

Prilagodba energije ubrzanih iona za ozračavanje materijala od interesa za fuzijske reaktore

Andričević, Pavao Roko

Master's thesis / Diplomski rad

2015

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:769416>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-12-03**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Pavao Roko Andričević

PRILAGODBA ENERGIJE UBRZANIH IONA ZA
OZRAČAVANJE MATERIJALA OD INTERESA ZA
FUZIJSKE REAKTORE

Diplomski rad

Zagreb, 2015.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKA FIZIKA

Pavao Roko Andričević

Diplomski rad

**Prilagodba energije ubrzanih iona za
ozračavanje materijala od interesa za
fuzijske reaktore**

Voditelj diplomskog rada: dr.sc. Tonči Tadić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2015.

Ovaj rad je izrađen na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu u Laboratoriju za interakcije ionskih snopova. Zahvalio bi mentoru dr. sc. Tončiju Tadiću na vodstvu u izradi diplomskog rada, prenesenom znanju, predanosti i strpljenju. Zahvalio bi se cijeloj grupi iz Laboratorija za interakcije ionskih snopova, posebno dr. sc. Milku Jakšiću, dr. sc. Stjepku Faziniću, Ivanu Sudiću i Romanu Kosanoviću, te svojim kolegama i prijateljima sa smjera i svima ostalima koji su na bilo koji način pomogli u izradi ovog diplomskog rada. Želio bih se zahvaliti i svojim roditeljima na nesebičnoj i sveobuhvatnoj podršci tijekom studija i prilikom izrade diplomskog rada.

Sažetak

Jedan od glavnih koraka ka izgradnji fuzijske nuklearne elektrane je pronalazak materijala sposobnih da podnesu dugotrajno intenzivno zračenje neutronima energije 14.1 MeV, dobivenih reakcijom fuzije, a da pritom ne mijenjaju svoja fizička i kemijska svojstva. Da bi se mogle razumjeti i savladati pojave koje uvjetuju vrijeme života i integritet materijala pri takvom neutronskom zračenju potrebno je materijal izložiti uvjetima što sličnijim onima kakvi se očekuju u fuzijskim reaktorima. Jedan od načina je ozračavanjem pomoću dva ili tri ionska snopa MeV-skih energija koji padaju u istu točku. Budući da snop iona gubi energiju vrlo nejednoliko na svojoj putanji u materijalu postižući maksimum na najvećoj dubini, nužna je ugradnja sustava za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona. Time se nastoji postići što ravnomjernija raspodjela predaje energije iona u materijalu duž cijele putanje, od ulaska u materijal do krajnjeg dosega u materijalu. Diplomski rad je obuhvatio projektiranje tzv. *ion beam degradera* tj. jednostavnog sustava za mehaničko variranje energije ubrzanih iona MeV-skih energija, korištenjem više metalnih folija razne debljine. Kreiran je izgled *ion beam degradera*, kruga koji sadrži 8 folija oblika trapeza, te su određene debljine različitih sustava folija za koje je postignut uvijet homogenosti predane energije od ulaska u materijal do maksimalnog dosega, za ozračavanje željeza snopovima teških iona tj. ionima željeza energija 20, 30 i 40 MeV, te lakih iona istog dosega u željezu, tj. protona energija 600 i 700 keV i alfa-čestica energija 2000 i 2500 keV. Osim računa prijenosa energije iona na materijal, izvršen je i račun distribucija kutnog širenja ionskih snopova radi višestrukog raspršenja iona u folijama (*small angle multiple scattering*) u svrhu određivanja površine uzorka koji se ozračava, te potvrde poklapanja površina ozračavanja obaju snopova. Određen je položaj *ion beam degradera* unutar komore, te njegova brzina okretanja od najmanje 600 okretaja u minuti. Pri ovoj brzini vrtnje neće doći do pregrijavanja folija, a za nju istodobno nije teško zaustaviti vrtnju *beam degradera* radi potrebe mjerenja struje snopa.

Adapting of energy of accelerated ions for irradiation of materials of interest for fusion reactors

Abstract

One of the major steps towards building a fusion nuclear power plant is finding materials able to withstand prolonged and intensive 14.1 MeV neutron radiation, without it changing their physical and chemical properties. To be able to understand and master the phenomenas which define the time of life and the integrity of the material under such neutron radiation, it is necessary to expose the material to conditions as simmilar as possible to the ones in fusion reactors. One of the ways to achieve that is irradiation using two or three ion beams of MeV energy range, all falling at the same spot. As the ion beam energy deposition loses is very unhomogenuous on its path in the material, achieving its maximum at a maximum depth, it is necessary to install a system for adjusting and varying the energy of accelerated ions. The aim is to get a homogenous distribution of ion energy deposition in the material along the entire path, from the surface to maximal ion range in the material. This master thesis includes designing a so-called "ion beam degrader" ie. a simple system for the mechanical variation of energy of accelerated ions, using metal foils of various thickness. The ion beam degrader would be shaped as a circle that contains 8 trapezoid like foils. The thickness of different groups of foils are calculated for irradiation of iron with heavy ions i.e. iron ions of energy 20, 30 and 40 MeV, and light ions of the same range in iron, i.e. protons of energies 600 and 700 keV and alpha-particles of energy 2000 and 2500 keV. In addition to calculating the energy deposition of ions in the material, ions' small angle multiple scattering distributions were also calculated for the purpose of determination of irradiated areas at the sample, and to confirm that both ion beams will irradiate the same matching area. The position of the ion beam degrader inside the chamber was determined, and its speed of rotation is proposed to be no less than 600 revolutions per minute. At that speed there will be no overheating of the thin foils and it is not difficult to stop spinning because of the need to measure current.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Fuzija	3
2.1	Fizikalne osnove fuzije	4
2.2	Fuzijski uređaji	6
2.3	International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)	7
3	Razvoj i napredak energetskih materijala	8
3.1	Materijali od interesa za fuzijske reaktore	8
3.2	<i>Dual-beam</i> i <i>triple-beam</i> komore	9
3.3	Akceleratori na Institutu Ruđer Bošković (IRB-u)	11
4	Dual-beam komora za ozračavanje materijala od interesa za fuzijske reaktore	12
4.1	Montaža, grijanje i hlađenje uzorka	13
4.2	Mjerenja struje snopa iona	13
4.3	Dimenzija snopa i površina koju se ozračava	14
4.4	DiFU - <i>Dual beam station for fusion materials research</i> ili Komora dvos- trukog snopa za istraživanje materijala od interesa za fuziju na IRB-u .	14
4.5	Prilagodba energije snopa pomoću rotirajućih zaustavnih folija	15
5	Kočenje iona u materijalu	16
5.1	Potencijali međudjelovanja - Zasjenjeni Coulombov potencijal	18
5.2	Elektronski i nuklearni <i>straggling</i>	20
5.3	Višestruka raspršenja - Kutno širenje	22
5.4	SRIM modeliranje	25
6	Modeliranje izbora zaustavnih folija za ozračavanje željeza (Fe)	27
6.1	Ioni željeza (Fe) na uzorak željeza (Fe)	28
6.1.1	Snop iona željeza energije 20 MeV	28
6.1.2	Snop iona željeza energije 30 MeV	29
6.1.3	Snop iona željeza energije 40 MeV	30
6.1.4	Kutno širenje snopa iona za izabrane folije	31
6.2	Protoni i alfa-čestice na uzorak željeza (Fe)	33
6.2.1	Kutno širenje snopa iona za izabrane folije	35
6.3	Poklapanje površine ozračavanja dvaju ionskih snopova	38
7	Konstrukcija <i>ion beam degradera</i>	40
7.1	Položaj degradera	41
7.2	Dimenzije i oblik folija	42
7.3	Brzina rotacije i procjena oštećenja folije od grijanja strujom snopa	44

1 Uvod

Porastom svjetskog bruto domaćeg proizvoda (BDP-a) za 3.6% godišnje, svjetska potražnja za energijom će porasti za 56% između 2010. i 2040 [1]. Fosilna goriva danas zadovoljavaju 80% primarne potražnje za energijom, ali je njihov utjecaj na okoliš zbog emisije plinova, odnosno efekta staklenika, neprihvatljiv. Energetski izvori koji mogu dokazati svoju dugoročnu održivost i sigurnost opskrbe moraju zamijeniti fosilna goriva [2].

Europski znanstvenici razvijaju niz ekološki prihvatljivih, sigurnih i održivih energetskih tehnologija. Fuzija je jedan od njih. Dugoročno, fuzija će pružiti mogućnost izvora velike količine energije, koja ima nizak utjecaj na okoliš te je sigurna, s mnogim i široko rasprostranjenim rezervama goriva [3].

Kao što će biti detaljnije obrazloženo u drugom poglavlju, fuzija lakih jezgara je izvor energije koja pokreće sunce. Fuzijska nuklearna elektrana će koristiti reakciju fuzije između tricija i deuterija. Postupak koji proizvodi jezgru helija i neutron, čija energija se iskorištava za proizvodnju električne energije. Deuterij je široko dostupan, ali tricij postoji samo u malim količinama. Fuzijski reaktor ga mora proizvoditi putem reakcije između neutrona i litija. Litijem, opet, obiluje zemljina kora te morska voda. Svjetski resursi deuterija i litija mogu zadovoljiti svjetsku potražnju za energijom za milijune godina [2]. Također, potrošnja goriva fuzijske elektrane će biti vrlo niska. Na primjer, 1 GW (električno) fuzijsko postrojenje trebat će oko 100 kg deuterija i 3 tone prirodnog litija da bi radilo cijelu godinu i proizvelo 7 milijardi kWh. Za usporedbu, elektrani na ugljen potrebno je oko 1,5 milijuna tona goriva da generira istu energiju [3].

Svjetska i europska strategija za postizanje ovog dugoročnog cilja zahtijevaju razvoj eksperimentalnog reaktora ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) u međunarodnoj suradnji. ITER je tako najveći svjetski energetski istraživački projekt. Njegov cilj je pokazati znanstvenu i tehnološku izvedivost opskrbe energijom pomoću fuzije. U europskoj strategiji najznačajniji projekt je DEMO (*DEMONstration Power Plant*) [4], ujedno jedini korak između ITER-a i komercijalnih fuzijskih elektrana. [3].

Jedan od glavnih izazova projekta ITER je pronalazak materijala koji su u stanju izdržati tok neutrona energije 14 MeV, te održavati svoju toplinsku vodljivost i strukturna svojstva u dovoljno širokom prozoru potrebnom za učinkovitu proizvodnju električne energije. Krajnji cilj je proizvesti materijale odgovarajućih strukturnih svojstava sposobne podnijeti tok visoke topline, koji također pokazuju smanjenu aktivaciju kako bi se izbjegla trajna spremišta otpada. Da bi se pronašli odgovarajući

materijali, potrebno je raditi eksperimente u kojima se simuliraju uvjeti unutar fuzijskog reaktora. Jedan od načina je izlaganjem uzorka dvama snopova iona MeV-skih energija koji padaju u istu točku. Budući da snop iona gubi energiju vrlo nejednoliko na svojoj putanji u materijalu, postižući maksimum na najvećoj dubini, nužna je ugradnja sustava za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona. Time se nastoji postići što ravnomjernija raspodjela predaje energije iona u materijalu duž cijele putanje, od ulaska u materijal do krajnjeg dosega u materijalu. Cilj ovog diplomskog rada obuhvatit će upravo projektiranje i ugradnju tzv. *ion beam degradera* tj. jednostavnog sustava za mehaničko variranje energije ubrzanih iona MeV-skih energija, korištenjem više metalnih folija razne debljine.

U trećem poglavlju će se govoriti upravo o tome kako je razvoj naprednih energetskih materijala ključ za ostvarenje naprednih energetskih sustava, kao što su fuzijski reaktori. Kao što je već rečeno, da bi smo mogli razumjeti i svladati pojave koje uvjetuju vrijeme života i integritet materijala pri jakom neutronsom zračenju, moramo materijale izložiti uvjetima unutar fuzijskog reaktora. U poglavlju će se opisivati tri pristupa kojima je to moguće i zašto je upravo pristup ozračavanja pomoću dva ili tri snopa iona najbolji.

U četvrtom poglavlju bit će opisana postojeća postrojenja za istraživanje materijala od interesa za fuziju, te njihove komore dvostrukog ili trostrukog ionskog snopa. Uspoređivat će se kako su postojeće komore riješile probleme montaže, grijanja i hlađenja uzorka, mjerenje struje i dimenzije snopa, te opisati kako će to izgledati na komori dvostrukog snopa za istraživanje materijala od interesa za fuziju na Institutu Ruđer Bošković. Također, opisat će se kako se namjerava pomoću sustava zaustavnih folija različitih debljina prilagoditi energija ionskog snopa za potpuno ozračavanje uzorka od površine do maksimalnog dosega iona.

U petom poglavlju opisana je fizikalna pozadina procesa koji se događaju kada ionski snop prolazi kroz uzorak. Ioni prolaze kroz niz međudjelovanja s atomima u uzorku. U radu će se detaljno govoriti o "malim" međudjelovanjima iona s atomskim jezgrama atoma ili elektronskim omotačem atoma, od kojih svako unosi tek malu promjenu energije i smjera iona. To su npr. procesi vezani uz kočenje iona, te uz višestruka raspršenja iona na atomima uzorka. Osim izračuna samog kočenja iona opisati će se i procesi elektronskog i nuklearnog *stragglina*, te račun kutnog širenja snopa zbog višestrukih raspršenja.

U šestom poglavlju opisan je način na koji su određene debljine folija za koje će sustav zaustavnih folija prilagoditi energiju ionskog snopa da jednoliko ozračava materijal na cijeloj svojoj putanji kroz uzorak. Promatrat će se snopovi teških iona željeza energija 20,30 i 40 MeV-a, te snopovi lakih iona, protona i alfa-čestica, ener-

gija takvim da im se doseg ozračavanja unutar materijala poklapa s dosegom iona željeza. Za materijal zaustavnih folija korišten je aluminij po uzoru na postojeće komore. Promatrana su i kutna širenja snopova lakih i teških iona, odnosno da li će se poklapati površine ozračavanja na uzorku. Iako snop teških iona željeza doživljava značajno kutno širenje i dalje oba snopa iona padaju većim dijelom na istu površinu uzorka dimenzija 5×5 mm.

U sedmom poglavlju, poznavajući dimenzije svih folija *ion beam degradera*, odnosno sustava zaustavnih folija, opisana je konstrukcija njegovog izgleda, te položaja unutar komore dvostrukog snopa. Uspoređene su dvije opcije izgleda folija, kružne folije radijusa 15 mm, te folije oblika trapeza visine ≈ 20 mm. Odabrane su folije oblika trapeza, kako je za njih dobiveno da je gubitak snopa na nosačima folija, odnosno postotak snopa koji neće dolaziti do uzorka samo 15%, za snopove širina i do 20×20 mm. Također, opisan je utjecaj ionskog snopa na tanke folije. Većina energije pohranjene u uzorku, prolaskom snopa iona pojavljuje se u obliku topline, podizanjem tako temperature uzorka s potencijalom da uzrokuje štetu. Upravo zbog toga potrebno je da se sustav zaustavnih folija rotira, tako da svaka folija nije konstantno izložena snopu iona. Račun porasta temperature aluminijskih folija u vremenu za snop iona željeza je opisan, te je određena brzina vrtnje kod koje neće doći do pregrijavanja folija.

2 Fuzija

Sve nuklearne elektrane današnjice temelje svoje djelovanje na primjeni nuklearnog procesa fisije teških jezgara (urana i plutonija). Fisijske nuklearne elektrane se odlikuju relativno jednostavnom izvedbom i dobro poznatim pogonskim svojstvima. Primjena fisije kao energetskog procesa unatoč prednostima ima i nedostatke, među kojima su bitni ograničenje izvora sirovine, potencijalna opasnost zbog velike količine radioaktivnog materijala u jezgri i stvaranje radioaktivnog otpadnog materijala.

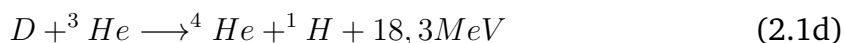
Proces fuzije je pronađen još prije otkrića procesa fisije. Engleski fizičari Cockroft i Walton su 1934. godine prvi put demonstrirali oslobađanje energije fuzije, a lord Rutherford je 1936. previdio nuklearnu reakciju fuzije između deuterija i tricija kao reakciju koja najviše obećava u primjeni.

Već od prvih dana razvoja nuklearne energetike, bila je u načelu poznata mogućnost primjene kontrolirane fuzije u energetici. Primjenom fuzije kao energetskog izvora na tehnički i ekonomski prihvatljiv način, riješio bi se problem opskrbljivanja Svijeta energijom u praktički neograničenom vremenu. Međutim, razvoj fuzije kao energetskog izvora pratili su, i još uvijek prate, velike tehničke poteškoće. Stoga se još danas ne može sa sigurnošću govoriti o datumu komercijalne primjene toga novog izvora

energije [5].

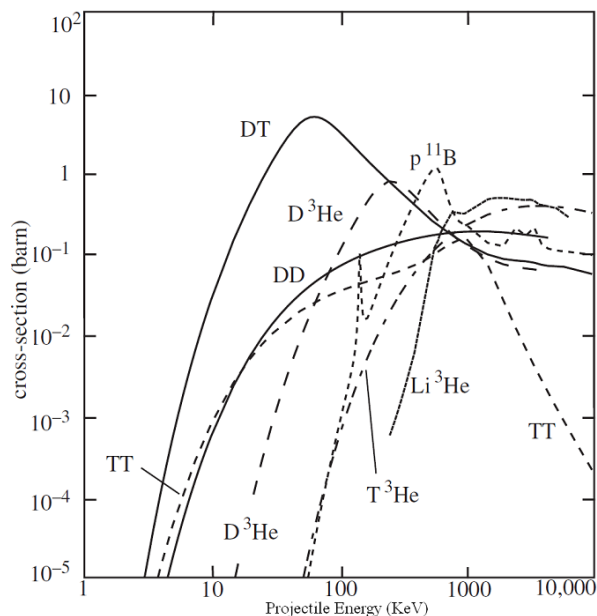
2.1 Fizikalne osnove fuzije

Analiza stabilnosti atomskih jezgara i ovisnosti energije veze nukleona u jezgri o njezinu masenom broju, upućuje na to da se nuklearna energija može osloboditi samo iz nuklearnih reakcija koje dovode do stvaranja atomskih jezgara s većom energijom veze po nukleonu. Jezgre s najvećim energijama veze po nukleonu, odnosno najstabilnije jezgre, jesu one s masenim brojevima oko 60. Iz danih činjenica proizlazi načelna konstatacija da nuklearne reakcije koje mogu dovesti do oslobađanja energije jesu one iz kojih rezultiraju jezgre kojih su maseni brojevi bliži najstabilnijim jezgrama. Jedne od takvih nuklearnih reakcija su fuzije lakih nuklida. Reakcije fuzije koje su primijenjene ili koje bi se mogle primijeniti radi dobivanja energije jesu:



Današnja su istraživanja za praktično ostvarenje fuzije vezana uz primjenu nuklearne reakcije deuterija i tricija (2.1a) (skraćeno označivana kao DT reakcija). Prednost je te nuklearne reakcije u činjenici što ona oslobađa mnogo veću energiju od reakcija deuterija s deuterijem (skraćeno DD), a ujedno ima mnogo manju energiju praga nuklearne reakcije od ostalih navedenih nuklearnih reakcija fuzije (2.1). Energija praga nuklearne reakcije fuzije je najniža kinetička energija koju jezgre što ulaze u nuklearnu reakciju moraju imati radi svladavanja odbojne elektrostatske sile. Pri detaljnijem fizikalnom ulaženju u tu pojavu otkriva se da to nije klasičan nego kvanto-mehanički "tunelski" proces koji dopušta penetraciju potencijalnih barijera jezgara kod mnogo nižih energija. Energije praga nuklearnih reakcija fuzije mogu se nazrijeti iz slike 2.1.

Slika 2.1 prikazuje ovisnost udarnih presjeka za prije navedene nuklearne reakcije u funkciji relativnih kinetičkih energija jezgara koje ulaze u nuklearnu reakciju. Kinetičku energiju jezgara koje namjeravamo podvrći nuklearnoj reakciji možemo povećati zagrijavanjem. Primjenom Maxwell-Boltzmannova zakona može se jednostavno dokazati da je kinetička energija čestica koja odgovara njihovoj najvjerojatnijoj



Slika 2.1: Udarne presjeci nuklearnih reakcija fuzije [6]

brzini u grijanoj plinovitoj smjesi razmjerna apsolutnoj temperaturi smjese prema relaciji

$$E = kT \quad (eV) \quad (2.2)$$

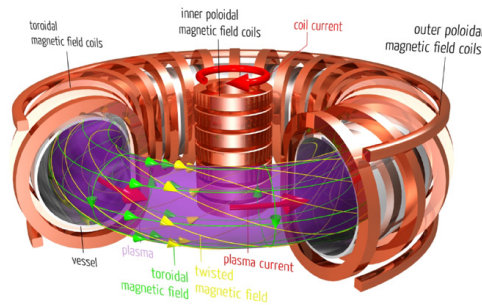
gdje je k Boltzmannova konstanta $= 8,617 \times 10^{-5}$ weV/K.

