

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Саша Ивковић

**СПЕКТРОСКОПСКА МЕРЕЊА
ПРОСТОРНО - ВРЕМЕНСКИХ
РАСПОДЕЛА ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У
БАРИЈЕРНИМ ПРАЖЊЕЊИМА**

докторска дисертација

Београд, 2015

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Saša S. Ivković

**SPECTROSCOPIC MEASUREMENTS
OF SPATIAL - TEMPORALLY
DISTRIBUTIONS OF ELECTRIC FIELD
IN BARRIER DISCHARGES**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2015

Ментор

Проф. др Братислав Обрадовић, ванредни професор, Универзитет у Београду –
Физички факултет

Чланови комисије

Проф. др Милорад Кураица, редовни професор, Универзитет у Београду – Физички
факултет

др Миливоје Ивковић, виши научни сарадник, Универзитет у Београду – Институт
за физику

СПЕКТРОСКОПСКА МЕРЕЊА ПРОСТОРНО – ВРЕМЕНСКИХ РАСПОДЕЛА ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У БАРИЈЕРНИМ ПРАЖЊЕЊИМА

Резиме: Ова докторска дисертација има за тему истраживање просторно – временског развоја диелектричног баријерног пражњења (ДБП).

Истраживано је ДБП у различитим гасовима (хелијум, водоник, смеша хелијум - водоник), у широком опсегу притисака (1 – 1000 mbar), са различитим изворима напајања (синусни и импулсни) и у две конфигурације електрода – планпаралелна и геометрија шупље катодe. Развој пражњења је праћен кроз просторно – временске расподеле електричног поља и интензитета спектралних линија. За пражњења успостављена у хомогеном режиму рада истражена је динамика развоја и измерена просторно – временска расподела електричног поља.

Применом Штаркове поларизационе спектроскопије на линије H_{α} и $He I 492.2 \text{ nm}$ измерене су аксијалне расподеле електричног поља у баријерним пражњењима у водонику и хелијуму. Показано је да у пражњењу у водонику са повећањем притиска пражњење прелази из субнормалног у Таунзендово, док је у пражњењу у хелијуму пражњење увек субнормално. Такође, са повећањем притиска у пражњењу у хелијуму, дужина катодног пада опада, док јачина електричног поља уз катоду расте.

За потребе мерења јачине електричног поља током развоја пражњења у хелијуму, када је интензитет линије хелијума 492.2 nm мали, развијен је нови метод заснован на односу интензитета хелијумових синглетних линија 667.8 nm и 728.1 nm . На основу Штаркове поларизационе спектроскопије линије 492.2 nm извршена је калибрација, тј. одређена је зависност односа интензитета линија од електричног поља у датим условима. Функционална зависност односа интензитета линија од јачине локалног електричног поља добијена је коришћењем је колизионог модела за укључене атомске нивое. Измерене аксијалне расподеле електричног поља током развоја пражњења показују да се оно развија као субнормално, уз скраћивање дужине катодног пада. Јачина електричног поља уз катоду достиже максимум у фази максимума струје а затим опада.

Утицај нечистоћа на карактеристике пражњења у хелијуму истраживан је додавањем водоника у радни гас (хелијум) и мењањем протока гаса. Установљено је да повећање процента нечистоћа значајно утиче на електричне карактеристике пражњења и доводи до смањења јачине електричног поља уз катоду и скраћења катодног пада.

Просторно – временски разложена спектроскопија аномално проширене H_{α} линије је искоришћена за карактеризацију баријерног пражњења са шупљом катодом током пробоја у водонику. Показано је да се предложени спектроскопски метод може користити за праћење образовања наелектрисаних честица, формирања просторног наелектривања и кинетичке енергије тешких честица у импулсним пражњењима.

Кључне речи: Диелектрично баријерно пражњење, јачина електричног поља, Штаркова поларизациона спектроскопија, аномално ширење линија

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика јонизованих гасова и плазме

УДК: 533.9 (043)

SPECTROSCOPIC MEASUREMENT OF SPATIOTEMPORAL DISTRIBUTIONS OF ELECTRIC FIELD IN BARRIER DISCHARGES

Abstract: The subject of this doctoral dissertation is the study of spatiotemporal development of dielectric barrier discharge (DBD).

Investigations of the DBD were performed in different gases (helium, hydrogen and helium/hydrogen mixture) in a wide range of pressures (1 – 1000 mbar), with different types of power sources (sinusoidal and pulse) in two electrode configurations, namely, plane parallel geometry and hollow cathode geometry. Discharge development was monitored through spatiotemporal distributions of electric field and intensity of spectral lines. For discharges established in the homogeneous mode the dynamics of the development was investigated and spatiotemporal distribution of electric field strength was measured.

Using Stark polarization spectroscopy of lines $H\alpha$ и He I 492.2 nm, axial distributions of electric field were measured in barrier discharges in hydrogen and helium. It was shown that in hydrogen with increase of pressure the discharge transits from subnormal to Townsend discharge, while in helium the discharge is always subnormal. Also, with increase of pressure in helium discharge the cathode fall length decreases, while the electric field strength at the cathode increases.

For the purpose of electric field measurement of during the discharge development when the intensity of 492.2 nm is low, a new method was developed based on the intensity ratio of two helium singlet lines 667.8 nm and 728.1 nm. On the basis of Stark polarization spectroscopy of 492.2 nm calibration was performed i.e. the dependence was determined of line intensity ratio on electric field strength in given conditions. The functional dependence of line intensify ratio on the local electric field strength was obtained by using a collisional model for included atomic levels. The measured axial distributions of electric field during the discharge development show that it is developed as subnormal discharge along with decrease of cathode fall length. The electric field strength at the cathode reaches its maximum in the phase of current maximum ant then it decreases.

Influence of impurities on the discharge characteristics in helium was investigated by adding hydrogen to the working gas (helium) and by varying the gas flow. It was determined that the increase of percentage of impurities significantly changes the electrical characteristic of the discharge and leads to the decrease of electric field strength near the cathode.

Spatiotemporally resolved spectroscopy of excessively broadened $H\alpha$ was used for characterization of barrier discharge with hollow cathode during the breakdown phase in hydrogen. It was shown that the spectroscopic method can be used for monitoring of production of charged particles, space-charge formation and kinetic energy of heavy particles in pulse discharges.

Keywords: Dielectric barrier discharge, electric field strength, Stark polarization spectroscopy, excessive line broadening

Scientific field: Physics

Field of academic expertise: Physics of ionized gases and plasma

UDC: 533.9 (043)

Садржај

Увод	1
1. Електрична пражњења у гасовима - основни појмови -	3
1. 1 Пражњење на ниском притиску	3
1. 1. 1 Таунсендово (тамно) пражњење	6
1. 1. 2 Тињаво пражњење	7
1. 2 Пражњење на атмосферском притиску	10
1. 3 Настанак, транспорт и детекција брзих атома водоника у тињавом пражњењу	13
1. 3. 1 Судари електрона са молекулом H_2	15
1. 3. 2 Судари H^+ јона са молекулом H_2	16
1. 3. 3 Судари H_2^+ јона са молекулом H_2	17
1. 3. 4 Судари H_3^+ јона са молекулом H_2	17
1. 3. 5 Судари молекула H_2 са молекулом H_2	18
1. 3. 6 Судари атома H са молекулом H_2	18
1. 4 Механизми ширења спектралних линија у плазми	19
2. Диелектрична баријерна пражњења (ДБП)	22
2. 1 Развој и примена ДБП	22
2. 2 Типови ДБП	24
2. 2. 1 Филаментарни режим пражњења	24
2. 2. 2 Хомогени режим пражњења	26
3. Дијагностика диелектричног баријерног пражњења	35
3. 1 Електричне карактеристике ДБП-а	36
3. 1. 1 Мерење електричних карактеристика ДБП-а	46
3. 2 Спектроскопска и оптичка дијагностика ДБП-а	50
3. 2. 1 Мерење спектроскопских карактеристика ДБП-а	54
3. 2. 2 Спектроскопско снимање са чела (<i>end-on</i>)	59

3. 3 Спектроскопско одређивање јачине електричног поља	63
3. 3. 1 Мерење аксијалне расподеле јачине електричног поља у ДБП	70
3. 4 Мерење развоја електричног поља у ДБП-у у хелијуму	76
3. 4. 1 Увод	76
3. 4. 2 Поставка експеримента	76
3. 4. 3 Резултати и дискусија	78
4. Мерење јачине електричног поља у ДБП-у у хелијуму и смеси хелијум-водоник	87
4. 1 Увод	87
4. 2 Поставка експеримента	88
4. 3 Резултати и дискусија	88
4. 3. 1 Електричне карактеристике	88
4. 3. 2 Временска анализа просторне расподеле спектралних линија	93
4. 3. 3 Мерење јачине електричног поља	96
5. Мерење јачине електричног поља у ДБП-у на атмосферском притиску на основу односа интензитета хелијумових линија	103
5. 1 Увод	103
5. 2 Поставка експеримента	105
5. 3 Експериментална истраживања односа интензитета линија	107
5. 3. 1 Карактеристике пражњења	107
5. 3. 2 Временски развој хелијумових линија	111
5. 3. 3 Облик линије и тест на самоапсорпцију	112
5. 3. 4 Калибрација односа интензитета	116
5. 4 Колизиони модел и тестирање метода	118
5. 4. 1 Колизионо - радијативни модел	118
5. 4. 2 Тестирање метода	121
5. 5 Расподела електричног поља током развоја пражњења	122

6. Утицај брзине протицања гаса на карактеристике пражњења у ДБП-у у хелијуму на атмосферском притиску	125
6. 1 Увод	125
6. 2 Поставка експеримента	126
6. 3 Електричне карактеристике пражњења	127
6. 4 Спектроскопске карактеристике пражњења	132
6. 5 Утицај протока гаса на аксијалну расподелу електричног поља	138
7. Испитивање динамике баријерног пражњења у шупљој катоде коришћењем аномално проширеног профила H_{α} линије	140
7. 1 Увод	140
7. 2 Поставка експеримента	142
7. 3 Резултати	144
Закључак	155
Литература	<i>i</i>
Референце поглавља 1	<i>i</i>
Референце поглавља 2	<i>iv</i>
Референце поглавља 3	<i>viii</i>
Референце поглавља 4	<i>xi</i>
Референце поглавља 5	<i>xiii</i>
Референце поглавља 6	<i>xv</i>
Референце поглавља 7	<i>xvii</i>

Увод

Ова докторска дисертација има за тему истраживање просторно – временског развоја диелектричног баријерног пражњења (ДБП). Развој пражњења је праћен кроз просторно – временске расподеле електричног поља и интензитета спектралних линија. Пражњења су реализована у различитим гасовима (хелијум, водоник, смеша хелијум - водоник), у широком опсегу притисака ($1 - 1000$ mbar), са различитим изворима напајања (синусни и импулсни) и у две конфигурације електрода – планпаралелна и геометрија шупље катоде.

Познавање расподеле електричног поља је од суштинског значаја за разумевање пражњења. У претходним истраживањима је демонстрирана примена Штаркове поларизационе спектроскопије за мерење јачине електричног поља у ДБП у хелијуму на повишеном притиску ($200 - 800$ mbar). Применом овог метода, први пут су измерене просторне расподеле електричног поља у ДБП које су показале да су та пражњења успостављена у субнормалном режиму рада. Добијени резултати су показали добро слагање само а неким теоријским моделима.

Ова дисертација представља наставак тих истраживања у широком опсегу радних услова, са посебним нагласком на истраживање временског развоја пражњења. У ту сврху развијен је нови метод мерења електричног поља на основу односа интензитета синглетних линија атома хелијума.

У првом поглављу су објашњени основни појмови гасног пражњења са посебним нагласком на тињаво пражњење на ниском притиску и механизме пробоја (Таунзендов и стримерски). Описани су могући узроци ширења спектралних линија и процеси који доводе до генерисања брзих атома водоника и последичног аномалног ширења водоникових линија.

У другом поглављу укратко је приказан историјски развој и могућности примене ДБП. Описани су режими у којима се пражњење може успоставити (филаментарно и дифузно) са посебним нагласком на дифузно хомогено пражњење.

Треће поглавље посвећено је дијагностици ДБП. Дате су процедуре за мерење електричних, оптичких и спектроскопских карактеристика пражњења и приказан део резултата добијених применом тих процедура. Описани су методи за спектроскопско мерење електричног поља применом Штаркове (*Stark*) поларизационе спектроскопије на линије H_{α} и $He I 492.2 \text{ nm}$. Приказане су аксијалне расподеле електричног поља у ДБП на ниском притиску (6 – 20 mbar у хелијуму и водонику) и на атмосферском притиску за пражњење у хелијуму. Такође, детаљно је приказан развој аксијалних расподела интензитета линија и електричног поља у ДБП у хелијуму на повишеном притиску (200 и 800 mbar).

У поглављу 4 су упоређена баријерна пражњења у хелијуму и смеси хелијум – водоник, на притиску 200 mbar. Упоредне су електричне карактеристике пражњења, аксијалне расподеле електричног поља и просторно – временске расподеле интензитета линија H_{β} и $He I 492.2 \text{ nm}$.

У поглављу 5 предложен је и тестиран нови метод за мерење јачине електричног поља у области катодног пада у пражњењу у хелијуму на атмосферском притиску. Метод је заснован на односу интензитета две хелијумове синглетне линије и искоришћен је за мерење развоја електричног поља.

У поглављу 6 је истраживан утицај брзине протицања гаса на карактеристике ДБП у хелијуму на атмосферском притиску. Приказани су просторно – временски развоји интензитета хелијумових линија 492.2 nm и 706.5 nm и водоникових линија H_{α} и H_{β} за различите протоке гаса (0.05 – 5 l/min). Такође, приказане су и анализиране електричне карактеристике пражњења у наведеном опсегу протока. Аксијалне расподеле електричног поља у фази максималне струје су одређене за три протока (0.5 l/min, 2 l/min и 5 l/min).

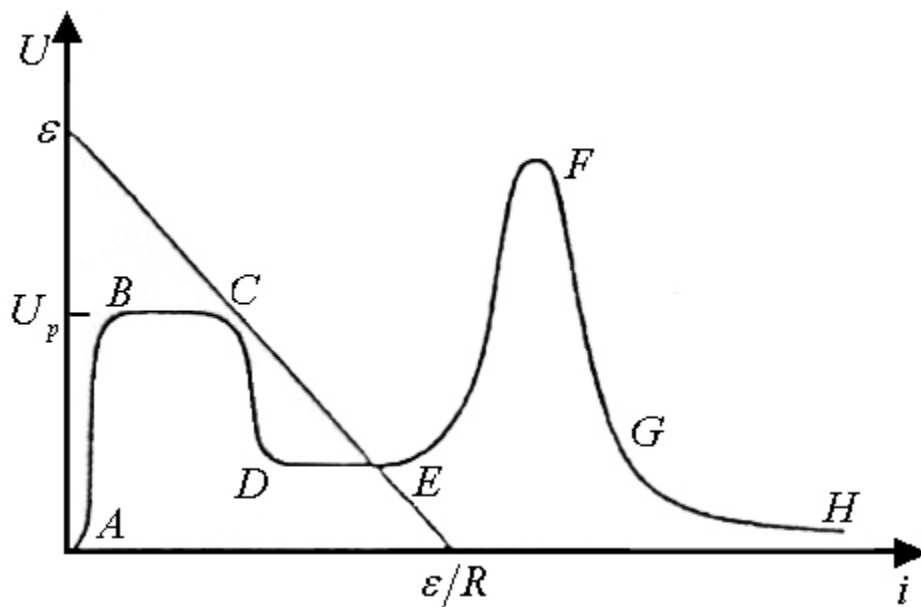
У поглављу 7 је показана примена аномално проширене H_{α} линије у истраживању процеса електричног пробоја у баријерном пражњењу у конфигурацији шупље катодe. Приказани су развоји интензитета карактеристичних делова профила H_{α} линије (централни део и крило) на притисцима 1.1 и 2.1 mbar.

1. Електрична пражњења у гасовима – основни појмови –

1.1 Пражњење на ниском притиску

Са циљем кратког приказа карактеристика основних типова гасних пражњења, посматраћемо случај када су две међусобно паралелне електроде затопљене у стаклену цев испуњену гасом и повезане на извор једносмерног напона.

Типична V-A карактеристика за пражњења на ниском притиску приказана је на слици 1.1, где је са U_p означен напон пробоја. [1, 2]



Слика 1.1 V-A карактеристика пражњења [2]

На слици 1.1 приказана је и тзв. отпорна права $\varepsilon = U + iR$, где је ε - електромоторна сила извора, а R - отпор спољног кола. Отпор спољног кола R (који увек постоји - отпор жица, контаката, унутрашњи отпор извора напајања), за дате радне услове, ограничава вредност јачине струје која тече кроз коло. Правило је да ће се радна тачка пражњења успоставити за оне вредности јачине струје и

напона коју одређује пресек отпорне праве са V-A карактеристиком пражњења. Ако отпорна права пресеца V-A карактеристику пражњења у више тачака пражњење стабилисати у оној радној тачки за коју је нагиб V-A карактеристике мањи од нагиба отпорне праве (*Кауфманов услов стабилности*: $\frac{du}{di} < R$) [2].

Словима су означени делови V-A карактеристике који одговарају различитим врстама пражњења. Део криве АВ одговара *несамосталном пражњењу* - за одржавање пражњења је неопходан спољни јонизатор; чим се спољни јонизатор уклони, струја престаје да тече. Када је достигнут напон пробоја U_p (тачка В), несамостално пражњење прелази у *самостално* - спољни јонизатор није неопходан и пражњење се одржава преко α и γ процеса. Област ВС - Таунсендово (тамно) пражњење, CD - субнормално тињаво пражњење, DE - тињаво пражњење, EF - абнормално тињаво пражњење, FG - прелаз у лучно пражњење, GH - лучно пражњење.

Напон пробоја U_p зависи од врсте гаса, притиска у гасу, растојања између електрода, облика електрода, материјала од којег су направљене електроде, а реда је неколико стотина до неколико хиљада волти.

У гасовима се током пробоја постиже висок степен јонизације, тако да је по правилу пробој повезан са емитовањем светлости видљиве голим оком. Механизам пробоја предложио је и описао је Таунсенд (*Townsend*) почетком 20-тог века [3, 4].

По том механизму, основни елемент пробоја је електронска лавина која се у гасу развија под дејством спољног поља. Лавина почиње од малог броја примарних електрона (може и од једног) који у гасу увек постоје, који се убрзавају и јонизују молекуле гаса (α процеси). Приликом јонизације електрон губи енергију и као резултат се добијају два спора електрона. Они се затим убрзавају, јонизују молекуле што као резултат даје четири електрона итд. Дакле, долази до мултипликације електрона кроз процес ланчане реакције, тј. формира се лавина.

Ако се напон довољно висок, тј. ако је електрично поље довољно јако ($E = U/d$, d - растојање између електрода), почињу да се јављају ефекти везани за јоне. Наиме, довољно јако електрично поље може да јонима саопшти довољну енергију да избију секундарне електроне са катоде (тзв. γ процеси). Јонизација директним сударима јона са молекулима гаса постаје значајна тек за енергије јона око 1000 eV, па се овај процес у већини случајева може занемарити. Узимајући у обзир секундарну емисију са катоде, израз за јачину струје између електрода је [2]:

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

где је:

i_0 - јачина струје због спољног јонизатора

α - Таунсендов коефицијент јонизације, који је дефинисан као број јонизационих судара које изврши електрон у јединици времена, на јединици дужине пута у правцу поља

γ - коефицијент секундарне емисије са катоде.

Гранични услов:

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1,$$

репрезентује стање самоодржавајуће струје при хомогеном пољу $E = U_p/d$, где је U_p - напон пробоја. Претходни израз се може интерпретирати на следећи начин: услов за пробој је да сваки електрон који крене са катоде може да мултипликативним процесима (α и γ) обезбеди избијање новог електрона са катоде. Тиме је обезбеђен континуитет стварања наелектрисања, независно од спољног јонизатора и пражњење је *самостално*.

Развој Таунсендовог пробоја се може схватити као процес мултипликације лавина преко секундарне емисије са катоде. Наиме, ако је пробој почео са једним иницијалним електроном који је покренуо једну лавину, у следећем циклусу ће

настати μ лавина, а затим μ^2 лавина итд., које крећу са различитих делова катоде. Осим тога, пробој може кренути и тако што се неколико електрона истовремено емитује са различитих тачака катоде. Из претходног произилази да Таунсендов пробој најчешће повлачи за собом дифузни начин пражњења, када пражњење заузима цео простор између електрода.

Таунсендов пробој је доминантан на средњим вредностима производа pd ($pd < 200 \text{ Torr cm}$) и напонима мало изнад U_p [1]. Помоћу овог механизма пробоја успешно је описан велики број експерименталних запажања и дата је одговарајућа интерпретација Пашенове криве зависности U_p од pd .

1.1.1 Таунсендово (тамно) пражњење

У случају да је спољни отпор у колу R веома велики, кроз коло ће тећи струја веома мале јачине. Густине електрона и јона, n_e и n_+ , су такође мале, па је поље просторног наелектрисања практично занемарљиво и не долази до деформације спољног поља. Због тога, ако је растојање између електрода d мало у поређењу са линеарним димензијама електрода, поље је практично исто као и у одсуству јонизације, тј. $E \approx \text{const.} = U/d$.

Пошто је достигнут напон пробоја U_p , пражњење је самостално и одржава се сталном емисијом електрона са катоде кроз γ процесе. Све док је поље независно од густине наелектрисања важи: $U(i) = \text{const} = U_p$, што одговара делу криве ВС на V-A карактеристици пражњења (Сл. 1.1).

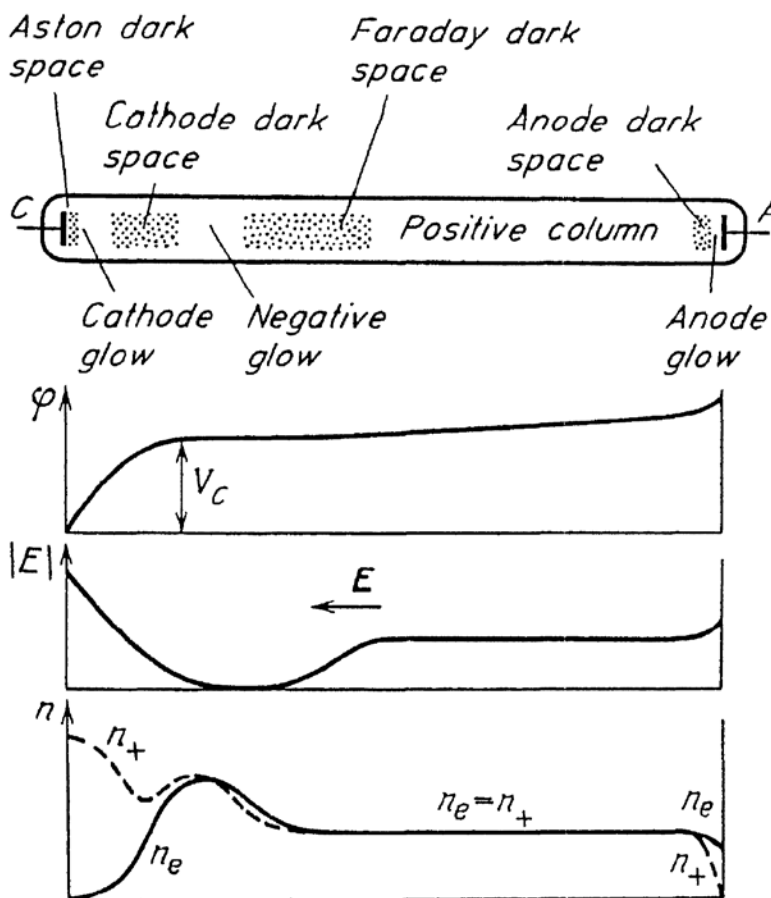
Ова врста пражњења ја позната под називом *Таунсендово (тамно) пражњење*, јер је степен јонизације мали и гас емитује веома слабу светлост.

Треба напоменути да неки аутори под Таунсендовим пражњењем подразумевају несамостално пражњење, тј. пражњење за чије је одржавање неопходан спољни јонизатор [2].

1.1.2 Тињаво пражњење

Тињаво пражњење је један од највише проучаваних и широко примењиван тип пражњења. То је самостално пражњење које се одржава преко секундарне емисије електрона са хладне катоде бомбардовањем позитивним јонима и делимично фотонима насталим у самом гасу.

Карактеристична одлика овог пражњења је постојање области позитивног просторног наелектрисања у близини катоде, са јаким пољем код катодне површи које затим опада скоро линеарно до врло мале вредности и великим падом потенцијала од 100 – 400 V (и више) [2]. Тај део пражњења се назива *катодни пад*. Дебљина (дужина) слоја катодног пада је обрнуто пропорционална притиску у гасу.



Слика 1.2

Структура тињавог пражњења; расподеле вредности јачине електричног поља и потенцијала; расподеле концентрација електрона и јона од катоде до аноде [1]

Тињаво пражњење се обично манифестује као низ светлећих и тамних области (Сл. 1.2). Таква структура пражњења се лакше уочава што је притисак нижи, када су слојеви раширени дуж цеви. Растојање од катоде до границе неке области је одређено средњим слободним путем електрона, који се са повећањем притиска смањује $l \propto p^{-1}$, што значи да растојање границе слоја x , одговара одређеној вредности px .

Слојевита структура тињавог пражњења се квалитативно може објаснити на следећи начин.

Електрони избачени са катоде имају малу енергију ($<1\text{eV}$) која је недовољна за екситацију атома гаса и уз саму катоду се формира *Астонов таман простор*. Поље убрзава електроне, који стичу енергију довољну за екситацију атома гаса и као резултат се формира *катодни светлећи слој*, који је танак и малог интензитета. *Катодни таман простор* почиње на растојању на коме је енергија електрона већа од енергије која одговара максимуму пресека за екситацију. Екситација уступа место јонизацији и ту се одвија главна продукција наелектрисаних честица кроз мултипликативне α процесе. Новостворени јони се крећу веома споро и формира област позитивног просторног наелектрисања, која је граница *катодног пада потенцијала*. На крају катодног пада електрично поље је блиско нули или чак може имати негативну вредност (Сл. 1.2). Две групе електрона напуштају ову област [1, 2]:

- спори електрони - настали на крају катодног пада и они настали ближе катоде али су преживели више нееластичних судара,
- брзи електрони - настали на почетку катодног пада али на свом путу нису имали нееластичне сударе. Пресек за сударе је мали (због велике брзине) тако да је гас практично транспарентан за ове електроне. Ова група електрона је веома битна за неке феномене описане у овом раду.

Спори електрони изашли из катодног пада интензивно екситују атоме гаса и формира се област *негативног светљења*. Приликом судара електрони губе

енергију и при крају ове области долази до интензивне рекомбинације. Густине позитивних и негативних наелектрисања се изједначују, електрично поље је слабо што узрокује смањење брзине усмереног кретања електрона. Услед мале брзине, електрони врло слабо побуђују атоме гаса и формира се *Фарадејев таман простор*. Пред крај ове области електрично поље се постепено појачава. На месту где је енергија хаотичног кретања електрона довољна да се поново врши екситација и јонизација почиње *позитиван стуб*. У овој области су једнаке просторне густине позитивних и негативних наелектрисања, што за случај једноструке јонизације значи једнакост концентрација јона и електрона. Због тога је електрично поље слабо (неколико редова величине мање него у негативним областима) и хаотично кретање честица преовлађује над усмереним. Електрони и тешке честице нису у равнотежи и може се говорити о температурама електрона, јона и неутрала. На нижим притисцима (до 1000 Па) температура електрона је реда 10^4 К и много је већа од температура јона и неутрала, која је приближно једнака собној. Ова област задовољава стриктан услов квази електронеутралности и хомогености поља па се позитиван стуб налази у стању *слабојонизоване неравнотежне плазме*.

Анода одбија јоне али привлачи електроне из позитивног стуба, ствара се област негативног просторног наелектрисања и анодни пад потенцијала. Електрони који излазе из позитивног стуба бивају убрзани јаким електричним пољем. После проласка *анодног тамног простора* стичу довољно енергије да могу да побуђују атоме гаса у близини аноде и формира се област *анодног светљења*.

У већини реалних случајева види се само негативно светлење, Фарадејев таман простор и позитиван светлећи стуб. Светлост позитивног стуба је мање оштрине од светлости која се емитује из области негативног светљења и другачије је боје.

Дужина прикатодних области зависи од врсте и притиска гаса, као и од облика, димензија и материјала од којег су направљене електроде. При промени растојања између електрода, дужина прикатодних области остаје иста а мења се дужина позитивног стуба. Такође, пражњење може да постоји и без позитивног стуба ако се анода приближи до самог Фарадејевог тамног простора.

За одржавање пражњења најзначајнија је катодна област која одређује електричне карактеристике пражњења. Позитиван стуб није значајан за само пражњење и практично затвара струјно коло, али је интересантан због својих физичких карактеристика и примене.

1. 2 Пражњење на атмосферском притиску

Разноврсне могућности примене електричних пражњења у гасовима на атмосферском притиску узроковале су велики интерес истраживача што је довело до развоја многих извора нискотемпературске плазме који раде на атмосферском притиску. Предност ових пражњења је да се може избећи употреба, често веома компликованих, система за вакумирање, као и могућност рескалирања до великих индустријских система.

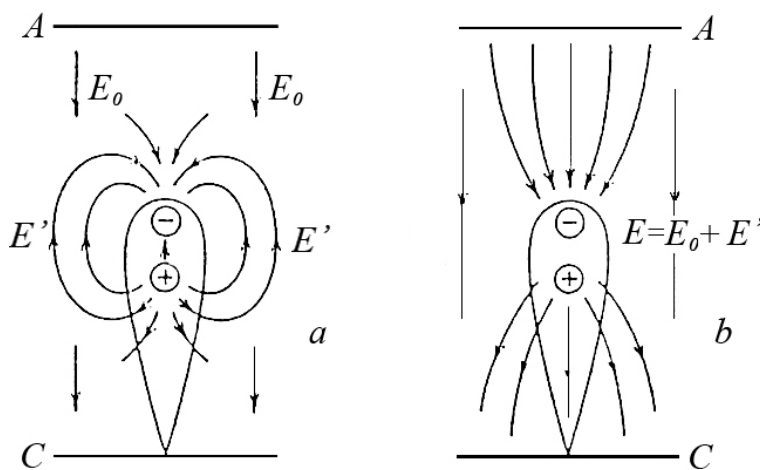
На високом притиску (реда атмосферског), тј. на већим вредностима pd и напону који је значајно изнад U_p , Таунсендов механизам пробоја не описује експериментална запажања на задовољавајући начин. Наиме, под тим условима се пробој развија много брже него што се то предвиђа мултипликацијом лавина кроз секундарну емисију са катоде. Секундарна емисија јонима се може занемарити јер је трајање пражњења недовољно да јони уопште стигну до катоде. Једноставно нема довољно времена за понављање лавина кроз емисију са катоде. Независност напона пробоја од материјала катоде такође потврђује да процеси на катоди немају удела у механизму развоја пробоја [1].

Средином 20-тог века Loeb, Meek i Raether развили су нову теорију механизма пробоја [5-7]. Њихова теорија заснива се на концепту развоја танког јонизационог канала - *стримера*, који је праћен трагом позитивног наелектрисања заосталог иза интензивне примарне лавине [5-9].

Треба напоменути да гранична вредност производа pd када се Таунсендов механизам пробоја замењује стримерским није прецизно дефинисана, чак се у литератури могу наћи врло контрадикторни подаци.

Развој стримерског пробоја је комплекснији од пробоја на ниском притиску. Основни елемент механизма пробоја је интензивна примарна лавина. Наиме, на атмосферском притиску, под дејством јаког електричног поља, услед великог броја судара, растућа електронска лавина може да генерише високу концентрацију наелектрисања већ после пређеног кратког пута. Због различите брзине кретања електрона и јона долази до раздвајања наелектрисања тако да се добија форма слична диполу - електрони су углавном сконцентрисани на челу лавине, док већина позитивних јона остаје у репу лавине. Размак између електрона и главног дела јона одређен је јонизационом дужином α^{-1} коју електрони, у просеку, пређу пре него што изврше јонизацију.

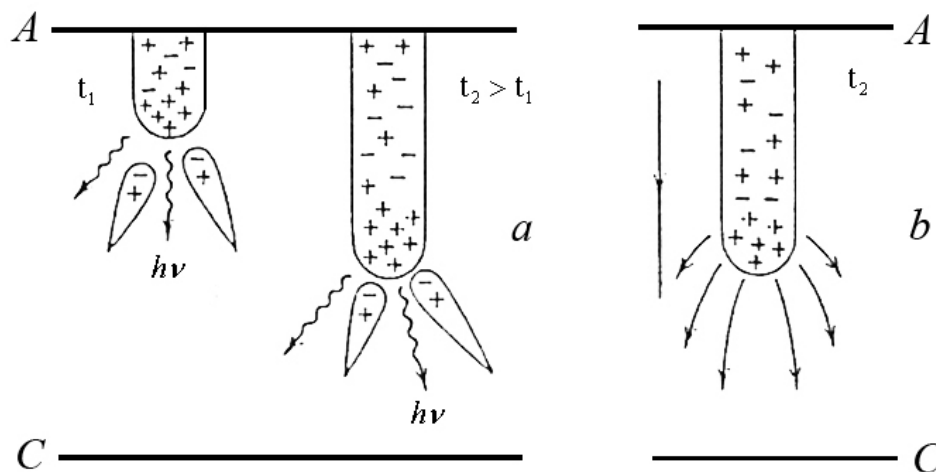
Као последица раздвајања наелектрисања, јавља се локално поље E' које се суперпонира на спољно поље E_0 и деформише га (Сл.1.3а). Испред лавине, локално поље и спољно поље су истог смера па је резултујуће поље јаче од E_0 . У зони између центара просторних наелектрисања, поља су супротног смера и резултујуће поље је много слабије од E_0 . Такође, у близини лавине, постоји и радијална компонента поља (Сл.1.3б) [1].



Слика 1.3 а) Линије сила спољног електричног поља E_0 и електричног поља просторног наелектрисања лавине E' , приказане одвојено б) Линије сила резултујућег поља [1]

Из примарне лавине, при довољно јаком електричном пољу, формира се слабо јонизован танак канал - *стример*. Да би лавина прерасла у стример претходно мора да буде довољно појачана. Јачина поља просторног наелектрисања мора да достигне ниво спољног поља..

Ако међуелектродно растојање није много велико и напон није много висок (у поређењу са напоном пробоја), трансформација лавине у стример се дешава кад лавина дође до аноде. Стример се иницира код површине аноде, у области максималног позитивног просторног наелектрисања где је испуњен услов $E' \approx E_0$, а затим се простира ка катоди. Такви стримери су познати као *катодно усмерени* или *позитивни* (Сл. 1.4) [1].



Слика 1.4 Катодно усмерен стример. а) Стример у два тренутка времена са секундарним лавинама које се крећу ка челу стримера и фотонима који генеришу електроне за нове секундарне лавине. б) Линеје сила електричног поља у близини чела стримера [1]

Сматра се да пресудну улогу у развоју стримера имају фотони које емитују атоми побуђени током кретања лавине. Фотони јонизују атоме у близини примарне лавине. Тако настали електрони иницирају секундарне лавине. Секундарне лавине се, сагласно смеру резултујућег поља, крећу ка позитивном челу стримера и бивају увучене у њега. Електрони секундарних лавина се мешају са јонима примарне лавине и формира се област *квazineутралне плазме*. Јони секундарних лавина повећавају позитивно наелектрисање на катодном крају развијеног плазма канала чиме се обезбеђује привлачење нових секундарних лавина и процес се наставља, тј.

стример се развија ка катоди (Сл. 1.4а). На слици 1.4б су приказане линије сила електричног поља и јасно се може видети да је поље на крају стримера знатно појачано.

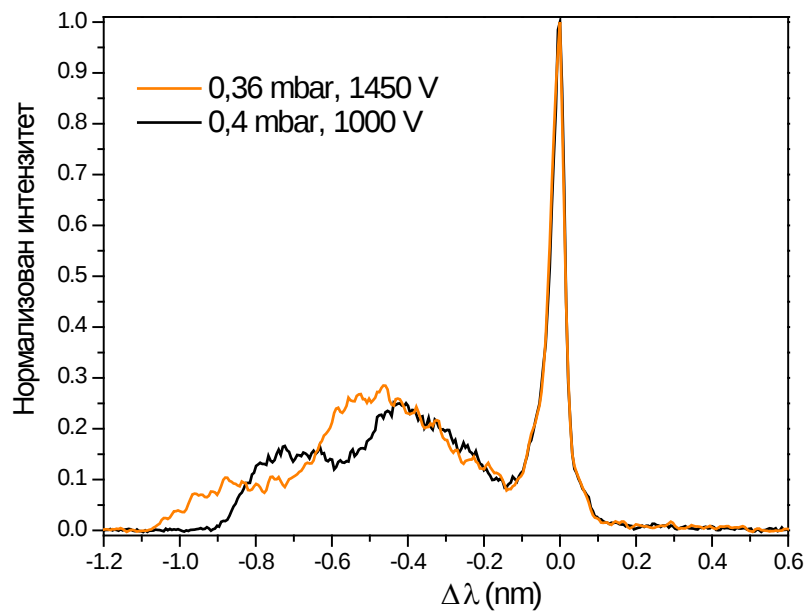
Брзина простирања стримера је реда $10^7 - 10^8$ cm/s и расте са дужином стримера и јачином спољног поља, док је радијус чела стримера реда $10^{-2} - 10^{-1}$ cm. У ваздуху на атмосферском притиску дебљина насталог плазма канала је само око 0.02 cm. Редуковано поље E/N у челу стримера може достићи вредност 500 – 800 Td ($1Td = 10^{-17}$ Vcm²) [10].

На високом притиску механизам стримерског пробоја доводи до стварања једног или више високопроводних струјних канала чије су карактеристике аналогне једносмерним луковима.

1.3 Настанак, транспорт и детекција брзих атома водоника у тињавом пражњењу

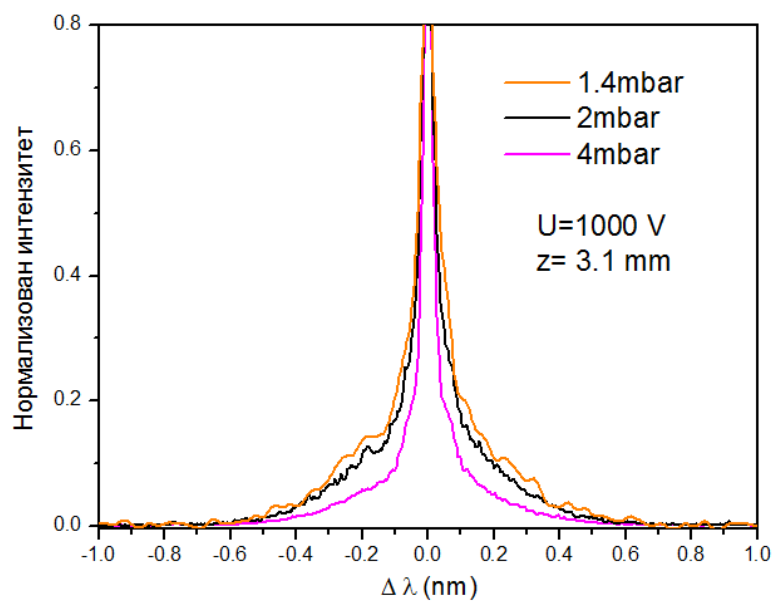
Присуство брзих атома водоника у различитим типовима пражњења се може детектовати на основу аномалног Доплеровог ширења Балмерових водоникових линија [11-19]. Наиме, водоникове линије су у неравнотежним пражњењима значајно проширене, са далеким крилима која одговарају кинетичким енергијама од неколико стотина eV, тј. неколико редова величине већих од гасне температуре. Облик снимљених профила H_{α} линије зависи од смера посматрања што указује на анизотропију кретања брзих водоникових атома. Примећује се изразита асиметрија ширења профила линија добијених снимањем дуж правца електричног поља, док је ширење профила снимљених нормално на правац електричног поља скоро симетрично [12, 18, 20, 21].

На слици 1.5 приказани су нормирани, аномално проширени, профили Балмер алфа линије из пражњења са шупљом катодом, снимљени са чела [22].



Слика 1.5 Балмер алфа линија снимљена са чела из пражњења са шупљом катодом:
 $p=0.36$ mbar, $I=0.5$ mA и $p=0.4$ mbar, $I=0.2$ mA. [22]

На слици 1.6 приказани су нормирани профили Балмер алфа линије из пражњења Гримовог типа, снимљени са стране [22].



Слика 1.6 Утицај притиска на Балмер алфа линија снимљене са стране.
Услови: $U=1$ kV, 4 mbar (9 mA), 2 mbar (1.3 mA), 1.4 mbar (0.35 mA) [22]

Модел за описивање генерисања брзих атома водоника модел предложен је у референци [23] и детаљно анализиран у референци [21]. Сагласно том моделу, три врсте водоникових јона (H^+ , H_2^+ , H_3^+) се убрзавају у електричном пољу и учествују у реакцијама измене наелектрисања са водониковим атомима и молекулима. Тако настају брзи атоми водоника који се крећу ка катоди и затим рефлектују од ње. Те две групе ексцитованих атома, због Доплеровог помераја, узрокују појаву „плавог“ и „црвеног“ крила у профилу Балмерове Н алфа линије.

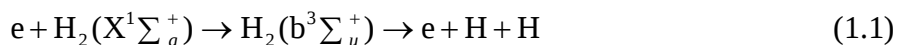
Атоми са енергијама значајно већим од термалних и усмереним кретањем се по правилу јављају у неравнотежним пражњењима. Анализом пресека за различите процесе може се уочити да постоји неколико канала за формирање брзих атома водоника, као и за њихову ексцитацију. Из великог броја могућих колизионих процеса издвојићемо оне који са највећом вероватноћом доводе до настанка брзих атома.

1.3.1 Судари електрона са молекулом H_2

Сконцентрисаћемо се само на неконзензвативне сударе електрона са молекулима тј. на оне у којима настају нове честице. 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 [24] и [25].

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 [26]:



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

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



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

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

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

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

Електрони оваквих енергија, тзв. брзи електрони, су присутни у негативном светљењу тињавог пражњења. Доплеровом спектроскопијом утврђено је да настају две групе атома:

- једна са средњом енергијом од око 0.2 eV која настаје побудом Ридбергових молекулских стања,
- друга са енергијом од око 8 eV за коју се сматра да настаје двоструком побудом репулзивног стања молекула ($2\sigma_u$).

Јонизација

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



У електронским сударима се пре свега формирају H_2^+ јони [25]

1.3.2 Судари H^+ јона са молекулом H_2

Протон може реаговати са молекулом водоника кроз велики број реакција. Брзи атоми водоника се формирају при асиметричној измени наелектрисања (реакција 1.4). У свим реакцијама 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. 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 [27].

Измена наелектрисања:



1.3.3 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:



Ендотермна реакција 1.5 је веома ефикасна тј. има високу брзину реакције на ниским енергијама. Самим тим, при ниским вредностима редукованог поља (E/N), сличним оним у нискотемпературној плазми, практично сви генерисани H_2^+ јони се одмах претаварају у H_3^+ [23, 28, 29]. При већим вредностима редукованог поља јон H_2^+ представља "преносну" честицу и његова концентрација постаје значајна при $E/N > 5 \text{ kTd}$ [28] што се може очекивати у катодном паду тињавог пражњења.

1.3.4 Судари H_3^+ јона са молекулом H_2

Као што је већ напоменуто H_3^+ јони су веома присутни у пражњењима и чак могу бити доминантна популација у областима ниског поља. При убрзавању у

пољу H_3^+ достижу високе енергије и изменом наелектрисања генеришу брзе атоме водоника.

Измена наелектрисања:



Дисоцијација:



1.3.5 Судари молекула H_2 са молекулом H_2

Брзи молекули водоника настали у симетричној измени наелектрисања (1.6) и дисоцијацији (1.8) настављају да се крећу кроз гас и у судару са H_2 долази до дисоцијативне деструкције. Сматра се да се сваки од атома продуката креће брзином упадног молекула чиме настају два атома водоника брзина далеко већих од термалних.

Дисоцијација:



1.3.6 Судари атома H са молекулом H_2

Главни механизми губитка енергије и импулса брзих атома водоника су еластично расејање и екситација атомских нивоа, при чему долази до емисије линија Балмерове и Лајманове серије. Вилијамс и сарадници (*Williams et al.*) [30] су експериментално утврдили да при енергијама мањим од 1 keV практично сва емисија Балмер алфа линије потиче од екситације пројектила.

Екситација пројектила праћена емисијом зрачења:



1.4 Механизми ширења спектралних линија у плазми

Спектроскопска дијагностика пражњења заснива се на снимању спектралних линија и анализи њиховог интензитета, облика и ширине [31-33]. Облик и ширина спектралних линија одређени су карактеристикама самог пражњења, као и карактеристикама монохроматора који се користи за снимање.

Типови ширења профила спектралних линија:

Инструментално ширење одређено је вредношћу спектралне дисперзије монохроматора и ширином улазног прореза. Инструментална полуширина се одређује снимањем линија из Гајслерових лампи и фитовањем профила Гаусовом функцијом која добро описује централни део инструменталног профила [34]. У нашим експериментима су вредности инструменталне полуширине биле у интервалу 0.018 nm - 0.036 nm.

Природно ширење је последица коначног времена живота нивоа емитера. Како је полуширина профила услед природног ширења реда 10^{-5} - 10^{-4} nm, у дијагностици плазме се ово ширење може занемарити [33 - 36].

Доплерово ширење настаје услед термалног кретања емитера. Суперпозиција зрачења појединачних емитера доводи до проширења профила линије који се може описати Гаусовом функцијом. Полуширина доплеровски проширене линије се израчунава по формули $w_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{T/M}$, где је: λ - таласна дужина, T - гасна температура а M - маса емитера у атомским јединицама [33, 34]. Како је $w_D \sim \sqrt{T}$, у нискотемпературним пражњењима се Доплерово ширење може занемарити.

Штарково ширење - емитери се налазе у пољу околних наелектрисаних честица што доводи до цепања нивоа и ширења профила линије. Овако проширен профил се може описати Лоренцовом функцијом. Показано је да у случају водоникових и хелијумових линија Штарково ширење постаје значајно при концентрацијама

електрона већим од 10^{15} cm^{-3} [34, 37 - 41]. У нашим пражњењима је концентрација електрона неколико редова величине мања, тако да се Штарково ширење може занемарити.

Ван дер Валсово ширење - као последица судара емитера са неутралним честицама гаса долази до ширења и померања спектралних линија. Профил овако проширене спектралне линије се описује Лоренцовом функцијом. Спектрална линија се помера ка већим таласним дужинама за око $1/3$ Ван дер Валсове полуширине [37, 41]. Линдхолм и Фоли (*Lindholm and Foley*) су, користећи сударну теорију, описали Ван дер Валсово ширење и померање [42, 43]. Ван дер Валсова полуширина се може проценити на основу израза који је извео Грим (*Griem*) [44]:

$$w_{vdw}[\text{cm}] = 8.18 \cdot 10^{17} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} (T_g/M)^{3/10} N,$$

где је: λ - таласна дужина посматране линије у cm , $\bar{\alpha}$ - средња атомска поларизабилност неутралног пертурбера, $\bar{R}^2 = \bar{R}_i^2 - \bar{R}_f^2$ - разлика квадрата радијуса емитера у иницијалном стању и квадрата радијуса емитера у финалном стању (изражено у Боровим радијусима), T_g - температура гаса, $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ редукована маса емитер-пертурбер система и N - концентрација пертурбера у cm^{-3} . Вредности средње атомске поларизабилности неутралног пертурбера дате су у Реф. [45, 46]. Ово ширење је сразмерно концентрацији и значајно је на притисцима блиским атмосферском, док се на ниским притисцима може занемарити.

Резонантно ширење се јавља при прелазима који укључују ниво са којег је дозвољен радијативни прелаз на основни енергетски ниво [37]. Нпр. доњи ниво хелијумових синглетних линија 667.8 nm и 728.1nm представља горњи ниво за резонантни прелаз на основно стање [47]. Профил резонантно проширене спектралне линије се описује Лоренцовом функцијом са полуширином [44, 48]:

$$w_R[\text{nm}] = 6.236 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{g_i}{g_f}} \lambda^2 \lambda_R f_R \frac{p[\text{mbar}]}{T_g},$$

где је: g_i - статистичка тежина основног стања, g_f - статистичка тежина горњег резонантног нивоа, λ - таласна дужина посматране линије у nm, λ_R - таласна дужина резонантне линије у nm, f_R - осцилаторна јачина резонантне линије, p - притисак у mbar и T_g - температура гаса.

Осим претходно наведених облика ширења, треба поменути и ширење услед самоапсорпције које се јавља при оптичком транспорту линије јаког интензитета кроз оптички пут значајне дужине [34].

2. Диелектрична баријерна пражњења (ДБП)

2.1. Развој и примена ДБП

У многим применама је потребно користити неравнотежну плазму, код које је гасна температура блиска собној температури док је ефективна температура електрона висока. Тако се стварају услови за продукцију хемијски активних честица у гасу, што је главни задатак електричног пражњења.

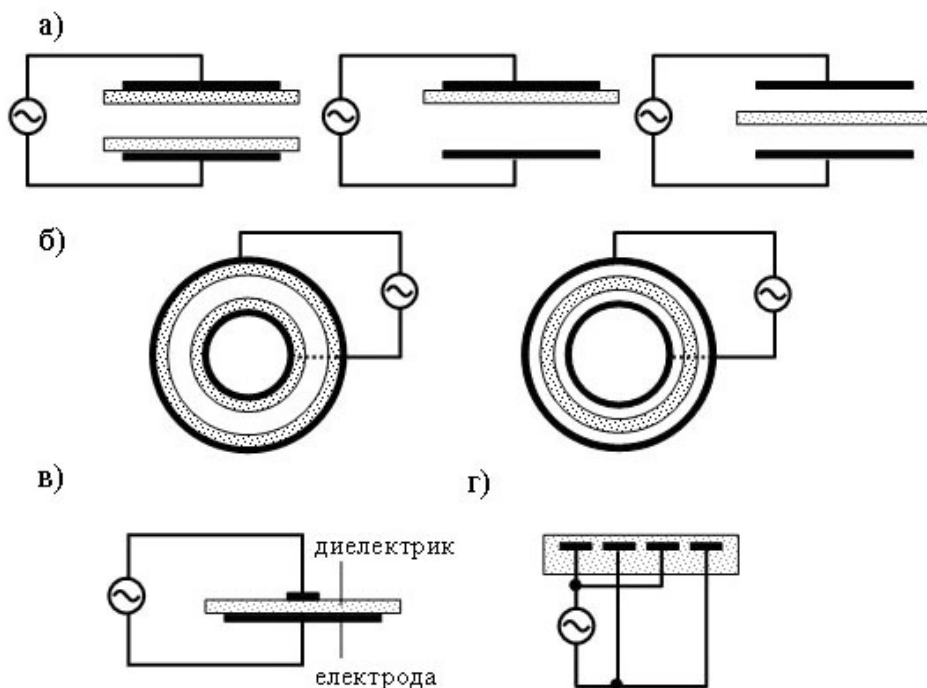
Температура гаса се у принципу може контролисати хлађењем електрода или зидова коморе, али се на атмосферском притиску ефикасније контролише ограничењем времена боравка радног гаса у области пражњења, чиме се ограничава време трајања пражњења.

Чак и када је температура гаса ефикасно стабилизована, плазма на атмосферском притиску је сама по себи нестабилна. Наиме, услед нагомилавања честица (нпр. метастабилних атома и молекула) са нижим јонизационим потенцијалима а тиме и већим коефицијентима јонизације, пражњење лако прелази у лук. Због тога је примарни задатак при конструисању пражњења - стабилизовање плазме, тј. спречавање да пражњење пређе у лук.

Пражњење се ефикасно може стабилизовати ако се ограничи време његовог трајања, што се може постићи уметањем изолационог слоја (једног или два) између електрода повезаних на извор АС напона, чиме се остварује негативна повратна спрега између струје и напона пражњења (Сл. 2.1). Овај тип пражњења назива се диелектрично баријерно пражњење (ДБП), тј. на енглеском – *Dielectric Barrier Discharge (DBD)*, познато и под називом тихо пражњење (*silent discharge - SD*).

На високом притиску механизам стримерског пробоја доводи до стварања једног или више високопроводних струјних канала. Због тога је немогуће образовати тињаво пражњење на атмосферском притиску између металних електрода, јер ће после пробоја целокупна струја протичати кроз локализоване струјне канале, чије су карактеристике аналогне једносмерним луковима. У ДБП-у

се после пробоја у гасу наелектрисање скупља на површини диелектрика, компензујући спољно електрично поље које је довело до пробоја. То доводи до прекида пробоја у гасу, тј. спречава се да пражњење пређе у лук, што омогућава стварање нискотемпературске, неравнотежне плазме високог притиска.



Сл. 2.1

Типичне конфигурације електрода ДБП-а. а) Планарна геометрија; б) Цилиндрична геометрија; в) Површинско пражњење; г) Копланарно пражњење.

Основна предност ДБП-а је да се услови нискотемпературске неравнотежне плазме у гасовима на атмосферском притиску, могу успоставити на поуздан и економичан начин, што је и довело до многостраних примена.

ДБП су први пример индустријске примене плазме. Још од средине 19-тог века се користе за добијање озона (*W.Siemens*) [1]. Током дугог низа година, добијање озона је била главна примена овог пражњења, па се ДБП понекад назива "озонизујуће пражњење". Велики индустријски озонизатори могу да произведу и 100 kg озона по сату, са ефикасношћу око 10% [2]. Такође, ДБП-а се могу

користити за ефикасно одстрањивање већине штетних супстанци и једињења из емисионих гасова [3-7], као и за пречишћавање воде [3, 8,9].

Ефикасно генерисање зрачења ексцимера у ДБП у смеши племенитих и халогених гасова, уз додатак фосфора који конвертује UV зрачење у видљиву светлост, користи се код ексцимерских флуоресцентних лампи и плазма екрана [10-16].

ДБП су веома погодна (поготову у дифузном режиму рада) за третман површина [17-23] и тканина [24-29], чиме се омогућава лакше лепљење, штампање, стерилизација, а при чему се третира само површина и не мењају особине самог материјала по дубини.

2. 2 Типови ДБП

Диелектрична баријерна пражњење се према механизму пробоја могу поделити у две основне групе:

- *филаментарна пражњења* - стримерски механизам пробоја,
- *хомогена пражњења* - Таунсендов механизам пробоја.

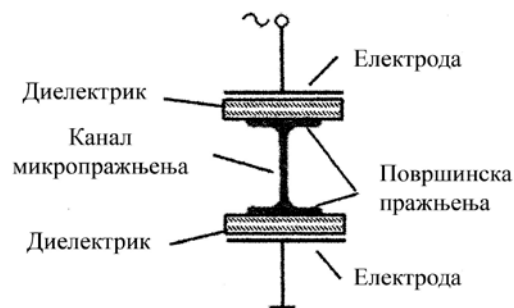
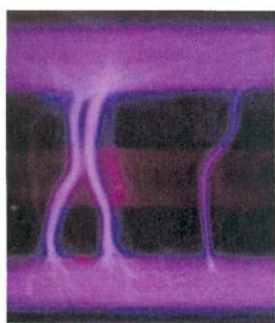
2.2.1 Филаментарни режим пражњења

На атмосферском притиску ДБП се најчешће успоставља у филаментарном моду, када се састоји од великог броја танких микропражњења која су просторно и временски наизглед хаотично распоређена. У овом режиму пражњења, електрична проводљивост је ограничена на области обухваћене микропражњењима. Гас између филамената није јонизован и служи као резервоар који апсорбује расуту енергију и складишти и транспортује настале дугоживеће побуђене честице.

Још 1932. године, Бус (*Buss*) је показао да се ДБП састоји од великог броја уских и светлих струјних канала – микропражњења [30]. Облажући процеп пражњења фотографском плочицом са емулзијом, успео је да добије и

фотографише отиске појединачних микропражњења - Лихтенбергове (*Lichtenberg*) фигуре.

Трајање микропражњења је ограничено на време реда ps , мада се сматра да може да траје и до μs [31]. Свако микропражњење је слично цилиндричном плазма каналу радијуса око $100 \mu m$, који се шири у веће површинско пражњење на површинама диелектрика (Сл. 2.2). Полупречник појединачног филамента зависи од концентрације гаса N и од његових јонизационих својстава. Код електронегативних гасова је најмањи, што се објашњава великим коефицијентом захвата електрона η , док је у хелијуму најшири [1].



