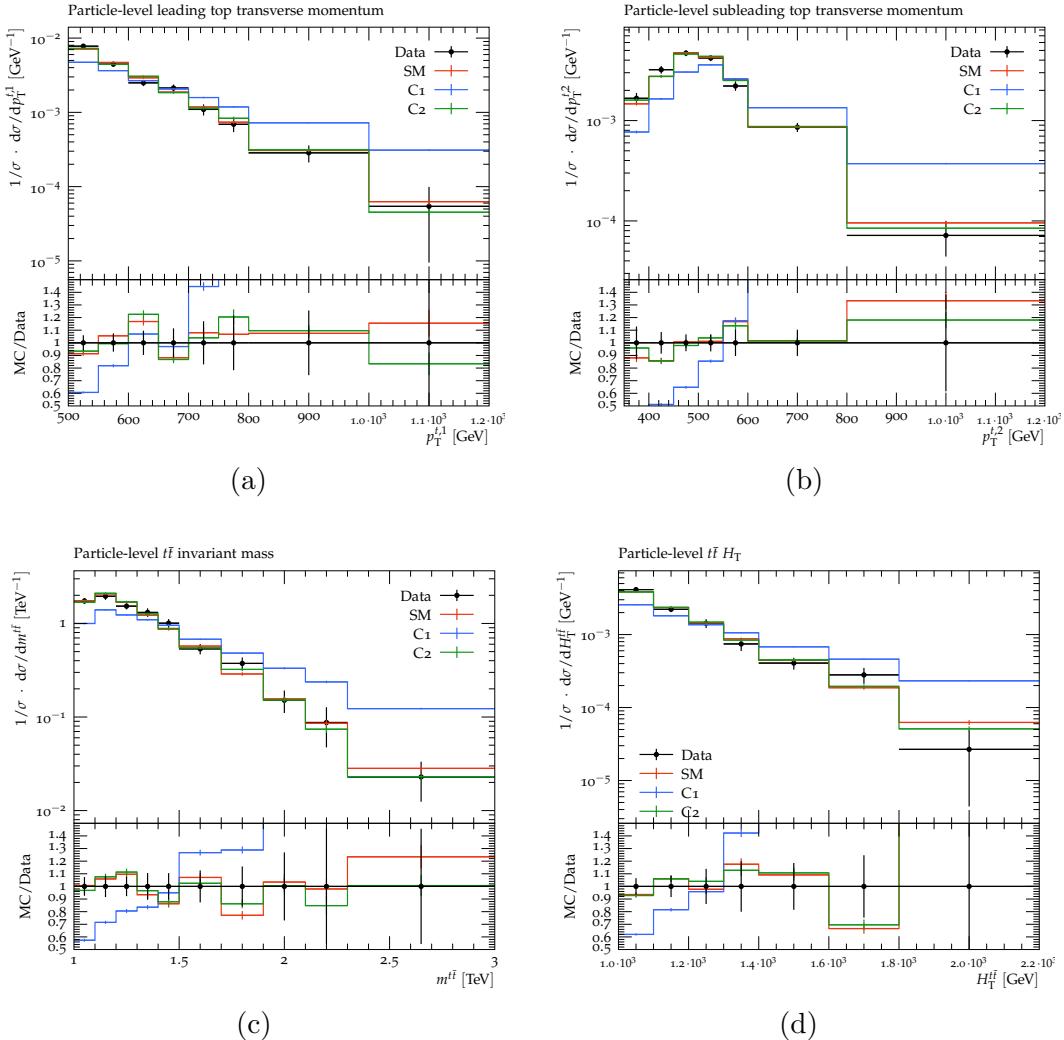
Výsledné rozdelenia sú na Obr. 6.2, 6.3 a 6.4. Vidíme z nich, že pre SM a pre nenulový koeficient C_2 sú približne rovnaké. Taktiež je z nich zrejmé, že dátá a SM sú konzistentné, len $|g^{t,1}|$ vykazuje odchýlku. Pridanie operátora \mathcal{O}_1 , teda $C_1 \neq 0$ spôsobuje značné odchýlky.



Obr. 6.2: Absolútne diferenciálny účinný prierez ako funkcia priečnej hybnosti jetu s vedúcim t kvarkom $p_T^{t,1}$ (a), priečnej hybnosti jetu s druhým vedúcim t kvarkom $p_T^{t,2}$ (b), invariantnej hmotnosti $t\bar{t}$ páru (c) a súčtu priečnych hybností oboch kvarkov H_T^{tt} (d). Červenou sú znázornené dátá vygenerované so SM, modrou s vložením operátoru \mathcal{O}_1 s parametrom $C_1 = 0,8/\text{TeV}^2$ a zelenou s vložením operátoru \mathcal{O}_2 s parametrom $C_2 = 0,35/\text{TeV}^2$. Čierne body odpovedajú nameraným hodnotám z ATLAS analýzy [17].



Obr. 6.3: Absolútny diferenciálny účinný prierez ako funkcia rapidity vedúceho t kvarku $|y^{t,1}|$ (a), rapidity $t\bar{t}$ páru $|y^{t\bar{t}}|$ (b) a normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia rapidity vedúceho t kvarku $|y^{t,1}|$ (c) a rapidity $t\bar{t}$ páru $|y^{t\bar{t}}|$ (d). Červenou sú znázornené dátá vygenerované so SM, modrou s vložením operátoru \mathcal{O}_1 s parametrom $C_1 = 0,8/\text{TeV}^2$ a zelenou s vložením operátoru \mathcal{O}_2 s parametrom $C_2 = 0,35/\text{TeV}^2$. Čierne body odpovedajú nameraným hodnotám z ATLAS analýzy [17].



