



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Analiza fotonuklearnih reakcija na ^{209}Bi

-master rad-

Mentor:
dr Miodrag Krmar

student:
Blažo Đurnić 252m/19

Novi Sad, 2020.

Zahvaljujem se svojoj porodici koja me je podržavala za vreme svih godina mog obrazovanja; profesorici Milici Knežević koja je u osnovnoj školi prepoznaла moј talenat za fiziku i maksimalno mi pomogla da u njoj ostvarim što bolje rezultate, kroz pripreme za takmičenja na kojima sam učestvovao; profesoru Imreу Gutu koji me je spremaо za takmičenja u nastavku školovanja, kroz srednju školu i koji mi je otvorio vidike i pomogao da na fiziku gledam očima kakvim nikad do tada nisam; a za kraj bih posebno želeo da se zahvalim profesorima Miodragu Krmaru i Nikoli Jovančeviću za svu nesebičnu pomoć i savete koje su mi davali prilikom izrade ovog rada.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijski deo rada.....	2
2.1	Linearni akcelerator čestica (Linac)	2
2.1.1	Konstrukcija linac-a.....	3
2.1.2	Ponašanje snopa linac-a.....	6
2.2	Zakočno zračenje	7
2.2.1	Klasična i kvantomehanička teorija	8
2.2.2	Schiff-ova funkcija.....	11
2.3	Fotonuklearne reakcije	13
2.3.1	Gigantska dipolna rezonancija (GDR).....	15
2.3.2	Fotonuklearne reakcije na energijama višim od GDR	17
2.4	TALYS 1.95.....	19
2.4.1	Modeli gustine energetskih nivoa	21
2.4.2	Rad u TALYS-u	25
3	Eksperimentalni deo	28
3.1	Eksperimentalna postavka	28
3.2	Karakteristike izotopa bizmuta.....	31
3.3	Teorijski podaci dobijeni programskim paketom TALYS 1.95	36
3.3.1	TALYS 1.95 input file	36
3.3.2	TALYS 1.95 output file	38
3.3.3	Analiza dobijenih podataka	41
3.3.4	Izračunavanje aktivnosti izotopa na osnovu dobijenih podataka.....	45
3.4	Poređenje eksperimentalnih i teorijskih rezultata	49
4	Zaključak.....	52
	Dodatak 1	53
	Dodatak 2	56
	Literatura.....	75
	Biografija	76

1 Uvod

Ovaj rad se bavi analizom fotonuklearnih reakcija, s tim što se analiziraju isključivo fotonuklearne reakcije tipa (γ, xn) , gde x govori o broju izbijenih neutrona iz jezgra. Jezgro na kom se ispituju fotonuklearne reakcije ovog tipa je ^{209}Bi , a određivanjem saturacionih aktivnosti izotopa koji nastaju u odgovarajućim fotonuklearnim reakcijama, dolazi se do potrebnih informacija. Ove aktivnosti je potrebno odrediti kako eksperimentalno, tako i teorijski, što je predstavljeno u radu.

Dakle, glavni zadatak ovog rada, jeste uspostavljanje veze između teorijskih i eksperimentalnih podataka. Kako bi ovo bilo što razumljivije čitaocu, rad je podeljen na dva velika dela. U prvom delu ([glava 2](#)), predstavljeni su svi procesi od značaja u eksperimentu, i to sa teorijskog stanovišta. Naravno, da bi se nešto izračunalo teorijski, potrebno je koristiti formule koje su takođe predstavljene u prvom delu. Drugi deo rada ([glava 3](#)) se bazira na eksperimentalnom predstavljanju rezultata i njihovom poređenju sa teorijskim predviđanjem (teorijski proračun je takođe predstavljen u drugom delu), a na osnovu poklapanja ili razilaženja ovih rezultata, potrebno je izvući zaključak.

Kako bi prethodno bilo moguće i razumljivo, u prvom delu rada su opisani procesi jednog uobičajenog eksperimenta. Ovi uobičajeni eksperimenti se baziraju na proizvodnji visokoenergetskih elektrona (nekim akceleratorom), kojima se bombarduje neka meta. Tada nastaje zakočno zračenje, koje dalje stupa u interakciju sa ispitivanim izotopima (u ovom radu ^{209}Bi), a ova interakcija se bazira na fotonuklearnim reakcijama. Upravo zato, u prvom delu rada su ova tri procesa predstavljena u osnovnim crtama. Osim ova tri procesa, u prvom delu rada je predstavljen vrlo koristan programski paket TALYS 1.95, koji se koristi za teorijska izračunavanja veličina karakterističnih za nuklearne reakcije.

U drugom delu rada, predstavljeni su eksperimentalni rezultati koji se ispituju u radu. Ono što je bitno istaći, jeste da su energije fotonuklearnih reakcija koje se ispituju u ovom radu u oblasti iznad gigantske dipolne rezonancije (o ovoj oblasti će biti reči u prvom delu rada), za koju su karakteristični niski efikasni preseci odigravanja fotonuklearnih reakcija. Takođe, za ovu energetsку oblast fotonuklearnih reakcija postoji najmanje eksperimentalnih podataka, a samim tim, ovaj rad dobija na značaju.

Kako je to već istaknuto, zadatak ovog rada jeste upoređivanje eksperimentalno dobijenih podataka sa teorijski dobijenim podacima. Kako bi se dobili teorijski podaci, u radu je korišćen programski paket TALYS 1.95 kojim je dobijena informacija o teorijski izračunatim vrednostima efikasnih preseka odgovarajućih fotonuklearnih reakcija na ispitivanim energijama. Osim efikasnog preseka, kako bi bilo moguće doći do potrebnih teorijskih podataka (saturacionih aktivnosti), potrebno je pronaći neku funkciju koja može na zadovoljavajući način da opiše fluks zakočnog zračenja. U tu svrhu, u radu je korišćena Schiff-ova funkcija za ugao od 0° , koji odgovara geometriji eksperimenta na kom je zasnovan ovaj rad.

2 Teorijski deo rada

Kako bi se što lakše mogla razumeti predstojeća eksperimentalna analiza, u ovom delu rada će biti govora o teorijskim procesima do kojih dolazi u stvarnom eksperimentu. Osim eksperimenta na osnovu kog je napisan ovaj rad, dati fizički procesi i slične analize se koriste i u mnogim drugim eksperimentima u nuklearnoj fizici, što govori o značaju poznavanja procesa koji će biti opisani u ovom delu rada. Za kraj analize ovog dela rada, biće predstavljen programski paket TALYS 1.95, koji će biti upotrebljen za analizu podataka u eksperimentalnom delu rada.

2.1 Linearni akcelerator čestica (Linac)

Kada je reč o akceleratorima čestica, zapravo je reč o ubrzavanju nanelektrisanih čestica u odgovarajućim električnim i magnetnim poljima. Dakle, očigledno je da je za razvoj akceleratorske fizike bilo neophodno odlično poznavanje elektromagnetizma, koji je bio meta intenzivnog proučavanja u devetnaestom veku. Upravo ovo i jeste omogućilo razvoj akceleratorske fizike u narednom periodu (dvadesetom veku). Ono što je svakako osnova za ubrzanje nanelektrisane čestice, jeste njeno uvođenje u električno polje sa karakterističnim padom napona. Tada će nanelektrisana čestica primiti energiju

$$E = eV, \quad (2.1)$$

gde je e nanelektrisanje čestice, a V je pad napona električnog polja.

Na osnovu prethodno rečenog, očigledno je da su se prvi akceleratori čestica svodili na prosto obezbeđivanje stacionarnog polja, kojim bi se mogla ubrzati nanelektrisana čestica (elektron ili neki jon). Dakle, ovi prvi uređaji su se razlikovali samo po principu kojim bi se došlo do visokog napona i po tome koliku bi maksimalnu vrednost taj napon mogao dostići. Obzirom da je ovaj napon svakako ograničen, i ubrzavanje čestica na ovaj način je bilo ograničeno. Svakako, najpoznatiji ovakav akcelerator čestica je Van de Graaff-ov akcelerator.

Sledeći korak u razvoju akceleratorske fizike se svodio na uvođenje naizmeničnog polja koje bi ubrzavalo čestice. Osnovna ideja je da nanelektrisana čestica koja se ubrzava, pređe veliki broj puta odgovarajuću potencijalnu razliku i na taj način dostigne mnogo veće energije. Najpre, nakon prethodno spomenutih akceleratora sa statičkim poljima, u fiziku je uveden linearni akcelerator¹, da bi se nakon njega uveli i akceleratori koji dozvoljavaju kretanje čestica po kružnim putanjama (npr. ciklotron). Ipak, nakon što je prvi put predložen 1927. godine, linac nije bio u mogućnosti da se primeni za ozbiljna izučavanja u oblasti nuklearne ili čestične fizike. Razlog ovome jeste bila ograničena energija čestica koja se mogla obezbediti, i to usled nemogućnosti da se dostignu potrebne snage generatora električnog polja odgovarajuće frekvencije. Ovaj akcelerator je takođe dobio na značaju u periodu drugog svetskog rata, jer su tada proučeni radiofrekventni izvori velike snage koji su bili neophodni za proizvodnju radara. Linac koji koristi ova radiofrekventna polja se uglavnom u literaturi obeležava kao RF linac. Zbog intenzivne upotrebe, ovaj akcelerator čestica nikad nije prestao da se usavršava i još i danas se vrlo često koristi (npr. korišćen je i u eksperimentu na kom je zasnovan ovaj rad). Njegovim usavršavanjem, dobijani su kvalitetniji i intenzivniji snopovi ubrzanih čestica.

¹ Linearni akcelerator bi se moglo reći da je svaki akcelerator koji ubrzava čestice na njihovoj putanji, bez njihovog skretanja, tj. njihova putanja je linearne. U literaturi se ovi akceleratori uglavnom nalaze pod skraćenicom **linac**. Bitna karakteristika linac-a je da nema skretanja ubrzanih snopova, tj. ne dolazi do gubitka energije snopova usled zračenja koje se javlja pri promeni putanje nanelektrisanih čestica.

Naravno, kako bi bilo moguće ubrzavati čestice, potrebno je najpre obezbiti da one budu nanelektrisane. Dakle, jedan od zadataka sistema za ubrzavanje, jeste obezbeđivanje snopova nanelektrisanih čestica (sam postupak ovde neće biti predstavljen obzirom da je zadatak ovog poglavlja objašnjavanje rada linac-a, a ne proizvodnja čestica za ubrzavanje). Naravno, nakon proizvodnje nanelektrisanih čestica, potrebno je na odgovarajući način ih i uvesti u linac (recimo sistemom kolimatora).

Kao što je rečeno, danas je vrlo česta upotreba linac-a i to u vrlo različitim oblastima. Tako se ovaj akcelerator može sresti u raznim ispitivanjima u oblasti nuklearne i čestične fizike, u industriji, u medicini, itd.

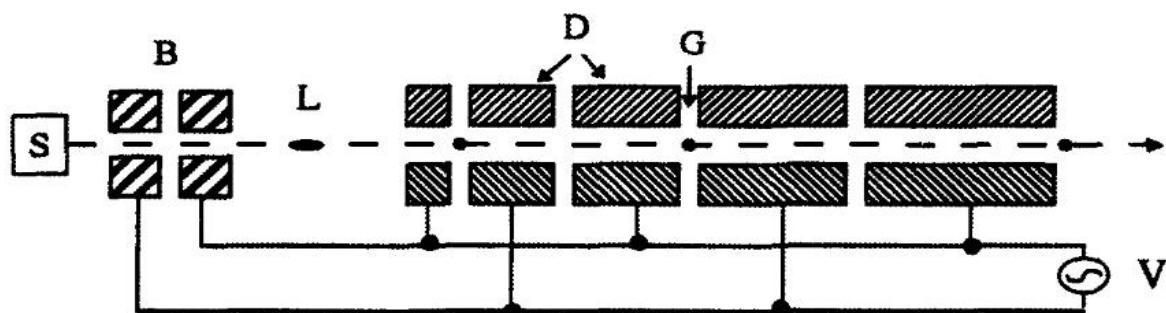
U nastavku poglavlja, biće opisana konstrukcija i rad linac-a i to u osnovnim crtama, bez ulazeњa u detalje i izvođenja formula. Za više informacija i detaljniju analizu linac-a, pogledati [1], [2] i [3].

2.1.1 Konstrukcija linac-a

U ovom poglavlju, pre predstavljanja nekih novijih konstrukcija linac-a, najpre će biti predstavljena osnovna i prva konstrukcija koja je predložena 1927. godine. Takođe, na ovoj konstrukciji se najjednostavnije može objasniti ideja funkcionsanja linac-a, bez dubljeg ulazeњa u detalje.

1924. godine, Gustav Ising je prvi put predložio akcelerator čestica koji bi se koristio promenljivim naponom za ubrzavanje čestica. U ovom modelu, ubrzavanje bi se vršilo u vakuumskim cevima u kojima bi se nalazio veliki broj metalnih cevi za driftovanje čestica. Ipak, iako je ovo bio samo predlog, ovaj model je poslužio kao ideja Wideröe-u za konstrukciju prvog linac-a 1927. godine.

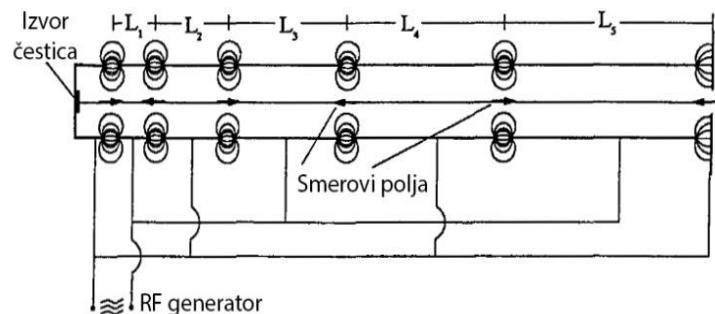
Wideröe-ov akcelerator nije bio u stanju da razvije velike energije, ali ipak, useo je da pokaže da je čestice moguće ubrzavati promenljivim električnim poljem. Osim toga, ovaj akcelerator je poslužio kao osnova za razvoj svih drugih novijih radiofrekventnih akceleratora, a njegov izgled je predstavljen na slici 1. Na slici, slovom **S** je predstavljen izvor



Slika 1 Šematski prikaz Wideröe-ovog akceleratora

nanelektrisanih čestica koje ulaze u akcelerator, sa **B** je predstavljeno ulazno radiofrekventno polje koje je zaduženo da obezbedi da samo grupa čestica **L**, ima odgovarajuće brzine za ubrzavanje u ostatku linac-a (u nastavku će biti malo reći i o principu koje se čestice mogu ubrzavati u linacu). Nakon što čestice dođu na ulaz u linac, one prolaze kroz seriju delova tipa **D** i **G**. **D** delovi su zapravo metalne šuplje cevi (kako bi se neutralisalo polje u njima) koje služe da obezbede slobodan drift nanelektrisanih čestica kroz njih, dok su delovi **G** zapravo šupljine u kojima vlada električno polje koje dovodi do ubrzavanja nanelektrisanih čestica. Ovo električno polje potiče od metalnih cevi **D**, koje su ujedno i nanelektrisane usled spoljašnjeg generatora naizmenične struje, napona **V**.

Kako bi se sada razumeo princip rada ovog akceleratora, potrebno bi bilo malo detaljnije objasniti ideju metalnih cevi **D** i šupljina **G**. Naime, nakon što nanelektrisana čestica uđe u prvu šupljinu **G**, ona je izložena određenom električnom polju, koje je tako usmereno da ubrzava datu česticu. Dakle, u ovoj šupljini, čestica dobija odgovarajući iznos energije. Dok je čestica u ovoj šupljini, u narednoj šupljini vlada suprotno orijentisano polje zbog trenutnog nanelektrisanja na metalnim cevima (videti sliku 2). Nakon što čestica uđe u šuplju metalnu cev u kojoj ne postoji polje (Gauss-ov zakon), čestica kroz datu cev driftuje. Za vreme ovog drifta, radiofrekventni izvor menja polaritet električnog polja, tako da kada čestica uđe u sledeću šupljinu, ona ponovo bude izložena polju koje je ubrzava. Dakle, nakon ovog sledećeg ubrzavanja, čestica ima još veću energiju nego što je imala pre ulaska u šupljinu, tj. ona ima i veću brzinu. Upravo zato, naredna cev **D** bi trebalo da bude duža nego prethodna, kako bi se obezbedilo da nanelektrisana čestica uđe u narednu šupljinu ponovo, u trenutku kada je polje ubrzava (treba imati u vidu da izvor ima konstantnu frekvenciju). Ovo je takođe predstavljeno na slici 2 različitim dužinama cevi (L_1, L_2, \dots). Na osnovu rečenog, jasno se nameće prvi problem ove konstrukcije, tj. potreba za velikom dužinom cevi zbog velikih brzina koje se postižu u čestičnom svetu (posebno na visokim energijama).



Slika 2 Ilustracija električnog polja u linac-u u jednom trentuku

U eksperimentu, Wideröe je korstio napon za ubrzavanje od 25 keV dok je frekvencija izvora bila 1 MHz. Ovim eksperimentom, Wideröe je dobio energiju čestica od svega 50 keV. U godinama nakon što je Wideröe sproveo ovaj eksperiment, još verzija akceleratora slične konstrukcije je napravljeno i njima su dostignute veće energije izlaznih snopova nanelektrisanih čestica. Tako su 1931. godine, Sloan i Lawrence napravili akcelerator ovog tipa sa 30 metalnih cevi za driftovanje, dok su primenili napon od 42 keV i frekvenciju od 10 MHz. Ovim akceleratorom, oni su bili u stanju da ubrzaju jone žive do energije od 1,26 MeV, dok je struja snopa bila 1 μA . Do 1934. godine, ovom konstrukcijom su dostignute energije snopova od 2,85 MeV, korišćenjem 36 cevi za driftovanje.

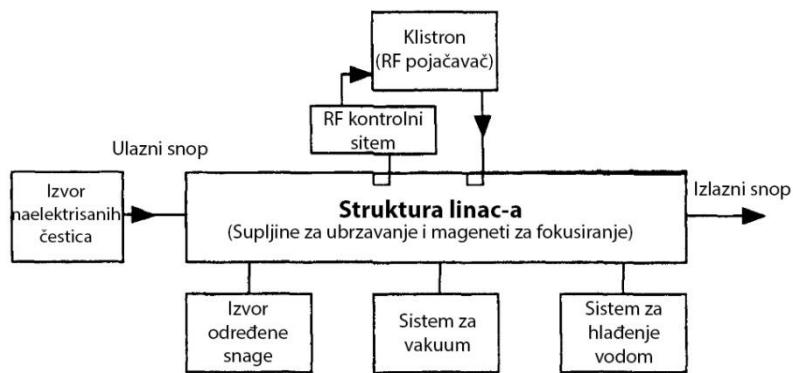
Ako se obrati pažnja, u prethodnom pasusu je istaknuto da su se datim akceleratorima ubrzavali teški joni. Ipak, ovaj akcelerator se pokazao kao nepraktičan kada je reč o ubrzavanju lakih čestica kao što su elektroni ili protoni, tj. najbitnijih čestica za nuklearna i čestična izučavanja materije. Razlog ovome jeste, da ove čestice imaju relativno malu masu, a samim tim, na manjim energijama dostižu mnogo veću brzinu (posebno elektroni) i njihove brzine dostižu red veličine brzine svetlosti. Dakle, ako bi eksperimentator želeo da ovakve čestice ubrza do većih energija, potrebno bi bilo da koristi akceleratore nepraktično velikih razmara, ili eventualno akceleratore koji rade na vrlo visokim frekvencijama (povećanjem frekvencije bi se smanjila dužina cevi za driftovanje), što se ponovo ispostavilo kao nepraktično.

Kako bi se rešili predstavljeni problemi, potrebno je bilo uvesti generatore visokih frekvencija i uz to i modifikovati konstrukciju samog sistema za ubrzavanje. Ipak, jasno je da je Wideröe-ov akcelerator odigrao vrlo bitnu ulogu u razvoju akceleratorske fizike kao prvi RF akcelerator.

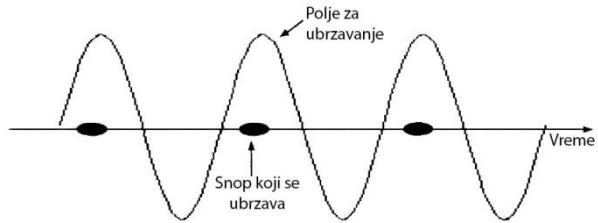
Sada bi bilo potrebno predstaviti šta se to podrazumeva pod drugim konstrukcijama i šta je karakteristično za sve njih. Naime, za početak bi trebalo reći da se sve šeme mogu uprošćeno predstaviti šemom sa slike 3, tj. sve ove konstrukcije se zasnivaju na istim komponentama. Ako se obrati pažnja na procese za koje su zadužene komponente, sasvim je očigledna njihova neophodnost u linac sistemu. Naravno, linac sistemu treba izvor električne energije, sistem koji će upravljati samom frekvencijom (RF kontrolni sistem), sistem za vakuum kako ne bi dolazilo do izrazitog slabljenja snopa, kao i sistem za hlađenje kojim bi se neutralizovalo Joule-ovo zagrevanje. Takođe, osim svega do sada navedenog, za različite konstrukcije je zajednički i način ubrzavanja, tj. do procesa ubrzavanja treba da dođe u odgovarajućem trenutku, tako da on bude efikasan. Tako je na slici 4 predstavljena karakteristična promena električnog polja linac-a, kao i vremenski interval u kom bi trebalo da nanelektrisane čestice budu izložene tom električnom polju.

Na osnovu do sada rečenog, očigledno je da se nanelektrisane čestice ubrzavaju u šupljinama linac-a koje poseduju karakteristična električna i magnetna polja. Tako je na slici 5 predstavljen izgled električnog (levo; linije su paralelne pravcu kretanja čestica) i magnetnog (desno; površina normalna na pravac kretanja čestica) polja, koje vlada u šupljinama linac-a. Dakle, glavni zadatak svake konstrukcije linac-a jeste pronaći rešenje kako upotrebiti šupljine da bi se postigla maksimalna efikasnost ubrzavanja čestica.

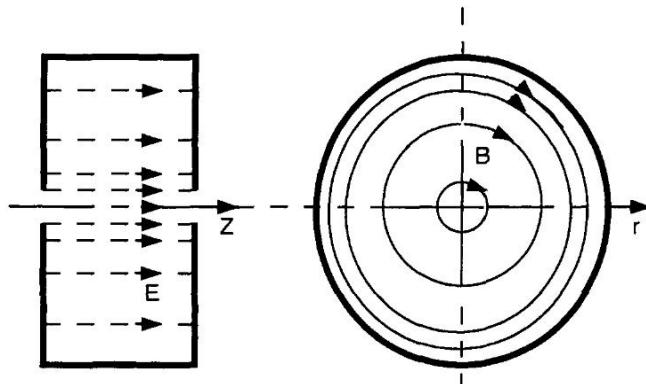
Kako bi se rešio prethodno istaknuti problem, akceleratori uglavnom koriste neki od uobičajenih metoda uspostavljanja električnog polja u šupljinama. Prvi od načina jeste da se obezbede šupljine koje imaju različite izvore, tj. da svaka šupljina ima svoj RF izvor i da se u svakoj šupljini formira polje određene faze po izboru, bez ikakve zavisnosti sa fazom prethodne šupljine. Ovo rešenje se uglavnom koristi za superprovodne linac sisteme. Drugi način koji se upotrebljava, jeste da se upotrebe stojeći talasi u dugačkoj šupljini koja se sastoji od velikog broja elektromagnetskih čelija koje zavise jedna od druge. Osim ova dva načina, postoje i drugi načini da se obezbedi električno polje u šupljinama za ubrzavanje čestica. Ipak, prilikom svake konstrukcije treba voditi računa o mogućnostima primene date konstrukcije, tj.



Slika 4 Klasične komponente sistema linac-a

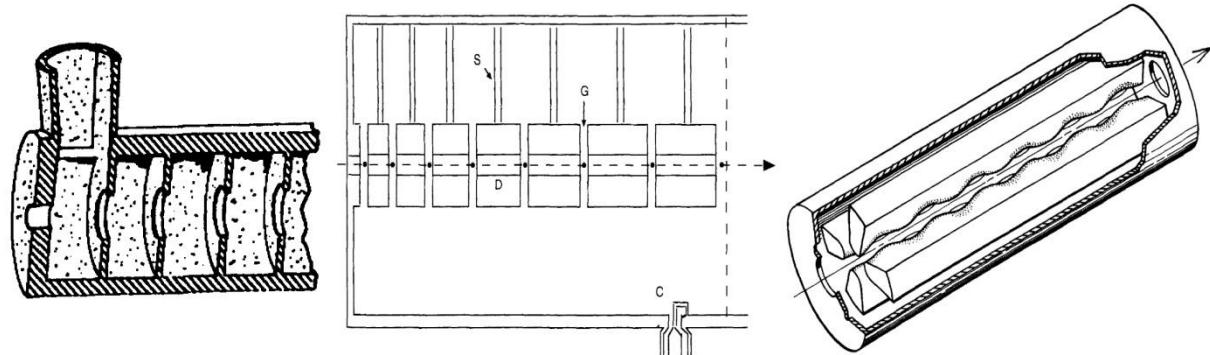


Slika 3 Vremenska karakteristika električnog polja i mesto na kom treba da se ubrzavaju nanelektrisane čestice



Slika 5 Prikaz električnog (levo) i magnetnog (desno) polja u šupljinama linac-a

do kojih energija i brzina se mogu ubrzavati čestice i o kojim česticama je uopšte reč. Tako je na slici 6 predstavljeno tri strukture linac-a. Prva (leva) predstavlja konstrukciju koja se bazira



Slika 6 Tri konstrukcije linac-a

na formiranju stoećih talasa, gde je jedna šupljina podeljena na veći broj ćelija pomoću diskova. Ovakva konstrukcija se npr. koristi u Stanford Linear Accelerating Center-u (SLAC). Druga (srednja) konstrukcija predstavlja Alvarez-ovu konstrukciju (drift-tube linac - DTL) i slična je Wideröe-ovoj konstrukciji. Ipak, ova konstrukcija je malo unapređena u odnosu na Wideröe-vu. Poslednja (desna) konstrukcija sa slike 6 predstavlja RF kvadropolni linac i koristi se za ubrzavanje težih jona do brzina od 0,01 do 0,06 c.

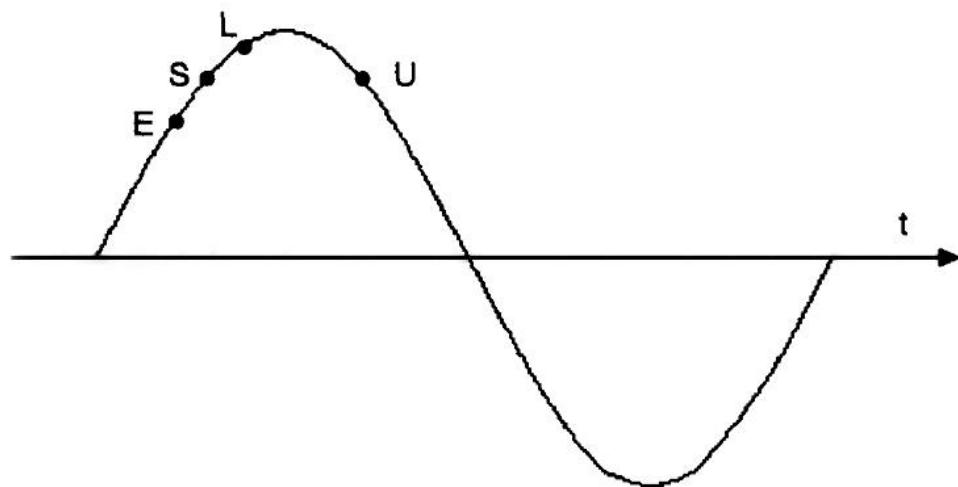
Dakle, u ovom poglavlju su predstavljene samo konstrukcije bez nekog većeg ulaženja u detalje njihovog rada. Ipak, sve ove konstrukcije rade na sličan način i mogu da obezbede različite izlazne snopove. Ako se još jednom pogleda [slika 3](#), može se primetiti da izlazni snop koji se dobija u linac-u ima ograničeno vreme trajanja. Ovi kratkotrajni snopovi koji se javljaju jednom po RF periodu se nazivaju mikropulsevi. Veliki broj ovakvih mikropulseva formira makropulseve. U eksperimentu, u zavisnosti od potreba, se mogu proizvesti različiti režimi rada linac-a, tj. eksperimentator može da stvara makropulseve sa određenim periodom (očigledno je da je ovaj period mnogo duži od RF perioda) ili da pušta da linac radi u kontinualnom režimu.

Za kraj ovog poglavlja bi trebalo reći, da bez obzira na izbor konstrukcije linac-a, sam linac zauzima mnogo mesta, a ovo je posledica toga što se čestica kroz svaku šupljinu kreće svega jednom, za razliku od akceleratora kod kojih se čestice kreću po kružnim putanjama i kod kojih čestica stalno iznova prolazi kroz iste šupljine tokom ubrzavanja.

2.1.2 Ponašanje snopa linac-a

Za kraj analize linac-a u ovom radu, potrebno bi bilo malo pažnje posvetiti i stabilnosti snopa, kao i njegovom kretanju kroz linac. Za početak, ako se ponovo obrati pažnja na analizu datu uz [sliku 3](#), rečeno je da mikropulsevi imaju određeno vreme trajanja, tj. samo one čestice koje uđu u šupljinu u odgovarajućem vremenskom intervalu mogu da budu ubrzane linac-om, dok one čestice koje ne uđu u šupljinu u odgovarajućem vremenskom intervalu, ne bivaju ubrzane. Dakle, postavlja se pitanje, koje su to stabilne čestice i o kom vremenskom intervalu je reč.

Kako bi se na prethodno predstavljen problem moglo što lakše odgovoriti, bilo bi korisno posmatrati sliku 7. Na ovoj slici je predstavljena promena električnog polja u šupljini sa vremenom (sinusna funkcija). Osim same talasne funkcije, predstavljene su još četiri tačke: E (eng. early) koja se odnosi na granični trenutak kada čestica dolazi ranije u šupljinu, ali još uvek uspeva da se sinhronizuje sa sledećom šupljinom (uđe u nju sa odgovarajućom fazom), S (eng. stable) što predstavlja mesto koje je stabilno, tj. čestica koja uđe sa ovom fazom u električno polje prve šupljine će ući i u sledeću šupljinu sa istom tom fazom, L (eng. late)



Slika 7 Stabilnost čestica u linac-u

koja se odnosi na granični trenutak kada čestica dolazi kasnije u šupljinu, ali još uvek uspeva da se sinhronizuje sa sledećom šupljinom i **U** (eng. unstable) koja se odnosi na stanje u kom čestica nije stabilna i ova čestica nema mogućnost da se sinhronizuje sa poljima ostalih šupljina. Ovakva čestica neće biti ubrzana linac-om.

Dakle, na osnovu prethodno rečenog, očigledno je da samo čestice koje u šupljinu uđu u periodu od **E** do **L** mogu da budu ubrzane linac-om i ove čestice formiraju prethodno spomenute mikropulseve. Međutim, ponovo se postavlja pitanje zašto je to tako. Razlog ovome jeste, da je čestica koja u prvu šupljinu uđe u trenutku **E**, izložena manjem električnom polju nego čestica koja uđe u šupljinu u trenutku **L**, a samim tim, čestica **E** dobija i manju energiju (dakle i brzinu) od polja. Upravo zato, ovoj čestici će trebati više vremena da dođe do sledeće šupljine, pa će u ovu šupljinu ući sa većom fazom (kasnije). Slično razmatranje se može napraviti i sa česticom koja uđe u trenutku **L**, tj. ova čestica je izložena većem električnom polju i dobija veću energiju, pa stiže brže do sledeće šupljine. Ipak, ovde bi trebalo naglasiti da su ovi efekti mnogo izraženiji za teže čestice nego što je to slučaj za lake. Razlog ovome jeste da lake čestice mnogo lakše dostižu brzine bliske brzini svetlosti, a dalje, čak i ako im energija značajno poraste, njihova brzina se ne menja značajno.

2.2 Zakočno zračenje

U prethodnom poglavlju rada, predstavljen je jedan od načina da se dođe do visokoenergetskih naelektrisanih čestica, među kojima se nalaze i elektroni. Kada se ovi visokoenergetski elektroni upute na metu ili uopšte interaguju sa sredinom, oni gube svoju energiju na različite načine. Dakle, obzirom da ovi elektroni gube energiju, oni zapravo usporavaju, a kako predviđa teorija, a i potvrđuje eksperiment, naelektrisane čestice prilikom bilo kog vida ubrzanog kretanja gube energiju u vidu emitovanja elektromagnetskog zračenja. Ovo zračenje se naziva zakočno zračenje i ovaj tip zračenja je kontinualan.

Kada je reč o spomenutoj teoriji kojom se može opisati zakočno zračenje, bitna razlika se može ustanoviti između klasične i kvantnomehaničke teorije koje su vremenom razvijene i o ove dve teorije će biti reči u najkraćim crtama u narednom [poglavlju 2.2.1](#) (bez detaljnog izvođenja bilo kojih formula).

Korišćenje zakočnog zračenja predstavlja jedan od bitnijih načina da se dobiju fotoni u nuklearnoj fizici, i to posebno ako je potrebno proizvesti visokoenergetske fotone koji se ne mogu dobiti klasičnim radioaktivnim raspadima. U eksperimentima je uglavnom slučaj da se elektroni tada ubrzavaju u nekoj vrsti akceleratora (recimo u linac-u kao što je slučaj u ovom radu), a zatim usmeravaju na metu (vrlo često se koristi volfram). U interakciji atoma mete i

upadnih elektrona nastaje zakočno zračenje, koje nakon toga može da pogodi metu sačinjenu od ispitivanog izotopa (u ovom radu izotop ^{209}Bi), nakon čega, sa odgovarajućom verovatnoćom, dolazi do odigravanja fotonuklearnih reakcija (o njima će biti više reči u poglavlju 2.3), koje se mogu upotrebiti u različite svrhe i za izvlačenje različitih zaključaka. U tom slučaju, nakon apsorbovanja fotona, jezgra izotopa mete se pobuđuju i potrebno im je da se na određeni način reše ovog viška energije (emitovanjem jedne ili više čestica, ili potpunim raspadom). Tada je moguće odrediti saturacionu aktivnost mete kao

$$A(E_0) = \int_{E_{GR}}^{E_0} \sigma(E_\gamma) \cdot \Phi(E_0, E_\gamma) dE, \quad (2.2)$$

gde je E_0 energija upadnog elektronskog snopa, E_{GR} je granična energija za odigravanje ispitivane reakcije, E_γ je energija gama fotona, $\sigma(E_\gamma)$ je efikasni presek za odgivravanje odgovarajuće reakcije za energiju fotona E_γ , a $\Phi(E_0, E_\gamma)$ je fluks gama zračenja koje nastaje na jezgrima mete (za elektrone; volfram). Kao što se može videti, u prethodnoj formuli se javlja integral, što je direktna posledica zakočnog zračenja koje je kontinualne prirode.

U ovoj metodi, postoje dva osnovna problema. Prvi je da je potrebno dobro poznavanje efikasnih preseka za interakciju, dok se drugi svodi na održanje stabilnosti snopa elektrona dovoljno visoke struje na izlazu iz akceleratora. Ovaj drugi problem može da igra vrlo bitnu ulogu ako se energija elektrona menja u malim koracima, nakon čega se vrše ispitivanja razlika rezultata. Ovakvom vrstom merenja se bavi nekoliko laboratorijskih grupa u Rusiji, Kanadi i Australiji.

2.2.1 Klasična i kvantomehanička teorija

Analiza u ovom poglavlju će biti započeta sa stanovišta klasične teorije, s tim da će biti predstavljeni samo principi i zaključci ovih teorija bez bilo kakvog izvođenja obzirom da ono nije bitno za smisao ovog rada. Nakon klasičnog pristupa, potrebno bi bilo ukazati i na glavnu razliku klasične u odnosu na kvantomehaničku teoriju.

Kako bi elektron imao neko ubrzanje, potrebno je da on bude izložen nekom električnom ili magnetnom polju. U zavisnosti od pravca vektora ubrzanja, čestica može da menja intenzitet brzine ili prosto da menja njen pravac. Ipak, u oba ova slučaja, ubrzanje postoji, a samim tim, po klasičnoj teoriji elektromagnetskog polja, elektron bi na svom putu trebalo da emituje elektromagnetno zračenje. Takođe, upotrebotom Maxwell-ovih jednačina elektromagnetskog polja, moguće je doći do svih jednačina karakterističnih za kretanje elektrona. Na osnovu ove teorije, elektron nadelektrisanja e , koji se kreće brzinom $v \ll c$ ima ukupnu snagu zračenja datu izrazom

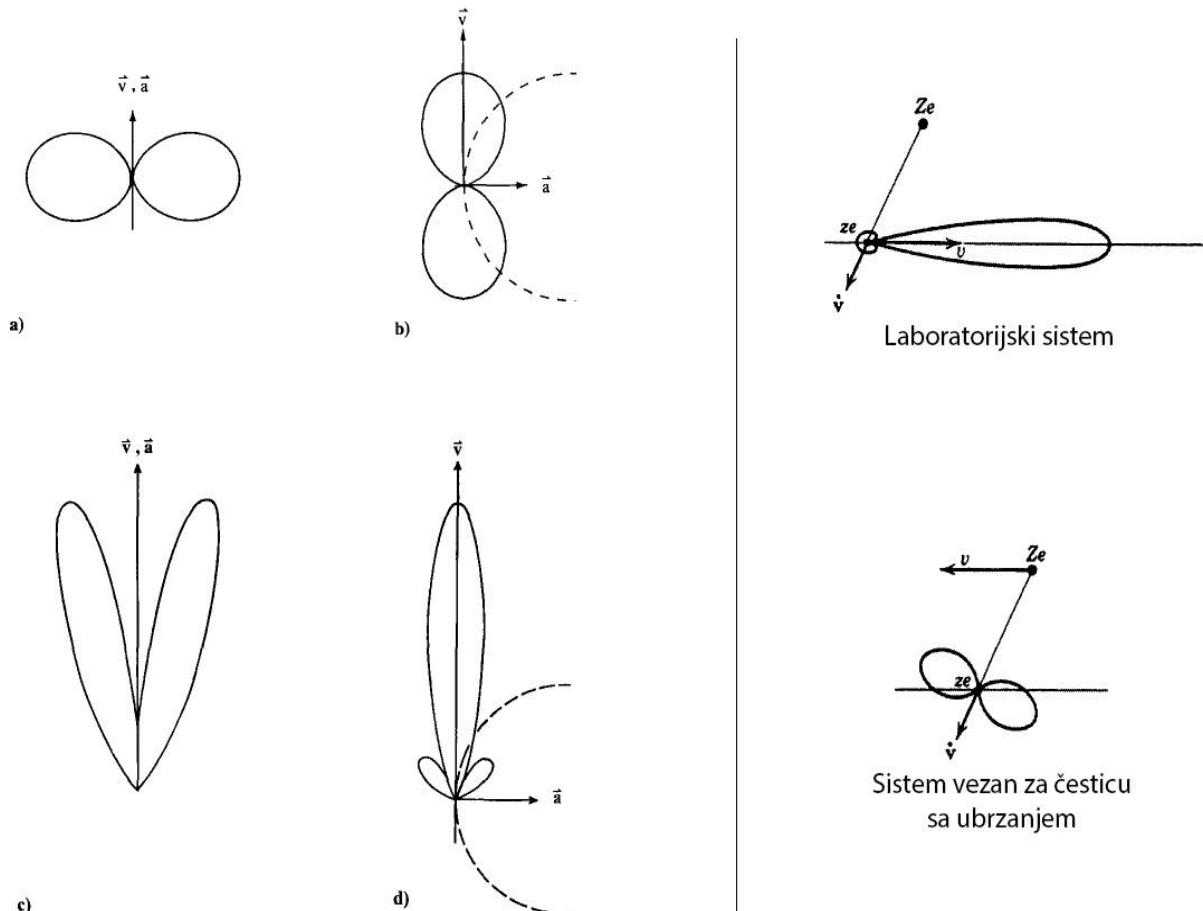
$$I = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3c^3} a^2, \quad (2.3)$$

gde je a ubrzanje elektrona, a ϵ_0 dielektrična permitivnost vakuuma.

Dakle, bilo kakvo ubrzano kretanje nadelektrisanja bi trebalo da bude propraćeno emitovanjem zračenja. Tako na primer, ako se uzme najprostiji poznati slučaj električnog dipola, u laboratorijskom sistemu, ugaona raspodela zakočnog zračenja može da se opiše dobro poznatom funkcijom

$$\frac{dI}{d\Omega} \sim \sin^2 \theta, \quad (2.4)$$

gde se još uvek smatra da je $v \ll c$. Ovaj slučaj je predstavljen na slici 8 levo a) za paralelnu orientaciju brzine i ubrzanja, dok je na slici 8 levo b) predstavljen slučaj normalno orijentisane brzine u odnosu na ubrzanje. Ipak, na većim energijama gde prestaje da važi $v \ll c$, problemu se mora pristupiti sa relativističkog stanovišta i tada je nastalo zračenje pretežno usmereno u pravcu brzine upadne čestice (elektrona), kao na slici 8 levo c) i d).



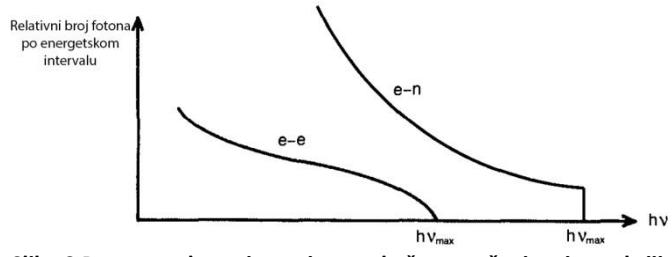
Slika 8 Ugaona distribucija zakočnog zračenja dipola za nerelativistički i relativistički slučaj (levo); ugona distribucija zakočnog zračenja u zavisnosti od izbora referentnog sistema

Kao što se može videti sa desnog dela slike 8, prilikom opisivanja ugaone distribucije zračenja pri relativističkim brzinama, treba voditi računa i o izboru referentnog sistema.

U dosadašnjoj analizi razmatrana je dipolna reakcija elektrona koji proizvodi zakočno zračenje. Dakle, razmatrana je interakcija elektrona sa jezgrom, što ujedno i predstavlja dominantni izvor zakočnog zračenja. Ipak, upadni elektron osim jezgra može da interaguje i sa elektronima pored kojih prolazi, međutim, ova interakcija ne može da bude dipolne prirode obzirom da elektroni imaju isti predznak nadelektrisanja. Upravo zato, smatra se da upadni elektroni u interakciji sa elektronima emituju zakočno zračenje kvadrupolne prirode, tj. ovo zračenje je mnogo manjeg intenziteta. Osim ovoga, ako se obrati pažnja, elektron koji prolazi kraj nadelektrisanog tela i emituje zračenje može da se predstavi preko sistema tri tела. Ako je reč o interakciji elektrona sa jezgrom, zbog velike mase jezgra, jezgro kao treće telo u dotoj interakciji uzima minimalnu energiju, dok u interakciji dva elektrona to nije slučaj. Po zakonu održanja impulsa, to bi se moglo zapisati kao

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_e + \vec{k} + \vec{q}, \quad (2.5)$$

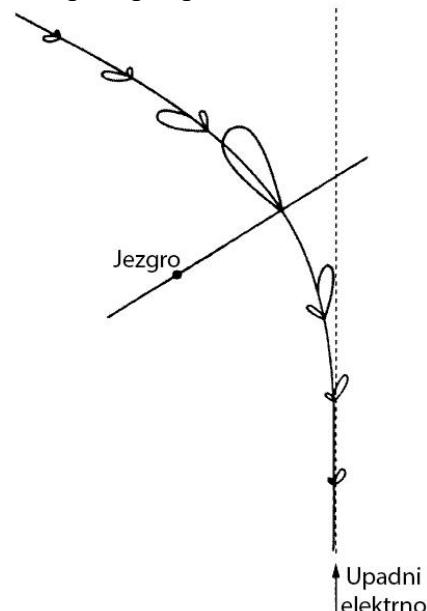
gde je p_0 impuls upadnog elektrona pre interakcije, p_e je impuls tog istog elektrona nakon interakcije sa nekom nanelektrisanom česticom, k je impuls nastalog fotona, dok je q impuls čestice sa kojom je interagovao elektron. Dakle, na osnovu prethodno iznetih razloga, očigledno je da je zakočno zračenje koje nastaje u interakciji dva elektrona mnogo manjeg intenziteta u odnosu na zračenje koje nastaje u interakciji teškog, pozitivno nanelektrisanog jezgra sa upadnim elektronom. Jedna od procena je predstavljena na slici 9.



Slika 9 Procena odnosa intenziteta zakočnog zračenja u interakciji upadnog elektrona sa elektronom ($e - e$) i jezgrom, tj. nukleusom ($e - n$)

Ako se uzme u obzir poznat izgled spektra zakočnog zračenja (videti sliku 9 $e - n$ krivu), prvi veliki problem koji se ne može opisati čisto klasičnom teorijom, bila bi oštra granica maksimalne energije zračenja. Kako bi ovo bilo moguće opisati, moralo bi se sa klasične teorije preći na barem semiklasičnu. Međutim, čak ni ova teorija ne može da opiše veliki broj pojava na odgovarajući način (recimo efekat ekraniranja koji će biti spomenut na kraju ovog poglavlja) i ne daje dovoljno dobro poklapanje sa eksperimentalnim rezultatima. Upravo zato, svakako se nameće korišćenje kvantne mehanike. Ipak, pre prelaska na kvantnu mehaniku, u narednom pasusu je predstavljena još jedna karakteristika zakočnog zračenja kod koje je klasična teorija pretrpela potpuni poraz u odnosu na kvantnomehaničku.

Glavni problem u klasičnom pristupu predstavljanja zakočnog zračenja jeste u tome da ovaj pristup predviđa konstantno emitovanje zračenja prilikom ubrzanog kretanja bilo kog nanelektrisanog tela i to tako da se to zračenje emituje uvek, bez izuzetka. Ovo je i predstavljeno na slici 10 (rasejanje elektrona na jezgru), gde je intenzitet zračenja najveći pri najbližem prolasku elektrona pored jezgra. Za razliku od klasične teorije, kvantnomehanička predviđa da je verovatnoća za emisuju zračenja reda $1/137$, tj. reda konstante fine strukture (α). Kvantna mehanika ovo predviđa uračunavajući interakciju upadnog elektrona sa radijacionim poljem koje nastaje, kao i interakciju elektrona sa električnim poljem jezgra.



Slika 10 Emitovanje zračenja predviđeno klasičnom teorijom

Osim prethodno rečenog, kvantna mehanika je u stanju da dođe do izraza koji opisuju zakočno zračenje sa odgovarajućim slaganjem sa eksperimentima. Osnovni izraz koji može da dâ kvantna mehanika je izraz za diferencijalni efikasni presek, tj.

$$\frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_k d\Omega_{p2}} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \left(\frac{\hbar}{m_e c}\right)^2 \frac{p_2(E_1 + m_e c^2)(E_2 + m_e c^2)k^2}{p_1 h v m_e^4 c^5} |M|^2, \quad (2.6)$$

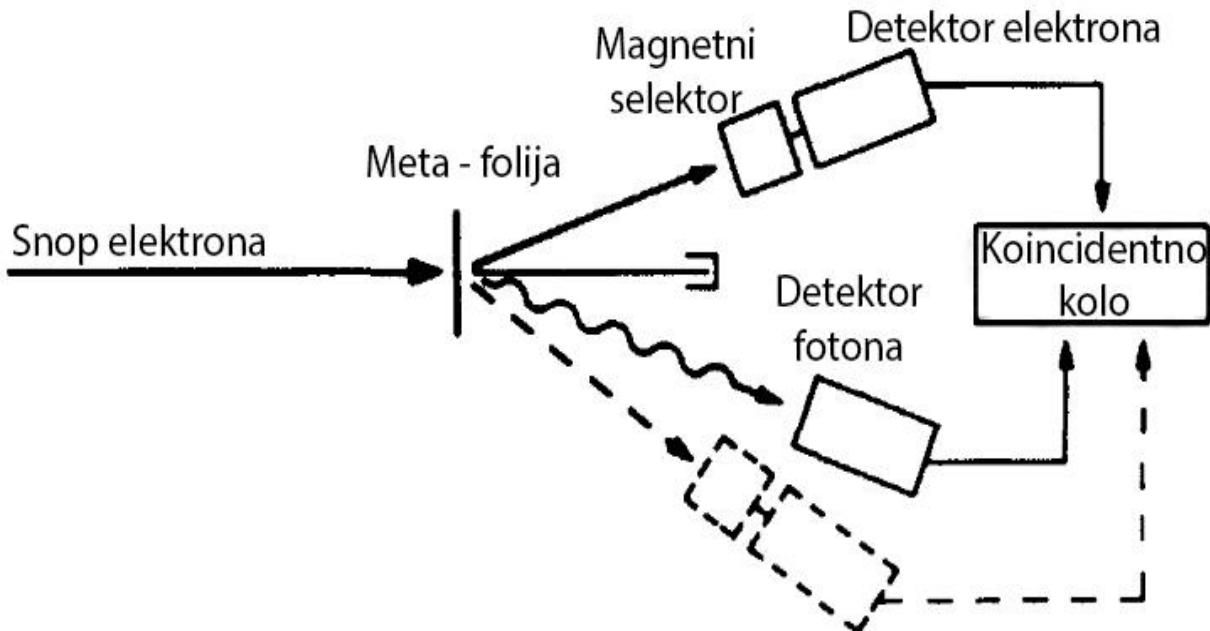
gde su sa p i E označeni impuls i energija elektrona, redom, a indeksi 1 i 2 se odnose na trenutke pre i posle rasejanja elektrona, k predstavlja impuls nastalog fotona, a α je konstanta fine strukture, tj. $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$. Do jednačine (2.6) se dolazi primenom Dirac-ove jednačine kako bi se uračunali i relativistički efekti, kao i Fermi-jevog zlatnog pravila. Detaljnije izvođenje se može pronaći u [5].

Osim formule (2.6) u ovom tekstu neće biti predstavljene druge formule koje se mogu dobiti primenom kvantne mehanike. Ipak, trebalo bi reći da bi sledeći postupak pri kvantnomehaničkoj analizi trebalo da bude korišćenje Born-ovih aproksimacija, a zatim i analiza efekata kao što su eferkti ekraniranja, uzmaka jezgra, unutrašnje strukture jezgra, itd. Osim Born-ovih aproksimacija, u kvantnomehaničkoj analizi se mogu upotrebiti i mnoge druge aproksimacije koje ovde neće biti predstavljene.