Iz slike 2.1. može se vidjeti da je kod DT reakcije postizanje relativno skromnih iznosa udarnih presjeka potrebna kinetička energija čestica od barem 10 keV. Toj energiji, prema relaciji (2.2) odgovara temperatura $T = 10^4 / (8,617 \times 10^{-5}) = 1,16 \times 10^8$ K! Znači, fuzijsku reakciju ne možemo postići ako temperature čestica nisu barem 100 milijuna kelvina. Da bi se postigle veće vrijednosti udarnih presjeka ili fuzije DD reakcijom, trebamo nekoliko puta veće kinetičke energije, od 40 do 60 keV, pa su i temperature odgovarajuće više. Fuzijski uređaji koji su danas u razvoju i koji bi trebali stvoriti podloge za gradnju fuzijskih nuklearnih reaktora temelje se na DT fuziji. Zbog postojanja deuterija u plazmi paralelno teku i DD fuzije, ali s mnogo manjom vjerojatnošću nastanka od DT fuzije.

Plinska smjesa je kod tih ekstremno visokih temperatura u potpunosti u ioniziranom stanju. Jezgre u tom stanju nisu u mogućnosti održavati svoje elektronske plašteve, pa se pozitivni ioni-jezgre i negativni elektroni nalaze pomiješani kao individualne čestice u tvari koju zovemo visoko-temperaturna plazma. Vjerojatnost reakcije među česticama plazme ovisi o njezinoj gustoći. Gustoću možemo održavati pomoću vanjskog tlaka na plazmu. Iz jednadžbe stanja idealnih plinova izlazi da je uz dani volumen tlak plina razmjeran temperaturi. Zbog ekstremno visokih temperatura tlak plazme možemo održavati samo ako je materijal u fuzijskoj komori vrlo male gustoće (tj. tlak prije početka zagrijavanja plazme vrlo nizak). Ne treba zabo-

raviti činjenicu da vrlo visoke temperature plazme ne dopuštaju primjenu posuda od bilo kakvog materijala za tlačenje plazme [5].

2.2 Fuzijski uređaji



Slika 2.2: Princip rada tokamak uređaja [7]

U uređajima za kontrolirano oslobađanje fuzijske energije jedan od načina za rješavanje problema tlačenja plazme je magnetskim ograničenjem plazme. Među sustavima s magnetskim ograničenjem plazme najpoznatiji je i najrašireniji toroidni tokamak uređaj sa slike 2.2. Princip rada tokamak uređaja je relativno jednostavan. Sastoji se od kružne toroidne komore koja sadrži plazmu. Primarni svitak koji se nalazi u osi torusne komore stvara magnetsko polje promjene kojeg uzrokuje pojavu kružnog toka struje u komori. Struja pak zagrijava plazmu i stvara oko svoje putanje magnetsko polje koje tlači plazmu. Drugi svitak je toroidni svitak, koji poput solenida obavija torusnu komoru i stvara magnetno polje u smjeru toka struje u plazmi. Polje usmjerava kretanje električnih čestica oko silnica polja i time stabilizira tok plazme i plazmu tlači prema osi torusa. Kombinirano toroidno i poloidno magnetno polje rezultira stabilnim spiralnim tokom struje u plazmi u torusnoj komori [5].

Električna struja grije plazmu, ali nedovoljno za stvaranje uvjeta za fuziju. Dodatno zagrijavanje postiže se kompresijom plazme magnetnim poljem, ubacivanjem u plazmu neutralnih atoma ili visokofrekventnim zagrijavanjem. Zbog svoje veoma visoke temperature plazma nikako ne smije doći u dodir s unutarnjom stijenkom torusne komore. Svaki dodir plazme sa stijenkom komore doveo bi do hlađenja i do onečišćenja plazme [5].

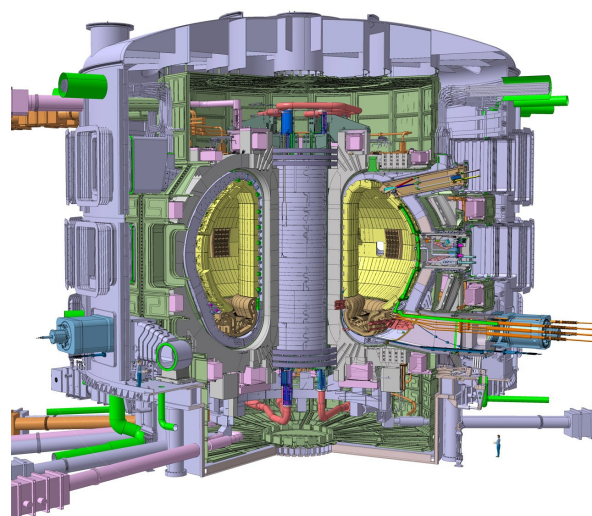
Torusna komora se u nekim uređajima izvodi od dvostrukih stijenki između kojih je vakuum. Suprotno očekivanju, temperature stijenki unutarne i vanjske torusne komore nisu pretjerano visoke (unutarnja ima temperaturu oko 1000 K, a vanjska oko 500 K). Magnetna polja toroidnog svitka trebaju biti veoma jaka (u nekim je eksperimentima postignuta jakost polja čak do 6 T, pa i više). Za postizanje tako jakih magnetskih polja, odnosno odgovarajućih struja u svitku, treba radi uštede ener-

gije primijeniti supravodljive magnete. Ne treba posebno naglašavati da ekstremne temperaturne razlike u fuzijskom uređaju (od temperature plazme do temperature supravodljivih magneta od kojih 4 K) nameću termičkoj izolaciji velike probleme [5].

2.3 *International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)*

Prvi tokamak uređaj je izgrađen u bivšem SSSR-u potkraj 1950-ih godina. Od tad je izgrađeno nekoliko takvih uređaja u tehnološki i znanstveno najrazvijenijim zemljama svijeta. Među njima ćemo istaknuti samo dva koja su se najviše približila uvjetima fuzijskog reaktora. TFTR (*Toroidal Fusion Test Reactor*) izgrađen u Princetonu u SAD i JET (*Joint European Torus*) izgrađen u Culhamu u Velikoj Britaniji, zajedničkim naporom zemalja Europske zajednice. Na temelju iskustva s TFTR i JET uređajima predložen je nastavak istraživanja na ostvarenju kontrolirane fuzije gradnjom sličnih, ali još snažnijih tokamak uređaja koji bi već trebali ostvariti uvjete potrebne za rad fuzijskog reaktora. Jedna od njih je ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) u suradnji svih razvijenih zemalja svijeta (SAD, bivši SSSR, EZ i Japan) [5].

ITER, što znači "put" na latinskom, zahtijevat će neusporedive razine međunarodne znanstvene suradnje. Ključnim komponentama postrojenja doprinositi će svaka od sedam članica ITER Organizacije. Svaka članica je postavila domaću organizaciju, te zapošljavala ljude za istraživanje i rad na raznim pojedinim doprinosima projektu. ITER članice su se složile da međusobno dijele svaki aspekt projekta: znanost, opremu, financije, ljude itd. s ciljem da u konačnici svaka članica ima znanje za proizvodnju vlastitog fuzijskog energetskog postrojenja [8].



Slika 2.3: Fuzijski uređaj ITER [8]

ITER će biti dvostruko veći od najvećeg tokamak uređaja koji trenutno postoji, izgled fuzijskog uređaja možete vidjeti na slici 2.3. Pokrenut je 1985. kao odvažan

potez u međunarodnoj suradnji. Bilo je potrebno dvadeset godina rada na dizajnu i složenih pregovora da bi došli na razinu na kojoj je danas. Građevinski radovi na ITER gradilištu počeli su u 2010. u Saint Paul-lez-Durance-u u Francuskoj [8].

3 Razvoj i napredak energetskih materijala

Razvoj naprednih energetskih materijala je ključ za ostvarenje naprednih energetskih sustava, uz postizanje ravnoteže između naših povećanih potreba za energijom po razumnim cijenama, našim opredjeljenjem za sigurnije i zdravije okruženje, te našim ciljem da se smanji ovisnost o potencijalno nepouzdanim energetskim izvorima. Zabilježeni su mnogi pokušaji u razvijanju novih energetskih sustava za dobivanje energije iz izvora kao što su sunce, vjetar, biomasa, te sustavi za razvijanje nuklearne i geotermalne energije. Tada je prepoznata važnost upravo nuklearnih izvora energije, uključujući nuklearnu fuziju. Nedavne aktivnosti u istraživanju i razvoju nuklearnih reaktora IV. generacije i fuzijskih reaktora su također ukazale na iznimnu važnost razvoja materijala [10].

3.1 Materijali od interesa za fuzijske reaktore

U okviru projekta EUROfusion ustanovljena je lista otvorenih izvedbenih i tehnoloških problema koji stoje pred ostvarenjem demonstracijske fuzijske elektrane DEMO. Jedan od temeljnih budućih istraživanja mora biti utvrđivanje karakteristika materijala osnovne opreme i tehnoloških postupaka za njihovo dobivanje vodeći računa o stvarnim pogonskim uvjetima rada tih materijala u fuzijskom uređaju. Uvjeti rada moraju obuhvatiti temperaturne uvjete, neutronske zračenje i naprezanja [11].

Materijali koji zahtijevaju poseban stupanj nuklearne tvrdoće za primjenu u fuzijskoj nuklearnoj elektrani mogu se podijeliti u kategorije po zadacima koje oni sami moraju ispuniti.

- (i) Materijali strukture, odnosno napredni čelici od kojih je sastavljena vakuumska komora i druge komponente unutrašnjosti reaktora.
- (ii) Materijali izloženi plazmi ili tzv. prva stijenka, većinom legure volframa.
- (iii) Materijali visokog protoka topline, odnosno materijali koji omogućuju učinkovito provođenje topline do kanala za hlađenje unutar reaktora, posebno u *Diverteru* gdje će tok topline biti značajan (10 MW/m^2 tijekom više puta po 10 s).
- (iv) funkcionalni materijali, materijali koji se nalaze u tzv. *Breeding Blanket-u*, njihove uloge su množenje neutrona i uzgoj tricija, izolatori, materijali za elektroniku itd. [11]

Najbitniji razvojni problem vezan je uz radijacijsku i temperaturnu izdržljivost materijala prve stijenke i vakuumske komore reaktora fuzijske elektrane DEMO. Va-

kuumska komora je podvrgnuta udarima brzih neutrona energije 14.1 MeV, zračenju x-zraka i γ -zraka, te toplinskom opterećenju zbog oslobađanja energije zračenjem, većim od $1\text{MW}/\text{m}^2$. Razaranje materijala torusne komore fuzijske elektrane zahtijevalo bi njezinu čestu zamjenu ako se ne pronađe djelotvoran način zaštite [5].

Zato je nužno pronaći materijale sposobne izdržati visoke razine neutronske toke od 14 MeV i održavati svoja strukturna i termo-mehanička svojstva za širok raspon mogućnosti rada i za dovoljno dugotrajnu izloženost, te proizvesti i kvalificirati odgovarajuće materijale strukture i materijale sposobne podnijeti tok visoke topline koji također pokazuju smanjenu aktivaciju kako bi se izbjeglo nakupljanje trajnih spremišta otpada i koji bi mogli dovesti do uštede sredstava projekta [11].

3.2 *Dual-beam i triple-beam komore*

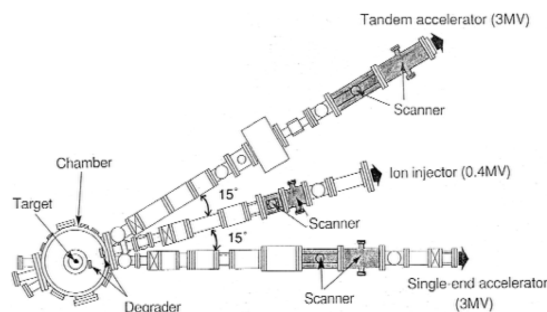
Razumjeti i svladati pojave koje uvjetuju vrijeme života i integritet materijala pri jakom neutronske zračenju je dakle jedan od glavnih ciljeva u razvoju materijala za fuzijske elektrane. Moguća su tri pristupa:

- Ozračavanje pomoću „brzih“ fuzijskih 14 MeV-skih neutrona:
nije izvedivo s postojećim tzv. neutronske generatorima radi njihovog vrlo niskog toka neutrona (od 10^{10} do 10^{13} n/s). To će biti izvedivo dovršenjem uređaja IFMIF (*International Fusion Materials Irradiation Facility*) u Japanu ili DONES u Europi, no i tada ostaje problem rukovanja i analize radioaktivnih uzoraka metala.
- Ozračavanje pomoću „sporih“ 2.5 MeV-skih neutrona iz fuzijskih reaktora:
iako su oni sporiji od fuzijskih neutrona, činjenica je da se fuzijski neutroni uspore u materijalu nakon nekoliko centimetara, pa se ozračavanjem „sporim“ neutronima mogu dobiti približni uvjeti u fuzijskoj elektrani. No i tada ostaje problem rukovanja i analize radioaktivnih uzoraka metala.
- Ozračavanje pomoću jednog, dva ili tri snopa iona:
ulaskom u materijal neutroni se sudaraju s jezgrama atoma materijala i izbijaju ih iz njihovih mjesta u kristalnoj rešetci. Time izbijene jezgre atoma u kaskadi kulonskih sudara predaju energiju ostalim jezgrama. S druge strane, neutroni sudjeluju u (n,p) i (n, α) reakcijama s jezgrama atoma u materijalu, što uzrokuje nakupljanje vodika, odnosno helija u ozračenom području. Kaskadu sudara uzrokovanu neutronima može se imitirati kaskadom sudara nastalom od tzv. ozračavanja *self-ionima* odnosno ozračavanjem čelika ionima željeza, a volframske legure ionima volframa. Nakupljanje vodika i helija radi (n,p) i (n, α) reakcija može se imitirati ozračavanjem istog područja snopom protona i/ili alfa-čestica. Prednosti ovog pristupa su to što nakon ozračavanja uzorak nije radioaktivan, te što se efekti postižu unutar vremena mjerenog satima, umjesto

mjerenog mjesecima ili godinama kad se radi s neutronima. Mane su to što se ozračava mali volumen uzorka – do dubine od 3-5 mikrometara. Pri tome energije teških iona i energije protona odnosno alfa-čestica trebaju biti namještene tako da svi imaju isti doseg u materijalu, te da se homogeno ozračava cijela dubina od interesa. Prednosti i nedostaci korištenja ionskog zračenja kako bi se postigli efekti neutronskog zračenja navedeni su u tablici 3.1.

Prednosti	Nedostaci
Visoka stopa pomaka (100 dpa u nekoliko sati) za teške ione MeV-skih energija. Visoki i varijabilni pomaci atoma (dpa) uzrokovani ionima He ili H.	Potrebno je uvesti veće doze iona u jedinici vremena u odnosu na neutrone.
Homogena oštećenja u nekoliko desetaka za MeV-ske lake ione.	Mali doseg za nekoliko desetaka MeV teške ione.
Nema inducirane radioaktivnosti.	Površinski efekti (zbog kemijskih reakcija i uzrokovanog sputteringa).
Mogućnost in situ testiranja mehaničkih oštećenja.	Stopa premještanja je ograničena do 1 dpa u nekoliko sati izloženosti zračenju lakih MeV-skih iona.
Mogućnost in situ karakterizacije materijala.	

Tablica 3.1: Prednosti i nedostaci korištenja ionskog zračenja u proučavanju neutronskih oštećenja [12]



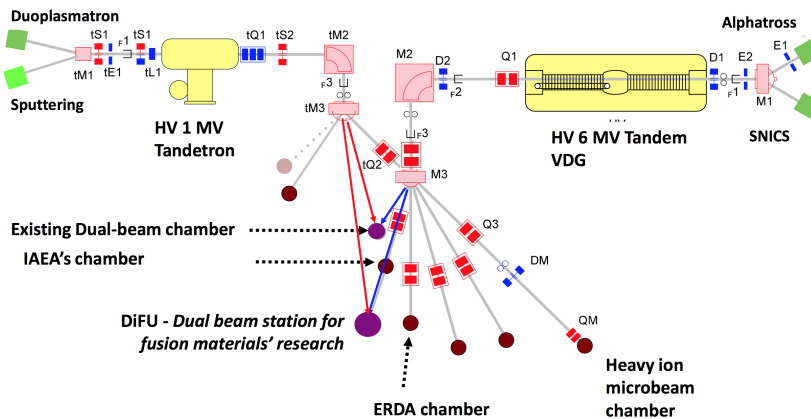
Slika 3.1: Dvodimenzionalni pogled ravnine komore i linija snopa [13]

Dakle, za simulaciju uvjeta ozračavanja fuzijskih reaktora, koristit ćemo dva ili tri ionska snopa, koji istovremeno mogu ozračiti uzorak s dvije ili tri vrste iona. Neke od

već razvijenih *dual-beam* i *triple-beam* komora su DuET [10] i JANNUS [12], odnosno TIARA [13] čije postrojenje trostrukog ionskog snopa možemo vidjeti na slici 3.1.

3.3 Akceleratori na Institutu Ruđer Bošković (IRB-u)

Na Institutu Ruđer Bošković započeo je projekt izgradnje *Dual-beam* komore ili komore dvostrukog snopa u sklopu projekta EUROfusion. Trenutno postrojenje laboratorija za interakcije ionskih snopova instituta Ruđer Bošković ima dva elektrostatska tandem akceleratora (6.0 MV HVEC EN Tandem Van de Graff i 1.0 MV HVE Tandetron), te 8 eksperimentalnih linija. Jedna od eksperimentalnih linija već može u isti čas raditi sa ionskim snopovima iz oba akceleratora, ali za potrebe ovoga projekta nije zadovoljavajuća. Planira se dodavanje nove linije s komorom dvostrukog snopa za istraživanje fuzijskih materijala čiji položaj u laboratoriju možete vidjeti na slici 3.2.



Slika 3.2: Laboratorij za interakciju ionskih snopova [9]

Tandetron akcelerator je opremljen s dva ionska izvora: Duoplazmatron s direktnom ekstrakcijom negativnih iona (vodik), te rasprašivački izvor SNICS za ostale ione (npr. Li, C, O, Si, itd.). Za komoru dvostrukog snopa Tandetron akcelerator će se koristiti za dobivanje snopa lakih iona, protona i alfa čestica [9].

EM Tandem Van de Graff akcelerator će se pak koristiti za dobivanje snopa teških iona. Snop negativnih iona, na primjer iona ugljika, proizveden pomoću raspršivačkog ionskog izvora Middletonovog tipa, otklanja se ulaznim analizatorskim magnetom za kut 40° prema ulazu u akcelerator i fokusira elektrostatskim ionsko-optičkim elementima. Radi preciznijeg fokusiranja snopa ulazni analizatorski magnet je kalibriran za više različitih iona (H^- , Li^- , C^- , O^-), te se potrebni ionsko-optički parametri mogu naći programom MAG40. Obzirom da se veći intenzitet ionskog snopa iza akceleratora, tj. veća transmisija postiže većom energijom iona na ulasku u akcelerator, rasprašivački izvor opremljen je za rad na bitno većim radnim naponima od dotadašnjih.

Nakon ubrzavanja u nisko-energijskom dijelu akceleratora, snop negativnih iona ($q=-1$) prolazi kroz *stripper* kanal u središnjem visokonaponskom terminalu akceleratora. U *stripper* kanalu se naboj iona mijenja u pozitivni, nakon niza sudara s atomima razrijeđenog plina kemijskog sastava N_2+CO_2 . Pozitivni naboj teškog iona nakon *strippera* nije jednoznačan ($q=+1, +2, +3,..$). Naime, naboj iona ima srednju vrijednost ovisnu o energiji negativnog iona prije *strippera*, te o atomskom rednom broju i o atomskoj masi iona. Vrijednosti naboja oko ravnotežne približno su opisane Gaussovom razdiobom, čija širina ovisi o atomskom rednom broju iona. Uz to, nakon ubrzavanja pozitivnih iona u visokoenergijskom dijelu akceleratora, konačna energija iona, izražena u MeV, je $(q+1)$ puta veća od napona visokonaponskog terminala akceleratora. Na temelju semiempiričkih izraza H.D.Betza i B.Delaunaya za srednji naboj iona, razvijen je program MAG90. Tim programom moguće je naći najpovoljniju kombinaciju naboja iona i ionsko optičkih parametara akceleratora, koja za traženu energiju iona daje najveći intezitet ionskog snopa. Prolaskom kroz analizerski magnet, koji ubrzane ione zakreće za 90° , energija snopa pozitivnih iona je definirana točnošću od 0.2% [14].