Слика 2.2 Фотографија филаментарног мода пражњења и канал микропражњења [1]

Динамика развоја филаментарног пражњења се у раној фази може објаснити концептом стримерског пробоја између металних електрода, описаном у поглављу 1.2. Специфичност баријерног пражњења се огледа у самогасећем ефекту диелектричних баријера, које ограничавају време трајања пражњења чиме се спречава прелазак у лучно пражњење. Наиме, кад стример дође до катодe, наелектрисања акумулирана на површини диелектрика доводе до смањења електричног поља у области одређеној површинским пражњењем и пражњење се прекида. Осим тога, диелектричне баријере дистрибуирају микропражњења по целој расположивој површини - изван области обухваћене површинским пражњењем поље није редуковано и током пораста напона, нова микропражњења

ће се јавити на новим локацијама. Променом поларитета напона, нова микропражњења се јављају на местима већ постојећих. То значи да ће се у случају висок напон/ниска фреквенција пражњења распоредити по целој расположивој површини диелектрика па пражњење изгледа попречно хомогено, док ће се у случају низак напон/висока фреквенција реиницирати стари канали у сваком полупериоду.

Кад стример дође до катоде, формира се катодни пад чија дебљина на атмосферском притиску износи свега неколико микрометара [32 - 34]. Максимална јачина струје се достиже у тренутку формирања катодног слоја. На атмосферском притиску, у каналу микропражњења, вредности густине струје одговарају типичним вредностима за тињаво пражњење на ниском притиску, рескалираним помоћу једначине $j/p^2 = const$ [35].

Постојање катодног пада, позитивног стуба и типична вредност густине струје, дозвољавају да се микропражњење окарактерише као привремено тињаво пражњење на високом притиску [1].

2.2.2 Хомогени режим пражњења

Показало се да је у многим техничким применама ДБП (нпр. за третман површина) погоднија примена пражњења које је равномерно распоређено по површинама баријера [17, 18]. Пражњење које је попречно хомогено (у смислу да се филаменти не примећују) назива се *дифузно пражњење*.

Још 1968. године, Бартникас (*Bartnikas*) је показао да наизменично пражњење у хелијуму, између план-паралелних, блиско постављених електрода, може испољити, како га је он назвао, "псеудо тињави" карактер [36]. Кевин Донахју (*Kevin Donahoe*) је 1976. године успео да добије дифузну плазму у смеси хелијума и етилена [37]. С. Оказаки (*S.Okazaki*), С. Каназава (*S.Kanazawa*) и сарадници су успели да добију дифузно пражњење у различитим гасовима (He, Ne, N, O, ваздух) на атмосферском притиску [38 - 40]. Они су предложили назив *APGD (Atmospheric Pressure Glow Discharge)*. Рот (*J.R. Roth*) и сарадници су испитивали могућности

индустријске примене дифузног режима пражњења [41-44] и предложили назив *OAUGDP (One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma)*.

У стручној литератури је за пражњење које је дифузно и трансверзално хомогено одомаћен термин *APGD (Atmospheric Pressure Glow Discharge)*. Међутим, постоје два механизма за спречавање формирања микропражњења и успостављање дифузног режима пражњења на атмосферском притиску [45, 46]:

- пражњење се развија сагласно стримерском механизму пробоја, али довољан ниво прејонизације гаса омогућава развој великог броја јаких лавина истовремено, чијим преклапањем се формира широк канал пражњења и пражњење изгледа попречно хомогено – *streamer-coupling* режим,
- пражњење се развија сагласно Таунсендовом механизму пробоја преко секундарне емисије са катоде бомбардовањем јонима и метастабилима – *хомогено* пражњење.

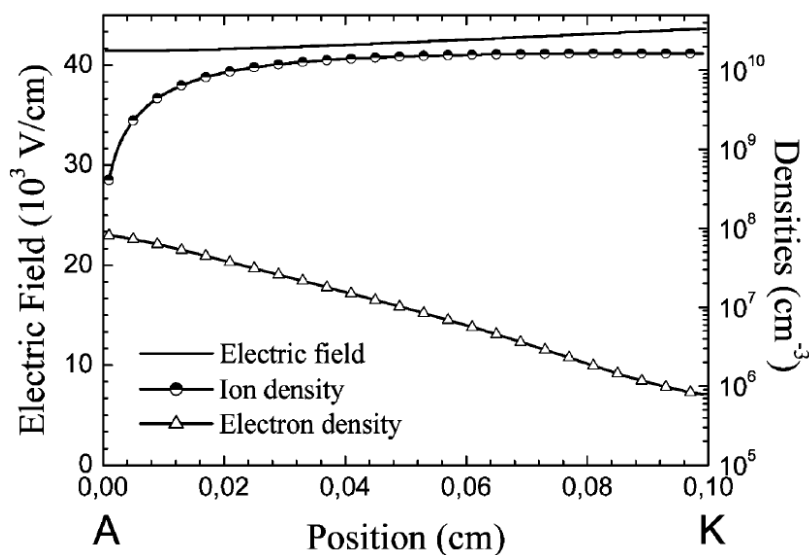
Дакле, разлика између хомогеног и *streamer-coupling* режима није у хомогености пражњења, већ у механизму пробоја. У *streamer-coupling* режиму се развој пражњења може описати као кретање јонизационог таласа од аноде до катоде због секундарних лавина насталих фотојонизацијом. Хомогено пражњење се успоставља када је концентрација електрона пре почетка пробоја велика и лавине се формирају под дејством слабог електричног поља, тако да јони настали у почетној фази пробоја стижу до катоде пре него што поље достигне такву вредност да се индукује јака лавина која би довела до стримерског пробоја. Пражњење се одржава секундарном емисијом електрона са катоде [46].

Само *хомогено* пражњење, тј. пражњење које се развија сагласно Таунсендовом механизму има карактеристике сличне оним код тињавог или Таунсендовог пражњења на ниском притиску. У [45, 47] је за хомогена пражњења предложен термин *GDBD (glow dielectric barrier discharge)*.

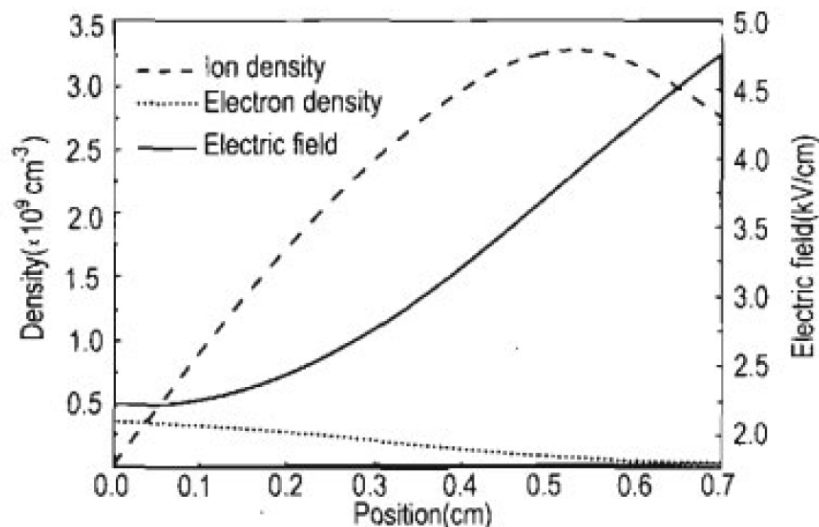
Хомогена баријерна пражњења (*GDBD* – *glow dielectric barrier discharge*) су била предмет истраживања више истраживачких група. Из тих напора произишао је знатан број научних радова у којима су испитивани услови под којима се овај режим пражњења успоставља у различитим гасовима и предложени нумерички модели за описивање његовог понашања. [2, 17-18, 31, 36-40, 45-71]

Хомогено баријерно пражњење (*GDBD*) се, у зависности од радних услова, може успоставити у два основна мода – *Townsend-like*, када је по карактеристикама слично Таунсендовом пражњењу на ниском притиску и *glow-like*, када је по карактеристикама слично тињавом пражњењу на ниском притиску.

Townsend-like мод хомогеног режима пражњења се обично јавља кад су међуелектродно растојање и капацитет диелектричних баријера довољно мали [48]. Карактерише се непостојањем квазинеутралне плазме. Електрично поље је врло мало пертурбовано пољем просторног наелектрисања, па је струја пражњења директно одређена процесима емисије електрона са површине баријере која прекрива катоду. Електрони имају мање више сличну енергију у целом простору између баријера, што значи да ће максимум интензитета емитоване светлости бити у делу пражњења где је концентрација електрона највећа, тј. у близини аноде [45].



Слика 2.3 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона у фази максималне струје за *Townsend-like* мод у азоту [45].



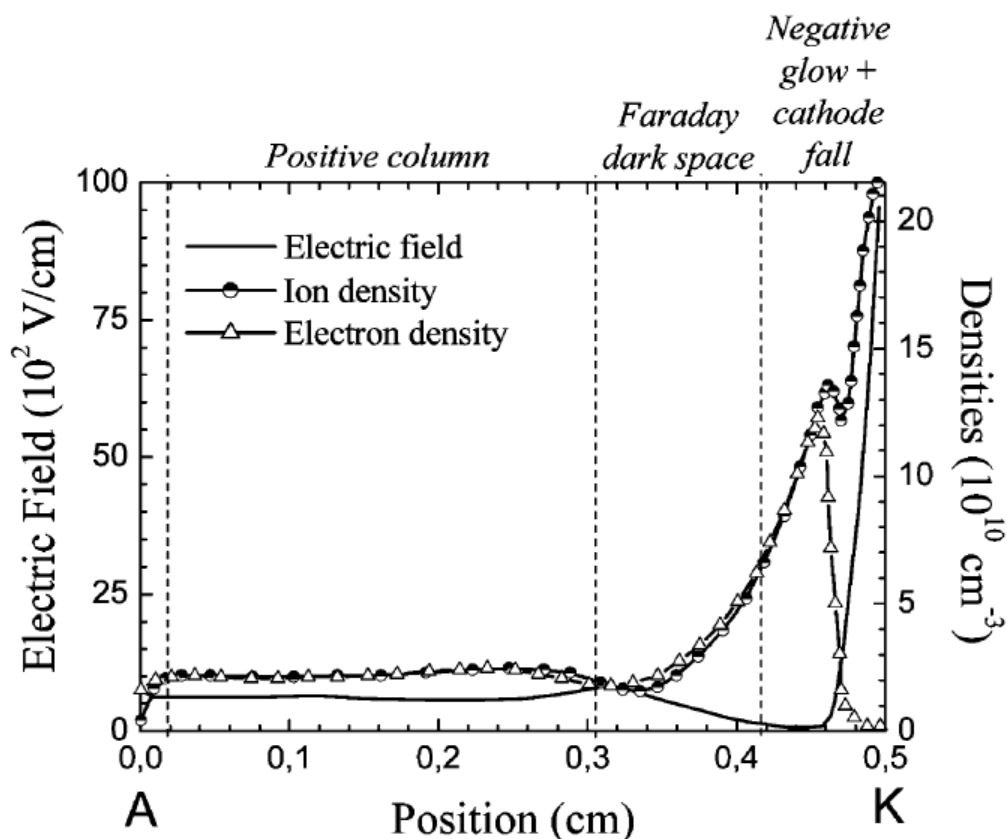
Слика 2.4 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона у фази максималне струје за *Townsend-like* мод у хелијуму [49].

На сликама 2.3 и 2.4 су приказане прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона, у фази максималне струје, за пражњења успостављена у *Townsend-like* моду хомогеног режима пражњења [45, 49].

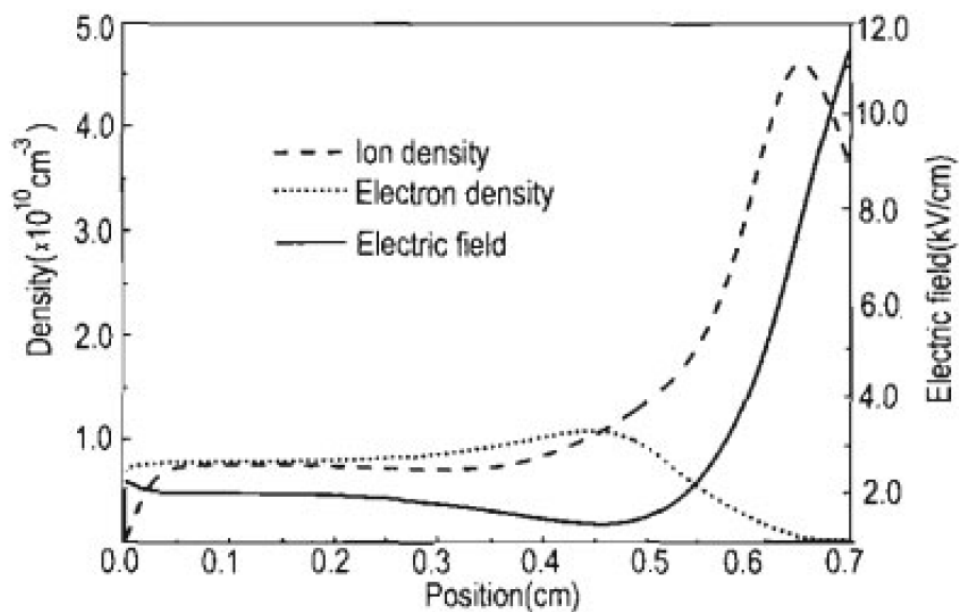
Glow-like мод хомогеног режима пражњења се обично јавља при већем међуелектродном растојању и одговарајућем капацитету диелектричних баријера. У фази максималне струје, просторна структура интензитета светлости је слична оној код DC тињавог пражњења на ниском притиску: уочава се негативно светљење, Фарадејев таман простор и позитиван стуб [45, 48-52]. Карактерише се формирањем катодног пада и позитивног стуба током пробоја и пратећим присуством квазинеутралне плазме. Специфичност АС пражњења је да се квазинеутрална плазма формира у релативно јаком пољу због коначног времена екранирања спољног поља. Наиме, током пробоја нагло порасте густина наелектрисаних честица и електрони се не помере довољно да би екранирали спољно поље [50]. *F. Massines* и сарадници су на основу сопственог нумеричког модела прорачунали дужине појединих области у фази максималне струје за пражњење у хелијуму при међуелектродном растојању 5 mm [45]: катодни пад -

0.4 mm, негативно светљење - 0.4 mm, Фарадејев таман простор - 1.1 mm и позитиван стуб - 2.7 mm.

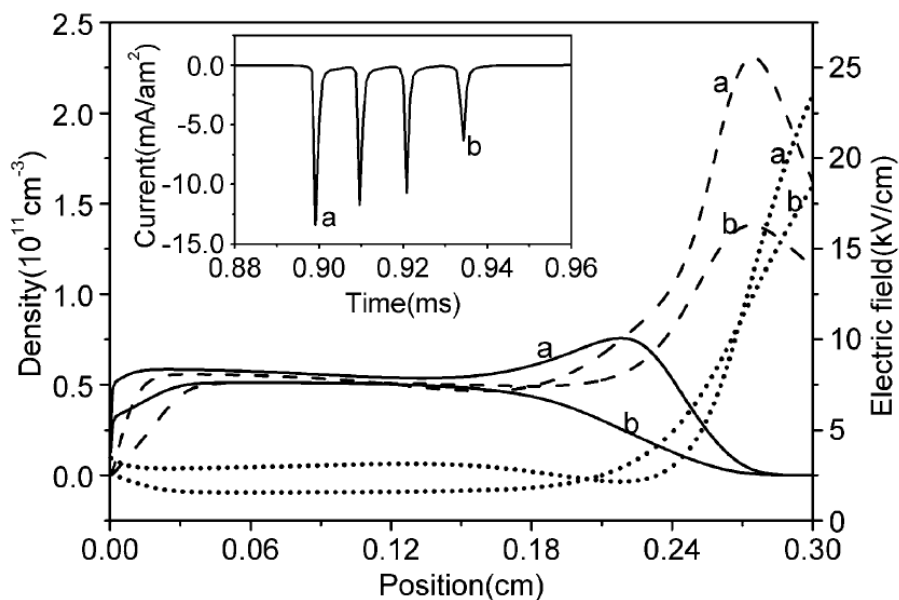
На сликама 2.5 - 2.7 су приказане прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона, у фази максималне струје, за пражњења успостављена у *glow-like* моду хомогеног режима пражњења [45, 49, 51].



Слика 2.5 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона у фази максималне струје за *glow-like* мод у хелијуму [45].



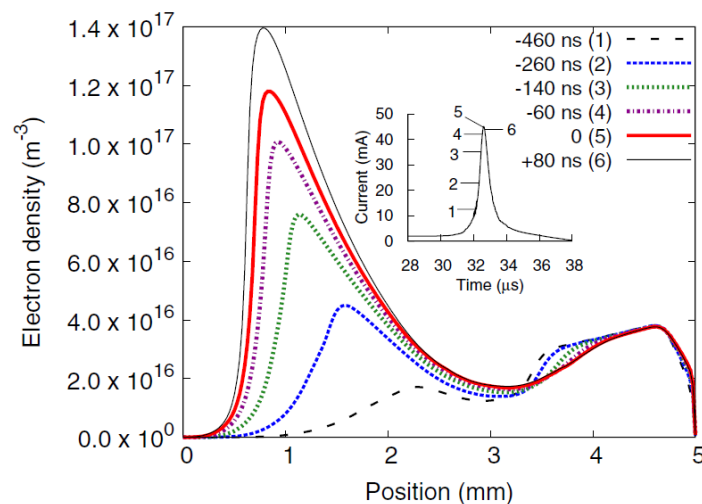
Слика 2.6 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона у фази максималне струје за *glow-like* мод у хелијуму [49].



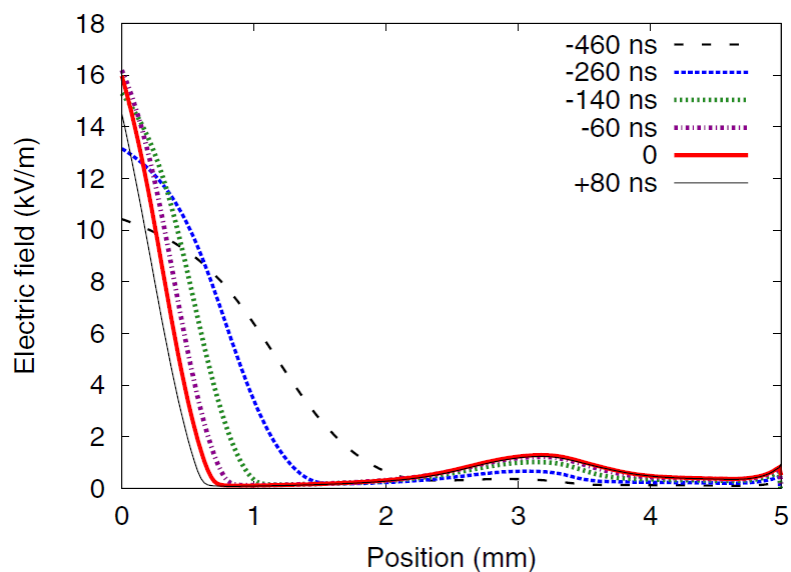
Слика 2.7 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона у фази максималне струје за пражњење у хелијуму успостављено у мултипик режиму *glow-like* мода. Пуна линија – концентрација јона, испрекидана линија – концентрација електрона, тачкаста линија – јачина електричног поља [51].

Механизам успостављања пражњења у *glow-like* моду се може објаснити на следећи начин: На почетку пробоја, максимум јонизације је у близини аноде. Поље је врло мало поремећено просторним наелектрисањем - као код *Townsend-like* мода пражњења. Гас се јонизује, повећава се концентрација јона у близини катоде и формира се област катодног пада потенцијала. Катодни пад се затим скраћује, напон у гасу опада, али се поље не мења значајно и јонизација се наставља. Тиме се објашњава пораст струје док напон у гасу опада. Ипак, минимална дебљина катодног пада је много већа од оне коју предвиђа теорија (за пражњење у хелијуму на атмосферском притиску, при растојању између електрода од 5 mm је $d_k = 0.07 \text{ mm}$) јер наелектрисања сакупљена на баријерама доводе до гашења пражњења пре него што се катодни пад довољно скрати да би се пражњење успоставило у тињавом режиму. Дакле, хомогено ДБП у хелијуму је субнормално, блиско тињавом. Овакав закључак потвђују нумерички модели [45, 50, 52, 53] и мерења расподеле јачине електричног поља током развоја пражњења реализована у нашој лабораторији [54, 55].

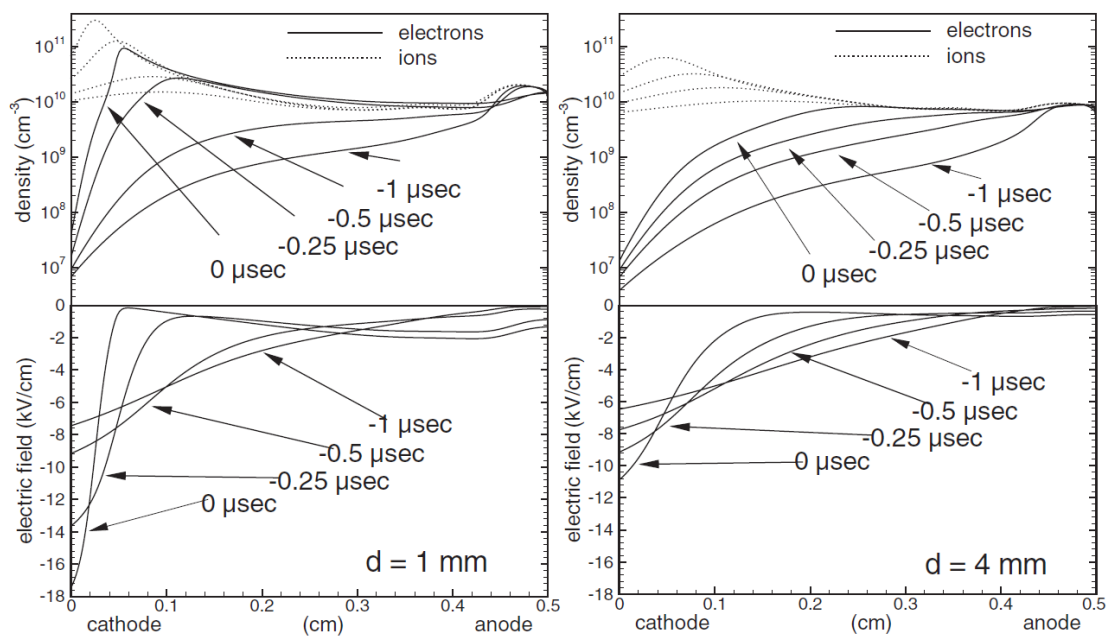
На сликама 2.8 - 2.10 су приказане прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља, концентрације јона и концентрације електрона, током развоја пражњења, за пражњења успостављена у *glow-like* моду хомогеног режима пражњења [48, 53].



Слика 2.8 Прорачунате просторне расподеле концентрације електрона током развоја пражњења у хелијуму [53].



Слика 2.9 Прорачунате просторне расподеле јачине електричног поља током развоја пражњења у хелијуму [53].



Слика 2.10 Прорачунате просторне расподеле концентрације јона, концентрације електрона и јачине електричног поља, током развоја пражњења у хелијуму за две дебљине електрода [48].

Велики утицај на понашање пражњења имају метастабилни и нечистоће [56]. Метастабилни имају значајну улогу у одржавању пражњења преко два различита механизма: (i) у *glow-like* моду хомогеног режима пражњења у племенитим гасовима заостали електрони и јони из позитивног стуба претходног пражњења генеришу метастабиле пре следећег пробоја. Метастабилни производе електроне и јоне преко Пенингове јонизације, а јони избацују електроне са површине баријере која прекрива катоду (секундарна емисија) чиме се ствара довољна концентрација наелектрисања и омогућава нови пробој и при слабом пољу; (ii) у *Townsend-like* моду пражњења нема позитивног стуба. Тада суштинску улогу у одржавању пражњења имају дугоживећи метастабилни који кроз процесе секундарне емисије електрона са баријере која прекрива катоду и интеракције са атомима нечистоћа обезбеђују довољну концентрацију електрона. Метастабилни имају дуго време живота у поређењу са трајањем пражњења и остају у простору између баријера и после гашења пражњења као својеврсни резервоари енергије.

Нечистоће имају велики утицај на понашање пражњења, посебно у хелијуму где су све нечистоће потенцијално јонизоване (путем Пенинговог ефекта) због велике енергије хелијумових метастабилних. То доводи до пораста коефицијента јонизације што омогућава пробој и при слабом пољу и успостављању хомогеног пражњења. Нечистоће стварају тзв. Пенингову смешу, за коју неки аутори [31, 57] сматрају да је неопходна за добијање хомогеног пражњења у племенитим гасовима. Треба напоменути да постоји доња и горња граница процента нечистоћа за стварање хомогеног пражњења. Ако је проценат нечистоћа мали, Пенингов ефекат ће бити недовољан и успоставиће се филаментарно пражњење. Обрнуто, ако је проценат нечистоћа сувише велики, расте деструкција метастабилних, па ће број метастабилних пре иницирања новог пражњења бити сувише мали и пражњење ће опет бити филаментарно. Поменућемо и да кисеоник из ваздуха веома ефикасно гаси метастабилне хелијума и неона што доводи до појаве микропражњења (неколико ppm O_2 је довољно за прелаз у филаментарни режим).

3. ДИЈАГНОСТИКА ДИЕЛЕКТРИЧНОГ БАРИЈЕРНОГ ПРАЖЊЕЊА

У оквиру израде овог рада реализована су пражњења са две конфигурације електрода – баријерна шупља катода и план-паралелна конфигурација. Остварени су услови за успостављање временски стабилних пражњења и извршена електрична и спектроскопска дијагностика.

АС пражњење у баријерној шупљој катоди је реализовано са циљем да се демонстрира могућност примене временски разложене емисионе спектроскопије аномално проширене H_{α} линије за анализу просторно-временског развоја пражњења, посебно у фази пре почетка пробоја. Радни гас је био водоник, а пражњење је напајано наизменичним напоном синусног облика, фреквенције 19.7 kHz. Опис експеримента и резултати мерења су приказани у поглављу 7.

У план-паралелној конфигурацији електрода реализована су пражњења у хелијуму, водонику и смеси хелијум - водоник за различите радне услове (притисак радног гаса, проток, растојање између баријера, материјал од кога су израђене баријере, облик и фреквенција радног напона). За пражњења успостављена у хомогеном режиму рада истражена је динамика развоја и измерена просторно-временска расподела електричног поља.

За ову конфигурацију електрода, на основу притиска радног гаса и растојања између баријера, мерења се могу груписати у три целине:

- i) На атмосферском притиску; растојање између баријера 5 mm

Електроде су од прохрома, димензија $40 \times 40 \text{ mm}^2$. Баријере су од алумине ($\epsilon_r = (9.4 \pm 0.3)$), димензија $105 \times 105 \text{ mm}^2$ и дебљине $d = 0.65 \text{ mm}$. Пражњење је напајано наизменичним напоном синусоидног облика, фреквенције 16 kHz.

- ii) На притисцима 200 и 800 mbar ; растојање између баријера 2 mm

Електроде су од прохрома, димензија $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Баријере су од алумине ($\epsilon_r = (9.4 \pm 0.3)$), димензија $105 \times 105 \text{ mm}^2$ и дебљине $d = 0.65 \text{ mm}$. За напајање пражњења је коришћен извор заобљеног четвртастог напона (*ramp-plus-plateau*) до 5 kV и фреквенције 5 kHz .

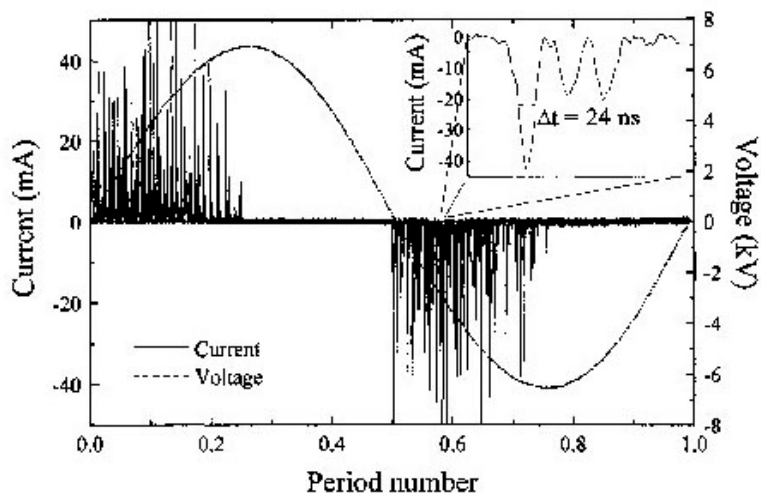
- iii) На притисцима до 80 mbar ; растојање између баријера 1 mm

Димензије електроде су $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Једна електрода је од прохрома и прекривена је баријером од алумине ($\epsilon_r = (9.4 \pm 0.3)$), дебљине $d = 0.65 \text{ mm}$. Друга електрода је челична мрежица (транспарентност 50%), прекривена стакленом баријером ($\epsilon_r = (3.7 \pm 0.1)$) дебљине $d = 1 \text{ mm}$, како би се омогућило снимање са чела (*end-on*). Пражњење је напајано наизменичним напонам синусног облика, фреквенције 19.7 kHz .

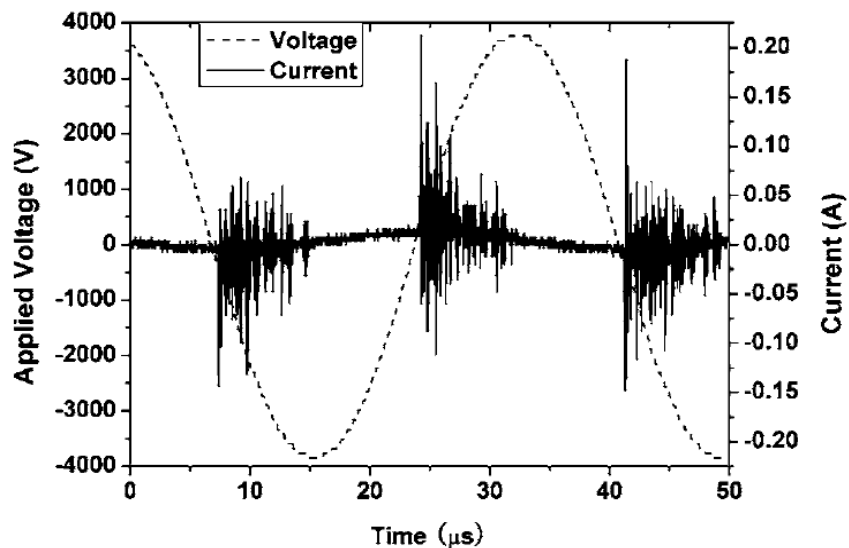
3.1 Електричне карактеристике ДБП-а

Како је у претходном поглављу већ речено, диелектрично баријерно пражњење се може успоставити у неколико режима рада, што зависи од радног гаса (врста, притисак, брзина протока), материјала и дебљине баријера, растојања између баријера, фреквенције, амплитуде и облика радног напона (синусни, пулсирајући) итд. Једна од могућности да се добије информација о режиму у ком је пражњење успостављено је анализа електричних карактеристика.

Филаментарно пражњење, тј. пражњење које се успоставља стримерским пробојем, карактерише се великим бројем краткоживећих микропражњења који се временски и просторно наизглед случајно појављују. Струјни сигнал садржи низ кратких ($10 - 100 \text{ ns}$) јаких импулса који се наизглед случајно генеришу све док примењени напон не достигне максималну вредност. На сликама 3.1 и 3.2 приказане су струјне карактеристике за филаментарно пражњење у азоту [1] и ваздуху [2], респективно.

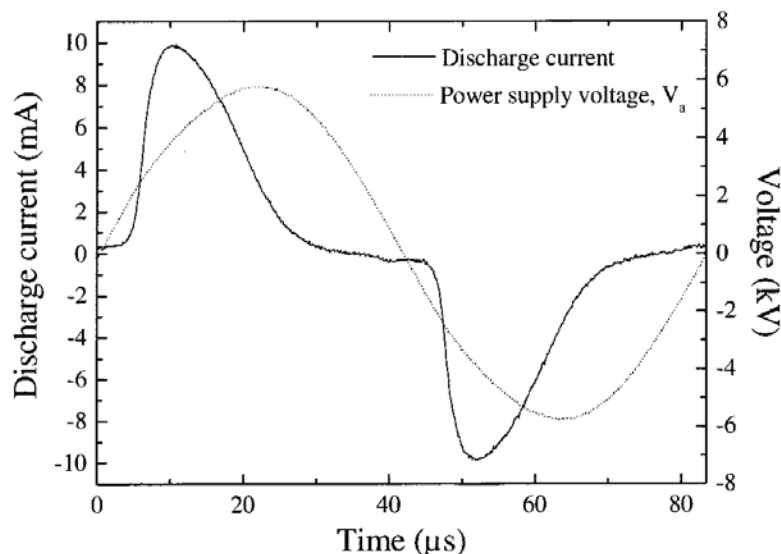


Слика 3.1 Струјни и напонски сигнал за филаментарно пражњење у азоту на атмосферском притиску (растојање између баријера 1 mm) [1]



Слика 3.2 Струјни и напонски сигнал за филаментарно пражњење у ваздуху (растојање између баријера 1 mm) [2]

На слици 3.3 приказан је струјни и напонски сигнал за филаментарно пражњење у случају кад постоји преклапање стримера, тако да пражњење изгледа дифузно и попречно хомогено ("streamer - coupling" режим).



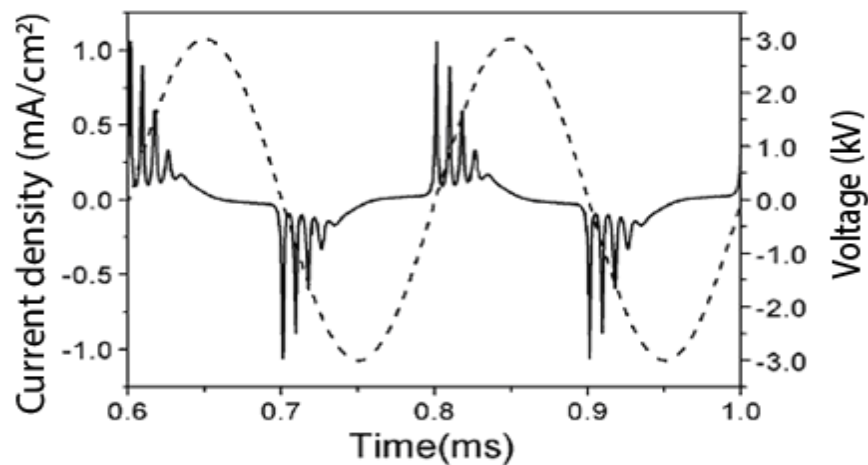
Слика 3.3 Струјни и напонски сигнал за филаментарно пражњење у азоту на атмосферском притиску - "streamer - coupling" режим (растојање између баријера 1 mm) [3]

Када се пробој одвија сагласно Таунзендовом механизму, пражњење је хомогено и може се успоставити у *Townsend-like* и *glow-like* моду (види погл. 2).

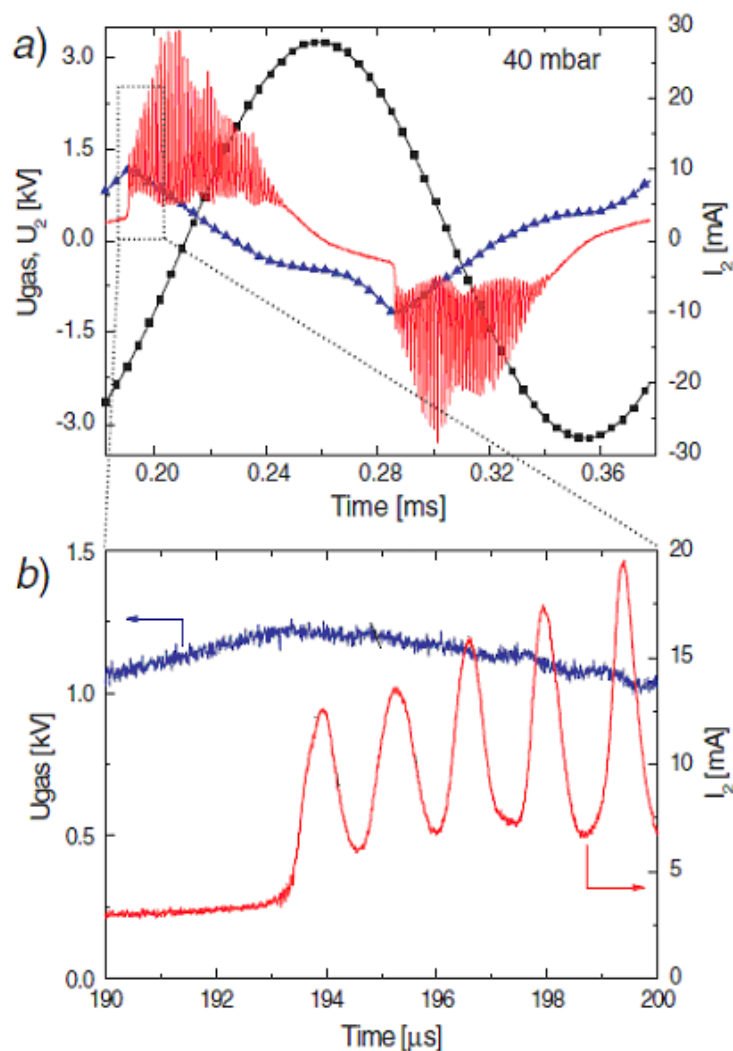
Хомогено баријерно пражњење је било предмет обимних истраживања, експерименталних и теоријских, у којима су представљене струјне карактеристике које одговарају одређеном режиму пражњења [1-26]. Такође, извршена су испитавања утицаја радних параметара на струјне карактеристике пражњења. Тако је у [4] показано да, у *Townsend-like* режиму пражњења у хелијуму на атмосферском притиску, број струјних пикова (и њихова амплитуда) расте са повећањем амплитуде примењеног напона. У [5] је показано да, у пражњењу у хелијуму на атмосферском притиску, амплитуда струјног пика опада са повећањем дебљине баријера. У [6] је испитиван утицај растојања између баријера и промене амплитуде и фреквенције примењеног напона на струјне карактеристике пражњења у хелијуму на атмосферском притиску. Утврђено је да повећање амплитуде радног напона а смањење његове фреквенције и растојања између баријера доводи до пораста броја струјних пикова. Слични резултати су добијени у [7,8] за пражњења у племенитим гасовима, у [9] – за пражњење у хелијуму и у [10] за пражњење у

смеси хелијум-водоник. У [9] је такође показано да пробојни напон расте са повећањем растојања између баријера а да не зависи од фреквенције примењеног напона, као и да амплитуда сваког струјног пика зависи од dU_a/dt .

У почетној фази истраживања ДБП сматрало се да је за *Townsend-like* мод пражњења карактеристична појава више струјних пикова мале амплитуде, док се у *glow-like* моду појављује један широки струјни пик велике амплитуде [4, 5, 11]. Касније је показано да се и у *Townsend-like* моду може јавити један струјни пик [3, 12-14], а да се у *glow-like* моду може јавити више струјних пикова током једног полупериода [6-10, 12, 15-18, 24]. У [12,16] су аутори на основу V-A дијаграма закључили да се у мултипик режиму, пражњење током сваког струјног пика успоставља у субнормалном моду, док је у [10,15] исти закључак изведен на основу мерења јачине електричног поља. У [18] су аутори, на основу презентованог нумеричког модела, закључили да се у мултипик режиму пражњење у хелијуму на атмосферском притиску може успоставити и у *glow-like* и у *Townsend-like* моду (у зависности од радних услова), као и да се мод пражњења може мењати из пика у пик – нпр. током првог и другог струјног пика се пражњење успоставља у *glow-like*, а током трећег пика у *Townsend-like* моду.



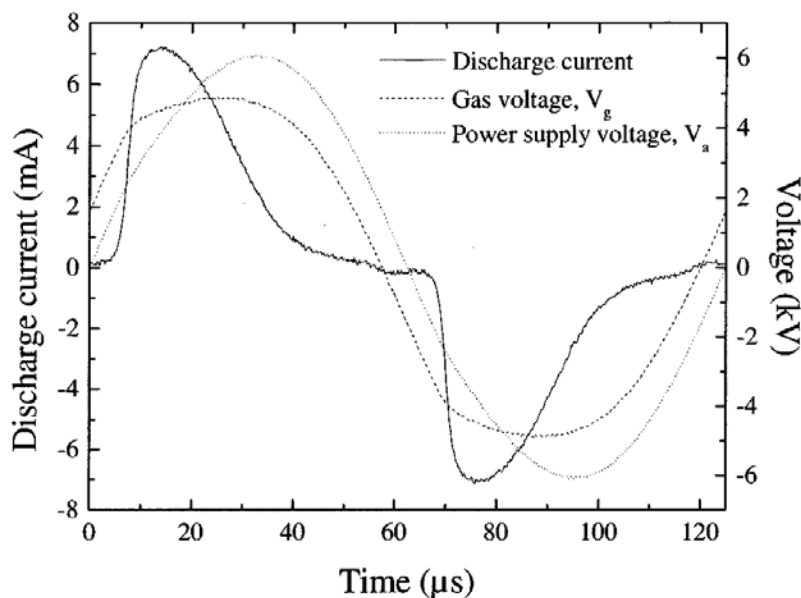
Слика 3.4 Струјни и напонски сигнал за *Townsend-like* мод пражњења у хелијуму на атмосферском притиску (растојање између баријера 3 mm) [18]



Слика 3.5 а) Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и укупне струје за *Townsend-like* мод пражњења, б) зумирани приказ неколико струјних пикова. Пражњење у азоту, притисак 40 mbar, растојање између баријера 1mm [12]

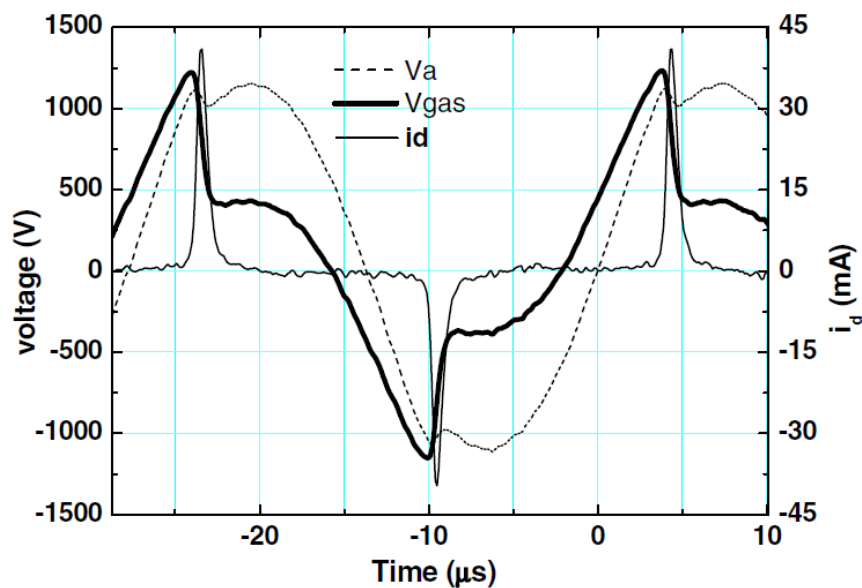
На сликама 3.4 и 3.5 приказане су струјне карактеристике за *Townsend-like* мод хомогеног пражњења, када се појављује више струјних пикова по полупериоду примењеног напона.

На слици 3.6 су приказане струјне карактеристике за *Townsend-like* мод хомогеног пражњења, када се јавља један струјни пик по полупериоду примењеног напона.

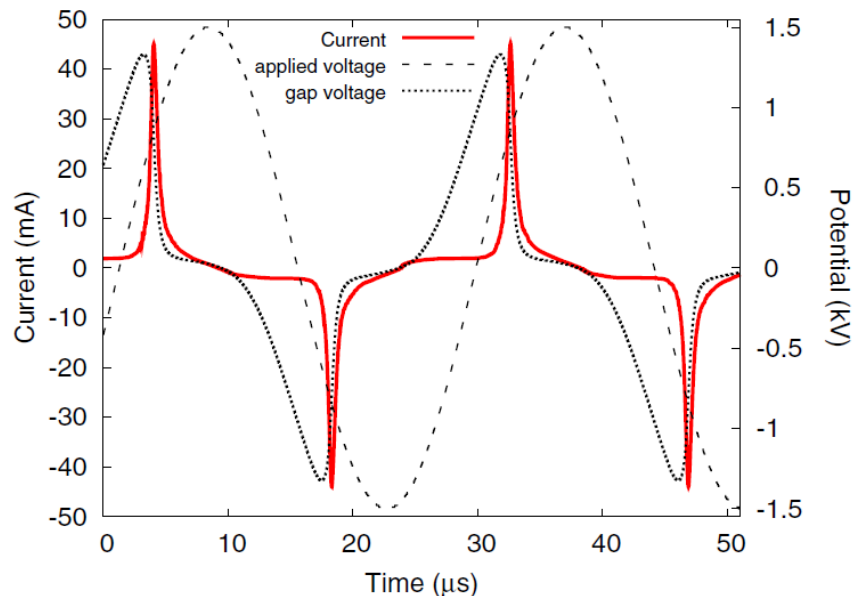


Слика 3.6 Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и струје кроз пражњење за *Townsend-like* мод пражњења у азоту на атм. притиску (растојање између баријера 1 mm) [3]

На сликама 3.7 и 3.8 приказане су типичне струјне карактеристике за *glow-like* мод хомогеног пражњења, када се појављује један струјни пик по полупериоду примењеног напона, добијене мерењем и на основу теоријског модела.

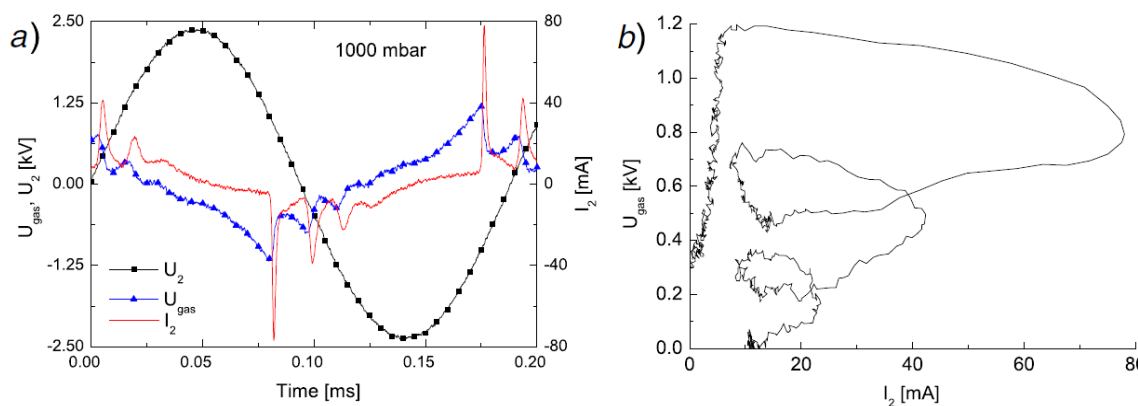


Слика 3.7 Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и струје кроз пражњење за *glow-like* мод пражњења у хелијуму на атм. притиску (растојање између баријера 5 mm) [19]



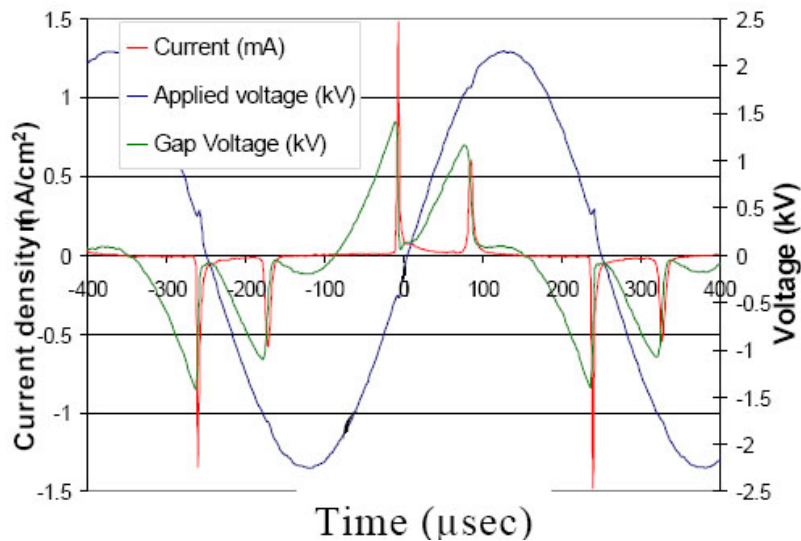
Слика 3.8 Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и укупне струје за *glow-like* мод пражњења у хелијуму на атм. притиску (растојање између баријера 5 mm) [20]

На сликама 3.9 и 3.10 приказане су типичне струјне карактеристике за мултипик режим *glow-like* мода хомогеног пражњења.



Слика 3.9 а) Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и укупне струје, б) одговарајући V-A дијаграм.

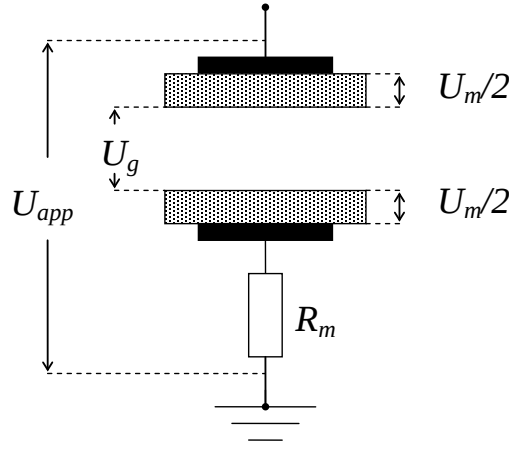
Пражњење у хелијуму на атмосферском притиску, растојање између баријера 1mm [12]



Слика 3.10 Временске зависности примењеног напона, напона у гасу и укупне струје за *glow-like* мод пражњења у хелијуму на атм. притиску (растојање између баријера 5 mm) [21]

На осцилограмима приказаним на сликама 3.4 – 3.10 се може уочити да су у *Townsend-like* моду амплитуде струјних пикова мале (реда делова mA, до неколико mA), док у *glow-like* моду амплитуде струјних пикова могу бити од неколико mA до више десетина mA. Такође, у мултипик режиму, облици струјних сигнала могу бити веома слични за оба мода хомогеног пражњења (види слике 3.4 и 3.10). Карактеристична разлика је у облику сигнала напона у гасу (U_g). У *Townsend-like* моду је, током трајања струјног пика, напон у гасу скоро константан (слика 3.6) или веома благо опада (слика 3.5). Ово је у складу са чињеницом да је у овом моду пражњења спољно поље врло мало поремећено просторним наелектрисањем. Са друге стране, у *glow-like* моду, поље је јако дистурбовано просторним наелектрисањем - формира се облак позитивног наелектрисања у близини катоде. Сходно томе, напон у гасу нагло опада у фази пораста струје (слике 3.7 – 3.10).

На слици 3.11 дат је схематски приказ напона у ДБП.



Слика 3.11 Схематски приказ напона у ДБП-у

Напон у гасу између баријера (U_g) и напон на диелектричним баријерама (U_m) се, за синусни облик напонског сигнала, рачунају на основу измерених вредности I и U_a , помоћу једначина предложених у [11, 14]:

$$U_g(t) = U_a(t) - U_m(t), \quad (1)$$

$$U_m(t) = U_m(t_0) + \frac{1}{C_d} \int_{t_0}^t I(t) dt, \quad (2)$$

$$I_d(t) = I(t) - C_g \frac{dU_g(t)}{dt} = \left(1 + \frac{C_g}{C_d}\right) I(t) - C_g \frac{dU_a(t)}{dt}, \quad (3)$$

$$C_d = \frac{C_{d1} \cdot C_{d2}}{C_{d1} + C_{d2}}, \quad (4)$$

$$C_{di} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d_i}. \quad (5)$$

где је:

I - мерена јачина струје (укупна струја),

$U_m(t_0)$ - напон на диелектрику због наелектрисања акумулираних на површинама баријера током претходног пробоја; подешава се тако да је средња вредност U_g за цео период једнака нули.

I_d - јачина струје пражњења,

C_d - еквивалентан електрични капацитет диелектричних баријера,

C_{di} - електрични капацитет једне диелектричне баријере,

S - површина диелектричне баријере прекривена металном електродом,

d_i - дебљина једне диелектричне баријере,

C_g - капацитет гаса у коме се одвија пражњење.

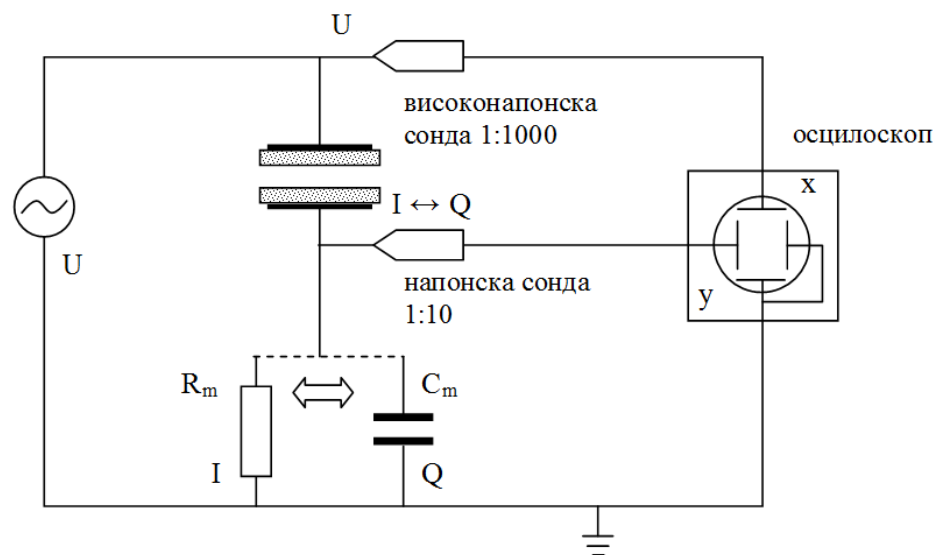
За униполарни (*ramp-plus-plateau*) напонски сигнал, напон у гасу се израчунава на основу израза предложеног у [27]:

$$U_g(t) = \frac{C_d}{C_g + C_d} U_a(t) - \frac{1}{C_g + C_d} \int_0^t I(\tau) d\tau. \quad (6)$$

Електрични капацитет гаса у коме се одвија пражњење C_g и еквивалентан електрични капацитет диелектричних баријера C_d одређују се из Лисажуових (*Lissajous*) фигура (график зависност $Q-U$), према процедури предложеној у [28] (види график приказан на слици 5.2). U је мерени пад напона на пражењу, а наелектрисање Q се израчунава на основу мерења пада напона на кондензатору редно везаним са пражњењем. Капацитет кондензатора треба да је довољно велики (~ 10 nF и више) тако да је пад напона на њему занемарљив у поређењу са падом напона на самом пражњењу. Површина Лисажуове фигуре једнака је енергији унетој у пражњење, што се може искористити за одређивање режима у ком је пражњење успостављено – у филаментарном режиму се у пражњење уноси мања количина енергије него кад се пражњење успоставља у хомогеном режиму [21].

