

UNIVERZALNOST LEPTONSKEGA OKUSA

NIKIŠA PLEŠEC

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

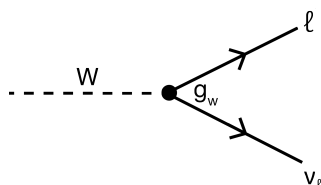
Standardni model je teorija, katere napovedi o interakcijah med osnovnimi delci se odlično ujemajo z meritvami, a ima tudi svoje pomanjkljivosti. Dopolnitve teorije ali nove teorije, ki presegajo Standardni model, imenujemo s skupnim imenom Nova fizika. Eden od pristopov iskanja Nove fizike je preko preverjanja univerzalnosti leptonskega okusa¹, saj po Standardnem modelu vsi leptoni preko šibke interakcije nastopajo na enak način, z enako sklopitveno konstanto G_F . Univerzalnost leptonskega okusa se preverja na eksperimentih Belle II in ATLAS, kjer se iz podatkov pridobljenih v detektorju, izlušči potrebne informacije s pomočjo postopka rekonstrukcije. Novo fiziko se išče preko preverjanja različnih razvejitenih razmerij. V članku so omenjena razmerja $R(\tau/\mu)$, $R(D)$ in $R(D^*)$, pri katerih so bila do zdaj izmerjena odstopanja od Standardnega modela². Odstopanje zaenkrat ni dovolj znatno, da bi lahko govorili o odkritju Nove fizike, obstajajo pa že teorije, ki ga razlagajo.

LEPTON FLAVOUR UNIVERSALITY

The Standard Model is a theory, whose predicted interactions between elementary particles match the experimental data very well, however it leaves some phenomena unexplained. New theories that explain deficiencies of the Standard Model are called New Physics. One of the approaches of finding New Physics is through testing the validity of lepton flavour universality³, since according to the Standard Model, all leptons participate through weak interaction in the same way, with the same coupling constant G_F . Lepton flavour universality is being tested at experiments Belle II and ATLAS, where necessary data is being extracted via reconstruction of an event from the data collected by a detector. New Physics can be found by measuring certain branching fractions, such as $R(\tau/\mu)$, $R(D)$ and $R(D^*)$, where a deviation from the Standard Model predictions has already been found⁴. Although current measurements of deviation from the Standard Model predictions are not significant enough to talk about discovering New Physics, there already exist theories that explain it.

1. Uvod

Nova fizika (angl. *New Physics*, NP) je pojem, ki obsega modele in teorije, ki presegajo Standardni model (SM). Iščemo jo z razlogom, da izpopolnimo naše razumevanje procesov, ki jih SM ne pojasni. Eden od pristopov preverjanja SM je preverjanje univerzalnosti leptonskega okusa. Univerzalnost leptonskega okusa pomeni, da je moč sklopitve med leptoni in šibkimi bozoni W neodvisna od okusa leptona. Torej je sklopitvena konstanta v točki šibke interakcije g_W (prikazana na sliki 1), neodvisna od okusa leptona, za nizke energije pa se prevede v Fermijevo sklopitveno konstanto G_F . Z natančnim merjenjem pogostosti procesov šibke interakcije, pri katerih nastopajo leptoni, lahko odstopanja med napovedmi in merskimi rezultati pripišemo prispevkom Nove fizike.



Slika 1. Feynmanov diagram procesa $W \rightarrow \ell + \nu_\ell$ z označeno sklopitveno konstanto g_W .

¹Okusi leptonov so elektron e, mion μ in lepton tau τ ter pripadajoči nevtrini.

²Obstajajo tudi meritve razmerja $R(K)$, kjer so opažena odstopanja še bolj signifikantna.

³Lepton flavours are electron e, muon μ , lepton tau τ and their corresponding neutrinos.

⁴There also exists branching fraction $R(K)$, where measured deviations are even more significant.

2. Osnova šibke interakcije

Leptoni so osnovni delci s polovičnim spinom, ki ne sodelujejo pri močni interakciji. Poznamo več okusov leptonov:

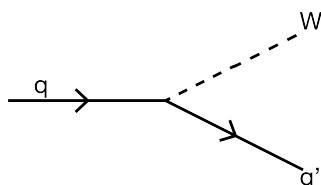
- elektron e^- z maso⁵ $m_e = 0,511 \text{ MeV}$ in pripadajoč elektronski nevtrino ν_e ;
- mion μ^- z maso $m_\mu = 105,66 \text{ MeV}$ in pripadajoč mionski nevtrino ν_μ ;
- lepton tau τ^- z maso $m_\tau = 1776,86 \text{ MeV}$ in pripadajoč nevtrino tau ν_τ .

Leptoni sodelujejo pri šibki interakciji, a po napovedi SM niso pri njej med sabo ločljivi (če je nastanek vseh kinematično mogoč). Kvantni šibke sile so bozoni W in Z, kjer imata bozoni W^+ in W^- osnovni naboj e_0 , bozon Z^0 pa je električno nevtralen.

2.1 Nastanki nabitih šibkih bozonov

Za razumevanje univerzalnosti leptonskega okusa in njene napovedi v okviru SM, je potrebno razumevanje šibke interakcije in njenega nastanka⁶. Nabiti šibki bozoni W lahko nastajajo na različne načine. Eden izmed načinov je izsevanje šibkega bozona W pri spremembi okusa kvarka

$$q \rightarrow q' + W,$$



Slika 2. Feynmanov diagram procesa $q \rightarrow q' + W$.

kar prikazuje slika 2, kjer sta q in q' različna kvarka. Primer takega nastanka je razpad β^- , kjer iz nevtrona (udd) nastane proton (uud), elektron e^- in elektronski antinevtrino $\bar{\nu}_e$. Tu se pri spremembi okusa kvarka d v kvark u izseva šibki bozon W^- :

$$d \rightarrow u + W^-.$$

Šibki bozon W^- nato razpade na elektron e^- in elektronski antinevtrino $\bar{\nu}_e$:

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e.$$

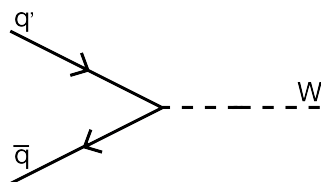
Šibki bozoni W lahko nastanejo tudi preko direktne tvorbe. Tu se anihilirata kvark in antikvark različnih okusov, nastane pa nabit bozon W

$$q' + \bar{q} \rightarrow W,$$

⁵Opomba: celoten članek je napisan v naravnih enotah $c = \hbar = 1$.

⁶Če poznamo različne nastanke šibkih bozonov, potem vemo kateri delci lahko sodelujejo skupaj v interakcijski točki (šibke interakcije).

Univerzalnost leptonskega okusa



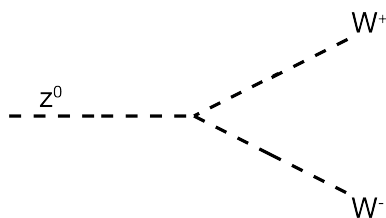
Slika 3. Feynmanov diagram procesa $q' + \bar{q} \rightarrow W$.

kar je prikazano na sliki 3. Primer takega nastanka je anihilacija kvarka u in antikvarka \bar{d} (razpad piona π^+):

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+.$$

Šibki bozoni W nastajajo tudi preko trilinearnega razpada, kjer nevtralni šibki bozon Z^0 razpade v šibka bozona W^+ in W^-

$$Z^0 \rightarrow W^+ + W^-.$$



Slika 4. Feynmanov diagram procesa $Z^0 \rightarrow W^+ + W^-$.

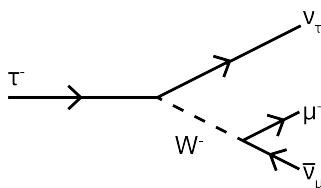
kot prikazuje slika 4. Ti so pomemben proces na Velikem hadronskem trkalniku LHC (angl. *Large Hadronic Collider*).

