

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Никола Н. Цветановић

**НАСТАНАК И ТРАНСПОРТ БРЗИХ
АТОМА ВОДОНИКА У ТИЊАВИМ
ПРАЖЊЕЊИМА**

докторска дисертација

Београд, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Nikola N. Cvetanović

**GENERATION AND TRANSPORT OF
FAST HYDROGEN ATOMS IN GLOW
DISCHARGES**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Ментор:

Ванредни професор, др Милорад Кураица, Физички факултет Универзитета у Београду

Чланови комисије:

Професор емеритус др Никола Коњевић, Физички факултет Универзитета у Београду

Ванредни професор др Оливера Шашић, Саобраћајни факултет Универзитета у Београду

Доцент др Братислав Обрадовић, Физички факултет Универзитета у Београду

Ова докторска дисертација је урађена на Физичком факултету Универзитета у Београду.

Пре свега бих желео да се захвалим мом ментору др Милораду Кураици ванредном професору Физичког факултета, без чијег вођства и идеја се овај рад не би остварио. Својим корисним саветима и конкретним техничким решењима је усмеравао мој научни рад, у исто време ми дозвољавајући слободу и креативност. Током година заједничког рада несебично ми је пренео своје знање искусног експерименталног истраживача.

Посебно се захваљујем академику проф. др Николи Коњевићу који ме је увео у ову научну област, за коментаре, помоћ и савете у завршној фази рада.

Велику захвалност дугујем и доценту др Братиславу Обрадовићу од кога сам научио вештину експерименталног рада и који је био уз мене током сваког корака - од почетне идеје дисертације до самог завршетка рада.

Желео бих да се захвалим и мојој професорици проф. др Оливери Шашић са Саобраћајног факултета, за то што је имала разумевања за мој научни рад и време које тај рад захтева, као и за помоћ коју ми је пружила као члан комисије за докторски рад.

Мр Саши Ивковићу се захваљујем за сарадњу и заједнички рад на сегменту дисертације који се тиче диелектричног баријерног пражњења.

На крају, желео бих да се захвалим свим колегама из Лабораторије за Физику и технологију плазме Физичког факултета за свакодневну сарадњу.

НАСТАНАК И ТРАНСПОРТ БРЗИХ АТОМА ВОДОНИКА У ТИЊАВИМ ПРАЖЊЕЊИМА

Резиме: Ова докторска дисертација има за тему истраживање настанка и транспорта брзих атома водоника у тињавим пражњењима.

Појава брзих атома у пражњењима је први пут примећена пре нешто више од две деценије и до данас је предмет експерименталних и теоријских истраживања у више лабораторија широм света. Аномално проширени профили спектралних линија водоника су указали на присуство атома изузетно високих енергија. Преовлађујући "колизиони модел" објашњава ову појаву убрзавањем водоникових јона у електричном пољу пражњења и конверзијом јона у атоме у процесима измене наелектрисања и у сударима са површином катоде. Осим колизионог модела данас постоје и конкурентске теорије. Циљ овог рада је била верификација колизионог модела и испитивање његове примене на тињава пражњења.

У тези су коришћене експерименталне методе оптичке емисионе спектроскопије као и декомпозиција измерених профила Балмер алфа линије праћена математичком анализом. Испитивани су извори нискотемпературне плазме на сниженим притисцима. Коришћена су четири типа тињавих пражњења са једносмерном, импулсном и наизменичном струјом, са водоником и мешавином водоника и аргона као радним гасом. Зрачење је испитивано у два правца посматрања.

Испитиван је утицај параметара једносмерних пражњења на брзе атоме водоника. Резултати су показали да независне промене притиска и напона утичу на популацију брзих атома различито. Спроведен је експеримент за испитивање утицаја катоде са малом атомском рефлексijом на аномално проширене профиле и одговарајуће особине популације брзих атома у абнормалном тињавом пражњењу. При посебним условима у пражњењу са нискорефлексивном катодом је забележена трансформација облика профила линије. Спектроскопска испитивања су вршена у импулсном тињавом пражњењу као и у диелектричном баријерном пражњењу.

У раду су описани детаљи развијене Монте Карло симулације за протоне и брзе атоме у тињавом пражњењу и дати резултати поређења са експериментом.

Резултати и анализе приказани у овом раду се могу сматрати верификацијом колизионог модела за брзе атоме у тињавим пражњењима. Развијене технике за испитивање расподела и особина брзих атома на основу емисионог профила линије се могу користити у различитим врстама плазми.

Кључне речи: Тињава пражњење, атом водоника, аномално Доплерово ширење линија, измена наелектрисања

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика јонизованих гасова и плазме

УДК: 533.9 (043)

GENERATION AND TRANSPORT OF FAST HYDROGEN ATOMS IN GLOW DISCHARGES

Abstract: The subject of this dissertation is the investigation of generation and transport of fast hydrogen atoms in glow discharges.

The phenomenon of fast atoms in glow discharges was first observed over two decades ago and is still a subject of experimental and theoretical investigations in several laboratories worldwide. The excessive Doppler broadened profiles of hydrogen spectral lines have indicated the presence of atoms with exceptionally high energies. The commonly accepted "collision model" explains this phenomenon through acceleration of hydrogen ions in the electric field of the discharge, and conversions of ions into atoms in the charge exchange processes and in the collisions with cathode surface. Apart from the collision model, competitive theories exist today. The aim of this work was to verify the collision model and investigate of its application to glow discharges.

Experimental methods of optic emission spectroscopy were used in the dissertation; as well as decomposition of measured Balmer alpha line profiles followed by mathematical analysis. Sources of low temperature plasma at low pressures were investigated. Four types of glow discharges were used, with direct current, pulse and alternative current; in hydrogen and argon-hydrogen mixture. Radiation was examined in two directions of observation.

The influence of discharge parameters of direct current discharges on the fast atoms was investigated. Results have shown that independent variations of pressure and voltage affect the species of fast atoms differently. An experiment was undertaken to examine the influence of cathode with reduced atomic reflection on excessively broadened line profiles and corresponding characteristics of fast atoms species in the abnormal glow discharge. In the specific discharge conditions, transformation of line profile shape was detected with use of low reflective cathode.

Spectroscopic investigations were performed in a pulse glow discharge and in the dielectric barrier discharge.

In the work the details of developed Monte Carlo simulation for protons and fast atoms are presented and results of comparison with experiment are given.

Results and analysis presented in this work may be regarded as verification of collision model for fast atoms in glow discharges. The techniques developed here for examination of distributions and characteristics of fast atoms based on emission line profile may be used in different types of plasma.

Keywords: Glow discharge, hydrogen atom, excessive Doppler broadening, charge exchange

Scientific field: Physics

Field of academic expertise: Physics of ionized gases and plasma

UDC: 533.9 (043)

Ивани и Константину

Садржај

Увод	1
1. Основни појмови	3
1.1 Појам гасног пражњења и опис тињавих пражњења.....	3
1.2 Облик спектралних линија у пражњењима са водоником.....	14
2. Процеси у гасу и на површинама	20
2.1 Колизиони процеси од важности за формирање и транспорт брзих Н атома.....	20
2.2 Интеракција водоникових јона и атома са чврстим површинама.....	29
2.3 Колизиони модел за брзе Н атоме и аномално ширење.....	34
3. Опис експеримента	43
3.1 Извори електричног пражњења.....	43
3.2 Поставка експеримента.....	46
4. Утицај услова у пражњењу на брзе атоме водоника	49
4.1 Електрично поље и потенцијал катодног пада Гримовог пражњења.....	49
4.2 Спектроскопско испитивање утицаја услова у пражњењу на брзе атоме водоника.....	58
4.3 Аномално проширени профили у мешавини аргона и водоника.....	76
5. Утицај материјала катоде на брзе атоме водоника у абнормалном тињавом пражњењу	81
5.1 Спектроскопско испитивање утицаја материјала катоде на брзе атоме водоника.....	83
5.2 Анализа <i>end on</i> профила и нумерички тест.....	91

6. Спектроскопско испитивање брзих атома водоника у импулсном тињавом пражњењу.....	97
6.1 Аномално проширени профили из импулсног пражњења.....	100
6.2 Аномално проширени профили из импулсног пражњења без исправљачке диоде.....	110
7. Детекција брзих атома у тињавом моду ДБП пражњења.....	117
8. Симулација формирања брзих Н атома из Н⁺ јона и транспорт у радном гасу Н₂.....	123
8.1 Особине развијеног Монте-Карло кода.....	124
8.2 Симулација формирања брзих водоникових атома из Н ⁺ јона у хомогеном електричном пољу.....	127
8.3 Симулација формирања брзих водоникових атома из Н ⁺ јона у катодном паду тињавог пражњења.....	130
Закључак.....	136
Литература.....	<i>i</i>
Референце поглавља 1.	<i>i</i>
Референце поглавља 2.	<i>iv</i>
Референце поглавља 3.	<i>vii</i>
Референце поглавља 4.	<i>vii</i>
Референце поглавља 5.	<i>x</i>
Референце поглавља 6.	<i>xi</i>
Референце поглавља 7.	<i>xii</i>
Референце поглавља 8.	<i>xiv</i>

Увод

Ова докторска дисертација има за тему истраживање настанка и транспорта брзих атома водоника у тињавим пражњењима.

Појава брзих атома у пражњењима је први пут примећена пре нешто више од две деценије и до данас је предмет експерименталних и теоријских истраживања у више лабораторија широм света. Наиме, аномално проширени профили спектралних линија Балмерове серије водоника су указали да се у одређеним условима у електричним пражњењима могу детектовати атоми неуобичајено високих енергија. Кинетичке енергије ових атома су неколико редова величине веће од енергија које одговарају равнотежној расподели честица при гасној температури пражњења. Очигледно је да се ради о изразито неравнотежном систему, каквим се иначе сматра нискотемпературни јонизовани гас. Међутим, посебно је занимљиво да се уз релативно малу вредност уложене енергије може постићи убрзавање тешких честица или "селективно загревање" водоникових атома – термин који користе неки аутори. Преовлађујући "колициони модел" или модел "убрзавања у пољу" објашњава ову појаву убрзавањем водоникових јона у јаким пољима прикатодних области различитих пражњења и конверзијом јона у атоме у процесима измене наелектрисања. Осим колиционог модела данас постоје и конкурентске теорије. Треба нагласити да у свим пражњењима атоми водоника нису бројна популација, услед тога што је носећи гас молекулски водоник или племенити гас, у случају гасне мешавине.

Ова дисертација представља наставак истраживања на Физичком факултету која се проводе већ две деценије и у оквиру којих је урађена и магистарска теза која по свом садржају претходи овој дисертацији.

У оквиру овог рада, испитивање појаве брзих, или високоенергијских атома и особина ове популације је пре свега вршено спектроскопским методама. Испитивани су извори нискотемпературне плазме на релативно ниским притисцима, реда милибара. Коришћена су четири типа тињавих пражњења са једносмерном, импулсном и наизменичном струјом, са водоником и мешавином водоника и аргона као радним гасом. Модел за опис кинетике брзих атома је делимично верификован у оквиру овог рада применом програма за симулацију интеракције са површинама и

развојем Монте Карло симулације, како би се резултати ових прорачуна упоредили са експерименталним резултатима. Циљ истраживања у оквиру дисертације је да се изврши експериментално испитивање и анализа добијених резултата у оквиру колизионог модела како би се модел верификовао. Испитивањем Доплеровски проширених профила водоникових линија добијају се информације о енергијским расподелама атома док просторна расподела интензитета линија пружа информације о продукцији, екситацији и транспорту брзих атома. Интензитет укупног зрачења и оног издвојеног декомпозицијом профила је пропорционалан екситационим коефицијентима чиме је директно повезан са параметрима самог јонизованог гаса и материјалом катоде.

У првом поглављу су објашњени уводни појмови гасног пражњења и облика спектралних линија, са посебним описом тињавих пражњења и аномалног ширења водоничних линија. У другом поглављу су описани колизиони процеси и процеси на површинама од важности за популацију брзих атома. Такође је описан колизиони модел и преглед досадашњих испитивања феномена са прегледом литературе.

Треће поглавље описује изворе пражњења коришћене у раду и експерименталну поставку. Резултати испитивања утицаја параметра пражњења на аномално ширење линија и брзе атоме у два типа тињавих пражњења је представљено у четвртном поглављу. Ради бољег разумевања овог утицаја измерено је поље у катодном паду абнормалног пражњења уз помоћ методе поларизационе спектроскопије развијене у оквиру рада.

Пето поглавље је посвећено истраживању утицаја катоде са ниском рефлексијом атома на аномално проширене профиле и одговарајуће особине популације брзих атома у абнормалном тињавом пражњењу.

Шесто поглавље испитује временски развој импулсног водоничног тињавог пражњења и временски развој особина популације високоенергијских атома.

Кратак приказ аномално проширених профила из баријерног пражњења у тињавом моду је дат у седмом поглављу.

Већ развијена симулација за транспорт и екситацију брзих атома водоника је унапређена и повезана са новоразвијеном симулацијом за кретање протона у катодном паду и њихову конверзију у брзи атом. Опис симулације и њени резултати су дати у осмом поглављу.

Већи део резултата из овог рада је објављен у три рада у међународним часописима и презентован на неколико међународних конференција.

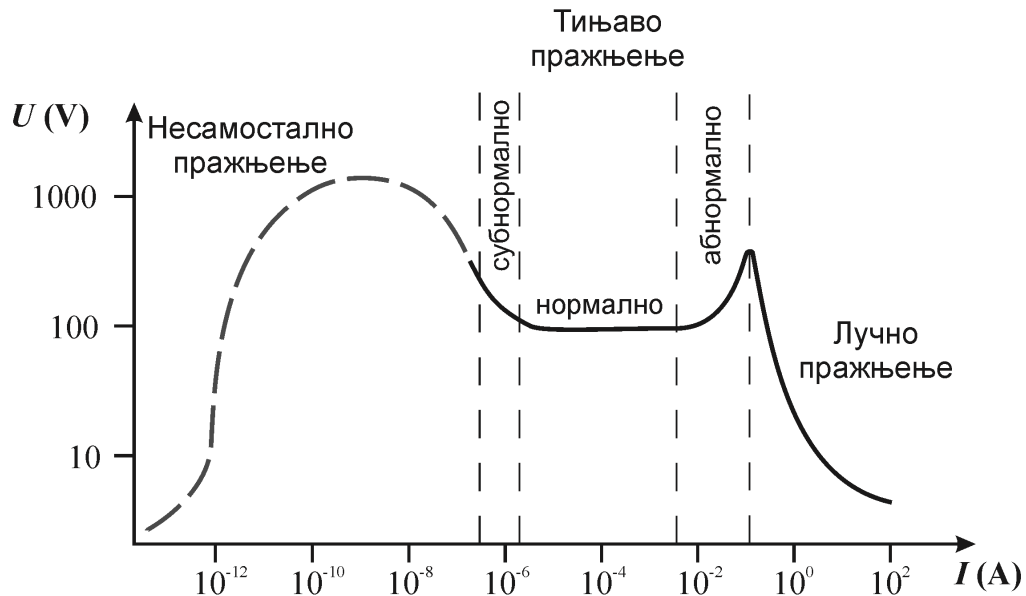
1. Основни појмови

1.1 Појам гасног пражњења и опис тињавих пражњења

Под електричним гасним пражњењем се подразумева појава проласка електричне струје кроз гасове. За овакав процес су потребни носиоци наелектрисања, јони и електрони, којих у нормалним условима у гасовима нема довољно. Стварање наелектрисаних честица може настати под утицајем спољних фактора нпр. јонизујућег зрачења, или у јонизационим процесима у самом гасу тј. убрзавањем електрона у електричном пољу праћеним колизионим јонизацијом. Гас, дакле, мора бити јонизован, при чему степен јонизације заузима вредности од 10^{-8} до 1.

Један једноставан експеримент се може искористити за објашњење настанка пробоја у гасовима и опис основних типова гасних пражњења. Посматрајмо гас на ниском притиску који се налази у дугој стакленој цеви која на својим крајевима има затопљене металне електроде. На електроде је прикључен напон са извора за напајање. Мерењем напона на крајевима цеви, јачине струје која пролази кроз гас, и посматрањем светлосног зрачења у цеви можемо забележити настанак и еволуцију пражњења. На слици 1.1 је приказана типична зависност напона на електродама од јачине струје тзв. $U(I)$ карактеристика [1, 2, 3].

Са напоном реда десетина волти никакав ефекат провођења струје није могућ без спољашњег извора јонизације. Наиме, ако се гас озрачи рентгенским зрацима бележи се струја реда микроампера - сличан ефекат производи и грејање катоде. Са порастом напона расте и струја пражњења све док се не достигне сатурациона струја ограничена ефикасношћу јонизације. Са искључењем јонизационог извора пражњење се гаси па се оваква пражњења називају несамосталним.



Слика 1.1: Волт амперска карактеристика различитих врста електричних пражњења.

Следећа област на слици 1.1 настаје на вишим напонима. Електрони су убрзани у електричном пољу довољно да могу и сами да јонизују атоме тако да настаје лавински ефекат продукције електрона. У исто време јони настали у електронским сударима се крећу ка катоди и при удару у њу избијају нове електроне. Електрони могу, дакле, настати путем више процеса:

- процесима сударне јонизације (α процеси),
- процесима избијања електрона са катоде (γ процеси)
- фотоелектричним ефектом на катоди услед зрачења насталог ексцитацијом атома (γ_f процеси) и
- процесима фотојонизације (само у одређеним гасовима).

У којој мери ће одређени процес превладати зависи од редукованог електричног поља (E/N) а тиме и од конкретних услова тј. од материјала катоде, врсте гаса и притиска у цеви. Са друге стране носиоци наелектрисања нестају у процесима рекомбинације у гасу као и при доласку на електроде где се неутралишу. При одређеној вредности напона број носиоца наелектрисања насталих у гасу и на катоди постаје довољан да надокнади губитке настале рекомбинацијом и неутрализацијом тако да се струја одржава и без спољњег јонизатора. Пражњење постаје самостално, струја нагло расте и гас почиње да светли. Ова појава се назива пробојем. Напон пробоја зависи од врсте гаса и услова у којима се гас налази а реда је неколико стотина до неколико хиљада волти.

Ако је струја кроз гас мала, нпр. ако је ограничена великим спољашњим отпором, пражњење не светли интензивно и назива се Таузендовим (*Townsend*) тамним пражњењем.

При даљем повећању струје долази до акумулирања просторног наелектрисања због велике покретљивости електрона у односу на јоне. Након прелазне области, настаје нормално тињаво пражњење које се карактерише нехомогеним електричним пољем и практично хоризонталном струјно-напонском карактеристиком [1, 2].

Даљим повећањем јачине струје долази до наглог пораста напона, ова област се назива абнормално тињаво пражњење.

При струјама блиским једном амперу катода се загрева па термоелектронска емисија почиње да игра активну улогу у пражњењу. Напон опада и пражњење прелази у лук. Лучно пражњење се карактерише јаким струјама и напонима реда десетина волти. Ова врста електричног пражњења може настати и без постепеног преласка из тињавог пражњења ако се напон који је већи од пробојног одмах примени на електродама или ако се катода додатно загреје спољним путем. При томе спољашња конфигурација кола мора бити таква да омогућује постизање струје пражњења у области карактеристичној за лук на слици 1.1.

Осим ових основних видова пражњења једносмерне струје постоји велики број типова импулсних као и високофреквентних пражњења (радиофреквентно и микроталасно). Њихове карактеристике и процеси који се у њима одвијају зависе од конкретне геометрије, притиска гаса и особина спољашњег кола. Електрична пражњења у својим разним облицима налазе директну примену у технологији и индустрији: као светлосни извори, ласерски извори, екрани, у обради материјала, депозицији танких слојева, анализи састава узорака, пречишћавању воде и ваздуха итд.

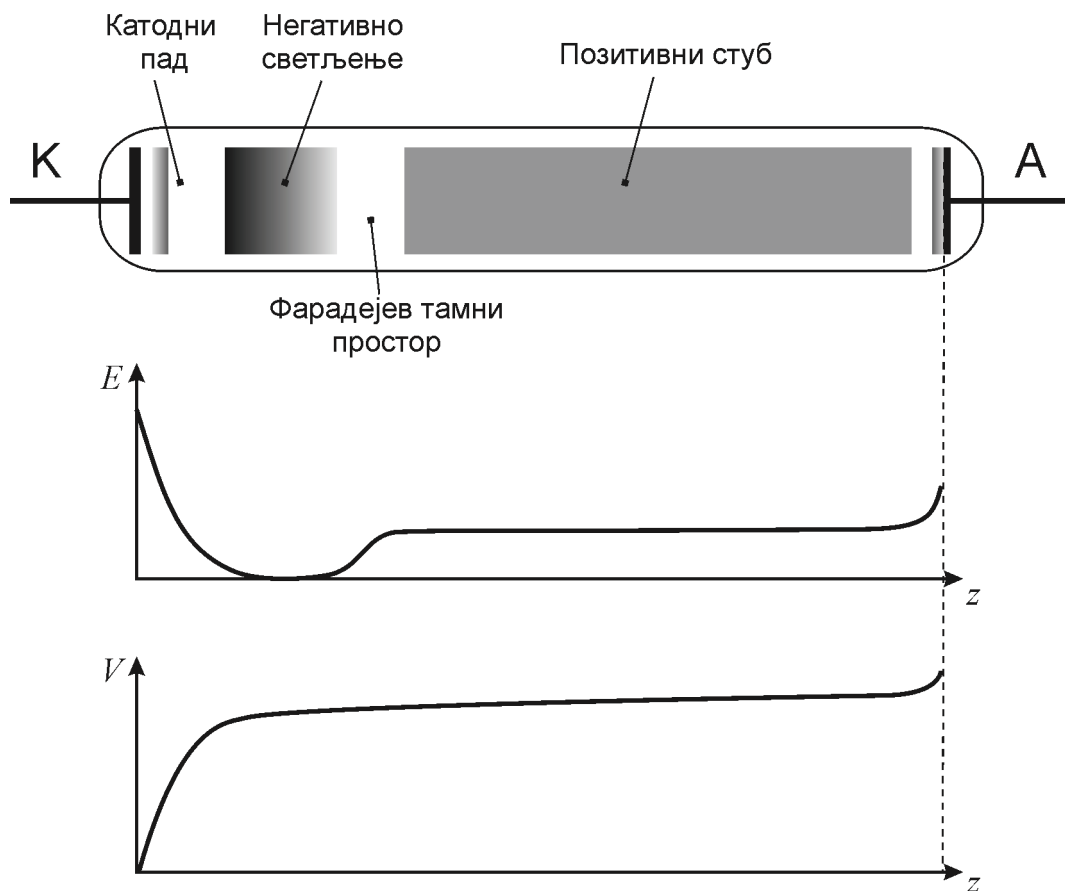
1.1.1 Тињаво пражњење

Као што је већ речено, тињаво пражњење се карактерише напонем реда неколико стотина волти и релативно малим струјама, реда милиампера. Најчешће се формира при ниским притисцима гасова. Тињаво пражњење је базични пример нискотемпературне неравнотежне плазме - типична температура електрона је реда

електрон волти док је гасна температура нешто виша од собне. Ово пражњење се карактерише просторном нехомогеношћу параметара јонизованог гаса (електрично поље, концентрација наелектрисаних честица, енергија електрона и јона).

Стварање електрона се остварује, пре свега, на два начина: јонизацијом атома у судару са електронима (α процеси) и на катоди, избијањем електрона при неутрализацији јона (γ процеси). Рекомбинација електрона се врши пре свега на аноди и зидовима цеви. Због потпуно различитих процеса јонизације и рекомбинације ово пражњење је неравнотежно. Свака врста честица има своју расподелу по брзинама, при чему се и сама расподела мења од тачке до тачке у запремини пражњења. Као последица формирања просторног наелектривања дуж пражњења се формирају јасно издвојене области које се разликују по израченој светлости и електричним параметрима.

На слици 1.2 приказан је типичан изглед тињавог пражњења заједно са расподелом јачине електричног поља и потенцијала. Област најближа катоди је



Слика 1.2: Приказ просторних зона тињавог пражњења [1, 3].

најважнија за одржавање тињавог пражњења и назива се област катодног пада. Због формирања просторног нелектрисања поље постаје нехомогено и за разлику од тамног пражњења опада скоро линерано. Због велике вредности поља флукс наелектрисаних честица је одређен само дрефтом у пољу док је утицај дифузије на кретање занемарљив. Са друге стране, због нехомогености поља "електрони и јони нису у равнотежи са пољем" тј. њихове брзине и степен продукције нису одређени локалном вредношћу редукованог поља. Електрони који су настали на катоди бивају убрзани електричним пољем и врло брзо добијају брзине довољне за екситацију атома. Због тога се непосредно уз катоду јавља бледо катодно светљење. Даље дуж осе пражњења брзина електрона нагло расте па екситација уступа место јонизацији, настају лавински мултипликативни α процеси у области катодног тамног простора.

На крају катодног пада расте број јонизација, концентрација позитивних јона постаје једнака концентрацији електрона услед чега је електрично поље блиско нули или може имати и ниску негативну вредност. Овде почиње област негативног светљења. Две групе електрона доспевају у ову област [1, 4]:

- i)* спори електрони – настали на крају катодног пада и они настали ближе катоди који су преживели више нееластичних судара. Ова група електрона је много бројнија и одговорна је за екситацију у негативном светљењу тј. за интензивно зрачење.
- ii)* брзи електрони – настали на почетку катодног пада, али на свом путу нису доживели нееластичне сударе. Због великог повећања брзине пресек за сударе постаје мали тако да гас практично постаје транспарентан за ове електроне. Ови електрони се називају и *beam* или *runaway* електрони због уске расподеле по енергији и високих енергија. Ова група електрона практично одржава пражњење због ефикасне јонизације на крају катодног пада. Како ови електрони лако пролазе кроз негативно светљење и друге области пражњења, од посебне су важности за феномене описане у овом раду.

Формирање две енергијски различите групе електрона је једна од последица сложености кретања наелектрисаних честица у нехомогеном пољу и енергијске зависности пресека за процесе који утичу на њихов транспорт.

Даље од катоде, иза области негативног светљења, налази се Фарадејев тамни простор. Ово је област у којој пресудну улогу играју процеси дифузије. У овој области се постепено и рестаурише електрично поље до извесне вредности.

Следећа област на слици 1.2 је позитивни стуб пражњења. Карактерише се термализацијом честица, електронеутралношћу и доминантним процесима рекомбинације. Ова област такође интензивно светли услед ексцитације брзим електронима који овде стижу из катодног пада. Због ниске вредности електричног поља долази до дифузије честица ка зидовима и потоње неутрализације. Позитивни стуб није од суштинске важности за одржање тињавог пражњења и практично затвара струјно коло. Ова област задовољава стриктан услов квази електронеутралности и хомогености поља па се често назива облашћу плазме у пражњењу. У овој области електрони и тешке честице такође нису у равнотежи.

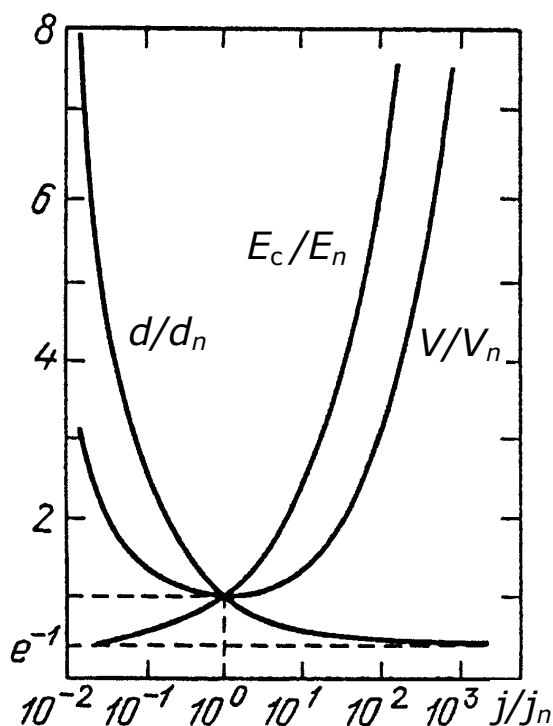
Након позитивног стуба, у близини аноде се формира негативно просторно наелектрисање чије поље поново убрзава електроне. Тиме настаје анодно светљење.

Густина струје је константна дуж свих области пражњења при чему су јони изратито доминанти носиоци наелектрисања у близини катоде, док су електрони носиоци струје ван катодне области.

Под нормалним тињавим пражњењем се подразумева област на $U(I)$ кривој – слика 1.1 код које напон на крајевима пражњења практично не зависи од струје. У овом пражњењу је само део површине катоде укључен у провођење струје. Са повећањем струје расте и активна површина катоде. На овај начин пражњење показује тежњу за одржањем одређених параметара. Наиме, постоје такозване нормалне вредности густине струје (j_n), напона (V_n) и умношка дужине катодног пада и притиска (pd_n) које зависе од материјала катоде и радног гаса. При промени параметара спољашњег кола мења се активна површина катоде која учествује у γ процесима тако да пражњење самоорганизовано заузима нормалну вредност густине струје а тиме и осталих наведених параметара.

Теорија катодног пада тињавог пражњења је била предмет вишедеценијских испитивања и теоријских објашњења [3, 5, 6]. Почетна објашњења на бази Таузендових процеса и секундарне емисије су данас употпуњења применом дводимензионих хибридних модела и реалним коефицијентом секундарне емисије који укључује и фотопроцесе као и утицај метастабилна [7-13]. Карактеристике тињавог пражњења у скоро свим условима подлежу тзв. закону скалирања по коме

се дужина катодног пада (d), јачина поља на катоди (E_C) и напона катодног пада (V_n) могу представити као функције редуковане густине струје (j/p^2). Нормирајући ове три величине на њихове нормалне вредности (које одговарају одређеном гасу и материјалу катоде) може се добити универзална зависност. На слици 1.3 је приказана зависност нормираног катодног потенцијала и нормиране дужине катодног пада од



Слика 1.3: Зависност дужине катодног пада, поља на катоди и напона катодног пада од густине струје [1].

нормиране густине струје на основу стандардне Таузендове теорије [1], која је показала задовољавајуће слагање са експериментом, осим у случају значајног загревања радног гаса.

1.1.2 Абнормално тињаво пражњење Гримовог типа

Када је цела површина катоде укључена у пражњење напон расте са порастом струје и настаје абнормално тињаво пражњење. Посебна врста абнормалних пражњења су тзв. обструисана пражњења код којих се користи посебна геометрија електрода да би пражњење имало абнормалне карактеристике.

Гримово (*Grimm*) абнормално пражњење је конструисано 1968. [14]. Састоји се од равне катоде и цилиндричне аноде. Комора за пражњење се диференцијално

вакуумира у области катоде а катода је хлађена како би се осигурала абнормална волт-амперска карактеристика без преласка у лук. Абнормална карактеристика овог пражњења омогућује веће јачине струје од обичног тињавог пражњења, па самим тим и интензивнију ексцитацију спектра и интензивније распршивање материјала катоде.

Гримово пражњење има гасну температуру у интервалу од 300 до 1600 К [15-17] у зависности од врсте гаса и снаге, при чему максимум достиже у прикатодној области. Концентрација електрона у негативном светљењу је већа него код нормалних пражњења и креће се до 10^{14} cm^{-3} за случај јаких струја.

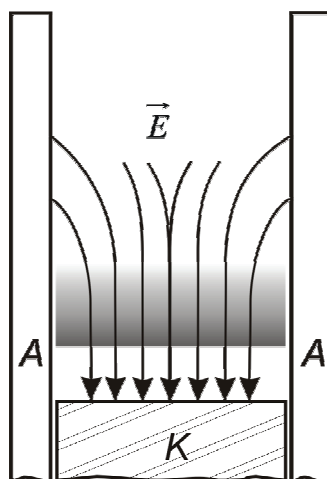
Обструисана пражњења немају позитивни стуб што је случај и у овом пражњењу, јасно се уочавају само катодни тамни простор и негативно светљење. Од посебне важности је чињеница да је код овог пражњења катодни пад знатно краћи него код обичног тињавог пражњења а напон је виши. Мањи број судара електрона и велика енергија коју електрони добијају у катодном паду имају за последицу значајно убрзање електрона па се у овом пражњењу високоенергијски електрони, поменути у претходном подпоглављу, налазе у далеко већем броју. Ови електрони могу имати енергије које одговарају целокупном прикљученом напону. Ефекат је нарочито изражен на ниским притисцима па се Гримово пражњење успешно користи и за добијање рентгентског зрачења [18-19].

Модификације овог пражњења се данас користе пре свега за аналитичку спектроскопију, масену спектроскопију и за дубинску анализу слојева чврстих узорака. Наведене примене али и интензивна ексцитација атома и молекула радног гаса као и атома катоде га је учинило интересантним са становишта физике плазме за експериментална и теоријска истраживања у последњих двадесет година.

Модификација Гримовог пражњења према раду Фереире (*Ferreira*) и сарадника [15] је израђена у Лабораторији за квантну оптику Физичког факултета и већ дуги низ година се користи за спектроскопска истраживања. Ова конфигурација има прорез на аноди који омогућује оптичка мерења са стране до саме површине катоде. На слици 1.4 је представљена принципијелна схема овог пражњења.

Детаљна дијагностика овог пражњења у аргону и мешавинама аргона и водоника је обављена у поменутој лабораторији [16, 20]. Спектроскопским методама је измерена радијална расподела електроске концентрације и температуре. Утврђено је да електронска концентрација достиже 10^{14} cm^{-3} на оси пражњења. Гасна температура је одређена из Доплеровог ширења: 700 – 1100 К.

На основу профила Балмер бета линије измерено је електрично поље у катодном паду пражњења са водоником и мешавином аргона и малог процента водоника [21]. Гримово пражњење је испитивано и са хелијумом као радним гасом, при чему је примењена нова метода за мерење електричног поља базирана на забрањеној компоненти линије хелијума [22, 23]. Карактеристике пражњења са



Слика 1.4: Принципијелна шема модификације Гримовог пражњења која је коришћена у експерименту.

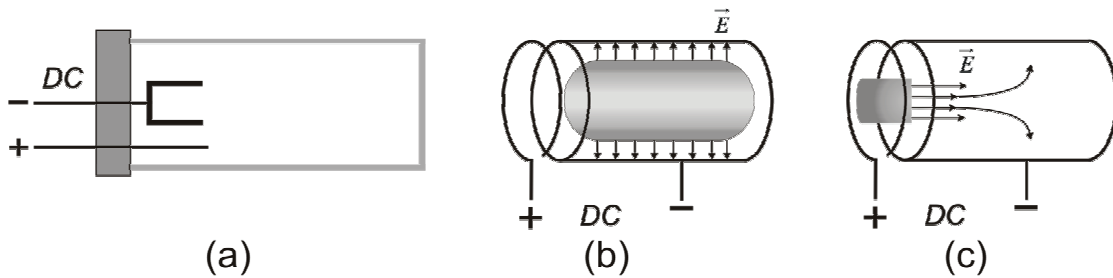
азотом као и са мешавином азота и водоника су такође биле предмет истраживања [24]. Аномално проширени профили водоникових линија су испитивани у Гримовом пражњењу [21, 25-29], о чему ће више бити речено у идућем поглављу.

1.1.3 Нормално тињаво пражњење типа шупља катода

Осим Гримовог пражњења, за испитивање брзих атома водоника у овом раду је коришћено и пражњење са шупљом катодом. Код овог типа пражњења са нормалном струјно-напонском карактеристиком се, због специфичне геометрије електрода, јавља "ефекат шупље катоде" [2, 3]. Катода је у облику цилиндра тако да настаје специфично пражњење где негативно светљење и позитивни стуб формирају тзв. плазма цилиндар унутар катоде. Због формирања просторног наелектрисања унутар катоде, прикатодни слој тј. катодни пад се налази у уском слоју на унутрашњој површини катоде, слика 1.4 (b). Ефекат шупље катоде се карактерише густинама струја које су неколико редова величине веће него код других тињавих пражњења. Ово пражњење се карактерише веома интензивним

распршивањем материјала катоде и емисијом спектрално уских линија па се шупља катода користи као стандардни извор у аналитичкој спектроскопији, слика 1.5 (а).

Због својих карактеристичних особина пражњење са шупљом катодом је до сада конструисано са разним електродним конфигурацијама, у зависности од примене: као извор атома спатерованог материјала, ласер, јонски извор итд. У конфигурацији каква је коришћена у овом експерименту, где се анода и катода налазе једна наспрам друге, при снижавању притиска долази до драстичне промене у просторној расподели електричног поља. Наиме, због снижења притиска катодни



Слика 1.5: (а) Стандардна конфигурација електрода код шупље катоде за употребу у аналитичкој спектроскопији; Електродни систем коришћен у експерименту: (б) конфигурација електричног поља, на вишем притиску; (с) конфигурација електричног поља на притиску нижем од ~ 1 mbar.

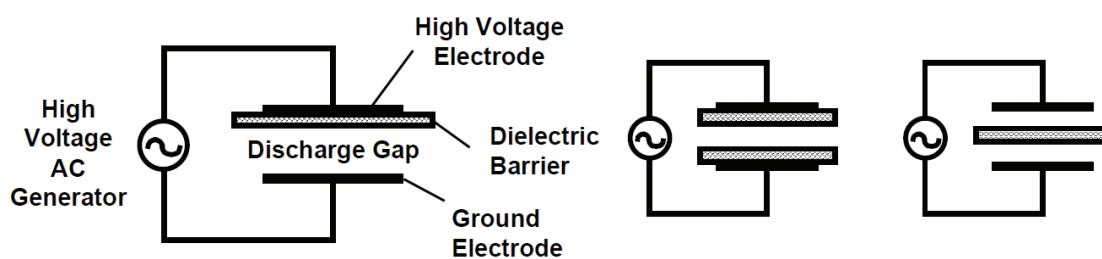
пад се продужује а негативно светљење се сужава, излази из катодне шупљине и приближава се аноди, чиме вектор електричног поља мења правац, слика 1.5 (с).

1.1.4 Тињави мод диелектричног баријерног пражњења

Диелектрично баријерно пражњење је посебан извор нискотемпературне равнотежне плазме чији се рад заснива на примени наизменичних или импулсних напона. Назив овог типа извора потиче од чињенице да су електроде прекривене диелектриком тако да уместо уобичајеног тока струје долази до нагомилавања наелектрисања на диелектрику чиме се струјни импулс прекида све до пробоја при супротном смеру напона [30]. Диелектрично пражњење се типично користи на атмосферском притиску при високим фреквенцијама примењеног напона. У зависности од протока и притиска гаса, као и радне фреквенције примењеног напона, ово пражњење може оперисати у различитим модовима који се разликују по просторној расподели параметара плазме као и по временској зависности струје. У филаментарном моду се формирају филаменти уско локализоване плазме чији се

положај стохастично мења у времену. У такозваном дифузном моду, плазма није локализована већ је скоро равномерно распоређена по површини електрода а аксијалне расподеле поља и потенцијала могу бити сличне као код једносмерних пражњења са металним електродама, слике 1.1 и 1.2. У данашњој терминологији се разликују, Таузендов мод, субнормални мод и нормални тињави мод диелектричног пражњења [31].

Због оваквих особина у овом раду ће бити приказана и детекција брзих атома водоника у дифузном диелектричном баријерном пражњењу у водонику на ниском притиску.



Слика 1.6: Типичне конфигурације диелектричног баријерног пражњења [30].

1.2 Облик спектралних линија у пражњењима са ВОДОНИКОМ

1.2.1 Ширење спектралних линија у плазми

Методe спектроскопског испитивања гасних пражњења, какве су примењене и у овом раду, се могу заснивати на мерењу интензитета спектралних линија као и на анализи њиховог облика тј. спектралне расподеле интензитета зрачења унутар профила линије [32-34].

Облик и ширина атомских и јонских линија зависе како од инхерентних карактеристика самих емитера тако и од интеракција емитера са околним пољима и честицама. Наиме, познавањем вероватноћа прелаза, ефикасних пресека и других параметара емитера, ширина и облик спектралне линије се могу, у оквиру теорије или модела, квантитативно повезати са особинама окружења у којем се емитери налазе. Зато се анализа облика и ширина атомских и јонских линија интензивно користи за дијагностику окружења емитера тј. плазме. Методе емисионе спектроскопије се употребљавају подједнако код високоенергијске плазме (фузиони уређаји, пинч и сл.) [35] и у истраживању нискотемпературне плазме (тињаво пражњење, радиофреквентно пражњење - РФ, диелектрично баријерно пражњење - ДБП) итд. [36].

Како водонична пражњења на ниском притиску показују одређене специфичности у облику линија, прво ћемо кратко поменути типове ширења профила емисионих линија са проценом вредности полуширине w (ширина на половини максимума интензитета - енг. *FWHM*) за $\text{H}\alpha$ линију у тињавом пражњењу:

- i)* Инструментално ширење линије потиче од несавршености спектралног уређаја тј. спектрографа и зависи од његове спектралне дисперзије и ширине улазног прореза. Типичне вредности су од 0,01 nm до 1 nm.
- ii)* Природно ширење настаје као последица Хајзенбергове релације неодређености између енергије нивоа емитера и времена живота тог нивоа. Обрнуто је сразмерно времену полуживота горњег и доњег нивоа одређеног прелаза и због своје јако мале вредности скоро увек се може занемарити у

дијагностици плазме [34, 37]. За случај Балмер алфа линије:
 $w_N(\text{H}\alpha) \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$.

- iii) Доплерово ширење настаје услед Доплеровог помераја зрачења индивидуалних емитера тако да суперпозицијом долази до проширења детектованог профила. У случају Максвелове расподеле брзине емитера, линија има облик Гаусове функције са полуширином једнаком $w_D = \text{const.} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}$ где је Т гасна температура, а М маса емитера [34, 37].

Мерењем ширине профила може се измерити гасна температура плазме. У случају нискотемпературне плазме морају се користити интерферометарске методе због релативно мале ширине ових профила. На пример, за водоничну $\text{H}\alpha$ линију, на температури од 500 К, полуширина је $w_D(\text{H}\alpha) = 0,01 \text{ nm}$.

- iv) Штарково ширење се јавља услед утицаја микро електричног поља наелектрисаних честица у којем се налазе емитери. Наиме, под утицајем електричног поља у окружењу, долази до пертурбације нивоа тј. до Штарковог цепања, које због статистичке природе микро поља ствара проширен профил Лоренцовог облика. Овај тип ширења се користи за одређивање електронске концентрације у плазми па је због тога био предмет многобројних истраживања, експерименталних и теоријских [32, 37-40]. Због природе линеарног Штарковог ефекта водоничне линије су посебно осетљиве на овај тип ширења. Треба напоменути да ово ширење постаје значајно у односу на Доплерово тек на концентрацијама електрона већим од 10^{15} cm^{-3} па се зато уобичајено користи код фузионе и астрофизичке плазме за одређивање концентрације електрона. У случају тињавог пражњења за концентрацију у негативном светљењу од $N_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $w_S(\text{H}\alpha) \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$, по методи из референце [39].

- v) Ван дер Валсово ширење за узрок има сударе емитера са околним неутралним честицама. Ово ширење је сразмерно концентрацији неутралних честица гаса тако да директно зависи од притиска. Вредност овог ширења је значајна на притисцима блиским атмосферском [34, 38], тако да је на притисцима типичним за тињава пражњења реда милибара занемарљиво: $N \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $w_V(\text{H}\alpha) \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$.

Осим наведених облика ширења поменућемо још и резонантно ширење код прелаза чији је један ниво диполно везан за основни ниво; као и ширење услед самоапсорпције где се ширење јавља при оптичком транспорту линије јаког интензитета кроз оптички пут значајне дужине [32-34, 37, 40].

Треба напоменути да се спектралне линије могу поцепати на компоненте услед пертурбације нивоа у спољашњем пољу [41]: Штарков ефекат у електричном пољу и Земанов у магнетном пољу. У том случају се, применом поларизационе спектроскопије, може детектовати цепање линије на компоненте и прорачуном њихове суперпозиције одредити вредност поља. Овакво макроскопско електрично поље је присутно у пражњењима услед колективних ефеката раздвајања просторног наелектрисања нпр. у катодном паду тињавог пражњења (подпоглавље 1.1). У различитим врстама пражњења је коришћена метода цепања или ширења водоничних линија за одређивање јачине поља у пражњењима [21, 28, 42-44]. За практичну примену ове методе се уобичајено користите водоничне линије, због линеарног Штарковог ефекта. Слична метода је развијена и у хелијуму али мерењем спектралног растојања између дозвољене и забрањене компоненте која се јавља у присуству електричног поља [22, 23, 45].

1.2.2 Феномен аномалног Доплеровог ширења спектралних линија

Пре нешто више од две деценије примећено је да водоничне линије у различитим нискотемпературним пражњењима бивају веома проширене ($\Delta\lambda \sim \text{nm}$) тако да се њихова ширина није могла објаснити уобичајеним механизмима.

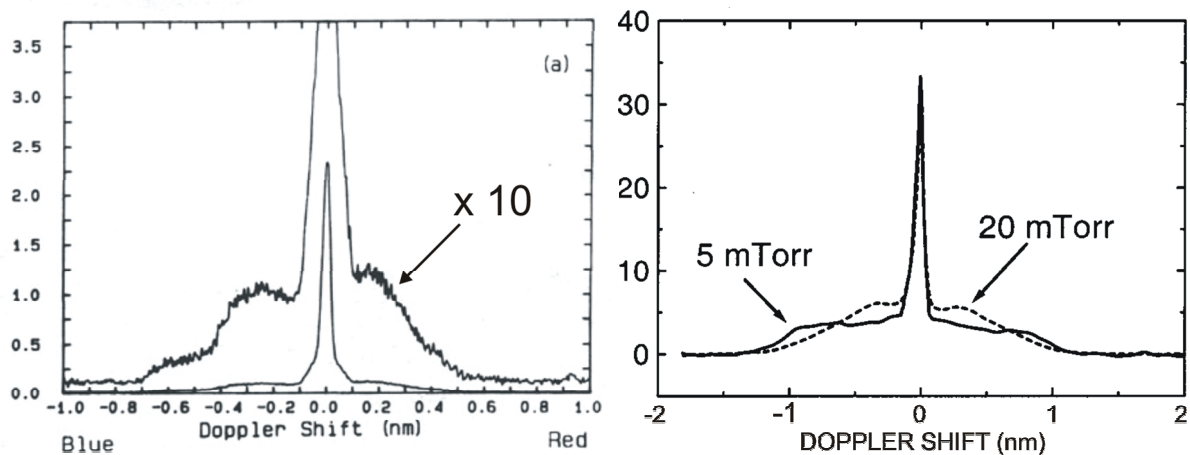
Бенеш и Ли (*Benesch and Li*) су међу првима забележили јако проширене профиле у шупљој катоди [46]. Капели (*Cappelli*) и сарадници су исти ефекат приметили у РФ пражњењу (слика 1.7) [47]. Примећено је да се ширина и облик профила мењају са променом правца посматрања.

Убрзо је закључено да једини узрок оваквог проширења може бити Доплеров померај и да су кинетичке енергије ексцитованих атома необично велике. Наиме, зрачење емитера који се крећу брзином v , при чему вектор брзине заклапа угао θ са правцем посматрања, се детектује умерено по таласним дужинама са померајем:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v}{c} \cos\theta \quad (1.1)$$

У случају аномалног ширења кинетичне енергије атома, израчунате из помераја, су реда стотина електронволти тј. неколико редова величине веће од гасне температуре. Овакве енергије одговарају потенцијалу катодног напона у нискотемпературним пражњењима а зависност профила од правца посматрања говори о усмереном кретању атома водоника. Барба и Жоли (*Barbeau and Jolly*) су забележили различите облике профила снимљених нормално на правац електричног поља и у правцу поља и први дали објашњења узрока ове појаве заснованог на убрзању водниковх јона у катодном паду и измени наелектрисања са молекулским водоником [48]. Петровић, Јеленковић и Фелпс [49] са једне стране и Кураица и Коњевић [25] са друге стране су испитивали ово ширење у водонику и мешавинама аргона и водоника скоро истовремено. Аномално ширење је детектовано и истраживано у РФ пражњењу [50, 51], шупљој катоди [52, 53], микропражњењу [54], диелектричном пражњењу [44], електростатички конфинираној плазми [55, 56], итд. Аномално ширење је истраживано и код фузионе плазме где се јавља у близини зида токамака [57, 58].

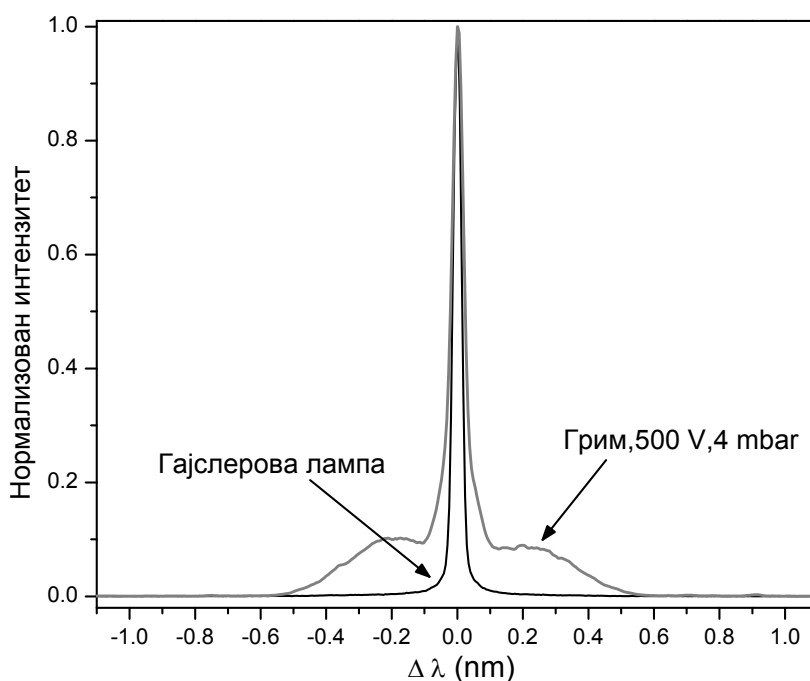
Занимљиво је напоменути да феномен аномално проширених водоничних линија није потврђен у микроталасној плазми [59, 60], иако су у неким случајевима забележени такозвани "врући" атоми водоника [61, 62].



Слика 1.7: Аномално ширење H_{α} профила из РФ пражњења (лево) [47] и електростатички конфиниране плазме (десно) [55].

1.2.3 Аномално ширење у Гримовом пражњењу

Гримово шражњење се карактерише малом дужином катодног пада ~ 2 mm, и високим напоном 500-2000 V на радном притиску реда милибара. Ове карактеристике омогућују да јони добијају јако високе енергије па се у Балмеровом



Слика 1.8: Поређење H_{α} профила добијеног из Гајслерове лампе (без аномалног ширења) са профилем из Гримовог пражњења.

профилу могу уочити атоми енергија од неколико стотина електрон волти. Поређење Балмер алфа профила из Гримовог пражњења са профилем из Гајслерове лампе која се стандардно користи као извор зрачења атомских спектра је дато на слици 1.8.

Као што је речено, истраживање аномалних профила у Гримовом пражњењу започели су Кураица и Коњевић 1992. године на Физичком факултету у Београду [25, 26]. Мерења су обављена у водонику и у мешавини водоника и аргона са катодама од различитих материјала.

Иста група је наставила спектроскопска истраживања са Виденовићем, мерењем са стране у катодном паду Гримовог пражњења [21]. Истраживани су механизми екситације атома водоника у катодном паду. Применом поларизационе спектроскопије проширених H_{β} и H_{γ} линија измерена је расподела електричног поља у катодном паду и упоређена са моделима катодног пада. Закључено је да атоми

настали од H_2^+ јона углавном немају довољну енергију за сударну екситацију линија Балмерове серије.

У оквиру исте групе, под вођством професора Коњевића, истраживања је наставила Гемишић-Адамов [21] са сарадницима, посматрањем профила линија Балмерове серије у правцу поља (*end-on*). Примећено је да су профили асиметрични при чему је плаво крило имало већу површину. Испитиван је и утицај материјала катоде на облик проширених линија и закључено је да површина крила профила директно зависи од материјала катоде. Утицај материјала катоде се манифестује преко различитих енергијских и бројчаних рефлексивних коефицијената, као и коефицијента распршивања. Добијена зависност површине крила од редног броја материјала се у доброј мери слаже са табличним вредностима за поменуте коефицијенте. Закључено је и да рефлексивна светлости од површине катоде утиче на укупни профил, код одређених материјала.

У оквиру магистарске тезе, која је претходила овом раду, настављена су истраживања посматрањем профила са стране и његове еволуције дуж осе пражњења [28, 63]. Трансверзални профили (добити нормално на правац електричног поља) су разложени на три компоненте на основу три различита механизма екситације. На основу пада интензитета најшире компоненте израчунати су одговарајући ефикасни пресеци за атенуацију снопа брзих атома и упоређени са пресецима за процесе који могу утицати на атенуацију.

