

Účast českých a slovenských fyziků v experimentu ATLAS

Tomáš Davídek

Ústav částicové a jaderné fyziky, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova, V Holešovičkách 747/2, 180 00 Praha 8; davidek@ipnp.mff.cuni.cz

Úvod

ATLAS je jedním ze dvou největších experimentů zkoumajících elementární částice a jejich interakce na urychlovači Large Hadron Collider (LHC) v evropském středisku pro částicovou fyziku CERN u Ženevy. Urychlovač LHC je největší zařízení svého druhu na světě, kde se srážejí protony s protony (pp) a také jádra olova při dosud nejvyšší v laboratoři dosažené těžištové energii a intenzitě. Experiment ATLAS začal naplno fungovat v roce 2010, kdy měřil pp srážky při celkové energii 7 TeV v těžišti. Od té doby se energie a intenzity svazků postupně zvyšovaly, přičemž těžišťová energie dosáhla hodnoty 13 TeV při frekvenci srážek 40 MHz v roce 2015 a průměrný počet současných pp interakcí na jednu srážku „balíčku“ částic¹ vyšplhal až na hodnotu 36,1 v roce 2018 [1]. Cílem měření je zpřesnit a prohloubit naše znalosti v oblasti fyziky ele-

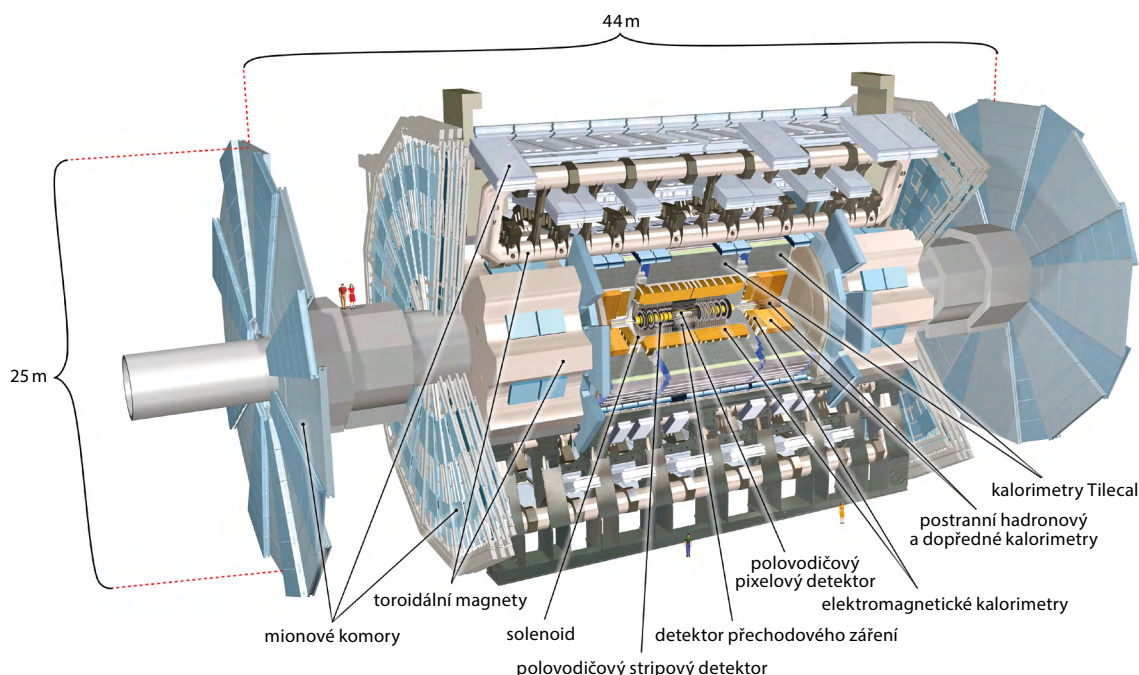
mentárních částic, které jsou v současnosti teoreticky popsány v rámci tzv. standardního modelu (SM).

Fyzikální program experimentu ATLAS je velmi široký – od přesných měření procesů standardního modelu (týkajících se např. Higgsova bosonu, top-kvarku, procesů s fotony a intermediálními bosony, kvantové chromodynamiky, fyziky jetů a difrakčních procesů) až po hledání nových částic a jevů za rámcem SM², jako je např. supersymetrie, temná hmota, excitované kvarky a leptony či procesy s nezachováním leptonového čísla. Široké spektrum měření je doprovázeno programem zkoumajícím srážky těžkých iontů, který se soustřeďuje na kolektivní efekty v kvarkové-gluonové plazmě (QGP), jež vzniká v centrálních srážkách jader olova.

Čeští a slovenští fyzici jsou do experimentu ATLAS aktivně zapojeni. Vědci a studenti z Univerzity Karlovy, Českého vysokého učení technického, Fyzikálního ústavu Akademie věd ČR, Univerzity Palackého, Zá-

1 Částice obou vstřicných svazků jsou urychlovány v balíčcích letících za sebou ve vzdálenosti 7,5 m, ke srážkám v interakčním bodě tedy dochází každých 25 ns. V řeči částicových fyziků se počtu současných pp srážek říká pile-up.

2 V částicové fyzice existuje spousta zajímavých předpovědí, ale rozhodující je, jak to v přírodě opravdu probíhá, tedy co ukáže experiment.