Obr. 6.4: Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia priečnej hybnosti jetu s vedúcim t kvarkom $p_T^{t,1}$ (a), priečnej hybnosti jetu s druhým vedúcim t kvarkom $p_T^{t,2}$ (b), invariantnej hmotnosti $t\bar{t}$ páru (c) a súčtu priečnych hybností oboch t kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$ (d). Červenou sú znázornené dáta vygenerované so SM, modrou s vložením operátora \mathcal{O}_1 s parametrom $C_1 = 0,8/\text{TeV}^2$ a zelenou s vložením operátora \mathcal{O}_2 s parametrom $C_2 = 0,35/\text{TeV}^2$. Čierne body odpovedajú nameraným hodnotám z ATLAS analýzy [17].

6.3 Ohraničenie parametru EFT modelu

V nasledujúcej analýze kvantitatívne popíšeme súlad medzi nameranými dátami a GTTD modelom s parametrami C_1 a C_2 . Následne odhadneme oblasti možných hodnôt parametru C_1 .

6.3.1 Chí kvadrát rozdelenie

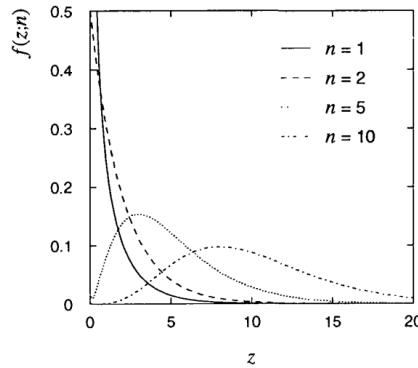
Chí kvadrát (χ^2) rozdelenie spojitej premennej z ($0 \leq z < \infty$) je definované ako

$$f(z; n) = \frac{1}{2^{n/2}\Gamma(n/2)} z^{n/2-1} e^{-z/2}, n = 1, 2, \dots, \quad (6.1)$$

kde parameter n označujeme počet stupňov voľnosti (NDF, *number of degrees of freedom*) a gama funkcia $\Gamma(x)$ je definovaná pomocou

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt. \quad (6.2)$$

Hustota pravdepodobnosti pre rôzne hodnoty n je na Obr. 6.5.



Obr. 6.5: Hustota pravdepodobnosti χ^2 pre $n = 1, 2, 5, 10$. Prevzaté z [52].

Dôležitosť χ^2 rozdelenia plynie z úzkeho súvisu so súčtom kvadrátov gaussovských premenných [52]. Pri N nezávislých gaussovských náhodných premenných x_i so známou strednou hodnotou μ_i a rozptylom σ_i^2 premenná

$$z = \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.3)$$

splňa χ^2 rozdelenie pre N stupňov voľnosti.

Ak x_i nie sú nezávislé, ale sú popísané N -rozmernou Gaussovskou pravdepodobnosťnou rozdeľovacou funkciou, premenná

$$z = (\vec{x} - \vec{\mu}) \mathbb{V}^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}) \quad (6.4)$$

je náhodnou premennou rozdelenia χ^2 pre N stupňov voľnosti. \mathbb{V} značí kovariančnú maticu.

Premenné splňajúce χ^2 rozdelenie využívame pri testoch skúmajúcich zhodu modelu s pozorovaním (*goodness of fit*).

6.3.2 χ^2 test na ohraničenie parametrov

Pomocou Pearsonovho χ^2 testu [52] odhadujeme úroveň zhody medzi pozorovanými a očakávanými histogramami. V histogramoch za počet stupňov voľnosti NDF považujeme počet binov n , pri normalizovaných rozdeleniach, kde jeden stupeň voľnosti uberie normalizácia, je to $n - 1$.

S týmito údajmi potom spočítame pravdepodobnosť, že hodnota χ^2 bude väčšia ako hodnota χ^2 odpovedajúca dátam - tzv. p -hodnota. V prípade, že predpoved súhlasi s dátami, dostávame $\chi^2/\text{NDF} \sim 1$.

Naša premenná, o ktorej predpokladáme, že splňa χ^2 rozdelenie, bude

$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{D_i - P_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (6.5)$$

kde N je počet binov, D_i sú referenčné dáta z experimentu, P_i sú predpovedané dáta z MC generátora a σ_i je chyba nameraných dát (kedže chyba MC generátora je popri nich zanedbateľná).

Vzhľadom k tomu, že neurčitosťi v jednotlivých binoch sú korelované, pre presnejšie určenie hodnôt sme potom počítali χ^2 analogicky ako v (6.4), konkrétnie

$$\chi^2 = (\vec{D} - \vec{P})^T \cdot \text{Cov}^{-1} \cdot (\vec{D} - \vec{P}), \quad (6.6)$$

kde \vec{D} je vektor, ktorého složkami sú hodnoty nameraných dát v jednotlivých binoch histogramu, resp. predpovedaných hodnôt pri \vec{P} a kovariančnú maticu sme získali z HEPData [53], čo je databáza publikácií a nameraných dát vo fyzike vysokých energií.

Pri normalizovaných rozdeleniach, kde normalizácia ubera jeden stupeň voľnosti, musíme zmenšiť rozmer oboch vektorov a matice v (6.6) o jedna, takže χ^2 pre normalizované diferenciálne účinné prierezy je

$$\chi^2 = \vec{V}_{N_b-1}^T \cdot \text{Cov}_{N_b-1}^{-1} \cdot \vec{V}_{N_b-1}, \quad (6.7)$$

kde V_{N_b-1} je vektor rozdielov medzi meraním a predikciou získaní zahodením jedného z jeho prvkov a Cov_{N_b-1} je submatica rozmeru $(N_b-1) \times (N_b-1)$ získaná z kovariančnej matice zahodením odpovedajúceho riadku a stĺpca.