Утицај магнетног поља на аномално проширене профиле у Гримовом пражњењу је такође експериментално испитан. Наиме, утврђено је да магнетно поље значајно утиче само на централни, непроширени, део профила који се екситује електронима [29].

Метод анализе и декомпозиције профила на бази модела за аномално ширење је приказан у следећем поглављу.

2. Процеси у гасу и на површинама

2.1 Колизиони процеси од важности за формирање и транспорт брзих Н атома

Атоми са енергијама значајно већим од термалних и усмереним кретањем се по правилу јављају у неравнотежним пражњењима, као последица процеса преноса наелектрисања између јона и честица носећег гаса. Штавише, вероватноћа за сударе са изменом наелектрисања је углавном толико велика да представља доминантан процес који одређује транспорт јона у пражњењима инертних гасова [1]. Молекулски гасови, са друге стране, представљају другачији систем због значајно мањих ефикасних пресека за асиметрични пренос наелектрисања. У случају водоника укупна слика свих могућих канала за пренос наелектрисања је усложњена присуством три врсте водоникових јона (H^+ , H_2^+ , H_3^+). Анализом ефикасних пресека за различите процесе може се увидети да постоји могућност за формирање брзих атома путем неколико канала, као и за њихову ексцитацију. Због своје мале масе водоникови јони достижу велике брзине у јаким пољима прикатодних области што након конверзије при измени наелектрисања ствара атоме водоника који преузимају брзину јона. Због интереса за фузионе реакције у последње три деценије двадесетог века мерени су и моделирани пресеци за еластичне и нееластичне сударе водоникових јона и атома [2–8]. Радови Фелпса (*Phelps*) [9, 10] садрже препоручене пресеке за ове реакције компилиране путем интерполације експерименталних и теоријских резултата као и прорачуном на бази мобилности јона. Аналитички изрази за енергијску зависност ових пресека дати у раду Табате (*Tabata*) [11]. Испитивање реакција јона и њиховог транспорта у молекулском водонику у присуству хомогеног електричног поља је вршена експериментално и симулацијама [10, 12-14]. Посебан проблем представља недовољно познавање диференцијалних пресека за појединачне процесе јона и атома па се они морају претпоставити. За одређене вредности енергија постоје мерени тотални диференцијални пресеци (H^+ и H), који указују на анизотропно расејање усмерено изразито унапред у лабораторијском систему [7, 8]. Теоријски прорачуни диференцијалних пресека су дали сличне резултате [5].

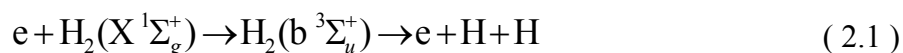
2.1.1 Неконзервативни судари електрона са молекулом H₂

Како је у неравнотежним плазмама ниског притиска степен јонизације низак, електрон као активна честица са највећом вероватноћом учествује у сударима са молекулима радног гаса. Рекомбинативни судари са јонима по правилу имају далеко мању брзину реакције. Због тога ћемо из великог броја могућих колизионих процеса са електронима, који су описани у литератури, анализирати само сударе са неутралним молекулима.

Еластично расејање електрона на молекулима најчешће одређује пренос импулса електрона док ексцитације вибрационих, ротационих и електронских стања молекула директно утичу на облик енергијске расподеле електрона. У овом подпоглављу ћемо се концентрисати само на неконзервативне сударе електрона са молекулима тј. на оне у којима настају нове честице. Наиме, ови процеси представљају функције извора водоникових јона и атома и тиме одређују почетне концентрације за секвенцијални низ процеса који доводи до продукције брзих атома водоника. Такође, дисоцијативна ексцитација линија Балмерове серије значајно утиче на облик и ширину профила спектралне линије. Подаци о процесима и ефикасним пресецима су преузети из референци [17] и [18].

Дисоцијација

Доминантан процес за формирање водоникових атома у условима нискотемпературних плазми је дисоцијација преко ексцитације репулзивног стања молекула при чему настају два атома у основном стању:



$$\sigma_{\max} \sim 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ на } 10\text{-}15 \text{ eV}$$

На пример, у микроталасном пражњењу је показано да око 90% атома водоника настаје из молекула H₂ док само око 10% атома настаје из процеса који укључују јоне [19].

Дисоцијација молекула може бити праћена ексцитацијом и емисијом зрачења у случају нешто већих енергија електрона:



(n = 3 → 2) Балмер α – $\sigma_{\max} \sim 10^{-18} \text{ cm}^2$ на око 70 eV

(n = 4 → 2) Балмер β – $\sigma_{\max} \sim 10^{-19} \text{ cm}^2$ на око 70 eV

(n = 2 → 1) Лајман α – $\sigma_{\max} \sim 8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ од 50 eV до 80 eV

(n = 3 → 1) Лајман β – $\sigma_{\max} \sim 6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ око 70 eV

Електрони оваких енергија, тзв. брзи електрони, су присутни у негативном светљењу тињавог пражњења. Кинетичке енергије продуката ових реакција су испитиване Доплеровом спектроскопијом при чему је утврђено да се при нижим енергијама електрона јавља само један непомерени профил линије док се при енергијама већим од 25 eV јавља још један, значајно проширени профил. Утврђено је дакле, да настају две групе атома: једна са средњом енергијом од око 0,2 eV која настаје побудом Ридбергових молекулских стања; и друга са енергијом од око 8 eV, за коју се сматра да настаје двоструком побудом репулзивног стања молекула ($2p\sigma_u$). Дисоцијативном ексцитацијом настају и метастабилни атома водоника $H(2s)$, али са далеко мањим ефикасним пресеком.

Јонизација

Формирање јона у судару са електронима се може извршити директном јонизацијом при чему се формира молекулски јон водоника:



$$\sigma_{\max} \sim 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ на } 60 - 70 \text{ eV}$$

и дисоцијативном јонизацијом при чему настају протон и атом водоника у ексцитованом стању:



$$\sigma_{\max} \sim 6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ на око } 100 \text{ eV}$$

Протони формирани у овој реакцији имају изражен максимум енергијске расподеле на 9,4 eV.

На основу односа ефикасних пресека за ова два процеса јонизације можемо закључити да се у електронским сударима пре свега формирају H_2^+ јони. У експерименту са дрифтном цеви је показана да сударном јонизацијом настаје 93% H_2^+ и 7% H^+ што се слаже са теоријским односом вероватноћа за ове процесе [18].

Дисоцијативни захват је реакција при којој се формира негативни јон водоника. Због малог ефикасног пресека овај процес у водонику није значајан за разлику од неких других молекулских гасова где је овај процес доминантан канал за дисоцијацију.

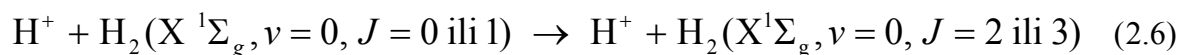


$$\sigma_{\max} \sim 10^{-20} \text{ cm}^2, 10 - 14 \text{ eV}$$

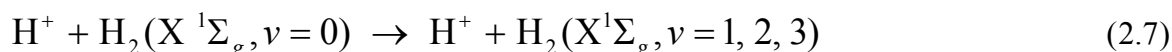
2.1.2 Судари H^+ јона са молекулом H_2

Протон може реаговати са молекулом водоника кроз велики број реакција. На слици 2.1 су приказани ефикасни пресеци за следеће процесе [9]:

Ротациона екситација:



Вибрациона екситација:



Дисоцијативна екситација праћена емисијом зрачења:



Јонизација:



Измена наелектрисања:



Брзи атоми водоника се формирају при асиметричној измени наелектрисања (реакција 2.10). У реакцијама измене наелектрисања је ознаком **f** обележена брза честица док је спора честица у реакцији обележена са **s**. Због релативно малог ефикасног пресека за овај процес протони могу достићи значајне брзине у смеру поља. Импулс који протон носи се након конверзије преноси на атом, чиме настају енергијски атоми водоника. Како је приказано на слици 2.1, при енергијама мањим од 10 eV највероватнији су судари са ротационом ексцитацијом – ове енергије би одговарале јонима у негативном светљењу и граници катодног пада. Измена наелектрисања постаје значајна при енергијама већим од 7 eV. Слика 2.1 садржи и пресек за пренос импулса као и пресеке за емисије појединачних спектралних линија реакције 2.8 [9].

2.1.3 Судари H_2^+ јона са молекулом H_2

Реакције H_2^+ јона су посебно важне због велике вероватноће за формирање брзог молекула водоника као и H_3^+ јона.

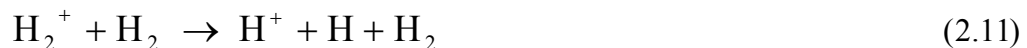
Протон трансфер:



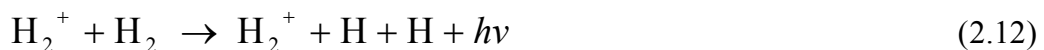
Измена наелектрисања:



Дисоцијација:



Дисоцијативна ексцитација праћена емисијом зрачења:

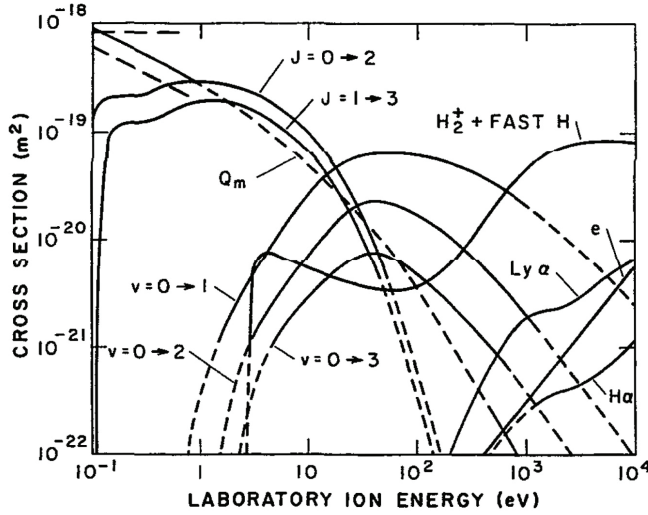


Јонизација:

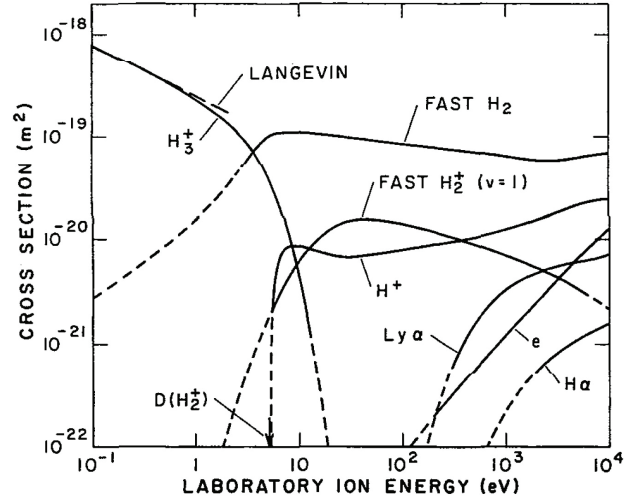


Ендотермна реакција 2.11 је веома ефикасна тј. има велику брзину реакције на ниским енергијама. Самим тим, при малим вредностима редукованог поља (E/N),

сличним оним у нискотемпературној плазми, практично сви генерисани H_2^+ јони се одмах претварају у H_3^+ [10, 13, 20]. При већим вредностима редукованог поља јон H_2^+ представља "преносну" честицу и његова концентрација постаје значајна при $E/N > 5 \text{ kTd}$ ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$) [13] што се може очекивати у катодном паду тињавог пражњења.



Слика 2.1: Ефикасни пресеци за реакције $H^+ + H_2$ [9].

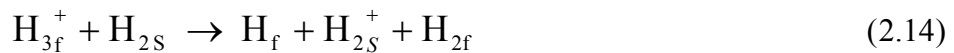


Слика 2.2: Ефикасни пресеци за реакције $H_2^+ + H_2$ [9].

2.1.4 Судари H_3^+ јона са молекулом H_2

Као што је горе напоменуто, H_3^+ јони су веома присутни у пражњењима и чак могу бити доминантна популација у областима малих вредности електричног поља. При убрзавању у пољу H_3^+ достижу високе енергије и изменом наелектрисања генеришу брзе атоме водоника.

Измена наелектрисања

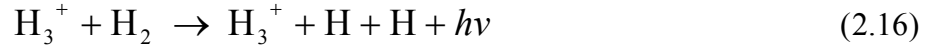


У овом процесу долази до стварања брзог H_3 молекула који се одмах распада на H и H_2 при чему оба продукта имају брзину пројектила.

Дисоцијација:



Дисоцијативна ексцитација праћена емисијом зрачења:



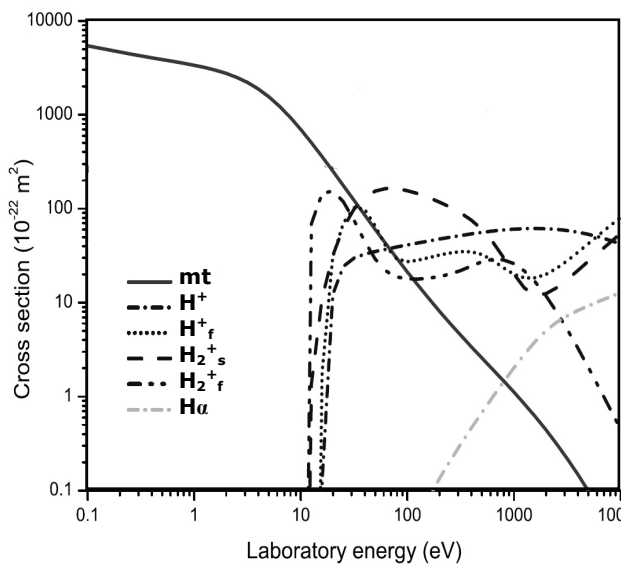
Јонизација:



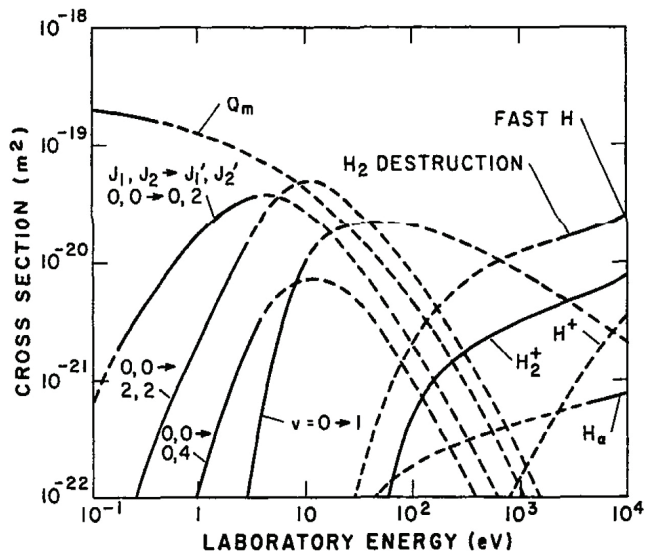
2.1.5 Судари молекула H_2 са молекулом H_2

Брзи молекули водоника, настали у симетричној измени наелектрисања (2.12) и дисоцијацији (2.15) настављају да се крећу кроз гас и у судару са H_2 долази до њихове деструкције преко дисоцијације. Сматра се да се сваки од атома продуката креће брзином упадног молекула чиме настају два атома водоника чије су брзине далеко веће од термалних.

Дисоцијација:



Слика 2.3: Ефикасни пресеци за реакције $\text{H}_3^+ + \text{H}_2$ [10].

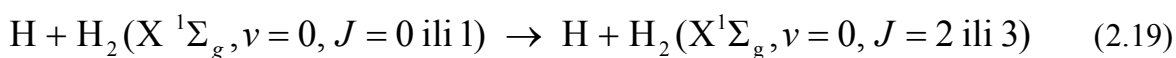


Слика 2.4: Ефикасни пресеци за реакције $\text{H}_2 + \text{H}_2$ [9].

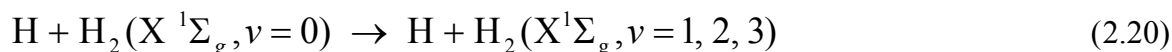
2.1.6 Судари атома Н са молекулом Н₂

Атоми водоника настали у реакцијама измене наелектрисања (2.10, 2.14, 2.18) се крећу као брзе честице кроз молекулски гас водоника. Због релативно малих губитака енергије, као и спорих процеса деструкције, брзи атоми имају велики средњи слободни пут у пражњењима ниског притиска [9, 21]. На слици 2.5 су приказани пресеци за колизионе процесе Н + Н₂, од којих су највероватнији процеси ексцитације вибрационих и ротационих нивоа мете.

Ротациона ексцитација:



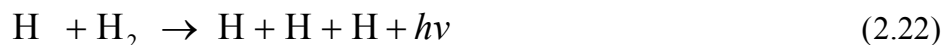
Вибрациона ексцитација:



Ексцитација пројектила праћена емисијом зрачења:



Дисоцијативна ексцитација мете праћена емисијом зрачења:



Јонизација пројектила:

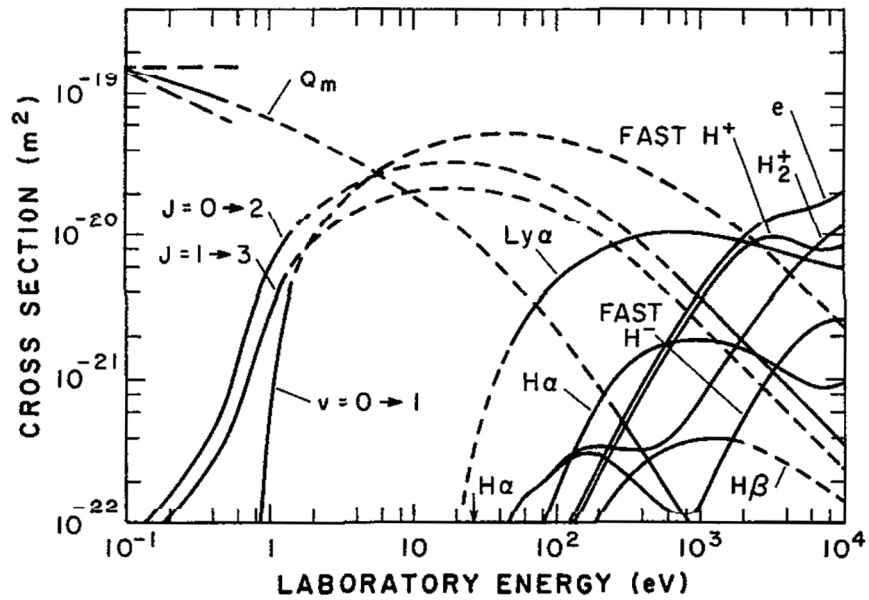


Јонизација мете:



Главни механизми губитка енергије и импулса брзих атома водоника су еластично расејање и ексцитација атомских нивоа, при чему долази до емисије линија Балмерове и Лајманове серије. Реакција која доводи до деструкције атома је јонизација пројектила (2.23) и у мањој мери формирање Н⁺ јона. Од посебног интереса за спектроскопска испитивања обављена у оквиру овог рада су судари који доводе до емисије Балмер алфа линије. Вилијамс и сарадници (*Williams et al.*) [6] су експериментално утврдили да при енергијама мањим од 1 keV практично сва

емисија потиче од екситације пројектила (2.21), и да учешће дисоцијативне екситације (2.22) расте са енергијом да би на 2 keV достигло приближно 10 %.



Слика 2.5: Ефикасни пресеци за реакције H + H₂ [9].

2.2 Интеракција водоникових јона и атома са чврстим површинама

Водоникови јони и атоми, настали у реакцијама активних честица, при кретању кроз запремину у којој се остварује пражњење, достижу зидове цеви тј. границу између плазме и чврсте површине. Интеракција овог типа где јони и атоми настали у плазми ударају у зидове је карактеристична за фузионе реакторе и од важности је за енергијски баланс честица у плазми и тзв. рециклирање водоника. Због тога су ови процеси детаљно изучавани експериментално и симулацијама. Теоријски опис интеракције јонских снопова са чврстим површинама је опширно дат у литератури заједно са семиемпиријским формулама којима се квантитативно могу одредити параметри интеракције [22]. Интеракција и кретање јона кроз материјал се одиграва у танком слоју на површини материјала дебљине неколико атомских слојева. Интеракција се најчешће описује моделом молекуларне динамике (MD) и поједностављеним моделом бинарне интеракције атома који посматра судар јона са атомима из решетке [23]. У овим истраживањима се у скорашње време интензивно примењују Монте Карло технике које користе поменуте моделе и корекције из експеримента. Ове симулације су показале веома добро слагање са експериментом а посебна предност је што се могу користити за велики број врста упадних јона у комбинацији са разним материјалима површина. У оквиру овог рада је коришћен Монте Карло програм који је верзија TRIM кода - широко коришћеног у физици интеракције јонских снопова са чврстим метама [24].

Следеће основне појаве се јављају при интеракцији јонских снопова са чврстим метама:

1) Пенетрација и имплантација јона у материјал

Део упадних јона бива имплантиран у материјал. Овај процес зависи од енергије упадних јона и од материјала мете. Интеракција честица са материјалом је пре свега одређена атомским особинама материјала, тако да се параметри интеракције, нпр. дубина пенетрације често могу скалирати са атомском густином материјала. Неки метали показују посебну склоност ка формирању слојева везаног атомског водоника на површини, као на пример паладијум.

2) Распршивање материјала чврсте мете - било атома или кластера (*sputtering*)

Распршивање материјала се одвија путем хемијског процеса при нижим енергијама, путем сублимације или путем избијања атома мете јонима већих енергија. Степен спатеровања јако зависи од атомске масе упадне честице, тако да је у пражњењима са водоником од мањег значаја него нпр. у пражњењу са аргоном.

3) Рефлексија атома (*backscattering*)

Јони који нису имплантирани у материјал мете бивају одбијени. Рефлексија може настати као имплантација и накнадно избијање или као директно расејање од атома мете. По правилу, при удару у површину долази до неутрализације јона тако да се они одбијају од површине као атоми. Изузетак су јони јако виских енергија. Због тога је процес рефлексије од посебне важности за објашњење продукције брзих атома у пражњењима, што ће бити објашњено у следећем подпоглављу.

2.2.1 Особине атома рефлектованих од чврсте површине

За опис рефлексије честица при интеракцији са површином се уобичајено користе стандардно уведене квантитативне величине. Честични или бројчани коефицијент (R_N) говори о ефикасности рефлексије и дефинисан је као однос укупног броја рефлектованих и упадних честица:

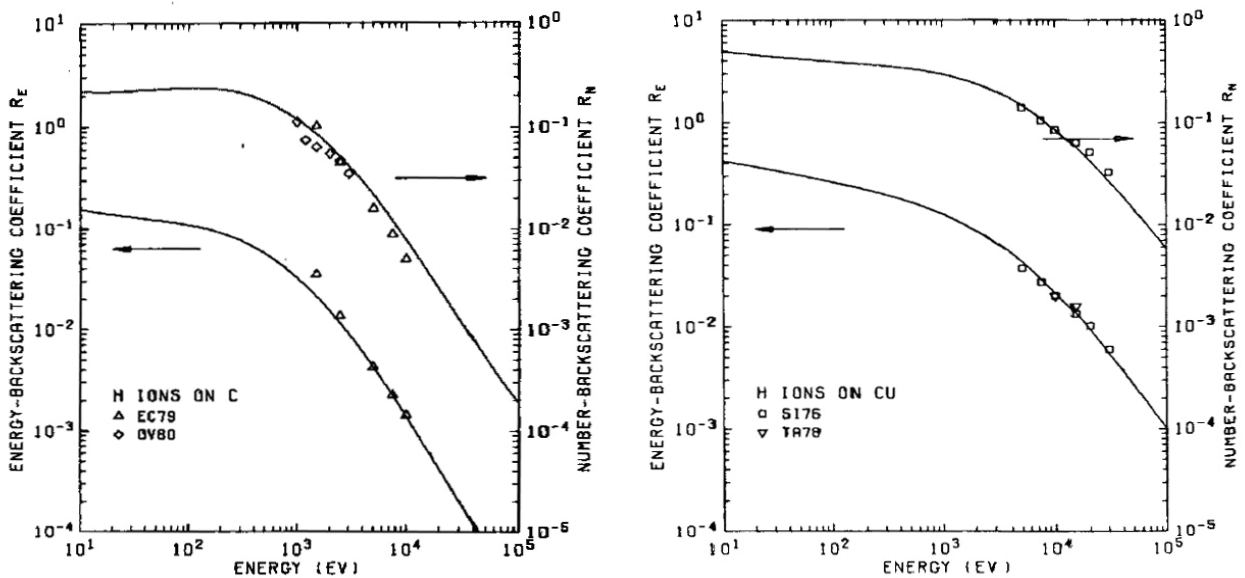
$$R_N = \frac{\iiint f(E, \theta, \varphi) dE d\theta d\varphi}{N} \quad (2.24)$$

Где је $f(E, \theta, \varphi)$ функција расподеле рефлектованих атома по енергији E , поларном углу θ и азимуталном углу φ .

Енергијски рефлексионни коефицијент (R_E) говори о делу енергије који су задржале одбијене честице и представља однос укупне енергије одбијених честица и укупне енергије упадних честица:

$$R_E = \frac{\iiint f(E, \theta, \varphi) E dE d\theta d\varphi}{N \cdot E_0} \quad (2.25)$$

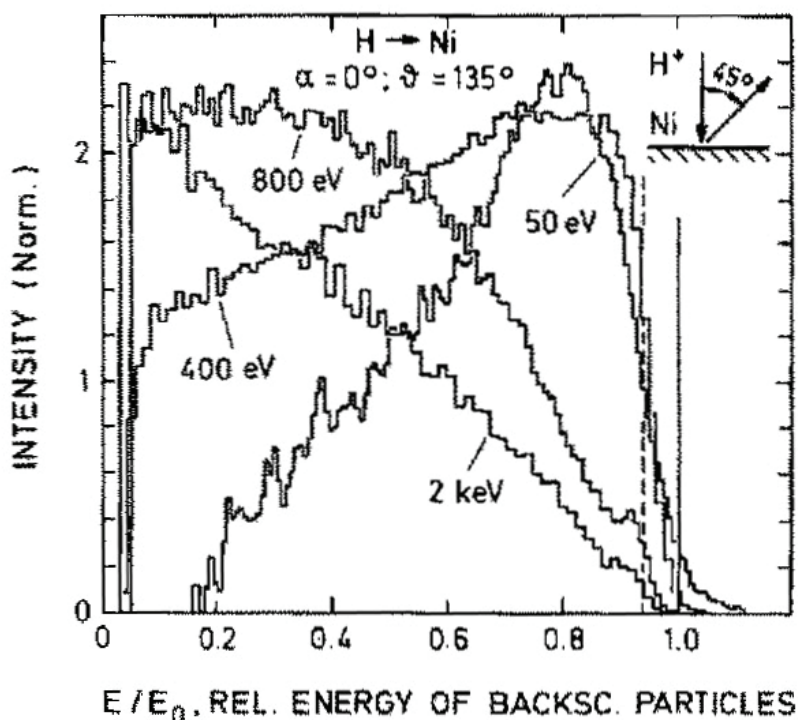
У првој апроксимацији може се сматрати да се ова два коефицијента повинују тзв. закону скалирања. Наиме, за дати пројектил вредности коефицијената не зависе од материјала мете ако се представе у зависности од редуковане Томас-Фермијеве енергије $\varepsilon = 32.5 E M_1 / [(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})(M_1 + M_2)Z_1 Z_2]$, где је E упадна енергија док су M_1 , Z_1 и M_2 , Z_2 масени и редни број пројектила и мете, респективно [25]. Из овога се може закључити да рефлексциони коефицијенти снажно зависе од атомских особина



Слика 2.6: Рефлексциони коефицијенти R_N и R_E у зависности од упадне енергије H^+ јона: лево- графитна мета и десно-бакарна мета [25].

материјала мете. Коефицијенти рефлексције су уобичајено опадајуће функције енергије пројектила за све материјале мете, што се може видети на слици 2.6. Рефлексција атома зависи и од упадног угла α (који се мери од нормале на површину) па се увек мора дефинисати при ком упадном углу је добијен рефлексциони коефицијент.

Облик енергијске расподеле рефлектованих атома зависи од упадне енергије јона и од упадног угла. При нижим енергијама енергијска расподела има максимум близу упадне енергије и опада са падом енергије одбијених честица [22, 26, 27]. При високим енергијама долази до ширења енергијске расподеле и померања максимума. Примери енергијских расподела добијених експериментално су дати на слици 2.7. Енергијска расподела зависи и од излазног угла на коме се посматрају одбијене честице тако да се осим укупне расподеле може представити и енергијска расподела на одређеном излазном углу.



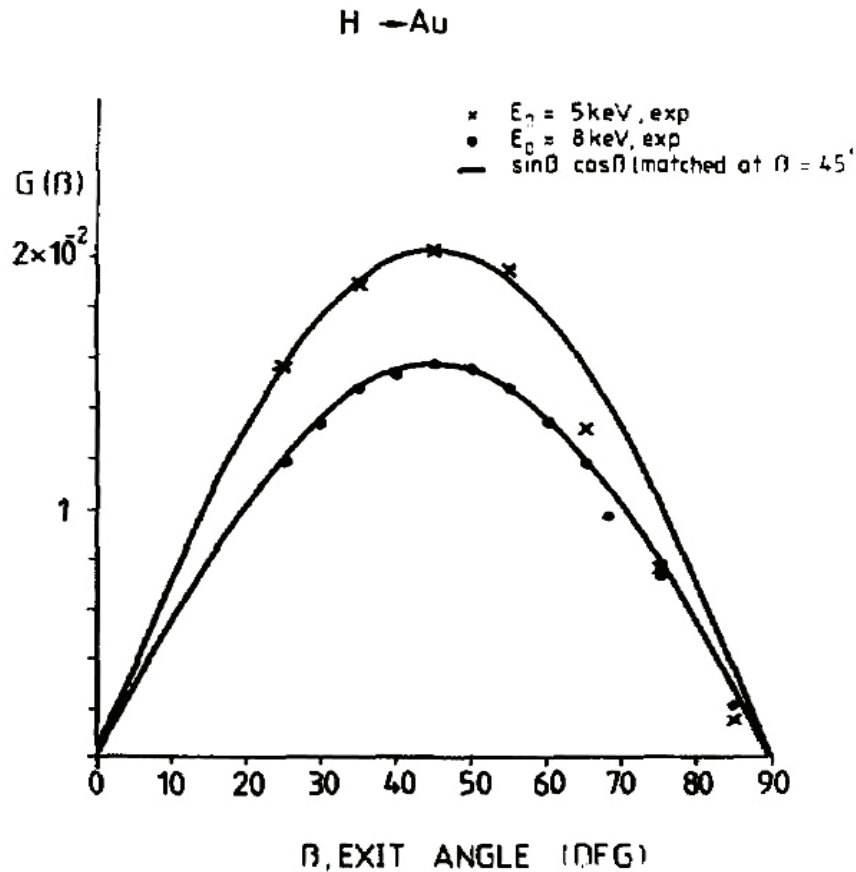
Слика 2.7: Енергијска расподела излазних атома водоника након рефлексије, при удару снопова протона различитих енергија у мету од никла [27]. Расподела је добијена при нултом упадном углу на излазном углу од 45° . На апсциси је дат однос упадне и излазне енергије.

Геометријски посматрано, атоми се рефлектују од површине слично закону делимично дифузне оптичке рефлексије [22]. Наиме, највећи део атома напушта површину мете под углом једнаким упадном углом. Изузетак је случај упадног снопа дуж нормале на површину ($\alpha = 0^{\circ}$) када је расподела рефлектованих атома по излазном поларном углу приближно косинусна по јединичном просторном углу [22, 28-30] тј. облика $f(\theta) = \cos\theta \cdot \sin\theta$, где је θ излазни угао мерен у односу на нормалу (слика 2.8). При високим излазним енергијама, некарактеристичним за пражњења, ова расподела се делимично деформише. Овај случај нормалног удара јона у површину мете је највероватнији код удара водоникових јона у катоду електричног пражњења.

Површина мете код које је већ присутан имплантиран водоник има делимично смањену рефлексију [26] при чему расподеле по углу и енергији нису промењене. Сличан је и ефекат површине која није идеално глатка тј. садржи неравнине.

Досадашњи опис важи за удар H^+ јона у чврсту мету, међутим у водоничним пражњењима настају и водонични молекулски јони (H_2^+ , H_3^+). Експериментално је показано да при удару молекулских јона водоника у површину мете долази до неутрализације и фрагментације тако да се од мете рефлектују атоми, при чему је енергија упадног јона равномерно распоређена на продукте фрагментације [27].

Брзи атоми настали у пражњењу се такође рефлектују од катоде као и од других зидова цеви. Због специфичности интеракција ударних атома са атомима мете сматра се да се процес рефлексије и одговарајући коефицијенти не разликују значајно од случаја када је упадна честица протон.



Слика 2.8: Угаона расподела излазних атома након рефлексије, при удару снопова протона енергија 5 keV и 8 keV у мету од злата [29]. Расподела је добијена при нултом упадном углу. На апсциси је излазни поларни угао.

2.3 Колизиони модел за брзе H атоме и аномално ширење

Аномално ширење спектралних линија Балмерове серије је указало на присуство значајне популације атома водоника високих кинетичких енергија нетипичних за равнотежне системе. Наиме, енергије атома су неколико редова величина веће од термалних па чак веће и од енергија које би одговарале температури електрона. Нискотемпературна пражњења у којима су детектовани брзи атоми су по правилу неравнотежни системи у којима често постоји одређени степен термализације али је такав да различите врсте честица имају различите енергијске расподеле са различитим температурама које их одређују. На пример, због своје мале масе електрони у електричним пољима плазме достижу велике брзине, а како је размена енергије са атомима и јонима неефикасна, температура електрона је увек значајно виша од температуре јона и атома. Изузетак су пражњења на високом притиску и температури где је могућа термодинамичка равнотежа свих честица нпр. лук на атмосферском притиску [1].

У том погледу, феномен појаве тешких честица (атома) које поседују високе енергије је захтевао објашњење које се није заснивало на особинама плазме као средине. Асиметричност спектралних профила и зависност Доплеровог помераја од правца посматрања у односу на електрично поље су показала да постоји одређени степен усмерености у кретању атома тј. да правци њихових брзина нису изотропно распоређени. Прва испитивања су обављена у тињавим пражњењима уз која су дата и нека почетна објашњења заснована на измени наелектрисања и интеракцији јона са површином [31-34].

Са друге стране, транспорт и реакције јона водоника у хомогеном пољу, кроз молекулски водоник, су већ биле предмет мерења [15] и симулација [13]. Декстер и сарадници (*Dexter et al.*) су методама масене спектроскопије и Монте Карло симулацијама анализирали кинетику јона водоника и удео у укупној струји пражњења [20].

Фелпс и Петровић су вршили испитивања у тзв. дрифтној цеви која представља врсту Таузендовог пражњења које се карактерише хомогеним пољем,

веома малим струјама и одсуством просторног наелектрисања [12]. Овакав једноставан систем је овим ауторима омогућио да јасно разлуче могуће узроке формирања брзих атома и поставе први квантитативни модел за ову појаву. Узимајући у обзир процесе измене наелектрисања и неутрализацију на катоди (видети поглавља 2.1 и 2.2), Фелпс и Петровић су устврдили да је механизам који је доминантан у њиховом пражњењу такав да се енергија коју јони добијају у електричном пољу преноси на атоме који се затим крећу скоро усмерено ка катоди. Јони и атоми који ударају у катоду се од ње одбијају, при чему губе део енергије и крећу се у супротном смеру од прве групе атома. За разлику од првобитних објашњења [32] Фелпс и Петровић су устврдили да је ексцитација при удару у катоду занемарљива у односу на ексцитацију при судару атома и молекула водоника.

Модел је нешто касније проширен и на тињаво пражњење од стране других група квалитативним објашњењима и тестирањем у различитим условима [35-37]. Мерењем трансверзалних профила је одређена атенуација снопа брзих атома након рефлексије и резултат упоређен са пресецима за процесе при којима атоми губе енергију. Овим је указано и потврђено да је почетно објашњење могуће применити и у условима умерених притисака и присуства просторног наелектрисања. Електрично поље које путем убрзавања јона даје енергију атомима је у овим пражњењима ограничено на прикатодни слој, тј. на катодни пад у тињавом пражњењу. Овај модел је у литератури познат под именом колизиони модел (СМ) или метод убрзавања у пољу (FAM).

На основу колизионог модела су развијени квантитативни прорачуни путем “*multi-beam*” технике која је упркос одређеним апроксимацијама дала добро слагање са експерименталним резултатима [10]. Такође, за случај хомогеног поља, малих струја и ниских притисака је развијена Монте Карло симулација која осим података о концентрацијама и енергијама јона и атома даје ексцитационе коефицијенте и профиле линија који су у релативно добром слагању са експериментом [14]. За услове у тињавом пражњењу развијена је Монте Карло симулација за транспорт брзих атома кроз молекулски гас, чији су резултати спектралних профила такође упоређени са експериментом [38]. Ова симулација је коришћена и у овом раду. Иако су пресеци за различите процесе релативно добро познати [9], симулације у овој области се суочавају са проблемом недовољно познатих диференцијалних пресека за појединачне процесе.

Употребом масене спектроскопије са енергијском анализом измерене су

енергијске расподеле и концентрације појединачних врста водоникових јона на површини катоде тињавог пражњења [39] и атома рефлектованих од катоде у радиофреквентном пражњењу [40].

Треба напоменути да је интересантан феномен атома високих енергија довео и до формирања конкурентске теорије сасвим супротне колизионом моделу. Теорија која се истражује у више лабораторија је модел "резонатног трансфера" који се заснива на тзв. "класичној-квантној механици". Наиме, идеја Милса и сарадника (*Mills et al.*) [41-43] је заснована на постулатима који нису сагласни са опште признатом теоријом квантне механике. Претпоставља се да је могуће формирање честице "хидрино" која може имати енергијско стање ниже од основног стања атома водоника. Ова честица након релаксације постаје брзи атом водоника. Међутим, не постоји јасно објашњење како се унутрашња потенцијална енергија одређених нивоа претвара у кинетичку енергију, нити зашто се у пражњењима јављају атоми који се крећу усмерено. Зависност ширења линија од услова у пражњењу и материјала катоде се такође не може објаснити овом теоријом.

Аутори Лоуреиро и Аморим (*J. Loureiro, J. Amorim*) у скорашњем теоријском раду [44] тврде да се проширене линије могу добити из ендотермне реакције протон трансфера (2.11) где продукти реакције могу имати енергије реда електронволта. Иако је теоретски могуће да ова реакција произведе проширене спектралне профиле, ширина тих профила би била једва приметна или на граници детекције за већину спектралних уређаја. Експерименти показују далеко веће ширење тј. енергије реда стотина електронволти. Упадни пројектил такође не може донети енергију јер је реакција протон трансфера вероватна само при енергијама до око 5 eV [10].

Анализа реакција убрзаних јона водоника и формирања брзих атома није од интереса само за пражњења. Реакције и кинетика јона, које се овде јављају, су примећени у астрофизичкој плазми, у атмосферама спољашњих планета где су присутни тзв. дупли слојеви (*double layer*) као и у галактичким небулама где снопови брзих водоникових јона бивају убризгани у хладан молекулски гас [45-47]. Брзи атоми водоника настали путем сличних механизма се јављају и у фузионој плазми близу зида токамака [48, 49].

2.3.1 Колизиони модел примењен на тињаво пражњење

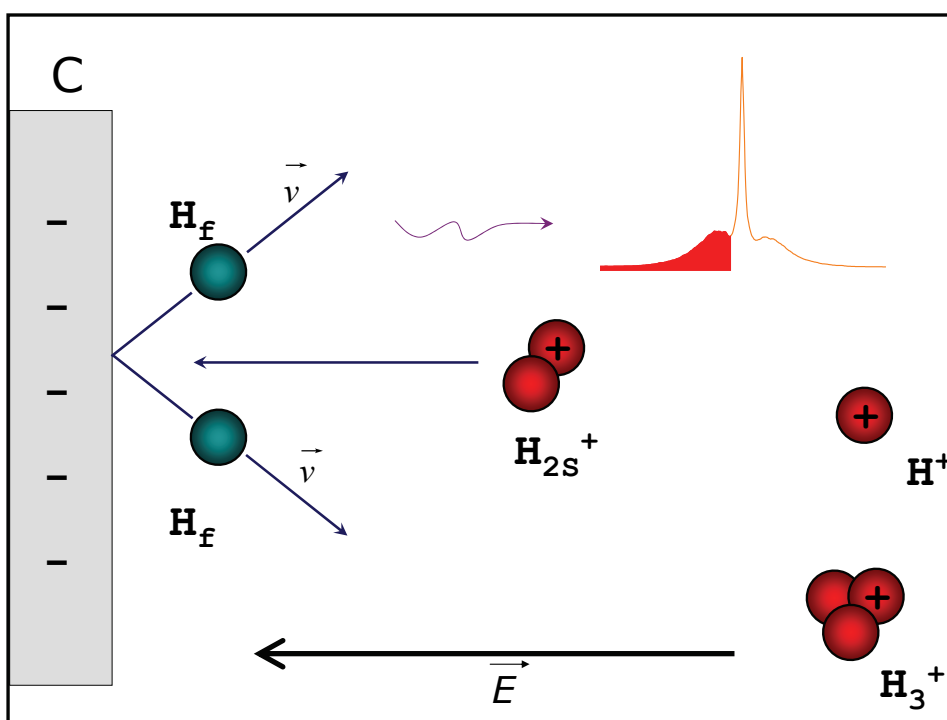
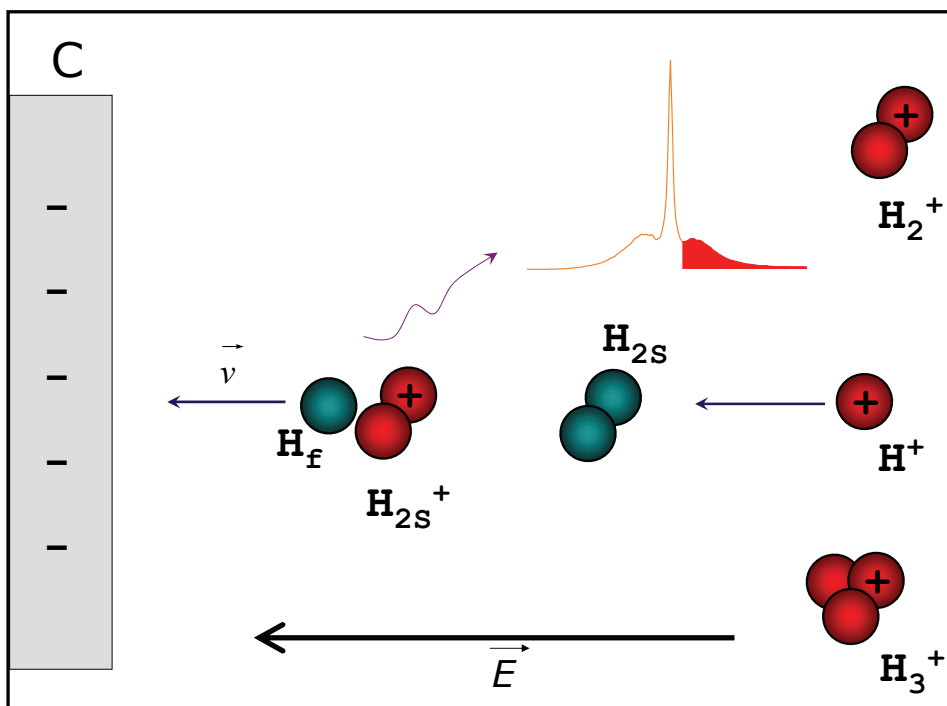
Основни механизми колизионог модела примењени на тињаво пражњење су следећи:

1) На граници катодног слоја, тј. у негативном светљењу долази до продукције H_2^+ и H^+ јона водоника путем електронских судара. Учешће H_3^+ јона у свим продукцима дисоцијативне јонизације је само око 7% [13, 18]. Међутим, при малим вредностима редукованог поља, какве су у области негативног светљења, реакција протон трансфера (2.11) је веома ефикасна тако да скоро сви јони H_2^+ бивају конвертовани у H_3^+ јон [13, 20]. Продукција јона електронским сударима се у тињавим пражњењима дешава на граници катодног пада, након чега јони дифундују у зону катодног пада.

2) Три врсте водоникових јона бивају убрзане у нехомогеном електричном пољу са брзинама усмереним ка катоди. Како је степен јонизације низак ($n_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) могу се занемарити међусобни судари наелектрисаних честица. Јони делимично губе енергију у сударима са H_2 али је допринос брзине дрифта далеко већи од колизионих губитака енергије. Због релативно великог средњег слободног пута за измену наелектрисања један део јона стиже до катодне док други бива конвертован у брзе атоме који се крећу ка катоди. Број атома који ће стићи до катодне зависи од односа дужине катодног пада и средњег слободног пута. Спори H_2^+ јони генерисани при измени наелектрисања, убрзавају се ка катоди и даље учествују у колизионим процесима.

Брзи атоми могу бити ексцитовани са значајним вероватноћама пре свега при судару $\text{H} + \text{H}_2$ и у мањој мери при самој измени наелектрисања. Због брзина које поседују брзи атоми који се крећу ка катоди, спектроскопски се детектује Доплеров померај ка већим таласним дужинама тј. црвено крило линије посматране дуж поља (*end-on*), слика 2.9. У катодном паду се такође формирају све три врсте јона, доминантно H_2^+ при измени наелектрисања, који се затим поново убрзавају у пољу са новог почетног положаја.

3) Јони и атоми који стижу до катодне се рефлектују од њене површине. Услед неутрализације и фрагментације практично све рефлектоване честице су атоми.



Слика 2.9: Шематски дијаграм процеса настанка брзих атома по колиззионном моделу:

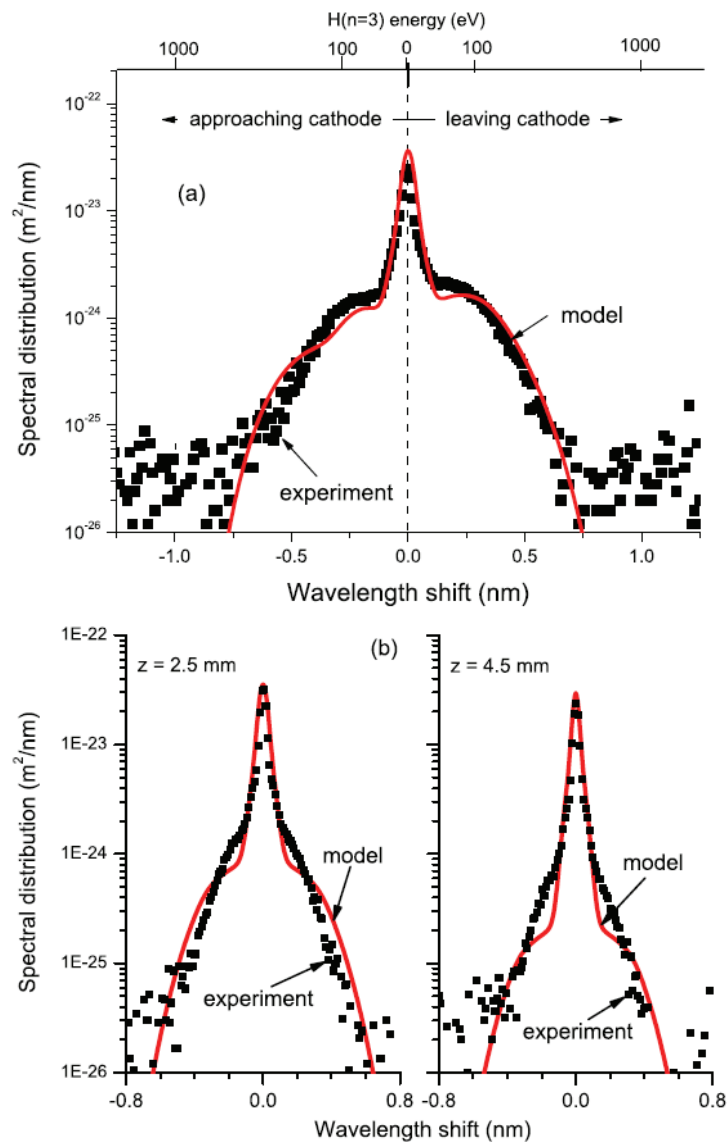
Горе – измена неелектрисања при кретању јона ка катоде (црвено крило профила).

Доле – рефлексија воденикових јона од катоде праћена неутрализацијом и фрагментацијом (плаво крило профила).

Атоми се рефлектују са одређеном расподелом по енергијама и поларном углу како је објашњено у претходном подпоглављу. Након рефлексије брзи атоми се крећу кроз радни гас уз делимичан губитак енергије у колиззионим процесима. У сударима

типа $H + H_2$ долази до екситације чиме се емитује зрачење са Доплеровим померајем ка краћим таласним дужинама тј. плаво крило проширеног профила. При трансверзалном посматрању (нормално на поље, *side-on*) такође се детектује Доплеров померај због угаоне расподеле атома.

У скорашњем раду Фелпса је, уз помоћ ревидираног скупа пресека, колизиони модел примењен за анализу експерименталних резултата из великог броја различитих пражњења са константном струјом умерене јачине, у широком опсегу напона и притисака [50]. Примењена је “*multi-beam*” техника слична оној за дрефтну цев, при чему је коришћена средња вредност редукованог електричног поља. На слици 2.10 је приказано поређење резултата овог модела са линијама експериментално добијеним из Гримовог пражњења [36].



Слика 2.10: Поређење експерименталних резултата [36] са резултатима из “*multi-beam*” модела [50]: (a) профили снимљени у правцу поља; (b) и (c) профили снимљени нормално на поље.

2.3.2 Декомпозиција трансверзалних профила линија на основу колизионог модела

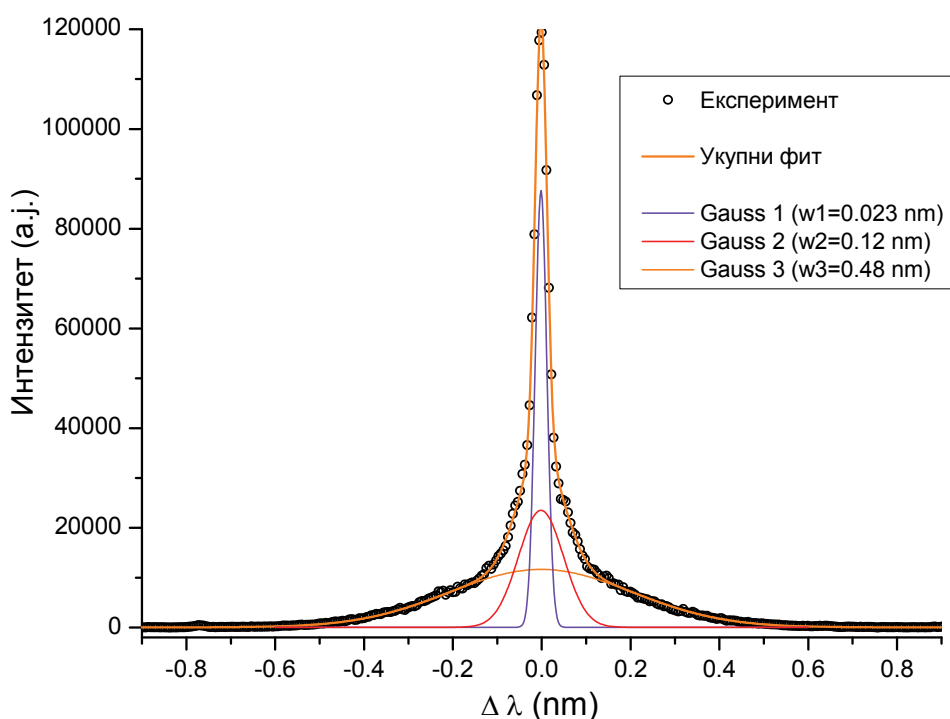
Као што је поменуто у првом поглављу, у профилима Балмерове серије могу се јасно уочити различите компоненте профила са три карактеристичне ширине. Посебно је испитиван профил $H\alpha$ линије који је измерен са стране (*side-on*) тј. нормално на правац електричног поља, у коме се могу јасно разлучити три компоненте линије које се могу приписати различитим механизмима екситације а тиме и различитим групама атома водоника. У оквиру магистарског рада који претходи овом раду [51], као и у радовима Коњевића и сарадника [36, 37] је развијена техника за деконволуцију и фитовање профила на бази претпоставки колизионог модела. Наиме, у случају да се посматра линија у области мале јачине електричног поља, може се занемарити Штарково ширење као и други узроци ширења, осим Доплеровог помераја, тако да се може извршити декомпозиција линије на три компоненте (Слика 2.11):

- i)* Прва група атома је ексцитована у сударима са електронима енергија мањих од 25 eV и карактерише се термалним енергијама. Термализовани атоми у ексцитованом стању у највећем броју настају у негативном светљењу као продукт дисоцијативне екситације (процес 2.2) и у мањој мери екситацијом атомског водоника претходно насталог дисоцијацијом (процес 2.1). Ширина овог профила настаје суперпозицијом инструменталног и термалог ширења, при чему доминира инструментално ширење (*Gauss 1*).

