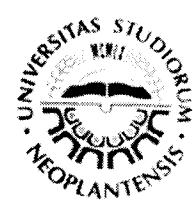


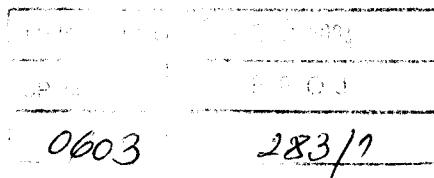


UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКОМ ФАКУЛТЕТУ

mr Nataša Todorović



Dvostruki beta raspad pozitronskih emitera

-doktorska disertacija-

Novi Sad, 2004. godina

*Zahvaljujem se mentoru prof. dr Ištvanu Bikitu i svim članovima
Katedre za nuklearnu fiziku na pomoći pri izradi doktorske disertacije.*

*Posebno se zahvaljujem prof. dr Ivanu Aničinu na korisnim
primedbama.*

Sadržaj

Uvod.....	3
Glava I	
1. Teorija dvostrukog beta raspada.....	6
1.1 Standardni model i njegova proširenja.....	6
1.2 Neutrinske oscilacije.....	13
1.3 Dvostruki beta raspad.....	19
1.3.1 $\beta\beta$ raspad.....	23
1.3.2 $\beta^+\beta^-$ raspad.....	29
1.4 Masa neutrina-teorijski aspekt	32
1.4.1 Majorana i Dirakov neutrino.....	32
1.4.2 $\beta\beta(0\nu)$ brzina raspada i Majorana masa	35
1.4.3 $\beta\beta(0\nu)$ raspad i oscilatorni parametri.....	38
1.4.4 $\beta\beta(0\nu)$ raspad i drugi procesi koji narušavaju održanje leptonskog broja....	40
1.4.5. $\beta\beta(0\nu)$ matrični elementi.....	41
2. Pregled $\beta\beta(0\nu)$ eksperimenata.....	45
2.1 Fon u $\beta\beta$ spektrima.....	47
2.1.1 Prirodna aktivnost.....	48
2.1.2 Kosmogena i indukovana aktivnost.....	48
2.1.3. Veštački proizvedena aktivnost.....	50
2.1.4. $\beta\beta(2\nu)$ kao fonski izvor.....	50
Glava II	
3. Pregled rezultata svih pozitronskih dvostrukih beta emitera.....	52
3.1 Rezultati za ^{58}Ni i ^{106}Cd.....	62
3.2 Rezultati za ^{50}Cr, ^{64}Zn, ^{92}Mo i ^{96}Ru.....	70
3.3 Rezultati za ^{78}Kr.....	74
3.4 Rezultati za ^{130}Ba i ^{132}Ba	76
3.5 Rezultati za dvostruki beta raspad Ce izotopa.....	78
3.6 Rezultati za ^{120}Te i $^{106}\text{Cd}^{108}\text{Cd}$	80
3.7 Rezultati za ^{40}Ca.....	82
3.8 Rezultati za ECEC period poluraspara ^{180}W.....	83
3.9 Rezultat za ^{196}Hg	83
3.10 Rezultati za ^{84}Sr, ^{112}Sn, ^{184}Os i ^{190}Pt.....	85
Glava III	
4. Merenja dvostrukih beta raspada pozitronskih emitera u niskofonskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu.....	86
5. Eksperimentalna tehnika	91
5.1 Metoda koincidentne detekcije pozitrona.....	92
6. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{64}Zn	94
7. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{50}Cr.....	97
8. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{54}Fe	104
Glava IV	
9. Aktuelni eksperimenti.....	109
ZAKLJUČAK.....	117
Literatura.....	119

Uvod

Najnoviji eksperimentalni rezultati dobijeni iz eksperimenata sa atmosferskim [1,2,3,4], solarnim [5,6,7,8,9] i reaktorskim [10,11,12] neutrinskim izvorima, koji potvrđuju postojanje neutrinskih oscilacija, kao i rezultat Haidelberg-Moscow eksperimenta [13], koji potvrđuje detekciju bezneutrinskog dvostrukog beta raspada ^{76}Ge , pokazuju da neutrino verovatno ima masu. Proces bezneutrinskog dvostrukog beta raspada je jedini proces kojim može da se odredi apsolutna vrednost mase neutrina, njegova priroda (Dirakova ili Majorana čestica) i vrednosti Majorana CP faza, i zbog toga je veoma interesantan i sa stanovišta nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica.

Dvostruki beta raspad se proučava više od 60 godina. Godine 1937 Reach [14] je, sledeći sugestije Majorane [15], diskutovao o bezneutrinskoj transformaciji dva neutrona u dva protona, pri čemu dolazi do emisije dva elektrona. Još 1935. godine Goeppert-Mayer [16] je procenila brzinu za dvoneutrinski dvostruki beta raspad i zaključila da period poluraspada nije veći od 10^{20} godina. Nešto kasnije, Furry [17] procenjuje da brzina bezneutrinskog raspada mora biti veća nego za dvoneutrinski zbog većeg raspoloživog faznog prostora.

Postoji velik broj radova koji se odnose na problem dvostrukog beta raspada, među kojima se mogu izdvojiti klasični radovi Primakoffa i Rosena [18], Haxtona i

Stephenson [19] i Doi, Kotani i Takasugija [20]. Noviji pregledni radovi vezani za ovu problematiku su radovi Boehma i Vogela [21], gde je data lista fazno-prostornih integrala, Suhonena i Civitaresea [22], gde su date vrednosti za nuklearne matrične elemente, Feaesslera i Šimkovića [23], Vergadosa [24] i Klapdor-Kleingrothausa [25]. Kompletna lista eksperimentalnih podataka data je u radu Tretyaka i Zdesenka [26]. U [27] prikazani su najvažniji eksperimentalni rezultati. Rezultati koji se odnose na masu neutrina dati su u [28].

Dvostruki beta raspad može biti dvostruki neutronski raspad ili dvostruki protonski raspad. Dvostruki protonski raspad, u zavisnosti od Q-vrednosti, može da bude: dvostruki pozitronski raspad ($\beta^+\beta^+$), pozitronsko-elektronski zahvat (β^+EC) i dvostruki elektronski zahvat (ECEC). Pri svakom od ovih načina raspada mogu se emitovati dva neutrina ili su raspadi bezneutrinski.

Nasuprot velikom interesu za $\beta^-\beta^-$ raspad, $\beta^+\beta^+$ raspadi gotovo se i ne istražuju, zbog male verovatnoće za detekciju ovih procesa raspoloživom niskofonskom opremom. Ukoliko se $\beta^+\beta^+$, β^+EC ili ECEC raspad desi u tankom uzorku nekog materijala, pozitroni će biti zaustavljeni i anihiliraće se unutar materijala, što dovodi do emisije dva ili četiri koincidentna gama kvanta energije 511 keV.

U doktorskoj disertaciji su prikazani rezultati merenja dvostrukog beta raspada ^{64}Zn , ^{50}Cr i ^{54}Fe . U prvom eksperimentu su koincidentnom tehnikom mereni 511-keV gama zraci koji potiču od anihilacije pozitrona u prirodnom cinku, da bi se dobila nenulta vrednost za (0v+2v) period poluraspada. U drugom eksperimentu je prikazan rezultat merenja dvostrukog beta raspada ^{50}Cr koji sugerije rezultat različit od nule na 95% CL i daje najnižu granicu za period poluraspada za ovaj proces, koji je za red veličine bolji od

postojećeg [29]. U trećem eksperimentu ispitivan je bezneutrinski ECEC raspad ^{54}Fe . U skladu sa teorijom [30], pri raspadu dolazi do emisije gama kvanta čija se energija ne podudara sa energijama gama zraka koje emituju jezgra sa poznatih diskretnih pobuđenih stanja. Gvozdena zaštita unutrašnje zapremine 1 m³ i debljine 25 cm poslužila je kao izvor za merenje (0v, ECEC) procesa u ^{54}Fe , čiji prinos u prirodnom gvožđu iznosi 5.4%.

Glava I

1. Teorija dvostrukog beta raspada

1.1 Standardni model i njegova proširenja

Po Standardnom modelu (SM), materija je izgrađena od dve vrste čestica – leptona i kvarkova.

Leptoni su fermioni (spin $\frac{1}{2}$) i ima ih šest. Dele se na dve podgrupe: nanelektrisani i nenelektrisani. Nenelektrisani leptoni su: elektron (e^-), mion (μ^-) i tau-lepton(τ^-). Nenelektrisani leptoni imaju svoje antičestice: pozitron (e^+), μ^+ i τ^+ . Elektron i pozitron su stabilne čestice, dok se mioni i tau-leptoni raspadaju sa periodima poluraspada reda veličine 10^{-6} s i 10^{-13} s.

Nenelektrisani leptoni su neutrini: elektronski neutrino (ν_e), mionski neutrino (ν_μ) i tau-neutrino(ν_τ). Standardni model podrazumeva da su svi neutrini stabilne čestice i da nemaju masu. Sa druge strane, eksperimentalno su određene gornje granice vrednosti mase neutrina. Osnovne osobine leptona su date u Tabeli 1.

Kvarkovi su takođe fermioni i ima ih šest. Svaki od šest kvarkova poseduje specifičan kvantni broj koji se zove aromat. Nenelektrisanje kvarkova iznosi $\pm 1/3e$ ili $\pm 2/3e$, gde je e elementarno nenelektrisanje. Kvarkovi ne postoje u slobodnom, već isključivo u vezanom stanju. Osnovne osobine kvarkova su sumirane u Tabeli 2.

Tabela 1. Osnovne osobine leptona

Leptoni	Q(e)	Masa (MeV/c ²)	Srednji život t(s)	Tip raspada	Faktor granjanja (%)
ν_e	0	<15 eV/c ²	Stabilan		
ν_μ	0	<0.17	Stabilan		
ν_τ	0	<24	Stabilan		
e	-1	0.511	Stabilan		
μ	-1	105.658	2.197×10^{-6}	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	~100
τ	-1	1777.0(3)	$291.0(15) \times 10^{-15}$	$\mu^- \bar{\nu}_m \nu_\tau$ $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ hadroni + ν_τ	17.35(10) 17.83(8) ~65

Tabela 2. Osnovne osobine kvarkova

Ime	Aromat	Masa (GeV/c ²)	Q(e)
up	<i>u</i>	~0.35	+2/3
down	<i>d</i>	~0.35	-1/3
charm	<i>c</i>	1.5	+2/3
strange	<i>s</i>	0.5	-1/3
top	<i>t</i>	173.8(52)	+2/3
bottom	<i>b</i>	4.5	-1/3

Jedna od najvažnijih osobina Standardnog modela je postojanje simetrije između leptona i kvarkova. Iako priroda te simetrije još uvek nije objašnjena, upravo je ona

predskazala postojanje težih kvarkova. Sve gradivne čestice (i kvarkove i leptone) možemo svrstati u tri generacije (familije), što je prikazano u Tabeli 3.

Tabela 3. Tri familije fundamentalnih fermiona

I familija	II familija	III familija
ν_e	ν_μ	ν_τ
e	μ	τ
u	c	t
d	s	b

Čestice prve familije predstavljaju gradivne elemente savremene vaspione. Nukleoni i jezgra sastoje se iz u i d kvarkova, atomi u sebe uključuju i elektrone, dok elektronski neutrino učestvuje u reakcijama na Suncu i zvezdama. Fermioni druge i treće generacije karakterišu procese vezane za rane stadijume vaspione.

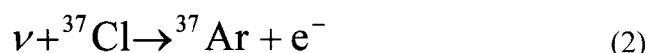
Treću grupu elementarnih čestica čine intermedijarni (kalibracioni) bozoni – prenosioci interakcije između leptona i kvarkova. Naelektrisani leptoni interaguju putem elektromagnetne i slabe interakcije. Neutrini (i antineutrini) interaguju isključivo putem slabe interakcije, dok kvarkovi učestvuju u elektromagnetnim, slabim i jakim interakcijama.

Neutrino je jedini fermion za koga se ne zna da li se razlikuje od svoje antičestice. Ako se neutrino i antineutrino razlikuju (što podrazumeva Standardni model), neutrino je Dirakova čestica. Ukoliko su identične čestice, kao što prepostavljaju modeli Velikog ujedinjenja (GUT), neutrino je Majorana čestica.

Fizičar Davis je 1955. godine poverovao da je rešio ovu dilemu. Poznato je da se u procesu fisije javljaju neutron-suficijentna jezgra koja se kasnije raspadaju β^- raspadom:



Ideja njegovog eksperimenta je bila veoma jednostavna a ogleda se u korišćenju reaktorskih antineutrina za indukovane sledeće reakcije



Ako su neutrino i antineutrino identične čestice, trebalo bi da bude moguć zahvat antineutrina na ${}^{37}\text{Cl}$ i produkcija ${}^{37}\text{Ar}$. Kako posle eksperimenta u uzorku nije bilo ${}^{37}\text{Ar}$, Davis je zaključio da neutrino i antineutrino nisu identične čestice, odnosno da se radi o Dirakovim česticama. Međutim, ovakav zaključak je izведен pre nego što je otkriveno neodržanje parnosti u slabim interakcijama i činjenice da je slaba interakcija u potpunosti levoruka. Slaba interakcija zavisi od orijentacije spina čestice u odnosu na njen vektor impulsa. Projekcija spina na vektor brzine čestice se naziva helicitet. Ukoliko je masa neutrina jednaka nuli (po Standardnom modelu), helicitet je dobar kvantni broj. Pošto se parnost maksimalno narušava u slabim interakcijama, pri raspodu neutrona emituje se neutrino pozitivnog heliciteta (desnoruki), a ${}^{37}\text{Cl}$ apsorbuje neutrino negativnog heliciteta (levoruki). Ako je masa (anti)neutrina jednaka nuli (po Standardnom modelu), helicitet je dobar kvantni broj, pa je Davisova reakcija zabranjena čak i u slučaju da je neutrino Majorana čestica [31].

Standardni model za elektroslabu interakciju, koji su postavili Weinberg, Salam i Glashow (GSW), zasniva se na gejdž teorijama i mehanizmu narušavanja simetrije. I

pored uspeha, ova teorija bazira se na nizu pretpostavki koje se odnose na masu neutrina, desnoruku interakciju i mešanje leptonskih aroma. Po Standardnom modelu slabe interakcije neutrini su čestice koje nemaju masu i članovi su levorukog dubleta. Zbog nepostojanja desnorukih neutrina, u okviru ovog modela nisu mogući procesi koji narušavaju održanje leptonskog broja, kao što je, na primer, bezneutrinski dvostruki beta raspad. Dozvoljen je samo dvoneutrinski dvostruki beta raspad, zbog toga što on ne zavisi od prirode neutrina.

Dejstvo hamiltonijana za slabu interakciju na par nukleona, da bi se izazvao njihov sekvensijalni raspad, može da se opiše kao $\beta^-\beta^-$ raspad gde se iz početnog nuklearnog stanja jedan nukleon raspada u drugi nukleon i na par leptona (elektron i elektronski neutrino). Pri ovom raspadu nastaje jezgro potomka koje je u osnovnom ili u pobuđenom stanju (stanje intermedijalnog jezgra). Ovaj prelaz je virtualan, pošto osnovno stanje početnog jezgra ima nižu energiju od intermedijalnog stanja. Nuklearni dvostruki beta raspad nastaje pri drugom virtualnom slabom raspadu između intermedijalnog i krajnjeg jezgra, pri čemu se emitiše još jedan leptonski par. U poslednjoj sekvenci raspada leptonski broj se održava u dvoneutrinskom raspadu ili narušava u bezneutrinskom raspadu.

Slučaj interferencije između prvog i drugog virtualnog raspada je moguć ako neutrini imaju masu ili ako postoji levo-desno, desno-levo i desno-desno spajanje u efektivnom hamiltonijanu. Potrebno je da neutrini imaju masu čak iako postoje desnoruke slabe struje. U Standardnom modelu ne postoji ovakvo spajanje, po njemu su neutrini čestice bez mase i zbog toga je bezneutrinski dvostruki beta raspad zabranjen. Eksperimentalno registrovanje ovog načina raspada, koji ima povoljniji fazni prostor od

dvoneutrinskog raspada, jer se u krajnjem stanju nalaze samo dva leptona, i koji narušava održanje leptonskog broja, potvrđuje da je potrebno proširenje Standardnog modela.

Standardni model je minimalno proširen uvođenjem desnorukih struja i odgovarajućeg spajanja između levorukih i desnorukih članova. Ovo minimalno proširenje je učinjeno u okviru teorije Velikog ujedinjenja (GUT). Najjednostavnija GUT teorija SU(5) GUT postavljena je na osnovu rezultata koji su dobijeni raspadom protona.

Osnovna karakteristika nove fizike, fizike izvan Standardnog modela, je uvođenje levo-desno simetričnih modela. Oni sadrže levoručke i desnoručke vektorske bozone W_L^\pm i W_R^\pm .

$$\begin{aligned} W_1^\pm &= \cos \zeta \cdot W_L^\pm + \sin \zeta \cdot W_R^\pm \\ W_2^\pm &= -\sin \zeta \cdot W_L^\pm + \cos \zeta \cdot W_R^\pm \end{aligned} \quad (3)$$

Levoruki i desnoručki vektorski bozoni se mešaju ukoliko svojstveno stanje mase nije identično sa slabim svojstvenim stanjem. Levo-desna simetrija je narušena pošto vektorski bozoni W_1^\pm i W_2^\pm , po Higgsovom mehanizmu, imaju različite mase. Pošto do sada nije zabeležena desnoručna slaba interakcija, masa teškog, uglavnom desnoručnog vektorskog bozona mora biti mnogo veća nego masa lakog (91 GeV) vektorskog bozona, koji je uglavnom levoručki.

Hamiltonian za slabu interakciju se u ovom slučaju generalizuje i ima oblik

$$H_W \approx \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[(L \cdot l) + tg\zeta (L \cdot r) + \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 (R \cdot r) \right]$$
$$L / R = \bar{\psi}_P (g_V \gamma_\mu \mp g_A \gamma_\mu \gamma_5) \psi_n \quad (4)$$
$$g_V = 1; g_A = 1.25$$
$$l / r = \bar{e} (\gamma_\mu \mp \gamma_\mu \gamma_5) v$$

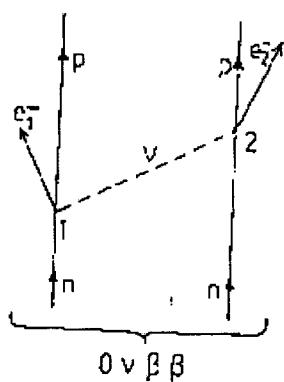
L i R označavaju da hadronske desnoruke i levoruke struje transformišu neutron u proton.

Malo l i r označavaju leptonske struje koje anihiliraju neutrino (ili kreiraju antineutrino) i kreiraju elektron (ili anihiliraju pozitron). ζ je ugao mešanja vektorskih bozona. M_1 i M_2 su mase lakog i teškog vektorskog bozona. Hamiltonian za slabu interakciju važi za $\zeta \ll 1$ i $M_2 \gg M_1$.

Najveći broj levo-desno simetričnih modela predviđaju da je neutrino Majorana čestica. Majorana neutrino mora imati masu, pa je moguć bezneutrinski dvostruki beta raspad. Ili inverzno: postojanje bezneutrinskog dvostrukog beta raspada bi dokazalo da je neutrino Majorana čestica. Ovo je moguće jedino ako je neutrino identičan sa svojom atničesticom, pošto, po Standardnom modelu, neutron emituje antineutrino u prvom verteksu, a u drugom apsorbuje neutrino. Pošto se ovde razmenjuju dve čestice, Slika 1, fazni prostor je za faktor 10^6 veći u poređenju sa dvoneutrinskim dvostrukim beta raspadom.

Međutim, čak i ako je neutrino Majorana čestica, proces na Slici 1 ne može da se dogodi, pošto je po Standardnom modelu slaba interakcija potpuno levoruka, a emitovani neutrino mora biti desnoruk (pozitivan helicitet), dok apsorbovani neutrino mora biti levoruk (negativan helicitet). Teorije Velikog ujedinjenja predviđaju da neutrino ima

masu i da je desnoruk. Ukoliko neutrino ima masu, nema više dobar helicitet, pa je moguć bezneutrinski dvostruki beta raspad. Isti zaključak se dobija ukoliko postoje desnoruki vektorski bozoni koji dozvoljavaju postojanje desnoruke slabe interakcije. Ako u prvom verteksu postoji levoruka V-A interakcija, a u drugom desnoruka V+A, proces na Slici 1 je dozvoljen. Iz ovoga se može zaključiti da se bezneutrinski dvostruki beta raspad može desiti samo ako neutrino ima masu i ukoliko postoje desnoruke leptonske struje.



Slika 1. Dijagram za bezneutrinski dvostruki beta raspad sa emisijom Majorana neutrina.

1.2 Neutrinske oscilacije

Iako je neutrino otkriven pre više od 70 godina, on je jedini fermion za koji do danas nije eksperimentalno određeno da li je identičan sa svojom antičesticom ($\nu = \tilde{\nu}$) (Majorana čestica), ili se razlikuje od nje ($\nu \neq \tilde{\nu}$) (Dirakova čestica). Presek za

interakciju neutrina sa materijom je ekstremno mali (10^{-47}m^2), što predstavlja glavni razlog zbog kog je toliko teško odrediti njegove osnovne osobine [32].

Godine 1953 Fred Reines i Clyde Cowan u eksperimentu koji je sproveden na Hanford nuklearnom reaktoru detekovali su antineutrina iz fisionih produkata koji nastaju pri inverznom beta raspadu:



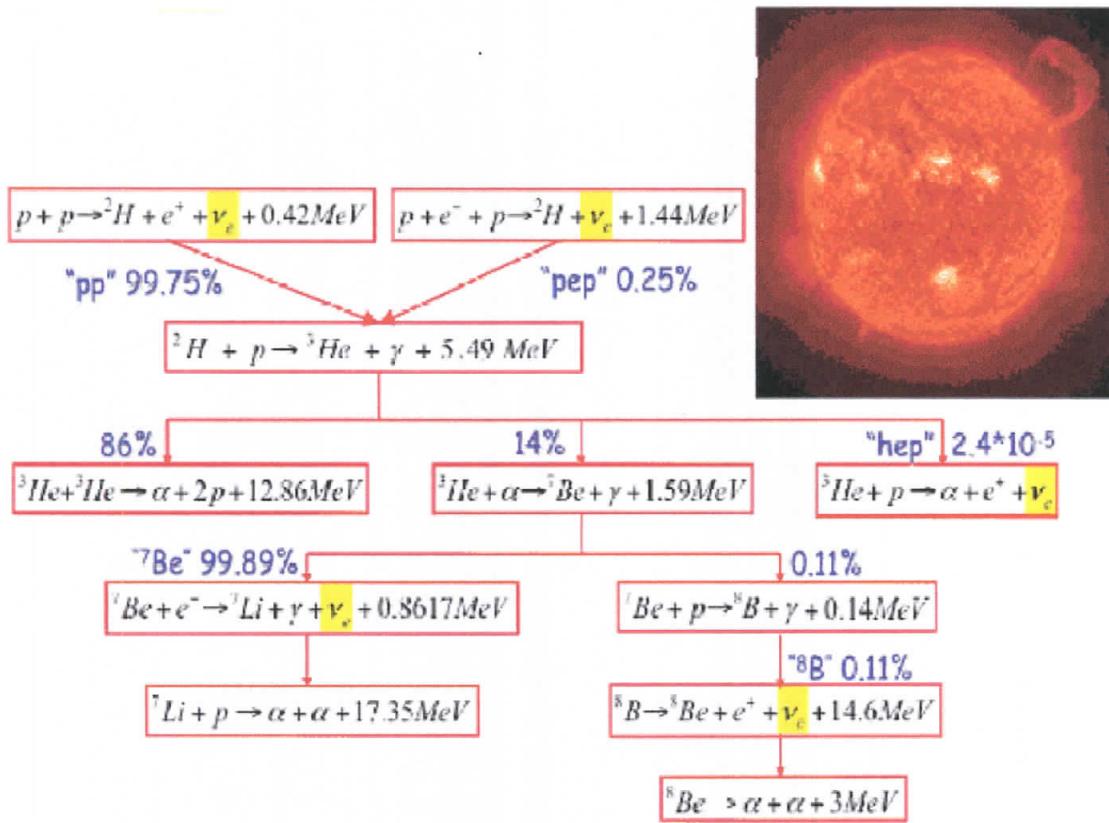
Ovaj rezultat je potvrđen 1956 godine u eksperimentu na Savannah River reaktoru.

Godine 1939 Hans Bethe je zaključio da se energija na Suncu proizvodi putem nuklearnih reakcija pri kojima dolazi do transformisanja vodonika u helijum. Četiri protona formiraju jezgro helijuma



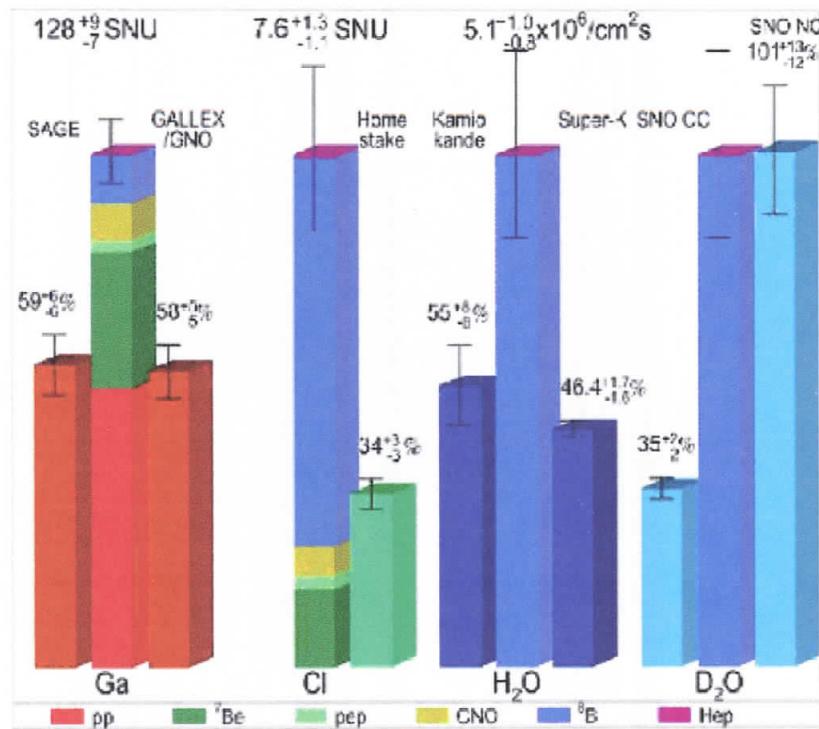
Pri ovom procesu dva protona prelaze u dva neutrona i emituju se dva elektronska neutrina ν_e . Na Slici 2 je prikazan proces nastanka elektronskih neutrina ν_e u procesima koji se odvijaju na Suncu.

Neutrinima je potrebno svega nekoliko minuta da direktno sa kore Sunca stignu na Zemlju. Svake sekunde kroz cm^2 Zemlje prođe 10^{11} neutrina. Proučavanjem solarnih neutrina mogu se objasniti procesi na Suncu pri kojima protoni formiraju helijum. Prvi radiohemski eksperiment kojim su mereni solarni neutrini izveo je 1968 godine Ray Davis. U eksperimentu je detekovana samo trećina od očekivanog broja neutrina. Ovaj problem je poznat kao "problem solarnih neutrina". Da bi se on objasnio, pretpostavljeno je da neutrini osciluju.



Slika 2. Dobijanje solarnih neutrina

Na Slici 3 su šematski prikazani dobijeni rezultati u eksperimentima koji proučavaju solarne neutrine. Može se zaključiti da samo 1/3 do ½ od očekivanog broja neutrina stigne do površine Zemlje.



Slika 3. Šematski prikaz rezultata eksperimenata sa solarnim neutrinima

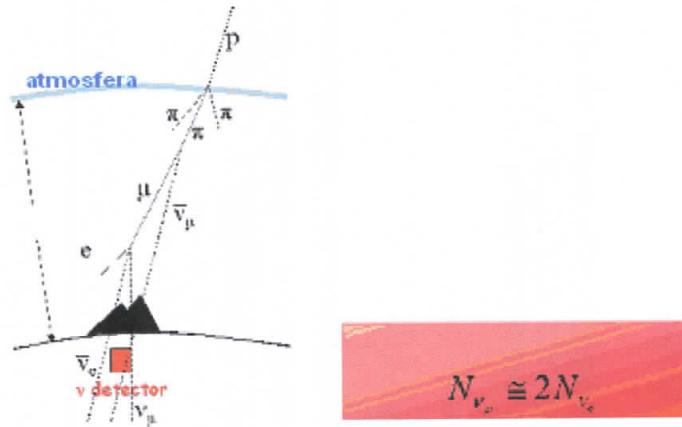
Na osnovu dobijenih rezultata izvedena je prepostavka da elektronski neutrini ν_e na svom putu od kore Sunca do Zemlje osciluju i prelaze u mionski ν_μ ili tau neutrino ν_τ ,

Slika 4.

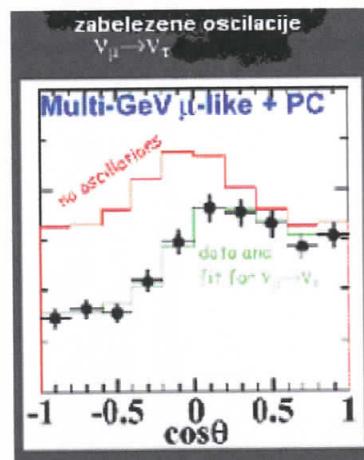


Slika 4. Neutrini koji stižu do Zemljine kore

Pored neutrina koji dolaze sa Sunca i prelaze rastojanje $L \sim 1.5 \times 10^7$ km, postoje i atmosferski neutrini koji nastaju raspadom piona i miona, na rastojanju 10-20 km od površine Zemlje, Slika 5. Očekuje se da je na energijama reda veličine GeV odnos mionskih i elektronskih neutrina 1:2. Takođe, neutrini mogu da nastanu i u nuklearnim reaktorima i akceleratorima čestica.



Slika 5. Nastajanje atmosferskih neutrina



Slika 6. Rezultati dobiveni iz K2K eksperimenta.

Na osnovu rezultata dobijenih iz eksperimenata koji proučavaju neutrinske oscilacije može se zaključiti da neutrino verovatno ima masu [33]. Ovim eksperimentima mogu da se izmere samo kvadrati razlike mase neutrina, $\Delta m_{i,j}^2 \equiv |m_i^2 - m_j^2|$, i odredi donja granica apsolutne vrednosti za masenu skalu neutrina, $m_{scale} = \sqrt{\Delta m^2}$.

Rezultati SuperKamiokande eksperimenta [34] kojim se mere atmosferski neutrini mogu da se interpretiraju kao posledica približno maksimalnog mešanja ν_μ i ν_1 neutrina (tj., $\sin^2 2\theta \sim 1.0$). Dobijena je vrednost za kvadrat razlike mase $\Delta m_{atm}^2 \approx 3 \times 10^{-3} eV^2$, odnosno za $m_{scale} \approx 50 meV$. Ovaj rezultat potvrđuje i K2K eksperiment, Slika 6, [35] u kom se koristi akceleratorski ν_μ zrak uperen ka SuperKamiokande detektoru udaljenom 250 km. Ovaj rezultat je u saglasnosti sa ranijim rezultatima dobijenim Kamiokande [36], IMB [37] i Soudan [38] eksperimentima. U isto vreme, zagonetka solarnih neutrina, koja postoji od pionirskih radova Davisa [39], interpretira dobijene rezultate kao oscilacije između ν_e i neke od kombinacija između ν_μ i ν_1 neutrina. Na ovaj rezultat navodi uporedna analiza rezultata SNO eksperimenta [40] i SuperKamiokande eksperimenta [41] sa podacima dobijenim u ranijim eksperimentima gde se određivao solarni neutrinski fluks u hloru i galijumu [42]. Vrednosti odgovarajućih oscilatornih parametara su neodređene. Jedno od mogućih rešenja je LMA (Large Mixing Angle) rešenje, kod koga je $\sin^2 2\Theta_{sol} \approx 0.8$ ($\sin^2 2\Theta_{sol} < 1$) i $\Delta m_{sol}^2 \approx 5 \times 10^{-5} eV^2$. Veruje se da će se eksperimentima nove generacije, u koje spadaju KamLAND i Borexino, moći odrediti koje je od ponuđenih rešenja tačno.

Problem neutrinskog mešanja je još pojednostavljen na osnovu rezultata dobijenih iz Chooz i Palo Verde reaktorskog eksperimenta [43] koji ukazuju da je treći ugao mešanja θ_{13} mali, odnosno $\sin^2 2\Theta_{13} \leq 0.1$.

Eksperimentima koji proučavaju neutrinske oscilacije ne može se odrediti apsolutna vrednost mase neutrina, niti razdvojiti dva različita pristupa: hierarhijski, gde su mase neutrina m_i i ili m_j slične po veličini sa $\sqrt{\Delta m_{ij}^2}$, i degenerativni, gde je $m_i \gg \sqrt{\Delta m_{ij}^2}$. Veruje se da će istraživanjem bezneutrinskog dvostrukog beta raspada ovaj problem biti rešen.

