

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ  
ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Нора Тркља Боца

**Магнетоплазмени компресор као извор  
плазменог млаза за потребе модификације  
површина материјала**

докторска дисертација

Београд, 2023

UNIVERSITY OF BELGRADE  
FACULTY OF PHYSICS

Nora Trklja Boca

**Magnetoplasma compressor as a source of  
plasma for material treatments purpose**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2023

**Ментор:**

др Милорад Кураица,  
редовни професор, Универзитет у Београду - Физички факултет

**Чланови комисије:**

др Братислав Обрадовић,  
редовни професор, Универзитет у Београду - Физички факултет

др Миливоје Ивковић,  
научни саветник, Универзитет у Београду - Институт за физику

др Милорад Кураица,  
редовни професор, Универзитет у Београду - Физички факултет

**Датум одбране:** 15.11.2023.

## Магнетоплазмени компресор као извор плазменог млаза за потребе модификације површина материјала

**Резиме:** Уређаји типа магнетоплазменог компресора се као извори плазме претходних неколико деценија користе у неколико водећих релевантних светских лабораторија. Сваки од тих уређаја има своје специфичне конструкционе карактеристике, а сличну динамику рада. Изложена докторска дисертација је везана за магнетоплазмени компресор који се налази у Лабораторији за фузиону плазму Физичког факултета Универзитета у Београду. Рад представља наставак истраживања започетог од стране колега под руководством професора Јагоша Пурића и професора Милорада Кураице. Циљ докторске дисертације је био прилагодити магнетоплазмени компресор као извор плазменог млаза за потребе модификације површина материјала.

У оквиру рада, калориметријском методом је одређена расподела енергије дуж млаза за плазме приликом рада са различитим радним гасовима. Такође, одређен је енергијски флукс којим је оптерећена третирана површина мете у случају различитих радних гасова. Резултати су допринели одабиру оптималне позиције и радног гаса за даље експерименте третмана материјала. Као мете, на пут убрзаном и компримованом млазу плазме, постављани су различити типови челика, затим челици са депонованим танким слојем титан-нитрида, силицијум са вишеслојним површинским структурама (Al-Ti, Ni-Ti), волфрам и волфрам са депонованим слојем титана. Морфолошке промене на узорцима су праћене помоћу различитих дијагностичких метода. Узорци су, пре и након третмана плазмом, анализирани оптичким микроскопом, скенирајућим електронским микроскопом, микроскопом атомских сила, дифрактометром (дифракције x зрака), такође је мерена тврдоћа и анализирана храпавост. Као резултат од интереса за индустријску примену истиче се постигнуто значајно повећање тврдоће третираних узорака челика. Резултати испитивања интеракције третираних узорака и плазме формиране у магнетоплазменом компресору од значаја су за проширење општег научног знања у сфери понашања одабраних материјала у условима великог термалног оптерећења. Процеси интеракције плазме и материјала снимани су и спектроскопски. Анализа снимљених спектра омогућила је одређивање како параметара плазме, тако и састава плазме и идентификацију спатерованог материјала у плазми која се налази уз саму површину третираног узорка.

**Кључне речи:** Убрзавачи плазме; Магнетоплазмени компресор; Интеракција плазме са материјалима; Материјали првог зида фузионог реактора; Емисиона спектроскопија; Челик 100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4; TiN слојеви под термалним оптерећењем; TiN

**Научна област:** Физика

**Ужа научна област:** Физика јонизованог гаса и плазме

**УДК број:** 533.9-(043)

## Magnetoplasma compressor as a source of plasma for material treatments purpose

**Abstract:** Devices of the magnetoplasma compressor type have been used, like plasma sources, for several decades in several leading relevant world laboratories. Each device has its own specific constructional characteristics, but similar working dynamics. The presented doctoral dissertation is related to the magnetoplasma compressor located in the Laboratory for Fusion Plasma Physics of the Faculty of Physics, University of Belgrade. The work is a continuation of the research program started by our colleagues under the leadership of professor Jagoš Purić and professor Milorad Kuraica. The goal of the doctoral dissertation is to adapt the magnetoplasma compressor as a source of plasma flow for the needs of modifications of material surfaces.

The distribution of energy and energy flux density along the plasma flow was determined using the calorimetric method when working with different working gases. The results contributed to selecting the optimal position and working gas for further experiments and material treatments. Different types of materials have been treated with plasma pulses: different types of steel, steels with a deposited thin layer of titanium nitride, silicon with multilayer surface structures (Al-Ti, Ni-Ti), tungsten and tungsten with a deposited layer of titanium. Modification of the material surface under high thermal loads was studied. Morphological changes of the samples were monitored using different diagnostic methods. The samples, before and after plasma treatment, were analyzed by optical microscope, scanning electron microscope, atomic force microscope, a diffractometer (x-ray diffraction). Hardness and roughness were also measured and analyzed. As a result of interest in industrial applications, a significant increase in the hardness of the treated steel samples was achieved. Generally, the results of interactions of treated samples and the plasma flow formed in the magnetoplasma compressor device are important for the expansion of general scientific knowledge in the sphere of the behaviour of selected materials in conditions of high thermal load. The interaction of the plasma and the material was also monitored spectroscopically. The analysis of recorded spectra enables the determination of plasma parameters, as well as plasma composition and identification of sputtered material in the plasma layer located next to the surface of the treated sample.

**Keywords:** Plasma accelerators; Magnetoplasma compressor; Interaction of plasma with materials; Materials of the first wall of the fusion reactors; Emission spectroscopy; Steel type 100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4; TiN layers under thermal load; Titanium nitride

**Scientific field:** Physics

**Research area:** Physics of ionized gases and plasma

**UDC number:** 533.9-(043)

Ова докторска дисертација је урађена на Физичком факултету Универзитета у Београду у Лабораторији за фузиону плазму. Искрену захвалност изражавам проф. др Милораду Кураици, руководиоцу рада, као и проф. др Братиславу Обрадовићу и покојном проф. емеритусу Јагошу Пурићу, на предложеној теми, несебичној помоћи, подршци и на свему што сам од њих током протеклих година научила.

Посебно се захваљујем колеги Ивану Крстићу на помоћи при реализацији експеримента и анализи добијених експерименталних резултата.

Такође, веома сам захвална и колегама проф. др Ивану Дојчиновићу и др Ирину Тапалаги на заједничком раду и дискусијама током мојих докторских студија. Захвалност дугујем и колегама др Предрагу Искреновићу и др Горану Сретеновићу на помоћи приликом реализације одређених делова експерименталних поставки.

Захвална сам и на лепој сарадњи коју сам, током рада на докторату, остварила са проф. др Жарком Мишковићем са Машинског факултета, као и са колегама др. Владимиром Рајићем и др. Дејаном Пјевићем из Института за нуклеарне науке Винча.

Дубоку захвалност дугујем својим родитељима Александри и Зорану, сестри Марини и супругу Игору на безусловној подршци и подржавању на сваком мом животном кораку. Такође, захвална сам и сину Николи који је унео додатну снагу у мој живот.

Докторску дисертацију посвећујем свом вољеном тати Зорану који ме је од малена усмеравао на природне науке, будио истраживача у мени, причао о свемиру. Тата ме је научио да заволим природу, науку и живот. Током целог мог школовања био је уз мене, помагао ми да разјасним моје дилеме, био подршка, научио ме да раширим своја крила и храбро летим кроз живот и изазове.

# Садржај

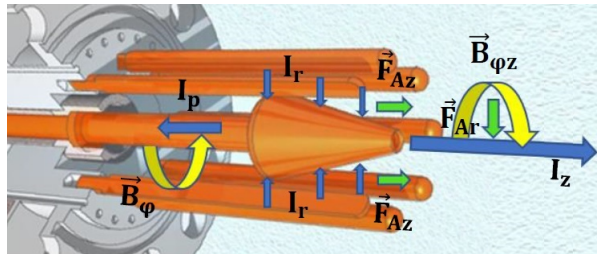
<b>1</b>	<b>Увод</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Основни појмови</b>	<b>4</b>
2.1	Хидродинамичко описивање процеса у плазми . . . . .	4
2.2	Микроскопска слика убрзавања плазме . . . . .	6
2.3	Двокомпонентни хидродинамички модел плазме . . . . .	9
2.4	Утицај убрзавајућег канала на брзину истицања флуида; Лавалова млазница	12
2.5	Ток плазме у аксијално симетричном танком каналу . . . . .	14
2.5.1	Режим убрзања . . . . .	17
2.5.2	Компресиони режим . . . . .	19
2.6	Основе рада магнетоплазменог компресора . . . . .	20
2.6.1	Квазистационарни убрзавачи плазме . . . . .	20
2.6.2	Временски дијаграм рада магнетоплазменог компресора . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Спектроскопске методе коришћене при изради дисертације</b>	<b>25</b>
3.1	Термодинамичка равнотежа . . . . .	25
3.2	Зрачење плазме . . . . .	27
3.3	Одређивање електронске температуре на основу релативних интензитета спектралних линија . . . . .	28
3.4	Ширење и померање спектралних линија . . . . .	29
3.4.1	Природно ширење . . . . .	29
3.4.2	Инструментално ширење . . . . .	31
3.4.3	Доплерово ширење и померање спектралних линија . . . . .	31
3.4.4	Ширење и померање спектралних линија услед притиска . . . . .	32
	Штарково ширење спектралних линија: . . . . .	33
	Резонантно ширење спектралних линија: . . . . .	34
	Ван дер Валсово ширење спектралних линија: . . . . .	35
3.5	Методе за спектроскопско мерење електронске концентрације . . . . .	36
3.5.1	Примена Балмерове $H_{\beta}$ линије водоника за мерење електронске кон- центрације . . . . .	36
3.5.2	Примена хелијумове дозвољене и забрањене компоненте у циљу про- цене електронске концентрације и јачине микропоља . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Експерименталне поставке и методе мерења</b>	<b>42</b>
4.1	Основна експериментална поставка . . . . .	42
4.2	Експериментална поставка приликом анализе расподеле енергије плазменог млаза дуж осе пражњења . . . . .	45
4.3	Експериментална поставка у случају испитивања интеракције плазме фор- миране у МПК и различитих материјала . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Методе за дијагностификовање промена на површини материјала трети- раних плазмом формираном у МПК</b>	<b>49</b>
5.1	Оптичка микроскопија . . . . .	49
5.2	Скенирајућа електронска микроскопија . . . . .	49
5.3	Микроскоп атомских сила . . . . .	50
5.4	Мерење тврдоће . . . . .	51
5.5	Мерење храпавости . . . . .	52

5.6	Дифракција X зрака . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Интеракција плазме формиране у МПК са материјалима</b>	<b>55</b>
6.1	Одабир третираних материјала . . . . .	55
6.1.1	Волфрам као материјал од интереса за уградњу у фузионе реакторе .	56
6.1.2	Различити типови челика . . . . .	58
6.1.3	Танки слојеви на силицијуму, челику и волфраму . . . . .	58
6.2	Нестабилности . . . . .	60
6.3	Капиларни таласи . . . . .	62
6.3.1	Таласи проузороковани деловањем гравитационе силе . . . . .	62
6.3.2	Периодичне површинске структуре индуковане плазмом . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Резултати</b>	<b>67</b>
7.1	Одређивање расподеле енергије тока плазме дуж осе пражњења . . . . .	67
7.2	Интеракција плазме формиране у магнетоплазменом компресору са челичним узорцима: 100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4 . . . . .	71
7.2.1	Резултати спектроскопске анализе . . . . .	71
7.2.2	Оптичка микроскопија . . . . .	77
7.2.3	Мерење тврдоће . . . . .	81
7.2.4	Мерење храпавости . . . . .	82
7.2.5	Резултати XRD анализе . . . . .	85
7.3	Танки слојеви TiN на челичним узорцима (100Cr6, 16MnCr5) - резултати интеракције са плазмом формираном у МПК . . . . .	88
7.3.1	Оптичка микроскопија . . . . .	88
7.3.2	SEM анализа . . . . .	91
7.3.3	Мерење тврдоће . . . . .	99
7.4	Модификација Al-Ti и Ni-Ti танких слојева на силицијуму плазмом формираном у МПК . . . . .	101
7.5	Интеракција плазме формиране у МПК са узорцима волфрама . . . . .	107
<b>8</b>	<b>Закључак</b>	<b>113</b>
<b>9</b>	<b>Литература</b>	<b>115</b>
<b>10</b>	<b>Биографија</b>	<b>124</b>

# 1 Увод

Почетак интензивних истраживања у области физике плазме, поред осталог и убрзавања плазме, везује се за 60-те године прошлог века [1]. Високоенергетска плазма се може добити помоћу три различита метода: 1) загревањем плазме у различитим типовима магнетних замки (нпр. у токамацима и стелераторима); 2) излагањем мета ласерском зрачењу велике снаге; 3) убрзавањем плазме у убрзавачима плазме. У прва два случаја енергија која се предаје плазми троши се на загревање, тј. повећавање брзине хаотичног кретања честица, док се у убрзавачима предата енергија троши да би се повећала кинетичка енергија тока плазме (брзина усмереног кретања честица). Убрзавачи плазме у којима се формирање и убрзавање плазме реализује захваљујући електромагнетној енергији у електричним пражњењима највише је развијано и практично употребљено. Управо таквим типовима убрзавача плазме бавио се А. И. Морозов. Његови почетни теоријски радови су показали постојање два режима рада убрзавача плазме у којима се добијају екстремни параметри плазме, у првом режиму (режим убрзања) добијају се велике брзине плазме (неколико стотина километара у секунди), док се у другом режиму (компресиони режим) добијају велике вредности густине честица [2, 3, 4, 5]. Први радови Морозова указали су на перспективност његових истраживања, што је иницирало даља експериментална и теоријска истраживања. Како је на проблему убрзавања плазме радило неколико института у бившем Совјетском савезу, оформљен је конзорцијум којим је руководио А. И. Морозов. Овај период био је врло плодоносан за физику плазме, конструисани су многобројни убрзавачи плазме, а процес убрзавања плазме проучаван је теоријски и експериментално. У првој фази експерименталних истраживања електродни системи су били коаксијални, а електроде континуалне, али је у том случају постојало ограничење вредности параметара плазме које је могуће постићи. Приликом рада са коаксијалним убрзавајућим каналима са континуалним електродама, изражен је Холов ефекат, који води до раздвајања трајекторија електрона и јона. У прианодном слоју долази до клизања струје, отежаног затварања струјног кола и скока потенцијала. Уколико се уместо континуалних делова кола реализују дисконтинуитети у смислу шипке, Холов ефекат више није кључан. У овом случају отвара се могућност јонског преноса струје. Неопходно је формирање довољне количине јона у заанодном простору, из кога јони, кроз простор између шипкастих електрода, улазе у међуелектродни канал. Прикатодни скок потенцијала није више тако јако изражен и могуће је несметано затварање струјног кола. Кретање плазме у убрзавајућим каналима описује се једначинама магнетне хидродинамике. Основни захтеви у дизајну квазистационарних динамичких плазмених уређаја формулисани су као резултати дугогодишњег експерименталног рада и теоријског моделовања течења плазме у профилисаним убрзавајућим каналима. Укратко, дошло се до следећих важних закључака и захтева у конструкцији [4, 5]: а) неопходан је прелаз на режим јонског транспорта наелектрисања у међуелектродном простору, што имплицира радикалне промене у дизајну електродног система; б) сви чврсти елементи конструкције електродног система би требало да буду заштићени сопственим магнетним пољем од убрзаног млаза плазме. Коначни параметри плазме у убрзавајућем каналу, као и након истицања из канала, у зони компресије, зависе од струје пражњења, укупног масеног протока, сопственог магнетног поља које је у овом случају и убрзавајуће магнетно поље и других фактора. Магнетоплазмени компресор (МПК) је квазистационарни убрзавач плазме чији се електродни систем састоји од централне бакарне катоде конусног облика око које је симетрично распоређено осам бакарних анодних шипки, слика 1. Убрзање је последица интеракције радијалне струје пражњења са азимуталним магнетним пољем, док је компресија последица интеракци-

је лонгитудиналне (излазне) струје са сопственим азимуталним магнетним пољем (пинч ефекат). МПК одликује квазистационарност, тј. спора промена параметара плазме, при чему су карактеристична времена промена много краћа од времена трајања пражњења. У случају квазистационарних плазма убрзача са сопственим магнетним пољем, време живота плазме је од 100  $\mu\text{s}$  до неколико милсекунди, док време прелета честице дуж убрзавајућег канала износи неколико микросекунди.



Слика 1: Шематски приказ електродног система МПК.

У последњој етапи развоја дошло је до преласка на двостепену квазистационарну високострујну убрзачу плазме (КСПУ) [6, 7, 8], у којима је регион гасне јонизације просторно одвојен од региона убрзања плазменог млаза, Холов ефекат је занемарљив, реализован је јонски пренос струје, а сви чврсти делови електродног система су потпуно заштићени сопственим магнетним пољем. МПК се користи као базична јединица за конструкцију првог степена двостепеног квазистационарног високострујног убрзача плазме (КСПУ) у коме параметри плазме достижу значајно веће вредности у односу на МПК. У том случају МПК служи као извор потпуно јонизоване плазме у првом степену КСПУ уређаја. Од конструкције првих верзија магнетоплазмених компресора до данашњих дана рад у овој области је од великог научног интереса због проучавања могућности добијања квазистационарних високоенергетских млазева плазме и испитивања динамике и карактеристика такве плазме. Такође, константно се ради на унапређивању постојећих експерименталних поставки у оквиру електродног система, система за напајање и система за инјектовање гаса [9], као и на развоју нумеричких симулација у циљу предвиђања понашања тока плазме и њених параметара [10, 11, 12]. МПК је од великог значаја за област физике која се бави материјалима и њиховим понашањима у критичним условима, јер МПК формира високоенергетски млаз плазме којим је могуће третирати мете различитих материјала, које се постављају на осу компресионог тока. Овим је остварена могућност стварања великог термалног оптерећења на материјалу узорка, у врло кратком временском периоду. Проучавање интеракције плазме формиране у МПК са различитим материјалима од великог је интереса за физику чврстог стања, физику фузионе плазме, а такође може имати и индустријску примену. Од позиције мете, тј. од њене удаљености од катоде, и вредности параметара плазме зависи количина енергије коју ће апсорбовати третирани материјал. Тренутно су од интереса истраживања како на уређијима типа КСПУ [13, 14, 15], тако и на једноступеним МПК мањих енергија [13, 16] попут МПК који се налази у лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету Универзитета у Београду [17, 18, 19, 20]. Примера ради, овакви убрзачи плазме се користе као лабораторијски симулатори реалних догађаја краткотрајних изливања високотемпературне плазме у регионима првог зида фузионих реактора (ELMs) и регионима дивертора, која постоје услед нестабилности фузионе плазме [12, 13, 21, 22]. Ови догађаји још увек нису довољно добро проучени да би се могла дати потпуно тачна предвиђања понашања материјала у регионима интеракције са плазмом. Такође, даље се трага за издржљивијим материјалима који

би имали добре карактеристике за изградњу првог зида и дивертора будућих фузионих реактора. При краткотрајним изливањима плазме у фузионим реакторима, честице имају широк опсег енергија. Енергијски гледано, МПК коришћен у току израде предложене теме од интереса је за истраживања претходно описаних догађаја.

Основна идеја предложене докторске дисертације је да се у расположивим изворима плазме типа МПК плазмом третирају мете од материјала који су од интереса за изградњу првог зида и дивертора фузионих реактора. У сврху повећања параметара плазме, конструисан је и посебан извор са транспарентном катодом, који ће омогућити значајно веће струје пражњења (до 300 kA), веће параметре плазме, при чему ће очекивано време пражњења бити барем 1-2 ms. Циљ рада је прилагођавање расположивих извора типа МПК експерименталном третману одабраних материјала и испитивање физичких и хемијских промена на материјалима третираним плазмом. Као материјали мета одабрани су волфрам и волфрам са вишеслојним структурама. Део експеримената рађен је и на различитим типовима челика, на челичним метама на које је депонован титан-нитрид и на вишеслојним структурама на силицијуму.

## 2 Основни појмови

### 2.1 Хидродинамичко описивање процеса у плазми

По дефиницији, плазма је систем који се састоји од наелектрисаних (или делом неутралних и делом наелектрисаних, јонизованих) честица, при чему физичким понашањем система доминира колективна интеракција условљена електромагнетним пољем које потиче од присутних наелектрисаних честица [23]. Свака наелектрисана честица се креће у електромагнетном пољу које потиче од свих осталих честица, а истовремено, својим кретањем, доприноси индужењу електромагнетног поља. Одређивање електромагнетног поља у овим условима је врло компликован проблем јер је потребно симултано решавати једначине кретања свих наелектрисаних честица и Максвелове електродинамичке једначине. При изучавању динамике плазме користе се апроксимативни приступи од којих су најчешћи хидродинамички метод, орбитални метод и кинетичка теорија. За нас је од интереса хидродинамички модел у оквиру кога се плазма може сматрати непрекидном средином - флуидом или вишекомпонентним флуидом који је електрично проводан. Да би се овакав модел могао применити на систем који се састоји од великог броја честица, као што је то у случају плазме, неопходно је да карактеристичне димензије система буду знатно веће од средњег растојања међу честицама и од средњег слободног пута честица и да карактеристично време процеса који се изучавају буде значајно веће од средњег времена слободног кретања честица система. Ови услови су испуњени у случају великих густина честица у плазми (изнад  $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) и великих колизионих фреквенци (изнад  $\nu = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) [23].

У оквиру хидродинамичког приступа, најједноставнији модел је магнетохидродинамички модел (МХД) у коме се плазма сматра проводним флуидом, а динамичко стање у њој се описује увођењем поља густине  $\rho(x, y, z, t)$ , притиска  $p(x, y, z, t)$ , температуре  $T(x, y, z, t)$ , брзине протицања  $\vec{v}(x, y, z, t)$ , густине струје  $\vec{j}(x, y, z, t)$ , електричног поља  $\vec{E}(x, y, z, t)$  и магнетног поља  $\vec{B}(x, y, z, t)$ . Веза између наведених величина у МХД моделу је следећа [23]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{f} - \nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \mu \Delta \vec{v} + (\lambda + \frac{1}{3}\mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{v}) \quad (2)$$

$$p = F(\rho) \quad (3)$$

Једначина (1) представља једначину континуитета масе флуида. Једначина (2) је Навије-Стокс-ова једначина кретања вискозног флуида, при чему су  $\mu$  и  $\lambda$  динамички коефицијенти вискозности, а  $\rho \vec{f}$  представља неелектродинамички силу. У највећем броју случајева члан  $\rho \vec{f}$  се може занемарити, као и ефекти вискозности ( $\mu = \lambda = 0$ ). У магнетној хидродинамици, за разлику од обичних флуида, у запреминске силе у Навије-Стокс-овој једначини укључена је и Лоренцова сила  $\vec{j} \times \vec{B}$ . Једначина (3) даје везу притиска и густине. У случају обичног флуида систем написаних једначина (1), (2), (3) садржи једнак број једначина и непознатих ( $\rho, \vec{v}, p$ ), док је у случају МХД-а систем једначина потребно допунити супстанцијалним једначинама које повезују величине  $\vec{j}$  и  $\vec{B}$ . Густина струје провођења у плазми ( $\vec{j}$ ) зависи од електричног и магнетног поља и у МХД се добија генерализацијом Омовог закона који важи за обичне проводнике:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4)$$

при чему је  $\sigma$  електрична проводност плазме. У случају плазме која се налази у магнетном пољу присутна је анизотропија провођења (Холов ефекат), а дифузиони процеси у плазми могу утицати на густину струје провођења, што једначина (4) са скаларном проводношћу није у стању да опише. Из тог разлога се у теорији уводи тензор проводности [23]. (Касније у тексту Холов ефекат ће бити објашњен приликом анализе плазме у оквиру двокомпонентног модела.)

Написаном систему једначина неопходно је додати Максвелове електродинимичке једначине:

$$\nabla \vec{E} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (8)$$

Комбинацијом Омовог закона (4) и Максвелове једначине (8), добија се

$$\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \vec{B} \quad (9)$$

Узимајући ротор леве и десне стране, долази се до једначине

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \vec{B} \quad (10)$$

Систем који чине једначине (1), (2), (3), (6), (8) и (10) представља затворен систем једначина за величине  $\rho$ ,  $p$ ,  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ , основа је магнетне хидродинамике и применљив је код електропроводног флуида високе проводности и изражене тенденције ка електронеутралности.

Једначина (10) описује локалну промену магнетног поља са временом, при чему се први члан са  $\vec{v} \times \vec{B}$  назива конвекциони, а члан који садржи  $\Delta \vec{B}$  дифузиони. У случају да плазма, коју посматрамо као електропроводни флуид, мирује, први члан са десне стране једначине (10) је нула, а једначина добија облик типичне једначине дифузионог процеса. Услед електропроводности средине и закона електромагнетне индукције, уколико се у области око плазме успостави магнетно поље, долази до индуковања струја у плазми које теже да пониште спољашње магнетно поље, што се интерпретира као да магнетно поље дифундује у плазму. Уколико се плазма креће, а сматрамо је електропроводним флуидом бесконачне електропроводности, једначина (10) се своди на први члан са десне стране. Уз услов  $\nabla \vec{B} = 0$ , добијају се једначине које су потпуно аналогне једначинама за вектор вртложења,  $\vec{\omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{v}$ , у случају идеалног баротропног флуида под дејством потенцијалних запреминских сила [23]. У овом случају важе магнетни аналогони Хелмхолцових теорема о вртложном протицању из којих следи да се електропроводни флуид, којим смо апроксимирали плазму, креће тако да су његови делићи залепљени за линије магнетне силе, тј. постоји замрзнутост магнетних линија силе.

Бесконечна електропроводност није остварива у реалним условима. У циљу одређивања улога конвекционих и дифузионих ефеката у локалној промени магнетног поља у флуиду у току времена, уводи се бездимензиони број: магнетни Рејнолдсов број  $Re_m$ .

$$\frac{|\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})|}{|\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \vec{B}|} \sim \frac{\frac{1}{D} V B}{\frac{B}{\mu_0 \sigma D^2}} = Re_m \quad (11)$$

при чему је  $D$  карактеристична димензија система,  $V$  је карактеристична брзина његовог кретања, а  $B$  је карактеристична вредност магнетног поља. Ако је  $Re_m \gg 1$ , дифузионни члан ће бити занемарљиво мали, а магнетно поље се може сматрати "замрзнутим" у плазми.

## 2.2 Микроскопска слика убрзавања плазме

У циљу анализе принципа рада магнетоплазменог компресора, ограничићемо се на токове потпуно јонизоване, проводне плазме, у следећем распону електронских концентрација и температура:  $N_e : 10^{14} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T: 0.1 - 10 \text{ keV}$  [5]. За почетак, анализирајмо поједностављене једначине кретања честица ((12) и (13)) у бесколизационом моделу (занемарују се силе трећа јона и електрона), које ћемо касније разматрати у сложенијем моделу.

Једначина кретања јона може се написати као:

$$M \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\frac{1}{n_i} \nabla p_i + q(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) \quad (12)$$

Где су  $M$  и  $q$  маса и наелектрисање јона,  $p_i$  је јонски притисак,  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  су усредњене вредности микропоља која делују на јон,  $v_i$  је брзина кретања јона,  $n_i$  је концентрација јона.

Једначина кретања електрона има следећи облик:

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\frac{1}{n_e} \nabla p_e - e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (13)$$

Где су  $m$  и  $e$  маса и наелектрисање јона,  $p_e$  је јонски притисак,  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  су усредњене вредности микропоља која делују на електрон,  $v_e$  је брзина кретања електрона,  $n_e$  је концентрација електрона.

Уколико је функција расподеле честица по брзинама изотропна, скаларни притисци  $p_i$  и  $p_e$  у једначинама (12) и (13) су адекватни за опис процеса. Уколико то није случај, неопходно је додати члан који је последица постојања девијација у расподели по брзинама, тензор вискозног напона [24]. На основу хидродинамичког модела, за јоне врсте  $\alpha$  имамо:

$$-\left(\frac{1}{n_i} \nabla p_i\right)_\alpha \rightarrow (F_{ii}^\alpha)_\alpha = -\left(\frac{1}{n_i} \nabla p_i\right)_\alpha - \frac{1}{n_i} \cdot \frac{\partial \pi_{i\alpha\beta}}{\partial x_\beta} \quad (14)$$

Где је  $\pi$  тензор вискозног напона, а  $p_i$  јонски притисак.

Процес убрзавања плазме у акцелераторима типа МПК одвија се као процес убрзавања електронеутралне средине, тј. електронеутралне плазме. Приликом убрзавања плазме, јони и електрони присутни у плазменом млазу који напушта акцелератор, тј. међуелектродни простор, област у којој долази до убрзавања, имају исту брзину усмереног кретања, што значи да је енергија јона за око три или четири реда величине већа у односу на енергију електрона.

Постоје два принципијелно различита начина за убрзавање плазме. Први начин је чисто термални, који је, примера ради, искоришћен код плазматрона, заснива се на загревању плазме у ограниченој запремини до врло високе температуре и притиска и истицању плазме кроз млазницу захваљујући разлици у притисцима. Други начин заснован је на Амперовој сили.

Размотримо први начин у коме међусобни судари јона имају значајну улогу у убрзавању плазме. Јони који улазе у систем морају имати високу температуру или се загревање јона врши при сударима са претходно загрејаним електронима. Други случај захтева да се следећи ток догађаја одвија брзо: Омско загревање електрона  $\rightarrow$  Загревање јона сударима са електронима  $\rightarrow$  Конверзија термалне енергије јона у енергију усмереног кретања. (Ови процеси се дешавају у плазмотронима.) Проценимо опсег параметара у оквиру којих је поменути ток догађаја ефективан, претпостављајући да се рачун може спровести анализирајући сударе два тела. У овом случају најспорије се одвија енергијски трансфер са електрона на јоне, са обзиром на то да је карактеристично време за овај процес [5]:

$$\tau_{ie} \sim \tau_e \frac{M}{m} \quad (15)$$

при чему је  $M$  маса јона,  $m$  маса електрона, а

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m}(kT_e)^{\frac{3}{2}}}{4\sqrt{2\pi}\lambda e^4 Z^2 n_i} \quad (16)$$

$\tau_e$  је карактеристично време електрон - електрон судара.  $\lambda$  је Кулонов логаритам.  $Z$  је наелектрисање јона,  $n_i$  је концентрација јона, узимајући у обзир квазинеутралност плазме, важи  $Zn_i = n_e = n$ , где је  $n_e$  је концентрација електрона. Време  $\tau_0$  које је потребно да јон прође кроз систем за убрзање дужине  $L$  износи:

$$\tau_0 \sim \frac{L}{v_{max}} \quad (17)$$

Упоређујући време  $\tau_{ie}$  са пролазним временом  $\tau_0$ , закључује се да уколико је  $\tau_{ie} \ll \tau_0$ , поменути ток догађаја може бити од интереса у погледу убрзања.

Јони у плазми се могу убрзати и електричним пољем. Овај механизам се може користити за убрзавање плазме било које густине. У овом случају проблем убрзања се своди на проблем стварања електричног поља жељеног интензитета и конфигурације у убрзавајућем каналу, у међуелектродном простору.

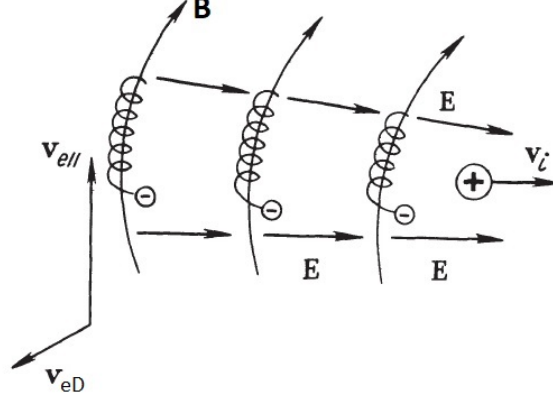
Потешкоће приликом покушаја генерисања јаког електричног поља у плазми првенствено постоје због велике мобилности електрона. Потребно је локализовати кретање електрона, тј. смањити њихову покретљивост, што је могуће остварити или градијентом притиска или магнетним пољем. У овом раду примењује се могућност смањења покретљивости електрона присуством јаког магнетног поља (Лоренцови убрзачи). Електрони ротирају око линија магнетних сила ("замагнетисани су"), док кретање нормално на магнетно поље постаје отежано. Нормално на линије магнетне силе формира се електрично поље (слика 2).

$$\vec{E} = -\vec{v}_e \times \vec{B} \quad (18)$$

Брзина електронског дрефта,  $v_{eD}$ , који постоји због укрштеног електричног поља ( $\vec{E}$ ) и магнетног поља ( $\vec{B}$ ) је дата изразом [23]:

$$\vec{v}_{eD} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (19)$$

Ако количник електричног и магнетног поља расте у неком правцу, биће остварен дрефтни режим убрзања.



Слика 2: Замагнетисаност електрона – ротација око магнетних линија сила. Нормално на магнетне линије сила формира се запреминско електрично поље. (Слика преузета из [5].)

На основу једначина кретања електрона може се закључити да се електрони крећу по еквипотенцијалним површима, на еквипотенцијалним површима леже линије магнетних сила, што следи на основу:

$$\vec{E} \vec{B} = 0 \quad (20)$$

Еквипотенцијалне површи су површи са једнаким потенцијалима. Ове површи су под правим углом у односу на линије поља. Приликом кретања електрона дуж неке од линија на еквипотенцијалној површи, њихова енергија се не мења.

Дрифт електрона догађа се управо по еквипотенцијалним површима, што се закључује на основу једначине:

$$\vec{E} \vec{v}_e = 0 \quad (21)$$

Једначине кретања јона и електрона, уз услов  $\nabla p_i = \nabla p_e = 0$  и уз занемаривање инертности електрона, узимајући у обзир да је  $\vec{E} = -\nabla \phi$ , имају следећи облик:

$$M(\vec{v}_i \nabla) \vec{v}_i = q(-\nabla \phi + \vec{v}_i \times \vec{B}) \quad (22)$$

$$0 = -e(-\nabla \phi + \vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (23)$$

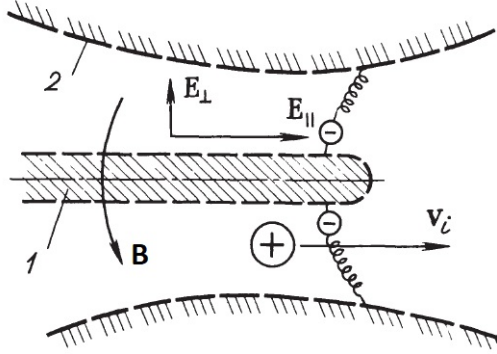
Уколико се једначине (22) и (23) интеграле и уведу функције  $\psi_i$  и  $\psi_e$  које представљају функције тока јона и електрона [25], добијају се једначине:

$$M \frac{\vec{v}_i^2}{2} + q\phi = U_i(\psi_i) \quad (24)$$

$$-e\phi = U_e(\psi_e) \quad (25)$$

Једначине (24) и (25) представљају законе одржања енергије за јоне и електроне. Електрони дрефтују дуж еквипотенцијалних површи, док је у случају дрефтног кретања јона њихова укупна енергија константна (потенцијална и кинетичка).

У зависности од природе електронског дрефта, Лоренцови убрзачи могу се поделити на оне у којима је електронски дрефт затворено коло и на оне у којима није. У овом раду акценат је на аксијално симетричним система у којима је дрефт електрона отворено коло. У оваквим системима постоји лонгитудинално електрично поље и азимутално магнетно поље. Ова поља продукују радијални дрефт електрона који се завршава на електродама (1 и 2 на слици 3).



Слика 3: Дрефтено кретање електрона у укрштеном  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  пољу. (Слика преузета из [5].)

## 2.3 Двокомпонентни хидродинамички модел плазме

При теоријском проучавању динамике плазме у магнетнохидродинамичком моделу, плазму посматрамо као електропроводни флуид, са изразитом тенденцијом ка електро-неутралности. Како се плазма састоји од наелектрисаних честица, за понашање система битне су електромагнетне интеракције. Плазму, као физички систем, третирамо као непрекидну средину и приликом описивања стања система се, поред стандардних хидродинамичких величина (притисак, густина, температура и брзина), користе и електрично и магнетно поље.

При описивању процеса у плазми, у оквиру МХД-а, као један од модела користи се модел двокомпонентног флуида. Већ након првих година теоријског проучавања процеса у убрзавачима плазме овај модел се показао као одговарајући у смислу објашњења неких од феномена и ограничења на које су истраживачи наишли приликом експерименталног рада.

Разматрајмо само процесе без дисипације, при чему се занемарује отпорност, вискозност и термална проводност плазме. Поједностављене хидродинамичке једначине имају следећи облик [23]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i \vec{v}_i) = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e \vec{v}_e) = 0 \quad (27)$$

$$M \cdot \frac{d_i \vec{v}_i}{dt} = -\frac{\nabla p_i}{n_i} + (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \vec{F}_{ie} \quad (28)$$

$$m \cdot \frac{d_e \vec{v}_e}{dt} = -\frac{\nabla p_e}{n_e} - (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \vec{F}_{ei} \quad (29)$$

Овај систем једначина допуњује се Максвеловим електродинамичким једначинама (једначине (5), (6), (7) и (8)).

Плазма се сматра флуидом велике електропроводности, па се подразумева да је густина просторног наелектрисања  $\rho_{el} = 0$ .

Претпоставља се да је плазма довољно густа тако да су средњи слободни путеви електрона и јона кратки. Ова претпоставка је коректна за вредности концентрације  $n > 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

У једначинама (26) и (27) величине  $\rho_i$  и  $\rho_e$  представљају густине "јонског и електронског флуида". Силе  $\vec{F}_{ie}$  и  $\vec{F}_{ei}$  описују сударе између електрона и јона. То су силе трења које постоје због тога што макроскопске брзине кретања електронског и јонског флуида у истој тачки и у истом временском тренутку нису обавезно једнаке. У Шлутеровом хидродинамичком моделу плазме [23], силе трења имају следећи облик:

$$\vec{F}_{ie} = -\frac{en_i \vec{j}}{\sigma} \equiv -en_i \vec{E}^I, \vec{E}^I \equiv \frac{\vec{j}}{\sigma} \quad (30)$$

$$\vec{F}_{ei} = \frac{en_e \vec{j}}{\sigma} \equiv en_e \vec{E}^I, \vec{E}^I \equiv \frac{\vec{j}}{\sigma} \quad (31)$$

при чему  $\vec{j}$  представља густину струје, док је  $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ei}}$  електрична проводност плазме.

Густина електричне струје у двокомпонентном моделу плазме је

$$\vec{j} = qn_i \vec{v}_i - en_e \vec{v}_e = en_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e) \quad (32)$$

уз претпоставку да је  $qn_i = en_e$  због квазинеутралности плазме.

Једначина континуитета за плазму као целину гласи:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (33)$$

При чему важи да је густина плазме  $\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha}$ , док је  $\rho \vec{v} = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}$ , где  $\alpha$  означава компоненте плазме.  $\vec{v}$  је брзина плазме као целине. Брзине јона и електрона имају следећи облик:

$$\vec{v}_i = \vec{v} + \frac{m}{q\rho} \vec{j} \quad (34)$$

$$\vec{v}_e = \vec{v} - \frac{M}{e\rho} \vec{j} \quad (35)$$

Упрошћен Омов закон за двокомпонентну плазму у Шлутеровом моделу добија се занемаривањем свих чланова реда величине  $m/M$  [23] и има облик:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \frac{e}{m\nu_{ei}} \nabla p_e - \frac{e}{m\nu_{ei}} \vec{j} \times \vec{B} - \frac{1}{\nu_{ei}} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \quad (36)$$

и у литератури се зове генерализани Омов закон за плазму.  $\nu_{ei}$  је колизиона фреквенца електрона и јона. Омов закон у магнетној хидродинамици има облик:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (37)$$

Поредећи једначине (36) и (37), закључује се да једначина (36) има 3 додатна члана у односу на једначину (37). Први додатни члан потиче од тзв. дифузионе електромоторне силе и везан је за постојање градијента концентрације електрона. У случају просторно ограничене плазме увек се успоставља стационарно стање са градијентом концентрације електрона у коме дифузиона електромоторна сила компензује све остале узроке њиховог кретања. Други додатни члан постоји због постојања Холовог ефекта. У плазми која се налази у магнетном пољу и у којој је успостављена електрична струја у правцу спољашњег електричног поља, долази, услед интеракције магнетног поља и електричне струје, до анизотропије провођења, тј. до појаве електричне струје не само у смеру успостављеног спољашњег електричног поља, већ и нормално на тај правац. (Допринос позитивних јона је занемарљив јер су електрони знатно покретљивији.) Трећи члан повезан је са нестационарношћу, а може се занемарити код нестационарних процеса са карактеристичним временом већим од  $\tau_{ei} = 1/\nu_{ei}$ , а такви процеси се и разматрају у оквиру хидродинамичке теорије.

Уводећи величину ефективног електричног поља,  $E^*$ , Омов закон у Шлутеровом моделу има облик:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}^* - \frac{e}{m\nu_{ei}} \vec{j} \times \vec{B}, \quad (\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} + \frac{1}{en_e} \nabla p_e); \quad (38)$$

Услед присуства члана  $\vec{j} \times \vec{B}$  у једначини (38), неопходно је увести тензор проводности и тада једначина добија облик  $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}^*$ . У циљу налажења облика тензора проводности, референтни систем се може одабрати тако да се креће заједно са плазмом, а једначина (38) се може пројектовати на осе Декартовог координатног система. Уколико се за правац вектора  $\vec{B}$  узме z - оса, компоненте вектора  $\vec{j}$  имају облик:

$$j_x = \sigma E_x^* - \frac{|\omega_{Be}|}{\nu_{ei}} j_y; \quad j_y = \sigma E_y^* + \frac{|\omega_{Be}|}{\nu_{ei}} j_x; \quad j_z = \sigma E_z^* \quad (39)$$

при чему је  $\omega_{Be} = -eB/m_e$  електронска циклотронска фреквенца. Решења једначина (39) су [23]:

$$j_x = \frac{1}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_x^* - \frac{|\omega_{Be}| \tau_{ei}}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_y^*; \quad (40)$$

$$j_y = \frac{|\omega_{Be}| \tau_{ei}}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_x^* + \frac{1}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_y^*; \quad (41)$$

$$j_z = \sigma E_z^* \quad (42)$$

где је  $\tau_{ei} = 1/\nu_{ei}$  је средње време слободног кретања електрона између два судара.

Тензор проводности има облик:

$$\hat{\sigma} = \sigma \begin{bmatrix} \frac{1}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} & -\frac{|\omega_{Be}| \tau_{ei}}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} & 0 \\ \frac{|\omega_{Be}| \tau_{ei}}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} & \frac{1}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (43)$$

Уколико је  $|\omega_{Be}| \tau_{ei} \ll 1$ , електрони нису замагнетисани и нема Холовог ефекта. Ако је  $|\omega_{Be}| \tau_{ei} \gg 1$ , онда су електрони замагнетисани, тј. ротирају око магнетних линија сила, они су за њих везани и тешко се крећу нормално на магнетне линије силе, па се у том правцу јавља анизотропија проводности и успоставља се електрично поље. Ако се, примера

ради, правац магнетног поља узме за z-осу координатног система, а правац електричног поља се поклапа са x - осом, добијају се следеће једначине:

$$j_x = \frac{1}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_x^*; \quad j_y = \frac{|\omega_{Be}| \tau_{ei}}{1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ei}^2} \sigma E_x^*; \quad j_z = 0 \quad (44)$$

На основу једначине (44) закључује се да се у случају када је  $|\omega_{Be}| \tau_{ei} \gg 1$ , а то је случај када су електрони замагнетисани, поред основне компоненте електричне струје (у правцу примењеног поља) јавља и Холова компонента електричне струје, нормална на примењено електрично и магнетно поље, која је знатно већа од основне.

Узимајући у обзир да је је електрична проводност плазме  $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m \nu_{ei}}$  у једначини (36), у случају идеално проводне плазме ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), у којој је градијент притиска мали, а процеси су довољно спори, следећи услов мора бити испуњен да би Холов ефекат био слаб:

$$\eta = \frac{|\vec{j} \times \vec{B}|}{|en_e \vec{v} \times \vec{B}|} \sim \frac{|v_i - v_e|}{|v_i|} \ll 1 \quad (45)$$

При чему важи  $\vec{v} \rightarrow \vec{v}_i$ , док је густина струје дата једначином (32).

Параметар  $\eta$  зове се параметар размене. Холов ефекат доводи до разлике међу трајекторијама јона и електрона, а параметар размене је мера угла између електронских и јонских трајекторија. Уколико је Холов ефекат јако изражен ( $\eta \geq 1$ ), као што је случај код плазма убрзавача са непрекидним електродама, трајекторије јона и електрона су веома различите, у околини аноде формира се простор без јона, а са вишком електрона. Струја пражњења се преноси управо електронима, али је затварање струјног кола на аноди отежано. Услед Холовог ефекта и дрифта електрона дуж аноде, њихове трајекторије у близини аноде су готово паралелне са њеном површином. Како се електрони крећу по еквипотенцијалним површима, за затварање струјног кола на еквипотенцијалној аноди неопходна је реорганизација електричног поља и тока плазме или прелазак на јонски пренос струје, о чему ће бити речи у поглављу 2.6.1. При малим вредностима параметра размене могуће је добити велике излазне струје плазме из убрзавачког канала и убрзавање плазме као целине (у том случају су трајекторије јона и електрона скоро исте). Веће вредности параметра размене омогућавају добијање већих струја пражњења и параметара плазме. У случају јонског преноса струје погодно је да вредност параметра размене буде у интервалу  $0.1 < \eta < 0.2$  [25].

## 2.4 Утицај убрзавајућег канала на брзину истицања флуида; Лавалова млазница

У стандардним акцелераторима честица, поља која делују на честице потичу од спољашњих струја и наелектрисања. Дисторзија ових поља услед интеракције честица се обично третира као мала пертурбација у акцелератору. У случају убрзавача плазме ситуација је значајно другачија јер је међучестична интеракција толико значајна да мора бити укључена у систем једначина који се састоји од Максвелових електродинамичких једначина и једначина кретања. На честицу која је саставни део тока плазме може се утицати само уколико се пертурбује цео ток. Проблем пројектовања плазма акцелератора се своди на бирање и постављање услова на површини тока плазме који стварају поља која обезбеђују жељено убрзање јона унутар плазме.

У гаснодинамичком случају, зидови млазнице утичу на струјање, тј. проток гаса. Уочено је да се променом геометрије канала може обезбедити режим надзвучног струјања.

На пример, постепени прелазак са подзвучног на надзвучни ток захтева канал у облику млазнице. Једначине које описују стационарни ток идеалног гаса кроз узак канал добијају се интеграцијом једначине континуитета и Навије - Стоксове једначине и имају облик [5]:

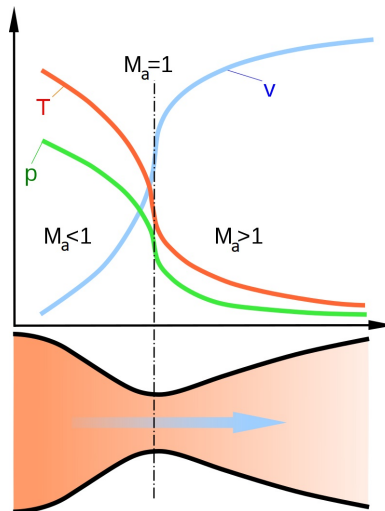
$$\rho v f = \text{const}; \quad \frac{v^2}{2} + W(\rho) = \text{const}; \quad S = \text{const}; \quad W(\rho) = \int \frac{dp}{\rho} \quad (46)$$

При чему је  $f$  попречни пресек канала,  $S$  је ентропија,  $W$  је енталпија. Диференцирањем једначина (46), уводећи брзину звука  $c_t^2 = (\partial p / \partial \rho)_{S=\text{const}}$ , добија се корелација између  $dv$  и  $df$ :

$$\left(1 - \frac{v^2}{c_t^2}\right) \frac{dv}{v} = -\frac{df}{f} \quad (47)$$

Добијена једначина (47) зове се Хугониотова једначина. Закључује се да субсонични ток захтева сужење канала, док убрзање до суперсоничног тока захтева повећање пречника канала. Дакле, до преласка из подзвучног у надзвучни режим долази у зони минималног пресека канала.

Гасодинамички систем добијања надзвучних истицања први пут је реализован у Лаваловој млазници, слика 4.



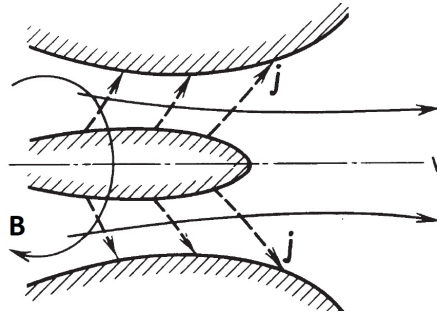
Слика 4: Принцип рада Лавалове млазнице.  $v$  је брзина протока гаса,  $T$  температура гаса,  $p$  притисак гаса,  $M_a$  Махов број. (Слика преузета из [26].)

Лавалова млазница је цев која је сужена у средини и тако формира облик пешчаног сата, а у њој долази до претварања потенцијалне енергије компресибилних (стишљивих) флуида (гасова или паре) у кинетичку енергију. Млазницу чини канал, који се прво сужава у правцу тока, а затим се шири. Брзина гасног тока се повећава сужавањем профила, али само до одређеног пресека. Показало се да је у том пресеку Махов број једнак јединици,  $M_a = 1$ , и да даље сужење профила не повећава брзину протока. (Махов број,  $M_a$ , је однос брзине кретања анализираниог објекта и брзине звука у истом медијуму, при истим околностима.) Пресек Лавалове млазнице у коме је  $M_a = 1$  назива се критични пресек. То је уједно и најмањи попречни пресек млазнице, јер су истраживања показала да се даљи пораст брзине истицања гаса може добити само повећањем попречног пресека млазнице. Повећањем попречног пресека млазнице настаје дивергентни део Лавалове млазнице, у коме је Махов број већи од јединице,  $M_a > 1$ . Овај профил млазнице омогућава да гас на излазу достигне надзвучне брзине флуида.

Закључци донети приликом анализе функционисања гаснодинамичког система и добијене корелације између брзине и попречног пресека канала примењиви су и у случају конструкције убрзача плазме.

## 2.5 Ток плазме у аксијално симетричном танком каналу

Убрзачи плазме су уређаји који омогућавају реализацију усмерених токова плазме у одређеном временском интервалу. Приликом убрзавања плазме подразумева се очување квазинеутралности плазме. Посматрајмо идеалну плазму, при чему се занемарују вискозност и топлотна проводност, а електрична проводност је бесконачна. Нека је Холлов ефекат занемарљив. У режиму велике вредности магнетног Рејнолдсовог броја, у убрзачима плазме формира се квазистационарни ток убрзане плазме ( $\partial/\partial t = 0$ ). Анализирајмо случај тока плазме у аксијално симетричном уређају, при чему је азимутална компонента брзине нула ( $v_\phi = 0$ ), а азимутална компонента јачине магнетног поља једина ненулта ( $B_r = B_z = 0; B_\phi \neq 0$ ), слика 5.



Слика 5: Ток плазме у аксијално симетричном уређају са коаксијалним електродама.

Уколико је магнетни Рејнолдсов број већи од 10, једнокомпонентни модел је адекватан за опис плазме [28]. Равномеран проток плазме се може добро апроксимирати моделом танке цеви, тј. током плазме у аксијално симетричном каналу. У овом случају анализирају се уске коаксијалне цеви, у поједностављеном 1D моделу, при чему трајекторије јона представљају зидове цеви, а све величине зависе од  $z$ . Цеви су ширине  $f=f(z)$ , налазе се на средњем радијусу  $r=r(z)$  (слика 6). При описивању динамике у поједностављеном једнокомпонентном моделу важе следеће претпоставке: маса електрона је занемарљива ( $m \rightarrow 0$ ), концентрације јона и електрона су приближно једнаке ( $n_i \rightarrow n_e$ ), као и брзине јона и електрона ( $v = v_i \rightarrow v_e$ ), док је укупан притисак једнак збиру јонског и електронског,  $p = p_i + p_e$ .

За политропски процес важи:

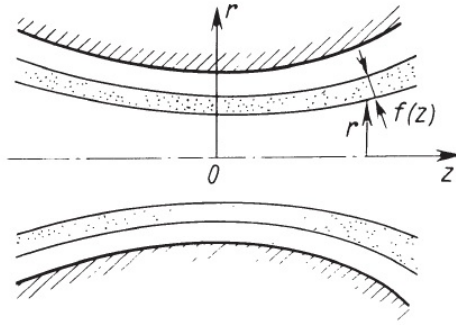
$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (48)$$

где је  $\gamma$  количник специфичних топлота плазме.

Једначина континуитета за плазму као целину дата је изразом (33). Навије - Стоксова једначина има облик:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (v \nabla) v \right] = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (49)$$

Резултат интеграција једначина (33) и (49) дуж цеви су два закона одржања дуж сваке цеви: закон одржања масе (једначина континуитета) (50) и закон одржања енергије (Бернулијева једначина) (51).