Za kraj ovog poglavlja, trebalo bi istaći da je jedan od jako bitnih efekata za dobar teorijski opis nastanka zakočnog zračenja, efekat ekraniranja. Naime, upadni elektron koji stupa u interakciju sa jezgrom (kao što je rečeno ova je dominantna) zapravo stupa u interakciju sa potencijalom koji jezgro stvara. Obzirom da jezgro mete ili sredine nikad nije ogoljeno, tj. u formi jona, već je okruženo elektronima, ovaj potencijal je bitno modifikovan. Dakle, elektroni koji se kreću u okolini jezgra osećaju potencijal atoma, a ne čistog jezgra. Zato elektroni koji imaju veliki udarni parametar i prolaze dalje od jezgra osećaju mnogo manji uticaj jezgra u odnosu na elektrone koji imaju mali udarni parametar i prolaze vrlo blizu jezgra. Prilikom formiranja teorije i određivanja funkcije koja bi mogla da opiše eksperimentalno dobijene rezultate na zadovoljavajući način, efekti ekraniranja moraju biti uzeti u obzir. U narednom poglavlju, predstavljena je Schiff-ova funkcija koja daje vrlo lepo poklapanje sa eksperimentalno dobijenim rezultatima i smatra se da je ova funkcija jedna od najboljih za opis zakočnog zračenja upravo zbog dobro procenjenog potencijala usled efekta ekraniranja.

2.2.2 Schiff-ova funkcija

Kako bi bilo moguće proveriti teoriju, kako klasičnu tako i kvantnomehaničku, potrebno bi bilo izvršiti i eksperimentalna merenja. Jedan od način kako je ovo moguće uraditi, jeste primenom aparature sa slike 11. Na predstavljenoj šemi, snop elektrona se dobija



Slika 11 Šema aparature koja bi mogla da se upotrei za ispitivanje zakočnog zračenja

nekom vrstom akceleratora i upućuje se na tanku metu čija debljina i materijal mogu da se menjaju. U ovaj tankoj meti elektroni se rasejavaju i pri tome mogu da emituju fotone zakočnog zračenja. Dakle, proizvod ove emisije su dve čestice (elektron sa manjom energijom i foton) koje je potrebno detektovati. Detekcija ove dve čestice treba da bude u koincidenciji kako bi se mogli povezati nastali fotoni sa elektronima koji su ih proizveli. Na ovaj način je

moguće doći do podataka o intenzitetima zračenja za različite uglove, što je vrlo bitan eksperimentalni podatak. Osim ovoga, treba voditi računa i o intenzitetima koji se koriste u eksperimentu. Obzirom da je reč o direktnoj detekciji, u eksperimentima je vrlo često potrebno detektovati događaje sa malim vremenskim razmakom, tj. potrebno je birati detektore sa malom vremenskom rezolucijom i upravo zato se često koriste scintilacioni detektori. Pri detekciji elektrona, može se upotrebiti magnetni selektor, tj. uređaj kojim je moguće selektovati elektrone odgovarajuće energije. Na slici 11, osim detektora koji su predstavljeni punim linijama, može se primetiti i detektor koji je predstavljen isprekidanim linijama. Ovaj detektor se koristi u slučaju da je potrebno detektovati zakočno zračenje koje nastaje usled interakcije elektrona sa drugim elektronom, a ne elektrona sa jezrom i ovaj detektor se takođe dovodi u koincidenciju sa druga dva detektora sa slike.

Na osnovu eksperimenta predstavljenog na slici 11 ili eksperimenata njemu sličnih, dolazi se do informacija o zakočnom zračenju. Jedna od vrlo korisnih informacija koja se na ovaj način može dobiti jeste diferencijalni efikasni presek po energiji nastalog fotona i uglu njegovog emitovanja. Nakon dobijanja ovakve informacije, potrebno je pronaći neko pravilo, tj. predstaviti funkciju koja bi mogla da opiše ovu veličinu sa zadovoljavajućom tačnošću. Do oblika ovakve funkcije se dolazi na različite načine, tj. može se tražiti rešenje problema u empirijski dobijenoj funkciji, teorijski dobijnoj funkciji ili ipak korišćejem semiempirijske funkcije. Zato se u literaturi se može pronaći vrlo veliki broj funkcija koje sa različitom preciznošću opisuju zakočno zračenje, a veliki broj ovakvih funkcija se može pronaći u [6].

Jedna od funkcija koja pokazuje vrlo lepo slaganje sa eksperimentalnim rezultatima je tzv. Schiff-ova funkcija. Kako je rečeno u prethodnom poglavljju, jedna od prepostavki zašto je ova funkcija pokazala lepo slaganje sa eksperimentom jeste ta, da je za izvođenje ove funkcije vrlo dobro opisan potencijal usled efekta ekraniranja. Takođe, trebalo bi naglasiti da je ova funkcija dobijena za relativističke elektrone koji pogadaju vrlo tanku metu, a može se predstaviti kao

$$\frac{d^2\sigma(k, x)}{dkdx} = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 x \left\{ \frac{16x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} - \frac{(E_0 + E)^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} + \left(\frac{E_0^2 + E^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} \right) \ln M(x) \right\}, \quad (2.7)$$

gde je Z redni broj jezgra mete, e je elementarno nanelektrisanje, m_e je masa elektrona, k je energija fotona zakočnog zračenja u jedinici energije mirovanja elektrona ($m_e c^2$), E_0 i E su energije upadnog elektrona i elektrona nakon emitovanja fotona zakočnog zračenja (takođe u jedinici energije mirovanja elektrona). U izrazu (2.7), veličina x je data izrazom $x = \frac{E_0 \theta}{m_e c^2}$, gde je θ ugao između pravca kretanja upadnog elektrona i pravca kretanja nastalog fotona. Veličina $M(x)$ u jednačini (2.7) se može predstaviti izrazom

$$M(x) = \left(\left(\frac{m_e c^2 k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111(x^2 + 1)} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (2.8)$$

U poslednje dve jednačine, predstavljene su opšte formule gde se može upotrebiti Schiff-ova funkcija za proizvoljni ugao θ . Ipak u eksperimentu čiji će rezultati biti predstavljeni u ovom radu, kao i u mnogim drugim, običaj je da se bira geometrija eksperimenta takva da je ugao $\theta = 0$. Tada se jednačina (2.7) može modifikovati, nakon čega se dobija oblik

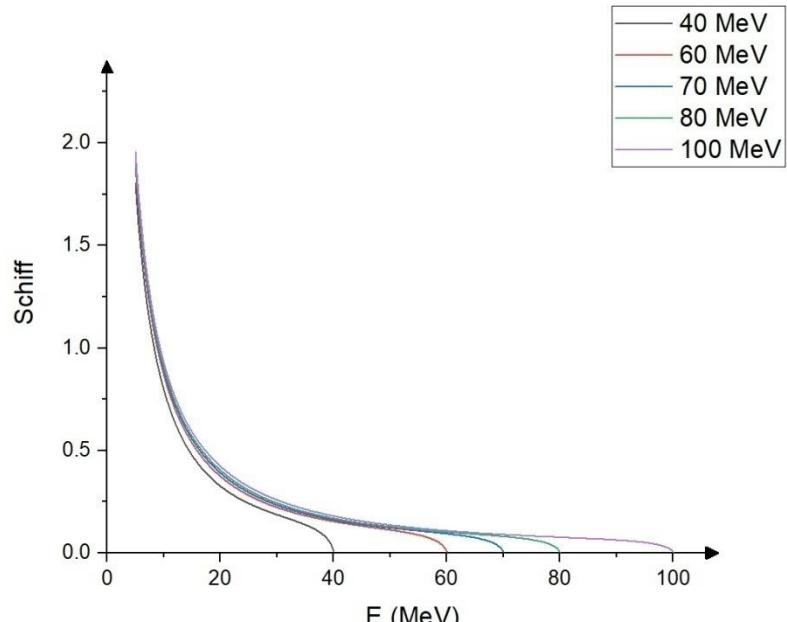
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_k}{dk} = \frac{2Z^2 r_0}{137} \frac{1}{k} & \left\{ \left(1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right) \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2 \operatorname{arctg}(b)}{b} \right) \right. \\ & \left. + \frac{E}{E_0} \left[\frac{2 \ln(1 + b^2)}{b^2} + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg}(b) - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

gde je r_0 klasični poluprečnik elektrona ($r_0 = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$), a

$$M(0) = \left(\left(\frac{m_e c^2 k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2 \right)^{-1} \text{ i } b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111k}. \quad (2.10)$$

Na osnovu formula (2.9) i (2.10), na slici 12 je predstavljen izgled Schiff-ove funkcije za energije upadnih elektrona koje su karakteristične za [glavu 3](#) ovog rada. Dakle, na slici 12 je predstavljena zavisnost $\frac{d\sigma_k}{dk}$ od energije fotona, gde je deo $\frac{2Z^2 r_0}{137}$ jednačine (2.9) izostavljen obzirom da predstavlja konstantu i neće biti bitan za analizu.

Ako se obrati pažnja na oblik Schiff-ove funkcije predstavljene na slici 12, očigledno je da intenzitet zakočnog zračenja jako raste na niskim energijama. Dakle, ako su ove energije bitne za analizu nekog eksperimenta, potrebno bi bilo voditi računa i o atenuaciji zračenja u materijalu mete obzirom da se niskoenergetski fotoni mnogo lakše i više atenuiraju u odnosu na visokoenergetske fotone, a jednačina (2.9) se odnosi na slučaj beskonačno tanke mete, što u praksi naravno nije slučaj. Dakle, u realnom eksperimentu bi bilo potrebno prethodno predstavljeni izraz (2.9) još pomnožiti članom koji uračunava atenuaciju, tj. članom $e^{-\mu x}$, gde je μ koeficijent atenuacije karakterističan za materijal mete, a x je debљina mete. Ipak, u eksperimentalnom delu ovog rada neće biti korišćena atenuacija u meti obzirom da je reč o visokim energijama.



Slika 12 Oblik Schiff-ove funkcije za $\theta = 0$

2.3 Fotonuklearne reakcije

Iz dosadašnjeg dela rada, ustanovljen je način formiranja visokoenergetskog snopa elektrona koji se upućuje na metu, pri čemu nastaje zakočno zračenje. Izotopi koji se izlažu zakočnom zračenju u nuklearnoj i čestičnoj fizici se vrlo razlikuju. Ipak, kao što je istaknuto, u ovom radu je reč o izotopu ^{209}Bi . Dakle, kao poslednji fizički proces teorijskog uvoda ovog rada, ostaje da se opišu reakcije fotona sa jezgrima.

Ako se posmatraju moguće interakcije fotona sa jezgrima, počev od fotona niske energije, a zatim prateći promenu interakcija sa porastom energije fotona, principi na koje fotoni interaguju sa jezgrom se razlikuju. Naime, ako dođe do interakcije, fotoni najnižih energija interaguju isključivo preko Thomson-ovog rasejanja, tj. rasejavaju se elastično na jezgrima. U ovom slučaju, fotoni zadržavaju svoju energiju, ali menjaju pravac kretanja. Diferencijalni efikasni presek za Thomson-ovo rasejanje se može predstaviti formulom

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}, \quad (2.11)$$

gde je θ odgovarajući ugao rasejanja u odnosu na upadni pravac fotona, a D opisuje amplitudu rasejanja, i to kao $D = -Z^2 e^2 / AMc^2$.

Povećanjem energije upadnih fotona, u jednom trenutku se dolazi do granične energije, tj. energije iznad koje fotoni mogu da pobude jezgro. Ove energije su uglavnom reda MeV, a nakon primanja ove energije, pobuđeno jezgro se može opisati Bohr-ovim složenim jezgrom. Dakle, efikasni preseci interakcija ovog tipa se mogu predstaviti dobro poznatom Breit-Wigner-ovom formulom. Sa prvih pobuđenih nivoa, jezgra se oslobađaju energije isključivo pomoću nekog od radioaktivnih raspada. Razlog ovome jeste, da nakon apsorbovanja fotona, jezgra nemaju dovoljnu energiju kako bi emitovala jedan ili više nukleona (ako se izuzmu laka jezgra, energija veze za većinu jezgara je oko 7 – 8 MeV).

Daljim povećanjem energije fotona, fotoni dostižu energiju veze nukleona ($E_\gamma \geq E_V$, gde je E_γ energija fotona, a E_V energija veze jezgra mete) i tada se pojavljuju novi kanali raspada složenog jezgra, tj. jezgro stiče mogućnost da emituje i neki od nukleona. Po uzoru na elektrone u elektronskom omotaču, ovaj proces je nazvan nuklearni fotoelektrični efekat. Istorijски gledano, u početku ispitivanja fotonuklearnih reakcija, jedini izvor fotona koji su imali dovoljnu energiju da pobude jezgro su bili radioaktivni raspadi. Tada su se uglavnom koristili gama fotoni, nastali raspadom teškog radioaktivnog jezgra, dok su ove fotone apsorbovala laka jezgra koja su služila kao mete (zbog niskog energetskog praga za nuklearni foto efekat). Na ovaj način je 1934. godine od strane Chadwick-a i Goldhaber-a registrovana prva reakcija nuklearnog fotoelektričnog efekta, i to je reč o reakciji



U ovom eksperimentu je upotrebljen gama foton energije 2,62 MeV, a nakon raspada, dobijeni neutron i proton su imali energiju od po 0,2 MeV. Dakle, na ovaj način se jasno može zaključiti kolika je energija veze deuterona, tj. $E_V(D) = (2,62 - 2 \cdot 0,2)\text{MeV} = 2,22\text{ MeV}$, što je u saglasnosti sa danas poznatom vrednošću energije veze deuterona.

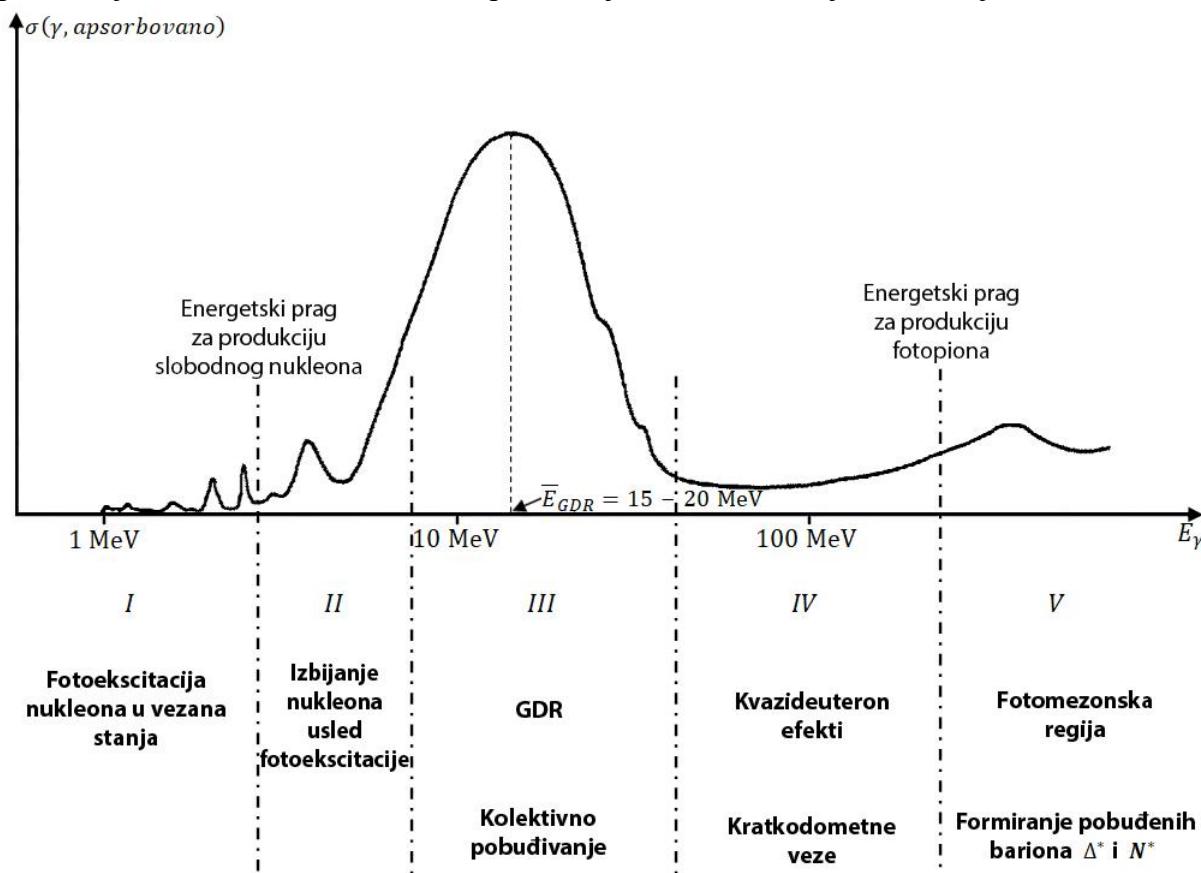
Na većim energijama upadnih fotona, osim reakcija formiranja složenog jezgra, javlja se sve veća verovatnoća da dođe do direktnih interakcija. U ovim interakcijama, ispostavilo se da se apsorbovanjem gama kvanta, u odnosu na protone, skoro uvek izbijaju neutroni (na svaki izbijeni proton se izbije nekoliko hiljada neutrona). Razlog ovome jeste, da protoni da bi napustili jezgro, moraju da savladaju Coulomb-ovu barijeru.

Do podataka o fotonuklearnim reakcijama koji su do sada predstavljeni, došlo se u prvim godinama njihovog ispitivanja, tj. u godinama kada su se kao glavni izvori gama fotona koristile karakteristične radioaktivne linije određene energije. Na ovaj način, nije se moglo doći do jasnog apsorpcionog spektra gama fotona (kontinualnog), već se analizi fotonuklearnih reakcija moglo pristupiti isključivo poznatim složenim i direktnim modelima za nuklearne reakcije. Osim ova dva modela, postoji mogućnost da se upotrebni optički model. Ova tri modela se mogu pronaći u literaturi vezanoj za osnovne kurseve nuklearne fizike na osnovnim studijama i o njima ovde neće biti više reči.

Dodatne mogućnosti za ispitivanje fotonuklearnih reakcija su se javile nakon proizvodnje visoko energetskih akceleratora. Tada se pojavila mogućnost da se proizvede zakočno zračenje koje sačinjavaju visokoenergetski fotoni koje nije moguće dobiti klasičnim radioaktivnim raspadom. Osim ovoga, zakočno zračenje je kontinualne prirode (videti [sliku 12](#)), što je omogućilo kvalitetnije i šire posmatranje apsorpcionog spektra fotona na jezgrima mete. Na ovaj način se došlo do novih mogućnosti za opisivanje fotonuklearnih reakcija. Tako se fotonuklearne reakcije na energijama od oko 10 MeV, pa do energija od oko 25 – 30 MeV opisuju tzv. modelom gigantske dipolne rezonancije, dok se fotonuklearne reakcije na višim energijama od ovih opisuju pomoću drugih modela (jedan od bitnijih je model koji se opisuje kvazideuteron efektom). Kako su za ovaj rad upravo ove energije bitne, do kraja ovog poglavlja će biti opisane fotonuklearne reakcije na ovim energijama.

2.3.1 Gigantska dipolna rezonancija (GDR)

Gigantska dipolna rezonancija se u literaturi uglavnom predstavlja skraćenicom GDR, što će biti slučaj i u ovom radu. Kao što je ukazano, ova karakteristika fotonuklearnih reakcija je otkrivena tek nakon proizvodnje akceleratora koji su mogli da ubrzaju elektrone do dovoljnih energija. Razlog ovome leži upravo u grafiku na [slici 12](#). Ako se obrati pažnja, jedna od mogućnosti za ispitivanje apsorpcionog spektra jezgara se svodi na podizanje energije upadnih elektrona (jer oni proizvode zakočno zračenje) u malim koracima. Na taj način, kao što se vidi sa [slike 12](#), fluks fotona zakočnog zračenja na nižim energijama skoro ostaje konstantan, bez obzira na promenu energije upadnih elektrona, dok do značajnijeg odstupanja dolazi tek na novim, višim energijama. Na ovaj način, praćenjem promene ukupnog efikasnog preseka sa porastom energije elektrona, zapravo se dolazi do informacije o efikasnom preseku na novim energijama. Na ovaj način, uz male korekcije, može se rekonstruisati efikasni presek za apsorpciju fotona na različitim energijama, i ovo je predstavljeno na slići 13. Ova slika predstavlja osnovu za dalje izučavanje fotonuklearnih



Slika 13 Efikasni presek za apsorpciju gama fotona u jezgru

reakcija. U suštini, kada se obrati pažnja na pet označenih zona na slici, svaka od ovih zona se može posebno analizirati i svaka od ovih zona ima svoje karakteristike. Dakle, zone su:

- zone *I* i *II* predstavljaju zone o kojima je bilo reči na početku [poglavlja 2.3](#). Naime, za zonu *I* su karakteristične reakcije formiranja složenog jezgra, dok se u zoni *II* javlja i drugi tip reakcija, tj. direktnе reakcije (verovatnoća raste sa porastom energije);
- zona *III* predstavlja zonu koja će biti ukratko opisana u ovom poglavlju. Trebalo bi naglasiti da je ova zona intenzivno proučavana, opisana je u velikom broju naučnih radova i predstavlja vrlo široku oblast fotonuklearnih

reakcija. Kako je već rečeno, za ovu zonu je karakteristično da se javlja na oko 10 MeV i proteže se do oko 25 – 30 MeV. Srednja energija (najverovatnija energija) u datom piku se nalazi na oko 15 – 20 MeV za srednja i teška jezgra, dok za laka nekad i prelazi ove energije. Analizama GDR se ispostavilo da se širina ovog velikog pika može predstaviti kao

$$(E_\gamma)_{rez} \sim A^{-0,2} \text{ MeV.} \quad (2.13)$$

Ipak, trebalo bi naglasiti da širina GDR takođe bitno zavisi od oblika jezgra (sferno, vibraciono, trajno deformisano, itd.). Kao što se može primetiti sa slike 13, model koji vrlo dobro opisuje GDR je kolektivni model, ali i model ljsusaka može da opiše neke karakteristike jezgra, kao što su karakteristične energije;

- zona IV predstavlja zonu o kojoj će ukratko biti govora u narednom poglavljju. Vremenom, i ova zona je proučena, a u ovom radu će biti govora samo o modelu zasnovanom na kvazideuteron efektima;
- poslednja zona fotonuklearnih reakcija, tj. zona V se drugačije naziva i fotomezonska zona. Razlog ovome je očigledan, tj. u ovoj zoni, usled fotonuklearnih reakcija mogu nastati i mezoni, a na dovoljno visokim energijama i pobuđeni nukleoni (videti [9] u glavi 17). Obzirom da su pioni najlakši mezoni, prag za odigravanje ovih reakcija je nešto niži od 140 MeV.

Prvo pitanje vezano za GDR na koje bi trebalo odgovoriti jeste: „Šta je to uopšte GDR i zašto nastaje?“ Na ovo pitanje je relativno jednostavno odgovoriti u slučaju poznavanja karakteristika energetskih nivoa u jezgru (recimo korišćenjem modela ljsusaka) i njihovih karakteristika, kao što je period poluživota. Naime, ako se posmatraju energije pobuđenih stanja različitih jezgara, ono što se može primetiti jeste, da se sa porastom energije javlja sve veći broj pobuđenih stanja i da je energetski razmak između ovih stanja sve manji i manji. Osim ovoga, period poluživota ovih stanja na visokim energijama (energijama karakterističnim za GDR) postaje vrlo kratak, a samim tim po principu neodređenosti, energija ovih stanja nije strogo definisana, već svako stanje zauzima veći opseg energija. Dakle, zbog bliskih nivoa i njihovih prirodnih širina, dolazi do njihovog preklapanja i nastaje GDR u kojoj nije moguće doći do fine strukture ovog velikog pika. Dakle, reč gigantska u nazivu GDR se upravo odnosi na preklapanje (kolektivnost) ogromnog broj stanja u jezgru.

U literaturi, kada je reč o GDR, uglavnom se analizaru ili $E1$ ili $E2$ GDR. U ovom radu, GDR o kojoj je reč je $E1$ tipa. To znači da je za ovu GDR karakterističan prelaz električnog tipa, multipolnosti 1. Dakle, svaka GDR može da se okarakteriše električnim ili magnetnim tipom prelaza, kao i odgovarajućom multipolnosti. Ovi prelazi se javljaju pri emisiji gama zračenja pri prelasku jezgra sa pobuđenog stanja 1 na stanje 2, a o načinu kako se određuje koji je tip prelaza i kolika je njegova multipolnost ovde neće biti reči, obzirom da je to predmet izučavanja gama raspada jezgara na osnovnim studijama fizike.

Kao što je rečeno, najbolje rezultate u opisu GDR daje kolektivni model. Upravo zato, kada se opisuje ponašanje jezgra GDR, može da se razlikuje nekoliko modela, gde se svi baziraju na hidrodinamičkom opisu kolektivnog kretanja. Na ovaj način, moguće je klasifikovati rezonance u izoskalarne (samo će ove biti opisane u ostatku poglavlja), kompresione i polarizacione.

Izoskalarne gigantske rezonance predstavljaju najprostiji opis ponašanja nukleona u GDR. Naime, po ovom modelu, GDR se opisuje prostim oscilovanjem oblika jezgra. Ovo oscilovanje je posledica kretanja nukleona u jezgru, a samo oscilovanje se može predstaviti uobičajenom formulom, tj. kao

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu}(r) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right), \quad (2.14)$$

gde je R_0 poluprečnik nedeformisanog jezgra, λ određuje red harmonika, $\alpha_{\lambda\mu}$ nosi informaciju o amplitudi oscilovanja, a $Y_{\lambda\mu}$ o obliku sfernog harmonika. Dakle, za osnovne režime oscilovanja, tj. za $\lambda = 0$ i $\lambda = 1$ može se reći da zapravo dolazi do oscilovanja protona, tj. neutrona oko centra mase jezgra. Ovo bi se moglo predstaviti slikom 14. Na slici 14 (a) je predstavljen prvi mehanizam oscilovanja. Po ovom mehanizmu, svi protoni se kreću relativno u odnosu na neutrone u jezgru, i na taj način jezgro osciluje. Pri ovom oscilovanju, nakon vraćanja u ravnotežni položaj, protoni imaju odgovarajuću brzinu, i nastavljaju da osciluju po inerciji (kao klasičan oscilator). Obzirom da se ovaj mehanizam ponaša kao klasičan oscilator, njegovu frekvenciju je moguće predstaviti kao

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M}} \sim \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} \sim \sqrt{R^{-1}} \sim A^{-1/6}, \quad (2.15)$$

gde je za k procenjeno da je srazmerno sa R^2 (jer je restitucionna sila proporcionalna površini jezgra). Drugi mehanizam predstavljen na slici 14 (b) predstavlja drugu mogućnost oscilovanja nukleona, tj. oscilovanje u kom se protoni i neutroni unutar jezgra preraspoređuju, ali tako da gustina jezgra ostaje konstantna. Po ovom modelu, moglo bi se proceniti da važi

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M}} \sim \frac{1}{R} \sim A^{-1/3}, \quad (2.16)$$

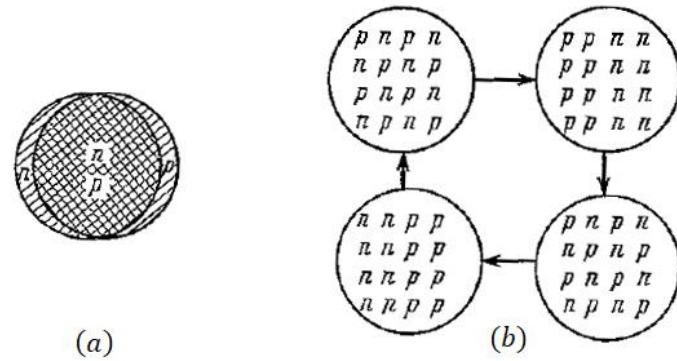
gde je sada uzeto da je $k \sim R \sim A^{1/3}$ (jer je restitucionna sila proporcionalna dužini puta koju nukleoni prelaze). Eksperimenti pokazuju da energija pobuđivanja zavisi od atomskog broja kao linearna superpozicija ova dva modela, tj.

$$W = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}, \quad (2.17)$$

gde je W dato u MeV. Osim prvih harmonika, predmet intenzivnog izučavanja su i viši harmonici, tj. $\lambda \geq 2$ ($\lambda = 2$ predstavlja stanje kvadrupolnog harmonika).

2.3.2 Fotonuklearne reakcije na energijama višim od GDR

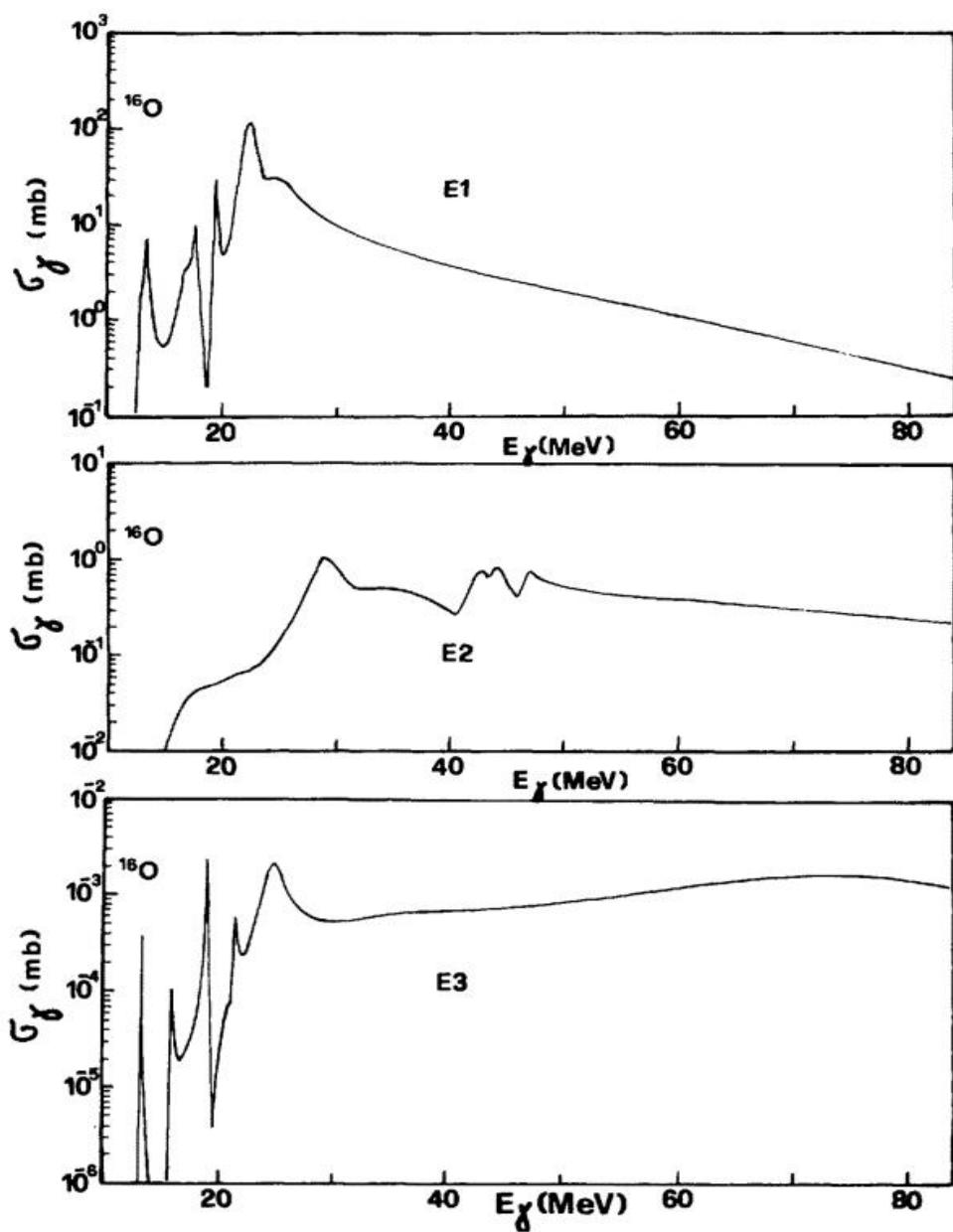
U ovom, poslednjem delu poglavlja o fotonuklearnim reakcijama, bilo bi potrebno nešto više reći o energijama koje prelaze GDR oblast, tj. potrebno je reći nešto više o oblasti IV na [slici 13](#). Naime, kada se posmatra količina podataka, kako eksperimentalnih tako i teorijskih, ova oblast nuklearnih reakcija je definitivno mnogo manje proučena nego što je to slučaj sa oblastima III i V sa [slike 13](#). Razlog ovome jesu mali efikasni preseci za odigravanje reakcija, kao i ograničena mogućnost proizvodnje monoenergetskih snopova fotona na



Slika 14 Šematski prikaz oscilovanja protona i neutrona oko centra mase jezgra (izoskalarni model za najniže harmonike)

visokim energijama, koji su bitni za detaljnija istraživanja karakteristika jezgara. Ako se uporede efikasni preseci za GDR i za oblast od 30 do 140 MeV, ispostavlja se da su ukupni efikasni preseci ove dve oblasti grubo rečeno podjednaki, što govori o tome koliko je zapravo nizak efikasni presek u oblasti *IV*.

Ako se analiziraju spektri apsorbovanog zakočnog zračenja u zoni *IV*, ono što se može primetiti jeste da je kroz celu zonu efikasni presek za zahvat fotona podjednak, bez nekog većeg odstupanja. Potencijalno, dešava se da se visokoenergetski rep od GDR proširi i na energije nešto veće od 30 MeV i da izazove malo odstupanje u odnosu na prbiližno konstantnu vrednost efikasnog preseka u ovoj zoni, ali na ovaj način ne nastaju veća odstupanja. Po nekim od modela, za izotop kiseonika ^{16}O , efikasni preseci za *E1*, *E2* i *E3* GDR su dati na slici 15 (treba imati u vidu da je ovo lako jezgro, pa je GDR pomerena na više energije). Ono što se svakako može primetiti jeste, da je *E1* GDR dominantna u odnosu na kvardupolnu i oktopolnu, i to i jeste razlog zašto je u prethodnom poglavljtu naglašeno da je analiza fokusirana na *E1* GDR.



Slika 15 GDR tipa *E1*, *E2* i *E3* za izotop ^{16}O (teorijski proračun)

Obzirom da GDR ne može da opiše efikasne preseke koji se dobijaju na energijama oblasti (zone) *IV*, potrebno bi bilo pronaći neki drugi mehanizam za objašnjenje efikasnog preseka u ovoj oblasti. Druga ideja do koje se došlo jeste, da se prate interakcije izbijanja jednog nukleona, tj. reakcije tipa (γ, p) i (γ, n) . Ipak, analize ovih interakcija su pokazale da su ove interakcije dominantne na nižim energijama, dok na višim energijama od onih karakterističnih za GDR, ne nose veliki ideo od ukunog efikasnog preseka (zapravo, skoro na svim energijama je efikasni presek skoro konstantan).

Dakle, sledeći zadatak analize reakcija na višim energijama od GDR se svodi na ispitivanje reakcija u kojim se emituje veći broj nukleona. U drugom, eksperimentalnom delu rada, biće predstavljeni spektri velikog broja interakcija tipa (γ, xn) na jezgru ^{209}Bi , gde je x broj neutrona koji se emituje u interakciji, a sami spektri su dobijeni korišćenjem teorijskih predviđanja u programu TALYS 1.95, o kom će biti reči u narednom poglavlju. Osim ovih interakcija, bitan model koji se pojavio pri analizi fotonuklearnih reakcija u zoni *IV* je model kvazideuteron efekta i pretpostavlja se da ovaj efekat ima veliki značaj na energijama većim od 100 MeV.

Model kvazideuteron efekta je prvi put predložen sredinom prošlog veka (1956. godine) od strane Levinger-a. Po ovom modelu, energija fotona koji je apsorbovan se deli između jednog protiona i jednog neutrona u jezgru, nakon čega ova dva napuštaju jezrgo. Ova podela se dešava dok se proton i neutron nalaze u paru u jezgru i upravo zato se ovaj model naziva model kvazideuteron efekata. U trenutku apsorbovanja fotona, proton i neutron su vrlo blizu jedan drugom, tako da mogu da interaguju nuklearnom silom, i mogu da formiraju stanje koje je slično deuteronom, kao slobodnom jezgru. Tada se efikasni presek ove interakcije može predstaviti kao

$$\sigma_{np}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma), \quad (2.18)$$

gde je σ_D efikasni presek da u raspadu nastane deuteronom, $\frac{NZ}{A}$ je broj mogućih formiranja kvazideuterona po jedinici zapremine u jezgru, dok je L koeficijent proporcionalnosti koji opisuje verovatnoću da se u datom trenutku dva nukleona nađu na dovoljno maloj udaljenosti. Ova formula je i eksperimentalno potvrđena, s tim da je u različitim radovima objavljivana i različita vrednost za L (treba imati u vidu da su u ovoj oblasti mali efikasni preseci i da su eksperimentalna ograničenja u ovoj oblasti energija, prisutna). Ipak, iako ovaj model može da opiše veliki broj eksperimentalno dobijenih podataka, takođe postoji grupa podataka koje ovaj model ne može da objasni.

2.4 TALYS 1.95

U ovom radu, korišćena verzija TALYS-a je 1.95. Sam TALYS predstavlja programski paket namenjen za Linux operativni sistem, i bazira se na radu u Fortran77 programskom jeziku. Razvoj ovog programa je započet 1998. godine, da bi se kroz naredne godine usavršavao i da bi mu se mogućnosti i baza podataka proširivale. Naime, prva zvanična verzija ovog programa je objavljena 2007. godine, i to je tzv. verzija TALYS 1.0. Nakon ove verzije, objavljivane su i nove verzije: 2009. godine je objavljen TALYS 1.2, 2011. godine TALYS 1.4, 2013. godine TALYS 1.6, 2015. godine TALYS 1.8, 2017. godine TALYS 1.9, da bi 2019. godine bila objavljena poslednja verzija TALYS-a, tj. verzija 1.95. Ovaj program je razvijen u:

- NRG Petten, Holandija;
- CEA Bruyères-le-Châtel, Francuska;

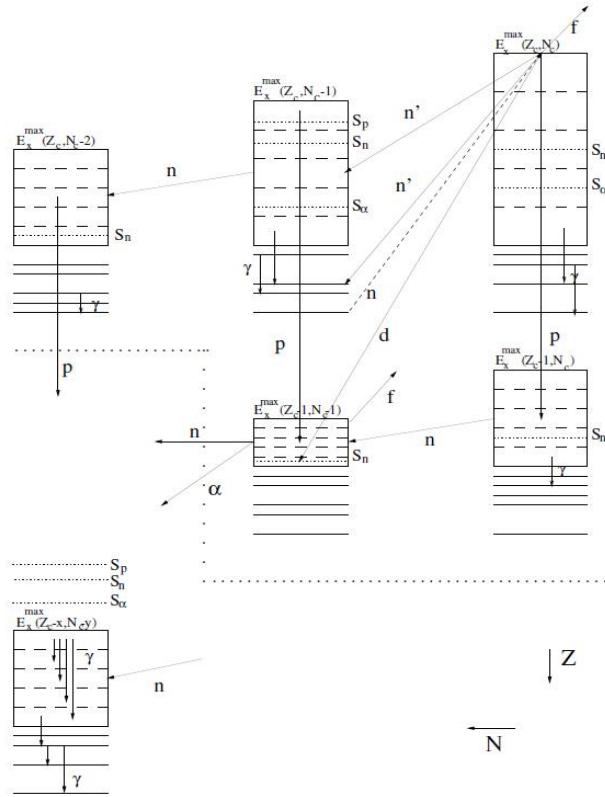
- Univerzitet Libre, Brisel;
- IAEA (International Atomic Energy Agency), Beč.

Glavni zadatak i ideja programskog paketa TALYS jeste simuliranje nuklearnih reakcija u kojima su projektili neutroni, protoni, foton, jezgra deuterijuma i tricijuma, 3He i alfa čestice i to u energetskom opsegu 1 keV – 200 MeV, gde se kao jezgra mete mogu birati izotopi čiji je maseni broj veći od 5 i manji od 339. Korišćenjem TALYS-a, moguće je dobiti veliki broj informacija o ispitivanoj reakciji, kao što su efikasni preseci za odigravanje različitih interakcija (u jednoj interakciji može nastati veliki broj produkata), uzmaci jezgra u interakciji, ugaona raspodela emitovanog zračenja, itd. (što znači skoro sve bitne informacije koje bi jedan eksperiment trebalo da dâ). Ovakvi podaci su dakle dobijeni isključivo teorijskim pristupom, što samim tim predstavlja jako bitnu informaciju, jer se ova informacija dalje može upotrebiti za poređenja sa eksperimentima, proveru teorije, pa čak i predviđanje eksperimentalnih rezultata pre samog merenja.

Na osnovu rečenog, očigledno je da se ceo program bazira na analizi nuklearnih reakcija. Upravo zato, prilikom izračunavanja karakterističnih podataka, TALYS se bazira na poznatim teorijskim modelima nuklearnih reakcija. U sklopu programa može da se razlikuje pet modela, i to su:

- model složenog jezgra (Bohr-ov model karakterističan za niske energije);
- model direktnih reakcija;
- predravnotežni model (energetski gledano između prethodna dva modela);
- optički model (potencijal u kom se odigrava nuklearna interakcija se predstavlja kombinacijom realnog i imaginarnog dela);
- fisioni model (za jezgra koja podležu fisionim raspadima).

O ovim predstavljenim modelima ovde neće biti više reči, jer kao što je rečeno, većina ovih modela je predmet izučavanja nuklearne fizike na osnovnim studijama jednog fizičara. Prilikom izračunavanja svih modova interakcija, u zavisnosti od energije upadnih čestica, TALYS treba da analizira situacije (različite kanale) različite kompleksnosti. Tako, na niskim energijama upadnih čestica, očigledno je da ove čestice mogu samo da pobude jezgro u neko od nižih pobuđenih stanja, nakon čega se jezgro relativno jednostavnim procesima vraća u osnovno stanje. Ipak, na visokim energijama, može da se javi veliki broj različitih kombinacija kojim jezgro gubi energiju (osim jedne čestice jezgro može da emituje i veliki broj čestica) i tada TALYS obavlja vrlo složen proračun. Jedna od ovakvih potencijalnih šema složenije interakcije je predstavljena na slici 16. Na slici, isprekidanom linijom je



Slika 16 Šema jedne složene interakcije koju bi bilo moguće analizirati TALYS-om

označena inicijalna interakcija, dok su punim linijama označeni budući mogući prelazi. Takođe, prikazane su maksimalne energije za nastanak svakog jezgra. Ako se sada obrati pažnja, na slici su takođe predstavljene energije različitih jezgara.

2.4.1 Modeli gustine energetskih nivoa

U samom programu, postoji veliki broj podataka iz baza podataka, i to takvih da nose informacije o poznatim energetskim nivoima vrlo velikog broja izotopa. Naravno, u slučaju da upadna čestica ima odgovarajuću energiju, takvu da se nakon njegnog zahvata jezgro nađe u pobuđenom stanju sa energijom koja se poklapa sa diskretnim nivoom jezgra (čija je energija poznata na osnovu podataka iz baze), TALYS kod to treba da registruje, a samim tim i poveća efikasni presek za odigravanje interakcije. Ipak, osim ovih podataka, TALYS treba da predviđa i šta bi se dešavalo na energijama na kojim ne postoje diskretne nivoi i na kojim dolazi do preklapanja nivoa. Kako bi ovo bilo moguće, TALYS ima ugrađene modele za procenu gustine energetskih nivoa na ovim energijama na kojim ne postoje jasni eksperimentalni podaci o diskretnim nivoima. Ovakvih modela ima šest, i u narednim poglavljima će biti predstavljene glavne karakteristike ovih modela (treba imati u vidu da se upravo energije na kojim ne postoje eksperimentalno podvrđeni diskretni nivoi koriste u drugom, eksperimentalnom delu rada, a samim tim i ovih šest modela).

2.4.1.1 Model Fermi-jevog gasa

Ovaj model predstavlja jedan od modela koji ima najbolje poznat opisani analitički izraz za gustinu nivoa jezgra. Sam model se bazira na pretpostavci da nukleoni u jezgru slabo stupaju u interakcije i po ovom modelu, ukupna gustina mogućih stanja Fermi-jevog gasa je

$$\omega_F^{tot}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}}, \quad (2.19)$$

gde je U efektivna ekscitaciona energija (vezuje se za kontinuum) i definisana je kao

$$U = E_x - \Delta, \quad (2.20)$$

gde je E_x stvarna energija pobuđivanja, a Δ je empirijski parametar koji je bitan za simuliranje efekata parno-neparnih jezgara. U praksi, ovaj empirijski parametar igra bitnu ulogu jer ne predstavlja fiksnu vrednost, već se može podešavati kako bi se dobili željeni (mereni) rezultati. U jednačini (2.19), javlja se i parametar a koji se naziva parametar gustine jezgra i teorijski se izražava kao $a = \frac{\pi^2}{6}(g_p + g_n)$, gde su g_p i g_n rastojanja stanja pobuđenih protona i neutrona u odnosu na Fermi-jev nivo, redom.

Izvođenjem se može dobiti da se ukupna gustina nivoa u modelu Fermi-jevog gasa može predstaviti kao

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}}, \quad (2.21)$$

gde je σ parametar koji se odnosi na širinu raspodele momenta impulsa, a jednačina (2.21) uz jednačinu (2.19) daje

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{\omega_F^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi}\sigma}. \quad (2.22)$$

2.4.1.2 Model konstantne temperature

Po ovom modelu, pobuđivanje jezgra se prati u različitim energetskim intervalima. Prvi, niskoenergetski interval se kreće od energije 0 MeV do energije E_M , gde E_M predstavlja energiju između niskoenergetskog i visokoenergetskog intervala i iz nastvaka teksta će se razumeti koja je poenta ove energije. Na ovom nisko energetskom intervalu, smatra se da važe tzv. zakoni konstantne temperature, dok na energijama preko E_M , tj. u visokoenergetskom intervalu važe zakoni Fermi-jevog modela. Dakle, može se napisati

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_M \\ \rho_F^{tot}(E_x), & E_x \geq E_M \end{cases}. \quad (2.23)$$

U ovom slučaju, efektivna ekscitaciona energija data izrazom (2.20) se nešto drugačije izražava, tj. sada važi

$$U = E_x - \Delta^{KTM}, \quad (2.24)$$

gde se skraćenica KTM odnosi na model konstantne temperature, a samo Δ^{KTM} se može predstaviti kao

$$\Delta^{KTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}}, \quad (2.25)$$

gde je A maseni broj, a χ se predstavlja kao

$$\chi = \begin{cases} 0, & \text{neparno - neparna jezgra} \\ 1, & \text{parno - neparna jezgra} \\ 2, & \text{parno - parna jezgra} \end{cases}. \quad (2.26)$$

Ako se obrati pažnja, u jednačini (2.25) se pojavljuje broj 12 i razlog ovome jeste taj, da je u TALYS-u ugrađeno da je Δ^{KTM} nepromenljiva veličina, dok u slučaju da korisnik želi da ova veličina bude promenljiva, treba da koristi naredbu **pairconstant**, što važi i za sve ostale modele.

Po modelu konstantne temperature, gustina nivoa u jezgru se može predstaviti kao

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \frac{1}{T} e^{E_x - E_0/T}, \quad (2.27)$$

što predstavlja niskoenergetski član u jednačini (2.23), dok su T i E_0 parametri koji se koriste za usklađivanje jednačine sa eksperimentalno poznatim diskretnim nivoima. Ako se još jednom obrati pažnja na jednačinu (2.23), očigledno je da ne treba da dođe do prekida u funkciji, tj. potrebno je da bude ispunjen uslov

$$\rho_T^{tot}(E_M) = \rho_F^{tot}(E_M), \quad (2.28)$$

a na osnovu do sada predstavljenih jednačina moguće je odrediti E_M .

2.4.1.3 Pomereni Fermi-jev model

U ovom modelu, Δ član u izrazu za efektivnu ekscitacionu energiju se smatra da je promenljiva veličina i tada se izraz za Fermi-jevu gustinu nivoa proširuje na sve energije, tj. ponovo važi izraz (2.21). Ipak, u ovom slučaju, efektivna ekscitaciona energija se izražava kao

$$U = E_x - \Delta^{PFM}, \quad (2.29)$$

gde PFM označava da je reč o ovom modelu, a sam član Δ^{PFM} se izražava kao

$$\Delta^{PFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta, \quad (2.30)$$

gde je δ promenljivi parametar koji predviđanja modela dovodi do eksperimentalno poznatih podataka, a χ se sada predstavlja kao

$$\chi = \begin{cases} -1, & \text{neparno - neparna jezgra} \\ 0, & \text{parno - neparna jezgra} \\ 1, & \text{parno - parna jezgra} \end{cases}. \quad (2.31)$$

U ovoj analizi, problem koji se javlja jeste taj, da $\rho_F^{tot}(E_x)$ divergira kada U teži nuli. Upravo zato, ovaj model je malo modifikovan za TALYS kod, a gustina nivoa se nakon modifikacije može izraziti kao

$$\rho_{PFM}^{tot}(E_x) = \left(\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right)^{-1}, \quad (2.32)$$

gde je ρ_0 dato sa

$$\rho_0 = \frac{\exp(1)}{24 \sigma} \frac{(a_n + a_p)}{\sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2), \quad (2.33)$$

gde važi $a_n = a_p = a/2$, a $t = \sqrt{U/a}$.

2.4.1.4 Opšti superfluidni model

Generalno gledano, ovaj model je sa jedne strane vrlo sličan modelu konstantne temperature, dok se sa druge strane bitno razlikuje. Naime, po ovom modelu, gustina energetskih nivoa na niskim energijama je opisana superfluidnim karakteristikama, dok je za više energije gustina energetskih nivoa ponovo opisana modelom Fermi-jevog gasa (uz minimalnu modifikaciju). Kada se posmatraju niske energije ovog modela, kritična energija (energija koja razdvaja niske i visoke energije) se dobija direktno iz teorije modela i ne zavisi od diskretnih nivoa koji određuju energiju E_M u modelu konstantne temperature, što ova dva modela čini vrlo različitim. Takođe, za niske energije, opšti superfluidni model automatski previđa slično ponašanje, ponašanju na konstantnoj temperaturi.

Sada se kritična energija može predstaviti kao

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{kond}, \quad (2.34)$$

gde je kritična temperatura T_c data kao

$$T_c = 0,567 \Delta_0, \quad (2.35)$$

gde Δ_0 predstavlja relaciju superfluidnog sparivanja i izražava se kao $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$. Osim kritične temperature, u izrazu (2.34) javlja se i član energetske kondenzacije, E_{kond} , i nosi informaciju o prelasku superfluidnih energija na energije Fermi-jevog gasa, a može se predstaviti kao

$$E_{kond} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2. \quad (2.36)$$

U obe jednačine (2.34) i (2.36) se javlja parametar kritične gustine nivoa, koji se može izraziti kao

$$a_c = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - e^{-\gamma a_c T_c^2}}{a_c T_c^2} \right). \quad (2.37)$$

Kao što se vidi, ova jednačina se rešava iterativnim postupkom, a \tilde{a} , δW i γ su poznati teorijski izrazi (videti [14]).

