

Vedecká rada Fakulty matematiky, fyziky a informatiky
Univerzita Komenského v Bratislave

RNDr. Pavol Domin

Autoreferát dizertačnej práce

Zriedkavé jadrové procesy a nová fyzika za štandardným modelom

Na získanie vedecko-akademickej hodnosti *philosophiae doctor*
v odbore doktorandského štúdia:
11–24–9 Jadrová a subjadrová fyzika

Bratislava 2002

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Katedre jadrovej fyziky Fakulty matematiky, fyziky a informatiky, Univerzity Komenského v Bratislave.

Predkladateľ: RNDr. Pavol Domin
Katedra jadrovej fyziky
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK
842 15 Bratislava

Školiteľ: RNDr. Fedor Šimkovic, PhD.
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK

Oponenti: Ing. Štefan Gmuca, CSc. FÚ SAV
Prof. RNDr. Jan Kvasil, DrSc. MFF UK Praha
RNDr. Jan Nemčík, Csc. ÚEF SAV Košice

Autoreferát bol rozoslaný dňa

Obhajoba dizertačnej práce sa koná dňa

10. 01. 2003 o 11:00 hod.

na Fakulte matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského, Mlynská dolina, 842 15 Bratislava, miestnosť č. F1 377 pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce doktorandského štúdia vymenovanou dňa _____ predsedom spoločnej odborovej komisie vo vednom odbore 11–24–9 Jadrová a subjadrová fyzika.

Predseda spoločnej odborovej komisie:

prof. RNDr. Štefan Šáro, DrSc.
FMFI UK, 842 15 Bratislava

Obsah

1	Súčasný stav	5
1.1	Dvojitý beta rozpad	5
1.2	Vlastnosti a detekcia neutrín	6
1.3	Mión-elektrónová a mión-pozitrónová konverzia na jadre	7
2	Ciele práce	8
3	Výsledky	9
3.1	Hypotéza SSD v $2\nu\beta\beta$ -rozpade	9
3.2	Neutrínom indukovaný $2\nu\beta\beta$ -rozpad	11
3.3	$0\nu\beta\beta$ -rozpad ^{134}Xe	12
3.4	Proces (μ^-, e^+) konverzie na jadre	14
	Zoznam publikácií	17
	Ohlasy na autorove práce	17
	Literatúra	18
	Zhrnutie	21
	Summary	23

1 Súčasný stav

1.1 Dvojitý beta rozpad

Dvojitý beta rozpad ($\beta\beta$ -rozpad) priťahuje záujem experimentálnych, ako aj teoretických fyzikov viac ako šesťdesiat rokov a jeho výskum stále patrí k najžiadanejším v oblasti časticovej a jadrovej fyziky. Vyplýva to z faktu, že $\beta\beta$ -rozpad je citlivý na základné parametre a postuláty štandardného modelu (ŠM) elektroslabých interakcií.

Dvojitý beta rozpad rozlišujeme podľa toho, aké častice sprevádzajú vyletujúce elektróny na dvojneutrínový $\beta\beta$ -rozpad ($2\nu\beta\beta$ -rozpad), bezneutrínový $\beta\beta$ -rozpad ($0\nu\beta\beta$ -rozpad) a mód $0\nu\beta\beta$ -rozpadu s emisiou majorónu ($0\nu\beta\beta\chi$ -rozpad).

$2\nu\beta\beta$ -rozpad je proces plne konzistentný so štandardným modelom a experimentálne potvrdený pre viacero jadrových systémov. Inverzný polčas $2\nu\beta\beta$ -rozpadu je daný ako súčin fázového faktora a $2\nu\beta\beta$ jadrového maticového elementu. Z experimentálne určených polčasov $2\nu\beta\beta$ -rozpadu tak priamo dostávame hodnoty $2\nu\beta\beta$ jadrových maticových elementov. $2\nu\beta\beta$ -rozpad je tak veľmi citlivým testom modelov jadrovej štruktúry.

Hlavný záujem o $\beta\beta$ -rozpad je najmä kvôli jeho bezneutrínovému módu. V tomto prípade sa narušuje zachovanie leptónového čísla, možná existencia $0\nu\beta\beta$ -rozpadu je preto dôkazom existencie fyziky za ŠM. Začiatkom 80-tych rokov bolo ukázané, že v eventuálnom pozorovaní bezneutrínového $\beta\beta$ -rozpadu je skrytá informácia o majoranovskej hmotnosti intermediálneho neutrína [1; 2]. Poznamenajme, že prvá pozitívna informácia o existencii majoranovskej hmotnosti neutrína ($\langle m_{\nu_e} \rangle = 0.11 - 0.56$ eV) pochádza práve z experimentu skúmajúceho tento proces [3]. V poslednom desaťročí sa ukázal obrovský dosah skúmania $\beta\beta$ -rozpadu na mnohé oblasti v časticovej fyzike a astrofyzike, ako sú hmotnosti ťažkých neutrín [4] a sneutrín [5], supersymetrické (SUSY) modely [6], leptokvarkové mechanizmy [7], modely s ľavo-pravými symetriami [8], testy lorenzovskej invariantnosti a princípu ekvivalencie v neutrínovom sektore [9].

Experimentálne štúdium $0\nu\beta\beta$ -rozpadu umožňuje extrahovať ohraničenia na rôzne parametre nezachovania leptónového čísla, ako je efektívna majoranovská hmotnosť neutrína, parametre SUSY modelov a pod. Avšak získanie kvantitívnych hodnôt týchto parametrov vyžaduje spoľahlivý výpočet zodpovedajúcich jadrových maticových elementov. Výpočet jadrových maticových elementov pre $0\nu\beta\beta$ -rozpad vyžadujú konštrukciu rovnakých mnohočasticových jadrových vlnových funkcií pre $2\nu\beta\beta$ -rozpad. Obyčajne sa preto spoľahlivosť príslušných jadrových modelov testuje ich schopnosťou reprodukovávať experimentálne polčasy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu.

Najčastejšie používaným modelom jadrovej štruktúry pri teoretických štúdiách $\beta\beta$ -

rozpadu je protón-neutrónové kvázičastivé priblíženie náhodných fáz (pn-QRPA) a jeho renormalizovaná verzia (pn-RQRPA), ktorá na rozdiel od pn-QRPA čiastočne berie do úvahy Pauliho vylučovací princíp. Aplikovateľnosť vrstvomého modelu na realistický výpočet maticových elementov $2\nu\beta\beta$ -rozpadu je obmedzená len na ľahké jadrá. V súvislosti s $2\nu\beta\beta$ -rozpadom je študovaná aj metóda rozvoja operátora (OEM). Vzhľadom na jej veľkú citlivosť na niektoré vstupné parametre sa v súčasnosti na realistické výpočty nepoužíva. OEM s použitím pn-RQRPA vlnových funkcií základných stavov počiatočného a koncového jadra bola použitá len na výpočet maticových elementov $2\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{76}Ge [10]. Modelovo nezávislý výpočet maticových elementov $2\nu\beta\beta$ -rozpadu je možný na základe tzv. hypotézy dominancie jediného stavu (hypotézy SSD). Táto hypotéza vychádza z predpokladu, že v jadrovom $2\nu\beta\beta$ -rozpade je dominantný len príspevok cez základný stav intermediálneho virtuálneho jadra. Experimentálne bola táto hypotéza podporená vo viacerých prácach (napr. [11; 12; 13]). Jej teoretická štúdia, založená na QRPA analýze jadrového $2\nu\beta\beta$ -prechodu je v [14]. Detailná pozornosť je tejto hypotéze venovaná v predkladanej dizertačnej práci.

Najväčšia pozornosť sa doposiaľ pri experimentálnom aj teoretickom štúdiu $\beta\beta$ -rozpadu venovala módom s výletom elektrónov. Záujem o $\beta\beta$ procesy so zmenou náboja jadra $Z \rightarrow Z - 2$ (t.j. $\beta^+\beta^+$ -rozpad, β^+/EC -rozpad a EC/EC -rozpad) rastie najmä v poslednej dobe. Veľké hodnoty celkovej prípustnej kinetickej energie pre izotopy ^{78}Kr , ^{96}Ru , ^{106}Cd a ^{124}Xe zvyhodňujú najmä tieto jadrá pre experimentálne štúdium. Poznamenajme, že v súčasnosti sú známe len dolné ohraničenia na polčasy rozpadu pre jednotlivé módy $\beta^+\beta^+$, β^+/EC a EC/EC -rozpadu. Predpokladá sa, že pre nuklid ^{106}Cd môže byť pozorovaná prvá pozitívna evidencia $2\nu EC/EC$ módu v rámci pripravovaného TGV II experimentu [15]. Dodajme, že teoretické výpočty maticových elementov pre jednotlivé módy tohto procesu boli prevedené vo viacerých prácach (napr. [16; 17; 18; 19]) v rámci pn-QRPA modelu, s pomerne veľkým rozptylom výsledkov.

