

Neutronska aktivacija antimona

Dunja Ivković, F-3962
Fizički odsjek, PMF, Bijenička c. 32, 10 000 Zagreb

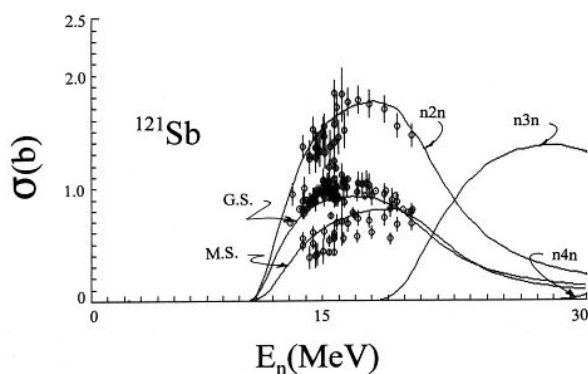
20. siječnja 2019.

Sažetak

Uzorak antimona je aktiviran snopom brzih neutrona energije 14.1 MeV nakon čega je germanijskim detektorom mjereno njegovo zračenje. Iz dobivenog spektra analizom energijskih vrhova ustanovljeno je kako je neutronsom reakcijom došlo do očekivane (n, 2n) reakcije na stabilnim izotopima ^{121}Sb i ^{123}Sb te su nastali radioaktivni izotopi ^{120}Sb i ^{122}Sb . Iz izmjerenih podataka o broju događaja u ovisnosti o vremenu je određeno njihovo vrijeme poluživota. Rezultati za vrhove najvećeg intenziteta ($T_{1/2}(^{122}\text{Sb}, 564.27 \text{ keV}) = (2.720 \pm 0.004)$ dana, $T_{1/2}(^{120m1}\text{Sb}, 1023.3 \text{ keV}) = (5.75 \pm 0.02)$ dana i $T_{1/2}(^{120m1}\text{Sb}, 1171.4 \text{ keV}) = (5.74 \pm 0.02)$ dana) su dali dobra slaganja s tabličnim vrijednostima, no nije postignuta veća preciznost u odnosu na vrijednosti u literaturi [1][2].

1 Uvod

Cilj mjerenja je pokušati odrediti vrijeme poluživota izotopa antimona ^{120}Sb s većom preciznošću nego je trenutna tablična $T_{1/2} = (5.76 \pm 0.02)$ dana [2]. Za dobivanje izotopa ^{120}Sb najpogodnije je aktivirati uzorak stabilnog antimona koji sadrži izotope ^{121}Sb i ^{123}Sb brzim neutronima za koje je najveći udarni presjek za reakciju (n, 2n) (slika 1). Mjerenje je izvršeno u Laboratoriju za nuklearnu fiziku na Institutu Ruđer Bošković.

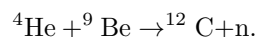


Slika 1: Udarni presjek reakcija za izotop ^{121}Sb . Slika preuzeta iz [3].

2 Aktivacija neutronsom snopom

2.1 Neutronska snop

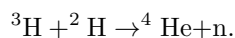
Neutron kao čestica čiji je električni naboj jednak nuli igra važnu ulogu pri proučavanju nuklearnih sila te je neutronska zračenja pogodna metoda aktivacije uzorka (induciranja radioaktivnosti u inače stabilnom materijalu). Na neutrone ne utječe elektrostatska Coulombova barijera pa stoga i neutroni niskih energija mogu penetrirati u jezgu i inicirati nuklearne reakcije. No, manjak Coulombske interakcije predstavlja i otežavajuću okolnost pri korištenju neutrona za ispitivanje jezgre zbog zahtjevnosti energijske selekcije i fokusiranja upadne neutronske zrake. Neutronske snopove je moguće dobiti iz raznih nuklearnih reakcija. Neutrone nije moguće akcelerirati kao nabijene čestice, no moguće je proizvesti visokoenergetske neutrone te im zatim smanjiti energiju sudarima s drugim atomima pri prolasku kroz razne materijale. Jedan od mogućih načina proizvodnje neutronske snopove je putem reakcije:



Stabilan izotop berilija, ^9Be , ima relativno slabo vezan neutron (energije vezanja 1.7 MeV), stoga pri sudaru ^9Be jezgre i α čestice iz radioaktivnog

raspada (energije 5-6 MeV) dolazi do oslobađanja neutrona. Miješanjem dugoživućeg α -emitera i ${}^9\text{Be}$ postiže se konstantan izvor neutrona, no nastali neutroni nisu monoenergetski jer ni same α -čestice emitirane iz α -emitera nisu monoenergične te će se usporavati sudarima prolaskom kroz materijal. Reakcije koje proizvode monoenergetski spektar brzih neutrona pogodne su za aktivaciju u kojoj je potreban dominantan mehanizam aktivacije, uz što manje popratnih, neželjenih reakcija. Međutim, fluksevi dobivenih brzih neutrona dobivamo su redovima veličine manji od reaktorskih neutrona, pa je aktivacija brzim neutronima ograničena na kratkoživuće izotope, ili vrlo malu aktivnost dugoživućih izotopa, uz dugo vrijeme aktivacije.