pozorovateľná	SM		$C_1/\Lambda^2 = 0,8\text{TeV}^{-2}$		$C_2/\Lambda^2 = 0,35\text{TeV}^{-2}$	
	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota
$p_T^{t,1}$	0,8/8	1,00	803,4/8	< 0,01	1,7/8	0,99
$ y^{t,1} $	2,2/6	0,90	336,2/6	< 0,01	1,8/6	0,94
$p_T^{t,2}$	1,4/7	0,99	949,7/7	< 0,01	0,9/7	1,00
$ y^{t,2} $	0,6/6	1,00	387,2/6	< 0,01	0,5/6	1,00
$m^{t\bar{t}}$	1,4/10	1,00	1315,0/10	< 0,01	0,7/10	1,00
$p_T^{t\bar{t}}$	2,2/6	0,90	226,6/6	< 0,01	4,3/6	0,64
$ y^{t\bar{t}} $	1,3/6	0,97	299,6/6	< 0,01	0,8/6	0,99
$\chi^{t\bar{t}}$	2,9/7	0,90	403,1/7	< 0,01	2,0/7	0,96
$y_B^{t\bar{t}}$	1,0/7	1,00	392,3/7	< 0,01	1,8/7	0,97
$ p_{out}^{t\bar{t}} $	3,1/7	0,87	315,6/7	< 0,01	4,4/7	0,73
$\Delta\phi^{t\bar{t}}$	1,4/4	0,84	117,8/4	< 0,01	3,6/4	0,46
$H_T^{t\bar{t}}$	3,3/7	0,86	1365,1/7	< 0,01	2,6/7	0,92
$\cos\theta^\star$	2,9/6	0,82	396,0/6	< 0,01	1,9/6	0,93

Tab. 6.2: Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé absolútne kinematické rozdelenia postupne pre dátá vygenerované so SM, s pridaním operátora \mathcal{O}_1 a operátora \mathcal{O}_2 .

6.3.3 Ohraničovanie parametrov modelu GTTD

Popísaným spôsobom sme skúmali hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre všetky kinematické rozdelenia merané v [17] s GTTD modelom pre SM ($\forall C_i = 0$), potom $C_1/\Lambda^2 = 0,8 \text{ TeV}$ a $C_2/\Lambda^2 = 0,35 \text{ TeV}$. Najprv sme ich počítali pomocou vzťahu (6.5), teda rovnakým postupom ako v [8]. Tieto hodnoty sú pre absolútne i normalizované rozdelenia zhrnuté v Tab. 6.2 a Tab. 6.3.

Pre presnejšie výsledky sme využili vzťah (6.6), resp. (6.7). Hodnoty získané pomocou nich sú zhrnuté v Tab. 6.4 a Tab. 6.5.

Je z nich viditeľné, že ak berieme do úvahy korelácie, p -hodnoty sú približne náhodne rozdelené v intervale $(0, 1)$ - súlad dát so SM je teda rozumnejší a súlad dát s pridaným koeficientom C_1 sa tak tiež zlepší. Ako sme predpokladali na základe článku [8] a videli podľa histogramov v podkapitole 6.2, operátor \mathcal{O}_2 nemá vplyv na produkciu t kvarku. Operátor \mathcal{O}_1 s nastavenou hodnotou parametru $C_1/\Lambda^2 = 0,8 \text{ TeV}$ má, ako môžeme z hodnôt vidieť, veľký vplyv.

Dalo sa očakávať, že isté kinematické premenné, ako napr. $|p_{out}^{t\bar{t}}|$ alebo $\Delta\phi^{t\bar{t}}$ nebudú mať dobrý súlad medzi predikciami SM a dátami, keďže generovanie prebiehalo na LO úrovni a tieto premenné sú citlivé na dodatočné vyžiarenie gluónov, a teda citlivé na efekty mimo LO úrovne v maticových elementoch. Napriek tomu však môžeme dosiahnuť súlad medzi predikciou a

pozorovateľná	SM		$C_1/\Lambda^2 = 0,8\text{TeV}^{-2}$		$C_2/\Lambda^2 = 0,35\text{TeV}^{-2}$	
	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota
$p_T^{t,1}$	7,3/7	0,40	136,4/7	< 0,01	9,2/7	0,24
$ y^{t,1} $	16,1/5	< 0,01	3,4/5	0,65	15,8/5	< 0,01
$p_T^{t,2}$	7,1/6	0,31	234,4/6	< 0,01	5,2/6	0,52
$ y^{t,2} $	8,3/5	0,14	15,4/5	< 0,01	4,0/5	0,55
$m_{t\bar{t}}$	6,8/9	0,65	186,5	< 0,01	5,5	0,79
$p_T^{t\bar{t}}$	7,3/5	0,20	33,7/5	< 0,01	10,1/5	0,07
$ y^{t\bar{t}} $	2,8/5	0,74	1,6/5	0,91	1,3/5	0,93
$\chi^{t\bar{t}}$	26,4/6	< 0,01	10,2/6	0,12	22,4/6	< 0,01
$y_B^{t\bar{t}}$	4,4/6	0,62	4,6/6	0,59	6,3/6	0,39
$ p_{out}^{t\bar{t}} $	22,9/6	< 0,01	22,6/6	< 0,01	24,4/6	< 0,01
$\Delta\phi^{t\bar{t}}$	19,3/3	< 0,01	75,1/3	< 0,01	20,3/3	< 0,01
$H_T^{t\bar{t}}$	6,9/6	0,33	148,1/6	< 0,01	5,3/6	0,51
$\cos\theta^*$	24,9/5	< 0,01	10,0/5	0,08	18,2/5	< 0,01

Tab. 6.3: Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé normalizované kinematické rozdelenia postupne pre dátá vygenerované so SM, s pridaním operátora \mathcal{O}_1 a operátora \mathcal{O}_2 .