- ii)* Друга група побуђених атома настаје дисоцијативном екситацијом молекула H_2 у судару са брзим електронима (процес 2.2) путем екситације репулзивног стања молекула. Ширина овог профила одговара енергији од ~ 8 eV [18]. Као што је већ објашњено у првом поглављу, брзи електрони настају у катодном паду, где достижу довољне енергије да се крећу кроз негативно светљење практично без судара. Присуство високоенергијских електрона, са енергијама које чак достижу и потенцијалну енергију катодног пада, је типично за Гримово абнормално тињаво пражњење [52]. На основу података о пресецима за електронске сударе [18] може се проценити да је средњи слободни пут брзих електрона у нашем експерименту неколико пута

дужи од катодног пада. Профили који су проширени услед дисоцијативне ексцитације су испитивани у експериментима са сноповима брзих електрона [53, 54] као и у радиофрекветном пражњењу [55].

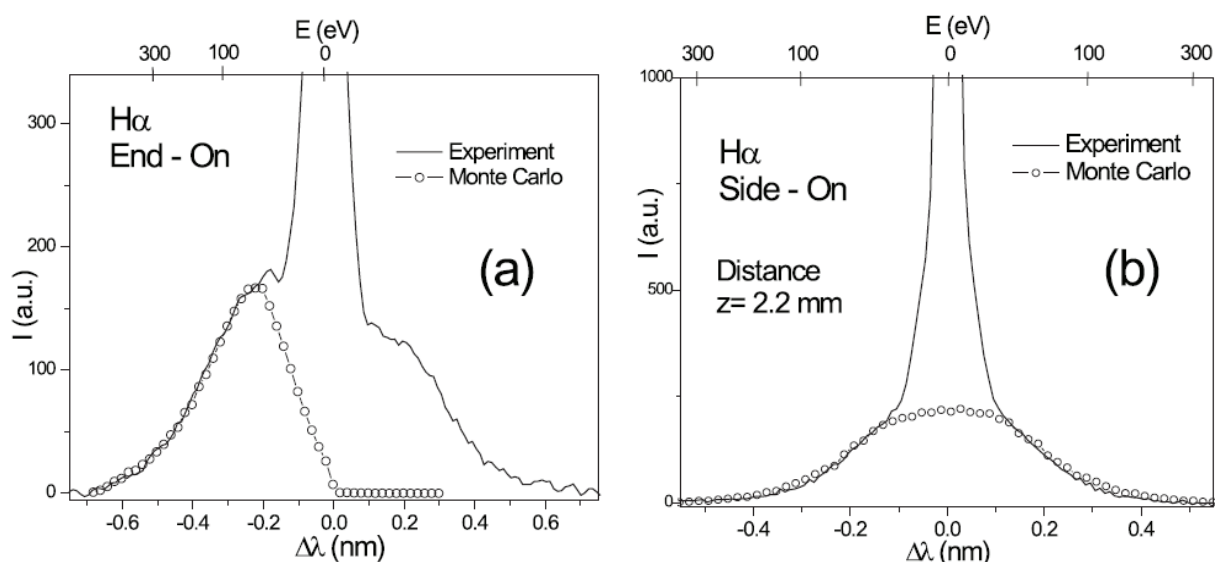
iii) Трећа група ексцитованих атома је одговорна за аномално ширење тј. далека крила профила. У случају посматрања у катодном паду, крила трансверзалног профила настају од брзих атома који се крећу ка катоди и од атома рефлектованих од катоде. У случају посматрања у области негативног светљења само атоми који су настали рефлексијом јона од катоде могу емитовати зрачење са Доплеровим померајем. Ови атоми се крећу кроз гас без значајнијих енергијских губитака и ексцитују се у сударима са молекулима H_2 . Њихова енергија достиже стотине електрон волти на далеким крилима. Ширина овог профила говори о пројекцијама брзина атома у правцу детектора и условно је представљена Гаусовим профилем (*Gauss 3*). Треба нагласити да се Гаусов профил за најширу компоненту профила овде користи само условно, јер математички приближно описује облик далеких крила. Како се ови неутрали свакако не крећу изотропно и немају Максвелову расподелу, не постоји никакво физичко, теоријско оправдање за тврдњу да Доплерово



Слика 2.11: Фитовање трансверзалног Na профила разлагањем на три компоненте. Услови у пражњењу: $p = 4$ mbar; $U = 1$ kV; $I = 10$ mA.

ширење настало због одговарајућих пројекција брзина има Гаусов облик. Доплерово ширење овде настаје као последица угаоне расподеле брзих атома након рефлексије тј. пројекције брзина након рефлексије дуж правца посматрања. Симулација за транспорт брзих атома и емисију проширених профила је показала да при мерењу са стране треба очекивати да широка компонента профила тј. крила имају облик приближан Гаусовој функцији.

Употреба овакве фит функције која се састоји из три Гаусијана је показала веома добро слагање са експерименталним резултатима уз веома мали резидуум фита [36, 51], што се види и на слици 2.11. Површина сваке од компоненти представља интензитет зрачења одређене групе атома а тиме и њихов број у ексцитованом стању. Експериментална истраживања су показала да свака од компоненти показује различиту зависност од услова у пражњењу и од растојања од катоде на коме је мерење извршено. Како би се прецизније одредио облик компоненте профила, која потиче од рефлектованих атома, и повезао са процесима транспорта брзих атома, развијена је већ поменута Монте Карло симулација за брзе атоме [38]. Симулација је показала оправданост декомпозиције трансверзалног профила као и да је облик аномалне компоненте трансверзалног профила веома близак Гаусовој функцији (слика 2.12).



Слика 2.12: Поређење $H\alpha$ профила добијеног из експеримента и из симулације за брзе атоме рефлектоване од катоде [38].

3. Опис експеримента

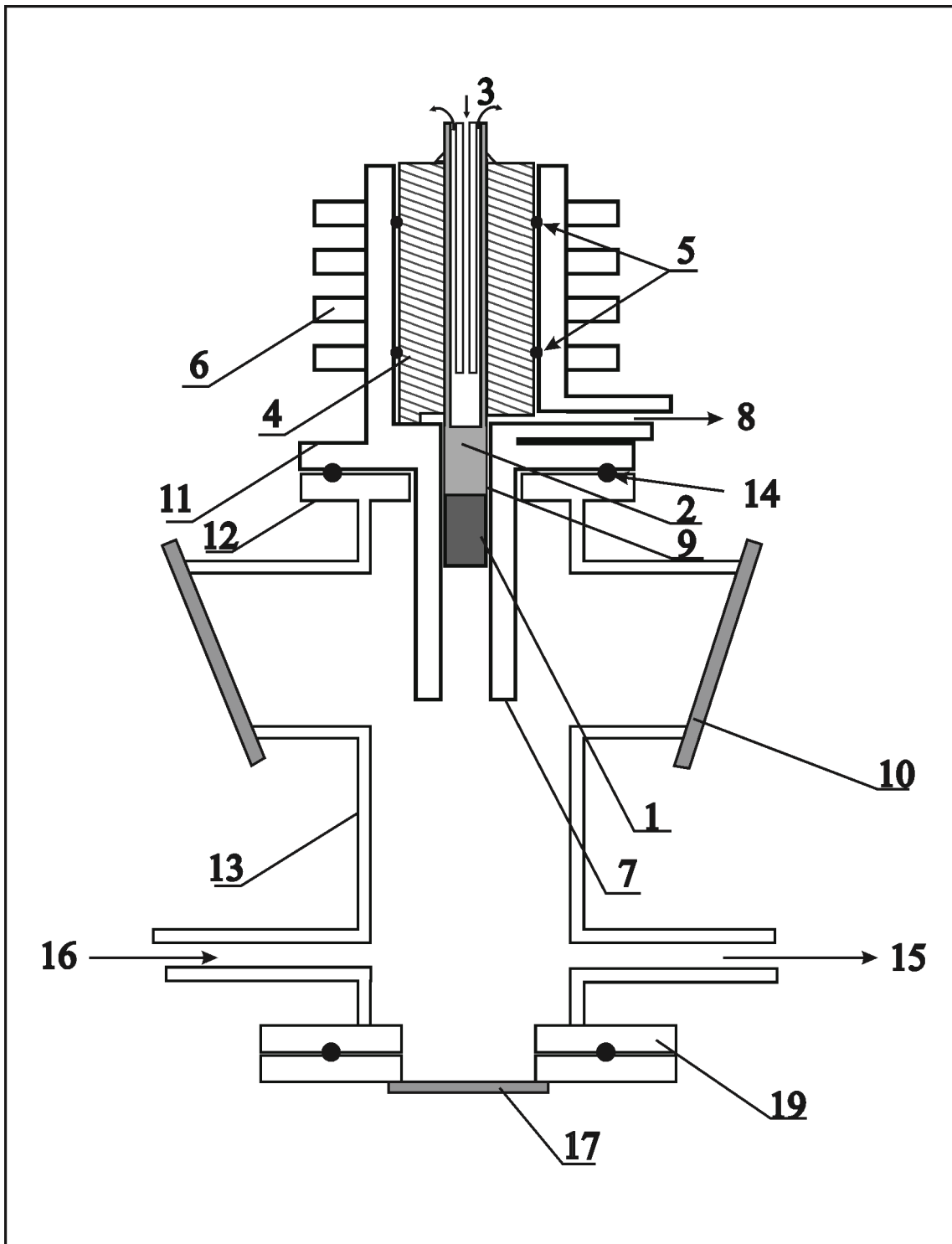
3.1 Извори електричног пражњења

Овај рад је посвећен истраживању појаве брзих атома у тињавим пражњењима. У експериментима су коришћена три извора пражњења при чему је у највећој мери коришћено абнормално тињаво пражњење Гримовог типа за детаљну анализу, док су шупља катода и тињави мод диелектричног пражњења искоришћени за демонстрацију и поређење феномена брзих атома из различитих извора.

Као што је речено у претходном поглављу, у експерименту је коришћена модификација Гримовог пражњења израђена у Лабораторији за квантну оптику на Физичком факултету по идеји Фереире [1]. Пражњење има равну катоду и цилиндричну аноду. Катода је хлађена водом ради стабилнијег рада и спречавања преласка абнормалног тињавог пражњења у лучно. Сама цев за пражњење настала је на основу дугогодишњег искуства у раду са Гримовим пражњењем [2-6].

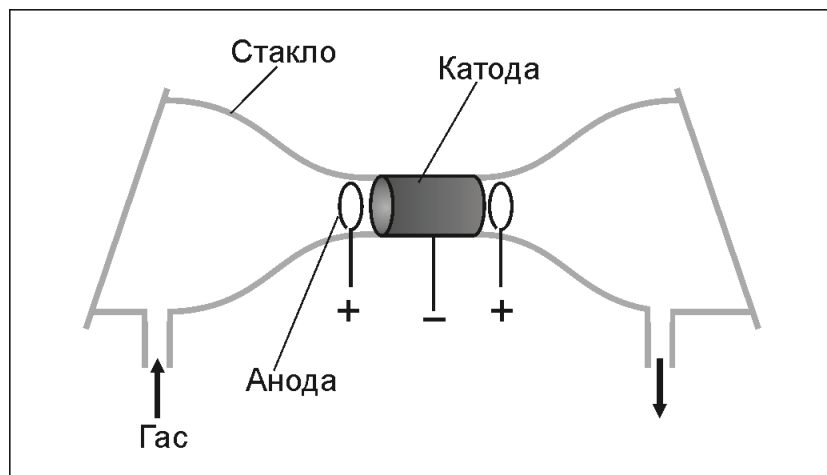
Нацрт цеви за пражњење је приказан са слици 3.1. Измењива катода има пречник $d_k=7,60$ mm. У раду су коришћене катоде од бакра и угљеника. Дужина катоде је 10 mm, а завршава се навојем М5. Катода је учвршћена у носач који је хлађен водом. Анода је изолована од катоде тефлоном у који су урезани канали за гумене прстенове којима се обезбеђује вакуумско заптивање. Анода и носач аноде са каналима за хлађење су израђени од једног комада месинга. Унутрашњи пречник аноде је $d_a=8$ mm. Спољашњи пречник аноде је 20,0 mm а дужина 30 mm. Дуж аноде је направљен прорез дужине 15 mm и ширине 1 mm који омогућава посматрање пражњења кроз бочне прозоре све до површине катоде. Носач аноде је прирубницама повезан са вакуумском комором направљеном од месингане цеви пречника 30 mm. Заптивање међу прирубницама се остварује гуменим прстеновима. Комора се вакуумира кроз два отвора (диференцијално вакуумирање). Један отвор за вакуумирање се налази између катоде и аноде, урезан у тефлонској изолацији, док је други на супротном крају коморе (слика 3.1). Однос брзина испумпавања кроз ова два отвора се контролише вентилом постављеним између њих. Диференцијално вакуумирање је неопходно за правилан рад овог пражњења као не би дошло до

пробоја у уском простору ширине 0,2 mm, између катоде и анодног цилиндра. Гримова пражњење је коришћено у моду са константном струјом, и у импулсном моду.



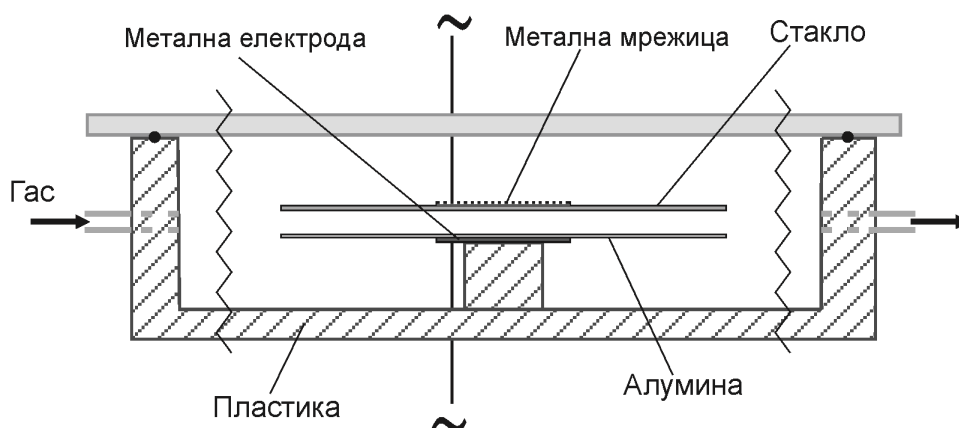
Слика 3.1: Изглед Гримове цеви за пражњење. (1) катода, (2) носач катоде, (3) водено хлађење, (4) тефлонска изолација, (5), (14) о-прстенови, (6) носач аноде, (7) анода, (8), (15) отвор за вакуумирање, (9) простор између аноде и катоде, (10) прозори за посматрање са стране, (11), (12), (19) прирубнице, (13) комора, (16) довод гаса, (17) прозор за посматрање с краја.

Конструкција пражњења типа шупља катода је приказана на слици 3.2. Катода пражњења је израђена од ковара у облику цилиндра. Две аноде облика жичаног прстена су постављене концентрично са катодним цилиндром, са његове леве и десне стране. Растојање од краја катоде до одговарајуће аноде је 3 mm. Пречник катодног цилиндра и анодних прстена је исти и износи 10 mm. Овакав распоред електрода омогућује прилижавање негативног светљења аноди на ниским притисцима, видети слику 1.5(с). Пражњење може радити са обе аноде активне истовремено или са сваком појединачно.



Слика 3.2: Изглед цеви за пражњење са шупљом катодом.

Диелектрично баријерно пражњење (ДБП енгл. *DBD*), је постављено у вакуумску комору израђену од пластике. Металне електроде димензија 3 x 3 cm су прекривене диелектрицима димензија 10 x 10 cm. Прва електрода је метална мрежица прекривена стаклом дебљине 1 mm да би се могло посматрати пражњење кроз електроду у правцу електричног поља. Друга електрода је метална плочица прекривена диелектриком од алумине дебљине 0,65 mm. Конструкција пражњења је представљена на слици 3.3.



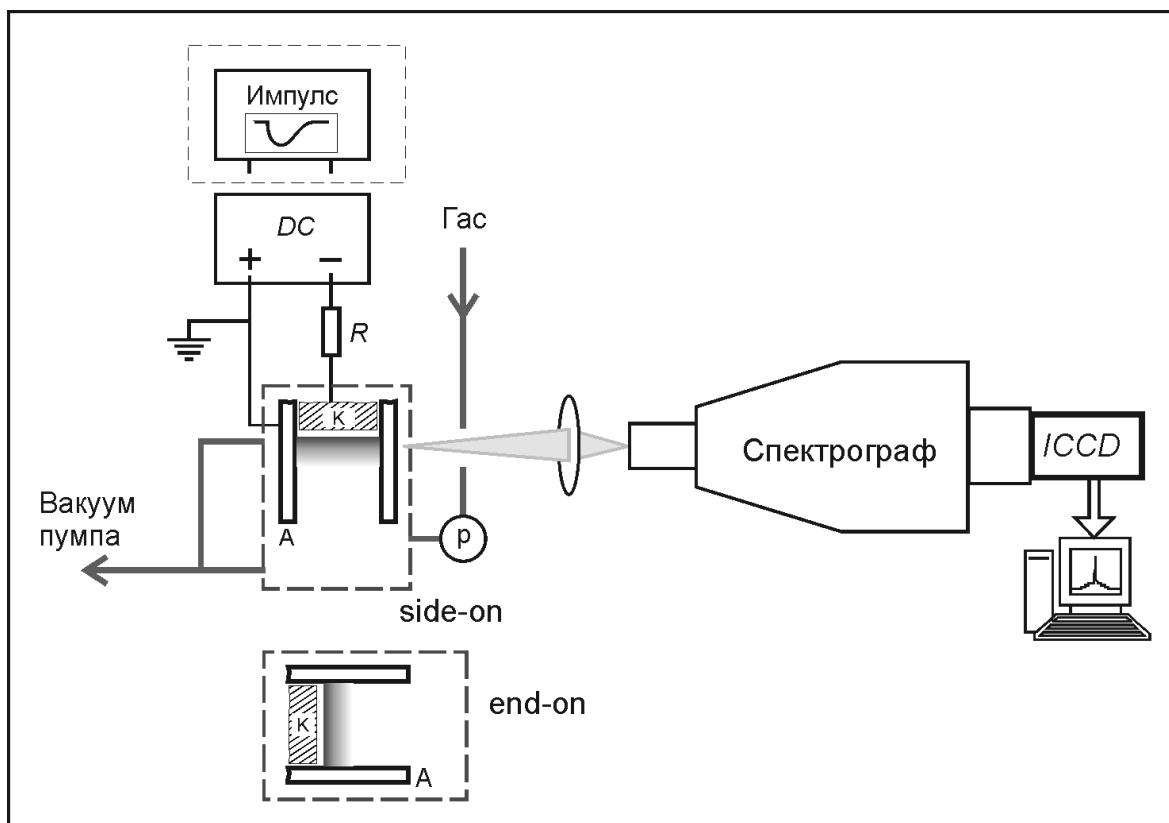
Слика 3.3: Изглед извора диелектричног баријерног пражњења.

3.2 Поставка експеримента

Шема експерименталне поставке је представљена на слици 3.4 на примеру Гримоваг пражњења. Као радни гас је коришћен водоник и мешавина аргона и водоника у моларном односу 97:3 респективно, при чему је проток гаса одржаван на приближно $300 \text{ cm}^3/\text{min}$ користећи двостепену вакуум пумпу. Притисак је контролисан помоћу игличастог вентила и капацитивног мерача притиска типа *Pfeiffer Vacuum*. Притисак је по потреби подешаван на стабилне вредности од 1 mbar до 6 mbar за Гримова пражњење, 0,5-10 mbar за шупљу катоду и 1-20 mbar за ДБП. Да би се спречило присуство уљних пара у комори зеоитни трап је постављен између коморе и вакуум пумпе.

Као електрични извор за напајање константим напонем коришћен је напонски стабилисан извор са распоном напона 0-2,5 kV и струје 0-250 mA. Ради ограничења струје и стабилног рада баластни отпор од 15 k Ω је везан редно са пражњењима.

За импулсно напајање Гримоваг пражњења је коришћен извор



Слика 3.4: Шема експерименталне поставке на примеру Гримоваг пражњења.

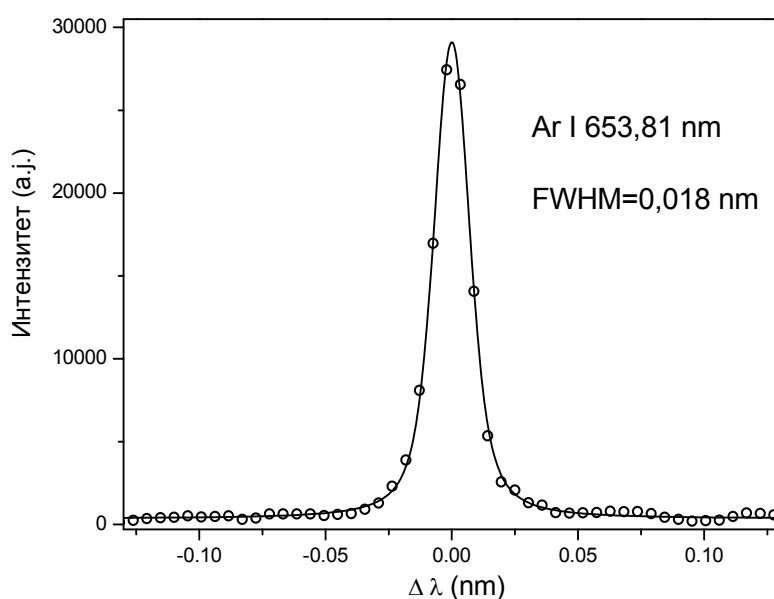
лабораторијске израде са импулсом приближним облику полупериода синусоиде. Извор има подесиву фреквенцу у распону 0-10 kHz и напон 0-5 kV. За окидање детекционог система при временски разложеној спектроскопији је коришћен TTL сигнал из самог импулсног извора.

За побуду ДБП извора је коришћен стандардни генератор сигнала чији је сигнал појачан аудио појачавачем. Пражњење је побуђено синусоидалним сигналом напона. Окидање детектора је вршено Шмит (Schmitt) окидачем који даје TTL сигнал при одређеној вредности напона на редно везаном отпорнику од 50 Ω , тј. на основу струје пражњења.

Мерење напона свих пражњења је вршено високонапонском сондом 1:1000 Р6015А Tektronics и осцилоскопом Tektronics TDS 3032. Мерење струје је вршено директно амперметром, за случај константне струје, мерењем напона на редно везаном неиндуктивном отпорнику, за случај импулсне струје, и мерењем сигнала са калема Роговског за ДБП.

У свим мерењима је коришћен спектрограф са Ешеле (*Echelle*) решетком и улазним прорезом ширине 20 μm . На излазу из монохроматора зрачење је детектовано дводимензионим ICCD детектором (*intensified charge coupled device*) димензија 2,53 \times 2,53 cm са 1024 \times 1024 пиксела типа PI-MAX2, *Princeton Instruments*.

На основу линије Ar I 653.8 nm из Гримовог пражњења је измерен инструментални профил ширине 0,018 nm, слика 3.5. Спектрално растојање између два пиксела овог детекционог система је 0,0054 nm.



Слика 3.5: Инструментални профил детекционог система.

Спектроскопска испитивања Гримоваг пражњења су вршена са стране тј. нормално на осу пражњења (*side-on*) и са чела пражњења (*end-on*), слика 3.4. Посматрање са стране је вршено ротацијом цеви за пражњење за 90° . Лик пражњења је сочивом пројектован на улазни прорез спектрографа (слика 3.4). Коришћење дводимензионог ICCD детектора је омогућило добијање просторно разложене спектралне расподеле зрачења у једном снимку. Просторна резолуција при посматрању Гримоваг пражњења је процењена на $0,123(2)$ mm.

За мерење електричног поља у катодном паду пражњења примењена је поларизациона спектроскопија Na линије. За ову сврху је линеарни пластични поларизатор постављен испред улазног прореза спектрографа.

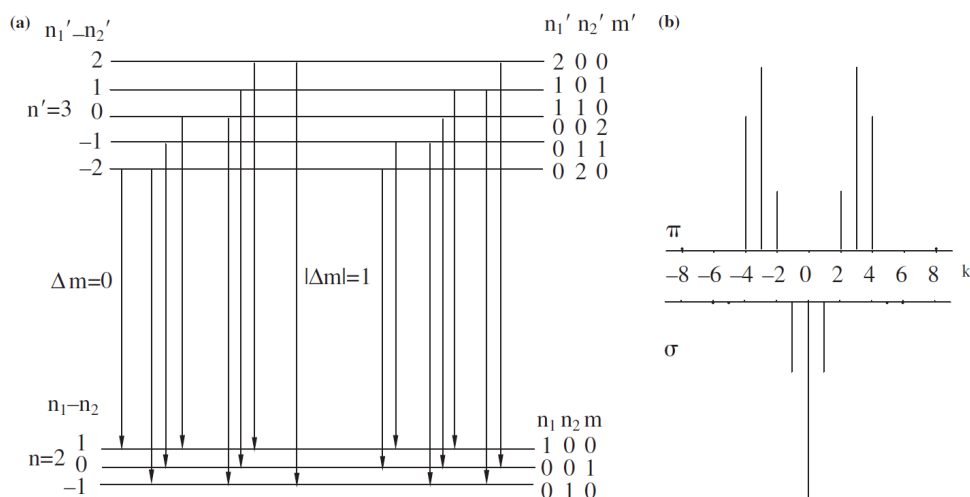
4. Утицај услова у пражњењу на брзе атоме водоника

У овом поглављу је описан експеримент којим је, методом емисионе спектроскопије, испитиван утицај услова у пражњењу на формирање и кретање брзих атома водоника у тињавим пражњењима. На основу колизионог модела се очекује да концентрација честица радног гаса и јачина електричног поља директно утичу на концентрацију и енергијске расподеле јона и брзих атома водоника. У складу са тим, циљ овог експеримента је био да се утврде и јасно раздвоје утицаји притиска и напона на феномен брзих атома у пражњењу. Резултати експеримента су анализирани на бази колизионог модела и искоришћени су за његову верификацију. Да би се приступило анализи прво су измерене карактеристике катодног пада Гримовог пражњења при различитим условима.

4.1 Електрично поље и потенцијал катодног пада Гримовог пражњења

Од суштинске важности за брзе атоме у тињавом пражњењу је расподела електричног поља у катодном паду и дужина катодног пада. Зато је методом поларизационе спектроскопије на линије мерено поље у катодном паду тињавог пражњења.

Принцип мерења поља се заснива на Штарковом ефекту водоника. У присуству јаког електричног поља долази до губитка дегенарције атомских нивоа, при чему се атомски ниво n цепа на $2n-1$ нивоа по магнетном квантом броју m (слика 4.1) [1, 2].



Слика 4.1: Цепанье енергијских нивоа атома водника у електричном пољу при прелазу $3 \rightarrow 2$ (лево); и расподела интензитета појединих Штаркових компоненти по редном броју k (десно) [2].

Даке, линија која потиче од прелазу $n' \rightarrow n$ бива подељена на компоненте при чему је за прелазе $\Delta m = 0$ зрачење поларизовано паралелно са правцем електричног поља, а за прелазе $\Delta m = \pm 1$ поларизовано циркуларно у равни нормалној на електрично поље. У експерименту је коришћена π поларизација. Померај сваке од Штаркових компонента је директно сразмеран јачини електричног поља у коме се атом налази [1, 2]:

$$\Delta \lambda_k (nm) = 2,765 \cdot 10^{-3} \cdot k \cdot E \left(\frac{kV}{cm} \right) \quad (4.1)$$

где је целобројним бројем k означена појединачна компонента линије и за π компоненте заузима вредности $k = \{-4, -3, -2, 2, 3, 4\}$ (слика 4.1). Релативни интензитет сваке од компоненти је независан од поља и такође је представљен на слици 4.1. Узимајући у обзир померање и интензитета Штаркових компоненти могуће је квантитативно повезати експериментални профил линије са јачином електричног поља. Уобичајена метода се заснива на мерењу спектралног растојања између два максимума линије када се они могу лако разлучити тзв. *peak to peak* метода [2-5]. Такође, у скорашњем раду Спасојевића и сарадника је развијен и примењен фит за Балмер бета линију из катодног пада Гримовог пражњења [6].

За случај аномално проширеног профила $H\alpha$ линије, у оквиру овог рада је развијена сопствена фит процедура која узима у обзир сва три механизма ширења линије. Наиме, свакој од шест Штаркових π компоненти и једној компоненти без

утицаја поља су додељена три Гаусова профила (слика 2.11), тако да укупна фит функција има облик:

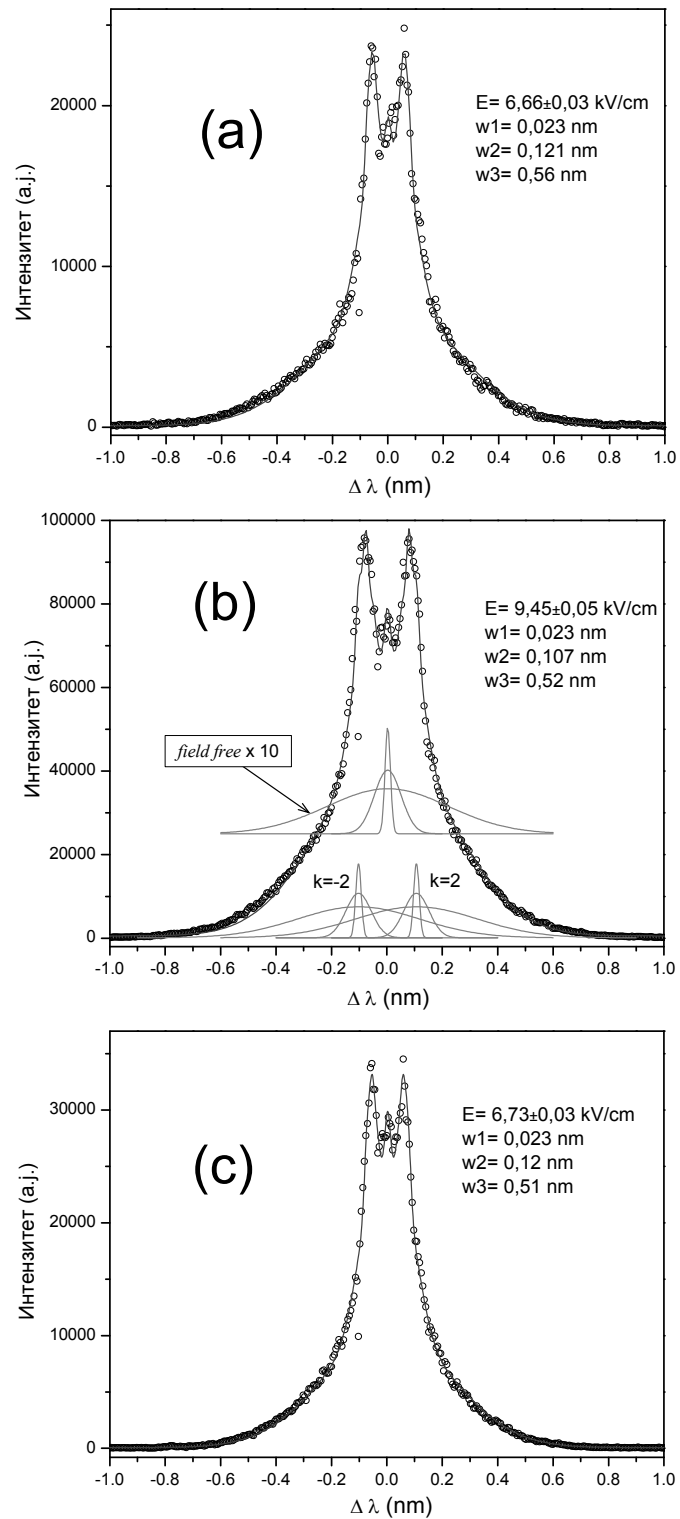
$$I(\lambda, E) = a_{ff} \cdot \sum_{g=1}^3 b_g \cdot \exp\left(-2 \ln(2) \frac{\lambda_0 - \lambda}{w_g}\right)^2 + I_0 \cdot \sum_k \sum_{g=1}^3 a_k \cdot b_g \cdot \exp\left(-2 \ln(2) \frac{\lambda_0 + k \cdot E - \lambda}{w_g}\right)^2 \quad (4.2)$$

Константе фит функције су релативни интензитети k -те компоненте Штарковог цепања a_k , и $b_1=1$ максимум интензитета најуже Гаусове компоненте.

Слободни параметри фита су:

- a_{ff} фактор нормирања интензитета непомерене компоненте (*field-free*)
- I_0 нормализациони фактор интензитета;
- b_2, b_3 , релативни интензитети максимума дисоцијативне и аномалне Гаусове компоненте према најужој компоненти (независни од поља и k);
- w_1, w_2, w_3 , полуширине три Гаусове компоненте (независне од поља и k);
- E јачина електричног поља у коме се налазе атоми;
- λ_0 таласна дужина центра непомерене линије;

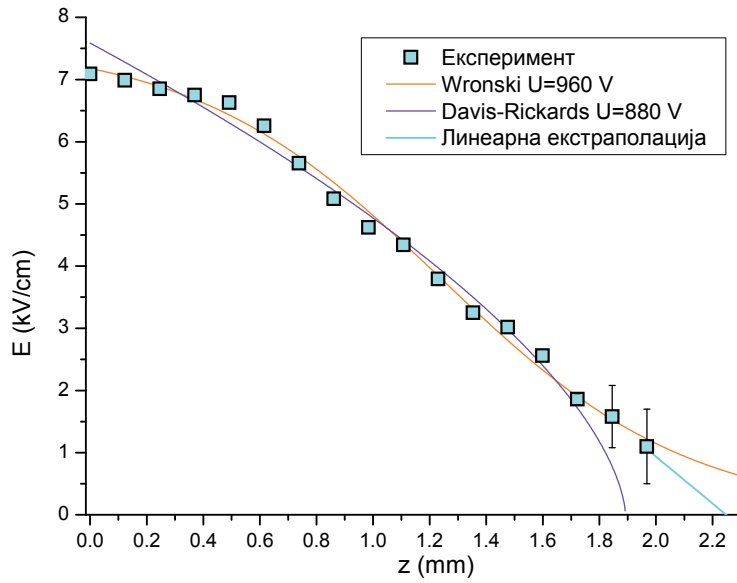
Због великог броја слободних параметара и очувања физичког смисла фита, вредности 5 од 9 параметара су ограничене. Параметри ширина w_1, w_2, w_3 су ограничени на уски интервал вредности ($\pm 10\%$) око одговарајућих параметара фита примењеног ван поља (пример је слика 2.11). Параметри релативног интензитета b_2, b_3 су ограничени на максималне вредности од 0,6 и 0,45 респективно. Параметри су одређени нелинеарном методом најмањих квадрата уз помоћ Левенберг-Маркард (*Levenberg-Marquardt*) алгоритма. Компонента профила која је непомерена у пољу (*field free*) је и раније забележена при мерењу поља у прикатодној области тињавог пражњења у водонику [5] и хелијуму [7]. Ова компонента је малог интензитета и потиче од зрачења емитованог из зоне на периферији катоде и у пререзу аноде Гримоваг пражњења, где се практично не остварује пражњење па је аксијално поље занемарљиво. Искључивање *field free* компоненте из фита мења вредност израчунатог електричног поља за 5-10% али је њено укључивање значајно побољшало слагање са експериментом и побољшало квалитет нелинеарне регресије тј. фита.



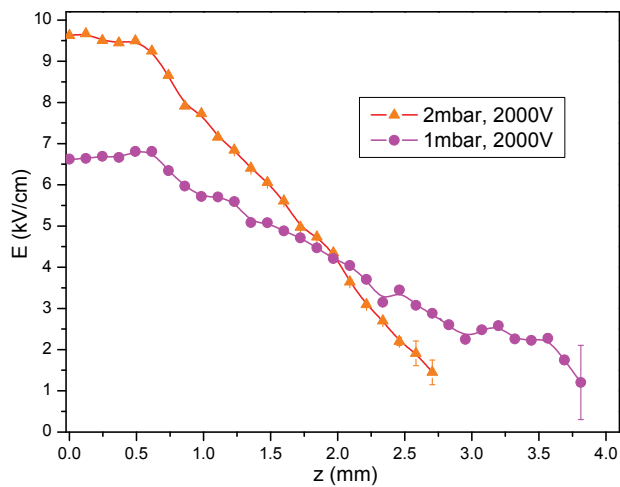
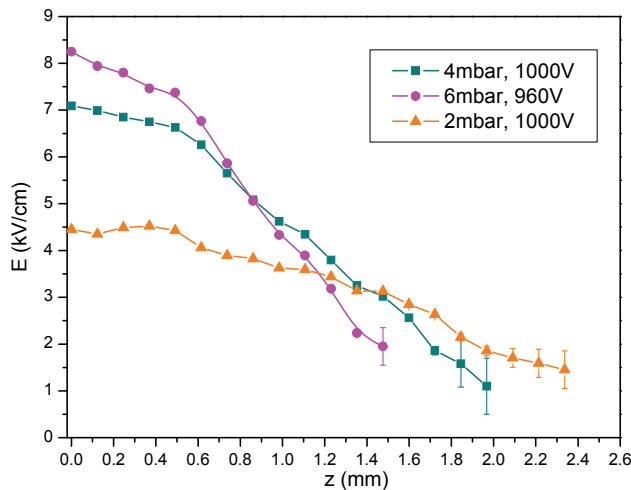
Слика 4.2: Примери фитовања експерименталних π профила Балмер алфа линије у пољу на растојању $0,37 \text{ mm}$ од површине катоде Гримоваг пражњења. (a) 1 mbar , 2 kV ; (b) 2 mbar , 2 kV ; (c) 4 mbar , 1 kV . Сегмент (b) садржи компоненте $k = -2, 2$ и *field free*.

На слици 4.2 су дати примери фитовања $N\alpha$ профила у близини катоде при различитим условима у пражњењу. На графику 4.2(b) су приказане и компоненте фита за $k=-2$ и $k=2$ као и компонента ван поља која је транслирана и помножена са 10 како би се јасно могла уочити.

На слици 4.3 је дат пример аксијалне расподеле поља на притиску од 4 mbar и напону од 1000 V. Треба напоменути да расподела поља одговара ранијим резултатима [3, 5, 8] добијеним на основу Штарковог цепања $H\beta$ линије. На овом месту треба скренути пажњу на карактеристичну нелинеарну расподелу јачине електричног поља. Кратко ћемо поменути Давис-Вадерслице-Рикардс (*Davis-Vanderslice-Rickards*) [9, 10] и модел Вронског (*Wronski*) [11, 12] који дају функцију расподеле поља у нелинеарном аналитичком облику. На слици 4.3 су приказане расподеле поља по поменутиим моделима на основу најбољег фита експерименталних резултата као и линеарна екстраполација јачине поља ка вредностима које су испод границе осетљивости методе. Наведени аналитички модели за расподелу електричног поља показују различите вредности на крају катодног пада што уноси неодређеност у одређивање дужине катодног пада. На основу квалитета фита и потенцијала катодног пада се може рећи да модел Вронског најближе описује катодни пад у експерименту али нагли пад у ширењу линије на крају катодног пада не одговара постепеном паду из расподеле Вронског. Аксијалне расподеле јачине поља при различитим вредностима напона и притиска су приказане на слици 4.4. У већ поменутом скорашњем раду [6], у сличним условима је добијена расподела електричног поља врло блиска линеарној са приближно истим дужинама катодног пада као овде добијене - узимајући у обзир разлику у условима.



Слика 4.3: Аксијална расподела електричног поља заједно са најбољим фитом одговарајућих модела. Услови: 4 mbar, 1000 V, 9 mA.

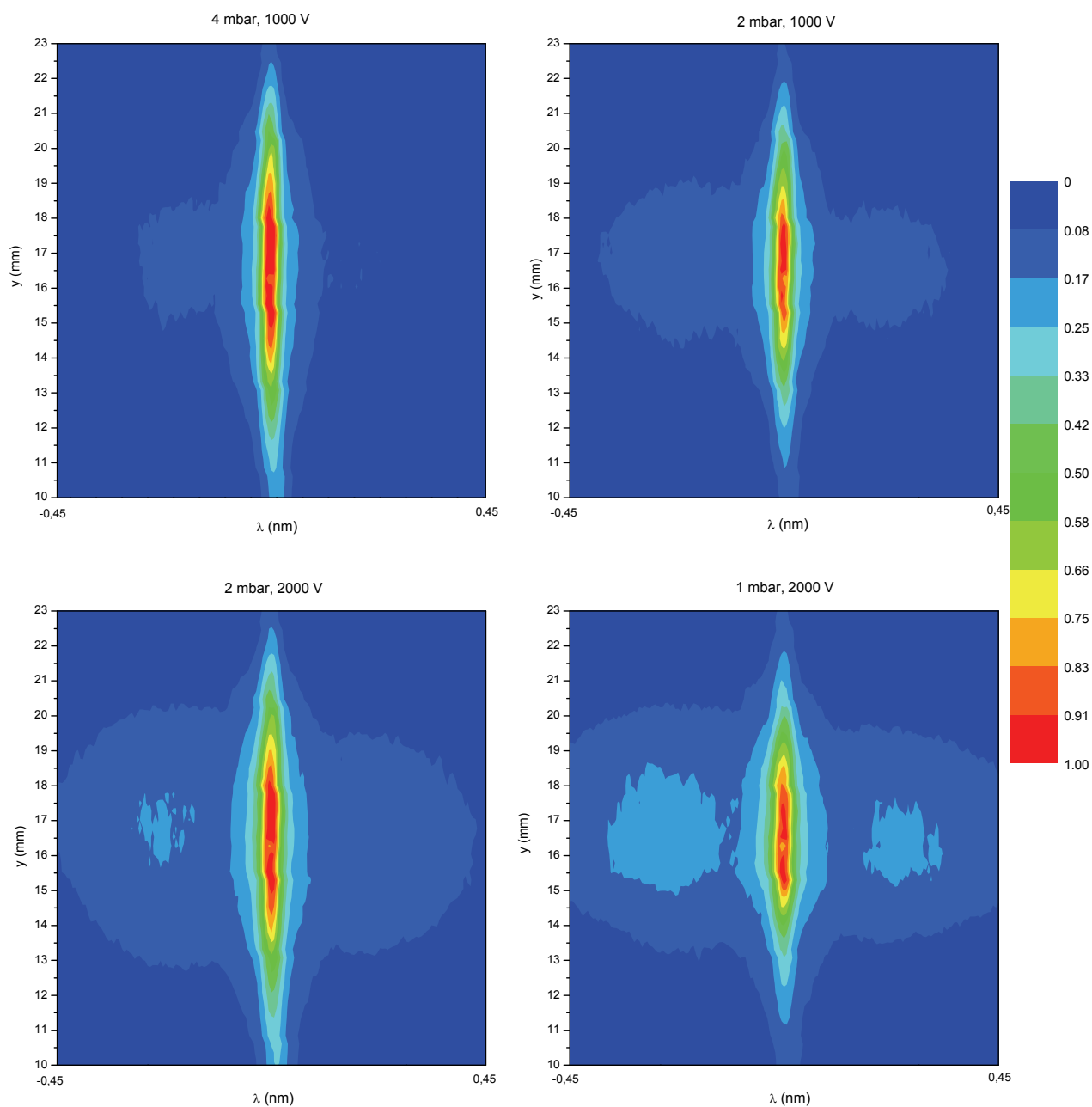


Слика 4.4: Аксијалне расподеле јачине електричног поља у Гримовом пражњењу при различитим условима, напон 1 kV (горе), напон 2kV (доле).

Применом једнодимензионе Пуасонове једначине: $\frac{dE}{dx} \approx -\frac{\rho}{\epsilon_0}$, је установљена

укупна концентрација наелектрисаних честица у катодном паду од 2 до $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ зависно од услова. На свим графицима аксијалне расподеле поља се може уочити веома слаб градијент поља у близини катоде, што одговара малој густини укупног наелектрисања. Ова појава је и раније забележена при мерењу електричног поља у близини катоде у тињавим пражњењима [3, 4]. Једно од за сада квантитативних објашњења, је појачана јонизација у близини катоде настала услед присуства брзих водоникових јона, која би повећала концентрацију електрона и тиме смањила укупну густину неелектрисања [3]. Треба напоменути да је неодређеност положаја површине катоде процењена на 0,15 mm.

Као што се може очекивати, на основу закона скалирања (слика 1.3) у катодном паду, слика 4.3 показује да се градијент поља значајно смањује снижењем притиска док се благо повећава са повећањем напона. Интеграл измереног поља при различитим условима - $U = \int E dz$ одступа од примењеног напона за 10-15% што потврђује исправност методе и говори да се код Гримовог пражњења практично сав потенцијал остварује у катодном паду због одсуства позитивног стуба. Гримово пражњење показује још једну занимљиву особину. Наиме, примећено је да у случају металне цеви за пражњење или цилиндричне аноде чије су димензије самерљиве дужини катодног пада долази до специфичног ивичног ефекта, тј. до појаве да јони у близини зида бивају одбијени потенцијалом зида усмеравајући се ближе центру катоде [13]. Последица ове појаве је да при сниженом притиску активна површина катоде бива мања од укупне површине катоде, чиме се повећава густина струје на ниским притисцима. Код Гримовог пражњења са аргоном на јачим струјама ($>10 \text{ mA}$) ово доводи до формирања тзв. кратера на спатерованој катоди чији дијаметар зависи од дијаметра аноде што је потврђено експериментално и моделом [14, 15]. Узимајући ово у обзир, ефективна површина катоде је процењена на основу *end on* снимака (карактеристични примери су представљени на слици 4.5). На слици 4.5 се такође може уочити утицај услова у пражњењу на профил линије, тј. аномално ширење о чему ће бити више речи у идућем подпоглављу. У табели 4.1 су дати измерени параметри пражњења за неке од услова коришћених у експерименту са Гримовим пражњењем: притисак, напон, струја, активна површина катоде, дужина катодног пада, јачина поља на катоди. Како се дужина катодног пада не може



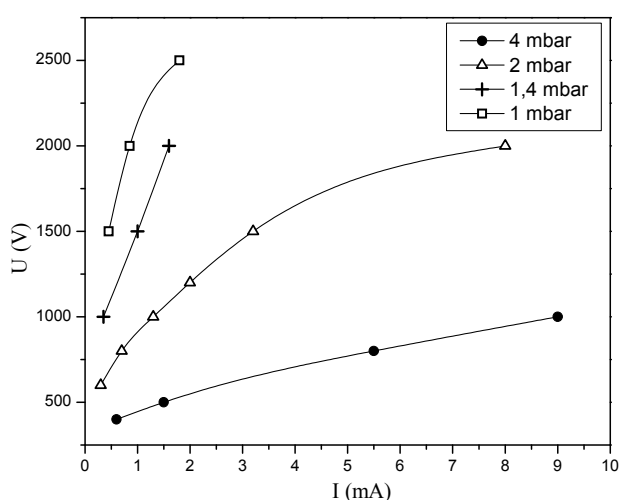
Слика 4.5: Снимци Na линије из Гримоваг пражњења са чела (*end on*) при различитим условима.

Табела 4.1: Параметри пражњења на карактеристичним условима у Гримовом пражњењу.

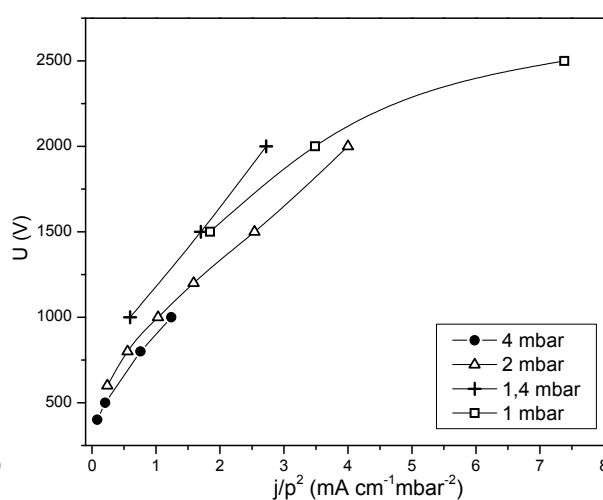
p (mbar)	U (V)	I (mA)	s (cm ²)	d _{CF} (mm)	E _c (kV/cm)
4	500	1,5	0,36	2,2 (3)	2,9 (1)
	1000	9	0,43	2,1 (2)	7,1 (1)
2	1000	1,3	0,30	3,2 (2)	4,5 (1)
	2000	8	0,37	3,0 (1)	9,6 (1)
1	2000	0,85	0,23	4,0 (3)	6,6 (1)

прецизно одредити због границе осетљивости коришћене методе за мерење поља, она је процењена на основу линеарне екстраполације и већ поменутих модела. Из табеле се такође може закључити да се катодни пад скраћује са повећањем притиска при чему расте и вредност поља на катоди, док раст струје при константом притиску такође скраћује катодни пад али у мањој мери. Овакве промене су уобичајене за тињава пражњења [16-18].

Струјно-напонске карактеристике Гримовог пражњења са водоником на различитим притисцима су приказане на слици 4.6. Пражњење показује абнормалне карактеристике на свим притисцима и облик функције је у складу са ранијим мерењима [5]. Познато је да су параметри катодног пада, пре свега напон, функције редуковане густине струје - j/p^2 . Напон катодног пада одређује енергију коју јони могу стећи при свом кретању до катодне и зато је од суштинске важности за анализу формирања брзих атома у пражњењима. За услове који су примењени у експерименту на слици 4.7 је приказана зависност примењеног напона од редуковане густине струје. Зависност $f(j/p^2)$ је у доброј мери задовољена при различитим притисцима чиме се потврђује да примењени напон одређује напон катодног пада и да се практично сав потенцијал остварује у катодном паду. Ово је од посебне важности за промену енергије брзих атома променом примењеног напона. Треба напоменути да је у експерименталним резултатима увек примећено одступање од зависности $f(j/p^2)$ при значајној промени притиска, слично као на слици 4.7 [16].



Слика 4.6: Струјно-напонске карактеристике Гримовог пражњења са водоником на различитим притисцима.



Слика 4.7: Зависност напона од редуковане струје Гримовог пражњења са водоником.

4.2 Спектроскопско испитивање утицаја услова у пражњењу на брзе атоме водоника

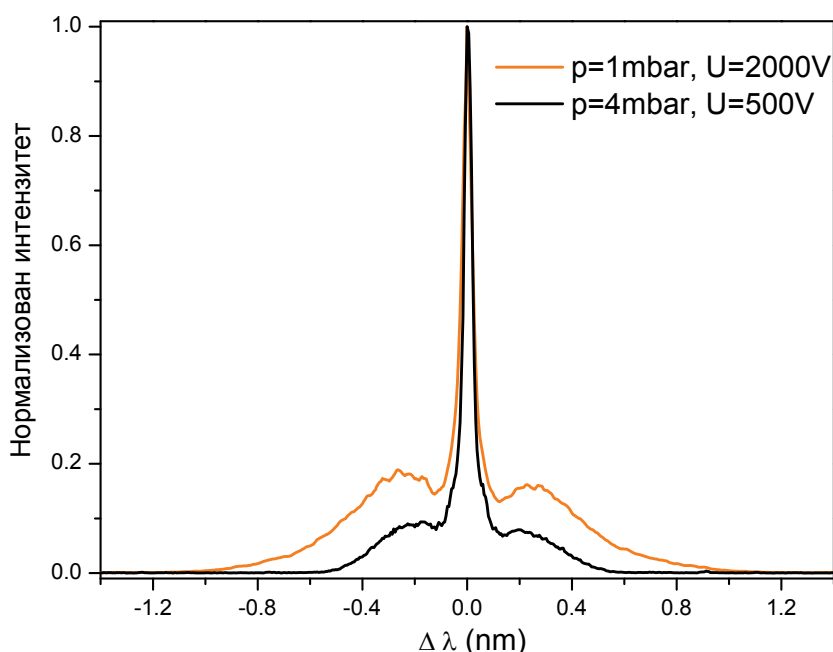
Као што је већ напоменуто, у скорашњем прегледном раду Фелпса [19] резултати *multi beam* колизионог модела су упоређени са експерименталним резултатима из различитих пражњења са струјама умерене јачине, укључујући и наше раније експерименталне резултате.

Да би се боље разумео феномен и унапредили постојећи модели за атоме високих енергија у пражњењима [19], неопходно је систематски истражити утицаје услова у пражњењу и раздвојити њихов утицај на продукцију и транспорт брзих атома. Предност абнормалног пражњења коришћеног у овом експерименту је могућност независне промене притиска и напона у релативно широком опсегу вредности. Због тога су у овом подпоглављу презентоване серије спектроскопских мерења $H\alpha$ линије из абнормалног тињавог пражњења снимљених дуж електричног поља и нормално на електрично поље да би се даље тестирао колизиони модел. Балмер алфа профил је снимљен у различитим условима у два нормална правца посматрања. Облици профила и аксијалне просторне расподеле су анализирани прорачуном енергијске расподеле ексцитованих атома, средњих енергија и учешћа аномалне компоненте у укупном профилу. Да би се демонстрирала интензивна промена профила линије са променом услова у пражњењу, пражњење типа шупља катода је такође коришћено.