4 Dual-beam komora za ozračavanje materijala od interesa za fuzijske reaktore

Laboratorij	Korišteni sistemi
JAERI Takasaki(Japan)	400 kV Implantor, 3 MV Van de Graaff, 3 MV Tandem
IAE Kyoto (Japan)	1 MV Van de Graaff, 1.7 MV Tandetron, 1 MV Singletron
HIT Tokyo (Japan)	3.75 MV Van de Graaff, 1 MV Tandetron
CIRSE Nagoya University (Japan)	200 kV Implantor, 2 MV Van de Graaff
Hokkaido University Sapporo (Japan)	300 kV Implantor, 1 MV TEM
MSD, IGCAR Kalpakkam (India)	400 kV Implantor, 1.7 MV Tandetron
FZ Rossendorf (Germany)	500 kV Implantor, 3 MV Tandetron
FSU Iena (Germany)	400 kV Implantor, 3 MV Tandem
Salford University (UK)	100 kV Implantor, 200 kV TEM

Tablica 4.1: Postrojenja za ozračavanje s više snopova [12]

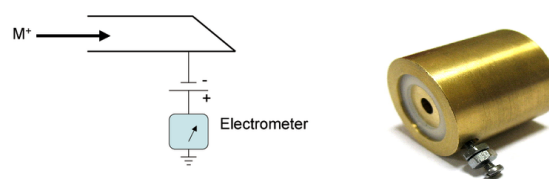
Kao što je već spomenuto u prošlom poglavlju, na Institutu Ruđer Bošković započeo je projekt izgradnje *Dual-beam* komore ili komore dvostrukog snopa u sklopu projekta EUROfusion. Postojeću komoru na Institutu Ruđer Bošković potrebno je mijenjati i nadograditi u komoru dvostrukog snopa za istraživanja materijala od interesa za fuzijske elektrane, po uzoru na već postojeće komore s više ionskih snopova DuET, JANNUS i TIARA. Različita postrojenja s više ionskih snopova koja su trenutno u pogonu navedena su u Tablici 4.1.

4.1 Montaža, grijanje i hlađenje uzorka

Veličina uzorka koji se istražuje razlikuje se kod pojedinih komora. Kod JANNUS I DuET uzorci se ne mogu pomicati i rotirati, pa se može ozračavati samo jedan uzorak koji ima veličinu do $\phi=30$ mm. Dok se u projektu TIARA u komori nalazi više manjih uzoraka, 7 od $\phi=3$ mm i jedan $\phi=10$ mm. Prednost je što u projektu TIARA postoji mogućnost pomicanja i rotiranja uzoraka. Uzorak se u svakoj od komora grije različitim tehnikama od omskog grijanja (pomoću W grijača), grijanja električnim topom, do grijanja infracrvenim zrakama (3kW grijač za vakuum). Mogu se postići visoke temperature sve do 1800° u pojedinim komorama. Uzorci se također mogu hladiti pomoću tekućeg dušika i tehnikom *cold-finger* kojom se mogu postići temperature i do 4 K. Temperatura u komori se kontrolira termokamerama, dok se očitavanje vrijednosti temperature rade termočlancima na držaču uzorka.

4.2 Mjerenja struje snopa iona

Jakost struje nabijenih iona prilikom ozračavanja uzorka bitan je podatak jer se odnosi na količinu iona kojom je bombardiran uzorak. Struje ionskih snopova su do reda veličine nanoampera. Na sve tri triple-ion ili dual-ion beam komore struja iona se mjeri povremenim ubacivanjem *Faraday cup*-a u snop iona na 30 s. *Faraday cup* je metalna (vodljiva) šalica dizajnirana da uhvatiti nabijene čestice u vakuumu. Dobiivena struja može se mjeriti i koristi za određivanje broja iona koji udaraju u šalicu. *Faraday cup* je dobio ime po Michael Faradayu koji je prvi raspravljao o teoriji iona oko 1830. Izgled *Faraday cup*-a prikazan je na slici 4.1. [18]



Slika 4.1: Shema Faraday cup-a i njegov vanjski izgled [18]

Kako će se tijekom mjerenja koristiti sustav zaustavnih folija za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona, ioni će dolaziti različitim nabojima na uzorak, što

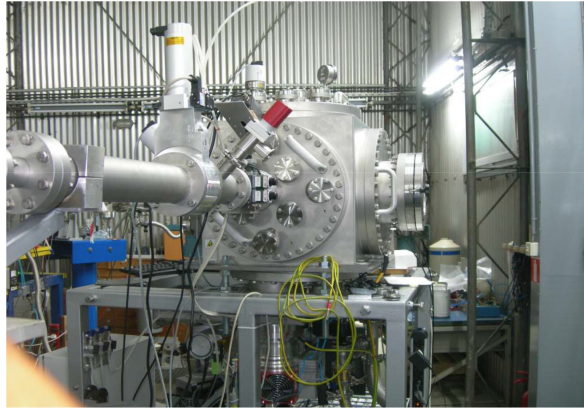
će utjecati na mjerenje struje. Zato se struja iona mora mjeriti s *Faraday cup*-ovima direktno iz snopa, a ne s uzorka, čak i ako se ozračava samo jednim snopom iona. U postojećim komorama najčešće se koriste *micro-Faraday cup*-ovi; pločica sa 7 malih *Faraday cup*-ova od $\phi=1$ mm (1 u sredini plus 6 u šesterokutu naokolo). Ubacuju se svakih sat vremena ili istodobno u oba snopa ili zasebno za svaki snop iona. Dok se mjeri struja uređaji za prilagođavanje energije (degraderi) su izmaknuti. Uz *Faraday cup* još se koriste *Beam profile monitor*-i (BPM). U BPM uređaju mjere se sekundarni elektroni emitirani sa žice koja rotira, a njihova emisija ovisi o tipu iona i energiji iona. BPM uređaj ne daje informaciju o apsolutnom iznosu struje iona, već su to samo relativna mjerenja struje.

4.3 Dimenzija snopa i površina koju se ozračava

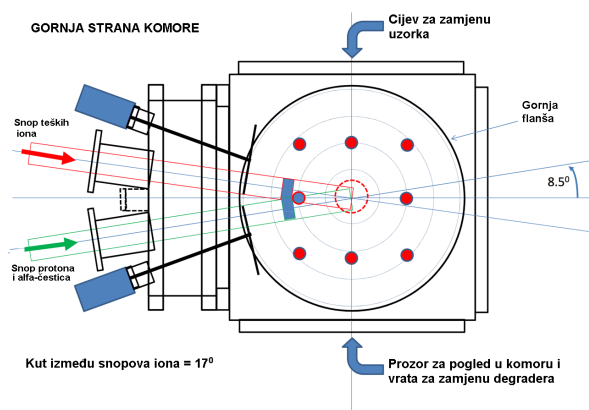
Glavna karakteristika dual-beam komora je da oba snopa moraju padati u istu točku i moraju ozračavati istu elipsu na uzorku prije početka skeniranja. Također oba snopa iona moraju imati jednaki otklon na uzorku. Kut upada snopa na uzorak je uvijek 10° - 15° prema normali, da teški ioni prodru čim dublje u materijal. Za potrebe istraživanja materijala uzorak će se skenirati. Skener se nalazi na udaljenosti 2.5-3 m od uzorka i skenira se uvijek veća površina od samog uzorka. Kako se istovremeno skenira s više snopova bitno je pripaziti da tijekom skeniranja i dalje svaki snop pada na istu točku na uzorku, te da ima isti otklon. Veličina snopa u spomenutim komorama je svima ϕ 2-3 mm koji se skenira preko površine 20×20 mm. Kako će u ovom radu snop prolaziti kroz sustav zaustavnih folija koji dovode do kutnog raspršenja snopa, bit će važno promatrati kolika će se zapravo površina uzorka ozračavati. Više o tome će se govoriti u nastavku rada.

4.4 DiFU - Dual beam station for fusion materials research ili Komora dvostrukog snopa za istraživanje materijala od interesa za fuziju na IRB-u

Trenutni vanjski izgled komore prikazan je na slici 4.2 dok je plan buduće komore sa dva snopa prikazan na slici 4.3. Komora će imati dva snopa pod kutem 8.5° prema normali. U komori će se nalaziti više uzoraka te će biti moguće pomicati i rotirati uzorke. Struja će se mjeriti direktno za svaki snop pomoću sustava *Faraday cup*-ova po uzoru na već postojeće navedene komore. DiFU komora će imati mogućnost skeniranja površine od 5×5 do 30×30 mm. Unutar komore još će se nalaziti 2 *Ion beam degrader*-a, tj. 2 sustava rotirajućih zaustavnih folija koji će služiti za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona.



Slika 4.2: Vanjski izgled trenutne komore na Institutu Ruđer Bošković



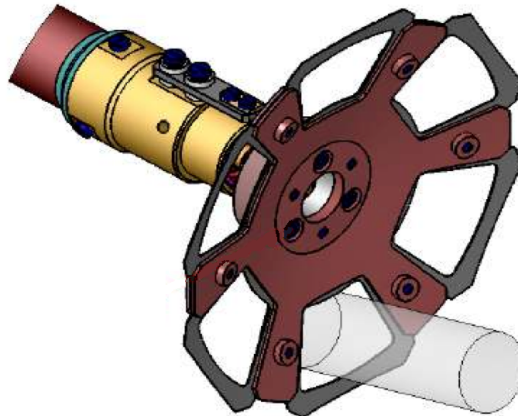
Slika 4.3: Shema komore dvostrukog snopa za istraživanje materijala od interesa za fuziju na IRB-u

4.5 Prilagodba energije snopa pomoću rotirajućih zaustavnih folija

Uzorak od interesa biti će izložen dvama snopova iona. Teškim ionima, npr. željeza, te ionima vodika i helija, tj. snopovima protona i alfa čestica. Budući da snop iona gubi energiju vrlo nejednoliko na svojoj putanji u materijalu, postićući maksimum na najvećoj dubini, nužna je ugradnja sustava za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona. Time se nastoji postići što ravnomjernija raspodjela predaje energije iona u materijalu duž cijele putanje, od ulaska u materijal do krajnjeg dosega u materijalu. Pri tome energije teških iona i energije protona odnosno alfa-čestica trebaju biti namještene tako da imaju isti doseg u materijalu, te da za oba snopa bude zadovoljen uvjet da se homogeno ozračava cijela dubina od interesa.

Prilagodba energije postiže se sustavom rotirajućih zaustavnih folija tzv. *ion beam degraderima* (izgled jednog možemo vidjeti na slici 4.4). Na disku koji se rotira pomoću motora nalazi se obično 5 do 8 rupa u koje su umetnu tanke metalne folije različitih debljina. Ioni prolaskom kroz tanke folije gube energiju te ovisno o debljini

folija dolaze s drugačijim energijama na površinu uzorka. Ovisno o energiji upadnih iona na uzorak dobivat ćemo različitu distribuciju iona u meti, odnosno različitu distribuciju premještenih atoma mete, veličina koja će se promatrati. Rotiranjem folija jednolikom brzinom ionski snop će u jednakom vremenu prolaziti kroz svaku foliju, te zbrojem distribucija premještenih atoma mete za svaku foliju možemo dobiti ukupnu distribuciju u meti. Cilj nam je postići da imamo homogenu distribuciju od ulaska u uzorak do maksimalne dubine.



Slika 4.4: Izgled ion beam degradera [19]

Na spomenitim komorama JANNUS, DuET i TIARA koriste se zasebni *degraderi* za svaki od ionskih snopova. Koriste se aluminjske ili niklove folija različitih debljina od 0.8 do 6 μm . Potrebno je da jedna pozicija na degraderu bude bez folije radi mjerenja struje jer folije djeluju kao *stripper*, odnosno mijenjaju naboj nekih iona snopa što utječe na promjenu struje. Dimenzije folija su 30×30 mm, te se snop nalazi na njima 85% vremena zračenja, dok se 15% snopa gubi na nosačima folija. Veća površina folija, odnosno uža nosači nisu mogući jer dolazi do rastapanja folija pod snopom iona. Upravo zbog grijanja folija, *degrader* se ne smije sporo rotirati, ali ni prebrzo da bi se mogla rotacija brzo zaustaviti na poziciju bez folije radi mjerenja struje. *Degrader* je napravljen geometrijski tako da snop iona pada okomito na svaku foliju.

5 Kočenje iona u materijalu

Ulaskom u uzorak, ionski snop prolazi kroz cijeli niz međudjelovanja s atomima u uzorku, putem međudjelovanja s jezgrama atoma ili s njihovim elektronskim omotačem. Sva ta međudjelovanja mogu se grubo podijeliti u dvije osnovne skupine:

i) "Mala" međudjelovanja su međudjelovanja iona s atomskim jezgrama atoma ili elektronskim omotačem atoma, od kojih svako unosi tek malu promjenu energije i smjera iona. To su npr. procesi vezani uz kočenje iona, te uz višestruka raspršenja

iona na atomima uzorka.

ii) "Velika" međudjelovanja su sva međudjelovanja koja rezultiraju značajnom promjenom energije i smjera iona, odnosno emisijom raspršenih iona snopa, produkata nuklearnih reakcija, sekundarnih elektrona ili pak elektromagnetskog (X ili γ) zračenja.

"Velika" međudjelovanja mogu biti upotrijebljena za određivanje kemijskog sastava uzorka, tj. njima se koriste analitičke metode temeljene na snopovima ubrzanih iona. S druge strane, "mala" međudjelovanja mogu biti upotrijebljena za određivanje dubine na kojoj je došlo do "velikih" međudjelovanja bitnih za analitičke metode. Porred toga, zbog svoje statističke prirode "mala" međudjelovanja često unose nepouzdanost u analitičku metodu.

Upravo znanje o kočenju iona, te višestrukim raspršenjima iona u materiji je od temeljne važnosti u metodama analize materijala koristeći snopove nabijenih atomskih čestica. Procesi kočenja i višestrukih raspršenja iona u uzorku doprinose kvarenju energijske rezolucije i gubitku energije ubrzanih iona. U ovu skupinu doprinosa spadaju elektronsko i nuklearno kočenje, odnosno njihov elektronski i nuklearni *straggling*, te doprinosi kutnog i bočnog širenja snopa uzrakovanog višestrukim elastičnim raspršenjima iona u uzorku.

Teške nabijene čestice, npr. ioni, gube svoju energiju prolaskom kroz materijal međudjelujući s jezgrama atoma u materijalu i s atomskim elektronima. Energija iona, $E(x)$, prolaskom kroz sloj Δx mijenja se te iznosi

$$E(x + \Delta x) = E(x) - S(E)\Delta x \quad (5.1)$$

gdje je $S(E) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta E / \Delta x = dE/dx$ kočenje iona, tj. gubitak energije iona za jedinicu dužine. Ono je određeno vrstom iona i materijala, te energijom E iona. Sa x označena je dužina prijeđenog puta u materijalu. U svim algoritmima za račun $S(E)$ se obično izražava u $\text{eV}/(10^{15} \text{ atoma}/\text{cm}^2)$, dok će se u ovom radu koristiti jedinice $\text{keV}/\mu\text{m}$. Ukupno kočenje na danoj energiji iona je zbroj elektronskog kočenja $S_e(E)$, koje je posljedica međudjelovanja iona s atomskim elektronima, te nuklearnog kočenja $S_n(E)$, koje je posljedica međudjelovanja iona s zasjenjenim jezgrama atoma u materijalu. Procjena dometa čestice u materijalu tako slijedi izravno iz energije koju je čestica izgubila [14].

Još je N.Bohr u svojim razmatranjima elektronskog kočenja [20] pretpostavio da se elektronsko kočenje teškog iona $S_{eHI}(v)$ na brzini v može izraziti uz pomoć efektivnog naboja tog iona i kočenja za proton $S_{ep}(v)$ na istoj brzini, uz efektivni

naboj za protone $Z_p^* \approx 1$ (jedinični naboj) [14]

$$S_{eHI}(v) = (Z_{HI}^*)^2 S_{ep}(v) \quad (5.2)$$

Parametrizacijom protonskog kočenja, te na temelju teorijskog Betheovog modela kočenja iona i brojnih tabeliranih eksperimentalnih mjerenja, te parametrizacijom efektivnog naboja J.F.Ziegler razvio je programski paket za račun kočenja iona SRIM [29], koji je korišten i u ovom radu. Efektivni naboj iona opisuje se zasjenjenjem jezgre iona u materijalu. Naime, elektroni odnosno atomske jezgre materijala ne osjećaju naboj jezgre Z_1 iona ni pripadno kulonsko polje, već poje definirano zasjenjenim potencijalom. To zasjenjenje naboja jezgre iona može biti prikazano pomoću efektivnog naboja jezgra Z_1^* . Na većim energijama iona efektivni naboj približno je jednak Z_1 . Svi parametri za račun efektivnog napona su tabelirani, te su korišteni za račun kočenja.

Na vrlo niskim energijama iona dominira nuklearno kočenje iona, koje se temelji na sudarima zasjenjene jezgre iona s zasjenjenim jezgrama atoma materijala, pri čemu se uvodi zasjenjeni Coulombovski potencijal V_S definiran kao $V_S(r) = V_C(r)F_S(r/a)$ gdje je $V_C(r)$ Coulombov potencijal, a F_S i a funkcija i radius zasjenjenja. Odatle je za $S_n(E)$, na temelju Wilsonovih rezultata [21], Ziegler dobio [14]

$$S_n(E) = 8.462 Z_1 Z_2 M_1 (M_1 + M_2)^{-1} s_n(\varepsilon) \quad (5.3)$$

gdje je $s_n(\varepsilon)$ reducirano nuklearno kočenje, ovisno o parametru ε , koji uz energiju iona E (izraženu u keV) iznosi [14]

$$\varepsilon = 32.53 E M_2 (M_1 + M_2)^{-1} (Z_1 Z_2)^{-1} (Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})^{-1} \quad (5.4)$$

5.1 Potencijali međudjelovanja - Zasjenjeni Coulombov potencijal

Interakcija dva atoma opisana je pomoću potencijala međudjelovanja koji ovise samo o nabojima jezgre i njihovoj međusobnoj udaljenosti. Treba se imati na umu da je to pretpostavka koja je dobro opravdana pri visokim energijama, ali ne mora biti da je dobar za vrlo niske energije. Bezobzira, ovaj koncept je zadovoljavajući i stoga se koristi u svim računalnim simulacijama navedenim u [15].