Слика 6: Убрзавачки канал у моделу танке цеви.

$$r f \rho v = const. \quad (50)$$

$$\frac{v^2}{2} + W(\rho) + \frac{B^2}{\mu_0 \rho} = U = const. \quad (51)$$

при чему је енталпија плазме:  $W(\rho) = \int \frac{dp}{\rho}$ .

Комбинацијом једначина (7) и (18) добија се следећа једначина:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (52)$$

Једначина (52), након сређивања, има облик:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = (\vec{B} \nabla) \vec{v} - (\vec{v} \nabla) \vec{B} - \vec{B} (\nabla \vec{v}) \quad (53)$$

Користећи израз за једначину континуитета:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \rho = -\rho (\nabla \vec{v}) \quad (54)$$

добијамо да важи израз:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{B}}{\rho} \right) = \left( \frac{\vec{B}}{\rho} \nabla \right) \vec{v} \quad (55)$$

Анализирајући ток плазме дуж једне цеви, полазећи од једначине (55), уз примену математичких операција детаљно описаних у раду [5] (једначине од (2.20) до (2.34) у раду [5]), тј. изведеног услова замрзнутости магнетног поља, добија се закон одржања магнетног флуksа дуж цеви (56) .

$$\frac{B}{\rho r} = const. \quad (56)$$

За нас је од интереса ток плазме велике проводности, са магнетним пољем које је "замрзнуто" унутар плазме и креће се заједно са њом. У теоријској анализи уведен је фактор  $\beta$ , који се дефинише као количник притиска плазме  $p$  и магнетног притиска  $\frac{B^2}{2\mu_0}$  ((57)):

$$\beta = \frac{p}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (57)$$

При великим вредностима фактора  $\beta$ , плазма "вуче" магнетно поље, док при малим вредностима фактора  $\beta$  магнетно поље "вуче" плазму. Другим речима, уколико је  $\beta \gg 1$  поремећаји (пертурбације) у плазми предоминантно личе на оне у гасу и преносе се брзином звука, док се у случају  $\beta \ll 1$  пертурбације догађају у магнетном пољу, а осцилације јона и магнетног поља преносе се Алфеновим таласима. Алфенова брзина је  $c_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ . Процес убрзавања плазме може се посматрати и као резултат деловања магнетног притиска,  $p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}$ , а важи  $p_m \approx \rho v^2$ , из чега следи израз за Алфенову брзину.

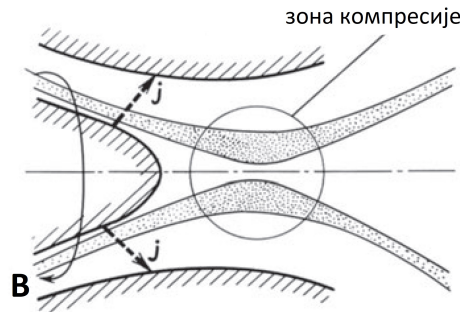
Анализирајмо једначину закона одржања енергије, тј. Бернулијеву једначину. На улазу у убрзавајући канал брзина плазме је мала, компресија је мала, па енталпија може да се занемари, а сва енергија је сконцентрисана у магнетном пољу. Како време пролази, енергија магнетног поља се трансформише у кинетичку енергију плазме или у енталпију плазме. Генерално, могу постојати два екстремна лимита тока. Први гранични случај је везан за случај када се процес убрзања одвија на начин да густина плазме опада, а брзина тежи ка максималној вредности и то је чист убрзавајући режим:

$$\rho \rightarrow 0; v \rightarrow \sqrt{2U} = \sqrt{2}c_{A0} = v_{max} \quad (58)$$

Други гранични случај је чист компресиони режим, тј. случај када брзина тежи нули, док густина тежи максималној вредности:

$$v \rightarrow 0; \rho \rightarrow \rho_{max} \quad (59)$$

при чему је  $W(\rho_{max}) = U$ . У чисто компресионом режиму, радијус канала тежи нули, а на основу једначине (56) важи  $B \rightarrow 0$  јер је густина,  $\rho$ , коначна (слика 7).



Слика 7: Компресија плазме.

Диференцирањем једначина (50), (51) и (56), уз неколико математичких сређивања, добија се Хугонитова једначина за случај тока у уском каналу која има следећи облик:

$$(v^2 - c_s^2) \frac{dv}{v} = c_T^2 \frac{d(fr)}{fr} + c_A^2 \frac{d(f/r)}{(f/r)} \quad (60)$$

Са  $c_s$  је означена брзина пропагације сигнала кроз магнетно поље, тј. брзина магнетног звука,  $c_s = \sqrt{c_T^2 + c_A^2}$ , при чему је  $c_T = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_{S=const}}$  брзина звука, а  $c_A$  Алфенова брзина. (У правцу нормалном на магнетно поље, код идеалног, стишљивог и бесконачно електропроводног флуида, простире се само "нормални магнетни звук", који је хидродинамички лонгитудиналан, електродинамички трансверзалан и који је праћен променама густине, са фазном брзином  $c_s$  [23].)

Једначина (60) описује промену брзине плазме у каналу. Аналогно, једначине се могу написати и за остале карактеристичне величине тока. Примера ради, једначина која описује промену густине плазме дата је са:

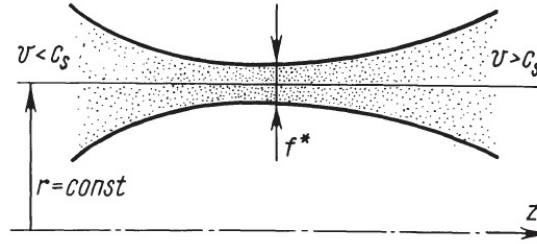
$$(v^2 - c_s^2) \frac{d\rho}{\rho} = -v^2 \frac{d(fr)}{fr} + c_A^2 \frac{dr}{r} \quad (61)$$

Поредећи једначине (60) и (61), у чисто гаснодимичком току, без магнетног поља ( $c_A = 0$ ) величине  $d\rho$  и  $dv$  увек имају супротне знакове, тј. густина опада током убрзавања и расте током успоравања. Уколико је ( $c_A \neq 0$ ), знакови величине  $d\rho$  и  $dv$  су једнаки под одређеним условима. Аномална промена густине овог типа је први пут уочена при нумеричким симулацијама у раду [27], а теоријски размотрене у раду [5].

### 2.5.1 Режим убрзања

Претпоставимо да плазма улази у убрзавајући канал, тј. прецизније, у цев коју разма-трамо, на месту  $z = 0$ . Плазма на уласку има малу брзину  $v_0 \rightarrow 0$ , густину  $\rho_0$  и температуру  $T_0$ . Вектор магнетне индукције на месту попречног пресека је  $\vec{B}_0$ , средњи радијус цеви је  $r_0$ , док је ширина цеви  $f_0$ . Граничне површине канала (не цеви) су електроде.

Размотримо једноставан случај у коме је средњи радијус цеви константан ( $r = \text{const}$ ) приказан на слици 8.



Слика 8: Компресија плазме, једноставан случај  $r = \text{const}$ .

Узимањем  $r = \text{const}$ . у једначинама (50), диференцирањем и сређивањем једначина, добија се Хугонитова једначина следећег облика:

$$(v^2 - c_s^2) \frac{dv}{v} = c_s^2 \frac{df}{f} \quad (62)$$

Израз за енталпију политропског процеса, при ком важи једначина (48) има облик [28]:

$$W(\rho) = \int \frac{dp}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{c_T^2}{\gamma - 1} \quad (63)$$

При чему је узето у обзир да је за флуиде брзина звука дата Њутн - Лапласовом једначином  $c_T = \sqrt{\frac{K_S}{\rho}}$ , где је  $K_S$  коефицијент који описује отпор супстанце компресији и у случају идеалног гаса је  $K_S = \gamma p$ . (Подсетимо се да је плазма у овој анализи апроксимирана идеалним електропроводним флуидом.)

Израз за максималну брзину плазме на излазу, на основу једначина (51) и (63), има облик:

$$v_{max} = \sqrt{2 \left( \frac{c_{T_0}^2}{\gamma - 1} + c_{A_0}^2 \right)} \quad (64)$$

Уколико је Алфенова брзина много већа од брзине звука, важи:  $v_{max} \simeq c_{A_0} \sqrt{2}$ . У супротном је:  $v_{max} \simeq c_{T_0} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}$

Анализирајући једначину континуитета  $\rho f v = const.$  и узимајући  $v_0 \rightarrow 0$ ,  $\rho \rightarrow \rho_0$  на улазу у канал и  $\rho \rightarrow 0$  и  $v \rightarrow v_{max}$  на излазу, закључује се да ширина канала идући од улаза, прво мора да се сужава а затим шири, ка излазу. Канал мора да има минималан пресек. За канал константног радијуса  $r$ , регуларан ток је могућ само ако је канал облика Лавалове млазнице.

Из Хугонитове једначине следи да је у минималном попречном пресеку  $f^*$  локална брзина плазме једнака локалној брзини магнетног звука. Уколико је  $r \neq const.$  брзина звука не може бити достигнута у минимуму попречног пресека. У случају када је  $r = const.$ , локална брзина плазме премашује локалну брзину магнетног звука уколико се канал након критичног пресека шири.

У случајевима у којима је Алфенова брзина много већа од брзине звука, тј. магнетни притисак много већи од гаснокинетичког притиска, енталпија се занемарује, а Бернулијева једначина има облик:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{\mu_0 \rho} = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0} \quad (65)$$

Израз за брзину има облик:

$$v = v_{max} \sqrt{1 - \frac{\rho}{\rho_0}}; (v_{max} = B_0 \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \rho_0}}) \quad (66)$$

при чему важи  $B_0/\rho_0 = B/\rho$ , јер је  $B/\rho = const.$ , што следи на основу једначине (56) у којој је  $r = const.$

Закључује се да уколико брзина монотono расте у каналу, величине  $\rho$  и  $B$  монотono опадају.

На месту критичног пресека важи:

$$\frac{v_A^2}{2} + \frac{B^2}{\mu_0 \rho} = \frac{v_A^2 \mu_0 \rho + B^2}{2 \mu_0 \rho} = \frac{2B^2 + B^2}{2 \mu_0 \rho} = \frac{3B^2}{2 \mu_0 \rho} = v_{A0}^2 \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \rho_0}} = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0} \quad (67)$$

Критичне вредности јачине магнетног поља (на месту критичног пресека), брзине и густине су:

$$B_k = \frac{2}{3} B_0; v_k = \sqrt{\frac{2}{3}} B_{A0}; \rho_k = \frac{2}{3} \rho_0 \quad (68)$$

Процес убрзавања плазме директно зависи од струје пражњења и масеног протока [29]. Једначина која описује масени проток има облик:

$$\dot{m} = 2\pi r f^* \rho_k v_k = \pi r f^* B_0 \frac{4\sqrt{2\rho_0}}{3\sqrt{3}\mu_0} = f^* I \frac{2\sqrt{2\rho_0\mu_0}}{3\sqrt{3}} \quad (69)$$

при чему се за јачину магнетног поља користи израз који важи у случају струјног проводника:  $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ . Максимална брзина тока плазме је:

$$v_m = \sqrt{2} v_{A0} = \frac{2\sqrt{B_0^2}}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} = \frac{2\mu_0 I}{2\pi r \sqrt{\mu_0 \rho_0}} = \frac{2\mu_0 I^2 f^*}{3\sqrt{3}\pi r \dot{m}} \sim \frac{I^2}{\dot{m}} \quad (70)$$

Једначина (70) представља зависност максималне брзине плазме од струје пражњења.

Посматрајући брзину плазме у критичном пресеку као брзину дрифта, зависност напона на електродама од масеног протока и струје пражњења дата је изразом:

$$U_{(voltage)} = B_k v_k f^* = \frac{2\mu_0^2 I^3 f^{*2}}{27\pi^2 r^2 \dot{m}} \sim \frac{I^3}{\dot{m}} \quad (71)$$

Анализом експериментално добијених зависности максималне брзине тока плазме и напона на електродама од струје пражњења и масеног протока закључује се колико је експериментални систем ефикасан.

### 2.5.2 Компресиони режим

Претпоставимо да је брзина плазме на месту уласка ( $z=0$ ) у цев занемарљиво мала. Бернулијева једначина има облик:

$$\frac{B^2}{\mu_0 \rho} (1 + \eta) = U; \quad \eta = \frac{W_0}{c_{A_0}^2} \quad (72)$$

при чему је  $W_0$  енталпија плазме на уласку у анализирану цев. Да би се компресија догодила, радијус  $r$  мора тежити нули. Није важно како брзина варира, једино је важно да не прелази вредност брзине пропагације сигнала, у супротном се формира ударни талас. Да би се реализовала максимала компресија на месту  $r \rightarrow 0$ , брзина у компресионој зони мора бити занемарљиво мала. Користећи израз за енталпију политропског процеса (63), добија се:

$$\frac{\rho_{max}}{\rho_0} = [(\gamma - 1) \frac{c_{A_0}^2}{c_{T_0}^2} (1 + \eta)]^{\frac{1}{\gamma-1}}; \quad (73)$$

Уколико се сматра да је на месту компресије највећи део енергије сконцентрисан у енталпији, уз занемаривање чланова са брзином и магнетним пољем, израз (73) постаје:

$$\frac{\rho_{max}}{\rho_0} = [(\gamma - 1) \frac{W(\rho)}{c_{T_0}^2}]^{\frac{1}{\gamma-1}}; \quad (74)$$

При константном магнетном пољу на улазу (које је по дефиницији константно) и константој брзини звука, важи [28]:

$$\rho_{max} \sim \rho_0^{\frac{(\gamma-2)}{\gamma-1}} \quad (75)$$

У случајевима  $1 < \gamma < 2$ , максимална густина плазме расте, како почетна густина опада [5].

Током компресионог процеса, плазма се загрева. Процес је политропски, а израз за енталпију има облик (узимајући обзир да је  $p = \frac{\rho k T}{M}$ ):

$$W(\rho) = \frac{k}{M} \frac{\gamma}{\gamma - 1} T \quad (76)$$

$k$  је Болцманова константа, а  $M$  маса јона. Максимална температура је [5]:

$$T_{max} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{B^2}{\mu_0 \rho} \frac{M}{k} (1 + \eta) \quad (77)$$

Компресиони ток плазме је типичан пинч у коме постоји равнотежа притиска азимуталног магнетног поља и гасокинетичког притиска плазме:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = nk(T_e + T_i) \quad (78)$$

Седамдесетих година прошлог века квазистационарни компресиони ток је први пут реализован, у уређају типа МПК, при раду са азотом као радним гасом [30], а убрзо затим и у другим гасовима.

## 2.6 Основе рада магнетоплазменог компресора

### 2.6.1 Квазистационарни убрзавачи плазме

Постоје различити модели убрзавача плазме. За нас су од интереса коаксијални плазма убрзавачи са сопственим магнетним пољем, а они се деле на импулсне и квазистационарне.

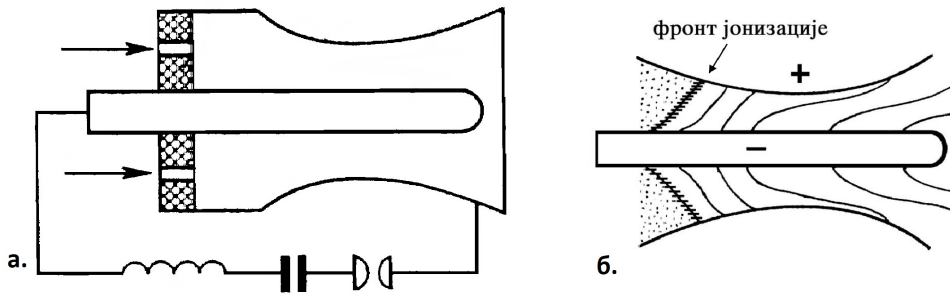
У случају импулсних убрзавача плазме са сопственим магнетним пољем време живота плазме је реда времена прелета плазме кроз убрзавачки канал (око  $1 \mu\text{s}$ ).

Квазистационарне убрзаваче плазме са сопственим магнетним пољем одликује то што је време прелета плазме кроз канал убрзања (око  $1 \mu\text{s}$ ) много краће од времена живота плазме које достиже вредности од  $100 \mu\text{s}$  па до преко  $1000 \mu\text{s}$ . Квазистационарност је везана за спору промену параметара плазме. При великим вредностима Рејнолдсовог магнетног броја [23], стационарно стање се достиже за време које је реда времена прелета плазме кроз убрзавачки канал, након чега је промена параметара спора. У случају да је Рејнолдсов магнетни број мали ( $Re_m \ll 1$ ), не долази до успостављања стационарног стања. Код квазистационарних плазма убрзавача на улазу у убрзавачки канал формира се фронт јонизације који представља слој дебљине неколико милиметара у коме се врши потпуна јонизација упадних атома (слика 9). Предњи фронт плазме (фронт јонизације) долази до врха катоде, излеће из међуелектродног дела. Предњи фронт плазме представља ударно кочење плазменог тока при налетању на гас. Структура предњег фронта је следећа: пламени ток, ударно-компримована плазма, ударно-компримован гас, гас. Формирају се два ударна таласа, један између плазменог тока и ударно-компримоване плазме и други између ударно-компримованог гаса и гаса. У зависности од односа густина плазме и гаса постоје два режима интеракције брзих плазмених токова са гасом: режим ударног таласа и режим кочења. Уколико је густина плазме већа или једнака густини гаса остварен је режим ударног таласа. У овом случају највећи део енергије сконцентрисан је у ударно-компримованом слоју гаса. У оквиру овог рада сви експерименти су рађени у режиму ударног таласа.

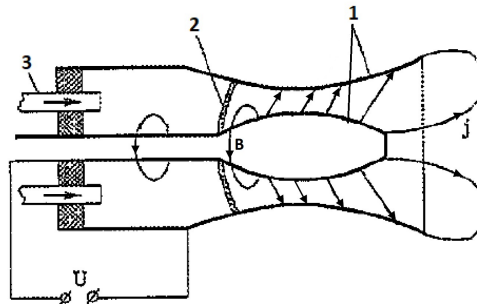
У зони јонизације гаса присутне су нестабилности које могу бити ротационе и аксијалне [2]. У случају ротационе (спинске) зона јонизације ротира константном брзином, а у случају аксијалне присутне су осцилације зоне јонизације дуж осе система [31].

Магнетоплазмени компресор коришћен у овом раду, спада у квазистационарне коаксијалне убрзаваче плазме са сопственим магнетним пољем. У међуелектродном региону ових извора убрзавање плазме остварује се помоћу уздужне компоненте Амперове силе,  $\vec{j} \times \vec{B}$ , која настаје као последица интеракције радијалне компоненте струје пражњења са сопственим азимуталним магнетним пољем. Историјски гледано, у првој фази истраживања су конструисани и проучавани коаксијални квазистационарни убрзавачи плазме са профилисаним анодом која је континуална, слика 9 (60-их година прошлог века). Следећи корак у развоју били су коаксијални убрзавачи са профилисаним анодом и профилисаним катодом, слика 10. [32].

У случају система са континуалним електродама врло брзо се дошло до ограничења максималних параметара плазме које је могуће постићи. Наиме, у првој фази истраживања убрзавачи плазме имали су непрекидне електроде, а пренос струје био је електронски. У том случају вредност параметра  $\eta$  (дефинисаног у једначини (45)) је велики, постоји велика разлика у трајекторијама електрона и јона, изражен је Холов ефекат. У прианодном



Слика 9: а. Коаксијални квазистационарни плазма убрзавач са профилисаном непрекидним анодом. б. Јонизациони фронт и клизање струје низ аноду.

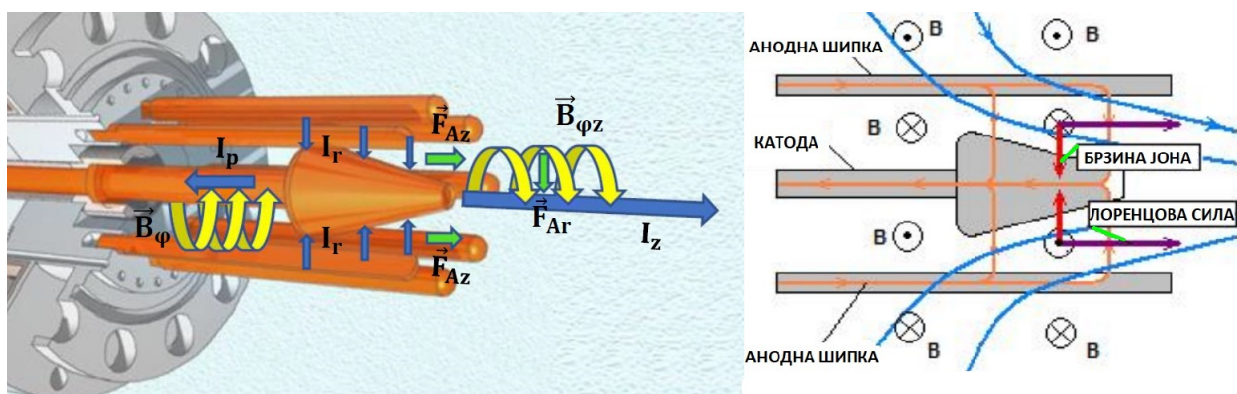


Слика 10: Коаксијални квазистационарни плазма убрзавач са профилисаним непрекидним електродама: 1 – електроде, 2 – јонизациони фронт, 3 – довод гаса у систем. (Слика преузета из [32].)

слоју се јавља недостатак јона и долази до великог скока потенцијала. Електрично поље је нормално на површину аноде, а магнетно поље паралелно, што доводи до дрефтног кретања електрона дуж аноде и до појаве клизања струје низ аноду. Последица појаве Холовог ефекта и електронског дрефта дуж аноде је да је трајекторија електрона скоро паралелна са површином аноде, у околини аноде и тако настаје аксијална струја пражњења. У овој етапи развоја уређаја, струја пражњења се преноси електронима, а затварање струјног кола је отежано уз површину аноде. Електрони дрефтују по еквипотенцијалним површинама (једначина (25)). Кретање електрона се своди на ротацију по Ларморовом радијусу око водећег центра, који се креће по еквипотенцијалној површи. На аноду ће пристизати они електрони за које важи да је средње растојање од аноде мање од Ларморовог радијуса, а њихова енергија је једнака анодном скоку потенцијала, што доводи до појаве велике ерозије аноде. У оваквој конфигурацији пражњења јавља се радијална Амперова сила као последица интеракције аксијалне струје са азимуталним, сопственим магнетним пољем, она гура плазму (јоне) ка катоди и одбацује је од аноде. Густина плазме расте око катоде.

Повећање параметара плазме растом струје пражњења онемогућено је великим приаодним скоком потенцијала и отежаним затварањем струјног кола на аноди. Несметано затварање струјног кола може се обезбедити помоћу нееквипотенцијалних електрода, али је такав систем тешко технички реализовати. Друго решење је обезбеђивање јонског преноса струје, тј. прелазак на концептуално нов начин затварања струјног кола, доминантно јонским механизмом провођења струје. Кретање јона није везано за еквипотенцијалне површине (једначина (24)) и не долази до проблема затварања струјног кола. У случају

јонског преноса струје анода не сме бити из једног комада, тј. мора бити формирана од сегмената, а шипке су најједноставнији начин. Коришћењем шипкастих анода посебна пажња се мора посветити остваривању електричне везе између спољашњег кола, у коме постоји електронски пренос струје, и убрзачког канала са јонским преносом струје. Уколико се уместо континуалне аноде реализују дисконтинуитети у смислу шипке, Холлов ефекат више није кључан. У овом случају отвара се могућност јонског преноса струје. Што је већа закривљеност, тј. мањи полупречник кривине наелектрисаног проводника, то је веће електрично поље у простору непосредно око тог проводника. У току рада МПК око танких шипкастих анода долази до јонизације атома радног гаса. Слободни електрони одлазе ка аноди, док јони осећају поље катоде и путују ка њој чиме се реализује јонски пренос струје. Неопходно је формирање довољне количине јона у заанодном простору, из кога јони, кроз простор између шипкастих електрода (које чине аноду), улазе у међуелектродни канал. Струјно коло се затвара доласком јона на катоду, прикатодни скок потенцијала није јако изражен и могуће је несметано затварање струјног кола.



Слика 11: Шематски приказ електродног система МПК. Аноде су у облику шипке, катода је у облику конуса.

У магнетоплазменом компресору остварен је јонски пренос струје. Профил убрзачког канала дефинисан је конусном катодом магнетоплазменог компресора (слика 11). Око централне електроде, катоде, симетрично су распоређене анодне шипке. Плазма се убрзава услед деловања Амперове силе,  $\vec{F}_{Az} = \vec{j}_r \times \vec{B}_\varphi$ , која настаје као последица интеракције радијалне компоненте струје пражњења са сопственим азимуталним магнетним пољем. Истовремено са убрзавањем плазме долази до формирања компресионе зоне на излазу из уређаја (видети слику 11). Сажимање плазменог тока је последица деловања силе која настаје интеракцијом уздужне компоненте плазмене струје (излазне струје) са сопственим азимуталним магнетним пољем (пинч ефекат),  $\vec{F}_{Ar} = \vec{j}_z \times \vec{B}_{\varphi z}$ .

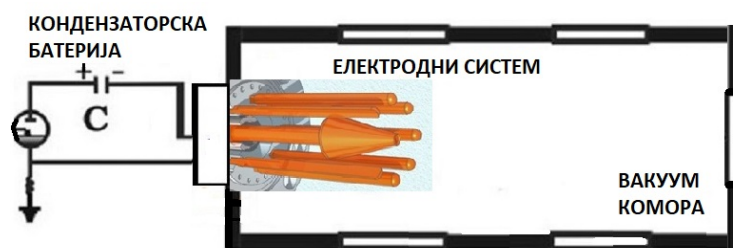
Убрзавање плазме се може посматрати и као последица деловања магнетног притиска на плазму ( $p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}$ ), тј. постојања разлике притисака магнетног поља са једне стране електродног система (испред катоде) и спољашње средине у коју плазма истиче (иза катоде).

## 2.6.2 Временски дијаграм рада магнетоплазменог компресора

Рад магнетоплазменог компресора састоји се из четири фазе [4] [18], [25]:

1. фаза: Енергија се складишти у кондензаторској батерији (слика 12). Прекидачки елемент је игнитрон, а довођење окидног сигнала се врши екстерно. У региону између аноде и катоде долази до пробоја, а место пробоја зависи од вредности притиска резидуалног гаса

у међуелектродном региону, при чему је пробојни напон дефинисан Пашеновим законом, тј. зависи од производа притиска и растојања међу електродама. Утицај врсте и притиска радног гаса и напона на електродама на динамику формирања компресионог тока у МПК детаљно је испитан у [25].



Слика 12: Упрошћена шема поставке експеримента

На основу анализе снимака начињених брзом камером [25], закључено је да при малим вредностима притиска (око 100 Pa, тј. 1 mbar) до пробоја долази на максималном растојању између катоде и аноде, на врху конуса катоде. У случају већих радних притисака до пробоја долази у региону у коме је растојање између катоде и аноде најмање. У оквиру овог рада сва експериментална мерења су спроведена на притиску од око 1100 Pa (11 mbar), при чему пражњење започиње у региону минималног растојања катоде и аноде. На месту најмањег растојања аноде и катоде долази до формирања јонизационе зоне. Јони се формирају запреминским струјама са спољашње стране аноде и улазе у убрзавачки канал. Након пробоја долази до раста струје пражњења и магнетног поља и настанка Амперове силе као резултата узајамног деловања радијалне компоненте струје пражњења и азимуталне компоненте магнетног поља. Плазма се убрзава и креће ка излазу из међуелектродног региона. Потребно је мање од 10  $\mu\text{s}$  да би плазмени млаз пристигао у излазну зону МПК [25].

2. фаза: Компресија плазменог тока започиње изласком плазме из међуелектродног простора, услед узајамног деловања уздужне компоненте струје (виносна струја која је напустила међуелектродни простор и налази се неколико центиметара испред врха катоде) и сопственог азимуталног магнетног поља (слика 11) и он се формира око 20  $\mu\text{s}$  након почетка пражњења [25]. Компресија плазме представља другу фазу процеса пражњења која се завршава стабилизацијом компресионог млаза, тј. смиривањем осцилација у њему. У току првих десетак микросекунди постојања, компресиони млаз плазме је нестабилан, уз присуство осцилација унутар млаза.

3. фаза: Трећа фаза креће након стабилизације осцилација унутар млаза плазме и одликује је квазистационарност. У току треће фазе компресиони млаз плазме је стабилан, са приближно константним вредностима параметара плазме у стању локалне термодинамичке равнотеже. Дужина и пречник компресионог млаза зависи од вредности притиска радног гаса и струје пражњења. При експерименталним условима у току мерења у оквиру тезе, дужина стабилног компресионог млаза је око 3 cm, а пречник око 1 cm. Повећањем струје и смањењем притиска расте дужина компресионог млаза, док се пречник млаза смањује.

4. фаза: Последња фаза је фаза гашења. Струја опада, те компресиони ток плазме почиње да нестаје око 100  $\mu\text{s}$ . На почетку фазе гашења, компресиони ток добија цевасту структуру (затворена шупљина), а затим облик отворене шупљине, са отвором у правцу кретања плазме [25]. Гашење компресионог тока и престанак квазистационарне фазе је последица начина напајања, односно пражњења кондензаторске батерије. Уколико би се

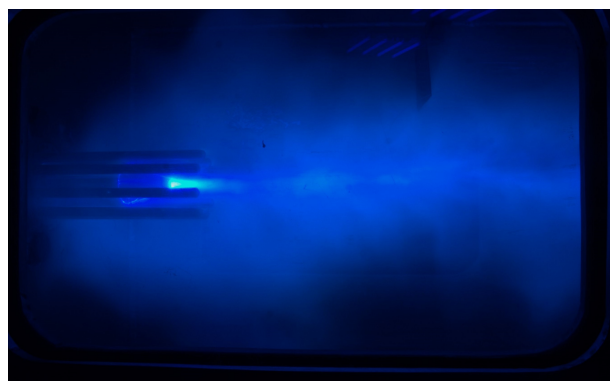
омогућио стални довод енергије, МПК би могао да постане стационарни извор плазме.

Укупно трјање свих фаза износи око 150  $\mu$ s. Међутим, плазмене (запреминске) струје могу веома дуго да егзистирају у комори, захваљујући замрзнутости магнетног поља у плазми. Зрачење је присутно након завршетка фазе гашења, оно представља послесветљење, а постоји јер запреминске струје имају довољно енергије за побуђивање атома радног гаса, па зрачење може постојати и неколико стотина микросекунди после гашења пражњења. Запреминске струје постепено нестају на зидовима коморе.

Типична фотографија пражњења у МПК приказана је на слици 13, док је на слици 14 пражњење фотографисано уз употребу филтера. На слици 14 се јасно уочава виносни ток који постоји дуж осе система у оквиру удаљености од око пола метра, у њему је и замрзнуто магнетно поље, ове струје дуго живе, јонизују околни гас у комори и то све док се не угасе на зиду вакуумске коморе.



Слика 13: Фотографија пражњења у МПК (радни гас: водоник).



Слика 14: Фотографија пражњења у МПК уз коришћење плавог филтера  $480 \pm 10$  nm (радни гас: водоник).

У оквиру истраживачког рада наше групе који је претходио изложеној докторској дисертацији, извршена је оптимизација рада магнетоплазменог компресора [17, 18, 19]. Утврђен оптимални опсег вредности притиска радног гаса у комори у оквиру кога се ефективно реализује процес убрзања и компресије плазме дешава. Извршено је праћење и детаљна анализа електричних параметара пражњења. Изложена докторска теза за задатак има оптимизацију рада постојеће експерименталне поставке за потребе модификације површине материјала, третман одабраних материјала плазмом, као и рад на развоју нове експерименталне поставке, у којој ће се реализовати плазма значајно већих параметара у поређењу са постојећим.

### 3 Спектроскопске методе коришћене при изради дисертације

Спектроскопија плазме је бесконтактна и непертурбујућа метода анализе плазме и једна од највише развијаних дијагностичких техника у физици плазме и астрофизици. Зрачење које емитује плазма, а које потиче из атома, молекула и јона, обезбеђује увид у процесе који се дешавају унутар плазме, омогућава посредно мерење параметара плазме и праћење процеса који се дешавају у плазми у реалном времену.

Електромагнетни таласи обухватају широк опсег таласних дужина, од радио таласа (километри) до гама зрачења (пикометри). Видљиве таласне дужине налазе се у опсегу од 380 nm до 780 nm, по дефиницији. Са експерименталне тачке гледишта, овај регион је први избор за спектроскопију плазме: ваздух је транспарентан, кварцни прозори могу да се користе по потреби, а доступне су и различите врсте детектора и извора зрачења. Проширење ка ултравиолетном и инфрацрвеном зрачењу резултује, грубо, опсегом од 200 nm до 1  $\mu$ m. Испод 200 nm кварцно стакло више није транспарентно, а кисеоник из ваздуха почиње да апсорбује зрачење што резултује захтевом за вакуумирањем региона у коме се налази оптички пут. Приликом снимања спектралних дужина чије бројне вредности премашују 1  $\mu$ m, термални позадински шум постаје врло доминантан и он може бити компензован захтевном детекционом опремом. У зависности од вредности интересних таласних дужина, постоје различите спектроскопске методе. У овом раду задржавамо се на спектроскопији зрачења чије су таласне дужине у оквиру видљивог спектра.

Спектроскопија плазме се дели на емисиону и апсорпциону спектроскопију. Емисиона спектроскопија представља пасивни метод у оквиру ког се снима зрачење емитовано из плазме, а основни процеси који се дешавају су ексцитација честица (електрона, молекула, јона) сударом са електроном, са нивоа  $n$  на ниво  $m$  и деексцитацију на ниво  $k$  спонтаном емисијом, са вероватноћом  $A_{mk}$ , што резултује емисивношћу  $\varepsilon_{mk}$ , при чему ниво  $k$  може, а и не мора бити једнак са нивоом  $m$ . Апсорпциона спектроскопија представља аткивни метод у оквиру ког до ексцитације са нивоа  $n$  на ниво  $m$  долази због присуства радијационог поља (приликом апсорпције са вероватноћом  $B_{nm}$ ), а последица апсорпције је смањење првобитног интензитета примењеног радијационог поља. Интензитети у оквиру емисионог спектра у директној су вези са концентрацијама честица у побуђеном стању, док је у случају апсорпционе спектроскопије јачина сигнала повезана са концентрацијом честица на доњем нивоу прелаза, који је у највећем броју случајева и основни ниво. Спектроскопска анализа у овом раду базира се на емисионој спектроскопији. На основу спектра снимљеног зрачења, познавајући физичке процесе који се у извору дешавају, даљом анализом се могу добити вредности различитих параметара попут хемијског састава емитера, концентрације честица емитера, температуре извора. Спектроскопска анализа може дати информацију и о динамици посматраног система.

#### 3.1 Термодинамичка равнотежа

Уколико је са  $n_\alpha^{(n)}$  означен број честица плазме у стању (односно на енергијском нивоу) са квантним бројем  $n$ , та вредност се може израчунати, бар у принципу, ако се знају сви радијативни и колизиони процеси који доводе до настајања или нестајања тих честица, тј. популациони и депопулациони процеси. У општем случају добијају се популације које су функција времена и таква плазма је нестационарна. Када се параметри плазме у току времена мењају врло споро, могућа су и решења за која је испуњено да је  $\frac{n_\alpha^{(n)}}{dt} = 0$  и та плазма је стационарна. Стационарност плазме може бити последица или постојања

деталне равнотеже или последица успостављања динамичке равнотеже свих популационих и депопулационих процеса посматране врсте честица [33]. У првом случају плазма је у стању термодинамичке равнотеже и све врсте честица имају једнаку температуру  $T$ . Плазму која се налази у стању термодинамичке равнотеже у потпуности описују закони статистичке физике, при чему иста температура  $T$  карактерише равнотежне расподеле.

Расподела честица по брзинама је Максвелова [34]

$$f(\vec{v}) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (79)$$

Болцманова расподела описује како су енергијски нивои унутар атома и јона попуњени [35]. Болцманова једначина даје однос попуњености нивоа у функцији од температуре:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{k_B T}} \quad (80)$$

$N_m$  је број честица на енергијском нивоу са енергијом  $E_m$ , док је  $N_n$  број честица са енергијом  $E_n$ .  $g_m$  и  $g_n$  представљају статистичке тежине стања  $m$  и  $n$  и одређене су познавањем укупних ангуларних момената атома у стању од интереса  $J$ , тј. формулом  $g = 2J + 1$ .

Једначином Саха-Егерта описује се степен јонизације гаса у функцији температуре, концентрације и енергије јонизације атома, тј. поменута једначина говори о расподели броја честица исте врсте по узастопним јонизационим стањима [35].

$$\frac{N_0^{k+1} N_e}{N_0^k} = 2 \frac{g_0^{k+1}}{g_0^k} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{\chi}{k_B T_e}} \quad (81)$$

$N_0^k$ ,  $N_0^{k+1}$  и  $g_0^k$ ,  $g_0^{k+1}$  представљају концентрације и статистичке тежине атома у јонизационим стањима  $k$  и  $k + 1$ .  $N_e$  представља концентрацију електрона.  $T_e$  ексцитациона температура,  $h$ ,  $c$ ,  $k_B$  су Планкова константа, брзина светлости и Болцманова константа, респективно, док је  $m_e$  маса електрона.  $\chi$  је енергија јонизације јонизационог стања  $k$ .

Расподела густине енергије зрачења фотонског гаса дата је Планковим законом зрачења апсолутно црног тела.

$$\rho(\omega, T) = \frac{4h}{\lambda^3 \pi} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (82)$$

У случају већине лабораторијских плазми, постоји разлика између температуре зрачења и температуре чиниоца плазме, услед одступања од зрачења апсолутно црног тела. Ако плазма нема велику оптичку дебљину на свим таласним ужинама, расподела фотона по енергијама одступа од Планкове расподеле јер део зрачења напушта плазму. Да би услови термодинамичке равнотеже били испуњени, потребно је да енергија која напушта плазму путем зрачења буде мала у односу на енергију размењену у процесима између честица, тј. мора бити испуњен Меквертов критеријум [36, 37]. Уколико је енергија која се израчи мала у поређењу са енергијом у другим процесима, Максвелова и Саха - Болцманова расподела и даље су коректне за опис плазме. У овом случају ради се о локалној термодинамичкој равнотежи. Ексцитациона температура везана је за расподелу побуђених стања унутар атома, тј. за честице супстанце и једнака је са температуром електрона и тешких јона, а различита од температуре која карактерише расподелу енергије електромагнетног поља.

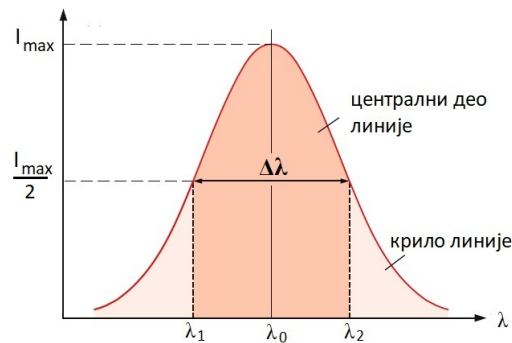
Разлика у енергији између основног и првог побуђеног стања је велика, док је разлика у енергији између побуђених стања мала, посебно у племенитим гасовима. Ако је електронска густина довољно велика, побуђена стања могу бити у равнотежи међу собом (искључујући основно стање). Расподела брзине унутар различитих врста и даље може бити

Максвеловска (упркос различитим температурама). У том случају, плазма је у делимичној локалној термодинамичкој равнотежи, тзв. парцијалној термодинамичкој равнотежи. У случају парцијалне локалне термодинамичке равнотеже, локална термодинамичка равнотежа биће успостављена на вишим нивоима унутар атома, почевши од неког нивоа за који је испуњено да је коефицијент брзине процеса ексцитације, тј. деексцитације при нееластичним сударима ( $S_{mn}$ ) једнак коефицијенту брзине процеса спонтане деексцитације ( $A_{mn}$ ). Генерално важи да коефицијент  $S_{mn}$  расте са повећањем енергетског нивоа, док коефицијент  $A_{mn}$  опада са повећањем енергетског нивоа.

Електрони у присуству електричног поља, због њихове знатно мање масе од тешких честица, добијају више енергије од тешких честица по јединици времена. Ако је притисак низак или је електронска густина мала, температура тешких честица остаје нижа од температуре електрона и плазма се више не може описати једном температуром.

### 3.2 Зрачење плазме

Укупном зрачењу плазме доприносе радијативни процеси који су последица слободно - слободних, слободно - везаних и везано - везаних прелаза електрона. У случају слободно - слободних прелаза електрон се убрзано креће у пољу јона, а резултујући спектар је континуалан. Ови прелази су карактеристични за почетну фазу формирања плазма млаза. Слободно - везани прелази представљају рекомбинацију и карактеристични су за четврту фазу пражњења у МПК, тј. за касније временске тренутке. Везано - везани прелази су прелази унутар атома и јона, између дискретних енергијских нивоа и јављају се од тренутка формирања плазменог тока до тренутка гашења плазме. Спектралном анализом проучавани су везано - везани прелази. Пример једне изоловане спектралне линије дат је на слици 15.



Слика 15: Профил спектралне линије

Централна таласна дужине  $\lambda_0$  дефинисана је енергијом фотона  $E = E_m - E_n$ , која одговара енергијској разлици између горњег нивоа прелаза ( $m$ ) и доњег нивоа прелаза ( $n$ ).

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_m - E_n} \quad (83)$$

Како је централна таласна дужина карактеристика емитера, централне таласне дужине снимљене у оквиру спектра могу се користити за идентификацију емитера који зрачи, али треба имати у виду да различити ефекти могу довести до померања центара профила спектралних линија (на пример Доплеров ефекат или Штарков ефекат, о којима ће бити речи касније у тексту). Интензитет спектралне линије квантитативно се описује емисионим

коэффициентом линије:

$$\varepsilon_{mn} = N_m A_{mn} \frac{hc}{4\pi\lambda_{mn}} = \int_{line} \varepsilon_\lambda d\lambda \quad (84)$$

Усвојену алтернативу емисионом коэффициенту представља апсолутни интензитет спектралне линије дефинисан изразом:

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h\nu_{mn} \quad (85)$$

Наведена једначина указује да интензитет линије зависи од концентрације, тј. популационе густине честица на горњем нивоу прелаза ( $N_m$ ), коэффицијента брзине процеса спонтане деексцитације ( $A_{mn}$ ) и фреквенције ( $\nu_{mn}$ ), тј. таласне дужине спектралне линије.

### 3.3 Одређивање електронске температуре на основу релативних интензитета спектралних линија

Интензитет спектралне линије која се детектује приликом преласка електрона са нивоа  $m$  на ниво  $n$ , у функцији од таласне дужине, дат је једначином:

$$I_{mn} = \frac{hcN_m A_{mn}}{\lambda_{mn}} \quad (86)$$

Комбиновањем Болцманове једначине (80) и израза за интензитет спектралне линије добија се једначина:

$$\frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{A_{mn}g_m} = \frac{hcN_0}{g_0} e^{-\frac{E_m}{k\cdot T_e}} \quad (87)$$

Уколико се једначина линеаризује, могуће је једноставно графички представити линеарну зависност израза  $\ln\left(\frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{A_{mn}g_m}\right)$  у функцији од енергије горњег нивоа прелаза  $E_m$ , при чему се коэффициент правца користи за рачунање електронске температуре ексцитације (Болцман плот).

За стања  $k$  и  $k+1$  важи:

$$\frac{I_1\lambda_1}{A_1g_1} = \frac{hcN_0^k}{g_0^k} e^{-\frac{E_1}{k\cdot T_e}} \quad (88)$$

$$\frac{I_2\lambda_2}{A_2g_2} = \frac{hcN_0^{k+1}}{g_0^{k+1}} e^{-\frac{E_2}{k\cdot T_e}} \quad (89)$$

$I_1$ ,  $I_2$  и  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  су интензитети и таласне дужине снимљених спектралних линија насталих приликом прелаза у оквиру јонизационих стања  $k$  и  $k+1$ , посматраног елемента.  $g_1$ ,  $g_2$  и  $E_1$ ,  $E_2$  су статистичке тежине и енергије горњих нивоа снимљених прелаза,  $A_1$  и  $A_2$  су Ајнштајнови коэффицијенти који представљају вероватноћу за спонтану емисију, док су  $g_0^k$ ,  $g_0^{k+1}$  и  $N_0^k$ ,  $N_0^{k+1}$  су статистичке тежине и концентрације основног стања у оквиру јонизационих стања.  $N_e$  је електронска конентрација,  $T_e$  ексцитациона температура,  $h$ ,  $c$ ,  $k$  су Планкова константа, брзина светлости и Болцманова константа, респективно, док је  $m_e$  маса електрона.

Дељењем једначина и комбиновањем са једначином Саха, долази се до следећег израза за однос релативних интензитета линија различитих јонизационих стања:

$$\frac{I_2}{I_1} = 2 \frac{A_2g_2\lambda_1}{A_1g_1\lambda_2N_e} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_2-E_1+\chi}{k\cdot T_e}} \quad (90)$$

Уколико је плазма у стању потпуне или локалне термодинамичке равнотеже, ексци- циона температура је једнака са температуром електрона и тешких јона. Уколико се ради о парцијалној термодинамичкој равнотежи, нису сви нивои у равнотежи и у том случају ексци- циона температура неће бити једнака електронској [39].

На основу последње формуле може се закључити да се електронска температура у плазми може одредити уколико су познати интензитети спектралних линија различитих јонизационих стања.

### 3.4 Ширење и померање спектралних линија

Свакој спектралној линији припада, у мањој или већој мери, зрачење таласних дужина из неког интервала око централне таласне дужине  $\lambda_0$ . Интензитет зрачења је највећи у центру линије ( $I_{max}$ ), а затим опада брже, или спорије, са удаљењем од центра, у крилима спектралне линије. Профил линије не мора бити симетричан. Основна карактеристика спектралне линије је ширина линије, која се дефинише као интервал  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  између таласних дужина  $\lambda_2 > \lambda_0$  и  $\lambda_1 < \lambda_0$ , са обе стране централне таласне дужине  $\lambda_0$ , на којима је вредност интензитета  $I(\lambda_2) = I(\lambda_1) = 0.5I(\lambda_0)$  спектралне линије опала на половину своје максималне вредности коју има у центру (full width at half maximum - FWHM). Спектрална линија, тј. њена централна таласна дужина, може бити померена у односу на таласну дужину коју би емитовао изолован и непокретан атом.

Постоји неколико разлога за постојање коначне вредности таласних дужина спектралних линија [39]:

1. Енергијски нивои атома имају неодређеност енергије  $\delta E = \frac{h}{\tau}$  повезану са коначним временом живота електрона на побуђеном нивоу. Фреквенциона ширина спектралне линије која је повезана са прелазом између нивоа  $E_m$  и  $E_k$  има облик:

$$\delta\nu_{mk} = \frac{\delta E_m + \delta E_k}{h} \quad (91)$$

2. Атоми се у гасу крећу средњом брзином  $v$ , која зависи од масе и температуре гаса. Ово води ка појави Доплеровог помераја емитованог или апсорбованог зрачења. Статистичка расподела по брзинама атома у гасу резултује статистичком расподелом Доплерових помераја, што доприноси да профили спектралне линије одговара Гаусова расподела.

3. Сваки атом у гасу интерагује са атомима који га окружују. Ово резултује померајем енергијских нивоа унутар атома. Како интеракција опада са порастом растојања између интерагујућих атома, помераји нивоа унутар атома, а самим тим и помераји спектралних линија повећавају се са порастом густине или притиска гаса, што резултује ширењем и померањем спектралних линија услед притиска.

4. Систем за анализу и детекцију зрачења такође утиче на профил спектралне линије. Неопходно је да се испита утицај експерименталне апаратуре на профил спектралне линије пре почетка анализе профила линија у пражњењу.

#### 3.4.1 Природно ширење

Ексцитовани атом зрачи енергију приликом спонтане емисије. Ексцитовани електрон може се, приближно добро, описати класичним моделом пригушеног хармонијског осцилатора масе  $m$ , константе  $D$  и сопствене фреквенце  $\omega_0 = \sqrt{D/m}$  [40]. Ова апроксимација је задовољавајућа у циљу схватања појма природног ширења линије. Временски зависна амплитуда осцилација може се добити користећи једначину кретања,

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega x = 0 \quad (92)$$

при чему је  $\gamma$  константа пригушења. Реално решење претходне једначине има следећи облик:

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} [\cos\omega t + (\gamma/2\omega)\sin\omega t] \quad (93)$$

Фреквенција  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (\gamma/2)^2}$  која одговара пригушеном осцилатору, умањена је у односу на непригушени осцилатор, али је у највећем броју случајева умањујући члан много мањи од вредности непригушене фреквенце, па се  $\omega$  може апроксимирати са  $\omega_0$ . Спектрална густина снаге има облик:

$$P_\omega(\omega) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (94)$$

при чему се константа бира тако да буде задовољено

$$\int_0^\infty P(\omega) d\omega = P_0 \quad (95)$$

Нормализован профил линије има облик Лоренцовог профила:

$$P_\omega(\omega) = P_0 \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (96)$$

Дакле, ширина на половини висине (FWHM) у случају природног ширења које је изазвано само спонтаном емисијом унутар атома, без било каквог спољашњег утицаја, може се изразити као:

$$\delta\omega_n = \gamma \Rightarrow \delta\nu_n = \gamma/2\pi \quad (97)$$

Напомена: Понекада се у литератури налази на другу нормализацију у којој је константа изабрана тако да је испуњено  $P_0 = P_\omega(\omega_0)$  што је заправо спектрална густина снаге зрачења у центру линије. Константа постаје  $C = (\gamma/2)^2 P_0$ , профил линије задовољава израз [40]:

$$P_\omega(\omega) = P_0 \frac{P_0}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma/2}\right)^2} \quad (98)$$

Снага зрачења усредњена по једном периоду има облик:

$$P_{sr} = \frac{dW_{sr}}{dt} = -\frac{1}{2}\gamma m x_0^2 \omega_0^2 e^{-\gamma t} \quad (99)$$

Снага зрачења опада експоненцијално и након средњег времена живота  $\tau = 1/\gamma$  иницијална снага,  $P(t=0) = P_0$ , умањена је  $e$  пута.

Средње време живота повезано је са Ајнштајновим коефицијентом за спонтану емисију  $\tau_i = 1/A_i$ . Када се класична константа пригушења замени са Ајнштајновим коефицијентом, директно се могу усвојити формуле за класични пригушени осцилатор у циљу описивања временске зависности спонтане емисије ексцитованог електрона. За природну ширину линије, приликом прелаза из стања  $|i\rangle$  у основно стање, добија се

$$\delta\omega_n = A_i = \frac{1}{\tau_i} \Rightarrow \delta\nu_n = \frac{A_i}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_i} \quad (100)$$

Ове једначине могу такође бити изведене из Хајзенбергових релација неодређености. Уколико атомско стање има средње време живота  $\tau$ , његова енергија је одређена само

унутар интервала  $\Delta E = h/2\pi\tau$ . Неодређеност фреквенције приликом емисије зрачења приликом преласка електрона из побуђеног у основно стање (при чему за основно стање важи  $\tau_0 = \infty$ ) постаје:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi\tau_i} \Rightarrow \Delta\nu_n = \delta\nu_n \quad (101)$$

У случају преласка између 2 ексцитована стања  $E_k$  и  $E_i$ , неодређености оба нивоа утичу на ширење линије.

$$\delta\nu_n = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right) \quad (102)$$

Природно ширење је увек присутно, али је ширина линије врло мала ( $\lambda \approx 10^{-5}$  nm), па су увек доминантни други типови ширења.

### 3.4.2 Инструментално ширење

Инструментално ширење представља утицај спектралног уређаја на облик спектралне линије. Спектрална линије је лик улазног слита, тако да је њен облик дефинисан управо улазним слитом уколико су други процеси ширења занемарљиви. Дифракционе појаве у уређају, аберације, дефекати оптичког система такође утичу на облик снимљене линије.

Инструментални профил се анализира и подешава мењањем ширине улазног слита приликом снимања спектралних линија које имају ширину занемарљиву у односу на инструменталну ширину (пражњења ниског притиска).

### 3.4.3 Доплерово ширење и померање спектралних линија

Термално кретање атома у гасу проузоркује померања центара снимљених спектралних линија. Уколико се ексцитовани атом креће са брзином  $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$ , централна фреквенција зрачења, емитована у правцу таласног вектора  $\vec{k}$  за посматрача који мирује, померена је на вредност

$$\omega_e = \omega_0 + \vec{k}\vec{v} \quad (103)$$

при чему је:  $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ .