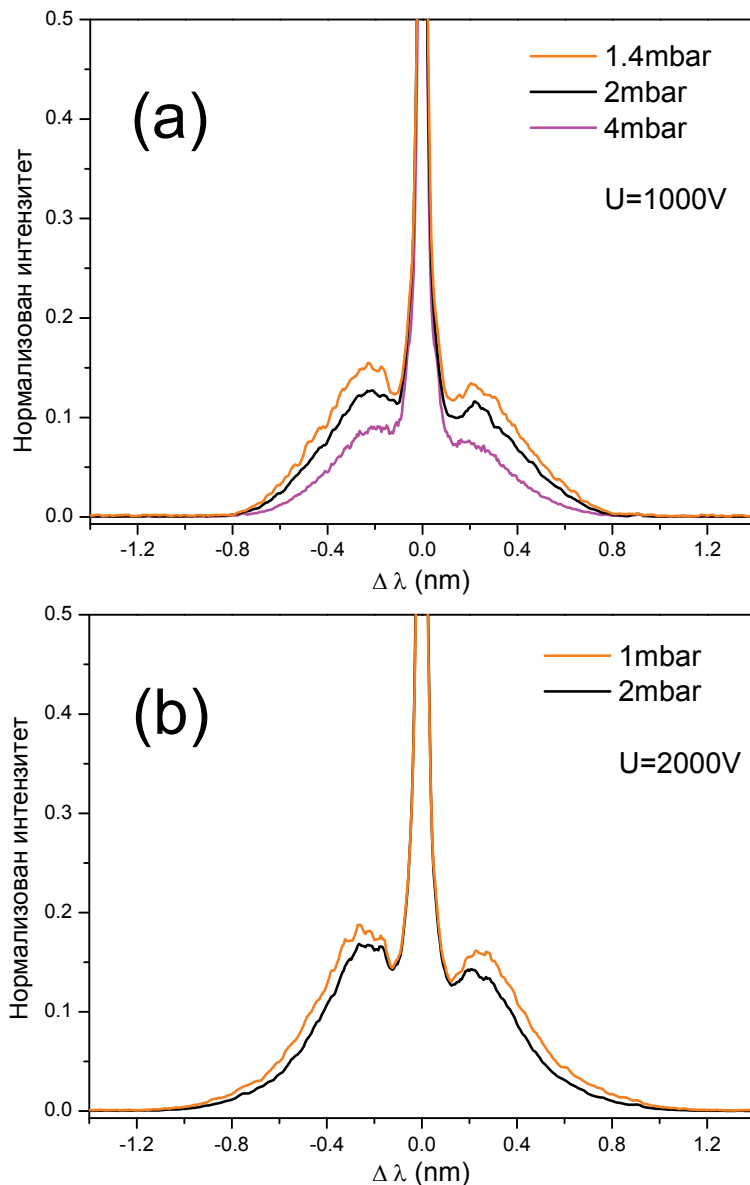
4.2.1 Аномално проширени профили снимљени са чела

Пре свега ће бити приказани резултати снимљени у правцу нормале на површину катоде тј. у правцу електричног поља. Ова мерења нису просторно селективна и аномално проширени профили показују енергије брзих атома у целој запремини пражњења. На тај начин Доплеровски профили су директно повезани са расподелом кинетичке енергије атома у запремини. Да би се показао јак утицај услова у пражњењу на $H\alpha$ линију и брзе атоме, на слици 4.8 је дато поређење два профила линије са највећом разликом у напону и притиску, при чему су ови параметри лимитирани правилним радом пражњења. Да би се профили могли

поредити нормирани су на своје максималне вредности. Прва линија је снимљена на највишем притиску и најнижем напону, на супрот линији на најнижем притиску и највишем напону. Оба профила се састоје од централног уског "језгра" и такозваних далеких крила. Плаво крило потиче од атома који се крећу од катоде а црвено крило од атома који се крећу ка аноди. Евидентно је да је облик линије драстично другачији у ова два случаја, са мањим Доплеровим померајем и мањим интензитетом крила у случају вишег притиска и нижег напона. Сличан ефекат је забележен раније [20] и очекиван је у оквиру колизионог модела јер јачина електричног поља и средњи слободни пут играју одлучујућу улогу у моделу. На пример, максимална енергија забележена путем Доплеровог помераја на слици 4.8 је промењена са 350 eV на 1100 eV. Треба напоменути да се енергија атома водоника на одређеној таласној дужини помераја $\Delta\lambda$ може израчунати једноставном релацијом добијеном из Доплеровог ефекта: $\varepsilon (eV) = 1084,33 \cdot \Delta\lambda^2 (nm)$. Као што је већ речено, за бољу анализу ових утицаја неопходно је јасно раздвојити посебне ефекте притиска и напона на продукцију и транспорт брзих атома. У случају абнормалног пражњења могуће је значајно варирати један параметар док се други одржава константним.



Слика 4.8: Балмер алфа линије из абнормалног Гримовог пражњења снимљене са чела, са максималном разликом у притиску и напону. Услови у пражњењу: $p=4 \text{ mbar}$, $U=500 \text{ V}$, $I=1.5 \text{ mA}$ и $p=1 \text{ mbar}$, $U=2 \text{ kV}$, $I=0.9 \text{ mA}$.



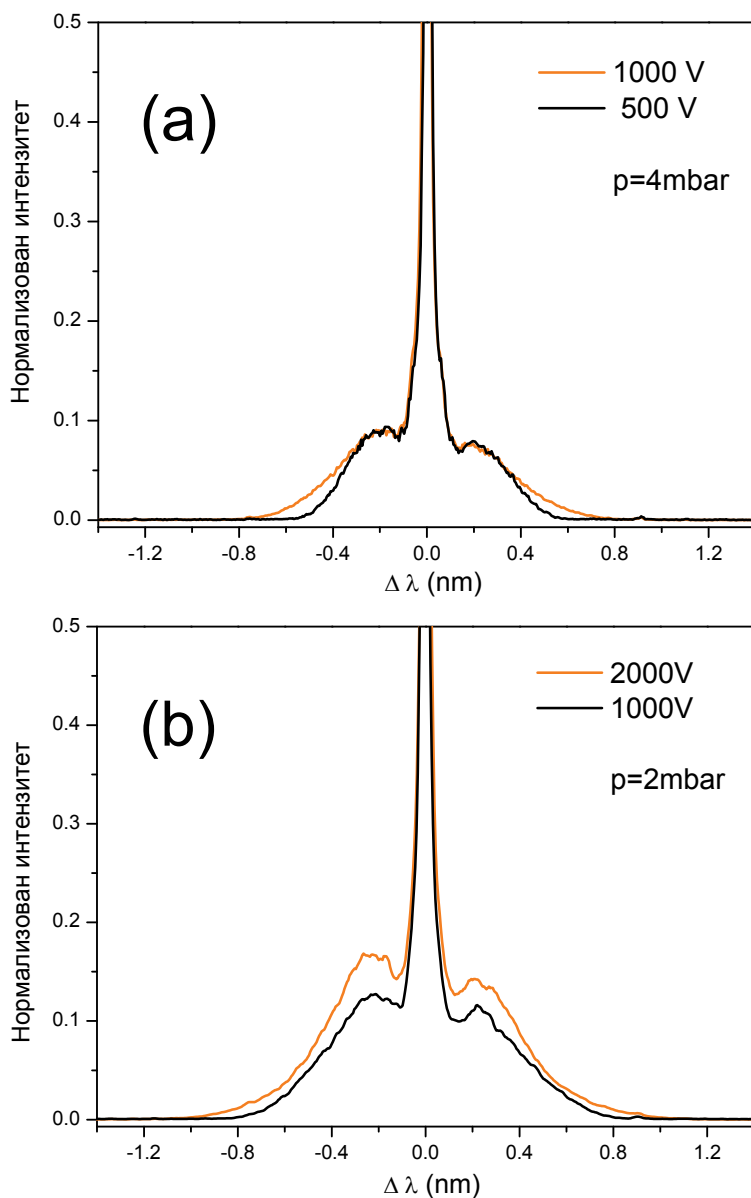
Слика 4.9: Утицај притиска на Балмер алфа линију снимљену са чела:
 (a) $U=1$ kV, 4 mbar(9 mA), 2 mbar(1.3 mA), 1.4 mbar(0.35 mA) и
 (b) $U=2$ kV, 2 mbar(8 mA), 1 mbar(0.85 mA).

Да би се испитао сепаратни ефекат притиска на брзе атоме, напон је одржан константним док је притисак мењан од 1 до 4 mbar. Максимум и минимум напона на одређеном притиску је ограничен могућношћу одржавања пражњења. Резултати за промену притиска на напонима од 1kV и 2 kV су дати на слици 4.9(a) и 4.9(b) респективно. Напон пражњења се овде може сматрати блиским напону катодног пада због одсуства позитивног стуба у Гримовом пражњењу и измереног електричног поља у катодном паду (поглавље 4.1). Штавише, зависност напона на слици 4.7 говори да би за постизање исте вредности редуковане струје на два притиска требало кориговати прикључени напон за мање од 5% (за услове на слици 4.9).

Како су предмет овог истраживања атоми високих енергија, графици ће приказивати само вредности интензитета до 50% нормализованих профила. Сви профили линија на 4.9 показују асиметрични облик што је типично за правац посматрања дуж правца електричног поља. У свим приказаним поређењима се може уочити да смањење притиска при константном напону, повећава амплитуду крила тј. њихово учешће у укупном интензитету линије, док је максимални Доплеров тј. померај одговарајућа максимална енергија само благо повећана. Са смањењем притиска спектрална расподела $\text{H}\alpha$ линије је померена ка већим енергијама. Енергијски померај са притиском је очигледнији на вишем напону - 2 kV (слика 4.9(b)) јер су крила јасно раздвојена од "језгра" и максимум интензитета крила је јасно уочљив. Ове промене профила указују да смањење притиска повећава број брзих атома водоника у ексцитованом стању са нешто вишом енергијом. Дакле, продужење средњег слободног пута генерише више брзих атома са благо повећаном енергијом. Последице, ексцитација тешким честицама која потиче од брзих атома је појачана, у поређењу са електронском ексцитацијом.

Утицај напона абнормалног тињавог пражњења при константним притисцима од 4 mbar и 2 mbar је приказан на слици 4.10(a) и 4.10(b) респективно. На вишем притиску интензитет крила није промењен у целом опсегу већ само у репу расподеле, за разлику од промене притиска где се интензитет мења у целом опсегу таласних дужина. Ова промена у расподели са повећањем напона је последица повећаних ексцитационих коефицијената за $\text{H}\alpha$, јер ефикасни пресек за ексцитацију H атома у сударима са H_2 расте са енергијом у овој области енергија (слика 2.5). На нижем притиску, на слици 4.10(b), крила су повишена у целој области јер су напони примењени у овом случају виши што даје могућност јонима да стекну енергије које фаворизују ексцитацију. Такође, продужени слободни пут у катодном паду омогућава јонима да добију више енергије између судара, што генерише више брзих атома након конверзије. По колизионом моделу, може се очекивати да атоми достижу веће максималне енергије на вишим напонима јер водоникови јони имају доступну већу потенцијалну енергију у катодном паду пражњења. Максимални Доплеров померај је значајно повећан: на слици 4.10(a) од 0,57 nm (352 eV) до 0,74 nm (594 eV); и на слици 4.10(b) је повећан од 0,84 nm (767 eV) до 0,99 nm (1060 eV). Занимљиво је приметити, поређењем два сегмента слике 4.10, да виши напон доводи до смањеног искоришћења доступне енергије катодног пада од стране јона и конвертованих атома. На пример, на слици 4.10(b) при напону од 1 kV атоми

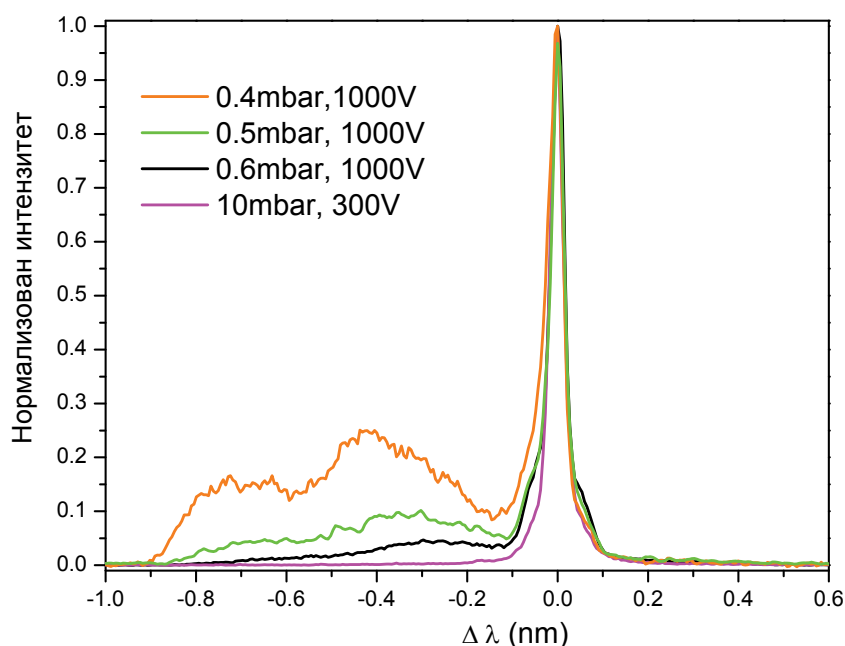
достигу око 77% доступне енергије, док на 2 kV атоми достигну само око 53% енергије примењеног напона. Узрок може бити у појачаном губитку енергије и појачаном процесу измене наелектрисања јер ефикасни пресеци за ове колизоне процесе расту са енергијом [21] (подпоглавље 2.1).



Слика 4.10: Утицај напона на Балмер алфа линију снимљену са чела: (a) $p=4$ mbar, 500 V(1.5 mA), 1kV (9 mA) и (b) $p= 2$ mbar, 1kV(1.3 mA), 2 kV(8 mA).

Може се закључити да притисак и напон утичу на облик линије, и тиме на расподеле брзих атома, различито. Енергетске расподеле, средње енергије и учешће компонената у профилу ће бити анализирани у следећем одељку.

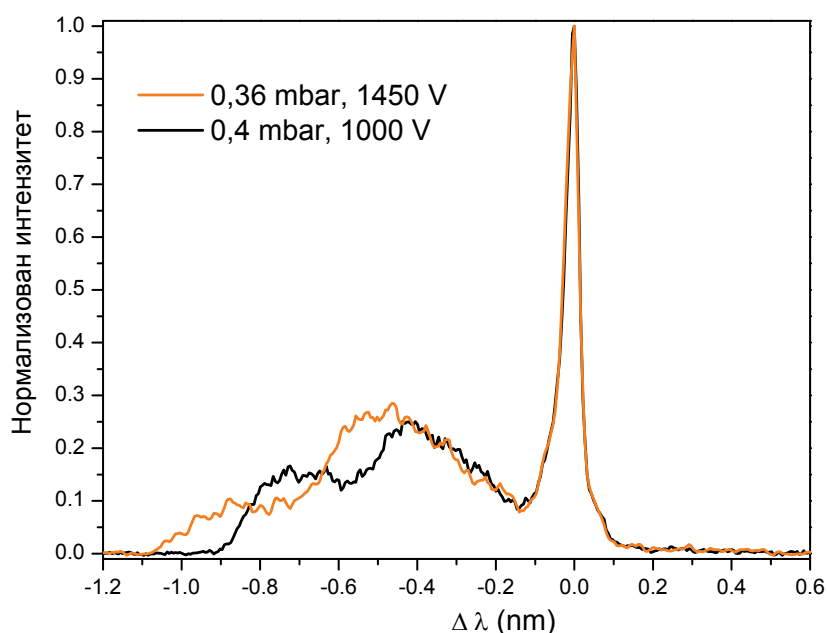
Аномално Доплерово ширење у пражњењу са шупљом катодом је забележено у више публикација [22, 23] . Овде ћемо само демонстрирати очигледни утицај промене притиска на профиле линија како би додатно нагласили електрично поље као узрок високих енергија брзих атома водоника. За разлику од Гримовог пражњења, профил из шупље катодне показује само једно крило, у овом случају плаво. Атоми одбијени од катодне нису детектовани због специфичне геометрије катодне, слика 1.5. Како ово пражњење има карактеристику нормалног тињавог пражњења оно није погодно за промену параметара пражњења, међутим, промена профила линије са променом притиска показује занимљиве карактеристике (слика 4.11). Притисак је постепено снижаван од 10 mbar до 0,4 mbar при чему аномално ширење није забележено све до 1 mbar. Испод притиска од 1 mbar догађа се драстична промена профила, што је последица промене правца и екстензије електричног поља. Наиме, на вишем притиску катодни пад је уобичајено ограничен на узак слој између катодног цилиндра и нешто мањег плазма цилиндра (слика 1.5(b)) [24]. На ниским притисцима долази до екстракције негативног светљења из катодног цилиндра и катодни пад попуњава процеп до анодног прстена, чиме вектор електричног поља постаје паралелан са осом катодног цилиндра (слика 1.5(c)). Да би се пражњење одржало у новој конфигурацији напон мора бити повишен. Са даљим снижавањем притиска профили линија показују веће енергије атома и већи



Слика 4.11: Балмер алфа линија снимљена са чела из пражњења са шупљом катодом: $U=320V$, $p=10\text{mbar}$, $I=9\text{mA}$; $U=1\text{ kV}$, $p=0,6\text{ mbar}$, $I=2\text{mA}$; $U=1\text{ kV}$, $p=0,5\text{ mbar}$, $I=0,8\text{mA}$ и $U=1\text{ kV}$, $p=0.4\text{ mbar}$, $I=0,2\text{ mA}$.

интензитет крила што је сличан ефекат као на слици 4.9. Занимљиво је приметити да профил са најнаглашенијим ширењем (на најнижем притиску) показује одређену структуру у расподели која потиче од три врсте водоникових јона. Ова појава је већ забележена у другачијој конфигурацији са далеко вишим напонима [25].

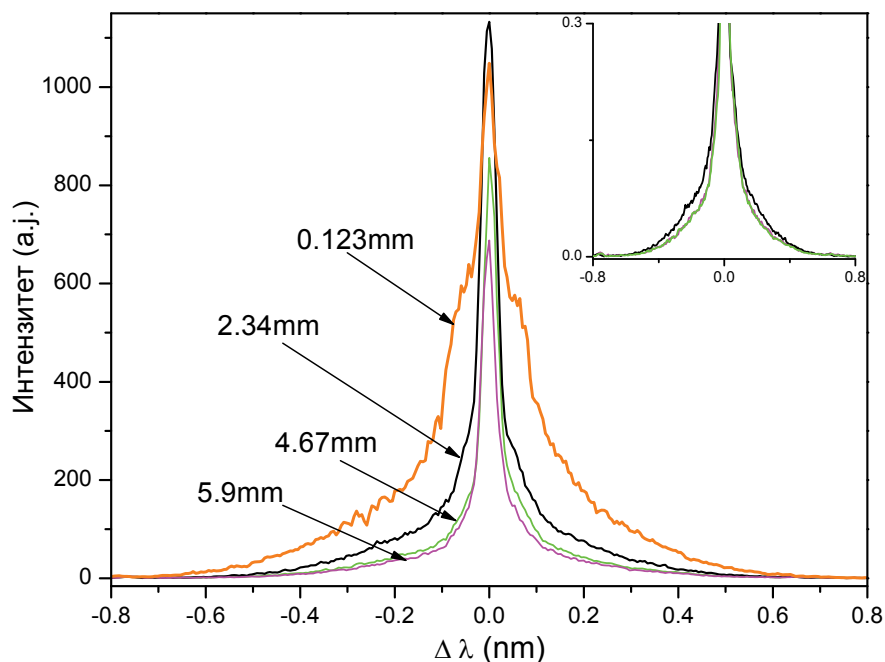
На слици 4.12 је приказана промена профила из шупље катоде са повећањем напона са 1000 V на 1450 V, при чему је притисак смањен за само 10%. Као и у случају Гримоваг пражњења спектрална расподела је померена услед повећања напона. Максимални Доплеров померај (максимална енергија) је повећана са 0,9 nm (880 eV) на 1,06 nm (1220 eV). На основу ових вредности се може закључити да је искоришћење расположивог напона код шупље катоде веће него код Гримоваг пражњења и износи преко 80%. Такође, јасно се може уочити и померање структуре крила, односно померај максимума у профилу који потичу од три врсте водоникових јона.



Слика 4.12: Балмер алфа линија снимљена са чела из пражњења са шупљом катодом: $p=0,36$ mbar, $I=0,5$ mA и $U=1,45$ kV, $p=0,4$ mbar, $I=0,2$ mA.

4.2.2 Аномално проширени профили снимљени са стране

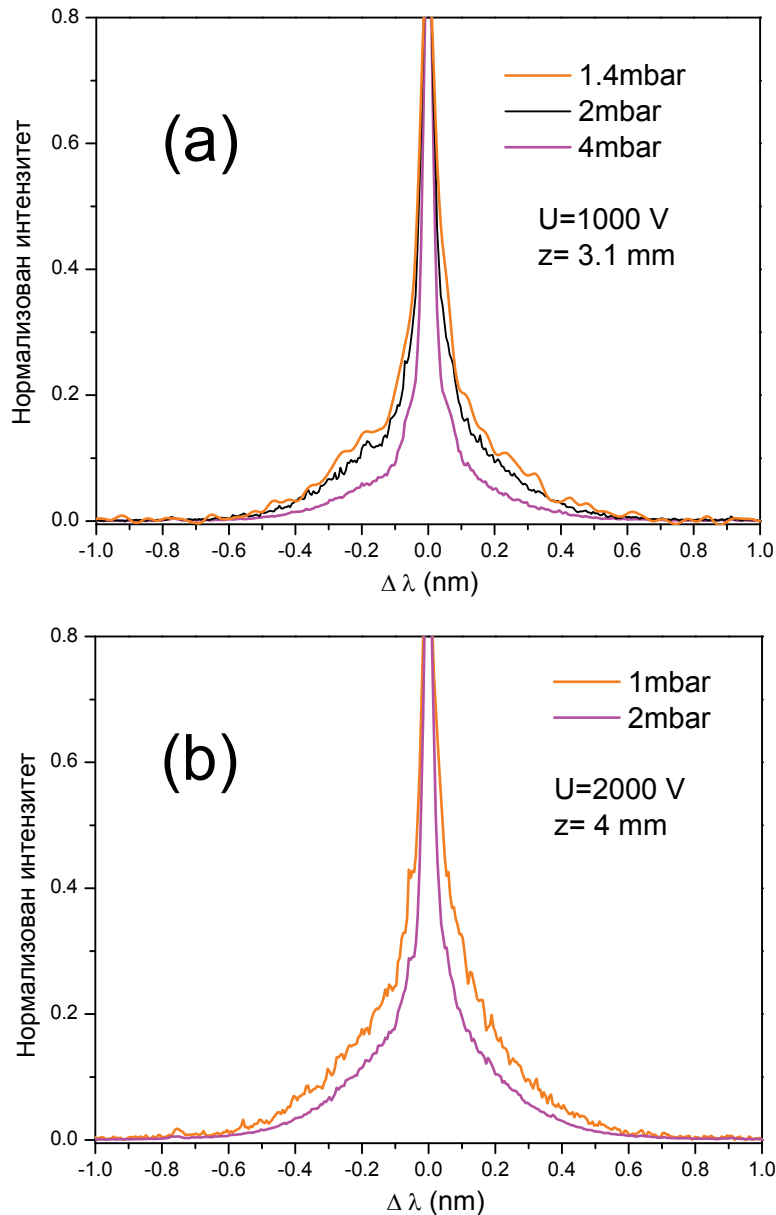
У овом делу експеримента мерења су обављена под правим углом у односу на правац нормале на катоду тј. нормално на правац електричног поља. Ова мерења су просторно селективна и повезана су са енергијом брзих атома на одређеној удаљености од катоде.



Слика 4.13: Балмер алфа линија снимљена са стране на различитим удаљеностима од катоде. Услови: $p=4$ mbar, $U=1$ kV, $I=9$ mA. Уметнути график садржи нормализоване профиле.

Слика 4.13 приказује промену Балмер алфа линије дуж осе нормалне на правац нормале катоде. Ненормализовани профили снимљени на различитим удаљеностима од катоде показују присуство Штарковог цепања близу катоде и промену интензитета линије, док нормализовани профили у увећаном сегменту графика приказују промену облика линије у негативном светљењу тј. у зони слабог електричног поља.

Слике 4.14(a) и (b) приказују поређење профила снимљених са стране при промени притиска на константним напонима од 1kV и 2kV, као на слици 4.9. За разлику од профила снимљених са чела, ови графици показују симетричне профиле линија који су мање проширени. Ова промена у облику линија са правцем посматрања се може сматрати индикацијом важности правца електричног поља за кретање брзих атома. Наиме, како је раније објашњено (подпоглавље 2.2) атоми су одбијени од катоде са одређеном расподелом по углу [26, 27]. Ова угаона расподела је главни узрок Доплеровог ширења при посматрању са стране тј. нормално на поље и нормалу површине катоде. Атоми који се крећу ка катоди такође могу допринети Доплеровом ширењу у катодном паду али се очекује да је угаоно расејање у сударима јона и атома са H_2 занемарљиво. Са друге стране скорашња поређења експерименталних податка са резултатима модела указују да постоји одређени степен дифузне угаоне расподеле код атома који се крећу ка катоди [26, 27]. На овом

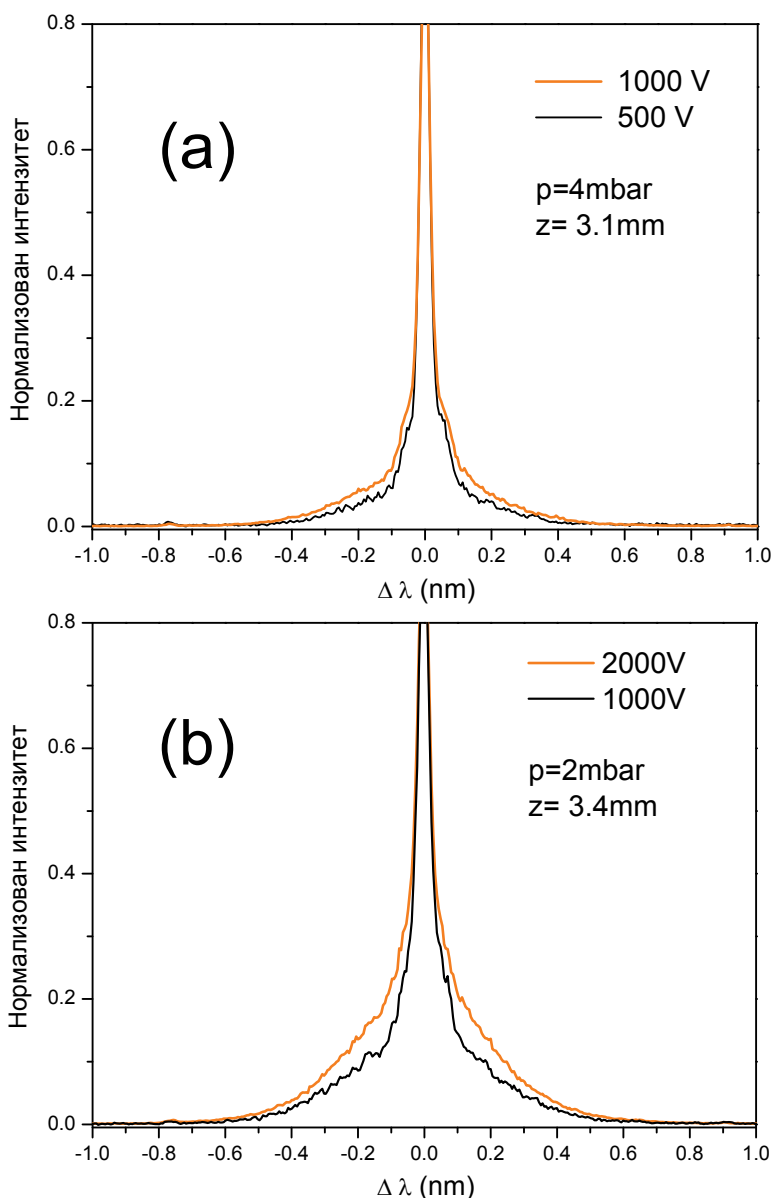


Слика 4.14: Утицај притиска на Балмер алфа линија снимљене са стране. Услови исти као на слици 4.9, респективно.

месту ћемо поредити само профиле из негативног светљења где нема Штарковог ширења а Доплерово ширење може потицати само од атома одбијених од катоде.

Профили снимљени са стране на нижем притиску садрже крила слична Лоренцовим профилима. Треба нагласити да је Доплеров померај једини механизам који може створити далека крила јер су сви остали механизми (Ван-Дер Валс, Штарк) занемарљиви у овим условима тј. у негативној светљењу пражњења на ниском притиску (секција 1.2.1). Овај облик је једноставно последица великог интензитета крила која се преклапају са дисоцијативном компонентом профила.

Профили линија дати на слици 4.14(a) и (b) показују да снижење притиска повећава магнитуду крила, као код *end-on* профила на слици 4.9. Међутим, спектрална дистрибуција крила и максимални Доплеров померај нису значајно промењени притиском. Ово потиче од чињенице да је ширење са стране доминатно одређено угаоном расподелом атома, тако да промена енергије рефлектованих атома није тако евидентна. Сlike 4.15(a) и (b) показују профиле снимљене са променом напона на притиску од 4 mbar и 2 mbar респективно. Профили на притиску од 2 mbar (4.15(b)) су снимљени на већој удаљености од катоде како би се избегао утицај електричног поља у продуженом катодном паду на нижем притиску. Као и на слици 4.10 повећање напона доводи до интензивнијих



Слика 4.15: Утицај напона на Балмер алфа линије снимљене са стране. Услови исти као на слици 4.10, респективно.

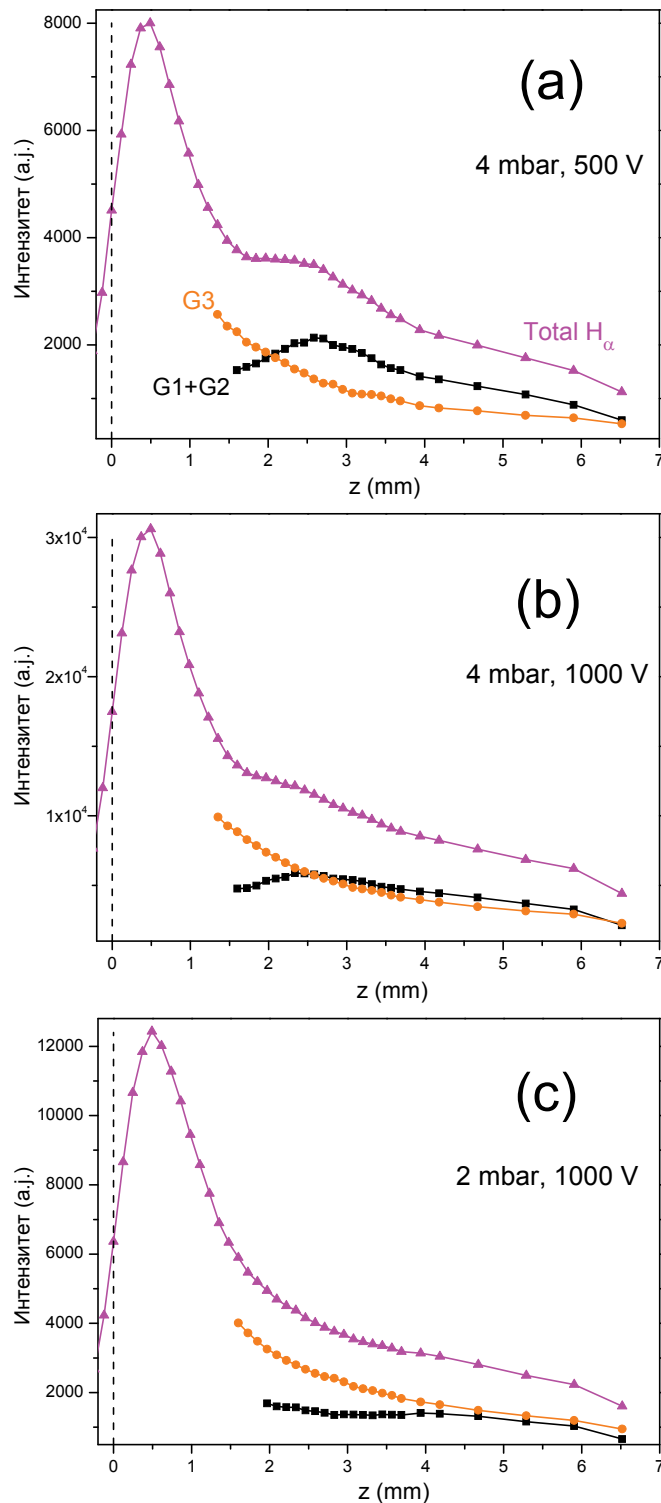
крила, али за разлику од профила снимљених са чела повећање енергије није тако евидентно. Као што је већ речено, виши напон повећава ексцитацију тешким честицама и такође генерише више брзих атома. Поново, повећање енергија је теже уочљиво због правца посматрања и угаоне расподеле која преноси само део кинетичке енергије атома на Доплеров померај. Зависност процеса рефлексије атома од енергије такође треба узети у обзир.

Просторне аксијалне дистрибуције Балмер алфа зрачења на различитим условима су приказане на слици 4.16. Треба напоменути да је тачна позиција површине катоде одређена са неодређеношћу од 0,15 mm. Користећи фит процедуру објашњену у одељку 2.3.2 профили су разложени ради добијања компоненте која потиче од рефлектованих брзих H атома (Gauss 3) и компоненте која потиче од електронске ексцитације (Gauss 1 плус Gauss 2). Ове расподеле су посебно важне за поређење са моделима јер могу бити директно повезане са ексцитационим коефицијентима [26-28]. Нагиб слабљења широке компоненте (G3) није значајно промењен са притиском па сматрамо да је слабљење преодминантно одређено широким угаоним расејањем у процесу рефлексије од катоде, пример је симулација у референци [29]. Раније донесен закључак о узроку атенуације, код нашег експерименталног истраживања, услед губитка енергије у колизионим процесима, постаје значајан тек на већим удаљеностима.

Може се уочити да се наглашени максимум укупног интензитета јавља у катодном паду као последица ексцитације брзих атома водоника у сударима са молекулима водоника, и случају када се крећу од катоде и при кретању ка катоди. У овој области електронска ексцитација слабо доприноси укупној ексцитацији јер је овде електронска концентрација превише ниска. На притиску од 4 mbar (слика 4.16(a) и (b)) уочљив је други, нижи максимум, расподеле који потиче од електронске ексцитације у негативном светљењу (око 2,5 mm). Ова ексцитација је доминантно одговорна за "језгро" профила при посматрању са чела као и при посматрању са стране у негативном светљењу [8, 30]. Компонента која потиче од електронске ексцитације (G1+G2) почиње да расте на крају негативног светљења и достиже максимум у области негативног светљења на 4 mbar, док је на притиску од 2 mbar њен интензитет проширен у плато.

Уопштено се може закључити да промена услова у пражњењу значајно мења просторну расподелу интензитета $H\alpha$. Снижење притиска и повећање напона појачавају ексцитацију тешким честицама, што одговара већем интензитету крила

профила линија. На пример, при подизању напона са 500 V на 1 kV на притиску од 4 mbar (Fig. 4.16(a) and (b)) ексцитација тешким честицама расте у поређењу са електронском ексцитацијом. При снижењу притиска од 4 mbar до 2 mbar на напону 1kV (Fig. 4.16(b) and (c)) сличан ефекат је забележен, што доводи до нестанка другог максимума $H\alpha$ укупног интензитета у негативном светљењу.



Слика 4.16: Аксијалне просторне расподеле тоталног Балмер алфа зрачења и компоненти које потичу од брзих атома ($G3$) и електронске ексцитације ($G1+G2$) при различитим условима: (a) $p=4$ mbar, $U=500$ V, $I=1,5$ mA ; (b) $p=4$ mbar, $U=1$ kV, $I=9$ mA и (c) $p=2$ mbar, $U=1$ kV, $I=1,3$ mA.

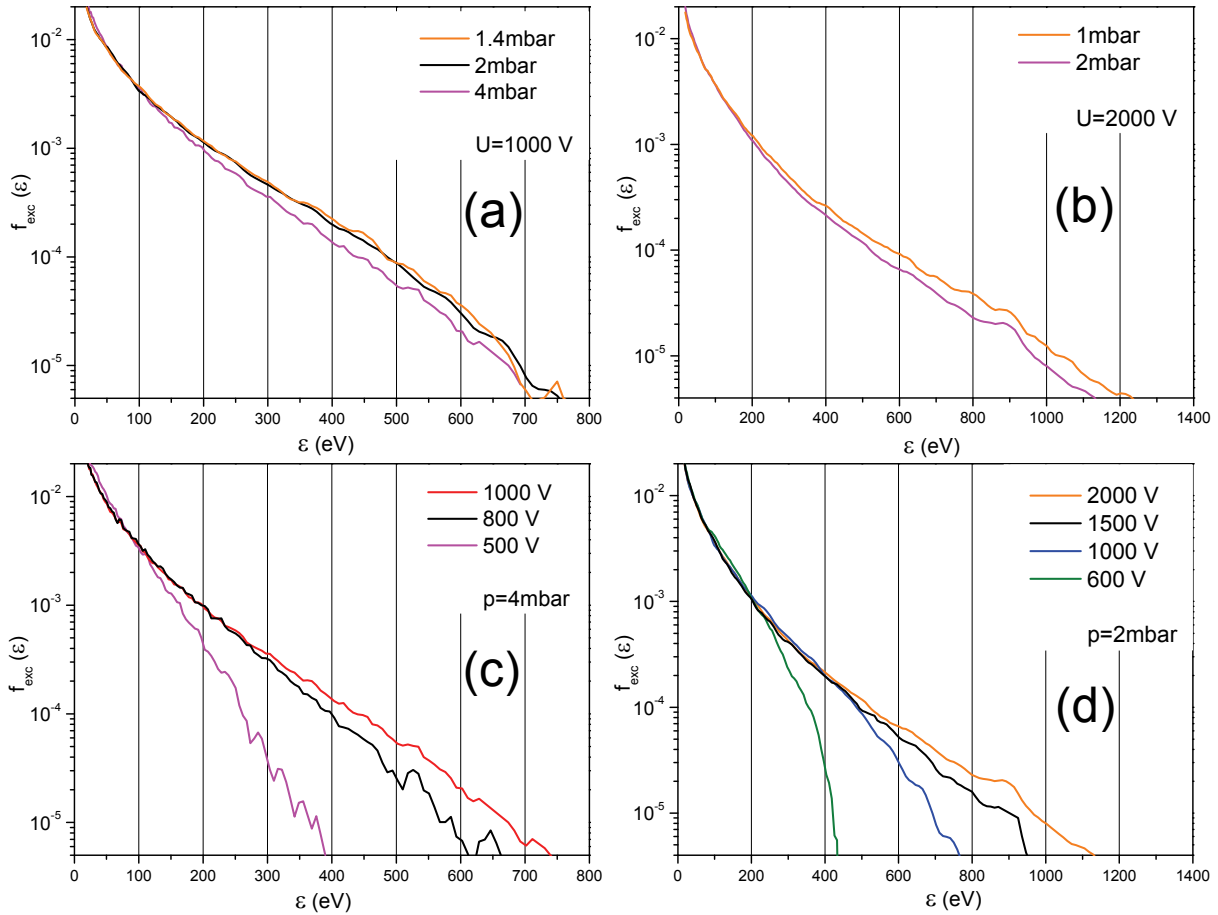
Промена дужине катодног пада се такође може уочити пажљивим посматрањем нагиба раста и положаја максимума компоненте електронске ексцитације. Наиме, као што се очекује код тињавог пражњења [17] повећање напона благо скраћује катодни пад, док га снижњење притиска продужава значајно тј. удаљава негативно светљење од катоде (подпоглавље 4.1).

4.2.3 Анализа профила снимљених са чела

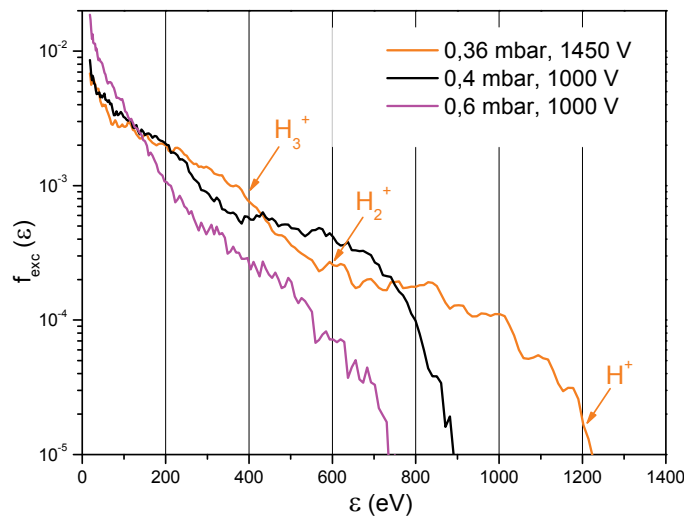
У овом одељку снимљени профили линија су искоришћени за анализу енергијске расподеле ексцитованих атома и удела процеса тешких честица у укупној ексцитацији. Анализа укључује и додатне услове у пражњењу који нису дати на сликама 4.9 и 4.10 због јасноће графика.

У случају абнормалног пражњења енергијске расподеле брзих атома су добијене из црвеног крила *end-on* профила. Како су брзи Н атоми генерисани дуж катодног пада, број ексцитација на одређеној вредности брзине је повезан не само са енергијски зависним пресеком за ексцитацију, већ и са расположивом дужином трајекторије за атоме након њиховог настанка. Дакле, атоми генерисани ближе катоде ће имати вишу енергију и мању дужину расположиву за ексцитацију. Повећање енергије и енергетски губици јона као и транспорт атома пре него што достигну површину катоде такође треба узети у обзир. Како учешће ових различитих функција не може бити јасно раздвојено без бројних поједностављивања, на овом месту ће бити дате само расподеле ексцитованих атома. Ове расподеле такође могу бити анализирани у смислу промена са променом услова у пражњењу. На пример, максимална кинетичка енергија детектована у профилу се може само мало разликовати од максималне енергије целе популације брзих атома. Расподеле су добијене простом хистограмском трансформацијом из дистрибуције по таласним дужинама (брзинама) у енергијску дистрибуцију ($f'(\lambda)d\lambda = f(\epsilon)d\epsilon$) и нормализацијом на интеграл $f(\epsilon)$. Енергије на апсциси су "детектоване" енергије тј. кинетичке енергије забележене дуж правца посматрања. Утицај колизионог расејања по углу на Доплеров померај се може сматрати занемарљивим, због веома анизотропног диференцијалног пресека и преусмеравања јона у правцу поља између два судара.

Слика 4.17 приказује енергијске расподеле атома за енергије веће од 18 eV, добијене из експерименталних профила линија, за различите комбинације напона и притиска у Гримовом пражњењу. Јасно је да промена притиска не мења облик дистрибуције значајно (Слика 4.17(a) и (b)) а максимална достигнута енергија се



Слика 4.17: Енергијске расподеле ексцитованих брзих Н атома, добијене из црвеног крила *end-on* профила, за различите услове у абнормалном пражњењу.



Слика 4.18: Енергијске расподеле ексцитованих брзих Н атома, добијене из *end-on* профила, за различите услове у тињавом пражњењу са шупљом катодом.

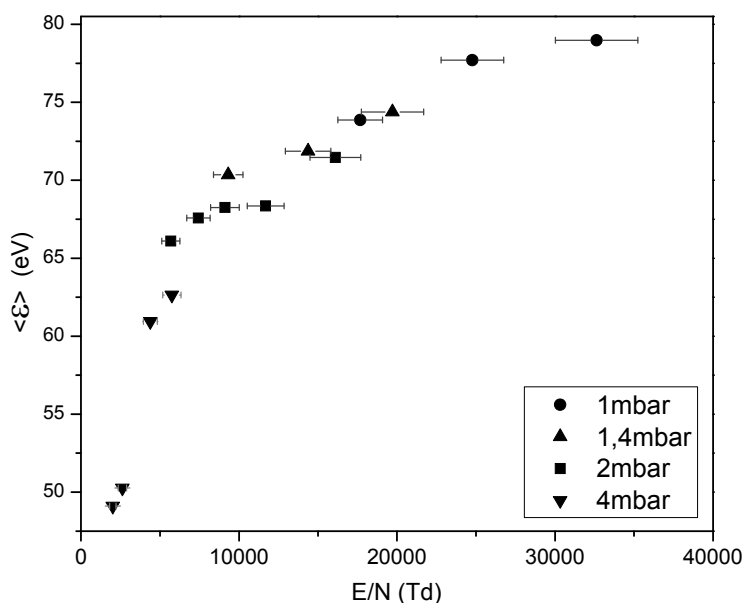
само мало повећава са смањењем притиска. Са друге стране, повећање напона на константном притиску (Слика 4.17(c) и (d)) драстично мења расподелу и повећава максималну енергију. На слици 4.18 су приказане енергијске расподеле добијене из профила снимљених из шупље катоде. На две расподеле може се уочити структура са три функције које одговарају трима групама водничних јона. На основу максималне достигнуте енергије и односа маса водоничних јона израчунате су максималне енергије које могу достићи атоми од три врсте јона и приказане на графику за највећи напон.

Промена енергијских расподела из оба пражњења са променом услова, се може сматрати јасним доказом да брзи атоми настају у процесу измене наелектрисања а не у резонантном процесу невезаном за поље.

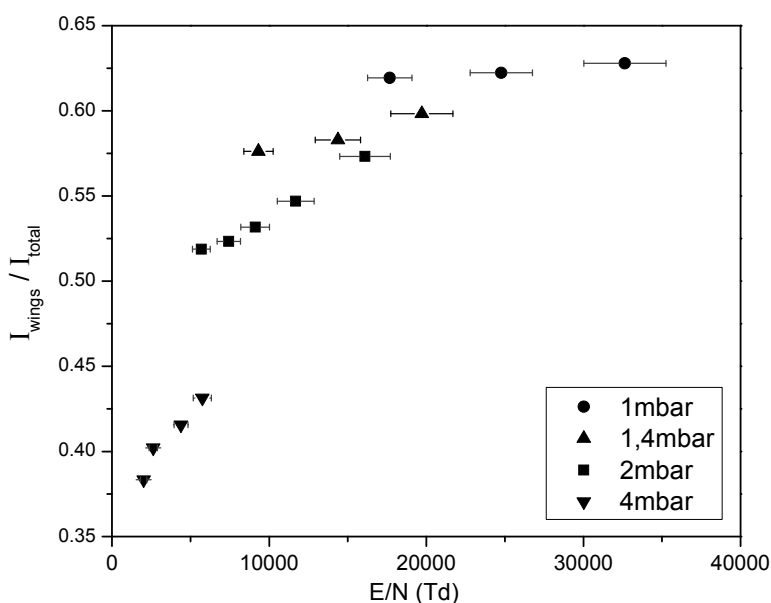
Ради систематске анализе енергије и популације N атома, одређене репрезентативне величине су добијене из профила линија и дате у зависности од редукованог електричног поља у катодном паду (E/N). Наиме, зависности показане на сликама 4.19, 4.20 и 4.21. су у ствари зависности од E/p , јер је концентрација гаса ($N = p/kT$) израчуната за исту температуру од 350 K при свим условима. Ова процењена температура је одабрана на основу ранијих истраживања [8, 29]. Међутим, треба нагласити да је значајно загревање гаса примећено у Гримовом пражњењу са аргоном као радним гасом [31]. Због релативно слабих струја у овом експерименту и високе термалне проводности водоника овде је занемарена промена у загревању гаса и последична варијација температуре на различитим E/N . Треба нагласити да уобичајена репрезентација зависности од редукованог поља (E/N) има одређена ограничења у случају абнормалног тињавог пражњења. Пре свега, како електрично поље није константно у катодном паду, средње електрично поље мора бити коришћено као мера енергије коју јони добију у пољу. Средња вредност електричног поља у катодном паду је израчуната као однос примењеног напона и дужине катодног пада. Дужина катодног пада је одређена применом поларизационе спектроскопије На линије (подпоглавље 4.1). Неодређеност у вредности редукованог електричног поља потиче од неодређености у одређивању дужине катодног пада и гасне температуре. Упркос поменутиим неодређеностима, репрезентација са E/N је одабрана јер добијене зависности могу бити упоређене са вредностима из различитих пражњења и модела а температурно скалирање се може применити ако је потребно.

За анализу кинетичке енергије Н атома, средње енергије су израчунате из расподела са слике 4.17 и презентоване у зависности од E/N (слика 4.19). На слици 4.19 нагли раст средње енергије је евидентан на око 7 kTd након чега она расте спорије до вредности од 79 eV на 37 kTd.

Учешће високо енергијске екситације (крила) у *end-on* На профилу је дато у зависности од редукованог електричног поља на слици 4.20. Укупни интензитет је интеграл целог профила док су интензитети крила добијени као интеграл за



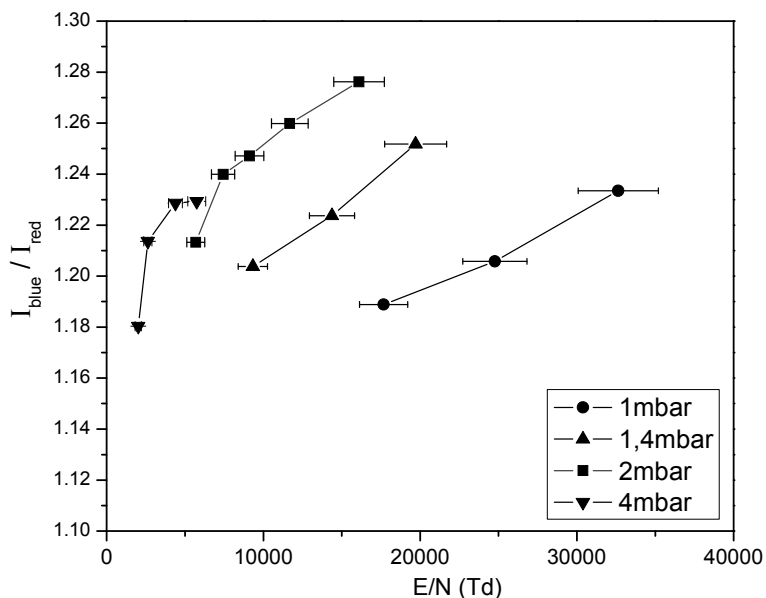
Слика 4.19: Зависност средње енергије екситованих Н атома који се крећу ка катоди од редукованог електричног поља ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$).



Слика 4.20: Зависност енергијског учешћа (крила) у укупном На интензитету од редукованог електричног поља ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$).

Доплеров померај већи од 0,11 nm (13,1 eV), да би се искључила дисоцијативна екситација. Слика 4.20 показује да високоенергијска фракција има нагли раст на приближно истој вредности E/N као и пораст средњих енергија атома на 61 eV на слици 4.19. У складу са тим ефикасни пресек за екситацију $n=3$ у судару $H + H_2$ има нагли раст у истој области 50-60 eV (слика 2.5), тако да се ова веза између два графика може сматрати доказом да је главни екситациони процес брзих атома судар атома водоника са молекулом водоника.

Однос интензитета плавог крила (атоми усмерени од катоде) према интензитету црвеног крила (атоми усмерени ка катоди) у зависности од редукованог поља је дат на слици 4.21. Ова величина даје информацију о рефлексији са површине катоде јер је пропорционална односу броја рефлектованих атома и атома упадних на катоду. Занимљиво је приметити да ова величина само слабо зависи од E/N и то не на директан начин. Однос интензитета благо расте са повећањем напона на свим притисцима, али достиже приближно исте вредности на високим и ниским притисцима. Благи пораст са напоном може бити због већег броја јона који достижу катоду и бивају неутрализовани на површини наместо конверзије у измени наелектрисања. Однос крила је највероватније доминантно одређен параметрима процеса рефлексије (рефлексиони коефицијенти на одређеној енергији).



Слика 4.21: Зависност односа интензитета плавог и црвеног крила *end-on* профила од редукованог електричног поља ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$).