Do sada je bilo reči samo o kritičnoj tački i njenim karakteristikama. Energetski gledano, ispod ove tačke, efektivna ekscitaciona energija se može izraziti kao

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta, \quad (2.38)$$

gde parametar χ ima naredne vrednosti

$$\chi = \begin{cases} 2, & \text{neparno - neparna jezgra} \\ 1, & \text{parno - neparna jezgra} \\ 0, & \text{parno - parna jezgra} \end{cases}, \quad (2.39)$$

a δ je promenljivi parametar koji se uvodi kako bi se dobilo što bolje poklapanje proračuna pomoću modela i eksperimentalnih rezultata (iz baze).

Za kraj, kao zaključak, očigledno je da se ukupna gustina nivoa može predstaviti kao

$$\rho_{OSM}^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_{OSM}^{tot}(E_x), & U' \leq U_c \\ \rho_{OSFM}^{tot}(E_x), & U' \geq U_c \end{cases} \quad (2.40)$$

gde je

$$\rho_{OSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{e^S}{\sqrt{D}}, \quad (2.41)$$

gde S predstavlja entropiju i može se izraziti kao

$$S = S_c \frac{T_c}{T} \frac{U'}{U_c}, \quad (2.42)$$

dok je D determinanta vezana za aproksimaciju prevojne tačke i može se izraziti kao

$$D = D_c \frac{U'}{U_c} \left(2 - \frac{U'}{U_c} \right)^2. \quad (2.43)$$

U poslednje dve jednačine su predstavljene zavisnosti od vrednosti karakterističnih za kritičnu tačku, tj. $S_c = 2a_c T_c$ i $D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5$.

U jednačini (2.40) još uvek nije izražen član $\rho_{OSFM}^{tot}(E_x)$ koji se odnosi na energije više od kritičnih. Ovaj član se očigledno može predstaviti kao

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}}. \quad (2.44)$$

gde je $U = E_x - \Delta^{OSM}$, a Δ^{OSM} je dato sa

$$\Delta^{OSM} = E_{kond} - \chi \Delta_0 - \delta. \quad (2.45)$$

2.4.1.5 Mikroskopske gustine nivoa

U do sada opisanim modelima u poslednja četiri poglavља, pokrivena su tri modela na osnovu kojih se u TALYS-u može odrediti gustina nivoa. Ipak, kao što je rečeno u

[poglavlju 2.4](#), u programskom paketu TALYS postoji šest modela za izračunavanje gustine nivoa u jezgru. Dakle, u dosadašnjem tekstu nisu pokrivena tri modela. Ova tri modela se baziraju na mikroskopskim gustinama nivoa, kao i na kolektivnim efektima. Najjednostavniji je model **Idmodel 4** (o ovoj i drugim oznakama će biti reči u nastavku rada) i ovaj model se bazira čisto na mikroskopskim efektima. Ipak, osim ovog modela, u programskom paketu TALYS se pojavljuju i dva složenija modela, **Idmodel 5** i **Idmodel 6**, a ova dva modela u proračunu za gustinu nivoa u jezgru koriste i podatke kao što su spin i parnost određenih nivoa, kao i poboljšanu analizu kolektivnog kretanja nukleona u jezgru.

Formule koje stoje iza ovih modela neće biti predstavljene u ovom radu i neće biti dodatnog objašnjenja kako ovi modeli funkcionišu.

2.4.2 Rad u TALYS-u

U poslednjem poglavlju o programskom paketu TALYS, bilo bi korisno reći i nešto o samoj upotrebi ovog paketa. Kao osnova, najpre će biti predstavljeno kako uopšte pokrenuti program, da bi zatim bio predstavljen način na koji korisnik može da traži određene podatke do kojih želi da dođe i na koji način su ovi podaci predstavljeni nakon završetka rada programa. Sam početak dalje analize je namenjen za korisnike koji u prošlosti nisu imali iskustva sa radom u Linux operativnom sistemu.

Da bi se Talys instalirao, potrebno je pratiti uputstva koja su data od strane proizvođača programa. Nakon što je korisnik modifikovao setup file na način kako je to proizvođač objasnio u uputstvu, potrebno je i pokrenuti ga. Da bi se ovaj setup file pokrenuo, potrebno je da korisnik koristi Terminal (jedan od načina da se pokrene Terminal jeste pritiskanje tastera **Alt+Ctrl+T**). U Terminal-u, korisnik najpre treba da pronađe folder u kom se nalazi setup file. Kako bi to učinio, potrebno je koristiti naredne opcije:

- **ls** je opcija koja prikazuje listu svih file-ova i folder-a koji se nalaze u otvorenom folderu;
- **cd naziv** je opcija koja otvara folder (**naziv** predstavlja naziv foldera, recimo Talys);
- **cd ..** je funkcija koja se koristi kako bi se korisnik vratio u prethodno otvoreni folder;
- **cd ./** je opcija koju korisnik koristi kako bi izašao iz svih foldera.

Nakon što je otvoren folder sa setup file-om, korisnik treba i da ga pokrene. Ovo je moguće uraditi kucanjem **./Talys.setup** u Terminal-u. Nakon ovoga, trebalo bi da je proces instaliranja pokrenut i potrebno je sačekati da se instaliranje završi. Nakon što je program instaliran, u folderu koji je korisnik prethodno odredio praćenjem uputstva proizvođača, može se pronaći novi file **talys**. Ovaj file predstavlja file koji služi za buduće pokretanje programa (za Windows računare, ovaj file bi bio .exe file).

Za upotrebu programa, potrebno je da korisnik ponovo koristi Terminal. Najpre, u terminalu na prethodno opisani način treba pronaći i otvoriti folder sa novim **talys** (.exe file za Windows korisnike) file-om. Kada je ovaj folder otvoren, kako bi se pokrenuo program, potrebno je kucati naredbu **./talys <input> neki_naziv**. Dakle, ovom naredbom, pokreće se file **talys**, dok su podaci koje je korisnik zadao predstavljeni u file-u, pod nazivom **input** (običan note, tj. .txt file), a kao proizvod rada programa, dobiće se glavni output file pod nazivom **neki_naziv** (naziv bi bio šta god da je korisnik napisao, npr. **output**). Da bi program

radio na prethodno opisani način, potrebno je da u trenutku aktiviranja `./talys <input> neki_naziv i talys i input` budu u datom folder-u koji je otvoren u Terminal-u.

Sledeće što je bitno da korisnik razume pri radu u TALYS-u, jeste kako da koristi input file i šta je u njega potrebno da upiše.

U input file-u, ako korisnik na nekom mestu napiše #, sve sledeće što napiše se smatra komentarom, a komentar se završava nakon prelaska u novi red. Ovo je vrlo praktična opcija kada korisnik želi pregledan rad i u slučaju da je korisniku potrebno da koristi stare podatke (nakon ostavljanja komentara korisnik se lako može setiti šta je radio u prošlosti).

U svakom input file-u, korisnik je dužan da ostavi četiri osnovne informacije koje on sam zadaje programu (u obavezi je da ih zada kako bi program radio). Sve ostale informacije su već ugrađene u program sa nekim definisanim vrednostima koje su postavljene od strane proizvođača. U slučaju da korisnik želi da menja informacije koje nisu osnovne, potrebno je da napiše dodatne naredbe u input file-u. Od dodatnih informacija koje se zadaju u input file-u, u ovom radu će biti predstavljene samo one koje su korišćene u eksperimentalnom delu rada, dok će u output file-u koji će biti predstavljen u eksperimentalnom delu rada, biti predstavljene sve ugrađene informacije. Analizom glavnog output file-a se jako lepo mogu ustanoviti veličine koje bi korisnik potencijalno želeo da promeni.

U osnovne input informacije spadaju:

1. vrsta upadne čestice. Pod ovom informacijom, mogu se koristiti naredne upadne čestice: **n**, **p**, **d**, **t**, **h**, **a**, **g**, i **0**, što su redom: neutron, proton, deuterон, jezgro tricijuma, izotop helijuma 3He , alfa čestica, foton i situacija kada upadna čestica ne postoji (kada nema reakcije već se smatra da je u početnom trenutku prisutna određena raspodela pobuđenih energetskih stanja). U input file-u vrsta upadne čestice se predstavlja kao:
projectile n (gde **n** može da bude zamenjeno bilo kojom gornjom oznakom);
2. element mete u dатој reakciji. Element mete može da uzme bilo koju vrednost od **Li(3)** do **C4(124)**. Za elemente sa rednim brojem većim od 110, tj. $Z > 110$, upotrebljavaju se naredne oznake: **Rg(111)**, **Cn(112)**, **Nh(113)**, **Fl(114)**, **Mc(115)**, **Lv(116)**, **Ts(117)**, **Og(118)**, **B9(119)**, **C0-4(120-124)**. U input file-u element mete se predstavlja ili brojem ili nazivom i to kao:
element pu;
element 94;
element Pu (sve tri prethodne oznake su identične i označavaju plutonijum);
3. masa mete. Ova informacija zapravo predstavlja maseni broj mete i može da uzme bilo koju vrednost od **5** do **339**, kao i vrednost **0**. Vrednost **0** se odnosi na element u prirodnom sastavu, dok su ostali maseni brojevi jasni. Masa se u input file-u predstavlja kao:
mass 239 (ili bilo koji drugi broj od ponuđenih);
4. energija upadnih čestica. Ovaj podatak se može predstaviti na više načina i za više informacija videti [\[14\]](#). Ovde samo treba naglasiti da se u input file-u energija upadnih čestica označava kao npr.
energy 0.5 20. 0.5 (ovaj format je korišćen u eksperimentalnom delu rada i znači da se analiziraju energije upadnih čestica od 0,5 MeV do 20 MeV, sa korakom od 0,5 MeV).

Output, tj. dobijeni rezultati u TALYS-u su raspoređeni u nekoliko file-ova. Glavni output file je onaj kom je dat naziv prilikom pokretanja TALYS-a, međutim, osim ovog

glavnog (o njemu će biti reči u eksperimentalnom delu rada), javlja se i niz drugih file-ova. Svaki od ovih file-ova opisuje po neku interakciju (npr. u eksperimentu koji je korišćen u ovom radu, svaki od dodatnih file-ova je u sebi nosio informaciju o efikasnim presecima za ostvarivanje reakcija u kojima je izbijen različit broj neutrona).

3 Eksperimentalni deo

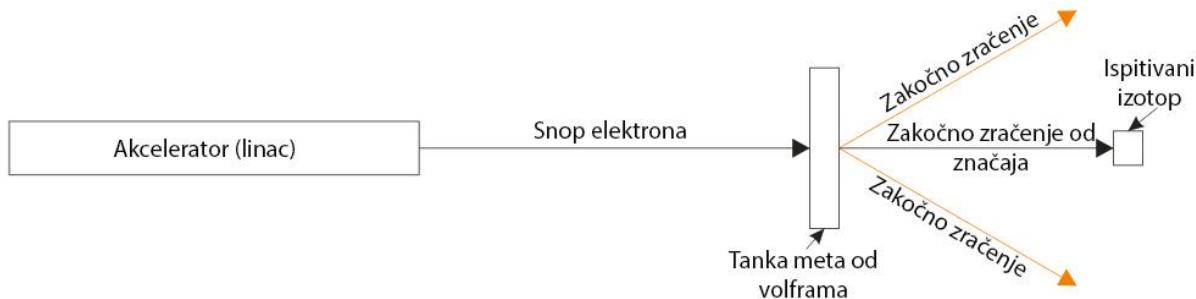
U [glavi 2](#) ovog rada, bilo je reči o procesima od značaja za jedan klasičan eksperiment, koji koristi zakočno zračenje kontinualne energije. Zadatak ove glave, jeste da se predstavi šema jedne uobičajene eksperimentalne postavke, koja se bazira na prethodno opisanim procesima, a zatim i da se prikažu rezultati dobijeni upotrebom ovakvog eksperimenta.

Nakon toga, kao glavni zadatak ovog poglavlja, ostaje da se ovi rezultati ispitaju pomoću teorije. Dakle, potrebno je upotrebiti teorijska predviđanja i činjenice, kako bi se proverili eksperimentalni rezultati. To znači da se na kraju ovog dela rada, može zaključiti da li je došlo do poklapanja teorijski predviđenih rezultata sa onim dobijenim u eksperimentu, a u zavisnosti od toga, može se reći da li je teorija potvrđena ili nije. U slučaju da ne dolazi do poklapanja rezultata teorije i eksperimenta, postavlja se pitanje u čemu je problem. Dakle, u ovom slučaju očigledno postoji dve mogućnosti, tj. ili je problem u nekom delu teorije ili je problem nastao u samom eksperimentu. Takođe, nepoklapanje i sama teorijska analiza mogu da dovedu do potencijalnih ideja za buduće eksperimente i novih teorijskih opisa, o čemu će biti više reči u nastavku.

Obzirom da je još uvek reč o istim procesima, sve prethodno predstavljene formule još uvek važe i biće primenjivane u ovom poglavlju.

3.1 Eksperimentalna postavka

Na slici 17, predstavljena je šema jednog uobičajenog eksperimenta u nuklearnoj fizici. Treba naglasiti da je zadatak ove šeme, predstavljanje svih procesa opisanih u [glavi 2](#) zajedno i nije vođeno računa o održanju odnosa realnih dimenzija. Naime, u eksperimentu je



Slika 17 Šema uobičajenog eksperimenta za ispitivanje fotonuklearnih reakcija pomoću zakočnog zračenja

najpre potrebno proizvesti visokoenergetski (u zavisnosti od potreba) snop elektrona koji se upućuje na metu. Na slici 17 je predstavljeno ubrzavanje elektrona linac-om, jer je to bio slučaj u eksperimentu u Dubni u Rusiji (na slici 18 je predstavljen ovaj linac), čiji će rezultati biti predstavljeni u nastavku ovog poglavlja. Kao što je bilo rečeno u [poglavlju 2.1](#), unutar linac-a je vakuum, kako bi se elektroni mogli ubrzavati. Naravno, trebalo bi obezbediti da vlastita stanja vakuuma i u prostoru između linac-a i mete na koju se visokoenergetski elektroni upućuju, kako elektroni ne bi gubili energiju na putu do mete. Kao što se vidi na slici 17, snop ovih visokoenergetskih elektrona pada na tanku metu, nakon čega se proizvodi zakočno zračenje. U eksperimentu o kom je reč, je korišćen volfram, koji se koristi kao uobičajena meta, što je predstavljeno na slici 17. Ipak, treba naglasiti da u slučaju da se koristi neki drugi materijal za metu elektrona, ovaj materijal treba da ima dovoljno visok atomski (redni) broj. Razlog ovome jeste, da zakočno zračenje koje nastaje u reakciji elektrona sa jezgrima, predstavlja strogu funkciju od ovog broja (videti jednačine [\(2.9\)](#) i [\(2.10\)](#)). Osim materijala mete, u eksperimentima je uglavnom slučaj da se posle ovog sloja, koristi još jedan sloj nekog elementa niskog rednog broja (uglavnom aluminijum). Razlog ovome jeste taj, da elektroni sa



Slika 18 Linac korišćen u eksperimentu u Dubni

određenom verovatnoćom mogu da prođu kroz tanki sloj volframa (mete), a nakon toga, postoji mogućnost da interaguju sa jezgrima ispitivanog izotopa (materijala) i izazovu neželjene efekte i neispravne rezultate eksperimenta. Dakle, kako bi se ovi efekti sprečili, nakon tankog sloja mete (volframa), koristi se i sloj aluminijuma (nizak redni broj takođe znači da ovaj element neće bitno uticati na zakočno zračenje). Dakle, ovo zakočno zračenje nastaje usled interakcije visokoenergetskih elektrona sa jezgrima mete, što znači da je ono dominantno usmereno unapred (videti [sliku 8](#)). Upravo zato, običaj je da se bira geometrija eksperimenta takva, da se ispitivani izotop nalazi na pravcu upadnih visokoenergetskih elektrona. Tada, od svog zakočnog zračenja koje nastaje (videti formulu [\(2.7\)](#)) i ima određenu ugaonu raspodelu, bitan je samo deo zakočnog zračenja koji približno zaklapa ugao od 0° (zakočno zračenje koje se emituje pod ovim uglom je na slici 17 predstavljeno crnom bojom, dok su narandžastom bojom predstavljeni uglovi koji nisu bitni). Kada ovo zračenje koje zaklapa ovaj ugao pogodi materijal sačinjen od ispitivinih izotopa, ovi izotopi sa određenom verovatnoćom (određenim efikasnim presekom) mogu da interaguju sa ovim zračenjem.

U ovoj interakciji, ispitivani izotop može da interaguje sa zakočnim zračenjem na mnogo različitim načina (reč je o fotonuklearnim reakcijama) i da pri tom emituje različite vrste čestica (u zavisnosti od energije upadnih fotona). Ipak, ono što je vrlo pogodno, jeste to da se nakon ovih interakcija, uglavnom emituje i propratno gama zračenje (uglavnom nastaju pobuđena i nestabilna jezgra koja se raspada). Detektovanjem gama zračenja, više se može zaključiti o fotonuklearnim reakcijama koje su se dogodile. Sama detekcija gama zračenja se uglavnom vrši tako što se ispitivani uzorak ozrači, a nakon presetanka ozračivanja, posle odgovarajućeg vremena se započinje sa merenjem aktivnosti. Nakon detekcije gama zračenja, moguće je odrediti tzv. saturacionu aktivnost odgovarajućeg izotopa koji emitiše gama zračenje i to kao

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m I_a N_{av} \epsilon p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) (1 - e^{\lambda t_m})}, \quad (3.1)$$

gde je N_γ broj detektovanih gama fotona (površina ispod pika u spektru), λ je konstanta raspada detektovanog izotopa, M je molarna masa uzorka, m je masa uzorka, I_a je zastupljenost izotopa u datom uzorku koji stupa u interakciju sa zračenjem, N_{av} je Avogadro-va konstanta, ϵ efikasnost detektora na dатој energiji, p_γ je kvantni prinos, Δt je vreme koje je prošlo od trenutka prestanka ozračivanja do početka merenja, t_{zr} je vreme ozračivanja uzorka, a t_m je vreme merenja. Na slici 19 je predstavljena kontrolna prostorija koja je korišćena za eksperiment u Dubni, a na računaru se dobijaju eksperimentalni rezultati.



Slika 19 Kontrolna prostorija za eksperiment u Dubni o kom je reč u ovom radu

Konkretno, u eksperimentu koji je izvršen u Dubni i o kom je ovde reč, ispitivani izotop (uzorak) je bio čisti ^{209}Bi i ovaj izotop je pogađalo zakočno zračenje koje nastaje u interakciji monoenergetskog snopa elektrona energija 40, 60, 80 i 100 MeV, redom, sa metom od volframa. Osim ovoga, u samom eksperimentu nisu praćene sve moguće fotonuklearne reakcije koje mogu da se odigraju, već je fokus bio usmeren na fotonuklearne reakcije u kojima dolazi do izbijanja neutrona, tj. bio je fokus na reakcijama tipa (γ, xn) , gde x predstavlja ceo broj i govori o tome koliko je neutrona izbijeno iz jezgra ^{209}Bi (nakon narednog poglavljja će biti jasno koji su izotopi bizmuta ispitivani i zašto). Nakon što je u ovim interakcijama izbijen odgovarajući broj neutrona, nastala jezgra su nestabilna jezgra bizmuta, koja se relativno brzo raspada. Nakon ovog raspada, nastaju pobuđena jezgra potomaka, koja emituju zračenje koje se detektuje u eksperimentu i pomoću kog se izvlače zaključci.

Kao krajnji rezultat, eksperiment daje odnose aktivnosti, tj. aktivnosti koje su normirane. Konkretno, u eksperimentu su aktivnosti normirane u odnosu na aktivnost izotopa ^{206}Bi , a razlog ovome jeste, da je za ovaj izotop statistika merenja najbolja, tj. pri merenju aktivnosti ovog izotopa su prisutne najmanje greške. Dobijeni rezultati ovih normiranih aktivnosti su predstavljeni u tabeli 1. Može se primetiti da za izotop ^{207}Bi i energiju elektrona 60 MeV ne postoji eksperimentalna vrednost, zato što je u ovom slučaju u eksperimentu upotrebljena loša geometrija eksperimenta, tj. dobijeni rezultat nije ispravan.

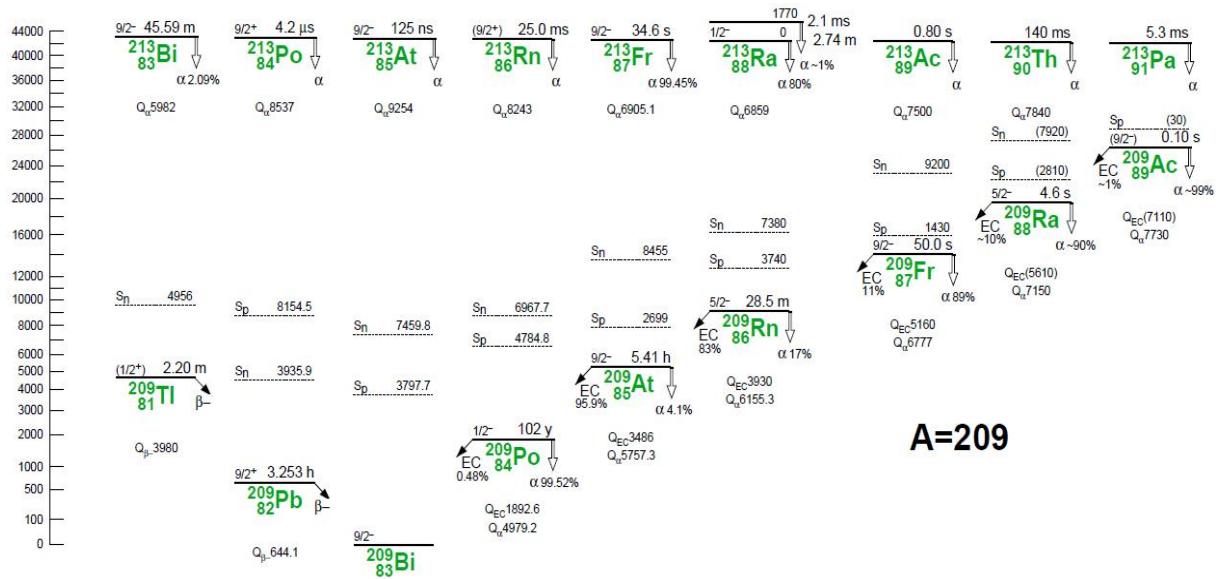
Tabela 1 Eksperimentalni podaci o normiranim aktivnostima izotopa nastalih u fotonuklearnim reakcijama tipa (γ, xn) za različite energije upotrebljenih elektrona; aktivnosti su normirane u odnosu na aktivnost izotopa ^{206}Bi

	$E_e = 40$ MeV	$E_e = 60$ MeV	$E_e = 80$ MeV	$E_e = 100$ MeV
^{207}Bi	9,95 (43)		7,29 (41)	6,74 (38)
^{206}Bi	1,00 (3)	1,00 (3)	1,00 (3)	1,00 (3)
^{205}Bi	0,204 (12)	0,41 (2)	0,45 (2)	0,45 (2)
^{204}Bi	0,0073 (4)	0,163 (7)	0,173 (4)	0,177 (5)
^{203}Bi	0	0,073 (3)	0,087 (3)	0,097 (4)
^{202}Bi	0	0,0200 (9)	0,038 (1)	0,046 (1)
^{201}Bi	0	0,0055 (4)	0,013 (1)	0,020 (1)

3.2 Karakteristike izotopa bizmuta

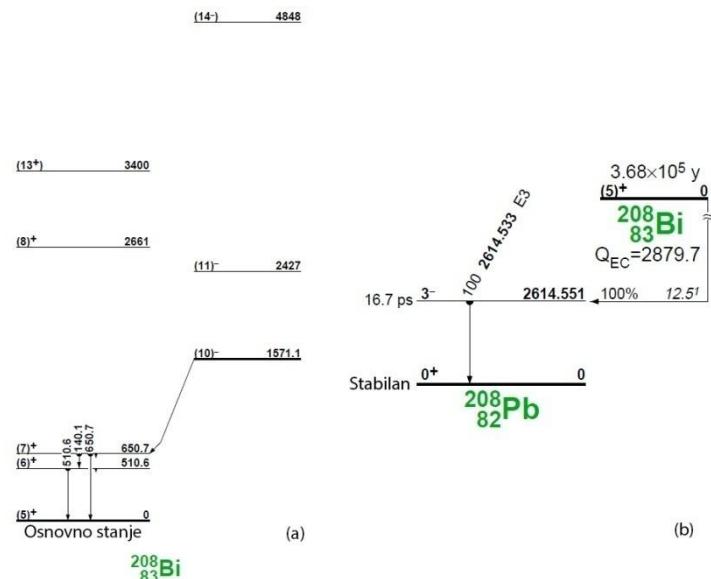
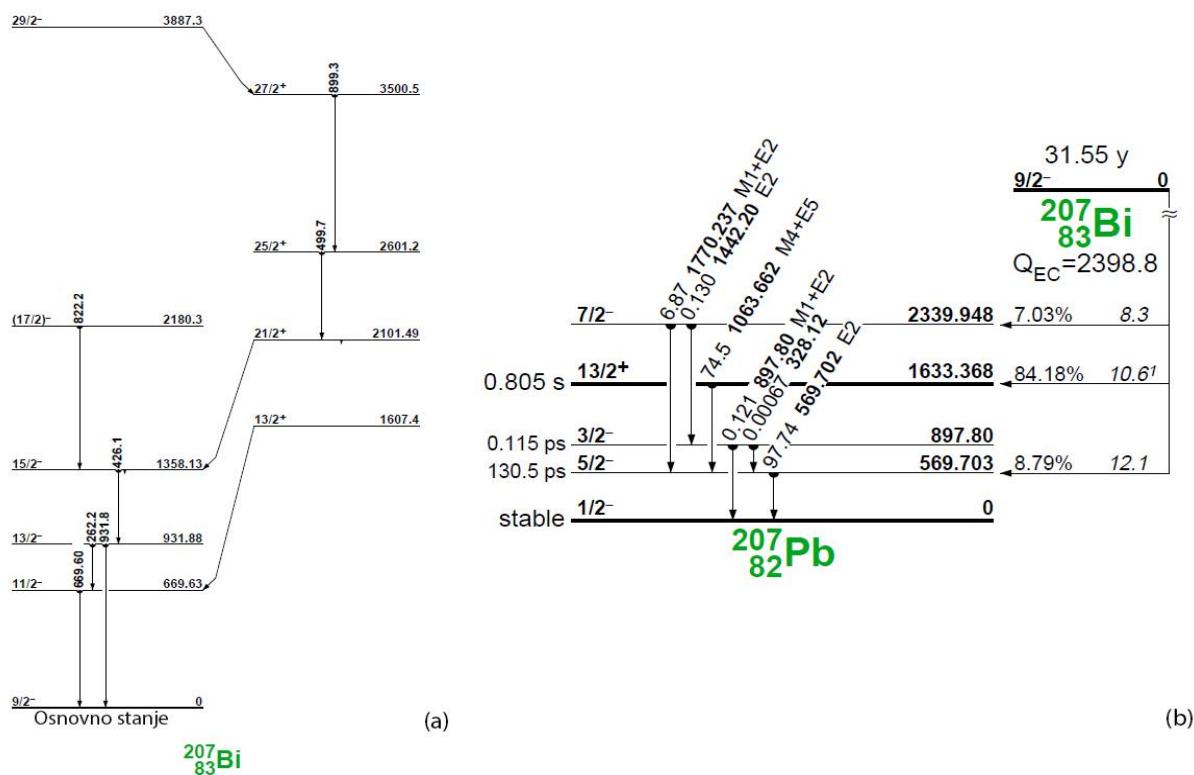
Kako je to predstavljeno u prethodnom poglavlju, u eksperimentu koji je ovde analiziran, ispitivano je nekoliko različitih izotopa bizmuta procesom fotonuklearnih reakcija na jezgru ^{209}Bi . Sada bi moglo da se postavi nekoliko pitanja. Najpre, prvo pitanje je zašto se ne posmatraju izotopi ^{200}Bi i lakši. Razlog je da efikasni presek za nastanak ovih lakših izotopa nije dovoljno veliki na posmatranih energijama i postavlja se pitanje preciznosti sa kojom bi mogli da se detektuju ovi izotopi. Takođe, energetski prag za nastanak ovih izotopa je jako visok. Ovo će biti mnogo razumljivije nakon [poglavlja 3.3.3](#) u kom će biti predstavljeni grafici efikasnih preseka za odigravanje odgovarajućih fotonuklearnih reakcija, kao i drugi. Osim ovog pitanja, čitalac bi se mogao zapitati zašto nije ispitivan izotop ^{208}Bi , obzirom da i ovaj izotop nastaje u fotonuklearnim reakcijama tipa (γ, xn). Ovo će postati vrlo očigledno nakon analize predstavljene u ovom poglavlju, a osim ovoga, čitalac će nakon predstojeće analize imati uvid u načine raspada ispitivanih izotopa (neće biti predstavljene karakteristične energije za detekciju datih izotopa, obzirom da to nije potreban podatak u ovom radu, ali se one mogu pronaći na [nucleardata](#) stranici ili traženjem najvećih kvantnih prinosa na predstojećim slikama).

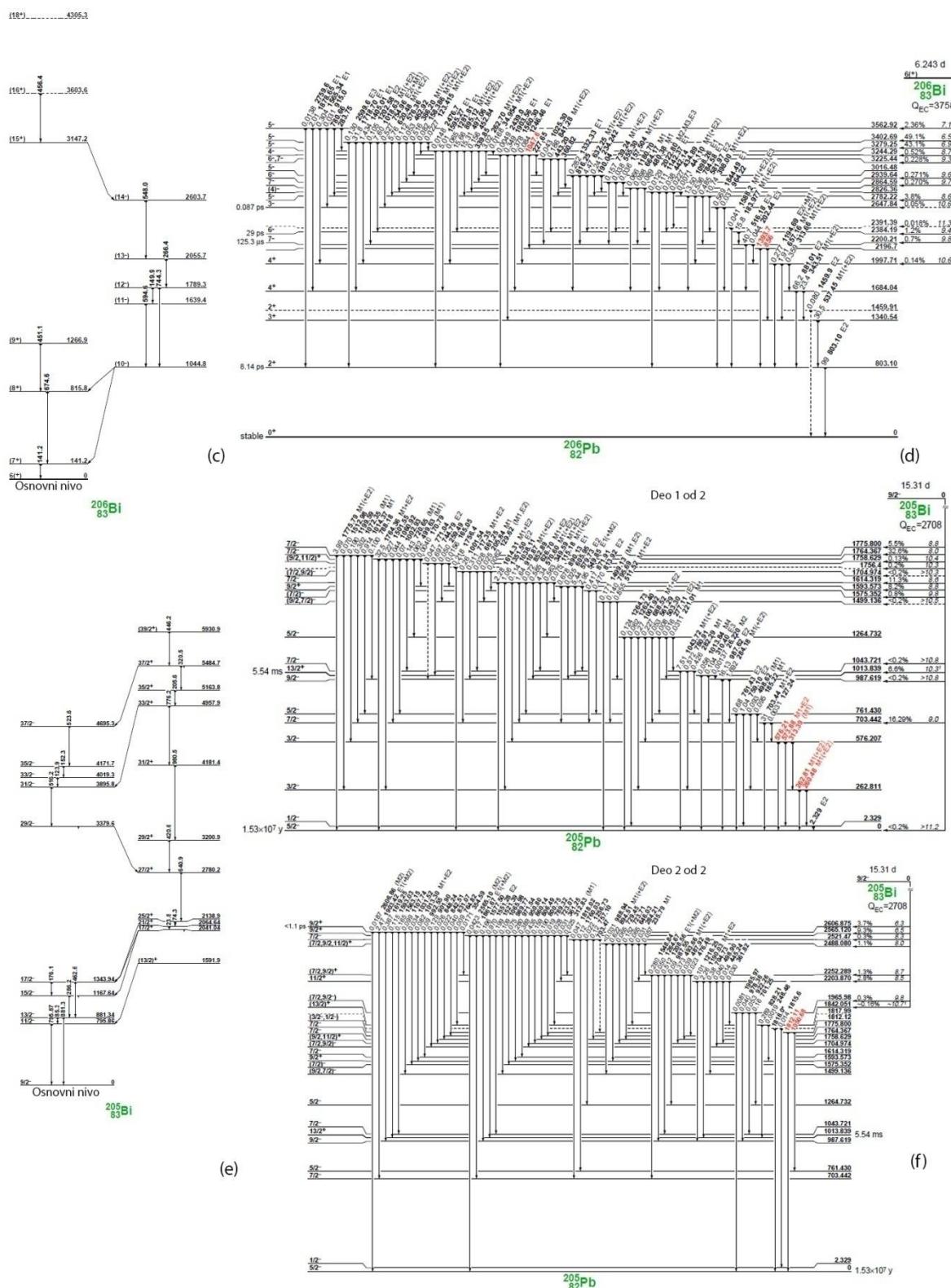
U eksperimentu je korišćen čisti uzorak ^{209}Bi kao jedini stabilni izotop bizmuta. Na slici 20 su predstavljeni izobari sa masenim brojem 209, gde se očigledno ističe ^{209}Bi kao stabilan izotop.

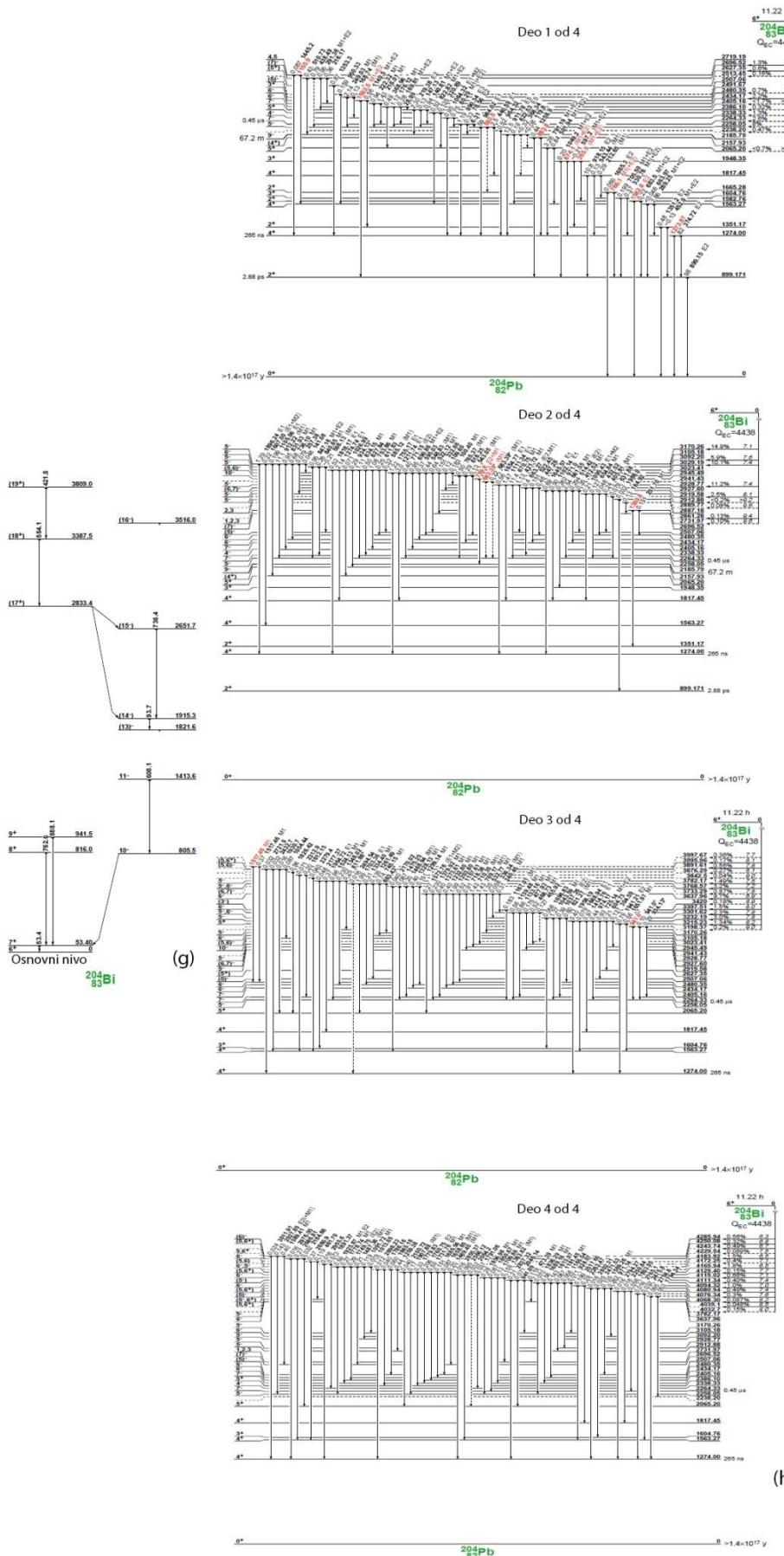


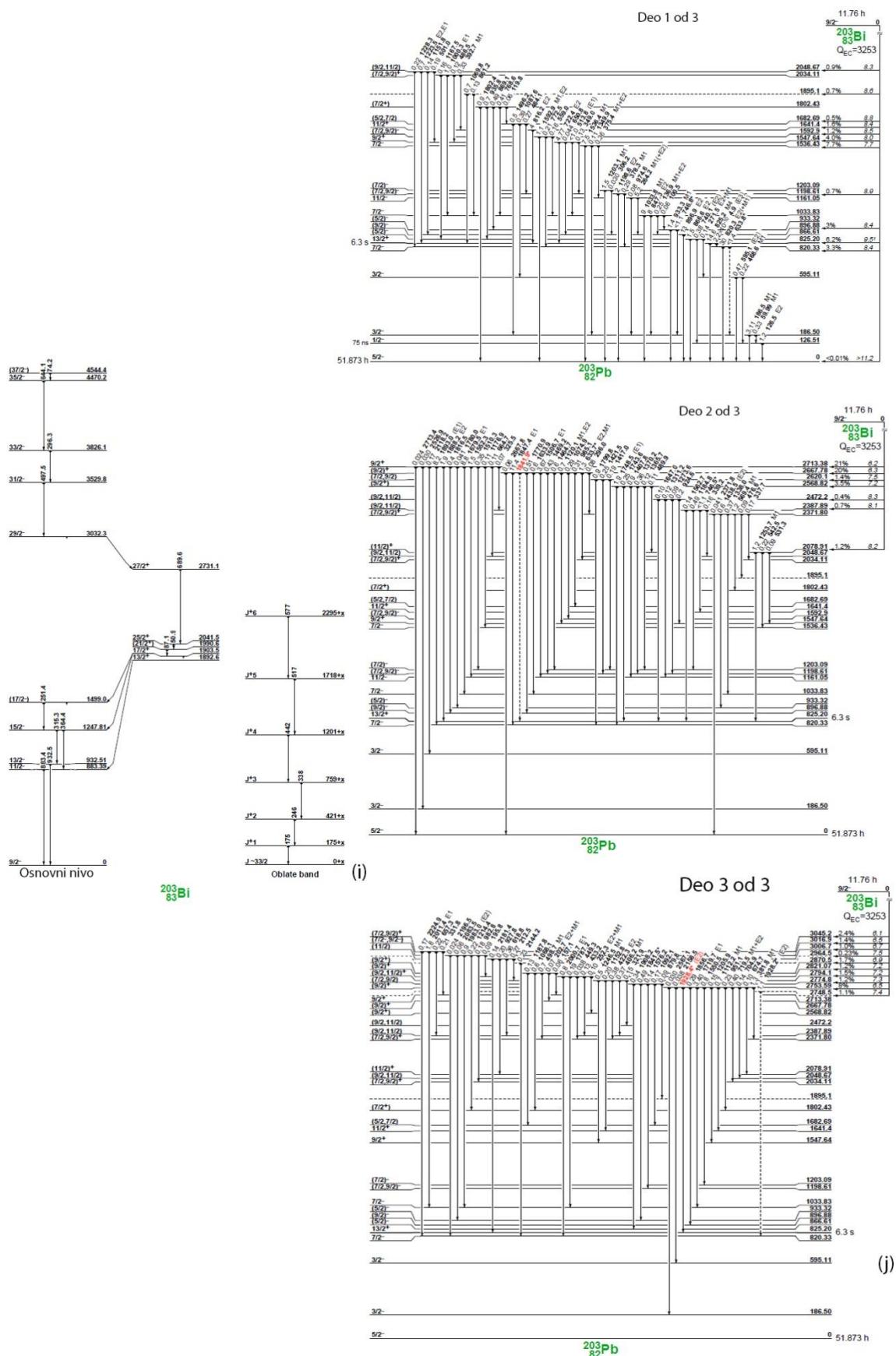
Na slici 20 se vidi kolika je potrebna energija kako bi se otpustio jedan neutron iz jezgra ^{209}Bi . Nakon otpuštanja neutrona, nastaje jezgro ^{208}Bi . Ono se iz pobjuđenih stanja (videti sliku 21 (a)) vraća u osnovno stanje za vreme reda ms . Čak ni ovo osnovno stanje nije stabilno i raspada se elektronskim zahvatom (videti sliku 21 (b)). Međutim, kao što se može primetiti, ovo osnovno stanje ima period poluraspada reda 10^5 godina i upravo zbog ovako velikog perioda poluraspada, ovo jezgro nije bilo analizirano u opisanom eksperimentu (merenjem bi se dobio mali odbroj i velika greška).

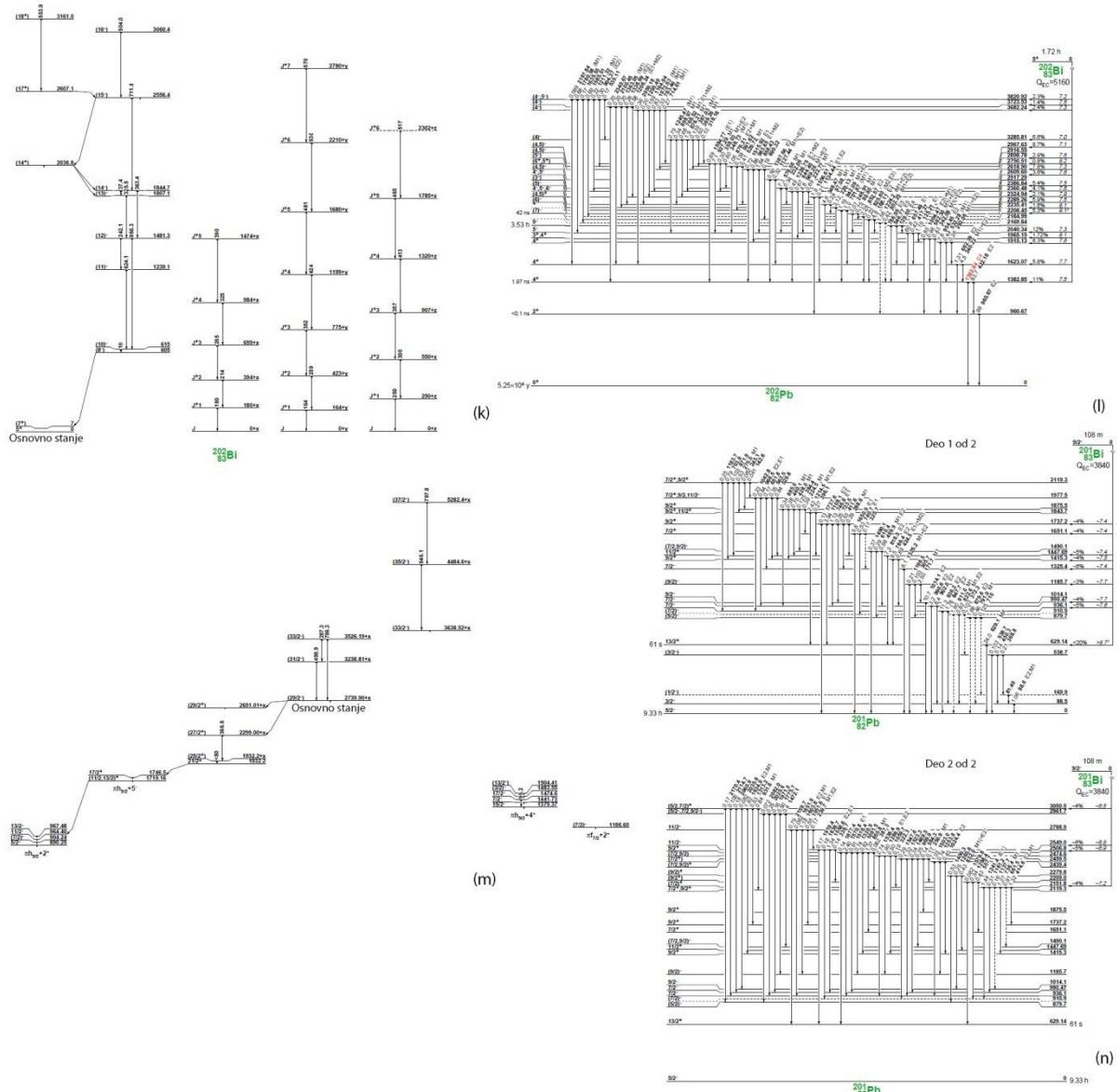
Osim ovog jezgra, na slici 22 (slika se sastoji iz nekoliko delova) su predstavljeni svi ostali izotopi karakteristični za ovaj rad, sa svojim karakterističnim nivoima (vrlo brzo prelaze u osnovno stanje, a ovaj prelaz je predstavljen na svakoj levoj strani slike), kao i sa karakterističnim raspadima (raspadi su predstavljeni na svakoj desnoj strani slike). Ono što se može primetiti jeste, da se svi raspadaju elektronskim zahvatom i da imaju tendenciju da im period poluraspada opada sa porastom broja izgubljenih neutrona (u odnosu na ^{209}Bi). Takođe, još samo ^{207}Bi ima period poluraspada reda godina, dok su svi ostali periodi poluraspada mnogo kraći. Upravo zato, za očekivati bi bilo da je eksperimentalna greška merenja aktivnosti ovog izotopa velika zbog relativno malog odbroja.

Slika 21 Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{208}Bi Slika 22 Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{207}Bi

Slika 22-nastavak Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{206}Bi i ^{205}Bi

Slika 22-nastavak Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{204}Bi

Slika 22-nastavak Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{203}Bi

Slika 22-nastavak Karakteristični nivoi i raspad izotopa ^{202}Bi i ^{201}Bi

3.3 Teorijski podaci dobijeni programskim paketom TALYS 1.95

Kako je na to već više puta ukazano, zadatok ovog rada je ispitivanje fotonuklearnih reakcija tipa (γ, xn) i to kako eksperimentom tako i teorijom. Eksperimentalni podaci su predstavljeni u [poglavlju 3.1](#), što znači da bi sada trebalo sagledati na koji se to način može doći do saturacionih aktivnosti odgovarajućih izotopa pomoću teorije. U ovoj analizi, više puta će biti pozivanja na analizu izloženu u [glavi 2](#), obzirom da je još uvek reč o istim procesima koji su tamo bili opisani.

3.3.1 TALYS 1.95 input file

U [poglavlju 2.4.2](#) je već bilo predstavljeno kako pokrenuti TALYS i šta je to input file. Ipak, iako je bilo malo reči o tome kakva bi trebalo da bude unutrašnjost input file-a, tome nije bila posvećena velika pažnja. Ono što je svakako bilo zaključeno, jeste da input file mora

biti prisutan i u njemu je neophodno da postoje četiri informacije koje su vezane za vrstu i energiju upadnih čestica, kao i za atomski i maseni broj mete. Takođe, rečeno je da osim ovih podataka, TALYS može da menja i ogroman broj drugih podataka, međutim to nije neophodno, obzirom da su proizvođači programskog paketa TALYS, prethodno definisali sve ove vrednosti na osnovu uobičajenih potreba.

Na osnovu energija upadnih elektrona koje su predstavljene u [poglavlju 3.1](#), očigledno je da se u ovom radu mogu posmatrati energije fotonuklearnih reakcija sa maksimalnom energijom upadnih fotona od 100 MeV. Takođe, na osnovu [poglavlja 2.3](#), čitalac bi trebalo da je stekao osnovni uvid u ponašanje nuklearnih reakcija na različitim energijama, kao i u redove veličina eksperimentalno dostupnih energija diskretnih nivoa unutar jezgra. Na osnovu toga, očigledno je da ovaj rad najvećim delom posmatra energije koje se nalaze u oblasti iznad GDR ([poglavlje 2.3.2](#)) za koju ne postoje eksperimentalno dostupni podaci o diskretnim nivoima unutar jezgra i koja je okarakterisana nuklearnim reakcijama koje se baziraju na emitovanju većeg broja nukleona. Ipak, prilikom teorijskih proračuna vezanih za bilo kakve nuklearne reakcije, vrlo bitan podatak upravo jesu diskretni nivoi, obzirom da oni direktno diktiraju verovatnoću odigravanja ovih interakcija. Dakle, za teorijski proračun nuklearnih reakcija na ovim višim energijama (do 100 MeV), potrebno je koristiti modele koji predviđaju neku gustinu nuklearnih nivoa unutar jezgra. O ovim modelima je bilo reči u [poglavlju 2.4.1](#) u kom je i predstavljeno osnovnih šest modela. Upravo ovi modeli će i biti korišćeni u ovom radu, a u input file se ovi modeli unose upotreboom sledećih bold-ovanih izraza:

- **Idmodel 1:** Konstantna temperatura + Fermi-jev model gasa;
- **Idmodel 2:** Pomereni Fermi-jev model;
- **Idmodel 3:** Opšti superfluidni model;
- **Idmodel 4:** Mikroskopske gustine nivoa (Skyrme sila) iz Goriely-jevih tabela;
- **Idmodel 5:** Mikroskopske gustine nivoa (Skyrme sila) iz Hilaire-evih kombinatoričkih tabela;
- **Idmodel 6:** Mikroskopske gustine nivoa (temperaturna zavisnost Hartee-Fock-Bogolyubov uz Gongy silu) iz Hilaire-evih kombinatoričkih tabela.

Treba imati u vidu da se u sklopu jednog TALYS proračuna u input file-u može koristiti samo jedan od ovih modela. Proizvođači ovog programskog paketa su ugradili da se upotrebljava **Idmodel 1** ako se drugačije ne naglasi od strane korisnika.