1.2 Vlastnosti a detekcia neutrín

Vlastností neutrín sa študujú hlavne analýzou $0\nu\beta\beta$ -rozpadu a oscilácií neutrín. Obe tieto oblasti zaznamenali nedávno obrovský experimentálny pokrok - pozitívna evidencia $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{76}Ge [3] a dôkaz oscilácii slnečných neutrín v SNO experimente [20]. SNO experiment potvrdil indikácie na existenciu neutrínových oscilácii pochádzajúce z ďalších experimentov študujúcich atmosférické (Kamiokande, SuperKamiokande [21; 22]), urýchľovačové (LSDN [23]) a slnečné (Homestake [24], Kamiokande [25], GALLEX [26], SAGE [27], SuperKamiokande [28]) neutrína.

Konštrukcia zmiešavacích uhlov a hmotnostného spektra neutrín sa realizuje fitovaním experimentálnych dát, predpokladajúc vákuové, resp. MSW oscilácie neutrín [29]. Súčasné dáta z experimentov so slnečnými neutrínami povoľujú štyri oblasti v Δm^2 - $\sin^2 2\vartheta$ priestore¹ [31]: $\Delta m^2 = 5.4 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\vartheta = 6.0 \cdot 10^{-3}$ (SMA), $\Delta m^2 = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\vartheta = 0.76$ (LMA) $\Delta m^2 = 7.9 \cdot 10^{-8} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\vartheta = 0.96$ (LOW) a $\Delta m^2 = 8.0 \cdot 10^{-11} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\vartheta = 0.75$ (VO)

Predpokladá sa, že selekciu riešenia problému slnečných neutrín umožnia experimenty schopné detekcie nízkoenergetickej zložky spektra slnečných neutrín v reálnom čase. Existuje viacero pripravovaných a plánovaných experimentov s ambíciami na takéto merania: BOREXINO [32], HERON [33], GENIUS [34], HELLAZ [35], MOON [36], LENS [37] a iné. Projekt MOON predpokladá detekciu neutrín na základe indukovaného $\beta\beta$ -rozpadu ^{100}Mo . Tomuto procesu sa podrobne venujeme v predkladanej dizertačnej práci.

1.3 Mión-elektrónová a mión-pozitrónová konverzia na jadre

Popri $0\nu\beta\beta$ -rozpade existujú ďalšie experimentálne zaujímavé procesy, narušujúce leptónové číslo o dve jednotky: mión-elektrónová a mión-pozitrónová konverzia ((μ^-, e^-) a (μ^-, e^+) konverzia) na jadre. Prvý proces narušuje leptónový náboj L_e a L_μ , v druhom sa nezachováva aj celkové leptónové číslo $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Súčasné experimenty stanovili len dolné ohraničenia na vetviaci pomer $R_{\mu e^\pm} = \Gamma(\mu^-, e^\pm)/\Gamma(\mu^-, \nu_\mu)$, kde $\Gamma(\mu^-, e^\pm)$, resp. $\Gamma(\mu^-, \nu_\mu)$ je šírka pre (μ^-, e^\pm) konverziu, resp. obyčajný jadrový záchyt miónu. Najcitlivejšie ohraničenia pochádzajú z experimentu v PSI so SINDRUM II detektorom [38; 39], pre titánový ($R_{\mu e^-} < 6.1 \cdot 10^{-13}$, $R_{\mu e^+} < 4.3 \cdot 10^{-12}$), resp. zlatý ($R_{\mu e^-} < 2.0 \cdot 10^{-11}$) terč. Kolaborácia SINDRUM predpokladá zlepšenie citlivosti a stlačenie ich súčasného limitu o 2 rády. Existujú projekty (MECO [40], PRISM [41]) plánujúce stlačenie súčasných limitov o štyri až päť rádov. Predpokladá sa, že v mnohých rozšíreniach ŠM, ako napríklad v SUSY modeloch, sú príslušné vetviace pomery pre procesy ako je (μ^-, e^+) a (μ^-, e^-) konverzia veľké, v niektorých prípadoch len o niekoľko rádov menšie ako limity dané súčasnými experimentami [42; 43].

V predkladanej práci venujeme detailnú teoretickú pozornosť (μ^-, e^+) -konverzii na jadre v mechanizme s výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Tento proces bol pred nami študovaný v mechanizmoch s výmenou ťažkých a ľahkých majoranovských neutrín a exotických higgsovských častíc (napr. [44; 45]). Treba však dodať, že v priebehu 15 rokov teória (μ^-, e^+) -konverzie nebola rozvinutá. SUSY mechanizmy zachovávajúce aj nezachovávajúce

¹Predpokladá sa oscilácia medzi dvoma aktívnymi neutrínami. Poznamenajme, že posledné údaje zo SNO silne preferujú LMA riešenie [30].

vávajúce R -paritu a leptokvarkové mechanizmy pre tento proces doposiaľ neboli študované vôbec. Jadrová časť potrebná pre ohodnotenie amplitúdy (μ^-, e^+) -prechodu tiež doposiaľ nebola detailne skúmaná, boli počítané iba maticové elementy pre ^{58}Ni v rámci vrstvomého modelu.

2 Ciele práce

Cieľom predkladanej dizertačnej práce je štúdium zriedkavých jadrových procesov – $2\nu\beta\beta$ rozpad, neutrínom indukovaný $\beta\beta$ -rozpad, $0\nu\beta\beta$ -rozpad a jadrová (μ^-, e^+) -konverzia – v kontexte s niektorými súčasnými a plánovanými experimentami. Ciele práce možno zhrnúť nasledovne:

- Výpočet polčasov a diferenciálnych charakteristík $2\nu\beta\beta$ -rozpadu v rámci hypotézy SSD s prechodom do základného a excitovaných stavov koncového jadra pre zaujímavé $\beta^-\beta^-$ -žiarice ako aj $\beta^+\beta^+$ -emiter ^{106}Cd . Diskusia experimentálnych možností overenia resp. vyvrátenia hypotézy SSD (najmä v súvislosti s NEMO III experimentom).
- Analýza rezonančného charakteru vzťahu pre účinný prierez neutrínom indukovaného $\beta\beta$ -rozpadu. Výpočet absorbných rýchlostí slnečných neutrín v indukovanom $\beta\beta$ -rozpade jadier ^{18}O , ^{100}Mo , $^{112,114,116}\text{Cd}$. Analýza $\beta^-\beta^+$ a β^-/EC kanálov indukovaného $\beta\beta$ -rozpadu.
- Analýza $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{134}Xe v mechanizmoch s výmenou majoranovských (ľahkých aj ťažkých) neutrín a v \mathcal{R}_p MSSM mechanizme s výmenou gluína. Porovnanie citlivosti $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{134}Xe a ^{136}Xe na príslušné parametre nezachovania leptónového čísla. Diskusia perspektív experimentálneho potvrdenia alebo vyvrátenia evidencie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{76}Ge na ďalších $\beta\beta$ -žiaricoch.
- Odvodenie vzťahu pre amplitúdu tohto procesu v mechanizme s výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Mikroskopický jadrový výpočet maticových elementov pre tento proces pre jadrový systém $A = 48$. Porovnanie týchto výsledkov s maticovými elementami $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{48}Ca a so súčasnými experimentálnymi ohraničeniami pre tento proces ako aj s výsledkami predchádzajúcich teoretických analýz.

3 Výsledky

3.1 Hypotéza SSD v $2\nu\beta\beta$ -rozpade

V predkladanej dizertačnej práci je podrobne študovaný $2\nu\beta\beta$ -rozpad z pohľadu SSD hypotézy. Táto hypotéza vychádza z predpokladu, že pre $\beta\beta$ -žiariče, kde spin-parita základného stavu intermediálneho virtuálneho jadra je 1^+ , je v amplitúde $2\nu\beta\beta$ -rozpadu dominantný iba príspevok od virtuálneho prechodu cez tento stav.