2.2 Razpadne širine izbranih razpadov

Primer šibkega procesa je razpad $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$. Na tem primeru si lahko ogledamo na kakšen način lahko opazimo univerzalnost leptonskega okusa. Celotna razpadna širina Γ je definirana kot

$$\Gamma = \frac{1}{\tau},$$

kjer τ predstavlja razpadni čas delca [1]. Razpadna širina Γ je sestavljena iz vsote razpadnih širin vseh možnih razpadov delca, za katerega jo računamo. Če računamo razpadno širino za razpad $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ (prikazan na sliki 5), lahko v invariantni amplitudi (preko katere dobimo razpadno širino Γ) zanemarimo maso miona m_μ ter nevtrinov⁷ m_ν , saj so precej manjše od mase leptona tau m_τ .



Slika 5. Feynmanov diagram procesa $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$.

⁷Masa nevtrina m_ν je po napovedi SM enaka nič, izmerjena pa je $m_\nu \leq 1,0\text{eV}$.

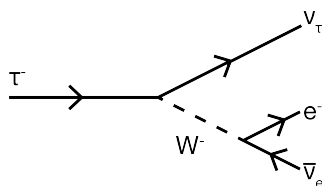
Dobimo razpadno širino [2], odvisno le od mase leptona tau m_τ

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\tau^5, \quad (1)$$

kjer je G_F Fermijeva sklopitvena konstanta. Mogoč je tudi razpad $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (prikazan na sliki 6), pri katerem dobimo enako razpadno širino kot prej (enačba (1)) [2]

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\tau^5, \quad (2)$$

saj je masa elektrona m_e v primerjavi z maso leptona tau m_τ tudi zanemarljiva.



Slika 6. Feynmanov diagram procesa $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

Razvejitevno razmerje $\text{Br}(x \rightarrow y)$ nekega razpada $x \rightarrow y$ je razmerje razpadne širine razpada $x \rightarrow y$ in celotne razpadne širine x :

$$\text{Br}(x \rightarrow y) = \frac{\Gamma(x \rightarrow y)}{\Gamma(x)}.$$

Če vzamemo za celotno razpadno širino⁸ $\Gamma(\tau^-) = \Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$, dobimo razvejitevna razmerja za posamezna razpada

$$\begin{aligned} \text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) &= \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^-)} = \frac{1}{2} \quad \text{in} \\ \text{Br}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) &= \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^-)} = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Rezultat prikaže, da imata oba procesa polovično verjetnost. Če bi upoštevali v celotni razpadni širini tudi delne razpadne širine drugih procesov, bi bila oba razpada še vedno enako verjetna. To je v grobem leptonska univerzalnost.

Če bi v izračunih delnih razpadnih širin leptona τ (enačbi (1) in (2)) upoštevali maso elektrona m_e oziroma maso miona m_μ , bi dobili njuni razpadni širini [3]

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) &= \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\tau^5 (1 - 8t_e - 12t_e^2 \log(t_e) + 8t_e^3 - t_e^4) \quad \text{in} \\ \Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) &= \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\tau^5 (1 - 8t_\mu - 12t_\mu^2 \log(t_\mu) + 8t_\mu^3 - t_\mu^4), \end{aligned}$$

kjer smo z $t_{e/\mu}$ označili kvadrat razmerja mas elektrona/miona in leptona tau:

$$t_{e/\mu} = \left(\frac{m_{e/\mu}}{m_\tau} \right)^2.$$

⁸Razpada $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ in $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ nista edina mogoča razpada leptona τ , zato bi pri izračunu celotne razpadne širine leptona τ morali upoštevati tudi druge mogoče razpadne verige.

Razmerje mas $t_{e/\mu}$ je v obeh primerih zelo majhno: $t_e \approx 2,9 \times 10^{-4}$ in $t_\mu \approx 6,0 \times 10^{-2}$. Če člene z $t_{e/\mu}$ zanemarimo, dobimo zgoraj napisana izraza (1) in (2).

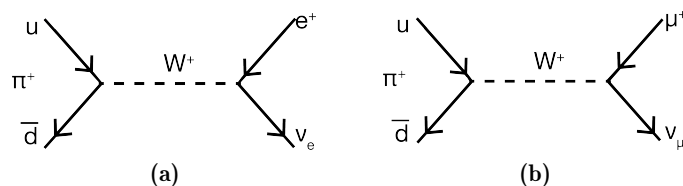
Mase končnih produktov niso vedno zanemarljive v primerjavi z maso razpadlega delca, zato jih v bolj natančnih izračunih ne zanemarimo. Masni popravki so posledica natančnejšega opisa faznega prostora končnega stanja, torej kinematike, in niso povezani s šibko interakcijo samo. Leptonska univerzalnost tako govori o tem, da je matrični element za procese šibke interakcije (preko katerega dobimo razpadne širine) enak za vse leptone. To pomeni, da imajo vsi leptoni enako sklopitveno konstanto (G_F). Zaradi tega so procesi, ki se razlikujejo le po okusu leptona, enako verjetni z manjšimi popravki zaradi razlike v njihovi masi⁹.

Primer razpada, pri katerem ne moremo zanemariti mase končnih produktov je razpad piona, saj sta masi miona ($m_\mu \approx 105,7 \text{ MeV}$) in nabitega piona ($m_\pi \approx 139,6 \text{ MeV}$) istega velikostnega reda. Posebej je potrebno omeniti, da je pion vezani delec, zaradi česar v izrazu za razpadno širino dobimo tako imenovane oblikovne konstante¹⁰ (angl. *form factors*). V primeru razpadov $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ (slika 7(a)) in $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (slika 7(b)) dobimo razpadni širini [4]

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e) = |V_{ud}|^2 G_F^2 m_e^2 m_\pi \frac{F_\pi}{4\pi} \left(1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}\right)^2 \text{ in}$$

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) = |V_{ud}|^2 G_F^2 m_\mu^2 m_\pi \frac{F_\pi}{4\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2,$$

kjer je F_π oblikovna konstanta, $|V_{ud}|$ pa absolutna vrednost elementa matrike CKM¹¹ [5].



Slika 7. Feynmanov diagram razpada: (a) $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$, (b) $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$.

Tako si lahko pogledamo razmerje razpadnih širin $\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$:

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 \approx 1,283 \times 10^{-4}. \quad (3)$$

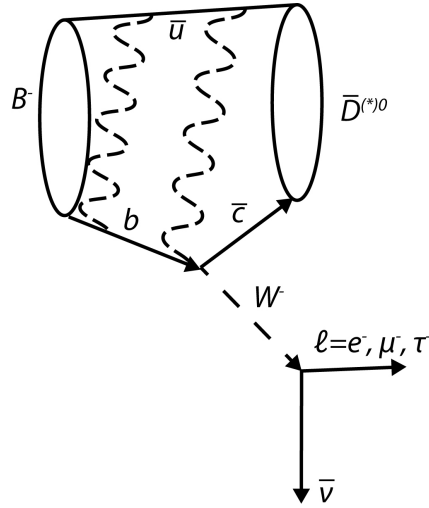
V primeru, da bi bila razpada piona preko elektrona in miona enako verjetna, bi bilo razmerje $\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) = 1$. Čeprav je teoretična vrednost razmerja (3) izračunana v okviru SM, ki predpostavlja univerzalnost leptonskega okusa, je njena vrednost mnogo manjša od ena. To pomeni, da čeprav imajo leptoni enako sklopitveno konstanto v primeru šibke interakcije, razlike v njihovi masi vplivajo na fazni prostor na tak način, da je verjetnost za razpad (razvejitevno razmerje) odvisna od mase nastalega leptona.

Dogodki v detektorjih vsebujejo tudi vezane delce, zaradi katerih postane izraz za razpadno širino zahtevnejši. Reprezentativen proces v eksperimentu Belle II je razpad $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ (slika 8), kjer ℓ predstavlja enega izmed nabitih leptonov.