pozorovateľná	SM		$C_1/\Lambda^2 = 0,8\text{TeV}^{-2}$		$C_2/\Lambda^2 = 0,35\text{TeV}^{-2}$	
	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota
$p_T^{t,1}$	5,9/8	0,66	453,9/8	< 0,01	7,5/8	0,49
$ y^{t,1} $	12,2/6	0,06	68,3/6	< 0,01	13,3/6	0,04
$p_T^{t,2}$	6,0/7	0,54	1232,7/7	< 0,01	4,1/7	0,77
$ y^{t,2} $	4,9/6	0,56	136,6/6	< 0,01	2,6/6	0,86
$m_{t\bar{t}}$	4,5/10	0,92	1122,1/10	< 0,01	3,9/10	0,95
$p_T^{t\bar{t}}$	4,6/6	0,60	174,5/6	< 0,01	6,0/6	0,42
$ y^{t\bar{t}} $	2,9/6	0,83	69,3/6	< 0,01	1,5/6	0,96
$\chi^{t\bar{t}}$	17,2/7	0,02	99,4/7	< 0,01	16,3/7	0,02
$y_B^{t\bar{t}}$	3,3/7	0,86	99,8/7	< 0,01	5,0/7	0,66
$ p_{out}^{t\bar{t}} $	13,8/7	0,05	365,7/7	< 0,01	14,6/7	0,04
$\Delta\phi^{t\bar{t}}$	7,3/4	0,12	375,8/4	< 0,01	7,6/4	0,11
$H_T^{t\bar{t}}$	4,0/7	0,78	527,1/7	< 0,01	3,8/7	0,80
$\cos\theta^*$	16,6/6	0,11	110,8/6	< 0,01	13,8/6	0,03

Tab. 6.4: Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé absolútne kinematické rozdelenia spočítané pomocou kovariančnej matice, postupne pre dátá vygenerované so SM, s pridaním operátora \mathcal{O}_1 a operátora \mathcal{O}_2 .

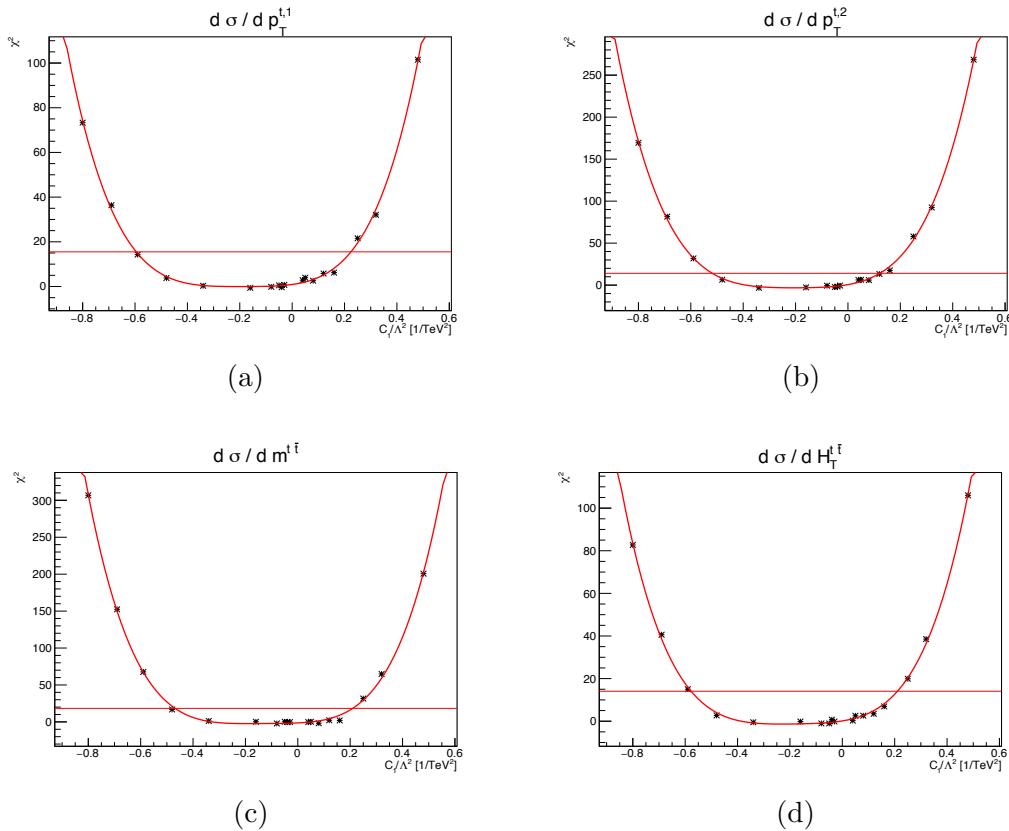
pozorovateľná	SM		$C_1/\Lambda^2 = 0,8\text{TeV}^{-2}$		$C_2/\Lambda^2 = 0,35\text{TeV}^{-2}$	
	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota	χ^2/NDF	p -hodnota
$p_T^{t,1}$	8,5/7	0,29	80,1/7	< 0,01	11,4/7	0,12
$ y^{t,1} $	9,9/5	0,08	1,8/5	0,88	9,0/5	0,11
$p_T^{t,2}$	6,1/6	0,42	100,5/6	< 0,01	4,3/6	0,64
$ y^{t,2} $	6,7/5	0,25	11,1/5	0,05	2,8/5	0,74
$m^{t\bar{t}}$	6,1/9	0,73	118,5/9	< 0,01	5,2/9	0,81
$p_T^{t\bar{t}}$	4,3/5	0,51	27,4/5	< 0,01	5,8/5	0,33
$ y^{t\bar{t}} $	2,4/5	0,79	0,6/5	0,99	0,2/5	1,00
$\chi^{t\bar{t}}$	24,2/6	0,00	6,5/6	0,37	21,3/6	< 0,01
$y_B^{t\bar{t}}$	3,0/6	0,80	3,8/6	0,70	5,1/6	0,54
$ p_{out}^{t\bar{t}} $	23,1/6	0,00	26,7/6	< 0,01	21,5/6	< 0,01
$\Delta\phi^{t\bar{t}}$	4,1/3	0,25	19,4/3	< 0,01	4,8/3	0,18
$H_T^{t\bar{t}}$	5,4/6	0,50	61,6/6	< 0,01	4,9/6	0,56
$\cos\theta^*$	22,4/5	0,00	4,9/5	0,43	17,3/5	< 0,01

Tab. 6.5: Hodnoty χ^2 a p -hodnoty pre jednotlivé normalizované kinematické rozdelenia spočítané pomocou kovariančnej matice, postupne pre dátá vygenerované so SM, s pridaním operátora \mathcal{O}_1 a operátora \mathcal{O}_2 .

dátami, napríklad pokial' je veľkosť chýb meraní nedostatočná alebo v meraní existujú korelácie. Premenná $\cos\theta^*$ je ekvivalentná pseudorapidite t kvarku v tăžiskovej sústave, ak vidíme nesúlad v rapidite, uvidíme ho veľmi pravdepodobne aj v tejto premennej.