Ak je dominancia jediného stavu realizovaná, výpočet amplitúdy $2\nu\beta\beta$ -prechodu sa podstatne zjednoduší, keďže do gammow-tellerovského maticového elementu pre tento proces vstupujú len členy $M_1^f(J^\pi) = \langle J_f^\pi || \sum_n \tau_n^\pm \sigma_n || 1_1^+ \rangle$ a $M_1^i(0^+) = \langle 1_1^+ || \sum_n \tau_n^\pm \sigma_n || 0_i^+ \rangle$. Tu $|0_i^+\rangle$, $|1_1^+\rangle$ a $|J_f^\pi\rangle$ sú vlnové funkcie základného stavu počiatočného, intermediálneho a koncového jadra, τ_n^\pm je izospinový operátor (τ_n^+ pre $2\nu\beta^-\beta^-$ -rozpad, τ_n^- pre $2\nu\beta^+\beta^+$, $2\nu\beta^+/EC$ a $2\nu EC/EC$ módy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu). Podstatné je, že tieto maticové elementy možno určiť využijúc ft_{EC} a ft_{β^-} - experimentálne ft -hodnoty pre elektrónový záchyt, resp. obyčajný β -rozpad intermediálneho jadra:

$$M_1^i(0^+) = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_i}}, \quad M_1^f(J^\pi) = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_f}}, \quad (1)$$

kde $D = 2\pi^3 \ln 2 / (G_\beta^2 m_e^5)$ je konštanta β -rozpadu. Vzťah (1) teda umožňuje počítať polčas $2\nu\beta\beta$ -rozpadu nezávisle na modele jadrovej štruktúry.

Tabuľka 1: Polčasy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{100}Mo počítané v rámci hypotézy SSD uvažujúc presné ($T_{1/2}^{(2\nu),\text{SSD}-1}$) a približné ($T_{1/2}^{(2\nu),\text{SSD}-2}$) výrazy pre energetické menovatele. Uvedená je aj $\log ft_{\beta^-}$ hodnota pre obyčajné β^- -prechody intermediálneho ^{100}Tc ($\log ft_{EC} = 4.45$), excitačná energia (E^{exc}) a spin-parita (J_f^π) pre danú hladinu koncového jadra a experimentálny polčas rozpadu, alebo jeho dolné ohraničenie ($T_{1/2}^{(2\nu),\text{exp}}$).

J_f^π	E^{exc} (keV)	$\log ft_{\beta^-}$	W_0 (MeV)	$T_{1/2}^{(2\nu),\text{SSD}-2}$ (roky)	$T_{1/2}^{(2\nu),\text{SSD}-1}$ (roky)	$T_{1/2}^{(2\nu),\text{exp}}$ (roky)
$0_{\text{g.s.}}^+$		4.60	4.057	$8.97 \cdot 10^{18}$	$7.15 \cdot 10^{18}$	$9.5 \cdot 10^{18}$
2_1^+	539.590	6.5	3.517	$4.67 \cdot 10^{23}$	$1.73 \cdot 10^{23}$	$> 1.6 \cdot 10^{21}$
0_1^+	1130.42	5.0	2.926	$5.44 \cdot 10^{20}$	$4.45 \cdot 10^{20}$	$6.1_{-1.1}^{+1.8} \cdot 10^{20}$
2_2^+	1362.250	7.1	2.694	$3.40 \cdot 10^{25}$	$1.45 \cdot 10^{25}$	$> 1.3 \cdot 10^{21}$
0_2^+	1740.8	6.3	2.316	$1.36 \cdot 10^{23}$	$1.15 \cdot 10^{23}$	$> 1.5 \cdot 10^{21}$
2_3^+	1865.2	6.5	2.191	$1.16 \cdot 10^{26}$	$5.73 \cdot 10^{25}$	$> 1.3 \cdot 10^{21}$

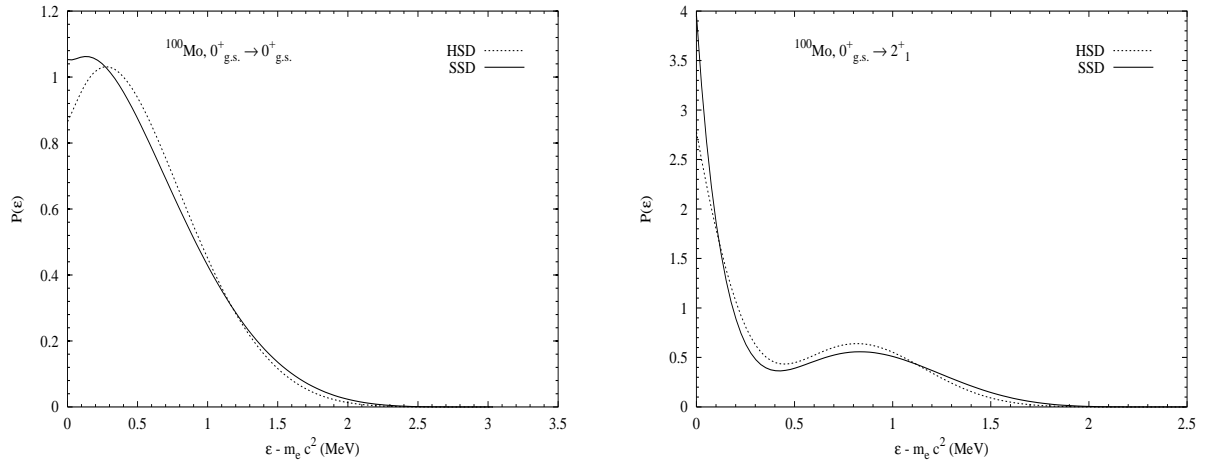
Dôležité je, že použitie priblíženia v energetických menovateľoch, ktoré umožňuje separovať vzťah pre polčas $2\nu\beta\beta$ -rozpadu na súčin maticového elementu a fázového faktora

nie je v prípade SSD výpočtu potrebné a môže viesť k značnému nadhodnoteniu polčasov rozpadu.

V predkladanej práci sú prezentované polčasy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu niektorých zaujímavých $\beta^-\beta^-$ -žiaričov a v súčasnosti experimentálne významného $\beta^+\beta^+$ -emitera ^{106}Cd pre prechody do základného ako aj excitovaných stavov finálneho jadra, rátané v rámci SSD hypotézy. Výsledky pre jadrový systém $A = 100$ sú zobrazené v tabuľke 1.

Zdôraznime, že v našej analýze SSD hypotézy bola platnosť separácie leptónovej a jadrovej časti vo vzťahu pre polčas $2\nu\beta\beta$ -rozpadu študovaná prvý krát. Ako vidno z tabuľky, uvažovanie presného tvaru v energetických menovateľoch redukuje polčas rozpadu o 20% pre prechody do 0^+ stavov a približne 3-krát pre prechody do 2^+ stavov finálneho jadra. Výpočítané SSD polčasy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu sú blízko experimentálnym hodnotám. V súvislosti s nepresnosťami vo vstupných experimentálnych $\log ft$ hodnotách a v experimentálnych polčasoch $2\nu\beta\beta$ -rozpadu však nie je v súčasnosti možné zo štúdia SSD-polčasov rozpadu robiť všeobecné závery o spôsobe $2\nu\beta\beta$ -prechodu. Avšak ako je v predkladanej dizertačnej práci ukázané, závery o spôsobe $2\nu\beta\beta$ -prechodu možno robiť na základe analýzy diferenciálnych spektier.

Obrázok 1: Normované energetické spektrá jedného elektrónu v $2\nu\beta\beta$ -rozpade ^{100}Mo rátané v rámci SSD, resp. HSD hypotézy pre prechod do základného $0_{\text{g.s.}}^+$ a prvého excitovaného 2_1^+ stavu koncového jadra.



Na obrázku 1 je zobrazené energetické spektrum jedného elektrónu v $2\nu\beta\beta$ -rozpade ^{100}Mo do základného 0^+ a prvého excitovaného 2^+ stavu finálneho jadra za predpokladu, že v $2\nu\beta\beta$ -rozpade dominuje virtuálny prechod cez základný stav intermediálneho jadra (SSD krivka), resp. že dominujú virtuálne prechody cez vyššie ležiace stavy (HSD krivka).

