



Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet
Departman za fiziku



Tamara Milanović

Nuklearna struktura oko $N=40$: merenja vremena života nisko pobuđenih stanja $^{73,75}\text{Ga}$ i okolnih izotopa

-doktorska disertacija-

Novi Sad, 2024.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Osnovne postavke modela lјusaka	4
2.1	Proračuni modela lјusaka	7
2.1.1	Odabir bazisa	8
2.1.2	Odabir efektivne interakcije	8
2.2	Spektroskopski faktori	11
3	Kolektivni model jezgra	13
3.1	Deformacije oblika jezgra	13
3.1.1	Vibracija jezgra	13
3.1.2	Rotacija jezgra	14
3.2	Nilsonov model	15
3.3	Opservable strukture jezgra	16
3.3.1	Seniornost	17
3.3.2	Ostrva inverzije	18
4	Nuklearna struktura oko N=40	21
4.1	Struktura izotopa cinka oko N=40	23
4.2	Struktura izotopa galijuma oko N=40	24
5	Metode merenja vremena života pobuđenih stanja	26
5.1	Vreme života i redukovane verovatnoće prelaza	26
5.1.1	Vajskopfove jednočestične procene	27
5.2	Kulonova eksitacija	28
5.3	Metod zakasnele koincidencije	29
5.4	Doplerovo pomeranje usled atenuacije (engl. Doppler Shift Attenuation Method-DSAM)	30
5.5	Metoda uzmicanja Doplerovog pomeranja (engl. Recoil Distance Doppler Shift Method-RDDS)	31
5.5.1	Metod diferencijalne krive raspada-DDCM	32
6	Ekperimentalna postavka	35
6.1	Duboko neelastično rasejanje	36
6.2	VAMOS++	37
6.2.1	Detekcioni sistem	39
6.2.2	Rekonstrukcija putanje i identifikacija čestica	40
6.3	AGATA - napredni detektor praćenja γ zraka	42
6.3.1	Kalibracija efikasnosti	44

7 Optimizacija RDDS metode	46
7.1 Analitički pristup	46
7.2 χ^2 pristup	51
8 Eksperimentalni rezultati	52
8.1 Princip analize	52
8.2 Izotopi galijuma	55
8.2.1 ^{73}Ga	55
8.2.2 ^{75}Ga	60
8.3 Parni izotopi cinka	65
8.3.1 ^{68}Zn	65
8.3.2 ^{70}Zn	68
8.3.3 ^{72}Zn	70
8.3.4 ^{74}Zn	72
8.4 Izotopi germanijuma	77
8.4.1 Parni izotopi germanijuma	78
8.4.2 Neparni izotopi germanijuma	94
9 Diskusija	113
9.1 Izotopi galijuma	113
9.1.1 ^{73}Ga	115
9.1.2 ^{75}Ga	117
9.2 Izotopi cinka	119
9.3 Izotopi germanijuma	126
9.3.1 Parni izotopi $^{76,78}\text{Ge}$	126
9.3.2 Neparni izotopi $^{75,77}\text{Ge}$	127
10 Zaključak	129
A Rezultati kuplovanja	131
Bibliografija	134
Spisak slika	147
Spisak tabela	155

Predgovor

Pamtimo mnoge velike ljude po velikim delima, ali ne treba zaboraviti da do tog uspeha ne dolaze sami, već ih tu dovedu i ljudi koji pripreme teren, kao i same okolnosti u kojima su se našli. Tako je i u slučaju izrade ove doktorske disertacije, koja je mali korak za čovečanstvo, ali veliki za mene, a mnogo je ljudi bez kojih ničega od ovoga ne bi bilo i kojima dugujem ogromnu zahvalnost.

Pre svega, zahvaljujem porodici koja je uvek bila tu za mene i trpela jednog doktoranda, što nikome nije bilo lako, a najviše zahvaljujem roditeljima, sestri i tetkama, bez kojih ne bih ni bila ovde. Zahvaljujem svih prijateljima i dragim ljudima koje sam upoznala kroz istraživanje i pisanje ove doktorske disertacije, čija pomoć i razumevanje su mnogo pomogli da istrajem na ovom putu.

Veliko hvala i svim ljudima koji su me naučili svemu što znam. Pokojnom učitelju Rauku Mijatu, koji me je naučio disciplini. Razrednom Zoranu Horvatovu uz koga sam zavolela da učim. Profesorki matematike Mirjani Jovanović, koja je izgradila osnovni stub neophodnog znanja za bavljenje ovom naukom. Profesoru fizike Jovanu Prodanovu, zahvaljujući čijim časovima i posvećenosti problematice sam zavolela ovo i postala sigurna čime želim da se bavim. Razrednoj Lidiji Arsić koja nam je svima svojom ljubavlju i pažnjom olakšala put. Profesoru Miodragu Krmaru, na čija predavanja je vredelo doći i zahvaljujući kome sam stekla dobro osnovno poznavanje nuklearne fizike. Najveće hvala mojim mentorima, Igoru Čelikoviću i Nikoli Jovančeviću. Hvala vam za trud, za strpljenje, za svaku pomoć i ukazanu priliku. Proći sa nekim kroz izradu doktorata nije lako, i postali ste i više od mentora, prijatelji i uzori za ceo život, kojima ću uvek da se vraćam. Hvala dragim kolegama iz Instituta za nuklearne nauke "Vinča", Mirjani, Aleksandri, Nataši, Irini i Aleksandru, na saradnji, pomoći i druženju. Na kraju, zahvaljujem i svih ljudima koji su učestvovali na eksperimentu analiziranom u ovom doktoratu, bez kojih svakako ne bi bilo rezultata niti ove teze.

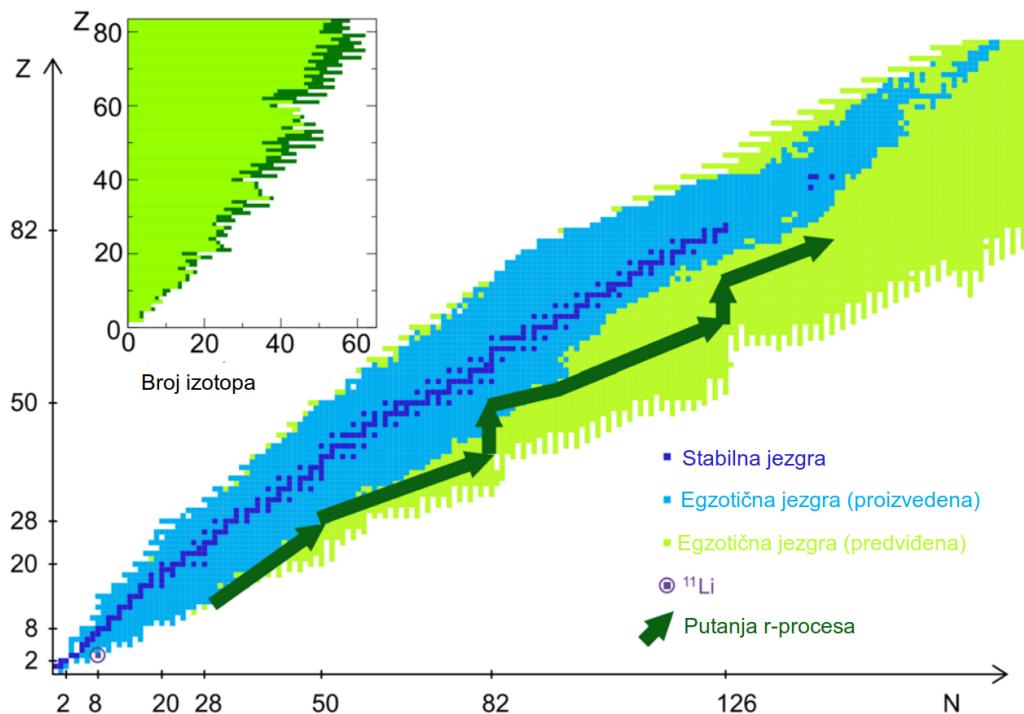
U Novom Sadu, 2024.

Tamara Milanović

1 ▶ Uvod

Postojanje atomskog jezgra utvrdio je Raderford 1911. godine i time započeo celu jednu oblast izučavanja, nuklearnu fiziku. U početku su se sva istraživanja fokusirala samo na stabilna jezgra, koja su na proton-neutron dijagramu prikazanom na slici 1.1 označena tamno plavim kvadratima i čine tzv. dolinu stabilnosti. Stabilna jezgra imaju odnos N/Z od 1-1.5, dok su ostala jezgra na dijagramu sa većim razlikama u broju protona i neutrlona β nestabilna i nazivaju se egzotičnim.

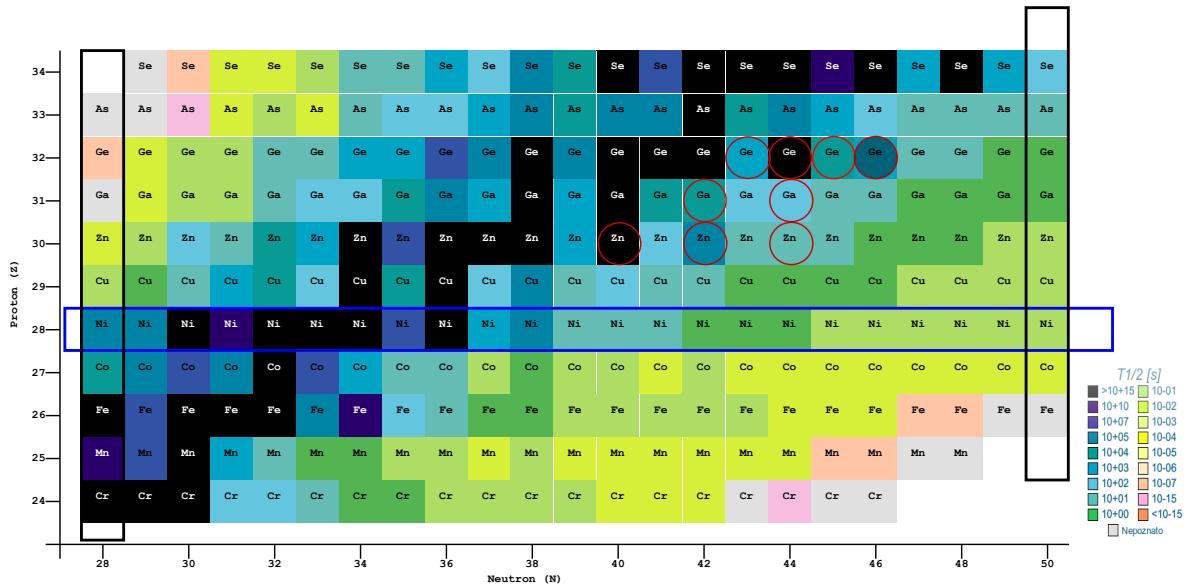
Merenje karakteristika jezgra kao što su mase, energije veze, energije separacije nukleona, energije pobuđenih stanja itd. utvrdile su da i određeni brojevi nukleona od 2, 8, 20, 28, 50 i 82 (kao i 126 za neutrone), tzv. magični brojevi, čine stabilnije tvorevine u odnosu na okolna jezgra, a posebno se ističu jezgra sa magičnim brojem i neutrlona i protona (dvostruko magična). Ovo je analogno sa atomskim omotačem, dovelo do razvoja modela lјusaka, ali u ovom slučaju takav model ne može da objasni sve karakteristike jezgra kao mnogo složenijeg objekta u odnosu na atomski omotač. U poglavljima 2 i 3 objašnjeni su neki osnovni modeli i svojstva strukture jezgara.



Slika 1.1: N-Z dijagram na kome su prikazani otkriveni i predviđeni izotopi, a u zavisnosti od broja protona i neutrlona. Slika je preuzeta iz [1].

Iako magični brojevi važe za stabilna jezgra, pokazalo se da u oblasti egzotičnih jezgara dolazi do nestajanja istih i pojave novih magičnih brojeva. Izučavanje svojstava egzotičnih jezgara ograničeno je eksperimentalnim mogućnostima, ali danas razvojem detekcionih sistema kao i proizvodnjom radioaktivnih snopova omogućeno je stvaranje i izučavanje osobina jezgara sa sve ekstremnijim odnosom N/Z, kao što su npr. "halo"

efekti u lakin jezgrima, izučavanje fisionih produkata, super teških elemenata, neutron ili proton bogatih jezgara dobijenih pomoću odabranih radioaktivnih ili stabilnih snopova i meta itd. U ovoj tezi biće analizirani izotopi u masenoj oblasti oko $Z=28$ i $N=40$, i to $^{70,72,74}\text{Zn}$, $^{73,75}\text{Ga}$ i $^{75,76,77,78}\text{Ge}$, označeni na uvećanom delu N-Z dijagrama na slici 1.2. Proizvedeni su reakcijom duboko-neelastičnog rasejanja, udaranjem snopa ^{208}Pb o metu ^{76}Ge , a u GANIL-u, Kaen, Francuska. Pobuđena jezgra nastala u nuklearnoj reakciji se mogu oslobadati energije emisijom γ zraka, koji su detektovani pomoću AGATA detektorskog niza [2], a u koincidenciji sa detektovanim izotopima pomoću VAMOS++ masenog spektrometra [3].



Slika 1.2: Uvećani deo N-Z dijagrama u masenoj oblasti oko $Z=28$ i $N=40$, na koju je usmerena ova teza. Slika je preuzeta iz [4].

Motivacija za izučavanje karakteristika baš ovih izotopa izneta je u poglavlju 4, a ono je vršeno merenjem vremena života pobuđenih stanja tehnikama koje su opisane u poglavlju 5. Vrsta reakcije kojom su izotopi proizvedeni kao i metode detekcije izotopa i γ zraka koje oni emituju dati su u poglavlju 6. Unapređenje metoda merenja vremena života i njihova provera korišćenjem Monte Carlo simulacija je opisana u poglavlju 7. Rezultati i razmatranje njihovog značaja poređenjem sa teorijskim proračunima i prethodnim rezultatima dati su u poglavljima 8 i 9, redom.

Teorijski deo

2 ▶ Osnovne postavke modela lјusaka

U nuklearnoj strukturi ne postoji jedan model koji se može primeniti na sve oblasti mape jezgara i različite procese koji se pojavljuju, niti da objasni sve eksperimentalno zabeležene veličine. Jedan od modela koji uspešno objašnjava neke od eksperimentalno izmerenih karakteristika jezgra, poput magičnih brojeva i magnetnih momenata i energija nekih stanja, je model lјusaka [5, 6]. Zasniva se na pretpostavci da nukleoni u jezgru stvaraju neko usrednjeno polje centralnog tipa u kome se kreću. Po Paulijevom principu, energetski nivoi formirani u takvom potencijalu se popunjavaju od nižeg ka višem, grupišu se oko određenih energija i formiraju lјuske. Tako kada imamo sve najniže lјuske popunjene dobijamo tzv. inertno jezgro, a dodatni nukleoni preko toga u tzv. valentni prostor, ne mogu da prelaze na stanja u inertnom jezgru, koja su sva već popunjena. Za opis stanja nukleona u valentnom prostoru koriste se *efektivne* interakcije dva tela (dva nukleona, NN interakcije):

$$H_{eff}\Psi_{eff} = E\Psi_{eff}. \quad (2.1)$$

Prema teoremi M. Dufour i A. Zuker [7], svaka efektivna interakcija se može podeliti u dva dela:

$$H = H_{monopol} + H_{multipol} \quad (2.2)$$

gde je u jednočestičnom modelu lјusaka (specijalan slučaj modela lјusaka kada se u valentnom prostoru nalazi samo jedna čestica) monopolni član odgovoran za raspored jednočestičnih stanja. Naime, rešenja Šredingerove jednačine sa $H_{monopol}$ predstavljaju energije jednočestičnih stanja u centralnom potencijalu, za koja je odgovorna jedna čestica (šupljina) van jezgra sa zatvorenom lјuskom (engl. closed shell-CS) [8, 9]:

$$\langle CS \pm 1 | H | CS \pm 1 \rangle = \langle CS \pm 1 | H_{monopol} | CS \pm 1 \rangle \quad (2.3)$$

Multipolni deo je odgovoran za međusobne interakcije valentnih nukleona, odnosno za uparivanja, kvadrupolne i oktopolne eksitacije, deformacije itd. Može se predstaviti kao interakcija čestica-čestica ili čestica-šupljina. Posmatrajući slučaj dva valentna nukleona, formalno se nuklearni hamiltonijan može zapisati kao suma kinetičke i potencijalne energije:

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (2.4)$$

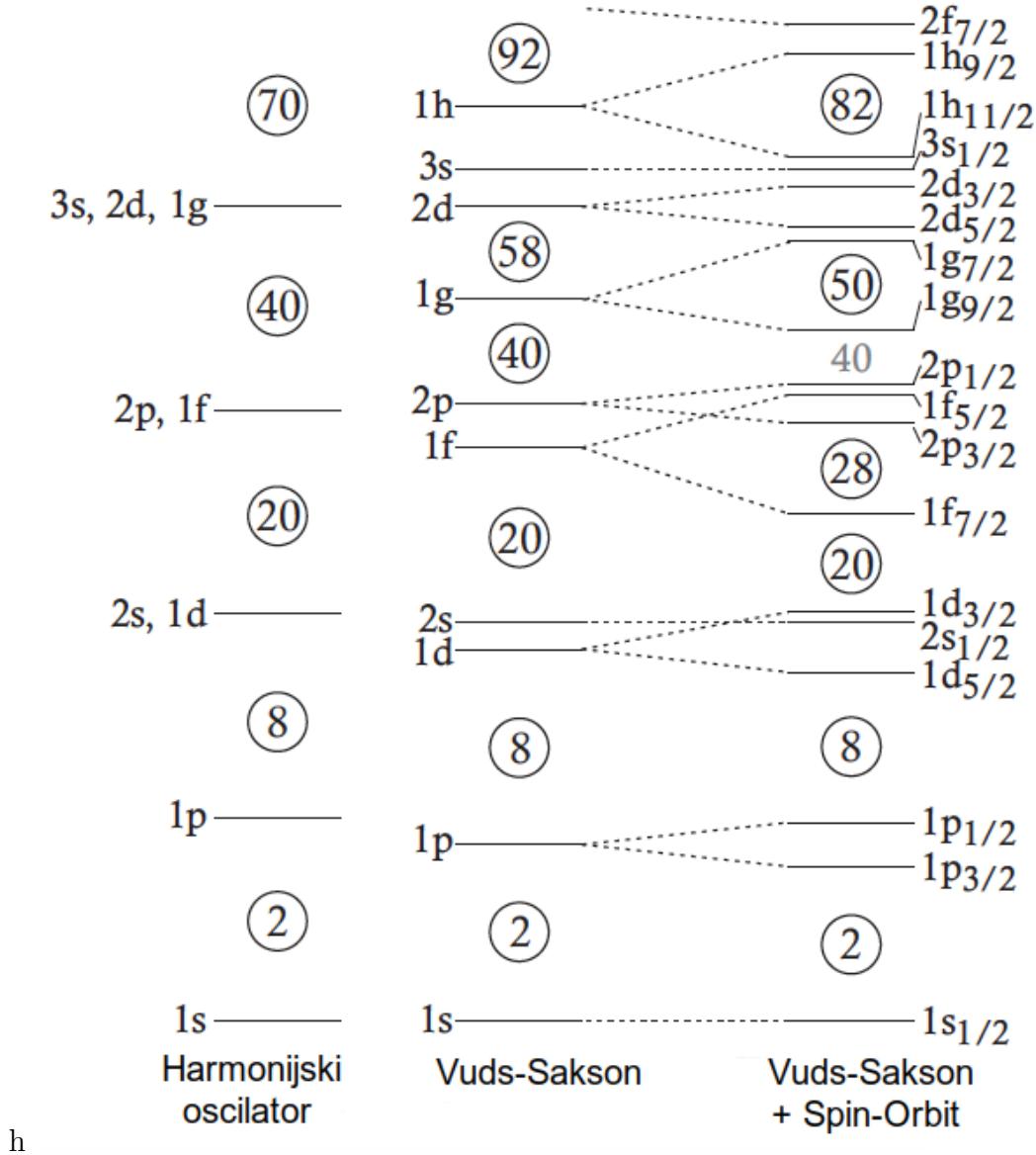
Uključivanjem centralnog potencijala postaje [9]:

$$H = \left[\sum_{i=1}^A \left[\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\vec{r}_i) \right] \right] + \left[\sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}_i) \right] = H_0 + H_{res} \quad (2.5)$$

gde je prvi uokviren deo monopolni deo efektivne interakcije i predstavlja usrednjeni potencijal svih nukleona, a drugi deo multipolni deo ili rezidualna interakcija između dva nukleona. Za opis samo jednog nukleona u valentnom prostoru, dovoljan je monopolni član, dok se za više nukleona moraju uzeti u obzir i rezidualne interakcije.

Potencijal oblika kvadratne potencijalne jame kao za linearni harmonijski oscilator, kao ni Vuds-Saksonov potencijal:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (2.6)$$



Slika 2.1: Raspored ljudski korišćenjem različitih potencijala srednjeg polja.

gde se parametri r , R i a određuju empirijski, nisu uspeli da objasne sve eksperimentalno uočene magične brojeve. To je urađeno tek dodavanjem spin-orbitalne sprege, slika 2.1:

$$V_{ls}(r) = V_{ls}r_0^2(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \frac{1}{r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \quad (2.7)$$

koja izaziva energetsko razdvajanje između dva nivoa sa istim orbitalnim momentom l , gde je konfiguracija sa $j_> = l + \frac{1}{2}$ na nižoj energiji od one sa ukupnim momentom od $j_< = l - \frac{1}{2}$.

Monopolna efektivna nukleon-nukleon (NN) interakcija se u slučaju dva nukleona, formalno gledano može razdvojiti na tri dela: centralni (V_c), spin-orbitalni (V_{ls}) i tensorski (V_t), koji se preko tri vektorske koordinate radijusa (\vec{r}), spina ($\vec{\sigma}$) i izospina ($\vec{\tau}$), izražavaju kao [10]:

$$V_c(1, 2) = V_0(r) + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_\tau(r)\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (2.8)$$

$$V_{ls}(1, 2) = (V_{ls}^{is}(r) + V_{ls}^{iv}(r)\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.9)$$

$$V_t(1, 2) = \left(V_t^{is}(r) + V_t^{iv}(r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right) S_{12}(r), \quad (2.10)$$

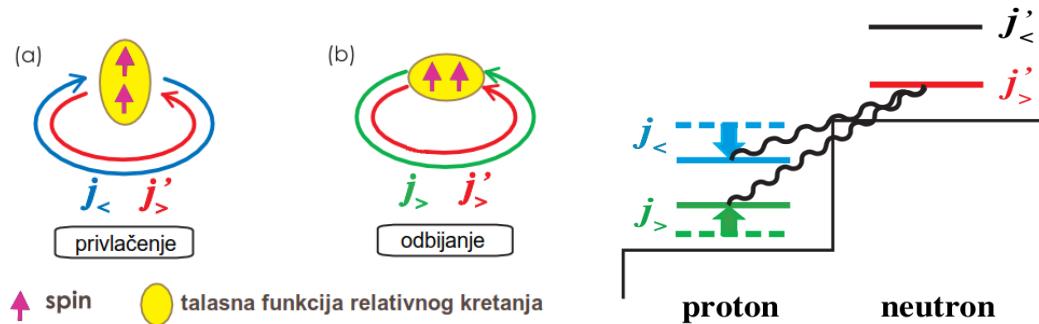
gde je

$$S_{12}(r) = \frac{3}{r^2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (2.11)$$

a $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ je rastojanje između nukleona, \vec{L} je relativni ugaoni moment a $\vec{S} = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)$ ukupni sopstveni spin dva interagujuća nukleona, dok *is* i *iv* indeksi označavaju izo-skalarni i izo-vektorski deo potencijala.

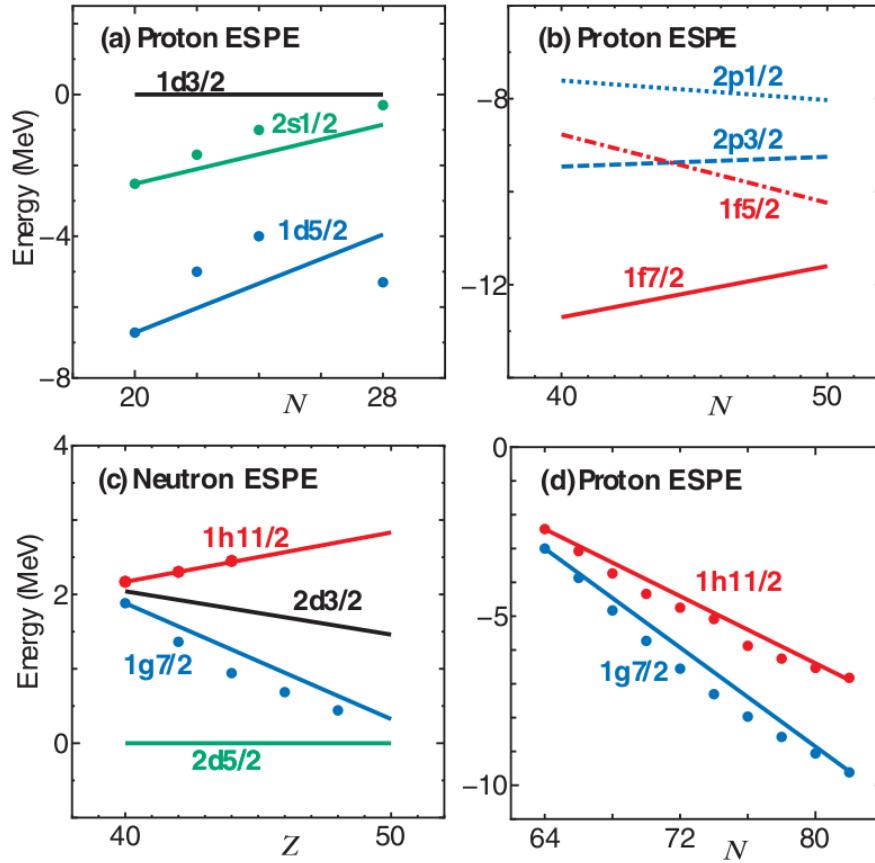
Za bilo koju orbitalu, najveći je doprinos centralnog člana, i to za slučaj paralelnih spinova $S=1$, dok je u slučaju kada se interakcija odvija među nukleonima istih orbitalnih momenata l_π i l_ν , centralni član je najprivlačniji u slučaju kada je $j_\pi = j_\nu$ u poređenju sa $j_\pi = j_\nu \pm 1$ (npr. jači će biti u slučaju $\pi 0d_{3/2}\nu 0d_{3/2}$ nego $\pi 0d_{3/2}\nu 0d_{5/2}$ [10]). Tenzorski deo se javlja i između orbitala istog l_π i l_ν , ali i različitog. Pokazano je da tenzorska sila može biti privlačna ili odbojna, što je ilustrovano na levom delu slike 2.2, gde je tenzorska sila između orbitala j i j' privlačna za $j_<$ i $j'_>$ (ili $j_>$ i $j'_<$), dok je za $j_<$ i $j'_<$ (ili $j_>$ i $j'_>$) odbojna. Na desnom delu slike je prikazan ovaj uticaj na raspored lјusaka. Naime, dodavanje neutrona u lјusku $j'_>$, dovodi do pomeranja lјuski $j_>$ i $j_<$ ka višim i nižim energijama, redom, zbog privlačenja ili odbijanja sa lјuskom $j'_>$.

Vratimo se na formulu 2.3 i činjenicu da uticajem H_0 na jednočestične energije zatvorene lјuske, CS, dobijamo energiju nove konfiguracije sa dodatim nukleonom (šupljinom). Monopolni deo hamiltonijana zapravo preko NN interakcije sa dodatkom nukleona preko zatvorene lјuske, menja efektivnu energiju, te se uvodi i novi termin efektivne energije jednočestičnog stanja (engl. effective single particle energy-ESPE) koji se definiše kao energetska razlika između CS i $CS \pm 1$ konfiguracija [8]. Energetski procepi između lјuski se definiše kao razlika njihovih vezivnih energija, pa je tako nekorelisan procepi jednak zapravo razlici odgovarajućih ESPE. Upravo je ovaj monopolni deo efektivne NN interakcije jedan od glavnih razloga za iščezavanje postojećih i pojavljivanje novih magičnih brojeva daleko od linije stabilnosti, tačnije za promenu energetskih procepa između orbitala, promena raspodela orbitala itd. [1]. Štaviše, pokazano je da je uticaj tenzorskog člana monopolne interakcije zaslužan za promenu ESPE u zavisnosti od Z i N [11, 12]. Kao primer posmatraćemo uticaj tenzorske sile, prikazan na slici 2.3, gde je prikazana promena ESPE sa promenom N(Z). Na delu (a) vidimo efektivne energije protona u lјuskama $1d_{5/2}$ i $2s_{1/2}$ u odnosu na $1d_{3/2}$ i njihovu promenu sa povećanjem broja neutrona u lјusci $1f_{7/2}$.



Slika 2.2: Delovanje tenzorske sile među nukleonima u orbitalama j i j' , [11].

Prateći logiku ponašanja tenzorske sile prikazanu na slici 2.2, monopolna interakcija između $\pi 1d_{3/2}$ i $\nu 1f_{7/2}$ je privlačna, a između $\pi 1d_{5/2}$ i $\nu 1f_{7/2}$ odbojna, te kako raste broj neutrona u $1f_{7/2}$, ESPE $\pi 1d_{3/2}$ opada a $1d_{5/2}$ raste. ESPE su prikazane relativne sa onom od $1d_{3/2}$, sa porastom N $2s_{1/2}$ se približava $1d_{3/2}$ i procepi između $1d_{5/2}$ i $1d_{3/2}$ postaje uži.



Slika 2.3: Proton (neutron) ESPE u funkciji $N(Z)$. Tačke predstavljaju eksperimentalne podatke. (a) Proton ESPE u odnosu na $1d_{3/2}$, u Ca. (b) Proton ESPE u Ni isotopima. (c) Neutron ESPE u $N=51$ izotonama, u odnosu na $2d_{5/2}$. (d) Proton ESPE u Sb. Slika je preuzeta iz [11]

Na delu (b) slike 2.3 prikazane su ESPE protona u izotopima Ni sa popunjavanjem lјuske $\nu 1g_{9/2}$. Prikazane su promene samo usled tensorske sile, polazeći od vrednosti predviđene modelom lјusaka. Ponovo je zbog različitog uticaja lјuske $\nu 1g_{9/2}$ na $\pi 1f_{5/2}$ i $\pi 1f_{7/2}$, prva interakcija odbojna a druga privlačna te tako ESPE $\pi 1f_{5/2}$ opada, a ESPE $\pi 1f_{7/2}$ raste. Tako $Z=28$ procep postaje dosta uzak za ^{78}Ni .

2.1 ♦ Proračuni modela lјusaka

Proizvodnja i ispitivanje karakteristika egzotičnih jezgara i dalje je veliki izazov, te je tako još uvek mnogo neispitanih pobuđenih stanja i fenomena kod takvih jezgara. Kako je za egzotična jezgra karakteristična i evolucija lјuski, nove eksperimentalno uočene vrednosti mogu pomoći u boljem poznavanju i razumevanju modela lјuski, ali tako i teorija može da pomogne u opisu postojećih izmerenih vrednosti i predviđanju očekivanih vrednosti u oblastima jezgara gde one još nisu eksperimentalno poznate. U tu svrhu se koriste teorijski proračuni modela lјusaka [13, 14], koji su i sami vrlo složeni te zahtevaju veliku računarsku moć kao i određene aproksimacije.

Suština proračuna se sastoji u odabiru odgovarajućeg valentnog prostora, odabiru efektivne interakcije 2.1 (koja zavisi od valentnog prostora), te konstrukciju i dijagonalizaciju matrice Hamiltonijana koja u sebi nosi spektroskopske informacije o

strukturi jezgra, poput energija pobuđenih stanja. Sve lјuske niže od onih u valentnom prostoru se smatraju delom inertnog kora, dok se one iznad smatraju praznim. Valentni prostori za neutrone i protone mogu biti različiti, a određeni odabir valentnog prostora može biti odgovarajući za neke spektroskopske veličine, dok je potpuno pogrešan za druge. Npr. kod izotopa kalaja, prirodan izbor za inertni kor je dvostruko magično jezgro $^{100}_{50}\text{Sn}$ i valentne orbite $\nu d_{5/2}g_{7/2}s_{1/2}d_{3/2}h_{11/2}$, međutim E1 prelazi sa $h_{11/2}$, koji su eksperimentalno primećeni, u ovom prostoru su zabranjeni, pa je tako za njihov opis neophodno uključiti i lјusku $\nu g_{9/2}$ [8].

Problem proračuna modela lјuski se svodi na određivanje bazisa jednočestičnih stanja, zatim pomoću njega dobijanje bazisa koga čine vektori stanja sistema od A čestica u valentnom prostoru $|\psi_\alpha\rangle$, a preko kojih se može izraziti bilo koje stanje kao: $|\Psi\rangle = \sum_\alpha C_\alpha |\psi_\alpha\rangle$, te tada rešavanjem svojstvenog problema $H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$ određivanje svojstvenih stanja i svojstvenih vrednosti (skup vrednosti fizičke veličine koji dobijamo merenjem u svojstvenim stanjima date veličine) matrice $\langle\psi_\alpha|H_{eff}|\psi_{\alpha'}\rangle$ [15].

2.1.1 ♦ Odabir bazisa

Dva najčešća načina formiranja bazisa su šema kupovanja i m-šema. U šemi kupovanja, stanja n_i čestica u j_i lјusci su data sa:

$$|\gamma_i\rangle = |j_i^{n_i} \nu_i J_i x_i\rangle \quad (2.12)$$

gde ν_i predstavlja seniornost (broj čestica nesparenih u $J=0$ parove), a x_i je bilo koji dodatni kvantni broj, npr. izospin T^1 . Stanja u nekoj lјusci k se dobijaju sukcesivnim kupovanjem ugaonog momenta na bazna stanja. Iako se uračunavanjem spinske i izospinske simetrije smanjuju dimenzije bazisa tako što se proračuni mogu vršiti zasebno za svako J i T , proračun matričnih elemenata je složen i postoji dosta ne-nultih članova. Stoga je m-šema češće u upotrebi jer je jednostavnija za računanje i efikasnija. Za proračune šemom kupovanja koristi se kod NATHAN [16], a za m-šemu kod ANTOINE [17].

U m-šemi, bazis predstavljaju Slaterove determinante $|\phi_\alpha\rangle$ [18], gde je svaka proizvod valentnih orbita i, j, k, l, \dots i za A čestica se mogu predstaviti kao [19, 8]:

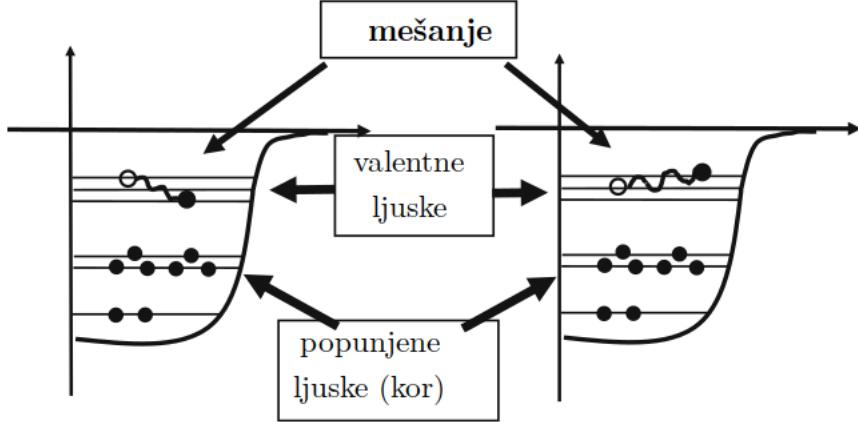
$$|\phi_\alpha\rangle = \prod_{m=i,j,k,l} a_m^\dagger |0\rangle = a_{m1}^\dagger \dots a_{mA}^\dagger |0\rangle \quad (2.13)$$

gde a_m^\dagger predstavljaju operator kreacije, a $|0\rangle$ označava zatvorenu lјusku (s obzirom da se stanja u zatvorenoj lјusci tj. inertnom koru ne uključuju u proračune mogu se smatrati vakuumom) i dejstvo operatora kreacije na takvo stanje (u vakuumu) daće jednočestično stanje: $a_m^\dagger |0\rangle = |m\rangle$. Za operator anihilacije važi obrnuto: $a_m^\dagger |m\rangle = |0\rangle$.

2.1.2 ♦ Odabir efektivne interakcije

Efektivna interakcija mora uračunavati i rezidualne interakcije valentnih nukleona. NN interakcija će rasejavati nukleone u različite parove lјuski, što je ilustrovano na slici 2.4, a šema popunjavanja lјuski naziva se konfiguracija. Sve moguće konfiguracije su pomešane do dostizanja ravnoteže, tako će i odgovarajući Hamiltonian sadržati svojstvena stanja koja će pripadati različitim konfiguracijama (mešanje konfiguracija).

¹Izospin je kvantni broj koji uvodi razliku između protona i neutrona.



Slika 2.4: Mešanje konfiguracija. Slika je preuzeta iz [19].

Uzimajući u obzir samo efektivne interakcije dva tela, Hamiltonian interakcije A čestica se može predstaviti kao [19, 15]:

$$\mathcal{H} = \sum_i^A \epsilon_i a_i^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l}^A \langle ij|V|kl\rangle a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (2.14)$$

gde su ϵ_i jednočestične energije lјuske i , a $\langle ij|V|kl\rangle$ je matrični element NN interakcije između dva tela za lјuske i, j, k, l . U šemi kupovanja JT , drugi član formule 2.14 biće [15]:

$$V = \frac{1}{4} \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4} \sum_{m_1 m_2 m_3 m_4} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | V | j_3 m_3 j_4 m_4 \rangle \times a_{j_1 m_1}^\dagger a_{j_2 m_2}^\dagger a_{j_4 m_4} a_{j_3 m_3} \quad (2.15)$$

Kako je u matričnom elementu sadržana sva informacija o NN interakciji dve čestice, odabir interakcije se svodi na određivanje matričnog elementa $\langle ij|V|kl\rangle$ ($\langle j_1 j_2, J, T | V | j_3 j_4, J, T \rangle$) i za to postoje tri pristupa:

Empirijski pristup: Energije stanja se mogu predstaviti kao linearne kombinacije matričnog elementa dva tela i jednočestičnih energija v_k [15]:

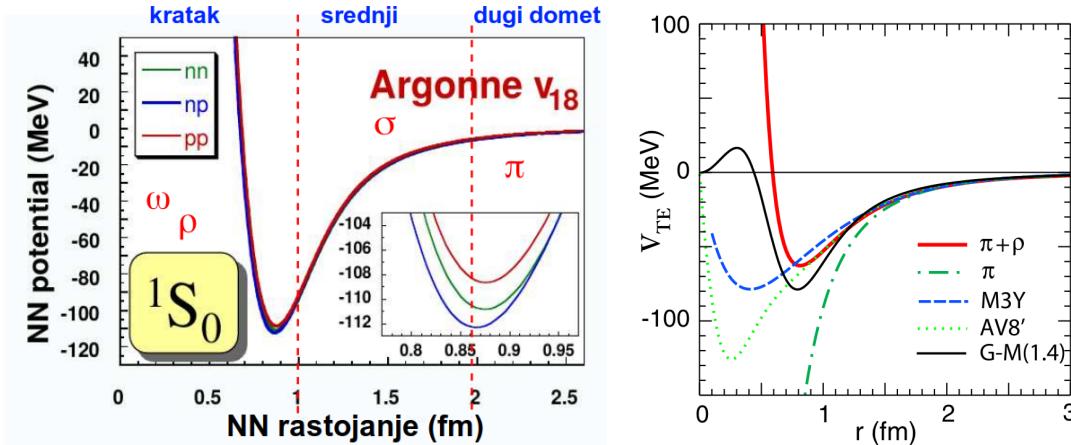
$$E_{teo}^i = \sum_{k=1}^p c_k^{(i)} v_k. \quad (2.16)$$

Matrični elementi se određuju tako da odgovaraju eksperimentalnim vrednostima energija E_{exp}^i , zatim se određuje χ^2 [20] između E_{teo}^i i E_{exp}^i i matrični element se modifikuje sve dok se ne dobije dovoljno niska vrednost χ^2 [15, 19].

Šematski pristup: Koristio se ranije, baziran na šematskim NN interakcijama kao što su sparivanje i kvadrupolni Hamiltonian ili površinske delta interakcije.

Realistični pristup: Efektivna NN interakcija se dobija iz realne NN interakcije, za šta je potrebno dobro određivanje potencijala, a koji se računa preko kvantne teorije polja. Naime, potrebno je odrediti Lagranđijane za interakciju nukleona sa mezonima, i koristeći njih izračunati Fajnmanove dijagrame koji doprinose NN rasejanju [8, 21]. Radi ovoga, potencijal se zapisuje u obliku G-matrica [22, 23, 24] na koje se primenjuje teorija perturbacije. Primeri takvih potencijala su CD-Bonn i Argonne ν_{18} potencijali [25, 26], neki primeri su dati i na slici 2.5. Interakcije koje su dobro reprodukovale karakteristike jezgara u masenoj oblasti oko $Z=28$ i $N=40$ su JUN45 [27] i LNPS [28] interakcije. JUN45 interakcija je razvijena za proračune u $f_{5/2}pg_{9/2}$ valentnom prostoru (kor ^{56}Ni),

polazeći od CD-Bonn potencijala za dobijanje početnog Hamiltonijana, koji je modifikovan fitovanjem na eksperimentalno dobijene energije veze i energije pobuda. LNPS interakcija je nastala kombinovanjem i modifikovanjem više potencijala [21, 29, 30], a koristi $\pi p f$ i $\nu 1p_{3/2} 1p_{1/2} 0f_{5/2} 0g_{9/2} 1d_{5/2}$ lјuske kao valentni prostor sa ^{48}Ca kao inertni kor.



Slika 2.5: Neki primeri realističnih NN interakcija. Na slici levo prikazan je Argonne v_{18} potencijal [26], koji je uspešno reprodukovao karakteristike deuterona i može se koristiti za modele lаких jezgara poput ^4He i ^{16}O . Na slici desno prikazan je tenzorski potencijal za nekoliko različitih pristupa (modeli razmene mezona, modifikovan Jukavin potencijal $M3Y$ [31], modifikovana Argonne v_{18} interakcija sa dodatom NNN interakcijom $AV8'$ [32] i G-matrica za normalnu nuklearnu gustinu), koji se razlikuju samo za NN udaljenosti <0.6 fm. Slike su preuzete iz [26] i [11], redom.

Konačno, kada se odrede valentni prostori kao bazis i efektivna interakcija, dobijena matrica $\langle \psi_\alpha | H_{eff} | \psi_{\alpha'} \rangle$ mora da se dijagonalizuje kako bi se rešio njen svojstveni problem. U tu svrhu se koristi Lanczosova dijagonalizacija [33]. Ortonormirani bazis se formira iterativno polazeći od dejstva \mathcal{H} na bazni vektor $|1\rangle$ (tzv. pivot), da bi se na kraju dobila tridijagonalna matrica [15]:

$$\mathcal{H}|1\rangle = E_{11}|1\rangle + E_{12}|2\rangle \quad (2.17)$$

gde je $E_{11} = \langle 1 | \mathcal{H} | 1 \rangle = \langle \mathcal{H} \rangle$, a $E_{12}|2\rangle = \mathcal{H}|1\rangle - E_{11}|1\rangle = (\mathcal{H} - E_{11})|1\rangle$. Zatim:

$$\mathcal{H}|2\rangle = E_{21}|1\rangle + E_{22}|2\rangle + E_{23}|3\rangle, \quad (2.18)$$

a zbog toga što \mathcal{H} mora biti ermitski operator važi $E_{12} = E_{21}$, a $E_{22} = \langle 2 | \mathcal{H} | 2 \rangle$ i $E_{23}|3\rangle = (\mathcal{H} - E_{22})|2\rangle - E_{21}|1\rangle$. Za N-ti korak važiće:

$$\mathcal{H}|N\rangle = E_{NN-1}|N-1\rangle + E_{NN}|N\rangle + E_{NN+1}|N+1\rangle, \quad (2.19)$$

gde su $E_{NN-1} = E_{N-1N}$, $E_{NN} = \langle N | \mathcal{H} | N \rangle$ i $E_{NN+1}|N+1\rangle = (\mathcal{H} - E_{NN})|N\rangle - E_{NN-1}|N-1\rangle$. Uz uslov da su za $|I - J| > 0$ svi članovi $\langle I | \mathcal{H} | J \rangle = \langle J | \mathcal{H} | I \rangle$ jednaki nuli, dobija se matrica:

$$\begin{pmatrix} E_{11} & E_{12} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ E_{12} & E_{22} & E_{23} & 0 & \ddots & \vdots \\ 0 & E_{32} & E_{33} & E_{34} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & E_{N-1N-2} & E_{N-1N-1} & E_{N-1N} \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & E_{NN-1} & E_{NN} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Proračunima modela ljudsaka, mogu se pored energija pobuđenih stanja, odrediti i redukovane verovatnoće prelaza sa njih koje su mu proporcionalne (više o redukovanim verovatnoćama prelaza biće u pogavljima 3.3 i 5). Pomoću Lanczosovih funkcija jačine mogu se odrediti karakteristike elektromagnetskog ($E\lambda$ i $M\lambda$) raspada, β raspada, popunjenošću ljudski, spektroskopski faktori...

Prilikom proračuna, da bi se smanjila dimenzija prostora, koja može biti i do $> 10^9$, može se izvršiti trunkacija, tj. ograničavanje broja nukleona koji mogu da prelaze u više ljudske.

2.2 ♦ Spektroskopski faktori

Najjednostavniji oblik reakcija transfera nukleona su one u kojima dolazi do razmene samo jednog nukleona, tzv. "pick-up" i "stripping" reakcije. Formalno rešenje talasne jednačine stanja je [34]:

$$\psi(\mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} - \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'} U(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (2.21)$$

a $U(\mathbf{r})$ povezuje početna i krajnja stanja:

$$U \approx \int \phi_a^* \phi_A^* V \phi_b \phi_B d\tau \quad (2.22)$$

gde su u slučaju "pick-up" reakcije kada jezgro mete A pokupi nukleon iz jezgra snopa a , te nastane novo jezgro B a emituje čestica b . Preklapanje između ϕ_A i ϕ_B se izražava preko spektroskopskih faktora (SF), koji se eksperimentalno mogu odrediti preko izmerenog i proračunatog efikasnog preseka reakcije:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = SF \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{teo} \quad (2.23)$$

gde je

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{teo} \propto |\psi(\mathbf{r})|^2 \quad (2.24)$$

Spektroskopski faktori predstavljaju meru u kojoj je stanje popunjeno u reakciji jednočestično. U idealnom slučaju, nisko pobuđena stanja neparnog jezgra biće čisto jednočestična stanja. Međutim, to je tačno samo za jezgra u okolini dvostruko magičnih jezgara. Dodavanjem (oduzimanjem) jednog protona ili neutrona takvim jezgrima, formiraju se neparna jezgra čija su najniža stanja zaista skoro potpuno jednočestična. U svim ostalim slučajevima, talasna funkcija idealnog jednočestičnog stanja je razvučena preko nekoliko stanja [35].

Što je više talasna funkcija fragmentirana, teže je eksperimentalno odrediti sve vrednosti spektroskopskih faktora. Jednočestična energija odgovarajućeg stanja u ovom slučaju predstavlja srednju vrednost pojedinčnih energija otežanih spektroskopskim faktorima.

Spektroskopski faktori se mogu računati i teorijskim putem, te tako posmatrajući slučaj čestice u orbitali j_r , ugaonog momenta J , kuplovanu na stanje u parno-parnom jezgru $|L_k\rangle$, model ljudski opisuje formirano stanje $|J_i\rangle$ kao linearnu kombinaciju postojećih stanja u parno-parnom inertnom jezgru:

$$|J_i\rangle = \sum_{j_r L_k} c_{j_r, L_k}^{J_i} |j_r \times L_k; J\rangle, \quad (2.25)$$

gde se ekspanzioni koeficijenti $c_{j_r, L_k}^{J_i}$ određuju putem proračuna spektroskopskih faktora koristeći odabranu interakciju, a mogu se izraziti kao:

$$(c_{j_r, L_k}^{J_i})^2 = \alpha_r \frac{\langle J_i | |a_{j_r}^\dagger| |L_k \rangle^2}{\langle n_r \rangle (2J + 1)}, \quad (2.26)$$

gde je $\langle J_i | |a_{j_r}^\dagger| |L_k \rangle^2$ redukovani matrični element, $\langle n_r \rangle$ predstavlja okupacioni broj orbitale j_r u stanju J_i , a koeficijent α_r je u vezi sa okupacionim brojem lјuske i zadovoljava pravilo $\sum_r \alpha_r = 1$.

Ukoliko posmatramo stanje $|J_i\rangle$ nastalo kuplovanjem šupljine u orbitali j_r^{-1} na parno-parno inertno jezgro, tada su ekspanzioni koeficijenti:

$$(c_{j_r^{-1}, L_k}^{J_i})^2 = \alpha_r \frac{\langle L_k | |a_{j_r}^\dagger| |J_i \rangle^2}{\langle \tilde{n}_r \rangle (2J + 1)}, \quad (2.27)$$

gde $\langle \tilde{n}_r \rangle$ označava "praznoću" orbitale j_r^{-1} u stanju J_i i izražava se kao: $\langle \tilde{n}_r \rangle = 2j_r + 1 - \langle n_r \rangle$. Ovakav postupak je već opisan i primenjivan za npr. neparne izotope kobalta i cinka [36, 37].

3 ▷ Kolektivni model jezgra

Iako je model Ijusaka uspeo da objasni karakteristike jezgara sa magičnim brojem nukleona i sa par nukleona preko zatvorene ljeske, sa dodavanjem više nukleona pretpostavka da ti nukleoni ne utiču na usrednjeno polje zatvorenog inertnog jezgra više ne važi. Dodatni nukleoni utiču na polje i deformišu ga, te se tako kolektivni efekti svih nukleona moraju uzeti u obzir. Prvi uspešan kolektivni model, a koji se i danas koristi, je tzv. geometrijski ili makroskopski model Bor-Motelsona [38], koji razmatra makroskopske efekte poput oscilacija oblika inertnog jezgra koji je deformisan pod uticajem valentnih nukleona. Drugi pristup je razmatranje mikroskopskih efekata kretanja valentnih nukleona u usrednjrenom polju koje više nije sferno-simetrično već deformisano, što objašnjava Nilsonov model [39]. Postoje i algebarski modeli koji se baziraju na dinamičkim simetrijama strukture jezgra i koriste teoriju grupa da reprodukuju svojstva jezgara. Od algebarskih modela najuspešniji i najviše u upotrebi je model aproksimacije interagujućeg bozona (engl. Interacting boson approximation-IBA) [40]. U ovom poglavlju biće u osnovnim crtama opisani modeli Bor-Motelsona u delu 3.1, Nilsonov model u delu 3.2, kao i spektroskopske opservable strukture jezgra koje ukazuju na magičnu strukturu ili kolektivne pojave u delu 3.3.

3.1 ♦ Deformacije oblika jezgra

3.1.1 ♦ Vibracija jezgra

Pod uticajem rezidualne interakcije nukleona preko zatvorene ljeske, jezgro može da se pobuđuje oscilacijama oblika, koje se predstavljaju sfernim harmonicima $Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)$ kao:

$$R(t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} a_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (3.1)$$

gde je R_0 poluprečnik u osnovnom sfernem stanju, $a_{\lambda\mu}$ je parametar deformacije, λ je red multipolnosti i može biti dipolna ($\lambda = 1$), kvadrupolna ($\lambda = 2$), oktopolna ($\lambda = 3$) itd. gde se kao najznačajnije izdvajaju kvadrupolne, i njih ćemo dalje razmatrati. Za kvadrupolne deformacije parametar $\lambda=2$, a postoji pet parametara deformacije $a_{\mu 2}$, koji pri rotaciji jezgra iznose [41]:

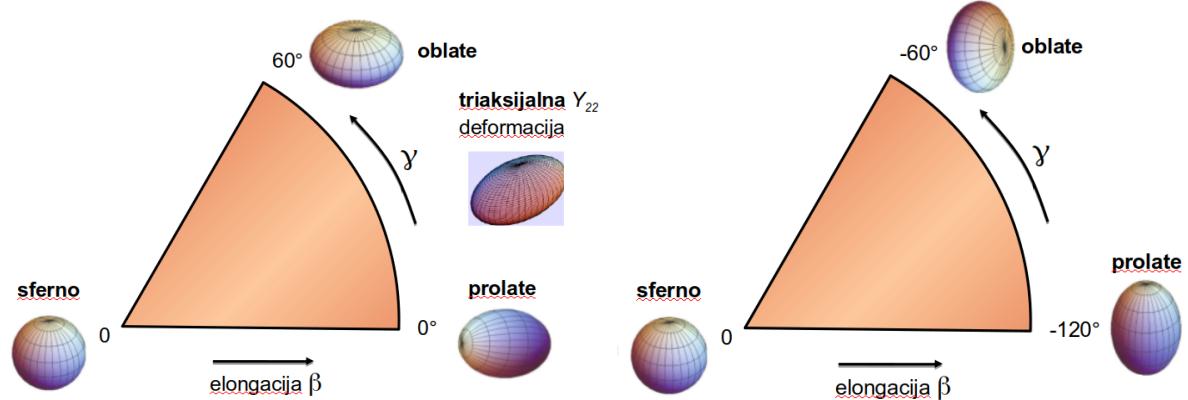
$$a_{21} = a_{2,-1} = 0 \quad (3.2)$$

$$a_{20} = \beta \cos \gamma \quad (3.3)$$

$$a_{22} = a_{2,-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (3.4)$$

gde je β aksijalna deformacija i predstavlja meru kvadrupolne deformacije duž ose simetrije (elongacija), a γ je triaksijalna deformacija tj. stepen osne asimetrije. Oblik jezgra prouzrokovani vibracijama može se predstaviti pomoću ova dva parametra, kao što je ilustrovano na (β, γ) dijagramima na slici 3.1. Za opis bilo kog oblika prouzrokovaniog kvadrupolnom deformacijom dovoljno je koristiti samo γ 0° - 60° , međutim mogu se predstaviti i sa γ od -120° do -60° kao na desnom delu slike 3.1. Po Lund konvenciji za

aksijalno simetrična *prolate* jezgra (oblika ragbi lopte) važi $\beta > 0$ i $\gamma = 0^\circ$, a za aksijalno simetrična *oblate* jezgra (oblika diska) $\beta > 0$ i $\gamma = -60^\circ$ [42].



Slika 3.1: Kvadrupolne deformacije opisane pomoću (β, γ) dijagrama. Slika je uzeta iz [43] i [44] i modifikovana.

Deformisana jezgra karakteriše i moment inercije I i sopstveni kvadrupolni moment Q_0 , koji za aksijalno simetrična jezgra zavise od parametra β kao:

$$I = \frac{2}{5} A R_0^2 (1 + 0.31\beta) \quad (3.5)$$

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta (1 + 0.16\beta) \quad (3.6)$$

gde je $R_0 \propto A^{1/3}$.

U kvantnomehaničkom formalizmu, vibracione pobude se mogu posmatrati kroz razmenu kvanta energije, kvadrupolnog *fonona* (engl. phonon), a energije diskretnih stanja su proporcionalne broju fonona N_{ph} : $E = \hbar\omega(N_{ph} + 5/2)$, a ω je frekvencija oscilovanja. Jednofononskoj pobudi odgovaraće jedno stanje 2^+ , dvofononskoj triplet stanja $0^+, 2^+$ i 4^+ , trofononskoj multiplet stanja $0^+, 2^+, 3^+, 4^+$ i 6^+ itd. [42].

3.1.2 ♦ Rotacija jezgra

Jezgro koje nije sfernog, već nekog deformisanog oblika može i da rotira, te se tako na vibraciona stanja mogu nadograditi i rotaciona prouzrokovana rotacijom, tzv. rotacione trake. Energija rotacionog stanja je data kao:

$$E_{rot}(J) = \frac{\hbar}{2I} [J(J+1) - K(K+1)] \quad (3.7)$$

gde je K projekcija ugaonog momenta J na osu simetrije i za rotaciona stanja iznad osnovnog stanja važi $K=0$. Za moment inercije važi 3.5, a spektroskopski kvadrupolni moment Q_s je u vezi sa sopstvenim preko relacije:

$$Q_s = \frac{2K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (3.8)$$

i za $K=0$ i stanje 2^+

$$Q_s = -\frac{7}{2} Q_0 \quad (3.9)$$

Negativan predznak u gornjoj jednačini govori da jezgro koje u sopstvenom referentnom sistemu poseduje prolate deformaciju i $K=0$, zbog rotacije, u laboratorijskom sistemu detektovaće se kao da ima oblate deformaciju.

3.2 ♦ Nilsonov model

Jezgra koja poseduju trajnu deformaciju, ne mogu se opisati sferno-simetričnim potencijalom. Umesto toga, Nilson je uveo potencijal koji se zasniva na osno-simetričnom trodimenzionalom harmonijskom oscilatoru sa učešćem spin-orbitalne sprege:

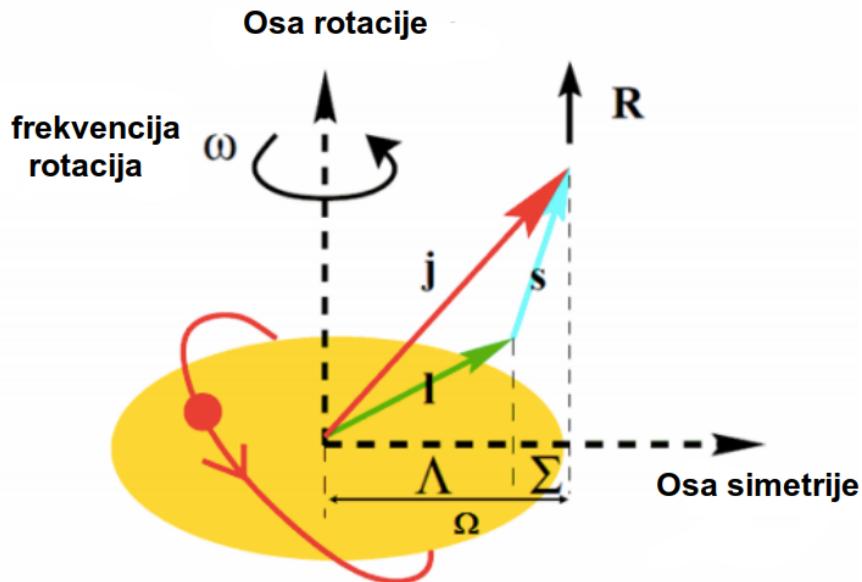
$$V(r) = \frac{1}{2}m(\omega_1^2x^2 + \omega_2^2y^2 + \omega_3^2z^2) - C\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} - Dl^2 \quad (3.10)$$

gde su frekvencije i parametar deformacije, ε , dati sa:

$$\omega_3 = \omega_0 \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) \quad \omega_1 = \omega_2 = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{3}\varepsilon\right) \quad \varepsilon = \frac{\omega_1 - \omega_3}{\omega_0} \quad (3.11)$$

Radi opisa novih, tzv. Nilsonovih orbitala, uvode se i novi kvantni brojevi, ilustrovani na slici 3.2:

$$\Lambda = l_z \quad \Sigma = s_z \quad \Omega = \Lambda + \Sigma = j_z. \quad (3.12)$$

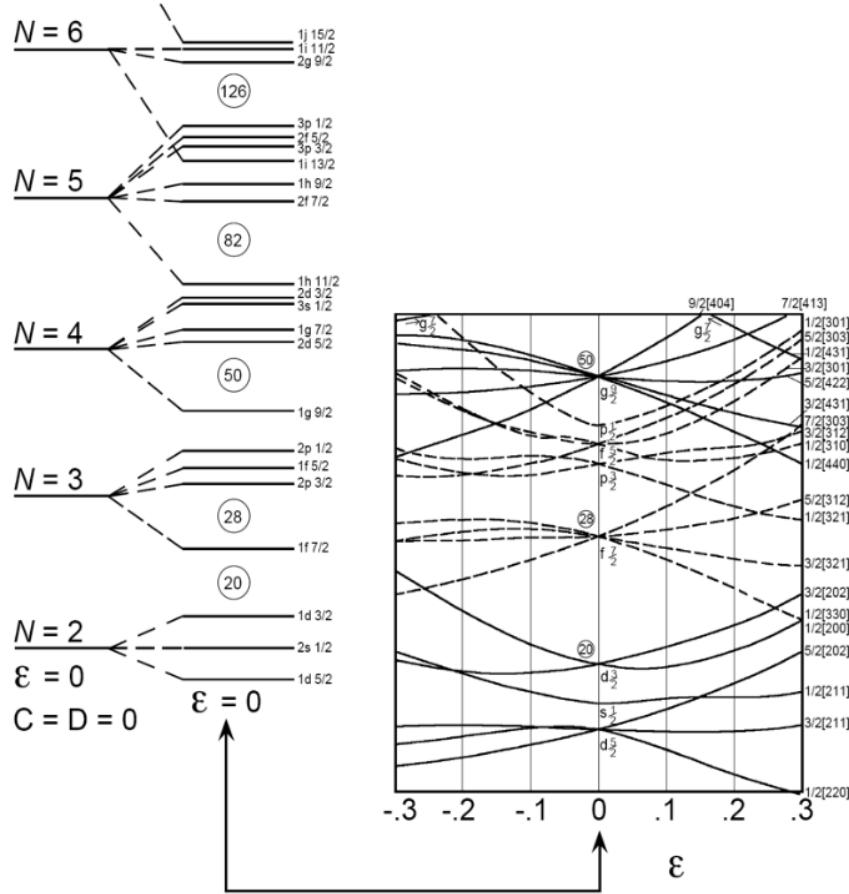


Slika 3.2: Projekcija ukupnog momenta impulsa na osu simetrije [45].

Efekat deformacije na raspored orbitala ilustrovan je na slici 3.3, gde se svaki N nivo sa $\varepsilon = 0$ deli na $(2j+1)/2$ nivoa sa:

$$\Omega = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \dots, \pm j. \quad (3.13)$$

Orbitale sa nižim kvantnim brojem Ω se pomeraju ka nižim energijama za $\varepsilon > 0$ (prolate) i ka višim za $\varepsilon < 0$ (oblate).



Slika 3.3: Nilsonove orbitale [45].

3.3 ♦ Opervable strukture jezgra

Sva parno-parna jezgra imaju 2^+ kao prvo pobuđeno stanje. Praćenje evolucije energije ovog stanja, $E(2^+)$, bilo je jedna od prvih indikacija da se određeni brojevi nukleona ponašaju kao stabilnija celina i dovelo je do utemeljivanja magičnih brojeva. Naime, za jezgra za magičnim brojem nukleona, $E(2^+)$ ima znatno višu vrednost nego u okolnim jezgrima, ovo je ilustrovano i na slici 4.1 (a) gde se može videti da za $N=28$ i $N=50$ $E(2^+)$ ima nagli skok ($N=40$ je izuzetak za ^{68}Ni o čemu će biti reči u poglavljju 4). Može se pratiti i promena odnosa energije prvog pobuđenog 4^+ i 2^+ stanja, $E_{4/2}$. Kako su kod vibracionih stanja, energije pobude proporcionalne broju fonona, a stanje 4_1^+ odgovara dvofononskoj dok stanje 2_1^+ jednofononskoj pobudi, $E_{4/2}=E(4^+)/E(2^+) \approx 2$. Kod rotacionih stanja nad osnovnim stanjem, energija prvog 2^+ stanja iznosi $E_{2+} = 6\frac{\hbar}{2I}$, a prvog 4^+ stanja $E_{4+} = 20\frac{\hbar}{2I}$, tako je za ovakva jezgra $E_{4/2}=E(4^+)/E(2^+) = \frac{10}{3} \approx 3.33$. Nađeno je da je za jezgra sa trajnom deformacijom u osnovnom stanju $E_{4/2}$ zaista 3.33, dok je za ostatak rasuto oko 2.

Veličina koja se najviše koristi za praćenje evolucije kolektivnosti je redukovana verovatnoća prelaza $B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ tj. $B(E2; \downarrow)$, a može se definisati preko redukovanog matričnog elementa između početnog i krajnjeg stanja kao:

$$B(E2 : J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle \psi_f | E2 | \psi_i \rangle. \quad (3.14)$$

$E(2^+)$ ima nagli skok i maksimum za magičan broj nukleona, odnosno potrebno je uložiti

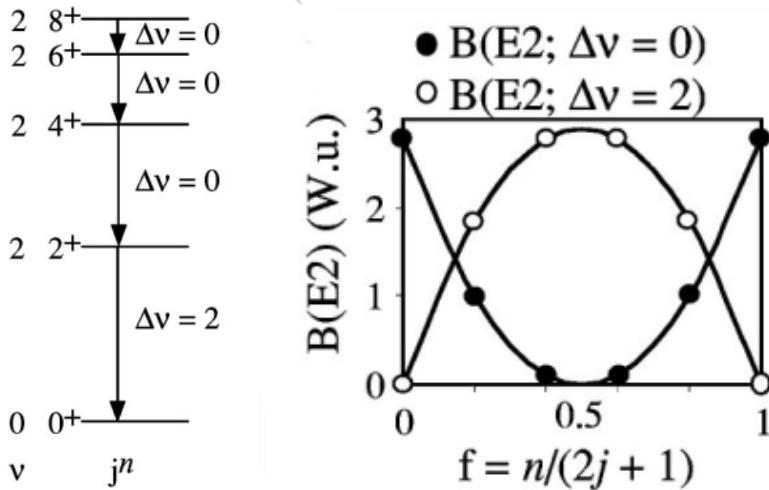
više energije da bi se nukleoni pobudili preko zatvorene ljske. Na (b) delu slike 4.1 prikazan je taj skok u $E(2^+)$ za neka jezgra u okolini ^{68}Ni , gde se može primetiti da za ista, $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ ima minimum. Sa dodavanjem nukleona preko magičnog broja, $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ vrednost će da raste zbog interakcija među nukleonima i imaće maksimum na sredini ljske, da bi ponovo počela da opada ka sledećoj zatvorenoj ljsuci. Kod vibracionih stanja, redukovana verovatnoća prelaza raste sa porastom N_{ph} [42], a odnos $B_{4/2} = B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ nosi informaciju o deformaciji jegra, te za čista vibraciona stanja, $B_{4/2}=2$, dok je za rotaciona $B_{4/2}=1.43$. Pri udaljavanju od linije stabilnosti ka oblastima egzotičnih jezgara, sa povećanjem broja neutrona u odnosu na protone ili obrnuto, postepeno se prelazi sa struktura opisanih jednočestičnim stanjima ka vibracionim, tek onda dolazeći do oblasti gde su najniža pobuđena stanja rotaciona. Ovakav pristup evoluciji strukture od jednočestične ka kolektivnoj, u odnosu na broj nukleona je tzv. horizontalni pristup. Najčešće se ovako posmatra evolucija kolektivnosti unutar određene ljske, gde kolektivnost raste sa porastom nukleona i maksimalna je na sredini ljske. Ukoliko magični brojevi nisu narušeni, kolektivnost opada od sredine ka sledećoj zatvorenoj ljsuci, drugačije ponašanje ukazuje na nestajanje magičnog broja. Ako posmatramo promenu neke veličine sa porastom energije pobuđenih stanja istog jezgra, to je vertikalni pristup evolucije strukture i u tom pogledu je važan fenomen koegzistencije oblika, gde na bliskim energijama postoje jednočestična ali i deformisana stanja i javlja se u oblastima sa brzim porastom kolektivnosti [46, 47, 48]. Za deformisana i rotirajuća jezgra, redukovane verovatnoće prelaza (za $K=0$) izražavaju se kao:

$$B(E2; J \rightarrow J - 2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3J(J-1)}{2(2J-1)(2J+1)} \quad (3.15)$$

Upravo je koegzistencija oblika kod egzotičnih jezgara primer koji pokazuje da su $B(E2;\downarrow)$ vrednosti bolji izbor za praćenje evolucije kolektivnosti od energija pobuđenih stanja i zašto se smatraju osnovnom spektroskopskom veličinom za karakterizaciju strukture jezgra. Naime, u jezgrima u kojima se javlja koegzistencija oblika, na sličnim vrednostima energija stanja, javljaće se znatno drugačije $B(E2;\downarrow)$ vrednosti [46, 48]. Preko relacije 3.15, redukovana verovatnoća prelaza je u vezi i sa sopstvenim kvadrupolnim momentom jezgra, te tako nosi i direktnu informaciju o deformaciji jezgra. Naime $Q_0=0$ za sferno simetrična jezgra, $Q_0>0$ za prolate a $Q_0<0$ za oblate tip osno simetrične deformacije. Neke metode određivanja $B(E2;\downarrow)$ vrednosti su razmatrane u poglavljju 5.

3.3.1 ♦ Seniornost

Postoji još jedan način da se redukovane verovatnoće prelaza koriste kao indikator strukturalnih promena, a baziran je na razlikama u šemi seniornosti i kolektivnom ponašanju. Seniornost ν je definisana kao broj nukleona nesparenih u parove sa $J = 0^+$ i u okolini magičnih jezgara važi očuvanje ovog kvantnog broja [49]. U parno-parnim jezgrima, u osnovnom stanju su svi nukleoni spareni u parove spina 0^+ i $\nu(0^+)=0$, dok je u višim stanjima $2^+, 4^+, \dots (2j-1)$ bar jedan par nukleona rasparen i $\nu(J > 0^+) = 2$ (u većini slučajeva $J > 0$ stanja dominantno nastaju rasparivanjem samo jednog para nukleona). Tako će pri prelazu $2^+ \rightarrow 0^+$ doći do promene seniornosti jer $\Delta\nu=2$, a pri prelazima između viših stanja seniornost se očuvava, $\Delta\nu=0$. Ovakva šema nivoa prikazana je na levom delu slike 3.4. Na desnom delu slike 3.4 prikazana je razlika u ponašanju $B(E2;\downarrow)$ vrednosti za prelaze u slučaju kada je seniornost očuvana i kada nije, a u zavisnosti od postepenog punjenja ljske $f = n/(2j + 1)$, gde je n broj nukleona u ljsci j .

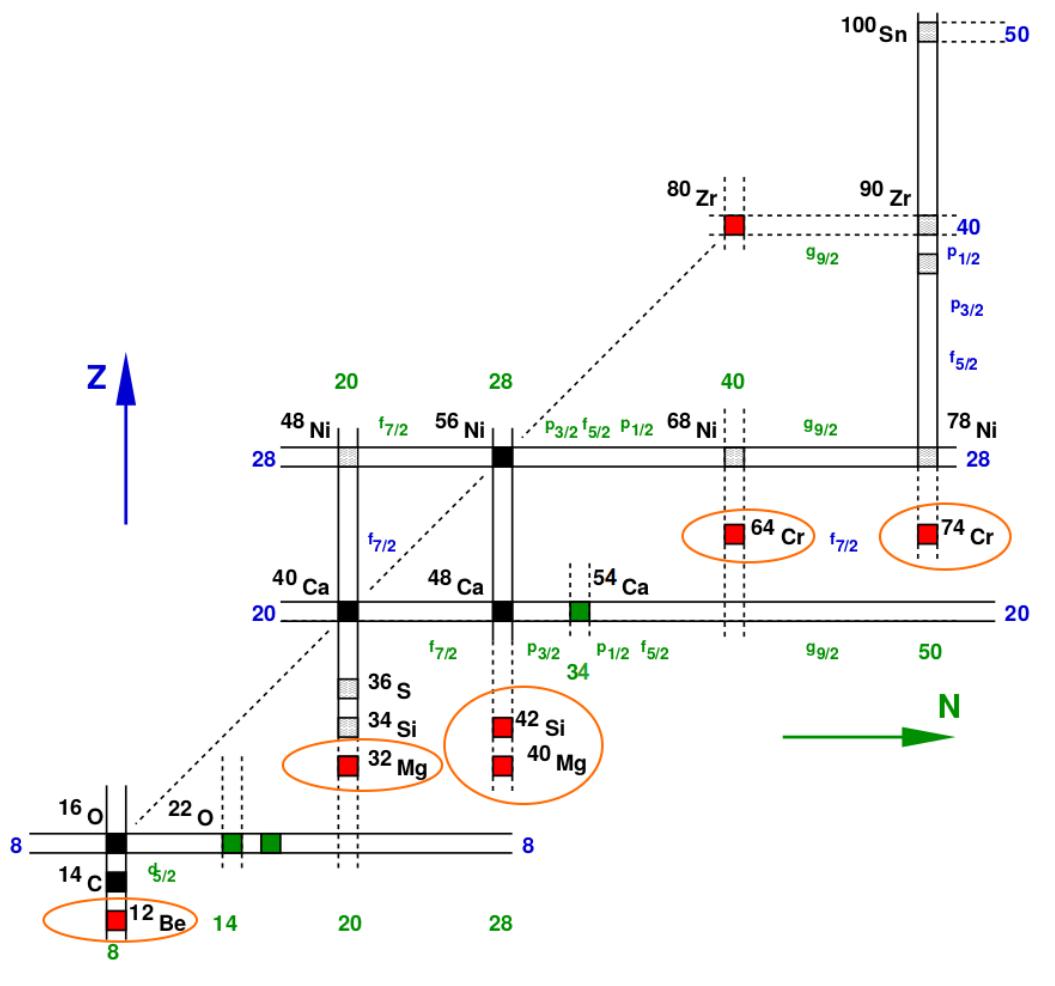


Slika 3.4: Na levom delu slike prikazana je šema pobuđenih nivoa glavne grane u parno-parnim jezgrima sa prikazanim vrednostima seniornosti. Na desnom delu prikazana je zavisnost $B(E2;\downarrow)$ vrednosti od postepenog popunjavanja ljudske f u slučaju kada je seniornost očuvana ($\Delta\nu=0$) ili kada nije ($\Delta\nu=2$). Slika je preuzeta iz [50].

$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ će imati karakteristično ponašanje da raste do sredine ljudske gde ima maksimum, nakon čega će da opada do maksimalne popunjenoosti nukleonima. Razlika između oblasti gde je seniornost očuvana i viša stanja se dominantno formiraju nesparenim nukleonima u nekoj j orbiti i oblasti gde je dominantno mešanje konfiguracija i kolektivni efekti, ogleda se u ponašanju redukovanih verovatnoća prelaza sa stanja gde je $J > 2$, $B(E2; J \rightarrow (J-2); J > 2)$. U oblastima sa kolektivnim efektima ova veličina će da prati oblik $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ kao i da raste sa porastom spina pobuđenog stanja, dok je u oblastima gde je seniornost očuvana oblik parabole takav da ona opada do sredine ljudske gde ima minimum da bi rasla do popunjene ljudske. U oblastima egzotičnih jezgara gde dolazi do promene energetskih procepa i magičnih brojeva, ponašanje $B(E2; J \rightarrow (J-2); J > 2)$ može da ukaže da se posmatrano jezgro nalazi u okolini magičnog broja i da se iskoristi za mapiranje oblasti gde se događa prelaz ka kolektivnim efektima [50].

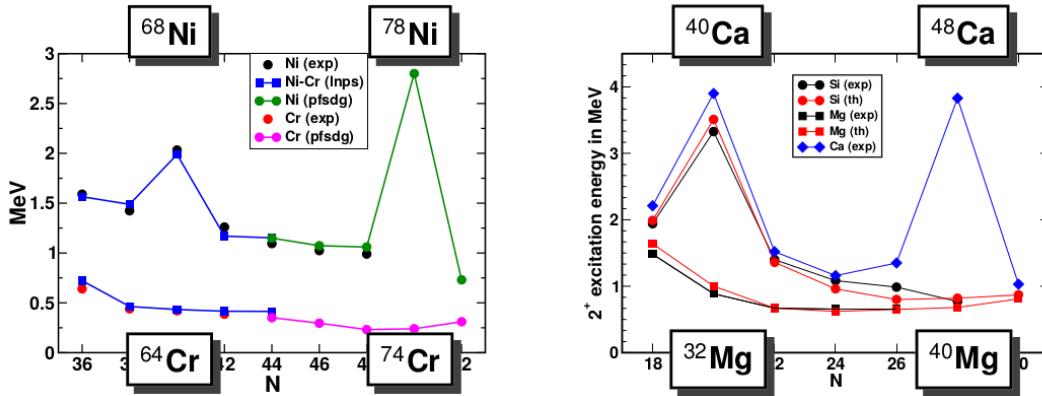
3.3.2 ♦ Ostrva inverzije

Već pomenuta pojava koegzistencije stanja različitih oblika, a veoma bliskih energija, veoma je česta oko tzv. ostrva inverzije (OI). OI nastaju u okolini magičnih jezgara kada grupa jezgara kod kojih se očekuje sferan oblik osnovnog stanja, zapravo imaju deformisan oblik zbog jake kvadrupolne interakcije koja dovodi do toga da deformisane konfiguracije, tzv. uljezne, budu jače vezane od sfernih [51]. U magičnim jezgrima u okolini OI, ove uljezne deformisane grane se nalaze na niskim energijama pobude, pa se tako često koegzistencija oblika pominje i kao portal ka OI. U oblastima srednje teških neutronima bogatih jezgara ima nekoliko ostrva inverzije, na $N=8, 20, 28, 40$ i 50 i uokvireni su na slici 3.3.2.



Slika 3.5: Mapa ostrva inverzije srednje teških neutronima bogatih jezgara. Slika je preuzeta iz [8].

Poznato je od ranije da izotopi ^{32}Mg i ^{40}Mg povezuju dva OI, na $N=20$ i $N=28$ [52, 53]. Energije pobude prvog pobuđenog 2^+ stanja u izotopima Mg i magičnim Ca (kao i dvostruko magičnim $^{40,48}\text{Ca}$) prikazane su na desnom delu slike 3.6, gde se može uočiti da kod izotopa Mg ne postoji skok ove veličine za $N=20$ i $N=28$. Slično je predviđeno i u izotopima ^{64}Cr i ^{74}Cr koji povezuju OI na $N=40$ i $N=50$ [51, 54]. Naime, za dvostruko magično jezgro ^{78}Ni [55], različita teorijska predviđanja [51, 54, 55] ukazuju na koegzistenciju sfernih i deformisanih nisko pobuđenih stanja, a čak se i magična ljudska $Z=28$ narušava za teže Ni izotope, te se uz predviđanja za deformaciju osnovnog stanja u izotopima ^{76}Fe i ^{74}Cr došlo do zaključka o postojanju IO i na $N=50$, koje je povezano sa onim na $N=40$ preko izotopa Cr. Ovo ostaje da se potvrdi i eksperimentalno, spektroskopskim merenjima u ^{76}Fe i ^{74}Cr . Energije pobude prvog pobuđenog 2^+ stanja u izotopima Cr i Ni između $N=40$ i 50 prikazane su na levom delu slike 3.6.

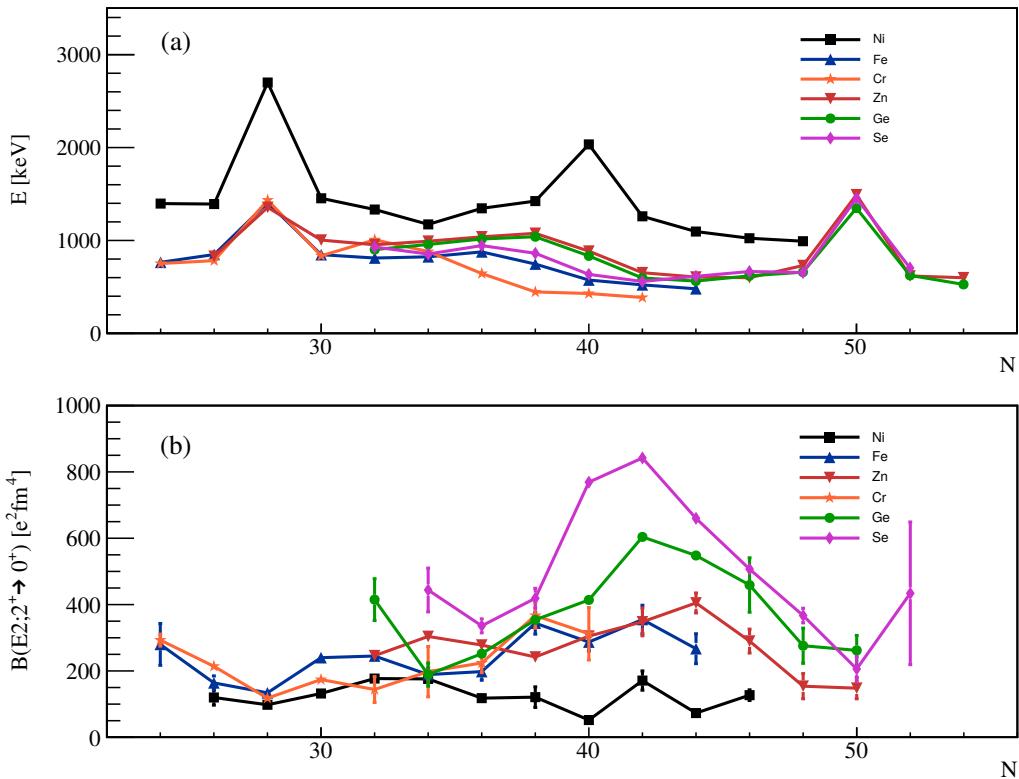


Slika 3.6: Energije pobude 2^+ stanja u izotopima Cr, Ni, Mg i Ca u okolini ostrva inverzije. Izotopi ^{64}Cr i ^{74}Cr povezuju OI na $N=40$ i $N=50$, dok izotopi ^{32}Mg i ^{40}Mg povezuju OI na $N=20$ i $N=28$. Prikazane su vrednosti dobijene proračunima modela ljudsaka, kao i eksperimentalne ukoliko su dostupne. Slika je preuzeta iz [8].