Grupa Coulombovih zasjenjenih potencijala se često koriste u računalnim simulacijama, te će se koristiti u simulacijama ovoga rada. Potencijal se može napisati kao [15]

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a(r/a)} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{C}{r/a} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad , \quad (5.5)$$

gdje je $\Phi(r/a)$ često aproksimirano kao

$$\Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \sum_{i=1}^n c_i \exp(-d_i \frac{r}{a}) \quad , \quad \sum_{i=1}^n c_i = \Phi(0) = 1 \quad . \quad (5.6)$$

Duljina zasjenjenja a ovisi o nabojima jezgara Z_1 i Z_2 . Uobičajeno je uvesti relaciju za efektivni naboj Z_{12}

$$Z_{12} = (Z_1^x + Z_2^x)^y \quad (5.7)$$

tako da duljina zasjenjena a postane

$$a = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3} a_B Z_{12}^{-1/3} \quad (5.8)$$

gdje je $a_B = 0.0529$ nm Bohrov radijus, a $(9\pi^2/128)^{1/3} = 0.8853$. U Thomas-Fermijevom modelu vrijedi $xy=1$. Firsov je koristio vrijednosti $x=1/2$ i $y=2$ i dobio duljinu zasjenjenja [15]:

$$a_F = 0.88534 a_B (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3} \quad (5.9)$$

dok je Lindhard predložio vrijednosti $x=2/3$ i $y=3/2$ i dobio da je Linhard-Scharf duljina zasjenjenja jednaka [15]:

$$a_{LS} = 0.88534 a_B (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (5.10)$$

	Bohr	Molière	Kr-C	ZBL	Lenz-Jensen
n	1	2	3	4	5
c_1	1	0.35	0.190945	0.028171	0.01018
c_2	0	0.55	0.473674	0.28022	0.24330
c_3	0	0.10	0.335381	0.50986	0.7466
c_4	0	0	0	0.18175	0
d_1	1	0.3	0.278544	0.20162	0.206
d_2	0	1.2	0.637174	0.40290	0.3876
d_3	0	6.0	1.919249	0.94229	1.038
d_4	0	0	0	3.1998	0

Tablica 5.1: Konstante funkcija zasjenjenja različitih potencijala [15]

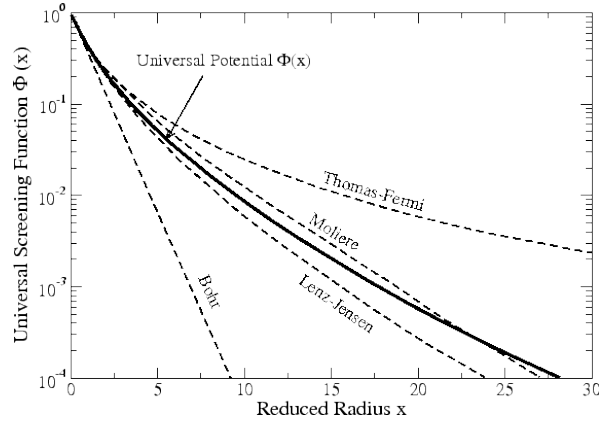
Najjednostavniji potencijal oblika (5.6) je Bohrov potencijal, gdje funkcija zasjenjenja Ψ ima samo jedan eksponencijalni član, no ovaj potencijal je slab za velike udaljenosti r . Tri izrazi u funkciji zasjenjenja (5.6) je predložio Molière, kao analitička aproksimacija Thomas-Fermijevog potencijala. Konstante c_i i d_i Molièrovog potencijala a i drugih su dani u tablici 5.1. Ziegler, Biersack i Littmark napravili su tada mjerenja i izračune međuatomskih potencijala za 522 para atoma. Na temelju tih izračuna mogli su izvesti univerzalni potencijal zasjenjenja koji je pogodan za proizvoljne parove atoma. Duljina zasjenjenja njegovog potencijala je definirana relacijom $xy=0.69$, različito od relacije koja vrijedi za Thomas-Fermijev potencijal, i glasi [16]:

$$a_{ZBL} = 0.88534 a_B (Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})^{-1} \quad (5.11)$$

Lenz i Jensen napravili su jedan od prvih prijedloga funkcije zasjenjenja analitičkom formom različitom od one jednadžbe (5.6) [15],

$$\Psi_{LJ}(x) = (1 + y + 0.3344y^2 + 0.485y^3 + 0.002647y^4)e^{-y} \quad (5.12)$$

gdje je $y = \sqrt{9.67x}$ i $x=r/a_{LS}$. Ovaj se potencijal može aproksimirati potencijalom Molièrovog tipa, pomoću konstanti tablice 5.1. Grafovi navedenih potencijala prikazani su na slici 5.1.



Slika 5.1: Univerzalni potencijal zasjenjenja i druge aproksimacija [16]

5.2 Elektronski i nuklearni straggling

Kako je već rečeno, radi kočenja iona u uzorku energija iona se mijenja s prijeđenim putom. No, kočenje iona u uzorku je statistički proces, radi mnoštva međudjelovanja iona s elektronima i jezgrama atoma uzorka. Zato se javljaju odstupanja od energije iona određene kočenjem. Ova odstupanja također doprinose kvarenju energijske rezolucije. Obzirom na vrstu kočenja razlikuju se nepouzdanost elektronskog kočenja ili elektronski *straggling*, te nepouzdanost nuklearnog kočenja ili nuklearni *straggling*. Budući da je riječ o neovisnim procesima, konačna širina δE_s dobija se zbrajanjem kvadrata širina za distribucije elektronskog *stragglinga* δE_{se} , odnosno nuklearnog *stragglinga* δE_{sn}

$$\delta E_s^2 = \delta E_{se}^2 + \delta E_{sn}^2 \quad (5.13)$$

Pri tome obje distribucije imaju konačnu varijancu. Za razdiobu vjerojatnosti iona oko srednje energije kod elektronskog *stragglinga* obično se uzima da ima oblik Gaussijana. No, to vrijedi samo za određeni interval energije iona, odnosno za određeni gubitak energije iona [14].

Ovisno o gubitku energije iona razlikuju se četiri različita modela i četiri različite distribucije za elektronski *straggling*:

1. za gubitak energije iona manji od 10% vrijedi Vavilovljev model *stragglinga* s asimetričnom Vavilovljevom distribucijom [17];
2. za gubitak energije iona od 10 do 25% vrijedi Bohrov model *stragglinga*, distribucija je Gaussijan [20];
3. za gubitak energije iona od 20 do 50% vrijedi Symonov model *stragglinga*, distribucija je Gaussijan sa širinom do dva puta većom nego u Bohrovom modelu [22];
4. za gubitak energije iona od 50 do 90% vrijedi Payne-Tschalar model, distribucija je asimetrična, sa širinom manjom nego u Symonovom modelu [23] [24];

Ipak, na nižim energijama iona, radi lakšeg računa elektronskog *stragglinga* bilo bi dobro ostati u okvirima Bohrovog modela. To je moguće postići ako se uzorak podijeli na slojeve za koje vrijedi da je unutar svakog gubitak energije oko 10%. Uvjet za to je da debljina sloja, izražena u g/cm^2 , mora biti veća od granične vrijednosti x_G definirane izrazom [14]

$$x_G = 3 \cdot 10^{-4} (M_2/Z_2)(E/Z_1 M_1)^2 \quad g/cm^2 \quad (5.14)$$

a manja od $2x_G$. Ako je sloj debljine manje od x_G , gubitak energije iona u njemu je manji od 10%, pa treba koristiti složeniju Vavilovljevu, a ne Gaussijevu distribuciju. Takvu situaciju možemo izbjeći da zadnji sloj debljine manje od x_G pribrojimo prethodnom, te provjerimo da je gubitak energije manji od 25%. Tada možemo koristiti Gaussijevu distribuciju i Bohrov model te se konačna širina dobije zbrojem kvadrata širine distribucije u svakom od slojeva.

Osnovna pretpostavka Bohrovog modela je da međudjelovanja iona s elektronima nisu korelirana, tj. da nema atomskih, molekularnih, kao ni prostornih korelacija. Bohrov model elektronskog *stragglinga* daje energetska distribuciju u obliku Gaussijana s varijancom Ω_B , izraženom u keV [14]

$$\Omega_B^2 = 4\pi Z_2 (Z_1 E^2)^2 N dx F(\beta) \quad (5.15)$$

gdje je N gustoća atoma po cm^3 unutar sloja debljine dx , izraženog u cm, dok je $e^2 = 1.4398 \cdot 10^{-10}$ keVcm kvadrat naboja elektrona. Funkcija $F(\beta)$ je relativistička korekcija iona s brzinom v [14]

$$F(\beta) = (1 - \beta^2/2)/(1 - \beta^2) \quad (5.16)$$

gdje je $\beta = v/c$ (c je brzina svjetlosti).

Kod teških iona na nižim energijama nužno je uzeti u obzir i nuklearni *straggling*. On se obično zanemaruje kod visokoenergijskih protona ili iona helija. Nuklearno kočenje iona daje također energijsku distribuciju u obliku Gaussijana s varijancom [14]

$$\Omega_n^2 = 4\pi (Z_1 Z_2 e^2)^2 N dx (1 + M_2/M_1)^{-2} W^*(\varepsilon) F(\beta) \quad (5.17)$$

gdje je $F(\beta)$ relativistička korelacija definirana u (5.16), dok je $W^*(\varepsilon)$ nepouzdanost za reducirano nuklearno kočenje $s_n(\varepsilon)$ [14]

$$W^*(\varepsilon) = (4 + A\varepsilon^{-B} + C\varepsilon^{-D}) \quad (5.18)$$

Konstante $A=1.6460$, $B=-1.0494$, $C=0.0492$ i $D=-1.6991$, dok je ε reducirana energija (5.4). Ta varijanca nuklearnog kočenja daje širinu (FWHM)

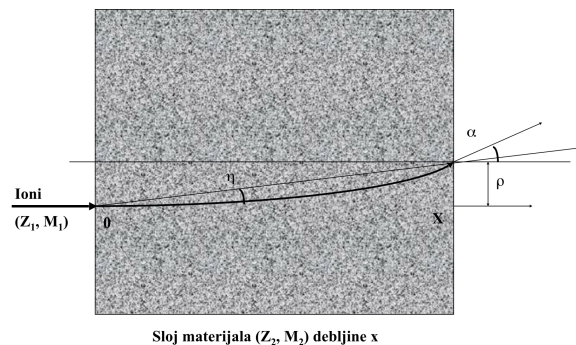
$$\delta E = 2.355\Omega_n \quad (5.19)$$

I ovdje je nužno izvršiti podjelu uzorka na slojeve u kojima je energija iona približno konstantna, budući da Ω_n ovisi o energiji iona.

Ukoliko se uzorak podijeli na slojeve debljine $x_G \leq x \leq 2x_G$, energijska distribucija iona u svakom od njih će radi elektronskog *stragglina* imati oblik Gaussijana širine δE_{ei} . Jednako tako, radi nuklearnog *stragglina* energijska distribucija je Gaussijan širine δE_{ni} . Pri tome je bitno uočiti da se energija iona u sloju x_G mijenja tek 10%, tj. ostaje približno konstantna, što omogućuje točan račun energijski ovisnog elektronskog, odnosno nuklearnog *stragglina*. Doprinosi *stragglina* u svim slojevima su tako suma kvadrata širina svih Gaussijana elektronskog i nuklearnog *stragglina* iz svakog od slojeva.

5.3 Višestruka raspršenja - Kutno širenje

Posebni problem teškoionskih analitičkih metoda su doprinosi nepouzdanosti energiji od višestrukih elastičnih raspršenja iona pod malim kutom. Raspršenja se zbivaju pod malim prednjim kutovima. Ti "mali" kutovi raspršenja u teorijskim modelima su svi kutovi za koje vrijedi $\sin\theta = \theta$, odnosno $\theta \leq 20^\circ$. Radi višestrukih raspršenja iona na atomima uzorka, snop iona se širi bočno, uz istodobnu kutnu divergenciju. Nakon prolaza kroz sloj materijala debljine dx snop ima bočnu poluširinu $\rho_{1/2}$ i kutnu poluširinu $\alpha_{1/2}$ što je shematski prikazano na slici 5.2.



Slika 5.2: Kutno i bočno širenje ionskog snopa

U ovom radu promatrano je kutno širenje ionskog snopa nakon prolaska kroz sloj debljine dx , te njegova kutna distribucija na uzorku. Kutno širenje ionskog snopa

detaljno je obrađeno u radovima P. Sigmunda [25] [26]. Nakon prolaska kroz sloj debljine dx , vektori brzine iona imaju kutnu distribuciju snopa u prostornom kutu $d\Omega$ jednaku $F(dx, \alpha)$, gdje je α kut otklona od osi snopa. Pomoću faktora μ i ν uvode se reducirani kut α^* i reducirana dubina τ [14]

$$\alpha^* = \mu\alpha = (Ea)/(2Z_1Z_2e^2)\alpha \quad (5.20a)$$

$$\tau = \nu dx = \pi a^2 N dx \quad (5.20b)$$

gdje je a Thomas-Fermijev radijus zasjenjenja $a = 0.885a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ ($a_0 = 0.529177 \cdot 10^{-8}$ cm je Bohrov radius). Gustoća atoma u sloju dubljine dx iznosi N atoma po cm^{-3} , dok je $e^2 = 1.4398 \cdot 10^{-10}$ keVcm. Energija iona E dana je u keV, a dx u cm. Ujedno se umjesto distribucije $F(dx, \alpha)$, definirane za prostorni kut $d\Omega$, uvodi rotaci-ono simetrična bezdimenzionalna distribucija $f(\tau, \alpha^*)$ [14]

$$F(dx, \alpha)d\Omega = \alpha^* d\alpha^* f(\tau, \alpha^*) \quad (5.21)$$

Model P. Sigmunda za višestruka raspršenja prolazi od pretpostavki da je raspored centara raspršenja slučajan, da su raspršenja međusobno neovisna i aksijalno simetrična. Pored ograničenja na "male" kutove raspršenja, u modelu se zanemaruje i gubitak energije u materijalu, što znači da je i ovdje kao i kod računa *stragglina* nužno uzorak podijeliti na slojeve (5.14) u kojima je promjena energije oko 10%, odnosno približno konstantna. Razumno je, zato, račun kutnih raspršenja provoditi paralelno s računom kočenja i *stragglina*.

Distribucije $f(\tau, \alpha^*)$, izračunate u modelu P. Sigmund tabelirane su za razne vrijednosti τ . Radi olakšavanja računa s funkcijom $f(\tau, \alpha^*)$ njene tabelirane vrijednosti aproksimirane su analitičkim funkcijama. Najboljom se pokazala linearna kombinacija Gaussijana $G(\alpha)$ i Lorentzijana $L(\alpha)$

$$G(\alpha) = \exp(-\alpha^2/\sigma^2)/(\sigma^2 2\pi)^{1/2} \quad (5.22a)$$

$$L(\alpha) = (\Gamma/2\pi)/((\Gamma/2)^2 + \alpha^2) \quad (5.22b)$$

s parametrima A , C i D ovisnim o τ , uz uvjet da su FWHM Gaussijana i Lorentzijana međusobno ovisne, tj. $\Gamma^2 = 8\sigma^2$ [14]

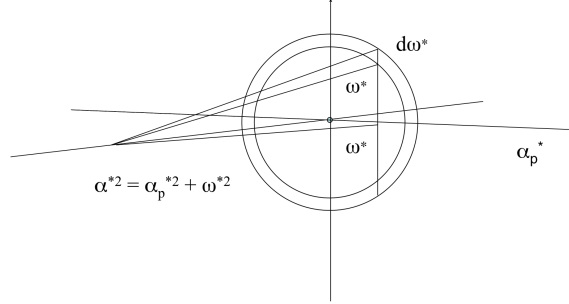
$$f_{GL}(\tau; \alpha^*) = \gamma G(\alpha^*) + \lambda L(\alpha^*) = C \exp(-A\alpha^{*2}) + D/(1 + A\alpha^{*2}) \quad (5.23)$$

gdje su parametri linearne kombinacije $\gamma = C(\pi/A)^{1/2}$ i $\lambda = \pi D A^{-1/2}$.

Distribucije $f(\tau, \alpha^*)$ su prostorne, tj. daju vjerojatnost smjera iona za prostorni kut $2\pi\alpha^* d\alpha^*$. Međutim, za ovaj rad zanimat će nas distribucije vjerojatnosti u reakcijskoj

ravnini prikazanoj na slici 5.3. Zato uvodimo projicirane kutne distribucije $f_p(\tau, \alpha_p^*)$ i projicirane kutne poluširine $\alpha_{p1/2}^*$. Prijelaz od prostorne na ravninsku projiciranu distribuciju dan je relacijom: [14]

$$f_p(\alpha_p^* = \alpha^*) = 2 \int_0^\infty f((\alpha^{*2} + \omega^{*2})^{1/2}) d\omega^* \quad (5.24)$$



Slika 5.3: Projicirane kutne distribucije raspršenih iona

Da bi mogli izračunati distribuciju $f_p(\tau, \alpha_p^*)$ potrebno je odrediti ukupnu poluširinu $\alpha_{p1/2}^*$ i reducianu dubinu τ . Kao što je već rečeno, općenito je, a posebno kod teških iona, nužno podijeliti uzorak na slojeve s zasebnim poluširinama $\alpha_{ip1/2}$. Međutim nije moguće naći ukupnu poluširinu zbrajanjem kvadrata $\alpha_{ip1/2}$, jer ove distribucije nemaju konačnu varijancu, već je nužno izračunati konvoluciju svih distribucija i naći njenu ukupnu širinu.

Za kutne distribucije (prostorne i projicirane) vrijedi tzv. konvolucijska koherentnost. Naime, konvolucija tih funkcija u dva bliska sloja $f_p(\tau_1, \alpha_p^*)$ i $f_p(\tau_2, \alpha_p^*)$ rezultira ukupnom distribucijom [14]

$$f_p(\tau_1 + \tau_2, \alpha_p^*) = f_p(\tau_1, \alpha_p^*) \otimes f_p(\tau_2, \alpha_p^*) \quad (5.25)$$

Drugim riječima, isti se rezultat postiže prolaskom iona kroz uzastopne slojeve τ_1 i τ_2 kao i kroz ukupni sloj $\tau_K = \tau_1 + \tau_2$. Zato za poluširinu konvolucije možemo reći da vrijedi [27]

$$(\alpha_{p1/2}^*(1+2))^{2m} = (\alpha_{p1/2}^*(1))^{2m} + (\alpha_{p1/2}^*(2))^{2m} \quad (5.26)$$

gdje je $2m$ parametar udarnog presjeka za višestruka raspršenja koji sporo varira s promjenom τ . Obzirom da $m(\tau)$ sporo varira o τ dovoljno je da su τ_1 i τ_2 i $\tau_1 + \tau_2$ istog reda veličine, što praktično znači da za $\tau_1 \geq \tau_2$ mora biti $(\tau_1 + \tau_2)/\tau_2 \leq 10$. Tako su vrijednosti potencije $2m$ u ovom radu izračunate pomoću τ_1 iz relacije [14]

$$2m = a_m L_{\tau_1}^5 + b_m L_{\tau_1}^4 + c_m L_{\tau_1}^3 + d_m L_{\tau_1}^2 + e_m L_{\tau_1} + g_m \quad (5.27)$$

gdje je $L_{\tau_1} = \ln \tau_1$, a parametri polinoma iznose $a_m = 1.3 \cdot 10^{-5}$, $b_m = 8.318 \cdot 10^{-5}$, $c_m = -2.226 \cdot 10^{-3}$, $d_m = -2.401 \cdot 10^{-3}$ i $e_m = 1.513 \cdot 10^{-1}$ i $g_m = 1.159$.

Za reduciranu poluširinu $\alpha_{p1/2}^*$ distribucije $f_p(\tau, \alpha_p^*)$, za dani τ , vrijedi [28]

$$\alpha_{p1/2}^* = a_p L_\tau^4 + b_p L_\tau^3 + c_p L_\tau^2 + d_p L_\tau + e_p \quad (5.28)$$

gdje je $L_\tau = \ln \tau$, a reducirana dubina τ izračunata po formuli (5.20b). Parametri polinoma iznose $a_p = 2.925 \cdot 10^{-4}$, $b_p = 1.829 \cdot 10^{-3}$, $c_p = -6.398 \cdot 10^{-2}$, $d_p = 9.239 \cdot 10^{-1}$ i $e_p = -1.009$ [28].

