

Abstract of the PhD Thesis

Top predictions at high accuracy for the LHC

Egyetemi doktori (PhD) értekezés tézisei

Nagy pontosságú top jóslatok az LHC számára

Ádám Kardos

Supervisor/Témavezető
Dr. Zoltán Trócsányi



UNIVERSITY OF DEBRECEN
PhD School in Physics
DEBRECENI EGYETEM
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2012

Prepared at

the Department of Experimental Physics of the University of Debrecen and in the Particle Physics Research Group of the Hungarian Academy of Sciences

Készült

a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizika Tanszékén és a Magyar Tudományos Akadémia Részecskefizikai Kutatócsoportjában

The work is supported by the TAMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0024 project. The project is co-financed by the European Union and the European Social Fund.

A publikáció elkészítését a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0024 számú projekt támogatta. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg.

1 Introduction

QCD is the Quantum Field Theoretic model of strong interactions. The matter fields of the theory interact with a non-Abelian gauge field as a consequence of invariance under local $SU(N_c)$ transformations. An analysis of the renormalization group equation shows asymptotic freedom, that is at sufficiently high energies the quarks act like non-interacting particles. This makes perturbation theory applicable in the high energy regime. Asymptotic freedom is a corollary of the number of quark flavors and color charges. Though asymptotic freedom allows perturbative calculations, the complexity of the calculations increases drastically as more and more terms are considered in the expansion. Nevertheless higher order corrections have to be calculated, since the truncation of the perturbative series introduces dependence on non-physical parameters, and this dependence can only be reduced if as much terms are considered in the expansion as possible.

In nature free quarks cannot be found, only their bound states, hadrons. Hence quarks not only show asymptotic freedom at high energies, but at the other extreme, at low energies, confinement. Although we are able to perform a perturbative calculation at the parton level at high energies, we only have *models* for hadronization at low scales. In high energy scattering experiments not only hadrons, but bunches of them (jets) are produced because the initially created partons due to their color charge radiate further partons. The effect of QCD radiation will result in a final state rich in partons. QCD radiation continues until all the partons created reach low energies, where hadronization happens and turns them into bound states.

In fixed order calculations we approximate jets by partons, but these in number cannot be compared to the number of hadrons in jets observed at a detector, since at the lowest order one jet is approximated by exactly one parton, and the possible number of partons only increases by one from order to order. Furthermore, in a fixed order calculation the final state is modeled by partons, while in a detector the final state is hadronic. Infra Red safe observables can get corrections from hadronization and QCD radiation, for these quantities large corrections are not expected but precision physics demands the inclusion of these effects. IR-safety has a dedicated role, since higher-order corrections are only finite for these provided by the Kinoshita-Lee-Nauenberg theorem. A physical observable is said to be IR-safe, if adding a soft and/or a collinear particle to the final state the value of the observable remains unchanged.

In QCD six different quark flavors exist. In practical calculations only the heaviest quark, the top, is considered massive. The top quark is not only the heaviest among quarks, but the heaviest elementary particle so far observed, its mass is compatible to that of a gold atom. The life-time of the top quark is so short that it decays well before hadronization, thus its quantum numbers are more reachable for measurements than the other quarks. The most probable decay channel in the Standard Model is into a b quark making the identification of top-related events more easy. At the LHC the cross section is sufficiently large for top quark pair production and other related processes. So that final states including a top pair constitute important signal and

background processes, precision physics demands precise predictions not only for the signal but for the background as well.

Top plays an important role in the Standard Model too, since it couples to several important particles, Higgs boson, photon and weak vector bosons. The consistency of the Standard Model could be tested by measuring these couplings. In the future the energy and luminosity at the LHC will make these coupling measurements available.

The top with possible exotic decay channels is also important in Beyond Standard Model physics. Several BSM models predict exotic decay modes of the top, or top pair production via exotic mediators. The top quark is interesting in BSM physics as background as well. There are several SM processes involving top quarks which serve as important backgrounds for BSM searches. For instance, same-signed lepton pair production is favored in many BSM models, while it is suppressed in SM, due to small cross sections. In same-signed lepton pair production one important SM background is expected from $t\bar{t} + Z$ production.