Na slici 3.5 kvadratićima su označena jezgra sa magičnim brojem nukleona (uključujući i nove magične brojeve u egzotičnim jezgrima kod ^{24}O ili ^{54}Ca) kao i ljudske koje se nakon toga popunjavaju. U teorijskim proračunima za izotope ^{76}Fe , ^{74}Cr i ^{78}Ni [51], korišćeno je inertno jezgro ^{60}Ca i valentni prostor kompletnih pf ljudski za protone i ljudski sdg za neutrone. Proračuni deformisanih stanja u sfernom bazisu se dobijaju korišćenjem Eliotovih reprezentacija SU(3) simetrija [56, 57] i to pseudo-SU(3) kada su sve orbitale u glavnoj ljudsci osim one sa najvećim j kvazidegenerisane, i kvazi-SU(3) kada su orbita sa najvećim j i njeni $\Delta j = 2$ i $\Delta l = 2$ partneri kvazidegenerisani [51]. Na ovaj način je uključen i geometrijski model, stanja se dobro opisuju interakcijom sfernog usrednjjenog polja i kvadrupolne interakcije, a kombinovanje pseudo- i kvazi-SU(3) simetrija se koristi za ograničavanje valentnih prostora u modelima korišćenim za proračune, kao i za interpretaciju proračuna [48]. U pomenutim proračunima za ^{76}Fe , ^{74}Cr i ^{78}Ni , u protonskom valentnom prostoru pf ljudska može da razvije kvadrupolnu kolektivnost kvazi- ili pseudo-SU(3) tipa u zavisnosti od broja protona i $Z=28$ energetskog procepa, a u prostoru preko $N=50$ neutroni zadovoljavaju pseudo-SU(3) simetriju dok $N=50$ energetski procep definiše srednje polje [51].

4 Nuklearna struktura oko N=40

Poslednjih godina, mnogo je kako eksperimentalnih, tako i teorijskih istraživanja nuklearne strukture bilo usmereno na oblast oko $^{68}\text{Ni}_{40}$. Kao što se može videti na slici 4.1, nagli porast $E(2_1^+)$ i opadanje $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ su karakteristični za magičan broj nukleona i za sve navedene izotope u okolini ^{68}Ni se javljaju za $N=28$ i $N=50$, dok je za $N=40$ to jedino slučaj kod $^{68}\text{Ni}^1$. Visoka vrednost energije 2_1^+ stanja kao i niska vrednost redukovane verovatnoće prelaza $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ u ^{68}Ni , ukazuju na zatvorenost ljske $N=40$, međutim, ta stabilnost i naizgled magičnost $N=40$ biva narušena već oduzimanjem par protona od inertnog jezgra ^{68}Ni , što se ogleda u naglom rastu kolektivnosti u izotopima $^{62-66}\text{Fe}$ i ^{64}Cr , sa dva i četiri protona manje u odnosu na Ni, redom, gde je primećeno opadanje $E(2_1^+)$ i porast $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ [59, 60, 61, 62].

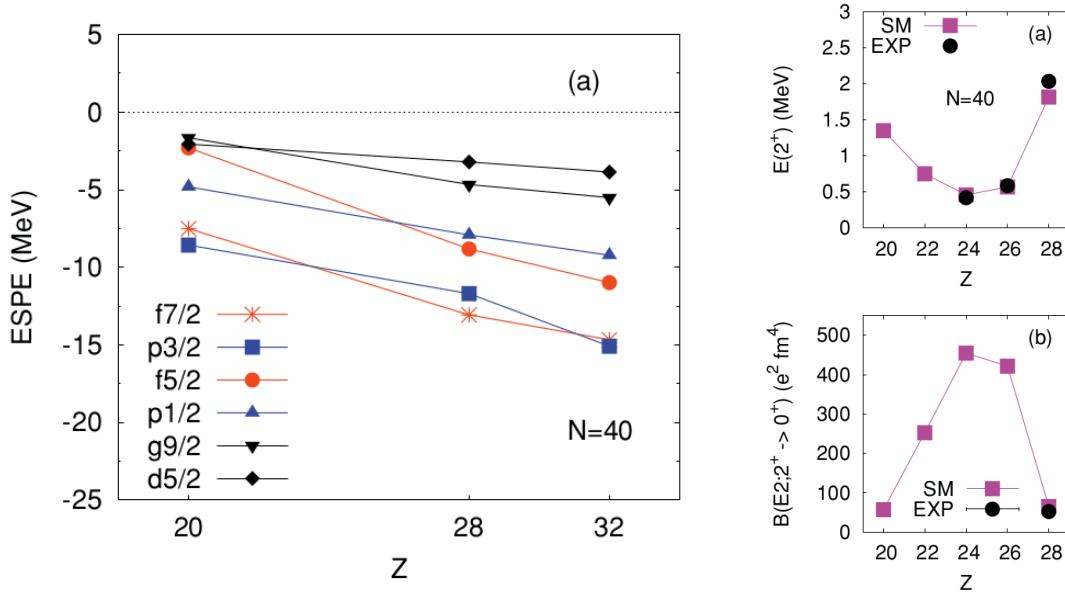


Slika 4.1: Eksperimentalne vrednosti $E(2_1^+)$ (slika (a)) i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (slika (b)) parno-parnih jezgara sa $Z=24-32$ i $N=24-54$. Podaci su uzeti iz [4], u slučajevima sa više dostupnih eksperimentalnih rezultata predstavljaju težinski usrednjene vrednosti.

Za ovo je odgovorna monopolna tensorska proton-neutron interakcija. Sa uklanjanjem protona iz ljske $\pi f_{7/2}$, energetski procep između neutronskeih $\nu f_{5/2} - \nu g_{9/2}$ ljski se smanjuje, što zajedno sa povećanom popunjenošću neutronskeih ljski $\nu g_{9/2}$ i $\nu d_{5/2}$, dovodi

¹Visoka vrednost $E(2_1^+)$ se objašnjava otežanjem ekscitacijom u $\nu g_{9/2}$ orbitalu iz νfp jer su drugačije parnosti, a doprinos protonskih ekscitacija je mali zbog popunjenoštvi $Z=28$ ljske, dok je za nisku $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednost odgovorna polarizacija jezgra izazvana jakom neutronskom komponentom pri ekscitaciji 2_1^+ stanja [58].

do kolektivnosti i deformacije u Fe i Cr oko N=40 [60, 28], slika 4.2. Popunjenoš $\nu g_{9/2}$ ljske se menja od 0.98 u ^{68}Ni do 3.17 i 3.41 u ^{66}Fe i ^{64}Cr , redom, a ljske $\nu d_{5/2}$ od 0.10 u ^{68}Ni do 0.46 i 0.76 u ^{66}Fe i ^{64}Cr , redom [28]. Evolucija ESPE ljski p_f , $\nu g_{9/2}$ i $\nu d_{5/2}$ za N=40 u funkciji Z prikazana je na slici 4.2, gde se može primetiti pomenuto smanjenje procepa sa smanjenjem broja protona kao i npr. inverzija $\nu p_{1/2}$ i $\nu f_{5/2}$ ljski za Z=26. Na desnom delu slike 4.2 prikazane su proračunate vrednosti $E(2_1^+)$ i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, kao i tada dostupne eksperimentalne. Može se videti da je LNPS interakcija veoma dobro rekonstruisala primećen porast kolektivnosti za Z<28 i N=40.

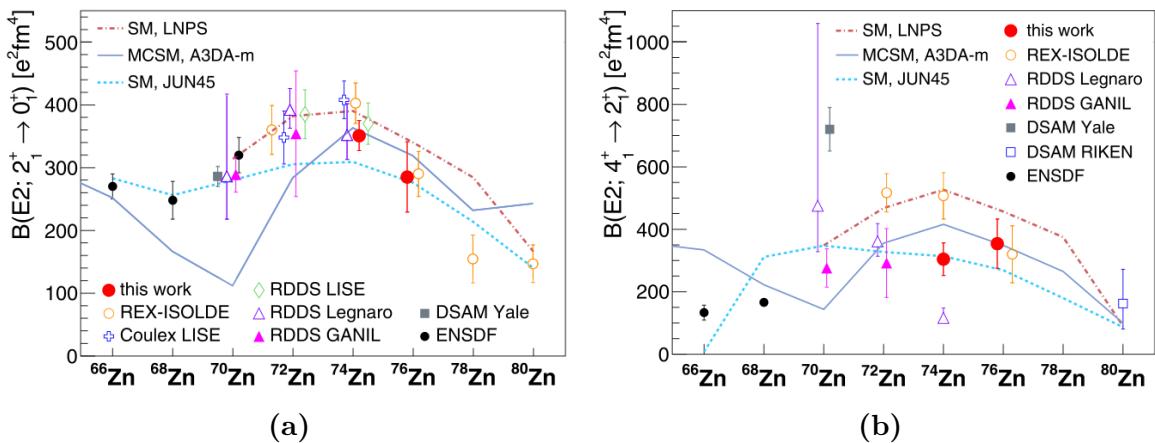


Slika 4.2: Na levom delu slike prikazane su neutronske ESPE, a na desnom delu energija 2_1^+ stanja i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ za N=40, dobijene koristeći LNPS interakciju, slika je uzeta iz [28].

Ovakav nagli porast kolektivnosti je okarakterisao oblast oko N=40 kao "ostrvo inverzije", gde su deformisane uljezne konfiguracije na nižim energijama od sfernih (pogledati odelja 3.3.2). Između deformisanog ^{66}Fe i sfernog ^{68}Ni , u izotopu ^{67}Co , nađene su i deformisane i sferne strukture, a dobro su reprodukovane i proračunima modelom ljski [63]. Sa druge strane, i u neparnim izotopima $^{67-73}\text{Cu}$ sa jednim protonom preko Ni, na niskim energijama pobude postaje i jednočestična i kolektivna stanja [64]. U narednim odeljcima 4.1 i 4.2 biće detaljnije razmatrana struktura i evolucija kolektivnosti u izotopima Zn i Ga, sa dva i tri protona van inertnog jezgra Ni, a u okolini N=40 prema N=50.

4.1 ♦ Struktura izotopa cinka oko N=40

Razvoj kolektivnosti u parnim izotopima cinka oko N=40 je prethodno ispitivan direktnim određivanjem redukovanih verovatnoća prelaza Kulonovom ekscitacijom [65, 66, 67], kao i merenjima vremena života pobuđenih stanja tehnikama Doplerovog pomeranja usled atenuacije (videti odeljak 5.4) [68] i uzmicanja Doplerovog pomeranja (videti odeljak 5.5) [69, 70, 58], a svi dosadašnji eksperimentalni rezultati prikazani su na slici 4.3. Dobijene $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednosti ukazuju na porast kolektivnosti za $^{72,74}\text{Zn}$, slično kao u okolnim izotopima Ge i Se sa 4 i 6 protona preko ^{68}Ni , gde je maksimum kolektivnosti na N=42, prikazano i na slici 4.1. Eksperimentalne vrednosti $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ dobijene indirektno preko merenja vremena života 2_1^+ stanja i one dobijene Kulonovom ekscitacijom se dobro slažu, međutim, $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti za N=44 dobijene metodom RDDS su sistematski dosta niže od one dobijene koristeći Kulonovu ekscitaciju. Ovo odstupanje je prisutno i u skorijem merenju Kulonovom ekscitacijom za N=42 [66].



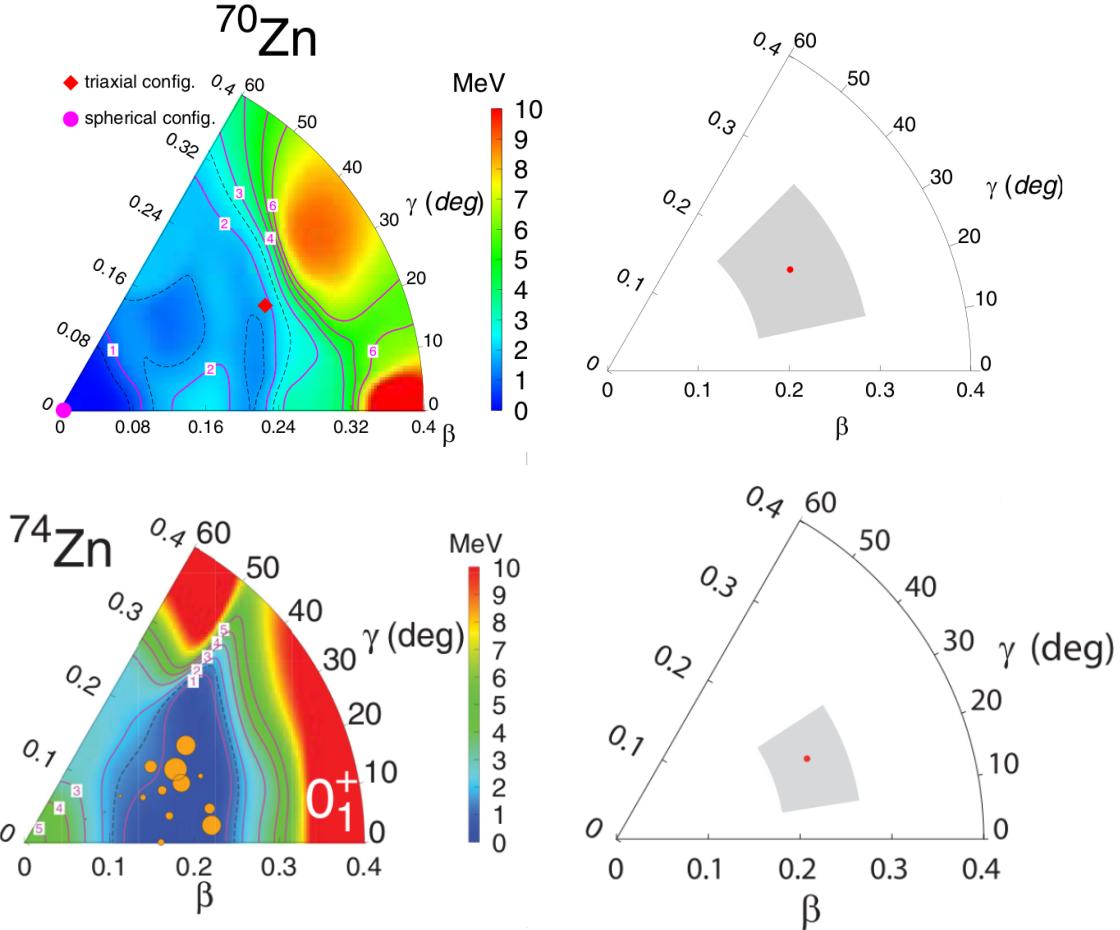
Slika 4.3: Na slici (a) prikazana je sistematika $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednosti, a na slici (b) sistematika $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti u izotopima cinka oko N=40. Slike su uzete iz [67].

U neparnim izotopima cinka sa N=40 do N=50, $^{71,73,75,79}\text{Zn}$, nađeno je po jedno izomerno nisko pobuđeno stanje, što je iskorišćeno za praćenje evolucije strukture sa porastom broja neutrona [71]. Kvadrupolni momenti izomernih stanja, tačnije stanja $5/2^+$ u ^{73}Zn ukazuju na strukturalnu promenu i porast kolektivnosti za N=43 [71], dok proračuni Monte Carlo simulacijama ukazuju na triaksijalnu deformaciju $5/2^+$ u ^{73}Zn , a ne i u $^{71,75}\text{Zn}$ [72]. Eksperimentalni g-faktori prema ^{79}Zn ukazuju na očuvanje Z=28 i N=50 ljudski u izotopima Zn [71]. Očuvanje ovih ljudske pokazano je u izotopu ^{78}Ni , iako se očekuje narušavanje ljudske Z=28 za teže izotope Ni [55].

Triaksijalne deformacije se javljaju i u parnim Zn izotopima sa $N \geq 40$ i to i u osnovnom stanju. Naime, skoriji eksperimentalni rezultati kao i teorijska predviđanja ukazuju na koegzistenciju sfernih i deformisanih struktura na niskim energijama pobude u ^{72}Zn lociranog između sfrenog ^{68}Ni i deformisanih izotopa Ge [66], a i na triaksijalnu deformaciju osnovnih stanja u $^{70,74}\text{Zn}$, slika 4.4, sugerijući da ovi izotopi Zn pripadaju takođe ostrvu inverzije na N=40 [73, 74], koje se prostire i dalje od izotopa Fe gde je inicijalno uspostavljeno [59, 60].

Dalja ispitivanja strukture Zn izotopa sa $N \geq 40$ prema N=50 su neophodna za bolje razumevanje velikih deformacija uočenih u skorijim eksperimentima, kao i za razumevanje odstupanja $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ dobijenih različitim metodama, što je značajno i zbog toga što neki rezultati ukazuju na $B_{4/2} < 1$, što je anomalija jer se takva vrednost očekuje kod

polu-magičnih jezgara kod kojih je seniornost dobar kvantni broj. Ova priča će detaljnije biti razrađena u poglavlju 9.2, nakon analize i eksperimentalnih podataka nastalih kao deo ove disertacije.



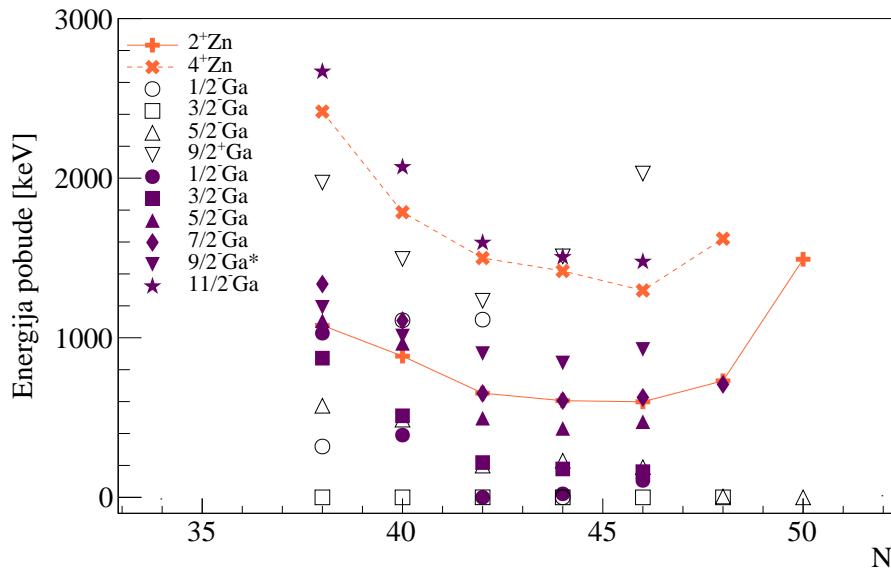
Slika 4.4: (β, γ) dijagrami osnovnih stanja u $^{70,74}\text{Zn}$. Na levom delu slika prikazane su teorijski proračunate površinske potencijalne energije kao i rasprostranjenost talasne funkcije (narandžasti krugovi). Na desnom delu prikazane su vrednosti parametara deformacije dobijene Kumarovim pristupom [75], nezavisno od odabira teorijskog modela. Gornji deo slike uzet je iz [73], a donji deo iz [67].

4.2 ♦ Struktura izotopa galijuma oko N=40

Struktura neparno-parnih izotopa galijuma sa tri protona preko Z=28, u okolini N=40 je još kompleksnija. U ^{73}Ga sa N=42 što predstavlja maksimum kolektivnosti u ovoj masenoj oblasti, javlja se i prvo pobuđeno stanje na samo <0.3 keV, kako je određeno u γ spektroskopskoj analizi [76], koje je najniže prvo pobuđeno stanje u nuklearnoj mapi jezgara. Zabeležena su samo još dva slučaja prvih pobuđenih stanja manjih od 1 keV, u ^{229}Th na 7.8 eV i u ^{235}U na 76 eV [77]. Postojanje ovakvog stanja je primećeno pri neslaganju rezultata transfer reakcija i laserske spektroskopije. Naime, transfer reakcije su pripisale spin i parnost osnovnom stanju ^{73}Ga od $3/2^-$, a fragmentacija transfera L=0 ugaonog momenta je ukazivala na strukturalne promene između N=40 i 42 [78, 79, 80]. S druge strane, u [81] razmatrana je mogućnost za osnovno stanje spina i parnosti $1/2^-$ jer su nisko $1/2^-$ pobuđena stanja nađena u $^{71,75,77}\text{Ga}$ ali ne i u ^{73}Ga . Energija ovih $1/2^-$ stanja pada sa 390 keV u ^{71}Ga na 22 i 106 keV u $^{75,77}\text{Ga}$, redom. Slično ponašanje postoji

i u neparnim izotopima bakra, gde energija kolektivnog $1/2^-$ stanja opada za red veličine za $N=42,44$ [64]. Konačno je to kolektivno $1/2^-$ stanje pripisano osnovnom stanju ^{73}Ga u laserskoj spektroskopiji, za razliku od ostalih okolnih izotopa Ga sa osnovnim stanjem $3/2^-$ [82]. Međutim, postojanje $3/2^-$ stanja veoma bliske energije je poznato iz (t,p) transfer reakcije [79] i ukazuje na dublet osnovnog stanja. Postojanje ovog dubleta je ispitivano u studiji Kulonovim rasejanjem, gde eksperimentalno određena $B(E2;5/2^- \rightarrow 1/2^-)$ vrednost od $199(36) e^2 fm^4$, smatrajući čist E2 prelaz daje vreme života stanja $5/2^-_1$ od $13(2)$ ns, što nije u skladu sa uočenim Doplerovim širenjem pika koji pripada prelazu $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ koje ukazuje na dosta kraće vreme života, te se smatra da u onom prelazu postoji brza i dominantna M1 komponenta [83], koja bi išla na stanje $3/2^-_1$. Direktno merenje vremena života stanja $5/2^-_1$ bi tako moglo da potvrdi prirodu prelaza sa njega i potvrdi postojanje dubleta osnovnog stanja.

Struktura i prelazi sa nisko pobuđenih stanja u $^{71,73,75,77}\text{Ga}$ su prethodno već ispitivani nakon duboko neelastičnog rasejanja od strane I. Stefanescu *et al.*, gde su stanja $3/2^-$, $5/2^-$ i $9/2^+$ opisana kao jednočestična stanja koja potiču od nesparenog protona u ljkuskama $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ i $g_{9/2}$, redom, što je inicijalno sugerisano i putem ($d, {}^3\text{He}$) transfer reakcije [81, 78]. Neka od viših stanja se mogu opisati kuplovanjem neparnog protona na yrast stanja u okolnim parnim izotopima Zn [81]. Naime, kako struktura stanja nad $3/2^-$ osnovnim stanjem, uključujući stanja $7/2^-_1$ i $11/2^-_1$, podseća na strukturu parne yrast grane odgovarajućih Zn jezgara tako da energije stanja $7/2^-_1$ i $11/2^-_1$ prate energije 2^+_1 i 4^+_1 stanja u parnim Zn, redom, ova stanja su vrlo verovatno nastala kuplovanjem neparnog protona u $p_{3/2}$ ljkusci na $2^+_1(4^+_1)$ stanje. Slično tome, $9/2^-_1$ stanja nad $5/2^-$ stanjem u neparnim Ga izotopima prate energije 2^+_1 stanja u odgovarajućim parnim Zn, a energetska razlika između njih može da potiče od pomeranja $\pi f_{5/2}$ ljkuske posle $N=40$ [11]. Poređenje energija nisko pobuđenih stanja u Ga sa energijama 2^+_1 i 4^+_1 stanja u parnim Zn izotopima prikazano je na slici 4.5.



Slika 4.5: Energije nisko pobuđenih stanja u neparnim Ga izotopima oko $N=40$. Jednočestična stanja su obeležena šupljim simbolima. Radi poređenja sa energijama $7/2^-_1$, $9/2^-_1$ i $11/2^-_1$ stanja, prikazane su i energije 2^+_1 i 4^+_1 stanja u Zn izotopima. Energija $9/2^-_1$ stanja je obeležena sa simbolom * jer je prikazana ne stvarna, nego relativna energija u odnosu na energiju $5/2^-_1$ stanja.

5 ▷ Metode merenja vremena života pobuđenih stanja

Vreme života pobuđenih stanja jezgara je važna veličina u ispitivanju strukture jezgra, a što se ogleda u tome jer je u vezi sa redukovanim verovatnoćom prelaza koja nosi direktnu informaciju o strukturi odgovarajućih stanja. Ovako dobijene redukovane verovatnoće prelaza se često porede sa onima dobijenim različitim teorijskim modelima i služe kao kvantitativni test modela. U ovom poglavlju su date teorijske definicije, procene i veze vremena života stanja sa redukovanim verovatnoćama prelaza, kao i metode kako se ove veličine eksperimentalno određuju.

5.1 ♦ Vreme života i redukovane verovatnoće prelaza

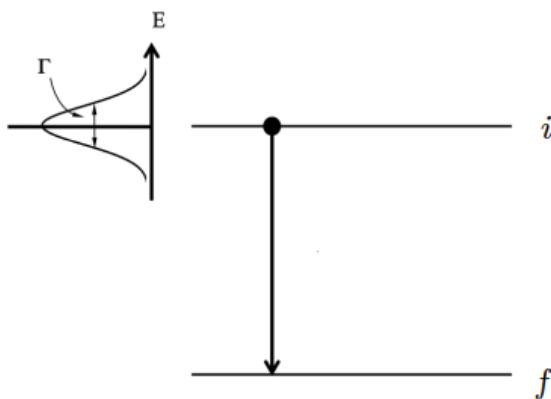
Vreme života nekog nuklearnog stanja, τ u vezi je sa radijativnom širinom stanja preko Hajzenbergove relacije neodređenosti:

$$\Gamma\tau \geq \hbar \quad (5.1)$$

Mereći vreme života stanja zapravo se meri verovatnoća prelaza sa tog stanja, koja je proporcionalna radijativnoj širini i zavisi samo od matričnog elementa između početnog i krajnjeg stanja i operatora koji sprovodi prelaz između njih:

$$\Gamma \propto | \langle \phi_f | M | \phi_i \rangle |^2 \quad (5.2)$$

gde je M operator prelaza, a ϕ_f i ϕ_i talasne funkcije krajnjeg i početnog stanja, redom.



Slika 5.1: Radijativna širina pobuđenog stanja. Slika je modifikovana iz [84].

Pri prelasku sa višeg i stanja na niže f stanje, dolazi do emisije γ fotona čija energija odgovara energetskoj razlici ta dva nivoa, ili do emisije konverzionalnih elektrona. Pri emisiji γ fotona u jezgru dolazi do preraspodele nanelektrisanja ili stvaranja strujnih tokova, te tako emisija može biti električne ili magnetne prirode. U zavisnosti od multipolnosti (L) postoje dipolni prelazi $E1$ i $M1$, kvadrupolni $E2$ i $M2$, oktopolni $E3$ i $M3$ itd. gde električni

multipoli imaju parnu, a magnetni neparnu parnost: $\pi(EL) = (-1)^L$, $\pi(ML) = (-1)^{L+1}$ [85]. Intenzitet momenta impulsa koji će γ foton da dobije I_γ , zavisi od intenziteta momenata impulsa koje jezgro poseduje u početnom I_i i krajnjem stanju I_f :

$$|I_i - I_f| \leq I_\gamma \leq (I_i + I_f). \quad (5.3)$$

Formula 5.3, uzimajući u obzir parnost odgovarajućeg multipola, predstavlja tzv. izborni pravilo na osnovu koga se određuje koje su moguće multipolnosti emisije γ fotona.

Za elektromagnetne prelaze multipolnosti λL , verovatoča prelaza se izražava kao [86]:

$$T(\lambda L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\lambda L : J_i \rightarrow J_f) \quad (5.4)$$

gde je $B(\lambda L : J_i \rightarrow J_f)$ redukovana verovatnoča prelaza a energija E_γ je data u [MeV], i gde su jedinice $B(E\lambda)$ $e^2 fm^{2\lambda}$, a za $B(M\lambda)$ $(e\hbar 2Mc)^2 fm^{2\lambda-2}$. Tako su na primer za multipolne prelaze M1 i E2, redukovane verovatnoće prelaza i vreme života povezani preko sledećih relacija:

$$T(M1) = 1.779 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3 \cdot B(M1 : J_i \rightarrow J_f) \quad (5.5)$$

$$T(E2) = 1.223 \cdot 10^9 \cdot E_\gamma^5 \cdot B(E2 : J_i \rightarrow J_f) \quad (5.6)$$

gde je $\tau = \frac{1}{T}$. U slučaju prelaza pomešane E2/M1 multipolarnosti ($\Delta J = 1$), uvodi se faktor mešanja multipolnosti $\delta_{E2/M1}$ definisan kao [87]:

$$\delta_{E2/M1} = \frac{T(E2; J_i \rightarrow J_i - 1)}{T(M1; J_i \rightarrow J_i - 1)} = \frac{3}{100} \cdot \frac{B(E2; J_i \rightarrow J_i - 1)}{B(M1; J_i \rightarrow J_i - 1)} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^2 = \quad (5.7)$$

$$= 6.97 \cdot 10^{-5} \cdot (E_\gamma [MeV])^2 \cdot \frac{B(E2)[e^2 fm^4]}{B(M1)[\mu_N^4]} \frac{[\mu_n^2]}{[e^2 fm^4 MeV^2]}. \quad (5.8)$$

U ovakovom slučaju, vreme života se računa pomoću faktora mešanja (zanemarujući član $\frac{BR}{1+\alpha_C}$ koji uzima u obzir grananje i konverziju elektrona) kao [87]:

$$\tau[ps] = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \cdot \frac{1}{(E_\gamma [MeV])^5} \cdot \frac{816}{B(E2; J_i \rightarrow J_i - 1)[e^2 fm^4]} \quad (5.9)$$

Kada faktor mešanja nije eksperimentalno izmeren i poznat, može se dobiti teorijskim putem preko redukovanih verovatnoća prelaza izračunatih pomoću nekih od proračuna modela ljudski. Zatim se procena $B(E2; J_i \rightarrow J_i - 1)$ određuje formulom 5.9 uz eksperimentalno dobijeno vreme života i proračunat faktor mešanja.

5.1.1 ♦ Vajskopfove jednočestične procene

U najjednostavnijem slučaju, do emitovanja γ zračenja dolazi usled kretanja jednog nukleona između ljudsaka. Vajskopfove jednočestične procene se zasnivaju na tome, a prikazivanje verovatnoća prelaza u tzv. Vajskopfovim jedinicama [W.u.], pokazuje koliko one odstupaju od jednočestične procene, tj. koliko nukleona zapravo doprinosi emitovanju zračenja.

Naime, Vajskopfove procene za verovatnoću prelaza M1 i E2 multipolnosti već su date u formulama 5.5 i 5.6. Eksperimentalne redukovane verovatnoće prelaza se mogu prikazati u Vajskopfovim jedinicama [W.u.], tako što se eksperimentalno dobijena vrednost podeli sa odgovarajućom Vajskopfovom procenom B_W prikazanom u tabeli 5.1):

$$B(\lambda L)[W.u.] = \frac{B(\lambda L)_{exp}}{B_W(\lambda L)}. \quad (5.10)$$

Ovaj način prikazivanja je koristan jer može da ukaže na prirodu emitovanog zračenja multipolnosti λL pri prelazu između dva stanja, jer je za jednočestična stanja karakteristično da je $B(\lambda L)[W.u.] \lesssim 1$, dok je za kolektivna stanja $B(\lambda L)[W.u.] >> 1$ [84].

Tabela 5.1: U drugoj koloni predstavljena je veza verovatnoće i redukovane verovatnoće prelaza za različite multipolnosti. U trećoj i četvrtoj koloni su prikazane Vajskopfove jednočestične procene redukovanih verovatnoća prelaza i vremena života stanja, redom [84].

EL	$T(EL) [s^{-1}]$	$B_W(EL) [e^2 fm^{2L}]$	$\tau_W(EL) [s]$
E1	$1.587 \cdot 10^{15} \cdot E^3 \cdot B(E1)$	$6.446 \cdot 10^{-2} \cdot A^{2/3}$	$1.023 \cdot 10^{14} \cdot E^3 \cdot A^{2/3}$
E2	$1.223 \cdot 10^9 \cdot E^5 \cdot B(E2)$	$5.940 \cdot 10^{-2} \cdot A^{4/3}$	$7.265 \cdot 10^7 \cdot E^5 \cdot A^{4/3}$
E3	$5.698 \cdot 10^2 \cdot E^7 \cdot B(E3)$	$5.940 \cdot 10^{-2} \cdot A^2$	$3.385 \cdot 10^1 \cdot E^7 \cdot A^2$
E4	$1.694 \cdot 10^{-4} \cdot E^9 \cdot B(E4)$	$6.285 \cdot 10^{-2} \cdot A^{8/3}$	$1.065 \cdot 10^{-5} \cdot E^9 \cdot A^{8/3}$
E5	$3.451 \cdot 10^{-11} \cdot E^1 \cdot B(E5)$	$6.928 \cdot 10^{-2} \cdot A^{10/3}$	$2.391 \cdot 10^{-12} \cdot E^1 \cdot A^{10/3}$
ML	$T(ML) [s^{-1}]$	$B_W(ML) [(\mu_N/c)^2 fm^{2L-2}]$	$\tau_W(ML) [s]$
M1	$1.779 \cdot 10^{13} \cdot E^3 \cdot B(M1)$	1.790	$3.184 \cdot 10^{13} \cdot E^3$
M2	$1.371 \cdot 10^7 \cdot E^5 \cdot B(M2)$	$1.650 \cdot A^{2/3}$	$2.262 \cdot 10^7 \cdot E^5 \cdot A^{2/3}$
M3	$6.387 \cdot 10^0 \cdot E^7 \cdot B(M3)$	$1.650 \cdot A^{4/3}$	$1.054 \cdot 10^1 \cdot E^7 \cdot A^{4/3}$
M4	$1.899 \cdot 10^{-6} \cdot E^9 \cdot B(M4)$	$1.745 \cdot A^2$	$3.316 \cdot 10^{-5} \cdot E^9 \cdot A^2$
M5	$3.868 \cdot 10^{-13} \cdot E^1 \cdot B(M5)$	$1.924 \cdot A^{8/3}$	$7.442 \cdot 10^{-12} \cdot E^1 \cdot A^{8/3}$

Postoje razne direktnе metode merenja vremena života, u zavisnosti od opsega vremena koje može da se meri imamo tako metode Doplerovog pomeranja, brze elektronske tajming metode (tj. metode zakasnele koincidencije), tehnike blokiranja... Takođe, postoje i indirektnе metode koje određuju redukovani matrični element, poput Kulonove eksitacije, nuklearne rezonance, zahvata neutrona itd. Redukovana verovatnoća prelaza eksperimentalno može da se meri u smeru od početnog (J_i) do krajnjeg stanja (J_f), ali i obrnuto, pri čemu su one povezane sledećom relacijom:

$$B(\lambda L; J_f \rightarrow J_i) = \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} B(\lambda L; J_i \rightarrow J_f) \quad (5.11)$$

5.2 ♦ Kulonova eksitacija

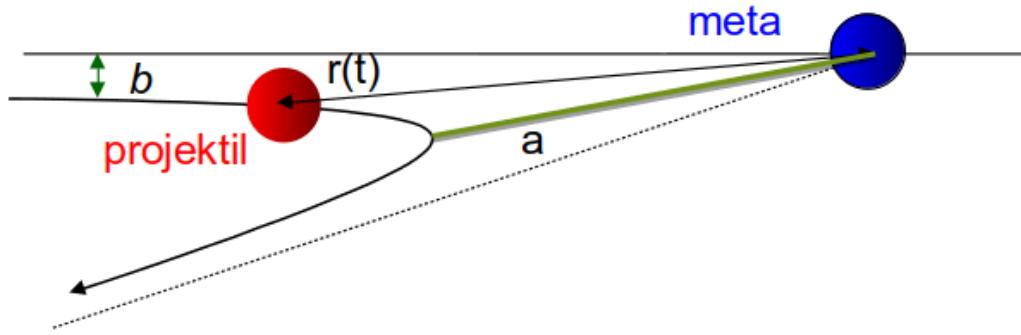
Do pobude jezgra Kulonovom eksitacijom dolazi pod uticajem elektromagnetskog polja između dva interagujuća jezgra, mete i projektila:

$$V(t) = \frac{Z_m Z_p e^2}{r} \quad (5.12)$$

gde su Z_m i Z_p atomski brojevi redom jezgra mete i projektila, a r je njihovo relativno rastojanje.

Putanja jezgra projektila u Kulonovom polju mete može se predstaviti hiperbolom $\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$ kao na slici 5.2, gde je parametar a proporcionalan energiji projektila, a b je udarni parametar reakcije i u vezi je sa uglom rasejanja u sistemu centra masa θ_{CM} . Kako bi pobuda bila čisto elektromagnetne prirode, za najbliže rastojanje $2a$, mora da važi [41]:

$$2a > 1.25 \left(A_m^{1/3} + A_p^{1/3} \right) + 5 fm \quad (5.13)$$



Slika 5.2: Hiperbolično relativno kretanje jezgra projektila u odnosu na jezgro mete. Slika je uzeta iz [43].

Kulonova eksitacija može da se koristi kao metod pobude nivoa odgovarajućeg jezgra, čije se vreme života meri pomenutim direktnim metodama. Drugi način je da se $B(E2; \uparrow \downarrow)$ direktno meri, tako što je ova veličina proporcionalna efikasnom preseku reakcije Kulonovog rasejanja. Naime, efikasni presek elastičnog rasejanja iznosi [88]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \left(\frac{a}{2}\right)^2 \sin^{-4}\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) \quad (5.14)$$

a sa efikasnim presekom za Kulonovu eksitaciju jezgra povezan je preko verovatnoće pobude:

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2I_i + 1} |b_{i \rightarrow f}|^2 \quad (5.15)$$

kao:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CE} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} P_{i \rightarrow f} \quad (5.16)$$

U prvom redu aproksimacije, amplituda eksitacije proporcionalna je matričnom elementu:

$$b_{i \rightarrow f}^{(1)} \propto \langle I_f | M(\lambda L) | I_i \rangle, \quad (5.17)$$

a u drugom, koji se uzima u obzir ako se može pobuditi nekoliko stanja:

$$b_{i \rightarrow f}^{(2)} \propto \sum_j \langle I_f | M(\lambda L) | I_j \rangle \langle I_j | M(\lambda L) | I_i \rangle. \quad (5.18)$$

Kako su

$$B(\lambda L; I_i \rightarrow I_f) = |\langle I_f | M(\lambda L) | I_i \rangle|^2 \quad (5.19)$$

$$Q_s(I_f) \propto \langle I_f | M(\lambda L) | I_i \rangle, \quad (5.20)$$

Kulonovom eksitacijom se pored redukovanih verovatnoća prelaza $B(\lambda L; I_i \rightarrow I_f)$ mogu odrediti i spektroskopski kvadrupolni momenti jezgra, te kako su ovo dve važne observable strukture jezgra, pogledati poglavljje 3.3. Kulonova eksitacija je nezaobilazan metod ispitivanja nuklearne strukture. Ove dve veličine se eksperimentalno dobijaju merenjem efikasnih preseka u funkciji ugla rasejanja θ_{CM} .

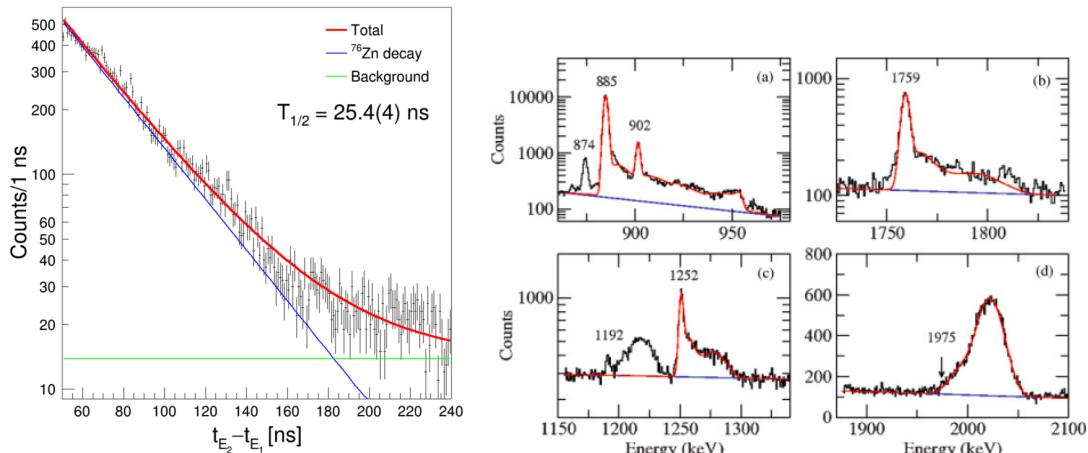
5.3 ♦ Metod zakasnele koincidencije

Ovaj metod praktikuje se kad je vreme života ispitivanog pobuđenog stanja znatno duže od vremena za koje germanijumski detektor prikupi nanelektrisanje, stvoreno usled

prolaska gama fotona. Osnovna eksperimentalna postavka je da se za vrlo kratko vreme (znatno kraće od vremena života ispitivanog stanja) meta bombarduje snopom projektila tako da se dobiju produkti u traženom pobuđenom stanju. Nakon obustavljanja ozračivanja mete germanijumski detektori registruju gama fotone, koji se emituju usled deekscitacije pobuđenih stanja. Beleže se vremenski intervali od momenta ozračivanja mete do momenta detekcije fotona i dobija se grafik zavisnosti broja registrovanih događaja od vremena. Pod uslovom da je dobijeno pobuđeno stanje dugoživeće ($\tau > \text{par ns}$) i da se ne dopunjava iz viših nivoa pobude jezgra, to će logaritam dobijene krive u funkciji vremena biti opadajuća prava iz koje se može očitati vreme života tog stanja [89, 90], kao što je ilustrovano na levom delu slike 5.3. Kako merenje može biti ograničeno slabijom rezolucijom germanijumskih detektora, razvijen je poseban oblik ove metode, tzv. "fast timing", baziran na trostrukim $\beta - \gamma - \gamma$ koincidencijama, a vremenska informacija se dobija pomoću detektora brzog odziva poput BaF_2 ili LaBr_3 scintilacionih detektora i metod je osetljiv na vremena života od nekoliko desetina ps do reda $\sim\text{ns}$ [91].

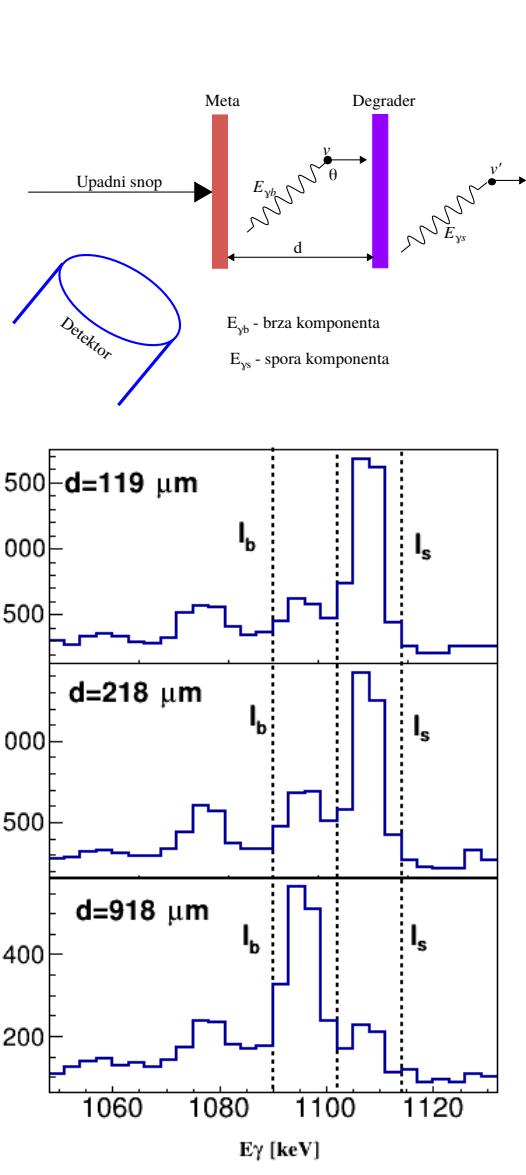
5.4 ♦ Doplerovo pomeranje usled atenuacije (engl. Doppler Shift Attenuation Method-DSAM)

DSAM se koristi kada je vreme života reda veličine zaustavnog vremena jona u materijalu mete (oko $3 \cdot 10^{-13}$ s). Mogu se odrediti vremena u opsegu 10^{-11} do 10^{-15} , a zasniva se na analizi oblika γ pika u zavisnosti od ugla emitovanja γ zraka [92]. Ispitivano jezgro se proizvodi u pobuđenom stanju, kada snop ubrzanih projektila pogađa i biva potpuno zaustavljen u vrlo debeloj meti. U ovoj eksperimentalnoj postavci meta, pored funkcije reaktanta, ima i ulogu zaustavljača. Vreme koje je potrebno da se dobijeni produkt reakcije potpuno zaustavi unutar zaustavljača (mete) treba da bude uporedivo sa vremenom života ispitivanog pobuđenog stanja. Na osnovu spektra doplerovski-pomerenih fotona, zaustavne moći materijala i brzine tek nastalog produkta reakcije može se izračunati vreme života ispitivanog pobuđenog stanja jezgra, a primer različitih oblika γ pika dat je na desnom delu slike 5.3.



Slika 5.3: Na levom delu slike prikazana je vremenska raspodela odbroja između dva pulsa, fitovana na eksponencijalnu krivu raspada u odnosu na šum, čime je određeno vreme života izomernog stanja na 2634 keV u ^{76}Zn . Preuzeto iz [93]. Na desnom delu slike prikazani su različiti oblici γ pika u zavisnosti od vremena života stanja sa kog se odvija prelaz, a preuzeto je iz [68].

5.5 ♦ Metoda uzmicanja Doplerovog pomeranja (engl. Recoil Distance Doppler Shift Method-RDDS)



Slika 5.4: Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza za različite meta-degrader udaljenosti.

biti podeljena u dve komponente, jedna koja se emituje pri većim brzinama i pomerena je ka nižim energijama, tzv. *brza komponenta*, i ona na pravoj energiji emitovana pri mirovanju tzv. *spora komponenta*. Kao što je ilustrovano na slici 5.4, sa porastom rastojanja meta-degrader, povećava se intenzitet brze komponente, I_b , u odnosu na intenzitet spore, I_s , jer će sa većim vremenom leta između mete i degradera sve više pobuđenih stanja stići da se raspadne pre degradera.

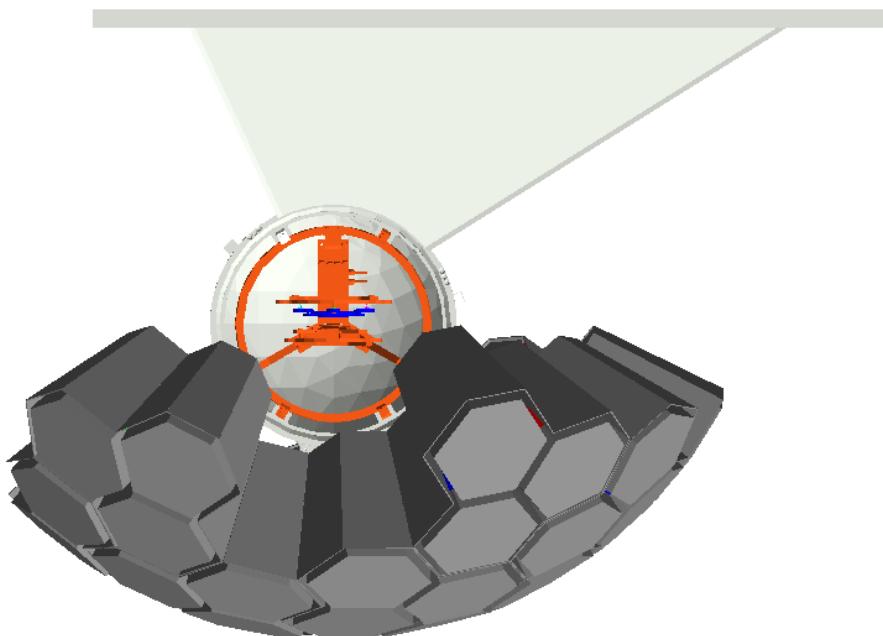
Meta i folija se smeštaju u tzv. "plunger" uređaj koji može da se prilagođava različitim eksperimentalnim postavkama. Kada se koristi u eksperimentima koji koriste reakciju duboko-neelastičnog rasejanja, treba voditi računa o nekoliko stvari. Naime, pri reakciji duboko-neelastičnog rasejanja, egzotična jezgra se dobijaju putem razmene

U γ spektroskopiji egzotičnih jezgara, merenje redukovanih verovatnoća prelaza, te samim tim i vremena života pobuđenih stanja ima važnu ulogu. U oblasti vremena života od oko 1 ps do nekoliko stotina ps, RDDS metoda [94] se pokazala kao veoma korisna jer se za određivanje vremena života koriste veličine koje se mogu meriti direktno tokom eksperimenta i nije neophodna dodatna primena teorije i različitih modela jezgra. RDDS metoda se zasniva na postavljanju folije nakon mete, koja treba da zaustavi ili uspori jezgra, te tako razdvaja određene γ zrake na dve komponente u zavisnosti od različitih brzina jezgara koja ih emituju, kako bi se merila razlika intenziteta između ovih komponenti na različitim udaljenostima mete i zaustavljačke (usporavačke) folije. Naime, jezgro prilikom nuklearne reakcije nastaje u nekom pobuđenom stanju i sa određenim momentom impulsa koji dobija prilikom reakcije, zbog koga napušta metu nekom brzinom v . Ukoliko se na nekom rastojanju posle mete postavi usporavačka folija (degrader), jezgro će nakon prolaska kroz nju imati manju brzinu v' . Energija γ fotona koja se detektuje će zavisi od brzine jezgra, tj. oni fotoni koji se emituju pri većim brzinama biće Doplerovski pomereni ka nižim energijama:

$$E \approx E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (5.21)$$

gde je $\beta = v/c$, θ je ugao detektora u odnosu na osu upadnog snopa, a E_0 je energija emitovanog γ zraka ukoliko ga emituje jezgro u mirovanju, tj. nakon što je zaustavljeno u zaustavljačkoj foliji. Tako će zapravo ukupna energija γ fotona

nukleona, sa lakšeg na teže jezgro ili obrnuto, pri čemu su efikasni preseci svega nekoliko mb, i veoma zavise od ugla posmatranja u odnosu na osu snopa. Prilikom ovakvih reakcijom nastaje velik broj različitih jezgara, te se željena jezgra moraju identifikovati pomoću masenih spektrometara, kao sto su PRISMA u LNL, Legnaro, Italija i VAMOS++, GANIL, Kaen, Francuska. Kako bi se uzelo u obzir to što je pravac emitovanja jezgara nastalih u reakciji različit od pravca upadnog snopa, osa simetrije "plunger"-a, koja je paralelna osi mete, mora biti zakriviljena u odnosu na osu snopa i mora da se poklapa sa osom ulaza magnentog spektrometra pomoću kojeg se vrši identifikacija jezgara. Ugao zakriviljenosti "plunger"-a treba da odgovara tzv. "grazing" uglu, definisanom u poglavlju 6.1 u formuli 6.1, pod kojim je efikasni presek za dobijanje željenih izotopa najveći. Takođe, pošto se jezgra emituju ka napred, γ spektrometri se postavljaju iza mete i njihova osa simetrije takođe treba da se poklapa sa osom kako "plunger"-a tako i masenog spektrometra. Šematski prikaz ovakve postavke prikazan je na slici 5.5. Kako svako jezgro treba da se pojedinačno identificuje u spektrometru, umesto zaustavljača, koristi se samo usporavač (degrader).



Slika 5.5: Izgled iz ptičje perspektive eksperimentalne postavke za merenje vremena života pomoću masenog spektrometra i detektorskog niza. Ispred komore u kojoj se nalazi plunger stoji ulaz u VAMOS++ maseni spektrometar (pogledati poglavlje 6.2), a iza AGATA detektorski niz (pogledati poglavlje 6.3) od 29 detektori i u kompaktnoj poziciji, što je egzaktna postavka eksperimenta koji je analiziran u tezi.

5.5.1 ♦ Metod diferencijalne krive raspada-DDCM

Analiza podataka se mnogo pojednostavljuje upotreborom metode diferencijalne krive raspada ("The Differential Decay Curve Method"-DDCM) [95]. Vreme života se tako može odrediti pomoću varijabli koje se direktno mere u eksperimentu, pomoću odnosa intenziteta pomerene i nepomerene komponente prelaza u funkciji rastojanja meta-degrader i izvoda ove funkcije.

Za određivanje vremena života energetskog nivoa sa kog se emisuje γ zrak pri prelazu

na niže stanje, koristi se kriva raspada:

$$Q(t) = \frac{I_s(t)}{I_s(t) + I_b(t)}. \quad (5.22)$$

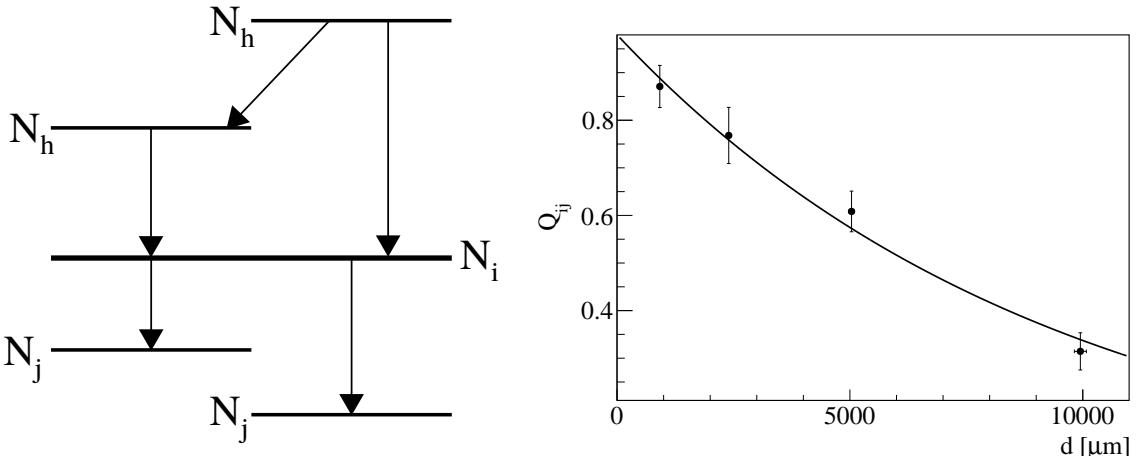
U slučaju samo jednog pobuđenog nivoa, kriva raspada je:

$$Q(t) = n(0)e^{-t/\tau} \quad (5.23)$$

gde je τ vreme života, a $n(0)$ je početna populacija tog stanja. U realnim slučajevima pak neće biti pobuđen samo željeni nivo već će postojati kompleksna šema nivoa koji ga pune. U tom slučaju određivanje vremena života vrši se rešavanjem odgovarajućeg sistema diferencijalnih jednačina, tzv. Batemanovih jednačina:

$$\frac{d}{dt}n_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_{k=i+1}^N \lambda_k n_k(t)b_{ki} \quad (5.24)$$

gde je N broj najvišeg razmatranog pobuđenog stanja, $n_i(t)$ i $n_k(t)$ su brojevi jezgara pobuđenih sa nivoom i i k u trenutku t , a b_{ki} su faktori grananja sa nivoa k na i .



Slika 5.6: Na levom delu slike prikazana je delimična šema nivoa oko ispitivanog nivoa N_i , a na desnom primer fitovanja krive raspada posmatranog stanja i .

Na slici 5.6 ilustrovana je šema gde uz posmatrani nivo N_i imamo i nivoe koji ga pune N_h i nivoe N_j na koje idu prelazi sa N_i . Polazeći od jednačine 5.24, dobija se da je vreme života u funkciji udaljenosti meta-degrader [94, 95]:

$$\tau_i(x) = \frac{1}{\lambda} = -\frac{Q_{ij}(x) - \sum_h b_{ij}^{I_{hi}^s + I_{hi}^b} Q_{hi}(x)}{v \frac{dQ_{ij}(x)}{dx}} \quad (5.25)$$

gde je Q_{ij} odnos intenziteta komponenti posmatranog prelaza, Q_{hi} odnos intenziteta komponenti prelaza koji puni stanje od interesa koji se koriguje odnosom intenziteta obe komponente prelaza koji puni i prelaza posmatranog stanje, v je brzina jezgra pre degradera i b_{ij} je odnos grananja između stanja i i j . Dobijene vrednosti odnosa intenziteta Q_{ij} u funkciji udaljenosti meta-degrader daju krivu raspada, prikazanu na desnom delu slike 5.6. Dobijena kriva se fituje diferencijabilnom funkcijom, kako i izvod same krive ulazi u formulu 5.25.

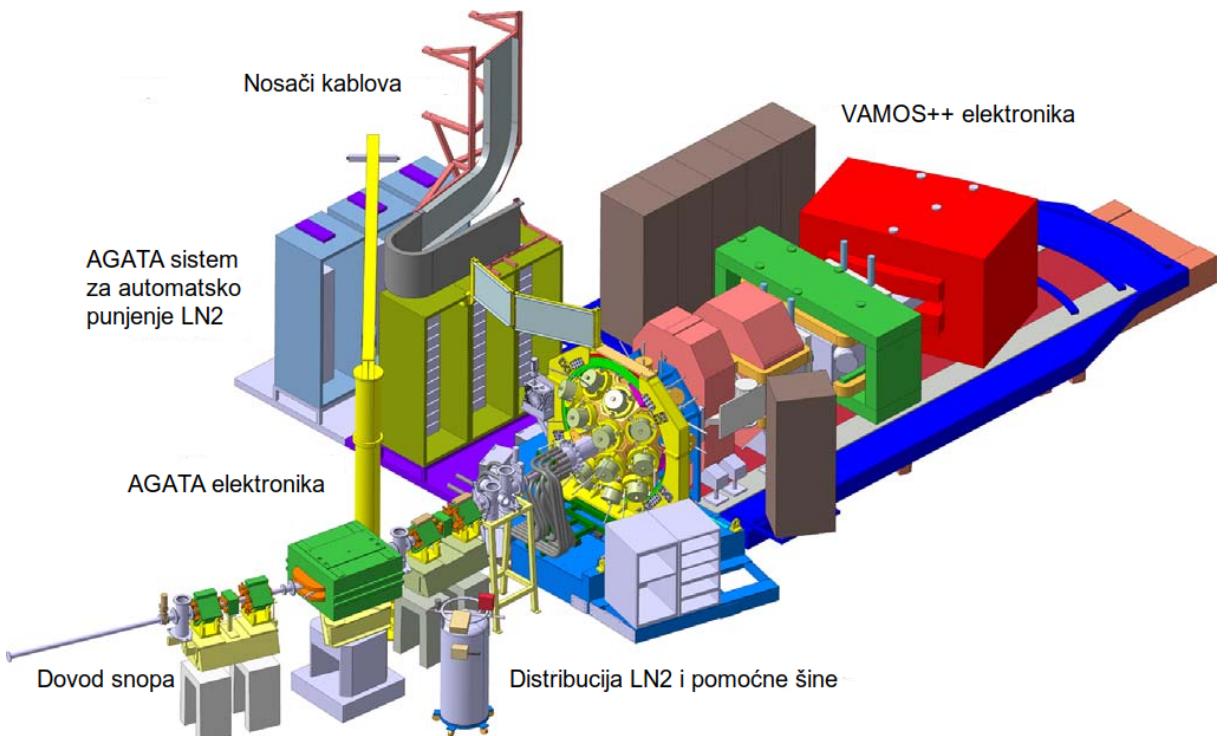
U slučaju da sa određenog nivoa postoji više od jednog prelaza, pomoću svakog od prelaza može se dobiti parcijalno vreme života τ_i , a efektivno vreme stanja se računa kao:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots \quad (5.26)$$

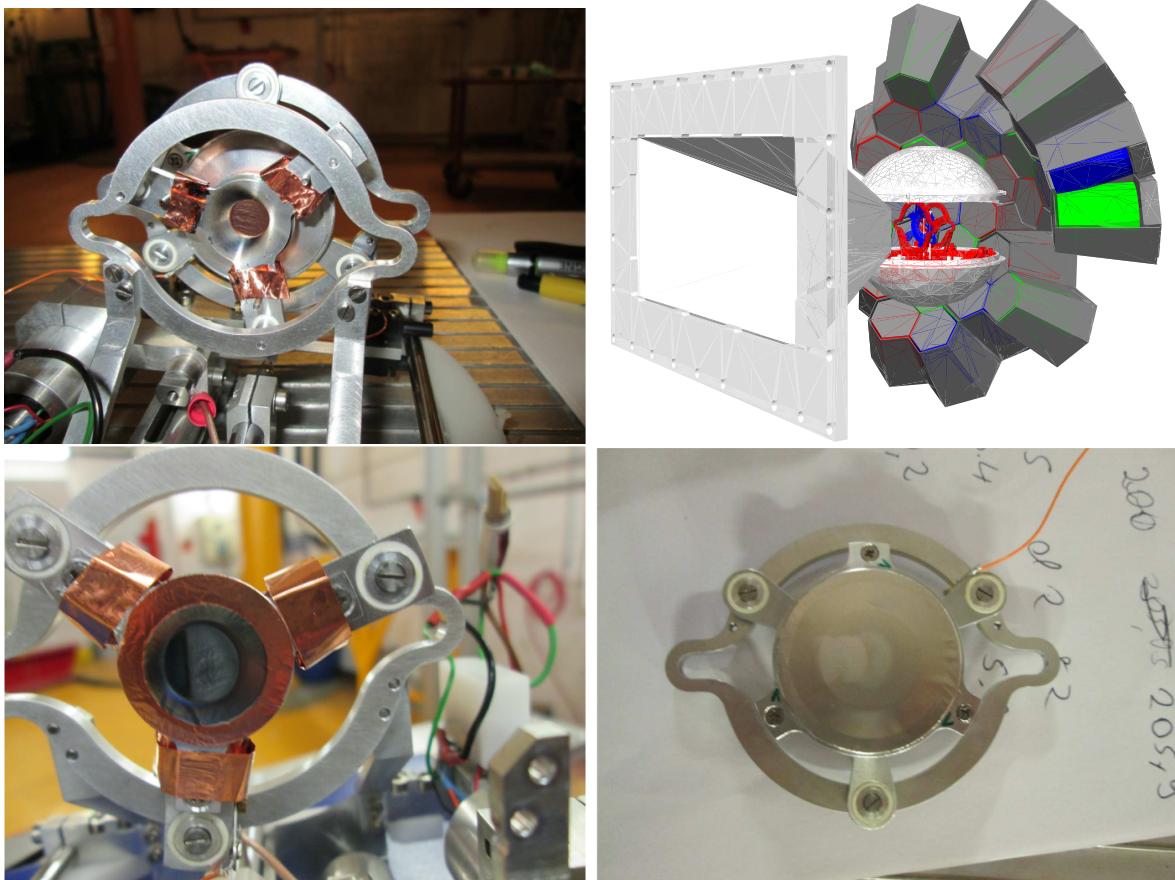
Eksperimentalni deo

6 □ Eksperimentalna postavka

Eksperiment je izvršen u institutu Grand Accélérateur National d’Ions Lourds (GANIL) u Kaenu, Francuska. Korišćena je reakcija duboko neelastičnog rasejanja u inverznoj kinematici gde je snop ^{208}Pb energije 6.63 MeV/A udarao o 0.95 mg/cm^2 debelu metu ^{76}Ge , deponovanu na 1.2 mg/cm^2 debeo sloj Cu. Produkti reakcije su identifikovani događaj po događaj u magnetnom spektrometru VAMOS++ [3]. Kako bi se pokrio grazing ugao reakcije optička osa spektrometra i plungera su postavljene pod uglom od 45° u odnosu na osu snopa, a magnetna rigidnost je podešena na 0.9 Tm. Promptni γ zraci koje emituju produkti reakcije su detektovani pomoću 29 segmentovanih HPGe kristala koji čine detektorski niz AGATA [2, 96], koji se nalazio na rastojanju od 13.5 cm iza mete. Korišćen je tzv. "Cologne" *plunger* [94], razvijen na univerzitetu u Kelnu, Nemačka. Kao degrader, korišćena je 3 mg/cm^2 debela Mg folija, sa promenljivim rastojanjem od mete. Da bi se dostigla vremena života od interesa, širok opseg od šest meta-degrader rastojanja je korišćen: $119(11)\text{ }\mu\text{m}$, $218(11)\text{ }\mu\text{m}$, $918(12)\text{ }\mu\text{m}$, $2398(16)\text{ }\mu\text{m}$, $5035(60)\text{ }\mu\text{m}$ i $9948(129)\text{ }\mu\text{m}$. Šematski prikaz ovakve eksperimentalne postavke se nalazi na Slici 5.5. Meta i degrader na nosačima za plunger su prikazani u donjem delu slike 6.2, a u gornjem delu slike 6.2 je prikazan ceo plunger uređaj sa metom i degraderom.



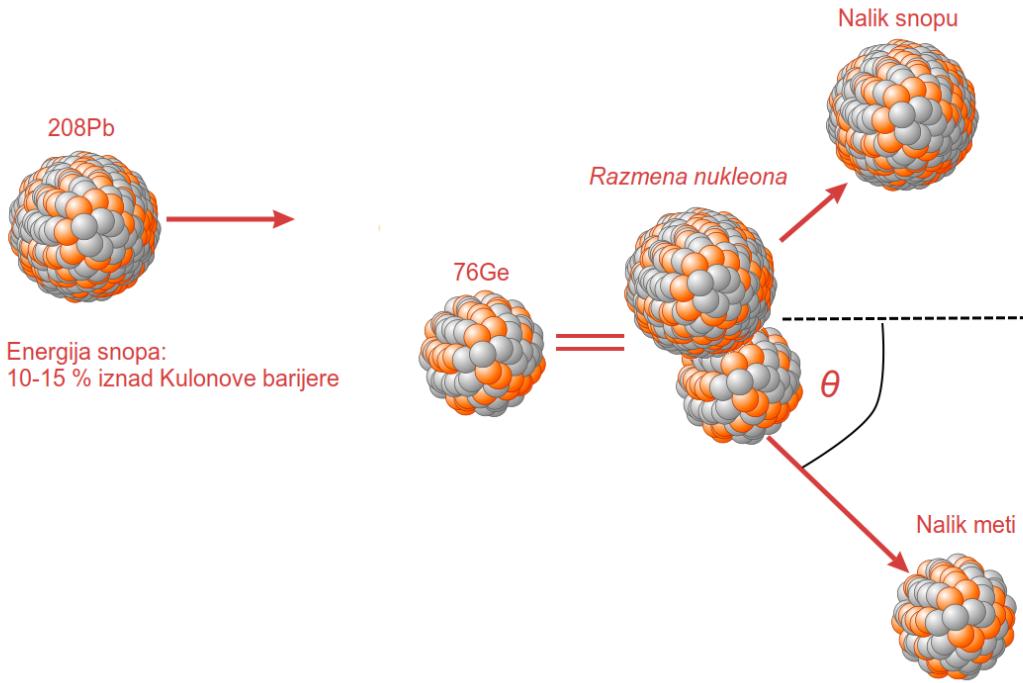
Slika 6.1: Eksperimentalna postavka u hali G2 u GANIL-u, Kaen, Francuska. Sastoji se od akceleratora kojim dolazi snop, komore za reakciju, masenog spektrometra VAMOS++ i njegovog detekcionog sistema, od niza HPGe detektora AGATA i sistema za hlađenje istih pomoću tečnog azota (LN2). [96]



Slika 6.2: U levom gornjem delu slike prikazan je plunger uređaj sa metom ^{76}Ge i degraderom od magnezijuma, a u desnom šematski prikaz plungera smeštenog u komoru za reakciju. U donjem delu su prikazani meta i degrader na nosačima, s leva na desno, redom.

6.1 ♦ Duboko neelastično rasejanje

Duboko neelastično rasejanje predstavlja oblik reakcije transfera nekoliko nukleona. Koristi se za populaciju yrast i njima bliskih stanja u jezgrima blago bogatim neutronima [97]. Mehanizam reakcije prikazan je na slici 6.3. U datom primeru prikazana je inverzna kinematika, sa snopom teških jezgara koja udaraju u lakše (kao što je slučaj u eksperimentu analiziranom u ovoj disertaciji) sa energijom oko 10-15% iznad Kulonove barijere. Pri takvoj interakciji doći će do razmene nekoliko nukleona i to tako da se teži N:Z ravnoteži, te će tako nastati jezgra nalik meti i snopu i to nekoliko različitih izotopa odgovarajućeg elementa jer će doći i do evaporacije nekoliko neutrona [90].



Slika 6.3: Ilustracija nuklearne reakcije dubokog neelastičnog rasejanja.

Efikasni presek za duboko neelastično rasejanje je mali, pa se često vodi računa da se detekcija željenih nastalih jezgara vrši pod tzv. "grazing" uglom pod kojim je efikasni presek maksimalan [98]. Taj ugao, θ , definisan je kao onaj pod kojim je najmanje rastojanje između jezgra projektila i mete, d , dato sa [90]:

$$d = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E_k} \right] \cdot \left[1 + \csc \frac{\theta}{2} \right] \quad (6.1)$$

jednako sumi poluprečnika jezgara:

$$d = 1.25 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) fm \quad (6.2)$$

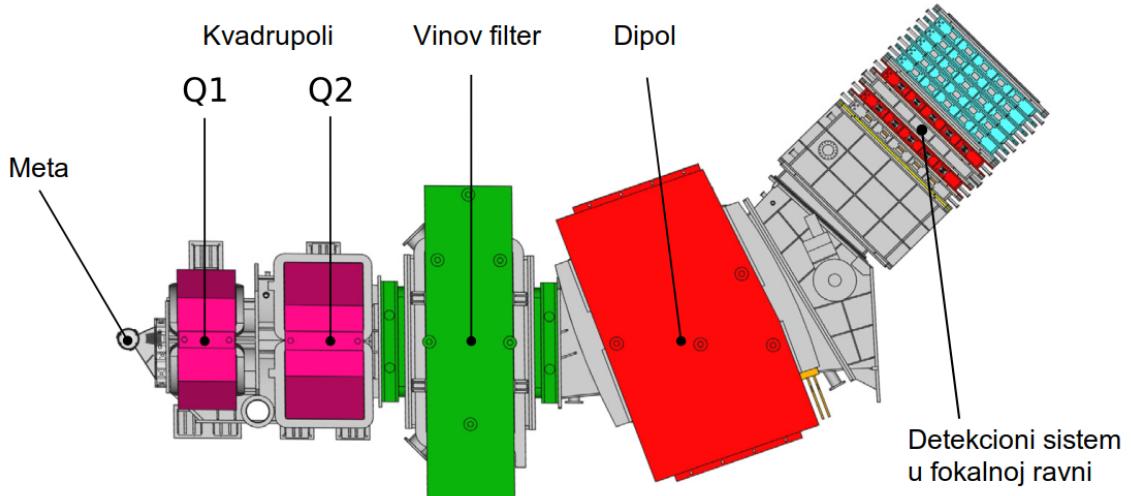
gde su $Z_{1,2}$ atomski brojevi projektila i mete, a $A_{1,2}$ njihove atomske mase, dok je E_k kinetička energija projektila.

6.2 ♦ VAMOS++

VAMOS++ je maseni spektrometar u GANIL-u, promenljivog načina rada u zavisnosti od detekcionog sistema koji se koristi, te tako može da se koristi kao disperzivni spektrometar i rekonstruiše i identificuje po principu događaj po događaj masu, atomsku masu i nanelektrisanje različitih jezgara nastalih pri nuklearnim reakcijama, kao separator jezgara na nula stepeni ili u gasnom režimu gde se koristi kao detektor evaporisanih jezgara pri reakcijama fuzije [3, 99]. Kao što je ilustrovano na slici 6.4, glavni delovi spektrometra su dva kvadrupola, Vinov filter brzine, dipol i detekcioni sistem u fokalnoj ravni [100]. Šematski prikaz osnovnih delova VAMOS++-a prikazan je na slici 6.4, a njihov prostorni raspored zajedno sa celukupnom eksperimentalnom postavkom prikazan je na slici 6.1.

Na nanelektrisanu česticu nanelektrisanja q i brzine v , u magnetnom polju indukcije B , delovaće Lorencova sila:

$$F_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}, \quad (6.3)$$



Slika 6.4: Šematski prikaz osnovnih delova masenog spektrometra VAMOS++. Slika je preuzeta iz [101].

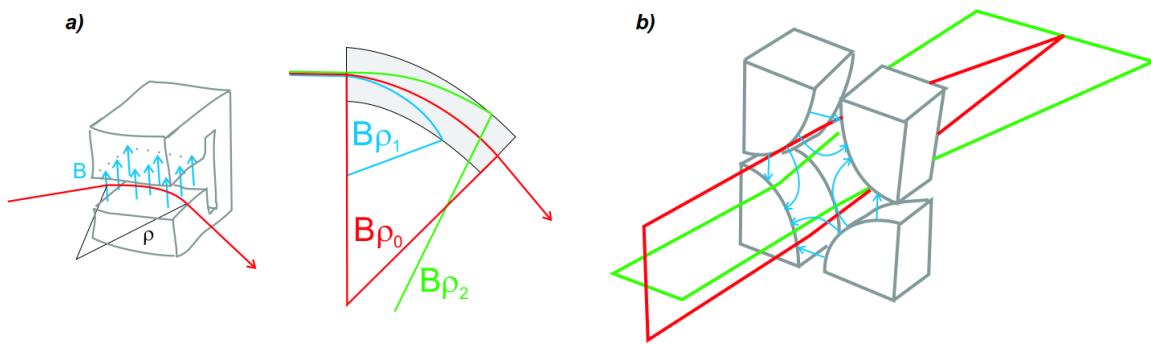
a pod njenim uticajem, u homogenom magnetnom polju, čestica će imati kružnu putanju, te se tako kretanje čestice može opisati preko Lorencove i centripetalne sile kružnog kretanja kao:

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (6.4)$$

odakle se može izvući magnetna rigidnost $B\rho$, što je parametar koji zavisi od osobina spektrometra, a u vezi je sa karakteristikama čestice kao:

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{mv}{q} \quad [Tm] \quad (6.5)$$

gde je m masa čestice, a ρ poluprečnik njene putanje. Odavde se vidi da će skretanje nanelektrisane čestice u magnetnom polju zavisiti od njenog nanelektrisanja, mase i brzine, što se može iskoristiti za razdvajanje različitih izotopa. Upravo je to osnovni princip na kome rade maseni separatori. Neki od osnovnih delova magnetnog separatora su ilustrovani na slici 6.5. Magnetni dipoli služe za promenu pravca i usmeravanje čestica, a takođe mogu i da vrše selekciju po $B\rho$, koja se podešava tako da propusti samo određene čestice, slika 6.5 (a). Kvadrupoli vrše fokusiranje u vertikalnoj, a defokusiranje u horizontalnoj ravni ili obrnuto, slika 6.5 (b). Neki separatori poseduju i Vinov filter, koji odgovarajućom selekcijom električnog i magnetnog polja propušta samo čestice željene brzine.

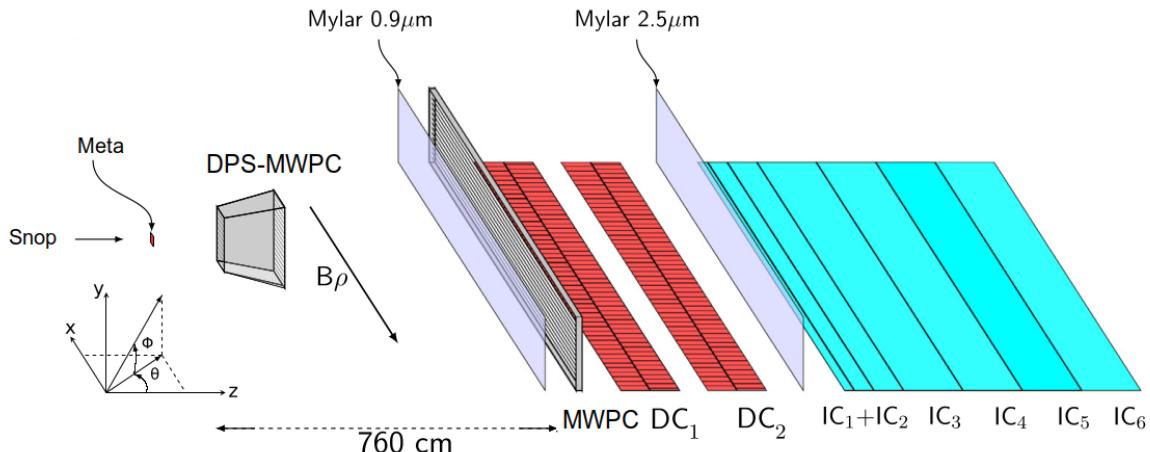


Slika 6.5: Magnetni dipol (a) i kvadrupol (b) za usmeravanje i fokusiranje snopa čestica. Slika je preuzeta iz [102].

Nakon komore u kojoj se odvija reakcija, pri ulasku u VAMOS++, čestice prvo prolaze kroz dva kvadrupolna magneta, prvi koji fokusira u vertikalnoj, a drugi u horizontalnoj ravni. Nakon toga može da se koristi Vinov filter brzina, nakon čega snop čestica prolazi kroz magnetni dipol koji vrši selekciju po $B\rho$ i usmerava snop ka detekcionom sistemu (detekcioni sistem zapravo počinje na samom ulasku u VAMOS++, gde se nalazi prvi poziciono osetljivi proporcionalni brojač). Ugao VAMOS++-a u odnosu na osu snopa može da se rotira od 0° do 60° , a u ovom eksperimentu taj ugao je iznosio 45° .

6.2.1 ♦ Detekcioni sistem

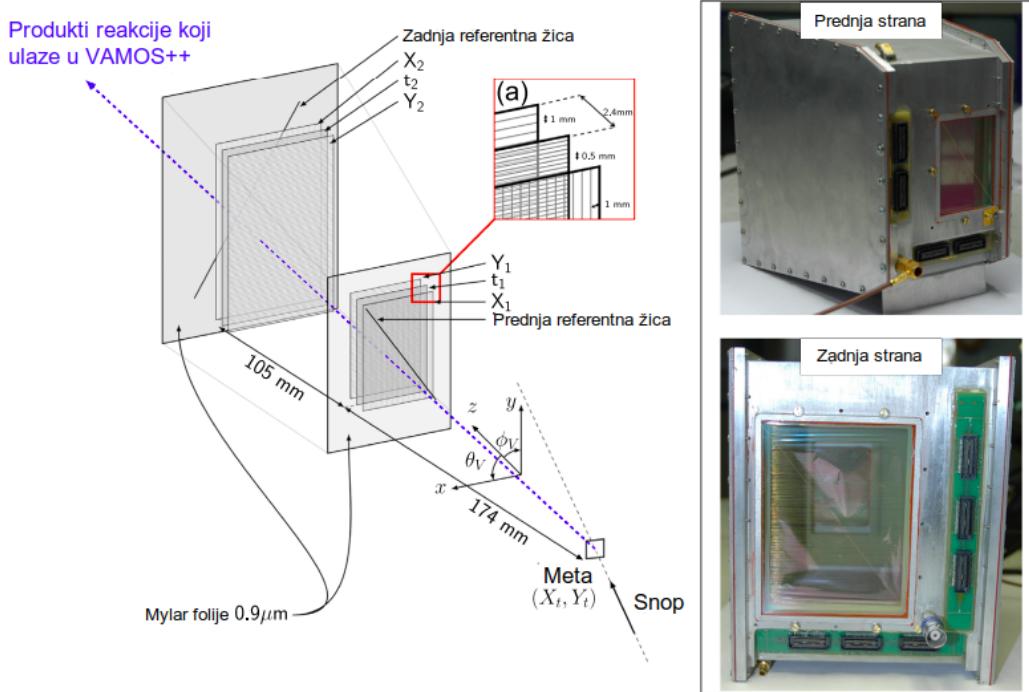
Detekcioni sistem VAMOS++-a sastoji se od dva poziciono osetljiva proporcionalna brojača (engl. Dual Position Sensitive Multi-Wire Propotional Counter- DPS-MWPC) na ulazu u spektrometar i jednim proporcionalnim brojačem na početku detekcionog sistema u fokalnoj ravni (MWPC) koji zajedno sa dve drift komore služe za određivanje parametara neophodnih za rekonstrukciju putanje produkata reakcije, te od segmentiranih ionizacionih komora za određivanje gubitka energije ΔE i preostale energije E_r .



Slika 6.6: Šematski prikaz detekcionog sistema VAMOS++. Slika je preuzeta iz [101].

DPS-MWPC detektori služe za merenje uglova rasejanja produkata reakcije u odnosu na osu spektrometra θ_V i ϕ_V , rekonstrukciju pozicije u meti gde se odigrala interakcija (X_t ,

Y_t) i rekonstrukciju brzine čestica na ulazu u spektrometar preko merenja pozicija (X_1, Y_1) i (X_2, Y_2) i vremena preleta (engl. Time of Flight-TOF) beležeći redom vremena interakcije u prvom i drugom MWPC-u t_1 i t_2 . Ilustracija rada DPS-MWPC i izgled prednjeg i zadnjeg MWPC-a prikazani su na slici 6.7. Aktivna površina prednjeg MWPC-a je $40 \times 61 \text{ mm}^2$, a zadnjeg $65 \times 93 \text{ mm}^2$, a svaki se sastoji od tri elektrode; centralne za određivanje vremenskih signala (t_1, t_2) i dve anodne ploče sa žicama postavljenim ortogonalno jedna u odnosu na drugu i služe za određivanje pozicija interakcije sa produktima reakcije ($X_{1,2}, Y_{1,2}$) [103]. Pozicije delova DPS-MWPC-a kao i rastojanja između elektroda prikazani su na slici 6.7, a prikazane su i Mylar folije debljine $0.9 \mu\text{m}$ koje služe za izolaciju gasne komore između reakcione komore i VAMOS++-a, u kojoj se detektorska postavka nalazi.