U ovom radu, radi što bolje analize, upotrebljeni su svi modeli kako bi se zapazile potencijalne razlike (više reči će biti u nastavku). Kao primer jednog input file-a, predstavljena je slika 23 i u ovom file-u se koristi Idmodel 3. Kao što se vidi sa slike, file je podeljen na prvi i drugi deo. Razlog ovome jeste taj, da TALYS u jednom proračunu može da koristi maksimalno 500 različitih energija upadnih čestica, dok je u radu izabrano da se ispituju energije od 5 do 100 MeV i to u koracima od 0,1 MeV. To znači da se u ovoj analizi svakako koristi mnogo više od 500 različitih energija, što znači da je u proračunima neophodno analizirati različite energetske intervale u različitim input file-ovima kako bi se

Input prvi file niske energije	Input drugi file visoke energije
<pre># # General # projectile g element bi mass 209 energy 5. 53. 0.1 # # Parameters # maxZ 0 ejectiles n maxN 10 ldmodel 3</pre>	<pre># # General # projectile g element bi mass 209 energy 53.1 100. 0.1 # # Parameters # maxZ 0 ejectiles n maxN 10 ldmodel 3</pre>

Slika 23 Input file-ovi korišćeni u radu za Idmodel 3

pokrio ceo željeni energetski spektar. Osim ovoga, u predstavljenom input file-u, može se videti oznaka #, koja je spomenuta u [poglavlju 2.4.2](#), tj. dati redovi predstavljaju komentare za korisnika i sve što je napisano u datom redu posle ovih oznaka, TALYS „ne vidi“ prilikom pokretanja programa. Takođe, korišćene su opcije **maxZ 0**, **maxN 10** i **ejectiles n** i one govore TALYS-u da nema potrebe da radi proračune u kojima se izbjeguju protoni, više od 10 neutrona i u kojima jezgro napuštaju čestice koje nisu neutroni, redom. Ovo naravno nije neophodno da se zada u input file-u i rezultati će biti identični i bez njih, međutim, na ovaj način se značajno smanjuje vreme potrebno TALYS-u da uradi sve proračune (treba imati u vidu da to nisu ispitivane reakcije u ovom radu i nema potrebe da se analiziraju).

Osim input file-ova sa slike 23, u radu su korišćeni isti input file-ovi sa različitim modelima za gustinu nivoa, tj. u radu je korišćeno 12 različitih input file-ova.

3.3.2 TALYS 1.95 output file

Output file je prvi put spominjan u [poglavlju 2.4.2](#), predstavlja .txt file, kao i input file, i u sebi nosi informacije o rezultatima proračuna koje je TALYS izvršio. Takođe, u tom poglavlju je rečeno da postoji veliki broj output file-ova, tj. da postoji jedan sumarni, glavni, output file i mnogo manjih koji nose podatke o različitim reakcijama. Prilikom pokretanja programa u Terminal-u se koristiti `./talys <input> neki_naziv` (videti [poglavlje 2.4.2](#)) i tada TALYS obrazuje glavni output file u folder-u sa input i .exe file-ovima, a ovaj file se zove „*neki_naziv*“. Osim ovog file-a, u datom folder-u se beleže i svi ostali output file-ovi.

Glavni output file se sastoji od nekoliko delova. Na ovom mestu će biti predstavljena samo prva dva dela glavnog output file-a, dok će samo ukratko biti rečeno o čemu se radi u ostalim delovima ovog file-a. Prvi deo output file-a predstavlja podatke o samom TALYS-u (dozvola za korišćenje programa i slično), i podatke koji su uneti u input file-u. Ovaj prvi deo glavnog output TALYS file-a je predstavljen na slici 24. Takođe, na slici 24 se može primetiti da je kao primer ponovo korišćen input file koji je predstavljen u prethodnom poglavlju (drugi file, za visoke energije).

```
TALYS-1.95 (Version: December 28, 2019)
Copyright (C) 2019 A.J. Koning, S. Hilaire and S. Goriely
Dimensions - Cross sections: mb, Energies: MeV, Angles: degrees
#####
USER INPUT #####
USER INPUT FILE
#
# general
#
projectile g
element bi
mass 209
energy 53.1 100. 0.1
#
# parameters
#
maxz 0
ejectiles n
maxn 10
lmodel 3
```

Slika 24 Prvi deo glavnog output file-a TALYS-a

Osim ovog dela glavnog output file-a, drugi deo file-a je vrlo bitan i sadrži sve podatke koje TALYS upotrebljava u proračunima. Dakle, ovaj deo file-a sadrži sve input podatke uz podatke koji su ugrađeni kao uobičajeni od strane proizvođača programa. Takođe, kao što se može videti na slici 25 (sastoji se iz dva dela), u ovom drugom delu file-a, uz svaki podatak čija je vrednost predstavljena, nalazi se i objašnjenje koje govori na šta se dati podatak odnosi. Ovo je vrlo praktična strana glavnog output file-a, obzirom da analizom upotrebljenih podataka, korisnik može da zaključi mnogo toga o svojim potrebama, kao i o mogućnostima samog TALYS-a, a nakon probnog pokretanja programa, može da modifikuje input file, a zatim i da ponovo pokrene program sa novim zahtevima.

Osim ovog načina za učenje o podacima koje korisnik može da modifikuje u input file-u, u sklopu samog programa je dat folder **Samples** i u ovom folderu se nalazi jako veliki broj kombinacija input-output file-ova koje su namenjene kao primer za rad korisnika. Takođe, u sklopu programa je predstavljen i priručnik u radu, koji nosi veliki broj informacija ovog tipa (videti [\[14\]](#)).

USER INPUT FILE + DEFAULTS

Keyword	Value	Variable	Explanation
#			
# Four main keywords			
#			
projectile	g	ptype0	type of incident particle
element	Bi	Starget	symbol of target nucleus
mass	209	mass	mass number of target nucleus
energy		energyfile	file with incident energies
#			
# Basic physical and numerical parameters			
#			
ejectiles n		outtype	outgoing particles
maxz	0	maxZ	maximal number of protons away from the initial compound nucleus
maxn	10	maxN	maximal number of neutrons away from the initial compound nucleus
bins	40	nbins	number of continuum excitation energy bins
equidistant	n	flagequi	flag to use equidistant excitation bins instead of logarithmic bins
popnev	n	flagpopnev	flag to use initial population per NeV instead of histograms
segment	1	segment	number of segments to divide emission energy grid
maxlevelstar	30	nlevmax	maximum number of included discrete levels for target
maxlevelsres	10	nlevmaxres	maximum number of included discrete levels for residual nucleus
maxlevelsbin g	30	nlevbin	maximum number of included discrete levels for gamma channel
maxlevelsbin n	10	nlevbin	maximum number of included discrete levels for neutron channel
maxlevelsbin p	10	nlevbin	maximum number of included discrete levels for proton channel
maxlevelsbin d	5	nlevbin	maximum number of included discrete levels for deuteron channel
maxlevelsbin t	5	nlevbin	maximum number of included discrete levels for triton channel
maxlevelsbin h	5	nlevbin	maximum number of included discrete levels for helium-3 channel
maxlevelsbin a	10	nlevbin	maximum number of included discrete levels for alpha channel
ltarget	0	ltarget	excited level of target
isomer	1.00E+00	isomer	definition of isomer in seconds
transpower	5	transpower	power for transmission coefficient limit
transeps	1.00E-08	transeps	limit for transmission coefficient
xseps	1.00E-07	xseps	limit for cross sections
popeps	1.00E-03	popeps	limit for population cross section per nucleus
Rfiseeps	1.00E-03	Rfiseeps	ratio for limit for fission cross section per nucleus
elow	1.00E-06	elow	minimal incident energy for nuclear model calculations
angles	90	nangle	number of angles
anglescont	18	nanglecont	number of angles for continuum
anglesrec	1	nanglerec	number of recoil angles
maxenrec	20	maxenrec	number of recoil energies
channels	n	flagchannels	flag for exclusive channels calculation
maxchannel	4	maxchannel	maximal number of outgoing particles in individual channel description
micro	n	flagmicro	flag for completely microscopic TALYS calculation
best	n	flagbest	flag to use best set of adjusted parameters
bestbranch	y	flagbestbr	flag to use flag to use only best set of branching ratios
bestend	n	flagbestend	flag to put best set of parameters at end of input file
relativistic	y	flagrel	flag for relativistic kinematics
recoil	n	flagrecoil	flag for calculation of recoils
labddx	n	flaglabddx	flag for calculation of DDX in LAB system
recoilaverage	n	flagrecoilav	flag for average velocity in recoil calculation
channelenergy	n	flagchannel	flag for channel energy for emission spectrum
reaction	y	flagreaction	flag for calculation of nuclear reactions
astro	n	flagastro	flag for calculation of astrophysics reaction rate
astrosrgs	n	flagastrosrgs	flag for calculation of astrophysics reaction rate with target in ground state only
astroex	n	flagastroex	flag for calculation of astrophysics reaction rate to long-lived excited states
nonthermlev	-1	nonthermlev	excited level non-thermalized in the calculation of astrophysics rate
massmodel	2	massmodel	model for theoretical nuclear mass
expmass	y	flagexpmass	flag for using experimental nuclear mass if available
disctable	1	disctable	table with discrete levels
production	n	flagprod	flag for isotope production
outfy	n	flagoutfy	flag for output detailed fission yield calculation
gefran	50000	gefran	number of random events for GEF calculation
Estop	1000.000	Estop	incident energy above which TALYS stops
rpevap	n	flagrpevap	flag for evaporation of residual products at high incident energies
maxZrp	12	maxZrp	maximal number of protons away from the initial compound nucleus before residual evaporation
maxNrp	32	maxNrp	maximal number of neutrons away from the initial compound nucleus before residual evaporation
#			
# Optical model			
#			
localomp	y	flaglocalomp	flag for local (y) or global (n) optical model
dispersion	n	flagdisp	flag for dispersive optical model
jlmomp	n	flagjlm	flag for using semi-microscopic JLM OMP
optmodall	n	flagompall	flag for new optical model calculation for all residual nuclei
incadjust	y	flagincaadj	flag for OMP adjustment on incident channel also
omponly	n	flagomponly	flag to execute ONLY an optical model calculation
autorot	n	flagautorot	flag for automatic rotational coupled channels calculations for A > 150
spherical	y	flagspher	flag to force spherical optical model
coulomb	y	flagcoulomb	flag for Coulomb excitation calculation with ECIS
statepot	n	flagstate	flag for optical model potential for each excited state
maxband	0	maxband	highest vibrational band added to rotational model
maxrot	2	maxrot	number of included excited rotational levels
sysreaction		sysreaction	particles with reaction cross section from systematics
rotational		rotational	particles with possible rotational optical model
core	-1	core	even-even core for weakcoupling (-1 or 1)
ecissave	n	flagecissave	flag for saving ECIS input and output files
eciscalc	y	flageciscalc	flag for new ECIS calculation for outgoing particles and energy grid
inccalc	y	flaginccalc	flag for new ECIS calculation for incident channel
endfecis	y	flagendfecis	flag for new ECIS calculation for ENDF-6 files
radialmodel	2	radialmodel	model for radial matter densities (JLM OMP only)
jlmemode	0	jlmemode	option for JLM imaginary potential normalization
alphaomp	6	alphaomp	alpha OMP (1=normal, 2=MCFadden-Satchler, 3-5=folding potential, 6,8=Avrigeanu, 7=Wolte)
deuteronomp	1	deuteronomp	deuteron OMP (1=normal, 2=Daechnick, 3=Bojowald, 4=Han-Shi-Shen, 5=An-Cai)

Slika 25 Drugi deo glavnog output file-a

```

#
# Compound nucleus
#
widthfluc      n  flagwidth   flag for width fluctuation calculation
widthmode       i  wmode       designator for width fluctuation model
compound        y  flagcomp    flag for compound nucleus model
fullhf         n  flagfullhf flag for full spin dependence of transmission coefficients
eciscompound   n  flageciscomp flag for compound nucleus calculation by ECIS
cpang          n  flagcpang   flag for compound angular distribution calculation for incident charged particles
urr            n  flagurr     flag for URR calculation
urrnjoy        n  flagurrnjoy flag for normalization of URR parameters with NJOY method
lurr           2  lurr        maximal orbital angular momentum for URR
#
# Gamma emission
#
gammax         2  gammax     number of l-values for gamma multipolarity
strength        2  strength   model for E1 gamma-ray strength function
strengthM1      2  strengthM1 model for M1 gamma-ray strength function
electronconv   y  flagelectron flag for application of electron conversion coefficient
racap          n  flagracap   flag for radiative capture model
ldmodelracap   1  ldmodelracap level density model for direct radiative capture
upbend         n  flagupbend  flag for low-energy upbend of photon strength function
psfglobal      n  flagspsglobal flag for global photon strength functions only
#
# Pre-equilibrium
#
preequilibrium y  flagpreeq   flag for pre-equilibrium calculation
preeqmode       2  preeqmode   designator for pre-equilibrium model
multipreq      y  flagmulpre flag for multiple pre-equilibrium calculation
mpreqmode       2  mpreqmode   designator for multiple pre-equilibrium model
breakupmodel   1  breakupmodel model for break-up reaction: 1. Kalbach 2. Avrigeanu
phmodel         1  phmodel    particle-hole state density model
pairmodel       2  pairmodel   designator for pre-equilibrium pairing model
preeqspin       1  pespinnodel model for pre-equilibrium spin distribution
giantresonance n  flaggiant   flag for collective contribution from giant resonances
preeqsurface    n  flagsurface flag for surface effects in exciton model
preeqcomplex   n  flagpcomp   flag for Kalbach complex particle emission model
twocomponent    y  flag2comp   flag for two-component pre-equilibrium model
ecisdwba       y  flagecisdwba flag for new ECIS calculation for DWBA for MSD
onestep         n  flagonestep flag for continuum one-step direct only
#
# Level densities
#
ldmodel         3  ldmodelall level density model
shellmodel      1  shellmodel  model for shell correction energies
kvibmodel       2  kvibmodel   model for vibrational enhancement
spincutmodel   1  spincutmodel model for spin cutoff factor for ground state
asys            n  flagasys    flag for all level density parameters a from systematics
parity          n  flagparity   flag for non-equal parity distribution
coenhance       n  flagcolall  flag for collective enhancement of level density for all nuclides
ctmgloba       n  flagctmglob flag for global CTM model (no discrete level info)
gshell          n  flaggshell  flag for energy dependence of single particle level density parameter g
colldamp        n  flagcoldamp flag for damping of collective effects in effective level density
#
# Fission
#
fission         n  flagfission flag for fission
fismodel        1  fismodel    fission model
fismodelalt     4  fismodelalt alternative fission model for default barriers
hbstate         y  flaghbstate flag for head band states in fission
class2          y  flagclass2 flag for class2 states in fission
fispartdamp    n  flagfispartdamp flag for fission partial damping
massdis         n  flagmassdis flag for calculation of fission fragment mass yields
ffevaporation  y  flagffevap  flag for calculation of particle evaporation from fission fragment mass yields
fisfeed         n  flagfisfeed flag for output of fission per excitation bin
fymodel         2  fymodel    fission yield model, 1: Brosa 2: GEF
ffspin          n  flagffspin  flag to use spin distribution in initial FF population
#
# Output
#
outmain         y  flagmain    flag for main output
outbasic        n  flagbasic   flag for output of basic information and results
outpopulation   n  flagpop     flag for output of population
outcheck        n  flagcheck   flag for output of numerical checks
outlevels       n  flaglevels  flag for output of discrete level information
outdensity      n  flagdensity flag for output of level densities
outomp          n  flagoutomp  flag for output of K08 OMP parameters
outktd          n  flagoutktd flag for output of K08 OMP parameters
outdirect       n  flagdirect  flag for output of direct reaction results
outinverse      n  flaginverse flag for output of transmission coefficients and inverse reaction cross sections
outdecay        n  flagdecay   flag for output of decay of each population bin
outtransenergy y  flagtransen flag for output of transmission coefficients per energy
outecis         n  flagoutecis flag for output of ECIS results
outgamma        n  flaggamma   flag for output of gamma-ray information
outpreequilibrium n  flagpout   flag for output of pre-equilibrium results
outfission      n  flagfisout flag for output of fission information
outdiscrete     n  flagdisc    flag for output of discrete state cross sections
outspectra      n  flagspec    flag for output of double-differential cross sections
outbinspectra   n  flagbinspec flag for output of emission spectrum per excitation bin
resonance       n  flagres    flag for output of low energy resonance cross sections
group           n  flaggroup   flag for output of low energy groupwise cross sections
addiscrete      y  flaggadd   flag for addition of discrete states to spectra
adelastic       y  flaggadel  flag for addition of elastic peak to spectra
outtangle        n  flagtang   flag for output of angular distributions
outlegendre     n  flaglegendre flag for output of Legendre coefficients
ddxmode         0  ddxmode    mode for double-differential cross sections
outdwba         n  flagoutdwba flag for output of DWBA cross sections for MSD
outgamdis      n  flaggammadis flag for output of discrete gamma-ray intensities
outexcitation   y  flagexec   flag for output of excitation functions
components      n  flagcompo  flag for output of cross section components
endf            n  flagendf   flag for information for ENDF-6 file
endfdetail     y  flagendfdet flag for detailed ENDF-6 information per channel
sacs            n  flagsacs   flag for statistical analysis of cross sections
partable        n  flagpartable flag for output of model parameters on separate file

```

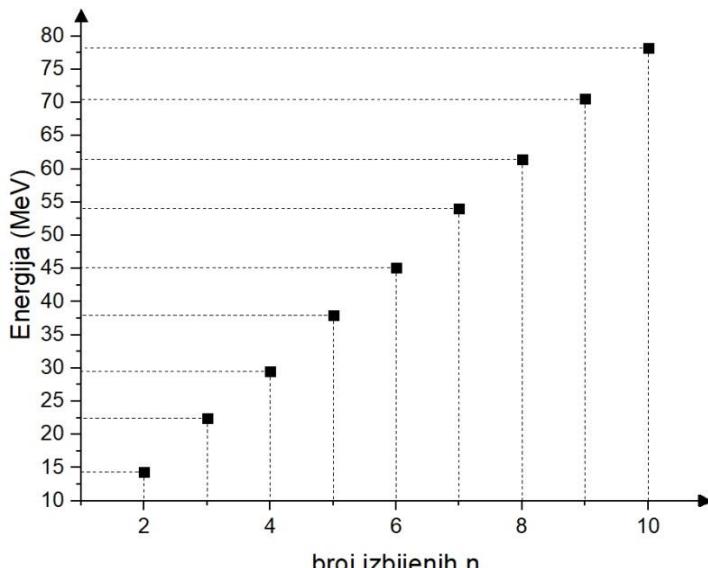
Slika 25-nastavak Drugi deo glavnog output file-a

Na prethodnoj slici 25 (sastoji se iz dva dela) može se videti veliki broj parametara čiji je opis dat sa **flag...**, a svaki od ovih parametara je opisan sa **n** ili sa **y** što bi u prevodu bilo „no“ i „yes“, tj. postavlja se pitanje da li se neka opcija koristi u proračunima ili ne.

Kao što je rečeno, glavni output file se sastoji od mnogo delova i prethodno opisana dva dela nisu jedini delovi ovog file-a. Ipak, ostali delovi output file-a nose informacije o rezultatima TALYS proračuna za zadate energije upadnih čestica i ovi delovi su, osim u ovom glavnem output file-u, predstavljeni u većem broj manjih output file-ova, gde svaki nosi informacije vezane za jednu od mogućih reakcija. Kao primer, u [dodatku 1](#) su predstavljeni podaci za ukupni efikasni presek odigravanja reakcije $^{209}Bi(\gamma, 5n)^{204}Bi$, dobijeni na osnovu TALYS proračuna, gde je upotrebljen ldmodel 3. Dakle, podaci predstavljeni u [dodatku 1](#) se mogu pronaći kao rezultat u jednom od ovih ostalih, manjih, output file-ova.

3.3.3 Analiza dobijenih podataka

Na osnovu prethodnog poglavlja, sasvim je jasno da je najznačajniji podatak koji TALYS daje (za ovaj eksperiment) efikasni presek za odigravanje odgovarajuće interakcije tipa (γ, xn) . Ako se obrati pažnja na tabelu 5 u [dodatku 1](#), može se primetiti da je energetski prag za nastanak izotopa ^{204}Bi u fotonuklearnoj interakciji na jezgru ^{209}Bi reda 38 MeV. Ipak, ako se pogleda [slika 20](#), može se videti da je energetski prag ^{209}Bi da izgubi jedan neutron reda 7 MeV. Dakle, kao prvo pitanje koje se nameće, jeste koliki su ostali energetski pragovi za odigravanje ostalih interakcija tipa (γ, xn) na jezgru ^{209}Bi . Ovi podaci se mogu dobiti na osnovu TALYS proračuna kao u [dodatku 1](#), a dobijeni podaci su predstavljeni na slici 26. Ono što se očigledno može zapaziti sa slike, jeste da je reč o približno lineranoj funkciji (postoji malo odstupanje), a na osnovu dobijenih podataka, može se reći da se između različitih ldmodel-a javlja minimalno odstupanje (reda 1 MeV) tek za interakcije u kojima je x veliko. Takođe, nakon što izotop ^{209}Bi izgubi 8 neutrona, nastaje ^{201}Bi , poslednji izotop koji je ispitivan u eksperimentu. Ako se na slici 26 pogleda energetski prag za nastanak ovog izotopa, sasvim je očigledno (kao što se vidi sa slike) da je energetski prag za nastanak još lakših izotopa pomeren na još veće energije. To znači da ovih izotopa nastaje još manje tokom izvođenja eksperimenta i to na samo najvišim energijama elektrona koji su korišćeni u eksperimentu. Upravo ovo govori u prilog tome, da ove izotope nije praktično detektovati na korišćenim energijama elektrona.

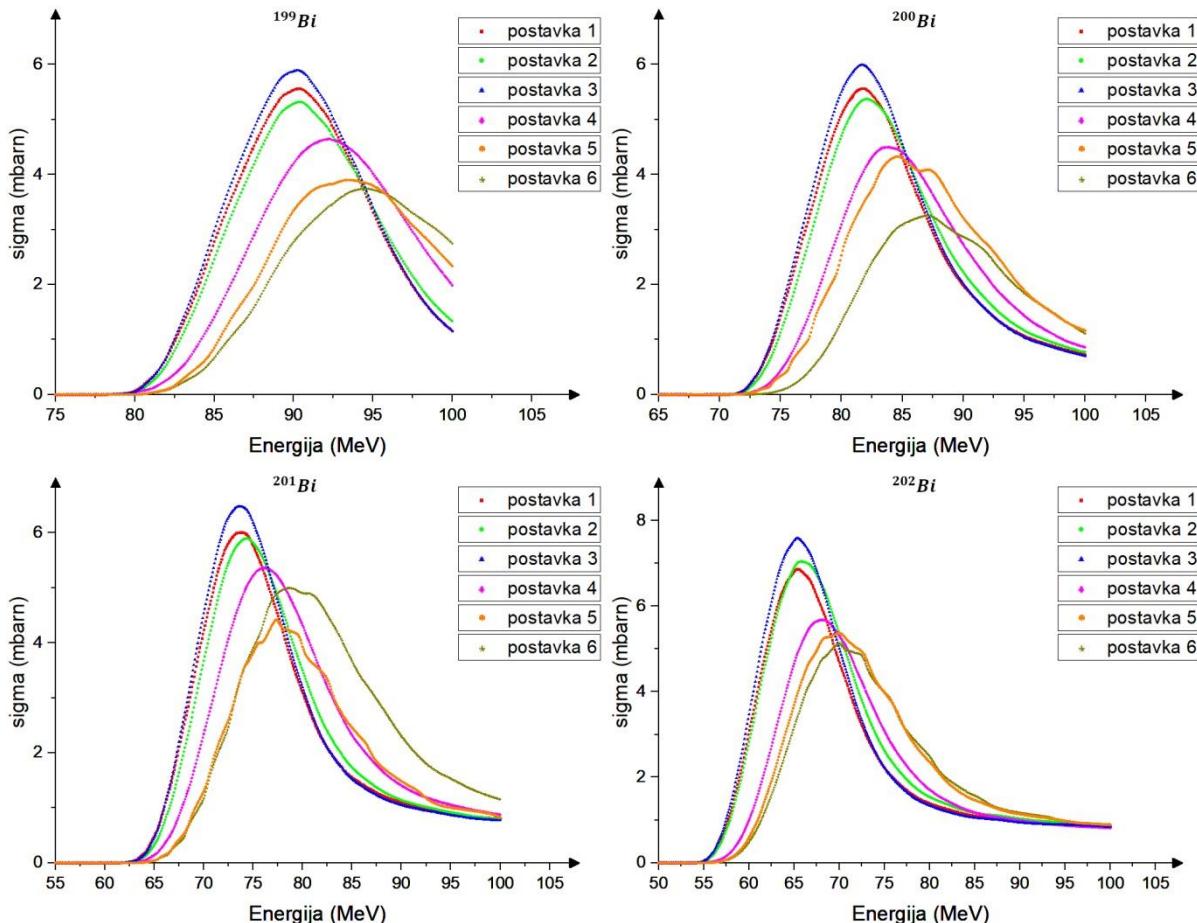


Slika 26 Energetski prag za odigravanje interakcija (γ, xn) na jezgru ^{209}Bi

Na osnovu prethodno rečenog, ispostavlja se da je energetski prag za odigravanje odgovarajućih fotonuklearnih reakcija približno identičan, nezavisno od izbora ldmodel-a. Dakle, postavlja se pitanje da li uopšte postoji bilo kakva razlika između ovih modela. Kako bi se na ovo pitanje odgovorilo, predstavljena je slika 27. Na ovoj slici, postavka 1 se odnosi na ldmodel 1, postavka 2 se odnosi na ldmodel 2, itd. Dakle, očigledno je da se može primetiti

veliko odstupanje u efikasnom preseku za odigravanje fotonuklearnih reakcija u zavisnosti od izbora modela.

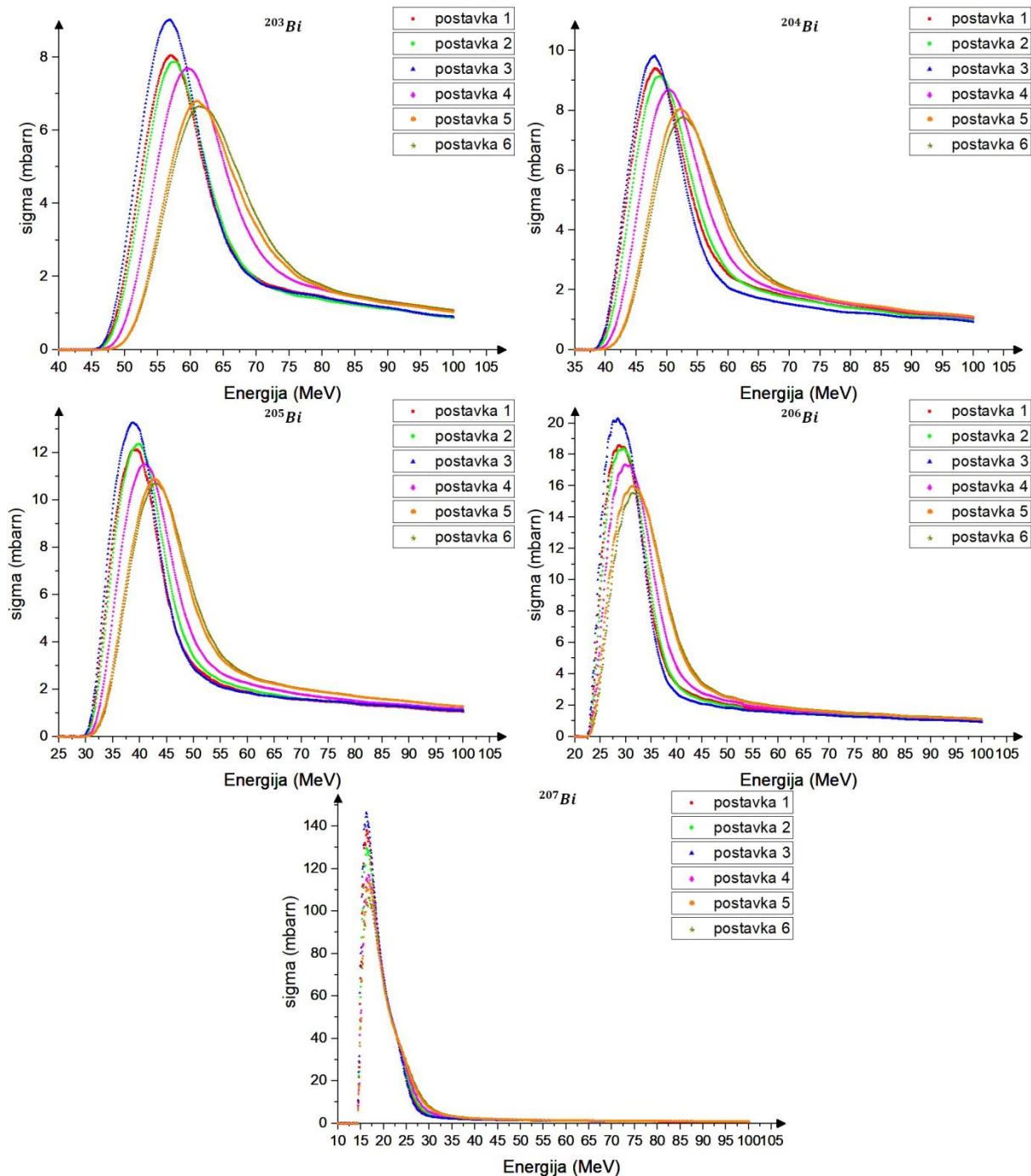
Ipak, iako postoje velika odstupanja u ovih šest modela, određene pravilnosti se mogu uočiti. Naime, kao prvo, najočiglednija pravilnost jeste, da se prva tri modela (postavke) definitivno vrlo razlikuju u odnosu na ostale tri postavke. Zapravo, prva tri modela su vrlo slični jedan drugom. Ako se obrati pažnja, na svim graficima su energije na kojima se javlja maksimalni efikasni presek ova tri modela podjednake, uz mala odstupanja, dok se javlja razlika u vrednostima maksimalnih efikasnih preseka i to tako da efikasni presek modela 3



Slika 27 Predviđanja efikasnih preseka različitih modela za različite izotope koji nastaju u fotonuklearnim reakcijama na izotopu ^{209}Bi

uvek ima najveću vrednost, dok su modeli 1 i 2 podjednaki, s tim da ipak model 1, u većini slučajeva ima malo veću maksimalnu vrednost efikasnog preseka od modela 2. Za razliku od ova tri modela, druga tri evidentno predviđaju maksimalne efikasne preseke na većim energijama, a uz to su efikasni preseci koje ovi predviđaju, mnogo nižih vrednosti. Takođe, moglo bi se reći da je efikasni presek modela 4, neka vrsta prelaza između prva tri modela i poslednja dva modela. Ipak, ako se posmatranje započne od efikasnog preseka za nastanak najlakšeg izotopa bizmuta (^{199}Bi), a zatim nastavi ka težim, može se primetiti da se energetski razmak između maksimuma efikasnih preseka koje predviđaju modeli skuplja, da bi se za izotop ^{207}Bi skoro poklopio za sve modele. Tada je i dalje, bez obzira na poklapanje energija maksimuma ovih modela, još uvek prisutna velika razlika u vrednosti maksimalnog efikasnog preseka između datih modela. Drugo što treba istaći jeste, da je skupljanje maksimalnih energija svih modela, zapravo normalna osobina, jer ako se pogleda kako su definisani modeli, može se primetiti da svaki model prilikom bilo kakvog izračunavanja

koristi eksperimentalne vrednosti diskretnih nivoa na niskim energijama, a zatim im se i prilagođava.



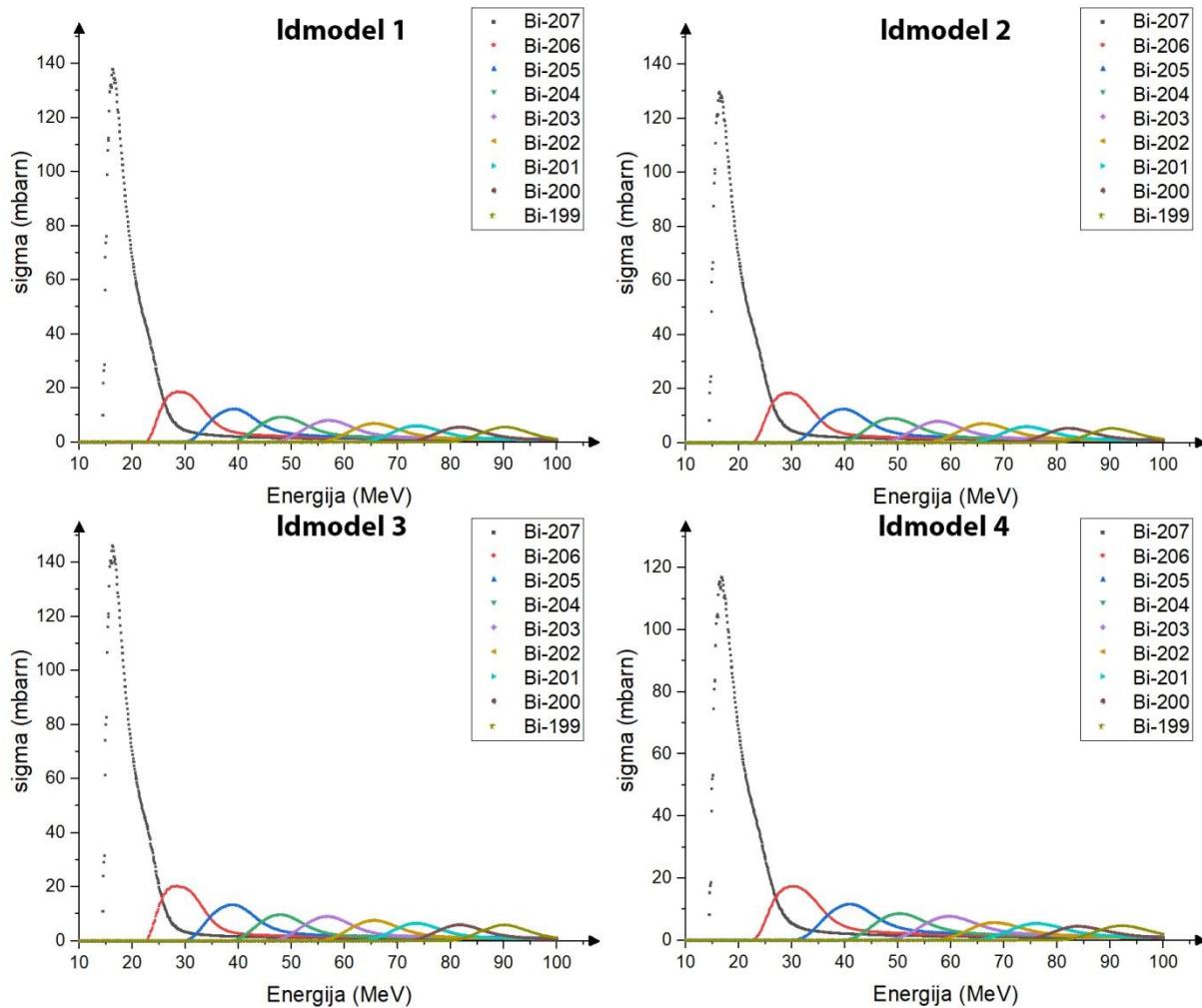
Slika 27-nastavak Predviđanja efikasnih preseka različitih modela za različite izotope koji nastaju u fotonuklearnim reakcijama na izotopu ^{209}Bi

U dosadašnjem delu teksta, prilikom analize slike 27, uglavnom su analizirana ponašanja različitih modela, jednog u odnosu na drugi. Ono što nije rečeno, jeste da ovakva odstupanja otvaraju mogućnosti za buduće analize. Naime, svaka razlika u modelima bi se potencijalno mogla detektovati odgovarajućim izborom eksperimenta (recimo ako je akcelerator elektrona stabilan, mogla bi se menjati energija elektrona u malim koracima). Na ovaj način, moguće bi bilo ustanoviti koji model je odgovarajući za koje energije, dok u isto

vreme možda nije odgovarajući za druge energije. Naravno, slaganja i razilaženja teorije i eksperimenta otvaraju nove mogućnosti za usavršavanje shvatanja jezgara i samih modela.

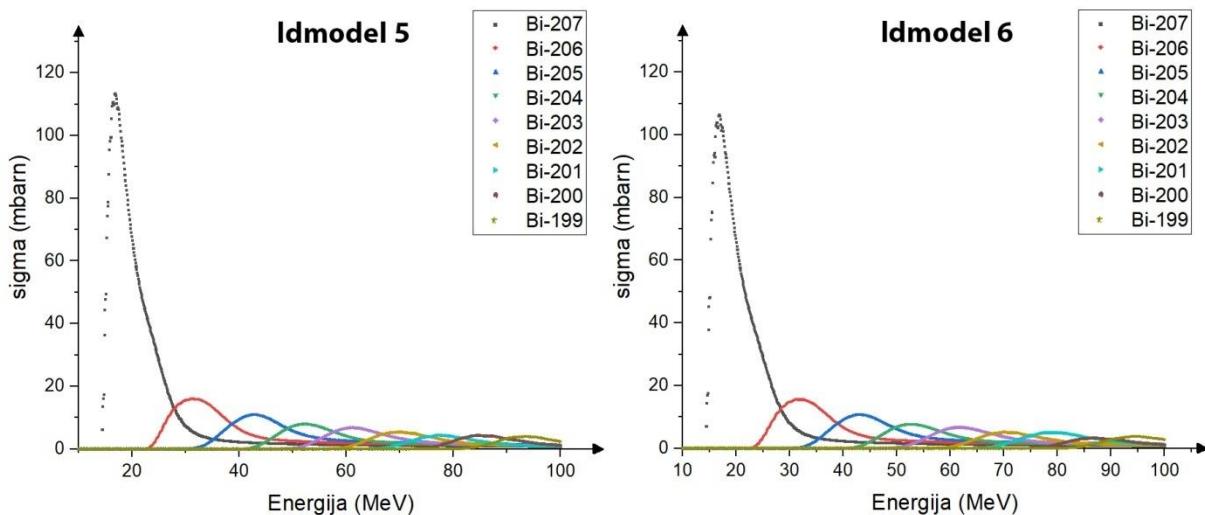
Za kraj analize slike 27, mogla bi se istaći još jedna karakteristika efikasnog preseka za ostvarivanje različitih fotonuklearnih reakcija. Ako se pogleda oblik samog spektra, može se primetiti da svaka fotonuklearna reakcija u jednom trenutku teži da dostigne maksimum u vidu jednog velikog pika (takođe intenzitet pika opada sa porastom broja izbijenih neutrona), nakon čega pada na približno konstantnu vrednost. Ako se sada pogledaju isti spektri za efikasni presek za nastanak najlakših izotopa od predstavljenih, može se primetiti da su ovi pikovi toliko pomereni na visoke energije da čak ni ne uspevaju da padnu i dostignu konstantnu vrednost u spektru koji je ograničen na 100 MeV. Dakle, moglo bi se reći da ovo predstavlja još jedan od razloga koji ide u prilog prethodno rečenom, da eksperimentalno nije povoljno detektovati ove najlakše izotope.

Na slici 28 je predstavljen nešto drugačiji prikaz efikasnih preseka za odigravanje fotonuklearnih reakcija. U ovom prikazu, svaki grafik nosi informaciju o svim ispitivanim izotopima za odgovarajući model. Ono što se na ovoj slici jasno vidi jeste malopre spomenuti



Slika 28 Efikasni preseci za nastajanje različitih izotopa u fotonuklearnim reakcijama izotopa ^{209}Bi , za različite modele

pad u vrednosti maksimalnog pika sa porastom broja izbijenih neutrona. Očigledno je da izotop ^{207}Bi ima mnogo veći pik efikasnog preseka u odnosu na ostale izotope, ali ipak, kao što je rečeno u poglavljju 3.2, ovaj izotop nema veliki pik u eksperimentalno dobijenom gama spektru zbog dugog perioda pluraspada. Takođe, sve prethodno predstavljene razlike između modela su još uvek prisutne, međutim, nisu sve tako očigledne kao na slici 27.



Slika 28-nastavak Efikasni preseci za nastanje razlicitih izotopa u fotonuklearnim reakcijama izotopa ^{209}Bi , za razlicite modele

3.3.4 Izračunavanje aktivnosti izotopa na osnovu dobijenih podataka

Ideja za upotrebu zakočnog zračenja za ispitivanje fotonuklearnih reakcija je predstavljena još na početku poglavlja 2.2, a formula koja se može koristiti kao osnova za određivanje aktivnosti izotopa nastalih u fotonuklearnim reakcijama tipa (γ, xn) na izotopu ^{209}Bi je data sa (2.2). Dakle, u ovoj formuli figurišu efikasni presek za odigravanje interakcije, fluks upadnog zakočnog zračenja, kao i njegov energetski interval. Do sada u ovom radu, sve ove veličine su već analizirane. Naime, efikasni presek za odigravanje interakcije je ispitivan TALYS proračunima, a kao primer efikasnog preseka za reakciju $^{209}Bi(\gamma, 5n)^{204}Bi$, po modelu Idmodel 3, može se pogledati dodatak 1. Drugi član, tj. fluks zakočnog zračenja se može predstaviti kao proizvod Schiff-ove funkcije (videti formule (2.9) i (2.10), što je predstavljeno na slici 12) i konstante, a tada je fluks jednak

$$\Phi = K \frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_\gamma}, \quad (3.2)$$

gde je K konstanta proporcionalnosti. Obzirom da će se ova konstanta provlačiti sve vreme kroz račun, Schiff-ovom funkcijom $\frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_\gamma}$ će biti predstavljen promenljivi deo jednačine (2.9), dok će se konstantni deo $(2Z^2r_0/137)$ jednačine uvrstiti pod K (ona nosi deo jedinice i Schiff-ova funkcija će biti predstavljana u relativnim jedinicama). Kao što će se pokazati u nastavku analize, ovo neće uticati na rezultate rada.

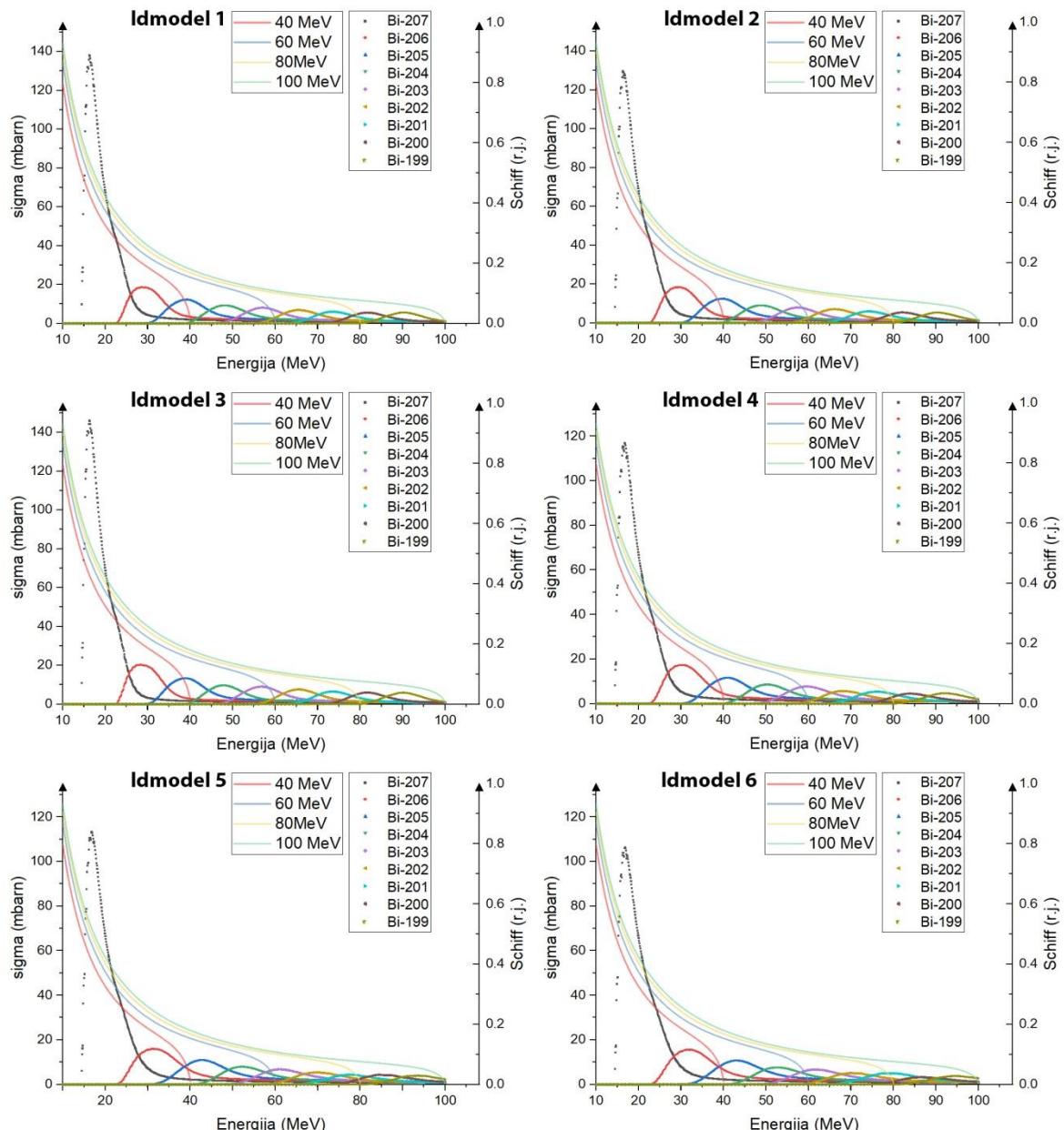
Na osnovu dosadašnjeg dela rada, može se zaključiti da je fluks u jednačini (2.2) predstavljen kao kontinualna, neprekidna funkcija, dok je efikasni presek predstavljen kao skup tačaka za određene energetske vrednosti. Dakle, postoji dva načina da se dobije vrednost integrala u jednačini (2.2). Prvi način bi se svodio na pronašetak neke kontinualne, neprekidne funkcije koja može da sa zadovoljavajućom tačnošću opisuje rezultate efikasnih preseka za svaku reakciju i svaki model. Da bi ovo bilo moguće, morao bi se korisiti jako veliki broj funkcija koje bi uz to bile vrlo složene. Dakle, ovaj način nije praktičan i potrebno je koristiti drugi način. Drugi način bi naravno bio korišćenje numeričke integracije, što i jeste slučaj u ovom radu. Sama numerička integracija se može izvršiti većim brojem metoda, a za

ovaj rad, kao pogodan, izabran je najjednostavniji metod, metod levih pravougaonika, tj. integral iz (2.2) se transformiše u sumu kao

$$A(E_0) = \int_{E_{GR}}^{E_0} \sigma(E_\gamma) \cdot \Phi(E_0, E_\gamma) dE = \sum_{i=1}^N \sigma(E_{\gamma i}) \Phi(E_0, E_{\gamma i})(E_{\gamma(i+1)} - E_{\gamma i}), \quad (3.3)$$

gde je i nemi indeks, N ukupan broj delova na koji je energetski interval podeljen (treba imati u vidu da je broj ovih delova za jedan manji od broja energija koje karakterišu granice ovih delova), $E_{\gamma i}$ je najmanja energija za koju se efikasni presek razlikuje od 0, dok se ostale veličine slažu sa oznakama u jednačini (2.2). Nakon kombinovanja jednčina (3.2) i (3.3), dobija se

$$A(E_0) = K \sum_{i=1}^N \sigma(E_{\gamma i}) \frac{d\sigma_{E_{\gamma i}}}{dE_{\gamma i}} (E_{\gamma(i+1)} - E_{\gamma i}). \quad (3.4)$$

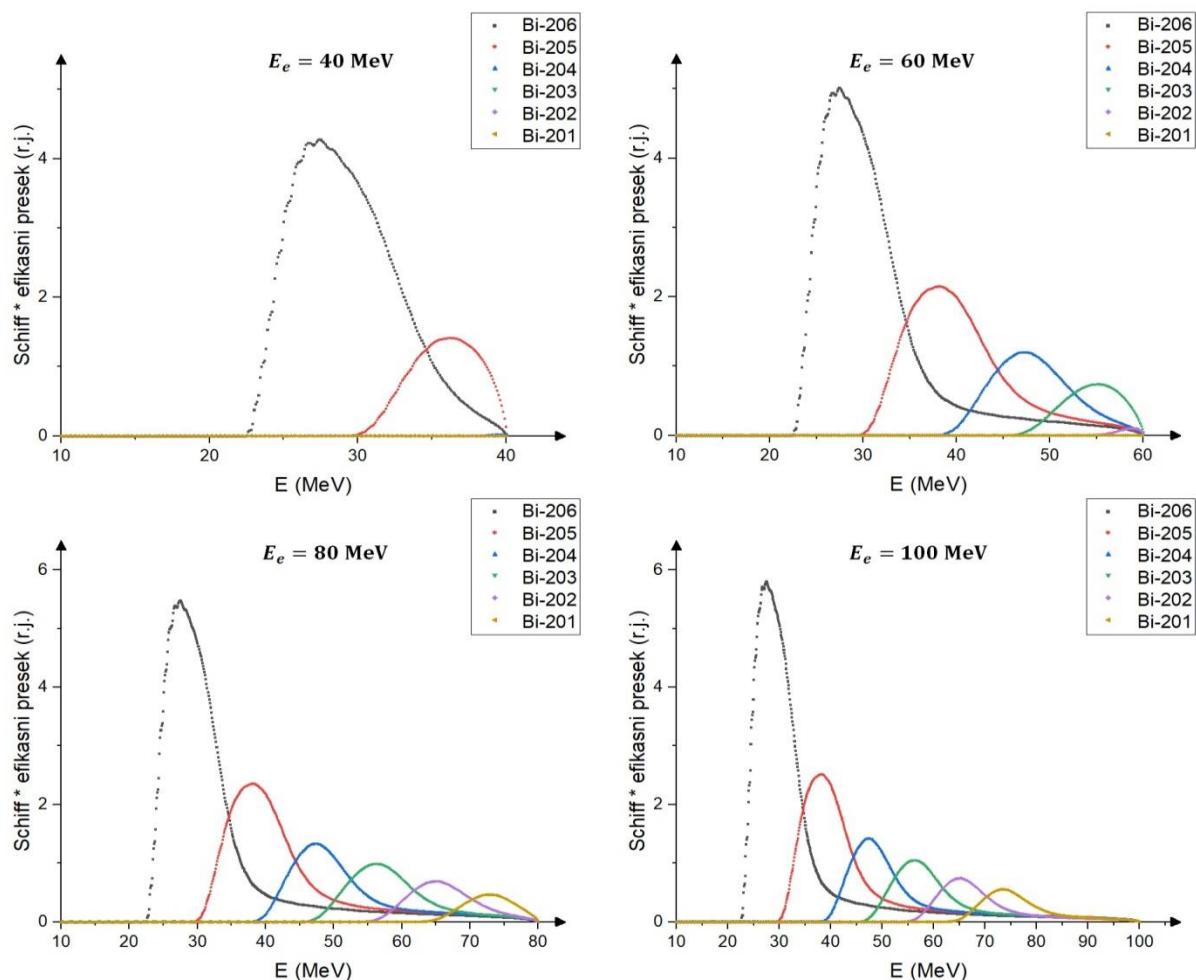


Slika 29 Prikaz Schiff-ovih funkcija uz efikasne preseke za različite Idmodel-e

Radi jasnije predstave funkcija iz jednačine (3.4), na slici 29 su na zajedničkim graficima predstavljene Schiff-ove funkcije (za energije elektrona korišćene u radu; videti [sliku 12](#)) i efikasni preseci sa grafika sa [slike 28](#). Da bi se bolje razlikovale, na datim graficima su Schiff-ove funkcije predstavljene svetlim kontinualnim, neprekidnim funkcijama, za razliku od efikasnih preseka koji su predstavljeni tamnjim, diskretnim funkcijama. Takođe, leva osa se odnosi na skalu efikasnih preseka, dok se desna osa odnosi na skalu za Schiff-ovu funkciju.