Rezultati ovih eksperimenata ne govore ništa o prirodi neutrina. Naelektrisani leptoni su Dirakove čestice, dok neutrini mogu biti i Majorana čestice, ali samo ukoliko imaju masu. Bezneutrinski dvostruki beta raspad može da se desi samo ukoliko su neutrini mäsivne Majorana čestice, te se njegovim registrovanjem može rešiti problem prirode neutrina.

1.3 Dvostruki beta raspad

Dvostruki beta raspad spada u retke nuklearne procese. To je prelaz između dva jezgra koji imaju isti maseni broj A , dok se redni broj Z menja za dve jedinice. Ovo je jedan od najređih načina raspada u prirodi sa periodom poluraspada od 10^{20} godina ili dužim. Dvostruki beta raspad može da se detektuje ukoliko je jezgro stabilno u odnosu na jednostruki beta raspad (inače se u poređenju sa jednostrukim beta raspadom gotovo ne može videti). Do raspada jezgra dvostrukim beta raspadom dolazi zbog razlike u energiji (masa intermedijalnog jezgra je veća od mase jezgra pretka). Do raspada dolazi samo

ukoliko je jezgro pretka slabije vezano od potomka, a oba jezgra moraju biti slabije vezana od intermedijalnog jezgra (ili raspad na intermedijalno jezgro mora biti zabranjen). Ove uslove ispunjavaju parno-parna jezgra. U toku raspada početno jezgro (spin i parnost osnovnog stanja je 0^+) se raspada na osnovno stanje jezgra potomka (spin i parnost 0^+), a u nekim slučajevima, ukoliko su energijski mogući, dolazi do raspada na ekscitovana stanja (0^+ ili 2^+).

Stabilnost jezgra u odnosu na spore procese raspada zavisi od atomske mase $m(Z,A)$. Weizsackerova semiempirijska formula za masu (7) dobro aproksimira funkcionalnu zavisnost atomske mase od broja protona Z i masenog broja A (m_H označava masu H atoma):

$$m(Z,A) = Zm_H + (A - Z)m_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C Z^2 A^{-1/3} + a_A \frac{(2Z - A)^2}{A} + \delta_p \quad (7)$$

Na energiju veze najviše utiče zapreminska energija ($a_V A$) koja je proporcionalna broju vezanih jezgara, što se objašnjava saturacionom prirodnom nuklearnih sila, odnosno time što je energija veze po nukleonu aproksimativno konstantna u širokom intervalu ($B/A = 7.5 - 8.5$ MeV za $A > 30$). Pošto su nukleoni na površini slabije vezani od onih u unutrašnjosti, postoji korekcionni član koji je proporcionalan površini $4\pi R^2$, pa je površinska energija izražena članom ($a_S A^{2/3}$). Energija veze se smanjuje sa Kulonovim odbijanjem između protona (Kulonova energija $\propto Z^2 A^{-1/3}$). Asimetrija između broja protona i neutrona opisana je članom koji je proporcionalan sa $(2Z - A)^2 A^{-1}$. Višak neutrona utiče na smanjivanje energije veze u poređenju sa simetričnim jezgrima. Poslednji član δ_p odnosi se na energiju sparivanja.

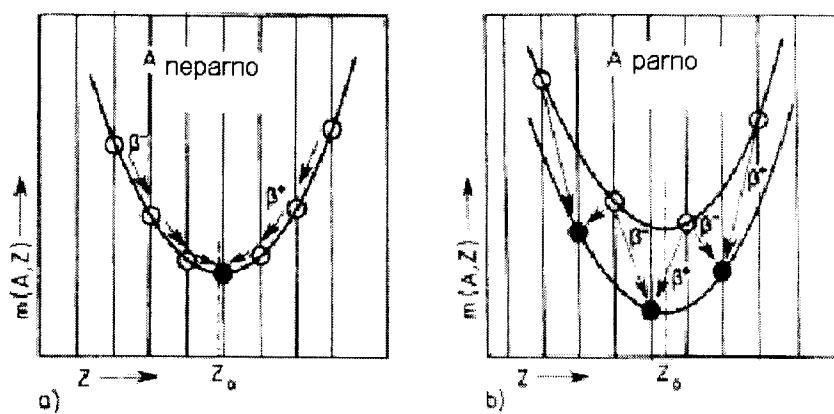
U dvostrukom beta raspodu maseni broj A se ne menja. Zbog toga se posmatra ponašanje izobara, nuklida sa istim A, ali različitim Z. Iz (7) može da se zaključi da je atomska masa $m(Z, A)$ kvadratna funkcija od Z :

$$m(Z, A = \text{const}) \approx \text{constant} + \alpha Z + \beta Z^2 + \delta_p \quad (8)$$

Za prikazivanje zavisnosti atomske mase od broja protona Z, kada je maseni broj A konstantan, potrebno je posmatrati dva slučaja:

- a) za neparno A (neparno-parna i parno-neparna jezgra) funkcionalna zavisnost je u obliku jedne parabole, Slika 6(a). Beta raspadom svako jezgro prelazi u odgovarajući susedni niže ležeći izobar, tako da se očekuje postojanje samo jednog stabilnog izobara za jezgra sa neparnim masenim brojem. Njegov atomski broj Z_0 može se odrediti računanjem minimuma u (7).
- b) za parno A dobijaju se dve nezavisne parabole na rastojanju $2\delta_p$, u zavisnosti da li se radi o parno-parnom ili neparno-neparnom jezgru Slika 6(b).

Kao rezultat beta raspada parno-parno jezgro prelazi u neparno-neparno, i obrnuto. Proces raspada osciluje između dve parabole, ali samo ako su energijski dozvoljene. Niz raspada se prekida na donjoj krivoj. Zbog toga ne treba očekivati stabilna neparno-neparna jezgra. Postoje samo četiri stabilna neparno-neparna jezgra (${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$). Ona su veoma laka i ne spadaju u oblast za koju važi model kapi na kome je zasnovana formula (7).



Slika 6. Zavisnost energije od broja protona Z za jezgra sa istim masenim brojem

A. Stabilna jezgra su predstavljena punim krugom; (a) jezgra sa neparnim masenim brojem A ; (b) jezgra sa parnim masenim brojem A

Sa druge strane, za dato parno A postoji nekoliko stabilnih beta izobara, pošto su susedna parno-parna jezgra na nižoj paraboli odvojena jedna od drugih za dve jedinice nanelektrisanja, pa ne mogu da pređu jedno u drugo beta raspadom. Međutim, pošto ova jezgra nemaju istu masu, teža jezgra mogu da se raspadnu u lakša procesom drugog reda, koji je poznat kao dvostruki β raspad. On se može posmatrati kao simultani beta raspad dva neutrona ili protona istog jezgra.

Na osnovu ovoga sledi da su praktično svi potencijalni detektibilni dvostruki beta emiteri parno-parna jezgra koja imaju energetski niže osnovno stanje od susednog neparno-neparnog jezgra. Pošto osnovno stanje parno-parnog jezgra ima spin nula i pozitivnu parnost, $\beta\beta$ raspad se obično dešava za $(0^+ \rightarrow 0^+)$ prelaze. U nekim slučajevima moguć je i dvostruki beta raspad na ekscitovana stanja jezgra potomka.

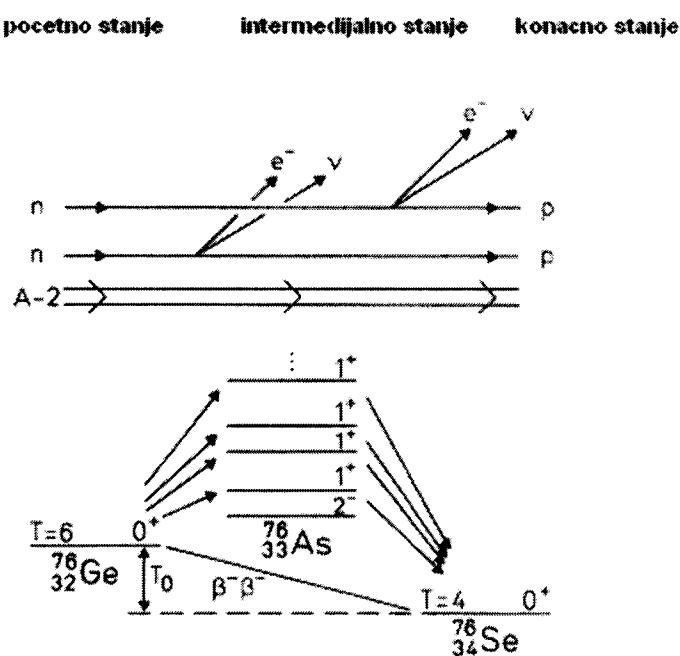
1.3.1 $\beta\beta$ raspad

Kod dvostrukog beta raspada tipa $\beta^-\beta^-$ razlikuju se sledeći načini raspada: dvoneutrinski $\beta\beta(2\nu)$, bezneutrinski $\beta\beta(0\nu)$ i raspad $\beta\beta(0\nu,\chi)$, pri kome se emisuje laki hipotetički neutralni bozon χ , Majoron.

Kod dvoneutrinskog dvostrukog beta raspada

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + e_1^- + e_2^- + \bar{\nu}_{e1} + \bar{\nu}_{e2} \quad (9)$$

važi zakon održanja nanelektrisanja i zakon održanja leptonskog broja. Analogni raspad, pri kome dolazi do transformacije dva protona u dva neutrona je moguć, ali je mnogo manje verovatan. Raspad $2n \rightarrow 2p$, kojem podleže znatno veći broj jezgara, obično ima mnogo veću Q-vrednost. Dvoneutrinski dvostruki beta raspad je u osnovi sličan sa dva uzastopna obična beta raspada, gde su intermedijalna stanja virtuelna , Slika 7.



Slika 7. Ilustracija $\beta\beta(2\nu)$ načina raspada

Proces dvoneutrinskog dvostrukog beta raspada je energijski dozvoljen samo ako atomske mase zadovoljavaju sledeći uslov

$$m(Z, A) > m(Z+2, A) \quad (10)$$

Dodatni uslov, kojim se zabranjuje jednostruki beta raspad je:

$$m(Z, A) < m(Z+1, A) \quad (11)$$

Od daleko većeg interesa je bezneutrinski dvostruki beta raspad $\beta\beta(0\nu)$ čije je teorijsko objašnjenje prvi dao Furry [44].

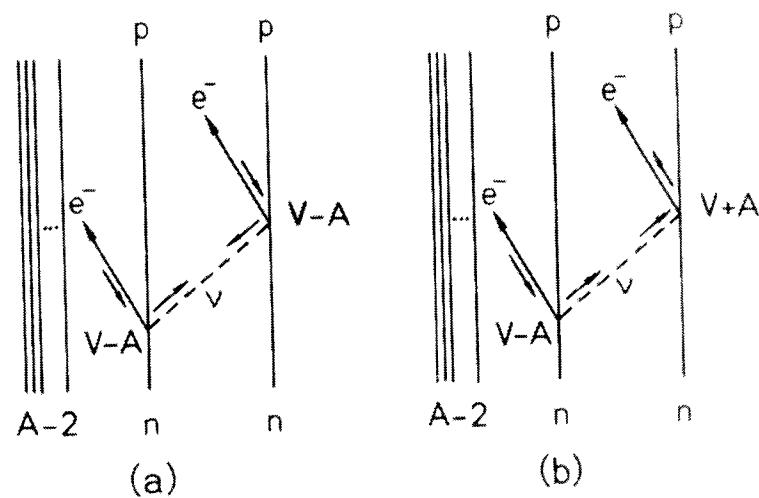
$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + e_1^- + e_2^- \quad (12)$$

U ovom procesu ne važi zakon održanja leptonskog broja, te je ovaj raspad zabranjen sa stanovišta Standardne teorije elektroslabe interakcije. Virtuelni neutrino se razmenjuje između dva neutrona istog atomskog jezgra. Antineutrino koji se emituje u prvom verteksu mora biti apsorbovan u drugom verteksu, Slika 8.

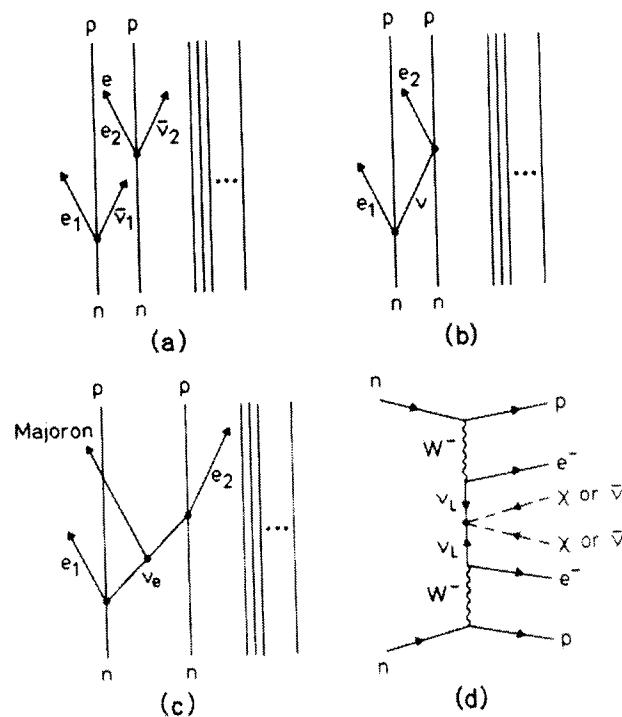
Postoje i prelazi $\beta\beta(0\nu\chi)$ i $\beta\beta(0\nu2\chi)$, pri kome se emituje laki neutralni bozon χ , Majoron:

$$\begin{aligned} (Z, A) &\rightarrow (Z + 2, A) + e_1^- + e_2^- + \chi \\ (Z, A) &\rightarrow (Z + 2, A) + e_1^- + e_2^- + \chi^+ \chi^- \end{aligned} \quad (13)$$

Na Slici 9 prikazani su Fejnmanovi grafici za $\beta\beta(2\nu)$ raspad, $\beta\beta(0\nu)$ raspad, i raspad uz emisiju jednog, odnosno dva Majorona, $\beta\beta(0\nu\chi)$ i $\beta\beta(0\nu2\chi)$.

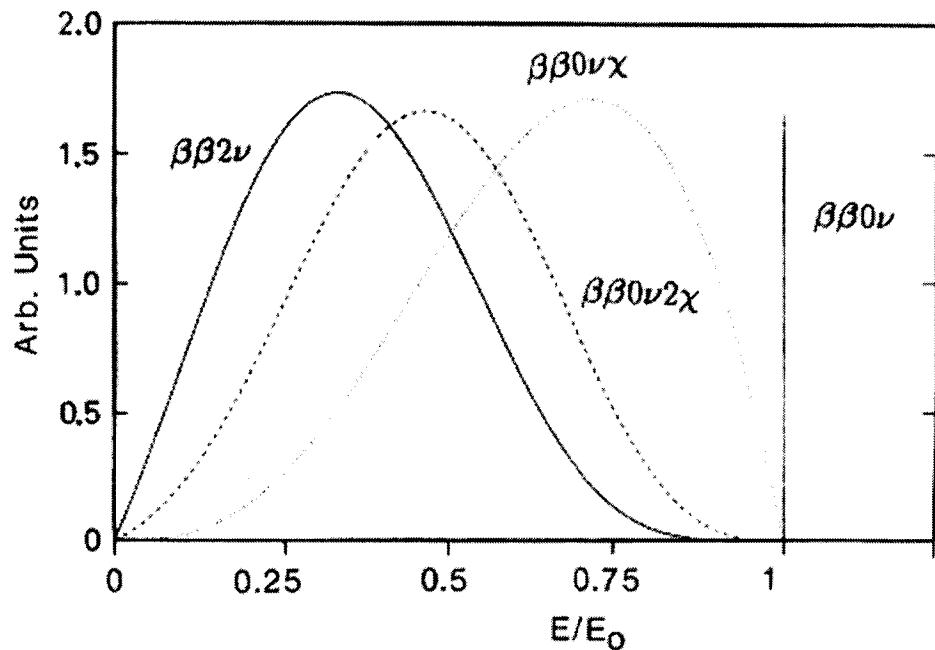


Slika 8. Dijagram za 0ν način raspada. Strelice označavaju dominantnu komponentu heliciteta.



Slika 9. Fejnmanovi grafici za $\beta\beta(2\nu)$ raspad (a), $\beta\beta(0\nu)$ raspad (b), i raspad uz emisiju jednog, odnosno dva Majorona, $\beta\beta(0\nu\chi)$ (c) i $\beta\beta(0\nu2\chi)$ (d)

Ova tri načina dvostrukog beta raspada $\beta\beta(2\nu)$, $\beta\beta(0\nu)$, $\beta\beta(0\nu\chi)$ i $\beta\beta(0\nu2\chi)$ razlikuju se po obliku elektronskog spektra, koji je određen na osnovu faznog prostora emitovanih lakih čestica. Za $\beta\beta(2\nu)$ i $\beta\beta(0\nu)$ raspade ovi spektri su prikazani na Slici 10. Za 2ν raspad spektar ima razvučen maksimum na energiji koja odgovara sumi kinetičkih energija emitovanih elektrona, dok kod 0ν raspada dva elektrona odnose svu raspoloživu kinetičku energiju (uzmak jezgra može da se zanemari), i u obliku je jednog pika na kraju energijskog spektra. U slučaju emisije Majorona, elektronski spektar je kontinualan, ali je maksimum pomeren ka većim energijama, zbog tročestičnog faznog prostora za luke čestice.

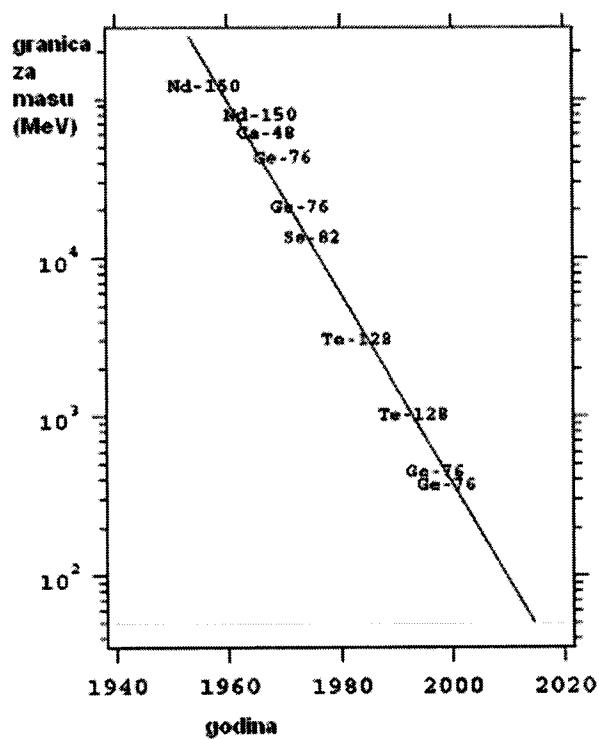


Slika 10. Raspodela kinetičke energije dva emitovana elektrona za različite kanale

raspada : $\beta\beta(2\nu)$, $\beta\beta(0\nu)$, $\beta\beta(0\nu\chi)$ (c) i $\beta\beta(0\nu2\chi)$, $E_0 = Q_{\beta\beta}$

$\beta\beta(2\nu)$ raspad je dozvoljen proces. Međutim, zbog toga što je on semileptonski slabi raspad drugog reda, njegov period poluraspada je veoma dug. Eksperimentalno su određeni periodi poluraspada za većinu jezgara koja su $\beta\beta(2\nu)$ emiteri.

Eksperimentalni rezultati su pokazali da su, za razliku od predviđanja Furrya [17], periodi poluraspada za $\beta\beta(0\nu)$ raspad su duži nego $\beta\beta(2\nu)$ periode poluraspada. Pošto je brzina za ovaj proces proporcionalna kvadratu efektivne mase neutrina, teorijske vrednosti za periode poluraspada direktno zavise od tačnosti sa kojom je određena granica za masu neutrina. Na Slici 11 je ilustrovano logaritamsko poboljšanje pri određivanju granice za masu neutrina, koje je za faktor veće od četiri za svaku dekadu [33]. Ako se ovaj trend nastavi, očekuje se da će se za 10-20 godina dostići vrednosti za masenu skalu neutrina koju prepostavljaju eksperimenti sa neutrinskim oscilacijama.



Slika 11. »Moorov zakon« za $\beta\beta(0\nu)$ raspad: zavisnost efektivne mase neutrina od vremena. Odgovarajući eksperimenti su označeni hemijskim simbolom za početno jezgro.

Postoje 34 $\beta^-\beta^-$ emitera. Lista svih mogućih $\beta^-\beta^-$ emitera je data u Tabeli 4.

Tabela 4. Lista svih mogućih $\beta^-\beta^-$ emitera. ΔE je razlika u atomskoj masi u keV; Ab. je

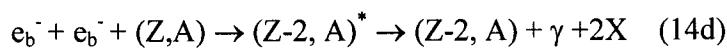
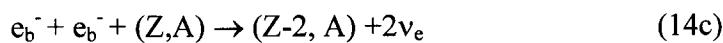
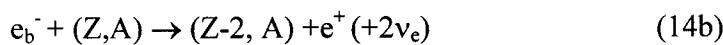
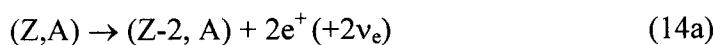
vrednost izotopskog prinosa [26]

Raspad	ΔE (keV)		Ab. (%)
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987	± 4	0.004
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271	± 4	0.187
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001	± 3	0.6
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2039.6	± 0.9	7.8
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130	± 9	49.9
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{83}\text{Kr}$	2995	± 6	8.9
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1259	± 5	17.3
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	1145.3	± 2.5	17.38
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350	± 3	2.8
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112	± 7	24.13
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034	± 6	9.63
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1299	± 2	18.6
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013	± 19	11.72
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534	± 4	28.73
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802	± 4	7.49
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364	± 4	4.63
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2288.1	± 1.6	5.79
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868	± 4	31.10
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2528.8	± 1.3	33.87
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847	± 10	10.4
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479	± 8	8.9
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	1417.6	± 2.5	11.13
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56	± 5	17.19

$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928.3	± 1.9	5.76
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367.1	± 2.2	5.64
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	1251.9	± 1.4	22.7
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1729.5	± 1.4	21.86
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$	653.9	± 1.6	14.9
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1078.8	± 2.7	12.7
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	490.3	± 2.2	26.6
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417	± 4	41.0
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416.5	± 1.1	6.85
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858.2	± 6	100
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145.8	± 1.7	99.27

1.3.2 $\beta^+\beta^+$ raspad

Dvostruki protonski raspad, u zavisnosti od Q-vrednosti, može da bude: dvostruki pozitronski raspad ($\beta^+\beta^+$), pozitronsko-elektronski zahvat (β^+EC) i dvostruki elektronski zahvat (ECEC). Pri svakom od ovih načina raspada mogu se emitovati dva neutrina ili su raspadi bezneutrinski.



U reakciji (14d) jezgro potomak ($Z-2, A$) se generiše u prvom ekscitovanom stanju. Tako se uporedno sa dva X kvanta (ili Ožeova elektrona) iz ljeske, emituje i gama kvant iz jezgra čija se energija razlikuje od konvencionalne energije prelaza. Elektronski

zahvat je energijski povoljniji u poređenju sa emisijom pozitrona. Razlika u masi između (Z, A) i $(Z - 2, A)$ atoma odgovara Q vrednostima za dvostruki elektronski zahvat (Q_0). Q vrednost za emisiju dva pozitrona ($Q_{\beta^+ \beta^+}$) je za $4m_e c^2$ manja od vrednosti Q_0 pošto se mase dva emitovana pozitrona i dva dodatna elektrona iz s-ljuske moraju uzeti u obzir. Q vrednost za raspad (14b) je $Q_0 - 2m_e c^2$. Zbog toga je $\beta^+ \beta^+$ raspad uvek praćen $\beta^+ EC$ i ECEC raspadima.

Tabela 5. Lista svih mogućih $\beta^+ \beta^+$ ($2\beta^+, \beta^+ EC$ i ECEC) emitera [26]

Raspad	ΔE (keV)	Ab. (%)
$^{36}_{18} Ar \rightarrow ^{36}_{16} S$	433.5(0.3)	0.337(0.003)
$^{40}_{20} Ca \rightarrow ^{40}_{18} Ar$	193.78(0.29)	96.941(0.018)
$^{50}_{24} Cr \rightarrow ^{50}_{22} Ti$	1171.3(1.2)	4.345(0.013)
$^{54}_{26} Fe \rightarrow ^{54}_{24} Cr$	680.1(0.6)	5.8(0.1)
$^{58}_{28} Ni \rightarrow ^{58}_{26} Fe$	11925.9(0.7)	68.077(0.009)
$^{64}_{30} Zn \rightarrow ^{64}_{28} Ni$	1096.3(0.9)	48.6(0.1)
$^{74}_{34} Se \rightarrow ^{74}_{32} Ge$	1209.4(0.6)	0.89(0.02)
$^{78}_{36} Kr \rightarrow ^{78}_{34} Se$	2867(7)	0.35(0.02)
$^{84}_{38} Sr \rightarrow ^{84}_{36} Kr$	1787(4)	0.56(0.01)
$^{92}_{42} Mo \rightarrow ^{92}_{40} Zr$	1650(4)	14.84(0.04)
$^{96}_{44} Ru \rightarrow ^{96}_{42} Mo$	2725(8)	5.52(0.06)
$^{102}_{46} Pd \rightarrow ^{102}_{44} Ru$	1172.1(2.6)	1.02(0.01)
$^{106}_{48} Cd \rightarrow ^{106}_{46} Pd$	2771(8)	1.25(0.04)
$^{108}_{48} Cd \rightarrow ^{108}_{46} Pd$	269(6)	28.73(0.28)

$^{112}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{112}_{48}\text{Cd}$	1923(4)	0.97(0.01)
$^{120}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{120}_{50}\text{Sn}$	1703(11)	0.096(0.002)
$^{124}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$	2865.9(2.2)	
$^{126}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{126}_{52}\text{Te}$	897(6)	0.09(0.01)
$^{130}_{56}\text{Ba} \rightarrow ^{130}_{54}\text{Xe}$	2610(7)	0.106(0.002)
$^{132}_{56}\text{Ba} \rightarrow ^{132}_{54}\text{Xe}$	840(3)	0.101(0.002)
$^{136}_{58}\text{Ce} \rightarrow ^{136}_{56}\text{Ba}$	2400(50)	0.19(0.01)
$^{138}_{58}\text{Ce} \rightarrow ^{138}_{56}\text{Ba}$	693(11)	0.25(0.01)
$^{114}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{144}_{60}\text{Nd}$	1781.6(1.9)	3.1(0.1)
$^{156}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{156}_{64}\text{Gd}$	2011(6)	0.06(0.01)
$^{158}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{158}_{64}\text{Gd}$	283.2(2.4)	0.10(0.01)
$^{164}_{68}\text{Er} \rightarrow ^{164}_{66}\text{Dy}$	1844.7(2.8)	0.14(0.01)
$^{164}_{68}\text{Er} \rightarrow ^{164}_{66}\text{Dy}$	24.3(2.5)	1.61(0.02)
$^{168}_{70}\text{Yb} \rightarrow ^{168}_{68}\text{Er}$	1422(4)	0.13(0.01)
$^{174}_{72}\text{Hf} \rightarrow ^{174}_{70}\text{Yb}$	1102.1(2.5)	0.162(0.003)
$^{180}_{74}\text{W} \rightarrow ^{180}_{72}\text{Hf}$	146(5)	0.13(0.04)
$^{184}_{76}\text{Os} \rightarrow ^{184}_{74}\text{W}$	1451.5(1.4)	0.02(0.01)
$^{190}_{78}\text{Pt} \rightarrow ^{190}_{76}\text{Os}$	1383(6)	0.01(0.01)
$^{196}_{80}\text{Hg} \rightarrow ^{196}_{78}\text{Pt}$	819.9(3.0)	0.15(0.01)

1.4 Masa neutrina - teorijski aspekt

1.4.1 Majorana i Dirakov neutrino

Mase neutrina su mnogo manje od masa nalektrisanih leptona sa kojima oni formiraju slabe izodublete [45]. U eksperimentu beta raspada jezgra tricijuma utvrđeno je da je masa elektrona, koji spada u najlakše nanelektrisane leptone, najmanje je 10^5 puta veća od mase neutrina. Veoma je teško objasniti ovako veliku razliku u masi. Prepostavka da su neutrini Majorana čestice ide u prilog ovom objašnjenju.

Majorana fermioni su dvokomponentni objekti, dok su Dirakovи fermioni četvorokomponentni.

Masivni fermioni se najčešće opisuju Dirakovom jednačinom, gde se kiralnost svojstvenih vektora ψ_R i ψ_L kupluje i formira četvorokomponentni objekat mase m

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu) \psi_R - m \psi_L = 0, \quad i(\sigma^\mu \partial_\mu) \psi_L - m \psi_R = 0 \quad (15)$$

$\hat{\sigma}^\mu = (\sigma^0, \vec{\sigma})$, $\sigma^\mu = (\sigma^0, -\vec{\sigma})$, $(\sigma^0, \vec{\sigma})$ su Paulijeve matrice. $\psi_{L(R)}$ je dvokomponentni spinor. Četvorokomponentni bispinor se definiše kao

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix}; \quad \psi_R = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_L \end{pmatrix} \quad (16)$$

gde je $\Psi_{L(R)}$ kiralna projekcija vektora Ψ .

Na osnovu sugestije Majorane [15] može se koristiti alternativan opis za masivne fermione koji nemaju nijedan aditivan kvantni broj osim ψ_R (mase m) ili ψ_L (mase m'), i zadovoljavaju jednačine:

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu) \psi_R - m \varepsilon \psi_{R^*} = 0; i(\sigma^\mu \partial_\mu) \psi_L - m' \varepsilon \psi_{L^*} = 0 \quad (17)$$

gde je $\varepsilon = i\sigma_y$.

Majorana polja mogu da se izraze i u četvorokomponentnom obliku

$$\Psi_L(x) = \begin{pmatrix} -\varepsilon \psi_L(x) \\ \psi_L(x) \end{pmatrix}, i \Psi_R(x) = \begin{pmatrix} \psi_R(x) \\ \varepsilon \psi_{R^*}(x) \end{pmatrix} \quad (18)$$

Ove oznake se koriste za opisivanje nanelektrisane slabe struje u kompaktnom obliku.

Dirakovo polje Ψ je ekvivalentno sa dva Majorana polja gde je $m = m'$ i $\psi_L = \varepsilon \psi_R^*$.

U Lagranđijanu koji opisuje stanja neutrina Lorenz-invarijantan član za masu se javlja u tri oblika:

$$M_D \left[\bar{\nu}_R \nu_L + (\bar{\nu}_L)^c \nu_R^c \right], M_L \left[(\bar{\nu}_L)^c \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_L^c \right], M_R \left[(\bar{\nu}_R)^c \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_R^c \right] \quad (19)$$

$\nu_{L(R)}$ je neutrinski anihilacioni operator. Prvi član u gornjoj jednačini je Dirakov član za masu (sa masenim parametrom M_D) koji zahteva postojanje kiralnosti svojstvenih stanja ν_L i ν_R i održava leptonski kvantni broj. Drugi i treći član u jednačini su Majorana članovi za masu, koji narušavaju održanje leptonskog broja i mogu da postoje čak i ukoliko u izrazu nema ν_R (u članu sa masenim parametrom M_L) ili ν_L (u članu sa masenim parametrom M_R).

Neka se posmatra jedan opšti slučaj sa N aroma levorukih neutrina ν_L i jednakim brojem N desnorukih neutrina ν_R . Najopštiji izraz za Lorenz-invarijantan maseni član u Lagranđijanu neutrina tada ima oblik

$$L_M = -\frac{1}{2} ((\nu_L)^c \bar{\nu}_R) M \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + h.c., M = \begin{pmatrix} M_L & M_D^T \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \quad (20)$$

M_L i M_R su simetrične $N \times N$ matrice (Majorana mase za levoruke i desnорuke neutrine).

Matrica M sa realnim pozitivnim svojstvenim vrednostima m_1, \dots, m_{2N} je unitarna matrica

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} \Phi_L \quad (21)$$

Matrice U i V imaju N vrsta i $2N$ kolona, Φ_L je vektor dimenzije $2N$ i odnosi se na Majorana objekte. Ukoliko ne postoji ni jedno ν_R stanje, ili je M_R suviše veliko, jedini relevantan parametar je M_L , i samo $N \times N$ matrica U dijagonalizuje maseni član (Φ_L ima tada samo N komponenata).

Posmatra se slučaj kada je $M_L \neq 0$. Unitarna $N \times N$ matrica U tada sadrži N^2 realnih parametara, od kojih $N(N-1)/2$ uglova i $N(N-1)/2$ faza opisuje moguća CP narušavanja. U oscilatornim eksperimentima koji narušavaju samo aromu leptonskog broja, ali održavaju ukupan leptonski broj (kao što su $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ili $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), mogu da se odrede svi uglovi i $(N-1)(N-2)/2$ faza. Ove faze, koje su zajedničke i za Dirakove i za Majorana neutrine, opisuju CP narušavanje zbog koga postoje moguće razlike između oscilatornih verovatnoća $\nu_i \rightarrow \nu_{i'} \quad i \quad \bar{\nu}_i \rightarrow \bar{\nu}_{i'}$.