⁹Leptoni e^- , μ^- in τ^- se razlikujejo le po masi. Vse ostale lastnosti so enake.

¹⁰Opis vezanega delca je zahteven, zato za parametrizacijo našega nepoznavanja kvantne kromodinamike uporabljamo približke - oblikovne konstante.

¹¹Matrika CKM v SM opisuje verjetnost prehodov med kvarki različnih okusov preko emisije nabitih šibkih bozonov.



Slika 8. Feynmanov diagram za proces $B \rightarrow D^* \ell \nu$.

Diferencialna razpadna širina je v tem primeru [6]

$$\frac{d\Gamma(B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{dq^2} \propto G_F^2 |V_{cb}|^2 \frac{q^2}{m_B^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{q^2}\right) \left[H_L^2(q^2) \left(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2}\right) + \frac{3}{2} \frac{m_\ell^2}{q^2} H_T^2(q^2) \right],$$

kjer je m_ℓ masa leptona, m_B masa mezona B, G_F Fermijeva sklopitvena konstanta ter V_{cb} element matrike CKM. $H_{L,T}$ so oblikovne funkcije, ki parametrizirajo naše nepoznavanje kvantne kromodinamike, q^2 pa je kvadrat velikosti četverca gibalne količine leptonskega para:

$$q^2 = [(E(\ell_1), \mathbf{cp}(\ell_1)) + (E(\ell_2), \mathbf{cp}(\ell_2))]^2.$$

Ker je izraz za diferencialno razpadno širino v tem primeru odvisen od mase nastalega leptona, bo verjetnost za razpad mezona B po tej verigi različna za različne okuse leptonov.

3. Eksperimenta Belle II in ATLAS (LHC)

Najpogostejša pristopa pri iskanju NP sta t.i. *Energijsko obzorje* ter *Obzorje natančnosti* [6]. Pri prvem pristopu izkoriščamo najvišje dosegljive energije v trkalnikih delcev in iščemo sledi doslej še neznanih delcev in procesov. Pri drugem pristopu z visoko natančnostjo merimo manj verjetne procese, merske rezultate pa primerjamo z napovedmi SM. Tako morebitna odstopanja med napovedmi in merskimi rezultati kažejo na prispevke NP. Eksperiment Belle II uporablja pristop Obzorja natančnosti, medtem ko eksperiment ATLAS uporablja pristop Energijskega obzorja.

3.1 Eksperiment Belle II

Na Japonskem v Tsukubi se nahaja trkalnik SuperKEKB, ki trka elektrone s pozitroni, tako da jih pospeši po krogu s premerom ≈ 1 km v nasprotnih smereh, dokler ne trčijo v detektorju Belle II pri težiščni energiji¹² $\approx 10,6$ GeV, kar je blizu mase resonance $\Upsilon(4S)$ [7].

Količino zbranih podatkov merimo s pomočjo *integrirane luminoznosti* (angl. *integrated luminosity*) \mathcal{L}_{int} detektorja, ki je definirana kot razmerje med številom dogodkov v detektorju N in

¹²Energija elektronov ob trku je 7 GeV ter 4 GeV za pozitroni.

sipalnim presekom σ :

$$N = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma.$$

Ker se statistična napaka manjša z večjim številom zbranih podatkov, ciljamo na čim višjo integrirano luminoznost. Trenutna integrirana luminoznost Belle II znaša 460 fb^{-1} ¹³, medtem ko je pričakovana luminoznost, ki bo dosežena do sredine naslednjega desetletja, 50 ab^{-1} [8].

3.2 Eksperiment ATLAS (LHC)

ATLAS je eksperiment pri Velikem hadronskem trkalniku (LHC) v CERN-u. Veliki hadronski trkalnik (LHC) je največji visokoenergijski trkalnik na svetu. Ta se nahaja na meji med Francijo in Švico v krožnem podzemnem predoru z obsegom 27 km. V detektorju ATLAS trčijo protoni. Za novo obdobje obratovanja in zajemanja podatkov (Run 3) v maju 2022 je predvidena težiščna energija 13,6 TeV. Integrirana luminoznost trenutno znaša 140 fb^{-1} , v naslednjih treh letih pa se pričakuje porast za 300 fb^{-1} [9].

4. Obdelava in analiza podatkov

V detektorjih nabiti delci pustijo sledi, s katerimi jih zaznamo in identificiramo. Sledi nabitih delcev so ukrivljene zaradi prisotnosti močnega magnetnega polja v detektorju. Iz ukrivljenosti tira delca in njegove orientacije lahko določimo naboj in gibalno količino. Med vsemi dogodki v detektorju nas zanimajo le tisti, ki vsebujejo delce, ki so razpadli po iskani razpadni verigi. Ker večina delcev, katerih razpade želimo študirati, zelo hitro razpade, v detektorju zaznamo le njihove dolgožive razpadne produkte. Število iskanih razpadov v zbranem vzorcu določimo s pomočjo rekonstrukcije razpada, pri kateri skušamo na podlagi večih izbirnih kriterijev ločiti dogodke z iskanim razpadom od ostalih. Med najpomembnejšimi izbirnimi kriteriji so invariantne mase vmesnih stanj v iskani razpadni verigi, katero izračunamo preko četvercev gibalnih količin razpadnih produktov. Preko deleža meritev iskanega dogodka lahko določimo želeno razvejitevna razmerja, preko katerih preverjamo univerzalnost leptonskega okusa in s tem SM.

4.1 Analiza podatkov: Belle II

Pri trku elektrona in pozitrona nastane resonanca $\Upsilon(4S)$, ki jo sestavljata kvark b in njegov antidelec \bar{b} . Ta skoraj nemudoma razpade (z verjetnostjo $>96\%$) v par mezonov B^+B^- ali $B^0\bar{B}^0$ ¹⁴, ki pa hitro razpadejo dalje. Ker v detektorju zaznamo le končne produkte (in še to ne vseh), moramo preko njih rekonstruirati celotno razpadno verigo mezona B .

Pri rekonstrukciji si pomagamo s simulacijami Monte Carlo [10], s pomočjo katerih lahko simuliramo splošne dogodke v detektorju ali pa samo dogodke, ki vsebujejo iskano razpadno verigo mezona B . Če bi simulirali le dogodke, ki vsebujejo iskano razpadno verigo, bi si lahko pogledali, kakšno sled ta veriga pusti v detektorju. S simulacijo dogodka lahko preučujemo, katere opazljivke najboljše ločijo signal od ozadja. Prednost simulacij Monte Carlo je, da vemo, če smo razpadno verigo pravilno rekonstruirali.

¹³Enota b je barn. Predstavlja površino, $b = 1 \times 10^{-28} \text{ m}^2$.

¹⁴Mezon B^+ sestavljata kvarka $u\bar{b}$, mezon B^0 pa kvarka $d\bar{b}$.