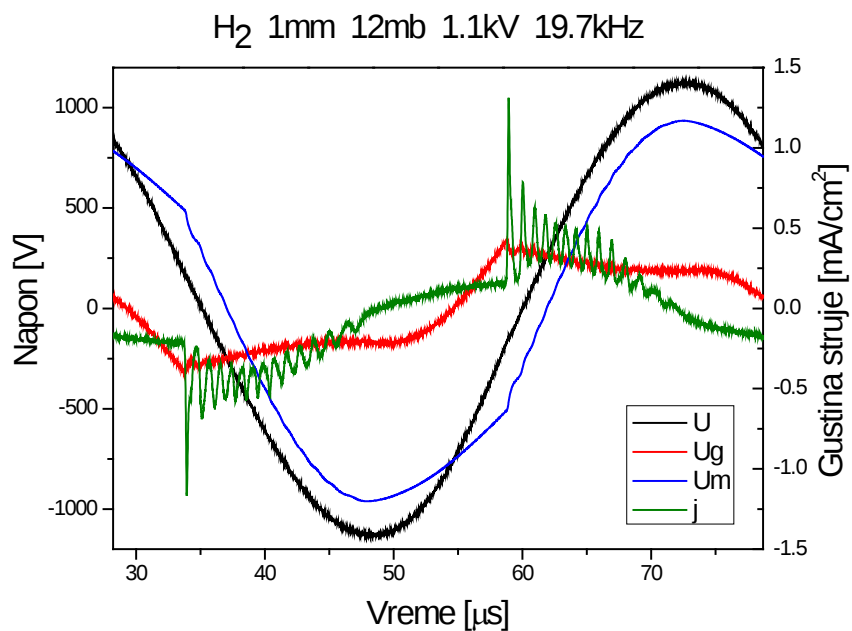
3.1.1 Мерење електричних карактеристика ДБП-а

На слици 3.12 приказана је уопштена електрична схема на основу које се могу одредити електрични параметри ДБП-а. ДБП се напаја наизменичним или пулсирајућим напонем $U(t)$. Примењени напон (U_a), тј. напон на пражњењу са редно везаним отпорником, мери се високо-напонском сондом и директно читава на осцилоскопу. Облик струјног сигнала $I(t)$ се одређује мерењем пада напона на неиндуктивном отпорнику редно везаним са пражњењем - R_m (који се бира тако да је пад напона на њему занемарљив у поређењу са падом напона на самом пражњењу) или мерењем сигнала са калема Роговског.

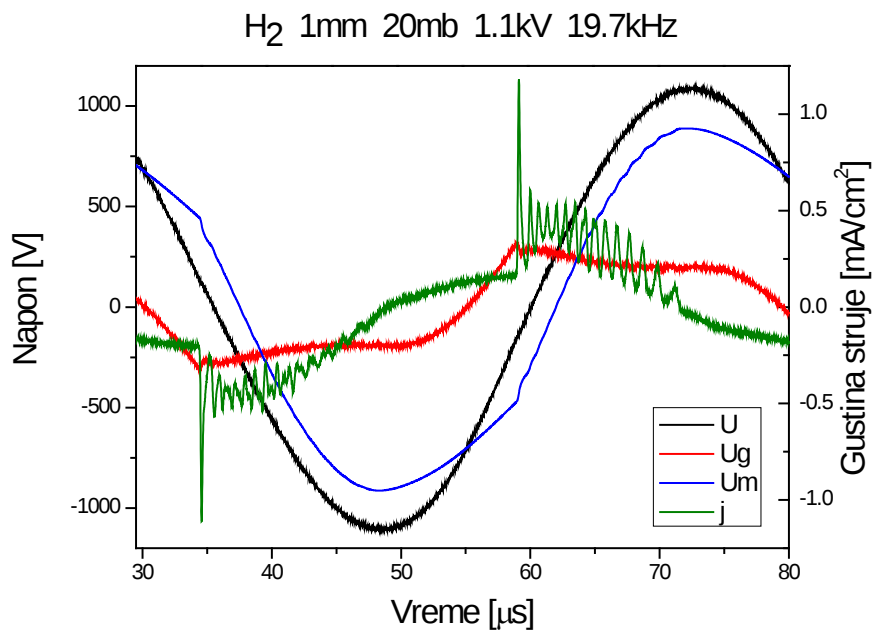


Слика 3.12 Електрична схема за мерење напона, јачине струје и протеклог наелектрисања

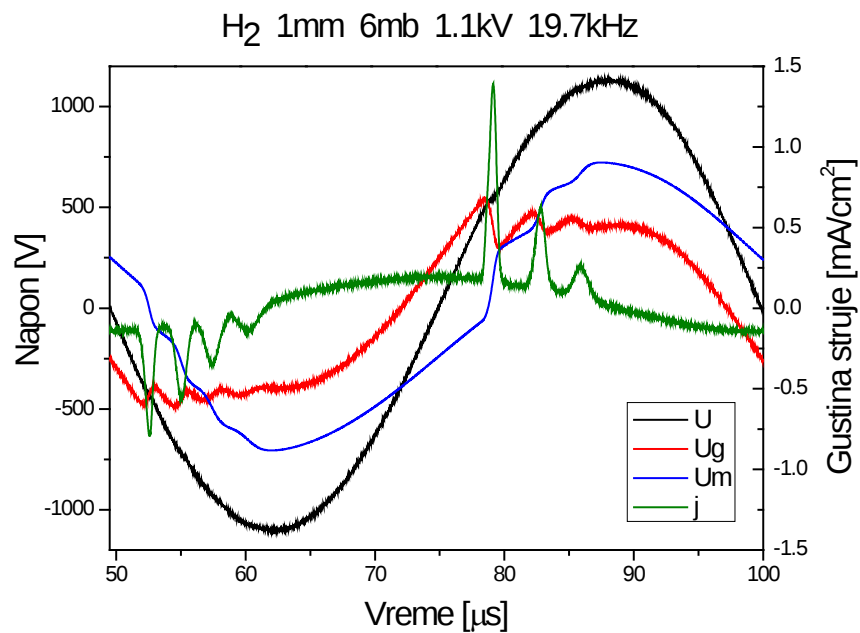
На сликама 3.13 - 3.17 су приказане временске зависности примењеног напона U_a , напона у гасу U_g , напона на диелектрику U_m и густине укупне струје кроз пражњење j , за различите радне услове при којима је пражњење успостављено у хомогеном режиму рада.



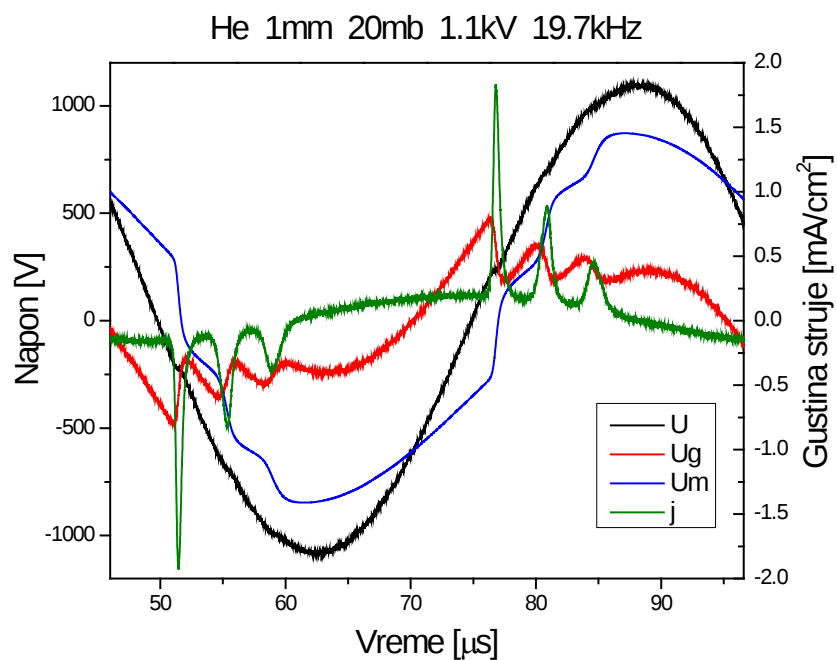
Слика 3.13 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу, напона на баријерама и густине струје. Пражњење у водонику, притисак 12 mbar, растојање између баријера 1mm



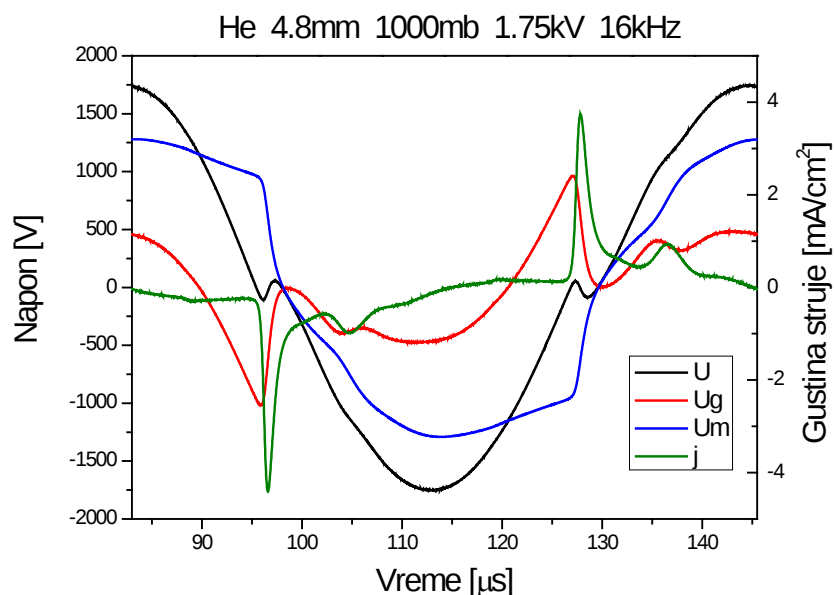
Слика 3.14 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу, напона на баријерама и густине струје. Пражњење у водонику, притисак 20 mbar, растојање између баријера 1mm.



Слика 3.15 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу, напона на баријерама и густине струје. Пражњење у водонику, притисак 6 mbar, растојање између баријера 1mm.



Слика 3.16 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу, напона на баријерама и густине струје. Пражњење у хелијуму, притисак 20 mbar, растојање између баријера 1mm.



Слика 3.17 Временская зависимость примененного напряжения, напряжения в газе, напряжения на барьерах и плотности тока. Прыженье в гелии, давление 1000 mbar, расстояние между барьерами 4.8mm.

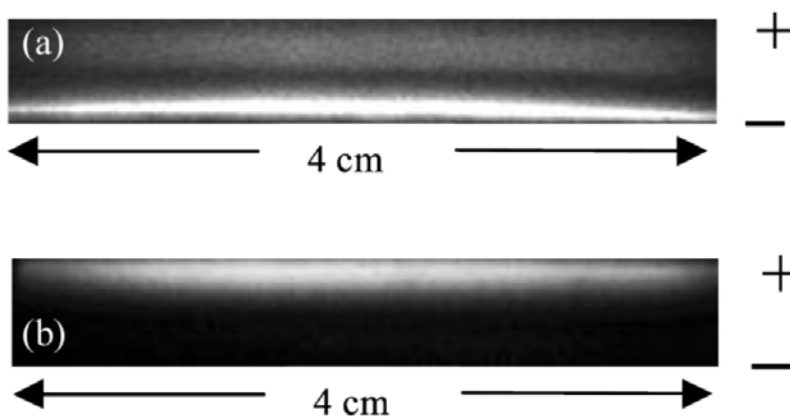
Анализом временской зависимости тока и напряжения в газе представленных на рисунках 3.13 и 3.14, согласно с результатами представленными в [12], можно заключить, что прыженье в воднике на давлениях 12 mbar и 20 mbar (амплитуда рабочего напряжения 1.1 kV, частота 19.7 kHz, расстояние между барьерами 1 mm) установлена в *Townsend-like* моду однородного режима работы. Иначе, ток сигнал состоит из нескольких коротких пиков малой амплитуды, пока напряжение в газе очень медленно падает в течение целого полупериода примененного напряжения.

С другой стороны, формы тока и напряжения в газе представлены на рисунках 3.14 – 3.17, согласно с результатами представленными в [12, 19 – 21], показывают, что прыженье в воднике на давлении 6 mbar (амплитуда рабочего напряжения 1.1 kV, частота 19.7 kHz, расстояние между барьерами 1 mm), гелии на давлении 20 mbar (амплитуда рабочего напряжения 1.1 kV, частота 19.7 kHz, расстояние между барьерами 1 mm) и гелии на атмосферском давлении (амплитуда рабочего напряжения 1.75 kV, частота 16 kHz, расстояние между барьерами 4.8 mm) установлена в *glow-like* моду однородного режима работы. Амплитуды токовых пиков больше и заметен быстрый падение напряжения в газе в течение пробоя.

3.2 Спектроскопска и оптичка дијагностика ДБП-а

Спектроскопска и оптичка дијагностика пражњења су стандардни и поуздани начини за добијање информација о карактеристикама плазме у ДБП. Примењују се различите методе оптичког и спектроскопског испитивања гасних пражњења – снимање интегралне светлости из пражњења брзом камером са кратким временом експозиције (10 ns - 100 ns), снимање интегралног емисионог спектра и просторно-временски разложена емисиона спектроскопија [5, 10 - 13, 15, 22, 29].

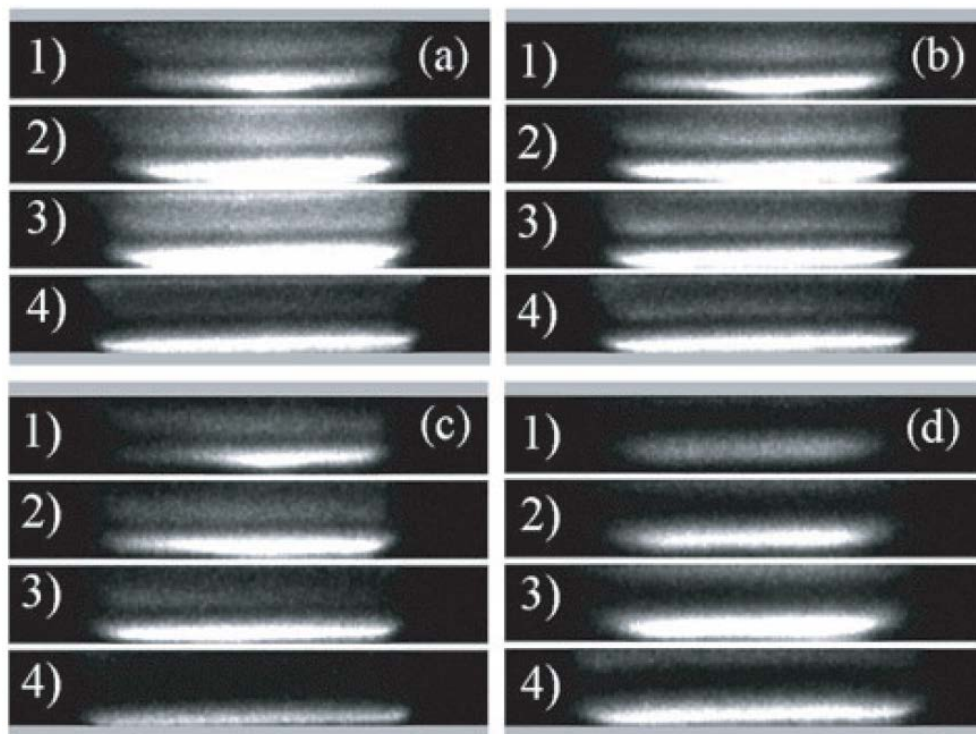
F. Massines et al су испитивали карактеристике пражњења у хелијуму и азоту и закључили да се, у њиховој конфигурацији пражњења и одабраним радним условима, пражњење у хелијуму успоставља у *glow-like* моду, а пражњење у азоту у *Townsend-like* моду хомогеног режима рада [13]. Снимак интегралне светлости из пражњења, снимљен у фази максимума струје са временом експозиције 10 ns , потврђује такав закључак (Слика 3.18). На слици под а) се уочава да се области катодног и негативног светљења не могу раздвојити, што је и очекивано, јер су те области на атмосферском притиску веома блиске [30].



Слика 3.18 а) пражњење у хелијуму, растојање између баријера 5 mm
б) пражњење у азоту, растојање између баријера 1 mm [13]

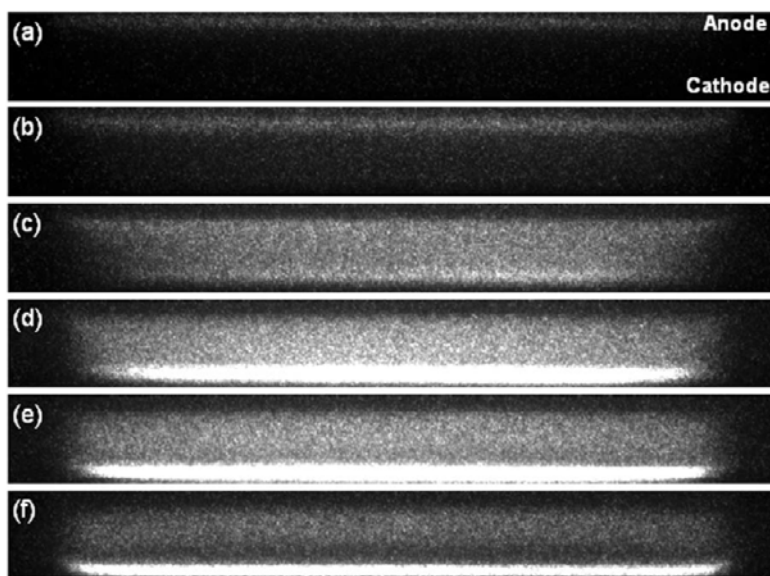
L Mangolini et al су испитивали утицај дебљине диелектричних баријера на карактеристике пражњења у хелијуму. Користили су баријере од алумине дебљине: 1 mm, 1.5 mm, 2.5 mm и 4 mm; растојање између баријера 5 mm,

фреквенција радног напона 10 kHz. На основу развијеног теоријског модела, закључили су да се пражњење увек успоставља у субнормалном режиму. За тање баријере ближе је нормалном, а за већу дебљину баријера ближе је Таунзендовом пражњењу [5]. Снимци интегралне светлости из пражњења, снимљени током развоја пражњења са временом експозиције 20 ns, потврђују такав закључак (Слика 3.19).

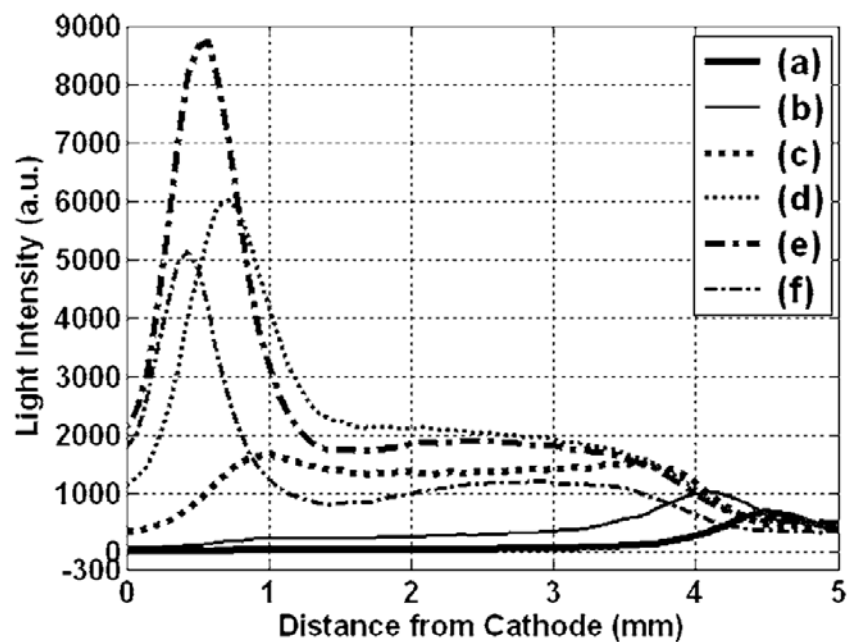


Слика 3.19 Баријере од алумине а) 1 mm, б) 1.5 mm, ц) 2.5 mm, д) 4 mm.
На свим снимцима, катода је доле. У свакој серији,
максимуму струјног сигнала одговара снимак означен бројем 3. [5]

Luo et al су анализирали временски развој пражњења у хелијуму (растојање између баријера 5 mm, баријере од стакла дебљине 1 mm) и закључили да пражњење почиње као Таунзендово и прелази у субнормално [22]. На слици 3.20 приказани су снимци интегралне светлости у различитим тренуцима развоја пражњења снимљени брзом камером са временом експозиције 20 ns, док су на слици 3.21 приказане одговарајуће просторне расподеле интензитета светлости.

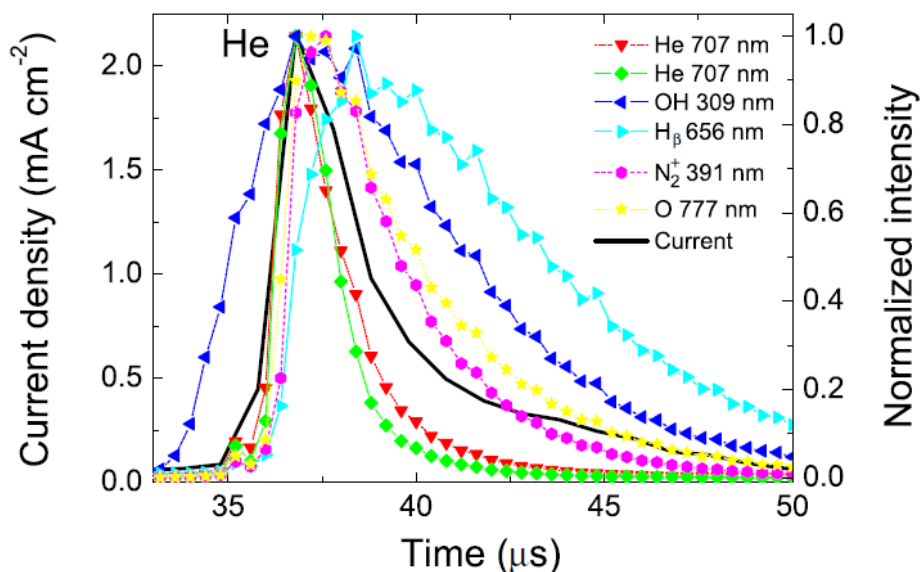


Слика 3.20 Фотографије пражњења снимљене брзом камером са временом експозиције 20 ns; ознаке (a) – (f) одговарају емисији светлости у тренуцима времена -460, -260, -140, -60, 0, 80 ns у односу на максимум струјног пика. [22]



Слика 3.21 Просторне расподеле интензитета светлости; ознаке (a) – (f) одговарају снимцима на слици 3.20 [22]

Z Navratil et al су истраживали дифузна пражњења у хелијуму и неону [29]. Снимљени су интегрални емисиони спектри за оба пражњења. На основу временски разложеног развоја интензитета спектралних линија (Слика 3.22), извели су закључке о механизмима екситације одговарајућих радијативних стања.

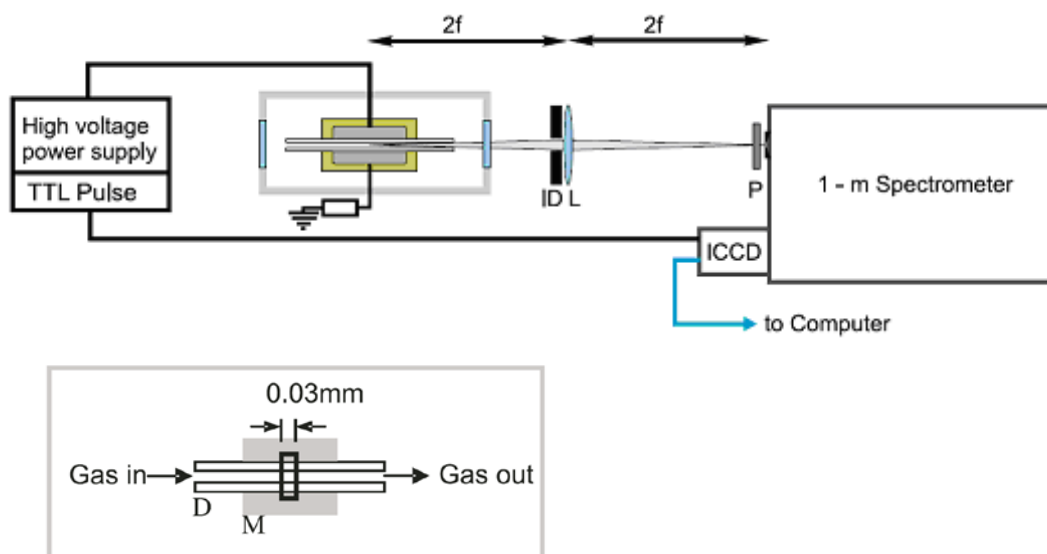


Слика 3.22 Временски развој интензитета неких спектралних линија из пражњења у хелијуму у односу на јачину струје [29]

На слици 3.22 се уочава да је временски развој хелијумове линије 706.5 nm скоро у потпуности синхронизован са струјним сигналом, с тим да је опадање интензитета линије брже од опадања струје. То показује да се одговарајући горњи ниво побуђује директно сударима са електронима, јер се екситација електронским сударима примарно дешава при јаком електричном пољу и високој концентрацији електрона. Брзо слабљење хелијумове линије је последица наглог пада напона у гасу услед сакупљања наелектрисања на површинама баријера [16]. Са друге стране, водоникова H_{β} линија достиже максимум интензитета у фази опадања струје, када је и електрично поље слабо, што показује да се овај прелаз побуђује механизмима који укључују дугоживеће метастабиле [5, 13, 29].

3.2.1 Мерење спектроскопских карактеристика ДБП-а

Схема експерименталне поставке за спектроскопска мерења у нашем експерименту је приказана на слици 3.23. Сабирно сочиво се поставља на растојање једнаком две жижне даљине од центра електрода, тако да се зрачење из централне области пражњења (приказана на доњем делу слике 3.23) пројектује на улазни слит спектрометра у односу 1:1.



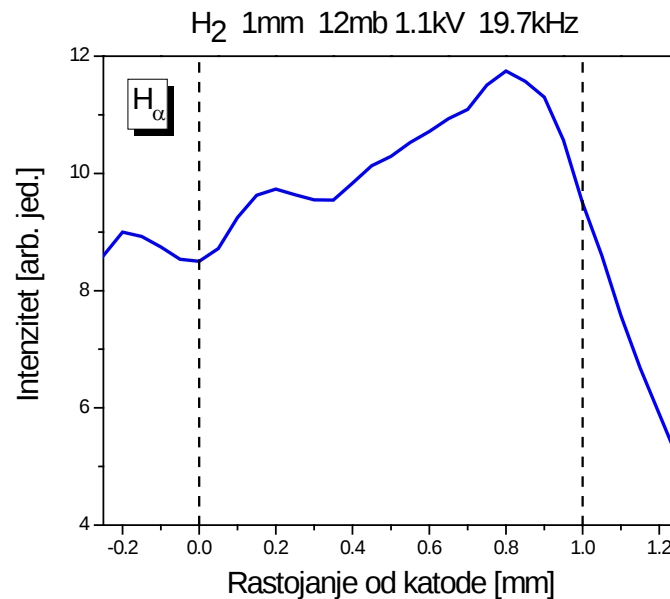
Слика 3.23 Схема експерименталне поставке за спектроскопска мерења

У нашим експериментима су коришћена три монохроматора (монохроматор са Ешеле (*Echelle*) решетком 2400 зареза/mm, λ -Minuteman монохроматор са решетком од 1200 зареза/mm која има максималну рефлективност на 600 nm и монохроматор SOLAR TII (модел MSDD1000) са решетком од 1200 зареза/mm - максимална рефлективност на 600 nm) и две дводимензионе ICCD (*intensified charge coupled device*) камере (PI-MAX и PI-MAX2, *Princeton Instruments*) којима се детектује зрачење на излазу из монохроматора. Полуширине инструменталних профила и спектралне резолуције детекционих система, дате су у подпоглављима 3.4, 5.2 и 7.2. Инструментални профили су снимљени помоћу Гајслерових лампи. Извршена је и калибрација релативног спектралног одзива сваког оптичког система помоћу секундарног стандарда, волфрамске лампе NIST FEL-000, која је апсолутно

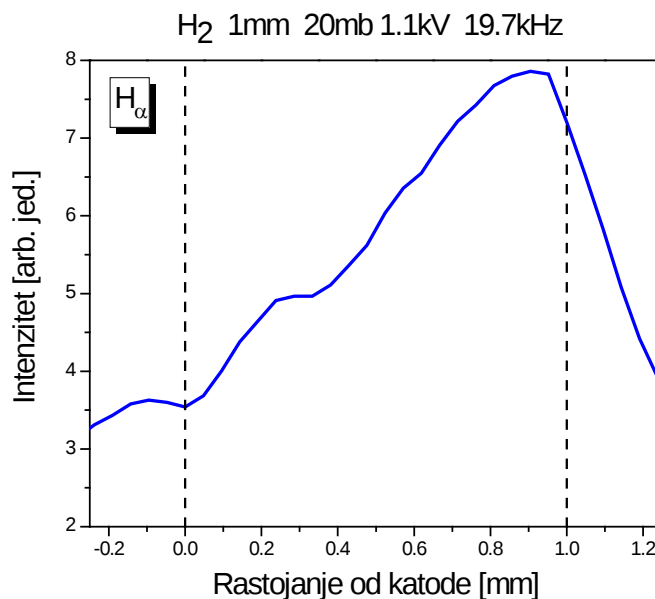
калибрисана у спектралном опсегу од 250-1000 nm. Аквизиција података, управљање спектрометрометарским системом и контрола снимања спектра вршени су помоћу рачунара, коришћењем софтвера WinSpes.

Систем за окидање састоји се из оптокаплера, Шмитовог окидног кола и транзистора. Шмитов окидач даје сигнал четвртастог облика (*ramp plus plateau*) којим се добро дефинише почетак снимања. Улога оптокаплера је да галвански одвоји контролну јединицу камере од пражњења. Контролна јединица камере садржи интегрисан генератор кашњења и омогућава снимање у различитим фазама развоја пражњења.

На сликама 3.24 – 3.28 су приказане просторне расподеле интензитета водоникове H_{α} линије, а на слици 3.29 просторна расподела интензитета хелијумове линије 492.2 nm, у фази максималне струје. Ове расподеле одговарају електричним карактеристикама приказаним у претходном поглављу на сликама 3.13 - 3.17.



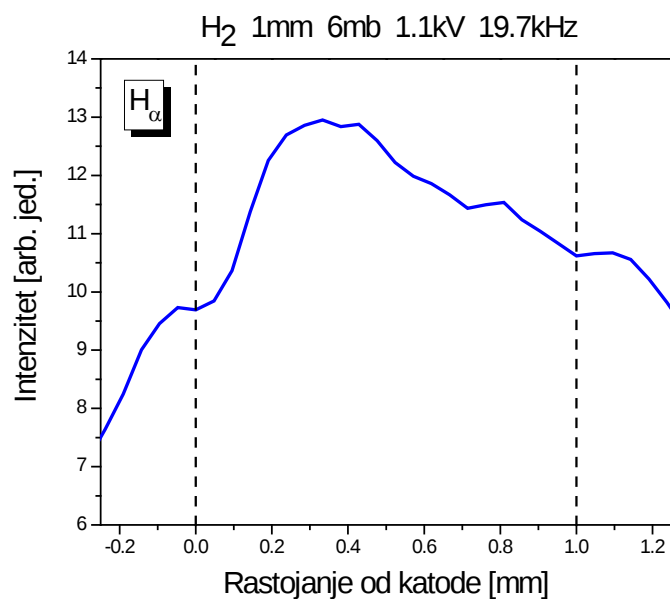
Слика 3.24 Просторна расподела интензитета линије H_{α} . Пражњење у водонику, притисак 12 mbar, растојање између баријера 1mm



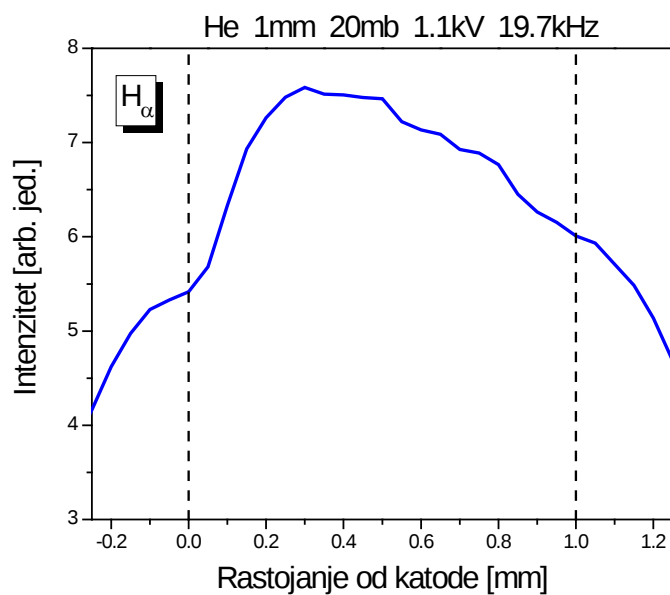
Слика 3.25 Просторна расподела интензитета линије H_{α} . Пажњење у водонику, притисак 20 mbar, растојање између баријера 1mm

На графицима приказаним на сликама 3.24 и 3.25 се јасно уочава максимум интензитета линије уз аноду. То директно имплицира да су та пражњења успостављена у *Townsend-like* моду хомогеног режима рада, што је сагласно са закључком изведеним на основу електричних карактеристика.

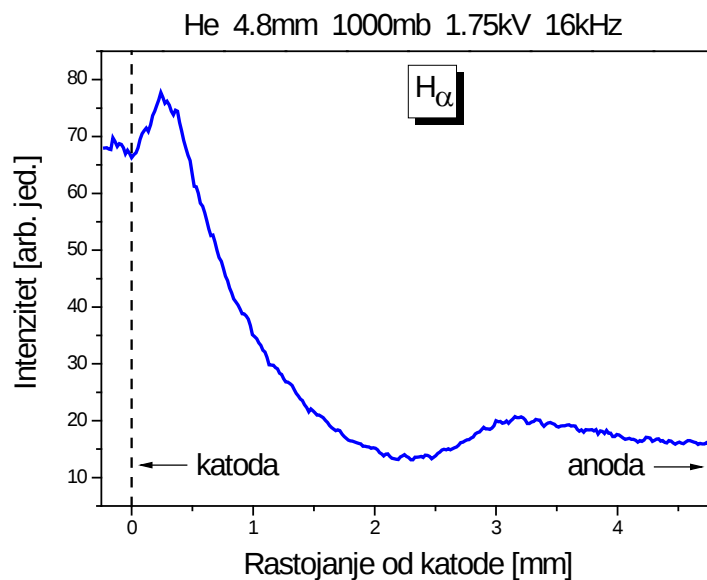
Са друге стране, на основу расподела интензитета линија приказаних на графицима 3.26 и 3.27, може се закључити да су та пражњења успостављена у субнормалном режиму, блиско Таунзендовом. Максимум интензитета је у близини катоде, али се не формира структура типична за *glow-like* мод.



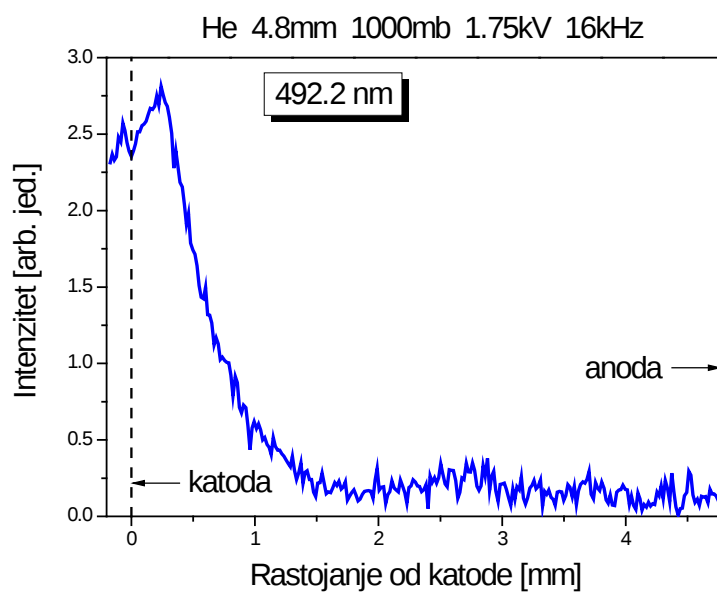
Слика 3.26 Просторна расподела интензитета линије H_α. Пражњење у водонику, притисак 6 mbar, растојање између баријера 1mm



Слика 3.27 Просторна расподела интензитета линије H_α. Пражњење у хелијуму, притисак 20 mbar, растојање између баријера 1mm



Слика 3.28 Просторна расподела интензитета линије H_{α} . Пражњење у хелијуму, притисак 1000 mbar, растојање између баријера 4.8mm



Слика 3.29 Просторна расподела интензитета линије 492,2nm. Пражњење у хелијуму, притисак 1000 mbar, растојање између баријера 4.8mm

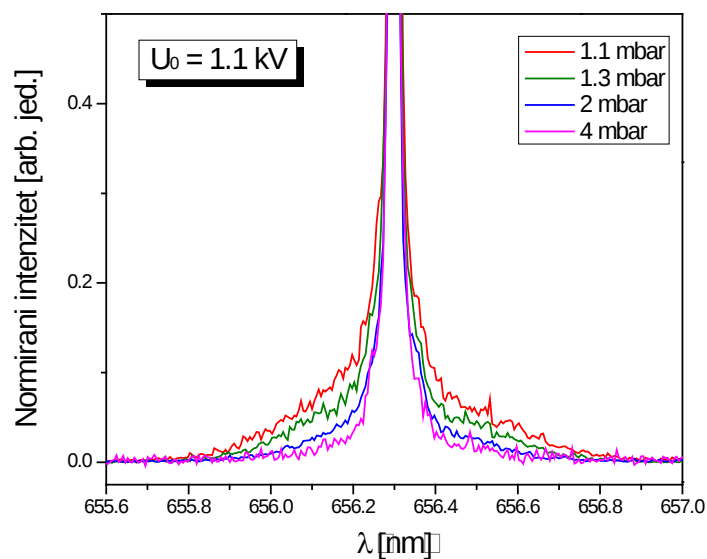
Пражњење у хелијуму на атмосферском притиску такође је успостављено у субнормалном режиму али блиско тињавом. Максимум интензитета је у близини катоде и уочава се структура типична за *glow-like* мод хомогеног режима праћења (Слике 3.28 и 3.29).

3.2.2 Спектроскопско снимање са чела (*end-on*)

Снимање пражњења у са чела, тј. дуж правца електричног поља је извршено са циљем да се провери присуство брзих атома водоника на основу аномалног ширења Балмер алфа линије, што су, колико је нама познато, прва таква истраживања у ДБП.

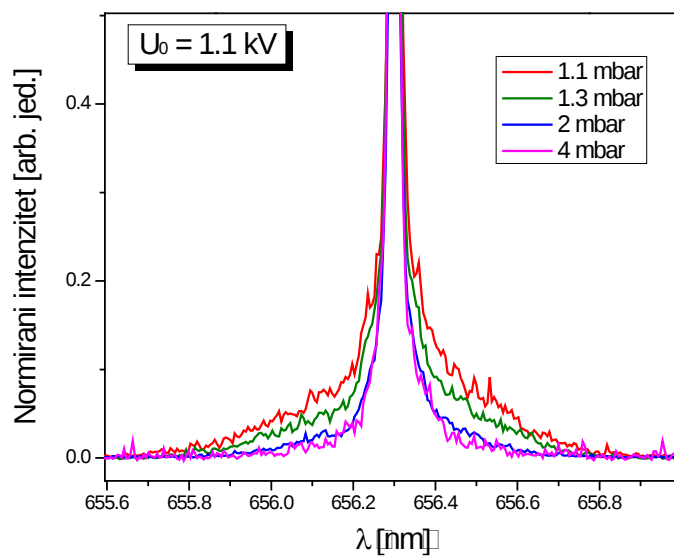
За потребе ових истраживања реализовано је пражњење у чистом водонику на ниском притиску (до 20 mbar). Конфигурација електрода је план-паралелна, с тим што је једна електрода челична мрежица (транспарентност 50%), прекривена стакленом баријером ($\varepsilon_r = (3.7 \pm 0.1)$) дебљине $d = 1\text{ mm}$, како би се омогућило снимање са чела (*end-on*). При растојању између баријера од 5 mm, пражњење је напајано наизменичним напонам синусног облика, фреквенције 19.7 kHz. Амплитуда радног напона је подешавана тако да се добије стабилан струјни сигнал како би пражњење било репродуцибилно, што даје могућност снимања вееликог броја акумулација са великим бројем експозиција.

На сликама 3.30 и 3.31 су приказани нормализовани профили Балмер алфа линије на четири притиска. Профили су снимљени интегрално током трајања струјног пика за оба поларитета електрода. Профили приказани на слици 3.30 одговарају поларитету када је метална мрежица тренутна катода, док су профили приказани на слици 3.31 снимљени при обрнутом поларитету.



Слика 3.30

Нормализовани профили Балмер алфа линије. Метална мрежица је тренутна катода.

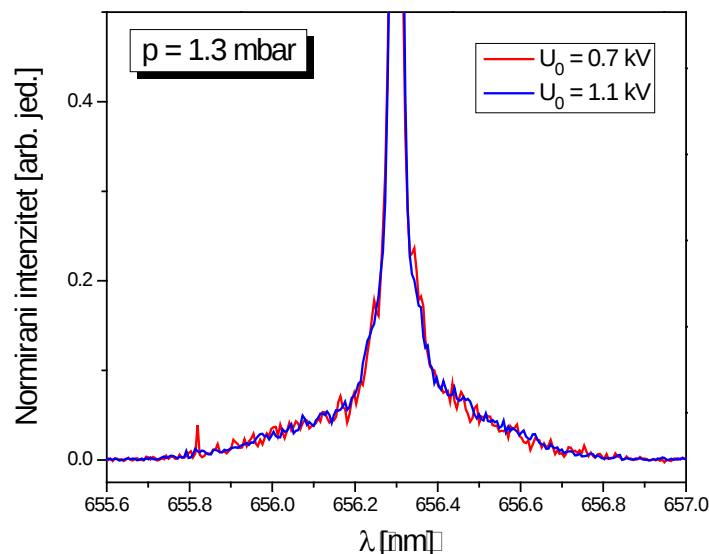


Слика 3.31

Нормализовани профили Балмер алфа линије. Метална мрежица је тренутна анода

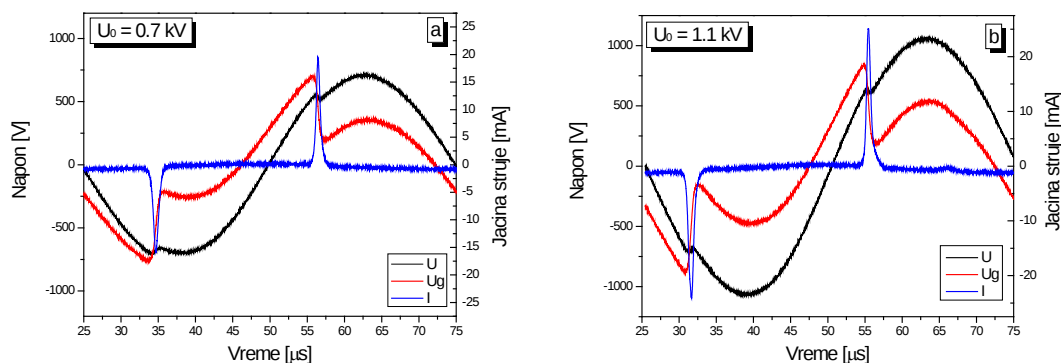
Анализом профила приказаних на сликама изнад јасно се уочава да је на вишем притиску мањи интензитет крила и Доплеров померај, и да се већ на притиску од 4 mbar ефекат аномалног ширења не може уочити. То показује да је на нижем притиску продукција брзих, високоенергетских атома интензивнија, што је сагласно са резултатима добијеним у другим типовима пражњења [31, 32]. Енергија водоникових атома може се израчунати на основу Доплеровог помераја ($\Delta\lambda$), применом једноставне релације $\varepsilon(\text{eV}) = 1084.33 \cdot \Delta\lambda^2(\text{nm})$ [33]. Вредности максималне енергије су: око 390 eV на притиску 1.1 mbar и око 280 eV на притиску 1.3 mbar.

Такође, уочава се да је код профила приказаних на слици 3.30 (када је метална мрежица тренутна катода) "плаво" крило интензивније од "црвеног". При оваквој поларизацији електрода, "плаво" крило се јавља услед усмереног кретања брзих атома водоника ка тренутној катоди, док се "црвено" крило јавља због рефлексије од катоде. Када се поларитет промени, мења се и однос интензитета крила (слика 3.31).



Слика 3.32 Нормализовани профили Балмер алфа линије на притиску 1.3 mbar, за две амплитуде примењеног напона. Метална мрежица је тренутна анода.

На слици 3.32 су приказани нормализовани профили Балмер алфа линије на притиску 1.3 mbar, за амплитуде радног напона 0.7 kV и 1.1 kV, што су минимална и максимална вредност напона за које је пражњење стабилно. Ако је амплитуда примењеног напона испод 0.7 kV пражњење се гаси, а изнад 1.1 kV почиње пробијање са стране, кроз изолациони слој којим су електроде прекривене. Профили су снимљени интегрално током трајања струјног пика када је метална мрежица тренутна анода – позитиван пик на слици 3.33.



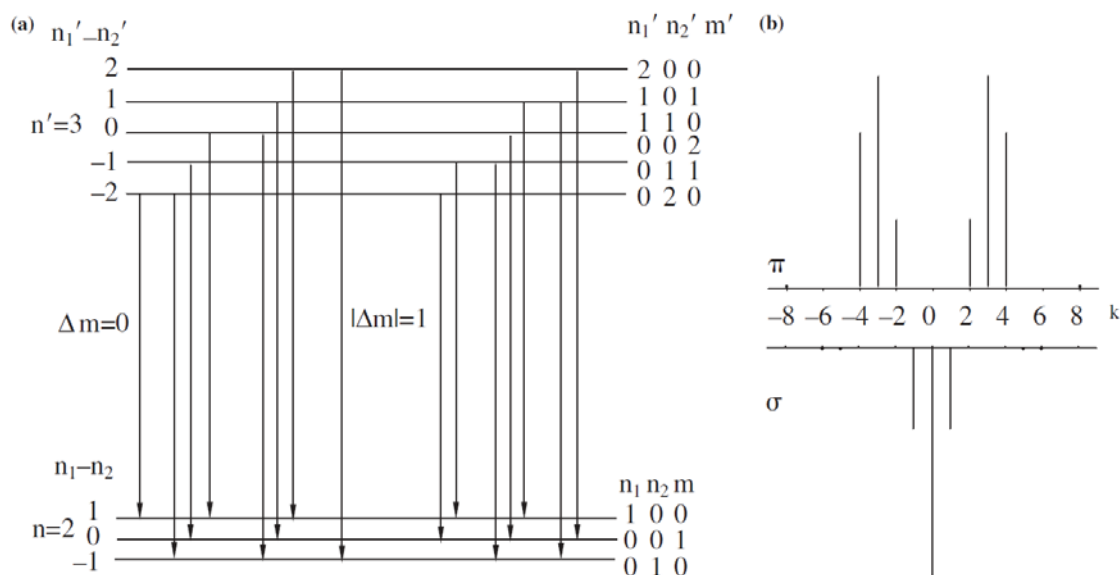
Слика 3.33 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу и јачине струје на притиску 1.3 mbar. а) $U_0 = 0.7 \text{ kV}$ б) $U_0 = 1.1 \text{ kV}$

На слици 3.32 се уочава да се нормализовани профили практично преклапају, тј. промена амплитуде примењеног напона са 0.7 kV на 1.1 kV не доводи до промене облика профила. Овакав ефекат је у складу са вредностима и обликом сигнала напона у гасу (Слика 3.33), као и са интервалом времена током којег је вршено снимање. Вредности напона у гасу у тренутку пробоја су 695 V при $U_0 = 0.7 \text{ kV}$ и 830 V при $U_0 = 1.1 \text{ kV}$, што је разлика од око 20% и требало би да узрокује видљиву промену облика профила. Међутим, како су мерења вршена током целог струјног пика, облици профила су одређени средњим вредностима напона у гасу за тај интервал времена, које износе: 421 V и 433 V, за нижи и виши примењени напон, респективно.

3.3 Спектроскопско одређивање јачине електричног поља

Познавање просторне расподеле јачине електричног поља је од суштинског значаја за разумевање карактеристика пражњења. Спектроскопске методе за мерење јачине електричног поља засноване су на примени Штарковог ефекта.

Штарков ефекат је појава да под дејством јаког електричног поља долази до губитка дегенерације атомских нивоа. Атомски ниво n се, по магнетном квантном броју m , цепа на $2n-1$ нивоа, тако да је линија која потиче од неког прелаза подељена на компоненте [34-35]. На слици 3.34а) приказано је цепање енергијских нивоа водоника и компоненте линије при прелазу $3 \rightarrow 2$ (Балмерова H_α линија)[35].



Слика 3.34 а) Цепање енергијских нивоа атома водоника у електричном пољу при прелазу $3 \rightarrow 2$
 б) расподела интензитета појединих Штаркових компоненти по редном броју k [35]

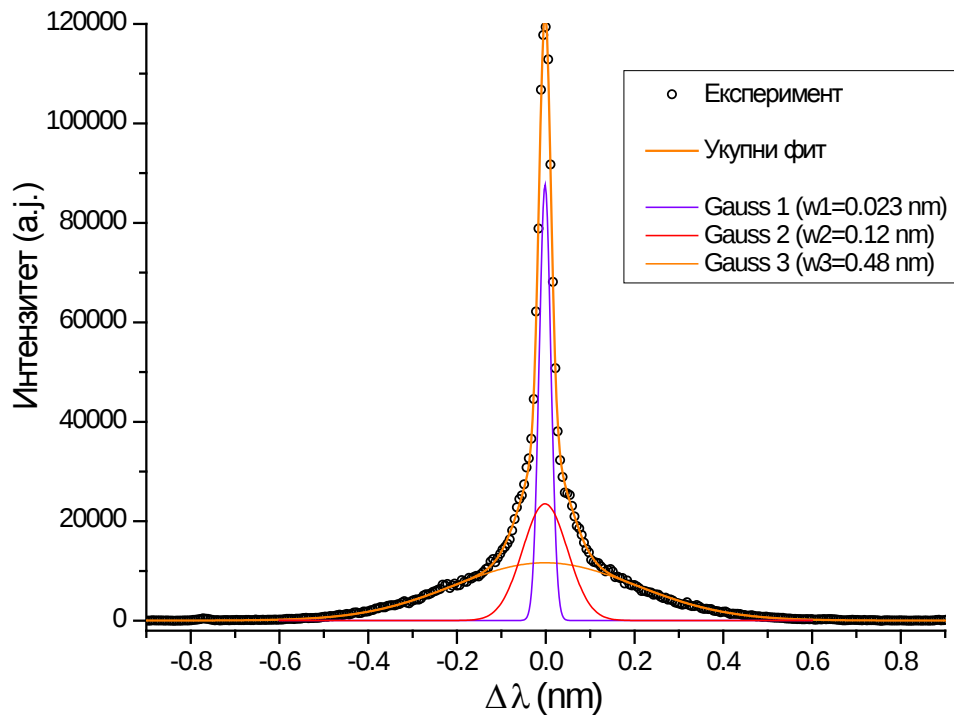
Зрачење које потиче од прелаза при којима је $\Delta m = 0$ је линеарно поларизовано паралелно са правцем електричног поља (π - поларизација), док је зрачење које потиче од прелаза при којима је $\Delta m = \pm 1$ циркуларно поларизовано у равни нормалној на правац електричног поља (σ - поларизација), при чему је релативни интензитет компоненти независан од јачине поља (Слика 3.34б)).

За водоник и водонику сличне емитере Штарков ефекат је линеаран, што значи да је пертурбација пропорционална јачини електричног поља у коме се емитер налази. Померај сваке Штаркове компоненте рачуна се на основу израза [34-35]:

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

где је k - целобројна вредност која означава поједине компоненте линије и за π компоненте износи $k = \{-4, -3, -2, 2, 3, 4\}$ (Слика 3.34b)).

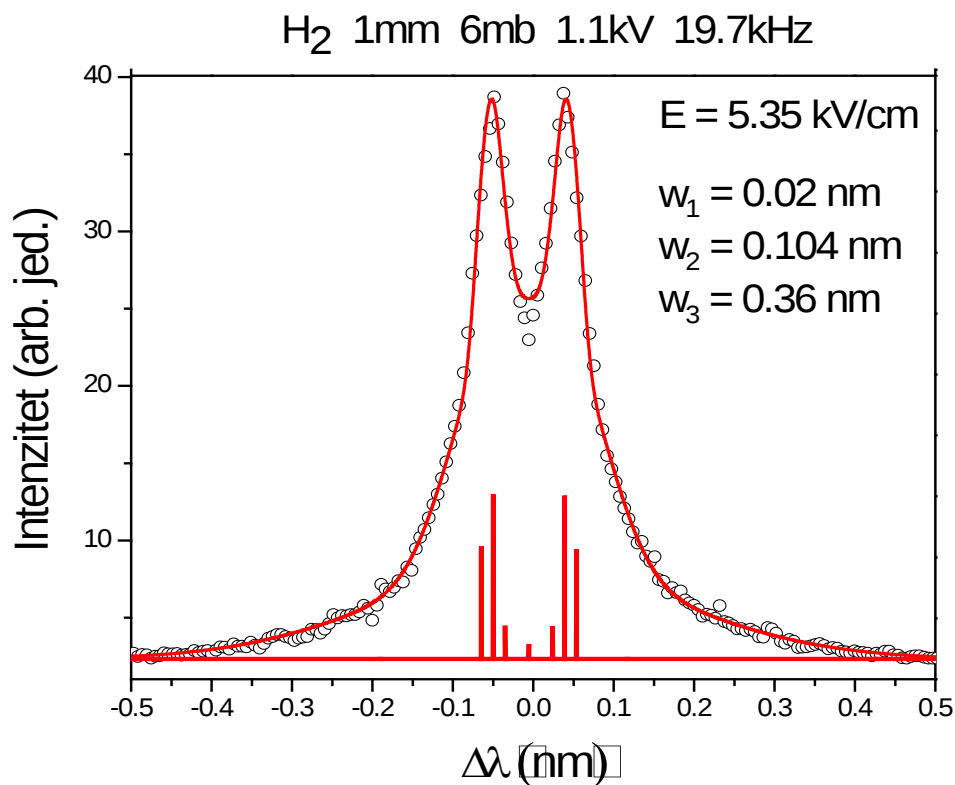
У нашем експерименту, снимања профила линија су вршена при π поларизацији. Јачина електричног поља је мерена фитовањем аномално проширеног профила H_α линије. За фитовање ове линије коришћена је процедура која узима у обзир сва три механизма ширења, развијена у [33]. По тој процедури, свакој од шест Штаркових π компоненти и једној компоненти без утицаја поља поља се додељују три Гаусова профила, при чему јачина електричног поља фигурише као параметар у изразу за фит функцију [33].



Слика 3.35 Фитовање трансверзалног H_α профила разлагањем на три компоненте [33]

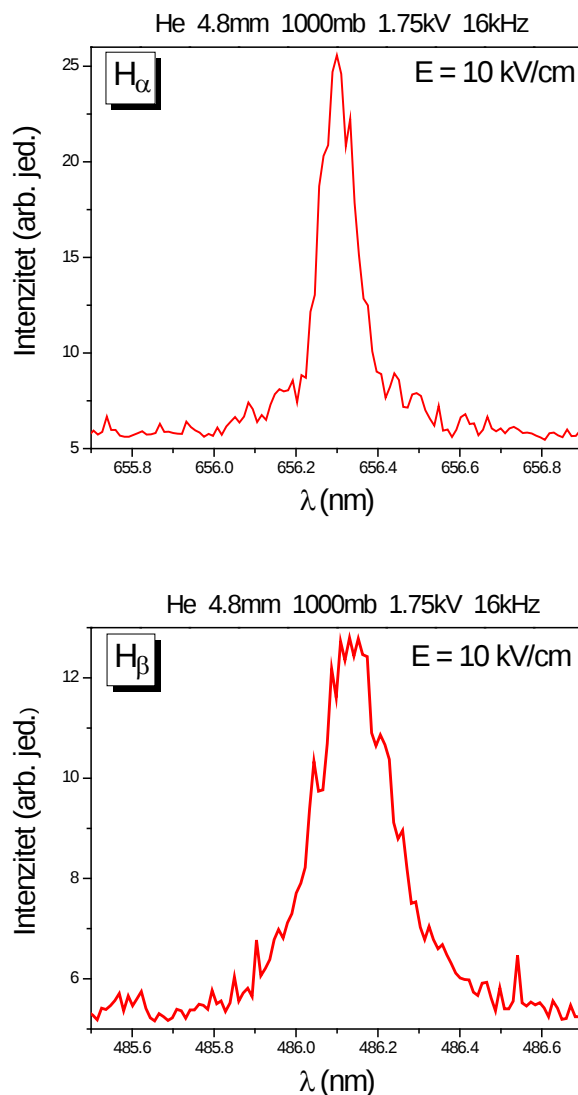
На слици 3.35 је приказан пример фитовања профила H_α линије разлагањем на три компоненте. Посматрана линија је из области слабог електричног поља па се могу занемарити сви узроци ширења осим Доплеровог помераја [33].