U ovom radu podijeljen je uzorak na slojeve, te izračunate njihove reducirane dubine τ_i i reducirane poluširine $\alpha_{ip1/2}^*$ po jednadžbi (5.28). Uvršteno je tada u (5.26) poluširina svakog sloja i dobivena ukupna poluširina konvolucije $\alpha_{p1/2}^*$. Iz ukupne polušire tada je moguće izračunati ukupnu reduciranu dubinu τ [28].

$$\tau = aL^4 + bL^3 + cL^2 + dL + e \quad (5.29)$$

Parametri polinoma iznose $a = 5.444 \cdot 10^{-4}$, $b = 1.716 \cdot 10^{-2}$, $c = 1.9467 \cdot 10^{-1}$, $d = 1.58703$ i $e = 1.39225$. Konačno poznavajući ukupni τ moguće je odrediti projiciranu distribuciju $f_p(\tau, \alpha_p^*)$, koja se također uzima kao linearna kombinacija Gaussijana i Lorentzijana (5.23). Parametrima A_p , C_p i D_p ovisit će o $L_\tau = \ln \tau$ kao [28]

$$\ln A_p = a_{Ap} L_\tau^4 + b_{Ap} L_\tau^3 + c_{Ap} L_\tau^2 + d_{Ap} L_\tau + e_{Ap} \quad (5.30)$$

gdje se parametri polinoma mogu naći u tablici 5.2.

	a	b	c	d	e
Ap	$-4.663 \cdot 10^{-4}$	$-3.384 \cdot 10^{-3}$	$1.212 \cdot 10^{-1}$	-1.877	1.849
Cp	$-9.252 \cdot 10^{-4}$	$1.760 \cdot 10^{-2}$	$-1.178 \cdot 10^{-1}$	$-2.260 \cdot 10^{-1}$	$7.952 \cdot 10^{-1}$
Dp	$1.426 \cdot 10^{-4}$	$-1.266 \cdot 10^{-3}$	$3.039 \cdot 10^{-2}$	-1.052	1.367

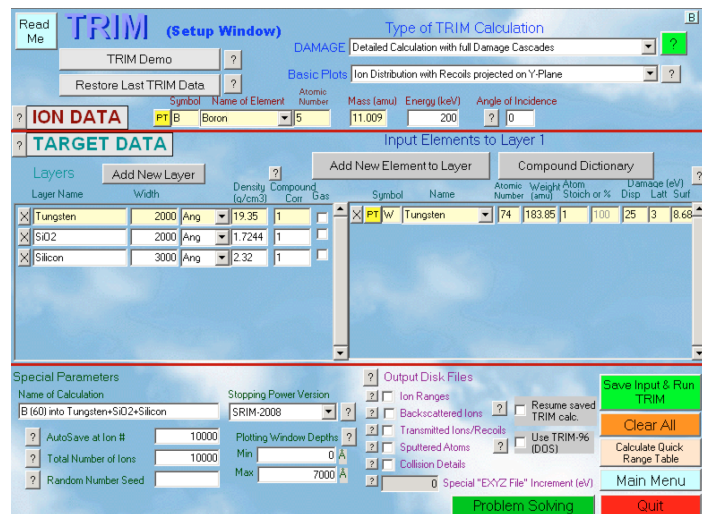
Tablica 5.2: Parametri polinoma za izračun parametara A_p , C_p i D_p projicirane distribucije $f_p(\tau, \alpha_p^*)$ [14]

5.4 SRIM modeliranje

Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM), odnosno zaustavljanje i raspon iona u materiji je skupina računalnih programa koji računaju interakciju iona i materije. Jezgra SRIM-a je program *Transport of Ions in Matter* (TRIM), odnosno prijevoz iona u materiji. SRIM je vrlo popularan u tehnološkoj zajednici, posebno u istraživanjima implantacije iona, te se također koristi i u drugim granama znanosti u kojima se ozračavaju materijali. Program su razvili James F. Ziegler i Jochen P. Biersack oko 1983., a kontinuirano se nadograđuje glavnim promjenama koje se događaju otprilike svakih pet godina. Ulazni parametri za SRIM su vrsta iona i njihova energija (u rasponu od 10 eV - 2 GeV) i materijal jednog ili nekoliko slojeva mete. Program nam ispisuje liste ili grafove:

- trodimenzionalnu distribuciju iona u meti i njegove parametre, kao što su dubina penetracije, njezino širenje duž snopa iona (*straggling*), te širenje okomito na snop; također svi pomaci atoma mete su promatrani detaljno;
- koncentracija praznina u materijalu, stopa izbijanja atoma mete, te ionizacija i proizvodnja fonona u ciljnom materijalu;
- podjela izgubljene energije između nuklearnih i elektronskih gubitaka, te stopa predaje energije u materijalu.

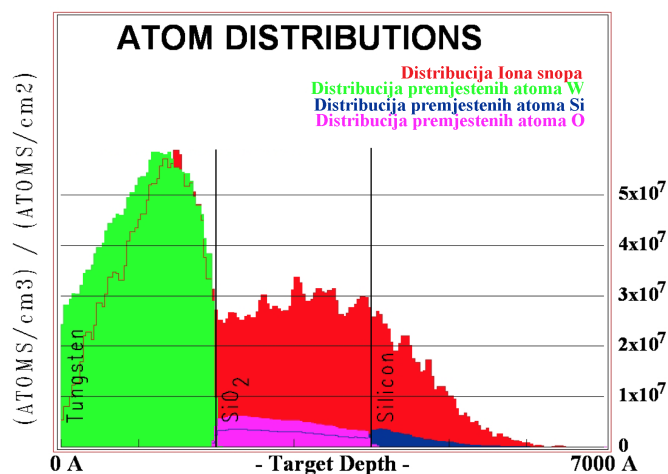
Programi su napravljeni tako da se mogu prekinuti u bilo kojem trenutku, a onda nastaviti kasnije. Imaju vrlo jednostavno korisničko sučelje te već ugrađene parametre za sve ione i materijale. Drugi dio programa omogućava izračunavanje kočenja iona u bilo kojem materijalu (uključujući i plinovite mete) na temelju usrednjavanja parametara širokog spektra eksperimentalnih podataka. Te značajke su učinile SRIM naveliko popularanim. Ipak, nije uzeta u obzir kristalna struktura niti dinamične promijene sustava u materijalu, što ozbiljno ograničava njegovu korisnost u nekim slučajevima [29].



Slika 5.4: Korisničko sučelje programskog paketa TRIM [29]

Program koji je korišten u ovom radu je TRIM. Njegovo korisničko sučelje prikazano je na slici 5.4 s jednim primjerom ulaznih podataka. Zadano je da snop iona, u ovom slučaju bora energije 200 keV, upada na metu sačinjenu od 3 sloja. Prvog sloja volframa, drugog sloja silicijevog dioksida i trećeg sloja silicija. TRIM može odrediti konačnu distribuciju iona snopa koji je usmjeren u tu složenu metu te distribuciju premještenih atoma same mete. Primjer grafa tih distribucija prikazan je na slici 5.5. Osim grafa program može ispisati tekstualni dokument sa svim podacima o ionu i o atomima mete, također i detaljne informacije o samom računu. U ovom rad korišten je upravo ispis informacija o pomaku atoma unutar mete, odnosno distribu-

cija oštećenja unutar mete.



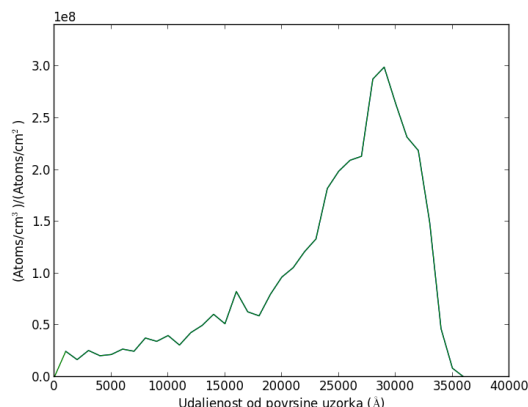
Slika 5.5: Primjer grafa distribucije iona snopa i premještenih atoma mete izračunatih pomoću programskog paketa TRIM [29]

Jedinice ordinate grafa na slici 5.5 su $(Atoms/cm^3)/(Atoms/cm^2)$. Ako množimo te jedinice s dozom iona (u jedinicama $Atoms/cm^2$), ordinata se pretvara izravno u raspodjelu gustoće s jedinicama $(Atoms/cm^3)$ [29].

6 Modeliranje izbora zaustavnih folija za ozračavanje željeza (Fe)

U svrhu istraživanja materijala od interesa za fuziju, u sklopu projekta EUROfusion, na IRB-u će se vršiti ozračavanje uzorka željeza pomoću dva ionska snopa. Za snop teških iona odlučeno je da se ozračavanje vrši ionima željeza, dok će se za snop lakih iona koristiti snopovi protona i alfa čestica. Parametri koji će se promatrati bit će *displacement per atom* (DPA), odnosno broj pomaka koje doživi svaki atom u ozračenom volumenu. 1 DPA odgovara tome da svaki atom u ozračenom volumenu ima u prosjeku 1 pomak. Kako znamo da on proporcionalno ovisi o distribuciji razmještenih atoma mete unutar uzorka, koristit ćemo programski paket SRIM i promatrati ovisnost te distribucije o udaljenosti od površine uzorka. Za ulazne podatke snopa iona željeza energije 20 MeV-a dobivena je, pomoću SRIM-a, distribucija prikazana na slici 6.1.

Može se iz slike 6.1 vidjeti da je doseg predaje energije ionskog snopa unutar uzorka otprilike 3.5 μm , te da maksimum predaje energije postiže blizu vrijednosti maksimalnog dosega. Za smanjenje energije ulaznih iona lako se može uočiti da se maksimum distribucijske krivulje, zajedno s dosegom, miče prema manjim vrijednostima. Umetanjem zaustavnih folija imat ćemo upravo taj efekt, gdje će snop



Slika 6.1: Ovisnost distribucije premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne ione željeza energije 20 MeV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm

prolaskom kroz foliju gubiti na energiji te na drugačiji način ozračavati uzorak, odnosno ozračavati različitim intenzitetom različite dubine u uzorku. Kreiranjem sustava zaustavnih folija različitih debljina dobit ćemo da se uzorak ozračava homogeno od ulaska u uzorak do maksimalnog dosega.

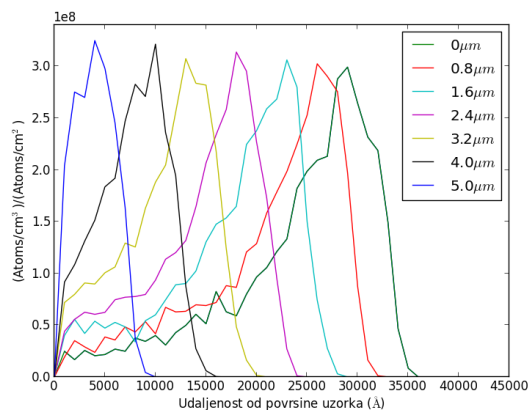
6.1 Ioni željeza (Fe) na uzorak željeza (Fe)

6.1.1 Snop iona željeza energije 20 MeV

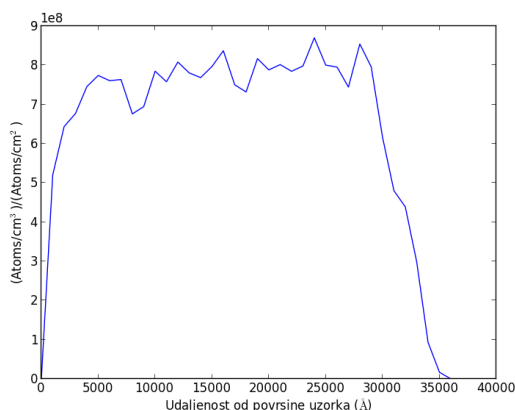
Prvo će se pokušati ostvariti spomenuta homogenost u distribuciji za snop željeza energije 20 MeV na uzorak. Na *degraderu* se namjeravaju koristiti aluminijske folije. Prvi korak će biti pomoću programskog paketa SRIM dobiti podatke o distribuciji premještenih atoma željeza u meti za metu koja se sastoji od tankog sloja aluminija, koji predstavlja zaustavnu foliju, te debljeg sloja željeza koji predstavlja uzorak. Ovo je uzeto kao aproksimacija, jer će u stvarnosti folije na *degraderu* zapravo biti udaljene 20cm od samog uzorka. Ali ako uzmemo u obzir da će u komori biti postignut visoki vakuum, ovo neće značajno utjecati na izračun. Imat će utjecaja na kutno širenje koje će se računati u sljedećem pod-poglavlju.

Dobiveni podaci o distribucijama iz SRIM-a obrađeni su pomoću kreiranog programa, u programskom jeziku *python*, te je za niz debljina folija iz tablice 6.1 dobivena ovisnost distribucije premještenih atoma željeza unutar uzorka o dubini. Na slici 6.2 mogu se vidjeti pojedine distribucije nakon svake od 8 folija degradera, dok je na slici 6.3 prikazan zbroj svih distribucija, odnosno ovisnost ukupne distribucije premještenih atoma mete u ovisnosti o udaljenosti od površine uzorka.

Iz slike 6.3 može se vidjeti da je postignuta dobra homogenost u distribuciji pre-



Slika 6.2: Ovisnost pojedinih distribucija premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka nakon folija različitih debljina, za upadne ione željeza energije 20 MeV koje zrače uzorak čistog željeza debljine 10 μm



Slika 6.3: Ovisnost ukupne distribucije premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne ione željeza energije 20 MeV koje zrače uzorak čistog željeza debljine 10 μm kroz sustav zaustavnih folija

Debljina aluminijske folije (μm)	0.0	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0
---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

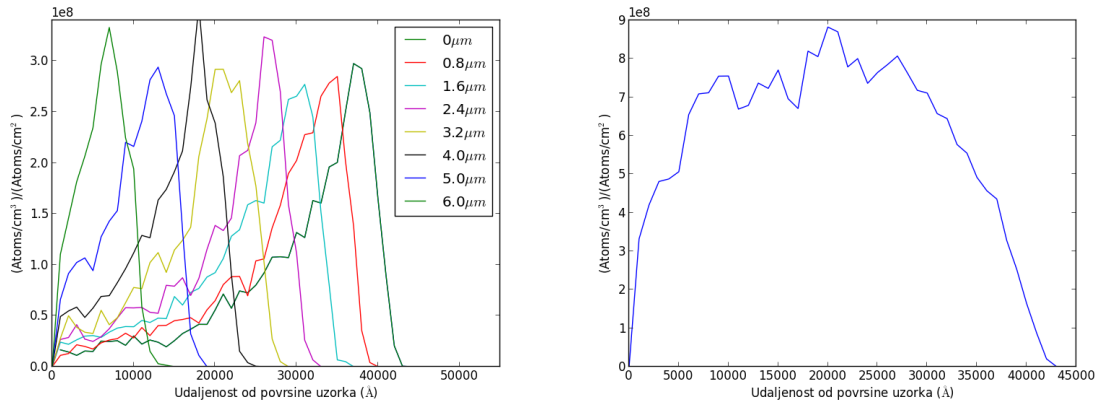
Tablica 6.1: Popis debljina aluminijskih folija za *degrader* ionskog snopa željeza energije 20 MeV

mještenih atoma mete, odnosno da je predana energija unutar uzorka približno jednaka od površine do maksimalnog doseg od $\approx 3.5 \mu\text{m}$ unutar uzorka.

6.1.2 Snop iona željeza energije 30 MeV

Isti postupak ponovljen je za ionski snop željeza energije 30 MeV. Pomoću programskog paketa SRIM ispisani su podaci o distribucijama premještenih iona za folije raznih debljina, te pomoću kreiranog programa dobiveno da je za debljine folija iz

tablice 6.2 homogenost najbolja. Ovisnost ukupne distribucije premještenih atoma uzorka o dubini od površine uzorka, nakon sustava zaustavnih formula, te distribucije nakon pojedinih folija prikazane su na slici 6.4.



Slika 6.4: Ovisnost pojedinih distribucija, te ukupne distribucije, premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne ione željeza energije 30 MeV koje zrače uzorak čistog željeza debljine 10 μm kroz sustav zaustavnih folija

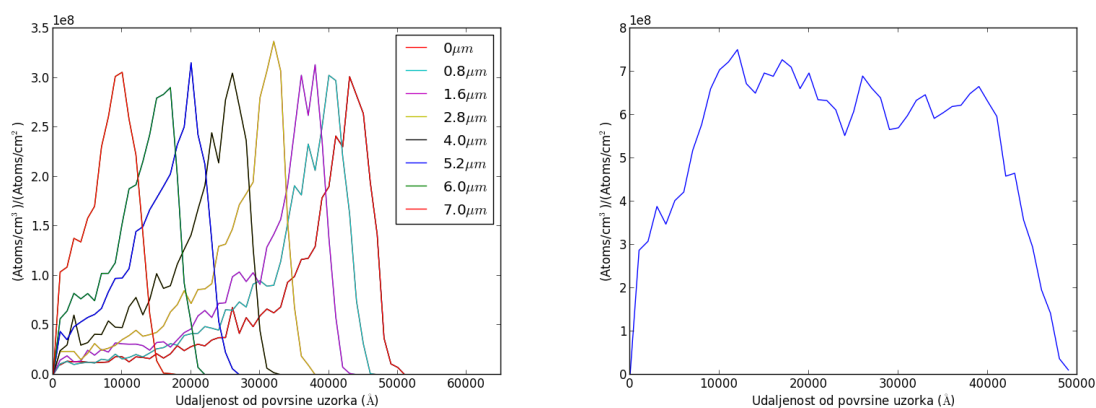
Debljina aluminijske folije (μm)	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0	6.0
---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Tablica 6.2: Popis debljina aluminijskih folija za *degrader* ionskog snopa željeza energije 30 MeV

Postignuta homogenost predaje energije iona u metu je zadovoljena, iako lošija od slučaja za energiju snopa iona željeza 20 MeV. Kako je dubina doseg iona u materijalu veća, teže je naći kombinaciju samo 8 folija, od kojih je nužno da je jedan držač folije prazan, da se postigne dobra homogenost distribucije razmještenih atoma mete.

6.1.3 Snop iona željeza energije 40 MeV

Očekivano je onda da će za snop iona željeza energije 40 MeV biti još teže pronaći debljine 8 folija, za koje će biti zadovoljen uvjet homogenosti premještenih atoma uzorka od površine do maksimalnog doseg. Ipak za debljine folija tablice 6.3 postignuto je da je djelomično ozračeno cijelo područje od površine do maksimalnog doseg $\approx 5\mu\text{m}$. Distribucije premještenih atoma uzorka nakon svake folije, te ukupna distribucija nakon svih folija, u ovisnosti o udaljenosti od površine, prikazani su na slici 6.5.

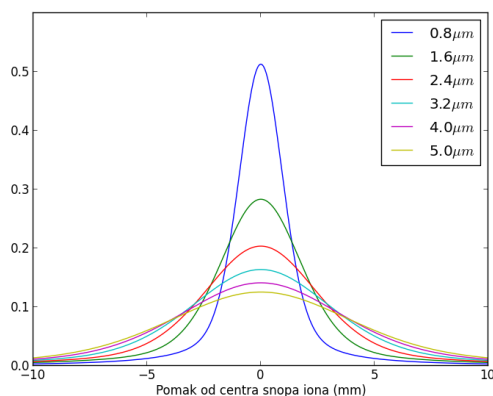


Slika 6.5: Ovisnost pojedinih distribucija, te ukupne distribucije, premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne ione željeza energije 40 MeV koje zrače uzorak čistog željeza debljine 10 μm kroz sustav zaustavnih folija

Debljina aluminijske folije (μm)	0.0	0.8	1.6	2.8	4.0	5.2	6.0	7.0
---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

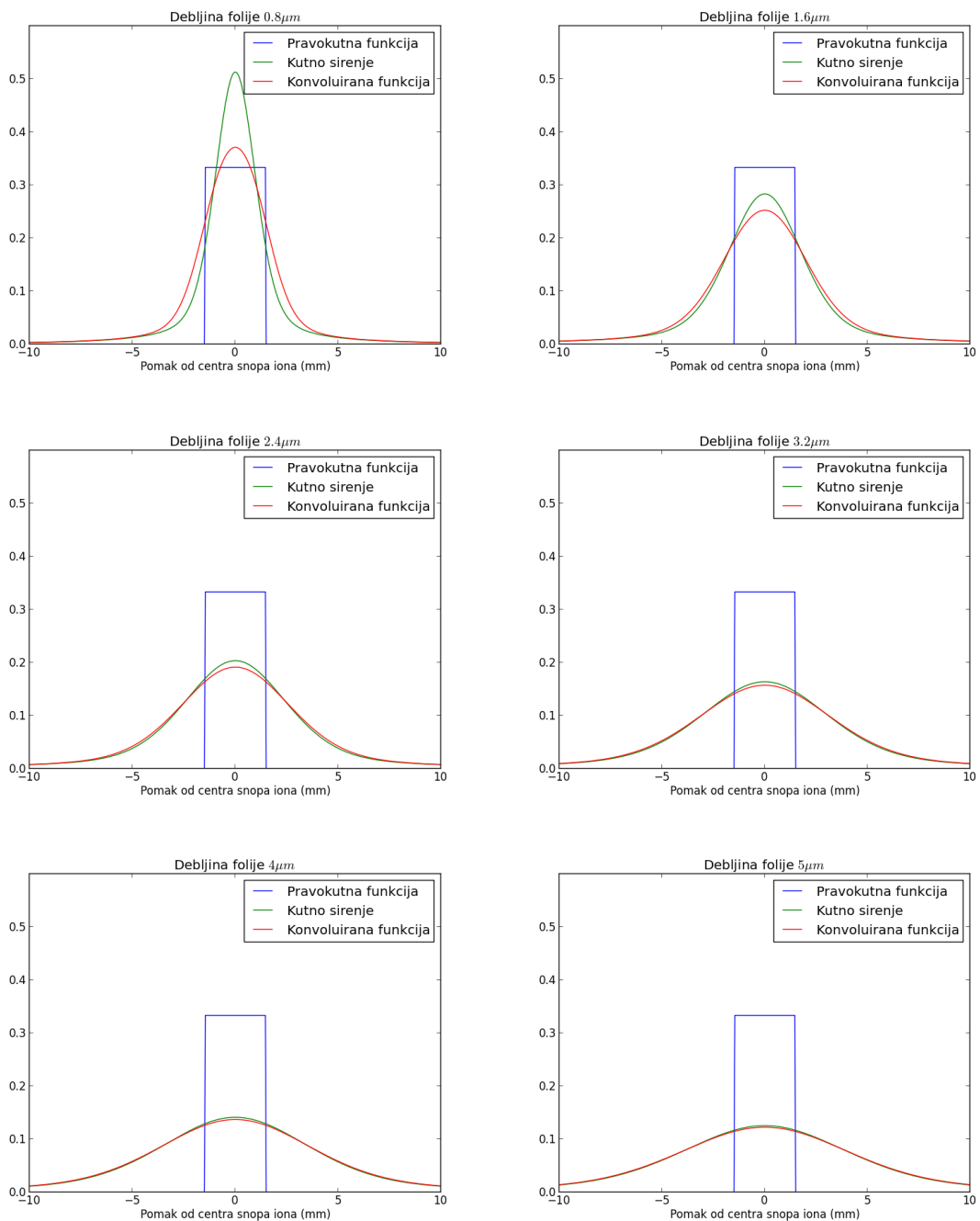
Tablica 6.3: Popis debljina aluminijskih folija za *degrader* ionskog snopa željeza energije 40 MeV