Monoenergetske neutronske snopove moguće je dobiti fuzijskim reakcijama. Takve reakcije zahtijevaju akcelerator kojim se stvara snop čestica koje stupaju u reakciju i za rezultat imaju snop gotovo monoenergetskih neutrona. Monoenergetske neutrone je moguće dobiti preciznim odabirom upadne energije i kuta pri kojim se opažaju emitirani neutroni. Primjer takve reakcije je:



Neutroni nastali navedenom reakcijom imaju energiju $E_n = 14.1\text{MeV}$

2.2 Interakcija neutrona i materije

Propagacijom snopa neutrona kroz materiju, intenzitet mu opada zbog uklanjanja neutrona iz snopa nuklearnim reakcijama s materijom. Udarni presjek reakcije ovisi o energiji upadnih neutrona koje dijelimo na:

- $E_n \simeq 0.025\text{ eV}$ - termalni neutroni,
- $E_n \simeq 1\text{ eV}$ - epitermalni neutroni,
- $E_n \simeq 1\text{ keV}$ - spori neutroni,
- $100\text{ keV} < E_n < 20\text{ MeV}$ - brzi neutroni,
- $E_n > 20\text{ MeV}$ - ultrabrzi neutroni.

Pri reakciji termalnim neutronima, upadna kinetička energija je zanemariva. U većini slučajeva dobivena je jezgra čestično stabilna što rezultira deksitacijom gama zračenjem, to jest (n, γ) reakcijom.

Općenito, dominiraju (n, γ) reakcije na parno-neparnim i neparno-parnim jezgrama te (n, α) reakcije na laganim neparno-neparnim jezgrama. Reakcije na p-neparnim i n-parnim jezgrama rezultiraju neparno-neparnom jezgrom koja je redovito beta radioaktivna. Na najtežim jezgrama s parnim-p i neparnim-n, termalizirani neutroni izazivaju fisiju.

Za razliku od termaliziranih neutrona, brzi neutroni imaju znatnu kinetičku energiju koju unose u reakciju, pa su izlazni neutroni redoviti produkt reakcije. Dva dominantna kanala reakcije daju kao produkt neparno-neparnu jezgru, što je moguće interpretirati kao deponiranje viška energije u neparene nukleone konačnog stanja. Takve su jezgre redovito beta-emiteri, a u slučaju aktivacije neparnih elemenata (neparni p, parni n) i β^+ emiteri.

2.3 Nuklearni raspad

Nuklearni raspad je proces pri kojem nestabilna jezgra gubi energiju emisijom zračenja. Postoji više načina na koje nestabilna jezgra prelazi u stabilnu: α -raspad, β -raspad (plus i minus), γ -zračenje, emisija neutrona ili vrlo rijetka emisija protona. Nuklearni raspad je stohastičan (nasumičan) proces na razini pojedinačnih atoma gdje je promjena broja atoma N u vremenu opisana sljedećom diferencijalnom jednačbom:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t),$$

gdje je konstanta raspada λ povezana s vjerojatnošću raspada atoma danog radioaktivnog izotopa. Rješavanjem dane diferencijalne jednačbe moguće je dobiti relaciju:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

gdje je N_0 broj atoma u $t = 0$. Vrijeme poluživota je definirano kao vrijeme u kojem aktivnost padne na polovicu svoje početne vrijednosti te je dano relacijom:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}.$$

3 Germanijski detektor

Detekcija gama zračenja može se vršiti pomoću germanijskog detektora. U njemu se apsorbira upadno zračenje preko tri procesa interakcije gama zračenja

sa materijom: fotoelektrični efekt, Comptonso raspršenje i tvorba para. Prolaskom elektrona koji su produkt navedenih procesa, u detektoru se stvaraju elektron-šupljina parovi koji se skupljaju u električnom polju narinutim naponom.