Tento efekt spolu s podobnými efektami pre sumačné a uhlové spektrá bude študovaný v prednedávno spustenom NEMO III experimente [46].

3.2 Neutrínom indukovaný $2\nu\beta\beta$ -rozpad

Podrobnej analýze $\beta\beta$ -procesov indukovaných neutrínom, t.j. procesov

$$\beta^-\beta^- \text{ kanál: } \nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2)$$

$$\beta^-\beta^+ \text{ kanál: } \nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z) + e^- + e^+ + \nu_e, \quad (3)$$

$$\beta^-/EC \text{ kanál: } \nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z) + e^- + \nu_e, \quad (4)$$

sme venovali priestor v kapitole 4.3 predkladanej dizertačnej práce. Ukázali sme, že účinný prierez pre tieto procesy môžeme vo veľmi dobrom priblížení danom extrémne malými β -šírkami hladín intermediálneho jadra písať v tvare

$$\sigma^{(\gamma)}(\varepsilon_\nu) \approx \sigma_{\beta,m}(\varepsilon_{\nu_1}) \frac{\gamma_{0f}}{\gamma_0}, \quad (5)$$

kde $\sigma_{\beta,m}(\varepsilon_{\nu_1})$ je účinný prierez absorpcie neutrína s energiou ε_{ν_1} s tvorbou reálnej m -tej excitovanej hladiny intermediálneho jadra, γ_{0f} je šírka základného stavu intermediálneho jadra zodpovedajúca príslušnému kanálu obyčajného β -rozpadu, γ_0 je celková šírka tohto stavu. Predpokladáme tu γ -deexcitáciu m -tej hladiny intermediálneho jadra. Vzťah (5) sme aplikovali na výpočet absorbných rýchlostí snečných neutrín na jadrách ^{100}Mo , $^{112,114,116}\text{Cd}$ a ^{18}O .

Tabuľka 2: Absorbčné rýchlosti snečných neutrín v jednotkách SNU pre ^{100}Mo , ^{37}Cl a ^{71}Ga . Započítané sú len dominujúce príspevky od prechodov cez základný stav intermediálneho jadra ^{100}Tc .

zdroj	pp	pep	^7Be	^8B	hep	^{13}N	^{15}O	^{17}F
^{100}Mo	652	13.6	197	7.8	0.01	22	31.6	0.38
^{37}Cl	0	0.22	1.15	5.76	0.04	0.09	0.33	0.0
^{71}Ga	69.7	2.8	34.2	12.1	0.1	3.4	5.5	0.1

Naša analýza $\beta\beta$ -rozpadu jadra ^{100}Mo indukovaného snečnými neutrínami je doplnujúcou a detailnou štúdiou tohto procesu pre plánovaný projekt MOON [36]. Tento izotop je vzhľadom na nízky energetický prah pre absorpciu neutrín a veľkú hodnotu celkovej dosiahnuteľnej energie vhodný kandidát na detekciu nízkoenergetických neutrín v reálnom čase. V tabuľke 2 je porovnaný izotop ^{100}Mo s izotopmi ^{37}Cl (experiment

Tabuľka 3: Absorbčné rýchlosti neutrín v jednotkách SNU (R_ν) a počet eventov za jeden rok v 1000 tonách ^{18}O (I) spojené s $\beta^-\beta^+$ módom indukovaného $\beta\beta$ -rozpadu, v reakcii s prechodom cez základný 1^+ (6) a prvý excitovaný 0^+ (7) stav intermediálneho ^{18}F , τ je doba života základného stavu ^{18}F v minútach, $\log ft$ -hodnoty pre β^+ rozpad intermediálneho jadra ^{18}F sú z [47], $E_m^{(\text{th})}$ je energetický prah pre absorpciu neutrína.

Reakcia	$E_m^{(\text{th})}$ (MeV)	$\log ft$	τ	R_ν (SNU)	I ((1000 ton) $^{-1}$ rok $^{-1}$)
(6)	1.655	3.57	109.77 m	20.06	21170
(7)	2.695	3.47	109.77 m	6.11	6453

Homestake) a ^{71}Ga (experimenty SAGE a GALLEX) z pohľadu absorbčných rýchlostí slnečných neutrín.

Módy $\beta^-\beta^+$ a β^-/EC indukovaného $\beta\beta$ rozpadu sú v prípade ^{100}Mo silne potlačené. Naopak indukovaný $\beta\beta$ -rozpad ^{18}O môže prebiehať iba cez tieto kanály. Ukázali sme, že tento izotop je prespektívny kandidát na detekciu neutrín v indukovanom $\beta^-\beta^+$ -rozpade. Podstatný príspevok do absorbčných rýchlostí je od reakcií

$$\nu_e + ^{18}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O} + e^+ + e^- + \nu_e, \quad (6)$$

$$\nu_e + ^{18}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O} + e^+ + e^- + \nu_e + \gamma (1.04 \text{ MeV}). \quad (7)$$

Absorbčné rýchlosti slnečných ^8B neutrín v 10^3 tonách ^{18}O (zastúpenie ^{18}O v prírodnom kyslíku je 0.2%) sú v tabuľke 3. Zdôraznime, že $\beta^-\beta^+$ a β^-/EC módy boli analyzované prvý krát.

3.3 $0\nu\beta\beta$ -rozpad ^{134}Xe

Kapitola (4.4) predkladanej práce obsahuje analýzu $0\nu\beta\beta$ -rozpadu izotopu ^{134}Xe . Tento proces je skúmaný v mechanizmoch s výmenou ľahkých a ťažkých majoranovských neutrín a v \mathcal{R}_p MSSM mechanizme s výmenou virtuálneho gluína. Táto štúdia je podoporená nedávnym výrazným stlačením experimentálnych ohraničení na polčas $0\nu\beta\beta$ -rozpadu pre tento izotop [48]. Izotop ^{134}Xe je zaujímavý aj z toho hľadiska, že má porovnateľné zastúpenie v prírodnom xenóne ako $\beta\beta$ -žiarič ^{136}Xe líšiaci sa dvoma neutrónmi. Je nutné zdôrazniť, že okrem jednej štúdie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{134}Xe v rámci mechanizmu s výmenou ľahkého majoranovského neutrína [49] pre tento izotop doposiaľ podrobné teoretické štúdie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu neexistujú.

Polčas $0\nu\beta\beta$ -rozpadu v rámci mechanizmu s výmenou ľahkého a ťažkého majoranov-

ského neutrína je daný vzťahom

$$T_{1/2}^{(0\nu)}(0^+ \rightarrow 0^+) = G_{01} \left| \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} M_{\langle m_\nu \rangle}^{\text{light}} + \eta_N M_{\eta_N}^{\text{heavy}} \right|^2. \quad (8)$$

Parametre nezachovania leptónového čísla $\langle m_\nu \rangle$ a η_N sú dané výrazmi

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_k^{\text{light}} U_{ek}^2 \xi_k m_k, \quad \eta_N = \sum_k^{\text{heavy}} U_{ek}^2 \xi_k \frac{m_p}{M_k}, \quad (9)$$

kde m_k (M_k) označuje hmotnosť ľahkých (ťažkých) majoranovských neutrín, G_{01} je fázový faktor daný napr. v [45]. Maticové elementy $M_{\langle m_\nu \rangle}^{\text{light}}$ a $M_{\eta_N}^{\text{heavy}}$ môžeme zapísať v tvare

$$M_{\langle m_\nu \rangle, \eta_N}^I = -\frac{M_F^I}{g_A^2} + M_{\text{GT}}^I + M_{\text{T}}^I, \quad I = \text{light, heavy}. \quad (10)$$

V našom výpočte sú vôbec prvý krát pre tento nuklid uvažované indukované členy v hadrónovom toku, ktorých príspevok je významný [50] a ktoré vedú k modifikácii gammow-tellerovského maticového elementu a k novému tenzorovému príspevku.