У стању термалне равнотеже, брзине атома прате Максвел-Болцманову расподелу. Густина броја емитера  $n_i(v_z)dv_z$  у стању  $|i\rangle$  са брзинама из интервала  $v_z$  и  $v_z + dv_z$  дата је са

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_w\sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_w)^2} dv_z \quad (104)$$

при чему је  $v_w = (2k_B T/m)^{1/2}$  највероватнија брзина,  $k_B$  је Болцманова константа, а укупан број емитера на нивоу  $E_i$  по јединици запремине:

$$N_i = \int_{-\infty}^{\infty} n_i(v_z)dv_z \quad (105)$$

Број атома који емитују или апсорбују зрачење из фреквенционог опсега  $\omega$  и  $\omega + d\omega$  [40]:

$$n_i(\omega)d\omega = \frac{cN_i}{\omega_0 v_w \sqrt{\pi}} e^{-((c(\omega-\omega_0))/(\omega_0 v_w))^2} d\omega \quad (106)$$

Емитована или апсорбована спектрална снага зрачења је пропорционална са  $n(\omega)d\omega$ , профил интензитета Доплеровски проширене емисионе или апсорпционе линије постаје

$$P(\omega) = P(\omega_0) e^{-((c(\omega-\omega_0))/(\omega_0 v_w))^2} \quad (107)$$

Претходна једначина представља Гаусову функцију, симетричну у односу на централну фреквенцију  $\omega_0$ . Вредност ширине линије на половини висине је  $\delta\omega_D = |\omega_1 - \omega_2|$ , са  $P(\omega_1) = P(\omega_2) = \frac{1}{2}P(\omega_0)$  Користећи релацију за највероватнију брзину, добија се облик [40, 41]:

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2}\omega_0 v_w / c = (\omega_0 / c)\sqrt{8k_B T \ln 2 / m} \quad (108)$$

Познавајући Авогадров број  $N_A$ , изражавајући моларну масу као  $M = N_A m$  и гасну константу као  $R = N_A k_B$ , једначина за Доплерово ширење добија следећи облик:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c}\sqrt{(2RT/M) \ln 2} = 7.1610^{-7}\nu_0\sqrt{T/M} \quad (109)$$

при чему је температура дата у келвинима, моларна маса у јединицама [g/mol], а јединица величине  $\delta\nu_D$  је [s<sup>-1</sup>].

Често је погодно изразити ширење у јединицама таласне дужине:

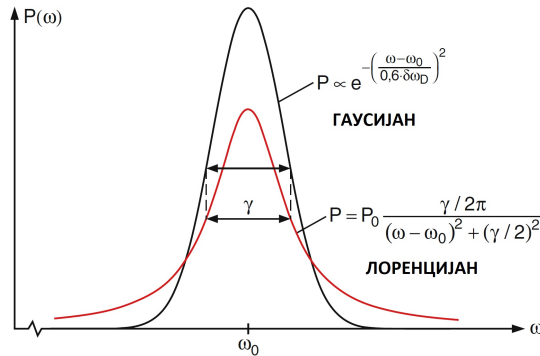
$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c}\sqrt{(2 \ln 2 k_B T / m)} \quad (110)$$

Израз олакшан за рачун има облик:

$$\Delta\lambda_D = 7.1610^{-7}\lambda_0\sqrt{T/M} \quad (111)$$

при чему је температура дата у келвинима, моларна маса у јединицама [g/mol], а јединица Доплерове ширине  $\delta\lambda_D$  је [nm].

Гаусов профил Доплеровог ширења опада експоненцијално повећањем растојања  $|\omega - \omega_0|$ , од центра линије, док Лоренцов профил опада само са  $(\omega - \omega_0)^2$ . Примера ради, на слици 16 је приказано поређење Лоренцовог и Гаусовог профила линије са једнаким ширинама.



Слика 16: Поредица Лоренцовог и Гаусовог профила линије са једнаким ширинама. Презето из [40]

### 3.4.4 Ширење и померање спектралних линија услед притиска

Ширење и померање спектралних линија услед притиска настаје као последица интеракције емитера са околним честицама, при чему долази до пертурбације нивоа емитера и, самим тим, до промена у емисионом спектру. Приликом теоријске анализе користе се две апроксимације: сударна и квазистатичка. Сударном апроксимацијом се добро описују

процеси који имају утицај на централни део спектралне линије. Сматра се да се пертурбери брзо крећу (због њиховог топлотног кретања) и проблем се своди на разматрање низа бинарних судара између једног пертурбера и емитера. У оквиру квазистатичке теорије сматра се да је електрично поље којим пертурбер делује на емитер статичко и не дозвољава се експлицитно кретање пертурбера. Овај приступ применљив је при анализи утицаја тешких јона у условима високе густине и/или ниске температуре. Квазистатичком теоријом се добро описују процеси који утичу на изглед крила спектралних линија [42].

Анализирајмо случај у коме атом А, са енергијским нивоима  $E_i$  и  $E_k$ , прилази другом атому, или молекулу В, у сударној апроксимацији. Интеракција између А и В помера енергије оба нивоа. Енергијски помак зависи од структуре електронске љуске оба партнера судара, специфичних енергијских нивоа и међусобног растојања  $R(A, B)$ , коју дефинишемо као растојање између центара маса атома А и В. Енергијски помак се, генерално, разликује за различите нивое. Може бити позитиван (у случају одбијања између А и В) и негативан (у случају привлачних сила). Апроксимација две честице на растојању  $R_c$ , на коме интеракција постаје значајна и примента назива се судар два тела, а систем АВ(R) назива се сударни пар. Уколико густине А и В атома нису превише високе, вероватноћа судара три тела унутар  $R < R_c$  је занемарљива. Уколико је релативна брзина А и В дата са  $v$ , време трајања судара је  $\tau_{coll} = R_c/v$ . Фреквенција  $\nu_{ik} = |E_i(R) - E_k(R)|/h$  емитованог или апсорбованог зрачења које одговара прелазу  $E_i - E_k$  током судара зависи од растојања  $R$  у тренутку када долази до судара (претпоставља се да је дужина трајања радијативног прелаза занемарљиво мала у односу на време судара, што значи да је коректно да се на слици прелаз представи вертикалном линијом). У гасној мешавини присутне су случајне флукуације растојања  $R$  са расподелом око средње вредности  $R_m$ , које зависе од притиска и температуре гаса. Фреквенције апсорбованог или емитованог зрачења показују расподелу у односу на највероватнију вредност  $\nu_{ik}(R_m)$ , која може бити померена у односу на централну фреквенцију пертурбованог атома А. Померај  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_{ik}(R_m)$  зависи од тога како су различито два енергијска нивоа  $E_i$  и  $E_k$  померени за растојање  $R_m(A, B)$  где вероватноћа прелаз за емисију или апсорпцију има максималну вредност. Интензитет профила  $I(\omega)$  у случају сударно проширене емисионе линије, описан је са [40]

$$I(\omega) \approx \int A_{ik}(R) P_{coll}(R) \frac{d}{dR} [E_i(R) - E_k(R)] dR \quad (112)$$

при чему је  $A_{ik}(R)$  вероватноћа спонтане емисије, која зависи од  $R$  зато што таласне функције електрона сударног пара (АВ) зависе од  $R$ .

У оквиру ширења услед притиска разликују се три типа ширења: Штарково, Ван дер Валсово и Резонантно ширење. Подела је извршена на основу типа интеракције пертурбера и емитера.

**Штарково ширење спектралних линија:** Штарков ефекат је појава ширења и померања спектралних линија која се јавља као последица утицаја спољашњег (макропоља) или унутрашњег (микропоља) на облик и положај спектралних линија. Профили и положаји линија се мењају услед померања енергијских нивоа и/или појаве нових енергијских нивоа. Уколико се појава анализира у домену квантне механике, говори се да се јавља додатни члан у хамилтонијану који је последица пертурбације електричним пољем. У случају атома водоника проблем је могуће решити применом пертурбационог рачуна. Приближно је могуће решити и проблем у случају атома хелијума. Међутим што су атоми сложенији, решавање једначина постаје све комплексније. Егзактно рачунање вредности ширина спектралних линија које су последица присуства Штарковог ефекта је изузетно

сложено услед компликованости система. Приликом израчунавања Штаркових ширина користе се различите апроксимативне формуле. Барангер [43] је успешно применио сударну апроксимацију у рачуну вредности Штаркових ширина. Грим је, 1968. године, извео емпириску формулу [44], коју су модификовали Димитријевић и Коњевић 1980. године [45]. Такође, постоји приступ који се бави проучавањем регуларности присутних у оквиру Штарковог ширења [46]. Како ширење и померање линија зависи од густине и температуре наелектрисаних честица у плазми, профили линија могу се користити у дијагностичке сврхе. У већини случајева, профили линија се користе за одређивање електронске концентрације у плазми. У ову сврху користе се ширине линија на половини висине. У оквиру овог рада од интереса је било проучавати Штарково ширење у случају атома водоника и прелаза  $H_{\beta}$  и атома хелијума и прелаза са таласним дужинама 447.1 nm и 492.2 nm. Дијагностички метод за одређивање електронске концентрације који укључује снимање и обраду профила  $H_{\beta}$  линија је широко распрострањен, због имуности облика профила на динамичке ефекте јона и на промену температуре.

**Резонантно ширење спектралних линија:** Резонантно ширење је последица интеракције између честица исте врсте. До појаве резонантног ширења долази када горњи или доњи ниво прелаза од интереса имају дозвољени диполни прелаз у основно стање и када је атом емитер окружен атомима исте врсте у основном стању који су пертурбери. Профил сударно проширене линије дефинисан је матричним елементима оператора који гради релаксацију разматраног система [47]:

$$\phi = 2\pi N \int v f(v) dv \int \rho d\rho (S - 1)_{av} =$$

$$= 2\pi N \int v f(v) dv \int \rho d\rho \times \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^n \left(\int_{-\infty}^{+\infty} dt_n V(t_n) \int_{-\infty}^{t_n} dt_{n-1} V(t_{n-1}) \dots \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_1 V(t_1)\right)_{av} \quad (113)$$

при чему је  $N$  густина пертурбера,  $v$  је брзина пертурбера, док  $\rho$  представља параметар судара, а  $S$  матрицу појединачног судара.  $V(t)$  је Хамилтонијан интеракције. Усредњење се мора вршити по угловима повезаним са позицијом пертурбера и њиховим брзинама. Оператор  $\phi$  има само дијагоналне елементе у случају резонантне дипол-дипол интеракције. Тада је профил линије Лоренцијан, са ширином  $\omega = -Re \langle l | 1 - S | l \rangle$ , при чему  $l$  означава горње или доње стање линије прелаза, које год је повезано са основним стањем дозвољеним диполним прелазом. Помераји су дати имагинарним делом  $\langle l | 1 - S | l \rangle$ , али су нула у случају резонантних дипол-дипол интеракција.

За атоме, водећи члан у мултиполном развоју комплетног хамилтонијана електростатичке интеракције је дипол-дипол интеракција

$$V_{dd} = \frac{\vec{d}_r \vec{d}_p}{|\vec{r}^3|} - 3 \frac{(\vec{d}_r \vec{r})(\vec{d}_p \vec{r})}{|\vec{r}^5|} \quad (114)$$

при чему су  $\vec{d}_r$  и  $\vec{d}_p$  диполни моменти емитерујућег и пертурбујућег електрона унутар атома, док је  $\vec{r}$  вектор положаја пертурбера у односу на емитер.

Ширина линије може да се представи као:

$$\omega = 2\pi N v f(v) dv \int \rho d\rho \left[ \frac{7}{3} \frac{g_d}{g_d} \left( \frac{e^2 f_a}{m\omega v \rho^2} \right)^2 \right] \quad (115)$$

$f_a$  је апсорпциона осцилаторна јачина. Израз у загради представља први ненулти члан суме  $\langle l | 1 - S | l \rangle$ , при чему  $S$  представља  $S$  матрицу појединачног судара.

Израз за ширину линије која постоји услед присуства резонантног ширења, има облик:

$$\Delta\lambda_{Res} = \frac{3 \times 10^{-9}}{32} \left(\frac{g_m}{g_k}\right)^{1/2} \frac{\lambda_{mk}^3 A_{mk}}{\pi^3 c} N \quad (116)$$

при чему је ширина дата у јединицама [nm].

**Ван дер Валсово ширење спектралних линија:** Између атома и молекула делује сила која, зависно од њиховог међусобног растојања, може бити привлачна или одбојна. На великим растојањима сила је привлачна (Ван дер Валсова сила), а на малим сила је одбојна. Привлачна сила последица је покретљивости атомског и молекулског наелетрисања због чега неутралне честице могу једна у другој да индукују диполе који се међусобно привлаче.

За рачунање Ван дер Валсовог ширења најчешће се користи Хиндармашијев израз који је резултат Линдхолм - Фолијеве теорије базиране на сударној апроксимацији класичне Фуријеове интегралне теорије [48, 49].

$$\gamma = 2\pi N \bar{\nu} \int_0^\infty \rho [1 - \cos \eta(\rho)] d\rho \quad (117)$$

где је  $N$  густина атома у основном стању,  $\bar{\nu} = \left(\frac{kT_g}{\pi\mu}\right)^{1/2}$  је средња брзина пертурбујућих честица,  $\eta(\rho)$  је фазни помак који постоји као резултат судара између емитера и пертурбујућих честица, са параметром судара  $\rho$ .

$$\eta(\rho) = \frac{2}{\hbar\nu} \int_0^\infty \frac{r\Delta V(r)}{(r^2 - \rho^2)^{1/2}} dR \quad (118)$$

Потенцијал интеракције у случају Ван дер Валсове силе има облик:

$$\Delta V \approx -\frac{e^2 \alpha a_0^2 \langle \bar{R}^2 \rangle}{r^6} \quad (119)$$

$a_0$  је Боров радијус,  $\alpha$  поларизабилност атома, док је  $\langle \bar{R}^2 \rangle = \langle \bar{R}_G^2 \rangle - \langle \bar{R}_D^2 \rangle$  разлика квадрата радијуса емитујућег атома, при чему је  $R_G$  везано за случај када се електрон налази на горњем нивоу прелаза,  $R_D$  везано за случај када се електрон налази на доњем нивоу прелаза. Израз за  $\langle \bar{R}_i^2 \rangle$  има облик:

$$\langle \bar{R}_i^2 \rangle = \frac{1}{2} n^{*2} + [5n^{*2} + 1 - 3l(l+1)] \quad (120)$$

са  $i = G$  или  $i = D$ , док је  $l$  орбитални квантни број.  $n^{*2}$  се добија из водоничне апроксимације:

$$n^{*2} = \frac{E_H}{E_{IP} - E_k} \quad (121)$$

при чему је  $E_{IP}$  јонизациона енергија атома гаса од интереса,  $E_H$  јонизациона енергија водониковог атома,  $E_k$  енергија разматраног нивоа атома анализираниог гаса. Поједностављење Хиндармашијевог израза има облик:

$$2\gamma = 1.54 ((\alpha \langle \bar{R} \rangle)^2)^{2/5} \left(\frac{T_g}{\mu}\right)^{3/10} N \quad (122)$$

где  $N$  може бити добијено коришћењем једначине идеалног гасног стања.  $\gamma$  је дата у јединицама [rad/s]

Ширина линије у јединицама [nm] у случају Ван дер Валсовог ширења задовољава израз [50]:

$$\Delta\lambda_{WdV} = 8.18 \times 10^{-26} \lambda^2 ((\alpha \langle \bar{R} \rangle)^2)^{2/5} \left(\frac{T_g}{\mu}\right)^{3/10} N \quad (123)$$

при чему је таласна дужина дата у јединицама [nm], вредност параметра  $\alpha$  у [cm<sup>-3</sup>], концентрација у [cm<sup>-3</sup>], а вредност  $\mu$  у атомским јединицама масе.

### 3.5 Методе за спектроскопско мерење електронске концентрације

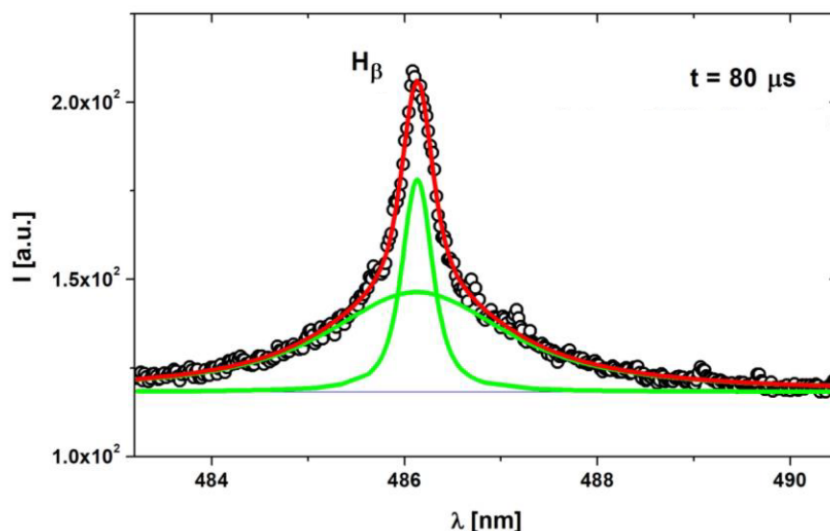
#### 3.5.1 Примена Балмерове H <sub>$\beta$</sub> линије водоника за мерење електронске концентрације

Водоник се често користи у циљу дијагностике плазме под различитим условима. Постоје два кључна разлога за то: 1. Штарков ефекат у случају водоника је линеаран што води до већег ширења које се може мерити са већом прецизношћу; 2. До сада су изведена бројна експериментална тестирања различитих теоријских прорачуна и постоји значајан скуп података везаних за водоник. Најпогоднији прелаз у случају анализе појаве Штарковог ширења је Балмерова H <sub>$\beta$</sub>  линија и управо је она анализирана у циљу рачунања електронске концентрације. Дијагностички метод за одређивање електронске концентрације који укључује снимање и обраду профила H <sub>$\beta$</sub>  линија је широко распрострањен, због слабе осетљивости облика профила на динамичке ефекте јона и на промену температуре. Профили линија су фитовани Војтовом функцијом, која представља конволуцију Гаусове и Лоренцове функције. Гаусов  $\Delta\lambda_G$  и Лоренцов  $\Delta\lambda_L$  допринос укупној ширини линије  $\Delta\lambda_V$  добијени су деконволуцијом користећи формулу (124) [51]:

$$\Delta\lambda_V = 0.5\Delta\lambda_L + \sqrt{(0.5\Delta\lambda_L)^2 + \Delta\lambda_G^2} \quad (124)$$

Све поменуте ширине везане су за ширину на половини висине (FWHM). Ширина Гаусовог доприноса срачуната је сабирањем инструменталне и Доплерове ширине:  $\Delta\lambda_G^2 = \Delta\lambda_I^2 + \Delta\lambda_D^2$ . Лоренцова ширина профила добија се као једноставно сабирање Ван дер Валсовог доприноса и Штаркове ширине:  $\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_{WdV} + \Delta\lambda_S$ . Приликом фитовања долази се до закључка да једна Војтова функција не може адекватно да испрати тачке профила спектралне линије, слика 17. Уколико се профил фитује са две Војтове функције, фит је одговарајући. Профил се састоји од веома широке компонентне која доприноси облику крила линије и уске компоненте која покрива централни део функције. Зрачење се колектује помоћу оптичког кабла и оно садржи доприносе зрачења са различитих просторних координата дуж једног анализираниог оптичког пута. Региони са различитим вредностима електронске концентрације доприносе симултано целокупном снимљеном профилу. Ширина ширег профила повезана је са значајним Штарковим ширењем и проистиче од водоникових атома који се налазе у региону у коме је густина велика, у централном делу тока плазме. Ужи профил повезан је са доприносом зрачења из периферног региона тока плазме. Слични примери двокомпонентног фитовања профила водоникове H <sub>$\beta$</sub>  линије су уочени и анализирани, на пример, у радовима [52], [53], [54] у различитим типовима плазме.

Електронска концентрација рачуната је на основу формуле која се годинама успешно примењује у оквиру вредности електронских концентрација и температура од интереса у овом раду [55]. Формула повезује ширину линије (тј.удела у ширини линије коју проузрокује Штарков ефекат) и електронску концентрацију, предложена у раду [56], добијена је



Слика 17: Водоникова  $H_{\beta}$  линија, пражњење у гасу  $He+5\%H_2$ .

методом симулације и прецизна у опсегу концентрација од  $N_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  до  $N_e = 10^{25} \text{ m}^{-3}$  и температура од  $T = 1000 \text{ K}$  до  $T = 175000 \text{ K}$ .

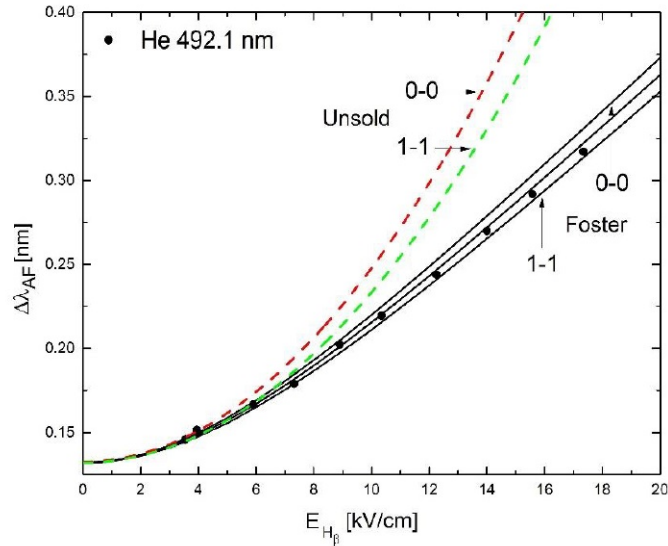
$$N_e = 10^{23} \left( \frac{\Delta\lambda_S}{4.8} \right)^{1.46808} \quad (125)$$

при чему је  $N_e$  дато у  $[\text{m}^{-3}]$ , а  $\Delta\lambda_S$  у  $[\text{nm}]$ .

### 3.5.2 Примена хелијумове дозвољене и забрањене компоненте у циљу процене електронске концентрације и јачине микропоља

У неким експериментима није могуће увести водоник у плазму, али је могуће користити хелијум. Хелијум је у употреби као радни гас у великом броју лабораторијских извора плазме, а има и значајну индустријску примену. Хелијум је такође елемент који је у литератури значајно испитиван и теоријски и експериментално, у оквиру тематике Штарковог ефекта и често се користи у сврху лабораторијске и астрофизичке дијагностике плазме. У случају двоелектронске ексцитације атома хелијума, Ожеов ефекат (деексцитација у  $He^+$  јон и један слободан електрон) је вероватнији од радијативне деексцитације у везано стање атома хелијума. Из овог разлога су и спектралне линије које потичу од двоелектронски ексцитованих нивоа хелијума веома ретке. При једноелектронским ексцитацијама атома хелијума, за електрон, који се налази на енергијским нивоима удаљеним од основног стања, може се, са великом тачношћу рећи да се он практично креће у Кулоновом пољу које потиче од наелектрисања језгра, али је екранирано (ослабљено) наелектрисањем оног другог електрона, који је ближи језгру. Ако се ово прихвати као довољно добра апроксимација, онда су и одговарајући енергијски нивои дегенерисани по орбиталном квантном броју  $l$ , исто као код атома водоника, па се при пертурбацији поменутих енергијских нивоа мора примењивати пертурбациона теорија за дегенерисане енергетске нивое. Као последицу, у овом случају добија се да је различита од нуле већ прва поправка енергије, односно да се и код атома хелијума може очекивати линеарни Штарков ефекат. Фостер је 1927. године први пут у свом раду, на основу претходно изнесених претпоставки, израчунао Штаркове помераје енергијских нивоа неких линија  $He \text{ I}$  и добио неочекивано добро слагање са експерименталним подацима, који су и од раније указивали на линеарни Штарков ефекат

код атома хелијума при већим пољима. На слици 18 су графички приказани резултати добијени Фостеровим и Унсолдовим методом (Унсолдова формула је добијена анализом квадратичног Штарковог ефекта у случају атома хелијума). Закључак је да су преклапања добра за мала поља, а почевши од око 4 kV Фостеров метод има боље слагање са експерименталним тачкама.



Слика 18: Међусобно поређење теорије Фостера и Унсолда и експериментално добијених тачака.

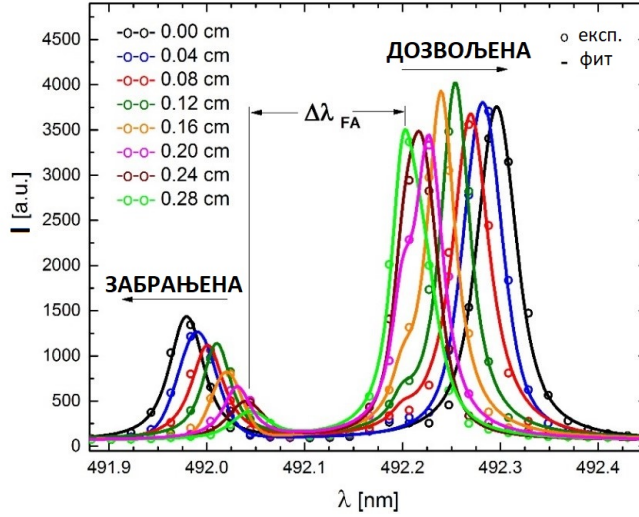
Линије хелијума са забрањеним компонентама показују велики Штарков ефекат изазван положајем горњег енергијског нивоа прелаза који је у квази-дегенерисаном положају у односу на друге пертурбујуће нивое. Ово је, примера ради, случај са линијама 447.1 nm и 492.1 nm које имају, близу дозвољене компоненте, забрањену која се појављује јер електрична поља у плазми мешају атомска стања емитера. Овај ефекат дозвољава радијативне прелазе селекционим правилем у диполној апроксимацији иначе забрањеног прелаза. У случају прелаза 447.1 nm, дозвољена компонента представља прелаз између нивоа  $1s2p^3P^0 - 1s4d^3D$ , док забрањену компоненту чине интензивнији прелаз  $1s2p^3P^0 - 1s4f^3F^0$  и мање интензиван прелаз  $1s2p^3P^0 - 1s4p^3P^0$ . Горња група садржи неколико стања која еволуирају спрегнуто у пољу које је узрочник појаве Штарковог ефекта. Доња група садржи само енергијски ниво  $1s2p^3P^0$ . Дозвољена компонента прелаза 492.1 nm је  $1s2p^3P^0 - 1s4d^1D$ , а забрањена компонента има идентичан доњи ниво прелаза,  $1s2p^3P^0$  док горњи ниво прелаза чине стања  $1s4p^1P^0$  и  $1s4f^1F^0$ .

Појава и интензитет забрањене компоненте (који може бити чак и већи од дозвољене компоненте) зависе од интензитета пертурбујућег електричног поља. Ова зависност дозвољава употребу односа интензитета забрањених и дозвољених компоненти у дијагностичку сврху, са циљем одређивања параметра плазме.

Главна ограничења за коришћење интензитета и облика спектралних линија у сврху дијагностике плазме је присуство самоапсорпције линије од интереса у плазми. Овај ефекат искривљује профил линије стварајући нижи вршни интензитет и већу ширину линије у хомогеној плазми, што доводи до прецењених вредности електронске концентрације. У циљу корекције профила линије на ефекат самоапсорпције могу се користити различите технике [57, 58]. Пошто ове технике нису увек применљиве [57], за обављање поуздане дијагностике плазме потребни су други параметри профила линија, осим ширине или

интензитета линија. Један од ових параметара је дужина сепарације,  $s$ , тј. раздвајања таласних дужина, дозвољене и забрањене компоненте линије. На овај параметар слабо утиче самоапсорпција и може се са сигурношћу користити за дијагностику плазме због своје добро дефинисане зависности од густине наелектрисаних честица у плазми.

На слици 19 приказано је померање дозвољене и забрањене компоненте у функцији јачине електричног поља. Снимање је извршено у Гримовом пражњењу на различитим позицијама у односу на катоду. Јасно се уочава како се растојање између дозвољене и забрањене компоненте смањује како се и поље смањује - удаљавањем од катоде. Што је веће поље, то је забрањена компонента интензивнија.



Слика 19: Померање дозвољене и забрањене компоненте у функцији јачине електричног поља у Гримовом пражњењу.

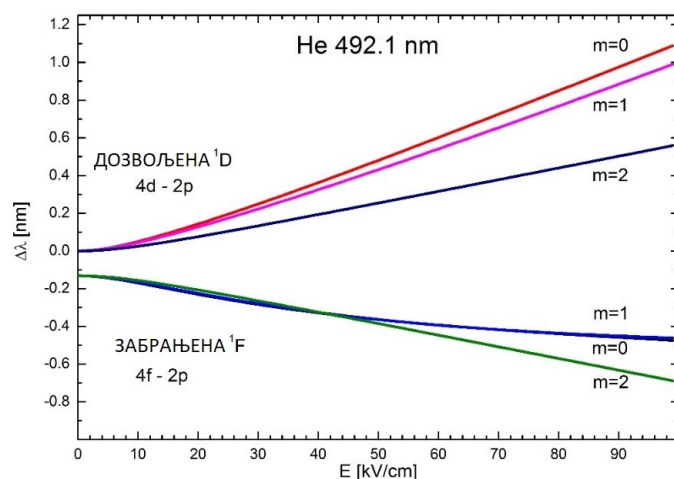
Примера ради, зависност растојања дозвољене и забрањене компоненте прелаза у око-лини линије таласне дужине 492.1 nm од јачине електричног поља, при  $\sigma$  поларизацији дата је на слици 20. График са слике добијен је применом програма MatLAB, користећи резултате изложене у докторату [59].

У раду [60] анализирано је ширење хелијумове линије таласне дужине 492.1 nm и њене забрањене компоненте користећи технику компјутерске симулације. Резултат симу-лације представљен је једначином (131) која повезује електронску концентрацију  $N_e$ ,  $s$  растојање између дозвољене и забрањене компоненте на активном анализираном случају,  $s_0 = 0.13187$  nm растојање између дозвољене и забрањене компоненте прелаза у случају непостојања електричног поља и температуру  $T_e$ .

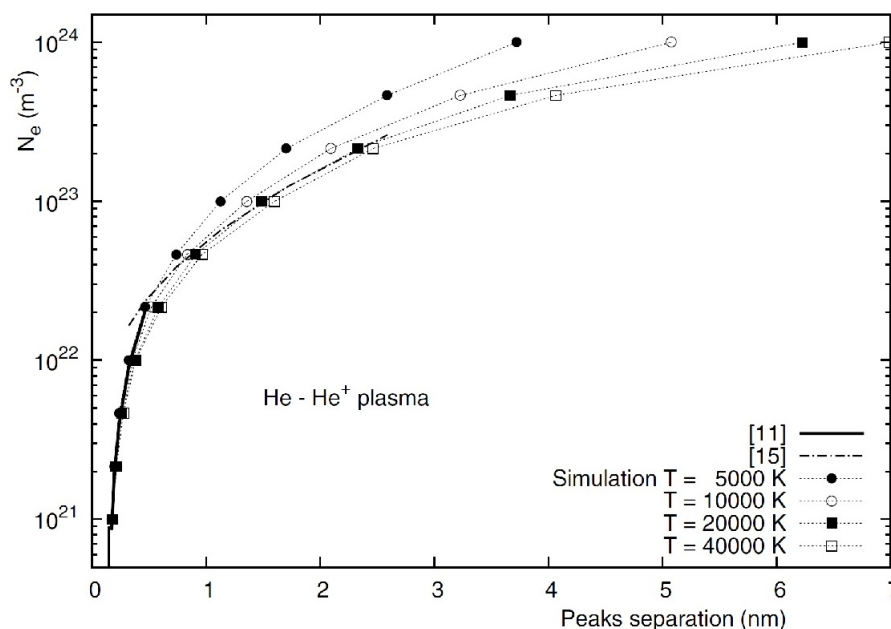
$$\log_{10}(N_e) = 21.3065 + \frac{1}{0.8766} \log_{10}\left[\left(\frac{s}{s_0}\right)^{b(T_e)} - 1\right], b(T_e) = 1.25 + \frac{994}{T_e} \quad (126)$$

У раду [61] анализирано је ширење хелијумове линије око таласне дужине 447.1 nm и њене забрањене компоненте користећи технику компјутерске симулације, а резултати су поређени са експерименталним резултатима. Проучавана је зависности параметра  $s$  од електронске концентрације и од температуре електрона и гаса. Резултат је практична формула која може да се користи приликом процене вредности електричне концентрације:

$$\log_{10}(N_e) = 21.5 + \log_{10}\left[\left(\frac{s}{s_0}\right)^{b(T_e)} - 1\right], b(T_e) = 1.46 + \frac{8380}{T_e^{1.2}} \quad (127)$$



Слика 20: Зависност растојања дозвољене и забрањене компоненте прелаза у околини линије таласне дужине 492.1 nm од електричног поља за различите вредности магнетног квантног броја.



Слика 21: Зависност електронске концентрације од сепарације пикова у случају дозвољене и забрањене компоненте прелаза  $U$  околини линије таласне дужине 447.1 nm. На графику су приказане и зависности добијене апроксимативним формулама изведеним у радовима цитираним у [61] (означени са (11) и (15)). График је преузет из рада [61].

$s$  је растојање између дозвољене и забрањене компоненте на активном анализираном случају,  $s_0$  је растојање између дозвољене и забрањене компоненте прелаза у случају непостојања електричног поља. На слици 21 приказан је график зависности електронске концентрације од сепарације дозвољене и забрањене компоненте, преузет из рада [61], у случајевима различитих температура. Вертикална црта на позицији  $s_0 = 0.1479$  nm означава растојање дозвољене и забрањене компоненте при нултој вредности електричног поља.

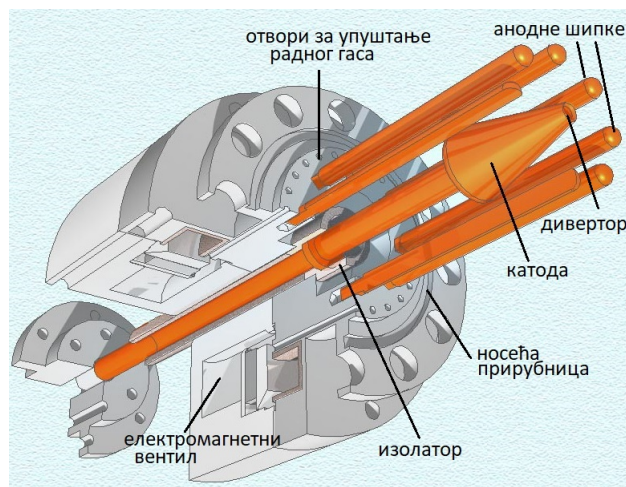
Закључује се да је при малим концентрацијама приближна формула мање корисна него при већим концентрацијама. Забрањени пик је тешко мерити због његовог слабог интензитета у том опсегу, а мале промене у параметру  $s$  могу довести до велике нетачности у одређивању концентрације електрона у плазми, што може бити једна од замки метода. Са друге стране, при малим концентрацијама фитовање израчунатих и измерених профила представља више поуздан метод за одређивање стања у плазми. У случају мањих вредности електронских концентрација, формула је мање прецизна, него у случају већих. Не само да је забрањену компоненту теже измерити, него и мале промене параметра  $s$  воде ка великим грешкама при одређивању електронске концентрације.

## 4 Експерименталне поставке и методе мерења

### 4.1 Основна екпериментална поставка

Магнетоплазмени компресор, тј. магнетоплазмени убрзач плазме, конструисан је у нашој лабораторији и његов рад је базиран на теорији убрзавања плазме развијеној од стране Морозова [5]. Електродни систем је посебно дизајниран (слика 22) како би се остварили услови за омогућавање јонског преноса струје и смањене ерозије аноде. Дужина конусног дела централне бакарне електроде је 4 cm, а пречници конуса су 3 cm (база) и 0.6 cm. На врху катоде налази се шупљина која има улогу дивертора у који се враћају тешки јони. На јон делују електрична и Лоренцова сила, а за тешке јоне примеса који настају близу површине катоде, електрична сила је већа од Лоренцове, па се они враћају на катоду. Јони који склизну низ катоду улазе у дивертор, услед великог притиска у компресионом току.

Цилиндрични носач катоде има пречник 1.5 cm. Анодне шипке су симетрично распоређене око централне електроде, по кружници пречника 5 cm. Дужина анодних шипки је 14 cm. Врх катоде је у односу на анодне шипке увучен 3 cm. Између анодних шипки и зицова коморе образује се плазма запреминским струјама. Катодни носач и анодне шипке су причвршћени на носећу прирубницу помоћу које је електродни систем магнетоплазменог компресора причвршћен на вакуум комору. У отвору прирубнице налази се цилиндрични изолатор чија је улога да спречава накнадне пробоје по површини изолатора. Катода је довољно удаљена од прирубнице да се одржава стабилност јонизационе зоне и спутано је њено померање.

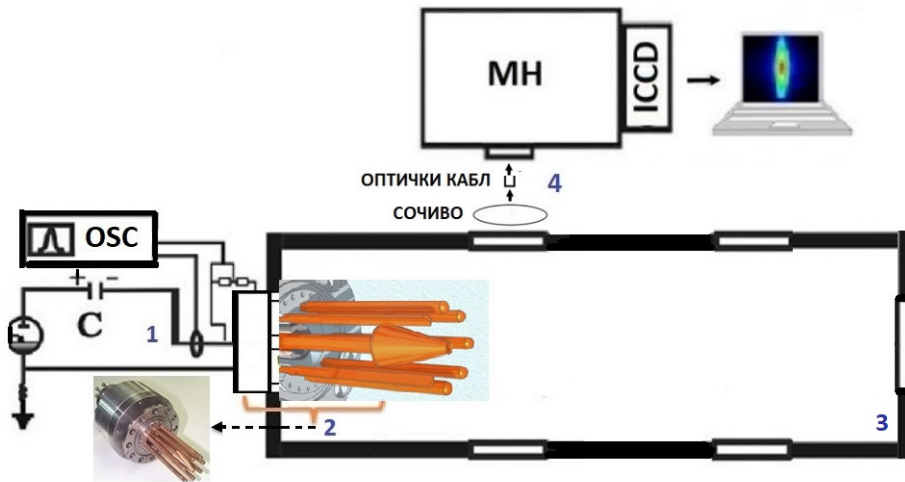


Слика 22: Пресек електродног система МПК.Преузето из [25]).

Гас који окружује аноду понаша се као виртуелна електрода. Анодне шипке су екраниране сопственим магнетним пољем, па је анода заштићена од ерозије. При већим струјама уочена је ерозија катоде МПК. Јони настали на фронту јонизације крећу се ка катоди по циклоиди, дрифтују у укрштеном електричном и магнетном пољу. Јони који се од катоде налазе на растојању мањем од јонског Ларморовог радијуса не могу да дрифтују, падају на катоду на чијој се површини јавља мањак јона који се надокнађује повећањем скока потенцијала.

Извор плазме је позициониран у вакуум комору која је повезана на довод гаса и вакуум пумпу. Димензија вакуум коморе је 0.36 m x 0.36 m x 1 m. Комора се прво вакуумира (вакуум пумпа произвођача Alcatel), а затим се упушта гас до жељеног притиска. Притисак

се мери аналогним мерачем (Wallace and Tiernan Chlorine GmbH 887). Шема експеримента приказана је на слици 23. Кондензаторска батерија укупне капацитивности  $800 \mu\text{F}$  пуни се помоћу извора ГОС 1001, а овај регион је означен са бројем 1 на слици 23). Број 2 означава електродни систем који је смештен у вакуум комору (број 3). Регион 4 на слици означава систем за спектроскопску дијагностику.

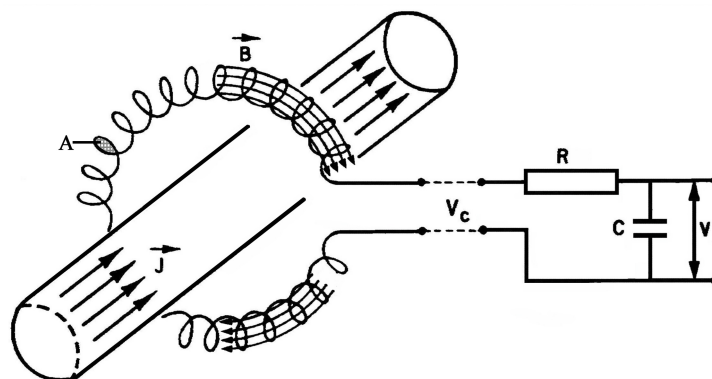


Слика 23: Експериментална поставка. (1 - систем за пуњење кондензаторске батерије, 2 - електродни систем, 3 - вакуум комора, 4 - систем за спектроскопску дијагностику)

Пражњење се може одвијати у два режима: у режиму заосталог гаса и у режиму импулсног убацивања гаса уз помоћ електромагнетног вентила 22. У првом режиму, правилан рад, уз минималну ерозију катоде, остварује се при притисцима 3 mbar-a до 15 mbar-a, док би у другом режиму масени проток гаса требало одржавати између 3 g/s и 12 g/s. У оквиру представљеног доктората, експерименти су рађени у режиму заосталог гаса.

Струју пражњења је могуће пратити користећи калем Роговског, при чему се сигнал региструје на осцилоскопу. Принцип рада калема Роговског (слика 24) базира се на чињеници да промена јачине струје доводи до промене магнетног флукса кроз намотаје, што резултује индуковањем електромоторне силе коју је могуће мерити и која, у овом случају, зависи од времена:

$$V_c(t) = nA \frac{dB}{dt} \quad (128)$$

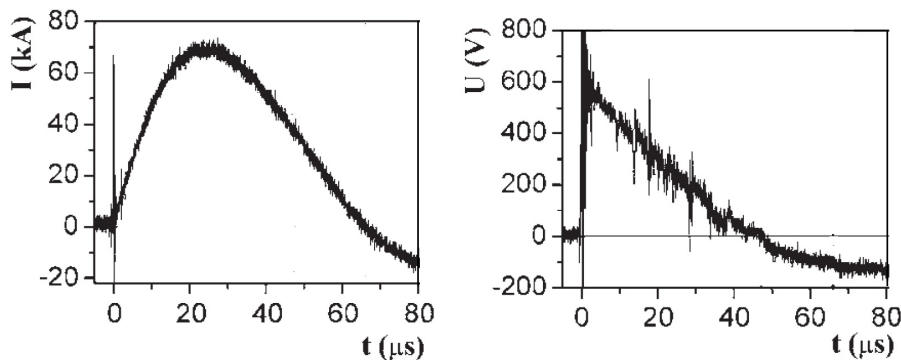


Слика 24: Принцип рада калема Роговског.

У циљу остварења правилног рада калема, неопходно је да буду испуњени одређени услови и односи међу вредностима отпора, индуктивности, капацитивности и броја намотаја на калему. Ради добијања добре временске резолуције, потребно је да карактеристично време струје пражњења буде много мање од производа  $RC$ . Што је напон на излазу већи, мерења су тачнија, а то се постиже смањивањем  $RC$  константе. Повећање напона може се остварити и повећањем броја навоја, али то води ка повећању индуктивности. Омска отпорност мора да буде значајно већа у односу на индуктивну, која мора бити већа у односу на отпорност калема Роговског. У нашем случају наведени услови су испуњени. Калем Роговског састоји се од  $n = 450$  навоја жице од бакра, носач је пречника  $r = 10$  cm. Индуктивност и отпорност калема су  $57 \mu\text{H}$  и  $0.58 \Omega$ . Што се тиче  $RC$  интегратора, отпорност отпорника је  $27 \text{k}\Omega$ , а капацитивност кондензатора  $330 \text{nF}$ . Калибрациони фактор износи  $k=45 \text{kA/V}$  и он повезује струју пражњења  $I(t)$  и напон који се мери на излазу интегратора  $V(t)$  преко израза:

$$V(t) = \frac{1}{RC} \int V_c(t) dt = \frac{1}{k} I(t); k = \frac{n}{RC} \frac{\mu_0 A}{2r\pi} \quad (129)$$

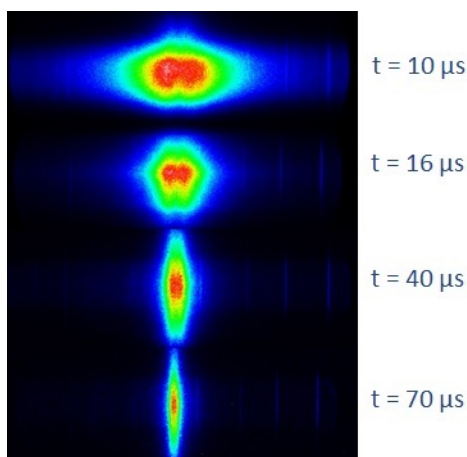
Струја пражњења износи око  $50 \text{kA}$  при напонима на кондензаторској батерији од  $4 \text{kV}$  (слика 25). Фазни помак струјног и напонског сигнала указује на одсуство пробоја по површини изолатора и на правилан рад уређаја. Фазни помак се јавља због индуктивности електрода и плазме. (Када су присутни пробоји по изолатору паралелно са пражњењем у међуелектродној области, удео индуктивности плазме изостаје и нема фазног помака.)



Слика 25: Струјни и напонски сигнали праћени осцилоскопом.

Спектроскопија зрачења плазме МПК са стране (side-on) вршена је помоћу Minuteman спектрометра (дифракциона решетка са  $1200$  зареза/mm). Снимање спектра је вршено помоћу PI-MAX  $1024 \times 256$  ICCD камере фирме Princeton Instruments која је постављена на излаз спектрометра. Снимање спектра је вршено користећи софтвер WinSpec32. (Изглед снимљеног спектра у програму WinSpec32, пре обраде, у различитим временским тренуцима, у случају водоника као радног гаса, дат је на слици 26.) Детектор има могућност одабира различитих времена кашњења у односу на сигнал за синхронизацију. Ширина временског прозора у току експерименталних мерења је била подешена на  $10 \mu\text{s}$ , док се време кашњења подешавало у зависности од снимања жељеног тренутка пражњења. Притиском на тастер посебно направљеног урађаја који садржи два светловода, започињу два процеса: један светловод покреће довод окидног сигнала на игнитрон, чиме започиње процес пражњење кондензатора, док други светловод „даје“ сигнал камери да је пражњење почело, а камера, у програмски задатом временском тренутку, снима спектар

зрачења у задатом времену трајања експозиције. На овај начин је остварена синхронизација система за пражњење и система за спектроскопску дијагностику.



Слика 26: Снимак ICCD камером: пражњење у МПК у случају водоника као радног гаса.

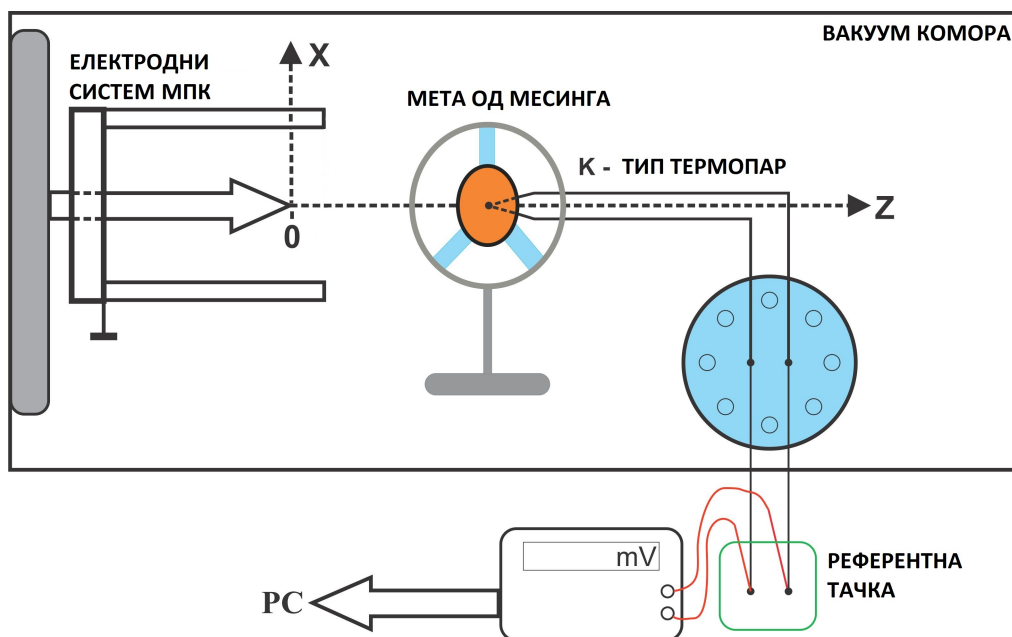
CCD (Charge Coupled Device) камеру чини низ кондензатора који су међусобно повезани и у којима се складишти наелектрисање које настаје фотоелектричним ефектом на полупроводницима (обично на силицијуму). Полупроводник и електрода, са изолатором између себе, чине основну ћелију. Упадни фотон изазива формирање пара електрон – шупљина. Позитивним напонем на електроди одводе се шупљине, а електрони остају заробљени у потенцијалној јами (изолатор спречава њихов излазак). У једну потенцијалну јаму може стати око 100000 електрона. Напони се подешавају на ћелијама на начин да се оствари пребацивање наелектрисања из једне у другу ћелију. Пребацивање се реализује вертикално, до хоризонталног регистра, линију, по линију. Овај тип детектора има велику осетљивост, мали шум и могућност дуге експозиције. Уколико су CCD камере оптички спрегнуте са микроканалном плочом (Microchannel plate - MPC), долази се до могућности повећане осетљивости, а уређај се назива ICCD (Intensified CCD). Микроканална плоча има улогу мултипликације електрона. Електрони се затим убрзавају, падају на флуоресцентни екран, а зрачење екрана се оптичким каблом води на низ CCD детектора. Појединачна ћелија има димензију  $26 \mu\text{m} \times 26 \mu\text{m}$ , а има их  $1024 \times 256$ . Могуће је читање појединачних ћелија CCD-а.

Магнетоплазмени компресор коришћен приликом израде ове теме може да има улогу првог степена двостепеног квазистационарног високострујног убрзача плазме (КСПУ). У таквој конструкцији МПК представља као извор потпуно јонизоване плазме првог степена КСПУ.

## 4.2 Експериментална поставка приликом анализе расподеле енергије плазменог млаза дуж осе пражњења

Расподела енергије тока плазма дуж осе пражњења добијена је калориметријском методом. Мета од месинга, цилиндричног облика, радијуса  $r = 1.2 \text{ cm}$ , дебљине  $1 \text{ mm}$ , масе  $m = 1 \text{ g}$  и топлотног капацитета  $c = 0.38 \text{ J/gK}$  фиксирана је унутар изолованог носача. Мета је центрирана у односу на катоду, тј. налази се на оси која пролази кроз центар катоде. Мета је постављена у један крај шупљег пластичног ваљка (слика 27).

Три симетрично распоређене стаклене плочице са једне стране придржавају мету, а са друге су причвршћене у пластични шупљи ваљак. Ваљак је ушрафљен са своје бочне



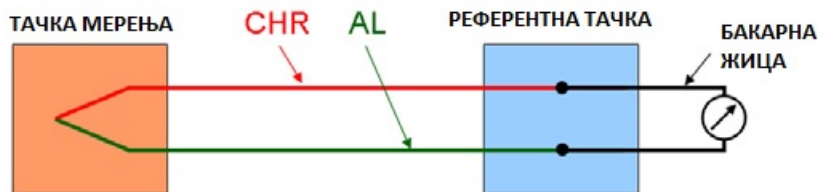
Слика 27: Експериментална поставка при одређивању расподеле енергије депоноване на мету дуж осе пражњења

стране на метални носач постављен на оптичку клупу, а носачу је омогућено кретање дуж осе пражњења. Мета је са једне стране изложена удару плазменог тока формираног у магнетоплатменом компресору. Радијус плазма тока је око 1 cm. Са друге стране, мета је у директном је контакту са К типом термопара који је држи приљубљену уз фиксирајуће стаклене плочице. Крај термопара који је у контакту са метом постављен је у шупљину ваљка на чијем левом крају је мета. Термопар је такође причвршћен за шупљи ваљак, са спољне стране ваљка, на месту улаза термопара у ваљак, помоћу еластичних опруга које омогућавају повратак термопара и мете у почетну позицију, уколико дође до малог помераја услед удара плазме о мету.

Принцип рада термопара базира се на Зебековом ефекту који описује појаву напона при излагању проводника температурном градијенту. Термопар се састоји од две жице различитих материјала, спојених на једном крају. При излагању споја температурном градијенту, долази до генерисања разлике потенцијала на отвореном крају. При конструкцији термопарова, употребљавају се различите комбинације материјала. Најпопуларнији је К тип који се састоји од проводника направљених од легура никл-хром и никл-алуминијум који добро функционише у широком опсегу температура (- 200 °C до 1300 °C), док је промена напона у функцији од температуре скоро линеарна.

Жице термопара смештене су у одговарајућу керамичку заштитну цев која има улогу изолатора, као и заштите од контаминације жица термопара гасом. У циљу реализације мерења генерисаног напона неопходно је жице термопара извести ван коморе. У ту сврху један прозор коморе је прилагођен мерењу тако што су жице изведене кроз рупице направљене на клиритном прозору. Рупице су затим попуњене одговарајућим (епокси) лепком, проверен је и потврђен нормалан рад коморе, тј. омогућено је поновно правилно вакумирање коморе и упуштање гаса под жељеним притиском. Продужење жица термопара и омогућавање конекције са дигиталним унимером остварено је помоћу бакарних жица (слика 27). Како би се одржао правилан рад термопара и избегло генерисање додатног напона због присуства новог метала у колу, изван коморе је реализована референтна тачка

у којој се одржава температура  $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$  уз помоћ термоса са мешавином воде и леда (слика 28).