4.2.4 Закључци

Резултати показују да промене притиска и напона утичу на популацију брзих атома различито. Повећање напона помера енергијску дистрибуцију ка вишим енергијама док повећање притиска повећава интензитет крила линије тј. повећава допринос ексцитације тешким честицама, и у мањој мери повећава енергију. Мерења обављена са чела и са стране показују да на нижим притисцима и последично вишим вредностима E/N ексцитација тешким честицама постаје доминатна. Рефлексија атома од површине је у извесној мери под утицајем примењеног напона. Карактеристични ефекат тињавог пражњења је екстензија катодног пада са смањењем притиска и мора бити узета у обзир при могућем моделовању. Анализа средње енергије атома водоника и интензитета крила доводи до закључка да је судар атома водоника са молекулом водоника главни ексцитациони процес у абнормалном пражњењу.

Промена параметара пражњења доводи до промена у облику линија, промена у просторној расподели интензитета и енергијској расподели атома. Ово се може сматрати јасним доказом да су брзи атоми генерисани у процесима измене наелектрисања јона убрзаних у пољу (FAM модел) а не у резонантном процесу невезаном за поље.

4.3 Аномално проширени профили у мешавини аргона и водоника

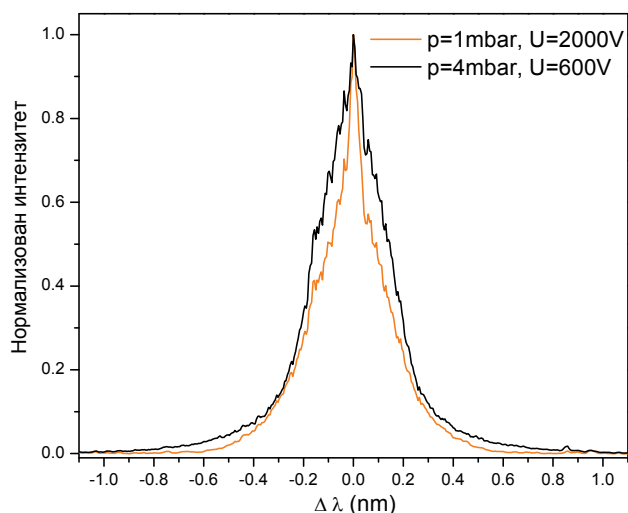
Интензивно аномално ширење је забележено у Ar/H_2 мешавини али са другачијим обликом профила у односу на случај чистог водоника [32, 33]. Наиме, иако је линија проширена, крила нису јасно издвојена а енергије брзих атома су мање. Овакав облик крила у оба правца посматрања је послужио као аргумент за конфирмацију тзв. теорије резонантног трансфера [34]. У оквиру колизионог модела овај облик линије се може објаснити различитим колизионим процесима који укључују Ar атом, а који доприносе проширеном профилу. То се пре свега односи на ексцитацију ($n=3$) при судару $\text{H}_\gamma + \text{Ar}$, чији је праг нижи у односу на аналогну ексцитацију са H_2 [32]. Такође формирање ArH^+ јона може повећати концентрацију водоничног H_3^+ јона [33].

Због тога је било интересантно испитати утицај услова у Гримовом пражњењу на аномално проширене профиле у мешавини аргона и водоника (3% моларног удела водоника). Струјно-напонска карактеристика Ar/H_2 мешавине није дозволила независну промену напона и притиска у мери у којој је то било могуће у чистом водонику. Међутим, ипак је остварена значајна промена параметара пражњења.

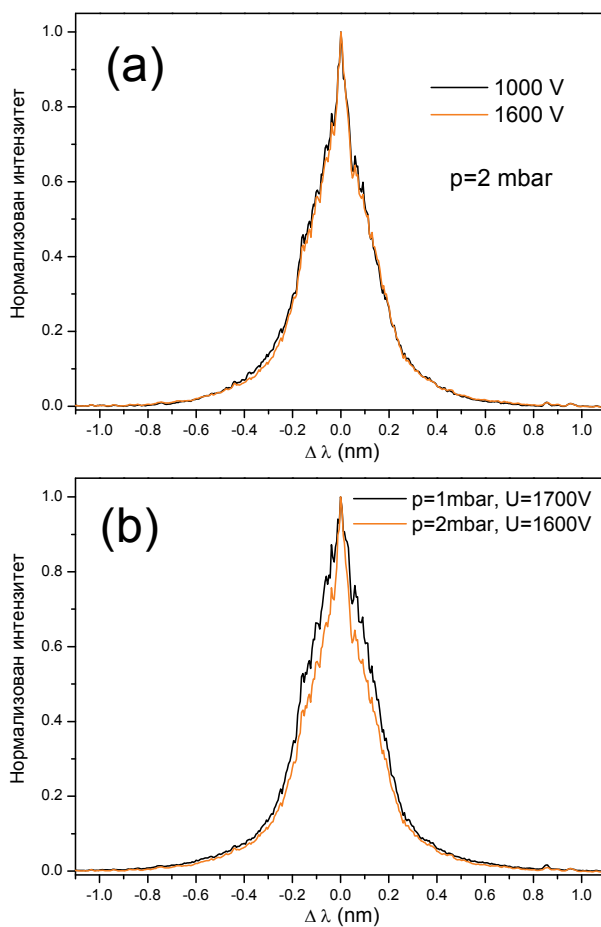
4.3.1 Аномално проширени профили снимљени са чела

На слици 4.22 су приказани профили снимљени са чела при великој разлици у притиску и напону Гримовог пражњења. Поређењем слике 4.22 (у мешавини) и аналогне слике 4.8 (у чистом водонику), може се уочити евидентна разлика у профилима како у ширини тако и у облику. Због другачијих механизма ексцитације ширина профила у мешавини је мања и без јасно издвојених крила. Такође, профили снимљени из мешавине показују облик врло близак симетричном. На слици 4.22 се може уочити и да је утицај параметара пражњења далеко слабији у мешавини. Даљим испитивањем је утврђено да је утицај напона на ексцитоване брзе атоме слаб на свим притисцима, док се утицај притиска може уочити само изнад 1 mbar. Слика 4.23(a) показује утицај промене напона на притиску 2 mbar, док слика 4.23(b)

показује утицај промене притиска при малој промени напона (колико дозвољава пражњење). Слаба зависност облика линије од притиска и напона се може објаснити нижим енергијама потребним за ефикасну ексцитацију у судару типа $H_f + Ar$ [35].



Слика 4.22: Балмер алфа линије из абнормалног Гримоваг пражњења у мешавини Ar/H_2 снимљене са чеља, Услови у пражњењу: $p=4$ mbar, $U=600$ V, $I=8$ mA и $p=1$ mbar, $U=2$ kV, $I=3,5$ mA.

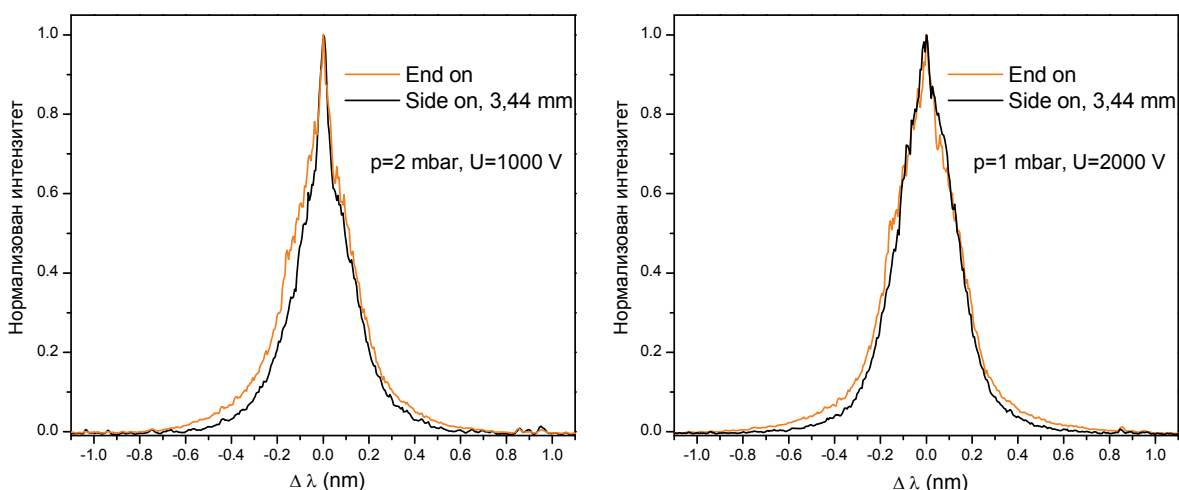


Слика 4.23: Балмер алфа линије из абнормалног Гримоваг пражњења у мешавини Ar/H_2 снимљене са чеља: (a) Промена напона на притиску 2 mbar (1000 V, 4,5 mA и 1600 V, 8 mA); (b) Промена притиска - (1 mbar, 1700 V, 2,5 mA и 2 mbar, 1600 V, 8 mA)

Наиме, енергије потребне за екситацију су достигнуте већ при редукованим пољима која одговарају условима 2 mbar и 1 kV тако да даље повећавање редукованог поља само утиче на интензитет екситације али не и на енергијске расподеле, тј. облик линије.

4.3.2 Аномално проширени профили снимљени са стране

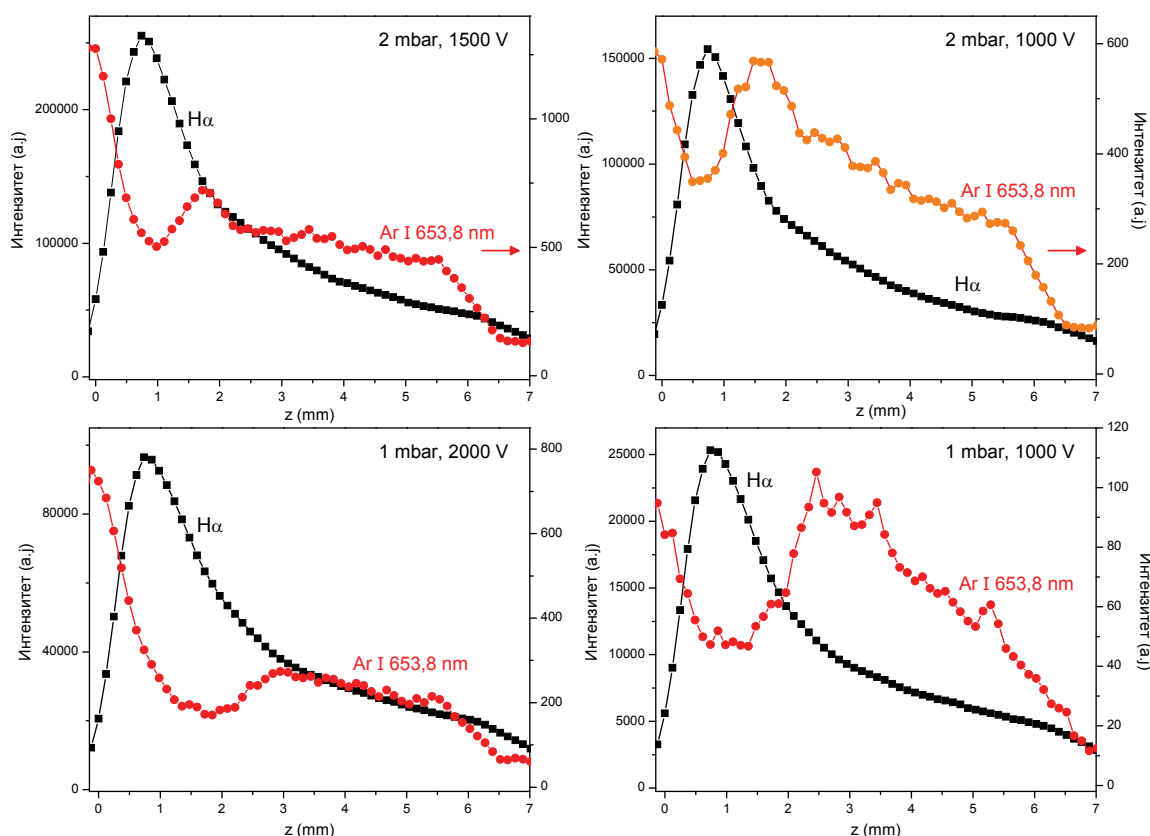
Трансверзални аномално проширени профили у мешавини Ag/H₂ до сада нису испитивани. Разлика између профила снимљених са чела и са стране је приказана на слици 4.24. Промена профила са променом правца посматрања није драстична као у чистом водонику. Међутим може се уочити да су профили снимљени са чела проширенији и да показују асиметрију у поређењу са трансверзалним профилима.



Слика 4.24: Поређење Na линије из абнормалног Гримоваг пражњења у мешавини Ag/H₂ снимљене са стране и са чела при различитим условима у Гримоваг пражњењу.

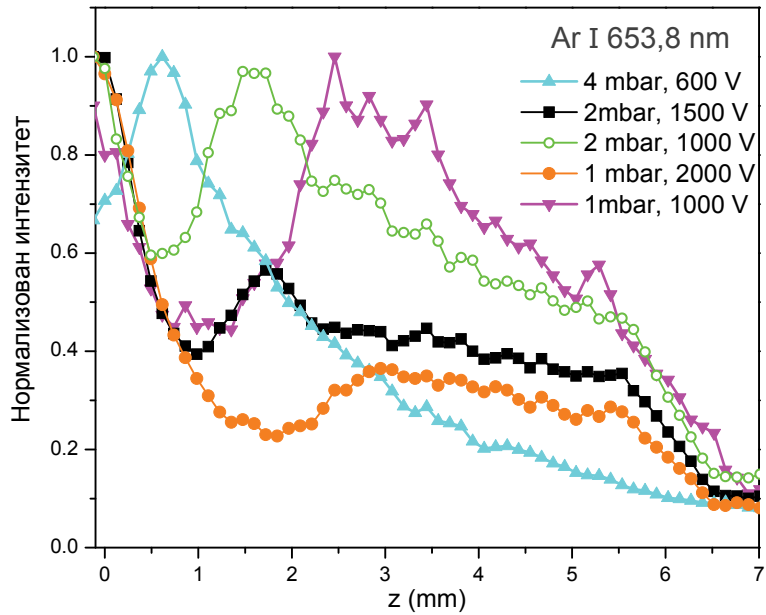
Аксијална расподела интензитета Na линије при различитим условима је приказана на слици 4.25 заједно са расподелом интензитета линије аргона Ag I 653,81 nm. Линија аргона у свим условима показује екситацију уз саму катоду тзв. катодно светљење које последица екситације тешким честицама и у мањој мери примарним високоенергијским електронима. Слична расподела је регистрована код других аргонових линија у тињавом пражњењу. Са друге стране интензитет линије аргона јасно показује други максимум у расподели који указује на положај области негативног светљења. Поређење расподеле Ag I и Na линије се може искористити за анализу механизма екситације. При вишим притисцима и нижим напонима, тј. при

нижим вредностима средњег редукованог поља (E/N) електронска ексцитација у негативном светљењу је доминантна, док је при вишим E/N доминантна ексцитација тешким честицама. Декомпозиција трансверзалних профила $H\alpha$ линије по основу механизма ексцитације није могућа у мешавини због преклапања компоненти по таласним дужинама.



Слика 4.25: Аксијална расподела интензитета Ar I 653,81 nm и $H\alpha$ линије у Гримовом пражњењу са мешавином водоника и аргона при различитим условима у пражњењу.

На слици 4.26 је приказано поређење нормализованих расподела Ar I 653,81 nm како би се јасно показао ефекат промене дужине катодног пада и механизма ексцитације при промени притиска и напона. Наиме, при највећем притиску и најнижем напону (4 mbar, 600 V) интензитет светлости расте са удаљењем од катоде услед електронске ексцитације и достиже максимум у негативном светљењу ≈ 1 mm. Са смањењем притиска (2 mbar и 1 mbar) се продужава средњи слободни пут у катодном паду и јавља се катодно светљење, односно расподела зрачења има два максимума, као код Балмер алфа линије.



Слика 4.26: Аксијалне расподеле интензитета Ar I 653,81 nm линије при различитим условима у Гримовом пражњењу у мешавини Ar/H₂.

На поменутиим притисцима повећање напона фаворизује екситацију ближу катоди у односу на електронску екситацију у негативном светљењу. Такође, јасно се може уочити померање почетка негативног светљења тј. краја катодног пада од $\approx 0,6$ mm на 4 mbar до 2 mm на 1 mbar.

5. Утицај материјала катоде на брзе атоме водоника у абнормалном тињавом пражњењу

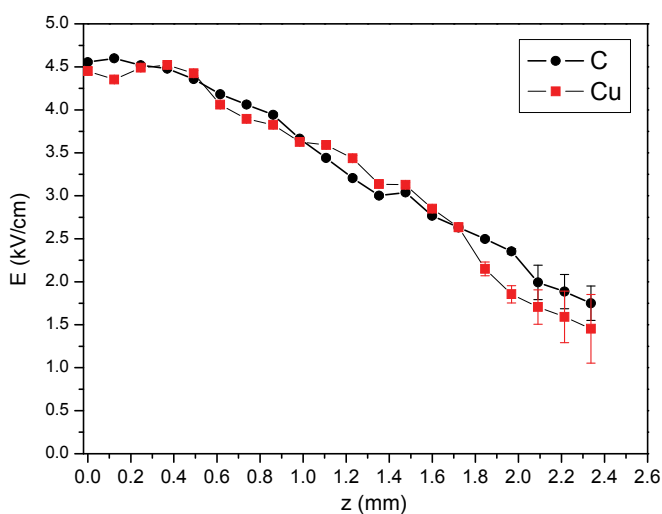
Материјал од кога је сачињена катода игра важну улогу у процесима рефлексије атома и јона од површине катоде у пражњењу (подпоглавље 2.2). Наиме, у оквиру колизионог модела се очекује да се различитост карактеристика материјала при рефлексији, огледа у броју и енергији рефлектованих атома. Самим тим долази до промене у спектроскопском профилу линија водоника. Утицај материјала катоде на аномално проширене профиле је већ детаљно испитиван са скупом електрода од различитих материјала [1]. Експеримент описан у овом поглављу је на неки начин наставак и унапређење поменутог експеримента. Промена проширених профила је објашњена разликом у енергијским и бројчаним рефлексионим коефицијентима за јоне, чије се вредности значајно мењају са материјалом. Показано је да материјали са смањеном рефлексијом дају мања крила при посматрању са чела тј. дуж правца електричног поља. Очекивано је, у оквиру колизионог модела, да одређени материјали са малом вероватноћом за рефлексију смање број атома одбијених од катоде. Како су ови атоми одговорни за зрачење Доплеровски померено у плавом крилу, профил би требао да има мањи интензитет плавог крила у односу на црвено, при посматрању са чела (*end on*). Међутим, таква промена у облику профила није примећена при употреби катоде са малом рефлексијом. У скорашњем раду Петровић и Фелпс су показали [2], и моделом и експериментом, да се ефекат смањене рефлексије на профил може репродуковати у дрифт цеви која ради у режиму Таузендовога тамног пражњења. Ови услови подразумевају веома слабу струју и густину електрона, хомогено електрично поље и одсуство просторног наелектрисања. Мерење трансверзалних профила (*side on*) није било могуће у њиховом експерименту.

У скорашњем експерименту са тињавим пражњењем је показано да катода прекривена танким оксидним слојем доводи до одсуства аномалног ширења, због

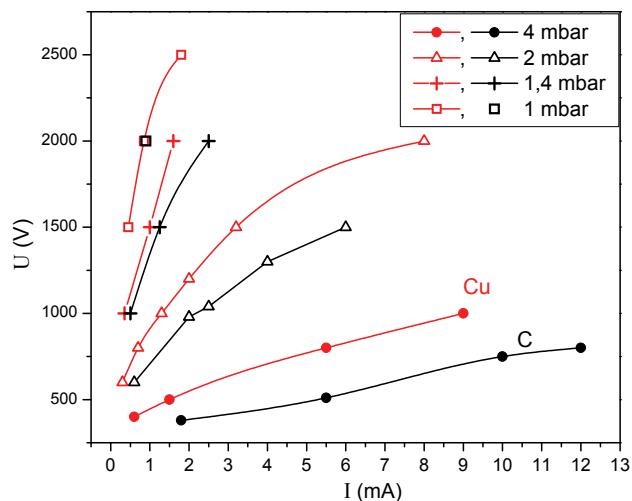
генерације такозваног *spray discharge* које не поседује јако електрично поље и катодни пад у запремини пражњења [3].

Узимајући у обзир ове нове резултате, циљ истраживања описаних у овом поглављу је био да се демонстрира ефекат смањене рефлексије атома путем спектроскопских мерења у тињавом пражњењу.

Да би се могло извршити поређење популације брзих атома са различитим катодама неопходно је упоредити и расподелу електричног поља у катодном паду као и волт-амперску карактеристику на коју утиче и материјал катоде. На слици 5.1 су дата поређења расподеле електричног поља на истом притиску и блиском или истом напону. Поређење струјно-напонских карактеристика са различитим катодама је дато на слици 5.2. Може се уочити да при истим или сличним вредностима напона пражњење са графитном катодом има већу струју. Разлика у струјама се смањује са снижењем притиска, тако да на притисцима нижим од 2 mbar долази до преклапања струјних карактеристика за две катоде.



Слика 5.1: Поређење аксијалних расподела јачине електричног поља у Гримовом пражњењу у водонику са Cu и C катодом. $p=2\text{ mbar}$, $U=1\text{ kV}$, $I(\text{Cu})=1,3\text{ mA}$, $I(\text{C})=2\text{ mA}$



Слика 5.2: Поређење струјно-напонских карактеристика Гримовог пражњења у водонику са Cu и C катодом.

5.1 Спектроскопско испитивање утицаја материјала катоде на брзе атоме водоника

Ово подпоглавље представља скуп резултата из абнормалног тињавог пражњења снимљених дуж електричног поља и нормално на његов правац, зарад даљег тестирања колизионог модела. У експерименту су коришћене катоде од два материјала: бакра са високом рефлективношћу атома и графита (угљеника) са ниском атомском рефлективношћу. Балмер алфа линија је снимљена при различитим условима у пражњењу са чистим водоником и аргоном са додатком 3% водоника као радним гасом. Циљ експеримента је да се одреди и забележи појава смањење рефлексије атома на основу промене у спектроскопском профилу и просторној расподели интензитета линије. Као и у претходном поглављу профили су анализирани у смислу кинетичке енергије атома и учешћа брзих атома у укупној ексцитацији.

5.1.1 Аномално проширени профили снимљени са чела

Као и у поглављу 4.2 прво ће бити презентовани профили снимљени са чела тј. дуж правца нормале на катодну површину. Као што је већ речено ови профили не дају просторно селективну слику о енергији брзих атома већ показују Доплеров померај узрокован пројекцијама брзина у правцу посматрања свих атома у запремини пражњења.

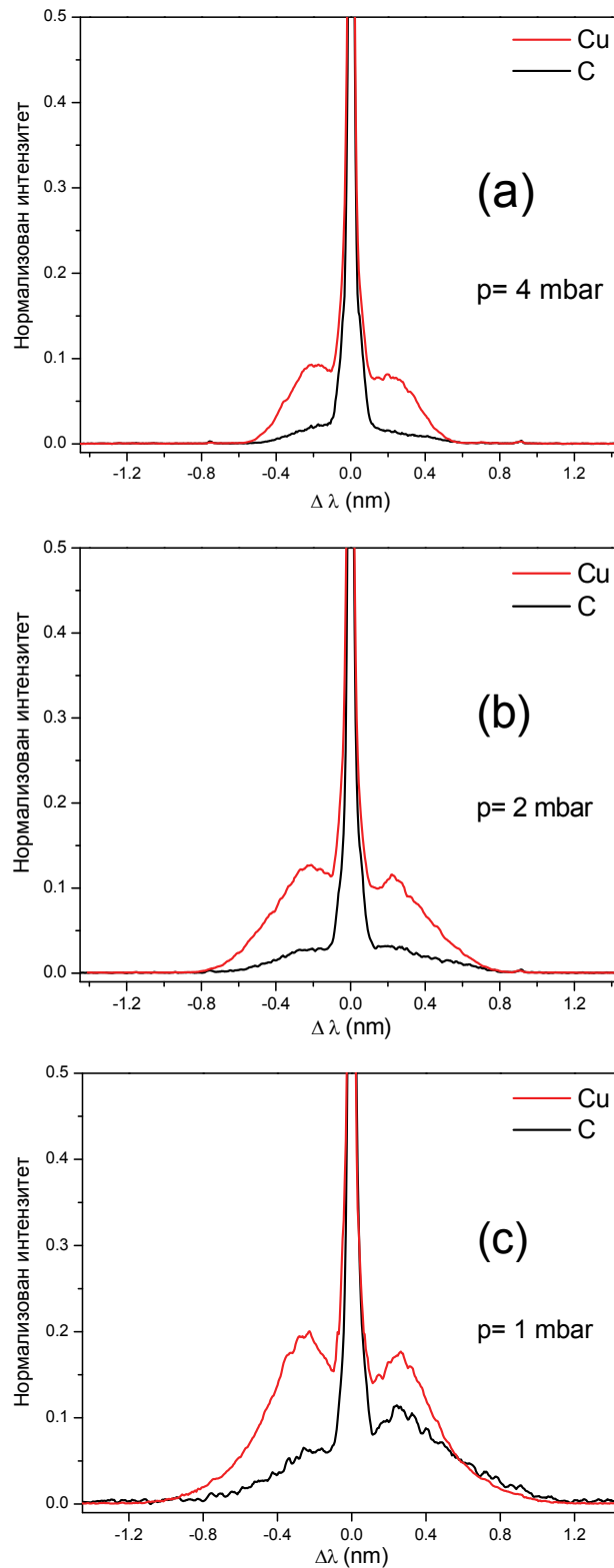
У ранијим истраживањима је показано да рефлексија светлости од површине катоде може утицати на облик и интензитет крила профила [1]. Наиме, код одређених материјала светлост забележена у плавом крилу може делимично потицати од зрачења одбијеног од катоде, тј. од зрачења атома који се крећу ка катоди и обрнуто за црвено крило. Прорачун деформације интензитета крила услед овог ефекта показује да је она изражена само код материјала код којих су крила изразито различитог интензитета и одликују се високом оптичком рефлексијом нпр. код злата.

Овде профили нису кориговани на оптичку рефлексију јер је закључено да она у овом експерименту не утиче значајно на профиле и да је њен квантитет

неодређен. Користећи податке за рефлексивност полираних површина [4] установљено је да профили нису били деформисани до приметног нивоа. Даље, реална оптичка рефлексија је смањена због грубости површине и високе температуре првог површинског слоја у контакту са честицама плазме. У већ поменутом експерименту са дрифтном цеви је показано да оптичка рефлексија од графитне површине може бити занемарена [2].

Поређење облика Na профила са два материјала катоде је приказано на слици 5.3(a). Овде су два профила снимљена на истом притиску од 4 mbar и напону од 500 V са Cu и C катодом, и нормализована на своје респективне максимуме ради поређења. Максимални Доплеров померај за бакарну катоду је 0,6 nm што одговара кинетичкој енергији од 390 eV. Може се уочити да је ексцесивно ширење са графитном катодом веома мало у поређењу са уском компонентом и дисоцијативном компонентом средњих енергија. Код оба материјала катоде плаво крило има већи интензитет. Очекивани ефекат за графит: мањи интензитет плавог крила у поређењу са црвеним, се не региструје при овим условима, слично као у ранијем експерименту [1]. Штавише, са графитном катодом се добија смањен интензитет оба крила, вероватно због јаче струје која доминантно повећава централни, уски, део профила. У складу са тим, утврђено је да електронска ексцитација појачана магнетним пољем појачава само уско језгро Балмер алфа профила [5]. У случају дупло нижег притиска (2 mbar) и напона од 1 kV долази до промене у облику профила тј. до повећања интензитета и ширине крила (5.3(b)).

Међутим, са даљим снижавањем притиска до 1 mbar и повишењем напона до 2 kV, слика 5.3(c), облик Балмер алфа профила се мења драстично за оба материјала катоде. Као што је приказано у поглављу 4. ексцесивно ширење је сада наглашеније због вишег напона и дужег средњег слободног пута што јонима омогућава да достигну веће енергије у електричном пољу. Тако је максимални Доплеров померај при овим условима 1,1 nm што одговара енергијама од 1300 eV. Оба катодна материјала дају асиметричне профиле, али, за разлику од слике 5.1(a), плаво крило за графитну катоду је много мањег интензитета од црвеног крила.



Слика 5.3: Балмер алфа линија снимљена са чела са графитном и бакарном катодом при различитим условима: (a) $p= 4\text{ mbar}$, $U= 500\text{ V}$, $I(\text{Cu})=1,5\text{ mA}$, $I(\text{C})=5,5\text{ mA}$, (b) $p= 2\text{ mbar}$, $U= 1\text{ kV}$, $I(\text{Cu})=1,3\text{ mA}$, $I(\text{C})=2\text{ mA}$ и (c) $p=1\text{ mbar}$, $U= 2\text{ kV}$, $I(\text{Cu})=I(\text{C})= 0,9\text{ mA}$.

Овакав ефекат није забележен раније. Смањење плавог крила само са графитном катодом а не и са бакарном, може само бити последица смањење вероватноће за одбијање код графитне катоде. Наиме, графит има значајно ниже

атомске рефлексione коефицијенте (бројчане и енергијске) од бакра [5]. Ова промена интензитета плавог крила са променом материјала катоде је додатни доказ да зрачење померено ка краћим таласним дужинама потиче од атома одбијених од катоде.

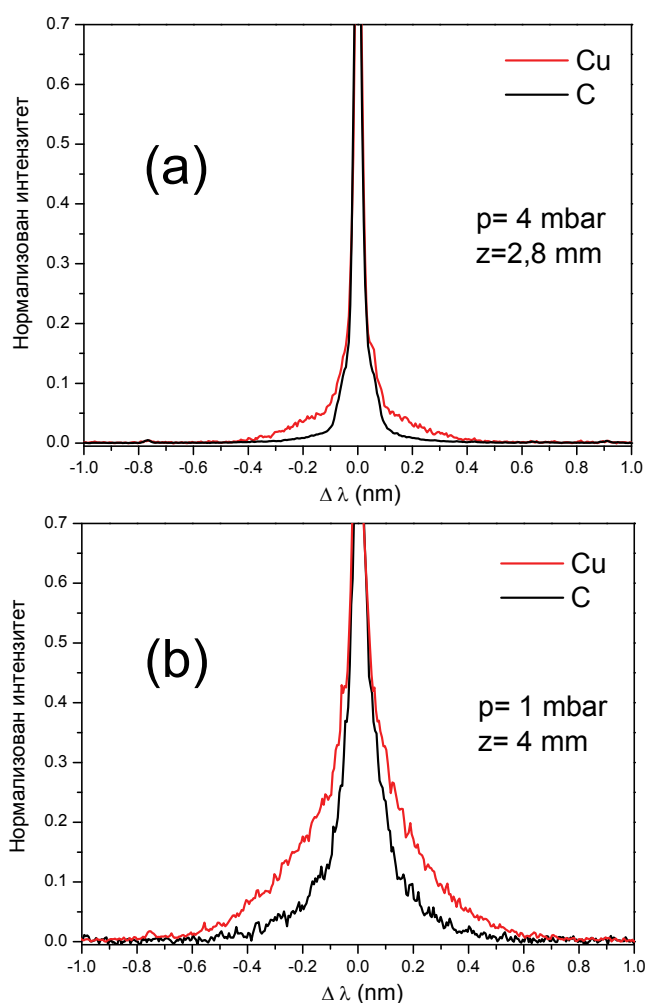
Поставља се питање зашто је ефекат смањење рефлексije атома евидентан само на ниском притиску и високом напону. Објашњење лежи у већ поменутој високој енергији коју упадни водоникови атоми добијају при овим условима. Прецизније, атомски рефлексioni коефицијенти су зависни од енергије и опадајуће су функције енергије. Као пример можемо навести енергије добијене из максималног Доплеровог помераја на слици 5.3(a) -390 eV и 5.3(c) -1300 eV. За енергију јона од 390 eV бројчани рефлексioni коефицијент за графит је 0,14 док је на енергији од 1300 eV смањен на 0,07. Бројчани рефлексioni коефицијент за H^+ јон показује да за све енергије графит има мању вероватноћу за рефлексiju атома него бакар [6], али на већим енергијама однос бројчаних коефицијената за два материјала је значајно већи (слика 2.6). Аналогна тенденција се може очекивати и за молекуларне јоне [7]. Додатно, енергијски рефлексioni коефицијент је такође нижи за графит и има исту зависност од енергије али утиче на ексцитацију атома на сложенији начин па ће бити узет у обзир у следећем подпоглављу.

На слици 5.3(c) се може приметити благи пораст у репу црвеног крила (атоми у кретању ка катоде) са употребом графитне катоде што је и раније примећено у другачијем пражњењу. Петровић и Фелпс су недавно уочили овај у ефекат у њиховом пражњењу [2].

Расподела брзих атома израчуната на основу снимљених профила ће бити анализирана у подпоглављу 5.2.

5.1.2 Аномално проширени профили снимљени са стране

Утицај материјала катоде на профиле снимљене са стране и просторну расподелу интензитета није раније испитиван. Трансверзална мерења су обављена под правим углом у односу на правац нормале на катодну површину тј. нормално на електрично поље. Као што је раније речено ова мерења су просторно селективна и показују енергије атома на одређеној удаљености од катоде. Добијени *side on* профили су и овде симетричног облика. На слици 5.4(a) су дати нормализовани трансверзални Балмер алфа профили снимљени на притиску од 4 mbar и напону од 500 V док је слика 5.4(b) снимљена на 1 mbar и 2 kV. Профили приказани на слици 5.4 су снимљени у области негативног светљења тј. ван области јаког електричног поља. Како је објашњено у претходним поглављима рефлектовани Н атоми лако



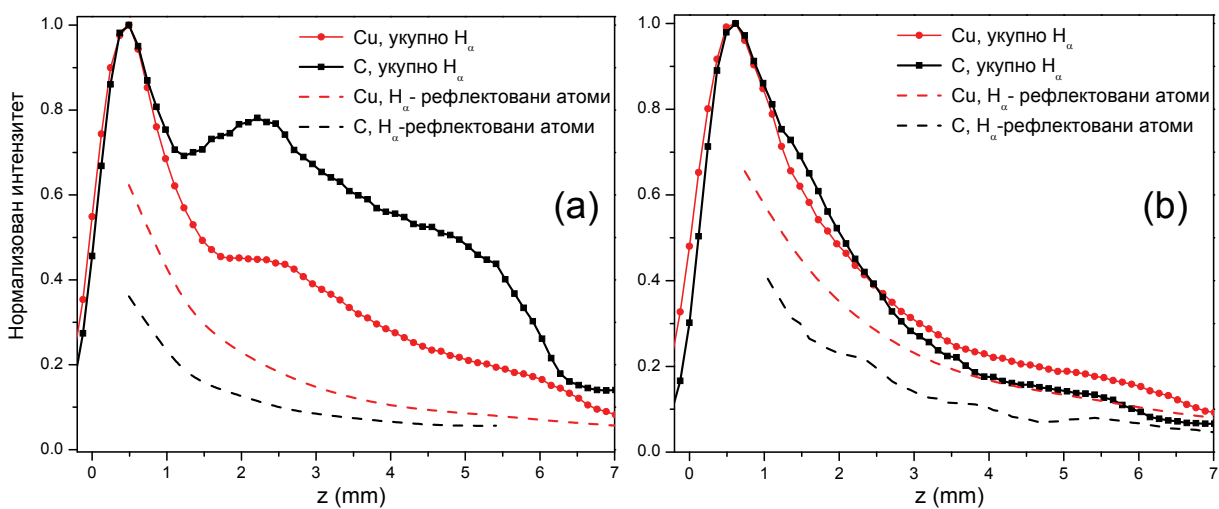
Слика 5.4: Балмер алфа линија снимљена са стране са графитном и бакарном катодом при различитим условима: (a) $p=4 \text{ mbar}$, $U=500 \text{ V}$, $I(\text{Cu})=1,5 \text{ mA}$, $I(\text{C})=5,5 \text{ mA}$, и (b) $p=1 \text{ mbar}$, $U=2 \text{ kV}$, $I(\text{Cu})=I(\text{C})=0,9 \text{ mA}$.

могу достићи области ниског поља јер нису успорени електричним пољем и имају релативно дуг средњи слободни пут за атенуацију у сударима са радним гасом.

Као што се очекује облик трансверзалних профила се веома разликује од профила са чела и симетрични су за разлику од профила са чела. Такође, максимални Доплеров померај је мањи у поређењу са одговарајућим профилима са чела, на слици 5.3. Као, и на профилима снимљеним са чела могу се уочити значајно нижи интензитет крила за графитну катоду али је облик и симетрија крила иста за оба материјала катоде. Ово се може очекивати јер ниска рефлексија код графита смањује број одбијених атома, који се са друге стране детектују у оба крила трансверзалног профила.

Просторне (аксијалне) расподеле су приказане на слици 5.5(a) и (b) на два притиска, респективно. Користећи процедуру фитовања описану у подпоглављу 2.3, профили су разложени на компоненте како би се издвојио интензитет компоненте која потиче од брзих рефлектованих H_{α} атома (Gauss 3). За оба материјала катоде и оба притиска, изражен је максимум расподеле зрачења близу површине катоде, који потиче од судара брзих атома са молекулима водоника. Други, мањи максимум се може уочити на слици 5.5(a) у области негативног светљења када електронска екситација постаје доминантна.

На притиску од 4 mbar (слика 5.5(a)), када пражњење ради са графитном катодом екситација близу катоде је упоредива са екситацијом у негативном светљењу. Ово објашњава интензивно "језгро" профила са графитном катодом на слици 5.3(a) јер, као што је објашњено раније, електронска екситација је одговорна



Слика 5.5: Аксијална просторна расподела тоталног Балмер алфа зрачења и компоненте које потиче од брзих атома (G3) са бакарном и графитом катодом. Услови исти као на слици 5.4 респективно.

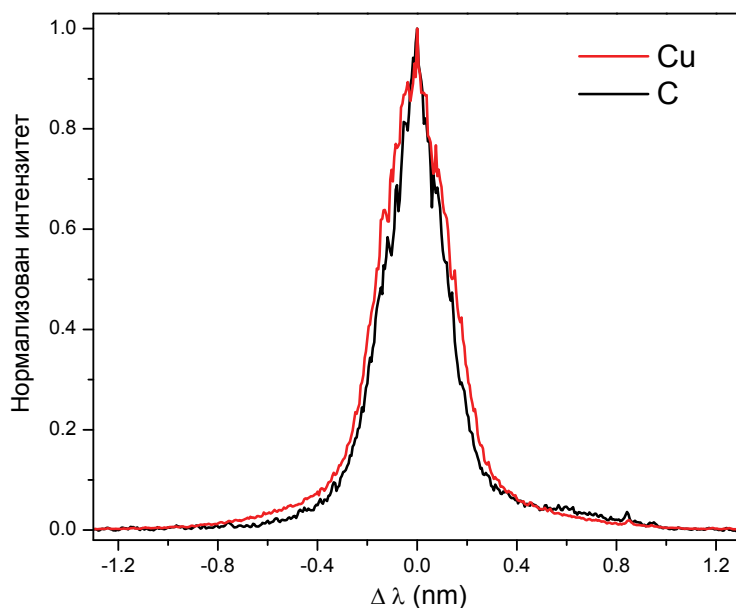
за уски централни део профила а доминантна је у негативном светљењу. Насупрот томе, са бакарном катодом, просторна дистрибуција показује далеко већу ексцитацију близу површине катоде. Ова разлика у расподелама интензитета се слаже са претпоставком да је већи број атома рефлектован од бакарне површине (у поређењу са графитом), који су затим ексцитовани у сударима са радним гасом.

На нижем притиску - 1 mbar и вишем напону (слика 5.5(b)), ексцитација путем судара тешких честица постаје доминантна, чиме се мења облик расподеле интензитета линије ка монотоним експоненцијалном паду интензитета са порастом растојања од катоде. Овај облик је сличан резултатима добијеним из дрифтне цеви [9]. Треба нагласити да је на оба притиска удео ексцитације високоенергијских атома (Gauss 3) у укупном Na профилу већи за бакар него за графит, на пример: 75% за Cu, у поређењу са 50% за C (на удаљености 2mm, на 1 mbar), слика 5.5(b).

5.1.3 Профили из мешавине аргона и водоника

Као што је објашњено у претходном поглављу интензивно аномално ширење је забележено у Ar/H₂ мешавини али са другачијим обликом профила у односу на случај чистог водоника [1, 10] услед различитих механизма ексцитације. Интересантно је било испитати да ли је могуће у сличним условима као у водонику репродуковати ефекат смањење рефлексије у мешавини аргона и водоника (3% додатог водоника). Тиме би се верификовао колизиони модел за мешавину аргона и водоника. Мерења су показала да утицај ниске рефлексије графита на Na профил није тако евидентан као у случају чистог водоника. Ово се може очекивати због другачијих механизма ексцитације. Доста нижи притисак мора бити постигнут да би се забележила промена профила у Ar/H₂ мешавини. На слици 5.6 је приказано поређење профила са бакарном и графитном катодом на најнижем постигнутом радном притиску у мешавини. Треба напоменути да је на ниском притиску приметно смањење плавог крила али не тако евидентно као у чистом водонику.

Интересантна особина профила снимљеног са графитном катодом је делимично подигнут енергетски "реп" црвеног крила т.ј. оног које настаје од атома који се крећу ка катоди. Као што је напоменуто у одељку 5.1.2 пажљива анализа показује слично понашање у чистом водонику, погледати слику 5.3(с) и подпоглавље 5.2.



Слика 5.6: Балмер алфа линија снимљена са чела са графитном и бакарном катодом у Ar/H₂ мешавини (3% H₂). Услови у пражњењу: $p = 0,5$ mbar, $U = 2$ kV, $I(\text{Cu}) = 1,5$ mA, $I(\text{C}) = 2,0$ mA.

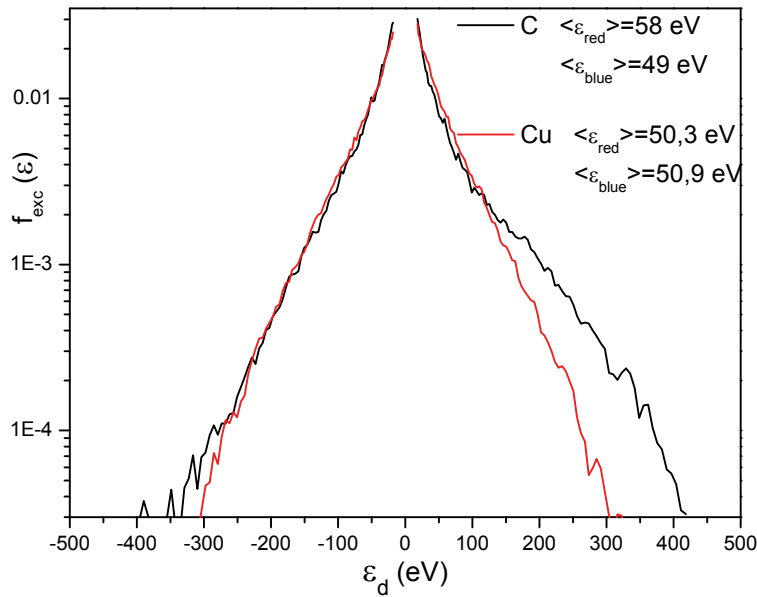
5.2 Анализа *end on* профила и нумерички тест

У овом подпоглављу ће бити детаљније анализирани профили снимљени са чела за два различита материјала катоде. Методологије добијања функције расподеле брзих атома по кинетичким енергијама и учешћа различитих компоненти у укупном профилу су исти као у одељку 4.2.3.

5.2.1 Поређење функција расподела и облика профила за два материјала катоде

У овом одељку ће бити приказане енергијске расподеле брзих атома добијене на основу профила снимљених са чела. Како су овде од интереса посебно рефлектовани атоми, њихова расподела је приказана заједно са расподелом атома који се крећу ка катода. Треба нагласити да се из плавог крила не може јасно и једнозначно добити расподела атома који су се одбили од катоде. Наиме, енергија која се израчунава из Доплеровог помераја је добијена из пројекције вектора брзине на правац посматрања тако да се може говорити само о тзв. "детектованој енергији" или енергији у правцу посматрања. Како се атоми рефлектују дифузно, права расподела по енергији је у овом случају конволуирана са расподелом по углу након рефлексије. Међутим, познато је да угаона расподела одбијених атома практично не зависи од материјала катоде, па је могуће извршити поређење "детектованих" енергија за два материјала. Такође, максимална детектована енергија се не може разликовати од максималне достигнуте кинетичке енергије. Расподеле за упадне и одбијене атоме су нормиране на своје респективне интегралне вредности за сваку катоду посебно тако да се може јасно упоредити облик расподеле.

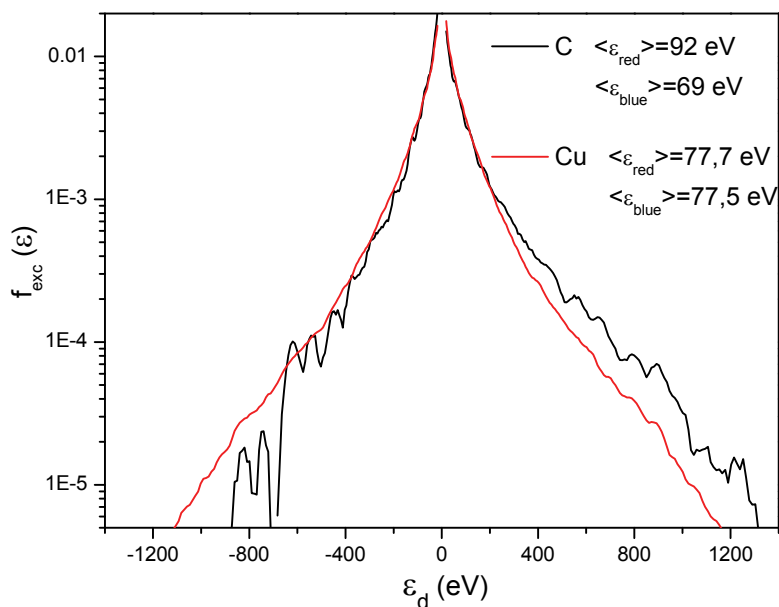
На слици 5.7 су приказане расподеле атома по "детектованој" енергији на притиску од 4 mbar. Јасно се могу уочити нешто више енергије у репу расподеле упадних атома у случају графитне (угљеничне) катоде. Средња енергија упадних атома је такође већа код графита. Иако постоји разлика у енергији упадних атома за два материјала катоде, облици расподеле након рефлексије се не разликују приметно. Ово је последица тога што је енергијска расподела из плавог крила профила, одређена енергијском и угаоном расподелом атома карактеристичном за



Слика 5.7: Расподеле брзих атома по детектованој енергији за графитну и бакарну катоду добијене из профила снимљених са чеља, услови $p=4$ mbar, $U=500$ V.

сам процес рефлексације. Поређењем енергије упадних и рефлекскованих атома може се јасно уочити да је губитак енергије код графитне катодe већи, што се огледа и у чињеници да је средња енергија рефлекскованих атома мања него код бакарне катодe иако је упадна енергија значајно већа.

На слици 5.8 су приказане расподеле атома по детектованим енергијама на нижем притиску (1 mbar). Као и на вишем притиску, губитак енергије је већи код угљеничне катодe. Средња енергија рефлекскованих атома има вредност 75% енергије

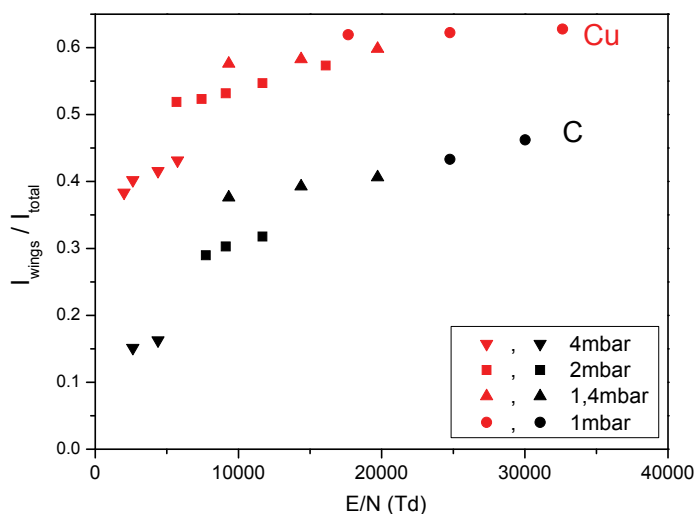


Слика 5.8: Расподеле брзих атома по детектованој енергији за графитну и бакарну катоду добијене из профила снимљених са чеља, услови $p=1$ mbar, $U=2$ kV.

упадних атома, док у случају бакарне катоде упадни и одбијени атоми имају приближно исту енергију.

Већи губитак енергије код графитне катоде је последица мањег енергијског рефлексионог коефицијента (R_E) за угљеник у односу на бакар. На пример, при енергији од 1 keV, која представља половину енергије расположиве у катодном паду на 1 mbar: $R_E(C)=0,03$, док је $R_E(Cu)=0,12$ (слика 2.6).

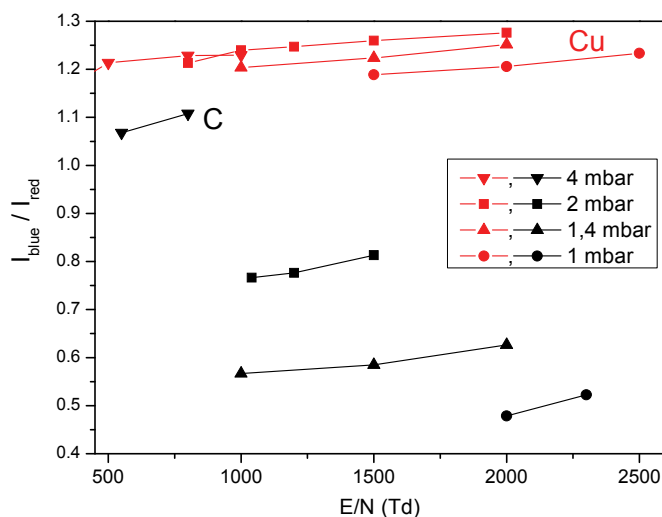
Удео крила, насталих екситацијом брзих атома, у укупном профилу је представљен на слици 5.9. Поређењем већ показане зависности од средњег редукованог електричног поља за бакарну катоду са зависношћу за графитну катоду, може се уочити иста тенденција и нагли пораст на истој вредности редукованог поља. Сличност ове две зависности се може објаснити тиме што особине катоде не утичу директно на ефикасност екситације. Са друге стране, мање учешће крила у укупном профилу код угљеника је последица смањене рефлексије али и јаче електричне струје која фаворизује електронску екситацију централног дела профила.



Слика 5.9: Зависност високоенергијског учешћа (крила) у укупном I_{α} интензитету од редукованог електричног поља ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$).

Најважнији циљ овог експеримента је био да се на основу профила линије може демонстрирати смањења рефлексија од угљеничне катоде поређењем два крила ексцесивно проширеног профила. Смањено плаво крило је приказано на слици 5.3(c). У складу са тим, на слици 5.10 је приказан однос интензитета (интеграла) плавог и црвеног крила. У случају бакарне катоде плаво крило (одбијени атоми) остаје интензивније од црвеног при свим условима, док се у случају графитне катоде

јасно види да снижавање притиска доводи до смањења рефлексије у тој мери да црвено крило (атоми усмерени ка катоди) постаје јаче од плавог на притиску од 2 mbar. Као што је већ речено, ова зависност од притиска и напона се може објаснити тиме да се вероватноћа за рефлексију као и губитак енергије одбијених атома смањује са повећањем енергије.



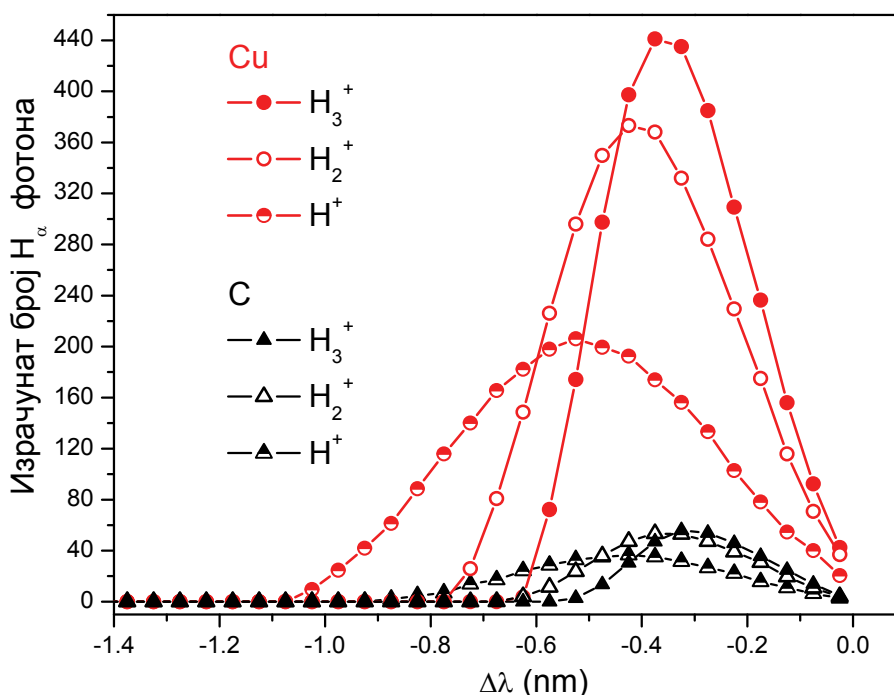
Слика 5.10: Зависност односа интензитета плавог и црвеног крила *end-on* профила од редукованог електричног поља за два материјала катодне ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$).

