

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Иван Б. Крстић

ВИШЕСЕГМЕНТНО ГРИМОВО ПРАЖЊЕЊЕ
КАО АКТИВНА СРЕДИНА
ЗА ЛАСЕРЕ НА ПАРАМА МЕТАЛА

докторска дисертација

Београд, 2023

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Ivan B. Krstić

MULTI-SEGMENT GRIM DISCHARGE
AS AN ACTIVE MEDIUM
FOR METAL VAPOR LASERS

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 Горан Сретеновић,
виши научни сарадник, Универзитет у Београду - Физички факултет

др Миливоје Ивковић,
научни саветник, Институт за физику, Београд

Датум одбране: XX.XX.2023.

Изјаве захвалности (необавезно)

ВИШЕСЕГМЕНТНО ГРИМОВО ПРАЖЊЕЊЕ КАО АКТИВНА СРЕДИНА ЗА ЛАСЕРЕ НА ПАРАМА МЕТАЛА

Резиме: Ова докторска дисертација посвећена је истраживању употребе Гримовог пражњења као извора за активну средину ласера на парама метала.

Гримово пражњење је у употреби веома дуго, а користи се за анализу чистоће материјала, али и за боље разумевање процеса у тињавим пражњењима. При одређеним условима има изражено спатеровања материјала катоде.

Основни допринос ове тезе огледа се у конструкцији вишесегментног Гримовог пражњења и детаљној анализи спектроскопских мерења интензитета линије јона бакра, $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$, у зависности од различитих параметара, као што је струја, ширине сигнала и фреквенција импулса. Показано је да са повећањем броја истовремено укључених пражњења интензитет поменуто линије расте нелинеарно. Овај нелинеарни пораст постаје израженији са повећањем укупне струје пражњења и објашњава се ефектом стимулисане емисије.

Како би се нашли повољнији услови за добијање инверзне насељености, развијен је и програмабилан импулсни извор за напајање и прекидање напона на Гримовом пражњењу, који је могао да обезбеди правоугаоне импулсе струје/напона. Оваквим напајањем је било могуће одрадити систематска мерења просторне и временске расподеле интензитета преко 40 спектралних линија атома и јона аргона и бакра, од којих су само неке, репрезентативне, представљене у раду. Иако је стабилност струјног сигнала била мања од 20 ns , због малог интензитета неких линија временска резолуција којом је снимано је била $1 \mu\text{s}$. Ово је било више него довољно за додатну анализу налажења повољнијих услова за постизање инверзне насељености на линији $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$. Просторно-временским мерењима овако великог броја линија омогућило нам је да измеримо електронску температуру аргона као радног гаса, на неколико позиција од катоде. Једна од спектралних линија која је праћена је H_{β} , којом смо могли да меримо јачине електричног поља коришћењем Штаркове поларизационе спектроскопије. Установљено је да електрично поље достиже вредности и до 31 kV/cm , највиших вредности уочених у овом типу пражњења. Достизање овако високе вредности електричног поља у Гримовом пражњењу има посебан значај, јер то до сада није уочено.

Оваква детаљна и систематска просторно-временска мерења са великом количином експерименталних података, заједно са анализом процеса ексцитације и деексцитације, могао би бити користан за прецизније моделирање микросекундног импулсног тињавог пражњења.

Кључне речи: Плазма као активна средина ласера, модификовано Гримово пражњење, микросекундно импулсно пражњење, емисиона спектроскопија, просторно-временска расподела спектралних линија атома и јона аргона и бакра

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика плазме

УДК: 538.9;621.039.61-(043.3)

MULTI-SEGMENT GRIMM DISCHARGE AS AN ACTIVE MEDIUM FOR METAL VAPOR LASERS

Abstract: The subject of presented thesis is the use of Grimm glow discharge as a source for the active medium for the metal vapor lasers.

Grimm discharge has been in use for a very long time, for analyze the purity of materials, but also for a better understanding of the process in glow discharges. Under certain conditions, has very big sputtering rate of the cathode material.

The main focus of this thesis is in the construction of a multi-segment Grimm discharge and a detailed analysis of spectroscopic measurements of the intensity of the copper ion line, Cu II 224.70 nm, in dependance of current, signal width and frequency. It is shown that with the increase in the number of simultaneous working discharges, the intensity of the mentioned line increases nonlinearly. This nonlinear increase becomes more noticeable with higher total discharge current and can be explained by the stimulated emission effect.

In order to find more favorable conditions for obtaining inverse population, a programmable pulse source was developed, which could provide rectangular current/voltage pulses. With this type of power supply, it was possible to perform systematic measurements of the spatial and temporal distribution of intensity over 40 spectral lines of atoms and ions of argon and copper. Although the stability of the current signal was less than 20 ns, due to the low intensity of some lines, the recording time resolution was 1 μs . This was more than enough for additional analysis to find more favorable conditions for inverse population on the Cu II 224.70 nm line. The spatio-temporal measurement of such large number of lines allowed us to measure the electronic temperature of argon as the working gas, at several positions from the cathode. One of the spectral lines that was monitored is H_{β} , with which we measured electric field using Stark polarization spectroscopy. It was found that the electric field reaches values up to 31kV/cm, the highest values observed in this type of discharge. Reaching such a high value of the electric field in Grimm discharge is of particular importance, because it has not been observed until now.

Such detailed and systematic spatio-temporal measurements with a large amount of experimental data, together with the analysis of excitation and deexcitation processes, could be useful for more accurate modeling of microsecond pulsed glow discharge.

Keywords: Plasma as active medium, modified Grimm glow discharge, microsecond pulsed glow discharge, emission spectroscopy, spatio-temporal distributions of argon and copper atomic and ionic emission spectral lines

Scientific field: Physics

Research area: Plasma physics

UDC: 538.9;621.039.61-(043.3)

Садржај

Увод	1
1 Основни појмови	2
1.1 Електрично гасно пражњење	2
1.1.1 Тињаво пражњење	3
1.1.2 Абнормално тињаво пражњење Гримовог типа	5
1.1.3 Модификовано Гримово пражњење	7
1.1.4 Конструкција Гримовог пражњења коришћена у овој дисертацији	7
1.1.5 Вишесегментна конструкција Гримовог пражњења	9
1.2 Физика ласера	12
1.2.1 Гасни ласери	14
1.2.2 Гасни ласери са процесима размене енергије	14
1.2.3 Ласери на металним парама	16
1.2.4 Ласери са парама јона метала	17
1.2.5 Ласери на бакарним парама - ЛБП	17
1.2.6 Гримово пражњење као активна средина	19
2 Експеримент, методе мерења и методе обраде података	22
2.1 Спектроскопска мерења	22
2.2 Експерименталне поставке	23
3 Вишеструко Гримово пражњење	27
3.1 Резултати и дискусија	27
3.2 Конструкција резонатора	30
4 Импулсно Гримово пражњење - резултати и дискусија	34
4.1 Расподела електричног поља	36
4.2 Електронска температура пражњења	37
4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом	40
4.3.1 Линије атома аргона	41
4.3.2 Линије јона аргона	44
4.3.3 Линије атома бакра	50
4.3.4 Линије јона бакра	56
Литература	61
Прилози	68
Биографија	69
Библиографија	69
Изјава о ауторству	72

Увод

Ова докторска дисертација има за тему истраживање употребе електричног гасног пражњења на ниском притиску, у вишесегментном Гримовом пражњењу, као активне средине за добијање ласерске емисије на линији јона бакра 224.70 nm.

Гримово пражњење (лампа) је веома дуго познато и првобитно је било осмишљено за спектрохемску анализу чврстих узорака у тињавом пражњењу. Једна од карактеристика овог пражњења је да има јако изражено еродирање материјала катоде.

Основни задатак овог докторског рада је био да се испитају могућности употребе Гримовог пражњења као потенцијалног извора за постизање активне средине и покушај добијања инверзне насељености на одређеним спектралним линијама. Главни допринос ове докторске дисертације је управо проналажење услова за добијање инверзне насељености као и просторна и временска анализа микросекундног импулсног електричног пражњења Гримовог типа.

Сам рад је подељен на четири поглавља.

У првом поглављу је представљен увод у дисертацију, где су уведени основни појмови физике електричних гасних пражњења, као и основни појмови физике ласера, који су потребни за тумачење и разумевање резултата мерења. Описани су и механизми популисања горњих енергијских нивоа одређених спектралних линија, а једно од њих је $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$. Посебна пажња је посвећена конструкцији коришћеног електричног гасног пражњења коришћеног у овом докторском раду, као и његовој вишесегментној варијанти.

Друго поглавље описује конструкције и поставке електричних и спектроскопских мерења. Описани су коришћени извори за напајање електричних пражњења. Представљени су и сигнали импулсног напајања које је реализовано у лабораторији.

У трећем поглављу су представљена и објашњена мерења добијена из вишесегментног Гримовог пражњења, где је мерен интензитет линије јона бакра, $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$, у зависности од броја укључених сегмената у једносмерном режиму рада.

Четврто поглавље приказује резулте добијене у импулсном Гримовом пражњењу. Представљена је анализа утицаја ширине импулса и фреквенције на интензитет линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ како би се нашли најоптималнију услови рада. У овом поглављу је извршена и анализа просторне и временске расподеле импулсног пражњења, за различите линије материјала катоде и носећег гаса од интереса за овај рад.

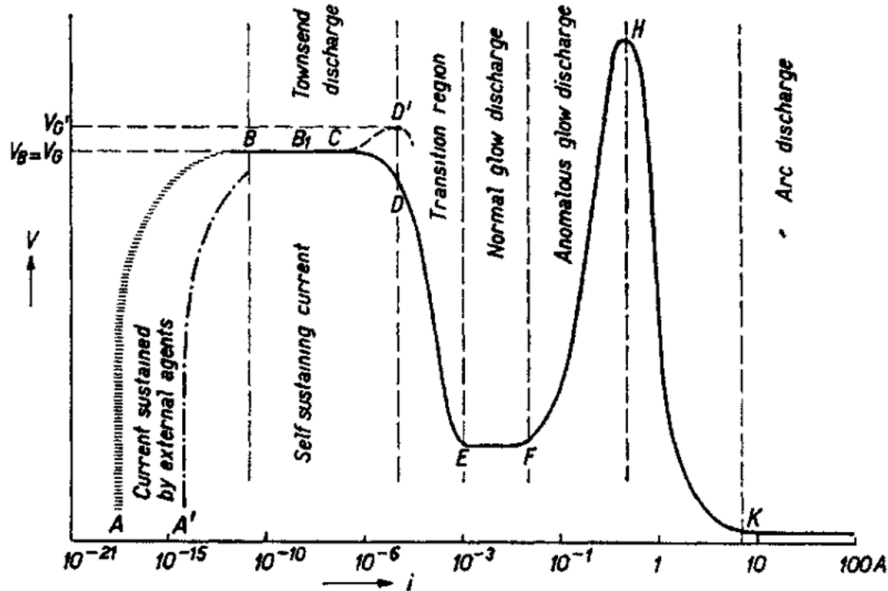
1 Основни појмови

1.1 Електрично гасно пражњење

Електрично гасно пражњење је појава провођења електричне струје кроз гас под дејством електричног поља [1, 2]. Електрично поље настаје применом електричног напона на електроде које се налазе у неком гасу. Како би електрична струја протичала кроз гас неопходно је да буду испуњени одређени услови. Један од услова је да постоји електрично поље, а други је да постоји и довољан број носилаца наелектрисања - наелектрисаних честица. У електричним гасним пражњењима су то обично јони и електрони самог гаса, али уз њих могу да буду и јони и електрони који потичу од материјала од којег је направљена електрода. Наелектрисане честице могу настати јонизацијом самог гаса или фотоелектричним ефектом на површини електрода. Уколико је за одржавање електричног гасног пражњења потребна јонизација гаса помоћу неког довољно јаког спољашњег зрачења, као што је γ , x и UV зрачење, за електрично гасно пражњење кажемо да је несамостално, јер се не може одржати само у примењеном електричном пољу. У тренутку када се електрично гасно пражњење може одржати само по отклањању спољашњег зрачења, за пражњење кажемо да постаје самостално. Овај прелаз из несамосталног у самостално пражњење је неодређен и обично је последица низа фактора. Потребно је да је електрично поље довољно велико, па уколико је примењени напон на електродама довољно висок за дати притисак гаса, електрони у електричном пољу могу да стекну довољну брзину да даље јонизују атоме гаса и да тако створе лавински ефекат производње наелектрисаних честица. Новонастали електрони се даље крећу ка аноди, док јони имају правац кретања ка катоде. Када јони доспеју до катоде, ту се рекомбинују, а ако имају довољно енергије при удару у катоду могу да избију нове електроне и тако додатно повећавају струју пражњења. Када је број насталих електрона већи од броја рекомбинованих и јачина струје пражњења пређе вредност $10^{-5}A$ можемо сматрати да је пражњење прешло у самостално, видети слику 1.1. Са ове слике се може видети да се електрична гасна пражњења могу формирати за веома широке спектре вредности напона и струје. Карактеристике пражњења зависе од различитих других параметара као што су притисак радног гаса, облик и растојање између електрода, постојање диелектричних баријера на једној или обе електроде [1–7]. Самостална пражњења можемо поделити у више категорија у зависности од јачине струје, слика 1.1. Тако постоје:

- субнормална тињава пражњења које представљају прелазну област између несамосталних и самосталних пражњења и карактеришу их мале вредности струја;
- нормална тињава пражњења које карактеришу нехомогено електрично поље које настаје због нагомилавања просторног наелектрисања и константан напон за различите вредности струје;
- абнормална тињава пражњења које карактерише брз пораст напона и густине струје; код ових пражњења због великих густина струја катода почиње да се загрева и термоелектронска емисија почиње да долази до изражаја, па уколико се не хлади лако могу да пређу у лучна пражњења;
- лучна пражњења које карактеришу велика вредност струје и брзи пад напона, како термоелектронска емисија преузима примат а самим тим долази и до великог

еродирања електрода.



Слика 1.1: Волт-амперска карактеристика електричног гасног пражњења [8]

Пражњења можемо класификовати и на друге начине. Једна од класификација је по притисцима на коме пражњење ради, па се она могу поделити на она пражњења која раде на притисцима вишим од атмосферског, на атмосферском притиску и ниском притиску. Све ове врсте пражњења могу бити напајана напонским сигнаlima различитих вредности и облика.

Класификација по врсти примењеног електричног поља електрична гасна пражњења се могу поделити на: стална или променљива, једносмерна или наизменична. Нека од пражњења на атмосферском притиску са променљивим електричним пољем су описана у референцама [3,4], док су у референцама [5-7] описана пражњења на ниском притиску и у сталном електричном пољу.

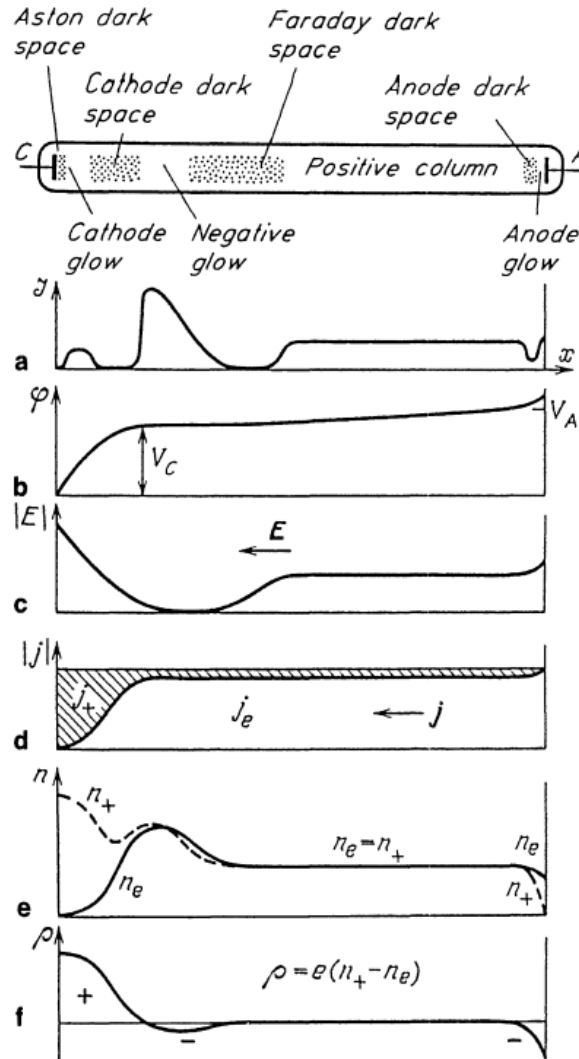
Електрична гасна пражњења се проучавају веома дуго. Развој технологије, пре свега електронике, омогућио је конструкцију извора напајања који обезбеђују најшири спектар облика и амплитуда напона, као и контролу осталих услова у којима се пражњење генерише и коначно развој уређаја за дијагностику генерисаног пражњења. Детаљно је испитиван утицај геометрије електрода на параметре пражњења. Детаљно је истраживан и утицај материјала катодe и радног гаса на електрична пражњења, па су временом електрична гасна пражњења пронашла технолошку примену. Једно од таквих пражњења је пражњење на ниском притиску Гримовог типа [9].

1.1.1 Тињаво пражњење

Као што је речено тињаво пражњење спада у самостална пражњења. То су обично пражњења на ниском притиску, реда милибара ($0.1 - 10 \text{ mbar}$), и са великим отпором спољног електричног кола. Јачина струје у овим пражњењима су реда од 10^{-5} A до

$10^{-1}A$, области D-E-F-H на слици 1.1. Тињаво пражњење се карактерише низом светлећих и тамних области у близини катоде по којој је и добило назив, као и наглим падом потенцијала.

Ова пражњења спадају у нискотемпературне неравнотежне плазме. Просечна температура електрона је неколико eV , док је гасна температура реда $300K$.



Слика 1.2: Приказ области тињавог пражњења, као и расподеле: интензитета светљења (a), напона (b), електричног поља (c), електронске и јонске густине струје (d), концентрације наелектрисаних честица (e), просторног наелектрисиња (f). [2]

Области тињавих пражњења се најбоље могу објаснити на примеру гасне цеви на ниском притиску [2]. Већина електрона се примарно формира на катоде, ударом јона у површину катоде (γ процеси). Ови електрони имају енергије много мање од $1 eV$ што није довољно за екситацију атома, па стога нема ни емисије из ове области. Ова област се назива Астонов тамни простор (енг. Aston dark space). Када електрони накупе довољно енергије због убрзавања у електричном пољу, постају способни да екситују атоме гаса и тада кажемо да почиње област катодног светлећег слоја (енг. Cathode glow).

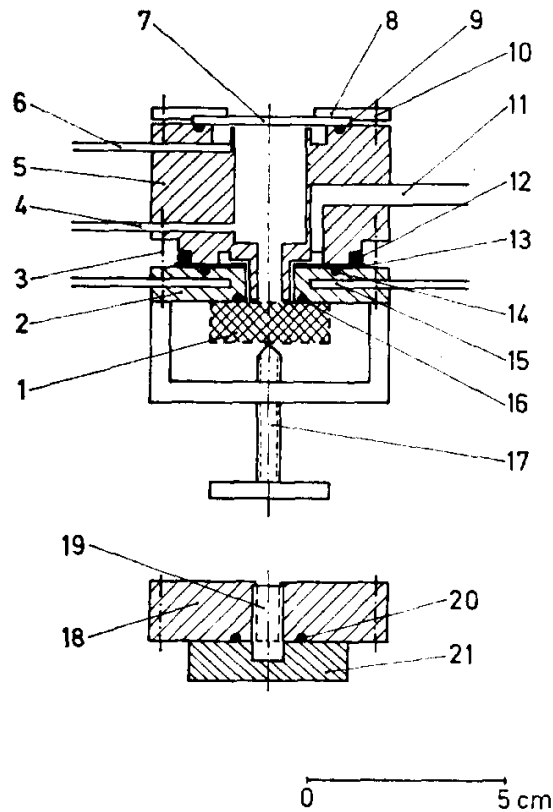
Уколико је електрично поље доста велико, ова област може да буде непосредно уз катоду и тако у потпуности маскира Астонов тамни простор. Често се дешава да се оформи неколико ових слојева, што одговара екситацији различитих атомских нивоа, и то тако да се они са мањом енергијом екситације емитују ближе катоди, док се они са већом енергијом екситације емитују даље од катоде. Ово практично значи да ће различите спектралне линије имати максимуме на различитим удаљеностима од катоде. Следећу област називамо катодни тамни простор (енг. Cathode dark space). У овој области електрони имају довољно енергије да јонизују атоме, и тако повећавају број наелектрисаних честица. У овим процесима електрони губе енергију, док новостворени јони почињу да се крећу ка аноди и тиме формирају позитивно просторно наелектрисање. При крају катодног тамног простора, где је флуks електрона са енергијама довољним за екситацију велики, постоји релативно оштра граница при преласку у следећу област, коју називамо негативно светљење (енг. Negative glow). Ово је област која има веома велики интензитет светла, због тога што електрони постепено губе енергију и вероватноћа за екситацију се смањује што доводи до релаксације екситованих атома. Како енергија електрона опада, са растојањем од катоде, област негативног светљења полако прелази у Фарадејев таман простор (енг. Faraday dark space). У овом простору електрично поље почиње поново да расте, тако да електрони поново могу да добију енергију (1-2 eV) потребну за екситацију атома гаса, и тиме формирају позитиван светлећи стуб (енг. Positive column). Ово је област хаотичног кретања електрона и није критична за одржавање пражњења. Уз одговарајуће вредности притиска и напона ову област је могуће развући на веома велике дужине јер служи само као проводник између катодних и анодних области, док све остале области остају непромењене. Са друге стране смањењем растојања између електрода област позитивног светлећег стуба се скраћује и на малим растојањима може у потпуности да нестане. На крају, близу аноде налази се анодни тамни простор (енг. Anode dark space) јер на електроне почиње да делује поље које се налази око аноде и усмерава ово хаотично кретање електрона. Ови електрони стичу довољно енергије за екситацију и непосредно уз аноду формирају област анодног светљења (енг. Anode glow). Све ове области су графички представљене на слици 1.2.

1.1.2 Абнормално тињаво пражњење Гримовог типа

При нормалним условима за несметани рад тињавих пражњења није потребно да цела површина електроде буде активна. Ако при оваквим условима почнемо да повећавамо јачину струје, за последицу ћемо имати повећавање активне површине катоде, како би густина струје остала константна. У тренутку када цела површина катоде постане активна, можемо сматрати да је то тачка у којој пражњење прелази у абнормално тињаво пражњење. Уколико се настави са повећањем јачине струје, како је цела површина већ активна, једино што остаје је да густина струје почне да се повећава (F-H област на слици 1.1). Ово повећавање густине струје узрокује повећање катодног пада потенцијала што доводи до повећања енергије јона у близини катоде. Ово за последицу има повећану емисију секундарних електрона и повећано еродирање катоде, што доводи до њеног загревања више него обично. Уколико се катода не хлади, пражњење лако

може да пређе у лучно (Н-К област на слици 1.1). Да до овога не би дошло и да би се одржало абнормално тињаво пражњење, потребно је да се катода непрестано хлади (14 на слици 1.3).

Како би се искористила особина ових пражњења за потребе анализе чистоће материјала Грим (Grimm) је 1968. године конструисао пражњење које омогућава спатеровање (енг. spattering = еродирање, трошење) материјала и спектроскопску анализу. Шематски приказ конструкције Гримовог пражњења или Гримове лампе приказан је на слици 1.3.

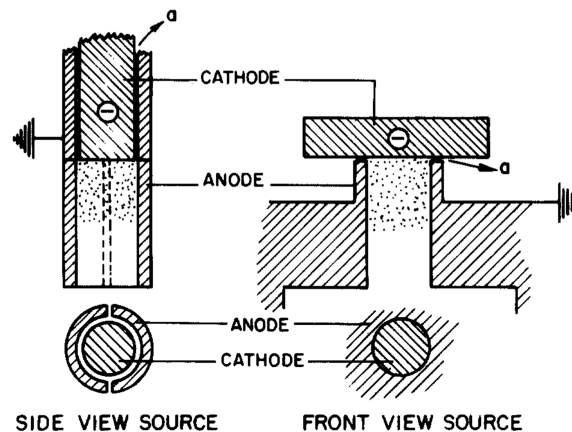


Слика 1.3: Уздужни пресек оригиналног Гримовог пражњења [9].

Као основа за конструкцију овог пражњења је узета шупља катода (ШК) и извршене су одређене модификације. Пражњење се састоји из масивне шупље аноде (5) која је постављена испред катоде (1). Анода на свом једном крају има кварцни прозор (7) за посматрање, и измењиву катоду (1) на другом крају, односно узорка који се анализира. Ова конструкција омогућава посматрање катоде кроз кварцни прозор само са чеоне стране катоде. Као електрична изолација између електрода је коришћен тефлон или лискун (13). Како би се одводила топлота која се ослобађа током рада пражњења, и пражњење одржавало у тињавом режиму рада, посебни део катоде (2) је хлађен водом (15). Радни гас је упуштан кроз посебан отвор (6), док је низак притисак у комори одржан вакуумирањем кроз отвор 4, као и диферицијално кроз отвор 11, засебним пумпама. Ово је потребно да би се одржао добар проток радни гаса у околини катоде и поспешило спатеровање.

1.1.3 Модификовано Гримова пражњење

Дуго времена се Гримова лампа користила за анализу узорка и то фокусирањем светлости која долази из области пражњења дуж осе нормалне на површину катоде (енг. end-on). Модификација коју је предложио Фереира [10] са уздужним процепом у аноди омогућила је посматрање пражњења са стране (енг. side-on), од површине катоде до краја негативног пражњења (у даљем тексту модификовано Гримова пражњење), приказано на слици 1.4. На овај начин је отворена могућност за мерење аксијалне расподеле параметара плазме, као што су електронска температура, гасна температура, електронска концентрација, расподела електричног поља у прикатодној области, као и аксијалне расподеле атома и јона у плазми, односно интензитета одговарајућих спектралних линија. На основу ових података су била отворена врата новим истраживањима која су довела и до разних компјутерских симулација и већег разумевања физике абнормалног тињавог пражњења Гримоваг типа.



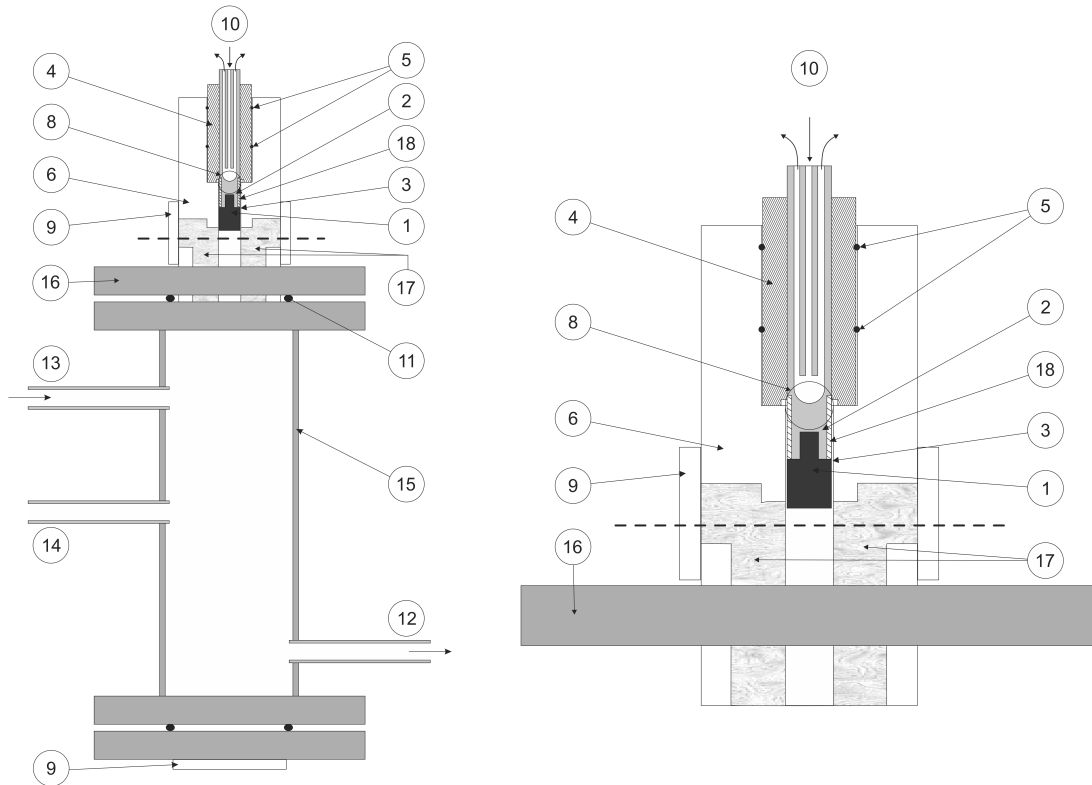
Слика 1.4: Схематски приказ оригиналне конструкције Гримоваг пражњења (десно) и модификоване варијанте са уздужним процепом у аноди (лево) коју је предложио Фереира; а је размак између катоде и аноде кроз који се врши диференцијално пумпање. [10].

1.1.4 Конструкција Гримоваг пражњења коришћена у овој дисертацији

Као извор плазме у овој дисертацији је коришћена посебна конструкција Гримоваг пражњења [11] која има уздужни прорез на аноди за посматрање плазме са стране. Ова модификација је настала по угледу на модификацију Фереира, ради спектроскопског истраживања Гримоваг пражњења у Лабораторији за Квантну оптику Физичког факултета у Београду и временом је надограђивана, видети слику 1.5.

Једна од надоградњи која је овом приликом реализована је додавање тefлонске изолације око носача катоде (18 на слици 1.5), како би смањили вероватноћу да дође до пробоја у уском процепу између катоде и аноде избегли оштру ивицу код отвора за диференцијално вакумирање.

Изменљива катодa је направљена од бакра и има пречник $d_k=7.60(1)$ mm и дужину 18.0(1) mm, а завршава се навојем М5. Катодa је учвршћена у носач (2) који се хлади водом. Анода је изолована од катоде тefлоном (4) облика шупљег цилиндричног ваљка у



Слика 1.5: Изглед једног Гримовог пражњења са вакуум комором. (1) катода, (2) носач катоде, (3) простор између аноде и катоде, (4) тефлонска изолација, (5) и (11) о-прстенони, (6) анода и носач катоде, (8) отвор за диференцијално вакуумирање, (9) кварцни прозори за посматрање са чеоне стране (end-on) и са стране (side-on) кроз уздужни отвор у аноди, (10) водено хлађење, (12) отвор за вакуумирање коморе, (13) довод радног гаса, (14) отвор за мерење притиска, (15) вакуум комора, (16) прирубница, (17) уздужни прорез у аноди ширине 1.5 mm за посматрање пражњења са стране, (18) додатна тефлонска изолација катоде. Испрекидана линја представља оптичку осу посматрања при side-on мерењу/посматрању.