Obdelava podatkov poteka v več korakih:

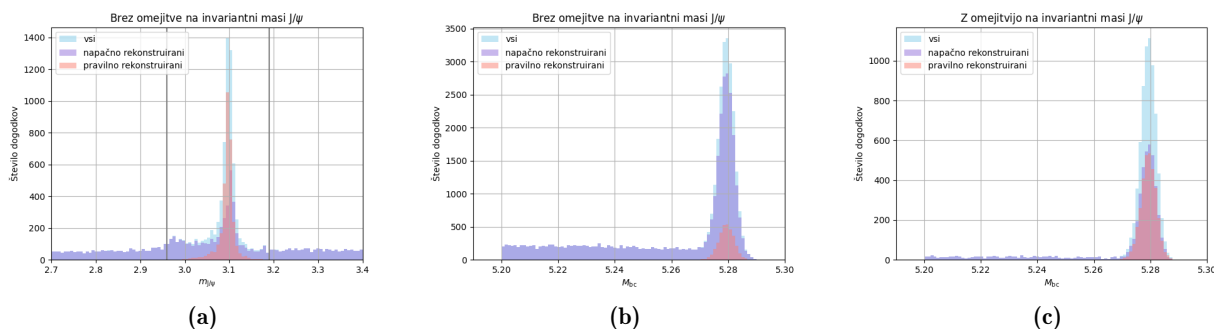
1. Obdelave podatkov se najprej lotimo z rekonstrukcijo enega izmed začetnih mezonov B po iskani razpadni verigi. Za začetek si pomagamo s simulacijo Monte Carlo več dogodkov v detektorju (velikostnega reda 100 milijonov dogodkov), med katerimi iščemo tiste, kjer je mezon B razpadel po iskani verigi (tem dogodkom pravimo signal), vse ostale dogodke pa proglasimo za ozadje. Tako ločujemo signal od ozadja.
2. V postopku rekonstrukcije naprej identificiramo delce, ki so končni produkti razpada mezona B, ki ga poskušamo rekonstruirati. Z rekonstrukcijo začnemo pri končnih produktih, ki jih rekonstruiramo do zadnje točke interakcije, v kateri lahko tudi omejimo maso razpadlega delca in se s tem znebimo nekaj ozadja. Ta postopek nadaljujemo, dokler ne pridemo do začetnega mezona B.
3. Ob končani rekonstrukciji podatkov, pridobljenih s pomočjo splošne simulacije Monte Carlo, si lahko ogledamo razmerje signala proti ozadju in preko njega podatke dodatno analiziramo. To naredimo tako, da si ogledamo porazdelitve (histograme) različnih opazljivk (na primer invariantna masa delca) za rekonstruirane dogodke, ter vidimo, pri katerih vrednostih nastopajo signalni dogodki, pri katerih pa ozadje. Tako lahko še z dodatnimi omejitvami različnih opazljivk dodatno ločujemo signal od ozadja.
4. Ko nam izbrane vrednosti opazljivk ločijo signal od ozadja, lahko to rekonstrukcijo uporabimo na podatkih iz detektorja. S tako rekonstrukcijo smo rekonstruirali le enega od dveh mezonov B.

Za primer iskane razpadne verige mezona B^+ si izberemo $B^+ \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^+$. Na simuliranih dogodkih, kjer resonanca $\Upsilon(4S)$ razpade na dva nabita mezona B, torej $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$, opravimo rekonstrukcijo. Torej identificiramo miona μ^+ in μ^- ter kaon K^+ . Miona μ^+ in μ^- rekonstruiramo v mezon J/ψ , ter nato mezon J/ψ in kaon K^+ v mezon B^+ . Pri rekonstrukciji mezona B^+ omejimo maso M_{bc} in razliko energije ΔE , ki sta definirani kot

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{zarek}}^2 - \mathbf{p}_B^2},$$

$$\Delta E = E_{\text{zarek}} - E_B,$$

kjer je E_{zarek} polovica težiščne energije, \mathbf{p}_B vektor gibalne količine rekonstruiranega mezona B ter E_B energija rekonstruiranega mezona B. Vrednost mase M_{bc} ob pravilni rekonstrukciji je torej blizu mase mezona B ($m_B \approx 5,28 \text{ GeV}$), ter razlika energije ΔE blizu nič. Vrednosti mase M_{bc} pri rekonstrukciji mezona B^+ tako omejimo blizu mase mezona B^+ ($5,20 \text{ GeV} < M_{bc} < 5,29 \text{ GeV}$) ter razliko energije blizu nič ($|\Delta E| < 0,10 \text{ GeV}$). Omejili pa bi lahko tudi invariantno maso rekonstruiranega mezona J/ψ na okolico njegove mase ($m_{J/\psi} \approx 3,10 \text{ GeV}$), na interval $2,96 \text{ GeV} < m_{J/\psi} < 3,19 \text{ GeV}$. Porazdelitve dogodkov, kjer smo rekonstruirali iskano razpadno verigo $B^+ \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^+$ po invariantni masi $m_{J/\psi}$ ter po masi M_{bc} z in brez omejitve na invariantni masi $m_{J/\psi}$, so prikazane na sliki 9.



Slika 9. (a) Porazdelitev dogodkov z rekonstruirano iskano razpadno verigo $B^+ \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-)K^+$ po invariantni masi mezona J/ψ . Z modro so prikazani vsi dogodki, v katerih je bila iskana razpadna veriga mezona B^+ rekonstruirana, z vijolično dogodki z napačno rekonstruiranimi iskanimi razpadnimi verigami, z oranžno dogodki s pravilno rekonstruiranimi iskanimi razpadnimi verigami, ter z sivo meje omejitve invariantne mase $m_{J/\psi}$. (b, c) Porazdelitev dogodkov z rekonstruirano iskano razpadno verigo $B^+ \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-)K^+$ po masi M_{bc} . Z modro so prikazani vsi dogodki, v katerih je bila iskana razpadna veriga mezona B^+ rekonstruirana, z vijolično dogodki z napačno rekonstruiranimi iskanimi razpadnimi verigami, ter z oranžno dogodki s pravilno rekonstruiranimi iskanimi razpadnimi verigami: (b) brez omejitve invariantne mase $m_{J/\psi}$, (c) z omejitvijo invariantne mase mezona J/ψ na $2,96 \text{ GeV} < m_{J/\psi} < 3,19 \text{ GeV}$.

Na sliki 9 (a) vidimo, da smo z dodatno omejitvijo invariantne mase mezona J/ψ odstranili veliko dogodkov, ki niso vsebovali pravilne rekonstrukcije iskane razpadne verige. Na slikah 9 (b, c) pa lahko vidimo, da je dodatna omejitev invariantne mase mezona J/ψ odstranila veliko dogodkov z napačno rekonstrukcijo iskane razpadne verige mezona B^+ . Z dodatnimi omejitvami opazljivk (na primer gibalne količine mionov μ^+ in μ^-) bi lahko odstranili še več dogodkov z napačno rekonstrukcijo iskane razpadne verige. Paziti moramo tudi, da v postopku ne odstranimo preveč dogodkov s pravilno rekonstrukcijo, saj s tem povečamo statistično napako.

Pri zgoraj opisani rekonstrukciji naletimo na težavo, ko se v razpadnih produktih mezona B pojavijo nevtrini. Ti interagirajo le preko šibke interakcije, zato jih v detektorju ne zaznamo.

Problem nedetektiranih nevtrinov rešimo tako, da interpretiramo celotni dogodek s pomočjo algoritma FEI (angl. *Full Event Interpretation*), pri katerem označimo en mezon kot signalni B_{sig} , ki razpade po iskani razpadni verigi, kjer so v končnih produktih nevtrini. Drug označevalni mezon B_{tag} si izberemo tako, da v končnih produktih nima nevtrinov¹⁵, ter ga je tako lažje rekonstruirati. Z algoritmom FEI rekonstruiramo označevalni mezon B_{tag} , ki s pomočjo strojnega učenja rekonstruira reda velikosti tisoč možnih hadronskih razpadnih verig označevalnega mezona B_{tag} . Po rekonstrukciji označevalnega mezona B_{tag} dobimo tudi podatek o verjetnosti pravilne rekonstrukcije. Preko rezov na tej verjetnosti lahko izberemo razpade, ki so bili dovolj dobro rekonstruirani. Z odstranitvijo razpadnih produktov pravilno rekonstruiranega označevalnega mezona B_{tag} iz celotnega dogodka lahko določimo, kateri zaznani razpadni produkti pripadajo signalnemu mezonu B_{sig} . Pridobimo pa tudi informacijo o energiji, ki jo je odnesel iz detektorja nedetektiran nevtrino, saj vemo, kakšna je bila začetna energija sistema. Tako naprej po podobnem postopku kot pri razpadih brez nevtrinov rekonstruiramo signalni mezon B_{sig} .