Slika 6.7: U levom delu slike nalazi se šematski prikaz detektorske postavke poziciono osetljivog proporcionalnog brojača DPS-MWPC, a na izdvojenom delu (a) je ilustracija pozicija ploča. Na desnom delu slike se nalazi izgled prednje i zadnje strane detektora. Slika je preuzeta iz [103] i modifikovana.

Dve drift komore služe za merenje pozicija i uglova skretanja u fokalnoj ravni, ($x_f, y_f, \theta_f, \phi_f$). Prolaskom nanelektrisane čestice ionizacijom nastaju elektroni koji driftuju prema pojačavačkim žicama gde se umnožavaju i prikupljaju, a sa pojačavačkih žica se prikupljaju i signali o trenutku dolaska elektrona koji se koriste za rekonstrukciju y koordinate čestice preko $y = v(t - t_0)$, gde je v brzina drifta elektrona u gasu, t je vreme dospeća elektrona, a t_0 je referentni vremenski signal koji se prikuplja na SeD-u. Ionizovani elektroni izazivaju lavinu koja se istovremeno prikuplja na katodnim pločama, pa se x koordinata određuje Gausovim fitom distribucije nanelektrisanja. Nakon drift komora, nazali se segmentisana ionizaciona komora za određivanje gubitka energije čestica.

6.2.2 ♦ Rekonstrukcija putanje i identifikacija čestica

Identifikacija čestica podrazumeva određivanje mase M , atomskog broja Z i nanelektrisanja q , a za to se koriste merljive eksperimentalne veličine $B\rho$, ToF (vreme

preleta) i gubitak energije ΔE . Odnos M/q se može dobiti preko formule 6.5, gde se brzina računa kao $v = L/ToF$ gde je L dužina pređenog puta. Radi što bolje masene rezolucije pri identifikaciji izotopa, a zbog nelinearnih optičkih efekata u spektrometru, putanja čestice mora biti veoma precizno određena. U narednom odeljku teksta biće ukratko opisan metod rekonstrukcije putanje čestice principom događaj po događaj, nakon čega će biti objašnjena i konačna identifikacija izotopa.

Prema formalizmu jonske optike, putanja čestice u magnetnom spektrometru magnente rigidnosti $B\rho$ se može opisati preko vektora sa šest parametara $\vec{t} = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)$, definisanog u odnosu na referentnu putanju $\vec{t}_0 = (0, 0, 0, 0, l_0, 1)$ i referentnu rigidnost $B\rho_0$ [104, 100, 101]. Koordinate x i y odgovaraju udaljenostima od referentne putanje, θ je ugao između z -ose i projekcije vektora brzine na xz -ravan, ϕ je ugao između vektora brzine čestice i njegove projekcije na xz -ravan, l je dužina pređenog puta od mete do ravni slike u fokalnoj ravni, a $\delta = B\rho/B\rho_0$ je relativna magnetna rigidnost [101]. U praksi, polazi se od vektora putanje definisanog za $t=0$ s i za tačkasti izvor, tako da važi $\vec{t}_{ik} = (0, \theta_{ik}, 0, \phi_{ik}, 0, \delta_{ik})$. Zatim se početni vektor putanje $\vec{t}_i = (0, \theta_i, 0, \phi_i, 0, \delta_i)$ za svaku česticu određuju pomoću programa ZGOUTI [105], koristeći veličine izmerene u fokalnoj ravni i pomoću njih dobijen krajnji vektor putanje $\vec{t}_f = (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, l_f, \delta_f)$.

Konačan cilj rekonstrukcije putanje je dobijanje vektora $\vec{t} = (\theta_i, \phi_i, \delta_f, l_i)$ pomoću veličina koje se mogu meriti u fokalnoj ravni ili na samom ulazu u VAMOS++, principom događaj po događaj. Ranije se u ovu svrhu koristio polinomijalni pristup, gde se svaka od $m = (\theta_i, \phi_i, \delta_f, l_i)$ koordinata predstavlja nelinernom funkcijom preko koordinata merenih u fokalnoj ravni, $m = F_m(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$. Za ovo se može koristiti polinomijalna funkcija desetog reda, tako da je:

$$F_m = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=10} C_{m_{ijkl}}(x_f)^i(\theta_f)^j(y_f)^k(\phi_f)^l, \quad (6.6)$$

gde se koeficijenti $C_{m_{ijkl}}$ određuju numerički koristeći gore pomenuti program ZGOUTI, s tim da je rekonstrukcija θ_i, δ_i i l_f vršena samo pomoću $F_m(x_f, \theta_f, 0, 0)$, a rekonstrukcija ϕ_i pomoću $F_m = (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$ [101].

Umesto ovoga, od 2016. za rekonstrukciju putanje koristi se 4-dimenziono mapiranje, koje je omogućeno korišćenjem DPS-MWPC na ulazu u VAMOS++ [101]. Naime, DPS-MWPC beleži početne prostorne i vremenske koordinate što daje početne parametre θ_i, ϕ_i , kao i mesta interakcije u meti x_i, y_i . Tako će uz merenje $x_f, y_f, \theta_f, \phi_f$ u fokalnoj ravni, preostati da se rekonstruišu samo parametri $m = \delta_i, l_f$. Svaka od m koordinata se čuva u 4-dimenzionom nizu M_m u funkciji od koordinata x_f, θ_f, ϕ_f i θ_i .

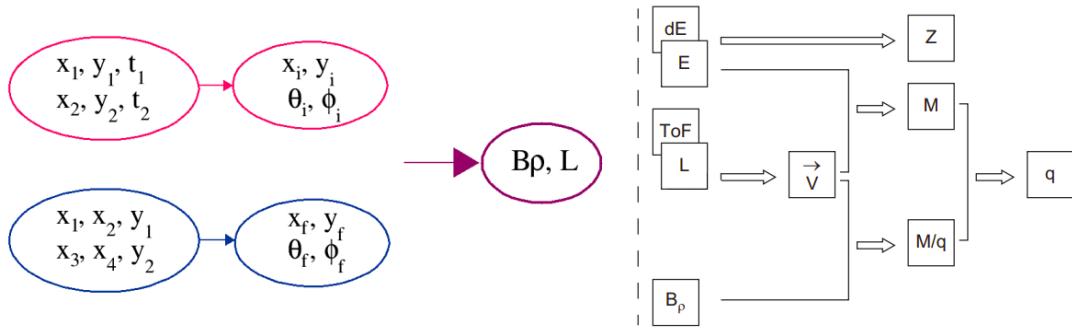
Nakon rekonstrukcije putanje pomoću programa ZGOUTI i 4-dimenzionog mapiranja, dobijaju se veličine $B\rho$ (δ_i , a $\delta_i = \delta_f$) i L (l_f), pomoću kojih se određuje brzina v čestica i odnos M/q . Koristeći gubitak energije ΔE i ostatak energije E_{res} u ionizacionim komorama, pomoću programa LISE++ [106] može se odrediti ukupna energija čestice E_{uk} , a zatim i M preko formule:

$$M = \frac{2E_{uk}[\text{MeV}]}{931.5\beta^2} \quad (6.7)$$

gde je $\beta = v/c$. Z je srazmeran gubitku energije i određuje se pomoću Bete-Blobove formule:

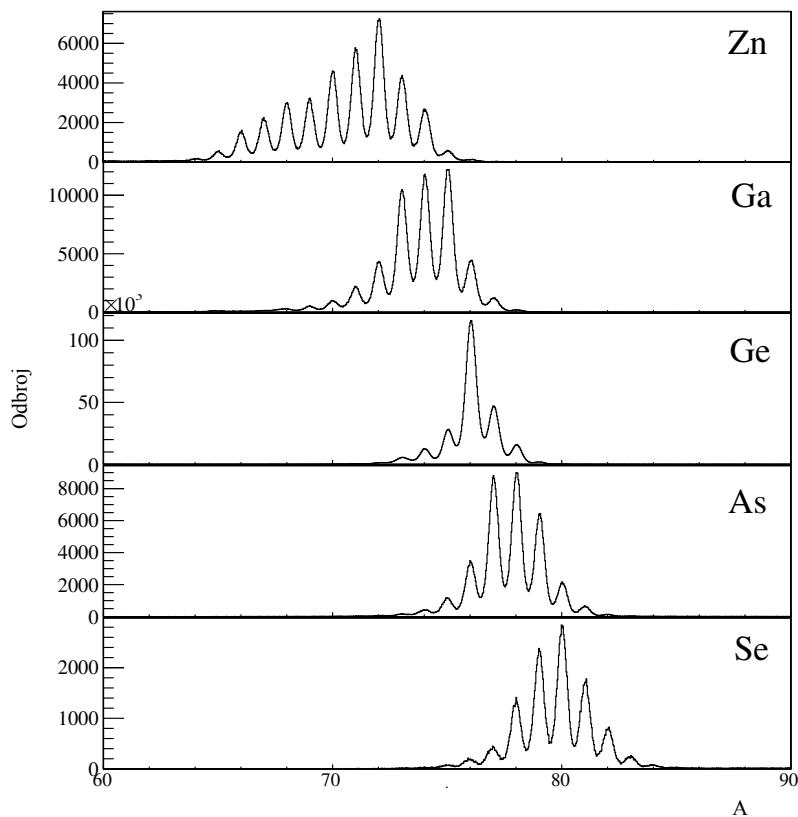
$$\frac{dE}{dx} \sim k \frac{AZ^2}{2E_{uk}} \quad (6.8)$$

Šematski prikaz procesa rekonstrukcije putanje i identifikacije čestica prikazan je na slici 6.8. Raspodela masa izotopa identifikovanih u eksperimentu, dobijenih reakcijom



Slika 6.8: Šematski prikaz postupka rekonstrukcije putanje (levo) i identifikacije čestica (desno). Slika je preuzeta iz [100].

duboko-neelastičnog rasejanja ^{208}Pb na ^{76}Ge , prikazana je na slici 6.9. Ostvarena masena rezolucija je $\Delta A/A = 0.33\%$.



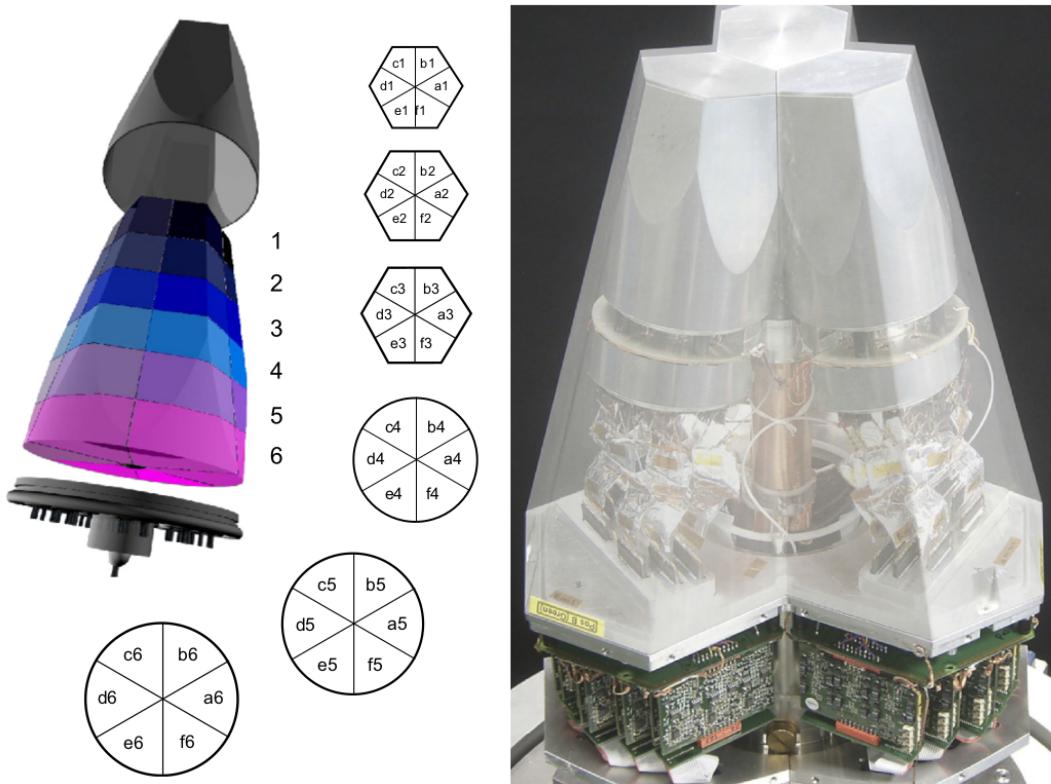
Slika 6.9: Raspodela masa izotopa identifikovanih pomoću VAMOS++-a.

6.3 ♦ AGATA - napredni detektor praćenja γ zraka

Kako se za proizvodnju egzotičnih jezgara koriste radioaktivni snopovi čiji je intenzitet manji u odnosu na dostupne snopove stabilnih jezgara, a i efikasni preseci za dobijanje željenog izotopa u nuklearnim reakcijama su često veoma mali, potreba za što boljom efikasnošću i rezolucijom detektora γ zraka postala je sve veća. Radi odbacivanja Komptonskih rasejanih zraka mogu se koristiti zaštite u vidu, na primer, BGO detektora, a radi što veće pokrivenosti prostornog ugla, nastali su veliki nizovi detekora

poput EXOGAM [107], EUROGAM [108], GAMMASPHERE [109], ROSPHERE [110] itd. Korak dalje u razvoju germanijumskih detektora je segmentacija kristala Ge tako da se signal sa svakog segmenta može zasebno očitati, što je neophodno za "praćenje" γ zraka koje ovakvi detektori omogućavaju. Najveći nizovi ovakvih segmentisanih HPGe detektora su AGATA [2] u Evropi i GRETA [111] u SAD-u, a oba se konstantno nadograđuju i teže ka popunjenošći prostornog ugla od skoro 4π .

Svaki kristal u AGATA detektorskom nizu elektronski je segmentisan u 36 delova, plus jedan signal sa centralne zajedničke anode, kao što je ilustrovano na levom delu slike 6.10, a kristali su potom ogranizovani u klastere od po dva ili tri kristala, kao na desnom delu slike 6.10.

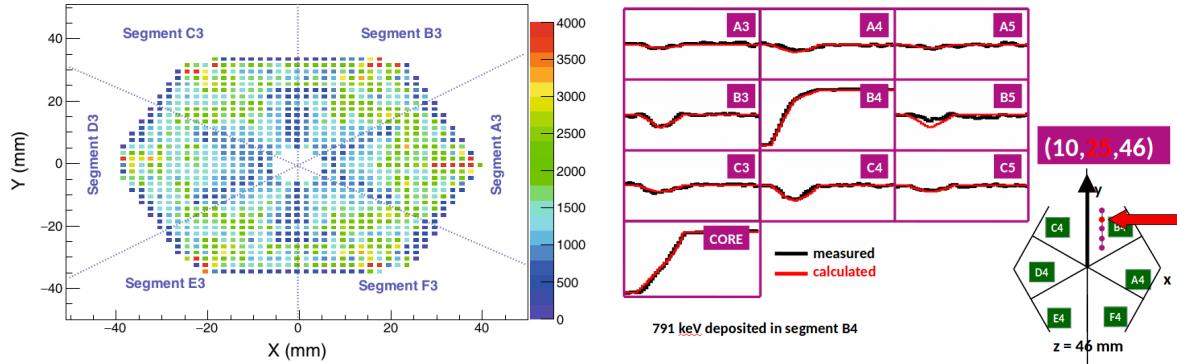


Slika 6.10: Na levom delu slike prikazana je segmentacija HPGe kristala, uzeta iz [2]. Na desnom delu slike je trostruki klaster koji je osnovna gradivna jedinica AGATA detektorskog niza i sadrži tri kristala HPGe sa propratnom elektronikom i sistemom za hlađenje, a slika je preuzeta iz [112].

Pri detekciji γ zraka, u konvencionalnim HPGe detektorima, detektuju se samo oni zraci koji putem fotoefekta ostave celokupnu energiju u detektoru, dok oni koji se komptonovski raseju doprinose šumu. Prednost segementisanih detektora je što mogu da detektuju i γ zrake koji su se i više puta rasejali unutar detektora da bi tek na kraju putem fotoefekta nestali. To je moguće uz rekonstrukciju mesta interakcije γ zraka koristeći tehnike analize oblika signala [113, 114], pomoću kojih se, znajući i deponovane energije po segmentima, može rekonstruisati putanja γ zraka i njihova početna energija, koristeći algoritme za praćenje γ zraka [115, 112].

Analiza oblika signala se vrši pomoću ravne mreže razmaka od 2 mm, sa oko 4800 baznih polja koja prekrivaju čitav kristal i daju oko 700-2000 tačaka po segmentu, a ovakva mreža na jednom kristalu ilustrovana je na slici 6.11. Kako mreža ima razmak od 2 mm između tačaka interakcije, analizom oblika prikupljenog signala dobija se tek najbliža lokacija interakcije sa rezolucijom od oko 5 mm. Kretanje nanelektrisanja unutar

jednog segmenta, stvorenog interakcijom γ zraka (Komptonovo i Rejlijevo rasejanje, stvaranje parova ili fotoefekat), indukuje se prelazni signal i u okolnim elektrodama, ali na njima nema prikupljanja nanelektrisanja. Amplituda ovih signala pomaže u lociranju mesta interakcije, tj. pokazuje koji segment je bliži onom u kome se odigrala interakcija, na osnovu poređenja visina amplituda u okolnim segmentima, kao što je ilustrovano na desnom delu slike 6.11 gde se interakcija odigrava u segmentu B4, a u okolnim segmentima najjači je signal u segmentu C4. Precizna pozicija se određuje korišćenjem simulacija baziranih na merenjima poznatih izvora, tako što se oblik izmerenog signala poredi sa referentnim signalima i fituje kao njihova linearna kombinacija.



Slika 6.11: Levi deo slike prikazuje interakcije u jednom kristalu za izvor ^{158}Er , preuzet je iz [112], dok desni deo slike prikazuje analizu oblika signala i preuzet je iz [84].

Pomoću tačaka interakcije određenih sa $(x, y, z, E, t)_i$, metodom događaj po događaj korišćenjem algoritma za praćenje [115], rekonstruišu se početna energija i mesto prve interakcije, kao i putanja svakog γ zraka. Za svaku tačku interakcije važi da je energija rasejanog γ zraka:

$$E_{\gamma i} = \frac{E_{\gamma i-1}}{1 + \frac{E_{\gamma i-1}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_i)} \quad (6.9)$$

a energija detektovanog elektrona iznosi:

$$e_i = E_{\gamma i-1} - E_{\gamma i} \quad (6.10)$$

a ugao rasejanja je dat sa:

$$\cos \theta_i = \frac{\overrightarrow{r_{i-1} r_i} \cdot \overrightarrow{r_i r_{i+1}}}{|\overrightarrow{r_{i-1} r_i}| |\overrightarrow{r_i r_{i+1}}|} \quad (6.11)$$

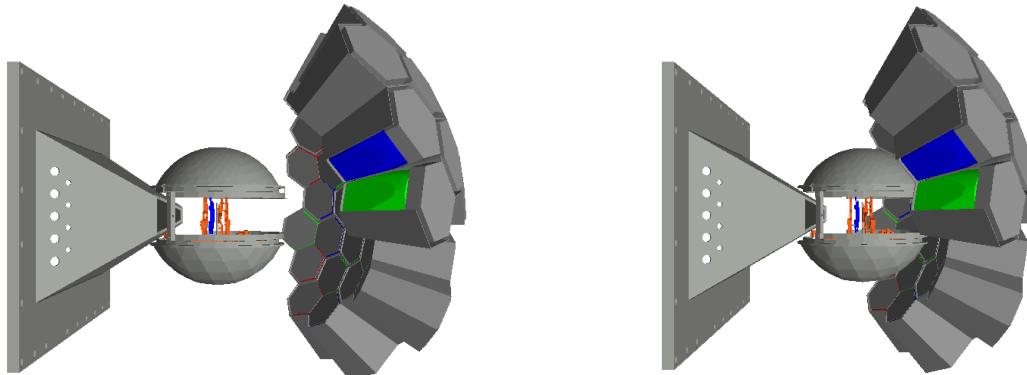
6.3.1 ♦ Kalibracija efikasnosti

Kalibracija efikasnosti je izvršena simulacijom, koristeći AGATA paket za simulacije [116, 117]. Simularani su izvori ^{152}Eu i ^{60}Co za dve različite pozicije AGATA niza u odnosu na komoru za reakcije, tzv. nominalnu poziciju gde je udaljenost od centra komore 23.5 cm i kompaktnu poziciju sa odgovarajućom udaljenosću od 13.5 cm, slike 6.12a i 6.12b redom. Parametri za praćenje γ zraka su korišćeni kao u [118]. Efikasnost ϵ je proračunata za identifikovane γ zrake zadatih izvora pomoću formule:

$$\epsilon = \frac{N}{N_{uk} \cdot p_\gamma} \cdot 100\% \quad (6.12)$$

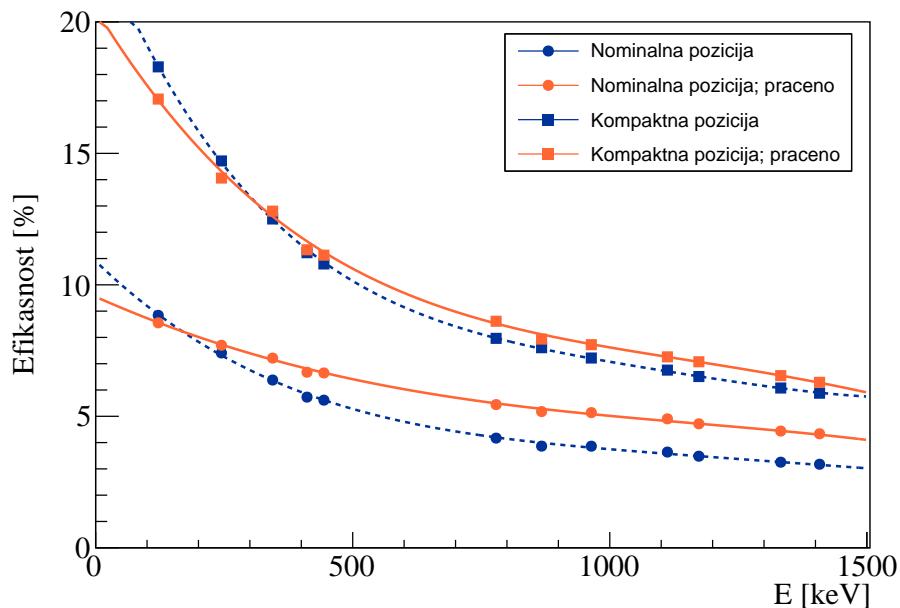
gde je N odbroj pod pikom odgovarajućeg γ zraka, a p_γ njegov kvantni prinos (intenzitet). N_{uk} je ukupan broj simuliranih događaja i iznosio je $5 \cdot 10^6$. Dobijene vrednosti efikasnosti

su fitovane polinomom četvrtog stepena da bi se dobole krive efikasnosti prikazane na slici 6.12c, a koje su korišćene za normiranje intenziteta γ zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima koji su analizirani u poglavlju 8.



(a) Šematski prikaz nominalne pozicije

(b) Šematski prikaz kompaktne pozicije



(c) Krive efikasnosti

Slika 6.12: Na slikama 6.12a i 6.12b je prikazan izgled nominalne i kompaktne pozicije (AGATA pomerena za 10 cm duž z-ose), dok su na slici 6.12c prikazane efikasnosti nominalne i kompaktne pozicije, redom. Plavim krivama su predstavljene efikasnosti detekcije svih γ zraka, a narandžastim efikasnost nakon "praćenja" γ zraka.

7 D Optimizacija RDDS metode

Kako je broj događaja u RDDS merenjima podeljen na više meta-degrader udaljenosti, takođe i između dve komponente γ raspada, često su u RDDS eksperimentima, zbog slabe statistike, za analizu mogući samo spektri γ singlova, što dovodi do potencijalnih sistematskih grešaka zbog pogrešnih šema punjenja posmatranog nivoa ili zbog neuočenih prelaza koji taj nivo pune. Takve greške mogu da dovedu do pogrešnih procena vremena života, što se može primetiti odstupanjem vremena života od konstantne usrednjene vrednosti na svim meta-degrader udaljenostima, što je objašnjeno u radu koji detaljno opisuje DDCM metod [95].

U ovoj tezi razmatrana su 2 (originalna) pristupa korekcije na nepoznato punjenje. U jednom pristupu, putem simulacije se pokazalo da se fitovanjem krive raspada stanja od interesa, analitičkim rešenjem Batemanove jednačine (koja uključuje i nepoznato punjenje), moguće dobiti vreme života za stanje od interesa. Drugi pristup podrazumeva dodavanje nepoznatog punjenja i njegovu optimizaciju kako bi se dobila najmanja varijacija vremena života za svaku udaljenost meta-degrader.

Još jedna bitna stvar koja može da doprinese grešci vremena života je i raspon meta-degrader udaljenosti, o čemu treba voditi računa pri planiranju samog RDDS eksperimenta. O tome govori i činjenica da je dovoljno imati samo dve udaljenosti u oblasti osetljivosti, što je oblast oko maksimalne vrednosti krive raspada [95]. Loš raspon udaljenosti može da pravi problem, na primer, kod kratkih vremena života koje puni intenzivan prelaz sa stanja dosta dužeg vremena života. U tom slučaju, ako su razmatrane udaljenosti, te i odgovarajuća vremena leta veća od nekoliko perioda poluraspara posmatranog stanja, zapravo su se skoro sva posmatrana stanja direktno pobuđena u reakciji raspala pre degradera i većina ili čak svi raspadi detektovani posle degradera, u sporoj komponenti, potiču od punjenja dugoživećeg stanja. Pri fitovanju krive raspada, uključivanje ovih udaljenosti može da dovede do veće vrednosti vremena života od realne.

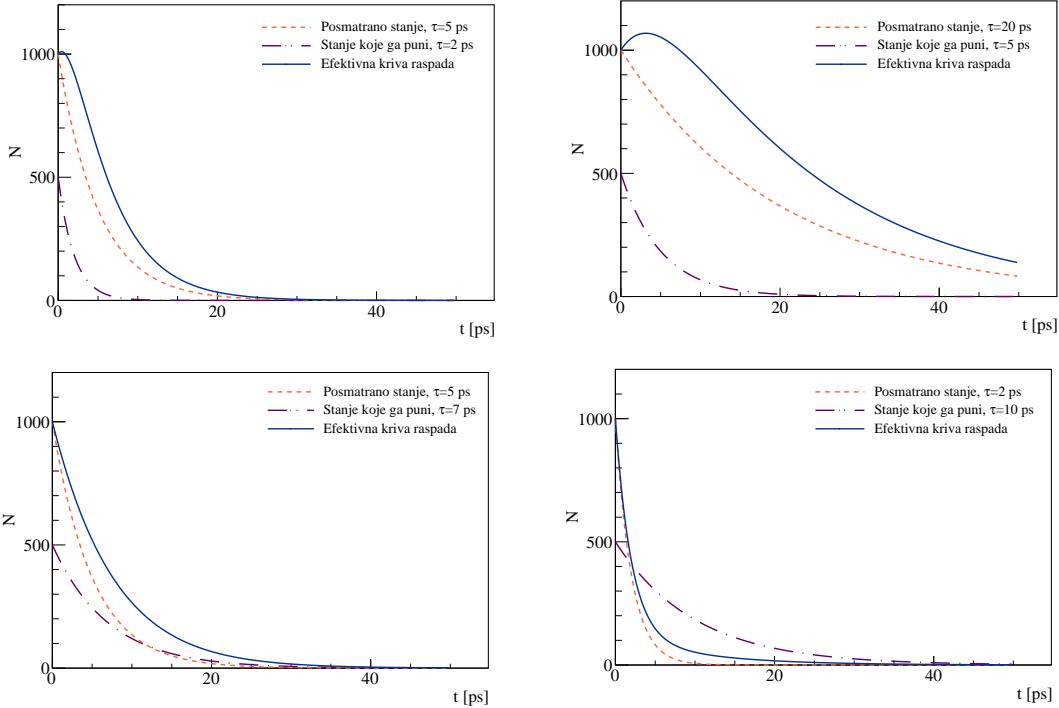
7.1 ♦ Analitički pristup

Rešavanjem Batemanove jednačine 5.24, može se naći efektivan broj stanja i predstaviti kao kriva raspada u funkciji vremena:

$$N_i(t) = N_i(0)e^{-\lambda_i t} + \sum_h N_h(0) \frac{\lambda_h}{\lambda_i - \lambda_h} [e^{-\lambda_h t} - e^{-\lambda_i t}] \quad (7.1)$$

gde su $N_i(0)$ i $N_h(0)$ početni brojevi populisanih stanja posmatranog nivoa i nivoa koji ga pune, redom, sa odgovarajućim verovatnoćama prelaza λ_i i λ_h . $N_i(t)$ predstavlja broj preostalih stanja i nakon vremena t , a u RDDS eksperimentu ona bi odgovarala sporoj komponenti posmatranog prelaza (tj. broju raspada nakon degradera). Razmatrajući promenu u dobijenom vremenu života sa promenom oblasti merenja, može se odabratи optimalan raspon fitovanja kako bi se uključile samo značajne udaljenosti meta-degrader. U tu svrhu, simulirani su raspadi sa dva stanja od kojih je jedno stanje od interesa i , a drugo stanje koje ga puni, h , i to sa početnim brojem pobuđenih odgovarajućih stanja, $N_h(0)$, od 50% u odnosu na početni broj stanja od interesa, $N_i(0)$.

Na slici 7.1 prikazane su neke kombinacije krive raspada posmatranog stanja u zavisnosti od vremena života stanja koje ga puni, a u tabeli 7.1 prikazane su vrednosti vremena života u zavisnosti i od opsega u kome se fituje kriva raspada, dobijene pomoću jednačine 7.1 koristeći samo jedno punjenje.



Slika 7.1: Efektivne krive raspada stanja u zavisnosti od vremena života stanja koje ga puni.

Tabela 7.1: Prikaz zavisnosti efektivnog vremena života stanja (τ_i) u zavisnosti od vrednosti vremena života stanja koje ga puni (τ_h), kao i od oblasti fitovanja krive raspada, a koja je umesto u zavisnosti od udaljenosti meta-degrader prikazana u zavisnosti od vremena preleta u [ps].

Oblast fitovanja [ps]	$\tau_i=2$ ps			$\tau_i=5$ ps			$\tau_i=20$ ps	
				τ_h [ps]				
		5	10	20	2	7	15	50
0 - 5	2.8	2.5	2.2	9.9	7.7	6.3	5.4	-
0 - 10	2.9	2.6	2.3	7.4	7.6	6.6	5.5	95.4
0 - 20	3.0	2.7	2.4	6.6	7.5	7.0	5.8	36.6
0 - 40	3.0	2.7	2.4	6.6	7.5	7.3	6.0	26.9
5 - 10	3.8	4.6	4.2	5.5	7.5	7.3	6.0	37.2
5 - 20	4.1	6.1	7.0	5.3	7.4	8.1	6.7	26.7
10 - 20	4.7	8.9	15.1	5.1	7.3	9.2	8.2	23.5
20 - 40	5.0	10.0	20.0	5.0	7.1	13.0	25.7	20.4

Na gornjem delu slike 7.1 prikazane su efektivne krive raspada stanja $N_i(t)$ u slučaju kada je $\tau_h < \tau_i$, kada će punjenje u početku da povećava broj stanja $N_i(t)$, a efektivne krive i rezultati vremena života prikazani u tabeli 7.1 ukazuju da će broj stanja $N_i(t)$

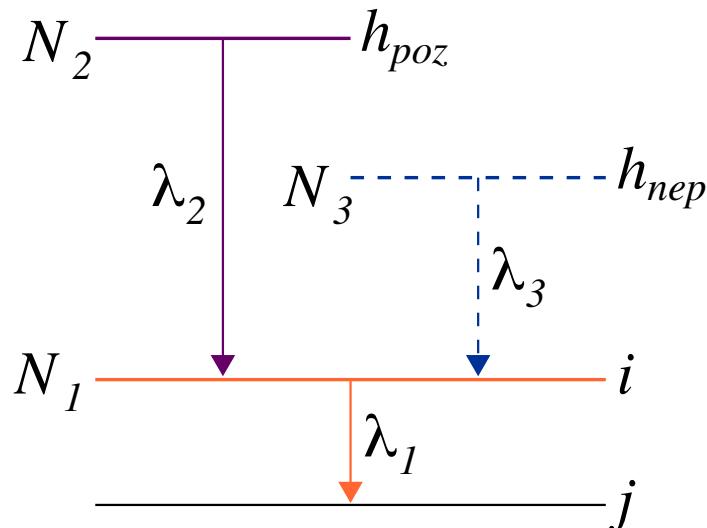
da opada tek za $t > 2\tau_h$ i da se tek tada dobijaju očekivane vrednosti τ_i . Na donjem levom delu slike 7.1 prikazana je efektivna kriva raspada u slučaju kada su τ_i i τ_h bliski, te tada iako se dobija duže vreme života stanja i od očekivanog, nema velikih promena u zavisnosti od opsega fitovanja krive raspada. Možda najzanimljiviji i od najveće važnosti je slučaj kada je $\tau_h > \tau_i$, prikazan na donjem desnom delu slike 7.1. Tada će već za $t > 2\tau_i$ efektivno vreme da naglo raste i da se zapravo približava vremenu života stanja koje puni stanje i , da bi u nekom trenutku zapravo merili samo vreme života tog stanja. Za $\tau_i=2$ ps i $\tau_h=20$ ps prikazanih u tabeli 7.1, to se dešava kada je oblast fitovanja od 20-40 ps kada je prošlo vreme koje odgovara $10 \cdot \tau_i$ i sva stanja i inicialno pobuđena su se već raspala, a broj pobuđenih stanja N_i zapravo odgovara samo broju raspada sa stanja h .

Ovi primeri predstavljaju efektivne vrednosti vremena života na osnovu jednačine, tako se ovi nedostaci u različitim oblastima fitovanja, za $\tau_h < \tau_i$ i za bliske vrednosti τ_h i τ_i mogu otkloniti u metodi diferencijalne krive raspada (DDCM, videti odeljak 5.6) odgovarajućim korekcijama na punjenje. U slučaju kada je $\tau_h > \tau_i$, to nije moguće jer zapravo svi raspadi u sporoj komponentni potiču od punjenja, te se takve udaljenosti meta-degrader moraju isključiti iz analize. Slično važi i za slučaj $\tau_h < \tau_i$, kada je najbolje ne vršiti merenja (ili ih ne uzimati u obzir) na udaljenostima meta-degrader koja odgovaraju kratkim vremenima preleta na kojima je dominantno punjenje sa stanja h . Međutim, ukoliko nam vreme života stanja h nije poznato ili pak postoje punjenja sa stanja koja se ne uočavaju na spektrima, ovakav pristup nije moguć, te uračunavanje ovih tačaka dovodi do odstupanja vremena života od srednje vrednosti, kao što je objašnjeno u [95].

Posmatrajući samo broj stanja $N_i(t)$, može se pristupiti i rešenju problema neuočenog punjenja. Naime, posmatrajući stanje i i dva punjenja, jedno poznato sa stanja h_{poz} i jedno nepoznato sa stanja h_{nep} , kao što je ilustrovano na slici 7.2, jednačina 7.1 postaje:

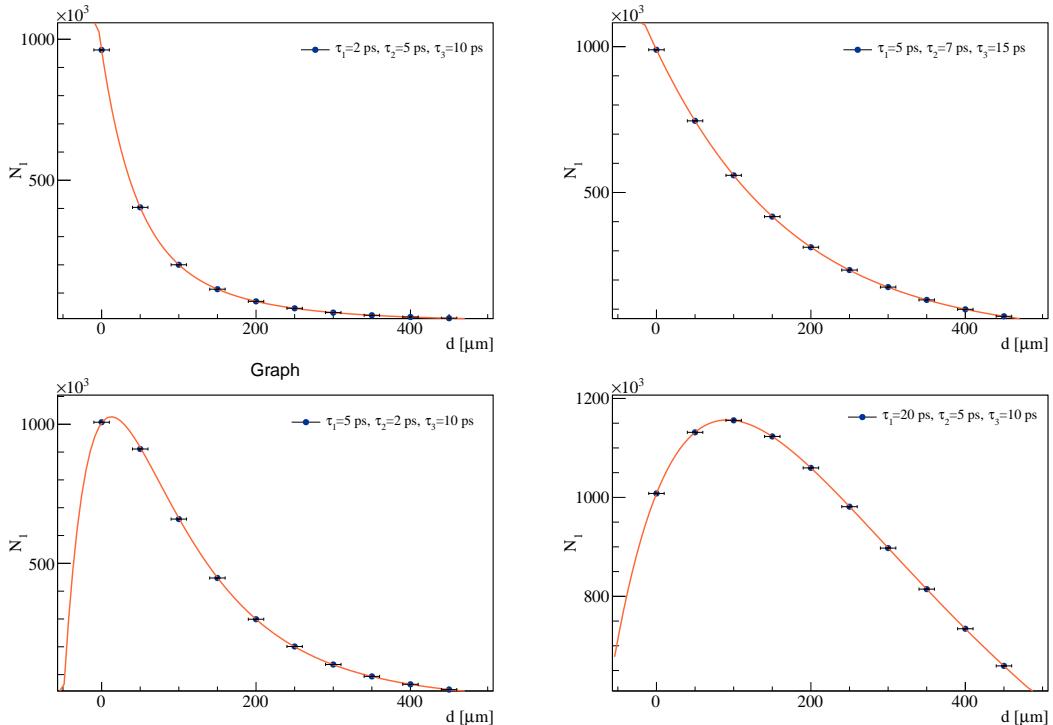
$$N_i(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t} + N_2(0)\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}[e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}] + N_3(0)\frac{\lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3}[e^{-\lambda_3 t} - e^{-\lambda_1 t}], \quad (7.2)$$

gde su $N_1(0)$, $N_2(0)$ i $N_3(0)$ brojevi pobuđenih stanja (za $t=0$) od interesa i , poznatog stanja koje ga puni h_{poz} i stanja h_{nep} koje aproksimira sva stanja koja pune stanja i , a da prelazi sa njih nisu vidljivi u spektru, dok su λ_1 , λ_2 i λ_3 njihove odgovarajuće konstante raspada ($\lambda = 1/\tau$), redom.



Slika 7.2: Šema raspada oko stanja i , sa jednim poznatim punjenjem sa stanja h_{poz} i jednim nepoznatim punjenjem sa stanja h_{nep} , koje predstavlja aproksimaciju svih stanja koje potencijalno pune stanje i , a sa kojih se prelazi ne uočavaju u spektru.

Ovakav proces sekvencijalnih raspada tri stanja simuliran je pomoću koda baziranog na Monte Carlo metodi. Korišćeno je 10 meta-degrader udaljenosti do $d=500 \mu\text{m}$, sa brzinom odgovarajućeg jezgra od $v=20 \mu\text{m}/\text{ps}$. Krive raspada stanja su prikazane u zavisnosti od vremena preleta ($t=d/v$), a dobijene su posmatrajući infinitizemalne vremenske korake, na svakom od njih se proverava da li se događa raspad sa nekog od posmatranih stanja i da li se on detektuje. Tako se za svaku udaljenost meta-degrader, kao izlaz dobija broj preostalih stanja od interesa, $N_1(t)$. U svim dalje diskutovanim primerima broj početnih stanja nije menjan i iznosio je: $N_1(0)=10^6$, $N_2(0)=0.5 \cdot N_1(0)$ i $N_3(0)=0.3 \cdot N_1(0)$. Detekcija svakog raspada zavisi i od njihove energije, pa se tako mogu koristiti i različite efikasnosti za svaki od raspada. Na ovaj način dobijene krive raspada za nekoliko kombinacija vremena života ova tri stanja, zanemarujući efikasnost, prikazane su na slici 7.3. Fitovanje kriva raspada vrši se pomoću funkcije date jednačinom 7.1, tako što se dva poznata parametra λ_2 i $N_2(0)$ fiksiraju, a λ_1 , λ_3 , $N_1(0)$ i $N_3(0)$ su slobodni parametri koji se dobijaju kao rezultat fita simuliranih vrednosti $N_1(t)$. Na ovaj način se preko dobijene λ_1 određuje efektivno vreme života stanja i , uračunavajući i svo neuočeno punjenje. Rezultati nekih simuliranih kombinacija vremena života od interesa sa dva punjenja, prikazani su u tabeli 7.2.

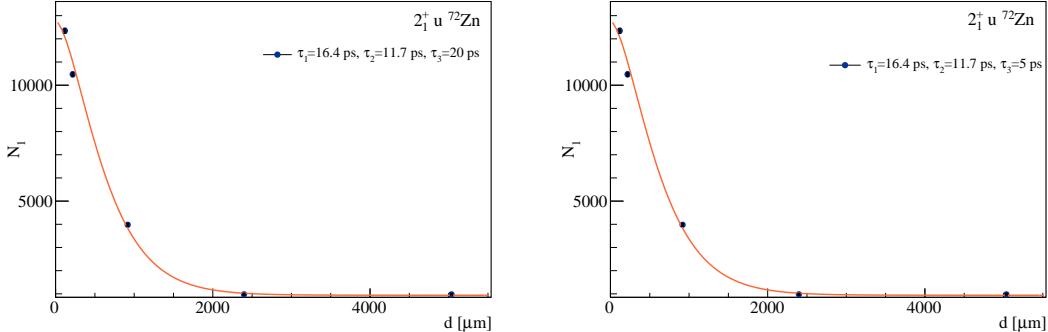


Slika 7.3: Simulirane krive raspada stanja i , kome odgovara vreme života τ_1 , sa punjenjem sa stanja poznatog vremena života τ_2 i nepoznatih stanja fiktivnog vremena života τ_3 .

Tabela 7.2: Proračunate vrednosti λ_1 i λ_2 nakon fitovanja simuliranih raspada stanja sa vremenom života τ_1 , a sa dva punjenja sa vremenima života τ_2 (poznato) i τ_3 (nepoznato).

$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$						$\epsilon_1 = 0.12 \epsilon_2 = 0.1 \epsilon_3 = 0.08$					
τ_1	τ_2	τ_3	λ_1	λ_3	τ_1	τ_2	τ_3	λ_1	λ_3		
			[1/ps]					[1/ps]			
2	5	10	0.51 (8)	0.096 (36)	2	5	10	0.52 (8)	0.101 (33)		
2	10	5	0.52 (7)	0.22 (6)	2	3	7	0.51 (7)	0.14 (4)		
5	10	2	0.204 (7)	0.49 (29)	2	7	20	0.52 (7)	0.052 (35)		
5	7	15	0.22 (4)	0.08 (6)	5	7	2	0.203 (7)	0.52 (31)		
5	15	7	0.20 (3)	0.15 (7)	5	15	7	0.18 (6)	0.13 (10)		
2	5	20	0.52 (5)	0.045 (26)	5	2	10	0.205 (22)	0.094 (33)		
2	20	5	0.53 (4)	0.21 (4)	10	5	2	0.101 (4)	0.51 (20)		
20	5	10	0.050 (3)	0.097 (23)	10	15	5	0.101 (11)	0.21 (11)		

U eksperimentalnim uslovima, sa upotrebom masenih spektrometara, već je pokazano da se vreme života može odrediti koristeći samo jednu komponentu raspada, sporu ili brzu, ako je poznat broj registrovanih izotopa sa koga potiče odgovarajući raspad za svaku udaljenost meta-degrader [119]. Kako se u prethodno opisanom metodu za uračunavanje uticaja nepoznatog punjenja, koristi broj preostalih stanja za svaku udaljenost, koji odgovara odboru u sporoj komponentni raspada, ona se može iskoristiti za proveru metode. Za tu svrhu su korišćeni eksperimentalni rezultati za stanje 2_1^+ u ^{72}Zn , koji su prikazani i analizirani regularnom DDCM metodom u odeljku 8.3.3.

**Slika 7.4:** Provera metode na stanju 2_1^+ u ^{72}Zn fitovanjem eksperimentalno određenih vrednosti $N_1(t)$. $N_2(0)$ kao i λ_2 su određeni eksperimentalno i fiksirani. Na grafiku levo prikazan je fit pretpostavljajući nepoznato punjenje intenziteta oko 30% i vremena života 20 ps, a na desnom nepoznato punjenje intenziteta oko 10 % i vremena života 5 ps.

Odbroji u sporoj komponenti za svaku meta-degrader udaljenost su normirani brojem detektovanih izotopa ^{72}Zn , te su korigovani na efikasnost. Za određivanje λ_2 , korišćeno je efektivno vreme života stanja 4_1^+ , bez korekcije na punjenje, od 11.7(15) ps. Vremenu stanja 2_1^+ od 16.4(11) ps odgovara $\lambda_1=0.061(4)$ 1/ps. Kako je za opisan metod potrebno imati bar pet tačaka u oblasti osetljivosti, što u ovom eksperimentu nije bilo moguće primeniti, rezultati nisu idealni i fitovanje je vršeno uz neke pretpostavke i o nepoznatom punjenju. Dve mogućnosti su i grafički prikazane na slici 7.4, i to dobijene pretpostavljajući nepoznato punjenje intenziteta oko 30% i vremena života 20 ps, kao i nepoznato punjenje intenziteta oko 10 % i vremena života 5 ps. Dobijene su slične vrednosti za $\lambda_1=0.0758(13)$ 1/ps. Odstupanje od eksperimentalne vrednosti može biti uzrokovano nepouzdanošću zbog malog broja odgovarajućih tačaka.

7.2 ◊ χ^2 pristup

Ovako uočena odstupanja se tako mogu i otkloniti dodavanjem nivoa koji puni posmatrani nivo, a koji predstavlja aproksimaciju svih neuočenih prelaza. U ovoj analizi je to u pojedinim slučajevima gde postoji sumnja na ovakve greške, urađeno dodavanjem još jednog nepoznatog punjenja koje predstavlja aproksimaciju svih mogućih neuočenih prelaza, te tako formula za određivanje vremena života 5.25 postaje:

$$\tau_i(x) = -\frac{Q_{ij}(x) - \sum_h b \frac{I_{hi}^s + I_{hi}^b}{I_{ij}^s + I_{ij}^b} Q_{hi}(x) - Q_{nep}(x) \frac{I_{nep}^s + I_{nep}^b}{I_{ij}^s + I_{ij}^b}}{v \frac{dQ_{ij}(x)}{dx}}, \quad (7.3)$$

gde je Q_{nep} kriva raspada uvedenog nepoznatog punjenja, $I_{nep}^{(b)}$ su njegove spora i brza komponenta. Ovo nepoznato punjenje je uvođeno variranjem intenziteta tog punjenja u odnosu na prelaz sa posmatranog i stanja i istovremeno variranjem vremena života punjenja. Faktor grananja nije uziman u obzir jer se može skalirati sa intenzitetom. Od svih mogućnosti, kao ona koja popravlja eksperimentalni rezultat, birana je kombinacija koja je dala najmanju vrednost χ^2 , gde se on računa kao:

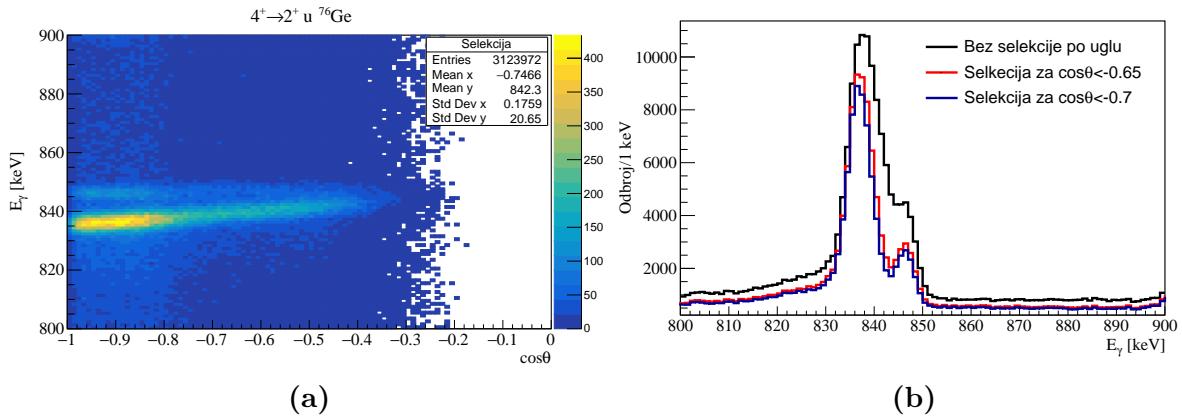
$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\tau_i(x) - \tau_{os})^2}{\tau_{os}}, \quad (7.4)$$

gde je τ_i vrednost vremena života u funkciji rastojanja meta-degrader, a τ_{os} otežana srednja vrednost vremena života.

8 ▶ Eksperimentalni rezultati

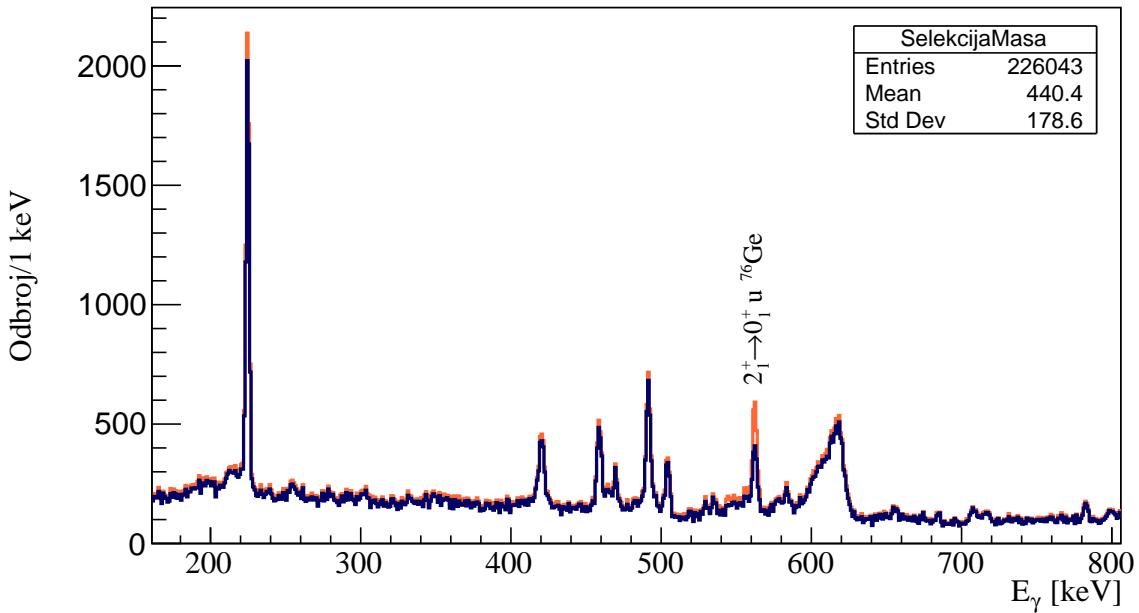
8.1 ♦ Princip analize

Da bi se dobilo što bolje moguće razdvajanje dve komponente γ zraka, selektovani su samo oni zraci emitovani pod uglom $>135^\circ$, slika 8.1. Pozicije spore (nepomerene) komponente su određene pomoću spektara generisanih za sve udaljenosti i potom su fiksirane za svaku udaljenost pojedinačno. Pozicije brzih (pomerenih) komponenti su u većini slučajeva određene na isti način, sem u slučaju kada nisu potpuno razdvojene ili statistika nije dovoljna, te je ona određena uz pomoć Doplerovog pomeranja. Širine pikova su određene na najmanjoj udaljenosti i potom držane fiksne za ostale. Pikovi koji se ne pojavljuju konzistentno na svim udaljenostima nisu uzeti u obzir. U nekim slučajevima, nisu sve udaljenosti meta-degrader korišćene za određivanje vremena života, iako su uzimane u obzir za fitovanje krive raspada, a iz raloga jer su daleko od maksimuma odnosa pomerene i nepomerene komponente prelaza i takve vrednosti unose veliku grešku u rezultat. Poznato je da je dovoljno koristiti samo dve udaljenosti iz oblasti oko maksimuma krive raspada, tzv. oblasti osetljivosti, da se izračuna vreme života [95].



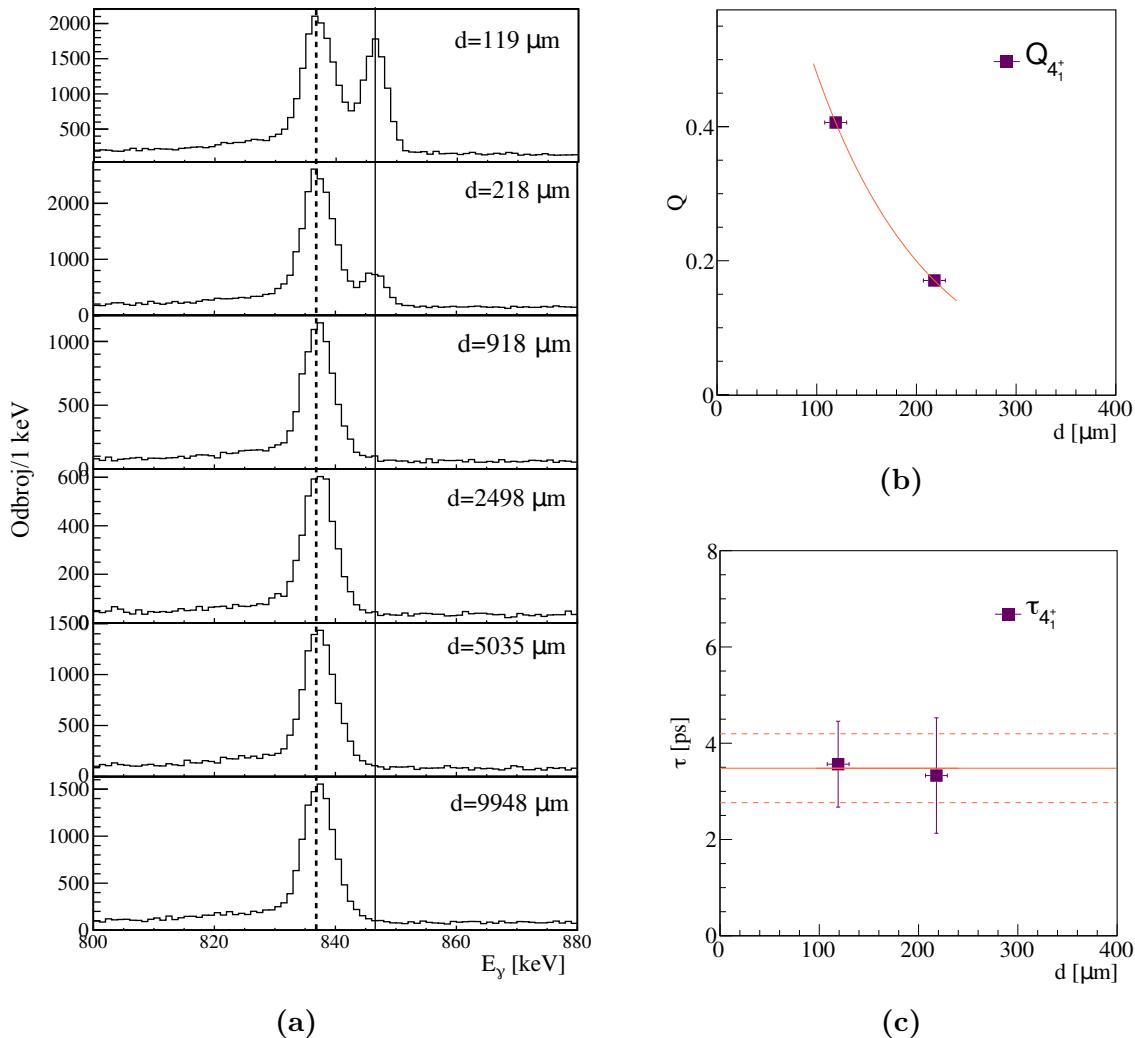
Slika 8.1: Ilustracija selekcije po uglu. Na slici 8.1a prikazan je ukupan broj događaja za energije oko energije prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ u zavisnosti od kosinusa ugla detekcije, $\cos \theta$. Na slici 8.1b prikazan je izgled pika u zavisnosti od ugla.

Na slici 6.9 prikazan je broj detektovanih događaja za svaku atomsku masu, A . Selektovanjem granica A koje odgovaraju širini pika dobićemo spektre za odgovarajući izotop, koji bi trebalo da su čisti tj. da sadrže samo γ pikove odgovarajućeg izotopa. U nekim slučajevima ipak, pojavljuje se kontaminant mete ^{76}Ge , $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ i $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ prelazi. Smanjivanjem opsega A može se smanjiti i doprinos ovakvih pikova, što je ilustrovano na slici 8.2. Promenom granice mase za ^{77}Ge od 76.6-77.6 (narandžasto) na 76.7-77.6 (plavo) smanjuje se doprinos kontaminanta za 35% dok se odbroji pikova od interesa smanje za samo 5%.



Slika 8.2: Ilustracija selekcije po masi. Plavi spektar dobijen je smanjivanjem granica odabrane mase u odnosu na narandžasti spektar.

Verifikacija metoda merenja vremena života je izvršena merenjem poznatog vremena života 4_1^+ stanja u ^{76}Ge . Evolucija pika na 847.2 keV koji odgovara prelazu $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ prikazana je na slici 8.3a, gde se može primetiti da se obe, spora i brza komponenta, nalaze na prve dve udaljenosti od 119(11) μm i 218(11) μm . U spektru ^{76}Ge mogu se uočiti tri prelaza koja pune stanje 4_1^+ i to: $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ na 1043.7 keV, $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ na 611.7 keV i $5_1^+ \rightarrow 4_1^+$ na 1077.2 keV. Uz korekcije na ova tri prelaza, dobijeno je vreme od 3.5(7) ps, a postojeći rezultat pomoću Kulonove ekscitacije je 2.60(59) ps [120], što je u sasvim dobrom slaganju. Kriva raspada i vreme života ilustrovani su na slikama 8.3b i 8.3c, redom.

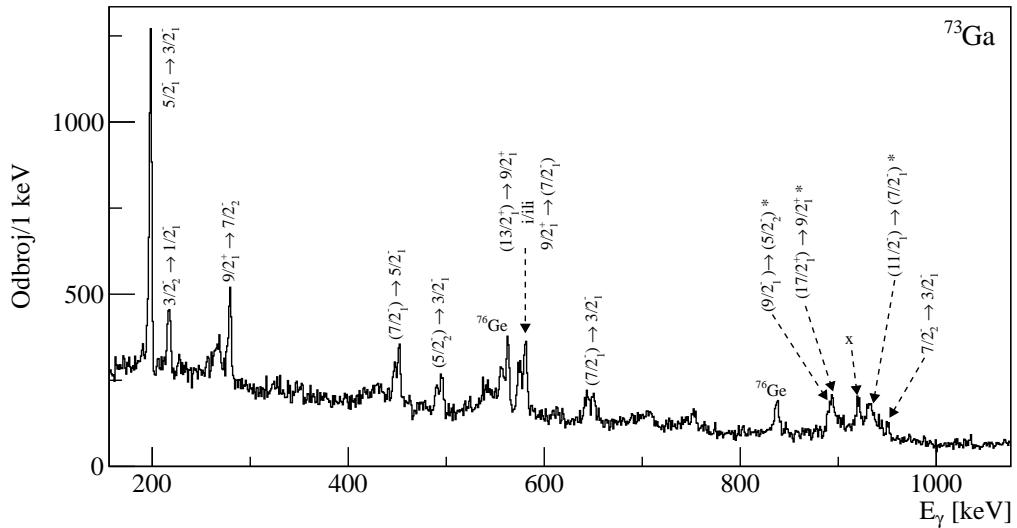


Slika 8.3: Merenje vremena života stanja 4^+ u ^{76}Ge . Na slici 8.3a prikazana je evolucija prelaza $4^+ \rightarrow 2^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Na slici 8.3b prikazana je kriva raspada, a na slici 8.3c vreme života po udaljenostima, punom linijom je prikazana težinski usrednjena vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanoj linijom su prikazane granice greške ove vrednosti.

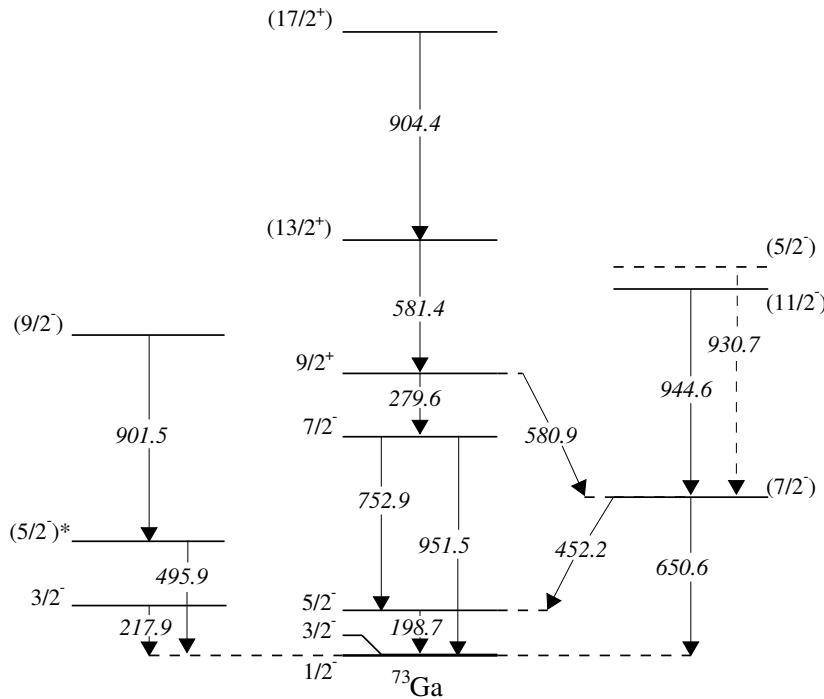
8.2 ♦ Izotopi galijuma

8.2.1 ♦ ^{73}Ga

Spektar sa γ singlovima detektovanih u koincidenciji sa ^{73}Ga na sumi svih udaljenosti meta-degrader je prikazan na slici 8.4, a delimična šema raspada konstruisana od stanja pobuđenih u eksperimentu i sa kojih su detektovani emitovani γ zraci, prikazana je na slici 8.5. Pregled svih izmerenih vremena života u ^{73}Ga nalaze se u tabeli 8.1.



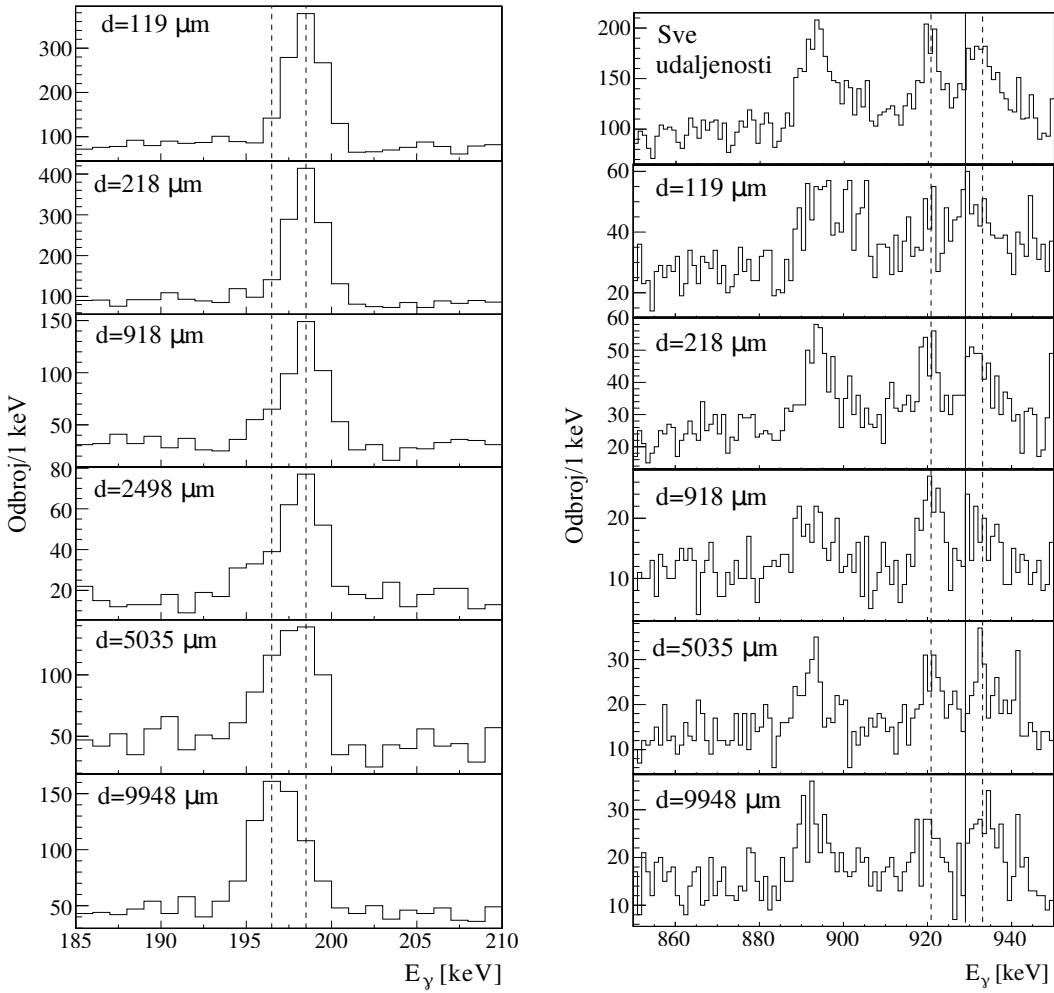
Slika 8.4: γ spektar ^{73}Ga na sumi svih udaljenosti meta-degrader.



Slika 8.5: Delimična šema raspada ^{73}Ga . Nivo $(5/2_2^-)$ označen je simbolom * jer u baze podataka NNDC još nije unet samo spin $5/2^-$ koji je određen u eksperimentu Kulonove ekscitacije [83]. Stanje $(5/2_3^-)$ i prelaz 930.7 keV označeni su isprekidanim linijama jer nije potvrđeno da ova γ linija odgovara baš naznačenom prelazu.

Sem pikova koji odgovaraju poznatim γ prelazima smeštenim u šemu raspada, primećena je i nepoznata, a intenzivna γ linija u spektru na 930.7(3) keV. Uzimajući u obzir energetske razlike poznatih stanja u bazama podataka NNDC [4], ova tranzicija bi se mogla pripisati prelazu sa stanja $(5/2^-)$ na 1578(3) keV na $(7/2_1^-)$ stanje na 651.2 keV, prikazana je isprekidanim linijom na slici 8.5. Izmerena su vremena života $5/2_1^-$, $3/2_2^-$ i $(7/2_1^-)$ stanja, a procenjeno je i vreme života stanja koje bi odgovaralo prelazu od 930.7(3) keV.

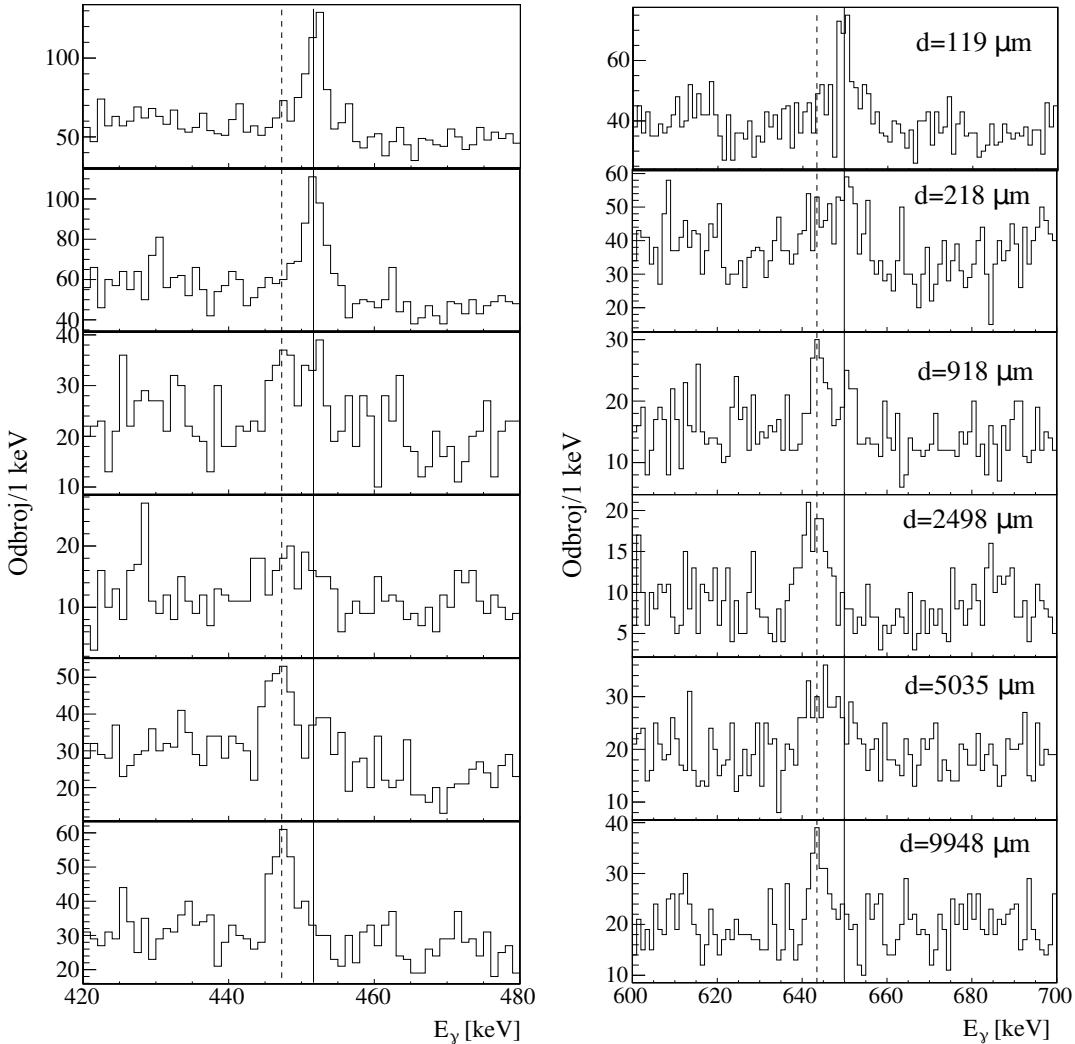
Najintenzivniji pik u spektru na 198.7(5) keV pripada prelazu $5/2_1^- \rightarrow 1/2^-$, $3/2^-$, a evolucija ovog γ prelaza po udaljenostima meta-degrader je prikazana na levom delu slike 8.6. Obe komponente se pojavljuju na udaljenostima 918, 2398, 5035 i 9948 μm , a s obzirom da na ovako niskoj energiji nisu potpuno razdvojene, pozicija pomerene komponente određena je računajući Doplerovo pomeranje koristeći brzinu jona detektovanih u VAMOS++-u od 27.9 $\mu\text{m}/\text{ps}$, a potom je ova pozicija fiksirana na svakoj udaljenosti. Izmereno je vreme života od 229(30) ps, a odgovarajuća kriva raspada i vreme na svakoj udaljenosti su prikazani na slici 8.8a.



Slika 8.6: Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $3/2_1^-$ i prelaza na 930.7(3) keV u ^{73}Ga po različitim meta-degrader udaljenostima.

Obe komponente nepoznatog prelaza na 930.7(3) keV se mogu naći na udaljenostima od 119 i 218 μm , što je prikazano na desnom delu slike 8.6, a vreme života je procenjeno kao 8.6(22) ps, što se može uzeti kao gornja granica, jer nije poznat uticaj punjenja viših stanja. Kriva raspada i vreme života su prikazani na slici 8.9c. Energija ovog prelaza

odgovara energetskoj razlici stanja ($5/2^-$) na 1578(3) keV i stanja ($7/2_1^-$) na 651.2 keV, pa je ova mogućnost punjenja uzeta u obzir pri računanju vremena života ($7/2_1^-$) stanja i dodata mernoj nesigurnosti.

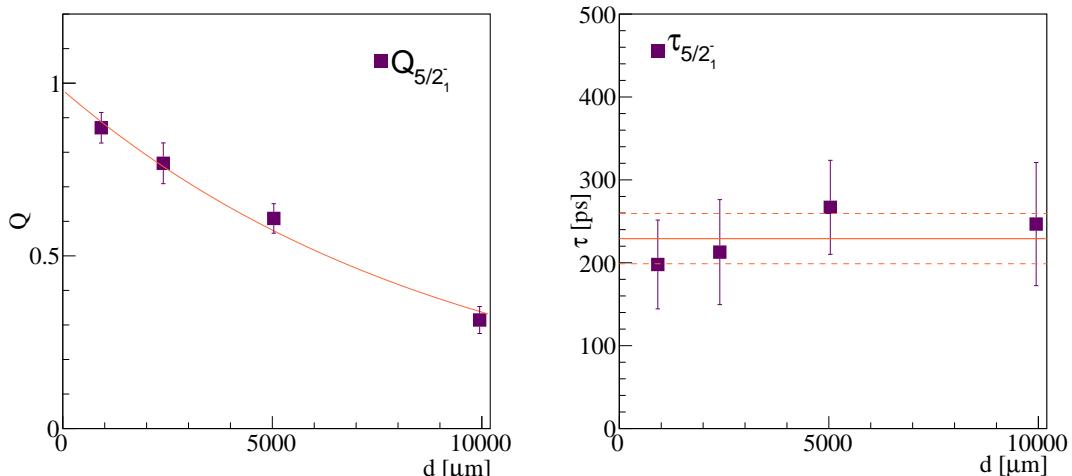
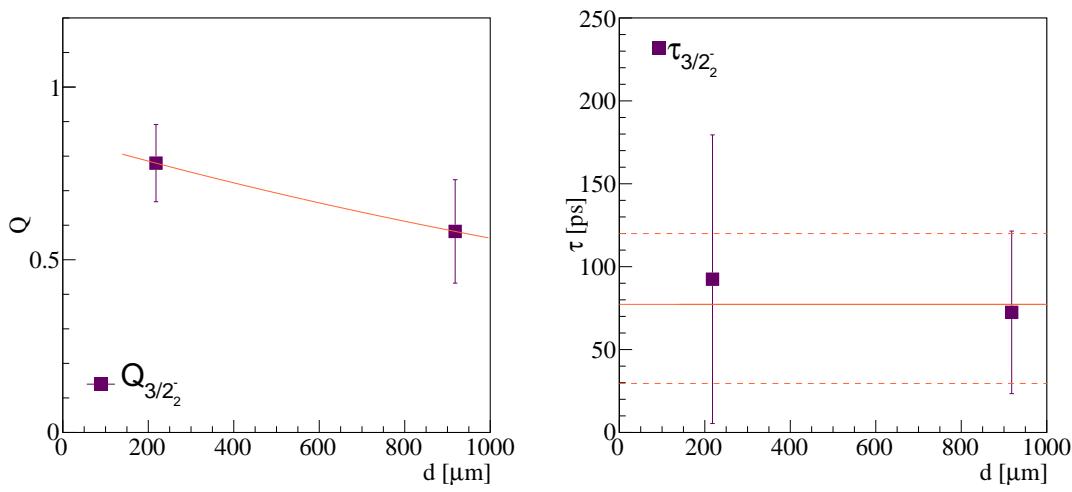


Slika 8.7: Evolucija prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2^-$ (levo) i $(7/2_1^-) \rightarrow 1/2_1^-, 3/2_1^-$ (desno) u ^{73}Ga , po različitim meta-degrader udaljenostima.

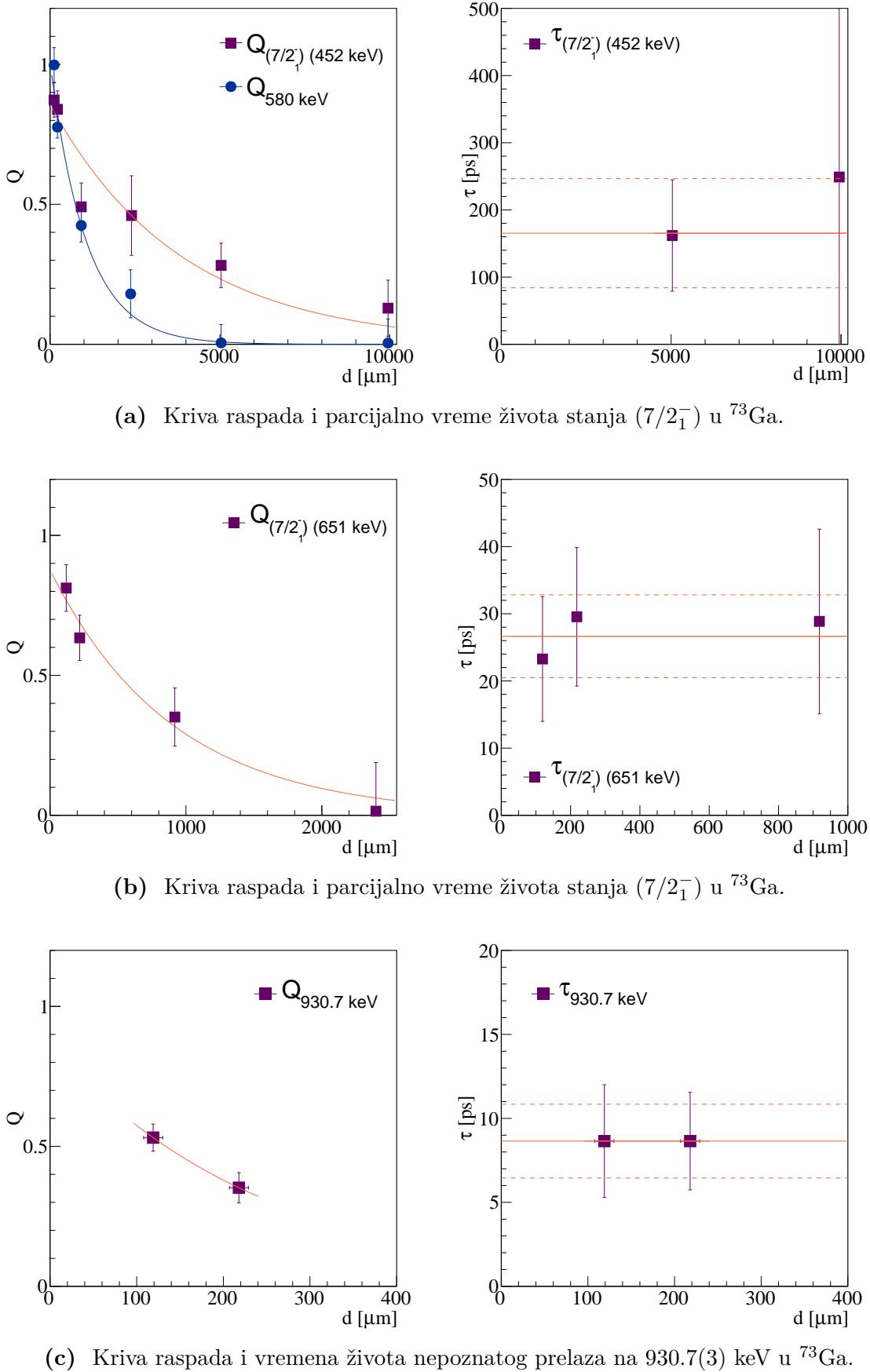
Stanje $3/2_2^-$ je slabo pobuđeno, te su intenziteti pikova određeni uz velike merne nesigurnosti, te je tako izmereno vreme života od 77(42) ps. Obe komponente su nadene na spektrima sa udaljenosti od 218(11) μm i 918(12) μm , a kriva raspada i vreme života su prikazani na slici 8.8b. Dobijeno vreme života je u dobrom slaganju sa prethodnim rezultatom od 67(9) ps izmerenim pomoću napredne metode vremenskog kašnjenja $\beta\gamma\gamma(t)$ [76].

Sa stanja $(7/2_1^-)$ su primećena dva prelaza: $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2^-$ i $(7/2_1^-) \rightarrow 1/2_1^-, 3/2_1^-$ na energijama od 452.2(2) i 650.6(4) keV, redom, a evolucija ovih prelaza sa udaljenosću meta-degrader prikazana je na slici 8.7. U ovom slučaju se pomoću njih dobijaju parcijalna vremena života, a efektivno vreme života stanja $(7/2_1^-)$ se dobija pomoću formule 5.26. Međutim, za oba prelaza postoji problem nepoznatog doprinosa stanja koji pune nivo $(7/2_1^-)$ jer na oko 581 keV postoje dva prelaza, $9/2_1^+ \rightarrow (7/2_1^-)$ na 580.9 keV i $(13/2_1^+) \rightarrow 9/2_1^+$ na 581.4 keV. Razdvajanje ova dva pika nije moguće zbog bliskosti energija, iz tog razloga je parcijalno vreme života pomoću pika na 452.2 keV određeno samo uz pomoć spektara sa udaljenosti od 5035 i 9948 μm jer, kao što se može uočiti sa slike 8.9a, pik

na ≈ 581 keV na tim udaljenostima ima samo pomerenu komponentu i kriva raspada je dostigla nulu, te je tako svaki doprinos punjenju stanja ($7/2_1^-$) zanemarljiv (član u formuli 5.25 koji se odnosi na punjenje ≈ 0). Kako su ove udaljenosti daleko od oblasti osetljivosti, tj. od maksimuma krive raspada, dobijeno vreme je sa velikom mernom nesigurnošću i iznosi 165^{+81}_{-86} ps. Parcijalno vreme života prelaza ($7/2_1^- \rightarrow 1/2^-$, $3/2^-$) je dosta kraće, što se može videti sa krive raspada na levom delu slike 8.9b, gde je brzina raspada bliska brzini raspada prelaza na ≈ 581 keV, stoga ne možemo koristiti isti princip jer nemamo obe komponente na većim udaljenostima. Vreme ovog prelaza je određeno bez uticaja prelaza na ≈ 581 keV, te kao takvo može da predstavlja samo gornju granicu vremena života i iznosi $< 27(6)$ ps. Efektivno vreme života dobijeno pomoću dva parcijalna vremena iznosi $< 23(13)$ ps. Treba napomenuti i da je zabeležena energija prelaza ($7/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $3/2_1^-$) od $650.6(4)$ keV, manja od energije pobuđenog stanja ($7/2_1^-$) od 651.2 keV. Razlika od 0.6 keV može da potiče od činjenice da je ovo zapravo E2 prelaz na $3/2_1^-$, što dodatno ukazuje na dublet osnovnog stanja, a energetska razlika se slaže sa prethodnim od < 0.8 i < 0.3 keV [83, 76].