Слика 28: Увођење референтне тачке у коло са термопаром

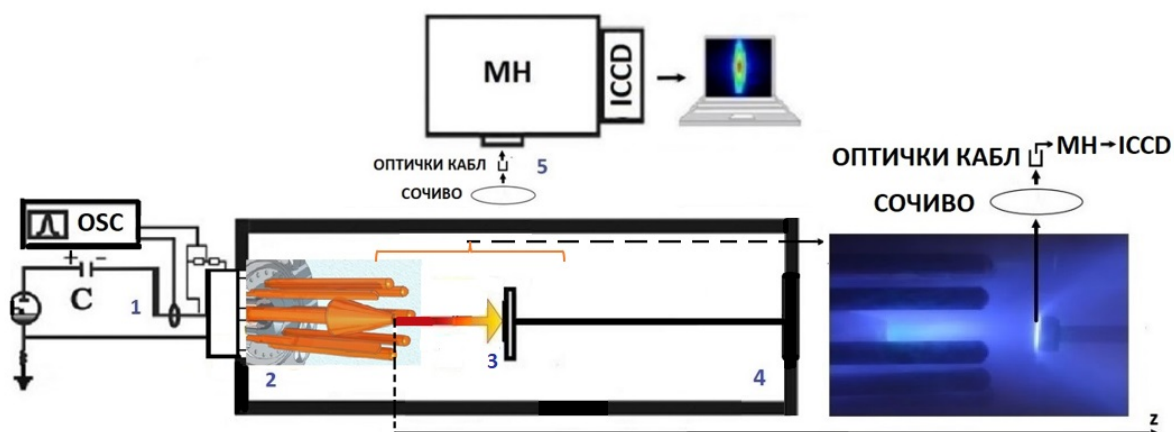
Жице термопара спојене су са бакарним жицама, спој је потопљен у парафинско уље и фиксиран у епрувету која је постављена у термос. Напон генерисан на споју две различите жице термопара праћен је помоћу дигиталног унимера Fluke 8808. За сваку анализирану позицију месингане мете праћена је минимална и максимална вредност напона, на основу тога добијена је промена температуре мете која је служила за добијање енергијске расподеле дуж тока плазме за различите радне гасове.

### 4.3 Експериментална поставка у случају испитивања интеракције плазме формиране у МПК и различитих материјала

Од конструкције првих верзија магнетоплазмених компресора до данашњих дана рад у овој области је од великог научног интереса због проучавања могућности добијања квази-стационарних високоенергетских млазева плазме и испитивања динамике и карактеристика такве плазме. Такође, константно се ради на унапређивању постојећих експерименталних поставки у оквиру електродног система, система за напајање и система за инјектовање гаса [9], као и на развоју нумеричких симулација у циљу предвиђања понашања тока плазме и њених параметара [10, 11]. МПК је од великог значаја за област физике која се бави материјалима и њиховим понашањима у критичним условима јер МПК формира високоенергетски млаз плазме којим је могуће третирати мете различитих материјала, које се постављају на осу компресионог тока. Овим је остварена могућност стварања великог термалног оптерећења на материјалу узорка, у врло кратком временском периоду. Проучавање интеракције плазме формиране у МПК са различитим материјалима од великог је интереса за физику чврстог стања, физику фузионе плазме, а такође може имати и индустријску примену. Од позиције мете у односу на плазмени млаз и вредности параметара плазме зависи количина енергије коју ће апсорбовати третирани материјал. Тренутно су од интереса истраживања како на уређијима типа КСПУ, тако и на једностепеним МПК мањих енергија попут МПК који се налази у лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету Универзитета у Београду. Примера ради, овакви убрзавачи плазме се користе као лабораторијски симулатори реалних догађаја краткотрајних изливања високотемпературне плазме у регионима првог зида фузионих реактора (ELMs) и регионима дивертора, услед постојања незаобилазних нестабилности фузионе плазме. Ови догађаји још увек нису довољно добро проучени да би се могла дати потпуно тачна предвиђања понашања материјала у регионима интеракције са плазмом. Такође, даље се трага за издржљивијим материјалима који би имали добре карактеристике за изградњу првог зида и дивертора будућих фузионих реактора. При краткотрајним изливањима плазме у фузионим реакторима, честице имају широк енергијски распон. Енергијски гледано,

МПК коришћен у току израде предложене теме спада у интересни регион за истраживања претходно описаних догађаја.

Експериментална поставка у случају када је циљ анализирати процес интеракције плазме формиране у МПК и одабраних материјала, као и промене на материјалима изазване великим термалним оптерећењем које је проузроковано интеракцијом са плазмом, приказана је на слици 29. Бројем 1 на слици 29 означен је регион у коме се кондензаторска батерија пуни до жељеног напона, број 2 означава електродни систем који је смештен у вакуум комору (број 4). Бројем 3 означена је мета која се поставља на пут убрзаном и компресованом млазу плазме, на одабрано растојање. Регион 5 на слици означава систем за спектроскопску дијагностику. Снимак интеракције плазме и мете од челика фотографисан је фотоапаратом и такође приказан на слици 29.



Слика 29: Експериментална поставка при третману различитих материјала плазмом у МПК. (1 - систем за пуњење кондензаторске батерије, 2 - електродни систем, 3 - мета, 4 - вакуум комора, 5 - систем за спектроскопску дијагностику)

## 5 Методе за дијагностификовање промена на површини материјала третираних плазмом формираном у МПК

### 5.1 Оптичка микроскопија

Генерална морфолошка слика узорака и промена на њима добија се помоћу оптичког микроскопа (слика 30). Оптичким микроскопом могуће је увећати површину узорака и јасније уочити промене на њима. У циљу добијања увећане слике узорка и повећања растојања међу блиским тачкама на анализираном узорку користи се низ повезаних и усклађених система сочива и видљива светлост. У оквиру изложеног истраживања коришћен је оптички микроскоп Nirox КН - 7700, при увећањима од 50, 200 и 400 пута. Сlike добијене оптичким микроскопом указују на регионе узорака од интереса за детаљно испитивање и усмеравају даље кораке у анализи промена на узорцима.



Слика 30: Анализа узорка оптичким микроскопом.

### 5.2 Скенирајућа електронска микроскопија

Скенирајући електронски микроскоп (енг. SEM) користи се за топографску анализу површина чврстих тела, при чему је резолуција нанометарска. Електронски сноп генерише се у уређају и фокусира на регион од интереса. Приликом интеракције путујућих електрона и површине, долази до емисије секундарних електрона, расејања електрона из снопа и емисије карактеристичног рендгенског ( $x$ ) зрачења. У оквиру рада са SEM-ом, могуће је детектовати секундарно емитоване електроне (Secondary Electrons - SE), повратно расејане електроне (Back Scattered Electrones – BSE) и могуће је мерити енергију емитованог  $x$  – зрачења што омогућава одређивање присуства одређеног хемијског елемента у узорку.

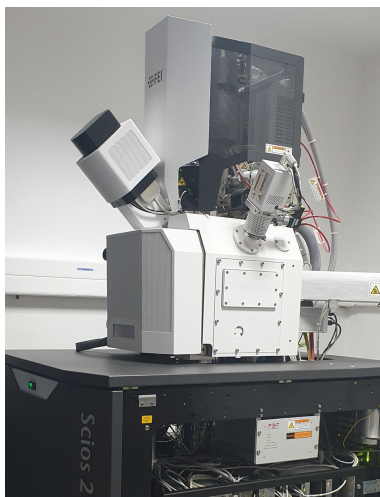
По начину настанка електронског снопа, SEM уређаји се деле на два типа: уређаји код којих се сноп електрона формира термоелектронском емисијом и уређаји који раде на принципу емисије електрона под утицајем електричних поља. У случају термоелектронских емисија, електрони се емитују са загрејане катодe кроз коју протиче електрична струја. Улогу катодe има жица од волфрама или лантан хексаборида. Историјски гледано, емитери базирани на термоелектронској емисији су први конструисани, али је њихов недостатак био слаба осветљеност и испаравање материјала катодe. SEM базиран на емисији електрона под утицајем поља (енг. FE SEM – Field Emission Scanning Electron Microscope)

постао је комерцијално доступан 80 – их година и довео до значајног унапређења – слика је постала квалитетнија и јаснија, побољшана је просторна резолуција.

Емисија секундарних електрона догађа се када, при судару електрона из снопа насталог у уређају и материјала који се анализира, дође до избијања електрона који се налази у електронском омотачу атома материјала. Анализом секундарно емитованих електрона добија се слика добре резолуције која представља морфологију површине материјала.

Део путујућих електрона из снопа усмереног на анализирани материјал, расејавају се уназад и детектују се помоћу посебног детектора. Расејања на атомима различитих атомских маса резултује различитим сликама, па се овај тип детектора користи за анализу хемијског састава узорака.

Уколико се, при интеракцији путујућег снопа електрона и атома узорка, избије електрон који се налази у некој од унутрашњих љуски атома узорка, упражњено место се попуњава неким електроном са виших љуски унутар истог атома. При преласку електрона са вишег нивоа на упражњено место на унутрашњој љусци, долази до емисије x - зрачења. Енергија емитованог зрачења зависи од вредности атомског броја елемента (Мозлијев закон), што омогућава добијање информација о хемијском саставу узорка. У циљу анализе емитованог x – зрачења, SEM мора садржати и енергијски разлучив спектрометар. Описана анализа назива се Енергијски разлучива спектроскопија (енг. EDS – Energy Dispersive Spectroscopy). У оквиру рада у изложеној тези коришћен је FE SEM који има могућност EDS анализе: FEI Scios 2 Dual Beam - Thermo Fisher.

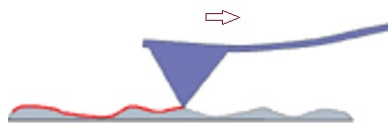


Слика 31: Скенирајући електронски микроскоп FEI Scios 2 Dual Beam - Thermo Fisher.

### 5.3 Микроскоп атомских сила

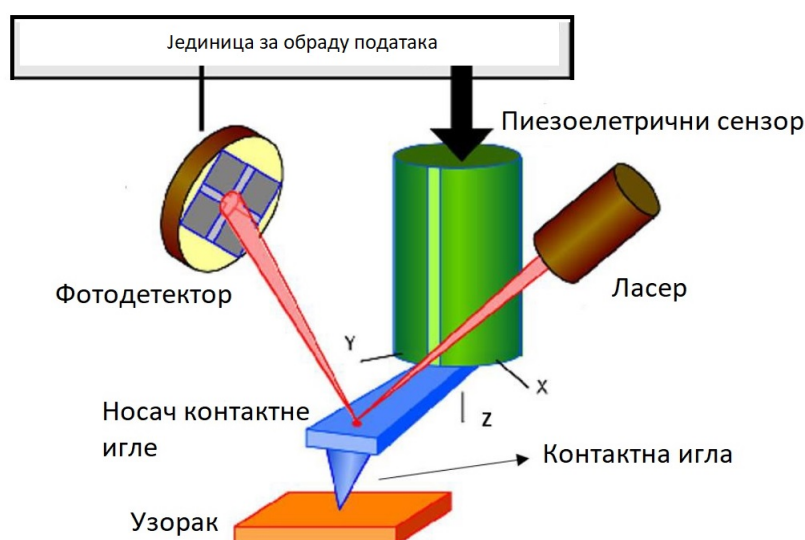
Микроскоп атомских сила (енг. AFM – Atomic Force Microscopy) спада у групу уређаја са скенирајућом сондом. Принцип рада уређаја заснива се на преласку сензора по површини узорка уз мерење Ван дер Валсове интеракције шилка причвршћеног на савитљиву полуку и површине узорка постављеног у држач (слика 32). AFM „осети“ површину узорка врхом контактне игле. Резултат анализе је слика топографије површине, високе резолуције.

AFM мери отклон носача контактне игле и претвара га у електрични сигнал који је пропорционалан померању носача. Пиезоелектрични сензори се користе за снимање и помицање шилка. Када се шилка доведе близу површине узорка, силе између шилка и



Слика 32: Кретање сензора AFM-а по површини узорка.

узорка доводе до изгиба носача шилка. Ласером се сноп светлости шаље на врх носача шилка, светлост се одбија и долази до фотодетектора. Сила између шилка и узорка се не мери директно, већ се прати промена светлости зависно у који од четири квадранта фотодетектора светлост падне (слика 33). Испитивања узорака AFM уређајем у оквиру тезе рађена су контактном методом. Основа начина рада је да систем микроскопа ради тако да одржава растојање сонде на одређеној вредности коју одреди корисник при подешавању и оптимизацији снимања. Ако се измерени отклон разликује од подешене вредности, пиезоелектрични сензор се користи да подигне или спусти узорак у односу на носач сонде и да врати жељену вредност отклона.



Слика 33: Принцип рада AFM-а.

## 5.4 Мерење тврдоће

Тврдоћа се дефинише као отпорност материјала на деловање спољашње силе која постоји при непосредном контакту са другим телом. Тврдоћа се мери утискивањем мерног предмета у жељени материјал. На тврдоћу утиче кристална структура материјала, димензија кристалних зрна и њихова оријентација, празнине између зрна и дефекти, као и јачина веза између атома. Уколико је величина кристалних зрна мања, тврдоћа материјала је већа, па танки слојеви неког материјала могу да имају значајно већу тврдоћу од комадног узорка. Вредност тврдоће материјала је значајнија карактеристика у овом делу истраживачког рада јер повећање тврдоће доводи до директне примене резултата у индустрији. Тврдоћа је мерена у сарадњи са колегама са Машинског факултета Универзитета у Београду. Приступ мерењу тврдоће био је следећи: У првом кораку покушано је мерење микротврдоће, али се, због морфолошке структуре узорка третираног плазмом,

добило велико расипање резултата. Следећи корак био је мерење макротврдоће уређајем Zwick Roell Universal Hardness Tester, међутим мерна процедура овог уређаја није одговарала нашем експерименту јер је продирање контактеног дела уређаја у материјал било предубоко и тврдоћа је мерена испод третираног слоја. Приступ који је пружио жељене резултате био је мерење тврдоће ултрасоничном методом. Коришћени уређај за мерење макротврдоће је Zwick Roell MICRODUR MIC 10 - Portable hardness tester (UCI - (Ultrasonic Contact Impedance) (слика 34). Тврдоћа је мерена методом ултрасоничне контактне импедансе са претпрограмираним оптерећењем од 50 N. При мерењу праћене су смерница стандарда ISO 6508-1:2015 Metallic materials - Rockwell hardness test - Part 1: Test method i ISO 6507-1:2018, Metallic materials - Vickers hardness test.



Слика 34: Апаратура за мерење тврдоће узорка. (Слика преузета из [62])

## 5.5 Мерење храпавости

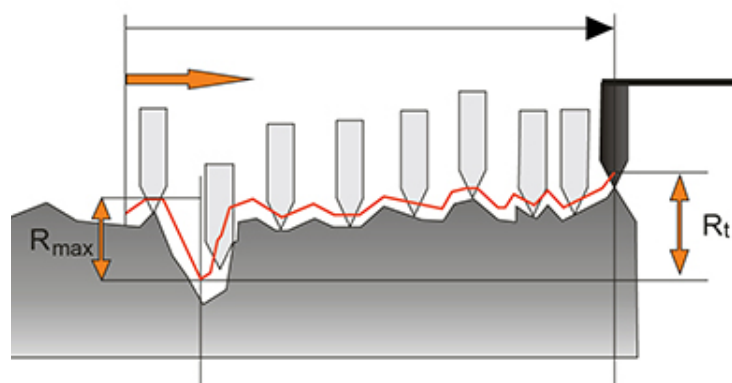
Храпавост је мерена помоћу уређаја MarSurf XR1 Surface Roughness Tester (слика 35).



Слика 35: Апаратура за праћење храпавости узорка. (Слика преузета из [63])

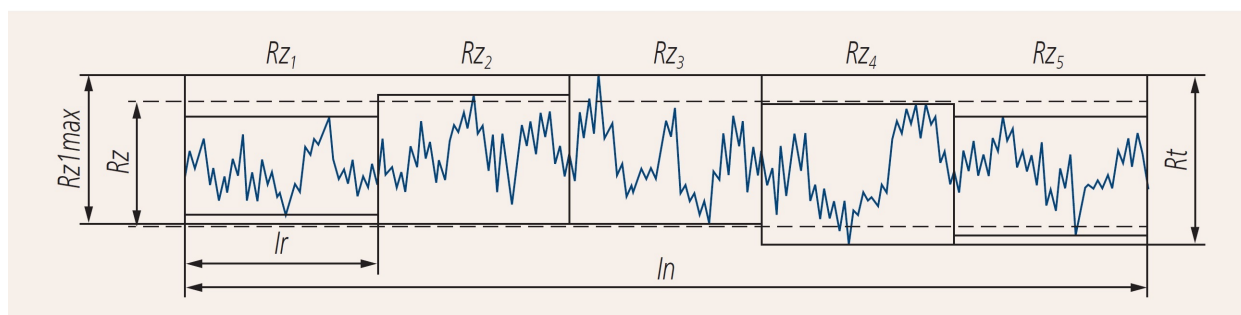
Принцип функционисања уређаја заснива се на кретању сензора (облика иглице) по површини узорка, при чему се, преко одговарајућег софтвера, у програму прати путања сензора, његово залажење у депресије и пењање на узвишења присутна на узорку (слика 36).

Храпавост је мерена пре и након третмана плазмом. Нетретирани и третиранци узорци су постављани тако да сензор приликом своје путање сече нормално урезе настале при механичком сечењу узорка у процесу припреме за третман плазмом (погледати слику 55 сачињену оптичким микроскопом на којој се види изглед нетретираниог узорка). На третираним узорцима храпавост је мерена по делу радијуса дуж површине коју је погодио ток плазме.



Слика 36: Скица кретања сензора за праћење храпавости по узорку. (Слика преузета из [64])

Програмски се прати неколико величина којима је се карактерише храпавост, а за нас су од интереса величине  $R_a$ ,  $R_t$ ,  $R_{z_i}$ ,  $R_{z_{1max}}$  и  $R_z$  [65].  $R_a$  представља аритметичку среди-



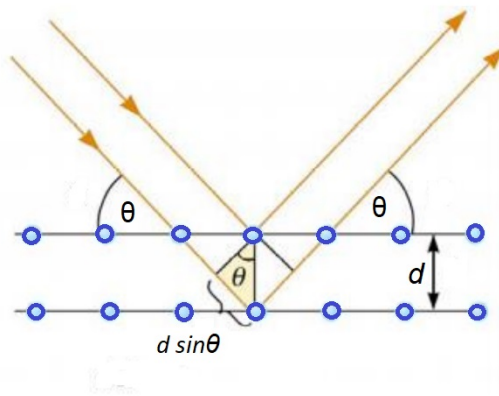
Слика 37: Укупна висина профила  $R_t$ , средња вредност храпавости, средња дубина  $R_z$  и максимална дубина храпавости  $R_{z_{1max}}$ . Слика преузета из [65].

ну храпавости, тј, по дефиницији, аритметичку средину апсолутних вредности девијације профила ( $Z_i$ ) од средње вредности храпавости.  $R_t$  је укупна висина профила храпавости: Разлика између врха највећег брега и дубине најдубље депресије унутар анализиране дужине  $l_n$ .  $R_{z_i}$  представља највећу висину профила храпавости, тј. суму висине највишег брега и дубине најдубље депресије, у односу на средњу линију, унутар дужине узорковања  $l_{r_i}$ .  $R_{z_{1max}}$  је максимална дубина храпавости која представља највећу од пет вредности  $R_{z_i}$ , из пет дужина узорковања  $l_{r_i}$ , унутар анализиране дужине  $l_n$  (слика 37).  $R_z$  представља средњу дубину храпавости, тј. средњу вредност пет вредности  $R_{z_i}$  из пет дужина узорковања, унутар анализиране дужине  $l_n$ .

## 5.6 Дифракција X зрака

Структурне студије танког површинског слоја челичних узорка изведене су помоћу дијагностике рендгенским (x) зрацима, која омогућава истраживање присуства промене фаза на третираном узорку. Челични узорци имају кристалну структуру, па је могуће спровести анализу помоћу рендгенског зрачења.

Кристал се састоји од низа паралелних еквидистантних равни атома које се налазе на међусобном растојању  $d$ . Величина  $d$  је карактеристика кристала и упоредива је са таласном дужином рендгенског зрачења. Када се монохроматско  $x$  зрачење усмери на узорак, зрачење се дифрактује на атомима који се налазе у различитим равнима кристала. Конструктивна интерференција дифрактованих  $x$  зрака дешава се уколико је разлика у пређеном путу зрака који потичу од дифракције са различитих равни, једнака целобројном умношку таласне дужине упадног зрачења, што представља Брагов закон (слика 38).



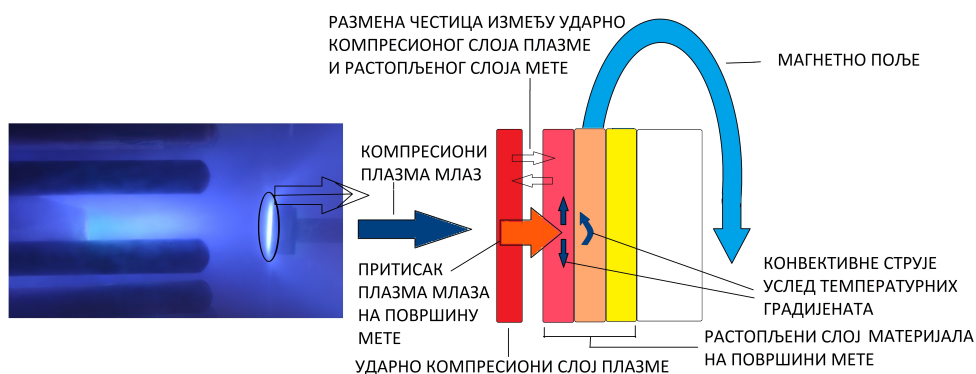
Слика 38: Брагова дифракција на кристалу.

Дифрактограм представља график зависности интензитета зрачења од угла  $2\theta$  и његовом анализом долази се до информација везаних за микроструктуру испитиваног узорка. Идентификација фаза присутних у анализираном узорку врши се одређивањем положаја линија на дифрактограму на основу којих се одређују карактеристична растојања  $d$ . Информације о квантитативном фазном саставу и микроструктури узорака добијају се на основу анализе интензитета и спектралног облика линија на дифрактограму. Линије на дифрактограму имају коначну ширину на коју утиче инструментално ширење, микроструктура материјала, као и низ других фактора у зависности од експерименталних услова. Инструментално ширење представља утицај самог мерног уређаја. Ширење које потиче од анализираног материјала директна је последица његове микроструктуре: величина региона кохерентног расејања (понекад називана величина кристалита) обрнуто је пропорционална ширењу линије на дифрактограму и рачуна се директно преко Шерерове формуле, у случају да су други доприноси ширењу занемарљиви. Постојање микронапрезања за последицу има мале промене у међураванском растојању, што има утицај на ширину линије.

Испитивање помоћу  $X$  зрака (XRD) спроведено је на аутоматском вишесврсном Rigaku Smartlab X-ray дифрактометру у  $\theta - \theta$  геометрији (узорак у хоризонталном положају) у парафокусирајућој Браг – Брентано геометрији користећи D/teX Ultra 250 тракасти детектор у 1D XRF потискујућем моду са  $CuK_{\alpha 1,2}$  радијационим извором ( $U=40$  kV,  $I=30$  mA). Дифрактовани зраци колектовани су на угловима од 30 до 140, са кораком од 0.01 степен и брзином колектовања  $2\theta/\text{min}$ . Кристалне фазе су идентификоване у придруженом Rigaku 2.0 софтверу (са имплементованом ICCD PDF-2 2016 базом).

## 6 Интеракција плазме формиране у МПК са материјалима

Приликом интеракције плазма млаза и постављене мете, долази до делимичног распршивања материјала мете који доспева у плазма млаз. Уз површину мете се формира слој плазме који представља мешавину долазећег тока плазме, тока плазме рефлектованог од мете и плазме формиране након аблације површине мете – Ударно компресиони слој плазме (УКСП). Третирана мета загрева се преко два механизма: конвективно од плазменог млаза и радијационо, зрачењем УКСП-а. Спатоврање, тј. ерозија, површине мете је најинтензивнија на почетку интеракције, да би касније формирано УКСП штитио површину од директног удара плазма млаза. Дубина оштећења материјала зависи од врсте материјала (примера ради, у случају третмана узорка од силицијума износи око 10  $\mu\text{m}$ ). Притисак млаза плазме на површину мете износи око 10 bar-а до 20 bar-а [105], а УКСП се разлива по мети. Постоји интензиван температурски градијент што доводи до настанка конвективних струја и мешања слојева различитих температура. Магнетно поље је замрзнуто у плазма млазу, а приликом кочења млаза плазме на мети долази до стварања струјних петљи, тј. вртлога у близини површине мете који постоје и неко време након завршетка пражњења. Струјне петље су детектоване у раду [66], процењено је да се на површини мете формирају магнетна поља реда 1-10 mT.



Слика 39: Интеракција компресионог тока плазме и површине третираног материјала.

### 6.1 Одабир третираних материјала

МПК је од интереса за испитивање понашања различитих материјала у критичним условима у смислу стварања великог термалног оптерећења на третираном узорку, у врло кратком временском периоду. Проучавање интеракције плазме формиране у МПК са различитим материјалима значајно је за физику чврстог стања, физику фузионе плазме, а такође може имати и индустријску примену. Од позиције мете у односу на плазмени млаз и вредности параметара плазме зависи количина енергије коју ће апсорбовати третирано материјал. Тренутно су од интереса истраживања како на уређајима типа КСПУ, тако и на једностепеним МПК мањих енергија попут МПК који се налази у лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету Универзитета у Београду. Примера ради, овакви убрзачи плазме се користе као лабораторијски симулатори реалних догађаја краткотрајних изливања високотемпературне плазме у регионима првог зида фузионих реактора (ELMs) и регионима дивертора, услед постојања незаобилазних

нестабилности фузионе плазме. Ови догађаји још увек нису довољно добро проучени да би се могла дати потпуно тачна предвиђања понашања материјала у регионима интеракције са плазмом. Такође, даље се трага за издржљивијим материјалима који би имали добре карактеристике за изградњу првог зида и дивертора будућих фузионих реактора. При краткотрајним изливањима плазме у фузионим реакторима, честице имају широк енергијски распон. Енергијски гледано, МПК коришћен у току израде предложене теме спада у интересни регион за истраживања претходно описаних догађаја.

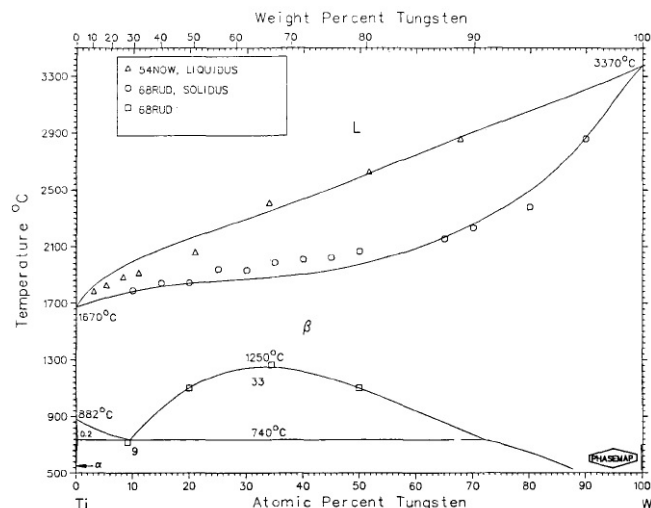
Основна идеја предложене докторске дисертације је да се у расположивим изворима плазме типа МПК реализује интеракција формиране плазме и мета од материјала који су од интереса за изградњу првог зида и дивертора фузионих експеримената. У сврху повећања параметара плазме, конструисан је и посебан извор већих димензија, који ће омогућити значајно веће струје пражњења (до 300 kA), веће параметре плазме, при чему ће време трајања пражњења бити барем 1-2 ms. Циљ експеримената је испитивање ефеката излагања одабраних материјала плазми формираној у нашим изворима. Као материјали мета одабрани су волфрам и вишеслојне структуре на волфраму. Део експеримената рађен је и на различитим типовима челика, на челичним металама на које је депонован титанитрид и на вишеслојним структурама на силицијуму.

### 6.1.1 Волфрам као материјал од интереса за уградњу у фузионе реакторе

У експерименталним фузионим уређајима као водећи материјал изложен директном контакту са плазмом, одабран је волфрам због ниског коефицијента спатеровања, високе тачке топљења и велике термалне проводности. Волфрам је крт материјал, поседује високу температуру ломљиво-дуктилног прелаза, што води до напукнућа и еродираниости површине и доприноси контаминацији плазме еродираним материјалом – атомима волфрама. Неопходно је минимизирати контаминацију плазме елементима са великом вредношћу  $Z$ . Једно од решења је употреба различитих слојевитих структура депонованих на волфрам, као базични материјал, у циљу умањења нежељених карактеристика [67, 68, 69, 70]. Производња легуре на бази волфрама било којом традиционалном методом везаном за грејање, топљење и ливење је прилично компликовано због високе тачке топљења волфрама. Технологије праха нису погодне за производњу материјала првог зида. У овом раду синтеза легуре на бази волфрама је рађена применом високоенергетског компресионог тока плазме. Циљ овог дела рада је да се испита могућност формирања волфрам-титан легура утицајем компресионог млаза плазме на двослојни Ti/W систем у оквиру постојеће експериментлане поставке у лабораторији. Идеју смо добили од тима колега из Русије и Белорусије који су својим уређајем МПК типа, али различитих карактеристика од нашег (конструкције, енергије), изучавали могућности формирања Ti/W легура након третмана плазмом [71]. Титан је коришћен као легирајући материјал због смањене вредности Јанговог модула W/Ti легуре у односу на вредности у случају чистог волфрама [71]. Штавише, дуктилноста је побољшана легирањем са титаном и металним везивањем [72].

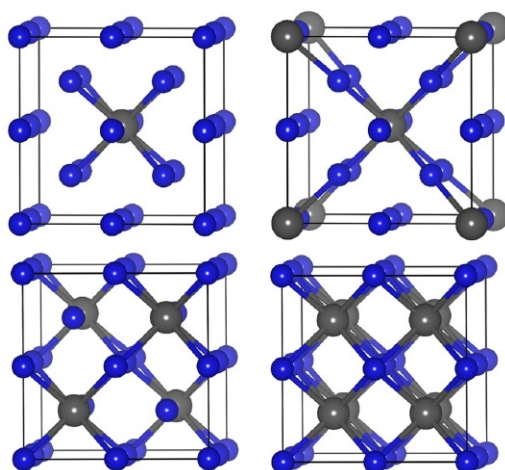
У раду [71] испитивано је понашање узорака чистог волфрама и узорака двослојног система Ti/W након третмана плазмом формираном у уређају МПК типа, у случају различитих вредности термалног оптерећења, при чему је опсег густине енергије којој су излагани узорци 35 - 70 J/cm<sup>2</sup>. Закључено је да приликом третмана чистог волфрама плазма млазом енергетске густине 35 J/cm<sup>2</sup> не долази до топљења мете. Уколико је густина енергије плазма тока 55 J/cm<sup>2</sup> површина волфрамског узорка почиње да се топи (на око 3700 °C), а при 70 J/cm<sup>2</sup> цео анализиран слој је растопљен. Приликом третмана узорка који се састоји од волфрама и депонованог слоја титана уочено је формирање W-Ti система

већ при енергијским густинама  $35 \text{ J/cm}^2$ . Смањење апсорбоване густине енергије потребне за топљење двометалног система објашњава се на следећи начин. Повећањем температуре узорка након третмана компресионим плазма током, танак слој између титанијумске пресвлаке и волфрама као субстрата може се сматрати еквивалентним W-Ti слојем. Дијаграм бинарног стања W-Ti система (слика 40) [73] показује пад тачке топљења таквог састава на температуру  $2500 \text{ }^\circ\text{C}$ . Процес топљења почиње на граници између два метала и врло брзо пропада на целу пресвлаку од титана и субстрат волфрама, ослобађајући додатну латентну топлоту.



Слика 40: Дијаграм бинарног стања W-Ti система. (Преузето из [73].)

Оптерећење мете густином енергије  $35 \text{ J/cm}^2$  није довољно за топљење целе титанијумске пресвлаке на субстрату од волфрама и ефективно мешање у растопљеном стању. Догађа се пенетрација атома титана у решетку волфрама, као и атома волфрама у решетку титана. Ово је главни разлог за формирање две различите зоне. Енергијски највише фаворизована атомска уређења анализирана су у раду [72], а приказана на слици 41, при чему су плавом бојом означени атоми волфрама, а сивом атоми титана.



Слика 41: Енергијски највише фаворизована уређења кристалне структуре WTi слоја. (Преузето из [72].)

Задатак дела тезе који се бави изучавањем интеракције плазме формиране у нашем

уређају МПК типа и двослојног система Ti/W јесте да се испита како се у нашим условима понаша овај систем (густина енергије око  $20 \text{ J/cm}^2$ ). Такође, циљ је да се утврде наредни кораци и правци у циљу примене нашег уређаја у истраживањима везаним за област физике која се бави материјалима од интереса за изградњу првог зида и дивертора фузионих реактора. У току експерименталног рада у оквиру тезе, мете од волфрама и мете од волфрама са нанетим слојем титана (800 nm) излагане су плазми формираној у МПК. Жеља је и да се помоћу МПК на површини мете реализује слој који представља мешавину волфрама и титана. Следећи корак који није обухваћен радом у тези јесте да се јонским снопом гађа мета и анализира да ли је, и ако јесте на који начин, третман плазмом изменио мету у погледу реакције на третман јонским снопом.

Понашање сваког новопредложеног материјала приликом третмана плазмом потребно је детаљно испитати. Уређаји типа МПК и КСПУ управо представљају лабораторијске симулаторе непожељних догађаја краткотрајног изливања плазме у фузионим реакторима. Тренутно се експерименти са уређајима типа МПК и КСПУ раде у неколико различитих лабораторија, а разликују се међусобно по конструкцији (пречнику анодног и катодног система, дужини електрода), почетној енергији кондензаторске батерије и др. [1, 15, 22, 71, 74]. Сваки уређај производи плазму различитих параметара и енергија млаза. МПК који се налази у лабораторији на Физичком факултету од интереса је и у овом региону истраживања везаних за волфрам и слојеве на волфраму.

### 6.1.2 Различити типови челика

Челик, као материјал са врло широком употребом у индустрији, такође један од кандидата за поједине делове унутрашњости фузионих реактора. Претходних година, челични узорци су третирали млазевима плазме у уређајима МПК типа [15, 75, 76]. Понашање различитих типова челика, као и челика са различитим врстама танких слојева на површини, испитивано је у случају оптерећења различитим енергетском флуксевима [74, 77]. У оквиру овог рада, у сарадњи са колегама са Машинског факултета и Института Винча, анализирана су три типа челика који се примењују у производњи кугличних лежачева, а који генерално имају широку индустријску примену и на чијем се испитивању и унапређењу карактеристика и даље ради: 100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4 [77, 78, 79]. Челик 100Cr6 има високу затезну чврстоћу и тврдоћу. Челик 16MnCr5 има побољшану обрадивост и механичка својства и добру заварљивост. Челик 42CrMo4 је челик за каљење, са добром комбинацијом чврстоће и жилавости у условима каљења. Циљ овог дела истраживања је да се испита утицај третмана плазмом формираном у МПК на карактеристике третираних узорака и могућност побољшања жељених карактеристика челичних узорака, које су од значаја за индустријску примену, попут повећања тврдоће. Ови типови челика до сада још нису третирали у уређајима типа МПК. Такође, праћене су и промене које настају у случају када се плазмом третирају наведени типови челика на које је, пре третмана, депонован танак слој (800 nm) титан – нитрида.

### 6.1.3 Танки слојеви на силицијуму, челику и волфраму

Танки слојеви неког материјала се по својим карактеристикама могу значајно разликовати од истог материјала у запремински већем облику, а узрок томе су физички процеси који постоје у току процеса формирања структуре танког слоја.

Процес формирања, нуклеације и раст танких слојева почиње фазом нуклеације и стварања острвске структуре, затим следи спајање острва у веће накупине, образовање

каналске структуре и формирање континуалног слоја. На почетку формирања танког слоја адатоми (атоми метала који се испарава) долазе до површине субстрата и могу бити адсорбовани на њој, напустити је услед сударних процеса, или испарити са подлоге након апсорпције. Током времена повећава се број апсорбованих атома који се, у току дифузије по површини, међусобно сударају и долази до груписања у нуклеусе који могу наставити раст или се распасти приликом судара. Постоји критична вредност нуклеуса за коју вероватноћа раста постаје већа од вероватноће распада и она зависи од врсте материјала који се депонује, подлоге и њене температуре, брзине којом се депоновање врши итд. Места погодна за настајање нуклеуса су потенцијалне јаме на дефектима у подлози. Дебљина танког слоја, након формирања стабилне острвске структуре, износи од 1 nm до 5 nm. Развој следећих фаза тока формирања танког слоја зависи од интеракције између депонованих атома, као и интеракције депонованих атома и подлоге. Пратећи временски развој процеса формирања танких слојева закључује се да се на подлози прво формирају кристалити који садрже велики број дефеката, а временом, након пораста дебљине слоја, долази до формирања кристалне структуре која садржи мање дефеката и која је правилнија. Танки слојеви садрже микронапрезања реда величине до  $10^9$  Pa [80].

Број дефеката по јединици запремине и кристална структура утичу на електричне особине. На механичке особине утичу микронапрезања која су последица процеса раста слоја. Димензије и оријентације кристалита утичу на микро-тврдоћу и адхезију. Адхезија представља привлачење површина два тела различитих материјала услед деловања електромагнетних сила међу молекулима. У циљу практичне примене танких слојева неопходно је постојање добре адхезије између подлоге и депозита. Добра адхезија подразумева чисту подлогу и малу храпавост подлоге.

Уколико се материјал деформише пластично, без настајања пукотина на површини, каже се да је жилав. Смањењем величине кристалних зрна повећава се жилавост, јер оваква структура кретање и повећање микропукотина чини отежаним. Вишеслојни системи имају велику жилавост јер је ширење пукотина спречено границама између слојева.

На процес формирања танког слоја на подлози утиче стање подлоге на коју се депонује танки слој (температура подлоге и њена структура), притисак радног гаса, брзина којом се депоновање врши и дебљина депонованог слоја. Дебљина слоја утиче на величину кристалних зрна која се смањују смањењем дебљине слоја. Уколико су кристална зрна мања, долази до ограничења покретљивости дислокација у материјалу и унапређивања тврдоће и жилавости. Депоновање танких слојева у овом раду вршило се методом реактивног распршивања јонским снопом (Balzers DC reactive ion sputtering system). Први корак поменутог методе је формирање јонског снопа аргона. Аргон се у гасовитом облику налази у комори у којој је постављена жица од тантала у облику влакна кроз које протиче једносмерна струја вредности до 90 А. Влакно се загрева и емитује електроне у комору која је на позитивном потенцијалу и долази до формирања позитивних јона аргона. Јони аргона улазе у део за распршивање где се формира плазмени ток који се колимише ка носачу мете. При довољној енергији јона долази до распршивања материјала мете и формирања танког слоја на постављеној подлози. Дозвољене промене катодног напона су од 0.1 kV до 2 kV, а струја на мети иде до 1 А. Подлогу је могуће ротирати око сопствене осе и око осе коморе чиме је обезбеђено униформно депоновање танких слојева. У оквиру изложеног рада, описаном методом, депоновани су слојеви титан - нитрида на различите врсте челика, као и алтернирајући слојеви титан - никла и титан - алуминијума на подлогу од силицијума.

Титан нитрид (TiN) је од значаја за науку и технологију због своје термичке стабилности, високе проводности, велике тврдоће, отпорности на корозију, као и биокompatibil-

ности. Тачка топљења TiN је 2930 °C. TiN се често користи као пресвлака на челичним алатима за сечење која повећава отпорност на хабање. Приликом формирања титан нитрида, веза између титана и азота је делимично јонска и ковалентна, али углавном метална. Постоје три стабилне чврсте фазе:  $\delta$  TiN, са површински центрираном кубном решетком типа NaCl ( $0.6 < N/Ti < 1.2$ ),  $\alpha$  TiN са хексагоналном решетком ( $N/Ti < 0.2$ ) и  $\epsilon$  Ti<sub>2</sub>N са тетрагоналном решетком која се јавља када је однос заступљености  $N/Ti = 33$  % [81].  $\delta$  TiN има златну боју и најчешће је коришћена фаза приликом техничких примена. Боја зависи од хемијског састава и може бити сива (природна боја титана), жута (Ti<sub>2</sub>N), златна ( $\delta$  TiN), као и браон, бронзана или чак и црвена услед присуства H<sub>2</sub>O и O<sub>2</sub>. У оквиру изложене тезе, један од задатака био је да се испита како се алатни челик пресвучен слојем TiN понаша при великим термалним оптерећењима проузрокованим интеракцијом узорка и плазме формиране у МПК. Приликом депоновања титан нитрида, мета од титана (99.99 % чистоће), спатерује се јонима аргона енергије 1.3 keV у азотној средини. Основни притисак у комори пре депозиције је  $5 \times 10^{-4}$  Pa, парцијални притисак аргона подешен је на  $1.3 \times 10^{-1}$  Pa, док је парцијални притисак азота током депозиције одржаван на константној вредности  $4.3 \times 10^{-2}$  Pa. Пре депозиције, челични узорци су ручно и машински полирани воденим шмирглама (500, 1000, 1500, 2000, 3000), дијамантском пастом (6  $\mu$ m, 3  $\mu$ m, 1  $\mu$ m). Такође, узорци су додатно очишћени алкохолом, HF раствором, дејонизованом водом и распршивањем (bias sputtering). Током депозиције, температура субстрата је одржавана на собној температури. Дебљина танког слоја зависи од времена депоновања. Укупне дебљине слојева у оквиру изложеног рада износе 800 nm, а у питању је  $\delta$  TiN.

Титанови слојеви имају врло широку примену и у микроелектроници, аероиндустрији и биомедицинској индустрији, а њихов одабир у наведене сврхе је заснован на отпорности на корозију, чврстоћи и биокомпатибилности. Алуминијум-титан и никл-титан слојеви имају врло добре физичко - хемијске карактеристике које их чине корисним за пресвлачење материјала у случају потребе за заштитом од високих температура и корозије. Примера ради, додавање титана у алуминијумски слој доводи до формирања равномерне зрнасте структуре на финој скали, побољшава механичка својства, смањује крхкост и елиминира порозност.

TiN слојеви су стабилни на високим температурама. У једном од првих радова (1950. год) везаних за испитивање стабилности танких TiN слоја на високим температурама, дошло се до закључка да се у вакууму, при температурама од 1000 °C и вишим догађа декомпозиција титан- нитрида [82]. Од истраживања која су од интереса за експерименталне услове у изложеној тези, истиче се рад из 2017. године у коме је показана стабилност TiN слоја дебљине 225 nm на температурама до 1300 °C [83]. Резултати рада [84] потврђују стабилност TiN слојева дебљине 200 nm на температурама од 500 °C до 1000 °C. У раду [85] показана је стабилност TiN слојева дебљине 80 nm на температурама до 1400 °C и истакнуто да, иако постоји опсежно истраживање на тематику везану за формирање титан нитрида, нису доступна сазнања о структурним карактеристикама и термалној стабилности на екстремним температурама ( $> 1200$  °C). Третман узорка са депонованим слојем TiN плазмом у МПК, управо ће проширити знања у овој области.

## 6.2 Нестабилности

Приликом анализе плазме, под непертурбованим стањем сматра се стање у потпуној термодинамичкој равнотежи: честице имају Максвелову расподелу по брзинама, док су густина и јачина магнетног поља униформни. У таквом стању највеће ентропије, не постоји слободна енергија која би ексцитовала таласе и морају се узети у обзир таласи побуђени

споља. Размотримо сада стања која нису у перфектној термодинамичкој равнотежи, иако су у равнотежи у смислу да су све силе у равнотежи и да је временски независно решење могуће. Присутна слободна енергија може проузроковати самопобуду таласа и тада је равнотежа нестабилна. Нестабилност је увек кретање које смањује слободну енергију и води плазму ближе правој термодинамичкој равнотежи. На пример, уколико расподела по брзинама није Максвелова, постоји девијација у односу на термодинамичку равнотежу и нестабилности могу бити покренуте анизотропијом у расподели по брзинама. Чак иако нема очигледне силе која покреће нестабилност, попут електричног или гравитационог поља, плазма није у перфектној термодинамичкој равнотежи док год је конфинирана. Притисак плазме тежи да омогући експанзију плазме и енергија експанзије може да покрене нестабилност. Овај тип слободне енергије је увек присутан у свакој коначној плазми и резултујући таласи се називају универзалне нестабилности.

Приликом интеракције компресованог тока плазме и површине мете долази до појаве нестабилности услед притиска тока плазме на растоп који је реда величине неколико атмосфера. Генерално, нестабилности се могу класификовати према типу слободне енергије која их покреће [86]. За експеримент анализиран у изложеном раду од интереса је поменути Рејли - Тејлорову, Бенардову и Келвин - Хелмхолцову нестабилност.

Бенардове нестабилности везане су за постојање конвективних ћелија у слоју флуида у коме се струјањем реализује пренос топлотне енергије. Конвективне ћелије настају приликом достизања критичне температуре, која зависи од топлотне проводности, вискозности и димензија слоја, на страни слоја која је загрејана. Кретање постаје уређено на макроскопском нивоу, при чему се подиже флуид који је топлији и мање густине, а спушта се хладнији флуид чија је густина већа. Површина флуида се хлади. У овом случају долази до мешања слојева загрејаних на различите температуре, што води до самоорганизовања које се манифестује кроз структурне формације.

Уколико једино сила потиска узрокује кретање конвективних ћелија, ради се о Рејли - Бенардовој нестабилности површинског слоја, при чему се почетак кретања везује за загрејани доњи слој. У случају у коме конвективне ћелије настају при постојању слободне површине течности, услед промене површинског напона због присуства температурне разлике, ради се о Марангони - Бенардовој нестабилности. Флуид се креће из топлијих региона са мањим површинским напоном, ка хладнијем региону са већим површинским напоном, што проузрокује појаву неравнина на површини. У циљу смањења површинског напона и реализације стања са најмањом енергијом, долази до појаве струјања флуида од хладнијих ка топлијим регионима.

Келвин - Хелмхолцова нестабилност настаје на месту сусрета два флуида или гаса различитих густина који клизе један по другом. Постоји критична вредност брзине изнад које нестабилности не могу бити стабилизване површинским напоном. Келвин - Хелмхолцова нестабилност јавља се због постојања два тока који се крећу у истом правцу, различитим брзинама: слој растопљен на почетку интеракције и слојеви који се накнадно формирају док траје интеракција.

Под притиском компресованог тока плазме, лагани површински слојеви растопљеног материјала, директно изложени контакту са плазмом, усмерени су да се крећу и пробијају кроз густ, већ растопљени слој који се формирао на почетку интеракције и кренуо да клизи по површини узорка, при чему се јавља Рејли - Тејлорова нестабилност. Генерално, овај тип нестабилности се јавља у случају постојања градијента густине или оштре границе, тј. неуниформне плазме. Додатно, спољашња, неелектромагнетна сила делује на плазму и она покреће нестабилност. Рихтмајер – Мешкова нестабилност јавља се уколико се додирна површина два флуида изненада убрза, што се обично дешава услед проласка

ударног таласа [87]. Развој нестабилности започиње малим поремећајем који се линеарно повећава у току времена. Уколико флуид мање густине продире у флуид веће густине настају мехурићи, а уколико флуид веће густине продире у флуид мање густине јављају се формације попут репова. Евентуално, долази до стварања хаотичног режима и два флуида се мешају. Ова нестабилност се може сматрати као импулсивно убрзавајући лимит Рејли - Тејлорове нестабилности.

Развој хидродинамичких нестабилности током дејства плазме на мету утиче на морфологију површине, при чему се формирају карактеристичне структуре чијим праћењем се могу индиректно анализирати и саме нестабилности. Појава нестабилности има директан утицај на промене вредности храпавости површине.

### 6.3 Капиларни таласи

Излагањем материјала великим термалним оптерећењима као што је то случај у уређајима типа МПК, долази до ерозије материјала са површине третиране мете. Главни механизам ерозије може бити аблација, испаравање и кључање материјала [88], а ток растопа може бити праћен хидродинамичким нестабилностима и избацавањем капљица материјала [88, 89, 90].

На површини мете настаје ударно компресиони слој плазме који се састоји од мешавине радног гаса и материјала мете, дебљине од 0.5 cm до 2 cm, у зависности од експерименталних услова и материјала мете. Позиција и граница ударно компресионог слоја плазме одређена је динамичким балансом између притиска компресионог тока и гасно-кинетичке експанзије површинске плазме. Високи параметри плазме у ударно – компресионом слоју обезбеђују брзо загревање површине третираног материјала изнад температуре топљења већине материјала. Главни параметар који обезбеђује структуру, хемијски и фазни састав површинског слоја, дебљину модификованог слоја и количину еродираниог материјала са површи је густина енергије апсорбоване у површинском слоју материјала.

#### 6.3.1 Таласи проузороквани деловањем гравитационе силе

У циљу разумевања појаве таласа који су последица деловања гравитационе силе на површини флуида, посматрајмо стационарно тело од воде, униформне дубине  $d$ , позиционирано на површини Земље. Површина тела се може сматрати равном, јер је тело занемарљиво мало у односу на Земљу. Координата  $z$  мери вертикалну висину, а  $z=0$  одговара позицији површине течности. Претпоставимо да талас мале амплитуде пропагира хоризонтално кроз воду и нека је  $v(r,t)$  поље брзине [91]. Вода је некомп्रेसибилна, једначине кретања су:

$$\nabla \vec{v} = 0 \quad (130)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\nabla p - \rho g \vec{e}_z + \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (131)$$

где је  $\rho$  масена густина,  $\mu$  вискозност,  $g$  гравитационо убрзање.

$$p(\vec{r}, t) = p_0 - \rho g z + p_1(\vec{r}, t) \quad (132)$$

при чему је  $p_0$  атмосферски притисак, док је  $p_1$  пертурбација притиска услед таласа.

Заменом израза за притисак у претходну једначину, уз занемаривање другог реда малих величина, добија се израз

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \approx -\nabla p_1 + \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (133)$$

Вискозност се такође може занемарити и то је могуће док год таласна дужина није премала, тј, у случају гравитационих таласа у води, вискозност је занемарљива док год важи:  $\lambda \gg 5 \times 10^{-5} m$  Следи да је

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \approx -\nabla p_1 \quad (134)$$

Узимајући ротор ове једначине, добија се

$$\rho \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} \approx -0 \quad (135)$$

где је  $\omega = \nabla \times \vec{v}$ . Претпоставља се да је поље брзине неротационо. Претходна једначина је аутоматски задовољена уколико је

$$\vec{v} = -\nabla \phi \quad (136)$$

при чему је  $\phi(\vec{r}, t)$  потенцијал брзине. На основу једначина (130) и (136) следи да поље брзине задовољава Лапласову једначину.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (137)$$

И коначно:

$$p_1 = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (138)$$

Потребно је извести граничне услове на горњој и доњој граници воденог тела. Претпостављено је да је вода ограничена са доње стране чврстом површином лоцираном на позицији  $z=-d$ . Вода мора остати у контакту са овом површином, на доњој граници важи следеће:  $v_z|_{z=-d} = 0$ , тј. нормална брзина је нула на доњој граници.