На слици 3.36 је приказан пример примене горепоменуте процедуре за мерење јачине електричног поља у ДБП фитовањем H_α линије која је поцепана под дејством електричног поља. Пажње је у водонику, притисак 6 mbar, растојање између баријера 1 mm, напон синусног облика – амплитуде 1.1 kV и фреквенције 19.7 kHz. Због прегледности, на слици су приказани само положаји шест Штаркових π компоненти и положај тзв. *field free* компоненте. При фитовању су свакој компоненти додељена три Гаусова профила, као што је показано на слици 3.35, при чему су параметри ширина Гаусових профила w_1 , w_2 и w_3 ограничени на узак интервал око параметара фита примењеног ван поља [33].



Слика 3.36 Измерени профил и фит H_α линије при π поларизацији. На слици су приказани положаји шест Штаркових π компоненти и положај *field free* компоненте.

На високом притиску су воденикове линије H_α и H_β услед Ван дер Валсовог ширења веома проширене, па нису погодне за мерење јачине електричног поља. На слици 3.37 су приказани снимљени профили линија H_α и H_β при π поларизацији у ДБП у хелијуму на атмосферском притиску.



Слика 3.37 Измерени профили H_α и H_β линије при π поларизацији у ДБП у хелијуму.
 $U_0 = 1.75$ kV, $\nu = 16$ kHz, $d = 4.8$ mm, проток 2l/min.

У оквиру наших претходних истраживања развијена је и реализована спектроскопска техника за дијагностику параметара пражњења и праћење развоја

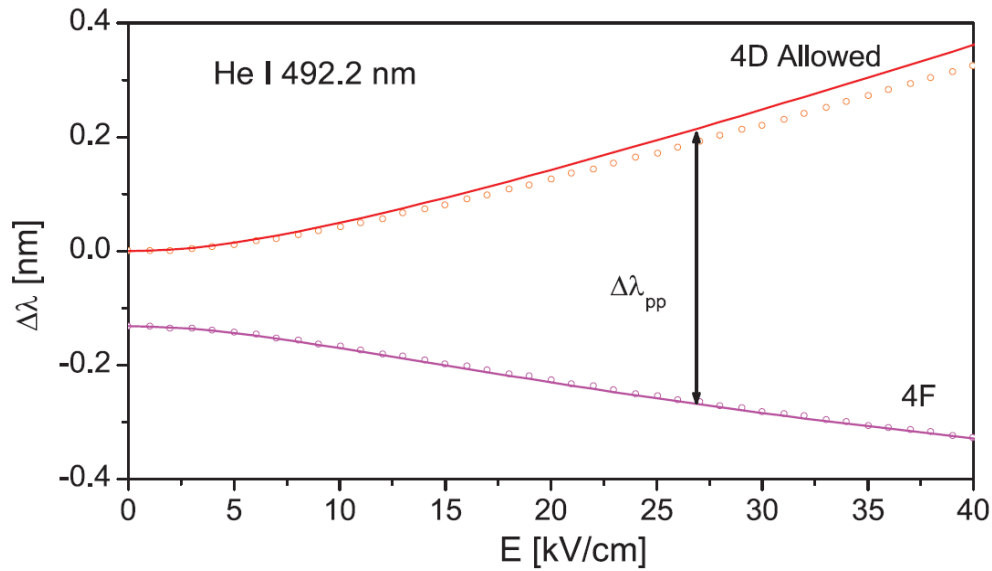
празњења у суб-микросекундном домену са веома добром просторном резолуцијом. Применом те технике први пут је у ДБП на високом притиску измерена јачина електричног поља, одређена просторна расподела јачине електричног поља у прикатодној области и измерена дужина области катодног пада потенцијала [10, 15, 36 – 37]. Метода која је коришћена за мерење јачине електричног поља заснована је на примени Штарковог (*Stark*) ефекта и први пут је примењена за мерење просторне расподеле електричног поља у абнормалном тињавом празњењу Гримовог типа [38 – 41].

Показано је да се код атома хелијума, такође може очекивати линеаран Штарков ефекат [41,42]. Наиме, према моделу једноелектронске екситације, један електрон је у основном стању а други се креће у пољу језгра екранираном тим електроном. Изван 1s орбитале, поље је $\sim 1/r^2$, тако да се проблем своди на проблем водоника [41,42]. Под дејством спољног пертурбујућег поља долази до мешања енергијских нивоа па су вероватноће прелаза који су без присуства поља забрањени, различите од нуле. Укидају се селекциона правила која се односе на промену орбиталног квантног броја и јављају се и оне спектралне линије које су ван електричног поља забрањене. Такође, под утицајем спољног електричног поља линије се померају. Са порастом јачине електричног поља дозвољена линија се помера ка већим, а забрањена линија ка мањим таласним дужинама, тако да се њихово међусобно растојање (*peak to peak*) повећава. Јачина електричног поља се може одредити на основу растојања између максимума дозвољене и забрањене компоненте линије.

Основу за наша истраживања представљали су резултати презентовани у [38, 39, 41], где су, коришћењем пертурбационог рачуна, за неколико хелијумових линија израчунати помераји нивоа у зависности од јачине електричног поља са кораком 1 kV/cm. Показано је да су π поларизоване компоненте осетљивије на промену електричног поља и дати екстраполациони полиноми који, за јачине поља до 20 kV/cm, повезују растојање између максимума забрањене и дозвољене линије и јачину пертурбујућег поља [41]. У скорашњим истраживањима су одређене функције које, при π поларизацији, дају везу између јачине електричног поља и

растојања између максимума забрањене и дозвољене линије, за јачине поља до 40 kV/cm [43].

На слици 3.38 је приказан график зависности Штаркових помераја горњих нивоа дозвољене линије He I 492.1 nm ($2^1P - 4^1D$) и њене забрањене компоненте ($2^1P - 4^1F$) од јачине електричног поља при π поларизацији [43].



Слика 3.38 График зависности Штаркових помераја нивоа дозвољене линије He I 492.2 nm и њене забрањене компоненте од јачине електричног поља при π поларизацији [43]

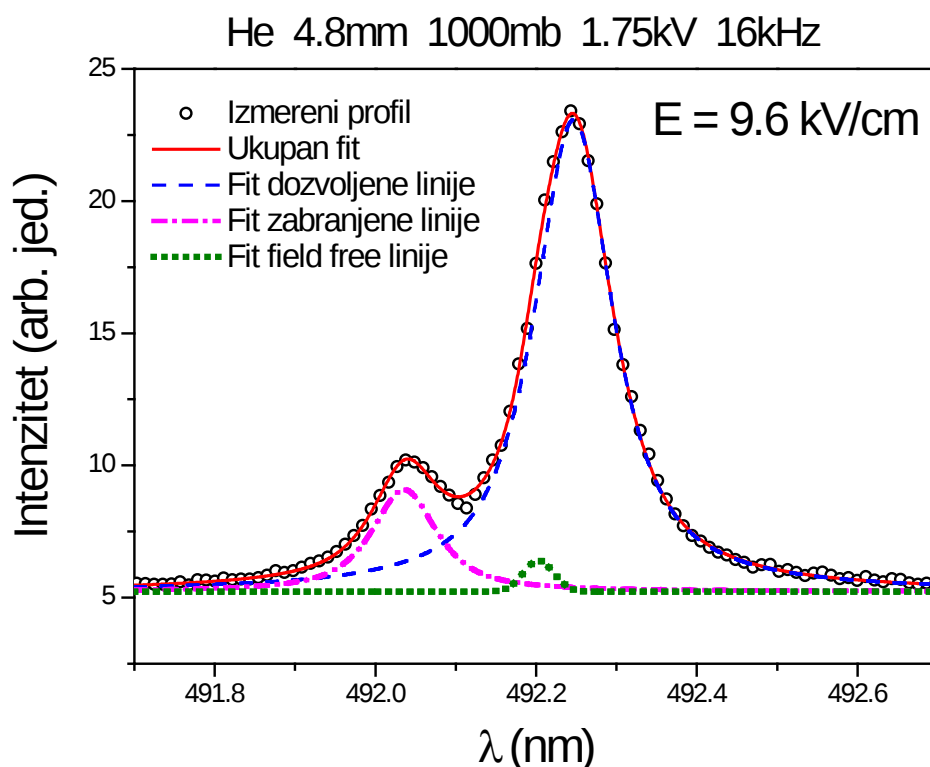
На слици 3.38 је приказано цепање горњег нивоа дозвољене линије по квантном броју m ($m = 0$ - пуна линија, $m = 1$ - тачкаста линија). Уочава се да је цепање изражено тек при пољима велике јачине. Такође, због инструменталног ширења и ширења на високом притиску, m компоненте се не могу раздвојити, тако да се при мерењу јачине електричног поља до 40 kV/cm, може узети средња вредност разлике таласних дужина дозвољене и забрањене линије, за прелазе [0-0] и [1-1].

За линију He I 492.1 nm, на основу које су вршена мерења аксијалне расподеле јачине електричног поља у нашим истраживањима, одговарајући израз за израчунавање јачине електричног поља је [43]:

$$E(\text{kV/cm}) = (-58.557 + 18.116 \cdot \Delta\lambda_{pp} + 3130.96 \cdot \Delta\lambda_{pp}^2 + 815.6 \cdot \Delta\lambda_{pp}^3)^{0.5},$$

где је: E - јачина електричног поља, а λ_{pp} – разлика таласних дужина максимума дозвољене и забрањене линије (свака садржи нераздвојене m компоненте).

Линија He I 492.1 nm је одабрана јер је изолована, довољно интензивна и врло је осетљива на промене електричног поља. Дозвољена и забрањена линија су и на високом притиску јасно раздвојене. Положаји максимума дозвољене и забрањене линије се одређују на основу фитовања, при чему је за профил линије коришћена псеудо Воитова (*pseudo Voigt*) функција (Слика 3.39).



Слика 3.39 Пример спектра линије He I 492.1 nm при π поларизацији у ДБП хелијуму.
 $U_0 = 1.75$ kV, $\nu = 16$ kHz, $d = 4.8$ mm, проток 2 l/min.

На слици 3.39 се уочава и компонента профила која је непомерена у пољу (*field free*). Ова компонента је малог интензитета и потиче од зрачења из области где је поље слабо. Наиме, због коначних димензија ћелије за пражњење, зрачење које је пројектовано на улазни прорез, поред зрачења из централне области пражњења,

такође укључује малу количину зрачења из околних области (види слику 3.23). Искључивање *field free* компоненте из фита веома мало утиче на јачину електричног поља, али њено укључивање значајно побољшава квалитет фита.

Предност метода описаног у тексту изнад је у томе што је независан од дистрибуције енергије и концентрације честица у плазми. Нажалост, овај метод ограничен је малим интензитеом хелијумових забрањених линија [38]. Такође, ширење линија на атмосферском притиску доводи до преклапања дозвољене и забрањене линије што, посебно при малим вредностима електричног поља, додатно отежава његову примену.

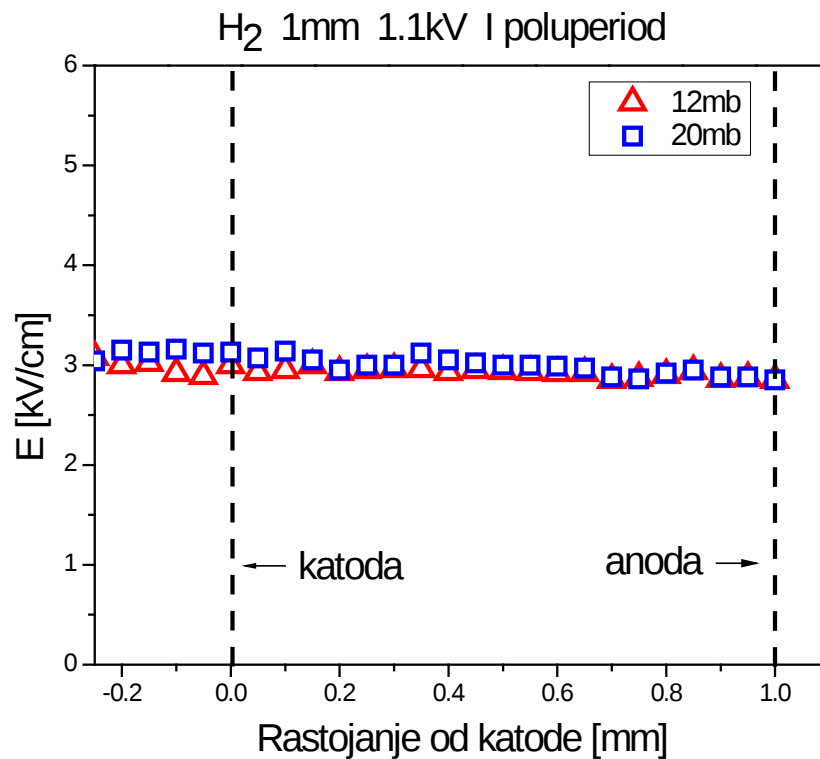
Један од циљева нашег истраживања био је да се одреди аксијална расподела електричног поља током развоја пражњења. Међутим, мали интензитет линије He I 492.1 nm онемогућио је поуздану примену претходно описаног метода. Због тога је, у оквиру израде овог рада, предложен нови метод за мерење јачине електричног поља, на основу односа интензитета хелијумових, веома интензивних, синглетних линија He I $2^1P - 3^1D$ на 667.8 nm и He I $2^1P - 3^1S$ на 728.1 nm. Поступак заснивања и примене новог метода детаљно је изложен у поглављу 6, а резултати истраживања презентовани у [15].

3.3.1 Мерење аксијалне расподеле јачине електричног поља у ДБП

У поглављима 3.1.1 и 3.2.1 су приказани резултати мерења електричних и спектроскопских карактеристика. На основу тих мерења изведени су закључци о режиму рада у ком је, под одређеним радним условима, пражњење успостављено. Међутим, тек се познавањем аксијалне расподеле електричног поља може постићи потпуније разумевање карактеристика пражњења.

На сликама 3.40 и 3.41 су приказане измерене аксијалне расподеле јачине електричног поља добијене на основу на основу фитовања снимљених профила Балмерове H_{α} линије, према процедури описаној у претходном тексту. На слици 3.40 су приказане измерене аксијалне расподеле јачине електричног поља за пражњења у водонику на притисцима 6 mbar и 20 mbar. Амплитуда радног напона

је 1.1 kV, фреквенција радног напона је 19.7 kHz, растојање између баријера је 1 mm. Електричне карактеристике за ове радне услове приказане су на сликама 3.13 - 3.14 док су на сликама 3.24 – 3.25 приказане одговарајуће просторне расподеле интензитета H_{α} линије. Снимање је вршено током трајања првог струјног пика па је добијена временски усредњена расподела јачине електричног поља.

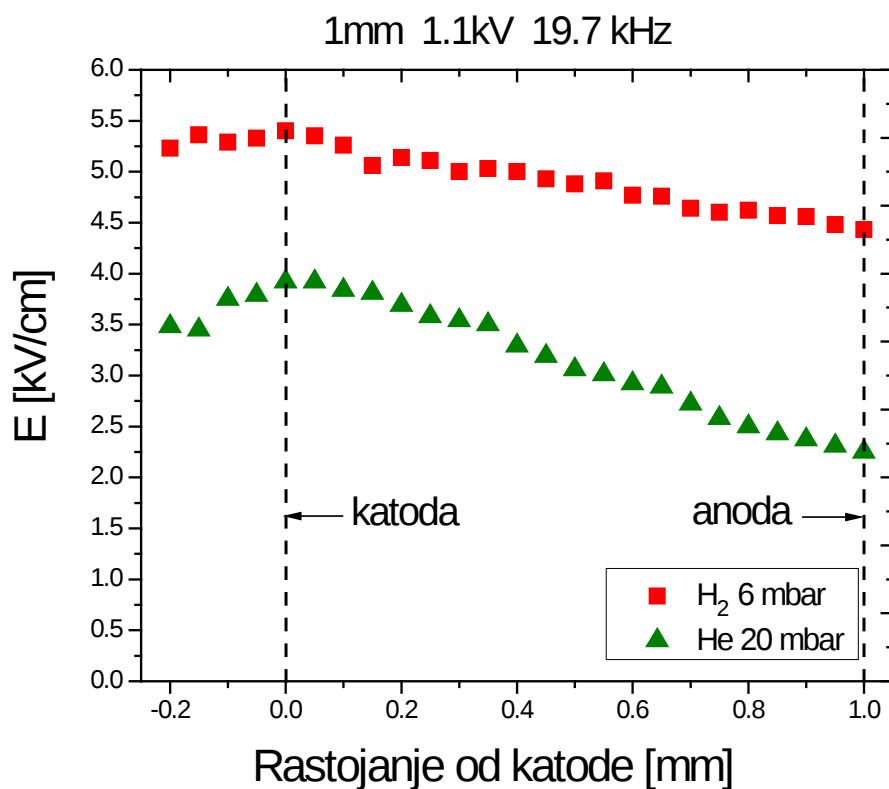


Слика 3.40 Аксијалне расподеле јачине електричног поља за пражњење у водонику на притисцима 12 mbar и 20 mbar. $U_0 = 1.1$ kV, $\nu = 19.7$ kHz, $d = 1$ mm.

Како се на слици 3.40 може видети, јачина електричног поља се, на оба притиска, практично не мења од катодe до аноде, што је карактеристично за Таунзендов мод хомогеног режима пражњења [13]. Овим је потврђен закључак изведен на основу електричних карактеристика ових пражњења и просторне расподеле интензитета зрачења (Слике 3.13 - 3.14, 3.24 - 3.25). Такође, уочава се да су вредности јачине електричног поља на оба притиска скоро исте, што се на основу средњих вредности напона у гасу током мерења (300 V на 20 mbar и 285 V

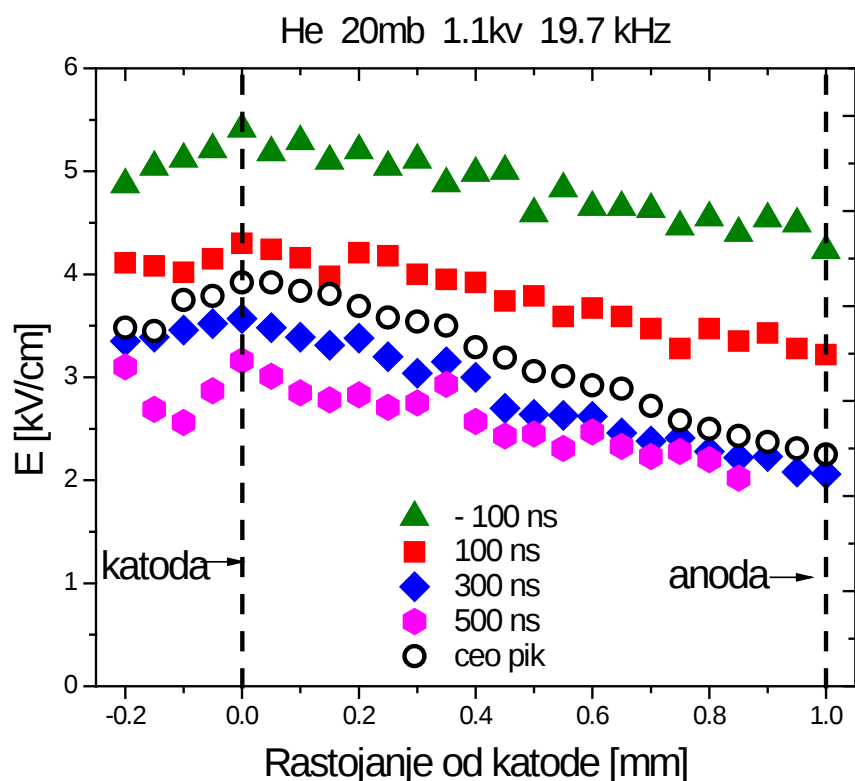
на 12 mbar) и могло очекивати [37]. За поређење се узимају се средње вредности напонау гасу током мерења, а не вредности пробојних напона, јер је мерење вршено током целог струјног пика.

На слици 3.41 су приказане измерене аксијалне расподеле јачине електричног поља за пражњења у водонику на притиску 6 mbar и хелијуму на притиску 20 mbar. Амплитуда и фреквенција радног напона су 1.1 kV и 19.7 kHz, растојање између баријера је 1 mm. Електричне карактеристике за ове радне услове приказане су на сликама 3.15 - 3.16 док су на сликама 3.26 – 3.27 приказане одговарајуће просторне расподеле интензитета H_{α} линије. И овде је снимање вршено током трајања првог струјног пика, тј. добијене су временски усредњене расподеле јачине електричног поља.



Слика 3.41 Аксијалне расподеле јачине електричног поља за пражњење у водонику на притиску 6 mbar и хелијуму на притиску 20 mbar. $U_0 = 1.1$ kV, $\nu = 19.7$ kHz, $d = 1$ mm.

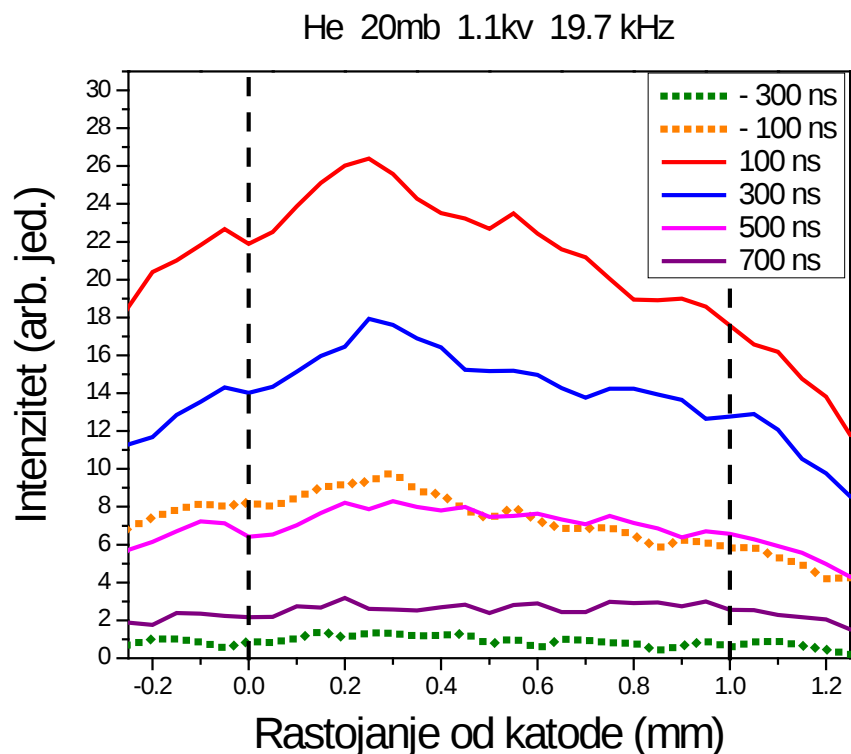
Уочава се да јачина електричног поља, у оба пражњења, опада од катоде до аноде, али не пада на нулу (Слика 3.41). Оваква аксијална расподела електричног поља имплицира да пражњење успостављено у субнормалном режиму, блиско Таунзендовом [5, 44], чиме је потврђен закључак изведен на основу електричних карактеристика ових пражњења и просторне расподеле интензитета H_{α} линије (Слике 3.15 - 3.16, 3.26 - 3.27). Уочава се да је јачина поља у пражњењу у хелијуму мања од јачине поља у пражњењу у водонику, што је сагласно са средњим вредностима напонау гасу током мерења (430 V за пражњење у водонику и 350 V за пражњење у хелијуму) [37].



Слика 3.42 Развој просторне расподеле електричног поља у ДБП у хелијуму на 20 mbar.
 $U_0 = 1.1 \text{ kV}$, $\nu = 19.7 \text{ kHz}$, $d = 1 \text{ mm}$.

На слици 3.42 су приказане просторне расподеле јачине електричног поља у 4 интервала времена током првог струјног пика. Временска резолуција је ограничена

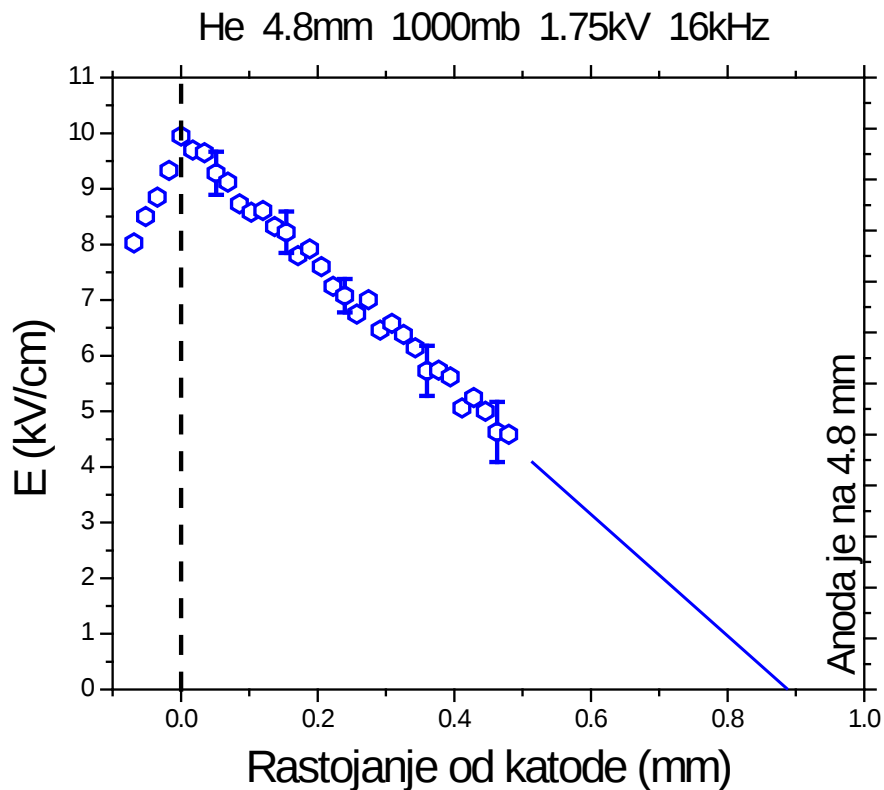
интензитетом снимане линије па је током истраживања развоја пражњења трајање експозиције било 200 ns. Бројеви (- 100 ns, 100 ns, итд) означавају средине временских интервала у односу на тренутак максимума струјног пика, који је означен са 0 ns. Приказане су просторне расподеле електричног поља само за оне интервале времена у којима је интензитет H_{α} линије довољно велики да се јачина поља може поуздано одредити (просторне расподеле интензитета H_{α} линије током развоја пражњења приказане су на слици 3.43). Ради поређења, приказана је и просторна расподела електричног поља одређена при снимању за цео струјни пик.



Слика 3.43 Просторне расподеле интензитета линије H_{α} током развоја пражњења у хелијуму на 20 mbar. $U_0 = 1.1$ kV, $\nu = 19.7$ kHz, $d = 1$ mm.

Измерена аксијална расподела јачине електричног поља за пражњење у хелијуму на атмосферском притиску приказана је на слици 3.44. Амплитуда и фреквенција радног напона су 1.75 kV и 16 kHz, растојање између баријера је 4.8 mm. Електричне карактеристике за ове радне услове приказане су на слици 3.17, док су на сликама 3.28 – 3.29 приказане одговарајуће просторне расподеле

интензитета H_α линије и хелијумове линије He I 492.1 nm. Снимање спектра линије He I 492.1 nm, на основу којег је одређена јачина електричног поља, вршено је у фази максималне струје, са временском резолуцијом од 200 ps.



Слика 3.44 Аксијална расподеле електричног поља у ДБП у хелијуму на атмосферском притиску. $U_0 = 1.75$ kV, $\nu = 16$ kHz, $d = 4.8$ mm.

Добијена расподела показује линеарну зависност, што је сагласно са нашим претходним резултатима [10, 15, 36-37] и резултатима добијеним на основу теоријских модела [4-5, 11, 13, 18, 20, 44].

Дужина катодног пада је одређена линеарном екстраполацијом расподеле јачине електричног поља [10, 15, 36-37, 45-46] и износи приближно 0.9 mm, што се одлично слаже са вредностима предвиђеним у [5, 18, 20]. Измерена дужина катодног пада потенцијала имплицира да се ово пражњење, у фази максималне струје, успоставља у субнормалном режиму рада [5, 13, 18, 20, 44], што је сагласно са закључком изведеним на основу електричних и спектроскопских мерења.

3.4 Мерење развоја електричног поља у ДБП-у у хелијуму

3.4.1 Увод

На атмосферском притиску ДБП се често јавља у форми великог броја краткоживећих кратких микропражњења (филамената). Тај тип пражњења се назива филаметарни. Под специјалним радним условима у одређеним гасовима може се остварити трансверзално хомогени мод ДБП-а, када се формира структура слична оној код тињавог мода DC пражњења на ниском притиску [47].

Користећи технику емисионе спектроскопије засноване на Штарковом цепању и померању хелијумових линија и њихових забрањених компоненти, предложен је метод за мерење расподеле електричног поља у области катодног пада у ДБП-у у хелијуму [36]. Јачина електричног поља је измерена применом Штаркове поларизационе спектроскопије, на основу разлике таласних дужина између He I 492.19 nm ($2p^1P^0 - 4d^1D^0$) и њене забрањене компоненте ($2p^1P^0 - 4f^1F^0$). У π -поларизованим спектру He I 492.19 nm линије детектоване су једна дозвољена и једна забрањена компонента. Растојање (*peak to peak*) $\Delta\lambda_{FA}$ између одговарајуће забрањене и дозвољене компоненте линије зависи од јачине електричног поља и за He I 492.19 nm линију је одређено полиномом трећег реда [45].

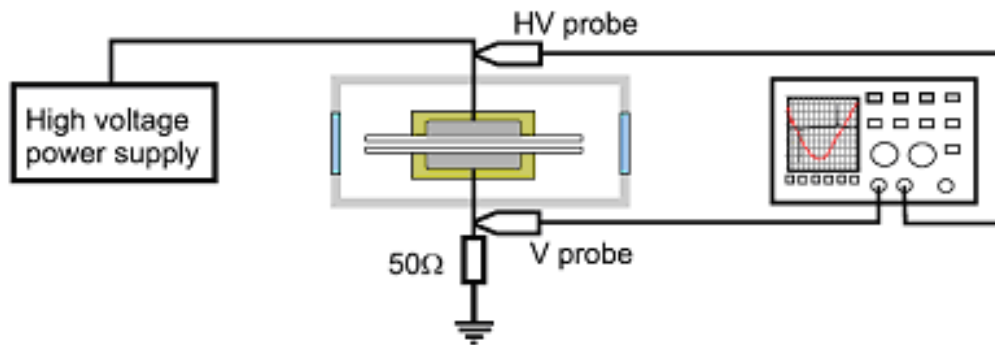
У овом подпоглављу ће бити презентована мерења расподела електричног поља (извршена применом метода развијеног у [36]) и њихов временски развој током струјног пика, у ДБП у хелијуму.

3.4.2 Поставка експеримента

У току експеримента је комора у којој се реализује пражњење (слика 3.45) најпре вакуумирана до притиска 10^{-3} mbar, а затим је у њу упуштан хелијум (чистоће 99.996%, примесе: ≤ 20 vpm N_2 , ≤ 10 vpm Ne, ≤ 5 vpm H_2O и ≤ 5 vpm O_2) до радног притиска (200 или 800 mbar). Радни гас се убризгава у простор између баријера са протоком од 2 L/min, кроз десет еквидистантних кружних канала како би се обезбедио хомоген проток.

Празњење се формира између две паралелне челичне електроде димензија $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Свака електрода је покривена диелектричном баријером од алумине димензија $105 \times 105 \text{ mm}^2$ и дебљине $d = 0.65 \text{ mm}$; $\varepsilon_r = (9.4 \pm 0.3)$. Димензије електрода и диелектрика су одабране тако да се онемогући електрични пробој кроз гас изван области покривене диелектриком, што се на нижим притисцима може десити. Ширина простора између баријера у ком се формира празњење је 2 mm .

За напајање празњења је коришћен високонапонски извор заобљеног четвртасог напона (*ramp-plus-plateau*) до 5 kV и фреквенције 5 kHz са негативним напонским сигналом ширине $\sim 50 \mu\text{s}$.



Слика 3.45 Схематски дијаграм поставке експеримента за електрична мерења.

За мерење јачине струје кроз празњење је коришћен неиндуктивни отпорник отпора 51Ω на коме је мерен пад напона напонском сондом 10x Tek P6139. Примењени напон (тј. напон на празњењу са редно везаним отпорником) је мерен високо-напонском сондом 1000x Tek P6015A. У свим мерењима је коришћен осцилоскоп Tektronix TDS 3032 (300 MHz са брзином сапловања 2 GS/s) (Слика 3.45). Напон у гасу (U_g) се израчунава сагласно процедури за импулсни облик сигнала, описаној у [27] (види подпоглавље 3.1).

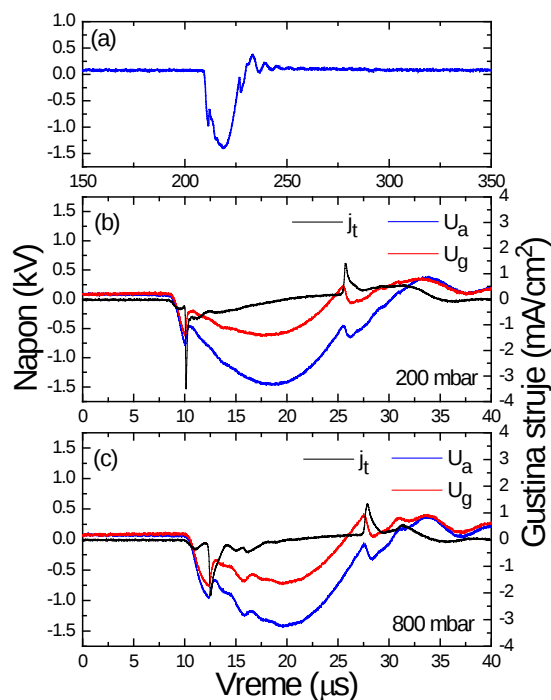
Схема поставке за спектроскопска мерења приказана је на слици 3.23. За спектроскопска мерења карактеристика ДБП-а коришћен је *1m*-спектрометар (*Minute man laboratories inc. model 310FMP*) са решетком од $1200 \text{ zarez}/\text{mm}$ и

инверзном дисперзијом 0.8 nm/mm. Зрачење је поларизовано у смеру електричног поља (π - поларизација). Као детектор коришћен је хлађени CCD уређај са појачавачем - ICCD (*Princeton instrument PI-MAX: 1024 (Gen II)*). ICCD има 1024 x 256 ћелија димензија 26 x 26 μm . Дводимензионални ICCD омогућује да се у једном снимку спектра добије истовремено и просторна расподела зрачења унутар пражњења. Овим системом се могу снимити спектри са временском резолуцијом од око 10 ns. Временска резолуција спектроскопских мерења је лимитирана величином детектованог сигнала и односом сигнал / шум. Велики број акумулација и хлађење детектора омогућују побољшање временске резолуције. Сва мерења су извршена акумулацијом 50 снимака, а сваки снимак представља једну експозицију са 50000 светлосних импулса. Трајање експозиције током истраживања развоја пражњења било је 100 ns [5, 20, 26], што је најбоља резолуција која се могла постићи за поуздано одређивање положаја максимума фитованог профила забрањене компоненте линије. Са улазним прорезом од 30 μm , ширина на половини висине одговарајућег псеудо-Воитовог (сума Гаусовог и Лоренцовог профила) инструменталног профила је 0.028 nm.

Сигнал за синхронизацију је добијен на основу напонског сигнала са извора напајања. Како напонски сигнал извора напајања нема погодан облик сигнала за окидање (TTL), то се мора најпре уобличити у погодан сигнал, а затим се њиме иницира контролна јединица ICCD детектора (слика 3.45).

3.4.3 Резултати и дискусија

Период типичног сигнала примењеног напона (напона примењеног на електроде) приказан је на слици 3.46(а) док слике 3.46 (б) и 3.46 (ц) приказују густину струје j_t , примењени напон U_a и напон у гасу U_g код тињавог мода ДБП на притисцима 200 и 800 mbar. Примењени напон је пулсирајући са падом напона током струјног пика. Тај пад напона узрокован је ограничењем извора напајања. Пробојни напон је евидентно различит за различите притиске при истом примењеном напону. Како се на слици види, негативни струјни пик је виши и краћи у пражњењу на nižем притиску.

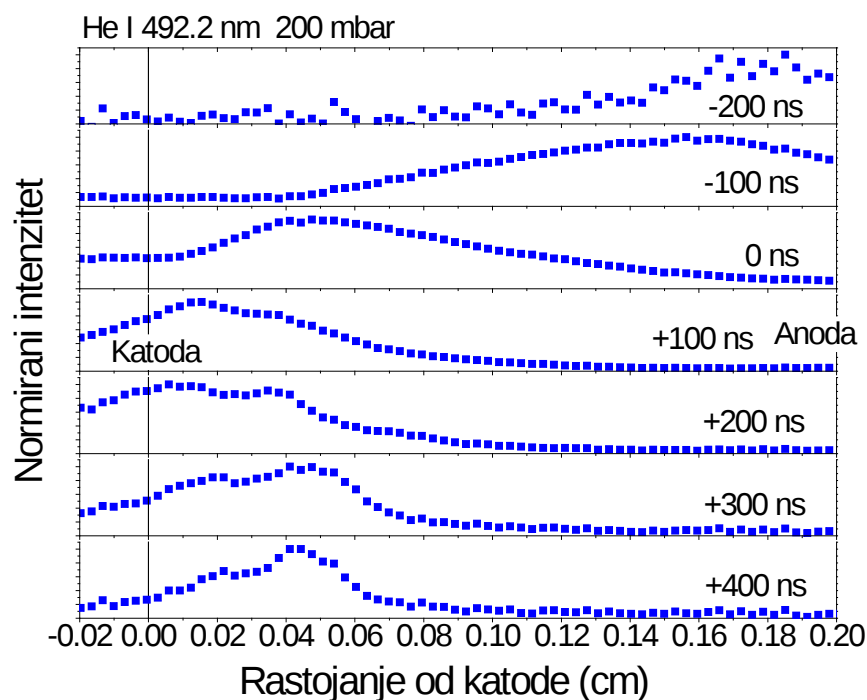


Слика 3.46 а) Пример сигнала примењеног напона у ДБП у хелијуму. Густина укупне струје (j_t), примењени напон (U_a), напон у гасу (U_g) за б) 200 mbar c) 800 mbar

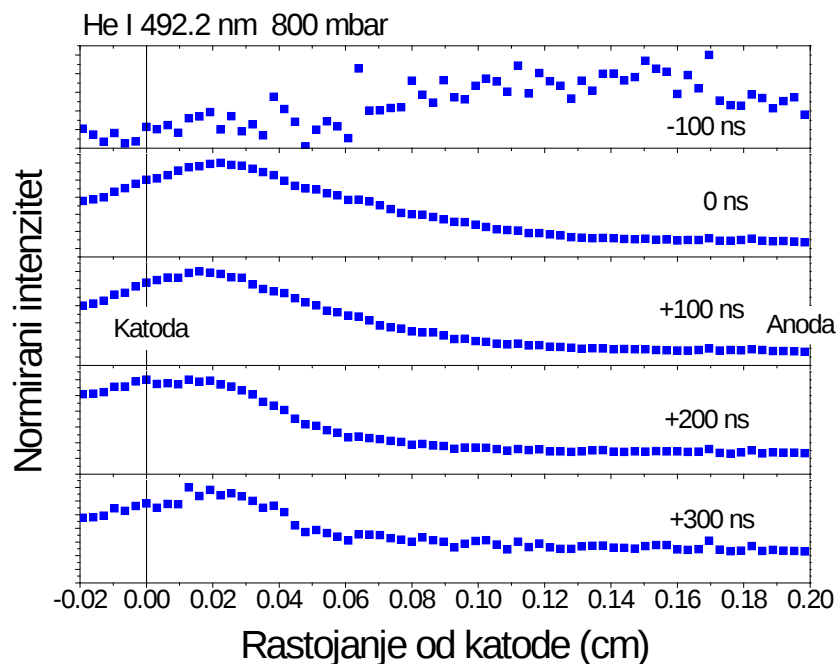
Navratil et al [29] су утврдили да се у ДБП-у хелијум побуђује сударима са електронима током трајања струјног пика. То имплицира да се праћењем развоја хелијумових линија може посматрати развој просторне структуре пражњења током пробоја.

Спектроскопска мерења су извршена током негативног струјног пика и резултати презентовани у [37]. Линије су снимане у 9 узастопних временских интервала ширине 100 ns. Уочава се да се линија прво јавља у близини аноде и да затим њен интензитет расте ка катоди. Интензитет линије достиже максимум током максимума струјног сигнала (интервал означен бројем 4 на слици 3 у [37]). Ова врста развоја карактеристична је за Таунсендов механизам пробоја.

На сликама 3.47 и 3.48 приказане су просторне расподеле интензитета линија током развоја пражњења у пражњењима на 200 и 800 mbar. Свака расподела је нормирана на свој максимум са циљем да приказ развоја линије буде очигледнији.

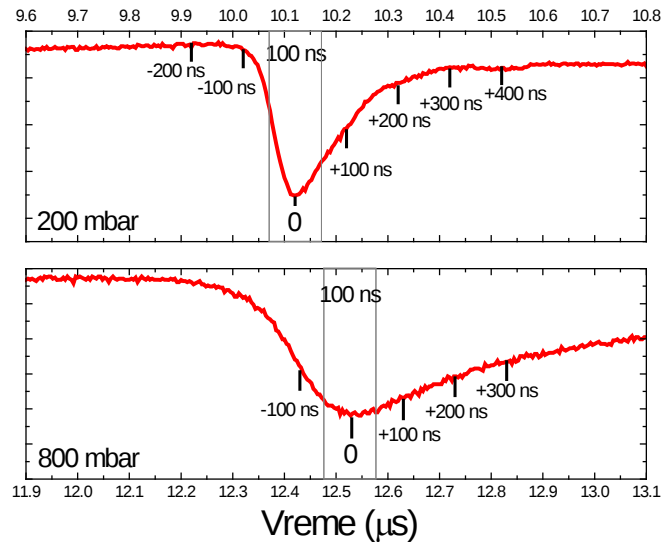


Слика 3.47 Просторна и временска расподела интензитета линије He I 492.19 nm на 200 mbar



Слика 3.48 Просторна и временска расподела интензитета линије He I 492.19 nm на 800 mbar

На слици 3.49 су приказани струјни сигнали са означеним временским интервалима током којих су извршена снимања за добијање расподела интензитета приказаних на сликама 3.47 и 3.48. Бројеви означавају средине временских интервала у односу на тренутак максимума струјног пика, који је означен са 0 ns .

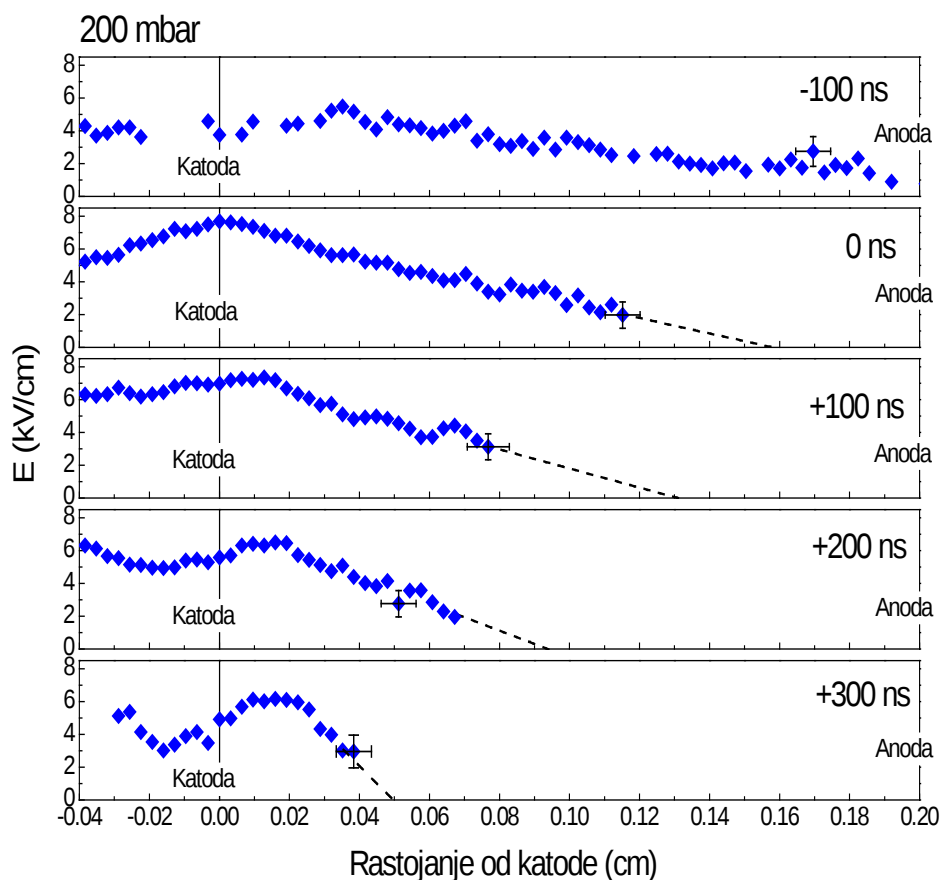


Слика 3.49 Струјни пикови. Бројеви означавају средине временских интервала током којих је вршено снимање линија

Анализирајући графике на сликама 3.47 и 3.48 јасно се уочава да се линија прво јавља код аноде и да се затим шири ка катоди. У временском интервалу означеном као 0 ns , који одговара максимуму струје, интензитет линије достиже максималну вредност. Следећи временски интервал, означен са +100 ns , је почетак опадајуће фазе струјног сигнала и максимум интензитета линије је ближи површини катодe. Током опадајуће фазе струјног сигнала опада и интензитет линије а њен максимум се удаљава од катодe. Расподеле интензитета линије су сличне у пражњењима на оба притиска. Померање максимума расподеле је евидентније на нижем притиску.

Развој хелијумове линије He I 492.19 nm даје грубу слику развоја пражњења. Да би се слика употпунила извршена су мерења развоја електричног поља током развоја пражњења. Користећи π – поларизован спектар хелијумове линије He I 492.19 nm могуће је поуздано одредити јачину електричног поља у области катодног пада потенцијала, са просторном резолуцијом од 40 μm [36] .

Користећи поменути спектроскопски метод може се измерити расподела електричног поља у неколико временских интервала током развоја пражњења. Резултати тих мерења у пражњењима на 200 и 800 mbar приказани су на сликама 3.50 и 3.51. Грешке мерења су приказане само за једну тачку по графику јер су оне сличне за све тачке. Слика 3.51 садржи један график мање од слике 3.50 због малог интензитета хелијумове линије у тој фази пражњења на 800 mbar. У тој фази је интензитет забрањене линије у пражњењу на 800 mbar врло мали и њен максимум се не може поуздано одредити. Негативне вредности растојања од катоде су последица рефлексије светлости од површине баријера и немају физичко значење. За оне експерименталне податке за које јачина електричног поља евидентно линеарно опада са удаљавањем од катоде коришћена је линеарна екстраполација како би се одредила дужина катодног пада.



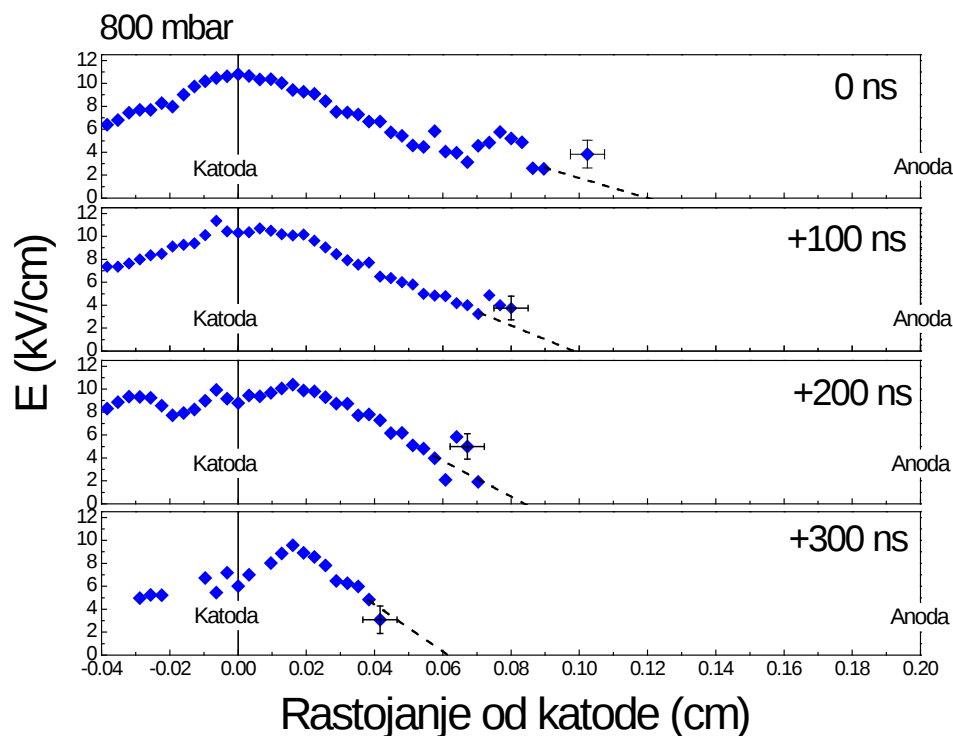
Слика 3.50 Развој просторне расподеле електричног поља у ДБП у хелијуму на 200 mbar

Анализирајући слику 3.50 могу се разликовати следеће фазе пробоја:

- У времену 100 ns пре максимума струје концентрација наелектрисаних честица је мала, тако да спољно поље није значајно промењено. Дужина катодног пада још увек није краћа од растојања између баријера.
- У следећем интервалу времена јачина електричног поља расте у близини катоде и брже опада због просторног наелектривања у близини катоде што скраћује дужину катодног пада. Овај интервал времена карактерише се максималном јачином струје и максимумом јачине електричног поља код катоде $\sim 8 \text{ kV/cm}$.
- У трећем временском интервалу који припада опадајућем делу струјног пика, дужина катодног пада наставља да опада као и јачина електричног поља уз површину катоде. Даље, расподела електричног поља у близини катоде мења знак нагиба и максимум јачине електричног поља се удаљава од катоде.

Сличан развој расподеле електричних поља је добијен и у пражњењу на 800 mbar (Слика 3.51). Очекивано, дужина катодног пада је краћа у пражњењу на вишем притиску. Са друге стране, јачина електричног поља уз површину катоде је $\sim 11 \text{ kV/cm}$, што је више од пражњења на 200 mbar. Дужина катодног пада добијена у нашем експерименту у пражњењу на 800 mbar је већа од оне која је предвиђена у [4, 5, 11] за тивни мод ДБП-а на атмосферском притиску (0.3–0.4 mm), али одговара тзв. *Townsend-like* режиму пражњења у [5, 44]. Ограничење струје диелектричним баријерама је пресудно за успостављање једног или другог режима пражњења. Познато је да радна тачка ДБП-а на атмосферском притиску у хелијуму може да се подешава између *Townsend-like* и *glow-like* режима одговарајућим избором диелектричних баријера [5] и растојања између њих [4], променом амплитуде [44] и фреквенције радног напона [6, 12]. Ограничење нашег извора напајања ограничава јачину струје у пражњењу што узрокује да пражњење ради у субнормалном режиму. Опадање електричног поља код катоде са истовременим скраћивањем дужине катодног пада које је уочено у опадајућој фази струјног пика,

предвиђено је у [20]. Ипак, то је у супротности са очекивањима изнетим у [11] да у опадајућој фази струјног пика дужина катодног пада расте.

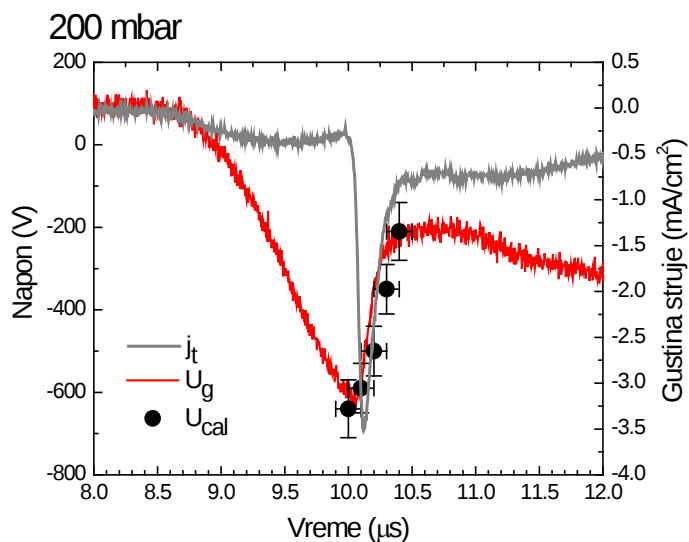


Слика 3.51 Развој просторне расподеле електричног поља у ДБП у хелијуму на 800 mbar

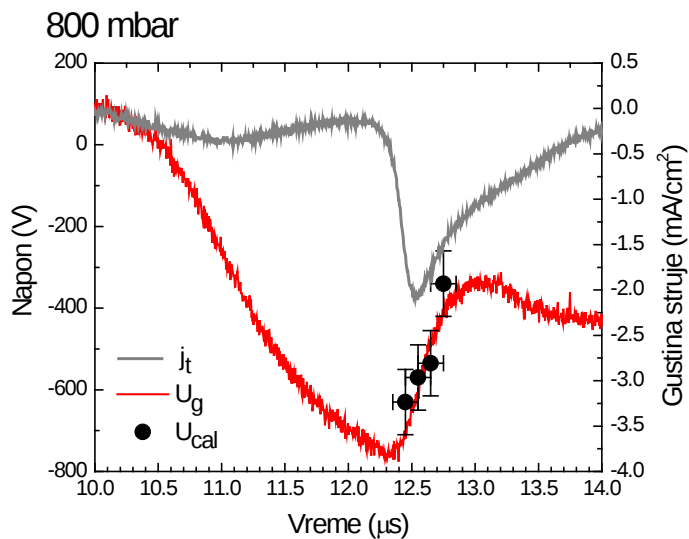
У раду [29] је показано, са високом временском резолуцијом снимања (експозиција 20 ns), да се у ДБП у хелијуму на атмосферском притиску, пре појаве интензивне емисије из пражњења у близини катоде, прво јавља слаба емисија у близини аноде. У радовима [5, 13, 26, 44] су аутори на основу мерења и теоријских прорачуна закључили да се пражњење развија из Таунзендовог у субнормално. У [20] су презентовани резултати модела за одређивање просторне расподеле електричног поља у различитим фазама током пробоја, на основу којих су аутори закључили да пражњење од почетка пробоја до гашења ради у субнормалном режиму.

У овом експерименту се електрично поље на почетку пробоја врло мало мења од катоде до аноде, што је типично за Таунсендово пражњење. Такође, дужина

катодног пада добијена у фази максимума струје слична је оној за субнормални режим пражњења [4–5, 13, 20, 26, 44]. Дакле, може се закључити значи да пражњење почиње као Таунзендово а онда постаје субнормално.



Слика 3.52 Поређење израчунатог катодног пада напона U_{cal} и измереног напона у гасу U_g у ДБП у хелијуму на 200 mbar



Слика 3.53 Поређење израчунатог катодног пада напона U_{cal} и напона у гасу U_g у ДБП у хелијуму на 800 mbar

Код ових типова пражњења се може сматрати да пад напона у пражњењу одговара катодном паду потенцијала. Да би се потврдили експериментални резултати за јачину електричног поља, извршено је поређење напона у гасу (U_g) са катодним падом напона (U_{cal}) који је израчунат на основу израза $U_{cal} = \int_0^L E dx$, где је L дужина катодног пада. Израчунати катодни пад напона (U_{cal}) и напон у гасу (U_g) су приказани на сликама 3.52 и 3.53.