Obr. 1 Schéma experimentu ATLAS. Čeští a slovenští fyzici se podílejí na konstrukci a provozu vnitřního detektoru (polovodičový pixelový a stripový detektor), elektromagnetického kalorimetru, hadronového kalorimetru Tilecal a detektoru tzv. dopředných protonů (AFP). AFP je instalován 220 m od středu celého experimentu a není tedy na schématu zobrazen. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [2]

padočeské univerzity, Univerzity Komenského a Ústavu experimentální fyziky Slovenské akademie věd se s různou mírou spolupráce podílejí na konstrukci, provozu a „vylepšení“ (upgradu) detektoru a samozřejmě také na analýze fyzikálních dat.

Kolaborace³ ATLAS dosáhla velkého množství vynikajících výsledků a dosud publikovala více než tisíc článků v recenzovaných časopisech. Shrnout všechny výsledky v jednom dokumentu je tedy zcela nemožné. Tento příspěvek je proto zaměřen na několik vybraných analýz, ke kterým podstatně přispěli čeští a slovenští kolegové. Na závěr jsou stručně shrnuty i probíhající aktivity upgradu detektoru.

Detektor ATLAS

ATLAS je víceúčelový detektor částic. Má válcovou strukturu, předozadní symetrii a pokrývá téměř celý prostorový úhel 4π [2, 3, 4]. Sestává z několika částí, které hrají různou roli v detekci a identifikaci částic. Nejbližší svazkové trubici je tzv. vnitřní detektor, který měří dráhy nabitých částic. Vnitřní detektor je obklopen supravodivým solenoidem, který generuje axiální magnetické pole o indukci 2 T. Ze zakřivení drah v magnetickém poli lze pak určit příčné hybnosti detekovaných částic. Další vrstvou jsou kalorimetry, které absorbují nabitě i neutrální elektromagneticky nebo silně interagující částice a měří tak energii a směr elektronů, fotonů, izolovaných hadronů a kolimovaných spršek částic (jetů).

Vnější část je tvořena tzv. mionovým spektrometrem: jedná se o dráhový detektor, přičemž dráhy mionů jsou zde zakřiveny toroidálním magnetickým polem generovaným třemi sadami obřích supravodivých cívek. Mionový spektrometr dále obsahuje rychlé triggerovací komory sloužící k výběru událostí v triggeru první úrovně, který spouští celý proces zaznamenání konkrétní události. Celý detektor je schematicky znázorněn na obr. 1.

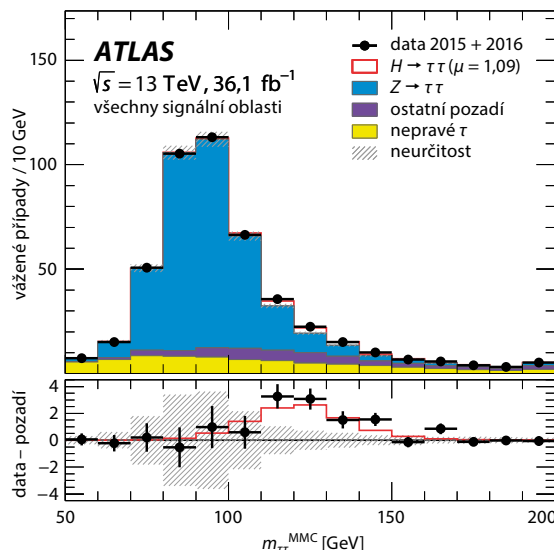
Vybrané fyzikální výsledky

Rozpad Higgsova bosonu $H \rightarrow \tau\tau$

Higgsův boson byl objeven experimenty ATLAS [5] a CMS [6] v roce 2012 (48 let po předpovědi), a to v rozpadech na páry fotonů ($H \rightarrow \gamma\gamma$) a intermediálních bosonů ($H \rightarrow WW$, $H \rightarrow ZZ$). Po tomto důležitém objevu se pozornost fyziků soustředila na přesné měření vlastností této nové částice. Potvrzení existence rozpadu Higgsova bosonu na pár nejtěžších leptonů, $H \rightarrow \tau\tau$, tak představuje první pozorovaný rozpad této částice na fermiony a je důležitý pro potvrzení tzv. Yukawova typu interakce Higgsova bosonu.

Rekonstrukce tohoto rozpadu je velmi komplikovaná, protože se τ -lepton dále rozpadá buď na leptony ($\tau \rightarrow \ell \nu_\ell \nu_\tau$, značíme τ_ℓ) nebo hadrony ($\tau \rightarrow \text{hadrony} + \nu_\tau$, značíme τ_h). Výsledkem jsou tedy tři možné koncové stavy $H \rightarrow \tau_\ell \tau_\ell$, $H \rightarrow \tau_\ell \tau_h$, $H \rightarrow \tau_h \tau_h$, přičemž všechny obsahují přímo neměřitelná neutrina.

Kvůli zvýšení citlivosti měření je výběr událostí ve všech koncových stavech rozdělen do dvou hlavních



Obr. 2 Rozdělení invariantní hmoty dvou τ -leptonů, rekonstruované v aproximaci MMC, ze všech signálních oblastí. Příspěvky jednotlivých signálních oblastí jsou váženy faktorem $\ln(1+S/B)$, kde S a B představují počty očekávaných případů signálu a pozadí v příslušné signální oblasti. Spodní panel ukazuje rozdíl pozorovaných dat (černé body) a očekávaného pozadí bez signálu. Pozorovaný signál odpovídající případům $H \rightarrow \tau\tau$ s fitovanou relativní četností $\mu = 1,09$ vzhledem k předpovědi SM je zobrazen červenou čarou. Šrafovaný pás ukazuje kombinaci statistických, experimentálních a teoretických neurčitostí pozadí. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [8]

kategorií podle typu produkce Higgsova bosonu v pp srážce: gluonová fúze (ggF) a fúze vektorových bosonů (VBF). Klíčovými kroky v této analýze jsou

- rekonstrukce hmoty Higgsova bosonu kvůli dvěma a více neutrinům v koncovém stavu, používá se aproximace Missing Mass Calculator [7];
- spolehlivé určení dominantního pozadí pocházejícího z produkce $Z \rightarrow \tau\tau$ (stejný koncový stav jako hledaný signál) a dále procesů, kdy elektron či jet jsou chybně identifikovány jako τ_h nebo kdy elektron je chybně identifikován jako τ_ℓ . Chybně identifikované τ_h a τ_ℓ označujeme souhrnně jako nepravé τ .