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=-d} = 0 \quad (139)$$

Горња граница је слободна површина. Нека  $\zeta$  представља вертикални померај површине услед таласа.

$$\left. \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right|_{z=0} = v_z|_{z=0} = \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (140)$$

Одговарајући гранични услов на горњој граници је тај да притисак воде мора бити једнак атмосферском притиску, јер не може постојати дисконтинуитет кроз слободну површину (у одсуству површинског напона).

$$p_0 = p_0 - \rho g \zeta + p_1|_{z=0} \quad (141)$$

тј.

$$\rho g \zeta = p_1|_{z=0} \quad (142)$$

што даље даје, користећи (140):

$$\rho g \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\rho g \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial p_1}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (143)$$

Комбинацијом претходног израза и једначине (138), добија се гранични услов

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = -g^{-1} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right|_{z=0} \quad (144)$$

Таласно решење једначине (139) може се написати у облику:

$$\phi(\vec{r}, t) = F(z)\cos(\omega t - kx) \quad (145)$$

Генерално решење једначине (139) има облик:

$$\phi(x, z, t) = Ae^{kz}\cos(\omega t - kx) + Be^{-kz}\cos(\omega t - kx) \quad (146)$$

где су  $A$  и  $B$  произвољне константе које се добијају помоћу граничних услова. Гранични услов (139) је задовољен када је  $B = Ae^{-2kd}$ , што даје:

$$\phi(x, z, t) = A[e^{kz} + e^{-k(z+2d)}]\cos(\omega t - kx) \quad (147)$$

Гранични услов (144) тада даје:

$$Ak(1 - e^{-2kd})\cos(\omega t - kx) = A\frac{\omega^2}{g}(1 + e^{-2kd})\cos(\omega t - kx) \quad (148)$$

Крајњи облик дисперзионе релације је:

$$\omega^2 = gk\tanh(kd) \quad (149)$$

Укључимо у анализу и површински напон означен величином  $\gamma$ . Нека анализирана површина лежи на позицији  $z = \zeta(x, t)$ , при чему је  $|\zeta|$  мало [91]. Непертурбована површина одговара равни  $z = 0$ . Нормала на површину је

$$\vec{n} = \frac{\nabla(z - \zeta)}{|\nabla(z - \zeta)|} \quad (150)$$

Следи да је

$$n_x \approx -\frac{\partial\zeta}{\partial x}, n_z \approx 1 \quad (151)$$

На основу Јанг-Лапласове једначине имамо  $\Delta p = \gamma\nabla\vec{n}$ , при чему је  $\Delta p$  скок у притиску који постоји приликом проласка границе супротних страна посматране површине у правцу вектора  $\vec{n}$ . Из једначине (151), следи

$$\nabla\vec{n} \approx -\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} \quad (152)$$

Користећи Јанг-Лапласову једначину, добија се:

$$[p]_{z=0-}^{z=0+} = \gamma\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} \quad (153)$$

Гранични део од интереса је онај између воденог тела, густине  $\rho$  и дубине  $d$ , и атмосфере. Непертурбована вода лежи између  $z = -d$  и  $z = 0$  и нека непертурбована атмосфера окупира регион  $z > 0$ . У ограничењу у коме је густина атмосфере занемарљива, атмосферски притисак има фиксну вредност  $p_0$ , док је притисак мало испод површине воде је  $p_0 - \rho g\zeta + p_1$ , при чему је  $p_1$  пертурбација притиска захваљујући таласу.

$$\rho g\zeta - p_1|_{z=0} = \gamma\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} \quad (154)$$

при чему је  $\gamma$  површински напон на граници ваздух/вода. Важи да је:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_{z=0} \quad (155)$$

где је  $\phi$  пертурбован потенцијал брзине воде. Користећи  $p_1 = \rho\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)$ , добија се

$$g\frac{\partial \phi}{\partial z}\Big|_{z=0} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}\Big|_{z=0} = -\frac{\gamma}{\rho}\frac{\partial^3 \phi}{\partial z \partial^2 x}\Big|_{z=0} \quad (156)$$

Ова једначина је генерализација релације (144) у случају незанемарљиве вредности површинског напона. Примењујући овај гранични услов на генерално решење, које већ задовољава гранични услов на дну, добија се дисперзиона релација

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\gamma k^3}{\rho}\right) \tanh kd \quad (157)$$

У случају када је  $kd \gg 1$ , дисперзиона релација постаје

$$\omega^2 = gk + \frac{\gamma k^3}{\rho} \quad (158)$$

Повољно је увести капиларну дужину  $l = \left(\frac{\gamma}{\rho g}\right)^{1/2}$

### 6.3.2 Периодичне површинске структуре индуковане плазмом

Познато је да уколико се површина флуида изведе из равнотеже долази до формирања таласа на његовој површини услед деловања гравитационе силе и површинског напона. Уколико је правац гравитационе силе такав да она не доприноси креирању таласа, формиран таласи су капиларни таласи. Приликом интеракције компресионог тока плазме и мете, на површини мете ствара се растопљени слој. Растоп се изводи из равнотеже јер током његовог формирања и даље постоји интеракција плазме и мете. У експерименталној поставци у оквиру које су рађени експерименти, гравитациона сила не утиче на формирање таласа.

Праћењем промена на површини третираних узорака, уочено је да, након третмана плазмом, у централном делу настају најдубље промене, а да се растопљени материјал разлива по површини мете и креће се ка периферним деловима узорака који нису директно оштећени ударом плазме. На тај начин долази до значајних морфолошких промена површине мете. У циљу потврде претпостављеног тока догађаја, у раду [92] наше колеге из Русије и Белорусије су се бавиле нумеричким моделовањем утицаја ударно компресионог тока плазме на динамику растопа [92], користећи ВЕТАIN1D софтверски пакет [93]. У тој анализи као материјал мете одабран је челик. Формирани растоп (дебљине  $h$ ) сматран је некомп्रेसибилним флуидом. Деловање компресионог тока плазме на растоп замењено је одговарајућим пољем притиска. У циљу описивања нелинеарне динамике границе између две средине (плазма – растоп) у апроксимацији тока некомпресибилног флуида, коришћена је апроксимација описана у радовима [94, 95]. Нека је граница плазма – растоп описана једначином  $z=Z(x,t)$ , где је  $Z(x,t)=0$ . Оса  $z$  је позиционирана унутар мете, граница између растопа и чврсте фазе је  $-z=H=-h$ . Систем једначина које описују ток некомпресибилног флуида има следећу форму:

$$\nabla^2 \phi(x, z, t) = 0 \quad (159)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{v^2(x, Z, t)}{2} + G(x, Z, t) + \frac{P(x, Z, t)}{\rho} = 0 \quad (160)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + v_x(x, Z, t) \frac{\partial Z}{\partial x} = v_z(x, Z, t) \quad (161)$$

При чему је  $\phi$  потенцијал брзине,  $G(x, Z, t) = -g(t)Z(x, t)$  је потенцијал спољашњег поља, а  $g(t)$  је убрзање слободне површине које је резултат грејања плазмом.  $P(x, Z, t) = P_0(x, t) + \sigma K(x, t)$ ,  $P_0(x, t)$  је притисак компресионог тока плазме на растоп,  $\sigma K$  је Лапласов притисак,  $K(x, t)$  је закривљеност површине,  $\sigma$  је површински напон.

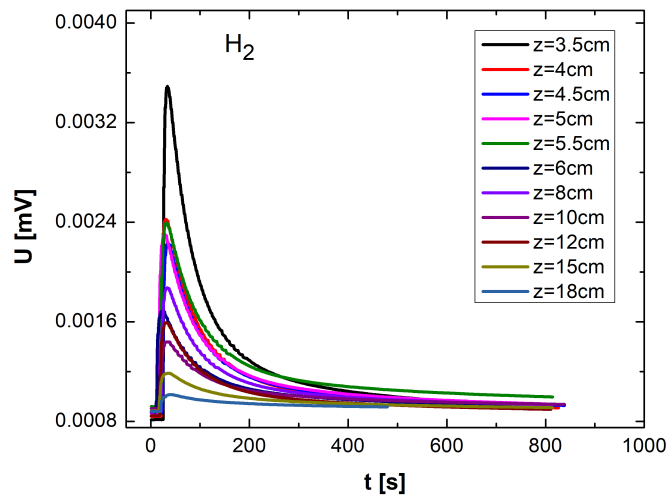
Анализа резултата, детаљно изложена у раду [92], показује да се током деловања компресионог тока плазме на материјал развијају капиларни таласи на површини материјала. Након завршетка третмана плазмом, амплитуда поремећаја расте услед развоја Рихтмајер – Мешков нестабилности до кристализације.

## 7 Резултати

### 7.1 Одређивање расподеле енергије тока плазме дуж осе пражњења

Први задатак у оквиру теме је добијање расподеле енергије дуж тока плазме, тј. енергију коју поседује ток плазме у функцији удаљености од катоде МПК. Енергетска калибрација служи да би се одабрао радни гас и пронашла оптимална позиција за постављање мета сачињених од материјала који су од интереса за третман у МПК.

Калибрација по енергијама извршена је калориметријском методом. Месингана мета, радијуса  $r = 1.2$  cm, дебљине 1 mm, масе  $m = 1$  g и топлотног капацитета  $c = 0.38$  J/gK фиксирана је унутар изолованог носача и у директном је контакту са термопаром К-типа. За потребе експеримента у LabVIEW окружењу написан је програм за праћења напона на дигиталном унимеру који као резултат даје податке о промени генерисаног напона у току времена, као и јасно издвојене вредности почетног и максималног напона. Напонске карактеристике (напон у функцији од времена) добијене су за 12 различитих позиција дуж осе пражњења ( $z$  - осе): 3.5 cm, 4 cm, 4.5 cm, 5 cm, 5.5 cm, 6 cm, 8 cm, 10 cm, 12 cm, 15 cm, 18 cm, при чему позиција  $z = 0$  cm одговара позицији краја катоде и фиксна је. Примери напонских карактеристика у случају различитих позиција мете дуж  $z$  осе и различитих радних гасова приказани су на сликама 42, 43 и 44.

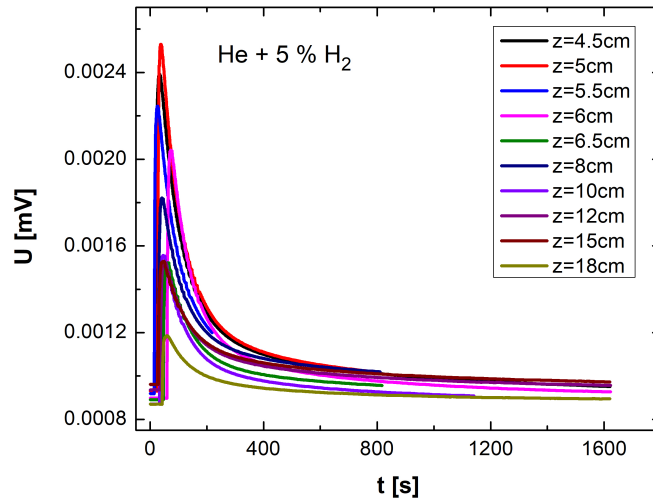


Слика 42: Промена мереног напона у колу са термопаром током времена, при раду са водоником, као радним гасом.

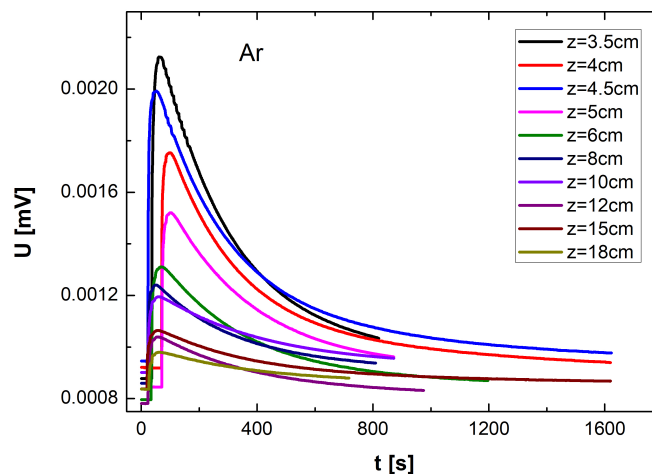
Енергетска калибрација извршена је у 3 различита радна гаса: водоника, аргона и хелијума са додатком пет процената водоника. Користећи минималну и максималну вредност напона за сваку анализирану позицију месингане мете, израчуната је промена температуре мете помоћу формуле за К тип термопара дате једначином (162).

$$t = c_0 + c_1 E + c_2 E^2 + \dots c_i E^i \quad (162)$$

при чему је са  $E$  означена вредност напона. Коефицијенти из једначине (162), дати су у табели на слици 45.



Слика 43: Промена мереног напона у колу са термопаром током времена, при раду са мешавином хелијума и водоника, као радним гасом.



Слика 44: Промена мереног напона у колу са термопаром током времена, при раду са аргоном, као радним гасом.

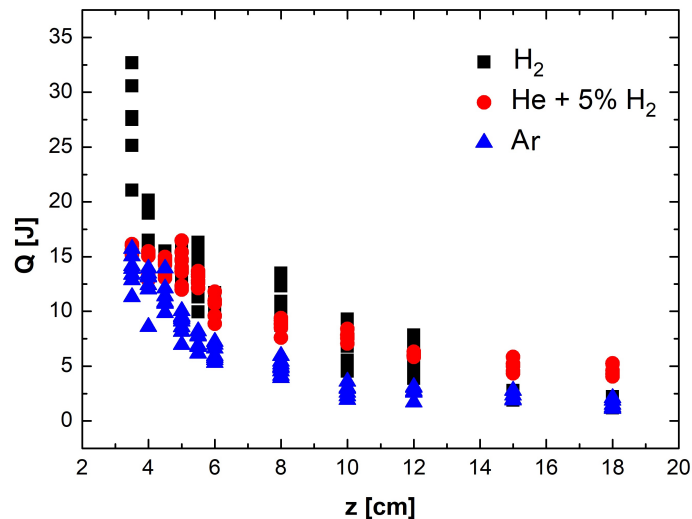
Промена температуре је искоришћена за одређивање расподеле енергије депоноване на мету, дуж тока плазме, за сва три радна гаса појединачно. На слици 46 су приказани резултати обраде података.

Резултат овог дела истраживања је расподела енергије и енергетског флукса тока плазме у случају три радна гаса: водоник, мешавина водоника и хелијума и аргон. На слици 47 су приказани енергијски флуксиви за све анализиране позиције у случају три различита радна гаса.

Празни црни кружићи представљају вредности флукса енергије срачунате користећи мерене податке, док пуни црвени кружићи представљају средње вредности. У циљу међусобног поређења, резултати средњих вредности енергетског флукса у случају сва три

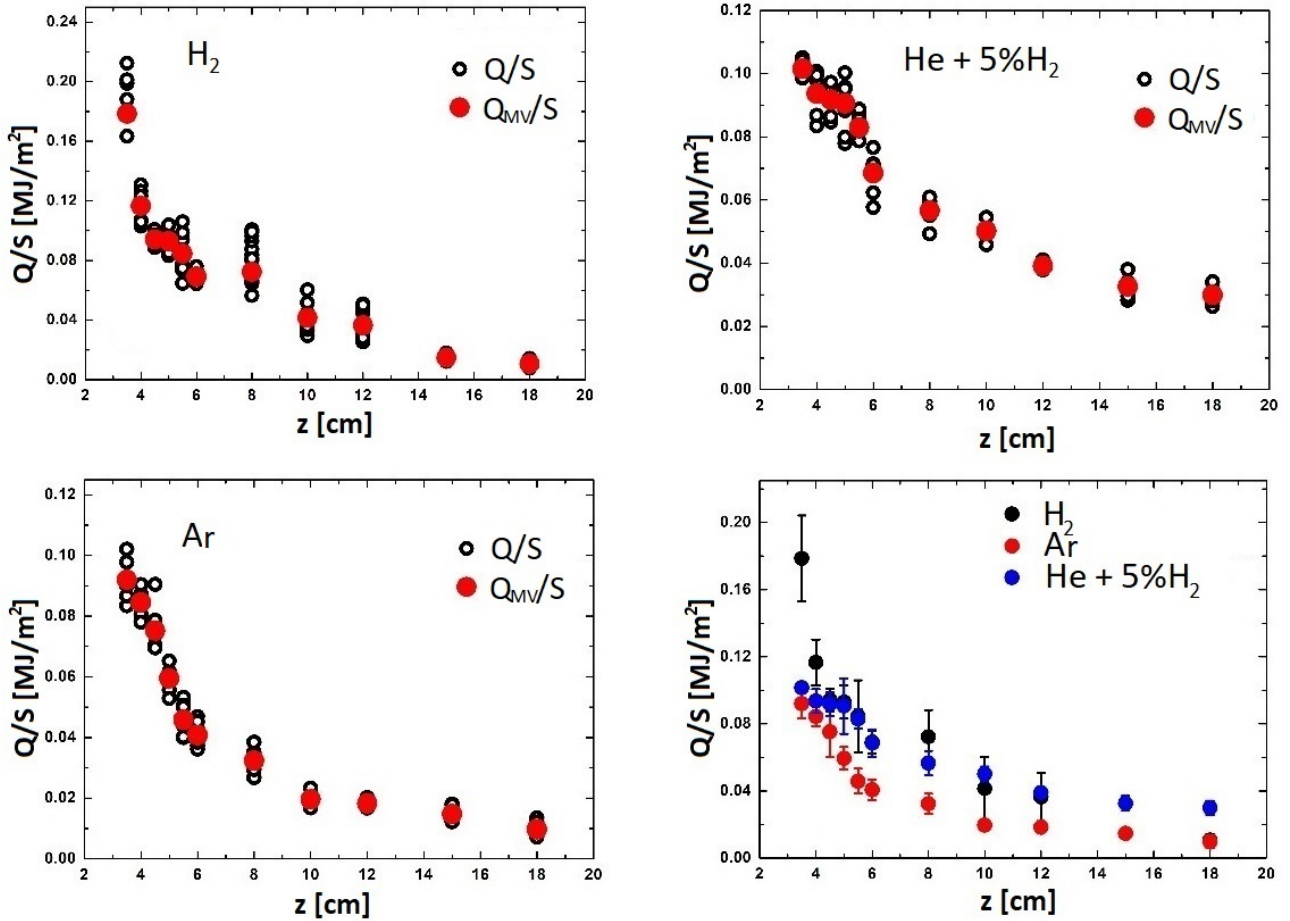
Temperature Range:	0 to 500°C
Voltage Range:	0 to 20,644 $\mu\text{V}$
$c_0 =$	0.000 000 ....
$c_1 =$	$2.508\ 355 \times 10^{-2}$
$c_2 =$	$7.860\ 106 \times 10^{-8}$
$c_3 =$	$-2.503\ 131 \times 10^{-10}$
$c_4 =$	$8.315\ 270 \times 10^{-14}$
$c_5 =$	$-1.228\ 034 \times 10^{-17}$
$c_6 =$	$9.804\ 036 \times 10^{-22}$
$c_7 =$	$-4.413\ 030 \times 10^{-26}$
$c_8 =$	$1.057\ 734 \times 10^{-30}$
$c_9 =$	$-1.052\ 755 \times 10^{-35}$
Error Range:	0.04°C to -0.05°C

Слика 45: Коефицијенти за рачунање температуре на основу измереног напона, у случају К - типа термопара.



Слика 46: Расподела енергије депоноване на мету, дуж тока плазме.

радна гаса су приказани и на заједничком графику. За грешку посредно добијених вредности флукса узета су највећа одступања од средње вредности за сваку појединачну вредност позиције "z". Вредности енергетског флукса су највеће у случају водоника за прве две позиције мете дуж z осе. Након позиције  $z = 4.5$  cm, водоник и смеша хелијума и водоника имају приближно једнаке вредности енергетског флукса, док аргон има мање вредности. Интересантно је анализирати могућност праћења ширине тока плазме у функцији z осе. Приликом посматрања промена на метама у зависности од удаљености од катоде, јасно се уочило да за позиције у случајевима за које важи  $z < 4.5$  cm, долазећа плазма обухвата целу мету, јасно су уочљиве промене површине, након третмана плазмом, и на позадини узорка, тј. постоје тамни трагови са стране мете која није у директном контакту са плазмом. На позицијама једнаким или већим од 4.5 cm, уочљива је промена површине месингане мете, при чему се јасно види блага промена боје централног и периферног дела



Слика 47: Енергија предата површини мете у случају рада са различитим радним гасовима: водоник, хелијум, аргон

третиране мете и танак ивични део који остаје непромењен. Може се закључити да се управо на позицији 4.5 cm догађа максимална компресија тока плазме.

Као најпогоднији радни гас за даља истраживања интеракције плазме формиране у МПК са различитим метама, одабран је хелијум са додатком 5 водоника. Најоптималнија позиција за постављање узорка је на удаљености  $z = 4.5$  cm у односу на катоду, јер је тада компресија највећа и задња страна мете нема промене изазване интеракцијом са плазмом. Познавање вредности енергије коју прима третирана мета неопходно је ради даље анализе промена на њеној површини.

Резултати овог дела истраживања изложени су у раду [96].

## 7.2 Интеракција плазме формиране у магнетоплазменом компресору са челичним узорцима: 100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4

Хемијски састав узорака приказан је у табели 1. Узорци су механички сечени и припремљени за експеримент у фабрици кугличних лежајева у Темерину, која је исказала интересовање за наша истраживања са жељом да испитамо могућност побољшања материјала који се користи у производњи. Димензије узорака су 1 cm x 1 cm x 0.5 cm, при чему је 1 cm<sup>2</sup> активна површина која се третира у експерименту.

Табела 1: Хемијски састав узорака.

Тип челика		C%	Si%	Mn%	P%	S%	Cr%	Ni%	Mo%	V%	Cu%
100Cr6	Мин.	0.93	0.20	0.25	-	-	1.40	-	-	-	-
	Макс.	1	0.35	0.40	0.015	0.001	1.60	0.25	0.06	-	-
16MnCr5	Мин.	0.14	0.15	1.05	-	0.015	0.85	-	-	-	-
	Макс.	0.19	0.35	1.30	1.02	0.025	1.10	0.20	0.10	0.10	0.2
42CrMo4	Мин.	0.38	0.20	0.80	-	0.005	0.90	-	0.15	-	-
	Макс.	0.43	0.30	1	0.015	0.010	1.10	0.20	0.25	-	-

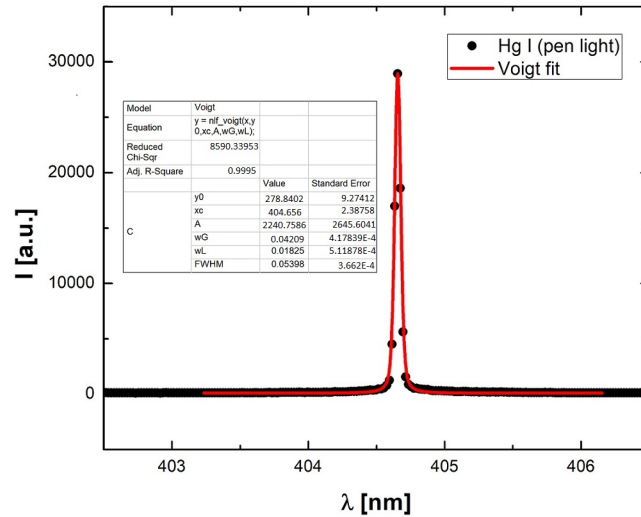
Кондензаторска батерија је напуњена до вредности радног напона од 4 kV, а укупна енергија ускладиштена у кондензатору износи 6.4 kJ. Довођењем тригер сигнала на игни-трон, кондензатор се празни преко електродног система МПК. Праћење напона и струје пражњења остварује се преко калема Роговског и разделника напона. Експеримент се изводи у режиму резидуалног гаса при притиску од 10 mbar-а. За радни гас је одабрана смеша водоника и хелијума (5 % водоника и 95 % хелијума), да би се остварио што већи пренос енергије на мету (одељак 7.1). Када плазма ток формиран у МПК пристигне до површине челичне мете, велика количина енергије се депонује на површини, топи се површински слој материјала и долази до мешања слојева. Након плазма-мета интеракције, догађа се брзо хлађење и рекристализација. При поновном излагању узорака плазми, кумулативни ефекат је легирање и вишеструко каљење површина испитиваног материјала. Промене на узорцима челика анализирани су након једног, три, пет и десет узастопних третмана плазмом. Четири типа анализа су спроведене ради карактеризације модификација на површини узорака након третмана плазмом. Најгенералнија слика морфолошких промена на површини узорака добијена је посматрањем узорака оптичким микроскопом. Извршено је мерење хрупавости и тврдоће. Дијагностика x – зрацима изведена је са циљем анализе кристалне структуре. Све анализе су вршене како на третираним, тако и на нетретираним узорцима у циљу упоређивања резултата и праћења промена. Додатно, део експерименталне поставке је и систем за спектроскопску анализу који омогућава дијагностику плазме у МПК.

### 7.2.1 Резултати спектроскопске анализе

Систем за спектроскопску анализу састоји се од сочива, оптичког кабла, једнометарског спектрометра и PIMAX 1 ICCD камере са добром временском резолуцијом и саставни је део експерименталне поставке.

У оквиру рада испитан је утицај детекционог система на профил спектралне линије. Као извор коришћен је стабилан извор са паром живе, тзв. PEN - light. Праћен је профил једне изоловане линије у зависности од ширине слита. Подразумева се да су у овом случају сви извори ширења линија, осим инструменталног ширења, занемарљиви. Очекиван

профил линије у случају примене ICCD камере је Гаусијан. Резултат зависности ширине профила у функцији од ширине улазног слита, приказан је на слици 48. За ширину слита одабрана је вредност  $d=50 \mu\text{m}$ , при чему је инструментална ширина (Гаусов допринос ширини спектралне линије на половини њене висине)  $\Delta\lambda_{inst}=0.042 \text{ nm}$ .



Слика 48: Инструментално ширење

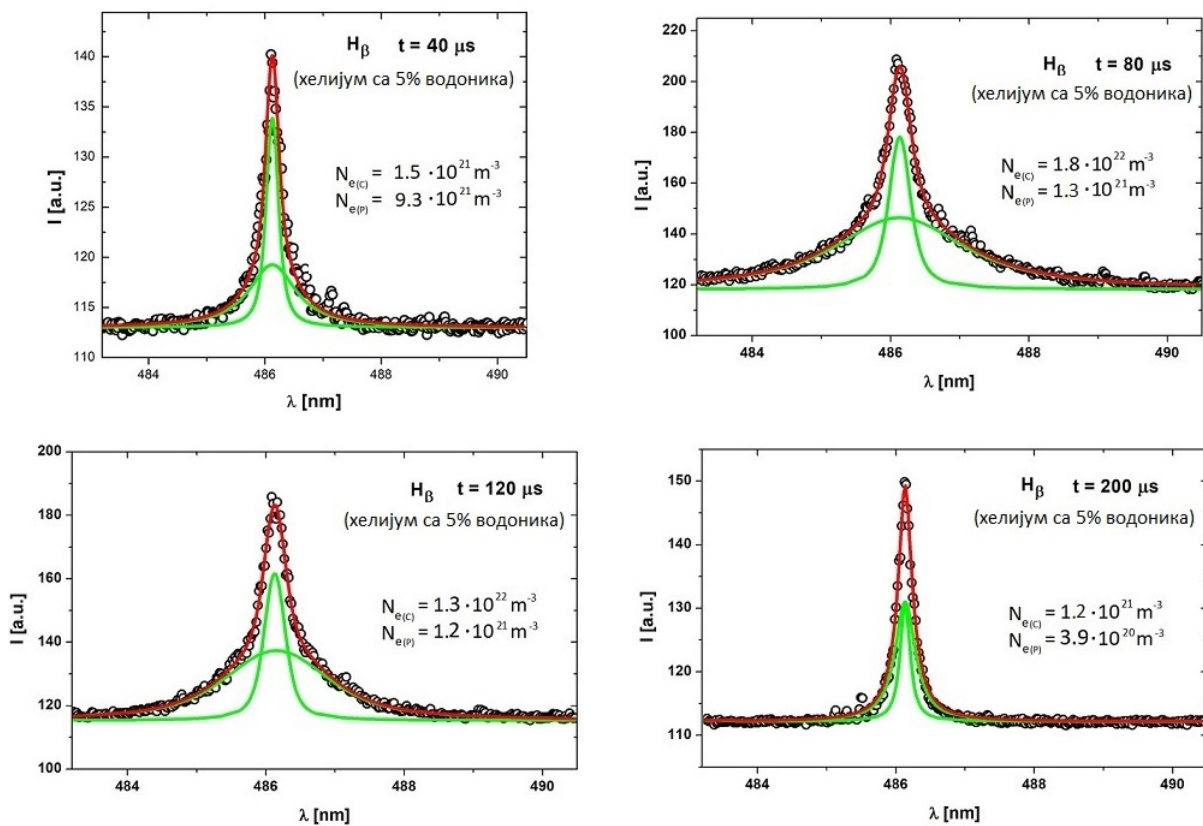
Систем је постављен тако да омогућава детаљну дијагностику плазме у региону интеракције плазме формиране у магнетоплазменом компресору и материјала мете. Плазма у интересном региону резултат је мешања долазећег тока плазме, плазме рефлектоване са површине узорка и плазме формиране након аблације површине узорка. Време експозиције ICCD камере је 10 микросекунди, камера је синхронизована са пражњењем. Спектри су снимани у корацима од по 20 микросекунди.

За радни гас изабран је хелијум са додатком 5% водоника. Подаци на снимљеним спектрима омогућавају рачунање вредности електронске концентрације и температуре, усредњене дуж оптичког пута паралелно површини узорка. Водоникова  $H_{\beta}$  линија коришћена је за одређивање електронске концентрације у различитим временским тренуцима пражњења. Укупан снимљен интензитет дуж оптичког пута резултат је доприноса из региона са различитом електронском концентрацијом.

Профил  $H_{\beta}$  линије фитован је са две Војтове функције, чије су ширине искоришћене за рачунање електронске концентрације (слика 49). Шири Војтова функција описује утицај зрачења које долази из централног региона тока плазме, док ужа Војтова функција описује утицај зрачења периферног региона тока. Спектри пражњења у региону  $H_{\beta}$  линије у случају издвојених временских тренутка дати су на слици 49. У току обраде фитованих података, приликом рачунања Штаркове ширине, у обзир је узет утицај претходно одређене инструменталне ширине, као и утицај Доплеровог ширења. Промена електронске концентрације у току времена приликом пражњења у магнетоплазменом компресору, у региону интеракције плазме са метом челика, приказана је на слици 50, за случај централног и периферног региона плазме, респективно.

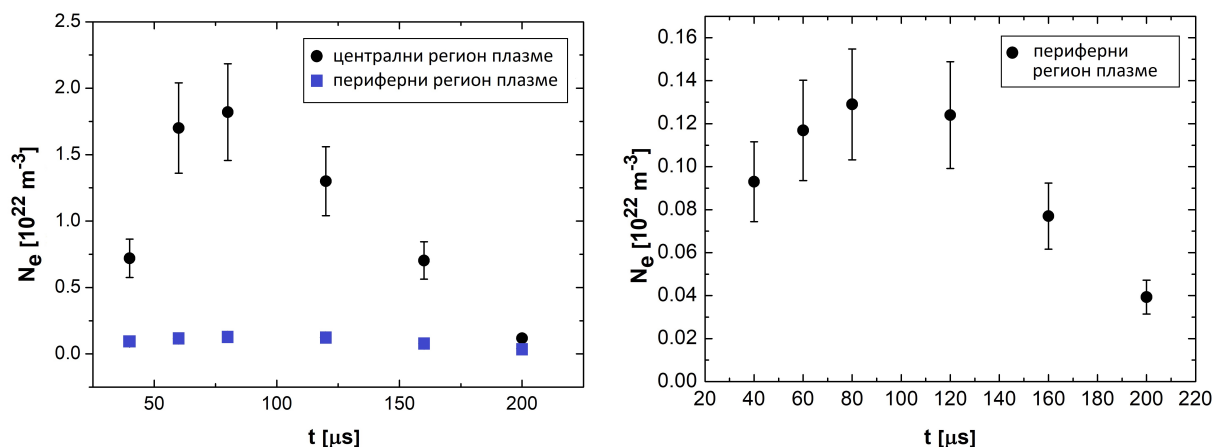
Инструментална ширина је  $\Delta\lambda_I = 0.0421 \text{ nm}$ . Доплерова ширина на температури  $T=11500 \text{ K}$  износи  $\Delta\lambda_D = 0.0365 \text{ nm}$ , на основу формуле (111). На температури  $T=133000 \text{ K}$ , Доплерово ширење износи  $\Delta\lambda_D = 0.0404 \text{ nm}$  (формула (124)). Температура на којој

је рачуната Доплерова ширина одабрана је на основу података из рада [18] где су добијене вредности електронске температура у плазми у опсегу од 11000 К до 13500 К. Ван дер Валсово ширење износи  $\Delta\lambda_{vdW} = 7.8 \times 10^{-7}$  nm. Радни гас је мешавина хелијума (95 %) и водоника (5 %). Допринос атома хелијума Ван дер Валсовом ширењу је  $\Delta\lambda_{vdW}(He) = 7.11 \times 10^{-7}$  nm, док је допринос атома водоника Ван дер Валсовом ширењу  $\Delta\lambda_{vdW}(H_2) = 6.8 \times 10^{-8}$  nm. Закључује се да је Ван дер Валсово ширење занемарљиво. Након извршене деконволуције Војтовог профила (формула (124)), претпостављено је да је Лоренцов допринос једнак укупном Штарковом ширењу. На основу формуле (125) срачуната је електронска концентрација у централном и периферном региону тока плазме, на одабраној позицији (уз мету) у различитим временским тренуцима. Грешке вредности процењених електронских концентрација, израчунате на основу стандардних грешака ширина Војтових профила добијених приликом фитовања профила у програму Origin и израза за грешку изведеног из једначине (124), износе од 11 % до 13 %. Са обзиром на то да се овде ради о процени усредњене вредности електронске концентрације дуж оптичког пута, у централном и периферном региону плазма тока, коректно је сматрати да је грешка око 20 %.



Слика 49: Фитовање воденикове  $H_{\beta}$  линије

Слика 51 приказује спектар у региону око линије 447.1 nm у временским тренутцима  $t=30 \mu\text{s}$ ,  $t=40 \mu\text{s}$ ,  $t=60 \mu\text{s}$ ,  $t=90 \mu\text{s}$ ,  $t=120 \mu\text{s}$  и  $t=200 \mu\text{s}$ . Дати спектри су снимани у оквиру изучавања процеса интеракције плазме са металама од челика, па се очекују и појаве спектралних линија које одговарају материјалу спатерованом са третираног узорка. У прозорском оквиру око одабране таласне дужине уочавају се два електронска прелаза унутар атома гвожђа од којих је један прелаз у оквиру побуђеног атома гвожђа, Fe I, а други одговара електронском прелазу једноструко јонизованог атома гвожђа, јона Fe II.



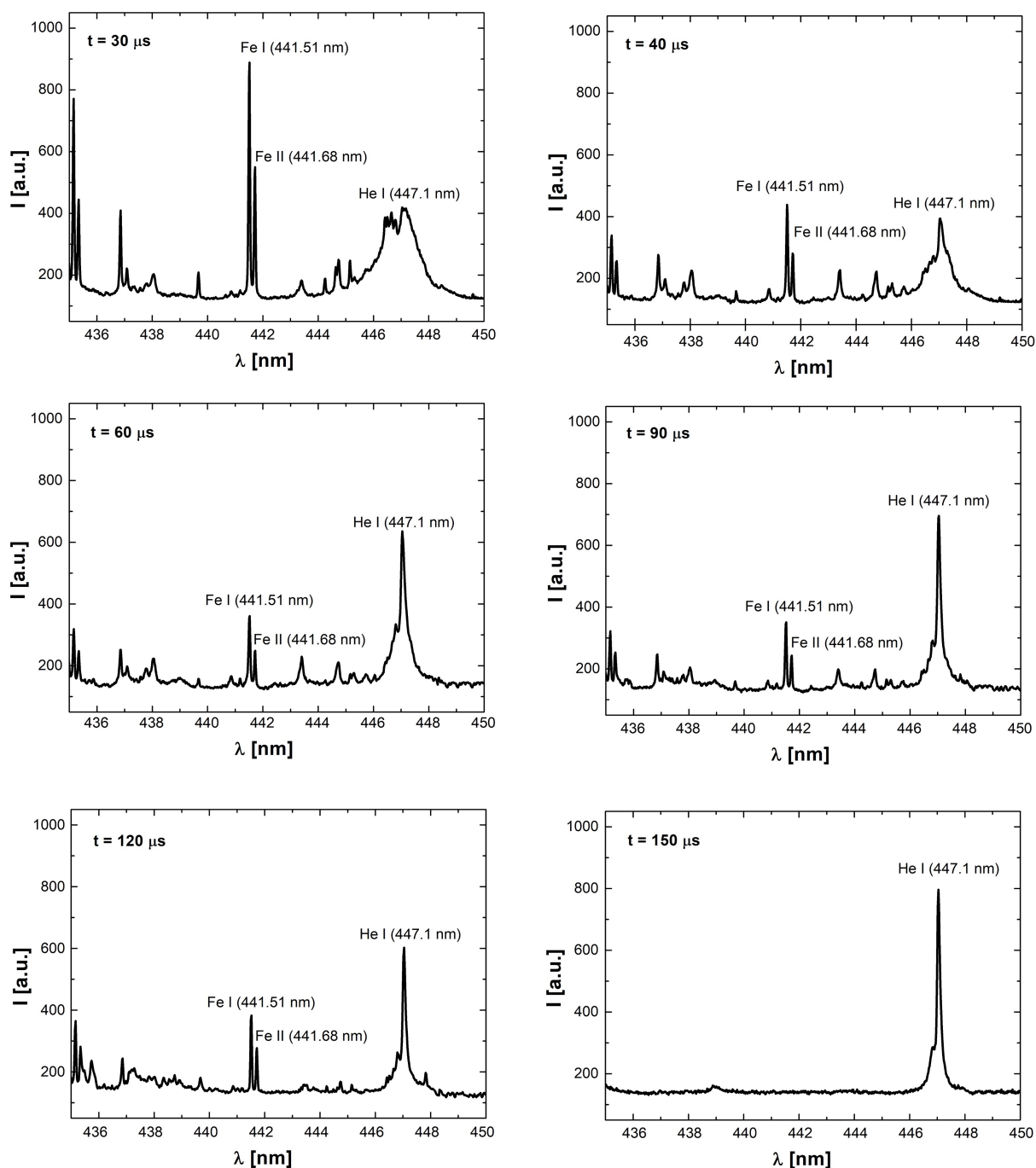
Слика 50: Електронска концентрација у централном и периферном региону плазме. Концентрација електрона је одређена на основу ширине линије  $H_{\beta}$ .

На снимљеном спектру уочава се и електронски прелаз унутар атома хелијума са присутном дозвољеном и забрањеном компонентом. Дозвољена компонента прелаза је  $4d-2p$ , док је забрањена компонента  $4f-2p$ . Појава и интензитет забрањене компоненте, као и растојање између дозвољене и забрањене компоненте зависи од локалног унутрашњег микроелектричног поља. Растојање између дозвољене и забрањене компоненте прелаза  $447.1 \text{ nm}$  унутар атома хелијума може се искористити за рачунање електронске концентрације [61], [97]. Анализом снимљених спектра процењене су вредности електронске концентрације у временским тренуцима  $t=50 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t=60 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t=70 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t=80 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t=90 \text{ } \mu\text{s}$  и  $t=100 \text{ } \mu\text{s}$  (слика 52). Концентрације су рачунате користећи формулу (130). У временском тренутку  $t=30 \text{ } \mu\text{s}$  вредност електронске концентрације процењена је на  $N_e = 2.2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , а у  $t=40 \text{ } \mu\text{s}$  је  $N_e = 1.6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , те вредности су значајно веће од осталих и то је разлог зашто се те тачке не налазе на графику представљеном на слици 52. Добијене вредности представљају електронску концентрацију усредњену дуж оптичког пута, паралелно површини узорка. Грешка ове методе процењује се на око 30 %.

Електронска температура у слоју плазме уз постављен узорак, тј. уз мету, израчуната је помоћу једначине Saha и количника релативних интензитета спектралних линија таласних дужина  $441.68 \text{ nm}$  (Fe II) и  $441.51 \text{ nm}$  (Fe I) (једначина (90)). Интензитет спектралне линије рачунат је као површина испод линије од интереса на графику који представља спектар, тј. поступком интеграције у програму Origin. (За базну линију у процесу интеграције узета је средња вредност шума у региону таласних дужина од интереса за конкретни прелаз.) Процењене вредности температуре, у региону плазме уз мету, дате су на слици 53. Вредност температуре је око  $12000 \text{ K}$ . На основу података из NIST-ове базе [98], упрошћена формула (90) за рачунање електронске температуре применом једначине Саха на две одабране спектралне линије које одговарају прелазима таласних дужина  $441.68 \text{ nm}$ , унутар јона Fe II, интензитета  $I_2$  и  $441.51 \text{ nm}$ , унутар атома Fe I, интензитета  $I_1$ , има облик:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{4.86065 \cdot 10^{19}}{n_e} T_e^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{105279.56 \text{ K}}{T_e}} \frac{\text{m}^3}{\text{K}^{3/2}} \quad (163)$$

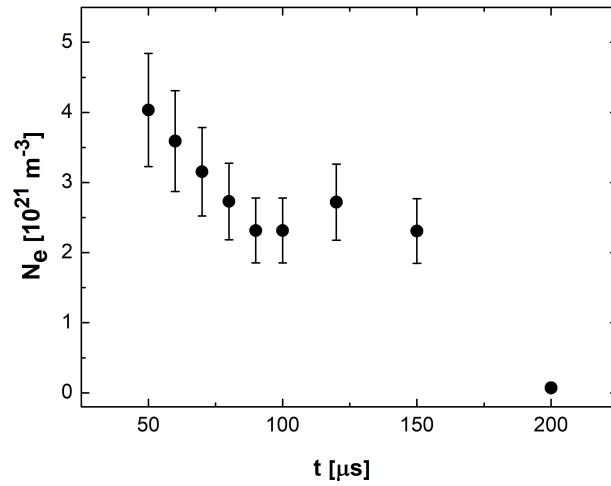
Анализом грешке измерених интензитета, који се користе за процену електронске температуре, долази се до закључка да је највећи допринос грешци репродуцибилност снимљених интензитета. Спектрална област од интереса је анализирана током неколико поновљених мерења под истим експерименталним условима. Закључено је да су максимална



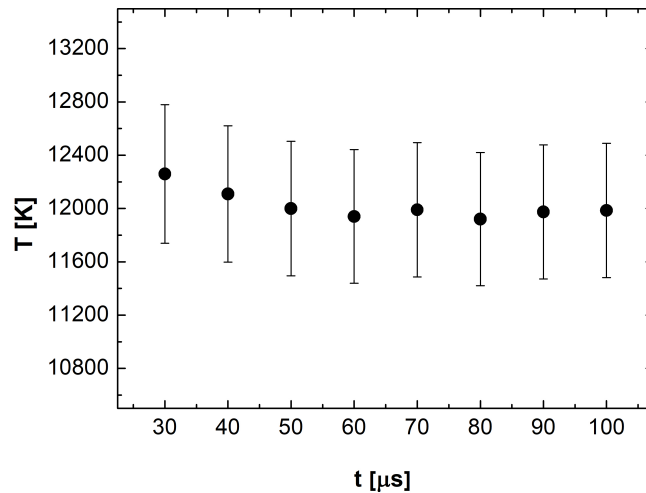
Слика 51: Спектар у региону He 447.1 nm, уз мету.

одступања између интензитета спектралних линија таласне дужине 441.68 nm (прелаз унутар јона Fe II), у оквиру спектра поновљених мерења, око 15 % (а у већини случајева до 10 %), а исто важи и за спектралне линије таласне дужине 441.51 nm (прелаз унутар атома Fe I). Процењена грешка вредности електронске температуре је приближно 500 K.

Приликом друге серије мерења, спектри су снимљени на удаљености 5 mm од узорка, тј. на растојању  $z = 4$  cm од катоде и приказани су на слици 54, у три различита временска тренутка. На основу једначине Saha и количника релативних интензитета линија гвожђа, процењене вредности температура у овом региону су око 10000 K ( $T(30 \mu\text{s}) = 10016$  K,



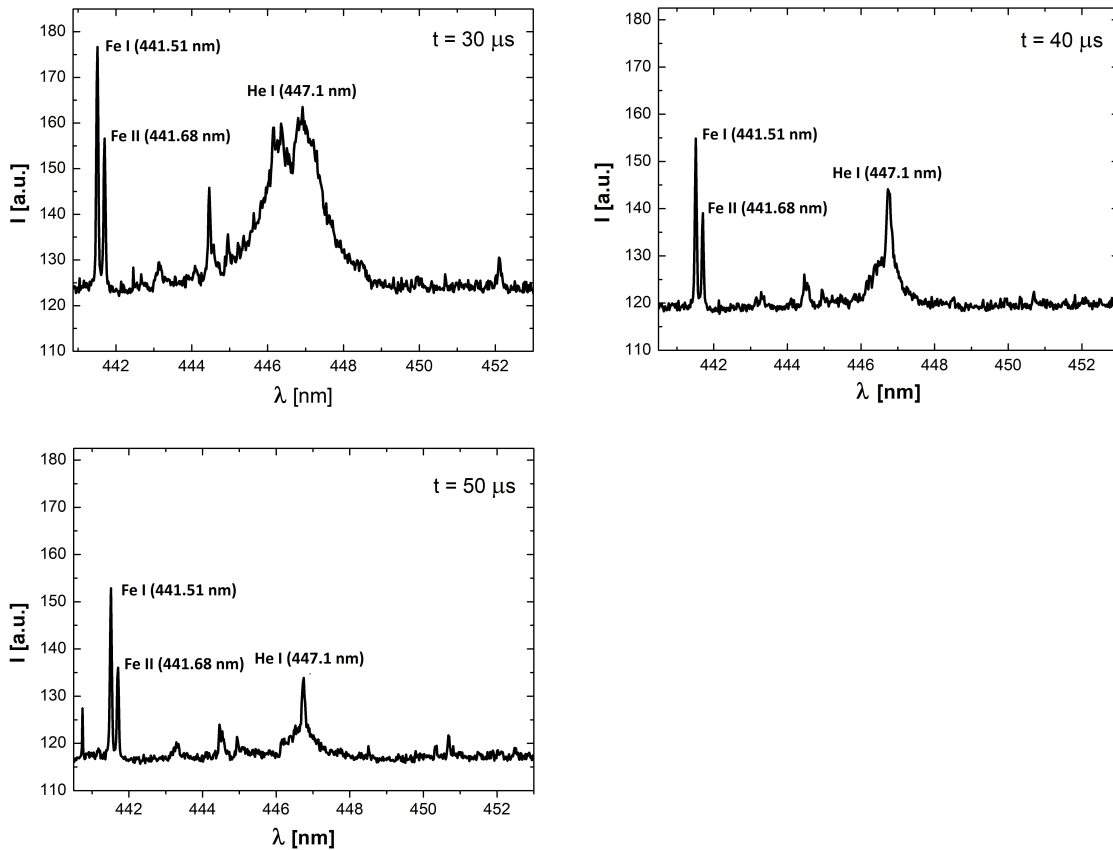
Слика 52: Процењена вредност електронске концентрације на основу растојања између дозвољене и забрањене компоненте прелаза 447.1 nm.



Слика 53: Процењена вредност електронске температуре у региону плазме уз третирани узорак.

$T(40 \mu\text{s}) = 10129 \text{ K}$  и  $T(50 \mu\text{s}) = 10104 \text{ K}$ ).

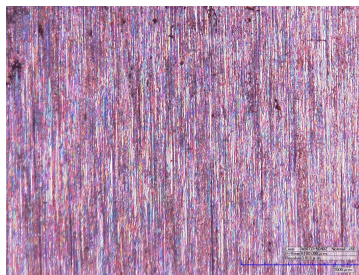
У експериментима у којима је анализиран третман челика са депонованим титан - нитридом, регион интеракције плазме и мете је такође сниман апаратуром за спектроскопску дијагностику. Уочене су линије титана, чији интензитет слаби са повећањем броја третмана плазмом. Смањење концентрације титана у површинском слоју се и очекује јер сваки третман плазмом доводи до топљења површинског слоја мете, мешања слојева до дубине од око 10 μm, као и до делимичног спатеровања материјала мете.



Слика 54: Спектар плазме из МПК у региону He 447.1 nm, на удаљености од око 5 mm од мете, у различитим тренуцима времена од почетка прањјења.

## 7.2.2 Оптичка микроскопија

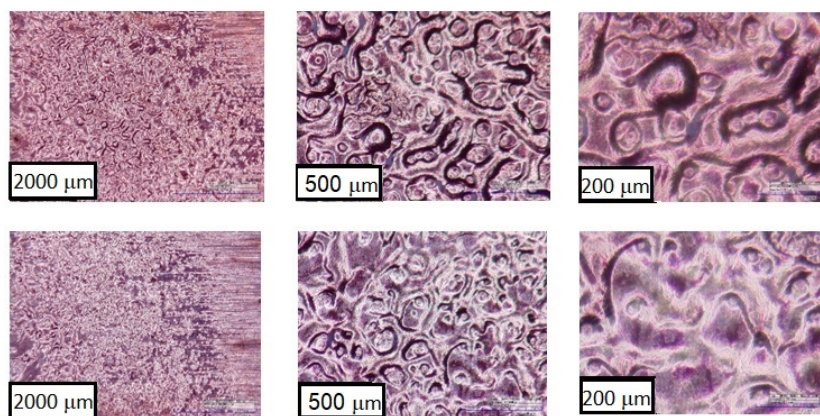
Сваки узорак је прегледан оптичким микроскопом. Површинска структура нетретираних узорака челика 100Cr6, 42CrMo4, 16MnCr5 личе међусобно јер су сви узорци у припремном процесу машински сечени. На слици 55 приказан је изглед нетретираног узорка челик 16MnCr5.



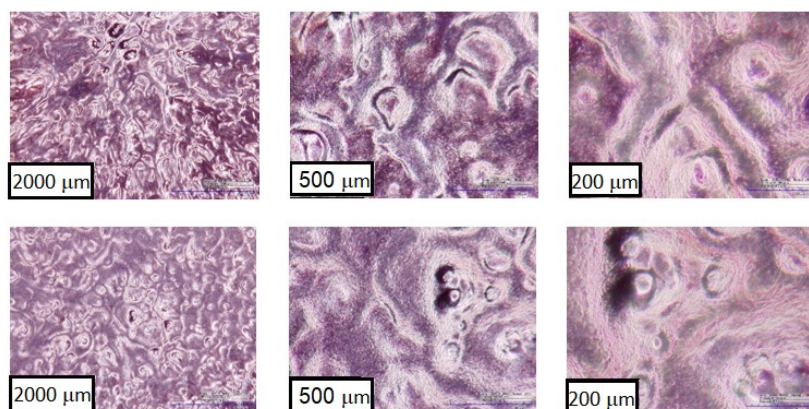
Слика 55: Узорак 16MnCr5 пре третмана плазмом.

Интеракција са млазом плазме доводи до топљења површинског слоја узорка, формирања радијалног клизања плазме и растопљеног слоја по површини и формирања хидродинамичких нестабилности (теоријски одељак 6.2). Након једног плазма импулса, структуре које имају облик вортекса, формирају се на површини у току процеса брзог хлађења (quenching effect). Након наредног третмана нове вортексне структуре се формирају, а ста-

ре остају или се мењају и на тај начин се морфолошка структура површине узорка мења. Одабрани примери слика начињених оптичким микроскопом за све три врсте челика, у случају третмана са једним и пет плазма импулса, приказани су на сликама 56, 57, 58, 59, 60 и 61 (при увећањима 50 x, 200 x и 400 x).



Слика 56: Узорци челика 100Cr6, снимљени оптичким микроскопом, након једног третмана плазмом.

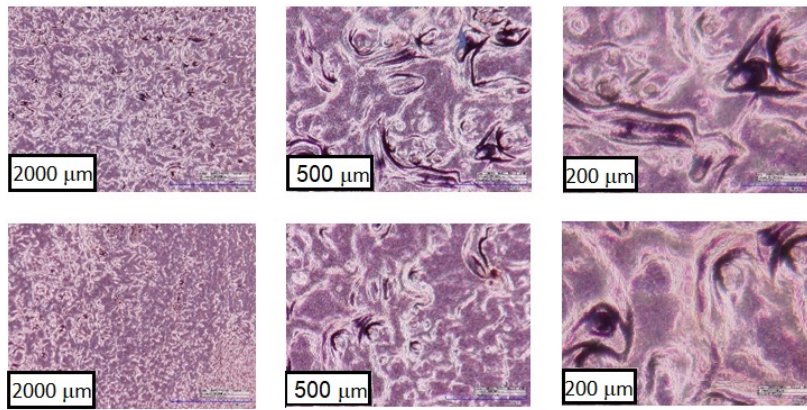


Слика 57: Узорци челика 100Cr6, снимљени оптичким микроскопом, након пет третмана плазмом.

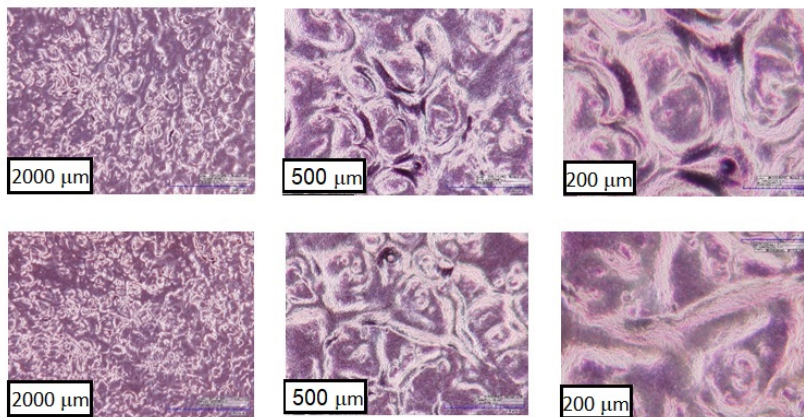
Поређења ради, на истој слици су приказане вортексне структуре на сва три типа челика након 5 третмана плазмом (62).

Генерално, број вортекса на сликама добијеним оптичком микроскопијом није мерило промене на узорцима јер вортексне структуре нису униформно распоређене на површини узорака, не постоји правилност која се може пратити, а регион који ће бити увећан при анализи узорака директно зависи од одабира посматрача. Визуелно се може закључити да челик 100Cr6 пролази кроз највеће модификације приликом третмана плазмом.