Polčas $0\nu\beta\beta$ -rozpadu spojený s \mathcal{R}_p MSSM mechanizmom s výmenou virtuálneho gluina má tvar

$$[T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G_{01} \left[\frac{\pi\alpha_s}{6} \frac{\lambda'_{111}{}^2}{G_F^2 m_{\tilde{d}_R}^4} \frac{m_p}{m_{\tilde{g}}} \left(1 + \left(\frac{m_{\tilde{d}_R}}{m_{\tilde{u}_L}} \right)^2 \right) \right]^2 |\mathcal{M}_{\chi'_{111}}|^2, \quad (11)$$

kde maticový element môže byť zapísaný ako suma príspevkov od 1π a 2π -mechanizmov

$$\mathcal{M}_{\chi'_{111}} = c_A \left[\frac{4}{3} \alpha^{1\pi} (M_{\text{GT}}^{1\pi} + M_{\text{T}}^{1\pi}) + \alpha^{2\pi} (M_{\text{GT}}^{2\pi} + M_{\text{T}}^{2\pi}) \right], \quad (12)$$

kde $c_A = m_A^2/(m_p m_e)$, $m_A = 850$ MeV je „cut-off“ parameter nukleónového formfaktora $\alpha^{1\pi, 2\pi}$ a $M_{\text{GT}, \text{T}}^{1\pi, 2\pi}$ sú štruktúrne koeficienty a jadrové maticové elementy pre príspevky 1π a 2π mechanizmov.

Numerické výsledky pre maticové elementy sú uvedené v tabuľkách 4 a 5.

Tabuľka 4: Jadrové maticové elementy pre mechanizmy s výmenou ľahkého (M_K^{light} , $M_{\langle m_\nu \rangle}^{\text{light}}$) a ťažkého (M_K^{heavy} , $M_{\eta_N}^{\text{heavy}}$) majoranovského neutrína, ($K = \text{F, GT, T}$) pre $0\nu\beta\beta$ -rozpad ^{134}Xe a ^{136}Xe .

Jadro	$M_{\text{F}}^{\text{light}}$	$M_{\text{GT}}^{\text{light}}$	$M_{\text{T}}^{\text{light}}$	$M_{\langle m_\nu \rangle}^{\text{light}}$	$M_{\text{F}}^{\text{heavy}}$	$M_{\text{GT}}^{\text{heavy}}$	$M_{\text{T}}^{\text{heavy}}$	$M_{\eta_N}^{\text{heavy}}$
^{134}Xe	-0.981	1.286	-0.252	1.66	-35.9	27.7	-27.7	23.0
^{136}Xe	-0.504	0.496	-0.161	0.66	-21.7	16.8	-16.6	14.1

Tabuľka 5: Jadrové maticové elementy pre MSSM mechanizmy s výmenou gluina v 1π ($M_K^{1\pi}$) a 2π ($M_K^{2\pi}$) ($K = \text{GT}, \text{T}$) schéme hadronizácie, pre $0\nu\beta\beta$ -rozpad ^{134}Xe a ^{136}Xe .

Jadro	$M_{\text{GT}}^{1\pi}$	$M_{\text{T}}^{1\pi}$	$M^{1\pi}$	$M_{\text{GT}}^{2\pi}$	$M_{\text{T}}^{2\pi}$	$M^{2\pi}$	$\mathcal{M}_{\lambda'_{111}}$
^{134}Xe	1.078	-1.417	30.0	-1.237	-0.899	-644.	-614.
^{136}Xe	0.606	-0.840	20.7	-0.742	-0.543	-387.	-367.

Vidno, že maticové elementy pre systém $A = 134$ sú podstatne väčšie (faktor 2 – 3) v porovnaní s maticovými elementami pre jadrový systém $A = 136$. Susediaci pár izotopov Xe rozpadajúcich sa $\beta\beta$ -premenou sa teda správa odlišne ako v literatúre často diskutované susediace telúrové $\beta\beta$ -žiarice, ktorých maticové elementy sa líšia málo. Dôvod potlačenia maticových elementov pre $0\nu\beta\beta$ -prechod $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ spočíva v tom, že počiatočné jadro má pre neutróny uzavretú vrstvu ($N = 82$). Citlivosť oboch izotopov na signál efektívnej ľahkej majoronovskej hmoty tak je napriek potlačeniu vo fázovom člene porovnateľná. Zaujímavé je, že pomer polčasov rozpadu ^{136}Xe a ^{134}Xe je závislý od uvažovaného mechanizmu zodpovedného za tento proces:

$$\frac{T_{1/2}^{0\nu}(^{134}\text{Xe})}{T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe})} = \begin{cases} 4.2 & \text{výmena ľahkého maj. neutrína} \\ 9.1 & \text{výmena ťažkého maj. neutrína} \\ 9.1 & \mathcal{R}_p \text{ MSSM mechanizmus} \end{cases} \quad (13)$$

Meranie polčasu oboch izotopov tak môže rozhodnúť, či je za $0\nu\beta\beta$ -rozpad zodpovedný mechanizmus s výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Potenciál na takéto štúdie majú niektoré plánované experimenty (EXO [51], XMASS [52]), ktoré predpokladajú niekoľko ton obohateného xenónu.

Z pohľadu nedávno reportovanej evidencie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu ^{76}Ge [3] sme ďalej prezentovali perspektívy verifikácie tohto výsledku na niektorom ďalšom $\beta\beta$ -žiarici. V blízkej budúcnosti môže byť dostatočná citlivosť dosiahnutá pre ^{100}Mo v rámci NEMO III experimentu. Ďalšia generácia experimentov predpokladá až niekoľko ton $\beta\beta$ -rádioaktívnych vzoriek, preto možno očakávať jednoznačné potvrdenie alebo vyvrátenie tohto výsledku.

3.4 Proces (μ^-, e^+) konverzie na jadre

V kapitole (4.5) predkladanej dizertačnej práce je prezentovaná analýza jadrovej (μ^-, e^+) konverzie sprostredkovanej výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Previedli sme numerický výpočet pre amplitúdu tohto procesu na jadre ^{48}Ti využívajúc realistické pn-RQRPA vlnové funkcie.

Ak sa obmedzíme na prechody z 0^+ stavu počiatočného jadra do 0^+ stavu finálneho jadra, dostávame pre amplitúdu (μ^-, e^+) -konverzie výraz

$$\begin{aligned} \langle f | S^{(2)} | i \rangle &= i \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 \langle m_\nu \rangle_{\mu e} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{4E_{\mu^-} - E_{e^+}}} u^T(k_{e^+}) C^{-1} (1 - \gamma_5) u(k_{\mu^-}) \\ &\times \frac{2m_e m_\mu}{4\pi m_\mu R} g_A^2 \mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}^\Phi 2\pi \delta(E_{\mu^-} + E_i - E_f - E_{e^+}), \end{aligned} \quad (14)$$

kde $k_l = (E_l, -\vec{k}_l)$, ($l = \mu^-, e^+$) je štvorhybnosť vstupujúceho miónu, resp. vyletujúceho pozitronu, m_μ , resp. m_e je ich pokojová hmotnosť. Efektívna majoranovská hmotnosť $\langle m_\nu \rangle_{\mu e}$ je definovaná vzťahom

$$\langle m_\nu \rangle_{\mu e} = \sum_{k=1}^3 U_{ek} U_{\mu k} \xi_k m_k, \quad (15)$$

kde U_{lk} , $l = e, \mu$ sú elementy unitárnej matice zmiešavania neutrín s hmotnosťou m_k a ξ_k je CP fáza. Maticový element $\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}^\Phi$ je definovaný nasledovne:

$$\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}^\Phi = \frac{M_F^\Phi}{g_A^2} - M_{GT}^\Phi, \quad (16)$$