Dalji postupak u radu je vrlo direktn i svodi se na prosto praćenje formule (3.4), tj. potrebno bi bilo pomnožiti Schiff-ovu funkciju sa odgovarajućim efikasnim preseцима, a zatim i odrediti površinu ispod dobijene krive (dodatnim množenjem dobijene vrednosti proizvoda sa energetskim korakom). Na osnovu formule (3.4), očigledno je da zapravo ova površina ispod krive predstavlja aktivnost ispitivanog izotopa (u relativnim jedinicima zbog Schiff-ove funkcije). Kompletna analiza ovog računa je predstavljena za izotop ^{204}Bi i Idmodel 3 u [dodatku 2](#). Na potpuno identičan način se mogu dobiti vrednosti za sve ostale izotope. Obzirom da se celim postupkom zapravo dobija površina ispod krive, na slici 30 su predstavljeni grafici ovih krivih za Idmodel 3, kako bi čitalac stekao prvi utisak o stvarnim odnosima između površina ispod krivih za različite izotope. Treba istaći da na slici 30 nije predstavljen izotop ^{207}Bi obzirom da je pik ovog izotopa za red veličine veći od ostalih pikova (što je i očigledno kada se pogledaju grafici na slici 29), a samim tim, pored krive ovog izotopa bi bilo teško uočiti ostale krive.

Idmodel 3



Slika 30 Kriva dobijena proizvodom Schiff-ove funkcije i efikasnog preseka za različite energije elektrona i za Idmodel 3

Za kraj ovog poglavlja, trebalo bi predstaviti i stvarne, dobijene vrednosti površina (aktivnosti) ispod odgovarajućih krivih (one su izračunate po principu predstavljenom u [dodatku 2](#), a ukupne površine ispod grafika su predstavljene u žutim poljima tabela). Dakle, svaki izotop, za svaku energiju upadnih elektrona i svaki ldm model ima po jednu krivu, a kada se sve ove površine ispod krivih sumiraju, njihove vrednosti se mogu predstaviti kao u tabeli 2. Ovde treba naglasiti da je u ovoj tabeli još uvek reč o absolutnoj aktivnosti izraženoj u relativnim jedinicama. Stvarna aktivnost bi se mogla predstaviti kao

$$A(E_0) = KA_{izračunato}, \quad (3.5)$$

što nije potrebno za ovaj rad.

Tabela 2 Teorijski dobijene aktivnosti (u relativnim jedinicama) različitih izotopa bizmuta za različite energije upotrebljenih elektrona. Rezultati proračuna su predstavljeni za šest ldm model-a programske pakete TALYS 1.95

$E_e \rightarrow$	A [r. j.] – ldm model 1				A [r. j.] – ldm model 2			
	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	302,085	348,963	376,711	395,044	293,677	339,468	366,677	384,684
^{206}Bi	34,536	47,292	54,467	59,511	33,870	46,392	53,327	58,262
^{205}Bi	7,727	23,730	29,040	32,745	7,126	24,318	29,816	33,626
^{204}Bi	0,019	12,583	17,685	20,651	0,010	11,990	17,066	19,917
^{203}Bi	0,000	5,099	11,758	14,242	0,000	4,690	9,377	13,786
^{202}Bi	0,000	0,254	7,441	9,618	0,000	0,222	7,750	10,085
^{201}Bi	0,000	0,000	4,086	6,946	0,000	0,000	3,821	6,856
A [r. j.] – ldm model 3								
$E_e \rightarrow$	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	311,671	359,019	387,084	405,616	277,406	321,474	347,623	364,952
^{206}Bi	37,321	49,667	56,809	61,867	32,381	46,117	53,339	58,477
^{205}Bi	8,834	25,699	31,170	35,051	5,178	22,764	28,489	32,313
^{204}Bi	0,021	12,703	17,258	19,977	0,003	10,896	16,384	19,333
^{203}Bi	0,000	5,993	12,991	15,541	0,000	3,461	11,562	14,326
^{202}Bi	0,000	0,288	8,095	10,270	0,000	0,056	5,939	8,193
^{201}Bi	0,000	0,000	4,339	7,242	0,000	0,000	3,053	6,552
A [r. j.] – ldm model 5								
$E_e \rightarrow$	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	275,073	319,172	345,345	362,731	268,880	312,294	338,050	355,173
^{206}Bi	30,102	45,261	52,563	57,712	28,474	43,707	50,933	56,027
^{205}Bi	3,335	21,504	27,613	31,614	3,066	21,270	27,428	31,419
^{204}Bi	0,001	9,271	15,264	18,190	0,001	8,898	15,037	17,946
^{203}Bi	0,000	2,211	10,116	12,797	0,000	2,068	10,147	12,912
^{202}Bi	0,000	0,027	5,637	8,296	0,000	0,023	5,231	7,920
^{201}Bi	0,000	0,000	2,126	5,407	0,000	0,000	2,186	6,641

Ako se sada ponovo obrati pažnja na [tabelu 1](#) u kojoj su predstavljeni eksperimentalni rezultati, može se videti da su rezultati normirani u odnosu na aktivnost izotopa ^{206}Bi , jer ovaj izotop ima odgovarajuću statistiku merenja, tj. greška eksperimentalnog određivanja aktivnosti ovog izotopa se ispostavlja da je mala. Takođe, u tabeli 2 su predstavljene absolutne vrednosti. Dakle, potrebno je izračunati

$$A_{normirano} = \frac{KA_{izračunato}(^{20i}Bi)}{KA_{izračunato}(^{206}Bi)} = \frac{A_{izračunato}(^{20i}Bi)}{A_{izračunato}(^{206}Bi)}, \quad (3.6)$$

gde je i neki od brojeva iz skupa brojeva $\{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7\}$. Kao što se može primetiti, u jednačini (3.6) se gubi K , tj. tek sada se može videti da ova konstanta proporcionalnosti ne igra bitnu ulogu u ovom radu, kao ni sama relativna jedinica koja je korišćena. Na osnovu tabele 2 i formule (3.6), može se predstaviti nova tabela sa normiranim aktivnostima, što i jeste bio zadatak cele teorijske analize.

Tabela 3 Teorijski dobijene normirane aktivnosti različitih izotopa bizmuta u odnosu na aktivnost izotopa ^{206}Bi za različite energije upadnih elektrona. Rezultati proračuna su predstavljeni za šest Idmodel-a programskog paketa TALYS 1.95

	$A_{normirano}$ – Idmodel 1				$A_{normirano}$ – Idmodel 2			
$E_e \rightarrow$	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	8,747	7,379	6,916	6,638	8,671	7,317	6,876	6,603
^{206}Bi	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
^{205}Bi	0,224	0,502	0,533	0,550	0,210	0,524	0,559	0,577
^{204}Bi	0,001	0,266	0,325	0,347	0,000	0,258	0,320	0,342
^{203}Bi	0,000	0,108	0,216	0,239	0,000	0,101	0,176	0,237
^{202}Bi	0,000	0,005	0,137	0,162	0,000	0,005	0,145	0,173
^{201}Bi	0,000	0,000	0,075	0,117	0,000	0,000	0,072	0,118
	$A_{normirano}$ – Idmodel 3				$A_{normirano}$ – Idmodel 4			
$E_e \rightarrow$	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	8,351	7,229	6,814	6,556	8,567	6,971	6,517	6,241
^{206}Bi	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
^{205}Bi	0,237	0,517	0,549	0,567	0,160	0,494	0,534	0,553
^{204}Bi	0,001	0,256	0,304	0,323	0,000	0,236	0,307	0,331
^{203}Bi	0,000	0,121	0,229	0,251	0,000	0,075	0,217	0,245
^{202}Bi	0,000	0,006	0,142	0,166	0,000	0,001	0,111	0,140
^{201}Bi	0,000	0,000	0,076	0,117	0,000	0,000	0,057	0,112
	$A_{normirano}$ – Idmodel 5				$A_{normirano}$ – Idmodel 6			
$E_e \rightarrow$	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV	40 MeV	60 MeV	80 MeV	100 MeV
^{207}Bi	9,138	7,052	6,570	6,285	9,443	7,145	6,637	6,339
^{206}Bi	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
^{205}Bi	0,111	0,475	0,525	0,548	0,108	0,487	0,539	0,561
^{204}Bi	0,000	0,205	0,290	0,315	0,000	0,204	0,295	0,320
^{203}Bi	0,000	0,049	0,192	0,222	0,000	0,047	0,199	0,230
^{202}Bi	0,000	0,001	0,107	0,144	0,000	0,001	0,103	0,141
^{201}Bi	0,000	0,000	0,040	0,094	0,000	0,000	0,043	0,119

3.4 Poređenje eksperimentalnih i teorijskih rezultata

Kao poslednji zadatak ovog rada, ostaje da se uporede vrednosti dobijene u eksperimentu ([tabela 1](#)) u odnosu na vrednosti predviđene teorijom (tabela 3), a na osnovu njihovog poklapanja ili razilaženja da se, ako je moguće, izvuku neki zaključci. U tabeli 4 su predstavljene sve ove vrednosti zajedno, radi što lakše analize.

U tabeli 4, svaki levi podatak u zelenim celijama predstavlja eksperimentalni podatak, dok su u žutim celijama predstavljeni teorijski podaci, i to tako da je prvi podatak u nizu Idmodel 1, drugi je Idmodel 2, itd.

Tabela 4 Poređenje eksperimentalno dobijenih normiranih aktivnosti (zelena polja tabele) u odnosu na izotop ^{206}Bi sa teorijski dobijenim vrednostima istih. Teorijske vrednosti su dobijene u na osnovu proračuna u programskom paketu TALYS 1.95 za šest različitih Idmodel-a. Proračuni svakog od ovih šest Idmodel-a su predstavljeni u žutim poljima tabele

		$E_e = 40$ MeV	$E_e = 60$ MeV	$E_e = 80$ MeV	$E_e = 100$ MeV	
^{207}Bi	9,95 (43)	8,747		7,379	6,916	6,638
		8,671		7,317	6,876	6,603
		8,351		7,229	6,814	6,556
		8,567		6,971	6,517	6,241
		9,138		7,052	6,570	6,285
		9,443		7,145	6,637	6,339
^{206}Bi	1,00 (3)	1,000		1,000	1,000	1,000
		1,000		1,000	1,000	1,000
		1,000		1,000	1,000	1,000
		1,000		1,000	1,000	1,000
		1,000		1,000	1,000	1,000
		1,000		1,000	1,000	1,000
^{205}Bi	0,204 (12)	0,224		0,502	0,533	0,550
		0,210		0,524	0,559	0,577
		0,237		0,517	0,549	0,567
		0,160		0,494	0,534	0,553
		0,111		0,475	0,525	0,548
		0,108		0,487	0,539	0,561
^{204}Bi	0,0073 (4)	0,001		0,266	0,325	0,347
		0,000		0,258	0,320	0,342
		0,001		0,256	0,304	0,323
		0,000		0,236	0,307	0,331
		0,000		0,205	0,290	0,315
		0,000		0,204	0,295	0,320
^{203}Bi	0	0,000		0,108	0,216	0,239
		0,000		0,101	0,176	0,237
		0,000		0,121	0,229	0,251
		0,000		0,075	0,217	0,245
		0,000		0,049	0,192	0,222
		0,000		0,047	0,199	0,230
^{202}Bi	0	0,000		0,005	0,137	0,162
		0,000		0,005	0,145	0,173
		0,000		0,006	0,142	0,166
		0,000		0,001	0,111	0,140
		0,000		0,001	0,107	0,144

^{201}Bi	0	0,000		0,001		0,103		0,141
0	0,0055 (4)	0,000	0,013 (1)	0,000	0,020 (1)	0,075	0,117	0,117
		0,000		0,000		0,072		0,118
		0,000		0,000		0,076		0,117
		0,000		0,000		0,057		0,112
		0,000		0,000		0,040		0,094
		0,000		0,000		0,043		0,119
		0,000		0,000		0,043		0,119

Dakle, sada kao glavno pitanje može da se postavi, kako se ponašaju eksperimentalni podaci u odnosu na teorijske, a na ovo pitanje se može odgovoriti poređenjem njihovih vrednosti. Pre bilo kakve analize, trebalo bi istaći da su svi teorijski modeli, sa malim odstupanjem, dali rezultate koji se isto ponašaju i imaju slične vrednosti.

Na osnovu tabele 4, može se zaključiti da se eksperimentalno dobijeni podaci relativno dobro slažu sa teorijski dobijenim podacima (reč je o istim redovima veličine). Ipak, ako se obrati pažnja, odstupanja eksperimenta od teorije nisu u opsegu eksperimentalnih grešaka, što znači da je neslaganje svakako prisutno (iako nije veliko). Obrazloženje ovog neslaganja neće biti predstavljeno u sklopu ovog rada, već ovaj problem ostaje otvoren za buduće analize. Naravno, sva neslaganja mogu da budu posledica ili pogrešnog teorijskog predviđanja ili pogrešnog eksperimenta. Same eksperimentalne podatke je u budućnosti potrebno proveriti, a u slučaju slaganja novih rezultata sa starim rezultatima (rezultatima predstavljenim u ovom radu) u okvirima greške, može se zaključiti da je problem u teorijskom proračunu.

U teorijskom proračunu mogu da se razlikuju dve greške. Prva greška može da se javi u slučaju da Schiff-ova funkcija na visokim energijama ne opisuje intenzitet zakočnog zračenja sa odgovarajućom tačnošću, kao što je to slučaj za niže energije. Naravno, druga moguća greška je u samim modelima (proračunima TALYS-a) na osnovu kojih su dobijene teorijske vrednosti za efikasni presek. Ipak, bez obzira o kojoj je grešci reč, svako neslaganje otvara nove mogućnosti za usavršavanje teorije i razumevanje nuklearne fizike.

Dakle, ako je greška u teorijski dobijnim rezultatima, u budućim ispitivanjima je najpre potrebno ustanoviti usled čega ova greška nastaje, a zatim je potrebno pronaći način kako je otkloniti. Kako bi se ova greška što lakše otklonila, u budućnosti bi bilo potrebno vršiti ispitivanja sa manjim eneregetskim koracima za elektrone i moguće je da će biti potrebno preći sa ispitivanja normiranih na ispitivanje apsolutnih vrednosti aktivnosti.

Rezultati predstavljeni u ovom radu, kao i njima slični rezultati, bi se osim za ispitivanje jezgara i usavršavanje teorije u budućnosti potencijalno mogli uporebiti za kalibriranje akceleratorskih sistema. Kao što se može primetiti, za različite energije elektrona dolazi do različitih vrednosti normiranih saturacionih aktivnosti. Dakle, postavlja se pitanje sa kojom preciznošću bi bilo moguće odrediti energiju elektrona akceleratora na ovaj način, ako bi se samom eksperimentu pristupilo sa suprotne strane. Naravno, ovo pitanje ostaje otvoreno i za sada nije moguće reći da li je ovo praktično uraditi primenom teorijskih ili eksperimentalnih rezultata. Takođe, za sada se ne može doći ni do informacije sa kolikom greškom bi ovo bilo moguće uraditi.

4 Zaključak

Istorijski gledano, za ispitivanje nuklearnih reakcija, jedan od najznačajnijih trenutaka predstavlja početak upotrebe RF akceleratora dovoljne snage. Ovi akceleratori su omogućili ispitivanje fotonuklearnih reakcija pomoću kontinulanog spektra zakočnog zračenja, za koje se ispostavilo da se vrlo lepo može opisati Schiff-ovom funkcijom.

Analiza fotonuklearnih reakcija se vrlo razlikuje u zavisnosti od izbora ispitivane energetske oblasti. Za ovaj rad, značajna je energetska oblast iznad gigantske dipolne rezonancije u kojoj vladaju niski efikasni preseci za odigravanje fotonuklearnih reakcija. Upravo zato, ova oblast je ujedno i najmanje istražena oblast fotonuklearnih reakcija. Za ovu oblast su karakteristične reakcije u kojima jezgro napušta više od jednog nukleona, a konkretno su u ovom radu ispitivane fotonuklearne reakcije tipa (γ, xn) na izotopu ^{209}Bi , gde x govori o broju neutrona koji napušta jezgro u reakciji.

Eksperimentalni rezultati ovog rada su dobijeni gamaspektroskopskim merenjima u jednoj uobičajenoj eksperimentalnoj postavci, koja se bazira na upotrebi zakočnog zračenja. Rezultati eksperimenta su predstavljeni kao normirane aktivnosti nastalih izotopa bizmuta u odnosu na saturacionu aktivnost nastalog izotopa ^{206}Bi , obzirom da ovaj izotop ima dobru statistiku merenja, a samim tim i malu grešku.

Kako bi se teorijski mogla odrediti aktivnost nastalih izotopa u fotonuklearnim reakcijama tipa (γ, xn) , potrebno je dobiti teorijske podatke za fluks zakočnog zračenja, kao i za energetski spektar efikasnih preseka za odigravanje odgovarajućih fotonuklearnih reakcija. Fluks zakočnog zračenja u geometriji eksperimenta se može predstaviti kao prost proizvod koeficijenta proporcionalnosti i Schiff-ove funkcije, dok je spektar efikasnih preseka za odigravanje fotonuklearnih reakcija u radu računat pomoću programskog paketa TALYS 1.95. U ovom računu, ispitivani su svi modeli za gustinu energetskih nivoa unutar jezgra (ldmodel-i) koje ovaj program nudi, radi što bolje provere slaganja eksperimentalnih i teorijskih rezultata. Dakle, ovakva obrada podataka je dala teorijski izračunatu saturacionu aktivnost različitih izotopa nastalih u reakcijama tipa (γ, xn) , a kako bi ovi rezultati predstavili iste veličine koje su dobijene u eksperimentu, potrebno je sve ovako dobijene aktivnosti normirati u odnosu na aktivnost izotopa ^{206}Bi . Ispostavilo se da svi ldmodel-i daju slične rezultate uz manja odstupanja.

Nakon poređenja normiranih aktivnosti dobijenih eksperimentalno i teorijski, zaključeno je da dolazi do odstupanja teorije od eksperimenta, tj. ovo odstupanje nije u granicama eksperimentalnih grešaka. To znači da je potrebno sve eksperimentalne vrednosti još jednom proveriti, kako bi se ispitalo da li do razilaženja eksperimenta i teorije dolazi usled loših merenja ili usled lošeg teorijskog predviđanja. U ovom radu nije izloženo da li do odstupanja dolazi usled jednog ili drugog, već ovo pitanje ostaje otvoreno za buduće analize.

Ako je problem u teoriji, postavlja se pitanje kako modifikovati teoriju kako bi ona mogla da predvidi rezultate u granicama greške. Sama provera teorije bi trebalo da se svodi na proveru Schiff-ove funkcije, kao i na proveru modela za izračunavanje efikasnih preseka. Nakon detektovanja problema u teoriji, trebalo bi otkloniti problem kako bi teorija dala odgovarajuće rezultate, a pri samom otklanjanju problema, postoji mogućnost da se dođe do novih informacija o jezgru, kao i da se bolje razumeju procesi koji se dešavaju unutar jezgra na višim energijama.

Druga potencijalna mogućnost primene rezultata ovog rada, jeste za kalibraciju akceleratora elektrona. Ipak, sva predstavljena pitanja ostaju otvorena za buduća istraživanja.

Dodatak 1

U ovom dodatku, u naredoj tabeli su predstavljeni podaci za efikasni presek odigravanja reakcije $^{209}Bi(\gamma, 5n)^{204}Bi$, dobijeni programskim paketom TALYS 1.95 (za ldm3). Ovi podaci se mogu pronaći u jednom od manjih output file-ova koji se dobijaju TALYS proračunima (videti poglavlje 3.3.2).

Tabela 5 Efikasni preseci za odigravanje fotonuklearne interakcije $^{209}Bi(\gamma, 5n)^{204}Bi$ za različite energije upadnih fotona; Efikasni preseci su dobijeni proračunom programskog paketa TALYS 1.95

E_γ [MeV]	σ [mbarn]								
3,50E+01	0,00E+00	4,11E+01	2,02E+00	4,72E+01	9,67E+00	5,33E+01	5,26E+00	5,94E+01	2,21E+00
3,51E+01	0,00E+00	4,12E+01	2,14E+00	4,73E+01	9,71E+00	5,34E+01	5,16E+00	5,95E+01	2,19E+00
3,52E+01	0,00E+00	4,13E+01	2,25E+00	4,74E+01	9,74E+00	5,35E+01	5,07E+00	5,96E+01	2,17E+00
3,53E+01	0,00E+00	4,14E+01	2,35E+00	4,75E+01	9,76E+00	5,36E+01	4,98E+00	5,97E+01	2,15E+00
3,54E+01	0,00E+00	4,15E+01	2,48E+00	4,76E+01	9,77E+00	5,37E+01	4,89E+00	5,98E+01	2,12E+00
3,55E+01	0,00E+00	4,16E+01	2,65E+00	4,77E+01	9,79E+00	5,38E+01	4,81E+00	5,99E+01	2,11E+00
3,56E+01	0,00E+00	4,17E+01	2,83E+00	4,78E+01	9,80E+00	5,39E+01	4,73E+00	6,00E+01	2,09E+00
3,57E+01	0,00E+00	4,18E+01	3,00E+00	4,79E+01	9,82E+00	5,40E+01	4,65E+00	6,01E+01	2,07E+00
3,58E+01	0,00E+00	4,19E+01	3,16E+00	4,80E+01	9,83E+00	5,41E+01	4,58E+00	6,02E+01	2,06E+00
3,59E+01	0,00E+00	4,20E+01	3,31E+00	4,81E+01	9,82E+00	5,42E+01	4,50E+00	6,03E+01	2,04E+00
3,60E+01	0,00E+00	4,21E+01	3,45E+00	4,82E+01	9,79E+00	5,43E+01	4,41E+00	6,04E+01	2,03E+00
3,61E+01	0,00E+00	4,22E+01	3,58E+00	4,83E+01	9,75E+00	5,44E+01	4,33E+00	6,05E+01	2,02E+00
3,62E+01	0,00E+00	4,23E+01	3,71E+00	4,84E+01	9,71E+00	5,45E+01	4,25E+00	6,06E+01	2,01E+00
3,63E+01	0,00E+00	4,24E+01	3,88E+00	4,85E+01	9,67E+00	5,46E+01	4,17E+00	6,07E+01	2,00E+00
3,64E+01	0,00E+00	4,25E+01	4,08E+00	4,86E+01	9,64E+00	5,47E+01	4,10E+00	6,08E+01	2,00E+00
3,65E+01	0,00E+00	4,26E+01	4,27E+00	4,87E+01	9,60E+00	5,48E+01	4,03E+00	6,09E+01	1,99E+00
3,66E+01	0,00E+00	4,27E+01	4,45E+00	4,88E+01	9,56E+00	5,49E+01	3,96E+00	6,10E+01	1,98E+00
3,67E+01	0,00E+00	4,28E+01	4,62E+00	4,89E+01	9,52E+00	5,50E+01	3,89E+00	6,11E+01	1,97E+00
3,68E+01	0,00E+00	4,29E+01	4,77E+00	4,90E+01	9,47E+00	5,51E+01	3,82E+00	6,12E+01	1,97E+00
3,69E+01	0,00E+00	4,30E+01	4,92E+00	4,91E+01	9,39E+00	5,52E+01	3,76E+00	6,13E+01	1,96E+00
3,70E+01	0,00E+00	4,31E+01	5,06E+00	4,92E+01	9,33E+00	5,53E+01	3,69E+00	6,14E+01	1,95E+00
3,71E+01	0,00E+00	4,32E+01	5,18E+00	4,93E+01	9,26E+00	5,54E+01	3,63E+00	6,15E+01	1,94E+00
3,72E+01	0,00E+00	4,33E+01	5,32E+00	4,94E+01	9,19E+00	5,55E+01	3,56E+00	6,16E+01	1,93E+00
3,73E+01	0,00E+00	4,34E+01	5,49E+00	4,95E+01	9,12E+00	5,56E+01	3,51E+00	6,17E+01	1,93E+00
3,74E+01	0,00E+00	4,35E+01	5,67E+00	4,96E+01	9,06E+00	5,57E+01	3,45E+00	6,18E+01	1,92E+00
3,75E+01	0,00E+00	4,36E+01	5,85E+00	4,97E+01	8,99E+00	5,58E+01	3,39E+00	6,19E+01	1,91E+00
3,76E+01	0,00E+00	4,37E+01	6,02E+00	4,98E+01	8,92E+00	5,59E+01	3,34E+00	6,20E+01	1,90E+00
3,77E+01	0,00E+00	4,38E+01	6,18E+00	4,99E+01	8,85E+00	5,60E+01	3,29E+00	6,21E+01	1,90E+00
3,78E+01	0,00E+00	4,39E+01	6,33E+00	5,00E+01	8,76E+00	5,61E+01	3,24E+00	6,22E+01	1,89E+00
3,79E+01	0,00E+00	4,40E+01	6,48E+00	5,01E+01	8,65E+00	5,62E+01	3,19E+00	6,23E+01	1,88E+00
3,80E+01	0,00E+00	4,41E+01	6,61E+00	5,02E+01	8,54E+00	5,63E+01	3,14E+00	6,24E+01	1,87E+00
3,81E+01	5,77E-03	4,42E+01	6,74E+00	5,03E+01	8,44E+00	5,64E+01	3,09E+00	6,25E+01	1,87E+00
3,82E+01	1,23E-02	4,43E+01	6,86E+00	5,04E+01	8,34E+00	5,65E+01	3,04E+00	6,26E+01	1,86E+00
3,83E+01	1,80E-02	4,44E+01	6,99E+00	5,05E+01	8,24E+00	5,66E+01	2,99E+00	6,27E+01	1,86E+00
3,84E+01	2,26E-02	4,45E+01	7,14E+00	5,06E+01	8,14E+00	5,67E+01	2,95E+00	6,28E+01	1,85E+00
3,85E+01	4,26E-02	4,46E+01	7,29E+00	5,07E+01	8,05E+00	5,68E+01	2,90E+00	6,29E+01	1,84E+00
3,86E+01	7,45E-02	4,47E+01	7,45E+00	5,08E+01	7,95E+00	5,69E+01	2,86E+00	6,30E+01	1,83E+00
3,87E+01	1,04E-01	4,48E+01	7,60E+00	5,09E+01	7,85E+00	5,70E+01	2,83E+00	6,31E+01	1,83E+00
3,88E+01	1,29E-01	4,49E+01	7,74E+00	5,10E+01	7,75E+00	5,71E+01	2,79E+00	6,32E+01	1,82E+00
3,89E+01	1,51E-01	4,50E+01	7,87E+00	5,11E+01	7,66E+00	5,72E+01	2,76E+00	6,33E+01	1,82E+00
3,90E+01	1,97E-01	4,51E+01	8,00E+00	5,12E+01	7,55E+00	5,73E+01	2,72E+00	6,34E+01	1,81E+00
3,91E+01	2,51E-01	4,52E+01	8,11E+00	5,13E+01	7,43E+00	5,74E+01	2,69E+00	6,35E+01	1,80E+00
3,92E+01	2,99E-01	4,53E+01	8,22E+00	5,14E+01	7,30E+00	5,75E+01	2,66E+00	6,36E+01	1,80E+00
3,93E+01	3,39E-01	4,54E+01	8,33E+00	5,15E+01	7,18E+00	5,76E+01	2,63E+00	6,37E+01	1,79E+00
3,94E+01	3,73E-01	4,55E+01	8,42E+00	5,16E+01	7,07E+00	5,77E+01	2,60E+00	6,38E+01	1,79E+00
3,95E+01	4,24E-01	4,56E+01	8,52E+00	5,17E+01	6,96E+00	5,78E+01	2,57E+00	6,39E+01	1,78E+00
3,96E+01	4,94E-01	4,57E+01	8,61E+00	5,18E+01	6,86E+00	5,79E+01	2,55E+00	6,40E+01	1,78E+00
3,97E+01	5,63E-01	4,58E+01	8,71E+00	5,19E+01	6,76E+00	5,80E+01	2,52E+00	6,41E+01	1,77E+00
3,98E+01	6,26E-01	4,59E+01	8,82E+00	5,20E+01	6,66E+00	5,81E+01	2,50E+00	6,42E+01	1,77E+00
3,99E+01	6,81E-01	4,60E+01	8,93E+00	5,21E+01	6,55E+00	5,82E+01	2,47E+00	6,43E+01	1,76E+00
4,00E+01	7,30E-01	4,61E+01	9,03E+00	5,22E+01	6,45E+00	5,83E+01	2,45E+00	6,44E+01	1,75E+00
4,01E+01	8,20E-01	4,62E+01	9,12E+00	5,23E+01	6,35E+00	5,84E+01	2,42E+00	6,45E+01	1,75E+00
4,02E+01	9,44E-01	4,63E+01	9,20E+00	5,24E+01	6,25E+00	5,85E+01	2,40E+00	6,46E+01	1,74E+00
4,03E+01	1,07E+00	4,64E+01	9,28E+00	5,25E+01	6,12E+00	5,86E+01	2,38E+00	6,47E+01	1,73E+00
4,04E+01	1,18E+00	4,65E+01	9,36E+00	5,26E+01	6,01E+00	5,87E+01	2,36E+00	6,48E+01	1,73E+00
4,05E+01	1,28E+00	4,66E+01	9,43E+00	5,27E+01	5,90E+00	5,88E+01	2,33E+00	6,49E+01	1,72E+00
4,06E+01	1,38E+00	4,67E+01	9,49E+00	5,28E+01	5,78E+00	5,89E+01	2,31E+00	6,50E+01	1,72E+00
4,07E+01	1,47E+00	4,68E+01	9,53E+00	5,29E+01	5,67E+00	5,90E+01	2,29E+00	6,51E+01	1,71E+00
4,08E+01	1,60E+00	4,69E+01	9,57E+00	5,30E+01	5,57E+00	5,91E+01	2,27E+00	6,52E+01	1,71E+00
4,09E+01	1,75E+00	4,70E+01	9,60E+00	5,31E+01	5,46E+00	5,92E+01	2,25E+00	6,53E+01	1,71E+00
4,10E+01	1,89E+00	4,71E+01	9,63E+00	5,32E+01	5,36E+00	5,93E+01	2,23E+00	6,54E+01	1,70E+00

E_γ [MeV]	σ [mbarn]								
6,55E+01	1,70E+00	7,25E+01	1,44E+00	7,95E+01	1,24E+00	8,65E+01	1,13E+00	9,35E+01	1,04E+00
6,56E+01	1,70E+00	7,26E+01	1,44E+00	7,96E+01	1,24E+00	8,66E+01	1,13E+00	9,36E+01	1,04E+00
6,57E+01	1,69E+00	7,27E+01	1,43E+00	7,97E+01	1,24E+00	8,67E+01	1,12E+00	9,37E+01	1,04E+00
6,58E+01	1,69E+00	7,28E+01	1,43E+00	7,98E+01	1,24E+00	8,68E+01	1,12E+00	9,38E+01	1,04E+00
6,59E+01	1,68E+00	7,29E+01	1,43E+00	7,99E+01	1,24E+00	8,69E+01	1,12E+00	9,39E+01	1,04E+00
6,60E+01	1,68E+00	7,30E+01	1,43E+00	8,00E+01	1,23E+00	8,70E+01	1,12E+00	9,40E+01	1,04E+00
6,61E+01	1,68E+00	7,31E+01	1,42E+00	8,01E+01	1,23E+00	8,71E+01	1,11E+00	9,41E+01	1,04E+00
6,62E+01	1,67E+00	7,32E+01	1,42E+00	8,02E+01	1,23E+00	8,72E+01	1,11E+00	9,42E+01	1,04E+00
6,63E+01	1,67E+00	7,33E+01	1,42E+00	8,03E+01	1,23E+00	8,73E+01	1,11E+00	9,43E+01	1,04E+00
6,64E+01	1,66E+00	7,34E+01	1,41E+00	8,04E+01	1,23E+00	8,74E+01	1,10E+00	9,44E+01	1,04E+00
6,65E+01	1,66E+00	7,35E+01	1,41E+00	8,05E+01	1,23E+00	8,75E+01	1,10E+00	9,45E+01	1,03E+00
6,66E+01	1,66E+00	7,36E+01	1,40E+00	8,06E+01	1,23E+00	8,76E+01	1,10E+00	9,46E+01	1,03E+00
6,67E+01	1,65E+00	7,37E+01	1,40E+00	8,07E+01	1,23E+00	8,77E+01	1,10E+00	9,47E+01	1,03E+00
6,68E+01	1,65E+00	7,38E+01	1,40E+00	8,08E+01	1,23E+00	8,78E+01	1,09E+00	9,48E+01	1,03E+00
6,69E+01	1,65E+00	7,39E+01	1,40E+00	8,09E+01	1,23E+00	8,79E+01	1,09E+00	9,49E+01	1,03E+00
6,70E+01	1,64E+00	7,40E+01	1,39E+00	8,10E+01	1,22E+00	8,80E+01	1,09E+00	9,50E+01	1,03E+00
6,71E+01	1,63E+00	7,41E+01	1,39E+00	8,11E+01	1,22E+00	8,81E+01	1,09E+00	9,51E+01	1,03E+00
6,72E+01	1,62E+00	7,42E+01	1,39E+00	8,12E+01	1,22E+00	8,82E+01	1,09E+00	9,52E+01	1,03E+00
6,73E+01	1,62E+00	7,43E+01	1,38E+00	8,13E+01	1,22E+00	8,83E+01	1,08E+00	9,53E+01	1,03E+00
6,74E+01	1,61E+00	7,44E+01	1,38E+00	8,14E+01	1,22E+00	8,84E+01	1,08E+00	9,54E+01	1,02E+00
6,75E+01	1,61E+00	7,45E+01	1,38E+00	8,15E+01	1,22E+00	8,85E+01	1,08E+00	9,55E+01	1,02E+00
6,76E+01	1,60E+00	7,46E+01	1,37E+00	8,16E+01	1,22E+00	8,86E+01	1,08E+00	9,56E+01	1,02E+00
6,77E+01	1,60E+00	7,47E+01	1,37E+00	8,17E+01	1,22E+00	8,87E+01	1,08E+00	9,57E+01	1,02E+00
6,78E+01	1,60E+00	7,48E+01	1,37E+00	8,18E+01	1,22E+00	8,88E+01	1,08E+00	9,58E+01	1,02E+00
6,79E+01	1,59E+00	7,49E+01	1,36E+00	8,19E+01	1,22E+00	8,89E+01	1,08E+00	9,59E+01	1,02E+00
6,80E+01	1,59E+00	7,50E+01	1,36E+00	8,20E+01	1,21E+00	8,90E+01	1,08E+00	9,60E+01	1,01E+00
6,81E+01	1,59E+00	7,51E+01	1,36E+00	8,21E+01	1,21E+00	8,91E+01	1,07E+00	9,61E+01	1,01E+00
6,82E+01	1,58E+00	7,52E+01	1,36E+00	8,22E+01	1,21E+00	8,92E+01	1,07E+00	9,62E+01	1,01E+00
6,83E+01	1,58E+00	7,53E+01	1,35E+00	8,23E+01	1,21E+00	8,93E+01	1,07E+00	9,63E+01	1,01E+00
6,84E+01	1,58E+00	7,54E+01	1,35E+00	8,24E+01	1,21E+00	8,94E+01	1,07E+00	9,64E+01	1,01E+00
6,85E+01	1,57E+00	7,55E+01	1,34E+00	8,25E+01	1,21E+00	8,95E+01	1,07E+00	9,65E+01	1,01E+00
6,86E+01	1,57E+00	7,56E+01	1,34E+00	8,26E+01	1,21E+00	8,96E+01	1,07E+00	9,66E+01	1,01E+00
6,87E+01	1,57E+00	7,57E+01	1,34E+00	8,27E+01	1,21E+00	8,97E+01	1,07E+00	9,67E+01	1,00E+00
6,88E+01	1,56E+00	7,58E+01	1,34E+00	8,28E+01	1,21E+00	8,98E+01	1,07E+00	9,68E+01	1,00E+00
6,89E+01	1,56E+00	7,59E+01	1,33E+00	8,29E+01	1,20E+00	8,99E+01	1,07E+00	9,69E+01	1,00E+00
6,90E+01	1,56E+00	7,60E+01	1,33E+00	8,30E+01	1,20E+00	9,00E+01	1,06E+00	9,70E+01	9,99E-01
6,91E+01	1,55E+00	7,61E+01	1,32E+00	8,31E+01	1,20E+00	9,01E+01	1,06E+00	9,71E+01	9,97E-01
6,92E+01	1,54E+00	7,62E+01	1,32E+00	8,32E+01	1,20E+00	9,02E+01	1,06E+00	9,72E+01	9,95E-01
6,93E+01	1,54E+00	7,63E+01	1,32E+00	8,33E+01	1,20E+00	9,03E+01	1,06E+00	9,73E+01	9,93E-01
6,94E+01	1,54E+00	7,64E+01	1,32E+00	8,34E+01	1,20E+00	9,04E+01	1,06E+00	9,74E+01	9,90E-01
6,95E+01	1,53E+00	7,65E+01	1,31E+00	8,35E+01	1,20E+00	9,05E+01	1,06E+00	9,75E+01	9,88E-01
6,96E+01	1,53E+00	7,66E+01	1,31E+00	8,36E+01	1,20E+00	9,06E+01	1,06E+00	9,76E+01	9,86E-01
6,97E+01	1,53E+00	7,67E+01	1,31E+00	8,37E+01	1,19E+00	9,07E+01	1,06E+00	9,77E+01	9,84E-01
6,98E+01	1,52E+00	7,68E+01	1,31E+00	8,38E+01	1,19E+00	9,08E+01	1,06E+00	9,78E+01	9,81E-01
6,99E+01	1,52E+00	7,69E+01	1,30E+00	8,39E+01	1,19E+00	9,09E+01	1,06E+00	9,79E+01	9,79E-01
7,00E+01	1,52E+00	7,70E+01	1,30E+00	8,40E+01	1,19E+00	9,10E+01	1,06E+00	9,80E+01	9,76E-01
7,01E+01	1,52E+00	7,71E+01	1,30E+00	8,41E+01	1,19E+00	9,11E+01	1,06E+00	9,81E+01	9,74E-01
7,02E+01	1,51E+00	7,72E+01	1,29E+00	8,42E+01	1,19E+00	9,12E+01	1,05E+00	9,82E+01	9,71E-01
7,03E+01	1,51E+00	7,73E+01	1,29E+00	8,43E+01	1,18E+00	9,13E+01	1,05E+00	9,83E+01	9,69E-01
7,04E+01	1,51E+00	7,74E+01	1,29E+00	8,44E+01	1,18E+00	9,14E+01	1,05E+00	9,84E+01	9,67E-01
7,05E+01	1,50E+00	7,75E+01	1,29E+00	8,45E+01	1,18E+00	9,15E+01	1,05E+00	9,85E+01	9,65E-01
7,06E+01	1,50E+00	7,76E+01	1,28E+00	8,46E+01	1,18E+00	9,16E+01	1,05E+00	9,86E+01	9,63E-01
7,07E+01	1,50E+00	7,77E+01	1,28E+00	8,47E+01	1,17E+00	9,17E+01	1,05E+00	9,87E+01	9,60E-01
7,08E+01	1,49E+00	7,78E+01	1,27E+00	8,48E+01	1,17E+00	9,18E+01	1,05E+00	9,88E+01	9,58E-01
7,09E+01	1,49E+00	7,79E+01	1,27E+00	8,49E+01	1,17E+00	9,19E+01	1,05E+00	9,89E+01	9,55E-01
7,10E+01	1,48E+00	7,80E+01	1,27E+00	8,50E+01	1,17E+00	9,20E+01	1,05E+00	9,90E+01	9,52E-01
7,11E+01	1,48E+00	7,81E+01	1,27E+00	8,51E+01	1,17E+00	9,21E+01	1,05E+00	9,91E+01	9,50E-01
7,12E+01	1,48E+00	7,82E+01	1,26E+00	8,52E+01	1,16E+00	9,22E+01	1,05E+00	9,92E+01	9,48E-01
7,13E+01	1,47E+00	7,83E+01	1,26E+00	8,53E+01	1,16E+00	9,23E+01	1,05E+00	9,93E+01	9,46E-01
7,14E+01	1,47E+00	7,84E+01	1,26E+00	8,54E+01	1,16E+00	9,24E+01	1,05E+00	9,94E+01	9,43E-01
7,15E+01	1,47E+00	7,85E+01	1,26E+00	8,55E+01	1,16E+00	9,25E+01	1,05E+00	9,95E+01	9,41E-01
7,16E+01	1,47E+00	7,86E+01	1,25E+00	8,56E+01	1,15E+00	9,26E+01	1,05E+00	9,96E+01	9,38E-01
7,17E+01	1,46E+00	7,87E+01	1,25E+00	8,57E+01	1,15E+00	9,27E+01	1,05E+00	9,97E+01	9,36E-01
7,18E+01	1,46E+00	7,88E+01	1,25E+00	8,58E+01	1,15E+00	9,28E+01	1,05E+00	9,98E+01	9,33E-01
7,19E+01	1,46E+00	7,89E+01	1,25E+00	8,59E+01	1,15E+00	9,29E+01	1,05E+00	9,99E+01	9,31E-01
7,20E+01	1,45E+00	7,90E+01	1,25E+00	8,60E+01	1,14E+00	9,30E+01	1,05E+00	1,00E+02	9,29E-01
7,21E+01	1,45E+00	7,91E+01	1,24E+00	8,61E+01	1,14E+00	9,31E+01	1,04E+00		
7,22E+01	1,45E+00	7,92E+01	1,24E+00	8,62E+01	1,14E+00	9,32E+01	1,04E+00		
7,23E+01	1,45E+00	7,93E+01	1,24E+00	8,63E+01	1,14E+00	9,33E+01	1,04E+00		
7,24E+01	1,44E+00	7,94E+01	1,24E+00	8,64E+01	1,13E+00	9,34E+01	1,04E+00		

Na osnovu prethodno predstavljene tabele, očigledno je da je broj podataka dobijenih TALYS proračunom vrlo veliki. Osim ovih podataka, treba biti svestan da postoje isti ovakvi podaci i za sve ostale izotope koji su korišćeni u radu, a ne samo za ^{204}Bi . Takođe, za sve te

izotope, pa i za ^{204}Bi , razlikuju se dobijeni podaci u zavisnosti od upotrebljenog lmodel-a. Upravo zato, u [dodatku 2](#) u kom je predstavljen primer računa koji daje krajnju saturacionu aktivnost bilo kog izotopa, ponovo je reč samo o izotopu ^{204}Bi i lmodel-u 3. Takođe, pri računu koji je predstavljen u [dodatku 2](#), moraju da se analiziraju sve energije elektrona koje su upotrebljene u eksperimentu, a samim tim i količina podataka koji se dobijaju je još veća. Baš zbog te ogromne količine podataka je analiza u oba dodatka predstavljena samo za izotop ^{204}Bi i lmodel 3.

Dodatak 2

U ovom dodatku, glavni zadatak jeste čitaocu predstaviti postupak izračunavanja aktivnosti izotopa. Ovo će biti urađeno na primeru izotopa ^{204}Bi i Idmodel-a 3, kao što je to do sada bio slučaj, a sami rezultati će biti predstavljeni nizom od četiri tabele (svaka tabela odgovara različitoj upadnoj energiji elektrona u eksperimentu).

Tabela 6 Izračunavanje aktivnosti izotopa ^{204}Bi u slučaju korišćenja elektrona energije 40 MeV za Idmodel 3

E_γ [MeV]	σ [mbarn]	$M(0)$	b	$\frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_{\gamma i}}$	$A(40)$ [r. j.]
3,60E+01	0,00E+00	2,52276E+02	7,51461E-01	4,51670E+00	0,00000E+00
3,61E+01	0,00E+00	2,44211E+02	7,32767E-01	4,48134E+00	0,00000E+00
3,62E+01	0,00E+00	2,36109E+02	7,14177E-01	4,44486E+00	0,00000E+00
3,63E+01	0,00E+00	2,27978E+02	6,95689E-01	4,40721E+00	0,00000E+00
3,64E+01	0,00E+00	2,19826E+02	6,77302E-01	4,36833E+00	0,00000E+00
3,65E+01	0,00E+00	2,11662E+02	6,59016E-01	4,32817E+00	0,00000E+00
3,66E+01	0,00E+00	2,03495E+02	6,40830E-01	4,28665E+00	0,00000E+00
3,67E+01	0,00E+00	1,95335E+02	6,22744E-01	4,24370E+00	0,00000E+00
3,68E+01	0,00E+00	1,87191E+02	6,04755E-01	4,19926E+00	0,00000E+00
3,69E+01	0,00E+00	1,79075E+02	5,86864E-01	4,15324E+00	0,00000E+00
3,70E+01	0,00E+00	1,70996E+02	5,69070E-01	4,10555E+00	0,00000E+00
3,71E+01	0,00E+00	1,62967E+02	5,51371E-01	4,05610E+00	0,00000E+00
3,72E+01	0,00E+00	1,54997E+02	5,33768E-01	4,00479E+00	0,00000E+00
3,73E+01	0,00E+00	1,47100E+02	5,16259E-01	3,95151E+00	0,00000E+00
3,74E+01	0,00E+00	1,39288E+02	4,98844E-01	3,89613E+00	0,00000E+00
3,75E+01	0,00E+00	1,31571E+02	4,81522E-01	3,83853E+00	0,00000E+00
3,76E+01	0,00E+00	1,23964E+02	4,64291E-01	3,77855E+00	0,00000E+00
3,77E+01	0,00E+00	1,16477E+02	4,47153E-01	3,71604E+00	0,00000E+00
3,78E+01	0,00E+00	1,09125E+02	4,30105E-01	3,65082E+00	0,00000E+00
3,79E+01	0,00E+00	1,01920E+02	4,13146E-01	3,58268E+00	0,00000E+00
3,80E+01	0,00E+00	9,48732E+01	3,96278E-01	3,51142E+00	0,00000E+00
3,81E+01	5,77E-03	8,79986E+01	3,79497E-01	3,43679E+00	5,20812E-05
3,82E+01	1,23E-02	8,13081E+01	3,62805E-01	3,35850E+00	1,07736E-04
3,83E+01	1,80E-02	7,48140E+01	3,46199E-01	3,27624E+00	1,54073E-04
3,84E+01	2,26E-02	6,85280E+01	3,29681E-01	3,18967E+00	1,87462E-04
3,85E+01	4,26E-02	6,24619E+01	3,13248E-01	3,09837E+00	3,42793E-04
3,86E+01	7,45E-02	5,66268E+01	2,96900E-01	3,00187E+00	5,79567E-04
3,87E+01	1,04E-01	5,10335E+01	2,80636E-01	2,89963E+00	7,81043E-04
3,88E+01	1,29E-01	4,56922E+01	2,64457E-01	2,79102E+00	9,27706E-04
3,89E+01	1,51E-01	4,06126E+01	2,48360E-01	2,67529E+00	1,03621E-03
3,90E+01	1,97E-01	3,58038E+01	2,32347E-01	2,55154E+00	1,28762E-03
3,91E+01	2,51E-01	3,12742E+01	2,16415E-01	2,41871E+00	1,55208E-03
3,92E+01	2,99E-01	2,70315E+01	2,00564E-01	2,27547E+00	1,73793E-03
3,93E+01	3,39E-01	2,30826E+01	1,84794E-01	2,12022E+00	1,83153E-03
3,94E+01	3,73E-01	1,94337E+01	1,69104E-01	1,95092E+00	1,84674E-03
3,95E+01	4,24E-01	1,60901E+01	1,53494E-01	1,76495E+00	1,89279E-03
3,96E+01	4,94E-01	1,30564E+01	1,37962E-01	1,55890E+00	1,94507E-03
3,97E+01	5,63E-01	1,03361E+01	1,22509E-01	1,32813E+00	1,88225E-03
3,98E+01	6,26E-01	7,93197E+00	1,07133E-01	1,06621E+00	1,67575E-03
3,99E+01	6,81E-01	5,84593E+00	9,18342E-02	7,63756E-01	1,30299E-03
4,00E+01	7,30E-01	4,07891E+00	7,66121E-02	4,06348E-01	

Aktivnost: 2,11234E-02

U tabeli 6, E_γ predstavlja energiju fotona zakočnog zračenja, a σ je efikasni presek odigravanja interakcije na datoj energiji, predstavljen u [dodatu 1](#). Osim ove dve veličine, u naredne tri kolone su predstavljene vrednosti čiji se opis može pronaći u jednačinama [\(2.9\)](#) i [\(2.10\)](#). U poslednjoj koloni $A(40)$ je predstavljena aktivnost izotopa u relativnim jedinicama. Sane vrednosti za aktivnost su dobijene množenjem proizvoda Schiff-ove funkcije i efikasnog preseka sa odgovarajućim energetskim korakom (videti jednačinu [\(3.4\)](#)), a ukupna aktivnost je dobijena prostim sabiranjem svih ovih vrednosti. Ova ukupna aktivnost je predstavljena u žutom polju tabele i ona predstavlja bitnu informaciju za ovaj rad, a ceo postupak je rađen samo da bi se dobio ovaj broj. Kao što se vidi, u tabeli 6 postoji relativno malo podataka, a razlog ovome jeste visok energetski prag za odigravanje reakcije $^{209}Bi(\gamma, 5n)^{204}Bi$. Dakle, očekivano je da u slučaju elektrona većih energija, tabela ovog tipa ima mnogo veći broj podataka.

U narednim tabelama 7, 8 i 9 su predstavljeni identični proračuni sa istim oznakama, gde su ponovo žutim poljima označene izračunate aktivnosti koje su od značaja za ovaj rad.