Germanij je četverovalentan element, čija je osnovna značajka da su energije elektrona koji sudjeluju u vođenju struje ograničene na valentni i vodljivi pojas. Valenti pojas je pri temperaturi apsolutne nule u potpunosti popunjen, dok je vodljiv pojas bi pri istoj temperaturi u potpunosti prazan. Između ta dva pojasa nalazi se zabranjeni pojas. U osnovnom stanju (pri temperaturi apsolutne nule) germanij ne vodi struju, a termička uzbuđa uzrokuje malu vodljivost zbog prijelaza malog broja elektrona iz valentnog pojasa u vodljiv pojas.

Broj termički nabijenih pobuđenih elektrona i šupljina je u čistom germanijskom kristalu jednak. Taj se odnos može izmjeniti unosom malog broja supstitucijskih nečistoća u obliku atoma iz 3. skupine (npr. bor) ili 5. skupine (npr. fosfor). Time se u zabranjenom pojasu stvaraju lokalna elektronska stanja: akceptorska stanja malo iznad gornjeg ruba valentnog pojasa dopiranjem bora i donorska stanja malo ispod donjeg ruba vodljivog pojasa dopiranjem fosfora. Energijska razlika između lokalnih elektronskih stanja i valentnog, odnosno vodljivog pojasa je mala. Iz tog razloga se termičkom uzbuđom lako postiže prijelaz elektrona iz valentnog pojasa u akceptorska stanja čime se u valentnom pojasu pojavljuju šupljine u koju može preskočiti elektron iz susjednog atoma. Pod djelovanjem električnog polja elektroni preskaču suprotno smjeru polja, a time se šupljine pomiču u smjeru polja. Rezultat je poluvodič sa svojstvom vodiča s pozitivnim pokretnim nositeljima naboja pa se naziva poluvodičem p-tipa. Na sličan način termičkom pobudom elektroni prelaze iz donorskih stanja u vodljivi pojas. Na temperaturi apsolutne nule donorska su stanja potpuno popunjena zbog petog valentnog elektrona elementa 5. skupine, pri konačnoj temperaturi lako prelaze u vodljivi pojas. Pod djelovanjem električnog polja elektroni se gibaju kao negativni nositelji naboja, pa se ti poluvodiči nazivaju poluvodičima n-tipa.

Poluvodič s n-p spojem se naziva poluvodička dioda. Ako se p-tip poluvodiča postavi na viši potencijal od n-tipa poluvodiča, kroz diodu će teći struja. Germanijski detektori rade na principu spajanja germanijske diode na suprotnu polarizaciju napona,

tzv. zaporni smjer. Stvara se tzv. osiromašeni sloj, odnosno stanje u kojemu imamo prostornu raspodjelu vezanih električnih naboja oko n-p spoja, pa tako i električno polje u tom sloju vezanih naboja. Prolaskom elektrona kroz osiromašeni sloj izbacuju se elektroni iz svih stanja u stanja više energije (najcesce u kontinuum). Nizom brzih sudarnih procesa u osiromašenom sloju pojavi se izvjestan broj elektrona u vodljivom pojasu i podjednak broj šupljina u valentnom pojasu. Električno polje ih povuče prema pozitivnoj, odnosno negativnoj elektrodi čime nastaje mjerljivi električni impuls.

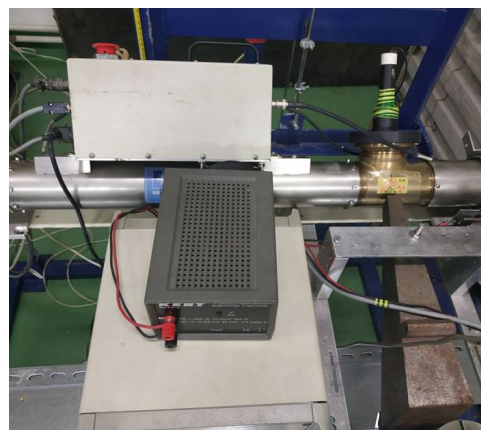
Prednost germanijskog detektora je u tome što germanij može imati područje osiromašenja debljine nekoliko centimetara u odnosu na ostale poluvodičke detektore kod kojih debljina ne može biti veća od nekoliko milimetara. Prednost znatno veće debljine osiromašenog područja je u tome što omogućuje totalnu apsorpciju γ -zračenja. Dodatna prednost germanijskog detektora je u tome što je odziv linearan i ne ovisi o tipu zračenja koje ga je uzrokovalo. Nadalje, zabranjeni pojas je u odnosu na silicijski detektor upola manji što rezultira boljom energetsom rezolucijom. No, iz istog razloga je pri višim temperaturama olakšan prijelaz elektrona preko zabarnjenog pojasa zbog čega je za rad germanijskog detektora potrebno hlađenje tekućim dušikom.