kde

$$\begin{aligned} M_F^\Phi &= \frac{4\pi R}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{q}}{2q} \\ &\times \sum_n \left(\frac{\langle 0_i^+ | \sum_l \tau_l^+ e^{-i\vec{k}_{e^+} \cdot \vec{r}_l} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_l} | n \rangle \langle n | \sum_m \tau_m^+ e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_m} \Phi_\mu(r_m) | 0_f^+ \rangle}{q - E_{\mu^-} + E_n - E_i + i\varepsilon_n} \right. \\ &\left. + \frac{\langle 0_i^+ | \sum_m \tau_m^+ e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_m} \Phi_\mu(r_m) | n \rangle \langle n | \sum_l \tau_l^+ e^{-i\vec{k}_{e^+} \cdot \vec{r}_l} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_l} | 0_f^+ \rangle}{q + E_{e^+} + E_n - E_i + i\varepsilon_n} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} M_{GT}^\Phi &= \frac{4\pi R}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{q}}{2q} \\ &\times \sum_n \left(\frac{\langle 0_i^+ | \sum_l \tau_l^+ \vec{\sigma}_l e^{-i\vec{k}_{e^+} \cdot \vec{r}_l} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_l} | n \rangle \cdot \langle n | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_m} \Phi_\mu(r_m) | 0_f^+ \rangle}{q - E_{\mu^-} + E_n - E_i + i\varepsilon_n} \right. \\ &\left. + \frac{\langle 0_i^+ | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_m} \Phi_\mu(r_m) | n \rangle \cdot \langle n | \sum_l \tau_l^+ \vec{\sigma}_l e^{-i\vec{k}_{e^+} \cdot \vec{r}_l} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_l} | 0_f^+ \rangle}{q + E_{e^+} + E_n - E_i + i\varepsilon_n} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Tu $R = r_0 A^{1/3}$ je stredný polomer jadra, $r_0 = 1.1$ fm, \vec{r}_i je polohový vektor i -teho nukleónu, E_n a ε_n je energia a šírka n -tého vzbuđeného intermediálneho stavu, $\Phi_\mu(r_m)$ je

radiálna časť vlnovej funkcie miónu viazaného v atómovom obale. Vlnová funkcia miónu sa vnútri jadra mení málo, t. j.

$$|\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}^\Phi|^2 = \langle \Phi_\mu \rangle^2 |\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}|^2. \quad (19)$$

Jadrový maticový element môže byť ďalej rozdelený na príspevky od priameho (dir.) a skríženého (cro.) Feynmanovho diagramu

$$\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}} = M^{\text{dir.}} + M^{\text{cro.}}. \quad (20)$$

Hodnota $E_r = (-E_{\mu^-} + E_n - E_i)$ je pre študovaný systém $A = 48$ negatívna. Podintegrálne funkcie v (17) a (18) majú v bode $q = E_r$ pól. Preto je zrejme, že šírka stavov intermediálneho jadra hrá dôležitú úlohu a príspevok imaginárneho člena vo výrazoch pre maticové elementy (17) a (18) môže byť veľký. Zdôraznime, že tento príspevok v predchádzajúcich štúdiách (μ^+, e^-)-konverzie nebol braný do úvahy. Príspevok imaginárnej časti amplitúdy (μ^-, e^+)-konverzie a význam uvažovania dvojnukleónovej krátkodosahovej korelácie znázornený v tabuľke 6.

Tabuľka 6: Jadrové maticové elementy pre (μ^-, e^+)-konverziu na jadre ^{48}Ti v mechanizme s výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Hodnoty sú počítané v rámci pn-RQRPA pre tri hodnoty renormalizačného parametra časticovo-časticového kanálu jadrového hamiltoniánu g_{pp} s uvažovaním a bez uvažovania dvojnukleónovej krátkodosahovej korelácie (s.r.c.).

g_{pp}	bez s.r.c				so s.r.c			
	$M^{\text{cro.}}$ [10 ⁻²]	$\text{Re}(M^{\text{dir.}})$ [10 ⁻²]	$\text{Im}(M^{\text{dir.}})$ [10 ⁻²]	$ \mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}} $ [10 ⁻²]	$M^{\text{cro.}}$ [10 ⁻²]	$\text{Re}(M^{\text{dir.}})$ [10 ⁻²]	$\text{Im}(M^{\text{dir.}})$ [10 ⁻²]	$ \mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}} $ [10 ⁻²]
0.80	9.65	0.23	8.83	13.2	4.88	-7.99	4.98	5.87
1.00	7.71	3.36	5.88	12.5	3.40	-4.03	2.37	2.45
1.20	5.05	9.09	1.78	14.2	1.30	2.71	-1.32	4.22

Vidno, že maticové elementy výrazne závisia od renormalizácie časticovo-časticového kanálu jadrového hamiltoniánu a od uvažovania dvojnukleónovej krátkodosahovej korelácie. Vidno ďalej, že imaginárna časť (μ^-, e^+) maticového elementu pre tento proces $\mathcal{M}_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}$ je podstatná a nemôže byť zanedbaná.

Z experimentálneho pohľadu je zaujímavé určiť pomer šírky (μ^-, e^+)-konverzie k šírke pre obyčajný záchyt miónu. Ak zoberieme predpoveď na efektívnu majoranovskú hmotnosť $\langle m_\nu \rangle_{\mu e}$ s fenomenológie slnečných oscilácií, t.j. $\langle m_\nu \rangle_{\mu e} \leq 0.97$ eV a konzervatívnejšiu hodnotu $\langle m_\nu \rangle_{\mu e} \leq 9$ eV, dostávame:

$$\frac{\Gamma_{\langle m_\nu \rangle_{\mu e}}}{\Gamma_\mu} = 4.8 \times 10^{-37}, 4.5 \times 10^{-35}. \quad (21)$$

Je zrejmé, že študovaný mechanizmus s výmenou ľahkého majoranovského neutrína nie je v súčasnosti vhodný na experimentálne štúdium, keďže je extrémne slabý v porovnaní s obyčajným záchytným miónom. To však nevyklučuje ďalšie experimentálne skúmanie tohto procesu v spojitosti s inými mechanizmami (GUTs, resp. SUSY modely), ktoré môžu v amplitúde tohto procesu dominovať.

Zoznam publikácií

- [DŠSG02] P. Domin, F. Šimkovic, S. V. Semenov, and Yu. V. Gaponov. Phenomenological study of solar neutrino induced $\beta\beta$ -decay of ^{100}Mo . *Czech. J. Phys.*, 52:451–458, 2002.
- [ŠDF02] F. Šimkovic, P. Domin, and A. Faessler. Neutrinoless double beta decay of ^{134}Xe . arXiv:hep-ph/0204278, 2002. submitted to Phys. Rev. C.
- [ŠDKF01] F. Šimkovic, P. Domin, S. G. Kovalenko, and Amand Faessler. The muon-positron conversion in nuclei mediated by light Majorana neutrinos. *Part. and Nucl., Lett.*, 1[104]:40–52, 2001.
- [ŠDS01] F. Šimkovic, P. Domin, and S. V. Semenov. The single state dominance hypothesis and the two-neutrino double beta decay of ^{100}Mo . *J. Phys. G*, 27:2233–2240, 2001.
- [SGŠD02] S. V. Semenov, Yu. V. Gaponov, F. Šimkovic, and P. Domin. Analysis of solar neutrino induced $\beta\beta$ -processes for several nuclei. arXiv:hep-ph/0205003, 2002. To be published in Yad. Fiz., 65, N 12 (2002).
- [ŠŠD01] S. V. Semenov, F. Šimkovic, and P. Domin. The single state dominance in $2\nu\beta\beta$ -decay transitions to excited 0^+ and 2^+ final states. *Part. and Nucl., Lett.*, 6[109]:28–31, 2001.
- [ŠŠKD99] S. V. Semenov, F. Šimkovic, V. V. Khrushev, and P. Domin. Contribution of the lowest 1^+ intermediate state to the $2\nu\beta\beta$ -decay amplitude. *Phys. Atom. Nucl.*, 63, 1196-1199.

Ohlasy na autorove práce

Publikácia [ŠDKF01]:

- Ahmed Ali, A. V. Borisov, and N. B. Zamorin. Majorana neutrinos and same-sign dilepton production at LHC and in rare meson decays. *Eur. Phys. J.*, C21:123–132, 2001.
- P. C. Divari, J. D. Vergados, T. S. Kosmas, and L. D. Skouras. The exotic double-charge exchange $\mu^- \rightarrow e^+$ conversion in nuclei. *Nucl. Phys.*, A703:409–431, 2002.
- Werner Rodejohann. Phenomenological aspects of light and heavy Majorana neutrinos. *J. Phys.*, G28:1477–1498, 2002.
- F. Simkovic, A. Faessler, S. Kovalenko, and I. Schmidt. The (μ^-, μ^+) conversion in nuclei as a probe of new physics. *Phys. Rev.*, D66:033005, 2002.

Publikácia [ŠDS01]:

- B. M. Dixit, P. K. Rath, and P. K. Raina. Deformation effect on the double Gamow-Teller matrix element of ^{100}Mo for the $0^+ \rightarrow 0^+$ transition. *Phys. Rev.*, C65, 2002.