Tabela 7 Izračunavanje aktivnosti izotopa ^{204}Bi u slučaju korišćenja elektrona energije 60 MeV za Idmodel 3

E_γ [MeV]	σ [mbarn]	$M(0)$	b	$\frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_{ci}}$	$A(60)$ [r. j.]
3,60E+01	0,00E+00	6,80723E+02	6,09897E+00	6,33540E+00	0,00000E+00
3,61E+01	0,00E+00	6,80477E+02	6,05726E+00	6,33058E+00	0,00000E+00
3,62E+01	0,00E+00	6,80227E+02	6,01578E+00	6,32579E+00	0,00000E+00
3,63E+01	0,00E+00	6,79973E+02	5,97453E+00	6,32102E+00	0,00000E+00
3,64E+01	0,00E+00	6,79716E+02	5,93351E+00	6,31627E+00	0,00000E+00
3,65E+01	0,00E+00	6,79456E+02	5,89271E+00	6,31154E+00	0,00000E+00
3,66E+01	0,00E+00	6,79191E+02	5,85214E+00	6,30683E+00	0,00000E+00
3,67E+01	0,00E+00	6,78923E+02	5,81178E+00	6,30213E+00	0,00000E+00
3,68E+01	0,00E+00	6,78650E+02	5,77165E+00	6,29746E+00	0,00000E+00
3,69E+01	0,00E+00	6,78374E+02	5,73173E+00	6,29281E+00	0,00000E+00
3,70E+01	0,00E+00	6,78094E+02	5,69203E+00	6,28817E+00	0,00000E+00
3,71E+01	0,00E+00	6,77809E+02	5,65254E+00	6,28355E+00	0,00000E+00
3,72E+01	0,00E+00	6,77520E+02	5,61327E+00	6,27895E+00	0,00000E+00
3,73E+01	0,00E+00	6,77227E+02	5,57420E+00	6,27437E+00	0,00000E+00
3,74E+01	0,00E+00	6,76930E+02	5,53535E+00	6,26981E+00	0,00000E+00
3,75E+01	0,00E+00	6,76628E+02	5,49670E+00	6,26526E+00	0,00000E+00
3,76E+01	0,00E+00	6,76322E+02	5,45826E+00	6,26073E+00	0,00000E+00
3,77E+01	0,00E+00	6,76011E+02	5,42002E+00	6,25621E+00	0,00000E+00
3,78E+01	0,00E+00	6,75696E+02	5,38198E+00	6,25171E+00	0,00000E+00
3,79E+01	0,00E+00	6,75375E+02	5,34415E+00	6,24723E+00	0,00000E+00
3,80E+01	0,00E+00	6,75050E+02	5,30651E+00	6,24276E+00	0,00000E+00
3,81E+01	5,77E-03	6,74720E+02	5,26907E+00	6,23831E+00	9,45356E-05
3,82E+01	1,23E-02	6,74385E+02	5,23183E+00	6,23387E+00	1,99973E-04
3,83E+01	1,80E-02	6,74045E+02	5,19478E+00	6,22945E+00	2,92955E-04
3,84E+01	2,26E-02	6,73700E+02	5,15792E+00	6,22503E+00	3,65855E-04
3,85E+01	4,26E-02	6,73349E+02	5,12126E+00	6,22064E+00	6,88230E-04
3,86E+01	7,45E-02	6,72994E+02	5,08478E+00	6,21625E+00	1,20016E-03
3,87E+01	1,04E-01	6,72632E+02	5,04850E+00	6,21188E+00	1,67323E-03
3,88E+01	1,29E-01	6,72265E+02	5,01240E+00	6,20752E+00	2,06331E-03
3,89E+01	1,51E-01	6,71893E+02	4,97649E+00	6,20318E+00	2,40265E-03
3,90E+01	1,97E-01	6,71514E+02	4,94076E+00	6,19884E+00	3,12821E-03
3,91E+01	2,51E-01	6,71130E+02	4,90521E+00	6,19452E+00	3,97501E-03
3,92E+01	2,99E-01	6,70740E+02	4,86985E+00	6,19020E+00	4,72786E-03
3,93E+01	3,39E-01	6,70344E+02	4,83466E+00	6,18590E+00	5,34361E-03
3,94E+01	3,73E-01	6,69942E+02	4,79966E+00	6,18161E+00	5,85149E-03
3,95E+01	4,24E-01	6,69533E+02	4,76483E+00	6,17732E+00	6,62473E-03
3,96E+01	4,94E-01	6,69118E+02	4,73018E+00	6,17305E+00	7,70227E-03
3,97E+01	5,63E-01	6,68696E+02	4,69570E+00	6,16878E+00	8,74252E-03
3,98E+01	6,26E-01	6,68268E+02	4,66139E+00	6,16452E+00	9,68874E-03
3,99E+01	6,81E-01	6,67833E+02	4,62726E+00	6,16027E+00	1,05096E-02
4,00E+01	7,30E-01	6,67391E+02	4,59330E+00	6,15603E+00	1,12346E-02
4,01E+01	8,20E-01	6,66942E+02	4,55950E+00	6,15179E+00	1,25744E-02
4,02E+01	9,44E-01	6,66485E+02	4,52588E+00	6,14756E+00	1,44419E-02
4,03E+01	1,07E+00	6,66022E+02	4,49242E+00	6,14334E+00	1,62742E-02
4,04E+01	1,18E+00	6,65551E+02	4,45913E+00	6,13912E+00	1,79767E-02
4,05E+01	1,28E+00	6,65073E+02	4,42600E+00	6,13490E+00	1,94638E-02
4,06E+01	1,38E+00	6,64586E+02	4,39304E+00	6,13069E+00	2,07746E-02
4,07E+01	1,47E+00	6,64092E+02	4,36023E+00	6,12648E+00	2,20650E-02
4,08E+01	1,60E+00	6,63590E+02	4,32759E+00	6,12228E+00	2,40007E-02
4,09E+01	1,75E+00	6,63080E+02	4,29511E+00	6,11807E+00	2,61723E-02
4,10E+01	1,89E+00	6,62561E+02	4,26278E+00	6,11387E+00	2,81775E-02
4,11E+01	2,02E+00	6,62035E+02	4,23065E+00	6,10968E+00	3,00783E-02
4,12E+01	2,14E+00	6,61499E+02	4,19864E+00	6,10548E+00	3,17499E-02
4,13E+01	2,25E+00	6,60954E+02	4,16678E+00	6,10128E+00	3,32634E-02
4,14E+01	2,35E+00	6,60401E+02	4,13508E+00	6,09708E+00	3,46280E-02
4,15E+01	2,48E+00	6,59838E+02	4,10353E+00	6,09288E+00	3,64133E-02
4,16E+01	2,65E+00	6,59266E+02	4,07214E+00	6,08868E+00	3,87819E-02
4,17E+01	2,83E+00	6,58684E+02	4,04089E+00	6,08447E+00	4,12560E-02
4,18E+01	3,00E+00	6,58093E+02	4,00979E+00	6,08027E+00	4,36065E-02
4,19E+01	3,16E+00	6,57492E+02	3,97884E+00	6,07605E+00	4,58128E-02
4,20E+01	3,31E+00	6,56880E+02	3,94804E+00	6,07184E+00	4,78407E-02
4,21E+01	3,45E+00	6,56259E+02	3,91739E+00	6,06762E+00	4,97066E-02
4,22E+01	3,58E+00	6,55626E+02	3,88688E+00	6,06339E+00	5,14017E-02
4,23E+01	3,71E+00	6,54984E+02	3,85651E+00	6,05916E+00	5,31200E-02
4,24E+01	3,88E+00	6,54330E+02	3,82629E+00	6,05492E+00	5,54474E-02
4,25E+01	4,08E+00	6,53665E+02	3,79621E+00	6,05067E+00	5,80569E-02
4,26E+01	4,27E+00	6,52989E+02	3,76627E+00	6,04641E+00	6,05778E-02
4,27E+01	4,45E+00	6,52301E+02	3,73647E+00	6,04214E+00	6,29291E-02
4,28E+01	4,62E+00	6,51601E+02	3,70681E+00	6,03786E+00	6,51312E-02

4,29E+01	4,77E+00	6,50889E+02	3,67729E+00	6,03357E+00	6,71448E-02
4,30E+01	4,92E+00	6,50165E+02	3,64791E+00	6,02927E+00	6,89962E-02
4,31E+01	5,06E+00	6,49428E+02	3,61866E+00	6,02496E+00	7,06829E-02
4,32E+01	5,18E+00	6,48679E+02	3,58955E+00	6,02063E+00	7,22356E-02
4,33E+01	5,32E+00	6,47916E+02	3,56057E+00	6,01629E+00	7,39604E-02
4,34E+01	5,49E+00	6,47140E+02	3,53173E+00	6,01193E+00	7,60655E-02
4,35E+01	5,67E+00	6,46350E+02	3,50301E+00	6,00756E+00	7,83325E-02
4,36E+01	5,85E+00	6,45547E+02	3,47443E+00	6,00317E+00	8,05280E-02
4,37E+01	6,02E+00	6,44729E+02	3,44598E+00	5,99876E+00	8,26060E-02
4,38E+01	6,18E+00	6,43897E+02	3,41767E+00	5,99433E+00	8,45726E-02
4,39E+01	6,33E+00	6,43050E+02	3,38948E+00	5,98988E+00	8,64028E-02
4,40E+01	6,48E+00	6,42188E+02	3,36141E+00	5,98541E+00	8,81042E-02
4,41E+01	6,61E+00	6,41310E+02	3,33348E+00	5,98092E+00	8,96786E-02
4,42E+01	6,74E+00	6,40417E+02	3,30567E+00	5,97640E+00	9,11303E-02
4,43E+01	6,86E+00	6,39507E+02	3,27799E+00	5,97186E+00	9,24836E-02
4,44E+01	6,99E+00	6,38582E+02	3,25043E+00	5,96729E+00	9,39121E-02
4,45E+01	7,14E+00	6,37639E+02	3,22300E+00	5,96270E+00	9,56176E-02
4,46E+01	7,29E+00	6,36679E+02	3,19569E+00	5,95808E+00	9,74428E-02
4,47E+01	7,45E+00	6,35702E+02	3,16850E+00	5,95343E+00	9,92228E-02
4,48E+01	7,60E+00	6,34707E+02	3,14143E+00	5,94876E+00	1,00873E-01
4,49E+01	7,74E+00	6,33694E+02	3,11448E+00	5,94405E+00	1,02411E-01
4,50E+01	7,87E+00	6,32662E+02	3,08765E+00	5,93930E+00	1,03859E-01
4,51E+01	8,00E+00	6,31611E+02	3,06095E+00	5,93453E+00	1,05214E-01
4,52E+01	8,11E+00	6,30540E+02	3,03436E+00	5,92971E+00	1,06446E-01
4,53E+01	8,22E+00	6,29450E+02	3,00788E+00	5,92487E+00	1,07555E-01
4,54E+01	8,33E+00	6,28340E+02	2,98153E+00	5,91998E+00	1,08562E-01
4,55E+01	8,42E+00	6,27208E+02	2,95529E+00	5,91506E+00	1,09494E-01
4,56E+01	8,52E+00	6,26056E+02	2,92916E+00	5,91009E+00	1,10365E-01
4,57E+01	8,61E+00	6,24882E+02	2,90315E+00	5,90509E+00	1,11232E-01
4,58E+01	8,71E+00	6,23686E+02	2,87725E+00	5,90003E+00	1,12204E-01
4,59E+01	8,82E+00	6,22467E+02	2,85147E+00	5,89494E+00	1,13243E-01
4,60E+01	8,93E+00	6,21225E+02	2,82580E+00	5,88980E+00	1,14281E-01
4,61E+01	9,03E+00	6,19960E+02	2,80024E+00	5,88461E+00	1,15265E-01
4,62E+01	9,12E+00	6,18670E+02	2,77479E+00	5,87937E+00	1,16042E-01
4,63E+01	9,20E+00	6,17356E+02	2,74945E+00	5,87408E+00	1,16751E-01
4,64E+01	9,28E+00	6,16017E+02	2,72422E+00	5,86873E+00	1,17397E-01
4,65E+01	9,36E+00	6,14652E+02	2,69909E+00	5,86334E+00	1,18000E-01
4,66E+01	9,43E+00	6,13261E+02	2,67408E+00	5,85788E+00	1,18545E-01
4,67E+01	9,49E+00	6,11842E+02	2,64917E+00	5,85237E+00	1,18988E-01
4,68E+01	9,53E+00	6,10397E+02	2,62437E+00	5,84680E+00	1,19093E-01
4,69E+01	9,57E+00	6,08923E+02	2,59967E+00	5,84116E+00	1,19132E-01
4,70E+01	9,60E+00	6,07421E+02	2,57508E+00	5,83546E+00	1,19173E-01
4,71E+01	9,63E+00	6,05889E+02	2,55060E+00	5,82970E+00	1,19202E-01
4,72E+01	9,67E+00	6,04327E+02	2,52622E+00	5,82387E+00	1,19301E-01
4,73E+01	9,71E+00	6,02735E+02	2,50194E+00	5,81796E+00	1,19440E-01
4,74E+01	9,74E+00	6,01111E+02	2,47776E+00	5,81199E+00	1,19407E-01
4,75E+01	9,76E+00	5,99455E+02	2,45369E+00	5,80594E+00	1,19146E-01
4,76E+01	9,77E+00	5,97768E+02	2,42974E+00	5,79982E+00	1,19079E-01
4,77E+01	9,79E+00	5,96046E+02	2,40586E+00	5,79362E+00	1,18892E-01
4,78E+01	9,80E+00	5,94290E+02	2,38209E+00	5,78733E+00	1,18698E-01
4,79E+01	9,82E+00	5,92499E+02	2,35842E+00	5,78096E+00	1,18484E-01
4,80E+01	9,83E+00	5,90672E+02	2,33484E+00	5,77451E+00	1,18212E-01
4,81E+01	9,82E+00	5,88809E+02	2,31136E+00	5,76797E+00	1,17795E-01
4,82E+01	9,79E+00	5,86908E+02	2,28798E+00	5,76133E+00	1,16994E-01
4,83E+01	9,75E+00	5,84969E+02	2,26470E+00	5,75461E+00	1,16161E-01
4,84E+01	9,71E+00	5,82991E+02	2,24151E+00	5,74778E+00	1,15326E-01
4,85E+01	9,67E+00	5,80973E+02	2,21842E+00	5,74086E+00	1,14511E-01
4,86E+01	9,64E+00	5,78914E+02	2,19543E+00	5,73383E+00	1,13720E-01
4,87E+01	9,60E+00	5,76813E+02	2,17252E+00	5,72670E+00	1,12938E-01
4,88E+01	9,56E+00	5,74670E+02	2,14972E+00	5,71946E+00	1,12103E-01
4,89E+01	9,52E+00	5,72483E+02	2,12700E+00	5,71211E+00	1,11248E-01
4,90E+01	9,47E+00	5,70252E+02	2,10438E+00	5,70465E+00	1,10210E-01
4,91E+01	9,39E+00	5,67975E+02	2,08185E+00	5,69707E+00	1,09006E-01
4,92E+01	9,33E+00	5,65652E+02	2,05941E+00	5,68937E+00	1,07848E-01
4,93E+01	9,26E+00	5,63281E+02	2,03706E+00	5,68154E+00	1,06695E-01
4,94E+01	9,19E+00	5,60861E+02	2,01481E+00	5,67359E+00	1,05564E-01
4,95E+01	9,12E+00	5,58392E+02	1,99264E+00	5,66550E+00	1,04433E-01
4,96E+01	9,06E+00	5,55872E+02	1,97056E+00	5,65728E+00	1,03347E-01
4,97E+01	8,99E+00	5,53300E+02	1,94857E+00	5,64892E+00	1,02201E-01
4,98E+01	8,92E+00	5,50676E+02	1,92667E+00	5,64042E+00	1,01034E-01
4,99E+01	8,85E+00	5,47997E+02	1,90486E+00	5,63177E+00	9,98599E-02
5,00E+01	8,76E+00	5,45263E+02	1,88314E+00	5,62297E+00	9,84625E-02
5,01E+01	8,65E+00	5,42473E+02	1,86150E+00	5,61401E+00	9,69059E-02
5,02E+01	8,54E+00	5,39625E+02	1,83995E+00	5,60489E+00	9,53902E-02
5,03E+01	8,44E+00	5,36719E+02	1,81848E+00	5,59561E+00	9,38635E-02
5,04E+01	8,34E+00	5,33752E+02	1,79710E+00	5,58616E+00	9,23838E-02
5,05E+01	8,24E+00	5,30724E+02	1,77580E+00	5,57654E+00	9,09689E-02

5,06E+01	8,14E+00	5,27634E+02	1,75459E+00	5,56674E+00	8,95780E-02
5,07E+01	8,05E+00	5,24480E+02	1,73346E+00	5,55675E+00	8,81963E-02
5,08E+01	7,95E+00	5,21261E+02	1,71241E+00	5,54658E+00	8,67783E-02
5,09E+01	7,85E+00	5,17976E+02	1,69145E+00	5,53621E+00	8,53793E-02
5,10E+01	7,75E+00	5,14623E+02	1,67057E+00	5,52564E+00	8,40092E-02
5,11E+01	7,66E+00	5,11202E+02	1,64977E+00	5,51486E+00	8,26873E-02
5,12E+01	7,55E+00	5,07710E+02	1,62905E+00	5,50387E+00	8,11079E-02
5,13E+01	7,43E+00	5,04146E+02	1,60842E+00	5,49266E+00	7,95301E-02
5,14E+01	7,30E+00	5,00510E+02	1,58786E+00	5,48123E+00	7,78008E-02
5,15E+01	7,18E+00	4,96800E+02	1,56738E+00	5,46957E+00	7,62658E-02
5,16E+01	7,07E+00	4,93014E+02	1,54698E+00	5,45768E+00	7,47843E-02
5,17E+01	6,96E+00	4,89151E+02	1,52667E+00	5,44553E+00	7,33621E-02
5,18E+01	6,86E+00	4,85210E+02	1,50643E+00	5,43314E+00	7,19772E-02
5,19E+01	6,76E+00	4,81189E+02	1,48626E+00	5,42048E+00	7,05947E-02
5,20E+01	6,66E+00	4,77088E+02	1,46618E+00	5,40756E+00	6,92277E-02
5,21E+01	6,55E+00	4,72905E+02	1,44617E+00	5,39437E+00	6,78569E-02
5,22E+01	6,45E+00	4,68639E+02	1,42624E+00	5,38089E+00	6,64441E-02
5,23E+01	6,35E+00	4,64288E+02	1,40639E+00	5,36712E+00	6,51255E-02
5,24E+01	6,25E+00	4,59851E+02	1,38661E+00	5,35306E+00	6,38092E-02
5,25E+01	6,12E+00	4,55327E+02	1,36690E+00	5,33868E+00	6,22775E-02
5,26E+01	6,01E+00	4,50715E+02	1,34727E+00	5,32398E+00	6,08391E-02
5,27E+01	5,90E+00	4,46014E+02	1,32772E+00	5,30896E+00	5,93916E-02
5,28E+01	5,78E+00	4,41223E+02	1,30824E+00	5,29360E+00	5,79875E-02
5,29E+01	5,67E+00	4,36340E+02	1,28883E+00	5,27789E+00	5,66038E-02
5,30E+01	5,57E+00	4,31365E+02	1,26950E+00	5,26182E+00	5,53639E-02
5,31E+01	5,46E+00	4,26287E+02	1,25020E+00	5,24534E+00	5,39476E-02
5,32E+01	5,36E+00	4,21125E+02	1,23101E+00	5,22852E+00	5,26594E-02
5,33E+01	5,26E+00	4,15868E+02	1,21190E+00	5,21130E+00	5,14222E-02
5,34E+01	5,16E+00	4,10516E+02	1,19285E+00	5,19368E+00	5,02138E-02
5,35E+01	5,07E+00	4,05068E+02	1,17388E+00	5,17564E+00	4,90119E-02
5,36E+01	4,98E+00	3,99524E+02	1,15498E+00	5,15716E+00	4,78964E-02
5,37E+01	4,89E+00	3,93883E+02	1,13615E+00	5,13823E+00	4,68021E-02
5,38E+01	4,81E+00	3,88146E+02	1,11738E+00	5,11884E+00	4,57295E-02
5,39E+01	4,73E+00	3,82311E+02	1,09869E+00	5,09898E+00	4,47016E-02
5,40E+01	4,65E+00	3,76380E+02	1,08007E+00	5,07862E+00	4,37316E-02
5,41E+01	4,58E+00	3,70352E+02	1,06152E+00	5,05775E+00	4,27737E-02
5,42E+01	4,50E+00	3,64228E+02	1,04303E+00	5,03635E+00	4,17865E-02
5,43E+01	4,41E+00	3,58008E+02	1,02461E+00	5,01441E+00	4,07484E-02
5,44E+01	4,33E+00	3,51693E+02	1,00626E+00	4,99190E+00	3,97223E-02
5,45E+01	4,25E+00	3,45285E+02	9,87979E-01	4,96881E+00	3,87397E-02
5,46E+01	4,17E+00	3,38784E+02	9,69764E-01	4,94511E+00	3,77845E-02
5,47E+01	4,10E+00	3,32192E+02	9,51615E-01	4,92079E+00	3,68698E-02
5,48E+01	4,03E+00	3,25510E+02	9,33532E-01	4,89581E+00	3,59864E-02
5,49E+01	3,96E+00	3,18741E+02	9,15515E-01	4,87016E+00	3,51180E-02
5,50E+01	3,89E+00	3,11886E+02	8,97564E-01	4,84382E+00	3,42742E-02
5,51E+01	3,82E+00	3,04948E+02	8,79678E-01	4,81674E+00	3,34338E-02
5,52E+01	3,76E+00	2,97930E+02	8,61856E-01	4,78892E+00	3,26063E-02
5,53E+01	3,69E+00	2,90835E+02	8,44099E-01	4,76031E+00	3,17804E-02
5,54E+01	3,63E+00	2,83667E+02	8,26407E-01	4,73089E+00	3,09850E-02
5,55E+01	3,56E+00	2,76428E+02	8,08778E-01	4,70063E+00	3,01902E-02
5,56E+01	3,51E+00	2,69124E+02	7,91212E-01	4,66949E+00	2,94390E-02
5,57E+01	3,45E+00	2,61758E+02	7,73709E-01	4,63743E+00	2,87109E-02
5,58E+01	3,39E+00	2,54336E+02	7,56270E-01	4,60441E+00	2,80039E-02
5,59E+01	3,34E+00	2,46862E+02	7,38892E-01	4,57041E+00	2,73209E-02
5,60E+01	3,29E+00	2,39343E+02	7,21577E-01	4,53536E+00	2,66624E-02
5,61E+01	3,24E+00	2,31784E+02	7,04323E-01	4,49924E+00	2,60069E-02
5,62E+01	3,19E+00	2,24191E+02	6,87131E-01	4,46198E+00	2,53107E-02
5,63E+01	3,14E+00	2,16580E+02	6,70017E-01	4,42357E+00	2,46555E-02
5,64E+01	3,09E+00	2,08941E+02	6,52946E-01	4,38389E+00	2,39958E-02
5,65E+01	3,04E+00	2,01290E+02	6,35936E-01	4,34291E+00	2,33471E-02
5,66E+01	2,99E+00	1,93636E+02	6,18986E-01	4,30056E+00	2,27338E-02
5,67E+01	2,95E+00	1,85986E+02	6,02096E-01	4,25679E+00	2,21121E-02
5,68E+01	2,90E+00	1,78349E+02	5,85265E-01	4,21151E+00	2,15259E-02
5,69E+01	2,86E+00	1,70735E+02	5,68494E-01	4,16464E+00	2,09631E-02
5,70E+01	2,83E+00	1,63152E+02	5,51781E-01	4,11611E+00	2,04167E-02
5,71E+01	2,79E+00	1,55612E+02	5,35127E-01	4,06581E+00	1,98910E-02
5,72E+01	2,76E+00	1,48123E+02	5,18531E-01	4,01365E+00	1,93466E-02
5,73E+01	2,72E+00	1,40697E+02	5,01993E-01	3,95951E+00	1,88146E-02
5,74E+01	2,69E+00	1,33343E+02	4,85513E-01	3,90328E+00	1,82984E-02
5,75E+01	2,66E+00	1,26074E+02	4,69090E-01	3,84483E+00	1,77748E-02
5,76E+01	2,63E+00	1,18901E+02	4,52724E-01	3,78400E+00	1,72676E-02
5,77E+01	2,60E+00	1,11834E+02	4,36414E-01	3,72065E+00	1,67737E-02
5,78E+01	2,57E+00	1,04886E+02	4,20161E-01	3,65459E+00	1,62651E-02
5,79E+01	2,55E+00	9,80683E+01	4,03965E-01	3,58563E+00	1,57691E-02
5,80E+01	2,52E+00	9,13921E+01	3,87824E-01	3,51355E+00	1,52716E-02
5,81E+01	2,50E+00	8,48696E+01	3,71738E-01	3,43810E+00	1,47704E-02
5,82E+01	2,47E+00	7,85123E+01	3,55708E-01	3,35902E+00	1,42652E-02

5,83E+01	2,45E+00	7,23319E+01	3,39733E-01	3,27599E+00	1,37541E-02
5,84E+01	2,42E+00	6,63399E+01	3,23813E-01	3,18866E+00	1,32389E-02
5,85E+01	2,40E+00	6,05476E+01	3,07947E-01	3,09662E+00	1,27186E-02
5,86E+01	2,38E+00	5,49658E+01	2,92135E-01	2,99941E+00	1,21768E-02
5,87E+01	2,36E+00	4,96055E+01	2,76378E-01	2,89649E+00	1,16214E-02
5,88E+01	2,33E+00	4,44768E+01	2,60673E-01	2,78722E+00	1,10565E-02
5,89E+01	2,31E+00	3,95897E+01	2,45022E-01	2,67087E+00	1,04743E-02
5,90E+01	2,29E+00	3,49537E+01	2,29424E-01	2,54655E+00	9,87802E-03
5,91E+01	2,27E+00	3,05776E+01	2,13879E-01	2,41317E+00	9,25256E-03
5,92E+01	2,25E+00	2,64699E+01	1,98387E-01	2,26946E+00	8,60981E-03
5,93E+01	2,23E+00	2,26382E+01	1,82946E-01	2,11378E+00	7,93365E-03
5,94E+01	2,21E+00	1,90896E+01	1,67558E-01	1,94412E+00	7,22663E-03
5,95E+01	2,19E+00	1,58305E+01	1,52221E-01	1,75786E+00	6,46517E-03
5,96E+01	2,17E+00	1,28665E+01	1,36936E-01	1,55161E+00	5,65117E-03
5,97E+01	2,15E+00	1,02024E+01	1,21702E-01	1,32074E+00	4,76295E-03
5,98E+01	2,12E+00	7,84237E+00	1,06519E-01	1,05884E+00	3,75917E-03
5,99E+01	2,11E+00	5,78958E+00	9,13869E-02	7,56548E-01	2,66148E-03
6,00E+01	2,09E+00	4,04647E+00	7,63050E-02	3,99478E-01	
Aktivnost:					1,27032E+01

Tabela 8 Izračunavanje aktivnosti izotopa ^{204}Bi u slučaju korišćenja elektrona energije 80 MeV za Idmodel 3

E_γ [MeV]	σ [mbarn]	$M(0)$	b	$\frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_{vi}}$	$A(80)$ [r. j.]
3,60E+01	0,00E+00	6,95819E+02	1,47361E+01	6,94818E+00	0,00000E+00
3,61E+01	0,00E+00	6,95787E+02	1,46623E+01	6,94288E+00	0,00000E+00
3,62E+01	0,00E+00	6,95754E+02	1,45889E+01	6,93760E+00	0,00000E+00
3,63E+01	0,00E+00	6,95721E+02	1,45158E+01	6,93233E+00	0,00000E+00
3,64E+01	0,00E+00	6,95688E+02	1,44432E+01	6,92709E+00	0,00000E+00
3,65E+01	0,00E+00	6,95655E+02	1,43710E+01	6,92187E+00	0,00000E+00
3,66E+01	0,00E+00	6,95621E+02	1,42992E+01	6,91667E+00	0,00000E+00
3,67E+01	0,00E+00	6,95587E+02	1,42277E+01	6,91149E+00	0,00000E+00
3,68E+01	0,00E+00	6,95552E+02	1,41567E+01	6,90632E+00	0,00000E+00
3,69E+01	0,00E+00	6,95518E+02	1,40860E+01	6,90118E+00	0,00000E+00
3,70E+01	0,00E+00	6,95483E+02	1,40157E+01	6,89606E+00	0,00000E+00
3,71E+01	0,00E+00	6,95447E+02	1,39458E+01	6,89096E+00	0,00000E+00
3,72E+01	0,00E+00	6,95411E+02	1,38763E+01	6,88588E+00	0,00000E+00
3,73E+01	0,00E+00	6,95375E+02	1,38072E+01	6,88081E+00	0,00000E+00
3,74E+01	0,00E+00	6,95339E+02	1,37384E+01	6,87577E+00	0,00000E+00
3,75E+01	0,00E+00	6,95302E+02	1,36699E+01	6,87075E+00	0,00000E+00
3,76E+01	0,00E+00	6,95265E+02	1,36019E+01	6,86575E+00	0,00000E+00
3,77E+01	0,00E+00	6,95228E+02	1,35342E+01	6,86076E+00	0,00000E+00
3,78E+01	0,00E+00	6,95190E+02	1,34669E+01	6,85580E+00	0,00000E+00
3,79E+01	0,00E+00	6,95152E+02	1,33999E+01	6,85085E+00	0,00000E+00
3,80E+01	0,00E+00	6,95113E+02	1,33333E+01	6,84593E+00	0,00000E+00
3,81E+01	5,77E-03	6,95074E+02	1,32670E+01	6,84103E+00	1,03669E-04
3,82E+01	1,23E-02	6,95035E+02	1,32011E+01	6,83614E+00	2,19293E-04
3,83E+01	1,80E-02	6,94995E+02	1,31355E+01	6,83128E+00	3,21257E-04
3,84E+01	2,26E-02	6,94955E+02	1,30702E+01	6,82643E+00	4,01200E-04
3,85E+01	4,26E-02	6,94914E+02	1,30053E+01	6,82160E+00	7,54719E-04
3,86E+01	7,45E-02	6,94874E+02	1,29407E+01	6,81680E+00	1,31611E-03
3,87E+01	1,04E-01	6,94832E+02	1,28765E+01	6,81201E+00	1,83488E-03
3,88E+01	1,29E-01	6,94791E+02	1,28126E+01	6,80724E+00	2,26265E-03
3,89E+01	1,51E-01	6,94749E+02	1,27490E+01	6,80249E+00	2,63479E-03
3,90E+01	1,97E-01	6,94706E+02	1,26858E+01	6,79776E+00	3,43045E-03
3,91E+01	2,51E-01	6,94663E+02	1,26229E+01	6,79305E+00	4,35909E-03
3,92E+01	2,99E-01	6,94620E+02	1,25602E+01	6,78836E+00	5,18472E-03
3,93E+01	3,39E-01	6,94576E+02	1,24980E+01	6,78369E+00	5,86001E-03
3,94E+01	3,73E-01	6,94532E+02	1,24360E+01	6,77904E+00	6,41701E-03
3,95E+01	4,24E-01	6,94488E+02	1,23743E+01	6,77441E+00	7,26506E-03
3,96E+01	4,94E-01	6,94443E+02	1,23130E+01	6,76979E+00	8,44684E-03
3,97E+01	5,63E-01	6,94397E+02	1,22520E+01	6,76520E+00	9,58777E-03
3,98E+01	6,26E-01	6,94351E+02	1,21912E+01	6,76062E+00	1,06256E-02
3,99E+01	6,81E-01	6,94305E+02	1,21308E+01	6,75606E+00	1,15260E-02
4,00E+01	7,30E-01	6,94258E+02	1,20707E+01	6,75153E+00	1,23214E-02
4,01E+01	8,20E-01	6,94211E+02	1,20109E+01	6,74701E+00	1,37911E-02
4,02E+01	9,44E-01	6,94163E+02	1,19513E+01	6,74251E+00	1,58396E-02
4,03E+01	1,07E+00	6,94115E+02	1,18921E+01	6,73803E+00	1,78496E-02
4,04E+01	1,18E+00	6,94066E+02	1,18332E+01	6,73356E+00	1,97173E-02
4,05E+01	1,28E+00	6,94017E+02	1,17745E+01	6,72912E+00	2,13491E-02
4,06E+01	1,38E+00	6,93967E+02	1,17162E+01	6,72469E+00	2,27874E-02
4,07E+01	1,47E+00	6,93917E+02	1,16581E+01	6,72029E+00	2,42036E-02
4,08E+01	1,60E+00	6,93867E+02	1,16003E+01	6,71590E+00	2,63278E-02
4,09E+01	1,75E+00	6,93816E+02	1,15428E+01	6,71153E+00	2,87111E-02
4,10E+01	1,89E+00	6,93764E+02	1,14856E+01	6,70718E+00	3,09119E-02

4,11E+01	2,02E+00	6,93712E+02	1,14287E+01	6,70285E+00	3,29985E-02
4,12E+01	2,14E+00	6,93659E+02	1,13720E+01	6,69854E+00	3,48340E-02
4,13E+01	2,25E+00	6,93606E+02	1,13156E+01	6,69424E+00	3,64962E-02
4,14E+01	2,35E+00	6,93552E+02	1,12595E+01	6,68997E+00	3,79952E-02
4,15E+01	2,48E+00	6,93498E+02	1,12037E+01	6,68571E+00	3,99563E-02
4,16E+01	2,65E+00	6,93443E+02	1,11481E+01	6,68147E+00	4,25577E-02
4,17E+01	2,83E+00	6,93388E+02	1,10928E+01	6,67725E+00	4,52754E-02
4,18E+01	3,00E+00	6,93332E+02	1,10377E+01	6,67304E+00	4,78578E-02
4,19E+01	3,16E+00	6,93276E+02	1,09829E+01	6,66886E+00	5,02825E-02
4,20E+01	3,31E+00	6,93219E+02	1,09284E+01	6,66469E+00	5,25119E-02
4,21E+01	3,45E+00	6,93161E+02	1,08741E+01	6,66054E+00	5,45639E-02
4,22E+01	3,58E+00	6,93103E+02	1,08201E+01	6,65641E+00	5,64290E-02
4,23E+01	3,71E+00	6,93044E+02	1,07664E+01	6,65230E+00	5,83200E-02
4,24E+01	3,88E+00	6,92985E+02	1,07129E+01	6,64820E+00	6,08804E-02
4,25E+01	4,08E+00	6,92925E+02	1,06596E+01	6,64412E+00	6,37512E-02
4,26E+01	4,27E+00	6,92864E+02	1,06066E+01	6,64006E+00	6,65255E-02
4,27E+01	4,45E+00	6,92803E+02	1,05539E+01	6,63602E+00	6,91144E-02
4,28E+01	4,62E+00	6,92741E+02	1,05013E+01	6,63200E+00	7,15402E-02
4,29E+01	4,77E+00	6,92679E+02	1,04491E+01	6,62799E+00	7,37598E-02
4,30E+01	4,92E+00	6,92616E+02	1,03971E+01	6,62400E+00	7,58020E-02
4,31E+01	5,06E+00	6,92552E+02	1,03453E+01	6,62003E+00	7,76641E-02
4,32E+01	5,18E+00	6,92488E+02	1,02938E+01	6,61608E+00	7,93798E-02
4,33E+01	5,32E+00	6,92423E+02	1,02425E+01	6,61214E+00	8,12854E-02
4,34E+01	5,49E+00	6,92357E+02	1,01914E+01	6,60822E+00	8,36100E-02
4,35E+01	5,67E+00	6,92291E+02	1,01406E+01	6,60432E+00	8,61137E-02
4,36E+01	5,85E+00	6,92224E+02	1,00900E+01	6,60044E+00	8,85399E-02
4,37E+01	6,02E+00	6,92156E+02	1,00396E+01	6,59657E+00	9,08381E-02
4,38E+01	6,18E+00	6,92088E+02	9,98948E+00	6,59272E+00	9,30152E-02
4,39E+01	6,33E+00	6,92018E+02	9,93958E+00	6,58889E+00	9,50433E-02
4,40E+01	6,48E+00	6,91949E+02	9,88990E+00	6,58507E+00	9,69311E-02
4,41E+01	6,61E+00	6,91878E+02	9,84045E+00	6,58127E+00	9,86804E-02
4,42E+01	6,74E+00	6,91807E+02	9,79122E+00	6,57749E+00	1,00296E-01
4,43E+01	6,86E+00	6,91735E+02	9,74221E+00	6,57373E+00	1,01804E-01
4,44E+01	6,99E+00	6,91662E+02	9,69343E+00	6,56998E+00	1,03397E-01
4,45E+01	7,14E+00	6,91588E+02	9,64486E+00	6,56625E+00	1,05296E-01
4,46E+01	7,29E+00	6,91514E+02	9,59651E+00	6,56253E+00	1,07328E-01
4,47E+01	7,45E+00	6,91439E+02	9,54838E+00	6,55884E+00	1,09313E-01
4,48E+01	7,60E+00	6,91363E+02	9,50046E+00	6,55516E+00	1,11155E-01
4,49E+01	7,74E+00	6,91287E+02	9,45276E+00	6,55149E+00	1,12877E-01
4,50E+01	7,87E+00	6,91209E+02	9,40527E+00	6,54784E+00	1,14501E-01
4,51E+01	8,00E+00	6,91131E+02	9,35799E+00	6,54421E+00	1,16023E-01
4,52E+01	8,11E+00	6,91052E+02	9,31091E+00	6,54060E+00	1,17412E-01
4,53E+01	8,22E+00	6,90972E+02	9,26405E+00	6,53700E+00	1,18667E-01
4,54E+01	8,33E+00	6,90891E+02	9,21739E+00	6,53342E+00	1,19812E-01
4,55E+01	8,42E+00	6,90809E+02	9,17094E+00	6,52985E+00	1,20874E-01
4,56E+01	8,52E+00	6,90727E+02	9,12469E+00	6,52630E+00	1,21872E-01
4,57E+01	8,61E+00	6,90644E+02	9,07865E+00	6,52276E+00	1,22867E-01
4,58E+01	8,71E+00	6,90559E+02	9,03280E+00	6,51925E+00	1,23980E-01
4,59E+01	8,82E+00	6,90474E+02	8,98716E+00	6,51574E+00	1,25168E-01
4,60E+01	8,93E+00	6,90388E+02	8,94171E+00	6,51226E+00	1,26359E-01
4,61E+01	9,03E+00	6,90301E+02	8,89646E+00	6,50879E+00	1,27491E-01
4,62E+01	9,12E+00	6,90213E+02	8,85140E+00	6,50533E+00	1,28396E-01
4,63E+01	9,20E+00	6,90125E+02	8,80655E+00	6,50189E+00	1,29229E-01
4,64E+01	9,28E+00	6,90035E+02	8,76188E+00	6,49847E+00	1,29994E-01
4,65E+01	9,36E+00	6,89944E+02	8,71741E+00	6,49506E+00	1,30713E-01
4,66E+01	9,43E+00	6,89852E+02	8,67312E+00	6,49166E+00	1,31370E-01
4,67E+01	9,49E+00	6,89760E+02	8,62903E+00	6,48829E+00	1,31917E-01
4,68E+01	9,53E+00	6,89666E+02	8,58512E+00	6,48492E+00	1,32091E-01
4,69E+01	9,57E+00	6,89571E+02	8,54141E+00	6,48158E+00	1,32193E-01
4,70E+01	9,60E+00	6,89475E+02	8,49787E+00	6,47824E+00	1,32300E-01
4,71E+01	9,63E+00	6,89379E+02	8,45453E+00	6,47493E+00	1,32395E-01
4,72E+01	9,67E+00	6,89281E+02	8,41136E+00	6,47162E+00	1,32571E-01
4,73E+01	9,71E+00	6,89182E+02	8,36838E+00	6,46834E+00	1,32792E-01
4,74E+01	9,74E+00	6,89082E+02	8,32559E+00	6,46506E+00	1,32825E-01
4,75E+01	9,76E+00	6,88981E+02	8,28297E+00	6,46180E+00	1,32605E-01
4,76E+01	9,77E+00	6,88879E+02	8,24057E+00	6,45856E+00	1,32604E-01
4,77E+01	9,79E+00	6,88775E+02	8,19831E+00	6,45533E+00	1,32472E-01
4,78E+01	9,80E+00	6,88671E+02	8,15622E+00	6,45212E+00	1,32333E-01
4,79E+01	9,82E+00	6,88565E+02	8,11431E+00	6,44892E+00	1,32174E-01
4,80E+01	9,83E+00	6,88458E+02	8,07258E+00	6,44573E+00	1,31953E-01
4,81E+01	9,82E+00	6,88350E+02	8,03101E+00	6,44256E+00	1,31572E-01
4,82E+01	9,79E+00	6,88241E+02	7,98963E+00	6,43940E+00	1,30763E-01
4,83E+01	9,75E+00	6,88131E+02	7,94841E+00	6,43626E+00	1,29920E-01
4,84E+01	9,71E+00	6,88019E+02	7,90736E+00	6,43313E+00	1,29077E-01
4,85E+01	9,67E+00	6,87907E+02	7,86648E+00	6,43001E+00	1,28257E-01
4,86E+01	9,64E+00	6,87792E+02	7,82577E+00	6,42691E+00	1,27466E-01
4,87E+01	9,60E+00	6,87677E+02	7,78523E+00	6,42382E+00	1,26687E-01

4,88E+01	9,56E+00	6,87560E+02	7,74485E+00	6,42074E+00	1,25848E-01
4,89E+01	9,52E+00	6,87442E+02	7,70464E+00	6,41768E+00	1,24989E-01
4,90E+01	9,47E+00	6,87323E+02	7,66460E+00	6,41463E+00	1,23926E-01
4,91E+01	9,39E+00	6,87202E+02	7,62471E+00	6,41160E+00	1,22677E-01
4,92E+01	9,33E+00	6,87080E+02	7,58499E+00	6,40857E+00	1,21481E-01
4,93E+01	9,26E+00	6,86957E+02	7,54543E+00	6,40556E+00	1,20291E-01
4,94E+01	9,19E+00	6,86832E+02	7,50603E+00	6,40257E+00	1,19127E-01
4,95E+01	9,12E+00	6,86706E+02	7,46679E+00	6,39958E+00	1,17964E-01
4,96E+01	9,06E+00	6,86578E+02	7,42770E+00	6,39661E+00	1,16853E-01
4,97E+01	8,99E+00	6,86449E+02	7,38878E+00	6,39365E+00	1,15675E-01
4,98E+01	8,92E+00	6,86319E+02	7,35001E+00	6,39071E+00	1,14474E-01
4,99E+01	8,85E+00	6,86187E+02	7,31139E+00	6,38777E+00	1,13265E-01
5,00E+01	8,76E+00	6,86053E+02	7,27293E+00	6,38485E+00	1,11804E-01
5,01E+01	8,65E+00	6,85918E+02	7,23463E+00	6,38194E+00	1,10162E-01
5,02E+01	8,54E+00	6,85781E+02	7,19647E+00	6,37905E+00	1,08566E-01
5,03E+01	8,44E+00	6,85643E+02	7,15847E+00	6,37616E+00	1,06957E-01
5,04E+01	8,34E+00	6,85503E+02	7,12062E+00	6,37329E+00	1,05401E-01
5,05E+01	8,24E+00	6,85362E+02	7,08292E+00	6,37042E+00	1,03919E-01
5,06E+01	8,14E+00	6,85218E+02	7,04537E+00	6,36757E+00	1,02465E-01
5,07E+01	8,05E+00	6,85074E+02	7,00796E+00	6,36473E+00	1,01021E-01
5,08E+01	7,95E+00	6,84927E+02	6,97071E+00	6,36191E+00	9,95344E-02
5,09E+01	7,85E+00	6,84779E+02	6,93360E+00	6,35909E+00	9,80698E-02
5,10E+01	7,75E+00	6,84629E+02	6,89663E+00	6,35628E+00	9,66380E-02
5,11E+01	7,66E+00	6,84477E+02	6,85981E+00	6,35349E+00	9,52613E-02
5,12E+01	7,55E+00	6,84324E+02	6,82313E+00	6,35071E+00	9,35873E-02
5,13E+01	7,43E+00	6,84169E+02	6,78660E+00	6,34793E+00	9,19138E-02
5,14E+01	7,30E+00	6,84011E+02	6,75021E+00	6,34517E+00	9,00635E-02
5,15E+01	7,18E+00	6,83852E+02	6,71396E+00	6,34242E+00	8,84364E-02
5,16E+01	7,07E+00	6,83691E+02	6,67785E+00	6,33968E+00	8,68700E-02
5,17E+01	6,96E+00	6,83529E+02	6,64188E+00	6,33694E+00	8,53712E-02
5,18E+01	6,86E+00	6,83364E+02	6,60605E+00	6,33422E+00	8,39146E-02
5,19E+01	6,76E+00	6,83197E+02	6,57036E+00	6,33151E+00	8,24596E-02
5,20E+01	6,66E+00	6,83028E+02	6,53480E+00	6,32881E+00	8,10215E-02
5,21E+01	6,55E+00	6,82858E+02	6,49938E+00	6,32611E+00	7,95775E-02
5,22E+01	6,45E+00	6,82685E+02	6,46410E+00	6,32343E+00	7,80827E-02
5,23E+01	6,35E+00	6,82510E+02	6,42895E+00	6,32076E+00	7,66971E-02
5,24E+01	6,25E+00	6,82333E+02	6,39394E+00	6,31809E+00	7,53126E-02
5,25E+01	6,12E+00	6,82154E+02	6,35906E+00	6,31544E+00	7,36717E-02
5,26E+01	6,01E+00	6,81972E+02	6,32431E+00	6,31279E+00	7,21385E-02
5,27E+01	5,90E+00	6,81789E+02	6,28969E+00	6,31015E+00	7,05919E-02
5,28E+01	5,78E+00	6,81603E+02	6,25521E+00	6,30752E+00	6,90943E-02
5,29E+01	5,67E+00	6,81415E+02	6,22085E+00	6,30490E+00	6,76182E-02
5,30E+01	5,57E+00	6,81225E+02	6,18663E+00	6,30229E+00	6,63115E-02
5,31E+01	5,46E+00	6,81031E+02	6,15246E+00	6,29968E+00	6,47913E-02
5,32E+01	5,36E+00	6,80836E+02	6,11849E+00	6,29708E+00	6,34214E-02
5,33E+01	5,26E+00	6,80639E+02	6,08465E+00	6,29449E+00	6,21104E-02
5,34E+01	5,16E+00	6,80439E+02	6,05094E+00	6,29191E+00	6,08318E-02
5,35E+01	5,07E+00	6,80236E+02	6,01735E+00	6,28933E+00	5,95583E-02
5,36E+01	4,98E+00	6,80031E+02	5,98389E+00	6,28676E+00	5,83875E-02
5,37E+01	4,89E+00	6,79824E+02	5,95055E+00	6,28420E+00	5,72403E-02
5,38E+01	4,81E+00	6,79614E+02	5,91734E+00	6,28165E+00	5,61174E-02
5,39E+01	4,73E+00	6,79401E+02	5,88425E+00	6,27910E+00	5,50474E-02
5,40E+01	4,65E+00	6,79186E+02	5,85128E+00	6,27656E+00	5,40470E-02
5,41E+01	4,58E+00	6,78967E+02	5,81843E+00	6,27402E+00	5,30598E-02
5,42E+01	4,50E+00	6,78746E+02	5,78571E+00	6,27149E+00	5,20344E-02
5,43E+01	4,41E+00	6,78523E+02	5,75311E+00	6,26897E+00	5,09433E-02
5,44E+01	4,33E+00	6,78296E+02	5,72062E+00	6,26645E+00	4,98644E-02
5,45E+01	4,25E+00	6,78067E+02	5,68826E+00	6,26394E+00	4,88373E-02
5,46E+01	4,17E+00	6,77834E+02	5,65601E+00	6,26144E+00	4,78423E-02
5,47E+01	4,10E+00	6,77599E+02	5,62388E+00	6,25893E+00	4,68961E-02
5,48E+01	4,03E+00	6,77361E+02	5,59187E+00	6,25644E+00	4,59876E-02
5,49E+01	3,96E+00	6,77119E+02	5,55997E+00	6,25394E+00	4,50962E-02
5,50E+01	3,89E+00	6,76875E+02	5,52820E+00	6,25146E+00	4,42345E-02
5,51E+01	3,82E+00	6,76627E+02	5,49653E+00	6,24897E+00	4,33751E-02
5,52E+01	3,76E+00	6,76376E+02	5,46498E+00	6,24649E+00	4,25305E-02
5,53E+01	3,69E+00	6,76122E+02	5,43355E+00	6,24402E+00	4,16858E-02
5,54E+01	3,63E+00	6,75864E+02	5,40223E+00	6,24155E+00	4,08791E-02
5,55E+01	3,56E+00	6,75603E+02	5,37102E+00	6,23908E+00	4,00711E-02
5,56E+01	3,51E+00	6,75339E+02	5,33992E+00	6,23661E+00	3,93190E-02
5,57E+01	3,45E+00	6,75071E+02	5,30894E+00	6,23415E+00	3,85964E-02
5,58E+01	3,39E+00	6,74800E+02	5,27806E+00	6,23169E+00	3,79009E-02
5,59E+01	3,34E+00	6,74525E+02	5,24730E+00	6,22923E+00	3,72370E-02
5,60E+01	3,29E+00	6,74247E+02	5,21665E+00	6,22677E+00	3,66059E-02
5,61E+01	3,24E+00	6,73965E+02	5,18610E+00	6,22432E+00	3,59783E-02
5,62E+01	3,19E+00	6,73679E+02	5,15567E+00	6,22186E+00	3,52937E-02
5,63E+01	3,14E+00	6,73389E+02	5,12537E+00	6,21941E+00	3,46650E-02
5,64E+01	3,09E+00	6,73095E+02	5,09515E+00	6,21696E+00	3,40293E-02