Врло добро слагање између U_g и U_{cal} потврђује да су мерења јачине електричног поља (графици на сликама 3.50 и 3.51) коректна.

4. МЕРЕЊЕ ЈАЧИНЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У ДБП-у У ХЕЛИЈУМУ И СМЕШИ ХЕЛИЈУМ-ВОДНИК

4.1 Увод

У овом поглављу су приказана истраживања ДБП-а у хелијуму и смеши хелијум-водоник. Намера је била да се испита утицај водоника на карактеристике пражњења, интензитете линија и аксијалну расподелу електричног поља у ДБП-у. Мерења су вршена на притиску од 200 mbar, што је највећи притисак на ком се може успоставити дифузно пражњење у смеши гасова. При већим притисцима јављају се филаменти и пражњење постаје прелазно.

Када се баријерно пражњење успостави у тзв. *glow-like* моду дифузног режима, у фази максималне струје се формира просторна структура која садржи област катодног пада, Фарадејев таман простор и позитиван стуб [1-3].

Како је у претходним поглављима већ речено, област катодног пада је одговорна за одржавање пражњења (пражњење може да постоји и без позитивног стуба). Дакле, разумевање карактеристика ове области пражњења је од суштинског значаја за разумевање пражњења и даљу практичну примену. Пратећи развијен метод за мерење електричног поља у ДС пражњења на ниском притиску (~ 2 mbar) у хелијуму [4], измерено је електрично поље у ДБП у хелијуму на притиску блиском атмосферском [5,6]. У [5] јачина електричног поља у катодном слоју ДБП у хелијуму одређена је применом Штаркове поларизационе спектроскопије на He I 447.15 nm и He I 492.19 nm линије и њихових забрањених компоненти. Иако ова мерења представљају средње вредности јачине електричног поља за цео струјни пик, показала су да јачина електричног поља линеарно опада од катоде. Расподела јачине електричног поља је показала да је формирана област катодног пада потенцијала у ДБП-у дужине ~ 1 mm, што је карактеристично за субнормално тињаво пражњење у хелијуму. Настављајући истраживања приказана у [6], намера је била да се измери развој електричног поља током развоја пражњења. Показало се

да пражњење почиње у Таунсендовом режиму ДБП-а и развија се у субнормално тињаво пражњење.

Такође, намера је била да се резултати мерења јачине електричног поља на основу He I 492.19 nm линије упореде са резултатима добијеним на основу водоникове H_{β} линије у DC пражњењу на ниском притиску [7]. Могућност мерења јачине електричног поља у ДБП-у у хелијуму на основу Штаркове поларизационе спектроскопије водоникове H_{β} линије, где је водоник присутан као нечистоћа (или као додатни гас), омогућила би мерење јачине електричног поља у другим дифузним пражњењима, на пример у неону [8] и азоту [9].

4. 2 Поставка експеримента

Експериментална поставка за електрична и спектроскопска мерења у овом експерименту иста је као код експеримента описаног у поглављу 3.4 (слика 3.45).

Нажалост, временска резолуција која је постигнута за мерење расподеле интензитета (100 ns) није се могла постићи при мерењима јачине електричног поља. Наиме, интензитет He I 492.19 nm линије у смеси хелијум - водоник је низак и мерења се нису могла вршити са резолуцијом бољом од $1\mu s$. Прецизније, у пражњењу са смешом гасова, интензитет хелијумове линије у опадајућој фази струјног сигнала био је толико низак да се јачина поља није могла поуздано мерити.

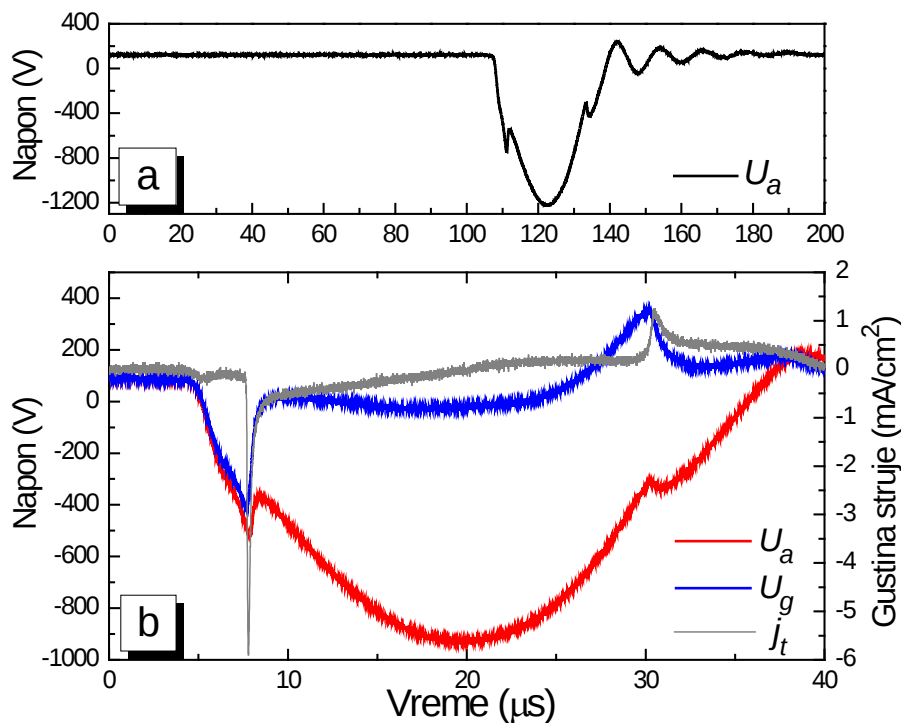
4. 3 Резултати и дискусија

4.3.1 Електричне карактеристике

Типичан струјни и напонски осцилограм ДБП-а у хелијуму и смеси хелијум-водоник приказани су на сликама 4.1(b) и 4.2, респективно. Као што се може видети на слици 4.1(a), постоји благо осциловање на крају растућег дела напонског

4. Мерење јачине електричног поља у ДБП у хелијуму и смеси хелијум - водоник

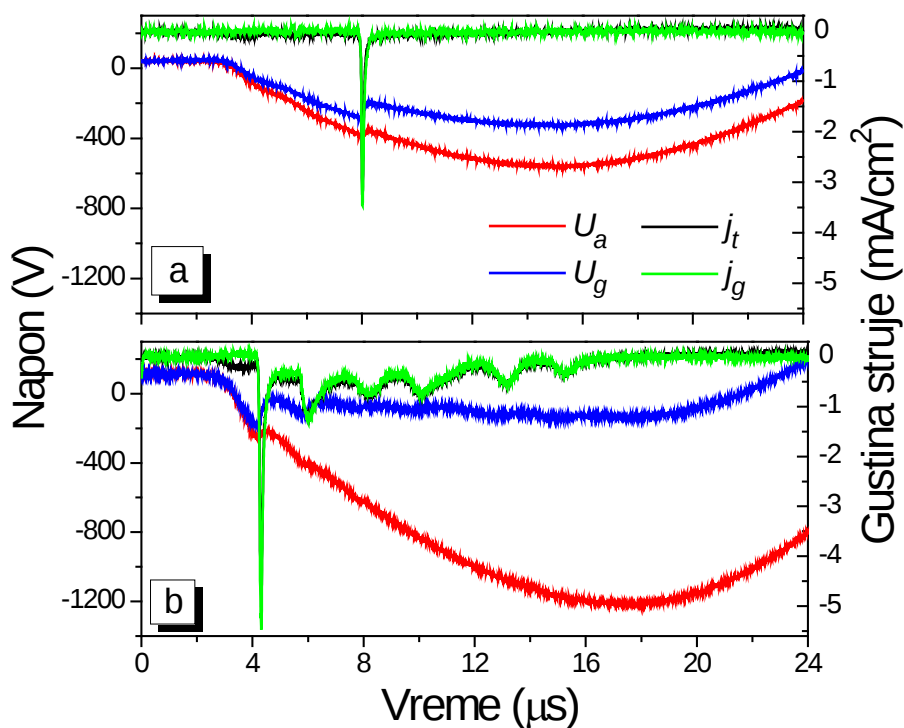
сигнала. Иако се чине да то осциловање нема утицаја на струјни сигнал, као мера предострожности, из дискусије су изостављени струјни пикови и спектроскопска мерења која су извршена током растуће фазе напонског сигнала. Примећује се пад примењеног напона током струјног пика. Тај пад напона условљен је ограничењем струјног извора.



Слика 4.1 а) Један период примењеног напона у ДБП у хелијуму. б) Осцилограми густине струје j , примењеног напона U_a и напона у гасу U_g

Напони пробоја у хелијуму и смеси хелијум-водоник су различити. Пре него што струјни пик почиње да расте напон у гасу (U_g) достиже вредност 480 V у хелијуму и 280 V у смеси хелијум-водоник. Додавање водоника у хелијум узрокује смањење пробојног напона због Пенинговог ефекта [11]. Такође, релативна концентрација водоника у смеси је висока, тако да директна јонизација водоникових молекула сударима са електронима има незанемарљив утицај на пораст степена јонизације у смеси. У пражњењу у хелијуму примећује се само један струјни пик у опадајућој (или растућој) фази напонског сигнала, у целом

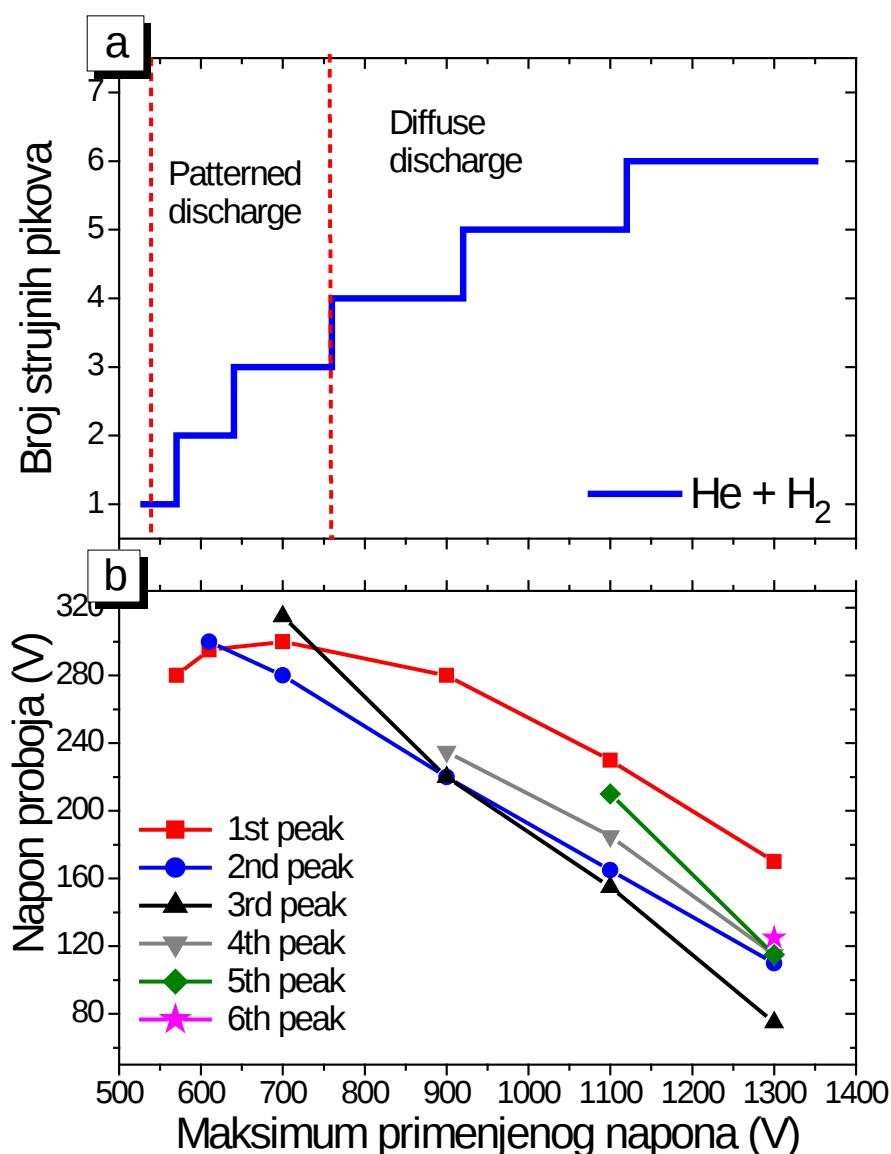
опсегу примењеног напона 600 V – 950 V . Облик струјног пика показује брзи пораст јачине струје (трајања $\sim 0.4 \mu\text{s}$) и спори пад од око $5 \mu\text{s}$. Већ је показано да додавање водоника у хелијум доводи до појаве више струјних пикова при сличном примењеном напону [11]. Слично је примећено и у пражњењу у нашој гасној смеси. Док хелијум има само један пик у целом опсегу примењеног напона, гасна смеша хелијум-водоник има до пет пикова у истом опсегу примењеног напона и до шест пикова у опсегу напона 600 V – 1350 V . На слици 4.3(а) приказано је како број струјних пикова расте са порастом примењеног напона.



Слика 4.2 Осцилограми густине струје j , густине струје у пражњењу j_d , примењеног напона U_a и напона у гасу U_g за две вредности максимума примењеног напона у 95%He + 5%H₂:
а) 570 V и б) 1230 V

Када се јавља само један струјни пик пражњење је структурирано и не прекрива целу површину електроде. Посматрано са стране уочава се да се пражњење састоји од великог броја широких филамената који се хаотично јављају. У режиму са два струјна пика пражњење прекрива целу површину електрода, али је још увек

структурирано. Са порастом примењеног напона долази до преклапања филамената и формира се једна јасна светлећа област преко целе површине електроде. Коначно, пражњење постаје дифузно када ради у режиму са четири струјна пика и остаје дифузно све до 1350 V, што је максимална вредност примењеног напона која је могла да се постигне. На слици 4.2(b) приказан је типичан струјни сигнал за пражњење у мултипик режиму.



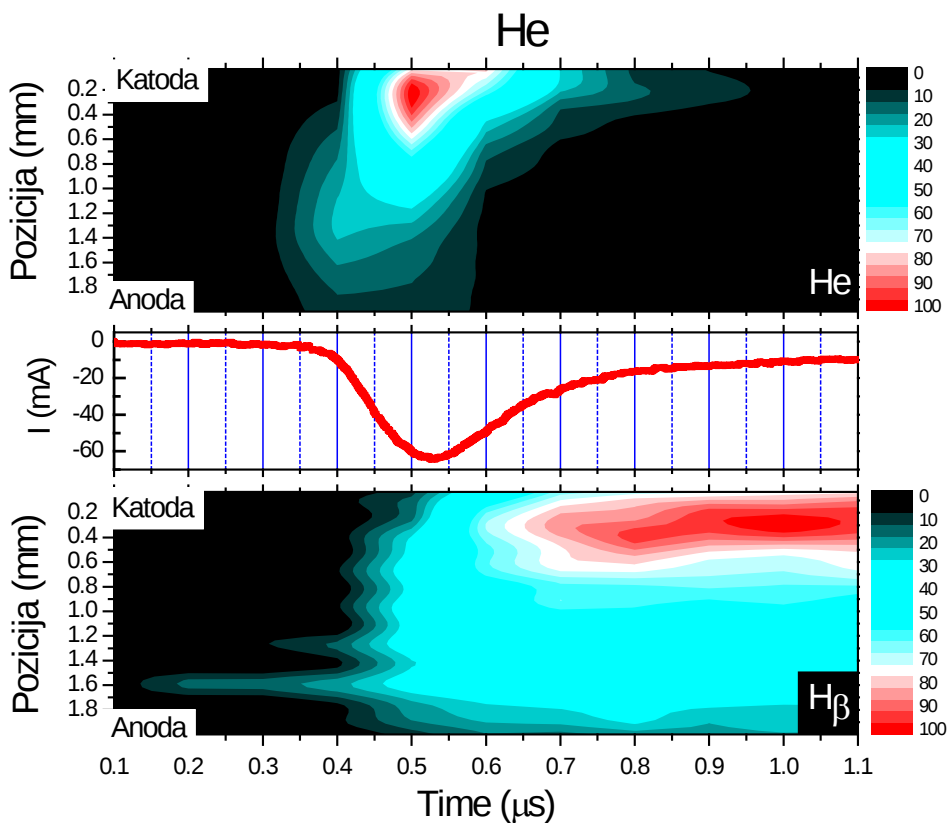
Слика 4.3 Утицај примењеног напона на а) број струјних пикова и б) пробојне напоне за узастопне струјне пикове у ДБП у 95%He + 5%H₂ на 200 mbar

Наредни пикови имају мању амплитуду и већу ширину. Овакво понашање дифузног пражњења може се објаснити механизмом где акумулирана наелектрисања на површини диелектрика прво појачавају електрично поље између електрода, док у каснијој фази мултипик режима акумулирана наелектрисања узрокују слабљење електричног поља што доводи до снижења степена јонизације и монотоног опадања амплитуде струјних пикова [2, 12, 13]. Пробојни напон за сваки струјни пик у мултипик режиму пражњења је различит. На слици 4.3(b) приказана је зависност напона пробоја ($(U_g)_{\max}$) за узастопне струјне пикове од амплитуде примењеног напона (U_a) у смеси хелијум-водоник. Прво, може се видети да се пробојни напон првог струјног пика постепено смањује са повећањем примењеног напона (односно са повећањем броја пикова), осим у случају структурираног пражњења. Чињеница да пробојни напон зависи од брзине промене примењеног напона (dU_a/dt), већ је наглашена у [14, 15]. У овом експерименту вредност $|dU_a/dt|$ варира више од пет пута: од 350 до $1800 \text{ V}\mu\text{s}^{-1}$. Друго, пробојни напон другог струјног пика у дифузном пражњењу је увек нижи од првог који има највећи пробојни напон од свих пикова. Већ је било речи о томе да су наредни струјни пикови увек под утицајем претходних и да је пробојни напон другог струјног пика обично нижи од пробојног напона првог пика [12]. Када први струјни пик слаби, струја пражњења не пада на нулу, види слику 4.3(b), тако да заостали електрони доводе до смањења пробојног напона у другом струјном пику. Пробојни напон наредних струјних пикова увек зависи од концентрације електрона заосталих од претходног пика. Анализом графика на слици 4.3 може се уочити да у току дифузног режима трећи струјни пик такође има нижи пробојни напон у односу на први и други пик. Након трећег пика, пробојни напон за наредне пикове је већи.

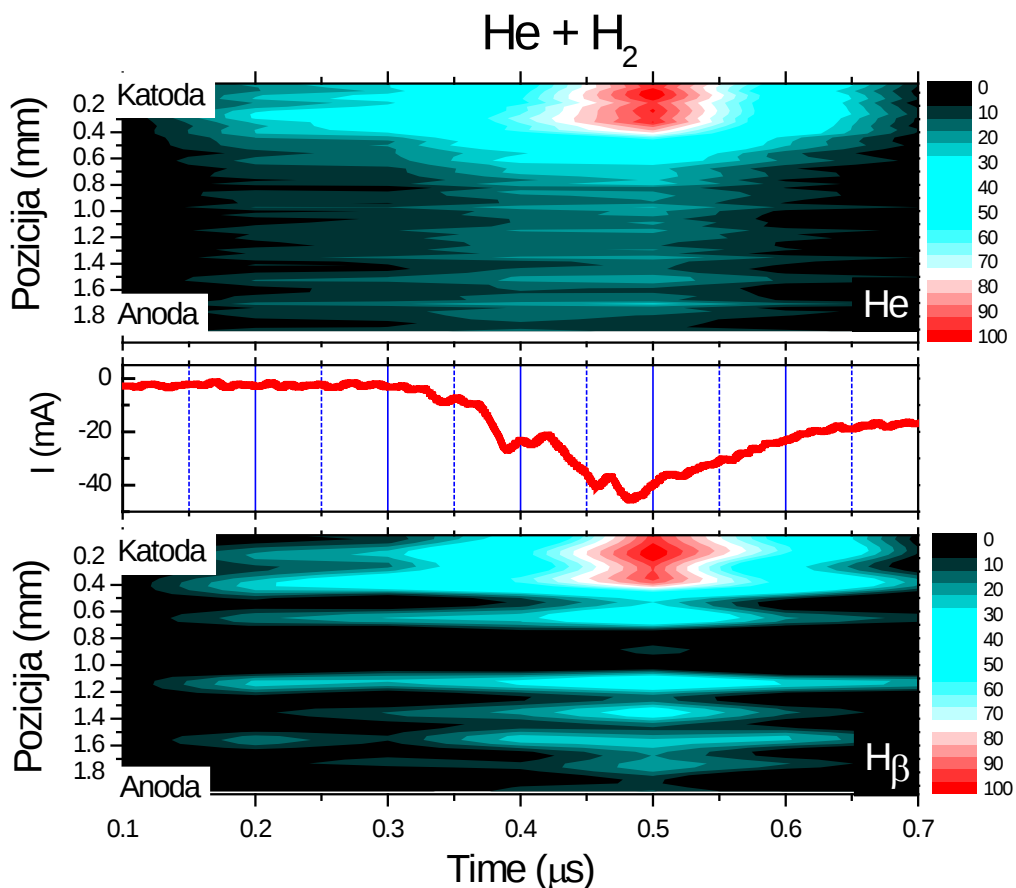
У циљу добијања коректних интерпретација спектроскопских података, веома је важно да се пражњење одвија у дифузном режиму. Имајући ово у виду, сва спектроскопска мерења су вршена у режиму пражњења са четири струјна пика.

4.3.2 Временска анализа просторне расподеле спектралних линија

Спектроскопска мерења су извршена током негативних струјних пикова. Интензитет интегралне емисије светлости је знатно нижи у пражњењу у смеши хелијум-водоник него у пражњењу у чистом хелијуму. Линије He I 492.2 nm и H β 486.1 nm су снимане истовремено, у истом прозору таласних дужина ICCD камере. На сликама 4.4 и 4.5 приказана је просторно временска расподела интензитета наведених линија у ДБП-у у хелијуму и у смеши хелијум-водоник на 200 mbar. Занимљиво је напоменути да је при истом примењеном напону, интензитет H β линије у пражњењу у хелијуму (примеса водоника мање од 0,01%) много већи него у пражњењу у смеши хелијум-водоник (5% H $_2$). Временске расподеле интензитета линија су представљене заједно са развојем струје пражњења, са циљем да се процени механизам екситације радијативних стања.



Слика 4.4 Просторне и временске расподеле нормираних интензитета линија He I 492.19 nm и H β 486.13 nm у ДБП у хелијуму (концентрација водоника <0.01%) на 200 mbar



Слика 4.5 Просторне и временске расподеле нормираних интензитета линија He I 492.19 nm и H β 486.13 nm у ДБП у смеши хелијум-водоник (95%He + 5%H $_2$) на 200 mbar

У ДБП-у, директна екситација линије He I сударима са електронима се јавља при јаком електричном пољу и високој концентрацији електрона током струјног пика. Са друге стране, индиректна екситација водоника преко процеса који укључују метастабиле, јавља се углавном након струјног пика [3]. Интензитет He I линије у пражњењу у хелијуму, види слику 4.4, нагло расте са порастом јачине струје, али је гашење брже, што имлицира да се побуђени нивои примарно популишу сударима са електронима. Емисија H β линије јасно касни у односу на струјни пик: максимум интензитета линије јавља се око 500 ns након струјног максимума, односно максималног интензитета He I линије. Максимум интензитета H β линије јавља се у касној опадајућој фази јачине струје, када електрично поље

4. Мерење јачине електричног поља у ДБП у хелијуму и смеси хелијум - водоник

има малу јачину. Ово је разлог што H_{β} линија не може да се користи за мерење јачине електричног поља. Примећено кашњење емисије линије H_{β} је веома слично резултатима добијеним у експериментима [16, 17], где је показано да хелијумови метастабилни атоми и молекули имају веома важну улогу у побуђивању H_{α} и H_{β} прелаза водоникових атома. Наиме, у пражњењу у хелијуму и у хелијуму са примесама других гасова, значајна количина енергије се акумулира у унутрашњим степенима слободе атома и молекула у метастабилним стањима и та енергија може бити пренесена са метастабилна на друге честице кроз нееластичне сударе.

Расподела интензитета показује да се $He\ I$ линија прво јавља код аноде, а затим се њен интензитет повећава према катоди. Максималан интензитет линије је уочен приближно 200 ns након почетка пражњења. Такав развој је карактеристичан за Таунсендов механизам пробоја, који предпоставља да се пражњење одржава секундарном емисијом електрона са катоде. Овај резултат показује добро слагање са резултатима добијеним у другим експериментима [18] и нумеричким моделима [19, 20]. Сагласно експерименталним резултатима и цитираним референцама, ово пражњење може се окарактерисати као субнормално тињаво ДБП. Овај закључак је изведен узимајући у обзир трајање струјног сигнала ($\sim 2\ \mu s$), дужину катодне области ($> 1\ mm$; што ће бити касније приказано) и расподелу интензитета $He\ I$ линије. Поређења ради, у тињавом ДБП у хелијуму трајање струјног сигнала је дуже ($\sim 20\ \mu s$) [1, 3], дужина катодног пада је мања ($< 0.5\ mm$) [1, 2] и расподела интензитета хелијумове линије подсећа на структуру ДС тињавог пражњења са интензивном светлом области код катоде (катодно и негативно светљење) и позитивним стубом мањег интензитета [3]. Расподела хелијумове $He\ I$ линије, приказана на слици 5, показује да се област катодног светљења продужава до аноде, што је карактеристика субнормалног тињавог пражњења.

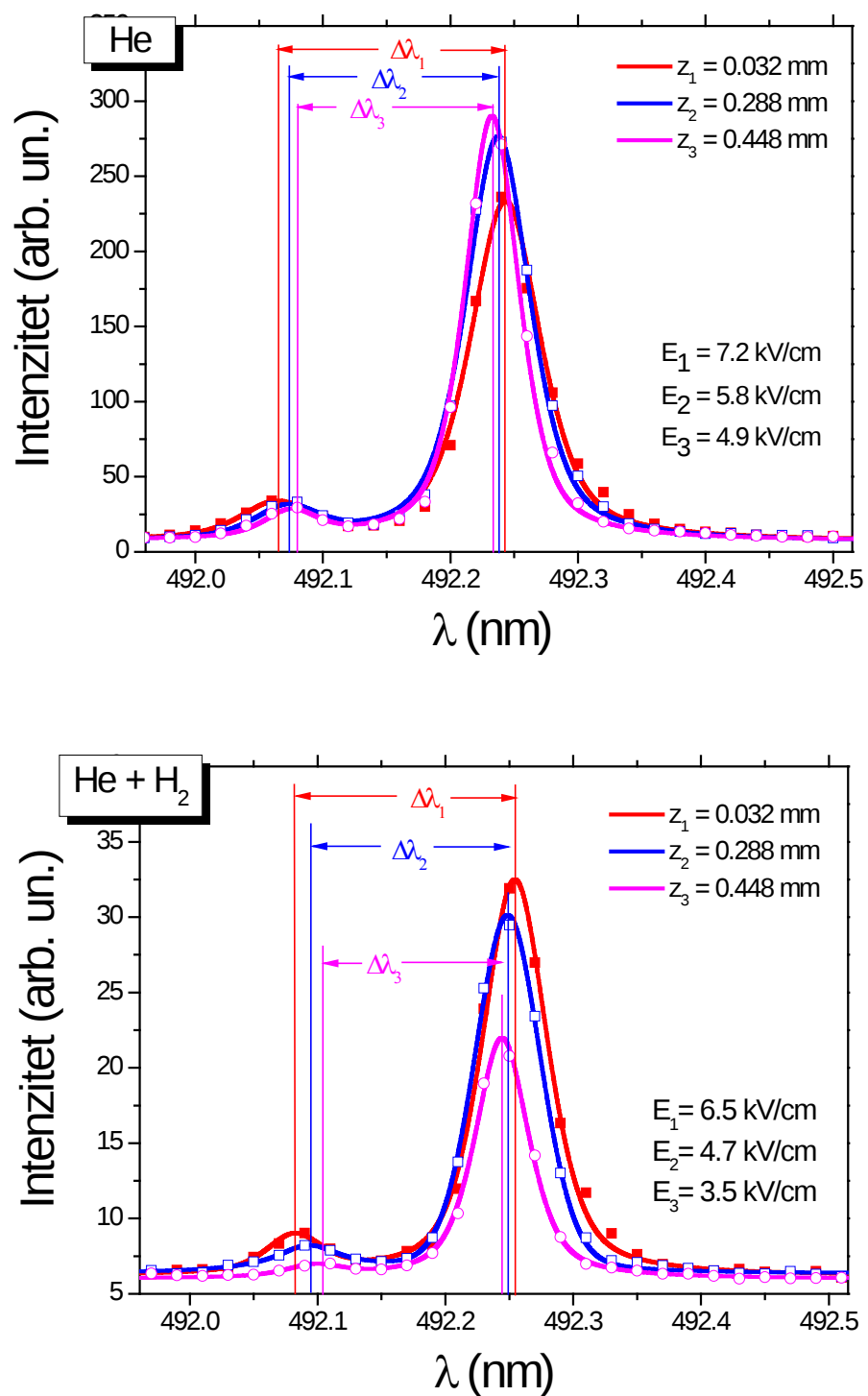
Анализирајући слику 4.5 може се закључити да се максимум интензитета $He\ I$ и H_{β} линија у смеси гасова поклапају са максимумом струје и нису временски померени као у случају ДБП-а у хелијуму. Ово имплицира закључак да је H_{β} линија углавном побуђена сударима са електронима, као и $He\ I$ линија. Највероватније

објашњење за доминантну електронску ексцитацију H_{β} линије у смеши је што повећана концентрација молекула водоника смањује број метастабилна хелијума, било "хлађењем" расподеле електрона или гашењем хелијумових метастабилна. Са друге стране у пражњењу у хелијуму, преовладава ексцитација линије H_{β} узрокована метастабилима хелијума.

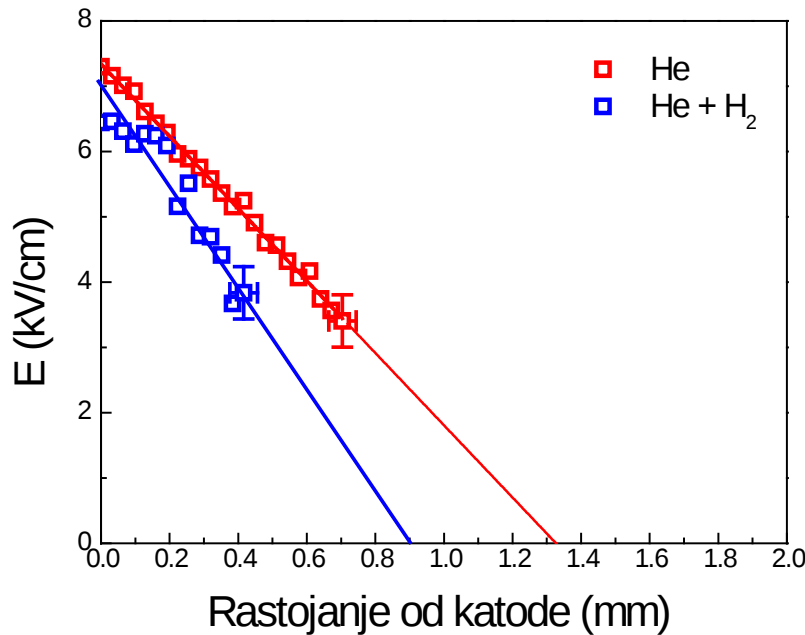
4.3.3 Мерење јачине електричног поља

Примери типичног π -поларизованог спектра He I линије у ДБП-у у хелијуму и у смеши хелијум-водоник снимљени на различитим позицијама од катоде су приказани на слици 4.7. Дозвољена линија ($2p^1P^0 - 4d^1D^0$) и њена забрањена компонента ($2p^1P^0 - 4f^1F^0$) су фитоване псеудо-Воит профилима како би се проценило *peak to peak* растојање на основу ког се одређује јачина електричног поља. Допринос Гаусовог и Лоренцовог профила у функцији фита је исти као у инструменталном профилу. Анализирајући слику, може се закључити, да је профил линије широк и асиметричан. Узрок ширења и асиметричности линије је преклапање спектралних линија емитованих од атома на различитим позицијама у пражњењу, тј. на позицијама где је јачина електричног поља различита. Наиме, зрачење које је пројектовано на улазни слит, поред зрачења из централне области пражњења, такође укључује малу количину зрачења из околних области у којима је јачина електричног поља различита. Дакле, псеудо-Воит је само приближна апроксимација функције фита за профил линије која је коришћена за процену позиција пикова забрањене и дозвољене компоненте линије.

Коришћењем профила He I 492.19 nm, могуће је поуздано одредити јачину електричног поља у више од 20 позиција у области катодног пада, са просторном резолуцијом од ~ 0.04 mm. Јачина електричног поља расте са смањењем растојања до катоде узрокујући већу разлику таласне дужине између дозвољене и забрањене компоненте He I линије, као што је приказано на слици 4.6, на којој су приказани фитови линија са експерименталним тачкама на различитим растојањима од катоде.



Слика 4.6 Фитовани профили линије He I 492.19 nm са експерименталним тачкама снимљеним на неколико растојања од катоде у ДБП у He и He95% + 5%H₂ на 200 mbar; $U_a=930$ V



Слика 4.7 Аксијална расподела електричног поља у ДБП у He и He95% + 5%H₂ на 200 mbar; U_a = 930 V

Аксијалне расподеле (нормално на површину електроде) измерене јачине електричног поља у пражњењу у хелијуму и смеси хелијум-водоник, при истом примењеном напону $|U_a|$ од 930 V, су одређене применом *peak to peak* методе и приказане на слици 4.7. Ова слика показује да се расподеле електричног поља у близини катоде могу веома добро апроксимирати линеарном функцијом, што је типично за DC тињаво пражњење. Применом једнодимензионих модела за баријерно пражњење у хелијуму на атмосферском притиску [1, 2, 19, 20] показано је да се, под одређеним условима, развија просторна структура слична као код тињавог пражњења, са приближно линеарним опадањем јачине електричног поља у области катодног пада. Иако се пражњење у овом експерименту успоставља на нижим притисцима, реално је очекивати да јачина електричног поља линеарно опада у области катодног пада. Експериментална метода за одређивање дужине катодног пада је линеарна екстраполација расподеле јачине електричног поља [4 - 7], као што је приказано на слици 4.7. Расподеле јачине електричног поља добијене на притиску 200 mbar у ДБП-у у хелијуму и смеси хелијум-водоник, за исти

4. Мерење јачине електричног поља у ДБП у хелијуму и смеси хелијум - водоник

примењени напон, показују да јачина електричног поља у смеси гасова има нешто мање вредности у односу на чист хелијум. Одступања измерених вредности јачине електричног поља од линеарног фита су већа за смешу гасова него за чист хелијум. То је последица слабијег интензитета линије и мањег односа сигнал/шум у смеси, што смањује прецизност читавања положаја максимума забрањене компоненте.

Тачност мерења је потврђена поређењем U_g са $U_{cal} = \int_0^L E dx$, где је L - дужина

катодног пада. У табели 1 су сумирани резултати мерења и прорачуна.

Табела 4.1. Резултати мерења и прорачуна за пражњења у хелијуму и смеси хелијум-водоник.

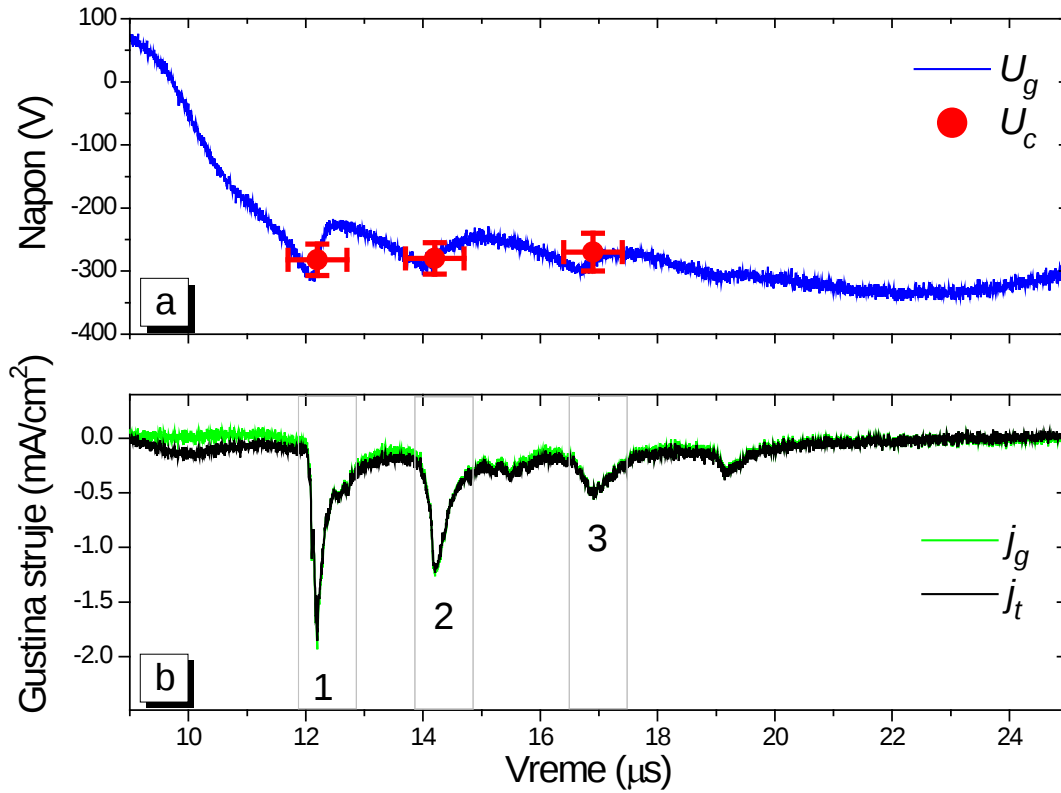
Притисак радног гаса 200 mbar, радни напон $U_a = 930$ V

Радни гас	Чист <i>He</i>	95% <i>He</i> + 5% <i>H</i> ₂
Напон у гасу $ U_g $ (V)	470	290
Густина струје j (mA/cm ²)	5.8	2.8
Линеарни фит $ E_0 $ (kV/cm)	7.3	6.4
L (mm)	1.35	0.95
$ U_{cal} $ (V)	480	310

Дужина катодног пада је мања у смеси гасова (Слика 4.7). Треба напоменути да је линеарна екстраполација коришћена имајући у виду да је то прилично добра апроксимација за опадајући део расподеле јачине поља у поменутим теоретским моделима. Линеарна екстраполација расподеле јачине електричног поља у пражњењу у хелијуму испод 3 kV/cm је оправдана веома dobrим слагањем линеарног фита са експерименталним подацима. Такође, постоји ограничење експерименталне методе које не дозвољава да се мери јачина електричног поља испод 3 kV/cm. Теоријски модели предвиђају постојање електричног поља у позитивном стубу у ДБП-у у хелијуму [1, 2, 19, 20], али је јачина тог поља мања од 3 kV/cm, тј. нижа је од прага детекције примењене методе мерења.

Разлика између вредности напона пробоја (тј. јачине електричног поља уз површину катоде и дужине области катодног пада) у овим пражњењима може се објаснити на следећи начин. У пражњењу у хелијуму, релативна концентрација приимеса (азот и водоник) је мања од 0.01%, тако да директна јонизација њихових молекула сударима са електронима нема утицај на укупан коефицијент јонизације, упркос њиховим нижим праговима за јонизацију (15.6 eV за N_2 и 15.4 eV за H_2). Примарни процес јонизације пре почетка пробоја у пражњењу у хелијуму је Пенингова јонизација која укључује метастабиле хелијумових атома и молекула [2]. У смеси гасова, концентрација водоника је много већа па се концентрација метастабиле смањује - праг јонизације молекула водоника (15.4 eV) нижи је од енергије ексцитације најнижег стања метастабиле хелијума који је укључен у Пенингову јонизацију $He_2(a^3\Sigma_u^+)$ (18.1 eV) [2]. То доводи до веће продукције електрона и већег доприноса јонизације електронима на укупан коефицијент јонизације. Дакле, пре почетка пробоја, степен јонизације у смеси гасова је већи него у хелијуму и потребна је нижа вредност напона у гасу за пробој, што значи да се смањују вредности јачине електричног поља уз катоду и дужине катодног пада.

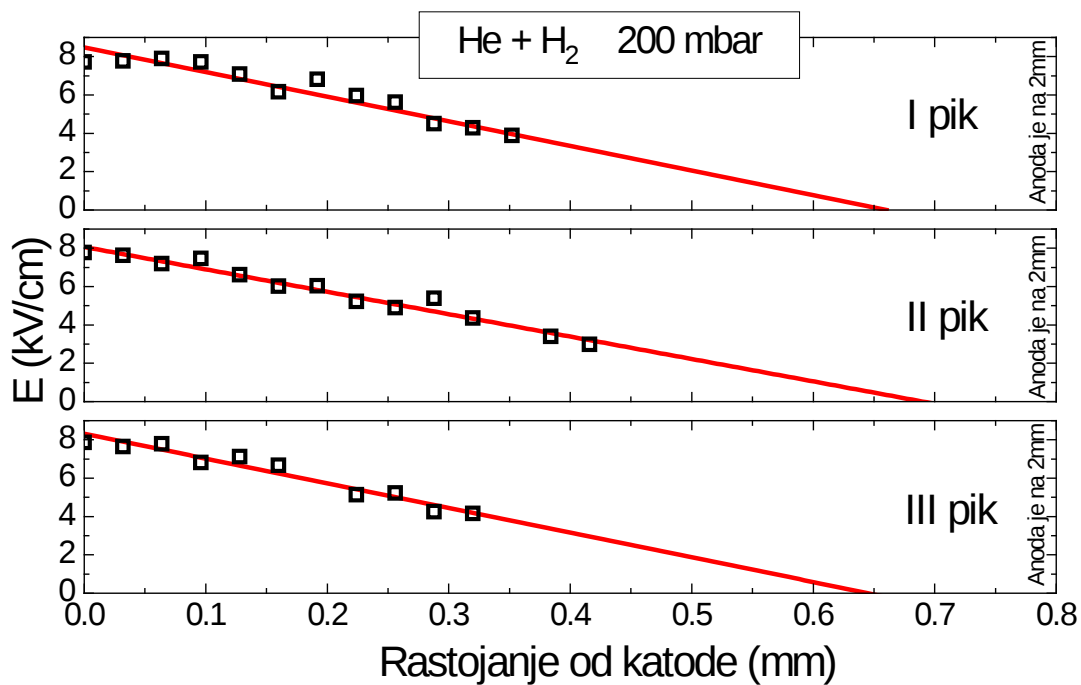
Већ је речено да се у смеси хелијум-водоник дифузно пражњење успоставља у мултипик режиму (Слика 4.3а). Интересантно је упоредити расподеле јачине електричног поља током сукцесивних пикова, тако да је следећи корак примена демонстриране технике за мерење јачине електричног поља на мултипик режим пражњења. Међутим, да би се техника могла применити, забрањена компонента линије He I мора имати довољан интензитет за поуздано фитовање. Имајући ово у виду, одабран је режим са 4 струјна пика, при радном напону 800 V (Слика 4.8б). Шрафиране области (ширине $1 \mu s$) означавају интервале времена током којих је извршено снимање. Временска резолуција је одбрана тако да се добију интензитети који су довољно велики за поуздано мерење јачине поља на више позиција у катодном паду.



Слика 4.8 а) Поређење израчунатог катодног пада напона U_c и мереног напона у гасу U_g у мултипулс режиму у ДБП у смеси хелијум-водоник
 б) Густина струје j_t и густина струје пражњења j_d са означеним интервалима током којих је вршено снимање; $P = 200$ mbar, $U_a = 800$ V

Добијене расподеле јачине електричног поља, са одговарајућим линеарним фитовима, приказане су на слици 4.9. Анализирајући графике са слике може се закључити да се од првог до трећег струјног пика просторна расподела јачине електричног поља практично не мења, иако је јачина струје опала више од три пута. Овај неочекивани резултат захтева додатну проверу и поново је примењен (већ поменути) поступак за тестирање поузданости мерења јачине електричног поља. Израчунати напони U_{cal} са процењеном грешком представљени су на слици 4.8(а) заједно са графиком напона у гасу U_g . Уочава се да је слагање између U_{cal} и U_g прилично добро.

Нумерички прорачуни и анализа урађени у [22] за ДБП у хелијуму, напајано синусним напонем фреквенције 5 kHz, показали су да је за други струјни пик (који је смањен за 50%) јачина електричног поља на површини кадоде смањена за 30%. Иако је ово пражњење различито (смеша хелијум-водоник, пулсирајући напон), очекивана је мерљива промену јачине електричног поља на површини катоде, јер се јачина струје смањила за 70% од првог до трећег пика. Ипак, као што се може видети, промене вредности јачине електричног поља нису примећене.



Слика 4.9 Аксијална расподела електричног поља у ДБП у 95%He + 5%H₂ на 200 mbar;
 $U_a = 800$ V

5. МЕРЕЊЕ ЈАЧИНЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У ДБП-У НА АТМОСФЕРСКОМ ПРИТИСКУ НА ОСНОВУ ОДНОСА ИНТЕНЗИТЕТА ХЕЛИЈУМОВИХ ЛИНИЈА

5.1 Увод

У овом делу рада предложен је и тестиран нови метод за мерење јачине електричног поља у области катодног пада у нискотемпературном пражњењу на атмосферском притиску у хелијуму. Како ће бити показано, нови метод је искоришћен за мерење и истраживање просторно-временског развоја електричног поља у ДБП-у на атмосферском притиску.

Познавање зависности параметара плазме од услова пражњења је од значајног интереса за примену. Осим електронске концентрације и температуре, температуре гаса и концентрације честица продукованих у пражњењу, познавање јачине електричног поља је од суштинског значаја за разумевање пражњења. У претходним истраживањима демонстрирана је техника заснована на Штарковој поларизационој спектроскопији хелијумових линија за мерење јачине електричног поља у катодном слоју у ДБП-у на атмосферском притиску у хелијуму [1 - 3]. Предност овог метода састоји се у независности од дистрибуције енергије и концентрације честица у плазми. Нажалост, овај метод ограничен је малим интензитетом хелијумових линија са забрањеним компонентама [4]. Додатно, мерења малих вредности јачине електричног поља ограничена су преклапањем дозвољених и забрањених линија због ширења на атмосферском притиску.

Током последње деценије развијен је метод квантитативног одређивања електричног поља, у коме се користе експериментално измерене зависности интензитета другог позитивног система N_2 и првог негативног система N_2^+ [5 - 10]. Међутим, тај метод је ограничен на пражњења у N_2 / O_2 смешама гасова. Са друге стране, за одређивање електронске концентрације и температуре у плазми унутар области дивертора експерименталних фузионих реактора, уобичајено се користи

метод на бази односа интензитета хелијумових линија [11]. Такође, метод примене односа интензитета за одређивање електронске температуре у микроталасној плазми даје поуздане резултате [12]. Претходно поменути резултати су били подстицај за истраживање могућности примене односа интензитета хелијумових линија за мерење јачине електричног поља у ДБП у хелијуму на атмосферском притиску.

Интензитет атомских линија, у већини услова, зависи од коефицијента брзине процеса екситације одговарајућих атомских нивоа, који, са своје стране, зависи од редуковане јачине поља. Коришћењем односа интензитета две линије елиминише се фактор концентрације електрона што чини однос интензитета директно зависним од јачине поља. Слична процедура је коришћена за молекулски спектар азота [8 - 10].

У овом раду предлаже се нови метод за мерење јачине електричног поља који се заснива на односу интензитета две хелијумове линије великог интензитета. Одабране су хелијумове синглетне линије: He I $2^1P - 3^1D$ на 667.8 nm и He I $2^1P - 3^1S$ на 728.1 nm. Интензитет синглетних линија углавном потиче од основног стања и врло мало зависи од почетне концентрације метастабилна. Интензитет триплетних линија много зависи од концентрације метастабилна па је мерење те концентрације неопходно за употребу тих линија за одређивање параметара плазме [13].

Идеја је да се Штаркова поларизациона спектроскопија линије He I $2^1P - 4^1D$ на 492.2 nm искористи за калибрацију тј. за потврду зависности односа интензитета линија од електричног поља у датим условима. Да би се добила функционална зависност односа интензитета линија од јачине локалног електричног поља коришћен је колизиони модел за укључене атомске нивое. Зависност добијена прорачуном и потврђена калибрацијом може се користити за мерење јачине електричног поља.

5.2 Поставка експеримента

Пражњење се одвија између две паралелне металне електроде ($40 \times 40 \text{ mm}^2$), обе прекривене диелектриком Al_2O_3 (0.65 mm ; $105 \times 105 \text{ mm}^2$; $\epsilon_r = (9.4 \pm 0.3)$). Растојање између баријера је помоћу стаклених дистанцера фиксирано на 4.8 mm . Комора за пражњење је прво вакумирана до 10^{-2} mbar , а затим је у њу упуштан хелијум (99.996%) до атмосферског притиска кроз 10 еквидистантних кружних канала. Проток гаса је подешаван протокометром Omega FMA 5400/5500 опсега $0 - 5 \text{ l/min}$, на 2 l/min или 0.5 l/min .

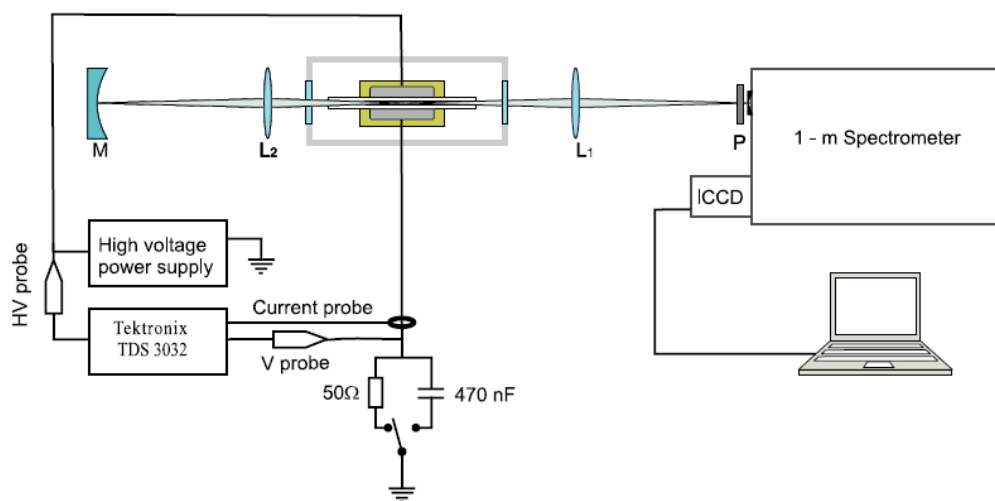
Високонапонски извор се састоји од 3 дела: генератор сигнала Tektronix AFG 3021B, аудио појачавач и високонапонски трансформатор (Слика 5.1). Амплитуда синусног примењеног напона је 1.75 kV а фреквенција 16 kHz . Напон је мерен високонапонском сондом Tektronix P6015A а јачина струје мерењем сигнала са калема Роговског IPC CM-100-M (1 V/A). Напон у гасу и струја кроз пражњење су израчунате сагласно процедури описаној у [14].

Укупан емисиони спектар, у широком опсегу ($300 - 900 \text{ nm}$), снимљен је спектрометром Ocean Optics USB4000. За просторно-временска мерења емисионог спектра коришћен је 1-m спектрометар (SOLAR TEII, MSDD1000) са дифракционом решетком 1200 zarez/mm и максималном рефлексивношћу на 600 nm . Зрачење из пражњења је детектовано помоћу ICCD (PI – MAX2, Princeton Instruments) са 1024×1024 пиксела; величина пиксела је $13 \times 13 \mu\text{m}^2$. Спектрална резолуција система је 0.0108 nm/pixel . Са улазним слитом од $30 \mu\text{m}$, ширина на половини висине одговарајућег Гаусовог инструменталног профила је 0.032 nm . Систем је калибрисан по таласним дужинама и извршена је калибрација релативног спектралног одзива употребом секундарног стандарда, волфрамске лампе NIST FEL-000, која је апсолутно калибрисана у спектралном опсегу ($250 - 1000 \text{ nm}$). Линије 667.8 nm и 728.1 nm су, током првог струјног пика, снимане са 20 акумулација, свака по 90000 експозиција, а током другог струјног пика са 60

акумулација, свака по 90000 експозиција. Линија 492.19 nm је снимана са 90 акумулација, свака по 90000 експозиција.

Да би се постигла стабилност и репродуцибилност пражњења, пражњење је радило око два сата пре почетка сваког мерења. То је, уз стабилан извор напона омогућило временску резолуцију од 20 ns. Током снимања временска резолуција била је 100 ns или 200 ns.

Систем за окидање састоји се из оптокаплера, Шмитовог окидног кола и транзистора. Отпор отпорника са кога се скида сигнал се бира тако да се праг Шмитовог окидача достигне за јачину струје која тече кроз пражњење. Шмитов окидач даје сигнал четвртастог облика (*ramp plus plateau*) којим се добро дефинише почетак снимања. Улога оптокаплера је да галвански одвоји контролну јединицу камере од пражњења. Контролна јединица камере садржи интегрисан генератор кашњења и омогућава снимање у различитим фазама развоја пражњења.



Слика 5.1

Схематски дијаграм експерименталне поставке за електрична и спектроскопска мерења.

L_1 и L_2 – сочива, P – поларизатор, M – огледало

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија He

Пошто је намера да се однос интензитета спектралних линија користи за одређивање јачине електричног поља извршен је тест на самоапсорпцију. Постојање самоапсорпције је испитивано помоћу спољног конкавног огледала (полупречника 36 cm) и конвексно сочиво (жижна даљина 8 cm) (Слика 5.1) [15]. Конкавно огледало постављено је на растојању од две жижне даљине иза пражњења. Тиме се дуплира оптички пут зрачења кроз пражњење и повећава интензитет светлости. Рефлектована слика се ротира помоћу сочива и пројектује на спектрометар. Сочиво се поставља на $1/3$ дужине између центра пражњења и огледала. Тест на самоапсорпцију се врши упоређивањем два профила линије – мереног са и без огледала. Промена у облику профила линије, тј. промена ширине профила указује на постојање самоапсорпције. У овом случају, примена описаног теста на самоапсорпцију има ограничења због нехомогености пражњења и незанемарљивих димензија самог пражњења.

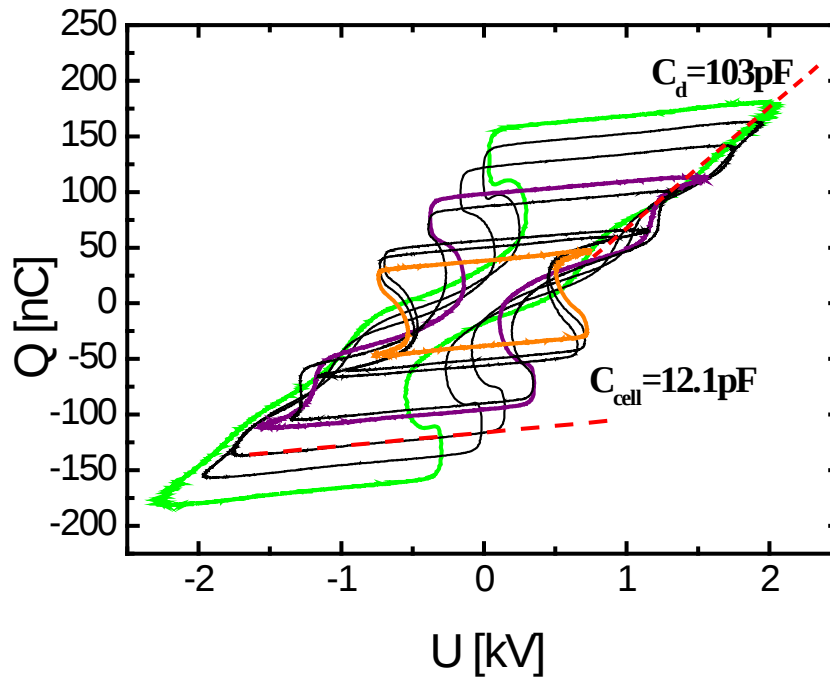
5.3 Експериментална истраживања односа интензитета линија

5.3.1 Карактеристике пражњења

Резултати су добијени за два сета експерименталних услова. У оба случаја пражњење ради на атмосферском притиску, амплитуда примењеног напона је 1.75kV и фреквенција 16 kHz, а разлика је у брзини струјања гаса. Прво су мерења вршена за проток од 2l/min а онда за 0.5l/min. Наиме, експериментално је утврђено да се карактеристике пражњења мењају са променом брзине струјања гаса. Управо се те фине разлике користе за тестирање осетљивости предложеног метода за мерење јачине електричног поља.