6.1.4 Kutno širenje snopa iona za izabrane folije



Slika 6.6: Distribucije iona koji dolaze na metu u ovisnosti o udaljenosti od centra snopa za upadne ione željeza energije 20 MeV koje zrače uzorak čistog željeza nakon prolaska kroz folije različitih debljina

Ioni prolaskom kroz materijal doživljavaju višestruka elastična raspršenja pod malim kutovima. Tako i prolaskom ionskih snopova kroz folije *degradera* dolazi do raspršenja, odnosno kutnog širenja snopa iona. Pomoću kočenja iona u materijalu izračunatih SRIM-om, te jednadžbi iz teorije višestrukih elastičnih raspršenja i kutnog širenja navedenih u odlomku 5.2 izračunata je distribucija iona koji padaju na



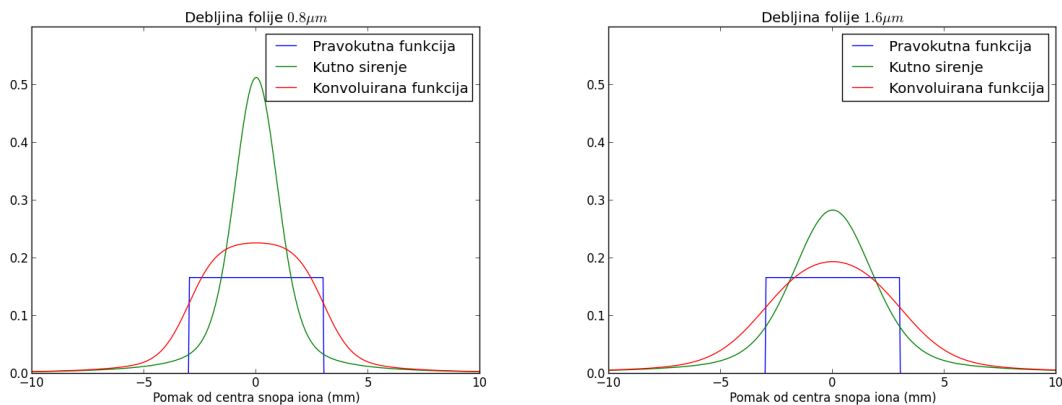
Slika 6.7: Konvolucije kutnih raspršenja s pravokutnom funkcijom širine 3 mm za folije različitih debljina

uzorak projicirana u jednoj ravnini. Također uzeto je u obzir da su folije udaljene od uzorka 20 cm čime je nađena distribucija u ovisnosti o udaljenosti od centra snopa. Za niz debljina folija iz tablice 6.1, za koje je dobivena dobra homogenost predane energije uzorku, kutna širenja prikazana su na slici 6.6.

Međutim, ovakva distribucija vrijedi za snop iona koji pada točno u jednu točku. Kako snop iona ima nekakav promjer $\phi=3$ mm, uzeto je i to u obzir, te napravljena

konvolucija dobivenih kutnih raspršenja nakon svake folije s pravokutnom funkcijom širine 3 mm. Konvolucija tada daje jasnu predožbu kolika površina uzorka će biti ozračena. Konvolucije kutnih raspršenja s pravokutnom funkcijom za svih 6 već navedenih debljina folija dane su na slici 6.7.

Konvolucija je značajno promijenjena samo za folije malih debljina kako je kod njih kutno širenje malo pa širina uskog snopa ima utjecaja. Ponovili smo račun i za deblji snop $\phi=6$ mm. Očekivano primijećen je značajniji utjecaj, posebno kod konvolucije pravokutne funkcije širine 6 mm s distribucijama kutnog širenja snopa nakon tankih folija, $0.8 \mu\text{m}$ i $1.6 \mu\text{m}$. Konvoluirane distribucije se mogu vidjeti na slici 6.8.



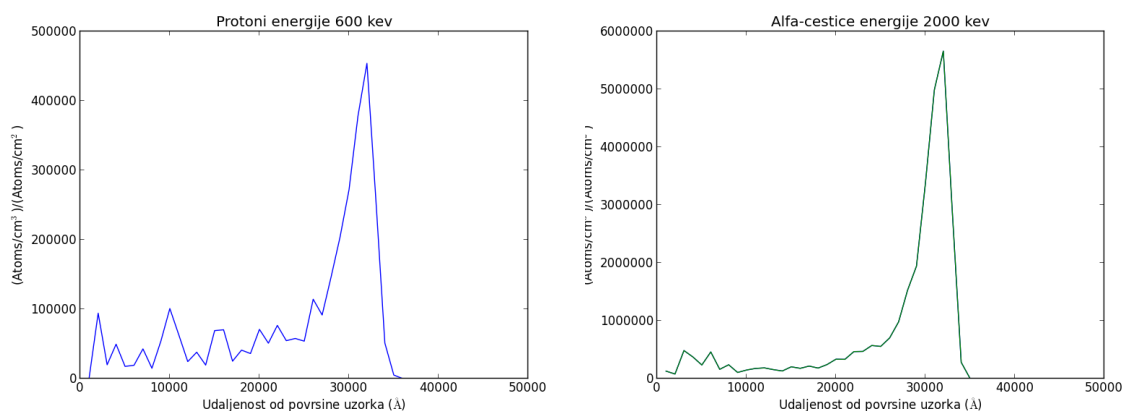
Slika 6.8: Konvolucije kutnih raspršenja s pravokutnom funkcijom širine 6 mm za folije različitih debljina

Prethodne slike 6.7 i 6.8 pokazuju koji će dio površine uzorka biti ozračen, te kako se ovdje radi o komori dvostrukog ionskog snopa, kojoj je cilj da oba snopa iona istovremeno ozračavaju istu površinu na uzorku, zanimljivo će biti promotriti za lake ione kakav će utjecaj imati kutno raspršenje i da li će se i dalje ozračavati ista površina na uzorku.

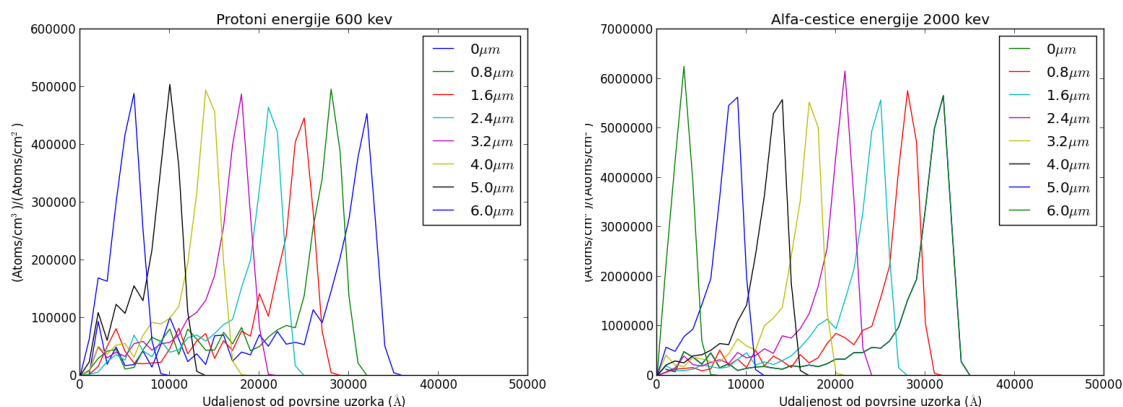
6.2 Protoni i alfa-čestice na uzorak željeza (Fe)

Za snop iona željeza energije 20 MeV sa slike 6.3 ustanovljeno je da je doseg štete u materijalu $\approx 3.5 \mu\text{m}$. Kako je želja da snopom lakih iona ozračavamo isto područje unutar uzorka, cilj će biti postići isti doseg unutar materijala i za lake ione, odnosno izračunati za koju energiju snopa protona (alfa-čestica) će šteta unutar mete imati doseg također $\approx 3.5 \mu\text{m}$. Pomoću programa SRIM računati su distribucije premještenih atoma mete za snopove protona i alfa-čestica koje ozračavaju uzorak čistog željeza. Za energije protona 600 keV i enegije alfa-čestica 2000 keV dobiveni su dosezi štete u uzorku koji se poklapaju s onim snopa iona željeza 20 MeV. Distribucije su prikazane

na slici 6.9.



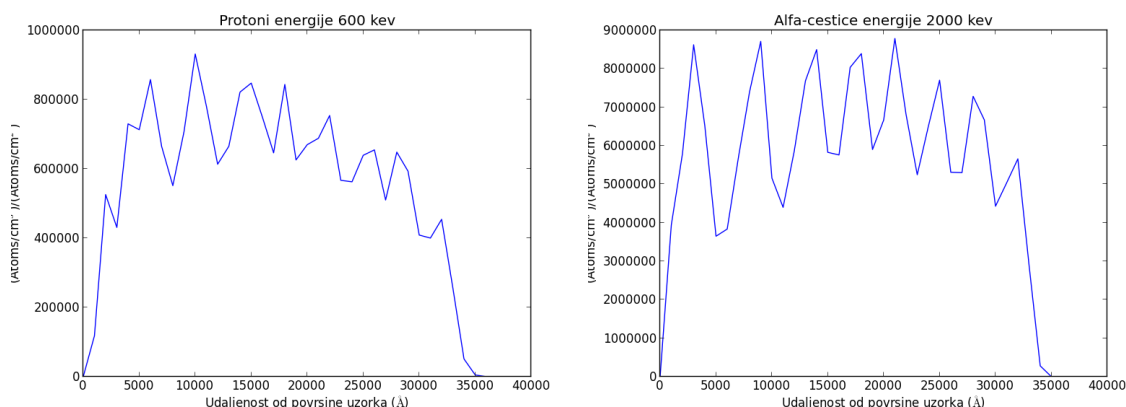
Slika 6.9: Ovisnost distribucije premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne protone energije 600 keV i alfa-čestice energije 2000 keV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm



Slika 6.10: Ovisnost pojedinih distribucija premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka nakon folija različitih debljina, za upadne protone energije 600 keV i alfa-čestice energije 2000 keV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm

Iz slike 6.9 može se primijetiti da su širine distribucija, odnosno područja ozračenja uzorka uža nego za slučaj iona željeza energije 20 MeV. Prvotno je ideja po uzoru na već postojeće komore kreirati *degrader* s 6 zaustavnih folija. Za teške ione i dalje bi se mogla postići homogenost u šteti unutar uzorka od ulaska u materijal do maksimalnog dosega, dok za lake ione zbog uske distribucije to ne bi bilo moguće. Iz tog razloga odlučeno je da će se povećati broj folija na 8. Za iste debljine folija korištene za ione željeza iz tablice 6.2. pomoću programskog paketa SRIM i kreiranog programa izračunate su pojedine distribucije premještenih iona nakon svake folije i ukupna distribucija nakon sustava zaustavnih folija. Rezultati su prikazani na

slikama 6.10 i 6.11.



Slika 6.11: Ovisnost ukupne distribucije premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne protone energije 600 keV i alfa-čestice energije 2000 keV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm kroz sustav zaustavnih folija

Homogenost u distribuciji premještenih atoma mete nije jednako dobra kao za zraku teških iona, ali se i dalje uzima da je zadovoljavajuća, jer je ozračena ista dubina unutar uzorka od površine do maksimalnog doseg od $\approx 3.5 \mu\text{m}$.

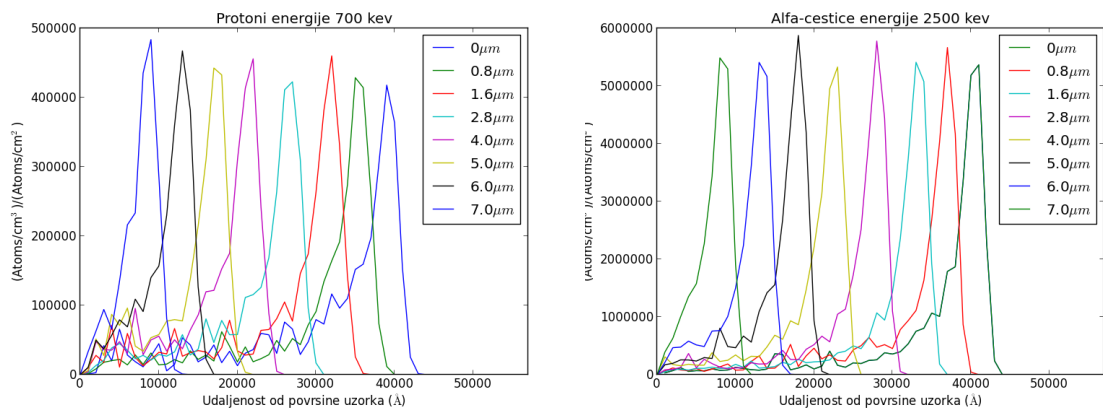
Potpuno isti postupak je ponovljen za usporedbu s ionskim snopom željeza energije 30 MeV. Za njega je dobiveno da je doseg ozračavanja unutar mete $\approx 4.2 \mu\text{m}$. Isti doseg zadovoljen je i za snop protona energije 700 keV i snop alfa-čestica energije 2500 keV. Zbog povećanog doseg debljine folija iz tablice 6.2 više neće biti zadovoljavajuće. Potrebna nam je jedna najdeblja folija da ozračimo i područje kraj same površine uzorka. U tablici 6.4 prikazane su debljine folija za koje će, u snopovima protona energije 700 keV i alfa-čestica energije 2500 keV, biti zadovoljena homogenost distribucije premještenih atoma mete, odnosno šteta od površine uzorka do maksimalnog doseg. Distribucije nakon pojedinih folija prikazane su na slici 6.12, odnosno ukupna zbrojena distribucija na slici 6.13.

Debljina aluminijske folije (μm)	0.0	0.8	1.6	2.8	4.0	5.0	6.0	7.0
---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

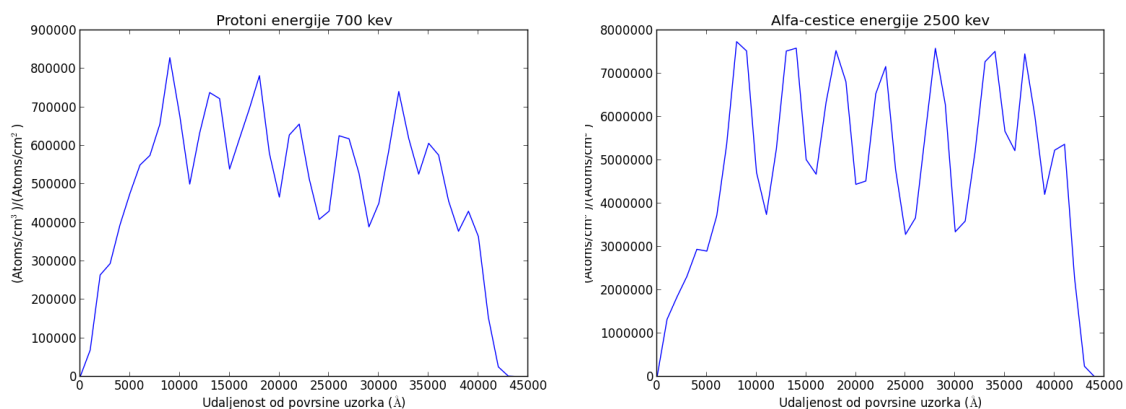
Tablica 6.4: Popis debljina aluminijskih folija za *degrader* snopa protona energije 700 keV i snopa alfa-čestica energije 2500 keV

6.2.1 Kutno širenje snopa iona za izabrane folije

Višestruka raspršenja u materijalu, pa tako i kutno širenje se značajnije uočavaju kod prolaska teških iona kroz neki materijal nego kod lakših kao što su protoni i alfa-čestice. Međutim, iako mali i dalje se moraju uzeti u obzir te promotriti koliko utječu



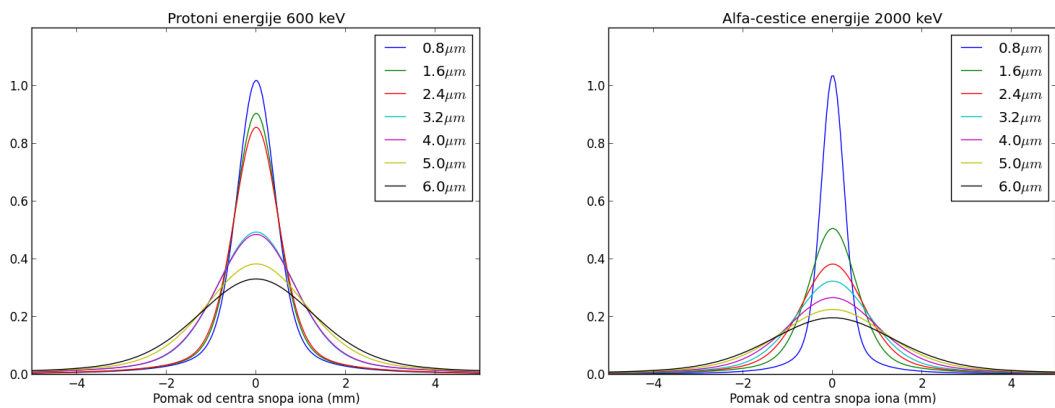
Slika 6.12: Ovisnost pojedinih distribucija premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka nakon folija različitih debljina, za upadne protone energije 700 keV i alfa-čestice energije 2500 keV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm



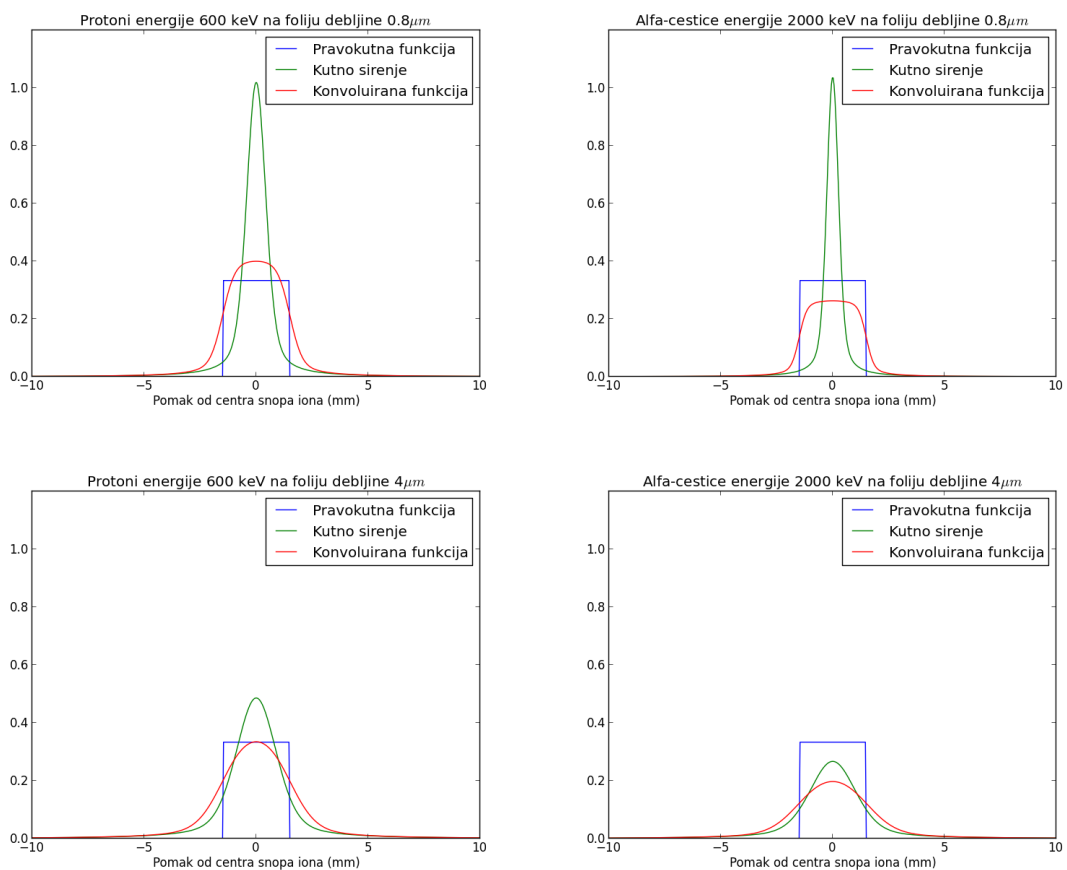
Slika 6.13: Ovisnost ukupne distribucije premještenih atoma uzorka o udaljenosti od površine uzorka za upadne protone energije 700 keV i alfa-čestice energije 2500 keV na uzorak čistog željeza debljine 10 μm kroz sustav zaustavnih folija

na lomljenje snopa, odnosno kolika površina uzorka će biti ozračena. Koristeći isti program kao i za slučaj teških iona željeza, izračunata je distribucija iona koji padaju na uzorak projicirana na jednoj osi za snopove protona energije 600 keV i alfa-čestica energije 2000 keV. Ovisnosti distribucija o udaljenosti od centra snopa prikazani su na slici 6.14.