Preostale $N-1$ faze utiču samo na oscilatorne procese za neutrine (u kojima se neutrini stvaraju iz slabe nanelektrisane struje i ponovo apsorbuju u nanelektrisane struje), koji narušavaju ukupan leptonski broj, kao što se dešava u procesu bezneutrinskog $\beta\beta(0\nu)$ raspada. Ove faze imaju fizički značaj samo za Majorana neutrine.

1.4.2 $\beta\beta(0\nu)$ brzina raspada i Majorana masa

Diferencijalna brzina raspada za $\beta\beta(0\nu)$ proces data je izrazom

$$d\Gamma_{0\nu} = 2\pi \sum_{\text{spin}} |R_{0\nu}|^2 \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E_f - M_i) \frac{(d\vec{p}_1)}{(2\pi)^3} \frac{(d\vec{p}_2)}{(2\pi)^3} \quad (22)$$

$\varepsilon_{1(2)}$ i $\vec{p}_{1(2)}$ su ukupne energije i impulsi elektrona, a $E_f(M_i)$ je energija krajnjeg (masa početnog) nuklearnog stanja. Veličina $R_{0\nu}$ je amplituda uzajamnog delovanja i ona se izračunava teorijom perturbacije drugog reda.

Leptonski član u $R_{0\nu}$, koji se odnosi na emisiju i reapsorpciju Majorana neutrina mase m_j je

$$-i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)} e^{-iq(x-y)} \bar{e}(x) \gamma_\rho P_L \frac{q^\mu \gamma_\mu + m_j}{q^2 - m_j^2} P_L \gamma_\sigma e^c(y) \quad (23)$$

$P_L = (1-\gamma_5)/2$, $\bar{e}(x), e^c(y)$ su operatori kreacije elektrona, q je kvadri-vektor impusla. Pošto γ_μ antikomutira sa γ_5 , amplituda je proporcionalna sa m_j , pa član $q^\mu \gamma_\mu$ može da se zanemari. Posle integracije po energijama virtuelnog neutrina dq^0 , denominator $q^2 - m_j^2$ se zamjenjuje sa njegovom rezidualnom vrednošću ω_j/π , $\omega_j = \sqrt{(\vec{q}^2 + m_j^2)}$. Može se zaključiti da je za luke neutrine amplituda proporcionalna sa $m_j/\omega_j \ll 1$.

Integracijom po impuslima virtuelnog neutrina dobija se neutinski potencijal

$$H_k(r, A_k) = \frac{2R_N}{\pi r} \int_0^\infty dq \frac{q \sin(qr)}{\omega(\omega + A_k)}, A_{1(2)} = E_m - (M_i + M_f)/2 \pm (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2 \quad (24)$$

oznake 1 i 2 odnose se na emitovane elektrone, E_m je energija ekskcitacije intermedijalnog jezgra, M_f je masa krajnjeg jezgra, r je rastojanje između dva neutrona koji prelaze u protone. Faktor R_N je radijus jezgra i on je uveden da bi potencijal H bio

bezdimenzionalan. U slučaju $\beta\beta(0\nu)$ raspada neutrinski potencijal se može aproksimirati kao

$$H(r) = [H_1(r, A_1) + H_2(r, A_2)]/2 \approx H(r, \bar{A}), \quad \bar{A} = \bar{E}_m - (M_i + M_f)/2 \quad (25)$$

E_m je srednja energija intermedijalnog jezgra. Potencijal $H(r)$ slabo zavisi od m_j sve dok su mase neutrina manje od ~ 10 MeV.

Za $0_i^+ \rightarrow 0_f^+$ prelaze emitovani elektroni se posmatraju kao s-talasi, pa se koristi nerelativistička aproksimacija za nukleone. Nuklearni deo u amplitudi tada postaje suma Gamow-Tellerovih i Fermijevih nuklearnih matričnih elemenata. Oznaka 0ν se koristi da bi se naznačilo prisustvo neutrinskog potencijala $H(r)$.

$$|M_{0\nu}| \equiv M_{GT}^{0\nu} \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} = \left\langle f \left| \sum_{lk} H(r_{lk}, A) \tau_l^+ \tau_k^+ (\vec{\sigma}_l \cdot \vec{\sigma}_k - \frac{g_V^2}{g_A^2}) i \right| \right\rangle \quad (26)$$

Sumiranje se vrši po svim nukleonima, $|f\rangle\langle i|$ su krajne (početno) nuklearne stanje, g_V (g_A) su konstante kuplovanja vektora (aksijalnog vektora). U ovoj aproksimaciji amplituda prelaza za Majorana neutrino mase m_j je jednostavno proizvod m_j i gornje kombinacije nuklearnih matričnih elemenata. Međutim, pošto se elektroni emituju u oba verteksa, amplituda U_{ej} se javlja u svakom članu, pa, fizički gledano, amplituda uzajamnog delovanja sadrži faktor U_{ej}^e , a ne $|U_{ej}|^2$, i proporcionalna je sa faktorom

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_j m_j U_{ej}^2 \right| \quad (27)$$

pri čemu se sumiranje vrši samo po stanjima lakih neutrina, sa $m_j < 10\text{MeV}$. Veličina $\langle m_\nu \rangle$ je efektivna masa neutrina. Kako se u izrazu za $\langle m_\nu \rangle$ javlja član U_{ej}^2 , a ne $|U_{ej}|^2$, vrednost za $\langle m_\nu \rangle$ zavisi od Majorana faza.

Da bi se dobio izraz za brzinu raspada potrebno je kvadrirati amplitudu uzajamnog delovanja i pomnožiti je sa odgovarajućim fazno-prostornim integralom, koji je u ovom slučaju dvoelektronski fazno-prostorni integral.

$$G^{0\nu} \sim \int F(Z, \varepsilon_1) F(Z, \varepsilon_2) p_1 p_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \delta(E_0 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 \quad (28)$$

E_0 je raspoloživa energija (suma kinetičkih energija elektrona koji odgovaraju piku je na $Q = E_0 - 2m_e$). $F(Z, \varepsilon)$ je Fermijeva funkcija koja opisuje uticaj Kulonovog efekta na elektron koji napušta jezgro.

Može se zaključiti da ukoliko do dvostrukog beta raspada $\beta\beta(0\nu)$ dolazi uz emisiju lakog masivnog Majorana neutrina period poluraspada je tada

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{0\nu}(E_0, Z) \left| M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} \right|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (29)$$

$G^{0\nu}$ je fazno-prostorni integral koji se može tačno izračunati, $\langle m_\nu \rangle$ je efektivna masa neutrina, a $M_{GT}^{0\nu}$ i $M_F^{0\nu}$ su nuklearni matrični elementi.

Na ovaj način je moguće odrediti gornju granicu za $\langle m_\nu \rangle$ ukoliko se eksperimentalno odredi gornja granica za $\beta\beta(0\nu)$ period poluraspada i ako su poznate vrednosti za nuklearne matrične elemente. Registrovanjem $\beta\beta(0\nu)$ raspada moguće je odrediti svojstvenu vrednost za $\langle m_\nu \rangle$, ali samo ako je razmena virtuelnog lakog Majorana neutrina dominantni mehanizam $\beta\beta(0\nu)$ raspada, inače je veoma teško proceniti masu neutrina.

1.4.3 $\beta\beta(0\nu)$ raspad i oscilatorni parametri

Posmatra se N masivnih Majorana neutrina ν_i , $i = 1, \dots, N$. Tada se slaba svojstvena stanja neutrina ν_e, ν_μ i ν_τ mogu prikazati kao superpozicija od ν_i korišćenjem $3 \times N$ matrice U_{li} . U principu, elektronski neutrino je tada superpozicija

$$\nu_e = \sum_i^N U_{ei} \nu_i \quad (30)$$

a brzina $\beta\beta(0\nu)$ raspada je proporcionalna sa

$$\langle m_\nu \rangle^2 = \left| \sum_i^N U_{ei}^2 m_i \right|^2 = \left| \sum_i^N |U_{ei}|^2 e^{\alpha_i} m_i \right|^2, (m_i \geq 0) \quad (31)$$

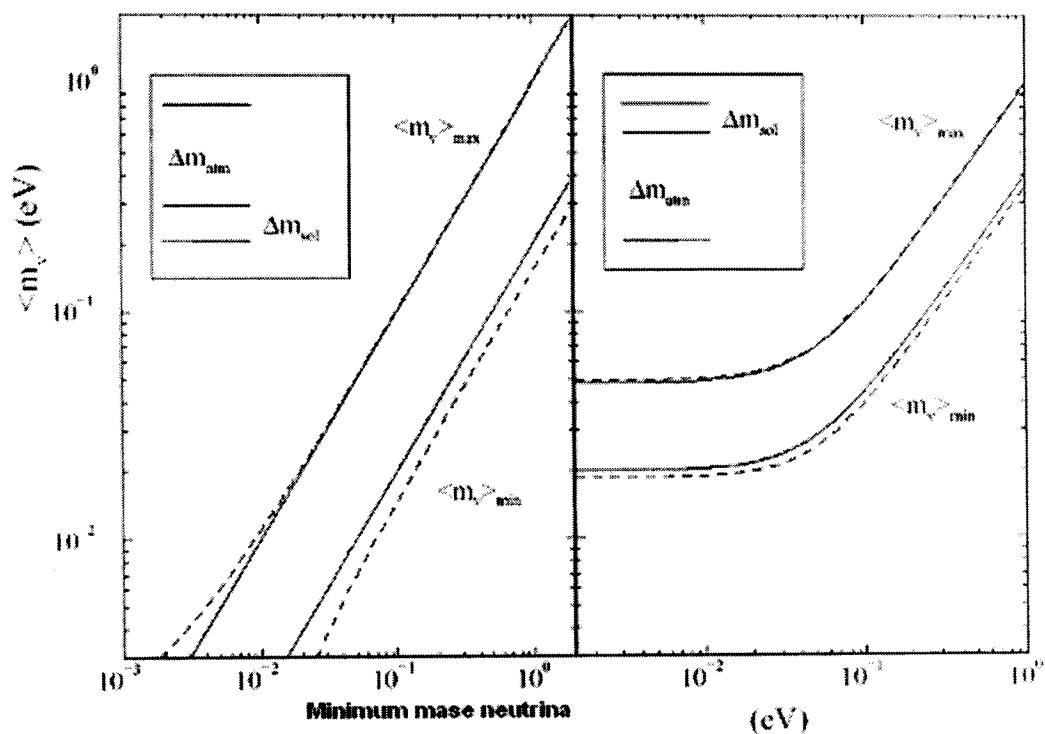
Sve veličine zavise od N-1 Majorana faza $\alpha_i/2$ matrice U, koje u eksperimentima sa neutrinskim oscilacijama ostaju irelevantan, pa važi zakon održanja leptonskog broja.

Ako važi zakon održanja CP, tada je $\alpha_i = k\pi$, ali u opštem slučaju sve vrednosti α_i su moguće.

Kako veličina $\langle m_\nu \rangle$ zavisi od nepoznatih vrednosti za faze α_i , gornja granica za $\langle m_\nu \rangle$, $\langle m_\nu \rangle_{\max}$ i $\langle m_\nu \rangle_{\min}$ zavise samo od apsolutne vrednosti uglova mešanja

$$\langle m_\nu \rangle_{\max} = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i, \quad \langle m_\nu \rangle_{\min} = \max \left[(2|U_{ei}|^2 m_i - \langle m_\nu \rangle_{\max})_0 \right] \quad (32)$$

Na ovaj način bi mogao da se odredi interval apsolutne vrednosti za masu neutrina ukoliko bi se eksperimentalno registrovao $\beta\beta(0\nu)$ raspad i ako bi se odredile vrednosti za $\langle m_\nu \rangle$. Potrebno je znati vrednosti za uglove mešanja $|U_{ei}|^2$ i razlike u kvadratima mase Δm_{ij}^2 koje se dobijaju iz oscilatornih eksperimenata. Postoji više rešenja za ovaj problem, jedno od mogućih je i LMA (Large Mixing Angle) rešenje. Na Slici 12 je prikazano LMA rešenje za $N=3$.



Slika 12. Efektivna masa $\langle m_\nu \rangle$ u funkciji najmanje mase neutrina m_{min}

Postoji velik broj radova u kojima se analiziraju rezultati dobijeni iz eksperimenata sa neutrinskim oscilacijama. Ni u jednom od njih ne može da se proceni vrednost za $\langle m_\nu \rangle$ na osnovu dosadašnjih znanja iz ove oblasti.

1.4.4 $\beta\beta(0\nu)$ raspad i drugi procesi koji narušavaju održanje leptonskog broja

$\beta\beta(0\nu)$ raspad nije jedini proces koji dovodi do narušavanja održanja leptonskog broja.

Mion-pozitronska konverzija

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^+ + (A, Z - 2) \quad (33)$$

ili retki raspad kaona $K_{\mu\mu\pi}$, $K_{e\pi\pi}$ i $K_{\mu e\pi}$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-, \quad K^+ \rightarrow e^+ e^+ \pi^-, \quad K^+ \rightarrow \mu^+ e^+ \pi^- \quad (34)$$

su primeri procesa koji narušavaju zakon održanja leptonskog broja.

Kao i $\beta\beta(0\nu)$ raspad, i ovi procesi se dešavaju razmenom virtualnog Majorana neutrina. Brzina ovih raspada je proporcionalna sa veličinom koja je analogna sa $\langle m_\nu \rangle$

$$\langle m_{xy} \rangle \equiv \sum_i U_{xi} U_{yi} m_i \quad (35)$$

Proučavanjem ovih rapada mogla bi se odrediti vrednost neutrinske matrice mešanja U , ali u dosadašnjim eksperimentima nije dostignuta dovoljna osetljivost.

Granice za masu za ovaj raspad je

$$\langle m_{\mu e} \rangle \equiv \left\langle \sum_i U_{ei} U_{\mu e} m_i \right\rangle (17(82) \text{ MeV}) \quad (36)$$

U slučaju $K_{\mu\mu\pi}$ raspada granice za masu

$$\langle m_{\mu\mu} \rangle \equiv \left\langle \sum_i U_{\mu\mu}^{-2} m_i \right\rangle (4 \times 10^4 \text{ MeV}) \quad (37)$$

1.4.5. $\beta\beta(0\nu)$ matrični elementi

Formula kojom se izračunava period poluraspada za $\beta\beta(2\nu)$ raspad data je

izrazom

$$[T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{2\nu}(E_0, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2 \quad (38)$$

$G^{2\nu}$ su tačno izračunate vrednosti fazno-prostornih integrala, a $M_{GT}^{2\nu}$ su nuklearni matrični elementi

$$M_{GT}^{2\nu} = \sum_m \frac{\langle f | \sigma \tau_+ | m \rangle \langle m | \sigma \tau_+ | i \rangle}{E_m - (M_i + M_f)/2} \quad (39)$$

$|f\rangle(|i\rangle)$ je 0^+ osnovno stanje krajnjeg (početnog) parno-parnog jezgra mase M_f (M_i), $|m\rangle$ su 1^+ stanja intermedijalnog neparno-neparnog jezgra energije E_m . Poslednji faktor u gornjoj jednačini je numeratori amplitude β^- raspada početnog jezgra, a prvi faktor je amplituda β^+ raspada jezgra potomka. Brzina $\beta\beta(2\nu)$ raspada zavisi od nuklearne strukture, pa dobijene vrednosti za nuklearne matrične elemente predstavljaju test za upotrebljeni nuklearni model. U Tabeli 6 su date eksperimentalno određene vrednosti za nuklearne matrične elemente, u kojoj se vidi da se, zbog efekta nuklearne strukture, vrednosti za matrične elemente razlikuju za faktor 10, a za period poluraspada za faktor 100.

Tabela 6 Eksperimentalno određene vrednosti za $\beta\beta(2\nu)$ periode poluraspada. [33]

IZOTOP	$T_{1/2}^{2\nu}$ (god)	$M_{GT}^{2\nu}$ (MeV $^{-1}$)
^{48}Ca	$(4.2 \pm 1.2) \times 10^{19}$	0.05
^{76}Ge	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{21}$	0.15
^{82}Se	$(9.2 \pm 1.0) \times 10^{19}$	0.10
^{96}Zr	$(1.4 \pm 0.5) \times 10^{19}$	0.12
^{100}Mo	$(8.0 \pm 0.6) \times 10^{18}$	0.22
^{116}Cd	$(3.2 \pm 0.3) \times 10^{18}$	0.12
^{128}Te	$(7.2 \pm 0.3) \times 10^{24}$	0.025
^{130}Te	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$	0.017
^{136}Xe	$> 8.1 \times 10^{20}$ (90% CL)	<0.03
^{150}Nd	$(7.0 \pm 0.3) \times 10^{18}$	0.07
^{238}U	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	0.05

Formula (39) za određivanje nuklearnih matričnih elemenata važi i za $\beta\beta(2\nu)$ i $\beta\beta(0\nu, \chi)$ raspad, dok $\beta\beta(0\nu, \chi)$ period poluraspada zavisi od konstante kuplovanja

$$\langle g_{\nu\chi} \rangle$$

$$[T_{1/2}^{0\nu,\chi}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{0\nu,\chi}(E_0, Z) \left| M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_\nu^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} \right|^2 \langle g_{\nu\chi} \rangle^2 \quad (40)$$

$G^{0\nu,\chi}(E_0, Z)$ je fazno-prostorni integral, za koje postoje tablične vrednosti.

Postoje dva pristupa za izračunavanje nuklearnih matričnih elemenata za $\beta\beta(2\nu)$ i $\beta\beta(0\nu)$ način raspada, QRPA (Quasiparticle Random Phase Approximation) i NSM (Nuclear Shell Model). U slučaju $\beta\beta(2\nu)$ raspada, parametri koji ulaze u formulu za izračunavanje matričnih elemenata mogu da se odrede, jer su povezani sa drugim nuklearnim fenomenima. U slučaju $\beta\beta(0\nu)$ raspada mnogo je komplikovanije, ili čak nemoguće, odrediti nuklearne matrične elemente.

U tabelama 7, 8 i 9 date su vrednosti za periode poluraspada za odgovarajuće procese.

Tabela 7 $\beta\beta(0\nu)$ periodi poluraspada u jedinicama 10^{26} koji odgovaraju $\langle m_\nu \rangle$ [33]

Jezgro						
⁴⁸ Ca	12.7	35.3	-	-	-	10.0
⁷⁶ Ge	6.8	70.8	56.0	9.3	12.8	14.4
⁸² Se	2.3	9.6	22.4	2.4	3.2	6.0
¹⁰⁰ Mo	-	-	4.0	5.1	1.2	15.6
¹¹⁶ Cd	-	-	-	1.9	3.1	18.8
¹³⁰ Te	0.6	23.2	2.8	2.0	3.6	3.4
¹³⁶ Xe	-	48.4	13.2	8.8	21.2	7.2
¹⁵⁰ Nd	-	-	-	0.1	0.2	-
¹⁶⁰ Gd	-	-	-	3.4	-	-

Tabela 8 Najbolje vrednosti dobijene za $T_{1/2}^{0\nu}$ [33]

Izotop	$T_{1/2}^{0\nu}$ (god)	$\langle m_\nu \rangle$ (eV)
^{48}Ca	$>9.5 \times 10^{21}$ (76%)	<8.3
^{76}Ge	$>1.9 \times 10^{25}$	<0.35
^{82}Se	$>1.6 \times 10^{25}$	$<0.33-1.35$
	$>2.7 \times 10^{22}$ (68%)	<5
^{100}Mo	$>5.5 \times 10^{22}$	<2.1
^{116}Cd	$>7 \times 10^{22}$	<2.6
^{128}Te	$>7.7 \times 10^{24}$	$<1.1-1.5$
^{130}Te	$>1.4 \times 10^{23}$	$<1.1-2.6$
^{136}Xe	$>4.4 \times 10^{23}$	$<1.8-5.2$
^{150}Nd	$>1.2 \times 10^{21}$	<3

Tabela 9. Najbolje vrednosti za $\beta\beta(0\nu,\chi)$ periode polurasпада. [33]

Izotop	$T_{1/2}^{0\nu,\chi}$ (god)	$\langle g_{v,\chi} \rangle$ (eV)
^{48}Ca	$>7.2 \times 10^{20}$	$<5.3 \times 10^{-4}$
^{76}Ge	$>6.4 \times 10^{22}$	$<8.1 \times 10^{-5}$
^{82}Se	$>2.4 \times 10^{21}$	$<(2.3-4.3) \times 10^{-4}$
^{96}Zr	$>3.5 \times 10^{20}$	$<(2.6-4.9) \times 10^{-4}$
^{100}Mo	$>5.4 \times 10^{21}$ (68%)	$<7.3 \times 10^{-5}$
^{116}Cd	$>3.7 \times 10^{21}$	$<1.2 \times 10^{-4}$
^{128}Te	$>7.7 \times 10^{24}$	$<3 \times 10^{-5}$
^{130}Te	$>1.4 \times 10^{21}$	$<(2.6-6.7) \times 10^{-4}$
^{136}Xe	$>7.2 \times 10^{21}$	$<(1.3-3.8) \times 10^{-4}$
^{150}Nd	$>2.8 \times 10^{20}$	$<1 \times 10^{-4}$

2. Pregled $\beta\beta(0\nu)$ eksperimenata

U poslednjih 15 godina, zahvaljujući uspešnoj redukciji fona, dobijen je velik broj rezultata za $\beta\beta(2\nu)$ periode poluraspada. Trenutno su mnogo interesantniji eksperimenti kojima se proučavaju $\beta\beta(0\nu)$ procesi. To su uglavnom brojački eksperimenti koji imaju dobru energijsku rezoluciju i za koje je izvor istovremeno i detektor [33].

Pri proučavanju dvostrukog beta raspada neophodno je redukovati fon. Za dobijanje najbolje vrednosti za $\langle m_\nu \rangle$ potrebno je konstruisati detektor koji će dati maksimalnu vrednost za $\beta\beta(0\nu)$ brzinu brojanja, a minimizirati fonski odbroj. Osetljivost detekcije je proporcionalna kvadratnom korenu od fonskog odbroja. Pošto fonski odbroj linearno raste sa vremenom, osetljivost brzine brojanja je proporcionalna kvadratnom korenu od vremena merenja. Na osnovu ovoga sledi da je osetljivost kojom se određuje $\langle m_\nu \rangle$ proporcionalna četvrtom korenu od vremena merenja. U eksperimentima u kojima je fonski odbroj nula, granica za $\langle m_\nu \rangle$ raste kao kvadratni koren od vremena merenja. Granice za $\langle m_\nu \rangle$ mogu da se izraze u zavisnosti od eksperimentalnih parametara kao

$$\langle m_\nu \rangle = (2.5 \times 10^{-8} \text{ eV}) \left[\frac{W}{fxG^{0\nu} |M_{0\nu}|^2} \right]^{1/2} \left[\frac{b\Delta E}{MT} \right]^{1/4} \text{ nenulti fon} \quad (41)$$

$$\langle m_\nu \rangle = (2.67 \times 10^{-8} \text{ eV}) \left[\frac{W}{fxG^{0\nu} |M_{0\nu}|^2} \right]^{1/2} \times \frac{1}{\sqrt{MT}} \text{ nulti fon} \quad (42)$$

gde je W molekulska težina izvora, f je izotopski prinos, x je broj $\beta\beta$ atoma po molekulu, $G^{0\nu}$ je efikasnost detektora, b je vrednost fonskog odbroja u kg·godina·keV, ΔE je širina energijskog prozora za $\beta\beta(0\nu)$ u keV, M je masa izotopa u kg, T je vreme trajanja

eksperimenta u godinama, $|M_{0v}|$ su matrični elementi za $\beta\beta(0v)$ raspad. Iz gornje jednačine direktno se može zaključiti da je za postizanje bolje vrednosti za $\langle m_v \rangle$ potrebno da izvor ima što veću masu.

$\beta\beta(0v)$ raspad se detektuje kao pik koji se nalazi na kontinuumu, pa je zbog toga neophodno da detektor ima dobru energijsku rezoluciju. Ukoliko je rezolucija loša, fon predstavlja i energijski rep koji potiče od $\beta\beta(2v)$ raspada i prostire se sve do energije na kojoj se nalazi pik.

Prirodna radioaktivnost je prisutna u svim materijalima. Izvor i detektor u eksperimentima kojim sa proučava dvostruki beta raspad moraju imati što manje nečistoće. Pored toga, detektor mora da se nalazi u zaštiti da bi se minimizirao uticaj radioaktivnosti okoline. Takođe i sama zaštita mora biti napravljena od materijala visoke radiočistoće. Ukupna aktivnost koja potiče od nečistoća zavisi od njihove mase, pa se preporučuje da se za zaštitu detektora koriste zaštite optimalne mase.

Kosmogena aktivnost nastaje u materijalima nuklearnim reakcijama kosmičkih zraka (miona) i neutrona, što značajno povećava fon i od izvora i od zaštitnog materijala. Jedan od načina za zaštitu od kosmogene aktivnosti je korišćenje materijala koji u sebi ne sadrže dugoživeće izotope. Pored toga, eksperimenti se izvode u podzemnim laboratorijama, i na taj način se značajno smanjuje fon koji potiče od kosmičkih zraka.

Izborom materijala koji imaju veliku Q-vrednost i matrične elemente, može se povećati osetljivost pri određivanju $\langle m_v \rangle$ na osnovu izmerenih vrednosti za period poluraspada. Vrednosti za period poluraspada zavise od vrednosti za nuklearne matrične elemente. Za neke izotope postoje teorijski određene vrednosti za nuklearne matrične elemente, pa se preporučuje da se ti izotopi koriste kao izvori.

U radiohemijskim i geohemijskim eksperimentima detektuje se jezgro potomak koje nastaje u raspadu, ali se njima ne može odrediti tip raspada. Koincidentni eksperimenti predstavljaju metod kojim se uspešno redukuje fon. U ovom slučaju jedini fon je $\beta\beta(2v)$. Postoji nekoliko načina kojim se može detektovati potomak. Ukoliko dolazi do raspada na ekscitovano stanje, moguće je detektovati gama zrake koje emituje jezgro potomak. $\beta\beta$ kandidati su jezgra koja imaju početno 0^+ stanje i za koje je moguć prelaz na ekscitovano 2^+ ili 0^+ stanje. Međutim, Q-vrednosti za prelaze na ova ekscitovana stanja su mnogo manja od vrednosti za prelaze na osnovno stanje, te je zbog toga brzina raspada za date vrednosti $\langle m_v \rangle$ mnogo manja. U slučaju prelaza na 2^+ stanje, matrični elementi su mnogo manji zbog zabranjenosti takvog prelaza. Interesantan primer je ^{150}Nd kod koga ekscitovano stanje ima relativno malu energiju. Ovo stanje se raspada internom konverzijom pri čemu je potrebno detektovati X-zračenje energije 30-keV da bi se registrovao potomak.

2.1 Fon u $\beta\beta$ spektrima

Osetljivost pri određivanju $\langle m_v \rangle$ se smanjuje ukoliko se u spektru, u blizini Q-vrednosti za $\beta\beta(0v)$ raspad, deponuje energija koja potiče od fonskih izvora. Svaki radioaktivni izotop sa Q-vrednošću većom od granične energije za $\beta\beta(0v)$ raspad može da predstavlja potencijalni izvor fona. Pošto se broj radioaktivnih izotopa smanjuje sa porastom vrednosti za Q, potrebno je pronaći $\beta\beta$ kandidate sa što je moguće većom Q-vrednošću. Zaštita za alfa i beta zračenje se lako konstruiše, jedini problem može da nastane ukoliko se ovo zračenje javlja u samoj površini detektoru ili na njoj. Gama

zračenje, koje ima mnogo veću prodornu moć, predstavlja glavni problem pri redukciji fona.

2.1.1 Prirodna aktivnost

Prirodni radioaktivni izotopi U i Th i njihovi potomci nalaze su u obliku nečistoća u svim materijalima u različitim količinama. Period poluraspada jezgara koji su začetnici niza je uporediv sa starošću kosmosa, ali je mnogo kraći u poređenju sa $\beta\beta(0\nu)$ periodom poluraspada. Zbog toga, čak i male količine U ili Th predstavljaju značajan izvor fona. Potomci U i Th, ^{214}Bi i ^{208}Th , imaju velike Q-vrednosti i njihovi spektri se preklapaju sa graničnom energijom spektra praktično svih $\beta\beta(0\nu)$ kandidata. Dodatni problem predstavlja beta zračenje koje emituju ovi izotopi i koje je praćeno internom konverzijom, pri čemu se emituju dva elektrona te se mogu protumačiti kao $\beta\beta(0\nu)$ ili $\beta\beta(2\nu)$ raspad. Pažljivim izborom materijala i odstranjivanjem nečistoća može se rešiti ovaj problem.

Izvor fona predstavlja i radioaktivni gas ^{222}Rn ili ^{220}Rn . Radon je plemeniti gas čiji su atomi veoma pokretljivi i bez interakcije difunduju kroz mnoge materijale. Njihovi potomci se lako nadelektrišu i vezuju se za prašinu ili neku drugu elektrostatičku površinu. Jedan od načina za eliminaciju radona je korišćenje N_2 gasa.

Aktivnosti koje potiču od ^3H , ^{14}C i ^{40}K su uvek prisutne, međutim, ovi izotopi imaju male Q-vrednosti i ne utiču na rezultate $\beta\beta(0\nu)$ eksperimenata.

2.1.2 Kosmogena i indukovana aktivnost

Dugoživeći radioaktivni izotopi mogu da nastanu različitim nuklearnim reakcijama. Većina ovih izotopa ima energije reda veličine Q-vrednosti za $\beta\beta(0\nu)$ raspad i stoga mogu da predstavljaju fon. Ove aktivnosti mogu da se proizvedu kako u detektoru,

tako i u materijalu zaštite. Velik problem predstavlja i odstranjivanje ovih izotopa iz samog izvora. Kao primer može se navesti izotop ^{68}Ge koji je sastavni element Ge detektoru i ima period poluraspada 271 dan. Kratkoživeći radionuklidi takođe mogu da predstavljaju izvor fona ukoliko nastaju *in situ* za vreme trajanja eksperimenta. Postoji nekoliko nuklearnih procesa kojim se indukuje fon u $\beta\beta(0\nu)$ spektrima. Veličina fonskih linija koje nastaju u pojedinim procesima zavisi od materijala, a fluks projektila koji indukuje aktivnosti od okoline. Uticaj većine ovih procesa se smanjuje ukoliko se laboratorije nalaze pod zemljom, pa se na taj način smanjuje fluks kosmičkog zračenja.

Pri neutronskom zahvatu, pošto su neutroni neutralne čestice, teško ih je identifikovati antikoincidentnim detektorima, pa zato predstavljaju velik problem pri $\beta\beta(0\nu)$ eksperimentima. Na površini Zemlje većina neutrona potiče iz hadronske komponente kosmičkih zraka. U laboratorijama koje su plitko ukopane, sekundarni neutroni, koji nastaju interakcijom kosmičkih zraka i miona, predstavljaju značajnu komponentu u ukupnom neutronskom fluksu. U dublje ukopanim laboratorijama, neutronski fluks dominantno potiče od (α,n) reakcija i od neutra iz zidova laboratorije. Pravljenjem laboratorija što dublje pod Zemljom, prekrivanjem zidova sa zaštitnim materijalima da bi se redukovao ukupni fluks unutar laboratorije i postavljanjem neutronske zaštite oko detektora može se rešiti problem i smanjiti fon koji potiče od neutronskog zračenja.

Reakcije sa brzim neutronima takođe mogu da predstavljaju izvor fona u $\beta\beta(0\nu)$ eksperimentima. ^{68}Ge nastaje interakcijom brzih neutrona (25 MeV) sa stabilnim izotopom Ge. Iznad Zemljine površine dominantan izvor brzih neutrona su sekundarne

reakcije proizvedene kosmičkim zračenjem. Stavljanjem materijala duboko pod zemlju, intenzitet kosmičkog zračenja se znatno smanjuje.

Izvor fona u $\beta\beta(0\nu)$ eksperimentima predstavljaju i mioni i mionski indukovani elektromagnetski pljusak. Što se laboratorija nalazi dublje pod zemljom, mionski fluks je manji, a veto zaštita koja se postavlja oko detektora eliminiše svaku promptnu aktivnost koja se koincidentno zabeleži. Neelastično μ -rasejanje i μ^- zahvat dovode do stvaranja zakasnjenih događaja unutar detektora posle μ signala. Ukoliko je vreme kašnjenja dovoljno dugo ili ako je μ fluks jako velik, antikoincidentna tehnika nije dovoljna da bi se eliminisao fon od mionskog zračenja. Kod materijala sa velikim Z μ^- zahvat dominira u odnosu na μ raspad, umnožavanje neutrona je reda veličine 1, a energijski spektar se proteže do nekoliko stotina MeV.

2.1.3. Veštački proizvedena aktivnost

U materijalima mogu da budu prisutni i veštački proizvedeni izotopi. Na primer, usled testiranja nuklearnog oružja, približno 10^{15} Bq koji potiče od $^{239,240}\text{Pu}$ nalazi se na površini Zemlje. Nuklearni akcidentni, kao što je černobilski, zagadili su okolinu izotopima ^{137}Cs , ^{90}Sr i Pu . Kada se procenjuje fon u $\beta\beta(0\nu)$ spektrima, treba voditi računa i o ovim izvorima fona.