4.2 Analiza podatkov: ATLAS

ATLAS, za razliko od eksperimenta Belle II, po trku dveh protonov nima značilnega „začetnega“ stanja (kot je pri Belle II par mezonov B), zato je postopek rekonstrukcije drugačen. Še vedno so osnovni elementi rekonstrukcije, kot so simulacije Monte Carlo in strojno učenje, enaki. Kot pri Belle II, se rekonstrukcija začne pri razpadnih produktih, zaznanih v detektorju.

¹⁵Označevalni mezon, ki v razpadu nima nobenega nevtrina je hadronski označevalni mezon, če pa ima v razpadu en nevtrino, je semileptonski označevalni mezon.

Kasneje si bomo bolj natančno ogledali rekonstrukcijo za razpada $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ in $W \rightarrow \mu\nu_\mu$, za računanje razmerja njunih razvejitenih razmerij, saj je to eden izmed načinov preverjanja univerzalnosti leptonskega okusa.

5. Meritve veljavnosti univerzalnosti leptonskega okusa

Univerzalnost leptonskega okusa preverjamo s pomočjo različnih razmerij razvejitenih razmerij, pri katerih sodelujejo različni okusi leptonov. Razmerja so še posebej zaželena, saj upamo, da se veliko napak, ki nastanejo v postopku, med sabo odšteje oziroma pokrajša. Ogledali si bomo več različnih količin, preko katerih preverjamo univerzalnost leptonskega okusa.

5.1 Meritev razmerja $R(\tau/\mu)$

Pri eksperimentu ATLAS je bila izvedena meritev razmerja $R(\tau/\mu)$, ki je definirano kot¹⁶:

$$R(\tau/\mu) = \frac{\text{Br}(W \rightarrow \tau\nu_\tau)}{\text{Br}(W \rightarrow \mu\nu_\mu)} = \frac{\Gamma(W \rightarrow \tau\nu_\tau)}{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu_\mu)}. \quad (4)$$

Razmerje $R(\tau/\mu)$ naj bi imelo po napovedi SM vrednost 1 (zaradi upoštevanja mas je natančna napoved od 1 različna za $\sim 5 \times 10^{-4}$.) Izmerjeno je bilo tudi na Velikem elektron-pozitron trkalniku LEP (angl. *Large Electron-Positron Collider*), kjer so rezultati znašali $R(\tau/\mu) = 1,070 \pm 0,026$ [11] in so namigovali na neskladje s SM. To je bila tudi motivacija za meritev razmerja $R(\tau/\mu)$ na ATLAS-u.

Pri trku dveh protonov pogosto dobimo pare kvarka t in antikvarka \bar{t} . Glede na to, da je verjetnost za razpad $\text{Br}(t \rightarrow Wq)$ skoraj 100%¹⁷, s tem dobimo veliko število bozonov W , med katerimi ločujemo razpade $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ in $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ za pridobitev razmerja $R(\tau/\mu)$.

Leptone tau τ identificiramo s pomočjo njihovega razpada v mione $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ (ta razpad je bil že omenjen v poglavju 2.2.) Meritev $R(\tau/\mu)$ se tako zreducira na ločevanje mionov, ki so nastali direktno pri razpadu W in mionov, ki so nastali v razpadih leptona tau iz $W \rightarrow \tau\nu_\tau$. Ločevanje teh dveh vrst mionov poteka s pomočjo dejstva, da ima lepton τ tudi sam nek razpadni čas, ki ni zanemarljiv. Torej bo njihova točka interakcije drugače kot pri tistih, ki so razpadli direktno preko bozona W . Mioni, ki so nastali preko razpada leptona τ , imajo tudi manjšo transverzalno gibalno količino¹⁸ p_T . Z ločevanjem teh dveh vrst mionov ločujemo razpade $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau\nu_\tau$ in $W \rightarrow \mu\nu_\mu$.

Pri analizi so bili izbrani dogodki, kjer je vsaj en elektron ali mion imel veliko transverzalno gibalno količino p_T . Uporabljene so bile tudi simulacije Monte Carlo različnih procesov v okviru SM, kot so: signalni proces, ki ga tu predstavljata produkcija $t\bar{t}$ in Wt , ter različna ozadja. Podatki in simulirani dogodki so bili rekonstruirani in analizirani na enak način.

Gledamo di-leptonske razpade $t\bar{t}$, kar pomeni, da kvark t razpade preko razpadne verige $t \rightarrow W + b$, kjer nastali bozon W razpade leptonsko. Rekonstrukcije se lotimo preko označevalnih leptonov (e in μ), ki izberejo dogodek, na katerem se izvede test, ali je preizkusni mion nastal iz razpada leptona τ ali direktno iz bozona W .

Dogodke se klasificira kot signalne (preko njih dobimo razmerje $R(\tau/\mu)$) in kontrolne, preko katerih normaliziramo velika ozadja. Signalni dogodki se ločijo na dva kanala. V kanalu $e - \mu$ so tisti dogodki, ki imajo v končnem stanju en elektron in mion nasprotnih nabojev (označevalni

¹⁶V razpadih na nekaterih mestih niso podani naboji, saj merimo oba med sabo kompleksno konjugirana razpada. Tak primer se pojavi v enačbi (4), kjer $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ predstavlja razpade $W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ in $W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$.

¹⁷Najbolj verjeten med vsemi pa je razpad $t \rightarrow Wb$, saj je pripadajoč element matrike CKM največji izmed relevantnih ($|V_{tb}| = 1,013 \pm 0,030$, $|V_{ts}| = 0,0388 \pm 0,0011$ in $|V_{td}| = 0,0080 \pm 0,0003$).

¹⁸Transverzalna gibalna količina p_T je komponenta gibalne količine, ki je pravokotna na smer trka, torej žarkov protonov v LHC.

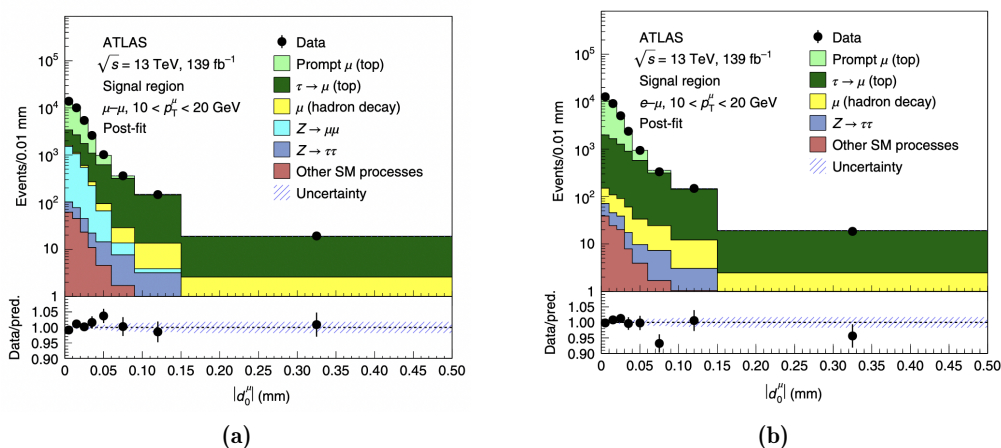
elektron in preizkusni mion). V kanalu $\mu - \mu$ pa so dogodki z dvema mionoma nasprotnih nabojev (označevalni mion in preizkusni mion¹⁹). Dogodke z več kot dvema leptoni pa smo zavržli.

Za zmanjšanje ozadja, ki je posledica razpadov bozonov Z in hadronskih razpadov v kanalu $\mu - \mu$, omejimo invariantno maso obeh mionov ter zavržemo dogodke s premajhno di-leptonsko maso v obeh kanalih. S tem smo dobili vzorec dogodkov, ki jih uporabimo za izračun razmerja $R(\tau/\mu)$. Označimo mione, ki so razpadni produkti verige $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau\nu_\tau$ kot $\mu_{\tau(\rightarrow\nu_\tau)}$ in mione, ki so razpadni produkti verige $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ kot μ_{prompt} .