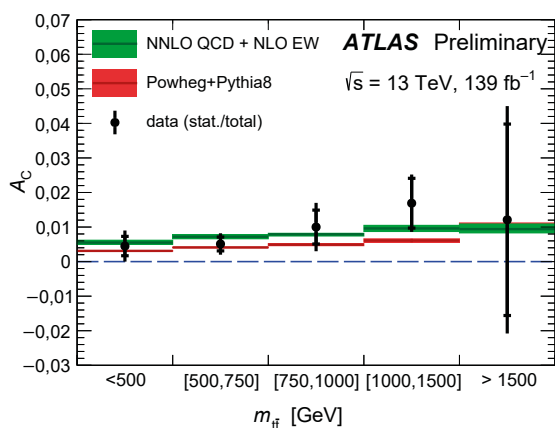
Obr. 2 zobrazuje rekonstruovanou hmotu Higgsova bosonu poté, co byl proveden globální pravděpodobnostní fit kombinující všechny kategorie signálních a kontrolních oblastí⁴, které pomáhají určit četnost hlavních složek pozadí. Výsledkem fitu je určení účinného průřezu pro dva hlavní produkční mechanismy $\sigma(\text{ggF}) = 3,1 \pm 1,0$ (stat)^{+1,6}_{-1,3} (syst) pb, $\sigma(\text{VBF}) = 0,28 \pm 0,09$ (stat)^{+0,11}_{-0,09} (syst) pb. Kombinace s výsledky dřívějších měření při energiích 7 a 8 TeV (2010–2012) potvrdila existenci rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ s věrohodností 6,4σ [8].

Nábojová asymetrie v produkci páru top-kvarků

Top-kvark (t) je nejtěžší částicí v SM a jako jediný z kvarků se rozpadá dříve, než stačí vytvořit hadrony. Studium jeho interakce nám tak poskytuje informace, které nejsou ovlivněny dalšími fyzikálními efekty.

⁴ V kontrolní oblasti se používá stejný výběr případů jako pro studovaný signál, ale obvykle jedno z kritérií je aplikováno obráceně, aby kontrolní oblast obsahovala především případy pozadí.

³ Kolaborace je pestrá skupina fyziků, inženýrů, techniků a studentů, kteří s různou mírou zapojení v průběhu desítek let navrhnu, postaví a používají komplexní experiment, vyhodnocují jeho data a publikují výsledky. Tato skupina má dnes přes 3000 vědeckých autorů, z toho přibližně 1200 doktorandů. Návrh experimentu ATLAS vznikl v roce 1994, první data získal v roce 2009, provoz se předpokládá minimálně do třicátých let tohoto století.



Obr. 3 Nábojová asymetrie korigovaná na akceptanci a další efekty detektoru jako funkce invariantní hmoty systému $t\bar{t}$. Analýza kombinuje události s rozlišenými jety (4 jety v koncovém stavu) a tzv. boosted případy. Zelenou barvou je vyznačena nejpřesnější dostupná předpověď SM [10], červenou pak předpověď Monte Carlo generátoru Powheg+Pythia8 na partonové úrovni. Černé vertikální úsečky odpovídají statistické, resp. celkové experimentální neurčitosti. *Upravený obrázek je převzat ze zdroje [9]*

Produkce párů $t\bar{t}$ probíhá ve srážkách pp především symetrickým procesem $gg \rightarrow t\bar{t}$. Malé příspěvky pocházejí z procesů $q\bar{q}$ a qg , které jsou zdrojem určité nábojové asymetrie. Toto měření tak podrobuje SM dalšímu detailnímu testu, neboť případné příspěvky procesů za rámcem SM by vedly k jiné asymetrii.

Ze změřených partonových (kvarkových a gluonových) distribučních funkcí v protonu vyplývá, že top-kvark by měl být produkován spíše ve směru svazku, zatímco $\bar{t}$ by měl mířit do centrální oblasti detektoru, tj. $|y_t| > |y_{\bar{t}}|$.⁵ Nábojová asymetrie A_C je proto definována jako relativní rozdíl četností více a méně pravděpodobných kinematických konfigurací $t\bar{t}$ případů

$$A_C \equiv \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)},$$

kde $\Delta|y| \equiv |y_t| - |y_{\bar{t}}|$. I v tomto případě je měření komplikováno různými koncovými stavy rozpadajících se top-kvarků. Zde se využívají tzv. semileptonové případy ($t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow \ell\nu b\bar{q}\bar{q}'\bar{b}$), a to ve dvou základních kinematických konfiguracích – případy obsahující 4 jety s malým poloměrem (rozlišené jety, kdy každý pochází z jednoho kvarku v koncovém stavu) a tzv. boosted případy, kdy hadronové rozpadající se top-kvark má velkou příčnou hybnost, a je proto rekonstruován jako jeden jet s velkým poloměrem. Kombinací měření z obou konfigurací a po korekcích na akceptanci a další efekty detektoru získáme asymetrii A_C , kterou lze porovnat s teoretickými předpověďmi. Obr. 3 ukazuje závislost A_C na invariantní hmotě systému $t\bar{t}$. Nábojová asymetrie je na úrovni 1 % a souhlasí s nejpřesnějšími dostupnými předpověďmi SM [9].