Rozhodli sme sa vybrať štyri kinematické premenné, pre ktoré spôsobilo pridanie operátora \mathcal{O}_1 najväčší nesúlad s datami, a s nimi postúpiť k samotnému ohraničeniu parametrov, menovite $p_T^{t,1}, p_T^{t,2}, m^{t\bar{t}}$ a $H_T^{t\bar{t}}$.

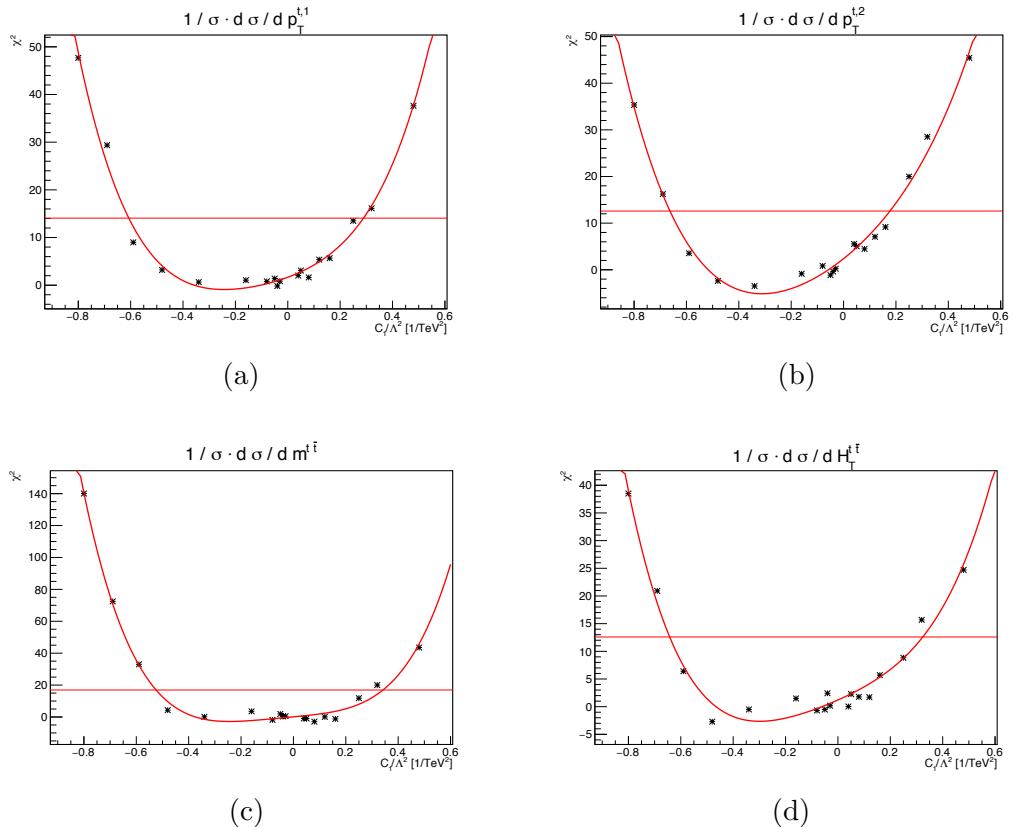
Vygenerovali sme viacero vzoriek dát rovnako ako doteraz, avšak vždy s pozmenenou hodnotou C_1 . Zo všetkých týchto vzoriek sme určili hodnotu χ^2 pre spomenuté 4 rozdelenia a vyniesli ju do grafu ako funkciu C_1 , viď Obr. 6.6 a 6.7. Kvôli zhode so SM pri nulovom parametri C_1 sme do týchto grafov nevynášali priamo $\chi^2 = \chi^2(C_1)$, ale $\chi^2 = \chi^2(C_1) - \chi^2(C_1 = 0)$. Pre určenie 95% konfidenčnej hladiny na parameter C_1 sme pre dátá zvolili fit polynómom štvrtého stupňa. Výsledky ohraničenia parametru C_1 pre jednotlivé rozdelenia sú zhrnuté v Tab. 6.6.



Obr. 6.6: Závislosť χ^2 na hodnote koeficientu C_1 pre jednotlivé absolútne kinematické premenné - (a) hybnosť vedúceho kvarku $p_T^{t,1}$, (b) hybnosť druhého vedúceho kvarku $p_T^{t,2}$, (c) invariantná hmotnosť $t\bar{t}$ páru $m_{t\bar{t}}$ a skalárny súčet hybností oboch kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$. Vodorovné čiary predstavujú 95% konfidenčnú hladinu pre odpovedajúci počet stupňov voľnosti.

rozdelenie	$C_1/\Lambda^2 [1/\text{TeV}^2]$
$d\sigma/dp_T^{t,1}$	(-0, 60; 0, 22)
$d\sigma/dp_T^{t,2}$	(-0, 52; 0, 12)
$d\sigma/dm_{t\bar{t}}^{t\bar{t}}$	(-0, 46; 0, 21)
$d\sigma/dH_T^{t\bar{t}}$	(-0, 58; 0, 21)
$1/\sigma \cdot d\sigma/dp_T^{t,1}$	(-0, 61; 0, 29)
$1/\sigma \cdot d\sigma/dp_T^{t,2}$	(-0, 66; 0, 18)
$1/\sigma \cdot d\sigma/dm_{t\bar{t}}^{t\bar{t}}$	(-0, 52; 0, 34)
$1/\sigma \cdot d\sigma/dH_T^{t\bar{t}}$	(-0, 64; 0, 32)

Tab. 6.6: Výsledné hodnoty hraníc odpovedajúcich 95% konfidenčnej hladine pre vybraný parameter modelu pre jednotlivé kinematické distribúcie.