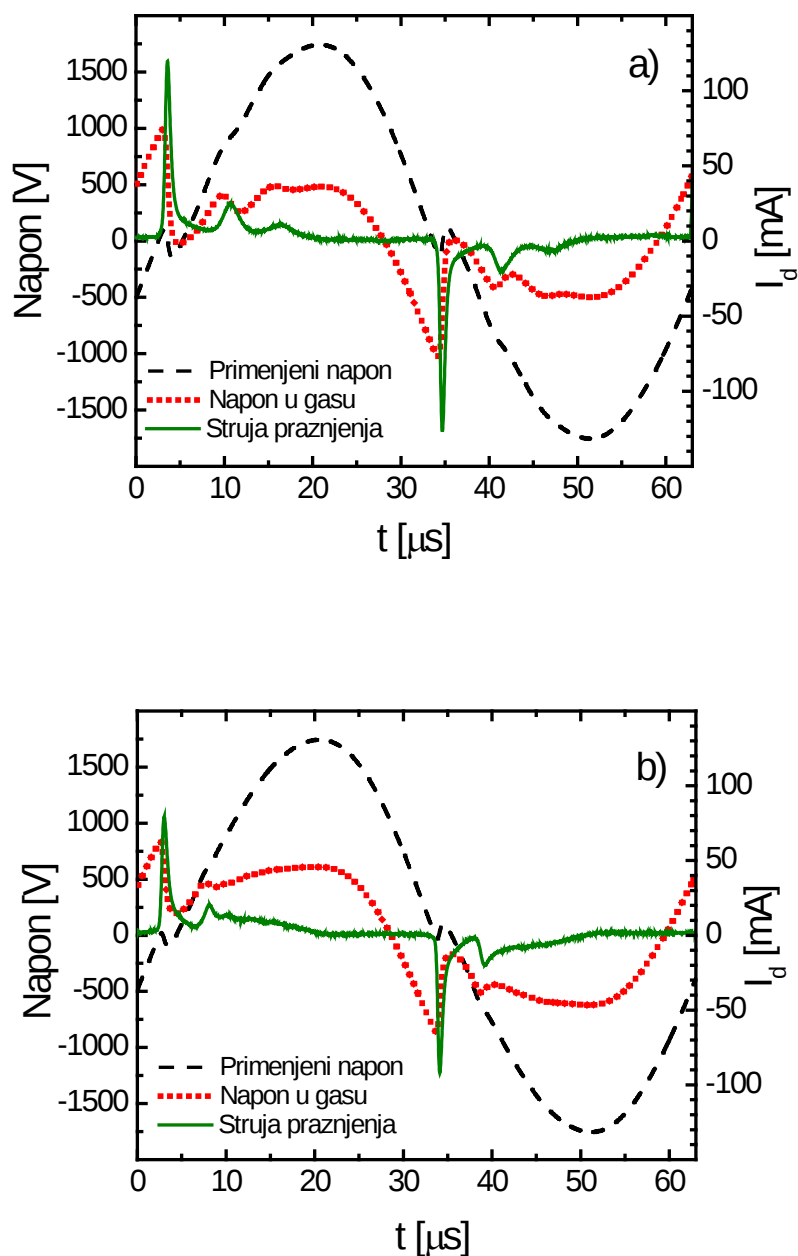
Пратећи метод приказан у [14], снимљени су $Q - V$ дијаграми за неколико амплитуда примењеног напона из којих је одређен капацитет диелектричних баријера C_d и укупни капацитет ћелије за пражњење C_{cell} (Слика 5.2), а на основу

њих је израчунат капацитет гаса C_g . Вредности C_g и C_d добијене на овај начин су коришћене за израчунавање јачине струје пражњења и напона у гасу.



Слика 5.2 Q-V дијаграми мерени за различите амплитуде примењеног напона при протоку гаса од 0.5 l/min

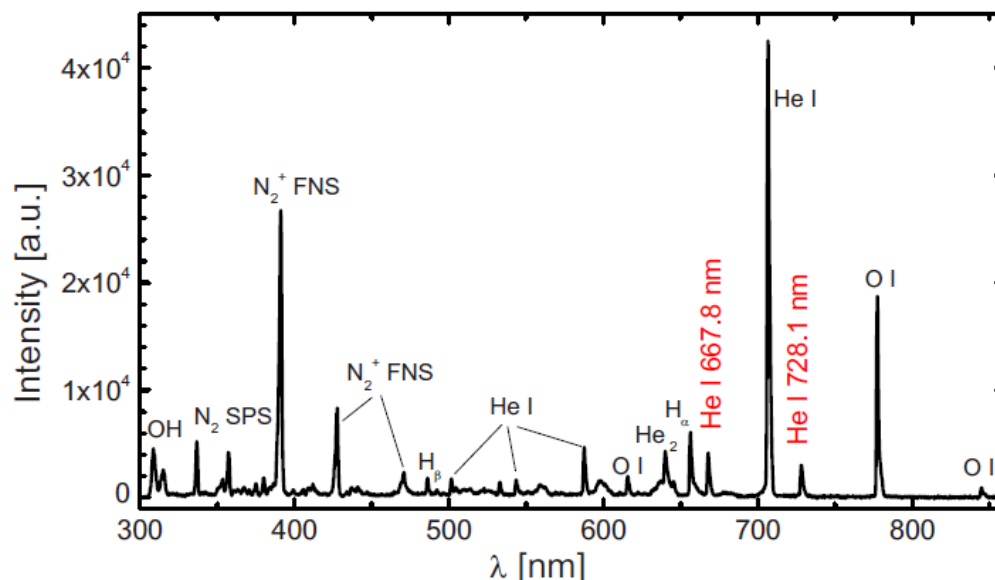
Типични облици струјног и напонског сигнала за две брзине струјања у хелијуму су приказани на слици 5.3. Иако је амплитуда примењеног напона иста, електричне карактеристике пражњења се значајно разликују. При протоку од 2 l/min уочавају се 3 струјна типа, максималан напон у гасу је 1020 V и максимална јачина струје је 110 mA. Са друге стране са смањењем брзине протока на 0.5 l/min, број струјних пикова опада на 2 и такође опадају и максималне вредности напона у гасу и јачине струје на 850 V и 80 mA, респективно.



Слика 5.3. Примењени напон, напон у гасу и јачина струје пражњења током једног периода за протоке гаса: а) 2 l/min ; б) 0.5 L/min

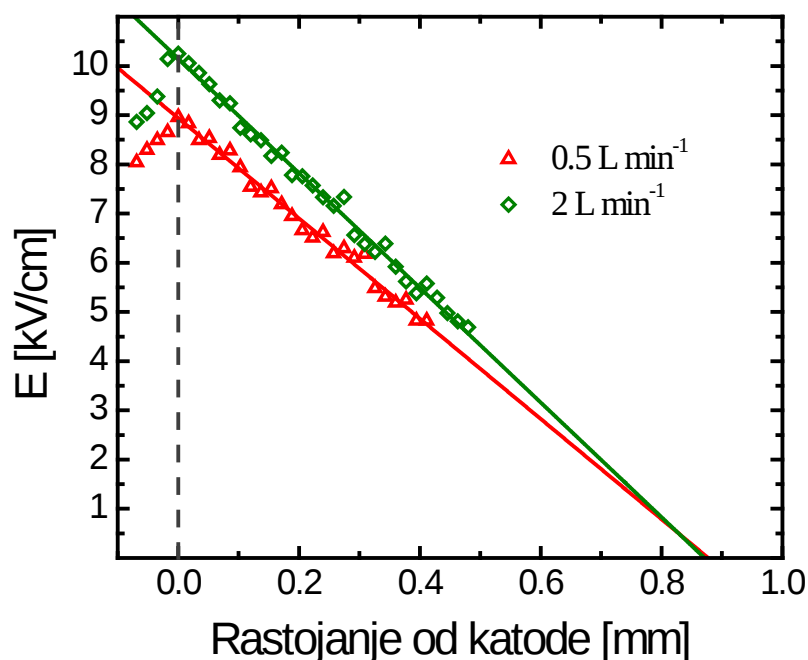
Интегрални спектар снимљен при брзини протока 2 l/min приказан је на слици 5.4. Спектар садржи хелијумове линије и траке и такође атомске линије и траке присутних нечистоћа (азот, кисеоник и водена пара). Најинтезивније хелијумове

линије у спектру су триплетне He I $2^3P - 3^3D$ на 587.6 nm и He I $2^3P - 3^3S$ - 706.5 nm и синглетне He I $2^1P - 3^1D$ на 667.8 nm и He I $2^1P - 3^1S$ - 728.1 nm. Природно, ове линије су биле кандидати за мерење јачине електричног поља засновано на основу интензитета линија.



Слика 5.4 Емисиони спектар ДБП плазме у хелијуму [16]

Како је у уводу већ речено, у претходним истраживањима је развијен метод за мерење расподеле електричног поља у катодној области ДБП-а применом Штаркове поларизационе спектроскопије хелијумове линије He I 492.19 nm. Метод је примењен на пражњења у хелијуму и смеши хелијума и водоника (поглавља 3.4 и 4). Резултати добијени применом тог метода су презентовани у [1 - 3]. Ти резултати су добијени за нестандардан, асиметричан, пулсирајући режим ДБП-а на притисцима 200 mbar и 800 mbar. Овде ће бити показана примена метода на синусни облик сигнала и пражњење на атмосферском притиску, што је погодније за упоређивање са постојећим теоријским моделима. Аксијална расподела електричног поља је мерена у фази максимума првог струјног пика са прозором 0.2 μ s. Резултати добијени за протоке гаса 0.5 l/min и 2 l/min приказани су на слици 5.5.



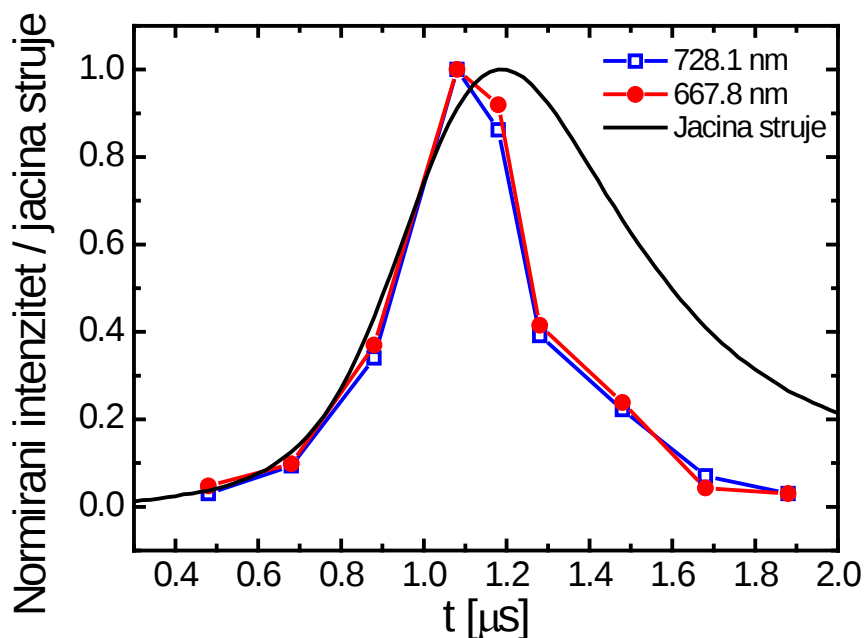
Слика 5.5 Просторна расподела јачине електричног поља за две брзине протока

Уочава се да јачина електричног поља линеарно опада са удаљавањем од катоде, тј. област катодног пада слична оној у случају DC тињавог пражњења, са максималном вредношћу електричног поља уз катоду. Процењена дужина катодног пада, добијена екстраполацијом од око 0.9 mm је такође упоредива са дужином катодног пада у тињавим пражњењима на ниском притиску. Разлика између расподела електричног поља за две брзине протока је очигледна и слаже се са разликом одговарајућих напона у гасу.

5.3.2 Временски развој хелијумових линија

Упоређивање временског развоја спектралних линија и временског развоја струјног сигнала може да укаже на механизам ексцитације [17, 18]. Развој интензитета посматраних хелијумових линија заједно са обликом струјног сигнала дат је на слици 5.6. Пораст интензитета обе линије и истовремено са порастом

јачине струје показује да се побуђена стања доминантно популишу електронским сударима. Директна зависност интензитета линије од продукције брзиих електрона омогућава да се ове линије користе за мерење јачине електричног поља. Идентичан временски развој интензитета посматраних линија указује на сличне процесе њихове популације и депопулације. Брзо слабљење интензитета у поређењу са струјним сигналом указује на опадање температуре електрона у фази слабљења струје [18].



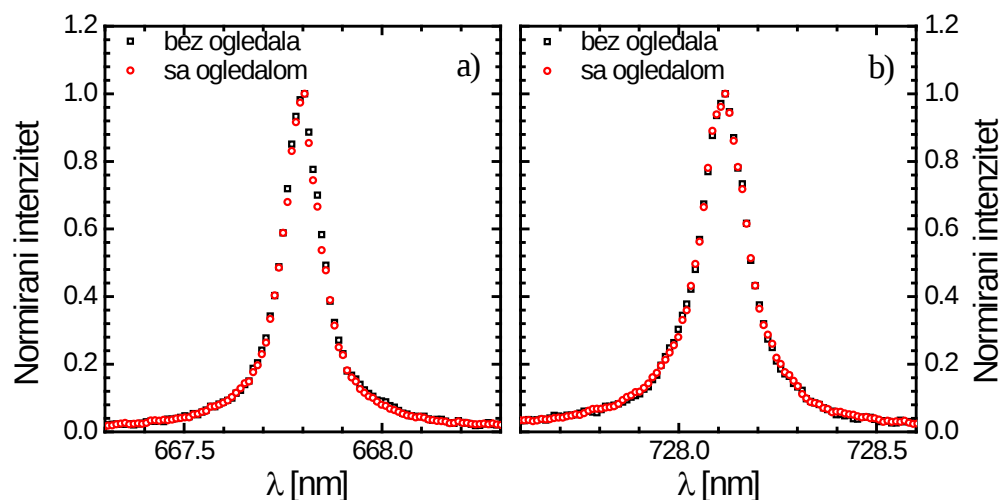
Слика 5.6 Временска зависност нормираног интензитета линије и јачине струје

5.3.3 Облик линије и тест на самоапсорпцију

Ако је намена спектроскопских мерења употреба интензитета линије, од великог интереса је комплетно познавање профила линије. Због тога је потребно узети изоловану линију, проширену познатим механизмима и без утицаја самоапсорпције. Наиме, механизми ширења као што су природно, инструментално,

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија He

Доплерово и Ван дер Валсово не утичу на интензитет линије, али постојање самоапсорпције драстично мења слику.



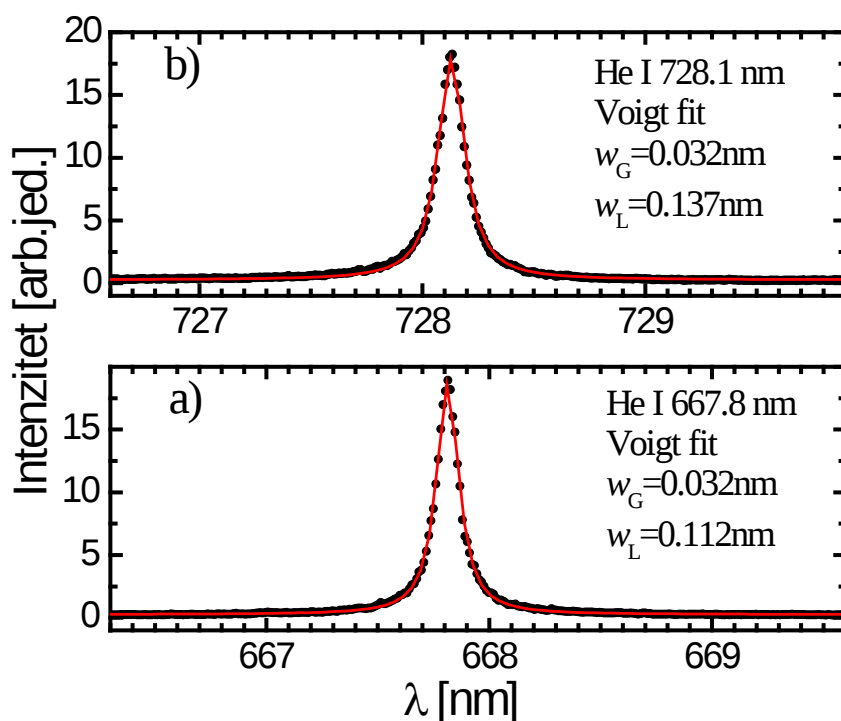
Слика 5.7 Резултат теста на самоапсорпцију за две линије а) He I 667.8 nm б) He I 728.1 nm

Извршен је тест на самоапсорпцију и на слици 5.7 су приказани резултати теста. За обе линије, профили снимљени са огледалом упоређени су са профилима снимљеним без огледала. Због очигледнијег упоређивања облика, профили су нормирани на њихов максимум. Анализом слике може се закључити да су профили линије веома слични и да ширина линије није промењена. Дакле, може се закључити да за ове атомске линије самоапсорпција није детектована.

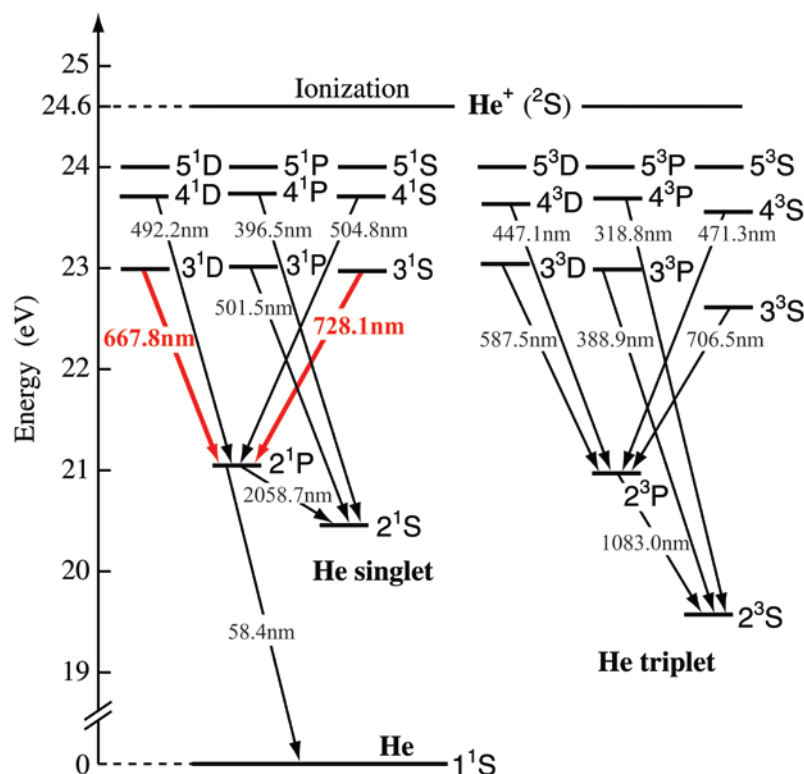
ДБП је плазма са малом концентрацијом електрона и релативно високом температуром електрона. Сагласно са мерењима приказаним у [19] максимална концентрација електрона у хелијуму на атмосферском притиску је испод $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, што значи да се Штарково ширење може занемарити. На пример, полуширине хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm услед Штарковог ширења, при концентрацији електрона 10^{14} cm^{-3} су испод 10^{-3} nm [20]. Пошто пражњење ради на атмосферском притиску и приближно собној температури, Доплерово ширење се такође може занемарити. Коначно, експериментално мерени профил је

конволуција Гаусовог профила узоркованог инструменталним ширењем и Лоренцовог профила који је, на атмосферском притиску и ниској гасној температури, доминантно узрокован Ван дер Валсовим и резонантним ширењем. Како је већ поменуто, ширина инструменталног профила је 0.032 nm. Експериментални профил је фитован Воитовим профилем са фиксираним Гаусовом полуширином у циљу добијања Лоренцове полуширине [15].

На слици 5.8 су приказани профили хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm са параметрима за фитовање. Може се приметити да су линије слично проширене: Лоренцове полуширине за линије 667.8 nm и 728.1 nm су $w_{L6} = 0.112$ nm и $w_{L7} = 0.137$ nm, респективно. Теорија и изрази за израчунавање Ван дер Валсове полуширине, изазваном дипол – дипол интеракцијама, може се наћи у литератури [20]. За атмосферски притисак и гасну температуру од ~ 320 K, добијено из снимљених азотних трака, Ван дер Валсова полуширина линије 667.8 nm је $w_{vdw6} = 0.031$ nm, а за линију 728.1 nm је $w_{vdw7} = 0.044$ nm.



Слика 5.8 Профили линија са одговарајућим Воитовим фитом а) He I 667.8 nm б) He I 728.1 nm

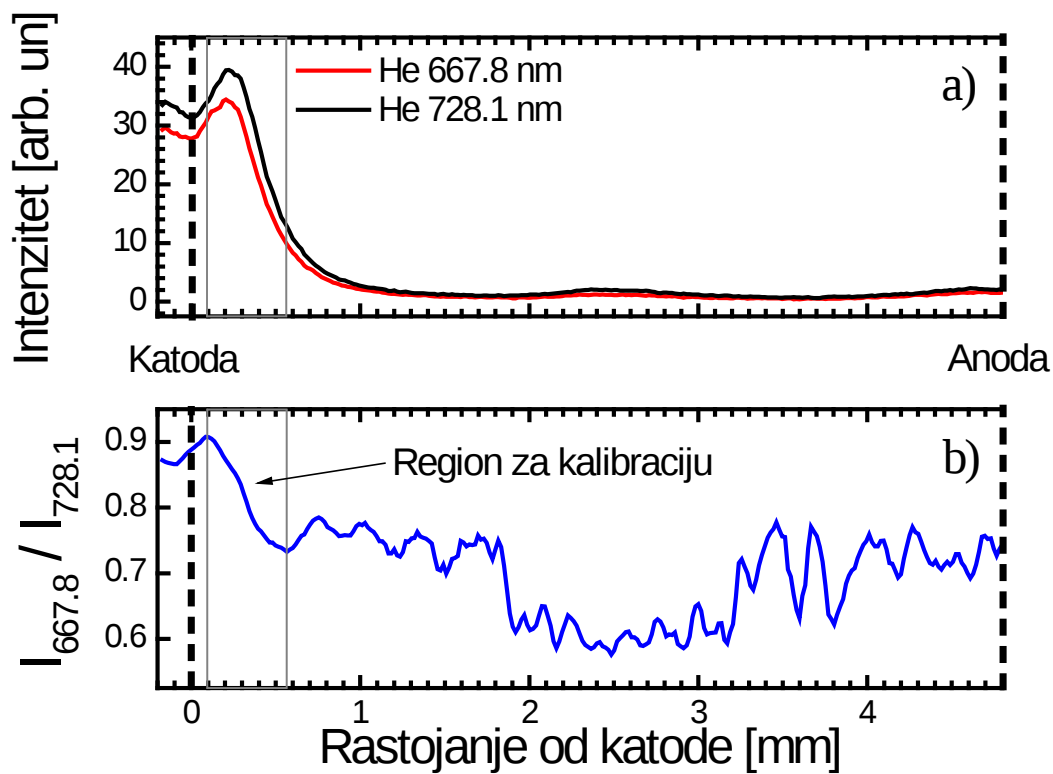


Слика 5.9 Енергетски нивои атома хелијума са дозвољеним прелазима [16]

На високом притиску се и резонантно ширење мора узети у обзир. Наиме, резонантно ширење се јавља при прелазима који укључују ниво који је диполно повезан са основним нивоом док су емитери окружени идентичним пертурберима у основном стању [20]. То је тачно случај са хелијумовим линијама 667.8 nm и 728.1nm. Доњи ниво обе линије представља горњи ниво за резонантни прелаз при коме се емитује линија 58.4 nm, види Гроттрианов дијаграм приказан на слици 5.9. Пратећи процедуру описану у [20], израчунате су резонантне полуширине хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm и износе $w_{R6} = 0.079$ nm и $w_{R6} = 0.094$ nm, респективно. Суме Ван дер Валсове и резонантне полуширине за обе линије показују врло добро слагање са Лоренцовом ширином добијеном из Воитовог фита екперименталног профила. Према томе, снимљени облици профила су комплетно описани узимајући у обзир све узроке ширења линија. Додатно,

слагање између израчунатих и измерних ширина линија потврђује да се самоапсорпција може занемарити.

5.3.4 Калибрација односа интензитета

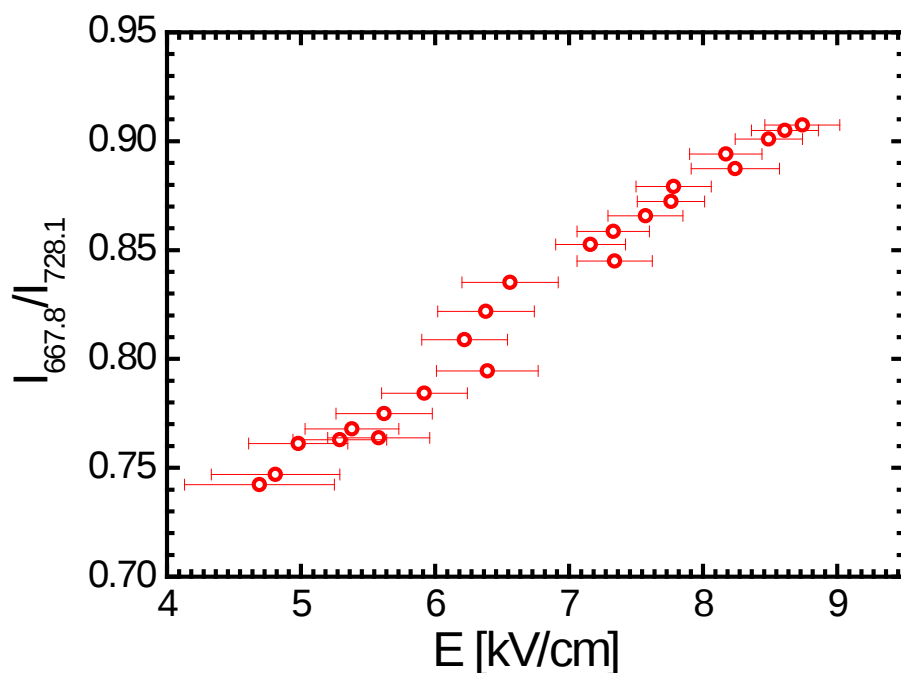


Слика 5.10 а) Просторна расподела интензитета хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm;
б) однос интензитета линија 667.8 nm и 728.1 nm

Да би се добила веза између односа интензитета хелијумових линија и јачине електричног поља, прво је измерена јачину електричног поља применом Штаркове поларизационе спектроскопије у фази максималне струје, при протоку гаса од 2 l/min. Јачина електричног поља је измерена на позицијама где је интензитет забрањене компоненте довољно велики да омогући поуздана мерења. Затим је при истим условима и на истим позицијама, измерен однос интензитета хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm. На слици 5.10(а) приказана је просторна расподела

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија He

интензитета одабраних линија, док је на слици 5.10(б) приказан однос интензитета ове две линије. На графицима су маркиране области за које је процењено да су поуздане за калибрацију. Може се уочити да однос интензитета скоро линеарно опада од катоде, што је врло слично аксијалној расподели јачине електричног поља.



Слика 5.11 Однос интензитета хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm у функцији јачине електричног поља; проток гаса 2 L/min

У непосредној близини катоде енергија електрона није одређена локалним електричним пољем због секундарне емисије са катоде. Због тога је тај део катодног пада искључен из калибрационе области. Добијени калибрациони график приказан на слици 5.11 показује линеарну зависност односа интензитета линија од јачине електричног поља добијеног Штарковом спектроскопијом. Како је већ поменуто, метод је базиран на промени коефицијента брзине процеса екситације који је одређен расподелом енергије електрона. Управо та повезаност са јачином локалног електричног поља је од суштинског значаја за примену овог метода.

Добро је познато да је у случају пражњења на атмосферском притиску време релаксације расподеле енергије електрона довољно кратко и електрони су у равнотежи са локалним пољем. Та чињеница се обично користи у нумеричком моделирању ДБП-а [21, 22]. Дакле, овај метод се може применити на пражњење на високом притиску са пажљиво одабраним синглетним прелазима где је екситација преко метастабилна редукована.

5.4 Колизиони модел и тестирање метода

5.4.1 Колизионо - радијативни модел

За испитивање зависности односа интензитета линија од локалног електричног поља и налажење калибрационе криве развијен је једноставан колизиони модел, слично са [23]. Наиме, систем временски зависних једначина равнотеже за све поднивоје хелијума $n = 3$ и радијативно повезаног $n = 4$ нивоа је нумерички решен:

$$\frac{dN(i)}{dt} = \sum_k Rp_{ki} - \sum_j Rp_{ji}, \quad (1)$$

где је: $N(i)$ - концентрација поднивоа i , док су Rp_{ki} и Rp_{ji} - брзине одговарајућих популационих и депопулационих процеса, респективно.

Однос интензитета линија се израчунава као:

$$\frac{I_{667}}{I_{728}} = \frac{h\nu_{667}A_{667}N(3^1D)}{h\nu_{728}A_{728}N(3^1S)}, \quad (2)$$

где је: A - вероватноћа прелаза и ν - фреквенција спектралне линије.

Укључени популациони процеси су екситација електронским сударима са основног стања и метастабилних стања. Екситациони прелаз $3P \leftrightarrow 3D$ је такође узета у обзир са ефикасним пресеком узетим из [24]. Ти нивои се депопулишу спонтаном емисијом са вероватноћама прелаза узетим из [25] и такође преко асоцијативне јонизације. Деекситација електронским сударима се може занемарити

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија He

због ниског степена јонизације. Коефицијенти за електронску екситацију при датој редукованој јачини електричног поља (E/N) израчунати су помоћу софтвера BOLSIG+ [26]. Вредности ефикасних пресека за екситацију електронским сударима са основног стања узете су из [27], а са екситацију са метастабилног стања из [28]. У табели 1 су дате вредности коефицијената за најважније депопулационе процесе са одговарајућим референцама.

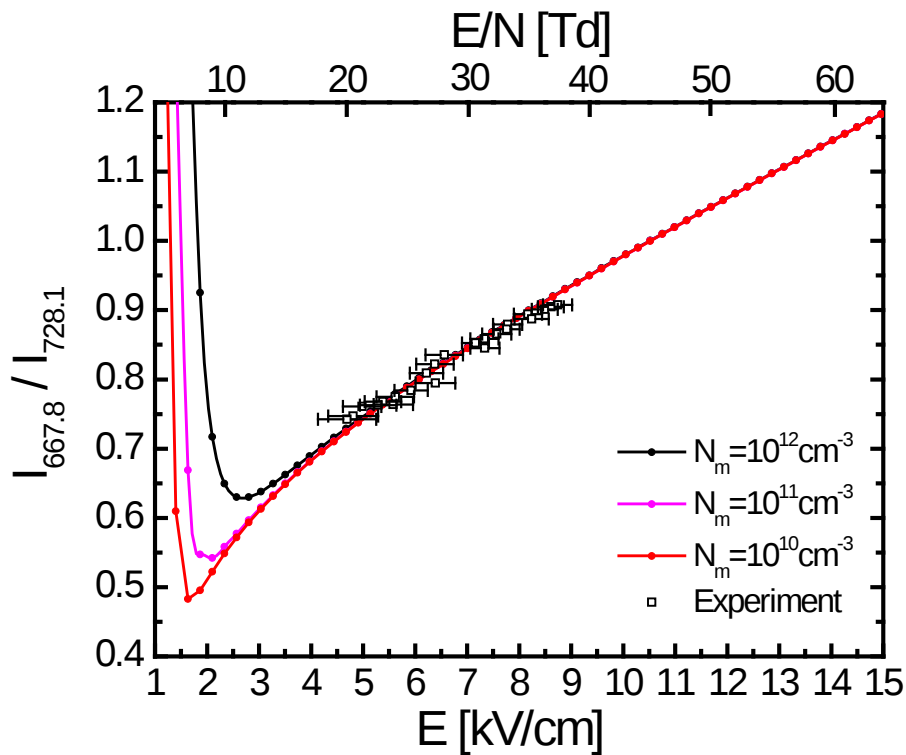
Табела 1.

Вредности кофицијената за депопулационе процесе коришћене у колизионном моделу

Процес	Ниво	Вредност	Референца
Спонтана емисија	$3^1D \rightarrow 2^1P$	$6.37 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$	[27]
	$3^1S \rightarrow 2^1P$	$1.83 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$	
	$3^1P \rightarrow 2^1S$	$1.39 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$	
	$3^1P \rightarrow 1^1S$	$5.66 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$	
	$4^1F \rightarrow 3^1D$	$8.98 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$	
Екситациони трансфер	$3^1P \rightarrow 3^1D$	$4.89 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[26]
	$3^1D \rightarrow 3^1P$	$1.81 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
Асоцијативна јонизација	3^1P	$2.72 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[26]
	3^1D	$1.81 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
Гашење сударима	3^1S	$5.36 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[26]

Добијена крива за однос интензитета заједно са експерименталним вредностима је приказана на слици 5.12 за неколико вредности концентрације He 2^1S , за гасну температуру 310 K. Анализирајући слику 12 може се видети да је слагање са експерименталним подацима добро и да крива показује скоро линеарну зависност у опсегу јачине поља од 4kV/cm до 40kV/cm. Најважније, модел показује да је крива односа интензитета независна од концентрације електрона у целом опсегу јачине

електричног поља. На малим вредностима јачине поља ($< 4 \text{ kV/cm}$), екситација преко метастабилних нивоа постаје значајна због чињенице да је енергија електрона сувише мала за екситацију са основног нивоа. Промена облика линија са променом концентрације метастабилна на пољима испод 4 kV/cm је главни узрок непоузданости метода у тој области и онемогућава примену овог метода за поља испод 3 kV/cm без експлицитног познавања концентрације метастабилна у посматраном тренутку. Пораст односа интензитета са смањењем јачине поља нестаје ако се метастабилни искључе из модела и тада крива монотонно опада.



Слика 5.12 Зависност односа интензитета хелијумових линија 667.8 nm и 728.1 nm од јачине електричног поља добијена на основу модела са експерименталним тачкама; приказани су резултати за три вредности концентрације He (2^1S) на температури $T=310 \text{ K}$

Може се закључити да за јачине поља изнад 3 kV/cm крива не зависи од концентрације електрона и врло мало зависи од концентрације метастабилна што

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија He

директно сугерише да се однос интензитета наведених спектралних линија може корисити за мерење јачине електричног поља.

Узимајући све горе поменуте ефекте и ограничења у прорачун добијен је полином четвртог степена за израчунавање јачине електричног поља у опсегу 3 – 40 kV/cm, на температури 310 K:

$$E(\text{kV/cm}) = 2.224 - 20.18 \times R + 45.07 \times R^2 - 19.98 \times R^3 + 3.369 \times R^4, \quad (3)$$

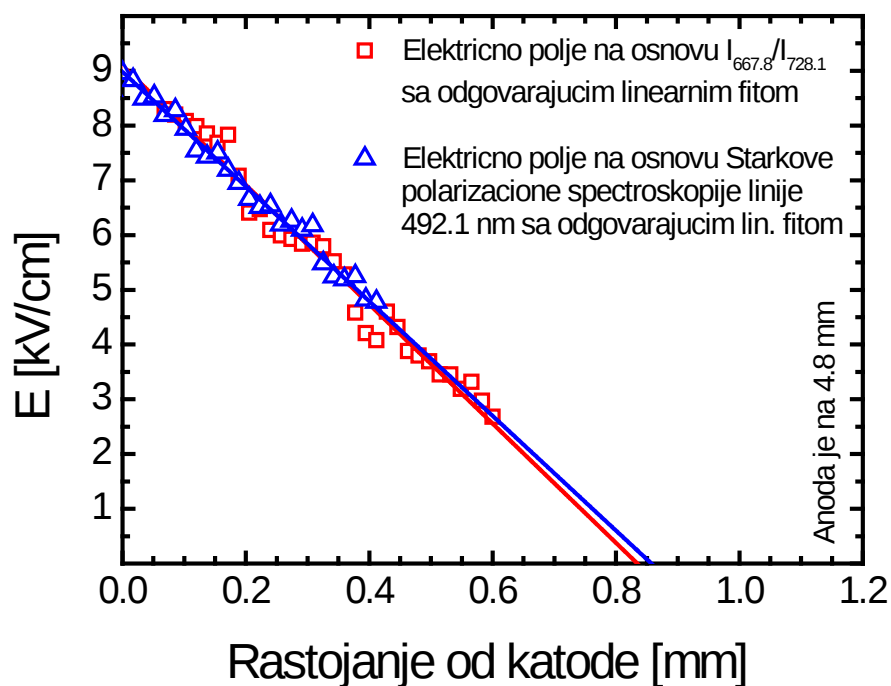
где R означава однос интензитета линије. Без познавања концентрације метастабилна, за мале јачине поља (3–4 kV/cm), грешка мерења је ~ 0.6 kV/cm.

Како је већ поменуто, екситација са метастабилног нивоа постаје значајна у областима где је јачина поља мала јер је тада енергија електрона недовољна за јонизацију са основног стања. У тој области пражњења су интензитети линија знатно мањи због релативно мале концентрације метастабилна у поређењу са концентрацијом просторног наелектрисања у гасу. Такође, тада је однос интензитета линија одређен брзином екситације са метастабилног нивоа што за последицу има пораст односа интензитета при крају катодног пада (Слика 5.10 б).

5.4.2 Тестирање метода

Добијена формула за израчунавање јачине електричног поља је тестирана мерењима у фази максимума струје при брзину протока гаса од 0.5 l/min. Како је показано на слици 4.5, промена брзине протока благо утиче на расподелу јачине електричног поља. Тестирање метода је извршено тако што је просторна расподела електричног поља у фази максималне струје, при протоку гаса од 0.5 l/min, одређена на два начина: применом новог метода и подаци добијени применом Штаркове поларизационе спектроскопије на He 492.1 nm линију. Добијени резултати приказани су на слици 5.13. Обе просторне расподеле електричног поља су фитоване линарним фитом, сагласно са претпоставком да јачина електричног поља линеарно опада у области катодног пада потенцијала. Изузетно слагање аксијалних расподела електричног поља одређених применом ових метода је

очигледно, чиме је потврђен метод и демонстрирана његова осетљивост. Предност овог метода је могућност мерења електричног поља у случајевима када је примена Штаркове поларизационе спектроскопије немогућа због малог интензитета забрањене линије, као и могућност мерења малих вредности јачине електричног поља.



Слика 5.13 Поређење аксијалних расподела јачине електричног поља добијених применом новог метода заснованог на односу интензитета хелијумових линија и применом Штаркове поларизационе спектроскопије линије He 492.1 nm; брзина протока гаса 0.5 L/min

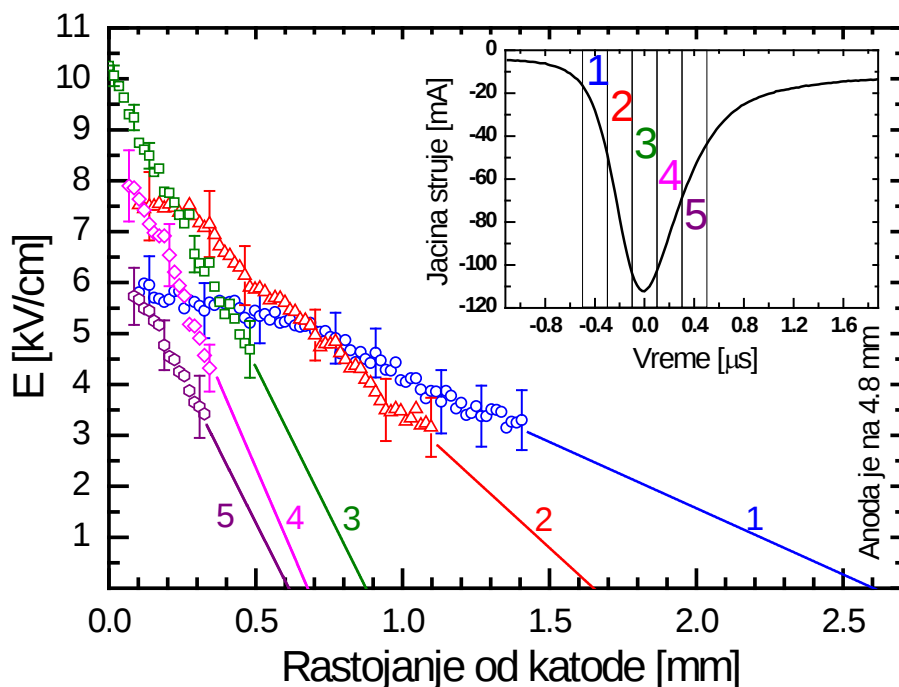
5.5 Расподела електричног поља током развоја пражњења

Предложени метод омогућава истраживање расподеле електричног поља онда када се Штарков поларизациони метод не може применити због малог интензитета He 492.1 nm линије и / или њене забрањене компоненте. Такође, сада се могу мерити и оне вредности јачине електричног поља када је Штарков метод

5. Мерење јачине електричног поља на основу односа интензитета линија *He*

неприменљив због преклапања компоненти, што је веома важно, јер се омогућава добијање развоја електричног поља током развоја пражњења.

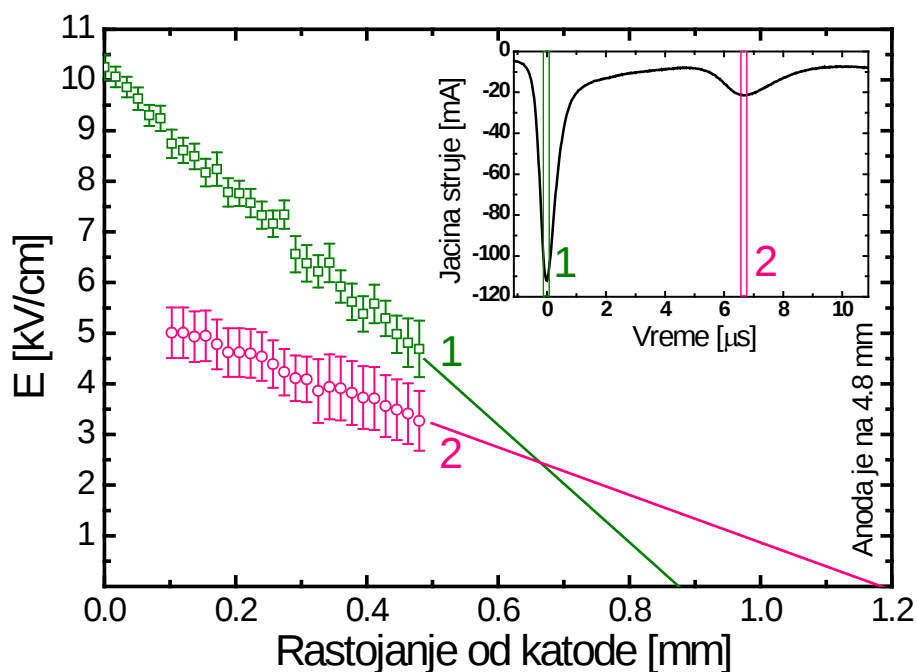
На слици 5.14 су приказане просторне расподеле електричног поља у 5 карактеристичних интервала времена током првог струјног пика. Све вредности јачине поља добијене су помоћу метода односа интензитета линија. Временски интервали током којих је извршено снимање приказани су у додатном графику. Добијени резултати показују добро слагање са теоријским моделом приказаном у [22].



Слика 5.14 Просторно-временски развој електричног поља за први струјни пик у ДБП у хелијуму при брзини протока гаса 2 L/min

Други пример примене предложеног метода је мерење расподеле електричних поља током другог струјног пика (слика 5.15). Овде се Штаркова спектроскопија такође не може применити због малог интензитета линије *He* I 492.2 nm. Временски

интервал током којег су вршена мерења је 200 ns и означен је на уметнутом графику. Због малог интензитета током другог пробоја мерења су вршена само за максимум другог струјног пика. Уочава се да током другог пробоја пражњење такође ради у тињавом моду, како је и предвиђено у [31]. Јачина електричног поља уз површину катодe је значајно мања али је дужина катодног пада већа у односу на први пробој, што је слично резултатима модела изложеног у [31].



Слика 5.15 Поређење јачине електричног поља за први и други струјни пик у тренутку максимума јачине струје у ДБП у хелијуму при брзини протока гаса 2 L/min

Овај метод се препоручује само за пражњења на високом притиску где је апроксимација локалног електричног поља валидна и за јачине поља изнад 3 kV/cm када је екситација преко метастабилa занемарљива.

6. УТИЦАЈ БРЗИНЕ ПРОТИЦАЊА ГАСА НА КАРАКТЕРИСТИКЕ ПРАЖЊЕЊА У ДБП-У У ХЕЛИЈУМУ НА АТМОСФЕРСКОМ ПРИТИСКУ

6.1 Увод

Будући да су ДБП на атмосферском притиску успостављена у *glow-like* моду хомогеног режима рада веома погодна за многе практичне примене [1 - 7], у оквиру израде овог рада су извршена обимна истраживања овог типа пражњења. У овом поглављу су приказана истраживања утицаја промене брзине протицања гаса на електричне карактеристике пражњења, просторно-временски развој спектралних линија и аксијалну расподелу електричног поља у ДБП-у у хелијуму.

За *glow-like* режим пражњења карактеристично је формирање просторне структуре сличне оној код DC пражњења на ниском притиску - формира се област катодног пада, негативно светљење, Фарадејев таман простор и позитиван стуб [1, 7 - 15]. Овај режим пражњења се успоставља када је концентрација електрона између два струјна импулса довољно велика да се пробој деси и под дејством слабог електричног поља [7 - 11]. Показано је да се *glow-like* мод пражњења може успоставити у режиму у коме се јавља један струјни пик по полупериоду примењеног напона [1, 7 - 18], као и у тзв. мултипик режиму, када се јавља више струјних пикова по полупериоду примењеног напона [12, 17 - 28]. За постизање довољног нивоа интеримпулсне прејонизације, неки аутори наглашавају улогу и значај нечистоћа (преко Пенингове јонизације) [1, 7, 14 - 16, 19 - 21], док други аутори сматрају да десорпција електрона са површина баријера има кључну улогу у успостављању и одржавању пражњења [9, 24].

Струјање радног гаса значајно утиче на карактеристике пражњења. У [8] је показано да ламинарно струјање гаса спречава прелаз у филаментарни режим пражњења у ДБП у азоту на атмосферском притиску. У [18] је показано да се пражњење у хелијуму на атмосферском притиску успоставља у мултипик режиму рада кад гас мирује, а да се при струјању гаса јавља само један струјни пик по

полупериоду примењеног напона. Такође, пробојни напон је мањи кад гас мирује, тј. пробој почиње раније. У [14] је испитиван утицај промене брзине протицања гаса у опсегу (0 – 17 cm/s) на пражњење у хелијуму на атмосферском притиску. Утврђено је да је пробојни напон највећи кад гас мирује (што је супротно резултатима у [14]) и да се смањује са повећањем протока. У претходно наведеним референцама, аутори добијене резултате објашњавају тиме што струјање гаса смањује количину нечистоћа (у првом реду N_2) које у пражњење доспевају са површина баријера, што доводи до повећања концентрације дугоживећих метастабилна. Такође, струјање гаса хлади површине баријера што омогућава да се електрони на њима задрже довољно дуго до почетка следећег пражњења и, сагласно са [9, 24], допринесу успостављању и одржавању пражњења.

Основна мотивација ових истраживања је била да се додатно испита утицај брзине струјања гаса на електричне и спектроскопске карактеристике пражњења успостављеног у *glow-like* режиму, и да се на основу Штаркове емисионе спектроскопије линије He I 492.2 nm, применом технике демонстриране у [28 – 31], измери просторна расподела јачине електричног поља у прикатодној области.

6.2 Поставка експеримента

За мерења у овом експерименту је коришћена иста експериментална поставка као код експеримента представљеног у претходном поглављу (Слика 5.1). Опис поставке за електрична и спектроскопска мерења, као и опис система за окидање, дати су у поглављу 5.2. Како тест на самоапсорпцију није поново вршен, из поставке су уклоњени огледало М и сочиво L_2 .

Пре почетка сваког мерења, пражњење је радило довољно дуго док се не добије идентичан струјни сигнал као код претходних мерења под истим радним условима. Тиме је постигнута висока стабилност и репродуцибилност пражњења, што је омогућило снимање са временском резолуцијом од 20 ps.

При спектроскопским мерењима, линије 492.2 nm и H_β (486.1 nm) су снимане у оквиру истог прозора са 50 акумулација, свака по 90000 експозиција, уз временску

резографију 200 ns. Линија H_{α} (656.3 nm) је снимана са 10 акумулација, свака по 20000 експозиција, уз временску резолуцију 100 ns. Линија 706.5 nm је снимана са 5 акумулација, свака по 5000 експозиција, уз временску резолуцију 100 ns. За потребе мерења просторно-временске расподеле електричног поља применом Штаркове емисионе спектроскопије, хелијумова линија 492.2 nm је снимана са поларизатором (π - поларизација) и тада је снимање вршено са 90 акумулација, свака по 90000 експозиција, уз временску резолуцију 200 ns.

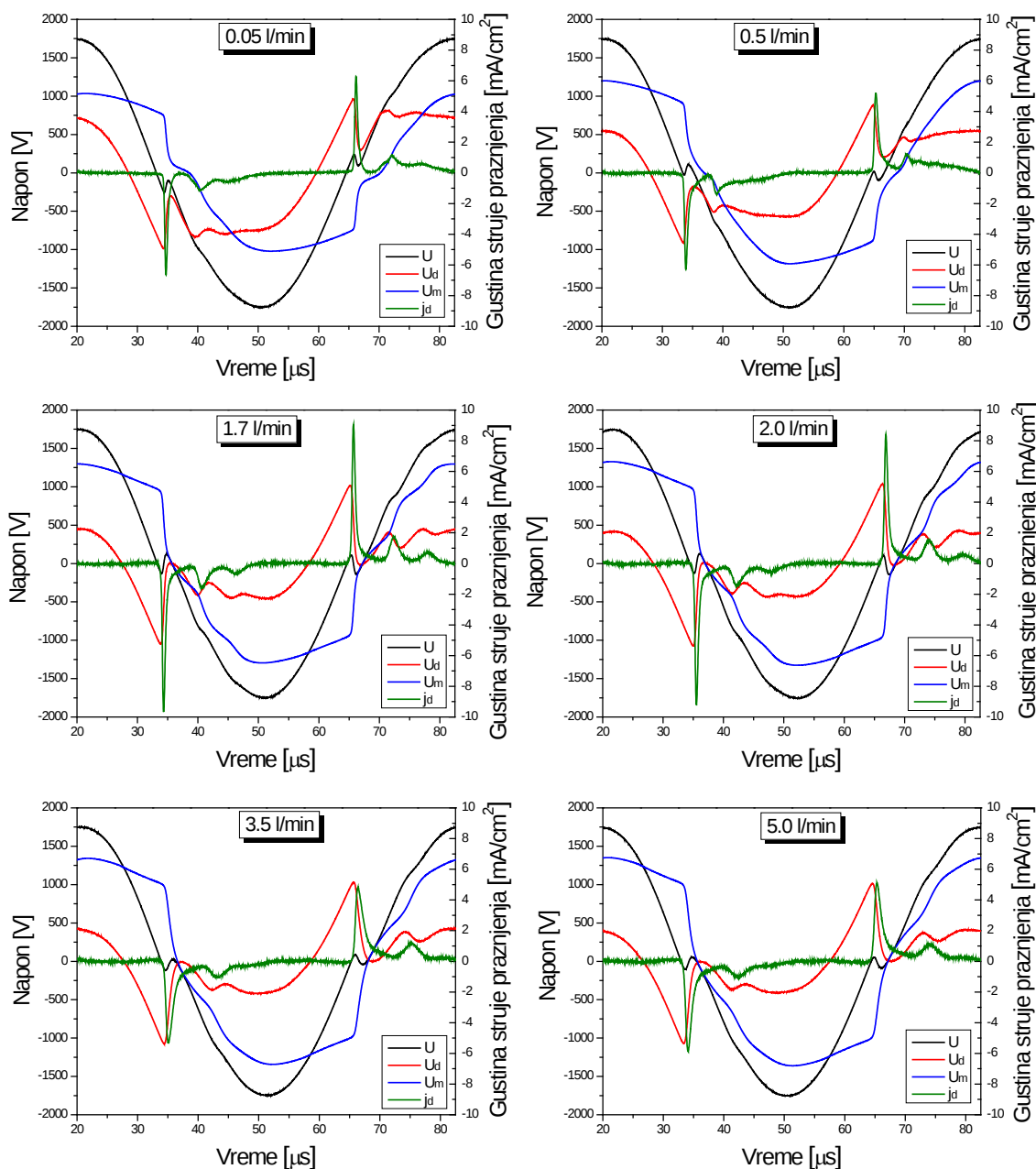
6.3 Електричне карактеристике пражњења

Снимљени су струјни и напонски сигнали за 18 различитих протока гаса (у опсегу 0.05 – 5 l/min). Пражњење је успостављено на атмосферском притиску, при чему су амплитуда и фреквенција радног напона су подешене на 1.75 kV и 16 kHz, респективно.

На слици 6.1 су приказане временске зависности примењеног напона U_a , напона у гасу U_g , напона на диелектрику U_m и густине струје пражњење j_d , за шест протока радног гаса. Напон у гасу између баријера U_g , напон на диелектричним баријерама U_m и јачина струје пражњења I_d су израчунати на основу измерених вредности I и U_a , помоћу једначина предложених у [1, 10] (j-не 1-5 у поглављу 3.1).

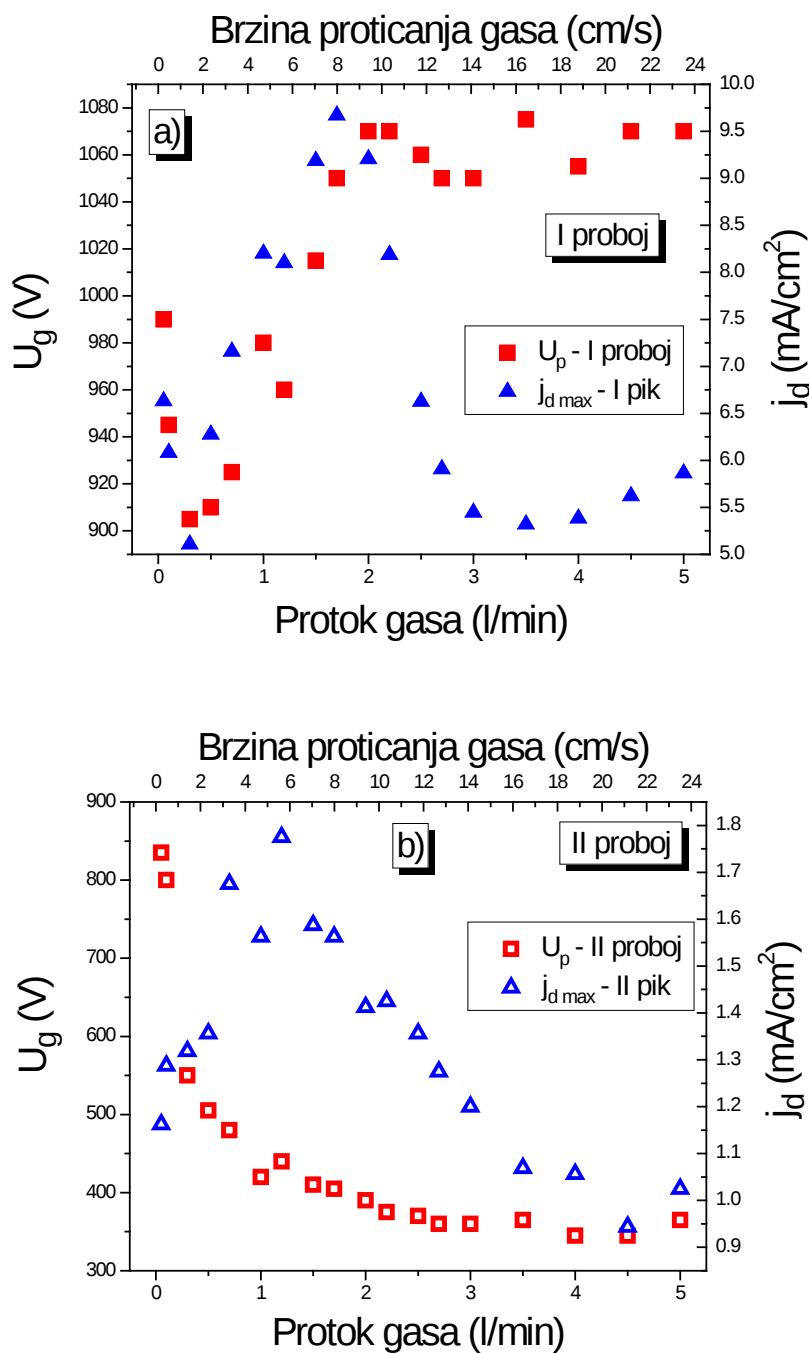
Како се на слици 6.1 може видети, при овој амплитуди и фреквенцији радног напона, пражњење се у целом опсегу протока успоставља у мултипик режиму. На свим протоцима је амплитуда сваког следећег струјног пика мања од амплитуде претходног, као и да је пробојни напон за други пробој мањи од пробојног напона за први пробој, што ја сагласно са резултатима приказаним у [21 - 25]. Такође, уочава се да промена протока значајно утиче на електричне карактеристике пражњења. На најмањем протоку (0.05 l/min) јављају се 3 струјна пика по полупериоду примењеног напона. При протоку од 0.5 l/min се број струјних пикова смањује на 2. Затим се при протоцима од 1.7 l/min и 2 l/min опет јављају 3 струјна пика, да би се при већим протоцима (3.5 l/min и 5 l/min) пражњење опет успоставило у режиму са 2 струјна пика. Осим тога, промена протока радног гаса

утиче на вредност пробојног напона (максимална вредност напона у гасу) и је 910 V, а максимална густина струје пражњења 6.28 mA/cm^2 , док су при протоку од 1.7 l/min одговарајуће вредности 1050 V и 9.67 mA/cm^2 , респективно.