2.1.4. $\beta\beta(2\nu)$ kao fonski izvor

Prilikom lociranja $\beta\beta(0\nu)$ piks, potrebno je voditi računa o $\beta\beta(2\nu)$ raspadu kao potencijalnom izvoru fona. U blizini energije (Q), intenzitet $\beta\beta(2\nu)$ spektra je veoma slab. Međutim, pošto je period poluraspada za $\beta\beta(2\nu)$ raspad $T_{1/2}^{2\nu}$ mnogo kraći u odnosu

na period poluraspada za $\beta\beta(0\nu)$ raspad $T_{1/2}^{0\nu}$, kontinuum koji potiče od $\beta\beta(2\nu)$ komponente ne mora biti zanemarljiv u oblasti diskretne linije koja potiče od $\beta\beta(0\nu)$ raspada. Grubo govoreći, odbroj koji potiče od $\beta\beta(2\nu)$ raspada unutar pika čija je širina ΔE i koji je centriran na Q-vrednost utiče na $\beta\beta(0\nu)$ pik i predstavlja fon. Udeo (F) od $\beta\beta(2\nu)$ odbroja u oblasti pika može se aproksimirati kao [33]

$$F \approx \frac{Q\delta^6}{m_e} \quad (43)$$

gde je $\delta (= \Delta E / Q)$. Izraz za $\beta\beta(0\nu)$ signal (S) u odnosu na fon $\beta\beta(2\nu)$ (B) je

$$\frac{S}{B} \approx \frac{m_e}{Q\delta^6} \frac{\Gamma_{0\nu}}{\Gamma_{2\nu}} \approx \frac{m_e}{Q\delta^6} \frac{T_{1/2}^{2\nu}}{T_{1/2}^{0\nu}} \quad (44)$$

Ova aproksimacija ne može da zameni Monte Carlo simulaciju eksperimentalnih rezultata, ali se iz nje može pokazati važnost dobre energijske rezolucije. Obzirom da odnos $T_{1/2}^{0\nu}$ (za $\langle m_\nu \rangle = 1 \text{ eV}$) i $T_{1/2}^{2\nu}$ može da varira u intervalu od 5000 do 100000 u zavisnosti od Q-vrednosti očigledno je da na osetljivost za detekciju mase neutrina zavisi i Q-vrednosti datog raspada.

Pod pretpostavkom da odnos S/B iznosi 1, granica osetljivosti za $\langle m_\nu \rangle$, uzimanjem u obzir $\beta\beta(2\nu)$ fona može da se izrazi kao

$$\langle m_\nu \rangle^2 \approx \frac{7Q\delta^6}{m_e} \frac{G_{2\nu}}{G_{0\nu}} \frac{|M_{2\nu}|^2}{|M_{0\nu}|^2} \quad (45)$$

Glava II

3. Pregled rezultata svih pozitronskih dvostrukih beta emitera

Dvosturki beta raspad i dvostruki elektronski zahvat ($\beta^+\beta^+$ i EC β^+ , 2EC) se, zbog mnogo manje Q-vrednosti i dugog perioda poluraspada, naročito za $\beta^+\beta^+$ prelaze, daleko manje proučavaju od $\beta^-\beta^-$ raspada. Pored toga, zbog specifičnosti eksperimentalnih uslova u kojima se mogu izučavati pozitronski dvostruki-beta emiteri, broj eksperimentalno dobijenih vrednosti za periode poluraspada je znatno manji nego za neutrinski dvostruki beta raspad. U Tabeli 10 su date eksperimentalno i teorijski određene vrednosti za periode poluraspada pozitronskih emitera [26].

Ukoliko se $\beta^+\beta^+$, β^+EC ili $ECEC$ raspad desi u tankom uzorku nekog materijala, pozitroni će biti zaustavljeni i anihiliraće se unutar materijala, što dovodi do emisije dva ili četiri koincidentna gama kvanta energije 511 keV. [46]. Niskoenergijski X-zraci, koji se emituju u procesu β^+EC raspada, biće znatno atenuirani u uzorku. Pretpostavlja se da u procesu bezneutrinskog dvostrukog EC procesa dolazi do emisije dva ili više fotona zakočnim zračenjem koji odnose svu energiju raspada.

Pozitronski $\beta^+\beta^+$ dvostruki beta raspad je mnogo teže detektovati i zbog toga su granice za periode poluraspada mnogo niže [47]. U poređenju sa elektronskim zahvatom (EC) raspoloživa energija za raspad je umanjena za $2m_e c^2 = 1022$ keV po β^+ čestici.

Energijska distribucija pozitrona u $\beta^+\beta^+(0\nu)$ raspodu je ista kao i za $\beta^-\beta^-(0\nu)$ način raspada, energija koju odnose dva pozitrona je $E = Q - 4m_e c^2$. U slučaju $\beta^+ EC(0\nu)$ raspada ukupnu energiju odnosi samo jedan pozitron [47]. Pored toga, dodata je energija potrebna za proces elektronskog zahvata, u zavisnosti od toga iz koje ljeske je zahvaćeni elektron (dominantno je to K-elektron). Linija koja odgovara ovom raspodu nalazi se na energiji $E = Q - 2m_e c^2 + E_K$. Raspad ECEC(2ν) moguće je detektovati samo preko »mekog« X-zračenja ili Ožeovih elektrona sa totalnom energijom koja je približno jednaka dvostrukoj energiji veze elektrona u K-ljusci, ukoliko se prepostavi da K-zahvat ima dominantnu ulogu u elektronskom zahvatu EC. Ukoliko se ispituje $\beta^+\beta^+(0\nu)$ ili $\beta^+ EC(0\nu)$ raspad na ekscitovana stanja, linija se nalazi na energiji $E = Q - 4m_e c^2 - E_\gamma$ i $E = Q - 2m_e c^2 + E_K - E_\gamma$. U slučaju ECEC raspada na ekscitovano stanje detektuje se gama zračenje, međutim, efikasnost detekcije ovog zračenja je mala, te su vrednosti za periode poluraspada manje.

Tabela 10 Kompletanu listu pozitronskih dvostrukih beta emitera sa vrednostima za periode poluraspada [26].

Raspad	Nacin raspada	Nivo jezgra potomka	Tip raspada	$T_{1/2}$ (god)	CL (%) ili Teorijski Model
$^{36}_{18}\text{Ar} \rightarrow ^{36}_{16}\text{S}$	eksp. 2ϵ teor. 2ϵ	g.s.	2ν	$=1.7 \times 10^{29}$	SM
$^{40}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$	eksp. 2ϵ	g.s.	0ν	$>3.0 \times 10^{21}$	90

$^{40}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$	teor. 2ϵ	g.s.	2v	$>5.9 \times 10^{21}$ $=1.2 \times 10^{33}$	90 SM
$^{50}_{24}\text{Cr} \rightarrow ^{50}_{22}\text{Ti}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ teor. $\epsilon\beta^+ + 2\epsilon$	g.s.	0v+2v	$>1.3(6) \times 10^{18}$ -	68
$^{54}_{26}\text{Fe} \rightarrow ^{54}_{24}\text{Cr}$	eksp. 2K KL	g.s.	0v	$>4.4 \times 10^{20}$ $>4.1 \times 10^{20}$	68
				$>5.0 \times 10^{20}$	68
	2L	g.s.	0v	$=1.5 \times 10^{20}$	SM
	teor. 2ϵ				
$^{58}_{28}\text{Ni} \rightarrow ^{58}_{26}\text{Fe}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ $\epsilon\beta^+ + 2\epsilon$ 2ϵ	g.s. $2_1^+(811)$ $2_1^+(811)$ $2_2^+(1675)$ g.s. + $2_2^+(811)$	0v+2v	$>7.0 \times 10^{20}$	68
			0v+2v	$>4.0 \times 10^{20}$	68
			0v+2v	$>4.0 \times 10^{20}$	90
			0v+2v	$>4.0 \times 10^{20}$	90
	teor. $\epsilon\beta^+$ 2ϵ	g.s.	0v	$>2.1 \times 10^{19}$	68
			2v	$=8.6 \times 10^{25}$	SM
			2v	$=6.1 \times 10^{25}$	SM
$^{64}_{30}\text{Zn} \rightarrow ^{64}_{28}\text{Ni}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ 2ϵ	g.s.	0v+2v	$>2.3 \times 10^{18}$ $=(1.1 \pm 0.9) \times 10^{19}$	68
			0v+2v	$>8.0 \times 10^{15}$	
	teor. $\epsilon\beta^+ + 2\epsilon$			-	
$^{74}_{34}\text{Se} \rightarrow ^{74}_{32}\text{Ge}$	eksp. $\epsilon\beta^+ + 2\epsilon$			-	
	teor. $\epsilon\beta^+ + 2\epsilon$			-	

$^{78}_{36}\text{Kr} \rightarrow ^{78}_{34}\text{Se}$	eksp. $2\beta^+$ $K\beta^+$	g.s.	0v+2v	$>2.0 \times 10^{21}$	68
		g.s.	0v+2v	$>5.1 \times 10^{21}$	68
	2K	g.s.	2v	$>1.1 \times 10^{20}$	68
		g.s.	2v	$>2.3 \times 10^{20}$	90
	teor. $\epsilon\beta^+$	g.s.	2v	$=6.2 \times 10^{21}$	MCM
		$0_1^+(1499)$	2v	$=1.0 \times 10^{24}$	SU(4)
	2 ϵ	g.s.	2v	$=3.8 \times 10^{28}$	MCM
		$0_1^+(1499)$	2v	$=3.7 \times 10^{21}$ $=8.2 \times 10^{21}-6.8 \times 10^{22}$	MCM
	teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$	g.s.	2v	$=6.2 \times 10^{23}$	SU(4)
		$0_1^+(1499)$	2v	$=3.7 \times 10^{24}$ $=4.7 \times 10^{24}-2.1 \times 10^{27}$	MCM
$^{84}_{38}\text{Sr} \rightarrow ^{84}_{36}\text{Kr}$	eksp. $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v	$>7.3 \times 10^{13}$	
	teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$			-	
$^{92}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{92}_{40}\text{Zr}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$	g.s.	0v+2v	$>9.0 \times 10^{20}$	90
		$2_1^+(934)$	0v+2v	$>3.0 \times 10^{18}$	90
	2 ϵ	$0_1^+(1383)$	0v+2v	$>4.0 \times 10^{18}$	90
		$4_1^+(1459)$	0v+2v	$>6.0 \times 10^{18}$	90
	teor. $\epsilon\beta^+$	$2_1^+(934)$	0v+2v	$>8.9 \times 10^{20}$	90
		$0_1^+(1383)$	0v+2v	$>8.1 \times 10^{20}$	90
		g.s.	2v	$=2.4 \times 10^{25}$	MCM
		g.s.	2v		

$^{92}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{92}_{40}\text{Zr}$		$0_1^+(1383)$	2v	$=3.0 \times 10^{22}$ $=4.6 \times 10^{22}-3.3 \times 10^{24}$ $=2.4 \times 10^{29}$ $=4.7 \times 10^{24}-2.1 \times 10^{27}$	MCM SM MCM SM
$^{96}_{44}\text{Ru} \rightarrow ^{96}_{42}\text{Mo}$	eksp. $2\beta^+$ $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v+2v	$>3.1 \times 10^{16}$	68
		g.s.	0v+2v	$>6.7 \times 10^{16}$	68
		$2_1^+(778)$	0v+2v	$>6.0 \times 10^{16}$	68
		$0_1^+(1148)$	0v+2v	$>4.5 \times 10^{16}$	68
		$2_2^+(1498)$	0v+2v	$>5.5 \times 10^{16}$	68
	teor. $\epsilon\beta^+$	$2_3^+(1626)$	0v+2v	$>5.3 \times 10^{16}$	68
		$4_1^+(1628)$	0v+2v	$>5.3 \times 10^{16}$	68
	2ϵ	g.s.	2v	$=8.6 \times 10^{22}$	SU(4)
		g.s.	2v	$=1.4 \times 10^{22}$	SU(4)
$^{102}_{46}\text{Pd} \rightarrow ^{102}_{44}\text{Ru}$	eksp. $\epsilon\beta^++2\epsilon$			-	
	teor. $\epsilon\beta^++2\epsilon$			-	
$^{106}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{106}_{46}\text{Pd}$	eksp. $2\beta^+$ $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v+2v	$>2.4 \times 10^{20}$	90
		$2_1^+(512)$	0v+2v	$>1.6 \times 10^{20}$	90
		g.s.	0v	$>3.7 \times 10^{20}$	90
			2v	$>4.1 \times 10^{20}$	90
		$2_1^+(512)$	0v+2v	$>2.6 \times 10^{20}$	90
		$2_2^+(1128)$	0v+2v	$>1.4 \times 10^{20}$	90
		$0_1^+(1134)$	0v+2v	$>1.1 \times 10^{20}$	90

$^{106}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{106}_{46}\text{Pd}$					
	2ϵ	$\text{g.s.} + 2_1^+(512)$	0ν	$>1.5 \times 10^{17}$	90
		$2_1^+(512)$	$0\nu+2\nu$	$>3.5 \times 10^{18}$	90
		$2_2^+(1128)$	$0\nu+2\nu$	$>5.1 \times 10^{18}$	90
			2ν	$>4.9 \times 10^{19}$	90
		$0_1^+(1134)$	$0\nu+2\nu$	$>6.2 \times 10^{18}$	90
			2ν	$>7.3 \times 10^{19}$	90
		$1.2^+(2741)$	2ν	$>3.0 \times 10^{19}$	90
	$2K$	g.s.	2ν	$>5.8 \times 10^{17}$	90
	$\text{teor. } 2\beta^+$	g.s.	2ν	$=3.3 \times 10^{25}$	QRPA
				$=9.5 \times 10^{25} - 1.8 \times 10^{27}$	
			2ν	$=8.3 \times 10^{20}$	QRPA
		g.s.		$=1.3 \times 10^{22}$	QRPA
				$=2.4 \times 10^{21} - 4.4 \times 10^{22}$	SU(4)
				$=1.7 \times 10^{26}$	
	$\epsilon\beta^+$	$0_1^+(1134)$	2ν	$=(5.1-5.8) \times 10^{26}$	QRPA
				$=1.0 \times 10^{20}$	QRPA
		g.s.	2ν	$-(2.0-2.1) \times 10^{26}$	QRPA
	2ϵ			$-(2.0-5.3) \times 10^{26}$	QRPA
				$=1.0 \times 10^{21}$	MCM
				$=1.7 \times 10^{21}$	SSDH
				$=3.0 \times 10^{20} - 5.5 \times 10^{21}$	SU(4)
				$=1.0 \times 10^{23}$	QRPA
				$=1.0 \times 10^{23}$	QRPA

$^{106}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{106}_{46}\text{Pd}$		$0_1^+(1134)$	2v	$=1.0 \times 10^{22}$ - 1.4×10^{23} $=(3.0-3.4) \times 10^{23}$	MCM MCM QRPA
$^{108}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{108}_{46}\text{Pd}$	eksp. 2ϵ	g.s.	0v	$>3.3 \times 10^{16}$	90
	2K	g.s.	2v	$>4.1 \times 10^{17}$	90
	teor. 2ϵ			-	
$^{112}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{112}_{48}\text{Cd}$	eksp. $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v	$>6.1 \times 10^{13}$	
	teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$			-	
$^{120}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{120}_{50}\text{Sn}$	eksp. $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v	$>4.2 \times 10^{12}$	
	teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$				
$^{124}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$	eksp. $\epsilon\beta^+$	g.s.	0v	$>4.2 \times 10^{17}$	68
	K β^+	g.s.	2v	$>2.0 \times 10^{14}$	
			0v	$>1.2 \times 10^{18}$	68
			2v	$>4.8 \times 10^{16}$	68
	K β^+	$2_1^+(603)$	0v	$>4.2 \times 10^{17}$	68
	2K	g.s.	2v	$>1.1 \times 10^{17}$	90
	teor. $2\beta^+$	g.s.	0v	$=(3.4-4.3) \times 10^{27}$	QRPA
	$\epsilon\beta^+$	g.s.	2v	$=2.3 \times 10^{24}$	MCM
	2ϵ	g.s.	2v	$=8.2 \times 10^{22}$	SU(4)
			2v	$=1.0 \times 10^{28}$	MCM
		$0_1^+(1156)$	2v	$=3.9 \times 10^{23}$	

$^{124}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$		$0_1^+(1156)$	2v	=7.02.3x10 ²¹ =5.3x10 ²⁴	MCM SU(4) MCM
$^{126}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{126}_{52}\text{Te}$	eksp. 2 ϵ teor. 2 ϵ			- -	
$^{130}_{56}\text{Ba} \rightarrow ^{130}_{54}\text{Xe}$	eksp. 2 β^+ , $\epsilon\beta^+$,2 ϵ teor. $\epsilon\beta^+$ 2 ϵ	svi načini g.s. $0_1^+(1794)$ g.s. $0_1^+(1794)$	2v 2v 2v 2v	>4.0x10 ²¹ =3.1x10 ²⁴ =2.2x10 ²³ =1.2x10 ²⁸ =4.7x10 ²³ =7.5x10 ²¹ =5.4x10 ²³	MCM SU(4) MCM MCM SU(4) MCM
$^{132}_{56}\text{Ba} \rightarrow ^{132}_{54}\text{Xe}$	eksp. 2 ϵ teor. 2 ϵ	svi načini		>3.0x10 ²⁰	
$^{136}_{58}\text{Ce} \rightarrow ^{136}_{56}\text{Ba}$	eksp. 2 β^+ K β^+ 2K teor. 2 β^+	g.s. g.s. g.s. g.s.	0v 2v 0v 2v 0v 2v 0v 2v	>6.9x10 ¹⁷ >1.8x10 ¹⁶ =>3.8x10 ¹⁶ =>1.8x10 ¹⁵ =>6.0x10 ¹⁵ =>7.0x10 ¹³ =(2.6-2.7)x10 ²⁹ =>6.0x10 ²³ =>(3.2-5.1)x10 ²⁹	68 90 90 90 90 QRPA SU(4)

$^{136}_{58} \text{Ce} \rightarrow ^{136}_{56} \text{Ba}$	$\epsilon\beta^+$ 2ϵ	g.s.	2v	$=9.6 \times 10^{21}$	SSDH SU(4)
$^{138}_{58} \text{Ce} \rightarrow ^{138}_{56} \text{Ba}$	eksp. 2K teor. 2ϵ	g.s.	0v	$>1.8 \times 10^{15}$	90
			2v	$>9.0 \times 10^{13}$	90
$^{144}_{62} \text{Sm} \rightarrow ^{144}_{60} \text{Nd}$	eksp. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$ teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$			-	
				-	
$^{156}_{66} \text{Dy} \rightarrow ^{156}_{64} \text{Gd}$	eksp. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$ teor. 2ϵ	g.s. $0_1^+(1050)$ $0_2^+(1168)$	2v	-	pSU(3)
			2v	$=2.7 \times 10^{22}$	pSU(3)
			2v	$=1.1 \times 10^{25}$	pSU(3)
$^{158}_{66} \text{Dy} \rightarrow ^{158}_{64} \text{Gd}$	eksp. 2ϵ teor. 2ϵ			-	
				-	
$^{162}_{68} \text{Er} \rightarrow ^{162}_{66} \text{Dy}$	eksp. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$ teor. 2ϵ	g.s. $0_1^+(1400)$	2v	-	pSU(3)
			2v	$=3.7 \times 10^{27}$	pSU(3)
$^{164}_{68} \text{Er} \rightarrow ^{164}_{66} \text{Dy}$	eksp. 2ϵ teor. 2ϵ			-	
				-	
$^{168}_{70} \text{Yb} \rightarrow ^{168}_{68} \text{Er}$	eksp. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$ teor. 2ϵ	g.s.	2v	-	
			2v	$=2.0 \times 10^{23}$	

$^{168}_{70} \text{Yb} \rightarrow ^{168}_{68} \text{Er}$		$0_1^+ (1217)$	2v	$=5.4 \times 10^{33}$	
$^{174}_{72} \text{Hf} \rightarrow ^{174}_{70} \text{Yb}$	eksp. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$ teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$			- -	
$^{180}_{74} \text{W} \rightarrow ^{180}_{72} \text{Hf}$	eksp. 2ϵ teor. 2ϵ	g.s.	0v	$>5.0 \times 10^{16}$	68
$^{184}_{76} \text{Os} \rightarrow ^{184}_{74} \text{W}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$	g.s.	0v	$>9.9 \times 10^9$	
$^{190}_{78} \text{Pt} \rightarrow ^{190}_{76} \text{Os}$	eksp. $\epsilon\beta^+$ teor. $\epsilon\beta^+, 2\epsilon$	g.s.	0v	$>3.2 \times 10^{14}$	
$^{196}_{80} \text{Hg} \rightarrow ^{196}_{78} \text{Pt}$	eksp. 2ϵ teor. 2ϵ	g.s. $2_1^+ (356)$	0v 0v+2v	$>2.5 \times 10^{18}$ $>2.5 \times 10^{18}$	68 68

$2\beta^+$ - dvostruki pozitronski raspad

$\epsilon\beta^+$ - elektronski zahvat i β^+ raspad

$K\beta^+$ - elektronski zahvat iz K-te ljudske i β^+ raspad

2ϵ - dvostruki elektronski zahvat

$2K$ - dvostruki elektronski zahvat iz K-te ljudske

$2L$ - dvostruki elektronski zahvat iz L-te ljudske

KL - dvostruki elektronski zahvat kod koga je jedan elektron zahvaćen iz K ljudske, a drugi iz L ljudske

MCM – Multiple Commutator Model

QRPA – Quasiparticle Random Phase Approximation

SSDH – Single State Dominance Hypothesis

SU(4) – SU(4) pristup

PSU(3) – Pseudo SU(3) model za deformisana jezgra

SSDH – Single State Dominance Hypothesis

SM – Shell Model

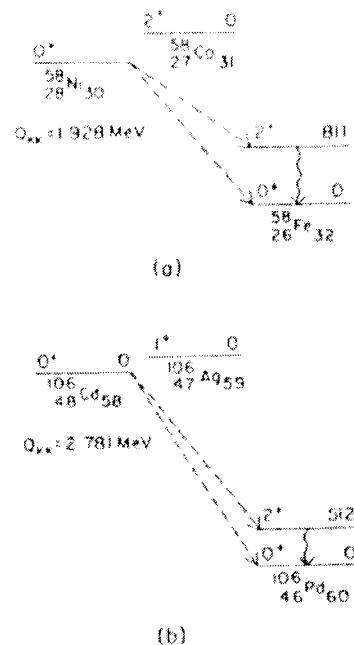
Iz gornje tabele se vidi da od ukupnog broja jezgara koji su pozitronski dvostruki beta emiteri, za 20 postoje eksperimentalno određeni periodi poluraspada.

U radu su dalje prikazani eksperimenti i eksperimentalno dobijeni rezultati za jezgra koja su pozitronski dvostruki beta emiteri, a koja su dostupna u literaturi.

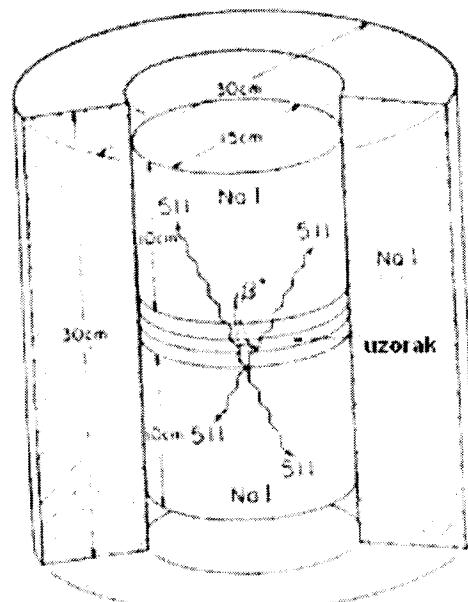
3.1 Rezultati za ^{58}Ni i ^{106}Cd

Šeme raspada za jezgra ^{58}Ni i ^{106}Cd prikazane su na Slici 13 [46]. Za jezgro ^{58}Ni energetski su dozvoljeni $\beta^+\text{EC}$ i ECEC načini raspada, dok se jezgro ^{106}Cd može raspasti i $\beta^+\beta^+$ raspadom.

Za detekciju gama zraka koji potiču od $\beta^+\beta^+$, $\beta^+\text{EC}$ i ECEC raspada korišćen je velik NaI detektorski sistem postavljen na Univerzitetu u Vašingtonu. Šematski prikaz detektora dat je na Slici 14.



Slika 13. Šeme raspada jezgara ^{58}Ni i ^{106}Cd



Slika 14. Šematski prikaz NaI detektora koji se koristi u eksperimentu. Izvor $\beta^+\beta^+$ događaja je u samom izvoru. Pozitroni se zaustavljaju unutar izvora, a dva gama zraka energije 511 keV se detektuju u svakom od dva unutrašnja NaI detektora.

Izvor se postavlja između dva 15 cm x 10 cm NaI detektora, koji se nalaze unutar 30 cm x 30 cm aktivne NaI antikoincidentne zaštite. Ceo detektorski sistem je postavljen u pasivnu zaštitu od 10 cm parafina sa dodatkom bora, 1.6 cm čelika i 10 cm olova. Laboratorijska postavljena u prizemlju Univerziteta u Vašingtonu.

Događaji od posebnog interesa su oni kod kojih postoji koincidentni signal u dva unutrašnja NaI detektora, a nema signala u anularnoj zaštiti. Za takve događaje, energijski signal sa dva unutrašnja detektora je sumiran i usmeren u tri zasebna 1024 kanala za obradu spektra: kanal (a) prikuplja događaje koje beleži donji NaI detektor, u kanalu (b) se beleže 1022 keV događaji u donjem detektoru, kanal (c) sakuplja sve druge događaje koji zadovoljavaju gore navedene uslove. U isto vreme, kanal (d) akumulira događaje kod kojih postoji koincidencija između dva unutrašnja NaI detektora i anularne zaštite.

β^+EC raspad se detektuje u kanalu (a) na 1022 keV za $0^+ \rightarrow 0^+$ prelaze i/ili na liniji od $1022+E(2^+)$ keV za $0^+ \rightarrow 2^+$ prelaze, gde je $E(2^+) =$ energiji prvog $J^\pi = 2^+$ ekscitovanog stanja jezgra potomka. $\beta^+\beta^+$ raspad se detektuje u kanalu (b) na 2044 keV za $0^+ \rightarrow 0^+$ prelaze i/ili na $2044+E(2^+)$ keV za $0^+ \rightarrow 2^+$ prelaze. Bezneutrinski ECEC raspad bi trebalo da proizvede liniju na Q_{KK} koja predstavlja energiju za dvostruki EC raspad.

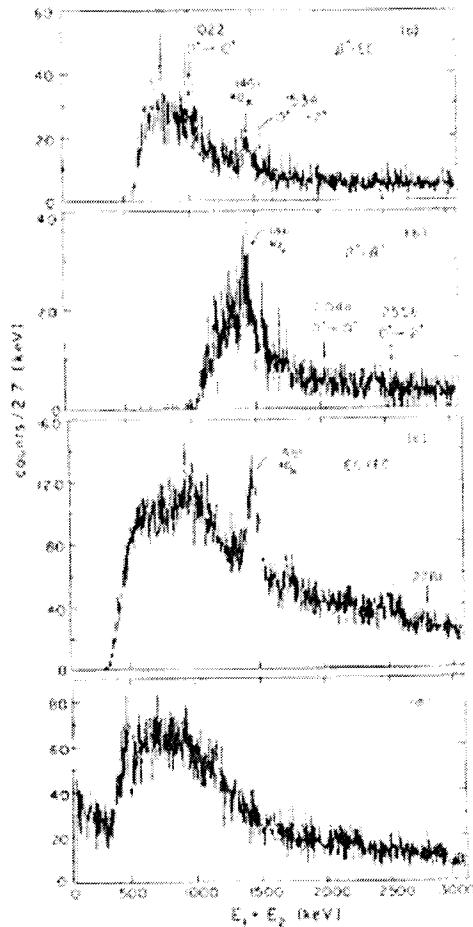
Uzorak Ni je u obliku diska prečnika 15 cm i debljine 1 cm, koji je napravljen od 99,9% čistog prirodnog metala nikla ($^{58}\text{Ni} = 68.3\%$). Uzorak Cd se sastoji od deset diskova prečnika 15 cm i debljine 1 cm koji su napravljeni od 99.95% čistog prirodnog metala kadmijuma ($^{106}\text{Cd} = 1.25\%$). Energije gama zraka i kalibracija efikasnosti za datu geometriju su dobijene korišćenjem kalibriranih izvora ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{137}Cs i ^{207}Bi . Energijska rezolucija je bila 6.5% na 1022 keV i za ovu energiju fotoefikasnost je

procenjena na 6,6% (uključujući i samoapsorpciju u uzorcima Ni i Cd). Podaci su prikupljani pomoću višekanalnog analizatora i snimani na magnetne trake.

Za procenu fona korišćeni su »blank« uzorci Al i Nb visoke čistoće koji su približno iste veličine i oblika kao i uzorci Ni i Cd. Svi dobijeni spektri su bili približno istog oblika. Da bi se redukovao uticaj kosmičkog zračenja na fonske spektre, postavljena je 60 cm x 60 cm x 2.5 cm veta zaštita od plastičnog scintilatora oko olovne zaštite koja okružuje NaI detektorski sistem. Postavljena veta zaštita, međutim, nije smanjila fonski odbroj.

Spektar Ni je prikupljan 100 časova, a spektar Cd 72 časa. Spektar Cd prikazan je na Slici 15. Strelice pokazuju očekivane pozicije linija. Jedini dobro definisani pik u spektru je linija na 1461 keV koja potiče od ^{40}K , a proizvedena je raspadom otoma ^{40}K koji se nalaze unutar NaI detektora i/ili fotomultiplikatora.

Očekivane pozicije i širine linija određene su iz kalibracionih podataka. Određen je broj događaja u svakom prozoru. U istom spektru, fonski prozor sadrži približno isti broj kanala kao i prozor pika koji je izabran ispred i iza linije. Linearnim fitovanjem fonskog spektra dobijen je neto odbroj. Nije detektovan odbroj iznad fonskog u okolini očekivanih pikova. Uzimajući u obzir grešku od 1σ kao gornju granicu za neto odbroj u svakom piku, procenjene su na 68% CL donje granice za period poluraspada za jezgra ^{58}Ni i ^{106}Cd . Rezultati su prikazani u Tabeli 11.



Slika 15. Spektar Cd sniman 72 h

Tabela 11. Donje granice za periode poluraspada za ^{58}Ni i ^{106}Cd . [46]

	0v+2v	0v+2v	0v
	$\beta^+\beta^+$	$\beta^+\text{EC}$	ECEC
	$0^+ \rightarrow 0^+$ $0^+ \rightarrow 2^+$	$0^+ \rightarrow 0^+$ $0^+ \rightarrow 2^+$	$(0^+ \rightarrow 0^+) + (0^+ \rightarrow 2^+)$
^{58}Ni	- -	6.2×10^{19} 5.3×10^{19}	2.1×10^{19}
^{106}Cd	2.6×10^{17} 2.2×10^{17}	5.7×10^{17} 4.9×10^{17}	1.5×10^{17}

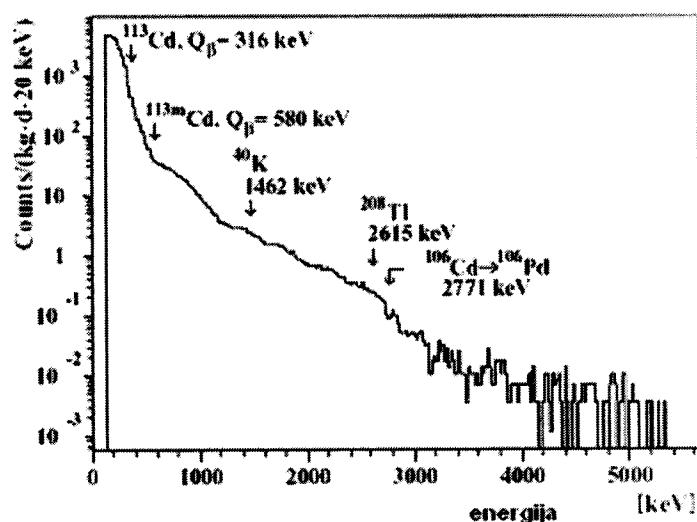
Ukoliko bi se želeo dobiti bolji rezultat, trebalo bi smanjiti nivo radioaktivnih ečistoća koje su prisutne u detektorskom sistemu i mnogo duže prikupljati podatke.

U drugom eksperimentu u kom je proučavan $\beta^+\beta^+ + \beta^+EC$ raspada ^{106}Cd testirana je mogućnost primene CdWO₄ scintilacionog kristala za proučavanje ovih raspada [51].