Diferenciální účinný průřez produkce $t\bar{t}$

Díky velkému účinnému průřezu produkce páru top-kvarků na urychlovači LHC můžeme studovat závis-

⁵ Rapidity je definována $y \equiv 0,5 \cdot \ln((E+p_z)/(E-p_z))$, kde E je energie částice a p_z hybnost ve směru osy svazku. Rapidity tak určuje polární úhel, přičemž $y = 0$ odpovídá směru kolmému k ose svazků a $y \rightarrow \infty$ míří v kladném směru osy svazku.

lost této veličiny na jedné či dvou kinematických proměnných, což představuje další přesný test současné teorie SM. Stejně jako v předchozí analýze se využívají semileptonové případy v obou kinematických konfiguracích (rozlišené jety i boosted případy).

Měření na částicové úrovni jsou porovnána s teoretickou předpovědí. Obr. 4 ukazuje srovnání diferenciálního účinného průřezu v závislosti na invariantní hmotě páru top-kvarků s předpovědí spočítanou ve druhém nejnižším řádu poruchové teorie a při započtení tzv. partonových spršek, jak jsou implementovány v nejpřesnějších dostupných Monte Carlo (MC) generátorech. Obecně platí, že data dobře odpovídají předpovědi v obou kinematických konfiguracích. Poněkud horší souhlas dat a teorie pozorujeme u dvojitého diferenciálního průřezu, zejména v případě rozlišených jetů, kdy jednou ze zkoumaných proměnných je příčná hybnost páru top-kvarků.

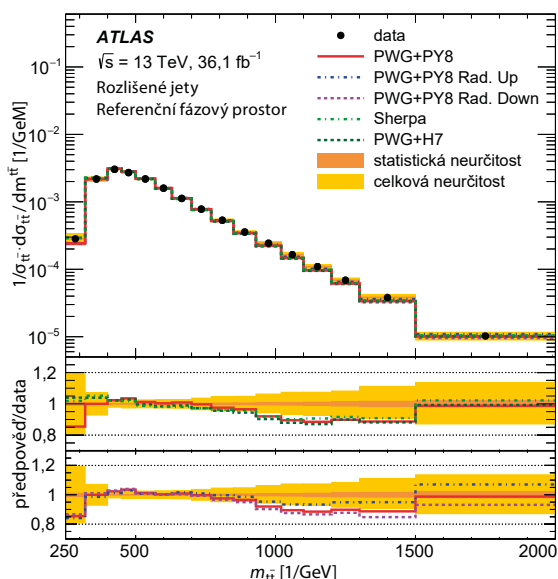
Srovnání dat a teorie lze provést i na partonové úrovni, kde je teoretická předpověď dostupná dokonce ve třetím nejnižším řádu kvantové chromodynamiky. V tomto případě pozorujeme lepší souhlas oproti předpovědi určené ve druhém řádu [11].

Účinný průřez procesu $t\bar{t}Z$

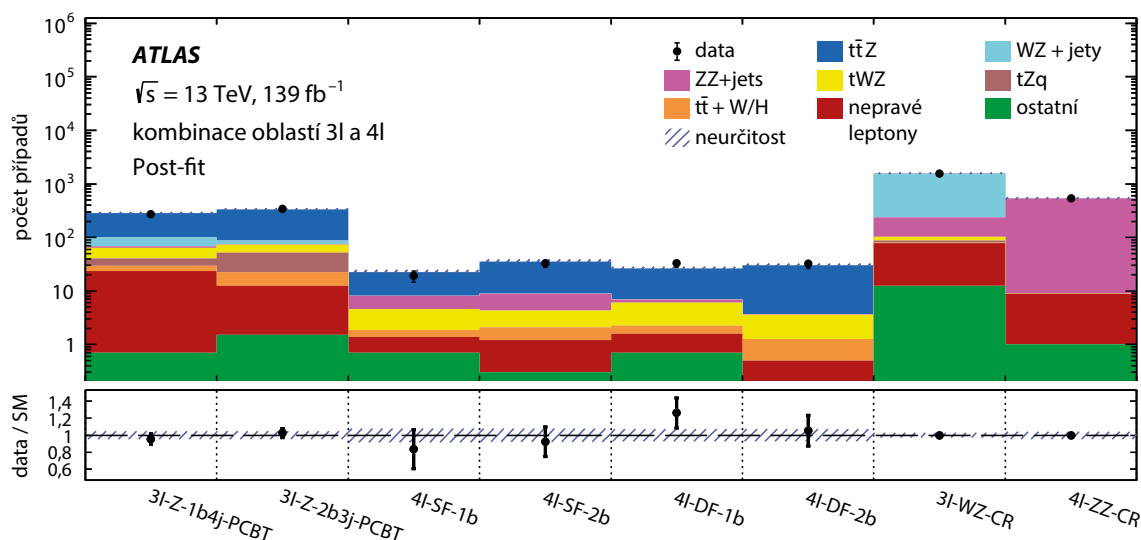
Toto měření nám poskytuje informaci o vzájemné vazbě $t\bar{t}Z$, přičemž případné odchylky od SM by mohly indikovat dosud neznámé efekty v mechanismu spontánního narušení symetrie SM.