(a) Kriva raspada i vreme života stanja $5/2_1^-$ u ${}^{73}\text{Ga}$.(b) Kriva raspada i vreme života stanja $3/2_2^-$ u ${}^{73}\text{Ga}$.

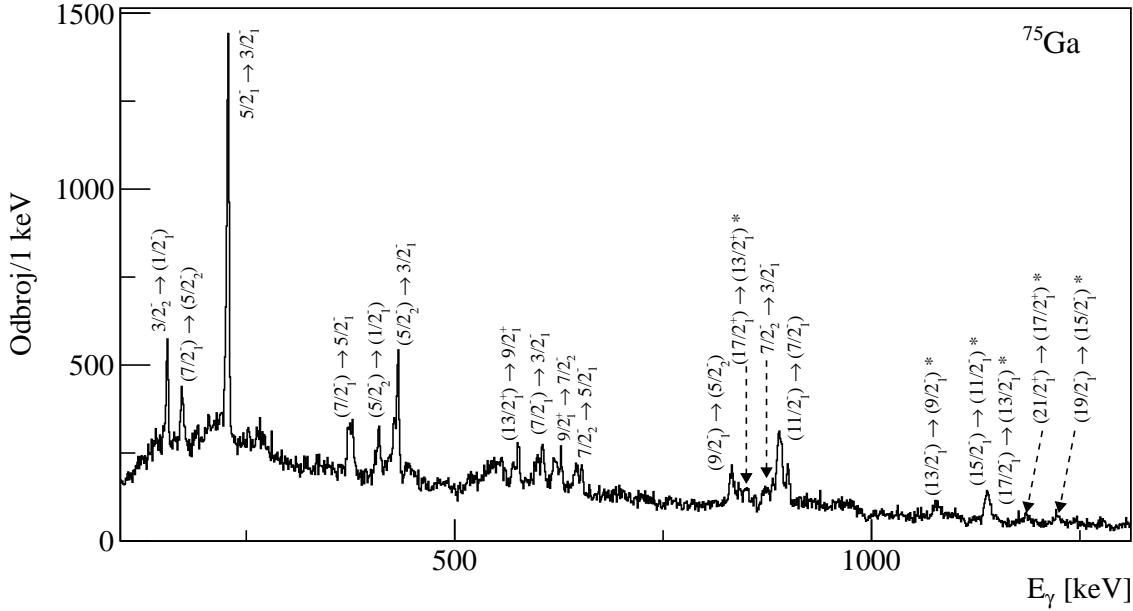
Slika 8.8: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanjem.



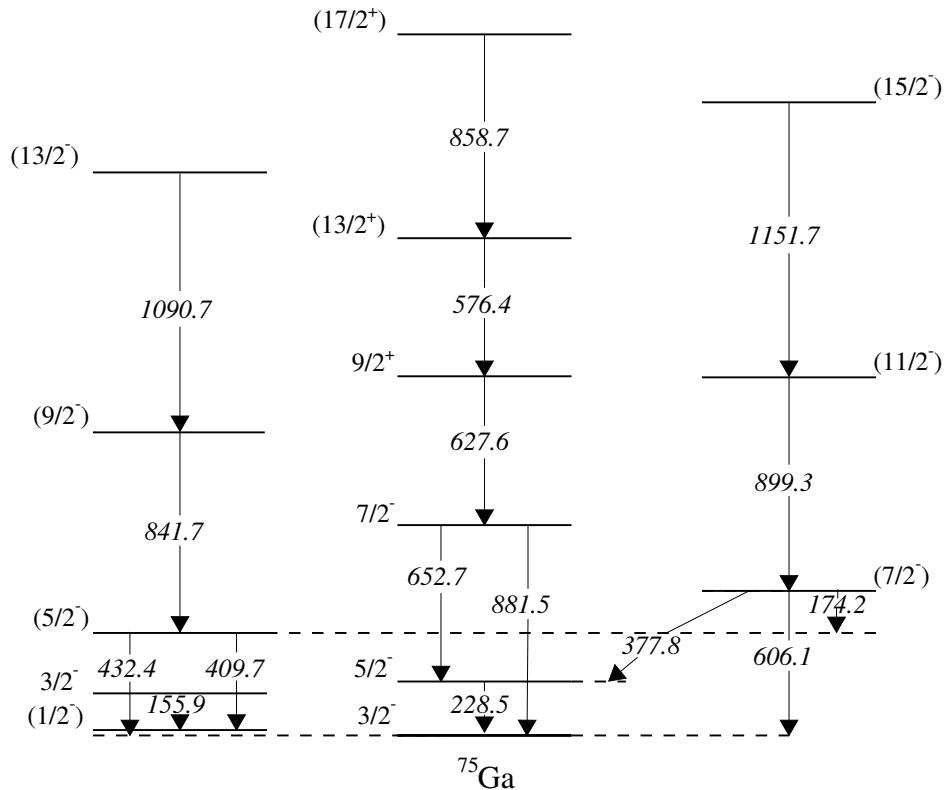
Slika 8.9: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

8.2.2 ♦ ^{75}Ga

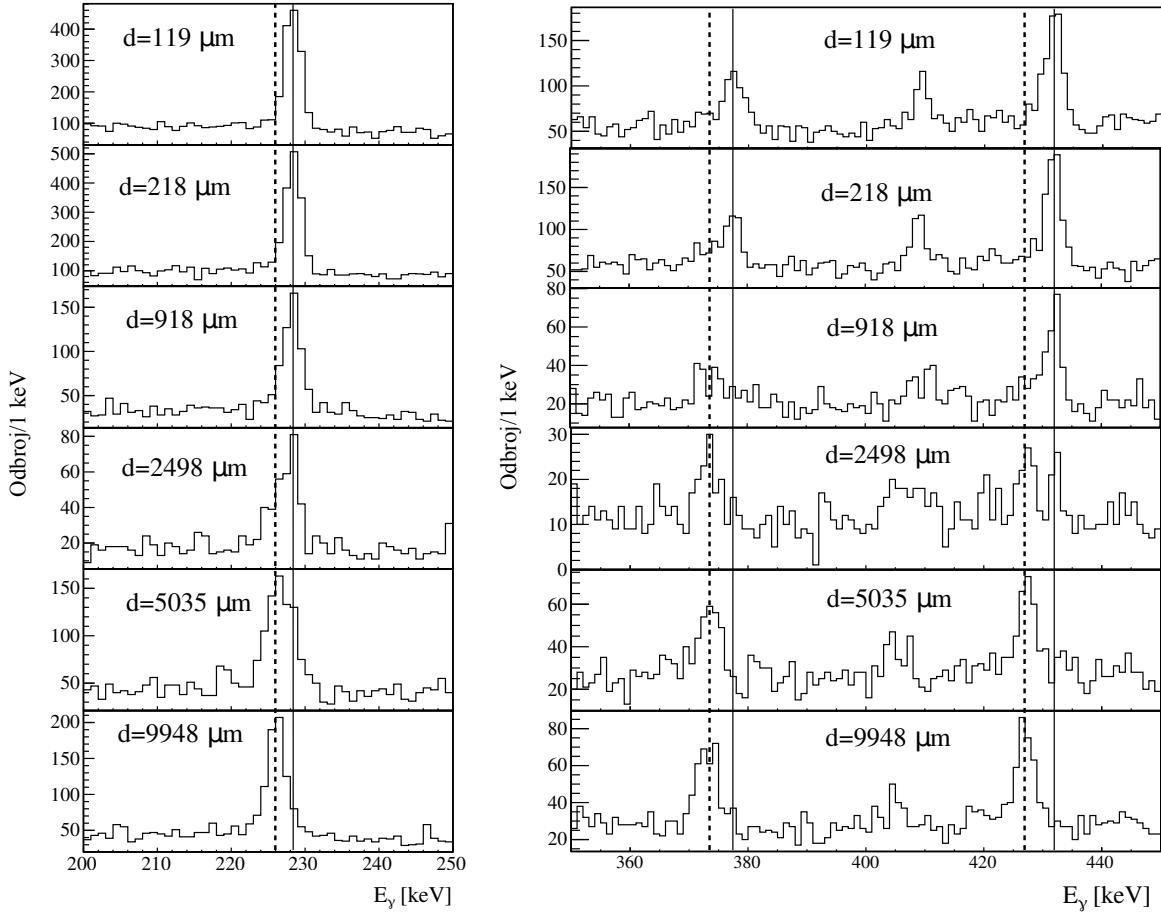
Spektar γ singlova koji su detektovani u koincidenciji sa ^{75}Ga i na svim udaljenostima meta-degrader, prikazan je na slici 8.10, a deo šeme raspada koji je dobijen pomoću identifikovanih γ linija na slici 8.11.



Slika 8.10: Spektar ^{75}Ga na sumi svih udaljenosti meta-degrader.



Slika 8.11: Delimična šema raspada ^{75}Ga



Slika 8.12: Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$, $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ i $(5/2_2^-) \rightarrow 3/2_1^-$ (s leva na desno) u ^{75}Ga , sa porastom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom je označena spora, a isprekidanom brza komponenta.

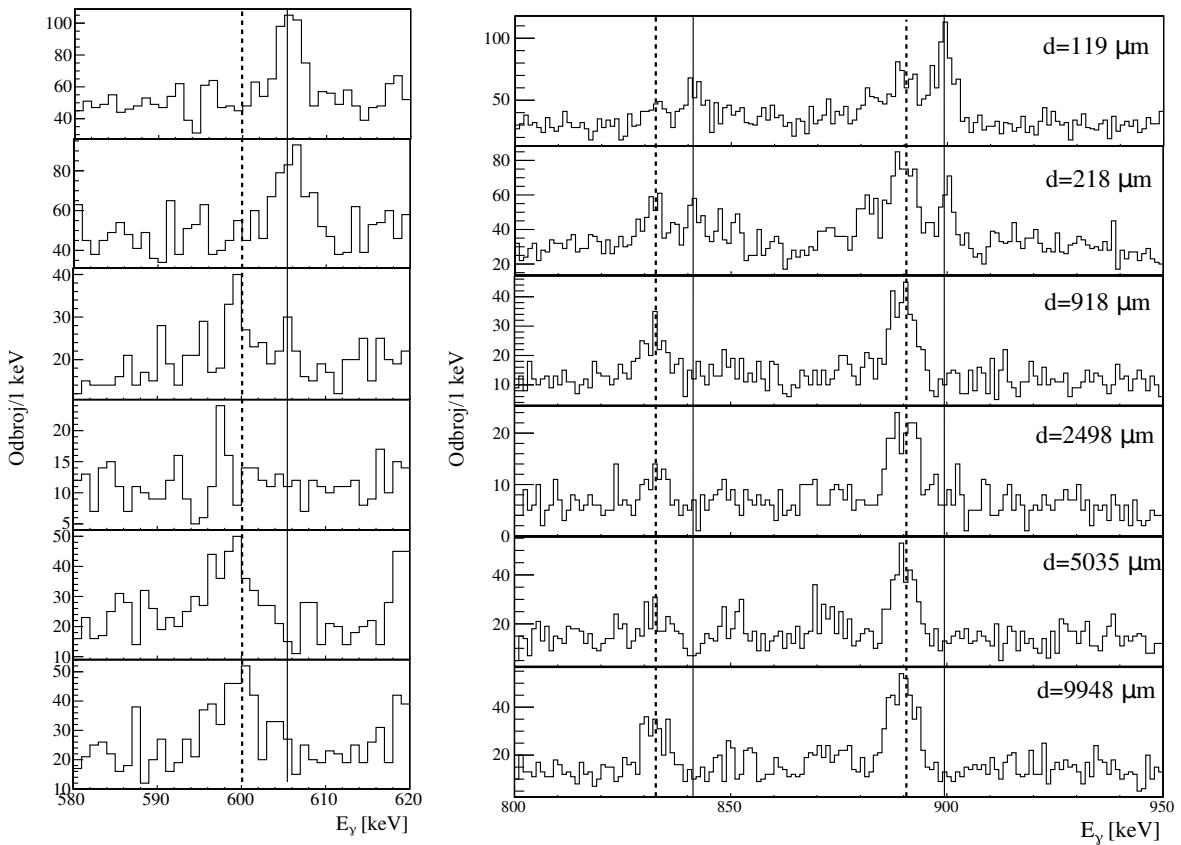
Vreme života stanja $5/2_1^-$ određeno je koristeći četiri udaljenosti meta-degrader: $918(12)$ μm , $2398(16)$ μm , $5035(60)$ μm i $9948(129)$ μm . Ovom stanju pripada prelaz na $228.6(5)$ keV, a sa desnog dela slike 8.12 može se videti da se spora i brza komponenta uočavaju baš na navedenim udaljenostima. Stanje $5/2_1^-$ pune dva prelaza, $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ od $377.8(2)$ keV i $7/2_2^- \rightarrow 5/2_1^-$ na 652.7 keV, što je uzeto u obzir pri proračunu vremena života koje iznosi $171(11)$ ps. Kriva raspada i vreme života ilutrovani su na slici 8.14a.

Obe komponente prelaza sa stanja $(5/2_2^-)$ na $432.4(3)$ keV nalaze se na udaljenostima od $918(12)$ μm , $2398(16)$ μm i $5035(60)$ μm , kao što se može primetiti na desnom delu slike 8.12. Vreme života stanja $(5/2_2^-)$ korigovano je na jedino uočeno punjenje sa višeg nivoa i to $(9/2^-) \rightarrow (5/2_2^-)$ na 841.7 keV i iznosi $88(15)$ ps. Odgovarajuća kriva raspada i vremena života po udaljenostima stanja $(5/2_2^-)$ nalaze se na slici 8.14b.

Sa stanja $(7/2_1^-)$ uočena su tri prelaza, na 174.1 , $377.8(2)$ i $606.1(3)$ keV. Spram odnosa ukupnih intenziteta ovih prelaza određeni su njihova grananja b_{hi} kao $0.25(3)$, $0.43(6)$ i $0.32(5)$, redom, što je korišćeno pri korekciji na punjenje u određivanju vremena života stanja $5/2_1^-$. U slučaju kada sa istog stanja postoji više prelaza, vreme života se računa preko parcijalnih vremena za svaki prelaz, preko formule 5.26. Kako prelaz od 174.1 keV nije mogao da se koristi za proračun vremena života, jer nemamo obe komponente na istom rastojanju meta-degrader, korišćene su samo tranzicije na $377.8(2)$ i $606.1(3)$ keV i dobijena su parcijalna vremena života od $14(4)$ i $17(4)$ ps, redom. Evolucija ovih prelaza je prikazana na slikama 8.12 i 8.13. U oba slučaja korišćene su udaljenosti od $119(11)$

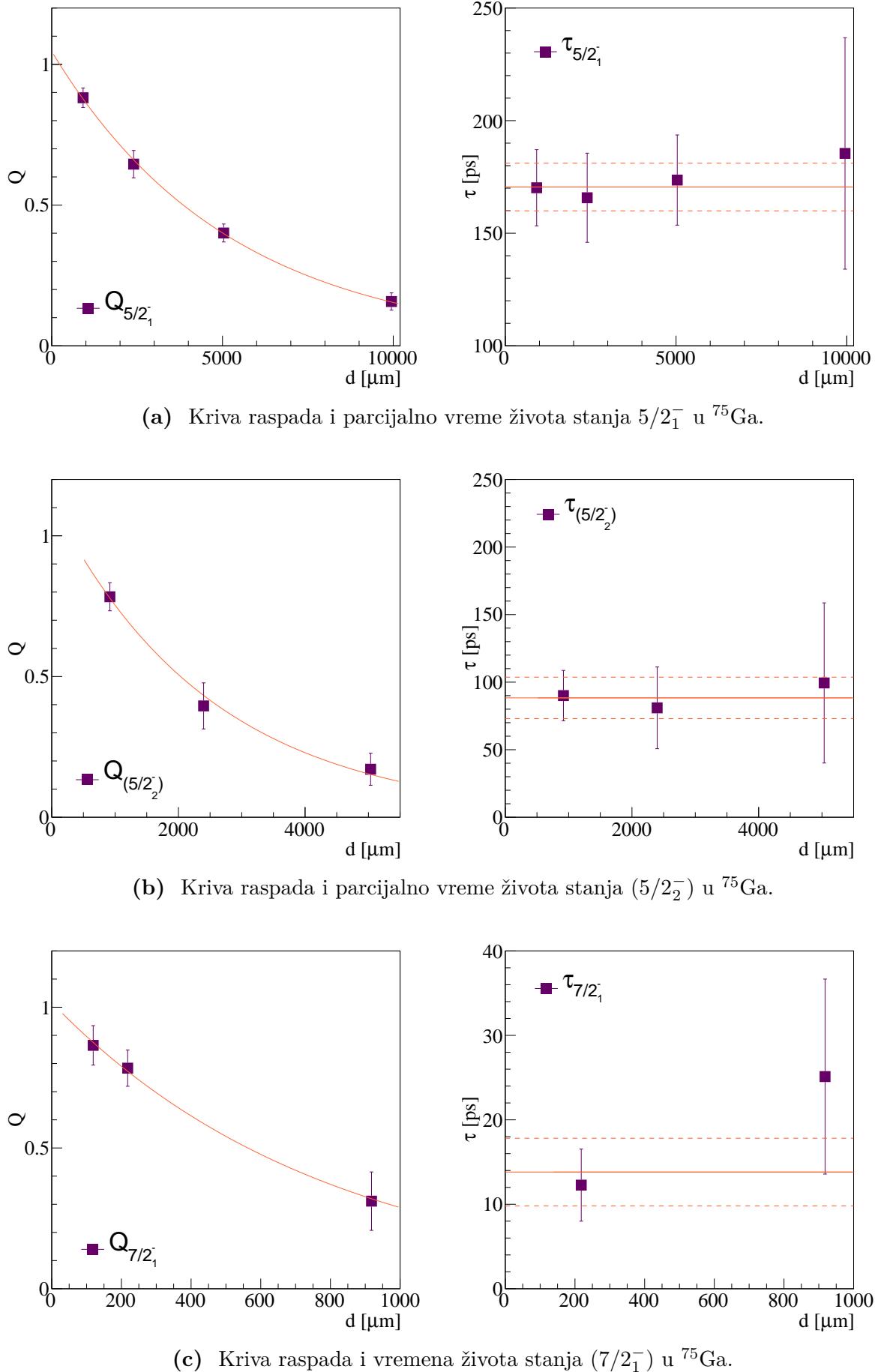
μm , $218(11) \mu\text{m}$ i $918(12) \mu\text{m}$, kao i korekcija na punjenje prelazom $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ na $899.3(3)$ keV. Kriva raspada i parcijalno vreme prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ nalaze se na slici 8.14c.

Vremena života stanja $(9/2_1^-)$ i $(11/2_1^-)$ su dosta kraća od ostalih izmerenih u ^{75}Ga , što može da se primeti i preko evolucije prelaza sa ovih stanja, $(9/2_1^-) \rightarrow (5/2_2^-)$ na $841.7(5)$ keV i $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ na $899.3(3)$ keV, prikazanih na desnom delu slike 8.13, te su korišćene samo prve dve udaljenosti od $119(11) \mu\text{m}$ i $218(11) \mu\text{m}$. Vremena života stanja $(9/2_1^-)$ i $(11/2_1^-)$ su korigovana na po jedno direktno punjenje sa stanja $(3/2_1^-)$ i $(15/2_1^-)$, redom i dobijena su vremena od $8.6(21)$ i $6.5(11)$ ps. Prelazi $(9/2_1^-) \rightarrow (5/2_2^-)$ i $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ su jedini čisti E2 prelazi u ^{75}Ga i odgovara im $B(E2;\downarrow)$ od $224(55)$ i $215(35) \text{ e}^2\text{fm}^4$, redom. Krive raspada i vremena života stanja $(9/2_1^-)$ i $(11/2_1^-)$ po udaljenostima, prikazani su na slikama 8.15a i 8.15b, redom.



Slika 8.13: Evolucija prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 3/2_1^+$, $(9/2_1^-) \rightarrow (5/2_2^-)$ i $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ (s leva na desno) u ^{75}Ga , sa porastom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom je označena spora, a isprekidanom brza komponenta.

Pregled svih izmerenih vremena života u $^{73,75}\text{Ga}$ nalaze se u tabeli 8.1. Sva vremena izmerena za $^{73,75}\text{Ga}$, sem vremena života stanja $3/2_2^+$ u ^{73}Ga , merena su i reportovana po prvi put. Iako je pobuđeno dosta niskih energetskih stanja, nije moguće merenje vremena života svih, što zbog loše statistike, što zbog odsustva obe komponente prelaza.



Slika 8.14: Na levim delovima slika prikazana su vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a greške isprekidanom.

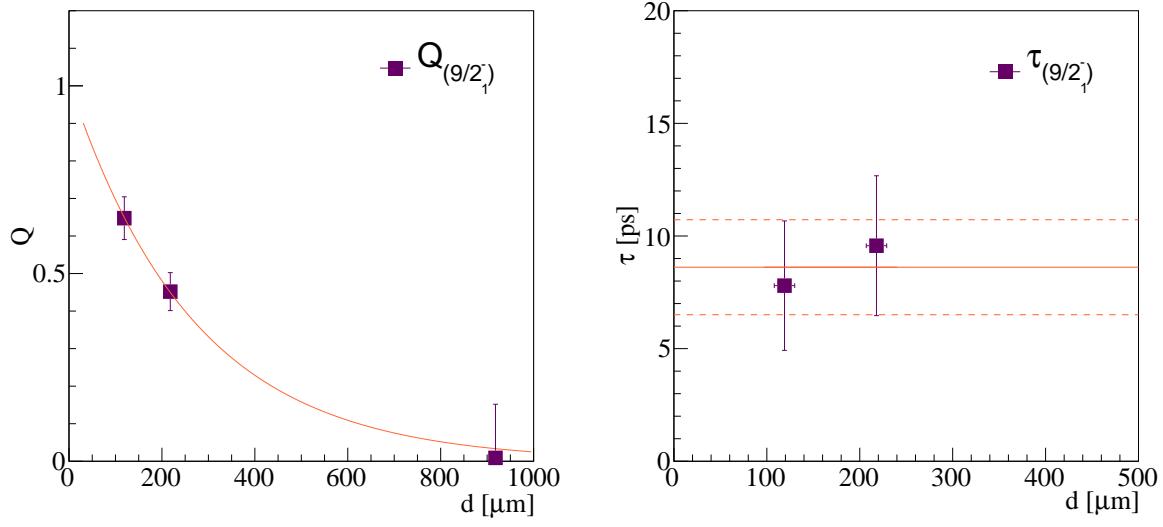
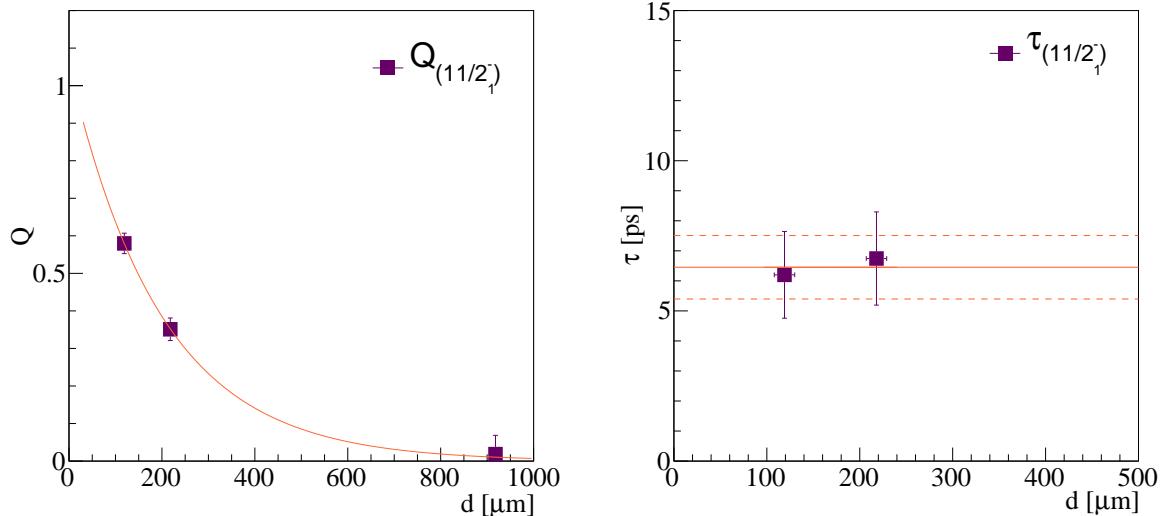
(a) Kriva raspada i vreme života stanja ($9/2_1^-$) u ^{75}Ga .(b) Kriva raspada i vreme života stanja ($11/2_1^-$) u ^{75}Ga .

Tabela 8.1: Eksperimentalni rezultati vremena života nisko pobuđenih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$. Vremena označena sa simbolom * predstavljaju samo parcijalna vremena života.

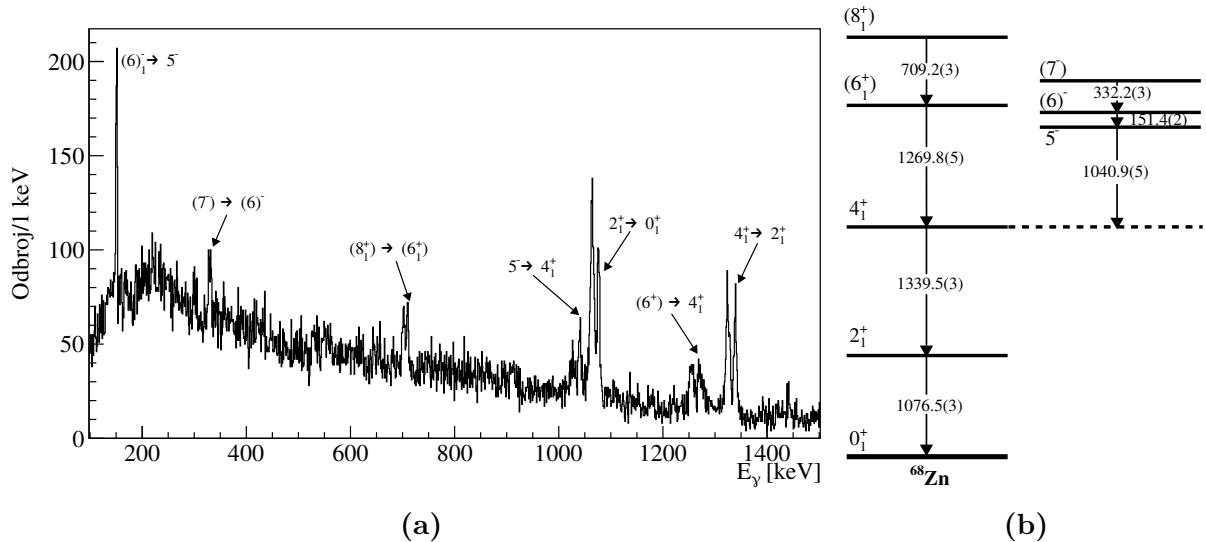
Izotop	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	τ (ps)	Prethodni rezultat τ (ps)
^{73}Ga	$5/2_1^-$	$1/2_1^-$, $3/2_1^-$	198.7(5)	229(30)	-
	$3/2_2^-$	$1/2_1^-$, $3/2_1^-$	217.9(2)	77(42)	67(9) [76]
	$(7/2_1^-)$	$5/2_1^-$	452.2(2)	$165^{+81}_{-86}^*$	-
	$(7/2_1^-)$	$3/2_1^-$	650.6(4)	< 27(6)*	-
	Nepoznato		930.7(3)	<8.6(22)	-
^{75}Ga	$5/2_1^-$	$3/2_1^-$	228.6(5)	171(11)	-
	$7/2_1^-$	$5/2_1^-$	377.8(2)	14(4)*	-
	$7/2_1^-$	$3/2_1^-$	606.1(3)	17(4)*	-
	$(5/2_2^-)$	$3/2_1^-$	432.4(3)	88(15)	-
	$(9/2_1^-)$	$5/2_2^-$	841.7(5)	8.6(21)	-
	$(11/2_1^-)$	$7/2_1^-$	899.3(3)	6.5(11)	-

8.3 ♦ Parni izotopi cinka

Jedan od ciljeva eksperimenta bilo je merenje vremena života 4_1^+ stanja u ^{74}Zn preko $\gamma - \gamma$ koincidencija. No, kako zbog statistike to nije bilo moguće, vremena života nisko pobuđenih stanja u $^{68,70,72,74}\text{Zn}$ su određena samo pomoću γ singlova. Vremena života 8_1^+ stanja u $^{70,72}\text{Zn}$ su merena po prvi put, a pregled svih merenih vremena života i poređenje sa literaturom dati su u tabeli 8.2. Kako je glavni cilj eksperimenta bilo vreme života $5/2^-_1$ stanja u ^{73}Ga , koje je reda veličine nekoliko stotina ps, eksperiment je optimizovan za to i trebalo je dostići što bolju statistiku za veće udaljenosti meta-degrader da bi se dostiglo željeno vreme života. Stoga, eksperiment sa najmanjom udaljenošću od $119\ \mu\text{m}$ nije sasvim optimizovan za kratka vremena života u izotopima cinka, koja su reda veličine nekoliko ps, kako je pojašnjeno u poglavlju 7, pa detaljna analiza u ^{68}Zn sa kratkim vremenima života nije bila moguća, kao ni merenje vremena života 6_1^+ stanja u ^{70}Zn .

8.3.1 ♦ ^{68}Zn

Spektar γ -zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima ^{68}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader prikazan je na slici 8.16a, a šema stanja sa kojih su detektovani prelazi na slici 8.16b. Prikazan spektar predstavlja sumu spektara sa svih udaljenosti, te za svaki prelaz imamo po dve komponente, sporu i brzu (pomerenu ka nižim vrednostima).



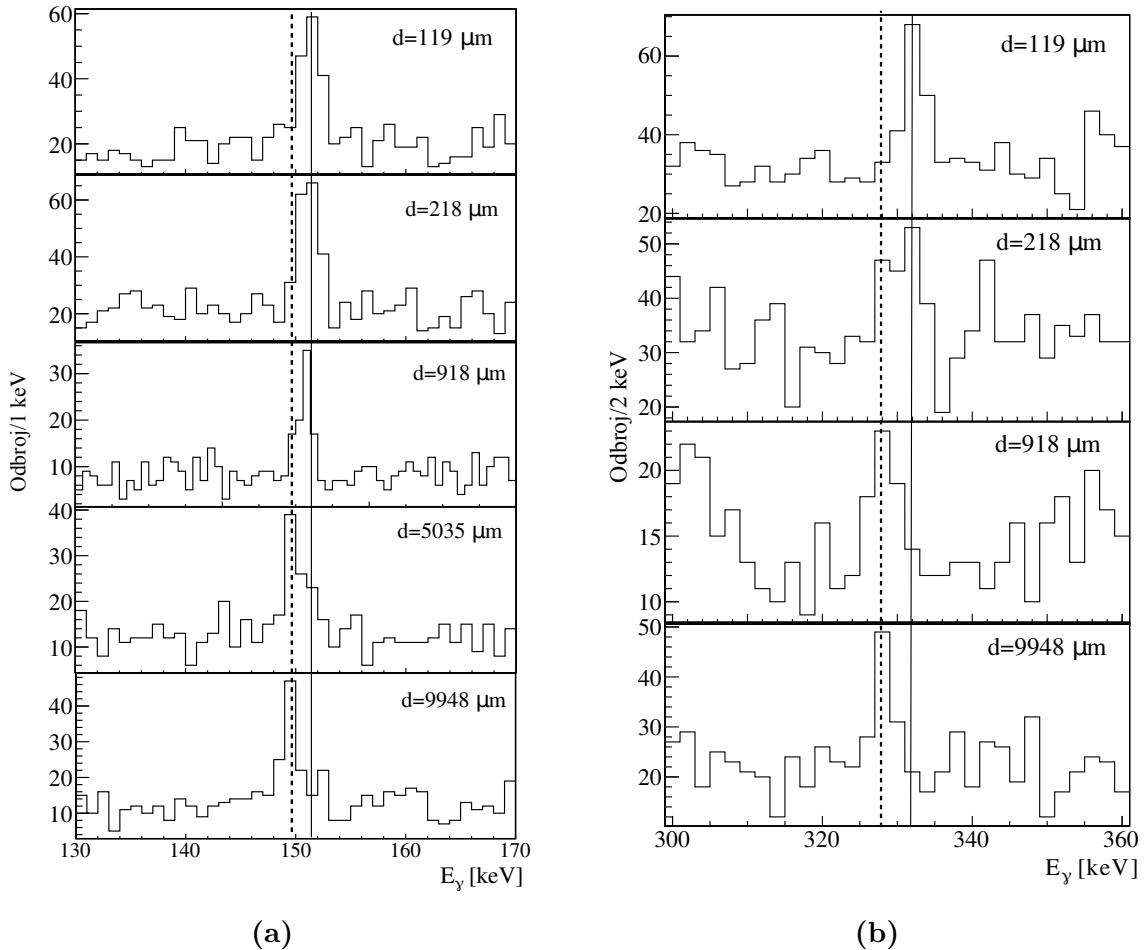
Slika 8.16: Na slici 8.16a prikazan je γ spektar ^{68}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.16b delimična šema raspada ^{68}Zn .

Za stanja (7^-) i $(6)^-$ kojima odgovaraju prelazi sa $332.2(3)$ keV i $151.4(2)$ keV, redom, u literaturi [121] se pojavljuju velike vrednosti vremena života od ≤ 6 ns i ≤ 2.5 ns, redom, nađene metodom zakasnele koincidencije $\gamma\gamma(t)$. Dobijeni rezultati i činjenica da se pojavljuju obe komponente su u suprotnosti sa ovim i isključuju mogućnost tako dugog vremena života. Ipak, obe komponente za ove prelaze su primećene samo na po jednom rastojanju meta-degrader, slika 8.17, te tako možemo odrediti samo granice vremena života, koristeći formulu:

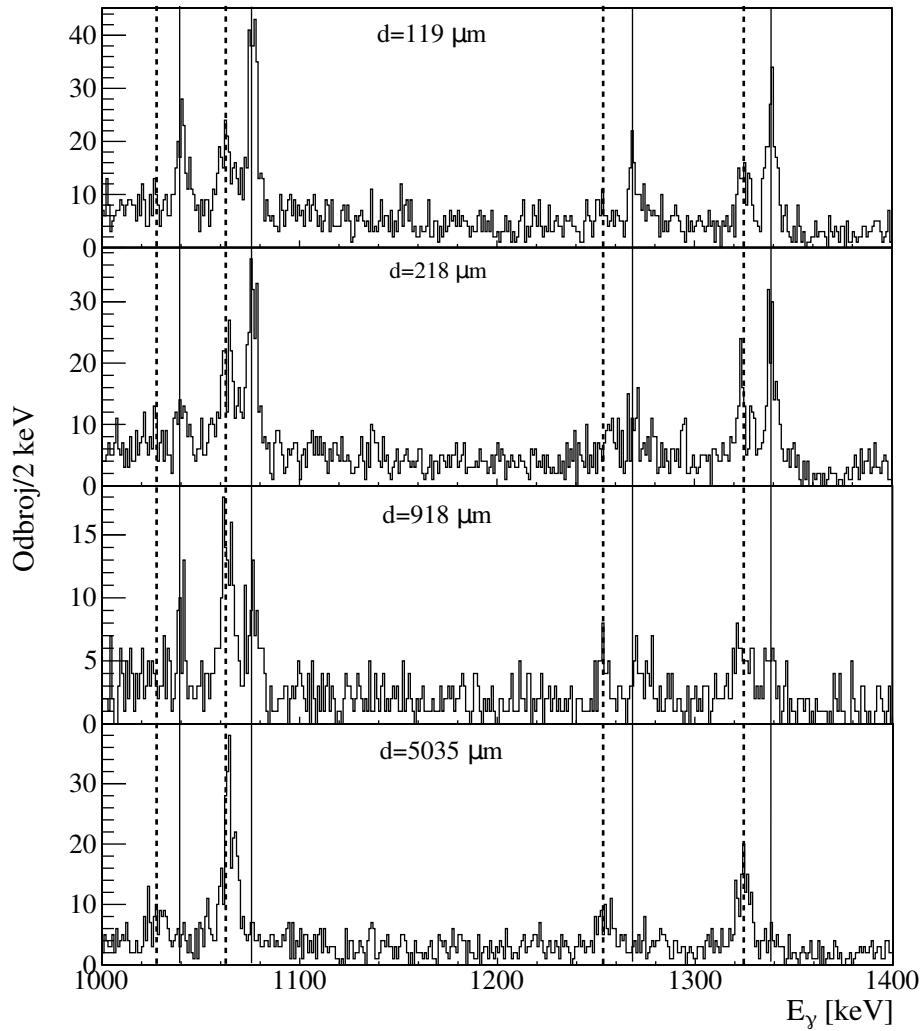
$$\tau = -\frac{d}{v \ln \frac{I_s}{I_s + I_b}} \quad (8.1)$$

gde je d rastojanje meta-degrader, v brzina datog izotopa pre degradera, a I_s i I_b intenziteti spore i brze komponente, redom. Za vreme života stanja (7^-) preko prelaza (7^-) \rightarrow (6^-) na 332.2(3) keV na udaljenosti od 218(11) μm dobijena je gornja granica od $\tau \leq 17(8)$ ps. Granica vremena života stanja (6^-), preko prelaza (6^-) \rightarrow (5^-) na 151.4(2) keV na udaljenosti od 5035(60) μm je $\tau \leq 117(50)$ ps.

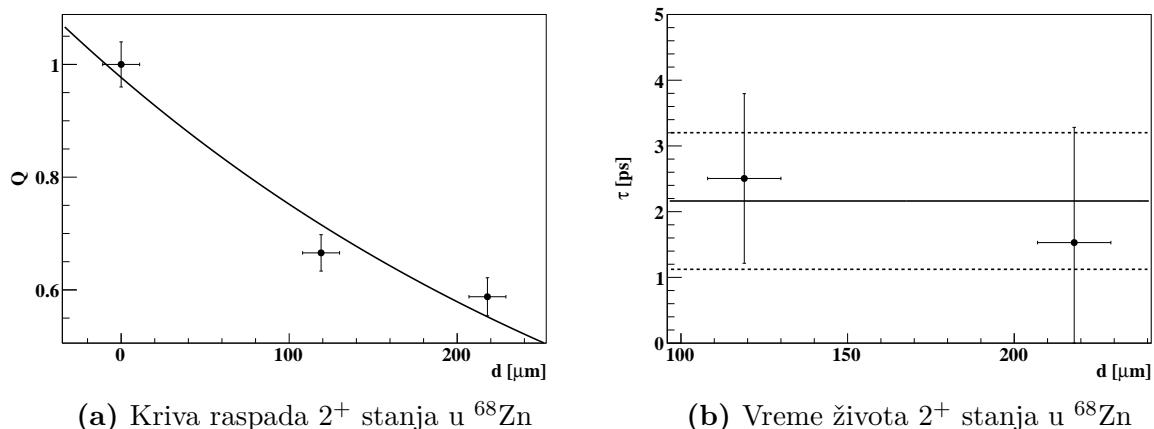
Radi sistematike i ispitivanja evolucije kolektivnosti u izotopima Zn oko N=40, od interesa je izmeriti vreme života stanja 2_1^+ i 4_1^+ . Obe komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ i $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ mogu se uočiti na prve tri udaljenosti meta-degrader od 119(11) μm , 218(11) μm i 918(12) μm , što je prikazano na slici 8.18. Vreme života dobijeno za 2_1^+ stanje, koristeći sve tri udaljenosti, iznosi 5.2(23) ps, dok je postojeća vrednost u literaturi u proseku 2.34(3) [122, 123]. Slično je i sa 4_1^+ stanjem, čije vreme života je ≈ 1 ps [4], gde većinski deo spore komponente verovatno potiče od punjenja, što produžava efektivno vreme života, poglavljje 7. Bolje slaganje za 2^+ stanje se dobija veštačkom popravkom fita krive raspada uvođenjem tačke Q=1 na nultoj udaljenosti, slika 8.19. Na taj način dobijeno je vreme života od 2.4(11) ps. Zbog veoma kratkog života i preterane korekcije punjenjem (jer većina detektovanih događaja potiče upravo od punjenja), nije moguće odrediti vreme života 4_1^+ stanja.



Slika 8.17: Na slici (a) prikazana je evolucija prelaza $(6^-) \rightarrow (5^-)$ po udaljenostima meta-degrader, a evolucija prelaza $(7^-) \rightarrow (6^-)$ na slici (b), u ^{68}Zn . Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanim brze komponente γ raspada.



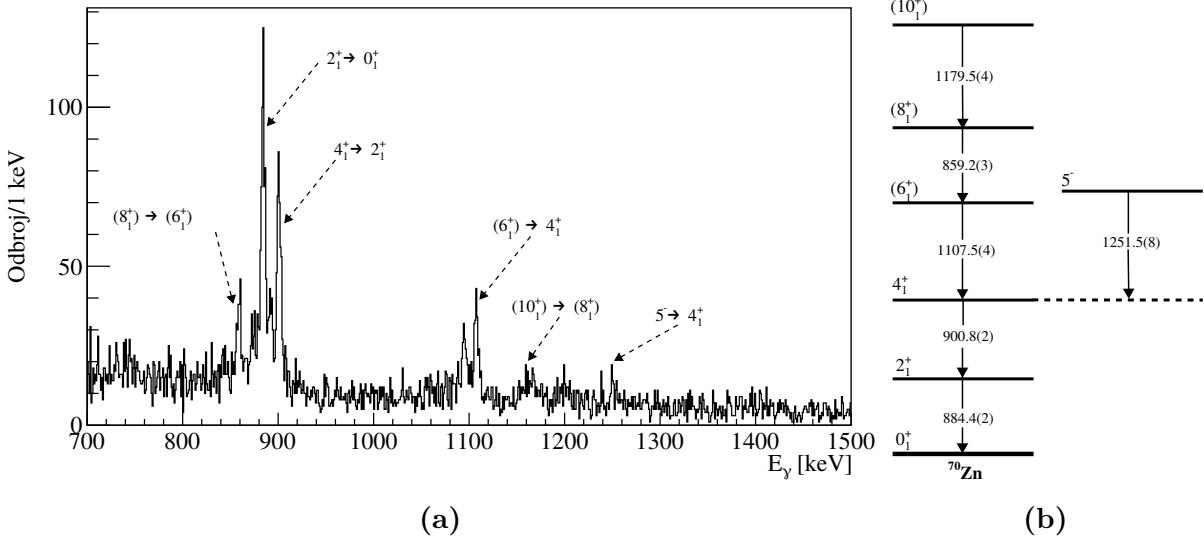
Slika 8.18: Prikazana je evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $5^- \rightarrow 4_1^+$, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ i $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ (s leva na desno) u ^{68}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanoj brze komponente γ raspada.



Slika 8.19: Na slici (a) prikazana kriva raspada, a na slici (b) vrednosti vremena života za udaljenosti od $119 \mu\text{m}$ i $218 \mu\text{m}$.

8.3.2 ♦ ^{70}Zn

Spektar γ singlova koji su detektovani u koincidenciji sa ^{70}Zn i na svim udaljenostima meta-degrader, prikazan je na slici 8.20a, a deo šeme raspada koji je dobijen pomoću identifikovanih γ linija na slici 8.20b. Detektovani su prelazi sa pobude do nivoa 10^+ glavne grane, kao i prelaz sa strane $5^- \rightarrow 4^+$. Merena su vremena života stanja 2^+ , 4^+ i 8^+ , a krive raspada i vremena života po udaljenostima meta-degrader su prikazani na slici 8.22.



Slika 8.20: Na slici 8.20a prikazan je γ spektar ^{70}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.20b delimična šema raspada ^{70}Zn .

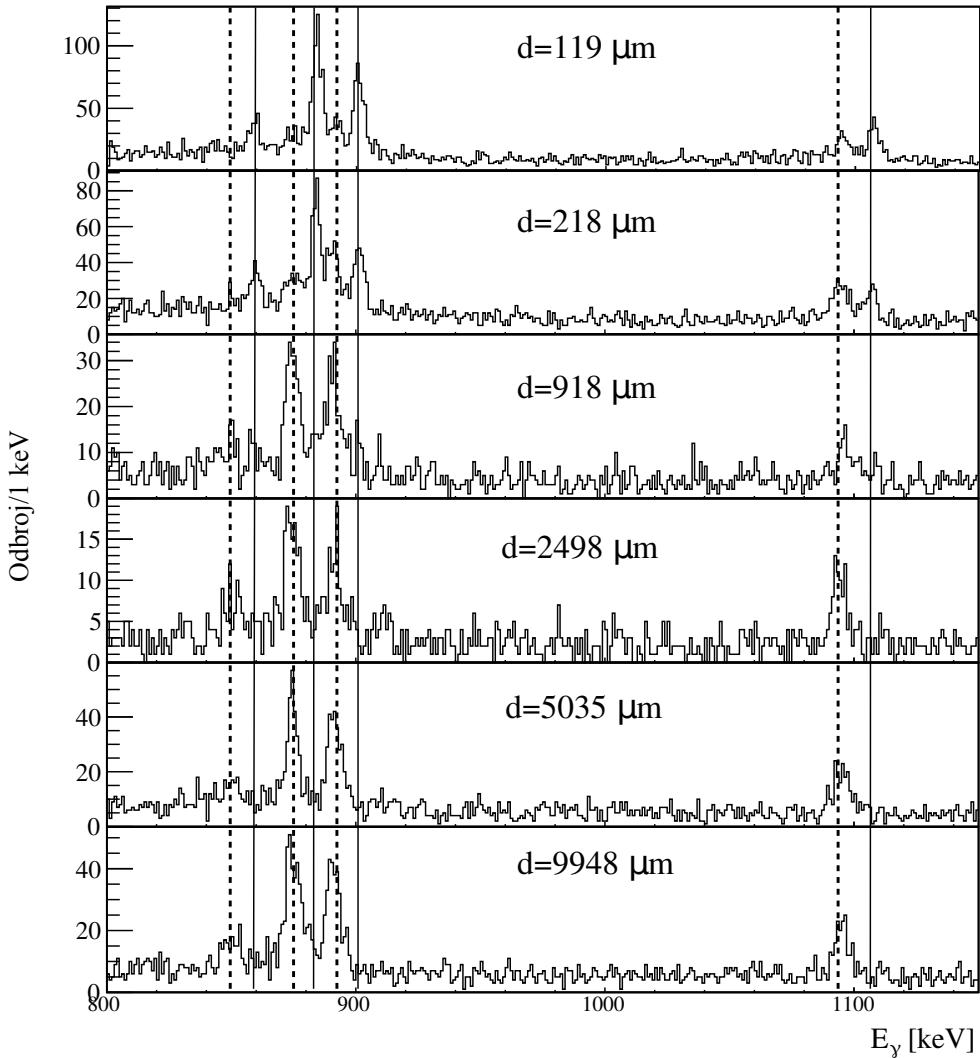
Kao što se može videti na slici 8.21, prelaz sa stanja 2_1^+ na 0_1^+ na 884.4(2) keV ima obe komponente na prve tri udaljenosti meta-degrader od 119(11) μm , 218(11) μm i 918(12) μm . Vršeći korekciju na punjenje od strane nivoa 4^+ , dobijeno je vreme života od 6.7(12) ps i u granicama greške se slaže sa prethodnim rezultatima dobijenim istom metodom [70, 58], videti tabelu 8.2. Nešto veće vreme života u odnosu na literaturu može poticati ili od velikih udaljenosti meta-degrader ili od punjenja koje nije uočeno i uzeto u obzir. Međutim, uzimanjem u obzir samo dve manje udaljenosti od 119(11) μm i 218(11) μm ne dobija se manje vreme života i samo povećava grešku merenja, gde je dobijeno vreme života od 7.1(19) ps. Primenom χ^2 metode iz poglavlja 7 i uvođenjem neuočenog punjenja stanja 2_1^+ nađeno je da je minimalni χ^2 dobijen za punjenje od 26 ps i 5 % intenziteta $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ prelaza, a vreme života bi tada iznosilo 6.3(12) ps. Sve ove razlike su i dalje u granicama greške merenja i ne ukazuju na propust pri određivanju vremena života 2_1^+ stanja.

Još kraće vreme života 4_1^+ stanja određeno je koristeći udaljenosti od 119(11) μm i 218(11) μm , jer su bliže oblasti osetljivosti i uzimajući u obzir i 918(12) μm gde se takođe mogu uočiti obe komponente iako je odnos intenziteta skoro nula, dobija se duže efektivno vreme života. Uz korekcije na dva punjenja sa stanja (6_1^+) i 5^+ , dobijeno je vreme života od 4.1(10) ps, koje je u dobrom slaganju sa prethodnim rezultatima dobijenim istom metodom [70, 58], tabela 8.2.

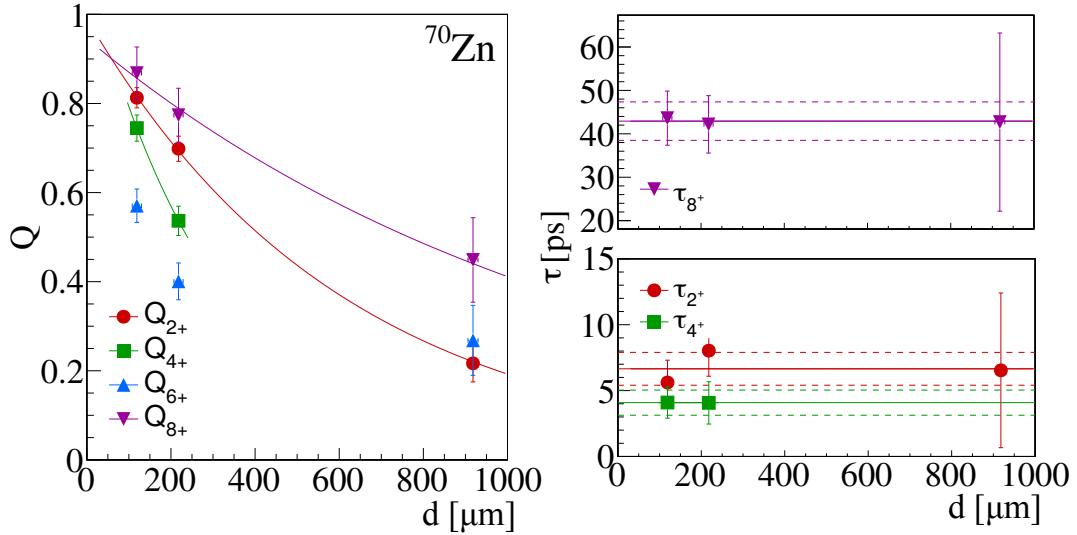
Obe komponente prelaza $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ na 1107.5(4) keV mogu se uočiti na tri udaljenosti od 119(11) μm , 218(11) μm i 918(12) μm , a odnos njihovog intenziteta Q prikazan na slici 8.22 koji je već na najmanjoj udaljenosti manji od 0.6 ukazuje na veoma kratko vreme života. S obzirom da stanje (8_1^+) puni (6_1^+) sa redom veličine dužim vremenom života, postojanje spore komponente na 918(12) μm najviše potiče od punjenja sa (8_1^+) , a njegov

doprinos spram deekscitacija direktno pobuđenih (6_1^+) stanja je verovatno velika i na $119(11)$ μm i $218(11)$ μm te se proračunom vremena života preko formule 5.25 preterano vrši korekcija na punjenje i nije moguće dobiti smislen rezultat. Koristeći stoga formulu 8.1, sa najmanje udaljenosti može se dobiti gornja granica vremena života i ona iznosi $< 7.9(6)$ ps.

Vreme života (8_1^+) stanja određeno je preko odnosa intenziteta komponenti prelaza (8_1^+) \rightarrow (6_1^+) na $859.5(3)$ keV na tri udaljenosti od $119(11)$ μm , $218(11)$ μm i $918(12)$ μm , sa korekcijom na punjenje prelazom (10_1^+) \rightarrow (8_1^+). Dobijeno je vreme od $43(4)$ ps i ovo je prvi put da je ono izmereno.



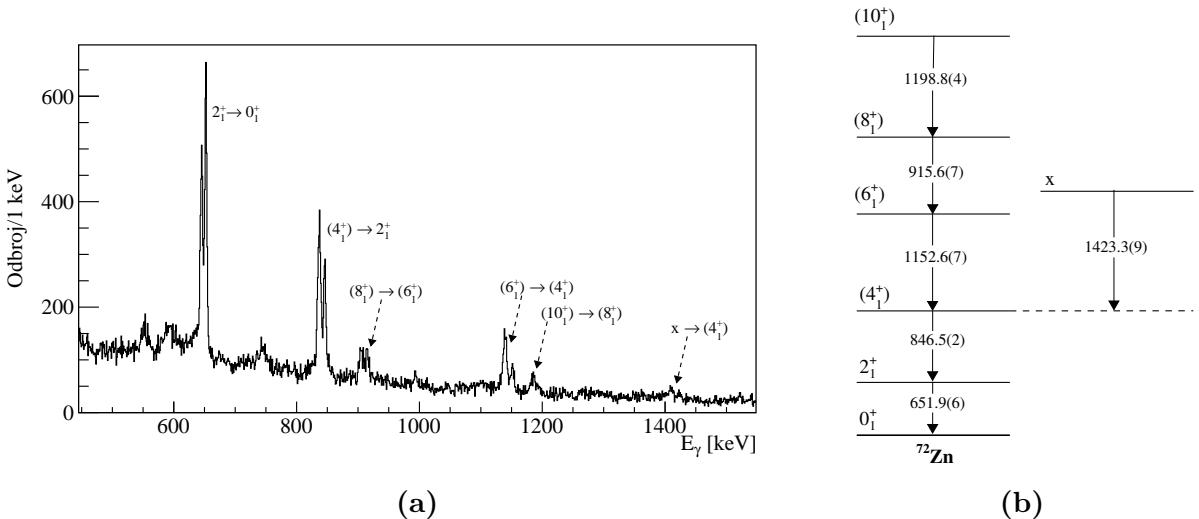
Slika 8.21: Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza (8_1^+) \rightarrow (6_1^+), $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i (6_1^+) \rightarrow 4_1^+ (s leva na desno) u ^{70}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.



Slika 8.22: Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ , 4_1^+ i 8_1^+ u ^{70}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanim linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.

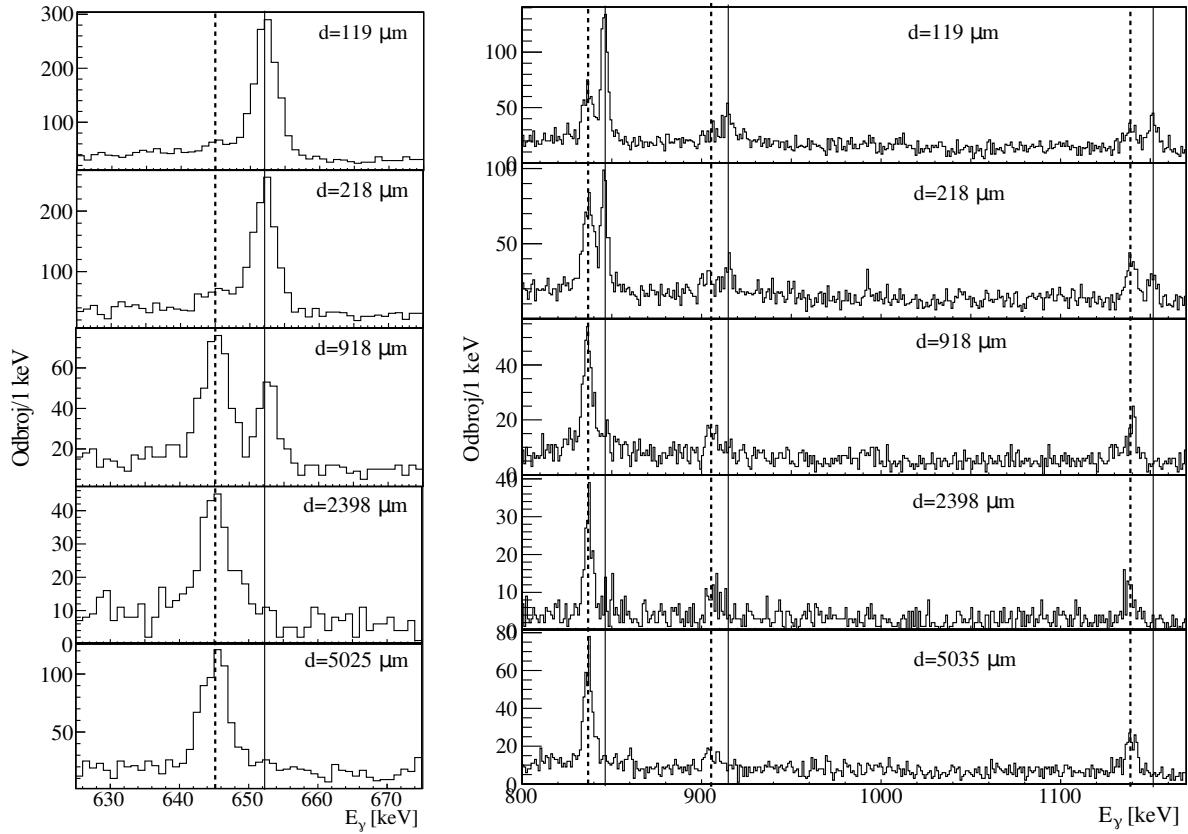
8.3.3 $\diamond \text{ } ^{72}\text{Zn}$

Spektar γ singlova koji su detektovani u koincidenciji sa ^{72}Zn i na svim udaljenostima meta-degrader, prikazan je na slici 8.23a, a deo šeme raspada koji je dobijen pomoću identifikovanih γ linija na slici 8.23b. Detektovani su prelazi sa pobude do nivoa 10^+ yrast grane, kao i prelaz sa strane sa stanja nepoznatog spina a energije pobude od 2924.2 keV, $x \rightarrow 4_1^+$. Merena su vremena života stanja 2_1^+ , (4_1^+) , (6_1^+) i (8_1^+) , a krive raspada i vremena života po udaljenostima meta-degrader su prikazani na slici 8.25.



Slika 8.23: Na slici 8.23a prikazan je γ spektar ^{72}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.23b delimična šema raspada ^{72}Zn .

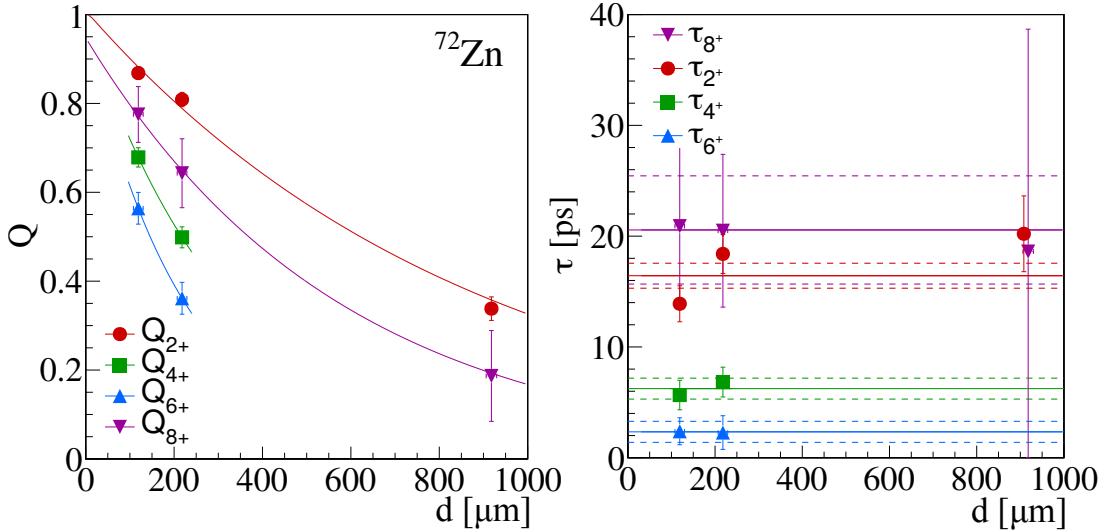
Vremena života stanja 2_1^+ i (8_1^+) merena su koristeći tri udaljenosti od 119(11) μm , 218(11) μm i 918(12) μm , a nešto kraća vremena života stanja (4_1^+) i (6_1^+) koristeći najmanje udaljenosti od 119(11) μm i 218(11) μm . Uz korekcije na punjenje sa stanja (4_1^+) , izmereno je vreme života stanja 2_1^+ od 16.4(11) i ono se dobro slaže sa literaturom, kao što je prikazano u tabeli 8.2.



Slika 8.24: Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$ i $(6_1^+) \rightarrow (4_1^+)$ (s leva na desno) u ^{72}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanoj liniji je prikazana brza komponenta γ raspada.

Uz korekcije na punjenja sa stanja (6_1^+) i x, vreme života stanja (4_1^+) je dobijeno kao $6.2(9)$, što se odlično slaže sa prethodnim rezultatima dobijenim direktnom metodom RDDS. Međutim, skoriji rezultat izračunat iz $B(E2;(4_1^+) \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti od $3.7(4)$ ps, dobijene preko Kulonove ekscitacije [66], ukazuje na moguće postojanje neuočenog punjenja koje možda utiče na rezultate dobijene putem RDDS metode, koja je i u prethodnim eksperimentima, kao i ovom, rađena samo pomoću spektra γ singlova, te postoji mogućnost sistematskih greški zbog loše korekcije na punjenje stanja (4_1^+) . Radi provere, primenjen je χ^2 metod, iz poglavlja 7, te se tako dobija da vreme od $3.7(4)$ ps može da se reproducuje sa punjenjem vremena života od 158 ps i 20% intenziteta prelaza $(4_1^+) \rightarrow 2_1^+$, dok se najmanji χ^2 dobija za punjenje sa stanja vremena života od 96 ps i 25% intenziteta, što bi dalo vreme života stanja (4_1^+) od $2.9(7)$ ps.

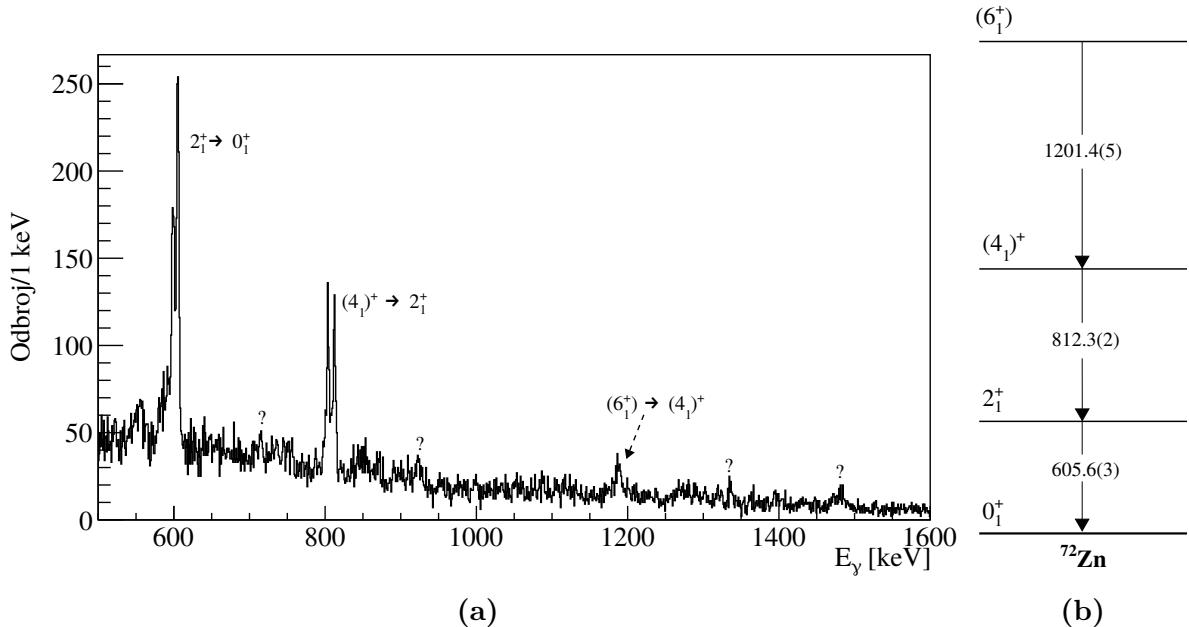
Sa korekcijom na punjenje sa stanja (8_1^+) , vreme života stanja (6_1^+) iznosi $2.3(9)$ i dobro se slaže sa prethodnim rezultatima, prikazanim u tabeli 8.2. Vreme života stanja (8_1^+) izmereno je prvi put i to kao $21(5)$ ps, a uz korekciju na punjenje sa stanja (10_1^+) .



Slika 8.25: Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ , (4_1^+) , (6_1^+) i (8_1^+) u ^{72}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanim linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.

8.3.4 \diamondsuit ^{74}Zn

Spektar γ singlova koji su detektovani u koincidenciji sa ^{74}Zn i na svim udaljenostima meta-degrader, prikazan je na slici 8.26a, a deo šeme raspada koji je dobijen pomoću identifikovanih γ linija na slici 8.26b. Detektovani su prelazi sa pobude do nivoa (6_1^+) vrast grane. Merena su vremena života stanja 2_1^+ i $(4_1)^+$, a krive raspada i vremena života po udaljenostima meta-degrader su prikazani na slići 8.28.

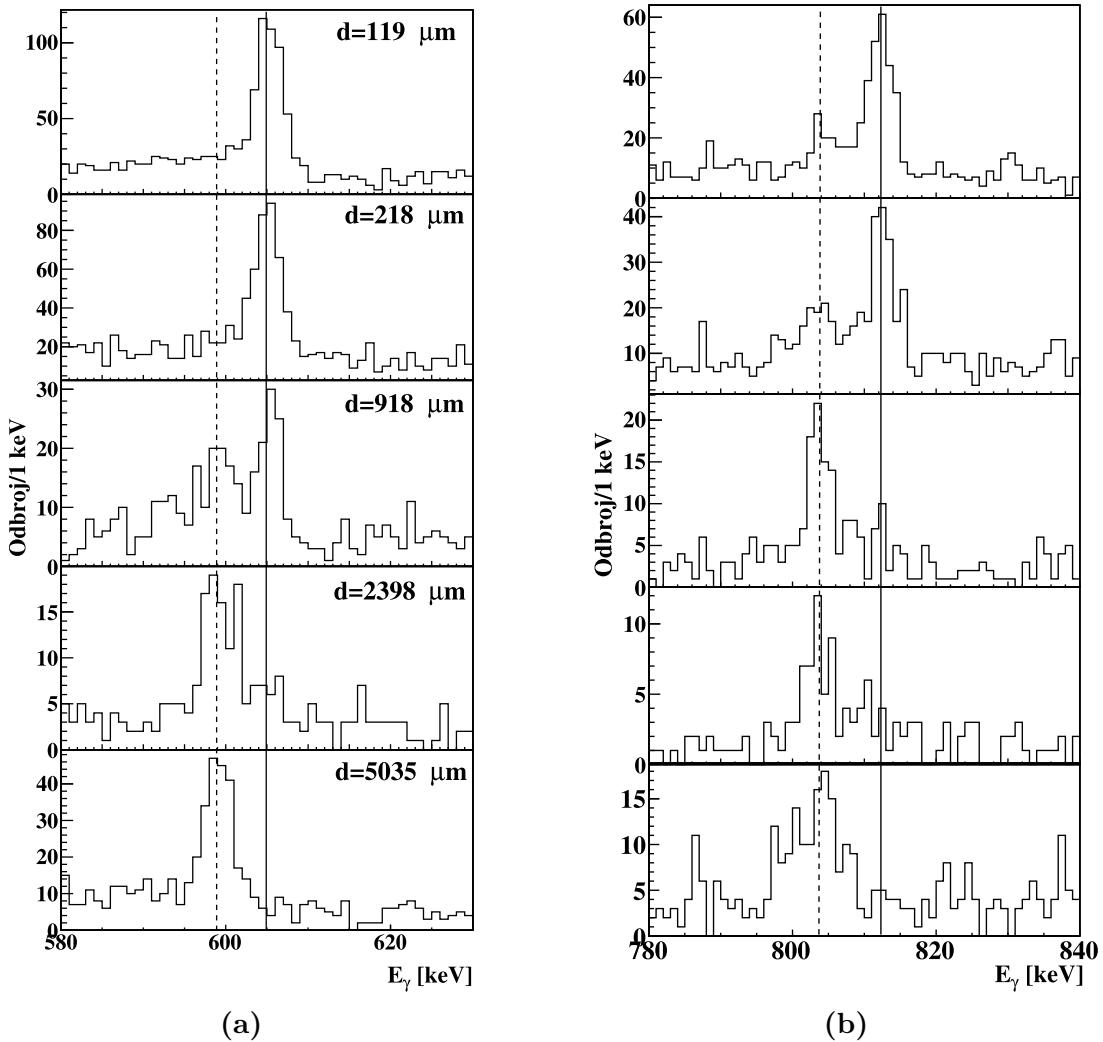


Slika 8.26: Na slici 8.26a prikazan je γ spektar ^{74}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.26b delimična šema raspada ^{74}Zn . Pikovi na spektru označeni simbolima ? označavaju prelaze slabog intenziteta, a čije mesto u šemi raspada nije poznato.

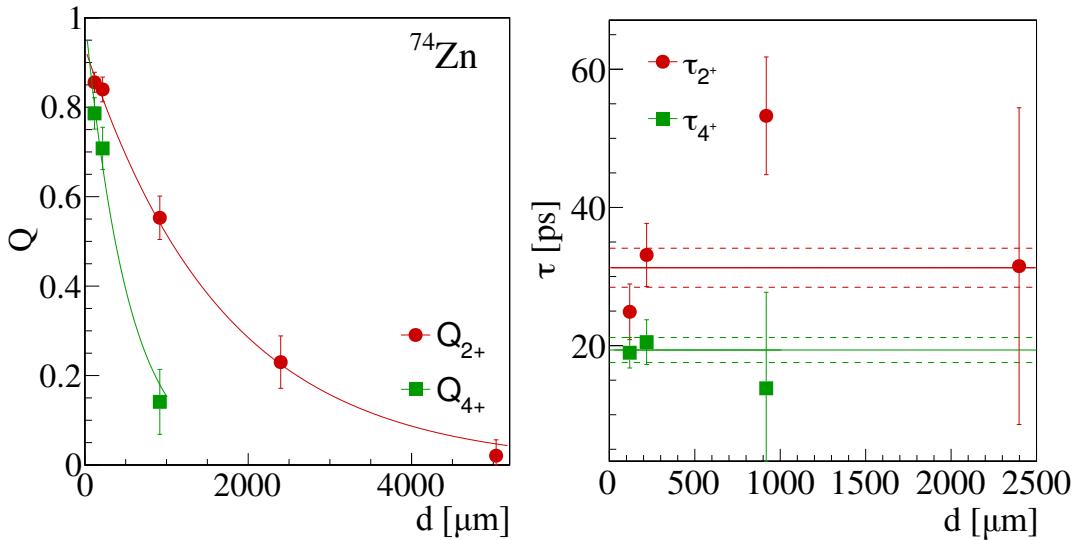
Obe komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ od 605.6(3) keV mogu se uočiti na četiri udaljenosti meta-degrader, 119(11) μm , 218(11) μm , 918(12) μm i 2398(16) μm , što je prikazano na

slici 8.27 (a). Korekcije su vršene na punjenje sa nivoa $(4_1)^+$ i dobijeno je vreme života 2_1^+ stanja od $31.3(28)$ ps i dobro se slaže sa prethodnim rezultatima prikazanim u tabeli 8.2.

Obe komponente prelaza $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ od $812.3(2)$ keV nalaze se na udaljenostima meta-degrader od $119(11)$ μm , $218(11)$ μm i $918(12)$ μm , slika 8.27 (b). U γ spektru se može jasno definisati samo punjenje sa nivoa (6^+) , a za njega se javlja samo pomerena komponenta. Uz korekciju na ovo punjenje dobijeno je vreme života $(4_1)^+$ stanja od $19.4(18)$ ps i ono se dobro slaže sa vremenom života dobijenim istom metodom [70]. Međutim, vrednosti vremena života izvučene iz redukovanih verovatnoća prelaza dobijenih Kulonovom ekscitacijom, znatno su manje i iznose $4.6(7)$ i $7.6(13)$ ps [65, 67].

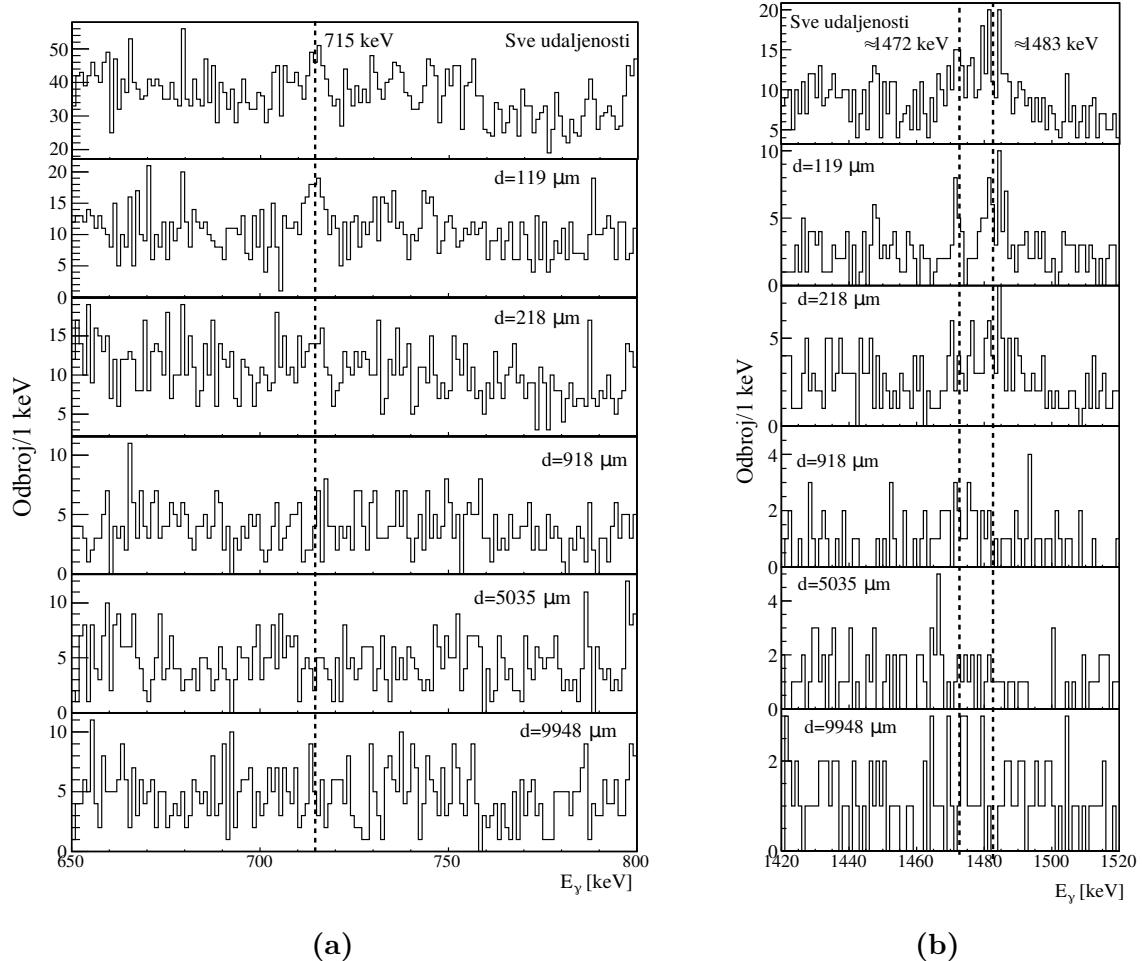


Slika 8.27: Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika (a)) i $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika (b)) u ^{74}Zn , za različite udaljenosti meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.

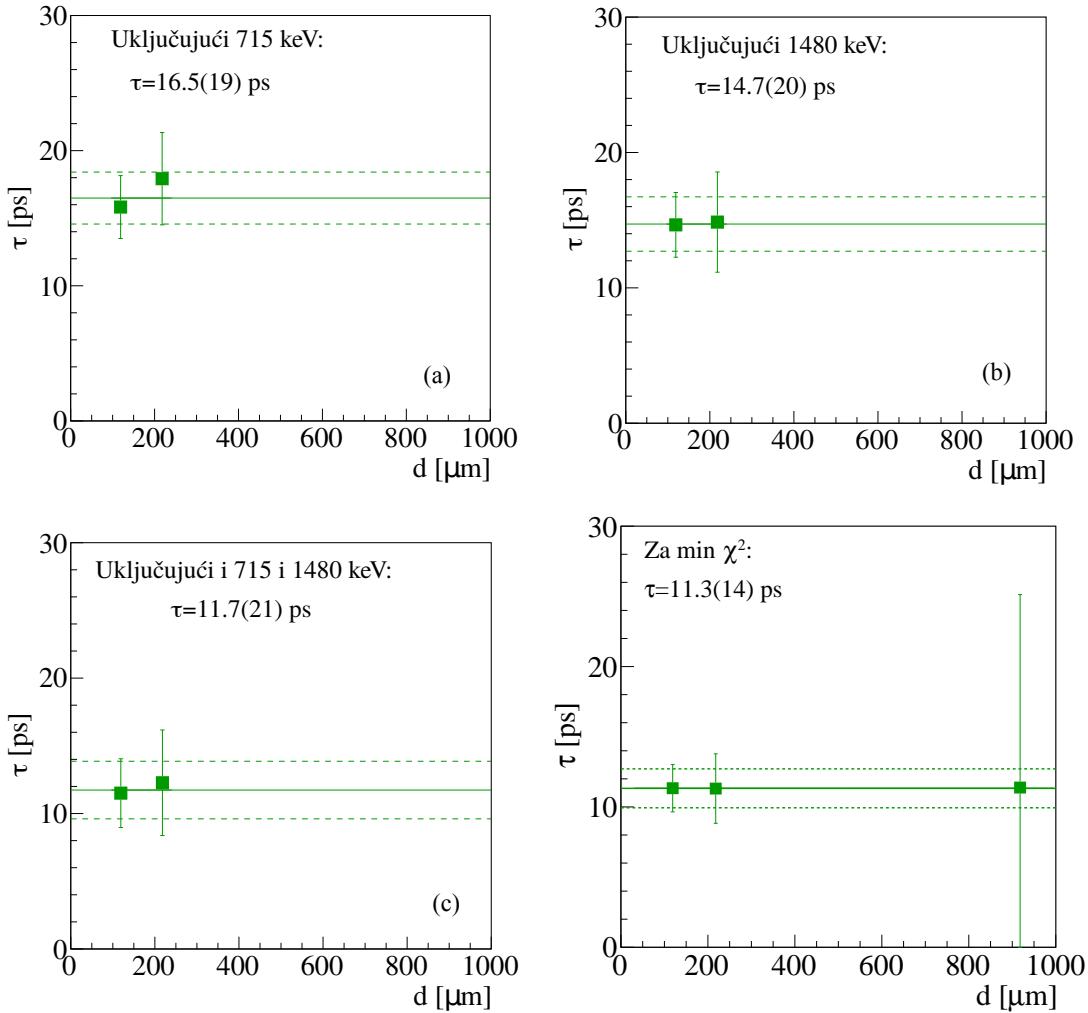


Slika 8.28: Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ i $(4_1)^+$ u ^{74}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.

Šema prelaza u ^{74}Zn je samo delimično poznata, te su radi provere na moguću grešku merenja zbog neuračunatog punjenja, određena i vremena života sa uračunatim punjenjem putem nekih od "nepoznatih" prelaza, označenih simbolom "?" na $\gamma - \gamma$ spektru ^{74}Zn na slici 8.26a, a nalaze se na energijama od oko 715, 1335 i 1480 keV, stavljeno pod znake navoda jer se ovi prelazi ne uočavaju na svim udaljenostima meta-degrader. Prema neobjavljenim rezultatima $\gamma - \gamma$ koincidencija sa fisionog eksperimenta sa EXOGAM-VAMOS postavkom u GANIL-u [124], prelazi na ≈ 715 keV i ≈ 1335 keV pune $(4_1)^+$ i 2_1^+ stanje, redom. Na slici 8.29 (b) prikazana je evolucija pikova na oko 1480 keV po udaljenostima meta degrader. Prelaz na ≈ 1483 keV bi mogao da odgovara prelazu sa (3^-) stanja na $(4_1)^+$ [125], a prelaz na ≈ 1472 keV ne odgovara očekivanoj vrednosti pomerene komponente prelaza od 1483 keV. Oba prelaza su jasna samo na sumi svih udaljenosti meta-degrader, kao i na dve najmanje udaljenosti od $119(11)$ μm i $218(11)$ μm . Evolucija prelaza na ≈ 715 keV po udaljenostima meta-degrader prikazana je na slici 8.29 (a), gde se može uočiti da se takođe ne pojavljuje na udaljenostima $\geq 918(12)$ μm , a što može biti samo posledica slabe statistike. Iz tog razloga, jer nisu potvrđeni u šemi raspada, originalno nisu razmatrani kao punjenje stanja $(4_1)^+$. Uračunavanjem korekcije vremena života $(4_1)^+$ stanja na punjenje prelazom na ≈ 715 keV i ≈ 1483 keV menja dobijenu vrednost za oko 15(24)% iako je njihov intenzitet u odnosu na prelaz $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ samo oko 15(13)% redom, a što je ilustrovano na delovima (a) i (b) slike 8.30. Uračunavanje oba punjenja spušta vreme života stanja $(4_1)^+$ na $11.7(21)$ ps. Primenom χ^2 metode iz poglavља 7, dobija se da je min χ^2 za vreme života stanja $(4_1)^+$ od $11.3(14)$ ps sa punjenjem sa stanja vremena života od 14.3 ps i deekscitacijom sa 45% intenziteta prelaza $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$, ovaj proračun je ilustrovan na slici 8.30 (d).