4 Eksperimentalni postav i opis mjerenja

Mjerenje spektra je vršeno germanijskim detektorom (slika 2) koji je zbog već spomenutih razloga hlađen tekućim dušikom. Signal iz germanijskog detektora je pojačan te nakon toga konvertiran u digitalni pomoću analogno-digitalnog konvertera te su rezultati prikupljeni na računalu. Pojačanje je podešeno tako da se svi relevantni energijski vrhovi nalaze na izmjerenom spektru. Uz signal iz analogno-digitalnog konvertera (ADC), mjeren je i signal iz pulsara koji je davao signal svakih 50 ms čime je zabilježenim događajima dana vremenska skala. Korišten je ADC sa 4096 kanala. ADC broj događaja određene energije prema na određeni broj kanala te je stoga prije mjerenja spektra potrebno kalibrirati spektar, tj. odrediti odnos između broja kanala i energije. Kod germanij-



Slika 2: Germanijski detektor zajedno sa spremnikom tekućeg dušika.



Slika 3: Generator brzih neutrona.

skog detektora je ta veza linearna. Za kalibraciju je izvršeno mjerenje spektra radija zbog velikog broja energetskih vrhova na raznim energijama. Pravac kalibracije energetske skale je:

$$E = 0.44599 \cdot \text{kanal} + 1.38044.$$

Za mjerenje je korišten uzorak antimona koji u svom sastavu sadrži dva stabilna izotopa ^{121}Sb i ^{123}Sb , isti je aktiviran snopom brzih neutrona energije (neutronske generacije na slici 3). Neutroni su generirani fuzijskom reakcijom deuterija i tritija kojom nastaju neutroni energije 14.1 MeV. Nakon toga, spektar zračenja uzorka je mjereno germanijskim detektorom pri čemu je utjecaj vanjskog zračenja minimaliziran olovnom štitom. Spektar je mjereno 32 dana kako bi došli što bliže režimu čistog šuma, tj. situacije u kojoj je većina radioaktivnih izotopa aktiviranog uzorka raspadnuta te uređaj bilježi samo događaje šuma.

Spektar je analiziran pomoću programskog paketa QtiPlot [6]. Podaci raspada su analizirani pomoću programskog paketa Canopy [7] te je u istom napisan i izvršen kod za simulaciju raspada metastabilnog stanja $^{120m1}\text{Sb}$.

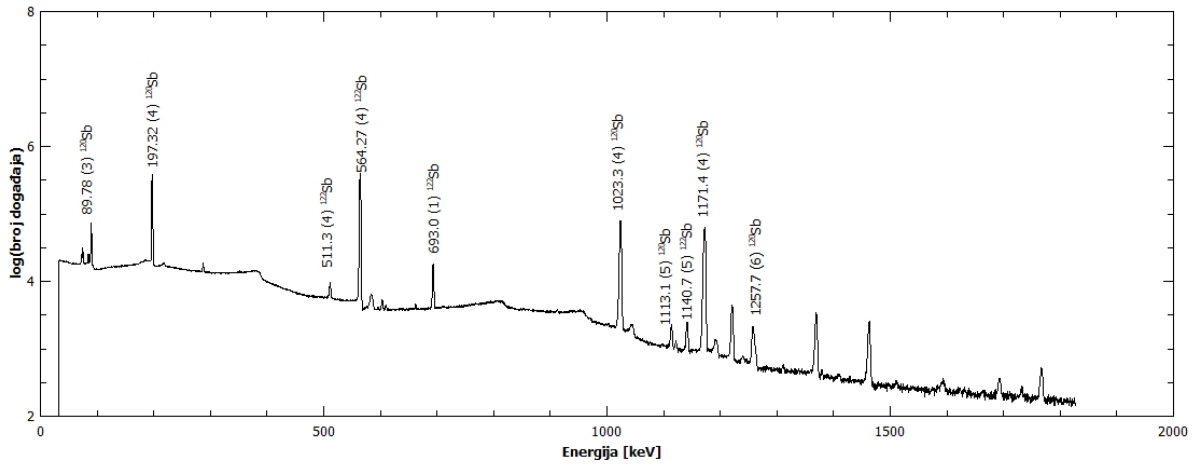
5 Rezultati i diskusija

Na slici 4 se nalazi spektar dobiven nakon 32 dana mjerenja. Energija vrhova je određena prilagodbom Gauss funkcije te su identificirani vrhovi radioaktivnih izotopa antimona ^{120}Sb i ^{122}Sb . To uka-

Tablica 1: Usporedba izmjerenih energija i tabličnih vrijednosti [5]. Navedene su srednje vrijednosti te pripadne devijacije u zagradi.