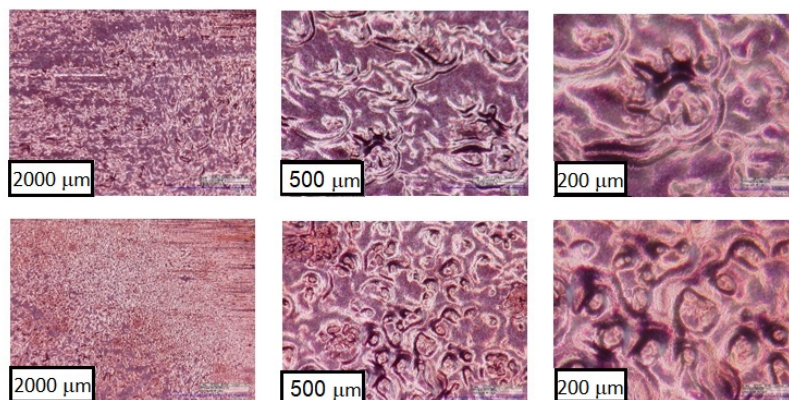
Централни регион узорака (регион око места директног удара плазме о мету) постаје храпавији, док се глаткост периферног региона повећава у односу на ону пре третмана. Након више третмана плазмом, периферни регион добија огледалски одсјај. На слици 63 приказана је микроскопска слика узорка 16MnCr5 након десет третмана плазмом. Слика приказује регион прелаза од централног ка периферном делу третираног узорка.



Слика 58: Узорци челика 16MnCr5, снимљени оптички микроскопом, након једног третмана плазмом.

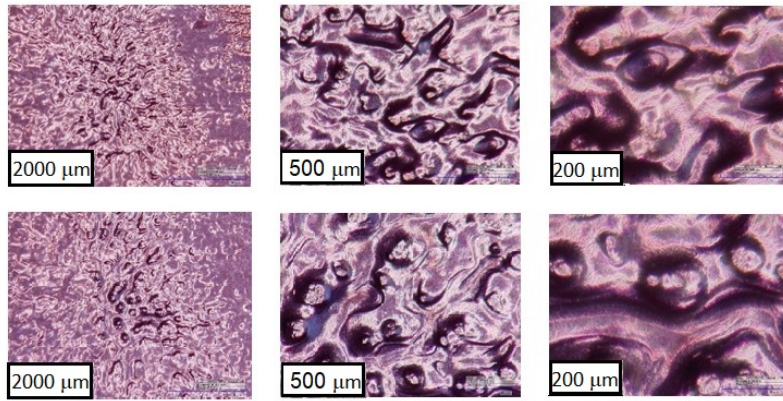


Слика 59: Узорци челика 16MnCr5, снимљени оптичким микроскопом, након пет третмана плазмом.

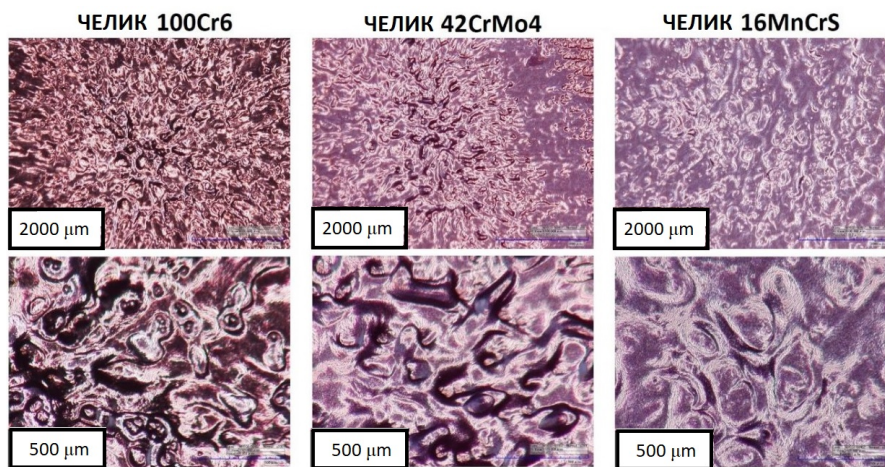


Слика 60: Узорци челика 42CrMo4, снимљени оптичким микроскопом, након једног третмана плазмом.

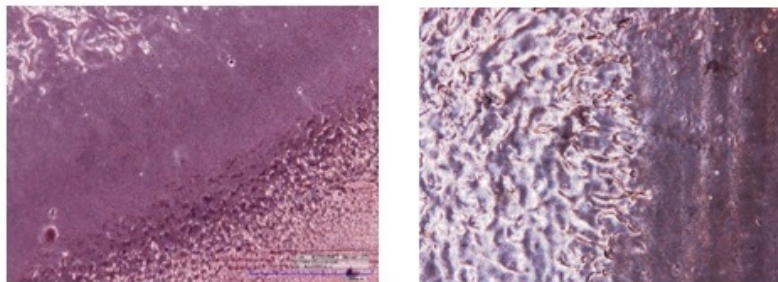
Приликом интеракције плазме са метом, регион директног удара плазме о материјал на површини узорка се топи и разлива по мети, путујући ка периферном региону. Уко-



Слика 61: Узорци челика 42CrMo4, снимљени оптичким микроскопом, након пет третмана плазмом.

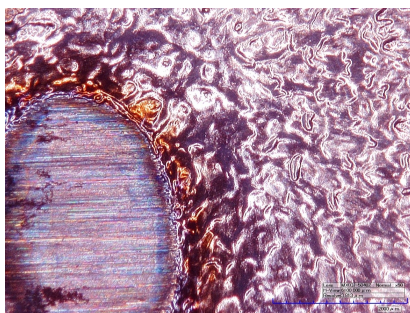


Слика 62: Површинске вортексне структуре



Слика 63: Формирање глатког региона на узорку челик 16MnCr5 након 10 третмана плазмом.

лико постоји препрека, разливање се зауставља и растопљени материјал се задржава на ободу препреке. На слици 64 дат је приказ застоја разливања растопљеног површинског материјала при наиласку на препреку на површини мете.

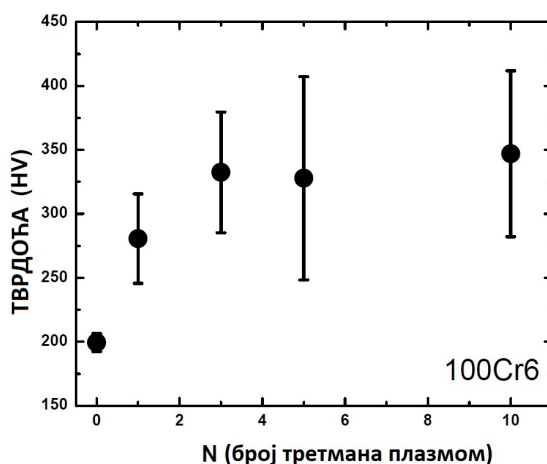


Слика 64: Застој разливања растопа услед постојања препреке - мета: челик 100Cr6.

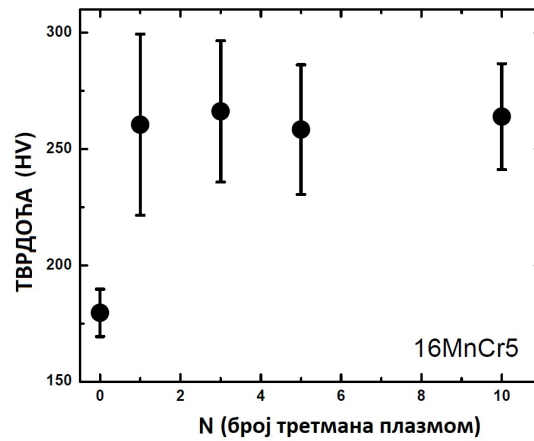
### 7.2.3 Мерење тврдоће

Челични узорци третирани плазмом имају комплексну, неравну морфолошку структуру са избочинама и депресијама. Добијени резултати мерења тврдоће представљају усредњену вредност тврдоће на узорку (по дубини, од површине до дубине продирања мерног уређаја), што је задовољавајуће за истраживачки рад и довољно да доведе до могућности индустријске примене. Графици на сликама 65, 66 и 67 представљају резултате мерења макротврдоће третираних узорака у функцији од броја третмана плазмом. На свакој групи узорака (узорци са истим бројем третмана плазмом) мерења су извршена минимум десет пута. За грешку мерења узето је највеће одступање од средње вредности. Почетна вредност је тврдоћа нетретираног узорка која је скоро униформна на целој површини и у складу је са очекиваним табеларним вредностима за одабране узорке. Челици 100Cr6 и 42CrMo4 у старту имају већу тврдоћу од челика 16MnCr5 због већег садржаја угљеника. Повећани садржај угљеника чини челик тврђим јер угљеник јача молекуларну структуру. Међутим, превелика количина угљеника чини метал крхким и не може се заварити или лако обликовати у друге облике.

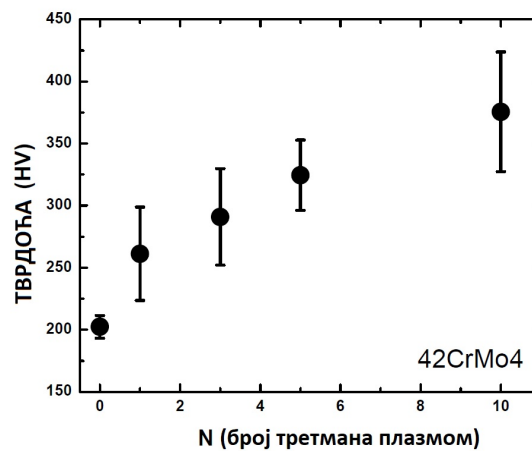
Уколико је за третирану узорак одабран челик са додатком хрома (ознака: 100Cr6, хемијски састав дат у табели, тврдоћа се повећава за 33% након само једног третмана, док је након три третмана тврдоћа повећана за око 66 % у односу на иницијалну вредност. Након више од три третмана плазмом долази до сатурације, повећавање броја третмана плазмом не доводи до повећања тврдоће површине узорака. Највећа постигнута вредност тврдоће челика 100Cr6 износи 350 HV (слика 65).



Слика 65: Промена тврдоће челика 100Cr6 у функцији броја третмана мете [102].



Слика 66: Промена тврдоће челика 16MnCr5 у функцији броја третмана мете [102].



Слика 67: Промена тврдоће челика 42CrMo4 у функцији броја третмана мете [102].

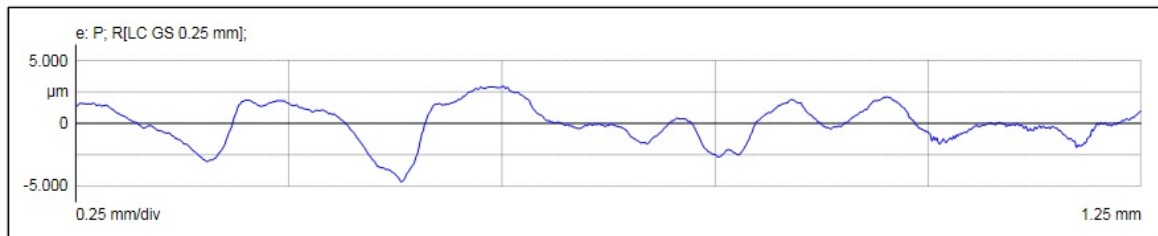
Поређењем графика на сликама 65 и 66 може се закључити да додаток хрома и мангана чини површину челичног узорка мање отпорном на механичке деформације у односу на случај када је додат само хром. Интеракција са плазмом доводи до повећања вредности тврдоће на површини третираног узорка са додатком хрома и мангана, независно од броја третмана плазмом (слика 66). Након само једног третмана плазмом, тврдоћа достиже максималну вредност. Са иницијалних 175 HV, вредност тврдоће се повећа на 270 HV и не мења се након накнадних третмана плазмом. У случају третмана узорка челика који садрже додаток хрома и молибдена (42CrMo4), вредност измерене тврдоће на површини узорка се повећава након сваког третмана плазмом. Са графика на слици 67 се види да се сатурација не постиже у оквиру десет третмана плазмом. Након десет третмана плазмом вредност тврдоће на површини износи 375 HV.

#### 7.2.4 Мерење храпавости

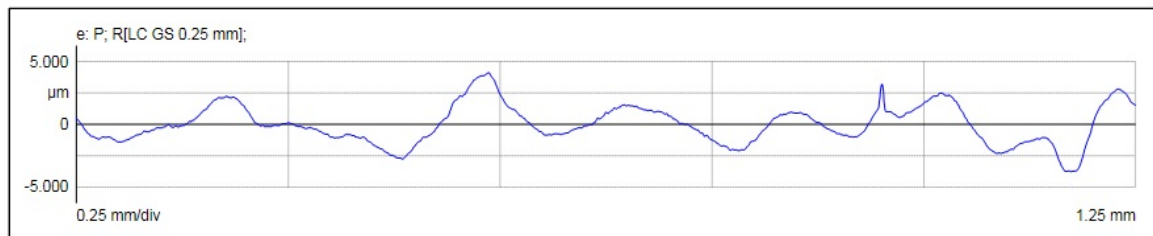
Величина  $R_a$ , аритметичка средина апсолутних вредности девијације профила ( $Z_i$ ) од средње вредности храпавости, за све узорке је анализирана пре и након третмана плазмом. Са обзиром на то да је уочена значајна разлика у морфолошкој структури централног и периферног дела узорка, храпавост је испитивана у оба региона независно (на узорцима на којима је то било могуће, тј. на којима се појавио гладак део). Централни регион

је дефинисан као област на коју плазма пада нормално. Периферни регион је област на коју је плазма „одувала“ растопљени материјал. Димензије узорка су упоредиве са пречником компресованог тока плазме. Уколико је узорак центриран, постављен на осу тока плазме, не постоји видљиви периферни регион на узорку. Минимално смакнуће са осе тока плазме доводи до видљивости периферног региона, који након довољног броја третмана плазмом добија огледалски одсјај. Узорак челика 16MnCr5, третираног десет пута плазмом, на коме се виде карактеристичне промене и централног и периферног региона, снимљен микроскопом, приказан је на слици 63.

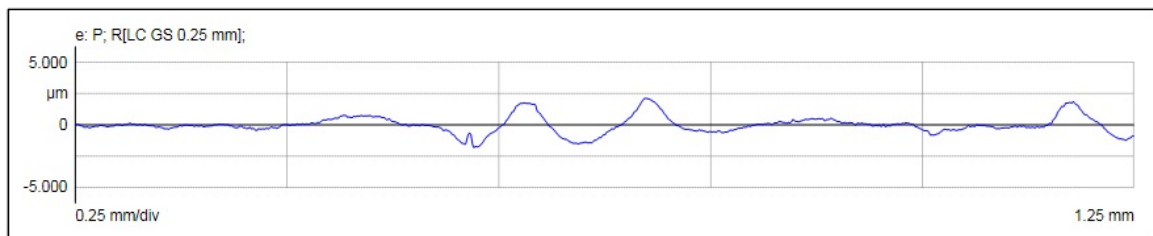
Подаци добијени помоћу уређаја MarSurf XR1 Surface Roughness Tester садрже скицу анализираних површина и бројне вредности параметара везаних за храпавост површине. Примера ради, на слици 68 приказан је профил површине узорка 100Cr6 након три третмана плазмом. На сликама 69, 70, 71 и 72 су дати изгледи снимљених површина у случају анализе узорка челика 16MnCr5 након пет и десет третмана плазмом, у централном и периферном региону. Као што се и очекује, храпавост централног региона је већа у односу на периферију, која постаје глатка.



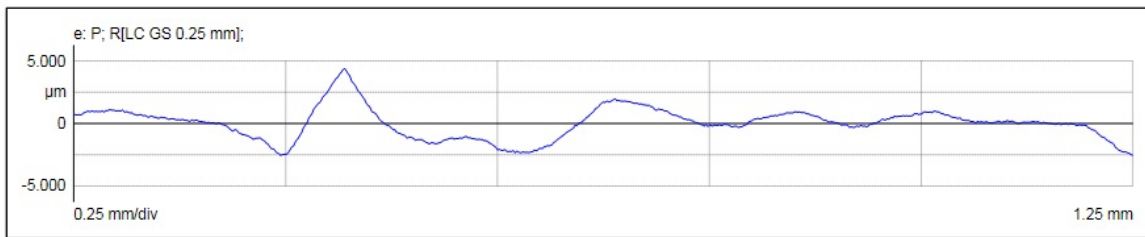
Слика 68: Храпавост челика 100Cr6 у централном региону, након три третмана плазмом.  $R_z = 1.192 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 5.124 \mu\text{m}$ .



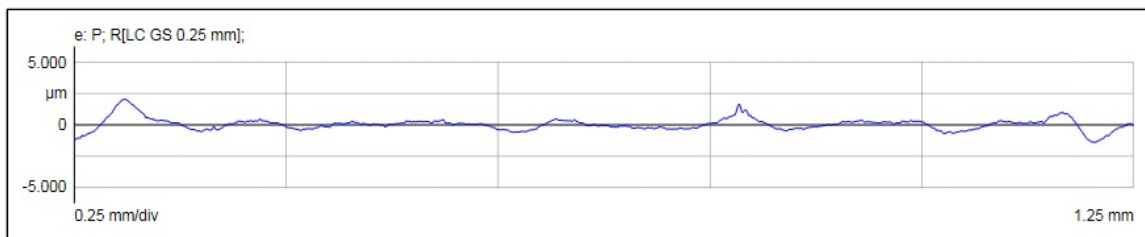
Слика 69: Храпавост челика 16MnCr5 у централном региону, након пет третмана плазмом.  $R_z = 1.207 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 5.220 \mu\text{m}$ .



Слика 70: Храпавост челика 16MnCr5 у периферном региону, након пет третмана плазмом.  $R_z = 0.460 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 2.211 \mu\text{m}$ .

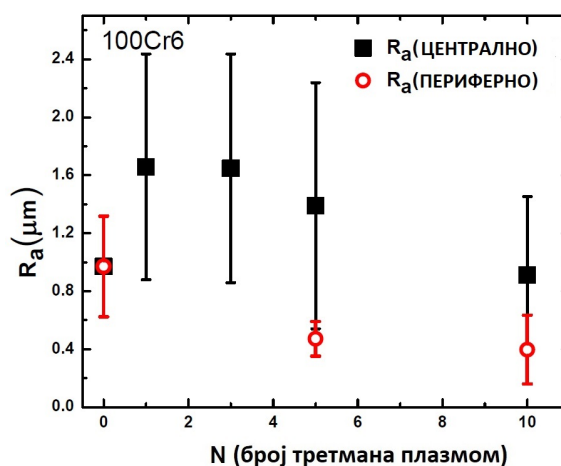


Слика 71: Храпавост челика 16MnCr5 у централном региону, након десет третмана плазмом.  $R_z = 0.911 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 3.930 \mu\text{m}$ .



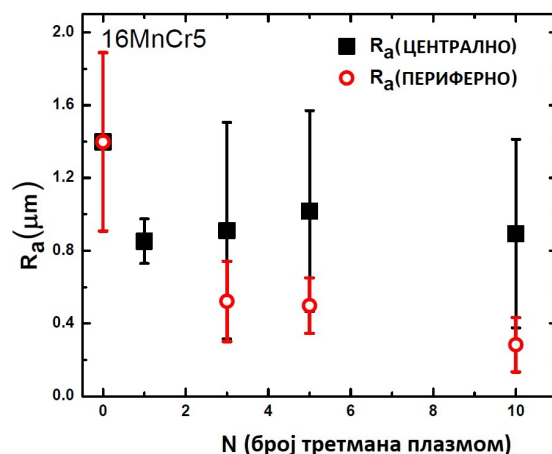
Слика 72: Храпавост челика 16MnCr5 у периферном региону, након десет третмана плазмом.  $R_z = 0.345 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 1.943 \mu\text{m}$ .

Од интереса је било анализирати промену вредности величине  $R_a$  у зависности од броја третмана плазмом, у централном и периферном региону независно. На сликама 73, 74 и 75 приказани су резултати мерења храпавости.

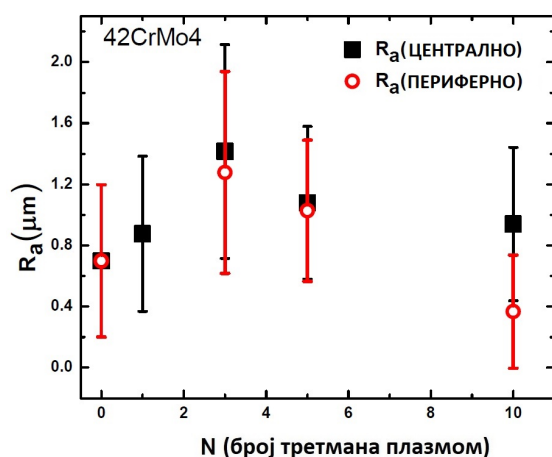


Слика 73: Промена храпавости челика 100Cr6 у функцији броја третмана мете [102].

Пре третмана плазмом и централни и периферни регион имају исту храпавост. Централне површинске структуре формирају се брзим грејањем и хлађењем. На основу анализе вредности храпавости централног региона третираних узорака, долази се до закључка да постоји велика расутост измерених вредности храпавости. Разлог је комплексност површинске морфологије третираних узорака у региону који се налази у околини директног удара плазме у мету. Растопљени материјал из централног дела је „одуван“ плазма млазом ка периферном делу, што доводи до формирања глатке површинске структуре у периферном региону. Постоји значајна разлика у вредностима храпавости централног и периферног дела, нарочито након великог броја третмана. Са графика приказаних на сли-



Слика 74: Промена храпавости челика 16MnCr5 у функцији броја третмана мете [102].



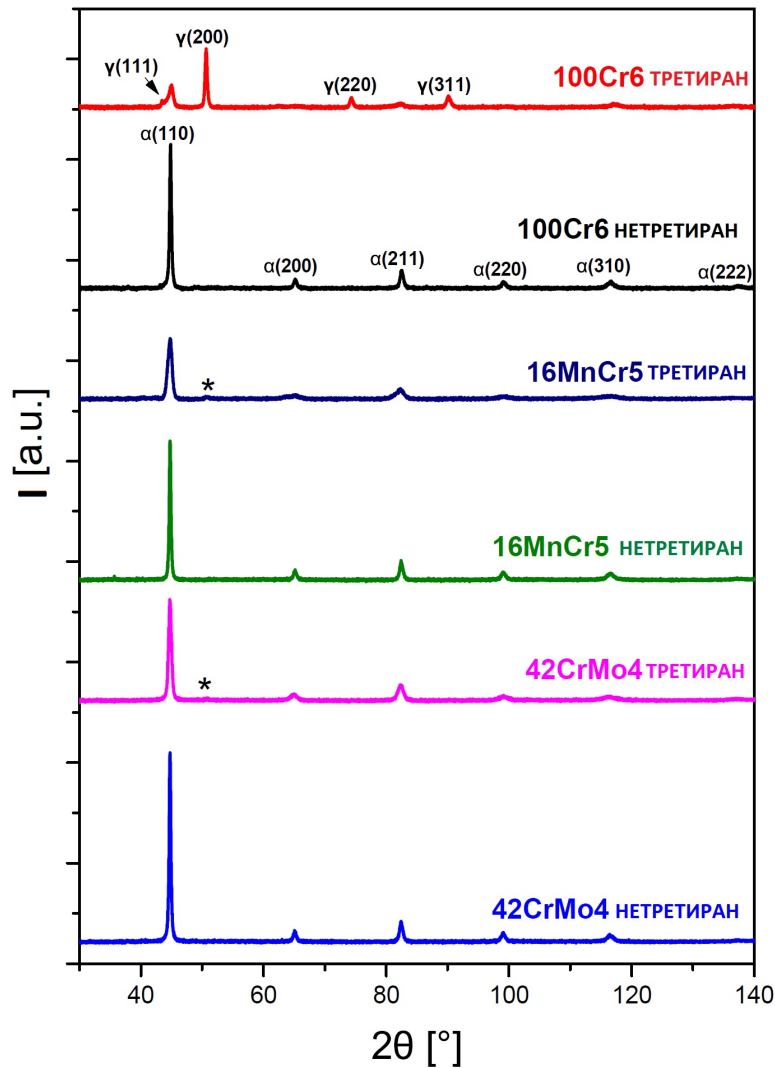
Слика 75: Промена храпавости челика 42CrMo4 у функцији броја третмана мете [102].

кама 73, 74 и 75, закључује се да не постоји гладак површински периферни регион након само једног третмана плазмом, за све три врсте третираних челика. Периферна област постаје глатка након три третмана плазмом у случају челика 16MnCr5, након пет третмана плазмом у случају челика 100Cr6 и након десет третмана плазмом у случају челика 42CrMo4.

### 7.2.5 Резултати XRD анализе

XRD дијагностика је изведена над узорцима третираним десет пута и укључује фазну анализу, мерење региона кохерентног расејања, мерење микронапрезања користећи Halder-Wagner-ов методу [99] и мерење параметра јединичне ћелије. На слици 76 је приказан дифрактограм као резултат XRD анализе три типа челика након десет третмана плазмом. Дифрактограм представља зависност интензитета расејаног зрачења од двоструке вредности Браговог угла.

У почетном узорку челика 100Cr6 присутна је само алфа фаза гвожђа (ICCD PDF card no. 87-0721), а након третмана танак површински слој узорка гвожђа се делимично трансформише у гама фазу (PDF 31-0619). Током третмана величина региона кохерентног расејања опада са 55 nm на 49 nm, док микронапрезање, анализирано Halder-Wagner-овом методом, расте од 0.23 % до 0.51 %. Параметар јединичне ћелије алфа фазе гвожђа



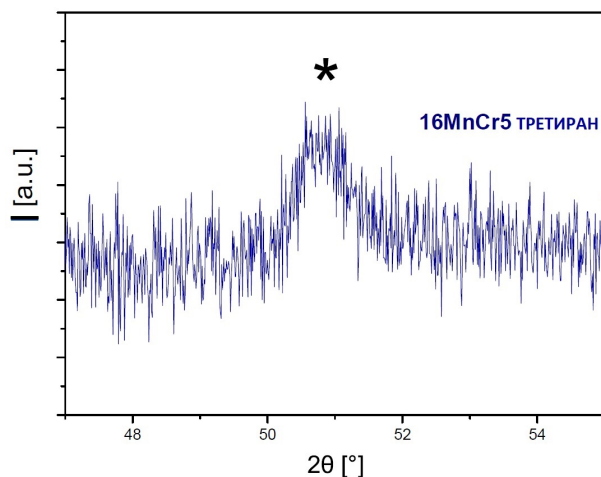
Слика 76: XRD дифрактограм [102].

износи 0.28675 nm пре и 0.28644 nm након третмана. Параметар јединичне ћелија гама фазе гвожђа је 0.36113 nm.

Почетни узорак 16MnCr5 сачињен је већински од алфа фазе гвожђа (PDF87-0721). У третираном узорку присутна је врло мала количина гама фазе гвожђа (PDF 31-0619). Овај регион је означен са звездом на слици 76, а такође је издвојен и посебно приказан на слици 77 где је интензитет мултиплициран 1000 пута. Након третмана плазмом величина региона кохерентног расејања зрачења опада са 51 на 38 nm, а микронапрезање расте са 0.21 % на 0.69 %. Параметар јединичне ћелије алфа фазе гвожђа износи 0.28646 nm пре и 0.28636 nm након третмана. Додатно, постоји значајна асиметрија у рефлексiji што води до закључка да постоје две кристалне фазе са различитим параметрима јединичне ћелије.

У почетном узорку челика 42CrMo4 присутна је само алфа фаза гвожђа (PDF 87-0721). Након третмана плазмом формираном у магнетоплазменом компресору, најјача рефлексija потиче од алфа фазе гвожђа (PDF 31-0619). Присутно је само неколико процената гама фазе и тај регион је означен звездом и приказан на слици 76. Током третмана величина региона кохерентног расејања опада са 59 на 41 nm и микронапрезање расте са 0.25 % на 0.65 %. Параметар јединичне ћелије гвожђа у алфа фази износи 0.28685 nm пре

и 0.28676 nm након третмана плазмом.



Слика 77: XRD дифрактограм, челик 16MnCr5

Може се закључити да је пораст микронапрезања присутан у сва три типа челика, након интеракције са плазмом. Мерено микронапрезање зависи од дефеката у структури и утиче на ширину рефлексиија, али не и на њихову позицију на дифрактограму, а тиме и на димензију јединичне ћелије. Очекивано је да након интеракције са плазмом расте број дефеката, а самим тим и микронапрезање. Плазма мења танак површински слој челичних узорака, површина се топи и кристална структура се мења и то је главни разлог за промену микронапрезања.

Анализом дифрактограма, закључује се да је у испитиваним челичним узорцима дошло до стабилизације и одржавања  $\gamma$  фазе гвожђа на собној температури. Гама фаза гвожђа је алотропска модификација гвожђа која постоји у температурном рангу од 912 °C до 1400 °C и има површински центрирану кубичну решетку (FCC). У сва три типа челика присутан је хром, али уколико се поред хрома додају и манган или молибден, стабилизација није у потпуности реализована, а гама фаза се јавља тек у малим количинама. Генерално, познато је да додатак елемената: Cr, W, Mo, V, Al и Si стабилизују алфа фазу гвожђа (феритна фаза, BCC решетка, стабилна на температури испод 912 °C), док додатак елемената: Mg, Ni, Co и Cu, стабилизују  $\gamma$  фазу гвожђа (аустенит). Познато је да додатак малог процента угљеника аустенитној фази омогућава стабилност на 723 °C, док додатак довољне количине никла и хрома омогућава стабилност на собној температури. Ови челици су познати као аустенитни нерђајући челици [100]. Дакле, уколико се челику додаје само Cr, фаворизује се феритна фаза ( $\alpha$  фаза). Међутим, када се хром додаје челику који садржи никл, он успорава кинетику  $\gamma \rightarrow \alpha$  трансформације, што олакшава задржавање аустенита на собној температури [101]. Анализом XRD дифрактограма, закључује се да у случају челика типа 100Cr6, узорци садрже довољну количину Ni (табела 1) да додатак хрома доведе до стабилизације  $\gamma$  фазе на собној температури. У случају челика типа 16MnCr5 и 42CrMo4  $\gamma$  фаза на собној температури је присутна тек у назнакама.

### 7.3 Танки слојеви TiN на челичним узорцима (100Cr6, 16MnCr5) - резултати интеракције са плазмом формираном у МПК

Приликом депоновања танког слоја титан нитрида на челичне узорке, потребно је узорке причврстити за подлогу која ротира у циљу равномерног депоновања слоја. Мали део узорка, на месту на коме је узорак држачем фиксиран за подлогу, остаје чист, без депонованог слоја. Чиста површина је облика кружног исечка полупречника 2 - 3 mm (означено жутиим кругом на слици 78). Иако је сваки узорак центриран и до контакта између TiN и плазме долази на целој површини узорка, након интеракције, промене су концентрисане око почетног региона који на себи није имао депонован TiN, и шире се након сваког поновљеног третмана. Температура топљења челика је 1370 °C - 1540 °C и значајно је нижа од табличне вредности температуре топљења титан-нитрида (2930 °C). Приликом интеракције плазме формиране унутар електродног система МПК и описаних челичних узорка, прво долази до топљења дела узорка који не садржи TiN, растопљени материјал клизи по површини на коју је депонован TiN. Депоновани слој TiN је окружен растопљеним челиком, он се такође топи и долази до мешања растопа челика са материјалом депонованог слоја.

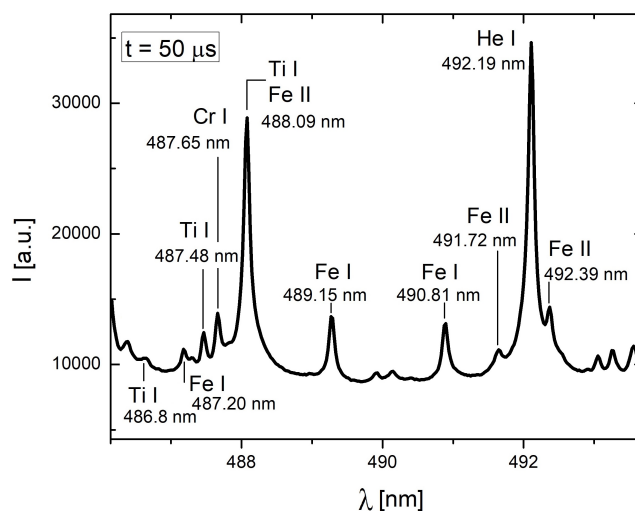


Слика 78: Фотографија узорка челик 100Cr6 + TiN пре третмана, након једног и након два третмана плазмом. (Кругом је означен регион на који није депонован TiN.)

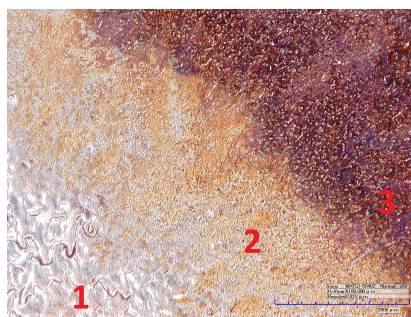
Приликом интеракције убрзаног компримованог тока плазме и површине узорка постављеног на пут плазме, долази до спатеровања материјала са третиране површине. Регион плазме формиран уз саму мету састоји се од долазеће плазме и од плазме рефлектоване од стране мете која у себи садржи спатероване честице мете. Пример снимљеног спектра приликом третмана узорка челик 100Cr6 + TiN плазмом формираном при радном гасу He + 5 % H<sub>2</sub>, дат је на слици 79. У спектру се јасно уочава, уз очекиван водоник и хелијум, присуство линија Fe I, Fe II, Ti I, Cr I.

#### 7.3.1 Оптичка микроскопија

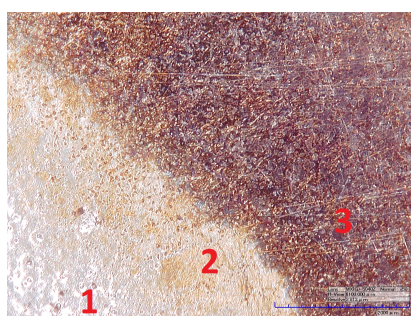
Анализа узорка помоћу оптичке микроскопије даје основну слику промена на површини материјала третираних плазмом. При увећању од 50 пута једном третираног узорка челик 100Cr6 + TiN са плазмом формираном у МПК, приказаног на слици 80, јасно се уочавају 3 структурно различита региона. Регион 1 на коме је промена уочљива голим оком, а који је концентрисан око ивичног дела узорка који је на себи није имао слој TiN, периферни регион (3) на коме промена није уочљива без додатних уређаја и гранични регион који постоји као прелаз између поменутих два региона (2). При једном третману узорка 16MnCr5 такође се јасно уочавају 3 различита региона (слика 81).



Слика 79: Снимљени спектар приликом третмана узорка челик 100Cr6 + TiN плазмом формираном у МПК (радни гас He + 5% H<sub>2</sub>).



Слика 80: Узорак челик 100Cr6 + TiN након једног третмана плазмом. (Оптички микроскоп, увећање 50 x)



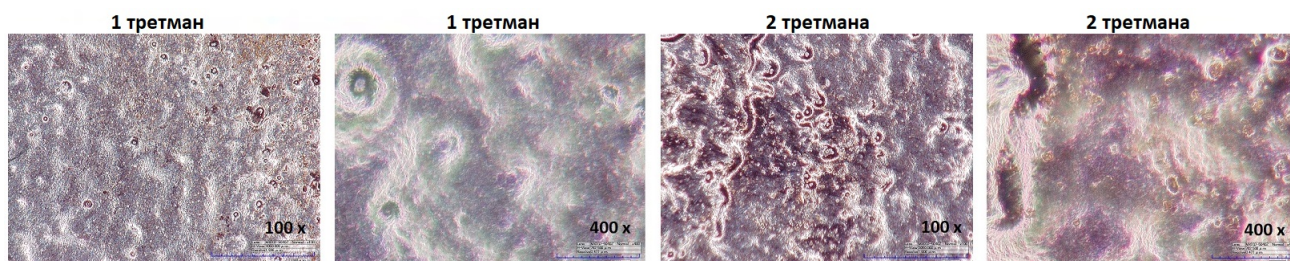
Слика 81: Узорак челик 16MnCr5 + TiN након једног третмана плазмом. (Оптички микроскоп, увећање 50 x)

Структуре облика закривљених линија и вортекса, уочене раније приликом третмана чистог челика плазмом формираном у МПК, такође се, очекивано, уочавају и у случају када је на челичне мете депонован танак слој титан нитрида. Поменуте структуре налазе се управо у региону са највећом површинском концентрацијом челика - регион 1 на слици 80. Након два третмана плазмом, регион 3 више није видљив, а повећава се површина региона 1. На слици 82 приказан је регион 1 узорка челик 100Cr6 + TiN, након једног, два и три третмана плазмом, увећан 100 пута оптичким микроскопом.



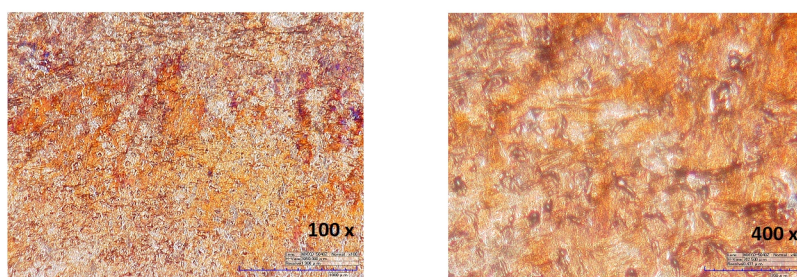
Слика 82: Регион 1 узорка челик 100Cr6 + TiN након једног, два и три третмана плазмом у МПК. (Оптички микроскоп, увећање 100 x)

У случају челика 16MnCr5 са депонованим слојем титан нитрида, након третмана плазмом, такође се у региону 1 уочавају закривљене површинске структуре и вортекси. Сlike добијене оптичким микроскопом, уз увећања 100 и 400 пута, приказане су на слици 83.

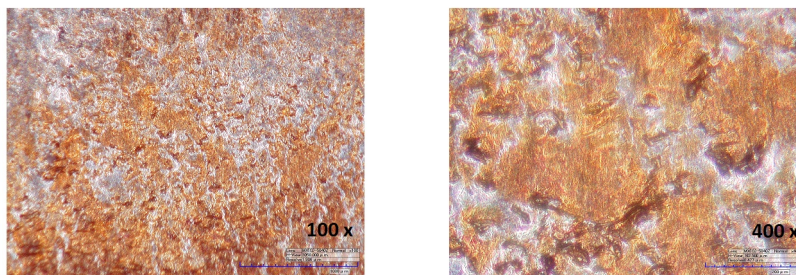


Слика 83: Регион 1 узорка челик 16MnCr5 + TiN након једног и два третмана плазмом у МПК. (Оптички микроскоп, увећање 100 x и 400 x)

Промене у прелазном региону, тј. у региону који представља границу између дела узорка са већом површинском концентрацијом челика и дела узорка са већом површинском концентрацијом титан нитрида, под оптичким микроскопом делују слично, слике 84, 85.



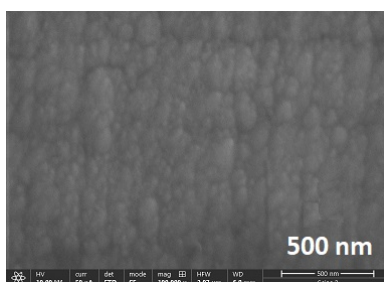
Слика 84: Регион 2 узорка челик 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом у МПК. (Оптички микроскоп, увећање 100 x и 400 x)



Слика 85: Регион 2 узорка челик 16MnCr5 + TiN након два третмана плазмом у МПК. (Оптички микроскоп, увећање 100 x и 400 x)

### 7.3.2 SEM анализа

Приликом анализе узорака скенирајућим електронским микроскопом (SEM), посматрана су и анализирана три региона узорака. Први је регион на коме је промена уочљива голим оком, концентрисан око почетног дела узорка који је на себи није имао слој TiN (Регион 1 на сликама 80 и 81). Гранични регион представља граничну област између Региона 1 и периферије третираниог узорка (Регион 2 на сликама 80 и 81). Периферна област је део третираниог узорка на коме промена није уочљива без додатних уређаја (Регион 3 на сликама 80 и 81). Уз SEM анализу, паралелно је рађена и анализа узорака енергетско – дисперзивним спектрометром (EDS) који се налази у склопу SEM микроскопа. Слика узорка 16MnCr5 + TiN пре третмана плазмом, добијена анализом помоћу SEM-а, приказана је на слици 86. Након интеракције узорака 100Cr6 + TiN и плазме, видљива су кристална зрна

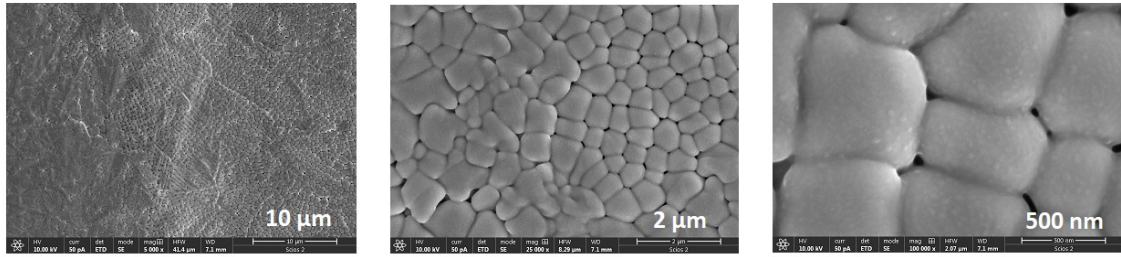


Слика 86: SEM слика узорка 16MnCr5 + TiN пре третмана плазмом у МПК.

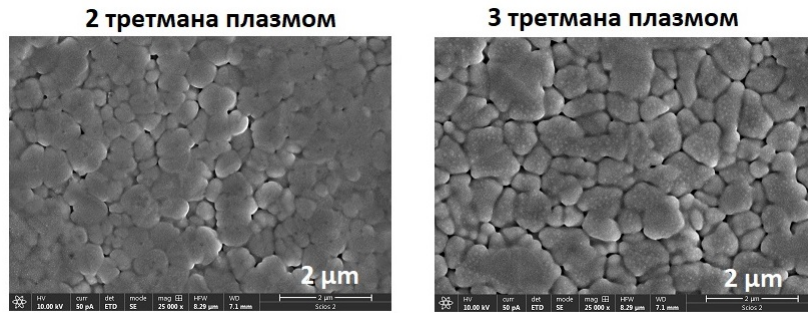
у облику мозаичних структура, слика 87, које се задржавају и након поновљеног третмана, као и након три третмана, слика 88. Након једног третмана мозаичне структуре су правилног облика, сличних димензија, око 500 nm, а повећање броја третмана доводи до неправилнијих граница и промена у величини.

SEM слика челика 100Cr6 без нанетог танког слоја TiN, након третмана плазмом, дата је на слици 89. Како се Регион 1 доминантно састоји од гвожђа, појава карактеристичних мозаичних структура се и очекује у њему.

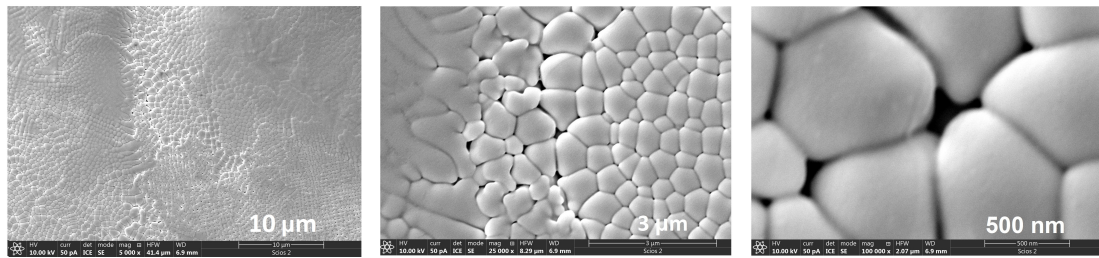
Мозаичне структуре видљиве су и на граничном региону, али не и на периферном делу узорка. По површини узорка видљиве су местимичне пукотине, кратери. Гранични регион такође обилује пукотинама, неправилним кратерима и траговима сливања материјала, слика 90. Након два третмана гранични слој обилује једноставнијим и комплекснијим вишеслојним структурама (слика 90). Периферни регион видљив је након једног и након два третмана плазмом, а састоји се од комбинације промењених и непромењених површина,



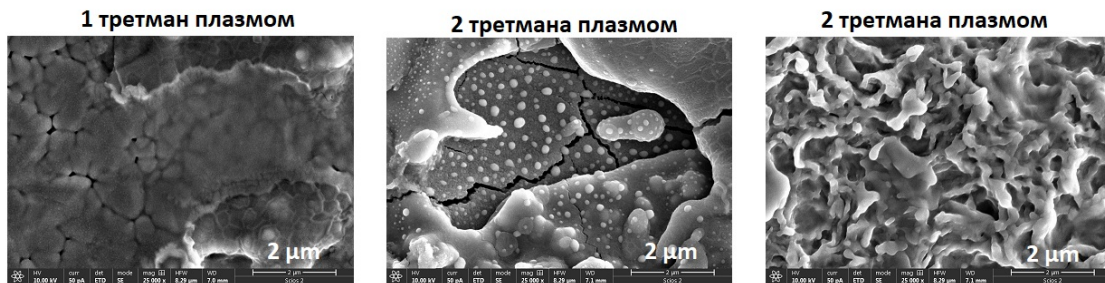
Слика 87: SEM слика узорка 100Cr6 + TiN третираног плазмом у МПК (Регион 1).



Слика 88: SEM слика узорка 100Cr6 + TiN третираног плазмом у МПК два и три пута (Регион 1).



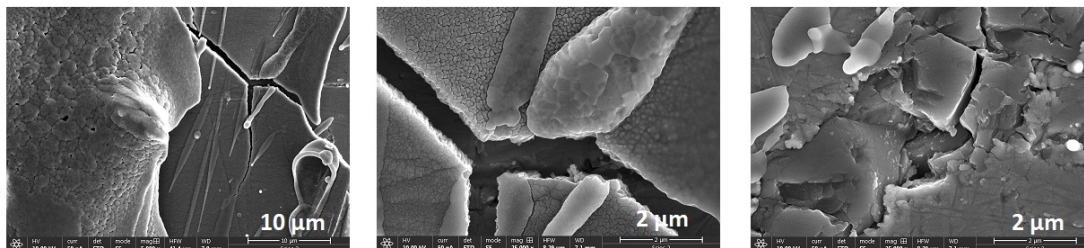
Слика 89: SEM слика узорка 100Cr6 третираног плазмом формираном у МПК.



Слика 90: SEM слика граничног региона узорка 100Cr6 + TiN третираног плазмом два пута у МПК (Регион 2).

слика 91. Промене на периферији састоје се од пукотина, замрзнутих канала сливања ма-

теријала растопа и кратера. Три третмана плазмом доводе до великих промена на целом узорку и више нема граничног и периферног дела.

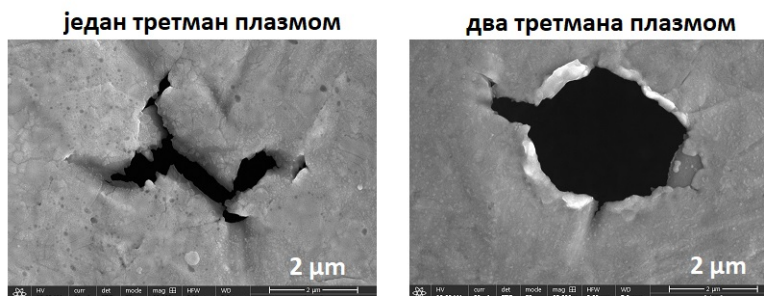


Слика 91: Периферни регион узорка 100Cr6 + TiN третираног плазмом два пута у МПК (SEM).

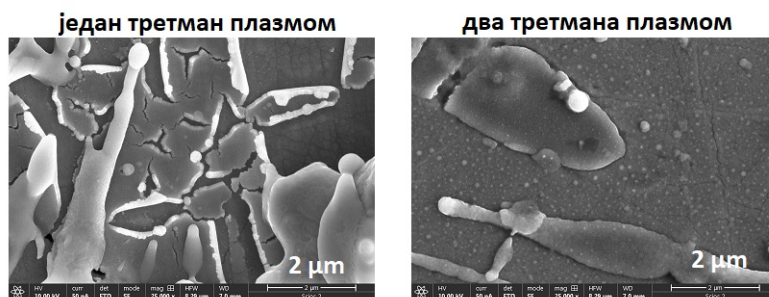
На површини узорка челик 16MnCr5 + TiN, након једног третмана плазмом, уочљиве су мозаичне структуре облика троугла странице око 200-300 nm (мартензитне структуре) испуњене кружним подструктурама димензија мањих од 100 nm, слика 92. Сличне промене уочене су и након два третмана плазмом. На средњој слици у оквиру слике 92 уочавају се игличасте структуре мартензитног челика. Мартензит се формира брзим хлађењем аустенита (у коме се гвожђе налази у  $\gamma$  фази), толико брзим да атоми угљеника немају времена за дифузију. Мартензит представља презасићени чврсти раствор угљеника и других легирајућих елемената и гвожђа у  $\alpha$  фази. На слици 93 се види да су на појединим местима третираних узорака присутне пукотине.



Слика 92: Узорак 16MnCr5 + TiN третиран плазмом у МПК, Регион 1 (SEM).



Слика 93: Кратери присутни на узорцима 16MnCr5 + TiN третираног плазмом у МПК, Региону 1 (SEM).

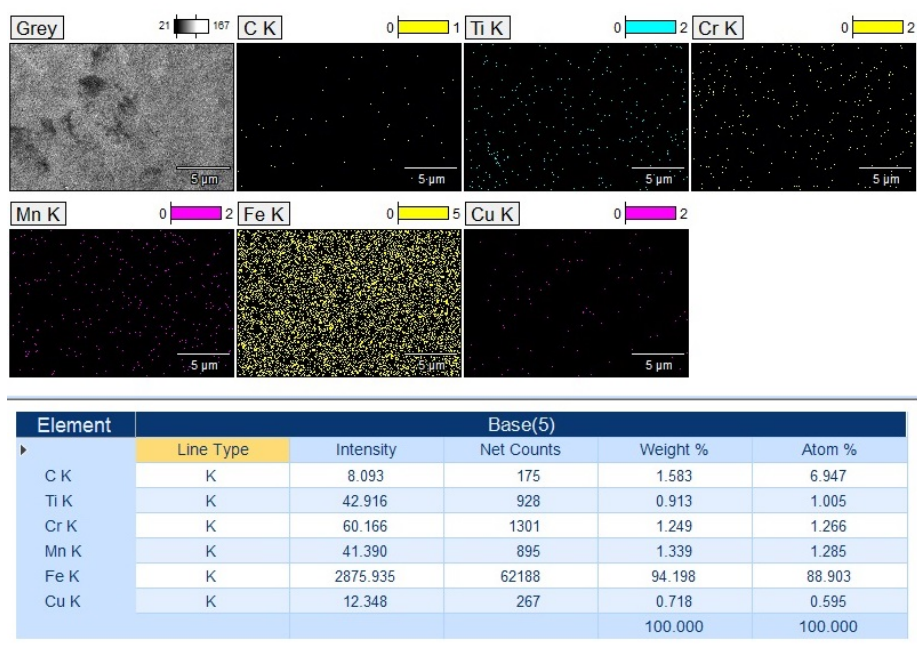


Слика 94: SEM слика граничног региона узорка 16MnCr5 + TiN третираног плазмом у МПК (Регион 2).

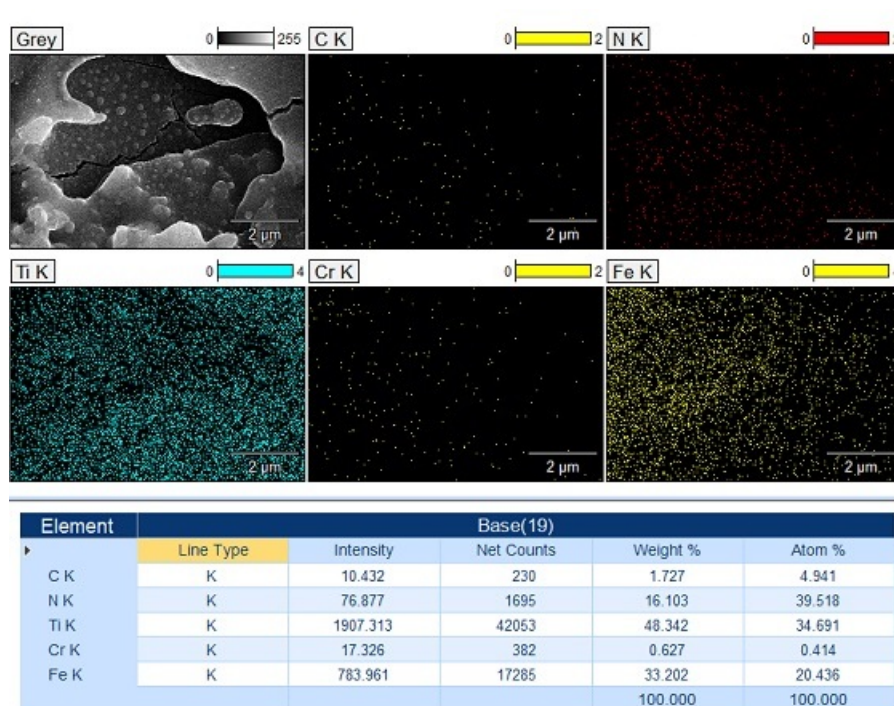
Гранични регион обилује ситним пукотинама, кратерима и замрзнутим каналима сливања растопа по површини, слика 94.