Največ ozadja povzročita $Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{pljuski}$ ²⁰ in dogodki, ki vsebujejo preizkusni mion, ki ne pride iz bozona W . Razpad $Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{pljuski}$ se pojavi v kanalu $\mu - \mu$ pri majhnem transversalnem parametru trka²¹ (angl. *transverse impact parameter*) $|d_0^\mu|$. Tako v kontrolnih dogodkih ponovimo enako rekonstrukcijo kot pri signalnih, le da v tem primeru ne upoštevamo kriterija invariantne mase obeh mionov. Tu lahko nato določimo normalizacijski faktor, ki prilagodi simulacijo Monte Carlo glede na podatke. To normalizacijo uporabimo tudi za proces $Z(\rightarrow \tau\tau) + \text{pljuski}$.

Pri velikem parametru $|d_0^\mu|$ prevlada ozadje iz dogodkov, ki vsebujejo preizkusne mione, ki so razpadni produkti hadronov b ali c ali bolj redko iz razpadov π^\pm in K^\pm . To se zgodi, ko je par $t\bar{t}$ semileptonski (oba kvarka t razpadeta na $t \rightarrow Wq$, kjer eden izmed W bozonov razpade leptonsko, drugi pa hadronsko.) Napačen mion, ki ga dobimo preko tega razpada, označimo z μ_{had} . Te kontrolne dogodke analiziramo enako kot signalne, le da morata dva leptona imeti enak naboj, saj največ mionov μ_{had} dobimo iz hadronov b , ki imajo enako parov leptonov z istim nabojem kot z nasprotnim. Pri hadronih c tudi nastopata naboja leptonov istega in nasprotnega predznaka, le da nista enako pogosta. Končno razmerje enakih in nasprotno nabitih leptonov se določi s pomočjo simulacij.

S prilagoditvami na porazdelitve opazljivk $|d_0^\mu|$ in p_T^μ ločimo zaznane mione na μ_{prompt} , $\mu_{\tau(\rightarrow\nu_\tau)}$ in μ_{had} (slika 10).



Slika 10. Porazdelitev transversalnega parametra trka preizkusnih mionov v signalni regiji. Signalna regija se uporablja za pridobitev razmerja $R(\tau/\mu)$. Porazdelitev transversalnega parametra trka $|d_0^\mu|$ je prikazana za transversalne gibalne količine $10 \text{ GeV} < p_T^\mu < 20 \text{ GeV}$ v kanalu: (a) $\mu - \mu$, (b) $e - \mu$. S črnimi pikami so označeni podatki, z zloženimi barvnimi histogrami pa različni prispevki, dobljeni s pomočjo simulacij Monte Carlo. S svetlo zeleno je označen prispevek μ_{prompt} (Prompt μ (top)), s temno zeleno pa prispevek $\mu_{\tau(\rightarrow\nu_\tau)}$ ($\tau \rightarrow \mu$ (top)). Prikazani so tudi prispevki različnih ozadij: z rumeno je prikazan prispevek μ_{had} (μ (hadron decay)), z modro je prikazan prispevek procesov $Z \rightarrow \mu\mu$, z vijolično prispevek procesov $Z \rightarrow \tau\tau$ ter z rjavo prispevki ostalih procesov SM (Other SM processes). Spodnji graf prikazuje razmerje med podatki in napovedmi iz prilagoditve. Z modrimi črtkanimi črtami je označena $\pm 1\sigma$ sistematične negotovosti. Vir: [11]

¹⁹Če oba miona zadostujeta označevalnim in preizkusnim pogojem, potem sta oba preizkusna.

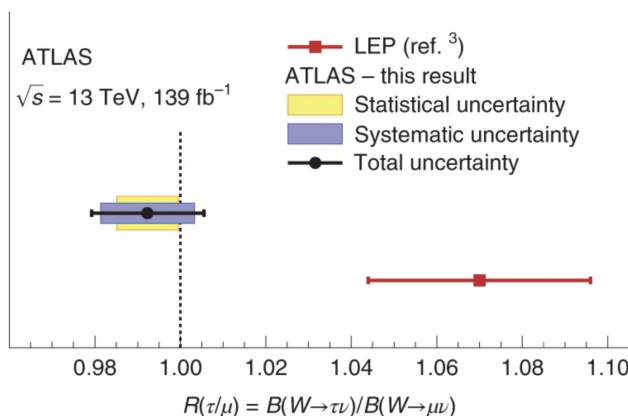
²⁰Pljuski je ozek stožec hadronov in drugih delcev, nastalih preko procesa nastanka hadronov iz kvarkov in gluonov.

²¹Transverzalni parameter trka $|d_0|$ je najkrajša razdalja med tirom delca in žarkovno linijo protonov v transversalni ravnini (ta je pravokotna na žarkovno linijo protonov.)

Preko μ_{prompt} in $\mu_{\tau(\rightarrow\nu\tau)}$ dobimo končni rezultat meritve razmerja $R(\tau/\mu)$ [11]

$$R(\tau/\mu) = 0,992 \pm 0,013[\pm 0,007(\text{stat.}) \pm 0,011(\text{sist.})], \quad (5)$$

prikazanega na sliki 11, kjer sta poleg rezultata, pridobljenega pri eksperimentu ATLAS, tudi napoved SM in rezultat, pridobljen z LEP. Rezultat (5) se v okviru napake ujema z napovedjo SM, ki napoveduje univerzalnost leptonskega okusa.



Slika 11. Rezultat razmerja $R(\tau/\mu)$ izmerjenega na ATLAS-u, v primerjavi z napovedjo SM in rezultatom, pridobljenim z LEP. Vir: [11]

5.2 Meritev razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$

Leptonsko univerzalnost lahko preverjamo tudi preko meritve razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$, ki sta definirani preko razmerja²² razvejitenih razmerij oziroma razpadnih širin razpadov $B^- \rightarrow D^{(*)0} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ in $B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, kjer je ℓ elektron e ali mion μ

$$R(D^{(*)}) \equiv \frac{\text{Br}(B^- \rightarrow D^{(*)0} \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{\text{Br}(B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}_\ell)} = \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}_\ell)}. \quad (6)$$

V enačbi (6) imenovalec predstavlja povprečje razvejitenega razmerja, kjer je razpadni produkt elektron e ali mion μ . Po napovedi SM sta vrednosti razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$

$$\begin{aligned} R(D) &= 0,299 \pm 0,003 \quad \text{in} \\ R(D^*) &= 0,258 \pm 0,005. \end{aligned}$$

Povprečje vseh meritev pred letom 2019 (izvedenih na Belle, BaBar in LHCb) je znašalo za:

- razmerje $R(D)$ [12]: $R(D) = 0,407 \pm 0,039(\text{stat.}) \pm 0,024(\text{sist.})$,
($2,16 \sigma$ ²³ odstopanja od SM);
- razmerje $R(D^*)$ [12]: $R(D^*) = 0,306 \pm 0,013(\text{stat.}) \pm 0,007(\text{sist.})$,
($3,06 \sigma$ odstopanja od SM).

Tako veliko odstopanje od napovedi SM je bilo motivacija za ponovno meritev razmerij na Belle²⁴.

Zadnja meritev razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$ je potekala na Belle v letu 2019 [12], kjer je bilo za rekonstrukcijo uporabljenih 772 milijonov dogodkov $B\bar{B}$. Rekonstrukcija je bila podobna, kot je

²²Merimo razmerje, ker to zmanjša sistematične napake meritev, ki so posledica učinkovitosti detekcije, velikosti matričnega elementa CKM matrike $|V_{cb}|$ in oblikovnih funkcij.

²³ σ je označena standardna deviacija.