2 Goals

In the previous section we saw the importance of top quark and those processes where a top quark pair is produced in the final state. Predictions with high precision are demanded for these. The precision can be enhanced by decreasing the dependence upon unphysical scales, e.g. increasing the order of the fixed order calculation and/or including the effect of QCD radiation and hadronization.

The effects of QCD radiation and hadronization in a theoretical calculation can be taken into account by a matching procedure. QCD radiation is simulated by parton shower (PS) algorithms, while for hadronization several phenomenological hadronization models are available, that are implemented in parton shower programs (or Standard Monte Carlo (SMC) programs). The matching is hampered by possible multiple counting since the same emission can be produced either by the fixed order calculation or by the parton shower. Nowadays the matching of NLO calculations to parton shower programs is considered the state of the art. For matching two major schemes are available: POWHEG and MC@NLO.

Numerical reduction techniques made possible to calculate one-loop amplitudes in a totally numerical way. Tree-level matrix elements can also be obtained automatically from several programs, hence it was desirable to create a universal interface between these matrix element generator programs and one of the above mentioned matching schemes.

My goal was to create such an interface to the POWHEG-BOX, which is a numerical implementation of the POWHEG method, and the HELAC-NLO which can calculate all the needed matrix elements. With this interface I aim at generating LHE's for top quark pair hadroproduction in association with hard objects in the Standard Model such as vector/scalar bosons, quark pairs, jet(s), etc.

3 Results

My achievements in matching NLO QCD calculations with parton shower programs can be summarized in the following points:

1. I implemented five processes in the POWHEG-BOX framework using the HELAC-NLO programs. The implemented processes were the following: $t\bar{t} + j$ [R1], $t\bar{t} + H$ [R2], $t\bar{t} + A$ [R3] (A stands for a pseudoscalar Higgs), $t\bar{t} + Z$ [R4, R5] and $t\bar{t} + W^\pm$ [R6] production. By implementing these processes I created a universal interface between POWHEG-BOX and HELAC-NLO, called PowHe1. This interface enables us to obtain all ingredients needed for the calculation from HELAC-NLO. The results of the PowHe1 calculations are made available on a web page [R7], created and maintained by myself.
2. I included parton shower and hadronization effects in the NLO $t\bar{t} + j$ hadroproduction and studied their importance [R1]. I showed for various observables, that they get important corrections from PS and hadronization. I showed, that at the TeVatron in the semileptonic channel the transverse momentum and the rapidity of the antilepton get corrections up to 50% for the transverse momentum and up to 20 – 25% for the rapidity in the high-rapidity region from the SMC. I also pointed out, that, due to the soft partons in the final state the $H_\perp$ -distribution is shifted into the softer region and gets distorted, the shift causes a correction of 50%. This variable is frequently used by the experiments for event selection, hence precise comparison between the experiment and the predictions can only be made if PS and hadronization is taken into account. The importance of these effects was also shown for the LHC, in this case the corrections turned out to be less, for the rapidity of the antilepton the correction is a uniform 20%, while for the transverse momentum of the antilepton the correction is less than 10%.
3. I showed by interfacing the NLO computation of $t\bar{t} + H$ production to SMC programs [R2], that the $H_\perp$ -distribution changes in the same manner as in the case of $t\bar{t} + j$ production. I showed that the transverse momentum distribution of the antilepton in the dileptonic channel at the 7 TeV LHC is hardly affected by the parton showering effects, while the missing transverse momentum increased by a 20 – 25% as I included these effects. I also made a comparison [R3] with a calculation performed with MC@NLO, which aims the same matching, though, with a different method, and I showed that the two separate approaches are in good agreement with each other. I also showed this agreement for $t\bar{t} + A$ production [R3] (where A stands for a pseudoscalar boson).
4. The implementation of $t\bar{t} + Z$ within PowHe1 allowed me to perform a detailed NLO study [R4]. I computed various distributions of the top, Z , ΔR separation for the $t\bar{t}$ and tZ systems for the first time in the literature. I also made a scale uncertainty study for several distributions, and I showed, that the NLO

corrections decrease the dependence on non-physical parameters, the scale uncertainty decreased from roughly 60% to below 20%, providing reliable NLO predictions. The matching of the process to SMC programs [R5] enabled me to show that a specific set of cuts, created for analysis on the parton-level, can be used at the hadron-level with an NLO calculation as well to disentangle the $t\bar{t} + Z$ production from the $t\bar{t} + j$ background.