Slika 8.29: Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika (a)) i $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika (b)) u ^{74}Zn , za različite udaljenosti meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanim brze komponente γ raspada.



Slika 8.30: Na slikama (a)-(c) je prikazana provera vremena života stanja $(4_1)^+$ uključujući i moguća punjenja sa nivoa koji nisu smešteni u šemi raspada. Na slici (c) je prikazano vreme života dobijeno za minimalnu vrednost χ^2 uključujući različita nepoznata punjenja. Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanim linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.

Tabela 8.2: Eksperimentalni rezultati vremena života nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima.

Izotop	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	τ (ps)	
				Eksperiment	Prethodni rezultati
^{68}Zn	2_1^+	0_1^+	1076.5(3)	2.4(11)	2.15(12) [123], 2.28(23) [122]
	$(6)^-$	5^-	151.4(2)	$\leq 117(50)$	$\leq 2.5 \cdot 10^3$ [121]
	(7^-)	$(6)^-$	332.2(3)	$\leq 17(8)$	$\leq 6 \cdot 10^3$ [121]
^{70}Zn	2_1^+	0_1^+	884.4(2)	6.7(12)	5.3(17) [70], 5.0(4) [58]
	4_1^+	2_1^+	900.8(2)	4.1(10)	$2.9_{-1.6}^{+1.3}$ [70], 4.8(10) [58]
	(6_1^+)	4_1^+	1107.5(4)	$< 7.9(6)$	-
	(8_1^+)	(6_1^+)	859.2(3)	43(4)	-
^{72}Zn	2_1^+	0_1^+	651.9(6)	16.4(11)	17.9(18) [69], 17.6(14) [70], 19.4(55) [58]
	(4_1^+)	2_1^+	846.5(2)	6.2(9)	$5.2_{-0.7}^{+0.8}$ [70], 6.4(24) [58], 3.7(4) [66]
	(6_1^+)	(4_1^+)	1152.6(7)	2.3(9)	3.0(9) [70], 3.0(12) [58]
	(8_1^+)	(6_1^+)	915.6(7)	21(5)	-
^{74}Zn	2_1^+	0_1^+	605.6(3)	31.3(28)	27.0(24) [69], 28.5(36) [70]
	$(4_1)^+$	2_1^+	812.3(2)	19.4(18)	$4.6(7)$ [65], $20.0_{-5.2}^{+1.8}$ [70], 7.6(13) [67]

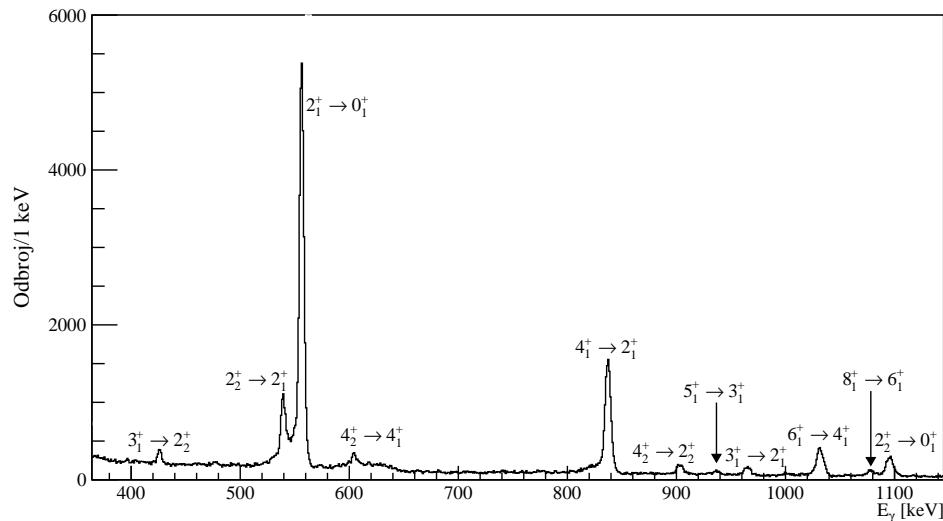
8.4 ♦ Izotopi germanijuma

U eksperimentu je korišćena meta ^{76}Ge , te su tako pobuđeni i analizirani i određeni izotopi germanijuma, i to $^{75,76,77,78}\text{Ge}$. Kako postoji veliki broj bliskih γ prelaza, pogotovo kod neparnih izotopa, svi spektri su prikazani samo na najvećoj meta-degrader udaljenosti od $9948\ \mu\text{m}$, gde se vide samo pomerene komponente prelaza (za oko 1% manja energija od prave). Dobijeni rezultati vremena života parnih izotopa prikazani su u tabeli 8.3, a neparnih tabeli 8.4. Svi rezultati su prikazani samo sa statističkom greškom, bez uračunate sistematske merne nesigurnosti na potencijalna punjenja od nepoznatih prelaza koji su uočeni u spektrima.

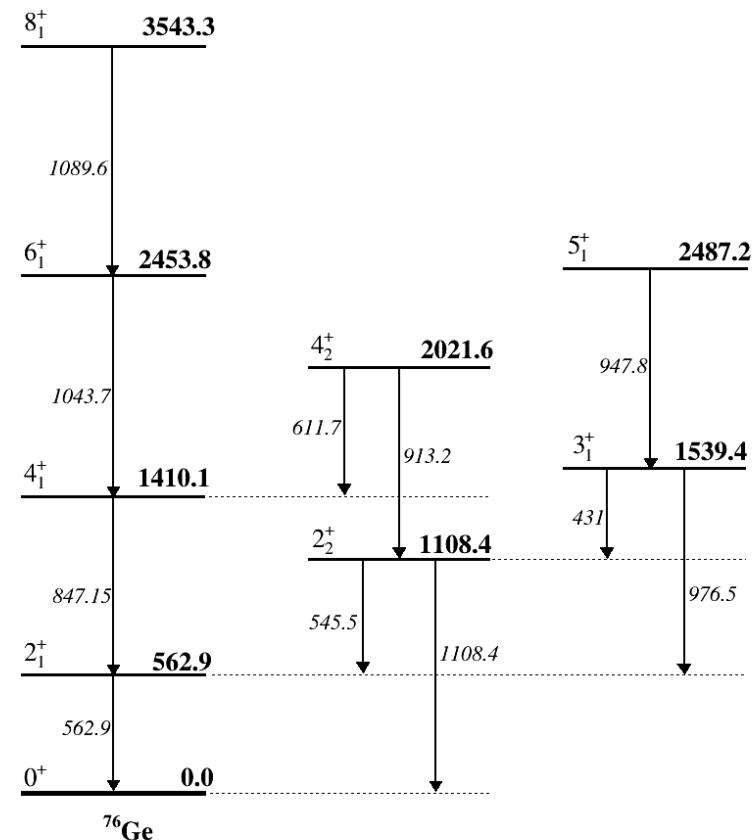
8.4.1 ♦ Parni izotopi germanijuma

^{76}Ge

Spektar γ -zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima ^{76}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$ prikazan je na slici 8.31, a šema stanja sa kojih su detektovani prelazi na slici 8.32.



Slika 8.31: Spektar ^{76}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$.

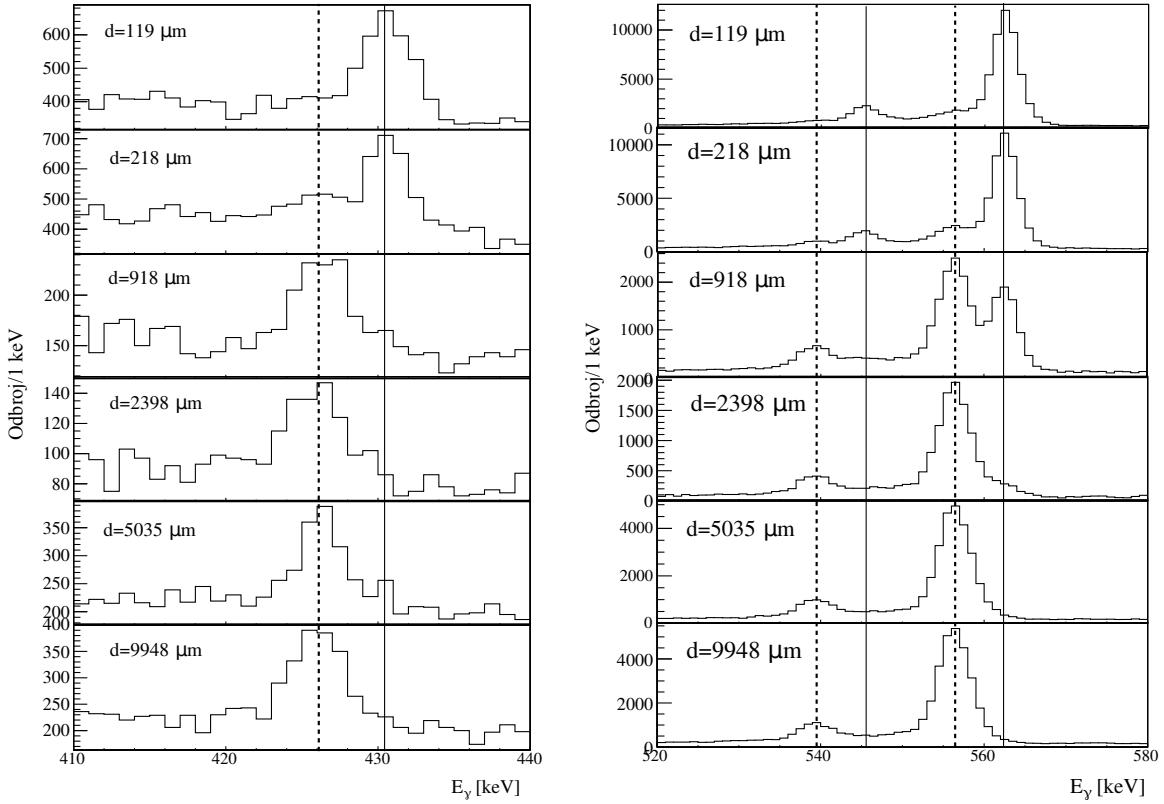


Slika 8.32: Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{76}Ge .

Vreme života stanja 2_1^+ određeno je koristeći udaljenosti meta-degrader od 119, 218 i $918 \mu\text{m}$, gde se nalaze obe komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, što je prikazano na desnom delu slike 8.33. Odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.36a. Uz korekciju na punjenje sa stanja 2_2^+ i 3_1^+ , dobijeno je vreme života od $29.4(12)$ ps, a ono je nešto više ali i dalje u dobrom slaganju sa prethodnim rezultatima dobijenim pomoću Kulonove ekscitacije od $26.26(29)$ ps [120].

Vreme života stanja 2_2^+ određeno je pomoću dva prelaza, $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ na energijama od, redom, $545.6(3)$ i $1108.9(6)$ keV (evolucije prelaza sa udaljenošću meta-degrader prikazane su na slikama 8.33 (desno) i 8.35b), i njihovih parcijalnih vremena života dobijenih uz korekciju na punjenje sa stanja 4_2^+ i 3_1^+ i koristeći faktore grananja od $0.62(4)$ i $0.38(5)$, redom. Obe komponente ovih prelaza nalaze se na udaljenostima meta-degrader od 119, 218 i $918 \mu\text{m}$. Uz pomoć formule 5.26 i odgovarajućih parcijalnih vremena života od $28.9(10)$ i $15.8(6)$ ps, dobijeno je vreme života stanja 2_2^+ od $10.2(5)$ ps, koje se sasvim dobro slaže sa prethodnim rezultatom dobijenim pomoću Kulonove eksitacije od $11.54(22)$ ps [120]. Krive raspada i vremena života ilustrovani su na slikama 8.36b i 8.36c, redom.

Evolucija prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader prikazana je na desnom delu slike 8.34, odakle se može videti da se obe komponente prelaza nalaze samo na udaljenostima od 119 i $218 \mu\text{m}$. Uz pomoć odnosa njihovih intenziteta na ovim udaljenostima i uz korekciju na punjenje sa stanja 6_1^+ i 4_2^+ , dobijeno je vreme života stanja 4_1^+ od $3.5(7)$ ps, koje se u granicama merne nesigurnosti slaže sa onim od $2.60(59)$ ps dobijenim pomoću Kulonove eksitacije [120]. Krive raspada i vreme života ilustrovani su na slici 8.37a.



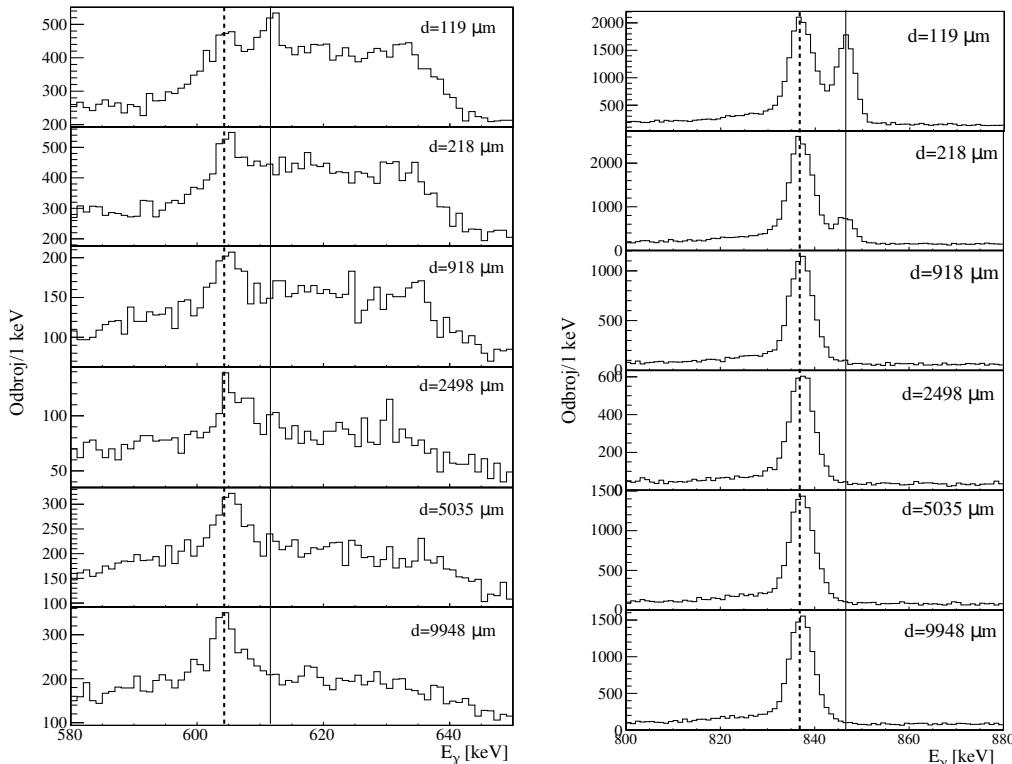
Slika 8.33: Evolucija prelaza $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ (slika levo) kao i prelaza $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

Vreme života stanja 4_2^+ određeno je pomoću parcijalnih vremena života dobijenih posmatrajući dva prelaza, $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ i $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ na energijama od 612.7(11) i 913.5(5) keV sa faktorima grananja od 0.53(3) i 0.47(4), redom. Njihove evolucije sa udaljenošću meta-degrader prikazane su na levom delu slike 8.34 i na slici 8.35a, odakle se vidi da se obe komponente nalaze na udaljenostima od 119 i 218 μm . Parcijalna vremena života, bez korekciju na punjenje kako nije uočeno nijedan prelaz na stanje 4_2^+ , iznose redom, 9.4(13) i 5.0(10) ps, a uz pomoć formule 5.26, vreme života stanja 4_2^+ iznosi 3.3(8) ps i dobro se slaže sa prethodnom vrednošću od 2.1(15) ps [126]. Krive raspada i vremena života po udaljenostima prikazani su na slikama 8.38a i 8.38b, redom.

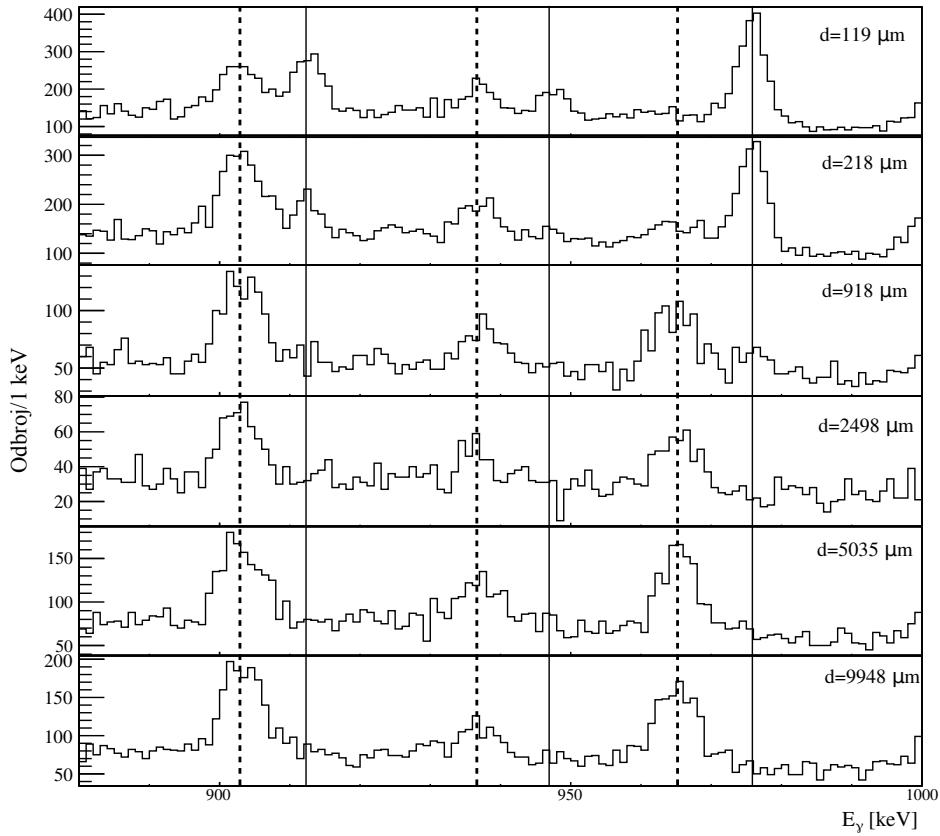
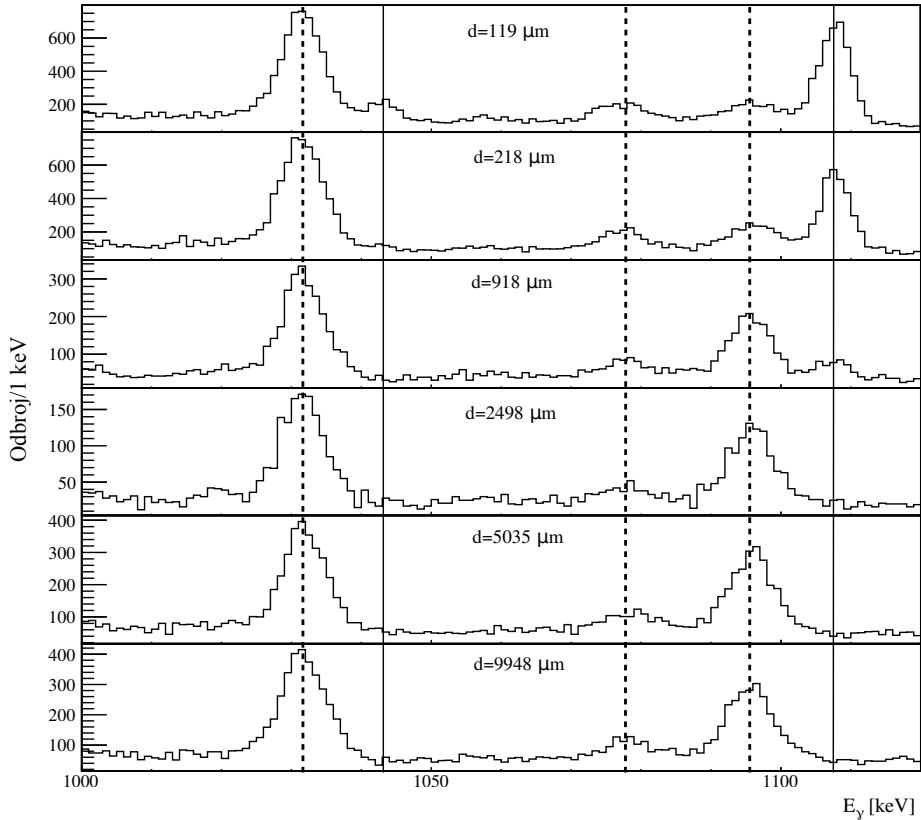
Takođe, vreme života stanja 3_1^+ dobijeno je preko dva parcijalna vremena života, koja potiču od prelaza $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ i $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ na energijama od 430.8(3) i 976.9(3) keV i faktorima grananja od 0.52(5) i 0.48(5), redom. Evolucije odgovarajućih prelaza prikazane su na slikama 8.33 i 8.35a, obe komponente se nalaze na udaljenostima od 119, 218 i 918 μm i na 218 i 918 μm , redom, a njihova vremena života dobijena uz korekciju na punjenje sa stanja 5_1^+ iznose 15.2(18) i 18.4(22) ps, krive raspada i vremena života prikazani su na slikama 8.37b i 8.37c. Koristeći formulu 5.26, vreme života stanja 3_1^+ iznosi 8.3(14) ps i znatno je manje od onog dobijenog putem Kulonove ekscitacije od 51(10) ps [127].

Evolucija prelaza $5_1^+ \rightarrow 3_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader prikazana je na slici 8.35b, a obe komponente prelaza nalaze se na udaljenostima od 119 i 218 μm . Uz pomoć odnosa njihovih intenziteta na ovim udaljenostima, a bez korekcije na punjenje, dobijeno je vreme života stanja 5_1^+ od 3.9(16) ps, koje se u granicama merne nesigurnosti slaže sa onim od 1.5(8) ps dobijenim pomoću Kulonove ekscitacije [126]. Odgovarajuća kriva raspada i vreme života prikazani su na slici 8.38c

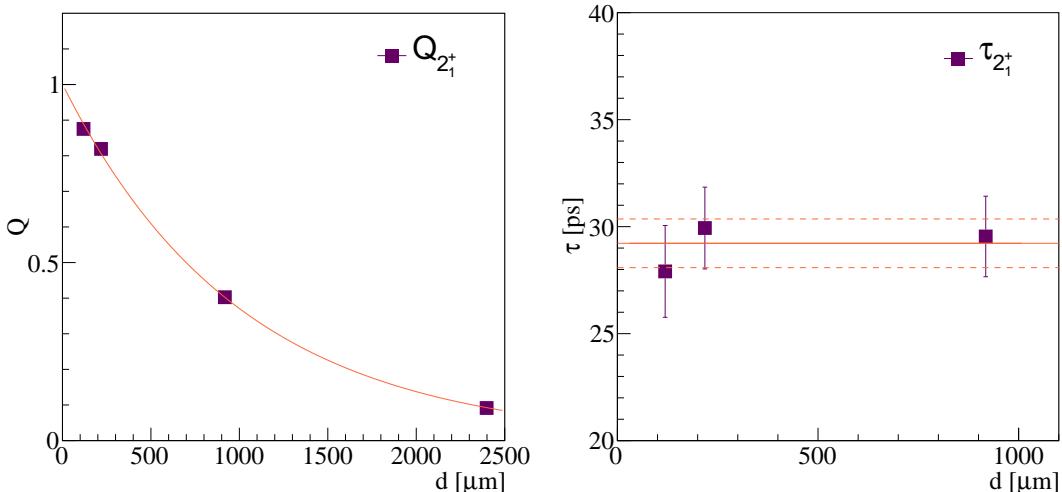
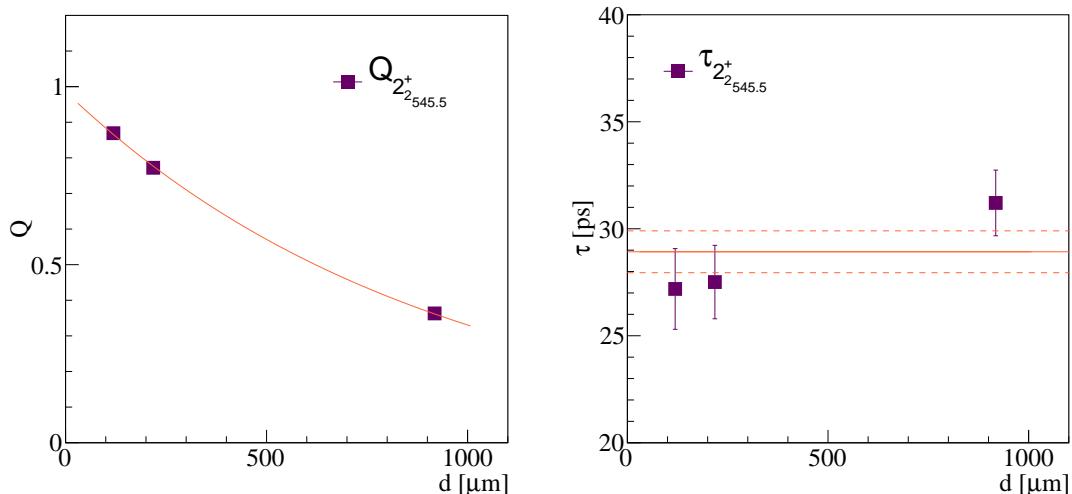
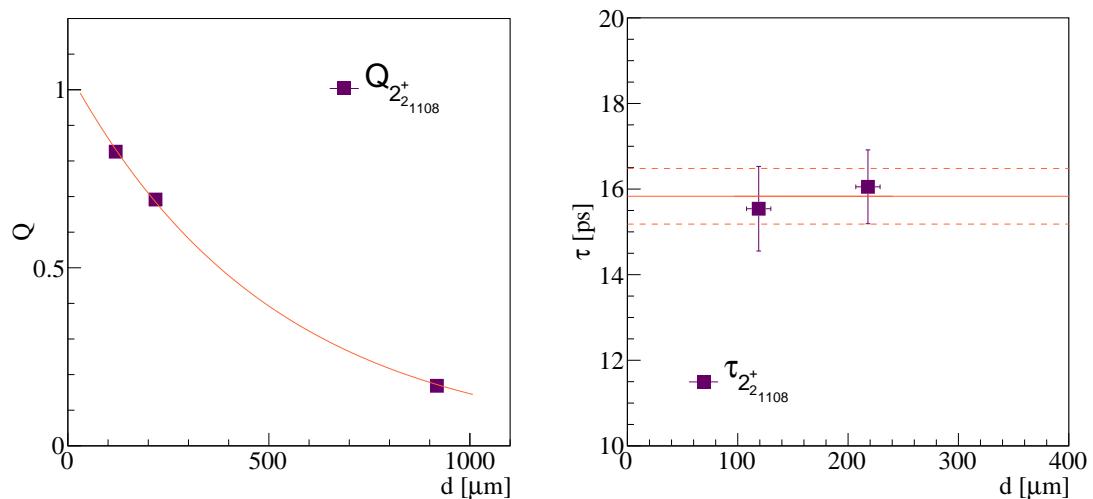
Sva određena vremena života nisko pobuđenih stanja u ^{76}Ge prikazana su u tabeli 8.3.



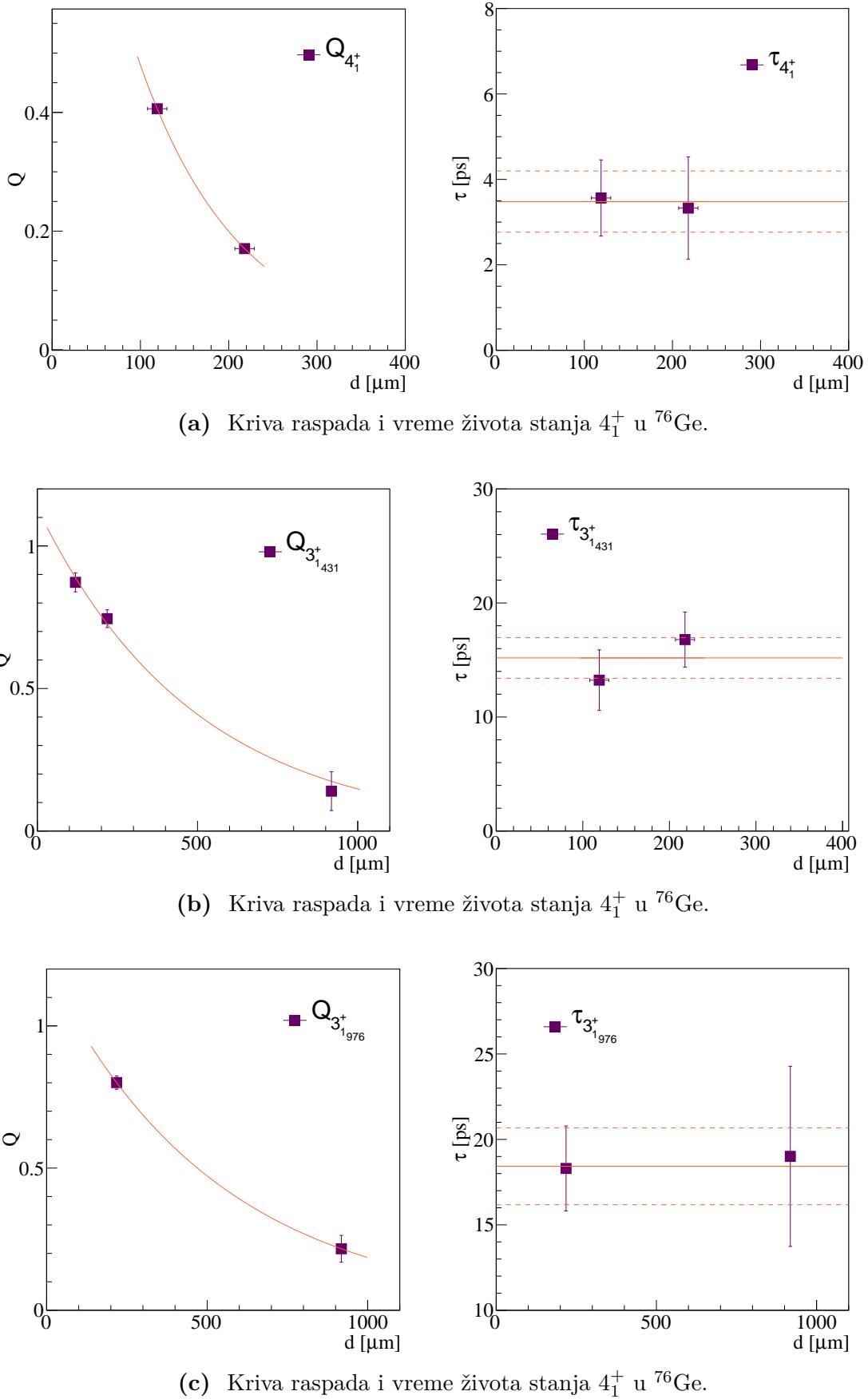
Slika 8.34: Evolucija prelaza $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ i $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanoj linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

(a) Evolucija prelaza $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$, $5_1^+ \rightarrow 3_1^+$ i $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader.(b) Evolucija prelaza $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$, $5_1^+ \rightarrow 4_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader.

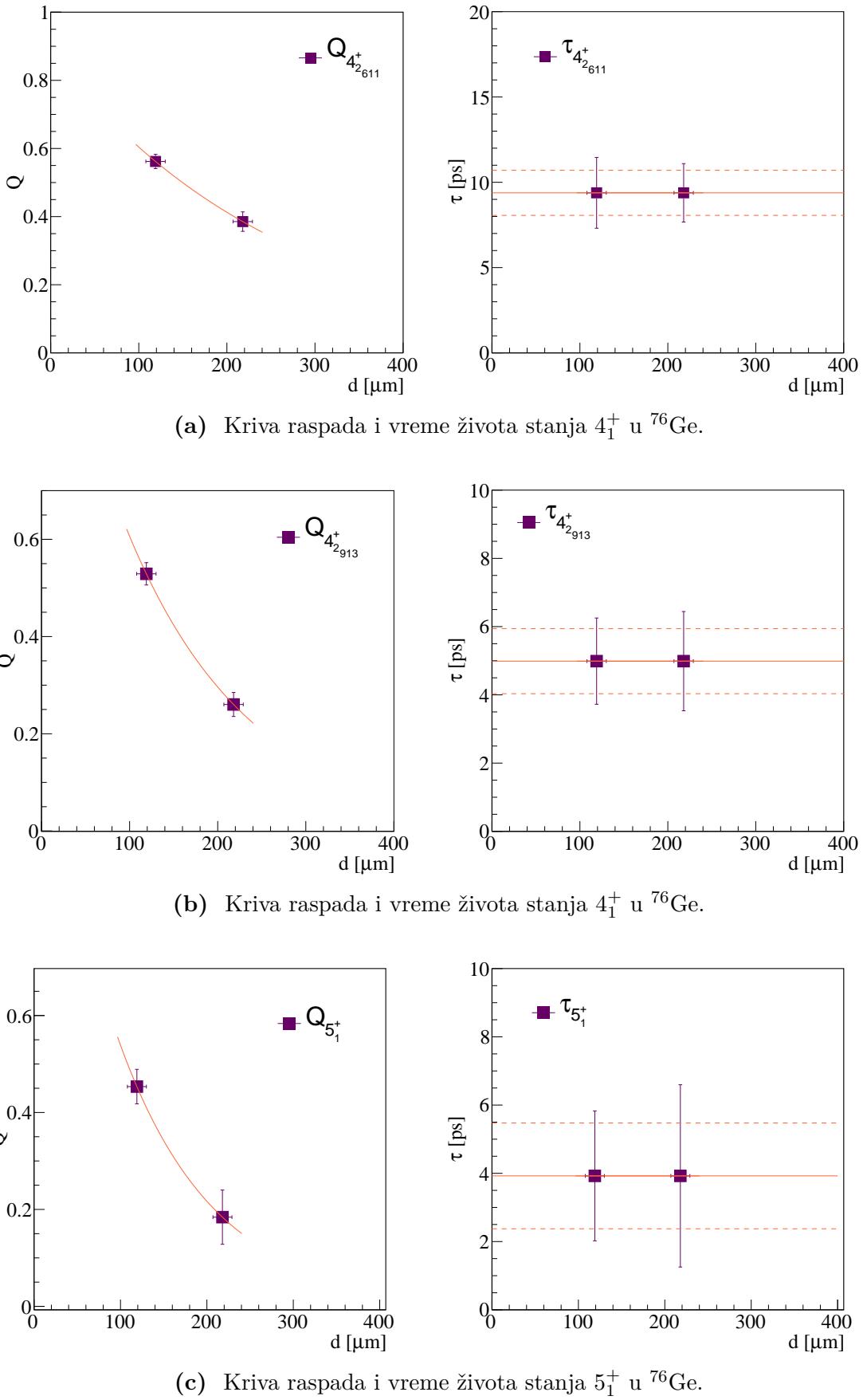
Slika 8.35: Evolucija prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanoj linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja 2_1^+ u ^{76}Ge .(b) Kriva raspada i vreme života stanja 4_1^+ u ^{76}Ge .(c) Kriva raspada i vreme života stanja 4_1^+ u ^{76}Ge .

Slika 8.36: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.



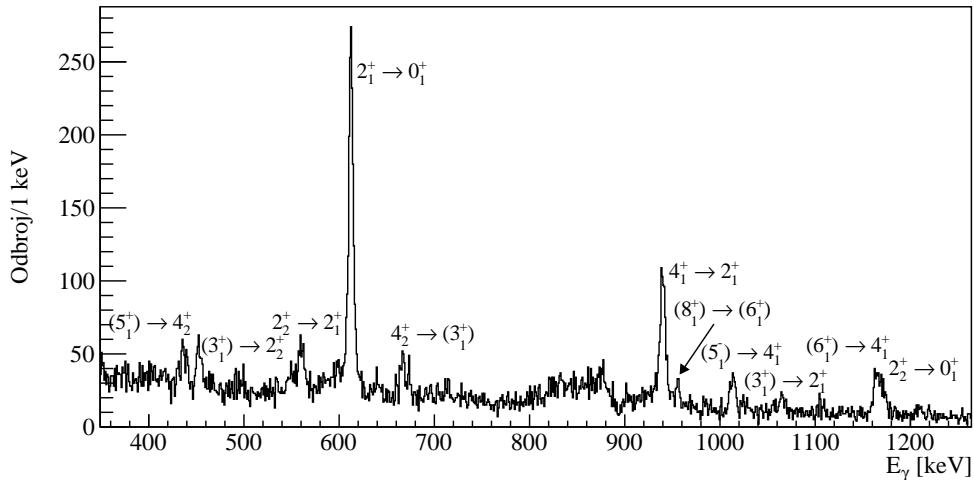
Slika 8.37: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.



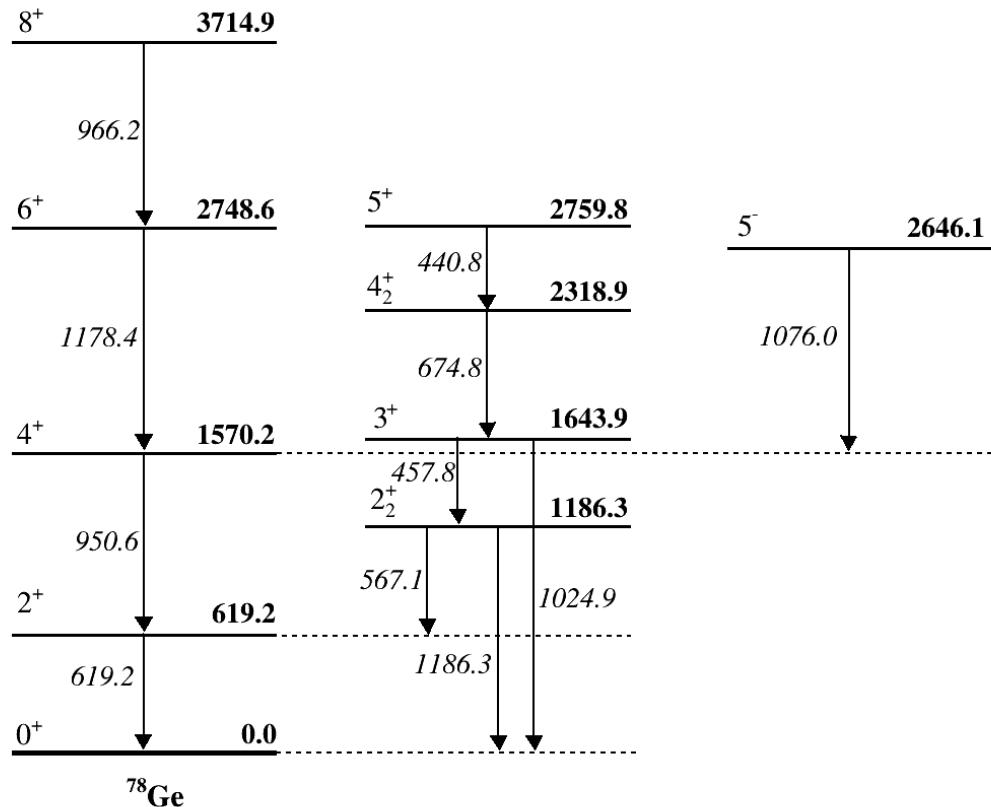
Slika 8.38: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada, a na desnim vremena života odgovarajućih stanja za različite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

^{78}Ge

Spektar γ -zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima ^{78}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$ prikazan je na slici 8.39, a šema stanja sa kojih su detektovani prelazi na slici 8.40.



Slika 8.39: Spektar ^{78}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$.

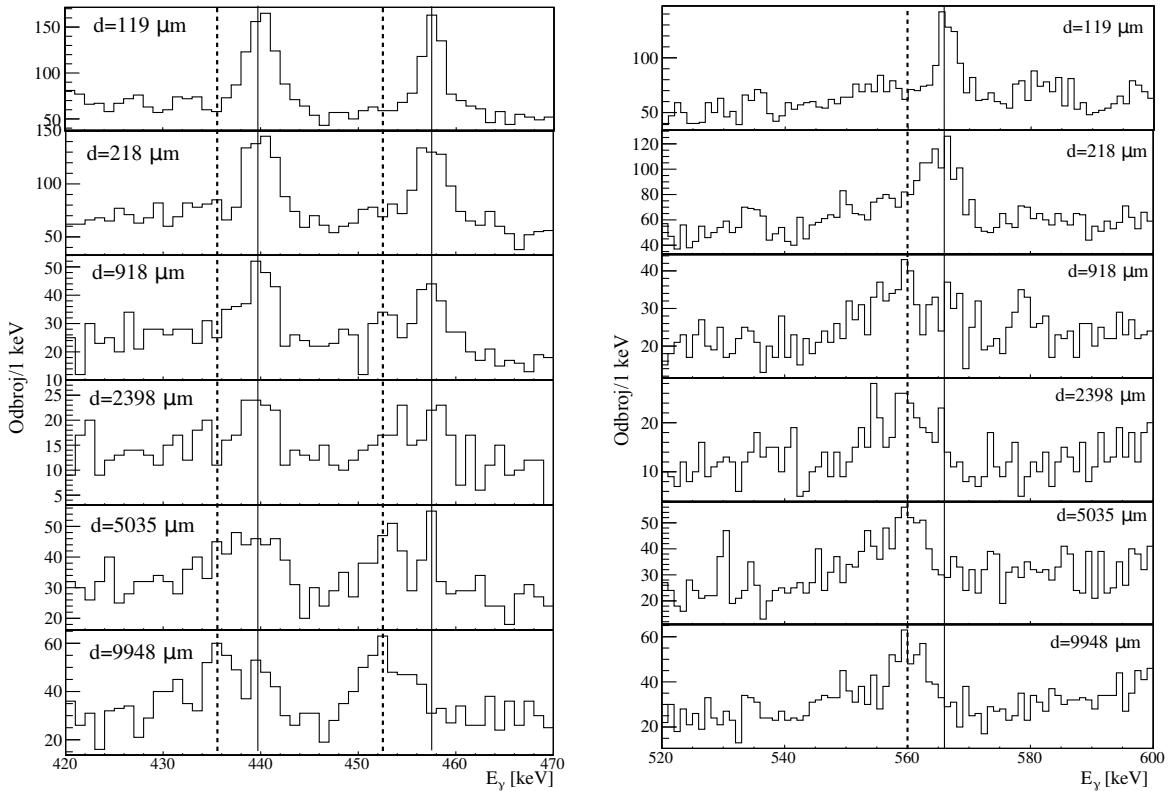


Slika 8.40: Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{78}Ge .

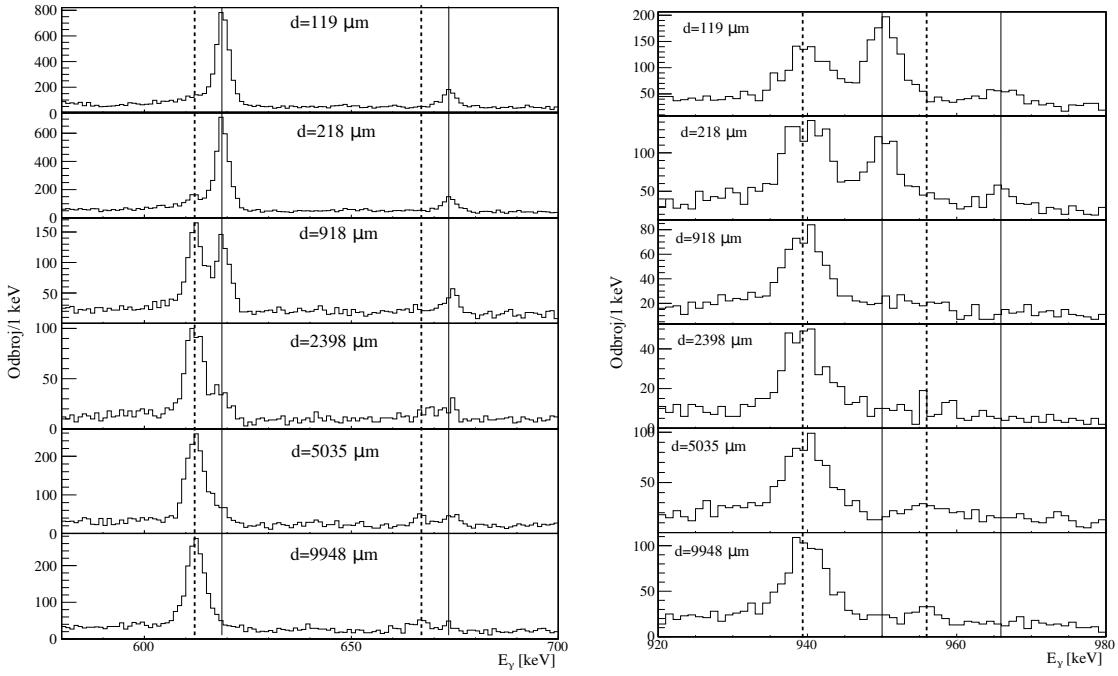
Vreme života 2_1^+ stanja određeno je koristeći tri meta-degrader udaljenosti, i to od 119, 218 i $918 \mu\text{m}$. Iako se obe komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ uočavaju i na udaljenosti

od 2398 i 5035 μm , kao što se može videti na slici 8.42, zbog velikih grešaka i odstupanja srednjeg vremena života od konstantne vrednosti, uzete su samo najmanje udaljenosti gde je odnos intenziteta pomerene i nepomerene komponente maksimalan. Na slici 8.44a prikazane su kriva raspada i vreme života stanja 2_1^+ odakle se može uočiti da čak i za ove tri vrednosti, vreme života raste sa porastom udaljenosti meta-degrader, što ukazuje na nekorektno korigovanje na punjenje. Korekcija je vršena na punjenje sa stanja 4_1^+ i 2_2^+ , međutim, ponašanje vremena života po udaljenostima ukazuje na prisutnost neuočenog punjenja. Dobijeno je vreme života od 30.1(22) ps koje se solidno slaže sa prethodnom vrednošću od 23(4) ps [128], a blago odstupanje može da potiče od nekorektne korekcije na punjenje.

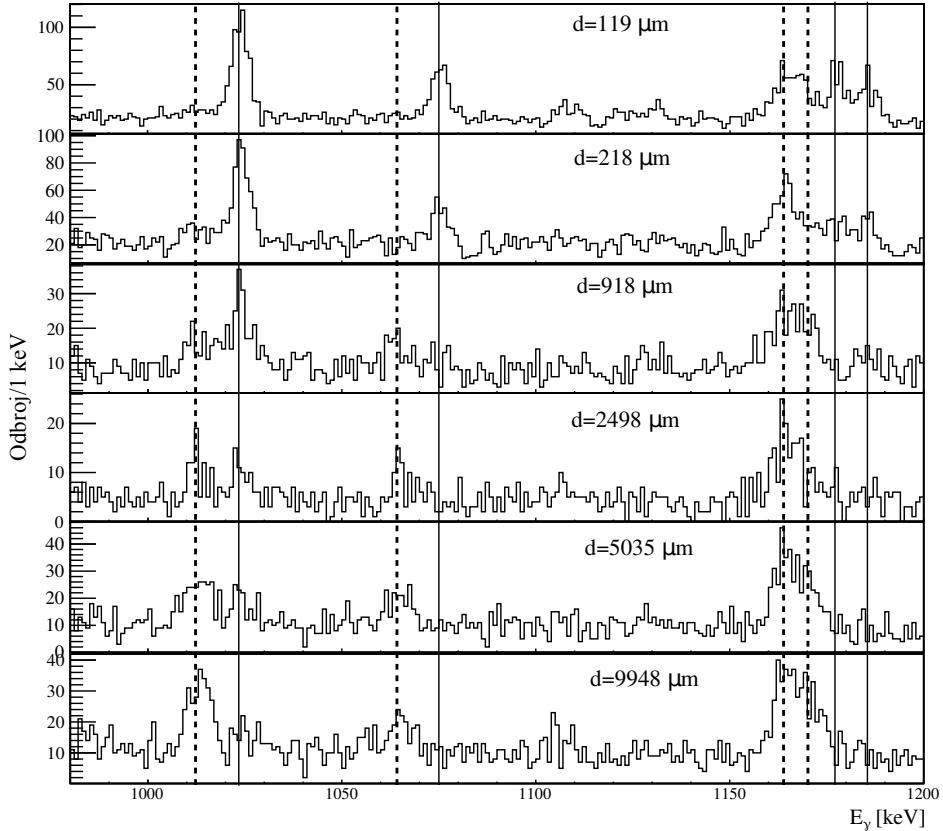
Sa stanja 2_2^+ postoje dva prelaza, $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ na 567.0(4) i 1186.1(5) keV, redom, pa je vreme života ovog stanja određeno preko parcijalnih vremena života dobijenih za ove prelaze, koristeći eksperimentalne faktore grananja od 0.64(3) i 0.36(4), redom. Evolucija prelaza $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ po udaljenostima meta-degrader prikazana je na desnom delu slike 8.41, a prelaza $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ na slici 8.43, odakle se vidi da se obe komponente pojavljuju na udaljenostima meta-degrader od 119, 218 i 918 μm . Odgovarajuće krive raspada i vremena života prikazani su na slikama 8.46a i 8.46b, a dobijena su parcijalna vremena života od 4.0(37) i 16(5), redom. Vreme života stanja 2_2^+ određeno pomoću njih formulom 5.26 je 3.2(31). Oba parcijalna vremena života su korigovana na punjenje sa stanja (3^+) , ali dobijeno vreme života od 3.2(31) ps je dosta kraće od prethodno izmerene vrednosti od 17(9) ps [128].



Slika 8.41: Evolucija prelaza $(5^+) \rightarrow (4^+)$ i $(3^+) \rightarrow (2_2^+)$ (slika levo) kao i prelaza $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanim linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.



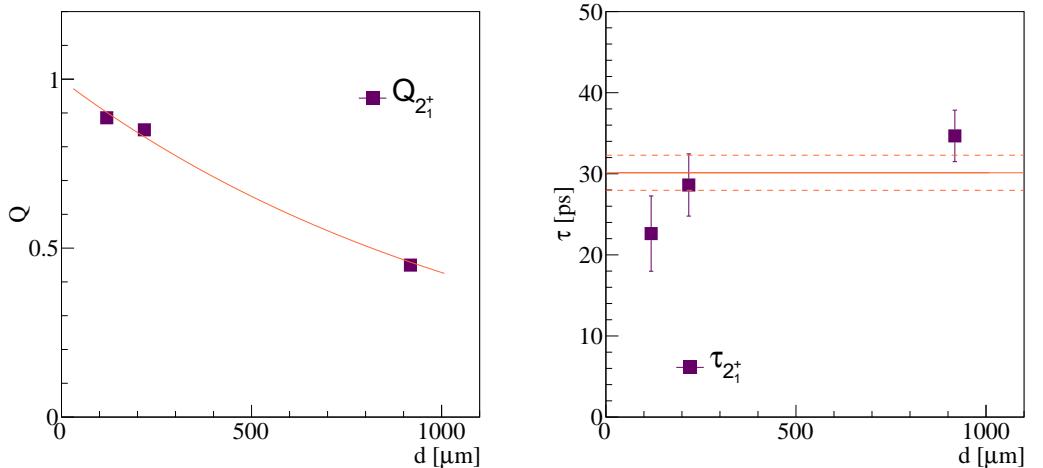
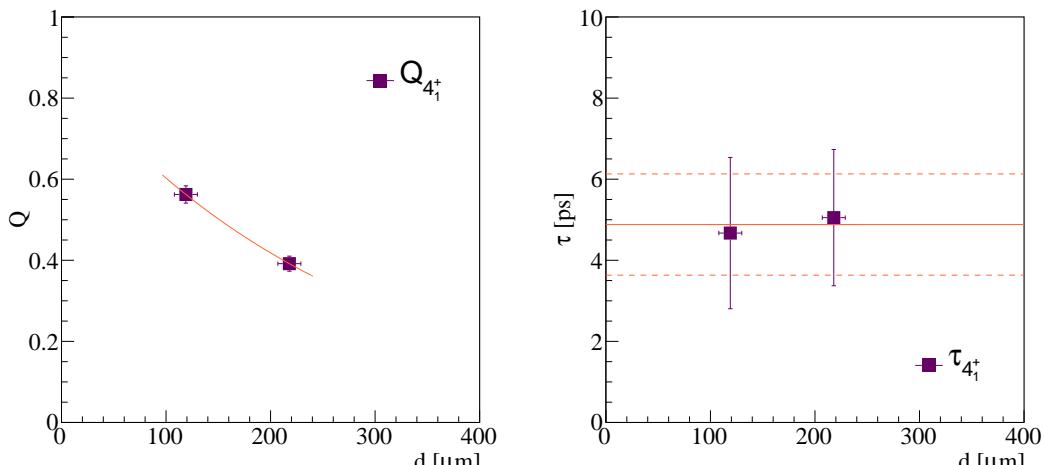
Slika 8.42: Evolucija prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ i $(4^+) \rightarrow (3^+)$ (slika levo) kao i prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.



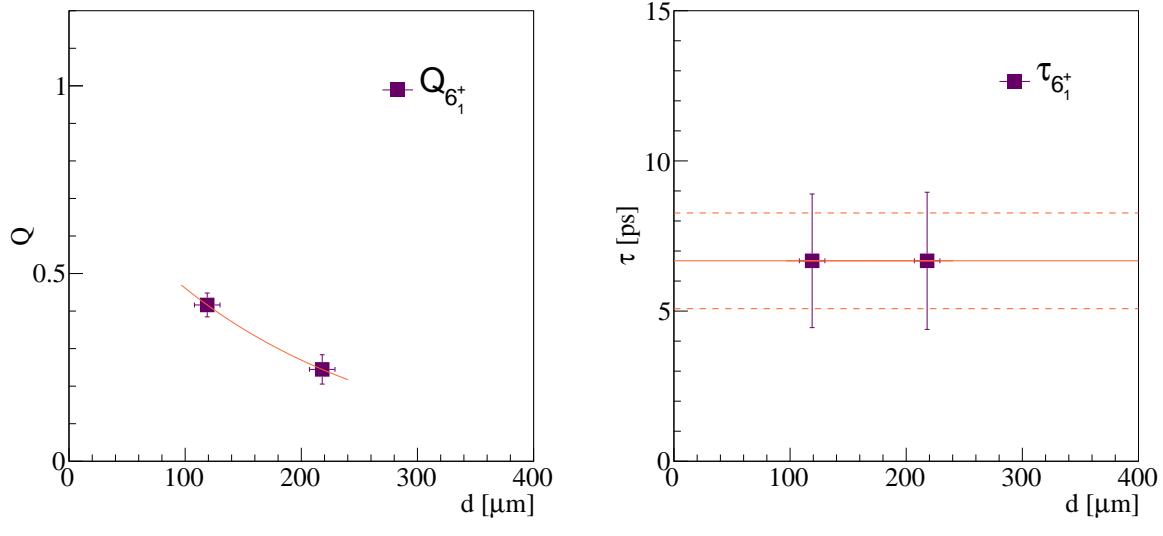
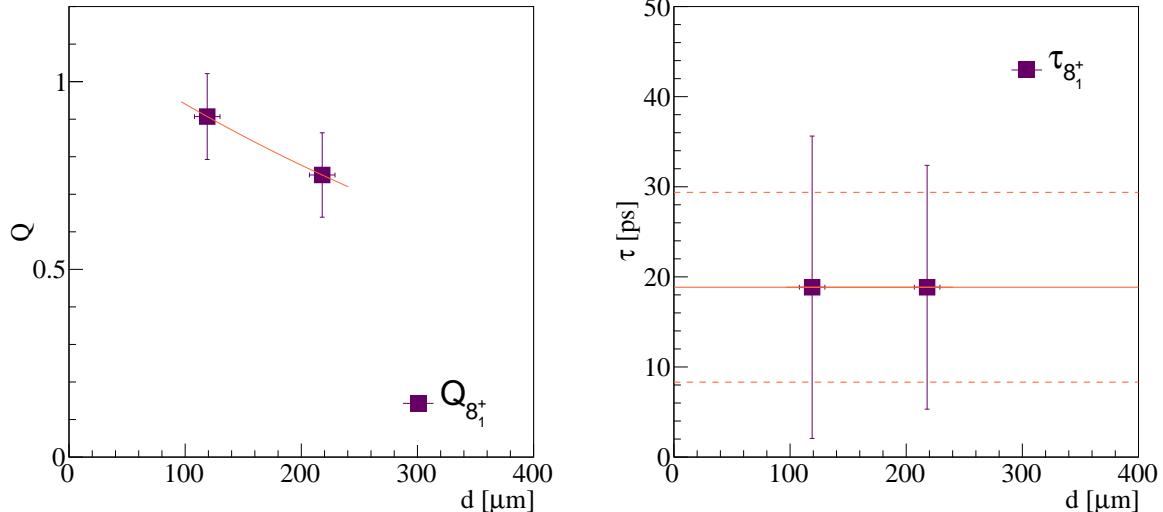
Slika 8.43: Evolucija prelaza (redom s leva na desno) $(3^+) \rightarrow 2_1^+$, $(5^-) \rightarrow 4_1^+$, $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ i $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

Evolucija prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ prikazana je na desnom delu slike 8.42, gde se može uočiti da se obe komponente prelaza nalaze na udaljenostima meta-degrader od 119 i 218 μm . Vreme života je određeno uz pomoć odnosa njihovih intenziteta za ove udaljenosti, uz korekciju na punjenja sa stanja (6_1^+) i 5_1^- . Dobijeno je vreme života stanja 4_1^+ od 4.9(12) ps, a odgovarajuća kriva raspada i grafički prikaz vremena života po udaljenostima dati su na slici 8.44b. Dobijeno vreme života je korektno u odnosu na prethodnu vrednost od ≤ 5.0 ps [128].

Evolucija prelaza $(4^+) \rightarrow (3^+)$ po udaljenostima meta-degrader prikazana je na levom delu slike 8.43, odakle se može videti da se obe komponente nalaze na udaljenostima od 2498, 5035 i 9948 μm , te su vrednosti odnosa intenziteta na ovim udaljenostima korišćene za određivanje vremena života stanja (4^+) . Uz korekciju na punjenje sa stanja (5^+), dobijeno je vreme života od 195(90) ps koje je dosta duže od poznate vrednosti od 62(7) ps, a odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.48b.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja 2_1^+ u ^{78}Ge .(b) Kriva raspada i vreme života stanja 4_1^+ u ^{78}Ge .

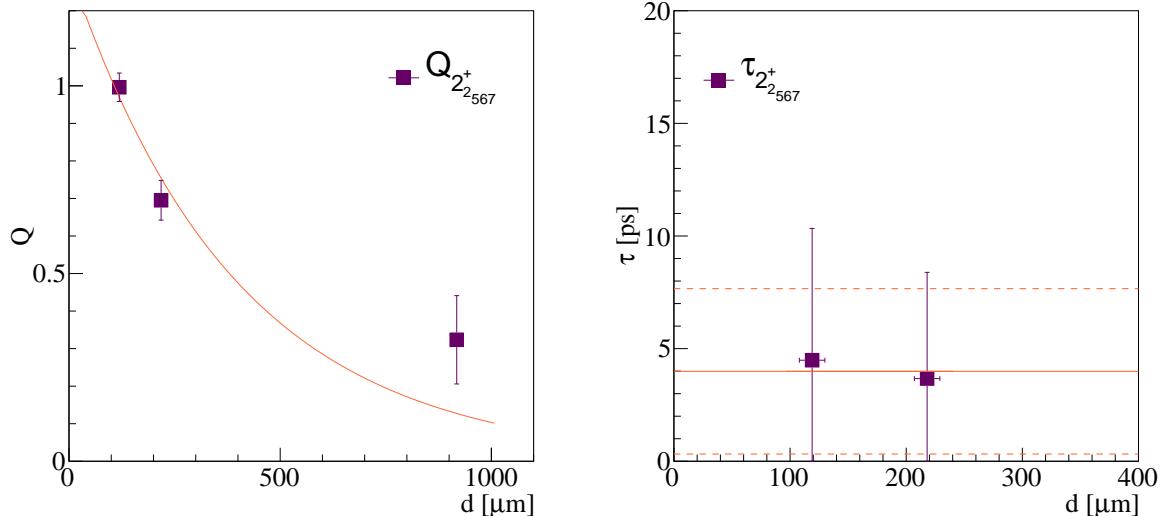
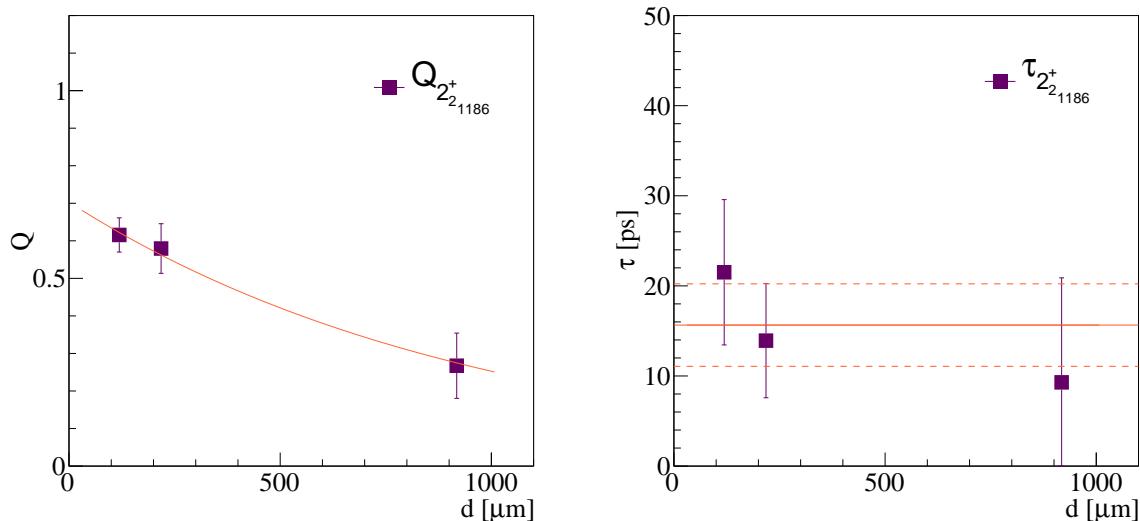
Slika 8.44: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja (6_1^+) u ^{78}Ge .(b) Kriva raspada i vreme života stanja (8_1^+) u ^{78}Ge .

Slika 8.45: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

Vreme života stanja (6_1^+) određeno je koristeći najmanje udaljenosti meta-degrader od 119 i 218 μm , jer se obe komponente prelaza $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ uočavaju samo na njima, kao što se može videti na slici 8.43. Uz korekciju na punjenje sa stanju (8_1^+), dobijeno je vreme života od $6.7(16)$ ps, izmereno je po prvi put, a odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.45a.

Evolucija prelaza $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$ po udaljenostima meta-degrader je prikazana na desnom delu slike 8.42, odakle se vidi da se obe komponente prelaza nalaze samo na udaljenostima od 119 i 218 μm . Kako u spektrima nije uočeno nijedno punjenje stanja (8_1^+), njegovo vreme života je određeno bez korekcije na punjenje i iznosi $19(11)$ ps, izmereno je po prvi put, a odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.45b.

(a) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja 2_2^+ u ^{78}Ge .(b) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja 2_2^+ u ^{78}Ge .

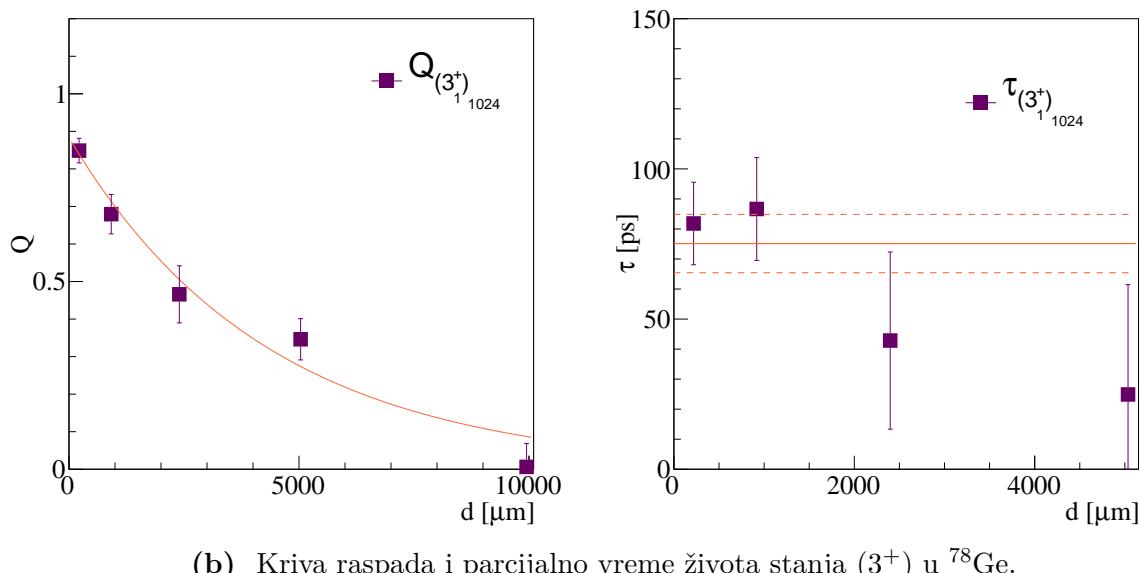
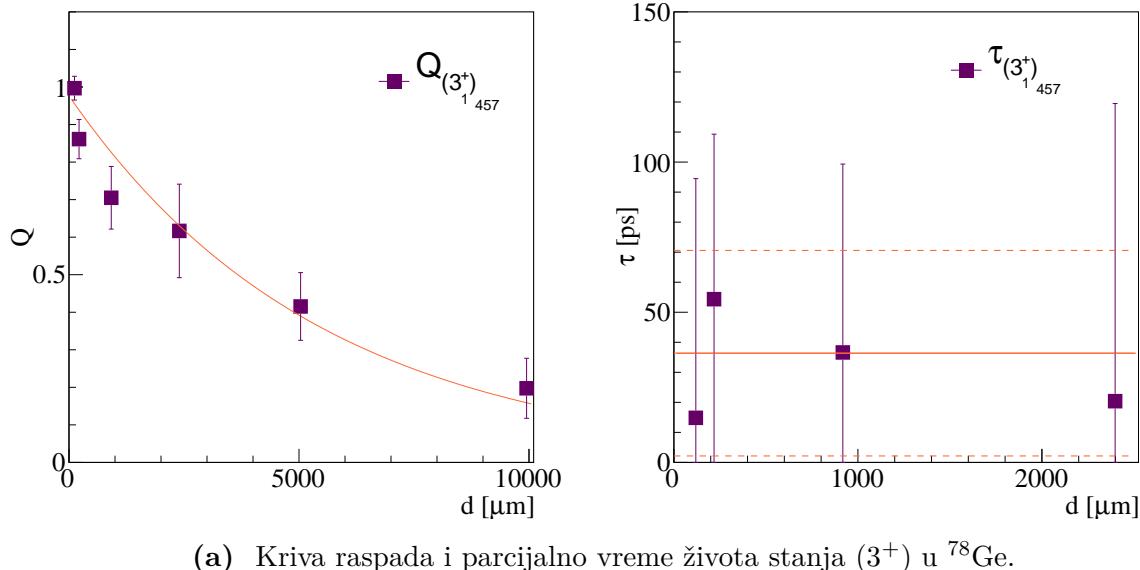
Slika 8.46: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidana.

Vreme života stanja (3^+) određeno je preko parcijalnih vremena života dobijenih posmatrajući dva prelaza, i to $(3^+) \rightarrow 2_2^+$ i $(3^+) \rightarrow 0_1^+$ na energijama od $457.8(3)$ i $1025.3(3)$ keV sa odgovarajućim faktorima grananja od $0.44(5)$ i $0.56(3)$, redom, a uz korekciju na punjenje sa stanja 4_2^+ . Evolucije pomenutih prelaza po udaljenostima meta-degrader nalaze se redom na slikama 8.41 i 8.43, odakle se uočava da se obe komponente nalaze na udaljenostima od 119 - 9948 μm, te na 218 - 5035 μm. Krive raspada i odgovarajuća vremena života pomenutih prelaza su prikazana, istim redom, na slikama 8.47a i 8.47b, a ona iznose $36(34)$ i $75(10)$ ps. Odgovarajuće vreme života stanja (3^+) dobijeno formulom 5.26 je tako $24(23)$ ps. Ova vrednost se dobro poklapa sa onom dobijenom u [128] od $22(9)$ ps.

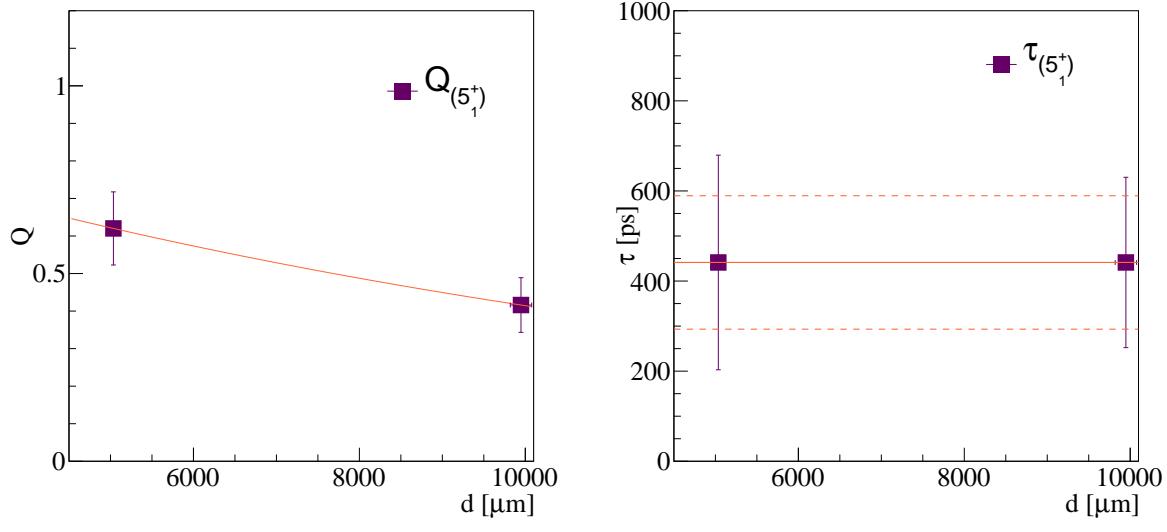
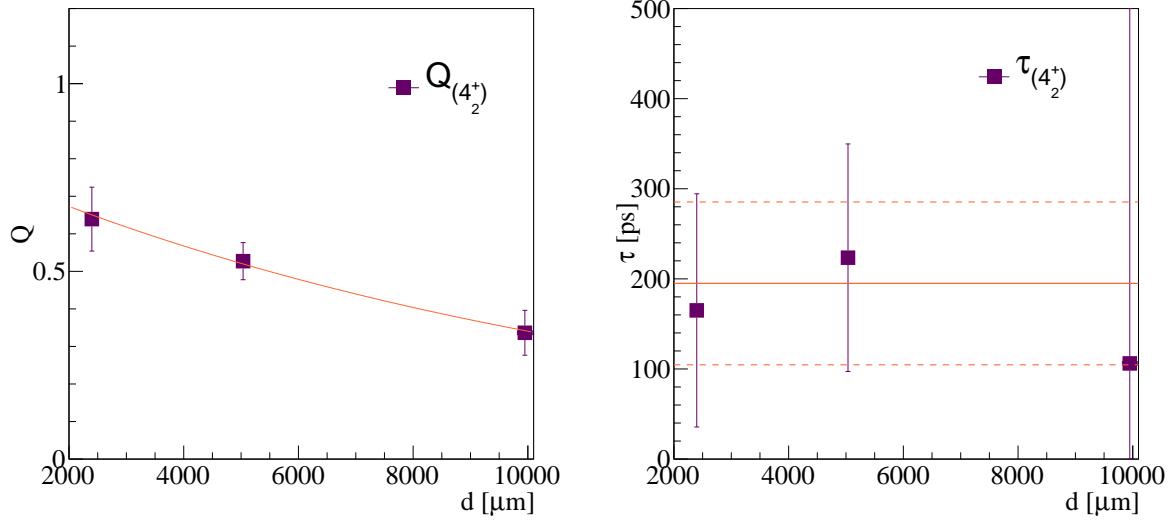
Vreme života stanja (5^+) određeno je koristeći najveće udaljenosti meta-degrader od 5035 i 9948 μm, jer se obe komponente prelaza $(5^+) \rightarrow 4_2^+$ uočavaju samo na njima, kao što se može videti na levom delu slike 8.41. Bez korekcije na punjenje, kako nikakvo

punjene nije uočeno u spektrima, dobijeno je vreme života od $441(148)$ ps, izmereno je po prvi put, a odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.48a.

Sva određena vremena života nisko pobuđenih stanja u ^{78}Ge prikazana su u tabeli 8.3.



Slika 8.47: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

(a) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja (5^+) u ^{78}Ge .(b) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja (4^+) u ^{78}Ge .

Slika 8.48: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidana.

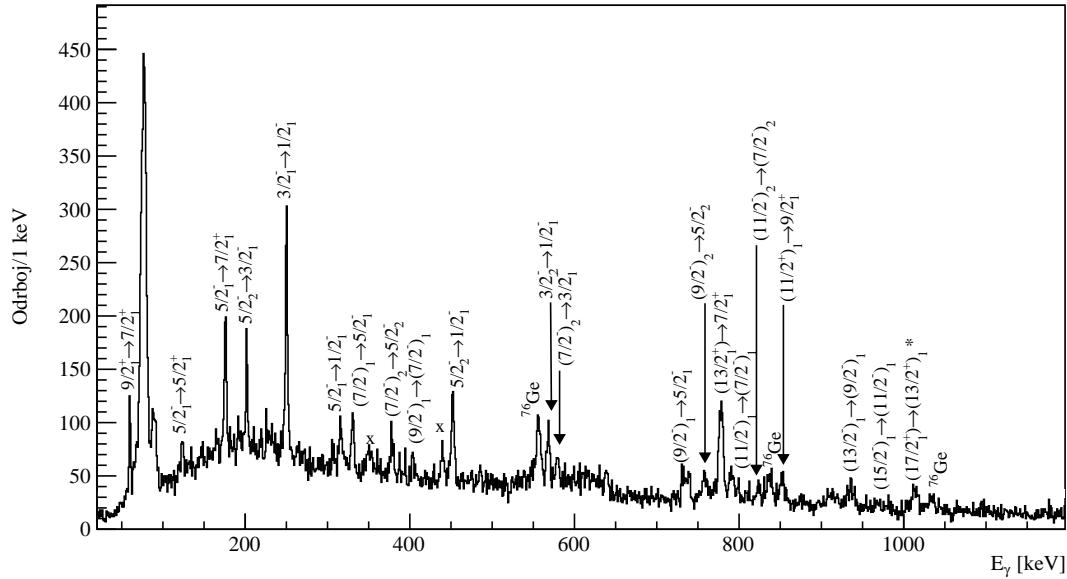
Tabela 8.3: Vremena života $^{76,78}\text{Ge}$. Sva vremena života su prikazana sa statističkom greškom, neuzimajući u obzir sistematsku grešku zbog nekorigovanja na potencijalne nepoznate prelaze uočene na spektrima. U slučaju kada sa istog stanja postoji više prelaza, njegovo vreme života se određuje pomoću parcijalnih vremena života svakog prelaza zasebno, pa je tada konačno vreme života navedeno pored parcijalnih vremena, a u istoj koloni.

Izotop	J_i^π	J_f^π	$E_\gamma [keV]$	$\tau_{\text{exp}} [\text{ps}]$	Prethodni rezultati
^{76}Ge	2_1^+	0_1^+	563.3(3)	29.4(12)	26.26(29) (Coul. Ex.)
	2_2^+	2_1^+	545.6(3)	28.9(10)	
		0_1^+	1108.9(6)	15.8(6)	10.2(5) 11.54(22)
	4_1^+	2_1^+	847.1(2)	3.5(7)	2.60(59) (Coul. Ex.)
	4_2^+	4_1^+	612.7(11)	9.4(13)	
		2_2^+	913.5(5)	5.0(10)	3.3(8) 2.1(15)
	3_1^+	2_2^+	430.8(3)	15.2(18)	
		2_1^+	976.9(3)	18.4(22)	8.3(14) 51(10) nnndc coulex
^{78}Ge	5_1^+	3_1^+	948.5(6)	3.9(16)	1.5(8), $1.5_{-1.5}^{+1.7}$ [127]
	2_1^+	0_1^+	619.4(4)	30.1(22)	23(4) [128]
	2_2^+	2_1^+	567.0(4)	4.0(37)	
		0_1^+	1186.1(5)	16(5)	3.2(31) 17(9) [128]
	4_1^+	2_1^+	951.3(3)	4.9(12)	<5.0 [128]
	(4^+)	(3^+)	674.4(3)	195(90)	62(7) [128]
	(6_1^+)	4_1^+	1178.8(5)	6.7(16)	-
	(8_1^+)	(6_1^+)	967.1(6)	19(11)	-
	(3^+)	2_2^+	457.8(3)	36(34)	
		0_1^+	1025.3(3)	75(10)	24(23) 22(9) [128]
	(5^+)	(4^+)	440.4(3)	441(148)	-

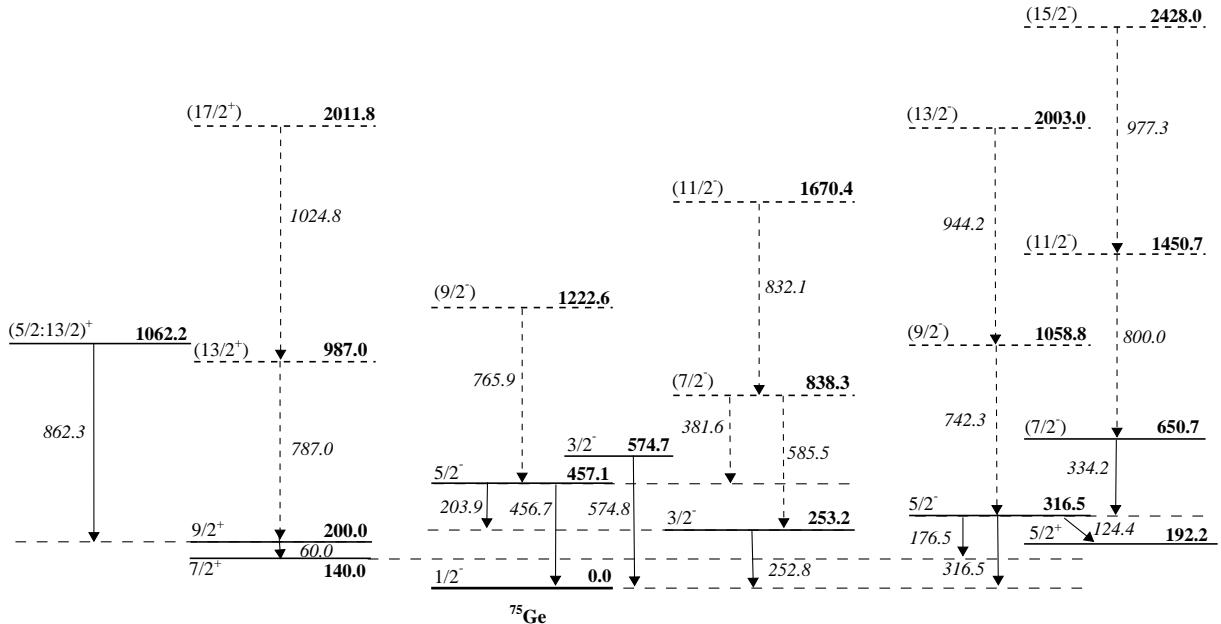
8.4.2 ♦ Neparni izotopi germanijuma

^{75}Ge

Spektar γ -zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima ^{75}Ge na udaljenosti meta-degrader od 9948 μm prikazan je na slici 8.49, a šema stanja sa kojih su detektovani prelazi na slici 8.50.



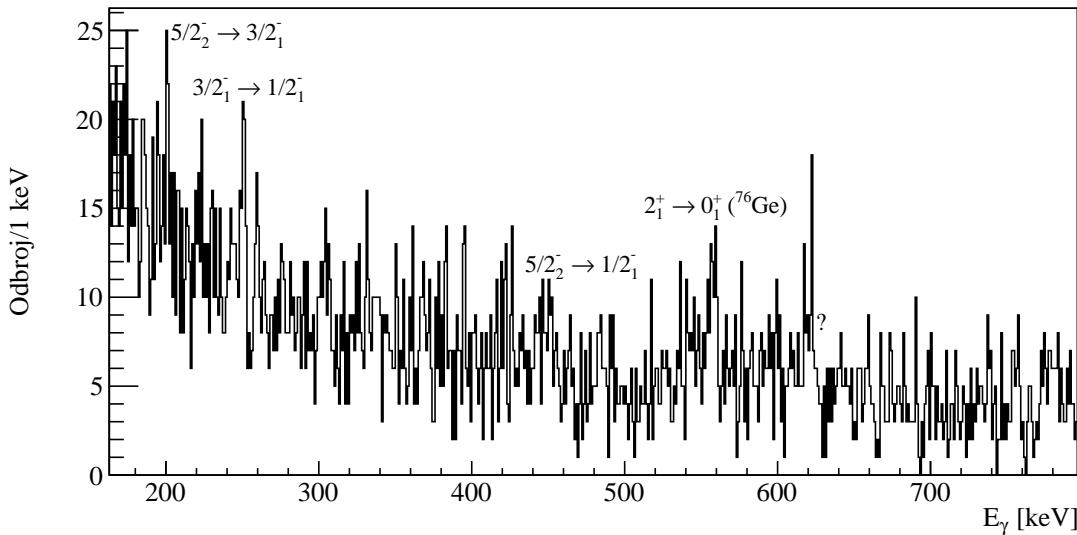
Slika 8.49: Spektar ^{75}Ge na udaljenosti meta-degrader od 9948 μm .