Obr. 6.7: Závislosť χ^2 na hodnote koeficientu C_1 pre jednotlivé normalizované kinematické premenné - (a) hybnosť vedúceho kvarku $p_T^{t,1}$, (b) hybnosť druhého vedúceho kvarku $p_T^{t,2}$, (c) invariantná hmotnosť $t\bar{t}$ páru $m^{t\bar{t}}$ a skalárny súčet hybností oboch kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$. Vodorovné čiary predstavujú 95% konfidenčnú hladinu pre odpovedajúci počet stupňov voľnosti.

Z Tab. 6.6 vidíme, že horný limit je najlepší pre $d\sigma/dp_T^{t,2}$ a dolný limit pre $d\sigma/dm^{t\bar{t}}$. Pre absolútne aj relatívne spektrá dostávame podobné limity, pre absolútne sú len o niečo lepšie. Výsledné hranice na hodnotu parametru teda stanovujeme s 95% vieročnosťou na $C_1/\Lambda^2 = (-0,46; 0,12)/\text{TeV}^2$.

Podľa [8] môžu byť limity na C_1/Λ^2 ďalej použité na určenie spodnej hranice parametru Λ - energetickej škály tejto efektívnej teórie, a to zafixovaním $C_1 = 4\pi$ a vzatím do úvahy absolútnej hodnotej hraníc na C_1/Λ^2 . Zo stanovených hraníc tak dostávame ohraničenie $\Lambda \geq 10,2 \text{ TeV}$.

Záver

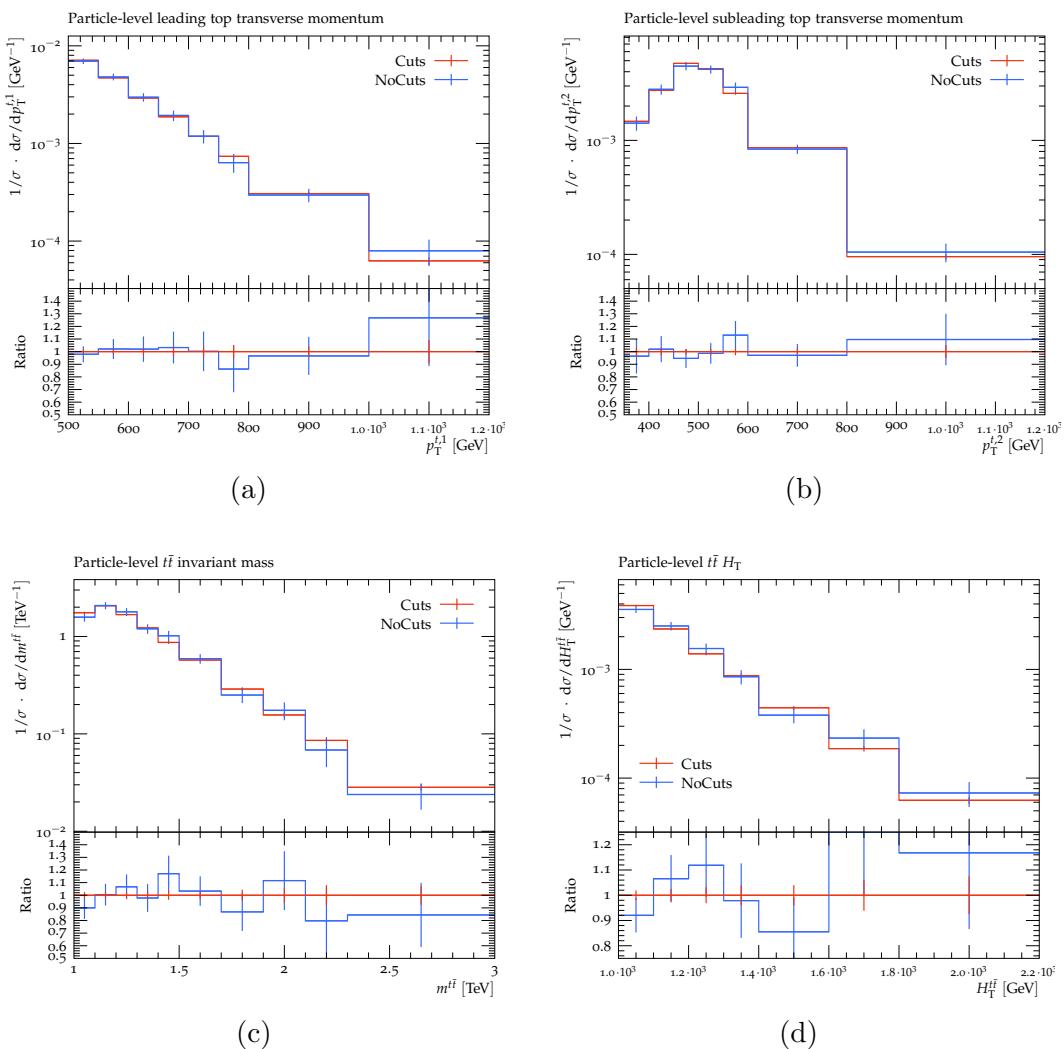
Predmetom tejto práce bola interpretácia merania diferenciálneho účinného prierezu produkcie páru $t\bar{t}$ kvarkov v experimente ATLAS na LHC. V prvej časti sme sa zoznámili s potrebnými pojмami pre skúmanie kinematiky t kvark páru, jeho produkciou, všeobecne s detektorom ATLAS a postupom pri spracovávaní nameraných zrážok protónov pri vysokých energiách.