Izmjereni [keV]	Tablični [keV]	Izotop
89.78 (3)	89.8 (3)	^{120}Sb
197.32 (4)	197.3 (3)	^{120}Sb
511.3 (4)	511	^{120}Sb
564.27 (4)	564.24 (4)	^{122}Sb
693.0 (1)	692.65 (4)	^{122}Sb
1023.3 (4)	1023.3 (4)	^{120}Sb
1113.1 (5)	1113.4 (6)	^{120}Sb
1140.7 (5)	1140.67 (4)	^{122}Sb
1171.4 (4)	1171.7 (3)	^{120}Sb
1257.7 (6)	1256.93 (4)	^{122}Sb

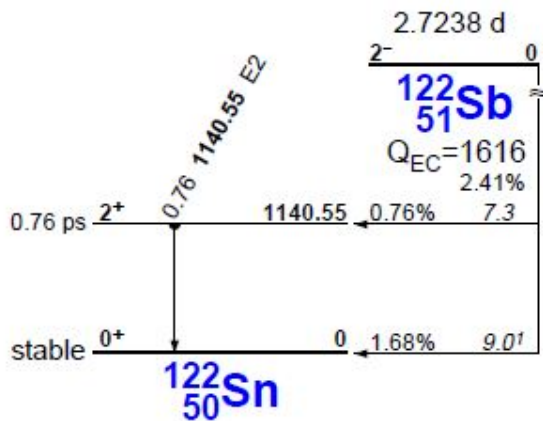
zuje na to da je pri reakciji brzih neutrona i uzorka antimona došlo do očekivane (n, 2n) reakcije koja za brze neutrone ima najveći udarni presjek. Ostali vrhovi koji su uočeni na spektru su prepoznati kao vrhovi pozadine ^{40}K i ^{214}Bi . Energije pripadnih vrhova u usporedbi s tabličnim vrijednostima [5] su dane u tablici 1. One su očekivano u dobrom slaganju zbog visoke energetske rezolucije germanijskog detektora. Na energiji koja odgovara anihilacijskom vrhu je prepoznat kratkoživući izotop antimona ^{120}Sb koji je pozitron emiter te je pri početku mjerenja taj vrh bio najizraženiji, no, s obzirom da je njegovo vrijeme poluživota 15.89 minuta, nakon 32 dana mjerenja je njegov intenzitet zasjenjen šumom.



Slika 4: Izmjereni spektar zračenja nakon 32 dana mjerenja. Označeni su prepoznati energijski vrhovi izotopa ¹²⁰Sb i ¹²²Sb.

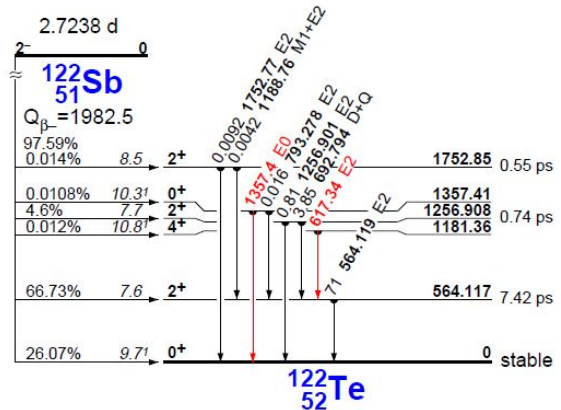
5.1 Izotop ¹²²Sb

Neutronsom aktivacijom stabilnog izotopa ¹²³Sb dolazi do (n, 2n) reakcije čime nastaje radioaktivni ¹²²Sb koji se β⁺-raspadom raspada u kositar ¹²²Sn i β⁻-raspadom raspada u telurij ¹²²Te. Sheme navedenih raspada zajedno s pripadajućim energijama prijelaza se nalaze na slikama 5 i 6.



Slika 5: Shema raspada radioaktivnog izotopa ¹²²Sb u ¹²²Sn. Preuzeto iz [4].

Iz shema raspada gdje su navedeni i relativni intenziteti prijelaza, a i iz same slike spektra (slika 4) jasno se vidi da su vrhovi s najvećim intenzi-



Slika 6: Shema raspada radioaktivnog izotopa ¹²²Sb u ¹²²Te. Preuzeto iz [4].

tetom na energijama 564.27 keV i 693 keV te su jedino ti vrhovi uzimani u obzir za daljnju analizu. Iz podataka prikupljenim mjerenjem generirane su datoteke koje sadrže broj događaja u intervalima od 1800 s za događaje na određenim energijama, točnije u energijskim vrhovima. Za svaki od vrhova je napravljena prilagodba na funkciju raspada:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} + C \quad (1)$$

Tablica 2: Izračunate vrijednosti poluživota ^{122}Sb određene prilagodbom funkcije (1) na izmjerene podatke.