5.2.2 Нумерички тест рефлексије и ексцитације

Да би се даље тестирале наше претпоставке и колизиони модел изведена је једноставна нумеричка илустрација формирања профила линије са два материјала катодне, коришћењем познатог програма SRIM 2006 [12]. Програм SRIM је уобичајен алат у прорачунима код удара јона у површине. Програм је базиран на моделу чистих равних површина, тако да се не може у потпуности применити на нашу површину катодне али треба нагласити да значајна оштећења услед спатеровања нису примећена на катоди, као што се може очекивати због мале масе упадних јона и слабих струја у пражњењу. Избор упадне енергије за јоне није једноставан задатак. Наиме, како је већ поменуто у поглављу 2, експерименти и модели су изведени како би се добила енергијска расподела флукса водоничних јона који пристижу на катоду у хомогеним пољима [14, 15] као и у катодном паду [16, 17]. Енергије јона уобичајено не достижу потенцијалну енергију примењеног напона, мада удео јона који поседују укупну расположиву енергију зависи од дужине катодног пада [17].

Без претпоставке енергијске расподеле јона на катоди, за тест је одабрана упадна енергија од 1300 eV, добијена из максималног Доплеровог помераја на слици 5.3 (c), при условима $p=1$ mbar, $U=2$ kV. Програм се може директно користити за H^+ јоне који су одговорни за највеће брзине (помераје) у Балмеровом профилу, јер су молекуларни јони фрагментизовани при одбијању и тиме преносе само део упадне енергије на одбијени атом.

Излазни подаци програма су кинетичке енергије и правци кретања индивидуалних атома након одбијања од катоде. За сваки H атом је затим израчуната атом вероватноћа за ексцитацију нивоа $n=3$ користећи енергијски зависне ефикасне пресеке (слика 2.5). Користећи ову вероватноћу и пројекцију брзине добијени су доплеровски проширени профили за оптичку осу дуж нормале на површину катоде, слика 5.11. Осим профила насталог услед удара H^+ јона на слици 5.11 су дати и



Слика 5.11: Израчунато плаво крило H_α Доплер профила снимљеног са чела насталог од одбијених атома уз помоћ SRIM програма и ефикасног пресека за ексцитацију H_α линије. Исти број упадних јона са енергијом 1300 eV је коришћен за оба материјала катоде и за све три врсте јона.

профили настали неутрализацијом и фрагментацијом молекуларних H_2^+ и H_3^+ јона. Све три врсте су третиране са истим бројем и истом упадном енергијом.

Резултати овог теста у првој апроксимацији, показују да употреба графитне катоде смањује емисију у плавом крилу, као што је очекивано. Због колизионог

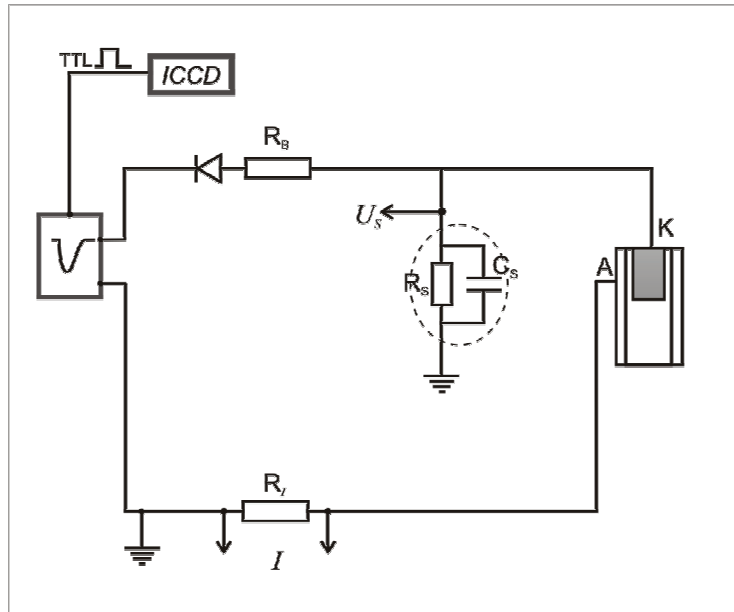
губитка енергије и расејања при кретању кроз радни гас, реално измерени профили би били померени ка нижим енергијама у извесној мери. Важно је напоменути да максимални Доплеров померај за два материјала одговара респективним померајима на слици 5.3 (с), узимајући у обзир поменути мали губитак енергије у сударима. Како графит апсорбује више енергије упадних јона, максимални Доплеров померај је мањи код угљеничне катоде. Са друге стране, део профила са мањим померајем очигледно настаје упадом H_2^+ и H_3^+ јона, али би добијање реалног укупног профила захтевало процену релативног удела сваке од три врсте јона као, и њихових респективних енергијских расподела.

6. Спектроскопско испитивање брзих атома водоника у импулсном тињавом пражњењу

Осим у режиму са константном струјом, истраживања у оквиру овог рада обухватају и импулсно тињаво пражњење. Циљ је био да се истражи промена у аномално проширеним профилима при временски променљивом напону тј. у временски променљивим пољима. Како пражњење задржава карактеристике тињавог пражњења могуће је испитивати брзе атоме током успостављања струје пражњења као и у времену послесветљења. Коришћено је Гримова пражњење у водонику са истом конфигурацијом цеви и истим системом гас-вакуум као у једносмерном режиму. Импулсно Гримова пражњење са аргоном као радним гасом је било предмет ранијих истраживања при чему је посебно испитиван развој ексцитације линија бакра и аргона [1-3].

За побуду у овом експерименту је коришћен импулсни извор лабораторијске израде чије су детаљније карактеристике дате у поглављу 3. За радну фреквенцију је одабрана вредност од 630 Hz пре свега због стабилности у раду пражњења при чему је период између два импулса довољно дуг за успостављање тињавог пражњења и неометано одвијање процеса гашења пражњења, тј. престанка струје услед рекомбинације. Вредност амплитуде напона је мењана у интервалу 1500 – 3000 V у зависности од притиска. Због несавршености извора за напајање у коло са пражњењем је редно везана исправљачка диода брзог одговора како би се спречио проток струје у супротном смеру од жељеног. Електрична шема напајања и мерног система је дата на слици 6.1.

Пример типичног осцилографа је дат на слици 6.2 за притисак 4 mbar. Као што се може видети на графику, струја расте заједно са напоном, све до појаве кратког прекида у порасту струје, након чега се наставља раст са другим нагибом (увећани део криве). На основу графика промене напона са струјом (слика 6.3) и промене интензитета светлости се може закључити да постоји период брзог пораста струје пре успостављања тињавог пражњења тј. при мањим вредностима јачине струје које



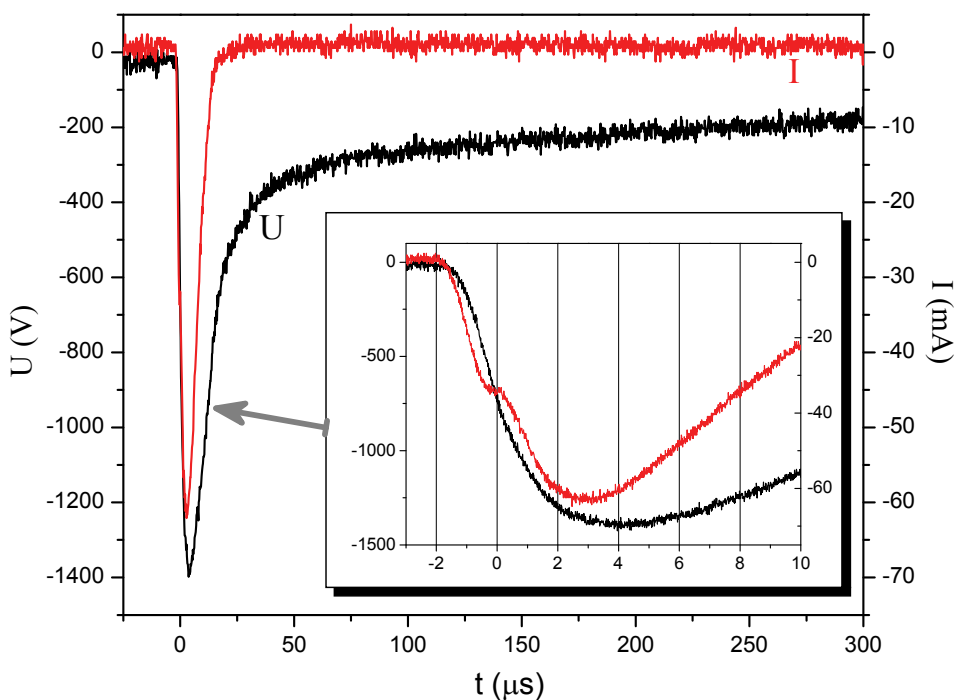
Слика 6.1: Електрична шема напајања и мерног система импулсног пражњења: R_B баластни отпор, R_I отпор за мерење струје, R_S и C_S отпор и капацитивност сонде. Напон на пражњењу је: $U=U_S - I \cdot R_I$.

би одговарале несамосталном или Таузендовом пражњењу. Након овог првог пораста долази до формативног пробоја и затим струја расте са напонем по абнормалној карактеристици. Тренутак успостављања тињавог пражњења, тј. крај кратког периода константне струје, је одабран за почетни тренутак (0 s) на свим графицима и мерењима. Пад напона након максимума је праћен и падом струје, при чему је зависност $U(I)$ врло блиска зависности измереној у једносмерном режиму, на одговарајућем притиску респективно. Са даљим падом напона, испод границе потребне за одржавање пражњења, струја нагло пада на ниске вредности испод прага осетљивости мерења. Тиме је пражњење угашено и настаје неутрализација гаса рекомбинацијом и дифузијом на зидове коморе. Напон на електродама се, међутим, одржава и након престанка струје, и пада споро по експоненцијалном закону (слика 6.2). Овакав спори пад напона је последица паразитних капацитивности у сонди за мерење напона ($C_S=3$ pF) и капацитивности саме цеви, тј. електродног система – (слика 6.1). На основу измереног експоненцијалног пада напона израчуната је RC константа и узимајући у обзир познату отпопрност сонде ($R_S=100$ M Ω) утврђена је еквивалентна капацитивност кола (сонда и цев) од 5,3 pF.

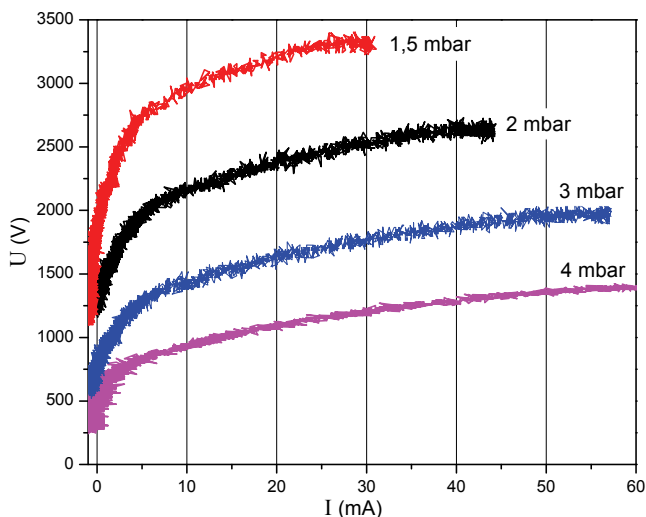
Као што се очекује, у импулсном режиму рада Гримово пражњење оперише на вишим вредностима напона и струје него у једносмерном режиму тј. налази се у делу волт-амперске карактеристике коју није могуће достићи са једносмерном струјом, због појаве нестабилности и преласка у лучно пражњење. На слици 6.3 су приказане

волтамперске карактеристике за импулсно пражњење добијене на основу падајућег дела криве напона.

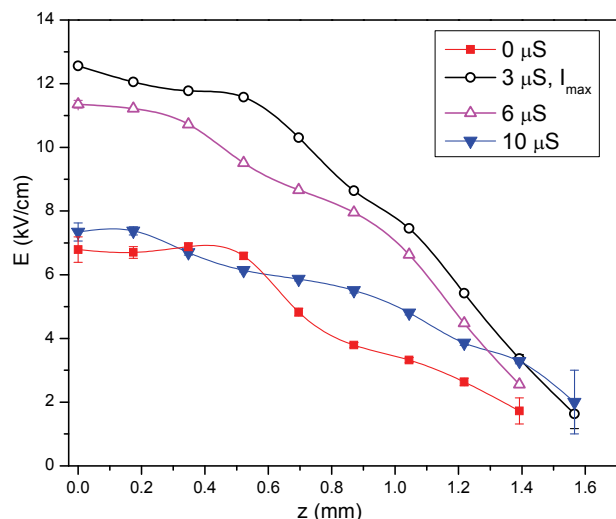
На слици 6.4 је приказан временски развој расподеле јачине електричног поља у катодном паду на притиску од 4 mbar. Поље је измерено уз помоћ поларизационе спектроскопије Na линије (подпоглавље 4.1). У тренутку максималне струје (3 μs) електрично поље показује успостављани катодни пад са високим вредностима поља које одговарају високим напонима на слици 6.2. Расподеле поља при успостављању и гашењу пражњења показују смањење вредности поља на катоди као и мањи нагиб у расподели. Мањи нагиб криве расподеле поља је последица значајно мање концентрације просторног наелектрисања при успостављању и гашењу пражњења, па се може рећи да је расподела поља слична оној у субнормалном пражњењу.



Слика 6.2: Типичан осцилограф импулног Гримовог пражњења на притиску 4,3 mbar. Учестаност импулса је одржавана на 630 Hz на свим притисцима.



Слика 6.3: Волт-амперска карактеристика импулсног пражњења у опадајућем делу криве струје.



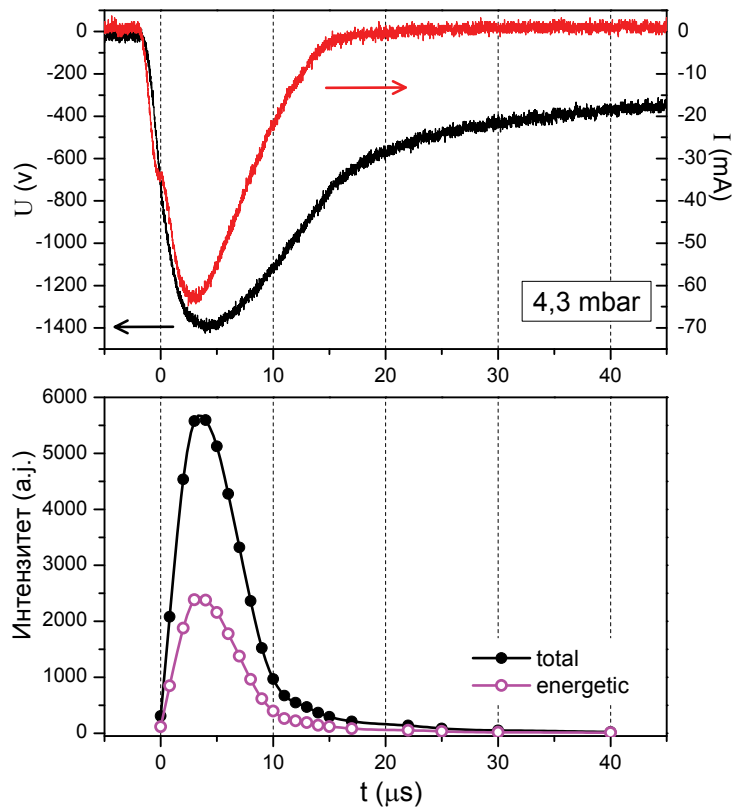
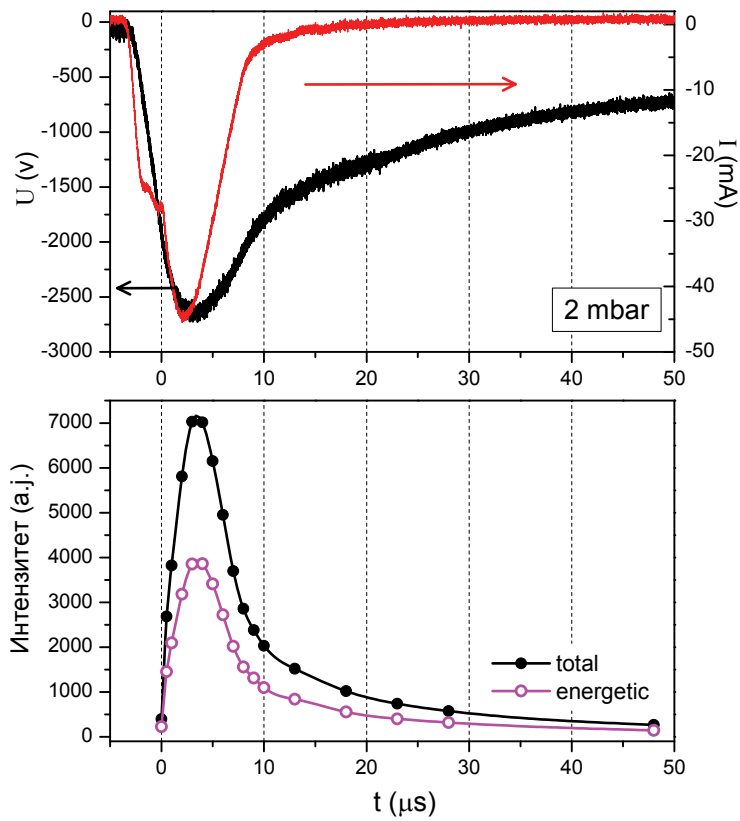
Слика 6.4: Временска еволуција расподеле електричног поља у катодном паду импулсног пражњења, $p=4$ mbar.

6.1 Аномално проширени профили из импулсног пражњења

Брзи атоми водоника су испитивани на сличан начин као и код једносмерног пражњења. Балмер алфа профили су снимани на неколико вредности притисака у два правца посматрања. Окидни импулс за детекциони систем је преузет са TTL излаза импулсног извора за напајање (слика 6.1) при чему програмска контрола ICCD камере омогућује задавање жељеног кашњења у односу на окидни сигнал и трајање експозиције. Контролни (мониторинг) сигнал са камере омогућује увид у временску позицију интервала мерења и његово евентуално стохастичко одступање од синхронизације са струјним сигналом тзв. "џитер"- *jitter*. Трајање експозиције је подешавано у складу са интензитетом као и са брзином промене сигнала напона и струје и износило је од 50 ns до 0,3 μ s за време и непосредно након пражњења, и од 1 μ s до 2 μ s у позном послесветљењу.

6.1.1 Аномално проширени профили снимљени са чела

Прво ће бити презентовани профили снимљени са чела тј. дуж правца нормале на катодну површину. Као што је већ речено ови профили не дају просторно



Слика 6.5: Развој напона, струје и зрачења Na линије – укупног профила и енергетске компоненте које потиче од брзих атома на два назначена притиска.

селективну слику о енергији брзих атома већ показују Доплеров померај узрокован пројекцијама брзина у правцу посматрања свих атома у запремини пражњења.

Један од циљева ове серије мерења је био да се посматрањем профила у раним тренуцима развоја пражњења утврди развој самих крила профила и тиме снимим период успостављања расподеле јона и атома пре формирања стабилне равнотеже и интензивних крила. Међутим, мерења су показала да се у најранијим мерљивим профилима Na линије истовремено јавља и интензивни високоенергијски део профила тј. крила. Ово се може очекивати због велике брзине кретања јона у електричном пољу, чиме се ексцитација тешким честицама успоставља и пре нагомилавања просторног наелектрисања, тј. потребна су мерења са резолуцијом мањом од 50 ns. У овом експерименту је минимално трајање за репродуцибилно мерење у делу пораста струје било око ~50 ns због веома малог интензитета линије. Такође, статистичка природа пробоја у пражњењу доводи до стохастичког померања струјног сигнала у односу на мерни сигнал, тако да почетак мерног интервала носи неодређеност од ~20 ns.

На слици 6.5 је приказан временски развој тоталног интензитета Na линије и њене енергијске компоненте (крила) паралелно са развојем напона и струје на два одабрана притиска. На слици се јасно уочава да пораст ексцитације линије прати пораст струје и достиже максимум непосредно након максимума струје, близу 3 μ s. Након престанка струје близу 13 μ s настаје послесветљење и интензитет линије пада монотонно у складу са рекомбинацијом тј. неутрализацијом гаса. Занимљиво је приметити да енергијска компонента (део профила са померајем > 0,11 nm) показује исти временски развој као и укупни интензитет.

Овде примењено издвајање крила из укупног профила даје и развој компоненте која потиче од електронске ексцитације. У случају да се ексцитациони коефицијент не мења значајно ефикасност овог процеса је директно сразмерна концентрацији електрона, па се пад интензитета електронске компоненте профила може користити за увид у процесе неутрализације јонизованог гаса. Иако је у слабо јонизованом гасу најефикаснији процес запреминске рекомбинације - дисоцијативна рекомбинација, његова брзина је далеко мања од процеса дифузног кретања и потоње неутрализације честица на зидовима суда [4]. На пример, у случају водоника са константом за рекомбинацију $\alpha(\text{H}_3^+) \approx 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [5] и концентрацијом типичном за тињава пражњења $n_e \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (вредност процењена на основу пада поља у Гримовом пражњењу) добија се карактеристично време дисоцијативне

рекомбинације $\tau_{diss} = \frac{1}{\alpha \cdot n_e} \approx 250 \mu\text{s}$ [4], док је карактеристично време за дифузне губитке τ_{diff} типично мање од $10 \mu\text{s}$ у условима карактеристичним за тињава пражњења [4] (вредности за наше услове су дате у табели 6.1).

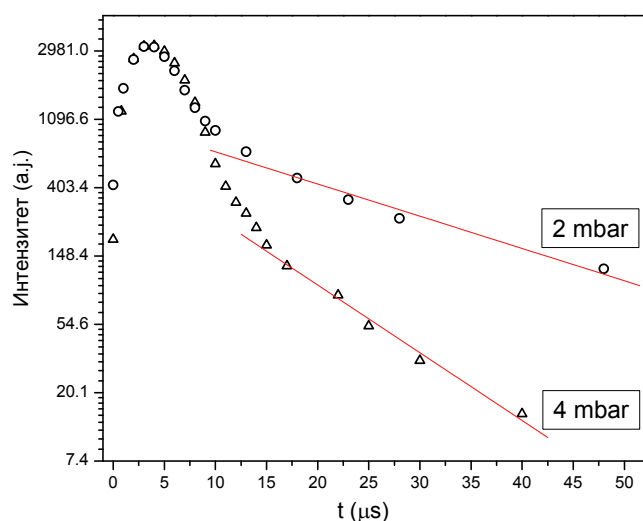
Дакле, дисоцијативна рекомбинација јасно долази до изражаја тек у позном послесветљењу реда $\sim 1 \text{ ms}$, у нашим условима. Мерењем концентрације електрона и јона у послесветљењу у водонику је показан постепени прелазак из једног процеса неутрализације у други [5, 6].

Временски зависно решење за дифузни губитак честица на зидовима, даје промену концентрације у првом просторном моду, а на одређеној локацији у комори по експоненцијалном закону [7, 8]:

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau_{diff}}} \quad (6.1)$$

где је средње време за дифузију честица до зида $\tau_{diff} = \Lambda^2 / D_a$; Λ - карактеристична дужина за дифузију, која зависи од геометрије и димензија коморе, а D_a коефицијент амбиполарне дифузије за водоник. На слици 6.6 је приказан развој интензитета електронске компоненте на два притиска у скали природног логаритма.

У падајућем делу криве интензитета се могу јасно уочити три узастопна дела криве са различитим нагибима. Последњи део криве припада интервалу након гашења пражњења ($t > 13 \mu\text{s}$), тако да се може очекивати да је последњи нагиб



Слика 6.6: Промена интензитета компоненте профила која потиче од електронских сударних процеса у скали природног логаритма. Црвене линије означавају линеарни фит.

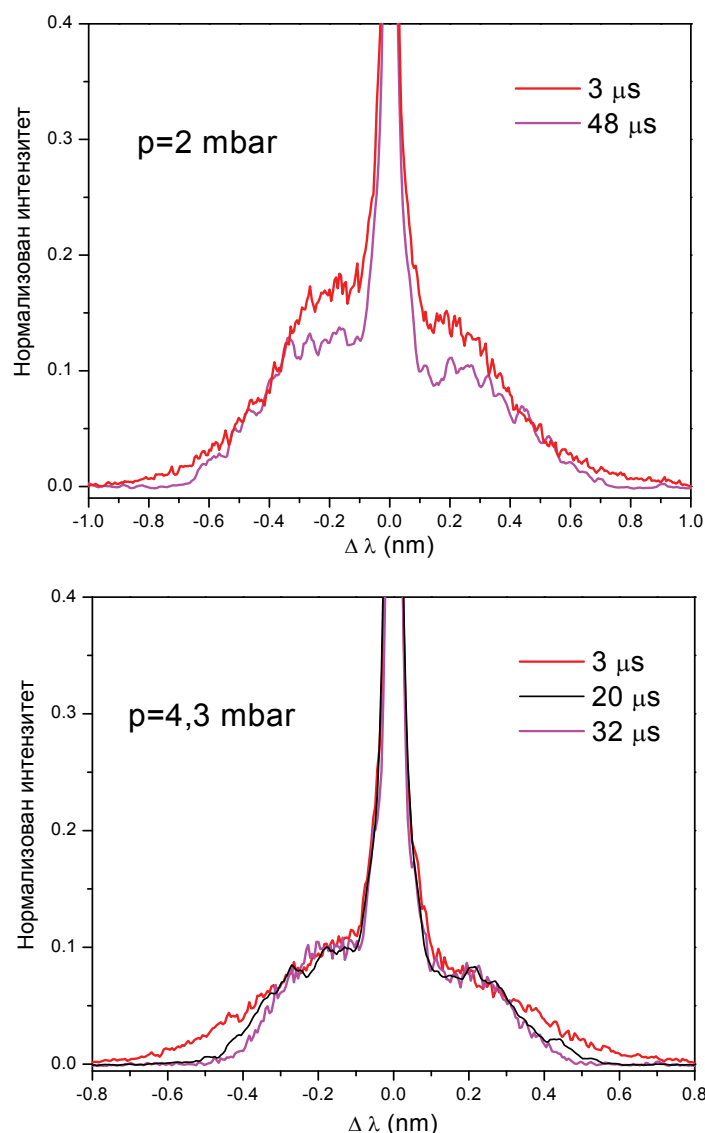
одређен дифузијом и неутрализацијом по једначини 6.1. Нагиб криве пада интензитета је блажи на нижем притиску (2 mbar) што се може објаснити споријом термализацијом условљеном мањим бројем судара. На основу линеарног фита у логаритамској скали може се одредити карактеристично време за неутрализацију и упоредити са израчунатим користећи Λ нашег експеримента и вредности D_a за водоник из литературе (Табела 6.1). Као што се може видети у табели 6.1, карактеристично време пада интензитета на притиску 4 mbar се слаже са очекиваним, што указује на могућност да је преовлађујући процес неутрализације дифузија и да је ексцитација електронске компоненте сразмерна електронској концентрацији. Међутим, на нижим притисцима – 2 mbar и 1,5 mbar, интензитет линије опада спорије него што се очекује на основу дифузије ка зидовима коморе. Ово је вероватно последица високих енергија које достижу електрони пре гашења и изразито неравнотежног стања система због чега релаксација електронске расподеле траје дуже а наелектрисане честице не дифундују амбиполарно. Поред тога, нагиб пада интензитета на слици 6.6 се смањује са снижавањем притиска што није карактеристично за дифузни процес. Пад интензитета централног дела $H\alpha$ линије је овде одређен постепеним смањењем електронске температуре која не опада довољно брзо због електричног поља и даље присутног у пражњењу - напон је и даље присутан на електродама и након искључења извора.

Табела 6.1: Поређење очекиваног времена за дифузни губитак наелектрисаних честица и вредности добијене из промене интензитета $H\alpha$.

$\Lambda=0,046$ cm – за цилиндар ($R=4$ mm, $l=15$ mm)			
$D_a \cdot p = 700$ cm ² s ⁻¹ Torr [6, 7]			
p (mbar)	D_a (cm²)	$\tau_{diff} = \Lambda^2 / D_a$ (μs)	τ ($H\alpha$) (μs)
4,3	216,5	9,77	10,1 (5)
2	465,5	4,54	21,2 (2)
1,5	620,7	3,41	28 (1)

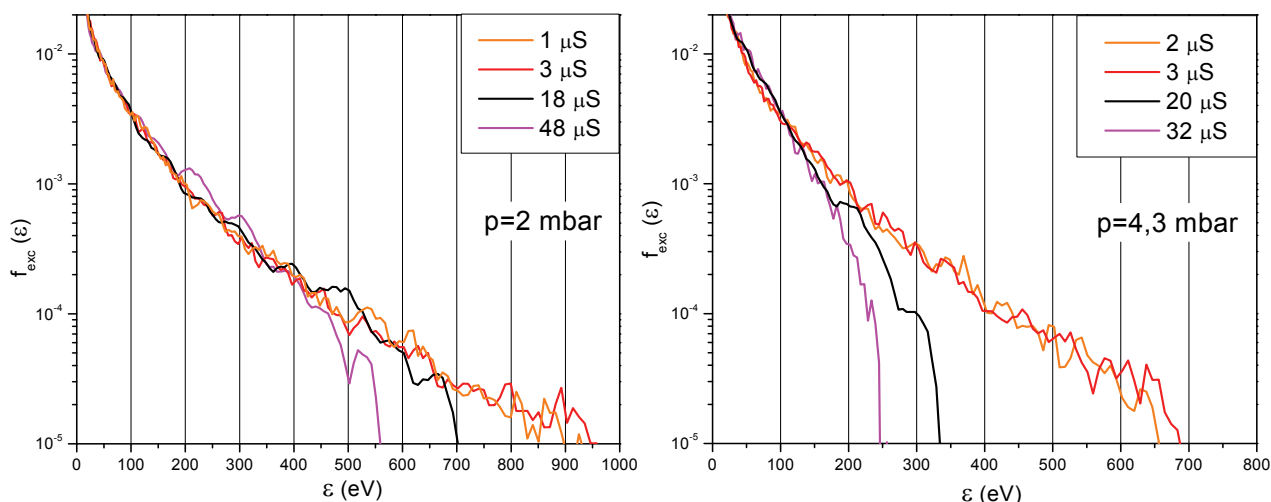
Слика 6.7 показује облик крила профила у различитим тренуцима развоја са слике 6.5. Профили су нормализовани на свој респективни максимум ради лакшег поређења облика профила. У периоду раста струје облик крила и максимални Доплеров померај се не мењају. Поновљена мерења у области око тренутка обележеног са 0 s нису показала значајну разлику у профилу све до тренутка

максималне струје и њеног пада. Након пада струје, а нарочито у послесветљењу, долази до смањења интензитета крила и смањења максималног помераја, тј. максималних достигнутих брзина. Као и у случају једносмерне струје, крила су интензивнија на нижем притиску али се овде уочава и разлика у термализацији тј. успоравању атома током времена. Временски развој профила говори да се на вишем притиску брзина атома брже смањује што се може објаснити чешћим сударима али и бржим опадањем напона на електродама, тј. поља у запремини на вишем притиску. Дакле, може се рећи да облик крила линије прати напон измерен на електродама. Занимљиво је да се и у послесветљењу и даље могу регистровати брзи атоми што је поново последица присуства напона тј. електричног поља између електрода. Потпуни нестанак крила се не може забележити раздвојено од гашења укупног профила.



Слика 6.7: Облици профила Na линије у различитим тренуцима развоја са слике 6.5, на два притиска.

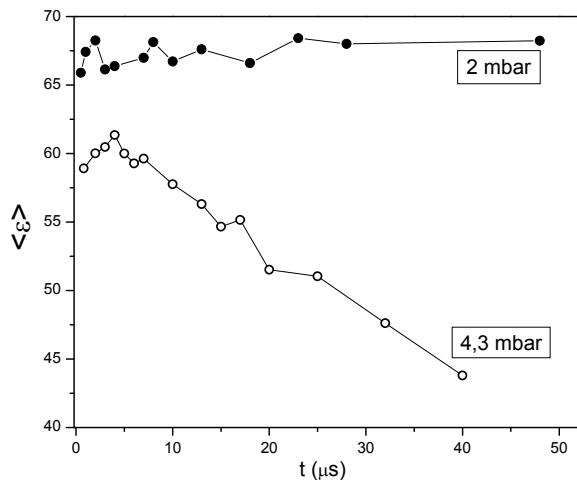
На слици 6.8 су приказане енергијске расподеле ексцитованих брзих атома добијене из профила истом методом као у поглављу 4. Временски развој расподела одговара промени напона на слици 6.5, респективно за два притиска. Максимална кинетичка енергија достиже мање од 50 % расположиве енергије из напона на пражњењу, при чему је искоришћење мање на нижем притиску и вишем напону. И овде је јасно да се релаксација расподеле брзих атома одвија спорије на нижем притиску. Средња енергија ексцитованих атома у различитим тренуцима је дата на слици 6.9. Због напона присутног на електродама и након гашења струје енергија атома опада сразмерно напону. Удео крила у укупном профилу је приказан на слици 6.10. Као и код једносмерне струје учешће енергијске ексцитације је веће на нижем



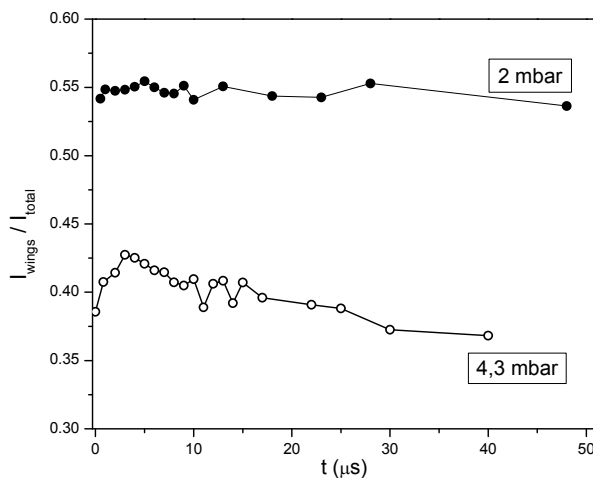
Слика 6.8: Временска еволуција расподеле ексцитованих брзих Н атома добијена из На профила линије за два притиска.

притиску. Занимљиво је да се удео крила у укупном профилу веома мало мења са временом док је у случају притиска 2 mbar практично константан и износи око 55%.

6.1.2 Аномално проширени профили снимљени са стране



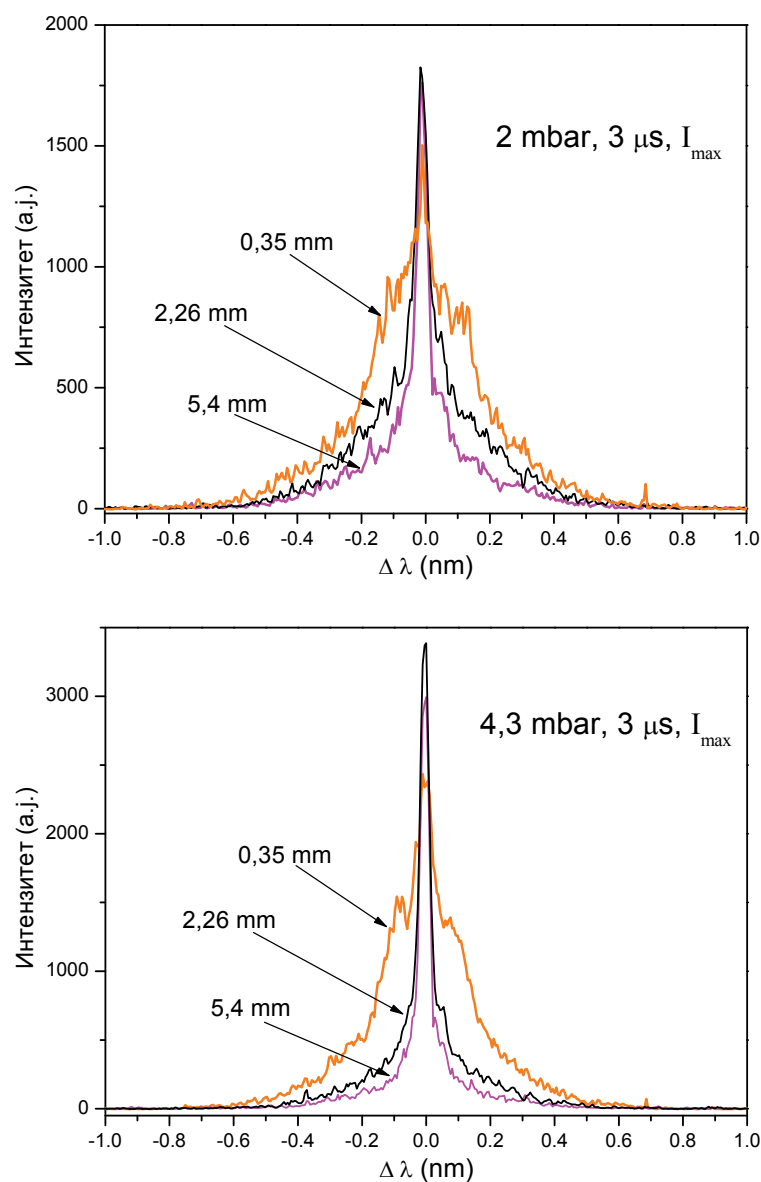
Слика 6.9: Промена средње енергије ексцитованих брзих атома у времену.



Слика 6.10: Промена удела високоенергијске ексцитације у укупном профилу.

Снимањем нормално на правац осе пражњења, измерен је временски развој облика профила посматраних са стране (*side on*). Трансверзални профили су затим разложени на компоненте по пореклу ексцитације (одељак 2.3.2) да би се утврдио развој интензитета укупног профила и појединачних компоненти.

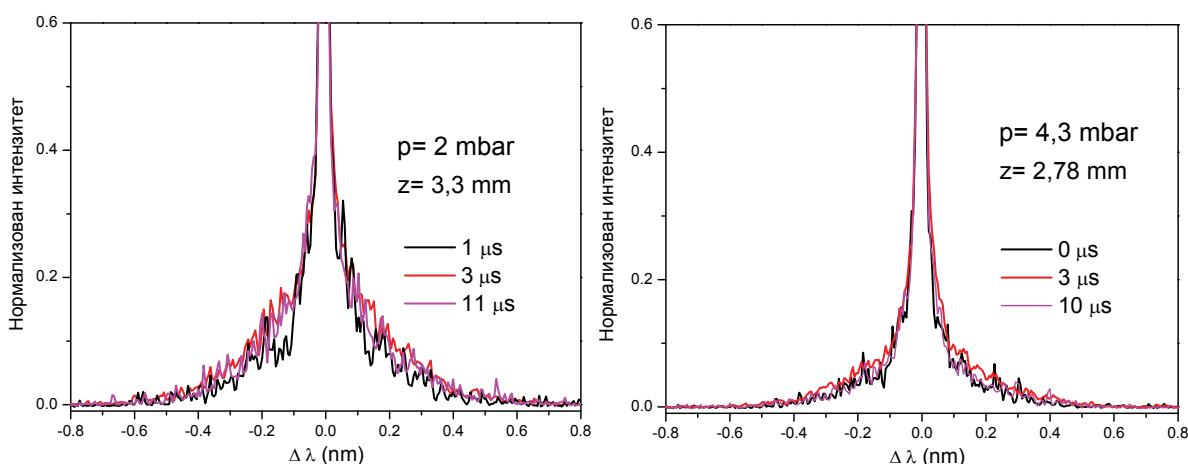
На слици 6.11 су приказани профили на различитим удаљеностима од катоде у тренутку максимума струје на два притиска. Профили и овде показују симетрично аномално ширење и Штарково цепање у близини катоде. Облик профила у негативном светљењу у различитим тренуцима развоја пражњења је приказан на слици 6.12. Као и случају једносмерног пражњења профили линије су симетрични што указује да Доплеров померај потиче од брзих атома одбијених од катоде. Временска промена енергије расположиве у катодном паду се огледа и у профилима са стране али у далеко мањој мери - аналогно слабом утицају промене напона на трансверзалне профиле при промени напона у једносмерном режиму. Дакле, слаба зависност трансверзалних профила од времена се може објаснити самим узроком



Слика 6.11: Балмер алфа линија снимљена са стране на различитим удаљеностима од катоде у тренутку максималне струје на два притиска.

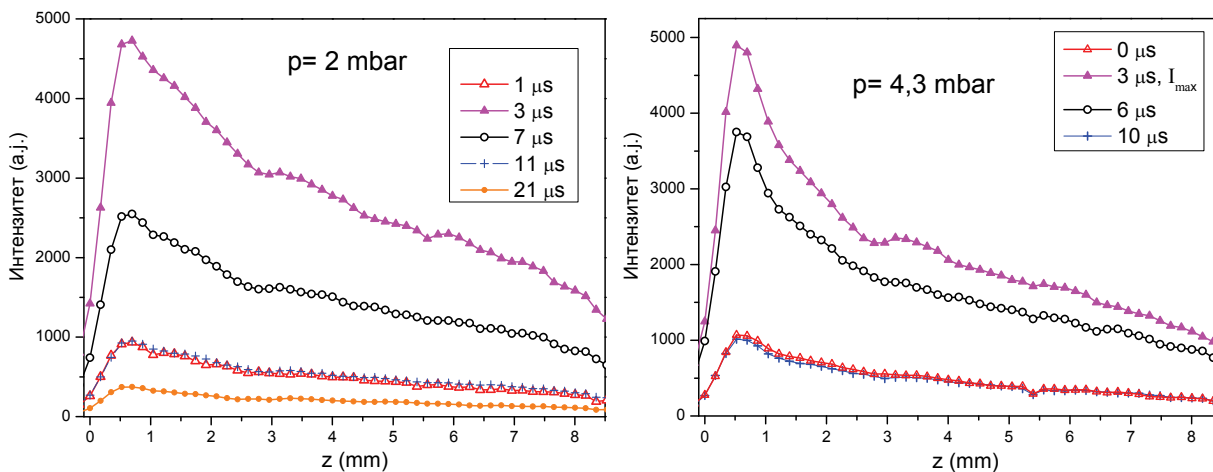
Доплеровог помераја при посматрању са стране – угаоном расподелом атома при рефлексији од катоде.

На слици 6.13 је приказан развој аксијалне просторне расподеле интензитета линије на два притиска. Као што је поменуто у поглављу 4.2 аксијална расподела интензитета линије је у директној вези са структуром пражњења и дужином катодног пада. На основу расподеле се може закључити да се запреминска структура зона пражњења формира у раном периоду развоја тј. пре максимума струје, и углавном се задржава током развоја.

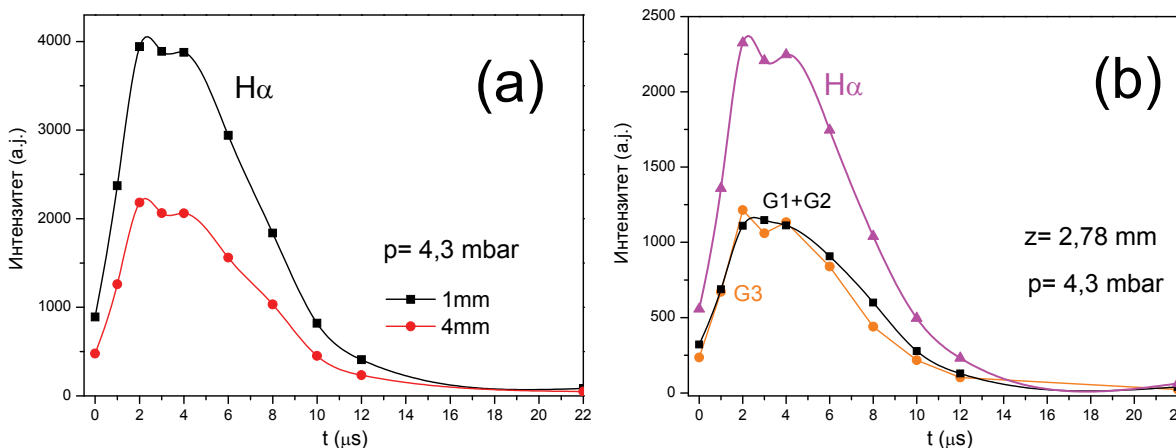


Слика 6.12: Облик трансверзалних профила у негативном светљењу у различитим тренуцима развоја, на два притиска.

Временски развој интензитета трансверзалног профила у катодном паду и негативном светљењу показује исту зависност, на слици 6.13(а). Извршена је декомпозиција профила на три компоненте по основу механизма екситације (поглавље 2.3). Временски развој укупног интензитета као и електронске и аномалне компоненте је приказан на слици 6.14. Временска зависност је слична као у случају профила снимљених са чела на слици 6.5. Занимљиво је приметити да и електронска компонента (G1+G2) као и она која потиче од брзих атома (високоенергијска) (G3) прате укупан развој линије у негативном светљењу тако да се удео високоенергијске компоненте у укупном профилу практично не мења.



Слика 6.13: Развој аксијалне расподеле интензитета $H\alpha$ линије на два притиска.

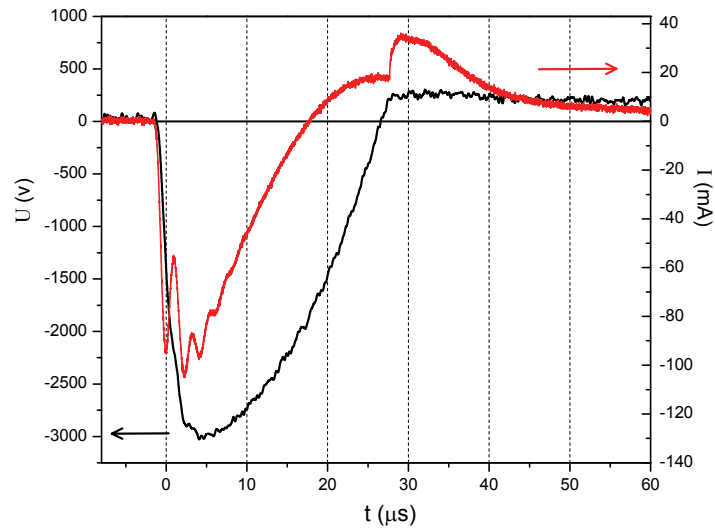


Слика 6.14: Промена интензитета $H\alpha$ линије у времену на притиску од 4,3 mbar: (a) укупан интензитет на два растојања од катоде; (b) Укупни интензитет и интензитети компоненти у негативном светљењу – G3 аномална компонента и G1+G2 електронска компонента.

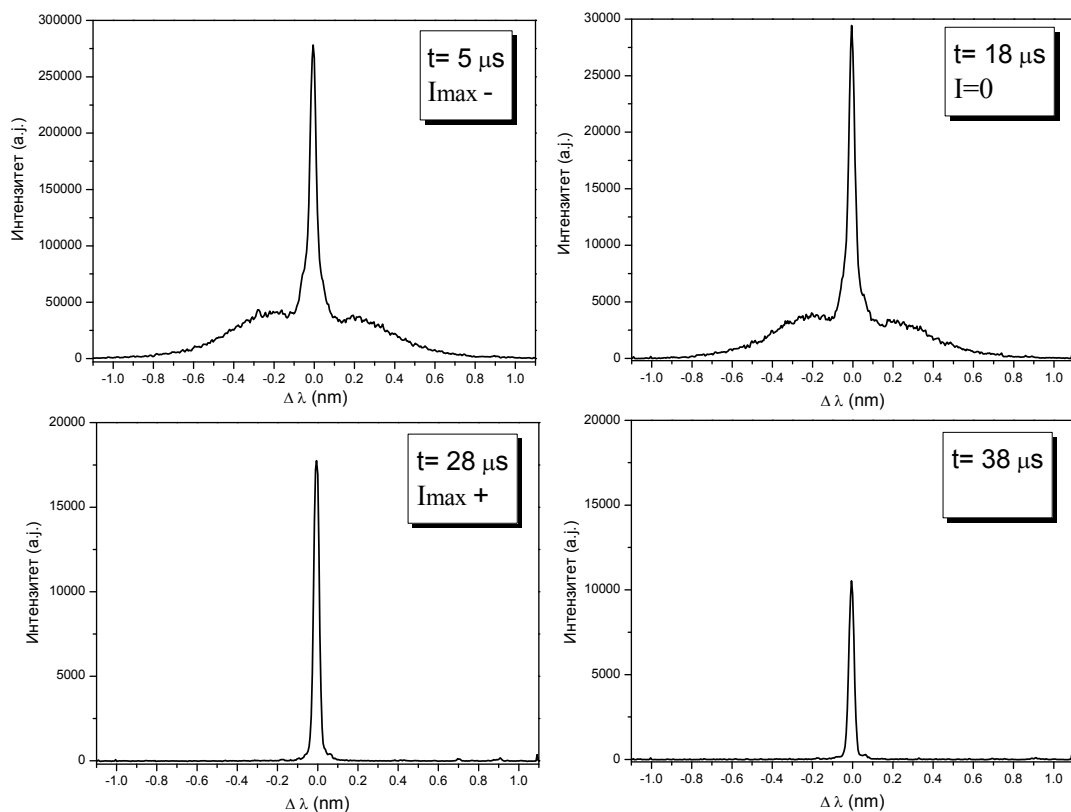
6.2 Аномално проширени профили из импулсног пражњења без исправљачке диоде

Ради постизања стања у гасу у коме се путем зрачења не детектују брзи атоми и провере развоја пражњења са наглим падом напона, из кола на слици 6.1 је избачена исправљачка диода. Развој пражњења је приказан на слици 6.15. За разлику од претходних мерења, напон пада нагло јер је пражњење паразитних капацитивности условљено променом примењеног напона. Након проласка кроз нулту вредност напона, због несавршености извора напон мења знак и консеквентно

струја мења смер. По порасту напона у позитивном смеру на слици 6.15, успоставља се секундарни пробој у тренутку $t \sim 27 \mu\text{s}$ са супротно усмереном струјом и цилиндрична електрода Гримовог пражњења ефективно постаје катода док равна електрода постаје анода. Оваква конфигурација електрода је практично конфигурација пражњења са шупљом катодом (секција 1.13) па се може очекивати да се унутар цилиндричне катоде формира негативно светљење. Секундарни пробој



Слика 6.15: Типичан осцилограф импулсног Гримовог пражњења без исправљачке диоде на притиску 2 mбар.

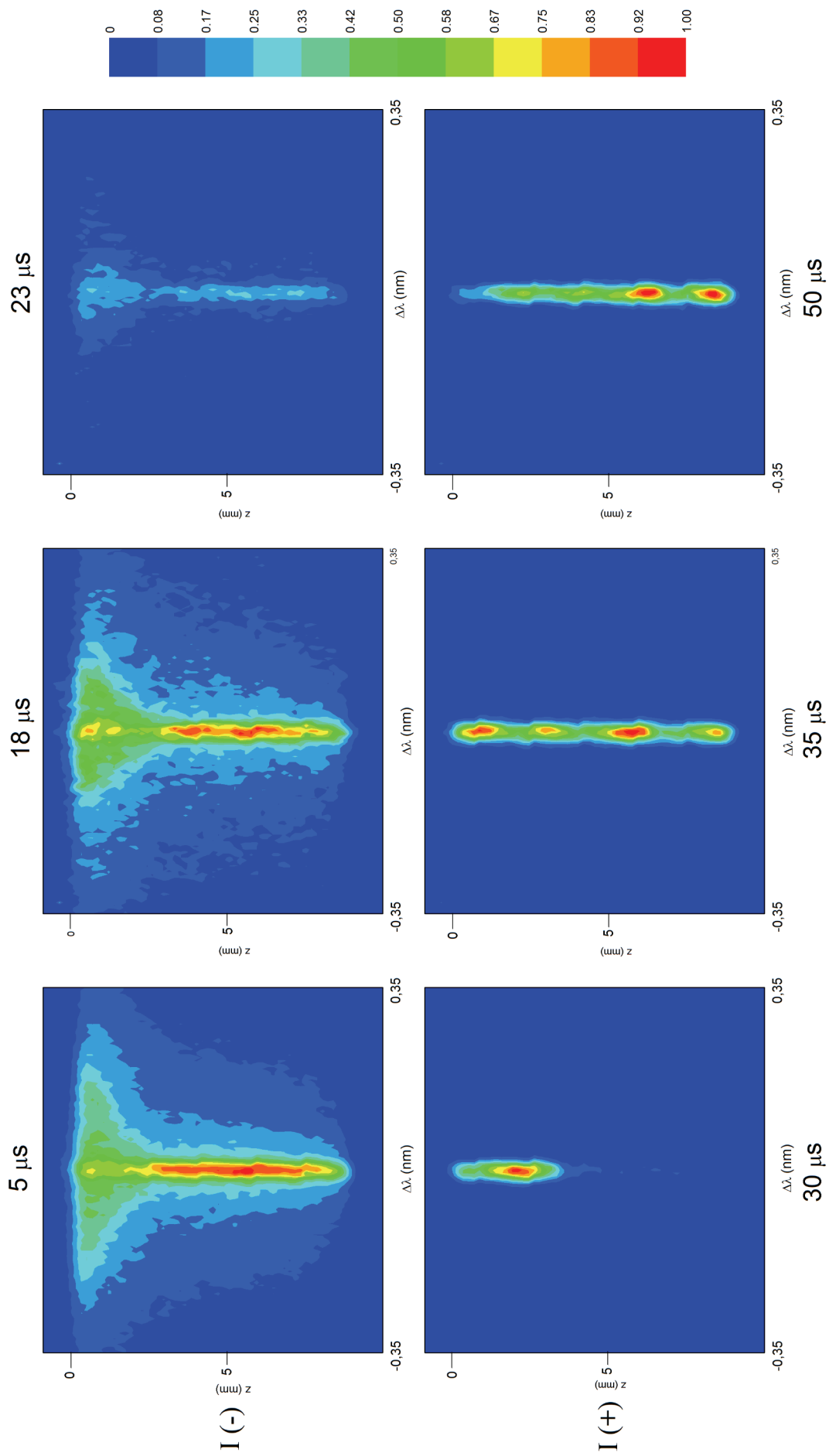


Слика 6.16: Развој интензитета и облика *end on Na* линије у различитим тренуцима развоја пражњења (слика 6.15), на притиску 2 mбар.