који су урезани канали за гумене прстенове (енг. O-ring) којима се обезбеђује вакуумско заптивање са анодом (5). Анода је израђена од једног комада месинга, због његове добре термалне проводности, како би се лакше хладила. Унутрашњи пречник аноде је $d = 8.00(1) \text{ mm}$. У самој аноди дужине 50 mm је направљен прорез ширине 1.5 mm који омогућава посматрање пражњења кроз бочне прозоре (9) све до површине катоде. Носач аноде је прирубницом повезан са вакуумском комором направљеном од месинга који је на истом понтенцијалу као и анода. Заптивање са прирубницом (16) се остварује гуменим прстеном (11). Комора се вакуумира кроз отвор (12) позициониран насупрот аноде, и (8) који служи за диференцијално вакуумирање и који се налазе између катоде и аноде, урезан у тефлонској изолацији (Слика 1.5). Довод гаса се врши преко отвора (13) који је позициониран ближе аноди, док се притисак контролише мерачем повезаним на отвор (14).

1.1.5 Вишесегментна конструкција Гримовог пражњења

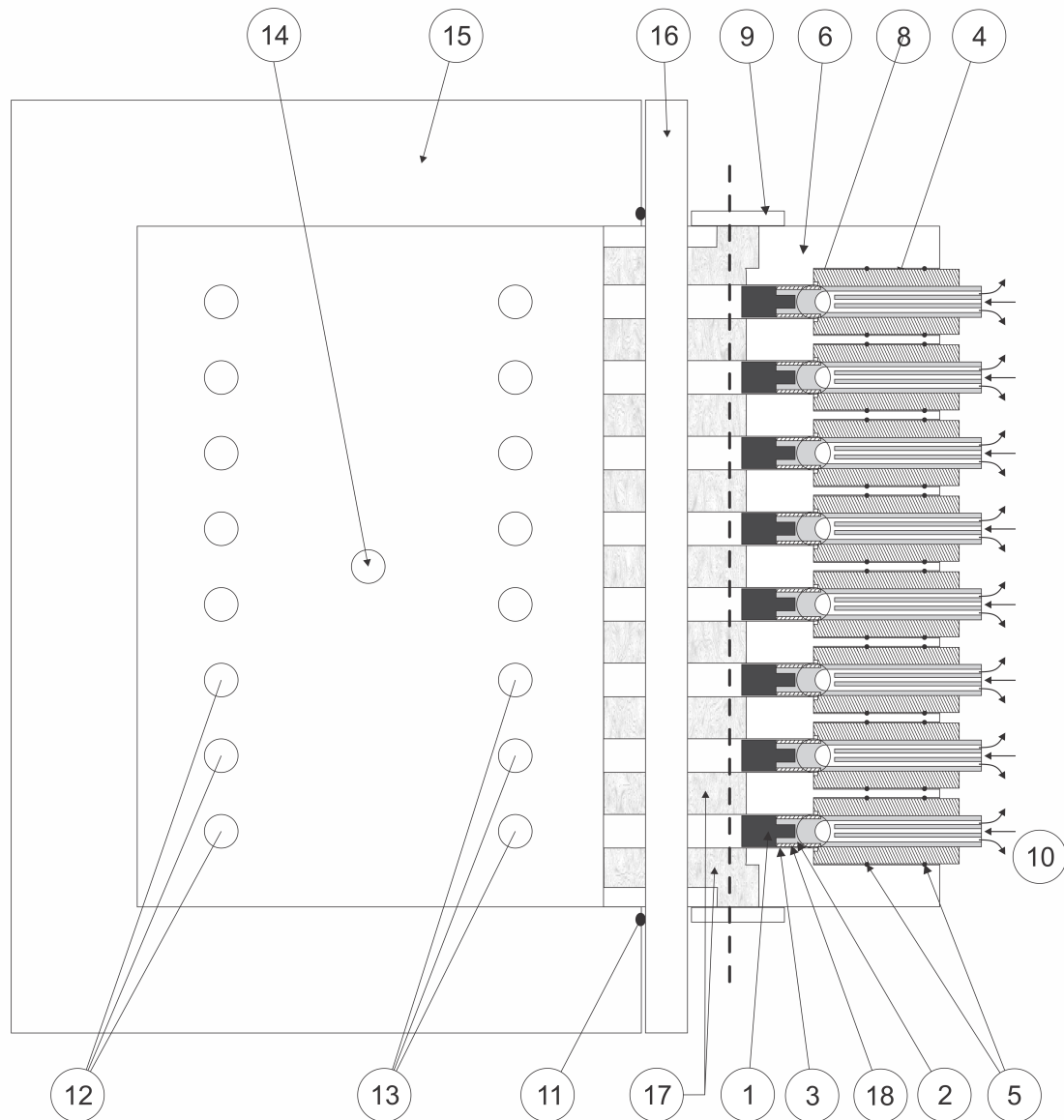
Основна мотивација за систематска истраживања реализована у оквиру ове дисертације је провера концепта за добијање активне средине и ласерске емисије на линији 224.70 nm јона бакра. На ту могућност указује необично велики интензитет поменути линије примећен у Гримовом пражњењу [12–14] а који се објашњава резонантним ефектом преноса наелектрисања (о чему ће бити речи у поглављу 1.2). Пошто је оптичка дужина пута при side-on посматрању у стандардној конструкцији Гримовог пражњења које се до тада користила у нашој лабораторији свега 8 mm, појавила се идеја да би се ефекат појачања на поменутој линији лакше могао уочити при повећању дужине активне средине.

Због тога се приступило пројектовању и реализацији вишесегментне конструкције, односно компактног паковања осам Гримових пражњења у заједничком анодном блоку и са заједничким анодним процепом кроз који би се могла вршити мерења. Тако је настала идеја за вишесегментно Гримово пражњење [14]. За разлику од оригиналне идеје из [14], систем који је коришћен у овој тези садржи осам Гримових пражњења, при чему сва имају заједнички оптички пут.

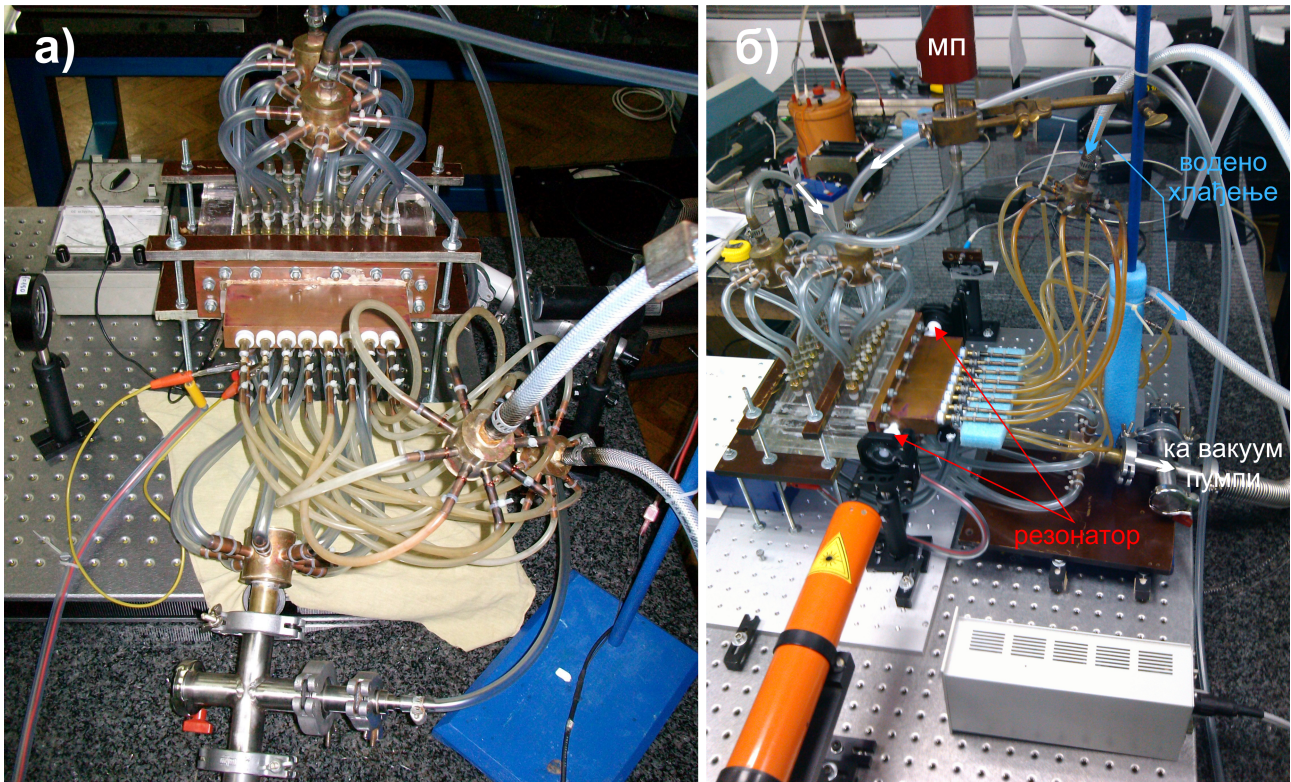
Идеја и циљ ове докторске дисертације је да се помоћу једноставног мерења уочи ефекат појачања на прелазу $\text{Cu II } (4s^3D_3 \leftarrow 4p^3P_2)$ тако што ће се променом броја укључених Гримових пражњења мењати дужина активне средине. Како би обезбедили ово, осам пражњења (које је описано у одељку 1.1.4) је постављено у заједнички анодни блок, поређаних једно поред другог у једној оптичкој линији. Катодне површине свих пражњења су међусобно поређане у једну раван. Носач аноде је прирубницом повезан са вакуумском комором направљеном од клирита дебљине 30 mm, док се заптивање са прирубницом остварује гуменим прстеном.

Један од основних техничких проблема који је требало решити у оваквој конструкцији је истовремено хлађење свих осам катода из једног расхладног система при чему не сме кроз расхладни медијум да дође до "преслушавања" између катода. Другим речима свако од осам пражњења мора да ради потпуно независно. Струја једног пражњења не сме кроз расхладни медијум да делом тече и кроз суседна пражњења. Због тога је конструисан затворен расхладни систем са измењивачем топлоте вода/ваздух у којем циркулише редестилована и дејонизована вода погоњена пумпом великог потиска. Проводност воде у затвореном систему је била веома мала чак и после вишечасовног циркулисања и имала је вредност мању од $5 \mu S$, док је поређења ради, мерена вредност проводности воде са чесме преко $400 \mu S$. Систем за хлађење је одржавао температуру Гримових пражњења на нивоу собне температуре. Због тога смо били сигурни да ће пражњења радити у тињавом режиму и да неће прелазити у лучна пражњења. Након галванског раздвајања пражњења, посебну пажњу је требало обратити пројектовању и изради извора за напајање и контролу рада свих осам пражњења.

Попречни пресек конструкције вишесегментног Гримовог пражњења је приказан на слици 1.6. На слици се може уочити да је посебна пажња посвећена обезбеђивању симетричних услова за рад сваког пражњења, тако да свако пражњење има свој доток гаса (13), вакуумирање коморе (12) и своје диференцијално пумпање (8). Ово је праћено конструисањем разводника гасова у облику звезде са осам излаза симетрично распоређених и то за сваки сет отвора по један, као и за довод и одвод воде, која тече



Слика 1.6: Изглед вишесегменог Гримовог пражњења са вакуум комором. (1) катода, (2) носач катоде, (3) простор између аноде и катоде, (4) тефлонска изолација, (5) и (11) о-прстенови, (6) анода и носач катоде, (8) отвор за диференцијално вакуумирање, (9) кварцни прозори за посматрање са стране (side-on) кроз уздужни отвор у аноди, (10) водено хлађење, (12) отвор за вакуумирање коморе, (13) довод радног гаса, (14) отвор за мерење притиска, (15) вакуум комора, (16) прирубница, (17) уздужни прорез у аноди ширине 1.5 mm за посматрање пражњења са стране, (18) додатна тефлонска изолација катоде. Испрекидана линја представља оптичку осу посматрања при side-on мерењу/посматрању.



Слика 1.7: Фотографија вишесегментног Гримовог пражњења са вакуум комором (а) и фотографија истог система са додатим резонатором (б).

кроз катоду (што се може видети на слици 1.7). Разлог свега овога је да би се обезбедили идентични услови у којима ради свако пражњење понаособ. Како је диференцијално вакумирање неопходно за правилан рад пражњења, извршено је тестирање ефикасности диференцијалног вакумирања. Поред тога, мерења су показала, да је при оваквој конструкцији проток радног гаса кроз отворе за вакумирање коморе нешто већи него проток кроз отворе за диференцијално пумпање. Овај однос Q_{13}/Q_{12} износи око 0.9, односно разлика је 10%. Протоке је могуће лако променити простом обструкцијом одговарајуће гране вакумирања и тако постићи жељени однос.



Слика 1.8: Фотографија вишесегментног Гримовог пражњења са чеоне стране при раду у једносмерном режиму.

1.2 Физика ласера

Прва стимулирана емисија је постигнута захваљујући теоријском раду руских физичара, Николају Басову (Николай Геннадиевич Басов) и Александру Прохорову (Александр Михайлович Прохоров) са Института Лебедев у Москви [15, 16], у експерименту америчког тима који је предводио Чарлс Таунс (Charles H. Townes) са колунбијског Универзитета у Њујорку, који је успешно постигао појачање електромагнетног зрачења стимулираном емисијом у уређају који је назван МАСЕР (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) (1954) [17, 18] за шта су добили Нобелову награду за физику једну деценију касније [19]. Касније варијанте масера су могле да генеришу електромагнетно зрачење не само у микро-таласном делу спектра већ и у радио и инфрацрвеном делу спектра [20]. На основама масера је 1960. године направљен и први ЛАСЕР (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [21–23]. Од тада па до данас, активне средине су развијене у свим агрегатним стањима (чврсто, гасовито, течност, плазма).

Данас су у индустрији најатрактивнији ласери са великим појачањем који раде махом у инфрацрвеној области (CO_2 ; Nd ; ласери реализовани у оптичким влакнима, енгл. fiber lasers), док су исто тако занимљиви и ласери који емитују зрачење у ултра-љубичастом (УВ) делу спектра, због велике енергије коју њихов фотон носи. УВ ласери се користе како у индустрији за снимање информација, при чему се постижу 20 пута веће густине записа података од дотадашњих уобичајених уређаја са црвеним или плавим ласерима, за прецизну обраду узорака, тако и у научним истраживањима (атомска, молекуларна и Раман спектроскопија) као и за управљање фотохемијских реакција. Технологија УВ ласера има потенцијала да покрене нове апликације у нано-технологији, биологији, хемији, медицини, физици плазме.

Дефиниција ласерског зрачења је да је то монохроматско, кохерентно и усмерено електромагнетно зрачење. Да би остварили ласерску емисију треба прво да буду испуњени одређени услови.

Овде ћемо укратко описати услове које треба испунити да би један материјал постао активна средина за појачање упадног зрачења, а потом и независни осцилатор, ласер, а комплетна теорија се може погледати у већ наведеним референцама као и у [24–27].

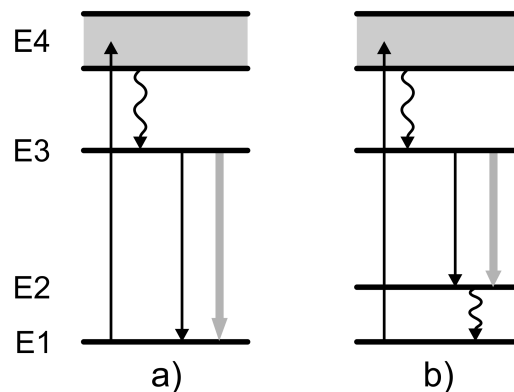
Пре свега треба обезбедити инверзију насељености у неком медијуму да би она постало активна средина за појачање зрачења ефектом стимулисане емисије. Да би постигли инверзну насељеност и средина постала активна, неопходно је пронаћи ефикасан механизам побуде атома или молекула у датој средини. Уколико постигнемо да је број атома или молекула у побуђеном стању, односно на одређеном вишем енергијском нивоу, већи у поређењу на број атома у нижем стању за дати енергијски прелаз, каже се да је инверзна насељеност постигнута. Тако процес стимулисане емисије постаје доминантан, у односу на процесе спонтане емисије и апсорпције. Ово је могуће постићи само у одређеним ситуацијама. Енергијске прелазе на којима можемо постићи инверзну насељеност зовемо ласерским прелазима [28, 29].

Када је услов за инверзну насељеност постигнут, активна средина се поставља у одговарајући резонатор. Резонатор се обично формира помоћу два огледала погодна изабраних радијуса кривине и рефлексивности, тако што се постављају на оптичку осу активне средине на међусобном растојању (d) тако да је задовољен услов стабилности.

Његова улога је да обезбеди позитивну повратну спрегу, односно, резонатор приморава фотоне да пролазе више пута кроз активну средину и тако "стимулише" остале фотоне на емисију исте учестаности. Најчешће коришћени резонатор је Фабри-Перовог (Fabry-Pérot) типа чије су теоријске основе дате у референцама [30–32] и на основу геометријске оптике [33]. Огледала резонатора могу бити равна, као у Фабри-Перовом интерферометру, али су тада губици превелики. Да би се губици смањили често се узима да једно или оба огледала буду закривљена. На губитке утичу и растојање између огледала (d) као и радиус кривине огледала (R). У зависности од радијуса кривине огледала и растојања између њих одређује се зона стабилности резонатора, представљена графиком стабилности [33]. При формирању резонатора коришћеног у овом докторском раду, на основу радијуса кривине расположивих огледала и минималног растојања између њих (које је диктирано дужином анодног корпуса) тестиран је услов стабилности и коначно формиран резонатор.

Ласери се најчешће деле/класификују према агрегатним стању активне средине: гасни, течни и чврсти ласери. Према броју енергетских нивоа деле се на ласерске системе са 3 и 4 енергијска нивоа као што је приказано на слици 1.9. Ова класификација према броју нивоа добро описује ласере чврстог стања, као што су рубински и неодимијумски ласерски систем, али се принцип рада и неких других ласерских система често може свести на систем са 4 нивоа.

Циклус рада ласера са 4 енергетска нивоа се може објаснити имајући у виду слику 1.9, када неком спољашњом побудом (која може бити оптичке, електричне или хемијске природе), електрони прелазе на виши енергијски ниво E_4 . Електрони затим, најчешће нерадијативном релаксацијом, прелазе на нижи ниво E_3 који је заправо горњи ниво ласерске линије. Обично је ниво E_3 метастабилан, тако да се брзим нерадијативним прелазима са E_4 постиже инверзна насељеност у односу на основно стање E_1 . Оваква схема са 3 енергетска нивоа је типична за рубински ласер, при чему треба уочити да је доњи ласерски ниво у ствари основно стање. Пошто је основно стање највише популисано, инверзна насељеност E_3 у односу на E_1 се може постићи само у импулсним режиму побуде, са великом снагом пумпе. У системима са 4 енергијска нивоа много је лакше остварити инверзну популацију на нивоу E_3 у односу на E_2 , поготово ако је спонтана деекситација са E_2 на E_1 брза и при том лежи далеко изнад основног стања.



Слика 1.9: Шема енергијских нивоа ласерског система са 3 (a) и 4 (b) енергијска прелазна

1.2.1 Гасни ласери

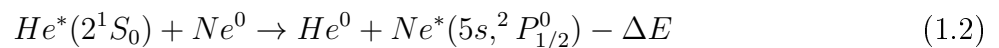
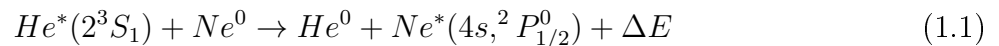
Код гасних ласера, активна средина (ласерски медијум) је сачињена од мешавине гасова или пара. Углавном је то мешавина два или више различита гаса или паре које се налазе у затвореној стакленој цеви. Једну компоненту називамо носећи (бафер) гас који има улогу "пумпе", која у сударним процесима омогућава достизање инверзне популације на другој компоненти коју називамо активним гасом. Притисак у оваквим системима је мали и износи свега до неколико десетина милибара.

Побуда гасних ласера је углавном електричним гасним пражњењем, односно протоком струје (која може бити једносмерна, импулсна или у радио-фреквентном домену) кроз активну средину. Постоје и други облици побуде као што су гасно динамички механизам, хемиски или оптичко пумпање другим ласером.

Радни гас и услови побуде гасних ласера одређују њихову ефикасност, као и опсег таласних дужина у којем емитују ласерско зрачење [28]. Тако на пример молекуларни гасни ласери базирани на угљен-моноксиду (CO) и угљен-диоксиду (CO_2) имају ласерске линије у инфрацрвеном (ИЦ) делу спектра. Ласери базирани на неону као радном гасу емитују у црвеном и блиском ИЦ делу спектра, али има и ласерске прелазе у жутом и зеленом делу видљивог спектра.

1.2.2 Гасни ласери са процесима размене енергије

Први и један од најпопуларних гасних ласера је Хелијум-Неон ($He - Ne$) ласерски систем. Пар месеци после објаве првог импулсног рубинског ласерског система 1960. године, Али Џејвен (Ali Javan) са сарадницима је објавио рад о $He-Ne$ ласерском систему [34, 35]. Овај ласерски систем спада у континуалне ласере (енг. continuous wave - CW). Може да ради на неколико ласерских прелазу у блиском ИС и видљивом делу спектра, али је један од најчешће коришћених прелаз $Ne\ I\ 632.8\ nm\ (5s \rightarrow 3p)$. Можемо сматрати да ради по схеми са четири енергијска нивоа, слика 1.10. У овом случају атом хелијума се користи као радни гас, где се електричним пражњењем хелијум побуђује на 2^1S_0 и 2^3S_1 нивое сударима са електронима, док се неон користи као активни гас. Нееластичним сударима овако ексцитованог атома хелијума са атомима неона се врши пренос енергије, што се може описати једначинама 1.1 и 1.2:

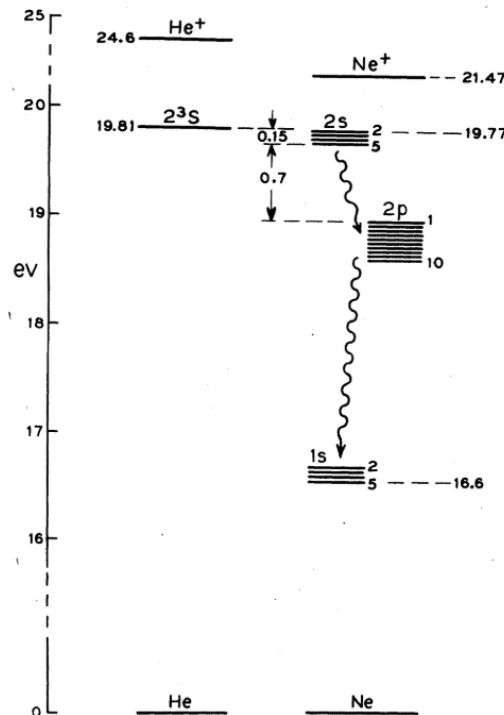


где * представа побуђено, ексцитовано стање атома, док Δ представља разлику у енергијама између атома. У једначини 1.1, $\Delta = 0.0398\ eV$ и ослобађа се као кинетичка енергија продукта, док је у једначини 1.2 $\Delta < 0.05\ eV$ и надокнађује се кинетичком енергијом. ΔE је у оба случаја мање од kT , где је T температура гаса. Овај процес преноса енергије популише горња енергијска стања ласерских линија неона $4s$ и $5s$. Ниво неона $4s$ је горњи енергијски ниво ласерске линије $1152.3\ nm\ (4s \rightarrow 3p)$, слика 1.10, на којој је ласер прво прорадио. Наиме, испоставило се да неон има још један ниво погодан за постизање инверзне популације. То је $5s$ ниво, који је горњи ниво за ласерски прелаз на $632.8\ nm\ (5s \rightarrow 3p)$ али и на $3391\ nm\ (5s \rightarrow 4p)$ чије је појачање знатно веће. Иако се са слике 1.10 види да се $4S$ и $5S$ нивои неона могу побудити директно из основног стања

$2p^6$ овај процес побуђивања има мали ефикасни пресек те самим тим је и мало ефикасан. Испоставило се да побуђивање ових нивоа много ефикасније у сударима са метастабилима хелијума у 2^3S или 2^1S стању, формуле 1.1 и 1.2. Овде је хелијум изабран из више разлога:

1. у сударима са електронима се веома ефикасно побуђује на нивое 2^3S или 2^1S
2. оба поменута стања су дугоживећа, односно метастабилна ($\tau_1 = 5 \cdot 10^{-6} s$ и $\tau_3 = 10^{-4} s$)
3. постоји услов за резонантни пренос енергије на $4s$ и $5s$ нивое неона, нееластичним сударним процесима, формуле 1.1 и 1.2
4. помаже и при деекситацији $3s$ нивоа неона

Да би се остварила ласерска емисија на прелазу ($5s \rightarrow 3p$) потребно је дизајнирати резонатор тако да појачава зрачење на овој таласној дужини, а да пропушта остале. Ово се може радити на више начина. Један је да се направе високо рефлектујућа огледала за широк опсег таласних дужина а да се селективним резонатором уз помоћ дифракционе решетке или призме [26, 36, 37] подешава излазна таласна дужина. Метод, који примењују комерцијални произвођачи хелиум-неонског ласера је поставка огледала резонатора директно на крајевима гасне цеви, или напаравују огледала тако да имају велику рефлексивност на 633.8 nm , а јако малу на осталим таласним дужинама. Иако је други метод раније био скуп, он је развојем технологије много приступачнији и све више у употреби. Више о овом систему може се наћи у референцама [27, 38]



Слика 1.10: Шема енергијских нивоа ласерског система He-Ne [35]

1.2.3 Ласери на металним парама

Ласери на металним парама [39–42], спадају у групу гасних ласера јер је ласерски медијум у гасном стању и сачињен је од пара метала у атомском или молекулском стању на ниском притиску (кадмијум (*Cd*), калијум (*Ca*), бакар (*Cu*), олово (*Pb*), магнезијум (*Mn*), селен (*Se*), стронцијум (*Sr*), и други) и бафер гаса као што је хелијум (*He*) или неон (*Ne*), што се испоставило као ефикасан начин повећавања популације горњег ласерског нивоа изабраног метала. Једина разлика коју ови ласери имају у односу на гасне ласере је другачија конструкција, јер морају прво да метал из чврстог или течног стања доведу у гасно стање, односно пару, а на крају и да кондензују назад исту ту пару. Иако се чини да је кондензација назад у чврсто или течно стање прилично једноставна, често је конструкција тако направљена да постоји посебна комора за испаравања материјала која је одвојена само једним малим каналом од области за активну средину. Још један од проблема који се јавља јесте корозиван ефект атома или јона металних пара.

Повећавање популације горњег ласерског нивоа се у ласерима на парама метала осим нееластичним сударима преноса енергије, дешава и сударима са електронима и Пенинговом јонизацијом, као и процесима размене наелектрисања. Ови додатни процеси су посебно истакнути код електричних пражњења у гасу.

Судари неутралног атома метала са електронима има за последицу пренос енергије, коју је електрон накупио у електричном гасном пражњењу:



У примеру представљен формулом 1.3 електрон мора имати енергију довољну да јонизује и ексцитује атом метала. Како ово није увек случај, јер је просечна енергија електрона електричним пражњењима на ниском притиску од 1 до 4 eV, па је много вероватнији дво и више степени процес:



Како је расподела енергије електрона дата Максвел-Болцмановом (Maxwell-Boltzman) расподелом, могу се очекивати и електрони са већом енергијом, али не у великом броју. На пример, енергија јонизације атома метастабилна аргона је 15.76 eV и израчунато је да број електрона са просечном енергијом од 2 eV има вероватноћу од 0.13% да поседује енергију довољну за јонизацију. Када се узме просечна енергија електрона од 4 eV тај број се пење на 5.1%.

Пенингова јонизација је резултат трансвера потенцијалне енергије са метастабилног атома гаса на основно или побуђено стање јона метала *M*. Пошто се за израду овог докторског рада користи првенствено аргон као радни гас (са метастабилнама на 11.55 eV и 11.72 eV), пример ће бити базиран на њему:



Ова реакција важи само ако је потенцијал јонизације атома *M* мањи од енергије метастабилног атома аргона (*Ar**), док ће електрон однети вишак енергије.

Процес измене наелектрисања (енг. charge exchange) се дешава између побуђеног јона радног гаса (у нашем случају Ar) и атома метала:



Услов који се овде намеће је потпуно преклапање енергијских нивоа атома и јона који размеђују енергију, односно да ΔE буде што мање, а уједно и мање од kT . Експериментално је показана улога овог процеса на ниским притисцима (реда $mbar$) и малом струјом (реда mA), који су заступљени у Гримовом пражњењу [12, 13].

1.2.4 Ласери са парама јона метала

Механизам повећања популације горњег ласеског нивоа код ласера са парама јона метала, показаћемо на примеру $He - Cd$ ласера, који је уједно и један од најчешће помињаних примера у литератури.

У зависности од услова пражњења значајни механизми пумпања су Пенингова јонизација 1.6 и процес измене наелектрисања 1.7. Променом услова у електричном пражњењу, који служи за ексцитацију, може се контролисати који ће од поменутих начина ексцитације, бити доминантнији. На пример, уколико се ради у $He - Cd$ ласеру са малом једносмерном струјом кроз пражњење, процес Пеннингове ексцитације је доминантан, док у пражњењима са великим густинама електрона и јона (пражњење са шупљом катодом) процес измене наелектрисање има већу вероватноћу.

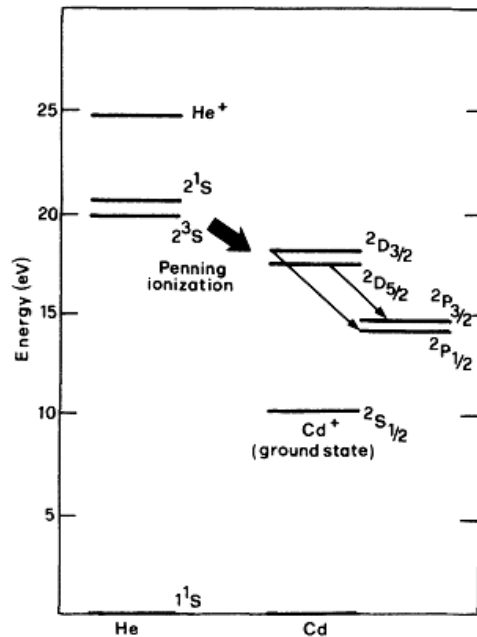
Резонантни трансфер енергије са атома на атом говори о блискости енергијских нивоа атома на којима се остварује енергијски трансфер ($\Delta E < kT$). Што су нивои ближи, ΔE је мање и трансфер је вероватнији. Међутим, за овакав трансфер значајан фактор има и очување спина. На пример, у $He - Cd$ ласеру врши се ефикасан трансфер енергије са метастабилна хелијума 2^3S_1 , 2^1S_0 на нивое $Cd^+ 5s^2 2D_{3/2,5/2}$ (слика 1.11) упркос великим вредностима ΔE (реда величине 1.2 - 2.4 eV).