5,65E+01	3,04E+00	6,72798E+02	5,06504E+00	6,21451E+00	3,34087E-02
5,66E+01	2,99E+00	6,72496E+02	5,03503E+00	6,21207E+00	3,28384E-02
5,67E+01	2,95E+00	6,72191E+02	5,00513E+00	6,20962E+00	3,22562E-02
5,68E+01	2,90E+00	6,71881E+02	4,97534E+00	6,20717E+00	3,17261E-02
5,69E+01	2,86E+00	6,71567E+02	4,94565E+00	6,20472E+00	3,12320E-02
5,70E+01	2,83E+00	6,71248E+02	4,91606E+00	6,20227E+00	3,07644E-02
5,71E+01	2,79E+00	6,70926E+02	4,88658E+00	6,19982E+00	3,03311E-02
5,72E+01	2,76E+00	6,70599E+02	4,85720E+00	6,19737E+00	2,98725E-02
5,73E+01	2,72E+00	6,70267E+02	4,82792E+00	6,19491E+00	2,94367E-02
5,74E+01	2,69E+00	6,69931E+02	4,79875E+00	6,19246E+00	2,90299E-02
5,75E+01	2,66E+00	6,69590E+02	4,76968E+00	6,19000E+00	2,86167E-02
5,76E+01	2,63E+00	6,69245E+02	4,74070E+00	6,18754E+00	2,82356E-02
5,77E+01	2,60E+00	6,68894E+02	4,71183E+00	6,18508E+00	2,78840E-02
5,78E+01	2,57E+00	6,68539E+02	4,68306E+00	6,18261E+00	2,75163E-02
5,79E+01	2,55E+00	6,68179E+02	4,65439E+00	6,18014E+00	2,71794E-02
5,80E+01	2,52E+00	6,67814E+02	4,62581E+00	6,17767E+00	2,68512E-02
5,81E+01	2,50E+00	6,67444E+02	4,59734E+00	6,17519E+00	2,65291E-02
5,82E+01	2,47E+00	6,67068E+02	4,56896E+00	6,17271E+00	2,62144E-02
5,83E+01	2,45E+00	6,66687E+02	4,54068E+00	6,17022E+00	2,59055E-02
5,84E+01	2,42E+00	6,66301E+02	4,51250E+00	6,16773E+00	2,56076E-02
5,85E+01	2,40E+00	6,65910E+02	4,48441E+00	6,16524E+00	2,53221E-02
5,86E+01	2,38E+00	6,65512E+02	4,45642E+00	6,16273E+00	2,50190E-02
5,87E+01	2,36E+00	6,65109E+02	4,42852E+00	6,16022E+00	2,47162E-02
5,88E+01	2,33E+00	6,64701E+02	4,40072E+00	6,15771E+00	2,44267E-02
5,89E+01	2,31E+00	6,64286E+02	4,37301E+00	6,15519E+00	2,41387E-02
5,90E+01	2,29E+00	6,63865E+02	4,34540E+00	6,15266E+00	2,38661E-02
5,91E+01	2,27E+00	6,63439E+02	4,31788E+00	6,15012E+00	2,35807E-02
5,92E+01	2,25E+00	6,63006E+02	4,29046E+00	6,14757E+00	2,33225E-02
5,93E+01	2,23E+00	6,62567E+02	4,26312E+00	6,14502E+00	2,30641E-02
5,94E+01	2,21E+00	6,62121E+02	4,23588E+00	6,14245E+00	2,28326E-02
5,95E+01	2,19E+00	6,61669E+02	4,20873E+00	6,13988E+00	2,25816E-02
5,96E+01	2,17E+00	6,61210E+02	4,18167E+00	6,13730E+00	2,23529E-02
5,97E+01	2,15E+00	6,60745E+02	4,15470E+00	6,13470E+00	2,21234E-02
5,98E+01	2,12E+00	6,60272E+02	4,12783E+00	6,13210E+00	2,17706E-02
5,99E+01	2,11E+00	6,59793E+02	4,10104E+00	6,12948E+00	2,15630E-02
6,00E+01	2,09E+00	6,59306E+02	4,07434E+00	6,12686E+00	2,13664E-02
6,01E+01	2,07E+00	6,58813E+02	4,04773E+00	6,12422E+00	2,10969E-02
6,02E+01	2,06E+00	6,58311E+02	4,02121E+00	6,12156E+00	2,09056E-02
6,03E+01	2,04E+00	6,57803E+02	3,99477E+00	6,11890E+00	2,07428E-02
6,04E+01	2,03E+00	6,57286E+02	3,96843E+00	6,11622E+00	2,05811E-02
6,05E+01	2,02E+00	6,56762E+02	3,94217E+00	6,11353E+00	2,04496E-02
6,06E+01	2,01E+00	6,56230E+02	3,91599E+00	6,11082E+00	2,02962E-02
6,07E+01	2,00E+00	6,55690E+02	3,88991E+00	6,10810E+00	2,01632E-02
6,08E+01	2,00E+00	6,55141E+02	3,86391E+00	6,10536E+00	2,00429E-02
6,09E+01	1,99E+00	6,54585E+02	3,83799E+00	6,10260E+00	1,99136E-02
6,10E+01	1,98E+00	6,54019E+02	3,81216E+00	6,09983E+00	1,97962E-02
6,11E+01	1,97E+00	6,53445E+02	3,78642E+00	6,09704E+00	1,96813E-02
6,12E+01	1,97E+00	6,52862E+02	3,76075E+00	6,09423E+00	1,95703E-02
6,13E+01	1,96E+00	6,52270E+02	3,73518E+00	6,09141E+00	1,94491E-02
6,14E+01	1,95E+00	6,51669E+02	3,70968E+00	6,08856E+00	1,92944E-02
6,15E+01	1,94E+00	6,51059E+02	3,68427E+00	6,08570E+00	1,91816E-02
6,16E+01	1,93E+00	6,50439E+02	3,65894E+00	6,08281E+00	1,90836E-02
6,17E+01	1,93E+00	6,49809E+02	3,63369E+00	6,07990E+00	1,89936E-02
6,18E+01	1,92E+00	6,49169E+02	3,60853E+00	6,07697E+00	1,88747E-02
6,19E+01	1,91E+00	6,48519E+02	3,58344E+00	6,07402E+00	1,87653E-02
6,20E+01	1,90E+00	6,47859E+02	3,55844E+00	6,07105E+00	1,86400E-02
6,21E+01	1,90E+00	6,47189E+02	3,53352E+00	6,06805E+00	1,85331E-02
6,22E+01	1,89E+00	6,46508E+02	3,50868E+00	6,06503E+00	1,84218E-02
6,23E+01	1,88E+00	6,45815E+02	3,48391E+00	6,06198E+00	1,83199E-02
6,24E+01	1,87E+00	6,45112E+02	3,45923E+00	6,05891E+00	1,82043E-02
6,25E+01	1,87E+00	6,44398E+02	3,43463E+00	6,05581E+00	1,81157E-02
6,26E+01	1,86E+00	6,43671E+02	3,41010E+00	6,05269E+00	1,80004E-02
6,27E+01	1,86E+00	6,42934E+02	3,38565E+00	6,04953E+00	1,79018E-02
6,28E+01	1,85E+00	6,42184E+02	3,36128E+00	6,04635E+00	1,77784E-02
6,29E+01	1,84E+00	6,41422E+02	3,33702E+00	6,04314E+00	1,77004E-02
6,30E+01	1,83E+00	6,40648E+02	3,31280E+00	6,03990E+00	1,75916E-02
6,31E+01	1,83E+00	6,39860E+02	3,28866E+00	6,03662E+00	1,74982E-02
6,32E+01	1,82E+00	6,39060E+02	3,26460E+00	6,03332E+00	1,74012E-02
6,33E+01	1,82E+00	6,38247E+02	3,24061E+00	6,02998E+00	1,73055E-02
6,34E+01	1,81E+00	6,37420E+02	3,21670E+00	6,02660E+00	1,72176E-02
6,35E+01	1,80E+00	6,36579E+02	3,19287E+00	6,02320E+00	1,71091E-02
6,36E+01	1,80E+00	6,35724E+02	3,16911E+00	6,01975E+00	1,70153E-02
6,37E+01	1,79E+00	6,34855E+02	3,14542E+00	6,01627E+00	1,69306E-02
6,38E+01	1,79E+00	6,33972E+02	3,12181E+00	6,01276E+00	1,68378E-02
6,39E+01	1,78E+00	6,33073E+02	3,09828E+00	6,00920E+00	1,67516E-02
6,40E+01	1,78E+00	6,32159E+02	3,07481E+00	6,00561E+00	1,66728E-02
6,41E+01	1,77E+00	6,31230E+02	3,05142E+00	6,00197E+00	1,65823E-02

6,42E+01	1,77E+00	6,30285E+02	3,02810E+00	5,99830E+00	1,64943E-02
6,43E+01	1,76E+00	6,29324E+02	3,00486E+00	5,99458E+00	1,64049E-02
6,44E+01	1,75E+00	6,28346E+02	2,98169E+00	5,99082E+00	1,63018E-02
6,45E+01	1,75E+00	6,27352E+02	2,95859E+00	5,98701E+00	1,62251E-02
6,46E+01	1,74E+00	6,26341E+02	2,93556E+00	5,98316E+00	1,61038E-02
6,47E+01	1,73E+00	6,25311E+02	2,91260E+00	5,97926E+00	1,60145E-02
6,48E+01	1,73E+00	6,24265E+02	2,88971E+00	5,97531E+00	1,59342E-02
6,49E+01	1,72E+00	6,23199E+02	2,86689E+00	5,97132E+00	1,58504E-02
6,50E+01	1,72E+00	6,22116E+02	2,84415E+00	5,96727E+00	1,57739E-02
6,51E+01	1,71E+00	6,21013E+02	2,82147E+00	5,96318E+00	1,57032E-02
6,52E+01	1,71E+00	6,19891E+02	2,79886E+00	5,95903E+00	1,56344E-02
6,53E+01	1,71E+00	6,18749E+02	2,77632E+00	5,95482E+00	1,55613E-02
6,54E+01	1,70E+00	6,17587E+02	2,75386E+00	5,95056E+00	1,54985E-02
6,55E+01	1,70E+00	6,16404E+02	2,73145E+00	5,94625E+00	1,54244E-02
6,56E+01	1,70E+00	6,15201E+02	2,70912E+00	5,94187E+00	1,53553E-02
6,57E+01	1,69E+00	6,13976E+02	2,68686E+00	5,93744E+00	1,52888E-02
6,58E+01	1,69E+00	6,12728E+02	2,66466E+00	5,93294E+00	1,52167E-02
6,59E+01	1,68E+00	6,11459E+02	2,64253E+00	5,92839E+00	1,51471E-02
6,60E+01	1,68E+00	6,10166E+02	2,62047E+00	5,92377E+00	1,50787E-02
6,61E+01	1,68E+00	6,08851E+02	2,59848E+00	5,91908E+00	1,50132E-02
6,62E+01	1,67E+00	6,07511E+02	2,57655E+00	5,91433E+00	1,49399E-02
6,63E+01	1,67E+00	6,06147E+02	2,55468E+00	5,90951E+00	1,48639E-02
6,64E+01	1,66E+00	6,04758E+02	2,53289E+00	5,90462E+00	1,47996E-02
6,65E+01	1,66E+00	6,03344E+02	2,51116E+00	5,89965E+00	1,47341E-02
6,66E+01	1,66E+00	6,01904E+02	2,48949E+00	5,89462E+00	1,46677E-02
6,67E+01	1,65E+00	6,00437E+02	2,46789E+00	5,88950E+00	1,46054E-02
6,68E+01	1,65E+00	5,98943E+02	2,44635E+00	5,88431E+00	1,45443E-02
6,69E+01	1,65E+00	5,97421E+02	2,42488E+00	5,87905E+00	1,44751E-02
6,70E+01	1,64E+00	5,95872E+02	2,40347E+00	5,87370E+00	1,44073E-02
6,71E+01	1,63E+00	5,94293E+02	2,38213E+00	5,86827E+00	1,42160E-02
6,72E+01	1,62E+00	5,92685E+02	2,36085E+00	5,86275E+00	1,41493E-02
6,73E+01	1,62E+00	5,91047E+02	2,33963E+00	5,85715E+00	1,40733E-02
6,74E+01	1,61E+00	5,89378E+02	2,31847E+00	5,85146E+00	1,39853E-02
6,75E+01	1,61E+00	5,87678E+02	2,29738E+00	5,84568E+00	1,39124E-02
6,76E+01	1,60E+00	5,85945E+02	2,27635E+00	5,83980E+00	1,38502E-02
6,77E+01	1,60E+00	5,84180E+02	2,25539E+00	5,83383E+00	1,37936E-02
6,78E+01	1,60E+00	5,82381E+02	2,23448E+00	5,82776E+00	1,37244E-02
6,79E+01	1,59E+00	5,80548E+02	2,21364E+00	5,82160E+00	1,36678E-02
6,80E+01	1,59E+00	5,78681E+02	2,19285E+00	5,81533E+00	1,35920E-02
6,81E+01	1,59E+00	5,76777E+02	2,17213E+00	5,80895E+00	1,35321E-02
6,82E+01	1,58E+00	5,74837E+02	2,15147E+00	5,80247E+00	1,34709E-02
6,83E+01	1,58E+00	5,72860E+02	2,13087E+00	5,79588E+00	1,34004E-02
6,84E+01	1,58E+00	5,70844E+02	2,11033E+00	5,78918E+00	1,33399E-02
6,85E+01	1,57E+00	5,68790E+02	2,08985E+00	5,78236E+00	1,32665E-02
6,86E+01	1,57E+00	5,66696E+02	2,06943E+00	5,77542E+00	1,32089E-02
6,87E+01	1,57E+00	5,64562E+02	2,04907E+00	5,76837E+00	1,31418E-02
6,88E+01	1,56E+00	5,62386E+02	2,02877E+00	5,76118E+00	1,30792E-02
6,89E+01	1,56E+00	5,60168E+02	2,00853E+00	5,75388E+00	1,30164E-02
6,90E+01	1,56E+00	5,57906E+02	1,98834E+00	5,74644E+00	1,29540E-02
6,91E+01	1,55E+00	5,55601E+02	1,96822E+00	5,73887E+00	1,28883E-02
6,92E+01	1,54E+00	5,53250E+02	1,94815E+00	5,73117E+00	1,27949E-02
6,93E+01	1,54E+00	5,50854E+02	1,92814E+00	5,72332E+00	1,27180E-02
6,94E+01	1,54E+00	5,48412E+02	1,90821E+00	5,71534E+00	1,26629E-02
6,95E+01	1,53E+00	5,45921E+02	1,88831E+00	5,70721E+00	1,26036E-02
6,96E+01	1,53E+00	5,43380E+02	1,86848E+00	5,69892E+00	1,25400E-02
6,97E+01	1,53E+00	5,40790E+02	1,84870E+00	5,69048E+00	1,24763E-02
6,98E+01	1,52E+00	5,38148E+02	1,82897E+00	5,68189E+00	1,24135E-02
6,99E+01	1,52E+00	5,35455E+02	1,80931E+00	5,67313E+00	1,23532E-02
7,00E+01	1,52E+00	5,32708E+02	1,78969E+00	5,66421E+00	1,22908E-02
7,01E+01	1,52E+00	5,29907E+02	1,77014E+00	5,65512E+00	1,22290E-02
7,02E+01	1,51E+00	5,27051E+02	1,75064E+00	5,64585E+00	1,21607E-02
7,03E+01	1,51E+00	5,24138E+02	1,73120E+00	5,63640E+00	1,20986E-02
7,04E+01	1,51E+00	5,21167E+02	1,71181E+00	5,62678E+00	1,20327E-02
7,05E+01	1,50E+00	5,18138E+02	1,69247E+00	5,61696E+00	1,19688E-02
7,06E+01	1,50E+00	5,15049E+02	1,67319E+00	5,60695E+00	1,18998E-02
7,07E+01	1,50E+00	5,11899E+02	1,65397E+00	5,59675E+00	1,18348E-02
7,08E+01	1,49E+00	5,08687E+02	1,63480E+00	5,58634E+00	1,17635E-02
7,09E+01	1,49E+00	5,05411E+02	1,61568E+00	5,57572E+00	1,16895E-02
7,10E+01	1,48E+00	5,02071E+02	1,59662E+00	5,56489E+00	1,16321E-02
7,11E+01	1,48E+00	4,98665E+02	1,57761E+00	5,55385E+00	1,15657E-02
7,12E+01	1,48E+00	4,95191E+02	1,55866E+00	5,54257E+00	1,15030E-02
7,13E+01	1,47E+00	4,91650E+02	1,53976E+00	5,53107E+00	1,14369E-02
7,14E+01	1,47E+00	4,88039E+02	1,52091E+00	5,51933E+00	1,13751E-02
7,15E+01	1,47E+00	4,84357E+02	1,50211E+00	5,50735E+00	1,13073E-02
7,16E+01	1,47E+00	4,80604E+02	1,48337E+00	5,49512E+00	1,12437E-02
7,17E+01	1,46E+00	4,76777E+02	1,46467E+00	5,48263E+00	1,11811E-02
7,18E+01	1,46E+00	4,72877E+02	1,44604E+00	5,46988E+00	1,11166E-02

7,19E+01	1,46E+00	4,68900E+02	1,42745E+00	5,45685E+00	1,10523E-02
7,20E+01	1,45E+00	4,64847E+02	1,40891E+00	5,44355E+00	1,09961E-02
7,21E+01	1,45E+00	4,60716E+02	1,39043E+00	5,42997E+00	1,09308E-02
7,22E+01	1,45E+00	4,56506E+02	1,37199E+00	5,41609E+00	1,08642E-02
7,23E+01	1,45E+00	4,52216E+02	1,35361E+00	5,40190E+00	1,07966E-02
7,24E+01	1,44E+00	4,47844E+02	1,33528E+00	5,38741E+00	1,07403E-02
7,25E+01	1,44E+00	4,43391E+02	1,31700E+00	5,37260E+00	1,06763E-02
7,26E+01	1,44E+00	4,38854E+02	1,29877E+00	5,35746E+00	1,06121E-02
7,27E+01	1,43E+00	4,34232E+02	1,28059E+00	5,34198E+00	1,05443E-02
7,28E+01	1,43E+00	4,29525E+02	1,26246E+00	5,32615E+00	1,04715E-02
7,29E+01	1,43E+00	4,24732E+02	1,24438E+00	5,30997E+00	1,04049E-02
7,30E+01	1,43E+00	4,19852E+02	1,22634E+00	5,29341E+00	1,03332E-02
7,31E+01	1,42E+00	4,14884E+02	1,20836E+00	5,27648E+00	1,02640E-02
7,32E+01	1,42E+00	4,09827E+02	1,19043E+00	5,25916E+00	1,01939E-02
7,33E+01	1,42E+00	4,04681E+02	1,17255E+00	5,24143E+00	1,01221E-02
7,34E+01	1,41E+00	3,99445E+02	1,15471E+00	5,22329E+00	1,00503E-02
7,35E+01	1,41E+00	3,94119E+02	1,13692E+00	5,20472E+00	9,97858E-03
7,36E+01	1,40E+00	3,88702E+02	1,11919E+00	5,18570E+00	9,89931E-03
7,37E+01	1,40E+00	3,83194E+02	1,10150E+00	5,16624E+00	9,82942E-03
7,38E+01	1,40E+00	3,77595E+02	1,08385E+00	5,14630E+00	9,75549E-03
7,39E+01	1,40E+00	3,71904E+02	1,06626E+00	5,12588E+00	9,68178E-03
7,40E+01	1,39E+00	3,66123E+02	1,04871E+00	5,10496E+00	9,60805E-03
7,41E+01	1,39E+00	3,60251E+02	1,03121E+00	5,08352E+00	9,53181E-03
7,42E+01	1,39E+00	3,54288E+02	1,01376E+00	5,06155E+00	9,45953E-03
7,43E+01	1,38E+00	3,48235E+02	9,96355E-01	5,03902E+00	9,38733E-03
7,44E+01	1,38E+00	3,42093E+02	9,78996E-01	5,01593E+00	9,30687E-03
7,45E+01	1,38E+00	3,35863E+02	9,61684E-01	4,99224E+00	9,23106E-03
7,46E+01	1,37E+00	3,29546E+02	9,44419E-01	4,96795E+00	9,14738E-03
7,47E+01	1,37E+00	3,23143E+02	9,27199E-01	4,94302E+00	9,06932E-03
7,48E+01	1,37E+00	3,16656E+02	9,10026E-01	4,91744E+00	8,99099E-03
7,49E+01	1,36E+00	3,10086E+02	8,92898E-01	4,89118E+00	8,91132E-03
7,50E+01	1,36E+00	3,03436E+02	8,75816E-01	4,86422E+00	8,83365E-03
7,51E+01	1,36E+00	2,96708E+02	8,58780E-01	4,83653E+00	8,75628E-03
7,52E+01	1,36E+00	2,89905E+02	8,41789E-01	4,80809E+00	8,67582E-03
7,53E+01	1,35E+00	2,83029E+02	8,24843E-01	4,77886E+00	8,58097E-03
7,54E+01	1,35E+00	2,76083E+02	8,07942E-01	4,74881E+00	8,49115E-03
7,55E+01	1,34E+00	2,69071E+02	7,91086E-01	4,71792E+00	8,40237E-03
7,56E+01	1,34E+00	2,61997E+02	7,74275E-01	4,68615E+00	8,31485E-03
7,57E+01	1,34E+00	2,54865E+02	7,57507E-01	4,65346E+00	8,22855E-03
7,58E+01	1,34E+00	2,47680E+02	7,40784E-01	4,61982E+00	8,14243E-03
7,59E+01	1,33E+00	2,40445E+02	7,24106E-01	4,58518E+00	8,02205E-03
7,60E+01	1,33E+00	2,33175E+02	7,07487E-01	4,54954E+00	7,93936E-03
7,61E+01	1,32E+00	2,25859E+02	6,90896E-01	4,51279E+00	7,84826E-03
7,62E+01	1,32E+00	2,18511E+02	6,74348E-01	4,47490E+00	7,75630E-03
7,63E+01	1,32E+00	2,11137E+02	6,57844E-01	4,43583E+00	7,66246E-03
7,64E+01	1,32E+00	2,03744E+02	6,41383E-01	4,39552E+00	7,57087E-03
7,65E+01	1,31E+00	1,96339E+02	6,24965E-01	4,35392E+00	7,48002E-03
7,66E+01	1,31E+00	1,88929E+02	6,08589E-01	4,31096E+00	7,37645E-03
7,67E+01	1,31E+00	1,81523E+02	5,92257E-01	4,26656E+00	7,28196E-03
7,68E+01	1,31E+00	1,74128E+02	5,75967E-01	4,22067E+00	7,18452E-03
7,69E+01	1,30E+00	1,66753E+02	5,59719E-01	4,17320E+00	7,07700E-03
7,70E+01	1,30E+00	1,59407E+02	5,43514E-01	4,12406E+00	6,96836E-03
7,71E+01	1,30E+00	1,52099E+02	5,27350E-01	4,07317E+00	6,85484E-03
7,72E+01	1,29E+00	1,44839E+02	5,11229E-01	4,02041E+00	6,74308E-03
7,73E+01	1,29E+00	1,37636E+02	4,95149E-01	3,96569E+00	6,62520E-03
7,74E+01	1,29E+00	1,30502E+02	4,79111E-01	3,90888E+00	6,50676E-03
7,75E+01	1,29E+00	1,23446E+02	4,63114E-01	3,84986E+00	6,38409E-03
7,76E+01	1,28E+00	1,16480E+02	4,47158E-01	3,78847E+00	6,25775E-03
7,77E+01	1,28E+00	1,09613E+02	4,31243E-01	3,72456E+00	6,12802E-03
7,78E+01	1,27E+00	1,02858E+02	4,15370E-01	3,65796E+00	5,99387E-03
7,79E+01	1,27E+00	9,62245E+01	3,99537E-01	3,58847E+00	5,86499E-03
7,80E+01	1,27E+00	8,97251E+01	3,83744E-01	3,51587E+00	5,72581E-03
7,81E+01	1,27E+00	8,33707E+01	3,67993E-01	3,43992E+00	5,58262E-03
7,82E+01	1,26E+00	7,71728E+01	3,52281E-01	3,36035E+00	5,43456E-03
7,83E+01	1,26E+00	7,11426E+01	3,36609E-01	3,27685E+00	5,28111E-03
7,84E+01	1,26E+00	6,52914E+01	3,20978E-01	3,18906E+00	5,12045E-03
7,85E+01	1,26E+00	5,96303E+01	3,05386E-01	3,09658E+00	4,95569E-03
7,86E+01	1,25E+00	5,41702E+01	2,89834E-01	2,99894E+00	4,78437E-03
7,87E+01	1,25E+00	4,89217E+01	2,74322E-01	2,89562E+00	4,60538E-03
7,88E+01	1,25E+00	4,38953E+01	2,58849E-01	2,78598E+00	4,41824E-03
7,89E+01	1,25E+00	3,91009E+01	2,43415E-01	2,66927E+00	4,22065E-03
7,90E+01	1,25E+00	3,45481E+01	2,28020E-01	2,54462E+00	4,01247E-03
7,91E+01	1,24E+00	3,02461E+01	2,12664E-01	2,41096E+00	3,79101E-03
7,92E+01	1,24E+00	2,62035E+01	1,97347E-01	2,26698E+00	3,55789E-03
7,93E+01	1,24E+00	2,24284E+01	1,82069E-01	2,11109E+00	3,30792E-03
7,94E+01	1,24E+00	1,89283E+01	1,66829E-01	1,94124E+00	3,03464E-03
7,95E+01	1,24E+00	1,57099E+01	1,51627E-01	1,75486E+00	2,73590E-03

7,96E+01	1,24E+00	1,27794E+01	1,36464E-01	1,54854E+00	2,40890E-03
7,97E+01	1,24E+00	1,01424E+01	1,21338E-01	1,31767E+00	2,04504E-03
7,98E+01	1,24E+00	7,80332E+00	1,06251E-01	1,05585E+00	1,63548E-03
7,99E+01	1,24E+00	5,76624E+00	9,12010E-02	7,53745E-01	1,16509E-03
8,00E+01	1,23E+00	4,03423E+00	7,61889E-02	3,96999E-01	
				Aktivnost:	1,72584E+01

Tabela 9 Izračunavanje aktivnosti izotopa ^{204}Bi u slučaju korišćenja elektrona energije 100 MeV za Idmodel 3

E_γ [MeV]	σ [mbarn]	$M(0)$	b	$\frac{d\sigma_{E_\gamma}}{dE_{\gamma i}}$	$A(100)$ [r.j.]
3,60E+01	0,00E+00	6,98041E+02	2,66630E+01	7,41778E+00	0,00000E+00
3,61E+01	0,00E+00	6,98033E+02	2,65479E+01	7,41243E+00	0,00000E+00
3,62E+01	0,00E+00	6,98024E+02	2,64334E+01	7,40710E+00	0,00000E+00
3,63E+01	0,00E+00	6,98015E+02	2,63196E+01	7,40178E+00	0,00000E+00
3,64E+01	0,00E+00	6,98007E+02	2,62064E+01	7,39648E+00	0,00000E+00
3,65E+01	0,00E+00	6,97998E+02	2,60939E+01	7,39119E+00	0,00000E+00
3,66E+01	0,00E+00	6,97989E+02	2,59819E+01	7,38592E+00	0,00000E+00
3,67E+01	0,00E+00	6,97980E+02	2,58706E+01	7,38066E+00	0,00000E+00
3,68E+01	0,00E+00	6,97971E+02	2,57599E+01	7,37541E+00	0,00000E+00
3,69E+01	0,00E+00	6,97962E+02	2,56497E+01	7,37018E+00	0,00000E+00
3,70E+01	0,00E+00	6,97953E+02	2,55402E+01	7,36496E+00	0,00000E+00
3,71E+01	0,00E+00	6,97944E+02	2,54312E+01	7,35975E+00	0,00000E+00
3,72E+01	0,00E+00	6,97935E+02	2,53229E+01	7,35456E+00	0,00000E+00
3,73E+01	0,00E+00	6,97925E+02	2,52151E+01	7,34939E+00	0,00000E+00
3,74E+01	0,00E+00	6,97916E+02	2,51079E+01	7,34422E+00	0,00000E+00
3,75E+01	0,00E+00	6,97906E+02	2,50013E+01	7,33907E+00	0,00000E+00
3,76E+01	0,00E+00	6,97897E+02	2,48952E+01	7,33394E+00	0,00000E+00
3,77E+01	0,00E+00	6,97887E+02	2,47897E+01	7,32882E+00	0,00000E+00
3,78E+01	0,00E+00	6,97878E+02	2,46848E+01	7,32371E+00	0,00000E+00
3,79E+01	0,00E+00	6,97868E+02	2,45804E+01	7,31862E+00	0,00000E+00
3,80E+01	0,00E+00	6,97858E+02	2,44765E+01	7,31354E+00	0,00000E+00
3,81E+01	5,77E-03	6,97848E+02	2,43732E+01	7,30847E+00	1,10753E-04
3,82E+01	1,23E-02	6,97838E+02	2,42705E+01	7,30342E+00	2,34283E-04
3,83E+01	1,80E-02	6,97828E+02	2,41683E+01	7,29838E+00	3,43224E-04
3,84E+01	2,26E-02	6,97818E+02	2,40666E+01	7,29336E+00	4,28643E-04
3,85E+01	4,26E-02	6,97808E+02	2,39654E+01	7,28835E+00	8,06359E-04
3,86E+01	7,45E-02	6,97798E+02	2,38648E+01	7,28336E+00	1,40619E-03
3,87E+01	1,04E-01	6,97787E+02	2,37647E+01	7,27837E+00	1,96050E-03
3,88E+01	1,29E-01	6,97777E+02	2,36651E+01	7,27341E+00	2,41760E-03
3,89E+01	1,51E-01	6,97767E+02	2,35660E+01	7,26845E+00	2,81526E-03
3,90E+01	1,97E-01	6,97756E+02	2,34674E+01	7,26351E+00	3,66549E-03
3,91E+01	2,51E-01	6,97745E+02	2,33693E+01	7,25859E+00	4,65782E-03
3,92E+01	2,99E-01	6,97735E+02	2,32718E+01	7,25367E+00	5,54010E-03
3,93E+01	3,39E-01	6,97724E+02	2,31747E+01	7,24878E+00	6,26176E-03
3,94E+01	3,73E-01	6,97713E+02	2,30781E+01	7,24389E+00	6,85704E-03
3,95E+01	4,24E-01	6,97702E+02	2,29820E+01	7,23902E+00	7,76333E-03
3,96E+01	4,94E-01	6,97691E+02	2,28864E+01	7,23416E+00	9,02624E-03
3,97E+01	5,63E-01	6,97680E+02	2,27913E+01	7,22932E+00	1,02455E-02
3,98E+01	6,26E-01	6,97669E+02	2,26966E+01	7,22449E+00	1,13547E-02
3,99E+01	6,81E-01	6,97657E+02	2,26024E+01	7,21967E+00	1,23169E-02
4,00E+01	7,30E-01	6,97646E+02	2,25087E+01	7,21487E+00	1,31669E-02
4,01E+01	8,20E-01	6,97635E+02	2,24155E+01	7,21009E+00	1,47376E-02
4,02E+01	9,44E-01	6,97623E+02	2,23227E+01	7,20531E+00	1,69268E-02
4,03E+01	1,07E+00	6,97611E+02	2,22304E+01	7,20055E+00	1,90748E-02
4,04E+01	1,18E+00	6,97600E+02	2,21386E+01	7,19580E+00	2,10709E-02
4,05E+01	1,28E+00	6,97588E+02	2,20472E+01	7,19107E+00	2,28147E-02
4,06E+01	1,38E+00	6,97576E+02	2,19562E+01	7,18635E+00	2,43518E-02
4,07E+01	1,47E+00	6,97564E+02	2,18657E+01	7,18165E+00	2,58652E-02
4,08E+01	1,60E+00	6,97552E+02	2,17757E+01	7,17695E+00	2,81352E-02
4,09E+01	1,75E+00	6,97540E+02	2,16860E+01	7,17228E+00	3,06821E-02
4,10E+01	1,89E+00	6,97528E+02	2,15968E+01	7,16761E+00	3,30339E-02
4,11E+01	2,02E+00	6,97515E+02	2,15082E+01	7,16297E+00	3,52637E-02
4,12E+01	2,14E+00	6,97503E+02	2,14199E+01	7,15833E+00	3,72250E-02
4,13E+01	2,25E+00	6,97490E+02	2,13320E+01	7,15371E+00	3,90011E-02
4,14E+01	2,35E+00	6,97478E+02	2,12445E+01	7,14910E+00	4,06028E-02
4,15E+01	2,48E+00	6,97465E+02	2,11575E+01	7,14450E+00	4,26982E-02
4,16E+01	2,65E+00	6,97452E+02	2,10708E+01	7,13992E+00	4,54778E-02
4,17E+01	2,83E+00	6,97439E+02	2,09846E+01	7,13535E+00	4,83815E-02
4,18E+01	3,00E+00	6,97426E+02	2,08988E+01	7,13079E+00	5,11407E-02
4,19E+01	3,16E+00	6,97413E+02	2,08134E+01	7,12625E+00	5,37312E-02
4,20E+01	3,31E+00	6,97400E+02	2,07285E+01	7,12173E+00	5,61129E-02
4,21E+01	3,45E+00	6,97387E+02	2,06439E+01	7,11721E+00	5,83050E-02
4,22E+01	3,58E+00	6,97373E+02	2,05597E+01	7,11271E+00	6,02972E-02
4,23E+01	3,71E+00	6,97360E+02	2,04759E+01	7,10822E+00	6,23171E-02

4,24E+01	3,88E+00	6,97346E+02	2,03925E+01	7,10375E+00	6,50521E-02
4,25E+01	4,08E+00	6,97332E+02	2,03095E+01	7,09929E+00	6,81186E-02
4,26E+01	4,27E+00	6,97319E+02	2,02269E+01	7,09484E+00	7,10818E-02
4,27E+01	4,45E+00	6,97305E+02	2,01447E+01	7,09041E+00	7,38469E-02
4,28E+01	4,62E+00	6,97291E+02	2,00629E+01	7,08599E+00	7,64375E-02
4,29E+01	4,77E+00	6,97277E+02	1,99814E+01	7,08159E+00	7,88077E-02
4,30E+01	4,92E+00	6,97262E+02	1,99004E+01	7,07720E+00	8,09882E-02
4,31E+01	5,06E+00	6,97248E+02	1,98197E+01	7,07282E+00	8,29760E-02
4,32E+01	5,18E+00	6,97234E+02	1,97394E+01	7,06845E+00	8,48074E-02
4,33E+01	5,32E+00	6,97219E+02	1,96594E+01	7,06410E+00	8,68415E-02
4,34E+01	5,49E+00	6,97204E+02	1,95798E+01	7,05976E+00	8,93231E-02
4,35E+01	5,67E+00	6,97190E+02	1,95006E+01	7,05544E+00	9,19958E-02
4,36E+01	5,85E+00	6,97175E+02	1,94218E+01	7,05113E+00	9,45856E-02
4,37E+01	6,02E+00	6,97160E+02	1,93433E+01	7,04683E+00	9,70384E-02
4,38E+01	6,18E+00	6,97145E+02	1,92651E+01	7,04254E+00	9,93617E-02
4,39E+01	6,33E+00	6,97129E+02	1,91874E+01	7,03827E+00	1,01526E-01
4,40E+01	6,48E+00	6,97114E+02	1,91099E+01	7,03402E+00	1,03540E-01
4,41E+01	6,61E+00	6,97099E+02	1,90329E+01	7,02977E+00	1,05405E-01
4,42E+01	6,74E+00	6,97083E+02	1,89561E+01	7,02554E+00	1,07128E-01
4,43E+01	6,86E+00	6,97067E+02	1,88798E+01	7,02132E+00	1,08736E-01
4,44E+01	6,99E+00	6,97052E+02	1,88037E+01	7,01712E+00	1,10434E-01
4,45E+01	7,14E+00	6,97036E+02	1,87280E+01	7,01293E+00	1,12459E-01
4,46E+01	7,29E+00	6,97020E+02	1,86527E+01	7,00875E+00	1,14626E-01
4,47E+01	7,45E+00	6,97003E+02	1,85777E+01	7,00459E+00	1,16742E-01
4,48E+01	7,60E+00	6,96987E+02	1,85030E+01	7,00044E+00	1,18706E-01
4,49E+01	7,74E+00	6,96971E+02	1,84286E+01	6,99630E+00	1,20541E-01
4,50E+01	7,87E+00	6,96954E+02	1,83546E+01	6,99218E+00	1,22271E-01
4,51E+01	8,00E+00	6,96938E+02	1,82809E+01	6,98807E+00	1,23892E-01
4,52E+01	8,11E+00	6,96921E+02	1,82076E+01	6,98397E+00	1,25371E-01
4,53E+01	8,22E+00	6,96904E+02	1,81345E+01	6,97989E+00	1,26707E-01
4,54E+01	8,33E+00	6,96887E+02	1,80618E+01	6,97582E+00	1,27924E-01
4,55E+01	8,42E+00	6,96870E+02	1,79894E+01	6,97176E+00	1,29054E-01
4,56E+01	8,52E+00	6,96852E+02	1,79173E+01	6,96772E+00	1,30115E-01
4,57E+01	8,61E+00	6,96835E+02	1,78456E+01	6,96368E+00	1,31172E-01
4,58E+01	8,71E+00	6,96817E+02	1,77741E+01	6,95967E+00	1,32356E-01
4,59E+01	8,82E+00	6,96800E+02	1,77030E+01	6,95566E+00	1,33619E-01
4,60E+01	8,93E+00	6,96782E+02	1,76321E+01	6,95167E+00	1,34885E-01
4,61E+01	9,03E+00	6,96764E+02	1,75616E+01	6,94769E+00	1,36088E-01
4,62E+01	9,12E+00	6,96746E+02	1,74914E+01	6,94373E+00	1,37049E-01
4,63E+01	9,20E+00	6,96727E+02	1,74215E+01	6,93978E+00	1,37933E-01
4,64E+01	9,28E+00	6,96709E+02	1,73519E+01	6,93584E+00	1,38743E-01
4,65E+01	9,36E+00	6,96691E+02	1,72826E+01	6,93191E+00	1,39505E-01
4,66E+01	9,43E+00	6,96672E+02	1,72135E+01	6,92800E+00	1,40200E-01
4,67E+01	9,49E+00	6,96653E+02	1,71448E+01	6,92410E+00	1,40778E-01
4,68E+01	9,53E+00	6,96634E+02	1,70764E+01	6,92022E+00	1,40957E-01
4,69E+01	9,57E+00	6,96615E+02	1,70083E+01	6,91634E+00	1,41060E-01
4,70E+01	9,60E+00	6,96596E+02	1,69404E+01	6,91248E+00	1,41168E-01
4,71E+01	9,63E+00	6,96576E+02	1,68729E+01	6,90864E+00	1,41264E-01
4,72E+01	9,67E+00	6,96557E+02	1,68056E+01	6,90480E+00	1,41444E-01
4,73E+01	9,71E+00	6,96537E+02	1,67386E+01	6,90098E+00	1,41674E-01
4,74E+01	9,74E+00	6,96517E+02	1,66719E+01	6,89717E+00	1,41702E-01
4,75E+01	9,76E+00	6,96497E+02	1,66055E+01	6,89338E+00	1,41462E-01
4,76E+01	9,77E+00	6,96477E+02	1,65394E+01	6,88960E+00	1,41454E-01
4,77E+01	9,79E+00	6,96457E+02	1,64735E+01	6,88583E+00	1,41306E-01
4,78E+01	9,80E+00	6,96436E+02	1,64079E+01	6,88208E+00	1,41151E-01
4,79E+01	9,82E+00	6,96416E+02	1,63426E+01	6,87833E+00	1,40975E-01
4,80E+01	9,83E+00	6,96395E+02	1,62776E+01	6,87460E+00	1,40732E-01
4,81E+01	9,82E+00	6,96374E+02	1,62128E+01	6,87089E+00	1,40319E-01
4,82E+01	9,79E+00	6,96353E+02	1,61483E+01	6,86718E+00	1,39450E-01
4,83E+01	9,75E+00	6,96331E+02	1,60840E+01	6,86349E+00	1,38544E-01
4,84E+01	9,71E+00	6,96310E+02	1,60201E+01	6,85981E+00	1,37639E-01
4,85E+01	9,67E+00	6,96288E+02	1,59564E+01	6,85615E+00	1,36757E-01
4,86E+01	9,64E+00	6,96266E+02	1,58929E+01	6,85249E+00	1,35907E-01
4,87E+01	9,60E+00	6,96244E+02	1,58297E+01	6,84885E+00	1,35069E-01
4,88E+01	9,56E+00	6,96222E+02	1,57668E+01	6,84523E+00	1,34168E-01
4,89E+01	9,52E+00	6,96200E+02	1,57041E+01	6,84161E+00	1,33246E-01
4,90E+01	9,47E+00	6,96178E+02	1,56417E+01	6,83801E+00	1,32105E-01
4,91E+01	9,39E+00	6,96155E+02	1,55796E+01	6,83442E+00	1,30768E-01
4,92E+01	9,33E+00	6,96132E+02	1,55176E+01	6,83085E+00	1,29486E-01
4,93E+01	9,26E+00	6,96109E+02	1,54560E+01	6,82728E+00	1,28211E-01
4,94E+01	9,19E+00	6,96086E+02	1,53946E+01	6,82373E+00	1,26964E-01
4,95E+01	9,12E+00	6,96062E+02	1,53334E+01	6,82019E+00	1,25717E-01
4,96E+01	9,06E+00	6,96039E+02	1,52725E+01	6,81667E+00	1,24527E-01
4,97E+01	8,99E+00	6,96015E+02	1,52118E+01	6,81316E+00	1,23264E-01
4,98E+01	8,92E+00	6,95991E+02	1,51514E+01	6,80966E+00	1,21979E-01
4,99E+01	8,85E+00	6,95967E+02	1,50912E+01	6,80617E+00	1,20684E-01
5,00E+01	8,76E+00	6,95943E+02	1,50313E+01	6,80270E+00	1,19120E-01

5,01E+01	8,65E+00	6,95918E+02	1,49716E+01	6,79923E+00	1,17365E-01
5,02E+01	8,54E+00	6,95894E+02	1,49121E+01	6,79579E+00	1,15658E-01
5,03E+01	8,44E+00	6,95869E+02	1,48529E+01	6,79235E+00	1,13938E-01
5,04E+01	8,34E+00	6,95844E+02	1,47939E+01	6,78892E+00	1,12275E-01
5,05E+01	8,24E+00	6,95818E+02	1,47352E+01	6,78551E+00	1,10691E-01
5,06E+01	8,14E+00	6,95793E+02	1,46766E+01	6,78211E+00	1,09135E-01
5,07E+01	8,05E+00	6,95767E+02	1,46183E+01	6,77873E+00	1,07591E-01
5,08E+01	7,95E+00	6,95741E+02	1,45603E+01	6,77535E+00	1,06003E-01
5,09E+01	7,85E+00	6,95715E+02	1,45024E+01	6,77199E+00	1,04438E-01
5,10E+01	7,75E+00	6,95689E+02	1,44448E+01	6,76864E+00	1,02907E-01
5,11E+01	7,66E+00	6,95662E+02	1,43874E+01	6,76531E+00	1,01436E-01
5,12E+01	7,55E+00	6,95636E+02	1,43303E+01	6,76198E+00	9,96481E-02
5,13E+01	7,43E+00	6,95609E+02	1,42733E+01	6,75867E+00	9,78611E-02
5,14E+01	7,30E+00	6,95581E+02	1,42166E+01	6,75537E+00	9,58859E-02
5,15E+01	7,18E+00	6,95554E+02	1,41601E+01	6,75209E+00	9,41487E-02
5,16E+01	7,07E+00	6,95526E+02	1,41038E+01	6,74881E+00	9,24762E-02
5,17E+01	6,96E+00	6,95499E+02	1,40478E+01	6,74555E+00	9,08759E-02
5,18E+01	6,86E+00	6,95471E+02	1,39919E+01	6,74230E+00	8,93207E-02
5,19E+01	6,76E+00	6,95442E+02	1,39363E+01	6,73906E+00	8,77674E-02
5,20E+01	6,66E+00	6,95414E+02	1,38809E+01	6,73584E+00	8,62322E-02
5,21E+01	6,55E+00	6,95385E+02	1,38257E+01	6,73262E+00	8,46910E-02
5,22E+01	6,45E+00	6,95356E+02	1,37707E+01	6,72942E+00	8,30959E-02
5,23E+01	6,35E+00	6,95327E+02	1,37159E+01	6,72623E+00	8,16172E-02
5,24E+01	6,25E+00	6,95298E+02	1,36613E+01	6,72306E+00	8,01398E-02
5,25E+01	6,12E+00	6,95268E+02	1,36070E+01	6,71989E+00	7,83898E-02
5,26E+01	6,01E+00	6,95238E+02	1,35528E+01	6,71674E+00	7,67546E-02
5,27E+01	5,90E+00	6,95208E+02	1,34989E+01	6,71360E+00	7,51053E-02
5,28E+01	5,78E+00	6,95177E+02	1,34451E+01	6,71047E+00	7,35083E-02
5,29E+01	5,67E+00	6,95147E+02	1,33916E+01	6,70736E+00	7,19344E-02
5,30E+01	5,57E+00	6,95116E+02	1,33382E+01	6,70425E+00	7,05409E-02
5,31E+01	5,46E+00	6,95085E+02	1,32850E+01	6,70115E+00	6,89204E-02
5,32E+01	5,36E+00	6,95053E+02	1,32321E+01	6,69808E+00	6,74601E-02
5,33E+01	5,26E+00	6,95022E+02	1,31793E+01	6,69501E+00	6,60625E-02
5,34E+01	5,16E+00	6,94990E+02	1,31268E+01	6,69195E+00	6,46995E-02
5,35E+01	5,07E+00	6,94958E+02	1,30744E+01	6,68891E+00	6,33422E-02
5,36E+01	4,98E+00	6,94925E+02	1,30223E+01	6,68588E+00	6,20942E-02
5,37E+01	4,89E+00	6,94892E+02	1,29703E+01	6,68286E+00	6,08715E-02
5,38E+01	4,81E+00	6,94859E+02	1,29186E+01	6,67985E+00	5,96748E-02
5,39E+01	4,73E+00	6,94826E+02	1,28670E+01	6,67685E+00	5,85345E-02
5,40E+01	4,65E+00	6,94793E+02	1,28156E+01	6,67387E+00	5,74682E-02
5,41E+01	4,58E+00	6,94759E+02	1,27644E+01	6,67090E+00	5,64162E-02
5,42E+01	4,50E+00	6,94725E+02	1,27134E+01	6,66794E+00	5,53237E-02
5,43E+01	4,41E+00	6,94690E+02	1,26626E+01	6,66499E+00	5,41614E-02
5,44E+01	4,33E+00	6,94656E+02	1,26120E+01	6,66205E+00	5,30123E-02
5,45E+01	4,25E+00	6,94621E+02	1,25615E+01	6,65913E+00	5,19183E-02
5,46E+01	4,17E+00	6,94586E+02	1,25113E+01	6,65621E+00	5,08587E-02
5,47E+01	4,10E+00	6,94550E+02	1,24612E+01	6,65331E+00	4,98511E-02
5,48E+01	4,03E+00	6,94514E+02	1,24113E+01	6,65042E+00	4,88835E-02
5,49E+01	3,96E+00	6,94478E+02	1,23616E+01	6,64754E+00	4,79344E-02
5,50E+01	3,89E+00	6,94442E+02	1,23121E+01	6,64468E+00	4,70169E-02
5,51E+01	3,82E+00	6,94405E+02	1,22627E+01	6,64182E+00	4,61020E-02
5,52E+01	3,76E+00	6,94368E+02	1,22135E+01	6,63898E+00	4,52028E-02
5,53E+01	3,69E+00	6,94331E+02	1,21645E+01	6,63615E+00	4,43037E-02
5,54E+01	3,63E+00	6,94293E+02	1,21157E+01	6,63333E+00	4,34451E-02
5,55E+01	3,56E+00	6,94255E+02	1,20671E+01	6,63052E+00	4,25851E-02
5,56E+01	3,51E+00	6,94217E+02	1,20186E+01	6,62772E+00	4,17848E-02
5,57E+01	3,45E+00	6,94178E+02	1,19703E+01	6,62493E+00	4,10158E-02
5,58E+01	3,39E+00	6,94140E+02	1,19222E+01	6,62216E+00	4,02758E-02
5,59E+01	3,34E+00	6,94100E+02	1,18743E+01	6,61940E+00	3,95693E-02
5,60E+01	3,29E+00	6,94061E+02	1,18265E+01	6,61664E+00	3,88978E-02
5,61E+01	3,24E+00	6,94021E+02	1,17789E+01	6,61390E+00	3,82303E-02
5,62E+01	3,19E+00	6,93981E+02	1,17315E+01	6,61118E+00	3,75021E-02
5,63E+01	3,14E+00	6,93940E+02	1,16842E+01	6,60846E+00	3,68334E-02
5,64E+01	3,09E+00	6,93899E+02	1,16371E+01	6,60575E+00	3,61574E-02
5,65E+01	3,04E+00	6,93858E+02	1,15902E+01	6,60306E+00	3,54975E-02
5,66E+01	2,99E+00	6,93816E+02	1,15434E+01	6,60037E+00	3,48911E-02
5,67E+01	2,95E+00	6,93774E+02	1,14968E+01	6,59770E+00	3,42722E-02
5,68E+01	2,90E+00	6,93732E+02	1,14504E+01	6,59504E+00	3,37086E-02
5,69E+01	2,86E+00	6,93689E+02	1,14041E+01	6,59239E+00	3,31834E-02
5,70E+01	2,83E+00	6,93646E+02	1,13580E+01	6,58975E+00	3,26864E-02
5,71E+01	2,79E+00	6,93603E+02	1,13121E+01	6,58712E+00	3,22258E-02
5,72E+01	2,76E+00	6,93559E+02	1,12663E+01	6,58450E+00	3,17386E-02
5,73E+01	2,72E+00	6,93515E+02	1,12207E+01	6,58190E+00	3,12756E-02
5,74E+01	2,69E+00	6,93470E+02	1,11752E+01	6,57930E+00	3,08435E-02
5,75E+01	2,66E+00	6,93425E+02	1,11299E+01	6,57672E+00	3,04045E-02
5,76E+01	2,63E+00	6,93380E+02	1,10847E+01	6,57414E+00	2,99998E-02
5,77E+01	2,60E+00	6,93334E+02	1,10397E+01	6,57158E+00	2,96265E-02