Analýza se zaměřuje na případy, kdy se Z boson rozpadá na pár elektronů nebo mionů. Ač jsou takové rozpadové poměrně vzácné (pravděpodobnost každého z nich je přibližně 3,3 %), lze je v detektoru dobře rozpoznat a změřit hybnosti částic. Ze stejného důvodu se dále vybírají případy, kdy se alespoň jeden W boson z rozpadu top-kvarků ($t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$) také rozpadá na elektron či mion a příslušné neutrino.

Hledáme tedy případy, kdy v koncovém stavu jsou 3 nebo 4 nabitě leptony. Analýza je rozdělena do několika



Obr. 4 Diferenciální účinný průřez produkce páru top-kvarků určený na částicové úrovni jako funkce invariantní hmoty $t\bar{t}$. Zobrazena je topologie se čtyřmi jety v koncovém stavu, data jsou srovnána s teoretickou předpovědí z různých MC generátorů. Šedivé pásy odpovídají statistické, resp. celkové neurčitosti v experimentálních datech. *Upravený obrázek je převzat ze zdroje [11]*



Obr. 5 Pozorované a očekávané počty případů v šesti signálních a dvou kontrolních oblastech (CR) po kombinovaném fitu. Spodní část ukazuje poměr dat k předpovědi SM. Šrafované oblasti odpovídají celkové experimentální neurčitosti. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [12]

kategorií podle typu a počtu nabitých leptonů a počtu identifikovaných b-jetů.⁶

Hlavní pozadí ke studovanému procesu $t\bar{t}Z$ pochází z produkce jetů společně s páry intermediálních bosonů WZ nebo ZZ. Kvůli přesnějšímu měření se zavádějí dvě kontrolní oblasti a četnost obou hlavních komponent pozadí je pak určena v kombinovaném fitu zahrnujícím všechny signální i kontrolní oblasti, ze kterého se získá i měřený účinný průřez. Výsledky ukazuje obr. 5, účinný průřez $\sigma(t\bar{t}Z) = 1,05 \pm 0,05$ (stat) $\pm 0,09$ (syst) pb odpovídá předpovědi SM a rozdíly mezi daty a teorií jsou menší než příslušná experimentální chyba [12].

Narušení CP-symetrie v rozpadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

Zatímco elektromagnetická a silná interakce zachovávají nábojovou (C) i prostorovou (P) symetrii, slabá interakce nikoli. Slabá interakce obecně nezachovává ani kombinaci obou symetrií (CP), efekt narušení této kombinované symetrie však závisí na konkrétním procesu.

Narušení CP-symetrie v rozpadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ je důsledkem interference přímého rozpadu a rozpadu s oscilací $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$. SM zde předpovídá malou fázi CP-narušení ϕ_s , která je dána Cabibbovou–Kobayashiho–Maskawovou maticí popisující interakci kvarků s intermediálním bosonem W. Případné fyzikální efekty za rámcem SM by ovšem tuto fázi mohly podstatně zvýšit, proto její měření představuje další přesný test SM.

V této analýze se vybírají případy, kdy jsou všechny koncové částice rekonstruovány v dráhovém detektoru. Důležitou součástí této analýzy je určení vůně b-hadronu⁷ letícího do opačné části detektoru vzhledem ke studovanému rozpadu. Pokud je mezi produkty rozpadu b-hadronu elektron nebo mion, určíme vůni podle náboje leptonu. V opačném případě lze určit vůni (samozřejmě nikoliv se 100% spolehlivostí) z dis-

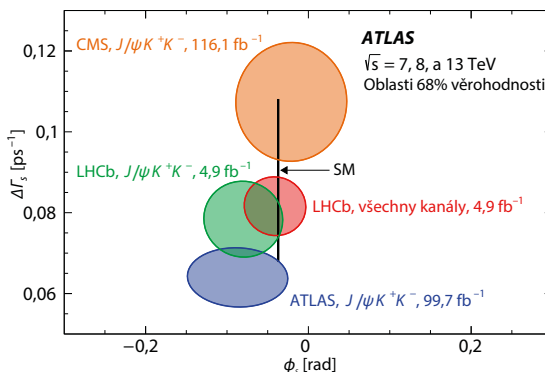
kriminantu kombinujícího elektrické náboje, vážené příčnými hybnostmi, jednotlivých produktů rozpadu. Dále musíme změřit tzv. vlastní čas (dobu, za kterou se b-hadron rozpadl ve své klidové soustavě), který je klíčový k určení pravděpodobnosti oscilace v každém měřeném případě. Vlastní čas měříme v rovině kolmé k ose protonových svazků, $t = L_{xy} m / p_T$, kde L_{xy} je vzdálenost bodu rozpadu od bodu primární interakce pp a m , p_T značí hmotu a příčnou hybnost B_s^0 mezonu.

Hlavní výsledky analýzy, tj. fáze CP-narušení ϕ_s , průměrná rozpadová šířka Γ a rozdíl šířek $\Delta\Gamma_s$,⁸ jsou extrahovány z fitu maximální věrohodnosti aplikovaného na všechny vybrané případy. Výsledky z dat nabytých v letech 2015–2017 kombinované se staršími výsledky z Run 1 (2010–2012) jsou zobrazeny na obr. 6. Změřená fáze ϕ_s odpovídá předpovědi SM [13].