Ласерске емисије у $He - Cd$ ласеру које су на таласним дужинама од 325.0 nm и 441.6 nm и одговарају прелазима $2D_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ и $2D_{5/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ респективно (слика 1.11) су једне од највероватнијих. Овде треба имати на уму да деекситација доњих ласерских нивоа на основни ниво јона кадмијума ($^2D \rightarrow ^2S$), је забрањен и његова време живота су реда неколико десетина микросекунди. Због овога ови ласери раде само у импулсном режиму. Ова деекситација се углавном дешава преко еластичних судара укључујући и хладне електроне који остају након импулса, тако да ова брзина деекситације одређује фреквенцу импулса ласера.

За разлику од $He - Ne$ ласера $He - Cd$ ласер је ефикаснији ласерски систем. Са друге стране једна од мана је што ласерска цев код $He - Cd$ ласера мора да се греје на око $250^\circ C$ степени да би се постигао задовољавајући напон паре кадмијума.

1.2.5 Ласери на бакарним парама - ЛБП

Волтер (Walter) је са сарадницима [43] 1966. године објавио рад са осцилацијама на прелазима атома бакра који одговарају таласним дужинама 510.6 и 578.2 nm, у констринцији која иста као и у Pb ласерима, и тиме покренуо нову грану ласера на бакарним парама (Copper vapor laser - CVL). Године 1971. је Исаев са



Слика 1.11: Шема енергијских нивоа ласерског система He-Cd [27].

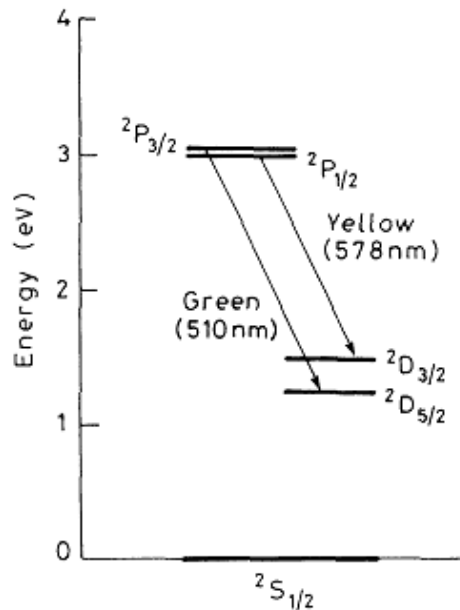
сарадницима [44, 45] објавио конструкцију ласера која има концепт самозагревања, што је омогућило да се значајно повећа ефикасност ЛБП и започне њихова индустријска производња [40, 42, 46].

Највећа препрека у раду са бакром су високе радне температуре које је потребно одржавати да би се *Cu* довео у гасно стање и постигао довољан напон паре. Ове температуре су код првих верзија ЛБП биле и до 1500°C . Због овога је интензивно рађено на развоју ЛБП, па се дошло до открића да уколико се користе соли бакра (хлориди, јодиди, бромиди, нитрити, ...) уместо чистог *Cu*, напон паре много већи. Ово је омогућило рад на много нижим температурама (испод 600°C). Примера ради, уколико се ради са *CuI*₂ већ на 550°C може се постићи довољан напон паре како би се обезбедила потребна густина атома *Cu* за рад ласера. Оперативна температура се још више може снизити употребом бакар-нитрата (180°C) или бакар-ацетилацетона (40°C).

Неке од конструкција раде у двоструком импулсном режиму. Први струјни импулс се користи за дисоцијацију бакрове соли, а други импулс за побуђивање гасне мешавине и добијање ласерске емисије.

ЛБП имају ефикасност до 3%, производе кратке ласерске импулсе трајања од 10 до 20 ns са фреквенсијом до 2 до 100 kHz. Просечна снага ових ласера је 25-2000 W, али се могу конструисати и јачи, до 5000 kW. Примене ових ласера укључују обогаћивање изотопом уранијума, оптичко снимање на великом екрану, микромашинску обраду и пумпање ласера на бази органских боја.

На слици 1.12 су показани енергијски нивои ласера са бакарним парама. Ови ласери спадају у ласере са три нивоа. Основно стање бакра $^2S_{1/2}$ има електронску конфигурацију $3d^{10} 4s^1$, док се код ексцитованих стања $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ валентни електрон из $4s$ пребацује у вишу орбиталу $4p$. Нивои $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$ који настају из електронске конфигурације $3d^9 4s^2$ где се електрон из $3d$ пење у $4s$ орбиталу, имају малу вероватноћу. У сударима



Слика 1.12: Шема енергијских нивоа ЛБП [27].

са електронима, вероватноћа побуђивања P стања је већа него вероватноћа побуђивања D стања. Да би се постигла ласерска емисија, мора се приоретизовати прелаз ${}^2P \rightarrow {}^2D$, јер је и прелаз ${}^2P \rightarrow {}^2S_{1/2}$ дозвољен. Прелаз ${}^2P \rightarrow {}^2S_{1/2}$ се може контролисати високом температуром и напонам паре, па једини начин пражњења 2P стања остаје преко 2D стања. Време живота је 2P стања је велико и реда је $0.5 \mu s$ што омогућава акумулирање 2P стања, односно стварање услова за веће нагомилавање горњег ласерског нивоа.

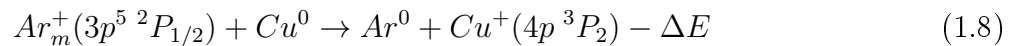
Са друге стране и време живота 2D стања је велико ($\sim 10 \mu s$), зато што је прелаз ${}^2D \rightarrow {}^2S$ забрањен по селекционим правилима за електрични дипол (енг. electric-dipole forbidden transitions). Ово има за последицу да ласерска емисија саму себе гаси, јер се популација доњег ласерског нивоа повећава. Због ове особине ласери са парама бакра, раде само у импулсном режиму, са импулсом који мора бити краћи од живота 2P стања. Да би се доњи ниво линија 510.6 nm и 578.2 nm , односно стања 2D , ефикасно празнила уведен је неон као бафер гас. Неон при притиску од $35\text{-}40 \text{ mbar}$ омогућава довољну концентрацију електрона, после престанка импулсног пражњења, и омогућава деекситацију 2D стања електронским сударима. Неон још помаже у редуковању дифузије бакарних пара дуж цеви, како би спречили да пара метала дође у додир са хладним прозорима на крајевима цеви.

1.2.6 Гримова пражњење као активна средина

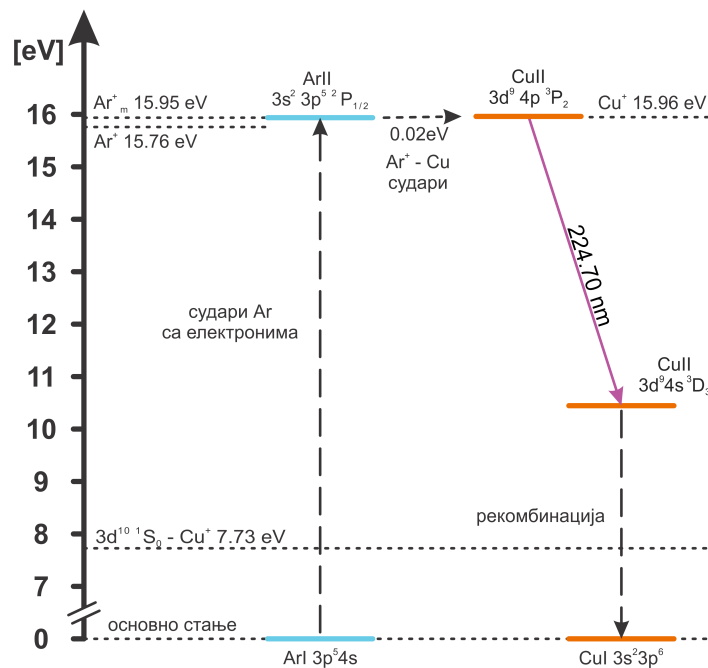
На основу података у литератури, као и на основу претходних мерења у нашој лабораторији показано је да се у Гримовом пражњењу (модификованој Гримовој лампи) одвија се веома интензиван процеса измене наелектрисања [12, 47, 48] између нивоа аргона ($Ar^+(3p^5 {}^2P_{3/2})$) и бакра ($Cu^+(4p {}^3P_2)$). Један од циљева рада на овом докторату је да се испита да ли овај механизам пумпања горњег нивоа прелаза јона бакра $Cu \text{ II}$ ($4s {}^3D_3 \leftarrow 4p {}^3P_2$), таласне дужине 224.70 nm може да се искористи за добијање

ласерског зрачења у тињавом пражњењу Гримовог типа са аргоном као радним гасом. Особине ове јонске линије бакра су већ проучаване и показано је да њен интензитет расте веома брзо са порастом струје у пражњењу [12, 13, 47, 49]. Наиме, горњи ниво наведене линије се доминантно популише изменом наелектрисања атома бакра са јоном аргона. Повећање јачине струје резултира повећаним спатеровањем катодe што обезбеђује већу концентрацију атома бакра у пражњењу који могу да врше измену наелектрисања са метастабилним јонима аргона.

Процес који се дешава приликом резонантног преноса енергије између аргона и бакра по Левиу, Стирсу и Филдингу (Levy, Steers, Fielding) је процес размене наелектрисања, и према јеначини 1.7 га можемо написати као:



На левој страни једначине се налази метастабил јона аргона $Ar^+ (3p^5 \ ^2P_{1/2}^0)$, а са десне стране јон бакра $Cu^+ (4p \ ^3P_2)$. Последњи члан једначине са десне стране ΔE , је разлика у енергијама између ова два јона. Енергија метастабилна јона аргона је за 0.02 eV мања од енергије горњег нивоа линије 224.70 nm јона бакра што предствља један од услова за ефикасан процес измене наелектрисања, видети слику 1.13.

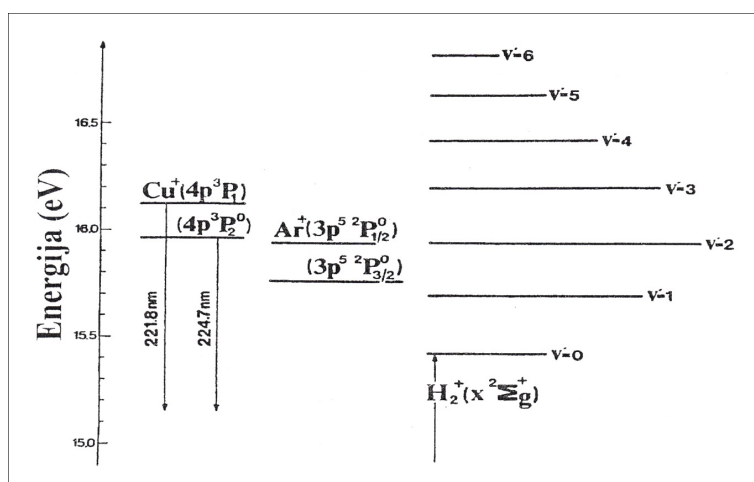


Слика 1.13: Енергијски дијаграм резонантног прелаза $Ar - Cu$

Резонантни пренос измене наелектрисања јона аргона, $Ar_m^+ (3p^5 \ ^2P_{1/2}^0)$, и атома бакра има велики пресек и пружа потенцијалну могућност за стварање инверзне популације нивоа $Cu^+ (4p \ ^3P_2)$ (слика 1.13), посебно при већим густинама струја .

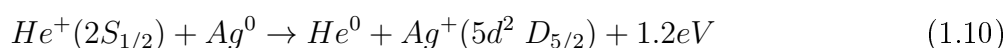
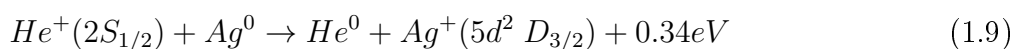
Како доњи енергијски ниво линије јона $Cu^+ (4s \ ^3D_3)$ има забрањен прелаз на ниже енергијске нивое, ласерска емисија на таласној дужини 224.70 nm се може очекивати само у импулсном режиму рада, као код ЛБП.

Овај резонантни пренос енергије је експериментално потврђен у гасној мешавини аргона и 3% водоника [47]. Експеримент је показао да интензитет линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ опада драстично са додатком водоника. Пошто се нивои $\text{Ar}^+(3p^5 \ ^2P_{3/2})$ и $\text{H}_2^+(X \ 2\Sigma_g^+)$, $\nu = 2$ разликују за само $\Delta E = 0.002 \text{ eV}$ (слика 1.14), може се очекивати да реакција прерасподеле преноса наелектрисања са метастабилна јона аргона на молекуле водоника буде ефикаснија него на атоме бакра.



Слика 1.14: Поређење енергијских нивоа Cu^+ , метастабилног Ar^+ и H_2^+ [14,47]

Слични примери претходно изложеном примеру, на којима је добијена ласерска емисија, преносом наелектрисања са јона радног гаса на спатероване атоме материјала катодe су јонске линије сребра $\text{Ag II } 224.34 \text{ nm}$ и $\text{Ag II } 227.73 \text{ nm}$ [50] у хелијуму као радном гасу. У тим случајевима, реакције преноса наелектрисања су следеће:



Овде се види да приликом преноса наелектрисања са јона хелијума на атоме сребра остаје део енергије (ΔE) коју са собом односе фрагменти реакције. Иако су ове енергије знатно веће од енергија код реакције атома бакра и јона аргона, било је могуће успешно постигнути инверзну популацију на поменутиим линијама сребра [50, 51], јер горњи енергијски нивои спектралних линија јона сребра имају мању енергију од јона хелијума.

Постоје и реакције измене наелектрисања између јона хелијума и атома цинка који се користе за пумпање ласерских нивоа цинка у УВ и видљивом делу спектра [52], као и реакције јона хелијума и атома злата [53]. Сви претходно наведени ласерски системи у основи су имали електрично гасно пражњење у геометрији шупље катодe.

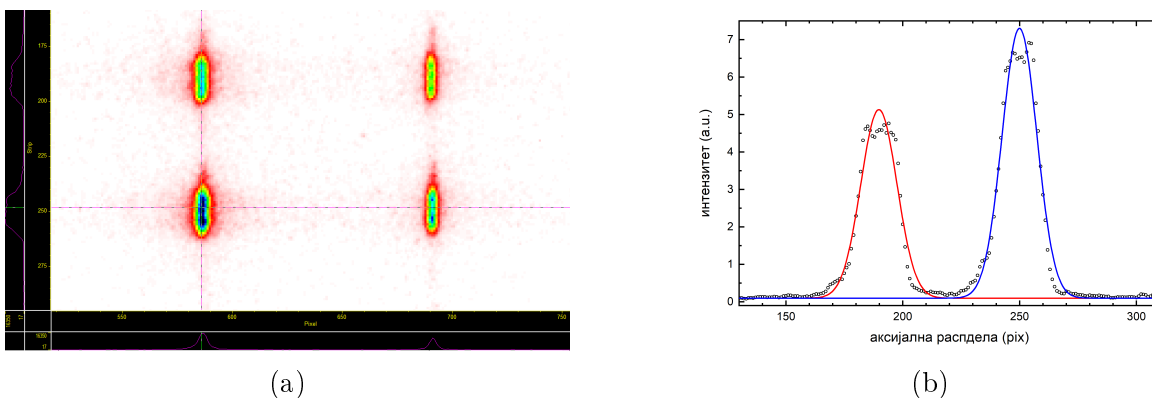
2 Експеримент, методе мерења и методе обраде података

2.1 Спектроскопска мерења

Спектрална мерења су извршена коришћењем два спектрометарска система састављена од спектрометра (типа Черни-Тарнер (енг. Czerny–Turner), жижне даљине 1 m) и ICCD камере. Један систем је сачињавао спектрометар λ -Minuteman опремљен решетком од 1200 зареза/mm (оптимизована да има највећу рефлексивност на 600 nm) и ICCD камером Princeton Instruments PI-MAX, са сензором од 1024x256 пиксела. Величина појединачног пиксела ове камере је $26 \times 26 \mu\text{m}$, док је минимално време снимања 5 ns . Овај систем има спектралну резолуцију 0.0203 nm/pixel , за ширину прореза од $50 \mu\text{m}$. Други систем који је коришћен се састојао од спектрометра Solar TII MSDD 1000, са две измењиве решетке од 1200 и 2400 зареза/mm (оптимизоване да имају највећу рефлексивност на 600 nm и 270 nm респективно) и ICCD камере Princeton Instruments PI-MAX II, са сензором од 1024x1024 пиксела. Величина појединачног пиксела ове камере је $13 \times 13 \mu\text{m}$, док је и њено минимално време снимања 5 ns . Овај систем има спектралну резолуцију 0.0108 nm/pixel и 0.0053 nm/pixel , за ширину прореза од $50 \mu\text{m}$.

Због малог интензитета емитоване светлости на спектрометру је подешена ширина прореза $50 \mu\text{m}$.

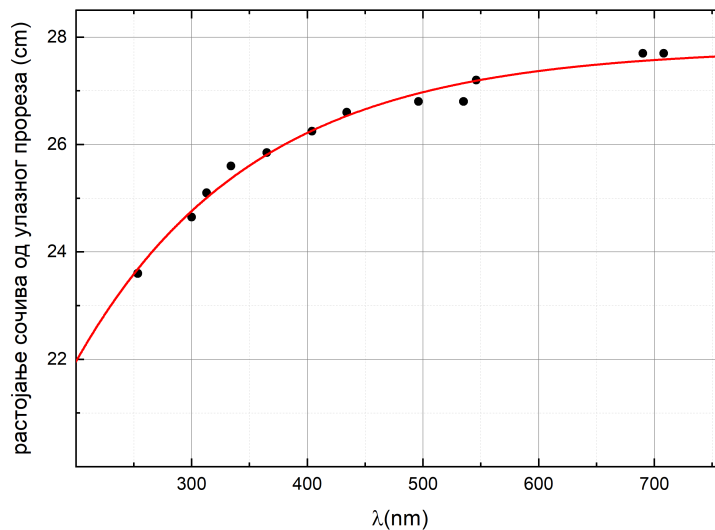
Спектрометарски системи су калибрисани по таласним дужинама, интензитету и просторној расподели. Калибрације по таласним дужинама су вршене помоћу Гајслерових лампи, посебно за сваки спектрални интервал. Калибрација по интензитету је вршена коришћењем волфрамске лампе NIST FEL-000, која је калибрисана у спектралном опсегу од 250 до 1000 nm, али и деутеријумске D2 лампе која је калибрисана у спектралном опсегу од 200 до 500 nm. Ове калибрације се могу наћи у прилозима.



Слика 2.1: Одређивање аксијалне калибрације: изглед снимка из WinSpec програма (a) и приказ обрађених података као график зависности аксијалне расподеле интензитета одређене спектроскопске линије (b).

Калибрација просторне (аксијалне) расподеле је вршена коришћењем металне плочице на којој су избушена два отвора пречника 0.5 mm на растојању од 3 mm . Тада је та плочица

постављена на место где би требала да дође катода и одмах иза плочице је постављена лампа за калибрацију. На тај начин су добијена два засебна тачкаста извора на познатом растојању, што је омогућило мерење аксијалне резолуције, видети слику 2.1. Како су спектроскопска мерења обављана у веома широком опсегу таласних дужина 200-850 nm није било могуће користити ахроматско сочиво, већ је коришћено кварцно сочиво, са жижном даљином од 150 mm. Због овога је било потребно извршити и фокусирање током вршења аксијалне калибрације. Тако је настао занимљив график растојања сочива од прореза у зависности од таласне дужине, који је омогућио да се, из пражњења, једноставно фокусира светлост жељене таласне дужине на улазни прорез спектрометра, график 2.2.



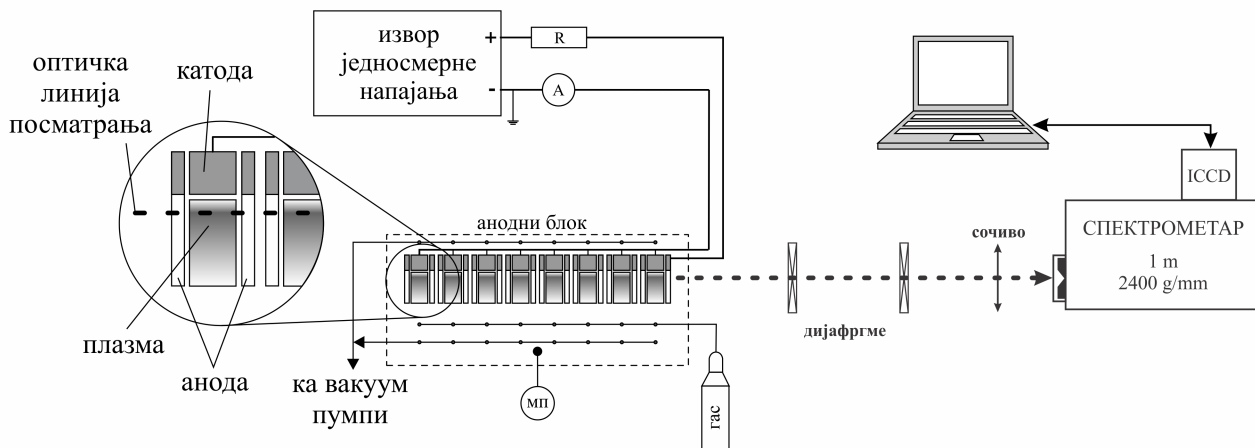
Слика 2.2: Растојање сочива од улазног слита у функцији од таласне дужине емитоване светлости из пражњења.

2.2 Експерименталне поставке

За потребе истраживања ове докторске дисертације оформљена су два експеримента.

Први експеримент је укључивао поставку за спектроскопско испитивање вишесегментног Гримовог пражњења у једносмерном (енг. DC) режиму рада. Светлост емитована из пражњења пројектује се на прорез спектрометра помоћу кварцног сочива жижне даљине 150 mm. Да би се компензовао утицај различитих растојања различитих пражњења од пројекционе оптике, растојање од анодног блока и сочива је постављено на око 210 cm, а удаљеност сочива од прореза на аноди је постављено на две жижне даљине, тако да је однос величине објекта и његовог лика био 7:1. Такође су коришћене две дијафрагме, са отвором од 4 mm, да би се смањио утицај расејане светлости. Због ниског интензитета регистроване светлости, ширина прореза на спектрометру је подешена на 50 μm , а подаци су прикупљани ICCD камером коришћењем WinSpec програма са дефинисаним временом снимања (шатер режим рада). Схема овог експеримента је приказана на слици 2.3.

На комору вишесегментног Гримовог пражњења је прикључен довод чистог аргона (99.999%, Ar 5.0 Messer) и вакуум пумпа. Довод гаса је ишао преко протокомера Omega

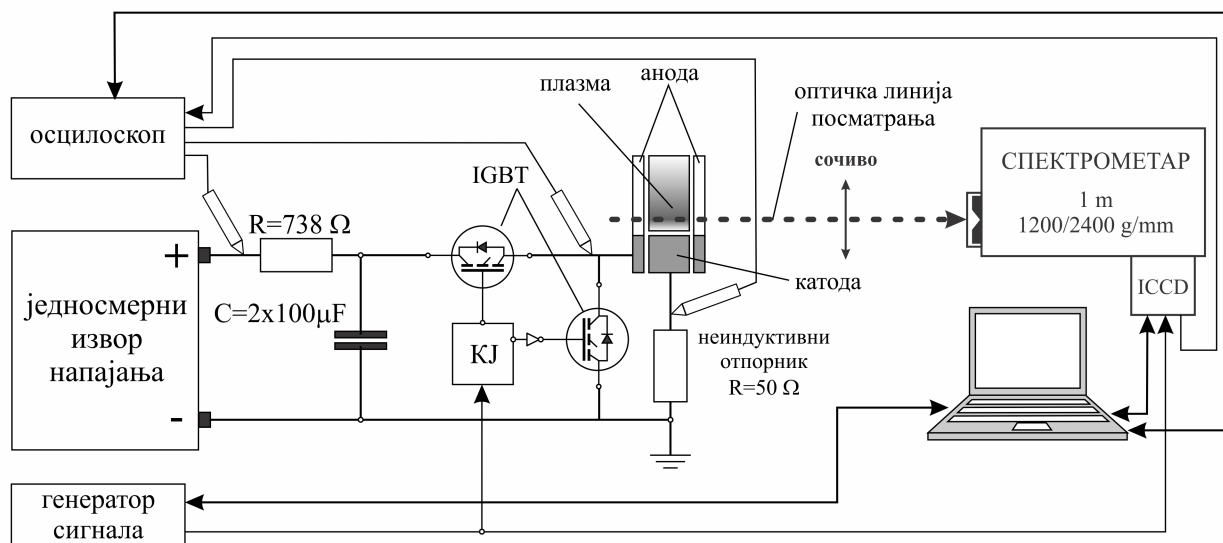


Слика 2.3: Схема поставке експеримента за вишесегментно Гримова пражњење.

FMA, као би се обезбедио прецизан и контролисан проток гаса а самим тим и притисак од 6 mbar у заједничкој комори. Оваква чистоћа радног гаса је неопходна због реакције 1.8. Како би се обезбедила што већа чистоћа у комори, вршене су и додатне мере предострожности као што је вакуумирање коморе на 10^{-3} mbar и продувавање радним гасом неколико пута пре почетка мерења. Притисак од 6 mbar је изабран из два разлога. Прво, при овом притиску струја у пражњењу је довољно велика да обезбеди значајно спатеровање материјала катодe. Друго, при овом притиску је процес измене наелектрисања најефикаснији [54].

Комора је позиционирана тако да се налази на оптичкој линији посматрања, а прорез у аноди је био под 90 степени у односу на улазни прорез спектрометра. Комора је позиционирана тако да је било омогућено снимање спектралне линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ на њеном максимуму дуж осе пражњења. За напајање пражњења коришћен је стабиловани напонско-струјни извор напајања конструисан у лабораторији, који може да обезбеди снагу од 1 kW у DC режиму рада.

Други експеримент је оформљен тако да нам омогући истраживања импулсног Гримова пражњења. За потребе овог експеримента је у лабораторији развијен и направљен посебан извор за напајање и прекидање напона на Гримовом пражњењу. Извор може да обезбеди правилне правоугаоне импулсе струје/напона контролисаног трајања и амплитуде, са жељеном фреквенцијом (до $2000V_{dc}$ и 5 A у импулсу). Импулси се формирају тако што се истовремено прекида електрично коло напајања и кратко спајају електроде пражњења. Ово прекидање је изведено са два изолована биполарна транзистора n типа (IGBT) који су имали независне контролне јединице (CU). Ове контролне јединице су имале могућност fine контроле отварања и затварања IGBT-a у односу на улазни TTL сигнал. Електрична шема контролне јединице IGBT-a је дата у прилогу I. На овај начин коришћена конфигурација од два IGBT је омогућила и постизање веома брзих растућих и опадајућих ивица импулса. Време за које се врши укључивање и прекид напона је реда неколико десетина наносекунди са великим отпором уместо пражњења, док је у реалном режиму рада време укључивања око 450 ns и време прекида око 60 ns при просечној струји пражњења од 60 mA , види слику 2.6, док су на слици 2.6 приказани увећани делови укључивања и искључивања напонског

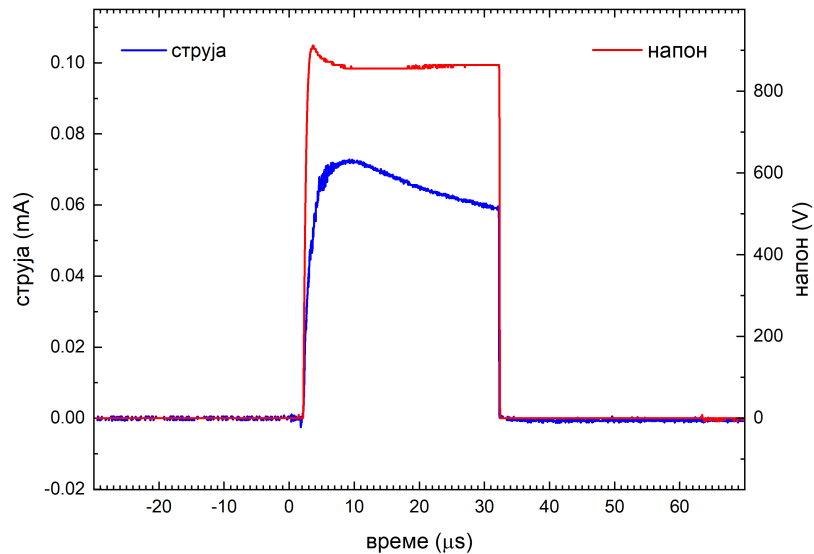


Слика 2.4: Схема поставке експеримента са модулом за контролу импулса.

сигнала. Ова конфигурација два IGBT-а омогућује и потпуно одвајање извора напајања од плазме пражњења, без пражњавања кондензатора кроз плазму током фазе послесветљења и без паразитске капацитивности, што већина истраживања не узима у обзир, види нпр. [55, 56]. Фреквенција импулса, ширина импулса и време искључења су контролисани одвојено помоћу програмабилног генератора сигнала Tektronix MDO 3032. Типични струјни и напонски импулси су приказани на слици 2.5. За праћење и снимање струјних и напонских сигнала коришћен је Tektronix TDS 2024B дигитални осцилоскоп (200 MHz, 2 GS/s). Струја је одређена као пад напона преко неиндуктивног отпорника од 50 ома.

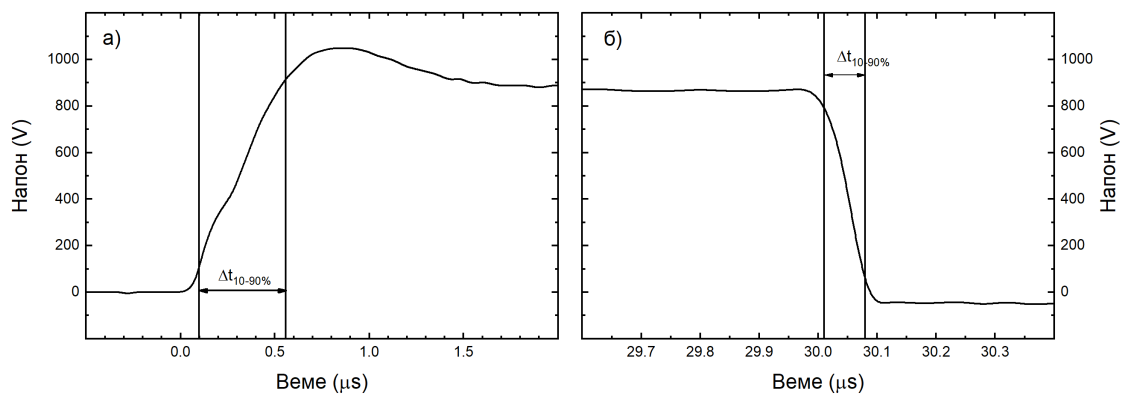
Као и у претходном експерименту и овде је аргон коришћен као радни гас (99.9999%, Ar 6.0 Messer). Сва мерења су извршена при протоку гаса од 80 ml/min (Omega FMA) и при константном притиску од 6 mbar , условима који су типични за анализу оптичко-емисионе спектрометрије за тињаво пражњење Гримовог типа [55].