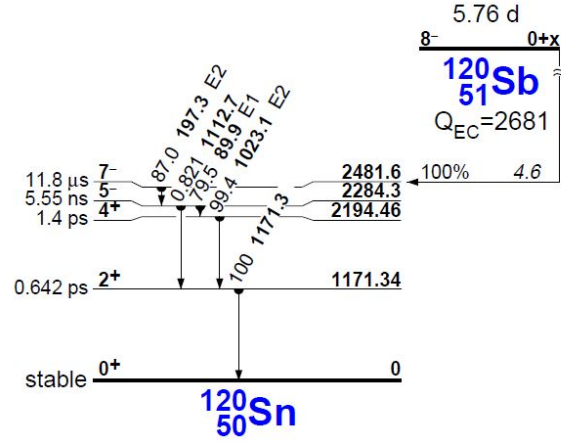
Energija [keV]	$T_{1/2}$ [dan]
564.27 (4)	2.720 ± 0.04
693.0 (1)	2.80 ± 0.04

gdje konstanta C predstavlja razinu događaja koji su zabilježeni zbog pozadine, tj. šuma. Kako se oba razmatrana vrha nalaze u relativnoj blizini, za oba je slučaja određena jednaka vrijednost konstante šuma. Vrh 564.27 keV je određen s najvećom preciznošću jer, kao što je vidljivo na samo spektru na slici 4 ima najveći intenzitet, pogotovo u usporedbi s intenzitetom vrha 693.0 keV te je utjecaj pozadine znatno manji. Vrh najbolje statistike, tj. s najvećim brojem događaja je dao rezultat koji je u odnosu na teorijsku vrijednosti vremena poluživota ^{122}Sb $T_{1/2} = (2.7238 \pm 0.0002)$ dana u dobrom slaganju, tj. devijacijom obuhvaća i vrijednost iz literature [2].

5.2 Izotop $^{120}_{51}\text{Sb}$

Neutronsom aktivacijom stabilnog izotopa ^{121}Sb dolazi do (n, 2n) reakcije čime nastaje radioaktivni $^{120}_{51}\text{Sb}$ koji se β^+ -raspadom raspada u kositar $^{120}_{50}\text{Sn}$. Shema raspada iz metastabilnog stanja $^{120m1}\text{Sb}$ ($J^\pi = 8^-$) zajedno s pripadajućim energijama se nalazi na slici 7. Primjećen je i anihilacijski vrh nastao emisijom pozitrona jezgre ^{120}Sb pri β^+ raspadu u $^{120}_{50}\text{Sn}$ iz stanja $J^\pi = 1^+$.

Iz podataka prikupljenih mjerenjem generirane su datoteke koje sadrže broj događaja u intervalima od 1800 s za događaje na određenim energijama, točnije u energijskim vrhovima. Za svaki od vrhova je napravljena je analiza na jednak način kao i za ^{122}Sb . Nije promatran anihilacijski vrh zbog kratkog vremena poluživota $T_{1/2} = 15.89$ min za čije je određivanje važan raspad u vremenskom periodu od nekoliko minuta nakon aktivacije koje nisu izmjerene zbog podešavanja izvora uz detektor. Vrhovi najvećeg intenziteta su vrhovi na energijama 1023.3 keV i 1171.4 keV te je rasipnost događaja znatno manja u odnosu na vrhove 89.78 keV, 197.32 keV i 1113.1 keV. Usporedba izmjerenih događaja i prilagođene funkcije za vrhove 1113.1 keV i 1023.3 keV se nalazi na grafovima na slici 8.

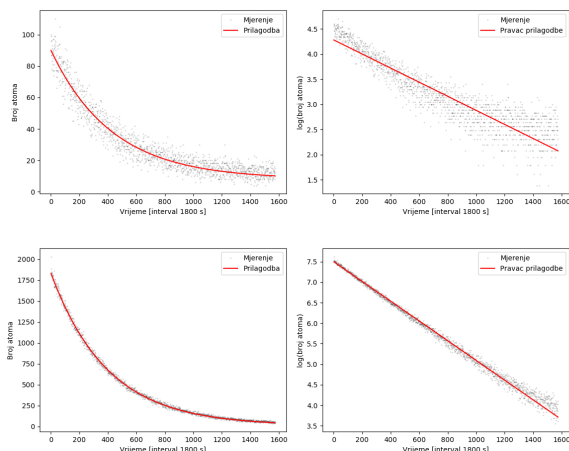


Slika 7: Shema raspada radioaktivnog izotopa antimona iz metastabilnog stanja $^{120m1}_{51}\text{Sb}$ u $^{120}_{50}\text{Sn}$. Preuzeto iz [4].