Ďalej sme sa v teoretickej rovine venovali fungovaniu Monte Carlo generátorov zrážok, špeciálne neskôr používanejmu MG5_aMC@NLO, postupu pri práci s vygenerovanými dátami a taktiež sme objasnili používanie efektívnych teórií poľa ako nástroja na skúmanie novej fyziky - fyziky za štandardným modelom. V tejto časti sme uviedli GTTD model, ktorý pridáva do lagrangiánu SM ďalšie operátory vplývajúce na produkciu $t\bar{t}$ páru.

Hlavným cieľom tejto práce bolo ohraničiť oblasť, v ktorej by sa mohli pohybovať koeficienty prislúchajúce pridaným operátorom GTTD modelu. Skúmali sme vplyv parametrov na kinematické distribúcie - najprv na partónovej, potom na časticovej úrovni. Vplyv parametru C_1 mal na kinematické distribúcie veľký vplyv, kým vplyv parametru C_2 v našej kinematickej oblasti vplyv nemal. Vygenerované MC dátá s rôznymi hodnotami parametru C_1 sme pre vybrané kinematické premenné kvantitatívne pomocou χ^2 testu porovnávali s nameranými dátami z experimentu ATLAS, odpovedajúcimi integrovanej luminozite $36,1 \text{ fb}^{-1}$ pri $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Analyzovaním absolútnych i normalizovaných spektier, medzi ktorými sa nejavili markantné rozdiely, sme určili hranice na hodnotu koeficientu C_1 . Najlepší odhad sme dostali pre dolnú hranicu zo spektra $d\sigma/dm^{t\bar{t}}$, pre hornú hranicu z $d\sigma/dp_T^{t,2}$, a to konkrétnie $C_1/\Lambda^2 = (-0,46; 0,12)/\text{TeV}^2$ s 95% viero-hodnosťou, z čoho vyplýva limit na spodnú hranicu energetickej škály Λ tejto efektívnej teórie, $\Lambda \geq 10,2 \text{ TeV}$.

Prílohy



Obr. 1: Normalizovaný diferenciálny účinný prierez ako funkcia priečnej hybnosti vedúceho kvarku $p_T^{t,1}$ (a), hybnosti druhého vedúceho kvarku $p_T^{t,2}$ (b), invariantnej hmotnosti $t\bar{t}$ páru (c) a súčtu priečnych hybností oboch kvarkov $H_T^{t\bar{t}}$ (d). Červenou sú znázornnené dátá s kritériom na $p_T^t > 200$ GeV, modrou bez cutov.

Použitá literatúra

- [1] Wikimedia commons. *Standard Model*. Wikipedia, The Free Encyclopedia.
- [2] The CDF Collaboration. “Observation of Top Quark Production in Pbar-P Collisions”. In: *Phys.Rev.Lett.* *74*:2626-2631, 1995 (1995). eprint: [arXiv:hep-ex/9503002](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9503002).
- [3] S. Abachi. “Observation of the Top Quark”. In: *Phys.Rev.Lett.* *74*:2632-2637, 1995 (1995). eprint: [arXiv:hep-ex/9503003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9503003).
- [4] M. Tanabashi et al. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* *98* (3 2018), s. 030001.
- [5] Arán García-Bellido. “Top quark properties at the Tevatron”. In: *AIP Conference Proceedings* *753* (2005), s. 224–233.
- [6] Andy Buckley et al. *Constraining top quark effective theory in the LHC Run II era*. 2015. eprint: [arXiv:1512.03360](https://arxiv.org/abs/1512.03360).
- [7] Ulrich Husemann. “Top-Quark Physics: Status and Prospects”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* *95* (2017) 48-97 (2017). eprint: [arXiv:1704.01356](https://arxiv.org/abs/1704.01356).
- [8] D. Barducci, M. Fabbrichesi a A. Tonero. “Constraints on top quark non-standard interactions from Higgs and $t\bar{t}$ production cross sections”. In: *Phys. Rev. D* *96*, 075022 (2017) (2017). eprint: [arXiv:1704.05478](https://arxiv.org/abs/1704.05478).
- [9] Andrea Giammanco. “Single top quark production at the LHC”. In: *Reviews in Physics* *1* (2016) 1-12 (2015). eprint: [arXiv:1511.06748](https://arxiv.org/abs/1511.06748).
- [10] Tim M. P. Tait a C.-P. Yuan. “Single top quark production as a window to physics beyond the standard model”. In: *Physical Review D* *63*.1 (2000).
- [11] ATLAS Collaboration. “Direct top-quark decay width measurement in the $t\bar{t}$ lepton+jets channel at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS experiment”. In: *Eur. Phys. J. C* *78* (2018) 129 (2017). eprint: [arXiv:1709.04207](https://arxiv.org/abs/1709.04207).
- [12] Nazar Bartosik. *Categorisation of possible decay channels of a top-quark pair, including decays of W bosons to tau leptons*. 2016. URL: http://bartosik.pp.ua/hep_sketches/tt_decay_channels.