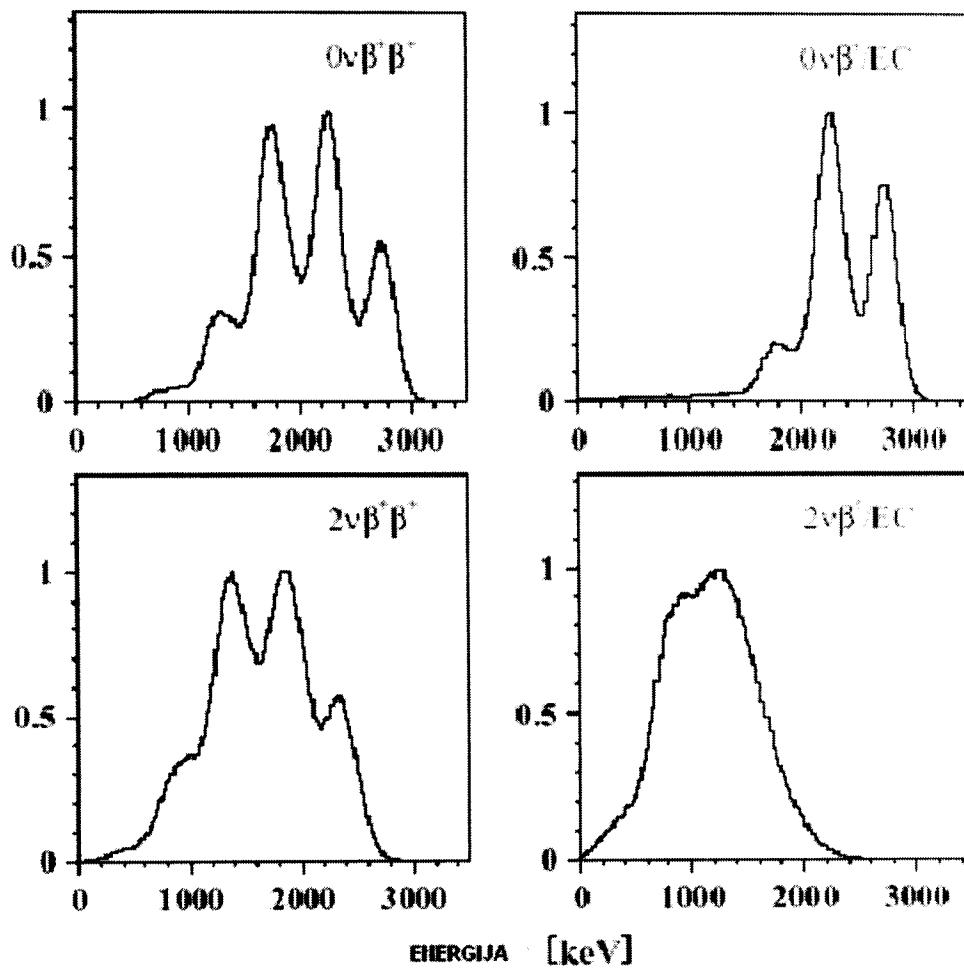
Niskofonski scintilacioni spektrometar sa CdWO₄ scintilacionim kristalom velike zapremine (200 cm^3) postavljen je prvo u Solotvina podzemnoj laboratoriji (107 h), a zatim u Gran Sasso laboratoriji (6701 h). Broj jezgara ^{106}Cd u kristalu iznosi $2.22(0.07)\times 10^{22}$.

Za zaštitu od spoljašnjeg zračenja korišćena je pasivna zaštita detektora od OFHC bakra (10 cm) i Boliden olova (10 cm). Na Slici 16 je prikazan fonski spektar snimljen u Gran Sasso laboratoriji.

Funkcija odziva i efikasnost detekcije CdWO₄ kristala za različite načine dvostrukog beta raspada ^{106}Cd izračunate su korišćenjem GEANT3 softverskog paketa. Na Slici 17 su prikazani simulirani $\beta\beta$ spektri za ^{106}Cd .



Slika16. Fonski spektar CdWO₄ scintilatora (1.046 kg) sniman u Gran Sasso laboratoriji 6701 h.



Slika 17. Očekivane funkcije odziva CdWO_4 detektora za različite načine dvostrukog beta raspada ^{106}Cd (rezultati dobijeni GEANT3 simulacijom)

U eksperimentu nije zabeleženo postojanje $\beta\beta$ procesa ^{106}Cd , pa je moguće odrediti samo granice za period poluraspada. Granica za $T_{1/2}$ za bezneutrinski raspad ($0\nu\beta^+\beta^+$ i $0\nu\beta^+EC$) određena je analizom fonskog spektra na energijskom opsegu koji odgovara maksimalnoj energiji prelaza (2771 keV) za dvostruki beta raspad ^{106}Cd . Pik na

toj energiji će se registrovati ukoliko se sve čestice emitovane u ^{106}Cd $\beta^+\beta^+(0\nu)$ ili $\beta^+\text{EC}(0\nu)$ raspadu potpuno apsorbuju u CdWO_4 kristalu.

Za bezneutrinski dvostruki beta raspad dobijene su vrednosti

$$T_{1/2}(0\nu\beta^+\beta^+) \geq 2.2(3.8) \cdot 10^{19} \text{ god} \quad 90\% \text{ (68\%) C.L.},$$

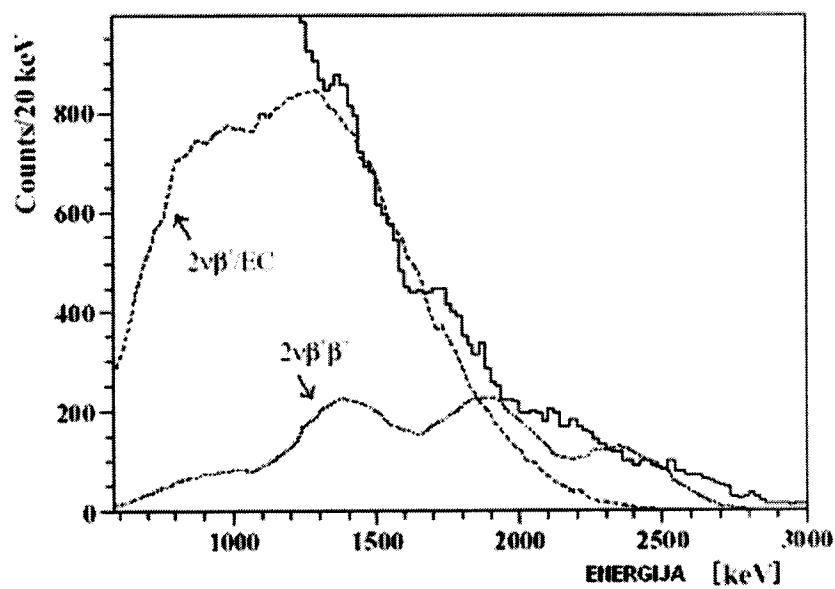
$$T_{1/2}(0\nu\beta^+/\text{EC}) \geq 5.5(8.6) \cdot 10^{19} \text{ god} \quad 90\% \text{ (68\%) C.L.}$$

Za granicu za period poluraspada za dvoneutrinski dvostruki beta raspad ^{106}Cd dobijene su vrednosti

$$T_{1/2}(2\nu\beta^+\beta^+) \geq 9.2 \cdot 10^{17} \text{ god} \quad 99\% \text{ C.L.},$$

$$T_{1/2}(2\nu\beta^+/\text{EC}) \geq 2.6 \cdot 10^{17} \text{ god} \quad 99\% \text{ C.L.}$$

Na Slici 18 prikazan je fonski spektar CdWO_4 kristala sa izračunatom raspodelom za $2\nu\beta^+\beta^+$ i $2\nu\beta^+\text{EC}$ procesom na 99% C.L.



Slika 18. Fonski spektar CdWO_4 kristala sa izračunatom raspodelom za $\beta^+\beta^+(2\nu)$ i $\beta^+\text{EC}(2\nu)$ procesom na 99% C.L.

3.2 Rezultati za ^{50}Cr , ^{64}Zn , ^{92}Mo i ^{96}Ru

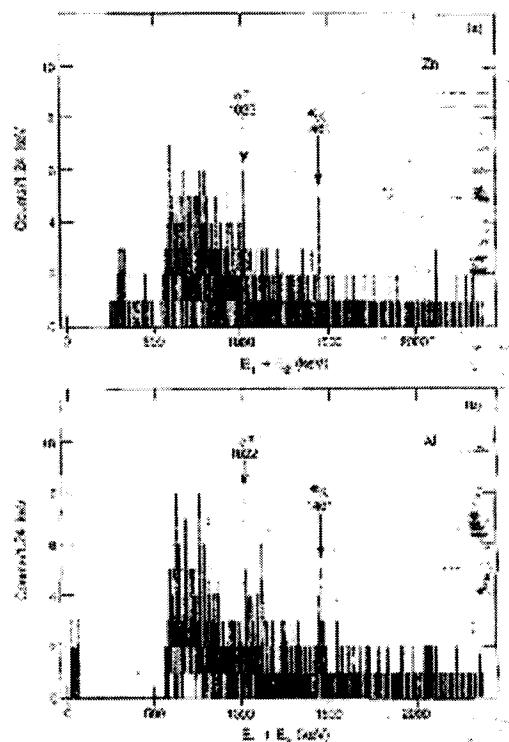
Za svako od ovih jezgara moguć je $\beta^+\text{EC}$ raspad za $0^+ \rightarrow 0^+$ prelaze, dok je za jezgro ^{96}Ru moguć $\beta^+\text{EC}$ raspad na ekscitovano stanje koje je energijski niže od energije eksitacije ^{96}Mo koja iznosi 1.698 MeV, i $\beta^+\beta^+$ raspad za $0^+ \rightarrow 0^+$ prelaz [48].

Za detekciju gama zraka koji se dobijaju $\beta^+\text{EC}$ i/ili $\beta^+\beta^+$ procesima koriste se dva HPGe detektora, zapremine 110 cm^3 koji su postavljeni u Lawrence Berkeley laboratoriji. Uzorci se postavljaju direktno između detektora, a ceo sistem se nalazi u zaštiti od oko 10 cm olova. Događaji koji se ispituju su oni za koje postoji koincidentni signal u oba detektora, i kod kojih se signal na 511 keV deponuje u jednom od njih. Za takve događaje energijski signal u oba detektora se sumira. Dokaz za $\beta^+\text{EC}$ raspad za prelaz $0^+ \rightarrow 0^+$ je linija na 1022 keV, a signal za $\beta^+\text{EC}$ za raspad na ekscitovano stanje sa energijom E_x u jezgru potomka je linija na $(1022 + E_x)$ keV. Podaci se prikupljaju u memoriji višekanalnog analizatora.

Svi uzorci su metali visoke čistoće (99%) i prirodnog izotopskog sastava. Uzorci Cr (4.35% ^{50}Cr) i Ru (5.5% ^{96}Ru) su u obliku metalnog praha koji je stavljen u plastične kutije dimenzije $5.5 \times 5.5 \times 1.4 \text{ cm}$. Uzorak Zn (48.6% ^{64}Zn) je u obliku osam diskova dimenzije $5 \times 5 \times 1.27 \text{ cm}$. Uzorak Mo (14.8% ^{92}Mo) je u obliku $5 \times 5 \times 1.27 \text{ cm}$ diska. »Blank« uzorci od visokočistog Al i Cu korišćeni su za određivanje fona. Kalibracija efikasnosti i energije je izvršena u eksperimentalnoj geometriji korišćenjem izvora ^{22}Na . Energijska rezolucija na 1022 keV je približno 4.5 keV FWHM. Položaj fotopika na 1022 keV menja se od uzorka do uzorka zbog razlike u atenuaciji gama zraka unutar samih

uzoraka. Kada se uzmu u obzir efekti samoapsorpcije gama zraka i konačna dimenzija posmatranih uzoraka, fotopik efikasnost na 1022 keV se kreće u intervalu $(2.1\text{-}4.1)\times 10^{-3}$.

Uzorci Cr, Zn, Mo i Ru snimani su 163, 161, 147 i 178 časova. »Blank« uzorci Al i Cu su snimani 138 i 108 h. Spektri dobijeni za uzorak Zn i za »blank« uzorak Al prikazani su na Slici 19.



Slika 19. Spektri dobijeni za uzorak Zn i za »blank« uzorak Al

Spektri dobijeni merenjem svih ovih uzoraka su veoma slični po obliku i po ukupnom odboru po jedinici vremena, jedine dobro definisane linije su one na 1022 keV i 1461 keV (linija ^{40}K).

U Tabeli 12 prikazane su vrednosti brzine brojanja na liniji od 1022 keV. Dobijene vrednosti su mnogo veće od očekivanih koje bi se dobile interakcijom kosmičkih zraka.

Da bi se pronašao izvor ovih linija, sklonjena je olovna zaštita, a dobro kolinisan pozitronski izvor ^{22}Na postavljen je na oko 3 cm iznad pozicije uzorka. Podaci su prikupljeni sa i bez proučavanih uzoraka između detektora. Kao što je bilo i očekivano za ovakve niskoenergijske pozitrone, zabeležen je nešto manji broj događaja na 1022 keV sa uzorkom nego bez uzorka između detektora. Kada se sličan test primenio sa izvorom ^{60}Co (oko koga je postavljen materijal koji zaustavlja pozitrone), zabeležen je suprotan efekat – veći broj događaja na 1022 keV sa uzorkom nego bez njega. Zatim je uklonjen izvor i izvršeno je merenje samo sa uzorkom i bez uzorka, pri čemu je veći odbroj zabeležen u slučaju kada je snimano sa uzorkom. Na kraju je sklonjena zaštita, sklonjeni su svi izvori, i snimano je 52.4 h bez uzorka, pri čemu je detektovan najmanji broj događaja na 1022 keV.

Tabela 12. Vrednosti za brzinu brojanja na 1022 keV [48]

Uzorak	$N_\gamma(1022 \text{ keV})/10^5 \text{ s}$
Cr	7.6 ± 2
Zn	8.0 ± 1.9
Mo	11.7 ± 2.1
Ru	7.4 ± 1.9
Al	8.7 ± 2.0
Cu	9.8 ± 2.3
»prazan«	5.2 ± 3.8

Objašnjenje ove pojave može biti sledeće. Iako se fluks visokoenergijskih gama zraka koje emituje izvor znatno redukuje olovnom zaštitom, neki gama zraci prodiru kroz zaštitu i mogu unutar izvora da dovedu do stvaranje para. Nastali pozitroni anihiliraju u izvoru i stvaraju koincidentne gama zrake energije 511 keV. Mogući izvori ovih visokoenergijskih gama zraka koji prodiru u zaštitu mogu nastati raspadom uranijumovih ili torijumovih potomaka koji se nalaze u građevinskom materijalu, ili od zračenja koje se proizvodi u 88-inčnom ciklotronu koji se nalazi u neposrednoj blizini laboratorije. Zabeleženo je da brzina brojanja na 1022 keV znatno raste kada se proizvede neutronski fluks u ciklotronu, i ti podaci se odbacuju.

Tabela 13 . Donje granice za periode poluraspada ^{50}Cr , ^{64}Zn , ^{92}Mo i ^{96}Ru [48]

raspad	Način raspada	Krajnje stanje	$T_{1/2}$ (godina)
		J^π, E_x (keV)	
$^{50}\text{Cr} \rightarrow ^{50}\text{Ti}$	$\beta^+ \text{EC}$	$0^+, 0$	1.8×10^{17}
$^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$	$\beta^+ \text{EC}$	$0^+, 0$	2.3×10^{18}
$^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{92}\text{Zr}$	$\beta^+ \text{EC}$	$0^+, 0$	3.0×10^{17}
$^{96}\text{Ru} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$\beta^+ \text{EC}$	$0^+, 0$	6.7×10^{16}
„		$2^+, 778$	6.0×10^{16}
„		$0^+, 1148$	4.5×10^{16}
„		$2^+, 1498$	5.5×10^{16}
„		$2^+, 1626$	5.3×10^{16}
„		$4^+, 1628$	5.3×10^{16}
„	$\beta^+ \beta^+$	$0^+, 0$	3.1×10^{16}

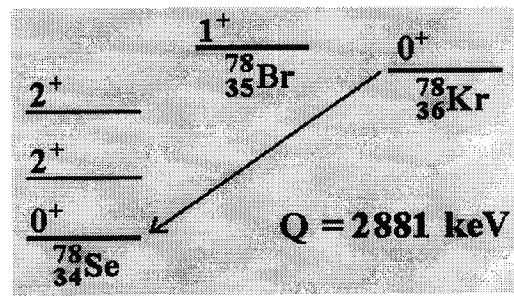
Odbroji na 1022 keV za uzorke Cr, Zn, Mo i Ru se unutar statističke greške slažu sa rezultatima za Al i Cu »blank« izvore. Neto odboroj na 1022 keV, koji bi odgovarao β^+EC raspodu, dobijen je tako što je od spektra uzorka oduzet spektar Al i Cu »blank« izvora. Na osnovu ovih podataka određene su donje granice za period poluraspada na 68% CL za dvostruku β^+EC $0^+ \rightarrow 0^+$ prelaze. Istraživanje je izvršeno i za β^+EC prelaz ^{96}Ru na ekscitovano stanje ^{96}Mo . Ni u jednom spektru nije nađena linija na očekivanoj poziciji. Odsustvo linije na 1022 keV može da se iskoristi i za određivanje perioda poluraspada za β^+EC prelaz ^{96}Ru na ekscitovano stanje ^{96}Mo i za $\beta^+\beta^+$ raspod na $0^+ \rightarrow 0^+$ stanje. Rezultati su prikazani u Tabeli 13.

3.3 Rezultati za ^{78}Kr

Dvostruki beta raspod ^{78}Kr proučavan je u Canfranc podzemnoj laboratoriji, na 675 m.w.e., a eksperiment je izvršen u kolaboraciji Instituta za nuklearna istraživanja (INR, Rusija) i Universiteta u Saragosi (Španija) [49].

U eksperimentu je proučavan dvostruki $\beta^+\beta^+$ i EC β^+ raspod ^{78}Kr (Q-vrednost 2881 keV) korišćenjem jonizacione komore (visoke rezolucije) ispunjene gasovitim Kr izotopski obogaćenim do 94% ^{78}Kr . Komora je radila na visokom pritisku. Šema raspada ^{78}Kr prikazana je na Slici

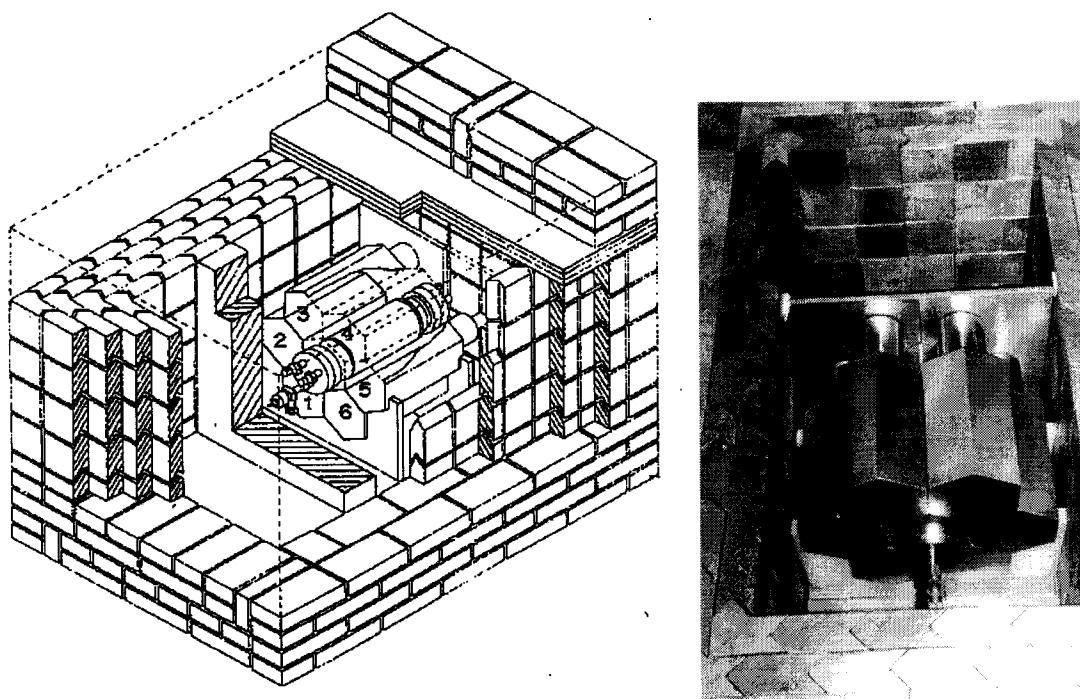
20.



Slika 20. Šema raspada ^{78}Kr

Eksperimentalna postavka, Slika 21, sastojala se od ionizacione komore (za beleženje pozitronskog signala) koja je postavljena između šest velikih NaI scintilatora koji mere, u koincidentnom režimu, anihilacione fotone energije 511 keV. Ceo ovaj sistem postavljen je u Canfranc podzemnoj laboratoriji i nalazi se u zaštiti od 20 cm olova.

Analizom koincidentnog spektra procenjeni su periodi poluraspada i za $\beta^+\beta^+$ i EC β^+ raspad, Slika 22.



Slika 21. Šematski prikaz eksperimentalne postavke.

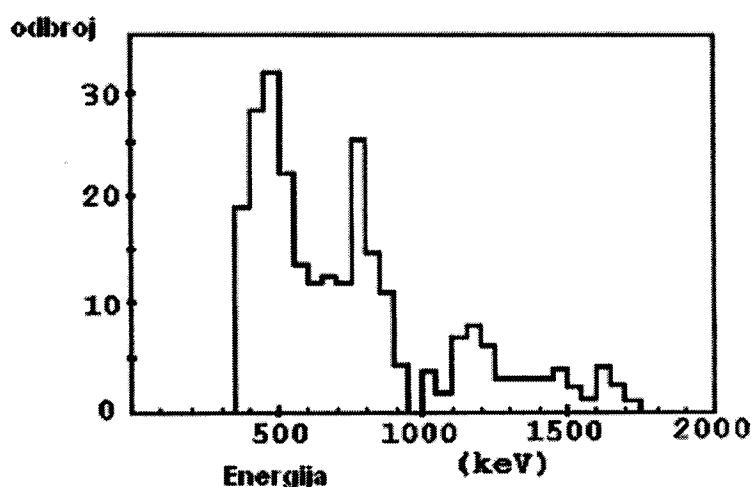
Dobijene vrednosti za period poluraspada iznose:

$$T_{1/2} (\text{EC}\beta\nu^+) 0\nu > 5.1 \times 10^{21} \text{ godina (68\% C.L.)}$$

$$T_{1/2} (\text{EC}\beta^+) 2\nu > 1.1 \times 10^{20} \text{ godina (68\% C.L.)}$$

U toku merenja nisu registrovana četiri koincidentna 511 keV gama signala, nezavisno od IC signala. Dobijena vrednost za period poluraspada je

$$T_{1/2} (\beta^+ \beta^+) (2\nu + 0\nu) > 2.0 \times 10^{21} \text{ godina (68% C.L.)}$$



Slika 22. Koincidentni spektar između IC signala i dva 511 keV signala u scintilatorima (unutar energijskog prozora 2.35s) sniman 4434.5 h.

3.4 Rezultati za ^{130}Ba i ^{132}Ba

Korišćenjem geohemijskog metoda moguće je detektovati ECEC raspad ukoliko se on vrši na ekscitovano stanje jezgra potomka [50]. Ovaj metod je zasnovan na akumulaciji potomka u mineralima poznate starosti. Najpovoljniji slučaj je ukoliko su potomci izotopi ksenona i kriptona, koji imaju mali prirodni prinos i velik broj stabilnih izotopa.

Ukoliko neki od elektroslabih raspada ^{130}Ba ima period poluraspada 10^{22} godina ili kraći, moguće je detektovati ^{130}Xe u mineralima velike starosti. Korišćenjem proton-neutron kvazičestične slučajne fazne aproksimacije (pn-QRPA) predviđeni su periodi poluraspada za ^{130}Ba za $\beta^+\beta^+$ i EC β^+ , 2EC rastup koji iznose 1.7×10^{29} godina., 1.0×10^{23} godina i 4.2×10^{21} godina. Zbog kraćeg perioda poluraspada, moguće je odrediti 2EC period poluraspada geohemijском metodom.

Iako je barijum u Zemljinoj kori mnogo zastupljeniji od telura, mnogo je teže detektovati 2EC rastup ^{130}Ba od $\beta^-\beta^-$ raspada ^{130}Te . Pre svega, veoma je teško pronaći stabilan, visoko čist mineral poznate starosti koji je bogat barijumom, tako da bude pogodan za geohemija istraživanja 2EC raspada barijuma. Pored toga, izotopski prinos ^{130}Ba (0.106%) je mnogo manji nego ^{130}Te (33.87%), ^{130}Ba je najobilnije zastupljen u BaSO_4 , u kome se Te javlja kao čist prirodan metal. Zbog toga, da bi se dobila približno ista vrednost za period poluraspada za ova dva izotopa u mineralima iste starosti, potrebno je 500 puta duže merenje u eksperimentu sa Ba. To znači da je i fon koji potiče od atmosferskog ksenona, a koji je proporcionalan sa masom uzorka, mnogo veći eksperimentu sa Ba. Da bi se eliminisao uticaj od reakcija prouzrokovanih kosmičkim zračenjem, uzorci su vađeni sa dubine od najmanje 100 m. Pored toga, uzorci su u sebi sadržavali malu količinu urana i torijuma i tačno je bila poznata njihova geološka istorija.

Da bi se odredio period poluraspada za ECEC proces ^{130}Ba i ^{132}Ba uzorku koji je izbran za eksperiment određena je količina ^{130}Xe , koji je potomak barijuma, a odstranjen je atmosferski prisutan Xe i Xe koji potiče od fisije ^{238}U . Pokazano je da u uzorku ne postoji ^{130}Xe koji potiče od raspada ^{130}Te .

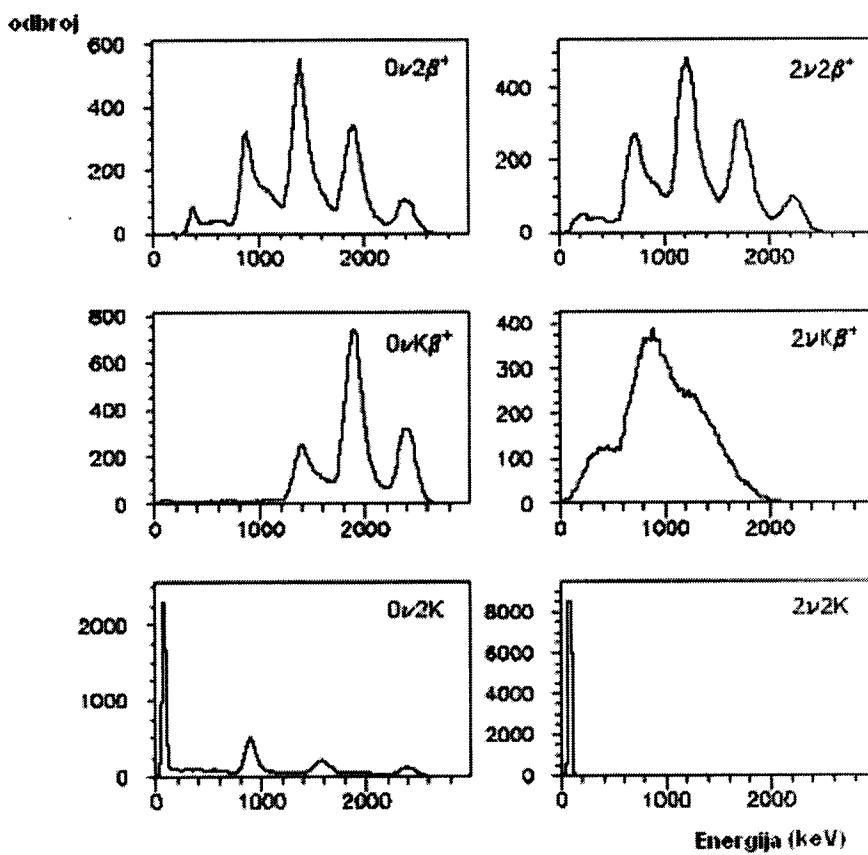
U ovom eksperimentu je određen period poluraspada ^{130}Ba i dobijena je vrednost $2.16 \pm 0.52 \times 10^{21}$ godina. Kako je zabeležena i prisutnost ^{132}Xe , moguće je bilo proceniti i period poluraspada ^{132}Ba koji iznosi $1.3 \pm 0.9 \times 10^{21}$ godina.

3.5 Rezultati za dvostruki beta raspad Ce izotopa

Eksperiment je izvršen u Solotvina podzemnoj laboratoriji korišćenjem GSO scintilatora [52]. Koncentracija cerijuma u kristalu GSO(Ce) je odredena na osnovu hemijske analize. U eksperimentu su ispitivani različiti načini pozitronskih dvostrukih beta raspada Ce-izotopa: dvostruki pozitronski raspad ($\beta^+\beta^+$), elektronski zahvat i pozitronski raspad (β^+EC) i dvostruki elektronski zahvat (ECEC) ^{136}Ce (razlika u masama atoma pretka i potomka $\Delta M_A = 2397(48)$ keV, $\delta = 0,185\%$) i dvostruki elektronski zahvat ^{138}Ce ($\Delta M_A = 693(11)$ keV, $\delta = 0,251\%$). Ukupan broj jezgara ^{136}Ce i ^{138}Ce u kristalu je $4,1 \times 10^{19}$ i $5,4 \times 10^{19}$. Funkcija odziva detektora za različite moguće načine dvostrukog beta procesa za ove izotope simulirana je GEANT3.21 kodom generatora DECAY4. Kao primer, na Slici 23 je data simulirana energijska distribucija za bezneutrinski i dvoneutrinski $\beta^+\beta^+$ ($K\beta^+$ i $2K$) raspad ^{136}Ce . Granice za periode poluraspada date su u Tabeli 14.

Tabela 14. Granice za $\beta^+\beta^+$ periode poluraspara za ^{136}Ce i ^{138}Ce [52]

Nuklid		Tip raspada	Granica za $T_{1/2}$ (god)
^{136}Ce	$2\beta^+$	0v g.s.-g.s.	$1.9(3.2)\times 10^{16}$
		2v g.s.-g.s	$1.8(3.8)\times 10^{16}$
	$K\beta^+$	0v g.s.-g.s.	$3.8(6.0)\times 10^{16}$
		2v g.s.-g.s	$1.8(3.0)\times 10^{15}$
	2K	0v g.s.-g.s	$6.0(8.0)\times 10^{15}$
		2v g.s.-g.s	$0.7(1.1)\times 10^{14}$
^{138}Ce	2K	0v g.s.-g.s	$1.8(1.9)\times 10^{15}$
		2v g.s.-g.s	$0.9(1.5)\times 10^{14}$

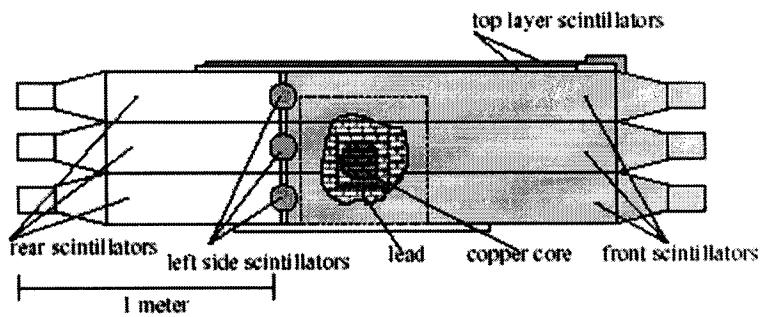


Slika 23. Funkcija odziva GSO(Ce) detektora za bezneutrinski i dvoneutrinski raspad

^{136}Ce simulirani kodom GEANT3.21.

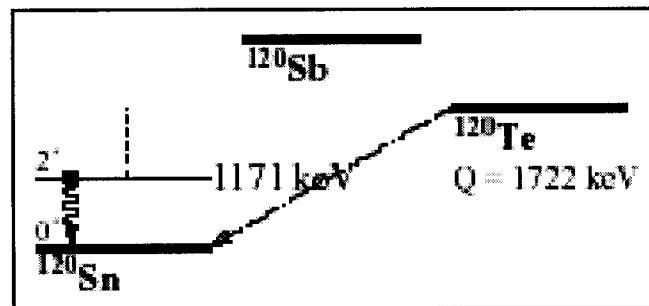
3.6 Rezultati za ^{120}Te i $^{106}\text{Cd} \beta^{108}\text{Cd}$

U eksperimentu je istraživana primena CdTe detektora u istraživanju retkih nuklearnih procesa, između ostalih i dvostrukih beta raspada ^{120}Te i ^{108}Cd [53]. Eksperimentalna postavka sastoji se od dva CdTe/CdZnTe poluprovodnička detektora koja se nalaze u specijalno konstruisanoj pasivnoj i aktivnoj zaštiti, Slika 24.



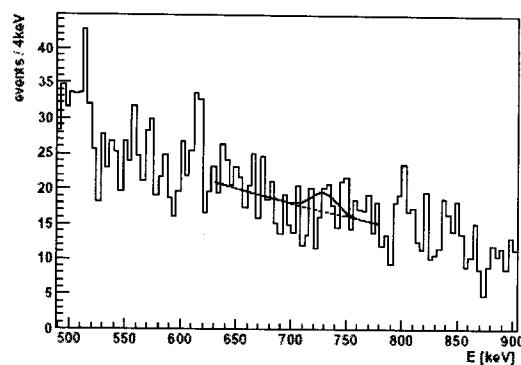
Slika 24. Šematski prikaz eksperimentalne postavke se odgovarajućom zaštitom.