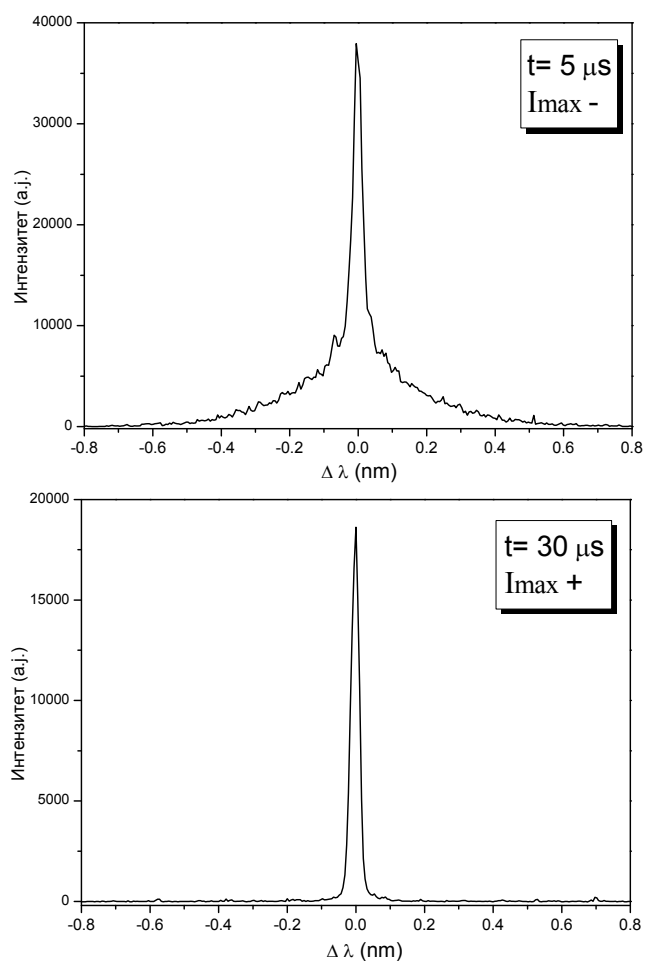
са позитивном струјом формира нормално пражњење при чему је напон практично константан и приближно одговара нормалном напону за шупљу катоду, $\sim 270\text{ V}$ у водонику. На слици 6.16 су приказани *end on* профили у карактеристичним тренуцима: у тренутку максималне струје у негативном смеру ($5\ \mu\text{s}$), тренутку нулте вредности струје ($18\ \mu\text{s}$), тренутку максималне позитивне струје ($28\ \mu\text{s}$) и при гашењу струје секундарног пробоја ($38\ \mu\text{s}$). Јасно се може уочити да Балмер алфа линија снимљена током позитивног смера струје није аномално проширена тј. карактеристична крила која се уочавају при негативној струји, овде нису присутна. Дакле, може се закључити да са присутним малим закочним напонам, довољним за заустављање јона, нестаје популација брзих атома. График на слици представља једини детектовани снимак зрачења линије Балмерове серије из овакве конфигурације електрода, без аномалног ширења. У оквиру колизионог модела се може очекивати овакав резултат услед ниског напона и промењеног смера електричног поља које сада није усмерено у правцу посматрања. Промена смера поља би требала да изазове значајно ширење у профилу снимљеном са стране.

Балмер алфа линија снимљена са стране (*side on*) у различитим тренуцима развоја са слике 6.15 је приказана на слици 6.17. Као и случају *end on* снимака, профили су аномално проширени током негативне струје док током позитивног смера струје нема аномалног ширења. Просторна структура зрачења из пражњења показује занимљиве карактеристике временског развоја. У првом тренутку позитивног пробоја ($\mathbf{I (+)}$), пражњење је сконцентрисано на уски део близу равне електроде да би се након $5\ \mu\text{s}$ интензитет зрачења распоредио на четири јасно издвојена максимума. У даљем развоју долази до постепеног померања максимума интензитета ка већој удаљености од равне електроде (сада аноде). Сложеност ових прелазних фаза пражњења указује на нестабилности сличне стријацијама и захтева детаљнију анализу која излази ван теме овог рада, а може бити предмет даљег истраживања самих карактеристика пражњења при промени поларитета.

Поређење профила линије снимљених са стране при максимуму негативне и позитивне струје је приказано на слици 6.18. Слично као код чеоних профила, на слици 6.16, и овде је очигледна је разлика између ова два профила и потпуно одсуство аномалног ширења у позитивном смеру. Дакле, у оба правца посматрања током позитивног смера струје није забележено аномално ширење, па се може закључити да је дошло до престанка процеса формирања брзих атома путем измене наелектрисања тј. њихова концентрација је испод границе детекције методе.



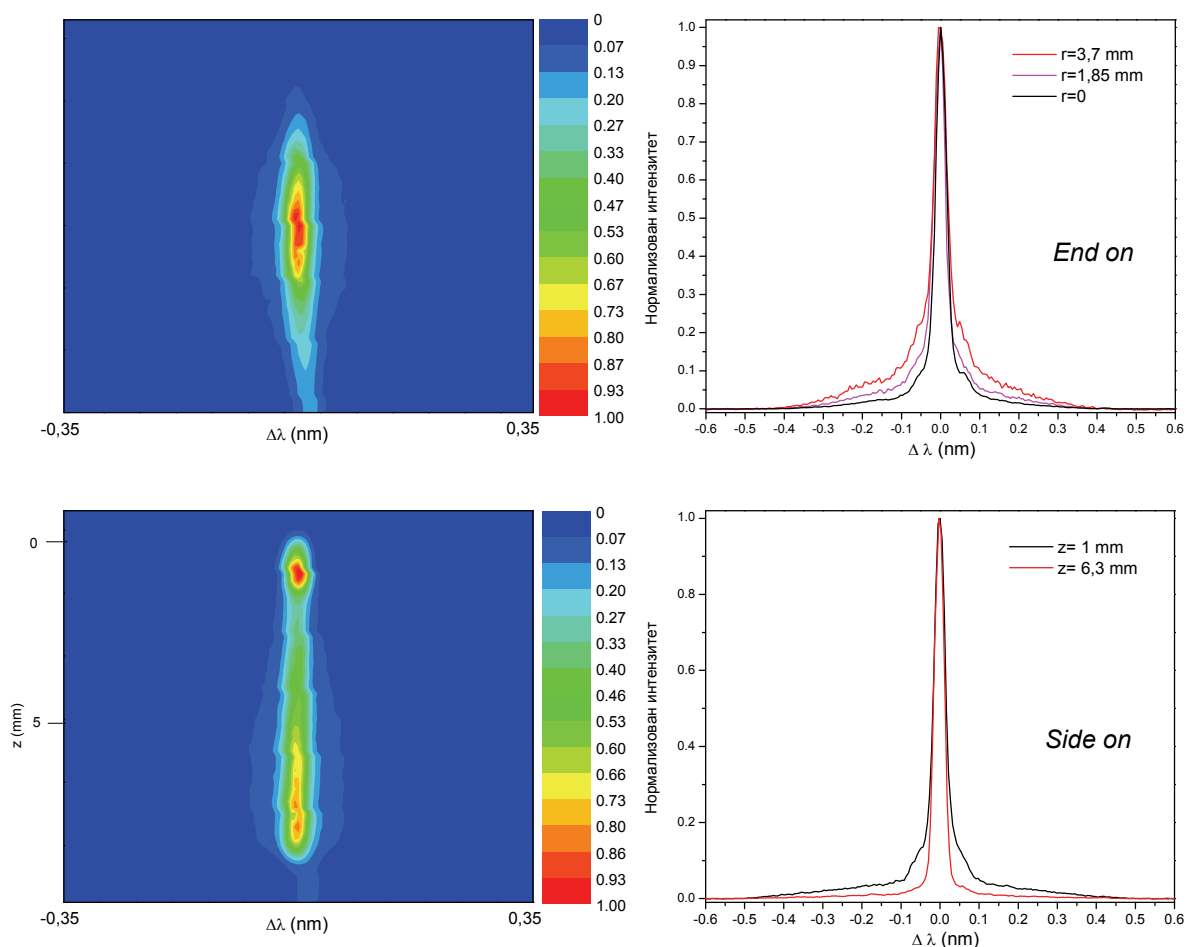
Слика 6.17: Снимци I_{α} линије са стране (*side on*) из импулсног Гримоваг празњења без исправљачке диоде, у раличитим тренуцима развоја са слике 6.15.



Слика 6.18: Профили Na линије снимљени са стране (*side on*) у тренуцима максималне струје у негативном и позитивном смеру на слици 6.15. Профили су преузети са одговарајућих снимака на слици 6.17 на 5 mm и 2 mm респективно..

Одсуство брзих атома водоника у периоду позитивне струје тј. када пражњење ради са цилиндричном катодом и равном анодом је поставило питање присуства брзих атома и аномалног ширења у стабилном једносмерном пражњењу са цилиндричном катодом. У ту сврху је обављен једноставни, додатни експеримент, у коме је једносмерни напон прикључен на електроде Гримовог пражњења али са супротним поларитетом од уобичајеног тако да цилиндар игра улогу катоде.

Снимци Na линије заједно са профилима линија снимљеним са чела и са стране су приказани на слици 6.19. Занимљиво је приметити да је аномално ширење присутно и у овом случају иако са далеко мањим интензитетом и значајно мањим Доплеровим померајем него у поглављу 4.2 ; пре свега због нижег напона који је ближи нормалним вредностима – 320 V. Расподела интензитета зрачења указује да пражњење ради у стабилном режиму, блиском режиму шупље катоде, што се и може очекивати на основу геометрије електрода. Просторно наелектрисање је сконцентрисано у средини цилиндра, па се може очекивати да је укупни вектор електричног поља усмерен дуж полупречника цилиндричне катоде, тј. нормално на њену површину. Међутим, на основу расподеле зрачења је очигледно да постоје нехомогености у пражњењу тако да правац и интензитет вектора електричног поља зависи и од аксијалне удаљености од равне аноде. У оба правца посматрања је покушано испитивање поларизационом спектроскопијом описаном у поглављу 4.1, али због ниског напона значајно Штарково ширење није детектовано код Na линије. У овом експерименту је за мерење поља потребна осетљивија метода.



Слика 6.19: Снимци Na линије заједно са одговарајућим профилима из пражњења са цилиндричном катодом при посматрању са чела (горе) и са стране (доле). Услови у пражњењу: $p=2$ mbar ; $U=320$ V ; $I=8$ mA.

Аномално проширени профили указују на присуство брзих атома али се на слици 6.19 јасно види да је облик линије у оба смера посматрања симетричан и да зависи од просторног дела пражњења који се посматра. Без детаљније анализе овде ћемо дати неке почетне хипотезе. При посматрању са стране (кроз прорез на цилиндричној аноди) детектор бележи брзе атоме који се крећу ка површини катоде, при чему је угаона расподела праваца њихових брзина равномерна од 0 до 360^0 што за резултат даје симетрично ширење. Сличан ефекат је примећен са две електроде у облику концентричних сфера у електростатички конфирнираној плазми [9]. При детекцији са чела тј. дуж осе пражњења се такође бележи Доплеров померај. Ово може бити последица дифузне угаоне рефлексije атома након удара јона и атома у цилиндричну катоду. Исти ефекат, који укључује и радијалну зависност проширених профила је већ забележен од стране Шишовића и сарадника при посматрању шупље катоде у правцу осе цилиндричне катоде [10].

Са друге стране, како је већ закључено у позитивном смеру импулсног пражњења нису детектовани брзи атоми. Из нехомогености зрачења у овој фази (слика 6.17) следи постојање више зона пражњења различитих карактеристика. Ова временско-просторна нехомогеност може бити објашњење за одсуство продукције брзих атома.

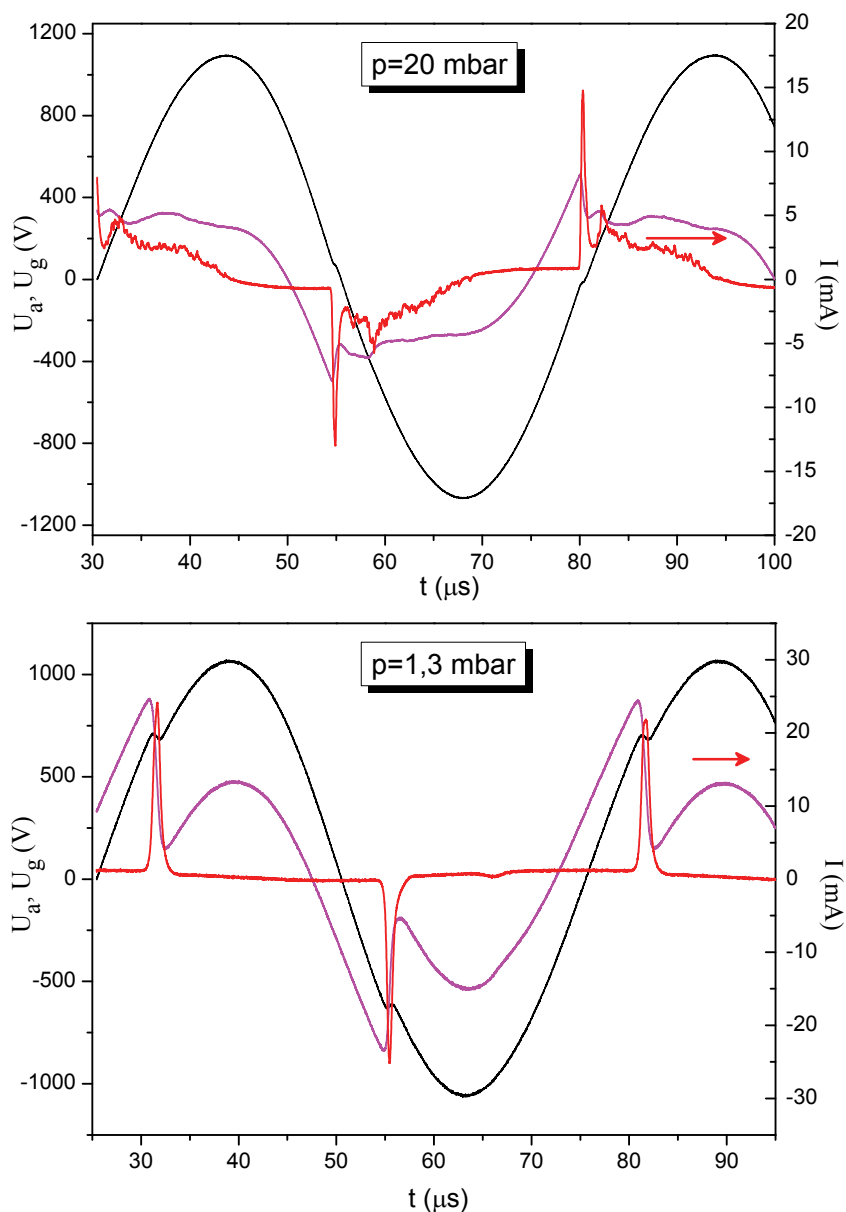
7. Детекција брзих атома водоника у диелектричном баријерном пражњењу

Диелектрично баријерно пражњење (ДБП) је тип нискотемпературне плазме специфичних карактеристика које га чине интересантним, како за научно истраживање, тако и за многобројне примене [1, 2]. За разлику од уобичајених електродних система за остваривање пражњења, електроде баријерног пражњења су прекривене диелектриком чиме је спречен ток наелектрисања на електроде. Природа рада оваквог пражњења намеће наизменичну или импулсну побуду. Наиме, након пробоја и успостављања електричне струје, због диелектричних баријера долази до нагомилавања наелектрисања на електродама и стварања закочног поља које зауставља кретање електрона и прекида струју [1-4]. У следећем полупериоду примењени напон је супротног знака, долази до пробоја и тока струје у супротном смеру. Предност ДБП пражњења за примене је могућност рада без вакуум система тј. на атмосферском притиску.

Захваљујући поменутом ефекту нагомиланог наелектрисања након гашења струје заостаје значајна концентрација носилаца који постају иницијални носиоци за следећи пробој. Дакле, јони заостали након пражњења олакшавају следећи пробој и бивају убрзани у пољу следеће сукцесивне полупериоде. Ова интересантна карактеристика је била мотив за спектроскопско испитивање брзих атома водоника у ДБП пражњењу, тј. мерења аномално проширених профила. Треба напоменути да су проширени трансферзални Балмер алфа профили коришћени за мерење електричног поља у ДБП пражњењу [5].

У зависности од типа радног гаса и фреквенције, пражњење може радити у дифузног моду, где се пражњење остварује хомогено на површини електрода и филаментраном моду где су пражњење и концентрација носилаца локализовани у уске филаменте који се крећу наизглед хаотично по површини катоде. Како би се испитивала појава брзих атома пражњење је радило у хомогеном, тињавом моду где се успоставља прикатодни слој, тј. успостављају се зоне пражњења са различитим

карактеристикама и интензитетом зрачења, слично тињавом пражњењу на ниском притиску. Развој оваквог пражњења и карактеристике катодног пада и позитивног стуба су предмет бројних експерименталних и теоријских истраживања, видети нпр. [3-7]. Мерење електричног поља у ДБП пражњењу са хелијумом је вршено



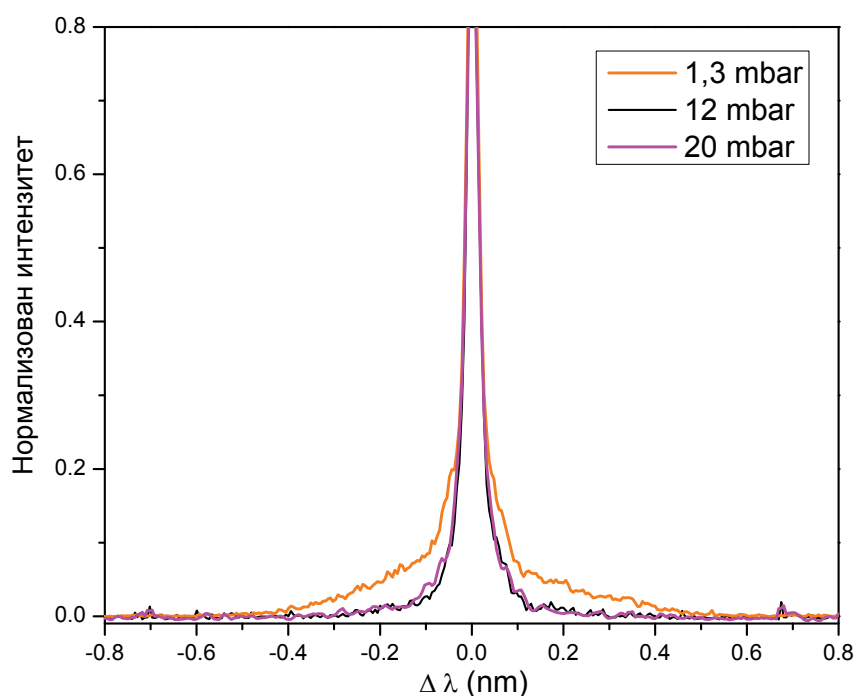
Слика 7.1: Развој струје, примењеног напона (црно) и напона у гасу (плаво) ДБП-а на два притиска са амплитудом примењеног напона 1100 V.

спектроскопским методама и у Лабораторији за Физику плазме на Физичком факултету Универзитета у Београду [8, 9].

Искуство са поменутиим пражњењем и већ израђена комора за пражњење су били разлози за покушај успостављања ДБП пражњења у чистом водонику на различитим притисцима и посматрање профила Балмер алфа линије. Значајно

аномално ширење се очекивало у правцу електричног поља прикатодне области па је због тога модификован електродни систем. Једна електрода је метална мрежица прекривена стаклом као диелектриком као би се могло посматрати зрачење дуж поља, тј. кроз электроду. Спектроскопско посматрање дуж осе нормалне на површине електроде тј. са чела (*end on*) у ДБП-у до сада није било присутно у литератури. За побуду је коришћен извор високог напона који генерише синусни сигнал фреквенције 20 kHz. Конструкција коморе и електрода је шематски приказана на слици 3.3 у оквиру подпоглавља 3.1.

На слици 7.1 су приказани струјни и напонски сигнали на два притиска ДБП-а са водоником. Услед акумулирања наелектрисања на баријерама, напон у гасу U_g се мора израчунати из струје I и примењеног напона U_a [3].



Слика 7.2: Поређење нормализованих профила Балмер алфа линије из ДБП-а на три притиска.

На слици 7.2 су приказани и упоређени нормализовани профили Балмер алфа линије на три притиска у диелектричном пражњењу. Профили су снимљени интегрално током трајања једне полупериоде струјног сигнала при истом примењеном напону, тј. амплитуди од 1,1 kV. Слично као и у случају једносмерног тињавог пражњења, промена притиска игра одлучујућу улогу у формирању брзих атома водоника и, консеквентно, у аномалном ширењу профила. Наиме, као што се може видети на слици, аномално ширење не постоји на вишем притиску - 20 mbar,

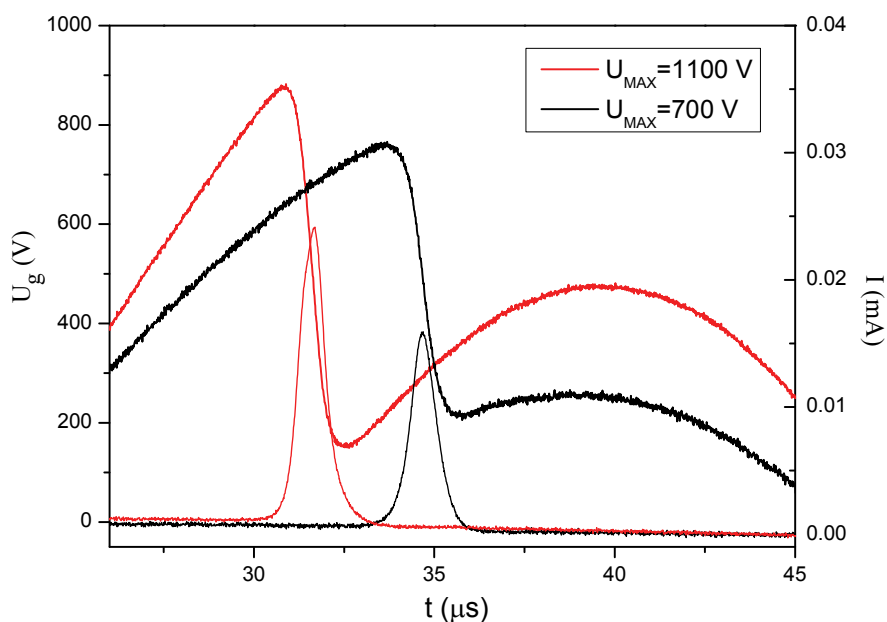
већ се значајни интензитет крила региструје тек испод притиска од 2 mbar. Ово се може очекивати јер проширене водоникове линије иначе нису забележене ни у другим врстама пражњења на високом притиску. Да би дошло до формирања вискоенергијских атома у процесу измене наелектрисања, мора постојати зона јаког електричног поља и довољно дуг слободни пут за достизање високих енергија. Максимална енергија коју достижу брзи атоми на 1,3 mbar, израчуната на основу Доплеровог помераја, је око 280 eV. Спектроскопија ДБП пражњења укључује додатне потешкоће које нису присутне код једносмерних пражњења, па се пажљиво мора приступити процени напона у пражњењу који одговара самом мерењу. Конкретно, на слици 7.3 су приказани временски развоји струје и напона у гасу током једне полупериоде. На слици се може уочити и брза промена напона у гасу одмах након пробоја, тј. у интервалу протока струје што је у исто време и интервал током којег је детектовано интегрално зрачење. Дакле, током мерења долази до брзе промене напона у гасу који одлучујуће утиче на облик аномално проширених профила, судећи по случају тињавог пражњења са једносмерним напоном (поглавље 4.2).

Уводећи претпоставку, која је раније показана за случај импулсних пражњења, да интензитет зрачења одређене линије гаса приближно линеарно расте са јачином струје, може се израчунати еквивалентни средњи напон у гасу (U_{sr}) који одговара спектроскопском мерењу током струјног сигнала ($I(t)$):

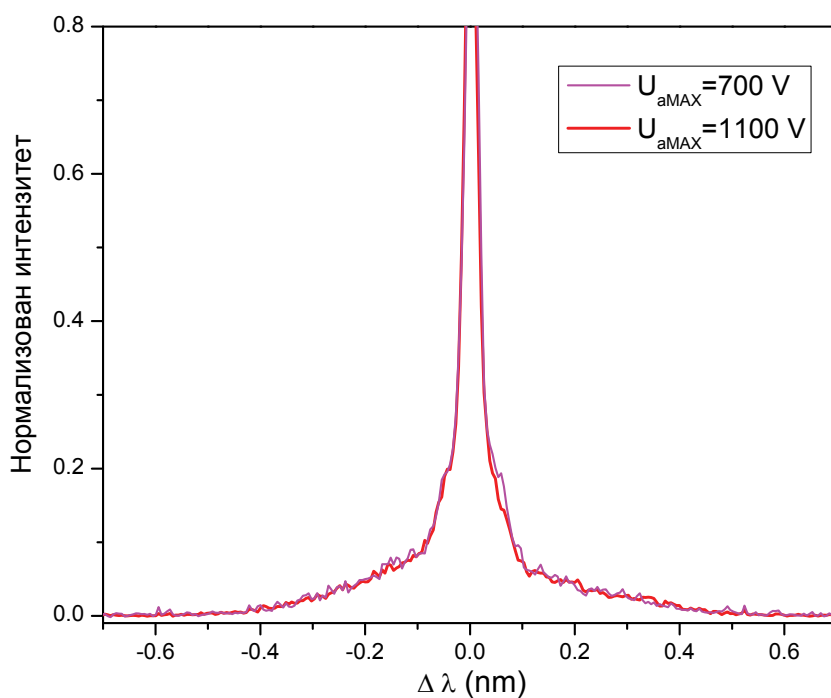
$$U_{sr} = \frac{\int_0^{t_f} U_g(t) \cdot I(t) dt}{\int_0^{t_f} I(t) dt} \quad (7.1)$$

За конкретни случај на 1100 V се добија еквивалентни напон од 498 V. Тиме детектована енергија брзих атома у профилу представља око 60% расположивог напона у катодном паду. Слично искоришћење расположиве потенцијалне енергије је забележено и у једносмерном пражњењу.

Делимични утицај промене напона при константном притиску је испитан на притиску од 1,3 mbar, променом амплитуде примењеног напона од 1100 V до 700 V у оквиру који дозвољава нормалан рад пражњења. Ово ограничење је онемогућило значајнију промену напона.



Слика 7.3: Временски развој напона у гасу и струје при амплитуди примењеног напона од 1100 V и 700 V.



Слика 7.4: Поређење нормализованих профила Балмер алфа линије из ДБП-а при промени амплитуде примењеног напона.

Иако је амплитуда прикљученог напона смањења за само 36 % очекивао се мерљив ефекат на облику профила, као у случају промене напона у абнормалном тињавом пражњењу. Међутим, на слици 7.4 се може видети да до промене облика профила није дошло. Овакав неочекиван резултат на први поглед није у складу са колизионим моделом за аномално ширење, међутим прорачун напона у гасу током времена детекције зрачења даје објашњење. Једна од карактеристика ДБП пражњења

је да пробојни напон није директно одређен амплитудом примењеног напона јер до пробоја долази на напону дефинисаном конкретним притиском и растојањем између електрода. Утицај на вредност пробојног напона може имати и брзина промене напона. У случају нашег експеримента, промена примењеног напона није променила пробојни напон, већ је струјни пик померен касније у времену како би пражњење доживело пробој на практично истом напону, слика 7.3. Услед тога прорачун еквивалентног средњег напона (једначина 7.1) за ова два мерења показује веома малу разлику у еквивалентном напону у гасу током мерења, $U_{sr}=498\text{ V}$ на амплитуди примењеног напона 1100 V према $U_{sr}=487\text{ V}$ на 700 V . Услед ове мале разлике у еквивалентним напонима у гасу (2,5%) добијају се истоветни профили при различитим примењеним напонима на слици 7.4.

Ова почетна испитивања аномалног ширења линија из ДБП-а указују да се притисак и временска зависност напона у гасу очекивано одражавају на динамику јона и атома водоника. Да би се јасно раздвојили различити утицаји на аномално ширење и систематски истражили процеси везани за брзе атоме у баријерном пражњењу, потребно је снимити временски развој профила што ће бити предмет будућег спектроскопског истраживања. Тиме би се временски развој облика профила линија Балмерове серије могао искористити за анализу развоја расподела саме популације. Треба напоменути да су временска резолуција, а тиме и могућност анализе, веома ограничени релативно ниским интензитетом светлости из ДБП пражњења.

8. Симулација формирања брзих Н атома из H^+ јона и транспорт у радном гасу H_2

Колизионни модел за формирање брзих водоникових атома и аномално ширење се базира на елементарним колизионим процесима у којима учествују јони, атоми и молекули водоника у пражњењима. За испитивање и тестирање колективних тј. макро ефеката који проистичу из колизионих процеса погодно је користити Монте Карло симулације. У ту сврху је у оквиру овог рада развијена симулација за транспорт H^+ јона у молекулском гасу водоника и унапређена симулација за брзе атоме у истом гасу - развијена у оквиру магистарске тезе која претходи овом раду [1, 2]. Развијене симулације за резултат дају енергијске и угаоне расподеле атома и јона при транспорту у електричном пољу. Ради бољег разумевања процеса настанка брзих атома и постепеног укључивања ефеката карактеристичних за тињава пражњења симулација је прво изведена за случај хомогеног електричног поља и ниског притиска, слично условима у експериментима са дрифтном цеви. Затим је симулација изведена за услове катодог пада тињавог пражњења, тј. у нехомогеном електричном пољу на два карактеристична скупа услова из експеримента са Гримовим пражњењем (поглавље 4). Треба нагласити да симулација у катодном паду није самоусаглашена већ користи аксијалну расподелу електричног поља и дужину катодог пада које су експериментално утврђене. Део аномално проширеног профила линије који потиче од H^+ јона је добијен из симулације и упоређен са експерименталним профилем линије при одговарајућим условима у пражњењу.

Мотивација за креирање симулације за протоне и њихову конверзију у брзе атоме водоника пре свега лежи у једноставности овог система и релативно добро познатим пресецима, како тоталним, тако и диференцијалним. Треба нагласити да реални процеси у гасу укључују H_2^+ , H_3^+ јоне и брзи молекул H_2 (видети поглавље 2). Свака од ових врста честица при интеракцији са радним гасом креира нове јоне дуж целог катодог пада, чиме се цео процес драстично усложњава. Укључивање ових честица у симулацију и процена диференцијалних пресека би превазишло оквир овог рада који се пре свега бави брзим атомима. Овде развијени сет симулационих програма се може сматрати кораком у једном скупу програма који би укључио

формирање и транспорт свих врста водоничних јона у катодном паду. У том случају би почетне честице, које на крају катодног пада дифундују у област јаког електричног поља, биле H_3^+ јони (подпоглавље 2.1). Са друге стране H^+ јони су због своје мале масе одговорни за брзе атоме највећих енергија, тј. за такозвани реп расподеле по брзинама, а тиме и за максимални Доплеров померај у профилу спектралних линија, тако да је могуће поређење са експериментом.

8.1 Особине развијеног Монте Карло кода

Монте Карло метода се данас уобичајено примењује у области симулација у физици плазме, било независно, било као део хибридних модела [3]. Она се заснива на посматрању елементарних колизионих процеса коришћењем методе случајних бројева за одређивање времена (или дужине пута) између два судара и затим прорачуном трајекторије честице између судара. Ефикасни пресеци одређују вероватноћу за сваки појединачни судар који се, такође, одређује методом случајних бројева. Као резултат се добија расподела честица по енергијама у простору и времену, као и правци брзина којима се честице крећу. Данашњи персонални рачунари омогућују рад са великим бројем честица $\sim 10^6$, тако да резултати добијени у симулацији добро репрезентују стварно понашање честица у плазми, са малим статистичким одступањем.

На основу познавања особина пражњења могу се увести физичке претпоставке за симулацију. Овде ћемо навести основне поставке развијеног кода које се не разликују од уобичајених за овај тип симулације пражњења [4-7]:

- Посматрају се протони и атоми који се крећу кроз гас који се састоји од молекула водоника. Судари са јонима водоника и електронима нису узети у обзир због њихове мале вероватноће тј. релативно ниског степена јонизације ($<10^{-4}$).
- Судари у којима учествују три и више честица истовремено се могу елиминисати због мале вероватноће на коришћеним радним притисцима - до 4 mbar.
- Између два судара атом се креће праволинијски без промене правца и енергије јер на њега не утиче електрично поље, док се промена брзине и

положаја протона рачуна на основу дејства електричног поља, тј. нумеричким решавањем једначина кретања.

У овој симулацији протекло време између два судара је одређено случајним бројем из расподеле вероватноће за дужину пута и применом технике нултог судара (*null collision*) [7]. Наиме, при кретању честице са константном колизионом фреквенцом вероватноћа да се судар догоди након времена t је:

$$P(t) = v_c \cdot e^{-v_c t} \quad (8.1)$$

где је $v_c = N \cdot \sigma \cdot v$ колизиона фреквенца - производ концентрације честица носећег гаса, тоталног ефикасног пресека и брзине честице. У општем случају, брзина честице а тиме и ефикасни пресек за судар, се мењају током кретања тако да је изналажење времена између два судара на основу расподеле вероватноће 8.1 веома сложен задатак. Овај проблем се у симулацијама најчешће решава применом технике нултог судара коју је предложио Скулеруд (*Skullerud*) [8]. Техника се занима на увођењу додатне врсте судара, осим реалних физичких реакција две честице. У могућем интервалу брзина за дате услове симулације може се наћи максимална колизиона фреквенца $v_{cMAX} = \text{MAX}(N \cdot \sigma \cdot v)$, која се користи у једначини 8.1 као константа. Трансформацјом расподеле вероватноће се онда може добити време између два судара:

$$t = -\frac{\ln(RN)}{v_{cMAX}} \quad (8.2)$$

где је RN случајни број из интервала $[0,1]$ хомогене расподеле.

Након што је честица доживела судар одређује се врста судара. Укупна вероватноћа се дели на сегменте на основу релативних вероватноћа за различите врсте судара, затим се бира случајни број из хомогене расподеле, па се његова вредност упоређује са сегментима и на тај начин одређује о ком се судару ради. Један од могућих судара је и поменути нулти судар.

У случају да је дошло до нултог судара честица наставља да се креће као да се судар није догодио. За све остале сударе се рачуна губитак енергије на основу закона одржања за еластични судар и различите врсте нееластичних судара [9] наведених у подпоглављу 2.1.

Поларни угао под којим се честица расејала и који одређује и енергијски губитак се рачуна бирањем случајног броја из неуниформне расподеле која задовољава угаону расподелу вероватноће за расејање добијену из диференцијалног пресека. Азимутални угао се бира из униформне расподеле у интервалу $[0, 2\pi]$. Правац под којим се креће честица након судара се добија координатним трансформацијама за прелазак из координатног система у којем се десио судар у главни координатни систем (ротација по два Ојлерова угла). Тренутна енергија, компоненте вектора брзине и положај честице се снимају на одређеним удаљеностима од катоде - тачкама које немају никакав утицај на рад симулације већ само служе као мерне тачке.

У програмима су коришћени ефикасни пресеци за различите процесе препоручени од Фелпса [10, 11], видети подпоглавље 2.1, одељак 2.1.2.

Диференцијални пресек у судару јона и атома водоника са молекулом водоника се сматра изразито анизотропним тј. усмереним унапред [10, 11]. Међутим, у случају молекулских ексцитација на нижим енергијама долази до смањења усмерености. У складу са тим, за све сударе осим молекулских ексцитација, овде је коришћен укупни диференцијални пресек измерен експериментално на енергији 500 eV за протон [12] и атом водоника [13] респективно, а који су у добром слагању са теоријски добијеним диференцијалним пресеком на 150 eV [14]. У случају молекулских ексцитација на ниским енергијама коришћена је енергијски зависна формула за вероватноћу расејања предложена од стране Шимка и сарадника (*Šimko et al.*) [15], у њиховој симулацији за јоне водоника у хомогеном пољу.

При измени наелектрисања и формирању брзог атома из H^+ јона, бележи се његова брзина и положај у тренутку настанка. У случају симулације у катодном паду, кретање сваког насталог брзог атома се даље прати програмом за брзе атоме како би се одредио развој ове популације и ексцитација трећег атомског нивоа у судару са молекулима водоника.

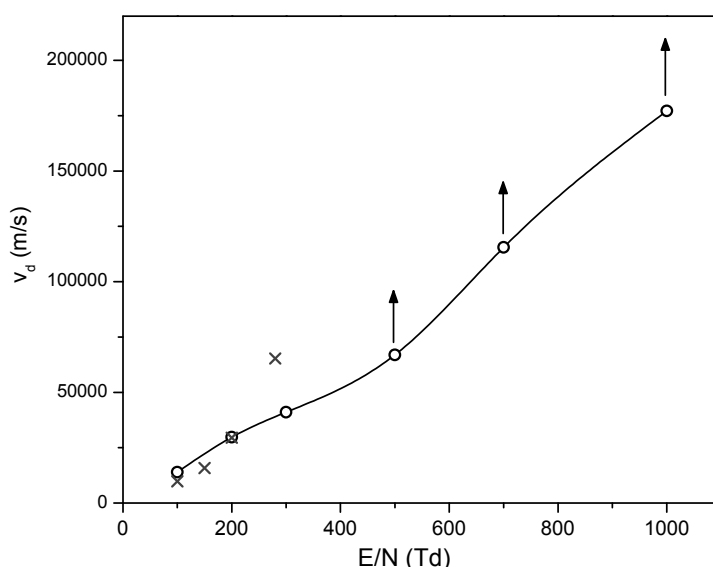
Како би се боље контролисао процес извођења симулације за одређени број честица је бележена трајекторија, брзина и енергија са високом просторном резолуцијом, тј. при сваком кораку у нумеричком решавању једначина кретања.

При ексцитацији ротационих нивоа мете узета је у обзир релативна популација ротационих нивоа молекула H_2 на температури гаса од 350 K.

8.2 Симулација формирања брзих воденикових атома из H^+ јона у хомогеном електричном пољу

Симулација транспорта и међусобне конверзије воденичних јона у константним пољима је већ спроведена путем метода снопа (*single-beam technique*) [10] и Монте Карло техником [15] како би се пре свега одредила брзина дрефта и енергијски губици снопа јона. Формирање брзих атома водоника у хомогеном пољу и њихова ексцитација је био предмет скорашњих истраживања Фелпса и Петровића техником снопа [16] као и Петровића и сарадника Монте Карло методом [17].

На овом месту ћемо приказати резултате симулације за протоне у хомогеном пољу као уводна истраживања за симулацију у катодном паду. Симулација је извршена у цилиндричној запремини дужине 5 cm и дијаметра 2 cm на притиску 1 mbar – условима типичним за испитивање транспорта јона. Јони су уведени у запремину са термалним брзинама на страни аноде. На слици 8.1 је приказана

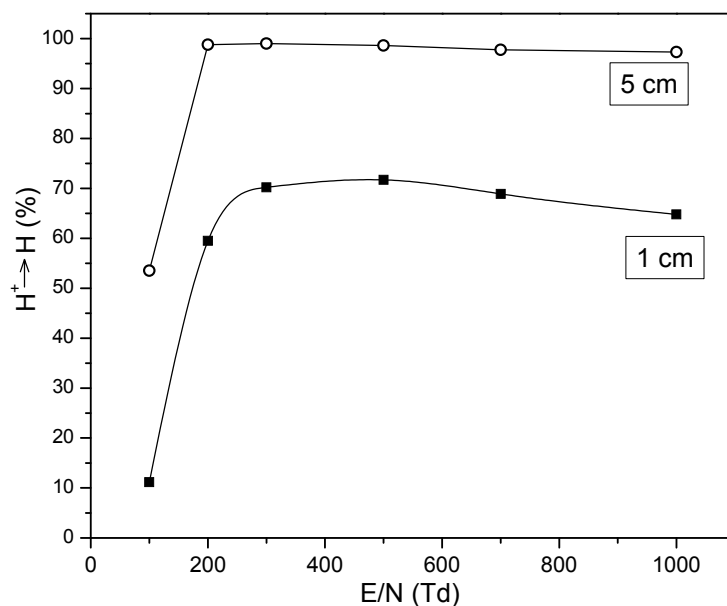


Слика 8.1: Зависност брзине дрефта H^+ јона од редукованог електричног поља. Са X су означене вредности из референце [10].

зависност брзине дрефта протона од редукованог електричног поља. На вредностима E/N , од 100 Td до 300 Td забележено је да долази до релаксације расподеле по брзинама на путу мањем од једног центиметра, тј. долази до успостављања константне брзине дрефта услед равнотеже између убрзања саопштеног у смеру поља и губитка брзине услед судара. На вредностима E/N већим

од 300 Td долази такозваног *runaway* ефекта, тј. јони бивају успорени сударима, али се не успоставља равнотежа јона са пољем већ брзина дрефта благо расте у пољу. Овде добијене брзине дрефта су значајно веће од експериментално добијених, вероватно због отежаног разликовања секундарних од примарних протона у експерименту. Слагање са резултатима Фелпса, добијеним путем *beam* [10] технике је боље (~10%), што је приказано на слици. Фелпс је забележио *runaway* ефекат већ на 300 Td. Треба напоменути да су у симулацији Шимка и сарадника [15] ефикасни пресеци предложени од стране Фелпса [10] делимично кориговани како би се вредности за мобилност јона боље сложиле са експериментом.

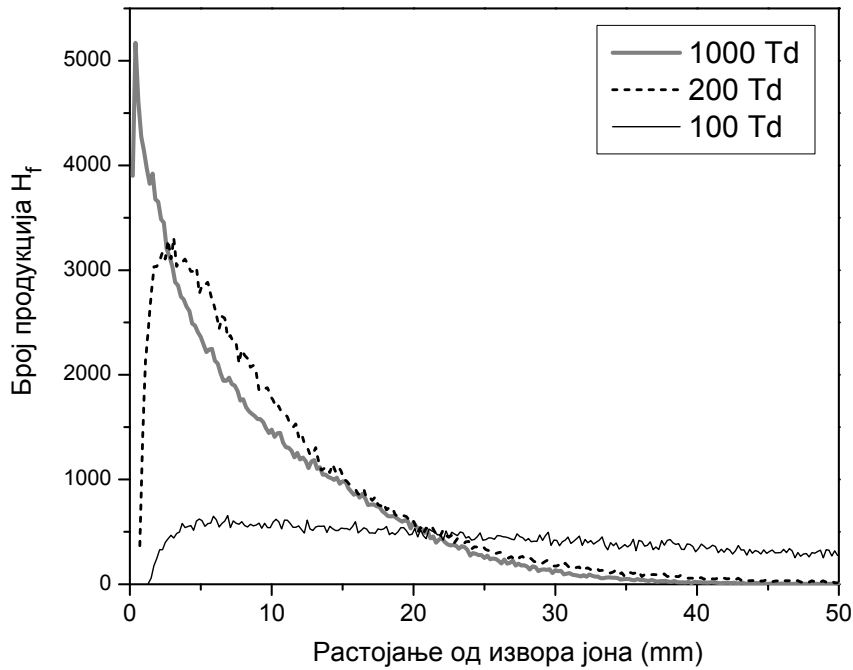
Резултати симулације показују да је измена наелектрисања веома ефикасна при јачем пољу тако да на дужини пута од 5 cm практично сви протони бивају конвертовани у атоме. На слици 8.2 је приказан проценат конвертованих јона након што сноп јона пређе пут од 1 cm и 5 cm.



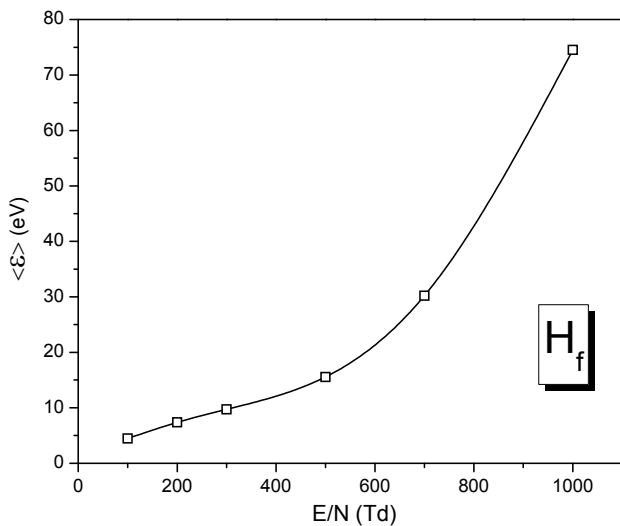
Слика 8.2: Процент протона конвертованих у атоме водоника (у односу на почетни број).

Број формираних брзих атома дуж подужне осе цилиндричне коморе је приказан на слици 8.3. Расподела у случају слабог поља на 100 Td је блиска равномерној док са појачањем поље долази до јаснијег издвајања максимума продукције. Након достизања довољне енергије за измену наелектрисања достиже се максимум у аксијалној расподели. Монотони пад броја конверзија са удаљењем од аноде је последица смањења броја протона услед интензивне конверзије приказане на претходној слици. Зависност средње енергије формираних атома водоника од

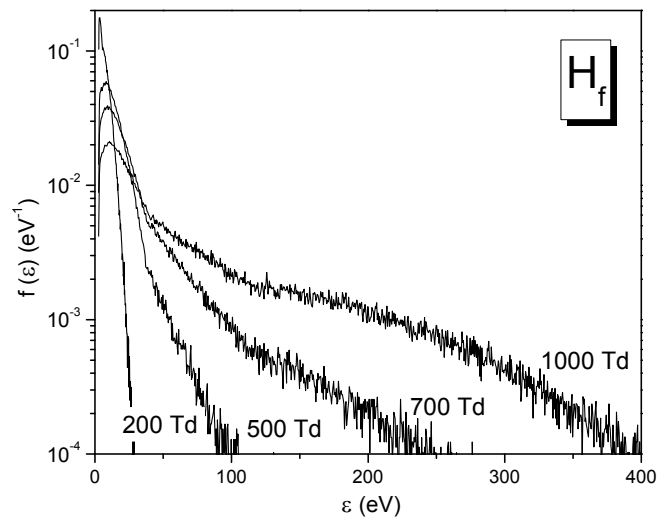
редукованог поља је приказана наслици 8.4 док су енергијске расподеле брзих атома при формирању приказане на слици 8.5. Као што се може очекивати, са порастом редукованог поља брзи атоми генерисани у измени наелектрисања достижу више енергије и долази до ширења функције расподеле ка вишим енергијама.



Слика 8.3: Расподела продукција брзих атома водоника у хомогеном пољу за почетних $2 \cdot 10^5$ протона.



Слика 8.4: Зависност средње енергије формираних атома од редукованог поља.



Слика 8.5: Енергијске расподеле формираних атома водоника на различитим вредностима редукованог поља.

8.3 Симулација формирања брзих водоникових атома из H^+ јона у катодном паду тињавог пражњења

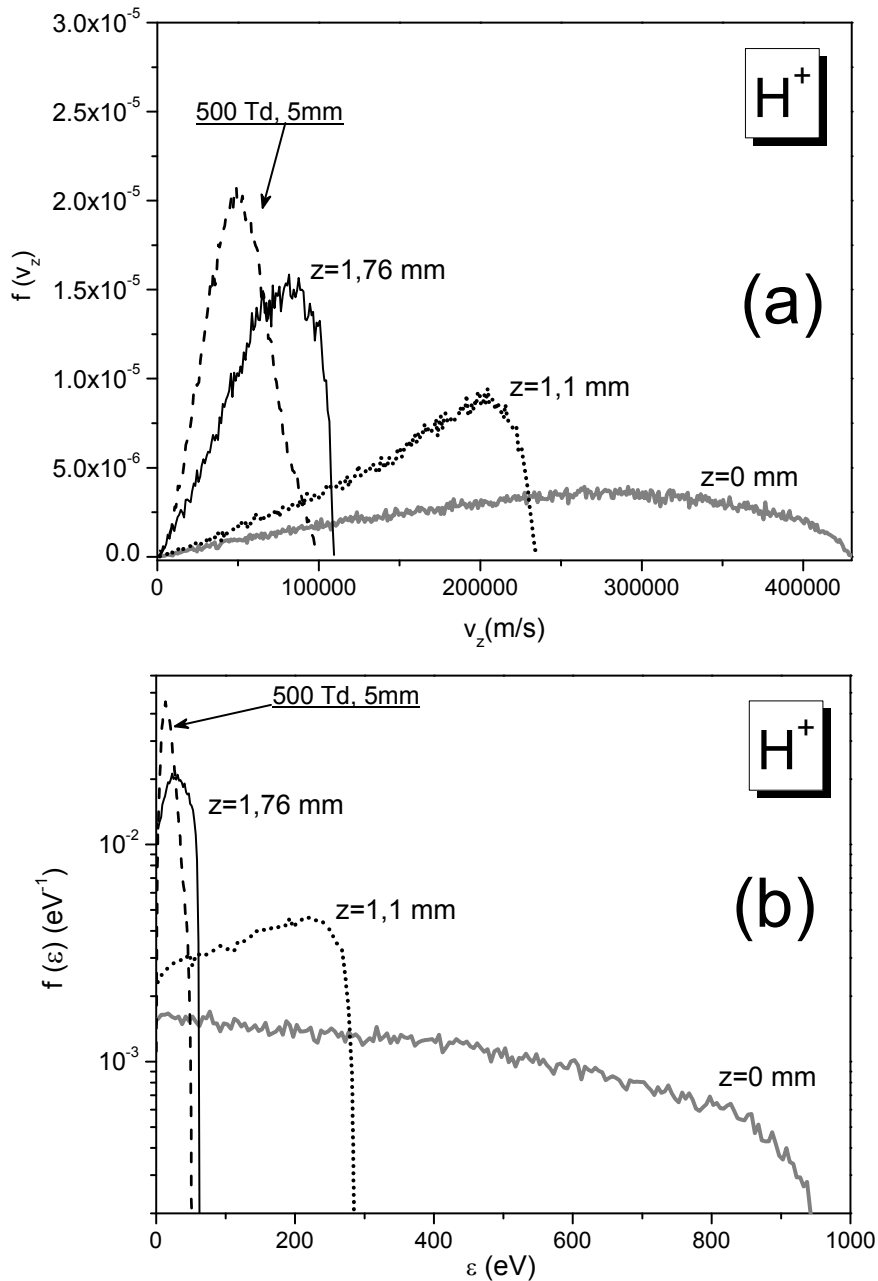
Нормално тињаво пражњење у водонику је раније темељно моделирано од стране Декстера и сарадника (*Dexter et al.*) [18] применом комбинације Монте Карло технике и једначина континуитета. Аутори су били принуђени да користе бројне претпоставке и нека поједностављења због тадашњег недовољног познавања ефикасних пресека за индивидуалне процесе као и непотпуног познавања самих процеса. Упркос томе, резултати су у прилично добром слагању са експериментом истих аутора у нормалном тињавом пражњењу са катодним падом од ≈ 1 cm. Поменути рад је посвећен параметрима самог пражњења и расподелама јона на катоди тако да не анализира популацију брзих атома.