Publikácia [ŠDF02]:

- G. Cvetič, C. Dib, C. S. Kim, and J. D. Kim. On lepton flavor violation in tau decays. *Phys. Rev.*, D66:034008, 2002.
- Ki-woon Choi, Kwang Sik Jeong, and Wan Young Song. Operator analysis of neutrinoless double beta decay. arXiv:hep-ph/0207180, 2002.
- Naoyuki Haba, Noboru Nakamura, and Tomoharu Suzuki. Neutrinoless double beta decay, neutrino mass hierarchy, and neutrino dark matter. arXiv:hep-ph/0205141, 2002.

Literatúra

- [1] J. SCHECHTER and J. W. F. VALLE, *Phys. Rev. D* **25**, 2951 (1982).
- [2] E. TAKASUGI, *Phys. Lett. B* **149**, 372 (1984).
- [3] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS et al., *Mod. Phys. Lett. A* **16**, 2409 (2002).
- [4] A. HALPRIN et al., *Phys. Rev. D* **13**, 2567 (1976).

- [5] M. HIRSCH, H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, and S. G. KOVALENKO, *Phys. Lett. B* **403**, 291 (1997).
- [6] M. HIRSCH, H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, and S. G. KOVALENKO, *Phys. Lett. B* **372**, 181 (1996).
- [7] M. HIRSCH, H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, and S. G. KOVALENKO, *Phys. Rev. D* **54**, 4207 (1996).
- [8] J. SUHONEN and O. CIVITARESE, *Phys. Lett. B* **312**, 367 (1993).
- [9] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. PAS, and U. SARKAR, *Eur. Phys. J. A* **5**, 3 (1999).
- [10] F. ŠIMKOVIC and M. VESELSKY, *Czech. J. Phys.* **48**, 245 (1998).
- [11] A. GARCIA et al., *Phys. Rev. C* **47**, 2910 (1993).
- [12] H. AKIMUNE et al., *Phys. Lett. B* **394**, 23 (1997).
- [13] M. BHATTACHARYA et al., *Phys. Rev. C* **58**, 1247 (1998).
- [14] O. CIVITARESE and J. SUHONEN, *Nucl. Phys. A* **653**, 321 (1999).
- [15] I. ŠTEKL et al., *Czech. J. Phys.* **50**, 553 (2000).
- [16] M. HIRSCH et al., *Z. Phys. A* **347**, 151 (1994).
- [17] J. SUHONEN and O. CIVITARESE, *Nucl. Phys. A* **584**, 449 (1995).
- [18] M. AUNOLA and J. SUHONEN, *Nucl. Phys. A* **602**, 133 (1996).
- [19] J. SUHONEN and O. CIVITARESE, *Phys. Lett. B* **497**, 221 (2001).
- [20] Q. R. AHMAD et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001), SNO Collaboration.
- [21] Y. FUKUDA et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998), The Super-Kamiokande Collaboration.
- [22] T. TOSHITO, Super-Kamiokande atmospheric neutrino results, hep-ex/0105023, 2001, SuperKamiokande Collaboration.
- [23] G. B. MILLS, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **91**, 198 (2001), LSND Collaboration.

- [24] B. T. CLEVELAND et al., *Astrophys. J.* **496**, 505 (1998).
- [25] T. KAJITA et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77**, 123 (1999), Super-Kamiokande Collaboration.
- [26] T. A. KIRSTEN et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77**, 26 (1999), GALLEX and GNO Collaboration.
- [27] V. N. GAVRIN et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **91**, 36 (2001), SAGE Collaboration.
- [28] N. FUKUDA et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5656 (2001), Super-Kamiokande Collaboration.
- [29] S. M. BILENKII, C. GIUNTI, and W. GRIMUS, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43**, 1 (1999).
- [30] Q. R. AHMAD et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011302 (2002), SNO Collaboration.
- [31] J. N. BAHCALL, P. I. KRASTEV, and A. Y. SMIRNOV, *Phys. Rev. D* **58**, 096016 (1998).
- [32] G. ALIMONTI et al., *Astropart. Phys.* **16**, 205 (2002), BOREXINO Collaboration.
- [33] <http://www.physics.brown.edu/research/cme/heron/>, Domovská stránka experimentu HERON.
- [34] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, *Part. and Nucl., Lett.* **1[104]**, 20 (2001).
- [35] A. SARRAT et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **95**, 177 (2001), HELLAZ Collaboration.
- [36] H. EJIRI et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2917 (2000).
- [37] V. N. KORNOUKHOV et al., *Part. and Nucl., Lett.* **5[102]**, 59 (2001).
- [38] W. HONECKER et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 200 (1996).
- [39] P. WINTZ, Status of muon electron conversion at PSI, http://meco.ps.uci.edu/lepton_workshop/, 2000, SINDRUM II Collaboration. Invited talk at workshop: New Initiatives in Lepton Flavor Violation and Neutrino Oscillations with Very Intense Muon and Neutrino Sources, October 2-6, 2000, East-West Center, University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, USA.
- [40] J. L. POPP, *Nucl. Instrum. Methods A* **472**, 354 (2000), MECO Collaboration.

- [41] Y. KUNO, Lepton flavour violation experiments at KEK-JAERI joint project of high intensity proton machine, PRISM Technote No 26, <http://www-prism.kek.jp>.
- [42] Y. KUNO and Y. OKADA, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 151 (2001).
- [43] R. BARBIERI, L. J. HALL, and A. STRUMIA, *Nucl. Phys. B* **445**, 219 (1995).
- [44] G. K. LEONTARIS and J. D. VERGADOS, *Nucl. Phys. B* **195**, 262 (1983).
- [45] M. DOI, T. KOTANI, and E. TAKASUGI, *Prog. Theor. Phys. (Supp.)* **83**, 1 (1985).
- [46] A. S. BARABASH, 2000, Osobná diskusia.
- [47] W. C. HAXTON and R. G. H. ROBERTSON, *Phys. Rev. C* **59**, 515 (1999).
- [48] R. BERNABEI et al., *Phys. Lett. B* **527**, 182 (2002).
- [49] A. STAUDT, K. MUTO, and H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, *Europhys. Lett.* **13**, 31 (1990).
- [50] F. ŠIMKOVIC et al., *Phys. Rev. C* **60**, 055502 (1999).
- [51] M. DANILOV et al., *Phys. Lett. B* **480**, 12 (2000).
- [52] C. E. SUZUKI et al., Low Energy Solar Neutrino Detection by using Liquid Xenon, hep-ph/0008296, 2000, The XMASS Collaboration.

Zhrnutie

V predkladanej práci je analyzovaný $2\nu\beta\beta$ -rozpad z pohľadu hypotézy dominancie jediného stavu (hypotézy SSD). Separácia leptónovej a jadrovej časti amplitúdy $2\nu\beta\beta$ -rozpadu bola, podľa našich vedomostí, diskutovaná vôbec prvý krát. Boli uvažované prechody do základného (0^+), ako aj excitovaných (0^+ a 2^+) stavov finálneho jadra. Ukázali sme, že uvažovanie presného tvaru energetických menovateľov redukuje $2\nu\beta\beta$ -prechod do 0^+ stavov o faktor 20%, resp. 15% pre experimentálne najzaujímavejšie jadrá ^{100}Mo , resp. ^{116}Cd . Pre $2\nu\beta\beta$ -prechody do excitovaných 2^+ stavov je redukcia oveľa väčšia (približne faktor 3 pre $2\nu\beta\beta$ -rozpad ^{100}Mo). Porovnajúc experimentálne polčasy rozpadu s teoretickými sme ukázali, že mechanizmus založený na hypotéze SSD umožňuje dosiahnuť dobrý odhad rýchlosti $2\nu\beta\beta$ -rozpadu. Aby bolo možné rozhodnúť či hypotéza SSD je alebo nie

je realizovaná je však potrebné ďalšie experimentálne štúdium. Zistili sme, že takéto rozhodnutie je možné urobiť na základe merania diferenciálnych charakteristík vyletujúcich elektrónov. Očakáva sa, že tento efekt bude experimentálne študovaný v rámci NEMO III kolaborácie, kde je šanca v blízkej budúcnosti hypotézu SSD potvrdiť, alebo vyvrátiť.