Šema raspada ^{120}Te prikazana je na Slici 25.



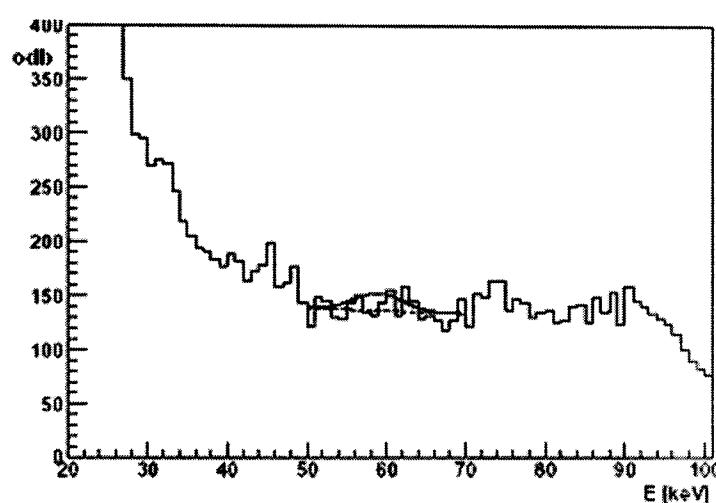
Slika 25. Šema raspada ^{120}Te

Q-vrednost za ovaj raspad iznosi $Q = 1722 \text{ keV}$, a energija veze K-elektrona je 30 keV , pa je pik tražen na energiji $E = Q - 2m_e c^2 + E_K = 730 \text{ keV}$. Na Slici 26 je prikazan rezultat za $0\nu\beta^+EC$ raspad ^{120}Te .



Slika 26. $0\nu\beta^+ EC$ raspad ^{120}Te

Na Slici 27 je prikazan rezultat za $2\nu ECEC$ raspad, gde se linija očekuje na $2 \times 30 \text{ keV} = 60 \text{ keV}$, odgovarajuća energija za $^{106}\text{Cd}/^{108}\text{Cd}$ je 49 keV.



Slika 27. $2\nu ECEC$ raspad $^{106}\text{Cd}/^{108}\text{Cd}$

Dobijene granice za periode poluraspada ^{120}Te i $^{106}\text{Cd}/^{108}\text{Cd}$ prikazane su u Tabeli 15.

Tabela 15. Granice za periode poluraspada ^{120}Te i $^{106,108}\text{Cd}$ [53]

Izotop	Nivo (keV)	Tip raspada	$T_{1/2}(\text{god})$	Granica za $T_{1/2}$
^{120}Te	(0 $^+$) g.s.	0v β^+ EC	2.2×10^{16}	4.2×10^{12}
	(0 $^+$) g.s.	2vECEC	9.4×10^{15}	-
	(2 $_1^+$)	2vECEC	8.4×10^{15}	-
$^{106,108}\text{Cd}$	(0 $^+$) g.s.	2vECEC	1.0×10^{18}	1.5×10^{17} (68%CL)

3.7 Rezultati za ^{40}Ca

U eksperimentu su korišćena dva $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintilatora visoke čistoće [54]. Svaki kristal ima 3" radijus i 1" dužinu (masa svakog je 370 g). Merenja su izvršena u Gran Sasso podzemnoj laboratoriji na R&D DAMA eksperimentalnoj postavci. Procenjen je period poluraspada za dvostruki elektronski zahvat ECEC na ^{40}Ca ($Q_{\text{ECEC}}=193.8$ keV). Broj jezgara ^{40}Ca u svakom $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ kristalu je 2.766×10^{24} . Dvostruki elektronski zahvat na ^{40}Ca praćen je emisijom dva X-zraka energije 3.2 keV. U Tabeli 16 su date granice za periode poluraspada za različite načine raspada ^{40}Ca .

Tabela 16. Granice za periode poluraspada za različite 2β procese ^{40}Ca [54]

2β raspad	$T_{1/2}(68\% \text{ CL})$		$T_{1/2}(90\% \text{ CL})$		$T_{1/2} 68\% (90\%) \text{ CL}$
	Bicron 1	Bicron 2	Bicron 1	Bicron 2	
ECEC(0v) ^{40}Ca (6.4 keV)	4.4×10^{21}	2.7×10^{21}	$4.1(2.5) \times 10^{21}$	$2.4(1.4) \times 10^{21}$	$4.9(3.0) \times 10^{21}$
ECEC(0v) ^{40}Ca (193.8 keV)	5.5×10^{20}	-	$3.4(1.8) \times 10^{20}$	-	$3.4(1.8) \times 10^{20}$
ECEC(2v) ^{40}Ca (6.4 keV)	8.8×10^{21}	5.3×10^{21}	$8.2(5.0) \times 10^{21}$	$4.8(2.8) \times 10^{21}$	$9.8(5.9) \times 10^{21}$

3.8 Rezultati za ECEC period poluraspada ^{180}W

Proučavanje dvostrukog beta raspada ^{180}W izvšeno je u Solotvina podzemnoj laboratoriji korišćenjem superniskofonskog $^{116}\text{CdWO}_4$ scintilacionog kristala [55]. Granica za period poluraspada ^{180}W iznosi $T_{1/2}(\text{ECEC}) > 5.0 \times 10^{16}$ godina na 90% C.L.

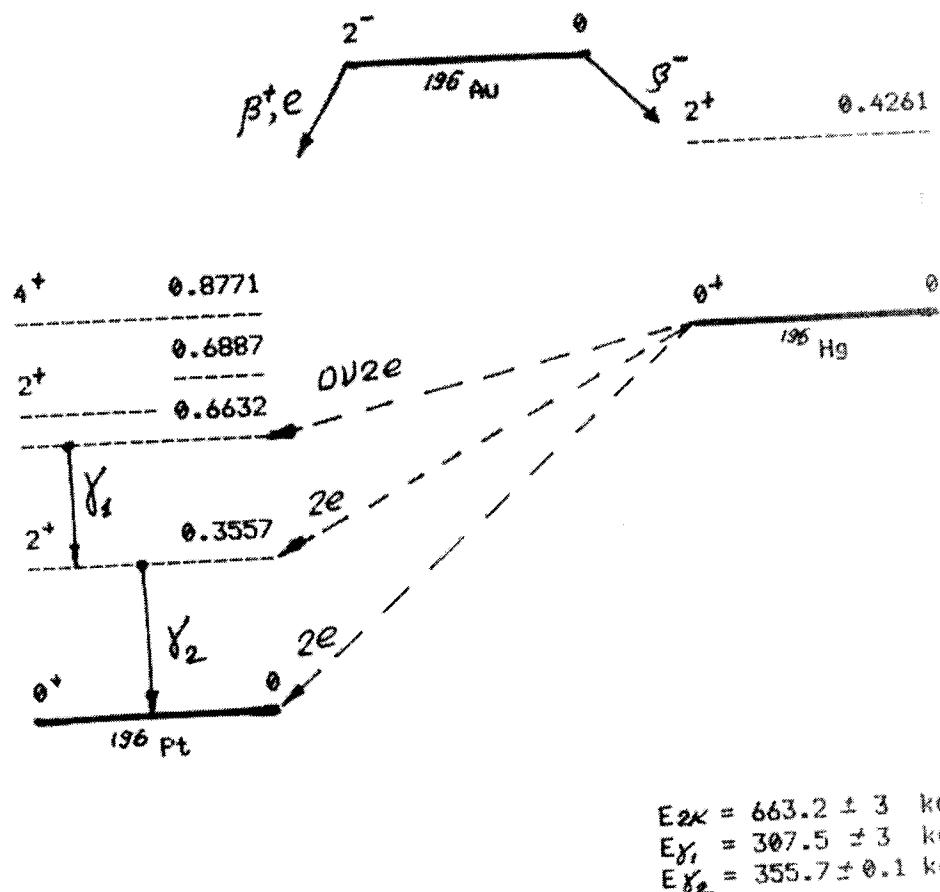
3.9 Rezultat za ^{196}Hg

Eksperiment je izvršen u Solotvina podzemnoj laboratoriji da bi se ispitao period poluraspada ^{76}Ge [56]. Laboratorijski se nalazi u rudniku soli na dubini 1000 mwe. Za merenje je korišćen HPGe detektor zapremine 165 cm^3 , relativne efikasnosti 38,7%, energijske rezolucije FWHM 1.9 keV za linije ^{60}Co . Fonski spektar HPGe detektora meren je 1108.6 h. Detektor je postavljen u niskofonski kriostat napravljen od titanijuma i bakra. Prvi red pasivne zaštite detektora je od žive debljine 10 do 30 cm, koja potpuno opasuje detektor. Zatim sledi zaštitni sloj od bakra (11-15 cm debljine), olova (25-30 cm debljine) i polietilena (25 cm debljine). Kao aktivna zaštita od miona korišćen je plastični scintilator. Fonski spektar meren je 1108,6h, dobijena je vrednost za fonski odbroj 20,6 odbroja/h za energijski interval 100-2850 keV. Pošto je ceo detektor opasan sa 570 kg žive, ona je poslužila kao izvor za ispitivanje dvostukog elektronskog zahvata na ^{196}Hg .

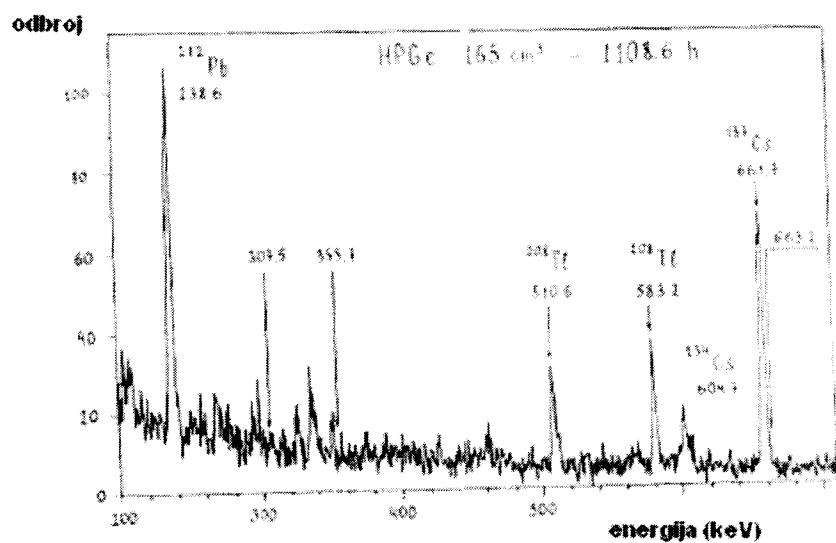
Šema raspada ^{196}Hg prikazana je na Slici 28. Prinos ^{196}Hg je 0.15%. Razlika u atomskim masama $^{196}\text{Hg} - ^{196}\text{Pt}$ je 820 ± 3 keV. Uzimajući u obzir energiju veze K-elektrona, energija ekscitacije od 663.2 ± 3 keV za 0v2K zahvat ^{196}Hg može se osoboditi emisijom dva gama fotona energije 307.5 keV i 355.7 keV.

Fonski spektar prikazan je na Slici 29. Linije u spektru potiču od potomaka ^{232}Th , ^{134}Ce i ^{137}Cs . Na spektru nije pronađena linija na 307.5 keV i 355.7 keV. Dobijene granice za periode poluraspada iznose:

$$T_{1/2}^{0\nu} \geq 9.6 \times 10^{17} \text{ god } (E_\gamma = 307.5 \text{ keV}) \text{ i } T_{1/2}^{0\nu+2\nu} \geq 2.5 \times 10^{18} \text{ god } (E_\gamma = 355.7 \text{ keV}).$$



Slika 28. Šema raspada ^{196}Hg



Slika 29. Fonski spektar

3.10 Rezultati za ^{84}Sr , ^{112}Sn , ^{184}Os i ^{190}Pt

Rezultati za granice perioda poluraspada za ove izotope dati su u Tabeli 10. Referenca za rad u kome su ispitivani raspadi ovih jezgara [57] je iz 1952. godine, pa nije dostupna na Web sajtovima, odakle je skinuta gotovo celokupna literatura korišćena za izradu ove disertacije.

Glava III

4. Merenja dvostrukih beta raspada pozitronskih emitera u niskofonskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu

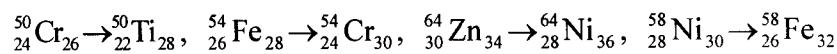
U osnovi proučavanja svih retkih procesa je jednostavan izraz pomoću kojeg se, ukoliko se pri raspadu ne detektuje zračenje za koje se pretpostavlja da se emituje u datom raspadu, dobija donja granica za period poluraspada [58]:

$$T_{1/2} > \text{const}(C.L) \cdot \varepsilon \cdot p \cdot T_m \cdot N / B^{1/2} \quad (46)$$

gde je ε efikasnost detekcije, p je apsolutni intenzitet posmatranog zračenja, N je broj atoma koji može da se raspadne posmatranim raspadom, B je broj fonskih događaja zabeležen u toku vremena merenja T_m . Konstanta je (ne linearno) inverzno proporcionalna nivou poverenja (C.L.) za koji je odlučeno da je traženi intenzitet manji

od fluktuacije fona. Ukoliko su svi parametri poznati, ovom formulom se može odrediti donja granica za period poluraspada, iako se gama linija u spektru ne vidi.

Dvostruki beta raspad može biti ili dvostruki neutronski raspad, ili dvostruki protonski raspad. Za razliku od jednostrukog beta raspada ne mogu oba načina raspada da se dogode istovremeno. Procenjeno je da se periodi poluraspada za $(2\nu+0\nu)\beta^+\beta^+$ raspade nalaze u intervalu od 10^{25} do 10^{30} godina. Očekivane vrednosti za periode poluraspada za $2\nu\beta^+EC$ raspad su za više od četiri reda veličine manje od vrednosti za $2\nu\beta^+\beta^+$ [59], što ograničava listu kandidata na izotope sa zatvorenom ljkuskom $Z, N = 28$. Pored toga, ovo je verovatno i optimalan raspon atomskih brojeva za ovaj tip raspada – nije ni suviše mali, sa gledišta elektronskog zahvata, ni suviše velik, sa gledišta pozitronskog raspada. Posmatraju se raspadi jezgara koji imaju $Z, N = 28$:



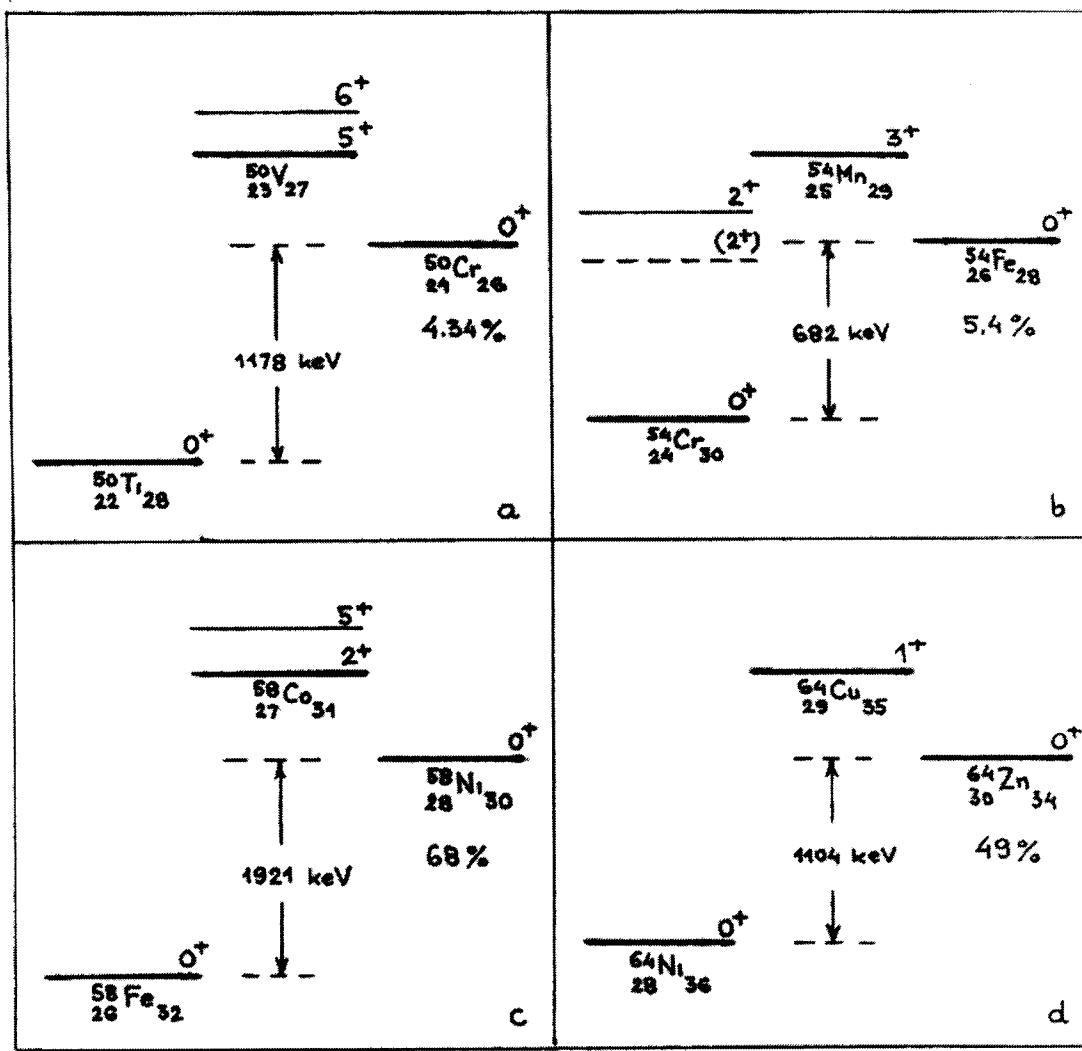
Raspad ${}_{28}^{58}\text{Ni}_{30} \rightarrow {}_{26}^{58}\text{Fe}_{32}$ je meren sa dobrom osetljivošću od strane Vasileva sa saradnicima [60], dok su u Niskofonskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu sa dobrom osetljivošću merena ostala tri raspada.

Prvi i poslednji od navedenih raspada popunjavaju lјusku sa magičnim brojem 28 sa protonima ili neutronima, dok drugi i treći razbijaju lјusku sa $Z, N = 28$. Na osnovu toga može se zaključiti da su zbog strukturnog efekta raspadi koji popunjavaju lјusku favorizovani u odnosu na raspade koji je razbijaju [61].

Svaki od ovih dvostrukih beta kandidata je stabilno parno-parno jezgro koje se nalazi na dnu masene parabole, pri čemu i predak i potomak imaju 0^+ osnovno stanje. Osnovno stanje intermedijalnog neparno-neparnog jezgra ima veću energiju od osnovnog stanja jezgra pretka, pa se nuklearni matrični element za dvostruki beta prelaz sastoji od sume matričnih elemenata po svim dozvoljenim virtuelnim stanjima intermedijalnog jezgra. Dvoneutrinski i bezneutrinski raspad se razlikuju u selepcionim pravilima. Za dvoneutrinski način raspada selekciono pravilo za izospin zabranjuje Fermijeve prelaze, za koje je $\Delta T = 0$, pa se raspad realizuje preko dva GT (Gamow-Tellerova) prelaza, za koje je $\Delta T = 0, 1$. Virtuelno intermedijalno stanje tada može biti samo 1^+ stanje. Spinovi višeg reda praktično mogu da se zanemare, pa su ferimoni koji se emituju na niskim energijama praktično samo s-talasi. U bezneutrinskom načinu raspada razmena virutelnog neutrina je ograničena zapreminom jezgra i njegovim momentom, koji može biti veoma velik (dok je emisija realnog neutrina ograničena Q-vrednošću raspada), pa se uticaj virutelnih intermedijalnih stanja (koja nisu 1^+ stanja) više ne može zanemariti. Sa druge strane, Fermijevi prelazi nisu zabranjeni za bezenutrinski dvostruki beta raspad pa matrični elementi za dva moda raspada nisu identični. U slučaju bezneutrinskog raspada matrični element, kod koga je potrebno korenovati vrednost za efektivnu masu neutrina, ne može da se zameni jednostavnijim matričnim elementom za dvoneutrinski raspad, i to

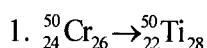
je razlog zbog koga procena mase neutrina iz perioda poluraspada strogog zavisi od izabranog modela.

Osnovni podaci za posmatrane raspade prikazani su na Slici 30.

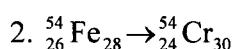


Slika 30. Šeme raspada za posmatrana jezgra

Na osnovu iznetih činjenica, za svaki od posmatranih raspada može se zaključiti:

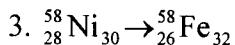


Kako je za stvaranje pozitrona potrebna energija $2m_e c^2$, na osnovu Q-vrednosti za ovaj raspad mogući su $\beta^+ EC$ i ECEC načini raspada, dok spin intermedijalnog stanja dozvoljava samo bezneutrinski mod raspada. Kako se pri raspodu popunjava ljudska sa $N=28$ magičnim brojem, moguće je da je prelaz zbog toga favorizovan. Mali izoptoski prinos značajno smanjuje osetljivost merenja. Pri raspodu se detektuju samo pozitroni, pa se može odrediti samo donja granica za $0v\beta^+ EC$ period poluraspada.

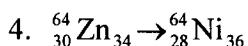


Mala Q-vrednost raspada dozvoljava samo ECEC raspad, dok spin intermedijalnog stanja zabranjuje $2v$ raspad. Kako se pri ovome raspodu ne emituje zračenje, jedina mogućnost za raspad je preko virtuelnog pobuđenog stanja jezgra potomka, pri čemu se energija ekscitacije emituje u obliku elektromagnetskog zračenja, ili se elektroni emituju internom konverzijom. Međutim, pošto na ovoj energiji ne postoji eksitovano stanje jezgra potomka, i ako je virutelno stanje 0^+ stanje, tada je emitovano zračenje $E0$, i moguće je da dođe do emisije konverzionog elektrona. Ukoliko je virtuelno stanje 2^+ stanje, emitovani gama zraci bi imali energiju oko 670 keV, što zavisi od tipa elektronskog zahvata u jezgru pretka, i mogu se lako detektovati. U ovom slučaju posmatra se $0^+ \rightarrow 2^+$ prelaz koji je bezneutrinski, a može se interpretirati na sledeći način. Naime, sa stanovišta gejdž teorije neutrini su masivne Majorana čestice, bez obzira da li desnoruke struje postoje ili ne. Detekcija $0^+ \rightarrow 2^+$ prelaza u $0v$ modu (tj. na prvo

ekscitovano stanje jezgra potomka) znači da postoji desnoruka komponenta u slaboj interakciji, pa detekcija gama zraka pri ovom raspadu može da ukaže na postojanje desnoruke slabe struje. Kako pri raspadu dolazi do razbijanja N=28 zatvorene ljeske, raspad je manje favorizovan, a zbog malog izotopskog prinosa smanjene su šanse za detekciju raspada.



Ovaj raspad je, zbog velike Q-vrednosti i raspoloživog fazno-prostornog faktora, $0\nu(\beta^+EC)$ i ECEC). I pored velike vrednosti za izotopski prinos verovatnoća za raspad je verovatno smanjena zbog toga što pri raspadu dolazi do razbijanja N=28 ljeske.



Ovaj raspad je, zbog velikog izotopskog prinosa i činjenice da dolazi do popunjavanja $Z = 28$ ljeske, najverovatniji. Detekcijom emitovanih pozitrona može se odrediti period poluraspada za $(2\nu + 0\nu)(\beta^+EC)$ raspad.

5. Eksperimentalna tehnika

Niskofonska laboratorija na Departmanu za fiziku u Novom Sadu nalazi se u prizemlju zgrade, raspolaže sa dva HPGe detektora, od kojih se jedan, koji je korišćen pri merenjima, nalazi u zaštiti od gvožđa livenog pre II svetskog rata, sa zidovima debljine

25 cm i unutrašnje zapremine 1 m³. U laboratoriji se mogu detektovati procesi $\beta^+\beta^+$ raspada na osnovu detekcije emitovanih gama kvanata koincidentnim metodom.

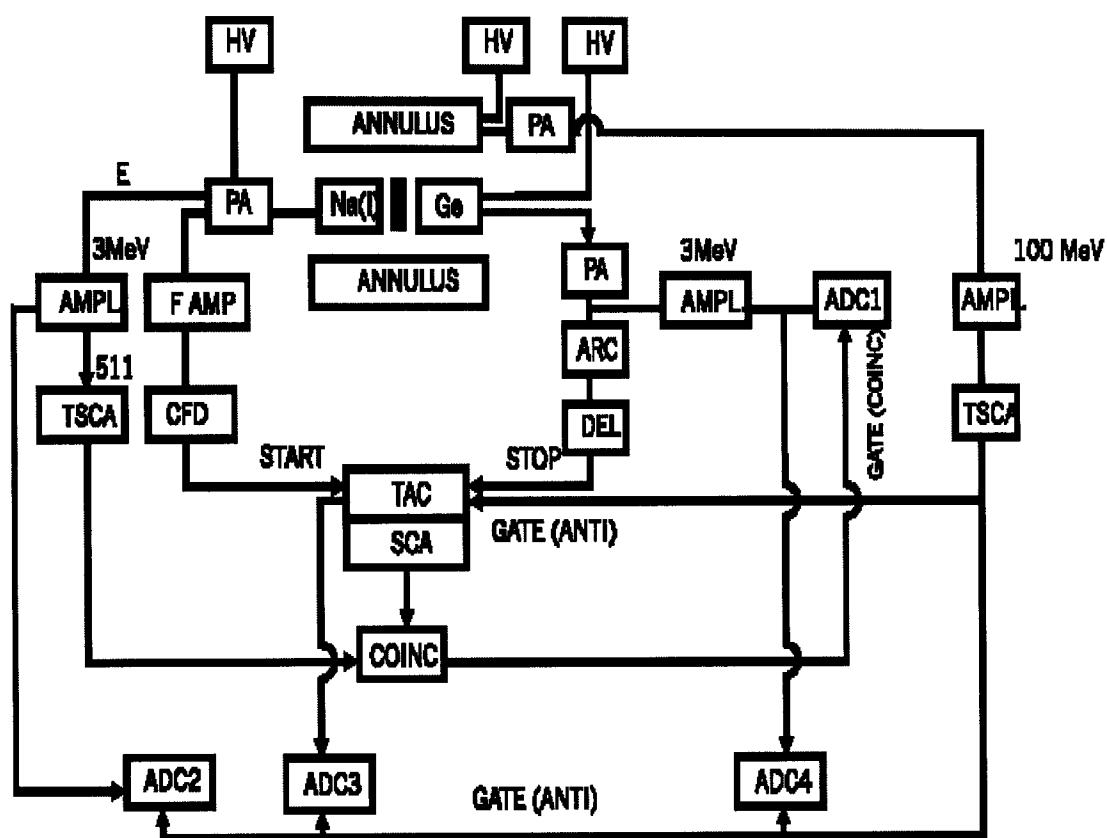
5.1 Metoda koincidentne detekcije pozitrona

U slučaju $\beta^+\beta^+$ i β^+EC raspada emituju se dva pozitrona ili samo jedan. Ovi pozitroni anihiliraju u voluminoznom uzorku materijala, emitujući simultano dva gama zraka u suprotnim smerovima čije energije iznose 511 keV. Koincidentnom detekcijom ovih gama zraka moguće je odrediti $\beta^+\beta^+$ period poluraspada. Da bi se dobili periodi poluraspada reda veličine 10^{20} godina, potrebno je koristiti uzorak velikih dimenzija i detektor koji ima dobru efikasnost i rezoluciju. Metodom koincidentog merenja može se znatno redukovati fon, međutim, da bi se dobio željeni rezultat potrebno je koristiti i aktivnu i pasivnu zaštitu. Za redukovanje slučajnih koïncidencija koristi se brzo-sporo koïncidentno kolo. Šema aparature koja se koristi za koïncidentna merenja je prikazana na Slici 31.

Cilindrični uzorak postavljen je između 3"x 3" NaI(Tl) detektora i poluprovodničkog HPGe detektora nominalne efikasnosti 25%. Preko CFD (Constant Fracton Discriminator) i ARC (Amplitude and Rise time Compensated discriminator) dobijaju se brzi signali i koji se vode na TAC (Time to Amplitude Converter). Spektar brzih signala se preko ADC3 (Analog to Digital Converter) sakuplja u memoriji višekanalnog analizatora. Signali koji potiču od pravih koïncidentnih događaja iz SCA (Single Channel Analzyer) dela TAC su koïncidentni sa 511 keV delom HPGe spektra dobijenog iz TSAC (Timing Single Channel Analzyer). Signali iz sporog koïncidentnog kola (COINC) gejtuju ADC1 koji obrađuje spektar dobijen iz scintilacionog NaI(Tl)

detektora. Na ovaj način, broj pozitrona koji se emituju iz uzorka određuje se iz intenziteta linije na energiji od 511 keV u koincidentnom spektru koji se dobija iz ADC1.

Da bi se smanjio broj anihilacija u uzorku koji potiču od zračenja okoline i kosmičkog zračenja, oba detektoru su postavljena u aktivnu zaštitu 9" x 9" NaI(Tl) detektora (ANNULUS). Signali sa ovog detektoru se koriste za antikoincidentno gejtovanje TAC i svih ADCa. Na ovaj način se najveći broj događaja generisanih zračenjem koje ne potiče od posmatranog izvora odstranjuje elektronskim putem. Ceo sistem se nalazi u pasivnoj zaštiti od 25 cm gvožda.



Slika 31. Eksperimentalna postavka za koincidentna merenja

Kao što je prikazano u [62], sam NaI(Tl) detektor može da predstavlja značajan izvor fona. Prirodni radionuklidi, naročito iz ^{232}Th i ^{40}K serija povećavaju vrednost fona HPGe detektora.

I pored pasivne i aktivne zaštite, 511 – 511 keV fonski koincidentni događaji se generišu u uzorku i detektorima. Merenje ovih fonskih linija je veoma komplikovano. Primjenjena su tri načina određivanja fona: jedan bez uzorka između detektora, i dva sa »blank« uzorcima (Fe i Cu). Nije primećena statistički značajna razlika među ovim spektrima.

Koincidentna efikasnost sistema $\epsilon = R_c/A$ (R_c – odbroj od pravih koincidentnih događaja, A – aktivnost kalibriranog ^{22}Na izvora) iznosi $\epsilon = 1,9\%$. Ova vrednost se koriguje Monte Carlo metodom za različite uzorke.

6. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{64}Zn

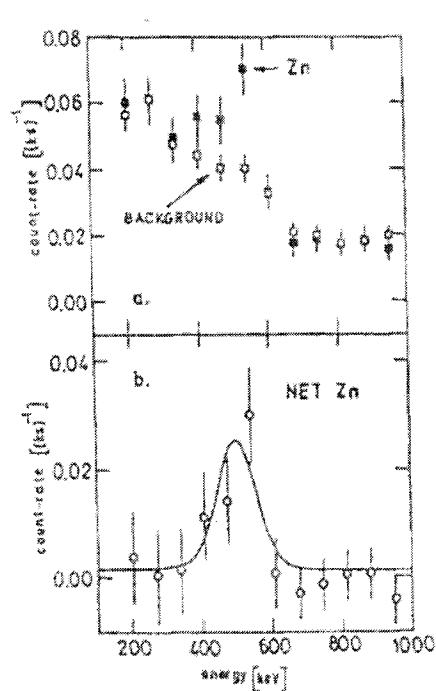
Pošto razlika u masi između jezgra ^{64}Zn i ^{64}Ni iznosi $\Delta mc^2=1.0965$ MeV, pored (ECEC) načina raspada, moguć je i (EC β^+) proces pri kom se emituje lepton energije 66 keV. Zbog male vrednosti energije značajno se povećava vrednost za period poluraspada i smanjuje se uticaj amplitude desnoruke interakcije na verovatnoću (0ν) načina raspada. Prinos ^{64}Zn u prirodnom cinku je 49% i, pošto pogodna spinska sekvenca osnovnog stanja dozvoljava $0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$ prelaze, moguće je da se koincidentnom tehnikom detekuje pozitron nastao procesom anihilacije, što nas je i motivisalo da postavimo eksperiment.

U eksperimentu su koincidentnom tehnikom mereni 511-keV gama zraci koji potiču od anihilacije pozitrona u prirodnom cinku, da bi se dobila vrednost za $(0\nu+2\nu)$ period poluraspada.