Захваљујући овакво оформљеном експерименту и извору напајања, могу се пратити различити параметри у прелазним режимима плазме. Од посебног интереса за ово истраживање је време живота линија у пражњењу, што је и мерено за различите спектралне линије материјала катоде и радног гаса, видети поглавље 4. За просторно временска мерења емисије коришћен је оптички систем који се састоји од кварцног сочива ($f = 150 \text{ mm}$) и спектрометра са ICCD детектором. Светлост из Гримовог пражњења је сочивом пројектована на улазни прорез спектрометра тако да је однос величина предмета и лика 1:1. Ширина улазног прореза спектрометра је подешена на $50 \mu\text{m}$ због ниског интензитета посматраног светла. ICCD камера је добијала исти TTL сигнал као и контролна јединица импулсног напајања што је омогућило велику контролу над посматраним делом импулсног сигнала. Стабилност струјног сигнала у оваквом систему је била око 20 ns . Иако овако стабилан сигнал омогућава снимање спектралних линија коришћењем веће временске резолуције, веома низак интензитет неких линија



Слика 2.5: Типичан струјни и напонски сигнал у импулсном Гримовом пражњењу са нашим извором за напајање (Ar6.0 , $f=5\text{kHz}$, ширини сигнала = $30\mu\text{s}$).

захтевао је да оптимална ширина временског интервала (прозора) снимања буде $1\mu\text{s}$. Временски развој спектралних линија емитованих из пражњења је сниман од самог иницирања високо-напоског сигнала до гашења плазме у послесветљењу. Снимање је обављено у сукцесивним временским интервалима од $1\mu\text{s}$. Интензитет спектралних линија добијен је као интеграл појединачне спектралне линије по таласној дужини. Овим је омогућен приказ просторно-временске расподеле интензитета спектралних линија, видети поглавље 4. Пратећи искуства из [57], сва мерења су обављена коришћењем фреквенције од 5kHz и ширине импулса од $30\mu\text{s}$. Време искључења од $170\mu\text{s}$ је омогућило истраживање такозваног раног послесветљења.

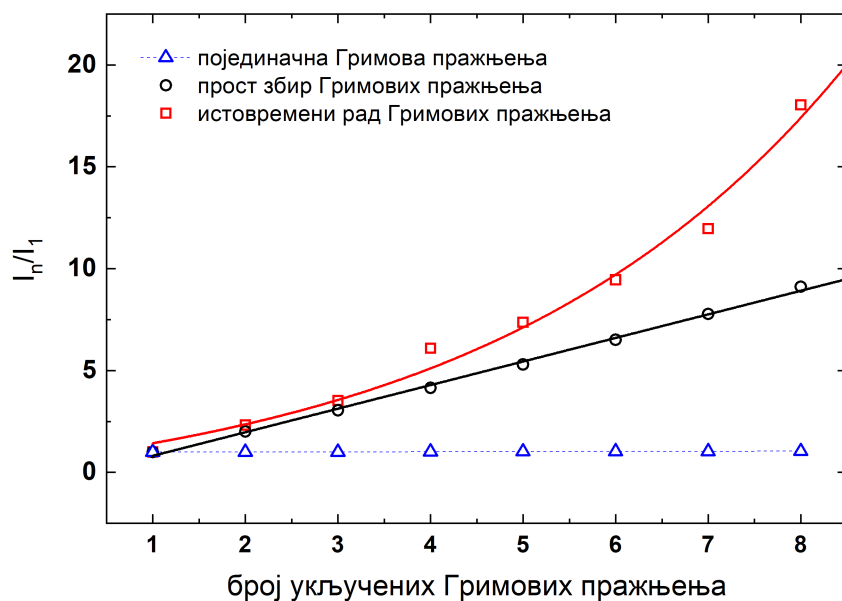


Слика 2.6: Времена укључивања (а) и прекидања (б) напонског сигнала при струји од 60mA у арагону ($f=5\text{kHz}$, ширини сигнала = $30\mu\text{s}$).

3 Вишеструко Гримова пражњење

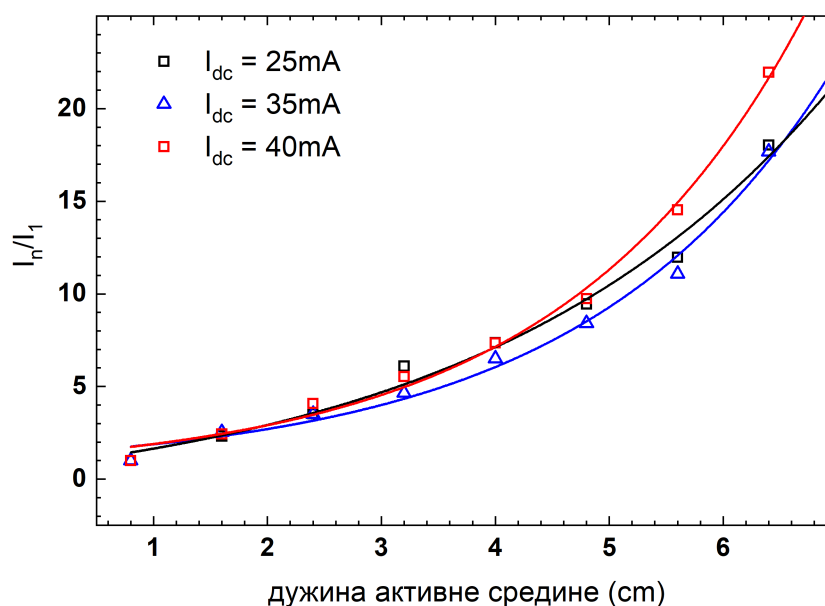
3.1 Резултати и дискусија

Познато је да интензитет линија које емитују атоми и јони, доспели у пражњење процесом спатеровањем материјала катоде, има нелинеарну зависност од струје пражњења [9]. Исти је случај и са $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ линијом у Гримовом пражњењу са катодом од бакра. Зависност интензитета ове линије у вишесегментном Гримовом пражњењу при различитим експерименталним условима представљен је на графицима 3.1 и 3.2.



Слика 3.1: Нормализован интензитет линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ у односу на број укључених Гримових пражњења у DC режиму. (радни гас $\text{Ar}6.0$, $I=25 \text{ mA}$ по пражњењу, $p=6 \text{ mbar}$)

На слици 3.1 троуглови показују нормализовани интензитет линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ само једног Гримовог пражњења при струји од 25 mA . Кругови представљају збир интензитета линије броја активних (укључених) Гримових пражњења, на основу података представљених троугловима. Примера ради, круг на графику који одговара броју 4 представља збир интензитета пражњења 1,2,3 и 4 представљених троугловима на истом графикум а који су добијени мерењем када ради само пражњење са одговарајућим редним бројем. Нормализован интензитет линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ из истовремено укључених пражњења, када одређени број Гримових пражњења ради истовремено (свако пражњење ради на 25 mA једносмерне струје) представљен је квадратима. Број укључених Гримових пражњења је приказан на хоризонталној оси, али у случају појединачних Гримових пражњења (троугао) то је позиција пражњења у анодном блоку. Анализирајући график на слици 3.1 може се закључити да разлика између нормализованих интензитета добијених као збир појединачног интензитета (кругови) и измерених вредности за истовремено укључена пражњења (квадрати), расте са повећањем броја укључених Гримових пражњења. Тачке које представљају збир



Слика 3.2: Нормализован интензитет CuII линије 224.70 nm у зависности од дужине активне средине за различите струје у DC режиму рада у аргону (радни гас Ar6.0, $p=6\text{mbar}$). Струје су по појединачном пражњењу.

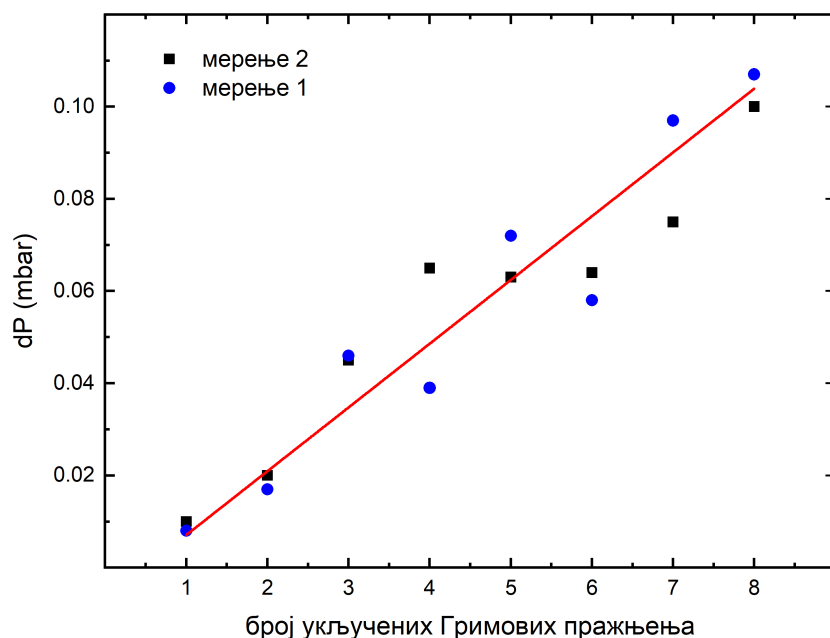
појединачних интензитета линија могу се фитовати коришћењем линеарне функције, што је последица приближно једнаког интензитета светлости коју емитује свако појединачно пражњење у „батерији“ вишесегментног Гримовог пражњења. С друге стране, измерени интензитет из неколико истовремено укључених пражњења расте са повећањем броја укључених пражњења. Овај нелинеарни, експоненцијални, пораст интензитета се може објаснити управо ефектом стимулисане емисије. Горњи ниво прелаза спектралне линије Cu II 224.70 nm је инверзно популисан захваљујући ефикасном резонантном процесу преноса наелектрисања са јона аргона. Пражњење у сваком Гриму постаје активна средина, па пораст интензитета упадног зрачења настао сукцесивним укључивањем нових пражњења доводи до нелинеарног пораста интензитета услед стимулисане емисије. Међутим, да бисмо били сигурни у овај закључак, повећавана је струја у пражњењу са намером да се повећа принос бакарних атома спатеровањем, а самим тим и концентрација емитујућих јона, очекујући даље повећање интензитета линије. Резултати тог дела експеримента приказани су на 3.2, где смо уместо броја радних пражњења користили укупну дужину активне средине. Зависности нормализованог интензитета од дужине активне средине при различитим струјама пражњења и даље показује експоненцијални пораст, али и да је пораст бржи и већи при већим струјама. Ова струјна зависност иде у прилог претпоставке о постојању оптичког појачања интензитета линије Cu II 224.70 nm.

Међутим, у једносмерном режиму рада пражњења, није било могуће повећати струју преко 45 mA, јер би то значајно смањило животни век катоде због интензивног спатеровања, док је максимална измерена струја у DC радном режиму за приказану конструкцију вишесегментног Гримовог пражњења око 50 mA по једном пражњењу [47].

Да бисмо добили много већу струју пражњења уз одржавање животног века електроде, прешли смо на импулсно напајање. У ту сврху је пројектован и реализован у лабораторији подесиви високонапонски прекидач описан у поглављу 2.2.

Повећање дужине активног медијума, повећањем броја истовремено укључених Гримових пражњења, резултира нелинеарним (експоненцијалним) повећањем интензитета линије $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$, видети график на слици 3.1. Максимални ефекат је достигнут при радној струји од 40 mA . Даље повећање струје због ограничења извора за напајање није било могуће. Као што је раније било речено, и спатеровање материјала катоде је било све израженије, па је катоде требало мењати све чешће. Због тога је прелаз на импулсни режим рада био једино решење.

Са првим мерењима у DC режиму рада примећено је да када су оперативна сва Гримова пражњења, и када су сви остали параметри константни (проток радног гаса, струја, напон), притисак почиње да расте, видети слику 3.3. Овај пораст притиска одговара броју нових честица у комори, а то су спатеровани атоми бакра. Из овога се прилично брзо и једноставно може проценити концентрација спатерованог бакра по формули идеалног гаса, што је реда 10^{16} cm^{-3} . Просечна рачуната концентрација атома бакра у Гримовом пражњењу које ради у DC режиму је реда $10^{12} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и да важи у веома уском појасу паралелно катоде [58], док у импулсном режиму рада ове концентрације могу да буду и 2 до 3 реда величине веће. Тако за спектралну линију $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$, под одређеним условима, концентрација може да буде и до 10^{17} cm^{-3} , што представља још један од разлога за прелазак на импулсни режим рада.



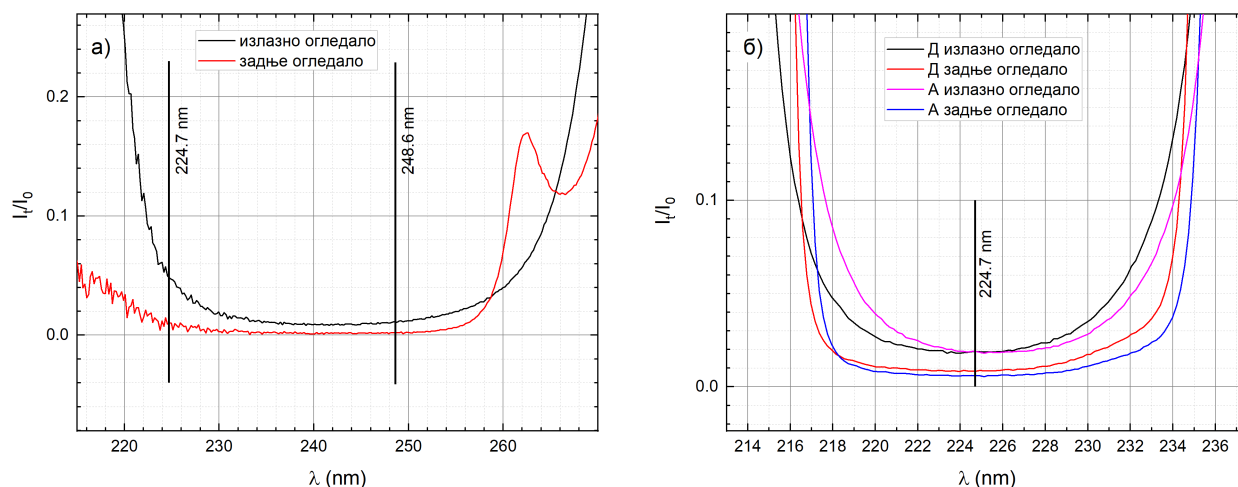
Слика 3.3: Зависност пораста притиска од броја укључених Гримових пражњења у DC режиму рада у чистом аргону ($\text{Ar}5.0$).

3.2 Конструкција резонатора

Као што је поменуто у поглављу 1.2, када је услов за инверзну насељеност постигнут, потребно је формирати резонатор. За израду овог рада било је одлучено да се резонатор конструише са хемисверичним огледалима (комбинација једног равног огледала и једног конкавног огледала). Ово је требало да нам омогући брзо и једноставно подешавање резонатора као и поравњавање уздужног отвора у анодном блоку са осом резонатора.

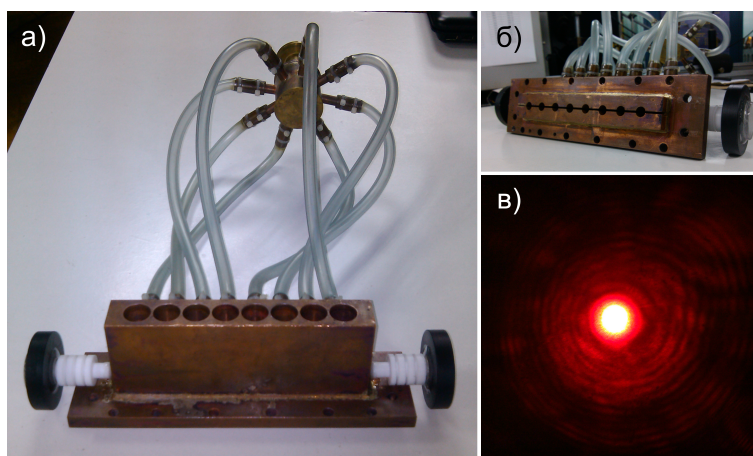
При избору параметара огледала требало је обратити пажњу на услов стабилности, односно одређивање минималног растојања између огледала. Како се испитивана активна средина налази у гасном стању у комори вишесегментног Гримовог пражњења, постоји минимално растојање на којем огледала требају да буду постављена, и одређено је дужином анодног блока и кварцних прозора постављених под Брустеровим углом. Брустерови углови су постављени како би се смањили губици. Ово растојање смо проценили на 250 mm , што ће омогућити довољно простора за померање анодног блока и постављање држача огледала, који имају могућност финог подешавања огледала. Следећи услов на који треба обратити пажњу је "струк" резонатора, односно на минимални пречник зрака $2\omega_0$. Позиција и ширина ове области, у односу на катодну раван је одређена аксијалном расподелом интензитета спектралне линије $\text{Cu II } 224.70\text{ nm}$ ($4s\ ^3D_3 \leftarrow 4p\ ^3P_2$). У зависности од услова рада Гримовог пражњења, ДС или импулсни радни режим, ширина области се креће у распону 0.6 до 1 mm, као што се може видети у симулацији [56] али и у мерењима одрађеним у лабораторији, видети слику 4.14(е,ж,з). Још један услов је рефлексивност излазног огледала. Због малог појачања и кратког оптичког пута рефлексивност смо проценили на максималну могућу вредност. Имајући све ово у виду, полупречник кривине конкавног огледала је прорачунат на 500 mm , а рефлексивност, излазног, огледала на 98%, што је било и потврђено преко специјализованог програма од колега из фирме Eksma од којих су огледала и наручена. Огледала имју пречник 25.4 mm и дебљину 6 mm . Равно излазно огледало, PM225:UVFS, има спецификације: SQ 20-10 s/d, SF 1/10 на 633 nm , паралелизам од 30 инча, једна страна је обложена рефлексивним слојем $\text{PR}=98\pm 1\%$ на таласној дужини 225 nm , док је друга страна је обложена слојем AR на таласној дужини 225 nm , $\text{AOI}=0^\circ$. Конкавно задње огледало, M225:010-1210+1007 UVFS, има радиус кривине $\text{ROC}=500\text{ mm}$, SQ 20-10 s/d, SF 1/10, обложено је високо рефлексивним слојем $\text{HR}>99.5\%$ на таласној дужини 225 nm , $\text{AOI}=0^\circ$. Измерена трансмитивност огледала је престављена на слици 3.4(а). Као резервну варијанту успели смо да прибавимо још два сета огледала. Један сет од колега из Мађарске који је радио у $\text{He} - \text{Ag}$ ласерком систему у сегментној шупљој катоди [51]. Равно излазно огледало има 0.75% трансмитивност на таласној дужини 224 nm , док је радиус кривине конкавног огледала била 2 m . Од колега из Америке смо на поклон добили сличан сет, са идентичним спецификацијама али мањих димензија. Крива трансмитивности ових огледала је приказана на слици 3.4(б).

Прва верзија резонатора је настала по угледу на неке индустријске примере $\text{He} - \text{Ne}$ и CO_2 ласерског система, где су огледала саставни део коморе на ниском притиску. Осим једноставности и смањења трошкова, овакви системи имају много мање губитке, јер нема прелазних површина између извора активне средине и огледала резонатора. Тако смо конструисали држаче огледала који нам омогућавају да постигнемо жељени притисак у комори а уједно омогуће подешавање резонатора. На слици 3.5(а,б) је приказан анодни



Слика 3.4: Релативни однос интензитета деутеријумове лампе и интензитета трансмитованог кроз одговарајуће огледало. Сет огледала направљена по специјаној поруџбини од произвођача Eksma (а) и два поклоњења сета од колега из мађарске и америке која су коришћена за систем $He - Ag$ на спектралној линији $AgII$ 224.3 nm (б).

блок са монтираним флексибилним држачима и огледалима.

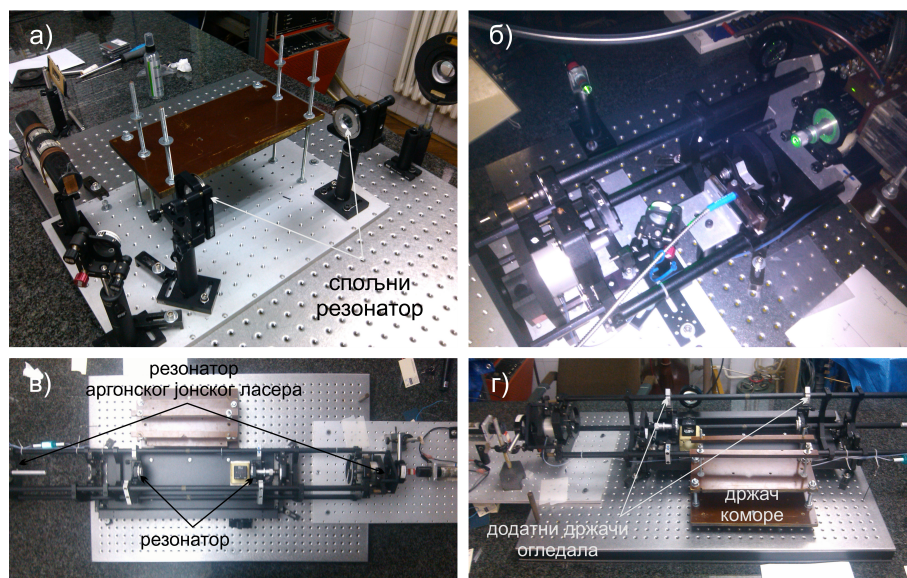


Слика 3.5: Фотографија монтираног резонатора и анодни блок (а)(б), фотографија интерференционе слике добијене приликом подешавања огледала помоћу хелијум-неонског ласера (в).

Почетно поравнање је прилично лако пронаћи. У каснијим корацима се резонатор може додатно оптимизовати када је активна средина оперативна, једноставно максимизирајући излазну снагу. За иницијално подешавање се обично користи ласер. Како је таласна дужина коју посматрамо (224.70 nm) у УВ делу спектра, ми смо се одлучили за $He - Ne$ ласер. Овде је било потребно да огледала имају довољно високу рефлективност на таласној дужини 633 nm, како би наставили са подешавањима. Типична процедура подешавања резонатора је следећа. Прво се ласерски зрак усмерује на центар задњег огледала и онда се финим померачима враћа рефлектовани снап у

3.2 Конструкција резонатора

спољни ласер, све док се не покlope центри основног и рефлексујућег снопа. Затим се на правац поставља центар излазног огледала у одговарајућој оријентацији и на одговарајућој раздаљини и финим померачима се подешава резонатор док се не добију концентричне кружнице на застору, као што је приказано на слици 3.5(в). Оваква процедура је била немогућа у нашем резонатору па је иницијално подешавање резонатора захтевало више времена. Додатну отежавајућу околност је чинио узак отвор у анодном блоку, који је уносио додатне рефлексије и расејања на унутрашњим ивицама анодног блока и тиме отежавао како поравнавање ласера тако и подешавање резонатора. Пошто је резонатор оваквог типа веома осетљив, цео систем је био постављен на посебан сто са активним системом изолације спољашњих вибрација.



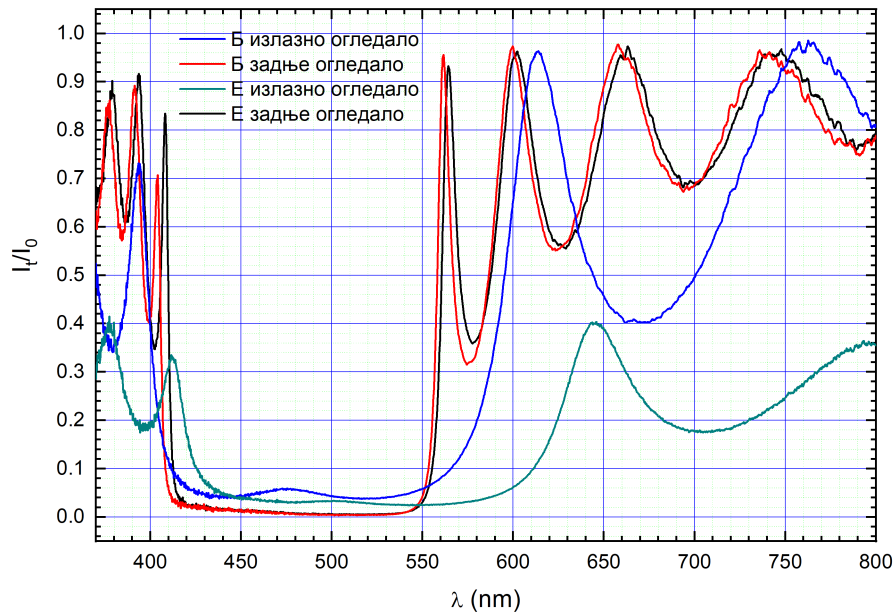
Слика 3.6: Фотографија спољњег резонатора прве верзије (а). Фотографије модификованог носача резонатора од аргонског јонског ласера (б)(в)(г).

Када смо добили додатне сетове огледала, и како је иницијално подешавање резонатора било отежано, као и због могућности депоновања спатерованог материјала катоде на површину огледала, почели смо да размишљамо о резонатору спољашњег типа. Поред решавања поменутих проблема, спољни резонатор би нам омогућио да можемо у сваком тренутку заменити сет огледала, уклонити комору и извршити иницијално подешавање резонатора. За те потребе је искоришћен резонатор аргонског јонског ласера надграђен на тај начин да комора буде у потпуности одвојена од носача резонатора 3.6(б,в,г). Уједно су конструисани нови носачи огледала који нам омогућавају да осим финог подешавања равни огледала имамо и уздужно померање огледала и на тај начин прилагодимо растојање између огледала да буде задовољен услов стабилности.

Крива трансмитивности сета огледала аргонског јонског ласера је приказана на слици 3.7. Са слике се може видети да се овај сет може користити и за постизање ласерске емисије на бакарним парама на таласној дужини 510.6 nm. Уколико заменимо бакарне катоде, са катодама направљеним од чистог сребра, погодним избором сета огледала и радним гасом, можемо остварити ласерску емисију на таласној дужини Ag II 224.3 nm са

хелијумом као радним гасом. Уколико се одлучимо за комбинацију бакарних електрода и неона као радног гаса можемо очекивати добијање ласерске емисије на таласној дужини $\text{Cu II } 248.6 \text{ nm}$.

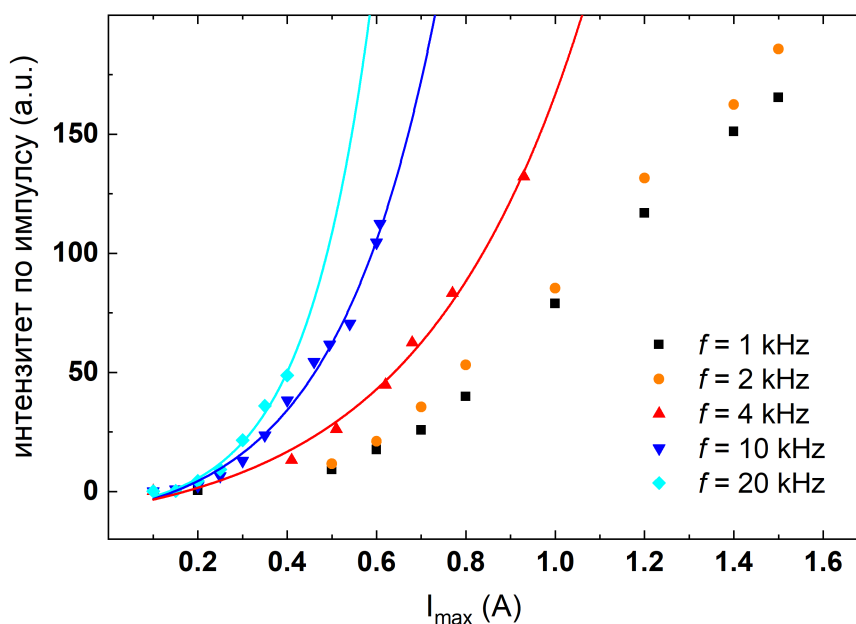
У овоме се огледа предност система. Једноставном комбинацијом материјала катоде, радног гаса и огледала, може се тестирати могућност добијања ласерске емисије на различитим спектралним прелазима.



Слика 3.7: Релативни однос интензитета Royal лампе и интензитета трансмитованог кроз одговарајуће огледало аргонског јонског ласера.

4 Импулсно Гримова пражњење - резултати и дискусија

Део експерименталних резултата мерења у импулсном режиму и то при различитим фреквенцијама импулса у зависности од укупне јачине струје, кроз свих осам Гримових пражњења, представљен је на слици 4.1.

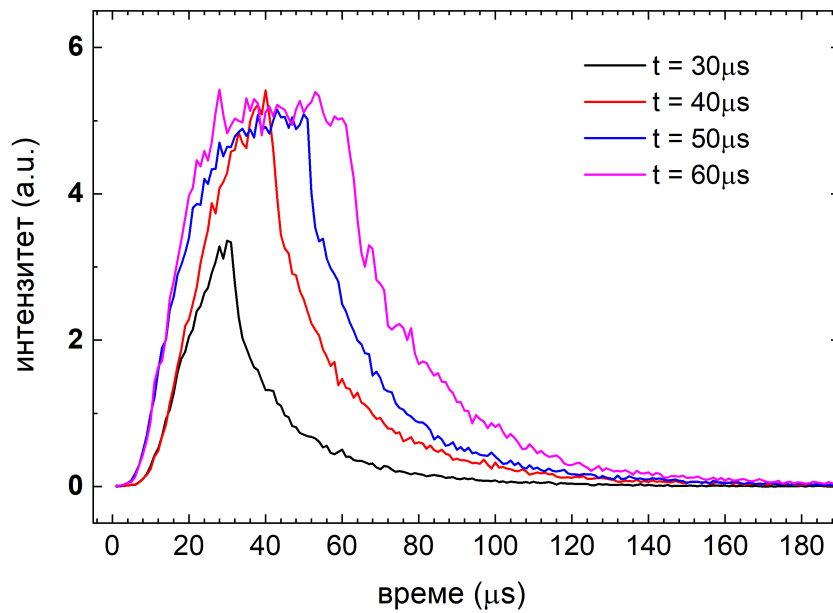


Слика 4.1: Интензитет спектралне линије CuII 224.70 nm за једно Гримова пражњење у зависности од струје и фреквенције ($p=6\text{mbar}$, ширина сигнала = $5\mu\text{s}$).