Pozorování procesu $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$

První pozorování srážek dvou fotonů produkujících pár W bosonů ukazuje nový způsob využití LHC jakožto zdroje vysokoenergetických fotonů. Protože je

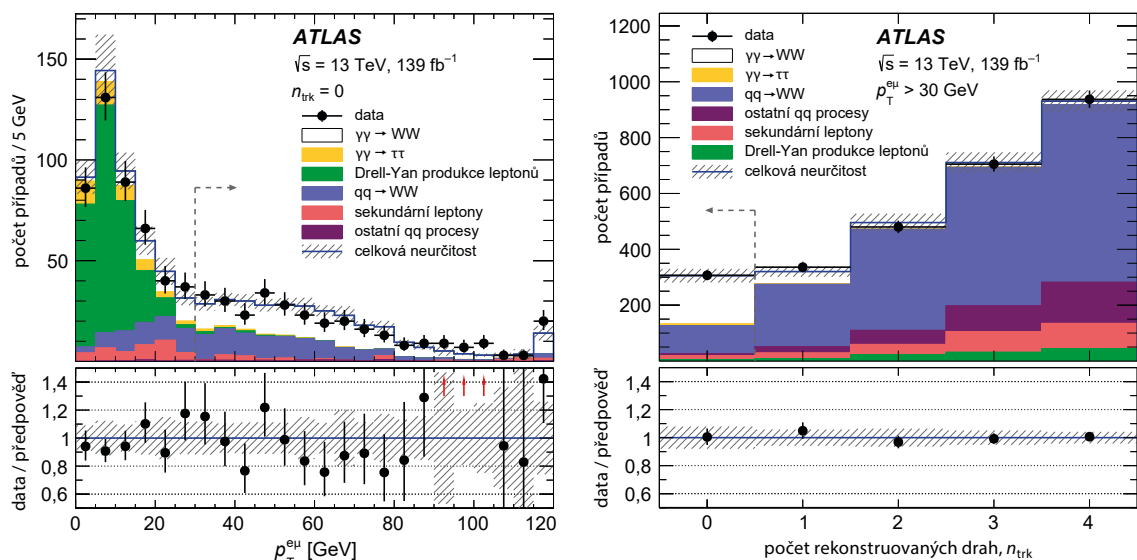
8 Jedná se o průměr, resp. rozdíl rozpadových šířek vlastních stavů slabé interakce, které jsou lineární kombinací stavů B_s^0 a $\bar{B}_s^0$.



Obr. 6 Oblasti v rovině ϕ_s , $-\Delta\Gamma_s$ označující možné hodnoty s věrohodností 68 %, přičemž statistické a systematické chyby jsou kvadraticky sečteny. Zobrazeny jsou i výsledky dalších experimentů CMS a LHCb, které měří stejný proces. Předpověď SM [14, 15] ukazuje tenký černý obdélník. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [13]

6 Tzv. b-jet vzniká hadronizací b-kvarku. Od ostatních jetů jej lze s určitou pravděpodobností rozlišit např. podle rekonstruovaných sekundárních vrcholů uvnitř jetu, které typicky odpovídají rozpadu nějakého hadronu s b-kvarkem.

7 Hadrony obsahující b-kvark vznikají v párech, v interakci tedy vznikne pár $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Měříme vždy rozpad do výše zmíněného koncového stavu, ale potřebujeme také vědět, zda sdružený hadron byl B_s^0 či jeho antičástice $\bar{B}_s^0$. Tomu říkáme určení vůně.



Obr. 7 Rozdělení příčné hybnosti páru elektron–mion pro $n_{\text{trk}} = 0$ (vlevo) a rozdělení počtu drah nabitých částic pocházejících z daného interakčního bodu (vpravo). Sekundární leptony pocházejí nejčastěji z produkce W+jety, kdy se W boson rozpadá leptonově a druhý, sekundární, lepton pochází z rozpadů těžkých hadronů uvnitř jetů. Četnost jednotlivých komponent pozadí byla určena při kombinovaném fitu. Šrafovaná oblast odpovídá celkové experimentální chybě. Spodní část obrázku ukazuje poměr dat k předpovědi SM. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [16]

zmíněný proces na základní úrovni popsán pouze Feynmanovými diagramy za účasti fotonů a W bosonů, dává nám možnost přímo testovat trilineární (γWW) a kvartickou ($\gamma\gamma WW$) interakci těchto bosonů a je také citlivý na případnou anomální kvartickou interakci.

Analýza využívá případy, kdy fotony jsou vyzářeny buď celým protonem nebo nějakým jeho partonem. Díky tomu rozlišujeme tři druhy případů – elastický (oba protony zůstanou vcelku), disociovaný (jeden foton je vyzářen partonem a proton se tak disociuje, značíme p^*) a dvojitý disociovaný případ. Kvůli potlačení pozadí z produkce Drellových–Yanových párů leptonů ($pp \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \ell\ell$) se vybírají pouze případy s elektronem a mionem v koncovém stavu, tj.

$$pp(\gamma\gamma) \rightarrow p^{(*)} W^+ W^- p^{(*)} \rightarrow e^+ \nu_e \mu^- \bar{\nu}_\mu.$$

Oba leptony musí pocházet ze stejného interakčního bodu, se kterým není spojena žádná další dráha nabitých částic ($n_{\text{trk}} = 0$). Dále vybíráme případy s velkou příčnou hybností ($p_T > 30$ GeV) a invariantní hmotou ($m_{e\mu} > 20$ GeV) páru elektron–mion, což potlačí např. příspěvek z procesu $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$. Vliv těchto výběrových kritérií demonstruje obrázek 7.