Cilindrični izvor dijametra $\Phi = 70$ mm i visine $h = 25$ mm postavljen je između 7.6 cm x 7.6 cm NaI(Tl) scintilacionog detektora i poluprovodničkog HPGe detektora efikasnosti 25%. Detektor je povezan u brzo-sporo koincidentno kolo (Slika 31). Pomoću jednokanalnog analizatora čiji je prozor postavljen na liniju od 511 keV sniman je spektar HPGe detektora, dok je spektar sa NaI(Tl) gejtovan sa koincidentnim brzo/sporim signalima i prikupljan u višekanalnom analizatoru. Zahvaljujući odličnoj vremenskoj rezoluciji brzog kola, broj slučajnih koincidencija je bio zanemarljivo mali. I NaI(Tl) scintilacioni detektor i poluprovodnički HPGe detektor nalaze se u aktivnoj zaštiti 23 cm x 23 cm NaI(Tl) detektora. Ceo sistem se nalazi u pasivnoj zaštiti od 25 cm gvožđa, zapremine 1 m^3 . Koincidentna efikasnost sistema $\epsilon = R_c/A$ (R_c – broj pravih koincidencija, A – aktivnost pozitronskog izvora) za izvor Zn određena je i Monte Carlo simulacijom i direktnim merenjem sa kalibriranim izvorom ^{22}Na i iznosi $\epsilon = 1.9\%$. Pri određivanju fona javio se problem, jer disk Zn može da predstavlja i metu za pozitrone koji su nastali od kosmičkih zraka koji su prošli kroz zaštitu. Oni mogu da apsorbuju gama zrake energije 511 keV koji su nastali anihilacijom u detektoru. Da bi se otklonio ovaj problem, fon je procenjen na osnovu tri merenja, za slučajeve kada nije bilo izvora, sa izvorima od Fe i Cu. Spektri iz ova tri merenja su slični, i ni u jednom nije primećena linija na 511 keV, pa je njihov sumarni spektar iskorišćen za određivanje fona. Spektar Zn, fonski i neto spektar Zn je prikazan na Slici 32, a rezultati dobijeni integracijom u oblasti energije od 511 keV prikazani su u Tabeli 17.

Tabela 17. Rezultati dobijeni integracijom u oblasti energije od 511 keV

	Zn	Fon	Zn-fon
511-511 brzina brojanja (ks^{-1})	0.19 (3)	0.13 (3)	0.6 (4)
vreme merenja (ks)	1720	4200	



Slika 32. Spektar Zn, fonski i neto spektar Zn

Uzimajući u obzir koincidentnu efikasnost sistema i masu uzorka Zn (350 g), dobijena je neočekivano mala vrednost za period poluraspada $T[(0\nu+2\nu), \text{EC } \beta^+] = (1.1 \pm 0.9) \times 10^{19}$ godina za elektron-pozitronski raspad na 99.7% CL. Ukoliko ovaj rezultat nije posledica neke neidentifikovane i nepoznate kontaminacije (kuglice Zn su stavljene u

cilindrične kutije bez prethodnog topljenja), onda je ovo prvi eksperimentalni dokaz elektron-pozitronskog konverzionog procesa. Kod ovog raspada jezgro potomka ima Z magično, što je možda uzrok postojanja ovog raspada.

7. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{50}Cr

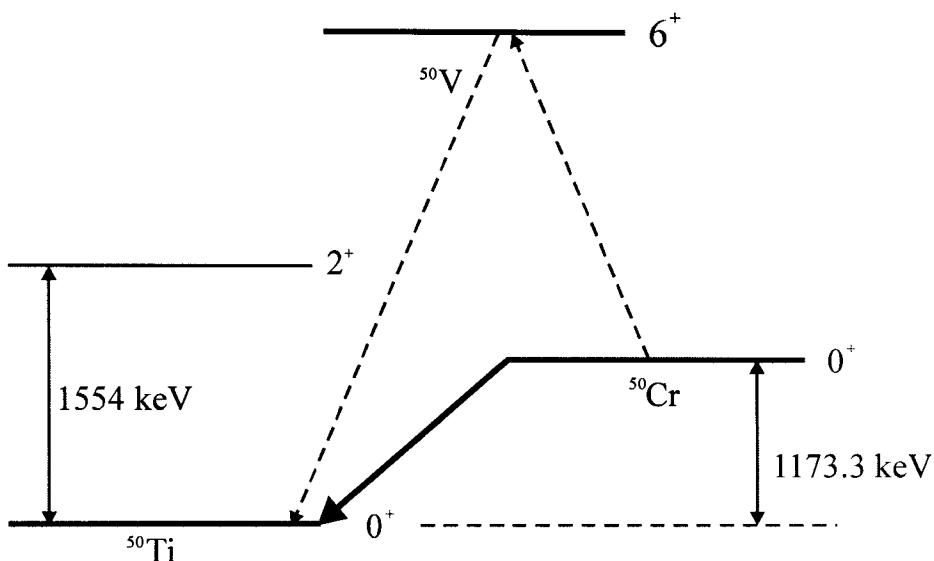
U ovom eksperimentu je meren dvostruki beta raspad ^{50}Cr koji sugerise rezultat različit od nule na CL 95% ili daje najnižu granicu za period poluraspada za ovaj proces koji je za red veličine bolji od postojećeg [48].

^{50}Cr je jedan od četiri stabilna izotopa u okolini $Z, N = 28$ magičnog broja koji sa energetskog stanovišta dozvoljava simultani beta raspad dva protona u odgovarajući stabilniji susedni izobar.

Šema raspada ^{50}Cr je prikazana na Slici 34. Mala Q-vrednost ovog raspada dozvoljava sve vrste EC-EC raspada kao i EC-pozitron raspada, dok je pozitronsko-pozitronski raspad zabranjen. Ako se raspad meri preko zračenja koje nastaje anihilacijom pozitrona, moguće je odrediti verovatnoću za pozitronsko-EC raspad. Može se komentarisati da je ovo verovatno optimalni raspon atomskih brojeva za ovaj tip raspada – nije ni suviše mali, sa gledišta elektronskog zahvata, ni suviše velik, sa gledišta pozitronskog raspada. Zbog efekta strukture, mali fazni faktor za ovaj raspad može biti delimično uravnotežen nekim pojačanjem.

Kako je energija prvog pobuđenog stanja jezgra potomka veća od Q-vrednosti raspada je moguć jedino na njegovo osnovno stanje. Pošto je spin intermedijalnog jezgra veoma velik (6^+), i pošto realni niskoenergijski neutrini ne mogu da nose velik angularni

moment, dok je razmena virtuelnog neutrina sa velikim momentom između protona koji se nalaze na bliskom rastojanju moguća na osnovu principa neodređenosti, raspad praktično može biti samo bezneutrinski.



Slika 33. (0v+2v) šema raspada ^{50}Cr

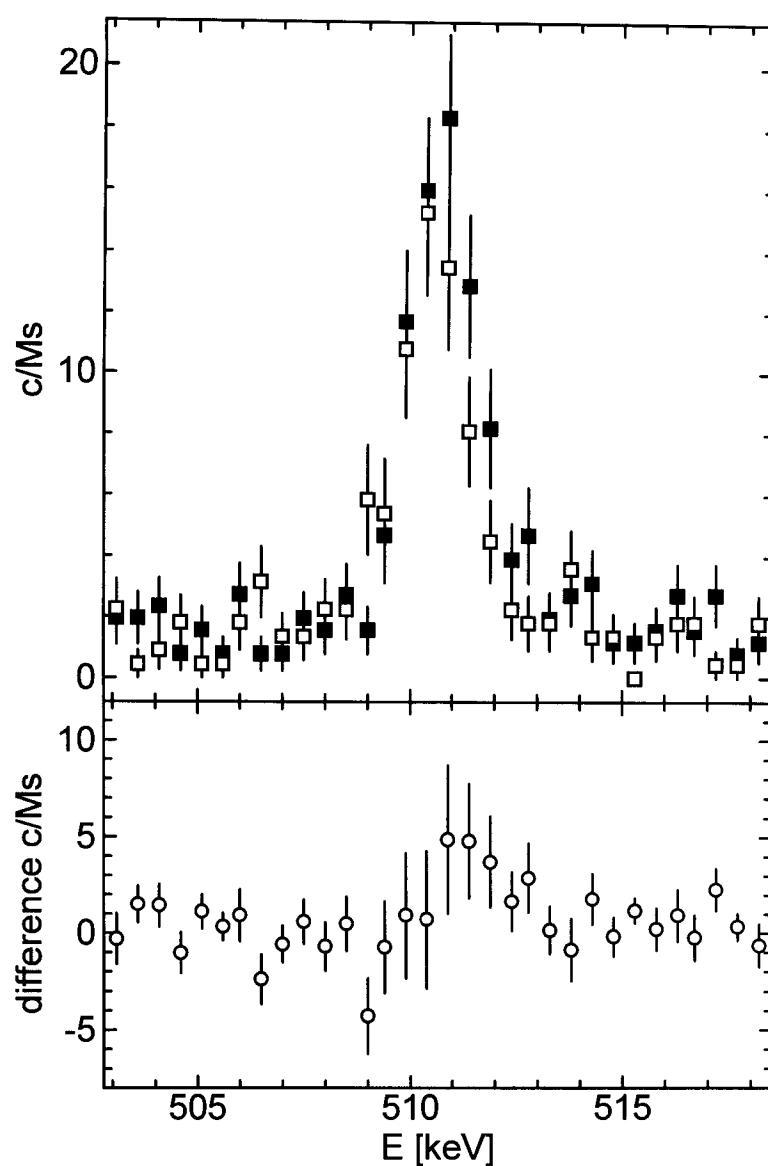
Merenje je slično kao za raspad ^{64}Zn . 209 g CrO_3 uzorka koji sadrži 4.7 g ^{50}Cr je postavljen između 3"x3" NaI(Tl) detektora i 25% HPGe detektora. Oba detektora su koaksijalno postavljena u 9"x9" NaI(Tl) anularni veto detektor. Cela detektorska postavka se nalazi unutar zaštitne komore zapremine 1 m³ koja je napravljena od gvožđa izlivenog pre II svetskog rata, čiji su zidovi debeli 25 cm. Upotreba gvožđa kao zaštite, a ne olova, kao što je uobičajeno, ima niz prednosti. Kao prvo, brzina proizvodnje

pozitrona indukovana kosmičkim zračenjem zavisi od kvadrata atomskog broja medijuma podeljenog sa njegovim masenim brojem, što daje prednost od 2.7 u poređenju sa olovom. Drugo, neutroni proizvedeni kosimčkim zračenjem unutar gvozdene zaštite ne mogu da se detektuju, što nije slučaj sa olovom.

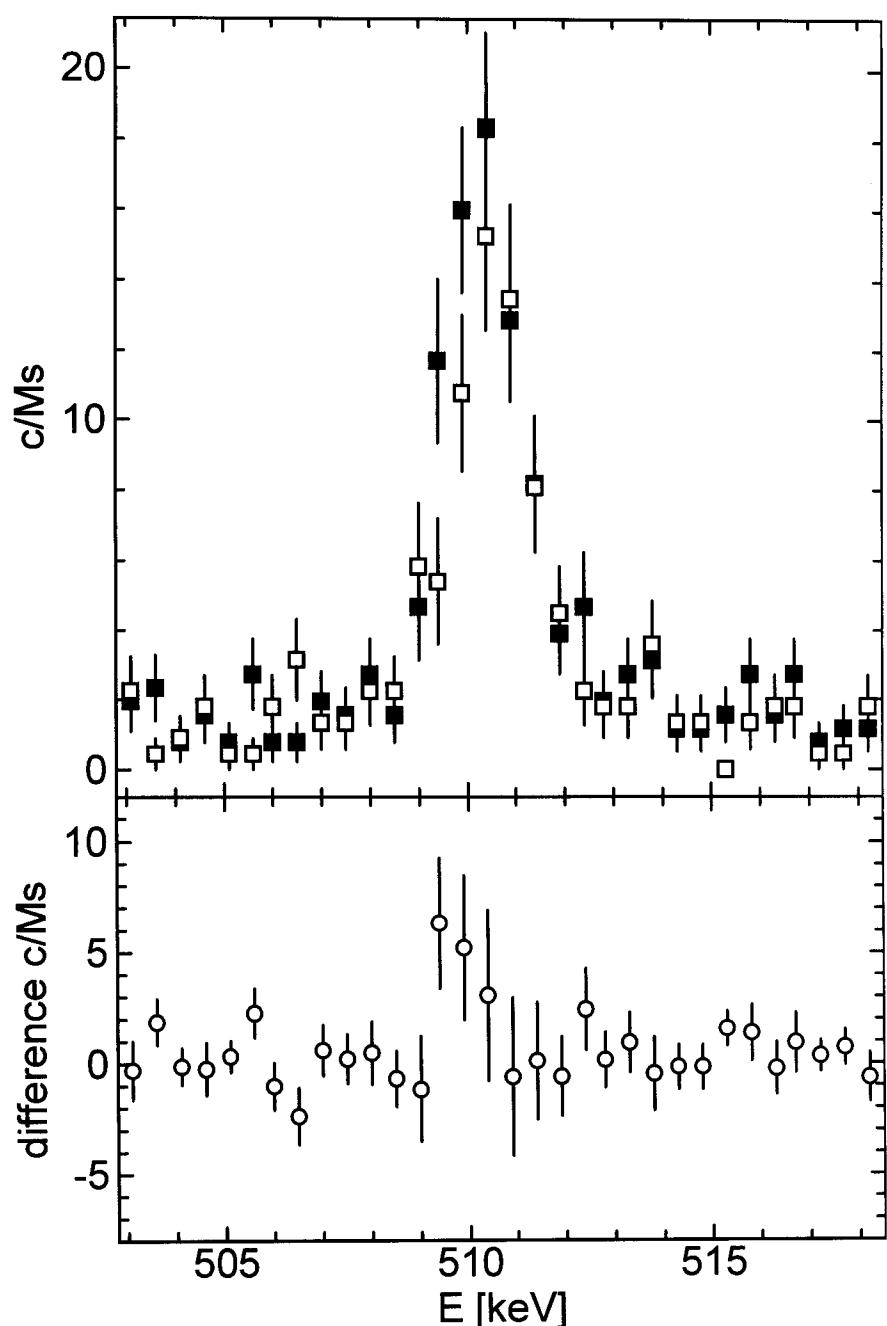
Eksperimentalna postavka je prikazana na Slici 31. Da bi se minimizirale slučajne koincidencije dva detektora između kojih se nalazi uzorak su spojena u brzo-sporo koincidentno kolo, dok je za odbacivanje događaja koji potiču od kosmičkog zračenja i zračenja okoline postavljen anularni detektor koji radi u antikoincidentnom režimu. Intenzitet 511 keV linije u koincidentnom-antikoincidentnom spektru HpGe detektora se analizira ADC 1, koji meri broj pozitrona koji se generišu i anihiliraju unutar uzorka, dok je uticaj događaja generisanih radijacijom koja dolazi spolja minimiziran.

Fon je određen na osnovu tri zasebna merenja: bez uzorka, sa uzorkom od gvožđa i bakra, čija veličina odgovara veličini CrO₃ uzorka. Ukupno vreme merenja je iznosilo 26 dana. Dobijen je veoma značajan i vrlo neočekivan rezultat - nije bilo statistički značajne razlike između izmerenih intenziteta na 511 keV. Srednji fon na 511 keV liniji, na osnovu sumarnog spektra od ova tri merenja, na 68% CL je 97(7)cc/10⁶s.

Na Slici 34 je prikazan spektar u oblasti od 511 keV linije za uzorak hroma i fonski spektar. Njihova razlika je prikazana na donjem delu slike, sa odgovarajućim neto odbrojem od 22 (10) cc/10⁶s na liniji od 511 keV, što ukazuje da imamo rezultat različit od nule čak i na 95% CL. Ako pripišemo ovaj odbroj pozitron-elektronskom raspadu ⁵⁰Cr, dobijamo period poluraspada za ovaj proces od 1.3(6)x10¹⁸ godina na 68% CL.



Slika 34. Spektar hroma sa fonskim spektrom: pune tačke – Cr, prazne –fon, sa njihovom razlikom predstavljenom na donjem delu slike



Slika 35. Isto kao i Slika 34, ali je spektar hroma pomeren za jedan kanal uлево

Dobijeni rezultat zahteva niz komentara. Neki od njih se odnose na kvalitet grubih podataka datih na Slici 34, a drugi na moguću sistematsku grešku primenjene procedure za određivanje fonskog spektra. Bolje ispitivanje Slike 34 navodi na neke sumnje u pogledu stabilnosti spektra u toku merenja, za liniju na 511 keV koja za Cr izgleda malo šira i/ili pomerena u odnosu na fonsku liniju. Izgleda da i njihova razlika, pošto je statistika loša, nije centrirana na 511 keV. Za proveru uticaja moguće nestabilnosti spektra na naš rezultat, isti spektar je predstavljen na Slici 35, ovaj put pomeren za jedan kanal levo, zajedno sa njihovom razlikom na donjem delu slike. Intenzitet na 511 keV je sada $20(11) \text{ cc}/10^6\text{s}$, što otklanja sumnje navedene gore.

Kada se posmatra pitanje fona moguće je da neki drugi izvor pozitrona koji ne postoji u uzorcima kojima se određuje fon može da postoji u uzorku hroma. Najubedljivije objašnjenje je da nije pronađena značajna razlika između brzina pozitronske anihilacije u ova tri fonska spektra, što sugerise da je najveći deo pozitrona koji se nalaze u fonskom spektru nastao spoljašnjom radijacijom, a koja je izbegla veto zaštitu. To su najčešće mioni koji žive duže nego što je $5 \mu\text{s}$ koliko traje antikoincidentni gejt. Najveći broj događaja u materijalu uzorka nalazi se unutar statističke greške i kompenzuje se odgovarajuće velikom samoapsorpcijom anihilacionog zračenja u uzorku. Bliskost atomskih brojeva u svim uzorcima navodi na zaključak da se isto događa i u spektru hroma i da je linija na 511 keV zaista zbog dvostrukog beta raspada ^{50}Cr .

Potrebno je razmotriti i mogućnost da unutar Cr spektra ne postoje i drugi izvori pozitronskog zračenja u količini koja je merljiva. Kako je poznato, pozitronski emiteri ne postoje u prirodnim radioaktivnim materijalima, osim slabog ^{40}K , čija linija na 1640 keV nije u našem slučaju intenzivnija od linije u fonu. Intenzitet svuda prisutne linije od 2614.6 keV, koja je moguća za stvaranje para, nije jači od fonske. To u isto vreme znači da linija od 510.8 keV istog raspada, koja je slaba, interferuje sa 511 keV linijom u koincidentnom spektru i ne utiče jako na njen intenzitet. Sve nuklearne reakcije koje bi mogle da indukuju nisko- i visoko- energetske čestice koje bi mogle da stvore pozitronske emitere imaju zanemarljiv uticaj. Na primer, $(\text{n}, 2\text{n})$ reakcija, kojom nastaju pozitronski emiteri, ima presek reda veličine barna za izotope koji posmatramo. Kako je neutronski fluks u gvožđu mnogo manji nego u materijalima sa većim Z , neturoni zaista ne postoje u fonskim spektrima, i gornja granica za $(\text{n}, 2\text{n})$ reakcije indukovane neutronskim fluksom, je reda veličine $1 \text{ n/m}^2\text{s}$. Brzina ove reakcije je tako $\approx 10^{-28}\text{s}^{-1}$, što je za dva reda veličine ispod brzine zabeleženog.

Naš eksperimentalni rezultat dobijen pozitronskom anihilacijom ne može da razlikuje tip dvostrukog beta raspada (0ν ili 2ν). Međutim, spinska sekvenca osnovnog stanja favorizuje 0ν mod. Zbog toga možemo da pretpostavimo da 0ν način raspada dominantno utiče na verovatnoću prelaza.

Dalja merenja ovog raspada treba da budu usmerena na bolju redukciju anihilacionog zračenja u fonskom spektru, korišćenjem mnogo dužeg antikoincidentnog vremena trajanja gejta.

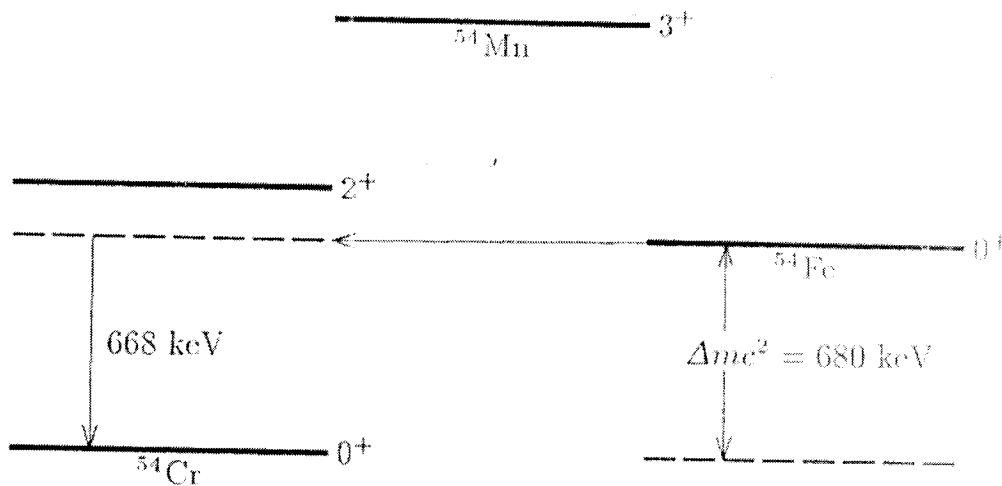
8. Rezultati za dvostruki beta raspad ^{54}Fe

Ispitivan je bezneutrinski ECEC raspad ^{54}Fe . U skladu sa teorijom [63] pri ovom raspadu dolazi do emisije gama kvanta čija energija nije koincidentna sa energijom gama zraka jezgra pretka. Prihvatajući ovu činjenicu i pretpostavke date u [64], gde je meren (0ν , ECEC) raspad ^{196}Hg detekcijom «pogrešnih» energija gama zraka u fonskom spektru germanijumskog detektora sa izvorom žive koji se nalazio unutar zaštitne komore, meren je dvostruki beta raspad (0ν , ECEC) ^{54}Fe .

Mehanizam raspada dat je u [63]. Naime, pretpostavlja se da se sam proces dešava na sledeći način: ukoliko dolazi do razmene Majorana neutrina, moguć je bezneutrinski dvostruki beta raspad. Proces raspada se dešava u dva koraka. U prvom koraku, posredstvom slabe interakcije, pri kojoj dolazi do narušenja leptonskog broja, dolazi do mešanja dva neutralna atoma početnog sa Z protona i Z elektrona i krajnjeg sa Z-2 protona i Z-2 elektrona. U drugom koraku, atom pretka deekscituje emitujući dva x-zraka, a jezgro deekscituje emitujući jedan gama kvant energije koja nije koincidentna sa energijom gama zraka jezgra potomka. Deekscitacija jezgra emisijom gama zraka energije koja se razlikuje od konvencionalne energije prelaza karakteristika je jedino bezneutrinskog dvostrukog elektronskog zahvata. Na osnovu ovoga, energija gama zraka se može odrediti oduzimanjem energije veze dva K-elektrona od mase mirovanja jezgra potomka [64].

Gvozdena zaštita unutrašnje zapremine 1 m^3 i debljine 25 cm poslužila je kao izvor za merenje (0ν , ECEC) procesa na ^{54}Fe , čiji prinos u prirodnom gvožđu iznosi 5.4%. U

saglasnosti sa [26], razlika u masi između početnog i krajnjeg stanja je $\Delta mc^2(^{54}\text{Fe})=680.1\pm0.6$ keV. (K,K) zahvat (Slika 1) vodi na ekscitovano stanje ^{54}Cr koje ima energiju $\Delta mc^2(^{54}\text{Fe})-2b_K(^{54}\text{Cr}) = 668.1\pm0.6$ keV ($b_K(^{54}\text{Cr})=5.99$ keV) [65], a koje leži ispod prvog ekscitovanog 2^+ stanja jezgra ^{54}Cr . Populacija ovog stanja (K, K) zahvatom pri $I^\pi \neq 0^+$ (0^+ bi dalo E0 prelaze na osnovna stanja, koja se ne mogu meriti) moguća je samo preko desnorukih leptonskih struja. Na osnovu ovoga može se zaključiti da period poluraspada 668 keV gama linije zavisi od preciznosti mehanizma narušavanja održanja leptonskog broja. Odgovarajuće linije (K,L) i (L,L) zahvata su 673.4 i 678.1 keV. Šema raspada ^{54}Fe prikazana je na Slici 36.

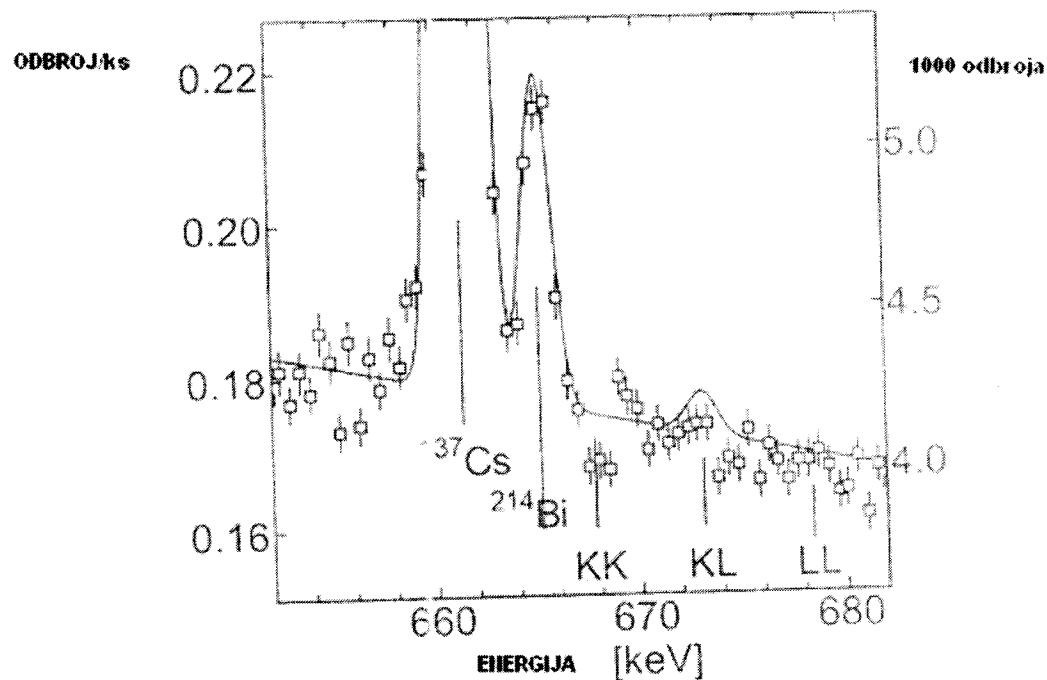


Slika 36. Šema raspada ^{54}Fe

Merenje fona je izvršeno HpGe “Canberra” detektorom efikasnosti 25% i rezolucije 1.9 keV, koji je smešten unutar gvozdene zaštite. Vreme merenja fona iznosilo je 281 dan.

Na Slici 37 je prikazan spektar u oblasti energija koje odgovaraju (0v, ECEC) procesu. Stabilnost sistema je proveravana na osnovu pozicije i intenziteta linija ^{226}Ra i ^{234}Th u fonskom spektru. Fitovanjem linija na odgovarajući oblik i položaj koji odgovara

pomenutim energijama dobijena je granica za intenzitet na 68% CL: $I(668 \text{ keV}) < 8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; $I(673 \text{ keV}) < 28 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; $I(679 \text{ keV}) < 15 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.



Slika 37. Spektar u oblasti energija koje odgovaraju (0ν , ECEC) procesu ^{54}Fe

Efikasnost detekcije je određena tako što je kubna gvozdena zaštita, koja u ovom slučaju predstavlja izvor, aproksimirana sferom iste debljine i mase [66]. Merena je anizotropija fotoefikasnosti detektora i zaključeno je da je ona manja od 10% u odnosu na totalnu fotoefikasnost, što se može smatrati zanemarljivo malom. Korišćenjem ovih aproksimacija problem određivanja efikasnosti se svodi na sferno simetrični i može se rešiti jednostavnom numeričkom integracijom.

Broj detektovanih fotona u jedinici vremena iz n-te ljske debljine Δr je:

$$I_n(668keV) = N_n \cdot \varepsilon_n \cdot A_n \cdot \lambda \quad (47)$$

gde je N_n broj atoma ^{54}Fe u n-toj ljesuci radijusa $R_n = D + \Delta r \frac{2n-1}{2}$ (D je rastojanje od centra detektora do prve ljske). N_n se odrđuje pomoću formule

$$N_n = 4\pi r R_n^2 \Delta r \frac{\rho N_A}{M} \Theta \quad (48)$$

ρ je gustina olova, N_A je Avogadrov broj, M je atomska masa gvožđa, Θ je izotopski prinos ^{54}Fe . Fotoefikasnost ε se može izraziti kao $\varepsilon_n = \varepsilon_i \Omega_n$, gde je $\Omega_n = K/R_n^2$ i to je prostorni ugao detekcije, a ε_i je unutrašnja fotoefikasnost za liniju od 668 keV. Proizvod $K \cdot \varepsilon_i = 48$ je meren pomoću kalibriranog tačkastog izvora ^{137}Cs . Atenuacija gama zraka iz n -te ljudske je

$$A_n = \exp[-\mu(R_n - D)] \quad (49)$$

gde je μ linearni atenuacioni koeficijent za energiju gama zraka od 668 keV u gvožđu.
Uvođenjem vrednosti za konstantu radioaktivnog raspada $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ u gornje relacije, numeričkom integracijom za 25 cm debelu gvozdenu zaštitu, dobija se izraz za period poluraspada koji obrnuto proporcionalno zavisi od merenog intenziteta

$$T \approx \frac{2.38 \times 10^{23}}{I} \quad (50)$$

Procenjeno je da izvor ^{54}Fe ima masu 32 g. Granice za periode poluraspada određene na ovaj način za intenzitete: $I(668 \text{ keV}) < 8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; $I(673 \text{ keV}) < 28 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; $I(679 \text{ keV}) < 15 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ iznose:

$$T(0\nu, K, K) > 4.4 \times 10^{20} \text{ g}$$

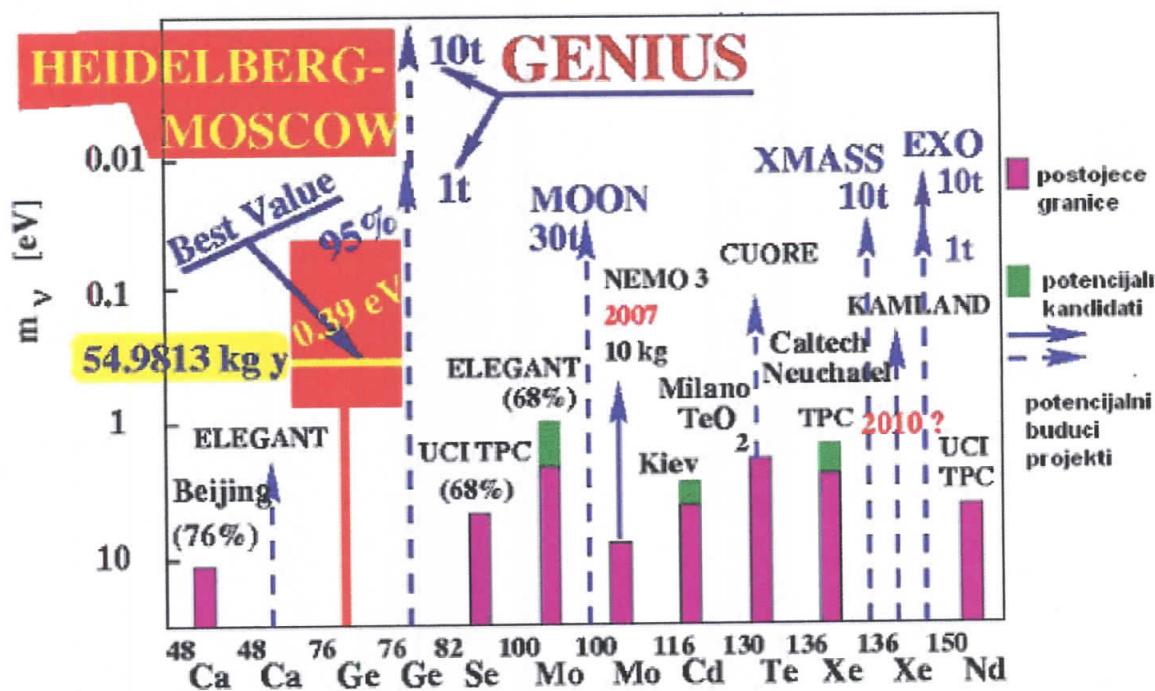
$$T(0\nu, K, L) > 4.1 \times 10^{20} \text{ g}$$

$$T(0\nu, L, L) > 5.0 \times 10^{20} \text{ g}$$

Glava IV

9. Aktuelni eksperimenti

Grafički prikaz rezultata dobijenih iz eksperimentata koji proučavaju dvostruki beta raspad [67] dat je na Slici 38.