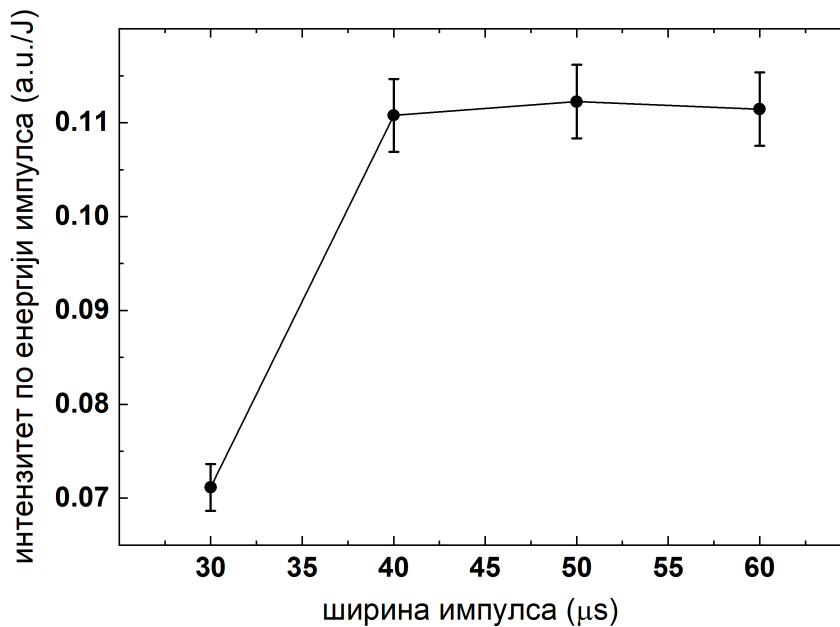
Ширина импулса од $5\mu\text{s}$ је усвојена после неколико прелиминарних мерења као компромис између два опречна захтева, при великој ширини импулса имамо брзо трошење катода (велика брзина спатеровања) а при мањим ширинама пада интензитет посматране линије Cu II 224.70 nm. Анализирајући резултате коришћењем експоненцијалног фитовања и екстраполације на сличан начин као у референцама [10, 59], може се закључити да се најбржи пораст интензитета линије постиже на највишој фреквенцији иако је укупна струја пражњења мања. При вишим фреквенцијама даљи пораст струје није био могућ због ограничења самог извора за напајање, иако је пројектовано да испоручује 200 J по импулсу. При том, са смањивањем фреквенције од 20 kHz (што одговара приближавању једносмерном режиму) до 1 kHz струја по једном пражњењу расте 5 пута. Ово је био очекивани ефекат и циљ при преласку на импулсни режим рада.

Повећање струје пражњења и мењање фреквенције отвара могућност за оптимизацију услова за добијање максималног интензитета линије Cu II 224.70 nm и коначно, тестирања почетне претпоставке о достизању инверзне насећености, појачању на прелазу ($4s\ ^3D_3 \leftarrow 4p\ ^3P_2$) и коначно добијању ласерске емисије (видети слику 4.1).

У литератури је примећено да ширина струјног импулса такође утиче на интензитет линија [57, 60]. Због тога су предузета систематска мерења временског развоја интензитета линије за различите ширине струјних импулса. При том је потврђено да се



Слика 4.2: Временски развој интензитета линије CuII 224.70 nm за различите ширине импулса. ($\text{Ar}6.0$, $f=5\text{kHz}$, $I=60\text{mA}$, $p=6\text{mbar}$)



Слика 4.3: Зависност интензитета линије CuII 224.70 nm по енергији импулса од ширине импулса. ($\text{Ar}6.0$, $f=5\text{kHz}$, $I=60\text{mA}$, $p=6\text{mbar}$)

са повећањем ширине импулса у опсегу од 5 до 60 μs , и интензитет линије повећава. При овим мерењима ширина импулса је повећана све до сатурације интензитета линије. На слици 4.2 приказани су резултати мерења временских развоја интензитета линије за различите ширине импулса у опсегу од 30 до 60 μs . Сатурација интензитета линије се

појављује након $40 \mu s$. Анализирајући слику 4.3 може се закључити да се највећа вредност интензитета линије по енергији импулса добија за ширине импулса који доводе до сатурације интензитета линије. За ширине импулса изнад $40 \mu s$, након достизања сатурације, интензитет линије више не зависи од енергије импулса (видети график на слици 4.3).

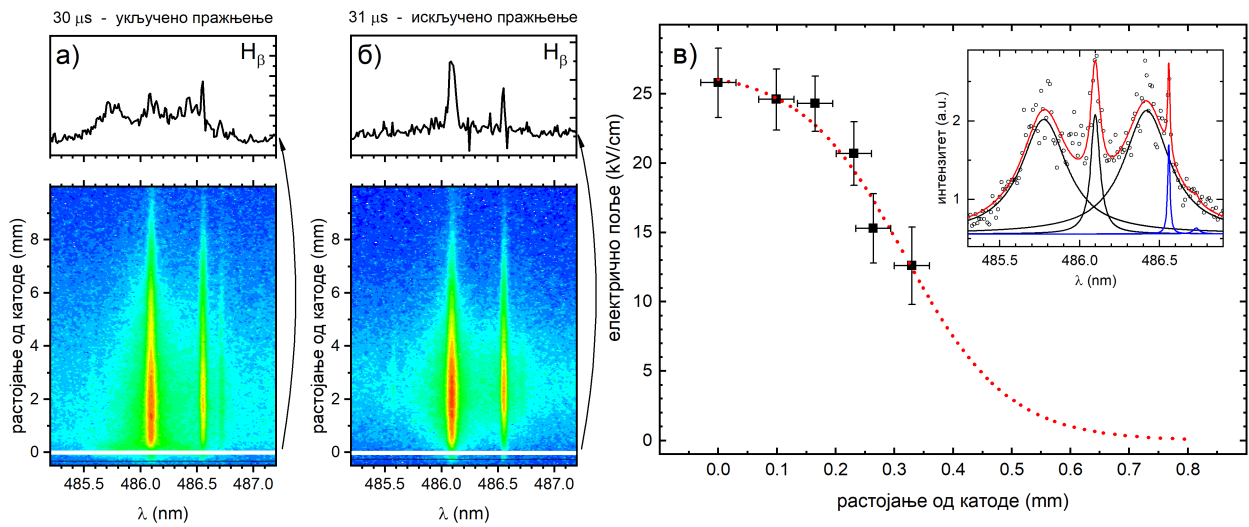
4.1 Распoдела електричног поља

Једна од спектралних линија чији је просторно-временски развој праћен је водоникова линија из Балмерове серије H_β . Ова спектрална линија је коришћена за одређивање расподеле јачине електричног поља у пражњењу коришћењем Штаркове поларизационе спектроскопије. Установљено је да електрично поље достиже вредност и до $30 kV/cm$ што представља максималну вредност електричног поља уочених у овом типу пражњења. Конструкција пражњења и напајања омогућиле су достизање овако великих вредности електричног поља што проширује могућности даље примене Гримовог пражњења у научне и практичне сврхе.

Катодни регион тињавог пражњења укључује регион катодног пада (КП) и регион негативног светљења (НС). Главна карактеристика КП је висока вредност E/N (електрично поље подељено са концентрацијом атома у основном стању) која се интензивно мења дуж осе пражњења. Јачина електричног поља у НС региону је веома мала. Има високу концентрацију нискоенергијских електрона и ниску концентрацију електрона високе енергије који се убризгавају из КП региона. За разумевање процеса који утичу на облике емисионих спектралних линија неопходно је познавање електричног поља у региону КП, у области где су атоми настали спатеровањем. Мерење електричног поља је такође важно за одређивање тренутка када се јако поље гаси у односу на искључење напајања и идентификацију преласка пражњења у режим послесветљења. Електрично поље у пражњењу се може мерити коришћењем Штарковог цепања и померања водоникове линије Балмерове серије H_β . Водоник је присутан у аргону као нечистоћа, а његова концентрација је обично довољно висока да омогући поуздана мерења електричног поља током пражњења које ради у DC режиму. Нажалост, у коришћеном пражњењу, због ниског интензитета H_β линије, није било могуће мерити електрично поље током развоја пражњења без додавања водоника. Због тога је повећавана концентрација водоника у корацима (0.1%, 0.27%, 0.6%, 1.2%, 2.9%) док није одређена минимална концентрација која је омогућила поуздана мерења јачине електричног поља. Довољна концентрација додатог водоника за поуздана мерења јачине електричног поља износила је 0.6%. Додатак водоника у наведеним количинама не мења положај КП за више од 5%. Слика 4.4 представља два снимка π поларизоване компоненте (H_β) линије ($H_\beta(\pi)$) у тренуцима када је пражњење укључено ($30 \mu s$) и првом следећем тренутку када је пражњење искључено ($31 \mu s$).

Профили линија $H_\beta(\pi)$ снимљених уз површину катоде јасно показују да када је пражњење укључено, линија $H_\beta(\pi)$ је поцепана, док када је пражњење је искључено, нема цепања. Ово значи да је, према тачности методе, електрично поље у режиму послесветљења ниже од $1 kV/cm$, односно немерљиво. У овој тези ћемо се фокусирати на анализу интензитета линија у областима КП и НС, а најбољи начин за процену границе између њих је познавање дужине КП. Дужина КП се може проценити коришћењем

екстраполације расподеле електричног поља у КП. За мерење електричног поља, техника Штаркове поларизационе спектроскопије је примењена на линију $H_{\beta}(\pi)$ (за експерименталну процедуру мерења електричног поља видети [61] и једначину (14) у њој). Типични профили Штаркове подељене $H_{\beta}(\pi)$ линије снимљене у КП приказани су на слици 4.4(в) са одговарајућим фитом. Користећи методу за одређивање расподеле електричног поља у КП коју је предложио Вронски [62,63] и у оквиру експерименталне несигурности, крај КП се процењује на растојању (0.8 ± 0.1) mm, слика 4.4(в). На прелаз између КП и НС утиче флуks наелектрисаних честица, кроз које се кретање јона мења од хаотичног (НС) до усмереног (КП).



Слика 4.4: Аксијални профил π компоненте H_{β} линије у два различита временска момента: а) на крају импулса пражњења, б) одмах након завршетка импулса и в) аксијална расподела електричног поља за линију H_{β} на временској позицији $24 \mu s$ са примером једног од фита линије H_{β} (радни гас $Ar+0.6\%H_2$, $U=1100V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30 \mu s$).

За даљу анализу треба имати у виду да је пражњење грубо подељено на два региона: КП, који се простире од катоде до растојања од 0.8 mm, и НС, од краја КП до краја пражњења. Низак интензитет линије H_{β} није омогућио да се измери дужина КП, за јачине струје $20 mA$ и $40 mA$. Према резултатима математичке симулације тињавог пражњења Гримовог типа, дужина КП се практично не мења при притиску од $6 mbar$ и за примењени напон између 500 и $900 V$ [64], тако да се може прилично поуздано закључити, да је дужина КП иста за све коришћене услове пражњења.

4.2 Електронска температура пражњења

Температура електрона, тачније ексцитациона температура, је одређивана из Болцманове расподеле 8 линија $Ar I$, као и 16 $Ar II$ линија са вероватноћама прелаза преузетим из [65]. Списак линија је приказан у табели 1. Гротриан дијаграм атомских и јонских линија аргона и бакра анализираних у овој тези приказан је на слици 4.5.

4.2 Електронска температура пражњења

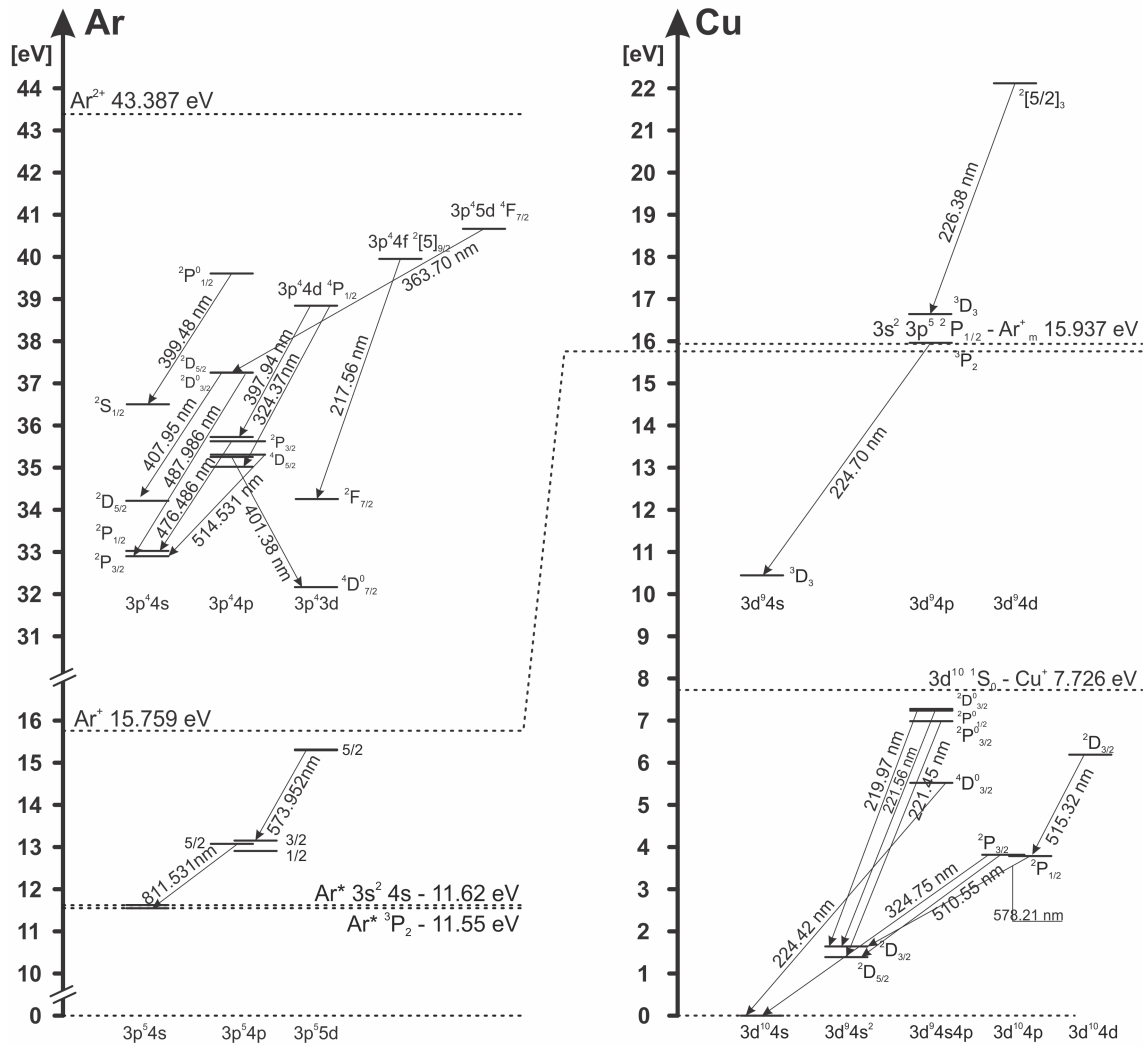
Табела 1: Листа снимњених и коришћених спектралних линија ArI и ArII за одређивање електронске температуре

Тип	λ [nm]	E_{lower} [eV]	E_{upper} [eV]	dE [eV]	A_{ki} [1/s]	G_{lower}	G_{upper}
ArI	516.2285	12.90701519	15.30807757	2.40106238	1900000	3	3
ArI	518.7746	12.90701519	15.29629312	2.38927793	1380000	3	5
ArI	573.9519	13.15314376	15.312729	2.15958524	870000	3	5
ArI	580.2080	13.17177759	15.30807757	2.13629998	420000	5	3
ArI	750.3869	11.82807106	13.4798867	1.65181564	45000000	3	1
ArI	751.4653	11.62359262	13.27303799	1.64944537	40000000	3	1
ArI	810.3693	11.62359262	13.15314376	1.52955114	25000000	3	3
ArI	811.5311	11.54835433	13.0757156	1.52736127	33000000	5	7
ArII	362.2137	19.26108	22.68307	3.421981	64000000	4	2
ArII	366.0436	21.3518	24.73798	3.386178	220000000	4	4
ArII	366.9602	19.30534	22.68307	3.377721	13000000	2	2
ArII	367.1004	21.3518	24.72823	3.37643	71000000	4	2
ArII	368.0061	21.42649	24.79461	3.368121	120000000	2	4
ArII	371.8206	21.4924	24.82597	3.333568	200000000	4	6
ArII	372.0426	19.26108	22.59266	3.331579	17000000	4	4
ArII	372.4516	21.49805	24.82597	3.327921	34000000	6	6
ArII	372.9308	16.64385	19.9675	3.323645	48000000	6	4
ArII	396.8359	16.42558	19.54901	3.123436	4800000	6	6
ArII	397.9355	19.9675	23.0823	3.114804	98000000	4	2
ArII	399.4792	20.74355	23.84631	3.102769	160000000	2	2
ArII	403.3809	19.61031	22.68307	3.072758	98000000	4	2
ArII	407.6628	19.64258	22.68307	3.040483	80000000	2	2
ArII	407.9573	18.45411	21.4924	3.038288	11900000	6	4
ArII	408.2387	16.64385	19.68005	3.036195	2900000	6	6

Електронска температура је одређивана под претпоставком да је успостављена локална термичка равнотежа (енг: Local Thermodynamic Equilibrium - LTE) у НС. У КП, где се наелектрисане честице убрзавају, функција расподеле енергије електрона (енг: Electron Energy Distribution Function - EEDF) нема Максвелову расподелу и услови за LTE нису испуњени, тако да се температура побуде не може добити применом Болцмановог графика. За потребе Болцмановог графика искључене су следеће спектралне линије:

- линије које имају веома висок интензитет, због могуће самоапсорпције
- Ar II ласерске линије (476.49 nm, 479.99 nm и 514.53 nm) због њихове способности да створе инверзну популацију)

Електронску температуру је могуће мерити само током активне фазе пражњења (када је напон укључен). У послесветљењу (када је напон искључен), енергијски нивои атома и јона, током рекомбинације, се попуњавају одозго, узрокујући одступање од Болцманове расподеле. Ово показује да се за плазму у послесветљењу апроксимација LTE не може користити. Користећи методу релаксације за одређивање стања равнотеже коју су предложили Бајдер и Милер [66], Џексон и Кинг су открили да плазма пражњења значајно одступа од LTE услова у послесветљењу [67]. Користећи исту методу



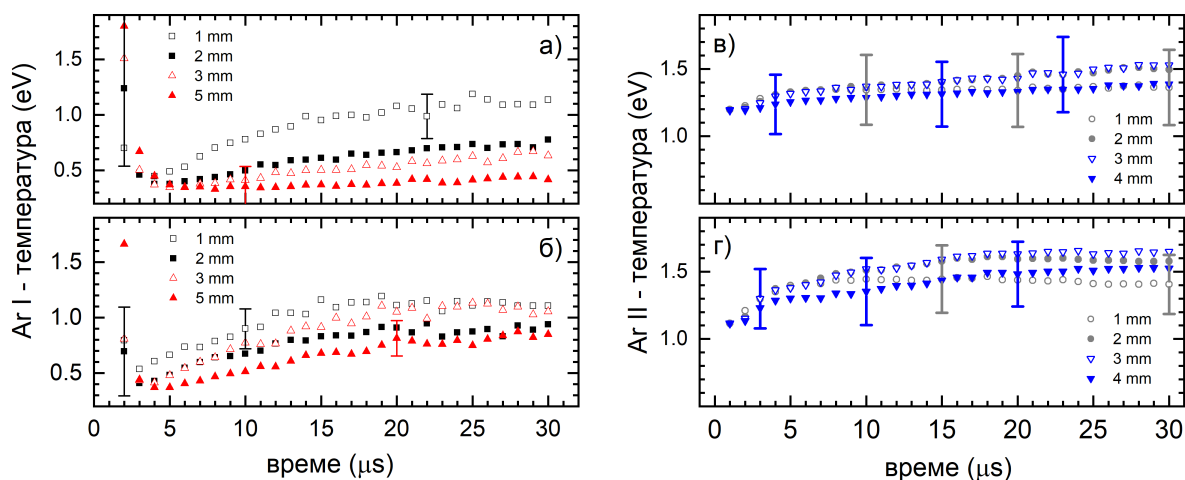
Слика 4.5: Гротрианов дијаграм неких од спектралних линија атома и јона Ar, атома и јона Cu испитиваних у овој тези.

за Ar I и Ar II линије, утврђено је да у нашем μs -PGD плазма у послесветљењу одступа од LTE и да се Болцманова метода не може користити за мерење температуре побуде.

Температура је рачуната за растојања од 1.0 mm, 2.0 mm, 3.0 mm и 5.0 mm од површине катоде.

Слика 4.6 представља просторно-временску расподелу електронске температуре атома аргона (T_e Ar I) за различите радне услове. На слици може да се види нагли почетни раст T_e у раној фази настанка пражњења када је електрично поље углавном одређено геометријском конфигурацијом електрода и просторно наелектрисање почиње да се гомила. У том временском распону електрони добијају највећу енергију и очекује се почетни скок температуре електрона (а самим тим и ексцитациона температура), док се електронска концентрација брзо повећава јонизацијом атома аргона у сударима са електронима [68]. Ово се посебно може очекивати када је време пораста примењене снаге

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргонем као радним гасом и бакарном катодом



Слика 4.6: Електронска температура атома Ar (а,б) и јона Ar (в,г) за различите положаје од катоде за два услова а) и в) $U=710V$, $I=40mA$ б) и г) $U=880V$, $I=60mA$ (радни гас Ar6.0, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$)

кратко [69], као у нашем случају где је мање од $1 \mu s$, слика 4.6(а). На основу велике грешке добијених вредности електронске температуре може се закључити, да је током развоја пражњења у прве две микросекунде поремећена Болцманова равнотежа популације енергијских нивоа атома. Ово се може објаснити одступањем од LTE током гомилања просторног наелектрисања јона Ar^+ и формирања НС, региона где се очекује постојање LTE. После првих неколико микросекунди, T_e Ar I се непрестано повећава до краја импулса пражњења (напон од $710 V$), достижући $1.1 eV$ на удаљености од $1.0 mm$ од катоде, видети слику 4.6(а). На даљим растојањима од 2.0 , 3.0 и $5.0 mm$, T_e Ar I такође се стално повећава са временом и достиже вредности од 0.8 , 0.7 и $0.4 eV$, респективно. Повећање температуре током трајања импулса последица је непрекидног загревања плазме од стране напајања, док је смањење температуре дуж осе пражњења узроковано губитком енергије електрона интеракцијама дуж области НС. На вишем напону ($880 V$), T_e Ar I такође се стално повећава током импулса, достижући плато после 15 до $20 \mu s$, видети слику 4.6(а). Максимална температура на растојању $1.0 mm$ од катоде је слична као и за нижи напон; на већим удаљеностима температура опада, видети слику 4.6(б), иако смањење није тако систематски евидентно као код нижег напона. Упоредјујући температуре, може се закључити да повећање улазне електричне снаге изазива повећање T_e Ar I дуж пражњења. Анализирајући слику 4.6(в) може се видети да еволуција температуре побуде јона аргона (T_e Ar II) има сличан тренд као за T_e Ar I: континуирано споро повећање које је више изражено на почетку импулса, као и више температуре за виши напон (улазну снагу).

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргонем као радним гасом и бакарном катодом

Ради потпуније слике о пражњењу у импулсном режиму у микросекундној области мерени су временски и латерални (аксијални) просторни развоји преко 40 , атомских и

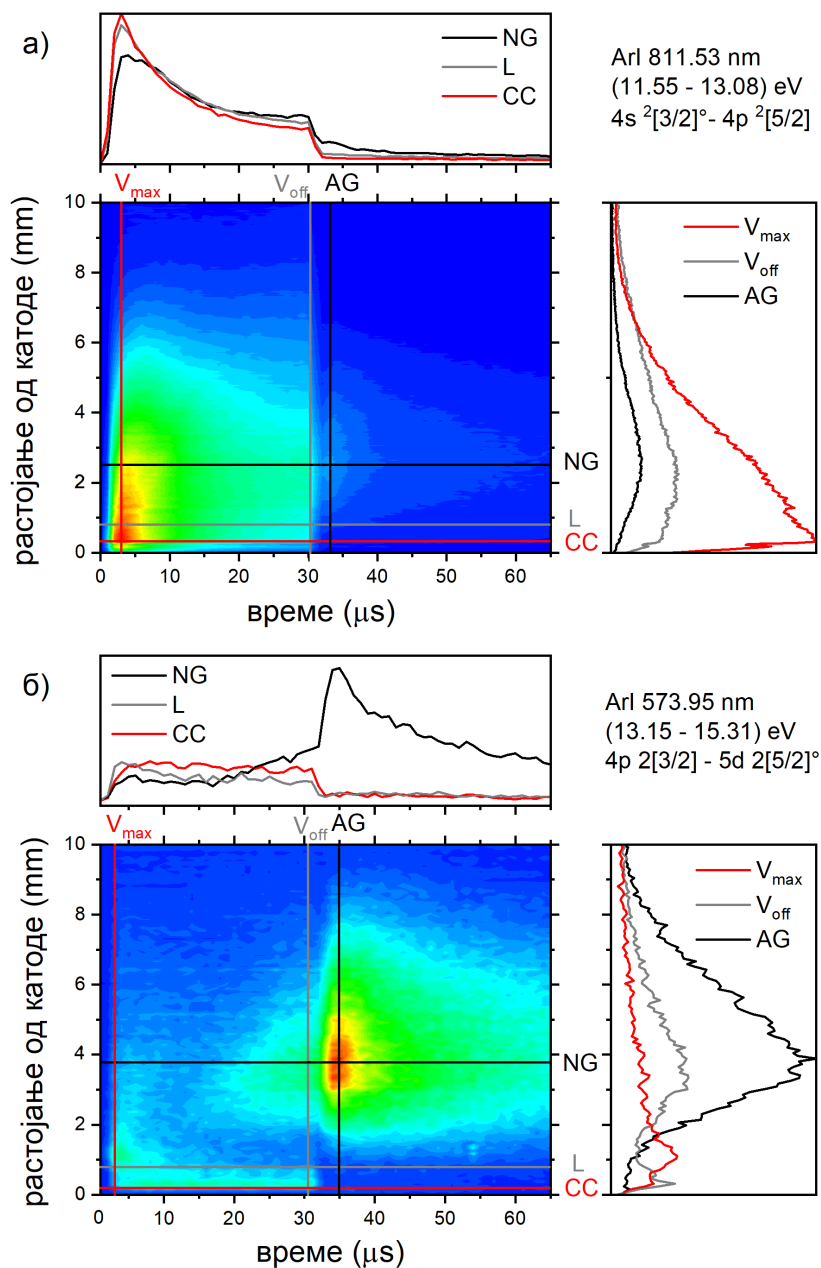
јонских спектралних линија радног гаса и материјала катоде. Линије су биране тако да покривају широки опсег енергија горњих нивоа, али различит механизам ексцитације. Из снимљених података је рачуната расподела интензитета за сваку линију. Емисионе карактеристике μ PGD се проучавају да би се добио увид у процесе ексцитације и рекомбинације аргона, као радног гаса, и бакра, као спатерованог материјала. Облик просторно-временских расподела интензитета спектралне линије последица је развоја пражњења. Три карактеристичне фазе (или μ PGD режима) могу се разликовати на основу расподела интензитета линије: пре-реак фаза ($0 - 5 \mu s$) – електрични пробој пражњења праћен оштрим максимумом јаке струје, узрокован брзим порастом примењеног напона; стационарна фаза ($5 - 30 \mu s$) са споро променљивом струјом и константним напонам, и послесветљење, када је напон искључен и струје нема. Која ће од три фазе бити најизраженија у расподели интензитета линије зависи од одређене спектралне линије, од њених енергијских нивоа и процеса ексцитације. Уочено је, као опште правило, да у пре-реак фази веће интензитета имају линије са горњим нивоима релативно ниске енергије, док у фази послесветљења виши интензитети припадају горњим нивоима са већом енергијом. У овом одељку су представљене просторно-временске расподеле спектралних линија које су, пратећи поменуто опште правило, одабране на начин да прва линија има ниску енергију горњег нивоа, а друга линија доњи енергетски ниво идентичан или близак енергији горњег нивоа прве линије. Пар линија се бира за атом аргона и јон аргона, и атом бакра и јон бакра. Поред тога, представљене су ласерске линије јона аргона и резонантна линија атома бакра. Постоје два главне области простора карактеристичне за пражњење: КП чија је граница означена као L на следећим сликама и NG (НС) иза КП. СС је ознака за подручје у близини катоде.

4.3.1 Линије атома аргона

Доњи ниво линије Ar I 811.53 nm је метастабилни ниво $3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^0) 4s$ који је попуњен углавном радијативном деексцитацијом са нивоа $4p$. Под радним условима који се овде користе, сматра се да се приближно 50% метастабилних атома аргона формира радијативном деексцитацијом са нивоа $4p$ [70]. Емисија из прелаза који популишу метастабилни ниво даје добар показатељ просторно-временске расподеле метастабилних атома аргона у пражњењу. Континуирано смањење интензитета линије током импулса прати смањење струје, видети слику 4.7(a).

Анализирајући расподеле линије Ar I 811.53 nm може се видети да максимални интензитет емисије током целог циклуса импулса долази са позиција које се налазе у средини КП, у тренутку максималног примењеног напона (означеног као V_{max}). Просторну расподелу за спектралну линију 811.53 nm у тренутку V_{max} карактерише доминантни максимум у КП који се приписује ексцитацији у сударима електрона и ексцитацији сударима брзих атома или јона [71], десни график на слици 4.7(a). Током напонског импулса, интензитет првог, нижег пика, не мења своју позицију, док се други, виши пик шири и удаљава од НС, видети слику 4.7(a). Показало се да је код DC пражњења при притисцима до 1 mbar први пик увек већи од другог пика [71] док је на 6.6 mbar први пик нижи од другог [70] што је у квалитативном слагању и са нашим мерењима. У времену послесветљења, положај максималног интензитета је у НС и остаје

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

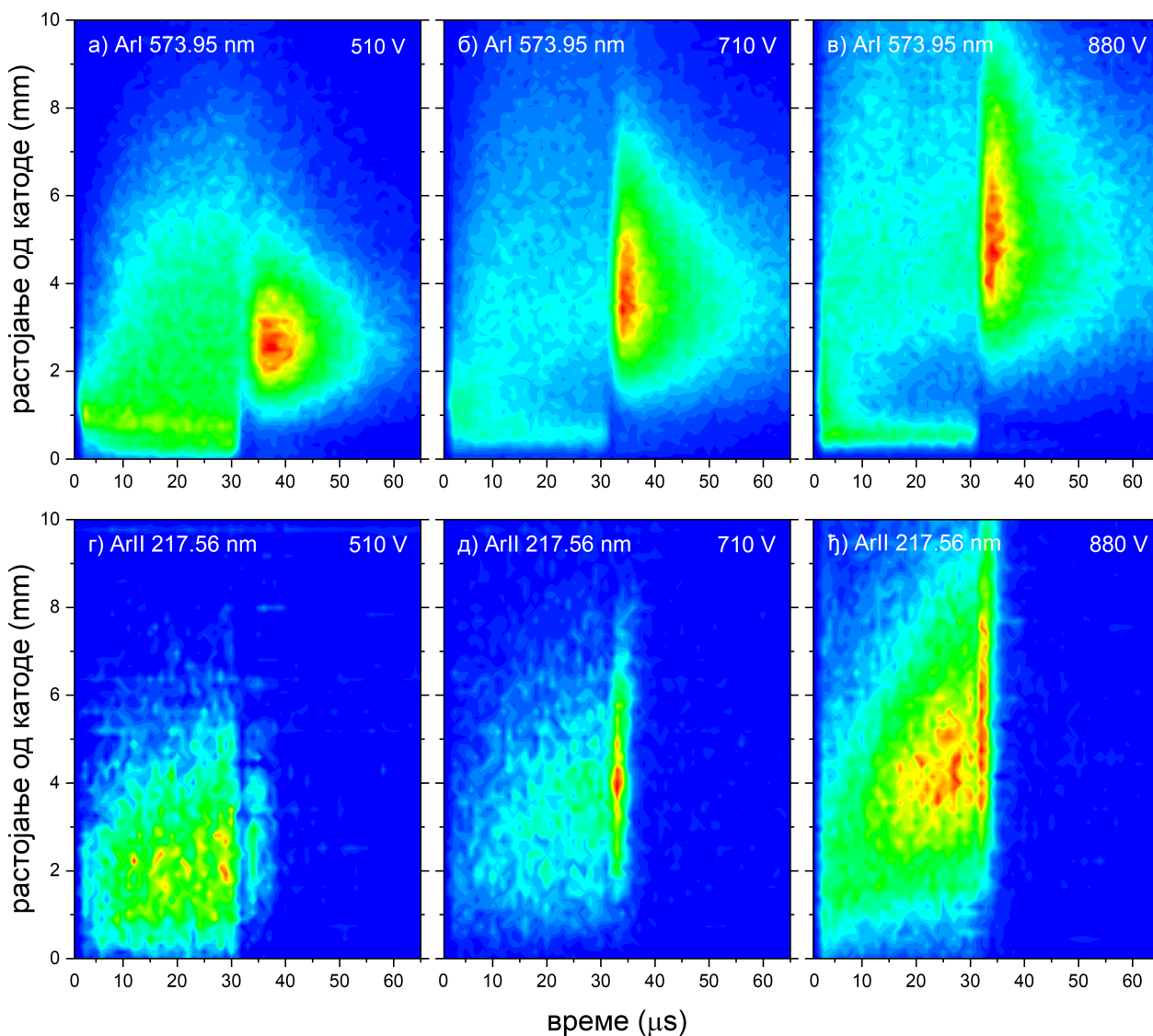


Слика 4.7: Просторно-временска расподела интензитета спектралних линија ArI а) 811.53 nm и б) ArI 573.92 nm ($U=880V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$)

непромењен. Профил еволуције интензитета линије има максимум у тренутку када примењени напон има вршну вредност V_{max} и континуирано опада до краја импулса. Након искључења пражњења, појављује се мали максимум у послесветљењу, који се налази у НС, 1.5 mm удаљен од краја КП означеног као L, види слику 4.7(a). Овај, такозвани максимум у региону послесветљења (енг: after-peak), настаје као последица процеса рекомбинације у судару три тела, након времена потребног да се брзи електрони термализују путем судара [67], што је у нашем случају у микросекундама.