Tablica 3: Izračunate vrijednosti poluživota $^{120m1}\text{Sb}$ određene prilagodbom funkcije (1) na izmjerene podatke.

Energija [keV]	$T_{1/2}$ [dan]
89.78 (3)	4.6 ± 4
197.32 (4)	5.28 ± 0.07
1023.3 (4)	5.75 ± 0.02
1113.1 (5)	6.2 ± 0.2
1171.4 (4)	5.74 ± 0.02

Kako se vrhovi 1023.3 keV, 1113.1 keV i 1171.41 keV nalaze u relativnoj blizini, napravljena je prilagodba na funkciju gdje je za razinu šuma uzeta vrijednost 8 jer ona daje najbolje grafičko slaganje prilagođene funkcije i izmjerenih događaja. Za vrhove na energijama 89.7 keV i 197.32 keV je šum znatno više utjecao te je za razinu šuma uzeta vrijednost 35. Vremena poluživota dobivena prilagodbom izraza (1) dana su u tablici 3. Vrhovi 1023.3 keV i 1171.4 keV odgovaraju energijama prijelaza najvećeg intenziteta kao što se može vidjeti i na slici 7. Vrhovi 197.32 keV i 89.7 također predstavljaju vrhove velikog intenziteta, ali je na tim energijama prisutna i znatno veća razina šuma. Iz navedenih razloga vrhovi 1023.3 keV i 1171.4 keV ostaju jedini kao dobri kandidati za određivanje vremena poluraspada koje uzimamo u obzir pri daljnjim razmatranjima. Vrijeme poluživota $^{120m1}\text{Sb}$ je (5.76 ± 0.02) dana^[2] te su dobiveni rezultati u do-



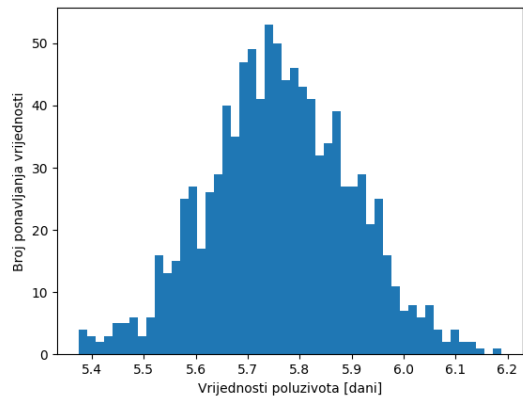
Slika 8: Izmjereni podaci broja događaja u vremenskim intervalima od 1800 s. S lijeve strane se nalaze izmjereni brojevi događaja i prilagođena funkcija (1), a s lijeve strane se nalazi prikaz istog mjerenja gdje je prikazana ovisnost logaritma broja događaja u vremenskim intervalima od 1800 s i pravac prilagodbe. U gornjem redu su prikazana mjerenja za energiju 1113.1 keV, a u donjem za energiju 1023.3 keV.

brom slaganju, devijacija obuhvaća i tabličnu vrijednost [1]. Veća preciznost pri određivanju vremena poluživota nije postignuta. Radi dodatne provjere izglednosti dobivenog rezultata i njegovog slaganja s vrijednostima danima u literaturi, provedena je Monte Carlo računalna simulacija opisanog raspada. Pri postavljanju početnih uvjeta simulacije pozadina je modelirana kao nausmični događaji vjerojatnosti takve da reproducirani podaci o raspadu po razini šuma što bolje odgovaraju izmjerenoj situaciji. Simulacija je izvršena 1000 puta te je za svaku simulaciju određeno vrijeme poluživota. Broj ponavljanja rezultata je prikazan na histogramu s 50 binova širine 0.0163 dana na slici 9.

Iz danih simulacija određeno je vrijeme poluživota:

$$T_{1/2}(^{120m1}\text{Sb}) = (5.8 \pm 0.1) \text{ dana.}$$

Iz dobivenog rezultata se može zaključiti kako je korištenom metodom mjerenja poluživota teško precizno odrediti vrijeme poluživota $^{120m1}\text{Sb}$ zbog utjecaja šuma i događaja iz "repova" obližnjih energijskih vrhova te bi se bolji rezultati dobili pomoću



Slika 9: Histogram vrijednosti poluživota dobivenih u 1000 simulacija raspada. Dobivene vrijednosti su podijeljene u 50 binova širine 0.0163 dana.

složenijeg modela koji bi uzeo u obzir događaje susjednih vrhova.