5. I performed the matching of $t\bar{t} + W^\pm$ production at the NLO accuracy to SMC [R6], which enabled me to perform a sophisticated analysis at the hadron-level for the hard processes with $t\bar{t} + V$ (V stands for Z , W^+ and W^-) in the final state. I applied the cuts suggested by the CMS collaboration at 7 and 8 TeV LHC, and reproduced their analysis with events having NLO accuracy. In the case of the trilepton-channel, I showed, that this set of cuts correctly suppresses the contributions coming from $t\bar{t} + W^\pm$ final states, and enhances the relative importance of the $t\bar{t} + Z$ production. At 7 TeV I found agreement between my theoretical prediction and the experimental measurements within uncertainty of the later. I showed the importance of photon radiation off leptons, since this heavily affects the reconstructed Z mass. I also made predictions in the dilepton-channel and found agreement with the measurements conducted at the CMS detector.

Publications on the results of the present thesis

- [R1] A. Kardos, C. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Phys. Lett. B **705**, 76 (2011) [arXiv:1101.2672 [hep-ph]].
- [R2] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Europhys. Lett. **96**, 11001 (2011) [arXiv:1108.0387 [hep-ph]].
- [R3] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, S. Alekhin, J. Alwall and E. A. Bagnaschi *et al.*, CERN Report (2012) arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [R4] A. Kardos, Z. Trocsanyi and C. Papadopoulos, Phys. Rev. D **85**, 054015 (2012) [arXiv:1111.0610 [hep-ph]].
- [R5] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Phys. Rev. D **85**, 074022 (2012) [arXiv:1111.1444 [hep-ph]].
- [R6] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Accepted for publication in JHEP, arXiv:1208.2665 [hep-ph].
- [R7] M. V. Garzelli, A. Kardos and Z. Trocsanyi, PoS EPS-HEP2011, 282 (2011) [arXiv:1111.1446 [hep-ph]].

1 Bevezetés

A kvantum-színdinamika (QCD) az erős kölcsönhatás kvantum térelméleti modellje. Az elmélet anyagterei az $SU(N_c)$ csoport lokális transzformációival szembeni invarianciájuk folytán egy nem-Ábeli mértéktérrel hatnak kölcsön. A renormálási csoport egyenlet szerint az elmélet aszimptotikusan szabad, azaz megfelelően nagy energián az anyagtér (kvarktér) nem kölcsönható, ami lehetővé teszi a perturbációs számítás alkalmazhatóságát megfelelően nagy energián. Habár az aszimptotikus szabadság lehetővé teszi a perturbációs megközelítést, a számolás bonyolultsága gyorsan nő. Magasabb rendű korrekciók kiszámítása azonban elkerülhetetlen, hiszen a perturbatív sorfejtés csonkolása nem-fizikai paraméterek megjelenéséhez vezet az elméletben, az ezektől való függés pedig csak egyre több és több tag figyelembevételével csökkenthető.

A természetben eddig még nem figyeltek meg szabad kvarkokat, csak kötött állapotokat, a hadronokat. Ezek szerint a kvarkok nem pusztán aszimptotikus szabadságot, de alacsony energián bezárást is mutatnak. Míg nagy energián lehetséges a kvarkok és gluonok (összefoglaló néven partonok) szintjén a perturbatív számolás, addig a bezárás precíz elméleti leírása még várat magára, leírására pusztán *modellek* állnak rendelkezésre. A nagyenergiájú szórás kísérletekben nem hadronok, hanem azok kollimált pászmaí, jetjei, figyelhetők meg, amelyek kialakulása a QCD sugárzással magyarázható. A kezdetben jelenlevő partonok színtöltésüknél fogva további partonokat emittálnak, ami egészen addig folyik, míg minden parton energiája megfelelően alacsony nem lesz, ahol a hadronizáció megtörténik.