Za snop protona su uočeni značajni skokovi između nekih debljina folija, a manji između drugih. Ta pojava se događa zbog toga što je kočenje protona u materijalu malo, pa je tako i promjena energije, posebno kod tankih folija, jako mala. Tada je teško podijeliti foliju u više slojeva, odnosno, ponekad se uzima i cijela folija kao jedan sloj. Zbog različitih gubitaka energije u slojevima aproksimacija po formulama (5.18 - 5.22) je lošija.



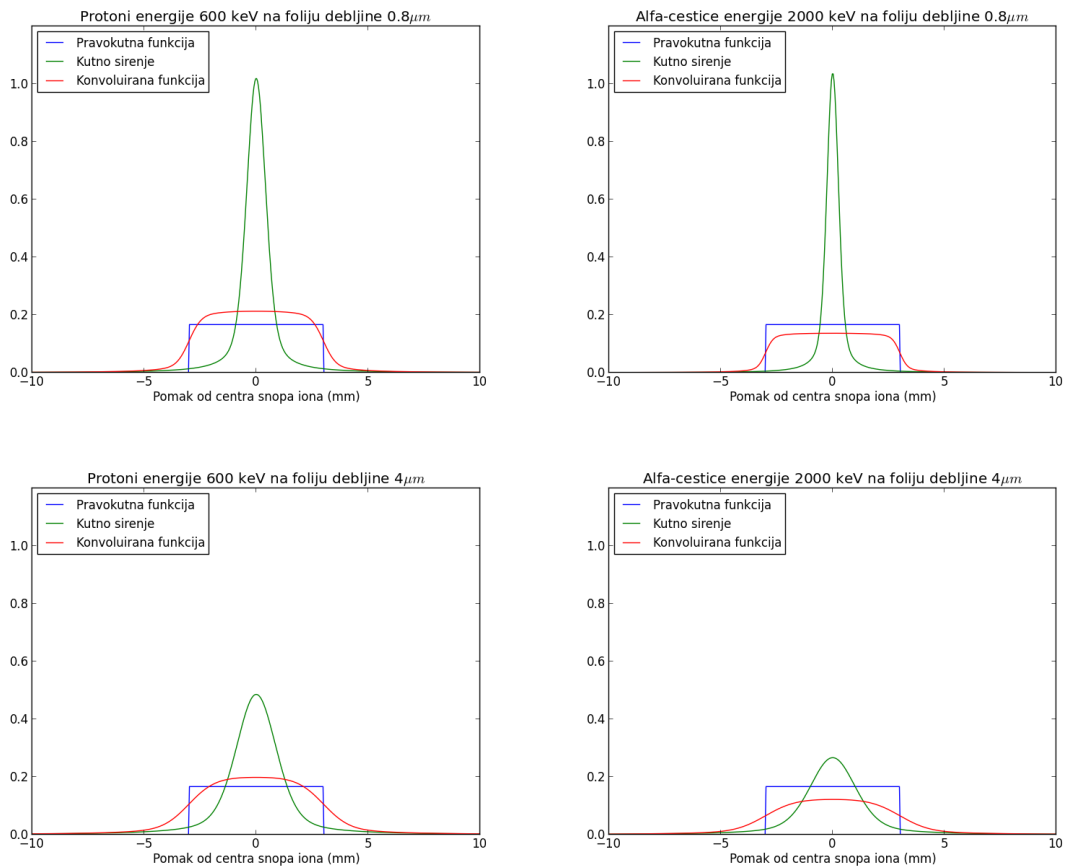
Slika 6.14: Distribucije iona koji dolaze na metu u ovisnosti o udaljenosti od centra snopa za upadne protone energije 600 keV i alfa-čestice energije 2000 keV koje zrače uzorak čistog željeza nakon prolaska kroz folije različitih debljina



Slika 6.15: Konvolucije kutnih raspšenja s pravokutnom funkcijom širine 3 mm za folije različitih debljina

Međutim, kao što je vrijedilo i za snop iona željeza, ovakva distribucija vrijedi za ione koji padaju točno u jednu točku. Napravljena je ponovo konvolucija dobivenih

kutnih raspršenja nakon svake folije s pravokutnom funkcijom širine 3 mm. Konvolucija tada daje jasnu predožbu kolika površina uzorka će biti ozračena. Na slici 6.15 su prikazane konvoluirane funkcije distribucije kutnog širenja protona i alfa-čestica nakon folija debljina $0.8\ \mu\text{m}$ i $4\ \mu\text{m}$ s pravokutnim funkcijama debljina 3 mm, dok su na slici 6.16 prikazane konvolucije s pravokutnim funkcijama debljine 6 mm.

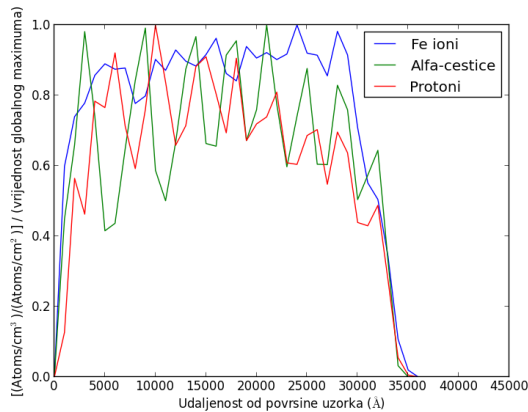


Slika 6.16: Konvolucije kutnih raspršenja s pravokutnom funkcijom širine 3 mm za folije različitih debljina

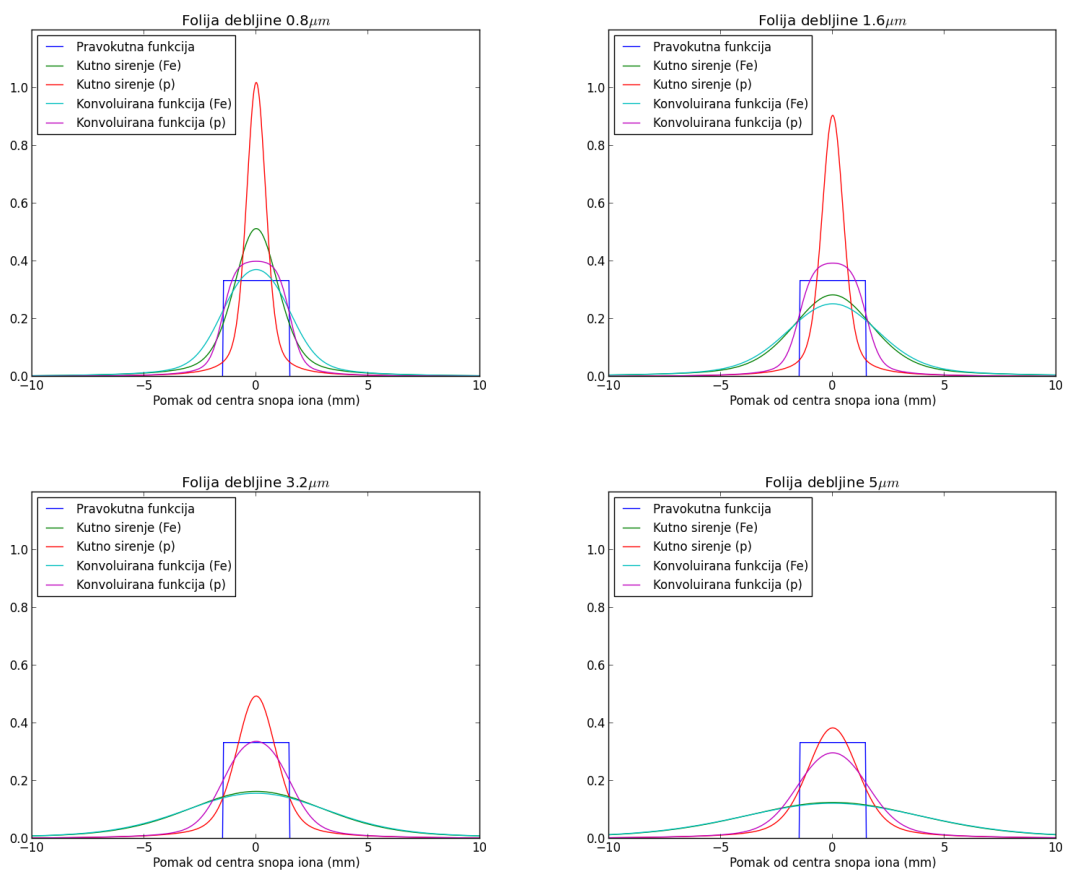
6.3 Poklapanje površine ozračavanja dvaju ionskih snopova

Poznavajući sada područja uzorka koja će biti ozračavana sa snopovima lakih i teških iona, može se provjeriti da li je zadovoljen početni cilj ovog rada, a to je da se područja ozračenja svakog pojedinog snopa poklapaju. Na slici 6.17. prikazana je usporedba ukupnih distribucija premještenih atoma mete normirane po svom globalnom maksimumu za snopove željeza energije 20 MeV, alfa-čestica energije 2000 keV i protona energije 600 keV. Odlično je slaganje u dubini ozračavanja postignuto točnim izborom energija snopova.

Međutim, kao što se već moglo vidjeti, postoji razlika u kutnim raspršenjima



Slika 6.17: Usporedba ukupnih distribucija premještenih atoma mete normirane po svom globalnom maksimumu u ovisnosti o doseg u uzorku za ozračavanje snopovima željeza energije 20 MeV, alfa-čestice energije 2000 keV i protona energije 600 keV kroz sustav zaustavnih folija

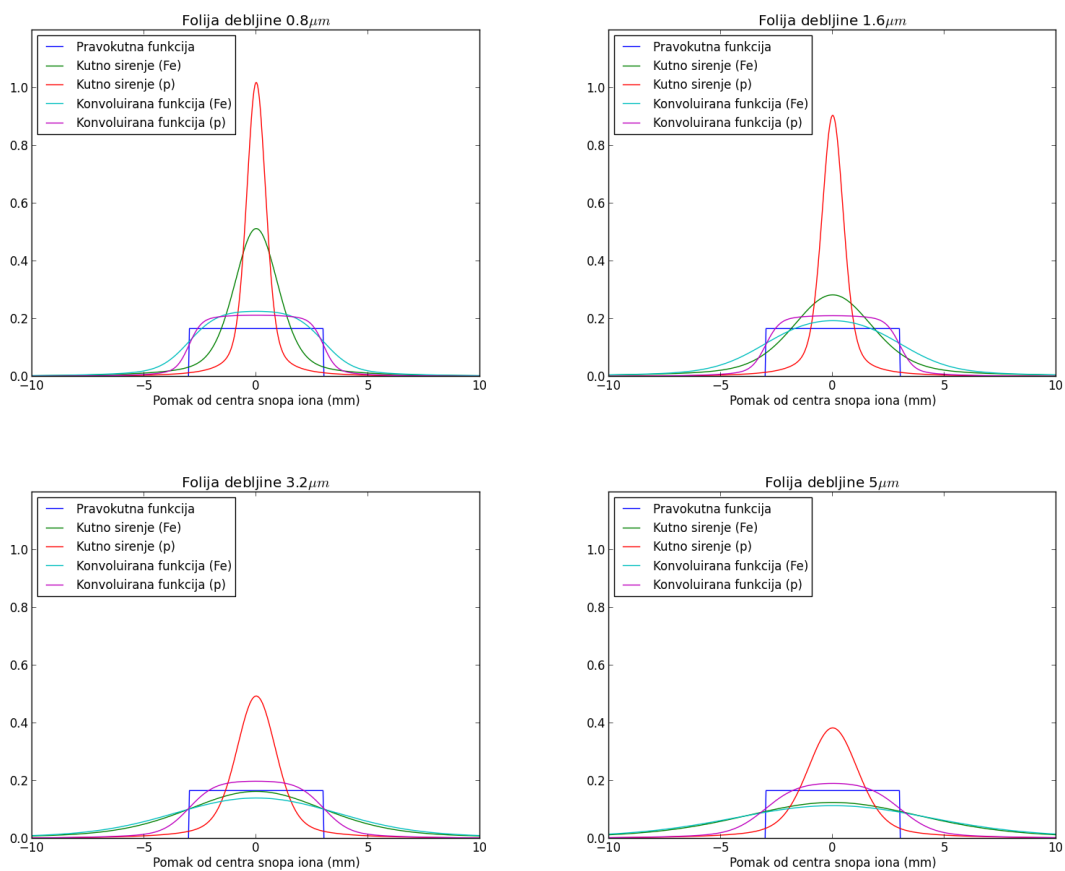


Slika 6.18: Konvolucije kutnih raspršenja, dvaju snopova iona željeza i protona, s pravokutnom funkcijom širine 3 mm za folije različitih debljina

teških i lakih ionskih snopova. Uspoređene su konvolucije kutnih širenja s pravokutnom funkcijom snopa $\phi=3$ mm za snop željeza energije 20 MeV i protona energije

600 keV, za par folija različitih debljina i prikazane na slici 6.18. Mogu se usporediti tako površine uzorka koje će biti ozračavane. Vidljivo je da će teški ioni željeza ozračavati širi dio uzorka, ali će i dalje većina iona dvaju snopova padati na istu površinu ($\approx \phi=5$ mm).

Također, ako se pogleda konvolucija kutnog širenja istih snopova s pravokutnom funkcijom snopa $\phi=6$ mm. Vidi se, sa slike 6.19, da će se ozračavati veća površina uzorka s oba snopa, ali da će se i dalje oblici površine ozračavanja poklapati ($\approx \phi=10$ mm). Ovisno o tome koliko uzorka je cilj ozračavati, sada se može odlučiti koju veličinu snopa koristiti.



Slika 6.19: Konvolucije kutnih raspršenja, dvaju snopova iona željeza i protona, s pravokutnom funkcijom širine 6 mm za folije različitih debljina

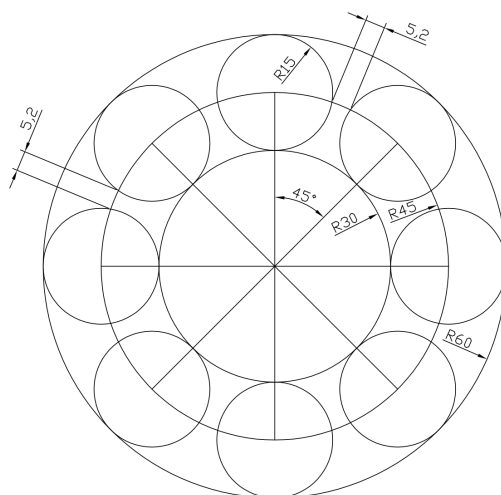
7 Konstrukcija ion beam degradera

Sada kada su poznate debljine folija za koje su zadovoljeni svi potrebni uvjeti za ozračavanje uzorka, zadatak je kreirati izgled samog ion beam degradera. Odrediti njegov položaj unutar komore dvostrukog snopa, veličine folija da se ne gubi previše iona snopa, te brzinu vrtnje pri kojoj neće doći do oštećenja folija.

degrader.

7.2 Dimenzije i oblik folija

Degrader se tako sastoji od unutarnjeg diska polumjera 60 mm, te vanjskog kružnog vijenca širine 30 mm. Preciznije bi bilo reći da se kružni vijenac sastoji od pločica koje se nalaze po kutom od 20° u odnosu na središnji disk, te pod nekim kutom međusobno jedna prema drugoj kako moraju cijelom svojom površinom biti okomite na ionski snop. Zbog jednostavnosti izrade, ideja je bila imati kružne aluminijske folije radijusa 15 mm. Osam takvih folija posloženih u kružni vijenac prikazane su na slici 7.2.

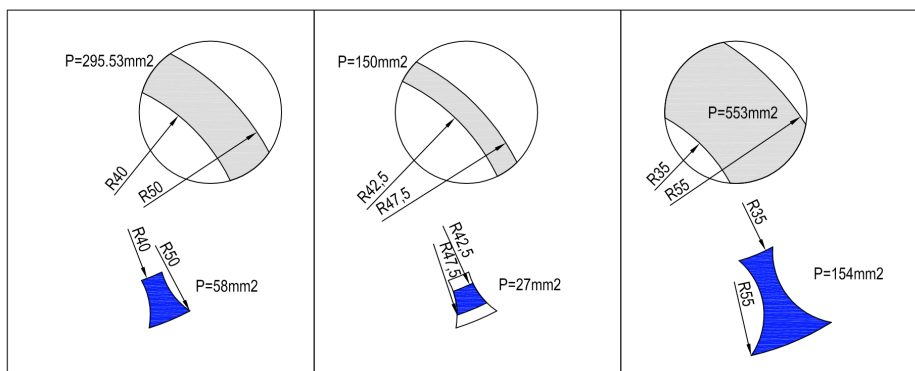


Slika 7.2: Skica sustava zaustavnih folija, tj. degradera s kružnim folijama

Veličina folija i širina držača između svake iduće folije zadovoljavaju uvjet da ne dođe do pregrijavanja i taljenja folija. Potrebno je još provjeriti koliko se posto vremena ionski snop nalazi na samoj foliji, tj dolazi do uzorka, a koliko gubi na držačima. Izračunate su tako površine, na folijama i držačima, koje prebrisuju snopovi za ozračavanja površina 5×5 , 10×10 i 20×20 mm. Rezultati i prikaz površina se mogu vidjeti na slici 7.3. Tada je jednostavnim računom pokazano koliki postotak snopa ne dolazi do uzorka i rezultati su prikazani u tablici 7.1.

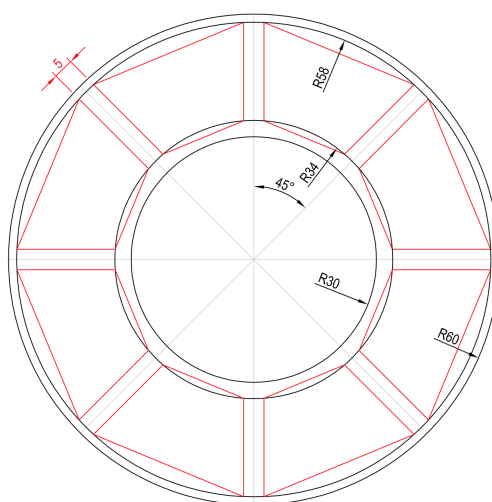
Površina ozračenja	Površina na držaču	Površina na foliji	Gubitak snopa
5×5 mm	27 mm^2	150 mm^2	15.3%
10×10 mm	58 mm^2	295.53 mm^2	16.4%
20×20 mm	154 mm^2	553 mm^2	21.8%

Tablica 7.1: Rezultati izračuna postotka gubitka snopa na držačima folija



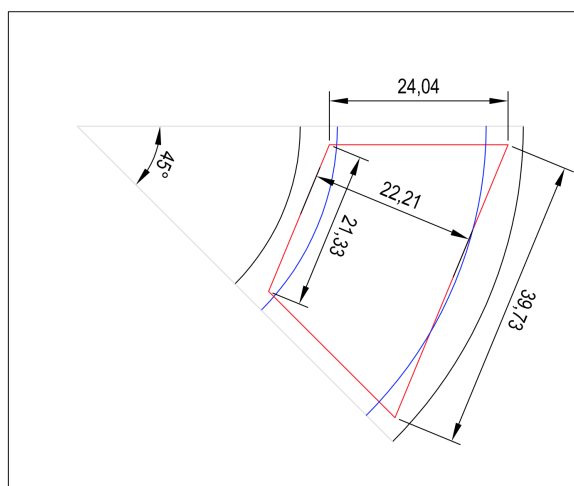
Slika 7.3: Površine koje prebrisuju snopovi za ozračavanje površina 10×10 , 5×5 i 20×20 mm

Iz tablice 7.1 se može zaključiti da je samo za površinu ozračavanja od 5×5 mm zadovoljen uvjet da je gubitak snopa oko 15%. Kako je cilj komore dvostrukog snopa na IRB-u da ima mogućnost ozračavanja materijala od 5×5 do 30×30 mm, ideja kružnih folija nije zadovoljavajuća. Rješenje je imati folije oblika trapeza kao što je prikazano na slici 7.4. Iz prethodnih rezultata i dobrog postotka gubitka snopa za površinu 5×5 mm zadržana je širina držača 5.2 mm, te su samo krugovi promjera 30 mm zamijenjeni trapezima visine ≈ 25 mm. Dimenzije pojedinih trapeza prikazane su na slici 7.5.