- [13] A. Deur, S. J. Brodsky a G. F. de Teramond. “The QCD Running Coupling”. In: *Prog. Part. Nuc. Phys.* *90* 1 (2016) (2016). eprint: arXiv: 1604.08082.
- [14] *Top Quark Mass Summary Plots*. URL: <http://cds.cern.ch/record/2676601>.
- [15] Ján Pišút, Ladislav Gomolčák a Vladimír Černý. *Úvod do kvantovej mechaniky*. Alfa: Státní nakladatelství technické literatury, 1983.
- [16] Zdenek Dolezal. *Particle Accelerators*. URL: <http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolezal/teach/accel/talks/empp.pdf>.
- [17] ATLAS Collaboration. “Measurements of $t\bar{t}$ differential cross-sections of highly boosted top quarks decaying to all-hadronic final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. D* *98*, 012003 (2018) (2018). eprint: arXiv:1801.02052.
- [18] CMS Collaboration. “Measurement and interpretation of differential cross sections for Higgs boson production at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Phys. Lett. B* *792* (2019) 369 (2018). eprint: arXiv:1812.06504.
- [19] M. Aaboud et al. “Measurements of top-quark pair differential cross-sections in the $e\mu$ channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector”. In: *The European Physical Journal C* *77*.5 (2017).
- [20] Rupert Leitner a Michal Suk. “Velké detekční systémy ve fyzice častíc”. In: *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, ročník 42*, č. 6 (1997).
- [21] Esma Mobs. “The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN”. In: (2016). General Photo. URL: <https://cds.cern.ch/record/2197559>.
- [22] Georges Aad et al. “Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons”. In: *European Physical Journal C* *71* (2011), s. 1593.
- [23] Jiří Dolejší. *ATLAS*. URL: <http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolejsi/outreach/atlas/atlas.htm>.
- [24] G. Cataldi et al. “The RPC LVL1 trigger system of the muon spectrometer of the ATLAS experiment at LHC”. In: *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515)*. Zv. 2. 2003, 1138–1142 Vol.2.
- [25] Jochem Snuverink. “The ATLAS Muon Spectrometer: Commissioning and Tracking”. Diz. pr. Twente U., Enschede, 2009.
- [26] A. Hrynevich. “ATLAS jet and missing energy reconstruction, calibration and performance in LHC Run-2”. In: *Journal of Instrumentation* *12*.06 (2017), s. C06038–C06038.

- [27] Ondřej Sedláček. *Vlastnosti jetů v procesech na urychlovači LHC*. FJFI ČVUT, Bakalářská práce. 2017.
- [28] M. Cacciari, G. P. Salam a G. Soyez. *The anti- kt jet clustering algorithm*. JHEP 04 (2008) 63.
- [29] The ATLAS Collaboration. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Phys.Lett. B716 (2012) 1-29* (2012). eprint: arXiv:1207.7214.
- [30] Michael H. Seymour a Marilyn Marx. *Monte Carlo Event Generators*. 2013. eprint: arXiv:1304.6677.
- [31] Stefan Höche. *Introduction to parton-shower event generators*. 2014. eprint: arXiv:1411.4085.
- [32] Valentin Ahrens. “Top-Quark Pair Production at Hadron Colliders”. Diz. pr. Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, 2011.
- [33] J. Alwall et al. “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”. In: *JHEP07(2014)079* (2014). eprint: arXiv:1405.0301.
- [34] J. Alwall et al. “A standard format for Les Houches Event Files”. In: *Comput.Phys.Commun.176:300-304,2007* (2006). eprint: arXiv:hep-ph/0609017.
- [35] Adam Alloul et al. “FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology”. In: *Comput.Phys.Commun. 185 (2014) 2250-2300* (2013). eprint: arXiv:1310.1921.
- [36] Céline Degrande et al. “UFO - The Universal FeynRules Output”. In: *Comput.Phys.Commun. 183 (2012) 1201-1214* (2011). eprint: arXiv:1108.2040.
- [37] Torbjörn Sjöstrand et al. *An Introduction to PYTHIA 8.2*. 2014. eprint: arXiv:1410.3012.
- [38] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna a Peter Skands. “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”. In: *Comput.Phys.Commun.178:852-867,2008* (2007). eprint: arXiv:0710.3820.
- [39] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna a Peter Skands. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. In: *JHEP 0605:026,2006* (2006). eprint: arXiv:hep-ph/0603175.
- [40] Matt Dobbs, Lynn Garren a Lars Sonnenschein. *HepMC 2, a C++ Event Record for Monte Carlo Generators*. 2009. URL: <http://lcgapp.cern.ch/project/simu/HepMC/20400/HepMC2usermanual.pdf>.

- [41] ATLAS Collaboration. “Search for charged Higgs bosons decaying into top and bottom quarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *JHEP 11 (2018) 085* (2018). eprint: [arXiv:1808.03599](https://arxiv.org/abs/1808.03599).
- [42] J. A. Aguilar-Saavedra. “Effective operators in top physics”. In: *PoS ICHEP2010:378,2010* (2010). eprint: [arXiv:1008.3225](https://arxiv.org/abs/1008.3225).
- [43] Aneesh V. Manohar. *Introduction to Effective Field Theories*. 2018. eprint: [arXiv:1804.05863](https://arxiv.org/abs/1804.05863).
- [44] Sourrendu Gupta. *Effective Theories are Dimensional Analysis*. 2014.
- [45] A. Pich. *Effective Field Theory*. 1998. eprint: [arXiv:hep-ph/9806303](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806303).
- [46] Ben Gripaios. *Lectures on Effective Field Theory*. 2015. eprint: [arXiv:1506.05039](https://arxiv.org/abs/1506.05039).
- [47] Massimiliano Grazzini et al. *Modeling BSM effects on the Higgs transverse-momentum spectrum in an EFT approach*. 2016. eprint: [arXiv:1612.00283](https://arxiv.org/abs/1612.00283).
- [48] Andy Buckley et al. *LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era*. 2014. eprint: [arXiv:1412.7420](https://arxiv.org/abs/1412.7420).
- [49] ATLAS collaboration. *Top Quark Physics - public results*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TopPublicResults>.
- [50] Andy Buckley et al. *Rivet user manual*. 2010. eprint: [arXiv:1003.0694](https://arxiv.org/abs/1003.0694).
- [51] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam a Gregory Soyez. “The Catchment Area of Jets”. In: *JHEP0804:005,2008* (2008). eprint: [arXiv:0802.1188](https://arxiv.org/abs/0802.1188).
- [52] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press; 1. edition, 1998.
- [53] ATLAS collaboration. *Measurements of $t\bar{t}$ differential cross-sections of highly boosted top quarks decaying to all-hadronic final states in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV using the ATLAS detector*. URL: <https://www.hepdata.net/record/ins1646686>.