²⁴Belle je predhodnik eksperimenta Belle II.

bilo opisano v poglavju 4.1, le da je v tem primeru označevalni mezon B_{tag} razpadel semileptonsko (v končnem stanju je imel en nevtrino). Semileptonski razpad na označevalni strani sicer zmanjša natančnost meritve, saj izgubimo del informacije o kinematiki dogodka, vendar pa vsebuje večja razvejitevna razmerja, kar poveča vzorec. To je bila tudi prva meritev razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$, pri katerih je označevalni mezon razpadel semileptonsko. Signal je razpad $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu_\tau$, za normalizacijo pa označimo razpad $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell$.

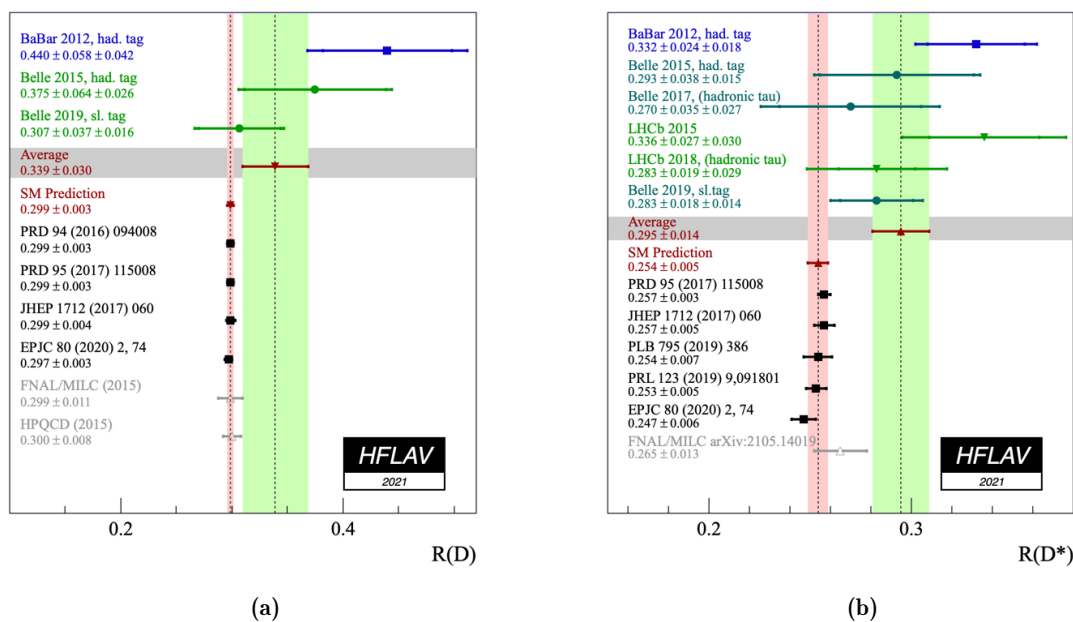
Simulacije Monte Carlo so bile uporabljene za določitev učinkovitosti rekonstrukcije ter oblike porazdelitev signala, normalizacije in ozadja. Za rekonstrukcijo označevalnega mezona B_{tag} so bila uporabljena pospešena odločitvena drevesa BDT (angl. *Boosted Decision Trees*) [13] v kanalih $D\ell\nu_\ell$ in $D^*\ell\nu_\ell$. Natančnejši opis izbire dogodkov je predstavljen v dodatku A. Tako dobimo razmerji $R(D)$ in $R(D^*)$ [12]

$$R(D) = 3,07 \pm 0,037(\text{stat.}) \pm 0,016(\text{sist.}) \quad \text{in}$$

$$R(D^*) = 0,283 \pm 0,018(\text{stat.}) \pm 0,014(\text{sist.}).$$

Opisana meritev razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$ je bila najnatančnejša do sedaj in se bolj ujema z napovedjo SM kot prejšnje (odstopanje rezultata $R(D)$ od napovedi SM je $0,26\sigma$, odstopanje rezultata $R(D^*)$ od napovedi SM pa $1,16\sigma$.)

Na sliki 12 so predstavljeni vsi rezultati (in napovedi SM) meritev razmerij $R(D)$ in $R(D^*)$. Opazna pa je tudi velikost odstopanja svetovnega povprečja meritev $R(D)$ in $R(D^*)$ od napovedi SM.



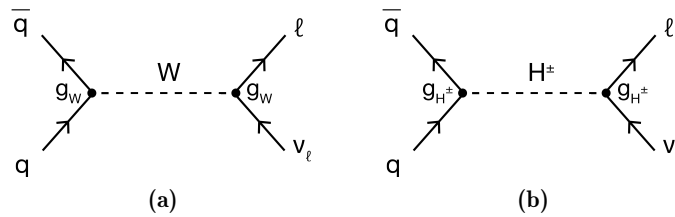
Slika 12. Rezultati meritev in napovedi SM razmerja: (a) $R(D)$, (b) $R(D^*)$. Vir: [14]

6. Nova fizika: nadgradnje Standardnega modela

Kot omenjeno v uvodu 1. je Nova fizika pojem, ki obsega modele in teorije, ki presegajo Standardni model. Teorij NP, ki napovedujejo kršitev univerzalnosti leptonskega okusa v meritvah, je več, med njimi so tudi obstoj nabitega Higgsovega bozona [15], leptokvarka [16] in težkih bozonov [17].

6.1 Nabiti Higgsov bozon

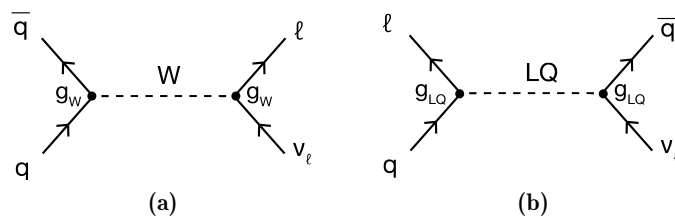
Nabiti Higgsov bozon H^\pm je hipotetični delec, ki bi lahko pojasnil kršitev leptonske univerzalnosti. Jakost sklopitve Higgsovega bozona je sorazmerna masi fermiona, s katerim se sklaplja. Torej je sklopitvena konstanta g_{H^\pm} odvisna od mase fermiona, za razliko od sklopitvene konstante pri šibki interakciji, ki za vse leptone znaša g_W . Interakcija bi tako potekala podobno kot nabita šibka, le da bi nabiti šibki bozon W zamenjal nabiti Higgsov bozon H^\pm , zaradi katerega bi se različni leptoni različno močno sklapljali. Torej bi se lepton τ sklapljal močnejše od elektrona e ali miona μ , saj ima večjo maso. Feynmanov diagram procesa, ki bi potekal preko nabitega Higgsovega bozona, v primerjavi z Feynmanovim diagramom procesa preko šibke interakcije, je prikazan na sliki 13, kjer ℓ predstavlja enega od nabitih leptonov.



Slika 13. Feynmanov diagram nekega procesa preko: (a) nabitega šibkega bozona W z označeno sklopitveno konstanto g_W , (b) nabitega Higgsovega bozona H^\pm z označeno sklopitveno konstanto g_{H^\pm} .

6.2 Leptokvarki

Obstoj hipotetičnih delcev leptokvarkov LQ bi tudi lahko pojasnil kršitev leptonske univerzalnosti. Leptokvarki so delci, ki bi lahko interagirali z delci tako preko močne interakcije (kot kvarki), kot tudi preko šibke interakcije (kot leptoni). To pomeni, da lahko v vozlišču interakcije sodelujeta tako lepton kot tudi kvark (interakcijska točka v kateri bi nastopala lepton in kvark pri šibki interakciji ni mogoča, kot je razvidno iz poglavja 2.1.) Tako bi lahko bila sklopitvena konstanta g_{LQ} procesa preko leptokvarka LQ odvisna od okusa leptona. Feynmanov diagram procesa, ki bi potekal preko leptokvarka, v primerjavi z Feynmanovim diagramom procesa preko šibke interakcije, je prikazan na sliki 14, kjer ℓ predstavlja enega od nabitih leptonov.