5,78E+01	2,57E+00	6,93288E+02	1,09949E+01	6,56903E+00	2,92361E-02
5,79E+01	2,55E+00	6,93242E+02	1,09502E+01	6,56649E+00	2,88785E-02
5,80E+01	2,52E+00	6,93195E+02	1,09057E+01	6,56396E+00	2,85302E-02
5,81E+01	2,50E+00	6,93147E+02	1,08613E+01	6,56144E+00	2,81885E-02
5,82E+01	2,47E+00	6,93100E+02	1,08171E+01	6,55893E+00	2,78547E-02
5,83E+01	2,45E+00	6,93051E+02	1,07730E+01	6,55643E+00	2,75269E-02
5,84E+01	2,42E+00	6,93003E+02	1,07291E+01	6,55394E+00	2,72112E-02
5,85E+01	2,40E+00	6,92954E+02	1,06853E+01	6,55147E+00	2,69084E-02
5,86E+01	2,38E+00	6,92904E+02	1,06417E+01	6,54900E+00	2,65871E-02
5,87E+01	2,36E+00	6,92855E+02	1,05982E+01	6,54655E+00	2,62662E-02
5,88E+01	2,33E+00	6,92804E+02	1,05548E+01	6,54410E+00	2,59594E-02
5,89E+01	2,31E+00	6,92753E+02	1,05117E+01	6,54167E+00	2,56544E-02
5,90E+01	2,29E+00	6,92702E+02	1,04686E+01	6,53924E+00	2,53657E-02
5,91E+01	2,27E+00	6,92651E+02	1,04257E+01	6,53683E+00	2,50634E-02
5,92E+01	2,25E+00	6,92599E+02	1,03830E+01	6,53443E+00	2,47901E-02
5,93E+01	2,23E+00	6,92546E+02	1,03404E+01	6,53203E+00	2,45166E-02
5,94E+01	2,21E+00	6,92493E+02	1,02979E+01	6,52965E+00	2,42719E-02
5,95E+01	2,19E+00	6,92440E+02	1,02556E+01	6,52728E+00	2,40064E-02
5,96E+01	2,17E+00	6,92386E+02	1,02135E+01	6,52492E+00	2,37646E-02
5,97E+01	2,15E+00	6,92331E+02	1,01714E+01	6,52256E+00	2,35221E-02
5,98E+01	2,12E+00	6,92276E+02	1,01295E+01	6,52022E+00	2,31486E-02
5,99E+01	2,11E+00	6,92221E+02	1,00878E+01	6,51789E+00	2,29294E-02
6,00E+01	2,09E+00	6,92165E+02	1,00462E+01	6,51557E+00	2,27220E-02
6,01E+01	2,07E+00	6,92108E+02	1,00047E+01	6,51326E+00	2,24371E-02
6,02E+01	2,06E+00	6,92052E+02	9,96336E+00	6,51096E+00	2,22354E-02
6,03E+01	2,04E+00	6,91994E+02	9,92216E+00	6,50867E+00	2,20641E-02
6,04E+01	2,03E+00	6,91936E+02	9,88110E+00	6,50638E+00	2,18940E-02
6,05E+01	2,02E+00	6,91878E+02	9,84017E+00	6,50411E+00	2,17561E-02
6,06E+01	2,01E+00	6,91819E+02	9,79938E+00	6,50185E+00	2,15950E-02
6,07E+01	2,00E+00	6,91759E+02	9,75873E+00	6,49960E+00	2,14556E-02
6,08E+01	2,00E+00	6,91699E+02	9,71820E+00	6,49736E+00	2,13297E-02
6,09E+01	1,99E+00	6,91638E+02	9,67781E+00	6,49512E+00	2,11944E-02
6,10E+01	1,98E+00	6,91577E+02	9,63756E+00	6,49290E+00	2,10718E-02
6,11E+01	1,97E+00	6,91516E+02	9,59743E+00	6,49069E+00	2,09520E-02
6,12E+01	1,97E+00	6,91453E+02	9,55744E+00	6,48849E+00	2,08363E-02
6,13E+01	1,96E+00	6,91390E+02	9,51757E+00	6,48629E+00	2,07099E-02
6,14E+01	1,95E+00	6,91327E+02	9,47784E+00	6,48411E+00	2,05479E-02
6,15E+01	1,94E+00	6,91263E+02	9,43823E+00	6,48193E+00	2,04306E-02
6,16E+01	1,93E+00	6,91198E+02	9,39876E+00	6,47977E+00	2,03289E-02
6,17E+01	1,93E+00	6,91133E+02	9,35941E+00	6,47761E+00	2,02360E-02
6,18E+01	1,92E+00	6,91067E+02	9,32019E+00	6,47546E+00	2,01124E-02
6,19E+01	1,91E+00	6,91001E+02	9,28109E+00	6,47333E+00	1,99990E-02
6,20E+01	1,90E+00	6,90934E+02	9,24213E+00	6,47120E+00	1,98686E-02
6,21E+01	1,90E+00	6,90866E+02	9,20328E+00	6,46908E+00	1,97579E-02
6,22E+01	1,89E+00	6,90798E+02	9,16457E+00	6,46697E+00	1,96427E-02
6,23E+01	1,88E+00	6,90729E+02	9,12597E+00	6,46487E+00	1,95374E-02
6,24E+01	1,87E+00	6,90660E+02	9,08750E+00	6,46278E+00	1,94178E-02
6,25E+01	1,87E+00	6,90590E+02	9,04916E+00	6,46070E+00	1,93269E-02
6,26E+01	1,86E+00	6,90519E+02	9,01093E+00	6,45862E+00	1,92076E-02
6,27E+01	1,86E+00	6,90447E+02	8,97283E+00	6,45656E+00	1,91063E-02
6,28E+01	1,85E+00	6,90375E+02	8,93485E+00	6,45450E+00	1,89785E-02
6,29E+01	1,84E+00	6,90302E+02	8,89703E+00	6,45246E+00	1,88993E-02
6,30E+01	1,83E+00	6,90229E+02	8,85929E+00	6,45042E+00	1,87873E-02
6,31E+01	1,83E+00	6,90155E+02	8,82167E+00	6,44839E+00	1,86918E-02
6,32E+01	1,82E+00	6,90080E+02	8,78416E+00	6,44637E+00	1,85925E-02
6,33E+01	1,82E+00	6,90004E+02	8,74678E+00	6,44436E+00	1,84948E-02
6,34E+01	1,81E+00	6,89928E+02	8,70952E+00	6,44235E+00	1,84054E-02
6,35E+01	1,80E+00	6,89851E+02	8,67237E+00	6,44036E+00	1,82940E-02
6,36E+01	1,80E+00	6,89773E+02	8,63534E+00	6,43837E+00	1,81986E-02
6,37E+01	1,79E+00	6,89694E+02	8,59842E+00	6,43639E+00	1,81129E-02
6,38E+01	1,79E+00	6,89615E+02	8,56163E+00	6,43442E+00	1,80187E-02
6,39E+01	1,78E+00	6,89535E+02	8,52494E+00	6,43246E+00	1,79315E-02
6,40E+01	1,78E+00	6,89454E+02	8,48837E+00	6,43051E+00	1,78525E-02
6,41E+01	1,77E+00	6,89373E+02	8,45192E+00	6,42856E+00	1,77608E-02
6,42E+01	1,77E+00	6,89290E+02	8,41558E+00	6,42663E+00	1,76722E-02
6,43E+01	1,76E+00	6,89207E+02	8,37935E+00	6,42470E+00	1,75819E-02
6,44E+01	1,75E+00	6,89123E+02	8,34323E+00	6,42278E+00	1,74772E-02
6,45E+01	1,75E+00	6,89038E+02	8,30723E+00	6,42086E+00	1,74009E-02
6,46E+01	1,74E+00	6,88953E+02	8,27134E+00	6,41896E+00	1,72768E-02
6,47E+01	1,73E+00	6,88866E+02	8,23556E+00	6,41706E+00	1,71871E-02
6,48E+01	1,73E+00	6,88779E+02	8,19988E+00	6,41517E+00	1,71072E-02
6,49E+01	1,72E+00	6,88691E+02	8,16432E+00	6,41329E+00	1,70235E-02
6,50E+01	1,72E+00	6,88602E+02	8,12887E+00	6,41141E+00	1,69480E-02
6,51E+01	1,71E+00	6,88512E+02	8,09353E+00	6,40955E+00	1,68786E-02
6,52E+01	1,71E+00	6,88422E+02	8,05830E+00	6,40769E+00	1,68115E-02
6,53E+01	1,71E+00	6,88330E+02	8,02317E+00	6,40584E+00	1,67399E-02
6,54E+01	1,70E+00	6,88237E+02	7,98815E+00	6,40399E+00	1,66795E-02

6,55E+01	1,70E+00	6,88144E+02	7,95324E+00	6,40216E+00	1,66070E-02
6,56E+01	1,70E+00	6,88050E+02	7,91843E+00	6,40033E+00	1,65401E-02
6,57E+01	1,69E+00	6,87954E+02	7,88373E+00	6,39850E+00	1,64760E-02
6,58E+01	1,69E+00	6,87858E+02	7,84914E+00	6,39669E+00	1,64061E-02
6,59E+01	1,68E+00	6,87761E+02	7,81465E+00	6,39488E+00	1,63390E-02
6,60E+01	1,68E+00	6,87663E+02	7,78027E+00	6,39308E+00	1,62733E-02
6,61E+01	1,68E+00	6,87564E+02	7,74598E+00	6,39128E+00	1,62109E-02
6,62E+01	1,67E+00	6,87464E+02	7,71181E+00	6,38949E+00	1,61402E-02
6,63E+01	1,67E+00	6,87362E+02	7,67773E+00	6,38771E+00	1,60667E-02
6,64E+01	1,66E+00	6,87260E+02	7,64376E+00	6,38594E+00	1,60060E-02
6,65E+01	1,66E+00	6,87157E+02	7,60989E+00	6,38417E+00	1,59442E-02
6,66E+01	1,66E+00	6,87053E+02	7,57613E+00	6,38241E+00	1,58815E-02
6,67E+01	1,65E+00	6,86948E+02	7,54246E+00	6,38066E+00	1,58234E-02
6,68E+01	1,65E+00	6,86841E+02	7,50889E+00	6,37891E+00	1,57668E-02
6,69E+01	1,65E+00	6,86734E+02	7,47543E+00	6,37717E+00	1,57015E-02
6,70E+01	1,64E+00	6,86626E+02	7,44206E+00	6,37543E+00	1,56380E-02
6,71E+01	1,63E+00	6,86516E+02	7,40880E+00	6,37370E+00	1,54405E-02
6,72E+01	1,62E+00	6,86405E+02	7,37563E+00	6,37198E+00	1,53782E-02
6,73E+01	1,62E+00	6,86293E+02	7,34256E+00	6,37026E+00	1,53062E-02
6,74E+01	1,61E+00	6,86180E+02	7,30959E+00	6,36855E+00	1,52212E-02
6,75E+01	1,61E+00	6,86066E+02	7,27672E+00	6,36684E+00	1,51527E-02
6,76E+01	1,60E+00	6,85951E+02	7,24395E+00	6,36514E+00	1,50962E-02
6,77E+01	1,60E+00	6,85835E+02	7,21127E+00	6,36345E+00	1,50458E-02
6,78E+01	1,60E+00	6,85717E+02	7,17869E+00	6,36176E+00	1,49820E-02
6,79E+01	1,59E+00	6,85598E+02	7,14620E+00	6,36007E+00	1,49320E-02
6,80E+01	1,59E+00	6,85478E+02	7,11381E+00	6,35840E+00	1,48613E-02
6,81E+01	1,59E+00	6,85356E+02	7,08152E+00	6,35672E+00	1,48081E-02
6,82E+01	1,58E+00	6,85234E+02	7,04932E+00	6,35506E+00	1,47537E-02
6,83E+01	1,58E+00	6,85110E+02	7,01721E+00	6,35339E+00	1,46894E-02
6,84E+01	1,58E+00	6,84984E+02	6,98520E+00	6,35174E+00	1,46362E-02
6,85E+01	1,57E+00	6,84858E+02	6,95328E+00	6,35008E+00	1,45691E-02
6,86E+01	1,57E+00	6,84730E+02	6,92145E+00	6,34844E+00	1,45195E-02
6,87E+01	1,57E+00	6,84601E+02	6,88972E+00	6,34679E+00	1,44596E-02
6,88E+01	1,56E+00	6,84470E+02	6,85808E+00	6,34516E+00	1,44049E-02
6,89E+01	1,56E+00	6,84338E+02	6,82653E+00	6,34352E+00	1,43503E-02
6,90E+01	1,56E+00	6,84205E+02	6,79507E+00	6,34189E+00	1,42963E-02
6,91E+01	1,55E+00	6,84070E+02	6,76371E+00	6,34027E+00	1,42389E-02
6,92E+01	1,54E+00	6,83934E+02	6,73243E+00	6,33865E+00	1,41511E-02
6,93E+01	1,54E+00	6,83796E+02	6,70124E+00	6,33703E+00	1,40818E-02
6,94E+01	1,54E+00	6,83657E+02	6,67018E+00	6,33542E+00	1,40368E-02
6,95E+01	1,53E+00	6,83516E+02	6,63917E+00	6,33381E+00	1,39874E-02
6,96E+01	1,53E+00	6,83374E+02	6,60826E+00	6,33221E+00	1,39335E-02
6,97E+01	1,53E+00	6,83230E+02	6,57743E+00	6,33061E+00	1,38798E-02
6,98E+01	1,52E+00	6,83085E+02	6,54669E+00	6,32901E+00	1,38273E-02
6,99E+01	1,52E+00	6,82938E+02	6,51604E+00	6,32742E+00	1,37779E-02
7,00E+01	1,52E+00	6,82790E+02	6,48547E+00	6,32583E+00	1,37265E-02
7,01E+01	1,52E+00	6,82640E+02	6,45499E+00	6,32424E+00	1,36759E-02
7,02E+01	1,51E+00	6,82488E+02	6,42460E+00	6,32266E+00	1,36185E-02
7,03E+01	1,51E+00	6,82335E+02	6,39430E+00	6,32108E+00	1,35683E-02
7,04E+01	1,51E+00	6,82180E+02	6,36408E+00	6,31950E+00	1,35141E-02
7,05E+01	1,50E+00	6,82023E+02	6,33395E+00	6,31793E+00	1,34624E-02
7,06E+01	1,50E+00	6,81865E+02	6,30390E+00	6,31635E+00	1,34054E-02
7,07E+01	1,50E+00	6,81704E+02	6,27394E+00	6,31479E+00	1,33532E-02
7,08E+01	1,49E+00	6,81542E+02	6,24406E+00	6,31322E+00	1,32941E-02
7,09E+01	1,49E+00	6,81379E+02	6,21427E+00	6,31165E+00	1,32324E-02
7,10E+01	1,48E+00	6,81213E+02	6,18456E+00	6,31009E+00	1,31897E-02
7,11E+01	1,48E+00	6,81046E+02	6,15493E+00	6,30853E+00	1,31373E-02
7,12E+01	1,48E+00	6,80876E+02	6,12539E+00	6,30698E+00	1,30894E-02
7,13E+01	1,47E+00	6,80705E+02	6,09593E+00	6,30542E+00	1,30380E-02
7,14E+01	1,47E+00	6,80532E+02	6,06656E+00	6,30387E+00	1,29920E-02
7,15E+01	1,47E+00	6,80357E+02	6,03726E+00	6,30231E+00	1,29395E-02
7,16E+01	1,47E+00	6,80180E+02	6,00805E+00	6,30076E+00	1,28922E-02
7,17E+01	1,46E+00	6,80001E+02	5,97892E+00	6,29921E+00	1,28464E-02
7,18E+01	1,46E+00	6,79820E+02	5,94987E+00	6,29766E+00	1,27990E-02
7,19E+01	1,46E+00	6,79636E+02	5,92090E+00	6,29612E+00	1,27522E-02
7,20E+01	1,45E+00	6,79451E+02	5,89201E+00	6,29457E+00	1,27152E-02
7,21E+01	1,45E+00	6,79246E+02	5,86320E+00	6,29302E+00	1,26682E-02
7,22E+01	1,45E+00	6,79074E+02	5,83447E+00	6,29148E+00	1,26202E-02
7,23E+01	1,45E+00	6,78883E+02	5,80582E+00	6,28993E+00	1,25715E-02
7,24E+01	1,44E+00	6,78689E+02	5,77725E+00	6,28839E+00	1,25365E-02
7,25E+01	1,44E+00	6,78493E+02	5,74876E+00	6,28684E+00	1,24931E-02
7,26E+01	1,44E+00	6,78294E+02	5,72034E+00	6,28530E+00	1,24500E-02
7,27E+01	1,43E+00	6,78094E+02	5,69201E+00	6,28376E+00	1,24033E-02
7,28E+01	1,43E+00	6,77891E+02	5,66375E+00	6,28221E+00	1,23512E-02
7,29E+01	1,43E+00	6,77685E+02	5,63557E+00	6,28067E+00	1,23070E-02
7,30E+01	1,43E+00	6,77477E+02	5,60747E+00	6,27912E+00	1,22574E-02
7,31E+01	1,42E+00	6,77267E+02	5,57944E+00	6,27757E+00	1,22113E-02

7,32E+01	1,42E+00	6,77054E+02	5,55150E+00	6,27603E+00	1,21649E-02
7,33E+01	1,42E+00	6,76839E+02	5,52362E+00	6,27448E+00	1,21171E-02
7,34E+01	1,41E+00	6,76621E+02	5,49583E+00	6,27293E+00	1,20700E-02
7,35E+01	1,41E+00	6,76401E+02	5,46811E+00	6,27138E+00	1,20236E-02
7,36E+01	1,40E+00	6,76178E+02	5,44046E+00	6,26983E+00	1,19689E-02
7,37E+01	1,40E+00	6,75952E+02	5,41289E+00	6,26827E+00	1,19262E-02
7,38E+01	1,40E+00	6,75724E+02	5,38539E+00	6,26671E+00	1,18794E-02
7,39E+01	1,40E+00	6,75493E+02	5,35797E+00	6,26516E+00	1,18336E-02
7,40E+01	1,39E+00	6,75259E+02	5,33062E+00	6,26359E+00	1,17887E-02
7,41E+01	1,39E+00	6,75023E+02	5,30335E+00	6,26203E+00	1,17416E-02
7,42E+01	1,39E+00	6,74783E+02	5,27615E+00	6,26046E+00	1,17002E-02
7,43E+01	1,38E+00	6,74541E+02	5,24902E+00	6,25890E+00	1,16599E-02
7,44E+01	1,38E+00	6,74295E+02	5,22197E+00	6,25732E+00	1,16102E-02
7,45E+01	1,38E+00	6,74047E+02	5,19499E+00	6,25575E+00	1,15674E-02
7,46E+01	1,37E+00	6,73796E+02	5,16808E+00	6,25417E+00	1,15157E-02
7,47E+01	1,37E+00	6,73541E+02	5,14124E+00	6,25259E+00	1,14721E-02
7,48E+01	1,37E+00	6,73284E+02	5,11448E+00	6,25100E+00	1,14293E-02
7,49E+01	1,36E+00	6,73023E+02	5,08778E+00	6,24941E+00	1,13859E-02
7,50E+01	1,36E+00	6,72759E+02	5,06116E+00	6,24781E+00	1,13463E-02
7,51E+01	1,36E+00	6,72492E+02	5,03461E+00	6,24621E+00	1,13084E-02
7,52E+01	1,36E+00	6,72221E+02	5,00813E+00	6,24461E+00	1,12679E-02
7,53E+01	1,35E+00	6,71947E+02	4,98172E+00	6,24300E+00	1,12100E-02
7,54E+01	1,35E+00	6,71670E+02	4,95538E+00	6,24139E+00	1,11600E-02
7,55E+01	1,34E+00	6,71389E+02	4,92910E+00	6,23977E+00	1,11127E-02
7,56E+01	1,34E+00	6,71105E+02	4,90290E+00	6,23814E+00	1,10686E-02
7,57E+01	1,34E+00	6,70817E+02	4,87677E+00	6,23651E+00	1,10278E-02
7,58E+01	1,34E+00	6,70526E+02	4,85071E+00	6,23487E+00	1,09890E-02
7,59E+01	1,33E+00	6,70230E+02	4,82471E+00	6,23323E+00	1,09054E-02
7,60E+01	1,33E+00	6,69932E+02	4,79881E+00	6,23158E+00	1,08747E-02
7,61E+01	1,32E+00	6,69629E+02	4,77295E+00	6,22992E+00	1,08346E-02
7,62E+01	1,32E+00	6,69322E+02	4,74716E+00	6,22826E+00	1,07954E-02
7,63E+01	1,32E+00	6,69012E+02	4,72144E+00	6,22658E+00	1,07558E-02
7,64E+01	1,32E+00	6,68697E+02	4,69579E+00	6,22490E+00	1,07218E-02
7,65E+01	1,31E+00	6,68379E+02	4,67020E+00	6,22322E+00	1,06915E-02
7,66E+01	1,31E+00	6,68056E+02	4,64468E+00	6,22152E+00	1,06456E-02
7,67E+01	1,31E+00	6,67729E+02	4,61922E+00	6,21982E+00	1,06157E-02
7,68E+01	1,31E+00	6,67398E+02	4,59383E+00	6,21810E+00	1,05846E-02
7,69E+01	1,30E+00	6,67062E+02	4,56851E+00	6,21638E+00	1,05419E-02
7,70E+01	1,30E+00	6,66722E+02	4,54325E+00	6,21465E+00	1,05008E-02
7,71E+01	1,30E+00	6,66378E+02	4,51806E+00	6,21291E+00	1,04559E-02
7,72E+01	1,29E+00	6,66029E+02	4,49294E+00	6,21116E+00	1,04174E-02
7,73E+01	1,29E+00	6,65676E+02	4,46788E+00	6,20940E+00	1,03736E-02
7,74E+01	1,29E+00	6,65318E+02	4,44288E+00	6,20763E+00	1,03333E-02
7,75E+01	1,29E+00	6,64955E+02	4,41795E+00	6,20584E+00	1,02909E-02
7,76E+01	1,28E+00	6,64587E+02	4,39308E+00	6,20405E+00	1,02478E-02
7,77E+01	1,28E+00	6,64214E+02	4,36828E+00	6,20225E+00	1,02045E-02
7,78E+01	1,27E+00	6,63837E+02	4,34354E+00	6,20043E+00	1,01599E-02
7,79E+01	1,27E+00	6,63454E+02	4,31886E+00	6,19860E+00	1,01310E-02
7,80E+01	1,27E+00	6,63066E+02	4,29425E+00	6,19676E+00	1,00918E-02
7,81E+01	1,27E+00	6,62673E+02	4,26970E+00	6,19491E+00	1,00537E-02
7,82E+01	1,26E+00	6,62275E+02	4,24521E+00	6,19304E+00	1,00158E-02
7,83E+01	1,26E+00	6,61871E+02	4,22079E+00	6,19116E+00	9,97794E-03
7,84E+01	1,26E+00	6,61461E+02	4,19642E+00	6,18927E+00	9,93770E-03
7,85E+01	1,26E+00	6,61046E+02	4,17212E+00	6,18736E+00	9,90212E-03
7,86E+01	1,25E+00	6,60626E+02	4,14789E+00	6,18544E+00	9,86795E-03
7,87E+01	1,25E+00	6,60199E+02	4,12371E+00	6,18350E+00	9,83465E-03
7,88E+01	1,25E+00	6,59767E+02	4,09959E+00	6,18155E+00	9,80322E-03
7,89E+01	1,25E+00	6,59328E+02	4,07554E+00	6,17958E+00	9,77115E-03
7,90E+01	1,25E+00	6,58884E+02	4,05155E+00	6,17760E+00	9,74111E-03
7,91E+01	1,24E+00	6,58433E+02	4,02761E+00	6,17560E+00	9,71058E-03
7,92E+01	1,24E+00	6,57976E+02	4,00374E+00	6,17358E+00	9,68907E-03
7,93E+01	1,24E+00	6,57513E+02	3,97993E+00	6,17155E+00	9,67039E-03
7,94E+01	1,24E+00	6,57043E+02	3,95618E+00	6,16950E+00	9,64444E-03
7,95E+01	1,24E+00	6,56566E+02	3,93248E+00	6,16743E+00	9,61526E-03
7,96E+01	1,24E+00	6,56083E+02	3,90885E+00	6,16534E+00	9,59079E-03
7,97E+01	1,24E+00	6,55593E+02	3,88528E+00	6,16323E+00	9,56543E-03
7,98E+01	1,24E+00	6,55096E+02	3,86176E+00	6,16111E+00	9,54336E-03
7,99E+01	1,24E+00	6,54592E+02	3,83831E+00	6,15896E+00	9,52015E-03
8,00E+01	1,23E+00	6,54080E+02	3,81491E+00	6,15680E+00	9,49575E-03
8,01E+01	1,23E+00	6,53561E+02	3,79157E+00	6,15461E+00	9,47707E-03
8,02E+01	1,23E+00	6,53035E+02	3,76829E+00	6,15240E+00	9,45311E-03
8,03E+01	1,23E+00	6,52501E+02	3,74507E+00	6,15017E+00	9,42834E-03
8,04E+01	1,23E+00	6,51959E+02	3,72191E+00	6,14792E+00	9,40896E-03
8,05E+01	1,23E+00	6,51409E+02	3,69880E+00	6,14564E+00	9,38372E-03
8,06E+01	1,23E+00	6,50852E+02	3,67575E+00	6,14335E+00	9,35661E-03
8,07E+01	1,23E+00	6,50286E+02	3,65276E+00	6,14102E+00	9,33478E-03
8,08E+01	1,23E+00	6,49711E+02	3,62982E+00	6,13868E+00	9,32028E-03

8,09E+01	1,23E+00	6,49129E+02	3,60694E+00	6,13631E+00	9,29598E-03
8,10E+01	1,22E+00	6,48537E+02	3,58412E+00	6,13391E+00	9,27498E-03
8,11E+01	1,22E+00	6,47937E+02	3,56135E+00	6,13149E+00	9,24952E-03
8,12E+01	1,22E+00	6,47328E+02	3,53864E+00	6,12904E+00	9,22810E-03
8,13E+01	1,22E+00	6,46709E+02	3,51599E+00	6,12657E+00	9,20437E-03
8,14E+01	1,22E+00	6,46082E+02	3,49339E+00	6,12406E+00	9,17689E-03
8,15E+01	1,22E+00	6,45445E+02	3,47085E+00	6,12153E+00	9,15253E-03
8,16E+01	1,22E+00	6,44798E+02	3,44836E+00	6,11897E+00	9,13021E-03
8,17E+01	1,22E+00	6,44142E+02	3,42593E+00	6,11639E+00	9,11675E-03
8,18E+01	1,22E+00	6,43475E+02	3,40355E+00	6,11377E+00	9,09663E-03
8,19E+01	1,22E+00	6,42798E+02	3,38123E+00	6,11112E+00	9,07390E-03
8,20E+01	1,21E+00	6,42111E+02	3,35896E+00	6,10844E+00	9,04932E-03
8,21E+01	1,21E+00	6,41414E+02	3,33674E+00	6,10572E+00	9,02737E-03
8,22E+01	1,21E+00	6,40705E+02	3,31458E+00	6,10298E+00	9,01070E-03
8,23E+01	1,21E+00	6,39986E+02	3,29248E+00	6,10020E+00	8,98868E-03
8,24E+01	1,21E+00	6,39255E+02	3,27042E+00	6,09739E+00	8,95409E-03
8,25E+01	1,21E+00	6,38514E+02	3,24844E+00	6,09454E+00	8,94012E-03
8,26E+01	1,21E+00	6,37761E+02	3,22650E+00	6,09166E+00	8,91541E-03
8,27E+01	1,21E+00	6,36995E+02	3,20461E+00	6,08874E+00	8,88829E-03
8,28E+01	1,21E+00	6,36218E+02	3,18277E+00	6,08578E+00	8,86126E-03
8,29E+01	1,20E+00	6,35428E+02	3,16098E+00	6,08279E+00	8,83726E-03
8,30E+01	1,20E+00	6,34626E+02	3,13924E+00	6,07975E+00	8,81159E-03
8,31E+01	1,20E+00	6,33811E+02	3,11756E+00	6,07668E+00	8,78572E-03
8,32E+01	1,20E+00	6,32983E+02	3,09593E+00	6,07357E+00	8,75884E-03
8,33E+01	1,20E+00	6,32141E+02	3,07435E+00	6,07042E+00	8,73679E-03
8,34E+01	1,20E+00	6,31286E+02	3,05282E+00	6,06722E+00	8,71248E-03
8,35E+01	1,20E+00	6,30418E+02	3,03135E+00	6,06398E+00	8,68760E-03
8,36E+01	1,20E+00	6,29535E+02	3,00992E+00	6,06070E+00	8,66490E-03
8,37E+01	1,19E+00	6,28638E+02	2,98855E+00	6,05737E+00	8,63640E-03
8,38E+01	1,19E+00	6,27726E+02	2,96723E+00	6,05400E+00	8,61053E-03
8,39E+01	1,19E+00	6,26800E+02	2,94596E+00	6,05058E+00	8,58777E-03
8,40E+01	1,19E+00	6,25858E+02	2,92474E+00	6,04712E+00	8,56126E-03
8,41E+01	1,19E+00	6,24901E+02	2,90357E+00	6,04360E+00	8,53346E-03
8,42E+01	1,19E+00	6,23928E+02	2,88245E+00	6,04004E+00	8,50474E-03
8,43E+01	1,18E+00	6,22939E+02	2,86138E+00	6,03643E+00	8,47325E-03
8,44E+01	1,18E+00	6,21933E+02	2,84036E+00	6,03276E+00	8,44220E-03
8,45E+01	1,18E+00	6,20911E+02	2,81939E+00	6,02904E+00	8,41203E-03
8,46E+01	1,18E+00	6,19871E+02	2,79847E+00	6,02527E+00	8,38102E-03
8,47E+01	1,17E+00	6,18814E+02	2,77760E+00	6,02145E+00	8,34932E-03
8,48E+01	1,17E+00	6,17739E+02	2,75677E+00	6,01757E+00	8,31770E-03
8,49E+01	1,17E+00	6,16647E+02	2,73600E+00	6,01363E+00	8,28816E-03
8,50E+01	1,17E+00	6,15535E+02	2,71528E+00	6,00963E+00	8,26138E-03
8,51E+01	1,17E+00	6,14405E+02	2,69460E+00	6,00557E+00	8,23220E-03
8,52E+01	1,16E+00	6,13255E+02	2,67398E+00	6,00146E+00	8,19943E-03
8,53E+01	1,16E+00	6,12086E+02	2,65340E+00	5,99728E+00	8,17034E-03
8,54E+01	1,16E+00	6,10896E+02	2,63287E+00	5,99304E+00	8,14076E-03
8,55E+01	1,16E+00	6,09686E+02	2,61239E+00	5,98873E+00	8,10662E-03
8,56E+01	1,15E+00	6,08455E+02	2,59195E+00	5,98436E+00	8,07215E-03
8,57E+01	1,15E+00	6,07203E+02	2,57157E+00	5,97992E+00	8,03917E-03
8,58E+01	1,15E+00	6,05929E+02	2,55123E+00	5,97541E+00	8,00480E-03
8,59E+01	1,15E+00	6,04632E+02	2,53094E+00	5,97084E+00	7,96934E-03
8,60E+01	1,14E+00	6,03313E+02	2,51069E+00	5,96619E+00	7,92953E-03
8,61E+01	1,14E+00	6,01971E+02	2,49049E+00	5,96147E+00	7,89556E-03
8,62E+01	1,14E+00	6,00605E+02	2,47034E+00	5,95667E+00	7,86292E-03
8,63E+01	1,14E+00	5,99215E+02	2,45024E+00	5,95180E+00	7,82925E-03
8,64E+01	1,13E+00	5,97800E+02	2,43018E+00	5,94685E+00	7,79379E-03
8,65E+01	1,13E+00	5,96360E+02	2,41017E+00	5,94182E+00	7,75924E-03
8,66E+01	1,13E+00	5,94895E+02	2,39021E+00	5,93671E+00	7,72565E-03
8,67E+01	1,12E+00	5,93403E+02	2,37029E+00	5,93152E+00	7,69035E-03
8,68E+01	1,12E+00	5,91884E+02	2,35042E+00	5,92624E+00	7,65534E-03
8,69E+01	1,12E+00	5,90338E+02	2,33059E+00	5,92087E+00	7,62087E-03
8,70E+01	1,12E+00	5,88764E+02	2,31081E+00	5,91542E+00	7,58430E-03
8,71E+01	1,11E+00	5,87162E+02	2,29107E+00	5,90988E+00	7,54983E-03
8,72E+01	1,11E+00	5,85530E+02	2,27138E+00	5,90425E+00	7,51496E-03
8,73E+01	1,11E+00	5,83869E+02	2,25174E+00	5,89852E+00	7,47968E-03
8,74E+01	1,10E+00	5,82177E+02	2,23213E+00	5,89270E+00	7,44446E-03
8,75E+01	1,10E+00	5,80454E+02	2,21258E+00	5,88678E+00	7,40567E-03
8,76E+01	1,10E+00	5,78700E+02	2,19307E+00	5,88075E+00	7,37106E-03
8,77E+01	1,10E+00	5,76913E+02	2,17360E+00	5,87463E+00	7,33998E-03
8,78E+01	1,09E+00	5,75093E+02	2,15418E+00	5,86840E+00	7,31081E-03
8,79E+01	1,09E+00	5,73240E+02	2,13480E+00	5,86207E+00	7,28167E-03
8,80E+01	1,09E+00	5,71352E+02	2,11547E+00	5,85562E+00	7,25143E-03
8,81E+01	1,09E+00	5,69429E+02	2,09618E+00	5,84907E+00	7,22234E-03
8,82E+01	1,09E+00	5,67470E+02	2,07693E+00	5,84240E+00	7,19347E-03
8,83E+01	1,08E+00	5,65475E+02	2,05773E+00	5,83561E+00	7,16489E-03
8,84E+01	1,08E+00	5,63442E+02	2,03857E+00	5,82870E+00	7,13763E-03
8,85E+01	1,08E+00	5,61371E+02	2,01945E+00	5,82168E+00	7,11406E-03

8,86E+01	1,08E+00	5,59261E+02	2,00038E+00	5,81452E+00	7,09022E-03
8,87E+01	1,08E+00	5,57111E+02	1,98135E+00	5,80725E+00	7,06773E-03
8,88E+01	1,08E+00	5,54920E+02	1,96236E+00	5,79984E+00	7,04377E-03
8,89E+01	1,08E+00	5,52688E+02	1,94342E+00	5,79229E+00	7,01966E-03
8,90E+01	1,08E+00	5,50414E+02	1,92452E+00	5,78461E+00	6,98535E-03
8,91E+01	1,07E+00	5,48098E+02	1,90567E+00	5,77680E+00	6,96593E-03
8,92E+01	1,07E+00	5,45736E+02	1,88686E+00	5,76884E+00	6,93844E-03
8,93E+01	1,07E+00	5,43329E+02	1,86808E+00	5,76074E+00	6,91480E-03
8,94E+01	1,07E+00	5,40876E+02	1,84935E+00	5,75248E+00	6,89061E-03
8,95E+01	1,07E+00	5,38376E+02	1,83066E+00	5,74407E+00	6,86155E-03
8,96E+01	1,07E+00	5,35829E+02	1,81201E+00	5,73551E+00	6,83676E-03
8,97E+01	1,07E+00	5,33232E+02	1,79340E+00	5,72679E+00	6,81390E-03
8,98E+01	1,07E+00	5,30585E+02	1,77483E+00	5,71790E+00	6,79072E-03
8,99E+01	1,07E+00	5,27888E+02	1,75631E+00	5,70884E+00	6,76607E-03
9,00E+01	1,06E+00	5,25138E+02	1,73783E+00	5,69962E+00	6,74123E-03
9,01E+01	1,06E+00	5,22336E+02	1,71938E+00	5,69021E+00	6,71645E-03
9,02E+01	1,06E+00	5,19480E+02	1,70098E+00	5,68063E+00	6,68902E-03
9,03E+01	1,06E+00	5,16568E+02	1,68262E+00	5,67086E+00	6,66767E-03
9,04E+01	1,06E+00	5,13600E+02	1,66430E+00	5,66091E+00	6,64322E-03
9,05E+01	1,06E+00	5,10575E+02	1,64602E+00	5,65076E+00	6,61874E-03
9,06E+01	1,06E+00	5,07492E+02	1,62778E+00	5,64041E+00	6,59559E-03
9,07E+01	1,06E+00	5,04350E+02	1,60958E+00	5,62987E+00	6,57209E-03
9,08E+01	1,06E+00	5,01146E+02	1,59142E+00	5,61911E+00	6,54878E-03
9,09E+01	1,06E+00	4,97881E+02	1,57330E+00	5,60814E+00	6,52054E-03
9,10E+01	1,06E+00	4,94553E+02	1,55522E+00	5,59695E+00	6,49490E-03
9,11E+01	1,06E+00	4,91161E+02	1,53718E+00	5,58554E+00	6,46952E-03
9,12E+01	1,05E+00	4,87704E+02	1,51918E+00	5,57390E+00	6,44743E-03
9,13E+01	1,05E+00	4,84181E+02	1,50122E+00	5,56202E+00	6,42061E-03
9,14E+01	1,05E+00	4,80590E+02	1,48330E+00	5,54990E+00	6,39500E-03
9,15E+01	1,05E+00	4,76931E+02	1,46541E+00	5,53753E+00	6,37135E-03
9,16E+01	1,05E+00	4,73201E+02	1,44757E+00	5,52491E+00	6,34609E-03
9,17E+01	1,05E+00	4,69401E+02	1,42977E+00	5,51203E+00	6,32006E-03
9,18E+01	1,05E+00	4,65529E+02	1,41200E+00	5,49888E+00	6,29374E-03
9,19E+01	1,05E+00	4,61583E+02	1,39427E+00	5,48546E+00	6,27035E-03
9,20E+01	1,05E+00	4,57563E+02	1,37659E+00	5,47175E+00	6,24545E-03
9,21E+01	1,05E+00	4,53468E+02	1,35894E+00	5,45775E+00	6,22117E-03
9,22E+01	1,05E+00	4,49296E+02	1,34132E+00	5,44346E+00	6,19578E-03
9,23E+01	1,05E+00	4,45046E+02	1,32375E+00	5,42886E+00	6,16970E-03
9,24E+01	1,05E+00	4,40718E+02	1,30621E+00	5,41394E+00	6,14223E-03
9,25E+01	1,05E+00	4,36310E+02	1,28872E+00	5,39871E+00	6,11832E-03
9,26E+01	1,05E+00	4,31822E+02	1,27126E+00	5,38314E+00	6,09066E-03
9,27E+01	1,05E+00	4,27252E+02	1,25383E+00	5,36722E+00	6,06327E-03
9,28E+01	1,05E+00	4,22599E+02	1,23645E+00	5,35096E+00	6,03480E-03
9,29E+01	1,05E+00	4,17863E+02	1,21910E+00	5,33434E+00	6,00545E-03
9,30E+01	1,05E+00	4,13043E+02	1,20179E+00	5,31734E+00	5,97610E-03
9,31E+01	1,04E+00	4,08137E+02	1,18452E+00	5,29996E+00	5,94579E-03
9,32E+01	1,04E+00	4,03147E+02	1,16728E+00	5,28219E+00	5,91445E-03
9,33E+01	1,04E+00	3,98069E+02	1,15008E+00	5,26401E+00	5,88817E-03
9,34E+01	1,04E+00	3,92906E+02	1,13292E+00	5,24542E+00	5,85738E-03
9,35E+01	1,04E+00	3,87655E+02	1,11580E+00	5,22639E+00	5,82330E-03
9,36E+01	1,04E+00	3,82316E+02	1,09871E+00	5,20692E+00	5,79407E-03
9,37E+01	1,04E+00	3,76890E+02	1,08166E+00	5,18700E+00	5,75987E-03
9,38E+01	1,04E+00	3,71375E+02	1,06464E+00	5,16660E+00	5,72609E-03
9,39E+01	1,04E+00	3,65773E+02	1,04766E+00	5,14571E+00	5,69095E-03
9,40E+01	1,04E+00	3,60083E+02	1,03072E+00	5,12433E+00	5,65838E-03
9,41E+01	1,04E+00	3,54305E+02	1,01381E+00	5,10242E+00	5,62403E-03
9,42E+01	1,04E+00	3,48440E+02	9,96938E-01	5,07998E+00	5,59228E-03
9,43E+01	1,04E+00	3,42488E+02	9,80103E-01	5,05699E+00	5,55666E-03
9,44E+01	1,04E+00	3,36450E+02	9,63302E-01	5,03342E+00	5,51878E-03
9,45E+01	1,03E+00	3,30327E+02	9,46538E-01	5,00927E+00	5,48081E-03
9,46E+01	1,03E+00	3,24120E+02	9,29809E-01	4,98450E+00	5,44294E-03
9,47E+01	1,03E+00	3,17830E+02	9,13115E-01	4,95911E+00	5,40295E-03
9,48E+01	1,03E+00	3,11459E+02	8,96456E-01	4,93305E+00	5,36348E-03
9,49E+01	1,03E+00	3,05009E+02	8,79833E-01	4,90632E+00	5,32740E-03
9,50E+01	1,03E+00	2,98481E+02	8,63244E-01	4,87889E+00	5,28629E-03
9,51E+01	1,03E+00	2,91877E+02	8,46691E-01	4,85073E+00	5,24489E-03
9,52E+01	1,03E+00	2,85201E+02	8,30172E-01	4,82182E+00	5,20289E-03
9,53E+01	1,03E+00	2,78454E+02	8,13688E-01	4,79212E+00	5,15918E-03
9,54E+01	1,02E+00	2,71640E+02	7,97238E-01	4,76161E+00	5,11332E-03
9,55E+01	1,02E+00	2,64762E+02	7,80823E-01	4,73025E+00	5,05807E-03
9,56E+01	1,02E+00	2,57831E+02	7,64459E-01	4,69805E+00	5,01549E-03
9,57E+01	1,02E+00	2,50837E+02	7,48112E-01	4,66489E+00	4,96695E-03
9,58E+01	1,02E+00	2,43791E+02	7,31800E-01	4,63079E+00	4,91646E-03
9,59E+01	1,02E+00	2,36697E+02	7,15521E-01	4,59570E+00	4,86711E-03
9,60E+01	1,01E+00	2,29561E+02	6,99277E-01	4,55957E+00	4,81907E-03
9,61E+01	1,01E+00	2,22388E+02	6,83066E-01	4,52236E+00	4,76535E-03
9,62E+01	1,01E+00	2,15183E+02	6,66889E-01	4,48402E+00	4,71207E-03

9,63E+01	1,01E+00	2,07953E+02	6,50746E-01	4,44450E+00	4,66279E-03
9,64E+01	1,01E+00	2,00704E+02	6,34636E-01	4,40375E+00	4,60866E-03
9,65E+01	1,01E+00	1,93443E+02	6,18559E-01	4,36170E+00	4,55134E-03
9,66E+01	1,01E+00	1,86176E+02	6,02516E-01	4,31830E+00	4,49661E-03
9,67E+01	1,00E+00	1,78912E+02	5,86506E-01	4,27348E+00	4,43716E-03
9,68E+01	1,00E+00	1,71659E+02	5,70529E-01	4,22716E+00	4,37732E-03
9,69E+01	1,00E+00	1,64424E+02	5,54585E-01	4,17926E+00	4,31601E-03
9,70E+01	9,99E-01	1,57216E+02	5,38674E-01	4,12970E+00	4,25317E-03
9,71E+01	9,97E-01	1,50044E+02	5,22795E-01	4,07839E+00	4,18728E-03
9,72E+01	9,95E-01	1,42918E+02	5,06950E-01	4,02523E+00	4,12064E-03
9,73E+01	9,93E-01	1,35847E+02	4,91136E-01	3,97011E+00	4,05087E-03
9,74E+01	9,90E-01	1,28840E+02	4,75356E-01	3,91291E+00	3,97887E-03
9,75E+01	9,88E-01	1,21909E+02	4,59608E-01	3,85350E+00	3,90560E-03
9,76E+01	9,86E-01	1,15063E+02	4,43892E-01	3,79173E+00	3,82987E-03
9,77E+01	9,84E-01	1,08314E+02	4,28208E-01	3,72746E+00	3,75245E-03
9,78E+01	9,81E-01	1,01671E+02	4,12556E-01	3,66049E+00	3,67270E-03
9,79E+01	9,79E-01	9,51459E+01	3,96936E-01	3,59065E+00	3,59102E-03
9,80E+01	9,76E-01	8,87499E+01	3,81348E-01	3,51770E+00	3,50487E-03
9,81E+01	9,74E-01	8,24940E+01	3,65792E-01	3,44142E+00	3,41736E-03
9,82E+01	9,71E-01	7,63893E+01	3,50268E-01	3,36153E+00	3,32553E-03
9,83E+01	9,69E-01	7,04471E+01	3,34775E-01	3,27771E+00	3,23196E-03
9,84E+01	9,67E-01	6,46784E+01	3,19313E-01	3,18962E+00	3,13433E-03
9,85E+01	9,65E-01	5,90943E+01	3,03883E-01	3,09685E+00	3,03283E-03
9,86E+01	9,63E-01	5,37055E+01	2,88485E-01	2,99895E+00	2,92767E-03
9,87E+01	9,60E-01	4,85228E+01	2,73117E-01	2,89537E+00	2,81637E-03
9,88E+01	9,58E-01	4,35564E+01	2,57781E-01	2,78549E+00	2,69955E-03
9,89E+01	9,55E-01	3,88164E+01	2,42476E-01	2,66856E+00	2,57682E-03
9,90E+01	9,52E-01	3,43126E+01	2,27201E-01	2,54370E+00	2,44682E-03
9,91E+01	9,50E-01	3,00541E+01	2,11957E-01	2,40986E+00	2,31120E-03
9,92E+01	9,48E-01	2,60497E+01	1,96745E-01	2,26573E+00	2,16523E-03
9,93E+01	9,46E-01	2,23078E+01	1,81562E-01	2,10970E+00	2,00892E-03
9,94E+01	9,43E-01	1,88361E+01	1,66411E-01	1,93976E+00	1,84051E-03
9,95E+01	9,41E-01	1,56416E+01	1,51289E-01	1,75332E+00	1,65789E-03
9,96E+01	9,38E-01	1,27308E+01	1,36199E-01	1,54697E+00	1,45688E-03
9,97E+01	9,36E-01	1,01094E+01	1,21138E-01	1,31612E+00	1,23497E-03
9,98E+01	9,33E-01	7,78255E+00	1,06108E-01	1,05439E+00	9,85707E-04
9,99E+01	9,31E-01	5,75450E+00	9,11073E-02	7,52450E-01	7,01056E-04
1,00E+02	9,29E-01	4,02877E+00	7,61369E-02	3,95972E-01	

Aktivnost: 1,99772E+01

Literatura

1. Thomas Wangler; *Principles of RF Linear Accelerators*; John Wiley & Sons; Canada (1998)
2. Helmut Wiedemann; *Particle Accelerator Physics, Basic Principles and Linear Beam Dynamics*; Springer; Berlin (1993)
3. *Introduction to RF Linear Accelerators* Nicolas Pichoff, France 2005
4. *Handbook on photonuclear data for applications. Cross-sections and spectra* IAEA; Austria (2000)
5. Eberhard Haug, Warner Nakel; *The Elementary Process of Bremsstrahlung*; World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. – Singapore (2004)
6. H. W. Koch, J. W. Motz., Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data, *Reviews of Modern Physics*, vol. 31 no. 4 (1959)
7. Muminov T. M., Safarov A. A., Safarov A. N., Suleymanov R. D., Modelling of electron bremsstrahlung (2012)
8. K.N. Mukhin; *Experimental Nuclear Physics*; vol 1; Moscow; 1983
9. Kenneth S. Krane; *Introductory Nuclear Physics*; Second Edition; New York (1988)
10. Evans Heyward; *Photonuclear Reactions*; Washington (1970)
11. S. Fujii. Note on the Quasi-Deuteron Model for Nuclear Photo-Disintegration, *IL NUOVO CIMENTO* Vol. XXV, N. 5 (1962)
12. O.A. Bezshyyko, A.N. Dovbnya, L.O. Golinka-Beyshyyko, I.M. Kadenko, I.S. Kulakov, V.A. Kushnir, V.V. Mitrochenko, S.N. Olejnik, G.E. Tuller, A.N. Vodin. Isomer Ratios Of Photonuclear Reaction Products On Silver And Indium Isotopes For Bremsstrahlung Energies Above 35 MeV, *Problems of Atomic Science and Technology*. N5, Series: Nuclear Physics Investigations p.23-27 (2009)
13. S. Costa, C. Schaerf; *Photonuclear reactions I*; Springer; Berlin (1977)
14. Arjan Koning, Stephane Hilarie, Stephane Goriely; *TALYS 1.95*; User Manual (2019)
15. Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S.Y. Frank Chu, Coral M. Baglin, Jean Zipkin; *Table of Isotopes*; version 1.0; 1996

Biografija

Blažo Đurnić, rođen je 15.08.1996. u Novom Sadu, gde i danas živi u kući sa roditeljima i bratom, u ulici Alberta Ajnštajna 13. Osnovnu školu „Dositej Obradović“ je završio sa odličnim uspehom 2011. godine. Proglašen je za đaka generacije zbog odličnog uspeha postignutog kroz sve godine školovanja, kao i uspeha koje je tokom školovanja ostvarivao iz nastave fizike, kroz učešće na takmičenjima. Iste godine je upisao Gimnaziju „Jovan Jovanović Zmaj“, prirodno matematički smer.

Rezultati koje je postizao na državnim takmičenjima iz fizike su sledeći:



1. Šesti razred: pohvala;
2. Sedmi razred: druga nagrada;
3. Osmi razred:
 - a. druga nagrada - državno takmičenje;
 - b. pohvala – srpska fizička olimpijada;
4. prvi razred srednje škole: druga nagrada;
5. drugi razred srednje škole: pohvala;
6. treći razred srednje škole: druga nagrada;
7. četvrti razred srednje škole:
 - a. treća nagrada – državno takmičenje;
 - b. pohvala – srpska fizička olimpijada.

Gimnaziju „Jovan Jovanović Zmaj“, završio je 2015. godine, kada je i upisao Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Departman za fiziku, istraživački smer. U toku osnovnih studija, ostvario je prosek 9.73 i bio korisnik stipendije za izuzetno nadarene studente. Osnovne studije je završio 2019. godine.

Iste godine, nakon što je završio osnovne studije, upisao je i master studije na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, Departman za fiziku, nuklearna fizika. U toku master studija, ostvario je prosek 10.00.

U slobodno vreme uživa u sportskim aktivnostima: vožnji biciklom, basketu, plivanju, trčanju, itd. Učestvovao je na brojnim šahovskim turnirima u pojedinačnoj i ekipnoj konkurenciji i osvajao nagrade.

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: master rad

VR

Autor: Blažo Đurnić 252m/19

AU

Mentor: dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada: Analiza fotonuklearnih reakcija na ^{209}Bi

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina objavlјivanja: 2020.

GO

Izdavač: autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

<i>Fizički opis rada:</i>	broj poglavlja/strana/tabela/slika/referenci:
FO	7/83/9/30/15
<i>Naučna oblast:</i>	fizika
NO	
<i>Naučna disciplina:</i>	nuklearna fizika
ND	
<i>Predmetna odrednica/ključne reči:</i>	zakočno zračenje, Schiff-ova funckija, fotonuklearne reakcije, TALYS 1.95, ldmodel, izotop bizmuta
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	
<i>Izvod:</i>	U ovom master radu su predstavljeni i ispitivani eksperimentalni rezultati analiziranih fotonuklearnih reakcija tipa (γ, xn) , gde je x broj izbačenih neutrona iz jezgra ^{209}Bi . Samo ispitivanje se vrši poređenjem eksperimentalno dobijenih normiranih indukovanih aktivnosti za različite izotope, sa teorijski izračunatim. Za teorijsko izračunavanje, za opis zakočnog zračenja je upotrebljena Schiff-ova funkcija, dok su teorijski efikasni preseci odigravanja odgovarajućih fotonuklearnih reakcija dobijeni korišćenjem šest različitih modela za gustinu nivoa jezgra u programskom paketu TALYS 1.95.
IZ	
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	
DP	
<i>Datum odrbrane:</i>	22.9.2020.
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	dr Jovana Nikolov, vanredni profesor
<i>Član:</i>	dr Miodrag Krmar, redovni profesor
<i>Član:</i>	dr Slobodan Radošević, vanredni profesor

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: Master thesis

CC

Author: Blažo Đurnić 252m/19

AU

Mentor: dr Miodrag Krmar

MN

Title: Analysis of photonuclear reactions on ^{209}Bi

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: Serbian/English

LA

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2020

PY

Publisher: Author's print

PU

Publication place: Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

<i>Physical desctiption:</i>	Number of chapters/pages/tables/pictures/references:
PD	7/83/9/30/15
<i>Scientific field:</i>	Physics
SF	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear physics
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	Bremsstrahlung, Schiff function, photonuclear reactions, TALYS 1.95, ldmodel, bismuth isotope
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	In this Master thesis are presented and analyzed experimental results of analyzed photonuclear reactions of the type (γ, xn) , where x presents a number of emitted neutrons from nucleus ^{209}Bi . Analyzing has been done by comparing experimentally obtained normalized induced activities with those theoretically calculated. In order to do theoretical calculations, bremsstrahlung is described by Schiff function, and theoretical cross sections for examined photonuclear reactions are obtained by using six level density models of nucleus in software package TALYS 1.95.
AB	
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	
ASB	
<i>Defended on:</i>	22.9.2020.
DE	
<i>Thesis defend board:</i>	
DB	
<i>President:</i>	dr Jovana Nikolov, associate profesor
<i>Member:</i>	dr Miodrag Krmar, full professor
<i>Member:</i>	dr Slobodan Radošević, associate professor