A perturbációs számítás valamelyik rögzített rendjében a jeteket partonokkal közelítjük, de ezek számban meg sem közelítik a kísérletekben a jetek belsejében észlelt hadronokét. A perturbációs számítás legalacsonyabb rendjében ugyanis egy jetnek pontosan egy parton felel meg. A perturbációs sorban minden további tag bevétele pusztán eggyel növeli meg a jeteket alkotó partonok számát. Továbbá a jetek leírása partonokkal történik, míg a detektor hadronokat érzékel. Egy elméleti számolásban jóslat pusztán ún. infravörös véges mennyiségekre tehető, tehát olyanokra, melyek invariánsak, ha a végállapotban további lágy és/vagy kollineáris részecskék jelennek meg. Mindazonáltal még ezek a mennyiségek is kaphatnak korrekciókat az általános QCD sugárzástól, vagy akár a hadronizációtól. Noha nem várunk nagy járulékot ezektől az effektusoktól, a nagy pontosságú megfigyelések nagy pontosságú jóslatokat igényelnek, melyekhez ezen járulékok figyelembevétele elkerülhetetlen.

A QCD elméletében hat különböző kvark típus (zamat) létezik. A számolások során pusztán a legnehezebb, a top kvark, van tömegesként kezelve. A top nem pusztán a kvarkok, de az összes eddig észlelt elemi részecske közül a legnehezebb. Tömege megközelíti egy aranyatom tömegét. Köszönhetően nagy tömegének bomlása hamarabb megtörténik, minthogy hadronizálódni tudna. A Standard Modellbeli domináns bomlása a b kvarkba történik, ez elősegíti detektálását. A top kvark-pár keletkezés hatáskeresztmetszete elegendően nagy a várható LHC energiákon, ahhoz, hogy a top-pár és top-párhoz köthető további folyamatok nem elhanyagolható háttérrel és izgalmas lehetséges jelcsatornákat jelentenek. Így a kísérleti eredmények

kiértékeléséhez pontos elméleti jóslatok szükségesek.

A top kvark nem pusztán a QCD-ben tölt be fontos szerepet, de az elemi részek Standard Modelljében is, hiszen csatolásainál fogva alkalmas a Standard Modell ellenőrzésére is. A top lehetséges egzotikus bomlási csatornái pedig lehetőséget adhatnak a jövőben a Standard Modellen túli fizika megfigyelésére is. Számtalan modell számol ugyanis a top különböző egzotikus bomlásaival, továbbá top kvark párok keletkezésével egzotikus közvetítő részecskék által. Továbbá a top kvarkhoz köthető folyamatok igen fontos szerepet játszanak a Standard Modellen túli fizikában, mint hátterek. Például azonos töltésű lepton-párok keletkezését, mint lehetséges észlelési lehetőséget, számos Standard Modellen túli modell tárgyalja, míg a hasonló végállapotok a Standard Modellben csekély hatáskeresztmetszetük miatt el vannak nyomva. Azonos töltésű lepton-párok keletkezésénél az egyik lényeges hátteret a $t\bar{t} + Z$ hadroprodukciónak jelenti.

2 Célkitűzések

Az előző részben láthattuk, hogy a top kvark és azok a folyamatok, melyek végállapotában megjelenik lényeges szerepet töltenek be a fenomenológia számos területén. Nagy pontosságú elméleti jóslatok így szükségessé válnak ezen folyamatok számára. A pontosság növelhető, ha növeljük a rögzített rendű számolás rendjét és ezáltal csökkentjük a nem-fizikai paraméterektől való függés mértékét, és/vagy figyelembe vesszük a QCD sugárzás és hadronizáció hatását.