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

Експериментално је посматрано [60, 72] и нумеричким моделом [73] предвиђено да је интензитет максимума у региону послесветљења већи за линије са већим енергијама горњег нивоа.



Слика 4.8: Просторно-временска расподела интензитета спектралних линија ArI 573.92 nm (а,б,в) и ArII 217.56 nm (г,д,е) при различитим напонима $U=510V$ и $I=20mA$, $U=710V$ и $I=40mA$, $U=880V$ и $I=60mA$ ($P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

Још једну потврду за поменути тврдњу представља просторно-временска расподела линије Ar I 573.92 nm, чији је горњи ниво $5d$ на $15.31 eV$, $2 eV$ виши од нивоа $4p$. Приметна разлика у интензитетима емисије за ову линију, у стационарном режиму и режиму послесветљења, у поређењу са претходном линијом, показује велике разлике које профили емисије могу да доживе у зависности од енергије горњег нивоа емитујућих атома. Слика 4.7(б) показује да се максимални интензитет током целог циклуса импулса

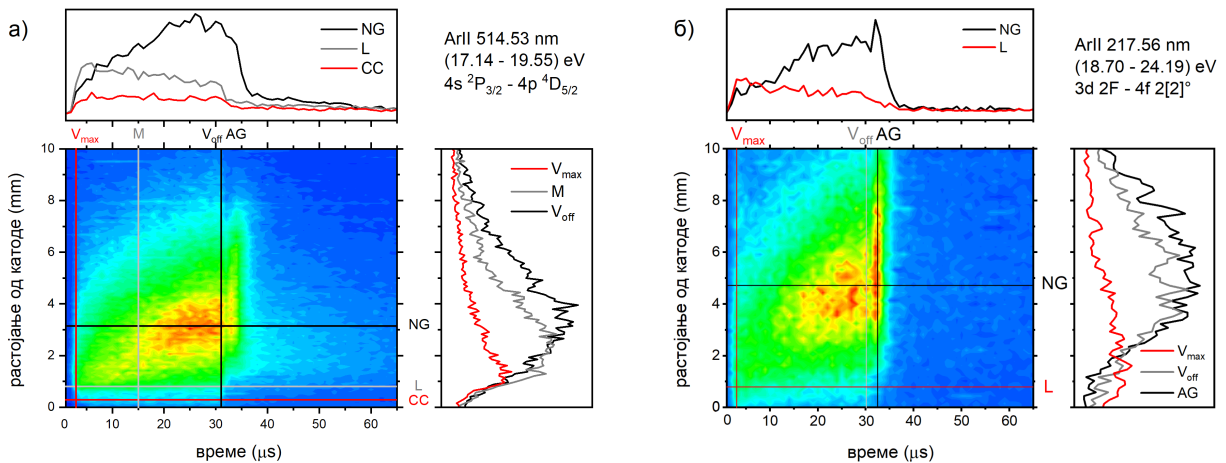
4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

(пражњење и послесветљење) постиже у послесветљењу, после четврте μs након што се пражњење искључи. Положај накнадног максимума (енг. after-peak) је око 4 mm удаљен од катоде, даље од Ar I 811.5 nm after-peak-a. Положај пика у послесветљењу зависи од примењеног напона (односно струје), док се његово растојање од катоде повећава са повећањем напона (струје), што се јасно може видети на слици 4.8(а,б,в) где су локације максимума after-peak-ова на 2.6, 3.8 и 5.2 mm од катоде за примењене напоне од 510, 710 и 880 V, респективно. Изабрани напони одговарају вредностима струје у тренутку искључивања плазме 20, 40 и 60 mA, респективно. Разлог за такве расподеле може се објаснити на следећи начин. Након искључивања примењеног напона, електрони ће се термализовати, а затим ће се рекомбиновати са јонима аргона кроз процес рекомбинације три тела, процес који је најодговорнији за формирање пика у региону послесветљења у μs -PGD [60]. Просторно-временска расподела after-peak-a, као производ рекомбинације три тела, зависи од расподеле концентрације електрона, енергије електрона и расподеле концентрације Ar^+ . Повећање напона и струје у аргонском абнормалном тињавом пражњењу узрокује повећање концентрације Ar^+ и концентрације електрона. Повећање напона такође узрокује ширење расподеле концентрације дубље у НС-у [74]. Конкретно највећа концентрација електрона са најширом расподелом, која се налази најдубље у НС, очекује се за највећи примењени напон од 880 V. Повећање концентрације Ar^+ и електрона повећава учесталост судара јона и електрона (што је кључно за процесе рекомбинације) и судара електрона (што је кључно за термализацију електрона у послесветљењу [64]), чинећи термализацију енергије електрона најбржом за највећу струју. Узимајући све наведено у обзир, може се закључити да су за најмањи напон од 510 V, најмање и концентрације Ar^+ и електрона што одређује најдуже време рекомбинације. У том случају, after-peak се појављује 7 μs након искључивања пражњења, док се са повећањем електронске концентрације појављује раније, 4 μs и 3 μs након искључивања пражњење, за 710 и 880 V, респективно, погледајте слику 4.8(а,б,в).

4.3.2 Линије јона аргона

Претходно наведени метод је искоришћен за избор две репрезентативне линије јона аргона - горњи енергијски ниво једне линије је близак доњем енергијском нивоу друге. Тако су одабране линије Ar II 514.53 nm ($4s \leftarrow 4p$, 17.14 \leftarrow 19.55 eV) и Ar II 217.56 nm ($3d \leftarrow 4f$, 18.70 \leftarrow 24.19 eV). Њихове просторно-временске расподеле су представљене на слици 4.9. Анализирајући расподелу линије Ar II 514.53 nm може се видети да максимални интензитет емисије током целог циклуса импулса долази из НС. У тренутку V_{max} , максимални интензитет је на почетку НС и током развоја пражњења се непрекидно помера дуж НС и у тренутку V_{off} , налази се на најудаљенијој позицији од катоде. 2 μs након искључивања пражњења, after-peak се појављује на позицији мало даљој од максимума у тренутку искључивања. Сличан облик расподеле интензитета линије добијен је за линију Ar II 217.56 nm са изузетком што је позиција максимума померена дубље у НС регион и интензитет линије има интензивнији after-peak у поређењу са линијом Ar II 514.53 nm. After-peak-ови линија Ar II појављују се раније од оних за линије Ar I и њихова деекситација је бржа. У послесветљењу линија Ar II настаје као последица рекомбинације јона Ar^{2+} са електроном у процесу рекомбинације

три тела. Како је покретљивост Ar^{2+} јона око два пута већа него јона Ar^+ (на 1 Torr и температури гаса од 500 K, редукована покретљивост јона $K_0(0)$ је $1.25 \frac{cm^2}{Vs}$ за Ar^+ и $2.46 \frac{cm^2}{Vs}$ за Ar^{2+} [75]), рекомбинација Ar^{2+} јона би требало да буде бржа него за Ar^+ и густина Ar^{2+} би требало опада много брже од густине Ar^+ . Занимљиво је приметити да се у ms-PGD не примећује after-peak линије Ar II; само приближно експоненцијално опадање интензитета линије у послесветљењу [67]. У μs -PGD коришћеном у референци [76], after-peak Ar II линија није примећен, иако μs -PGD имају око два реда величине већу концентрацију електрона од ms-PGD. Чини се да је за посматрање after-peak-а линија Ar II неопходно да је пражњење високо јонизовано [77], односно да има одређени минимални број Ar^{2+} јона. Слично као и код линија атома аргона, повећање напона пражњења изазива померање максимума расподеле интензитета линије Ar II 217.56 nm дубље у регион НС, током пражњења као и током послесветљења, види слику 4.8(г,д,ђ). Повећање напона (510, 710 и 880 V) изазива померање позиције максималног интензитета линије од катоде (2.4, 3.8 и 5.1 mm у тренутку искључења) и ранију појаву after-peak-а у региону послесветљења (4, 3 и 2 μs), види слику 4.8(г,д,ђ).



Слика 4.9: Просторно-временска расподела интензитета спектралних линија ArII 514.53 nm и ArII 217.56 nm ($U=880V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

Појава after-peak-а је примећена за све снимљене Ar II линије. Њихов интензитет и време деекситације зависе од примењеног напона и енергије горњег нивоа. Да бисмо разумели понашање региона послесветљења, морамо прво напоменути да високо побуђена стања, настала у процесу рекомбинације, прелазе на ниже нивое кроз сударне процесе и спонтану емисију. За више нивое доминирају сударни процеси, док је за ниже нивое доминантан процес деекситације емисијом. Оба процеса снажно зависе од квантног броја [78], односно од енергије нивоа. За потребе поређења, интензитети линија Ar II су израчунати интеграцијом дуж осе пражњења, да би се симулирало посматрање са чела (end-on). Три карактеристична интензитета су коришћена:

- I_{pp} – максимални интензитет у почетном режиму (локални максимум) који настаје у трећој μs
- I_{ss} – стационарни интензитет добијен при 30-тој μs , непосредно пре гашења пражњења

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргонем као радним гасом и бакарном катодом

– I_{ap} – максимални интензитет у послесветљењу.

Измерени интензитети линија могу се адекватно упоредити само коришћењем релативних интензитета, тј. односа I_{pp}/I_{ss} и I_{ap}/I_{ss} . Анализирајући слику 4.10(а) може се закључити да однос интензитета I_{ap}/I_{ss} показује тенденцију раста (линија фита) са енергијом горњег нивоа, а да је пораст очигледнији за нижи напон (тј. нижа енергија и концентрација електрона). За нивое енергије у опсегу 24.6 – 24.9 eV, I_{ap}/I_{ss} приметно опада са повећањем напона. Објашњење оваквог понашања можемо тумачити да повећање напона у Гримовом пражњењу изазива повећање концентрације електрона [74, 79] што узрокује повећање деекситације јона аргона сударним процесима и тиме смањује спонтану емисију [78]. Са друге стране, повећање напона повећава I_{ap}/I_{ss} за нивое са око 23 eV, види слику 4.10(а), која показује да се процеси доминантне радијативне деекситације померају ка нижим енергијским нивоима.

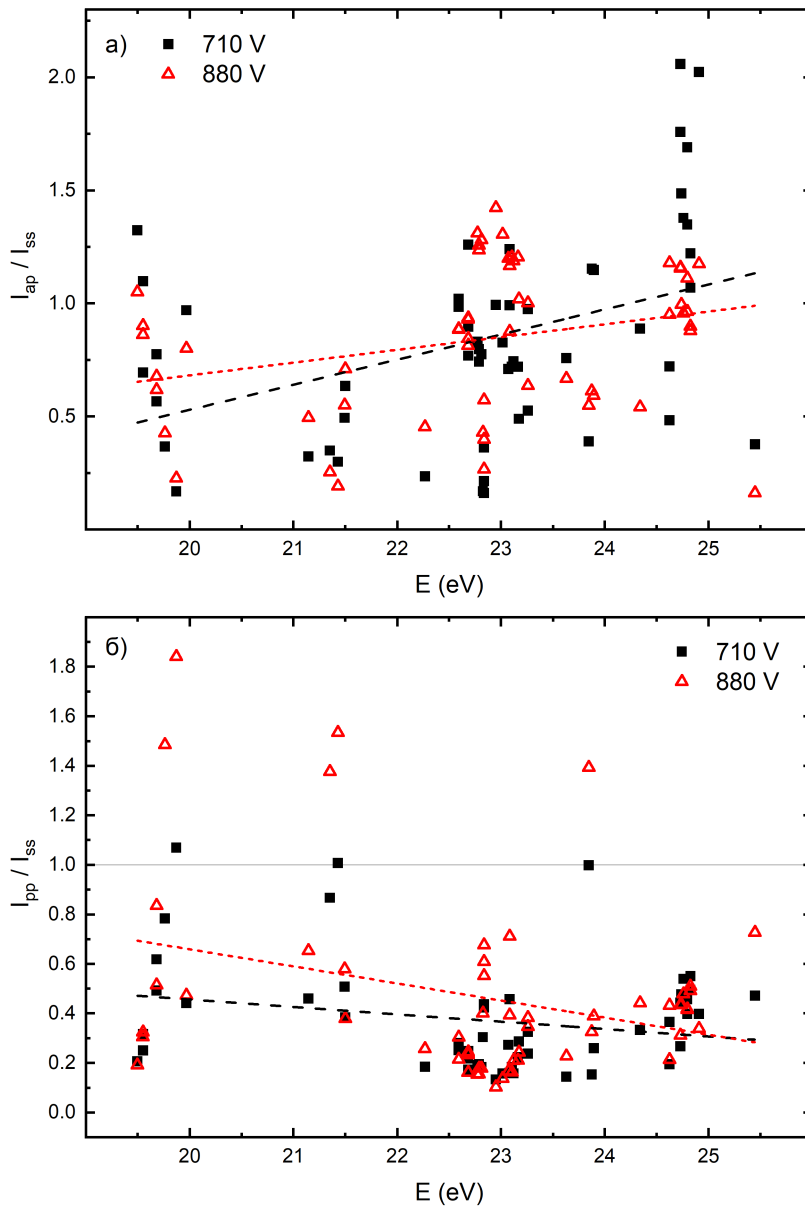
Слика 4.10(б) показује да за већи напон, I_{pp}/I_{ss} опада са повећањем нивоа енергије и да је тај однос генерално већи за већи напон. За неке прелазе I_{pp} је већи од I_{ss} и за ове прелазе повећање напона изазива највеће повећање односа, види слику 4.10(б). Сви ови прелазу су са нивоа 4p на 4s.

Време опадања интензитета линије у послесветљењу је краће за виши напон, видети слику 4.11. Заједничка карактеристика интензитета Ar II линија у послесветљењу представљена је на слици 4.11(б) где се може видети да се, за виши напон, after-peak линије Ar II 351.44 nm појављује раније и брже опада. Обе деекситације се не могу тумачити као експоненцијално смањење интензитета линије и чини се да су различити процеси одговорни за деекситације [60], најмање један пре 40, а други после 50 микросекунди.

Временске расподеле спектралних линија Ar II 217.6 nm и Ar II 514.5 nm имају заједничко понашање као и већина Ar II линија: континуирано повећање интензитета током импулса пражњења. Међутим, неке од линија Ar II имају потпуно супротно понашање – брзо повећање интензитета током почетног режима, а затим континуирано смањење, пример се може видети на слици 4.12. У области плазме јонских ласера, уложен је велики напор да се разумеју процеси побуде Ar II линија, посебно ласерских [80–82]. Иако су се аутори фокусирали на ласерске Ar II линије, разматрани ексцитациони процеси имају општи карактер. Различити процеси електронских судара, који су повезани са ексцитацијом или Ar II линијама, су:

1. директна побуа електронским сударима горњих нивоа Ar II из основног стања неутралног атома;
2. побуђивање електронским сударима из неутралних метастабилних стања;
3. побуђивање електронским сударима из основног стања јона;
4. побуђивање електронским сударима из метастабилних или дугоживећих стања јона;
5. каскадна деекситација са виших нивоа који су попуњени једним или са више процеса;
6. рекомбинација у побуђена стања.

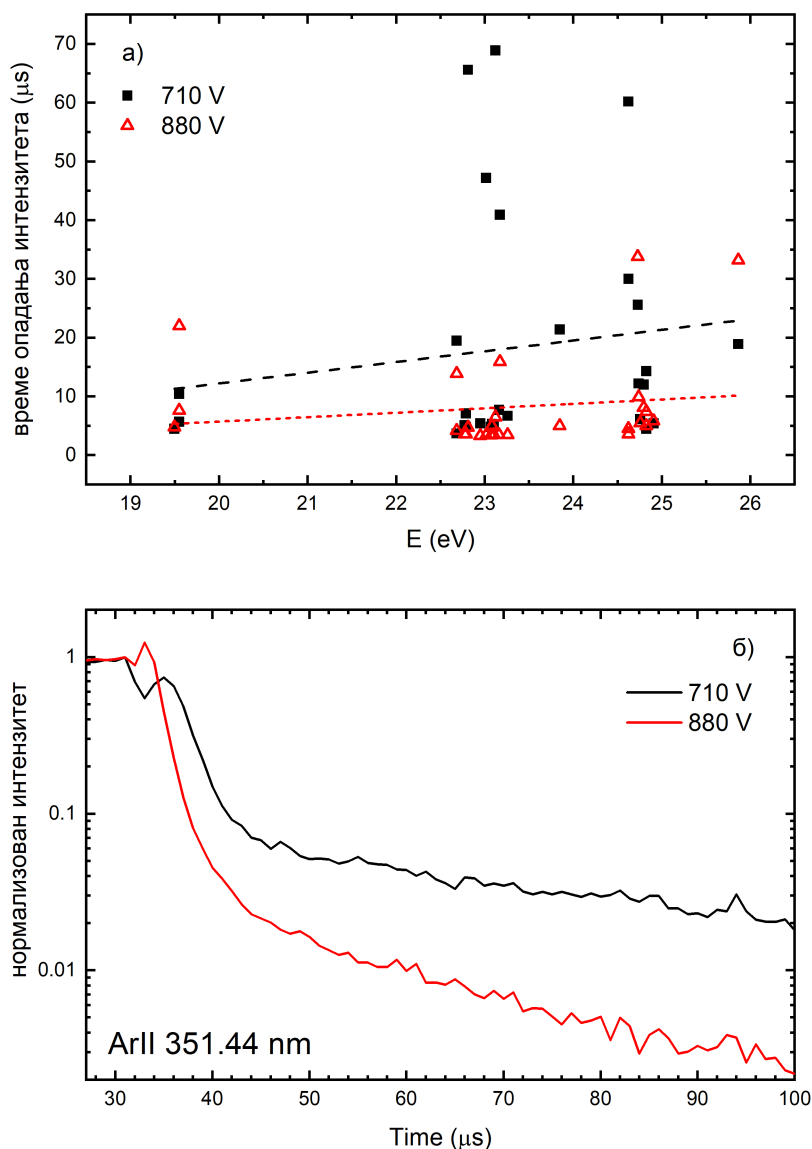
Само је први процес једноступен, док су сви остали процеси су вишеступени. Једноступено побуђивање у сударима са електронима први су предложили Бенет (Bennett) са сарадницима [83, 84]. Овај процес захтева електроне са енергијом већом од



Слика 4.10: Зависност релативних интензитета од енергије нивоа спектралних линија Ar II за два примењена напона од μs -PGD ($I=40mA, U=710V$ и $I=60mA, U=880V$) за односе а) I_{ap}/I_{ss} и б) I_{pp}/I_{ss} ($P=6mbar, f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

$35 eV$ и/или изузетно високим E/P (већим од $1000 V/cm$ по $Torr$) и може да игра значајну улогу само при ниским степенима јонизације или високим електронским температурама као што је то случај код импулсних аргонских јонских ласера са трајањем импулса мањим од $1 \mu s$. У нашем μs -PGD електрони у КП имају прилично високу енергију и E/P је веће од $2000 V/cm$ по $Torr$ на позицији максимума интензитета линије Ar II, види слику 4.12. На тај начин аргон би могао бити ексцитован у једноступеном процесу. Међу три интензивне ласерске линије Ar II $476.48 nm$, Ar II

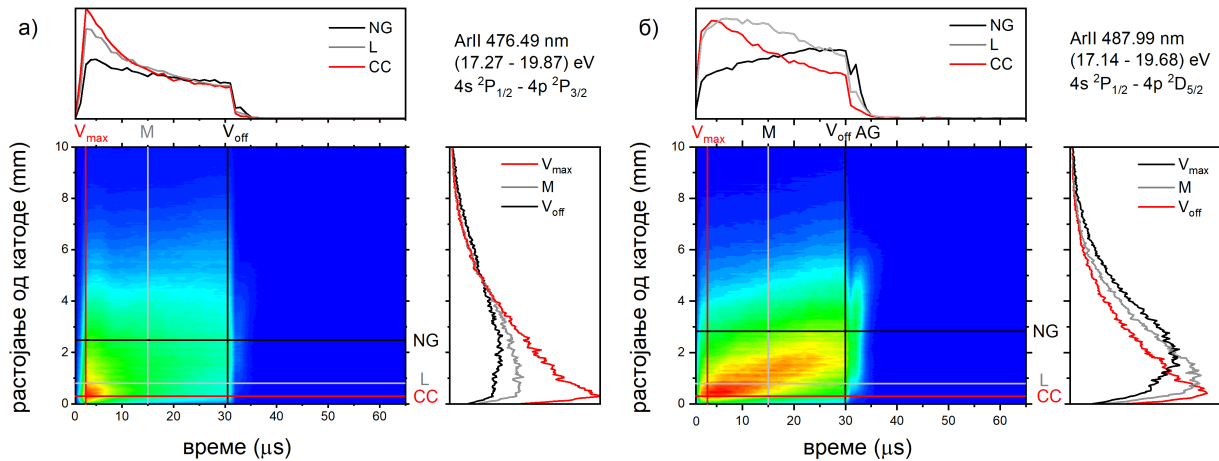
4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом



Слика 4.11: Време опадања интензитета линија ArII у послесветљењу (а) и нормализованог интензитета спектралне линије ArII 351.44 nm за after-peak у времену (б) за два различита примењена напона μs -PGD $I=40\text{mA}$, $U=710\text{V}$ и $I=60\text{mA}$, $U=880\text{V}$ ($P=6\text{mbar}$, $f=5\text{kHz}$, ширина сигнала = $30\mu\text{s}$).

487.99 nm и Ar II 514.53 nm, директна електронска побуда је најважнији процес за прву [84]. Анализирајући слику 4.12 може се уочити да интензитет линије Ar II 476.5 nm има у близини катоде оштар максимум у тренутку максималног напона пражњења и након тога константно опада. Сличан профил поменутом, али профил расподеле густине јона аргона предвиђа хибридни Монте Карло - флуидни модел за μs -PGD [85] који има сличне карактеристике као и наше пражњење. Поред тога, временски развој интензитета

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом



Слика 4.12: Просторно-временска расподела спектралних линија ArII 476.48 nm и ArII 487.99 nm ($U=880V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

линије је сличан сигналу јона аргона, добијеном масеним спектрометром у PGD-у [86]. Оба профила имају нагли пораст (у почетном режиму) пре него што дођу до стационарног стања, видети слику 2 у [86] и слику 4.12 Ar II 476.48 nm спектралне линије. Чињеница да временска зависност броја јона и временска зависност интензитета јонске линије имају сличне облике последица су једностепених процеса јонизације. Облик понашања добијеног интензитета линије може се објаснити на следећи начин. На почетку струјног импулса долази до директног побуђивања горњег ласерског нивоа ($35.5 eV$ изнад неутралног основног стања), под условом да је средња енергија електрона довољно висока. Ова енергија расте са односом E/P , па је директна побуда израженија на позицији ближе катоди где електрично поље има већу вредност (погледајте CC, L и NG профиле на слици 4.12). Током каснијег времена, две чињенице ометају директно побуђивање: концентрација атома која се смањује повећаном јонизацијом, и опадајућа средња енергија електрона, јер је губитак енергије услед еластичних Кулоновских судара са јонима већи него код судара са неутралним атомима [87]. Због смањења броја директног побуђивања, опада и спонтана емисија. У међувремену, концентрација основних јонских или метастабилних стања постала је довољно висока да фаворизује процесе ексцитације у два или више судара (процеси 2 – 6 у рефернци [87]). Уколико повећање двостепених процеса (и евентуално каскада са виших електронских нивоа) компензује смањење једностепеног процеса укупна брзина ексцитације ће почети да расте. У случају Ar II 476.5 nm спектралне линије (и неколико других $4s - 4p$ прелаза), укупна брзина ексцитације опада након почетног режима. Ово заправо значи да је директна електронска побуда из основног стања атома доминантан процес побуде. За линију Ar II 487.99 nm директно побуђивање је важно само у КП, где је енергија електрона већа, док су у НС процеси са два и/или више судара вероватнији. Коначно, слика 4.9 показује да је линија Ar II 514.5 nm побуђена доминантно процесима у два и/или више корака. Ово је очекивано, је пошто је ова линија позната као ласерска линија чији је главни допринос каскадна побуда [84].

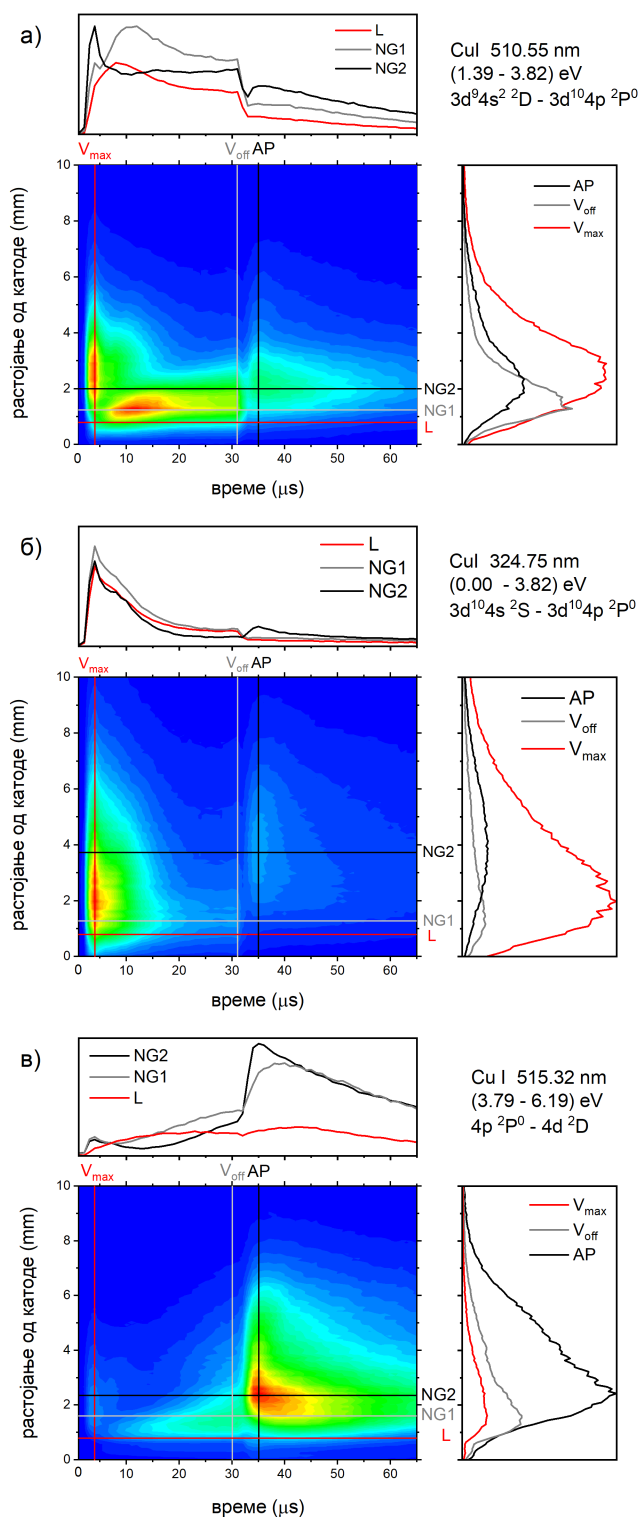
Побуђивање из неутралних метастабилних стања је мање ефикасно, јер је концентрација неутралних метастабилна у μs -PGD око три реда величине нижа од

концентрације атома [56].