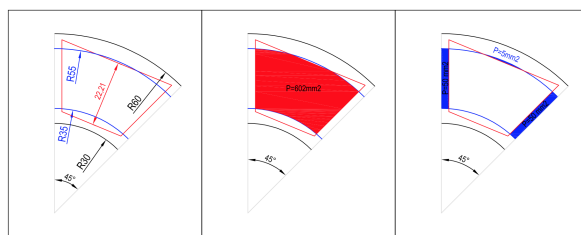
Slika 7.4: Skica sustava zaustavnih folija, tj. *degradera* s folijama oblika trapeza

Zbog ograničenosti vanjskim kružnim vijencem širine 30 mm, neće biti u moguće postići željeno ozračavanje 30×30 mm. Međutim, folijama oblika trapeza umjesto krugova postigli smo da nam se gubitak snopa na nosačima smanji ispod 15%. Na slici 7.6 prikazano je koliku površinu prebrisuje snop širine 20 mm na folijama, a koliku na nosačima. Jednostavnim računom pokazano je da je gubitak snopa na nosačima odnosno postotak snopa koji ne dolazi do uzorka 14.85%. Za ionske



Slika 7.5: Dimenzije folija oblika trapeza za sustav zaustavnih folija

snopove manjih širina gubitak snopa je i nešto manji. Rezultat odlično odgovara početnom uvjetu.



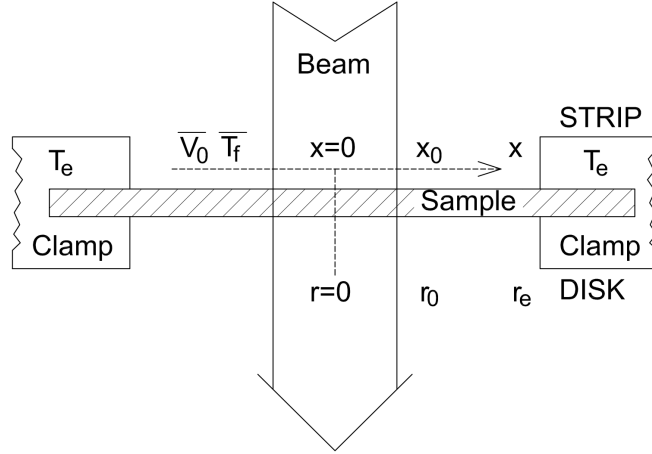
Slika 7.6: Površine koje prebrisuje snop za ozračavanje dimenzija 20×20 mm

Skice na slikama 7.1-7.6, te izračun gubitka snopa izvršeni su pomoću programskog paketa AutoCAD.

7.3 Brzina rotacije i procjena oštećenja folije od grijanja strujom snopa

Mnogo je razloga zbog kojih bi se moglo očekivati da će doći do oštećenja osjetljivih uzoraka u analizi ionskim snopovima. Većina energije pohranjene u uzorku prolaskom snopa iona pojavljuje se u obliku topline, podizanjem tako temperature uzorka s potencijalom da uzrokuje štetu. U ovom radu nije upitna šteta uzorka, nego zagrijavanje zaustavnih folija zbog prolaska ionskog snopa.

Teoretski, temperatura postignuta u objektu, u toplinskoj ravnoteži, određuje stanje energetske ravnoteže između unesene energije ionskim snopom i oslobođene energije toplinskim metodama (kondukcija, konvekcija i zračenje). Dosegnuta temperatura upravo ovisi o tim načinima oslobođenja energije. Ako je zračenje zanemareno,



Slika 7.7: Shematski diagram tankog uzorka izloženog zračenju ionskog snopa [30]

te je uzorak u vakuumu što znači da se konvekcija može zanemariti, ostaje važna samo kondukcija. Tako u sustavu ograničenom kondukcijom, prikazanom na slici 7.7, koji se sastoji od tanke folije širine w (cm), vrijede sljedeće aproksimacije: Za ionski snop radijusa r_0 (cm) ulazna snaga je [30]

$$P_{in} = I\Delta E \quad W \quad (7.1)$$

a površinska i volumetrijska gustoća, odnosno predana energija po jedinici površine, volumena, u jednoj sekundi, jednake [30]

$$Aerial \ density = (I\Delta E)/\pi r_0^2 \quad W/cm^2 \quad (7.2a)$$

$$Volumetric \ density = (I\Delta E)/\pi r_0^2 w \quad W/cm^3 \quad (7.2b)$$

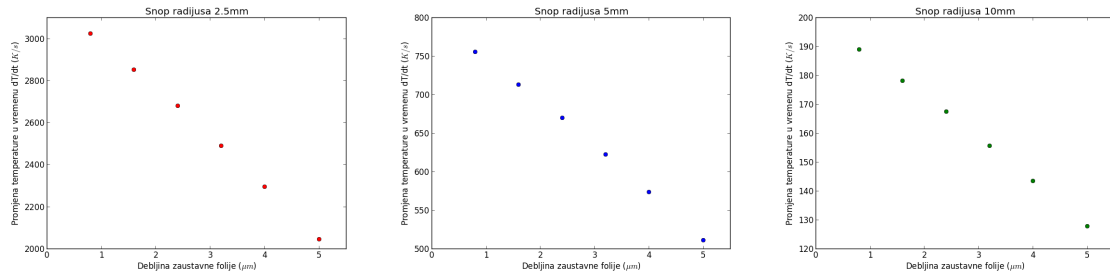
gdje je I struja ionskog snopa (μA), a ΔE izgubljena energija u foliji (MeV).

Ako zanemarimo sve mehanizme odvođenja temperature, povećanje temperature na folijama u jedinici vremena će se računati po formuli [30]

$$dT/dt = \frac{dQ/dt}{mC_P} = \frac{(dE/dx)I}{\pi r_0^2 dC_P} \quad (7.3)$$

gdje je $C_P=0.91$ kJ/kg K⁻¹ specifični toplinski kapacitet folije aluminija, $d=2.6981$ g/cm² gustoća aluminija, a dE/dx predstavlja kočenje iona u materijalu uzeto kao prosjek za debljine folije w . Kako je odlučeno koristiti aproksimacije (7.1) $(dE/dx)I/\pi r_0^2$ zamijenit ćemo volumetrijskom gustoćom (7.2b) koja ovisi o debljini folije. Izračunata je ovisnost porasta energije u vremenu o debljini folije za ionske snopove radijusa 2.5, 5 i 10 mm i prikazana na slici 7.8.

Za uski snop radijusa 2.5 mm vidljivo je veliko povećanje temperature na folijama od ≈ 3000 K/s. Lako je zaključiti da folije nikako ne bi mogle biti konstantno izložene



Slika 7.8: Ovisnost promjene temperature u vremenu o debljinama folija *degradera* za ionske snopove radijusa 2.5, 5 i 10 mm

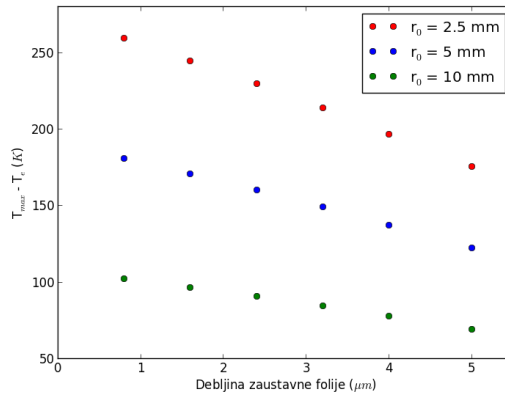
ionaskom snopu jer bi došlo do taljenja aluminija. Treba imati na umu da prilikom računanja nisu uzeti u obzir nikakvi oblici odvođenja topline s folija. Mehanizam odvođenja topline koji će imati najviše utjecaja na smanjenje topline na folijama je kondukcija topline.

Kondukcija topline [32] ili termalna kondukcija je spontani prijenos toplinske energije kroz tvar, iz područja više temperature u područje niže temperature, i stoga djeluje u svrhu izjednačavanja temperaturnih razlika. Računi hlađenja termalnom kondukcijom preuzeti iz [30] [31] opisuju hlađenje kružnih uzoraka, pa će se morati folije oblika trapeza aproksimirati krugovima radijusa $r_e=30$ mm. Tada se može izračunati razlika između maksimalne temperature sredine folije, direktno izložene centru ionskog snopa i temperature ruba folije, odnosno nosača, po formuli [31]:

$$T_{max} - T_e = \frac{S_0 r_0^2}{4k} \left[1 + 2 \ln\left(\frac{r_e}{r_0}\right) \right] \quad (7.4)$$

gdje je T_e temperatura nosača, $k=205$ W/mK toplinska vodljivost aluminija, a S_0 predana energija po jedinici volumena u sekundi (7.2b). Rezultati ovisnosti razlike temperature centra folije i ruba o debljini folije, za snopove radijusa 2.5, 5 i 10 mm, prikazani su na slici 7.9.

Iz grafa sa slike 7.9 može se vidjeti da za uski snop radijusa 2.5 mm centri tanjih folija dolaze do temperatura viših od 250° , što i ne bi stvaralo probleme kada bi temperatura držača folija bila konstantna. Kako to nije moguće jer se ne koriste nikakvi mehanizmi hlađenja *degradera* potrebno će biti rotirati sustav zaustavnih folija, tako da svaka pojedina folija nije previše izložena snopu teških iona. Ako uzmemo da se *degrader* rotira brzinom 600 okretaja u minuti koliko nam omogućavaju motori [33], imati ćemo 10 okretaja po sekundi. Ovisno o radijusu na kojoj će se nalaziti snop širine 5 mm ozračavat će folije 83-88% vremena tijekom jednog okretaja, odnosno 0.083 do 0.088 sekundi. Ako se to podijeli s 8 folija, ionski snop će u prosjeku ozračivati svaku pojedini foliju ne duže od 0.0107 s, svakih 0.075s. Tijekom tog kratkog vremena folija će bez ikakvih mehanizama hlađenja promijenit temperaturu



Slika 7.9: Ovisnosti razlike maksimalne temperature centra folije i temperature ruba folije o debljinama folija degradera, za snopove radijusa 2.5, 5 i 10 mm

za $0.0107 \times 3000 \approx 32\text{K}$. Ako se uzme u obzir termalna kondukcija može se zaključiti da neće doći do pregrijavanja folija.

Svi računi su rađeni za snop teških iona željeza energije 20MeV. Za snopove protona i alfa-čestica neće doći do visokih temperatura na folijama zbog nižih struja snopova i slabijeg kočenja iona u materijalu, dimenzije s kojima su proporcionalne i promjena temperature u vremenu i razlika temperature centra folije i temperature nosača.

8 Zaključak

Fosilna goriva danas zadovoljavaju 80% primarne potražnje za energijom, ali je njihov utjecaj na okoliš zbog emisije plinova, odnosno efekta staklenika, neprihvatljiv. Energetski izvori koji mogu dokazati svoju dugoročnu održivost i sigurnost opskrbe moraju zamijeniti fosilna goriva i fuzija je jedan od njih. Fuzijska nuklearna elektrana će koristiti reakciju fuzije između tricija i deuterija, postupak koji proizvodi jezgru helija i neutron, čija se energija iskorištava za proizvodnju električne energije. Jedan od glavnih izazova izgradnje takvog fuzijskog reaktora je pronalazak materijala koji su u stanju izdržati tok dobivenih neutrona energije 14 MeV, te održavati svoju toplinsku vodljivost i strukturna svojstva u dovoljno širokom prozoru potrebnom za učinkovitu proizvodnju električne energije. Da bi se pronašli odgovarajući materijali, potrebno je raditi eksperimente u kojima se simuliraju uvjeti fuzijskog reaktora. Jedan od načina je izlaganjem uzorka dvaju snopova iona MeV-skih energija koji padaju u istu točku. U ovom radu proučavane su prednosti i mane takve metode te pretpostavka da snop iona gubi energiju vrlo nejednoliko na svojoj putanji u materijalu, postižući maksimum na najvećoj dubini. Kako je za istraživanje materijala od interesa za fuzijske reaktore potrebno ozračavanje uzorka tijekom cijele putanje iona u uzorku, nužna je ugradnja sustava za prilagođavanje i variranje energije ubrzanih iona. Time se nastoji postići što ravnomjernija raspodjela predaje energije iona u materijalu duž cijele putanje, od ulaska u materijal do krajnjeg doseg u materijalu.

Po uzoru na postojeće komore dvostrukog i trostrukog ionskog snopa započeta je konstrukcija jedne na Institutu Ruđer Bošković. Koristit će snopove teških iona željeza energija 20, 30 i 40 MeV, te snopove lakih iona, protona ili alfa-čestica. Energije protona i alfa-čestica su određene tako da za njih odgovara da je doseg iona unutar uzorka jednak dosegu teških iona željeza. Tako za ione željeza energije 20 MeV odgovaraju energije protona 600 keV i alfa-čestice energije 2 MeV, te za ione željeza energije 30 MeV, energije protona 700 keV i alfa-čestice energije 2.5 MeV. Također, odlučeno je da će sustav zaustavnih folija, *ion beam degrader*, sadržavati 8 folija aluminija, da bi se mogla postići dobra raspodjela predane energije iona u materijalu duž cijele njihove putanje. Debljine folija su izračunate za ione željeza, protone i alfa-čestice svih navedenih energija i prikazane u tablici 7.1.

Promatrana su kutna raspršenja navedenih ionskih snopova. Pokazalo se da teški ioni željeza doživljavaju značajna raspršenja i ozračuju mnogo širu površinu uzorka od same veličine snopa. Na lake ione kutna raspršenja nemaju tako jak utjecaj, ali ipak nezanemariv. Zaključeno je da i dalje većina iona obaju snopova i dalje ozračuje istu površinu uzorka, širine ≈ 5 mm za snop širine 3 mm i širine ≈ 10 mm za snop širine 6 mm, nakon sustava zaustavnih folija.

Ion	Energija (MeV)	Debljina zaustavnih folija (μm)								Doseg (μm)
Fe	20	0.0	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0	3.5
p	0.6	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0	6.0	3.5
α	2	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0	6.0	3.5
Fe	30	0.0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0	5.0	6.0	4.2
p	0.7	0.0	0.8	1.6	2.8	4.0	5.0	6.0	7.0	4.2
α	2.5	0.0	0.8	1.6	2.8	4.0	5.0	6.0	7.0	4.2
Fe	40	0.0	0.8	1.6	2.8	4.0	5.2	6.0	7.0	5.0

Tablica 8.1: Popis debljina zaustavnih folija aluminijska za *ion beam degrader*

Za kraj konstruiran je sami izgled degradera. Biti će kružnog izgleda s folijama oblika trapeza dimenzijama sa slike 7.5. Ustanovljeno je da je oblik trapeza pogodniji od kružnih folija jer smanjuje postotak gubljenja ionskog snopa na nosačima folija. Odnosno, za kružne folije moguće je samo ozračavati površinu 5×5 mm da bi gubitak snopa bio ispod 15%, dok je kod folija oblika trapeza moguće ozračavati površinu uzorka do 20×20 mm s malim gubitkom. Određen je položaj degradera unutar komore dvostrukog snopa, te brzina okretanja sustava folija od 600 okretaja po minuti. Pri takvoj brzini vrtnje neće biti problem zaustaviti degrader na položaj bez zaustavne folije za točna mjerenja struje. Istovremeno folije će biti izložene ionskom snopu 0.0107 sekundi svakih 0.075 sekundi, što neće dovesti do pregrijavanja folija i njihovog oštećenja.

Literatura

- [1] Adam Sieminski; International Energy Outlook 2013 http://www.eia.gov/pressroom/presentations/sieminski_07252013.pdf 2.7.2015.
- [2] Fusion Electricity - A roadmap to the realisation of fusion energy 2013 http://fire.pppl.gov/EU_Fusion_Roadmap_2013.pdf 2.7.2015.
- [3] Fusion Research An Energy Option for Europe's Future http://ec.europa.eu/research/energy/pdf/92-79-00513-8_en.pdf 2.7.2015.
- [4] DEMO (DEMONstration Power Plant) <https://en.wikipedia.org/wiki/DEMO> 2.7.2015.
- [5] Feretić, D.; Čavlina, N.; Debrecin, N. Nuklearne elektrane Školska knjiga, Zagreb 1995.
- [6] The Polywell Blog: How it works <http://www.thepolywellblog.com/2012/09/how-it-works.html> 6.7.2015.
- [7] Tokamak <https://en.wikipedia.org/wiki/Tokamak> 6.7.2015.
- [8] ITER - the way to new energy, <https://www.iter.org/proj/iterhistory>, 2.6.2015.
- [9] Institut Ruđer Bošković: Laboratorij za interakcije ionskih snopova <http://www.irb.hr/Istrazivanje/Zavodi-i-centri/Zavod-za-eksperimentalnu-fiziku/Laboratorij-za-interakcije-ionskih-snopova> 2.6.2015.
- [10] Akira Kohyama, Yutai Katoh and Kouichi Jimbo: Radiation Damage Study by Advanced Dual-Ion Irradiation Methods // Materials Transactions, Vol. 45, No. 1 (2004) pp. 51 to 58
- [11] D. Stork (CCFE); Fusion Electricity - A roadmap to the realisation of fusion energy // Annex 3. Mission 3 - Neutron Resistant Materials
- [12] Y. Serruys, M.-O. Ruault, P. Trocellier, S. Henry, O. Kaïtasov, Ph. Trouslard: Multiple ion beam irradiation and implantation: JANNUS project // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 240 (2005) 124-127
- [13] S.Hamada, Y.Miwa, D.Yamaki, Y.Katano, T.Nakazawa, K.Noda: Development of a triple beam irradiation facility // Journal of Nuclear Materials 258-263 (1998) 383-387
- [14] Tadić, T. Dubinsko profiliranje koncentracije dopanata ubrzanim ionima ugljika u siliciju i oksidnim filmovima. Doktorski rad. Zagreb : Institut "Rudjer Bošković", 1995.

- [15] Wolfgang Eckstein Computer Simulations of Ion-Solid Interactions
- [16] 3. Simulation of Ion Implantation <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/wittmann/node8.html> 6.7.2015.
- [17] A.Rotondi, P.Montagna: Fast Calculation of Vavilov Distribution // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B47 (1990) 215-223
- [18] Faraday cup https://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_cup, 11.6.2015.
- [19] Chris Hardie, CCFE; prezentacija: "Opportunities for Croatian Contribution to WPMAT: Ion Implantation for the Simulation of Fusion Neutron Irradiation", HR-UK Workshop: Fusion in Dubrovnik, 1-3. 4. 2014.
- [20] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, No.8 (1948)
- [21] W. D. Williams et. al., Phys. Rev. B15 No.3 (1977) 2458
- [22] D. J. O' Connor et. al., Nuc. Instr. and Meth. B36 (1989) 178
- [23] C. Tschalaer, Nuc. Instr. and Meth. 61 (1968) 141
- [24] M. G. Payne, Phys. Rev. 185 No.2 (1969) 611
- [25] P. Sigmund and K. B. Winterborn, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 541
- [26] A. D. Marwick and P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 317
- [27] G. Amsel, G. Battistig and A. L'Hoir, Nucl. Instr. and Meth. B201 (2003) 325
- [28] T. Tadić, M. Jakšić: Nucl.Inst. and Meth. B267 (2009) 2028-2031
- [29] Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) <http://www.srim.org/SRIM/SRIMINTRO.htm>, 18.6.2015.
- [30] Thomas A. Cahill, Douglas W. McColm, and Bruce H. Kusko: Control of temperature in thin samples during ion beam analysis // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B14 (1986) 38-44
- [31] J.A. Cookson: Specimen damage by nuclear microbeams and its avoidance // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B30 (1988) 324-330
- [32] Thermal conduction https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal_conduction, 30.6.2015.
- [33] MagiDrive Rotary Drives http://www.lesker.com/newweb/sample_manipulation/rotary/md25.cfm 1.7.2015.