Slika 8.50: Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{75}Ge . Stanja i prelazi označeni isprekidanim linijama su identifikovani samo u [129] i nisu prošli evaluaciju u bazama podataka NNDC [4].

Šem prelaza označenih na šemi prikazanoj na slici 8.50, u spektrima su uočeni i

nepoznat prelaz na oko $350.6(5)$ keV i nekoliko bliskih prelaza na oko 600 - 650 keV koji nisu konzistentni ni po različitim meta-degrader udaljenostima te nije moguće da se identifikuju zasebni prelazi i njihove pomerene komponente. Sem toga, postoji i prelaz na ~ 444 keV čija se evolucija po udaljenostima meta-degrader može videti na levom delu slike 8.54a, a energija ovog prelaza može da odgovara trima različitim poznatim prelazima u ^{75}Ge , a kako se obe komponente nalaze na svim udaljenostima, zaključak je da se u ovom piku nalazi više γ prelaza. Zbog nemogućnosti da se ovi prelazi razdvoje, nisu uzimani u obzir kao punjenje, a postoje tri nivoa koja bi mogli da pune i to $7/2_1^+$, $5/2_1^-$ i/ili $3/2_2^-$. Spektar dobijen u koincidenciji sa prelazom na 444 keV je prikazan na slici 8.51, po naznačenim prelazima najverovatnije je da ova energija odgovara prelazu u grani nad $1/2_1^-$, $3/2_1^-$ i $5/2_2^-$. S druge strane, u $\gamma - \gamma$ spektru u koincidenciji sa 350.6 keV sem kontaminanta ^{76}Ge , ne uočavaju se prelazi iz ^{75}Ge . Zbog potencijalnog punjenja sa pomenutih prelaza, sva vremena života mogu da se interpretiraju kao gornje granice jer nemaju uračunat doprinos od ovih punjenja. Sva vremena života su određena po prvi put.



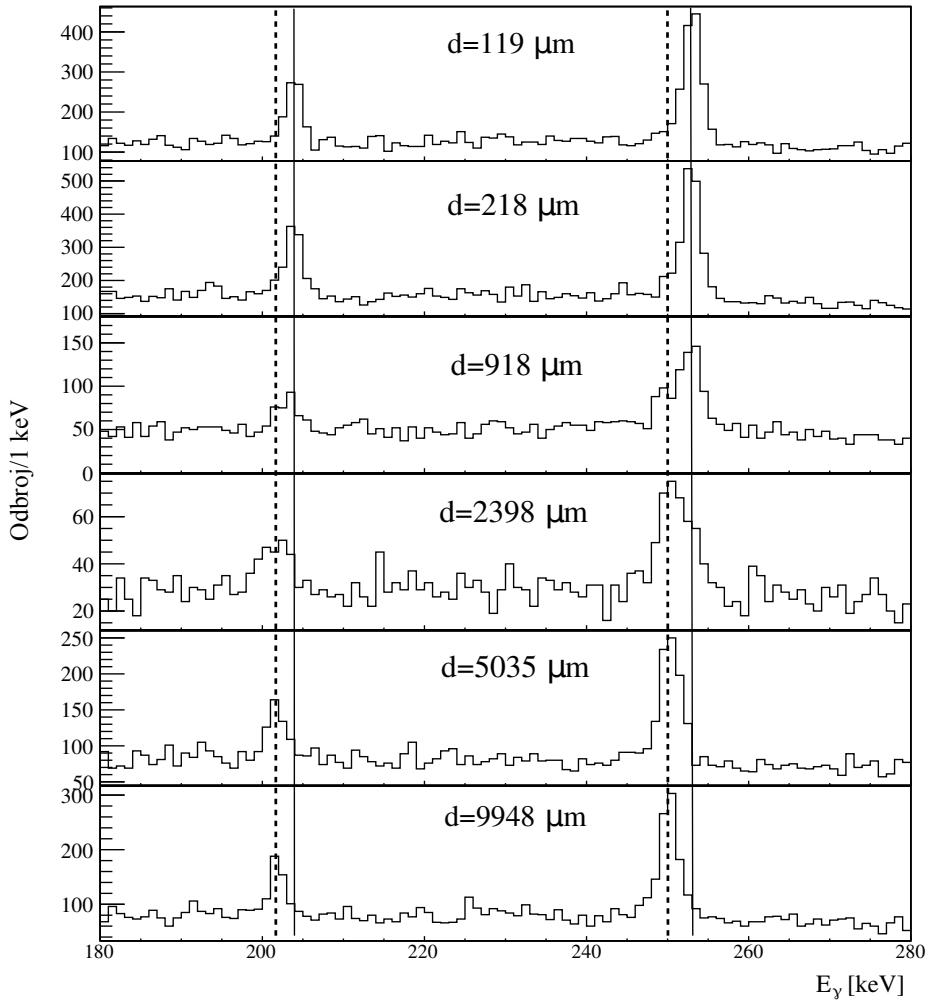
Slika 8.51: γ spektar dobijen u koincidenciji sa 444 keV, na udaljenosti od 5 mm.

Kako se obe komponente prelaza $3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$ nalaze na udaljenostima meta-degrader od 119 , 218 , 918 i 2498 μm , kao što se vidi sa slike 8.52, upravo su odnosi intenziteta na njima korišćeni za određivanje vremena života stanja $3/2_1^-$. Uz korekciju na punjenje sa stanja $5/2_2^-$ i $(7/2_2^-)$, dobijeno je vreme života od $72(7)$ ps. Određeno je po prvi put, a kriva raspada stanja $3/2_1^-$ kao i vreme života po udaljenostima meta-degrader prikazani su na slici 8.55a.

Vreme života stanja $5/2_2^-$ određeno je preko formule 5.26 koristeći parcijalna vremena života prelaza $5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$ i $5/2_2^- \rightarrow 1/2_1^-$ na $203.9(1)$ i $456.6(3)$ keV, redom, kao i faktore grananja od $0.47(5)$ i $0.53(5)$. Evolucije komponenti ova dva prelaza po udaljenostima meta-degrader nalaze se na slici 8.52 i levom delu slike 8.54a, a njihove krive raspada i vremena života na 8.55b i 8.55c, redom. Obe komponente ovih prelaza nalaze se na udaljenostima meta-degrader od 218 , 918 i 2398 μm . Uz korekciju na punjenje sa stanja $(7/2_2^-)$ i $(9/2_2^-)$, parcijalna vremena života prelaza $5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$ i $5/2_2^- \rightarrow 1/2_1^-$ iznose $47(9)$ i $49(6)$ ps, a vreme života stanja $5/2_2^-$ je određeno po prvi put i iznosi $24(6)$ ps.

Evolucija prelaza $3/2_2^- \rightarrow 1/2_1^-$ po udaljenostima meta-degrader prikazana je na desnom delu slike 8.54a, odakle se može uočiti da se obe komponente nalaze samo na najmanjim udaljenostima od 119 i 218 μm . Koristeći odnos intenziteta komponenti na

pomenutim udaljenostima, dobijena je kriva raspada prikazana na slici 8.56c, a vreme života stanja $3/2_2^-$, ilustrovano na istoj slici, dobijeno je bez korekcije na punjenje jer nema uočenog punjenja ovog stanja, i iznosi 5.5(27) ps.



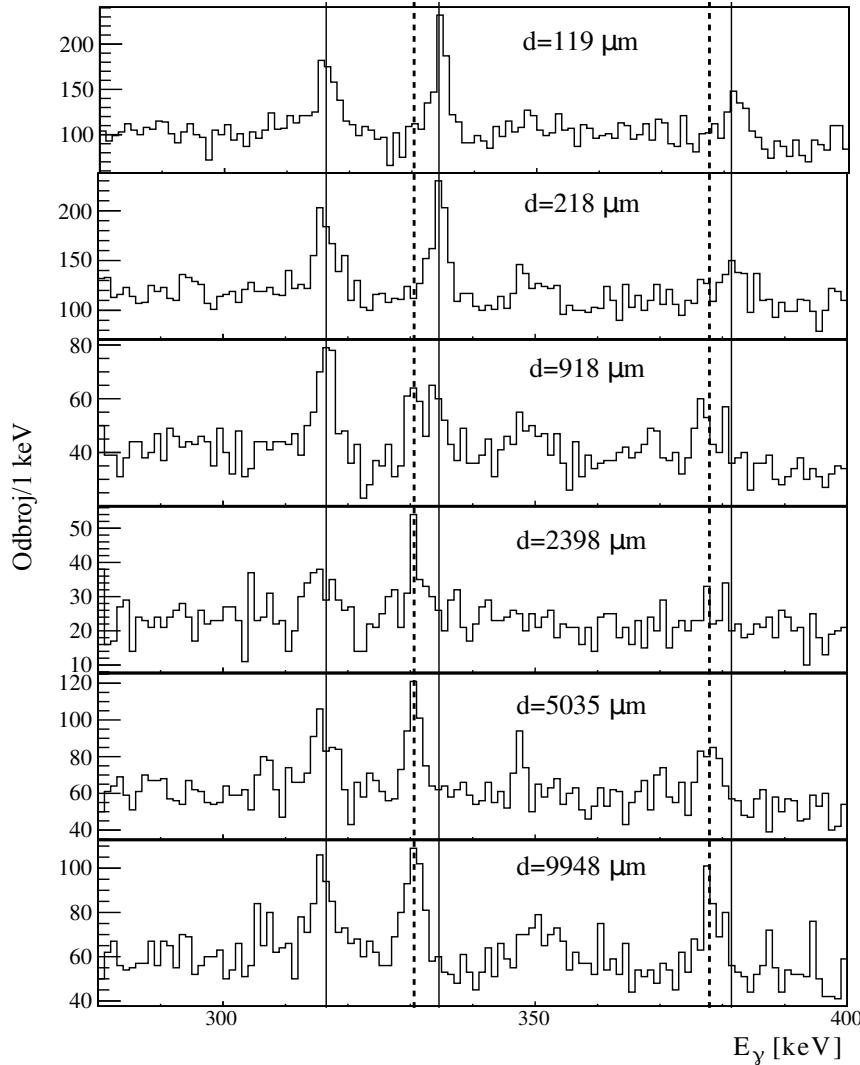
Slika 8.52: Evolucija prelaza $5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$ i $3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

Vreme života stanja ($7/2_1^-$) određeno je pomoću odnosa intenziteta komponenti prelaza ($7/2_1^-$) $\rightarrow 5/2_1^-$ po udaljenostima, a evolucija tog odnosa prikazana je na 8.53. Obe komponente se nalaze na udaljenostima meta-degrader od 119, 218 i 918 μm , a uz korekciju na punjenje sa stanja ($11/2_1^-$), vreme života stanja ($7/2_1^-$) iznosi 22(6) ps. Koristeći odnos intenziteta komponenti prelaza ($9/2_1^-$) $\rightarrow 5/2_1^-$ prikazan na slici 8.54b, na istim udaljenostima, a uz korekciju na punjenje sa stanja ($13/2_1^+$), a dobijeno je vreme života stanja ($9/2_1^-$) od 21(4) ps. Krive raspada i vremena života po udaljenostima stanja ($7/2_1^-$) i ($9/2_1^-$) prikazani su na slikama 8.56a i 8.57a, redom.

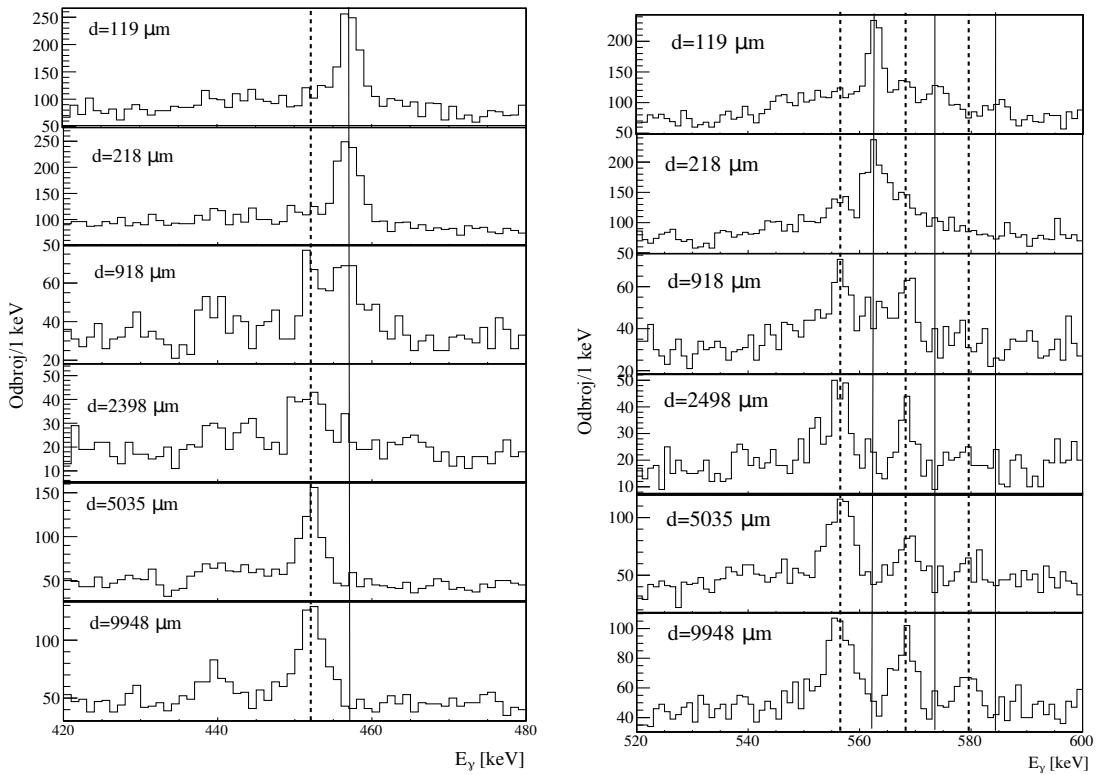
Vreme života stanja ($9/2_1^-$) određeno je bez korekcije na punjenje, a koristeći odnos intenziteta komponenti prelaza ($9/2_1^-$) $\rightarrow 5/2_2^-$ prikazan na slici 8.54b. Uz pomenuti odnos na udaljenostima meta-degrader od 119 i 218 μm dobijeni su krive raspada i vremena života prikazani na slici 8.57b, a vreme života stanja ($9/2_1^-$) je dobijeno kao 19(7) ps. Koristeći iste udaljenosti i evoluciju odnosa komponenti prelaza ($13/2_1^+ \rightarrow 9/2_1^-$) prikazanu na slici 8.54b, a uz korekciju na punjenje sa stanja ($17/2_1^+$), vreme života stanja ($13/2_1^+$) dobijeno

je kao $7.2(14)$ ps. Odgovarajuća kriva raspada i vremena života po udaljenostima meta-degrader prikazani su na slici 8.57c.

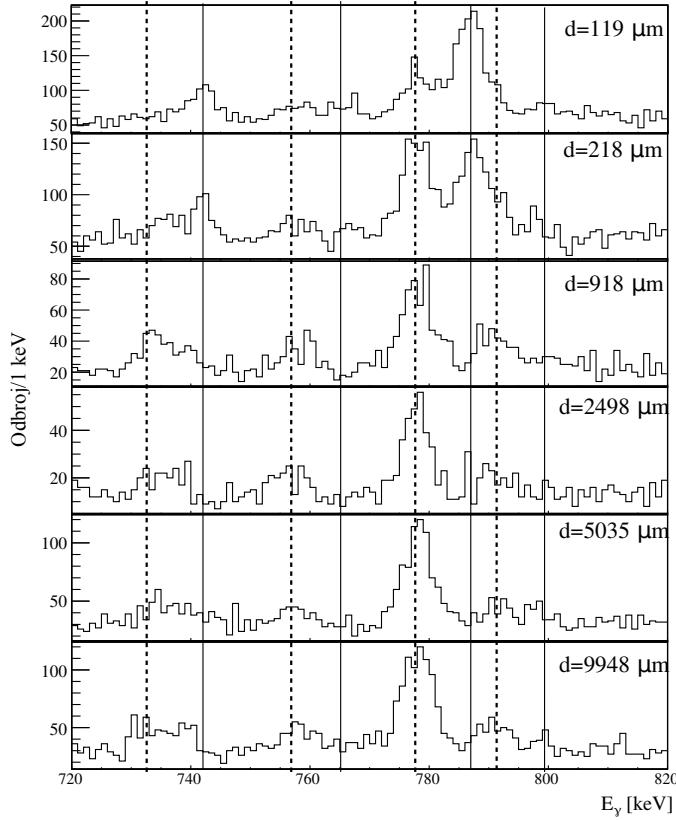
Sva izračunata vremena života nisko pobuđenih stanja u ^{75}Ge prikazana su u tabeli 8.4, a određena su po prvi put.



Slika 8.53: Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ i $(7/2_2^-) \rightarrow 5/2_2^-$, kao i nepoznatog prelaza na 350 keV sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

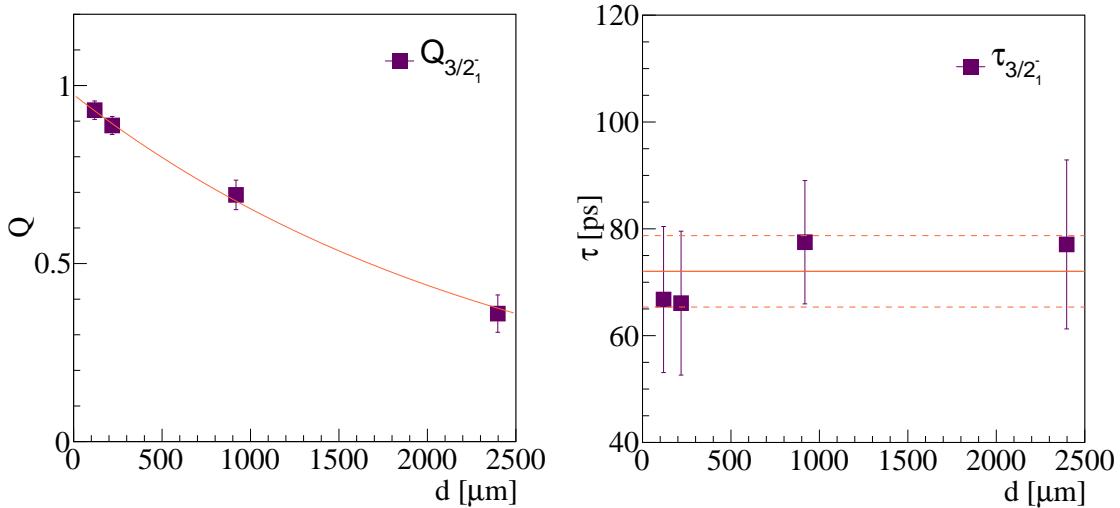
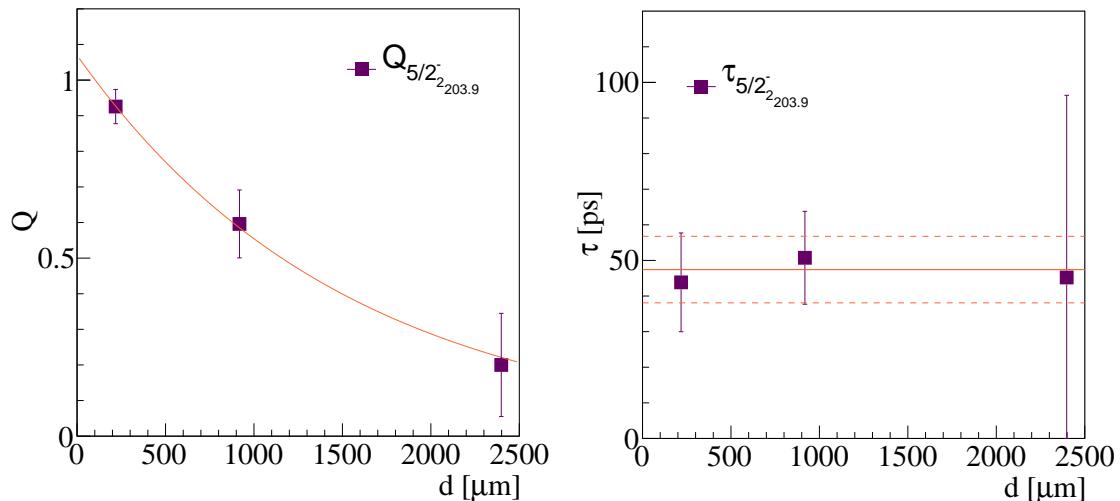
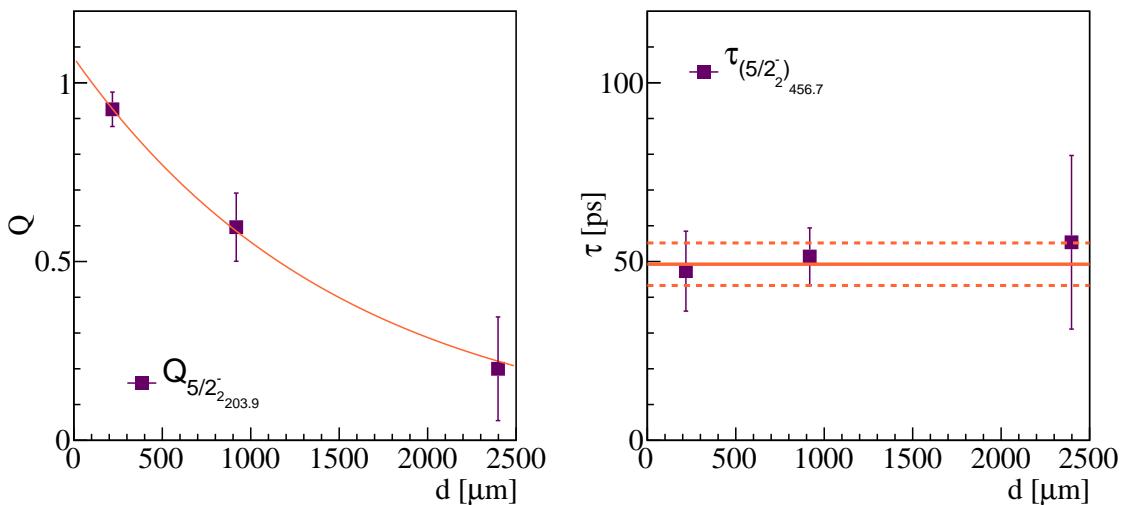


(a) Evolucija prelaza $5/2_2^- \rightarrow 1/2_1^-$, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ u ^{76}Ge , $3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$ i $(7/2_2^-) \rightarrow 3/2_1^-$ sa promenom udaljenosti meta-degrader.

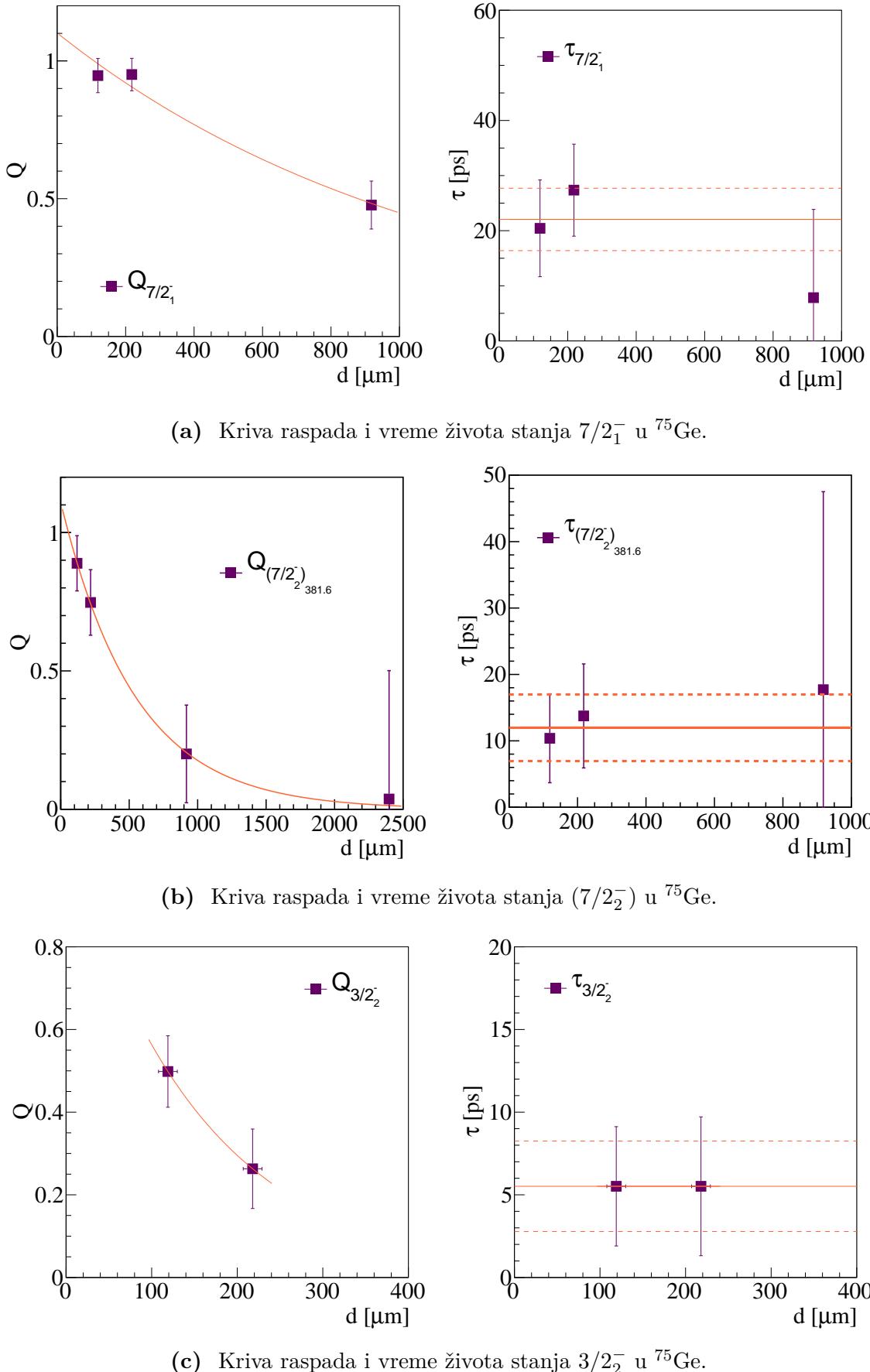


(b) Evolucija prelaza $(9/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$, $(9/2_2^-) \rightarrow 5/2_2^-$, $(13/2_1^+) \rightarrow (9/2_1^+)$ i $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ sa promenom udaljenosti meta-degrader.

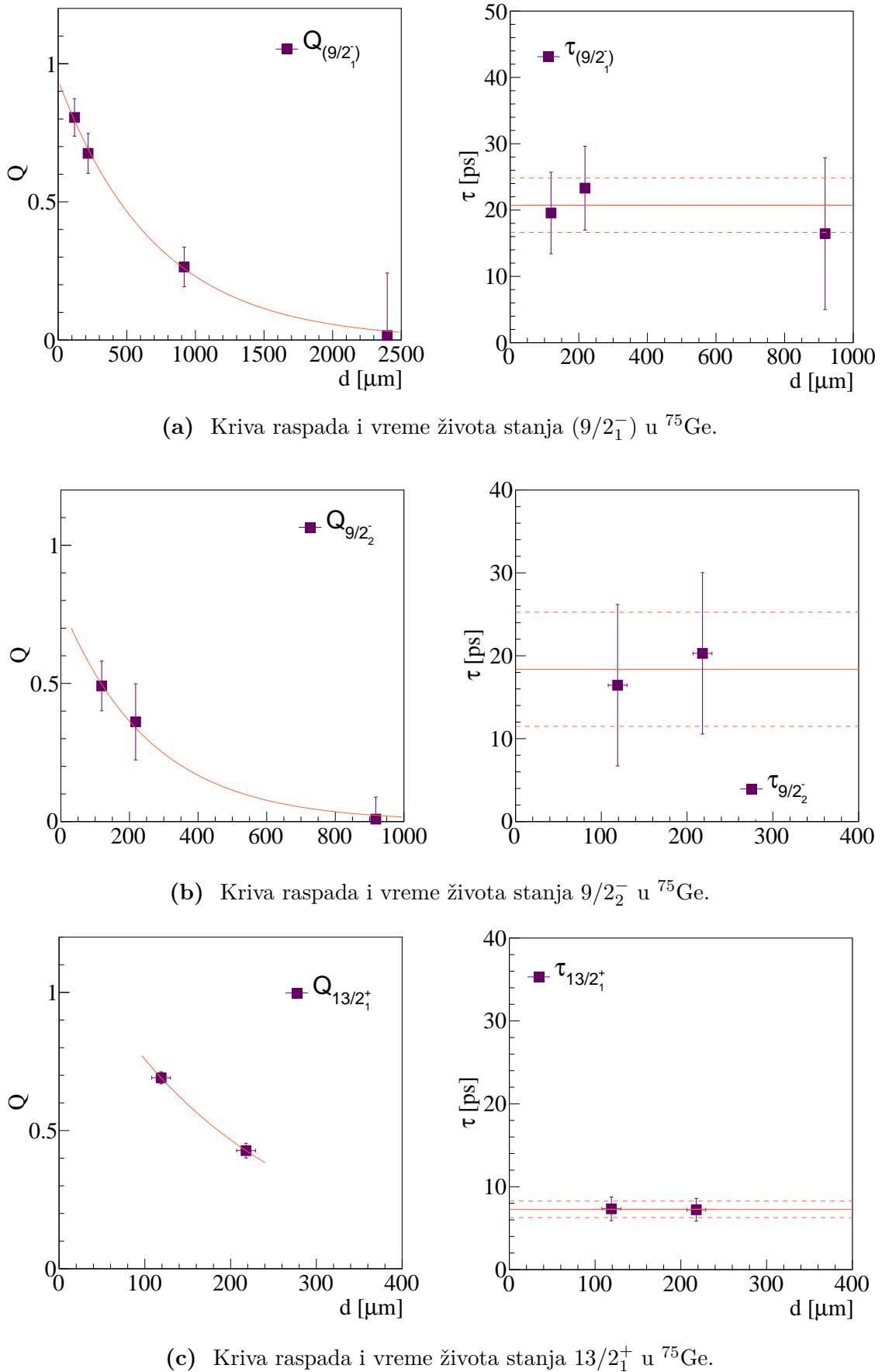
Slika 8.54: Evolucija prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanoj linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja $3/2_1^-$ u ^{75}Ge .(b) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja $(5/2_2^-)$ u ^{75}Ge .(c) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja $(5/2_2^-)$ u ^{75}Ge .

Slika 8.55: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.



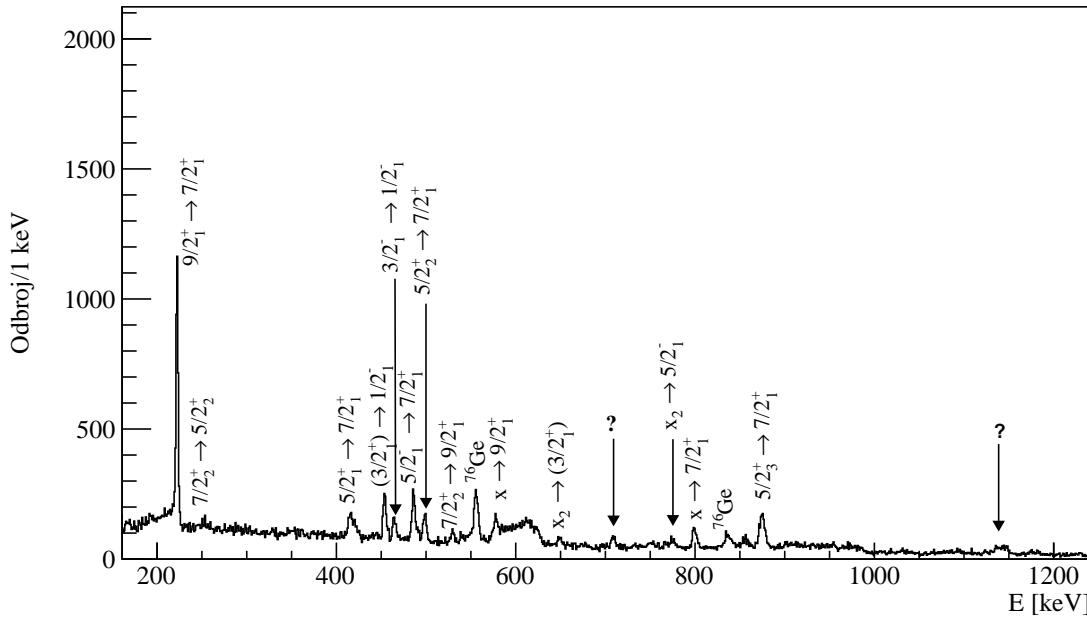
Slika 8.56: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.



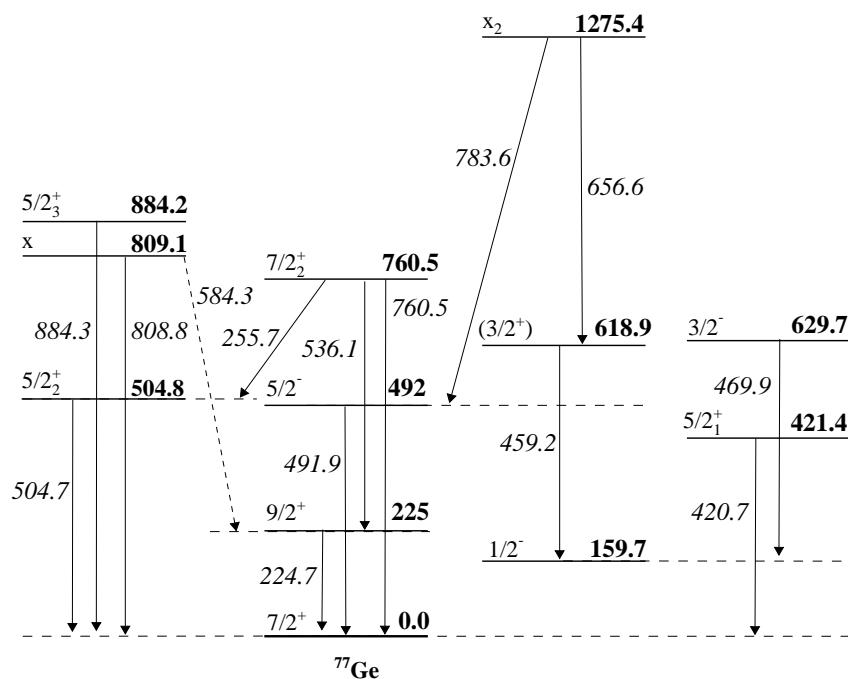
Slika 8.57: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

^{77}Ge

Spektar γ -zraka detektovanih u koincidenciji sa izotopima ^{77}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$ prikazan je na slici 8.58, a šema stanja sa kojih su detektovani prelazi na slici 8.59.

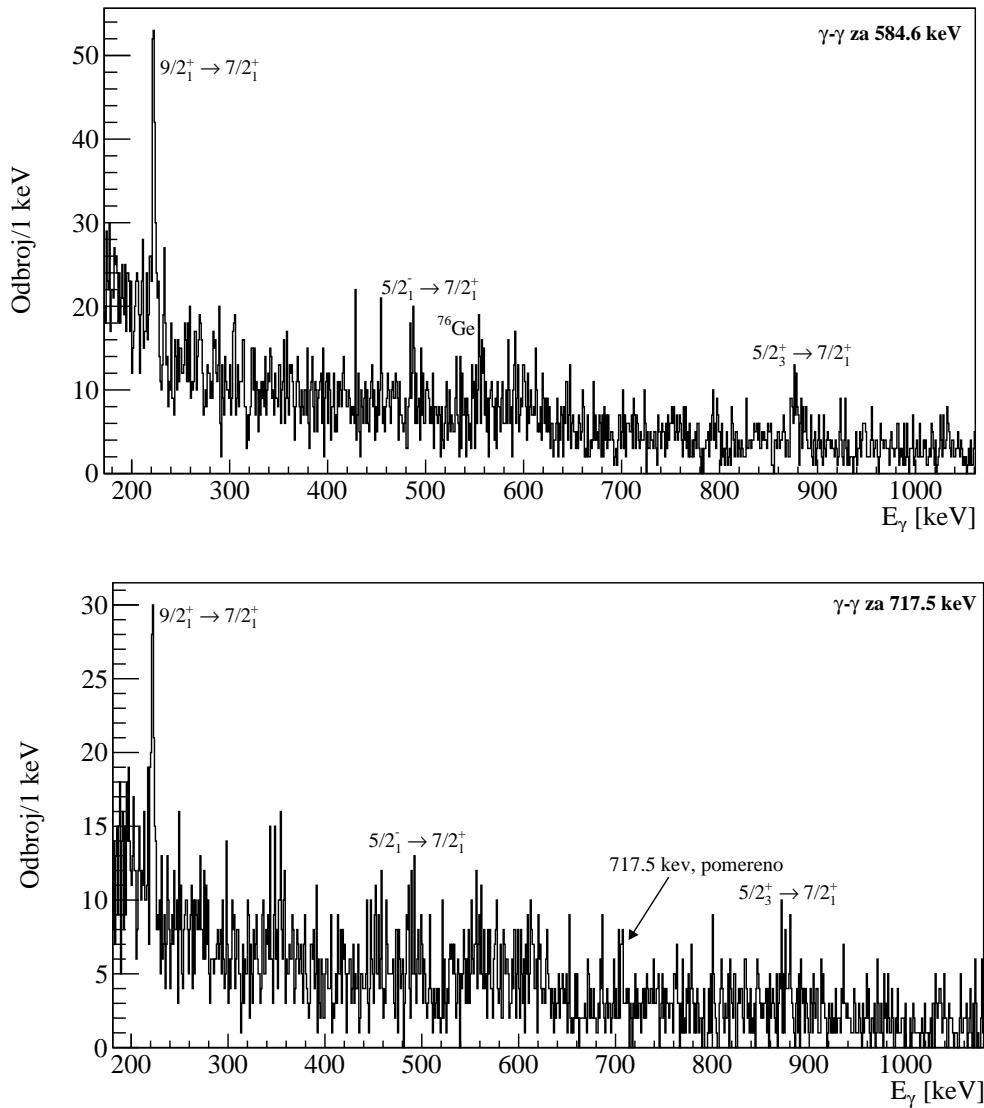


Slika 8.58: Spektar ^{77}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948 \mu\text{m}$.

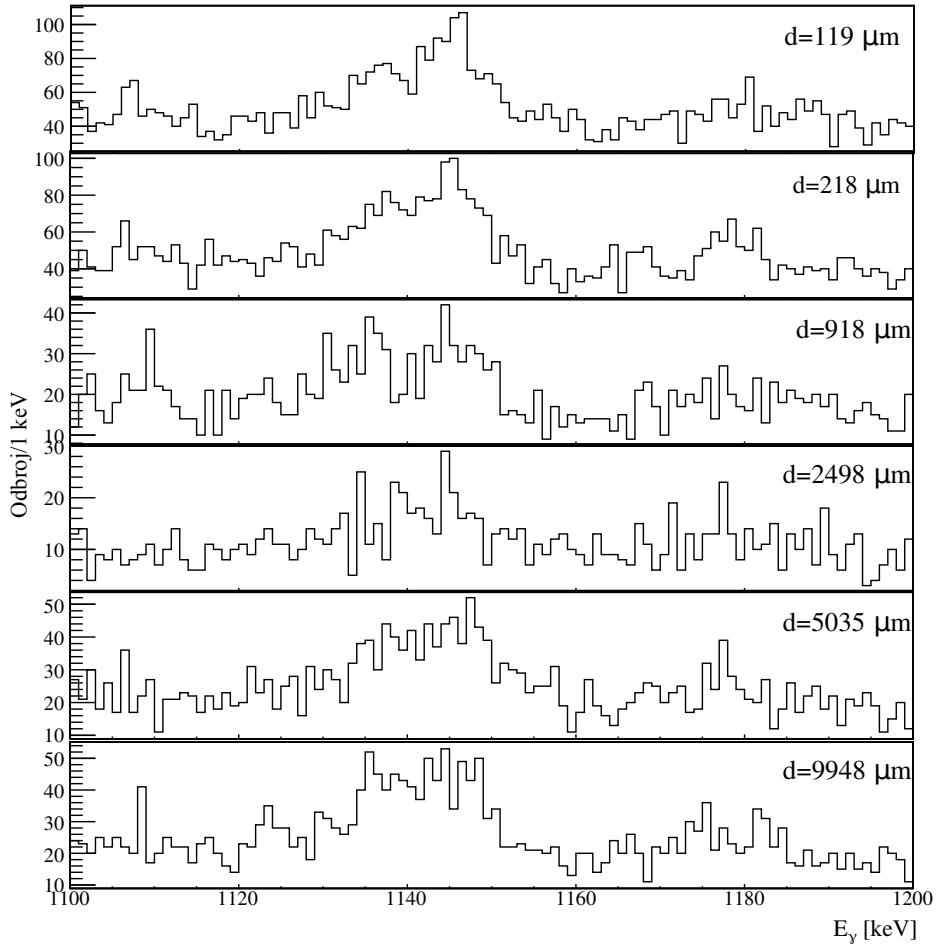


Slika 8.59: Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{77}Ge .

U γ spektrima postoji nekoliko pikova koji ne pripadaju poznatim prelazima u ^{77}Ge , a to su oni na 584.6(3) i 717.5(3) keV. U cilju određivanja njihove pozicije u šemi raspada urađeni su $\gamma-\gamma$ spektri u koincidenciji sa pikovima na 584.6(3) i 717.5(3) keV na slici 8.60, koji ne ukazuju na mesto u šemi nivoa gde bi ovi prelazi odgovarali, međutim energija od 584.6 keV odgovarala bi prelazu sa stanja nepoznatog spina na 809.1 keV (označenog sa x) na stanje $9/2_1^+$ na 225.0 keV, te je stoga naznačen isprekidanom linijom na šemi i biće razmatrano kao mogućnost pri određivanju vremena života nivoa x. Takođe, postoji i nekoliko spojenih pikova u energetskoj oblasti oko 1140 keV koje nije moguće razdvojiti čak ni na najvećim udaljenostima meta-degrader gde bi se očekivalo da postoje samo pomerene komponente. Evolucija ovih pikova u oblasti oko 1140 keV prikazana je na slici 8.61. Zbog nemogućnosti određivanja pripadnosti pomenutih prelaza, sva određena vremena života u ^{77}Ge su potencijalno sa greškom na neuračunata punjenja, koju nije moguće precizno odrediti. Ipak, većina vremena života ima lepo ponašanje i ne odstupa od srednje vrednosti za različite meta-degrader udaljenosti, sem u nekim slučajevima gde će biti naglašeno.



Slika 8.60: Spektri dobijeni u koincidenciji sa prelazima na 584.6 keV (gore) i 717.5 keV (dole).



Slika 8.61: Deo γ spektra 1140 keV, gde postoji veći broj pikova koje nije moguće razdvojiti.

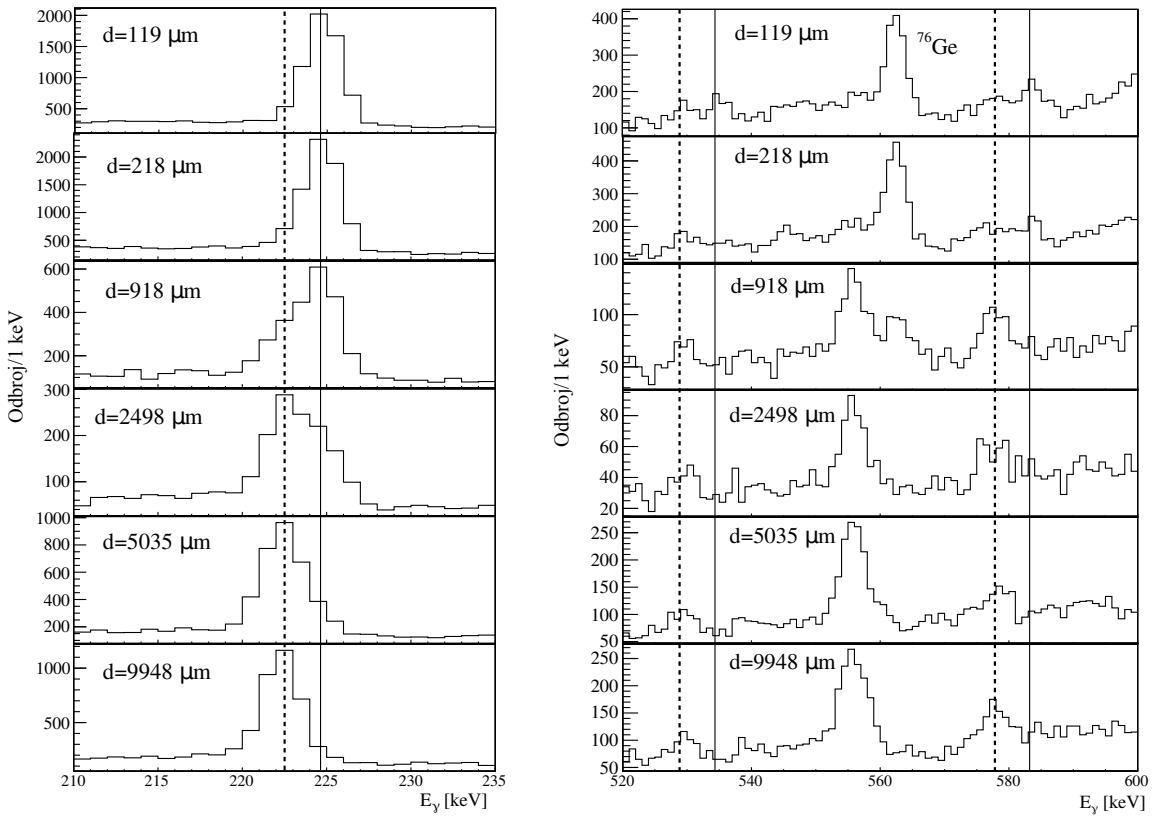
Vreme života stanja $9/2_1^+$ određeno je koristeći odnos intenziteta komponenti prelaza $9/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$ na udaljenostima meta-degrader od 918 i $2498 \mu\text{m}$, jer se obe komponente pojavljuju upravo na njima, kao što je prikazano na levom delu slike 8.62. Sem direktnog punjenja sa stanja $7/2_2^+$, korekcija je vršena i na moguće punjenje sa stanja x prelazom na 584.6 keV, kako je pak njegovo vreme života dosta kraće, korekcija na njega i ne menja rezultat vremena života stanja $9/2_1^+$, koje iznosi 19(6) ps. Odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima prikazani su na slici 8.64a.

Vreme života stanja $5/2_1^+$ je određeno bez korekcije na punjenja, samo iz odnosa intenziteta komponenti prelaza $5/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$ na udaljenostima od 218, 918, 2498, 5035 i $9948 \mu\text{m}$. Sa slike 8.63a se može videti da se obe komponente uočavaju na svim ovim meta-degrader udaljenostima. Odgovarajuća kriva raspada i vremena života po udaljenostima prikazani su na slici 8.64b, a dobijeno je vreme od 428(19) ps. I evolucija komponenti prelaza $(3/2_1^+) \rightarrow 1/2_1^-$ je data na slici 8.63a, odakle se vidi da se obe komponente nalaze na meta-degrader udaljenostima od 218, 918, 2498 i $5035 \mu\text{m}$. Kriva raspada i vremena života stanja $(3/2_1^+)$ dati su na slici 8.64c, a ponašanje pojedinih vremena života u odnosu na srednju vrednost može da ukaže na nekorektnu korekciju na punjenje. Ona je vršena samo na punjenje sa stanja x_2 , a dobijeno je vreme života stanja $(3/2_1^+)$ od 84(8) ps.

Na istoj slici 8.63a, nalaze se i evolucije prelaza $3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$ i $5/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$ po udaljenostima meta-degrader. Obe komponente se uočavaju na udaljenostima od 119 i $218 \mu\text{m}$, kao i $119, 218, 918$ i $2498 \mu\text{m}$, redom. Odgovarajuće krive raspada i vremena života dati su redom na slikama 8.65a i 8.65b. Vreme života stanja $3/2_1^-$ određeno je bez

korekcije na punjenje i iznosi $7.8(15)$ ps, dok je vreme života stanja $5/2_1^-$ korigovano na punjenje sa stanja x_2 i iznosi $157(6)$ ps, mada odstupanje pojedinčnih vremena života od srednje vrednosti može da ukazuje na prisustvo još neuočenog punjenja ovog stanja. Na slici 8.63a može se videti i promena odnosa intenziteta komponenti prelaza $5/2_2^+ \rightarrow 7/2_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Obe komponente se nalaze na udaljenostima od 119 , 218 , 918 i 2498 μm , a vreme života stanja $5/2_2^+$ određeno je uz korekciju na punjenje sa stanja $7/2_2^+$ i iznosi $74(4)$ ps. Odgovarajuća kriva raspada i vremena života po udaljenostima nalaze se na slici 8.65c.

Sa stanja $7/2_2^+$ postoje tri prelaza, na 255.7 , $536.1(8)$ i 760.5 keV i to su redom, $7/2_2^+ \rightarrow 5/2_2^+$, $7/2_2^+ \rightarrow 9/2_1^+$ i $7/2_2^+ \rightarrow 7/2_1^+$, pogledati šemu sa slike 8.59. Međutim, vreme života je moguće odrediti samo koristeći prelaz $7/2_2^+ \rightarrow 9/2_1^+$ jer ostala dva i nisu vidljiva u spektru zbog slabog intenziteta. Evolucija ovog prelaza po udaljenostima meta-degrader nalazi se na desnom delu slike 8.62, odakle se vidi da se obe komponente uočavaju na udaljenostima od 119 i 218 μm . Za preostala dva prelaza na svakoj udaljenosti se vidi samo po jedna komponenta (ili samo pomerena ili samo nepomerena), te nije moguće računanje vremena života RDDS metodom. Tako je vreme života stanja $7/2_2^+$ određeno samo kao parcijalno vreme života jednog prelaza, bez korekcije na punjenje, a ono iznosi $7.6(23)$ ps. Kriva raspada i vreme života po udaljenostima nalaze se na slici 8.66a.



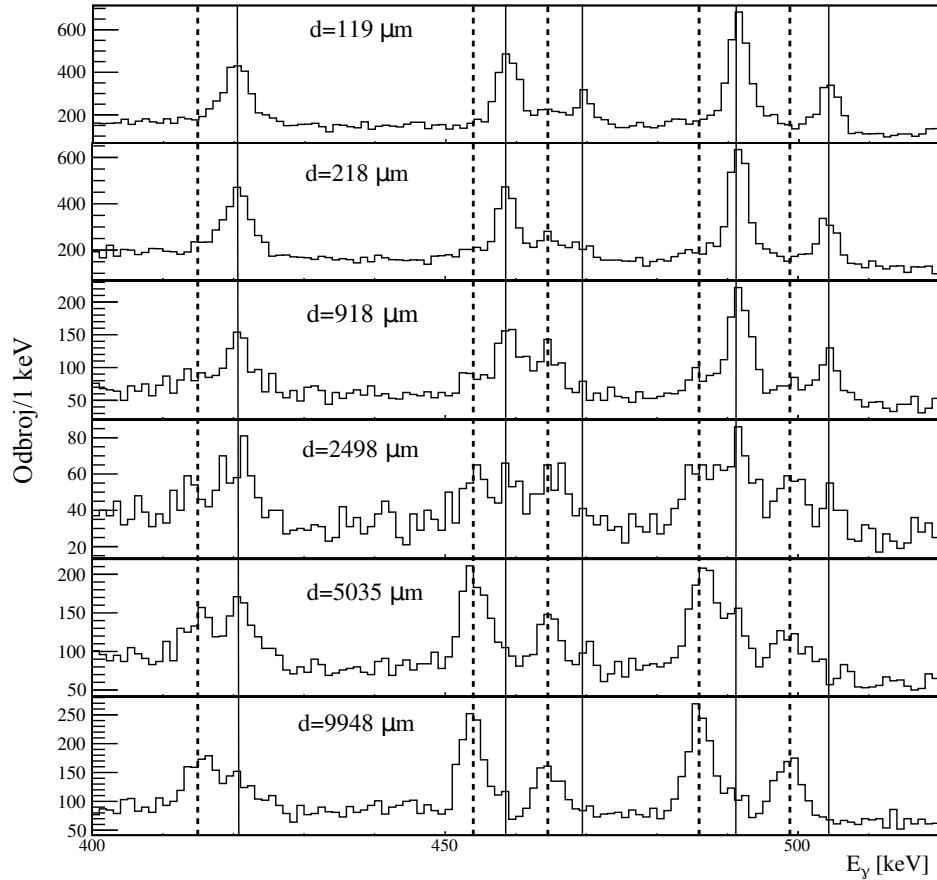
Slika 8.62: Evolucija prelaza $9/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$, $7/2_2^+ \rightarrow 9/2_1^+$ i nepoznatog prelaza na 584.6 keV sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

Evolucija prelaza $5/2_3^+ \rightarrow 7/2_1^+$ po udaljenostima meta-degrader nalazi se na slici 8.63b, a obe komponente se uočavaju na udaljenostima od 119 i $218 \mu\text{m}$. Bez korekcije na punjenje, vreme života stanja $5/2_3^+$ je određeno kao $4.1(10)$ ps, a odgovarajuća kriva raspada i vreme života po udaljenostima nalaze se na slici 8.67c. Na istoj slici, 8.63b, nalazi se i promena odnosa intenziteta komponenti prelaza sa stanja nepoznatog spina $x \rightarrow 7/2_1^+$ po udaljenostima meta-degrader. Obe komponente se nalaze na udaljenostima od 119 i $218 \mu\text{m}$, a vreme života i kriva raspada se nalaze na slici 8.66c. Pod pretpostavkom da je ovo jedini prelaz sa x stanja, njegovo vreme života iznosi $3.5(9)$ ps. Evolucija potencijalnog prelaza sa x stanja, na $584.6(3)$ keV, nalazi se na desnom delu slike 8.62, a kriva raspada i vreme života na slici 8.66b. Vreme života koristeći odnos intenziteta komponenti ovog prelaza na udaljenostima meta-degrader od 119 i $218 \mu\text{m}$, iznosi $5.7(12)$ ps. Ako je ovaj prelaz zaista sa x stanja, onda je koristeći parcijalna vremena života prelaza na $808.8(4)$ i $584.6(3)$ keV, vreme života stanja x zapravo $2.2(7)$ ps.

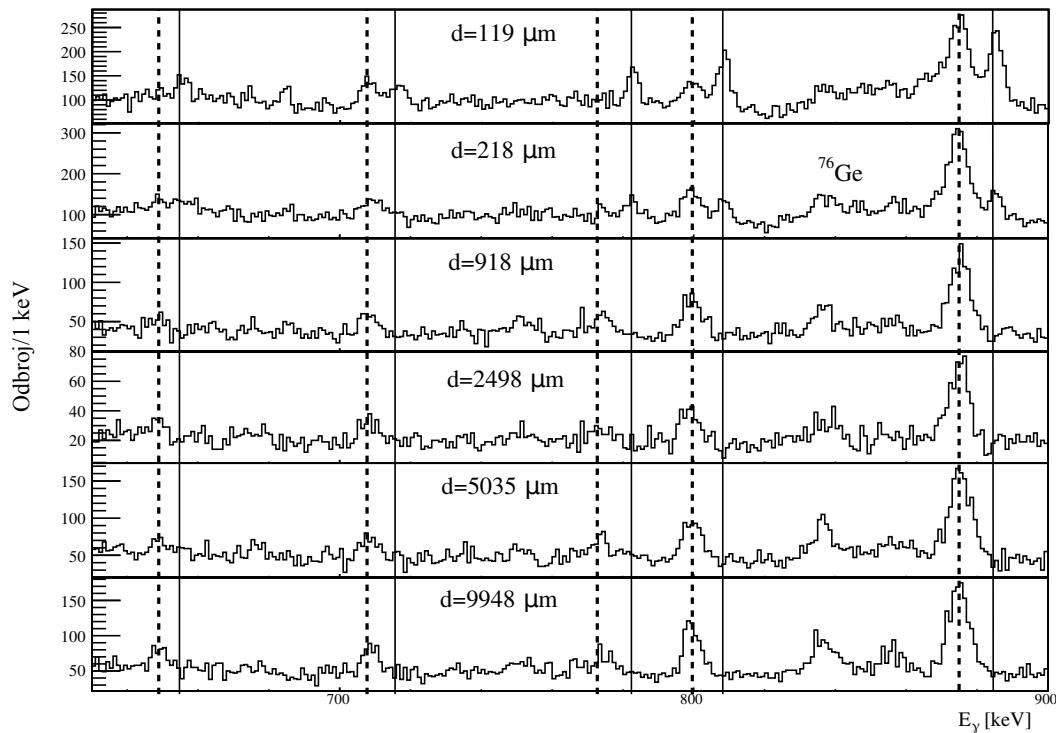
Sa stanja nepoznatog spina energije 1275.4 keV, $x2$, postoje dva prelaza, i to $x2 \rightarrow (3/2_1^+)$ i $x2 \rightarrow 5/2_1^-$, slika 8.59, od $656.6(5)$ i $783.6(5)$ keV sa faktorima grananja od $0.49(4)$ i $0.51(5)$, redom. Vreme života stanja $x2$ je tako određeno putem formule 5.26 koristeći parcijalna vremena života ova dva prelaza, a njihove evolucije po udaljenostima meta-degrader nalaze se na slici 8.63b. Oba γ pika imaju obe komponente samo na udaljenosti od $119 \mu\text{m}$ (slika 8.63b) te je određena samo granica vremena života od $\leq 5.0(8)$ ps.

Prelaz na $717.5(3)$ keV nije smešten u šemu, tako da je vreme života koje se pomoću njega dobije bez korekcije na punjenje, a takođe, obe komponente se pojavljuju samo na udaljenosti od $119 \mu\text{m}$ (slika 8.63b) te je određena samo granica vremena života od $\leq 5.0(8)$ ps.

Sva izračunata vremena života nisko pobuđenih stanja u ^{77}Ge prikazana su u tabeli 8.4, a određena su po prvi put.

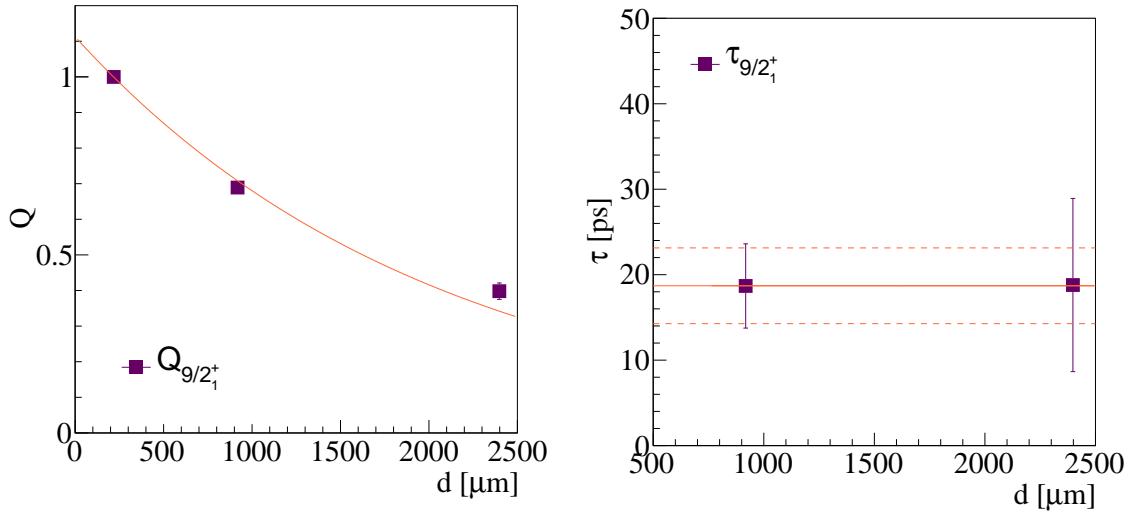
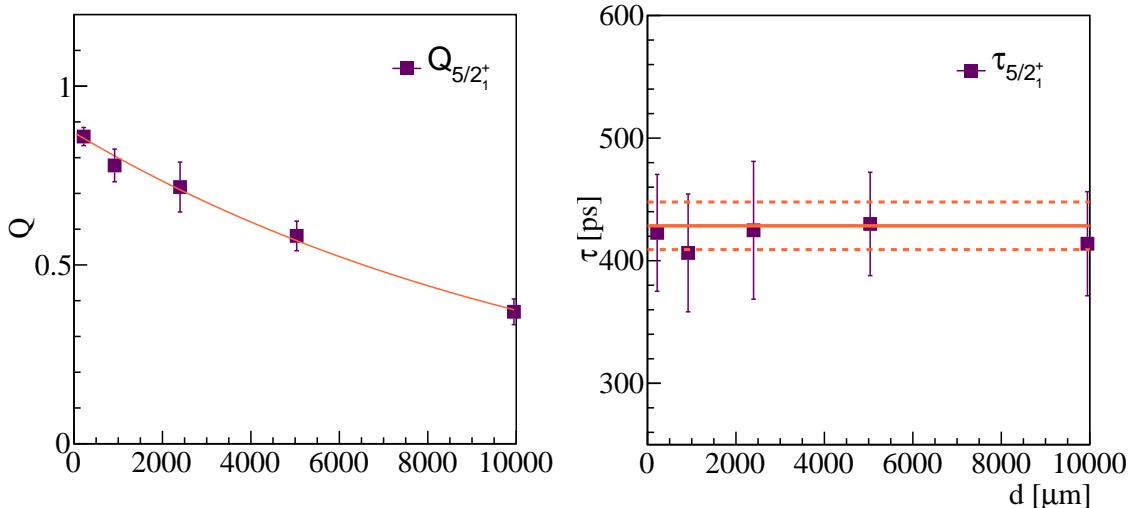
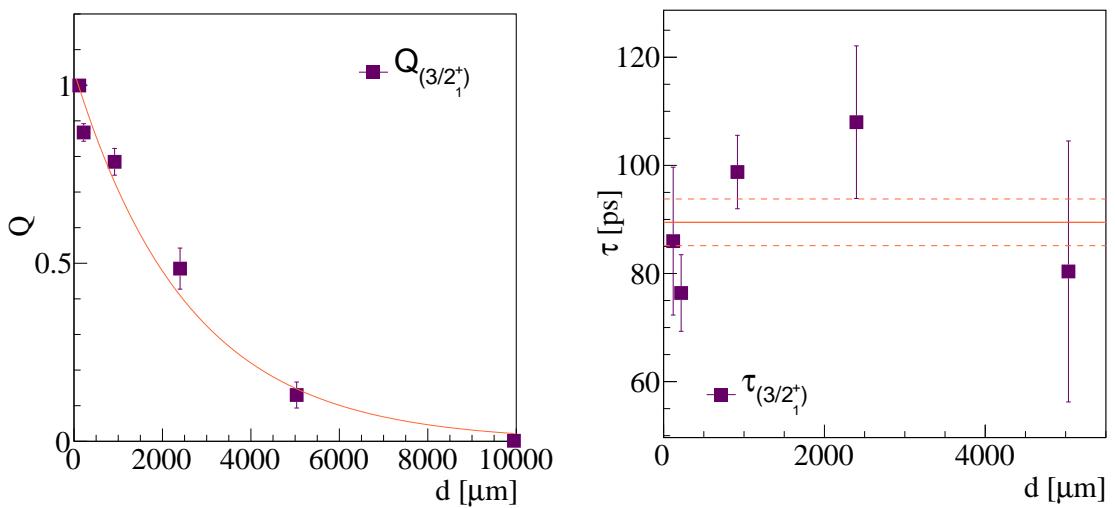


(a) Evolucija prelaza $5/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$, $(3/2_1^+) \rightarrow 1/2_1^-$, $3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $5/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$ i $5/2_2^+ \rightarrow 7/2_1^+$.

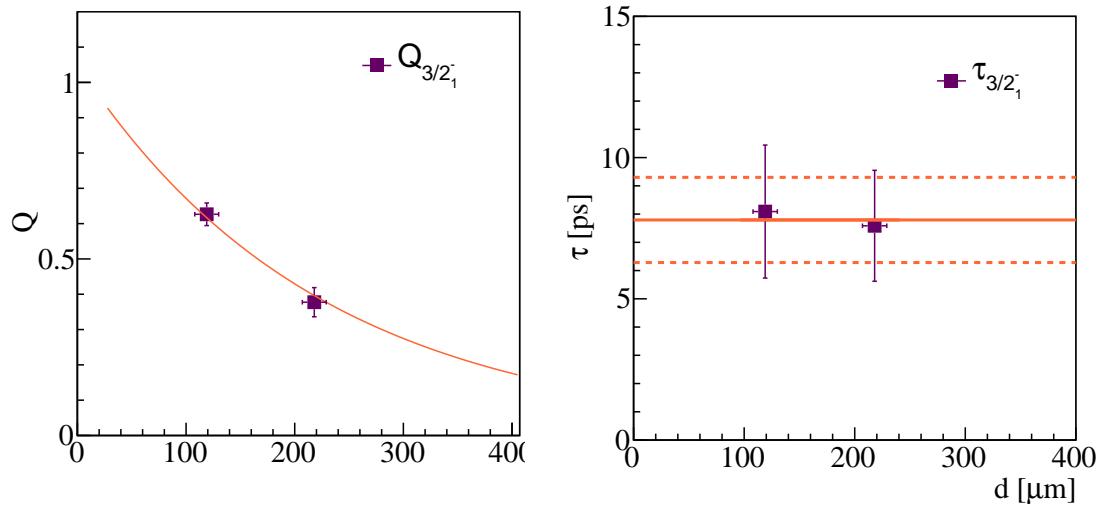
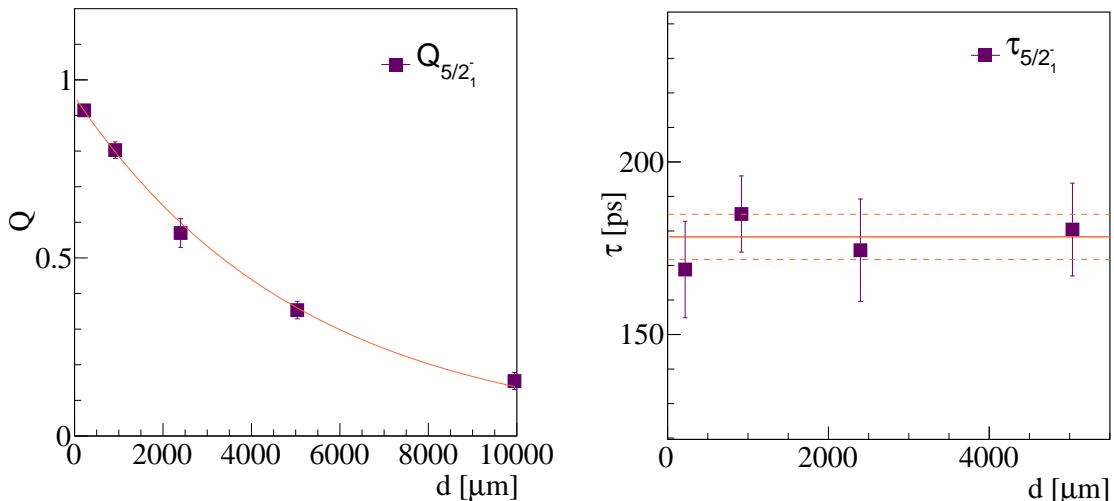
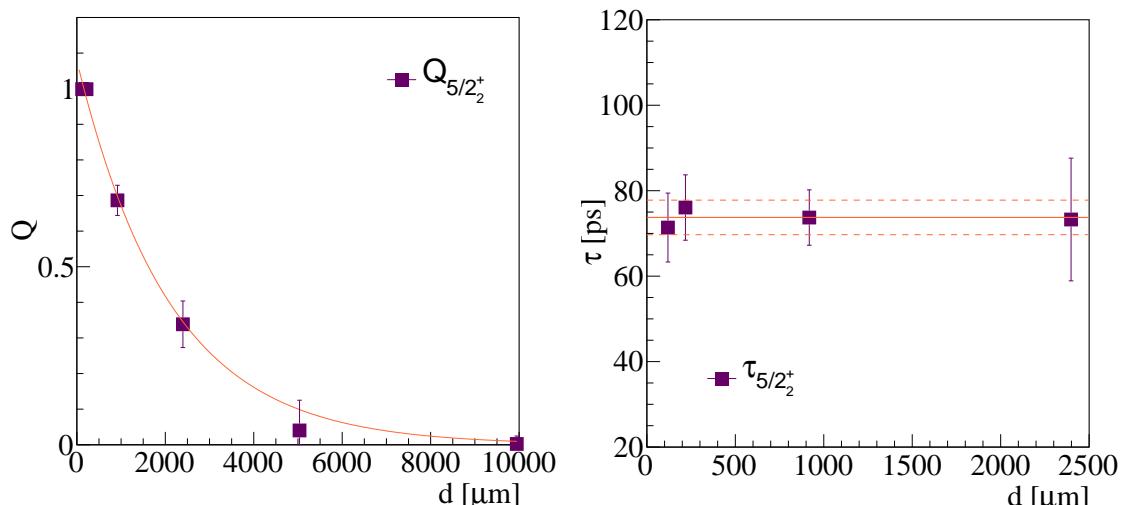


(b) Evolucija prelaza $x_2 \rightarrow (3/2_1^+)$, nepoznatog prelaza na 717.5 keV, $x_2 \rightarrow 5/2_-$, $x \rightarrow 7/2_1^+$ i $5/2_3^+ \rightarrow 7/2_1^+$.

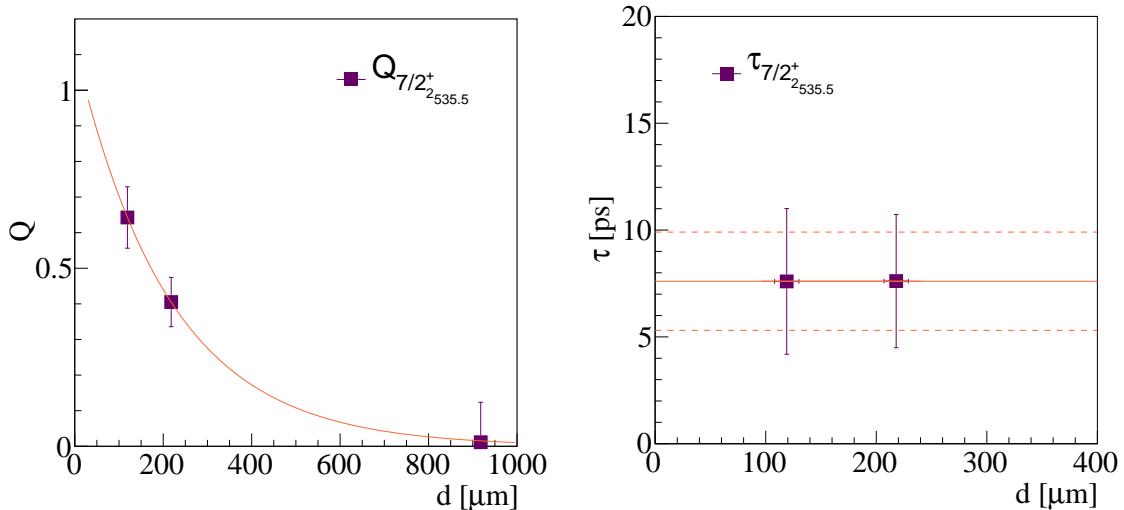
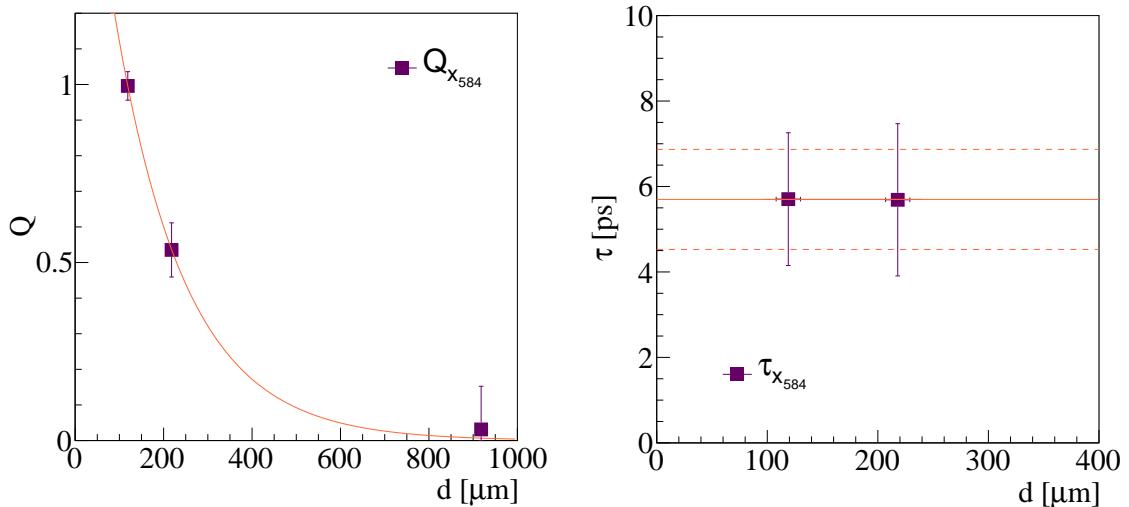
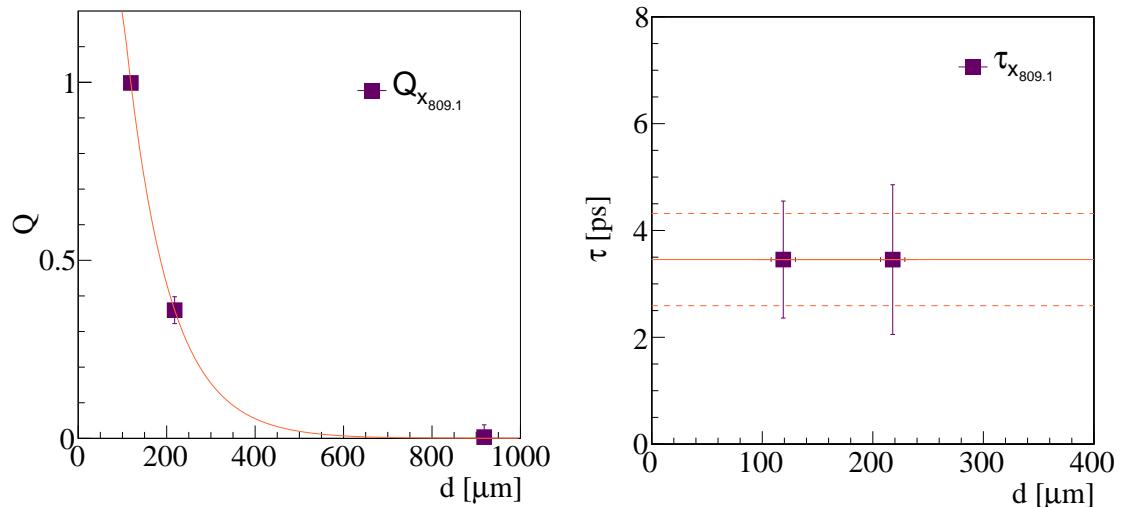
Slika 8.63: Evolucije prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanoj linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja $9/2_1^+$ u ^{77}Ge .(b) Kriva raspada i vreme života stanja $5/2_1^+$ u ^{77}Ge .(c) Kriva raspada i vreme života stanja $(3/2)_1^+$ u ^{77}Ge .

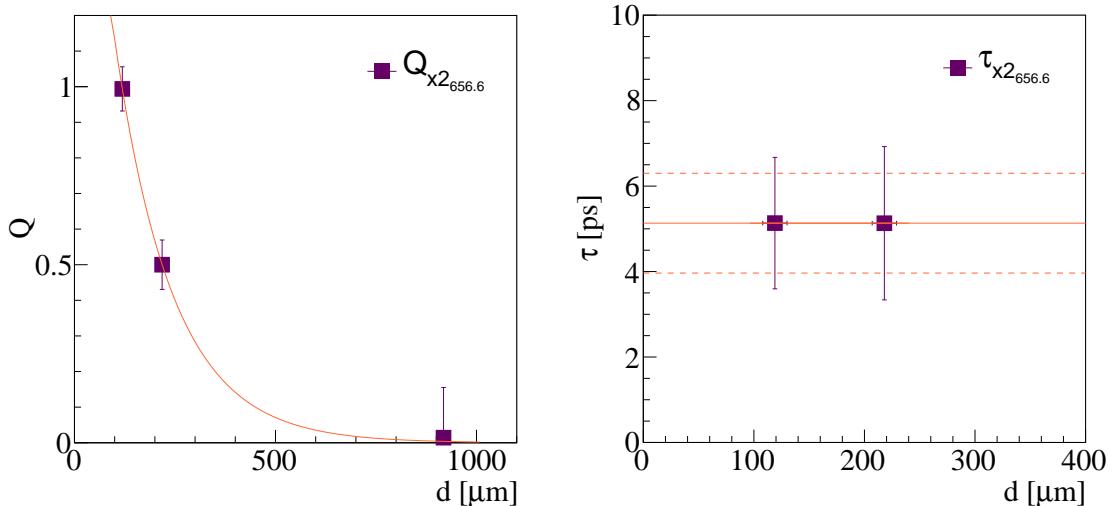
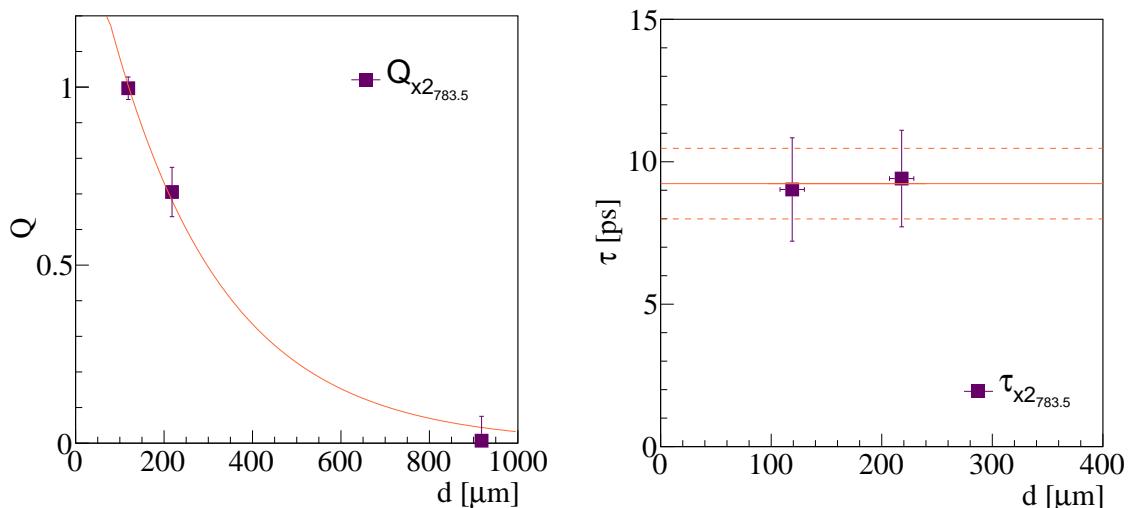
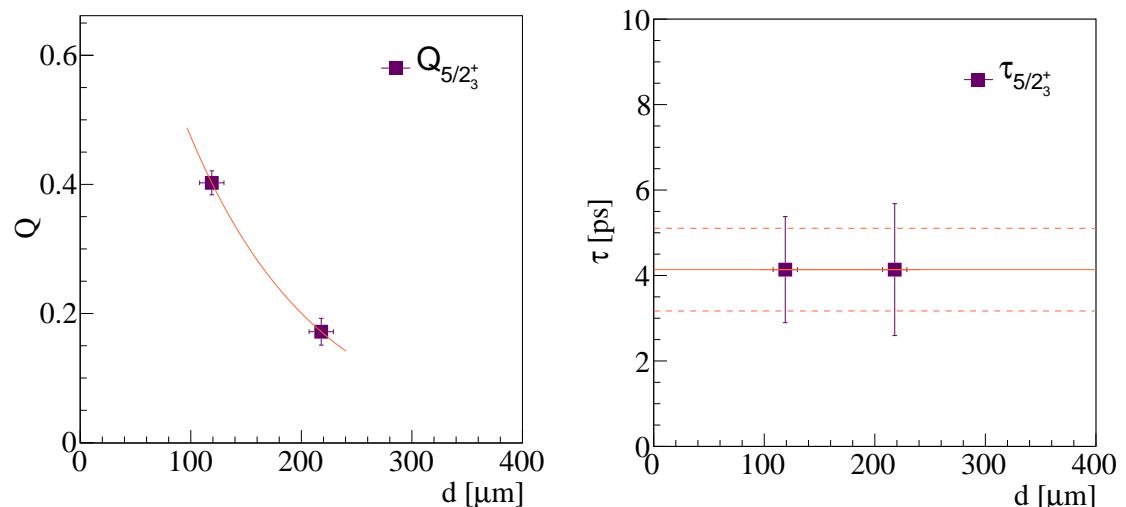
Slika 8.64: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

(a) Kriva raspada i vreme života stanja $3/2_1^-$ u ^{77}Ge .(b) Kriva raspada i vreme života stanja $5/2_1^-$ u ^{77}Ge .(c) Kriva raspada i vreme života stanja $5/2_2^+$ u ^{77}Ge .