A QCD sugárzás és a hadronizáció hatása egy elméleti számolásban az úgynevezett illesztési eljárással vehető figyelembe. Míg a QCD sugárzást a parton zápor algoritmusok szimulálják, addig a hadronizációhoz fenomenológikus modellek állnak rendelkezésre, ezek implementációit változatos parton zápor programok tartalmazzák. Az illesztést a rögzített rendű számolás és a parton zápor program között kell elvégezni. Az illesztést a lehetséges degenerációk teszik nem-triviálissá, hiszen egy parton emissziója jöhet magából a rögzített rendű számolásból, vagy a parton zápor programból is. Manapság az NLO számolások parton zápor programokhoz való illesztése jelenti a legnagyobb kihívást. Az illesztéshez két módszer áll rendelkezésre: a POWHEG és MC@NLO eljárások.

Numerikus redukciós technikák lehetővé teszik, hogy egy-hurok amplitúdókat pusztán numerikus úton számítsunk ki. A szükséges fa-szintű mátrix elemek is előállíthatóak numerikus programok segítségével, tehát adva van a lehetősége egy olyan interfész létrehozásának, mely ezen mátrix elem előállító programokat kötné össze az illesztési sémát megvalósítókkal.

Céлом az volt, hogy egy interfészt hozzak létre a POWHEG-BOX és a HELAC-NLO programok között, ahol a POWHEG-BOX a POWHEG módszert implementálja, míg a HELAC-NLO programok állítják elő a szükséges mátrix elemeket. Az interfész segítségével LHE-eket szeretnék generálni top kvark pár hadroprodukcijához, amely mellett Standard Modellbeli nehéz részecskéket is tartalmaz a végállapotban, mint például

vektor/skalár bozonokat, kvark párokat, jeteket, stb.

3 Eredmények

Eredményeim a QCD NLO számolások parton zápor programokkal való illesztésében a következő pontokba szedve foglalhatóak össze.

1. Öt folyamatot implementáltam a POWHEG-BOX programban felhasználva a HELAC-NLO programokat. A folyamatok a következők voltak: $t\bar{t} + j$ [R1], $t\bar{t} + H$ [R2], $t\bar{t} + A$ [R3] (A jelentése: pszeudoskalár Higgs bozon), $t\bar{t} + Z$ [R4, R5] és $t\bar{t} + W^\pm$ [R6] hadroprodukción. Ezen folyamatok implementálásával egy univerzális interfészt hoztam létre a POWHEG-BOX és a HELAC-NLO között, melynek neve: PowHel. Ez az interfész lehetővé teszi számunkra, hogy a számoláshoz szükséges minden összetevőt a HELAC-NLO program segítségével állítsunk elő. PowHel számolásaim eredményeit elérhetővé tettem az általam létrehozott és fenntartott weblapon [R7].
2. Figyelembe vettem a parton zápor és hadronizáció hatását az NLO $t\bar{t} + j$ hadroprodukción [R1]. Megmutattam számos megfigyelhető mennyiségre, hogy azok lényeges korrekciót kapnak a parton záportól és a hadronizációtól. Megmutattam, hogy a tevatronnál a szemileptonikus csatornában a lepton transzverz impulzus akár 50%-os, míg a rapiditás a nagy rapiditások tartományában 20-25%-os korrekciót is kaphat. Azt is sikerült megmutatnom, hogy a $H_\perp$ -eloszlás a végállapotban lévő lágy partonok következtében elcsúszik a lágyabb tartományba és némileg torzul, az eltolás hatására egy 50%-os korrekció jelenik meg. Ez a mennyiség fontos szerepet játszik a kísérletek eseményválogatásában, tehát a jóslatok kísérletekkel való pontos összevetéséhez elengedhetetlen a parton zápor és a hadronizáció figyelembevétele. Ezen effektusok fontosságát bemutattam az LHC esetében is, viszont ebben az esetben a hatásuk kisebbnek adódott. Míg az antilepton rapiditás korrekciója egy konstans 20% volt, addig a transzverz impulzusa kevesebb mint 10% korrekciót kapott.
3. Megmutattam a $t\bar{t} + H$ keletkezés NLO számolásának SMC (Standard Monte Carlo = parton zápor + hadronizáció) programhoz való illesztésével [R2], hogy a $H_\perp$ -eloszlás ebben az esetben is hasonlóan viselkedik mint ahogy azt a $t\bar{t} + j$ hadroprodukciónál láttuk. Megmutattam, hogy az antilepton transzverz impulzusa a 7 TeV-es LHC-nál, a dileptonikus csatornában jelentéktelen korrekciót kap a parton záportól, míg a hiányzó transzverz impulzus egy 20-25%-kal növekedik, ha ezen effektusokat is figyelembe vesszük. Továbbá elvégeztem egy összehasonlítást [R3] egy másik számolással, mely az illesztést az MC@NLO eljárással végzi, és sikerült kimutatnom, hogy a két eljárás azonos eredményre vezet. Az egyezést sikerült a $t\bar{t} + A$ hadroprodukción [R3] esetében is megmutatni.