Velikost signálu je získána z fitu kombinujícího jednu signální a tři kontrolní oblasti, definované inverzí výběrových kritérií $p_T(e\mu)$ a n_{trk} . Interakce je pozorována s věrohodností $8,4\sigma$ a odpovídající účinný průřez činí $3,13 \pm 0,31$ (stat) $\pm 0,28$ (syst) fb [16].

Srážky těžkých iontů

Ve srážkách hadronů při vysokých energiích interagují jednotlivé partony (kvarky a gluony), ze kterých se hadrony skládají. Výsledkem může být produkce partonů s vysokými příčnými hybnostmi, které následně vytvářejí spršky hadronů a produkují tak jety. Ve srážkách těžkých iontů s vysokými energiemi vzniká navíc i horká a hustá QGP, kterou produkované partony procházejí. Interakce partonů s QGP pak vede k menším energiím těchto partonů a tedy i výsledných jetů. Tento jev, známý jako „zhášení“ jetů, se projevuje potlačením četnosti jetů a byl pozorován experimen-

tem ATLAS již v prvních srážkách jader olova v roce 2010 [17].

Kolaborace ATLAS nedávno zkoumala závislost potlačení četnosti jetů s velkým poloměrem $R = 1,0$ na jejich vnitřní struktuře, danou rekonstruovanými sub-jety s malými poloměry. Konkrétně měřila jaderný modifikační faktor R_{AA} ,

$$R_{AA} \equiv \frac{1}{\langle N_{AA} \rangle} \cdot \frac{\text{počet jetů v AA}}{\text{počet jetů v pp}}$$

tedy poměr počtu jetů měřených ve srážkách jader olova vzhledem ke srážkám pp při stejné těžiškové energii, škálovaný odhadnutým středním počtem binárních srážek nukleonů $\langle N_{AA} \rangle$. Navíc zkoumala závislost R_{AA} na míře úhlové separace sub-jetů $\sqrt{s}_{12}$. Zatímco hodnota $R_{AA} = 1$ znamená stejnou četnost jetů v pp i AA srážkách, hodnoty menší než jedna znamenají potlačení produkce jetů v QGP.

Výsledky na obr. 8 ukazují, že potlačení četnosti jetů vzrůstá s centralitou srážek, která je úměrná střednímu počtu nukleonů účastnících se srážky. Navíc závisí na míře úhlové separace sub-jetů – četnost „košatějších“ jetů s více sub-jety je více potlačena než jety pouze s jedním sub-jetem [18].

Upgrade

Po úspěšném skončení sběru dat v Run 2 (2015–2018) se detektor ATLAS nyní vylepšuje v rámci první fáze upgradu. Kromě běžné údržby a oprav jsou vyměňovány některé menší části detektoru, které byly nejvíce poškozeny radiací (např. tzv. malé kolo mionového spektrometru) a zároveň jsou do detektoru instalovány prototypy nové elektroniky. Tato nová elektronika by měla zcela nahradit tu stávající v další fázi experimentu zmíněné níže.

Hlavní upgrade detektoru ATLAS je plánován pro fázi s vysokou intenzitou srážek (luminozitou), tzv. High Luminosity LHC (HL-LHC). Samotný urychlovač LHC bude podstatně vylepšen tak, aby bylo možné dosáhnout původně plánované těžiškové energie pp srážek 14 TeV a zejména podstatně zvýšit luminozitu. HL-LHC by měl být uveden do provozu v roce 2027.

Vysoká luminozita představuje velkou výzvu pro jednotlivé části detektoru ATLAS:

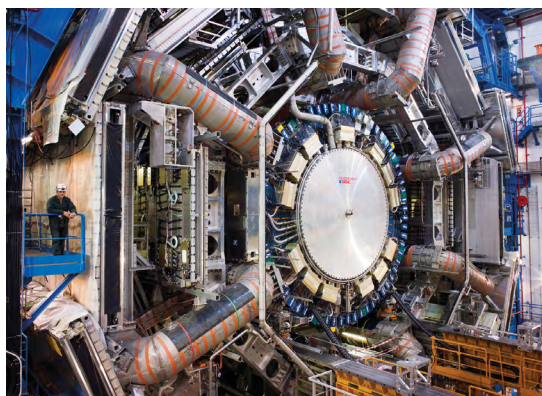
- Díky vysoké luminozitě dojde v jedné srážce „balíčků“ k výrazně většímu počtu pp interakcí. Abychom byli schopni jednotlivé interakce od sebe odlišit, potřebujeme jemnější segmentaci v některých detektorech, především ve vnitřním dráhovém detektoru.
- Jemnější segmentace detektoru a více interakcí v jedné srážce „balíčků“ znamenají mnohem větší množství dat, které je potřeba z detektoru vyčíst, zpracovat a uložit. To vyžaduje změny jak ve výčítací elektronice, tak v systému výběru událostí (trigger) a zpracování dat.
- Jednotlivé části detektoru budou díky vysoké luminozitě vystaveny větší radiační dávce. Nejvíce budou zasaženy detektory nejbližší bodu interakce. Celý vnitřní dráhový detektor bude proto přebudován na radiačně odolný křemíkový detektor s vyšší granularitou.

České univerzity a ústavy akademie věd investují velké úsilí do upgradu vnitřního detektoru. Soustředí se na konstrukci, výrobu a testy kvality mikrostripových senzorů a konstrukci jednotlivých modulů budoucího nového detektoru. Později se také zapojí do instalace modulů přímo v experimentální hale. České instituce jsou zapojeny i do upgradu pixelového křemíkového detektoru.