Slika 8.65: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

(a) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja $7/2_2^+$ u ^{77}Ge .(b) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja nepoznatog spina na 809.1 keV u ^{77}Ge .(c) Kriva raspada i vreme života stanja nepoznatog spina na 809.1 keV u ^{77}Ge .

Slika 8.66: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

(a) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja nepoznatog spina na 1275.4 keV u ^{77}Ge .(b) Kriva raspada i parcijalno vreme života stanja nepoznatog spina na 1275.4 keV u ^{77}Ge .(c) Kriva raspada i vreme života stanja ($5/2_3^+$) u ^{77}Ge .

Slika 8.67: Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.

Tabela 8.4: Vremena života $^{75,77}\text{Ge}$. Sva vremena života su prikazana sa statističkom greškom, ne uimajući u obzir sistematsku grešku zbog nekorigovanja na potencijalne nepoznate prelaze uočene na spektrima. U slučaju kada sa istog stanja postoji više prelaza, njegovo vreme života se određuje pomoću parcijalnih vremena života svakog prelaza zasebno, pa je tada konačno vreme života navedeno pored parcijalnih vremena, a u istoj koloni. Vreme života stanja $7/2_2^+$ u ^{77}Ge predstavlja samo parcijalno vreme preko jednog prelaza, dok druga dva parcijalna nije moguće odrediti.

Izotop	J_i^π	J_f^π	E_γ [keV]	τ_{exp} [ps]	Prethodni rezultati
^{75}Ge	$3/2_1^-$	$1/2_1^-$	253.2(5)	72(7)	-
	$5/2_2^-$	$3/2_1^-$	203.9(1)	47(9)	-
		$1/2_1^-$	456.6(3)	49(6)	24(6)
	$3/2_2^-$	$3/2_1^-$	574.6(3)	5.5(27)	-
	$(7/2_1^-)$	$5/2_1^-$	334.8(4)	22(6)	-
	$(9/2_1^-)$	$5/2_1^-$	742.6(3)	21(4)	-
	$(9/2_2^-)$	$5/2_2^-$	767.2(6)	19(7)	-
	$(13/2^+)$	$(9/2^+)$	787.7(5)	7.2(14)	-
^{77}Ge	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	224.7(2)	19(6)	-
	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	420.7(6)	428(19)	-
	$(3/2^+)$	$1/2^-$	459.2(6)	84(8)	-
	$3/2^-$	$1/2^-$	469.9(2)	7.8(15)	-
	$5/2^-$	$7/2_1^+$	491.9(3)	178(7)	-
	$5/2_2^+$	$7/2_1^+$	504.7(3)	74(4)	-
	$7/2_2^+$	$9/2_1^+$	536.1(8)	7.6(23)	-
	$5/2_3^+$	$7/2_1^+$	884.3(3)	4.1(10)	-
	x	$7/2_1^+$	808.8(4)	3.5(9)	-
	?	?	584.6	5.7(12)	-
	x_2	$(3/2^+)$	656.6(5)	5.1(12)	-
	x_2	$5/2^-$	783.6(5)	9.2(12)	-
	?	?	717.5(3)	$\leq 5.0(8)$	-

9 □ Diskusija

U ovom poglavlju, na osnovu dobijene redukovane verovantoće prelaza $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$ koje se dobijaju iz eksperimentalno dobijenih vremena života putem formula 5.6 i 5.5, respektivno, razmatrana je priroda nisko pobuđenih stanja u izotopima Zn, Ga i Ge u okolini $N=40$. Dobijeni rezultati su upoređivane sa prethodnim eksperimentalnim rezultatima i teorijskim vrednostima istih dobijenih putem veliko dimenzionih proračuna modela lјusaka izvedenim pomoću ANTOINE koda [17] koristeći JUN45 [27] i LNPS [28] interakcije. JUN45 interakcija je razvijena za $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$ prostorni model i inertno jezgro ^{56}Ni . Proračuni su izvršeni koristeći efektivna nanelektrisanja protona i neutrona od $e_p^{\text{eff}} = 1.5e$ i $e_n^{\text{eff}} = 1.1e$. LNPS interakcija koristi ^{48}Ca kao inertno jezgro i povećava valentni prostor neutrona na $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}d_{5/2}$ dok se protonski valentni prostor sastoji od lјuske pf . Korišćena su efektivna nanelektrisanja od $e_p^{\text{eff}} = 1.31e$ and $e_n^{\text{eff}} = 0.46e$ [130].

9.1 ♦ Izotopi galijuma

Struktura nisko pobuđenih stanja parno-parnih jezgara, sa nekoliko nukleona preko zatvorene lјuske, uglavnom se sastoji od vibracionih stanja, dok se ona znatno komplikuje kod neparno-parnih. Nađeno je da među nisko pobuđenim stanja u $^{73,75}\text{Ga}$ ima stanja jedno-čestične, kolektivne pa i čestično-kor kuplovane prirode, na šta ukazuje sistematika energija određenih stanja koja prati sistematiku energija stanja 2_1^+ i 4_1^+ u izotopima cinka [81], slika 4.5. Kako bi se ispitala priroda nisko pobuđenih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$, primjenjeni su modeli čestica(šupljina)-inertno jezgro kuplovanja opisani u poglavlju 2.2 pod pretpostavkom da se stanja formiraju kuplovanjem neparnog protona u $^{73(75)}\text{Ga}$ na inertno jezgro $^{72(74)}\text{Zn}$ i model šupljina-inertno jezgro gde se neutronska šupljina u $^{73(75)}\text{Ga}$ kupluje sa inertnim jezgrom $^{74(76)}\text{Ge}$.

Ekspanzionalni koeficijenti $c_{j_r, L_k}^{J_i}$ iz formule 2.25 određeni su putem proračuna spektroskopskih faktora koristeći JUN45 interakciju. Razmatrane su samo orbitale negativne parnosti $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ i $1f_{5/2}$, te je $\alpha_r=1/3$, kao inverzni broj orbitala [37]. Redukovani matrični element, u smislu spektroskopskih faktora, kao i okupacioni brojevi orbitala $\langle n_r \rangle$ su proračunati koristeći JUN45 interakciju. Detaljan prikaz rezultata proračuna dat je u dodatku A.

Na slici 9.1 je prikazano poređenje eksperimentalnih i teorijskih energija stanja u $^{73,75}\text{Ga}$. Teorijske vrednosti energija dobijene su koristeći dve interakcije, LNPS i JUN45. Generalno, bolje slaganje sa eksperimentalnim vrednostima dobija se pomoću LNPS interakcije, međutim nijedna ne reproducuje $1/2^-$, $3/2^-$ dublet osnovnog stanja u ^{73}Ga . Ovaj dublet je dobro reprodukovani koristeći nukleon par aproksimaciju (NPA) modela lјuski [131]. LNPS interakcija dobro reprodukuje raspored nisko energetskih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$, kao i vrednosti energija stanja sem za $3/2_2^-$ stanje u $^{73,75}\text{Ga}$ gde je proračunata energija precenjena. JUN45 interakcija precenjuje energije skoro svih nisko pobuđenih stanja sem za $5/2_1^-$ stanje gde je izračunata energija dosta manja od eksperimentalne. Ovo ukazuje da je kao i u izotopima Fe, Cr [60, 28], neophodno proširiti valentni prostor i uključiti i $\nu d_{5/2}$ orbitalu kako bi se dobro opisala svojstva nisko energetskih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$.

11/2⁻ 196311/2⁻ 1803

<u>(11/2⁻) 1596</u>	<u>$\frac{9/2^+}{(11/2^-)}$ 1510</u>	<u>$\sqrt{1506}$</u>
<u>(9/2⁻) 1398</u>	<u>$\frac{9/2^-}{9/2^+}$ 1347</u>	<u>$\frac{1309}{1274}$</u>
<u>$\frac{9/2^+}{9/2^-}$ 1232</u>	<u>$\frac{7/2^-}{7/2^+}$ 1238</u>	<u>$\frac{1347}{1257}$</u>
<u>$\frac{7/2^-}{7/2^+}$ 952</u>	<u>$\frac{7/2^-}{5/2^-}$ 967</u>	<u>$\frac{898}{882}$</u>
		<u>$\frac{7/2^-}{7/2^-}$ 842</u>
<u>(7/2⁻) 651</u>	<u>$\frac{7/2^-}{5/2^-}$ 662</u>	<u>$\frac{606}{629}$</u>
<u>(5/2⁻) 496</u>	<u>$\frac{5/2^-}{3/2^-}$ 503</u>	<u>$\frac{432}{471}$</u>
	<u>$\frac{3/2^-}{5/2^-}$ 444</u>	<u>$\frac{387}{338}$</u>
<u>$\frac{3/2^-}{5/2^-}$ 218</u>	<u>$\frac{1/2^-}{5/2^-}$ 271</u>	<u>$\frac{229}{314}$</u>
<u>$\frac{5/2^-}{5/2^-}$ 198</u>	<u>$\frac{180}{100}$</u>	<u>$\frac{178}{191}$</u>
<u>$\frac{3/2^-}{3/2^-}$ <0.3</u>	<u>$\frac{100}{0}$</u>	<u>$\frac{22}{68}$</u>
<u>$\frac{1/2^-}{3/2^-}$ 0.0</u>	<u>$\frac{0}{0}$</u>	<u>$\frac{0}{0}$</u>
Exp.	LNPS	JUN45
	⁷³ Ga	⁷⁵ Ga

Slika 9.1: Eksperimentalne energije nisko pobudenih stanja u ^{73,75}Ga prikazane pored odgovarajućih energija dobijenih pomoću proračuna modela ljudski koristeći LNPS i JUN45 interakcije.

Koristeći JUN45 i LNPS interakcije, proračunate su i redukovane verovatnoće prelaza B(E2; \downarrow) i B(M1; \downarrow), kako bi se poredile sa eksperimentalnim. Takvo poređenje ima smisla u slučaju čistih E2 ili M1 prelaza, međutim, u slučaju prelaza mešane E2/M1 multipolnosti, iz proračunatih B(E2; \downarrow) i B(M1; \downarrow) određen je faktor mešanja pomoću jednačine 5.8 (jer nije poznat eksperimentalno). Koristeći faktor mešanja dobijen iz LNPS ili JUN45 interakcije i eksperimentalna vremena života, pomoću formule 5.9 izračunata je realnije procena B(E2; \downarrow) nego da je određena samo iz eksperimentalnog vremena života, jer se tako dobijaju znatno veće vrednosti od očekivanih za ovu masenu regiju. Objedinjeni rezultati ovih proračuna za ^{73,75}Ga su prikazani u tabeli 9.1.

Tabela 9.1: U gornjem delu tabele prikazane su redukovane verovatnoće prelaza uz pretpostavku o M1 ili E2 prelazima, izračunate pomoću proračuna modela ljudski koristeći LNPS i JUN45 interakcije. U donjem delu prikazane su eksperimentalno procenjene $B(M1;\downarrow)$ vrednosti, dok su eksperimentalne $B(E2;\downarrow)$ vrednosti previleke za ovu masenu regiju, što proizilazi iz mešanja E2/M1 prelaza. Faktor E2/M1 mešanja je proračunat iz teorijskih redukovanih verovatnoća prelaza, te je korišćen za procenu realnijih $B(E2;\downarrow)$ vrednosti, prikazanih u donjem delu tabele. U slučaju čistih E2 prelaza prikazane su eksperimentalno procenjene $B(E2;\downarrow)$ vrednosti i naznačene su sa *.

	J_i^π	J_f^π	E_γ^{exp} (keV)	$B(M1;\downarrow) (\mu_N^2)$		$B(E2;\downarrow) (e^2 fm^4)$		$\delta(E2/M1)$	
				LNPS	JUN45	LNPS	JUN45	LNPS	JUN45
^{73}Ga	$5/2_1^-$	$1/2_1^-$	198.7(5)	-	-	56.9	71.6	-	-
		$3/2_1^-$		0.02	0.0048	5.38	12	0.027	0.08
	$3/2_2^-$	$1/2_1^-$	217.9(2)	0.109	0.15	54.9	354	0.04	0.09
		$3/2_1^-$		0.0186	0.312	0.31	182.8	0.007	0.04
	$(7/2_1^-)$	$5/2_1^-$	452.2(2)	0.0239	0.0240	58.4	464	0.19	0.5
		$3/2_1^-$		650.6(4)	-	81.3	45.7	-	-
^{75}Ga	$5/2_1^-$	$3/2_1^-$	228.6(5)	0.027	$< 10^{-4}$	3.8	3.9	0.023	-
	$(5/2_2^-)$	$3/2_1^-$	432.4(3)	0.02	0.0069	89.7	417.8	0.24	0.9
		$5/2_1^-$	377.8(3)	0.142	0.0494	40.5	379.6	0.05	0.28
	$7/2_1^-$	$3/2_1^-$	606.1(3)	-	-	116	2.85	-	-
		$(9/2_1^-)$	841.7(5)	-	-		95.9	-	-
	$(11/2_1^-)$	$7/2_1^-$	899.3(3)	-	-		503	-	-

	J_i^π	J_f^π	E_γ^{exp} (keV)	τ_{exp} (ps)	$B(M1;\downarrow)_{exp}$ (μ_N^2)	$B(E2;\downarrow)_{\delta,\tau} (e^2 fm^4)$	
						LNPS	JUN45
^{73}Ga	$5/2_1^-$	$1/2_1^-$	198.7(5)	233(35)	0.031(5)	-	-
		$3/2_1^-$				8.4(13)	77(12)
	$3/2_2^-$	$1/2_1^-$	217.9(2)	77(42)	0.07(4)	36(17)	168(92)
		$3/2_1^-$				1.8(5)	62(19)
	$(7/2_1^-)$	$5/2_1^-$	452.2(2)	165^{+81}_{-86}	0.0037(18)	8.8(43)	57(28)
		$3/2_1^-$				262^{+129}_{-137} *	$>263(61)^*$
^{75}Ga	$5/2_1^-$	$3/2_1^-$	228.6(5)	169(17)	0.028(3)	3.9(4)	-
	$(5/2_2^-)$	$3/2_1^-$	432.4(3)	88(15)	0.0079(14)	34(6)	271(46)
		$5/2_1^-$	377.8(3)	14(4)	0.076(22)	22(6)	540(154)
	$7/2_1^-$	$3/2_1^-$	606.1(3)	17(4)	-		585(140)*
		$(9/2_1^-)$	841.7(5)	8.6(21)	-		224(55)*
	$(11/2_1^-)$	$7/2_1^-$	899.3(3)	6.5(11)	-		215(35)*

9.1.1 $\diamond \ ^{73}\text{Ga}$

Vajskopfove jednočestične procene 5.1.1, pretpostavljajući čistu multipolnost i jednočestični karakter posmatranog stanja, daju dobru indikaciju očekivanog vremena života istog. Stanje $5/2_1^-$ može da se raspada prelazom i na $1/2_1^-$ i $3/2_1^-$ stanja dubleta osnovnog stanja, te je tako uočeni prelaz sa ovog stanja na 198.7(5) keV mešanog E2/M1

karaktera. Poređenjem merenog vremena života od 233(35) ps sa Vajskopfovim procenama od $\tau(M1)=4.06$ ps i $\tau(E2)=146$ ns, više ukazuje na M1 karakter $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $3/2_1^-$ prelaza. Ovo $5/2_1^-$ stanje je već ispitivano preko Kulonove ekscitacije [83] i eksperimentalno dobijena $B(E2;5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ vrednost od 199(36) $e^2 fm^4$ je dva reda veličine manja od $B(E2;\downarrow)$ vrednosti dobijene od izmerenog vremena života, sa pretpostavkom o čistom E2 karakteru $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $3/2_1^-$ prelaza, što takođe ukazuje na dominantno M1 karakter, a što je i predloženo u [83]. Pretpostavljajući čisto M1 karakter, $B(M1;5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednost dobijena iz eksperimentalnog vremena života iznosi $0.031(5) \mu_N^2$, što se dobro slaže i sa teorijskim predviđanjima, tabela 9.1. Sve ovo potvrđuje postojanje dubleta osnovnog stanja jer se stanje $5/2_1^-$ sa većom verovatnoćom raspada prelazom na $3/2_1^-$ putem dominantog M1 prelaza. Obe interakcije, LNPS i JUN45 daju niske $B(E2;5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ vrednosti, čak su i procenjene $B(E2;5/2_1^- \rightarrow 1/2^-)_{\delta,\tau}$ vrednosti niske, ukazujući na nisku kolektivnost. Slična niska kolektivnost stanja $5/2_1^-$ je detektovana i u okolnim izotopima bakra [64], što potvrđuje jednočestični karakter pripisan ovom stanju još putem transfer reakcija [78].

Kako su za $3/2_2^-$ stanje Vajskopfove procene $\tau(M1)=3.08$ ps i $\tau(E2)=92$ ns, eksperimentalno dobijeno vreme života od 77(42) ps ukazuje da je $3/2_2^- \rightarrow 1/2^-$, $3/2^-$ prelaz uglavnom M1 karaktera. U poređenju sa 136(18) $e^2 fm^4$ iz [83], ogromna vrednost $B(E2;\downarrow)$ izvučena iz eksperimentalnog vremena života pretpostavljući E2 karakter, takođe ukazuje na dominantno M1 karakter. $B(M1;\downarrow)$ vrednost od $0.07(4) \mu_N^2$ dobijena iz eksperimentalnog vremena života je u skladu sa $B(M1;3/2_2^- \rightarrow 1/2^-)$ vrednošću proračunatom koristeći kako LNPS tako i JUN45 interakcije. Suprotno od JUN45, LNPS interakcija predviđa nisku kolektivnost $3/2_2^-$ stanja, međutim obe interakcije daju 2 puta višu energiju $3/2_2^-$ stanja, pa se bolja procena redukovanih verovatnoća prelaza dobija koristeći faktor mešanja i eksperimentalno vreme života, $B(M1;\downarrow)_{\delta,\tau}$ i $B(E2;\downarrow)_{\delta,\tau}$ u tabeli 5.8. Na ovaj način, LNPS interakcija daje niske vrednosti $B(E2;\downarrow)$, a $B(E2;3/2_2^- \rightarrow 1/2^-)_{\delta,\tau}$ od 168(92) $e^2 fm^4$ dobijena koristeći JUN45 interakciju je u dobrom slaganju sa $B(E2;\downarrow)$ vrednošću od 136(18) $e^2 fm^4$, izmerenom putem Kulonove ekscitacije [83]. Proračuni metodom kuplovanja čestica-inertno jezgro predviđaju previše fragmentacije talasne funkcije stanja $3/2_2^-$ sa dominantnim komponentama $|\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{72}\text{Zn}); 3/2_2^- \rangle$ i $|\pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^+({}^{72}\text{Zn}); 3/2_2^- \rangle$ koje čine samo oko 16 % ukupne talasne funkcije, što ukazuje da kuplovanje protona na inertno jezgro parnog jezgra Zn nije odgovarajuća interpretacija ovog stanja i jezgro ${}^{73}\text{Ga}$ se verovatnije pobuđuje u stanje $3/2_2^-$ putem kolektivnih efekata.

Za stanje $(7/2_1^-)$ određeno je samo parcijalno vreme života preko prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 3/2_1^-$ i to samo kao gornja granica, pa je tako određena samo minimalna $B(E2;\downarrow)$ vrednost koja je jednaka sa $B(E2;(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-)$, što bi moglo ukazivati na to da je i karakter $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ prelaza više E2, a što je i u skladu sa niskom vrednošću eksperimentalne $B(M1;(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-)$ vrednosti koja je za red veličine manja od one za prelaze sa stanja $5/2_1^-$ i $3/2_2^-$ mešanog E2/M1 karaktera. Sistematika energija nisko pobuđenih stanja izotopa Ga i Zn, videti sliku 4.5, ukazuje da se stanje $(7/2_1^-)$ intuitivno može interpretirati kao nastalo kuplovanjem protona u $\pi 2p_{3/2}$ na 2_1^+ stanje u ${}^{72}\text{Zn}$ inertnom jezgru. Dominantne komponente talasne funkcije, izračunate pomoću modela kuplovanja čestica-kor su:

$$(7/2_1^-) \approx 0.37 |\pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+({}^{72}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \\ \pm 0.27 |\pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^+({}^{72}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \\ \pm 0.23 |\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{72}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \pm \dots \quad (9.1)$$

i čine samo oko 13 % ukupne talasne funkcije i ne ukazuju na $|\pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^+({}^{72}\text{Zn}); 7/2^- \rangle$ kao izrazitu konfiguraciju.

Poređenje izmerenog vremena života stanja nepripisanog prelaza na 930.7(3) keV sa Vajskopfovim precenama ukazuje na E2 karakter ovog prelaza, jer je izmereno vreme života od $<8.6(22)$ ps bliže vrednosti od $\tau(E2)=65$ ps nego dva reda veličine nižoj $\tau(M1)=0.04$ ps. $B(E2;\downarrow)$ vrednost dobijena pomoću eksperimentalnog vremena života iznosi $> 135(34)$ e²fm⁴.

9.1.2 ◊ ⁷⁵Ga

Prelaz $5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$ je pomešanog E2/M1 karaktera, sa Vajskopfovim procenama vremena života stanja $5/2_1^-$ od $\tau(M1)=2.63$ ps i $\tau(E2)=68$ ns. Eksperimentalno dobijeno vreme života od $169(17)$ ps ukazuje više na M1 karakter, sa odgovarajućom $B(M1;5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednošću od $0.028(3)$ μ_N^2 koja je u odličnom slaganju sa onom predviđenom proračunima sa LNPS interakcijom, što zajedno sa niskom proračunatom $B(E2;5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)_{\delta,\tau}$ vrednošću i teorijskim vrednostima dobijenim pomoću obe interakcije, JUN45 i LNPS, takođe ukazuje na dominantno M1 karakter.

Poređenje Vajskopfovih procena vremena života za stanje $5/2_2^-$ od $\tau(M1)=0.4$ ps i $\tau(E2)=2.9$ ns, koje se takođe raspada putem pomešanog E2/M1 prelaza, sa eksperimentalnim vremenom života od $88(15)$ ps ne daje dovoljno informacija o dominantnoj multipolarnosti prelaza $5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$, dok prevelika $B(E2;5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednost dobijena pomoću eksperimentalnog vremena života ponovo ukazuje na pretpostavku o jakoj M1 komponenti. Odgovarajuća $B(M1;5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednost od $0.0079(14)$ μ_N^2 se solidno slaže sa onom proračunatom koristeći JUN45 interakciju. Poredajući sa onom dobijenom pomoću LNPS interakcije, JUN45 interakcija predviđa previsoku vrednost $B(E2;5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-)$ što možda potiče od precenjene energije stanja $5/2_2^-$, dok se energija dobijena koristeći LNPS interakciju dobro slaže sa eksperimentalnom. Koristeći model kuplovanja čestica-inertno jezgro, stanje $5/2_2^-$ se može opisati kao:

$$\begin{aligned} 5/2_2^- \approx & 0.38|\pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 5/2^- \rangle \\ & \pm 0.30|\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 5/2^- \rangle \\ & \pm 0.16|\pi 2p_{1/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 5/2^- \rangle \pm \dots \end{aligned} \quad (9.2)$$

Prevelika fragmentacija talasne funkcije ne ukazuje da je ovo stanje formirano kuplovanjem na inertno jezgro Zn.

Još u [81] predloženo je da se stanja $7/2_1^-$, $(9/2_1^-)$ i $(11/2_1^-)$ formiraju kuplovanjem neparnog protona u $\pi p_{3/2}$ na 2_1^+ , $\pi f_{5/2}$ na 2_1^+ ili $\pi p_{3/2}$ na 4_1^+ stanje u ${}^{74}\text{Zn}$, redom, jer energije pobude pomenutih stanja u neparnim izotopima Ga prate energije 2^+ i 4^+ stanja u odgovarajućim parno-parnim izotopima Zn, što je prikazano na slici 4.5. U tom slučaju i $B(E2;\downarrow)$ vrednosti bi trebalo da prate isti trend u poređenju sa onim u Zn izotopima.

Efektivno vreme života stanja $7/2_1^-$ je mereno preko dva različita prelaza, $7/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-$ i $7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$. Za prelaz pomešanog E2/M1 karaktera, Vajskopfove procene vremena života od $\tau(M1)=0.6$ ps i $\tau(E2)=5.7$ ns u poređenju sa eksperimentalno dobijenim vremenom života od $14(4)$ ps ukazuje na dominantno M1 karakter sa $B(M1;7/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-)$ od $0.076(22)$ μ_N^2 . $B(E2;7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednost od $585(140)$ e²fm⁴ izvučena iz eksperimentalnog vremena života od $17(4)$ ps je viša od one koju predviđa teorija, ali je bliska $B(E2;7/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-)_{\delta,\tau}$ vrednosti dobijenoj koristeći JUN45 interakciju. Talasna

funkcija ovog stanja je podeljena preko nekoliko konfiguracija od kojih su najdominantnije:

$$\begin{aligned} 7/2_1^- \approx & 0.32|\pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \\ & \pm 0.31|\pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \\ & \pm 0.25|\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 7/2^- \rangle \pm \dots, \end{aligned} \quad (9.3)$$

a čine samo $\approx 26\%$ od ukupne talasne funkcije. Iako sistematika energija pobuđenih stanja ukazuje na kuplovanje protona iz $p_{3/2}$ na 2_1^+ stanje u ${}^{74}\text{Zn}$, proračuni daju samo malu verovatnoću za to, kako ta konfiguracija nije među najdominantnijima. Eksperimentalna $B(E2; 7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)$ vrednost od $585(140) \text{ e}^2\text{fm}^4$, iako sa velikom mernom nesigurnošću, veća je od one u odgovarajućem izotopu Zn što takođe ne ukazuje da se ovo stanje može opisati kao $|\pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 7/2^- \rangle$.

Energija $(9/2_1^-)$ stanja proračunata pomoću JUN45 interakcije se dobro slaže sa eksperimentalnom, dok je LNPS interakcija precenjuje. S druge strane, $B(E2; (9/2_1^-) \rightarrow 5/2_2^-)$ vrednost koju daje JUN45 interakcija, ne preklapa se sa eksperimentalno dobijenom, ali što može da potiče od loše procene energije $5/2_2^-$ stanja koju JUN45 interakcija daje. Eksperimentalna vrednost $B(E2; (9/2_1^-) \rightarrow 5/2_2^-)$ od $224(55) \text{ e}^2\text{fm}^4$ je niža od eksperimentalne $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ vrednosti u ${}^{74}\text{Zn}$ od $320(29) \text{ e}^2\text{fm}^4$. Talasna funkcija stanja $(9/2_1^-)$ je fragmentisana i ne daje $|\pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 9/2_1^- \rangle$ kao jedinu dominantnu konfiguraciju:

$$\begin{aligned} 9/2_1^- \approx & 0.31|\pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 9/2^- \rangle \\ & \pm 0.30|\pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+({}^{74}\text{Zn}); 9/2^- \rangle \\ & \pm 0.21|\pi 2p_{1/2} \otimes 4_2^+({}^{74}\text{Zn}); 9/2^- \rangle \pm \dots, \end{aligned} \quad (9.4)$$

kako je njena verovatnoća od 8.9% bliska sa onom od $|\pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 9/2_1^- \rangle$ konfiguracije, što može da ukazuje na kolektivnu prirodu ovog stanja.

JUN45 interakcija precenjuje energiju stanja $(11/2_1^-)$ i predviđa $B(E2; (11/2_1^-) \rightarrow 7/2_1^-)$ vrednost skoro dvostruko veću od eksperimentalne. Eksperimentalna $B(E2; (11/2_1^-) \rightarrow 7/2_1^-)$ vrednost od $215(35) \text{ e}^2\text{fm}^4$ nije uporediva sa $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ vrednošću u ${}^{74}\text{Zn}$ od $111(10) \text{ e}^2\text{fm}^4$. Dosta niža $B(E2; (11/2_1^-) \rightarrow 7/2_1^-)$ vrednost u poređenju sa $B(E2; (7/2_1^-) \rightarrow 3/2_1^-)$ odgovara padu $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ u ${}^{74}\text{Zn}$ u odnosu na $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$. Međutim, merenje $B(E2; (11/2_1^-) \rightarrow 7/2_1^-)$ u još okolnih Ga izotopa je poželjno kako bi se pratilo ponašanje ove veličine i uporedilo sa onim od $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ u Zn. Talasna funkcija je fragmentisana sa dominantnom komponentom $|\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 11/2_1^- \rangle$ od samo 11.8% , ukazujući na kolektivnu prirodu ovog stanja:

$$\begin{aligned} 11/2_1^- \approx & 0.34|\pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+({}^{74}\text{Zn}); 11/2^- \rangle \\ & \pm 0.17|\pi 2p_{3/2} \otimes 6_3^+({}^{74}\text{Zn}); 11/2^- \rangle \\ & \pm 0.15|\pi 2p_{3/2} \otimes 6_1^+({}^{74}\text{Zn}); 11/2^- \rangle \pm \dots \end{aligned} \quad (9.5)$$

Interpretacija stanja modelom kuplovanja čestica-inertno jezgro, a u ovom slučaju koristeći JUN45 interakciju, može se uzeti samo kao kvalitativan opis a ne precizna interpretacija, kako se eksperimentalne energije stanja niti redukovane verovatnoće prelaza ne preklapaju sa proračunatim i sve proračunate talasne funkcije su veoma fragmentisane. Tako ovaj pristup ne može da potvrdi predviđen opis stanja $7/2_1^-$ kao $\pi p_{3/2} \otimes 2_1^+$ i $9/2_1^-$ kao $\pi f_{5/2} \otimes 2_1^+$, niti stanja $11/2_1^-$ kao $\pi f_{5/2} \otimes 4_1^+$. Isti ishod je dobijen proračunima koristeći aproksimaciju para nukleona u [131], gde su pomenute interpretacije dobijene kao dominantne samo u ${}^{79}\text{Ga}$ i to samo za $9/2_1^-$ stanja.

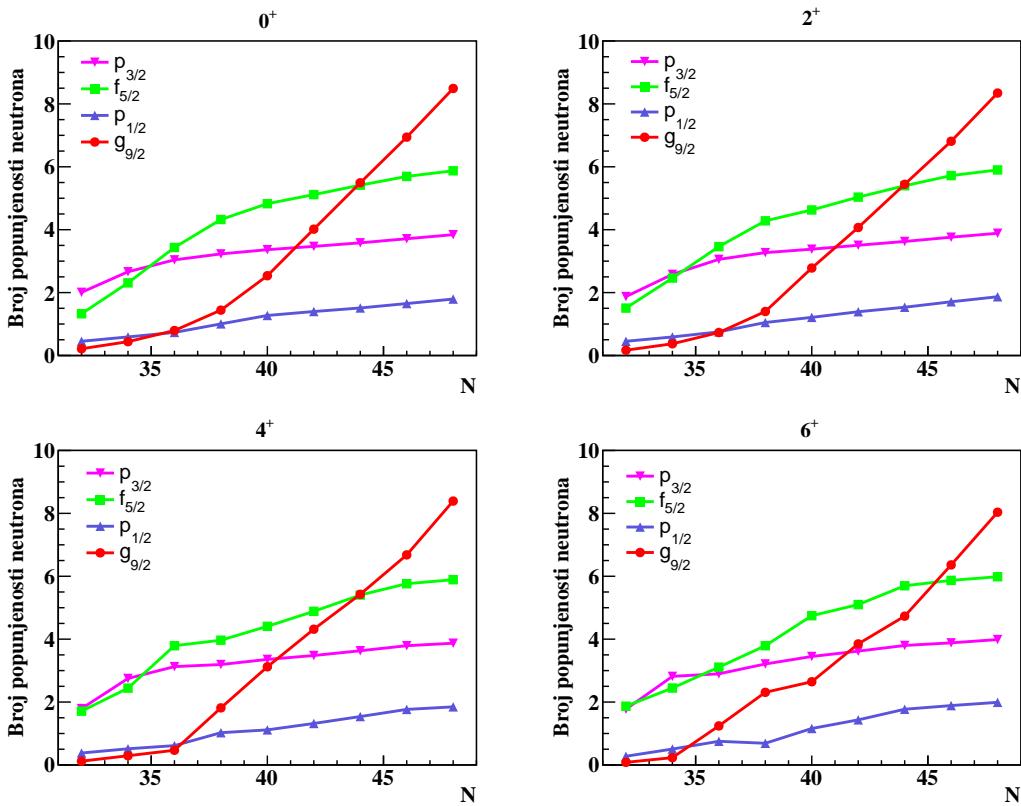
9.2 ♦ Izotopi cinka

Eksperimentalne energije nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima, kao i one dobijene pomoću proračuna modela ljudski sa JUN45 i LNPS interakcijama, prikazani su u tabeli 9.2. Energije pobuđenih stanja su dobro reprodukovane LNPS interakcijom, dok su one dobijene koristeći JUN45 interakciju sistematski znatno više od eksperimentalnih, sem za stanje 8_1^+ gde su nešto niže.

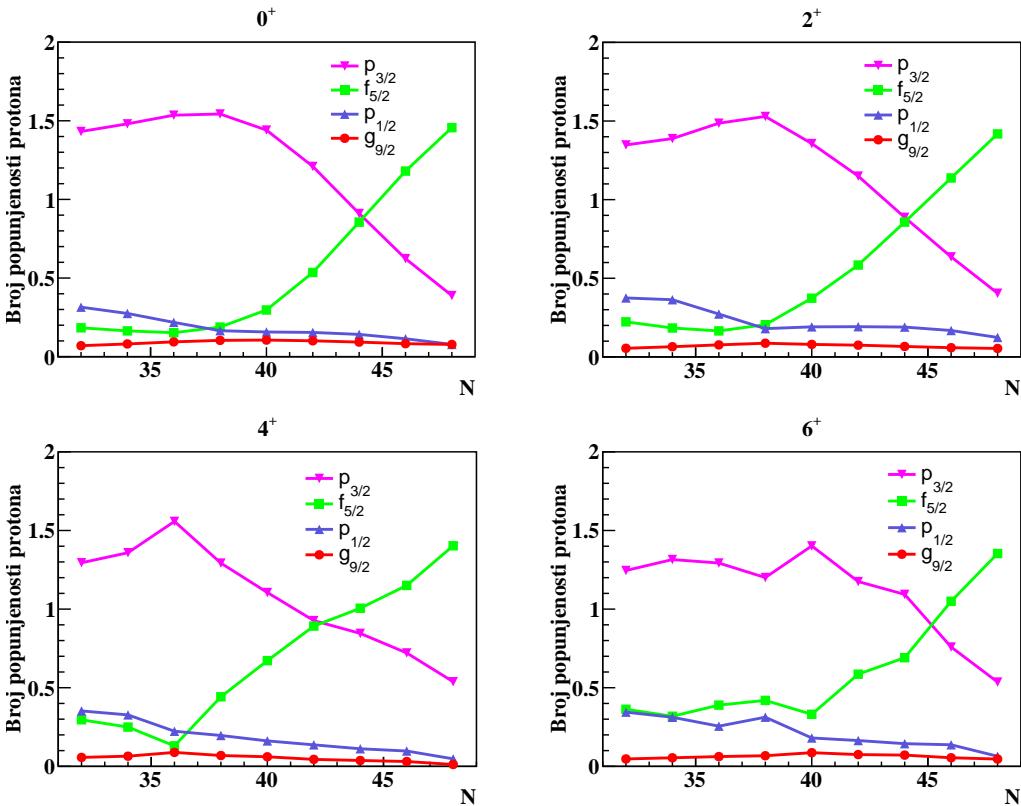
Tabela 9.2: Eksperimentalne energije i $B(E2;\downarrow)$ vrednosti nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima u poređenju sa onim dobijenim pomoću proračuna modela ljudski koristeći JUN45 i LNPS interakcije.

Izotop	J^π	Eksperiment		JUN45		LNPS	
		E (keV)	$B(E2;\downarrow)$ ($e^2 \text{fm}^4$)	E (keV)	$B(E2;\downarrow)$ ($e^2 \text{fm}^4$)	E (keV)	$B(E2;\downarrow)$ ($e^2 \text{fm}^4$)
^{70}Zn	2^+	884.9	227(42)	1119	301	823	327
	4^+	1786.8	337(79)	2312	393	1557	345
	(6^+)	2895.1	>62(4)	3437	174		
	(8^+)	3755.4	41(4)	3545	103		
^{72}Zn	2^+	652.7	422(29)	1015	337	636	376
	4^+	1499.5	301(46)	1978	351	1390	471
	(6^+)	2653.4	172(70)	3120	229	2351	437
	(8^+)	3569.7	62(15)	3253	0.9123		
^{74}Zn	2^+	605.9	320(29)	969	337	574	361
	4^+	1418.6	119(11)	1736	331	1390	496

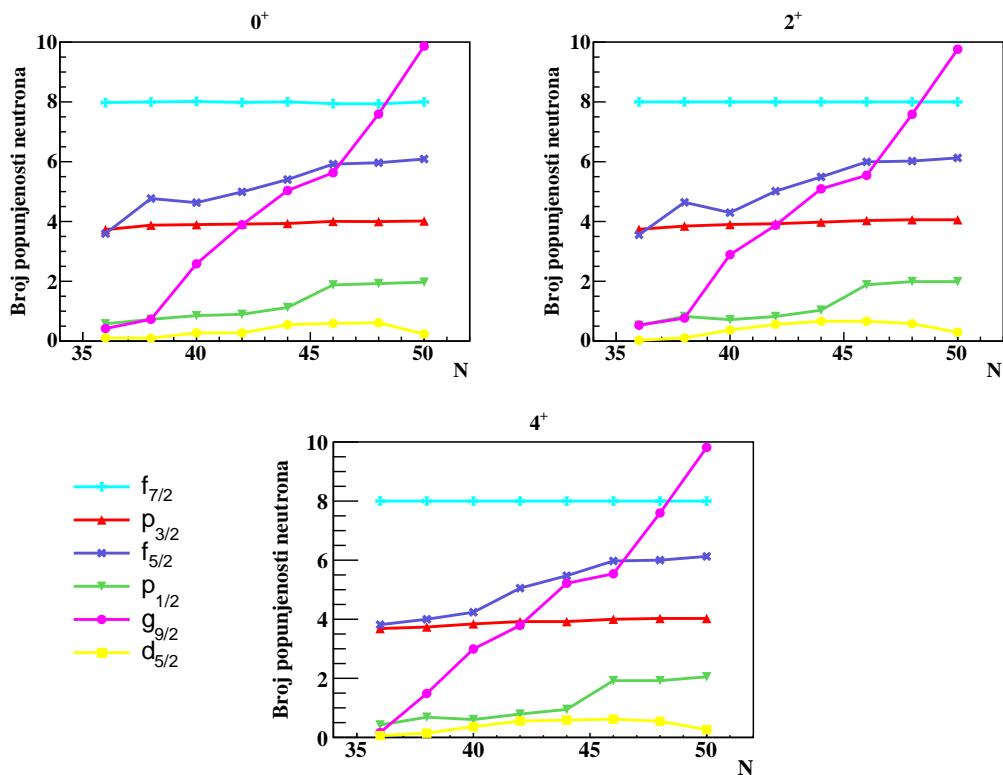
Proračunata popunjenošć protonima $\pi f_{5/2}$ ljudske, koristeći LNPS interakciju, raste za ≈ 1 od ^{68}Zn prema ^{70}Zn i nastavlja da raste sa $N \geq 40$, dostižući ≈ 1.5 puta veću vrednost u ^{74}Zn , što bi moglo da ukazuje na inverziju $p_{3/2}$ i $f_{5/2}$ orbitala. U tom slučaju se dominantno protoni iz $f_{5/2}$ orbitale kupljuju u 0_1^+ do 4_1^+ stanja. Takođe, idući od ^{68}Zn ka ^{70}Zn , popunjenošć $\nu g_{9/2}$ ljudske raste za 1.9, dalje rastući za $^{72,74}\text{Zn}$, te dozvoljavajući razvoj kolektivnosti što reproducuje i opadanje energija 2_1^+ i 4_1^+ stanja. Iako popunjenošć $\nu g_{9/2}$ ljudske, dobijena pomoću JUN45 interakcije raste 1.1, nije reproducovano i opadanje energije 2_1^+ stanja, dok energija 4_1^+ stanja neznatno opada. Veći valentni prostor LNPS interakcije, koji uključuje i $d_{5/2}$, može takođe biti uzrok porasta kolektivnosti, mada se popunjenošć $\nu d_{5/2}$ ljudske između ^{68}Zn i ^{74}Zn menja samo sa 0 do 0.6. Kombinovanjem porasta popunjenošć $\pi f_{5/2}$ i $\nu g_{9/2} - d_{5/2}$ ljudske, razvoj kolektivnosti za $N \geq 40$, može se objasniti privlačnom interakcijom između ljudske $\pi f_{5/2}-\nu g_{9/2}d_{5/2}$, što smanjuje $N=40$ precep, slično kao i u okolnim Fe i Cr izotopima [59, 60, 61, 62]. Ovo se slaže i sa eksperimentalnim vrednostima, tj. sa smanjenjem energije 2^+ stanja i porastom kolektivnosti kroz porast $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ za $N > 40$.



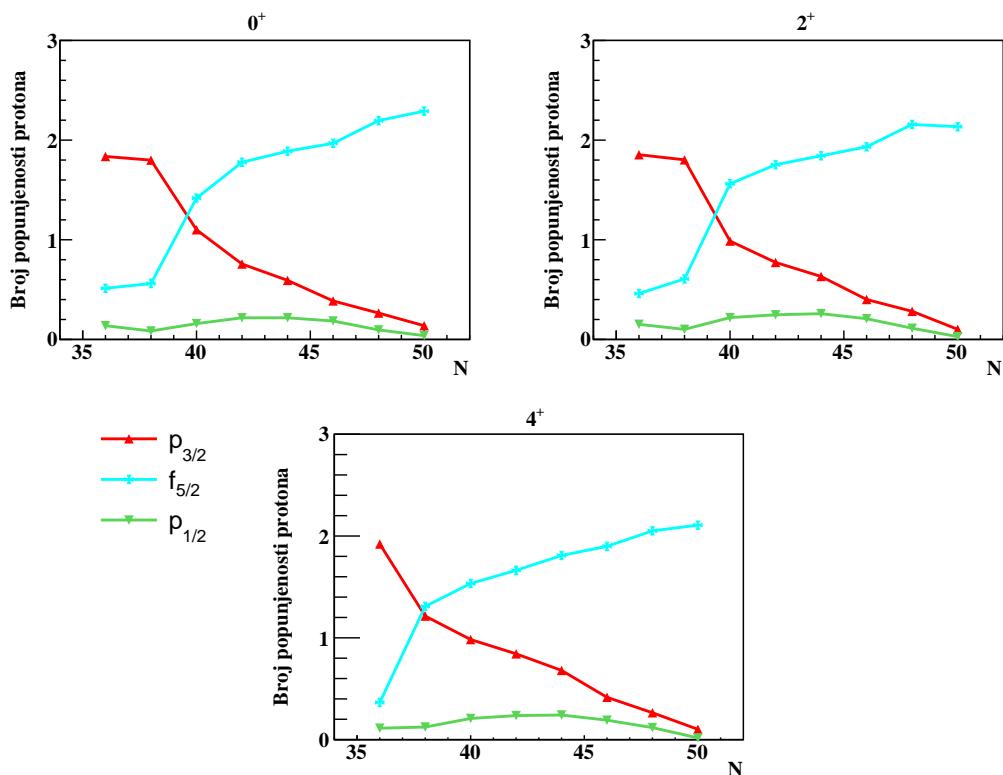
Slika 9.2: Popunjenošću ljušaka neutronima, dobijena koristeći JUN45 interakciju.



Slika 9.3: Popunjenošću ljušaka protonima, dobijena koristeći JUN45 interakciju.



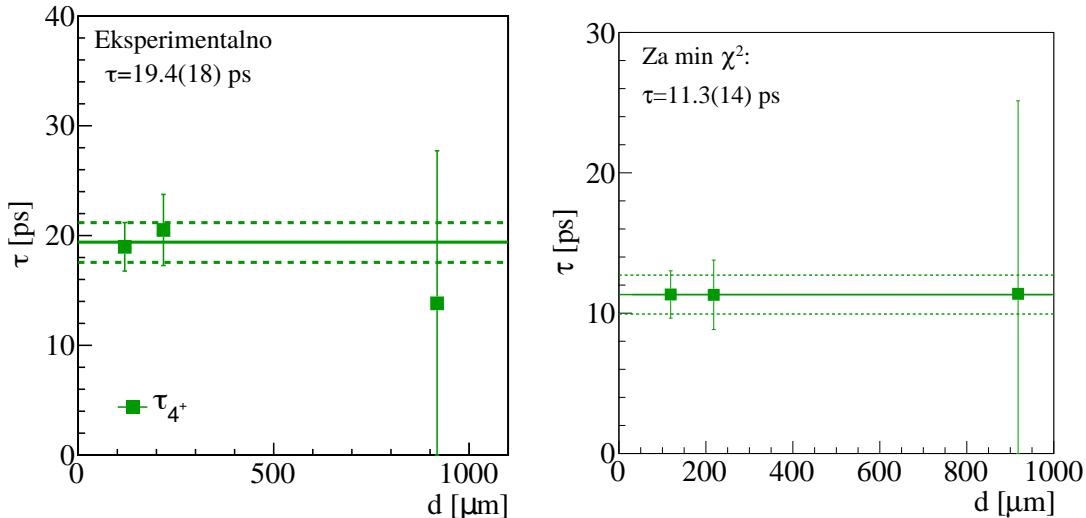
Slika 9.4: Popunjenošć ljušaka neutronima, dobijena koristeći LNPS interakciju.



Slika 9.5: Popunjenošć ljušaka protonima, dobijena koristeći LNPS interakciju.

Poređenje eksperimentalnih $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ i $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti sa prethodnim rezultatima i teorijskim predviđanjima dato je na slici 9.8. Eksperimentalni rezultati se dobro slažu sa prethodno dobijenim pomoću merenja vremena života plunger metodama [69, 70, 58].

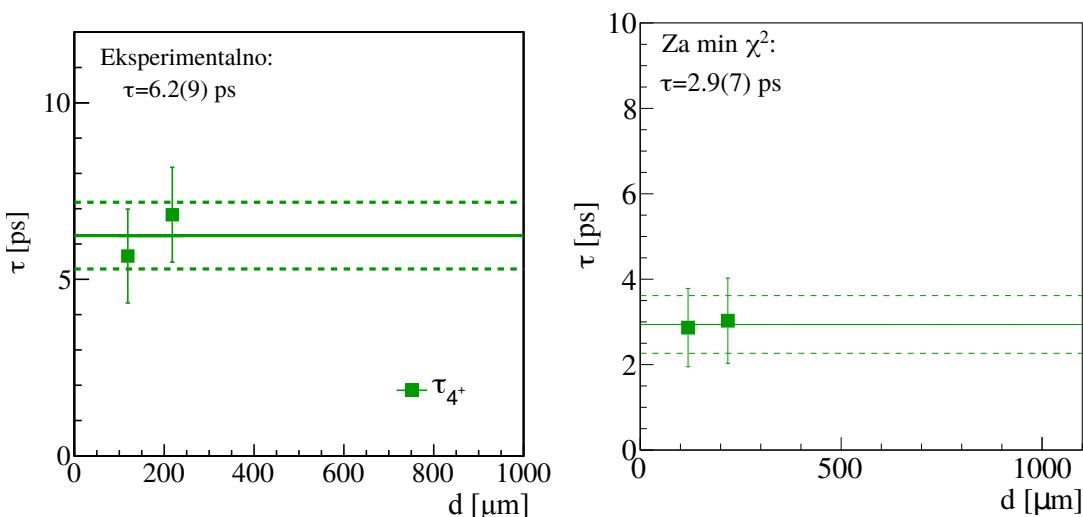
Eksperimentalne $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednosti za $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotope se dobro reprodukuju pomoću JUN45 i LNPS interakcija. $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti u $^{70,72}\text{Zn}$ dobijene pomoću vremena života se dobro slažu sa predviđanjima sa JUN45 interakcijom, međutim, postoji odstupanje među eksperimentalnim rezultatima u ^{72}Zn , a čak i više u ^{74}Zn , gde su $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti dobijene u RDDS eksperimentima mnogo niže od onih dobijenih pomoću Kulonove ekscitacije [66, 65], kao i odstupanje eksperimentalnih rezultata i teorijskih predviđenih proračunima sa JU45 i LNPS interakcijom. Mogućnost prisustva dugoživećeg neuočenog punjenja koje bi moglo da izazove ovo odstupanje je unešena u mernu nesigurnost u prethodnom RDDS rezultatu za ^{74}Zn [70]. U radu koji opisuje metod diferencijalne krive raspada, autori su naglasili da odstupanje od konstantne vrednosti vremena života za različite udaljenosti meta-degrader potiče od neuočenog punjenja [95]. Kako bi se procenio uticaj neuočenog punjenja, primenjen je metod minimalizacije χ^2 , objašen u poglavlju 7. Intenzitet i vreme života punjenja su menjani da bi kao najbolji bili odabrani oni koji daju najmanju vrednost χ^2 . Uopšteno, najmanji χ^2 je dobijen za vreme života stanja 4_1^+ od 11.3(14) ps, sa punjenjem intenziteta 45% i vremena života od 14.3 ps. Visoke $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti od 507(74) $e^2\text{fm}^4$ i 304(52) $e^2\text{fm}^4$ u ^{74}Zn dobijene Kulonovom ekscitacijom[65, 67] odgovaraju vremenima života stanja 4_1^+ od 4.6(7) ps i 7.6(13) ps, redom. Kako bi se reprodukovala ta vremena života od 4.6(7) (7.6(13)) ps, dobijeno je da intenzitet neuočenog punjenja mora biti barem 55(45)% intenziteta prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i sa vremenom života od >10 ps, dok je najmanja χ^2 vrednost postignuta za intenzitet punjenja od 85(60)% sa vremenom života reda veličine 16 ps. Poređenje eksperimentalnog rezultata sa onim dobijenim metodom minimizacije χ^2 , prikazano je na slici 9.6.



Slika 9.6: Poređenje eksperimentalnih (levo) i vrednosti vremena života dobijenih metodom minimizacije χ^2 (desno).

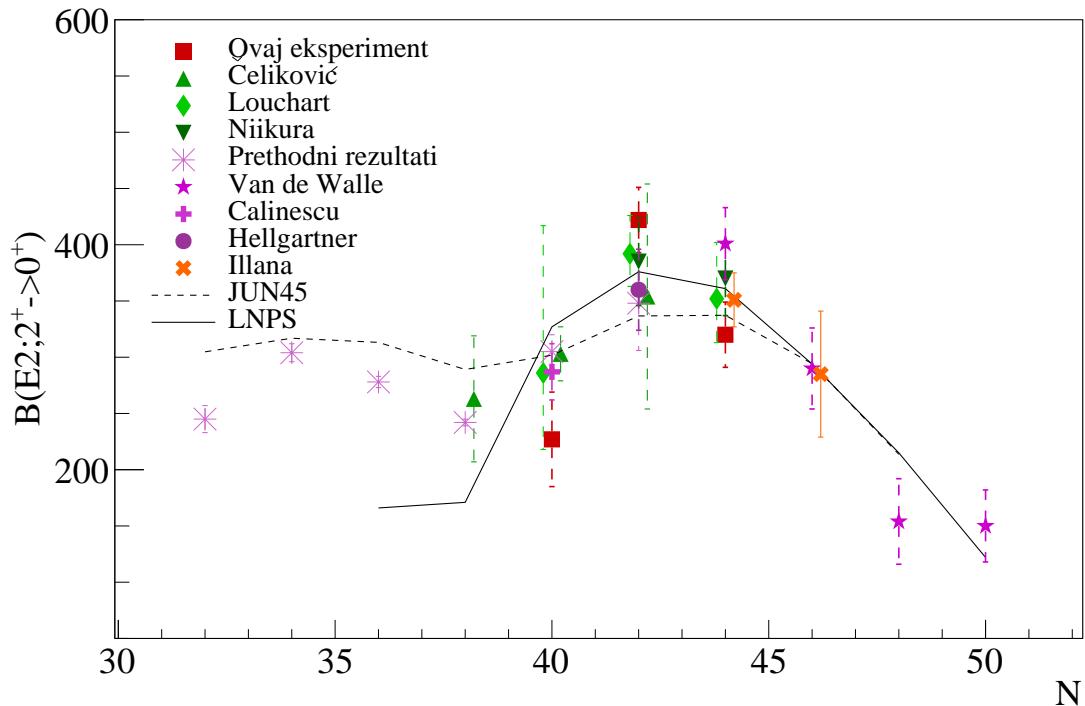
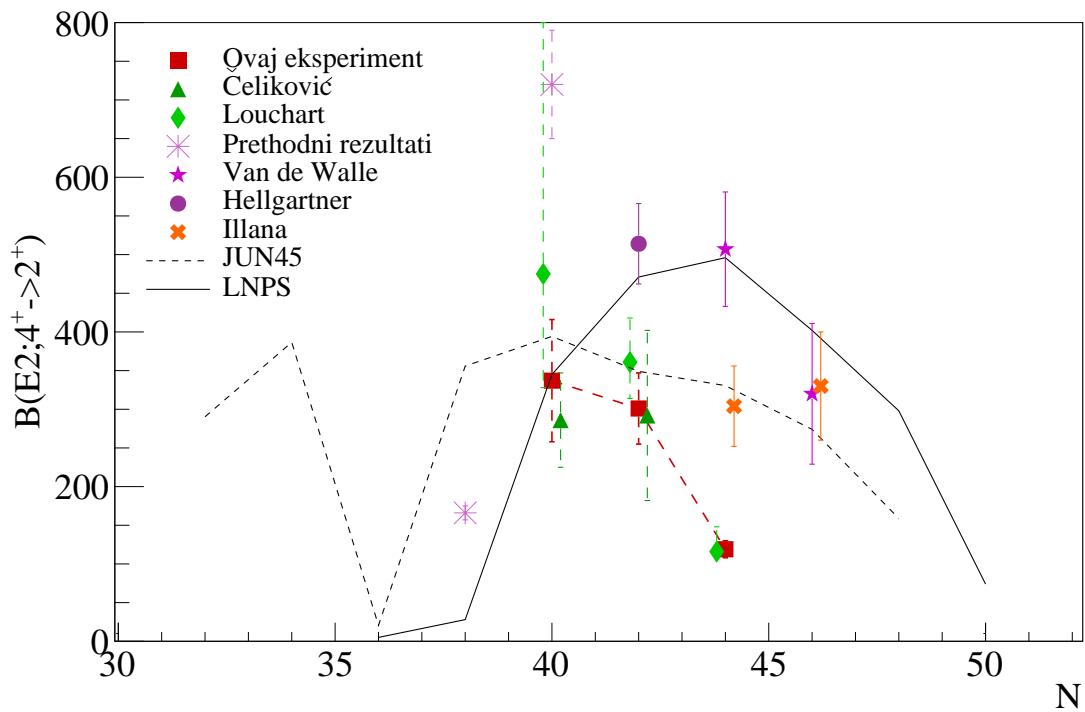
Mogućnost postojanja ovakvog punjenja se isključuje jer bi takav prelaz morao biti primećen u spektru, sem ukoliko se nalazi ispod praga detekcije od oko 50 keV, a i ta mogućnost je već razmatrana i odbačena u [70]. Međutim, kako ovako uvedeno neuočeno punjenje predstavlja sumu više mogućih stanja koje pune posmatrano a nisu primećena, nekoliko prelaza koji pune 4^+ stanje a niskog intenziteta bi mogli da objasne ovaj rezultat i

spuste eksperimentalno vreme života, što je i pokazano u odeljku 8.3.4 gde su potencijalno prelazi koji pune stanje 4^+ na ≈ 715 keV i ≈ 1484 keV, koji se mogu uočiti u spektru ali nisu smešteni u šemu prelaza, intenziteta oko 15 % uračunati i tako je vreme života opalo na $11.7(21)$ ps. Ovo pokazuje da odstupanje $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti može da se objasni ili produbljivanjem poznavanja šeme nivoa ^{74}Zn i tako uključivanjem i svih odgovarajućih punjenja, ili merenjem vremena života metodom $\gamma - \gamma$ koincidencija gde uticaj punjenja nije važan, a što nije moglo da se uradi u ovom eksperimentu zbog niske statistike. U ^{72}Zn , odstupanje eksperimentalnog vremena života od vremena života dobijenog Kulonovom eksitacijom od $3.7(4)$ ps [66], primenom χ^2 metoda može se objasniti stanjem koje puni stanje 4^+ a ima vreme života od 158 ps i u spektru ima 20 % intenziteta $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ prelaza, a najmanji χ^2 je dođen za vreme života 4^+ stanja od $2.9(7)$ ps sa neuobičajenim punjenjem vremena života od 96 ps i intenziteta od 25%. Poređenje eksperimentalnog rezultata sa onim dobijenim metodom minimizacije χ^2 , prikazano je na slici 9.7.



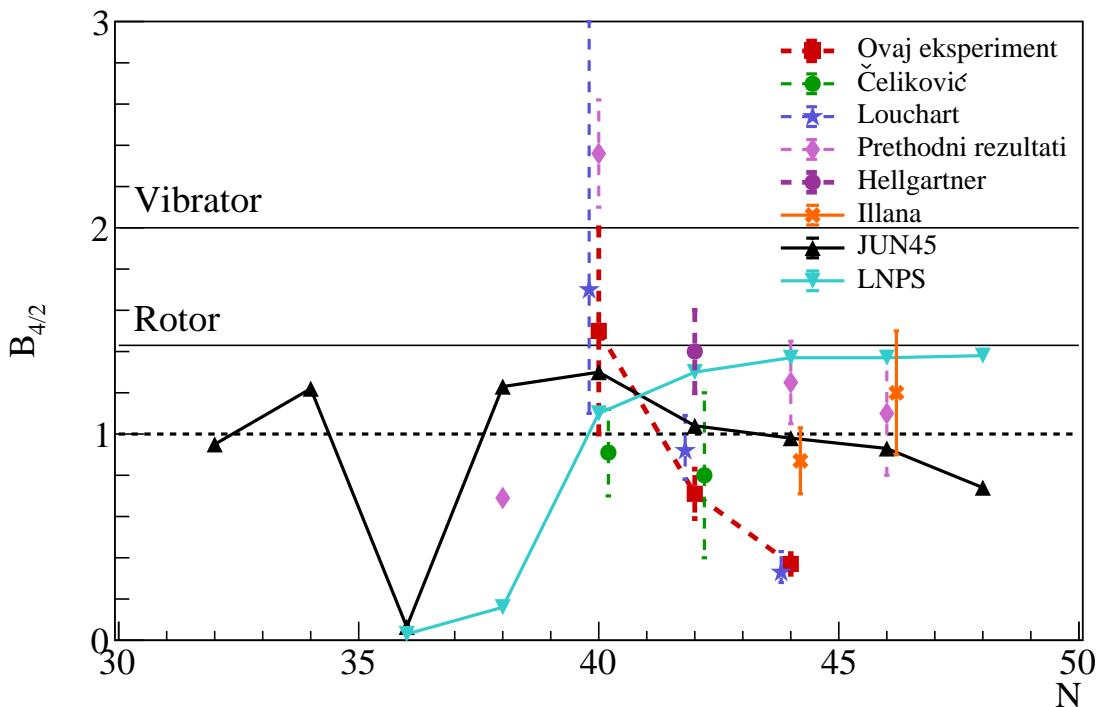
Slika 9.7: Poređenje eksperimentalnih (levo) i vrednosti vremena života dobijenih metodom minimizacije χ^2 (desno).

Naglo opadanje $B(E2;8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ i $B(E2;6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ vrednosti u $^{70,72}\text{Zn}$, u poređenju sa $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ se dobro reproducuje koristeći JUN45 interakciju. Ovakav trend opadanja redukovanih verovatnoća prelaza za stanja višeg spina je karakteristično za nuklearne sisteme gde važi očuvanje simetrije seniornosti, u jezgrima sa magičnim brojem nukleona ili u njihovoј blizini. U takvim slučajevima, energija stanja 2_1^+ raste dok $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ i $B(E2;8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ opadaju ka sredini ljske, a odgovarajući odnos $B_{4/2} = B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ je < 1 [50]. Od $N=40$, porast $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ kao i opadanje $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ i $B(E2;8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ vrednosti, ukazuju na ovakvo ponašanje u Zn izotopima, dok za $B(E2;6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ nije potpuno jasno jer su određene samo granice ove vrednosti u ^{70}Zn . Eksperimentalne vrednosti uspoređene sa prethodnim rezultatima i teorijskim predviđanjima za $B_{4/2}$ prikazane su na slici 9.9, a eksperimentalne vrednosti i one procenjene koristeći JUN45 interakciju date su u tabeli 9.3.

(a) Poređenje $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ odnosa(b) Poređenje $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ odnosa

Slika 9.8: Poređenje $B(E2; J \rightarrow J-2)$ odnosa eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovoj tezi sa prethodnim eksperimentalnim rezultatima dobijenih istom metodom i kulanovom ekscitacijom, kao i sa teorijskim predviđanjima. Prethodni eksperimentalni podaci su uzeti iz: Čeliković [58], Louchart [70], Niikura [69], prethodni rezultati [4], Van de Walle [65], Calinescu [73], Hellgartner [66] i Illana [67].

Ista anomalija niskih $B_{4/2}$ vrednosti je, na primer, primećena u izotopima $^{48,50}\text{Cr}$ [132] ili u oblasti deformisanih jezgara na $N \leq 94$ [133, 134, 135, 136]. Moguće objašnjenje za izmerenu vrednost $B_{4/2} \leq 1$ u ^{166}W , $^{168,170}\text{Os}$ i ^{172}Pt , iako neobično jer ovi izotopi nisu u blizini zatvorenih ljsuski, je prelaz imedu sistema sa očuvanjem seniornosti i kolektivnih [135]. Niska $B_{4/2}$ vrednost može da potiče i od uticaja koegzistencije oblika nisko pobuđenih nivoa, međutim to ne bi trebalo da utiče na viša stanja [50], te ne objašnjava niske $B_{6/4}$ i $B_{8/6}$ vrednosti dobijene u ovom eksperimentu za $^{70,72}\text{Zn}$. Kako izotopi $^{70,72,74}\text{Zn}$ nemaju magičan broj nukleona, očuvanje seniornosti nije očekivana pojava i opadanje $B(\text{E}2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ i $B(\text{E}2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ vrednosti zahteva dalja istraživanja prema $N=50$ izotopima Zn kako bi se bolje razumeli dobijeni rezultati.



Slika 9.9: Odnos $B_{4/2}$ dobijen u ovom eksperimentu u poređenju sa prethodnim eksperimentalnim rezultatima [58, 70, 66, 67] i teorijskim predviđanjima.

Tabela 9.3: Eksperimentalne $B(\text{E}2;\downarrow)$ vrednosti nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima kao i njihovi odnosi.

	^{70}Zn	^{72}Zn	^{74}Zn
$B(\text{E}2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) [e^2 fm^4]$	227(42)	422(29)	320(29)
$B(\text{E}2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) [e^2 fm^4]$	337(79)	301(46)	119(11)
$B(\text{E}2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) [e^2 fm^4]$	$\geq 62(4)$	172(70)	-
$B(\text{E}2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) [e^2 fm^4]$	41(4)	62(15)	-
$B_{4/2}$: Eksperiment	1.5(4)	0.71(12)	0.37(5)
JUN45	1.31	1.04	0.98
$B_{6/4}$: Eksperiment	$\geq 0.18(4)$	0.57(25)	-
JUN45	0.44	0.64	0.46
$B_{8/6}$: Eksperiment	$\leq 0.66(8)$	0.36(17)	-
JUN45	0.59	0.004	1.11

9.3 ♦ Izotopi germanijuma

Ge izotopi sa četiri protona preko $Z=28$ magične ljudske, ispoljavaju razne karakteristike strukture zanimljive za testiranje postojećih modela jezgra, poput promena oblika i koegzistencije slabo i jako deformisanih struktura i to sa različitim asimetrijama [137]. Bitna osobina koju ovi izotopi ispoljavaju i koja se koristi za praćenje evolucije njihove strukture je triaksijalnost [127, 129, 138]. Naime, osnovno stanje ^{76}Ge se karakteriše kao znatno triaksijalno deformisano [127], dok se u ^{78}Ge pojavljuje grana sa $\Delta L = 1$ prelazima (umesto obično dominantnih $\Delta L = 2$ prelaza), a u kojoj su stanja okarakterisana sa γ rigidnom triaksijalnom deformacijom [138]. Prelaz od meke do rigidne triaksijalne deformacije se događa u ^{74}Ge [139], dok se za susedni neparno-parno izotop ^{75}Ge smatra da je na prelazu jezgara sa deformacijom oblika oblate ka prolate jezgrima [140].

U ovom radu izmerena su vremena života šest nisko pobuđenih stanja u parno-parnom ^{76}Ge , od čega su sva do sad već ispitivana i dobijeni rezultati se slažu sa prethodnim, kao i vremena života osam nisko pobuđenih stanja u parno-parnom ^{78}Ge , od čega su vremena života stanja (6_1^+), (8_1^+) i (5^+) izmerena po prvi put, a ostala se u granicama merne nesigurnosti slažu sa prethodnim rezultatima (videti tabelu 8.3). Strukture, pa i same šeme nivoa neparno-parnih izotopa $^{75,77}\text{Ge}$ su još uvek nedovoljno poznate. U skorijem istraživanju, šema nivoa ^{75}Ge je znatno proširena sa dve grane negativne i jednom (tentativno) pozitivne parnosti, nad stanjima $\nu p_{1/2}$, $\nu f_{5/2}$ i $\nu g_{9/2}$, redom [129]. U ovom radu je detektovan velik broj prelaza sa ovim skoro dodeljenih stanja, a uz pomoć nekih od njih određena su i vremena života odgovarajućih stanja. Ukupno su izmerena vremena života sedam stanja u ^{75}Ge , a deset stanja i dva nepoznata prelaza u ^{77}Ge (videti tabelu 8.4). Preko izmerenih vremena života određene su redukovane verovatnoće prelaza $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$, a koristeći JUN45 interakciju [27] proračunate su teorijske vrednosti energija pobuđenih stanja u $^{75,76,77,78}\text{Ge}$ kao i odgovarajuće $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$ vrednosti, te se na ovaj način eksperimentalni rezultati mogu porebiti sa teorijskim predviđanjima radi boljeg shvatanja i tumačenja istih. Kako eksperimentalne, tako i teorijske $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$ vrednosti su date u tabeli 9.4.

Izotopi Ge su analizirani samo kao dodatak glavnom cilju ove teze, a to su izotopi Zn i Ga, i to zato jer ima dosta nepoznatih vremena života i dobijeni rezultati mogu da pomognu u budućim analizama posvećenim izotopima Ge.

9.3.1 ♦ Parni izotopi $^{76,78}\text{Ge}$

Sa slike 4.1 može se primetiti da kolektivnost u okolini $N=40$ raste sa porastom broja protona, te je tako $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednost u parnim Ge sa četiri protona preko $Z=28$, a pogotovo parnim Se izotopima sa šest protona preko, veća u odnosu na izotope bliže $Z=28$ ljudsci Zn, Cr i Fe. I za Ge i Se kolektivnost je najveća za $N=42$. I rezultati dobijeni u ovom radu ukazuju na opadanje kolektivnosti posle $N=44$ kod ^{76}Ge , kako $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednost opada od $496(20)$ $e^2 fm^4$ do $298(21)$ $e^2 fm^4$ u ^{78}Ge , videti tabelu 9.4. Dobijeni rezultati ukazuju isti trend i za $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, sa još većim padom između $N=44$ i $N=46$. Novi (tj. prvi) rezultati za $B(E2;(6_1^+) \rightarrow 4_1^+)$ i $B(E2;(8_1^+) \rightarrow (6_1^+))$ vrednosti u ^{78}Ge ukazuju na sličan trend kao u izotopima Zn, gde kolektivnost u grani opada sa porastom spina. $B_{4/2}$ odnos u ^{78}Ge iznosi $0.72(19) < 1$, a u $1.1(9)$. Nažalost, vremena života stanja 6_1^+ u 8_1^+ u ^{76}Ge nisu bila dostupna u ovom radu da bi se i njihov trend uporedio.

Na slici 9.10 dato je poređenje eksperimentalnih vrednosti energija pobuđenih stanja sa onim dobijenim pomoću teorijskih proračuna koristeći JUN45 interakciju, za parne

izotope $^{76,78}\text{Ge}$. JUN45 interakcija dobro reproducuje vrednosti energija, pa i redukovanih verovatnoća prelaza u parnim izotopima Ge.

8^+	3543	8^+	3384	8^+	3715	8^+	3318
		5^+	2956			5^+	3171
5^+	2487	6^+	2658	5^+	2760	6^+	2710
6^+	2454	4^+	2506	6^+	2749	4^+	2333
4^+	2022	3^+	1858	4^+	2319	3^+	1899
3^+	1539	4^+	1644	3^+	1644	4^+	1717
4^+	1410	2^+	1384	4^+	1570	2^+	1474
2^+	1108			2^+	1186		
		2^+	757			2^+	825
2^+	563			2^+	619		
0^+	0.0	0^+	0.0	0^+	0.0	0^+	0.0
Eksperimentalno		JUN45		Eksperimentalno		JUN45	

^{76}Ge ^{78}Ge

Slika 9.10: Eksperimentalne energije pobuđenih stanja i one dobijene pomoću teorijskih proračuna koristeći JUN45 interakciju, za parne izotope $^{76,78}\text{Ge}$.

9.3.2 ♦ Neparni izotopi $^{75,77}\text{Ge}$

Neparni izotopi Ge, $^{75,77}\text{Ge}$ su složeniji za analizu zbog toga što im šeme nivoa nisu potpuno poznate, te je u spektrima primećeno i nekoliko prelaza koje nije bilo moguće smestiti u iste. Sem toga, JUN45 interakcija ne može dobro da reproducuje energije pobuđenih stanja, slika 9.11, niti redukovane verovatnoće prelaza. Princip modela kuplovanja čestica-jezgro, korišćen za ispitvanje prirode pobuđenih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$ je primenjen i na stanja u $^{75,77}\text{Ge}$, međutim, dobijene talasne funkcije su ili veoma fragmentisane, ili su date sa veoma malim (zanemarljivim) verovatnoćama. Verovatnoće za formiranje stanja kuplovanjem predstavljene su u prilogu A.

$11/2^-$	2037				
$11/2^-$	1451	$11/2^-$	1597	$9/2^+$	1158
		$7/2^-$	1431		
		$9/2^-$	1329		
$9/2^-$	1059	$9/2^-$	1008	$5/2^+$	884
$7/2^-$	838	$3/2^-$	759	$7/2^+$	760
$7/2^-$	651	$3/2^-$	656	$1/2^-$	820
$3/2^-$	575	$1/2^-$	665	$(3/2^+)$	619
$5/2^-$	457	$5/2^-$	611	$3/2^-$	630
$5/2^-$	317			$5/2^+$	505
$3/2^-$	253	$5/2^-$	173	$5/2^-$	492
$1/2^-$	0.0	$1/2^-$	0.0	$5/2^+$	421
Eksperimentalno		JUN45		$9/2^+$	225
				$1/2^-$	160
				$7/2^+$	0.0
				Eksperimentalno	
				JUN45	

^{75}Ge ^{77}Ge

Slika 9.11: Eksperimentalne energije pobuđenih stanja i one dobijene pomoću teorijskih proračuna koristeći JUN45 interakciju, za neparne izotope $^{75,77}\text{Ge}$.

Tabela 9.4: Pregled eksperimentalnih $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$ vrednosti, kao i onih proračunatih koristeći JUN45 interakciju [27], a u $^{75,76,7,78}\text{Ge}$.

Izotop	J_i^π	J_f^π	E_γ^{exp} [keV]	E_γ^{teo} [keV]	Exp. $B(M1;\downarrow)$ [μ_N^2]	JUN45	Exp. $B(E2;\downarrow)$ [$e^2 \text{fm}^4$]	JUN45
^{75}Ge	$5/2_2^-$	$3/2_1^-$	203.9(1)	-45	0.140(28)	0.0431	-	0.18
	$3/2_1^-$	$1/2_1^-$	253.2(5)	656	0.048(5)	0.2405	-	454
	$(7/2^-)_1$	$5/2_1^-$	334.8(4)	647	0.068(18)	0.0147	-	621
	$3/2_2^-$	$3/2_1^-$	574.6(3)	103	0.054(27)	0.1743	-	286
	$5/2_2^-$	$1/2_1^-$	456.6(3)	611	0.0120(15)	-	834(101)	472
	$(9/2^-)_1$	$5/2_1^-$	742.6(3)	835	0.0066(13)	-	175(35)	430
	$(9/2^-)_2$	$5/2_2^-$	767.2(6)	717	0.0068(26)	-	169(63)	653
	$(13/2^+)$	$(9/2^+)$	787.7(5)		0.0159(22)	?	372(51)	?
	2_1^+	0_1^+	563.3(3)	757	-	-	496(20)	558
^{76}Ge	2_2^+	2_1^+	545.6(3)	628	0.0120(4)	?	584(20)	829
	2_2^+	0_1^+	1108.9(6)	1384	-	-	31(2)	7.8
	4_1^+	2_1^+	847.1(4)	887	-	-	537(111)	767
	4_2^+	4_1^+	612.7(11)	862	0.026(4)	?	1015(143)	162
	4_2^+	2_2^+	913.5(5)	1121	-	-	258(49)	54
	3_1^+	2_2^+	430.8(3)	473	0.046(5)	?	3614(425)	?
	3_1^+	2_1^+	976.9(3)	1101	0.0033(4)	?	50(6)	?
	5_1^+	3_1^+	948.5(6)	1098	-	-	327(129)	375
	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	224.7(2)	-33	0.26(6)	0.001	-	613
^{77}Ge	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	420.7(6)	392	0.00175(8)	0.0006	143(6)	407
	$3/2^-$	$1/2^-$	469.9(2)	666	0.070(13)	?	-	512
	$5/2_2^+$	$7/2_1^+$	504.7(3)	684	0.0059(3)	0.1374	338(19)	59
	$7/2_2^+$	$9/2_1^+$	536.1(8)	776	0.048(15)	0.0822	-	0.33
	x_2	$(3/2^+)$	656.6(5)		0.039(9)		-	
	x_2	$5/2^-$	783.6(5)		0.0127(17)		299(4)	
	x	$7/2_1^+$	808.8(4)		0.031(8)		681(17)	
	$5/2_3^+$	$7/2_1^+$	884.3(3)		0.020(5)	?	365(85)	?
					$B(E1;\downarrow)$ $e^2 \text{fm}^2$			
	$(3/2^+)$	$1/2^-$	459.2(6)		$7.8(7) \cdot 10^{-5}$?		
	$5/2^-$	$7/2_1^+$	491.9(3)		$33.7(13) \cdot 10^{-6}$?		
^{78}Ge	2_1^+	0_1^+	619.4(4)	825	0.0079(6)		298(21)	472
	2_2^+	2_1^+	567.0(4)	650	0.08(7)		3488(3227)	565
	2_2^+	0_1^+	1186.1(5)	1474	0.0022(6)		22(7)	0.11
	4_1^+	2_1^+	951.3(3)	893	0.013(3)		215(55)	557
	(4^+)	(3^+)	674.4(3)	434	0.0009(4)	0.0235	30(14)	-
	(6_1^+)	4_1^+	1178.8(5)	993	0.0051(12)		54(13)	550
	(8_1^+)	(6_1^+)	967.1(6)	608	0.0033(18)		51(29)	263
	(3^+)	2_2^+	457.8(3)	425	0.016(15)	0.02	1126(1059)	-
	(3^+)	0_1^+	1025.3(3)	1899	0.00070(9)	-	9.6(12)	-
	(5^+)	(4^+)	440.4(3)	837	0.0015(5)	0.0307	111(37)	-

10 ▶ Zaključak

U ovom radu izmerena su vremena života nekih od nisko ponuđenih stanja izotopa $^{70,72,74}\text{Zn}$, $^{73,75}\text{Ga}$ i $^{75,76,77,78}\text{Ge}$, metodom uzmicanja Doplerovog pomeranja (RDDS). Poznavanje vremena života je važno jer je u direktnoj vezi sa redukovanim verovatnoćama prelaza $\text{B}(\text{E}2;\downarrow)$, koje su jedan od glavnih parametara nuklearne strukture i ukazuju na prirodu prelaza između stanja jezgra. Ove vrednosti zavise od prirode stanja između kojih se dešava γ prelaz, te kao takve nose informaciju o samim stanjima. Pomenuti i ispitivani izotopi su proizvedeni reakcijom duboko-neelastičnog rasejanja, pomoću snopa ^{208}Pb koji je udarao o metu ^{76}Ge . Tom prilikom dolazi do razmene nekoliko nukleona ka Z/N ravnoteži, te nastaje velik broj izotopa nalik meti. Produkti reakcije su razdvojeni i detektovani u VAMOS++ masenom spektrometru, a pojedini izotopi su identifikovani pomoću detekcionog sistema sastavljenog od proporcionalnih brojača i ionizacionih komora, videti poglavljje 6.2. Detaljnije o nuklearnoj reakciji upotrebljenoj za dobijanje željenih izotopa je objašnjeno u poglavljju 6.1, dok je metoda korišćena za određivanje vremena života opisana u poglavljju 5.5.

U oblasti egzotičnih jezgara, malo je ispitanih izotopa i poznatih $\text{B}(\text{E}2;\downarrow)$ vrednosti, a i to najviše se zna o parno-parnim jezgrima i to u okolini magičnih jezgara. Neki od eksperimentalnih izazova pri ispitivanju egzotičnih jezgara su niski efikasni preseci za njihov nastanak, te efikasnost detekcije i mogućnost razlaganja velikog broja γ zraka (naročito kod neparno-parnih izotopa složenije strukture). Zbog ovoga je upotreba složenih detektorskih sistema poput AGATA detektorskog niza za praćenje (videti poglavljje 6.3), a koji je i korišćen u eksperimentu analiziranom u ovom radu, od velikog značaja za dublje upoznavanje nuklearne strukture. Kako je još uvek nedovoljno eksperimentalnih rezultata da se dobije objedinjena slika i razume evolucija nuklearne strukture po N-Z dijagramu, u tu svrhu se koriste teorijska predviđanja, koja koriste postojeće rezultate i teorijske modele da pokušaju da predvide ponašanje jezgara, tačnije vrednosti parametara strukture (poglavlje 3.3), sa promenom broja neutrona i/ili protona. U ovom radu, eksperimentalno dobijeni rezultati upoređeni su sa teorijskim proračunima dobijenim korišćenjem dve različite interakcije, JUN45 i LNPS (poglavlje 2.1).

U izotopima cinka, sem vremena života stanja (6_1^+) i (8_1^+) u $^{70,72}\text{Zn}$ koja su dobijena po prvi put, izmerena vremena života stanja 2_1^+ i 4_1^+ su analizirana radi poređenja sa prethodnim rezultatima dobijenim različitim metodama, gde se javljaju velika sistematska odstupanja. Dobijeni rezultati se slažu sa onima dobijenim istom metodom, dok je odstupanje sa onim dobijenim Kulonovom eksitacijom pokušano da se objasni nekorektnom korekcijom na punjenje stanja, jer šeme nivoa ovih izotopa nisu još uvek potpuno poznate, a u poglavljju 8.3.4 pokazano je da veliki broj punjenja niskog intenziteta može drastično da promeni rezultat. Uračunavanje potencijalnih punjenja je u ovom slučaju, kod izotopa ^{74}Zn , dalo sličan rezultat kao optimizacija računanja vremena života χ^2 metodom opisanom u poglavljju 7.2.

Odstupanja primećena u rezultatima u izotopima Zn se mogu rešiti merenjem vremena života metodom $\gamma-\gamma$ koincidencija, koja, kao i u ovom slučaju, nije uvek moguća zbog slabe statistike. U ovom radu je analiziran i originalan metod koji može da otkloni sistematske greške pri merenjima vremena života koje potiču od neuočenih punjenja ispitivanog stanja. Metod je baziran na merenju vremena života direktno iz Batemanovih

jednačina, fiksiranjem vremena života i broja pobuđenih stanja poznatog punjenja. Proveren je pomoću Monte Carlo simulacija za veći broj meta-degrader udaljenosti (potrebno je bar pet) i prikazan u poglavlju 7. Dodatno je razrada ovog metoda opisana i objavljena u [141].

Izotopi galijuma su glavni fokus ovog rada, zbog postojanja dubleta osnovnog stanja u ^{73}Ga i brzoj promeni strukture sa porastom broja neutrona. Nažalost, zbog promene snopa u toku eksperimenta, sa planiranog ^{238}U na ^{208}Pb , nisu pobuđeni izotopi sa većim brojem neutrona od $N=44$ kod ^{75}Ga , da bi se stekao bolji uvod u evoluciju strukture za $N>44$. Eksperimentalno dobijeno vreme života stanja $5/2_1^-$ je dodatno potvrdilo dublet u ^{73}Ga , jer ukazuje na dominantno M1 karakter prelaza sa ovog na osnovno stanje. Energije pobuđenih stanja $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ i $11/2_1^-$ u $^{73,75}\text{Ga}$ imaju slično ponašanje kao energije 2_1^+ ili 4_1^+ stanja u jezgrima odgovarajućih parnih cinkova (sa istim brojem neutrona). U takvom slučaju, ova stanja se mogu opisati kao stanja nastala kuplovanjem nesparenenog protona na parno jezgro Zn. Radi provere ovoga, izvršeni su teorijski proračuni spektroskopskih faktora, korišćenih za dobijanje talasnih funkcija stanja, i to uz pomoć JUN45 interakcije. Međutim, niti teorijski proračuni niti eksperimentalni rezultati ne mogu da potvrde ovakav opis ovih stanja. Preliminarni rezultati izmerenih vremena života u ^{73}Ga i $^{70,72,74}\text{Zn}$ objavljeni su u [142].