4.3.3 Линије атома бакра

Просторно-временске расподеле $\text{Cu I } 510.55 \text{ nm}$ ($3d^9 4s^2 \leftarrow 3d^{10} 4p$, $1.39 \leftarrow 3.82 \text{ eV}$) и $\text{Cu I } 515.32 \text{ nm}$ ($3d^{10} 4p \leftarrow 3d^{10} 4d$, $3.79 \leftarrow 6.19 \text{ eV}$), су примери две типичне репрезентативне емисије атома бакра према претходно коришћеном критеријуму за линије аргона, и приказани су на слици 4.13. Ове спектралне линије имају велики интензитет чак и при најнижем коришћеном напону, тако да се могу поредити за различите напоне пражњења (струје). Расподела линије $\text{Cu I } 510.55 \text{ nm}$ јасно показује манифестацију три карактеристичне фазе операције $\mu\text{s-PGD}$: pre-peak стање, стационарно стање и послесветљење. У почетном стању, у тренутку V_{max} , расподела интензитета линије има изразит широки максимум који се налази на 2.7 mm од катоде. Током почетног стања, скоро цела емисија линије долази из НС. За објашњење расподеле линија атома бакра коришћен је модел предложен у [56]. Иако модел има озбиљан недостатак у великом прецењивању струје пражњења (велика вредност струје помераја није одузета), квалитативна објашњења свих постојећих процеса су и даље коректна. Према нумеричком моделу $\mu\text{s-PGD}$, расподела спатерованих атома бакра има максималну вредност у тренутку максималне струје ($\sim 2 \mu\text{s}$ кашњење након успостављања напона пражњења) а расподела има узак врх близу површине катоде ($0.2 - 0.4 \text{ mm}$ од катоде). Узимајући у обзир развој расподеле атома бакра, модел предвиђа да се максимум аксијално интегрисаног интензитета резонантне $\text{Cu I } 327.4 \text{ nm}$ линије јавља око $\sim 3 \mu\text{s}$. Наш експеримент је такође потврдио да се максимум аксијално интегрисаног интензитета исте линије дешава током почетног стања. Максимални интензитет линије је у НС региону, 2.7 mm од катоде, где је израчуната концентрација атома бакра најмање 10 пута мања него у КП [56]. Просторно-временска расподела интензитета резонантне $\text{Cu I } 327.4 \text{ nm}$ линије је веома слична другој резонантној линији $\text{Cu I } 324.75 \text{ nm}$, приказаној на слици 4.13. Интензитет Cu I линије зависи од спатерованих атома бакра као и од EEDF. Према Монте Карло анализи направљеној за пражњење слично овом коришћеном у овој тези, током првих неколико микросекунди након што пражњење настане, EEDF у НС карактерише висок пик на неколико eV , и он експоненцијално опада за веће енергије [64]. Овај максимум EEDF, који се примећује само у НС, приписује се електронима који ефикасније губе енергију у тој области. Енергија електрона од неколико eV довољна је за побуду ниских енергијских нивоа атома бакра, тако да интензитет таквих Cu I линија у почетном стању може бити много већи у НС него у КП, иако је и концентрација атома бакра у НС много мања [56]. Током стационарног стања, интензитет линије потиче углавном из НС, што се може видети на слици 4.13. Максимална вредност аксијалне расподеле интензитета је на $\sim 1.3 \text{ mm}$ од катоде и задржава исту позицију до краја импулса пражњења. Током стационарног стања, просторно-временски развој интензитета линије показује да се максимум линије помера од катоде и појављује се у каснијим временским тренуцима. На пример, максимум интензитета линије на позицији 0.5 mm од катоде добија се у $8 \mu\text{s}$, док се максимум на 1.8 mm добија у $15 \mu\text{s}$. Чињеница да се максимум интензитета линије примећује у каснијим тренуцима импулса, када се гледа даље од катоде је доказ времена потребног да спатеровани атоми бакра дифундују дубље у НС. Са друге стране, уочени максимум

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом



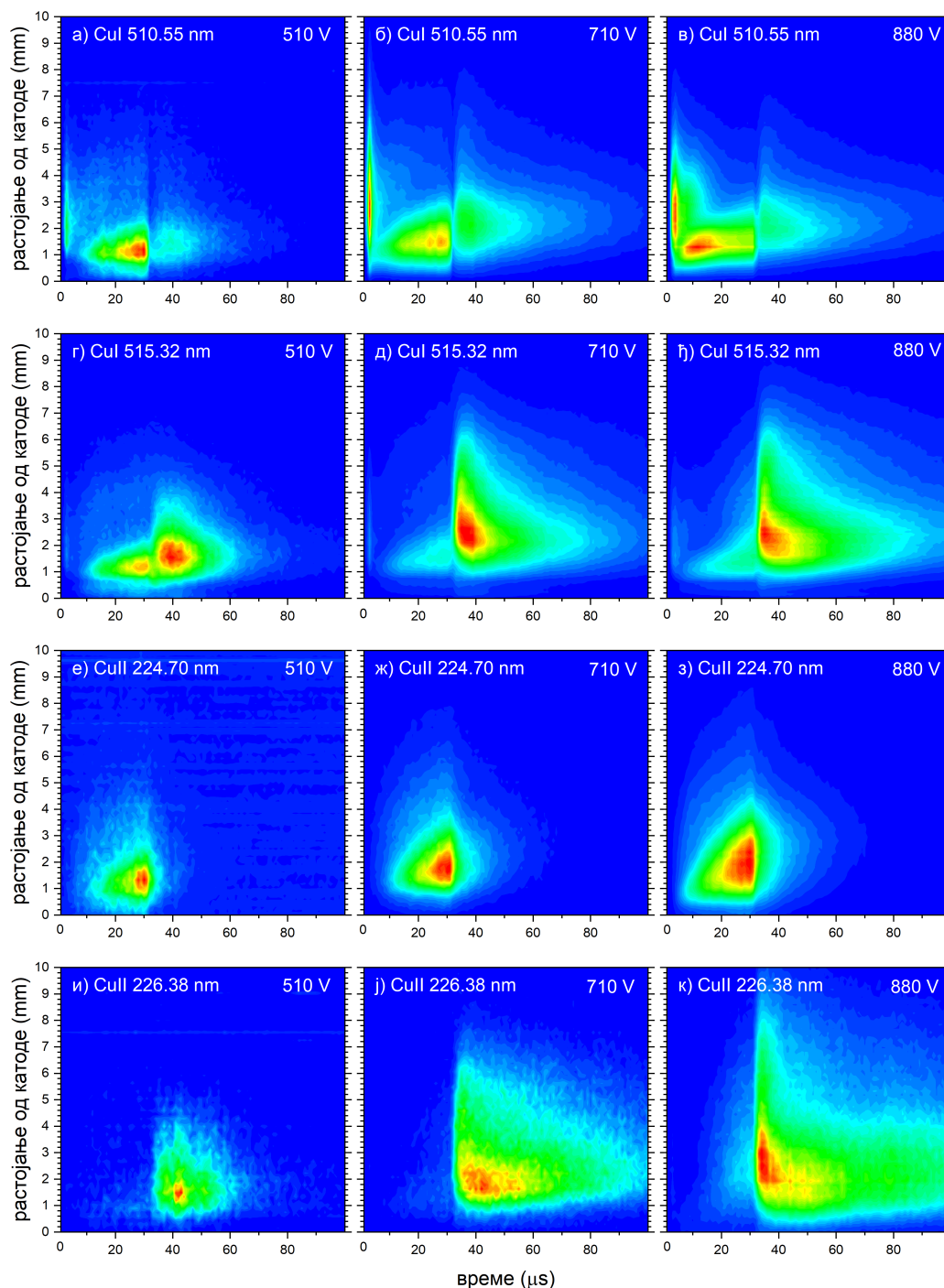
Слика 4.13: Просторно-временска расподела спектралних линија CuI 510.55 nm, CuI 324.75 nm и CuI 515.32 nm ($U=880V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu\text{s}$).

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

интензитета линије током временског развоја јавља се као последица неколико истовремених процеса који утичу на број атома бакра: спатеровање, редепозиција и Пенингова јонизација атома бакра. Значајан део спатерованих атома бакра дифундује назад ка катоди и поново се таложи на њој. Утврђено је да, у μs -PGD-у сличном нашем пражњењу, укупан флуks спатерованих атома може попримити негативне вредности, односно да у одређеном тренутку може бити више редепозиције него спатеровања атома бакра [56]. Према моделу, током првих неколико микросекунди (почетно стање), укупан флуks спатерованих атома је веома позитиван, а након тога негативан. Поред тога, Пенингова јонизација (судар атома бакра са метастабилним аргоном) смањује број атома бакра који се трансформишу у јоне. Узимајући у обзир све наведене случајеве, може се закључити да је континуирано смањење интензитета линије Cu I од 510.55 nm у стационарној фази последица смањења броја атома бакра. Међутим, слика 4.14(а,б) показује да за ниже напоне (струје) интензитет линије расте током стационарног режима. То повећање се може објаснити само повећањем броја атома бакра у пражњењу, пошто се EEDF не мења током фазе стационарног стања. Највероватније објашњење за смањење интензитета линије, као што је приказано на слици 4.13(а), је самоапсорпција Cu I 510.55 nm линије, чак иако то није резонантна линија. Наиме, доњи ниво Cu I 510.55 nm линије је метастабилан (време живота му је дуже од 50 μs [88]) и његова популација се повећава током развоја пражњења што доводи до повећања самоапсорпције и као резултат има смањење интензитета линије (види слику 4.13 еволуционих профила снимљених на аксијалним позицијама означеним као L и NG1). За растојања већа од 2 mm (означена као NG2) постоји одређени тренутак након којег интензитет линије расте. Ово повећање интензитета линије током стационарног режима може се објаснити повећањем спатерованих атома бакра који могу играти двоструку улогу: повећање броја емитера и смањење атома бакра у метастабилном стању сударима са атомима бакра у основном стању [89, 90] што уједно смањује самоапсорпцију. На нижим напонима, популација метастабилног нивоа није довољно висока да изазове самоапсорпцију (и да смањи интензитет линије) тако да се интензитет линије повећава до краја импулса пражњења, што се може видети на слици 4.14(а,б). Самоапсорпција се обично очекује за резонантне линије, а за атоме бакра то су Cu I 324.75 nm ($3d^{10}4s \leftarrow 3d^{10}4p$, 0.000 \leftarrow 3.81669 eV) и Cu I 327.40 nm ($3^{10}4 \leftarrow 3^{10}4$, 0.000 \leftarrow 3.785898 eV). За ове линије самоапсорпција се обично добија у импулсним пражњењима [55, 57, 91]. У нашем пражњењу, интензитет Cu I 324.75 nm линије (која има исти горњи ниво као Cu I 510.55 nm линија) достиже максимум у трећој μs , а након тога константно опада током стационарног стања, слика 4.13(б). Слично понашање је добијено за Cu I 327.4 nm линију. Самоапсорпција резонантних линија се такође добија на нижим напонима, за разлику од Cu I 510.55 nm линије, где самоапсорпција није примећена. Cu I 578.2 nm линија (која има исти горњи ниво као резонантна Cu I 327.4 nm линија) такође има нижи метастабилни ниво и има слично понашање као Cu I 510.55 nm линија. Линије Cu I 510.55 nm и Cu I 578.2 nm су добро познате линије бакарног ласера.

У послесветљењу, Cu I 324.75 nm и Cu I 510.55 nm спектралне линије имају додатне максимуме на $\sim 4 \mu s$ након што се пражњење искључи, погледати слику 4.13(б,в). After-peak-ови се налазе у HC: за Cu I 324.75 nm линију на удаљености од ~ 3.8 mm, док за Cu I 510.55 nm линију на растојању ~ 2 mm од катодe. After-peak Cu I 510.55 nm

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом



Слика 4.14: Просторно-временска расподела спектралних линија CuI 510.55 nm (а,б,в), CuI 515.32 nm (г,д,ђ), CuII 224.70 nm (е,ж,з) и CuII 226.38 nm (и,ј,к) за различите напоне $U=510V$ и $I=20mA$, $U=710V$ и $I=40mA$, $U=880V$ и $I=60mA$ ($P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

линије појављује се $9 \mu s$ након гашења пражњења, а са повећањем напона се јавља и раније, након $6 \mu s$ и $5 \mu s$ за напоне од 710 и 880 V, респективно, погледати слику

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

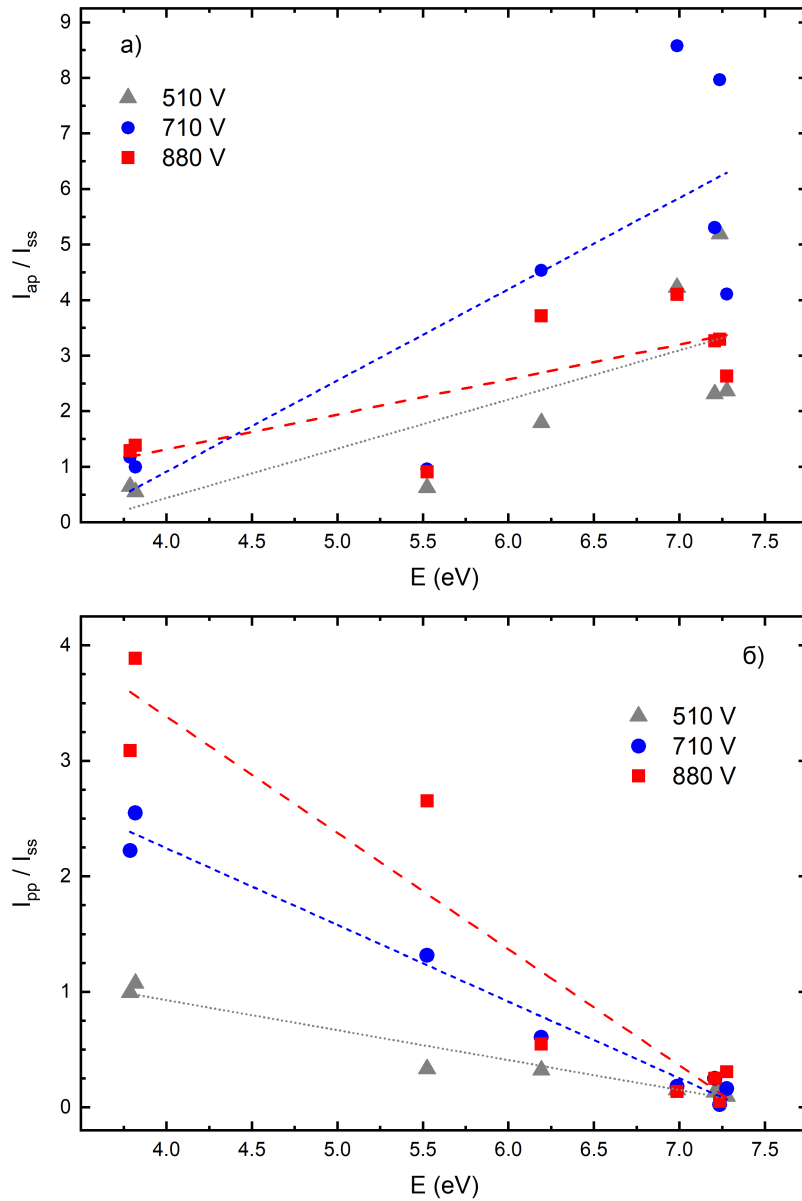
4.14(а,б,в).

Cu I 515.32 nm линија има нижи енергијски ниво близу вишег нивоа Cu I 510.55 nm линије, што је приказано на слици 4.5(б). Анализирајући слику 4.13(в) може се видети да је интензитет линије много већи током послесветљења, него током активне фазе пражњења. Расподела интензита линије има широки максимум у почетном стању, који се налази на 1.7 mm удаљености од катоде. Током стационарног стања, интензитет линије расте са временом на свим позицијама дуж пражњења, видети слику 4.13(в). Како је за ову линију искључена самоапсорпција, повећање интензитета линије са временом је доказ повећања броја атома бакра током стационарног стања. Током фазе послесветљења интензитет линије се јако повећава на растојањима која припадају HC (у току активне фазе пражњења), односно деловима даље од катоде. Положај after-peak-a се налази на ~ 2.5 mm од катоде и остаје непромењен током развоја накнадног сјаја.

Повећање напона (510, 710 и 880 V) узрокује померање положаја максималног интензитета линије од катоде (1.5, 2.4 и 2.6 mm) и ранију појаву after-peak-a у послесветљењу ($\sim 9, 4$ и $4 \mu s$), слика 4.14(г,д,ђ).

Слика 4.14(а-ђ) даје примере веома различитих просторно-временских расподела интензитета за две Cu I емисионе линије за различите напоне. Расподеле показују да се after-peak значајно повећава са повећањем енергије горњег нивоа. Супротно томе, интензитет у почетној фази опада са повећањем енергије горњег нивоа. Да бисмо боље разумели утицај горњег енергијског нивоа на развој интензитета линије и предложили квантитативни опис овог утицаја, два графика су приказана на слици 4.15. Слика 4.15(б) показује однос I_{pp}/I_{ss} према енергији горњег нивоа за осам Cu I линија (578.21, 510.55, 224.43, 515.32, 221.46, 221.48, 221.57 и 219.97 nm) и три различита примењена напона (струје). Повећање примењеног напона доводи до повећања апсолутног интензитета максимума у почетном стању (такође уочено и код [55]), што је и очекивано, јер се интензитети бакарних линија повећавају са повећањем напона [92]. Примењено је (у пражњењу сличном нашем) да је максимум у почетном (pre-peak) стању, највећег релативног интензитета линије (I_{pp}/I_{ss}) примећен за атомске линије бакра са горњим нивоима релативно ниске енергије [55]. Анализом графика може се закључити да I_{pp}/I_{ss} опада са повећањем енергије горњег нивоа и да то важи за све примењене напоне. За већи напон опадање је стрмије. Утицај примењеног напона на релативни интензитет изгледа занемарљив за линије са највишим енергијским нивоима.

С друге стране, интензитет у послесветљењу има супротну зависност од енергије горњег нивоа, односно. I_{ap}/I_{ss} расте са повећањем енергије, слика 4.15(а). То повећање I_{ap}/I_{ss} има општи тренд представљен правим линијама. Овај графикон јасно показује да је емисија која потиче са виших горњих нивоа вероватнија током режима послесветљења, а то значи да се побуђена стања насељавају одозго током процеса рекомбинације [72]. Даљом анализом графика може се приметити да је за енергију већу од ~ 6 eV, однос I_{ap}/I_{ss} за 710 V већи од оног за 880 V, док интензитети I_{ap} имају супротно понашање. Уверљиво објашњење таквих резултата заснива се на нерадијативним процесима деексцитације. Побуђени нивои атома бакра могу се деекситовати сударима са различитим честицама (електрони, атоми и јони аргона и бакра). За процену најрелевантнијих процеса за деексцитацију користили смо једноставну формулу за



Слика 4.15: Зависност релативних интензитета линија од енергије горњег нивоа CuI спектралних линија за три различита примењена напона у μs -PGD ($I=20mA$, $U=510V$; $I=40mA$, $U=710V$; and $I=60mA$, $U=880V$) за односе а) I_{ap}/I_{ss} , б) I_{pp}/I_{ss} ($P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$). Испрекидане линије представљају линеарни фит који се само користи да покаже општи тренд.

коэффициент брзине деекситације:

$$k_{deex} = \langle v\sigma_{deex} \rangle n \quad (4.1)$$

где v је брзина честице која деекситује посматрани прелаз, σ_{deex} је пресек за деекситацију, а n је концентрација тих честица. У процени утицаја на сударну

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

деексцитацију, судар атома бакра са јонима аргона и бакра може се занемарити, због реда величине ниже концентрације јона у поређењу са концентрацијама атома. Концентрација електрона n_e у послесветљењу, у тренутку када се формира максимум интензитета, је мањи од 10^{13}cm^{-3} [56], а пресек за сударну деексцитацију $\sigma_{e,deex}$ (процењено коришћењем података о пресеку датих у [89]) за више ексцитоване нивое Cu^0 ($3d^{10}5p$ и $3d^{10}4d$; 6.17 eV) је приближно 10^{-14}cm^2 . У тренутку максимума у послесветљењу, електрони су термализовани и њихова температура је опала на неколико десетина eV [93], тако да је њихова средња брзина реда величине $10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Док је $k_{e,deex}$ реда 10^6s^{-1} . Атоми бакра и њихова концентрација n_{Cu} у тренутку послесветљења је процењена (према [56]) на приближно $10^{15} - 10^{16} \text{cm}^{-3}$, док се пресек за деексцитацију поменутих виших нивоа Cu^0 , атомима бакра $\sigma_{\text{Cu},deex}$ може проценити на 10^{-15}cm^2 (користећи податке из [90] и предпостављајући да повећање $\sigma_{\text{Cu},deex}$ за више нивое има исти тренд као за $\sigma_{e,deex}$). Спатеровани атоми бакра имају типичну енергију од 5 до 15 eV [56] и брзо је губе у првим милиметрима од катоде, услед еластичних судара са атомима гаса аргона, све док се не термализују (што значи да достигну температура гаса аргона) и у тренутку почетне фазе буду са енергијом мањом од 0.1 eV [94]. Коначно, процењена вредност $k_{\text{Cu},deex}$ је реда величине 10^6s^{-1} . Концентрација атома аргона је $\sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_{\text{Ar},deex}$ је отприлике, четири реда величине нижа од $\sigma_{\text{Cu},deex}$ [90], па се $k_{\text{Ar},deex}$ може занемарити у поређењу са друга два коефицијента. Може се закључити, електрони и атоми бакра честице које омогућавају деексцитацију ексцитованих стања бакра. Аргумент против овог закључка су веће вредности вероватноћа прелаза за линије атома бакра са вишим нивоима [95], које су бар за један ред величине веће у поређењу са поменутих коефицијентима брзине. Повећање напона имаће за последицу повећање концентрације електрона и јона бакра [79] и то ће повећати флукс честица ка зидовима и изазвати појаву амбиопларне дифузије. Ово повећање флука би могло да изазове смањење броја емитера (насталих рекомбинацијом бакарних јона и електрона) и коначно смањење релативног интензитета линије. Ово би могло да објасни зашто је релативни интензитет линије, за виши напон, мањи него за нижи напон, видети слику 4.15(a). Међутим, испоставља се да амбиопларна дифузија не може да произведе такво смањење релативног интензитета линије зависно од енергије као што је приказано на слици 4.15(a). Са друге стране, ефикасни пресеци деексцитације (за електроне и атоме бакра) расту са енергијом горњег нивоа и могу изазвати смањење релативног интензитета линије, чак и кад су и процењене константе брзине знатно мање од одговарајућих вероватноћа прелаза.

4.3.4 Линије јона бакра

Користећи претходно утврђени критеријум за избор две репрезентативне спектралне линије, просторно-временске расподеле $\text{Cu II } 224.70 \text{ nm}$ ($4d^9 4s \leftarrow 3d^9 4p$, $2.72 \leftarrow 8.23 \text{ eV}$) и $\text{Cu II } 226.38 \text{ nm}$ ($3d^9 4p \leftarrow 3d^9 4d$, $8.92 \leftarrow 14.39 \text{ eV}$) су приказане на слици 4.16. Слика 4.16(a) показује да се интензитет линије континуирано повећава током импулса пражњења. Не постоји максимум у почетном (pre-reak) стању, који је карактеристичан за линије атома бакра. За све снимљене Cu II линије, није примећено да било која од њих има тај максимум. Ово се може објаснити одсуством једноступених процеса за побуђивање јона бакра сударом електрона и атома бакра у основном стању. Већ је

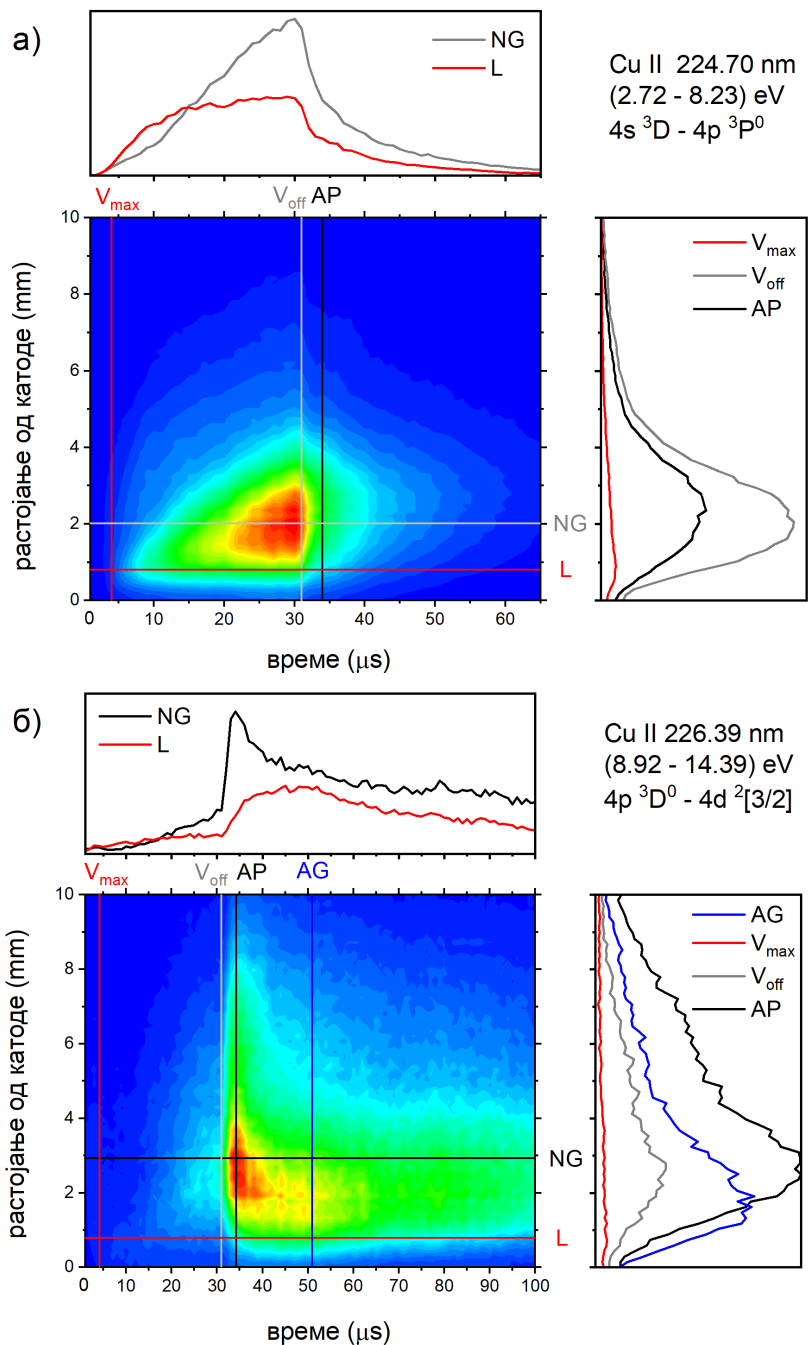
поменуто да се неке линије јона аргона могу произвести у једноступеном процесу ексцитације јона аргона из основног стања атома аргона, видети слику 4.9, али слични процеси за јоне бакра не постоје. Већина снимљених Cu II линија је последица двоступених судара – Пенингова јонизација праћена електронском ексцитацијом [89]. Међутим, линија Cu II 224.70 nm настаје у једноступеном процесу асиметричне размене наелектрисања, где се атом бакра у основном стању судара са јоном аргона у метастабилном стању [12, 48, 89]. Али овај процес укључује јон аргона у метастабилном стању формиран од јона аргона у основном стању, тако да линија Cu II 224.70 nm ефективно настаје у процесу у два корака – формирање метастабилног јона аргона и асиметрична размена наелектрисања са атомом бакра у основном стању.

Анализирајући слику 4.16(a) може се приметити да, током првих 15 μs , интензитет линије емитоване са краја КП расте брже од оног емитованог из области НС, док за остало време у оквиру импулса, повећање интензитета линије има супротан тренд. Ово се може објаснити дифузијом атома бакра са катоде. Такође, дифузија објашњава и зашто се током развоја пражњења, максимум расподеле интензитета линије удаљава од катоде. Током времена послесветљења, није примећен after-peak, већ само експоненцијално смањење интензитета линије, видети слику 4.16(a). Положај максимума расподеле интензитета линије на крају импулса и у послесветљењу се разликују један од другог, што се и могло очекивати, пошто је током пражњења линија ексцитована разменом наелектрисања атома бакра - Cu^0 , док је у послесветљењу ексцитована рекомбинацијом јона бакра - Cu^{2+} . Просторно-временске расподеле интензитета линије за три различита напона, приказане су на слици 4.14(е,ж,з). За све коришћене напоне, максималне вредности интензитета линије се добијају на крају импулса, на позицијама од катоде од 1.3, 1.6 и 2.0 mm за 510, 710 и 880 V, респективно.

Cu II 226.38 nm линија има потпуно другачије понашање у поређењу са Cu II 224.70 nm линијом. Има мали интензитет током импулса и много већи интензитет у послесветљењу, видети слику 4.16(б). Без обзира на много мањи интензитет линије током импулса, Cu II 226.38 nm линија има веома слично понашање као Cu II 224.70 nm линија - брже повећање интензитета у КП него у НС током првих 15 μs , и супротан тренд за остало време трајања импулса. Исто тако се и положај максимума интензитета линије Cu II 226.38 nm помера на крај импулса, као код Cu II линије 224.70 nm, и ближи је катоди од максималног интензитета у послесветљењу. Основна разлика између расподела интензитета Cu II 224.70 nm и Cu II 226.38 nm линија је у томе што Cu II 226.38 nm линија има изражен максимум у послесветљењу, види слику 4.16(б). Положај максимума се помера од 2.9 до ~ 2.3 mm током развоја послесветљења. Максимална вредност се успоставља $\sim 3 \mu s$ после завршетка импулса пражњења. Аналогно као и за јоне Ar^{2+} , послесветљење Cu II линије настаје као последица рекомбинације јона Cu^{2+} са електроном у процесу рекомбинације три тела. Упоредијући ширине максимума у послесветљењу, видети слику 4.13(в) и слику 4.16(б), може се видети да је ширина максимума Cu I 515.32 nm линије већа од ширине максимума Cu II 226.38 nm линије у послесветљењу. Нисмо могли да пронађемо податке за мобилност Cu^{2+} , али нам се чини да је према ширинама максимума у послесветљењу, већа од мобилности Cu^+ , слично као што је примећено за Ar^{2+} и Ar^+ .

Повећање напона (510, 710 и 880 V) доводи до померања позиције максималног интензитета линије од катоде (1.5, 1.9 и 2.6 mm) и појављивања максимума у ранијим

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом



Слика 4.16: Просторно-временска расподела интензитета спектралних линија а) CuII 224.70 nm и б) CuII 226.38 nm ($U=880V$, $I=60mA$, $P=6mbar$, $f=5kHz$, ширина сигнала = $30\mu s$).

треницима послесветљења (~ 11 , 6 и $3\ \mu s$), погледајте слику 4.14(и,ј,к). Како повећање напона изазива повећање концентрације електрона и последично повећање вероватноће судара у процесима рекомбинације три тела, разумно је и очекивати да се максимум јавља раније када се напон повећава.

Закључак

Предмет ове дисертације је истраживање употребе електричног гасног пражњења Гримовог типа за реализацију услова који се могу искористити за добијање активне средине ласера на металним парама.

Тињаво електрично пражњење Гримовог типа има широку примену у многим областима науке, а веома је коришћено за спектроскопску анализу процеса који настају у пражњењима. Један од циљева овог рада је проналажење услова који би обезбедили довољну концентрацију атома катоде (бакра). Радни услови су одабрани тако да пражњење има велику вредност коефицијента спатеровања, а самим тим и велику концентрацију спатерованог материјала у пражњењу.

Када је утврђено да интензитет линије јона бакра 224.70 nm нелинеарно расте са порастом радне струје. Најпре је урађена поставка, конструкција и мерење вишесегментног Гримовог пражњења. Подаци су показали да постоји зависност интензитета поменуте спектралне линије од дужине пражњења, односно броја укључених сегмената Гримових пражњења, и да је та зависност нелинеарна, што се може тумачити као појачање интензитета линије у плазми пражњења која се користи као активни медијум. Показано је да са повећањем једносмерне струје пражњења интензитет линије у зависности од дужине активне средине све више одступа од линеарности и прелази у експоненцијални пораст.