Након интеракције са плазмом, део слоја TiN је захваћен растопом челика и такође се топи. Регион 1 на сликама 80 и 81 састоји се од дела уз ивицу узорка који садржи само челик и ободног региона који се налази уз граничну област (тј. уз Регион 2 на сликама 80 и 81) и у ком је, услед третмана плазмом, дошло до мешања растопљеног челика и титан-нитрида. EDS анализа површине узорка показала је да већ након једног третмана плазмом азот испарава из ободног дела Региона 1, слика 95, док је титан присутан у малој количини. Азот се задржава у граничној области (Регион 2), слике 96 и 97, и у периферном региону (Регион 3), слика 98. Након два третмана плазмом Регион 1 се шири и заузима део области бившег Региона 2. Азот испарава из ове области, док се титан задржава, слика 99. Исти процес се дешава и након три третмана плазмом, слика 100. Закључује се да се, након поновљених третмана плазмом, слој са већом концентрацијом гвожђа шири, азот испарава из тог подручја, а титанијум се, у мањим количинама, задржава. Испаравање азота је доказ да је температура површине мете у тој области узорка иду и преко 1400 °C (видети део 6.1.3 и референце [82], [83], [84], [85]). Након два третмана плазмом, азот је и даље присутан у граничном региону, слике 96, 97, који је сада померен ка претходном периферном региону. Титан је, у већој или мањој количини, присутан на површини свих третираних мета, осим у регионима великих кратера, на којима је дошло до разарања површинског слоја, слика 98 и у ивичном делу Региона 1. Присуство мале количине бабра на појединим узорцима приписује се постојању спатеровања бакарне катоде.

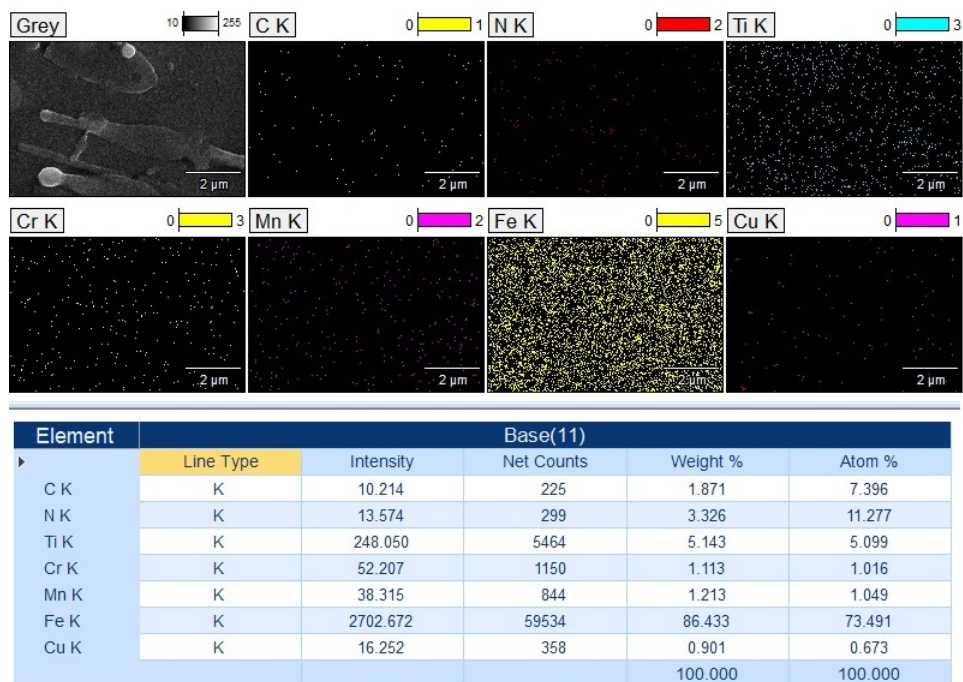
EDS анализа урађена је и на попречном пресеку узорка. Примери добијених снимака су дати на сликама 101, 102, 104, 103. На сликама 101 и 102 тачке означене бројем 3 представљају тачке уз површину узорка, а са бројем 4 означене су тачке на самој површини. (На сликама 101 и 102 јасно се види део површине узорка, услед сечења узорка под углом који није потпуно прав). EDS анализом утврђено је да у тачкама означеним бројем 3 на сликама 101 и 102 нема азота, што се поклапа са ранијим резултатима површинске EDS анализе која је показала да је азот испарио из појединих делова Региона 1 третираних узорка. Резултати EDS анализе на слици 103 дају хемијски састав тачке означене бројем 1 која се налази на око 10 μm и показују да су и азот и титан присутни на тој дубини након третмана плазмом. Како су се, пре третмана плазмом у МПК, азот и титан налазили само на површини узорка, у депонованом слоју дебљине 800 nm, закључује се да су, након третмана плазмом, промене у узорку сигурно присутне на дубини од око 10 μm. На слици 104 бројем 1 означена је тачка која се налази на дубини између 10 и 15 μm. ЕДС анализа показује да су и на тој дубини азот и титан присутни, у врло малим количинама. Генерални закључак је да је дубина промена у третираним узорцима преко 10 μm.



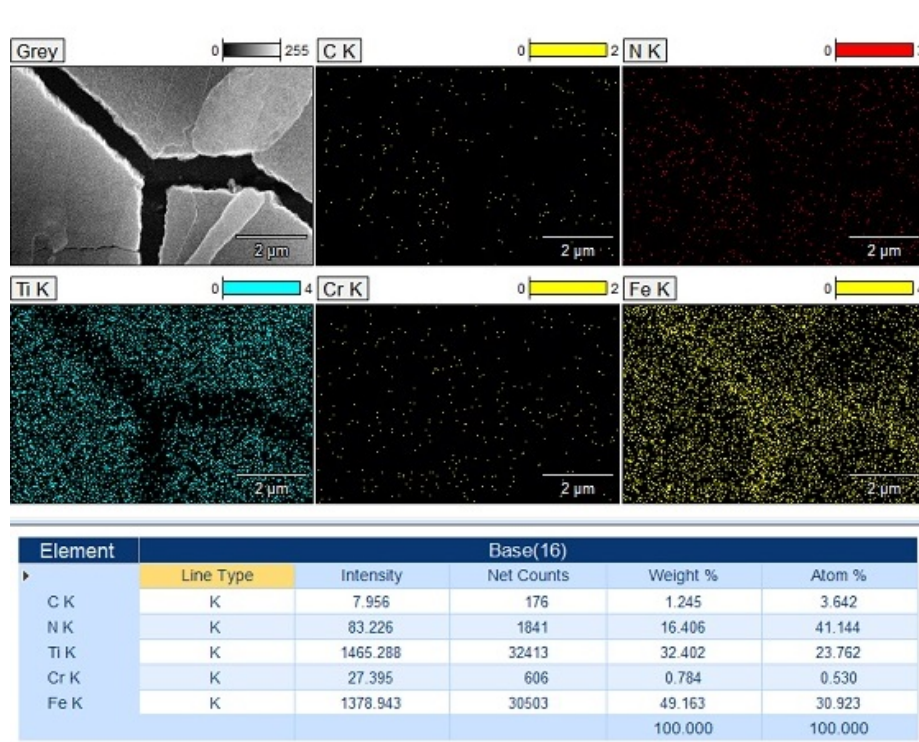
Слика 95: EDS анализа узорка 16MnCr5 + TiN третираног плазмом (Регион 1).



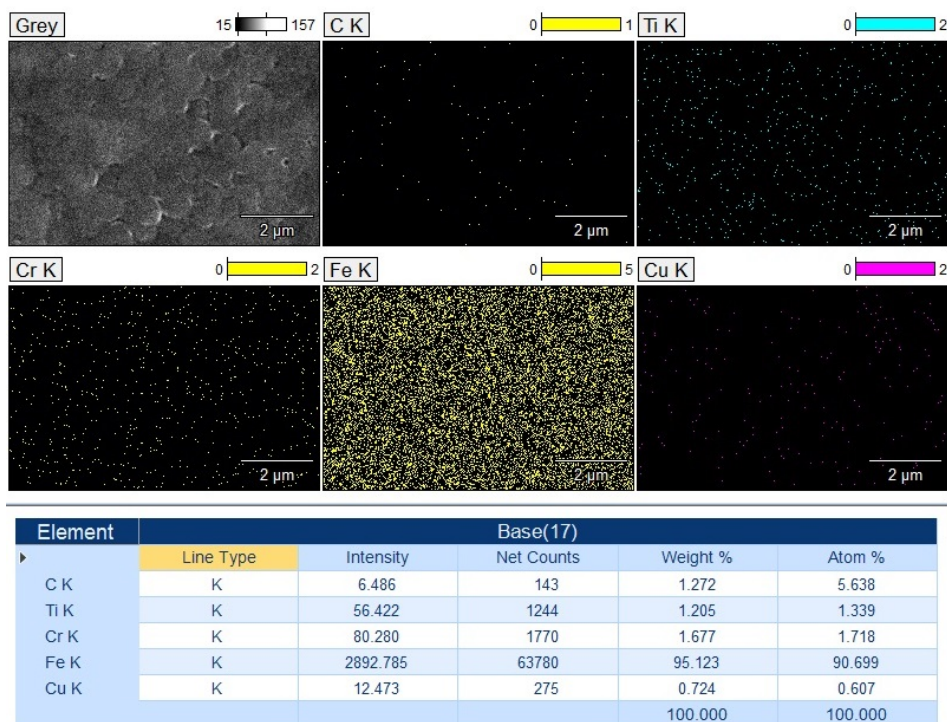
Слика 96: EDS анализа узорка 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом (гранични део - Регион 2).



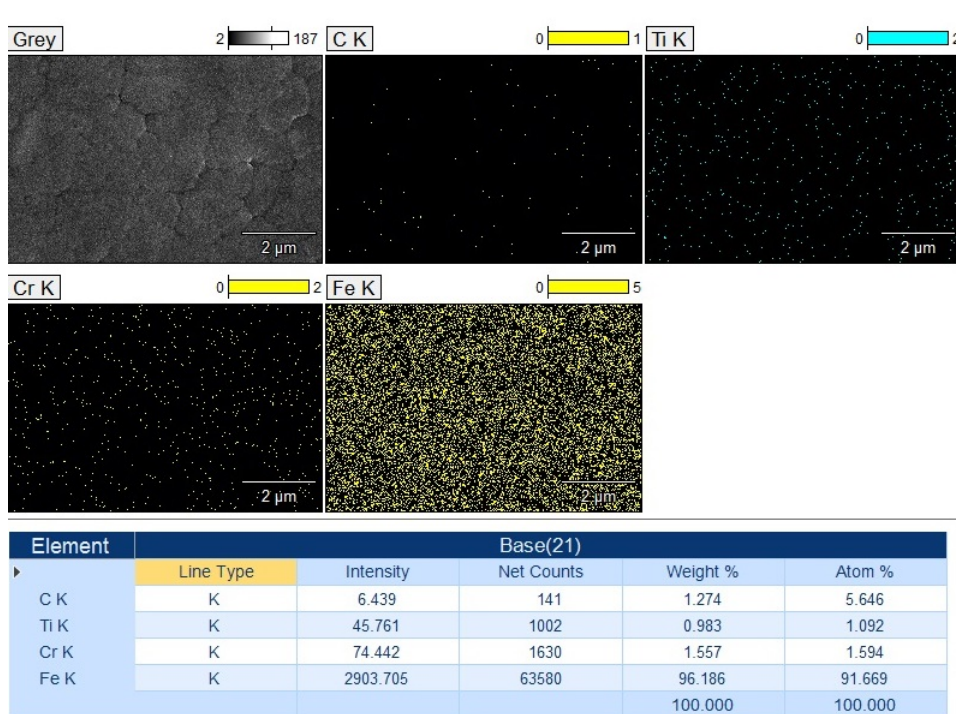
Слика 97: EDS анализа узорка 16MnCr5 + TiN након два третмана плазмом (гранични део - Регион 2).



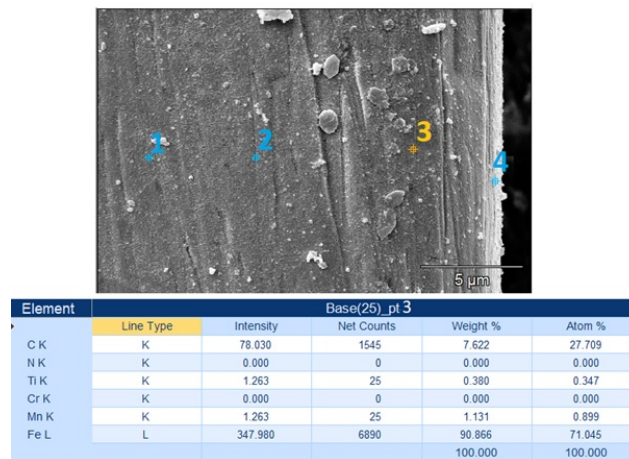
Слика 98: EDS анализа узорка 100Cr6 + TiN третираног плазмом: кратер у периферном региону (Регион 3).



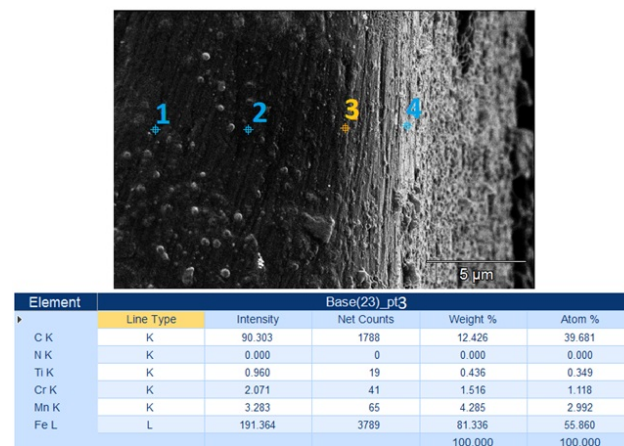
Слика 99: EDS анализа узорка 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом (Регион 1).



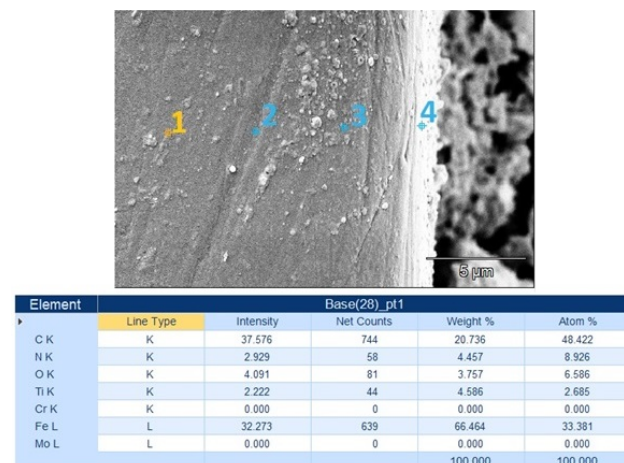
Слика 100: EDS анализа узорка 100Cr6 + TiN након три третмана плазмом (Регион 1).



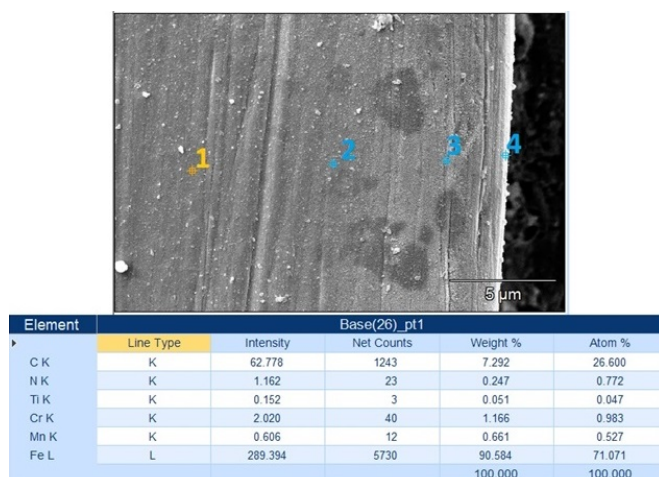
Слика 101: EDS анализа попречног пресека узорка 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом (Регион 1).



Слика 102: EDS анализа попречног пресека узорка 16MnCr5 + TiN након два третмана плазмом (Регион 1).



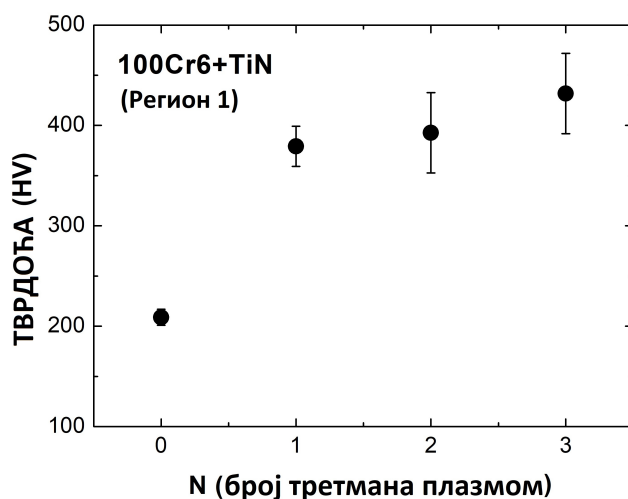
Слика 103: EDS анализа попречног пресека узорка 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом.



Слика 104: EDS анализа попречног пресека узорка 100Cr6 + TiN након два третмана плазмом.

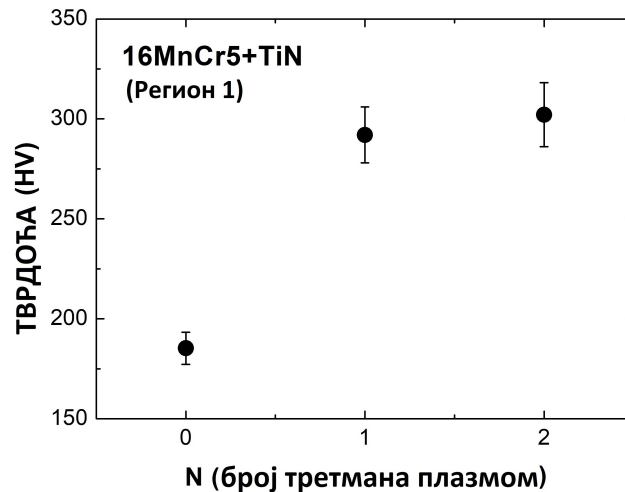
### 7.3.3 Мерење тврдоће

Зависност тврдоће у ободном делу Региона 1 од броја третмана плазмом за узорке челика (100Cr6 и 16MnCr5) са депонованим TiN слојем приказани су на сликама 105 и 106. У истраживачком раду [102], када је челик 100Cr6 третиран плазмом, вредност тврдоће је повећана за око 66 % у односу на почетну и максимална постигнута вредност тврдоће је била 350 HV. Након три третмана плазмом, постигнуто је zasiћење. У овом истраживању, када је танак TiN слој нанесен на површину челика пре третмана плазмом, вредност тврдоће је 432 HV након третмана плазмом. Резултати представљени у [102] показали су да је, када је челик 16MnCr5 третиран плазмом, максимална постигнута вредност тврдоће износила 270 HV. Ова вредност је постигнута након једног третмана и понављани третмани плазмом нису повећали тврдоћу. Када је третиран материјал челик 16MnCr5 са нанесеним танким TiN слојем, након 2 третмана плазмом вредност тврдоће је 302 HV.



Слика 105: Тврдоћа узорка 100Cr6 + TiN у зависности од броја третмана плазмом у МПК.

Током третмана плазмом, површина се топи што доводи до легирања површине узорка. На основу слика сачињених оптичким микроскопом и SEM-ом, закључује се да TiN слој



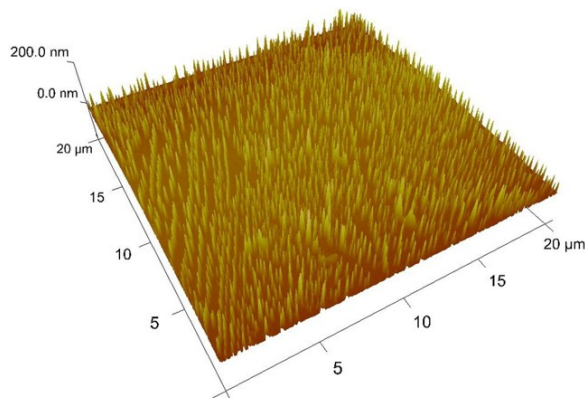
Слика 106: Тврдоћа узорка 16MnCr5 + TiN у зависности од броја третмана плазмом у МПК.

штити челик од топљења. Иако је млаз плазме центриран и усмерен на цео узорак, јасно се види да су, након једног третмана плазмом, промене уочљиве и присутне управо око малог региона који пре третмана плазмом није садржао TiN слој. Прво се топи челик, јер има нижу температуру топљења од титан-нитрида (видети поглавље 7.3), а затим се TiN слој, окружен растопљеним челиком, такође топи, меша са челиком и формира се заштитна легура која мења физичке и хемијске карактеристике површине узорка. Специфичне површинске структуре формиране у фази растапања се замрзавају током процеса поновног очвршћавања растопа. Поновљени третмани плазмом доводе до легирања и вишеструког каљења површине узорка. Са слика 105 и 106 може се закључити да додавање танког TiN премаза на површини челика 100Cr6 и 16MnCr5 омогућава постизање већих вредности тврдоће након третмана плазмом у МПК. (На основу SEM и EDS анализе закључено је да ободни део Региона 1, чије су тврдоће и представљене на сликама 105 и 106, након третмана плазмом, садржи титан у малим количинама, док је азот са већине испитаних тачака испарио.) На сликама добијеним SEM анализом уочено је постојање мартензитних структура у третираним узорцима. Мартензитни челици су најтврђи челици. Мартензит се формира у угљеничним челицима брзим хлађењем аустенитног облика гвожђа. Деформације смицања које настају у току тог процеса стварају велики број дислокација, што је примарни механизам ојачања челика.

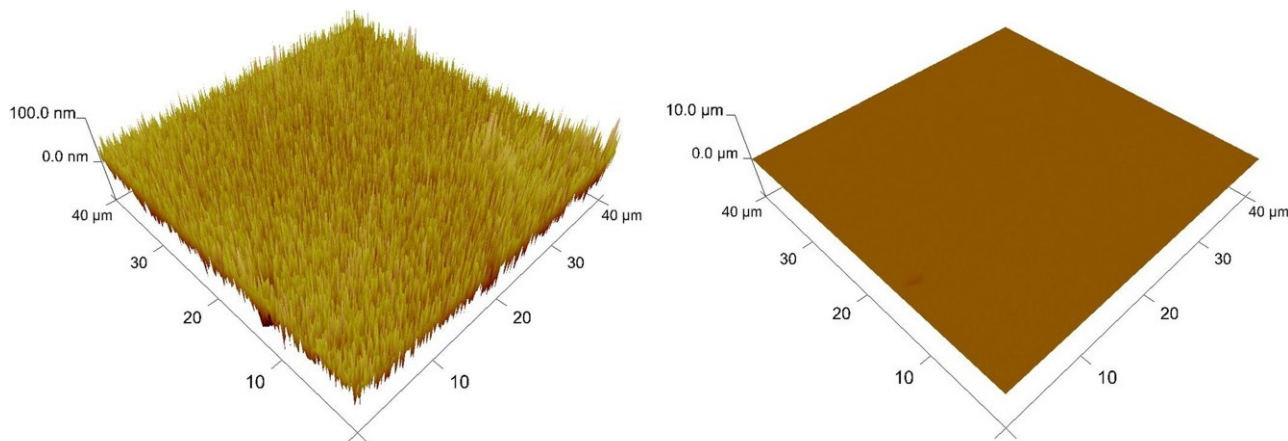
Тврдоћа је такође мерена у Региону 2 и Региону 3 узорка. У граничном региону вредности тврдоће достижу вредности које смо имали када су чисти узорци челика третирани плазмом. Тврдоћа у Региону 3 има вредности сличне онима за узорке челика пре третмана плазмом. Површински TiN слој штити челик, који се налази испод слоја, од топљења. Дубина отиска инструмента који је коришћен приликом мерења тврдоће премашује дебљину слоја TiN на челику која износи 800 nm, тако да измерена тврдоћа у Регионима 2 и 3 представља тврдоћу нетретираног челика.

## 7.4 Модификација Al-Ti и Ni-Ti танких слојева на силицијуму плазмом формираном у МПК

У оквиру изложене теме, анализирана је интеракција плазме формиране у магнетплазменом компресору са Al-Ti и Ni-Ti танким слојевима нанетим на силицијумску подлогу. Дебљина сваког појединачног слоја износи 20 nm. Подлога од Si (100) се користи као субстрат. Депоноване структуре се састоје од 10 алтернирајућих алуминијумских (или никлових) и титанових слојева, по пет од сваког, или од 20 алтернирајућих алуминијумских (или никлових) и титанових слојева, по десет од сваког. На сликама 107 и 108, добијеним анализом на AFM-у (atomic force microscope), приказани су изгледи нетретираних узорка 5x(Ni-Ti)/Si и 10x(Al-Ti)/Si .

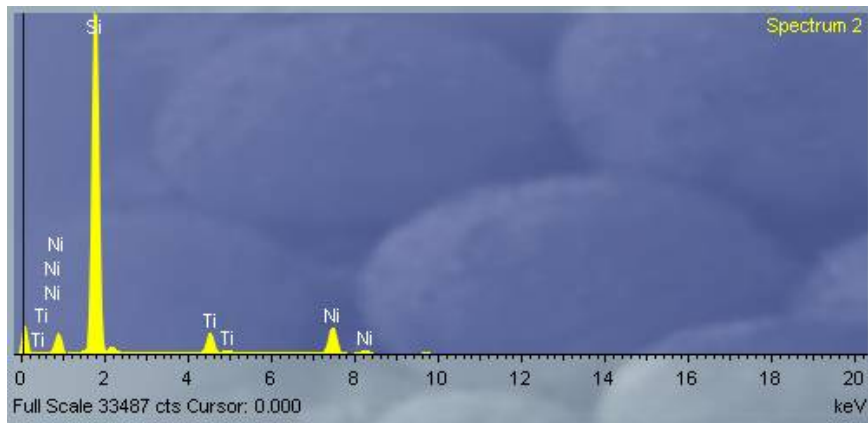


Слика 107: AFM слика узорка 5x(Ni-Ti)/Si пре третмана плазмом.



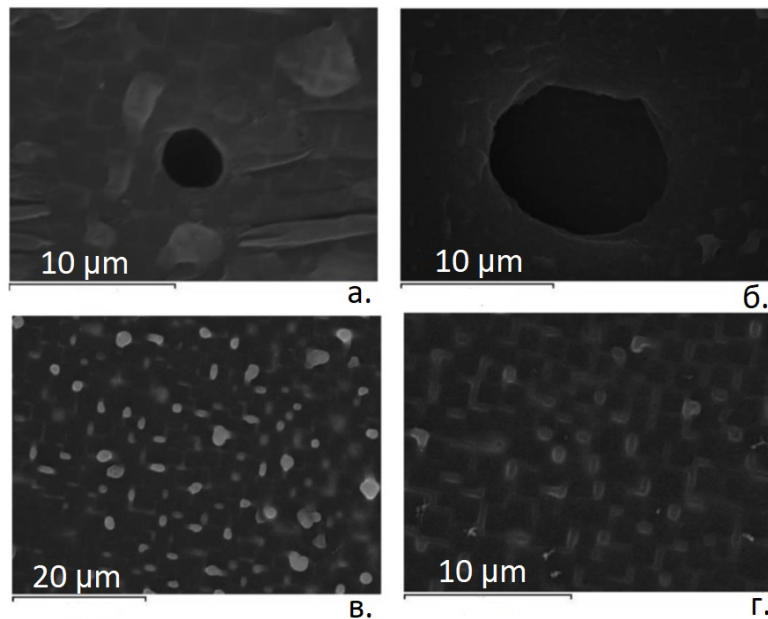
Слика 108: AFM слика узорка 10x(Al-Ti)/Si пре третмана плазмом.

Радни напон, приликом пуњења кондензаторске батерије, износи 4 kV, као радни гас коришћен је хелијум са додатком 5 % водоника, а мете су позициониране на растојању  $z=4.5$  cm у односу на катоду. Приликом третмана плазмом узорак прима око  $10 \text{ J/cm}^2$ , површина се равномерно топи. У току процеса брзог хлађења отопљеног површинског слоја, површинске структуре формиране током процеса растопљене фазе се замрзавају. EDS анализом потврђено је да титан и никл, тј. титан и алуминијум, након третмана плазмом, остају саставни елементи површинског слоја материјала. Као пример, на слици 109 дат је график EDS анализе узорка (Ni-Ti)/Si.



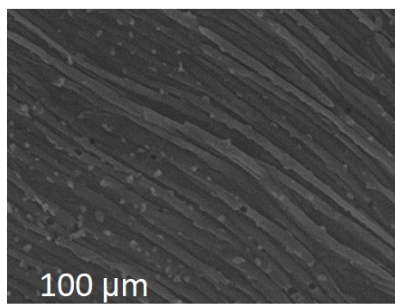
Слика 109: EDS анализа узорка  $10x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  третираног десет пута плазмом у МПК.

Централни регион третиране површине садржи кратере дијаметра  $5\text{-}10\ \mu\text{m}$  и мозаичну структуру јасно дефинисаних граница са карактеристичном димензијом  $1\text{-}2\ \mu\text{m}$ , чија оријентација одговара оријентацији силиконског субстрата. Сlike централног региона добијене SEM микроскопом приказане су на слици 110. Мозаичне структуре потичу од редепозиције материјала танког филма на делимично оштећену структуру силицијумског субстрата.

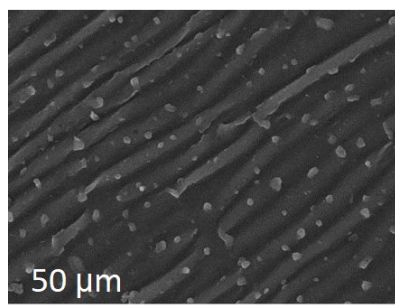


Слика 110: SEM слика централног дела узорака након третмана плазмом: а.  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$ , б.  $5x(\text{Al-Ti})/\text{Si}$ , в.  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$ , г.  $10x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$ .

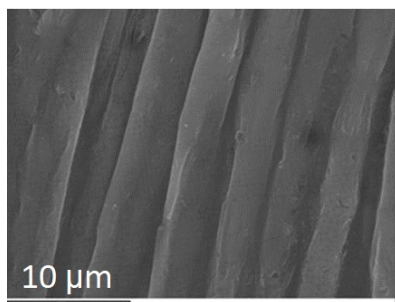
Периферни регион третиране површине садржи периодичне структуре које су глатке, хомогене и синусоидалног облика, као што се и очекује у случају замрзнутих капиларних таласа. Типична таласна дужина периодичних структура износи  $10\ \mu\text{m}$ . Периодичне структуре на периферном региону третираних узорака  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$ ,  $5x(\text{Al-Ti})/\text{Si}$  и  $10x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  приказане су на сликама 111, 112 и 113 добијеним на SEM микроскопу. Периодичне структуре периферног региона узорака су уочене и на AFM микроскопу (слика 114, узорци а.  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  и б.  $10x(\text{Al-Ti})/\text{Si}$  ).



Слика 111: Периодичне структуре на периферном региону третираног узорка 5x(Ni-Ti)/Si (SEM микроскоп).



Слика 112: Периодичне структуре на периферном региону третираног узорка 5x(Al-Ti)/Si (SEM микроскоп).

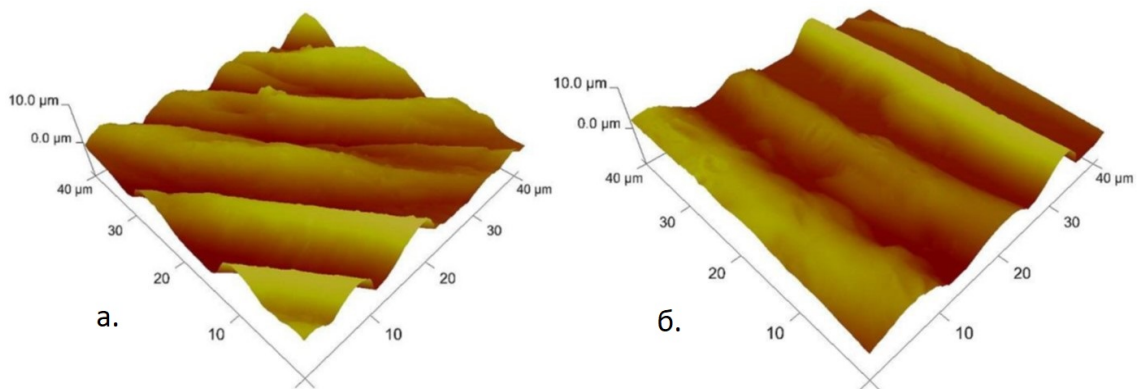


Слика 113: Периодичне структуре на периферном региону третираног узорка 10x(Ni-Ti)/Si (SEM).

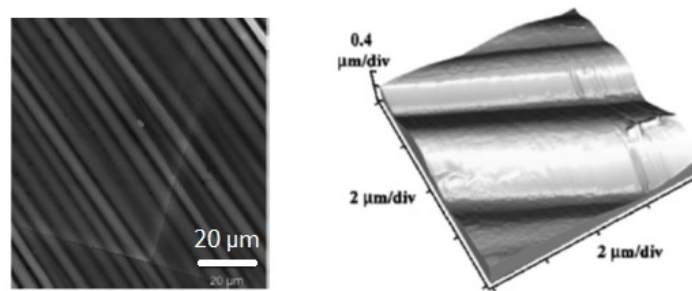
Резултати третмана узорака са танким мулти слојевима (Ni-Ti) и (Al-Ti) на силицијуму упоређени су са ранијим радовима у оквиру наше групе у оквиру којих су анализирани промене на чистом силицијуму након третмана плазмом у МПК [104], [105]. Уочене промене су сличне: у оба случаја у централном региону постоје кратери и оштећења, а периферни регион обилује периодичним структурама. Таласне дужине карактеристичних периодичних структура у случају третмана чистог силицијума износе око 6 μm (слика 115) док при третману силицијума са слојем вишеслојних структура таласна дужина износи 10 μm.

На површини се формирају капиларни таласи. Уколико је правац гравитационе силе такав да не може да утиче на формирање површинских структура (као у нашем случају), дисперзиона релација за капиларне таласе (на основу једначине (158)) дата је формулом:

$$\omega^2 = \frac{\gamma k^3}{\rho} \quad (164)$$



Слика 114: Периодичне структуре на периферном региону третираних узорка а.  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  и б.  $10x(\text{Al-Ti})/\text{Si}$  (AFM микроскоп).



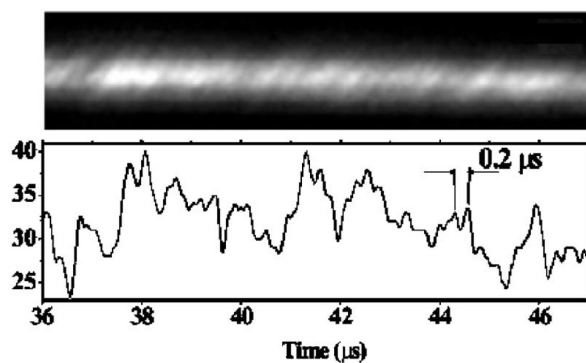
Слика 115: Периодичне структуре на периферном региону третираног силицијума. Преузето из [104]

У формули (164)  $\gamma$  је површински напон,  $\rho$  је густина растопа,  $\omega$  је фреквенција, а  $k$  таласни број капиларних таласа. Вредност површинског напона растопа силицијума износи око  $0.75 \text{ N/m}$ , а густина растопа око  $2550 \text{ kg/m}^3$  [106]. Са обзиром на присуство мале количине никла ( $\gamma = 1.77 \text{ N/m}$  [107]) и титана ( $\gamma = 1.64 \text{ N/m}$  [108]), тј. алуминијума ( $\gamma = 0.896 \text{ N/m}$  [107]) и титана у површинском слоју, у нашем случају ће вредности површинског напона и густине бити мало измењени у односу на случај третмана мете од чистог силицијума. Типична процењена таласна дужина периодичних површинских структура износи око  $10 \mu\text{m}$ .

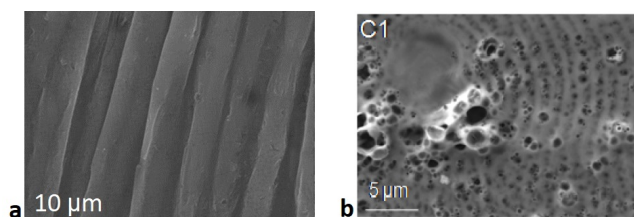
У ранијим истраживањима која су се у оквиру наше групе вршила, брзом камером (IMACON 790 high speed camera) је праћен развој компресионог тока, при чему је отвор камере био позициониран паралелно са током плазме [19, 103, 104]. Јасно су уочене дискретне структуре у оквиру компресионог тока, примећене као светли и тамни региони. Фреквенција појављивања структура је око  $5 \text{ MHz}$  (слика 116). Интересантно је да се добијена вредност капиларне фреквенције оквирно поклапа са фреквенцијом периодичних структура у плазменом току.

Резултати морфолошке анализе узорка третираних плазмом су поређени са резултатима третмана истих узорка са  $\text{Er:glass}$  и  $\text{Nd:YAG}$  ласерима изложеним у радовима [109], [110], [111], [112] и докторату [113]. Резултати третмана испитиваних узорка плазмом формираном у МПК су упоредиви са резултатима ласерског третмана.

Типичне таласне дужине периодичних структура периферног региона су једнаке ( $10 \mu\text{m}$ ), слика 117. Мозаичне структуре су мање у случају третмана узорка ласерским сно-

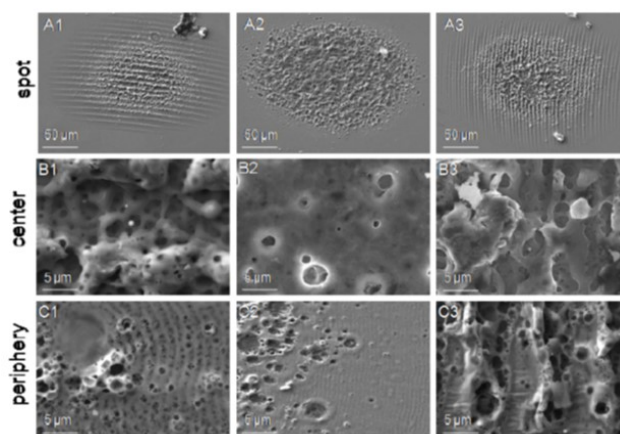


Слика 116: Дискретност компресионог тока, снимак IMACON 790 брзом камером. (Преузето из [104])



Слика 117: Поређење периферних периодичних структура у случају третмана узорка  $10x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  плазмом у МПК (слика а) и у случају третмана узорка  $5x(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$  ласерским зрачењем (слика б). (Слика б. преузета је из рада [111])

пом и износе око 100 nm, што се и очекује јер регион третмана сужен у односу на третман плазменим током.



Слика 118: Периодичне ласерски индуковане површинске структуре на периферном региону третираних узорака - вишеслојних структура на силицијуму  $(\text{Ni-Ti})/\text{Si}$ . Преузето из [111].

Ласерски индуковане периодичне структуре (LIPSS - laser induced periodic surface structure) представљају феномен откривен у време производње првих ласерских извора. Данас се зна да LIPSS структуре могу бити произведене на скоро свим типовима материјала (метали, полупроводници, диелектрици). Генеришу се унутар фокалне тачке линеарно поларизованог ласерског зрачења и могу се карактерисати као периодична модулација по-

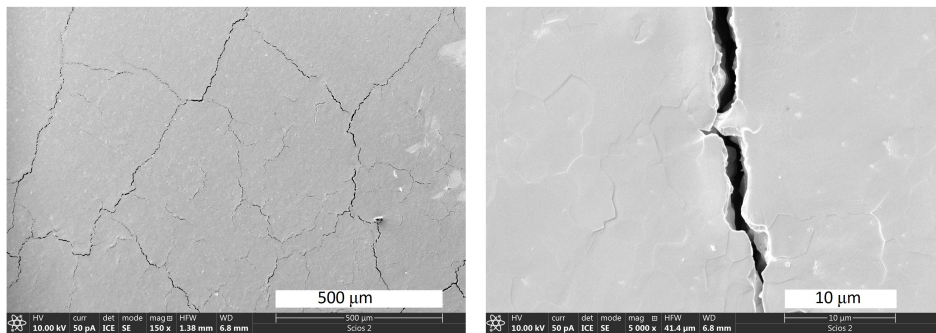
вршинске топографије у форми регуларне решетке. У односу на везу просторног периода периодичних структура  $\Lambda$  и примењене таласне дужине  $\lambda$ , LIPSS структуре се деле на две групе: нискофреквентне са  $\Lambda > \lambda/2$  (LSFL) и високофреквентне са  $\Lambda < \lambda/2$  (HSFL) [114]. Субкласификација LSFL структура базира се на периоду структура и њиховој оријентацији у односу на поларизацију ласерског снопа, а ове карактеристике су одређене електронском структуром материјала, дакле интеракцијом материјала и ласерског зрачења. У случају јако апсорбујућих материјала, као што су метали и полупроводници, LSFL су такве да је  $\Lambda \sim \lambda$  и оријентација структура је нормална на правац поларизације снопа. У случају неких материјала са великим енергијским процепом, LIPSS структуре се генеришу са  $\Lambda \sim \lambda/n$ , паралелно правцу поларизације снопа ласерског зрачења, при чему је  $n$  индекс преламања диелектричног материјала од интереса. Након првих анализа HSFL структура током деведесетих година прошлог века, са просторним периодом од само неколико стотина нанометара, истраживачке активности на пољу LIPSS су се интензивирале. Тренутно постојеће теорије формирања LIPSS деле се на две различите класе: 1) електромагнетне теорије које описују депозицију оптичке енергије и 2) теорије реорганизације материје базиране на редистрибуцији материјала уз површину. Фундаментална разлика између две класе је следећа: приликом описа процеса помоћу расејања електромагнетног зрачења и апсорпционих ефеката, просторни облик финалних структура је одређен током ласерског зрачења, док реорганизација материје може трајати значајно дуже (типично 10 ps до 100 ps, па до ms). Према томе, приликом озрачивања материјала ултракратким ласерским импулсима трајања у опсегу од fs до ps, оба формирајућа сценарија се догађају у временски раздвојеним режимима.

Периодичне површинске структуре индуковане плазмом до сада у научним радовима нису интензивно истраживане и потпуно објашњене. У изложеном раду показано је постојање самог феномена формирања периодичних структура и процењена је таласна дужина. Такође, резултат је поређен са резултатима сличних истраживања на узорцима од чистог силицијума. Ова област има великих потенцијала за даља истраживања, како експериментална, тако и теоријска.

## 7.5 Интеракција плазме формиране у МПК са узорцима волфрама

Узорци волфрама и волфрама на који је депонован слој титана третирани су плазмом формираном у МПК, на позицији  $z=3.5$  cm, у случају водоника као радног гаса. Приликом једног третмана плазмом на мету се депонује густина енергије  $20 \text{ J/cm}^2$ . Радни гас и позиција су одабрани на основу резултата представљених у одељку 7.1, са циљем што већег термалног оптерећења мете. Третирани узорци су анализирани помоћу скенирајућег електронског микроскопа, а урађена је и анализа хемијског састава узорака (помоћу EDS-a).

Након третмана узорака од волфрама плазмом у МПК, на узорку су јасно видљиве пукотине и оштећења (слика 119).

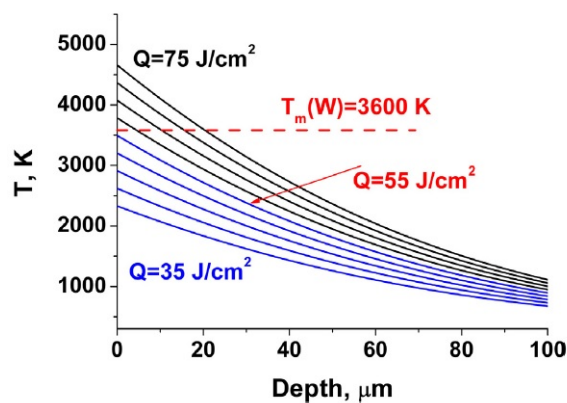


Слика 119: SEM слика узорка волфрама након три третмана плазмом.

При описивању промене температуре површине узорка чистог волфрама користи се класична једначина преноса топлоте:

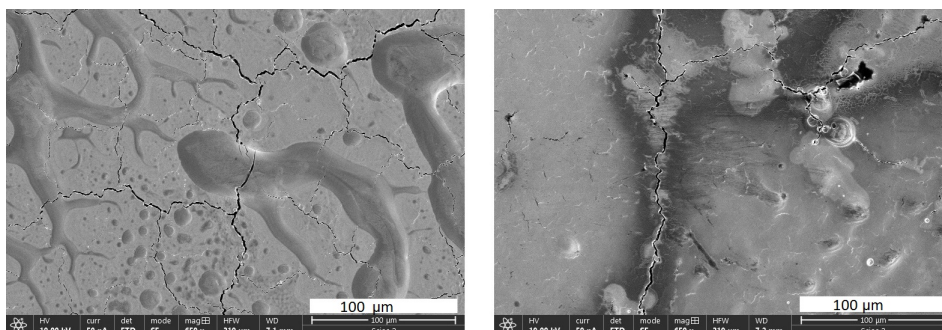
$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{c\rho}{\kappa} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} \quad (165)$$

при чему је  $c$  специфични топлотни капацитет волфрама ( $134 \text{ J/kgK}$  [115]),  $\rho$  је густина волфрама ( $19.25 \times 10^3$  [116]),  $\kappa$  је термална проводност волфрама ( $150 \text{ W/mK}$  [117]). Једначина (165) је моделовањем и симулацијом решена у раду [71], уз коришћење почетних и граничних услова описаних у раду [118]. Као резултат добијена је зависност температуре од дубине унутар узорка волфрама, за случај примене различитих густина енергије тока плазме, у тренутку завршетка деловања компресионог тока плазме на узорак, слика 120. Резултати анализе примењиви су и на наш случају, екстраполацијом графика закључује се да ће температура површине мете од чистог волфрама приликом оптерећења узорка густином енергије око  $20 \text{ J/cm}^2$  бити у опсегу између  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $1700 \text{ }^\circ\text{C}$ , што није довољно за топљење волфрама.



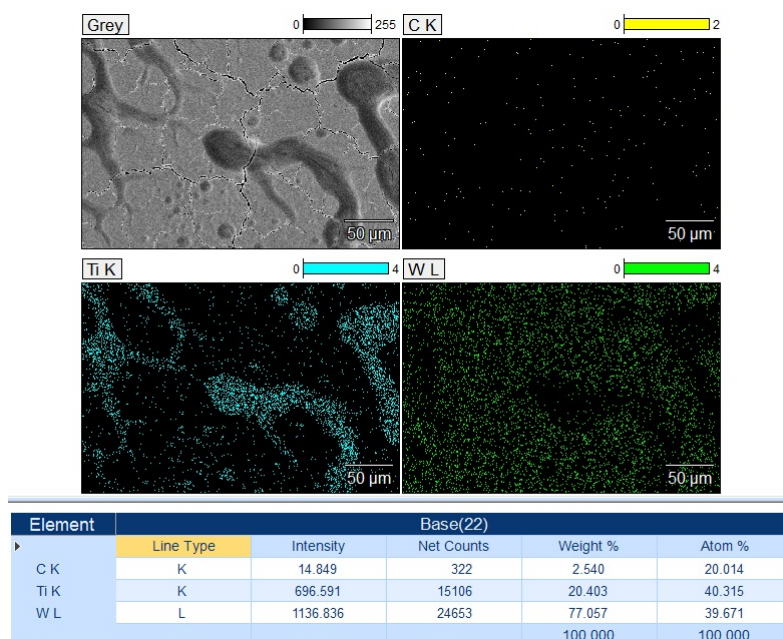
Слика 120: Зависност температуре узорка чистог волфрама од дубине. (Преузето из [71].)

Методом реактивног јонског распршивања на узорке волфрама депонован је слој титана дебљине 800 nm ( $\text{W}+\text{Ti}$ ). Приликом анализе третираног узорка ( $\text{W}+\text{Ti}$ ) уочене су структурне промене површине материјала, а резултат SEM анализе једног таквог узорка дат је на слици 121.



Слика 121: SEM слика узорка  $\text{W}+\text{Ti}$  након третмана плазмом.

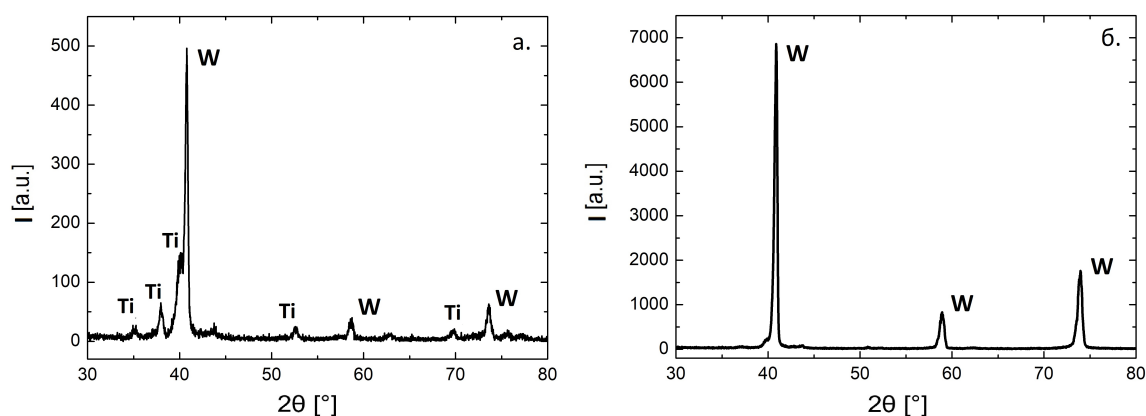
Пре третмана плазмом титан је био равномерно распоређен по површини. Након третмана плазмом долази до топљења површинског слоја. Резултати анализе хемијског састава узорка показали су да се јављају две зоне - формације са већом концентрацијом титана и региони са мањом концентрацијом у којима је већински присутан волфрам. На површини постоје региони у којима се, по дубини доступној EDS анализи не детектује волфрам, а то су управо региони титанијумских формација, слика 122.



Слика 122: EDS анализа узорка W+Ti након третмана плазмом.

Генерално, закључак је да постојећа густина енергије није довољна да растопи цео титански премаз на волфрамовом супстрату и површински слој волфрама који се налази испод титана и ефикасно их помеша у растопљеном стању. Дакле, долази до топљења титана и нагомилавања на површини волфрама. На појединим местима долази и до делимичног продора титана у решетку волфрама.

Приликом анализе третираних узорка помоћу дифракције x-зрака, на углу расејања  $2\theta$  око  $40^\circ$ , уочава се постојање интензивног пика несиметричног профила, значајно проширеног са леве стране. То су заправо два врло блиска пика, слика 123 а. Доминан-

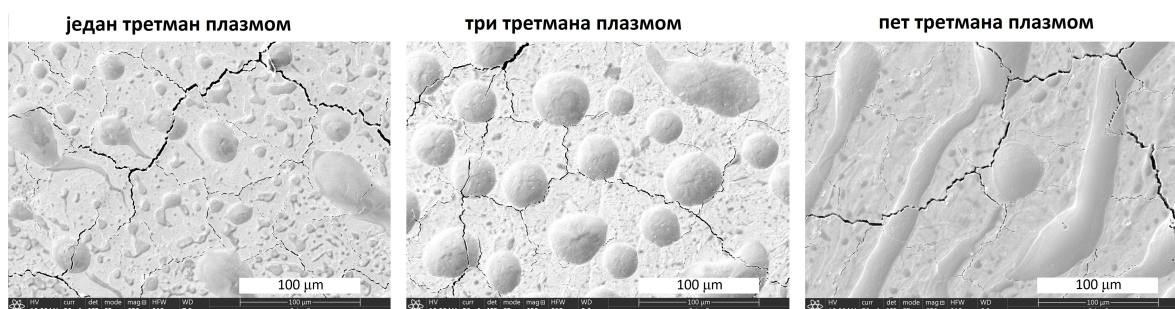


Слика 123: XRD дифрактограм узорка W+Ti након пет третмана плазмом (слика а) и истог узорка, али у случају када x-зраци продиру дубље у узорак, тј. у случају чистог волфрама (слика б).