6 Zaključak

Uzorak antimona koji se sastoji od dva izotopa, ^{121}Sb i ^{123}Sb , aktiviran je snopom neutrona energije 14.1 MeV. Nakon toga je germanijskim detektorom izmjeren spektar zračenja 32 dana. Iz vrhova izmjerenog spektra prepoznate su energije prijelaza za β^+ raspad $^{122}_{51}\text{Sb}$ u $^{122}_{50}\text{Sn}$, β^- raspad $^{122}_{51}\text{Sb}$ u $^{122}_{52}\text{Te}$ i β^+ raspad $^{120}_{51}\text{Sb}$ u $^{120}_{50}\text{Sn}$. Iz toga se da zaključiti kako je neutronsom aktivacijom došlo do (n, 2n) reakcije, kao što je i očekivano jer ona za antimon i neutrone dane energije ima najveći udarni presjek [3]. Za svaki od energijskih vrhova izmjeren je broj događaja za intervale vremena od 1800 s te je na izmjerene podatke napravljena prilagodba funkcije raspada (1) s razinom šuma određenom tako da prilagođena krivulja najbolje opisuje izmjerene vrijednosti. Analiza je napravljena za vrhove najvećeg intenziteta jer je za vrhove slabog intenziteta broj raspada u vremenskim intervalima malen te je utjecaj šuma prevelik. Iz prilagodbe određene su vrijednosti vremena poluživota za događaje pri određenim energijama. Dobivene vrijednosti nalaze se u tablicama 2 i 3. Rezultat vrha najvećeg intenziteta ^{122}Sb (na energiji 564.27 (4) keV) $T_{1/2} = (2.720 \pm 0.004)$

dana je u dobrom slaganju s tabličnom vrijednosti od (2.7238 ± 0.0002) dana^[1] te je ujedno i rezultat s najvećom preciznošću. Cilj mjerenja je bilo pokušati odrediti vrijeme poluživota izotopa ^{120}Sb , točnije vrijeme raspada iz metastabilnog stanja $^{120m1}\text{Sb}$ koje u literaturi [2] ima preciznost samo do druge decimale $T_{1/2} = 5.76 \pm 2$ dana. Rezultati vrhova najvećeg intenziteta daju rezultate $T_{1/2}(1023.3 \text{ keV}) = (5.75 \pm 0.02)$ dana i $T_{1/2}(1171.4 \text{ keV}) = (5.75 \pm 0.02)$ dana koji iako devijacijom obuhvaćaju tabličnu vrijednost, nemaju preciznost bolju nego što je zadana tablično. Za raspad navedenog izotopa napravljena je i Monte Carlo simulacija raspada u kojoj je šum podešen tako da konačna datoteka s podacima o broju događaja u intervalu što bolje preslikava situaciju koja je dobivena mjerenjem. Simulacija je izvedena 1000 puta te je za svaku simulaciju napravljena prilagodba eksponencijalne funkcije s konstantnom pozadinom (1) te su dobivene vrijednosti prikazane na histogramu. Iz podataka dobivenih iz Monte Carlo simulacije dobivena je vrijednost poluživota $T_{1/2} = (5.8 \pm 0.1)$ dana. Iz dobivenog rezultata može se zaključiti da je metodom određivanja poluživata koja je korištena u ovom mjerenju teško isti preciznije odrediti. Bolje rezultate bi se moglo dobiti složenijim modelom koji bi uračunao utjecaj događaja iz susjednih energijskih vrhova te uz kompleksniju pretpostavku šuma.

[7] Enthought, Inc.: Canopy, verzija 2.1.9.3717 (2018)

Literatura

[1] T. Tamura: Nuclear Data Sheets for $A = 122$, Nuclear Data Sheets Volume 108, Issue 3 (2007), 455-632

[2] K. Kitao, Y. Tendow, A. Hashizume: Nuclear Data Sheets for $A = 120$, Nuclear Data Sheets Volume 96, Issue (2002), 241-390

[3] A.B. Smith, A Fessler: Neutrons and antimony: measurement, interpretation and evaluation, Annals of Nuclear Energy Volume 28, Issue 6 (2001), 531-552

[4] R. B. Firestone, V. S. Shirley: Table of isotopes, 8th edition (1977)

[5] National Nuclear Data Center: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>

[6] Ion Vasilief: QtiPlot, verzija 0.9.8.9 svn 2288, CMI - Universitet Utrecht (2004-2011)