Dodatno su analizirani i izotopi germanijuma, i to $^{75,76,77,78}\text{Ge}$. U parnim izotopima $^{76(78)}\text{Ge}$ izmereno je 6(8) vremena života, od čega tri po prvi put, i to za stanja (6_1^+) , (8_1^+) i 5^+ u ^{78}Ge . U neparnim izotopima $^{75(77)}\text{Ge}$ je izmereno 7(10) vremena života, od čega svaki po prvi put.

Ovo istraživanje bi se moglo nadograditi eksperimentom sa većim intenzitetom snopa, što nije ostvareno u ovom eksperimentu, kao i većom efikasnošću detektora (AGATA sistem se konstantno nadograduje) čime bi se dobila veća statistika koja bi omogućila primenu metode $\gamma - \gamma$ koïncidencija. Takođe, sa drugim izborom snopa dobili bi se i egzotičniji izotopi, cime bi se popunila slika sistematike ponašanja nisko-pobuđenih stanja u ovoj oblasti jezgara.

A Rezultati kuplovanja

U ovom prilogu, date su sve izračunate i značajne verovatnoće dobijene metodom kuplovanja čestica-jezgro, pomoću JUN45 interakcije.

Tabela A.1: Kupovanje protona (protonske šupljine) u ${}^{73}\text{Ga}$ na stanja u ${}^{72}\text{Zn}$ (${}^{74}\text{Ge}$).

Komponenta	1/2 $^{-}$	3/2 $^{-}$	5/2 $^{-}$	7/2 $^{-}$	9/2 $^{-}$	11/2 $^{-}$	3/2 $_{2}^{-}$	5/2 $_{2}^{-}$
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	7.7	-	-	-	-	1.8	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	0.04	-	-	-	-	4.6	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_3^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	0.08	-	-	-	-	3.2	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	6.9	7.2	0.4	0.25	-	-	8.4	9.8
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	7.4	2.5	0.26	0.24	-	-	0.8	0.4
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_3^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	1.2	7.0	<0.02	0.21	-	-	0.16	2.5
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	11.0	7.2	7.5	0.4	-	<0.02
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 4_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	4.1	1.0	0.6	0.3	-	<0.02
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 6_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	-	-	1.3	2.6	-	-
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 0_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	13.6	-	-	-	-	0.03
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	12.4	0.8	5.7	13.4	10.0	-	2.4	0.24
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	3.7	1.2	0.8	0.4	<0.02	-	2.9	0.5
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	5.4	<0.02	5.4	1.5	10.0	8.7	7.9
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 4_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	1.9	0.9	0.4	4.2	2.1	2.0	1.6
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 6_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	-	0.026	1.0	3.1	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 0_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	7.8	-	-	-	-	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 0_3^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	3.4	-	-	-	-	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_1^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	3.1	0.025	-	-	-	5.9	8.5
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	3.9	1.4	-	-	-	0.9	<0.02
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 4_2^{+}({}^{72}\text{Zn}); J^{\pi}\rangle$	-	-	-	1.2	5.6	-	-	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_1^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	-	4.6	-	-	-	-	1.8	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_2^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	-	4.6	-	-	-	-	0.8	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	0.3	0.5	0.08	<0.02	-	-	5.0	5.1
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_2^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	7.2	<0.02	0.6	0.6	-	-	1.0	1.1
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	0.7	0.3	3.4	2.1	0.7	-	0.08	0.24
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_2^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	2.7	1.2	<0.02	0.5	0.24	-	1.7	0.5
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	-	0.4	1.6	2.5	2.2	1.9	0.03	7.9
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 6_1^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	-	-	-	0.29	2.0	2.3	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_2^{+}({}^{74}\text{Ge}); J^{\pi}\rangle$	-	<0.02	2.3	-	-	-	1.1	0.6

Tabela A.2: Kuplovanje protona (protonske šupljine) u ^{75}Ga na stanja u ^{74}Zn (^{76}Ge).

Komponenta	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$9/2^-$	$11/2^-$	$3/2_2^-$	$5/2_2^-$
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	15.1	-	-	-	-	0.04	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 0_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	1.1	-	-	-	-	2.7	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	13.2	0.8	0.29	0.01	-	-	13.6	14.3
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	3.7	1.2	0.27	<0.02	-	-	1.8	<0.02
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 2_3^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	0.8	7.5	0.18	1.0	-	-	1.2	2.6
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 4_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	12.2	9.9	9.4	2.0	-	0.6
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 4_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	2.3	0.5	0.5	<0.02	-	<0.02
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 6_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	-	-	1.0	2.4	-	-
$ \pi 2p_{3/2} \otimes 6_3^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	-	-	2.9	2.9	-	-
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 0_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	12.9	-	-	-	-	0.3
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 0_3^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	2.0	-	-	-	-	0.4
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	11.2	<0.02	3.0	10.4	8.9	-	7.7	0.2
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 2_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	3.4	0.06	0.5	<0.02	<0.02	-	4.3	0.13
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 4_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	9.8	0.25	6.5	0.9	11.8	2.7	9.0
$ \pi 1f_{5/2} \otimes 4_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	1.8	0.7	0.05	2.9	0.4	0.4	1.0
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 0_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	2.0	-	-	-	-	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 0_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	4.5	-	-	-	-	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 0_3^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	2.9	-	-	-	-	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	0.029	0.06	-	-	-	3.2	2.1
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	4.7	2.2	-	-	-	<0.02	0.1
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 2_3^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	<0.02	0.26	-	-	-	5.4	2.7
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 4_1^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	-	<0.02	2.4	-	-	-
$ \pi 2p_{1/2} \otimes 4_2^+(^{74}\text{Zn}); J^\pi\rangle$	-	-	-	0.4	4.3	-	-	-
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 0_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	4.7	-	-	-	-	0.09	-
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 0_3^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	<0.02	-	-	-	-	2.2	-
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 2_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	1.2	3.3	0.29	0.09	-	-	2.8	4.3
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 2_2^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	7.1	<0.02	0.26	0.5	-	-	1.2	1.8
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 2_3^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	0.5	6.0	0.05	<0.02	-	-	0.05	<0.02
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 4_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	0.23	3.1	0.5	0.6	-	2.3
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 4_2^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	3.6	0.12	1.5	0.004	-	0.08
$ \pi^- 2p_{1/2} \otimes 6_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	-	-	<0.02	3.7	-	-
$ \pi^- 2f_{5/2} \otimes 2_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	0.8	0.7	3.5	1.8	0.8	-	0.15	<0.02
$ \pi^- 2f_{5/2} \otimes 2_2^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	2.1	0.07	0.16	0.9	0.26	-	3.5	<0.02
$ \pi^- 2f_{5/2} \otimes 4_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	0.8	1.8	2.4	1.9	1.8	0.021	1.6
$ \pi^- 2f_{5/2} \otimes 4_2^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	3.7	0.5	<0.02	<0.02	0.4	<0.02	0.15
$ \pi^- 2f_{5/2} \otimes 6_1^+(^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	-	0.17	2.4	1.8	-	-

Tabela A.3: Kuplovanje neutrona (neutronske šupljine) u ^{75}Ge na stanja u ^{74}Ge (^{76}Ge).

Komponenta	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$9/2^-$	$3/2_2^-$	$5/2_2^-$	$9/2_2^-$
$ \nu 2p_{3/2} \otimes 4_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	0.2	0.12	0.17	-	0.8	<0.02
$ \nu 1f_{5/2} \otimes 0_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	1.2	-	-	-	<0.02	-
$ \nu 1f_{5/2} \otimes 2_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	2.05	<0.02	1.7	0.8	1.1	0.9	<0.02	<0.02
$ \nu 1f_{5/2} \otimes 4_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	1.0	0.6	0.8	1.3	0.7	0.4	<0.02
$ \nu 2p_{1/2} \otimes 0_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	8.5	-	-	-	-	-	-	-
$ \nu 2p_{1/2} \otimes 2_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	4.9	2.5	-	-	1.5	6.4	-
$ \nu 2p_{1/2} \otimes 4_1^+ ({}^{74}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	-	0.11	3.6	-	-	4.2
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 0_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	8.0	-	-	-	10.5	-	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 2_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	2.2	0.8	0.28	1.0	-	0.05	<0.02	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 2_2^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	0.02	2.2	0.4	0.03	-	3.4	1.0	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 4_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	0.25	0.8	0.6	-	2.7	0.11
$ \nu^- 2f_{5/2} \otimes 0_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	12.3	-	-	-	0.023	-
$ \nu^- 2f_{5/2} \otimes 2_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	0.3	2.8	4.8	12.3	10.1	9.5	2.5	0.26
$ \nu^- 2f_{5/2} \otimes 2_2^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	2.2	3.0	0.5	0.7	0.6	2.3	0.6	0.02
$ \nu^- 2f_{5/2} \otimes 4_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	0.08	<0.02	3.8	3.2	0.026	0.04	4.1
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 0_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	20.4	-	-	-	-	-	-	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 0_2^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	3.5	-	-	-	-	-	-	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 2_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	13.0	<0.02	-	-	0.12	17.8	-
$ \nu^- 2p_{1/2} \otimes 4_1^+ ({}^{76}\text{Ge}); J^\pi\rangle$	-	-	-	1.2	<0.02	-	-	15.6

Bibliografija

- [1] T. Otsuka, A. Gade, O. Sorlin, T. Suzuki, Y. Utsuno, Evolution of shell structure in exotic nuclei, *Rev. Mod. Phys.* 92 (2020) 015002. doi:[10.1103/RevModPhys.92.015002](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.015002)
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.92.015002>
- [2] S. Akkoyun, et al., AGATA—Advanced GAMMA Tracking Array, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 668 (2012) 26–58. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.081>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211021516>
- [3] M. Rejmund, et al., Performance of the improved larger acceptance spectrometer: VAMOS++, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 646 (1) (2011) 184–191. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.05.007>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211008515>
- [4] Nuklearna baza podataka.
URL <https://www.nndc.bnl.gov>
- [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Volume I-Single-Particle Motion*, World Scientific, 1998. doi:[10.1142/3530](https://doi.org/10.1142/3530).
URL <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/3530>
- [6] K. L. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990. doi:[10.1007/978-3-642-97203-4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-97203-4).
URL <https://doi.org/10.1007/978-3-642-97203-4>
- [7] M. Dufour, A. P. Zuker, Realistic collective nuclear hamiltonian, *Phys. Rev. C* 54 (1996) 1641–1660. doi:[10.1103/PhysRevC.54.1641](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.1641).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.1641>
- [8] F. Nowacki, Nuclear structure theory, euroschool on Exotic Beams 2019.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [9] H. Grawe, The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I, *Shell Model from a Practitioner’s Point of View*, Springer Berlin Heidelberg, 2004.
URL
https://www.euroschoolonexoticbeams.be/files/nlp/LNP651_contrib2.pdf
- [10] O. Sorlin, M.-G. Porquet, Nuclear magic numbers: New features far from stability, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 61 (2) (2008) 602–673. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2008.05.001>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641008000380>

- [11] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, Y. Akaishi, Evolution of nuclear shells due to the tensor force, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 232502. doi:10.1103/PhysRevLett.95.232502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.232502>
- [12] T. Otsuka, T. Suzuki, M. Honma, Y. Utsuno, N. Tsunoda, K. Tsukiyama, M. Hjorth-Jensen, Novel features of nuclear forces and shell evolution in exotic nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 012501. doi:10.1103/PhysRevLett.104.012501.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.012501>
- [13] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, A. P. Zuker, The shell model as a unified view of nuclear structure, *Rev. Mod. Phys.* 77 (2005) 427–488. doi:10.1103/RevModPhys.77.427.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.427>
- [14] E. Caurier, Shell model and nuclear structure, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 59 (1) (2007) 226–242, international Workshop on Nuclear Physics 28th Course. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2006.12.012>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641006000883>
- [15] A. Poves, F. Nowacki, The nuclear shell model, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2001, pp. 70–101. doi:10.1007/3-540-44620-6_3.
URL https://doi.org/10.1007/3-540-44620-6_3
- [16] code nathan, author = E. Caurier and F. Nowacki, year = 1995., place = Strasbourg.
- [17] E. Caurier, F. Nowacki, Present status of shell model techniques, *Acta Phys. Pol. B* 30 (1999) 705.
URL <https://www.actaphys.uj.edu.pl/R/30/3/705/pdf>
- [18] J. C. Slater, The theory of complex spectra, *Phys. Rev.* 34 (1929) 1293–1322. doi:10.1103/PhysRev.34.1293.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.34.1293>
- [19] T. Otsuka, The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III, Shell Structure of Exotic Nuclei, Springer Berlin Heidelberg, 2009. doi:10.1007/978-3-540-85839-3.
URL
https://www.euroschoolonexoticbeams.be/files/nlp/LNP764_contrib1.pdf
- [20] W. G. Cochran, The χ^2 Test of Goodness of Fit, *The Annals of Mathematical Statistics* 23 (3) (1952) 315 – 345. doi:10.1214/aoms/1177729380.
URL <https://doi.org/10.1214/aoms/1177729380>
- [21] M. Hjorth-Jensen, T. T. Kuo, E. Osnes, Realistic effective interactions for nuclear systems, *Physics Reports* 261 (3) (1995) 125–270. doi:[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(95\)00012-6](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00012-6).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157395000126>
- [22] K. A. Brueckner, Two-body forces and nuclear saturation. iii. details of the structure of the nucleus, *Phys. Rev.* 97 (1955) 1353–1366. doi:10.1103/PhysRev.97.1353.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.97.1353>

- [23] J. Goldstone, Derivation of the brueckner many-body theory, Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences 239 (1217) (1957) 267–279.
- [24] H. A. Bethe, B. H. Brandow, A. G. Petschek, Reference spectrum method for nuclear matter, Phys. Rev. 129 (1963) 225–264. doi:10.1103/PhysRev.129.225.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.129.225>
- [25] R. Machleidt, High-precision, charge-dependent bonn nucleon-nucleon potential, Phys. Rev. C 63 (2001) 024001. doi:10.1103/PhysRevC.63.024001.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.024001>
- [26] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking, Phys. Rev. C 51 (1995) 38–51. doi:10.1103/PhysRevC.51.38.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.38>
- [27] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, M. Hjorth-Jensen, New effective interaction for $f_{5/2}g_{9/2}$ -shell nuclei, Phys. Rev. C 80 (2009) 064323. doi:10.1103/PhysRevC.80.064323.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.064323>
- [28] S. M. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves, K. Sieja, Island of inversion around ^{64}Cr , Phys. Rev. C 82 (2010) 054301. doi:10.1103/PhysRevC.82.054301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.054301>
- [29] S. Kahana, H. C. Lee, C. K. Scott, Effect of woods-saxon wave functions on the calculation of $a = 18, 206, 210$ spectra with a realistic interaction, Phys. Rev. 180 (1969) 956–966. doi:10.1103/PhysRev.180.956.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.180.956>
- [30] F. Nowacki, A. Poves, New effective interaction for $0\hbar\omega$ shell-model calculations in the $sd-pf$ valence space, Phys. Rev. C 79 (2009) 014310. doi:10.1103/PhysRevC.79.014310.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.014310>
- [31] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, W. Love, Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials, Nuclear Physics A 284 (3) (1977) 399–419. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90392-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90392-X).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594747790392X>
- [32] B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, S. C. Pieper, R. B. Wiringa, Quantum monte carlo calculations of nuclei with $alt; 7$, Phys. Rev. C 56 (1997) 1720–1750. doi:10.1103/PhysRevC.56.1720.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.56.1720>
- [33] C. C. PAIGE, Computational Variants of the Lanczos Method for the Eigenproblem, IMA Journal of Applied Mathematics 10 (3) (1972) 373–381. arXiv:<https://academic.oup.com/imamat/article-pdf/10/3/373/2459817/10-3-373.pdf>, doi:10.1093/imamat/10.3.373.
URL <https://doi.org/10.1093/imamat/10.3.373>

- [34] R. Raabe, Nucleon-transfer reactions with radioactive ion beams, euroschool on Exotic Beams 2021.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [35] N. K. Glendenning, Direct Nuclear Reactions, World Scientific Publishing Company, 2004.
- [36] A. Dijon, et al., Lifetime measurements in ^{63}Co and ^{65}Co , Phys. Rev. C 83 (2011) 064321. doi:10.1103/PhysRevC.83.064321.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.064321>
- [37] I. Ćeliković, et al., Probing collectivity in Zn isotopes with one particle or hole outside the $N = 40$ subshell closure, Phys. Rev. C 91 (2015) 044311. doi:10.1103/PhysRevC.91.044311.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.044311>
- [38] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure Volume II-Nuclear Deformations, World Scientific, 1998. doi:10.1142/3530.
URL <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/3530>
- [39] S. Nilsson, Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei, Doktorska disertacija (1955).
- [40] F. Iachello, A. Arima, The Interacting Boson Model, Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge University Press, 1987. doi:10.1017/CBO9780511895517.
- [41] A. Gorgen, Nuclear shapes, euroschool on Exotic Beams 2017.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [42] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective, Oxford University Press, 2005.
- [43] A. Obertelli, Nuclear structure studied with spectroscopy and reactions, euroschool on Exotic Beams 2016.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [44] N. Sensharma, Theory, Springer International Publishing, Cham, 2022, pp. 11–36. doi:10.1007/978-3-031-17150-5_2.
URL https://doi.org/10.1007/978-3-031-17150-5_2
- [45] A. O. Macchiavelli, Collective and nilsson models of deformed nuclei, euroschool on Exotic Beams 2021.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [46] K. Heyde, J. L. Wood, Shape coexistence in atomic nuclei, Rev. Mod. Phys. 83 (2011) 1467–1521. doi:10.1103/RevModPhys.83.1467.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1467>
- [47] T. T. N. S. T. Otsuka, Y. Tsunoda, T. Abe2, Single-particle states vs. collective modes: friends or enemies?, EPJ Web of Conferences 178 (May 2018). doi:10.1051/epjconf/201817802003.
URL <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817802003>

- [48] J. Ljungvall, Nuclear shapes and collectivity investigated using lifetime measurements and γ -ray spectroscopy, Université Paris Saclay, 2020.
URL <https://hal.science/tel-03862484>
- [49] A. Arima, H. Kawarada, Generalized seniority scheme, Journal of the Physical Society of Japan 19 (10) (1964) 1768–1782. doi:10.1143/JPSJ.19.1768.
URL <https://doi.org/10.1143/JPSJ.19.1768>
- [50] J. J. Ressler, et al., Transition from the seniority regime to collective motion, Phys. Rev. C 69 (2004) 034317. doi:10.1103/PhysRevC.69.034317.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.034317>
- [51] F. Nowacki, A. Poves, E. Caurier, B. Bounthong, Shape coexistence in ^{78}Ni as the portal to the fifth island of inversion, Phys. Rev. Lett. 117 (2016) 272501. doi:10.1103/PhysRevLett.117.272501.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.272501>
- [52] P. Doornenbal, H. Scheit, S. Takeuchi, N. Aoi, K. Li, M. Matsushita, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, H. Crawford, C. R. Hoffman, R. Hughes, E. Ideguchi, N. Kobayashi, Y. Kondo, J. Lee, S. Michimasa, T. Motobayashi, H. Sakurai, M. Takechi, Y. Togano, R. Winkler, K. Yoneda, In-beam γ -ray spectroscopy of $^{34,36,38}\text{Mg}$: Merging the $n=20$ and $n=28$ shell quenching, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 212502. doi:10.1103/PhysRevLett.111.212502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.212502>
- [53] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, Merging of the islands of inversion at $n = 20$ and $n = 28$, Phys. Rev. C 90 (2014) 014302. doi:10.1103/PhysRevC.90.014302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.014302>
- [54] J. Li, Merging of the island of inversion at $n=40$ and $n=50$, Physics Letters B 840 (2023) 137893. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137893>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269323002277>
- [55] R. Taniuchi, et al., ^{78}Ni revealed as a doubly magic stronghold against nuclear deformation, Nature 569 (2019) 014302. doi:10.1038/s41586-019-1155-x.
URL <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1155-x>
- [56] J. P. Elliott, Collective motion in the nuclear shell model. ii. the introduction of intrinsic wave-functions, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 245 (1243) (1958) 562–581.
URL <http://www.jstor.org/stable/100297>
- [57] J. P. Elliott, Collective motion in the nuclear shell model. i. classification schemes for states of mixed configurations, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 245 (1240) (1958) 128–145.
URL <http://www.jstor.org/stable/100416>
- [58] I. Ćeliković, Nuclear structure around doubly-magic nuclei: Lifetime measurements in the vicinity of ^{68}Ni and search for isomers around ^{100}Sn , Doktorska disertacija (2013).

- [59] J. Ljungvall, et al., Onset of collectivity in neutron-rich Fe isotopes: Toward a new island of inversion?, Phys. Rev. C 81 (2010) 061301. doi:10.1103/PhysRevC.81.061301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.061301>
- [60] W. Rother, et al., Enhanced quadrupole collectivity at $N = 40$: The case of neutron-rich Fe isotopes, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 022502. doi:10.1103/PhysRevLett.106.022502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.022502>
- [61] M. Klintefjord, et al., Measurement of lifetimes in $^{62,64}\text{Fe}$, $^{61,63}\text{Co}$, and ^{59}Mn , Phys. Rev. C 95 (2017) 024312. doi:10.1103/PhysRevC.95.024312.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.024312>
- [62] A. Gade, et al., Collectivity at $N = 40$ in neutron-rich ^{64}Cr , Phys. Rev. C 81 (2010) 051304. doi:10.1103/PhysRevC.81.051304.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.051304>
- [63] F. Recchia, et al., Spectroscopy of odd-mass cobalt isotopes toward the $N = 40$ subshell closure and shell-model description of spherical and deformed states, Phys. Rev. C 85 (2012) 064305. doi:10.1103/PhysRevC.85.064305.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.064305>
- [64] I. Stefanescu, et al., Interplay between single-particle and collective effects in the odd- A Cu isotopes beyond $N = 40$, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 112502. doi:10.1103/PhysRevLett.100.112502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.112502>
- [65] V. de Walle, et al., Low-energy coulomb excitation of neutron-rich zinc isotopes, Phys. Rev. C 79 (2009) 014309. doi:10.1103/PhysRevC.79.014309.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.014309>
- [66] S. Hellgartner, D. Mücher, K. Wimmer, et al., Axial and triaxial degrees of freedom in ^{72}Zn , Physics Letters B 841 (2023) 137933. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137933>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269323002678>
- [67] A. Illana, et al., Coulomb excitation of $^{74,76}\text{Zn}$, Phys. Rev. C 108 (2023) 044305. doi:10.1103/PhysRevC.108.044305.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.108.044305>
- [68] D. Mücher, G. Gürdal, K.-H. Speidel, G. J. Kumbartzki, N. Benczer-Koller, S. J. Q. Robinson, Y. Y. Sharon, L. Zamick, A. F. Lisetskiy, R. J. Casperson, A. Heinz, B. Krieger, J. Leske, P. Maier-Komor, V. Werner, E. Williams, R. Winkler, Nuclear structure studies of ^{70}Zn from g -factor and lifetime measurements, Phys. Rev. C 79 (2009) 054310. doi:10.1103/PhysRevC.79.054310.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.054310>
- [69] M. Niikura, et al., First direct lifetime measurement of the 2_1^+ state in $^{72,74}\text{Zn}$: New evidence for a shape transition between $N = 40$ and $N = 42$ close to $Z = 28$, Phys. Rev. C 85 (2012) 054321. doi:10.1103/PhysRevC.85.054321.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.054321>

- [70] C. Louchart, et al., Collective nature of low-lying excitations in $^{70,72,74}\text{Zn}$ from lifetime measurements using the AGATA spectrometer demonstrator, Phys. Rev. C 87 (2013) 054302. doi:[10.1103/PhysRevC.87.054302](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.054302).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.054302>
- [71] C. Wraith, et al., Evolution of nuclear structure in neutron-rich odd-zn isotopes and isomers, Physics Letters B 771 (2017) 385–391. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.05.085>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317304483>
- [72] X. F. Yang, et al., Investigating the large deformation of the $5/2^+$ isomeric state in ^{73}Zn : An indicator for triaxiality, Phys. Rev. C 97 (2018) 044324. doi:[10.1103/PhysRevC.97.044324](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.044324).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.044324>
- [73] S. Calinescu, et al., Coulomb and nuclear excitations of ^{70}Zn and ^{68}Ni at intermediate energy, Phys. Rev. C 104 (2021) 034318. doi:[10.1103/PhysRevC.104.034318](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.034318).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.104.034318>
- [74] M. Rocchini, et al., First evidence of axial shape asymmetry and configuration coexistence in ^{74}Zn : Suggestion for a northern extension of the $N = 40$ island of inversion, Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 122502. doi:[10.1103/PhysRevLett.130.122502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.122502).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.122502>
- [75] K. Kumar, Intrinsic quadrupole moments and shapes of nuclear ground states and excited states, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 249–253. doi:[10.1103/PhysRevLett.28.249](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.249).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.249>
- [76] V. Vedia, et al., Search for the ^{73}Ga ground-state doublet splitting in the β decay of ^{73}Zn , Phys. Rev. C 96 (2017) 034311. doi:[10.1103/PhysRevC.96.034311](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.034311).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.034311>
- [77] B. Singh, J. Chen, Nuclear data sheets for A=73, Nuclear Data Sheets 158 (2019) 1–257. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nds.2019.02.006>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375219300195>
- [78] G. Rotbard, G. LaRana, M. Vergnes, G. Berrier, J. Kalifa, F. Guilbault, R. Tamisier, $^{70,72,74,76}\text{Ge}(d, ^3\text{He})^{69,71,73,75}\text{Ga}$ reactions at 26 MeV, Phys. Rev. C 18 (1978) 86–95. doi:[10.1103/PhysRevC.18.86](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.18.86).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.18.86>
- [79] M. N. Vergnes, G. Rotbard, E. R. Flynn, D. L. Hanson, S. D. Orbesen, F. Guilbaut, D. Arduouin, C. Lebrun, ^{71}Ga and ^{73}Ga levels as observed in the (t,p) reaction, Phys. Rev. C 19 (1979) 1276–1287. doi:[10.1103/PhysRevC.19.1276](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.19.1276).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.19.1276>
- [80] G. Rotbard, M. Vergnes, G. Berrier-Ronsin, J. Vernotte, Neutron rich ^{73}Ga and ^{79}As isotopes via the (α,p) reaction, Phys. Rev. C 21 (1980) 2293–2302. doi:

- 10.1103/PhysRevC.21.2293.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.21.2293>
- [81] I. Stefanescu, et al., Identification of the $g_{9/2}$ -proton bands in the neutron-rich $^{71,73,75,77}\text{Ga}$ nuclei, Phys. Rev. C 79 (2009) 064302. doi:10.1103/PhysRevC.79.064302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.064302>
- [82] B. Cheal, et al., Nuclear spins and moments of Ga isotopes reveal sudden structural changes between $N = 40$ and $N = 50$, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 252502. doi:10.1103/PhysRevLett.104.252502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.252502>
- [83] J. Diriken, et al., Coulomb excitation of ^{73}Ga , Phys. Rev. C 82 (2010) 064309. doi:10.1103/PhysRevC.82.064309.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.064309>
- [84] C. Michelagnoli, Advanced γ ray high resolution spectroscopy, euroschool on Exotic Beams 2022.
URL <https://www.euroschoolonexoticbeams.be/history>
- [85] K. S. Krane, Introductory nuclear physics, John Wiley Sons, 1987.
- [86] V. F. W. John M. Blatt, Theoretical Nuclear Physics, Springer New York, NY, 1979. doi:10.1007/978-1-4612-9959-2.
URL <https://doi.org/10.1007/978-1-4612-9959-2>
- [87] T. C. Braunroth, Lifetime measurements in neutron-rich isotopes close to $n=40$ and development of a simulation tool for rdds spectra, Doktorska disertacija (2017).
- [88] K. Alder, A. Winther, Electromagnetic Excitation, Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions, 1975.
- [89] W. D. Hamilton, The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy, North-Holland Pub. Co. ; American Elsevier Pub. Co. Amsterdam, New York, 1975.
- [90] P. Regan, Post Graduate Nuclear Experimental Techniques, 2003.
- [91] H. Mach, R. Gill, M. Moszyński, A method for picosecond lifetime measurements for neutron-rich nuclei: (1) outline of the method, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 280 (1) (1989) 49–72. doi:[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91272-2](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91272-2).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900289912722>
- [92] Lifetime analysis using the doppler-shift attenuation method with a gate on feeding transition, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 437 (2) (1999) 274–281. doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00771-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00771-8).
- [93] A. Chester, B. A. Brown, S. P. Burcher, M. P. Carpenter, J. J. Carroll, C. J. Chiara, P. A. Copp, B. P. Crider, J. T. Harke, D. E. M. Hoff, K. Kolos, S. N. Liddick, B. Longfellow, M. J. Mogannam, T. H. Ogunbeku, C. J. Prokop, D. Rhodes, A. L.

- Richard, O. A. Shehu, A. S. Tamashiro, R. Unz, Y. Xiao, Identification of a new isomeric state in ^{76}Zn following the β decay of ^{76}Cu , Phys. Rev. C 104 (2021) 054314. doi:[10.1103/PhysRevC.104.054314](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.054314).
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.104.054314>
- [94] A. Dewald, O. Möller, P. Petkov, Developing the recoil distance doppler-shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states, Progress in Particle and Nuclear Physics 67 (3) (2012) 786–839. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2012.03.003>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641012000713>
- [95] A. Dewald, S. Harissopoulos, P. von Brentano, The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance Doppler-shift data, Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei 334 (1989) 163–175. doi:<https://doi.org/10.1007/BF01294217>.
URL <https://link.springer.com/article/10.1007/BF01294217>
- [96] E. Clément, et al., Conceptual design of the AGATA 1π array at GANIL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 855 (2017) 1–12. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.063>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217302590>
- [97] L. G. Moretto, R. P. Schmitt, Deep inelastic reactions: a probe of the collective properties of nuclear matter, Reports on Progress in Physics 44 (5) (1981) 533. doi:[10.1088/0034-4885/44/5/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/44/5/002).
URL <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/44/5/002>
- [98] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Theoretical and Mathematical Physics, Springer Berlin, Heidelberg, 1980.
- [99] C. Schmitt, M. Rejmund, A. Navin, B. Lecornu, B. Jacquot, G. de France, A. Lemasson, A. Shrivastava, P. Greenlees, J. Uusitalo, et al., New gas-filled mode of the large-acceptance spectrometer vamos, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 621 (1-3) (2010) 558–565.
- [100] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig, S. Bhattacharyya, Performance of vamos for reactions near the coulomb barrier, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 593 (3) (2008) 343–352. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.003>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208007080>
- [101] A. Lemasson, M. Rejmund, Fast trajectory reconstruction techniques for the large acceptance magnetic spectrometer vamos++, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 1054 (2023) 168407. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168407>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223003972>

- [102] T. Baumann, Fragment separators - minicourse on experimental techniques at the nscl (09 2001).
URL https://people.nscl.msu.edu/~baumann/frs_lecture.pdf
- [103] M. Vandebruck, A. Lemasson, M. Rejmund, G. Fremont, J. Pancin, A. Navin, C. Michelagnoli, J. Goupil, C. Spitaels, B. Jacquot, Dual position sensitive mwpc for tracking reaction products at vamos++, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 812 (12 2015). doi:10.1016/j.nima.2015.12.040.
- [104] J. C. Kelly, David C. Carey, The Optics of Charged Particle Beams (Harwood Academic Publishers, Chur. London. Paris. New York, 1987) 317 p., \$75, Laser and Particle Beams 6 (4) (1988) 757. doi:10.1017/S026303460000570X.
- [105] F. Méot, The ray-tracing code zgoubi, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 427 (1) (1999) 353–356. doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01508-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01508-3).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298015083>
- [106] O. Tarasov, D. Bazin, Lise++: Radioactive beam production with in-flight separators, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 266 (19) (2008) 4657–4664, proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.110>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X08007969>
- [107] F. Azaiez, Exogam: a -ray spectrometer for radioactive beams, Nuclear Physics A 654 (1, Supplement 1) (1999) 1003c–1008c. doi:[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(00\)88588-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(00)88588-7).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947400885887>
- [108] Eurogam — a high efficiency escape suppressed spectrometer array, Nuclear Physics A 520 (1990) c657–c667, nuclear Structure in the Nineties. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)91182-Q](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)91182-Q).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749091182Q>
- [109] I.-Y. Lee, The gammasphere, Nuclear Physics A 520 (1990) c641–c655, nuclear Structure in the Nineties. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)91181-P](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)91181-P).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749091181P>
- [110] D. Bucurescu, I. Căta-Danil, G. Ciocan, C. Costache, D. Deleanu, R. Dima, D. Filipescu, N. Florea, D. Ghiță, T. Glodariu, M. Ivașcu, R. Lică, N. Mărginean, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, C. Niță, A. Olăcel, S. Pascu, T. Sava, L. Stroe, A. Ţerban, R. Șuvăilă, S. Toma, N. Zamfir, G. Căta-Danil, I. Gheorghe, I. Mitu, G. Suliman, C. Ur, T. Braunroth, A. Dewald, C. Fransen, A. Bruce, Z. Podolyák,

- P. Regan, O. Roberts, The rosphere -ray spectroscopy array, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 837 (2016) 1–10. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.08.052>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216308798>
- [111] C. Beausang, Greta: the gamma-ray energy-tracking array. status of the development and physics opportunities, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 204 (2003) 666–670, 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications. doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)02148-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)02148-1).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X02021481>
- [112] Korichi, A., Lauritsen, T., Tracking γ rays in highly segmented hpge detectors: A review of agata and gretina, Eur. Phys. J. A 55 (7) (2019) 121. doi:[10.1140/epja/i2019-12787-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12787-1).
URL <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12787-1>
- [113] R. Venturelli, D. Bazzacco, Adaptive grid search as pulse shape analysis algorithm for γ -tracking and results, LNL Annual Report 2005 (2004).
- [114] L. Lewandowski, et al., Pulse-shape analysis and position resolution in highly segmented hpge agata detectors, The European Physical Journal A 55 (81) (2019). doi:[10.1140/epja/i2019-12752-0](https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12752-0).
URL <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12752-0>
- [115] A. Lopez-Martens, K. Hauschild, A. Korichi, J. Roccazz, J.-P. Thibaud, -ray tracking algorithms: a comparison, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 533 (3) (2004) 454–466. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.06.154>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204014779>
- [116] E. Farnea, F. Recchia, D. Bazzacco, T. Kröll, Z. Podolyák, B. Quintana, A. Gadea, Conceptual design and monte carlo simulations of the agata array, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 621 (1) (2010) 331–343. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.043>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210008922>
- [117] J. Ljungvall, Agata geant4 simulations for agata@ganil: Features and examples (2013).
- [118] J. Ljungvall, et al., Performance of the Advanced GAMMA Tracking Array at GANIL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 955 (2020) 163297. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163297>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219315475>

- [119] M. Doncel, et al., Determination of lifetimes of nuclear excited states using the recoil distance doppler shift method in combination with magnetic spectrometers, Eur. Phys. J. A 53 (10) (2017) 211. doi:10.1140/epja/i2017-12382-6.
URL <https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12382-6>
- [120] B. Singh, Nuclear data sheets update for $a = 76$, Nuclear Data Sheets 74 (1) (1995) 63–164. doi:<https://doi.org/10.1006/ndsh.1995.1005>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375285710058>
- [121] J. F. Bruandet, B. Berthet, C. Morand, A. Giorni, J. P. Longequeue, T. U. Chan, High-spin states in ^{68}Zn , Phys. Rev. C 14 (1976) 103–108. doi:10.1103/PhysRevC.14.103.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.14.103>
- [122] T. R. Fisher, P. D. Bond, A test of the reliability of the doppler shift attenuation technique for the measurement of lifetimes in medium-weight nuclei, Part.Nucl. 6 (1973) 119.
- [123] R. Neuhausen, Transition charge densities of low-lying collective states in even zn isotopes, Nuclear Physics A 282 (1) (1977) 125–152. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90175-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90175-0).
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947477901750>
- [124] G. Duchêne, et al., Fisioni eksperiment sa EXOGAM-VAMOS postavkom, Neobjavljen.
- [125] J. L. Tracy, et al., Updated β -decay measurement of neutron-rich ^{74}Cu , Phys. Rev. C 98 (2018) 034309. doi:10.1103/PhysRevC.98.034309.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.034309>
- [126] S. Mukhopadhyay, B. P. Crider, B. A. Brown, S. F. Ashley, A. Chakraborty, A. Kumar, M. T. McEllistrem, E. E. Peters, F. M. Prados-Estévez, S. W. Yates, Nuclear structure of ^{76}Ge from inelastic neutron scattering measurements and shell model calculations, Phys. Rev. C 95 (2017) 014327. doi:10.1103/PhysRevC.95.014327.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.014327>
- [127] A. D. Ayangeakaa, et al., Triaxiality and the nature of low-energy excitations in ^{76}Ge , Phys. Rev. C 107 (2023) 044314. doi:10.1103/PhysRevC.107.044314.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.044314>
- [128] W.-T. Chou, D. S. Brenner, R. F. Casten, R. L. Gill, Level lifetime measurements and the structure of neutron-rich ^{78}Ge , Phys. Rev. C 47 (1993) 157–162. doi:10.1103/PhysRevC.47.157.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.47.157>
- [129] C. Y. Niu, et al., Spectroscopic study of the possibly triaxial transitional nucleus ^{75}Ge , Phys. Rev. C 97 (2018) 034322. doi:10.1103/PhysRevC.97.034322.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.034322>
- [130] M. Dufour, A. P. Zuker, Realistic collective nuclear Hamiltonian, Phys. Rev. C 54 (1996) 1641–1660. doi:10.1103/PhysRevC.54.1641.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.1641>

- [131] H. Jiang, G. J. Fu, Y. M. Zhao, A. Arima, Low-lying structure of neutron-rich Zn and Ga isotopes, Phys. Rev. C 84 (2011) 034302. doi:10.1103/PhysRevC.84.034302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.034302>
- [132] D. Hertz-Kintish, L. Zamick, S. J. Q. Robinson, $b(e2, 4 \rightarrow 2)/b(e2, 2 \rightarrow 0)$ ratio in even-even nuclei: Apparent anomalous behavior of the chromium isotopes, Phys. Rev. C 90 (2014) 034307. doi:10.1103/PhysRevC.90.034307.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.034307>
- [133] T. Grahn, et al., Excited states and reduced transition probabilities in ^{168}Os , Phys. Rev. C 94 (2016) 044327. doi:10.1103/PhysRevC.94.044327.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.044327>
- [134] B. Saygılı, et al., Reduced transition probabilities along the yrast line in ^{166}W , Phys. Rev. C 96 (2017) 021301. doi:10.1103/PhysRevC.96.021301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.021301>
- [135] B. Cederwall, et al., Lifetime measurements of excited states in ^{172}Pt and the variation of quadrupole transition strength with angular momentum, Phys. Rev. Lett. 121 (2018) 022502. doi:10.1103/PhysRevLett.121.022502.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.022502>
- [136] A. Goasduff, et al., $B(E2)$ anomalies in the yrast band of ^{170}Os , Phys. Rev. C 100 (2019) 034302. doi:10.1103/PhysRevC.100.034302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.034302>
- [137] P. E. Garrett, M. Zielińska, E. Clément, An experimental view on shape coexistence in nuclei, Prog. Part. Nucl. Phys. 124 (2022) 103931. doi:10.1016/j.ppnp.2021.103931.
- [138] A. M. Forney, et al., Novel $\Delta j = 1$ sequence in ^{78}Ge : Possible evidence for triaxiality, Phys. Rev. Lett. 120 (2018) 212501. doi:10.1103/PhysRevLett.120.212501.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.212501>
- [139] J. Sun, et al., Spectroscopy of ^{74}Ge : From soft to rigid triaxiality, Physics Letters B 734 (2014) 308–313. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.069>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314003797>
- [140] P. Möller, A. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa, Nuclear ground-state masses and deformations: Frdm(2012), Atomic Data and Nuclear Data Tables 109–110 (2016) 1–204. doi:<https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>.
URL
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X1600005X>
- [141] T. Milanović, I. Čeliković, A simple analytical approach to deal with unobserved feeding in lifetime measurements using a plunger method, Nuclear Technology and Radiation Protection 38 (2023) 253–257. doi:10.2298/NTRP2304253M.
URL <https://doi.org/10.2298/NTRP2304253M>
- [142] T. Milanović, et al., Lifetime measurements of low-lying states in $^{73,75}\text{Ga}$ and $^{70,72,74}\text{Zn}$ isotopes, Acta Phys. Pol. B 51 (2020) 837. doi:10.5506/APhysPolB.51.837.
URL <https://www.actaphys.uj.edu.pl/fulltext?series=Reg&vol=51&page=837>

Spisak slika

1.1	N-Z dijagram na kome su prikazani otkriveni i predviđeni izotopi, a u zavisnosti od broja protona i neutrona. Slika je preuzeta iz [1].	1
1.2	Uvećani deo N-Z dijagrama u masenoj oblasti oko Z=28 i N=40, na koju je usmerena ova teza. Slika je preuzeta iz [4].	2
2.1	Raspored ljudski korišćenjem različitih potencijala srednjeg polja.	5
2.2	Delovanje tenzorske sile među nukleonima u orbitalama j i j' , [11].	6
2.3	Proton (neutron) ESPE u funkciji N(Z). Tačke predstavljaju eksperimentalne podatke. (a) Proton ESPE u odnosu na $1d_{3/2}$, u Ca. (b) Proton ESPE u Ni isotopes. (c) Neutron ESPE u N=51 izotonama, u odnosu na $2d_{5/2}$. (d) Proton ESPE u Sb. Slika je preuzeta iz [11]	7
2.4	Mešanje konfiguracija. Slika je preuzeta iz [19].	9
2.5	Neki primeri realističnih NN interakcija. Na slici levo prikazan je Argonne ν_{18} potencijal [26], koji je uspešno reprodukovao karakteristike deuterona i može se koristiti za modele lakih jezgara poput ^4He i ^{16}O . Na slici desno prikazan je tenzorski potencijal za nekoliko različitih pristupa (modeli razmene mezona, modifikovan Jukavin potencijal $M3Y$ [31], modifikovana Argonne ν_{18} interakcija sa dodatom NNN interakcijom $AV8'$ [32] i G-matrica za normalnu nuklearnu gustinu), koji se razlikuju samo za NN udaljenosti <0.6 fm. Slike su preuzete iz [26] i [11], redom.	10
3.1	Kvadrupolne deformacije opisane pomoću (β, γ) dijagrama. Slika je uzeta iz [43] i [44] i modifikovana.	14
3.2	Projekcija ukupnog momenta impulsa na osu simetrije [45].	15
3.3	Nilsonove orbitale [45].	16
3.4	Na levom delu slike prikazana je šema pobuđenih nivoa glavne grane u parno-parnim jezgrima sa prikazanim vrednostima seniornosti. Na desnom delu prikazana je zavisnost $B(E2;\downarrow)$ vrednosti od postepenog popunjavanja ljudske f u slučaju kada je seniornost očuvana ($\Delta\nu=0$) ili kada nije ($\Delta\nu=2$). Slika je preuzeta iz [50].	18
3.5	Mapa ostrva inverzije srednje teških neutronima bogatih jezgara. Slika je preuzeta iz [8].	19
3.6	Energije pobude 2^+ stanja u izotopima Cr, Ni, Mg i Ca u okolini ostrva inverzije. Izotopi ^{64}Cr i ^{74}Cr povezuju OI na N=40 i N=50, dok izotopi ^{32}Mg i ^{40}Mg povezuju OI na N=20 i N=28. Prikazane su vrednosti dobijene proračunima modela ljudsaka, kao i eksperimentalne ukoliko su dostupne. Slika je preuzeta iz [8].	20

4.1 Eksperimentalne vrednosti $E(2_1^+)$ (slika (a)) i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (slika (b)) parno-parnih jezgara sa $Z=24-32$ i $N=24-54$. Podaci su uzeti iz [4], u slučajevima sa više dostupnih eksperimentalnih rezultata predstavljaju težinski usrednjene vrednosti.	21
4.2 Na levom delu slike prikazane su neutronske ESPE, a na desnom delu energija 2_1^+ stanja i $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ za $N=40$, dobijene koristeći LNPS interakciju, slika je uzeta iz [28].	22
4.3 Na slici (a) prikazana je sistematika $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vrednosti, a na slici (b) sistematika $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ vrednosti u izotopima cinka oko $N=40$. Slike su uzete iz [67].	23
4.4 (β, γ) dijagrami osnovnih stanja u $^{70,74}\text{Zn}$. Na levom delu slika prikazane su teorijski proračunate površinske potencijalne energije kao i rasprostranjenost talasne funkcije (narandžasti krugovi). Na desnom delu prikazane su vrednosti parametara deformacije dobijene Kumarovim pristupom [75], nezavisno od odabira teorijskog modela. Gornji deo slike uzet je iz [73], a donji deo iz [67].	24
4.5 Energije nisko pobuđenih stanja u neparnim Ga izotopima oko $N=40$. Jednočestična stanja su obeležena šupljim simbolima. Radi poređenja sa energijama $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ i $11/2_1^-$ stanja, prikazane su i energije 2_1^+ i 4_1^+ stanja u Zn izotopima. Energija $9/2_1^-$ stanja je obeležena sa simbolom * jer je prikazana ne stvarna, nego relativna energija u odnosu na energiju $5/2_1^-$ stanja.	25
5.1 Radijativna širina pobuđenog stanja. Slika je modifikovana iz [84].	26
5.2 Hiperbolično relativno kretanje jezgra projektila u odnosu na jezgro mete. Slika je uzeta iz [43].	29
5.3 Na levom delu slike prikazana je vremenska raspodela odbroja između dva pulsa, fitovana na eksponencijalnu krivu raspada u odnosu na šum, čime je određeno vreme života izomernog stanja na 2634 keV u ^{76}Zn . Preuzeto iz [93]. Na desnom delu slike prikazani su različiti oblici γ pika u zavisnosti od vremena života stanja sa kog se odvija prelaz, a preuzeto je iz [68].	30
5.4 Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza za različite meta-degrader udaljenosti.	31
5.5 Izgled iz ptičje perspektive eksperimentalne postavke za merenje vremena života pomoću masenog spektrometra i detektorskog niza. Ispred komore u kojoj se nalazi plunger stoji ulaz u VAMOS++ maseni spektrometar (pogledati poglavje 6.2), a iza AGATA detektorski niz (pogledati poglavje 6.3) od 29 detektora i u kompaktnoj poziciji, što je egzaktna postavka eksperimenta koji je analiziran u tezi.	32
5.6 Na levom delu slike prikazana je delimična šema nivoa oko ispitivanog nivoa N_i , a na desnom primer fitovanja krive raspada posmatranog stanja i	33
6.1 Eksperimentalna postavka u hali G2 u GANIL-u, Kaen, Francuska. Sastoji se od akceleratora kojim dolazi snop, komore za reakciju, masenog spektrometra VAMOS++ i njegovog detekcionog sistema, od niza HPGe detektora AGATA i sistema za hlađenje istih pomoću tečnog azota (LN2). [96]	35

6.2	U levom gornjem delu slike prikazan je plunger uređaj sa metom ^{76}Ge i degraderom od magnezijuma, a u desnom šematski prikaz plungera smeštenog u komoru za reakciju. U donjem delu su prikazani meta i degrader na nosačima, s leva na desno, redom.	36
6.3	Ilustracija nuklearne reakcije dubokog neelastičnog rasejanja.	37
6.4	Šematski prikaz osnovnih delova masenog spektrometra VAMOS++. Slika je preuzeta iz [101].	38
6.5	Magnetni dipol (a) i kvadrupol (b) za usmeravanje i fokusiranje snopa čestica. Slika je preuzeta iz [102].	39
6.6	Šematski prikaz detekcionog sistema VAMOS++. Slika je preuzeta iz [101].	39
6.7	U levom delu slike nalazi se šematski prikaz detektorske postavke poziciono osetljivog proporcionalnog brojača DPS-MWPC, a na izdvojenom delu (a) je ilustracija pozicija ploča. Na desnom delu slike se nalazi izgled prednje i zadnje strane detektora. Slika je preuzeta iz [103] i modifikovana.	40
6.8	Šematski prikaz postupka rekonstrukcije putanje (levo) i identifikacije čestica (desno). Slika je preuzeta iz [100].	42
6.9	Raspodela masa izotopa identifikovanih pomoću VAMOS++-a.	42
6.10	Na levom delu slike prikazana je segmentacija HPGe kristala, uzeta iz [2]. Na desnom delu slike je trostruki klaster koji je osnovna gradivna jedinica AGATA detektorskog niza i sadrži tri kristala HPGe sa propratnom elektronikom i sistemom za hlađenje, a slika je preuzeta iz [112].	43
6.11	Levi deo slike prikazuje interakcije u jednom kristalu za izvor ^{158}Er , preuzet je iz [112], dok desni deo slike prikazuje analizu oblika signala i preuzet je iz [84].	44
6.12	Na slikama 6.12a i 6.12b je prikazan izgled nominalne i kompaktne pozicije (AGATA pomerena za 10 cm duž z-ose), dok su na slici 6.12c prikazane efikasnosti nominalne i kompaktne pozicije, redom. Plavim krivama su predstavljene efikasnosti detekcije svih γ zraka, a narandžastim efikasnost nakon "praćenja" γ zraka.	45
7.1	Efektivne krive raspada stanja u zavisnosti od vremena života stanja koje ga puni.	47
7.2	Šema raspada oko stanja i , sa jednim poznatim punjenjem sa stanja h_{poz} i jednim nepoznatim punjenjem sa stanja h_{nep} , koje predstavlja aproksimaciju svih stanja koje potencijalno pune stanje i , a sa kojih se prelazi ne uočavaju u spektru.	48
7.3	Simulirane krive raspada stanja i , kome odgovara vreme života τ_1 , sa punjenjem sa stanja poznatog vremena života τ_2 i nepoznatih stanja fiktivnog vremena života τ_3	49
7.4	Provera metode na stanju 2_1^+ u ^{72}Zn fitovanjem eksperimentalno određenih vrednosti $N_1(t)$. $N_2(0)$ kao i λ_2 su određeni eksperimentalno i fiksirani. Na grafiku levo prikazan je fit pretpostavljajući nepoznato punjenje intenziteta oko 30% i vremena života 20 ps, a na desnom nepoznato punjenje intenziteta oko 10 % i vremena života 5 ps.	50
8.1	Ilustracija selekcije po uglu. Na slici 8.1a prikazan je ukupan broj događaja za energije oko energije prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ u zavisnosti od kosinusa ugla detekcije, $\cos \theta$. Na slici 8.1b prikazan je izgled pika u zavisnosti od ugla.	52

8.2 Ilustracija selekcije po masi. Plavi spektar dobijen je smanjivanjem granica odabrane mase u odnosu na narandžasti spektar.	53
8.3 Merenje vremena života stanja 4^+ u ^{76}Ge . Na slici 8.3a prikazana je evolucija prelaza $4^+ \rightarrow 2^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Na slici 8.3b prikazana je kriva raspada, a na slici 8.3c vreme života po udaljenostima, punom linijom je prikazana težinski usrednjena vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške ove vrednosti.	54
8.4 γ spektar ^{73}Ga na sumi svih udaljenosti meta-degrader.	55
8.5 Delimična šema raspada ^{73}Ga . Nivo ($5/2_2^-$) označen je simbolom * jer u baze podataka NNDC još nije unet samo spin $5/2^-$ koji je određen u eksperimentu Kulonove ekscitacije [83]. Stanje ($5/2_3^-$) i prelaz 930.7 keV označeni su isprekidanim linijama jer nije potvrđeno da ova γ linija odgovara baš naznačenom prelazu.	55
8.6 Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-, 3/2_1^-$ i prelaza na 930.7(3) keV u ^{73}Ga po različitim meta-degrader udaljenostima.	56
8.7 Evolucija prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2^-$ (levo) i $(7/2_1^-) \rightarrow 1/2_1^-, 3/2_1^-$ (desno) u ^{73}Ga , po različitim meta-degrader udaljenostima.	57
8.8 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	58
8.9 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	59
8.10 Spektar ^{75}Ga na sumi svih udaljenosti meta-degrader.	60
8.11 Delimična šema raspada ^{75}Ga	60
8.12 Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$, $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ i $(5/2_2^-) \rightarrow 3/2_1^-$ (s leva na desno) u ^{75}Ga , sa porastom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom je označena spora, a isprekidanom brza komponenta.	61
8.13 Evolucija prelaza $(7/2_1^-) \rightarrow 3/2_1^-$, $(9/2_1^-) \rightarrow (5/2_2^-)$ i $(11/2_1^-) \rightarrow (7/2_1^-)$ (s leva na desno) u ^{75}Ga , sa porastom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom je označena spora, a isprekidanom brza komponenta.	62
8.14 Na levim delovima slika prikazana su vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a greške isprekidanom.	63
8.16 Na slici 8.16a prikazan je γ spektar ^{68}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.16b delimična šema raspada ^{68}Zn	65
8.17 Na slici (a) prikazana je evolucija prelaza $(6)^- \rightarrow 5^-$ po udaljenostima meta-degrader, a evolucija preleza $(7^-) \rightarrow (6)^-$ na slici (b), u ^{68}Zn . Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	66
8.18 Prikazana je evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $5^- \rightarrow 4_1^+$, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ i $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ (s leva na desno) u ^{68}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	67
8.19 Na slici (a) prikazana kriva raspada, a na slici (b) vrednosti vremena života za udaljenosti od $119 \mu\text{m}$ i $218 \mu\text{m}$	67

8.20 Na slici 8.20a prikazan je γ spektar ^{70}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.20b delimična šema raspada ^{70}Zn	68
8.21 Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ (s leva na desno) u ^{70}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	69
8.22 Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ , 4_1^+ i 8_1^+ u ^{70}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.	70
8.23 Na slici 8.23a prikazan je γ spektar ^{72}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.23b delimična šema raspada ^{72}Zn	70
8.24 Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$ i $(6_1^+) \rightarrow (4_1^+)$ (s leva na desno) u ^{72}Zn , po udaljenostima meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	71
8.25 Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ , (4_1^+) , (6_1^+) i (8_1^+) u ^{72}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.	72
8.26 Na slici 8.26a prikazan je γ spektar ^{74}Zn na sumi svih udaljenosti meta-degrader, a na slici 8.26b delimična šema raspada ^{74}Zn . Pikovi na spektru označeni simbolima ? označavaju prelaze slabog intenziteta, a čije mesto u šemi raspada nije poznato.	72
8.27 Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika (a)) i $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika (b)) u ^{74}Zn , za različite udaljenosti meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	73
8.28 Krive raspada i vremena života pobuđenih stanja 2_1^+ i $(4_1)^+$ u ^{74}Zn . Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.	74
8.29 Evolucija odnosa intenziteta brze i spore komponente prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika (a)) i $(4_1)^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika (b)) u ^{74}Zn , za različite udaljenosti meta-degrader. Punom linijom su prikazane spore, a isprekidanom brze komponente γ raspada.	75
8.30 Na slikama (a)-(c) je prikazana provera vremena života stanja $(4_1)^+$ uključujući i moguća punjenja sa nivoa koji nisu smešteni u šemi raspada. Na slici (c) je prikazano vreme života dobijeno za minimalnu vrednost χ^2 uključujući različita nepoznata punjenja. Punom linijom je prikazana srednja vrednost vremena života za ove udaljenosti, a isprekidanom linijom su prikazane granice greške srednje vrednosti.	76
8.31 Spektar ^{76}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948\text{ }\mu\text{m}$	78
8.32 Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{76}Ge	78
8.33 Evolucija prelaza $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ (slika levo) kao i prelaza $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	79

8.34 Evolucija prelaza $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ i $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	80
8.35 Evolucija prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	81
8.36 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	82
8.37 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	83
8.38 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada, a na desnim vremena života odgovarajućih stanja za različite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	84
8.39 Spektar ${}^{78}\text{Ge}$ na udaljenosti meta-degrader od $9948\text{ }\mu\text{m}$	85
8.40 Delimična šema nisko pobuđenih stanja ${}^{78}\text{Ge}$	85
8.41 Evolucija prelaza $(5^+) \rightarrow (4^+)$ i $(3^+) \rightarrow (2_2^+)$ (slika levo) kao i prelaza $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	86
8.42 Evolucija prelaza $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ i $(4^+) \rightarrow (3^+)$ (slika levo) kao i prelaza $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i $(8_1^+) \rightarrow (6_1^+)$ (slika desno) sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	87
8.43 Evolucija prelaza (redom s leva na desno) $(3^+) \rightarrow 2_1^+$, $(5_1^-) \rightarrow 4_1^+$, $(6_1^+) \rightarrow 4_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	87
8.44 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	88
8.45 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	89
8.46 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	90
8.47 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	91

8.48 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	92
8.49 Spektar ^{75}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948\ \mu\text{m}$	94
8.50 Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{75}Ge . Stanja i prelazi označeni isprekidanim linijama su identifikovani samo u [129]i nisu prošli evaluaciju u bazama podataka NNDC [4].	94
8.51 γ spektar dobijen u koincidenciji sa $444\ \text{keV}$, na udaljenosti od $5\ \text{mm}$	95
8.52 Evolucija prelaza $5/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$ i $3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	96
8.53 Evolucija prelaza $5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$, $(7/2_1^-) \rightarrow 5/2_1^-$ i $(7/2_2^-) \rightarrow 5/2_2^-$, kao i nepoznatog prelaza na $350\ \text{keV}$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	97
8.54 Evolucija prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	98
8.55 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	99
8.56 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	100
8.57 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	101
8.58 Spektar ^{77}Ge na udaljenosti meta-degrader od $9948\ \mu\text{m}$	102
8.59 Delimična šema nisko pobuđenih stanja ^{77}Ge	102
8.60 Spektri dobijeni u koincidenciji sa prelazima na $584.6\ \text{keV}$ (gore) i $717.5\ \text{keV}$ (dole).	103
8.61 Deo γ spektra $1140\ \text{keV}$, gde postoji veći broj pikova koje nije moguće razdvojiti.	104
8.62 Evolucija prelaza $9/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$, $7/2_2^+ \rightarrow 9/2_1^+$ i nepoznatog prelaza na $584.6\ \text{keV}$ sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	105
8.63 Evolucije prelaza sa promenom udaljenosti meta-degrader. Punom linijom prikazane su nepomerene, a isprekidanom linijom Doplerovski pomerene komponente prelaza.	107
8.64 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	108

8.65 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	109
8.66 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	110
8.67 Na levim delovima slika prikazane su krive raspada odgovarajućih prelaza, a na desnim vremena života za raličite udaljenosti meta-degrader. Težinski usrednjena vrednost vremena života prikazana je punom linijom, a merne nesigurnosti isprekidanom.	111
 9.1 Eksperimentalne energije nisko pobuđenih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$ prikazane pored odgovarajućih energija dobijenih pomoću proračuna modela ljudski koristeći LNPS i JUN45 interakcije.	114
9.2 Popunjeno ljudsaka neutronima, dobijena koristeći JUN45 interakciju. . . .	120
9.3 Popunjeno ljudsaka protonima, dobijena koristeći JUN45 interakciju. . . .	120
9.4 Popunjeno ljudsaka neutronima, dobijena koristeći LNPS interakciju. . . .	121
9.5 Popunjeno ljudsaka protonima, dobijena koristeći LNPS interakciju. . . .	121
9.6 Poređenje eksperimentalnih (levo) i vrednosti vremena života dobijenih metodom minimizacije χ^2 (desno).	122
9.7 Poređenje eksperimentalnih (levo) i vrednosti vremena života dobijenih metodom minimizacije χ^2 (desno).	123
9.8 Poređenje $B(E2; J \rightarrow J - 2)$ odnosa eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovoj tezi sa prethodnim eksperimentalnim rezultatima dobijenih istom metodom i kulanovom eksitacijom, kao i sa teorijskim predviđanjima. Prethodni eksperimentalni podaci su uzeti iz: Čeliković [58], Louchart [70], Niikura [69], prethodni rezultati [4], Van de Walle [65], Calinescu [73], Hellgartner [66] i Illana [67].	124
9.9 Odnos $B_{4/2}$ dobijen u ovom eksperimentu u poređenju sa prethodnim eksperimentalnim rezultatima [58, 70, 66, 67] i teorijskim predviđanjima. . . .	125
9.10 Eksperimentalne energije pobuđenih stanja i one dobijene pomoću teorijskih proračuna koristeći JUN45 interakciju, za parne izotope $^{76,78}\text{Ge}$. . .	127
9.11 Eksperimentalne energije pobuđenih stanja i one dobijene pomoću teorijskih proračuna koristeći JUN45 interakciju, za neparne izotope $^{75,77}\text{Ge}$. .	127

Spisak tabela

5.1	U drugoj koloni predstavljena je veza verovatnoće i redukovane verovatnoće prelaza za različite multipolnosti. U trećoj i četvrtoj koloni su prikazane Vajskopfove jednočestične procene redukovanih verovatnoća prelaza i vremena života stanja, redom [84].	28
7.1	Prikaz zavisnosti efektivnog vremena života stanja (τ_i) u zavisnosti od vrednosti vremena života stanja koje ga puni (τ_h), kao i od oblasti fitovanja krive raspada, a koja je umesto u zavisnosti od udaljenosti meta-degrader prikazana u zavisnosti od vremena preleta u [ps].	47
7.2	Proračunate vrednosti λ_1 i λ_2 nakon fitovanja simuliranih raspada stanja sa vremenom života τ_1 , a sa dva punjenja sa vremenima života τ_2 (poznato) i τ_3 (nepoznato).	50
8.1	Eksperimentalni rezultati vremena života nisko pobuđenih stanja u $^{73,75}\text{Ga}$. Vremena označena sa simbolom * predstavljaju samo parcijalna vremena života.	64
8.2	Eksperimentalni rezultati vremena života nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima.	77
8.3	Vremena života $^{76,78}\text{Ge}$. Sva vremena života su prikazana sa statističkom greškom, neuzimajući u obzir sistematsku grešku zbog nekorigovanja na potencijalne nepoznate prelaze uočene na spektrima. U slučaju kada sa istog stanja postoji više prelaza, njegovo vreme života se određuje pomoću parcijalnih vremena života svakog prelaza zasebno, pa je tada konačno vreme života navedeno pored parcijalnih vremena, a u istoj koloni.	93
8.4	Vremena života $^{75,77}\text{Ge}$. Sva vremena života su prikazana sa statističkom greškom, ne uimajući u obzir sistematsku grešku zbog nekorigovanja na potencijalne nepoznate prelaze uočene na spektrima. U slučaju kada sa istog stanja postoji više prelaza, njegovo vreme života se određuje pomoću parcijalnih vremena života svakog prelaza zasebno, pa je tada konačno vreme života navedeno pored parcijalnih vremena, a u istoj koloni. Vreme života stanja $7/2_2^+$ u ^{77}Ge predstavlja samo parcijalno vreme preko jednog prelaza, dok druga dva parcijalna nije moguće odrediti.	112
9.1	U gornjem delu tabele prikazane su redukovane verovatnoće prelaza uz pretpostavku o M1 ili E2 prelazima, izračunate pomoću proračuna modela ljuski koristeći LNPS i JUN45 interakcije. U donjem delu prikazane su eksperimentalno procenjene $B(\text{M1};\downarrow)$ vrednosti, dok su eksperimentalne $B(\text{E2};\downarrow)$ vrednosti prevelike za ovu masenu regiju, što proizilazi iz mešanja E2/M1 prelaza. Faktor E2/M1 mešanja je proračunat iz teorijskih redukovanih verovatnoća prelaza, te je korišćen za procenu realnijih $B(\text{E2};\downarrow)$ vrednosti, prikazanih u donjem delu tabele. U slučaju čistih E2 prelaza prikazane su eksperimentalno procenjene $B(\text{E2};\downarrow)$ vrednosti i naznačene su sa *.	115

9.2	Eksperimentalne energije i $B(E2;\downarrow)$ vrednosti nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima u poređenju sa onim dobijenim pomoću proračuna modela ljudski koristeći JUN45 i LNPS interakcije.	119
9.3	Eksperimentalne $B(E2;\downarrow)$ vrednosti nisko pobuđenih stanja u $^{70,72,74}\text{Zn}$ izotopima kao i njihovi odnosi.	125
9.4	Pregled eksperimentalnih $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$ vrednosti, kao i onih proračunatih koristeći JUN45 interakciju [27], a u $^{75,76,77,78}\text{Ge}$	128
A.1	Kuplovanje protona (protonske šupljine) u ^{73}Ga na stanja u ^{72}Zn (^{74}Ge). .	131
A.2	Kuplovanje protona (protonske šupljine) u ^{75}Ga na stanja u ^{74}Zn (^{76}Ge). .	132
A.3	Kuplovanje neutrona (neutronske šupljine) u ^{75}Ge na stanja u ^{74}Ge (^{76}Ge). .	133

Biografija



Tamara Milanović je rođena u Novom Sadu, 24.11.1994. godine. Pohađala je osnovne škole "Jovan Jovanović Zmaj" u Sremskoj Kamenici i "Zmaj Jova Jovanović" u Banjoj Luci, a nakon toga završila je prirodno-matematički smer gimnazije "Isidora Sekulić" u Novom Sadu. Osnovne akademske studije fizike na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu, upisala je 2013. a diplomirala 2017. godine. Iste godine upisuje na istom departmanu master studije, smer nuklearna fizika, koje završava 2018.

godine nakon čega, iste godine, započinje doktorske studije na Katedri za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu. Od aprila 2019. godine, zaposlena je kao istraživač u Laboratoriji za nuklearnu i plazma fiziku, na Institutu za nuklearne nauke "Vinča", Univerziteta u Beogradu. Oblast istraživanja kojima se bavi su nuklearna struktura, gama spektroskopija, te merenja vremena života pobuđenih stanja jezgra.

Tokom doktorskih studija i naučno-istraživačkog rada, bila je na nekoliko konferencija, studentskih škola, radionica, kao i eksperimenata u vodećim naučnim institutima u svojoj oblasti. Objavila je nekoliko naučnih radova u međunarodnim i domaćim časopisima.

Novi Sad, 2024.

Tamara Milanović

Ključna dokumentacijska informacija

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:

Tamara Milanović, br.dos. 26d/18

AU

Mentor/komentor:

dr Igor Čeliković, viši naučni saradnik

Institut za nuklearne nauke "Vinča",

Univerzitet u Beogradu, Beograd

MN

Mentor/komentor:

dr Nikola Jovančević, vanredni profesor,

Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad

MN

Naslov rada:

Nuklearna struktura oko N=40:

merenja vremena života nisko pobuđenih stanja

$^{73,75}\text{Ga}$ i okolnih izotopa

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

<i>Jezik izvoda:</i>	sprski/engleski
JI	
<i>Zemlja publikovanja:</i>	Republika Srbija
ZP	
<i>Uže geografsko područje:</i>	Vojvodina
UGP	
<i>Godina:</i>	2024
GO	
<i>Izdavač:</i>	Autorski reprint
Iz	
<i>Mesto i adresa:</i>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
MA	
<i>Fizički opis rada:</i>	10 poglavља/146 strana/117 slika i grafikona/
FO	13 tabela/142 reference
<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
NO	
<i>Naučna disciplina:</i>	Nuklearna fizika
ND	
<i>Predmetna odrednica/ključne reči:</i>	Gama spektroskopija, merenja vremena života pobudnih stanja, proračuni modela ljudsaka
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	

Izvod:

IZ

Jedan od najvažnijih parametara nuklearne strukture su redukovane verovatnoće prelaza, koje se indirektno mogu odrediti iz vremena života pobuđenih stanja jezgra. U srednje teškim parno-parnim jezgrima, redukovane verovatnoće prelaza E2 multipolnosti, $B(E2;\downarrow)$, daju informaciju o kolektivnim efektima i deformaciji datog jezgra. Često se bliska neparno-parna jezgra analiziraju poredeći energije i $B(E2;\downarrow)$ vrednosti stanja sa onim u bliskim parno-parnim jezgrima.

Jedan od često korišćenih metoda za određivanje vremena života reda ps je metod uzmicanja Doplerovog pomeranja, sa tzv. plunger uređajem i uz upotrebu metode diferencijalne krive raspada. Jezgra od interesa se mogu pobuditi u neka od nisko pobuđenih stanja od značaja putem različitih nuklearnih reakcija, poput Kulonove ekscitacije, fuzione evaporacije, dubokog-neelastičnog rasejanja itd.

U ovom radu su merena vremena života nisko pobuđenih stanja u parnim jezgrima $^{70,72,74}\text{Zn}$ i $^{76,78}\text{Ge}$, kao i u neparnim $^{73,75}\text{Ga}$ i $^{75,77}\text{Ge}$ i to koristeći metod uzmicanja Doplerovog pomeranja, a jezgra su nastala prilikom reakcije duboko-neelastičnog rasejanja projektila ^{208}Pb na meti ^{76}Ge . Proizvedena jezgra su identifikovana pomoću VAMOS++ masenog spektrometra po principu događaj-po-događaj, a γ zraci emitovani pri prelazu na niža i na osnovno stanje, detektovani su pomoću AGATA detektorskog niza. U cilju rešavanja sistematskih problema koji se mogu javiti pri analizi vremena života plunger metodom, postojeći metod za procenu vremena života od interesa je poboljšan pomoću dva različita pristupa.

Izmerena vremena
života su poslužila za određivanje redukovanih verovatnoća prelaza, $B(E2;\downarrow)$ i $B(M1;\downarrow)$, koje su upoređivane sa prethodnim rezultatima dobijenim drugim metodama. Sem toga, deo ovog rada se sastoji od teorijskih proračuna modela Ijusaka, pomoću kojih su određene redukovane verovatnoće prelaza i energije stanja, radi poređenja sa onim eksperimentalno dobijenim. U neparnim jezgrima, teorijski proračuni su korišćeni i za određivanje prirode pobuđenih stanja, kuplovanjem nesparenenog nukleona na okolna parna jezgra.

Datum prihvatanja teme od NN veća: 01.09.2021.

DP

Datum odrbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

dr Miodrag Krmar, redovni profesor,
Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad

Član:

dr Jovana Nikolov, vanredni profesor,
Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad

Član:

dr David Knežević, naučni saradnik,
Institut za fiziku u Beogradu,
Univerziteta u Beogradu

Član/Mentor:

dr Igor Čeliković, viši naučni saradnik
Institut za nuklearne nauke "Vinča",
Univerzitet u Beogradu, Beograd

Član/Mentor:

dr Nikola Jovančević, vanredni profesor,
Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Doctoral dissertation

CC

Author:

Tamara Milanović, number: 26d/18

AU

Mentor/comentor:

Igor Čeliković, senior research associate,
Institute of Nuclear Sciences "Vinča",
University of Belgrade, Belgrade

MN

Mentor/comentor:

Nikola Jovančević, associate professor,
Faculty of Sciences, Novi Sad

MN

Title:

Nuclear structure around N=40:
lifetime measurements in $^{73,75}\text{Ga}$
and neighbouring nuclei

TI

Language of text:

Serbian (latin)

LT

Language of abstract:

Serbian/English

LA

Country of publication:

Republic of Serbia

CP

<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
LP	
<i>Publication year:</i>	2024
PY	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
PU	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP	
<i>Physical description:</i>	10 chapters/146 pages/117 figures/ 13 tables/142 references
PD	
<i>Scientific field:</i>	Physics
SF	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear physics
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	Gamma spectroscopy, lifetime measurements, shell model calculations
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
HD	
<i>Note:</i>	none
N	

Abstract:

AB

One of the most important benchmarks of nuclear structure are reduced transition probabilities, which can be indirectly determined from the lifetimes of excited states. In the medium heavy even-mass nuclei, reduced transition probabilities of E2 multipole transitions, $B(E2;\downarrow)$, can give information on collectivity and deformation of a given nucleus. Often times, odd-mass nuclei can be analyzed by comparing level energies and $B(E2;\downarrow)$ values with the corresponding ones in neighbouring even-mass nuclei. One of often used methods for determining level lifetimes of order of ps is recoil distance Doppler shift method (abbr. RDDS), with the use of so called plunger device and differential decay curve method (abbr. DDCM). Nuclei of interest can be produced and excited to low-lying states by various nuclear reactions, such as Coulomb excitation, fusion-evaporation, deep-inelastic scattering etc. In this thesis, lifetimes of low-lying states in even-mass nuclei $^{70,72,74}\text{Zn}$ and $^{76,78}\text{Ge}$, as well as odd-mass nuclei $^{73,75}\text{Ga}$ and $^{75,77}\text{Ge}$ were measured, using the RDDS method. Nuclei of interest were produced by deep-inelastic reaction with ^{208}Pb beam impinging on a ^{76}Ge target. Recoils were identified on an event-by-event basis with VAMOS++ mass spectrometer, while emitted γ rays were detected using the AGATA detector array. In order to resolve systematic discrepancies which can arise in lifetime measurements using the plunger method, the existing method for lifetime determination was improved by two different approaches.

Using the obtained level lifetimes, corresponding reduced transition probabilities $B(E2;\downarrow)$ and $B(M1;\downarrow)$ were deduced, and compared with previous results obtained using different methods. Moreover, a part of this thesis is based on theoretical shell model calculations, used to calculate level energies and reduced transitions probabilities in order to compare them with the experimentally obtained ones. In odd-mass nuclei, shell model calculations were used for determining the nature of the states as well, by coupling the odd nucleon to neighbouring even-mass core.

Accepted by the scientific board: 01.09.2021.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

Chairman:

Miodrag Krmar, PhD, full professor,
Faculty of Sciences, Novi Sad

Member:

Jovana Nikolov, PhD, associate professor,
Faculty of Sciences, Novi Sad

Member:

David Knežević, PhD, research associate,
Institute of Physics, University of Belgrade

Member/Mentor:

Igor Čeliković, PhD, senior research associate,
Institute of Nuclear Sciences "Vinča",
University of Belgrade, Belgrade

Member/Mentor:

Nikola Jovančević, PhD, associate professor,
Faculty of Sciences, Novi Sad

Овај Образац чини саставни део докторске дисертације, односно докторског уметничког пројекта који се брани на Универзитету у Новом Саду. Попуњен Образац укоричити иза текста докторске дисертације, односно докторског уметничког пројекта.

План третмана података

Назив пројекта/истраживања
Нуклеарна структура око N=40: мерења времена живота ниско побуђених стања $^{73,75}\text{Ga}$ и околних изотопа
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
a) Департман за физику, Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду, Нови Сад б) Институт за нуклеарне науке „Винча“, Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитета у Београду, Београд в) GANIL, Каен, Француска
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
Докторске студије (доктор наука – физика), докторска дисертација
1. Опис података
<i>1.1 Врста студије</i> <i>Укратко описати тип студије у оквиру које се подаци прикупљају</i> У овој докторској дисертацији обрађена је анализа података добијених на престижном акцелераторском постројењу (GANIL, Каен, Француска) у експерименту дубоко- нееластичног расејања ^{208}Pb на ^{76}Ge , након чега настали изотопи емитују гама зраке који се детектују помоћу германијумских детектора. Након мете коришћене за нуклеарну реакцију, ^{76}Ge , ставља се танка фолија на променљивом растојању од мете, а која успорава емитоване зраке и омогућава примену методе узмицања Доплеровог померања, која је коришћена за одређивање времена живота побуђених стања језгра од интереса. Добијена временска живота су у вези са редукованим вероватноћама прелаза које су један од основних параметара структуре језгра. Редуковане вероватноће прелаза израчунате преко временска живота добијених експерименталним путем су упоређиване са оним добијеним путем извршених теоријских прорачуна, како би се експериментални резултати боље разумели и искористили за унапређење постојећих модела језгра.
<i>1.2 Врсте података</i> а) <u>квантитативни</u> б) <u>квалитативни</u>

1.3. Начин прикупљања података

- а) анкете, упитници, тестови
 - б) клиничке процене, медицински записи, електронски здравствени записи
 - в) генотипови: навести врсту _____
 - г) административни подаци: навести врсту _____
 - д) узорци ткива: навести врсту _____
 - ћ) **снимци, фотографије:** гама спектри различитих изотопа добијених путем нуклеарне реакције дубоко-нееластичног расејања
 - е) **текст:** секундарни извори података (научни радови, књиге, докторске дисертације)
 - ж) мапа, навести врсту _____
- з) **остало:** Теоријски прорачуни модела љусака, извршени путем ANTOINE кода и Монте Карло симулације ради оптимизације метода рачунања времена живота побуђених стања

1.3 Формат података, употребљене скале, количина података

1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:

- а) Excel фајл, датотека .xls
- б) SPSS фајл, датотека
- с) PDF фајл, датотека .pdf
- д) Текст фајл, датотека .txt, .docx
- е) JPG фајл, датотека jpg
- ф) Остало, датотека .spe, .C, .root

1.3.2. Број записа (код квантитативних података)

- а) број варијабли: 9 испитиваних изотопа, три изотопа цинка, два изотопа галијума и четири изотопа германијума
- б) број мерења (испитаника, процена, снимака и сл.) 5 мерења, која одговарају 5 различитим мета-деградер удаљеностима

1.3.3. Поновљена мерења

- а) да
- б) не

Уколико је одговор да, одговорити на следећа питања:

- a) временски размак између поновљених мера је _____
- б) варијабле које се више пута мере односе се на _____
- в) нове верзије фајлова који садрже поновљена мерења су именоване као _____

Напомене:

Да ли формати и софтвер омогућавају дељење и дугорочну валидност података?

a) Да

б) Не

Ако је одговор не, образложити

2. Прикупљање података

2.1 Методологија за прикупљање/генерисање података

2.1.1. У оквиру ког истраживачког нацрта су подаци прикупљени?

- а) експеримент, навести тип лабораторијска мерења у контролисаним условима
- б) корелационо истраживање, навести тип
- ц) анализа текста, навести тип научни радови, књиге, докторске дисертације
- д) остало, навести шта симулације и теоријски прорачуни

2.1.2 Навести врсте мерних инструмената или стандарде података специфичних за одређену научну дисциплину (ако постоје).

Низ полупроводничких детектора праћења гама зрака, AGATA, масени спектрометар, планцер

2.2 Квалитет података и стандарди

2.2.1. Третман недостајућих података

- а) Да ли матрица садржи недостајуће податке? Да Не

Ако је одговор да, одговорити на следећа питања:

- а) Колики је број недостајућих података?
- б) Да ли се кориснику матрице препоручује замена недостајућих података? Да Не
- в) Ако је одговор да, навести сугестије за третман замене недостајућих података

2.2.2. На који начин је контролисан квалитет података? Описати

Евалуацијом од стране ментора докторске дисертације, теоријским прорачунима, валидацијом дела резултата са подацима доступним у публикацијама.

2.2.3. На који начин је извршена контрола уноса података у матрицу?

Визуелном опсервацијом праћеном когнитивним процесима, статистичком обрадом података и поређењем са стручном литературом .

3. Третман података и пратећа документација

3.1. Третман и чување података

3.1.1. Дисертација ће се налазити у репозиторијуму докторских дисертација Универзитета у Новом Саду.

3.1.2. URL адреса <https://cris.uns.ac.rs/searchDissertations.jsf>

3.1.3. DOI _____

3.1.4. Да ли ће подаци бити у отвореном приступу?

a) *Да*

b) *Да, али после ембарга који ће трајати до _____*

c) *Не*

Ако је одговор не, навести разлог

Одређени подаци су део посебног експерименталног истраживања и припадају колаборацији која је омогућила експеримент, док су подаци у оквиру саме дисертације доступни.

3.1.5. Подаци неће бити депоновани у репозиторијум, али ће бити чувани.

Образложење

Дисертација ће бити депонована у репозиторијуму докторских дисертација Универзитета у Новом Саду, док ће се подаци чувати у оквиру приватних база података Института на којима је рађено са овим подацима.

3.2 Метаподаци и документација података

3.2.1. Који стандард за метаподатке ће бити примењен?

3.2.1. Навести метаподатке на основу којих су подаци депоновани у репозиторијум.

Ако је потребно, навести методе које се користе за преузимање података, аналитичке и процедуралне информације, њихово кодирање, детаљне описе варијабли, записа итд.

3.3 Стратегија и стандарди за чување података

3.3.1. До ког периода ће подаци бити чувани у репозиторијуму? Подаци неће бити чувани у репозиторијуму.

3.3.2. Да ли ће подаци бити депоновани под шифром? Да **Не**

3.3.3. Да ли ће шифра бити доступна одређеном кругу истраживача? Да **Не**

3.3.4. Да ли се подаци морају уклонити из отвореног приступа после извесног времена?

Да **Не**

Образложити

4. Безбедност података и заштита поверљивих информација

Овај одељак МОРА бити попуњен ако ваши подаци укључују личне податке који се односе на учеснике у истраживању. За друга истраживања треба такође размотрити заштиту и сигурност података.

4.1 Формални стандарди за сигурност информација/података

Истраживачи који спроводе испитивања с људима морају да се придржавају Закона о заштити података о личности (https://www.paragraf.rs/propisi/zakon_o_zastiti_podataka_o_licnosti.html) и одговарајућег институционалног кодекса о академском интегритету.

4.1.2. Да ли је истраживање одобрено од стране етичке комисије? Да **Не**

Ако је одговор Да, навести датум и назив етичке комисије која је одобрила истраживање

4.1.2. Да ли подаци укључују личне податке учесника у истраживању? Да **Не**

Ако је одговор да, наведите на који начин сте осигурали поверљивост и сигурност информација везаних за испитанике:

- а) Подаци нису у отвореном приступу
- б) Подаци су анонимизирани
- ц) Остало, навести шта

5. Доступност података

5.1. Подаци ће бити

а) јавно доступни

б) доступни само у скромном кругу истраживача у одређеној научној области

ц) **затворени**

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести под којим условима могу да их користе:

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести на који начин могу приступити подацима:

5.4. Навести лиценцу под којом ће прикупљени подаци бити архивирани.

Ауторство

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Тамара Милановић, tmilanovic@vin.bg.ac.rs

6.2. Навести име и презиме и мејл адресу особе која одржава матрицу с подацима

Тамара Милановић, tmilanovic@vin.bg.ac.rs

6.3. Навести име и презиме и мејл адресу особе која омогућује приступ подацима другим истраживачима

Тамара Милановић, tmilanovic@vin.bg.ac.rs