тан интензитет одговара расејању x зрака на кристалној структури волфрама, док мање интензиван пик одговара расејању x зрака на кристалној структури титана. На основу података из рада [71], када се атоми титана уграђују у кристалну структуру волфрама,

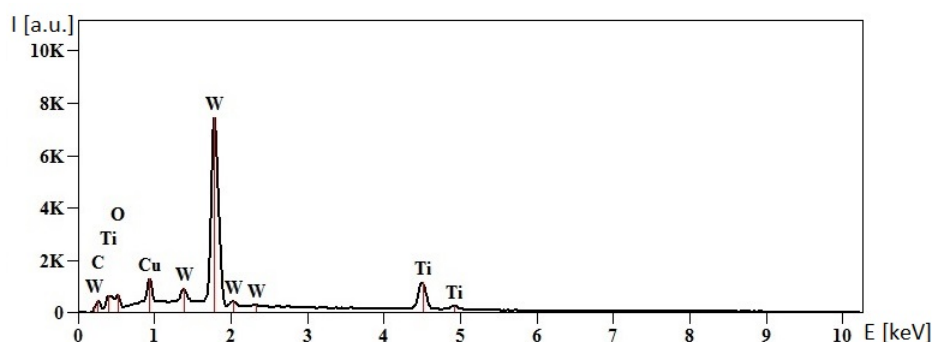
не долази до промене на дифрактограму, па се анализом дифрактограма не може донети закључак о постојању тог процеса. Овај резултат је упоредив са резултатом добијеним у раду [71], у случају када је мета W+Ti апсорбовала густину енергије  $35 \text{ J/cm}^2$ . Приликом анализе третираних узорка помоћу расејаних x зрака, постојање пикова који одговарају расејању x-зрака на атомима титана се уочава само уколико је геометрија снимања таква да се анализира само танак површински слој узорка (Thin Film геометрија). Уколико се анализира дебљи слој узорка, тј. ако x-зраци продиру дубље у узорак, на дифрактограму на слици 123 б, око  $40^\circ$ , уочава се само један интензиван пик који одговара расејању x-зрака на волфрамској кристалној решетци.

Резултати SEM анализе W+Ti узорка након једног, три и пет третмана плазмом, међусобно су упоредиви. Повећање броја третмана плазмом доводи до прерасподеле структура са повећаном концентрацијом титана и до њиховог груписања, слика 124.



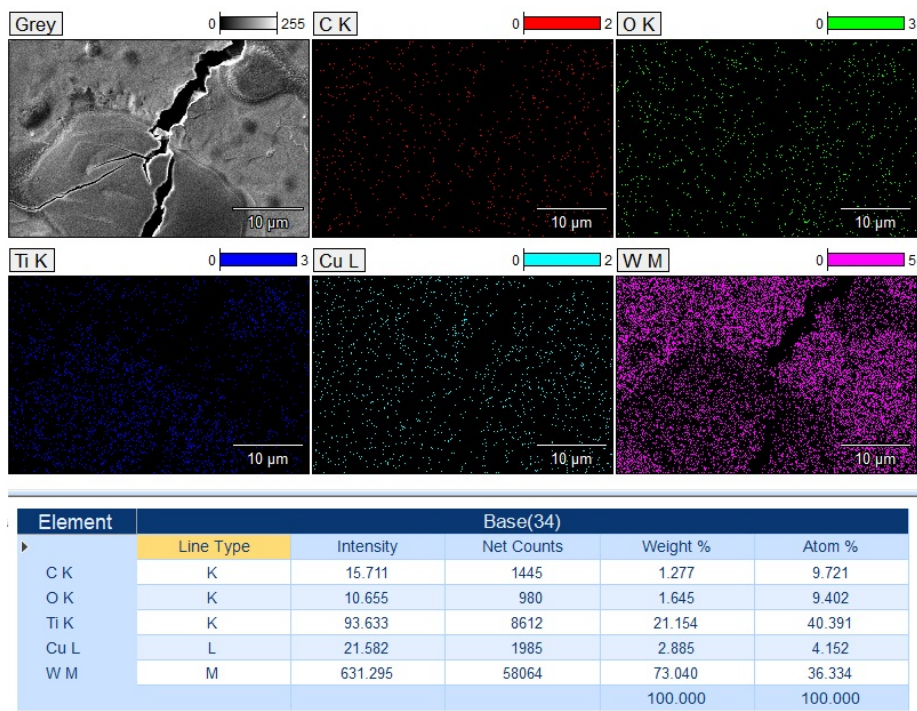
Слика 124: SEM слика узорка W+Ti након третмана плазмом.

EDS анализа показала је да се површински слој свих узорка састоји од волфрама, титана и, у неким случајевима, мале количине бакара, угљеника и кисеоника, слика 125. Услед постојања спатеровања катоде, у анализираном слоју може бити присутан и бакар, чији се процентуални удео, очекивано, повећава бројем третмана плазмом. Процентуални удео титана и волфрама у одабраном делу узорка није међусобно упоредив у узорцима третираним различитим бројем плазма млазева јер прерасподела титана на површини након третмана није равномерна.

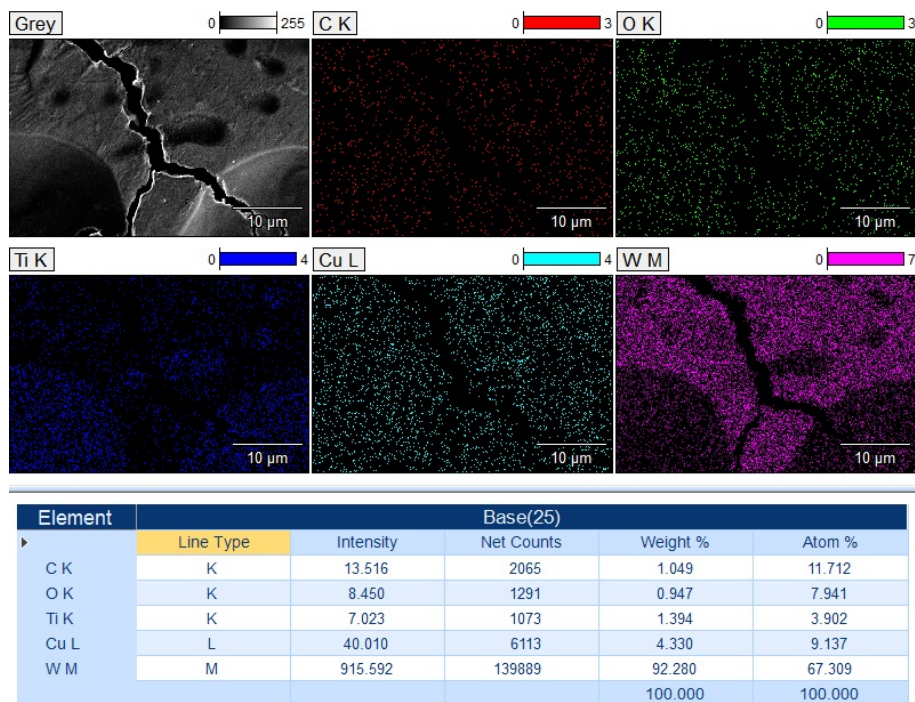


Слика 125: EDS анализа узорка W+Ti након три третмана плазмом.

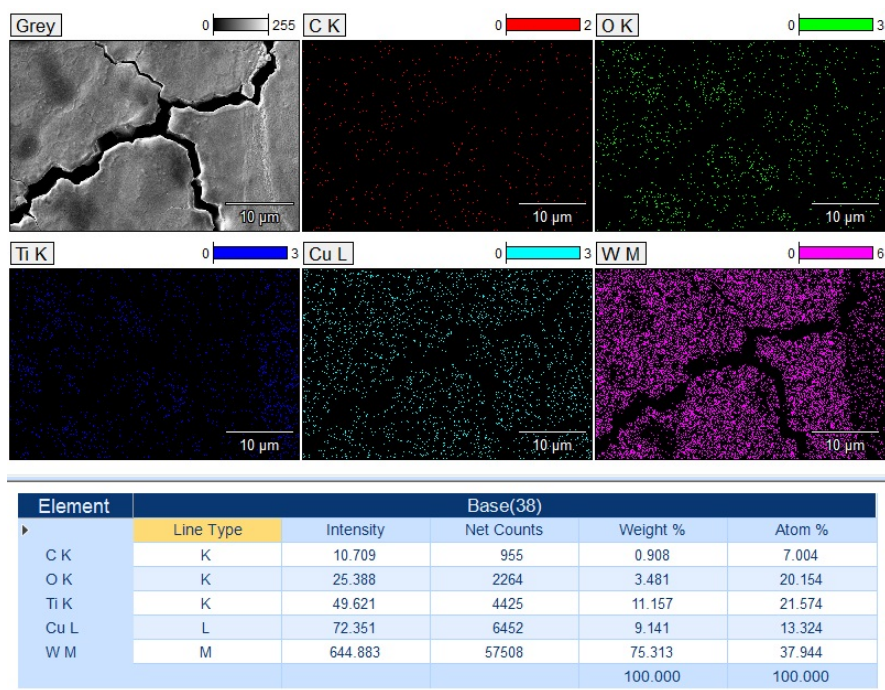
На свим узорцима су присутне пукотине и две јасно уочљиве зоне са различитим концентрацијама титана и волфрама. На сликама 126, 127, 128 приказана је EDS анализа узорка W+Ti након једног, три и пет третмана плазмом. У горњем левом углу налазе се SEM слике дела узорка на коме је рађена EDS анализа.



Слика 126: EDS анализа узорка W+Ti након једног третмана плазмом.



Слика 127: EDS анализа узорка W+Ti након три третмана плазмом.



Слика 128: EDS анализа узорка W+Ti након пет третмана плазмом.

Следећи корак у истраживању везаном за третман мета волфрама са депонованим слојем титана биће анализа промена приликом оптерећења узорка већом густином енергије. Ти услови биће задовољени у уређају МПК типа који је тренутно у изградњи.

## 8 Закључак

Рад у оквиру изложене тезе представља наставак рада колега из групе на уређају магнетоплазмени компресор који се налази у Лабораторији за физику плазме Физичког факултета Универзитета у Београду. Главни резултат тезе је оптимизација рада МПК за потребе третмана и модификације различитих материјала од интереса за науку и индустрију.

Први резултат рада је одређивање расподеле енергије плазменог млаза дуж осе прањене и реализован је калориметријском методом. За потребе рада конструисана је посебна експериментална поставка која је имплементирана у постојећу комору. Изложени резултати односе се на три различита радна гаса: водоник, мешавина хелијума и водоника и аргон. Као оптимални радни гас за даља истраживања у оквиру тезе, везана за третман материјала плазмом формираном у МПК, одабран је хелијум са 5 % водоника. (У случају рада са водоником и смешом хелијума и водоника количина енергије депоноване на мету је слична, али је познато да је задржавање водоника у материјалу третираном високоенергетском плазмом израженије, него задржавање хелијума. У случају рада са аргонем, на мету се депонује значајно мања количина енергије, него у претходна два случаја.) За оптималну позицију, тј. растојање врха катодне и мете утврђена је позиција  $z=4.5$  cm, при којој се на третирану мету депонује густина енергије око  $10 \text{ J/cm}^2$ . На тој позицији је компресија највећа и задња страна мете нема промене изазване интеракцијом са плазмом. У току рада са волфрамом, вредност  $z$  је била мања због потребе за депоновањем веће количине енергије на мету.

У току рада, плазмом формираном у МПК третирану су различити материјали, а затим су се проучавале морфолошке, физичке и хемијске промене у оквиру њихових површинских слојева.

Најзначајнији резултат третмана три типа индустријског челика (100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4) плазмом је значајно повећање тврдоће узорака. Тврдоћа челика 100Cr6 повећана је за 75 %, челика 16MnCr5 за 53 %, док је тврдоћа челика 42CrMo4 повећана за 87 %. Такође, детаљно је праћена храпавост узорака и закључено је да више од пет третмана плазмом доводи до формирања глатког периферног слоја на свим узорцима. Анализом узорака помоћу дифракције  $x$  - зрака, на дифрактограму је уочено присуство  $\gamma$  фазе гвожђа (у великом проценту у третираном узорку челик 100Cr6, а тек у траговима у узорцима челик 16MnCr5 и челик 42CrMo4).  $\gamma$  фаза гвожђа се формира на температурама преко  $912 \text{ }^\circ\text{C}$ , на основу чега се закључује да се површина третираних узорака током интеракције са плазмом загрева на температуру преко  $912 \text{ }^\circ\text{C}$ . У третираним типовима челика је, у врло малој количини, присутан и никл, али се, на основу резултата анализе закључује да је та количина никла довољна да се реализује стабилизација  $\gamma$  фаза гвожђа на собној температури.

Испитане су промене на два типа челика (100Cr6, 16MnCr5) у случају када се пре интеракције са плазмом на површину депонује танак слој титан-нитрида дебљине 800 nm. Мала ивична област сваког узорка остаје челична, без депонованог TiN слоја. Промене након интеракције узорака са плазмом концентрисане су око области узорка који није имао депонован TiN слој на себи. Током интеракције са плазмом, прво се топи челични део узорка који не садржи депонован TiN слој на себи јер има нижу тачку топљења ( $1370 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $1540 \text{ }^\circ\text{C}$ ) од TiN слоја. TiN слој је окружен растопом, топи се и он, долази до мешања слојева. У делу узорка долази и до испаравања азота. Значајан резултат овог дела рада је био још веће повећање тврдоће челика, у региону у коме је дошло до мешања растопљеног материјала. У случају третмана мете од челика типа 100Cr6 на чијој површини се налази

800 nm депонованог слоја TiN, тврдоћа измењеног слоја је повећана за 110 %. Након третмана челика типа 16MnCr5 на чијој површини се налази 800 nm депонованог слоја TiN, повећање тврдоће измењеног слоја износи око 70 %. Добијени резултати могу бити од интереса за индустријску примену.

Плазмом формираном у МПК третирају се и узорци који се састоје од силицијумске подлоге и танких алтернирајућих слојева (5 или 10) алуминијум - титана и никл - титана. Дебљина сваког појединачног слоја износи 20 nm. Испитивање карактеристика оваквих материјала је од интереса за микроелектронику, аероиндустрију, биомедицинску индустрију, итд. Централни део третираних узорака одликују мозаичне структуре јасно дефинисаних граница са карактеристичном димензијом 1-2  $\mu\text{m}$ , чија оријентација одговара оријентацији силиконског субстрата. Оне представљају нагомилавање растопљеног површинског слоја на делимично општећену силицијумску решетку. Периферија третираних узорака састоји се од правилних, периодичних, таласастих структура таласне дужине 10  $\mu\text{m}$ . Резултати су поређени са резултатима третмана чистог силицијума плазмом истих карактеристика, као и са резултатима третмана истих узорака ласерским зрачењем, при чему се на узорак, приликом третмана, депонује иста количина енергије. Уочена су значајна поклапања резултата, са тим што је таласна дужина периодичних периферних структура мања у случају третмана чистог силицијума, што се и очекује због промене хемијског састава површинског слоја, а самим тим и густине растопа и његовог површинског напона.

МПК се може користити као лабораторијски симулатор реалних догађаја краткотрајних изливања плазме унутар фузионих реактора, која постоје услед незаобилазних нестабилности фузионе плазме. У оваквим експериментима од интереса је проучавати понашање различитих материјала, кандидата за уградњу у делове реактора који су директно изложени контакту са плазмом. Волфрам је један од водећих материјала који се користи за изградњу фузионих реактора. Од изузетног научног значаја су испитивања везана за понашање легура волфрама и елемената који би побољшали његове карактеристике. У нашем истраживању проучене су последице интеракције компресионог високоенергетског тока плазме и чистог волфрама, као и волфрама са депонованим слојем титана ( $W + 800 \text{ nm TiN}$ ). Уочене су пукотине на узорцима, што се и очекује због велике кртости волфрама. Такође, испитана је могућност да се компресиони ток плазме формиран у МПК, који поседујемо у лабораторији, користи за легирање подповршинског слоја материјала (волфрама) са титаном који је депонован у виду пресвлаке на површини узорка.

Саставни део експерименталне поставке чини и систем за спектроскопску дијагностику. Приликом третмана узорка плазмом, спектроскопски је праћен слој плазме уз мету који представља мешавину долазаћег тока плазме, плазме рефлектоване од мете и плазме формиране након аблације површине. Ова плазма садржи и одређену количину материјала спатерованог са третиране мете. Снимљени спектри коришћени су у циљу одређивања параметара плазме: електронске концентрације и температуре, као и за идентификацију присуства спатерованог материјала мете у плазми.

У току израде ове дисертације у Лабораторији је направљена и нова вакуумска комора већих димензија у којој се планира поставка магнетоплазменог компресора оригиналне конструкције са транспарентном и анодом и катодом (МПК типа 200). У сарадњи са Лабораторијом за високе напоне Електротехничког факултета Универзитета у Београду, у току је конструкција новог извора за напајање кондензаторске батерије, који ће обезбедити велике струје пражњења (преко 300 kA) и дуже време живота квазистационарног тока плазме (преко 1 ms).

## 9 Литература

- [1] I. E. Garkusha, D.G. Solyakov, V. V. Chebotarev, V. A. Makhlay and N. V. Kulik. Experimental studies of high-energy quasi-steady plasma streams generated by a magnetoplasma analogue of the Laval nozzle in the compression and acceleration regimes. *Plasma Physics Reports*, 45: 166-178, 2019.
- [2] A.I. Morozov. The acceleration of a plasma by a magnetic field. *Soviet Phys. JETP*, Moscow State Univ, 5, 1957.
- [3] A.I. Morozov. Steady State Plasma Accelerators and their Applications in Thermonuclear Research, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the Third International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, 2, IAEA, 1969.
- [4] A.I. Morozov. Processes in a magnetoplasma compressor. *Fizika plazmy*, 1: 179-191, 1975.
- [5] A.I. Morozov and L.S. Solov'ev. Steady-state plasma flow in a magnetic field. *Reviews of Plasma Physics/Voprosy Teorii Plazmy/Вопросы Теории Плазмы*, Springer, 1-103, 1980.
- [6] V. I. Tereshin. Quasi-stationary plasma accelerators (QSPA) and their applications. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37 (11A): A177, 1995.
- [7] V. I. Tereshin, V. V. Chebotarev, D. G. Solyakov, I. E. Garkusha, V. A. Makhlay, S. A. Trubchaninov, N. I. Mitina, A. I. Morozov, A. V. Tsarenko, H. Wuerz. Powerful quasi-steady-state plasma accelerator for fusion experiments. *Brazilian Journal of Physics*, 32: 165-171, 2002.
- [8] I. Garkusha. High current plasma accelerators: physics and applications, *East European Journal of Physics*, 1040 (1): 28-39, 2013.
- [9] K. I. Deshko and V. A. Chernikov. On Optimization of a Power-Supply System of a Magneto-Plasma Compressor. *Moscow University Physics Bulletin*, 73 (1): 118-124, 2018.
- [10] B. Göksel I. Ch. First breakthrough for future air-breathing magneto-plasma propulsion systems. *Journal of Physics: Conference Series*, 825, (1): 012005, 2017.
- [11] V.V. Kuzenov, S. V. Ryzhkov, Sergei V and Yu Aleksey. Numerical Modeling of Individual Plasma Dynamic Characteristics of a Light-Erosion MPC Discharge in Gases. *Applied Sciences*, 12 (7): 3610, 2022.
- [12] V. I. Tereshin, A. N. Bandura, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev, I. E. Garkusha, V. A. Makhlay, D. G. Solyakov, A. V. Tsarenko, I. Landman. Simulation of iter transient heat loads to the divertor surfaces with using the powerful quasi-steady-state plasma accelerator. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56 (2): B162-B169, 2006.
- [13] V. A. Makhlay, I. E. Garkusha, N. N. Aksenov, B. Bazylev, O. V. Byrka, I. Landman, J. Linke, S. V. Malykhin, A. T. Pugachov, M. J. Sadowski and others. Plasma exposure of different tungsten grades with plasma accelerators under ITER-relevant conditions. *Physica Scripta*, T161, 014040, 2014.

- [14] A. K. Marchenko, M. S. Ladygina, Yu V Petrov, I. E. Garkusha, D. G. Solyakov, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev, N. N. Aksenov, S. S. Herashchenko, S. I. Lebedev and others. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses. Вопросы атомной науки и техники, Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, 2016.
- [15] O. V. Birka, V. A. Makhlai, E. E. Garkusha, A. K. Marchenko, N. V. Kulik, S. V. Malykhin, V. V. Chebotarev, M.S. Ladygina, V. V. Staltsov, N. N. Aksenov and others. Modification effects in RAFM steels and other candidate materials under power pulsed plasma impacts and its influence on material performance in inertial fusion reactor conditions. Vienna (Austria), May 2020.
- [16] N. N. Cherenda, V. V. Uglov, Yu V, Martinovich, I. A. Betanov, V. M. Astashynski, A. M. Kuzmitski. Structure of the austenitic steel surface layer subjected to compression plasma flows impact. High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes, 24, 3, 2020
- [17] I. P. Dojcinovic, M. R. Gemisic, B. M. Obradovic, M. M. Kuraica, V. M. Astashinski and J. Puric. Investigation of plasma parameters in a magnetoplasma compressor. Journal of Applied Spectroscopy, 68, 5: 824 - 830, 2001.
- [18] J. Purić, I.P. Dojčinović, V. M. Astashynski, M. M. Kuraica, B. M. Obradović. Electric and thermodynamic properties of plasma flows created by a magnetoplasma compressor. Plasma Sources Science and Technology, 13, 1:74, 2003.
- [19] I. P. Dojčinović, M.M. Kuraica, B. M. Obradović, N. Cvetanović, J. Purić. Optimization of plasma flow parameters of the magnetoplasma compressor. Plasma Sources Science and Technology, 16, 1: 72, 2006.
- [20] N. Trklja. The Current Status of the Magnetoplasma Compressor Device in Belgrade – Study of Plasma Facing Materials Important for Fusion Reactors. Interdisciplinary description of complex systems, 13, 1, 2015.
- [21] I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica and J. Jagoš. Material surface damage by quasistationary compression plasma flow action. Vacuum, 85, 5: 596 - 600, 2010.
- [22] M. Qu, F. Kong, S. Yan, V. V. Uglov, J. Xue, Y. Wang. Damages on pure tungsten irradiated by compression plasma flows. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 444: 33 - 37, 2019.
- [23] B. Milic. Osnove fizike gasne plazme. Gradjevinska knjiga, 1989.
- [24] S. I. Braginskii, Reviews of Plasma Physics. Vol. 1 (ed. M, A. Leontovich), Consultants Bureau, New York, 1965.
- [25] Иван Дојчиновић. Истраживање магнетоплазменог компресора компактне геометрије. Магистарска теза, Универзитет у Београду, 2003.
- [26] de Laval nozzle [Online]. Available: <https://en.wikipedia.org/wiki/DeLavalnozzle>
- [27] K. V. Brushlinskii, N. I. Gerlakh and A. I. Morozov. Two-dimensional steady flow of highly conducting plasma in a coaxial system. Fluid Dyn 1: 134–136, 1966.

- [28] A. K. Vinogradova, A. I. Morozov. *Physics and Application of Plasma Accelerators*. Nauka i Tekhnika, Minsk, 1974.
- [29] P. E. Kovrov, A. P. Shubin. *Physics and Application of Plasma Accelerators* (in Russian), Nauka i Tekhnika, Minsk, 1974, 78.
- [30] V. I. Berkov, A. K. Vinogradova, P. E. Kovrov, A. I. Morozov, L. G. Tokarev, M. A. Proshin, G. Ya. Shchepkin. Estimate of plasma parameters in acceleration channel and compression zone of magneto-plasma compressor. IAE-2267. Gosudarstvennyj Komitet po Ispol'zovaniyu Atomnoj Ehnergii SSSR, 1973.
- [31] K.V. Brushlinskii, A. M. Zaborov, A. N. Kozlov, V. V. Savel'ev, A. I. Morozov. Numerical simulation of plasma flows in quasistationary plasma accelerators. *Fizika Plazmy*, 16 (2): 147-157, 1990.
- [32] A. I. Morozov. Principles of coaxial (quasi) stationary plasma accelerators. *Fizika plazmy*, 16 (2): 131-149, 1990.
- [33] J.A.M. van der Mullen. Excitation equilibria in plasmas; a classification. *Physics Reports*, 191: 109–220, 1990.
- [34] F. F. Chen, J. P. Chang. *Lecture notes on principles of plasma processing*, Springer Science & Business Media, 2003.
- [35] T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy*. Oxford University Press, Oxford, 2004.
- [36] R. W. P. McWhirter, in: R. H. Huddlestone, and S. L. Leonard (Eds.). *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, New York: 201-264, Chapter 5, 1965.
- [37] J. D. Hey. Criteria for local thermal equilibrium in non-hydrogenic plasmas. *JQSRT*, 16:69–75, 1976.
- [38] A. V. Pavlov, T. S. Shchepanyuk, E. O. Chebykin, A. S. Skriabin, V. D. Telekh. About graphite evaporation dynamics caused by radiation in near zone of magnetoplasma compressor discharge. *Journal of Physics: Conference Series*, 2270 (1):012061, 2022.
- [39] H. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. Academic Press, New York and London, 1974.
- [40] Wolfgang Demtröder. *Atoms, molecules and photons*, 3 (7) Springer, 2010.
- [41] H. Haken, H.C. Wolf. *Modern Methods of Optical Spectroscopy. The Physics of Atoms and Quanta*, Springer: 385-398, 1996.
- [42] G. Peach. Theory of the pressure broadening and shift of spectral lines. *Advances in Physics*, 30, 3:367-474, 1981.
- [43] M. Baranger. Simplified quantum-mechanical theory of pressure broadening. *Physical Review*, 111 (2), 481, 1958.
- [44] H. R. Griem. Semiempirical Formulas for the Electron-Impact Widths and Shifts of Isolated Ion Lines in Plasmas. *Phys. Rev.* 165, 258, 1968.

- [45] M. S. Dimitrijević, N. Konjević. Stark widths of doubly- and triply-ionized atom lines. *JQSRT*, 24, 451, 1980
- [46] J. Purić , M. Šćepanović. General Regularities of Stark Parameters for Ion Lines. *The Astroph. J*, 521, 490, 1999.
- [47] A. W. Ali, H. R. Griem. Theory of resonance broadening of spectral lines by atom-atom impacts. *Physical Review*, 140 (4A): A1044, 1965.
- [48] W. R. Hindmarsh, F. M. Farr. Collision broadening of spectral lines by neutral atoms. *Progress in Quantum Electronics*, 2: 141-214, 1973.
- [49] M. Findeisen, T. Grycuk, A. Bielski, J. Szudy. On the role of Maxwellian averaging in the interpretation of pressure broadening and shift of spectral lines. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 20 (22): 5997, 1987.
- [50] C. Yubero, M. S. Dimitrijević, M. C. García and M. D. Calzada Using the van der Waals broadening of the spectral atomic lines to measure the gas temperature of an argon microwave plasma at atmospheric pressure. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 62 (2): 169-176, 2007.
- [51] N. Konjević, M. Ivković, and N. Sakan. Hydrogen Balmer lines for low electron number density plasma diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 76, 16-26, 2012.
- [52] N. Cvetanović, O. Galmiz, P. Synek, M. Zemánek, A. Brablec, T. Hoder. Electron density in surface barrier discharge emerging at argon/water interface: quantification for streamers and leaders. *Plasma Sources Sci. Technol.* 27: 025002, 2018.
- [53] Xi-Ming Zhu, James L. Walsh, Wen-Cong Chen and Yi-Kang Pu. Measurement of the temporal evolution of electron density in a nanosecond pulsed argon microplasma: using both Stark broadening and an OES line-ratio method. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45 (29): 295201, 2012.
- [54] Qing Xiong, Anton Yu Nikiforov, Manuel A. González, Christophe Leys, Xin Pei Lu. Characterization of an atmospheric helium plasma jet by relative and absolute optical emission spectroscopy. *Plasma Sources Science and Technology*, 22 (1): 015011, 2012.
- [55] N. Konjević, M. Ivković, N. Sakan. Hydrogen Balmer lines for low electron number density plasma diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 76, 16, 2012.
- [56] M. A. Gigosos, M. A. Gonzalez, and V. Cardenoso. Computer simulated Balmer-alpha,-beta and-gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 58 (8), 1489-1504, 2003.
- [57] N. Konjević. Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications. *Physics reports*, 316 (6): 339-401, 1999.
- [58] N. Konjević, M. Ivković and S. Jovićević. Spectroscopic diagnostics of laser-induced plasmas. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 65 (8): 593-602, 2010.
- [59] Milorad Kuraica. Razvoj novih spektroskopskih metoda za dijagnostiku tinjavog pražnjenja. Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu, 1998.

- [60] N. Lara, M. González, M. A. Gigosos. Stark broadening tables for the helium I 492.2 line- Application to weakly coupled plasma diagnostics. *EDP Sciences: Astronomy & Astrophysics*, 542, A75, 2012.
- [61] M. A. González, M. Ivković, M. A. Gigosos, and S. Jovićević, Sonja and N. Lara, and N. Konjević. Plasma diagnostics using the He I 447.1 nm line at high and low densities. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(19), 194010, 2011.
- [62] MICRODUR MIC 10 - Portable hardness tester (UCI) Product Information, Technical description [Online]. Available: <http://www.kutulld.com.tr/files/downloads/pdf/hardness/mobile/Mic10.pdf>
- [63] MarSurf XR1 Surface Roughness Tester, Product Information, Technical description [Online]. Available: <https://www.directindustry.com/prod/mahr/product-9205-981039.html>
- [64] Elcometer 7062 MarSurf Surface Roughness Tester. Technical description [Online]. Available: <https://www.elcometer.com/elcometer-7062-marsurf-ps10-surface-roughness-tester.html>
- [65] Mitutoyo. Quick guide to surface roughness measurement, Mitutoyo America Corporation Illinois, 2015.
- [66] С. И. Ананин, В. М. Асташинский, Е. А. Костюкевич, А. А. Маньковский и Л. Я. Минько. Интерферометрические исследования процессов в квазистационарном сильно-точном плазменном ускорителе. *Физика плазмы*, 24: 1003, 1998.
- [67] D. G. Liu, L. Zheng, L. M. Luo, X. Zan, Xiang and J. P. Song, Q. Xu, X. Y. Zhu, Y. C. Wu. An overview of oxidation-resistant tungsten alloys for nuclear fusion. *Journal of Alloys and Compounds*, 765: 299-312, 2018.
- [68] A. Litnovsky, F. Klein, J. Schmitz, T. Wegener, C. Linsmeier, M. R. Gilbert, M. Rasinski, M and A. Kreter, X. Tan, Y. Mao. Smart first wall materials for intrinsic safety of a fusion power plant. *Fusion Engineering and Design*, 136: 878-882, 2018.
- [69] F. Klein, M. R. Gilbert, A. Litnovsky, J. Gonzalez-Julian, S. Weckauf, T. Wegener, J. Schmitz, C. Linsmeier, M. Bram, J. W. Coenen. Tungsten–chromium–yttrium alloys as first wall armor material: Yttrium concentration, oxygen content and transmutation elements. *Fusion engineering and design*, 158: 111667, 2020.
- [70] Z. Cao, M. Pan, K. Hu, Z. Huang, Y. Lv, S. Wen, Y. Zhao, H. Deng. Effect of titanium on the precipitation behaviors of transmutation elements in tungsten-titanium alloys from first-principles calculations. *Fusion Engineering and Design*, 158: 111673, 2020.
- [71] V. I. Shymanski, V. V. Uglov, N.N. Cherenda, V. S. Pigasova, V. M. Astashynski, A. M. Kuzmitski, H. W. Zhong, S. J. Zhang, X. Y. Le, G. E. and Remnev. Structure and phase composition of tungsten alloys modified by compression plasma flows and high-intense pulsed ion beam impacts. *Applied Surface Science*, 491: 43-52, 2019.
- [72] D. Y. Jiang, C. Y. Ouyang, S.Q. Liu. Mechanical properties of W–Ti alloys from first-principles calculations. *Fusion Engineering and Design*, 106: 34-39, 2016.
- [73] J. L. Murray. The Ti- W (titanium-tungsten) system. *Bulletin of alloy phase diagrams*, 2(2): 192-196, 1981.

- [74] N. N. Cherenda, V. V. Uglov, g. M. Dzagnidze, V. M. Astashynski and A. M. Kusmitski. Multielemental alloying of steel surface layer under the action of compression plasma flows. *Journal of Physics: Conference Series* 1238 (1): 012057, 2019.
- [75] I. E. Garkusha, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev, N. T. Derepovski, G. Müller, G. Schumacher, N. S. Poltavtsev and V. I. Tereshin. Properties of modified surface layers of industrial steel samples processed by pulsed plasma streams. *Vacuum*, 58 (2-3): 195-201, 2000.
- [76] D. V. Kirillov, K. V. Nosov, Yu Protasov, A. V. Pavlov, V. D. Telekh and T. S. Shchepanyuk. The structure and properties of modified surface carbon steel by compression plasma flow. *Journal of Physics: Conference* (3), 1115: 032036, 2018.
- [77] I. Garkusha, V. Makhraj, O. Byrka, V. Taran, V. Voitsenya, S. Malykhin, S. Herashchenko, S. Surovitskiy, K. Nowakowska-Langier, M. J. d Sadowski, and others. Materials surface damage and modification under high power plasma exposures. *Journal of Physics: Conference Series* (1), 959: 012004, 2018.
- [78] S. Vales, P. Avila, R. Tavares, A. Rosenkranz, R. Droppa Jr, F. Soldera, J. Garcia, F. Alvarez and H. Pinto. Effect of ion peening and pulsed plasma nitriding on the structural properties of TiN coatings sputtered onto 100Cr6 steel. *Materials Chemistry and Physics*, 235: 121723, 2019.
- [79] T. Van Doan, D. Dobrocký, Z. Pokorný, D. Kusmic, David and others. Effect of plasma nitriding on mechanical and tribological properties of 42CrMo4 steel. *ECS Transactions*, 74 (1), 231, 2016.
- [80] T. M. Nenadović, T. M. Pavlović. *Fizika i tehnika tankih slojeva*, INN "Vinča", 104, Beograd, 1997.
- [81] Maja Č. Popović, *Modifikacija svojstava tankoslojnih TiN struktura na silicijumskoj podlozi bombardovanjem jonima*. Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu, 2012.
- [82] F. H. Pollard, P. Woodward. The stability and chemical reactivity of titanium nitride and titanium carbide. *Transactions of the Faraday Society*, 46: 190-199, 1950.
- [83] J. A. Briggs, G. V. Naik, Y. Zhao, T. A. Petach, K. Sahasrabudhe, D. Goldhaber-Gordon, N.A. Melosh, J. A. Dionne. Temperature-dependent optical properties of titanium nitride. *Applied Physics Letters*, 110 (10): 101901, 2017.
- [84] Z. Y. Yang, S. Ishii, A. T. Doan, S. L. Shinde, T. D. Dao, Y. P. Lo, K. P. Chen, Kuo-Ping, T. Nagao. Narrow-Band Thermal Emitter with Titanium Nitride Thin Film Demonstrating High Temperature Stability. *Advanced Optical Materials*, 8(8): 1900982, 2020.
- [85] T. Krekeler, S. S. Rout, G. V. Krishnamurthy, M. Störmer, M. Arya, A. Ganguly, D. S. Sutherland, S. I. Bozhevolnyi, M. Ritter, K. Pedersen and others. Unprecedented thermal stability of plasmonic titanium nitride films up to 1400 °C. *Advanced Optical Materials*, 9 (16): 2100323, 2021.
- [86] Donald B. Melrose. *Instabilities in space and laboratory plasmas*, Cambridge University Press, 1986.

- [87] Y. Li, R. Samtaney, and V. Wheatley. The Richtmyer-Meshkov instability of a double-layer interface in convergent geometry with magnetohydrodynamics. *Matter and Radiation at Extremes*, 3 (4): 207-218, 2018.
- [88] A. Hassanein, V. Belan, I. Konkashbaev, L. Nikandrov, V. Safronov, A. Zhitlukhin and V. Litunovsky. Modeling and simulation of melt-layer erosion during plasma disruption. *Journal of nuclear materials*, 241: 288-293, 1997.
- [89] V. I. Tereshin, I. E. Garkusha, A. N. Bandura, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev, V. A. Makhraj, D. G. Solyakov and H. Wuerz. Influence of plasma pressure gradient on melt layer macroscopic erosion of metal targets in disruption simulation experiments. *Journal of nuclear materials*, 313: 685-689, 2003.
- [90] B. Bazylev, G. Janeschitz, I. Landman, A. Loarte, N. S. Klimov, V. L. Podkovyrov, V. M. Safronov. Experimental and theoretical investigation of drop: let emission from tungsten melt layer. *Fusion Engineering and Design*, 84: 441-445, 2009.
- [91] R. Fitzpatrick. Courses Taught By Richard Fitzpatrick At UT Austin [Online]. Available: <https://farside.ph.utexas.edu/teaching.html> [2022] Institute for Fusion Studies, University of Texas at Austin, Austin
- [92] A. Ya Leyvi, N. N. Cherenda, V. V. Uglov and A. P. Yalovets. The impact of a shock-compressed layer on the mass transfer of target material during processing compression plasma flows. *Resource-Efficient Technologies*, 3: 222-225, 2017.
- [93] Николай Николаевич Коваль. 9th International conference on modification of materials with particle beams and plasma flows, Tomsk, Russia, 21-26, Изд-во Ин-та оптики атмосферы СО РАН, September 2008.
- [94] N. B. Volkov, A. E. Maier, A. P. Yalovets. Nonlinear dynamics of the interface between continuous media with different densities. *Technical Physics* 48,3: 275-283, 2003.
- [95] A. Ya Leyvi, A. P. Yalovets, AP and V.S Krasnikov. The liquid-phase mass transfer of material in the film - substrate system exposed to intense energy flows. *High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes*, 17,1, 2013.
- [96] N. Trklja, P. S. Iskrenović, Ž. Z. Mišković, I. B. Krstić, N. M. Obradović, R. M. Mitrović, M. M. Kuraica, Milorad M and J. Purić. Study of the energy distribution within plasma flow generated by magnetoplasma accelerator. *Journal of Instrumentation*, 14, 9, 2019.
- [97] A. Czernichowski, J. Chapelle. Use of the 447 nm He I line to determine electron concentrations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 33, 427. 1985.
- [98] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2017, April 9]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2020.
- [99] S. S. Jahil, I. A. Mohammed, A. R. Khazaal, K. A. Jasim and K. H. Harbbi. Application the Halder - Wagner to Calculation Crystal Size and Micro Strain by X-ray Diffraction Peaks Analysis. *NeuroQuantology*, 20 (1), 199-204, 2022.

- [100] Austenite. Bodycote [Online]. Available: <https://www.bodycote.com/technical-glossary/austenite/>
- [101] Austenitic Steels. Total Materia [Online]. Available: <https://www.totalmateria.com/page.aspx?ID=CheckArticlesite=ktsNM=104>
- [102] N. Trklja Boca, Ž. Z. Mišković, R. M. Mitrović, B. M. Obradović, M. M. Kuraica. Effects of high thermal loads produced by interaction of accelerated plasma with steel surfaces (100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4). *Surface and Coatings Technology*, 416, 127157, 2021.
- [103] J. Purić, V. M. Astashynski, I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica. Creation of silicon submicron structures by compression plasma flow action. *Vacuum*, 73, 3-4: 561-566, 2004.
- [104] I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica, B. M. Obradović and J. Purić. Silicon surface periodic structures produced by plasma flow induced capillary waves. *Applied physics letters*, 89 (7), 071501, 2006.
- [105] Иван Дојчиновић. Модификација површине силицијума компресионим плазма млазом. Докторска дисертација, Универзитет у Београду, 2006.
- [106] R. Won-Kyu and K. Ohsaka. Thermophysical properties measurement of molten silicon by high-temperature electrostatic levitator: density, volume expansion, specific heat capacity, emissivity, surface tension and viscosity. *Journal of crystal growth*, 208, 1-4: 313 - 321, 2000.
- [107] I. Egry, Ivan E. Ricci, R. Novakovic, Rada and S. Ozawa. Surface tension of liquid metals and alloys—recent developments. *Advances in colloid and interface science* 159, 2: 198-212, 2010.
- [108] J. Tille, J. C. Kelly. The surface tension of liquid titanium. *British Journal of Applied Physics*, 14, 10: 717, 1963.
- [109] S. Petrović, B. Salatić, D. Peruško, M. Panjan, M. Čekada, Miha B. Gaković, B. Jelenković, M. Trtica. Surface modification of Ti-based nanocomposite multilayer structures by using laser beam irradiation. *Physica Scripta*, IOP Publishing, T149, 014082. 2012.
- [110] S. M. Petrović, D. Peruško, B. Salatić, I. Bogdanović-Radović, P. Panjan, B. Gaković, B. D. Pantelić, Dejan, M. Trtica, B. Jelenković. Laser induced damage/ablation morphology on the 8 (Al/Ti)/Si system in different ambient conditions. *Optics & Laser Technology*, Elsevier, 54, 22-29. 2013.
- [111] S. Petrović, B. Salatić, D. Peruško, I. Bogdanović-Radović, Ivancica M. Čekada, B. Gaković, D. Pantelić, M. Trtica and B. Jelenković. Laser-induced structural and composition modification of multilayered Ni/Ti thin film in air and liquids. *Laser Physics*, 23 (2), 026004, 2013.
- [112] B. Salatić, S. Petrović, D. Peruško, M. Čekada, B. Jelenković, Branislav and D. Pantelić. Laser irradiation of 10×(Ni/Ti)/Si multilayers at different wavelengths. *Optical and Quantum Electronics*, 48 (6), 1-7, 2016.
- [113] Branislav Salatić. Ласерска модификација алуминијум - титанских и никл - титанских танких слојева. Докторска дисертација, Универзитет у Београду, 2016.

- [114] J. Bonse and S. Gräf. Maxwell Meets Marangoni—A Review of Theories on Laser-Induced Periodic Surface Structures. *Laser & Photonics Reviews*, 14 (10): 2000215, 2020.
- [115] Specific heat capacity of metal. Engineersedge [Online]. Available: <https://www.engineersedge.com/materials/specifichatcapacityofmetals13259.htm>
- [116] M. M. Leitner, G. Pottlacher. Density of liquid niobium and tungsten and the estimation of critical point data. M. M. Leitner, G. Pottlacher. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 50 (8): 3646-3653, 2019.
- [117] J. P. Crocombette, P. Notargiacomo, M. C. Marinica. Effect of the variation of the electronic density of states of zirconium and tungsten on their respective thermal conductivity evolution with temperature. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 27 (16): 165501, 2015.
- [118] V. V. Uglov, R.S. Kudaktsin, Y. A. Petukhou, N. T. Kvasov, A. V. Punko, V. M. Astashynski, A. M. Kuzmitski. Mass transfer in “metal layer–silicon substrate” systems under the action of compression plasma flows. *Applied surface science*, 258 (19): 7377-7383, 2012.

## 10 Биографија

Нора Тркља Боца, рођена 10. августа 1989. године је у Суботици, Република Србија, где је завршила основну школу, као ђак генерације, музичку основну школу – одсек клавир и природно-математички смер гимназије „Светозар Марковић“. Основне академске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду, смер Теоријска и експериментална физика, уписала је 2008. године и завршила 2012. године са просечном оценом 9.37. Мастер академске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду, смер Теоријска и експериментална физика, завршила је септембра 2013. године са просечном оценом 10,00, одбранивши мастер рад на тему „Спектроскопска мерења просторно-временске расподеле електронске концентрације у МПК“, под менторством проф. др Ивана Дојчиновића. Од октобра 2013. године уписана је на докторске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду, смер: Физика јонизованог гаса и плазме (ментор: проф. др Милорад Кураица). Звање истраживач приправник стакла је у мају 2014. године, као запослена на пројекту основних истраживања ”Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за примену” (ев. бр. 171034), чији је носилац био Универзитет у Београду, руководилац проф. др Милорад Кураица, редовни професор Физичког факултета. Тренутно је запослена на Физичком факултету као истраживач сарадник (ев. бр. Пројекта 451-03-68/2022-14/200162). У току студија учествовала је у две школе: IPP Summer University for Plasma Physics and Fusion Research, Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald (Немачка 2013) и Asian Socendai Winter School, National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu (Јапан 2013).

Као сарадник у настави Нора учествује у реализацији вежби из следећих предмета: Рачунске и лабораторијске вежбе из физике атома за студенте Теоријског и експерименталног смера Физичког факултета Универзитета у Београду (предметни професор др Иван Дојчиновић): 2013 – 2023; Лабораторијске вежбе из примењене спектроскопије за студенте смера Примењена и компјутерска физика Физичког факултета Универзитета у Београду (предметни професор др Иван Дојчиновић): 2013 – 2023; Лабораторијске вежбе из механике и термодинамике – Лабораторија физике 1 и Лабораторија физике 2 (предметни професор др Ђорђе Спасојевић): 2014 – 2022; Лабораторијске вежбе из опште физике за студенте Хемијског факултета Универзитета у Београду: 2013/2014; 2017/2018; 2019/2020.

Нора је учествовала у поставци, формирању и покретању лабораторијских вежби за студенте, које су део опреме пристигле путем IPA пројекта, у лабораторијама за Атомску физику, Механику и Термодинамику Физичког факултета Универзитета у Београду, а написала је и радне верзије практикума за лабораторијске вежбе из Физике атома и Примењене спектроскопије.

Као састављач задатака из физике за ученике 3. и 4. разреда средње школе за Регионалну и републичку смотру Нора је учествовала у организацији такмичења организације „Регионални центар за таленте“ 2012/2013; 2013/2014. Као члан Републичке комисије за преглед задатака за такмичење ученика основних и средњих школа из физике у организацији Друштва физичара Србије и Министарства просвете учествовала је у периоду: 2013-2017, а као члан Републичке комисије за састављање задатака за такмичење ученика 2. године средњих школа из физике у организацији Друштва физичара Србије и Министарства просвете учествовала је 2014/2015; 2015/2016; 2016/2017. Као члан Републичке комисије за састављање задатака за такмичење ученика 7. разреда основних школа из физике у организацији Друштва физичара Србије и Министарства просвете учествовала је школске 2022/2023. године. Такође, Нора је 2016/2017. и 2017/2018. била члан комисије у оквиру такмичења „Турнир младих физичара“.

Као активан члан Друштва физичара Србије од 2013. године узима учешће у великом

броју активности Друштва: семинари популаризације физике; обука наставника; организација стручних усавршавања. Нора је члан Извршног одбора ДФС-а и члан Организационог одбора Републичког семинара о настави физике (2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2021, 2022, 2023).

Нора је 2018. године учествовала у пројекту „Супер људи“ - емисији на ТВ Прва, продукцијске куће „Emotion“ у оквиру којег је састављала математичке задатке и припремала такмичаре за емисију.

Нора је атлетичарка атлетског клуба „Црвена звезда“ у Београду, актуелна државна првакиња на 10 km на путу и вицешампионка државе у полумаратону.

Преглед досадашњих резултата:

#### **Радови у међународним часописима:**

1. „Study of the energy distribution within plasma flow generated by magnetoplasma accelerator“ N. Trklja, P. S. Iskrenović, Ž.Z. Mišković, I.B.Krstić, B.M. Obradović, R.M. Mitrović, M.M. Kuraica and J. Purić. *Journal of Instrumentation*, Volume 14 (2019)

(<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09041>)

2. „Effects of high thermal loads produced by interaction of accelerated plasma with steel surfaces (100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4)“ N. Trklja Boca, Ž. Z. Mišković, R. M. Mitrović, B. M. Obradović, M. M. Kuraica. *Surface and Coatings Technology*, Volume 416 (2021)

<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2021.127157>

3. „Stark spectral line broadening modeling by machine learning algorithms“ I. Tapalaga, I. Traparić, N. Trklja Boca, J. Purić, I. P. Dojčinović. *Neural Computing and Applications* 34(7):1-10, (2022)

(<https://doi.org/10.1007/s00521-021-06763-4>)

4. „Investigation of Stark line broadening within spectral series of potassium and copper isoelectronic sequences“; I P. Dojčinović, N. Trklja, I. Tapalaga and J.Purić. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2019)

(<https://doi.org/10.1093/mnras/stz2367>)

5. „Stark Widths Regularities Within: ns-np, np-ns, np-nd, nd-np and nd-nf Spectral Series of Potassium Isoelectronic Sequence“ N. Trklja, I.P. Dojčinović, I. Tapalaga and J. Purić. *Atoms* 7(4), 99 (2019); (<https://doi.org/10.3390/atoms7040099>)

6. „Stark width regularities within spectral series of the lithium isoelectronic sequence“ I. Tapalaga, N. Trklja, Ivan P. Dojčinović, and Jagoš Purić.

*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474, no. 4 (2018) 5479-5484.

(<https://doi.org/10.1093/mnras/stx3114>)

7. „Stark widths regularities within spectral series of sodium isoelectronic sequence.“ N. Trklja, I. Tapalaga, I.P. Dojčinović, and J.Purić. *New Astronomy* 59 (2018): 54-59.

(<https://doi.org/10.1016/j.newast.2017.09.006>)

8. „The Current Status of the Magnetoplasma Compressor Device in Belgrade – Study of Plasma Facing Materials Important for Fusion Reactors“ Nora Trklja. *INDECS* 13, no. 1 (2015)

(<https://doi.org/10.7906/indecs.13.1.16>)

9. „Gender imbalance in the number of PhD physicists and in key decision-making positions in the Republic of Serbia.“ M. Stojanović, M. Pavkov-Hrvojević, M. Božić, D. Knežević, M. Davidović, N. Trklja, A. Žekić, T. Marković-Topalović, and T. Jovanović. In *AIP Conference Proceedings*, vol. 2109, no. 1, p. 050033. AIP Publishing, 2019.

### **Радови у зборницима међународних конференција:**

1. „Treatment of Steel Surfaces by Plasma Flow Generated in Magnetoplasma Compressor." N. Trklja Boca, Ž. Mišković, B. Obradović, R. Mitrović and M. Kuraica. 30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases: SPIG 2020, Šabac, Contributed Papers Abstracts of Invited Lectures, Topical Invited Lectures, Progress Reports and Workshop Lectures, p. 125. Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 99.
2. „Study of the energy distribution within plasma flow generated by magnetoplasma accelerator." N. Trklja, P. S. Iskrenović, Ž. Z. Mišković, I. B. Krstić, B. M. Obradović, R. M. Mitrović, M. M. Kuraica, and J. Purić. ECPD Conference, Lisbon 2019, JINST 14 C09041
3. "Modification of aluminium-titanium and nickel-titanium thin layers by plasma flow action." N. Trklja, B. Salatic, I. Krstic, B. Obradovic, M. Kuraica. Proc. of 45th EPS Conference on Plasma Physics 2 - 6 July 2018. Prague, Czech Republic.
4. „Modification of nickel-titanium thin layers by plasma flow action." N. Trklja, I. Krstić, B. M. Obradović, M. M. Kuraica, and J. Purić . In 29 Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases: SPIG 2018 Contributed Papers Abstracts of Invited Lectures, Topical Invited Lectures, Progress Reports and Workshop Lectures, p. 122. Institut za nuklearne nauke VINČA, 2018.
5. „Stark Broadening of Spectral Lines Within Copper Like Emitters.“ N. Trklja Boca, I. P. Dojčinović, I. Tapalaga and J. Purić. 30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases: SPIG 2020, Šabac Contributed Papers Abstracts of Invited Lectures, Topical Invited Lectures, Progress Reports and Workshop Lectures, p. 201. Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 99
6. „Stark Line Broadening Within Spectral Series of Potassium Isoelectronic Sequence." I. P. Dojčinović, N. Trklja Boca, I. Tapalaga and J. Purić. 30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases: SPIG 2020, Šabac Contributed Papers Abstracts of Invited Lectures, Topical Invited Lectures, Progress Reports and Workshop Lectures, p. 168. Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 99
7. „Investigation of Stark line broadening within sodium isoelectronic sequence." N. Trklja, I.P. Dojčinović, I. Tapalaga, and J. Purić. In 29 Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases: SPIG 2018 Contributed Papers Abstracts of Invited Lectures, Topical Invited Lectures, Progress Reports and Workshop Lectures, p. 182. Institut za nuklearne nauke VINČA, 2018.

### **Студентске презентације:**

1. „Effects of high thermal loads produced by the interaction of accelerated plasma with materials“ N. Trklja. V International Summer School on the Physics of Plasma Surface Interactions (V. Kurnaev Summer School ), July 05 – 09, 2021, National Research Nuclear University MEPhI, Moscow.
2. „Investigation of high thermal loads produces by the interaction of accelerated plasma with materials“ N. Trklja Boca. THE XIII Belarusian-Serbian symposium "Physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas“, 13-17 December 2021, Minsk, Belarus

## Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Нора Тркља Боца

Број индекса 2013/8001

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Магнетоплазмени компресор као извор плазменог млаза за потребе модификације  
површина материјала

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

Потпис аутора

У Београду, 16.06.2023.

Nora Trklja Bosa

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Нора Тркља Боца

Број индекса 2013/8001

Студијски програм Физика јонизованог гаса и плазме

Наслов рада Магнетоплазмени компресор као извор плазменог млаза за потребе модификације површина материјала

Ментор проф. др Милорад Кураица

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањивања у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

**Потпис аутора**

У Београду, 16.06.2023.

Nora Trklja Boča

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Магнетоплазмени компресор као извор плазменог млаза за потребе модификације површина материјала

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.  
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

**Потпис аутора**

У Београду, 16.06.2023.

Nora Rukić Bošnjak