Slika 14. Feynmanov diagram nekega procesa preko: (a) nabitega šibkega bozona W z označeno sklopitveno konstanto g_W , (b) leptokvarka LQ z označeno sklopitveno konstanto g_{LQ} .

6.3 Težki šibki bozoni

Težki šibki bozoni W' in Z' nastopajo v teoretičnih modelih NP kot nosilci dodatne interakcije (sile), ki je po svoji naravi zelo podobna šibki sili (obstaja več različnih modelov), ki bi jo lahko opazili pri velikih energijah na LHC. Lastnosti težkih šibkih bozonov so podobne šibkim bozonom, le da bi imeli maso²⁵ med 400 GeV in 5 TeV, kar bi omogočalo razpad v težje delce pri višjih energijah. Primera takih razpadov sta:

²⁵Masa nabitih šibkih bozonov W je $m_W = 80,4 \text{ GeV}$, bozonov Z pa $m_Z = 91,2 \text{ GeV}$.

- razpad v dva top kvarka $Z' \rightarrow t\bar{t}$ ($m_t \approx 172,8 \text{ GeV}$);
- razpad v Higgsov bozon in nabit šibek bozon $W' \rightarrow H^0 W$ ($m_H \approx 125,1 \text{ GeV}$).

7. Zaključek

Rezultati meritev univerzalnosti leptonskega okusa trenutno kažejo na manjša odstopanja od Standardnega modela. Ker je napaka meritev, zaradi statističnih in sistematičnih napak, zaenkrat sorazmerno velika in ne zadošča odstopanju 5σ , je ne moremo (še) pripisati k prispevkom Nove fizike. Univerzalnost leptonskega okusa je, zaradi odstopanj od Standardnega modela, aktualna tema na področju fizike osnovnih delcev. V prihodnosti pričakujemo bolj natančne rezultate iz podatkov detektorja Belle II in novega obdobja obratovanja in zajemanja podatkov (Run 3) eksperimenta ATLAS. Oba eksperimenta imata višjo integrirano luminoznost kot njuna predhodnika, in to pomeni, da se poveča število dogodkov, kar vodi v bolj natančne meritve količin, preko katerih preverjamo univerzalnost leptonskega okusa.

8. Zahvala

Zahvaljujem se prof. dr. Borutu Paulu Kerševanu za mentorstvo pri nastajanju članka.

LITERATURA

- [1] Boštjan Golob, *Predavanja iz Moderne fizike II*, 2019/2020, [ogled 20. 4. 2021].
- [2] Peter Križan, *Predavanja iz Fizike jedra in osnovnih delcev*, 2020/2021, [ogled 22. 4. 2021].
- [3] M. Klasen, D. Frekers, K. Kovarik, P. Sicor, and S. Schmiemann, *Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik*, 2017, [ogled 19. 3. 2022].
- [4] J. F. Donoghue, E. Golowich, and Barry R. Holstein, *Dynamics of the standard model*, vol. 2, CUP, 2014.
- [5] Wikipedia, *Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matrix* — *Wikipedia, the free encyclopedia*, <http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Cabibbo%E2%80%93Kobayashi%E2%80%93Maskawa%20matrix&oldid=1087509274>, 2022, [ogled 19. 4. 2022].
- [6] Boštjan Golob, *Onkraj SM*, 2018, [PowerPoint].
- [7] E Kou et al., *The Belle II Physics Book*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2019** (2019), no. 12.
- [8] Belle II, *Belle II Luminosity*, <https://confluence.desy.de/display/BI/Belle+II+Luminosity>, 2022, [ogled 25. 4. 2022].
- [9] Fartoukh Stephane et al., *LHC Configuration and Operational Scenario for Run 3*, Tech. report, CERN, Geneva, 2021.
- [10] basf2, *25.2.3. Simulation: The Monte Carlo*, https://software.belle2.org/sphinx/recommended-training/online_book/fundamentals/03-simulation.html, 2022, [ogled 19. 4. 2022].
- [11] The ATLAS Collaboration, *Test of the universality of τ and μ lepton couplings in W -boson decays with the ATLAS detector*, Nature Physics **17** (2021), no. 7, 813–818.
- [12] G. Caria et al., *Measurement of $R(D)$ and $R(D^*)$ with a semileptonic tagging method*, Physical Review Letters **124** (2020), no. 16.
- [13] Katherine Woodruff, *Introduction to boosted decision trees*, <https://indico.fnal.gov/event/15356/contributions/31377/attachments/19671/24560/DecisionTrees.pdf>, 2017, [PowerPoint].
- [14] CERN, *Average of $R(D)$ and $R(D^*)$ for 2021*, <https://hflav-eos.web.cern.ch/hflav-eos/semi/spring21/html/RDsDsstar/RDRDs.html>, 2022, [ogled 23. 4. 2022].
- [15] The ATLAS collaboration, *Search for charged higgs bosons through the violation of lepton universality in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ with the ATLAS experiment*, Journal of High Energy Physics **2013** (2013), no. 3.
- [16] Andreas Crivellin, Benjamin Fuks, and Luc Schnell, *Explaining the hints for lepton flavour universality violation with three S_2 leptoquark generations*, Journal of High Energy Physics **2022** (2022), no. 6.
- [17] The ATLAS Collaboration, *Heavyweight champions: a search for new heavy W' bosons with the ATLAS detector*, <https://atlas.cern/updates/briefing/search-heavy-W-bosons>, 2021, [ogled 22. 4. 2022].

A Izbira dogodkov pri meritvi razmerja $R(D)$ in $R(D^*)$

Odstranjeni so bili dogodki, ki so vsebovali označevalne mezone B_{tag} z razpadom $B \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau)\nu_\tau$, preko omejitve vrednosti kota med gibalno količino B in $D^{(*)}\ell$ v lastnem sistemu resonance $\Upsilon(4S)$ $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$ definiran kot

$$\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell} = \frac{2E_{\text{beam}}E_{D^{(*)}\ell} - m_B^2 - m_{D^{(*)}\ell}^2}{2|\mathbf{p}_B||\mathbf{p}_{D^{(*)}\ell}|},$$

kjer je E_{beam} energija vhodnega žarka elektrona in pozitrona, $E_{D^{(*)}\ell}$ skupna energija mezona $D^{(*)}$ in leptona ℓ , m_B masa mezona B , $m_{D^{(*)}\ell}$ skupna masa mezona $D^{(*)}$ in leptona ℓ , $|\mathbf{p}_B|$ velikost gibalne količine mezona B in $|\mathbf{p}_{D^{(*)}\ell}|$ skupna velikost gibalne količine mezona $D^{(*)}$ in leptona ℓ .

Pravilno rekonstruirani razpadi $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell$ mezona B_{tag} bodo imeli vrednosti $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$ med -1 in 1, medtem ko bodo razpadi $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu_\tau$ imeli tudi vrednosti $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$ manjše od -1, saj pri njih nastopajo dodatni manjkajoči delci. S tem preko omejitve vrednosti kota $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$ izločimo razpade $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu_\tau$. Če imamo za dogodek možnih več različnih označevalnih mezonov B_{tag} , izberemo tistega, za katerega je verjetnost pravilne rekonstrukcije najvišja.

Za vsak rekonstruiran razpad označevalnega mezona B_{tag} v dogodku iz ostanka detektiranih delcev v detektorju iščemo lepton ℓ drugega okusa (kot je bil pri B_{tag}). Preko njega rekonstruiramo signalno stran, torej razpad $\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$. Na signalni strani ima zaradi nedetektiranih nevtrinov omejitev kota $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$ le zgornjo mejo.

Ločevanje normalizacije in signala ponovno poteka preko pospešenih odločitvenih dreves BDT, kjer je vhodna spremenljivka kot $\cos\theta_{B,D^{(*)}\ell}$.