V hadronovém kalorimetru Tilecal je naplánována výměna výčítací elektroniky kvůli zvýšení spolehlivosti a požadavkům nového triggerového systému a systému sběru dat. Tým českých a slovenských fyziků se účastní testování nových prototypů jak v laboratoři, tak při testech modulů s novou elektronikou ve svazcích částic v CERNu.

Závěr

Objev Higgsova bosonu otevřel nový prostor v částicové fyzice. Přesné určení jeho vlastností je nyní jedním z klíčových úkolů, neboť může být prostředkem k ob-



jevu nových fyzikálních jevů za rámcem současného standardního modelu. Současně pokračují přesná měření mnoha dalších parametrů SM, přičemž případné odchylky od současných teoretických předpovědí by měly naznačit oblast, kde příroda skrývá další tajemství. Pokračuje i přímé hledání nových částic a konkrétních fyzikálních jevů.

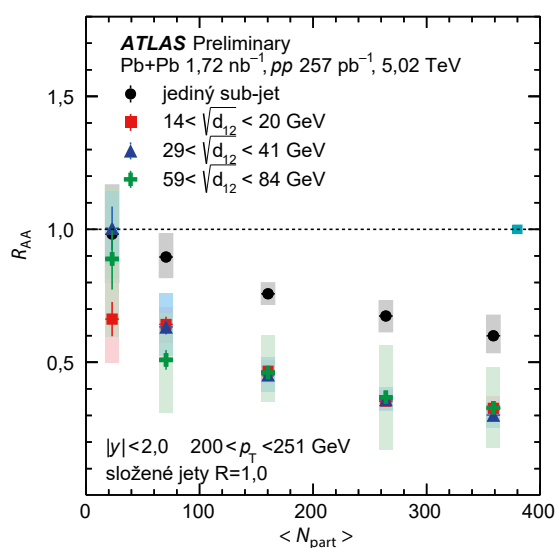
Čeští a slovenští fyzici se aktivně účastní experimentu ATLAS, podílejí se na konstrukci, provozu a upgradu celého detektoru. Navíc jsou zapojeni do mnoha fyzikálních analýz, jak je snad z tohoto krátkého přehledu patrné.

Poděkování

Jsem zavázán mnoha kolegům z experimentu ATLAS za detailní informace týkající se jednotlivých analýz zmíněných v tomto článku. Děkuji také kolegům J. Dolejšímu, Z. Doležalovi, M. Rybářovi a P. Rezníčkovi za postřehy, které přispěly k vylepšení tohoto textu. Práce na experimentu ATLAS jsou podporovány dvěma projekty MŠMT – výzkumnou infrastrukturou CERN-CZ (projekt LM2018104), sloužící jako hlavní platforma pro naši účast v experimentech v CERNu, a projektem Inter-Excellence/Inter-Transfer LTT17018, podporujícím fyzikální analýzy v těchto experimentech.

Literatura

- [1] ATLAS Collaboration: *JINST* **15**, P04003 (2020).
- [2] ATLAS Collaboration: *JINST* **3**, S08003 (2008).
- [3] ATLAS Collaboration: *ATLAS Insertable B-Layer Technical design Report*, <https://cds.cern.ch/record/1291633> (2010).
- [4] B. Abbott et al.: *JINST* **13**, T05008 (2018).
- [5] ATLAS Collaboration: *Phys. Lett. B* **716**, 1–29 (2012).
- [6] CMS Collaboration: *Phys. Lett. B* **716**, 30–61 (2012).
- [7] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, A. Safonov: *Nucl. Instrum. Meth. A* **654**, 481–489 (2011).
- [8] ATLAS Collaboration: *Phys. Rev. D* **99**, 072001 (2019).
- [9] ATLAS Collaboration: *ATLAS-CONF-2019-026*, <https://cds.cern.ch/record/2682109> (2019).
- [10] <http://www.precision.hep.phy.cam.ac.uk/results/>
- [11] ATLAS Collaboration: *Eur. Phys. J. C* **79**, 1028 (2019).
- [12] ATLAS Collaboration: arXiv:2103.12603 [hep-ex], submitted to EPJC (2021).
- [13] ATLAS Collaboration: *Eur. Phys. J. C* **81**, 342 (2021).
- [14] J. Charles et al.: *Phys. Rev. D* **91**, 073007 (2015).
- [15] A. Lenz, U. Nierste: arXiv:1102.4274 [hep-ph] (2011).
- [16] ATLAS Collaboration: *Phys. Lett. B* **816**, 136190 (2021).
- [17] ATLAS Collaboration: *Phys. Rev. Lett.* **105**, 252303 (2010).
- [18] ATLAS Collaboration: *ATLAS-CONF-2019-056*, <http://cdsweb.cern.ch/record/2701506> (2019).



Obr. 8 Jaderný modifikační faktor v závislosti na průměrném počtu nukleonů $\langle N_{\text{part}} \rangle$ účastnících se srážky jader olova. Zobrazeny jsou hodnoty R_{AA} pro různé míry úhlové separace sub-jetů $\sqrt{d_{12}}$, přičemž jedinému sub-jetu odpovídá hodnota $\sqrt{d_{12}} = 0$. Vertikální čáry značí statistické chyby v datech, barevné obdélníky odpovídají systematické neurčitosti. Upravený obrázek je převzat ze zdroje [18]