У скорашњем раду Фелпса је примењена техника снопа (*multy beam*) на различита пражњења умерених струја у водонику, при чему је симулирано и аномално ширење настало од брзих атома H.

У овом подпоглављу је симулација кретања протона и формирања брзих атома водоника у катодном паду тињавог пражњења изведена истом техником као у случају хомогеног поља, осим што је у једначинама кретања уврштено електрично поље чија се вредност мења са растојањем од катодне. Наиме, искоришћена је раније измерена аксијална расподела јачине електричног поља у Гримовом пражњењу (подпоглавље 4.1). Овим се, практично, симулирају услови у катодном паду абнормалног тињавог пражњења Гримовог типа, па су и димензије запремине, у којој се крећу протони и атоми, постављене исто као у експерименту. Јачина радијалног електричног поља је занемарена. Као реална апроксимација, почетни положаји протона су хомогено распоређени дуж катодног пада. Оваква почетна расподела дуж осе је одабрана на основу чињенице да је број H^+ јона који долази из негативног светљења занемарљив, већ да они настају у самом катодном паду пре свега из H_3^+ јона, подпоглавље 2.1. Вероватноћа за овај процес се не мења значајно са енергијом, што оправдава хомогену почетну просторну расподелу.

Симулација је изведена за услове (4 mbar, 1 kV) и (2 mbar, 2 kV). Услед изразите нехомогености поља и кратке дужине пута до катодне овде не долази до релаксације расподеле и успостављања брзине дрифта у складу са локалном

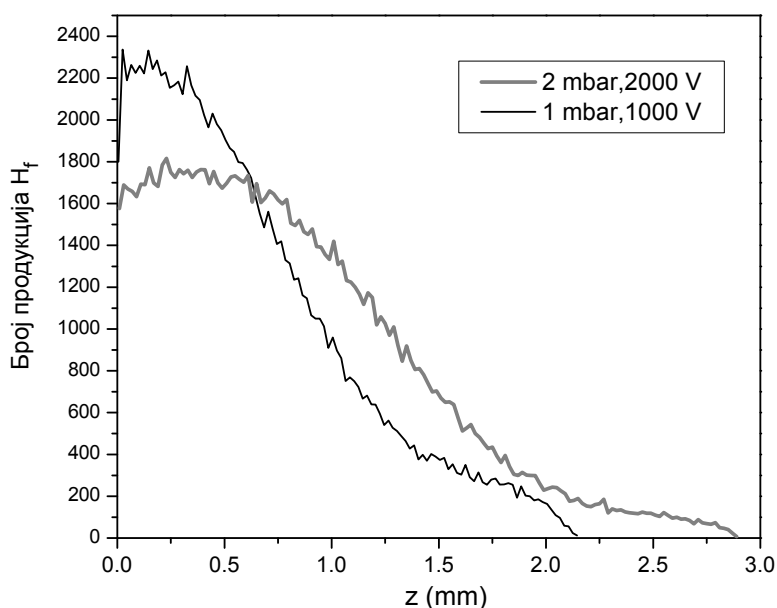
вредношћу поља. На слици 8.6(a) су приказане расподеле брзине у правцу поља (дрифт) на различитим удаљеностима од катоде при 4 mbar и 1 kV. Ради поређења је на истој слици приказана расподела у хомогеном пољу при 500 Td. Ова расподела снимљена на 5 mm показује облик близак облику карактеристичном за равнотежу са пољем [19]. За разлику од хомогеног поља у катодном паду се расподела мења од тачке до тачке, и показује неравнотежан, несиметричан облик расподеле. Очекивано,



Слика 8.6: Расподеле брзих атома по брзини у правцу поља (дрифт) (a) и енергијама (b) на различитим удаљеностима од катоде у катодном паду Гримоваг пражњења. Услови: $p=4$ mbar, $U=1$ kV. Ради поређења су приказане и расподеле у хомогеном пољу на $E/N=500$ Td.

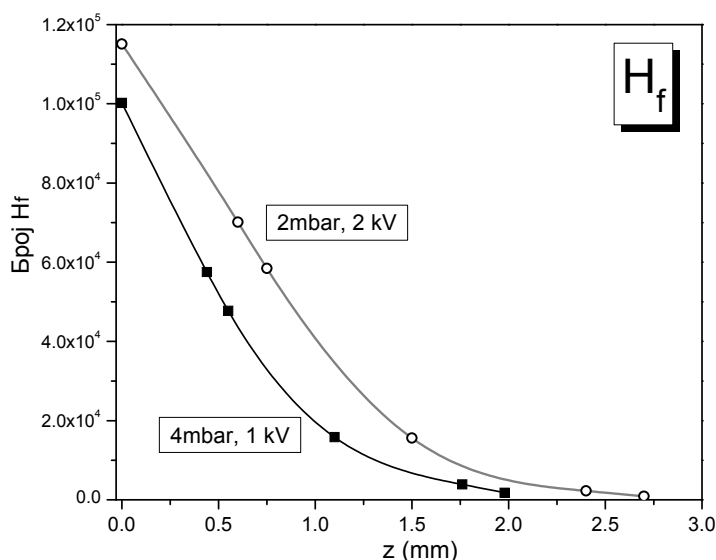
брзине јона расту ка катоди због повећења електричног поља (подпоглавље 4.1). На слици 8.6(b) су приказане респективне енергијске расподеле при условима као на слици 8.6(a).

Процес измене наелектрисања је овде делимично редукован због кратке дужине пута за јоне, одређене дужином катодног пада: 2,2 и 3 mm на 4 mbar и 2 mbar респективно. На слици 8.7 је дата расподела формирања брзих атома дуж осе пражњења на два скупа услова, а за исти број почетних јона. Са порастом електричног поља и енергије јона, пресек за измену наелектрисања расте за ред величине, па тиме расте и број конверзија у атом водоника. Упркос двоструко нижем притиску, 10 % више атома је формирано на 2 mbar због већих енергија које достижу јони, што фаворизује ефикаснији пренос наелектрисања.



Слика 8.7: Аксијална расподела броја продукција брзих атома за два скупа услова у Гримовом пражњењу за почетних $2 \cdot 10^5$ равномерно распоређених протона.

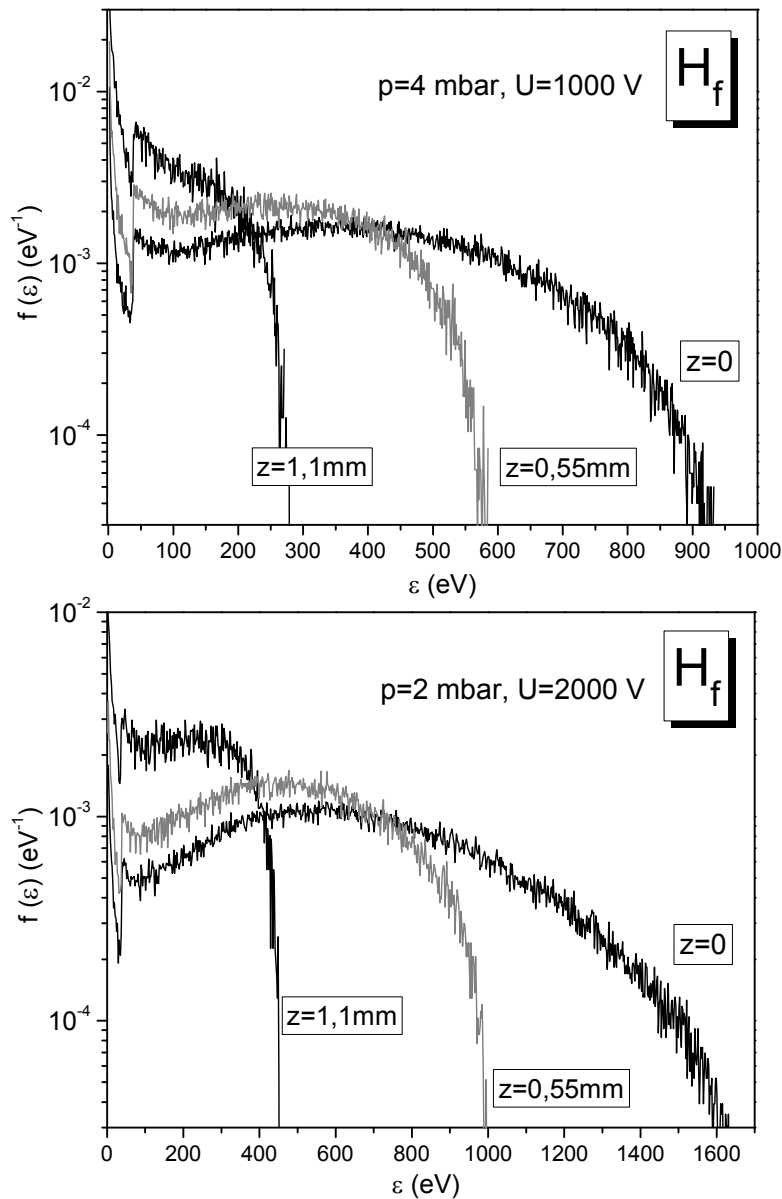
Подаци о сваком индивидуалном формираном атому водоника су даље коришћени у програму за транспорт брзих атома водоника на путу до катоде. На слици 8.8 је приказана расподела броја брзих Н атома дуж катодног пада добијена из ове симулације. Поређењем графика 8.7 и 8.8 може се закључити да се високоенергијски, атоми настали у средини катодног пада, брзо померају ка катоди.



Слика 8.8: Аксијална расподела броја атома водоника у тињавом пражњењу (почетних $2 \cdot 10^5$ протона).

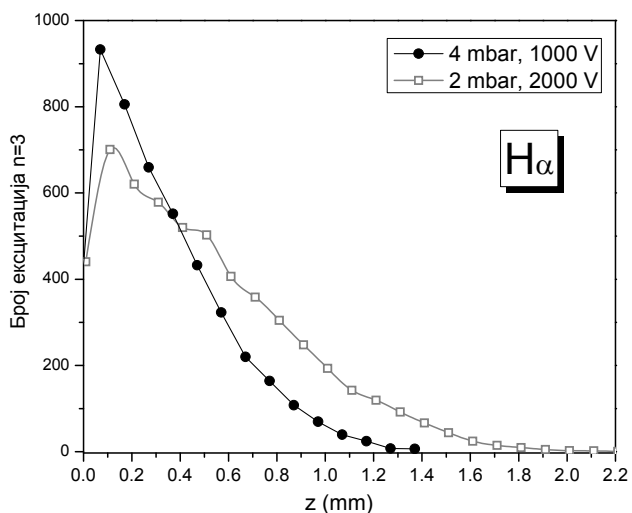
Развој енергијске расподеле брзих Н атома дуж катодног пада за два скупа услова је приказан на слици 8.9. Ове расподеле настају након транспорта атома, тако рећи трансформацијом енергијске расподеле коју имају протони у тренутку формирања атома. При оба скупа услова долази до ширења расподеле ка већим енергијама у близини катоде и достизање максималне енергије која одговара $\approx 90\%$ расположиве енергије у катодном паду на 4 mbar (1 kV) и $\approx 80\%$ на 2 mbar (2 kV). Поређењем са експерименталним резултатима, на графику 4.17, може се закључити да су максималне енергије атома спектроскопски забележене у експерименту ниже за око 20 %, што је делимично последица расејаног кретања атома, које смањује Доплеров померај, као и апроксимације равномерног формирања протона у катодном паду. Аксијална расподела интензитета зрачења $H\alpha$ линије, добијена из симулације, је дата на слици 8.10 за два скупа услова за исти број почетних честица. Облик расподеле и место максимума одговарају експерименталним резултатима, а већи број ексцитација се остварује на 2 mbar (2 kV). На слици 8.11 је приказано поређење симулираних профила са чела за два скупа услова. Као што су експериментални резултати показали, снижавање притиска и повећање напона

повећава број ексцитација Балмер алфа линије, тј. расте интензитет крила и Доплеров померај.

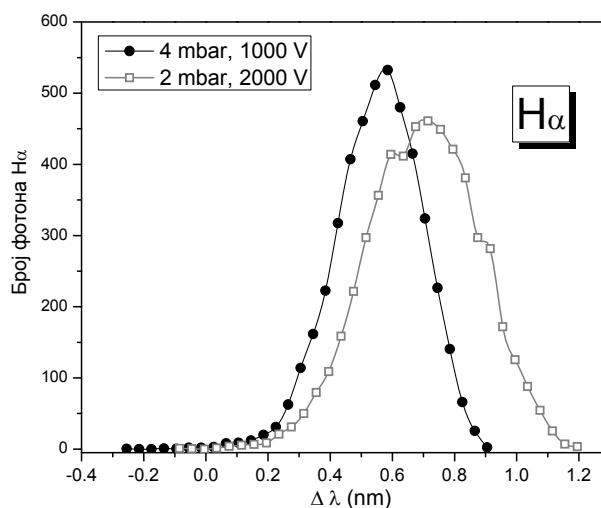


Слика 8.9: Развој енергијске расподеле брзих атома водоника у катодном паду Гримовог тињавог пражњења за два скупа услова.

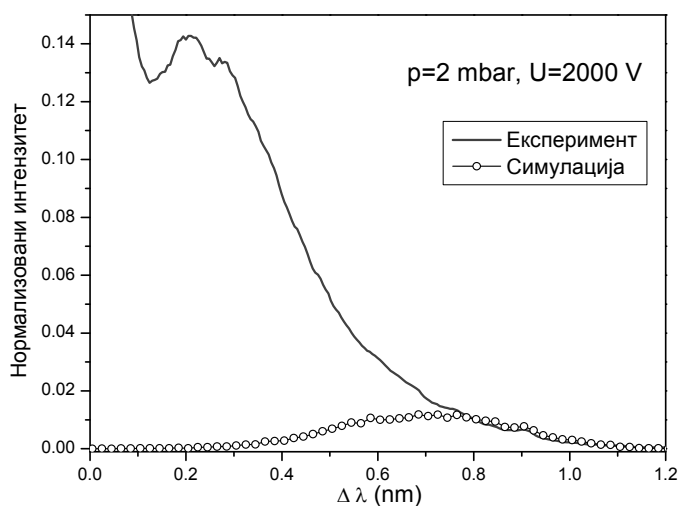
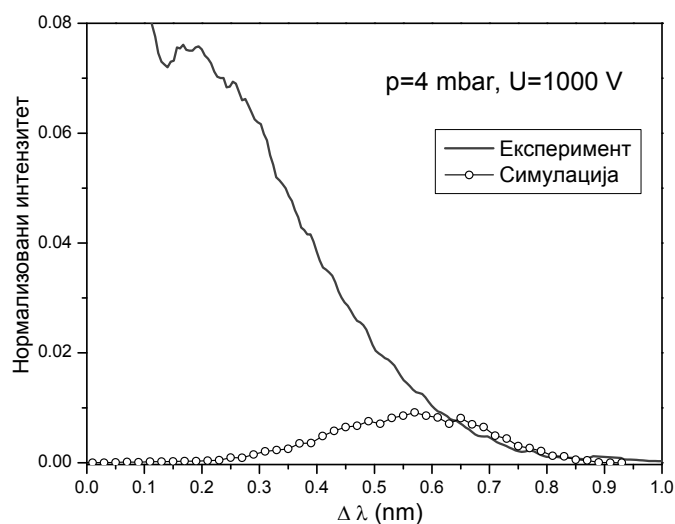
Да би се упоредили резултати симулације са експериментом извршено је поређење црвеног крила *end on* профила, чиме се и пројекција брзине узима у обзир. На слици 8.12 се може видети да су H^+ јони одговорни за далека крила, тј. "реп" профила. У том делу криве показују задовољавајуће слагање између експерименталног и симулираног профила. Може се закључити да највећи део интензитета крила, потиче од H_3^+ и H_2^+ јона.



Слика 8.10: Аксијална расподела броја $n=3$ екситација у катодном паду Гримовог тињавог пражњења за два скупа услова.



Слика 8.11: Симулирани Балмер алфа профил из Гримовог тињавог пражњења за два скупа услова.



Слика 8.12: Поређење црвеног крила *end on* $H\alpha$ профила из експеримента и симулације за два назначена скупа услова.

Закључак

Предмет ове дисертације је истраживање продукције и транспорта брзих атома водоника у тињавим пражњењима. Колизиони модел објашњава појаву брзих атома убрзавањем водоникових јона у јаким пољима прикатодних области различитих пражњења и конверзијом јона у атоме у процесима измене наелектрисања. Осим колизионог модела, данас постоје и конкурентске теорије. Циљ рада је био да се експерименталним истраживањем установе расподеле и особине популације брзих атома у тињавим пражњењима, као и да се развију симулациони програми у складу са колизионим моделом. Ова дисертација представља наставак истраживања на Физичком факултету Универзитета у Београду која се проводе већ две деценије.

Услед појаве брзих атома у водоничним пражњењима ниског притиска, долази до аномалног Доплеровог ширења спектралних линија Балмерове серије. Мерење просторно-временског развоја профила $H\alpha$ линије, као и њихова анализа, представља главну експерименталну технику у дисертацији. Резултати експеримента су анализирани у складу са претпоставкама колизионог модела како би се извршила верификација ове теорије у односу на конкурентске теорије, а пре свега теорију "резонантног трансфера". Испитивање је вршено методом емисионе спектроскопије Балмер алфа линије из четири типа пражњења са једносмерном, импулсном и наизменичном побудом у водонику и мешавини аргона и водоника. У оквиру рада је развијена и Монте Карло симулација за динамику протона у гасу молекуларног водоника која је примењена за различите расподеле електричних поља и повезана са симулацијом за транспорт атома водоника.

Како колизиони модел претпоставља електрично поље прикатодних области, као узрок формирања брзих атома, прво се приступило испитивању утицаја параметара једносмерних пражњења на брзе атоме. Испитивање је вршено у Гримовом абнормалном пражњењу и у пражњењу са шупљом катодом. Како би се јасно раздвојили различити утицаји, у Гримовом пражњењу су независно варирани притисак и напон, што омогућује абнормална карактеристика пражњења. Развијена је и метода за мерење електричног поља у катодном паду на основу Штарковог ширења аномално проширеног $H\alpha$ профила, и њоме измерена расподела електричног поља при различитим условима. Резултати показују да промене притиска и напона утичу на популацију брзих атома различито. Повећање напона помера енергијску

дистрибуцију ка вишим енергијама, док повећање притиска повећава интензитет крила линије. Мерења обављена са чела и са стране показују да на нижим притисцима и последично вишим вредностима E/N , ексцитација тешким честицама постаје доминатна. Анализа средње енергије атома водоника и интензитета крила доводи до закључка да је судар атома водоника са молекулом водоника главни ексцитациони процес у абнормалном пражњењу. Промена параметара пражњења доводи до промена у облику линија, промена у просторној расподели интензитета и енергијској расподели атома. Ово се може сматрати јасним доказом да су брзи атоми генерисани у процесима измене наелектрисања јона убрзаних у пољу, а не у резонантном процесу невезаном за поље.

По моделу, брзи атоми настају и одбијањем јона од површине катоде праћеним неутрализацијом. Због тога је спроведен експеримент за испитивање утицаја катоде са малом атомском рефлексијом на аномално проширене профиле и одговарајуће особине популације брзих атома у абнормалном тињавом пражњењу. У ту сврху је извршено поређење резултата из пражњења са бакарном и угљеничном катодом. Као што су и ранији експерименти показали, профили линије осликавају смањену рефлексију атома код угљеника, као и већу апсорпцију упадне енергије јона и атома. Међутим, у овом раду је забележена и трансформација облика профила линије тако да плаво крило профила при одређеним условима има мањи интензитет од црвеног. Ово се може сматрати евидентним експерименталним доказом о улози коју игра површина катоде у формирању брзих атома. По први пут су извршена и испитивања утицаја материјала катоде на профил линије и расподелу зрачења снимљену са стране - нормално на правац поља. Чеони профили и расподела зрачења са стране указују да се јасан ефекат утицаја материјала катоде може репродуковати у условима ниског притиска и високог напона када долази до изражаја умањена рефлексија. Нумерички тест применом SRIM симулационог програма је такође спроведен за поменута два материјала катоде.

Импулсно водонично тињаво пражњење је такође било предмет испитивања са становишта брзих атома водоника. Као пражњење је искоришћена Гримова конфигурација са импулсном побудом. Временски развој проширених профила у оквиру временске резолуције наметнуте експериментом је показао да се не може јасно разлучити тренутак формирања проширеног дела профила, већ да успостављање зрачења линија Балмерове серије претпоставља и формирање брзих атома. Развој профила линије, као и просторна расподела зрачења указују да

аномално ширење и расподеле брзих атома прате временску промену напона на електродама и промену потенцијала у пражњењу током гашења тј. у послесветљењу. Брзи атоми су детектовани и у позном послесветљењу. Применом посебне врсте импулсне побуде, када долази до промене знака напона, забележено је потпуно одсуство брзих атома при секундарном пробоју (након промене знака напона).

Изведено је и мерење аномално проширених профила из диелектричног баријерног пражњења дуж правца поља. У ту сврху је израђено пражњење са оптички транспарентном електродом. Установљено је да се аномално проширени профили могу детектовати само на јако ниском притиску, а да је за облик профила одлучујући гасни напон остварен током мерења. Даља истраживања би требала да укључе мерења са стране као и мерење временског развоја профила линије током струјног тока.

У оквиру дисертације је развијена и симулација за транспорт протона и формирање брзих атома у процесу измене наелектрисања. Симулација је прво изведена при различитим вредностима хомогеног поља у условима сличним онима за мерење покретљивости јона. Затим је спроведена несамоусаглашена симулација за катодни пад тињавог пражњења у којој је расподела електричног поља преузета из мерења. Подаци о индивидуалним атомима формираним у катодном паду су затим прослеђени симулацији за транспорт Н атома у молекуларном водонику. Симулација даје за резултат и црвено крило проширене линије које је у релативно добром слагању са репом спектралне расподеле експерименталног профила. Симулација је показала могућност формирања брзих атома у катодном паду, као и да су протони одговорни за достизање максималних брзина у Доплеровски проширеним профилима. Даљи развој симулационих програма би требао да укључи симулације за молекуларне јоне које би биле међусобно спрегнуте.

Резултати и анализе приказани у овом раду се могу сматрати верификацијом колизионог модела за брзе атоме у пражњењима. Метода за спектроскопско мерење електричног поља доприноси даљем развоју ове експерименталне области. Развијене технике за испитивање расподела и особина брзих атома на основу емисионог профила линије се могу користити у различитим врстама плазме, осим у нискотемпературним лабораторијским пражњењима - у фузионој плазми, као и астрофизичким плазмама где су слични ефекти већ забележени. Развијени симулациони програми представљају основу за даљи развој и формирање система кодова, који затим, могу бити примењени у различитим водоничним плазмама.

Литература

Референце поглавља 1.

- [1] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991)
- [2] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, 2005)
- [3] G. Francis, *The Glow Discharge at Low Pressure in Encyclopedia Of Physics* edited By S. Flugge, Volume **XXII Gas Discharges II**, (Springer-Verlag, 1956)
- [4] J. Labat, *Fizika jonizovanih gasova*, (Fizički fakultet, Beograd, 1991)
- [5] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, *Rev. Mod. Phys.*, **12**, 87 (1940)
- [6] W. D. Davis and T. A. Vanderslice., *Phys. Rev.* **131**, 219 (1963)
- [7] J.P. Boeuf and E. Marode, *J. Phys. D* **15**, 2169 (1982)
- [8] A. Fiala, L. C. Pitchford and J.P. Boeuf, *Phys. Rev. E* **49**, 5607 (1994)
- [9] A. Bogaerts, M. Van Straaten, and R. Gijbels, *Spectrochim. Acta* **50B**, 179 (1995)
- [10] A. Bogaerts and F.L. Gijbels, W. J. Goedheer, *J. Appl. Phys.* **78**, 2233 (1995)
- [11] Z. Donko, *Phys. Rev. E* **64**, 026401 (2001)
- [12] A. V. Phelps, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 329 (2001)
- [13] Z. Lj. Petrović, N. Škoro, D. Marić, C. M. O. Mahony, P. D. Maguire, M. Radmilović-Radjenić and G. Malović, *J. Phys. D* **41** 194002 (2008)
- [14] W. Grimm, *Spectrochim. Acta Part B* **23**, 443 (1968)
- [15] N. P. Ferreira, H. G. C. Human and L. R. P. Butler, *Spectrochim. Acta Part B* **35**, 287 (1980)
- [16] M. Kuraica, N. Konjević, M. Platiša and D. Pantelić, *Spectrochim. Acta Part B* **47**, 1173 (1992)
- [17] A. Bogaerst and R. Gijbels, *J. Appl. Phys.* **87**, 8334 (2000)
- [18] K. Tsuji, K. Wagatsuma, H. Matsuta, *Spectrohchim. Acta B* **52**, 1587 (1997)
- [19] K. Tsuji, T. Sato, K. Wagatsuma, *Spectrohchimica Acta B* **53**, 417 (1998)
- [20] M. M. Кураица, *Спектроскопско истраживање тињавог пражњења са равном катодом*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (1992)
- [21] I. R. Videnović, N. Konjević and M. M. Kuraica, *Spectrochim. Acta* **51B**, 1707 (1996);
N. Konjević, I.R.Videnović and M.M.Kuraica, *J. Phys. France* **7**, C4-247 (1997)
- [22] M. M. Kuraica, N. Konjević, *Appl. Phys. Letters* **70**, 1521 (1997)

- [23] M. M. Кураица, *Развој нових спектроскопских метода за дијагностику тињавих пражњења*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд (1998)
- [24] Б. М. Обрадовић, *Спектроскопска и ласерска дијагностика утицаја водоника на распршивање материјала катодe у електричном пражњењу у азоту*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2001)
- [25] M. Kuraica and N. Konjević, Phys. Rev. A **46**, 4429 (1992)
- [26] M. Kuraica, N. Konjević, Phys. Scripta **50**, 487 (1994)
- [27] M. R. Gemišić Adamov, B. M. Obradović, M.M.Kuraica and N. Konjević, IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 444 (2003); М. Гемишић, *Утицај материјала равне катодe на интензитет и облик Лајман и Балмер алфа линија водоника и деутеријума у абнормалном тињавом пражњењу*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2001)
- [28] N. Cvetanović, M. M. Kuraica, N. Konjević, J. Appl. Phys. **97**, 033302 (2005)
- [29] B. M. Obradović, I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica and J. Purić, Appl. Phys. Letters **88**, 141502 (2006)
- [30] U. Kogelschatz, Plasma Chem. and Plasma Process., **23** (2003)
- [31] T. Martens, W. J. M. Brok, J. van Dijk and A Bogaerts, J. Phys. D **42**, 122002 (2009)
- [32] T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy*, (Oxford University Press, 2004)
- [33] A. Thorne, U. Litzén, S. Johansson, *Spectrophysics: Principles and Applications*, (Springer, 1999)
- [34] H-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, (Springer, 2009)
- [35] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostic*, (Cambridge University Press, 2002)
- [36] V. N. Ochkin, *Spectroscopy of Low Temperature Plasma*, (Wiley-Vch, 2009)
- [37] N. Konjević, Physics Reports, **316** 339 (1999)
- [38] S. Djurović and N. Konjević, Plasma Sources Sci. Technol. **18** 035011, (2009)
- [39] M. A. Gigosos, M. A . Gonzalez, V. Cardenoso, Spectrochimica Acta Part B **58**, 1489, (2003)
- [40] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw-Hill, 1964)
- [41] E. U. Condon, and G.H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, (Cambridge University Press, 1959)
- [42] B. N. Ganguly and A. Garscadden, J. Appl. Phys. **70**, 621 (1991)
- [43] Z. Donko and K. Rozsa, Phys. Rev. E **49**, 3283 (1994)
- [44] T. Wujec, H. W. Janus and W. Jelenski, J. Phys. D **36**, 868 (2003)

- [45] V. I. Arkhipenko, S. M. Zgirovskii, N. Konjević, M. M. Kuraica, L. V. Simonchik, *Journal of Applied Spectroscopy*, **67**, 910 (2000)
- [46] W. Benesch and E. Li, *Opt. Lett.* **9**, 338 (1984)
- [47] A. L. Cappelli, R. A. Gottscho and T. A. Miller, *Plasma Chem. Plasma Processing* **5**, 317 (1985)
- [48] C. Barbeau and J. Jolly, *J. Phys. D* **23**, 1168 (1990)
- [49] Z. Lj. Petrović, B. M. Jelenković and A. V. Phelps, *Phys. Rev. Letters*, **68**, 325 (1992)
- [50] S. B. Radovanov, K. Dzierzega, J. R. Roberts and J. K. Olthoff, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2637 (1995)
- [51] T. Babkina, T. Gans and U. Czarnetzki, *Europhys. Lett.* **72**, 235 (2005)
- [52] B. P. Lavrov and A. S. Mel'nikov, *Opt. Spectrosc.* **79**, 842 (1995)
- [53] N. M. Šišović, G. Lj. Majstorović and N. Konjević, *Eur. Phys. Journal D* **32**, 347 (2005); *Eur. Phys. Journal D* **41**, 143 (2007); N. Konjević, G. Lj. Majstorović and N. M. Šišović *Appl. Phys. Letters* **70**, 251502 (2005)
- [54] Dj. Spasojević, M. Cvejić, N. M. Šišović, and N. Konjević, *Appl. Phys. Letters* **96**, 241501 (2010)
- [55] J. Khachan and S. Collis, *Physics of Plasmas* **8**, 1299 (2001)
- [56] M. M. Kuraica, B. M. Obradović, N. Cvetanović, I. P. Dojčinović, J. Purić, *New. Astron. Rev.* **52**, 266 (2009)
- [57] J. D. Hey, C. C. Chu and Ph. Mertens, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38**, 3517 (2005)
- [58] D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero and TJ-II team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 309 (2007)
- [59] S. Jovićević, M. Ivković, and N. Konjević, S. Popović and L. Vušković, *J. Appl. Phys.* **95**, 24 (2004)
- [60] S. Jovićević, N. Sakan, M. Ivković, and N. Konjević, *J. Appl. Phys.* **105**, 013306 (2009)
- [61] R. L. Mills, P. C. Ray, B. Dhandapani, R. M. Mayo, and J. He, *J. Appl. Phys.* **92**, 7008 (2002)
- [62] E. Tatarova, F. M. Dias, N. Puač and C. M. Ferreira, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** S52 (2007); E. Tatarova, E. Felizardo, F. M. Dias, M. Lino da Silva, C. M. Ferreira, and B. Gordiets, *Appl. Phys. Letters* **95**, 181503 (2009)
- [63] Н. Цветановић, *Аномално Доплерово ширење водоничне Балмер алфа линије у абнормалном тињавом пражењу са равном катодом*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2007)

Референце поглавља 2.

- [1] Y. P. Raizer, Gas Discharge Physics (Springer, Berlin, 1991)
- [2] G. F. McClure, Phys. Rev. **130**, 1852 (1963);
- [3] G. F. McClure, Phys. Rev. **134**, A1226 (1964)
- [4] H. Van Zyl, M. V. Gealy and H. Neumann, Phys. Rev. A **40**,1664 (1989)
- [5] P. S. Krstić and R. Schultz J. Phys. B., **32** 2415 (1999)
- [6] I. D. Williams, J. Geddes and H.B. Gilbody J. Phys. B., **15** 1377 (1982)
- [7] J. F. Newman, Y. S. Chen, K. A. Smith, R. F. Stebbings, J. Geophys. Res. **9**, 8947 (1986)
- [8] L. K. Johnson, R. S. Gao, K. A. Smith, and R. F. Stebbings, Phys. Rev. A **6**, 2794 (1988)
- [9] A. V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data, **19**, 653 (1990)
- [10] A. V. Phelps, Phys. Rev. E **79**, 066401 (2009)
- [11] T. Tabata T. and T. Shirai, Atomic Data Nucl. Data Tables, **76**, 1 (2000)
- [12] Z. Lj. Petrović, B. M. Jelenković and A. V. Phelps, Phys. Rev. Letters, **68**, 325 (1992)
- [13] T. Šimko, V. Martišoviš, J. Bretagne and G. Gousset, Phys. Rev. E **56**, 5908 (1997)
- [14] Z. Lj. Petrović, Ž. Nikitović, and V. Stojanović, J. Phys.: Conf. Ser. **133**, 012003 (2008)
- [15] D. L. Albritton, T. M. Miller, D. W. Martin and E. W. McDaniel, Phys. Rev. **161**, **94** (1968); E. Graham IV, D. R. James, W. C. Keever, D. L. Albritton, and E. W. McDaniel, J. Chem. Phys. **59**, 3477 (1973); B. L. Peko, R. L. Champion and Y. Wang, J. Chem. Phys. **104**, 6149 (1996);
- [16] R. S. Gao, L. K. Johnson, G. J. Smith, C. L. Hakes, K. A. Smith, N. F. Lane, and R. F. Stebbings, Phys. Rev. A **44**, 5599 (1991)
- [17] A. Bogaerts and R. Gijbels, J. Anal. At. Spectrom. **15**, 441 (2000)
- [18] H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura and M. Yoshino, J. Phys. Chem. Ref. Data **19**, 617 (1990)
- [19] G. Gousset, Proceedings of the ESCAMPIG 94 Conference, European Physical Society, Noordwijkerhout, The Netherlands, p. 424. (1994)
- [20] A. C. Dexter, T. Farrell and M.I. Lees, J. Phys. D **22**, 413 (1989)
- [21] N. Cvetanović, B.M. Obradović and M. M. Kuraica, J. Appl. Phys. **105**, 043306 (2009)
- [22] E.W. Thomas, H. Verbeek, K.L.Wilson, *Data compendium for plasma surface interactions*, Supplement to the Journal Nucl. Fusion (1984)

- [23] W. Eckstein, Journal of Nuclear Materials **248**, 1 (1997)
- [24] J. F. Ziegler, SRIM-2006 програмски paket dostupan na internet adresi: <http://www.srim.org> ; J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon, **vol. 1** (1985)
- [25] T. Tabata, R. Ito, Y. Itikawa, N. Itoh, and K. Morita, At. Data Nucl. Data Tables **28**, 493 (1983).; R. Ito, T. Tabata, N. Itoh, K. Morita, T. Kato, H. Tawata, Institute of Plasma Physics Report, Nagoya, Japan, IPPJ-AM-41, (1985)
- [26] R. Aratari and W.Eckstein, J. Nucl. Mater. **162-164**, 910 (1989).
- [27] R. Aratari and W.Eckstein, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B 42**, 11 (1989)
- [28] W. Eckstein and J.P. Biersack, Z. Phys. A **310**, 1 (1983)
- [29] H.Verbeek, W.Eckstein, and R.S. Bhattacharya, J. Appl. Phys., **51**, 1783 (1980)
- [30] H.Verbeek, J. Appl. Phys. **46**, 2981 (1975)
- [31] W. Benesch and E. Li, Opt. Lett. **9**, 338 (1984).
- [32] C. Barbeau and J. Jolly, J. Phys. D **23**, 1168 (1990).
- [33] A.L. Cappelli, R.A.Gottscho and T.A.Miller, Plasma Chem. Plasma Processing **5**, 317 (1985)
- [34] M. Kuraica and N. Konjević, Phys. Rev. A **46**, 4429 (1992)
- [35] M. R. Gemišić Adamov, B. M. Obradović, M.M.Kuraica and N. Konjević, IEEE Trans.Plasma Sci. **31**, 444 (2003)
- [36] N. Cvetanović, M. M. Kuraica, N. Konjević, J. Appl. Phys. **97**, 033302 (2005)
- [37] N. M. Šišović, G.Lj. Majstorović and N. Konjević, Eur. Phys. Journal D **32**, 347 (2005)
- [38] N. Cvetanović, B.M. Obradović and M. M. Kuraica, J. Appl. Phys. **105**, 043306 (2009)
- [39] I. Tanarro and V. J. Herrero, Plasma Sources Sci. Technol. **18** (2009) 034007; I. Mendez, F. J. Gordillo-Vasquez, V. J. Herrero and I. Tanarro, J. Phys. Chem. A **110** 6060 (2006)
- [40] T. Babkina, T. Gans and U. Czarnetzki, Europhys. Lett. **72**, 235 (2005)
- [41] R. L. Mills, P. C. Ray, B. Dhandapani, R. M. Mayo and J. He, J. Appl. Phys. **92**, 7008 (2002)
- [42] J. Phillips, C. K. Chen, K. Akhtar, B. Dhandapani, and R. Mills, Int. J. Hydrogen Energy **32**, 3010 (2007)
- [43] J. Phillips, Int. J. Hydrogen Energy **34**, 9816 (2009)
- [44] J. Loureiro and J. Amorim, Phys. Rev. E **82**, 035401R (2010)
- [45] N. Achilleos, S. Miller, J. Tennyson, A. D. Aylward, I. Mueller-Wodarg, and D. Rees, J. Geophys. Res. **103**, 20089 (1998)

- [46] J. J. Perry, Y. H. Kim, J. L. Fox, and H. S. Porter, *J. Geophys. Res.* **104**, 16541 (1999)
- [47] D. L. Huestis, S. W. Bougher, J. L. Fox, M. Galand, R. E. Johnson, J. I. Moses, J. C. Pickering, *Space Sci Rev* **139**, 63 (2008)
- [48] D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero and TJ-II team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 309 (2007).
- [49] J. D. Hey, C. C. Chu and Ph. Mertens, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38**, 3517 (2005).
- [50] A.V. Phelps, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 043001 (2011)
- [51] Н. Цветановић, *Аномално Доплерово ширење водоничне Балмер алфа линије у абнормалном тињавом пражњењу са равном катодом*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2007)
- [52] K. Tsuji, K. Wagatsuma, H. Matsuta, *Spectrochim. Acta B* **52**, 1587 (1997); K. Tsuji, H. Matsuta and K. Wagatsuma, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **36**, L446 (1997); K. Tsuji, T. Sato, K. Wagatsuma, *Spectrochimica Acta B* **53**, 417 (1998)
- [53] R.S. Freund, J.A. Schiavone and D.F. Brader, *J. Chem. Phys.* **64**, 1122 (1976)
- [54] K. Ito, N. Oda, Y. Hatano, T. Tsuboi, *Chem. Phys.* **21**, 203 (1977)
- [55] G. Baravian, Y. Chouan, A. Ricard and G. Sultan, *J. Appl. Phys.* **61**, 5249 (1987)

Референце поглавља 3.

- [1] N. P. Ferreira, H. G. C. Human and L. R. P. Butler, *Spectrochim. Acta Part B* **35**, 287 (1980)
- [2] M. Kuraica, N. Konjević, M. Platiša and D. Pantelić, *Spectrochim. Acta Part B* **47**, 1173 (1992)
- [3] M. Kuraica and N. Konjević, *Phys. Rev. A* **46**, 4429 (1992)
- [4] M. M. Kuraica, N. Konjević, *Appl. Phys. Letters* **70**, 1521 (1997)
- [5] M. M. Кураица, *Развој нових спектроскопских метода за дијагностику тињавих пражњења*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд (1998)
- [6] Н. Цветановић, *Аномално Доплерово ширење водоничне Балмер алфа линије у абнормалном тињавом пражњењу са равном катодом*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2007)

Референце поглавља 4.

- [1] E. U. Condon, and G.H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, (Cambridge University Press, 1959)
- [2] T. Wujec, H. W. Janus and W. Jelenski, *J. Phys. D* **36**, 868 (2003)
- [3] B. N. Ganguly and A. Garscadden, *J. Appl. Phys.* **70**, 621 (1991)
- [4] Z. Donko and K. Rozsa, *Phys. Rev. E* **49**, 3283 (1994)
- [5] I. R. Videnović, N. Konjević and M. M. Kuraica, *Spectrochim. Acta* **51B**, 1707 (1996);
Konjević N., I.R.Videnović and M.M.Kuraica, *J. Phys. France* **7**, C4-247 (1997)
- [6] Dj. Spasojević, V. Steflekova, N. M. Šišović and N Konjević *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 025006 (2012)
- [7] B.M. Obradović and M. M. Kuraica, *Physics Letters A* **372**, 137 (2008)
- [8] N. Cvetanović, M. M. Kuraica, N. Konjević, *J. Appl. Phys.* **97**, 033302 (2005)
- [9] W. D. Davis and T. A. Vanderslice., *Phys. Rev.* **131**, 219 (1963)
- [10] J. Rickards, *Vacuum* **34**, 559 (1984)

- [11] Z. Wronski, *Vacuum* **40**, 387 (1990)
- [12] Z. Wronski, J. L. Sullivan and C. G. Pearce *J. Phys. D.* **27**, 533 (1994)
- [13] Z. Donkó, G. Bánó, L Szalai, K Kutasi, K Rózsa, M Pinheiro and N. Pinhão,
J. Phys. D **32** 2416 (1999)
- [14] A. Bogaerts, R. Gijbels, *Spectrochim. Acta Part B* **52**, 765 (1997)
- [15] D. Demeny, L. Szucs, M. Adamik, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **7**, 707 (1992)
- [16] G. Francis, *The Glow Discharge at Low Pressure in Encyclopedia Of Physics* edited By
S. Flugge, Volume **XXII Gas Discharges II**, (Springer-Verlag, 1956)
- [17] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991)
- [18] E. W. Aston, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **79**, 80 (1907)
- [19] A.V. Phelps, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 043001 (2011)
- [20] C. Barbeau and J. Jolly, *J. Phys. D* **23**, 1168 (1990)
- [21] A. V. Phelps, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 653 (1990)
- [22] N. M. Šišović, G.Lj. Majstorović and N. Konjević, *Eur. Phys. Journal D* **32**, 347
(2005); *Eur. Phys. Journal D* **41**, 143 (2007); *Appl. Phys. Letters* **70**, 251502 (2005)
- [23] B. P. Lavrov and A. S. Mel'nikov, *Opt. Spectrosc.* **79**, 842 (1995)
- [24] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Discharges and Materials
Processing* (John Wiley & Sons, 2005)
- [25] M. Fitzgerald, J. Khachan and S. Bosi, *Eur. Phys. J. D* **39**, 35 (2006)
- [26] A.V. Phelps, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 043001 (2011)
- [27] Z. Lj. Petrović, A.V. Phelps, *Phys. Rev. E* **80**, 016408 (2009).
- [28] Z. Lj. Petrović, Ž. Nikitović, and V. Stojanović, *J. Phys.: Conf. Ser.* **133**, 012003
(2008)
- [29] N. Cvetanović, B.M. Obradović and M. M. Kuraica, *J. Appl. Phys.* **105**, 043306 (2009)

- [30] B. M. Obradović, I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica and J. Purić, Appl. Phys. Letters **88**, 141502 (2006)
- [31] N. P. Ferreira, H. G. C. Human and L. R. P. Butler, Spectrochim. Acta Part B **35**, 287 (1980)
- [32] M. R. Gemišić Adamov, B. M. Obradović, M.M.Kuraica and N. Konjević, IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 444 (2003)
- [33] M. Kuraica and N. Konjević, Phys. Rev. A **46**, 4429 (1992)
- [34] J. Phillips, Int. J. Hydrogen Energy **34**, 9829 (2009)
- [35] H. Van Zyl, H. Neumann, H. L. Rothwell, Jr., and R. C. Amme Phys. Rev. A **21**, 716 (1980)

Референце поглавља 5.

- [1] M. R. Gemišić Adamov, B. M. Obradović, M.M.Kuraica and N. Konjević, IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 444 (2003)
- [2] Z. Lj. Petrović, A.V. Phelps, Phys. Rev. E **80**, 066401 (2009)
- [3] V. Steflekova, N.M. Šišović, N. Konjević, J. Appl. Phys. **105**, 116106 (2009)
- [4] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, New York, 1991)
- [5] B. M. Obradović, I. P. Dojčinović, M. M. Kuraica and J. Purić, Appl. Phys. Letters **88**, 141502 (2006)
- [6] T. Tabata, R. Ito, Y. Itikawa, N. Itoh, and K. Morita, At. Data Nucl. Data Tables **28**, 493 (1983).; R. Ito, T. Tabata, N. Itoh, K. Morita, T. Kato, H. Tawata, Institute of Plasma Physics Report, Nagoya, Japan, IPPJ-AM-41, (1985)
- [7] R. Aratari and W.Eckstein, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B 42**, 11 (1989)
- [8] Z. Lj. Petrović, A.V. Phelps, Phys. Rev. E **80**, 016408 (2009)
- [9] J. Phillips, Int. J. Hydrogen Energy **34**, 9829 (2009)
- [10] M. Kuraica and N. Konjević, Phys. Rev. A **46**, 4429 (1992)
- [11] H. Van Zyl, H. Neumann, H. L. Rothwell, Jr., and R. C. Amme Phys. Rev. A **21**, 716 (1980)
- [12] H. Van Zyl, M. V. Gealy and H. Neumann, Phys. Rev. A **33**, 2333 (1986)
- [13] J. F. Ziegler, SRIM-2006 софтверски пакет, доступан на <http://www.srim.org> ; J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon, **vol. 1** (1985)
- [14] A.V. Phelps, Phys. Rev. E **79**, 066401 (2009)
- [15] J. Bretagne, T. Šimko, G. Gousset, M. V. V. S. Rao, R. J. Van Brunt, Y. Wang, J. K. Olthoff, B. L. Peko, and R. L. Champion, Europhys. Conf. Abstr. **20E**, 115 (1996).
- [16] A.C. Dexter, T. Farrell and M.I. Lees, J. Phys. D **22**, 413 (1989)
- [17] W.D. Davis and T.A. Vanderslice., Phys. Rev. **131**, 219 (1963)

Референце поглавља 6.

- [1] W.W. Harrison, W. Hang, X.M. Yan, K. Ingeneri, C. Schilling, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **12**, 891 (1997)
- [2] C.L. Yang, K. Ingeneri, W.W. Harrison, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **14**, 693 (1999)
- [3] C. Yang, W.W. Harrison, *Spectrochim. Acta Part B* **56**, 1195 (2001)
- [4] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991)
- [5] R. Plasil, J. Glosik, V. Poterya, P. Kudrna, J. Ruzs, M. Tichy, A. Pysanenko, *Int. J. Mass Spectrom.* **218** 105 (2002)
- [6] K. B. Persson and S. C. Brown, *Phys. Rev.* **100**, 729 (1955)
- [7] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (John Wiley & Sons, 1964)
- [8] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, 2005)
- [9] M. M. Kuraica, B. M. Obradović, Nikola Cvetanović, I. P. Dojčinović, Jagoš Purić, *New. Astron. Rev.* **53**, 266 (2009)
- [10] N. M. Šišović, G.Lj. Majstorović and N. Konjević, *Eur. Phys. Journal D* **41**, 143 (2007)

Референце поглавља 7.

- [1] U. Kogelschatz, Plasma Chem. and Plasma Process., **23** (2003)
- [2] F. Massines, P. Ségur, N. Gherardi, C. Khamphan, A. Ricard, Surf. Coat. Technol. **174** 8 (2003)
- [3] F. Massines, N. Gherardi, N. Naude and P. Ségur, Plasma Phys. Control. Fusion **47** B577 (2005)
- [4] T. Martens, W. J. M. Brok, J. van Dijk and A Bogaerts, J. Phys. D **42**, 122002 (2009)
- [5] T. Wujec, H. W. Janus and W. Jelenski, J. Phys. D **36**, 868 (2003)
- [6] Yu. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke and J. F. Behnke, J. Phys. D **36**, 39 (2003)
- [7] S. Liu and M.J. Neiger Phys. D **36** 3144 (2003)
- [8] B. M. Obradović, S. S. Ivković and M. M. Kuraica Appl. Phys. Lett. **92**, 191501 (2008)
- [9] S. S. Ivković, B. M. Obradović, N. Cvetanović, M. M. Kuraica and J. Purić J. Phys. D **42** 225206 (2009)

Референце поглавља 8.

- [1] Н. Цветановић, *Аномално Доплерово ширење водоничне Балмер алфа линије у абнормалном тињавом пражњењу са равном катодом*, Магистарска теза, Физички факултет, Београд (2007)
- [2] N. Cveticanović, B.M. Obradović and M. M. Kuraica, *J. Appl. Phys.* **105**, 043306 (2009)
- [3] Z. Donko *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 024001 (2011)
- [4] Y. Sakai, H. Tagashira, and S. Sakamoto, *J. Phys. D* **10**, 1035 (1977)
- [5] J.P. Boeuf and E. Marode *J. Phys. D* **15**, 2169 (1982)
- [6] A. Bogaerts, M. van Straaten, R. Gijbels, *Spectrochimica Acta Part B* **50** 179 (1995)
- [7] S. Longo, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, S181 (2006)
- [8] H. R. Skullerud *J. Phys. D* **1** 1567 (1968)
- [9] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (John Wiley & Sons, 1964)
- [10] A. V. Phelps, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 653 (1990)
- [11] A. V. Phelps, *Phys. Rev. E* **79**, 066401 (2009)
- [12] R. S. Gao, L. K. Johnson, G. J. Smith, C. L. Hakes, K. A. Smith, N. F. Lane, and R. F. Stebbings, *Phys. Rev. A* **44**, 5599 (1991)
- [13] L. K. Johnson, R. S. Gao, K. A. Smith, and R. F. Stebbings, *Phys. Rev. A* **38**, 2794 (1988)
- [14] P. S. Krstić and R. Schultz, *J. Phys. B* **32**, 2415 (1999)
- [15] T. Šimko, V. Martišović, J. Bretagne and G. Gousset, *Phys. Rev. E* **56**, 5908 (1997)
- [16] Z. Lj. Petrović, A.V. Phelps, *Phys. Rev. E* **80**, 066401 (2009)
- [17] Z. Lj. Petrović, Ž. Nikitović, and V. Stojanović, *J. Phys.: Conf. Ser.* **133**, 012003 (2008)
- [18] A. C. Dexter, T. Farrell and M.I. Lees, *J. Phys. D* **22**, 413 (1989)
- [19] E. W. McDaniel, J. B. A. Mitchell, M. Eugene Rudd, *Atomic Collisions: Heavy Particle Projectiles* (John Wiley & Sons, 1993)

БИОГРАФИЈА АУТОРА

Мр Никола Цветановић је рођен 7.10.1974. у Бору, Србија, где је завршио основну и средњу школу. Дипломирао је на Физичком факултету Универзитета у Београду 2000. године са звањем дипломирани физичар за примењену физику и просеком оцена: 9,40. Магистарске студије на Физичком факултету уписао је 2000. године на смеру Експериментална физика јонизованих гасова. Магистарску тезу под називом "Аномално Доплерово ширење водоничне Балмер алфа линије у абнормалном тињавом пражњењу са равном катодом" је одбранио 2007. године под руководством проф. др Николе Коњевића. Био је хонорано ангажован на Саобраћајном факултету Универзитета у Београду као асистент на предмету Физика, школске 2002-03. и 2003-04. године. На истом факултету је изабран за асистента приправника 2004. године, а 2008. године за асистента на предмету Физика.

У оквиру научноистраживачког рада мр Никола Цветановић се бавио истраживањем нискотемпературних плазми у Лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету у Београду. Ужа област истраживања му је спектроскопска дијагностика електричних гасних пражњења - пре свега тињавих пражњења и анализа елементарних процеса у пражњењу.

Био је стипендиста Министарства за науку и технолошки развој 2001–2004. године, за ангажовање на пројекту „Плазма и пражњења: радијациона својства и интеракција са површинама“ (бр. 1736) истог министарства. Од 2006. до 2010. године учествује на реализацији пројекта "Спектроскопска дијагностика плазме у изворима значајним за примене" Министарства за науку (бр. 141043), а од 2010. године је на пројекту "Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за примене" (бр. 171034). Добитник је награде "Проф. др Љубомир Ћирковић" за најбољи магистарски рад 2007. године.

До сада је био коаутор девет радова у међународним часописима. Коаутор је десет радова на међународним и четири рада на домаћим конференцијама као и три предавања на међународним конференцијама.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани Никола Цветановић

Изјављујем

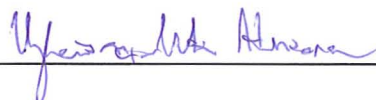
да је докторска дисертација под насловом

НАСТАНАК И ТРАНСПОРТ БРЗИХ АТОМА ВОДОНИКА У ТИЊАВИМ
ПРАЖЊЕЊИМА

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

Потпис докторанда

У Београду, 9.9.2012.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Никола Цветановић

Наслов рада НАСТАНАК И ТРАНСПОРТ БРЗИХ АТОМА ВОДОНИКА У
ТИЊАВИМ ПРАЖЊЕЊИМА

Ментор Милорад М. Кураица

Потписани Никола Цветановић

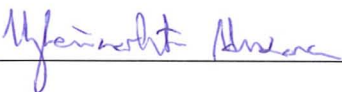
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања 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 докторанда

У Београду, 9.9.2012.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

НАСТАНАК И ТРАНСПОРТ БРЗИХ АТОМА ВОДОНИКА У ТИЊАВИМ ПРАЖЊЕЊИМА

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, 9.9.2012.

Потпис докторанда