Ďalej sme prezentovali štúdiu neutrínom indukovaného dvojitého beta rozpadu. Ukázali sme, že tento proces môže byť v dobrom priblížení uvažovaný ako neutrínom indukovaný β -rozpad nasledovaný obyčajným β -rozpadom. Absorpčné rýchlosti slnečných neutrín v tomto procese pre ^{100}Mo boli vypočítané predpokladajúc spektrá slnečných neutrín predpovedané na základe SSM. Tieto výsledky boli porovnané s hodnotami získanými na základe neutrínových spektier daných najpreferovanejšími oscilačnými scenármi. Prediskutovali sme nové $\beta^-\beta^+$ a β^-/EC kanále neutrínom indukovaného $\beta\beta$ -rozpadu. Venovali sme sa aj úlohe neutrínom indukovaných $\beta\beta$ -procesov sprevádzaných emisiou γ -kvanta. Prezentovaná analýza neutrínom indukovaného dvojitého beta rozpadu ^{100}Mo je dopĺňujúcou štúdiou pre projekt MOON [36]. Vyšetřili sme možnosti detekcie slnečných neutrín v tomto procese pre niektoré ďalšie jadrové systémy. Zistili sme, že dobrý kandidát na štúdie deficitu slnečných neutrín v indukovanom dvojitom $\beta\beta$ -rozpade je izotop ^{18}O .

Z pohľadu súčasného veľkého pokroku dosiahnutého v experimentálnych štúdiách bez-neutrínového dvojitého beta rozpadu ^{134}Xe sme ďalej skúmali teoretické aspekty tohto procesu. Uvažovali sme príspevky mechanizmov s výmenou ľahkého a ťažkého majoranovského neutrína ako aj príspevky trilineárnych členov v MSSM lagranžiáne narušujúcim R-paritu. Zistili sme, že jadrové maticové elementy pre tento proces sú podstatne väčšie než v prípade $0\nu\beta\beta$ -rozpadu jadra ^{136}Xe . Citlivosť na signál na efektívnu ľahkú majoranovskú hmotnosť je tak pre obe tieto jadrá porovnateľná. Ďalej sme ukázali, že porovnaním polčasov $0\nu\beta\beta$ -rozpadu izotopov ^{134}Xe a ^{136}Xe je možné rozhodnúť o dominancii mechanizmu s výmenou ľahkého majoranovského neutrína bez merania prechodov do excitovaných stavov finálneho jadra. Toto je silnou motiváciou na simultánne hľadanie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu oboch izotopov. Zhrnuli sme taktiež súčasný experimentálny stav v hľadaní $0\nu\beta\beta$ -rozpadu a zhodnotili sme perspektívy potvrdenia, alebo vyvrátenia evidencie $0\nu\beta\beta$ -rozpadu jadra ^{76}Ge . Zistili sme, že v blízkej budúcnosti môže byť potrebná hodnota polčasu rozpadu dosiahnutá v rámci NEMO III experimentu, hľadájúceho $0\nu\beta\beta$ -rozpad ^{100}Mo , s možnosťou merania polčasu až po $1. \times 10^{25}$ rokov.

Nakoniec sme prezentovali štúdiu ďalšieho procesu nezachovávajúceho leptónové číslo – (μ^-, e^+) -konverziu na jadre – v mechanizme s výmenou ľahkého majoranovského neutrína. Zistili sme, že doposiaľ prehliadaný príspevok imaginárnej časti amplitúdy tohto procesu hrá dôležitú úlohu. Prvý krát bol realizovaný realistický výpočet kanála

$0_{g.s.}^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ tohto procesu pre jadrový systém $A = 48$, v rámci pn RQRPA jadrového modelu. Bolo prezentované porovnanie relevantných aspektov tohto procesu a $0\nu\beta\beta$ -rozpadu pre systém $A = 48$. Zistili sme, že amplitúda módu (μ^-, e^+) -konverzie s výmenou ľahkého majoranovského neutrína je pre ^{48}Ti príliš malá, aby tu mohol byť tento proces pozorovaný v dohľadnej budúcnosti. To však neznižuje význam ďalších experimentálnych štúdií (μ^-, e^+) -konverzie, keďže v tomto procese môžu dominovať iné (GUTs, SUSY) mechanizmy.

Summary

In this thesis, we have analysed $2\nu\beta\beta$ -decay in the context of the Single State Dominance (SSD) hypothesis. To our knowledge, the separation of the lepton and nuclear part of $2\nu\beta\beta$ -amplitude has been discussed for the first time. The transitions to the ground (0^+) and excited (0^+ and 2^+) states of the final nucleus have been considered. We have shown that by the exact treatment of the energy denominators, the $2\nu\beta\beta$ -transition to 0^+ states is reduced by factor of 20% and 15% for experimentally most interesting nuclei ^{100}Mo and ^{116}Cd respectively. Much larger reduction appear for $2\nu\beta\beta$ -transition to 2^+ states (about a factor of 3 for ^{100}Mo $2\nu\beta\beta$ -decay). By comparing experimental half-lives with the theoretical ones we concluded that the mechanism based on SSD hypothesis allows to get reasonable estimation of the $2\nu\beta\beta$ -decay rate. However, in order to decide whether SSD hypothesis is realized or not, further experimental investigation is necessary. We have found that by measuring the differential distributions of outgoing electrons it is possible to make such a decision. This effect is expected to be studied experimentally by the NEMO III collaboration, which has chance to confirm or rule out the SSD hypothesis in near future.

Further, we have presented the study of neutrino-induced double-beta decay. We have shown that to a good approximation, this process can be considered as the neutrino induced β -decay followed by the single β -decay. Solar neutrino absorption rates in ^{100}Mo have been calculated by assuming SSM neutrino flux spectrum and a comparison of the SSM prediction with those of most favoured neutrino oscillation scenarios have been made. New $\beta^-\beta^+$ and β^-/EC channels of neutrino induced $\beta\beta$ -decay have been discussed. The role of neutrino-induced $\beta\beta$ -processes accompanied with emission of γ -ray has been addressed. Presented analysis of solar neutrino-induced double-beta decay of ^{100}Mo represents complementary study in respect to MOON [36] project. A possibility of the detection of solar neutrinos for several other nuclear systems of interest has been investigated. We have found that ^{18}O is a good candidate for the study of the solar neutrino

deficit with help of the neutrino-induced $\beta^-\beta^+$ -process.

In view of recent great progress achieved in the experimental study of the neutrino-less double-beta decay of ^{134}Xe we have discussed theoretical aspects of this process. The light and heavy Majorana neutrino exchange as well as the trilinear R-parity breaking contributions to $0\nu\beta\beta$ -decay have been considered. The nuclear matrix elements governing this process have been found considerably larger in comparison with those for ^{136}Xe . Thus, the sensitivities to the signal of effective light Majorana neutrino for both xenon isotopes in nuclear system are close each other. Further, we have shown that by comparison of the $0\nu\beta\beta$ half-lives of ^{134}Xe and ^{136}Xe it is possible to conclude about the dominance of the light neutrino mass mechanism without measuring the transitions to excited 0^+ states. This gives a strong motivation of simultaneous search of the $0\nu\beta\beta$ -decay for both isotopes. We have also reviewed present status of $0\nu\beta\beta$ -decay searches and discussed the perspectives of confirming or ruling out the evidence of $0\nu\beta\beta$ -decay of ^{76}Ge . We have found that in the near future the required half-life value can be achieved within the NEMO III experiment searching for the $0\nu\beta\beta$ -decay in ^{100}Mo , which has the chance to reach the level of the half-life up to $1. \times 10^{25}$ years.

Finally, we have studied lepton number violating (μ^-, e^+) -conversion in nuclei mediated by the exchange of light Majorana neutrinos. We have found that previously overlooked imaginary part of the amplitude of this process plays an important role. The first realistic calculation of the $0_{g.s}^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ channel of this process for $A = 48$ nuclear system have been performed within pn-RQRPA nuclear model. A comparison of relevant aspects with $0\nu\beta\beta$ -decay has been presented. We have found that Majorana neutrino mode of (μ^-, e^+) -conversion of in ^{48}Ti is too small to be measurable in foreseeable future. This fact, however, does not disfavour further experimental study of (μ^-, e^+) -conversion, as some other lepton number violating mechanisms, e.g. those coming from GUTs and SUSY models, can dominate this process.