Слика 6.1 Временска зависност примењеног напона, напона у гасу, напона на баријерама и густине струје пражњења, за протоке радног гаса: 0.05 l/min, 0.5 l/min, 1.7 l/min, 2.0 l/min, 3.5 l/min и 5.0 l/min. Пражњење у хелијуму, $p = 1000 \text{ mbar}$, растојање између баријера 4.8mm.

На слици 6.2 су приказане зависности пробојног напона и максималне густине струје пражњења од протока (брзине протицања гаса), за први и други струјни пик, респективно.



Слика 6.2 Зависност пробојног напона и максималне вредности густине струје пражњења од протока гаса, а) за први и б) за други струјни пик.

На слици 6.2 се уочава следеће:

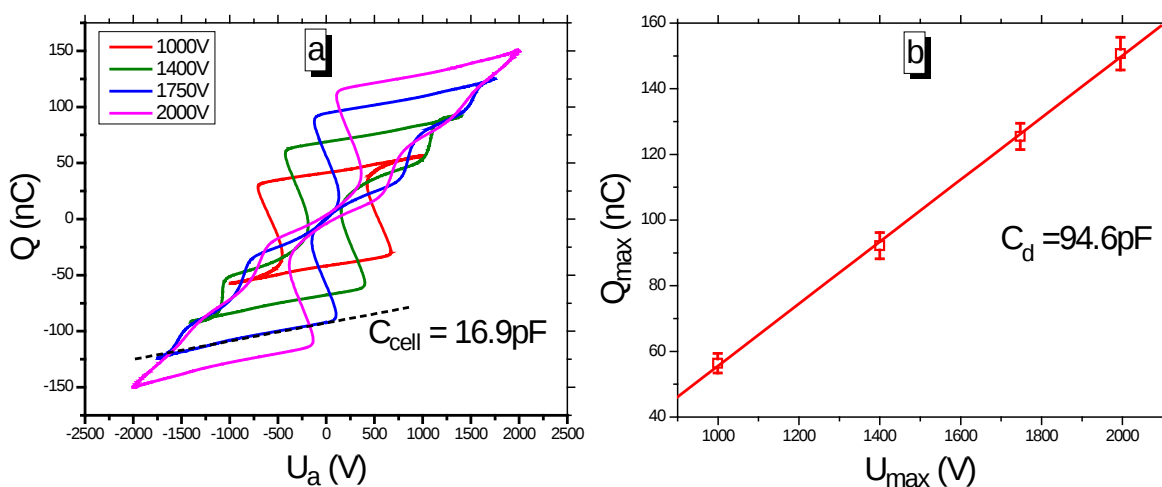
- (i) Амплитуда густине струје пражњења најпре опада са вредности 6.63 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 0.235 cm/s (проток - 0.05 l/min) до вредности 5.11 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 1.41 cm/s (0.31 l/min), што је минимална вредност за цео опсег протока. Затим расте до вредности 9.67 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 7.99 cm/s (1.7 l/min), а онда опет опада до вредности 5.32 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 16.45 cm/s (3.5 l/min). Након тога се уочава благи пораст до вредности 5.86 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 23.5 cm/s (5 l/min).
- (ii) Пробојни напон првог пробоја најпре опада од 990 V , при брзини струјања гаса 0.235 cm/s (0.05 l/min) до 905 V , при брзини струјања гаса 1.41 cm/s (0.31 l/min), што је минимална вредност за цео опсег протока, а затим расте до вредности 1070 V , при брзини струјања гаса 9.4 cm/s (2 l/min). За веће протоке се вредност пробојног напона не мења значајно.
- (iii) На графику зависности максималне вредности густине струје пражњења током другог струјног пика од протока гаса, уочава се максимум од 1.775 mA/cm^2 , при брзини струјања гаса 5.64 cm/s (1.2 l/min).
- (iv) Пробојни напон другог пробоја брзо опада са 835 V , при брзини струјања гаса 0.235 cm/s (0.05 l/min) на 375 V , при брзини струјања гаса 10.34 cm/s (2.2 l/min), а затим је промена много спорија.

Резултати електричних мерења се у великој мери разликују од резултата презентованих у [14]. Наиме, *Luo et al* су вршили слична истраживања ДБП у хелијуму – мењали су брзину протицања гаса у опсегу ($0-17 \text{ cm/s}$). У њиховим радним условима, пражњење се увек успоставља у режиму са једним струјним пиком, при чему су амплитуде струјних пикова значајно мање од оних у нашем пражњењу – максимална густина струје пражњења је око 2.2 mA/cm^2 . Са повећањем брзине протицања, амплитуда струјног пика најпре брзо опада а затим споро расте, док пробојни напон континуално опада (Слика 4 у [14]).

6. Утицај протока на карактеристике пражњења у ДБП у хелијуму на атм. прит.

Интересантно је приметити да је зависност пробојног напона за други пробој од протока добијена у нашем пражњењу (слика 6.2 b), веома слична зависности која је добијена у [14]. На основу овакве зависности пробојног напона се може закључити да са повећањем протока опада деструкција метастабилна у гасећој фази првог пробоја, тако да више метастабилна учествује у процесима којима се остварују услови за почетак другог пробоја. Овај закључак је потврђен резултатима добијеним у спектроскопским мерењима.

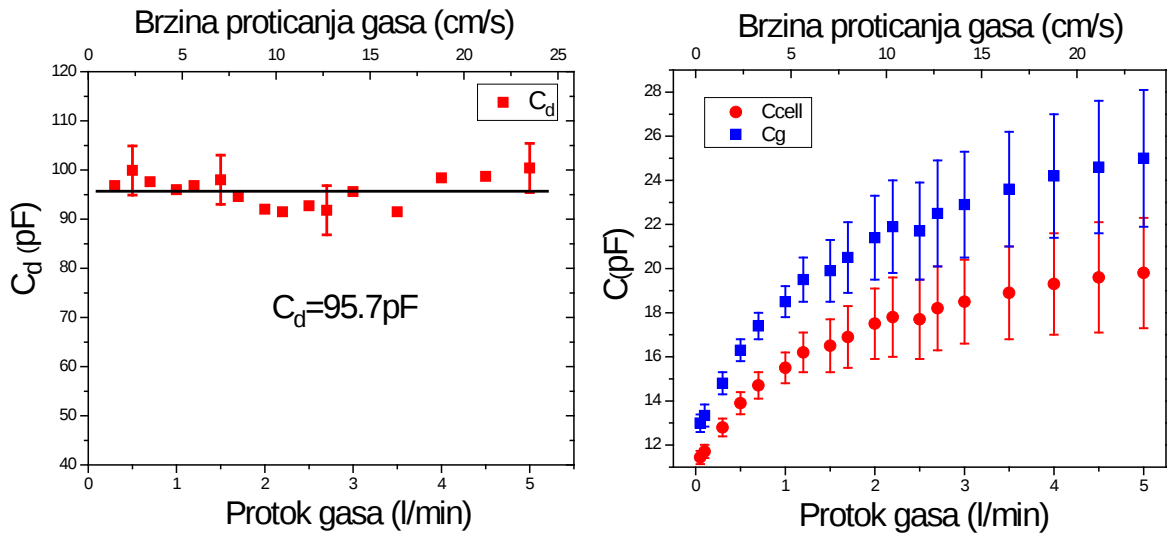
Како је у претходном тексту већ речено, напони U_g и U_m и јачина струје пражњења I_d се израчунавају на основу измерених вредности I и U_a , помоћу једначина предложених у [1, 10], што значи да је за њихово израчунавање неопходно знати вредности електричног капацитета гаса C_g и баријера C_d . Вредности C_g и C_d добијене су применом метода предложеног у [32]. За сваки проток су снимљени $Q - V$ дијаграми за неколико амплитуда примењеног напона и на основу њих је одређен укупни капацитет ћелије за пражњење C_{cell} и капацитет диелектричних баријера C_d , а затим израчунат капацитет гаса C_g .



Слика 6.3 Проток гаса - 1.7 l/min
а) Q - V дијаграми за различите амплитуде примењеног напона
б) Зависност Q_{max} од U_{max} – одређивање електричног капацитета диелектрика.

На слици 6.3 а) су приказани $Q - V$ дијаграми за 4 амплитуде примењеног напона и принцип одређивања C_{cell} , док је на слици 6.3 б) приказан принцип одређивања C_d , при протоку гаса од 1.7 l/min.

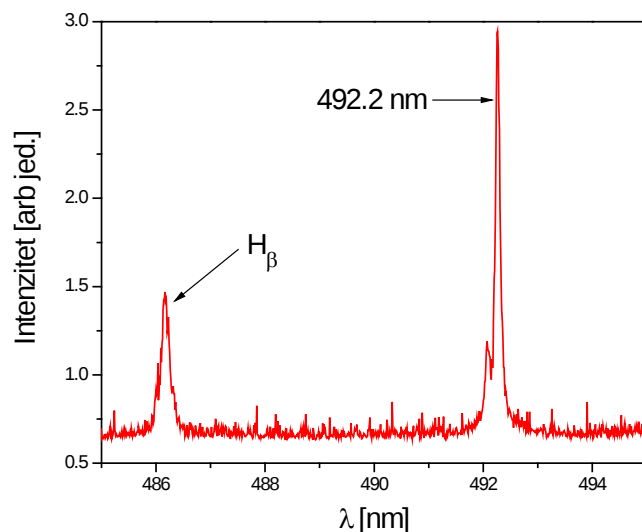
Електрични капацитет диелектрика C_d је одређен за све протоке гаса а затим израчуната средња вредност: $C_d = (96 \pm 5)$ pF, која је коришћена при израчунавању U_g и U_m и I_d (Слика 6.4 а). На слици 6.4 б) су приказане вредности C_{cell} и C_g за све протоке радног гаса.



Слика 6.4 а) Вредности C_d за различите протоке гаса
б) Вредности C_{cell} и C_g за различите протоке гаса.

6. 4 Спектроскопске карактеристике пражњења

Са циљем да се испита утицај протока радног гаса на развој и карактеристике пражњења у хелијуму на атмосферском притиску, снимљени су емисиони спектри у околини хелијумове линје 492.2 nm и воденикове линије H_β . Ове линије су одабране јер су блиске и могу се снимити истовремено (Слика 6.5). Снимање је вршено током првог струјног пика, са временском резолуцијом 200 ps.



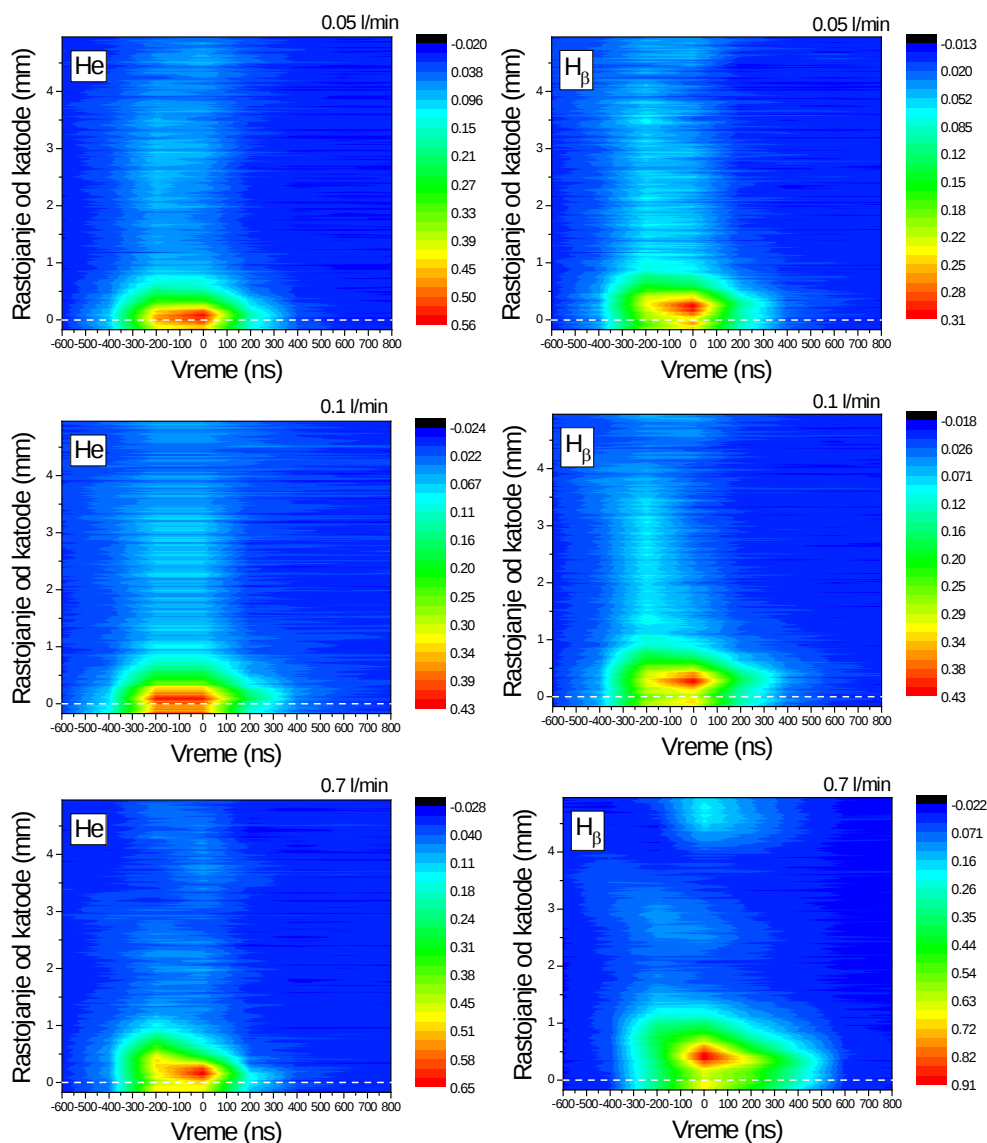
Слика 6.5 Типичан спектар у околини линије He I 492.1 nm у фази максималне струје. Пражњење у чистом хелијуму, притисак 1000 mbar, проток 2 l/min

Просторно-временски разложене расподеле интензитета хелијумове линије 492.2 nm и воденикове H_{β} линије за различите протоке радног гаса приказане су на слици 6.6. (Због прегледности, слика је представљена на две стране.)

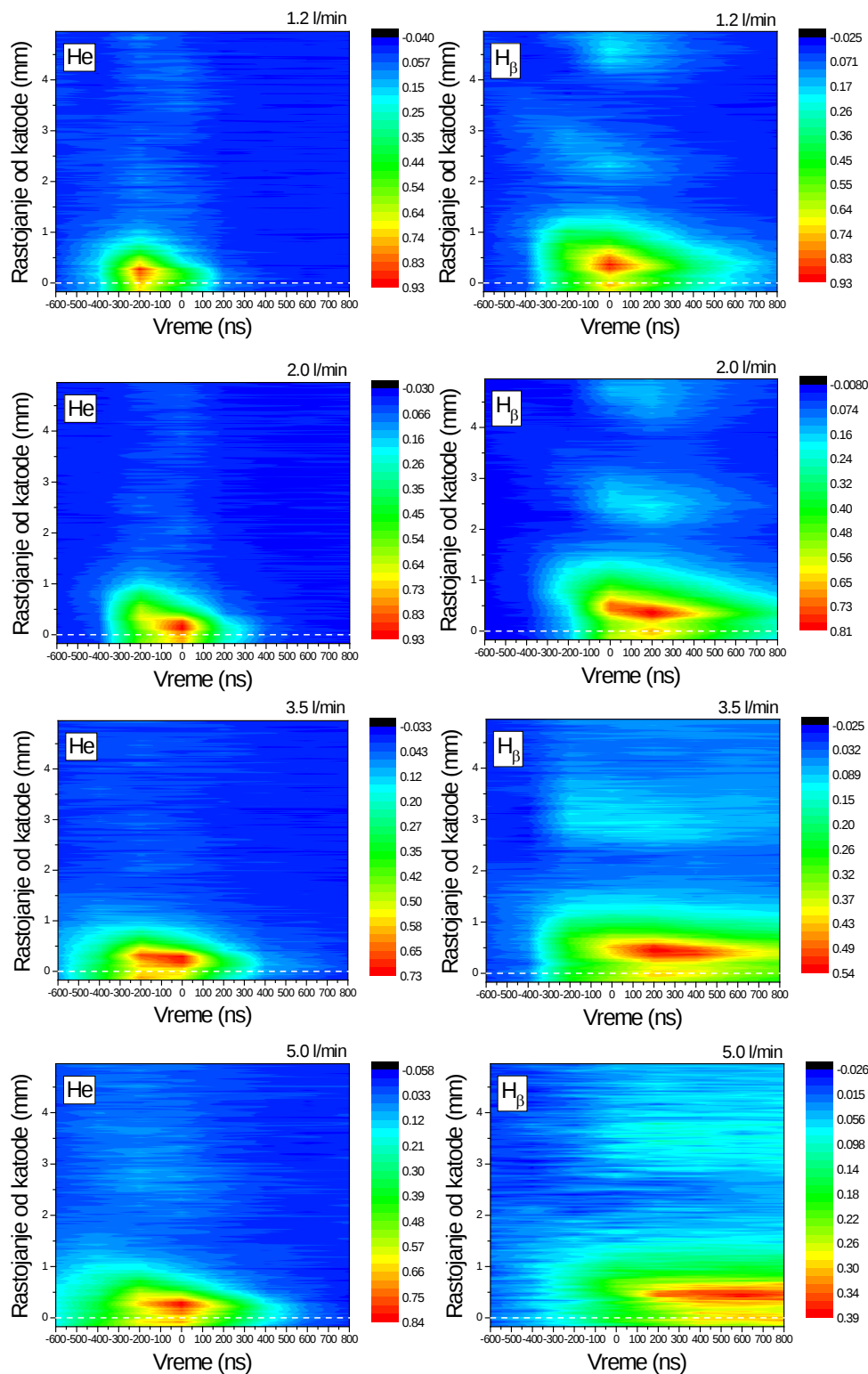
Анализа просторно-временског развоја интензитета линија приказаних на слици 6.6 показује да се могу разликовати 3 случаја:

При протоцима 0.05 l/min, 0.1 l/min и 0.7 l/min обе линије достижу максимум интензитета у времену максимума струјног сигнала и брзо се гасе – трају краће од првог струјног пика (линије се гасе већ после $\sim (300 - 500)$ ns од тренутка максимума струјног пика, док је трајање струјног пика $\sim (1.5 - 2)$ μ s). На 2Д графицима се јасно уочава да се у фази максималне струје формира структура слична оној као код DC пражњења на ниском притиску – интензиван светлећи слој уз катоду (негативно и катодно светљење се на високом притиску не могу раздвојити [33]), Фарадејев таман простор и позитиван стуб. Такође, промена максималног интензитета хелијумове линије 492.2 nm са променом протока гаса, одсликава промену максимума првог струјног пика (Слика 6.2 а), што је сагласно

са резултатима презентованим у [14]. На основу претходно реченог се може закључити да се обе линије доминантно побуђују сударима са електронима. H_{β} се увек спорије гаси од хелијумове линије, што је директна последица нижег прага екситације (12.75 eV за H_{β} и 23.74 eV за линију 492.2 nm). Брзо гашење линије H_{β} директно сугерише да је, на овим протоцима гаса, деструкција метастабилна веома ефикасна, што указује на значајно присуство нечистоћа (у првом реду азота) [1, 7, 14 – 16, 19 – 21]. Вредности пробојног напона за други пробој (Слика 6.2 b) потврђују овај закључак.



6. Утицај протока на карактеристике пражњења у ДБП у хелијуму на атм. прит.



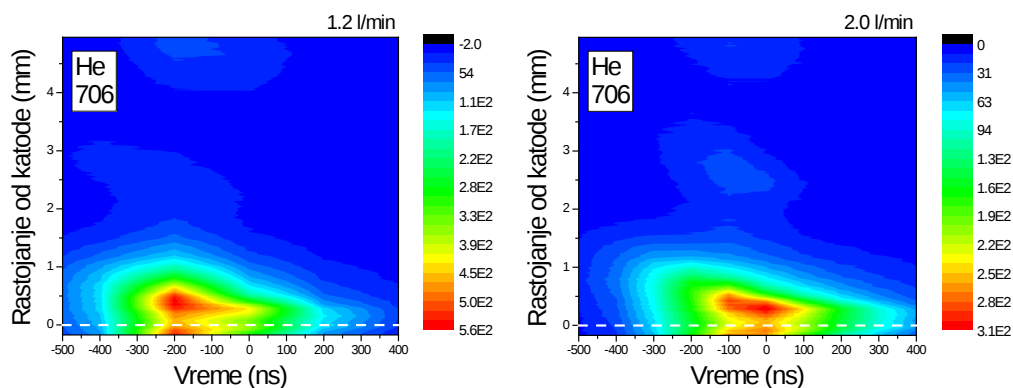
Слика 6.6 Просторно-временски разложене расподеле интензитета хелијумове линије 492.2 nm и воденикове H_β линије за различите протоке радног гаса. Позиција "0" на временској скали одговара тренутку кад струјни пик достиже максимум

При протоку 1.2 l/min хелијумова линија 492.2 nm максимум интензитета достиже око 200 ns пре тренутка максимума првог струјног пика и врло брзо се гаси – њено трајање је на овом протоку најкраће за цео опсег протока у ком су мерења вршена. Сличан ефекат је добијен у [18], али за пражњење у статичком гасу. Аутори сматрају да су уочени ефекти последица тога што се линија 492.2 nm побуђује брзим електронима насталим у катодном паду и да се брзо гаси због наглог слабљења електричног поља [18]. Линија H_{β} максимум интензитета достиже у времену максимума струјног сигнала, али траје дуже него при мањим протоцима, што указује на смањење присуства нечистоћа. Ипак, њено трајање је још увек краће од трајања струјног пика. У фази максималне струје формира се структура слична оној као код DC пражњења на ниском притиску.

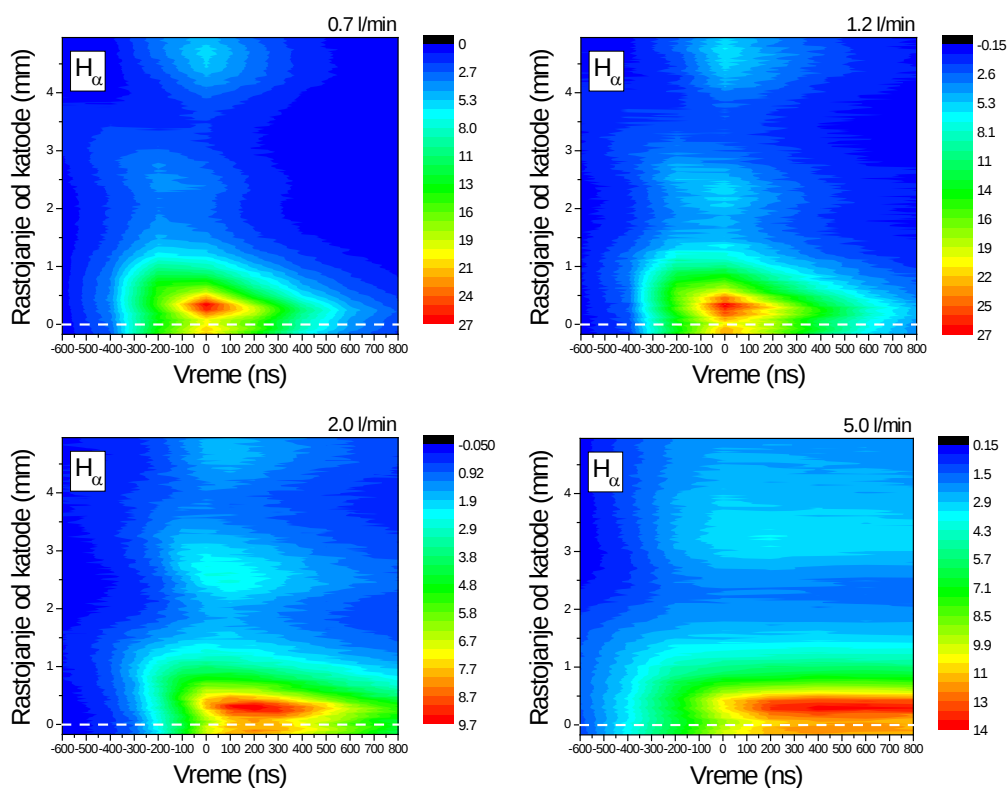
При протоцима 2 l/min , 3.5 l/min и 5 l/min се уочава да линија 492.2 nm опет достиже максимум интензитета у времену максимума струјног сигнала и брзо се гаси (траје краће од првог струјног пика), али се са повећањем протока њено гашење успорава. Такође, као што је и било очекивано, промена максималног интензитета ове линије одсликава промену амплитуде првог струјног пика. Са друге стране, линија H_{β} максимум интензитета достиже после максимума струјног пика и дуго траје, тј споро се гаси. Са повећањем протока она све касније достиже максимум и све дуже траје. Овакво понашање линије H_{β} директно имплицира да се, при овим протоцима, она доминантно побуђује процесима који укључују дугоживеће метастабиле, што је сагласно са закључцима изведеним [12]. Дакле, повећање протока гаса доводи до редукције нечистоћа и спорије деструкције метастабиле, што доприноси смањењу напона потребног за други пробој. Такође, као и на мањим протоцима, структура пражњења формирана у фази максималне струје показује да је пражњење успостављено у *glow-like* режиму рада.

Како би се извршила провера претходно наведених резултата, снимљени су и просторно-временски развоји хелијумове линије 706.5 nm и водоникове H_{α} линије за неколико протока радног гаса. Ове линије су веома интензивне па је снимање вршено са временском резолуцијом 100 ns . На слици 6.7 приказани су резултати добијени за хелијумову линију 706.5 nm , а на слици 6.8 за водоникову H_{α} линију.

6. Утицај протока на карактеристике пражњења у ДБП у хелијуму на атм. прит.



Слика 6.7 Просторно-временски разложене расподеле интензитета хелијумове линије 706.5 nm за два протока радног гаса.



Слика 6.8 Просторно-временски разложене расподеле интензитета линије H α за 4 протока радног гаса.

Поређењем 2Д графика на слици 6.7 са одговарајућим графицима на слици 6.6 уочава се велика сличност просторно - временског развоја хелијумових линија 492.2 nm и 706.5 nm. Оне, при истим радним условима, скоро истовремено

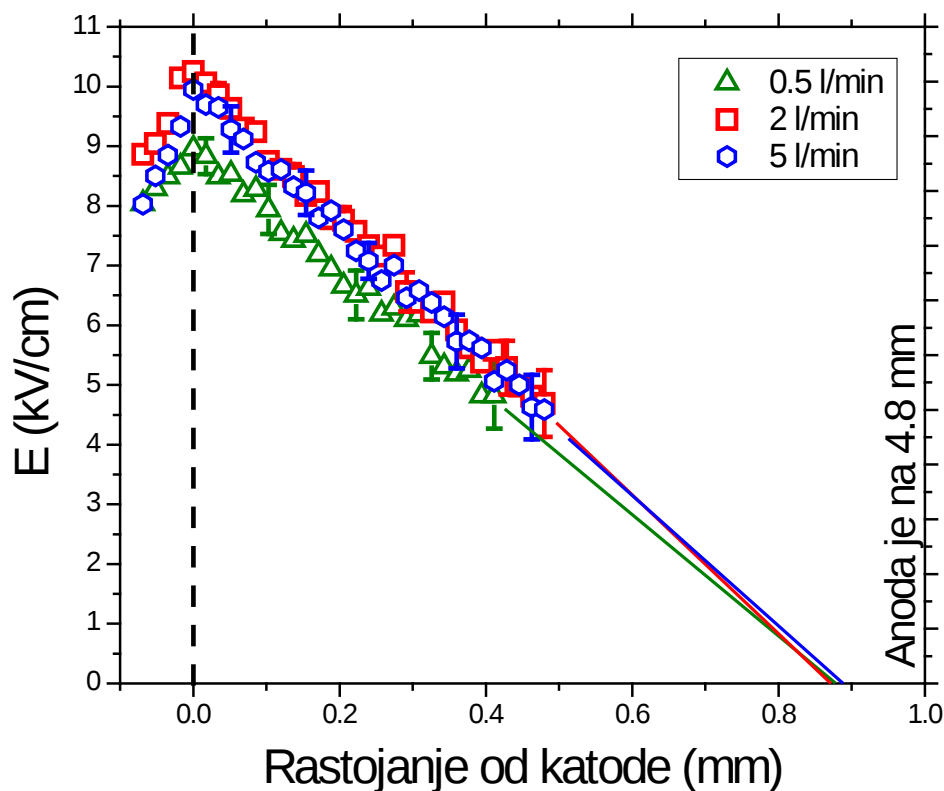
достигу максимум интензитета, што је и очекивано јер се обе линије побуђују у директним сударима са електронима. Такође, просторно-временски развој воденикових линија H_{α} и H_{β} је међусобно веома сличан (Слике 6.8 и 6.6), што значи да се оне, при истим радним условима, побуђују истим механизмима.

6.5 Утицај протока гаса на аксијалну расподелу електричног поља

Познавање просторне расподеле јачине електричног поља је од суштинског значаја за разумевање карактеристика пражњења. У оквиру наших претходних истраживања предложена је и демонстрирана техника за мерење јачине електричног поља у прикатодној области применом Штаркове поларизационе емисионе спектроскопије линије He I 492.2 nm [28-31].

Како би се потпуније испитао утицај промене протока гаса на карактеристике пражњења, измерене су расподеле јачине електричног поља у фази максималне струје за три протока - 0.5 l/min, 2 l/min и 5 l/min (Слика 6.9).

Како се на слици 6.9 може видети, добијене расподеле јачине електричног поља за ова три протока радног гаса су веома сличне. Све расподеле показују линеарну зависност, што је сагласно са нашим претходним резултатима [28-31] и резултатима добијеним теоријским моделирањем [4, 7, 9, 11, 15-16, 24]. Јачина електричног поља уз катоду су: 9 kV/cm при протоку од 0.5 l/min, 10.25 kV/cm при протоку од 2 l/min и 10 kV/cm при протоку од 5 l/min. Најмања вредност јачине поља уз катоду при протоку радног гаса од 0.5 l/min се могла очекивати, будући да је, при том протоку, вредност пробног напона за 160 V мања од пробног напона на протоцима 2 l/min и 5 l/min (910 V при протоку 0.5 l/min; 1070 V при протоцима 2 l/min и 5 l/min - Слика 6.2 а)). Измерене вредности показују одлично слагање са теоријским предвиђањима у [7, 9, 16], али су мање од вредности предвиђених у [4, 11, 15, 24].



Слика 6.9 Просторне расподеле јачине електричног поља за три протока радног гаса.

Дужина катодног пада је одређена линеарном екстраполацијом расподеле јачине електричног поља [28-31, 34-35] и за сва три протока је приближно иста - $d_k = 0.9$ mm, што се одлично слаже са вредностима предвиђеним у [11, 15, 24], али је дупло дуже од вредности предвиђене у [11, 15, 24].

На основу добијених резултата може се закључити да промена протока радног гаса нема значајан утицај на аксијалну расподелу електричног поља и да се пражњење у нашем експерименту, при свим протоцима, у фази максималне струје, успоставља у субнормалном режиму рада, што је сагласно са теоријским предвиђањима у [7, 11, 15-16, 24].

7. ИСПИТИВАЊЕ ДИНАМИКЕ БАРИЈЕРНОГ ПРАЖЊЕЊА У ШУПЉОЈ КАТОДИ КОРИШЋЕЊЕМ АНОМАЛНО ПРОШИРЕНОГ ПРОФИЛА H_{α} ЛИНИЈЕ

7.1 Увод

У поглављу 1.3 наведени су процеси који доводе до настанка брзих атома водоника, који по правилу настају у неравнотежним пражњењима. Присуство брзих атома водоника у различитим типовима пражњења је детектовано преко аномалног Доплеровог ширења ($\sim 1 \text{ nm}$) Балмерових водоникових линија [1 - 9]. Ако се линије снимају дуж правца електричног поља примећује се изразита асиметрија њихових профила [2, 8, 10, 11].

У пражњењу на ниском притиску воденикове линије се састоје од три компоненте које се, за већину радних услова, лако могу разликовати [8, 12]. Две компоненте које су оштре и центриране настају услед судара са електронима, дисоцијативном екситацијом водоникових молекула и у мањем степену екситацијом водоникових атома [12 - 15]. На ниском притиску, уз присуство брзих електрона, у процесима дисоцијативне екситације настају атоми са кинетичком енергијом до $\sim 8 \text{ eV}$. Ти атоми креирају дисоцијативни „плато“ или средњу широку компоненту [13 - 15]. Улога електрона у екситацији централног дела профила линије је већ демонстрирана у тињавом пражњењу у спољном магнетном пољу, где је показано да магнетно поље значајно утиче само на централни, непроширени, део профила [16]. Са друге стране, широка, или аномално проширена, компонента потиче од Доплеровог помераја, сагласно са познатим механизмом за настанак и екситацију брзих атома [8, 12].

Процедура која укључује декомпозицију профила линије у сагласности са механизмом екситације, а затим одвојену анализу компоненти већ је примењивана у радовима [8, 10 - 12, 17]. Просторна расподела интензитета дате компоненте линије даје информације о дистрибуцији одређене групе ексцитованих атома, што

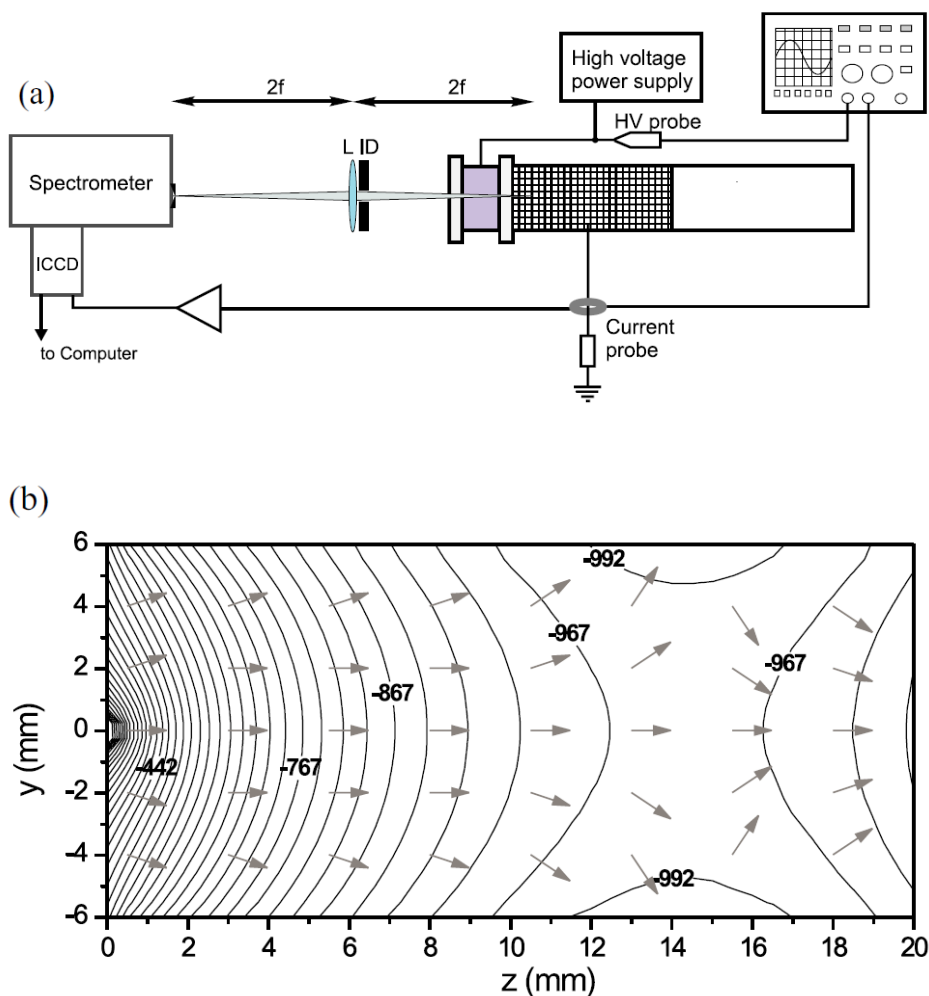
се може искористити за анализу процеса транспорта и упоређивање са моделима који укључују екситацију атома електронима или тешким честицама. Профили линије снимљени дуж правца електричног поља носе информацију о кинетичкој енергији ексцитованих атома и користе се за добијање расподеле енергије брзих атома под различитим условима.

Аномално Доплерово ширење у пражњењу у шупљој катоди је било предмет истраживања неколико група [11, 18, 19]. На ниском притиску, у тзв. високонапонском режиму шупље катодe, негативно светљење је избачено из цилиндра катодe и катодни пад испуњава простор до прстена аноде, тако да се правац вектора електричног поља поклапа са централном осом цилиндра катодe. Водоникова Балмерова алфа линија снимљена под тим условима састоји се из два дела: непомерено уско "језгро" и померено широко "крило" [11, 18, 19].

Пражњење у баријерној шупљој катоди (која је конструисана и израђена у Лабораторији за Физику и технологију плазме на Физичком факултету) се успоставља на нешто вишем притиску и са другачијом геометријом, тако да ради у стандардном режиму – негативно светљење се формира унутар цилиндра катодe (није истиснуто). Такође, баријерно пражњење се напаја наизменичним напоном и карактерише се оштрим струјним импулсом после којег се наелектрисања акумулирају на површини баријера. То резултује смањењем јачине електричног поља и пражњење се гаси [20].

Наизменично пражњење у баријерној шупљој катоди је искоришћено за испитивање просторно-временског развоја пражњења применом временски разложене емисионе спектроскопије H_{α} линије. Раздвајањем "језгра" и "крила" профила аномално проширене H_{α} линије може се испитати релативна концентрација електрона и брзих атома, респективно, што је од посебног значаја за праћење процеса пробоја. Дакле, циљ експеримента је да се покаже могућност примене аномално проширене H_{α} линије за анализу развоја пражњења, посебно у фази пре почетка пробоја

7.2 Поставка експеримента



Слика 7.1 а) Схематски приказ експерименталне поставке: б) геометријска конфигурација електричног поља, тј. еквипотенцијалне линије и вектори јачине поља, бројеви означавају разлику потенцијала у односу на аноду

Експериментална поставка приказана је на слици 7.1(а). Пражњење се одвија у стакленој цеви унутрашњег пречника 12 mm и дужине 30 mm. Једна електрода је оптички пропустљив електролит (водени раствор KCl) смештен у стаклени цилиндар (види слику 7.1(а)). Овај цилиндар је са обе стране затворен равним стаклом дебљине 1 mm и залепљен на једну страну цеви у којој се одвија пражњење. Друга електрода је челична мрежа у облику цилиндра дужине

26 mm (пречника 12 mm) унутар стаклене цеви, види слику 7.1(a). У цеви за пражњење је прво снижен притисак до 10^{-3} mbar , а затим је цев напуњена водоником 99.996% до притиска 1.1 mbar или 2.1 mbar . Проток гаса је контролисан протокометром Omega FMA 5400/5500 опсега 0 – 100 ml/min. Притисак је контролисан помоћу игличастог вентила, а мерен капацитивним мерачем притиска типа *Pfeiffer Vacuum*.

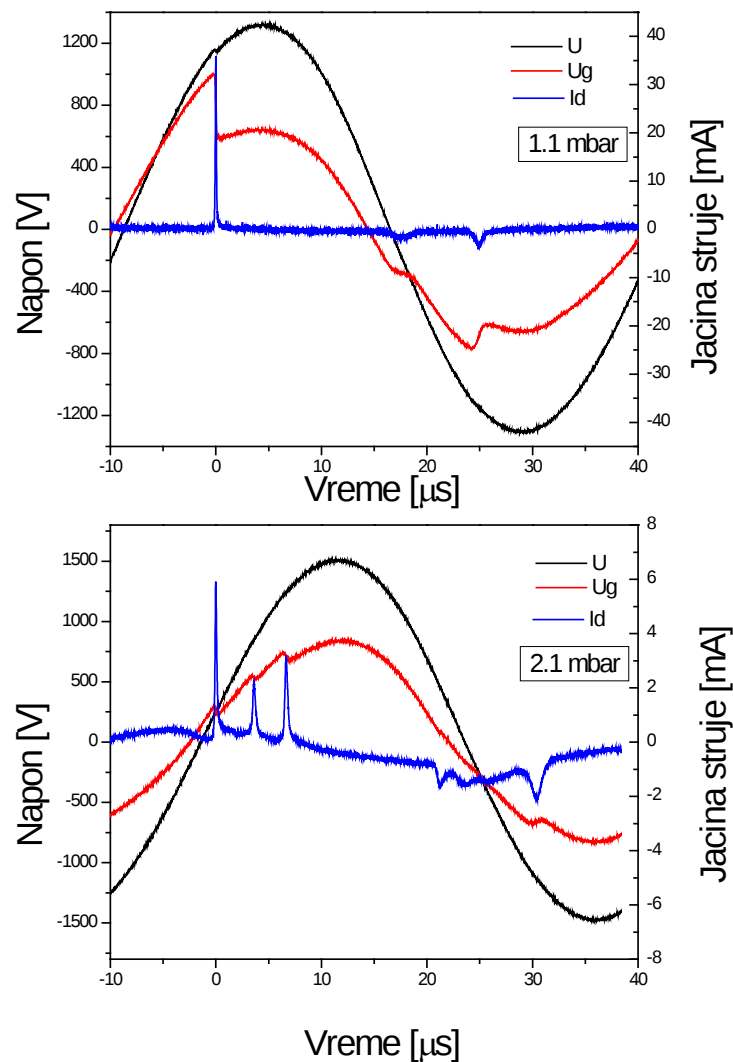
Пражњење је напајано наизменичним напоном, фреквенције 19.7 kHz. Синусоидни напонски сигнал из генератора функција је појачаван коришћењем аудио појачавача (номинална снага 400 W) и високонапонског трансформатора. Примењени напон је мерен високонапонском сондом 1:1000 P6015A Tektronics. Укупна струја је праћена мерењем сигнала са калема Роговског (IPC CM-100-M; 1 V/A). Сигнали са сонди су праћени помоћу осцилоскопа Tektronix TDS 3032 (300 MHz пропусни опсег; брзина сапловања 2 GS/s).

Слика пражњења је пројектована објективом са увећањем 1:1 на улазни прорез спектрографа Ешеле (*Echelle*) типа. На излазу из монохроматора, зрачење је детектовано дводименизним ICCD детектором (*intensified charge coupled device*), димензија $2.53 \times 2.53 \text{ cm}^2$ са 1024×1024 пиксела типа PI-MAX2, *Princeton Instruments*. Полуширина инструменталног профила измерена је као $\text{FWHM} = 0.02 \text{ nm}$, са спектралном резолуцијом 0.0054 nm . Спектар је сниман дуж правца осе пражњења. Окидање детектора је вршено Шмит (*Shmitt*) окидачем који даје TTL сигнал на при одређеној вредности напона на редно везаном отпорнику на узлазном делу струјног пика.

Временски експозиција током мерења развоја H_α линије је била 50 ns . Ова специфична конфигурација шупље катоде је изабрана за добијање минималног померања сигнала за тригероване у односу на напонски сигнал. Наиме, у баријерном пражњењу прејонизација, тј. електрони заостали из претходног полупериода, олакшава пробој у следећем полупериоду чиме се постиже репродуцибилност процеса пробоја.

На слици 7.1(б) приказана је конфигурација поља тј. конфигурација без формираног просторног наелектрисања. Приказане су еквипотенцијалне линије и вектори електричног поља у одређеним тачкама. Како се може видети, електрично поље је дуж централне осе цилиндра паралелно оси и у супротном смеру од детектора.

7.3 Резултати



Слика 7.2 Осцилограми примењеног напона U_{app} , напона у гасу U_g и струје пражњења I_d , на радном притиску 1.1 mbar (горе) и 2.1 mbar (доле)

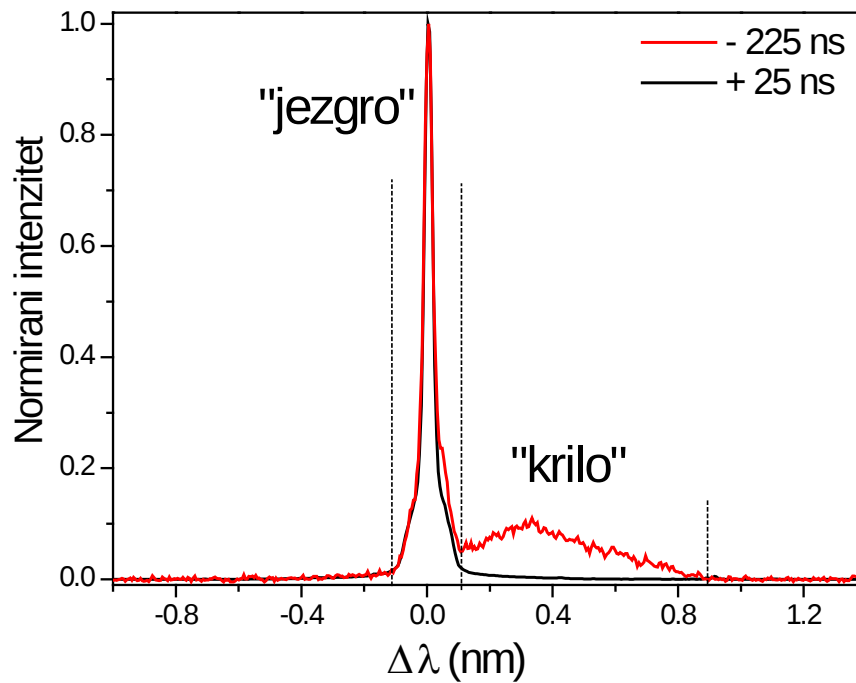
На слици 7.2 су приказани типични осцилограми струје кроз пражњење (I_d), примењеног напона (U_{app}) и напона у гасу (U_g), за две вредности притиска. Напон у гасу јачина струје пражњења су израчунати помоћу сигнала примењеног напона и укупне струје кроз пражњење, коришћењем стандардних рачуна који се користе за ДБП – види поглавље 3.1. j-не (1) – (5) [20]. Израчунато је да капацитет диелектричне баријере износи: $C_d = 11 \text{ pF}$. Референтни тренутак времена означен као 0 ns је тренутак максимума струјног пика за оба притиска.

Анализа и примери профила линија дати су за притисак 1.1 mbar , где је аномално ширење израженије, док је виши притисак од 2.1 mbar искоришћен само за демонстрацију утицаја повећања притиска. Ако се узме у обзир да се пражњење одвија на ниском притиску, на температури блиској собној и са очекиваном концентрацијом електрона $< 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, могу се занемарити сви уобичајени узроци ширења линија (види поглавље 1. 4).

На слици 7.3 приказани су примери профила H_α линије снимљени у два карактеристична тренутка времена, конкретно у тренутку пре пробоја и непосредно након струјног максимума (-225 ns и $+25 \text{ ns}$ на временској скали на слици 7.2). Профили линија су, због поређења њиховог облика, нормирани на одговарајуће максималне вредности.

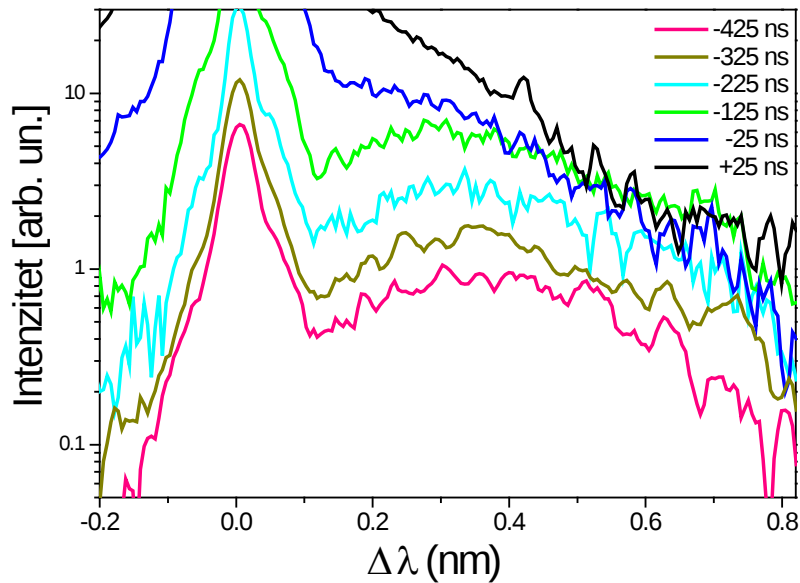
Типичан пример Доплеровог помераја емитованог зрачења и јасно раздвајање два сегмента профила линије се добија на -225 ns . У циљу раздвајања сегмената линије према пореклу побуде, профил је подељен на два дела по таласним дужинама. Збир две компоненте које потичу од судара са електронима овде ће се називати "језгро", које се шири се до 0.11 nm од центра линије. Део профила са ширином $\Delta\lambda > 0.11 \text{ nm}$ је померена, широка компонента која потиче од ексцитованих брзих атома, даље ће се називати "крило". Оба дела профила су означена на слици 7.3. Граница 0.11 nm је одабрана тако да дисоцијативна емисија буде искључена из крила, како бисмо били сигурни да интензитет крила потиче само од емисије брзих атома, види [11 – 12]. Утврђено је да искључење области ($0.09 \text{ nm} - 0.11 \text{ nm}$) из разматрања не утиче на презентоване резултате.

Као што се може видети, релативни интензитет крила линије је много већи пре пробоја него након пробоја. Осим тога, због високог интензитета језгра линије на +25 ns, крило је у овом тренутку времена скоро не приметно. Наиме, интензитет максимума профила је за фактор 130 већи на +25 ns него на -225 ns, док су стварни интензитети крила упоредиви у овим тренуцима времена.



Слика 7.3 Поређење облика H_{α} линије (нормирани профили) у типичним тренуцима времена: пре и непосредно после пробоја на 1.1 mbar

Временски развој профила H_{α} линије на 1.1 mbar приказан је на слици 7.4. Због велике разлике у интензитетима, профили линија снимљени у различитим тренуцима временима током развоја пражњења приказани су у логаритамској скали. Детаљнија анализа спектралне расподеле крила на слици 7.4 ($\Delta\lambda > 0.11 \text{ nm}$) показује да се током развоја пражњења, максимум криве помера ка мањим таласним дужинама (брзинама). Померање максимума крила током времена према мањим брзинама није јасно уочљиво и захтева анализу крила по енергији, што је изложено у даљем тексту.

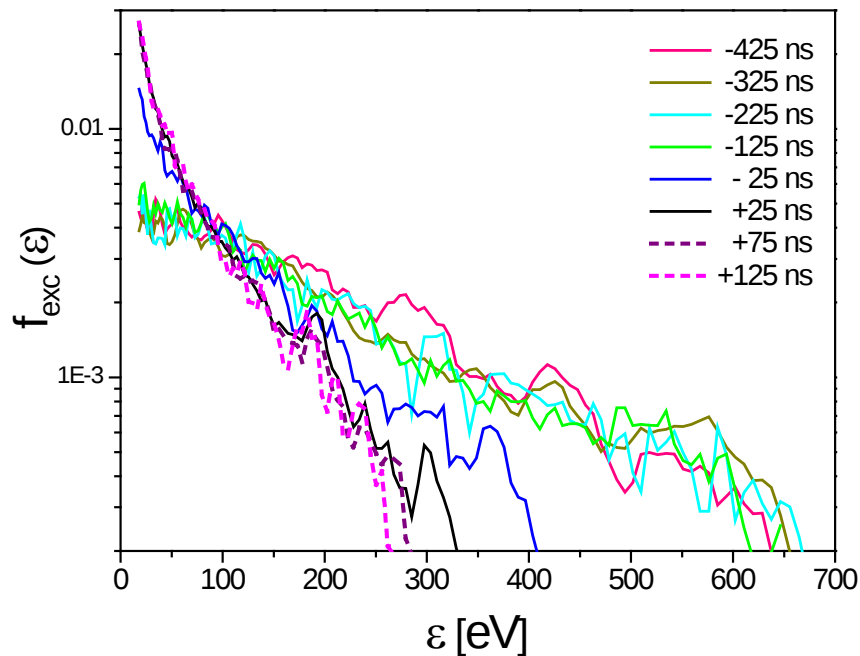


Слика 7.4 Профили Балмер алфа линије снимљени у различитим тренуцима времена током развоја пражњења на притиску 1.1 mbar. Временска скала одговара скали на слици 7.2

Снимљени профили линија искоришћени су за анализу расподеле енергије екститацованих атома и доприноса тешких честица тоталној екситацији, као у [11]. Расподеле енергије брзих атома (Слика 7.5), добијене су из одговарајућих крила линије на слици 7.4. Расподеле су добијене помоћу једноставног хистограма трансформације из расподеле по брзинама у расподелу по енергијама ($f'(\lambda)d\lambda = f(\varepsilon)d\varepsilon$) и нормирањем на интеграл $f(\varepsilon)$. Енергије на апсиси су "детектоване" енергије, односно кинетичке енергије у правцу посматрања. Треба истаћи да расподеле енергије очигледно нису Максвелове, као што се могло очекивати на основу убрзања које потиче од поља.