4. A $t\bar{t} + Z$ keletkezés PowHel-beli implementációja lehetővé tett egy részletes NLO analízist. Elsőként számoltam ki számos top és Z eloszlást, továbbá a ΔR távolságot a top-antitop és top- Z rendszerben. Továbbá elvégeztem egy skálafüggés vizsgálatot ezen mennyiségekre, melynek eredményeképpen sikerült megmutatni, hogy az NLO korrekciók figyelembevétele csökkenti a nem-fizikai skáláktól való függést, a skálabizonytalanság az LO számolás durván 60%-áról 20% alá csökken, ami biztosítja az NLO számolás megbízhatóságát. A folyamat SMC programokhoz való illesztésével [R5] sikerült megmutatnom, hogy egy a parton szinten definiált vágások halmaza a hadron szinten is alkalmazható NLO pontosság mellett, hogy elkülönítsük a $t\bar{t} + Z$ jelet a $t\bar{t} + j$ háttértől elegendően nagy luminozítás mellett.
5. Az NLO $t\bar{t} + W^\pm$ hadroprodukción SMC programokhoz való illesztése révén lehetőségem nyílt egy olyan analízisre, melyben a $t\bar{t} + V$ (V itt jelentheti a Z -t, vagy a $W^\pm$ -t) hadroprodukción vizsgálok. Alkalmazva a CMS kollaboráció által alkalmazott vágásokat 7 és 8 TeV-en, sikerült reprodukálnom az ő analízisüket, de NLO pontosság mellett. Megmutattam, hogy a vágások sikeresen nyomják el azon események járulékait, melyek a $t\bar{t} + W^\pm$ keletkezésből származnak, és kiemelik a $t\bar{t} + Z$ keletkezést. 7 TeV-en a trilepton csatornában sikerült egyezést találnom a kísérlet által mért eredményekkel a kísérlet bizonytalanságán belül. Megmutattam a leptonokról való foton lesugárzás fontosságát, mivel ez nagyban befolyásolja a rekonstruált Z tömeget. Jóslatokat tettem a dilepton csatornában is, melyek megegyeznek a CMS által mért eredményekkel a kísérlet bizonytalanságán belül.

Jelen dolgozat eredményeire vonatkozó közlemények

- [R1] A. Kardos, C. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Phys. Lett. B **705**, 76 (2011) [arXiv:1101.2672 [hep-ph]].
- [R2] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Europhys. Lett. **96**, 11001 (2011) [arXiv:1108.0387 [hep-ph]].
- [R3] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, S. Alekhin, J. Alwall and E. A. Bagnaschi *et al.*, CERN Report (2012) arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [R4] A. Kardos, Z. Trocsanyi and C. Papadopoulos, Phys. Rev. D **85**, 054015 (2012) [arXiv:1111.0610 [hep-ph]].
- [R5] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Phys. Rev. D **85**, 074022 (2012) [arXiv:1111.1444 [hep-ph]].
- [R6] M. V. Garzelli, A. Kardos, C. G. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, Közlésre elfogadva JHEP, arXiv:1208.2665 [hep-ph].
- [R7] M. V. Garzelli, A. Kardos and Z. Trocsanyi, PoS EPS-HEP2011, 282 (2011) [arXiv:1111.1446 [hep-ph]].