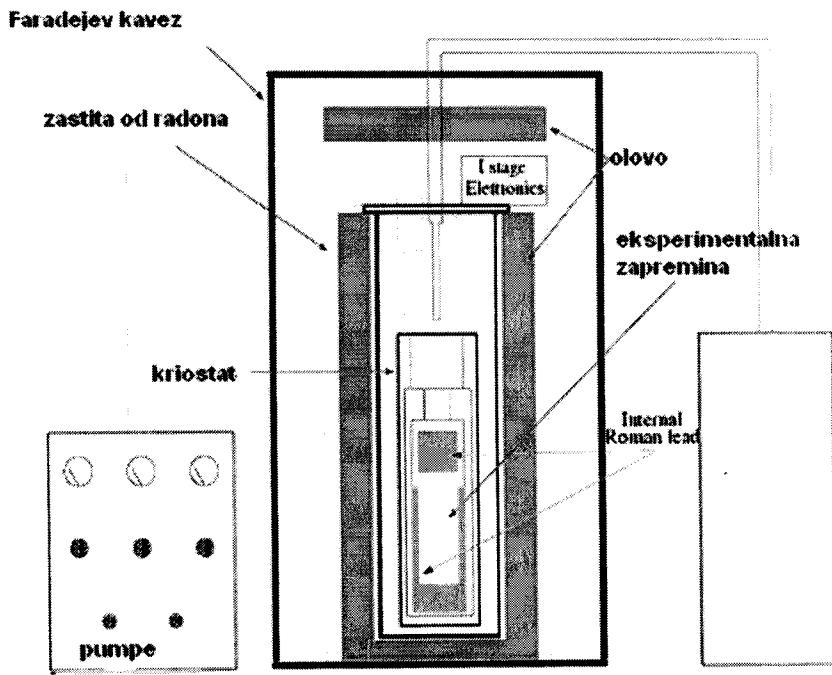


Slika 38. Rezultati aktuelnih eksperimenata koji proučavaju dvostruki beta raspad

Sledi prikaz aktuelnih eksperimenata, sa izvorima koji su $\beta^-\beta^-$ emiteri

MIBETA

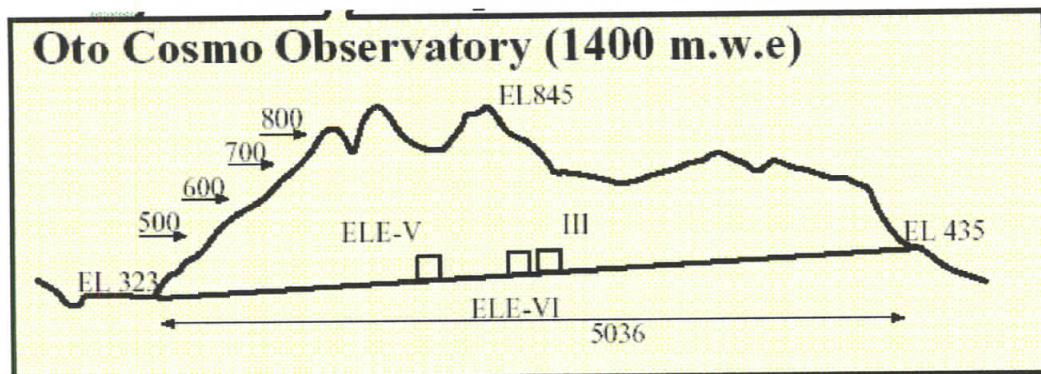
U MIBETA eksperimentu [68], koji sprovodi Milanska grupa (Univerzitet u Milananu i INFN), za ispitivanje 2β raspada ^{130}Te koriste se kao bolometri TeO_2 kristali, pri čemu se koristi mala topotna kapacitivnost kristala na niskoj temperaturi. Mala deponovana energija rezultira značajnim povećanjem temperature u kristalu. U eksperimentu se koriste 20 kristala ukupne mase 6.8 kg koji se hlade do temperture približno 10 mK. Kako je ^{130}Te u prirodnom Te zastupljen sa 33.8% nije potrebno obogaćivanje kristala. Dva kristala su obogaćena do 93% ^{130}Te , a druga dva do 95% ^{128}Te . Kristali su postavljeni u kulu na pet nivoa, na svakom nivou nalaze se po četiri detektora, a ceo sistem se nalazi u Gran Sasso podzemnoj laboratoriji na 3500 mwe, Slika 38. Ram kule napravljen je od OFHC bakra. Zaštita od starog Rimskog olova ($< 4 \text{ mBq/kg } ^{210}\text{Pb}$) je postavljena unutar kriostata. Rezolucija na 8 keV FWHM (0.3%), a fonski odbroj u oblasti $\beta\beta(0\nu)$ pika ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2.529 \text{ MeV}$) iznosi približno 0.5 counts/yr·kg·keV. Kako su termalni detektori osetljivi po celoj zapremini oni se lako mogu površinski kontaminirati. Naročito značajan uticaj na rezultat $\beta\beta(0\nu)$ raspada ima površinska kontaminacija alfa zračenjem. Kosmogeno indukovana aktivnost u Te je kratkoživuća i ne predstavlja značajan problem. U eksperimentu je dobijena donja granica za $\beta\beta(0\nu)$ period poluraspara $^{130}\text{Te} T_{1/2}^{0\nu} \geq 1.44 \times 10^{23} \text{ god}$ na 90% CL, dok je za ^{128}Te dobijeno $T_{1/2}^{0\nu} \geq 8.6 \times 10^{22} \text{ godina}$ na 90% CL.



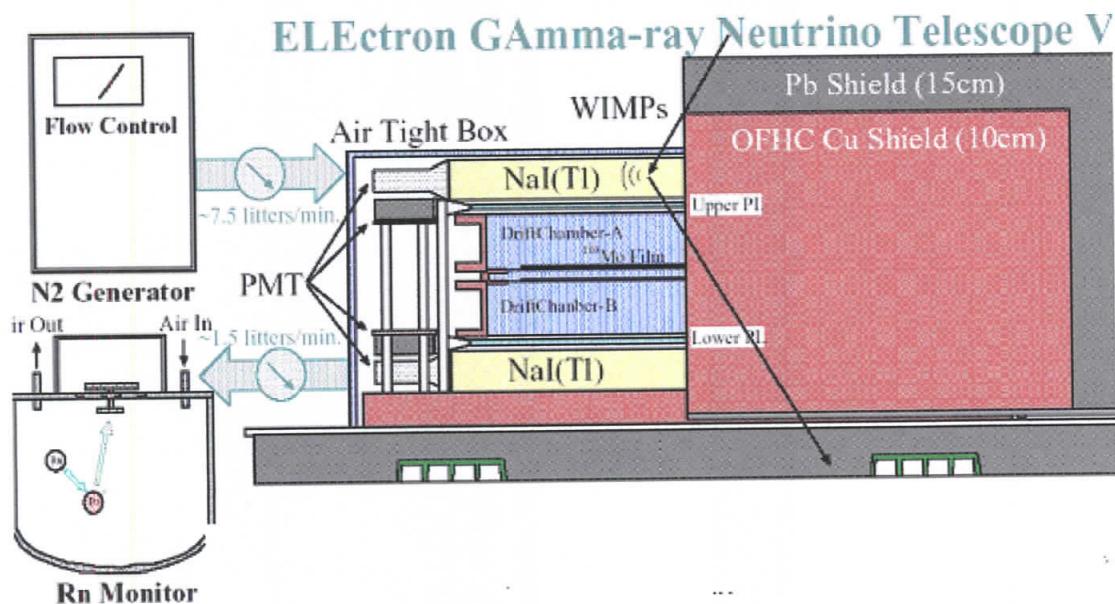
Slika 38. MIBETA eksperiment

ELEGANT V

U eksperimentu se izučava raspad ^{100}Mo pomoću tri driftne komore za merenje dve β trajektorije, plastičnog scintilatora za merenje energije beta zraka i NaI(Tl) scintilatora kao gama detektora, Slika 39. U centralni deo driftne komore postavljen je uzorak ^{100}Mo (koji je obogaćen $\approx 90\%$) ukupne mase 171g. Podaci su prikupljeni u Oto Cosmo observatoriji u Japanu, Slika 40, u toku 7582 h, i kombinovani su sa prethodnim rezultatima dobijenim u Kamioka podzemnoj laboratoriji (u toku 7333 h). Dobijena je granica za period poluraspada $T_{1/2}^{0\nu} \geq 5.5(10.3) \times 10^{22}$ godina na 90% (68%) CL [26].



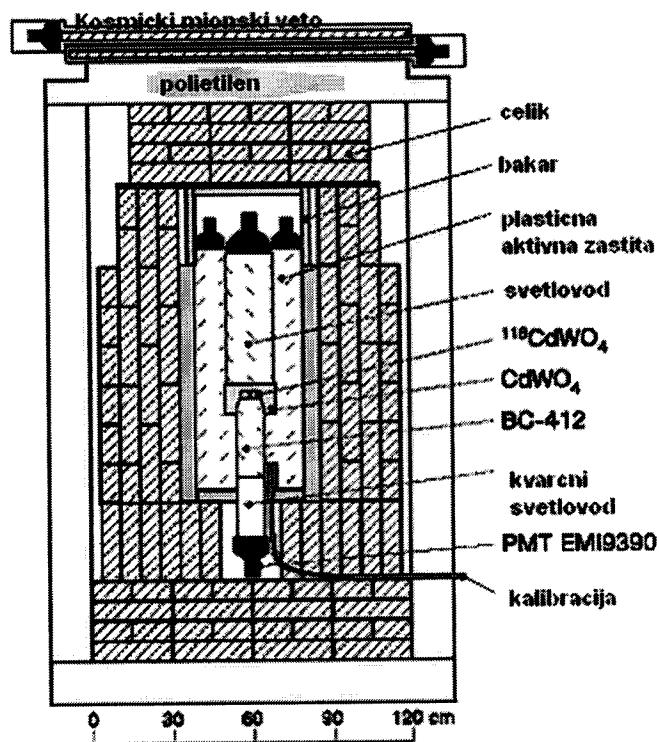
Slika 40. Oto Cosmo podzemna observatorija



Slika 39 Eksperimentalna postavka ELEGANT V

¹¹⁶Cd eksperiment

U Solotvina podzemnoj laboratoriji istražuje se $\beta\beta(0\nu)$ raspad ¹¹⁶Cd sa četiri ¹¹⁶CdWO₄ scintilaciona kristala koja su obogaćena do 83% ¹¹⁶Cd, Slika 41 [69]. Ukupna masa kristala iznosi 339 g sa energijskom rezolucijom (FWHM) 11.5% na 1064 keV i 8.0% na 2615 keV. Korišćenjem aktivne i pasivne zaštite fonski odbor je redukovana na 0.03 counts/yr·kg·keV u oblasti energija 2,5-3,2 MeV. Na osnovu podataka sakupljenih u toku 4692 h, dobijena je granica za $\beta\beta 0\nu$ period poluraspada $T_{1/2}^{0\nu} \geq 0.7/(2.5) \times 10^{23}$ godina na 90% (68%) CL.



Slika 41. Eksperimentalna postavka sa četiri CdWO₄ kristala

Gotthard eksperiment

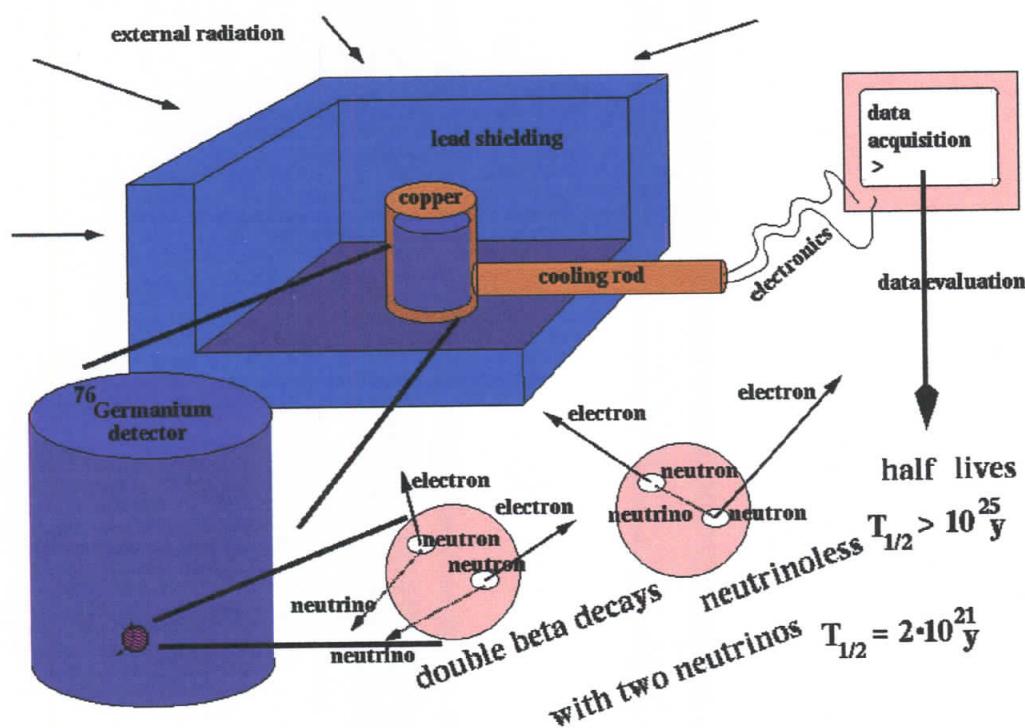
Caltech-Neuchatel-PSI kolaboracija proučava dvostruki beta raspad ^{136}Xe pomoću vremenske projekcione komore (TPC), aktivne zapremine 180 litara sa 24.2 mola (3.3 kg) gasa Xe, koji je obogaćen do 62.5% ^{136}Xe , na pritisku od 5 atm [26]. FWHM energijska rezolucija detektora iznosi 6.6% na energiji $Q_{\beta\beta} = 2468 \text{ keV}$. Fonski odbroj iznosi $\approx 0.02 \text{ counts/yr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}$ na energiji 2.48 MeV. Na osnovu podataka prikupljenih u Gotthard podzemnoj laboratoriji u Švajcarskoj dobijena je granica za period poluraspada $T_{1/2}^{0\nu} \geq 4.4 \times 10^{23} \text{ godina na } 90\% \text{ CL}$.

IGEX i Heidelberg-Moscow eksperiment

Trenutno su aktuelna dva velika eksperimenta koji proučavaju dvostruki beta raspad ^{76}Ge – IGEX i Heidelberg-Moscow eksperiment [26]. IGEX kolaboracija koristi tri HPGe detektora od kojih svaki ima masu 2 kg a obogaćeni su do 88% sa ^{76}Ge . Eksperiment se izvodi u Canfranc podzemnoj laboratoriji u Španiji. Zaštita se sastoji od 2.5 tone starog olova iz arheoloških iskopina i 10 tona niskoaktivno olova starog 70 godina i plastičnog scintilatora kao veto mionske zaštite. Fonski odbroj iznosi 0,06 counts/yr·kg·keV (unutar energijskog intervala 2.0-2.5 MeV). Energija rezolucija za $\beta\beta 0\nu$ pik ($Q_{\beta\beta}=2039 \text{ keV}$) je 4 keV. Dobijena je granica za period poluraspada ^{76}Ge $T_{1/2}^{0\nu} \geq 1.57 \times 10^{25} \text{ godina na } 90\% \text{ CL}$.

Heidelberg-Moscow eksperiment, Slika 42, sprovodi se u Gran Sasso podzemnoj laboratoriji. Dvostruki beta raspad ^{76}Ge meri se na pet HPGe detektora (obogaćenih do 86% ^{76}Ge) ukupne aktivne mase 10.96 kg (125.5 mola ^{76}Ge). Fonski odbroj u oblasti koji odgovara Q-vrednosti za dvostruki beta raspad iznosi 0.11 događaja/kg·y keV.

Najnoviji rezultat [13] za bezneutrinski raspad ^{76}Ge , dobijen analizom 71.7 kg·y podataka prikupljenih u periodu avgust 1999.-maj 2003. godine, daje nenutlu vrednost na nivou 4.2σ (99.9973% CL), što odgovara $\langle m_\nu \rangle = (0.2-0.6) \text{ eV}$ (99.73% CL) sa najboljom vrednošću od 0.4 eV.



Slika 42. Heidelberg-Moscow eksperiment

U Tabeli 18 su dati procenjeni $\beta\beta 0\nu$ periodi poluraspada i granice za masu neutrina za najosetljivije eksperimente.

Tabela 18. Najbolje dobijene vrednosti za $T_{1/2}^{0\nu}$ i m_ν [26]

Nuklid	Eksperimentalna granica $T_{1/2}^{0\nu}$ (god)		Granica za m_ν (eV)	
	68%CL	90%CL	68%CL	90%CL
^{76}Ge	2.8×10^{25}	1.5×10^{25}	0.29	0.39
^{100}Mo	1.0×10^{23}	5.5×10^{22}	3.6	4.9
^{115}Cd	2.5×10^{23}	7.0×10^{22}	1.4	2.6
^{130}Te	-	1.4×10^{23}	-	1.9
^{136}Xe	-	4.4×10^{23}	-	2.2

ZAKLJUČAK

U radu su prikazani rezultati merenja dvostrukih beta raspada pozitronskih emitera. Zbog specifičnosti eksperimentalnih uslova koji su potrebni za izvođenje eksperimenata sa pozitronskim emiterima, broj eksperimentalno dobijenih rezultata za periode poluraspada je manji u poređenju sa rezultatima za $\beta^-\beta^-$ raspad.

U Niskofonskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu dobijene su najbolje vrednosti za periode poluraspada ^{54}Fe , ^{64}Zn i ^{50}Cr . Dobijene granice za raspad ^{54}Fe iznose: $T(0\nu, K, K) > 4.4 \times 10^{20}$ godina, $T(0\nu, K, L) > 4.1 \times 10^{20}$ godina i $T(0\nu, L, L) > 5.0 \times 10^{20}$ godina. Pri ispitivanju dvostrukog beta raspada ^{50}Cr u koincidentnom spektru nije pronađena linija na 511 keV, pa je određena granica za period poluraspada koja iznosi $T_{1/2}(0\nu+2\nu) > 1.3(6) \times 10^{18}$. Spinska sekvenca za ovaj raspad je ($0^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 0^+$). Dalja merenja ovog raspada treba da se usmere na bolju redukciju anihilacionog zračenja u fonskom spektru, korišćenjem mnogo dužeg vremena trajanja antikoincidentnog gejta. Pri raspadu ^{64}Zn određen je period poluraspada $T_{1/2}(0\nu+2\nu, EC\beta^+) = (1.1 \pm 0.9) \times 10^9$ godina na 99.7% CL. Spinska sekvenca za ovaj raspad je ($0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$), pa je verovatno zbog toga ovaj raspad verovatniji od raspada ^{50}Cr .

Oblast istraživanja dvostrukog beta raspada je od ogromnog interesa, prvenstveno zbog najnovijih rezultata dobijenih u eksperimenatima sa neutrinskim oscilacijama, koji navode na činjenicu da neutrini imaju masu, i da najmanje jedan od neutrina ima masu veću od $m_{scale} \approx 50$ meV. Očekuje se da će se aktuelnim $\beta\beta0\nu$ eksperimentima dobiti pozitivan rezultat za vrednost mase neutrina. Ogromni napor u ovoj oblasti nagrađeni su 2002. godine Ray Davis iz Homeostake eksperimenta i Masatoshi Koshiba iz Superkamiokande eksperimenta dobili su Nobelovu nagradu za radove iz oblasti fizike neutrina.

Literatura

- [1] T. Kajita and Y. Totsuka, Rev. Mod. Phys. 73,85 (2001).
- [2] Y. Fukuda, et al., Phys. Lett. B 335, 237 (1994) .
- [3] R.A. Becker-Szendy, et al., Phys. Rev. D46, 3720 (1992).
- [4] W.W.M. Allison, et al., Phys. Lett. B 449, 137 (1999).
- [5] B.T. Cleveland, et al., Astrophys. J. 496, 505 (1998).
- [6] J.N. Abdurashitov, et al., Phys. Rev. C60, 055801 (1999).
- [7] W. Hampel, et al., Phys. Lett. B447, 127 (1999).
- [8] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001); ibid 89, 001301 (2002); ibid 89, 001302 (2002).
- [9] S. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001); ibid 86, 5656 (2001).
- [10] M. Apollonio, et al., Phys. Lett. B466, 415 (1999).
- [11] F. Boehm, et al., Phys. Rev. D64, 112001 (2001).
- [12] K. Eguchi, et al., hep-ex/0212021.
- [13] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, I.V. Krivosheina, O. Chkvorets, Nucl.Instrum.Meth. A522 (2004) 371-406
- [14] Racah G, Nuovo Cim. 14:322 (1937)
- [15] Majorana E, Nuovo Cim. 14:171 (1937)
- [16] Goeppert-Mayer M, Phys. Rev. 48:512 (1935)
- [17] Furry WH, Phys. Rev. 56:1184 (1939)
- [18] Primakof_H and Rosen SP, Rep. Progr. Phys. 22:121 (1959)
- [19] Haxton WC and Stephenson GJ Jr., Progr. Part. Nucl. Phys. 12:409 (1984)
- [20] Doi M, Kotani T, and Takasugi E., Progr. Theor. Phys. Suppl. 83:1 (1985)
- [21] Boehm F and Vogel P, Physics of Massive Neutrinos, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge, (1992)
- [22] Suhonen J and Civitarese O, Phys. Rep. 300:123 (1998)
- [23] Faessler A and Simkovic F, J. Phys. G 24:2139 (1998)
- [24] Vergados JD, Phys. Atom. Nucl. 63:1137 (2000)
- [25] Klapdor-Kleingrothaus HV, Springer Tracts in Mod. Phys. 163:69 (2000)
- [26] Tretyak VI and Zdesenko YuG, ADNDT 61:43 (1995),. Tretyak VI and Zdesenko YuG, ADNDT 79, in print (2002)
- [27] Groom DE et al., Eur. Phys. J. C 15:1 (2000)
- [28] Fisher P, Kayser B, and McFarland KS, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 49:481 (1994)

- [29] S.I. Vasilev et al., JETP Lett. 51, 622 (1990)
- [30] J.D. Vergados, Nucl. Phys. B218, 109 (1983)
- [31] A. Faessler, Grand Unification and the Double Beta Decay, J.Phys. G:Nucl. Part. Phys. 17 (1991), S15-S30
- [32] I. Bikit, J. Slivka, M. Krmar, I. Aničin, M. Vesković, N. Žikić, Lj. Čonkić, Double beta decay and the properties of the neutrino, Zbornik Matice srpske za prirodne nauke, No 100, 77-90, 2001.
- [33] Steven R. Elliott and Petr Vogel, Double Beta Decay, arXiv:hep-ph/0202264 v1, 27 Feb 2002
- [34] Kajita T and Totsuka Y, Rev. Mod. Phys. 73:85 (2001)
- [35] Ahn SH, et al., Phys. Lett. B 511:178 (2001)
- [36] Fukuda Y, et al., Phys. Lett. B 335:237 (1994)
- [37] Becker-Szendy RA, et al., Phys. Rev. D46:3720 (1992)
- [38] Allison WWM, et al., Phys. Lett. B 449:137 (1999)
- [39] Cleveland BT et al., Astrophys. J. 496:505 (1998)
- [40] Ahmad QR, et al., Phys. Rev. Lett. 87:071301 (2001)
- [41] Fukuda S, et al., Phys. Rev. Lett. 86:5651 (2001); ibid 86:5656 (2001)
- [42] Hampel W, et al., Phys. Lett. B447:127 (1999), Abdurahitov JN, et al., Phys. Rev.C60:055801 (1999)
- [43] Apollonio M, et al., Phys. Lett. B 466:415 (1999), Boehm F, et al., Phys. Rev. D64:112001 (2001)
- [44] H. Ejiri et al., Phys. Lett. B 258 (1991) 17
- [45] Eliot and Vogel, arXiv:hep-ph/0202264 v1, 2002 (Submitted to Annu.Rev.Nucl. Part. Sci.52 (2002))
- [46] Eric B. Norman and Margrethe A. De FACCIO, Searches for double $\beta^+\beta^+$, β^+EC i ECEC decays, Phys. Lett. Vol 148B, number 1,2,3, (1984)
- [47] H. Kiel, D. Munstermann and K. Zuber, arXiv:nuclei-ex/0301007 v2, 8 Apr 2003
- [48] Eric B. Norman, Improved limits on the double beta decay half-lives of ^{50}Cr , ^{64}Zn , ^{92}Mo and ^{96}Ru , Phys. Rev.C, Vol.31, No. 5, 1937-1940,(1985)
- [49] <http://www.unizar.es/lfnae/ipaginas/ip0400.html#mkripton>
- [50] A.P. Meshik et al., Weak decay of ^{130}Ba i ^{132}Ba : Geochemical measurements, Phys. Rev. C, Vol. 64 82001), 035205
- [51] F.A. Danevich et al, Z. Phys. A 355, 433-437 (1996)
- [52] F.A. Danevich, V.V. Kobylev, O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, Quest for double beta decay of ^{160}Gd and Ce isotopes, arXiv:nucl-ex/0011020v1(24 Nov 2000)
- [53] H. Kiel, D. Munstermann and K. Zuber, arXiv:nuclei-ex/0301007 v2, 8 Apr 2003
- [54] P.Belli, R. Bernabei, C.J. Dai et al., New Limits on 2β processes in ^{40}Ca and ^{46}Ca by using low radioactive $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ crystal scinillators, Particles and Nuclei, Letters, 2001, No. 6(109)
- [55] F.A. Danevich et al., Two neutrino 2β decay of ^{116}Cd and new half-life limits on 2β decay of ^{180}W asnd ^{186}W , Nucl. Phys. A, Vol. 717, Issues 1-2(2003), p. 129-145
- [56] I.N. Vishnevsky et al., Rare Decays of Mercury, in »Rare Nuclear Processes, editor P. Povinec, World Scientific, (1990) 23
- [57] J.H. Fremlin and M. C. Walters, Proc.Phys. Soc. A 65, 911 (1952)

- [58] I.V. Aničin: The neutrino, SFIN, XV (A2) 1-308, Belgrade 2003, p. 3-60
- [59] M. Hirsch et al., Phys. Rep. 242 (1994) 403
- [60] S.I. Vasilev et al., JETP Lett. 51, 622 (1990)
- [61] Ž. Đurčić, I. Bikit, N. Žikić, M. Vesović, J. Slivka, M. Krmar, Lj. Čonkić, I. Aničin, Shell Effects in Some Weak Nuclear Processes, Journal of Research in Physics, Vol. 27, no. 1, 3-7 (1998))
- [62] Bikit I., Slivka J., Krmar M., Žikić N., Đurčić Ž., Čonkić Lj., Vesović M., Aničin I., Detection limits of the NaI(Tl) shielded HPGe spectrometer, Nucl. Inst. And Methods A 421 (1999), 266-271
- [63] J.D. Vergados, Nucl. Phys. B218, 109 (1983)
- [64] I. N. Vishnevsky et al., in Rare Nuclear Processes, edited by P. Povinec (World Scientific, London, 1992), p. 23
- [65] C.M. Lederer and V.S. Shirley, Table of Isotopes (Wiley, New York, 1987)
- [66] I. Bikit, M. Krmar, J. Slivka, I. Aničin, M. Vesović and Lj. Čonkić, Appl. Radiat. Isot. 46, 447 (1995).
- [67] http://www.mpi-hd.mpg.de/non_acc/
- [68] <http://crio.mib.infn.it/wig/>
- [69] F.A. Danevich, A.Sh. Georgadze, V.V. Kobychev, B.N. Kropivnyansky, A.S. Nikolaiko, O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak, S.Yu. Zdesenko, Yu.G. Zdesenko, New results of ^{116}Cd double decay study with $^{116}\text{CdWO}_4$ scintillators, Phys. Rev. C62 (2000) 045501 A

Kratka biografija



Todorović mr Nataša rođena je 15.septembra 1970. godine u Novom Sadu. Osnovnu školu i Prirodno-matematičku gimnaziju završila je u Novom Sadu sa skroz odličnim uspehom. Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, odsek za fiziku, smer diplomirani fizičar, upisala je 1989. godine, a diplomirala je 1995. godine sa prosečnom ocenom 8.87. Od 1997. godine zaposlena je na Departmanu za fiziku kao asistent-pripravnik na predmetu Nuklearna fizika i Biofizika za studente Medicinskog fakulteta. Poslediplomske studije na Fizičkom fakultetu u Beogradu, smer Eksperimentalna nuklearna fizika upisala je 1997 godine, a magistarski rad pod naslovom »Uporedna studija dvostrukih beta raspada magičnih jezgara« odbranila je 2001 godine. U zvanje asistenta izabrana je 2002. godine. Koautor je više od 50 naučnih radova iz oblasti nuklearne fizike i zaštite životne sredine.

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Doktorska disertacija

VR

Autor: mr Nataša Todorović

AU

Mentor: prof. dr Istvan Bikit

Mn

Naslov rada: Dvostruki beta raspad pozitronskih emitera

NR

Jezik publikacije: Srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: Srpski/Engleski

JI

Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2004.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Novi Sad, Milet Jakšića 3

MA

Fizički opis rada: 4 poglavlja/ 121 strana/ 69 literaturna citata/ 18 tabela/ 42 slike/50 formula

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Ključne reči: Dvostruki beta raspad, pozitronski emiteri, masa neutrina

PO

UDK:

Čuva se:

ČU



Važna napomena: Ovaj rad je urađen u okviru naučno-istraživačkog projekta broj 1859
»Nuklearna spektroskopija i retki procesi« Ministarstva za nauku, tehnologiju i
razvoj Republike Srbije

VN

Izvod:

IZ

Najnoviji eksperimentalni rezultati dobijeni iz eksperimenata sa atmosferskim, solarnim i reaktorskim neutrinskim izvorima, koji potvrđuju postojanje neutrinskih oscilacija, kao i rezultat Hidelberg-Moscow eksperimenta, koji potvrđuje detekciju dvostrukog beta raspada ^{76}Ge , pokazuju da neutrino verovatno ima masu. Proces bezneutrinskog dvostrukog beta raspada je veoma interesantan i sa stanovišta nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica, to je jedini proces kojim može da se odredi apsolutna vrednost mase neutrina, njegova priroda (Dirakova ili Majorana čestica) i vrednosti Majorana CP faza.

U doktorskoj disertaciji su prikazani rezultati merenja dvostrukog beta raspada ^{64}Zn , ^{50}Cr i ^{54}Fe . U prvom eksperimentu su koincidentnom tehnikom mereni 511-keV gama zraci koji potiču od anihilacije pozitrona u prirodnom cinku, da bi se dobila vrednost za $(0\nu+2\nu)$ period poluraspada. U drugom eksperimentu je prikazan rezultat merenja dvostrukog beta raspada ^{50}Cr koji sugerije rezultat različit od nule na 95% CL i daje najnižu granicu za period poluraspada za ovaj proces koji je za red veličine bolji od postojećeg.. U trećem eksperimentu ispitivan je bezneutrinski ECEC raspada ^{54}Fe . U skladu sa teorijom ovog raspada, pri raspadu dolazi do emisije gama kvanta čija energija nije koincidentna sa energijom gama zraka jezgra pretka. Gvozdena zaštita unutrašnje zapremine 1 m^3 i debljine 25 cm poslužila je kao izvor za merenje $(0\nu, \text{ECEC})$ procesa na ^{54}Fe , čiji prinos u prirodnom gvožđu iznosi 5.4%

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 20.11.2003.

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: dr Miroslav Vesović, redovan profesor

Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

Član: dr Ištván Bikit, redovan profesor

Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

Član: dr Jaroslav Slivka, redovan profesor

Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

Član: dr Ivan Aničin, redovan profesor

Fizičkog fakulteta u Beogradu

**UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION**

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph document

DT

Type of record: Printed text

TR

Contents

code:

CC

Author: mr Nataša Todorović

AU

Mentor: prof. dr Ištvan Bikit

MN

Title: Double beta decay of positrons emitters

TI

Language of text: Serbian (Latinic)

LT

Language of Abstract: Serbian/English

LA

County of publication: Serbia and Montenegro

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2004.

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publ. Place: Novi Sad, Mileté Jakšića 3

PP

Physical description: 4 chapters/ 121 pages/ 69 literature/ 18 tabels/ 42 pictures/50 formulae

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear Physics

SD

Key words: Double beta decay, positron emitters, neutrino mass

KW

UC:

Holding data:

HD



Note: This work was supported by the Serbian Ministry of Science, Technology and Development, Project No. 1859 "Nuclear Spectroscopy and Rare Processes"

N

Abstract:

AB

Recent results on double β -decay of ^{76}Ge and the neutrino oscillations claim that the neutrino has finite mass. This serious challenges of the standard model of elementary particles and fundamental interactions justifies the investigation of the double β -decay on less favorable nuclei. In particular the EC, EC; EC, β^+ and $\beta^+\beta^+$ processes were much less investigated than the $\beta^-\beta^-$ cases.

In this work the results of the measurements of the half-lives of ^{54}Fe , ^{64}Zn and ^{50}Cr for double β decay is presented. For the ^{54}Fe decay an upper limit on the half life $T > 3.3 \times 10^{22} \text{ y}$ was derived, while for the ^{64}Zn decay the half life $T = (1.1 \pm 0.9) \times 10^9 \text{ y}$ (at 99.7% confidence level) was deduced. For the ^{50}Cr positron-electron capture double beta decay the resulting lower limit is $1.3 \times 10^{18} \text{ y}$ (at 95% confidence level). The limitations of the methods used and suggestions for future experiments will be discussed.

Accepted by the Scientific Board on: 20.11.2003.

ASB

Defended:

DE

Thesis defend board:

DB

President: dr Miroslav Vesović, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: : dr Istvan Bikit, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: : dr Jaroslav Slivka, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: : dr Ivan Aničin, full professor, Faculty of Physics, Belgrade