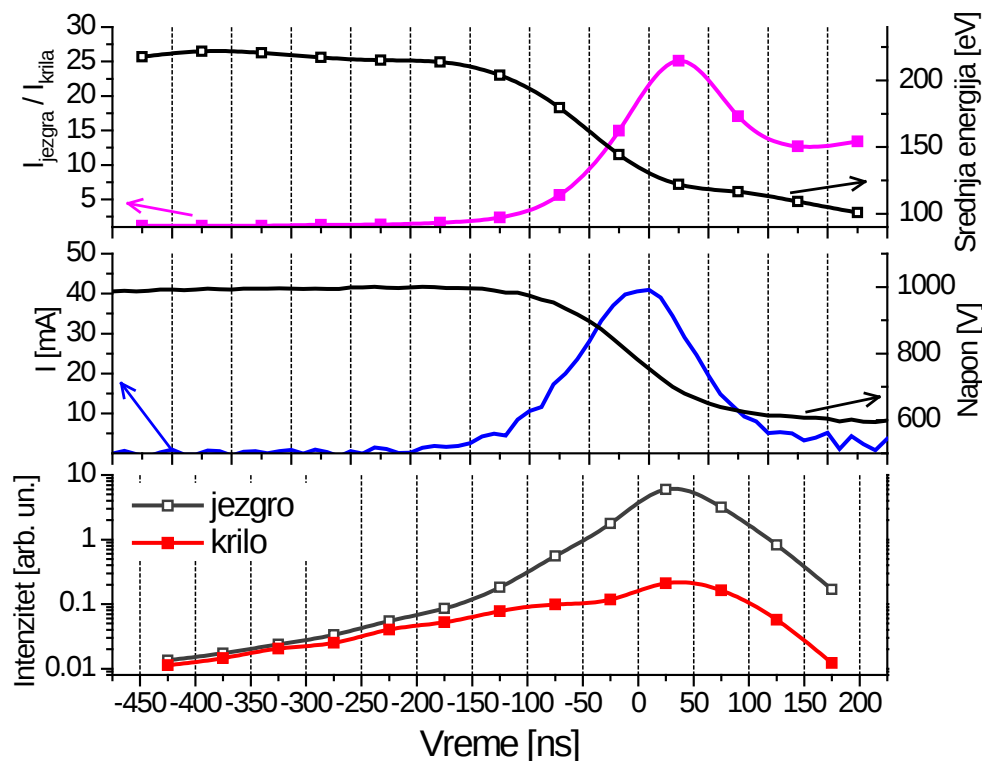
Анализирајући слику може се видети да од тренутка времена -450 ns до -150 ns нема приметне разлике између расподела. У овој фази развоја пражњења, електронска лавина, покренута од заосталих електрона из претходног периода, доприноси повећавању концентрације јона у простору шупље катодe. Током ране фазе развоја пражњења конфигурација електричног поља није нарушена

просторним наелектрисањем и одговра пољу између електрода – такозваном геометријском пољу [21]. Електрони су много покретљивији од позитивних јона и брзо стижу до аноде, остављајући растуће просторно наелектрисање јона у простору унутар шупље катодe [21]. Просторно наелектрисање јона помера се према катоди, али нарушавање геометријског поља још увек није довољно да значајније промени расподелу енергије водоникових атома. У тренутку – 25 ns , блиском максимуму струје, расподела енергије почиње да се трансформише и наставља да се "хлади" у следећим тренуцима времена. Промена расподеле је директно повезана са променом напона у гасу, који се нагло смањује током пробоја због нагомилавања просторног наелектрисања; види слику 7.2(a). Интересантно је приметити да промена максималне енергије прати промену напона, са вредношћу која је блиска вредности две трећине расположиве потенцијалне енергије напона у гасу. Сличан однос добијен је у DC тињавим пражњењима [11]. Нагомилавање просторног наелектрисања мења смер електричног поља, а самим тим мења и путање јона, тј. позитивни јони се након пробоја углавном крећу радијално.



Слика 7.5 Расподела кинетичке енергије ексцитованих брзих атома водоника добијена из крила профила H_{α} линије у различитим тренуцима времена, на притиску 1.1 mbar

Да би се даље илустровао одговор брзих атома на промену напона, на слици 7.6 приказани су напон пражњења у гасу и расподела средње енергије водоникових атома, обрачунате из расподеле са слике 7.5. Како што се може видети на слици 7.6, средња енергија водоникових атома постепено опада пре него што струја почне да нагло расте (на -100 ns), тј. кад почне пробој. Током пробоја, средња енергија водоникових атома водоника опада нагло, пратећи нагли пад напона у гасу. Повезаност ове две величине је последица промене расположиве потенцијалне енергије водоникових јона (H^+ , H_2^+ , H_3^+) са променом напона. Дакле, смањење напона снижава енергију јона чиме се, након измене наелектрисања, снижава и енергија водоникових атома. Директна повезаност између напона у пражњењу и енергије брзих атома је објашњена у DC пражњењу [11]. Брзо време одговора је очигледно, што показује да су се варијације параметара пражњења скоро истовремено одразиле на популацију брзих водоникових атома.



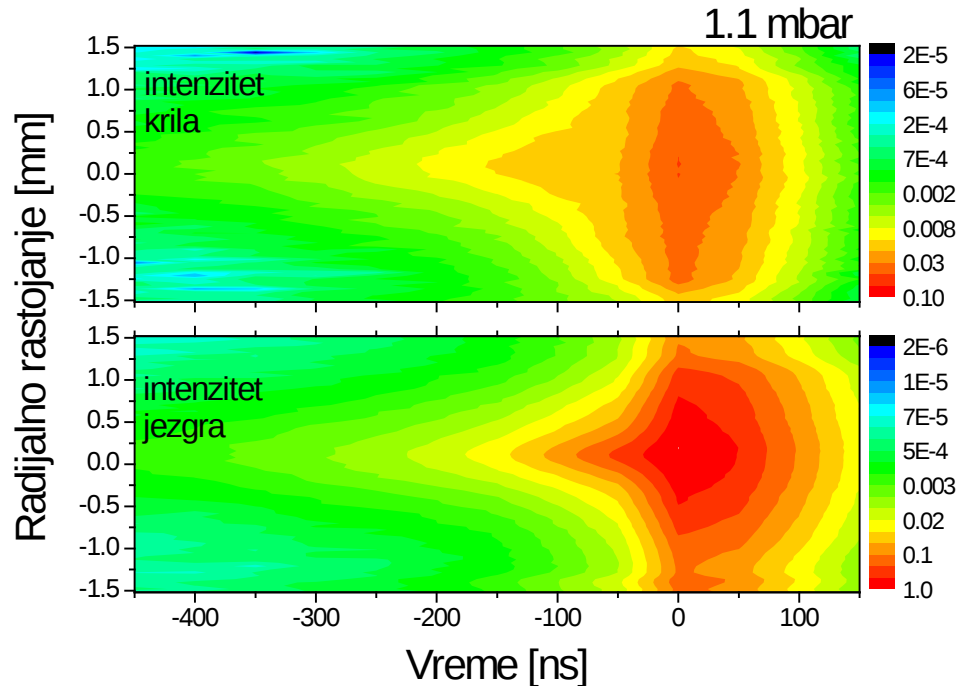
Слика 7.6 Однос интензитета језгра и крила линије и средња енергија водоникових атома (горе); напонски и струјни сигнал (средина); интензитети језгра и крила линије (доле).
Притисак 1.1 mbar

Пошто различити механизми побуде доводе до појаве "језгра" и "крила" профила линије, интензитети ова два сегмента линије су директно пропорционални броју ексцитованих атома водоника насталих у процесима судара са електронима и у процесима судара брзих атома. Дакле, развој интензитета језгра и крила може се искористити за индиректно праћење настанка и развоја електрона и брзих водоникових атома током пробоја. Интензитети језгра и крила су израчунати као интегрални линије по таласним дужинама.

Са графика на дну слике 7.6 се може видети да се интензитети језгра и крила линије повећавају током развоја пражњења, односно током пораста струје, а смањују током опадајућег дела струјног пика. Разлика између интензитета језгра и крила почиње у временском интервалу од -200 ns до -150 ns , када струја почиње да расте, односно кад пробој почне. Упоредјујући облик криве струјног сигнала и развој интензитета језгра линије, уочава се да је њихов облик веома сличан, што указује да су електрони примарни носиоци наелектрисања у фази пробоја. Важност електрона у односу на јоне у фази пробоја је још израженија на графику временског развоја односа интензитета језгро/крило, види слику 7.6 (врх). Пошто се профил језгра линије формира током ексцитације електронима, брз пораст интензитета језгра линије указује на нагло повећање концентрације електрона у пражњењу. Слично овом понашању, експериментално и теоријски је показано да је у пулсирајућем високонапонском пражњењу у шупљој катоди стрми пораст струје током пробоја узрокован наглим порастом концентрације електрона насталих у процесу секундарне емисије са катоде [21, 22].

Графици на сликама 7.3 и 7.4 приказују резултате добијене праћењем зрачења снимљених у правцу дуж осе пражњења, у центру пражњења. Како је високонапонско диелектрично баријерно пражњење у шупљој катоди делимично нехомогено у радијалном правцу, више информација о пражњењу се може добити из радијалне расподеле интензитета компоненте H_α линије. Дводимензионална ICCD камера омогућава тренутна мерења дуж радијалног профила цилиндричног пражњења. Интензитети профила линије на различитим радијалним растојањима од централне осе добијени су као интегрални по таласним дужинама, као у претходном

случају. На слици 7.7 приказане су радијалне расподеле интензитета крила и језгра снимљене током развоја пражњења на 1.1 mbar.



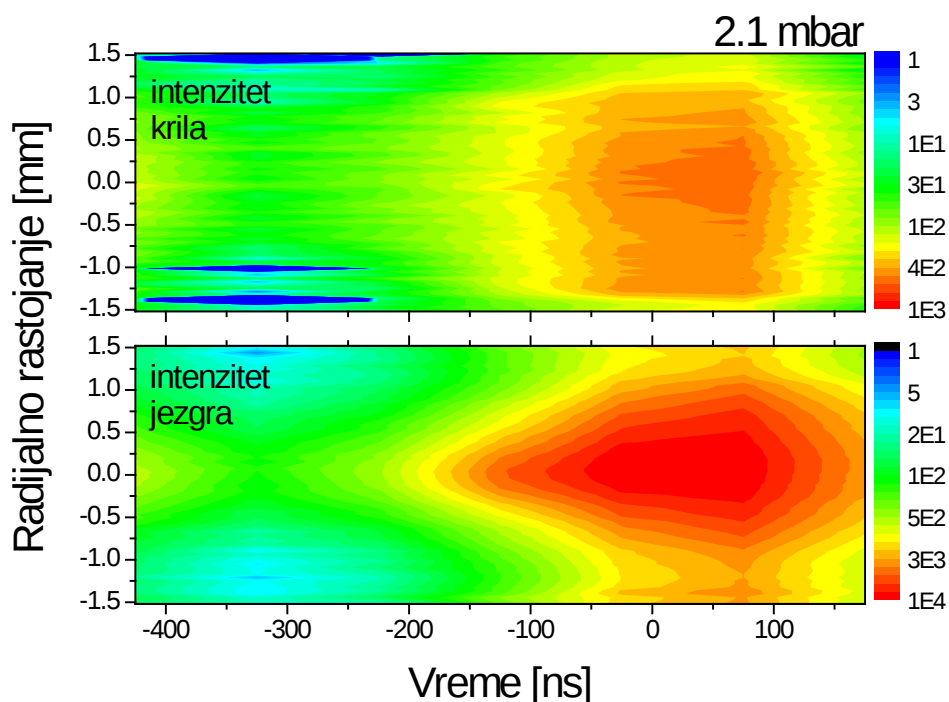
Слика 7.7 Расподела интензитета црвеног крила (горе) и језгра (доле) H_{α} линије на 1.1 mbar

Да би се ове расподеле интензитета могле упоредити приказане су тако да се скале разликују за ред величине. На слици се јасно уочава утицај електричног поља на просторну расподелу електрона и атома водоника. Наиме, током времена када геометријско поље доминира, електрони прате линије електричног поља као скоро нестишљив флуид [23]. Електрони дуж осе прелазе најдужи пут што резултира највећим бројем судара и интензитетима језгра линије је највиши дуж осе (0 mm радијална дистанца). У поређењу са расподелама интензитета језгра, расподеле интензитета крила су знатно шире, иако такође имају максимум на осе. Ово је у складу са *FAM* (*field acceleration model*) моделом и механизмом екситације крила, пошто Доплеровски померено зрачење доминантно потиче од двостепеног процеса: размена наелектрисања водоникових јона са атомима водоника праћена

7. Испитивање динамике баријерног пражњења у шупљој катоди

ексцитацијом атома водоника сударима са молекулима водоника. За разлику од јона и електрона, путања брзих атома не прати линије електричног поља и на тај начин ствара ширење расподеле интензитета. Може се закључити да развој расподеле зрачења сегмената линије одговара формирању пражњења током времена близу тренутка пробоја.

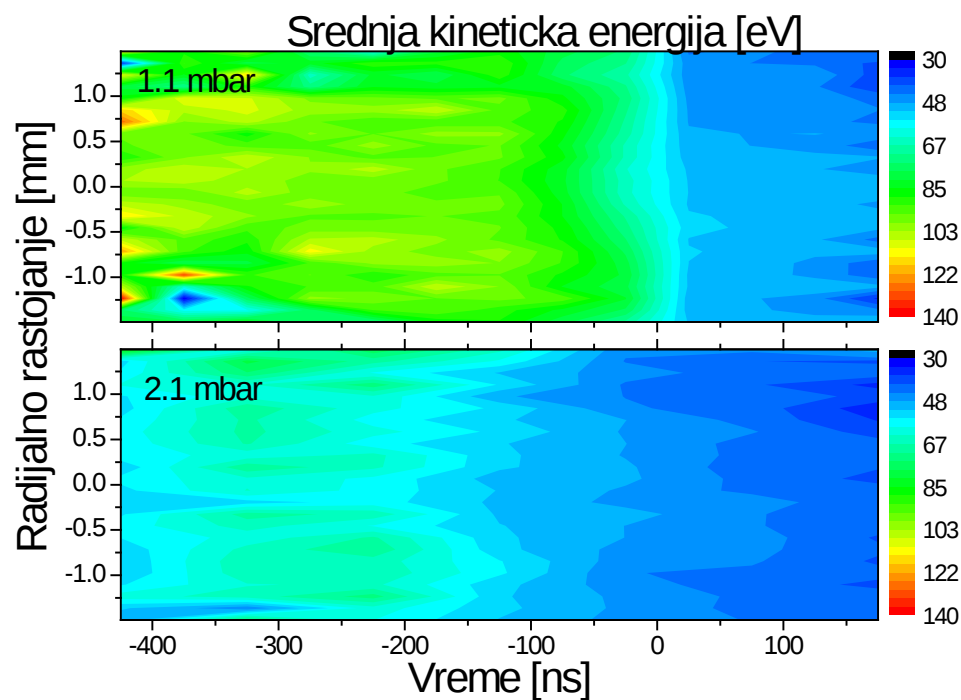
Повећање притиска мења број судара наелектрисаних честица и електричну конфигурацију после пробоја. Ове промене су се одразиле на просторно временску расподелу сегмената Балмер алфа линије - види слику 7.8 снимљену на 2.1 mbar .



Слика 7.8 Расподела интензитета црвеног крила (горе) и језгра (доле) H_α линије на 2.1 mbar

На слици 7.9 приказана је радијална расподела средње кинетичке енергије брзих атома, измерену на два притиска. За поређење, обе скале енергије имају исти опсег. Анализирајући слику може се видети да је средња енергија пре пробоја знатно нижа на вишем притиску (~ 120 eV) него на нижем (~ 200 eV). Нижа

енергија атома водоника на виши притисцима узрокована је нижим напонем у гасу: 730 V , наспрот 1000 V на нижим притисцима. Осим тога, пораст притиска скраћује средњи слободни пут што, такође, смањује средњу кинетичку енергију воденикових атома. Наиме, због краћег средњег слободног пута, јони водоника добијају мању енергију од поља и тако преносе мању количину енергије насталим брзим атомима у процесима размене наелектрисања [11].



Слика 7.9 Просторно-временска расподела средње кинетичке енергије Н атома на 1.1 mbar и 2.1 mbar

Током пробоја, напон у гасу опада брже на нижим притисцима (са 1000 V на 590 V) него на вишим (са 300 V на 230 V). Средња енергија атома прати понашање напона у гасу и на нижим притисцима опада (са 220 eV на 150 eV) брже него на вишим притисцима. Осим тога, смањење средње енергије на вишем

притиску није јасно примећено, што одговара малом смањењу напона у гасу током пробоја (око 70 V).

На почетку пробоја, концентрација јона се повећава што доводи до формирања позитивног просторног наелектрисања које почиње да се помера ка катоди и деформише почетну конфигурацију поља. Ова, такозвана пролазна конфигурација поља [21] траје до око -50 ns , претходи формирању катодног слоја. Током ове фазе развоја пражњења још увек постоје "видљиви остаци" геометријског поља (види развој интензитета језгра линије на слици 7.7) па електрони побуђују атоме водоника дуж линија поља. Следећа фаза развоја пражњења је формирање катодног слоја. Ова фаза је окарактерисана значајним повећањем интензитета линије, што је последица добро познатог "ефекта шупље катодe" [24], који настаје због ограничавајућег ефекта геометрије шупље катодe. Завршна фаза пражњења је гашење (смањење струје и интензитета линије) узроковано акумулацијом наелектрисања на површини баријере што резултира локалним смањењем јачине поља испод вредности неопходне за одржавање јонизације.

Спектроскопски резултати су сагласни са познатим објашњењима процеса пре и током пробоја у шупљој катоди, посебно са процесом формирањем просторног наелектрисања [21]. Такође, предложени метод се може користити за индиректно праћење продукције наелектрисања, формирања области просторног наелектрисања и кинетичке енергије тешких честица током пробоја у пулсирајућем пражњењу.

Закључак

У оквиру ове тезе истраживано је ДБП у хелијуму, водонику и смеши хелијум – водоник за различите радне услове (притисак радног гаса, проток, растојање између баријера, материјал од кога су израђене баријере, облик и фреквенција радног напона, геометрија пражњења). За пражњења успостављена у хомогеном режиму рада истражена је динамика развоја и измерена просторно-временска расподела електричног поља.

Анализе резултата електричних мерења је показала да се хомогена пражњења могу успоставити у два мода – слично Таунзендовом пражњењу и слично тињавом пражњењу. Закључак о моду пражњења изведен је на основу временске зависности напона у гасу (U_g). У пражњењу сличном Таунзендовом, напон у гасу се веома мало мења током трајања струјног сигнала, док се у пражњењу сличном тињавом уочава нагли пад напона у гасу у тренутку пробоја. Као поузданији метод за одређивање мода пражњења коришћене су просторне расподеле интензитета линија H_α и $He\ I\ 492.2\ nm$. На ниском притиску се могу користити обе линије јер се при тим условима побуђују сударима атома са електронима и развој њиховог интензитета прати струјни пик. Међутим на високом притиску, линије H_α и H_β се доминантно побуђује сударима са метастабилима хелијума, развој њиховог интензитета не прати струјни пик (достичу максимум интензитета после максимума струје) па нису погодне за примену у ове сврхе. Ако је пражњење слично Таунзендовом максимум интензитета линије је у близини аноде, док је код пражњења сличног тињавом максимум интензитета линије у близини катоде. Најпоузданији метод за одређивање мода пражњења је мерење аксијалне расподеле електричног поља. Ако се поље између баријера не мења пражњење је успостављено у Таунзендовом моду. Опадање јачине поља од катоде ка аноди показује да је пражњење субнормално. Применом Штаркове поларизационе спектроскопије на линије H_α и $He\ I\ 492.2\ nm$ измерене су расподеле електричног поља у баријерним пражњењима у хелијуму и водонику. Показано је да у пражњењу у водонику са повећањем притиска пражњење прелази из субнормалног у Таунзендово, док је у пражњењу у хелијуму пражњење увек субнормално.

Измерене аксијалне расподеле електричног поља су линеарне функције растојања од катоде. На повишеном притиску, дужина катодног пада одређена је екстраполацијом измерених вредности јачине електричног поља. Показано је да са повећањем притиска у пражњењу у хелијуму, дужина катодног пада опада, док јачина електричног поља уз катоду расте.

Поређењем пражњења у чистом хелијуму и смеси хелијум – водоник на притиску 200 mbar, при истом радном напону, установљено је да је у смеси гасова катодни пад краћи и поље уз катоду мање. Пре почетка пробоја, степен јонизације у смеси гасова је већи него у хелијуму и потребна је нижа вредност напона у гасу за пробој, што значи да се смањују вредности јачине електричног поља уз катоду и дужине катодног пада. Показано је да линија H_{β} , у пражњењу у чистом хелијуму достиже максимум после максимума струје, док у пражњењу у смеси гасова достиже максимум у фази максимума струје. То је последица различитог начина побуђивања линије H_{β} . У чистом хелијуму се она доминантно побуђује сударима са метастабилима хелијума, док се у смеси гасова побуђује сударима са електронима.

Утицај нечистоћа на карактеристике пражњења у хелијуму истраживан је мењањем протока гаса. Установљено је да хелијумова линија 492.2 nm увек достиже максимум интензитета у фази максимума струје, што потврђује да се побуђује сударима са електронима. Са друге стране, линија H_{β} , при мањим протоцима достиже максимум интензитета у фази максимума струје, док при већим протоцима достиже максимум интензитета после максимума струје. Што је проток гаса већи H_{β} достиже максимум све касније. То се може објаснити смањивањем концентрације нечистоћа са повећањем протока гаса, јер се концентрација метастабилна хелијума смањује у сударима са њима. Такође, установљено је да промена протока значајно утиче на електричне карактеристике, али да има мали (али мерљив) утицај на аксијалну расподелу електричног поља.

За потребе мерења јачине електричног поља током развоја пражњења у хелијуму, када је интензитет линије 492.2 nm мали, развијен је нови метод заснован

на односу интензитета хелијумових синглетних линија 667.8 nm и 728.1 nm. На основу Штаркове поларизационе спектроскопије линије 492.2 nm извршена је калибрација, тј. одређена је зависност односа интензитета линија од електричног поља у датим условима. Функционална зависност односа интензитета линија од јачине локалног електричног поља добијена је коришћењем је колизионог модела за укључене атомске нивое. Измерене аксијалне расподеле електричног поља током развоја пражњења показују да се оно развија као субнормално, уз скраћивање дужине катодног пада. Јачина електричног поља уз катоду достиже максимум у фази максимума струје а затим опада. Просторна расподела електричног поља током максимума другог струјног пика показује да је јачина поља уз катоду мања, а дужина катодног пада већа у односу на расподелу електричног поља током максимума првог струјног пика.

Просторно – временски разложена спектроскопија аномално проширене H_{α} линије је искоришћена за карактеризацију баријерног пражњења са шупљом катодом током пробоја у водонику. Профил линије је подељен на сегменте који одговарају различитим механизмима екситације са циљем одвојеног праћења популација електрона и брзих атома водоника (директно повезаних са јонима водоника). Показано је да се еволуција електричног поља и промена потенцијала у пражњењу тренутно испољавају у промени расподеле интензитета сегмената линије. Расподела кинетичке енергије брзих атома водоника, добијена из доплеровски помереног и проширеног крила линије H_{α} , директно кореспондира са енергијом јона током формирања пражњења. Ови спектроскопски резултати су у сагласности са теоријским моделима о предпробојним и пробојним процесима у шупљој катоди, што потврђује да се предложени спектроскопски метод може користити за индиректно праћење образовања наелектрисаних честица, формирања просторног наелектривања и кинетичке енергије тешких честица у импулсним пражњењима.

Литература

Референце поглавља 1.

- [1] Y. P. Raizer 1991, *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin
- [2] J. Labat 1991, *Fizika jonizovanih gasova*, Fizički fakultet, Beograd
- [3] J.S.Townsend 1915, *Elektricity in gases*, Clarendon Press, Oxford, UK
- [4] Townsend J S 1910, *The theory of ionization of gases by collision*, New York: D. Van Nostrand co.
- [5] Loeb L B 1939, *Fundamental processes of electrical discharge in gases*, New York: Wiley and Sons
- [6] Meek J M 1940, *Rev.* **57** 722–8
- [7] Raether H 1937, *Zeitschrift für Phys.* **107** 91–110
- [8] Meek J M and Craggs J D 1953, *Electrical breakdown of gases*, Oxford: Clarendon
- [9] Loeb L B 1965, *Science (80-.)*. **148** 1417–26
- [10] U. Kogelschatz, *Filamentary and diffuse barrier discharges*
- [11] W. Benesch and E. Li 1984, *Opt. Lett.* **9**, 338
- [12] C. Barbeau and J. Jolly 1990, *J. Phys. D* **23**, 1168
- [13] M. Kuraica and N. Konjević 1992, *Phys. Rev. A* **46**, 4429
- [14] Z. Lj. Petrović, B. M. Jelenković and A. V. Phelps 1992, *Phys. Rev. Letters*, **68**,
- [15] A. L. Cappelli, R. A.Gottscho and T. A.Miller 1985, *Plasma Chem. Plasma Processing* **5**, 317
- [16] S. B. Radovanov, K. Dzierzega, J. R. Roberts and J. K. Olthoff 1995, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2637
- [17] Gemišić Adamov M R, Obradović B M, Kuraica M M and Konjević N 2003, *IEEE Trans. Plasma Sci*, 31 444
- [18] Cvetanović N, Kuraica M M and Konjević N 2005, *J. Appl. Phys*, 97 033302
- [19] Shrier O, Khachan J, Bosi S, Fitzgerald M and Evans N 2006, *Phys. Plasmas*, 13 012703
- [20] Cvetanović N, Kuraica M M and Konjević N 2011, *J. Appl. Phys*, 109 13311
- [21] Cvetanović N, Kuraica M M and Konjević N 2011, *J. Appl. Phys*, 110 073306

- [22] Н. Н. Цветановић 2012, *Настанак и транспорт брзих атома водоника у тињавим пражњењима*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд
- [23] Phelps A V 2009, *Phys. Rev. E* **79** 066401
- [24] Bogaerts A and Gijbels R 2000, *Anal J, At. Spectrom.* **15**, 441
- [25] Tawara H, Itikawa Y, Nishimura H and Yoshino M 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 617
- [26] Gousset G 1994, *Proceedings of the ESCAMPIG 94 Conference*, European Physical Society, Noordwijkerhout, The Netherlands, p. 424.
- [27] Phelps A V 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 653
- [28] T. Šimko, V. Martišoviš, J. Bretagne and G. Gousset 1997, *Phys. Rev. E* **56**, 5908
- [29] A. C. Dexter, T. Farrell and M.I. Lees 1989, *J. Phys. D* **22**, 413
- [30] I. D. Williams, J. Geddes and H.B. Gilbody *J. Phys. B.* 1982, **15** 1377
- [31] T. Fujimoto 2004, *Plasma Spectroscopy*, (Oxford University Press)
- [32] A. Thorne, U. Litzén, S. Johansson 1999, *Spectrophysics: Principles and Applications*, (Springer)
- [33] H-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, (Springer, 2009)
- [34] N. Konjević 1999, *Physics Reports*, **316** 339–401
- [35] Konjević N, Jovićeвић S and Ivković M 2009, *Phys. Plasmas* **16** 103501
- [36] Konjević R and Konjević N 1997, *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **52** 2077
- [37] S. Djurović and N. Konjević 2009, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 035011
- [38] M. A. Gigosos, M. A. Gonzalez, V. Cardenoso 2003, *Spectrochimica Acta Part B* **58**, 1489
- [39] Mijatovic Z, Konjevic N, Ivkovic M and Kobilarov R 1995, *Phys. Rev. E* **51** 4891
- [40] Konjević N, Lesage A, Fuhr J R and Wiese W L 2002, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31** 819–927
- [41] H. R. Griem 1964, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw-Hill)
- [42] Lindholm E 1945, *Ark. för Mat. Astron. och Fys.* **32A** 1–18
- [43] Foley H M 1946, *Phys. Rev.* **69** 616–628
- [44] Griem H R 1997, *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [45] Allen C W 1973, *Astrophysical Quantities* (London: Athlone Press)

- [46] Miller T M 1990, *Handbook of Chemistry and Physics* ed D R Lide (Boca Raton: CRC Press) pp 10–193
- [47] Makabe T and Petrović Z L 2006, *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication* (New York: Taylor and Francis, CRC Press)
- [48] Ali A W and Griem H R 1965, *Phys. Rev.* **140** 1044

Референце поглавља 2.

- [1] U. Kogelschatz 2003, *Plasma Chem. Plasma Process.* 23 1
- [2] L. Mangolini, *Experimental study of Atmospheric Pressure Glow Discharge controlled by Dielectric Barrier*, ME 8362 Advanced Plasma Technology
- [3] Б. М. Обрадовић 2007, *Диелектрична баријерна пражњења - дијагностика и примене*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд
- [4] I. Traus and H. Suhr 1992, *Plasma Chem. Plasma Process.* **12**, 275
- [5] R. H. Zhang, T. Yamamoto, and D. S. Bundy 1996, *IEEE Trans. Ind. Appl.* **32**, 113
- [6] M. Higashi, S. Uchida, N. Suzuki, and K. Fujii 1992, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20**, 1
- [7] B. M. Penetrante, R. M. Brusasco, B. T. Merrit, and G. E. Vogtlin 1999, *Pure Appl. Chem.* **71**, 1829
- [8] Manojlovic, D., Ostojic, D.R., Obradovic, B.M., Kuraica, M.M., Krsmanovic, V.D., Puric, J. 2007, *Desalination*, 213 (1-3), pp. 116-122
- [9] Manojlović, D., Popara, A., Dojčinović, B.P., Nikolić, A., Obradović, B.M., Kuraica, M.M., Purić, J. 2008, *Vacuum*, **83** (1), pp. 142-145.
- [10] E. N. Pavlovskaya and A. V. Yakovleva 1983, *Opt. Spectros. (USSR)* **54**, 132
- [11] B. Eliasson and U. Kogelschatz 1988, *Appl. Phys.* **B46**, 299
- [12] H. Esrom and U. Kogelschatz 1992, *Appl. Surf. Sci.* **54**, 440
- [13] A. M. Boichenko, V. S. Skakun, V. F. Tarasenko, E. A. Fomin, and S. I. Yakovlenko 1994, *Laser Phys.* **4**, 635
- [14] T. Urakabe, S. Harada, T. Saikatsu, and M. Karino 1995, in *Proc. 7th Int. Symp. on the Science and Technology of Light Sources (LS7)*, Kyoto pp. 159–160.
- [15] M. Ilmer, R. Lecheler, H. Schweizer, and M. Seibold 2000, in *Proc. SID Int. Symp.*, Long Beach, CA, Digest of Technical Papers, Vol. XXXI, pp. 931–933.
- [16] I. Revel, Ph. Belenguer, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford 1999, *Pure Appl. Chem.* **71**, 1837
- [17] S. Meiners, J. G. H. Salge, E. Prinz, and F. Forster 1998, *Surf. Coat. Technol.* **98**, 1121
- [18] U. Kogelschatz and J. Salge 2001, High pressure plasmas. Dielectric-barrier and corona discharges: Properties and technical applications, in *Low Temperature*

- Plasma Physics: Fundamental Aspects and Applications* (R. Hippler, S. Pfau, M. Schmidt, and K. H. Schoenbach, eds.), Wiley–VCH, Weinheim, Chapter 13, pp. 331–357.
- [19] Kostić, M., Radić, N., Obradović, B.M., Dimitrijević, S., Kuraica, M.M., Škundrić, P. 2009, *Plasma Processes and Polymers*, **6** (1), pp. 58-67.
- [20] K. Pochner, W. Neff, and R. Leber 1995, *Surf. Coat. Technol.* **74/75**, 394
- [21] Radić, N., Obradović, B.M., Kostić, M., Dojčinović, B., Kuraica, M.M., Černák, M. 2012, *Surface and Coatings Technology*, **206** (23), pp. 5006-5011
- [22] Wagner H-E, Brandenburg R, Kozlov K V, Sonnenfeld A, Michel P and Behnke J F 2003, *Vacuum* **71** 417–36
- [23] Šíra M, Trunec D, St'ahel P, Buršíková V and Navrátil Z 2008, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 015205
- [24] F. Massines, R. Messaoudi, and C. Mayoux 1998, *Plasmas and Polymers* **3**, 43
- [25] M. Laroussi 1996, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 1188
- [26] M. Laroussi, I. Alexeff, and W. L. Kang 2000, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 184
- [27] Dojčinović, B.P., Roglić, G.M., Obradović, B.M., Kuraica, M.M., Kostić, M.M., Nešić, J., Manojlović, D.D. 2011, *Journal of Hazardous Materials*, **192** (2), pp. 763-771
- [28] Prysiazhnyi, V., Kramar, A., Dojcinovic, B., Zekic, A., Obradovic, B.M., Kuraica, M.M., Kostic, M. 2013, *Cellulose*, **20** (1), pp. 315-325
- [29] Kramar, A., Prysiazhnyi, V., Dojčinović, B., Mihajlovski, K., Obradović, B.M., Kuraica, M.M., Kostić, M. 2013, *Surface and Coatings Technology*, **234**, pp. 92-99
- [30] Buss K 1932, *Arch. für Elektrotechnik* **26** 266–72
- [31] Z. Navratil, R. Brandenburg, D. Trunec, A. Brablec, P. St'ahel, H-E. Wagner and Y. Kopecky 2006, *Plasma Sources Science and Technology* **15**, 8-17
- [32] D.Braun, U.Küchler, G.Pietsch 1991, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **24** 564-572
- [33] D.Braun, V.Gibalov, G.Pietsch 1992, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 166.172
- [34] G.Steinle, D.Neundorf, W.Hiller, M.Pietralla 1999, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 1350-1356
- [35] B. Eliasson, W. Egli and U. Kogelschatz 1994, *Pure Appl. Chem.* **66**, 1275
- [36] R. Bartnikas 1968, *Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D)* Ser. 2.1 659-661

- [37] K. G. Donohoe 1976, PhD Thesis, California Institute of Tehnology, Pasadena, CA, USA
- [38] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki, *ISPC-8*, Tokio, Japan, 1987, III 1839-1844
- [39] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki 1998, *J. Phys.. D: Appl. Phys.* **21** 838-840
- [40] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki 1990, *J. Phys.. D: Appl. Phys.* **23** 1125-128
- [41] J.R.Roth, M.Laroussi, C.Liu 1992, *27th IEEE ICOPS*, Tampa, FL, USA, paper P21
- [42] J.R.Roth 1995, *Industrial Plasma Engineering, IOP Publ.*, Bristol and Philadelphia, PA, USA **I** 453-463
- [43] T.C.Montie, K.Kelly-Wintenberg, J.R.Roth 2000, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 41
- [44] P.P.Tsai, L.C.Wadsworth, J.R.Roth 1997, *Textile Res. J.* **67** 359.369
- [45] Massines F, Segur P, Gherardi N, Khamphan C and Ricard A 2003, *Surface and Coatings Technology*, **174-175** 8-14
- [46] Gherardi N and Massines F 2001, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29** N^o3 536 - 543
- [47] Zhang Y, Gu B, Peng X, Wang D, Wang W 2008, *Thin solid films* **516** 7547-7554
- [48] Mangolini L, Anderson C, Heberlein J and Kortshagen U 2004, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1021–1030
- [49] Wang Y, Wang D 2006, *Plasma Scence & Technol.* **8** N^o5 539 - 543
- [50] Golubovskii Y B, Maiorov V A and Behnke J 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3
- [51] Wang D, Wang Y and Liu C 2006, *Thin solid films* **506-507** 384-388
- [52] Massines F, Rabehi A, Décomps P, Ben Gadri R, Séguer P and Mayoux C 1998, *J. Appl. Phys.* **83** 2950–7
- [53] Martens T, Brok W J M, Dijk J and Bogaerts A 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 122002
- [54] Ivković S S, Obradović B M, and Kuraica M M 2012, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 275204
- [55] Ivković S S, Sretenovic G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M 2014, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**

- [56] Sublet A, Ding C, Dorier J-L, Hollenstein Ch, Fayet P and Coursimault F 2006, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 62
- [57] Massines F, Gherardi N, Naude N and Segur P 2005, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47** B577-B588
- [58] Li M, Li Ch, Zhan H, Xu J and Wang X, 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 031503
- [59] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2003, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **31** N^o6 1363 - 1378
- [60] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2005, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 539-546
- [61] Shin J and Raja L 2003, *J. Appl. Phys.* **94** 7408-7415
- [62] Chiper A S and Popa G 2013, *Journal of applied physics*, **113** 213302
- [63] Akishev Yu S, Dem'yanov A V, Karal'nik V B, Pan'kin M V, Trushkin N I 2001, *Plasma Phys. Rep.* **27** N^o2 164-171 (*Fizika Plazmy* 27 N^o2 176-183)
- [64] Luo H, Liang Z, Wang X, Guan Z and Wang L 2008, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 205205
- [65] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 221504
- [66] Chiper A S, Cazan R and Popa G 2008, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **36** N^o5 2824 - 30
- [67] Mangolini L, Orlov K, Kortshagen U, Heberlein J and Kogelschatz U 2002, *Appl. Phys. Lett.* **80** 1722 - 1724
- [68] Nersisyan G and Graham W G 2004, *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 582 - 587
- [69] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 231504
- [70] Liu S and Neiger M 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3144–3150
- [71] Pipa A V, Hoder T, Koskulics J, Schmidt M and Brandenburg R, 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 075111

Референце поглавља 3.

- [1] Gherardi N and Massines F 2000, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28** 189
- [2] Li M, Li Ch, Zhan H, Xu J and Wang X 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 031503
- [3] Gherardi N and Massines F 2001, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29** N⁰3 536 - 543
- [4] Golubovskii Y B, Maiorov V A and Behnke J 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 39
- [5] Mangolini L, Anderson C, Heberlein J and Kortshagen U 2004, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1021–1030
- [6] Zhang Y, Gu B, Peng X, Wang D, Wang W 2008, *Thin solid films* **516** 7547-7554
- [7] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2003, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **31** N⁰6 1363 - 1378
- [8] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2005, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 539-546
- [9] Shin J and Raja L 2003, *J. Appl. Phys.* **94** 7408-7415
- [10] Ivković S S, Obradović B M, and Kuraica M M 2012, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 275204
- [11] Massines F, Rabehi A, Décomps P, Ben Gadri R, Séguier P and Mayoux C 1998, *J. Appl. Phys.* **83** 2950–7
- [12] Sublet A, Ding C, Dorier J-L, Hollenstein Ch, Fayet P and Coursimault F 2006, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 62
- [13] Massines F, Segur P, Gherardi N, Khamphan C and Ricard A 2003, *Surface and Coatings Technology*, **174-175** 8-14
- [14] Massines F, Gherardi N, Naude N and Segur P 2005, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47** B577-B588
- [15] Ivković S S, Sretenovic G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M 2014, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 055204
- [16] Chipier A S and Popa G 2013, *Journal of applied physics*, **113** 213302
- [17] Akishev Yu S, Dem'yanov A V, Karal'nik V B, Pan'kin M V, Trushkin N I 2001, *Plasma Phys. Rep.* **27** N⁰2 164-171 (*Fizika Plazmy* 27 N⁰2 176-183)
- [18] Wang D, Wang Y and Liu C 2006, *Thin solid films* **506-507** 384-388
- [19] Luo H, Liang Z, Wang X, Guan Z and Wang L 2008, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 205205

- [20] Martens T, Brok W J M, Dijk J and Bogaerts A 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 122002
- [21] Mangolini L, *Experimental study of Atmospheric Pressure Glow Discharge controlled by Dielectric Barrier*, ME 8362 Advanced Plasma Technology
- [22] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 221504
- [23] Chipier A S, Cazan R and Popa G 2008, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **36** №5 2824 - 30
- [24] Mangolini L, Orlov K, Kortshagen U, Heberlein J and Kogelschatz U 2002, *Appl. Phys. Lett.* **80** 1722 - 1724
- [25] Nersisyan G and Graham W G 2004, *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 582 - 587
- [26] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 231504
- [27] Liu S and Neiger M 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3144–3150
- [28] Pipa A V, Hoder T, Koskulics J, Schmidt M and Brandenburg R 2012, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 075111
- [29] Z. Navratil, R. Brandenburg, D. Trunec, A. Brablec, P. St'ahel, H-E. Wagner and Y. Kopecky 2006, *Plasma Sources Science and Technology* 15, 8-17
- [30] Y. P. Raizer 1991, *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin
- [31] N. Cvetanović, B.M. Obradović and M.M. Kuraica 2011, *J. Appl.Phys.*, 109 013311
- [32] N. Cvetanović, B.M. Obradović and M.M. Kuraica 2011, *J. Appl.Phys.*, 110 073306
- [33] Н. Н. Цветановић 2012, *Настанак и транспорт брзих атома водоника у тињавим пражњењима*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд
- [34] E. U. Condon, and G.H. Shortley 1959, *The Theory of Atomic Spectra*, (Cambridge University Press)
- [35] T. Wujec, H. W. Janus and W. Jelenski 2003, *J. Phys. D* **36**, 868
- [36] Obradović B M, Ivković S S and Kuraica M M 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 191501
- [37] Ivković S S, Obradović B M, Cvetanović N, Kuraica M M and Purić J 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 25206
- [38] Kuraica M M and Konjević N 1997, *Appl. Phys. Lett.* **70** 1521–3
- [39] Kuraica M M, Konjević N and Videnović I R 1997, *Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc.* **52** 745–53

- [40] Konjević N, Videnović I R and Kuraica M M 1997, *J. Phys. IV JP* **7** 247–58
- [41] Кураица М М 1998, *Развој нових спектроскопских метода за дијагностику тињавог пражњења*, Докторска дисертација, Физички факултет, Београд
- [42] Foster J S 1927, *Proc. R. Soc. London. Ser. A* **117** 137–63
- [43] Cvetanović N, Martinović M M, Obradović B M and Kuraica M M 2015, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **48** 205201
- [44] Wang Y, Wang D 2006, *Plasma Scie. & Tehnology* **8** N^o5 539 – 543
- [45] Kogelschatz U 2003, *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** 1–46

Референце поглавља 4.

- [1] Massines F, Rabehi A, Décomps P, Ben Gadri R, Ségur P, Mayoux C 1998, *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [2] Golubovskii Yu B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 39
- [3] Navrátil Z, Brandenburg R, Trunec D, Brablec A, St'ahel P, Wagner H-E and Kopecký Z 2006, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 8
- [4] Kuraica M M and Konjević N 1997, *Appl. Phys. Lett.* **70** 1521
- [5] Obradović B M, Ivković S S and Kuraica M M 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 191501
- [6] Ivković S S, Obradović B M, Cvetanović N, Kuraica M M and Purić J 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 225206
- [7] Kuraica M M, Konjević N and Videnović I R 1997, *Spectrochim. Acta B* **52** 745
- [8] Trunec D, Brablec A and Buchta J 2001, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1697
- [9] Gherardi N, Gouda G, Gat E, Ricard A and Massines F 2000, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 340
- [10] Liu S and Neiger M 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3144
- [11] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2003, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **31** 1363
- [12] Zhang Y, Gu B, Peng X, Wang D, Wang W 2008, *Thin Solid Films* **516** 7547
- [13] Petrović D, Martens T, Van Dijk J, Brok W J M and Bogaerts A 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 205206
- [14] Shin J and Raja L L 2003, *J. Appl. Phys.* **94** 7408
- [15] Akishev Yu S, Dem'yanov A V, Karal'nik V B, Pan'kin M V and Trushkin N I 2001, *Plasma Phys. Rep.* **27** 164
- [16] Motret O, Poversle J M, and Stevefelt J 1985, *J. Chem. Phys.* **83** 1095
- [17] Skoblo Yu É and Ivanov V A 2000, *Opt. Spectrosc.* **88** 151–7
- [18] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 221504
- [19] Martens T, Brok W J M, van Dijk J and Bogaerts A 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 122002

- [20] Mangolini L, Anderson C, Heberlein J and Kortshagen U 2004, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1021–30
- [21] Makabe T and Petrović Z Lj 2006, *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication* (New York: Taylor and Francis/CRC Press)
- [22] Wang D, Wang Y and Liu C 2006, *Thin Solid Films* **506–507** 384

Референце поглавља 5.

- [1] Obradović B M, Ivković S S and Kuraica M M 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 191501
- [2] Ivković S S, Obradović B M, Cvetanović N, Kuraica M M and Purić J 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 25206
- [3] Ivković S S, Obradović B M and Kuraica M M 2012, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 275204
- [4] Kuraica M M and Konjević N 1997, *Appl. Phys. Lett.* **70** 1521
- [5] Creighton Y L M 1994, Pulsed positive corona discharges *PhD Thesis* Eindhoven University of Technology
- [6] Matveev A A and Silakov V P 1998, *Physics and Technology of Electric Power Transmission* (Moscow: MPEI) pp 201–18 (in Russian)
- [7] Dyakov A F, Bobrov Yu K, Bobrova L N and Yourguelenas Yu V 1998, *Physics and Technology of Electric Power Transmission* (Moscow: MPEI) pp 219–33 (in Russian)
- [8] Kozlov K V, Wagner H-E, Brandenburg R and Michel P J. 2001, *Phys. D: Appl. Phys.* **34** 3164–76
- [9] Paris P, Aints M, Laan M and Valk F 2004, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1179–84
- [10] Paris P, Aints M, Valk F, Plank T, Haljaste A, Kozlov K V and Wagner H-E J. *Phys. D: Appl. Phys.* **38** 3894
- [11] Kajita S, Ohno N, Takamura S and Nakano T 2006, *Phys. Plasmas* **13** 013301
- [12] Podder N K, Johnson K A, Raynor C T, Loch S D, Balance C P and Pindzola M S 2004, *Phys. Plasmas* **11** 5436
- [13] Ahn J-W, Craig D, Fiksel G, Den Hartog D J, Anderson J K and O'Mullane M G 2007, *Phys. Plasmas* **14** 083301
- [14] Pipa A V, Hoder T, Koskulics J, Schmidt M and Brandenburg R 2012, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 075111
- [15] Konjevic N 1999, *Phys. Rep.* **316** 339
- [16] Ivković S S, Sretenovic G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M, 2014, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 055204

- [17] Navrátil Z, Brandenburg R, Trunec D, Brablec A, St'ahel P, Wagner H-E and Kopecký Z 2006, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 8–17
- [18] Nersisyan G and Graham W G 2004, *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 582
- [19] Urabe K, Sakai O and Tachibana K 2011, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 115203
- [20] Djurović S and Konjević N 2009, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 035011
- [21] Massines F, Gherardi N, Naudé N and Ségur P 2005, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** B577–B588
- [22] Martens T, Brok W J M, van Dijk J, Bogaerts A 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 122002
- [23] Alves L L, Gousset G and Ferreira C M 1992, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 1713
- [24] Dubreuil B and Catherinot A 1980, *Phys. Rev. A* **21** 188
- [25] Wiese W L and Fuhr J R 2009, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **38** 565
- [26] Hagelar G J M and Pitchford L C 2005, *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr
- [27] Biagi-v8.9 database (Extracted from the Fortran code Magboltz, version 8.9),
www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr
- [28] Ralchenko Yu V, Janev R K, Kato T, Fursa D V, Bray I and de Heer F J 2000, Cross section database for collision processes of helium atom with charged particles: I. Electron impact processes *NIFS-Data-59* (Nagoya, Japan: NIFS)
- [29] Tachibana K, Kishimoto Y and Sakai O 2005, *J. Appl. Phys.* **97** 123301
- [30] Belmonte T, Cardoso R P, Henrion G and Kosior F 2007, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 7343
- [31] Wang D, Wang Y, Liu C 2006, *Thin Solid Films* **506–507**, 384.

Референце поглавља 6

- [1] Massines F, Rabehi A, Décomps P, Ben Gadri R, Séguer P and Mayoux C 1998, *J. Appl. Phys.* **83** 2950–7
- [2] U. Kogelschatz and J. Salge 2001, High pressure plasmas. Dielectric-barrier and corona discharges: Properties and technical applications, in *Low Temperature Plasma Physics: Fundamental Aspects and Applications* (R. Hippler, S. Pfau, M. Schmidt, and K. H. Schoenbach, eds.), Wiley–VCH, Weinheim, Chapter 13, pp. 331–357.
- [3] U. Kogelschatz 2003, *Plasma Chem. Plasma Process.* 23 1
- [4] F. Massines and G. Gouda 1998, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 3411
- [5] F. Massines, R. Messaoudi, and C. Mayoux 1998, *Plasmas and Polymers* **3**, 43
- [6] X. J. Dai and L. Kviz, *Study of atmospheric and low pressure plasma modification on the surface properties of synthetic and natural fibres*, Textile Institute 81st World Conf., Melbourne, Australia, April 2001 (www.tft.csiro.au)
- [7] Massines F, Segur P, Gherardi N, Khamphan C and Ricard A 2003, *Surface and Coatings Technology*, **174-175** 8-14
- [8] Gherardi N and Massines F 2001, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29** N^o3 536 - 543
- [9] Golubovskii Yu B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2003, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 39
- [10] Massines F, Gherardi N, Naude N and Segur P 2005, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47** B577-B588
- [11] Mangolini L, Anderson C, Heberlein J and Kortshagen U 2004, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1021–1030
- [12] Navrátil Z, Brandenburg R, Trunec D, Brablec A, St’ahel P, Wagner H-E and Kopecký Z 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 8
- [13] Luo H, Liang Z, Lv B, Wang X, Guan Z and Wang L 2007, *Appl. Phys. Lett.* **91** 231504
- [14] Luo H, Liang Z, Wang X, Guan Z and Wang L 2008, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 205205

- [15] Martens T, Brok W J M, Dijk J and Bogaerts A 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 122002
- [16] Wang Y, Wang D 2006, *Plasma Scie. & Tehnology* **8** N^o5 539 – 543
- [17] Ivković S S, Obradović B M, and Kuraica M M 2012, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 275204
- [18] Chiper A S and Popa G 2013, *Journal of applied physics*, **113** 213302
- [19] Akishev Yu S, Dem'yanov A V, Karal'nik V B, Pan'kin M V, Trushkin N I 2001, *Plasma Phys. Rep.* **27** N^o2 164-171 (*Fizika Plazmy* 27 N^o2 176-183)
- [20] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2003, *IEEE Trans. Plasma Scie.* **31** N^o6 1363 – 1378
- [21] Sublet A, Ding C, Dorier J-L, Hollenstein Ch, Fayet P and Coursimault F 2006, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 62
- [22] Radu I, Bartnikas R and Wertheimer M R. 2005, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 539-546
- [23] Mangolini L, Orlov K, Kortshagen U, Heberlein J and Kogelschatz U 2002, *Appl. Phys. Lett.* **80** 1722 – 1724
- [24] Wang D, Wang Y and Liu C 2006, *Thin solid films* **506-507** 384-388
- [25] Zhang Y, Gu B, Peng X, Wang D, Wang W 2008, *Thin solid films* **516** 7547-7554
- [26] Li M, Li Ch, Zhan H, Xu J and Wang X 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 031503
- [27] Xu X, Ou Q, Zhong Sh 2006, *Plasma Scie. & Tehnology* **8** N^o3 303 – 306
- [28] Ivković S S, Sretenovic G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M 2014, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 055204
- [29] Obradović B M, Ivković S S and Kuraica M M 2008, *Appl. Phys. Lett.* **92** 191501
- [30] Ivković S S, Obradović B M, Cvetanović N, Kuraica M M and Purić J 2009, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 25206
- [31] Ivković S S, Obradović B M and Kuraica M M 2012, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 275204
- [32] Pipa A V, Hoder T, Koskulics J, Schmidt M and Brandenburg R 2012, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 075111
- [33] Y. P. Raizer 1991, *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin
- [34] Kuraica M M and Konjević N 1997, *Appl. Phys. Lett.* **70** 1521
- [35] Kuraica M M, Konjević N and Videnović I R 1997, *Spectrochim. Acta B* **52** 745

Референце поглавља 7

- [1] Benesch W and Li E 1984, *Opt. Lett.* **9** 338
- [2] Barbeau C and Jolly J 1990, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 1168
- [3] Kuraica M and Konjević N 1992, *Phys. Rev. A* **46** 4429
- [4] Petrović Z Lj, Jelenković B M and Phelps A V 1992, *Phys. Rev Lett.* **68** 325
- [5] Cappelli A L, Gottscho R A and Miller T A 1985, *Plasma Chem. Plasma Process.* **5** 317
- [6] Radovanov S B, Dzierzega K, Roberts J R and Olthoff J K 1995, *Appl. Phys. Lett.* **66** 2637
- [7] Gemišić Adamov M R, Obradović B M, Kuraica M M and Konjević N 2003, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 444
- [8] Cvetanović N, Kuraica M M and Konjević N 2005, *J. Appl. Phys.* **97** 033302
- [9] Shrier O, Khachan J, Bosi S, Fitzgerald M and Evans N 2006, *Phys. Plasmas* **13** 012703
- [10] Cvetanović N, Obradović B M and Kuraica M M 2011, *J. Appl. Phys.* **109** 13311
- [11] Cvetanović N, Obradović B M and Kuraica M M 2011, *J. Appl. Phys.* **110** 073306
- [12] Phelps A V 2011, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 043001
- [13] Baravian G, Chouan Y, Ricard A and Sultan G 1987, *J. Appl. Phys.* **61** 5249
- [14] Freund R S, Schiavone J A and Brader D F 1976, *J. Chem. Phys.* **64** 1122
- [15] Tawara H, Itikawa Y, Nishimura H and Yoshino M 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19** 617
- [16] Obradović B M, Dojčinović I P, Kuraica M M and Purić J 2006, *Appl. Phys. Lett.* **88** 141502
- [17] Phelps A V 2009, *Phys. Rev. E* **79** 066401
- [18] Lavrov B P and Mel'nikov A S 1995, *Opt. Spectrosc.* **79** 842
- [19] Šišović N M, Majstorović G Lj and Konjević N 2005, *Eur. Phys. J. D* **32** 347
- [20] Massines F, Gherardi N, Naud'е N and S'егur P 2005, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** B577
- [21] Boeuf J P and Pitchford L C 1991, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 286
- [22] Favre M, Chuaqui H, Wyndham E and Choi P 1992, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 53

- [23] Mittag K, Choi P and Kaufman Y 1990, *Nucl. Instrum. Methods A* **292** 465
- [24] Francis G 1956, The glow discharge at low pressure *Handbuch der Physik* vol 22, ed S Flugge (Berlin: Springer) pp 53–208

Биографија аутора

Саша Ивковић је рођен 29.11.1967. године у Врању. Основну школу и гимназију завршио је у Врању. На Физичком факултету Универзитета у Београду, смер Општа физика, дипломирао је 1994. године и стекао звање Дипломирани физичар опште физике. Последипломске студије завршио је 2007. године, са просечном оценом 10 и одбраном магистарске тезе "Електричне и оптичке особине диелектричног баријерног пражњења у хелијуму". Школске 1994/95 године био је хонорарно ангажован на Стоматолошком факултету Универзитета у Београду за руковођење студентским вежбама из предмета Физика. Од 1996 до 1998 године, као стипендиста тржишта рада, ангажован је на Физичком факултету Универзитета у Београду за извођење студентских вежби из предмета Наставна средства физике и Методика наставе физике са школском праксом. Од 1998 године ради на Физичком факултету Универзитета у Београду као стручни сарадник у настави. Од маја 2009. год. запослен је Физичком факултету као асистент за предмете Наставна средства физике I, Наставна средства физике II, Методика наставе физике, Школска пракса I, Школска пракса II.

У оквиру научно – истраживачког рада мр Саша Ивковић се бавио спектроскопском и електричном дијагностиком електричних гасних пражњења. Ужа област истраживања је испитивање карактеристика диелектричних баријерних пражњења, пре свега оних успостављених у хомогеном режиму рада, са посебним нагласком на спектроскопско мерење јачине електричног поља у прикатодној области.

У току досадашњег рада, мр Саша Ивковић учествовао је у реализацији научних пројеката: Основна истраживања (ОИ 171034) – “Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за припреме”; Технолошки (TR 33022) – “Интегрисани системи за уклањање штетних састојака дима и развој технологија за реализацију термоелектрана и енергана без аеро загађења”. Учествовао је и на два пројекта билатералне сарадње са Белорусијом (2011 - 2013) и (2014 – 2015) и био члан организационог одбора 2 међународне конференције.

До сада је био коаутор пет радова у врхунским међународним часописима категорије M21 и једног у истакнутом међународном часопису (M22), који су цитирани 30 пута, без аутоцитата и цитата коаутора. Коаутор је 16 саопштења на међународним конференцијама.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани Саша Ивковић

број индекса 8006/2009

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Спектроскопска мерења просторно – временских расподела електричног поља у
баријерним 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/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 18. 12. 2015. год.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Саша Ивковић

Број уписа 8006/2009

Студијски програм Настава физике

Наслов рада Спектроскопска мерења просторно – временског развоја
електричног поља у баријерним пражњењима

Ментор Проф. др Братислав Обрадовић

Потписани Саша Ивковић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла 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, 18. 12. 2015. год.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

Спектроскопска мерења просторно – временских расподела електричног поља у баријерним пражњењима

која је моје ауторско дело.

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

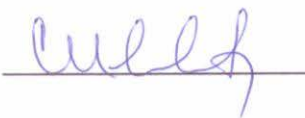
Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

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).

Потпис докторанда

У Београду, 18. 12. 2015. год.



1. Ауторство - Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.