Да би се додатно повећала струја која протиче кроз пражњење, а да пражњење не изађе из абнормалног режима рада, било је потребно прећи у импулсни режим рада, јер струја пражњења у импулсном режиму рада може бити много већа него у једносмерном режиму. За те потребе је пројектован и реализован извор за импулсно напајање. Једно од кључних особина овог извора напајања је да је напајање у истом тренутку прекидало напон који се доводи на пражњење и кратко спајало електроде.

Са оваквим напајањем се приступило стероскопским мерењима и анализи понашања одређених линија атома и јона радног гаса (аргона) и бакра. Пошто је фокус интересовања била линија која има нелинеарни пораст интензитета од струје пражњења, $\text{Cu II } 224.70\text{ nm}$, проучавана је зависност интензитета поменуте спектралне линије и ширине сигнала и фреквенце. Мерења су показала да је фреквенца од 5 kHz оптимална, што се подудара са постојећим ласерским системима на металним парама. Проучавана је и зависност интензитета линије од ширине импулса. Ова мерења су показала да интензитет поменуте линије долази у сатурацију за вредности ширине сигнала преко $40\text{ }\mu\text{s}$. Ова сатурација потиче од самоапсорпције. Тако су настављена мерења са ширином сигнала од $30\text{ }\mu\text{s}$.

У току истраживања импулног Гримовог пражњења урађена су детаљна и систематска мерења просотрне и временске расподле интензитета преко 40 спектралних линија атома и јона аргона и бакра, како би се стекло боље разумевање процеса у самом пражњењу ради одређивања најоптималнијих услова. Једна од спектралних линија чији је просторно-временски развој праћен је водоникова линија из Балмерове серије H_{β} , помоћу које је одређивано електрично поље Штарковом поларизационом

4.3 Понашање спектралних линија у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом и бакарном катодом

спектроскопијом. Установљено је да електрично поље достиже вредности и до $31kV/cm$ што је једна од највиших вредности уочених у овом типу пражњења. Достизање овако високе вредности електричног поља у Гримовом пражњењу има посебан значај, јер то до сада није уочено.

Литература

- [1] Jaroslav Labat. *Fizika jonizovanih gasova*. Fizicki fakultet, Beograd, prvo izdan edition, 1991.
- [2] Yuri P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [3] Goran B. Sretenović. *Спектроскопска истраживања динамике развоја стримера у хелијуму*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 2015.
- [4] Vesna V. Kovačević. *Dijagnostika i primene dielektričnog barijernog pražnjenja u kontaktu sa vodom*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 2017.
- [5] Milorad M. Kuraica. *Spektroskopsko istraživanje tinjavog pražnjenja sa ravnom katodom*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 1992.
- [6] Братислав М. Обрадовић. *Спектроскопска и ласерска дијагностика утицаја водоника на распршивање материјала катодe у електричном пражењу у азоту*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 2001.
- [7] Никола Н Цветановић. *Настанак и транспорт брзих атома водоника у тинјавим пражењима*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 2012.
- [8] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning. The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure. *Reviews of Modern Physics*, 12(2):87–174, apr 1940.
- [9] W Grimm. Eine neue Glimmentladungslampe für die optische Emissionsspektralanalyse. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 23(7):443–454, 1968.
- [10] N. P. Ferreira, H. G.C. Human, and L. R.P. Butler. Kinetic temperatures and electron densities in the plasma of a side view Grimm-type glow discharge. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 35(5):285–295, 1980.
- [11] M. Kuraica, N. Konjević, M. Platiša, and D. Pantelić. Plasma diagnostics of the Grimm-type glow discharge. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 47(10):1173–1186, 1992.
- [12] Edward B. M. Steers and Richard J. Fielding. Charge-Transfer Excitation Processes in the Grimm Lamp. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 2(2):239–244, 1987.
- [13] M.K. Levy, David Serxner, A.D. Angstadt, R.L. Smith, and K.R. Hess. Optical investigations of excitation processes responsible for ionized sputtered species in a low pressure, low current, coaxial geometry glow discharge. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 46(2):253–267, jan 1991.

-
- [14] Milorad M. Kuraica. *Razvoj novih spektroskopskih metoda za diagnostiku tinjavog praznjenja*. PhD thesis, Универзитет у Београду, 1998.
- [15] Н. Г. Басов and А. М. Прохоров. Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул. *ЖЭТФ*, 27(4(10)):431–438, 1954.
- [16] Н. Г. Басов and А. М. Прохоров. О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора. *ЖЭТФ*, 28(1):249–250, 1955.
- [17] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes. Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of HN₃. *Physical Review*, 95(1):282–284, jul 1954.
- [18] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes. The Maser - New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer. *Physical Review*, 99(4):1264–1274, aug 1955.
- [19] J. Weber. Masers. *Reviews of Modern Physics*, 31(3):681–710, 1959.
- [20] A.L. L. Schawlow and C.H. H. Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940–1949, 1958.
- [21] Gordon R. Gould. The LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. In *The Ann Arbor Conference on Optical Pumping*, page 128, 1959.
- [22] T. H. Maiman. Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Physical Review Letters*, 4(11):564–566, 1960.
- [23] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1960.
- [24] N. V. Karlov. *Lectures on Quantum Electronics*. Mir Publishers, CRC Press, Moscow, Boca Raton, 1993.
- [25] Marvin J. Weber. *Handbook of Lasers*. CRC Press, 1st edition, apr 2001.
- [26] Nikola Konjević. *Uvod u kvantnu elektrokiku - Laseri*. Naučna knjiga, Beograd, 1981.
- [27] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. Springer US, Boston, MA, 1998.
- [28] Marvin J. Weber. *Handbook of Laser Wavelengths*. CRC Press, 1st edition, oct 1998.
- [29] R. Beck, W. Englisch, and K. Gürs. *Table of Laser Lines in Gases and Vapors*, volume 2 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1976.
- [30] C. Fabry and A. Pérot. Sur les franges des lames minces argentées et leur application a la mesure de petites épaisseurs d'air. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 12:459, 1897.
- [31] C. Fabry and A. Pérot. Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 16(7):115–144, 1899.

-
- [32] J. M. Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer: History, Theory, Practice and Applications*. Taylor & Francis Ltd, London, 1989.
- [33] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators. *Proceedings of the IEEE*, 54(10):1312–1329, 1966.
- [34] A. Javan. Possibility of production of negative temperature in gas discharges. *Physical Review Letters*, 3(2):87–89, 1959.
- [35] A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. *Physical Review Letters*, 6(3):106–110, feb 1961.
- [36] V P Avtonomov, E T Antropov, N D Goldina, A V Gorelik, N N Sobolev, E P Ostapchenko, and Yu T Troitskii. Selection of vibration–rotational carbon dioxide laser lines by a diffraction grating in the resonator. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 3(4):345–346, apr 1974.
- [37] V P Avtonomov, M V Zavertyaev, Yu A Kochetkov, N N Ochkin, and N N Sobolev. Laser line selection in an electric-discharge CO laser. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 8(9):1074–1078, sep 1978.
- [38] Julian D. C Jones Colin E. Webb. *Handbook of Laser Technology and Application*. Institute of Physics, London, 2004.
- [39] Chris E. Little and Nikola V. Sabotinov. *Pulsed Metal Vapour Lasers*. Springer Netherlands, 1996.
- [40] Colin E. Webb. Metal vapor lasers: new developments and applications. page 183, jan 2001.
- [41] M Endo and R F Walter. *Gas Lasers*. CRC Press, 2006.
- [42] Jin J Kim. Metal vapour lasers : a review of recent progress. *Optical and Quantum Electronics*, 23:469–476, 1991.
- [43] G Walter, WT and Piltch, M and Solimene, N and Gould. Pulsed laser action in atomic copper vapor. *Bull. Amer. Phys. Soc*, 11(1):113, 1966.
- [44] Isaev A.A., Kazaryan M.A., and Petrash G.G. Effective Pulsed Copper-vapor Laser with High Average Generation Power. *JETP Letters*, 16(1):40, 1972.
- [45] Исаев А. А., Казарян М. А., and Петраш Г. Г. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации. *Письма в ЖЭТФ*, 16(1):40, 1972.
- [46] D. Leonard. A theoretical description of the 5106-Å pulsed copper vapor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 3(9):380–381, sep 1967.

-
- [47] M Kuraica and N Konjević. On the atomic hydrogen line shapes in a plane-cathode obstructed glow discharge. *Physica Scripta*, 50(5):487–492, 1994.
- [48] I.B. Krstić, B.M. Obradović, and M.M. Kuraica. Investigation of optical amplification of Cu II 224.7 nm spectral line in multiple segmented Grimm discharge. *Journal of Instrumentation*, 15(01):C01006–C01006, jan 2020.
- [49] N P Ferreira J A Strauss and H G C Human. Distribution of metastable argon atoms in the modified electrical discharge. *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy*, 37B(4):273–279, 1979.
- [50] J. R. McNeil, W. L. Johnson, G. J. Collins, and K. B. Persson. Ultraviolet laser action in He-Ag and Ne-Ag mixtures. *Applied Physics Letters*, 29(3):172–174, 1976.
- [51] G. Bánó, P. Horváth, L. Csillag, J. Glosík, T. M. Adamowicz, and K. Rózsa. 224 Nm Segmented Hollow-Cathode Silver Ion Laser. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 80(2):215–219, 2005.
- [52] M. Jánossy and P. Mezei. Cathode sputtered He-Zn laser. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 66(1):47–52, 1998.
- [53] R.C. Tobin, K.A. Peard, G.H. Bode, K. Rozsa, Z. Donkó, and L. Szalai. High-gain hollow-cathode metal ion lasers for the UV and VUV. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(3):805, 1995.
- [54] Hideyuki Matsuta and Kazuaki Wagatsuma. Emission characteristics of a low-pressure laser-induced plasma: Selective excitation of ionic emission lines of copper. *Applied Spectroscopy*, 56(9):1165–1169, 2002.
- [55] M. Voronov and V. Hoffmann. Factors affecting the formation of the radiation pre-peak at the operation of a Grimm-type source in pulsed DC mode. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 406(29):7445–7454, nov 2014.
- [56] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels. Modeling of a microsecond pulsed glow discharge: behavior of the argon excited levels and of the sputtered copper atoms and ions. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 16(3):239–249, 2001.
- [57] D. Alberts, P. Horvath, Th Nelis, R. Pereiro, N. Bordel, J. Michler, and A. Sanz-Medel. Time-resolved measurement of emission profiles in pulsed radiofrequency glow discharge optical emission spectroscopy: Investigation of the pre-peak. *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy*, 65(7):533–541, 2010.
- [58] A. Bogaerts and R. Gijbels. Modeling of a microsecond pulsed glow discharge: Behavior of the argon excited levels and of the sputtered copper atoms and ions. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 16(3):239–249, 2001.
- [59] M. Kuraica and N. Konjević. Line shapes of atomic hydrogen in a plane-cathode abnormal glow discharge. *Physical Review A*, 46(7):4429–4432, oct 1992.

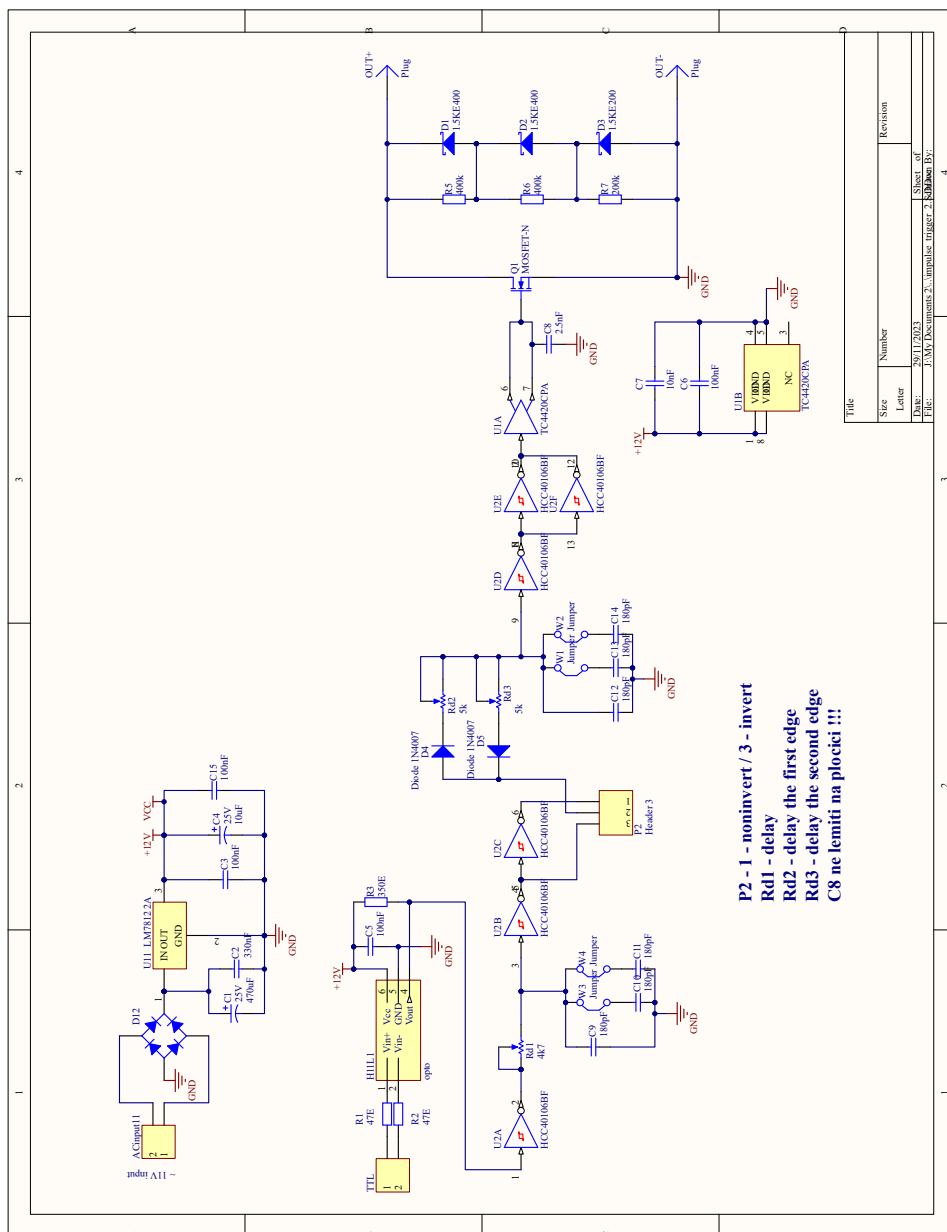
-
- [60] Xiaomei Yan, Yiming Lin, Rongfu Huang, Wei Hang, and Willard W. Harrison. A spectroscopic investigation of the afterglow and recombination process in a microsecond pulsed glow discharge. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 25(4):534, 2010.
- [61] I. R. Videnović, N. Konjevic, and M. M. Kuraica. Spectroscopic investigations of a cathode fall region of the Grimm-type glow discharge. *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy*, 51(13 PART B):1707–1731, 1996.
- [62] Z. Wroński. Energy distributions of cathode fall ions in the light of Boltzmann equation. *Vacuum*, 40(4):387–394, jan 1990.
- [63] Z. Wronski, SO Saied, CG Pearce, and JL Sullivan. A study of polycrystalline copper cathode surfaces subject to dc glow discharge. *Vacuum*, 44(11-12):1161–1169, 1993.
- [64] A. Martín, N. Bordel, R. Pereiro, and A. Bogaerts. Monte Carlo analysis of the electron thermalization process in the afterglow of a microsecond dc pulsed glow discharge. *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy*, 63(11):1274–1282, nov 2008.
- [65] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and The NIST ASD Team (2018). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), [Online] National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2019.
- [66] E. L. Bydder and G. P. Miller. A relaxation method for determining state of equilibrium and temperature ratio T_e/T_g in an argon ICPT. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 43(6-7):819–829, 1988.
- [67] Glen P. Jackson and Fred L. King. Bulk plasma properties in the pulsed glow discharge. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 58(8):1417–1433, aug 2003.
- [68] B. M. Jelenković and A. V. Phelps. Cathode fall-dominated Ar discharge: Transient and steady-state experiments. *Journal of Applied Physics*, 85(10):7089–7096, may 1999.
- [69] Sumio Ashida, M. R. Shim, and M. A. Lieberman. Measurements of pulsed-power modulated argon plasmas in an inductively coupled plasma source. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 14(2):391–397, 1996.
- [70] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels. Description of the argon-excited levels in a radio-frequency and direct current glow discharge. *Spectrochimica acta, Part B: Atomic spectroscopy*, 55(3):263–278, 2000.
- [71] Annemie Bogaerts, Zoltan Donko, Kinga Kutasi, Gregor Bano, Nuno Pinhao, and Mario Pinheiro. Comparison of calculated and measured optical emission intensities in a direct current argon–copper glow discharge. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 55(9):1465–1479, sep 2000.
- [72] Cris L. Lewis, Glen P. Jackson, Stephen K. Doorn, Vahid Majidi, and Fred L. King. Spectral, spatial and temporal characterization of a millisecond pulsed glow discharge: copper analyte emission and ionization. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 56(5):487–501, may 2001.

-
- [73] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels. Hybrid monte carlo-fluid model for a microsecond pulsed glow discharge. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 15(8):895–905, 2000.
- [74] Annemie Bogaerts, Renaat Gijbels, Gerardo Gamez, and Gary M. Hieftje. Fundamental studies on a planar-cathode direct current glow discharge. Part II: numerical modeling and comparison with laser scattering experiments. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 59(4):449–460, apr 2004.
- [75] L. A. Viehland and E. A. Mason. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range, IV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 60(1):37–95, 1995.
- [76] X. Yan, K. Ingeneri, W. Hang, and W. W. Harrison. Factors influencing signal profiles in microsecond pulsed glow discharge atomic emission spectrometry. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 16(8):819–824, 2001.
- [77] B. Clarenbach, B. Lorenz, M. Krämer, and N. Sadeghi. Time-dependent gas density and temperature measurements in pulsed helicon discharges in argon. *Plasma Sources Science and Technology*, 12(3):345–357, aug 2003.
- [78] Yusuf Celik, Tsanko V. Tsankov, Mitsutoshi Aramaki, Shinji Yoshimura, Dirk Luggenhölscher, and Uwe Czarnetzki. Recombination and enhanced metastable repopulation in the argon afterglow. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 85(5):1–12, 2012.
- [79] A. Bogaerts and R. Gijbels. Comprehensive description of a Grimm-type glow discharge source used for optical emission spectrometry: A mathematical simulation. *Spectrochimica Acta - Part B Atomic Spectroscopy*, 53(3):437–462, 1998.
- [80] William B. Bridges, Arthur N. Chester, Jerald V. Parker, and A. Stevens Halsted. Ion Laser Plasmas. *Proceedings of the IEEE*, 59(5):724–737, 1971.
- [81] J. Jolly. Determination of the rate coefficients for the collisional excitation and de-excitation of the upper laser levels of Ar. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 20(5):503–518, 1978.
- [82] V. F. Kitaeva, A. N. Odintsov, and N. N. Sobolev. Continuously operating argon ion lasers. *Soviet Physics - Uspekhi*, 12(6):699–730, 1970.
- [83] W. R. Bennett, J. W. Knutson, G. N. Mercer, and J. L. Detch. Super-radiance, excitation mechanisms, and quasi-cw oscillation in the visible Ar⁺ laser1. *Applied Physics Letters*, 4(10):180–182, 1964.
- [84] W. R. Bennett, G. N. Mercer, P. J. Kindlmann, B. Wexler, and H. Hyman. Direct Electron Excitation Cross Sections Pertinent to the Argon Ion Laser. *Physical Review Letters*, 17(19):987–991, nov 1966.
- [85] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels. Hybrid Monte Carlo—fluid model for a microsecond pulsed glow discharge. *J. Anal. At. Spectrom.*, 15(8):895–905, 2000.

-
- [86] J. A. Klingler, C. M. Barshick, and W. W. Harrison. Factors Influencing Ion Signal Profiles in Pulsed Glow Discharge Mass Spectrometry. *Analytical Chemistry*, 63(22):2571–2576, 1991.
- [87] W. Demtröder. Excitation mechanisms of pulsed argon ion lasers at 4880 Å. *Physics Letters*, 22(4):436–438, sep 1966.
- [88] P A Bokhan and V I Solomonov. Mechanism of laser action in copper vapor. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 3(6):481–483, jun 1974.
- [89] Annemie Bogaerts, Renaat Gijbels, and Robert J. Carman. Collisional-radiative model for the sputtered copper atoms and ions in a direct current argon glow discharge. *Spectrochimica acta, Part B: Atomic spectroscopy*, 53(12):1679–1703, 1998.
- [90] Hao-Lin Chen and Gaylen Erbert. Laser studies of electronic energy transfer in atomic copper. *The Journal of Chemical Physics*, 78(8):4985–4990, apr 1983.
- [91] Th. Nelis, M. Aeberhard, M. Hohl, L. Rohr, and J. Michler. Characterisation of a pulsed rf-glow discharge in view of its use in OES. *J. Anal. At. Spectrom.*, 21(2):112–125, 2006.
- [92] Annemie Bogaerts and Renaat Gijbels. Argon and copper optical emission spectra in a Grimm glow discharge source: mathematical simulations and comparison with experiment. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 13(8):721–726, 1998.
- [93] Emile Carbone, Nader Sadeghi, Erik Vos, Simon Hübner, Eddie van Veldhuizen, Jan van Dijk, Sander Nijdam, and Gerrit Kroesen. Spatio-temporal dynamics of a pulsed microwave argon plasma: ignition and afterglow. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(1):015015, dec 2014.
- [94] Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica. Optogalvanic effect and measurement of gas temperature in an abnormal glow discharge. *Applied Physics Letters*, 89(13):–, sep 2006.
- [95] Joseph Reader, Charles H Corliss, W L Wiese, and G A Martin. Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions :. Technical report, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, 1980.

Прилози

Прилог I - Електрична шема контролне јединице једног IGBT транзистора



Title		Revision	
Size	Number		
Letter			
File	Path	Sheet	of
	F:\MY Documents\2_Vimprilise Inozer 2	2	2

Биографија

Крстић Иван је рођен 20.06.1984. године у Бору, где је завршио основну школу и гимназију. Дипломирао је на Физичком факултету у Београду 2010. године на смеру Примењена физика и информатика са просечном оценом 9,11. Дипломски рад под називом “Инверзна насељеност и појачање на линији CuII 224.7 nm у извору вишеструког Гримовог пражњења” урадио под менторством Проф. др Милорада Кураице и одбранио 19. јула 2010. године. Дипломски рад је у 2010-ој години проглашен за најбољи дипломски рад на Физичком факултету Универзитета у Београду и одликован наградом “Проф. др Љубомир Ћирковић”. Докторске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду уписао је школске 2018/2019. године на смеру Фотоника и ласери.

Публиковао је 23 радова у међународним часописима, преко 30 радова у зборницима међународних конференција и има једно усмено излагање на домаћој конференцији и једно на међународној конференцији. Коаутор је неколико позваних предавања на међународним конференцијама. Радови су му на дан 2023.11.06. по “web of science” укупно цитирани 271 пута од стране научних чланака, односно 258 пута без аутоцитата и *h*-индексом 8, док је укупна цитираност по “Scopus” индексној бази 296.

Учествовао и учествује на националним и међународним пројектима. Од јануара 2011. ангажован је на пројекту основних истраживања "Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за примене" (ев. бр. 171034) и пројекту технолошког развоја "Интегрисани системи за уклањање штетних састојака дима и развој технологија за реализацију термоелектрана и енергана без аерозагађења" (ев. бр. 33022). Учествовао је и на неколико билатералних порјеката са Немачком и Кином.

Области научног интересовања су му фундаментална наука ласера, као и ласерска, емисиона и апсорпциона спектроскопија. Бави се и дизајнирањем и надоградњом разних типова пражњења погодних за изградњу нових ласерских система и спектроскопију и анализе електричних пражњења, као и извора за њихово напајање.

У периоду од 2011. до 2014. године је био ангажован у настави на Физичком факултету где је држао експерименталне вежбе из Физике за студенте Хемијског факултета.

Као члан Друштва физичара Србије од 2013. године узима учешће у организацији великог броја семинара за обуку наставника.

Библиографија

- **Krstić, Ivan B.** and Obradović, Bratislav M. and Kuraica, Milorad M., Spatio-temporal dynamics of a microsecond pulsed Grimm-type glow discharge, *J. Anal. At. Spectrom.*, 2023, 39, 153 - 168, doi:10.1039/D3JA00280B
- Obradovic Bratislav M., Cvetanovic Nikola N., **Krstic Ivan B.**, Kuraica Milorad M., Study of fast atoms in molecular gas plasma via emission spectroscopy, *Advances in space research* 71 (2023) 2, 1352-1361
- Mirkovic, Marija; Milanovic, Zorana; Peric, Marko; Vranjes-Duric, Sanja; Ognjanovic, Milos; Antic, Bratislav; Kuraica, Milorad; **Krstic, Ivan**; Kubovcikova, Martina; Antal, Iryna; Sobotova, Radka; Zavisova, Vlasta; Jurikova, Alena; Fabian, Martin; Koneracka,

Martina , Design and preparation of proline, tryptophan and poly-L-lysine functionalized magnetic nanoparticles and their radiolabeling with ^{131}I and ^{177}Lu for potential theranostic use, *International journal of pharmaceutics* 628 (2022), 122288

- Radulovic Branka N., **Krstic Ivan B.**, Plasma Speaker as An Example for Work with Gifted Students, *Romanian reports in physics*, 73 (2021) 4
- **Krstic Ivan B.**, Obradovic Bratislav M., Kuraica Milorad M., Investigation of optical amplification of Cu II 224.7nm spectral line in multiple segmented Grimm discharge 15 (2019) 1
- Trklja Nora., Iskrenovic Predrag S., Miskovic Zarko Z., **Krstic Ivan B.**, Obradovic Bratislav M., Mitrovic Radivoje M., Kuraica Milorad M., Puric Jagos M., Study of the energy distribution within plasma flow generated by magnetoplasma accelerator, *Journal of instrumentation*, 14 (2019) 9
- Lakic Mladen, Andjelkovic Ljubica D., Suljagic Marija R., Vulic Predrag J., Peric Marko R., Iskrenovic Predrag S., **Krstic Ivan B.**, Kuraica Milorad M., Nikolic Aleksandar S., Optical evidence of magnetic field-induced ferrofluid aggregation: Comparison of cobalt ferrite, magnetite, and magnesium ferrite, *Optical materials* 91 (2019) 279-285
- Iskrenovic Predrag S., Sretenovic Goran B., **Krstic Ivan B.**, Obradovic Bratislav M., Kuraica Milorad M., Thermostat with Peltier element and microcontroller as a driver, *Measurement*, 137 (2019) 470-476
- Sobota Ana, Guaitella Olivier, Sretenovic Goran B., Kovacevic Vesna V., Slikboer Elmar, **Krstic Ivan B.**, Obradovic Bratislav M., Kuraica Milorad M., Plasma-surface interaction: dielectric and metallic targets and their influence on the electric field profile in a kHz AC-driven He plasma jet, *Plasma sources science & technology* 28 (2019) 4
- Sretenovic Goran B., Iskrenovic Predrag S., **Krstic Ivan B.**, Kovacevic Vesna V., Obradovic Bratislav M., Kuraica Milorad M., Quantitative analysis of plasma action on gas flow in a He plasma jet, *Plasma sources science & technology* 27 (2018) 7
- Kuraica Milorad M., Iskrenovic Predrag S., Peric Marko R., **Krstic Ivan B.**, Nikolic Aleksandar S., External magnetic field influence on magnetite and cobalt-ferrite nanoparticles in ferrofluid, *Chemical Papers* 72 (2018) 6, 1535-1542
- Sretenović, G.B., Guaitella, O., Sobota, A., **Krstić, I.B.**, Kovačević, V.V., Obradović, B.M., Kuraica, M.M., Electric field measurement in the dielectric tube of helium atmospheric pressure plasma jet, *J. of App. Phy.* 12 (2017) 121, 123304
- Obradović, B.M., Cvetanović, N., Ivković, S.S., Sretenović, G.B., Kovačević, V.V., **Krstić, I.B.**, Kuraica M.M., Methods for spectroscopic measurement of electric field in atmospheric pressure helium discharges, *EPJ App. Phy.* 3 (2017) 77, 30802
- Sobota, A., Guaitella, O., Sretenović, G.B., **Krstić, I.B.**, Kovačević, V.V., Obrušník, A., Nguyen, Y.N., Zajíčková, L., Obradović, B.M., Kuraica, M.M., Electric field

measurements in a kHz-driven He jet - The influence of the gas flow speed, 6 (2016) 25, 065026

- Obradović, B.M., Ivković, M., Ivković, S.S., Cvetanović, N., Sretenović, G.B., Kovačević, V.V., **Krstić, I.B.**, Kuraica, M.M., “Inhomogeneity in laboratory plasma discharges and Stark shift measurement”, *Astrophysics and Space Science* 1 (2016) 361,42, pp. 1-6
- Predrag S. Iskrenović, **Ivan B. Krstić**, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, Correlation between measured voltage and observed wavelength in commercial AlGaInP laser diode, *J. of. Appl. Phys.* 115 issue 18 (2014) 183102
- Goran B. Sretenović, **Ivan B. Krstić**, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, The isolated head model of the plasma bullet/streamer propagation: electric field-velocity relation, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47 (2014) 355201
- Goran B. Sretenović, **Ivan B. Krstić**, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, Spatio-temporally resolved electric field measurements in helium plasma jet, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47 (2014) 102001 doi:10.1088/0022-3727/47/10/102001
- Goran B. Sretenović, **Ivan B. Krstić**, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, Spectroscopic study of low-frequency helium DBD plasma jet, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 40 (2012) 2870-2878, doi: 10.1109/TPS.2012.2219077
- Goran B. Sretenović, **Ivan B. Krstić**, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, Spectroscopic measurement of electric field in atmospheric-pressure plasma jet operating in bullet mode, *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011) 161502, doi: 10.1063/1.3653474

Изјава о ауторству

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора: Иван Крстић

Број индекса: 2018/8029

Изјављујем

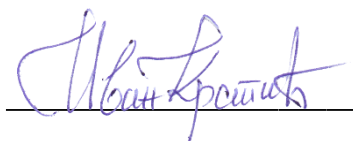
да је докторска дисертација под насловом

Вишесегментно Гримова прањњење као активна средина за ласере на парама метала

- 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, 04.11.2023.



Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора: Иван Крстић

Број индекса: 8029/2018

Студијски програм: Фотоника и ласери

Наслов рада: Вишесегментно Гримова пражњење као активна
средина за ласере на парама метала

Ментор: проф. др Милорад Кураица

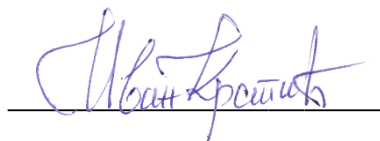
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањивања у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

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, 04.11.2023.



Ivan Krstić

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Вишесегментно Гримово пражњење као активна средина за ласере на парама метала

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, 04.11.2023.



1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.
2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.
3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.
4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.
5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.
6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.

